MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PHYSIK
WERNER-HEISENBERG-INSTITUT

Kalibration einer Spurendriftkammer mit Krypton-83 und Vergleich mit anderen Kalibrationsmethoden

Tobias Eggert

Diplomarbeit

März 2000

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einführung

Die Physik relativistischer Schwerionen untersucht Kern-Kern-Stöße bei hoher Energie, um das Verhalten von Kernmaterie bei hoher Dichte und Temperatur verstehen zu können. Das Ziel ist, den Phasenübergang von gewöhnlicher Kernmaterie zum Quark-Gluon-Plasma (QGP) zu erreichen.

Die Theorie der starken Wechselwirkung, die Quantenchromodynamik (QCD), sagt vorher, daß sich gewöhnliche Kernmaterie bei extrem hohen Temperaturen und Drücken in ein Plasma aus Quarks und Gluonen verwandelt. Die Energiedichte ist dann so hoch, daß die Quarks nicht mehr in den Nukleonen gebunden sind. Man glaubt, daß das frühe Universum 10^{-5} s nach dem Urknall aus diesem Plasma bestand. Das Ziel dieses Forschungsgebietes ist, diesen neuartigen Materiezustand im Labor herzustellen. [Har98]

Gitter-QCD-Rechnungen sagen für diesen Zustand eine Erhöhung der Freiheitsgrade voraus, was auf einen Phasenübergang zwischen Confinement und Deconfinement indeutet. Das Auftreten des Phasenübergangs wird für eine Temperatur in der Größenordnung von 200 MeV und Energiedichten $E/V > 1\,\mathrm{GeV\,fm^{-3}}$ erwartet. In Proton-Antiproton-Stößen an Beschleunigern erreichte man bisher etwa 0.3 GeV fm^{-3}. Da aber die erreichbaren Energiedichten proportional zu $A^{1/3}$ sind, hofft man, durch die Verwendung von schweren Kernen in ultrarelativistischen Schwerionenstößen, diesen Zustand erzeugen zu können. Obwohl es aufgrund der Komplexität der Reaktionen schwierig ist, experimentelle Signaturen konkret vorherzusagen, könnten zum Nachweis des QGPs eine Unterdrückung der J/Ψ-Produktion, die Erzeugung direkter Photonen und direkter Leptonpaare sowie die Zusammensetzung und die innere Dynamik des erzeugten Teilchensystems. [Kla97]

1.1 Das Quark-Gluon-Plasma

Das **Q**uark-**G**luon-**P**lasma (QGP) ist ein Zustand von Quarks und Gluonen, die nicht mehr dem Einschluß (*confinement*) unterliegen und für die die chirale Symmetrie wiederhergestellt ist. Die Lagrangedichte der QCD ist invariant unter einer globalen SU(2)-Symmetrie, wenn die Massen von Up- und Down-Quarks gleich sind. Die chirale Symmetrie ist auf hadronischer Ebene aber gebrochen, denn alle Hadronen sind massiv.

Für den Einschluß der Quarks (*confinement*) sind die starken Wechselwirkungen zwischen den Quarks bei großen Abständen verantwortlich. Die Kopplungskonstante der QCD wird in diesem Fall sehr groß, so daß keine störungstheoretischen Methoden angewendet werden können. Man muß sich deshalb mit numerischen Berechnungen behelfen, bei denen die QCD-Prozesse auf einem Raum-Zeit-Gitter diskretisiert werden (Gitter-QCD).

Das Phänomen des Confinements kann man sich mit einer Analogie aus der Quantenelektrodynamik klarmachen: Durch Vakuumfluktuationen (Erzeugung virtueller Elektron-Positron-Paare) wird eine elektrische Ladung bei größeren Abständen abgeschirmt und die effektive Kopplungskonstante wird kleiner. In der Theorie der starken Wechselwirkung steigt jedoch die effektive Kopplungskonstante bei größerem Abstand. In diesem Fall entspricht eine isolierte Farbladung einem Zustand unendlich großer Energie. Aus diesem Grund kann man ein farbgeladenes Objekt nicht einzeln beobachten — die Quarks sind deshalb „eingeschlossen“.

Der Vakuumzustand der QCD ist ein sehr komplexer Zustand, der aus unendlich vielen Quarks, Antiquarks und Gluonen besteht. Deshalb kann man in dieser Situation keine Störungstheorie anwenden, weshalb das „wahre“ QCD-Vakuum auch *nicht-pertubatives Vakuum* genannt wird. Ein Objekt, das Farbladung trägt, ist in diesem nicht-pertubativen Vakuum stets abgeschirmt. Durch diese Abschirmung ist in unmittelbarer Nähe des farbgeladenen Objekts das „wahre“ QCD-Vakuum nicht vorhanden, und die verbleibenden Felder sind so schwach, daß störungstheoretische Methoden angewandt werden können. Man spricht in diesem Fall vom *pertubativen Vakuum* [Mos99].

Mit Hilfe dieser Berechnungen lassen sich Signaturen für die Erzeugung des QGPs vorhersagen, und Anzeichen für einige dieser Signaturen wurden bereits in bisherigen Schwerionenexperimenten (z. B. NA 49) gefunden. Die wichtigsten Signaturen für das QGP sind [Moc97]:

- Sprunghaftes Verhalten der Energie- und Entropiedichte als Funktion der Temperatur bei einem Phasenübergang erster Ordnung. Diese Größen lassen sich nicht direkt messen, weshalb man den mittleren Transversalimpuls mit der Temperatur, den transversalen Energiefluß mit der Energiedichte und die hadronische Rapiditätsdichte mit der Entropiedichte assoziiert.

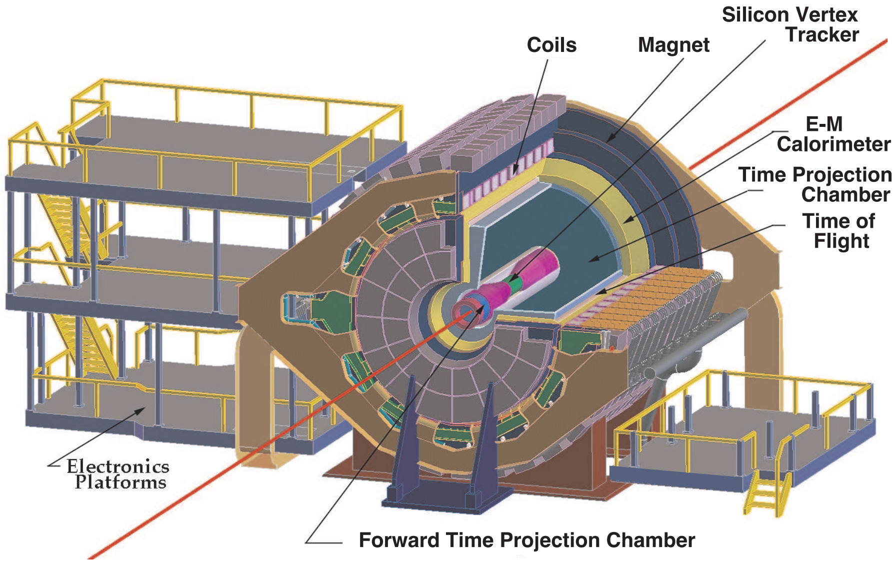
- Überschuß seltsamer Teilchen. Während der QGP-Phase ist die Energie, die zur Erzeugung eines $\mathrm{s\bar{s}}$-Paares notwendig ist, niedriger als in einer hadronischen Umgebung. Man erwartet deshalb einen höheren Anteil von Hadronen und Mesonen, die s-Quarks enthalten.

- Unterdrückung schwerer Quarkonia. Im QGP können schwere Quarkonia ($\mathrm{c\bar{c}}$- oder $\mathrm{b\bar{b}}$-Paare) keinen gebundenen Zustand bilden, da die starke Wechselwirkung durch die freien Gluonen abgeschirmt wird. Man erwartet deshalb eine Reduktion der J/Ψ-, Ψ'- und χ_{c}-Teilchen.

1.2 Das STAR-Experiment

Der **S**olenoidal **T**racker **A**t **R**HIC (STAR) sucht nach Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas und möchte das Verhalten stark wechselwirkender Teilchen bei hoher Energiedichte erforschen. Dazu muß die Produktion hadronischer Teilchen gemessen werden können.

Abbildung 1.1: Das STAR-Detektorsystem



Das STAR-Experiment findet am **R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider (RHIC) am Brookhaven National Laboratory auf Long Island, New York statt. An diesem Beschleuniger sollen ^{197}Au-Kerne bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 200\,\mathrm{GeV}$ pro Nukleonenpaar kollidieren. Im Endzustand werden dabei bis zu 10^4 Hadronen erwartet. STAR soll die Teilchen einzelner Stoßereignisse möglichst vollständig registrieren und ihre kinematischen Variablen bestimmen. Die große Zahl der rekonstruierten Spuren der erzeugten Teilchen erlaubt es dann, ein Einzelereignis mit thermodynamischen Größen zu beschreiben.

STAR wird in der Lage sein, wichtige thermodynamische Parameter des Streuprozesses wie Temperatur, Entropie, chemisches Potential, Fluktuationen, sowie Teilchen- und Energiefluß zu messen und darüber hinaus Prozesse mit hohem Transversalimpuls in der Form vom Jets, Mini-Jets und einzelnen Teilchen zu detektieren.

Das Detektorsystem (siehe Abbildung 1.1) besteht aus einem Silizium-Vertexdetektor, hochauflösenden Spurendriftkammern, Triggerdetektoren und Kalorimetern innerhalb eines $0.5\,\mathrm{T}$-Solenoidmagneten. Dieser ermöglicht durch sein gleichförmiges Feld eine präzise Spurrekonstruktion und Impulsanalyse. Die Teilchenidentifikation erfolgt durch die Messung des Ionisierungsenergieverlustes innerhalb der Driftkammern.

Die drei Detektoren für die Spurrekonstruktion decken unterschiedliche Pseudorapiditätsbereiche ab: Der Silizium-Vertexdetektor detektiert Teilchen mit $|\eta| < 1$, die große Spurendriftkammer (TPC) erfaßt Teilchen mit $|\eta| < 1.7$ und die beiden Vorwärtsspurendriftkammern (FTPCs) decken $2.5 < |\eta| < 4$ ab. Zusätzlich zu diesen Detektoren mißt ein elektromagnetisches Kalorimeter die transversale Energie der Ereignisse und spricht auf Jets, sowie auf Teilchen und Photonen mit hohem Transversalimpuls an. Weitere Triggerdetektoren befinden sich in Entwicklung.

Der STAR-Detektor soll zahlreiche Observable messen, welche die Untersuchung des QGP-Phasenübergangs erlauben. STAR untersucht darüber hinaus periphere Stöße relativistischer Kerne, um durch Photon- und Pomeronaustausch bewirkte Reaktionen studieren zu können.

Um den Grad des Gleichgewichts des Systems und Fluktuationen zu bestimmen, wird STAR differentielle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Teilchenarten als Funktion des Transversalimpulses $p_\perp$, der Pseudorapidität η und des Azimuthalwinkels ϕ messen. Da sich die gemessenen Hadronen im Endzustand eines Hadronisationsprozesses nach einer möglichen QGP-Phase befinden, sind die Spektren hadronischer Endzustände ein Produkt verschiedenster Entwicklungsstadien des Systems. [Har98]

1.3 Funktionsweise einer Spurendriftkammer

Geladene Teilchen, die sich durch ein gasgefülltes Volumen mit hoher Geschwindigkeit bewegen, erzeugen entlang ihrer Bahn Spuren aus Ionen und Elektronen. Die Elektronen läßt man in einem elektrischen Feld zur Anode driften. An den Anodendrähten (*Sense-Drähten*) werden diese Elektronen schließlich verstärkt und von den darunterliegenden Kathodenplättchen (*pads*) registriert. Dadurch erhält man eine zweidimensionale Projektion der Spuren. Die dritte Raumkoordinate erhält man durch Messung der Zeitdifferenz zwischen Teilchendurchgang und Registrierung der Elektronen.

In herkömmlichen Spurendriftkammern ist das Driftfeld homogen, und es stellt sich aufgrund von Kollisionen der driftenden Elektronen mit den Atomen des Gases eine konstante Driftgeschwindigkeit ein. In der Vorwärts-Spurendriftkammer des STAR-Experiments hingegen driften die Elektronen in einem radialen elektrischen Feld. Dort ist die elektrische Feldstärke und damit die Driftgeschwindigkeit abhängig vom Radius.

Zur Registrierung der Elektronen verwendet man Auslesekammern, die folgendermaßen aufgebaut sind: Zunächst passieren die driftenden Elektronen eine geerdete Drahtebene (Nullebene), die das Driftfeld vom Feld der Verstärkungsdrähte trennt. An den Drähten der nachfolgenden Sense-Ebene, an denen eine Spannung in der Größenordnung von 1 kV anliegt, erfolgt eine Verstärkung der Driftelektronen um einen Faktor von bis zu 10^4 im Proportionalbereich. An den darunterliegenden Pads wird von der bei der Verstärkung entstandenen Ionenwolke ein Signal influenziert, welches von einer Ausleseelektronik erfaßt, verstärkt und digitalisiert wird.

Die Verstärkung der Elektronenlawine an den Drähten der Sense-Ebene funktioniert nach folgendem Prinzip: Ein oder mehrere Elektronen driften radial[1] zu einem Draht, dessen elektrisches Feld in der Nähe des Drahtes durch

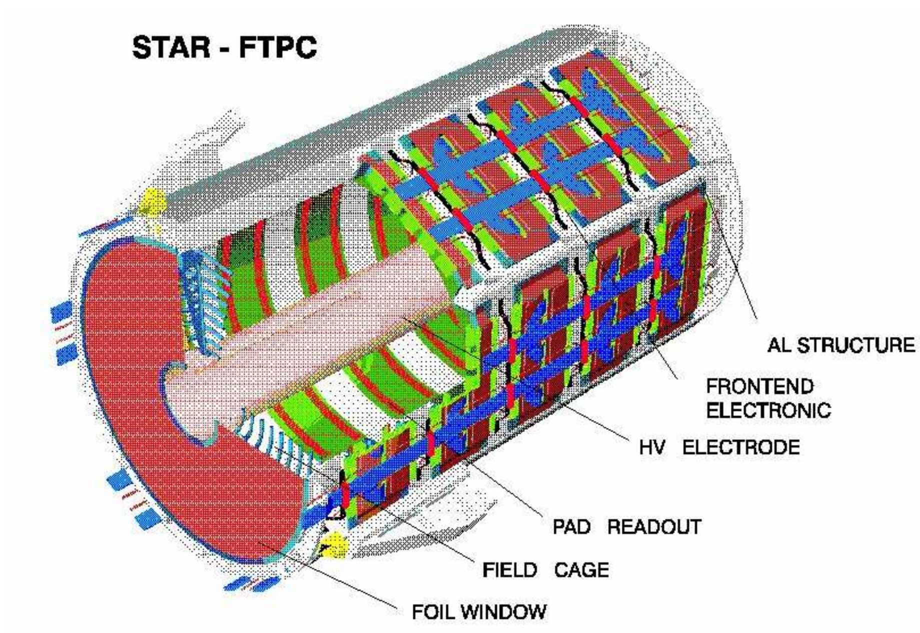
$$E = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0\, r}$$

gegeben ist (λ ist die Linienladungsdichte und $\epsilon_0 = 1/(4\pi \cdot 10^{-7} c^2)\,\mathrm{CV^{-1}m^{-1}}$ die elektrische Feldkonstante). Sobald das elektrische Feld so groß ist, daß die Elektronen zwischen den Stößen mit den Gasmolekülen genügend Energie gewinnen, um weitere Elektronen zu ionisieren, entsteht eine Ladungslawine.

Die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen ist in der Größenordnung von 10^{-6} m; das benötigte Feld, um eine Ladungslawine auszulösen beträgt $> 10^4\,\mathrm{V\,cm^{-1}}$,

[1] Gibt es nicht nur ein elektrisches, sondern auch ein magnetisches Feld, so ist die Bewegung nicht mehr rein radial. Ist aber das elektrische Feld groß genug, so endet die Bewegung trotzdem stets auf dem Draht

Abbildung 1.2: Die STAR-FTPC



und der Draht darf bei einer Spannung zwischen 1 kV und 2 kV einen Durchmesser einiger 10^{-5} m haben. Die Verstärkung ist proportional zur Anzahl der anfänglichen Elektronen, da die durch die Lawine induzierte Veränderung des elektrischen Feldes gegenüber dem Feld des Drahtes vernachlässigt werden kann. [Blu93, Kon97, Mar98]

1.4 Die STAR-FTPC

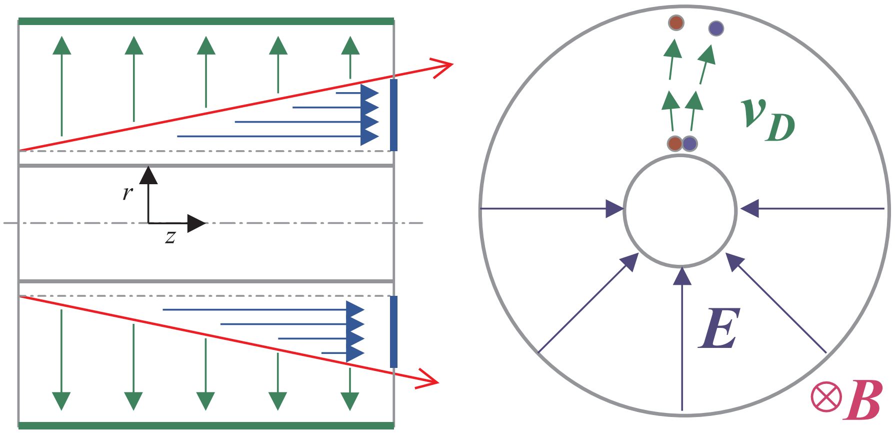
Die beiden Vorwärtsspurendriftkammern (**F**orward **T**ime **P**rojection **C**hambers, FTPCs) sind Komponenten des STAR-Detektorsystems am des Relativistic Heavy Ion Collider bei Brookhaven. In Abbildung 1.2 ist eine FTPC schematisch dargestellt.

Innerhalb des STAR-Detektors umschließen die FTPCs das Strahlrohr zylinderförmig auf einer Länge von jeweils 1.2 m. Das aktive Detektorvolumens befindet sich innerhalb 8 cm $< r <$ 29 cm und 1.55 m $< |z| <$ 2.65 m (z ist die Strahlachse und r die Entfernung von der Strahlachse) und damit innerhalb des solenoidalen Magnetfeldes. Es wird ein Pseudorapiditätsbereich von $2.5 < |\eta| < 4.0$ abgedeckt.

Jede FTPC ist entlang der Strahlachse in fünf Sektoren (Ringe) mit je sechs Auslesesektoren unterteilt. Jeder Auslesesektor besteht aus zwei Reihen mit je 160 Pads. Die Länge der Pads in Strahlrichtung beträgt 20 mm und der Abstand von Pad-Mitte zu Pad-Mitte (*pitch*) 1.9 mm.

Die sehr hohe Spurdichte im Vorwärtsbereich erfordert eine besondere Geometrie der Spurendriftkammer. Mit einer konventionellen TPC, deren Auslesekammern auf der Endkappe des Zylinders angebracht sind, würde man bei der hohen Spurendichte eine zu geringe Auflösung und Spurtrennung erreichen, da sich die Teilchen fast senkrecht auf die Endkappe zubewegen und die gesamte Ladung einer Spur auf nur wenigen Pads deponiert würde. Aus diesem Grund wurde die STAR-FTPC als Zeitprojektionskammer mit radialem Driftfeld und Auslesekammern auf der Mantelfläche

Abbildung 1.3: Links: Vergleich zwischen radialer (grüne Pfeile) und axialer Driftrichtung (blaue Pfeile). Die Projektion der Spur auf den Zylindermantel ist deutlich länger als auf die Endkappe. Rechts: Durch das radiale Driftfeld wird die Zweispurauflösung besonders für Spurpunkte mit kleinem r deutlich besser.



des Zylinders konzipiert. Die erwartete Zweispurtrennung λ_ϕ beträgt zwischen 1 und 3 mm.

Abbildung 1.3 zeigt schematisch den Längs- und Querschnitt einer Spurendriftkammer mit radialem Driftfeld und Magnetfeld entlang der Strahlachse z. Besonders für Teilchen mit hoher Pseudorapidität (also kleinem Winkel zur Strahlachse) ist die meßbare Spurlänge deutlich größer, wenn sich die Auslesekammern auf dem auf Zylindermantel statt auf der Endkappe befinden.

Da das radiale elektrische Feld senkrecht zum axialen magnetischen Feld steht, werden die driftenden Elektronen durch die Lorentzkraft von der Richtung des elektrischen Feldes abgelenkt. Entlang ihres Weges vom Erzeugungsort r_0 bis zur Auslesekammer an der Stelle r werden die Elektronen im radialen $\boldsymbol{E}$-Feld um den Ablenkwinkel

$$\psi_D = \int_{r_0}^{r} \frac{\psi_L}{r'} \mathrm{d}r'$$

abgelenkt. Der Lorentzwinkel ψ_L ist dabei der Winkel zwischen der Driftrichtung der Elektronen $\boldsymbol{v}_D/|\boldsymbol{v}_D|$ und dem elektrischen Feld.

Man muß deshalb bei der Wahl der Gasmischung darauf achten, daß ψ_L möglichst klein ist. Darüber hinaus sollte ebenfalls die Diffusion gering sein, denn sonst würde die durch eine hohe Diffusion bedingte schlechterte Zweispurtrennung die Vorteile des radialen Driftfeldes wieder aufheben.

Untersuchungen mit zahlreichen verschiedenen Gasmischungen haben gezeigt, daß eine Mischung aus 50 % Argon und 50 % CO_2 diese Bedingungen erfüllt. Bei $B = 0.5\,\mathrm{T}$ und $E = 800\,\mathrm{V/cm}$ ist $\psi_L = 4°$. Der maximale Ablenkwinkel (für eine Driftstrecke von 21 cm) beträgt dann $\psi_D = 7°$. Der Diffusionskoeffizient ist für $E > 300\,\mathrm{V/cm}$ kaum vom E-Feld abhängig und beträgt $100\,\mu\mathrm{m\,cm}^{-1/2}$.

Darüber hinaus zeichnet sich diese Mischung im Vergleich zu anderen Mischungen mit vergleichbaren Eigenschaften (z. B. Argon/Dimethylether) durch seine höhere Driftgeschwindigkeit, geringere Agressivität gegenüber Materialien, sowie Nichtbrennbarkeit aus. [Mar98, Sta98, Sch99]

1.5 Kalibration einer Spurendriftkammer

Die Kalibration der STAR-FTPC ist in erster Linie notwendig, um Variationen in der Elektronik- und Gasverstärkung auszugleichen. Zum einen hat jeder Vorverstärkerchip eine unterschiedliche Verstärkung und auch innerhalb jedes Chips variiert die Verstärkung von Kanal zu Kanal. Zum anderen kann durch Unregelmäßigkeiten in der Fertigung und Inhomogenitäten des elektrischen Feldes ebenfalls die Gasverstärkung variieren, da sie sehr stark vom Abstand zwischen Drahtebene und Kathoden und der Dicke der Verstärkungsdrähte abhängt. So können die Drähte der Sense-Ebene auf ca. $20\,\mu$m bis $30\,\mu$m genau positioniert werden. Nach [Blu93, Eck00] beträgt die Variation der Gasverstärkung $\mathrm{d}G/G$ bei der Verschiebung eines Sense-Drahtes um Δx etwa $1\,\%$:

$$\frac{\mathrm{d}G}{G} = \frac{\Delta x}{2.25\,\mathrm{mm}} \approx 0.01 \tag{1.1}$$

Man unterscheidet zwischen zwei Kalibrationsverfahren: Die *Elektronikkalibration* (auch *Pulserkalibration* genannt), welche lediglich Unterschiede in der Verstärkungselektronik ausgleicht und die *Kalibration mit einer radioaktiven Quelle*, mit der man die Auslesekammer und die Elektronik zugleich eicht. Da man die Kammer mit der Elektronikkarte ausliest, ist es nicht möglich, die Kammer alleine zu kalibrieren. Wendet man jedoch die Kalibrationsfaktoren aus der Elektronikkalibration auf die Messungen mit den radioaktiven Quellen an, so kann man die Kammereffekte separieren.

Eine Kalibration wird jedoch nicht nur benötigt, um die Unterschiede in der Elektronik- und Gasverstärkung auszugleichen. Man kann damit ebenfalls die Stabilität des Detektors über einen längeren Zeitraum und die Linearität der Verstärkung überprüfen.

Eine weitere Anwendung der Kalibration ist die Energieeichung. Dazu benötigt man eine radioaktive Quelle, deren Zerfallsenergie bekannt ist und in einem geeigneten Energiebereich liegt. Aus dem Vergleich des Zerfallsspektrums der Quelle mit dem gemessenen Ladungsspektrum kann der gemessenen Ladung eine Energie zugeordnet werden.

Eine Energieeichung ist besonders wichtig, wenn über die Messung des Energieverlusts $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ eine Teilchenidentifikation vorgenommen werden soll. Für die STAR-FTPC ist sie jedoch von untergeordneter Bedeutung, da die erwartete Breite der $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-Verteilung für Protonen und Pionen $25\,\%$ (FWHM) beträgt, so daß eine Unterscheidung zwischen ihnen nicht möglich sein wird. Bestenfalls kann zwischen Leptonen und Hadronen, sowie Teilchen mit $Z > 1$ unterschieden werden. [Sta98]

Kapitel 2

Versuchsaufbau

Alle in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden an dem im folgenden beschriebenen Versuchsaufbau durchgeführt. Die wichtigsten Komponenten sind die Mikro-STAR Spurendriftkammer, die Auslese- und Steuerungselektronik, sowie das Gassystem (siehe Abbildung 2.1).

