Untersuchung von Pulsformen eines Übergangsstrahlungsdetektors

Die Diplomarbeit wurde von Andreas Reischl ausgeführt am Physikalschen Institut unter der Betreuung von Herrn Prof. Dr. Norbert Herrmann

Fakultät für Physik und Astronomie Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Diplomarbeit im Studiengang Physik

vorgelegt von Andreas Johannes Reischl aus Pforzheim

2000

Physikalisches Institut der Universität Heidelberg

Diplomarbeit

Untersuchung von Pulsformen eines Übergangsstrahlungsdetektors

Andreas Reischl

6. September 2000

Das Thema der vorliegenden Arbeit war die Analyse von Pulsformen eines TRD zur Bestimmung der Auflösung der Kammer. Zwischen April '99 und März 2000 wurden zwei Prototypen des TRD für ALICE gebaut und getestet. Desweiteren musste ein Datenaufnahmesystem aufgebaut und Software sowohl für die Ansteuerung von Hardware als auch für die Analyse der Daten erstellt werden. Es sind Messungen während zweier Strahlzeiten, im Juni '99 und im Februar 2000, durchgeführt worden, sowie Tests mit kosmischer Strahlung bzw. einer ⁵⁵Fe Quelle. Für die Analyse der Daten wurden FORTRAN-Routinen geschrieben, sowie ein für FOPI eingesetztes PAW modifiziert. Bei den Tests sind verschiedene Gasarten und Detektorparameter, wie Anoden- und Driftspannung variiert worden, um das bestmögliche Verhalten des Detektors zu erhalten. Außerdem wurde die Vorverstärkerelektronik getestet und Versuche unternommen, sie zu verbessern. Nach Abschluss der ersten Testreihe wurde die Geometrie des Detektors selbst verändert. Diese Kammer ist zuerst mit der Eisenquelle und dann mit kosmischer Strahlung getestet worden. Eine neue Elektronik kam im Frühjahr 2000 zum Einsatz, eine weitere Test-Strahlzeit wurde im Februar durchgeführt. Schließlich wurden Rechnungen und Simulationen ausgeführt, die das Verhalten der Kammer von der theoretischen Seite bestätigen sollten.

Analysis of pulse shapes of a Transition Radiation Detector:

During the period of this work the first two prototypes of the readout chamber for the TRD, that operates as a Time Expansion Chamber(TEC), have been built, the data acquisition has been set up and the software needed to read out the chambers has been written. The TEC was used for test measurements in two beam-times at the GSI pion-beam test facility in June '99 and February 2000 and in several other tests with cosmic rays and a ⁵⁵Fe source. The analysis routines for the data have been written in a special PAW environment originally designed for the FOPI experiment. The main attention is focused on the analysis of signal shapes from the TEC and the tracking resolution. Various gas-types and detector parameters like anode and drift voltages have been varied in order to find out how the necessary performance can be reached. Also the analog preamplifier has been investigated and tuned. After half a year of test a new prototype with different geometrical dimensions has been built. This new chamber was brought into operation and the first test with the iron source and cosmics have been carried out and showed that it works properly and can go through other test-beam runs at the GSI. Finally, some simulations and calculations haven been carried out to assess the behaviour also from the theoretical side.

Inhaltsverzeichnis

1.	Einf	ührung	1								
2.	Detektor und die Signalentstehung	5									
	2.1.	Der Prototyp	6								
	2.2.	Signalentstehung in Gasdetektoren	8								
		2.2.1. Ionisation \ldots	9								
		2.2.2. Drift	10								
		2.2.3. Verstärkung	12								
		2.2.4. Induktionsstrom	14								
3.	Date	Datenauslese									
	3.1.	Analogteil: Vorverstärker	17								
		3.1.1. Signal- zu Rauschverhältnis	19								
		3.1.2. Unterschwinger und Tail	22								
		3.1.3. Verstärkung der Elektronik	25								
	3.2.	Analog-Digital-Schnittstelle	27								
		3.2.1. FADC-Crate	27								
		3.2.2. CAMAC-Crate	29								
	3.3.	Digitalteil: VME und CAMAC	29								
		3.3.1. VME	29								
	3.4.	DAQ-Software: MBS	30								
4.	Stra	hlzeit. Messungen und Analyse	33								
	4.1.	Testaufbau	33								
		4.1.1. Gassystem	35								
	4.2.	Messungen	35								
		4.2.1. Test mit 55 Fe Quelle	37								
		4.2.2. Strahldaten	12								
		4.2.3. Kosmische Strahlung	18								
	4.3.	Offene Fragen	19								

5.	Zweiter Prototyp, weitere Tests und Rechnungen												
	5.1. Weitere Tests												
		5.1.1.	Test mit 55 Fe Quelle		52								
		5.1.2.	Kosmische Strahlung		59								
	5.2.	Simula	ation		63								
		5.2.1.	Prinzipielle Trends		70								
		5.2.2.	Einzelne Events		74								
6.	Zusa	mmen	fassung und Ausblick		75								
Α.	Anha	ang			77								
	A.1.	55 Fe Q	Quelle		77								
	A.2.	Kosmi	ische Strahlung		77								
	A.3.	Gaseig	genschaften		78								
	A.4.	GARF	FIELD		78								

1. Einführung

Der in der vorliegenden Arbeit beschriebene Detektor dient als Vorstudie für einen Übergangsstrahlungsdetektor (TRD¹) für das geplante ALICE² Experiment am CERN³. Deshalb sollen hier kurz die wesentlichen physikalischen Fragestellungen für den TRD in ALICE erwähnt werden.

Das ALICE Experiment soll die Physik von Kern-Kern Kollisionen bei Energien im Schwerpunktsystem von etwa 5.5 ATeV im Rahmen des LHC⁴ Projekts am CERN untersuchen. Das Ziel des Experiments ist es, stark wechselwirkende Materie bei höchsten Energiedichten zu beobachten. Hier wird erwartet, dass sich ein neuer Zustand von Kernmaterie bildet, das sogenannte Quark-Gluonen-Plasma (QGP). Die Eigenschaften solcher Materie sind ein möglicher Zugang zur Untersuchung der nicht perturbativen QCD⁵ und sind damit für das Verständnis von Confinement und chiraler Symmetriebrechung von Bedeutung.

Bei der Untersuchung von e^+e^- -Paaren und ihrem invarianten Massenspektrum von $0.5 \leq m_{ee} \leq 10 \text{ GeV}$ erhält man Informationen über die Temperaturen während der heißen, dichten Phase der Reaktion sowie über die Anzahl der Freiheitsgrade des Systems. Hiermit wird ein direkter experimenteller Zugang zur Zustandsgleichung des Feuerballs. Allerdings ist die Messung des Dileptonenkontinuums bis zur Drell-Yan-Häufigkeit die anspruchsvollste Observable, die nur nach dem Verständnis der anderen Bestandteile des Spektrums, die auch schon interessante Informationen tragen, gelingt. Als weitere Observable, die Zugang zu Plasmaparameter erlauben, sind zu nennen: Spektroskopie von schweren und leichten Vektor Mesonen, Messung von Open Charm und Open Beauty Wirkungsquerschnitten, die Produktionswahrscheinlichkeiten von J/Ψ und Υ als Funktion des Transversalimpulses, sowie die Identifikation von J/Ψ aus B Zerfällen [8].

Da das Signal der Resonanzen gegenüber dem Untergrund nicht stark ausgeprägt ist, muss sichergestellt werden, dass die Identität der Teilchen mit einer hohen Genauigkeit ermittelt wird, damit der kombinatorische Untergrund so gering wie möglich ge-

¹Transition Radiation Detector

²A Large Ion Collider Experiment

³Conseil Européen pour la Recherche Nuclèaire

⁴Large Hadron Collider

 $^{^{5}{\}rm Quantenchromodynamik}$

halten wird. Hierfür muss man insbesondere Pionen von Elektronen sehr genau trennen. Da diese Teilchen Impulse von einigen GeV/c haben, kann man sie nicht anhand ihrer Bahnkrümmung im Magnetfeld und ihrem spezifischen Energieverlust, wie sie durch die Spuren in der TPC erfaßt werden, erkennen. Für diesen Zweck wurde der TRD als Teilchenidentifikationsdetektor vorgeschlagen.

Die Anforderungen, die an den TRD gestellt werden, sind beträchtlich. Er soll bei einer Elektroneneffizienz von 90 % einen Pionenunterdrückungsfaktor von 1/100 über die gesamte Detektorakzeptanz haben. Zusätzlich soll er als Trigger eingesetzt werden. Dies wird möglich, da der TRD als sehr schneller Tracker konzipiert ist, der innerhalb von ein wenigen Mikrosekunden entscheiden kann, ob Teilchen mit einer nur leicht gekrümmten Spur im Ereignis vorkamen. Hat er eine solch gute Spurauflösung, kann er als effizienter Trigger für Elektronen mit hohem transversalen Impuls eingesetzt werden. Mit diesem Trigger kann man das Gatinggrid der TPC nur für solche Events öffnen, die von Interesse sind. Dies ermöglicht die Untersuchung von $J/\Psi, \Psi'$ und Υ s, die im ungetriggerten Fall wegen der geringen Eventraten, die mit der TPC aufgenommen werden können, unmöglich wäre.

Auf dem Bild 1.1 ist der gesamten Experimentaufbau des ALICE Experiments in und vor dem L3 Magneten(1. rot) zu sehen. Direkt am Strahlrohr, um den Wechselwirkungspunkt herum, ist das InnerTrackingSystem (10. ITS). Dies ist ein hochauflösender Spurdetektor aus Silizium-, Pixel-, Drift und Strip-Detektoren. Das Ganze wird von einer Time Projection Champer (8. TPC) umschlossen. Die TPC ist eine gasgefüllte Spurkammer, die die Ionisation der sie durchdringenden Teilchen nachweist. Daran anschließend der Transition Radiation Detector (3. TRD grün) zur Teilchenidentifikation und als First Level Trigger. In einem begrenzten Raumwinkel gibt es zudem einen RICH⁶ Detektor für die Identifikation von Teilchen mit hohem Transversalimpuls(2.HIMPD⁷ blau), und ein Photonen-Spektrometer(9. PHOS). Myonenpaare werden in einem anderen Rapiditätsbereich unabhängig in einem separaten Spektrometer nachgewiesen. Für die magnetische Ablenkung dient ein Dipolmagnet(4.).

In der vorliegenden Arbeit werden Eigenschaften an einem Prototyp untersucht, die für das Design des Übergangsstrahlungsdetektors(TRD) von Bedeutung sind. Die Übergangsstrahlung wurde bereits 1946 von Ginzburg und Frank [1, GF46] vorhergesagt, man hat jedoch erst viel später den experimentellen Nachweis führen können und erst in den siebziger Jahren erkannt, dass man den harten Teil der Röntgenstrahlung zur Teilchenidentifikation benutzen kann. Seinen Siegeszug hat der TRD als Teilchenidentifikationsdetektor in Experimenten wie UA2 [24],Zeus [25] und D0 [26] begonnen, um in den neunziger Jahren seine bisher beste Performance in den Experimenten NOMAD [27] und HERMES [28] zu zeigen. Beim letzteren wird bei einer Elektroneneffizienz von 90% eine Pionenunterdrückung von 1/1400 erreicht. Das Prinzip wird des weiteren als TRT

⁶Ring Imagin Cherenkov

⁷High Momentum Particle Identifikation



Abbildung 1.1.: Der Detektor von ALICE im L3 Magneten. Bei dem hier als: 3.TOF bezeichneten Detektor handelt es sich um den TRD.

in ATLAS [29] und eben bei ALICE eingesetzt werden.

Der TRD war zunächst nicht Bestandteil des ALICE Proposal. Die physikalischen Fragestellungen, die sich mit dem Nachweis von Elektronenpaaren zusätzlich untersuchen lassen, führten zu einen Addendum zu dem ursprünglichen Proposal [8]. Damit steht die Entwicklung des TRD für ALICE noch ganz am Anfang. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die ersten beiden Prototypen der Auslesekammer mitentwickelt. Außerdem wurde eine Test-Datenauslese erstellt, womit die Prototypen erfolgreich getestet werden konnten.

Im weiteren teilt sich die Arbeit in folgende Abschnitte: Beschreibung des Prototypdetektors und seiner Physik; Darstellung der DAQ; Besprechung der Analyseergebnisse aus den Tests mit einem Vergleich zu Rechnungen; sowie eine Zusammenfassung mit einem Ausblick.

2. Der Detektor und die Signalentstehung

In diesem Kapitel wird die Funktionsweise von Proportionalkammern und die Signalentstehung erläutert, außerdem werden die beiden Prototypen beschrieben.

Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD¹) besteht aus zwei Teilen: Dem Radiator und einer Driftkammer. Die Driftkammer umfaßt zwei funktionell verschiedene Bereiche: die Driftregion in der primäre Ionisation stattfindet durch Teilchen aus einer Schwerionen Reaktion, und ein Proportionalzähler, der die primären Ladungs-Cluster verstärkt. Außerdem soll die Kammer die Übergangsstrahlungsphotonen nachweisen.

Zusammen ergibt dies einen Detektor, der es ermöglicht sowohl die Teilchen zu identifizieren als auch die Teilchenspur zu rekonstruieren. Im gesamten Detektorvolumen wird das Füllgas durch die einfallenden Teilchen ionisiert. Das Ionisationsvermögen gibt einen ersten Hinweis auf die Art des Teilchens. Die im Ionisierungsprozess erzeugten Elektronen driften aufgrund des angelegten elektrischen Driftfeldes in den Verstärkungsbereich. Dieser Teil wirkt wie eine Vieldrahtproportionalkammer, die das Signal proportional zu der primären Ionisation verstärkt und es ermöglichen soll, den Ort des Teilchens möglichst genau zu bestimmen. Die Spurrekonstruktion mit der erforderlichen hohen Auflösung wird durch segmentierte Kathodenstrukturen, sogenannte Chevronstrukturen², erreicht. Die im Proportionalzähler erzeugte Ladungslawine verursacht auf den Pads einen Ladungszufluß, abhängig von der Position der Ladung über dem jeweiligen Pads. Hiermit ergibt sich durch Mittelung der Ladungsinformation die Ortskoordinate des Events projiziert in die Padebene. Die Auslese nimmt als Funktion der Driftzeit die Ladungswerte auf, wodurch sich einen zeitliche Information ergibt. Diese kann nachträglich in eine dritte Raumkoordinate umgerechnet werden, so daß eine Rekonstruktion der Teilchenspur in allen Raumrichtungen durchgeführt werden kann.

Die Identifikation des Teilchens erfolgt über den zusätzlichen Energieeintrag der Übergangsstrahlung. Die Energie der Übergangsstrahlung ist abhängig von dem $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ der Teilchen und kommt erst ab einem γ von 1000 in den Bereich der

¹Transition Radiation Detector

 $^{^{2}}$ sparrenförmig



Abbildung 2.1.: Die Bilder zeigen den Detektor samt Aufbau während der Strahlzeit im Februar 2000. Das linke Bild ist in Strahlrichtung aufgenommen, das rechte zeigt den Aufbau von der Seite. In dem linken Bild ist der Cherenkovdetektor im KAOS-Magneten zuerkennen. Strahlabwärts folgen die XY-Kammern und dahinter golden die TEC. In der TEC auf dem rechten Bild sieht man zwei an der Rückseite angebrachte Vorverstärkerkarten.

Röntgenstrahlung. Dieser addiert sich zum mittleren Energieverlust pro Wegstrecke des Teilchens. Es handelt sich um Röntgenquanten mit einer Energie von einem bis 30keV, die in einem Radiator vor der Kammer erzeugt werden. Mit dieser nur bei Elektronen zusätzlich erzeugten Energiedeposition, verschiebt sich das Spektrum zu höheren Energien. Damit eröffnet sich eine Möglichkeit, Elektronen von Pionen zu unterscheiden.

Die Simulation und Konzeption des Detektors fand an der GSI^3 bei Darmstadt statt und ist beschrieben in [12].

2.1. Der Prototyp

Bei unserem Prototypen handelt es sich um eine Driftkammer, bei der die Ionisationsereignisse entlang einer Spur zeitlich getrennt werden, und deshalb Time Expansion Chamber (TEC) genannt wird. Eine Skizze des in der Strahlzeit verwendeten Prototypen ist in Bild 2.2 zu sehen. Der Detektor misst 56 cm mal 61 cm und ist ungefähr 5 cm tief. Der Strahl wies nur eine geringe Ausdehnung auf. Deshalb lasen wir, wie in der Skizze angedeutet, nur zwei Reihen mit je acht Pads aus, um die Datenmenge zu reduzieren. Daneben sind zwei unterschiedlich große Kathodenstrukturen dargestellt, links für die alte, rechts für die zweite TEC. Mit diesen 'displaced single chevron pads'⁴ wird eine hohe Positionsauflösung in der Richtung der Drähte erreicht. Die Anodendrähte, dargestellt

 $^{^{3}}$ Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

⁴Versetzte Chevronflächen



Abbildung 2.2.: Der erste Prototyp des TRD in Aufsicht. Die Kathodenrückwand wird durch einen Aluminiumrahmen gehalten. Die Striche sollen die Segmentierung der Rückwand in Reihen zu acht Pads andeuten. Daneben die Chevronstruktur vergrößert für den ersten Typ links und den zweiten rechts. Diese symmetrisch- sparrenförmige Struktur soll die Ladungsteilung optimieren. Deshalb verlaufen die Anodendrähte immer im selben Abstand über die abfallende Flanke der Zacken.

durch die vertikal durchgehenden Linien in 2.2 auf der rechten Seite, laufen immer über die Flanke eines Zackens; dies erhält die Symmetrie des Aufbaus. Deshalb läßt sich mit dieser Struktur ein symmetrische Verteilung der Ladung auf die nebeneinanderliegenden Pads erreichen, siehe hierfür auch [8]. Die dunkel schraffierte Fläche stellt die Größe eines Pads dar. Die Region, die zu einem Draht gehört, ist zusätzlich durch Linien getrennt.

Eine Seitenansicht der TEC ist in Abbildung 2.3 gezeigt. Die gesamte Konstruktion ist von einem Aluminiumrahmen getragen. Das Eintrittsfenster ist eine aluminisierte Mylarfolie, die zugleich als Kathode dient. Daran schließt sich das aktive Gasvolumen an, die Driftregion. Sie ist drei Zentimeter tief. Die Driftregion ist von der Anodenregion durch eine Ebene von Kathodendrähten getrennt. Diese verlaufen parallel zu den Anodendrähten und haben einen Durchmesser von 50μ m. Damit will man ein möglichst homogenes Feld in der Driftregion erreichen, da man nur über die Driftzeit die Ortsinformation senkrecht zur Padebene erhält. Danach kommt die Verstärkungsregion, in der mittig die Anodendrähte plaziert sind. Der Abstand zwischen Kathodengitter und Anode, sowie zwischen Anode und Kathodenebene beträgt jeweils 3 mm. Die Anodendrähte liegen auf einem hohen positiven Potential und sind für die Verstärkung der herandriftenden Elektronen verantwortlich. Das Signal wird entweder direkt an den Anodendrähten abgegriffen oder, wie im Falle des TRD, von einer strukturierten Kathodenelektrode. Der ganze Detektor hat also eine totale Tiefe von 36 mm. Die Prototypen wurden mit unterschiedlichen Drahtabständen und unterschiedlich großen Kathodenstrukturen gebaut.



Abbildung 2.3.: Seitenansicht der TEC. Die Drähte sind an einem Rahmen befestigt, dieser wurde auf die Rückwand geklebt. Die Rückwand und das auf einen Rahmen gespannte Eingangsfenster werden durch einen Aluminiumrahmen stabilisiert und so zusammengehalten. Somit ist der Detektor in Richtung der ihn durchdringenden Teilchen folgendermaßen aufgebaut: Zuerst die Eingangsfolie die das Gasvolumen einschließt, darauf folgend die 3 cm tiefe Driftregion. Diese wird durch eine Ebene von Kathodendrähten von der Verstärkungszone getrennt. In der Mitte der 6 mm starken Verstärkungszone sitzen die Anodendrähte.

Es sollte die bestmögliche Anordnung herausgefunden werden. Dazu ist ein Kompromiss notwendig, da zu viele Drähte und zu kleine Strukturen den Nachteil haben, dass die Ladungsteilung über zu viele Pads geht, und sehr viele Elektronikkanäle benötigt werden. Andererseits soll eine gute Ortsauflösung und eine hohe Akzeptanz erreicht werden. Der erste Prototyp hatte einen Drahtabstand von 10 mm. Die Breite eines Pads betrug 15 mm und es war 50 mm lang. Der zweite Prototyp hat zwei unterschiedliche Regionen, eine mit einem Drahtabstand von 3 mm und eine zweite mit 5 mm. Dies wurde gemacht, um zu überprüfen, ob eine Verkleinerung der Strukturen eine Verbesserung mit sich bringt. Die Pads haben bei diesem Typen eine Breite von 20 mm und eine Länge von 45 mm.