2.1 Die Micro-STAR-Driftkammer

Die Micro-STAR ist eine für Testzwecke gebaute Spurendriftkammer mit konventioneller Geometrie, d. h. die Auslesekammern befinden sich auf einer Endkappe des zylindrischen Volumens, und das Driftfeld ist axial. Ursprünglich wurde sie für den Test und die Entwicklung von Gas-Mikrostreifenkammern[1] gebaut [Bit97, Kon97]. In dieser Arbeit wird jedoch eine Auslesekammer verwendet, welche dieselbe Geometrie (Drahtabstände, Fläche der Pads) aufweist und aus denselben Materialien aufgebaut ist wie die der STAR-FTPC.

Der Durchmesser der Driftkammer beträgt 25 cm, die Höhe 35 cm und das Volumen demnach knapp 20 l. Am Boden befindet sich der Anschluß für die Gaszufuhr und die Hochspannungsdurchführung für den Feldkäfig. Am Deckel befindet sich der Gasausgang und die Verbindung zum obersten Ring des Feldkäfigs. Die Auslesekammer ist auf einem Flansch an der Oberseite angebracht (siehe Abbildung 2.2).

An den vier Seitenflanschen sind aluminiumbedampfte Mylarfolienfenster angebracht. Sie werden benötigt, um mittels einer Strontiumquelle Elektronenspuren in der Kammer zu erzeugen und diese Elektronen auf der gegenüberliegenden Seite mit einem Photomultiplier zu registrieren. Dabei beträgt die lange Driftstrecke (d. h. der Abstand zwischen der Elektronenspur und den Verstärkungsdrähten der Auslesekammer) 23.1 cm und die kurze Driftstrecke 5.1 cm. Das im folgenden verwendete Koordinatensystem ist in den Abbildungen 2.2 und 2.4 eingezeichnet. Die x-Achse zeigt in Richtung der Längsseite der Pads, die y-Achse in Richtung der Pad-Reihen und die z-Achse ist die Driftrichtung der Elektronen.

[1] Bei Mikrostreifenkammern ersetzen Metallstreifen, die auf einer Glasplatte angebracht sind, die Sense-Drähte.

Abbildung 2.1: Versuchsaufbau

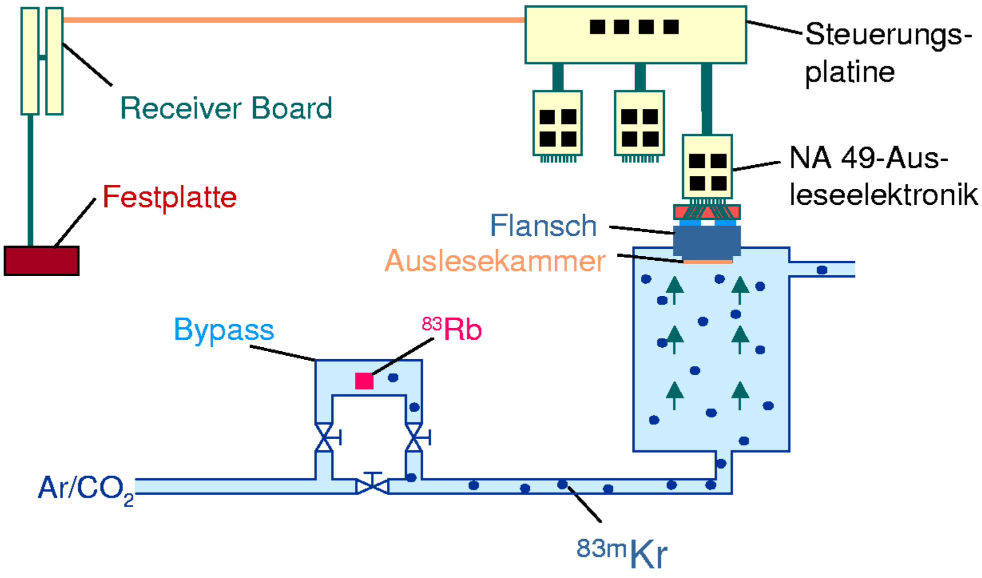


Abbildung 2.2: Die Micro-STAR-Spurendriftkammer. Die Feldkäfigringe sind nicht eingezeichnet.

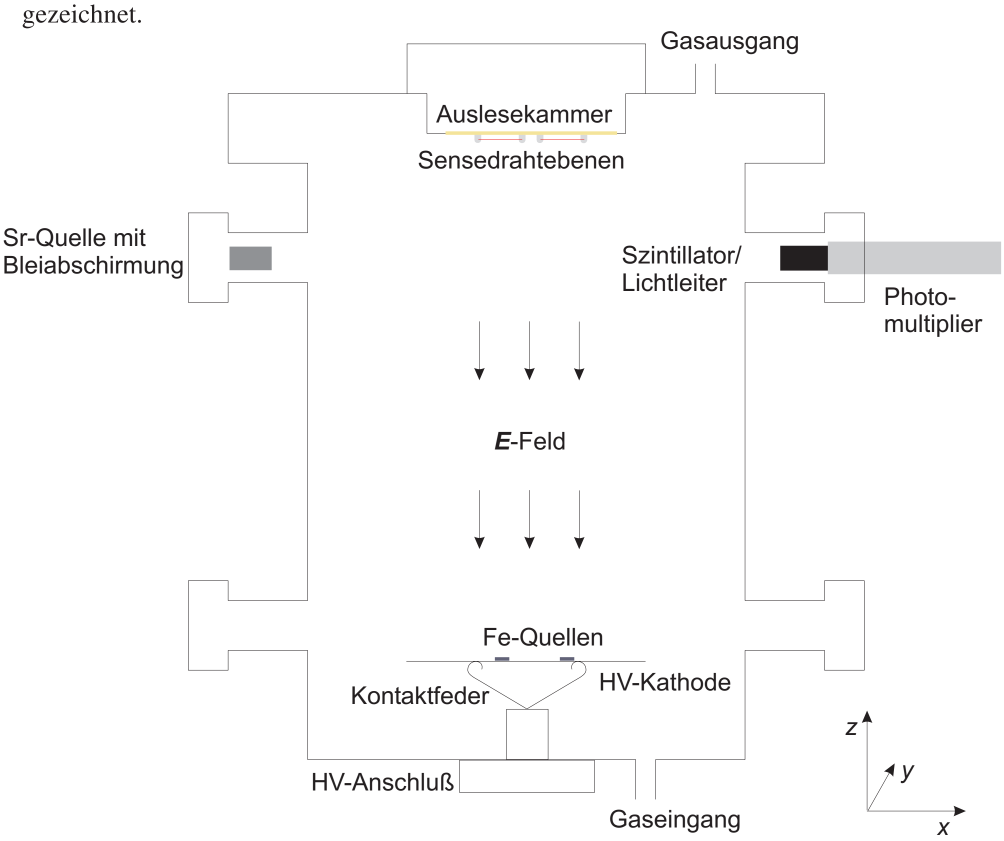
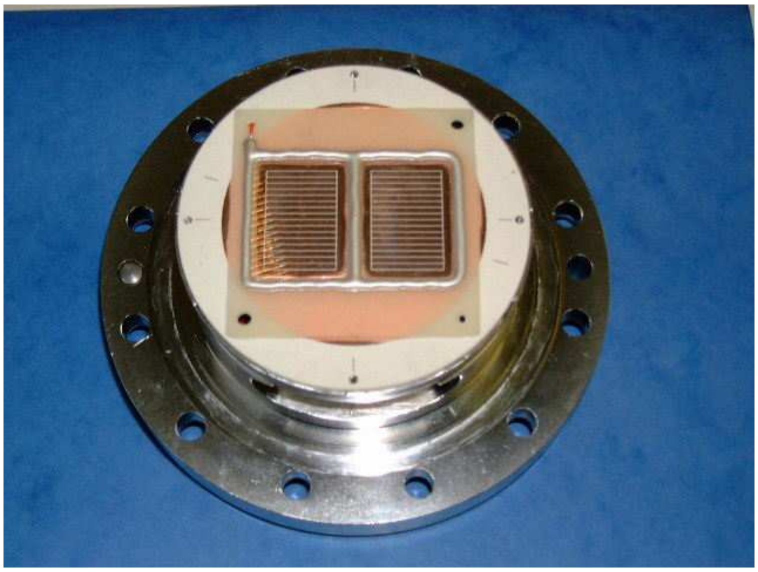


Abbildung 2.3: Die Auslesekammer auf dem Flansch



2.1.1 Der Driftraum

Der Driftraum wird von 14 Edelstahlringen gebildet, welche die Elektronen auf einer Länge von maximal 25.8 cm driften lassen. Der Durchmesser dieser Ringe beträgt 15.7 cm, die Höhe 1.53 cm und der Abstand von Mittelpunkt zu Mittelpunkt 1.84 cm. Die Ringe werden durch Keramikstangen gehalten, die auf dem Deckel befestigt sind. Das homogene elektrische Feld wird über eine Widerstandskette mit einem Gesamtwiderstand von 325 MΩ aufgebaut [Bit97]. Die benutzte Spannung für den Feldkäfig liegt bei 15 kV, das entspricht einer Feldstärke von 600 V/cm.

2.1.2 Die Auslesekammer

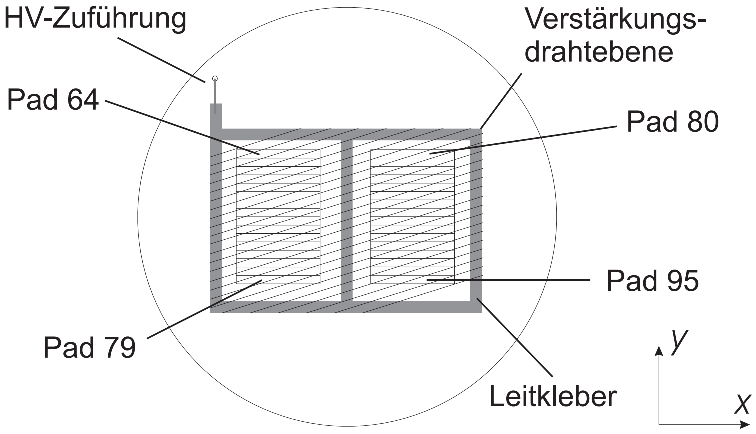
Die Kathodenplatine (Pad-Platte) besteht aus zwei Reihen à 16 Pads, über denen im Abstand von 1.5 mm die Sensedrahtebene liegt. Der Abstand von Pad-Mitte zu Pad-Mitte beträgt 1.9 mm, die Breite der Pads 20 mm. Aus technischen Gründen[2] sind die Pads von 64 bis 95 durchnumeriert. Die im folgenden verwendeten Bezeichnungen *erste* bzw. *zweite Padreihe* beziehen sich auf die Pads 64 bis 79 bzw. 80 bis 95.

Die Drähte der Sense-Ebene sind gegenüber der Längsseite der Pads um 17.4° verdreht. Dieser Winkel wurde so gewählt, daß über jedes Pad mindestens drei Drähte verlaufen und die integrierte Drahtlänge über allen Pads gleich ist.

Die Sensedrahtebene ist mit Silberleitkleber auf Epoxiharzbasis auf einem 1.3 mm hohen Kunststoffrahmen befestigt. An ihr liegt eine Spannung von 1 200 V (für einen stark fokussierten UV-Laser) bis 1 800 V (für minimal ionisierende Teilchen) an. Abbildung 2.3 zeigt die bedrahtete Auslesekammer auf dem Flasch und Abbildung 2.4 ein schematisches Bild.

[2] Die Pad-Nummern werden vom Receiver-Board zugeordnet. Um die Kabellänge zwischen Front-End-Elektronik und Receiver-Board möglichst kurz zu halten, mußte das Kabel mit einem Stecker des Receiver-Boards verbunden werden, dem die Pad-Nummern 64 bis 95 zugeordnet sind.

Abbildung 2.4: Schemazeichnung der Auslesekammer



2.2 Das Gassystem

Das verwendete Gas ist eine Mischung aus Argon und Kohlendioxid mit einem Reinheitsgrad von 0.99998 (Volumenanteil). Beide Gase werden durch thermische Massendurchflußmesser geleitet und anschließend gemischt. Der Anteil von Argon und CO_2 beträgt je 50 %.

Über eine Nebenleitung (*bypass*), in der sich die Rubidium-Quelle befindet, kann radioaktives Krypton in das Gas eingefügt werden (siehe Abbildung 2.1). Hinter der Kammer ist eine Meßsonde angebracht, welche die O_2-Konzentration im Gas mit einer Genauigkeit von 1 ppm mißt. Die nachfolgende Gasleitung verhindert Rückdiffusion von Sauerstoff und Wasserdampf.

Das Gasmischungsverhältnis wurde bei unterschiedlichen Flüssen von der Firma Linde mit einem Gas-Chromatographen überprüft. Danach betrug der CO_2-Gehalt (49.7 ± 1) %.

2.3 Die Ausleseelektronik

Zum Auslesen der Kammer wurde die NA 49-Elektronik benutzt. Die Front-End-Elektronik hat die Aufgabe, die einzelnen Kanäle auszulesen, zu verstärken und zu digitalisieren. Diese Daten werden von einer Steuerungsplatine zum Receiver-Board transferiert, dort komprimiert und schließlich als Rohdaten auf einer Festplatte gespeichert. Die einzelnen Komponenten der Ausleseelektronik werden im folgenden beschrieben.

2.3.1 Die Front-End-Elektronik

Das influenzierte Ladungssignal jedes einzelnen Pads wird von einer Elektronikkarte ausgelesen, die an der Rückseite des Flansches montiert ist. Die 32 Auslesekanäle werden auf dieser Front-End-Karte zu zwei unabhängigen Strängen von je 16 Kanälen zusammengefaßt und in vier Stufen vorverarbeitet:

1. Ladungsempfindlicher Vorverstärker (*Preamp*)

2. Pulsformer (*Shaper*)

3. Analoger kapazitiver Speicher (*Switched Capacitor Array, SCA*)

4. Analog-Digital-Wandler (*Analogue to Digital Converter, ADC*)

Der Eingangsschaltkreis des ladungsempfindlichen Vorverstärkers besteht aus einem 1.5 pF Kondensator mit einer Verstärkung (*conversion gain*) von 50 mV/fC

Der Vorverstärker integriert über die Ladung des Signals, weil bei einer Spurendriftkammer der zeitliche Verlauf des Signals variiert und deshalb nicht die Spannung als Maß für das Signal benutzt werden kann. Bei einem ladungsempfindlichen Vorverstärker ist hingegen die Ausgangsspannung proportional zur Gesamtladung des Eingangssignals.

Durch die lange Abklingzeit der Spannungen (einige Mikrosekunden) kommt es bei einer schnellen Folge von Eingangssignalen zu einer Akkumulierung von Spannungen (*pile up*). Zur besseren Trennung der einzelnen Signale im nachfolgenden Pulsformer wurde die Abklingzeit im Vorverstärker auf unendlich eingestellt. Sein Ausgangssignal hat eine Treppenform mit einer Stufenhöhe proportional zur registrierten Ladung. Am Ende des Meßvorgangs wird der Vorverstärker wieder zurückgesetzt (*reset*).

Als Pulsformer dient ein Bandpaßfilter, der aus dem asymmetrischen Signal mit einer langen fallenden Flanke[3] ein gaußförmiges Signal mit einer Breite von $\sigma_{\text{Shaper}} = (100 \pm 10)$ ns erzeugt[4]. Der Pulsformer wird aus zwei Gründen benötigt:

1. Durch die lange fallende Flanke ist es schwierig, rasch aufeinanderfolgende Signale zu trennen.

2. Um den Zeitpunkt der Signalentstehung genau messen zu können, wäre wegen der kurzen Anstiegszeit des Signals (< 10 ns) eine sehr hohe Abtastfrequenz notwendig. Ein gaußförmiges Singal von einigen 100 ns Breite hingegen erlaubt auch bei wesentlich niedrigeren Abtastraten eine genaue Bestimmung des Zeitpunktes der Signalentstehung.

Der Pulsformer besteht aus zwei Zweipolintegrationsgliedern, einem passiven Differenzierer und einem Operationsverstärker mit Korrekturnetzwerk. Das Ausgangssignal des Pulsformers stellt also eine zeitliche Folge von gaußförmigen Einzelsignalen dar, wobei das Integral über das Einzelsignal proportional zur Ladung der jeweiligen primären Elektronenwolke ist.

Die Pulshöhe jedes Kanals wird anschließend mit einer Genauigkeit von 8 Bit in 512 Zeitintervalle (*timebins*) von je 100 ns Dauer zwischengespeichert[5] und nach Beendigung der Einlesephase digitalisiert. Diese Aufgaben werden vom *Switched Capacitor Array* mit anschließendem Analog-Digital-Wandler (SCA/ADC) übernommen.

Die Auslesekarte ist über ein Flachbandkabel mit einer Steuerungsplatine (Control-Transmission-Board) verbunden, welche die Versorgungsspannungen verteilt und

[3]Die asymmetrische Form des ursprünglichen Signals hat folgenden Grund: Durch das schlagartige Verschwinden der Elektronen im Verstärkungsdraht erreicht das Signal seinen Maximalwert nach wenigen Nanosekunden. Die fallende Flanke des Signals ist hingegen sehr flach, weil die Ionen einige Mikrosekunden benötigen, um die Nullebene zu erreichen, wo sie neutralisiert werden.

[4]Bei der hier verwendeten Karte beträgt $\sigma_{\text{Shaper}} = 90$ ns

[5]Der SCA/ADC hat eine Auflösung von 9 Bit, von denen lediglich 8 Bit benutzt werden.

aus dem Trigger die Steuersignale für die Auslesekarte erzeugt. Sie wandelt die parallel aufgenommenen Daten in serielle um (*multiplexing*), und schickt sie über eine Glasfaserverbindung zum Receiver-Board. Im NA 49-Experiment hat die Steuerungsplatine darüber hinaus die Aufgabe, die Daten von 24 Front-End-Karten zusammenzufassen, was bei der Datenaufnahme der Micro-STAR nicht notwendig ist, da lediglich eine einzelne Karte angeschlossen ist. [Afa99]

2.3.2 Datentransfer und Datenaquisition

Das Receiver-Board hat die Aufgabe, die von der Steuerplatine übertragenen Daten zu empfangen und zu komprimieren. Der zentrale Bestandteil ist der digitale Signalprozessor Motorola DSP 96002. In jedem Receiver-Kanal durchsucht er die Eingangsspeicherbänke Pad für Pad nach gültigen Signalen und kopiert diese dann, zusammen mit der Zeitinformation, in den Ausgangsspeicher. Ein Signal wird akzeptiert, wenn in mindestens zwei aufeinanderfolgenden Zeitintervallen ein Schwellenwert (typischerweise 6 ADC-Kanäle) überschritten wird.

Auf dem Receiver-Kanal ist für jedes Zeitintervall jedes Pads ein Pedestal-Wert gespeichert. Dieser Wert wird von den eigehenden Daten subtrahiert, bevor sie in einer der 32 Eingangsspeicherseiten zwischengespeichert werden. Diese Pedestal-Subtraktion ist notwendig, da jeder Auslesekanal ein charakteristisches Rauschen besitzt, das sich als Pedestal (Sockel) äußert, auf welchem die eigentlichen Teilchensignale sitzen. Diese Pedestals werden durch eine „leere“ Datenaufnahme bestimmt (*pedestal run*) und in einem eigenen Speicherbereich abgelegt.

Eine weitere zentrale Aufgabe der Receiver-Boards ist die Datenkompression. Durch Nullenunterdrückung wird die Datenmenge um mehr als einen Faktor 10 reduziert.

Nach Verarbeitung der Daten durch den DSP werden diese im Ausgangsspeicher abgelegt, von wo sie über das VME-Bussystem zur weiteren Verarbeitung abgeholt werden. Die Daten der Receiverkanäle werden schließlich im Master-Crate gesammelt und auf Festplatte geschrieben. [Afa99, Gab98, Moc97, Rau93]

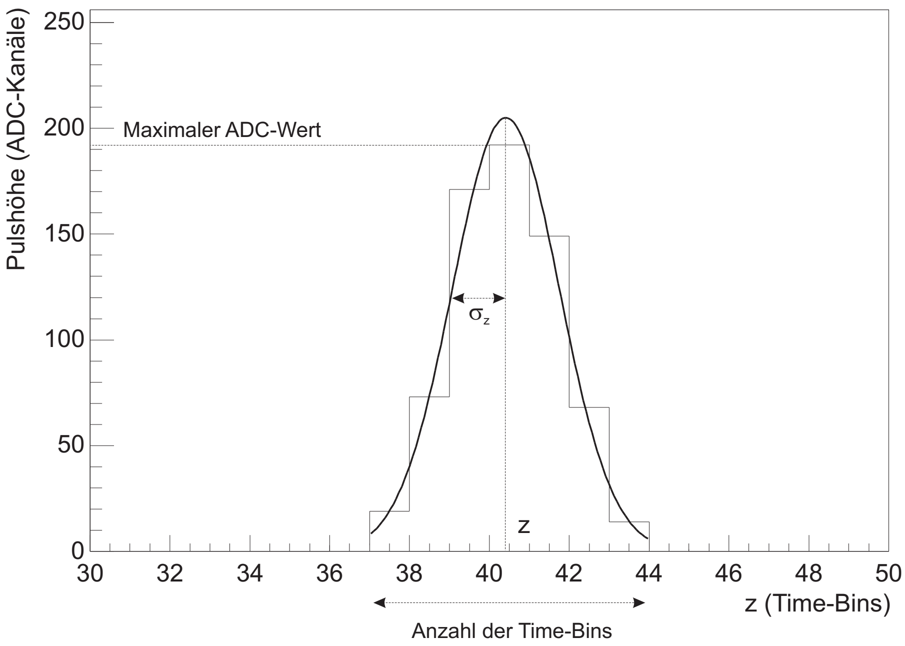
2.3.3 Die Clusterparameter

Um aus den Rohdaten verwertbare Informationen über die gemessenen Ladungsverteilungen zu erhalten, wird ein sogenannter *Clusterfinder* eingesetzt.[6] Der Clusterfinder erkennt in y- und z-Richtung zusammenhängende Ladungsverteilungen (Cluster), und berechnet für jeden gefundenen Cluster einen Satz von Clusterparametern. In Abbildung 2.5 ist die Pulshöhe (ADC-Wert) für jedes Zeitinvervall (Time-Bin) eines typischen Clusters dargestellt, wie er von einem Pad registriert wird.

Der Clusterparameter *maximaler ADC-Wert* gibt die höchste innerhalb eines Clusters gefundene Pulshöhe an. An diese Pulshöhenverteilung werden in y- und z-Richtung Gaußverteilungen angepaßt, um den Mittelpunkt des Clusters in y- und z-Richtung (im folgenden mit den Variablen y und z bezeichnet), sowie die Breite der Verteilung σ_y, σ_z zu bestimmen. Die Parameter *Anzahl der Pads* bzw. *Anzahl der Time-Bins* geben an, über wie viele Pads bzw. Time-Bins sich der Cluster in seiner gesamten Breite erstreckt.

[6] Der in dieser Arbeit verwendete Clusterfinder wurde von Holm Hümmler programmiert.

Abbildung 2.5: Das gemessene Signal eines typischen Clusters auf einem Pad.



Wenn im folgenden von der *gemessenen Ladung* die Rede ist, so ist damit die integrierte Pulshöhe, d. h. die Summe der Pulshöhen über alle Pads und Time-Bins eines Clusters gemeint.

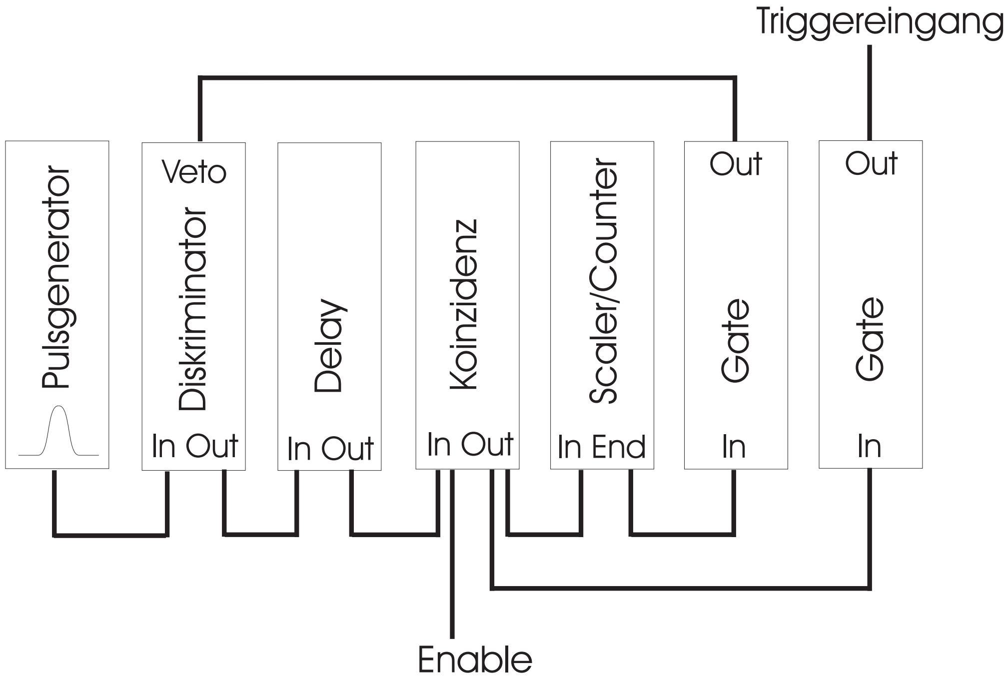
2.3.4 Die Triggerelektronik für Kr- und Fe-Spektren

Bei der Aufnahme von Krypton- und Eisenspektren ist es nicht möglich, auf Zerfallsereignisse auszulösen (zu „triggern") — man muß also zufällig triggern. Damit in möglichst kurzer Zeit viele Ereignisse aufgenommen werden können, ist es deshalb notwendig, die Frequenz der Auslösesignale den Anforderungen des Datennahmesystems anzupassen.

Das NA 49-Datennahmesystem wurde für einen Beschleunigungszyklus von 19 s entworfen, während dessen 5 s lang Daten aufgenommen werden. Innerhalb der verbleibenden 14 s werden diese Daten übertragen und verarbeitet. Deshalb wurde die Triggerelektronik für die in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen so aufgebaut, daß etwa 20 Ereignisse in kurzer Zeit aufgenommen werden und dann ca. 10 s lang Zeit für die Datenübertragung gelassen wird.

Abbildung 2.6 stellt den Aufbau schematisch dar. Ein Pulsgenerator erzeugt Ladungspulse mit einer Rate von ca. 20 Hz. Für die weitere Verarbeitung müssen diese Pulse diskriminiert werden. Der nachfolgende Delay hat bei der Aufnahme von Eisen- und Kryptondaten keine Funktion; er wird lediglich für die Verzögerung des Signals bei der Aufnahme von Laser-Spuren benötigt. In einer Koinzidenzschaltung wird nun das Signal nur dann weitergeleitet, wenn die Receiver-Elektronik bereit für die Datenaufnahme ist (*enable*).

Abbildung 2.6: Die Triggerelektronik



Eines der Ausgangssignale der Konizidenzschaltung steuert einen Gate-Generator, der das für den Triggereingang der Steuerungsplatine benötigte, 60 ms lange TTL-Signal erzeugt. Das zweite Ausgangssignal der Konzidenzschaltung wird in einen Zähler (*scaler/counter*) geführt, der nach dem Empfang von 20 Signalen ein „End-Marker-Signal“ ausgibt Dieses wird von einem weiteren Gate-Generator auf die benötigte Länge von etwa 10 s gebracht. Dessen Ausgangssignal wird wiederum in den Veto-Eingang des Diskriminators geführt, so daß während dieser Zeitspanne keine Signale des Pulsers weitergeleitet werden.

Durch diese Schaltung erreichte man bei der Datennahme eine effektive Rate von 1.2 Hz.

Kapitel 3

Elektronikkalibration

Es ist notwendig, die Ausleseelektronik zu kalibrieren, um die unvermeidlichen Unterschiede in der Verstärkung und der Signallaufzeit der einzelnen Elektronikkanäle auszugleichen. Dazu gibt man elektrische Pulse, die in ihrer Form dem von einem Teilchen erzeugten Signal ähneln, auf die Verstärkungsdrähte. Diese Signale werden aufgrund der kapazitiven Kopplung auf die Pads übertragen. Es entsteht also auf jedem Pad zur gleichen Zeit ein Signal gleicher Größe. Mißt man nun für jeden einzelnen Kanal die Amplitude und den Zeitpunkt des Signals, erhält man aus der Abweichung vom Mittelwert aller Kanäle Korrekturfaktoren.

Mit einer Elektronikkalibration kann man auf einfache Weise die Variationen der Verstärkung der einzelnen Kanäle kompensieren, Unterschiede in der Gasverstärkung können jedoch nicht ausgeglichen werden.

3.1 Variation der Elektronikverstärkung

Die Variation der Verstärkungselektronik setzt sich aus zwei Faktoren zusammen:

- Ein Elektronikbaustein (*chip*) ist für die Verstärkung von 16 Kanälen zuständig (siehe Abschnitt 2.3.1). Herstellungsbedingt variiert die mittlere Verstärkung von Chip zu Chip.
- Die Verstärkung eines einzelnen Chips variiert wiederum von Kanal zu Kanal. Diese Variation ist systematisch und hängt mit dem Design der Schaltkreise und der Spannungsversorgung zusammen.

Um die einzelnen Kanäle der Ausleseelektronik zu kalibrieren, benutzt man einen Pulsgenerator, der auf die Drähte der Sense-Ebene einen definierten Ladungspuls gibt. Dadurch wird auf den darunterliegenden Pads eine Ladung q_n induziert. Die gemessene Ladung ist proportional zur Verstärkung. Man führt nun einen Korrekturfaktor

$$c_n = \frac{1}{q_n^{\text{Pulser}}} \tag{3.1}$$

ein, der die Daten auf den mit dem Pulsgenerator aufgenommenen Datensatz normiert:

$$q_n^{\text{kalibriert}} = c_n \, q_n^{\text{gemessen}}. \tag{3.2}$$

Statt der Ladung (also der integrierten Pulshöhe) wird für die Kalibration das Maximum der Ladungsverteilung (der sogenannte maximale ADC-Wert) verwendet. Das

Abbildung 3.1: Maximaler ADC-Wert für drei verschiedene Signalhöhen des Pulsgenerators.

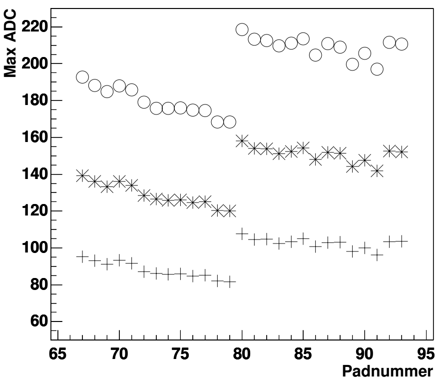
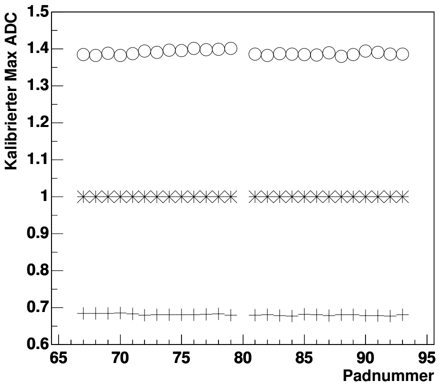


Abbildung 3.2: Auf die mittlere Signalhöhe des Pulsgenerators kalibrierte Daten.



liegt daran, daß das Rohdatenformat in jeden Zeitintervall einen ADC-Wert angibt und es erst Sinn macht, *nach* der Kalibration über die Ladungsverteilung zu integrieren. Zudem ist der Fehler, der durch die Subtraktion des Schwellwertes (meist 4 ADC-Kanäle) entsteht, für den maximalen ADC-Wert geringer ist als für die Ladung.

Die Elektronikkalibration wurde bei drei verschiedenen Signalhöhen des Pulsgenerators durchgeführt. Durch Anwendung der aus einer Messung gewonnenen Kalibrationsfaktoren auf die anderen Messungen konnte somit die Gültigkeit der Kalibrationsfaktoren unabhängig von der Höhe des Ladungspulses überprüft werden. Abbildung 3.1 zeigt die unkalibrierten maximalen ADC-Werte für die Messungen mit niedriger (+), mittlerer (*) und hoher (∘) Signalhöhe des Pulsgenerators.

Man erkennt, daß der Chip, der für die Verstärkung der zweiten Pad-Reihe zuständig ist (Pad-Nummer $\geq$ 80), eine deutlich höheren mittleren Verstärkungsfaktor hat. Für einzelnen Kanäle der beiden Chips sieht man darüber hinaus eine systematische Variation: Mit steigender Pad-Nummer wird die Verstärkung geringer.

In Abbildung 3.2 sind die maximalen ADC-Werte gezeigt, die auf den Datensatz kalibriert sind, der bei mittlerer Signalhöhe des Pulsgenerators aufgenommen wurde. Man sieht, daß sowohl die chip- als auch die kanalweise Variation durch die Kalibration kompensiert wird. In den folgenden Messungen mit Strontium, Eisen und Krypton wurden die Daten — falls nicht anders angegeben — mit den Elektronikkalibrationsfaktoren aus dem Datensatz mit mittlerer Signalhöhe des Pulsgenerators versehen. *Kalibrierter maximaler ADC-Wert* und *kalibrierte Ladung* sind dimensionslose Größen (vergleiche Gleichungen 3.1 und 3.2).

Aus der Abweichung vom Mittelwert $(q_i - \bar{q})/\bar{q}$ kann man eine Aussage über die Genauigkeit der Elektronikkalibration treffen. Abbildung 3.3 zeigt, daß die Abweichung maximal 0.8 % beträgt und es nur leichte systematischen Abweichungen gibt: Für die erste Pad-Reihe sind die Abweichungen vom Mittelwert in der Mehrzahl > 0 für die zweite Pad-Reihe überwiegend < 0. Die Abweichungen sind sehr gering und deshalb können die aus der Elektronikkalibration erhaltenen Kalibrationsfaktoren auf alle integrierten bzw. maximalen Pulshöhen — unabhängig von deren Intensität — angewandt werden.

Abbildung 3.3: Prozentuale Abweichung vom Mittelwert $(q_i - \bar{q})/\bar{q}$ nach der Kalibration.

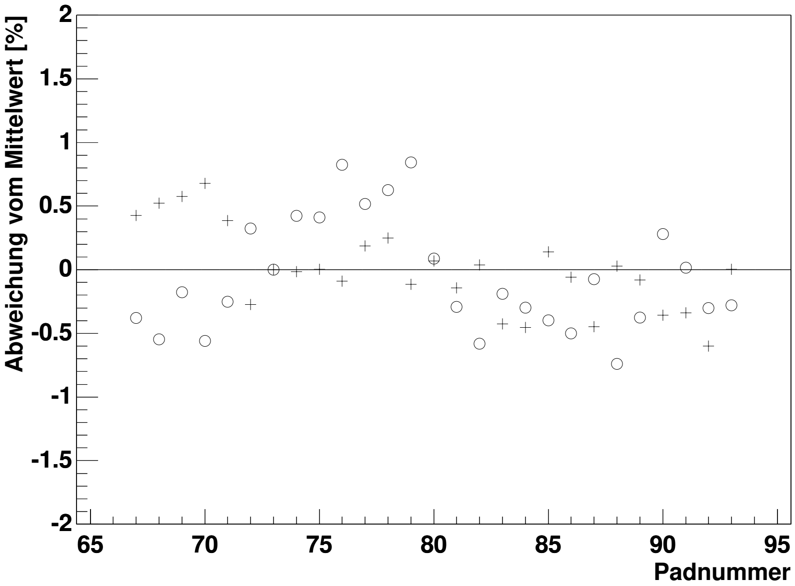


Tabelle 3.1: Zeitkalibration

Kalibrationsfaktor	Nullpunktverschiebung
$1\,\mu\text{s} = 9.97$ Time-Bins	$0\,\mu\text{s} = -7.04$ Time-Bins
1 Time-Bin $= 100.3$ ns	Time-Bin $0 = +0.7\,\mu\text{s}$

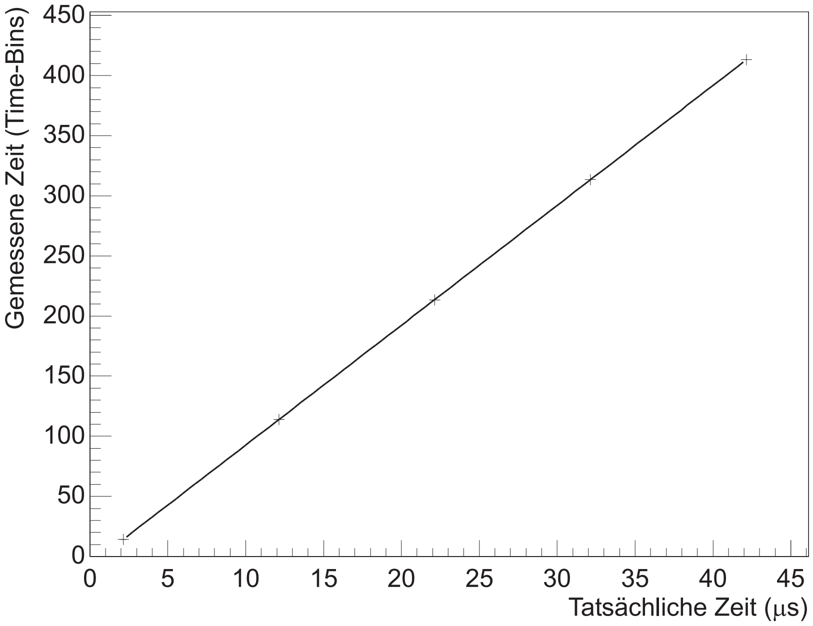
3.2 Zeitnullpunktseichung

Eine Zeitkalibration wird einerseits benötigt, um einem beobachteten Ereignis einen absoluten Zeitpunkt zuzuordnen. Dies ist zum Beispiel bei der Berechnung der Driftgeschwindigkeit erforderlich. Mit einer Spurendriftkammer mißt man die Zeit, die seit dem Auslösesignal (*trigger*) vergangen ist. Zwischen dem Auslösesignal und dem tatsächlichen Beginn der Datennahme können jedoch durch die Laufzeiten der Signale und (mitunter beabsichtigte) Verzögerungsschaltkreise noch einige 100 ns liegen. Darüber hinaus kann man durch einer Zeitkalibration die exakte Dauer eines Time-Bins ermitteln.

Für die Zeitkalibration wurden die Signale eines Pulsgenerators auf die Drähte der Sense-Ebene gegeben. Die Pulse lagen im Abstand von $10\,\mu$s. Mit dem Signal des Pulsgenerators wurde die Ausleseelektronik angesteuert („getriggert“). Der Abstand der Pulse und die Differenz zwischen Triggersignal und Puls wurden mit einem Oszilloskop gemessen und auf diese Weise erhielt man die „reale“ Zeitachse. Dieser konnten nun die gemessenen Punkte zugeordnet werden. Das Ergebnis der Zeitkalibration ist in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Besonders wichtig ist die Beachtung der Nullpunktsverschiebung bei der Berech-

Abbildung 3.4: Gemessene Zeit in Time-Bins gegen tatsächliche Zeit in μs.



nung der Driftgeschwindigkeit aus lediglich einer Messung[1], denn die tatsächliche Driftzeit ist stets $0.7\,\mu$s größer als die gemessene.

[1]Bei einer Differenzmessung (vgl. Gleichung 4.21 auf Seite 37) ist es natürlich nicht notwendig, den absoluten Zeitpunkt zu wissen.

Kapitel 4

Messungen mit der ^{90}Sr-Quelle

Eine ^{90}Sr-Betaquelle eignet sich sehr gut, um die korrekte Funktionsweise der Kammer zu überprüfen und Parameter wie die Diffusion der Ladungswolken und die Pad-Response-Funktion zu messen, denn die beim Zerfall erzeugten Elektronen sind annähernd minimal ionisierende Teilchen (MIPs). Sobald in einer Kammer MIPs nachgewiesen werden, ist sichergestellt, daß alle anderen ionisierenden Teilchen detektiert werden können.

Die Messungen mit der Strontiumquelle wurden in erster Linie durchgeführt, um aus den gemessenen Clusterparametern sinnvolle Cut-Bedingungen für die nachfolgenden Messungen mit Eisen und Krypton definieren zu können (siehe Abschnitt 4.5.3). Darüber hinaus wurde die Diffusion und Absorption von Elektronen bei verschiedenen Sauerstoffkonzentrationen und Driftlängen bestimmt (siehe Abschnitt 4.6). Für die mittleren Pads der beiden Pad-Reihen konnte zudem eine kanalweise Kalibration vorgenommen werden und somit die Elektronikkalibrationsfaktoren überprüft werden. Die maximale Zerfallsenergie von ^{90}Sr beträgt

$$E_{\text{kin}}^{\text{max}} = (546.0 \pm 1.6)\,\text{keV}$$

und die durchschnittliche Energie

$$\overline{E_{\text{kin}}} = (195.8 \pm 0.8)\,\text{keV}.$$

Mit einer Halbwertszeit von 28.7 a zerfällt es zu ^{90}Y. [Led78]

4.1 Form des Betaspektrums

Die Gesamtenergie W eines Elektrons setzt sich aus seiner Ruhmasse und der kinetischen Energie zusammen:[1]

$$W = m_e + E_{\text{kin}} = m_e\gamma \tag{4.1}$$

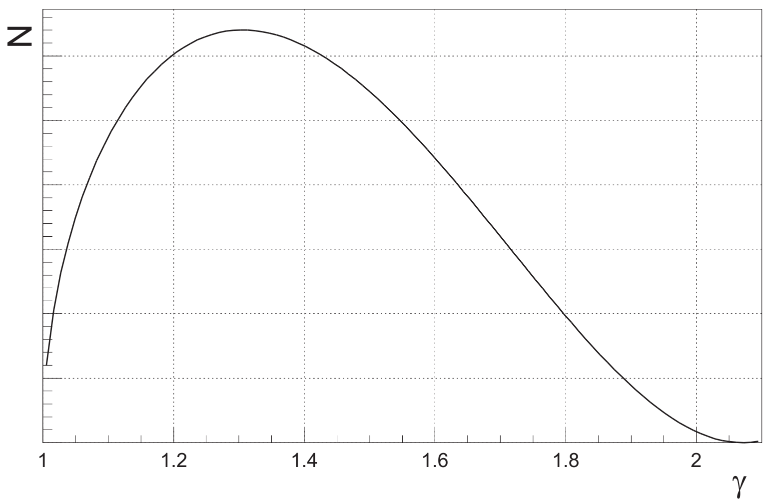
mit

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \overset{(4.1)}{=} \frac{E_{\text{kin}}}{m_e} + 1 \tag{4.2}$$

$$\beta = \frac{v}{c} = v \tag{4.3}$$

[1]In den Abschnitten 4.1 und 4.2 werden natürliche Einheiten ($\hbar = c = 1$) benutzt.

Abbildung 4.1: Betaspektrum von ^{90}Sr — Intensität in Abhängigkeit von γ



und der Elektronmasse $m_e = 511\,\text{keV}$. In seiner einfachsten Form läßt sich das Intensitätsspektrum des Betazerfalls über folgende Gleichung beschreiben [May94]:

$$N(\gamma)\,\mathrm{d}\gamma = \frac{m_e^5\left(g_V^2 M_\mathrm{F}^2 + g_A^2 M_\mathrm{GT}^2\right)}{2\pi^3}\,\gamma\,\sqrt{\gamma^2-1}\,(\gamma_\mathrm{max}-\gamma)^2\,\mathrm{d}\gamma \tag{4.4}$$

mit den Kernmatrixelementen M_F und M_GT, den vektoriellen und axialvektoriellen Kopplungskonstanten g_V und g_A, sowie

$$\gamma_\mathrm{max} = \frac{E_\mathrm{kin}^\mathrm{max}}{m_e}.$$

Für den Bereich bis zur Maximalenergie ($\gamma_\mathrm{max} = 2.07$) ist dieses Intensitätsspektrum in Abbildung 4.1 aufgetragen.

Gleichung 4.4 gilt für eine verschwindende Elektronneutrinomasse (das ist in sehr guter Näherung erfüllt) und unter Vernachlässigung des Coulombfeldes der Kerne, die eine Abbremsung der Elektronen bewirkt. Die Korrektur durch den Coulombfaktor

$$F(Z,\gamma) = \frac{\left|\psi_e(0)_\mathrm{coul}\right|^2}{\left|\psi_e(0)_\mathrm{frei}\right|^2}, \tag{4.5}$$

mit der Wellenfunktion des Elektrons am Kern $|\psi_e(0)|^2$, ist jedoch relativ klein (das Maximum wird um etwa $-10\,\text{keV}$ verschoben). $F(Z,\gamma)$ ist für ^{90}Sr nicht bekannt, weshalb der Fehler, der durch die Vernachlässigung von Gleichung 4.5 entsteht, durch das Einsetzen einer etwas kleineren Maximalenergie kompensiert wird: Statt 2.07 wird $\gamma_\mathrm{max} = 2.03$ gesetzt, so daß die aus Gleichung 4.4 erhaltene Durschnittsenergie der tatsächlichen entspricht. Dadurch ist zwar der Endpunkt des simulierten Spektrums leicht verschoben, das ist jedoch für die Analyse nicht relevant, da in diesem Bereich ohnehin nur sehr wenige Ereignisse aufgezeichnet werden.

4.2 Energiedeposition geladener Teilchen

Der durchschnittliche Verlust kinetischer Energie pro Längeneinheit eines bewegten Teilchens beim Durchqueren von Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel angegeben [Blu93]:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi N e^4 z^2}{m\,\beta^2}\left(\ln\frac{2m\beta^2\gamma^2}{I} - \beta^2\right) \tag{4.6}$$

$$\begin{aligned}
m &= \text{Masse des Teilchens}\\
z &= \text{Ladungszahl des bewegten Teilchens}\\
N &= \text{Anzahldichte der Elektronen in Materie}\\
I &= \text{mittlere Anregungsenergie}\\
\beta &\overset{(4.3)}{=} v/c
\end{aligned}$$

Mit $z = 1$, $m = 511\,\mathrm{keV}$, $N = N_A Z\rho/A$ und $e^2/m = 2.82\,\mathrm{fm}$ läßt sich Gleichung 4.6 für Elektronen umformen:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{307.1\,\mathrm{keV}}{\mathrm{g/cm^2}}\frac{Z\,\rho}{A\,\beta^2}\left(\ln\frac{2m\beta^2\gamma^2}{I} - \beta^2\right) \tag{4.7}$$

mit der Kernladungszahl Z, der Dichte ρ und dem Atomgewicht A. Für Argon und Kohlendioxid sind Z, A, ρ und I in Tabelle 4.1 angegeben.

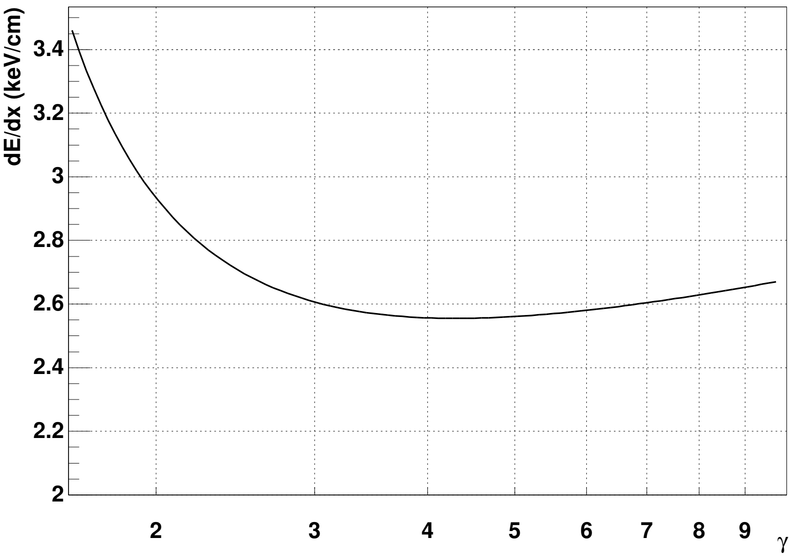
Tabelle 4.1: Kernladungszahl, Atomgewicht, Dichte und mittlere Anregungsenergie von Argon und Kohlendioxid.

	Ar	CO_2
Z	18	22
A	39.95	44.00
ρ (kg/m^3)	1.783	1.977
I (keV)	0.188	0.085

Anhand von Gleichung 4.6 kann jedoch die Ionisation entlang einer Elektronenspur nicht korrekt berechnet werden, denn sie enthält auch hohe Energieüberträge, die nicht zur Ionisation beitragen können: Oberhalb einer bestimmten Energie können Elektronen aus einem Gasatom herausgeschlagen werden. Diese sogenannten Deltaelektronen erzeugen dann eine zweite Spur. Falls die Reichweite der Deltaelektronen kleiner ist als die Länge der Auslese-Pads, kann solch eine Spur nicht von der ursprünglichen getrennt werden und die gesamte Energie wird nach wie vor auf einem Pad deponiert. Ist sie jedoch von vergleichbarer Länge oder größer, kann diese Spur aufgelöst werden, und die Ionisation des Deltaelektrons trägt nicht mehr zur Ionisation der ursprünglichen Spur bei. Aus diesem Grund wird ein Abschneideparameter (*cut-off*) eingeführt.

Es gibt auch statistische Gründe für einen effektiven Abschneideparameter: Bei einer endlichen Anzahl von Messungen gibt es stets *einen* größten Energieübertrag. Ein Energieübertrag, der so unwahrscheinlich ist, daß er innerhalb der Meßreihe nicht auftreten wird, bedeutet gleichfalls einen effektiven Cut-off.

Abbildung 4.2: Energieverlust nach Gleichung 4.8 für Elektronenenergien bis 4.5 MeV.



Aus kinematischen Grenzwerten erhält man für $\beta\gamma = 1$ eine maximal übertragbare Energie von $E_{\text{cut-off}} = 100\,\text{keV}$ [Blu93, Tabelle 1.6]. Die modifizierte Bethe-Bloch-Formel mit eingeschränkten Energieübertrag lautet [Fan63]

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{4\pi N e^4 z^2}{m\,\beta^2}\left(\ln\frac{\sqrt{2mE_{\text{cut-off}}}\,\beta\gamma}{I} - \frac{\beta^2}{2}\right). \tag{4.8}$$

Diese Gleichung ist gültig für

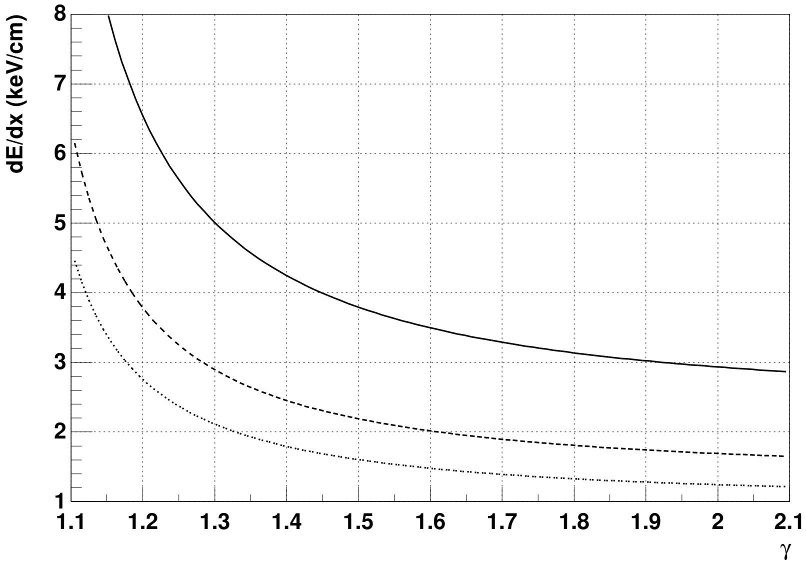
$$\gamma^2 \gg E_{\text{cut-off}}/m \approx 0.2.$$

Da γ per Definition immer größer als eins ist, kann Gleichung 4.8 also in diesem Fall ohne Einschränkung benutzt werden. Verglichen mit Gleichung 4.6 ist nun der Wert des Minimums und der relativistische Wiederanstieg (*relativistic rise*) kleiner.