2.2. Signalentstehung in Gasdetektoren

Für das Design eines Detektors und der Ausleseelektronik ist es wichtig zu wissen, wie Signale in einem Gasdetektor entstehen und wie diese zu messen sind. Gasdetektoren funktionieren im Prinzip dadurch, dass Teilchen oder Strahlung das Gas ionisieren und die so entstandene Ladung getrennt und gesammelt wird. Die Menge der getrennten Ladung ist proportional zur deponierten Energie des Teilchens. In einem Proportionalzähler werden die primär erzeugten Elektronen noch zusätzlich verstärkt, um kleinere Ladungen messen zu können. Die so gesammelte Ladung wird danach von einem Vorverstärker integriert und verstärkt. Das verstärkte Signal kann dann, wie im Falle des in dieser Arbeit untersuchten TRDs, von einem FADC⁵ abgetastet werden, um für die Analyse eine zeitliche Entwicklung der Ladung im Detektor zu erhalten.

⁵Flash Analog Digital Konverter



Abbildung 2.4.: Ein ionisierendes Teilchen durchdringt einen gasgefüllten Detektor und hinterlässt eine Spur von Ionen und Elektronen.

2.2.1. Ionisation

Das grundlegende Funktionsprinzip eines jeden Teilchendetektors ist die Wechselwirkung von nachzuweisenden Teilchen und der den Detektor füllenden Materie. Teilchen, die Materie durchdringen, treffen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auf ein Atom und ionisieren dieses. Dieser Vorgang ist in Bild 2.4 skizziert. Dies bedeutet, dass die Teilchen bei dem Stoß ein Elektron aus dem Atom herausschlagen und ein Ion zurückbleibt. Das Elektron aus der primären Interaktion wird meistens rechtwinklig zur Spur des Teilchens weggestoßen und bekommt durch den Stoß eine kinetische Energie die bis zu mehreren keV groß sein kann. Diese Energie gibt das Elektron ab, indem es wiederum mit Gasatomen zusammenstößt, diese ionisiert und so abgebremst wird. Je nach Energie des primären Teilchens entsteht hierdurch ein Cluster von Elektronen mit einer bestimmten Anzahl von Elektronen und einer gewissen räumlichen Ausdehnung.

Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Cluster einer bestimmten Größe entsteht, ist in Abbildung 2.5 gezeigt. Über 60% der Cluster haben eine Größe von nur einem Elektron. Die Wahrscheinlichkeit für größere Cluster fällt rapide mit der Clustergröße; für Cluster mit mehr als n=10 Elektronen nimmt die Clustergröße wie $\propto \frac{20}{n^2}$ ab. Als Beispiel wird in [2] für Argon angegeben, dass pro Zentimeter Gas ca. 35 Cluster mit durchschnittlich 3 Elektronen entstehen. Dies bedeutet für die drei Zentimeter Driftregion, dass in einem mittleren Event ungefähr 315 Elektronen enstehen. Für Xenon sind es mehr als zweimal soviele Elektronen. Die so entstandenen Ladungen, Ionen und Elektronen, werden durch



Abbildung 2.5.: Clustergrößenverteilung. Aufgetragen ist links die Wahrscheinlichkeit für einen ein bis 20 Elektronen beinhaltenden Cluster. Die Messungen wurden an Argon durchgeführt und sind aus [2]. Daneben zwei simulierte [11] Clustergrößenverteilungen für Argon und Xenon.

das anliegende Driftfeld getrennt. Die Elektronen driften, der Polarität entsprechend, zur Anode in der Verstärkungsregion und die Ionen in Richtung der Kathodenfolie.

2.2.2. Drift

Die Kammer beginnt mit dem Eintrittsfenster, auf das die 3 cm lange Driftregion folgt. Einmal produzierte Elektronen-Ionen Paare sollen möglichst schnell getrennt werden, damit sie nicht rekombinieren. Dies geschieht durch ein Driftfeld, das sie ihrer Polarität entsprechend beschleunigt, um sie zu den Auslesestrukturen zu führen. Typische Werte für die Spannungen liegen im Bereich von einigen kV pro Zentimeter. Die hier entstandenen Ladungscluster gelangen entlang der Feldlinien der Driftspannung in die Verstärkungsregion. Hierfür müssen sie durch die Kathodendrahtebene driften, die zur Formung des Feldes dient, und normalerweise auf Nullpotential liegt. Ein weiterer Grund für eine schnelle Auslese der Ladung ist, dass verschiedene Prozesse im Gas die Messgenauigkeit verschlechtern. Dazu zählen Diffusion und Elektronenanlagerung. Die Wahrscheinlichkeit für Elektronenanlagerung hängt von der Häufigkeit ab, mit der die Elektronen mit anderen Gasmolekülen stoßen, und der Affinität des Gases. Sauerstoff ist zum Beispiel ein Gas, das besonders leicht Elektronen anlagert, weshalb Sauerstoffverunreinigungen im Gassystem sich besonders störend auswirken.

Die Elektronen geben ihre anfängliche kinetische Energie aus dem Stoß durch Stöße schnell ab. Die mittlere freie Weglänge λ für Elektronen beträgt ungefähr

$$\lambda \approx \frac{0.1cm}{p(Torr)} \approx 10^{-4} cm .$$
 (2.1)



x-Axis [cm]

Abbildung 2.6.: Eine GARFIELD Simulation des Detektors. Die Anodenregion oben und die Driftregion unten werden durch eine Ebene von Kathodendrähten getrennt. Ein homogenes Feld in der Driftregion führt die Elektronen entlang der Driftlinien (durchgezogen) in die Verstärkungsregion, wo sie zu einer bestimmten Zeit, je nachdem auf welcher Isochronen (gestrichelt) sie gestartet sind, verstärkt werden.

Abbildung 2.7.: Die Spur eines 3 GeV Elektrons durchquert das Gasvolumen der TEC und hinterläßt eine Ionisationsspur. Entlang der Bahn entstehen Cluster, die auf den Driftlinien zur Anode wandern. In dem gezeigten Beispiel geht der Track unter einem Winkel durch die Kammer und verteilt seine Ladung auf drei Anoden. Sie bewegen sich dann im äußeren Feld mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit, da die Elektronen immer wieder mit den Gasatomen stoßen und durch das Driftfeld beschleunigt werden.

Die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen ist:

$$v_e = \sqrt{\frac{3kT}{m_e}} \quad . \tag{2.2}$$

Dies ist für Elektronen bei Raumtemperatur $v_e = 11.5 \frac{cm}{\mu s}$. Die Driftgeschwindigkeit hängt von der mittleren freien Weglänge, der thermischen Geschwindigkeit, der Masse des Teilchens und dem elektrischen Feld ab. Die Formel für die mittlere Driftgeschwindigkeit ist nach [2]

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{\lambda \vec{E}}{m v_e} \ . \tag{2.3}$$

In einer Vieldrahtkammer sind mehrere Drähte parallel nebeneinander aufgespannt. In Bild 2.6 sieht man die Struktur einer solchen Kammer in einer GARFIELD [9]⁶ Simulation. Es sind die berechneten Bahnen der Elektronen (durchgezogen) und Isochronen (gestrichelt) eingezeichnet. Wenn ein Cluster aus mehreren Elektronen durch ein Gas driftet, kommt es durch Stöße mit Gasatomen zu einer Verbreiterung der Elektronenverteilung. Diese Verbreiterung ist gaussförmig und umso größer, je länger die Driftstrecke ist. Die Verbreiterung hängt von der Diffusionskonstanten D, der zurückgelegten Strecke L, dem elektrischen Feld und der thermischen Energie der Elektronen ab und ist gegeben durch

$$\sigma_x^2 = 2Dt = \frac{2DL}{\mu E} \tag{2.4}$$

Hier ist D die Diffusionskonstante, L die Driftlänge und E das Feld. Je nach dem welche Parameter und Gasmischungen verwendet werden, kann die Breite der Diffusionswolke zwischen 500 μ m für Ar CH₄(90/10) und 200 μ m für CH₄ pro Zentimeter Drift variieren.

2.2.3. Verstärkung

In der schematischen Zeichnung 2.8 ist eine zylinderförmige Variante eines Ioniationsdetektors dargestellt. Die Anode ist der Deutlichkeit halber größer gezeichnet, als sie in Wirklichkeit ist. Typische Werte für den Durchmesser sind $20 - 75 \,\mu$ m. Sie liegt auf einem positiven Potential, das die Elektronen anzieht und schließlich die Verstärkung hervorruft. In diesem Schaubild ist gleichzeitig noch der Analogteil der Ausleseelektronik skizziert. Üblicherweise wird aus dem Hochspannungskabel, das zur Anode führt, das Signal über einen Kondensator ausgekoppelt. Ein Widerstand gegen Erde wirkt damit

⁶Gas Simulations Programm



Abbildung 2.8.: Prinzipschaubild eines Proportionalzählers. In der Mitte die Anode mit der positiven Hochspannung und einem Durchmesser von $2 \cdot r_i$. Diese befindet sich in einem gasgefülltem Zylinder mit dem Radius r_a , der auf Erde oder auf einem negativen Potential liegt. An der Anode ist ein Verstärker angeschlossen, mit dem das Signal verstärkt wird.

zusammen wie ein Hochpassfilter und unterdrückt die niedrigen Frequenzen, also den langen abfallenden Teil des Signals heraus. In einem Vorverstärker, dessen Zeitkonstanten auf den jeweiligen Bedarf abgestimmt sind, wird das Signal integriert und verstärkt. Der Zylindermantel ist die Kathode und liegt gegenüber der Anode auf negativen Potential.

Die in der Driftregion entstandenen Ionen driften auf die Kathode und werden dort neutralisiert. Die primären Elektronen (siehe 2.7) driften im Feld zwischen Anode und Kathode mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit \bar{v} zur Verstarkungsregion. Sie durchdringen zum großen Teil das Kathodengitter(siehe Bild 2.6) und spüren das Feld des Anodendrahtes. Da die Anode ein sehr dünner Draht ist, herrscht in ihrer nahen Umgebung ein hohes Feld. Wenn r der Abstand vom Anodendraht ist, dann ist der Betrag der Feldstärke:

$$E\left(r\right) = \frac{U_0}{\log\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \frac{1}{r}$$
(2.5)

Das Elektron wird zwischen zwei Stößen von diesem Feld auf die Anode hin beschleunigt. Dabei gewinnen die Elektronen auf dem Weg von r_1 nach r_2 , falls sie nicht mit einem Gasatom stoßen, folgende Energie:

$$T_{kin}^{12} = \frac{eU_0}{\log\left(\frac{r_a}{r_i}\right)} \log\left(\frac{r_1}{r_2}\right) \tag{2.6}$$

Der Energiegewinn über eine freie Weglänge nimmt also zu, je näher die Elektronen dem Anodendraht kommen. Ab einer gewissen Feldstärke reicht die zwischen zwei Stößen gewonnene Energie aus, um das Gasatom zu ionisieren. Dies ist der Beginn der Lawinenbildung. Im weiteren verdoppeln die Elektronen im Mittel nach jeder freien Weglänge ihre Anzahl. Der Hauptanteil der Ladung in der Lawine entsteht also in der direkten Umgebung des Drahtes, auf den letzten freien Weglägen der Elektronen.

Die Anzahl von Elektronen, die pro zurückgelegter Wegstrecke gebildet werden, nennt man den ersten Townsendkoeffizienten α . Er läßt sich aus dem Stoßionisationsquerschnitt und der Dichte n des Edelgases berechnen. Der Stoßionisationsquerschnitt σ_i ist abhängig von der Elektronenenergie und erreicht ein Maximum bei ungefähr 100 eV. Dieses liegt für die meisten Gase an dieser Stelle ist aber unterschiedlich hoch. Es läßt sich abschätzen:

$$\alpha = \sigma_i \cdot n \approx 5 \cdot 10^{-16} \frac{1}{cm} * 2.69 \cdot 10^{19} \frac{Atome}{cm^3} \approx 10^4 \frac{1}{cm}.$$
 (2.7)

Natürlich ist die reale Situation komplizierter, da die Elektronenenergie und damit sowohl σ_i als auch α vom Ort abhängen. Die Anzahl der pro Wegstrecke produzierten Elektronen hängt außerdem vom verwendeten Gas und vom Feld ab. Diese Abhängigkeit sei in $\alpha(x)$ enthalten. Sind bei $r_1 n_0$ Elektronen vorhanden, beträgt die Gesamtzahl N an Elektronen nach der Strecke von r_1 nach r_2

$$N = n_0 \exp\left(\int_{r_1}^{r_2} \alpha(x) dx\right).$$
(2.8)

 $A := \frac{N}{n_0}$ bezeichnet man als Gasverstärkung. Ich werde auf sie noch in meiner Analyse (Kapitel 5) näher eingehen, und dort anhand der Diethorn Formel die berechnete Gasverstärkung mit Messwerten vergleichen.

2.2.4. Induktionsstrom

Die in der Lawine entstandene Ladung wird am Anodendraht verstärkt und soll nachgewiesen werden. Das physikalische Signal, das in dem Detektor entsteht und von der Elektronik ausgelesen wird, rührt aus der Bewegung der Ladung in der Verstärkungsregion her. Die entstandenen Ionen und Elektronen bewegen sich auf den Feldlinien in Richtung des Feldgradienten. Diese sich bewegende Ladung repräsentiert einen Strom. Der Elektronenanteil verschwindet nach einer Zeit in der Größenordnung von Nanosekunden in der Anode. Der Ionenanteil benötigt einige Millisekunden bis zur Neutralisierung an der Kathode. Der Grund hierfür ist die geringere Beweglichkeit der Ionen und, dass die Ionen im Schnitt einen längeren Weg zurückzulegen haben als die Elektronen, da die meisten ja in unmittelbarer Umgebung der Anode entstehen. Die Stärke diese Stromes hängt von der Geschwindigkeit ab, mit der sich die Ladung bewegt. Dieser Strom wird nach dem Ampèreschen Gesetz von einem magnetischen Feld umgeben. Dieses veränderliche magnetische Feld wiederum erzeugt ein elektrisches Feld, das dem ursprünglichen entgegengesetzt ist. Dies wird von den Maxwellgleichungen 2.9 und 2.10 beschrieben. Hier ist \vec{j} die Stromdichte, \vec{B} das Rotationsfeld und $\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ das sich ändernde elektrische Feld

$$rot\vec{B}(\vec{r},t) - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}(\vec{r},t).$$
(2.9)

$$rot\vec{E}(\vec{r},t) = -\frac{1}{c}\frac{\partial B(\vec{r},t)}{\partial t}$$
(2.10)

Diese Felder induzieren wiederum Potentialdifferenzen auf allen angrenzenden leitenden Flächen, die einen Strom von Ladungsträgern auf diese bewirken. Dieser Strom ist es, der verstärkt und nachgewiesen wird.

Der Strom besteht aus zwei Komponenten: zum einen der Strom der in der Lawine produzierten Elektronen und zum anderen der Strom der zurückbleibenden Gasionen. Sie sind natürlich von ihrer Ladungsmenge gleich groß. Sie unterscheiden sich durch die Geschwindigkeit, mit der sich die Ladung bewegt. Hierdurch wird die Höhe und der Zeitverlauf der Signale beeinflußt. Das Signal hat eine schnelle Komponente im Bereich von Nanosekunden, das von den Elektronen verursacht wird und ein Signal in der Größenordnung 100 μ s, das von den Ionen erzeugt wird. Je nach dem, wie schnell die Elektronik ist, mit der man das Signal weiterverarbeitet, ist mehr von dem einen oder dem anderen zu sehen. Im Fall der Elektronik des ersten Testdetektors wurde die langsame Komponente im Eingang des Vorverstärkers durch einen Hochpass mit einer Zeitkonstanten von 100 μ s herausgefiltert. Die Anstiegszeit des Signals beträgt für diese Elektronik ungefähr 15ns, womit beim Xenon der größte Teil des Signals aus der Elektronenkomponente besteht.

Im Bild 2.9 ist der Stromverlauf und die zeitliche Anderung der Ladung auf der Kathode dargestellt. Strom und Ladung hängen über die folgende Gleichung zusammen

$$Q = C \cdot U = C \cdot \frac{dI}{dt}.$$
(2.11)

Die Kapazität ist im Falle des an den Kathoden ausgelesenen Detektors die Summe der Padkapazität, der Leitungskapazität zum Vorverstärker und dessen Eingangskapazität. Diese liegt für den TRD im Bereich von 30 pF. Zusammenfassend sollte man erinnern, dass die Signale in Proportionalzählern aus der schnellen Elektronen- und der langsamen Ionenkomponente zusammengesetzt sind.



Abbildung 2.9.: Strom und Ladung auf der Kathode. Hier wurde eine Beispielrechnung aus der angegebene Quelle genommen. T0 ist eine detektorspeziefische Zeitkonstante. Die spitze Kurve ist der zeitverlauf des Stromes und die logarithmisch ansteigende ist die Ladung auf dem Pad.

3. Datenauslese

Der erste Teil der Arbeit bestand darin, die Ausleseelektronik aufzubauen und die benötigte Software zu schreiben, beides wird in diesem Kapitel behandelt werden. Der Vorverstärker wurde für die Tests an der GSI aus einer vorhandenen Serie angepasst [15]. Der Rest der Elektronik sind handelsübliche Komponenten, die schon seit Jahren eingesetzt werden. Für die Auslese wurde auf ein an der GSI entwickeltes Software-Paket zurückgegriffen mit Namen MBS¹ [23]. Hierfür mussten einige Routinen geschrieben werden, die speziell an das Experiment und die Hardware angepasste waren. Dadurch konnte relativ schnell eine funktionierende Auslese aufgebaut werden. Für den zweiten Testdetektor wurde eine neue Vorverstärkerkarte entwickelt, auf die hier allerdings nicht mehr genauer eingegangen wird, da sie erst zur Strahlzeit im Februar 2000 fertig wurde.

3.1. Analogteil: Vorverstärker

Dieser Vorverstärker (VV) wurde, wie schon erwähnt, an der GSI entwickelt (im weiteren wird auf diese Elektronik mit "GSI-Elektronik"Bezug genommen, um sie von der in Bukarest entwickelten Elektronik zu unterscheiden, die im Februar 2000 verwendet wurde und die mit "B-Elektronik"bezeichnet wird). Es ist ein mit 15 ns Peakingtime schneller Verstärker mit einem hohen Verstärkungsfaktor. Damit das unverstärkte Signal möglichst ohne Verluste und ohne Einstreuung von Rauschen zum VV kommt, wird die Karte direkt auf die Rückseite des Detektors gesteckt. Die Karte hat 16 Kanäle zur Auslese von 16 Kathodenpads. Es wurden allerdings nur die mittleren acht Kanäle benutzt. Dies lag daran, dass die Länge der Leitung von einem äußeren Pad zu einem äußeren Kanal bis zu 20 cm länger ist als für einen in der Mitte der Karte. Die äußeren Kanäle zeigten dadurch ein höheres Rauschen, und, da man nur acht Kanäle benötigte, beschränkte man sich auf die mittleren.

Auf dem Bild 3.1 ist die Eingangsstufe des Vorverstärkers schematisch dargestellt. Über ein RC-Hochpass mit einer Grenzfrequenz $\Omega = \frac{1}{RC} = \frac{1}{1k\Omega \cdot 100nF} = 10 \text{ kHz}$ wird das Signal in einen IC (RF2312[16]) geleitet. Dabei handelt es sich um einen linearen Vielzweckverstärker. Eingangs- wie Ausgangs-Impedanz ist auf 75 Ω abgestimmt. Die

¹Multi Branch System



Abbildung 3.1.: Die Eingangsstufe des Vorverstärkers. Von links kommt das Signal über einen Hochpass in den Operationsverstärker RF2312. Am Ausgang wird das Signal durch ein RL-Glied geformt. Diese Spule wurde ausgetauscht, um ein Unterschwingen des Signals zu verhindern. Die Kopplung zur nächsten Stufe ist kapazitiv. Durch einen Potentiometer wurde versucht, einen weiteren Pol in die Schaltung zu integrieren, um auf die Signalform einzuwirken.



Abbildung 3.2.: Das Testsetup, mit dem die Vorverstärkerelektronik analysiert wurde. Ein Signalgenerator erzeugte ein zeitabhängiges Spannungssignal, das dann mit einem Attenuator abgeschwächt und auf das Testboard gegeben wurde. Die Spannung wurde über einen Kondensator in ein Stromsignal gewandelt. Ausgelesen wurde dies entweder mit der vollen DAQ oder einem Oszilloskop.

Signalform wird von dem RCL-Glied am Ausgang der ersten Verstärkerstufe bestimmt. Das Signal wird wieder kapazitiv auf die nächste Stufe weitergegeben. Die folgenden zwei Stufen, die das Signal nochmals verstärken und einen biploaren Ausgang haben, sind mit jeweils einem MAX435 Verstärkerbaustein realisiert. Die Verstärkung dieser Stufen ist durch zwei Potentiometer einstellbar. Der Vorverstärker hat einen biploaren Ausgang mit ca. 100 Ohm Ausgangsimpedanz. Die Anstiegszeit für die Pulse liegt bei 15ns. Die Verstärkung ist über zwei Potentiometer einstellbar, die sich zwischen der ersten und der zweiten Stufe sowie zwischen der zweiten und der dritten Stufe befinden.

Die B-Elektronik ist ein Einstufiger Vorverstärker bei der das Signal nicht geshaped wird. Sie verstärkt den am Eingang anliegenden Strom und versucht ein möglichst identisches zeitverlauf des Stromes auf dem Pad wiederzugeben.

3.1.1. Signal- zu Rauschverhältnis

Die Auflösung physikalischer Messungen ist grundsätzlich von statistischen Schwankungen begrenzt. Dieser Abschnitt wird die Schwankungen beschreiben, die von der Elektronik verursacht werden. Diese Schwankungen werden, unabhängig von der Art, wie sie entstehen, Rauschen genannt. Jedes elektronische Bauteil, z.B. auch eine Leitung, besitzt ein thermisches Rauschen. Für einen Wiederstand ist der quadratische Mittelwert gegeben durch

$$RMS = 4 \cdot k_B \cdot T \cdot R \cdot \Delta f. \tag{3.1}$$

Mit k_b die Bolzmannkonstante, T die absolute Temperatur, R der Widerstand und Δf die Bandbreite der Messeinrichtung. Dieses sog. *weiße Rauschen* beträgt für z.B. R=10k Ω ,



Abbildung 3.3.: Rauschen auf dem Ausgang des unbelasteten Vorverstärkers. Aufgetragen sind pro Unterteilung 25 mV über 25 ns.

 $\Delta f=1MHz$ und Zimmertemperatur $\approx 12.9 \ \mu$ V. Dies gilt nur im thermischen Gleichgewicht, nicht wenn Ströme fließen. In Halbleiterbauelementen treten noch weitere Rauschquellen in den pn-Übergängen auf. Beschreiben kann man das Rauschverhalten mit dem SNR²(Signal-to-Noise-Ratio). In Abbildung 3.3 ist das Rauschen des Vorverstärkers ohne Eingangssignal zu sehen. Es hat ein RMS von 16.8mV, das in den FADC geht. Am Eingang entspricht dies ca. 1.8fC Ladung oder ungefähr 10000 Elektronen.

Das mit der Analyse ermittelte Rauschen der gesamten Auslese und ein Vergleich mit den Signalen ist in der Tabelle 3.1 zu sehen. In Abbildung 3.4 sind zwei Histogramme mit den Baselinewerten und ihrem RMS dargestellt. Diese stammen aus leeren Events die aufaddiert und gemittelt wurden.

Bei der GSI-Elektronik lag das RMS während der Strahlzeit im Cave bei fünf FADC Einheiten und die mittlere Signalhöhe lag bei 225 FADC Einheiten. Daraus ergibt sich ein Signal zu Rauschverhältniss von 45. Nach der Strahlzeit stieg das RMS erst leicht auf 6 Einheiten, um dann im Detektorlabor zwischenzeitlich auf 12 Einheiten anzuwachsen. Es konnte jedoch wieder auf 7 Einheiten gedrückt werden, womit sich bei Tests mit kosmischer Strahlung ein SNR von 32 ergab.

Die Signale der B-Elektronik waren mit ca. 40 FADC Einheiten anfangs zu klein. Nachdem man den Verstärkungsfaktor erhöht hatte, war man bei 85 FADC Einheiten mit einem RMS von 3 und damit einem SNR von ca. 30. Die B-Elektronik hat bei einem noch niedrigeren Verstärkungsfaktor ein niedrigeres Rauschen und zeigt zudem nicht den Unterschwinger, auf den im nächsten Abschnitt eingegangen wird. Allerdings weist sie dafür einen unsymmetrischen Puls mit einem langen Tail auf.

²Signal zu Rauschen Verhältnis



Abbildung 3.4.: Die Position der Baseline und ihr RMS. Links für die GSI-Elektronik ein Run mit $ArCO_2$ mit Ua=1.5kV und Ud=-2kV. Rechts die B-Elektronik mit XeCH₄ bei einer Anodenspannung von 1.8kV und einer Driftspannung von -2.8kV. Man erkennt, dass das RMS des Rauschens der B-Elektronik nur halb so groß ist.

rabelie 5.1 5100. Mulstenung einiger anarysierter Thes hitt dem darar erintterten 5100									
type	file	Ua(kV)	electronic	Signal(fadc units)	Noise RMS	SNR			
beam	ar7	1.5	gsi card	225	5	45			
fe	ar0	1.5	low gain	275	5	55			
beam xe	xe16	1.6	low gain	250	5	50			
cosmic	$\cos 3001$	1.5	low gain	210	6	35			
fe	fe614	1.5	high gain	350	12	29			
fe	fe623	1.5	low gain	170	12	14			
cosmic	$\cos 106$	1.55	low gain	230	7	32			
fe	fec102	1.5	bucharest	75	2.5	30			
beam	tec201	1.5	b high gain	85	3	29			
beam	tec301	1.55	bucharest	105	3	35			
beam xe	tec419	1.85	bucharest	80	3	26			
fe xe	fe506	1.8	bucharest	40	2.5	16			

Tabelle 3.1.: SNR. Aufstellung einiger analysierter Files mit dem dafür ermittelten SNR.



Abbildung 3.5.: Typische Pulse: links für die GSI-Elektronik und rechts für die B-Elektronik. Bei dem linken Plot handelt es sich um ein Argon-CO₂ Gas und die Daten einer ⁵⁵Fe Quelle bei 1.5kV an der Anode. Im rechten Bild ist die Pulsform der B-Elektronik für ein Xenon-Methan-Gas bei 1.8kV an der Anode. Bei der GSI-Elektronik gab es den Undershoot, die B-Elektronik hat eine unsymmetrische Form mit einem Tail.

3.1.2. Unterschwinger und Tail

Die Analyse der Pulsform sollte zeigen, wie ein typischer Puls der Elektronik aussieht. Um einen typischen Puls ohne Rauschen zu erhalten, wurden Pulse zeitlich und nach ihrer Höhe sortiert, um sie dann übereinander zu legen. Mit der gewonnenen Information konnten die Pulse klassifiziert werden und die Elektronik verbessert werden. In Bild 3.5 sieht man jeweils typische Pulse für die GSI- bzw. die B-Elektronik. Aufgetragen sind die mittleren FADC Werte über die Zeit in μs . Die Beispielpulse haben eine durchschnittliche Höhe von 250 und 40 FADC Einheiten, wobei die maximale Höhe der Pulse 908 Einheiten beträgt. Links bei der GSI-Elektronik sieht man den Unterschwinger, der bereits bei dieser Pulshöhe die 20 FADC Einheiten Reserve nach unten benötigt. Der Unterschwinger beträgt etwa 10% der Pulshöhe, und es dauert $0.77\mu s$, bis sich das Signal erholt hat. Das Integral über den Unterschwinger beträgt ca. 60% des Integrals über den Peak. Die Pulse der GSI-Elektronik sind jedoch symmetrisch und mit einer Breite von 160ns sehr schnell. Die Pulse haben mit 250 Einheiten 25% der Maximalhöhe, damit wären die FADC in der Lage, Photonen von 0 bis ca.25keV nachzuweisen, ohne zu saturieren. Durch den Unterschwinger werden nachfolgende Pulse jedoch verkleinert oder nicht mehr nachgewiesen. Die B-Elektronik hat, in besonderen Maße bei Xenon-Gasgemischen, eine sehr breite Pulsform. Da sie keinen Unterschwinger hat, geht keine Signalinformation verloren, jedoch muss dafür gesorgt werden, dass die Pulse von einander getrennt werden, da sonst die nachfolgenden Pulse immer größer erscheinen (sog. Pile Up).

Für die GSI-Karte wurde untersucht, wie der Unterschwinger zustande kommt und wie man ihn beheben könnte. Der Signalweg durch die Karte ist in Bild 3.6 dargestellt. Als Eingangssignal wurde ein Spannungssignal der Form wie im Bild oben links verwendet. Wie in Abbildung 3.2 skizziert, ist dieses Signal über einen Kondensator in den Eingang der VV-Karte eingespeist worden. Damit wird mit der Spannungsänderung am Kondensator ein Stromsignal für den VV simuliert. Das ist in diesem Beispiel eine Spannung von 40 mV an einem 1pF Kondensator und entspricht somit einer Ladung von 40fC. Dies ist eine relativ hohe Ladungungsmenge, und das Ausgangssignal hat auch mit einer Höhe von 400mV schon 2/3 des Maximalwertes des FADC von 600mV erreicht. Das Signal wurde mit einer Probe abgegriffen und am Oszilloskop dargestellt. Die Meßmethode war nicht ganz ausgereift. Es wurde sehr viel Rauschen durch die Probe eingefangen und es traten auch Oszillationen auf. Das rechte obere Bild zeigt das Signal nach der ersten Stufe. Bereits hier ist ein Unterschwinger zu erkennen und das ursprünglich 200ns lange Signal ist durch das Pulsformung der ersten Stufe auf ca. 20ns verkürzt. Wie schon gesagt, wird das Pulsformung des Signals durch ein RL-Glied der ersten Stufe realisiert. Die Kopplung zwischen den Stufen ist kapazitiv als Hochpass ausgelegt und hat wie der Eingang eine Grenzfrequenz von ca. 10kHz. Dadurch verhindert man, dass tiefe Frequenzen zur nächsten Stufe gelangen. Die beiden Bilder darunter stellen jeweils das Signal nach der zweiten und dritten Stufe dar. Diese Stufen haben einen verstärkenden Charakter und machen aus dem unipolaren Signal ein bipolares. Hier ist der Einfachheit halber nur der negative Signalzug verfolgt worden.

Es wurden zwei Methoden verwendet, mit deren Hilfe die Pulsform des VV-Board verbessert werden sollte. Zum einen wurden die charakteristischen Werte einer die Pulsform beeinflussenden Spule in der Eingangstufe des VV verändert. Diese ist in Bild 3.1 zu sehen. Diese Maßnahme veränderte die Pulsform dahingehend, dass die abfallende Flanke länger wurde, wodurch der Unterschwinger zwar nicht mehr so tief ging, dafür aber die Zeit größer wurde, bis die Nulllinie wieder erreicht wurde. Außerdem wurde versucht, einen weiteren Pol in die Schaltung einzubringen (sog. Pole Zero Cancellation), der durch Rückkopplung das Unterschwingen verhindern sollte. Dies ist durch den in Bild 3.1 mit gestrichelter Linie angedeuteten Potentiometer geschehen. Allerdings waren die Zeitkonstanten der ansteigenden und der abfallenden Flanke so ähnlich, daß man ab einem bestimmten Grenzwiderstand nur beide Flanken gemeinsam beeinflussen konnte und der gesamte Puls verschwand.

Das Signal der B-Elektronik sieht dem physikalischen Signal, wie man es aus der Kammer erwartet, sehr ähnlich (siehe Kapitel 2.2.4). Die Pulsform folgt dem in der Kammer entstandenen Stromsignal. Allerdings ist sie aufgrund des im Vergleich zur Auslesezeit von $1.2 \,\mu$ s langsamen Abfalls zu breit. Nachfolgende Pulse sitzen auf dieser Flanke und erscheinen erhöht (Pile-Up). Es war möglich, die Pulse schmaler und höher zu machen. Eine weitere Verbesserung wird durch Abstimmung der Eingangsimpedanzen



Abbildung 3.6.: Hier sind vier Oszilloskopbilder eines Pulses an vier verschiedenen Stellen des Vorverstärkers. Es ist jeweils die Spannung in mV über die Zeit in μ s aufgetragen. Links oben das Testeingangssignal und dann der Reihe nach das Signal nach jeder Stufe des Vorverstärkers. Das Rauschen und die Oszillationen wurden durch die Meßmethode mitverursacht.



Abbildung 3.7.: Zwei Pulsformen, links nach Veränderung der Induktivität und rechts mit der B-Elektronik. Die größere Induktivität der Spule flachte die abfallende Flanke des Pulses ab. Leider ist wegen der verkürzten Auslesezeit nicht nachzuvollziehen, wann die Nulllinie sich wieder erholt. Rechts ist die B-Elektronik mit maximaler Verstärkung. Man sieht, wie durch Verkleinerung der Bandbreite der Verstärker anfängt zu schwingen.

erwartet. Allerdings sieht man in Bild 3.7, dass der B-Verstärker bereits an seine Grenzen gestoßen ist, was die Bandbreite betrifft. Hier sollte eine Verbesserung um einen Faktor zwei in der mittleren Pulshöhe und einen Faktor 0.5 in der Pulsbreite angestrebt werden, da die Signale für Xenon-Gasmischungen im allgemeinen kleiner und breiter sind. Durch diese Verbesserungen ist man dann auch in der Lage bei gleichbleibendem Rauschen das SNR auf einen bestmöglichen Wert, von vielleicht 50, zu heben.

3.1.3. Verstärkung der Elektronik

Um die Linearität und die Verstärkung des Sytems zu bestimmen, wurden die gleichen Messungen durchgeführt. Das Setup entsprach dem in Abbildung 3.2 gezeigten. Für die zwei unterschiedlichen Verstärkungseinstellungen, die während der Tests benutzt wurden, ergaben sich die in Bild 3.8 gezeigten Abhängigkeiten.

Von Interesse für die Analyse ist, wie groß die Pulse in Abhängigkeit von der Ladungsmenge, die in den Eingang des VV fließt sind. Dies wurde mit der in Bild 3.2 gezeigten Methode für die G-Elektronik, gemessenen. Dadurch ist es möglich, Rückschlüsse auf die kleinsten noch detektierten Cluster und den Gasgain zu ziehen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Bild 3.9 zu sehen.

Um den Gasverstärkungsfaktor zu bestimmen, wurde die 55 Fe Quelle benutzt. Sie emittiert Quanten mit einer Energie von 5.9keV, die in ArCO₂ im Mittel 227 Elektro-



Abbildung 3.8.: Verstärkungskurve für die hohe Verstärkung im linken Bild und für die niedrige Verstärkung im rechten. P1 ist der Achsenabschnitt und P2 die Steigung(mV/fC).



Abbildung 3.9.: Hier ist die totale Verstärkung der gesamten Elektronik dargestellt. Aufgetragen ist das Integral eines Pulses in Abhängigkeit von der Ladungsmenge, die auf den Vorverstärker gegeben wurde. Die angegebenen Fitparameter sind: P1 der Achsenabschnitt und P2 die Steigung der Kurve.
nen freisetzen [2]. Kennt man nun die Verstärkung des Systems, kann man errechnen, wieviel Ladung auf das Pad induziert wurde. Aus geometrischen Abschätzungen folgt, dass etwa die Hälfte der in der Lawine entstandenen Ladung für die Induktion auf den Pads relevant ist. Das ergibt eine Abschätzung für die Gasverstärkung. Die Auswertung dieser Gasverstärkungsmessung mit den hier beschriebenen Ergebnissen ist in Kapitel 5 durchgeführt.

3.2. Analog-Digital-Schnittstelle

Hier soll die Schnittstelle zwischen den analogen Signalen und den Digitalwerten beschrieben werden. Über ein twisted-pair Kabel werden die analogen Signale von dem Vorverstärker zu den FADCs³ geleitet, um dort digitalisiert zu werden. Beim FADC-System handelt es sich um ein Modell der Firma STRUCK [20]. Für die anderen Detektoren und Triggersignale wurde ein CAMAC-Sytem mit einem CVC⁴ Prozessorboard benutzt. Das CVC Prozessorboard ist eine Entwicklung der GSI für den Einsatz in CAMAC-Crates. Die Signal- und Logik-Verarbeitung wurde durch NIM-Module realsiert.

3.2.1. FADC-Crate

Das DL350 System besteht aus dem Crate und mehreren Einschubmodulen. Das DL350-Crate übernimmt die Leistungsversorgung und die Signalübertragung mit einem eigenen Bussystem. In diesem System werden die verschiedenen Module wie das FADC-Modul, das Scanner-Modul und das Sampler-Modul, eingeschoben.

Das FADC-Modul DL363 digitalisiert acht Kanäle parallel mit einer Taktrate von 100 MHz. Von diese Modulen können bis zu 24 in das Crate eingebracht werden. Die Module haben einen Speicher für die digitalisierten Spannungswerte mit einer Größe von 1024 Wörtern pro Kanal. Beim FADC-Modul handelt es sich um einen nicht linearen 8bit Verstärker, der linearisiert einen effektiven dynamischen Bereich von 10bit hat. Die Baseline ist für jeden Kanal programmierbar. Das Modul hat einen Testeingang und einen Triggerausgang mit programmierbarer Schwelle. Der Analogeingang des FADCs kann Spannungen zwischen 0 und 600mV verarbeiten. Diese FADCs werden in Hochenergie- und Kernphysikexperimenten verwendet, um Driftkammern und ähnliches auszulesen. Der Vorteil gegenüber TDCs und QDCs ist, dass man Pulsshapeanalyse und Multihitauflösung durchführen kann, der Nachteil ist, dass grosse Datenmengen anfallen.

Ein weiteres Modul ist der Sampler:SAM DL352. Dieses Modul übernimmt das zentrale Timing des DL350 Sytems. Von diesem Modul wird die System Clock festgelegt, die, wie auch im Experiment verwendet, maximal 100MHz beträgt. Außerdem konntrolliert dieses Modul die Adressen- und Control-Linien des Systems. Über dieses Modul

 $^{^{3} {\}it FlashAnalogDigitalConverter}$

 $^{^{4}}$ CVC?



Abbildung 3.10.: Die komplette Datenauslese. Links oben kommt das Kabel vom Vorverstärker zu den FADC im DL350 Crate. Das DL350- und das CAMAC- Crate werden über ein VSB-Interface von der E7 im VME-Crate ausgelesen und gesteuert.

konnte mit Start- und Stop-Signalen die Auslese der FADC konntrolliert werden.

Das dritte verwendete Modul ist das Scanner- und Interface-Modul: SIM DL 357. Es hat zwei Aufgaben: zum einen dient es als Interface-Modul zu einem VME Front-End Prozessor (FEP) über einen VSB-Bus und zum anderen kann es selbstständig Hits finden und eine Nullunterdrückung durchführen. In dem Experiment wurden jedoch alle Rohdaten herausgeschrieben und der Scanner nur als Interface verwendet. Das VSB-Modul ist jeweils auf der Rückseite des SIM DL357 und des FEP E7 angebracht. Dazwischen wurde, um die Daten vom Cave in die Messhütte zu führen, ein 50m langes VSB Kabel eingebracht.

3.2.2. CAMAC-Crate

Im CAMAC-Crate befanden sich die Scaler, QDC^5 und TDC^6 , die die Signale der anderen Detektoren verarbeiteten. Der Aufbau ist in Kapitel4 beschrieben. Auch das CAMAC-Crate wurde von der DAQ über ein VSB-Interface ausgelesen, das mit einem CVC Prozessor verbunden ist. Die Scaler wurden benutzt, um die akzeptierten Trigger verschiedener Detektoren zu zählen. Mit den TDC hat man die Zeiten der Kammern ausgelesen. Für die XY-Kammern ergaben sich daraus die Koordinaten. Für die Szintillatoren hatte man somit eine TOF Information. Die QDC integrierten die Anodensignale der XY-Kammern und die Ladungen der PB-Kalorimeter und des Cherenkov-Zählers.

3.3. Digitalteil: VME und CAMAC

Der Digitalteil der DAQ ist in einem VME-Crate und einem CAMAC-Crate untergebracht. Er besteht VME-seitig aus dem Prozessorboard, einem Memorymodul und der Triggerbox. Auf der CAMAC Seite ist es der CVC-Prozessor, der die Scaler, die TDCs und die QDCs ausließt.

3.3.1. VME

Das VME-Crate beherbergt das Prozessorboard, auf dem das Datenausleseprogramm läuft. Die E7 [21] ist ein Prozessorboard, in dem ein Motorola 68020 seine Arbeit verrichtet. Das Betriebs System heißt LynxOS [22] und ist ein RealTime POSIX kompatibles UNIX. Auf diesem Prozessor läuft das Datenausleseprogramm MBS. Die Bedienung der E7 erfolgt entweder über einen VT220 Terminal oder über die Ethernet-Schnittstelle. Das VSB-Interface, ein STR723, ist auf der Rückseite mit dem Prozessor verbunden. Von hier führt das VSB-Kabel zum CAMAC- und FADC-Crate. Außerdem befindet sich in dem VME-Crate noch ein Memorymodul dessen Memory von dem MBS gemapped werden kann, um Daten zwischenzuspeichern.

⁵Integral digitalisierender Konverter

⁶Zeit digitaliserender Konverter

3. Datenauslese

Für die Datenauslese ist die Triggerbox unverzichtbar. Diese sorgt dafür, dass die FEP und die Cratesa die richtigen Sperrsignale während der Konversion und Auslese bekommen. Es kontrolliert außerdem den Start und den Stop der Auslese. Der Trigger für die DAQ wurde auf unterschiedliche Art und Weise erzeugt. Es handelte sich aber immer um eine Koinzidenz zwischen einem Detektortriggersignal und dem Anti-Busy der DAQ. Um die Baseline zu bestimmen, wurde mit einem Pulser getriggert, der nur in einer Antikoinzidenz mit dem Busy der Triggerbox war. Darüberhinaus konnte man noch verschiedene Koinzidenzen zwischen zwei Szintillatoren, den X-Y-Kammern und während der Strahlzeit auch auf den Bleiglas-Kalorimeter und den Cherenkovzähler realisieren. Das CAMAC-Crate wird von einem CVC Prozessor überwacht, der aber nur als Durchgriff für das Memorymapping durch seine VSB-Schnittstelle zur Verfügung steht. In dem Crate befinden sich alle TDC, QDC und Scaler, die für das Experiment und die Detektoren verwendet werden.