Abbildung 4.2 zeigt den Verlauf der modifizierten Bethe-Bloch-Formel für die verwendete Gasmischung für Elektronenenergien bis 4.5 MeV. Für den relevanten Energiebereich von 100 bis 550 keV ist in Abbildung 4.3 der Verlauf dieser Funktion für den Argon- und Kohlendioxidanteil (unterbrochene Linien) sowie der Summe beider Anteile (durchgezogene Linie) gezeigt. Man sieht, daß sich diese niederenergetischen Elektronen noch nicht im Bereich des relativistischen Wiederanstiegs befinden, d. h. höhere Elektronenenergien bewirken eine niedrigere Energiedeposistion.

Wie man in Abbildung 4.3 erkennen kann, liegt für die mittlere Energie bei $\gamma = 1.38$ die Energiedeposition bei $\approx 4.4\,\text{keV/cm}$. Wäre die Reichweite der Elektronen nicht durch das Gas eingeschränkt und würde der Trigger unabhängig von der Energie der Elektronen auslösen, so würden bei einer Pad-Länge von 2 cm im Mittel 8.8 keV pro Cluster deponiert. Dies ist aber nicht der Fall. Die niederenergetischen Elektronen erreichen nicht den Szintillator und deshalb wird das Maximum des gemessenen Ladungsspektrums zu höheren Energien verschoben. Im folgenden Abschnitt wird deshalb die Reichweite und die Auslöseschwelle des Triggers berechnet.

Abbildung 4.3: Gleichung 4.8 für Elektronenenergien zwischen 50 keV ($\gamma = 1.1$) und 550 keV ($\gamma = 2.1$). Gepunktete Linie: Argonanteil; gestrichelte Linie: CO_2-Anteil; durchgezogene Linie: Summe des Argon- und CO_2-Anteils.



4.3 Reichweite der Elektronen und Berechnung der Energiedeposition

Elektronen haben in Materie eine endliche Reichweite. Diese ist abhängig von der Energie der Elektronen und der Dichte der Materie. Für Elektronen mit Energien zwischen 1 keV und $2 \cdot 10^4$ keV und Materialien mit nicht zu hoher Ladungszahl Z wurde eine empirische Relation gefunden, welche die experimentellen Daten sehr gut beschreibt [Blu93, Kob68]:

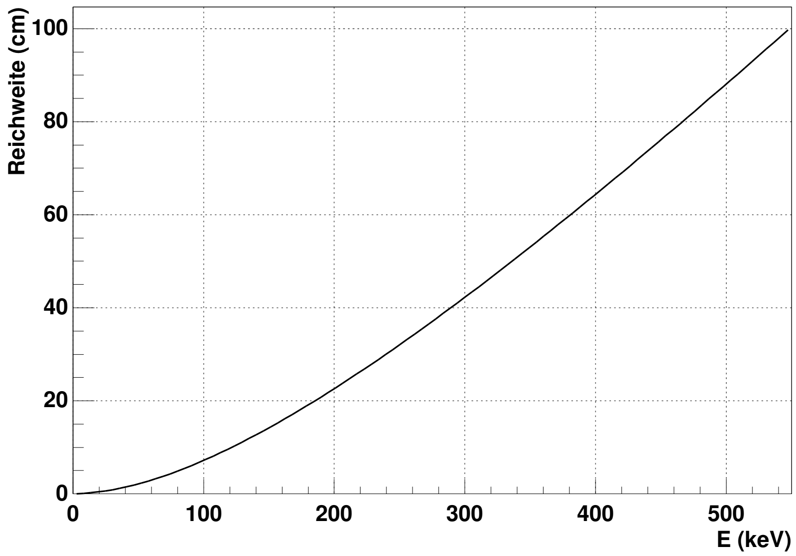
$$R(E) = \frac{aE}{\rho}\left(1 - \frac{b}{1 + cE}\right) \tag{4.9}$$

Dabei ist $R(E)$ die Reichweite, E die Energie in keV, ρ die Dichte, $a = 5.37 \cdot 10^{-4}\,\mathrm{g\,cm^{-2}\,keV^{-1}}$, $b = 0.9815$ und $c = 3.123 \cdot 10^{-3}\,\mathrm{keV^{-1}}$. Abbildung 4.4 zeigt die Reichweite bei der Dichte der Argon-Kohlendioxid-Mischung $\rho = 1.88\,\mathrm{kg/m^3}$. Der Abstand zwischen Sr-Quelle und dem Szintillator beträgt 25 cm. Elektronen mit einer Energie von bis zu 213 keV werden also nach spätestens 25 cm gestoppt und erreichen nicht mehr den Szintillator.

Bevor die Elektronen den Szintillator erreichen, müssen sie noch eine 75 μm dikke aluminiumbedampfte Mylarfolie[2] durchqueren. Die Reichweite ist jedoch nur für Elektronen mit einer Energie von weniger als 73 keV geringer als 75 μm. Diese Elektronen erreichen aber ohnehin nicht den Szintillator.

[2]Die Aluminiumbedampfung ist in der Größenordnung von 5 μm und damit so dünn, daß sie gegenüber dem Mylar vernachlässigt werden kann.

Abbildung 4.4: Elektronenreichweite in Ar/CO_2



Ähnliches gilt für den Szintillator: Im Szintillatormaterial Polyvenyltoluol beträgt die Reichweite von 300 keV-Elektronen $7.7 \cdot 10^{-4}$ m. Damit die Elektronen nachgewiesen werden können, genügt jedoch eine Eindringtiefe von einigen 10^{-5} m. Der Szintillator und die Mylarfolie stellen also keine zustzliche Einschränkung dar und setzen den niederenergetischen Cut-off nicht weiter herauf.

Geht man davon aus, daß die Elektronen eine kinetische Energie von 100 keV haben müssen, um im Photomultiplier ein vom Untergrund zu trennendes Signal zu erzeugen, so läßt sich die Energie berechnen, die ein Elektron mindestens haben muß, um nachgewiesen zu werden. Ein Elektron mit einer Energie von 300 keV ($\gamma = 1.6$) deponiert eine Energie von 3.5 keV/cm (siehe Abbildung 4.3). Auf einer Länge von 25 cm verlieren sie also 88 keV kinetische Energie und haben demnach noch genügend Energie, um die organischen Moleküle im Szintillator anzuregen.

Berücksichtigt man, daß die niederenergetischen Elektronen nicht zum gemessenen Spektrum beitragen, verschiebt sich das Maximum zu Elektronenenergien von ca. 300 keV ($\gamma = 1.6$). Die Energiedeposition beträgt dann 3.5 keV/cm (siehe Abbildung 4.3); es werden bei der gegebenen Pad-Länge von $l = 2$ cm also 7 keV pro Cluster deponiert. Damit kann nun die mittlere Anzahl von ionisierten Elektronen $\langle N \rangle$ berechnet werden, die entlang einer Spur der Länge l erzeugt werden [Blu93]:

$$\langle N \rangle = \frac{l}{W} \left\langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \right\rangle$$

Dabei ist W die Energie, die im Mittel benötigt wird, um ein Elektron in einem bestimmten Gas zu ionisieren. W ist für Elekronen mit einer Anfangsenergie ≥ 1 keV nahezu konstant und beträgt für Argon 26.3 eV und für Kohlendioxid 32.8 eV. Für Argon/CO_2 im Mischungsverhältnis 50 zu 50 ist also $W = 29.6$ eV. Im Mittel werden also entlang der Spur 120 Elektronen/cm erzeugt.

4.4 Die Landauverteilung

Schnelle geladene Teilchen, die eine dünne Materieschicht (bzw. Materie mit geringer Dichte) durchqueren, verlieren durch Ionisation Energie. Die Fluktuationen des Energieverlusts durch Ionisation eines solchen Teilchens wurde zuerst von Landau berechnet [Lan44]. Landau nahm dabei an, daß es lediglich eine geringe Anzahl individueller Stöße gibt, und die Wahrscheinlichkeit für große Energieüberträge klein ist. Zudem setzte er voraus, daß die Energie sehr viel größer als die atomare Bindungsenergie ist, so daß der Streuwirkungsquerschnitt durch die Rutherford-Streuung gegeben ist und die atomare Struktur vernachlässigt werden kann.

Das Ladungsspektrum monoenergetischer Teilchen wird durch die Landauverteilung ausgezeichnet wiedergegeben, doch selbst bei der Analyse der Strontium-Spektren ist ist sie eine sehr gute Näherung, um das Maximum und die Breite der Verteilung zu berechnen. Die Landauverteilung ist das Integral

$$\Phi(\lambda) = \int_{-\infty}^{\lambda} \phi(\lambda)\mathrm{d}\lambda \tag{4.10}$$

der universellen (d. h. parameterfreien) Wahrscheinlichkeitsdichte

$$\phi(\lambda) = \frac{1}{2\pi\mathrm{i}} \int_{\sigma-\mathrm{i}\infty}^{\sigma+\mathrm{i}\infty} e^{u\ln u+\lambda u}\,\mathrm{d}u. \tag{4.11}$$

λ ist eine dimensionslose Zahl, die proportional zum Energieverlust ist, und σ ist eine reelle, positive Zahl [Köl83].

Die häufig benutzte analytische Näherung für $\Phi(\lambda)$ von Moyal [Moy55]

$$\chi(\lambda) = \frac{e^{-\frac{1}{2}\left(\lambda+e^{-\lambda}\right)}}{\sqrt{2\pi}} \tag{4.12}$$

wird nicht zum Anpassen an die Strontiumdaten verwendet,[3] da sie zwar den Anstieg und das Maximum der Landauverteilung gut beschreibt, bei höheren Werten von λ jedoch beträchtlich von ihr abweicht. Statt dessen wird ein numerisches Integrationsverfahren[4] des Datenanalysepakets `Root` benutzt, welches die Landau-Verteilung sehr genau wiedergibt.

4.5 Messung der Clusterparameter

Die Messung von Clusterparametern wie Breite und Diffusion der Ladungswolke wurde durchgeführt, um die Resultate mit vorherigen Messungen mit der radialen Spurendriftkammer RTPC vergleichen zu können, sowie Cut-Bedingungen für die nachfolgenden Messungen mit Eisen und Krypton zu erhalten.

[3] $\chi(\lambda)$ wird jedoch verwendet, um bei den Krypton-Spektren die Form des kombinatorischen Untergrunds zu beschreiben (siehe Abschnitt 6.2.2).

[4] Es basiert auf der `CERNLIB`-Routine `ranlan(G110)`.

Der Versuchsaufbau für die Messungen mit Strontium ist in Kapitel 2 beschrieben. Die kollimierte Quelle befand sich entweder im oberen oder unteren Seitenflansch (siehe Abbildung 2.2), d. h. es konnte entweder bei kurzer oder langer Driftstrecke gemessen werden. Auf dem gegenüberliegenden Seitenflansch befand sich der Sekundärelektronenvervielfacher, der die Elektronen aus der Sr-Quelle detektierte. Das Gas wurde nicht durch die Krypton-Nebenleitung geführt.

4.5.1 Ladungsspektrum des Ausgangssignals des Sekundärelektronenvervielfachers

Vor Beginn der eigentlichen Messungen wurde das Ausgangssignal des Sekundärelektronenvervielfachers (*photomultiplier*) in Abhängigkeit von der Schwelle des Diskriminators gemessen, um das Rauschen vom Signal eines Elektrons zu trennen und somit ein effektives Auslösesignal (*trigger*) zu erhalten. Wird die Schwelle des Diskriminators zu niedrig eingestellt, nimmt das Rauschen Überhand, ist sie zu hoch, wird die Rate zu niedrig. Um nun den optimale Schwellenwert herauszufinden, wurde das Ausgangssignal des Photomultipliers mit einem Mehrkanalanalysator untersucht.

Im einen oberen Seitenflansch befand sich die Strontiumquelle, auf der gegenüberliegenden Seite war der Photomultiplier mit Szintillator angebracht. Das Ausgangssignal des Photomultipliers wurde in zwei Signale aufgeteilt:

1. Das erste Signal wurde um 32 ns verzögert und ging dann in den ladungsempfindlichen Eingang des Mehrkanalanalysators (*q-mode*).

2. Das zweite Singal ging zuerst in den Diskriminator. Dieser erzeugte einen Impuls mit 68 ns Länge, der in den Gate-Eingang des Analysators geleitet wurde und ein entsprechendes Zeitfenster öffnete.

Das Signal lag somit in der Mitte des Zeitfensters, während dessen der Mehrkanalanalysator über das Signal integrierte.

Das Spektrum wurde für verschiedene Diskriminatorschwellen aufgenommen. Lag der Betrag der Schwelle[5] niedriger als 58 mV, war im niedrigen Spektralbereich ein zweiter Peak zu erkennen, der durch das Rauschen des Photomultipliers verursacht wurde (siehe Abbildung 4.5). Bei höheren Schwellen als 75 mV wurden zu viele „gute“ Ereignisse abgeschnitten, und das Maximum der gaußförmigen Spektralverteilung wurde zu höheren Ladungen verschoben. Als optimaler Arbeitspunkt wurde für die folgenden Messungen eine Schwelle mit einem Betrag von 60 mV gewählt.

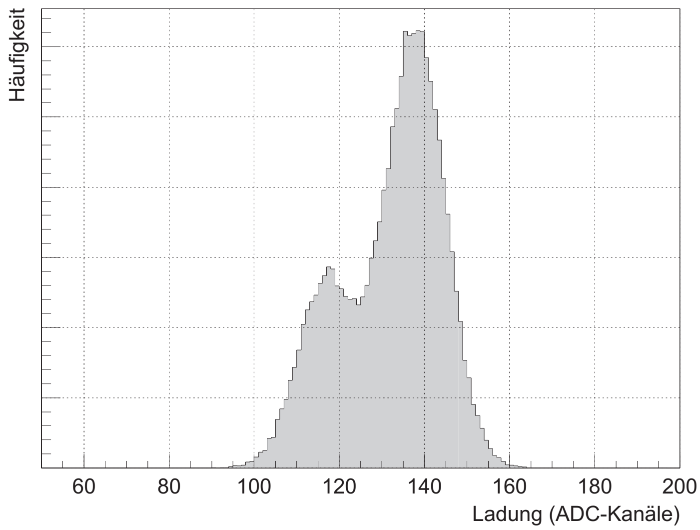
4.5.2 Signalbreiten der Elektronenspuren in y- und z-Richtung

Die gemessenen Signalbreiten der Elekronenspuren σ_y und σ_z setzen sich aus der tatsächlichen Breite der Elektronenwolke, die von der Diffusion herrührt, σ_{Diff}, und der Breite der Pad-Response-Funktion σ_{PRF} (in Pad-Richtung y) bzw. der Signalverbreiterung durch den Bandpaßfilter) (in Driftrichtung z) σ_{Shaper} zusammen:

$$\sigma_y^{\,2} = \sigma_{\text{Diff},\,y}^{\;\;2} + \sigma_{\text{PRF}}^{\;\;2} \tag{4.13}$$
$$\sigma_z^{\,2} = \sigma_{\text{Diff},\,z}^{\;\;2} + \sigma_{\text{Shaper}}^{\;\;2} \tag{4.14}$$

[5] Die absoluten Spannungen des Schwellwertes sind stets negativ.

Abbildung 4.5: Ladungsspektrum des Ausgangssignals des Sekundärelektronenvervielfachers bei einer Diskriminatorschwelle von 56 mV (schematisch). Der linke Peak wird durch Rauschen, der rechte durch Signale der nachgewiesenen Elektron verursacht.



Da die Kathode in Pads unterteilt ist, ist es nicht möglich, die Ladungsdichte ϱ für jeden Punkt auszulesen, sondern lediglich die Ladung, die auf einem Pad induziert wird. Deshalb führt man die Pad-Response-Funktion ein. Sie ist die integrierte Ladungsdichte ϱ über ein Pad der Breite b und mit der Koordinate y:

$$P(y) = \int_{y-b/2}^{y+b/2} \varrho(y')\mathrm{d}y' \tag{4.15}$$

Die Pad-Response-Funktion ist nur für einfache und symmetrische Geometrien analytisch darstellbar. Sie läßt sich aber in sehr guter Näherung durch eine Gaußfunktion beschreiben. [Blu93, Fan79]

Die Breite der Pad-Response-Funktion σ_{PRF} erhält man, indem man die Breite, die man aus einer an die gemessene Landungsverteilung angepaßte Gaußfunktion erhält, für zwei verschiedene Driftlängen auf die Driftlänge 0 extrapoliert (siehe Abbildung 4.6). Für die Messungen mit der Sr-Quelle bei einer Sauerstoffkonzentration von 2 ppm ergibt sich:

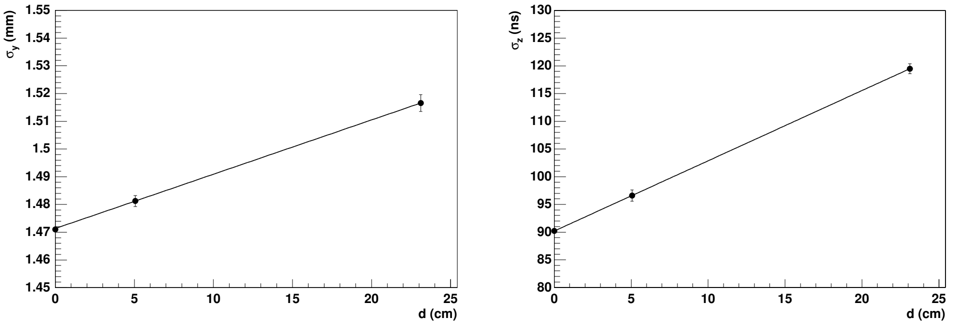
$$\sigma_{\text{PRF}} = 1.47 \pm 0.02\,\text{mm} \tag{4.16}$$

Bei der Messung mit der radialen Spurendriftkammer wurde mit kosmischen Teilchen $\sigma_{\text{PRF}} = 1.37$ mm gemessen. [Mar98]

Über Gleichung 4.13 läßt sich nun die aus der Diffusion entstandene Breite $\sigma_{\text{Diff},\,y}$ bestimmen. Sie beträgt 0.175 mm für die kurze und 0.371 mm für die lange Driftstrekke. Daraus läßt sich wiederum die Diffusionskonstante C berechnen:

$$C = \frac{\sigma_{\text{Diff}}}{\sqrt{d}} \tag{4.17}$$

Abbildung 4.6: Breite der Ladungswolke in y- und z-Richtung als Funktion der Driftstrecke.



Dabei ist d die Driftlänge. Für beide Driftlängen stimmen die Diffusionskonstanten innerhalb der Fehler überein:

$$\begin{aligned} C_{\text{kurz},y} &= (77.9 \pm 1)\,\frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}} \\ C_{\text{lang},y} &= (77.1 \pm 1)\,\frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}} \end{aligned}$$

Bei der STAR-FTPC beträgt $C = 100\,\mu\text{m}\,\text{cm}^{-1/2}$. Die niedrigere Diffusionskonstante in der Micro-STAR ist durch das homogene axiale Driftfeld bedingt (im Gegensatz zum radialen Driftfeld der STAR-FTPC).

Extrapoliert man in gleicher Weise die Breite der an die Ladungsverteilung angepaßte Gaußfunktion in z-Richtung auf die Driftzeit $0\,\mu$s, so erhält man

$$\sigma_{z,0} = (90.2 \pm 0.1)\,\text{ns}.$$

Dies läßt sich mit der Driftgeschwindigkeit in Längeneinheiten umrechnen:

$$\sigma_{z,0} = 90.2\,\text{ns} \cdot v_D = 90.2\,\text{ns} \cdot 0.84\,\text{cm}/\mu\text{s} = 0.76\,\text{mm}$$

Nach Gleichung 4.14 setzt sich die gesamte Breite aus der Diffusion und der Shaping-Breite zusammen. Für die Berechnung der Diffusion bei kurzer und langer Driftstrecke zieht man Shaping-Breite ab und erhält mit $\sigma^{\text{kurz}}_{\text{Diff},\,z} = 0.29\,\text{mm}$ bzw. $\sigma^{\text{lang}}_{\text{Diff},z} = 0.66\,\text{mm}$ für die longitudinale Diffusion:

$$\begin{aligned} C_{\text{kurz},z} &= (128 \pm 2)\,\frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}} \\ C_{\text{lang},z} &= (137 \pm 2)\,\frac{\mu\text{m}}{\sqrt{\text{cm}}} \end{aligned}$$

In der Literatur findet sich häufig eine andere Definition der Diffusionskonstanten mit der Dimension Fläche/Zeit. C läßt sich bei Kenntnis der Driftgeschwindigkeit v umrechnen:

$$D = \frac{C^2 v}{2}$$

Damit ergibt sich:

$$D_{\text{kurz},y} = 25.2\,\text{cm}^2/\text{s}$$

$$
\begin{aligned}
D_{\text{lang},y} &= 24.7\,\text{cm}^2/\text{s} \\
D_{\text{kurz},z} &= 68\,\text{cm}^2/\text{s} \\
D_{\text{lang},z} &= 78\,\text{cm}^2/\text{s}
\end{aligned}
$$

4.5.3 Bestimmung der Cuts

Die Elektronenspuren der Strontiumquelle geben einem die Möglichkeit, in sehr präziser Weise Cut-Bedingungen zu bestimmen, da man auf das Elektronensignal triggern kann. Die Strontiumquelle befindet sich stets an einer Position (entweder kurze oder lange Driftstrecke) und man kann deshalb bereits mit einem Cut auf die Position in z-Richtung den Untergrunds sehr effektiv reduzieren.

Bei den Messungen mit den Eisen- und Krypton-Quellen ist diese Möglichkeit nicht gegeben, denn es ist nicht möglich, auf die Zerfallsereignisse zu triggern. Mit Hilfe der Messungen mit Strontium kann man jedoch ermitteln, durch welche anderen Cut-Bedingungen sich die physikalisch interessanten Zerfallsereignisse vom Untergrund trennen lassen.

Mit der Forderdung, die maximale Pulshöhe eines Clusters (maximaler ADC-Wert) müsse mindestens 15 und dürfe höchstens 250 ADC-Kanäle betragen, lassen sich zunächst das Rauschen der Verstärkungselektronik, sowie Cluster, deren Ladung im Überlaufbereich (*overflow*) liegt, entfernen. Aus den Messungen der Breite der Ladungswolke in y- und z-Richtung werden die Cut-Bedingungen an σ_y und σ_z so definiert, daß alle Ereignisse, deren σ mehr als 3 Standardabweichungen vom Mittelwert enfernt sind, weggeschnitten werden:

$$
\begin{aligned}
1.14\,\text{mm} < &\ \sigma_y < 1.90\,\text{mm} \\
80\,\text{ns} < &\ \sigma_z < 160\,\text{ns}
\end{aligned}
$$

Schließlich werden Cluster enfernt, die sich auf weniger als drei bzw. mehr als fünf Pads erstrecken. Abbildungen 4.7 und 4.8 zeigen die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von σ_y bzw. σ_z und der Anzahl der Pads pro Cluster. Man erkennt, daß sich die meisten Cluster auf drei, vier oder fünf Pads erstrecken.

In Tabelle 4.2 sind die Cuts, die auf die Strontiumdaten angewandt wurden, zusammengestellt. Da die Analysesoftware die Breiten in Einheiten von Pad-Breiten bzw. Time-Bins angibt, sind die Cuts in diesen Einheiten angegeben.

Tabelle 4.2: Cuts für die Sr-Spektren

15 ADC-Kanäle < Maximale Pulshöhe < 250 ADC-Kanäle
0.6 Time-Bins < σ_z < 1.4 Time-Bins (kurze Drift) 0.8 Time-Bins < σ_z < 1.6 Time-Bins (lange Drift)
0.6 Padbreiten < σ_y < 1.0 Padbreiten
3 ≤ Anzahl der Pads ≤ 5

Abbildung 4.7: Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von σ_y und der Anzahl der Pads pro Cluster für den Datensatz bei langer Driftstrecke und einer Sauerstoffkonzentration von 5 ppm.

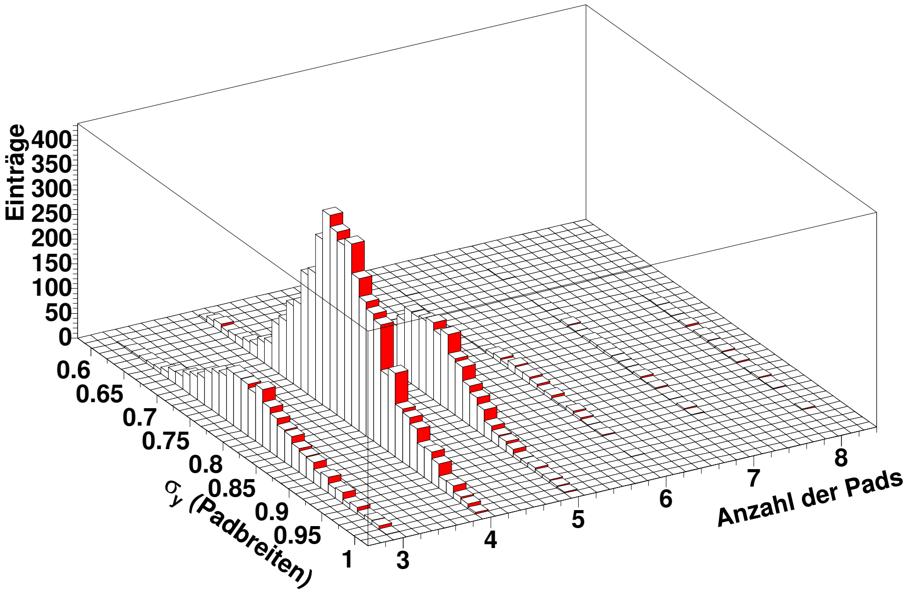
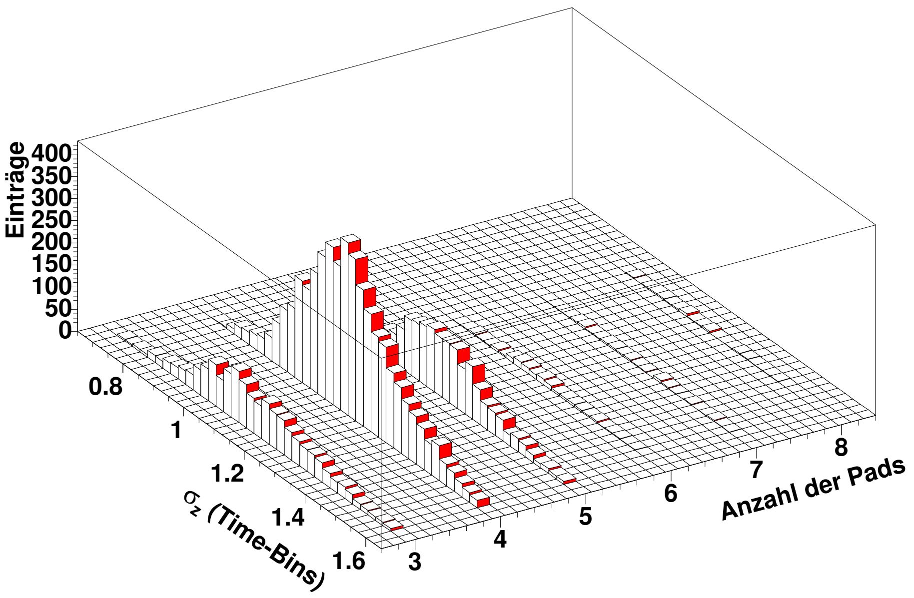


Abbildung 4.8: Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von σ_z und der Anzahl der Pads pro Cluster.