3.4. DAQ-Software: MBS

Für die Datenauslese wurde an der GSI ein Softwarepaket namens MBS [23] entwickelt. Es wurde für Real-time OS Lynx (v2.5) entwickelt und ist komplett in C geschrieben. Es können mit ihm CAMAC, Fastbus, VME und VXI Crates ausgelesen werden. Es benötigt eine Triggerbox, wie sie im vorhergehenden Abgschnitt beschrieben ist, um die Triggersignale zu verwalten. Es läuft auf den verschiedensten CPUs wie z.B.: M68k CPUs (CVC, Eltec), PPC CPUs (CES RIO2). Die Daten werden durch Memory Mapping aus den Modulen in den Crates und über die Bussysteme ausgelesen. Die Daten können auch online über einen TCP/IP Port analysiert werden.

In dem Testexperiment für den TRD läuft es auf einer ELTEC E7 unter Lynx OS. In dem Experiment befand sich die E7 in einem VME Crate, in dem sich auch eine Triggerbox und ein Memorymodul befindet. Über eine VSB Schnittstelle wird ein strucked FADC Create und ein CAMAC Create ausgelesen. Die Daten können direkt auf Platte oder Tape geschrieben werden; man benötigt keine weitere Infrastruktur.

Die Auslese wird mit einer C-Routine gesteuert, die in das MBS eingebunden werden muß. Diese Routine verwaltet den physikalischen Speicher, in dem sich die anzusprechende Hardware befindet. Damit kann über Zeiger mit der Hardware kommuniziert werden genau so, als ob sich die Hardware im lokalen Speicherbereich der E7 sich befinden würde. Die Hardware wird durch das MBS initialisiert und die Standard-Anfangswerte in die Register geschrieben. In diesem Teil werden die Baseline und Tresholds gesetzt für die spätere Auslese. Nachdem dies geschehen ist, wird die Kontrolle an das MBS übergeben, das, je nach dem welcher Trigger anliegt, bestimmte Auslesefunktionen starten kann. In diese Auslesefunktionen werden die Speicher der FADC- und CAMAC-Module ausgelesen und über einen Zeiger an das MBS übergeben. Das MBS schreibt die Events dann in einem an der GSI entwickeltet
n Format, dem GOOSY⁷ Format, in Files auf Platte oder Tape.

 $^{^7\}mathrm{GSI}$ Online Offline SYstem

4. Strahlzeit, Messungen und Analyse

Während der Strahlzeit vom 18.6.1999 bis zum 24.6.1999 wurde an der GSI ein erster Test mit dem ersten Prototypen der TEC durchgeführt. Die Strahlzeit diente dazu, erste Performancemessungen für den Prototypen zu liefern und zu zeigen, unter welchen Betriebsparametern er am besten zu betreiben ist. Hierfür wurden zahlreiche Meßreihen durchgeführt und die Daten online analysiert, um so die beste Einstellung zu ermitteln. Die meisten Daten bargen keine für die Diplomarbeit verwendbaren Informationen, sie haben nur dazu gedient, die optimalen Betriebsparameter zu finden, und werden deshalb nicht weiter erwähnt. Bei der folgenden Analyse werden jeweils nur die Beispiele herausgegriffen, die den Trend am besten aufzeigen, die meines Erachtens unter den optimalen Parametern genommen wurden und eine Aussagekraft in Bezug auf das Verhalten des Detektors haben. Diese Arbeit dokumentiert die durchgeführten Tests, wirft Fragestellungen auf, stellt Lösungsversuche und Methoden dar und diskutiert die gewonnenen Ergebnisse. Mit diesem ersten Prototyp wurden nach der Strahlzeit noch weitere Untersuchungen mit kosmischer Strahlung durchgeführt, die auch in diesem Kapitel beschrieben werden. Danach wurde der Prototyp zerlegt und Teile, wie z.B. der Aluminiumrahmen, für den nächsten Detektor verwendet. Das Kapitel 5 enthält die Beschreibung des zweiten Prototypen sowie der Ergebnisse, die durch Tests mit ihm gewonnen wurden. Am Ende des zweiten Detektorkapitels sollen dann noch einige Rechnungen vorgestellt werden, die das Verhalten des Detektors zu erklären versuchen.

4.1. Testaufbau

Das Experiment befand sich in dem HADES Cave an der GSI in Darmstadt. In Abbildung 4.1 ist der Versuchsaufbau, wie er dort existierte, schematisch zu sehen. Der Aufbau bestand aus mehreren Detektoren, die im folgenden beschrieben werden sollen. Die Beschreibung folgt von rechts nach links, so wie der Strahl der Teilchen den Aufbau durchquert. Zunächst wurde am Anfang der Halle ein Szintillator (s1 in 4.1) angebracht, der zur Strahlführung und Überwachung diente. Der eigentliche Aufbau beginnt mit ei-



Abbildung 4.1.: Gesamtansicht des Versuchsaufbau im HADES Cave im Juni 1999.

nem Cherenkovzähler zur Identifikation der Elektronen. Der Cherenkov-Zähler hat eine Länge von ca. 2 Metern; als Radiator wird Kohlendioxid und Luft verwendet. Die in ihm entstehenden Cherenkov-Photonen werden am Ende über einen Spiegel auf zwei hochempfindliche Photomultiplier reflektiert und detektiert. Mit diesem Detektor war es beispielsweise möglich, nur solche Events auszuwählen, bei denen ein Elektron den Aufbau passierte. Als nächstes folgt ein weiterer Szintillator (s2). Der zweite Szintillator diente der Definition des Strahlverlaufs. Vom selben Typ gab es noch einen weiteren, hinter der TEC, auch zur Strahldefinition. Beide Szintillatoren waren gleich groß, nämlich $5 \cdot 10 \text{cm}^2$, und zusammen wurden sie in einer Koinzidenzschaltung als Trigger verwendet. Damit wurde nur auf Teilchen getriggert, die den sensitiven Bereich der Detektoren getroffen hatten. Nach dem zweiten Szintillator folgte eine ortsauflösende Gaskammer, die zur Bestimmung der räumlichen Koordinaten eingesetzt wurde. Sie hat nach [13] eine Auflösung von $\sigma_x = 200 \mu m$, und einen sensitiven Bereich von 200mm*200mm. Der Platz zwischen der X-Y-Kammer und der TEC war für die Radiatoren reserviert, die während der Strahlzeit getestet werden sollten. Es folgte die TEC, der schon erwähnte dritte Szintillator (s3) und zum Schluß noch ein Bleiglaskalorimeter, mit dem die Energie der Teilchen ermittelt werden konnte. Der Bleiglaszähler weist die Cherenkov-Photonen der Elektronen und Positronen in einem elektromagnetischen Schauer nach. In [3] wird für die relative Energieauflösung eines Bleiglaskalorimeters angegeben:

$$\sigma(E)/E = 0.012 + 0.03\sqrt{\zeta E(GeV)}.$$
(4.1)

Wobei ζ das Verhältnis von Kathodenfläche zu Zähleroberfläche ist. Das hier ver-

wendete Kaloriemeter hatte ein $\zeta \approx 0.028$. Alle Detektoren wurden wie in Kapitel 3 beschrieben von der Datenakquisition ausgelesen. Für die Auslese und um eine Triggerentscheidung zu fällen wurden alle Signale in die Messhütte transferiert und dort verarbeitet. Nur die FADCs und ein Teil der Spannungsversorgung blieben im Cave und waren nur zugänglich, wenn man kontrollierten Zugang zum Cave bekam.

4.1.1. Gassystem

Aufgabe des Gassystems ist es, zu garantieren, dass ständig reines Gas in der richtigen Mischung nachgeliefert wird und dass das in der Kammer befindliche erneuert wird. Das Gassystem, das während der Strahlzeit verwendet wurde, kann nicht als besonders aufwendig bezeichnet werden. Es bestand nur aus zwei Kreisläufen für die zwei verschiedenen Gase Argon und Xenon mit den Quenschgas Kohlendioxid. Das Ar/CO_2 wurde außerhalb der Halle gemischt und (wie auch das Stickstoffgas für den Cherenkovzähler) über Plastikschläuche in die Halle gebracht. Das Xenon Gassystem wurde auf dem Elektronikrack in der Halle angebracht, und man konnte das einmal eingefüllte Gas in dem System zirkulieren lassen. Es bestand aus zwei Pumpen für die Mischung von Xenon und CO₂ und einem Flussmessgerät zur Kontrolle. Da Xenon teuer ist, wollte man es nicht einfach wie Argon am Ende des Detektors in die Halle entweichen lassen, sondern verwendete einen geschlossenen Kreislauf. Wie sich später herausstellte, war das Gassystem nicht ausreichend für die erforderliche Reinheit. Das verwendete Kohlenstoffdioxid war in seiner Reinheit nicht spezifiziert und beinhaltete mehrere hundert ppm O_2 . Zwar wurde das Gasgemisch kurz vor der TEC durch ein Oxisorb gereinigt, dies verlor aber schnell seine reinigende Wirkung.

4.2. Messungen

Im folgenden wird nun beschrieben, wie die ersten Daten des TEC Prototypen während der ersten Strahlzeit aussahen. Da dies der erste Test war, wurden verschiedenste Einstellungen an den Detektoren und der Elektronik ausprobiert. Als Parameter ließen sich die Anodenspannung, die Driftspannung und die Gaszusammensetzung verändern. Außerdem konnte die Kammer gegen den Strahl gedreht und gekippt werden. Es wurde zudem untersucht, wie eine zusätzliche Spannung auf dem Kathodengitter das Verhalten der Kammer beeinflußt. Je nach dem, von welchen Detektoren das Signal kam, das in die Koinzidenzlogik eingespeist wurde, konnten verschiedenartige Trigger generiert werden, um so spezielle Arten von Events zu selektieren. Die zwei Szintillatoren wurden als geometrische Trigger verwendet, reine Events mit Elektronen wurden durch den Cherenkovdetektor ausgewählt, und auch das FADC-Crate kann einen Trigger auslösen, wenn die Meßwerte eine bestimmte Schwelle überschreiten.

Wie in Kapitel 3 beschrieben, werden die FADC-Werte ausgelesen und in Files geschrieben. Die Baseline wird einmalig ermittelt, indem man mit Hilfe eines Pulsers leere



Abbildung 4.2.: Darstellung der FADC-Rohdaten in Histogrammform. Die Baseline ist subtrahiert. Die Anordnung der Histogramme entspricht der Anordnung der Kathodenpads im Detektor. Es sind zwei Reihen mit jeweils vier Pads zu sehen. Links für Argon CO_2 und rechts für Xenon CO_2 . Bei dem Argonevent erkennt man in der rechten Reihe, wie die Ladung von vier Clustern auf zwei Pads gemessen wurden. An der zeitlichen Korrelation der Peaks sieht man, dass es sich hier um Ladungsteilung von Cluster auf den Pads handelt. Bei Xenon ist die Situation ganz ähnlich, nur erfolgt die Ladungsteilung wegen der Größe des Clusters über vier Pads. Außerdem fällt auf, dass die Pulse eine sehr große Zeitkonstante für das Abfallen haben, sodaß nachfolgende Hits auf den vorausgehenden sitzen.

Events aufnimmt und feststellt, welchen Wert die Nulllinie hat. Die Auslesezeit war während der Strahlzeit 2.5 μ s. Da die maximale Driftzeit bei ca. 1.5 μ s liegt, war dies ausreichend. Diese Daten lassen sich dann mit einer Routine in PAW analysieren. In PAW werden die Baselines abgezogen, die Daten in Histogramme gespeichert und dargestellt. Abbildung 4.2 zeigt, wie typische Rohdaten der TEC aussehen, die später für die Analyse benutzt werden. Zu sehen sind die obersten vier Pads der beiden ausgelesen Reihen. Auf der linken Seite ist ein Event für $Argon/CO_2$ zu sehen. In den Histogrammen sieht man deutlich mehrere Cluster aus der Baseline aufragen. Auch die Ladungsteilung zwischen zwei Pads ist an den korrelierten Pulsen auf zwei nebeneinander liegenden Pads zu erkennen. Im oberen der beiden ist ebenfalls zu sehen, wie nach einem Cluster die Baseline absinkt. Rechts das gleiche für Xenon/ CO₂, ein Event mit einem sehr großen Cluster und Ladungsteilung über vier Pads. In Xenon werden mehr primäre Elektronen pro cm Gas produziert als in Argon, und deswegen kommen auch mehr Elektronen pro Sekunde an der Anode an. Außerdem sind die Signale breiter wegen der geringeren Mobilität der Xenonionen. Man benötigt eine höhere Spannung an der Anode, um die gleiche Gasverstärkung zu erreichen. Es muss aber darauf geachtet werden, dass sie nicht zu hoch ist, weil es sonst zu spontanen Entladungen kommt.

4.2.1. Test mit ⁵⁵Fe Quelle

Das Verhalten des Detektors, insbesondere mit Argon als Füllgas, kann mit einer ⁵⁵Fe Röntgenquelle gut überprüft werden. Damit kann auch das Antwortverhalten des Detektors auf isolierte Impulse überprüft werden und darüber hinaus diente es als Test des gesamten Systems. Die benutzte Quelle hat mit 1500Hz eine hohe Rate, und man konnte so schnell viele Ereignisse aufnehmen, die für eine gute Statistik notwendig sind. Die Signatur in den Rohdaten ist relativ einfach, nämlich meistens nur ein Cluster, der seine Ladung auf zwei oder drei Pads aufteilte. Es wurde je ein Energiespektrum für Argon/CO₂ und Xenon/CO₂ aufgenommen. Das Energiespektrum für Argon und Xenon unterscheiden sich dadurch, dass es bei Argon einen Escapepeak gibt und bei Xenon nicht. Röntgenabsorption an Atomen findet hauptsächlich an der K-Schale statt, da bei diesem Prozess der Kern einen Teil des Impulses übernehmen muss. Der Escapepeak ist auf die Elektronenkonfiguration des Gases zurückzuführen. Das Elektron aus der K-Schale von Argon hat eine Bindungsenergie von 3206 eV (siehe Anhang A.1). Beim Photoeffekt wird durch die Wechselwirkung eines Photons mit einem Hüllenelektron dieses aus dem Atom herausgeschlagen und erhält dabei die Energie des Photons minus der Bindungsenergie als kinetische Energie. Von einer äußeren Schale des Gasatoms fällt dann ein Elektron in das entstandene Loch, wodurch es zur Abstrahlung eines weiteren Photons kommt. Die Energie des Photons entspricht dem Energieunterschied der Schalen, in diesem Fall der K- und der L- Schale mit einer Energie von 3.2 keV. Dieses Photon kann unter Umständen den Detektor verlassen, wodurch es dann erscheint, als ob ein Photon mit niedrigerer Energie im Detektor absorbiert worden wäre. Im Histogramm



Abbildung 4.3.: Hier sind drei Histogramme mit FADC Werten von drei übereinanderliegenden PADs dargestellt. Links ist ein Event eines Röntgenphotons einer ⁵⁵Fe Quelle in einem Ar/CO_2 und rechts Xe/CO₂ Gas. Der Cluster wird zwischen zwei Pads aufgeteilt.

erscheint dann ein zu niedrigeren Energien verschobener Escapepeak. Da die K-Schale des Xenon bei ca. 30keV liegt, werden diese Elektronen nicht angeregt. In Abbildung 4.3 für Argon und in 4.3 für Xenon sind typische FADC-Pulszüge auf drei übereinander liegenden Pads zu sehen. Der Argonpuls im mittleren Pad wurde mit einem sehr hohen Gasverstärkungsfaktor aufgenommen und ist deshalb 600 FADC-Einheiten hoch. Im auf den Peak folgenden Teil sieht man, wie die Baseline bei $0.35 \,\mu$ s verschwindet und dann bei 0.6 μ s wieder erscheint. Bei dem rechten Bild 4.3 ist der Xenonpuls nur 1/4 so hoch. Man sieht, dass aufgrund der geringeren Mobilität des Xeonions der Puls breiter ist.

Rauschen und Baseline

Das Rauschverhalten ist aufgrund des großen dynamischen Bereichs, den der Detektor haben muß, besonders kritisch. Prinzipiell wird das Signal auf die beiden Kathoden aufgeteilt. Somit wird nur die Hälfte des Signals auf die Kathodenpads induziert. Des weiteren wird die Ladung unter den Kathodepads aufgeteilt: nach der simulierten Padresponse ist, wenn ein Pad zentral getroffen wird, nur 10% des Signals im Nachbarpad. Ist nun dieses Signal durch das Rauschen nicht mehr zu erkennen, wird die Ortsauflösung beeinträchtigt.

Der gesamte Aufbau des Experiments wurde sorgfältig geerdet. Durch Abschirmung mit Alu- und Kupferfolie sollten zudem außere Streufelder reduziert werden. Es wurde versucht, offene Drähte, Kabel und Metallflächen weitgehend zu vermeiden, da diese wie Antennen wirken.





Abbildung 4.4.: Beim Starten der DAQ wird die Baseline der FADC iterativ auf 20 FADC Einheiten eingestellt. Da der Algorithmus relativ schnell abbricht und immer auch Schwankungen während des Experiments auftreten, bleibt sie nicht stabil. Die Fehlerbalken sind das RMS der Werte.

Abbildung 4.5.: Unterschwinger von Pulsen unterschiedlicher Höhe. Die Größe des Unterschwingers beträgt, soweit er erkenntlich ist, ungefähr 10% der Pulshöhe.

Allerdings gab es einen verbleibenden Durchgriff der Störquellen. So konnte man zum Beispiel ein 100 MHZ Signal auf dem Oszilloskop sehen, sobald man den Scanner des FADC-Crates einschaltete. Dieses Signal hatte eine Amplitude von bis zu 10mV und wurde als Rauschen auf der Nullinie beobachtet. Die Baseline ist durch die Initialisierung während des Startens der DAQ, auf zwanzig FADC Einheiten eingestellt worden. Dies ist notwendig, da der FADC nur positive Spannungswerte sampelt und durch Unterschwinger Spielraum in den negativen Bereich benötigt wird. Im Bild 4.4 sieht man für die 16 Pads den Mittelwert der Baseline. Die Baseline schwankt um den verwendeten Wert von zwanzig FADC-Einheiten. Die Offsets werden zur Analyse von den FADC-Werten abgezogen. Die Fehlerbalken geben die Breite der Streuung um den Mittelwert an. Sie wird als Maß für das Rauschen in der Analyse verwendet. Das Dreifache dieses Wertes wird als Schwellwert bei der Clusterrekonstruktion benutzt.

Unterschwinger

Bei der Analyse der Daten zeigte sich immer wieder, dass nach einem Puls die FADC-Werte nicht einfach wieder auf Null zurückgingen, sondern unter Null fielen. Daraufhin wurden aus den Daten der Eisenquelle verschiedene Pulszüge nach ihrer Höhe sortiert und übereinandergelegt, um das Rauschen herauszumitteln. Das Ergebnis zeigt Bild 4.5: Pulse verschiedener Höhe mit den nachfolgenden Unterschwingern. Deutlich ist schon bei kleinsten Pulsen der Unterschwinger zu sehen. Bei Pulsen ab einer Größe von 250 Einheiten reicht der Baselineoffset von zwanzig Einheiten nicht mehr aus und das Signal wird einfach abgeschnitten. Dieses Problem ist ernstzunehmen, da bei Pulsen, die den gesamten Bereich des FADC, der bei 900 Einheiten liegt, ausnützen, die Baseline für Mikrosekunden weit unter die Nulllinie fällt. Der FADC mißt nur Werte einer bestimmten Polarität und gibt für Werte kleiner Null nur 0x00 aus. Spätere Pulse, die in diese Täler fallen, werden bezüglich dieses verschobenen Niveaus gemessen, erscheinen also erniedrigt oder werden nicht erkannt. Die Ursache des Unterschwingers liegt im Vorverstärker und ist abhängig von der Höhe des Pulses und der Steilheit der abfallenden Flanke, siehe hierfür auch Kapitel 3.