4.6 Elektroneneinfang

Beim Driften können Elektronen absorbiert werden und negative Ionen bilden. Edelgase und die meisten organischen Moleküle können nur bei Kollisionsenergien von mehreren eV stabile negative Ionen erzeugen. Solche hohen Energien können jedoch beim Driften in Gaskammern nicht erreicht werden. Moleküle können hingegen auch bei sehr viel geringeren Kollisionsenergien Elektronen einfangen. Die wichtigsten sind Halogenide und Sauerstoff mit Elektronenaffinitäten von $\approx 3.5\,\mathrm{eV}$ bzw. $0.4\,\mathrm{eV}$. Da die Verunreinigung durch Sauerstoff in der Micro-STAR bei weitem überwiegt, sollen im folgenden ausschließlich die beiden Dreikörperprozesse behandelt werden, die bei der Absorption von Elektronen durch Sauerstoff von Bedeutung sind.

Beim sogenannten *Bloch-Bradbury-Prozeß* wird bei Kollisionsenergien unterhalb $1\,\mathrm{eV}$ ein Elektron unter Bildung eines angeregten und instabilen O_2^{*-}-Ions eingefangen. Während der Lebensdauer der Anregung ($\tau \simeq 10^{-10}$ s) kann nun die Anregungsenergie auf ein weiteres Molekül M übergetragen werden. Die effektive Elektroneneinfangrate R hängt sowohl von der Lebensdauer τ als auch von der Kollisionsrate und den Wirkungsquerschnitten der beiden Prozesse ab:[6]

$$\begin{aligned} \sigma_1: \quad & \mathrm{e}^- + \mathrm{O}_2 & \rightarrow \quad & \mathrm{O}_2^{*-} \\ \sigma_2: \quad & \mathrm{O}_2^{*-} + \mathrm{M} & \rightarrow \quad & \mathrm{O}_2^- + \mathrm{M} \end{aligned}$$

$$R = \tau\ c_1\ c_2\ \sigma_1\ \sigma_2\ N\,(\mathrm{O}_2)\,N\,(\mathrm{M}) = k\ N\,(\mathrm{O}_2)\,N\,(\mathrm{M}) \tag{4.18}$$

Dabei ist c_1 die Elektronengeschwindigkeit, c_2 die Geschwindigkeit der thermischen Bewegung zwischen dem Sauerstoff und dem Molekül M, N die Anzahldichte des entsprechenden Moleküls und $k = \tau\ c_1\ c_2\ \sigma_1\ \sigma_2$ der Elektroneneinfangkoeffizient für Dreikörperprozesse. R hängt also über c_1 und σ_1 von der Elektronenenergie, über c_2 von der Temperatur und über σ_2 von der Art des Moleküls M ab.

Ein weiterer, für den Elektroneneinfang von Sauerstoff wichtiger Prozeß ist die *Bildung instabiler Van-der-Waals-Moleküle*:

$$\mathrm{O}_2 + \mathrm{M} \leftrightarrow (\mathrm{O}_2\mathrm{M})$$

Ein Van-der-Waals-Molekül zerfällt, wenn es von einem Elektron getroffen wird, und das Elektron verbleibt bei dem Sauerstoffmolekül:

$$\mathrm{e}^- + (\mathrm{O}_2\mathrm{M}) \rightarrow \mathrm{O}_2^- + \mathrm{M} \tag{4.19}$$

Da die Konzentration von Van-der-Waals-Molekülen im Gas proportional zum Produkt $N\,(\mathrm{O}_2)\,N\,(\mathrm{M})$ ist, ist die Rate genau wie in Gleichung 4.18 linear von der Sauerstoffkontamination und Anzahldichte des Moleküls M und quadratisch von der totalen Gasdichte abhängig. [Blu93]

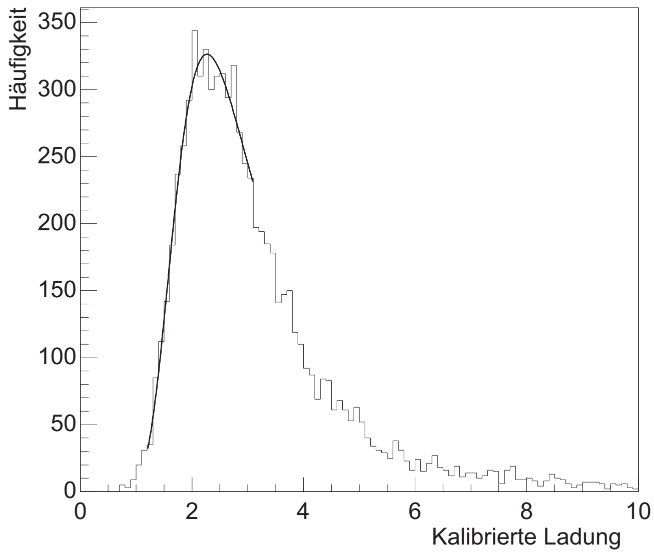
Bei der verwendeten Gasmischung kommen für M vor allem CO_2 ($k \approx 2.3 \cdot 10^{-30}\,\mathrm{cm}^6/\mathrm{s}$) und $\mathrm{H}_2\mathrm{O}$ ($k \approx 1.5 \cdot 10^{-29}\,\mathrm{cm}^6/\mathrm{s}$) in Frage. Für Ar oder N_2 ist k um Größenordnungen kleiner [Huk88, Mas69].

Statt k wird der Elektroneneinfangkoeffizient meistens als C in Einheiten von $\mathrm{hPa}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ angegeben. Er läßt sich über folgende Beziehung umrechnen [Blu93]:

$$C = \frac{7.22 \cdot 10^{32}}{\mathrm{hPa}^2\,\mathrm{cm}^6}\,k$$

[6] Eine Herleitung findet sich in [Blu93, Abschnitt 2.2.7]

Abbildung 4.9: Ladungsverteilung für die lange Driftstrecke und eine Sauerstoff-konzentration von 22 ppm



Für reines CO_2 beträgt C also 1660 $\mathrm{hPa}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$, bei einem CO_2-Anteil von 50 % sollte C halb so groß sein. Man mißt den Elektroneneinfangkoeffizient C über folgende Beziehung [Bro94]:

$$N_\mathrm{e}(t) = N_\mathrm{e}(0)\ \exp\left(-P(\mathrm{n})\,P(\mathrm{O}_2)\,C\,t\right) \tag{4.20}$$

Dabei ist N_e die Anzahl der Elektronen bei der Driftzeit 0 bzw. t, P(n) der gesamte Gasdruck, $P(\mathrm{O}_2)$ der Partialdruck[7] des Sauerstoffs und t die Driftzeit. Für die lange Driftstrecke betrug die Driftzeit $t = (27.6 \pm 0.2)\,\mu$s und für die kurze Driftstrecke $(6.2 \pm 0.1)\,\mu$s.

P(n) betrug im Mittel (965.8 ± 0.8) hPa $= (0.9532 \pm 0.0008)$ atm. Da während der Messungen der Luftdruck lediglich um maximal ± 0.8 % um den Mittelwert schwankte, war es nicht nötig, die Meßdaten mit Korrekturfaktoren zu versehen.

$N_\mathrm{e}(t)$ erhält man aus den Maxima der Landauverteilungen, die an die gemessenen elektronikkalibrierten Ladungsspektren angepaßt wurden. Abbildung 4.9 zeigt eine typische Ladungsverteilung. $N_\mathrm{e}(0)$ erhält man, indem man die bei geringer Sauerstoffkontamination aufgenommenen Meßwerte auf eine Driftlänge von 0 cm extrapoliert.

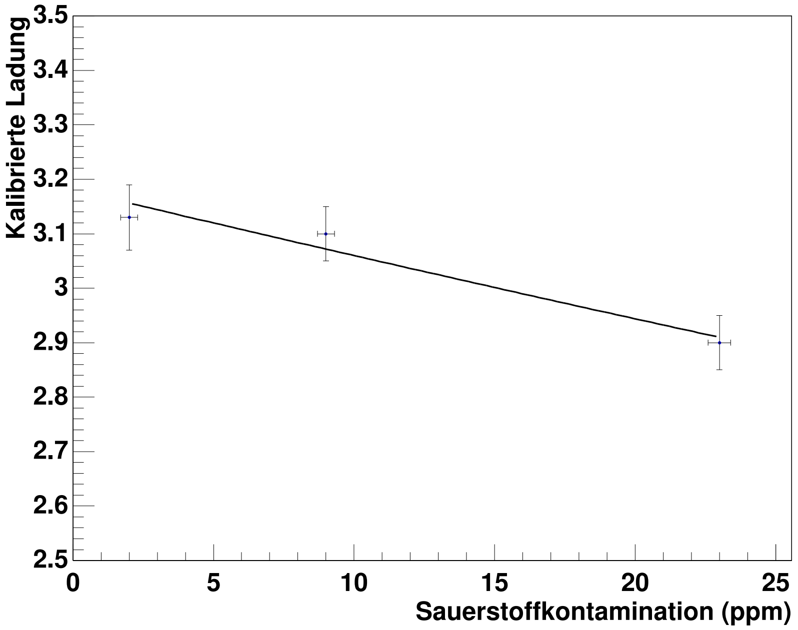
Der Elektroneneinfangkoeffizient C läßt sich experimentell aus der Abschwächung der Ladungsamplitude

$$\frac{N_\mathrm{e}}{N_\mathrm{e}(0)} = \mathrm{e}^{-P(\mathrm{n})\,P(\mathrm{O}_2)\,C\,t}$$

bei verschiedenen Sauerstoffkontaminationen bestimmen. Dazu wird eine Exponentialfunktion e^{α} an die Meßwerte der drei verschiedenen O_2-Konzentrationen angepaßt

[7] Der Sauerstoffgehalt wird meist in parts per million gemessen. Den Partialdruck erhält man, indem man den Sauerstoffgehalt in ppm mit dem Gesamtgasdruck multipliziert.

Abbildung 4.10: Kalibrierte Ladung bei verschiedenen Sauerstoffkonzentrationen und kurzer Driftstrecke.



(Abbildung 4.10 zeigt exemplarisch die Meßpunkte für die kurze Driftstrecke) und daraus der Elektroneneinfangkoeffizient bestimmt:

$$C = -\frac{\alpha}{P(\mathrm{n})P(\mathrm{O_2})t}$$

α und C für die beiden Driftlängen sind in Tabelle 4.3 zusammengestellt. Innerhalb der Fehler stimmen die gemessenen Elektroneneinfangkoeffizienten mit dem erwarteten Wert von $830\,\mathrm{hPa^{-2}s^{-1}}$ überein. In Abbildung 4.11 ist der Mittelwert der beiden Meßwerte ($\circ$)

$$\bar{C} = (745 \pm 135)\,\mathrm{hPa^{-2}s^{-1}}$$

und zum Vergleich Elektroneneinfangkoeffizienten bei niedrigeren Kohlendioxidanteilen ($\bullet$) aus [Bro94] gezeigt. Die durchgezogene Linie zeigt den erwarteten Elektroneneinfangkoeffizienten von CO_2 unter der Voraussetzung, daß C nach Gleichung 4.18 proportional zum CO_2-Anteil $N(\mathrm{CO_2})$ ist und unter den vereinfachenden Annahmen, daß C unabhängig von der Elektronenenergie ist und CO_2 als einziges Molekül zu den beiden Dreikörperprozessen beiträgt.

4.7 Kontrolle der Gaszusammensetzung über die Driftgeschwindigkeit

Um sicher zu stellen, daß das Mischungsverhältnis zwischen Argon und Kohlendioxid korrekt ist, kann man anhand der Driftgeschwindigkeit v die Gaszusammensetzung kontrollieren. Sowohl die Gasverstärkung als auch die Driftgeschwindigkeit sind sehr

Tabelle 4.3: Elektroneneinfangkoeffizienten für 50 % Argon, 50 % CO_2 und ein Driftfeld von 600 V/cm.

t (μs)	α	C (atm$^{-2}\mu$s^{-1})	C (hPa^{-2}s^{-1})
6.2	$4\,000 \pm 1\,000$	710 ± 120	690 ± 120
27.6	$20\,500 \pm 4000$	820 ± 110	800 ± 110

Abbildung 4.11: Elektroneneinfangkoeffizienten. ○ ist der in dieser Arbeit gemessene Wert (d. h. der Mittelwert der beiden Meßwerte aus Tabelle 4.3) und • die Messungen aus [Bro94]. Die durchgezogene Linie gibt die nach Gleichung 4.18 vorhergesagten Werte an. Dabei wird vorausgesetzt, daß CO_2 als einziges Molekül an dem Dreikörperprozeß teilnimmt.

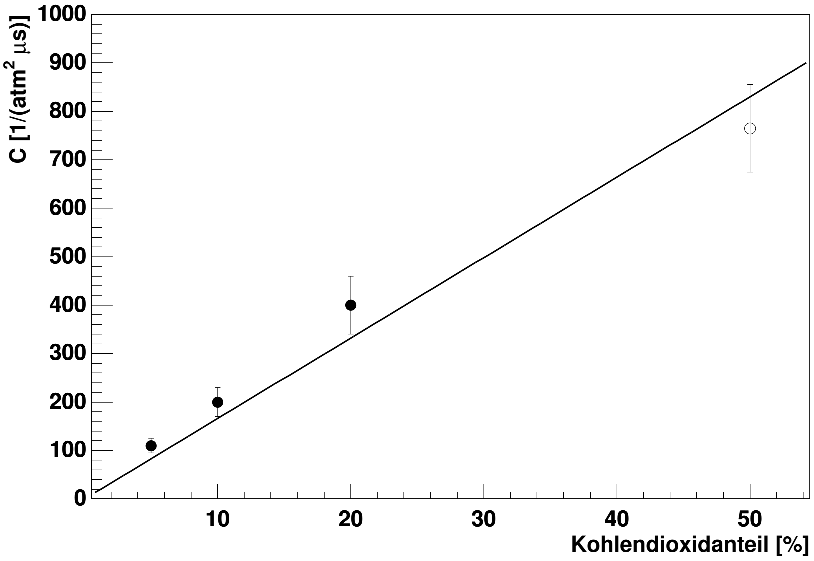
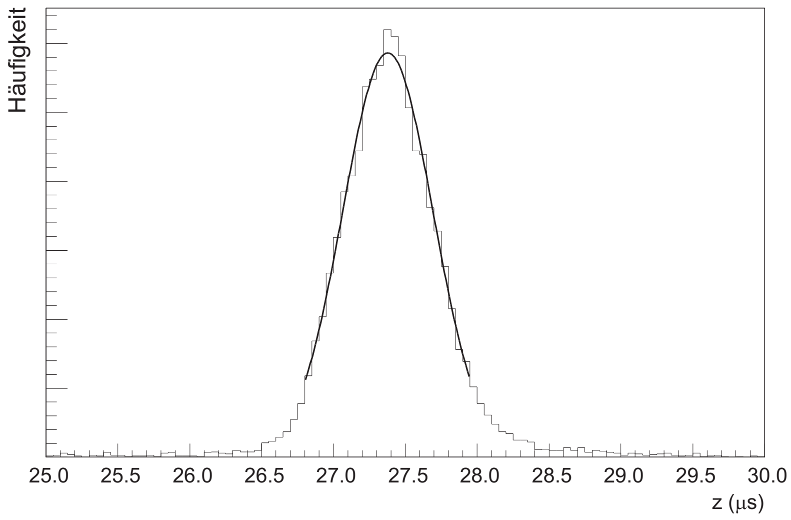


Abbildung 4.12: Mittelpunkt der Ladungsverteilung in z-Richtung bei langer Driftstrecke und 2 ppm O_2-Gehalt.



stark vom Mischungsverhältnis abhängig, denn ein größerer Argonanteil erhöht die Gasverstärkung, während ein größerer CO_2-Anteil die Driftgeschwindigkeit verringert. Die Driftgeschwindigkeit läßt sich sehr viel genauer messen als sich die Massendurchflußmesser für die Gase einstellen lassen, weshalb die genaue Gaszusammensetzung über die Driftgeschwindigkeit bestimmt wurde.

Zwar ist es möglich, die Driftgeschwindigkeit ausschließlich aus der Messung bei einer Position der Sr-Quelle zu erhalten, bei einer Differenzmessung ist jedoch die Genauigkeit wesentlich größer, weil die Unsicherheit bei der Bestimmung des Zeitnullpunktes wegfällt. Die Messungen wurden deshalb stets bei kurzer und langer Driftstrecke vorgenommen, und die Driftgeschwindigkeit aus der Differenz der Mittelwerte die Mittelpunkte der Ladungsverteilung in z-Richtung angepaßten Gaußkurven (siehe Abbildung 4.12) berechnet:

$$v = \frac{\Delta d}{\Delta t} = \frac{18\,\mathrm{cm}}{\bar{t}_{\mathrm{lang}} - \bar{t}_{\mathrm{kurz}}} \tag{4.21}$$

Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Argonkonzentration wurde für ein E-Feld von 600 V/cm, Normaldruck (1024 hPa) und eine Temperatur von 294 K mit dem Simulationsprogramm `MAGBOLTZ` berechnet. In [Bit97] wurde gezeigt, daß die mit `MAGBOLTZ` berechneten Werte für die Driftgeschwindigkeit bei Ar/CO_2 ausgezeichnet mit den gemessenen Werten übereinstimmen.

Abbildung 4.13 zeigt die sieben berechneten Werte und eine an die Werte angepaßte Kurve. Diese Kurve wird durch ein Polynom fünften Grades parametrisiert, und man erhält die Argonkonzentration in %, wenn man die Driftgeschwindigkeit in cm/μs angibt:

$$n_{\mathrm{Ar}}(v) = -114 + 407 \cdot v - 374 \cdot v^2 + 174 \cdot v^3 - 39.2 \cdot v^4 + 3.27 \cdot v^5, \tag{4.22}$$

$$0.5 \leq v \leq 2.5$$

Abbildung 4.13: Argonkonzentration in Abhängigkeit von der Driftgeschwindigkeit bei Normaldruck und -temperatur sowie $E = 600$ V/cm. Die durchgezogene Linie entspricht Gl. 4.22.

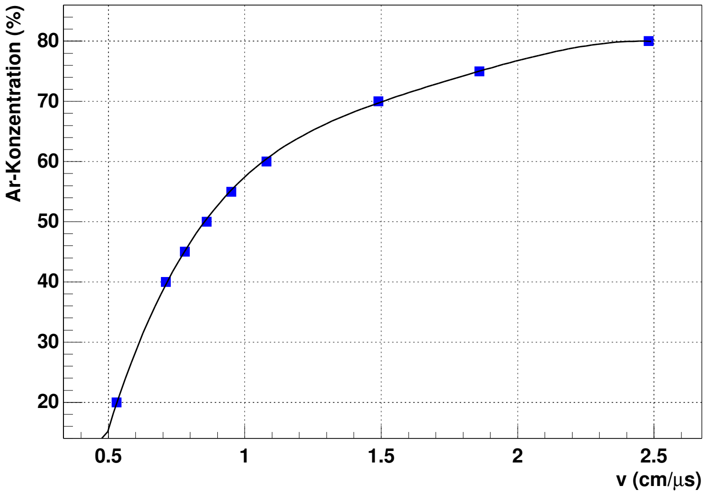


Tabelle 4.4: Argonanteil

Berechnung über die Driftgeschwindigkeit (%)	Kontrollmessung mit einem Gas-Chromatographen (%)
49.2	50.3 ± 1.0
51.0	51.9 ± 1.0
53.5	54.4 ± 1.1

Der Luftdruck spielt ebenfalls für die Veränderung der Driftgeschwindigkeit eine Rolle. Nach `MAGBOLZ`-Berechnungen wird bei einem v bei 4 % größerem Luftdruck (1064 hPa) um 4.7 % kleiner und bei 4 % kleinerem Luftdruck (984 hPa) um 3.5 % größer (siehe Abbildung 4.14).

Um sicher zu gehen, daß mit dem korrekten Mischungsverhältnis gearbeitet wurde, wurden bei unterschiedlichen Flüssen und Mischungverhältnissen Proben genommen und von der Firme Linde AG mit einem Gas-Chromatographen auf ihren Kohlendioxidgehalt untersucht. In Tabelle 4.4 werden diese Messungen mit der Berechnung des Argon-Anteils aus der Driftgeschwindigkeit gegenübergestellt.

4.8 Überprüfung der Kalibrationsfaktoren

Da ^{90}Sr kein monoenergetisches Elektronenspektrum aussendet, und die Berechnung der Energiedeposition mit relativ großen Fehlern behaftet sind, eignet es sich nicht, um eine Energieeichung vorzunehmen. Es ist jedoch möglich, die Elektronikkalibrationsfaktoren zu überprüfen.

Abbildung 4.14: Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von n_{Ar} (□) und bei $n_{\mathrm{Ar}} = 50\,\%$ für verschiedene Drücke (△)

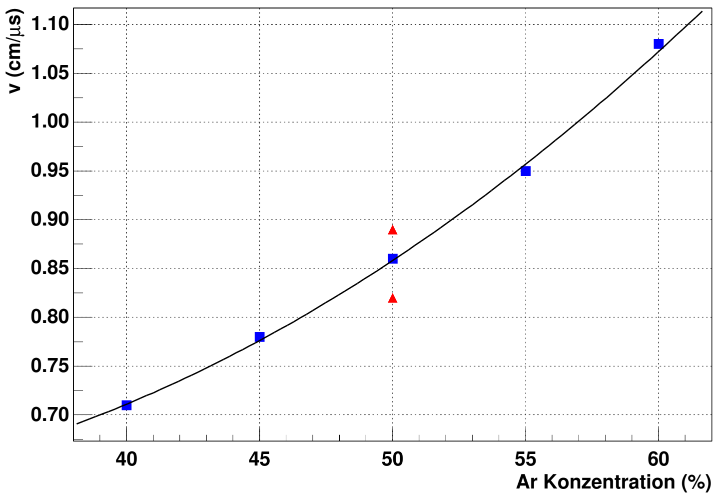


Abbildung 4.15 zeigt die Verteilung der Clustermittelpunkte für die einzelnen Pads. Man sieht, daß nur für die mittleren Pads die Anzahl der Ereignisse groß genug ist, um eine Überprüfung der Kalibrationsfaktoren mit genügender statistischer Signifikanz vornehmen zu können.

Um die Kalibrationsfaktoren aus der Elektronikalibration zu überprüfen, wurde an die kalibrierten Sr-Daten für die mittleren acht Pads padweise eine Landauverteilung angepaßt (gefittet). Abbildung 4.16 zeigt die Werte des Maxiums der Landauverteilung für die mittleren Pads. Zum einen sieht man, daß die mittlere Ladung bei der zweiten Pad-Reihe größer ist als bei der ersten. Zudem zeigen einige Pads (insbesondere Pad 86) eine deutlich höhere Ladung als die übrigen Pads. Diese „Ausreißer“ lassen sich durch die auffällig niedrigen inversen Kalibrationsfaktoren (siehe Abbildung 3.1) erklären. Da nach der Elektronikkalibration die Datenpunkte nicht alle auf einer Linie liegen, liegt die Erklärung nahe, daß die Elektronikkalibrationsfaktoren nicht ohne weiteres auf die Daten angewendet werden können. Offenbar verhält sich die Front-End-Elektronik anders, wenn alle Kanäle zugleich angesprochen werden, wie das bei der Elektronikkalibration der Fall ist. Besonders der Chip, der für die Verstärung der zweiten Pad-Reihe zuständig ist, hat eine niedrigere Verstärkung, wenn alle Kanäle zugleich verstärkt werden müssen. Die Folge sind eine niedrige gemessene Ladung und damit zu hohe Kalibrationsfaktoren.

Abbildung 4.15: Mittelpunkt der Ladungsverteilung in y-Richtung (Pad-Nummer) für die lange Driftstrecke und 2 ppm O_2-Konzentration

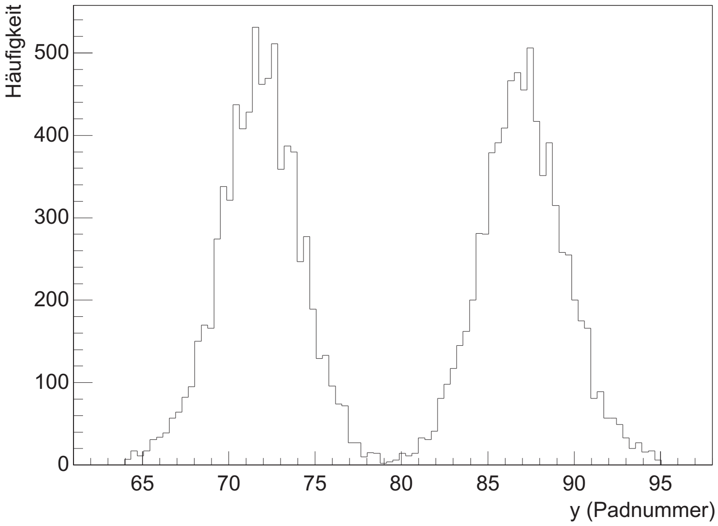
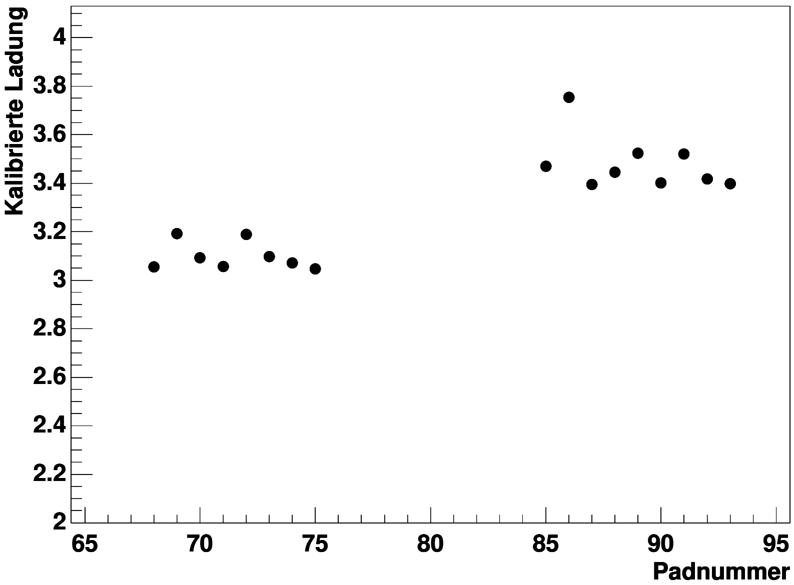


Abbildung 4.16: Maximum der Landauverteilung der mit den Elektronikkalibrationsfaktoren versehenen Sr-Daten



Kapitel 5

Kalibration mit ^{55}Fe

5.1 Eigenschaften von ^{55}Fe

$^{55}_{26}$Fe hat eine Halbwertszeit von 2.73 Jahren und zerfällt durch Elektroneneinfang zu $^{55}_{25}$Mn. Dieses sendet wiederum mit einer Wahrscheinlichkeit von 24 % ein Photon aus der K-Schale mit einer Energie von 5.89 keV aus und mit einer Wahrscheinlichkeit von 2.9 % eines mit einer Energie von 6.49 keV [Led78]. Solch ein Photon kann im Kammergas ein Argonatom ionisieren und dabei ein Elektron aus der K-Schale freisetzen, dessen Bindungenergie bei 3.2 keV liegt. Das Argonatom wiederum emittiert entweder ein Photon oder Auger-Elektronen mit einer Energie von 3.2 keV. Wegen der kurzen Reichweite der Auger-Elektronen wird ihre Energie gemeinsam mit der Energie des ionisierten Elektrons auf einem sehr kleinen Raumbereich deponiert, so daß eine Gesamtenergie von 5.89 keV bzw. 6.49 keV detektiert wird. Die 3.2 keV-Photonen haben hingegen eine vergleichsweise große Reichweite und entkommen mit großer Wahrscheinlichkeit dem Meßvolumen, so daß in diesem Fall eine Gesamtenergie von nur 2.7 keV bzw. 3.3 keV detektiert wird — die sogenannten *„escape peaks“*. Da es mit der gegebenen Detektorauflösung nicht möglich ist, die sehr nahe beieinander liegenden Peaks bei 2.7 keV und 3.3 keV bzw. 5.9 keV und. 6.5 keV zu trennen, und zudem die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall bei einer Energie von 6.5 keV sehr gering ist, wird im folgenden von einer mittleren Energie von 6 keV für den maximalen, bzw. 2.8 keV für den Escape-Peak ausgegangen.

5.2 Reichweite der Gammastrahlung

Die Intensität eines Photonenstrahls, der eine absorbierende Materieschicht durchquert, kann durch ein Potenzgesetz beschrieben werden [Led78, Wap59]:

$$\frac{I}{I_0} = 2^{-d/d_{1/2}} \tag{5.1}$$

Dabei ist I die Intensität nach der Distanz d, I_0 die ursprüngliche Intensität und $d_{1/2}$ die Dicke des Absorbermaterials, die nötig ist, um die Intensität auf die Hälfte abzuschwächen. Diese Dicke kann in Abhängigkeit von der Photonenergie E und den Eigenschaften des Absorbermaterials ausgedrückt werden [Led78, Wap59]:

$$d_{1/2}(E) = \frac{\ln 2}{N_A\,\rho} \sum_i \frac{A_i}{p_i\;\sigma_i(E)} \tag{5.2}$$

ρ ist die Dichte des Absorbermaterials, A_i die Massenzahl, p_i der Anteil an der Gesamtmasse und σ_i der „atomare Wirkungsquerschnitt“ des Elementes i. In [Ple75] ist $d_{1/2}\rho$ für übliche Absorbermaterialien wie Kohlenstoff, Berrylium, Wasser und Blei, nicht aber für Gase wie Argon und Kohlendioxid aufgeführt. Aus den Werten bei einer Photonenergie von 6 keV für Aluminum ($d_{1/2}\rho = 6 \cdot 10^{-3}$ g/cm^2), Kupfer ($d_{1/2}\rho = 5 \cdot 10^{-3}$ g/cm^2) und Blei ($d_{1/2}\rho = 1.4 \cdot 10^{-3}$ g/cm^2) wurde deshalb $d_{1/2}\rho$ auf die mittlere Massenzahl von Ar/CO_2 $A = 42$ extrapoliert. Für die verwendete Gasmischung ergibt sich danach

$$d_{1/2}\rho = 5.6 \cdot 10^{-3}\ \mathrm{g/cm^2}.$$

Die Dichte beträgt $1.88 \cdot 10^{-3}$ g/cm^3 (siehe Tabelle 4.1 auf Seite 23), die Intensität eines Photonenstrahls wird also nach einer Länge von

$$d_{1/2} = \frac{5.6\ \mathrm{g/cm^2}}{1.88\ \mathrm{g/cm^3}} \approx 3\ \mathrm{cm}$$

auf die Hälfte abgeschwächt.

5.3 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau ist in Kapitel 2 beschrieben. Die Eisenquelle wurde in Form zweier Streifen mit einer Fläche von $32 \times 1.5\ \mathrm{mm}^2$ auf der Hochspannungskathode mittig unterhalb der beiden Pad-Reihen angebracht (siehe Abbildung 2.2 auf Seite 10). Da ein Kollimator auf der Hochspannungskathode Feldverzerrungen erzeugen würde, wurde die Eisenquelle nicht kollimiert. Auf die Zerfallsereignisse konnte nicht getriggert werden und deshalb wurde ein Zufalls-Trigger verwendet (siehe Abschnitt 2.3.4).

5.4 Kalibration der ^{55}Fe-Daten mit den Elektronikkalibrationsfaktoren

Mit der Eisenquelle wurden fünf verschiedene Datensätze aufgenommen, bei denen die Anodenspannung U (Sense-Spannung) von 1 700 V bis 1 800 V in 25 V-Schritten variiert wurde. Da die beiden ^{55}Fe-Streifen mittig über die gesamte Länge der Pad-Reihen verliefen, erhielt man für jedes Pad eine genügend große Anzahl von Ereignissen, um seperate Spektren mit ausreichender Statistik zu bekommen.

Um die ^{55}Fe-Signale vom Untergrund zu trennen, mußten sie die in Tabelle 5.1 aufgeführten Bedingungen (*cuts*) erfüllen. Die Wahl der Cut-Bedingungen richtete sich nach den Ergebnissen aus den Messungen mit der Strontiumquelle (siehe Abschnitt 4.5.3 und Tabelle 4.2). Allerdings war es nötig, die Cut-Bedingungen etwas zu verschärfen und zwei zusätliche Cuts einzuführen: Es wurden nur Ereignisse berücksichtigt, deren Mittelpunkt der Ladungsverteilung auf den Pads 67 bis 77 bzw. 83 bis 93 lagen. Auf diese Weise wurden Ereignisse entfernt, bei denen die Ladungswolken am Rand einer Pad-Reihe lagen und deren Ladung unter Umständen nicht vollständig registriert werden konnte. Darüber hinaus ermöglichte ein Cut auf die Anzahl der Time-Bins pro Cluster eine weitere Untergrundreduktion.

Tabelle 5.1: Cuts der Eisenspektren

15 ADC-Kanäle $<$ Maximale Pulshöhe $<$ 254 ADC-Kanäle
0.9 Zeit-Bins $< \sigma_z <$ 1.4 Zeit-Bins
0.65 Padbreiten $< \sigma_y <$ 1.0 Padbreiten
$3 \leq$ Anzahl der Pads ≤ 7
$2 \leq$ Anzahl der Zeit-Bins ≤ 6
Pad 67 $\leq$ Mittelpunkt der Ladungsverteilung $\leq$ Pad 77 Pad 83 $\leq$ Mittelpunkt der Ladungsverteilung $\leq$ Pad 93

Abbildung 5.1: Kalibriertes Eisenspektrum für $U = 1\,800\,\mathrm{V}$ von Pad 68. Die Maxima der beiden Gaußfits liegen bei $\beta = 3.4$ bzw. $\beta = 6.7$.

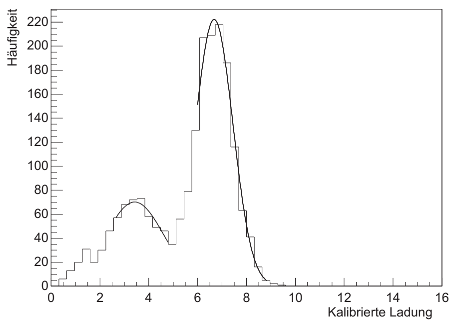
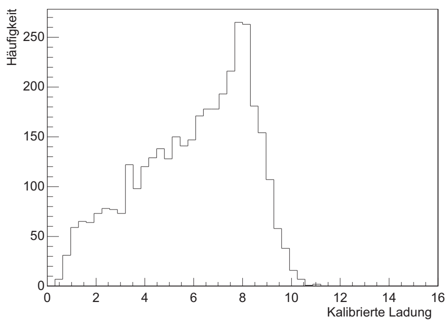


Abbildung 5.2: Beim Eisenspektrum für $U = 1\,800\,\mathrm{V}$ von Pad 89 ist der Escape-Peak nicht vom 6 keV-Peak zu trennen.



Mit diesen Cuts wurde nun padweise für jeden Datensatz ein kalibriertes Ladungsspektrum erzeugt. An den oberen Bereich[1] des 6 keV-Peaks wurde dann eine Gaußverteilung

$$\psi(q) = \alpha \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{q-\beta}{\sigma}\right)^2\right) \tag{5.3}$$

angepaßt (siehe Abbildung 5.1). Dabei ist q die kalibrierte Ladung, α die Höhe, β die Position und σ die Breite der Gaußverteilung. Wie an Abbildung 5.2 ersichtlich, war der Escape-Peak nicht für alle Pads vom 6 keV-Peak zu trennen, weshalb ausschließlich der 6 keV-Peak für die Bestimmung der Kalibrationsfaktoren aus den Eisendaten herangezogen wurde.

Für die Pads, bei denen der Escape-Peak deutlich zu erkennen ist, konnte das Verhältnis des Maximums der beiden Gaußkurven berechnet und mit dem erwarteten Wert von $2.8\,\mathrm{keV}/6\,\mathrm{keV} \approx 0.47$ verglichen werden. Das gemessene Verhältnis lag bei

$$\frac{\beta_{2.8\,\mathrm{keV}}}{\beta_{6\,\mathrm{keV}}} = 0.52 \pm 0.03.$$

Abbildung 5.3 zeigt $\beta_{6\,\mathrm{keV}}$, die Maxima der Gaußfits an den 6 keV-Peak, für die unkalibrierten Ladungsspektren bei verschiedenen Sense-Spannungen. Man erkennt eine ähnliche Systematik wie bei den Messungen mit dem Pulsgenerator (vergleiche

[1] Der Fit-Bereich lag zwischen $\beta - \sigma \leq q \leq \beta + 3\sigma$

Abbildung 3.1): Der mittlere Verstärkungfaktor ist bei der ersten Pad-Reihe niedriger als bei der zweiten, und darüber hinaus sinkt für beide Pad-Reihen der Verstärkungsfaktor mit steigender Pad-Nummer.

Wendet man nun die Elektronikkalibrationsfaktoren auf die Eisendaten an, so kann überprüft werden, ob die gemessene Ladung nach der Kalibration für alle Pads gleich ist, d. h. ob die Anwendung der Elektronikkalibrationsfaktoren zulässig ist. Dazu wurde an die 6 keV-Peaks der elektronikkalibrierten Spektren Gaußverteilungen angepaßt.

Abbildung 5.4 zeigt das Ergebnis dieser Kalibration für die fünf Datensätze bei unterschiedlichen Sense-Spannungen. Für die kalibrierten Daten bei gleicher Sense-Spannung würde man im Idealfall erwarten, daß alle Punkte auf einer Geraden liegen. Es sind jedoch deutliche systematische Abweichungen erkennbar. Diese Abweichungen sind für alle Datensätze im wesentlichen gleich, weshalb sie nicht mit statistischen Fluktuationen erklärt werden können. Dies ist deutlich in Abbildung 5.5 zu erkennen, in der die Abweichungen vom Mittelwert

$$\frac{\beta_i}{\sum\limits_{i=1}^{n} \beta_i / n} = \beta_i / \bar{\beta}$$

aufgetragen ist. Für die erste Pad-Reihe erkennt man keine sytematischen Variationen, während $\beta_{6\,\mathrm{keV}}$ für die zweite Pad-Reihe mit steigender Pad-Nummer kleiner wird. Die maximale Abweichung vom Mittelwert beträgt $+10\,\%$ bzw. $-7.5\,\%$. Darüber hinaus ist — wie schon bei den Strontiumdaten (siehe Abbildung 4.16 auf Seite 40) — für die zweite Pad-Reihe der Mittelwert der kalibrierten Ladung größer. Für diese Abweichungen sind zwei verschiedene Ursachen denkbar:

- Lokale Variation der Gasverstärkung
- Die Front-End-Elektronik hat eine andere Verstärkung, falls nicht, wie bei den Pulsermessungen, alle Kanäle zugleich angesprochen werden.

Eine systematische Variation der Gasverstärkung durch Ungenauigkeiten in der Fertigung ist unwahrscheinlich, da sich damit — wie in Abschnitt 1.5, Gleichung 1.1 gezeigt — eine Variation von maximal 1.3 % erklären ließe.

Offenbar hängt die Verstärkung der Front-End-Elektronik-Karte davon ab, ob alle Kanäle zugleich verstärkt werden müssen, wie das bei den Pulsermessungen der Fall ist, oder nur einige Kanäle angesprochen werden, wie bei radioaktiven Zerfällen und Teilchenspuren. Die Schlußfolgerung ist also, daß mit den Elektronikkalibrationsfaktoren eine Kalibration mit ausreichender Genauigkeit nicht möglich ist.

5.5 Kalibration mit Eisenkalibrationsfaktoren

Anstatt mit den Kalibrationsfaktoren aus den Pulsermessungen kann man die ^{55}Fe-Daten mit den Kalibrationsfaktoren aus den Eisenmessungen kalibrieren. Dabei sollten die systematischen Abweichungen, die durch die Anwendung der Elektronikkalibrationsfaktoren entstehen, wegfallen.

Als Grundlage für die Kalibration wurde der Datensatz bei mittlerer Sense-Spannung (1 750 V) gewählt. Eine kalibrierte Ladung von 1 ist somit als diejenige Ladung definiert, die bei einer Sense-Spannung von 1750 V und einer Energiedeposition von

Abbildung 5.3: β, der Mittelpunkt der an den 6 keV-Peak des unkalibrierten Ladungsspektrums angepaßten Gaußverteilung, für fünf verschieden Sense-Spannungen. 1 700 V: rot, 1 725 V: grün, 1 750 V: blau, 1 775 V: gelb, 1 800 V: magenta

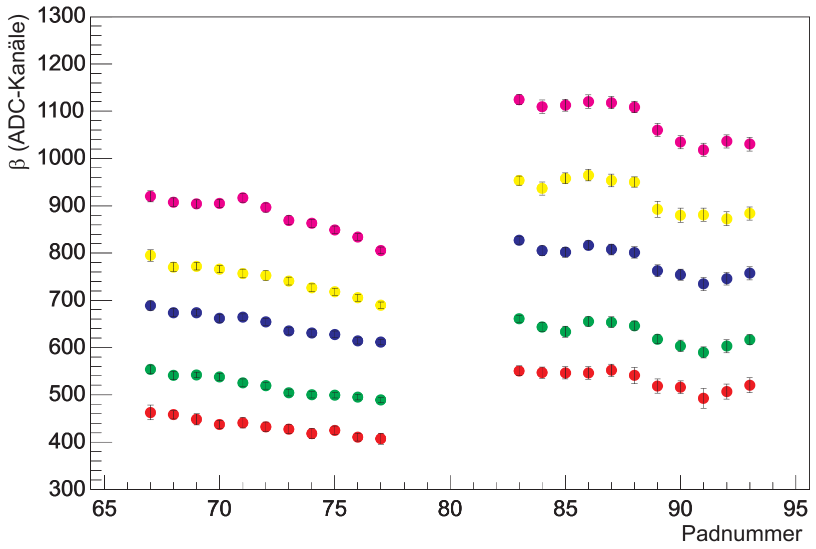


Abbildung 5.4: β, der Mittelpunkt des mit einer Gaußkurve gefitteten elektronikkalibrierten 6 keV-Peaks, bei verschiedenen Sense-Spannungen. Farben: siehe Abbildung 5.3.

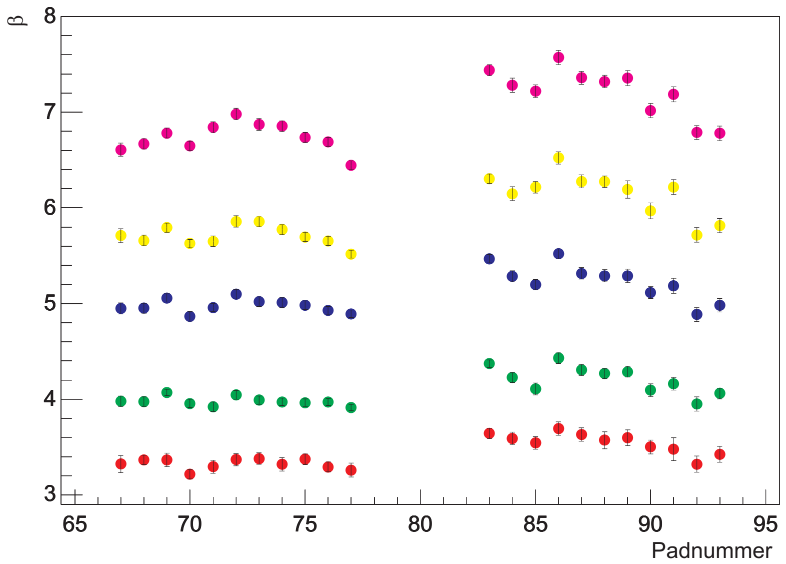
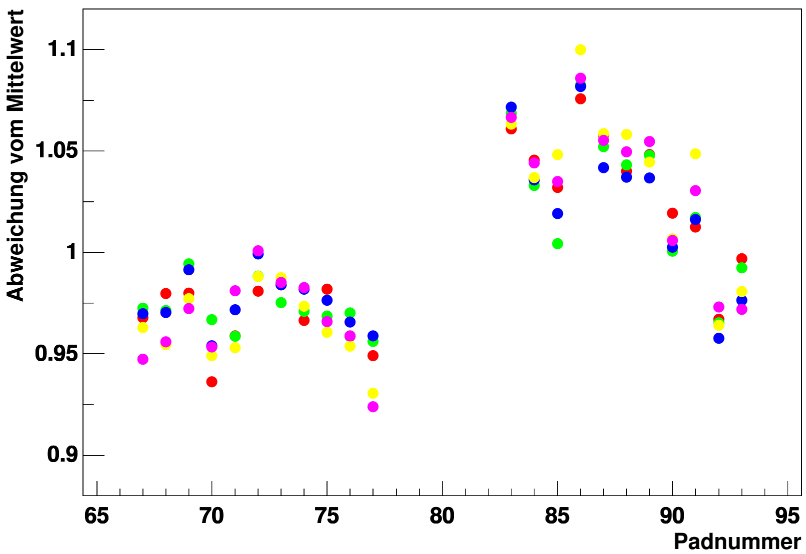


Abbildung 5.5: $\beta_i/\bar{\beta}$ für die verschiedenen Sense-Spannungen. Der Übersichtlichkeit halber sind die Fehlerbalken nicht aufgetragen. Die Fehler betragen etwa 2 %. Farben: siehe Abbildung 5.3.



6 keV erzeugt wird. Abbildung 5.6 zeigt die Position des 6 keV-Peaks nach Anwendung der Eisenkalibrationsfaktoren. Vergleicht man dies mit dem Ergebnis der Elektronikkalibration (Abbildung 5.4), so erkennt man, daß man mit der Kalibrationsfaktoren aus den Eisen-Messungen eine wesentlich genauere Kalibration vornehmen kann. Die Punkte liegen annähernd auf einer Geraden.

Über die Abweichung vom Mittelwert $\beta_i/\bar{\beta}$ (siehe Abbildung 5.7) erhält man eine Aussage über die erreichbare Genauigkeit bei der Kalibration mit ^{55}Fe und etwaige systematische Abweichungen. Die Genauigkeit wird in erster Linie durch den Fehler des Fits eingeschränkt. Die mittlere Abweichung beträgt weniger als 2 %, und es sind keine systematischen Abweichungen erkennbar. Die Kalibrationsfaktoren aus den Messungen mit der Eisen-Quelle sind deshalb gut für eine Kalibration geeignet und werden deshalb für die Messungen mit Krypton verwendet.

5.6 Gasverstärkung

Anhand der Mittelwerte der kalibrierten Ladungen $\bar{\beta}$ läßt sich die Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Sense-Spannung ermitteln. Da die Gasverstärkung mit höherer Sense-Spannung exponentiell ansteigt, sind in Abbildung 5.8 die logarithmierten Mittelwerte sowie eine an die Werte angepaßte Gerade aufgetragen. Man sieht, daß sich die Ladung bei einer Erhöhung der Sense-Spannung um 100 V ungefähr verdoppelt ($e^{0.7} \approx 2$).

Die Extrapolation der Meßwerte auf 1 600 V ist besonders für die Messungen mit Krypton von Bedeutung. Dadurch läßt sich berechnen, wo sich der 6 keV-Eisen-Peak bei einer niedrigeren Sense-Spannung befinden würde, und daraus läßt sich wiederum

Abbildung 5.6: β, der Mittelpunkt der an den 6 keV-Peak angepaßten Gauß-verteilung, normiert auf den Datensatz bei einer Sense-Spannung von 1 750 V. Farben: siehe Abbildung 5.3

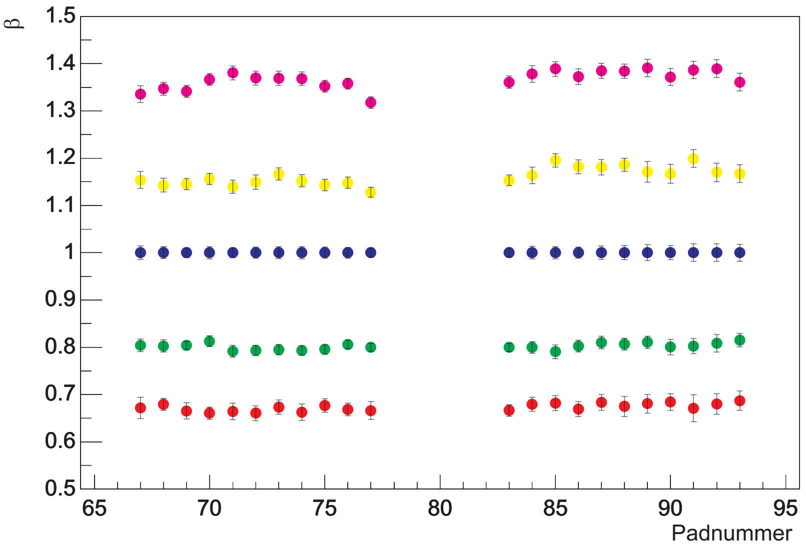


Abbildung 5.7: $\beta_i/\bar{\beta}$, die mit den Eisendaten kalibrierte Ladung normiert auf den jeweiligen Mittelwert der kalibrierten Ladung, bei Sense-Spannungen von 1 700 V, 1 725 V, 1 775 V und 1 800 V.

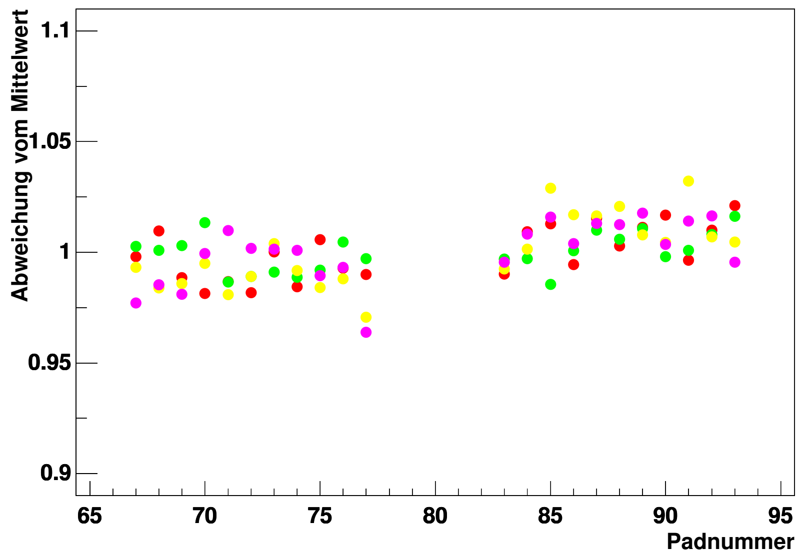


Abbildung 5.8: Gasverstärkung. Die logarithmierten Mittelwerte $\bar{\beta}$ des Ladungsverteilung für die 6 keV-Eisenlinie für die verschiedenen Sense-Spannungen.