Energieauflösung

Bei allen Messungen mit Detektoren ist es wichtig zu wissen, wie gut die Auflösung des Detektors für eine Meßgrösse ist. Um die Energieauflösung des Detektors zu bestimmen, wird das totale Integral über alle Pulse eines Events errechnet und als Maß dafür genommen, wieviel Ladung in dem Detektor erzeugt wurde. Das Ausgangssignal, welches in das Histogramm gespeichert wird, entspricht der Gesamtladung Q_{total} . Diese ist proportional zur im Detektor deponierten Energie. Durch Fluktuationen, z.B. der Anzahl der erzeugten Elektronen, unterliegt dieser Wert einer Verteilung $F(Q_{total})$. Der Mittelwert



Abbildung 4.6.: Links das Spektrum der 55 Fe Röntgenquelle in Ar/CO₂. Man kann an der linken Flanke des Peaks den Escapepeak sehen und an der rechten Flanke das energiereichere Photon des unwahrscheinlicheren Übergangs mit 6.5 keV. Rechts das Spektrum der 55 Fe Röntgenquelle in Xenon/CO₂. Der Fit paßt sich realtiv gut an die Verteilung an die zwei Peaks an. Hier gibt es keinen Escape, jedoch eine Erhöhung bei hohen Energien.

der Verteilung ist

$$\langle Q_{total} \rangle = \int Q_{total} F(Q_{total}) \, dQ_{total}.$$
 (4.2)

Die Breite der Verteilung in Bezug auf diese Größe ist die Standardabweichung $\sigma_{Q_{total}}$ von $F(Q_{total})$, und wird durch

$$\sigma_{Q_{total}}^2 = \int (Q_{total} - \langle Q_{total} \rangle)^2 F(Q_{total}) \, dQ_{total} \text{ bestimmt.}$$
(4.3)

Können die Größen in Bezug auf ihre physikalischen Messwerte geeicht werden, so kann man eine absolute Auflösung in Einheiten der Messgrösse angeben. Ist dies nicht möglich, kann nur die relative Auflösung der Größe angegeben werden. Die relative Auflösung von Q_{total} ist die Breite der Verteilung durch deren Mittelwert. Abbildung 4.6 zeigt das Histogramm, in dem an die Verteilung der Werte für Q_{total} eine Gaußfunktion gefittet ist. Da das Spektrum sich aus mehreren Linien zusammensetzt, sind auch mehrere Gaußfunktionen übereinander gefittet. Die Energieauflösung bei Argon beträgt in diesem Fall 26.4%. Diese Auflösung reicht nicht aus, um den Escapepeak aufzulösen. Man kann an der linken Flanke eine Schulter erkennen, die vom Escapepeak herrührt. Es gibt bei der Eisenquelle noch einen um einen Faktor 10 unwahrscheinlicheren Übergang und ein Photon mit der Energie von 6.5 keV. Dieser sollte rechts vom Hauptpeak liegen und auch einen Escapepeak haben. Man kann diesen Peak nicht sehen, jedoch passt sich der Fit besser an das Spektrum an, wenn man eine dritte Gaußfunktion hinzunimmt. Das Spektrum kann somit nicht auf absolute Werte geeicht werden, da man nur einen Peak sieht.

Das Spektrum von Xenon unterscheidet sich von dem Argonspektrum, weil es keinen Escapepeak gibt. Es wurde nur ein File mit Xenon gespeichert, bei dem die 55 Fe Quelle vermessen wurde. Diese Daten wurden bei einer Anodenspannung von 1.8 kV aufgenommen. Bei Xenon handelt es sich hierbei um eine sehr hohe Spannung, da häufig sehr hohe Pulse beobachtet werden, die man Entladungen zuschreiben muß. Die relative Auflösung beträgt im Falle von Xenon 44%.

Die theoretische Auflösung des Detektors, nur begrenzt von statistischen Fluktuationen in der Erzeugung der primären Ladungsträger, ist gegeben durch

$$\frac{\sigma_{Q_{total}}}{\langle Q_{total} \rangle} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \tag{4.4}$$

Und beträgt bei durchschnittlich 225 primär erzeugten Elektronen pro Gammaquant ca. 6.66% . Es wird allerdings eine Abweichung von dieser theoretischen Untergrenze der Auflösung beobachtet. Dieser Effekt wird allgemein als Fano-Effekt bezeichnet. Dies wird hier aber nicht weiter ausgeführt.

4.2.2. Strahldaten

Das Hauptaugenmerk während der Strahlzeit lag darauf, wie sich der Detektor verhält, wenn minimal ionisierende Teilchen sein sensitives Volumen durchdringen. Beim Test wurde ein Sekundärstrahl aus Pionen und Elektronen benutzt, der durch Beschuss eines Berylliumtargets mit Kohlenstoffionen entstand. Dieser Strahl wurde dann mit starken Magneten in den Cave und zum Experiment geleitet. Die Sekundärteilchen hatten einen Impuls von ca 1.5 GeV/c. Es wurden nur negative Teilchen an das Experiment herangeführt, um zu vermeiden, daß die Protonen, die bei diesem Prozeß auch entstehen und die bei diesen Energien nicht minimal ionisierend sind, den Detektor treffen.

Das Verhalten des Detektors wird hauptsächlich anhand von vier Verteilungen überprüft. Dies sind die totale Ladungsmenge, die Ankunftszeitverteilung, die Anzahl und die mittlere Ladung der Cluster. In Abbildung A.2 sieht man eine solche Teilchenspur, die im Gasvolumen Ionisationscluster erzeugt, und die Driftlinien, entlang denen die Ladung zur Anode gelangt und dort verstärkt wird. Der Track durchquert drei Driftfelder und wird so an drei unterschiedlichen Anodendrähten verstärkt. Die Zeit, zu der ein Cluster gemessen wird, hängt von der Driftgeschwindigkeit und dem Entstehungsort ab.

Die totale Ladungsmenge eines Ereignisses kann mit zwei unterschiedlichen Methoden ermittelt werden. Entweder werden alle FADC Werte jedes Zeitbins, die über einer Schwelle liegen, aufaddiert oder es werden mit einem Algorithmus Hits auf den Pulszügen gesucht und das Integral dieser Hits gebildet. Die erste Methode ist relativ einfach zu realisieren, funktioniert jedoch nur mit einem hohen SNR. Die zweite Methode bedarf einiges an Mehraufwand, jedoch können die ermittelten Hitwerte, wie Breite, Höhe, Anfangszeit und Integral in n-Tupel gespeichert und analysiert werden. Der Energieverlust kann klassisch nach Landau [4] mit folgender Formel beschrieben werden

$$f(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \exp\left(\frac{-1}{2}(\lambda + \exp\left(-\lambda\right))\right) \tag{4.5}$$

hier ist λ die Abweichung vom mittleren Energieverlust $\overline{\Delta E}$:

$$\lambda = \frac{\Delta E \bar{\Delta E}}{\xi}, \text{ mit } \xi = K \frac{Z \rho}{A \beta^2} X \tag{4.6}$$

Wobei ΔE der Energieverlust ist und ξ der mittlere Energieverlust aus dem ersten Term der Bethe-Bloch Formel ist. Z ist die Atomzahl, A die Atommasse, ρ die Dichte und β die Geschwindigkeit in Einheiten von der Lichtgeschwindigkeit. Die Verteilung hat nichtverschwindende Werte bis zu hohen Energien, fällt aber im Bereich hoher Energien stark ab.

Für Strahldaten eine der interessantesten Verteilungen, ist die Ankunftszeitverteilung. Sie gibt Auskunft darüber, wieviel Hits zu welcher Zeit gefunden wurden. Zunächst erwartet man eine homogene Verteilung, da die Produktion der Cluster im Gas auch örtlich homogen geschieht. Es stimmt für die Driftregion, die Anodenregion des Detektors weicht davon ab. Dies liegt an der Geometrie des Detektors; in der Anodenregion entstehen vor und hinter der Anode Elektronen-Ionen-Paare. Diese werden dann, entweder zur gleichen Zeit an der Anode ankommen und verstärkt werden, was zu einer Vergrößerung der Ladungsmenge des Clusters führt, oder es erscheinen doppelt soviele Cluster pro Zeit. In der Messung treten beide Effekte auf.

Eine weitere charakteristische Größe ist, wieviele Cluster in dem Detektorgas produziert und nachgewiesen werden. Mit der Anzahl der Hits auf den Pads kann abgeschätzt werden, wieviele Cluster von Pads geteilt werden. Nach [2] sollen z.B. in Argon 105 Elektronen pro Zentimeter erzeugt werden, die sich in Clustern mit der in Bild 2.5 dargestellten Clustersizedistribution befinden. Werden nun im Mittel eine gewisse Anzahl von Clustern pro Event gefunden, kann man damit Rückschlüsse ziehen, wieviele Elektronen ein Cluster haben muss, damit die Analyse ihn erkennt. Dies ist auch deshalb wichtig, weil die Genauigkeit der Spurbestimmung davon abhängt, wieviele Punkte man für einen Fit zu Verfügung hat.

Als letztes ist die zeitliche Verteilung der Clustergrösse aufschlußreich. Auch hier ist zu erwarten, dass über die gesamte Driftzeit die Cluster im Mittel dieselbe Größe haben. Wiederum gilt dies nicht für die in der Anodenregion produzierten Cluster. Dort beobachtet man, wie zuvor geschildert, größere Cluster, wenn im selben Abstand vor und hinter der Anode ein Cluster entsteht und diese gemeinsam verstärkt werden.



Abbildung 4.7.: Die vier erwähnten Abhängigkeiten für Argon/CO2 bei $U_a=1.5$ kV im Strahl. Links oben die Gesamtladung, daneben die Ankunftszeitverteilung. In der Reihe darunter rechts die Anzahl der Cluster pro Event und daneben die mittlere Ladung pro Cluster über die Zeit aufgetragen.

ARGON

Ich betrachte zunächst die andiskutierten Verteilungen für Argon/CO₂ im Bild 4.7. Bei diesem Experiment wurde ein Strahl aus e^- und π^- mit einem Impuls von 1.5 GeV/c verwendet: Links oben ist die Verteilung des Ladungsintegrals über alle Cluster dargestellt. Es ist ein stark abfallendes Landauspektrum mit einem langen Schwanz zu hohen Energien. Für Argon beträgt der Energieverlust von MIPs 2.44keV/cm [4].

Desweiteren rechts daneben die zeitliche Verteilung der Cluster. Die Ankunftszeitverteilung entsteht wegen der unterschiedlichen Driftdauer der Elektronen und entspricht damit einer Ortsverteilung der Koordinate senkrecht zur Padebene. Wie schon einleitend zu diesem Abschnitt erwähnt, sollten die Cluster eigentlich gleichverteilt über den gesamten Detektor ankommen. Der leichte Abfall zu größeren Zeiten ist durch Diffusion, Verbreiterung der Cluster, und Attachment, Verkleinerung der Cluster, zu verstehen. Jedoch ist der Peak in der Anodenregion mit einer vierfachen Überhöhung nicht mit rein geometrischen Argumenten zu erklären.

Unten links ist die Anzahl der Cluster pro Event zu sehen. In [3] wird für Argon angegeben, dass in einem Zentimeter Gas 29.4 Primärionenpaare erzeugt werden. Nach der Clustergrößenverteilung sind 92.75% der Cluster jedoch kleiner oder gleich 5 Elektronen. In der Analyse werden ca. 4 Cluster pro Event gefunden, das heißt, dass nach der Clustergrößenverteilung im Mittel nur Cluster gesehen werden, die mehr als 15 Elektronen haben. Diese Problematik wird im nächsten Abschnitt diskutiert werden.



Abbildung 4.8.: Abhängigkeiten für Xenon/CO2 im Strahl. Die Kammer war gegen die Strahlachse gekippt und die Anodenspannung betrug 1.6kV. Links oben das totale Integral, rechts daneben die Ankunftszeitverteilung. In der unteren Reihe links die Cluster pro Event und rechts daneben die mittlere Ladung des Clusters über die Zeit aufgetragen.

Zunächst unten rechts die mittlere Ladung eines Cluster, aufgetragen gegen die Ankunftszeit. Die Cluster aus der Verstärkungsregion haben 50% mehr Ladung als die Cluster aus der Driftregion. Dies zusammen mit der Tatsache, dass in der Anodenregion viermal so viele Cluster gefunden werden, läßt vermuten, dass es neben dem geometrischen Unterschied zwischen Anoden und Driftregion noch einen weiteren Effekt gibt, der sich auf das Verhalten des Detektors auswirkt. Hierauf wird im Abschnitt mit den offenen Fragen und in der Beschreibung weiterer Tests noch eingegangen.

XENON

Für Xenon/CO₂ sehen diese Verteilungen allerdings etwas anders aus. Der Energieverlust für MIPs besitzt mit 6.76 keV/cm fast den dreifachen Wert von Argon. Dadurch sollte sich das totale Ladungsintegral zu grösseren Werten verschieben. Aus den GARFIELD Simulationen erhält man eine Driftzeit von 1.8μ s für Xenon bei einer Driftspannung von 2kV. Die Anzahl der Cluster, die erzeugt werden, beträgt 44 pro Zentimeter und insgesamt sollten 307 Elektronen pro Zentimeter entstehen [4]. Das bedeutet, dass die Cluster in Xenon größer sind als in Argon, was auch eine Simulation [11] bestätigte (vgl. Bild 2.5). Wie in Bild 4.8 jedoch zu sehen ist, fällt die Anzahl der Cluster mit der Driftzeit ab, man erkennt nicht einmal das beim Argon vorhandene Plateau. Zudem werden nur durchschnittlich 4.1 Cluster pro Event gefunden. An der mittleren Clusterladung sieht man, dass Cluster, die im Anfangsbereich bei großen Driftzeiten des Detektors entstehen, viel kleiner sind.



Abbildung 4.9.: Differenz von wahrer Koordinate zu der mit der TEC gemessenen Koordinate. Die Breite der Verteilung entspricht also der Auflösung der TEC1

Ortsauflösung

Wie schon in der Einleitung beschrieben wurde, soll die TEC als Trigger für Υ und J/Ψ Teilchen eingesetzt werden. Dies geschieht dadurch, dass Spuren geladener Teilchen mit großem Radius gefunden werden. Die TEC muß eine dafür ausreichende Ortsauflösung aufweisen. Diese wurde anhand der Daten der XY-Kammer bestimmt. Hierfür stand dem Versuch eine Kammer aus dem Detektorlabor der GSI zu Verfügung. Nach R. Bell [13] hat die XY-Kammer eine Auflösung in beiden Koordinatenrichtungen von ca. 180 μ m. Sie wurde ursprünglich eingesetzt, um die Ceres TPC anhand von Myonen zu kalibrieren. Wie in 4.1 zu sehen, stand die Kammer ungefähr 30cm vor der TEC. Der Trigger bei diesem Run wurde durch eine Koinzidenz der beiden Szintillatoren gebildet. Um die Auflösung der TEC zu bestimmen, wurden die Koordinaten der TEC mit der X-Y-Kammer verglichen. In Bild 4.9 sieht man den Vergleich der Y-Koordinaten der XY-Kammer mit der Y-Koordinate der TEC. Hier ist auf der Abszisse die Differenz zwischen den aufeinander abgestimmten Koordinaten aufgetragen, auf der Ordinate die



Abbildung 4.10.: Links die Winkelverteilung eines Experiments, bei dem die Kammer 50 Grad nach vorne gekippt war. Rechts dieselbe Winkelverteilung, aber aufgetragen gegen die Gesamtladung. Hier sieht man zwei voneinander abgetrennte Bereiche. Bei der Analyse zeigt sich, dass bei Events mit großer Gesamtladung meist ein sehr großer Cluster dabei war, der den Winkel dominierte.

dazugehörige Anzahl der Events. An die Verteilung wurde eine Gaussfunktion angepasst deren Breite 2.6 mm beträgt. Dieses Ergebnis hängt davon ab, ob nur ein großer Cluster am Anfang der Auslesezeit gefunden wurde, oder ob in einem Event mehrere, über die gesamte Driftzeit verteilte Clusters, gefunden werden.

Ein Versuch, die Auflösung zu verbessern, war der, den Winkel, unter dem das Teilchen in den Detektor kam, als zusätzliche Variable mit in die Analyse zu nehmen, um so eine genauere Berechnung der Koordinate zu ermöglichen. Zudem sollte herausgefunden werden, mit welcher Genauigkeit der Inklinationswinkel zu bestimmen ist. Dies scheiterte allerdings auch an der Tatsache, dass es zu wenig Cluster pro Pad und Event gab und dass die Anzahl vor allem bei Xenon bei höheren Driftzeiten dramatisch abnahm. Nach geeigneten Schnitten auf die Clusteranzahl blieben nur wenige Events für eine Winkelbestimmung. Von den im Run genommenen Events waren nach der Forderung, dass ein gutes Event mindestens drei Cluster enthalten sollte nur noch 20 % übrig. In Bild 4.10 ist die Winkelverteilung für Xenon/CO₂ mit gekippter Kammer dargestellt. Der Peak der Winkelverteilung, die aus den gemessenen Daten berechnet wurde, befindet sich bei ca. 30 Grad. Der wirkliche Kippwinkel betrug aber ca. 50 Grad. In Abbildung 4.10 sieht man die Winkelverteilung in Abhängigkeit von der im Event gemessenen Gesamtladung. Bei Xenon traten immer wieder sehr große Cluster auf, die in einer Art Unproportional Mode, durch die bei Xenon vermehrt auftretenden Photonen, entstanden sein könnten.



Abbildung 4.11.: Daten der Cosmics. Oben rechts die Gesamtladung, daneben die Ankunftszeitverteilung. In der Reihe darunter die Clusteranzahl pro Event und die mittlere Clusterladung.

Die gesamte Ladung der nachkommenden Cluster ist geringer und dadurch wird die Auflösung verschlechtert, da ein Cluster unverhältnismäßig hoch gewichtet wird.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass wegen der geringen Zahl "guter"Events und der relativ schlechten und breiten Winkelverteilung keine Verbesserung in der Auflösung der TEC erreicht werden konnte.

4.2.3. Kosmische Strahlung

Auch kosmische Strahlung, d.h. die geladenen Teilchen der Strahlung, eignet sich für Tests des Detektors. Der einzige Nachteil sind die geringen Raten, mit der die Teilchen auf die aktive Fläche der Szintillatoren treffen und ein Ereignis auslösen. Die Rate der für uns interessanten Teilchen beträgt bei einer aktiven Fläche von $50cm^2$ und einer Winkelakzeptanz von $\approx \pm 20^{\circ}$ ca. eines pro Sekunde. Umfangreiche Datenmengen wurden deshalb erst nach der Strahlzeit im Detektorlabor genommen. Hier kamen auch zum erstenmal zwei X-Y-Kammern zum Einsatz, um zu überprüfen, welche räumliche Auflösung der Detektor erreichen kann. In Bild 4.11 sind die üblichen Verteilungen für Daten mit Cosmics zu sehen. Allerdings ergaben sich enorme Probleme mit der Elektronik und insbesondere mit dem Rauschen. Das SNR verschlechterte sich von RMS=5 auf RMS=13. Bei der Ankunftszeitverteilung verschlechterte sich das Verhältnis von Peak zu Plateau zu einem Faktor 6. Die Anzahl der Cluster nahm auf unter 3 ab, und die mittlere Clusterladung war im Anodenbereich doppelt so hoch wie für die Cluster aus der Driftregion.

Diese Messungen sollten auch zeigen, wie die Cluster-Ankunftszeit und Größe mit dem Winkel zusammenhängt. Es zeigten sich jedoch keine besonderen Verbesserungen im Verhalten der Kammer bei unterschiedlichen Einfallswinkeln.

Als letztes stellt sich noch die Frage, wie effizient der Detektor ist. Die XY-Kammer diente als Eventtrigger. Somit war man an die Effizienz dieses Detektors gebunden. Eine Abschätzung der Effizienz der TEC erhält man, indem man die Zahl der Teilchen, die von der XY-Kammer registriert wurden und nach den räumlichen Koordinaten im sensitiven Bereich der TEC liegen sollten, mit der Anzahl der in der TEC erzeugten Signale vergleicht. Im Falle von Argon waren dies 92%.

4.3. Offene Fragen

Nach der Strahlzeit und den weiteren Messungen im Labor waren die besten Betriebsparameter des Detektors ermittelt. Es konnten reproduzierbare Messungen mit stabilen Ergebnissen durchgeführt werden. Dabei kristallisierte sich ein gewisses Verhalten der Kammer heraus, welches, da nicht ganz optimal, Fragen aufwarf wie dieses zu verbessern wäre. Nahezu jeder Teil des Detektors wurde in Augenschein genommen und überall wurden leistungssteigernde Maßnahmen als sinnvoll angesehen und erste diesbezügliche Vorschläge gemacht. Die Punkte, wie man das Verhalten des Detektors verbessern könnte sind:

- Die Vorverstärkerelektronik sollte dahingehend verändert werden, dass zum einen der Unterschwinger nicht mehr auftritt und zum anderen das Rauschen auf den Kanälen abnimmt. Es sollte sichergestellt werden, dass nach einem Signal die Baseline wieder auf den eingestellten Wert zurückkommt und nicht auf einen negativen Wert, der im nachhinein nicht zu korrigieren ist.
- Des weiteren wurde vermutet, dass das Gasgemisch, mit dem der Detektor befüllt wurde, Probleme verursacht. Die Frage war, wie rein das Gas war bezüglich Verunreinigungen mit Sauerstoff, Stickstoff, Wasser, etc. Es gibt zwei Effekte, die sich negativ auf die Pulshöhe der Signale in einer Driftkammer auswirken. Zum einen die sog Elektronenanlagerung, zum anderen die Rekombination von Elektronen mit Ionen. Ein Elektron kann sich an ein Gasmolekül nach einem Stoss anlagern und wird so nicht mehr nachgewiesen. Dieser Prozess findet verstärkt bei elektronegativen Gasen, wie O₂, CL₂, NH₃, H₂O statt.
- Die letzte Vermutung ist, dass ein Absinken des Gasverstärkungsfaktors durch Raumladungseffekte das Verhalten erklären könnte. Wenn viele primäre Elektronen an der Anode verstärkt werden, kommt es zu einer Anhäufung von positiven Ionen in der Anodenregion. Diese Raumladung drückt die Verstärkung, und späte Cluster werden nicht mit dem gleichen Faktor verstärkt. Sie werden also unter Umständen

nicht nachgewiesen. Auch hier wäre der Unterschied zwischen Argon und Xenon durch die unterschiedliche Mobilität der Ionen zu erklären.