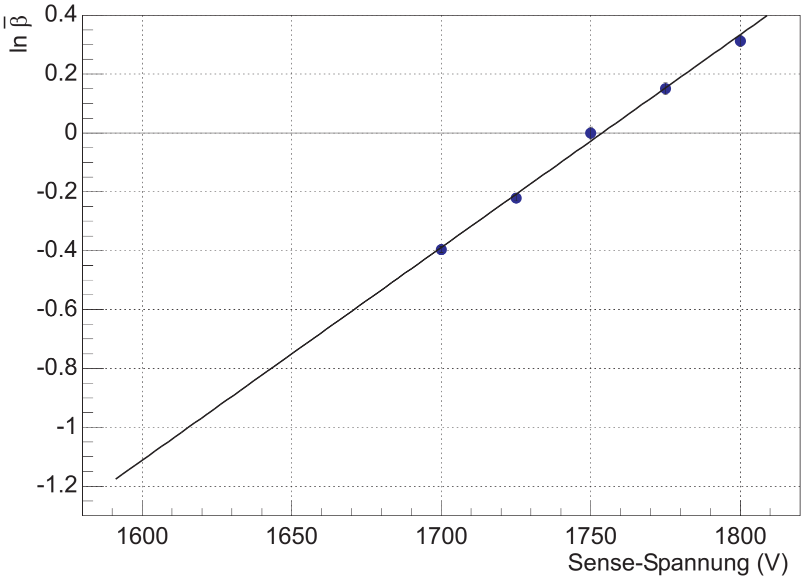


Tabelle 5.2: Für die beiden niederenergetischen Krypton-Linien nach Gleichung 5.4 erwarteten kalibrierten Ladungen. Die aus den Fe-Messungen erhaltenen Werte sind **fett** gedruckt, die aus höheren Sense-Spannungen extrapolierten (siehe Abbildung 5.8) *kursiv.*

	E (keV)	$\beta(E, 1\,600\text{ V})$	$\beta(E, 1\,700\text{ V})$	$\beta(E, 1\,800\text{ V})$
Fe	6.0	*0.330*	**0.673**	**1.367**
Kr	9.4	*0.517*	1.054	2.142
Kr	12.7	*0.699*	1.425	2.893

auf die Position der 9.4 keV und 12.7 keV-Linien schließen (unter der Annahme, daß die Ladung linear mit der deponierten Energie steigt):

$$\beta(E, U) = \frac{\beta(6\,\text{keV}, 1\,600\text{ V})}{6\,\text{keV}}\,E \tag{5.4}$$

Dabei ist β der Mittelpunkt der an den 6 keV-Peak angepaßten Gaußverteilung (siehe Gleichung 5.3), E die Energie und U die Sense-Spannung. In Tabelle 5.2 sind diese erwarteten Ladungen für drei verschiedene Sense-Spannungen zusammengestellt.

Kapitel 6

Kalibration mit Krypton

Das Isomer ^{83m}Kr eignet sich aus mehreren Gründen für die Kalibration einer Spurendriftkammer: Es ist gasförmig und läßt sich deshalb mit Hilfe des vorhandenen Gassystems über das gesamte Kammervolumen verteilen. ^{83}Rb, das Mutterisotop von ^{83m}Kr, liegt in fester Form vor und kann als Folie in einer Nebenleitung (*bypass*) in das Gassystem eingefügt werden.

^{83m}Kr hat eine Halbwertszeit von lediglich 1 h 50 min. Etwa drei Halbwertszeiten nach der Trennung von der Kryptonzuführung kann man also die Kammer bereits wieder normal betreiben.

Ein weiterer wichtiger Grund für die Verwendung von ^{83m}Kr ist, daß die Zerfallsenergien in dem Bereich der Energiedeposition der zu detektierenden Teilchen liegen. Die Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens (kurz MIP, z. B. ein Myon aus einem kosmischen Schauer) beträgt etwa 2.55 keV/cm (siehe Abbildung 4.2). Bei einer Pad-Länge von 2 cm deponiert ein MIP, das sich senkrecht zu einer Pad-Reihe bewegt, deshalb in einem Cluster 2.55 keV/cm · 2 cm = 5.1 keV.

Die STAR-FTPC wird sowohl MIPs als auch Teilchen mit bis zu zehn Mal größerem Ionisationsvermögen detektieren, was einem Energiebereich von 5.1 bis 51 keV pro Cluster entspricht. Das Spektrum der Zerfallsenergien von ^{83m}Kr umfaßt 9 bis 42 keV (siehe Abbildung 6.2 auf Seite 53), verglichen mit der Energiedeposition der zu detektierenden Teilchen umfaßt Krypton also nahezu den gesamten Energiebereich. [Sau77]

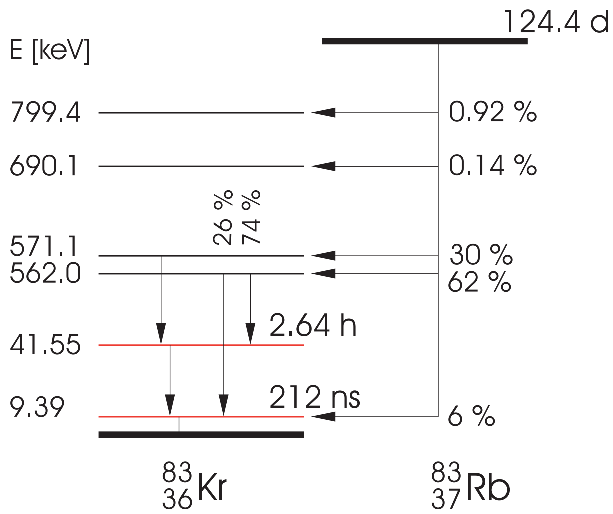
Es gibt keine Möglichkeit, den Zerfall von ^{83m}Kr mit Hilfe eines Trigger-Signals zu beobachten, weshalb ein Zufalls-Trigger benutzt werden muß (siehe Abschnitt 2.3.4). Deshalb erhält man keine Information über die Zeit- d. h. die dritte Raumkoordinate des Zerfallsortes. [Las98]

6.1 Eigenschaften von ^{83}Kr

^{83}Rb hat eine Lebensdauer τ von 124 Tagen und zerfällt mit einem Q-Wert von 1.07 MeV über angeregte Zustände zu dem stabilen Isotop ^{83}Kr. ^{83}Rb kann z. B. in der Reaktion ^{81}Rb(α, 2n) hergestellt werden [Led78].

^{83}Rb zerfällt mit einer Wahrscheinlichkein von 76 % zu einem isomeren Zustand mit einer Anregungsenergie von 41.5 keV, $J^\pi = 1/2^-$ und $\tau = 2.64$ h. Dieses Isomer zerfällt wiederum auf das 9.4 keV Energieniveau mit $J^\pi = 7/2^+$ und $\tau = 212$ ns und daraufhin zum Grundzustand mit $J^\pi = 9/2^+$. Hierbei treten eine Vielzahl un-

Abbildung 6.1: Zerfallsschema ^{83}Rb $\rightarrow ^{83}$Kr



terschiedlicher Elektronenenergien auf. Abbildung 6.1 zeigt das Zerfallsschema von Rubidium zu Krypton.

Wie in Tabelle 6.1 angegeben, bevölkert der Grundzustand von ^{83}Rb beim Zerfall vorwiegend drei angeregte Zustände von ^{83}Kr (Zerfälle in andere Zustände sind von untergeordneter Bedeutung und nicht in der Tabelle aufgeführt).

Tabelle 6.1: Zerfallsschema ^{83}Rb $\rightarrow ^{83}$Kr

Energie (keV)	J^π	Verzweigungs-verhältnis (%)	zerfällt auf Niveau (keV)
571.1	$3/2^-$	30	41.5
562.0	$5/2^-$	62	41.5 (74 %) 9.4 (26 %)
41.5	$1/2^-$	0	9.4
9.4	$7/2^+$	6	0

Die beiden wichtigsten Energieniveaus für die Kalibration sind der 41.5 keV- und der 9.4 keV-Zustand. Ersterer ist isomer und zerfällt vollständig über einen E3-Übergang zu dem 9.4 keV-Niveau. Der Übergang hat also eine Energiedifferenz von 32.1 keV und findet fast ausschließlich durch innere Konversion (IC) statt. Das Verhältnis von Elektron- zu Photonemission beträgt $e^-/\gamma = 1.93 \cdot 10^3$. Andere häufig benutzte Quellen wie ^{55}Fe und ^{57}Co produzieren hingegen mehr niederenergetische Photonen.

Unter Berücksichtigung von IC-Koeffizienten erhält man die relative Anzahl von K-, L- (und L-Unterschalen-), M- und N-Schalenelektronen, die im IC-Prozeß emittiert werden. Dies ist wichtig, um das Kr-Spektrum vollständig zu verstehen, da die darauffolgende Besetzung der Elektronenlöcher entweder Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen produziert. Die Elektronenausbeute aus den jeweiligen Schalen ist in Tabelle 6.2 angegeben.

Tabelle 6.2: Atomare Eigenschaften von ^{83}Kr

(Unter-) Schale	Elektronenemissions-wahrscheinlichkeit	Bindungsenergie (keV)
K	23.17 %	14.33
L_1	1.75 %	1.925
L_2	27.23 %	1.731
L_3	35.36 %	1.678
M	11.49 %	0.293
N	1.00 %	0.027

Aus dem großen e^-/γ-Verhältnis folgt, daß in den meisten Zerfällen ein Elektron emittiert wird. Falls dabei ein Elektron aus einer äußeren Schale frei wird, entsteht nur selten Röntgenstrahlung, und die meiste Energie wird von Auger-Elektronen weggetragen. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 77 % werden IC- bzw. Auger-Elektronen mit einer Gesamtenergie von 32 keV erzeugt. In 23 % der Fälle wird ein K-Schalen-Elektron emittiert, das eine Energie von 17.8 keV hat; die restliche Energie wird benötigt, um die Bindungsenergie zu überwinden. Das Loch in der K-Schale wird von darüberliegenden Elektronen besetzt, und es wird Energie entweder in Form von Röntgenstrahlung (64.6 % Wahrscheinlichkeit) oder Emission von Auger-Elektronen (35.4 %) freigesetzt. Im zweiten Fall entspricht die Gesamtelektronenenergie der Bindungsenergie von 14.3 keV. Insgesamt werden also in 85 % der Fälle Elektronen mit einer Gesamtenergie von 32 keV freigesetzt. In den verbleibenden 15 % entsteht Röntgenstrahlung und die Gesamtenergie der Elektronen liegt zwischen 17.8 und 19.6 keV.

Die wichtigsten Röntgenlinien von ^{83m}Kr sind in Tabelle 6.3 angegeben (die Beiträge aus höheren Schalen sind gering und können vernachlässigt werden). Der Beitrag der einzelnen Linien zum Zerfallsspektrum kann aus ihren relativen Intensitäten berechnet werden (siehe letzte Spalte).

Tabelle 6.3: Röntgenstrahlung beim Auffüllen des Loches in der K-Schale

Linie	Energie (keV)	rel. Intensität	abs. Intensität	Gesamtbeitrag
$K_{\alpha1}$	12.65	1.000	0.562	8.40 %
$K_{\alpha2}$	12.60	0.517	0.290	4.33 %
$K_{\beta1}$	14.11	0.242	0.136	2.03 %
$K_{\beta1}$	14.32	0.019	0.011	0.16 %
			Summe	14.92 %

Ähnlich ist es bei dem 9.4 keV-Übergang. Dieses Niveau zerfällt durch innere Konversion mit $e^-/\gamma = 19.4$ zum Grundzustand. Die Bindungsenergie der K-Schalen-Elektronen ist jedoch größer als die Übergangsenergie (siehe Tabelle 6.2), so daß nur

Elektronen aus höheren Schalen emittiert werden können. Bei der Besetzung höherer Schalen entsteht praktisch keine Röngtenstrahlung, und die Energie geht fast ausschließlich auf Auger-Elektronen über: In 95.1 % der Fälle werden Elektronen mit einer Gesamtenergie von 9.4 keV erzeugt, bei den restlichen Zerfällen wird ein einzelnes Photon emittiert. Die Verzweigungsverhältnisse der 41.5 keV- und 9.4 keV-Niveaus sind in Tabelle 6.4 zusammengestellt, die Gesamtbeiträge der einzelnen Zerfallsenergien zum Spektrum in Tabelle 6.5. [Las98]

Tabelle 6.4: Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle von ^{83m}Kr

Zerfall	Elektronenenergie (keV)	Photonenergie (keV)	Verzweigung
41.5 keV ↓ 9.4 keV	32.1	–	85.0 %
	19.6	12.6	4.4 %
	19.5	12.7	8.4 %
	18.1	14.1	2.0 %
	17.8	14.3	0.2 %
9.4 keV → 0 keV	9.4	–	95.1 %
	–	9.4	4.9 %

Vor der Durchführung der Kalibration mit ^{83m}Kr wurde das Energiespektrum des Zerfalls $^{83m}\text{Kr} \longrightarrow {}^{83}\text{Kr}$ entsprechend den in Tabelle 6.5 angegebenen Wahrscheinlichkeiten simuliert. Die Linienbreiten wurden in Abbildung 6.2 zu 5 % angenommen. Die 9.4, 12.7 und 41.5 keV-Linien sind deutlich von den anderen zu trennen, und deshalb eignen sie sich im Prinzip am besten, um das gemessene mit dem berechneten Spektrum zu vergleichen. Durch die gegebene Detektorauflösung ist jedoch eine Linienbreite von 15 % (siehe Abbildung 6.3) realistischer.

6.2 Datennahme und -auswertung

Mit ^{83m}Kr wurden Daten bei Sense-Spannungen von $U = 1\,600$ V und 1 700 V in einem Zeitraum von fünf Wochen aufgenommen. Tabelle 6.6 gibt einen Überblick über die Anzahl der Trigger, die Anzahl der gefundenen Cluster mit einem maximalen

Tabelle 6.5: Zerfallsenergien und ihr Anteil am Gesamtspektrum

Energie (keV)	Anteil (%)
9.4	6.3
12.7	10.7
19.5	0.5
27.5	1.5
28.9	10.1
32.1	3.3
41.5	67.5

Abbildung 6.2: Zerfallsspektrum von ^{83m}Kr $\longrightarrow ^{83}$Kr

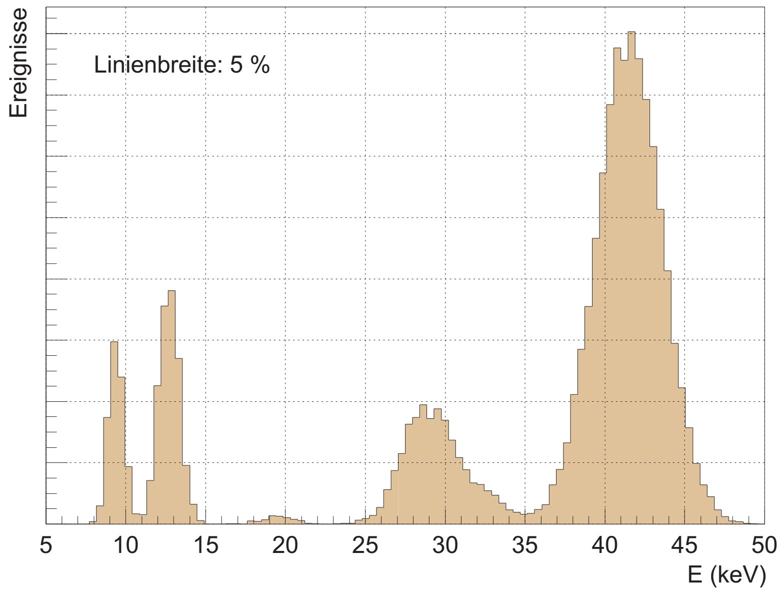


Tabelle 6.6: Übersicht über die beiden Kr-Datensätze

U (V)	Trigger	Cluster (ohne cuts)	Cluster (mit Cuts)
1 600	$7.5 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^5$	$7 \cdot 10^3$
1 700	$1.1 \cdot 10^6$	$1.5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^4$

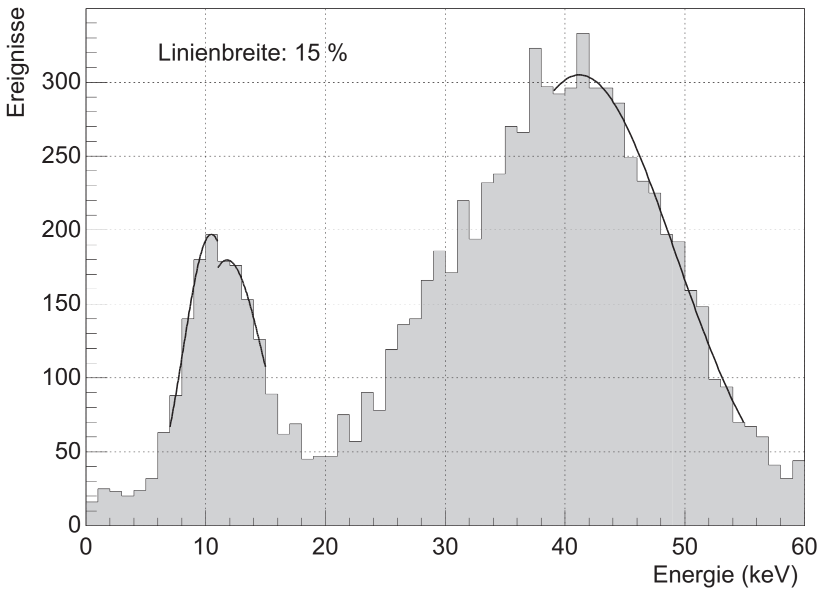
ADC-Wert von mindestens 15 ADC-Kanälen und die Anzahl der physikalisch interessanten Ereignisse nach Anwendung der in Tabelle 6.7 angegebenen Cuts.

Während der Datennahme betrug die Temperatur zwischen 21°C und 23°C und der Luftdruck zwischen 951 mbar und 980 mbar. Der Sauerstoffgehalt schwankte zwischen 4 ppm und 5 ppm. Bei $U = 1\,700$ V betrug der Strom zwischen den Drähten der Sense-Ebene und den Pad-Platten maximal 1 nA, bei $U = 1\,800$ V betrug er maximal 2 nA und 0 nA bei $U = 1\,600$ V.

6.2.1 Die Cuts

Um aus den Daten ein verwertbares Spektrum zu erhalten, müssen an einige Ereignisparameter Bedingungen (*cuts*) gestellt werden. Dies ist nötig, um zum einen unvermeidliches Rauschen zu unterdrücken und zum anderen die physikalisch interessanten Ereignisse zu selektieren. So stammen zum Beispiel Ereignisse, deren Ladungswolken sich über mehr als fünf Pads (d. h. in y-Richtung) oder $0.6\,\mu$s (in z-Richtung) erstrecken, aus hochenergetischen Zerfällen, die über entsprechende Cut-Bedingungen leicht entfernt werden können, wenn man sich für die niederenergetischen Zerfälle interessiert.

Abbildung 6.3: Zerfallsspektrum von ^{83m}Kr bei einer Detektorauflösung von 15 %.



Der sogenannte kombinatorische Untergrund läßt sich auf diese Weise jedoch nicht vollständig unterdrücken. Er entsteht, falls der Zerfallsort — und damit die Position, an der die Gasverstärkung stattfindet — am Rand eines Pads liegt. Wie man an der linken Ladungswolke in Abbildung 6.4 erkennt, kann in diesem Fall nur ein Teil der Ladung registriert werden. Auch bei sehr einschränkenden Cut-Bedingungen kann man den kombinatorischen Untergrund nie vollständig entfernen.

Zunächst werden zur Unterdrückung des Elektronikrauschens Cluster mit einem maximalen ADC-Wert von weniger als 15 ADC-Kanälen entfernt. Die Cluster mit einem ADC-Wert im Überlaufbereich werden durch einen zweidimensionalen Cut auf den maximalen ADC-Wert und die Ladung entfernt (siehe Abbildung 6.5). Dies ist nötig, da bei sehr hohen maximalen ADC-Werten die Ladung, d. h. die integrierte Pulshöhe, nicht mehr linear zum maximalen ADC-Wert ist und damit das Ladungsspektrum „verschmiert“ wird.

Die wichtigsten Cuts sind die auf die Breite der Ladungsverteilung in y- und z-Richtung σ_y und σ_z (Abbildungen 6.6 und 6.7 zeigen die Verteilungen für den Datensatz bei einer $U = 1\,600$ V ohne die Anwendung jeglicher Cuts).

Schließlich werden Cluster selektiert, deren Ladungswolke auf 4 bis 5 Pads verteilt ist, und deren Länge sich auf 5 bis 6 Time-Bins (das entspricht $0.5\,\mu$s bis $0.6\,\mu$s) erstreckt. Auf diese Weise kann ein großer Teil des kombinatorischen Untergrunds entfernt werden.

6.2.2 Die Spektren

Um die Krypton-Spektren zu erhalten, wurden die Daten, deren Ereignisparameter die in Tabelle 6.7 aufgeführten Bedingungen erfüllen, mit den Eisenkalibrationsfaktoren

Abbildung 6.4: Die linke Elektronenwolke induziert ein Signal nur zum Teil auf den Pads. Die Ladung der rechten Elektronenwolke wird hingegen vollständig registriert.

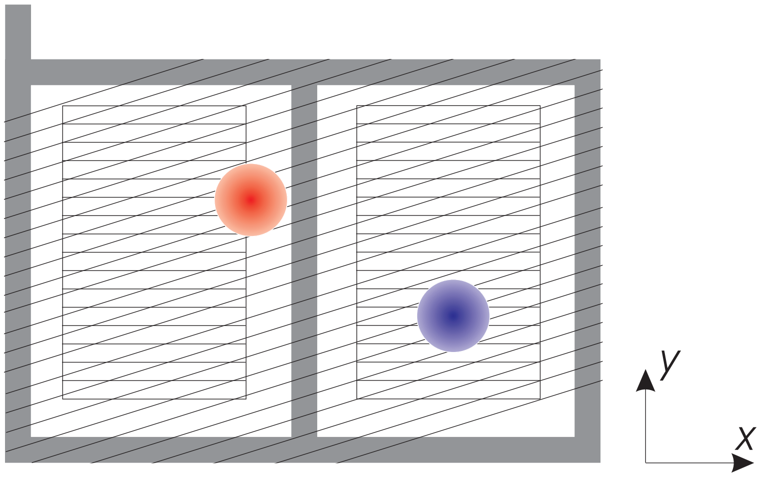


Abbildung 6.5: Maximaler ADC-Wert gegen Ladung

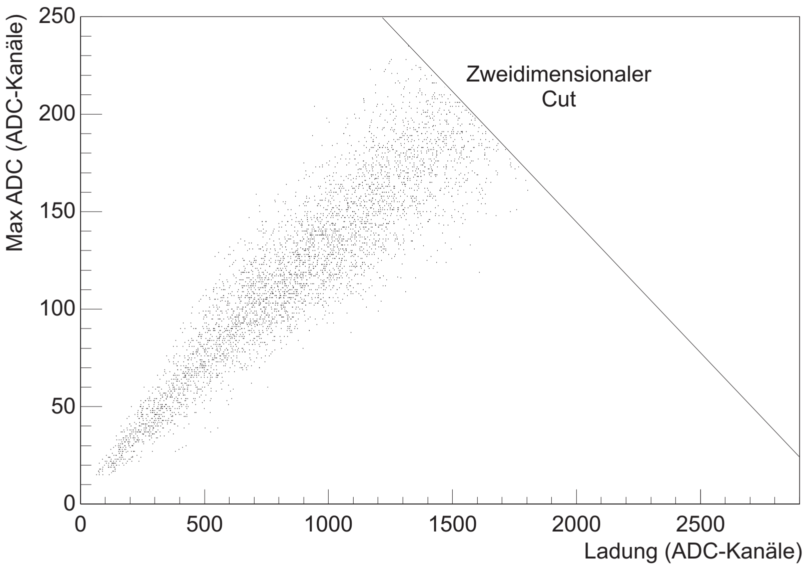


Abbildung 6.6: Clusterbreite σ_z

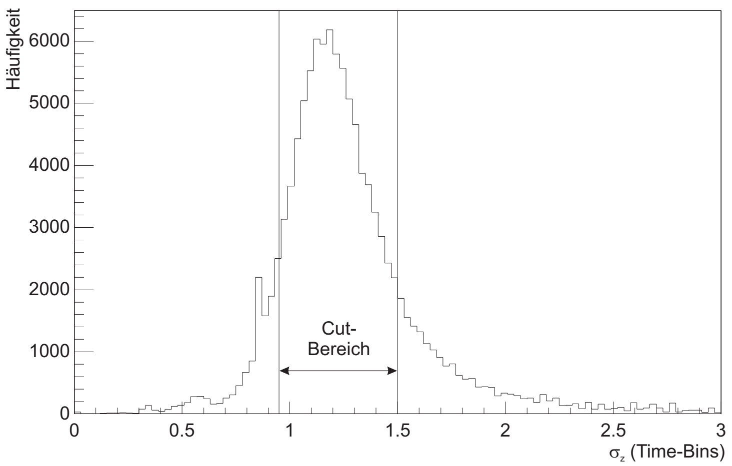


Abbildung 6.7: Clusterbreite σ_y

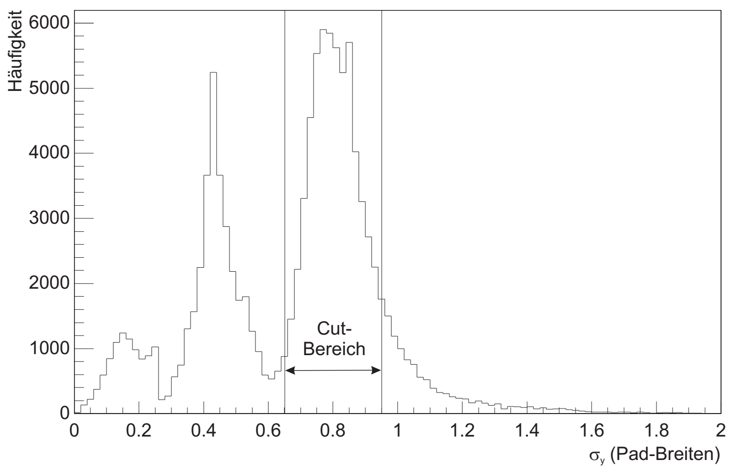
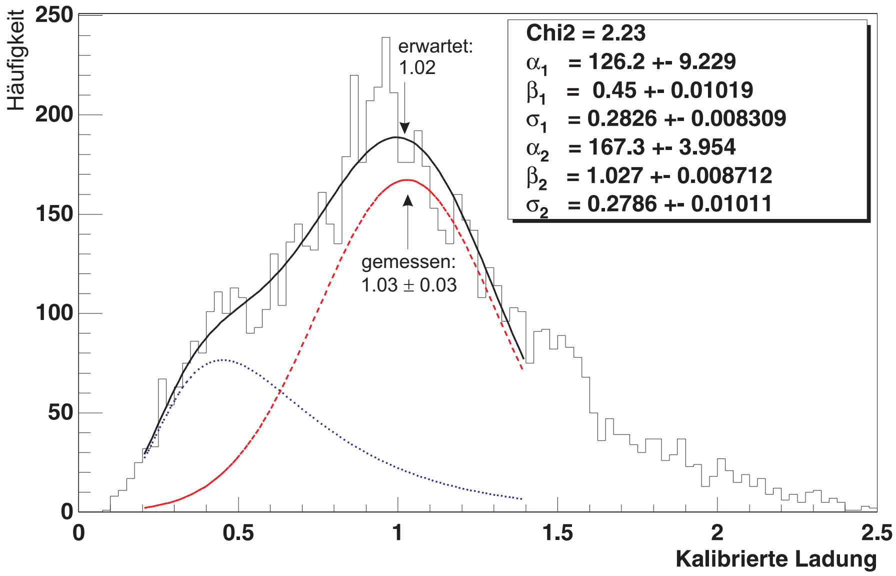


Tabelle 6.7: Cuts der Kryptondaten

15 ADC-Kanäle $<$ Maximale Pulshöhe
Maximale Pulshöhe $< (6200 - \text{Ladung})/22$ ADC-Kanäle
0.95 Zeit-Bins $< \sigma_z <$ 1.5 Zeit-Bins
0.65 Padbreiten $< \sigma_y <$ 0.95 Padbreiten
4 $\leq$ Anzahl der Pads $\leq$ 5
5 $\leq$ Anzahl der Zeit-Bins $\leq$ 6
$0.5\,\mu\text{s} < z < 50.6\,\mu\text{s}$
Pad 67 $\leq$ Mittelpunkt der Ladungsverteilung $\leq$ Pad 76 Pad 83 $\leq$ Mittelpunkt der Ladungsverteilung $\leq$ Pad 92

Abbildung 6.8: Ladungsspektrum der Krypton-Zerfallsereignisse für $U = 1\,700\,\mathrm{V}$ mit der gefitteten Gaußkurve ψ (gestrichtelt), der Untergrundverteilung χ (gepunktet) und des kombinierten Fits f (durchgezogene Kurve)



versehen, und die Spektren der zehn mittleren Pads jeder Pad-Reihe aufsummiert.

An die Krypton-Spektren wurde eine Funktion $f(q)$ angepaßt, die sich aus einer Funktion $\chi(q)$, die den kombinatorischen Untergrund beschreibt, und einer Funktion $\psi(q)$ für den eigentlichen Zerfalls-Peak zusammensetzt. Das Ladungsspektrum des kombinatorischen Untergrunds läßt sich gut durch die in Gleichung 4.12 angegebene analytische Näherung der Landau-Funktion beschreiben. Für $\psi(q)$ wird eine Gaußverteilung gewählt.

$$\begin{aligned} f(q) &= \chi(q) + \psi(q) \qquad (6.1) \\ &= \alpha_1 \exp\left(-\frac{q-\beta_1}{2\sigma_1^2} + \exp\left(-\frac{q-\beta_1}{2\sigma_1^2}\right)\right) + \alpha_2 \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{q-\beta_2}{\sigma_2}\right)^2\right) \end{aligned}$$

Dabei ist der interessante Parameter der Mittelwert der Gaußverteilung β_2, der die Position des Peaks angibt. Abbildung 6.8 zeigt ein Spektrum bei einer Sense-Spannung von 1 700 V und die angepaßten Funktionen f, χ und ψ. Vergleicht man nun den Mittelwert der Gaußverteilung β_2 mit den für die entsprechende Sense-Spannung vorhergesagten Werten aus Tabelle 5.2, so sieht man, daß sich β_2 mit 1.03 kaum vom für den 9 keV-Peak vorhergesagten Wert von 1.05 unterscheidet.

Zum Vergleich kann nun das Ladungsspektrum betrachtet werden, das ausschließlich Cluster mit nur einem Peak enthält. Durch die kurze Lebensdauer des 9 keV-Niveaus kann es vorkommen, daß kurz nach dem Zerfall eines Zustands höherer Energie auf das 9 keV-Niveau dieses auf den Grundzustand übergeht und somit zwei Peaks mit geringem räumlichen und zeitlichen Abstand auftreten. Diese Peaks sind unter Umständen schlecht voneinander zu separieren. Abbildung 6.9 zeigt einen „single peak-“ und zum Vergleich einen solchen „multi peak“-Cluster. Das Ladungsspektrum,

Abbildung 6.9: Ein „*single peak*-“ und ein „*multi peak*“-Krypton-Zerfallsereignis. Die x-Achse ist die Zeitachse, die y-Achse gibt den ADC-Wert an.

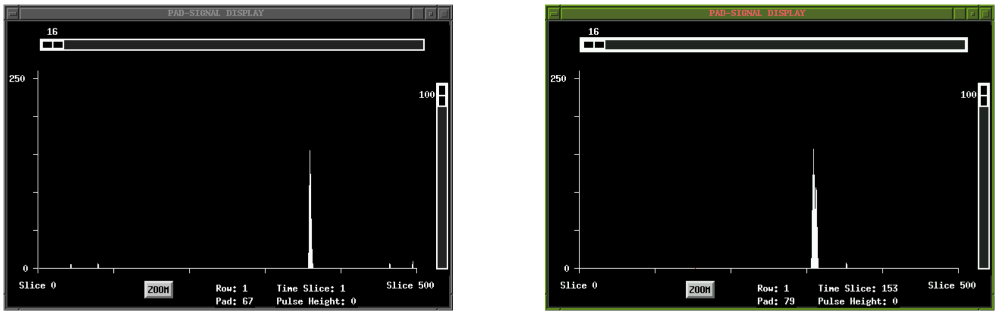
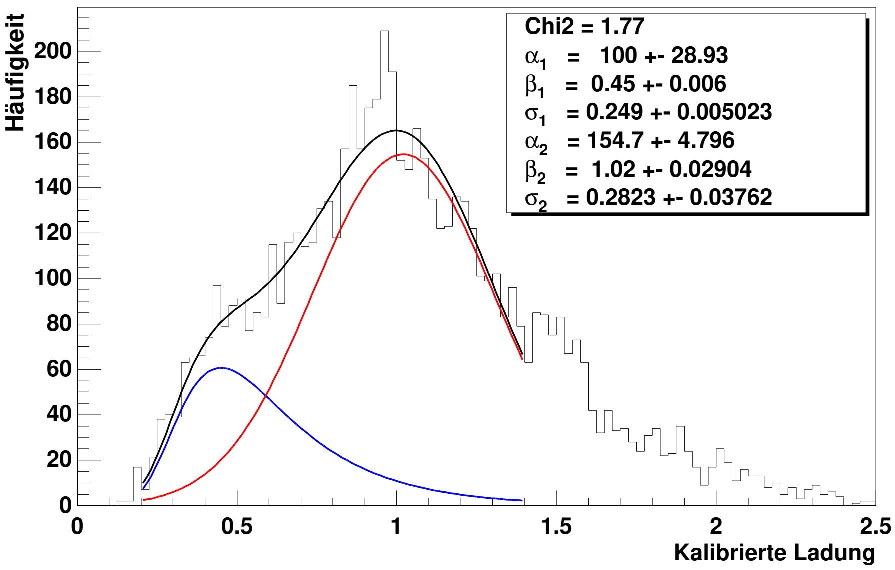


Abbildung 6.10: Ladungsspektrum der Krypton-Zerfallsereignisse bei 1 700 V ohne „multi-peak“-Cluster.

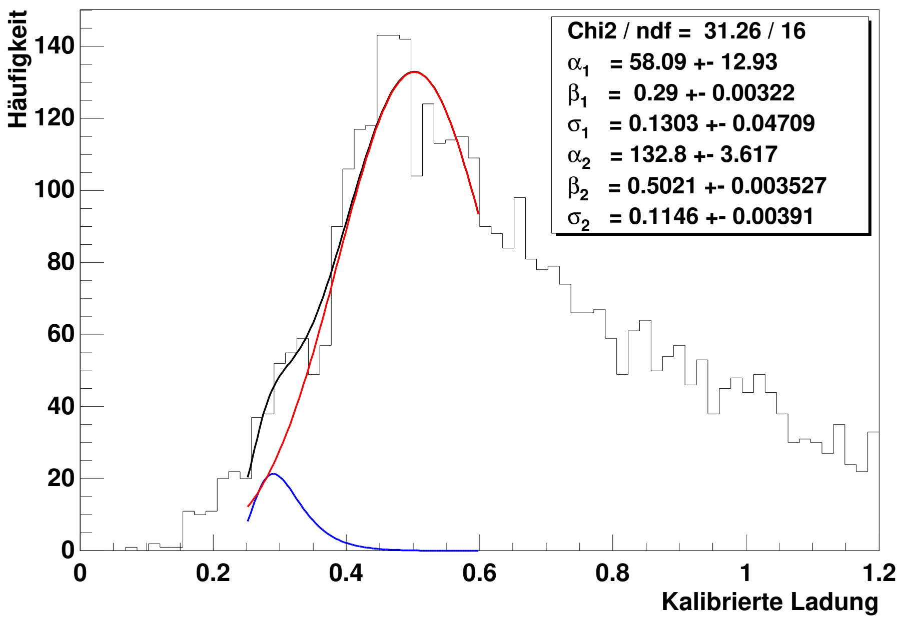


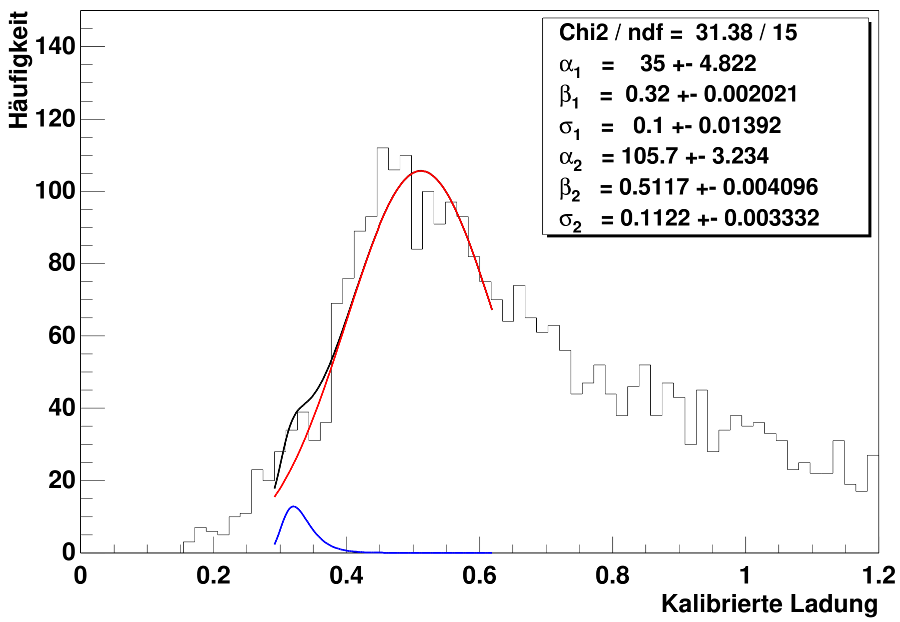
das keine „multi peak“-Cluster enthält (siehe Abbildung 6.10), unterscheidet sich jedoch kaum von dem in Abbildung 6.8 gezeigten. Lediglich das χ^2, ein Maß für die Güte des Fits, ist etwas besser.

Bei einer Sense-Spannung von 1 600 V erwartet man die Position des 9 keV-Peaks bei einer kalibrierten Ladung von 0.52 (siehe Tabelle 5.2). Abbildung 6.11 zeigt die entsprechenden Ladungsspektren. Die aus den Fits erhaltenen Werte für β_2 weichen mit 0.51 bzw. 0.52 praktisch nicht von den aus den Fe-Messungen vorhergesagten ab.

Wie in diesen Abschnitt gezeigt wurde, ist es möglich, mit ^{83}Kr eine Energieeichung vorzunehmen. Die Statistik war jedoch nicht hoch genug, um eine padweise Kalibration durchführen zu können.

Abbildung 6.11: Ladungsspektrum der Krypton-Zerfallsereignisse für $U = 1\,600\,\mathrm{V}$ mit und ohne „multi-peak“-Cluster.





Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene Verfahren zur Kalibration einer Spurendriftkammer verglichen und mit einer Strontiumquelle wichtige Kammerparameter gemessen. Die Messungen wurden an einer Driftkammer mit axialem Driftfeld durchgeführt, deren Auslesekammer eine mit der STAR-FTPC vergleichbare Geometrie besaß, und bei der dasselbe Gasmischungsverhältnis und dieselben Materialien zum Einsatz kamen.

Mit den Strontium-Messungen bei unterschiedlichen Sauerstoffkonzentrationen konnte die Absorption von Elektronen durch Sauerstoff bei verschiedenen O_2-Kontaminationen bestimmt werden. Da pro μs Driftzeit bei einem Sauerstoffgehalt von 5 ppm bereits 0.4 % der Elektronen absorbiert werden, muß bei der STAR-FTPC in besonderer Weise auf die Gasreinheit geachtet werden.

Mit der Strontiumquelle wurde zudem gemessen, wie genau man aus der Driftgeschwindigkeit auf die Gaszusammensetzung schließen kann. Eine weitere wichtige Anwendung war die Bestimmung sinnvoller Cut-Parameter für die nachfolgenden Messungen mit Eisen und Krypton.

Das Hauptziel dieser Arbeit war jedoch, die *Elektronikkalibration*, die Kalibration mit einer *Eisenquelle* und die Kalibration mit *Krypton* zu vergleichen und deren Anwenbarkeit für die STAR-FTPC zu überprüfen. Eine Kalibration ist notwendig, um lokale Unterschiede in der Elektronik- und Gasverstärkung auszugleichen.

Die Elektronikkalibration hat den Vorteil, daß sie sich mit einem geringen experimentellen Aufwand durchführen läßt. Die Anwendung der Elektronikkalibrationsfaktoren auf die Messungen mit der Strontium- und der Eisenquelle ergaben jedoch, daß sich damit eine Kalibration — zumindest bei Verwendung der NA 49-Elektronik — nicht mit der erforderlichen Genauigkeit erzielen läßt. Bei der Bestimmung der Elektronikkalibrationsfaktoren muß die Elektronikkarte alle Kanäle gleichzeitig verstärken und hat unter dieser Belastung ein anderes Verstärkungsverhalten.

Für die Kalibration der STAR-FTPC ist die Elektronikkalibration unter Umständen anwendbar. Die FTPC-Front-End-Karte ist zwar ähnlich aufgebaut wie die in dieser Arbeit verwendeten NA 49-Elektronik, es wird jedoch erwartet, daß ihre Verstärkung unabhängig von der Anzahl der zu verstärkenden Kanäle ist. Dies kann am einfachsten durch den Vergleich mit der Kalibration mit einer radioaktiven Quelle überprüft werden.

Aus den Messungen mit der Eisenquelle konnten hingegen sehr präzise Kalibrationskonstanten bestimmt werden. Die Aktivität der Quelle war hoch genug, um in kurzer Zeit Messungen bei fünf unterschiedlichen Sense-Spannungen durchführen zu können. Mit einer großen Anzahl der aufgezeichneten Zerfallsereignisse erhielt man für jedes Pad ein seperates Spektrum mit einer ausreichenden Statistik, um die Position des Eisen-Peaks mit einer Genauigkeit von 2 % zu bestimmen. Aus den Eisenmessungen konnte die erwartete Position der 9 keV-Krypton-Zerfallslinie bei einer Sense-Spannung von 1 700 V — und durch eine Extrapolation auf niedrigere Sense-Spannungen auch für 1 600 V — berechnet werden.

Eine Eisenquelle eignet sich jedoch nicht für die Kalibration der STAR-FTPC. Dazu müßte man über jede Pad-Reihe im Abstand von einigen cm eine gebogene, streifenförmige und möglichst kollimierte Eisenquelle anbringen, was einen erheblichen experimentellen Aufwand erfordern würde. Zudem müßte die FTPC dabei aus dem STAR-Detektorsystem ausgebaut werden.

Da Krypton gasförmig ist, und sich mit Hilfe des vorhandenen Gassystems über die gesamte Kammer verteilen läßt, treten diese Schwierigkeiten bei der Kalibration mit Krypton nicht auf. Das Mutterisotop Rubidium kann als Folie in einer Nebenleitung in das Gassystem eingefügt werden.

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß eine Kalibration mit Krypton trotz der besonderen Pad-Geometrie möglich ist. Da die Pad-Reihen nicht direkt aneinanderliegen, kann bei Zerfällen über dem Rand eines Pads nur ein Teil der Ladung der Elektronenwolke registriert werden, und es entsteht ein relativ hoher kombinatorischer Untergrund, der das Ladungsspektrum verfälscht. Durch die Anwendung spezieller Cut-Bedingungen konnte jedoch ein Großteil des Untergrunds unterdrückt werden. Die gemessene Ladung des 9 keV-Krypton-Zerfalls stimmt sehr gut mit den aus den Eisenmessungen erwarteten Werten überein.

Durch die vergleichsweise geringe Aktivität der Rubidium-Quelle und einer maximal möglichen Datennahmerate von lediglich 1.2 Hz war die Statistik nicht hoch genug, um padweise Kalibrationskonstanten aus den Krypton-Messungen zu erhalten. Für die STAR-FTPC empfiehlt es sich deshalb, eine Rubidium-Quelle mit einer höheren Aktivität einzusetzen. Es ist auch denkbar, die Kalibration bei einer viermal niedrigeren Gasverstärkung (d. h. eine um 200 V geringere Sense-Spannung) mit dem 42 keV-Peaks durchzuführen. Bei dieser Energie finden mehr Zerfälle statt und man erhält innerhalb der gleichen Meßdauer eine höhere Statistik.

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Afa99] S. Afanasiev et al., The NA 49 Large Acceptance Hadron Detector, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 430 (1999) 210 – 244, 1999

[Bit97] X. Bittl, Untersuchung einer Gas-Mikrostreifenkammer für das Auslesen einer hochauflösenden Spurendriftkammer (TPC), Diplomarbeit am MPI für Physik, 1997

[Blu93] W. Blum, L. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers, Springer-Verlag, 1993

[Bro94] R. Brockmann et al., RD-32 Status Report, Development of a Time Projection Chamber with High Two Track Resolution Capability for Collider Experiments, CERN/DRDC 94-10, 1994

[Cle86] J. Cleymans, R. V. Gavai, E. Suhoven, Quarks and Gluons at High Temperatures and Densities, Phys. Rep. 130, 217, 1986

[Eck00] V. Eckardt, persönliche Mitteilung

[Fan79] D. L. Fancher, A. C. Schaffer, Experimental Study of the Signals from a Segmented Cathode Drift Chamber, IEEE Trans., Nucl. Sci. NS-26, 150, 1979

[Fan63] U. Fano, Penetration of Protons, Alpha Particles, and Mesons, Ann. Rev. Nucl. Sc. 13, 1, 1963

[Gab98] F. Gabler, Produktion doppelt seltsamer Hyperonen in ultrarelativistischen Pb+Pb Kollisionen bei 158 A GeV, Dissertation an der Goethe-Universität Frankfurt am Main, 1998

[Har98] J. W. Harris, Relativistic Heavy Ion Physics and the Relativistic Heavy Ion Collider, YRHI-98-13, http://www.rhic.bnl.gov/afs/rhic/star/doc/www/physics/papers/lake_louise_yale.ps

[Huk88] M. Huk, P. Igo-Klemenes, A. Wagner, Electron Attachment to Oxygen, Water, and Methanol in Various Drift Chamber Gas Mixtures, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 267, 107, 1988

[Kla97] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber, Teilchenastrophysik, Teubner, 1997

[Kob68] E. J. Kobetich, R. Katz, Energy Deposition by Electron Beams and Delta Rays, Phys. Rev. 170, 391, 1968.

[Köl83] K. S. Kölbig, B. Schorr, A Program Package For The Landau Distribution, Computer Physics Communications 31 (1984) 97 – 111, 1984

[Kon97] M. Konrad, Entwicklung einer hochauflösenden Spurendriftkammer für den Bereich großer Rapidität in Schwerionenkollisionen im STAR-Experiment, Dissertation am MPI für Physik, 1997

[Lan44] L. D. Landau, On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization, J. Phys. USSR 8, 201, 1944 und in Collected Papers of L. D. Landau, ed. by D. Ter Haar, Pergamon, Oxford, 1965

[Led78] C. M. Lederer, Table of Isotopes, John Wiley & Sons, 1978

[Las98] B. Lasiuk, C. A. Whitten, Use of Krypton-83 as a Calibration Source for the STAR TPC

[Mar98] R. Marstaller, Bau und Test einer hochauflösenden, gebogenen Proportionalkammer zum Auslesen einer Spurendriftkammer mit radialem Driftfeld, Diplomarbeit am MPI für Physik, 1998

[Mas69] H. S. W. Massey, E. H. S. Burhop, H. B. Gilbody, Electronic and Ionic Impact Phenomena, Second Edition, 4 vols, Clarendon, Oxford, 1969

[May94] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, Teubner, 1994

[Moc94] A. Mock, Test des Prototypen der hochauflösenden TPC-Auslesekammer für das Schwerionenexperiment NA 49, Diplomarbeit am MPI für Physik, 1994

[Moc97] A. Mock, Produktion von geladenen Pionen und Kaonen, Protonen, Antiprotonen und ϕ-Mesonen in ultrarelativistischen Blei-Blei-Stößen bei 158 GeV pro Nukleon, Dissertation am MPI für Physik, 1997

[Mos99] U. Mosel, Fields, Symmetries, and Quarks, Springer 1999

[Moy55] J. E. Moyal, Theory of Ionization Fluctuations, Phil. Mag. 46, 263, 1955

[Mül85] B. Müller, The Physics for the Quark-Gluon-Plasma, Lecture Notes in Physics, Vol. 225, Springer, 1985

[Ple75] E. F. Plechaty, D. E. Cullen, R. J. Howerton, UCRL-50400, Vol. 6., Rev. 1, 1975

[Rau93] W. Rauch, The NA 49 Data Acquisition System, CERN RT39-52, 1993

[Sau77] F. Sauli, Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers, CERN 77-09

[Sch99] A. Schüttauf and the STAR Collaboration, A Forward TPC for STAR, Nuclear Physics A661 (1999) 677c-680c, 1999

[Sta98] The STAR-FTPC Collaboration, Proposal for the Forward Time Projection Chamber for the STAR Detector, MPI-PhE/98-3, 1998

[Wap59] A. H. Wapstra, G. J. Nijgh, R. van Lieshout, Nuclear Spectroscopy Tables, North-Holland Publ. Co., 1959

Index

Danksagung

Professor Dr. Norbert Schmitz möchte ich für die Themenstellung und die Betreuung der Arbeit danken. Sehr dankbar bin ich auch, daß er mir die Teilnahme an der Herbstschule für Hochenergiephysik in Maria Laach ermöglicht hat.

Dr. Volker Eckardt und Dr. Peter Seyboth danke ich für die hervorragende Betreuung, die unzähligen Hinweise, Verbesserungs- und Lösungsvorschläge und das kritische Hinterfragen meiner Ergebnisse.

Einen ganz besonderen Dank an Dr. Andreas Schüttauf, der die Arbeit von Anfang bis Ende begleitet hat. Er wußte für (fast) jedes Problem eine Lösung und war jederzeit bereit, mich beim Aufbau und der Durchführung der Experimente zu unterstützen. In der Schlußphase war er maßgeblich an der Datenanalyse und Interpretation der Daten beteiligt.

Holm Hümmler, Markus Oldenburg und Thomas Sammer möchte ich herzlich für die vielen Diskussionen und Anregungen und besonders für die große Hilfe bei Root und C++ danken.

Auch Janet Seyboth und Michael Vidal bin ich sehr für die Unterstützung bei Unix-Problemen und so manchem Shell-Script dankbar.

Dr. Gaspare Lo Curto, Dr. Rudi Ganz und Dr. Peter Freund danke ich für die vielen interessanten physikalischen Diskussionen und praktische Hilfe.

Bei Hermann Fessler bedanke ich mich für die tatkräftige Hilfe beim Aufbau des Versuchs und bei technischen Problemen. Ebenso danke ich Lothar Weiss, Hellmut Schendzielorz, Wendelin Pimpl, Ronald Maier und unzähligen anderen aus den Werkstätten für ihre kompetente Unterstützung und Hilfsbereitschaft.

Vielen Dank an Hans-Jürgen Gebauer für die Hilfe beim „Handling“ mit den radioaktiven Quellen.

Für die Durchsicht der Arbeit danke ich Dr. Volker Eckardt, Dr. Peter Seyboth, Dr. Andreas Schüttauf und Silke Kotitschke, die mir sehr wertvolle Verbesserungsvorschläge gaben und Hana Hexa, die mich bei der Gestaltung des Layouts beraten hat.

Schließlich möchte ich mich ganz besonders bei meinen Eltern bedanken, die mir durch ihre Unterstützung das Studium ermöglichten.