5. Zweiter Prototyp, weitere Tests und Rechnungen

Nach umfangreichen Tests mit dem ersten Prototypen wurde im September ein zweiter Detektor gebaut. Der neue Detektor unterscheidet sich vom alten durch kleinere Drahtabstände, wobei mit den Drahtabständen auch die Kathodenstrukturen verkleinert wurden. Der Detektor hat zwei Bereiche mit unterschiedlichen Drahtabständen. Der eine Bereich entspricht den Angaben im Technischen Design Report für den ALICE TRD¹, der andere hat engere Drahtabstände. Für den zweiten Detektor mußte der alte zerlegt werden, da beispielsweise der Aluminiumrahmen wiederverwendet wurde. Bis alle Teile für den zweiten Detektor vorhanden waren und man den Detektor zusammenbauen konnte, vergingen zwei Monate. Nachdem der Detektor schließlich fertiggestellt war, wurde der Testaufbau wieder errichtet. Erste Messungen mit der alten Gasmischung und den alten Vorverstärkern sollten die Funktionalität des zweiten Detektors unter Beweis stellen. Während einer Zeitspanne von zwei Monaten folgten die Testmessungen, die im folgenden beschrieben werden. Getestet wurde die Elektronik mit verschiedenen Verstärkungseinstellungen sowie verschiedenen Ausgangsinduktivitäten. Dies sollte klären, mit welchen Einstellungen die bestmögliche Pulsform und das geringste Rauschen erreichbar ist. Es wurde ein anderes hochreines Gas verwendet. Am neuen Gassystem konnte an verschiedenen Stellen die Rate an Sauerstoffverunreinigungen mit einem geeigneten Meßgerät verfolgt werden. Anhand von Energiespektren einer ⁵⁵Fe Quelle wurde die Auflösung der Kammer getestet.

Zuletzt kam noch eine neue Vorverstärkerelektronik zum Einsatz, die in Bukarest entwickelt wurde. Das Verhalten des Detektors wurde anhand von Spektren der Eisenquelle und mit der Analyse von Kosmischer Strahlung vermessen.

5.1. Weitere Tests

Am Anfang wurde zunächst geprüft, ob sich im Vergleich zum ersten Prototypen die gleichen Ergebnisse erzielen ließen, um damit die Funktionalität unter Beweis zu stellen. Die

¹Transition Radiation Detektor – Übergangsstrahlungsdetektor

erste Beobachtung an der zweiten Kammer war, dass durch die verkleinerten Padfläche die Signale kleiner wurden. Außerdem vergrößerte sich das Rauschen der Vorverstärkerelektronik. Das lag an dem größeren Hintergrundrauschen im Labor im Vergleich mit der Experimentierhalle. Dies konnte aber auf ein tolerierbares Maß gedrückt werden. Der ganze Detektor wurde hierfür geerdet und die Elektronik abgeschirmt.

5.1.1. Test mit ⁵⁵Fe Quelle

Die ersten Messungen, die mit der gesamten DAQ gemacht wurden, waren sehr verheißungsvoll. Es gelang auf Anhieb, ein differenziertes Spektrum der Eisenquelle aufzunehmen. Siehe hierfür Bild 5.1. Die Spannung an der Anode betrug 1650V, dies ist eine eher hohe Spannung in Bezug auf die Gasverstärkung. Das Spektrum entsteht, indem für jedes Event die integrierte Gesamtladung in ein Histogramm eingetragen wird. An diese Ladungsverteilung wurden dann drei Gaußfunktionen angepasst, da das Spektrum mindestens drei gaußförmige Peaks enthalten sollte. Die drei freien Parameter der drei Gaußfunktionen sind in dem Bild rechts oben angegeben. Es handelt sich um die Höhe, die Position und die Breite Σ der Funktion.

$$Func = par(1) * \exp \frac{(x - par(2))^2}{2 * par(3)^2}$$
(5.1)

Der Hauptpeak liegt bei 5.0 keV, links davon der Escapepeak mit 2.7 keV und rechts daneben mit einer Intensität von 1/10 der Peak mit 6.5 keV. Die drei Gaußfunktionen passen sich gut an die Verteilung an und sind somit gerechtfertigt. Die Fitparameter sind im Bild angegeben, der erste Parameter entspricht der Höhe des Gaußpeaks, der zweite dem Zentrum und der dritte der Breite. Der Hauptpeak hat eine Höhe von P4 = 850, ist an der Position P5 = 3936 und hat eine Breite von P6 = 400. Somit ist die relative Auflösung bei dieser Messung:

relative Auflösung =
$$\frac{\text{Breite}(\text{P6})}{\text{Position}(\text{P5})} = 10.2\%.$$
 (5.2)

Erst ab einer Energieauflösung von unter 10% würde der Peak mit der höheren Energie sichtbar. Der Escapepeak hebt sich jedoch gut sichtbar aus dem Rauschen ab, das durch eine Schwelle abgeschnitten ist. Rechts daneben ist ein typischer FADC Pulszug zu sehen. Hier sind die Fadc Werte in beliebigen Einheiten gegen die Driftzeit aufgetragen. Alle 10 ns wird eine Spannung vom FADC gesampelt und in einen Datenwert umgewandelt. Daraus ergibt sich dann der Pulszug über der Zeit. In mittleren Plot im Bild 5.2 sieht man einen typischen Puls. Durch die hohe Spannung an der Anode ist seine Amplitude hoch und breit. Die ansteigende Flanke ist dreimal steiler als die abfallende und es ist zu erkennen, wie die Baseline unter Null fällt und innerhalb der Auslesezeit sich nicht wieder erholt. In den danebenliegenden Pads ist der Teil des Pulses zu sehen, der durch die Ladungsteilung auf den Pads zustande kommt. Gut sichtbar ist hier das Rauschen,



Abbildung 5.1.: Ein Eisenspektrum, das mit der zweiten Kammer aufgenommen wurde. Es sind an das Spektrum drei Gaußfunktionen gefittet, entsprechend der zwei Eisenlinien bei 6.5 keV und 5.9 keV und der Escapelinie von Argon bei 3.2 keV

Abbildung 5.2.: Hier sind die FADC Pulszüge drei übereinanderliegender Pads zu sehen. Im mittleren befindet sich ein Hauptpuls eines Eisenevents. Auf den benachbarten Pads ist die Ladungsteilung zu sehen.



Abbildung 5.3.: Zu sehen sind FADC-Pulse mit unterschiedlicher Höhe. Die Elektronik hatte links eine hoher Verstärkung; die Spuleninduktivität betrug 10μ Henry. Rechts im Bild auch Pulse mit unterschiedlichen Höhen, diesmal mit niedriger Verstärkung und 12μ Henry Spulen.

das auf der Baseline liegt. Das Rauschen ist hier mit einer Amplitude von 25 Einheiten relativ hoch. Dies rührt zum einen von der hohen Anodenspannung, zum anderen von den vielen Störsignalen aus der Umgebung her. Für diese Daten wurde jedoch die Verstärkung der Vorverstärker verdoppelt, womit sich auch das Rauschen erhöht. Später wurde diese Verstärkung wieder heruntergestellt, da im Verhältnis von Signal zu Rauschen nichts gewonnen wurde. Die Induktivität der Spule (siehe Bild 3.1) am Ausgang des Vorverstärkers wurde ebenfalls erhöht. Statt $6\mu H$ wurden jetzt $10\mu Henry$ verwendet, womit der Puls breiter wurde und an der abfallenden Flanke das Signal langsamer abfiel. Dies sollte das starke Absinken der Baseline, wie es vorher beobachtet wurde, vermeiden. Dies gelang durch diese Maßnahme zwar, jedoch vergrößerte sich damit die Zeit, die die Baseline benötigte, bis sie sich wieder auf Null eingestellt hatte. Bild 5.3 zeigt noch einmal, wie die Pulse mit dieser Elektronikeinstellung prinzipiell aussehen. Zur Darstellung dieser Trends wurden für unterschiedliche Pulshöhen jeweils mehrere Pulse übereinander geplottet. Links mit hoher Verstärkung und einer Spule mit einer Induktivität von 10μ Henry. Die rechte abfallende Flanke braucht im Vergleich zum Vorverstärker mit der alten Spule länger, bis sie auf Null ist. Sie durchbricht dann aber die Nulllinie, um für längere Zeit auf einem Wert unter Null zu bleiben. Man sieht hier, dass diese Pulse nicht nach unten saturieren, sie kommen allerdings auch nicht wieder hoch. Das Eventende wird hier erreicht, bevor sich die Baseline restauriert hat. Es ist schwer abzuschätzen, ob ein weiterer Puls die Baseline noch weiter drückt und wann sie wieder

auf das eingestellte Niveau kommt. Auf Bild 5.3 ist das gleiche mit niedriger Verstärkung und einer Spule mit 12μ Henry zu sehen. Der Puls wird in diesem Fall noch länger. Dieser prinzipielle Unterschwinger wird durch die Vorverstärkerelektronik verursacht und ist deshalb nicht völlig zu vermeiden. Er rührt aus der kapazitiven Kopplung der Signale durch die Elektronik her. Jeder Kondensator wird mit einer Zeitkonstante $\tau = R * C$ geladen, und eben auch entladen.

Nach den ersten Tests, die zeigen sollten, dass die alten Ergebnisse auch mit der zweiten Kammer erreicht werden können, wurde die Kammer mit einem neuen Gas gefüllt. Es wurde ab jetzt für alle weiteren Testmessungen eine Argon-Methan-Mischung, auch P10 genannt, benutzt. Sie besteht aus 90% Argon und 10% Methan (CH₄). Es wurde vermutet, dass das CO₂ das als Löschgas der alten Gasmischung benutzt wurde, verantwortlich für eine große Verunreinigung an O_2 ist. Dieses O_2 ist wiederrum sehr elektronegativ, so dass sich mit einer hohen Wahrscheinlichkeit Elektronen an die Moleküle anlagern. Außerdem waren wir fortan in der Lage, den Sauerstoffgehalt zu messen. Das Spurengasmessgerät hat einen dynamischen Meßbereich vom Sauerstoffgehalt der Außenluft (ca.20%) bis hinunter zu einigen ppm. Der Sensor des Geräts wurde in das Gassystem am Ende der Kammer eingebracht. Das P10 Gas hatte eine Sauerstoffverunreinigung von ≈ 1.5 ppm. In Bild 5.4 ist das Spektrum der Eisenquelle zu sehen. Die gemessene Sauerstoffverunreinigung betrug weniger als 2ppm. In dem Bild ist auf der Ordinate die Anzahl der Einträge gegen die Abszisse in FADC-Werten aufgetragen. An das Spektrum wurden wieder drei Gaußfunktionen angepaßt, entsprechend der drei erwarteten Spitzen. Man sieht den Hauptpeak mit 5.9keV und links davon den Escapepeak. Die relative Auflösung beträgt in diesem Fall für den Hauptpeak 9.36%. Das Spektrum ist links neben dem Escapepeak abgeschnitten. Dies liegt an einer relativ hohen Schwelle, über der erst ein Peak akzeptiert wurde. Diese Schwelle wurde wegen des hohen Rauschens erhöht.

Pad Response Funktion

Unter anderem wurde auch die PRF² der TEC gemessen. Die PRF und die inverse PRF werden benötigt, um möglichst genau die Position des Clusters zu bestimmen. Die Padresponsefunktion gibt Auskunft darüber, wieviel Ladung auf den Pads induziert wird. Die am Draht entstandene Ladung induziert abhängig von ihrer Position eine gewisse Menge Ladung auf den angrenzenden Pads. Somit kann man nach Messung der Ladung auf den Pads etwas über die Position der Lawine aussagen. Hierfür wurde eine ⁵⁵Fe-Quelle in ein Stativ eingespannt, um sie an einer bestimmten Position über dem Detektor zu fixieren. Das Stativ hatte zwei Mikrometerschrauben, mit deren Hilfe die Quelle über der Kammer positioniert werden konnte. Somit war es möglich, die kollimierte Quelle innerhalb einer Genauigkeit von einem Millimeter über der Kammer zu halten. Es sollte ein Vergleich mit der in [11] errechneten Padresponse gemacht werden. Bisher war diese

²Pad Response Funktion



Abbildung 5.4.: Das Spektrum einer ⁵⁵Fe Quelle. Die TEC2 war mit Argon Methan (P10) gefüllt und hatte eine Anodenspannung von 1.5kV. Sehr gut passt sich der Fit mit drei Gaußfunktionen an das Spektrum an. P1 bis P9 sind jeweils die Fitparameter: Höhe, Position und Breite. Die Auflösung des Hauptpeaks beträgt 9.36% und der Escapepeak links daneben ist sehr gut separiert.



Abbildung 5.5.: Pad Response Funktion der zweiten Kammer. Die durchgezogene Linie entspricht der berechneten Ladungsverteilung

Messung nicht möglich, da es noch keine äußere Referenz für die Position gab. Um die PRF zu bestimmen, wurde die Quelle in Schritten von einem Millimeter über die Kammer gefahren und jeweils die Ladung auf dem Pad, normiert auf die Gesamtladung, bestimmt. Die DAQ wurde dadurch getriggert, dass auf Pad(siehe 2.2) 5, 6 oder 7 ein FADC-Wert eine bestimmte Schwelle überstieg. In Bild 5.5 ist die PRF der Kammer zu sehen, wie sie mit der oben beschriebenen Methode bestimmt wurde. Pad Nummer 6 wird als Ursprung gewählt, es hat die Position Null. Von hier aus ist die Position in Millimetern nach links und rechts aufgetragen. Bei Positionierung der Quelle direkt über dem Pad werden ca. 80% der an dem Anodendraht entstandenen Ladung auf diesem registriert. Das bedeutet, dass man in den zwei benachbarten Pads jeweils 10% der Ladung messen kann. Die PRF kann durch eine Gaußfunktion beschrieben werden.

Bei der Messung der PRF wurde zusätzlich die Ortsauflösung der Kammer für die Röntgenquelle bestimmt. Um eine möglichst gute Ortsauflösung zu bekommen, muss der Detektor bestimmte Kriterien erfüllen. Für Kammern, bei denen nur gemessen wird, an welchem Draht die Verstärkung stattfand, hängt die Auflösung von den Drahtabständen ab. Besser ist es jedoch, um 90 Grad gegeneinander verdrehte Kathodendrähte über den Anoden zu spannen. Mit Hilfe der Ladungsteilung auf den Kathodendrähten können Auflösungen von einigen hundert Mikrometern erreicht werden. Bei dieser Art von Detektor hängt die Auflösung von verschiedenen Parametern, wie z.B. Drahtdurchmessern, Drahtabständen, der Hochspannung und der Güte der Elektronik ab. Ein Beispiel aus [3] hat folgende Werte:



Abbildung 5.6.: Die gemessene y-Koordinate für drei unterschiedliche Positionen der ⁵⁵Fe Quelle. Die Verteilungen sind genormt und es wurde eine Gaußfunktion angepasst. Die Breite der Verteilung ist im Plot und in Tabelle 5.1 angegeben.

- Drahtabstand: 2mm
- Drahtdurchmesser: 20 μ m
- Abstand Anode/Kathode: 6mm
- Vorverstärker: 200µV Nachweisgrenze, 30ns Auflösezeit
- Hochspannung: 4.5kV

Mit diesen Parametern erhält man eine Nachweiswahrscheinlichkeit für MIPS von $\approx 100\%$ und eine Ortsauflösung von $\sigma_x = 35\mu$ m. Fast ebenso gute Ergebnisse kann man erhalten, wenn in einer Driftkammer mit grösseren Drahtabständen die Spur des Teilchens gefitted wird. Die TEC hat nun, wie im Kapitel 2 beschrieben, größere Drahtabstände, soll allerdings auch Teilchenspuren verfolgen, womit eine gute Auflösung erreichbar wird.

In Bild 5.6 sieht man drei unterschiedliche Verteilungen für drei verschiedene Positionen der Quelle. Für die Berechnung der Position der Quelle wurde das gewichtete Mittel der Ladung auf den Nachbarpads berechnet. In das Histogramm sind die berechneten y-Koordinaten eingetragen. Die Werte sind bezüglich der Anzahl der Einträge normiert. An die Peaks wurden Gaußfunktionen angepaßt, um die Breite der Verteilungen zu bestimmen. Sobald der Abstand zweier Gaußfunktionen kleiner ist als ihre Breite, sind sie nicht mehr voneinander zu trennen. Somit ist die Breite ein Maß für die Auflösung. Die

	first	second	third
position in cm	5.4	6.0	6.6
mean in cm	5.359	5.985	6.619
sigma in cm	0.086	0.095	0.086

Tabelle 5.1.: Parameter des Gaussfits

Fitparameter sind in Tabelle 5.1 angegeben. Die Breite der Verteilungen beträgt weniger als 1mm. Allerdings ist die mögliche Ortsauflösung durch die endliche Ausdehnung der Quelle beschränkt. In unserem Fall wurde die Quelle durch eine Bohrung in einem Plastikklotz kollimiert, der vor der Quelle angebracht wurde. Der Durchmesser dieser Bohrung war 0.5mm, die Länge betrug 3cm. Die erzeugten Photoelektronen haben ihrerseits eine Reichweite $\lambda \approx 25$ mm in dem Gas bevor sie absorbiert werden. Daraus folgt, dass die Streuung der Photonen durch die Öffnung des Kollimators ca. 0.09mm beträgt. Dadurch entsteht eine weitere Ungenauigkeit. Somit war die mögliche Messgenauigkeit in unserem Experiment schon erreicht.

5.1.2. Kosmische Strahlung

Auch die zweiten Kammer wurde mit kosmischen Teilchen getestet. Die Kammer konnte in einer hierfür vorgesehenen Halterung in einer waagerechten Position fixiert werden. Über und unter der Kammer wurden jeweils Szintillatoren angebracht, die den sensitiven Bereich des Detektors abdeckten. Die Szintillatoren übernahmen die Aufgabe des Triggers für die Ausleseelektronik. Die Sauerstoffverunreinigung lag bei ca. 6 ppm. Die Anodenspannung betrug 1.55kV und die Driftspannung war auf -2kV eingestellt. In Bild 5.7 sieht man drei Histogramme mit Rohdaten. Geplottet sind FADC-Einheiten über die Zeit in Mikrosekunden. Im mittleren Plot sieht man mehrere Cluster von 0.3 bis $1.5 \,\mu$ s. Die 1.5μ s Driftzeit entsprechen räumlich dem Ende der Driftregion. Im weiteren Teil des Histogramms ist wieder der Effekt der absinkenden Baseline zu erkennen. Auf den darunter und darüber geplotteten Histogrammen sieht man, wie sich die Ladung auf die Pads verteilt.

Ankunftszeitverteilung und Clusteranzahl

Wie schon im vorangegangenen Kapitel beschrieben, sind die vier Verteilungen: Gesamtladung, Ankunftszeit, Clusteranzahl und mittleres Integral der Cluster wichtige Observable für die Güte des Detektors und der Elektronik. In Bild 5.8 ist die Ankunftszeitverteilung der Cluster dargestellt. Für jeden Cluster, der vom Analyseprogramm gefunden wurde, ist ein Eintrag in das Histogramm aufgenommen worden, und zwar an der Zeit-



Abbildung 5.7.: Rohdaten eines Ereignisses mit kosmischer Strahlung. Aufgetragen sind die gesampelten Spannungswerte der Vorverstärker gegen die Zeit in μ s. Die drei Histogramme stellen drei über einander liegende Pads des Detektors dar. Deutlich ist zu erkennen, wie die Ladung der Cluster auf mehrere Pads aufgeteilt wird.



Abbildung 5.8.: Die vier erwähnten Abhängigkeiten für P10 bei $U_a=1.55$ kV mit Cosmics. Links oben die Gesamtladung, daneben die Ankunftszeitverteilung. In der Reihe darunter rechts die Anzahl der Cluster pro Event und daneben die mittlere Ladung pro Cluster über die Zeit aufgetragen.

marke, an der der Cluster beginnt. Es ist also eine Auftragung der Anzahl der Einträge gegen die Ankunftszeit in μ s. Anhand dieser Verteilung kann abgeschätzt werden, wie lange die Driftzeit der Elektronen ist. Die Überhöhung am Anfang der Verteilung rührt von den Clustern aus der Verstärkungsregion her. Der sich anschließende Abfall und das darauffolgende Plateau wird verursacht durch die Cluster aus der Zwischenregion und der Driftregion. Dieser Effekt ist schon in [F.Sauli,77]FS:77 erwähnt und in 5.9 zu sehen. Der Anodenbereich hat demnach eine Auslesezeit von ca $0.1 \,\mu s$, was einer mittleren Driftgeschwindigkeit von $2\frac{cm}{us}$ entspricht. Die Driftregion mit einem Potentialgefälle von -2kV hat, wie auch mit GARFIELD (vergleiche Anhang A.4) berechnet, eine Gesamtdriftzeit von 1.1 μ s und somit eine Driftgeschwindigkeit für Elektronen von $\approx 2.6 \frac{cm}{\mu s}$. Der Anfangspeak weist eine fünffache Überhöhung der gezählten Cluster auf. Diese ist nicht mit den geometrischen Überlegungen alleine zu erklären. Es gibt mehrere Effekte, die hier zusammenspielen. Dies sind: geometrisch ein doppelt so großer Gasbereich von vor und hinter der Anode, der gemeinsam gezählt wird; der Gasverstärkungsfaktor ist ungestört, d.h. es gibt keine das Potential abschirmenden Ionen um den Draht(dies ist der sog. "space charge effect"). Zusätzlich werden im hohen Feld der Anode die positiven Ionen und die negativen Elektronen leichter getrennt und müssen nicht weit driften, bevor sie verstärkt werden, das bedeutet, dass der Cluster kaum Elektronen durch Anlagerungsoder Rekombinationseffekte verliert. Eher spekulativ ist das Argument, dass Lawinen, die in der Region zwischen Kathodenpad und Anode entstehen, mehr Ladung auf die



Abbildung 5.9.: Hier ist ein Erklärungsversuch für die zwei unterschiedlichen Ankunftszeitwahrscheinlichkeiten. Der Peak am Anfang entsteht in der Anodenregion mit einer mittleren Driftgeschwindigkeit von 5 cm/ μ s. Dieser ist aber nicht abgegrenzt zum Driftvolumen, sondern es gibt einen Übergangsbereich der sich als nicht so steile Abfall bemerkbar macht. Daran schließend folgt das Plateau der Cluster aus der Driftregion.

Pads induzieren. Auf die negativen Effekte der Raumladung wird am Ende dieses Kapitels noch näher eingegangen und einige Rechnungen zur Diskussion gestellt werden. In Bild 5.8 ist die Anzahl der pro Event gefundenen Cluster aufgetragen. In der Analyse wird zunächst nach Hits auf jedem Pad gesucht, um diese dann nach Zeit und Größe zu klassifizieren. Danach werden alle Hits, die zu einem Cluster gehören zusammengefasst. Dies geschieht, indem man in drei benachbarten Pads den größten Hit findet und die der angenzenden Pads hinzu addiert. Daraus ergeben sich die Cluster mit ihren Parametern und räumlichen Koordinaten. Darauf folgt dann ein Fit an die Cluster, um die Spur und den Winkel des Teilchens zu berechnen. Wie in dem Histogramm zu sehen ist, werden pro Event durchschnittlich 4.8 Hits gefunden, die zu 2.4 Clustern zusammengefasst werden können. Dies macht einen Fit in den meisten Events nicht sinvoll, da er keine ausreichende Genauigkeit aufweist.
Winkelauflösung

Wie im letzten Abschnitt beschrieben, wurde ebenfalls versucht, die Spur, die das Teilchen durch den Detektor nahm, zu bestimmen und somit die Position, der duch Primärionisation entstandenen Cluster zu bestimmen. Fanden sich auf drei benachbarten Pads an der selben Zeitmarke Hits, wurde durch eine gewichtete Mittelung die Position bestimmt. Damit hatte man die Position der Primärionisation bestimmt. Wurden mehrere dieser Cluster über die Auslesezeit verteilt gefunden, kann man eine Gerade an die berechneten Koordinaten der Cluster anpassen und bekommt so die Teilchenspur. Die Genauigkeit dieser Methode hängt von der Anzahl der Cluster, ihrer gleichmäßigen Verteilung über das Detektorvolumen und der Genauigkeit der Positionsbestimmung durch die Ladungsteilung auf den Auslesekathodenpads ab. Ein seltenes Beispiel für den Winkelfit ist in Bild 5.10 zu sehen. Die Steigung der angepassten Geraden muss noch nachträglich auf die Driftgeschwindigkeit des Gases kalibriert werden. Das Ergebnis für die zweiten Kammer ist in Bild 5.11 zu sehen. Unter der Bedingung, dass drei Cluster pro Event gefunden werden und dass diese Cluster noch jeweils auf mindestens zwei Pads verteilt waren, erhält man die im Bild dargestellte Verteilung 5.11. Es sind nur etwa 9% der Daten so beschaffen, dass der Algorithmus einen Winkel berechnen kann. Möglicherweise wäre eine andere Methode effektiver und dann für die Winkelberechnung besser geeignet. Um nicht davon abhängig zu sein, wieviele Cluster man findet, könnte man auch auf die Hitanalyse verzichten. Vorstellbar wäre, dass man die Driftzeit in fünf Stücke teilt, von diesen fünf Stücken jeweils aus allen Bins die FADC-Werte aufaddiert und eine einem Integral entsprechende Summe bildet. Es werden alle fünf Werte zusammengenommen, um das Pad mit dem grössten Gesamtintegral zu bestimmen. Ausgehend von diesem Pad, das das Zentrum darstellt, wichtet man nun die fünf gewonnenen Werte und fittet daran die Spur des Teilchens. Ähnliches wurde auch in dieser Arbeit ausprobiert. Bei dieser Art von Algorithmus muss jedoch Ladung auf den drei benachbarten Pads vorliegen, um den Winkel bestimmen zu können. Wenn man einfach die Baseline gewichtet, wird das zentrale Pad immer begünstigt und man erhält zu kleine Winkel.

5.2. Simulation

In diesem Abschnitt sollen Rechnungen vorgestellt werden, die den sog. Raumladungseffekt beschreiben, mit dem eventuell das Verhalten des Detektors erklärt werden kann. Als erstes werden die Rechnungen mit ihren Formeln und Parametern vorgestellt und begründet, dann folgen Berechnungen, die einen prinzipiellen Trend zeigen sollen, und zum Schluss folgen simulierte Events unter der Wirkung des Raumladungseffekt.

Mit Hilfe eines C-Programmes sollte herausgefunden werden, wie sich der Raumladungseffekt auf den Gasverstärkungsfaktor und somit auf das Detektorverhalten auswirkt. Als detektorseitigen Input wurden gemittelte und simulierte Events benutzt. In einem simulierten Event wurde berechnet, wieviele Elektronen verteilt auf die drei Zentimeter



Abbildung 5.10.: Hier ist die Methode dargestellt, mit der die Winkelberechnung vorgenommen wurde. Oben sind zwei Histogramme mit Rohdaten zu sehen, d.h. FADC-Werte sind über die Auslesezeit aufgetragen. Darin wurden gefundene Cluster markiert mit einer umso höheren Marke, je größer der Cluster war. Darunter ist das Histogramm mit den berechneten Mittelwerten der Cluster dargestellt. An diese Mittelwerte wurde eine Gerade gefittet, die dem Track entspricht.



Abbildung 5.11.: Winkelverteilung der Events mit mehr als drei Clustern. An diese wurde ein Geradenfit gemacht. Es gab nur wenige Events, die dieser Bedingung entsprachen. Man erkennt für diese Ereignisse den durch die Szitillatoren beschränkten Winkelbereich von +/-20 Grad



Abbildung 5.12.: Aufgetragen sind hier Gasverstärkungsmessungen für P10 für verschiedene Spannungen. Daran wurde ein Fit mit der Diethornformel angepasst. Die drei freien Parameter waren die beiden Diethornparameter, sowie der Kathoden-Anodenabstand.

Gasvolumen im Detektor entstehen. Als Input für die Berechnungen des Programmes wurden nur die in Tabelle 5.2 angegebenen Parameter benutzt. Die Simulation und die einzelnen Events basieren auf einem Programm von [19]. Mit den anschließend besprochenen Formeln konnten verschiedene Verteilungen berechnet, z.B. wie sich die Clusteranzahl und die mittlere Clusterladung mit der Zeit verhalten. Hierfür wurde berechnet, wie sich der Gasverstärkungsfaktor verhält, wenn sich immer mehr Raumladung um den Anodendraht ansammelt. Die benutzten Formeln beziehen sich auf zylindrische Proportionalzählrohre und nicht auf Vieldrahtkammern. Daher mussten beispielsweise der Abstand Anode-Kathode abgeschätzt werden. Deshalb und da auch andere Abschätzungen verwendet werden mußten, ist es nicht möglich, Absolutwerte anzugeben.

Der Abstand Anode-Kathode wurde aufgrund der Detektorgeometrie auf 4 mm festgelegt. Dies ist ein Wert zwischen dem Minimalabstand von Draht und Kathode von 3 mm und dem Maximalabstand von 4.24 mm. Außerdem wurde ein Fit an Messwerte für den Gasverstärkungsfaktor erstellt. Dieser Fit hatte als freie Parameter die beiden Diethornparameter, welche empirische Parameter sind, die später im Text noch erläutert werden, und den Abstand zwischen Kathode und Anode. Siehe Bild 5.12.

Parameter	Einheit	Argon	Xenon	P10 Fit	
Spannung	Volt	z.B. 1500	z.B. 1625	1550	
Mobilität	$\frac{cm^2}{\text{Volt }\mu s}$	1.92e-6 für P10	0.57e-6	1.92e-6 für P10	
Drahtdurchmesser a	cm	0.00125			
Abstand b	cm	0.4	0.4	0.45	
E_{min}	$\frac{Volt}{cm}$	48000	36600	85000	
ΔV	Volt	23.6	31.6	17.3	
Driftgeschwindigkeit μ	$\frac{cm}{\mu s}$	2.7			
Breite der Lawine w	cm	0.05			

Tabelle 5.2.: Parameter, die in die Simulation eingingen.

Es gibt jetzt zwei Möglichkeiten, wie die weiteren Berechnungen durchgeführt werden können. Die erste ist die, dass man die Literaturwerte für die Diethornparameter verwendet und damit das Verhalten des Detektors simuliert. Die zweite ist, dass man die Parameter aus dem Fit nimmt und damit weiterrechnet. Der Unterschied zwischen diesen beiden Möglichkeiten liegt im Gasverstärkungsfaktor. Mit den Literaturwerten erhält man bei 1550 Volt Anodenspannung einen um einen Faktor 9 höheren Gasverstärkungsfaktor. Da die Methoden sich in den Abolutwerten so stark unterscheiden und ich nur an qualitativen Trends interessiert bin, sollen beide aufgezeigt werden. Der am schwersten zugängliche Parameter ist die Größe des um die Anode bei der Lawinenbildung entstehenden Ladungszylinders aus Ionen. Hier wurde angenommen, dass die Ausbreitung der Lawine entlang des Drahtes etwa 50μ m beträgt. Dieser Wert wurde aus einem Bild in Kapitel[4.3] [2] abgeschätzt. Berücksichtigt wurde außerdem, dass die Cluster mit größeren Driftzeiten durch Diffusion weiter auseinanderdriften. Die meisten dieser Werte, sowie auch die Formeln sind aus [2] entnommen. Für die Feldstärke im Abstand r von der Anodendrahtoberfläche gilt:

$$E(r) = \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 r}.$$
(5.3)

Dabei ist a der Radius des Anodendrahtes und b der Abstand zur Kathode 5.13. Die Anzahl von Elektronen, die in einer Lawine enstehen, hängt vom Townsendkoeffizienten α und der Feldkonfiguration ab. Der Townsendkoeffizient enthält die Gaseigenschaften, wie z.B. die Ionisationsenergie. Man kann die Anzahl der enstehenden Elektronen wie folgt ansetzen:

$$dN = N \cdot \alpha \cdot ds \tag{5.4}$$

$$\frac{N}{N_0} = \exp \int_{s_{min}}^a \alpha(s) \, ds = \exp \int_{E_{min}}^{E(a)} \frac{\alpha(E)}{dE/ds} \, dE \; . \tag{5.5}$$

Die Formel, mit der der Gasverstärkungsfaktor, aber auch der Fit an die Messwerte bestimmt wurde, ist in Gleichung 5.7 zu sehen. Hierbei wird davon ausgegangen, dass

der erste Townsendkoeffizient proportional zu E ist. Also $\alpha = \beta * E$ und mit 5.3:

$$\ln \frac{N}{N_0} = \ln G = \frac{\beta \lambda}{2\pi\varepsilon} \ln \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon a E_{min}}$$
(5.6)

Mit den beiden Diethorn Parametern ΔV und E_{min} erhält man die Formel für den Gasverstärkungsfaktor.

$$\ln G = \frac{\ln 2}{\Delta V} \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0} \ln \left\{ \frac{\lambda}{2\pi\varepsilon_0 a E_{min}} \right\}.$$
(5.7)

Die Ladungsdichte λ auf dem Anodendraht kann mit der Spannung und den beiden geometrischen Konstanten a und b nach 5.8 berechnet werden.

$$\lambda = \frac{2\pi\varepsilon_0 V}{\log(b/a)} \tag{5.8}$$

Der Gasverstärkungsfaktor ist von unterschiedlichen Einwirkungen beeinflußt. Er unterliegt Schwankungen aufgrund von Instabilitäten der Anodenspannung und des Luftdrucks, die umso größer sind, je höher der Verstärkungsfaktor ist. Bei den Rechnungen wird allerdings ausschließlich auf die Veränderung aufgrund von Raumladungseffekten eingegangen. Aus 5.7 erhält man durch Differentation eine Gleichung, die die Änderung des Gasverstärkungsfaktors mit der Ladungsdichte $d\lambda$ verknüpft:

$$\frac{dG}{G} = \left(\ln G + \frac{\lambda \ln 2}{\Delta V 2\pi\varepsilon_0}\right) \frac{d\lambda}{\lambda}.$$
(5.9)

Die Ladungsdichte, die bei der Gasverstärkung entsteht, schirmt die Ladung auf dem Anodendraht ab. In Bild 5.13 ist dies illustriert. Man sieht dort ein zylindrisches Proportionalzählrohr mit einem Draht vom Radius a in der Mitte eines großen Zylinders mit Radius b. Der äußere Zylinder ist meistens geerdet und der Innere liegt auf einem Potential V. Nachdem die durch Ionisation entstandene Ladung am Draht verstärkt wurde, driften die zurückbleibenden Ionen vom Draht weg zur Kathode. In dem Bild sind sie nach der Zeit t an dem Radius R angekommen. Dieser Ladungszylinder schirmt die Ladung auf dem Draht ab und schwächt so das Potential. Diese Abschirmung bleibt erhalten, bis die Ionen auf der Kathode angekommen sind. Die Zeit, die die Ionen benötigen, um die Strecke von Anode zum Radius R zurückzulegen, kann anhand der Formel 5.10 abgeschätzt werden.

$$T = \int_{a}^{R} \frac{dr}{\mu E(r)} = \frac{R^2 - a^2}{2a\mu E(a)}$$
(5.10)

Umgekehrt kann man daraus berechnen, wie weit sich die Ladung innerhalb einer bestimmten Zeit vom Draht entfernt hat. In 5.14 ist berechnet, wieviel Zeit die Ladung benötigt, um vom Anodendrahtdurchmesser bis auf den 100fachen Drahtdurchmesser





Abbildung 5.13.: Ein äußerer und ein innerer Zylinder mit den Radien a bzw. b. Der Innere liegt auf dem Potential V, der äußere ist geerdet. Um den inneren Zylinder befindet sich zudem eine Wolke von positiven Ionen bei Radius R.

Abbildung 5.14.: Die Zeit, die Ionen benötigen, um über eine gewisse Distanz zu Driften. Von der Drahtoberfläche bis zum 100 fachen Drahtdurchmesser benötigen sie ca. 50μ s

zu kommen. In den Simulationsrechnungen wird davon ausgegangen, dass sich der Gasverstärkungsfaktor wieder zu 100% erholt, wenn die Raumladung eben diesen 100fachen Anodendrahtdurchmesser erreicht hat. Ab diesem Abstand ist die Anode nicht mehr vom Ladungszylinder umschlossen. Die Zeit hierfür beträgt immerhin 50 μ s und ist damit weit größer als die maximal 2 μ s Elektronendriftzeit.

$$R(T) = \sqrt{2a\mu E(a)T + a^2}$$
(5.11)

Die Änderung der Ladungsdichte $\frac{d\lambda}{\lambda}$ wird durch Gleichung 5.12 beschrieben. Die Ionen bewegen sich im E-Feld, das mit 1/r abnimmt. Deshalb wird eine logarithmische Abhängigkeit von dem Radius R(t) angenommen. Die Stärke der Abschwächung wird durch das Verhältnis von erzeugter Ladung λ^* zu λ beschrieben. Bei diesen Berechnungen wurde, wie schon erwähnt, b=100*a gesetzt.

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\log(b/R(T))}{\log(b/a)} \frac{\lambda^*}{\lambda}$$
(5.12)

Setzt man nun 5.10 und 5.12 in 5.7 ein, erhält man für die relative Änderung der Gasverstärkung die Formel:

$$\frac{dG}{G} = \left(\log G + \frac{\lambda \log 2}{\Delta V 2\pi\varepsilon_0}\right) \frac{\log(b/\sqrt{2a\mu E(a)T + a^2})}{\log(b/a)} \frac{\lambda^*}{\lambda}.$$
(5.13)





Abbildung 5.15.: Mittlere Zeitverteilung der Elektronen in drei Zentimetern Argon. Aufgetragen ist die Anzahl von Elektronen über die Driftzeit

Abbildung 5.16.: Mittlere Zeitverteilung der Elektronen in drei Zentimetern Xenon. Aufgetragen ist die Anzahl von Elektronen über die Driftzeit

5.2.1. Prinzipielle Trends

Hier sollen drei Gase mit unterschiedlichen Parametern verglichen werden. Zunächst Argon bei 1500 Volt, dann als zweites Xenon bei 1625 Volt, beide mit den Literaturwerten für die Diethornparameter, und als drittes P10 mit den gefitteten Parametern. Um die prinzipiellen Trends des Verhaltens der Gasverstärkung zu erhalten, wurde eine mittlere Elektronenzeitverteilung bestimmt. Es werden im Mittel in einem Zentimeter Argon 30 Primärionisationen entstehen, woraus sich Cluster mit im Mittel 3.5 Elektronen bilden. Damit werden in einem Detektor mit drei Zentimeter Driftregion ca. 300 Elektronen pro Event enstehen. Die Auslesezeit beträgt 1.1μ s bei einer Driftgeschwindigkeit von $2.7\frac{cm}{\mu}$. Damit kommen im Mittel 250 Elektronen pro μ s. Bei Xenon sind dies wegen des höheren Wirkungsquerschnittes ca. 720 pro μ s. In 5.15 ist dies für Argon dargestellt. Hier wurde, wie auch bei Xenon (Abb. 5.16), die Besonderheit der Anodenregion miteingefügt. Aus der Anodenregion kommen nämlich pro Zeitintervall doppelt soviele Elektronen an wie aus der Driftregion. Schaut man sich nun an, wie sich der Gasgain verhält, wenn die so angenommene Ladung pro Zeit zur Anode kommt, bekommt man das in dem Bild 5.17 gezeigte Verhalten. Wie schon erwähnt, ist der berechnete Gain mit den Literaturwerten für die Diethornparametern deutlich höher. Dadurch ist der Raumladungseffekt ebenfalls höher, weil bei einem höheren Gain mehr Ladung entsteht. Die Abschwächung des Gains beträgt ungefähr: für Argon 50%, für Xenon 75% und für P10 15%. Für Xenon konnten noch keine Vergleichsmessungen durchgeführt werden, es ist jedoch zu erwarten, dass



Abbildung 5.17.: Gainvariation für Argon, Xenon und P10, diese mit den an die Messung gefitteten Werten für die Diethorn Formel. Aufgetragen ist der auf den Anfangswert normierte Gain über die Zeit. Links für Argon halbiert sich der Gain, bei Xenon in der Mitte ist es eine Abschwächung auf 1/4 und ganz rechts bei sehr niedrigem Gain in dem Beispiel mit P10 ist es ein Effekt von 15%.

die Gainabschwächung auch bei realistischeren Gainwerten stärker abfällt als bei Argon. Dies liegt an der geringeren Mobilität der Xenonionen und an der Tatsache, dass mehr Primärladung pro Zentimeter Xenon entsteht. Der Vergleich von Argon und Xenon, die beide mit einer ungestörten Gasverstärkung von ungefähr 70000 beginnen, verdeutlicht dieses stärkere Absinken des Gains.

Es wurden auch die mittlere Clusterverteilung und die mittlere Ladungsverteilung über die Zeit berechnet. Ergebnisse dieser Simulation sind in 5.18 zu sehen. Im oberen Bild ist jeweils die Clusteranzahl und darunter die mittlere Ladung pro Cluster in Abhängigkeit von der Zeit gezeigt. Bei den zwei ersten Beispielen sieht man, wie durch die Abschwächung des Gains mit der Zeit immer weniger Cluster über das Rauschniveau kommen. Es wurde angenommen, dass das Rauschen eine Stärke von 4 Elektronen im Eingangskanal der Verstärkerkette hat. Allerdings ist darauf hinzuweisen, dass abgesehen von der Noisebetrachtung die Elektronik in Bezug auf Verstärkung und Signalerkennung, als ideal angenommen wurde. Es sollten hier auch keine Artefakte der Elektronik, sondern nur Effekte des Detektors betrachtet werden. Das dritte Beispiel mit dem niedrigen Gain zeigt kaum Beeinflussung durch Raumladungseffekte. In den unteren Bildern ist die mittlere Ladung pro Cluster gegen die Zeit aufgetragen. Sie folgt qualitativ dem in allen drei Beispielen mehr oder weniger abfallenden Gain. Die zackigen Strukturen rühren daher, dass Cluster, deren Größe eine bestimmte Schwelle beim Absinken des Gains unterschreitet, nicht mehr sichtbar sind.

Bestimmend für diesen Raumladungseffekt ist, wieviel Ladung am Draht entsteht, da diese zur Abschirmung führt. Dies hängt davon ab, wie hoch die Primärionisation und der



Abbildung 5.18.: Drei simulierte Ankunftszeitverteilungen in der oberen Reihe, und Clustergrößenverteilung in der unteren Reihe, für die drei verwendeten Gase Argon, Xenon und P10

Gain ist. Der zweite Faktor ist die Zeit, und zwar wie schnell die entstandene Ladung aus der unmittelbaren Umgebung des Draht wegkommt, das heißt wie hoch die Mobilität der Ionen ist. Ein zweiter Zeitfaktor ist, wie schnell die Elektronen aus der Driftregion zum Anodendraht gelangen. In Bild 5.19 ist zu sehen, wie lange eine Ladungswolke braucht, um von der Anode auf einen Abstand zu kommen, der dem 100fachen Drahtdurchmesser entspricht. Die obere Linie zeigt die Zeitabhängigkeit für ein Argongas bei 1500 Volt, wie es in der Simulation benützt wurde. Die untere zeigt zum Vergleich das simulierte Xenongas bei 1625 Volt. Die Zeiten, bis sich das System wieder erholt, liegen jedoch weit außerhalb der 2μ s, die als Auslesezeit angestrebt werden.

Es wurde auf Grund der Ergebnisse untersucht, wie man diesen Effekt abschwächen kann. Sicherlich darf der Gasverstärkungsfaktor nicht zu hoch sein, da dieser der Hauptfaktor für den Raumladungseffekt ist. Es zeigte sich außerdem, dass ein dickerer Anodendraht eine leichte Verbesserung ergibt. An dem dickeren Draht liegt, für den gleichen Gain, eine höhere Spannung an. Dadurch ist die Ladung der Lawine im Vergleich zur Ladung auf dem Draht geringer. Siehe dazu Bild 5.20. Außerdem sollte man die Driftspannung so hoch wählen, dass sie eine minimale Driftgeschwindigkeit für die Elektronen hat.

Eine weitere Möglichkeit, wie man die Cluster aus der Anodenregion unterdrücken könnte ist, dass man anstelle der Kathodendrähte eine Kathoden-GEM³ einbaut. Diese müsste nur eine Vorverstärkung von 100 bewirken, um die Cluster in der Anodenregion um eben diesen Faktor zu unterdrücken. Die Verstärkung am Draht müsste dann nicht so hoch gewählt werden, und es ergibt sich insgesamt eine niedrigere Raumladung um den Draht.

³Gas Electron Multiplier



Abbildung 5.19.: Der relative Gasverstärkungsfaktor für Argon und Xenon geplottet als Funktion der Zeit. Hier für einen Cluster aus dreißig Primärelektronen. Die Berechnungen gingen davon aus, dass nach hundert Drahtdurchmessern die Raumladung den Gain nicht mehr beeinflußt.



Abbildung 5.20.: Vergleich zweier Drähte mit unterschiedlichen Durchmessern. Die Spannung ist so gewählt, dass der gleiche Verstärkungsfaktor entsteht.

5.2.2. Einzelne Events

Hier soll nochmal an einzelnen simulierten Events gezeigt werden, wie sich der Gasgain mit der anwachsenden Raumladung verändert. Die Events wurden von [19] berechnet und wurden mit den gleichen Programmen analysiert wie die Durchschnittswerte. Oben



Abbildung 5.21.: Drei einzelne Events für Argon, Xenon und P10. Jeweils oben die Elektronenverteilung und unten die Änderung des Gasgains.

im Bild sind jeweils die Elektronenverteilungen und unten die Änderung des Gasgains gezeigt. Zu sehen ist jeweils, wie bei einem größeren Cluster der Gasverstärkungsfaktor abnimmt. Die Regeneration ist in dem leichten Anstieg nach isolierten Clustern zu erkennen; sie ist jedoch zu langsam, den Gasgain wieder auf seinen Maximalwert zu heben. Insgesamt haben die Berechnungen mit den unterschiedlichsten Parametern gezeigt 5.18, dass die Ergebnisse qualitativ über einen weiten Bereich der Parameter stabil bleiben, auch bei Änderung der Parameter.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden, in Zusammenarbeit mit der ALICE/TRD Gruppe bei der GSI, zwei Prototypen des TRD entwickelt und gebaut. Die Ausleseelektronik wurde aufgebaut und die dafür nötige Software geschrieben. In zwei Strahlzeiten und weiteren Tests im Labor wurde das Verhalten der Kammer überprüft und analysiert. Außerdem wurde die Vorverstärkerelektronik getestet und Vorschläge erarbeitet und umgesetzt, diese zu verbessern. Zusammenfassend ist festzustellen, dass die Tests mit dem Prototypen erfolgreich verlaufen sind und gezeigt wurde, dass es möglich ist, den TRD für ALICE zu realisieren. Der Prototyp hat bei 5.9 keV eine Energieauflösung von mittlerweile kleiner 10%. Die Ortsauflösung der alten Kammer betrug für MIPs 2.6 mm und für die zweite Kammer konnte dies auf 1.6 mm gesteigert werden. Allerdings sind hier noch Anstrengungen zu unternehmen, bis die angestrebte Auflösung von 200 μ m erreicht wird.

Das Verhalten der Kammer konnte durch die intensive Analyse der Daten verstanden werden, und man ist mittlerweile in der Lage, die Kammer in einem stabilen Zustand zu betreiben. Zusammen mit der Simulation der Verstärkungsveränderung am Draht ist es möglich, die verschiedenen Abhängigkeiten der Cluster zu erklären. Hierzu gehört die Ankunftszeitverteilung mit dem Peak am Anfang, das langsamere Abfallen und dann das Plateau der Clusterverteilung aus der Driftregion. Ebenso die Anzahl an registrierten Cluster im Vergleich mit der Anzahl der Primärionisationen, wie auch, dass die Ladung der Cluster nicht konstant ist. Diese Effekte stammen einerseits aus der Geometrie des Detektors, der zwei unterschiedlichen Ausleseregionen aufweist; andererseits sind sie durch den sog. Raumladungseffekt zu erklären. Der Raumladungseffekt wurde simuliert, und es zeigte sich, dass die Verstärkungsverminderung von dem Aufbau und der Betriebsart abhängt, also von den verschiedenen Drahtdurchmessern, Abständen der Gitterebenen und Spannungen.

Meiner Ansicht nach sollte über ein Neudesign nachgedacht werden, bei dem versucht werden sollte, die Cluster aus der Verstärkungsregion zu unterdrücken und zudem den Gain stabil zu halten. Der Raumladungseffekt lässt sich durch verschiedene Maßnahmen beeinflussen. Er hängt von der Größe und dem Abstand der Drähte ab, sowie von der Spannung und dem Gain, den man erreichen will. Könnte man z.B. den Anodendrahtdurchmesser verdreifachen und die Spannung, die dort anliegt gleichzeitig verdoppeln, wäre die in der Region erzeugte Ladung der Ionen im Vergleich zu der Linienladung auf dem Draht kleiner und würde sich nicht so stark auf den Gain auswirken.

Der Gasgain muss jedoch so hoch einstellt sein, dass ein guter Signal-zu-Rauschen-Abstand besteht, aber dennoch nicht der Raumladungseffekt zu stark wird. Um nicht zusätzliches Rauschen von dem Vorverstärker zu bekommen, muss die Anforderung an die Elektronik sehr hoch sein, d.h. so wenig Rauschen wie möglich und eine möglichst hohe Verstärkung mit einem einigermaßen symmetrischen Puls, der sehr schnell gaußförmig ansteigt und in einem schnellen exponentiellen Abfall auf die Baseline zurückkehrt.

Eine weitere Möglichkeit, das Problem der Raumladung in den Griff zu bekommen und gleichzeitig die Verstärkung der in der Anodenregion entstandenen Cluster zu unterdrücken, wäre, an Stelle des Kathodengitters eine GEM-Folie einzusetzten. Die Folie vorverstärkt die Cluster um einen Faktor von 100; deshalb benötigt man nur eine um den Faktor 100 kleinere Nachverstärkung an der Anode. Es entstehen nicht so viele Ionen in unmittelbarer Nähe des Drahtes, da die Verstärkung nicht so hoch ist, und Cluster aus der Verstärkungsregion sind um einen Faktor 100 kleiner, was bedeutet, dass sie nicht nachgewiesen werden.

Es wurde beobachtet, dass die Kammer einige Zeit benötigt, ungefähr ms, um sich nach einem Event wieder vollständig zu erholen und dass die Pulse sehr dicht nacheinander ankommen oder sogar aufeinander sitzen. Deshalb würde ich als letzte Maßnahme vorschlagen, dass man die Driftgeschwindigkeit verringert, so dass die Kammer mehr Zeit hat, sich zu erholen, und somit auch die Pulse klarer voneinander zu trennen sind. Diese Erhöhung kann allerdings nur in dem Bereich des Driftgeschwindigkeitsminimums zu höheren Driftspannungen hin erreicht werden, wie sich in der Strahlzeit im Februar zeigte.

A. Anhang

A.1. ⁵⁵Fe Quelle

Die Eisenquelle, die für die Testmessungen benützt wurde, war das Isotop Fe⁵⁵₂₆. Es hat eine Masse von 54.938298 u und eine Halbwertszeit von 2.73 Jahren. Es zerfällt durch Elektroneneinfang nach Mn⁵⁵₂₅ mit einem Kernspin von 3/2. Dem Mangan Atom fehlt das Elektron aus der K-Schale mit einer Bindungsenergie von 6539eV. In diese Lücke springt ein Elektron aus der L oder M Schale und sendet die frei werdende Energie als Röntgenstrahlung ab. Ein erlaubter Übergang hat die Quantenzahlen $\delta l = \pm 1$ und $\delta m = 0, \pm$. Der Übergang findet also zwischen der K-Schale 1*s* und der LIII Schale mit der Elektronenkonfiguration $2p_{\frac{3}{2}}$ mit 5.9keV und einer Wahrscheinlichkeit von 24.4%, oder der MIII Schale mit der Elektronenkonfiguration $3p_{\frac{3}{2}}$ mit 6.49keV und einer Wahrscheinlichkeit von 2.86% statt.

A.2. Kosmische Strahlung

Die Kosmische Hintergrundstrahlung wurde benutzt um die Performance des Detektors zu bestimmen. 75% der geladenen Teilchen, die aus dem All auf die Erde kommen sind Myonen mit einer mittleren Energie von 2 GeV und einem Energie-Spektrum das mit

Schale	Elektronenkonfiguration	Bindungsenergie in eV
Κ	1s	6539
LI	2s	769.1
LII	$2p_{\frac{1}{2}}$	649.9
LIII	$2p_{\frac{3}{2}}$	638.7
MI	3s	82.3
MII	$3p_{\frac{1}{2}}$	47.2
MIII	$3p_{\frac{3}{2}}$	47.2

Tabelle A.1.: Elektronenkonfiguration von Mn_{25}^{55}

	Ζ	A	Dichte	W	dE/dx
			g/l	eV	MeV/gcm2
Argon	18	39.95	1.78	26.3	1.52
Xenon	54	131.3	5.89	21.9	1.26
CH4	10	16.04	0.72	27.1	2.43
CO2	22	44.00	1.98	32.8	1.83

Tabelle A.2.: Allgemeiner Vergleich zwischen den Gasen

Tabelle A.3.: Elektronenkonfiguration von Argon mit den zugehörigen Bindungsenergien.

Schale	Elektronenkonfiguration	Bindungsenergie in eV
Κ	1s	6539
LI	2s	769.1
LII	$2p_{\frac{1}{2}}$	649.9
LIII	$2p_{\frac{3}{2}}$	638.7
MI	3s	82.3
MII	$3p_{\frac{1}{2}}$	47.2
MIII	$3p_{rac{3}{2}}$	47.2

 $\rm E^{-2}$ abfällt. Unter dem restlichen 25% sind noch Protonen mit hoher Energie. Die totale Intensität beträgt ungefähr $1.8*10^2 \rm m^{-2}*s^{-1}$. Dies bedeutete für die Testmessungen, dass bei einer Szintillatorfläche von 50 cm² ein Teilchen pro Sekunde gezählt wurde.

A.3. Gaseigenschaften

Zunächst ein Vergleich verschiedener physikalischer Größen in A.2 aus [2].

Z ist die Atomzahl, A die Atommasse, W die mittlere Ionisierungsenergie für β -Teilchen und dE/dx der mittlere Energieverlust.

A.4. GARFIELD

Hier ein Beispiel der Gasberechnungen mit dem Programm GARFIELD von [11]. Die vier Plots zeigen die Driftgeschwindigkeit, einen simulierten Track, den Townsendkoeffizienten und die Diffusionskonstante für P10.

Schale	Elektronenkonfiguration	Bindungsenergie in eV
Κ	1s	34561
LI	2s	5453
LII	$2p_{\frac{1}{2}}$	5107
LIII	$2p_{\frac{3}{2}}$	4786
MI	3s	1148.7
MII	$3p_{\frac{1}{2}}$	1002.1
MIII	$3p_{\frac{3}{2}}$	940.6
MIIII	$2d_{\frac{3}{2}}$	689
MIV	$3d_{\frac{5}{2}}$	676.4
NI	4s	213.2
NII	$4p_{\frac{1}{2}}$	146.7
NIII	$4p_{\frac{3}{2}}$	145.5
NIIII	$4d_{\frac{3}{2}}$	69.5
NIV	$4d_{\frac{5}{2}}$	67.5
NVI	$4d_{\frac{5}{2}}$	-
NVII	$4d_{\frac{7}{2}}$	-
OI	5s	23.3
OII	$5p_{\frac{1}{2}}$	13.4
OIII	$5p_{\frac{3}{2}}$	12.1

Tabelle A.4.: Elektronenkonfiguration von Xenon mit den Bindungsenergien.





Abbildung A.1.: Driftvelosity over E/p

Abbildung A.2.: Ein Track durch ein Gasvolumen



Abbildung A.3.: First Townsendkoefficence



Abbildung A.4.: Diffusionskoefficience of the Ions in P10

Literaturverzeichnis

- [1] V.L. Ginzburg und I.M. Frank, Zh. Eksp. Theor. Fiz. 16, 15(1946)
- [2] W. Blum L. Rolandi: Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag (1994)
- [3] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung Teubner(1992)
- [4] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN (1977)
- [5] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer (1987)
- [6] L.P. Csernai, Introduction to Relativistic Heavy Ion Collision, J. wiley & Sons (1994)
- [7] Glenn F. Knoll: Radiation detection and measurement, Wiley (1979)
- [8] Addendum to ALICE PROPOSAL, CERN/LHCC 99-13 LHCC/P3-Addendum 2, 7 May (1999)
- [9] R. Veenhof, GARFIELD, CERN Program Library entry W5050 http://consult.cern.ch/writeup/garfield/
- [10] H. Müsch: Entwicklung und Bau des ZEUS-Übergangsstrahlungsdetektors, Doktorarbeit, BONN-IR-93-18
- [11] A. Andronic: Persönliche Mitteilung
- [12] A.Andronic: Transition Radiation Detector study, GSI
- [13] R. Bell: Kalibration einer Driftkammer mit Myonenstrahl, Diplomarbeit
- [14] D.Haun: Der Übergangsstrahlungdetektor in Zeus: Erste Messung und Simulationrechnungen, Dissertation BONN-IR-95-09
- [15] R. Schulze, Persönlich Mitteilung

- [16] RF Micro Devices, http://www.rfmd.com/
- [17] Maxim, http://www.maxim-ic.com/
- [18] Webelements, http://www.webelemnts.com/
- [19] H. Appelshäuser: Persönlich Mitteeilung.
- [20] Struck Innovative Systems GmbH, http://www.struck.de/
- [21] Eltec, http://www.eltec.de/
- [22] Lynx Real Time OS, http://www.lynx.com/
- [23] MBS Homepage, http://www-wnt.gsi.de/daq/
- [24] R. Ansari et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A 263, 51(1988)
- [25] R.D.Appuhn et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A 263, 309(1988)
- [26] J.-F. Detoeuf et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A 265, 157(1988)
- [27] G. Bassompierre et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A 403, 363(1998)
- [28] K. Ackerstaff et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res A 416, 230(1998)
- [29] ATLAS TDR 4/5, CERN/LHCC/97-16/17, 30 April 1997 ISBN 92-9083-102-2 / ISBN 92-9083-103-0

Abbildungsverzeichnis

1.1.	ALICE Detektor
2.1.	Fotos der Strahlzeit
2.2.	TEC1 und Chevron
2.3.	Seitenansicht der TEC
2.4.	Ionisation
2.5.	Cluster Size Distribution
2.6.	GARFIELD
2.7.	Elektronentrack
2.8.	Proportionalzähler $\ldots \ldots 13$
2.9.	$charge \ \ldots \ 16$
2.1	
3.1.	Schaltplan
3.2.	Testsetup
3.3.	Rauschen
3.4.	Rauschanalyse
3.5.	Pulse
3.6.	Puls Tracking
3.7.	Pulse
3.8.	Elektronikverstärkung 26
3.9.	Totaleverstärkung $\ldots \ldots 26$
3.10.	Datenauslese
4 1	Communicated des Versen de conferencias IIADES Communications 1000 24
4.1.	Gesamtansicht des Versuchsaufbau im HADES Cave im Juni 1999 34
4.2.	$\operatorname{Argon}/\operatorname{CO}_2$ Rondaten
4.3.	Argon und Xenon CO_2 ⁵⁵ Fe Puls
4.4.	Noise
4.5.	Unterschwinger
4.6.	Ar und Xe CO_2 ³⁵ Fe Spektrum
4.7.	ArgonCO2 Verteilungen
4.8.	$Xenon/CO_2 Verteilungen \dots 45$

4.9.	Auflösung der TEC1	6
4.10.	Winkelverteilung	7
4.11.	Verteilungen	3
5.1.	Eisenspektrum mit TEC2 55	3
5.2.	Pulszug	3
5.3.	Unterschwinger $\ldots \ldots 54$	4
5.4.	Eisenspektrum	6
5.5.	Pad Response Funktion	7
5.6.	Ortsauflösung	3
5.7.	Cosmic Event	D
5.8.	P10 Verteilungen	1
5.9.	Kirchenplot	2
5.10.	Winkelverteilung TEC2 64	4
5.11.	Winkelverteilung TEC2 65	5
5.12.	Diethornfit an Messwerte	6
5.13.	Proportionalzählrohr	9
5.14.	Driftzeit von Ionen	9
5.15.	Mittleres Event	0
5.16.	Mittleres Event	C
5.17.	Gainvariation	1
5.18.	Zeitverteilung	2
5.19.	Erholungs Plot	3
5.20.	Drahtvergleich	3
5.21.	Cluster distribution und Gainvariation	4
A.1.	Driftvelosity P10	0
A.2.	Track P10	D
A.3.	Townsenkoeffi P10	0
A.4.	Diffusion Ion P10	D

Tabellenverzeichnis

3.1.	SNR. Aufstellung einiger analysierter File	s mit	dem	dafür	ermittelter	ı SNI	R. 21	
5.1. 5.2.	Fitparameter	 	 	 		 	. 59 . 67	
A.1.	Elektronenkonfiguration von Mn						. 77	
A.2.	Vergleich der Gase						. 78	
A.3.	Elektronenkonfiguration						. 78	
A.4.	$Elektronenkon figuration \ . \ . \ . \ . \ .$. 79	

Danksagung

Danken möchte ich allen, die mich bis hierher begleitet haben und mir die Erstellung dieser Arbeit ermöglichten. Ausdrücklicher Dank gilt hierbei:

- Herr Prof. Dr. N. Herrmann für die Ermöglichung dieser Arbeit und für die aussergewöhnlich intensive Betreuung,
- Mr. Dr. A. Andronic for the very fruitfull team work, which led me through my whole diploma thesis,
- Herrn Prof. Dr. F. Eisele für die Übernahme der Zweitkorrektur,
- Frau Prof. Dr. J. Stachel, die mein Interesse an der Kernphysik geweckt hat und mich so zu dieser Arbeit brachte,
- Herrn H. Tilsner für die intensiven Diskussionen und das mühselige Korrekturlesen, T. Dietel für seine Unterstützung in Computerfragen und H. Wessels für die Hilfe beim Korrigieren der Arbeit,
- Der Ceres Gruppe in Heidelberg und der FOPI Gruppe in der GSI, die mich freundlich aufgenommen haben,
- Außerdem noch vielen, die mir geholfen und mich unterstützt haben. Nennen möchte ich an dieser Stelle: H. Appelshäuser, N. Kurz, M. Richter, R. Schulze, H. Stelzer
- und ganz besonders meinen Eltern, Alexander Reischl und Mechthild Bangert für die stete Unterstützung auch abseits des Wissenschaftlichen.

Erklärung:

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 6. September 2000

Unterschrift