Entwicklung eines ortsempfindlichen Detektionssystems zur Impulsbestimmung für das ANKE–Spektrometer an COSY–Jülich

Inaugural–Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Lüder von Horn
aus Bremen

Köln, 1996

Entwicklung eines ortsempfindlichen Detektionssystems zur Impulsbestimmung für das ANKE–Spektrometer an COSY–Jülich

Inaugural–Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität zu Köln

vorgelegt von
Lüder von Horn
aus Bremen

Köln, 1996

Berichterstatter:	Prof. Dr. K. Sistemich Prof. Dr. H. Paetz gen. Schieck
Tag der Prüfung:	8. November 1996

Zusammenfassung

Zu Beginn des Jahres 1997 wird am Protonenbeschleuniger *COSY* am Forschungszentrum Jülich das Spektrometer *ANKE* installiert. Diese **A**pparatur zur Messung **N**ukleonischer und **K**aon **E**jektile ermöglicht intensive Studien von Proton-Kern–Reaktionen durch eine präzise Vermessung der Reaktionsejektile. Das zentrale Element der Apparatur ist ein etwa 3 m hoher Magnet. Er separiert die am internen Target erzeugten Ejektile nach Ladung und Impuls und leitet sie in das Detektionssystem.

Das Detektionssystem besteht aus Triggerdetektoren zur Teilchenidentifizierung und aus zwei ortsempfindlichen Vieldrahtkammern, die die Spurkoordinaten der Ejektile messen.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Entwicklung und der Test der vorderen Vieldrahtproportionalkammer für den Seitendetektor des ANKE–Spektrometers. Hier wurde eine sehr platzsparende Konstruktion benötigt, da der Raum am Spektrometer durch die Detektoren des Triggersystems stark eingeschränkt wird.

Bei Entwicklung des Konzeptes für die erste Vieldrahtkammer nahmen statische Überlegungen einen großen Raum ein, denn eine wesentliche Voraussetzung für den sicheren Betrieb einer Vieldrahtkammer ist die Einhaltung der Zugspannung der Drähte. Sie summiert sich für jede der drei Anodenebenen zu einer Last, die etwa der Gewichtskraft einer Masse von 26 kg entspricht. Die Last führt zu einer Durchbiegung der Anodenrahmen, welche mit Hilfe von statischen Berechnungen untersucht wurde. Wegen der oben beschriebenen räumlichen Einschränkungen war es nicht möglich, die einzelnen Rahmen so stabil zu konstruieren, daß die Durchbiegung vernachlässigt werden konnte. Für diese Bauweise wäre ein sehr massiver Stützrahmen notwendig gewesen.

Es wurde eine andere Montagemethode gewählt, bei der die Rahmen vor der Befestigung der Drähte so stark vorgespannt werden, wie man es durch die Zuglast der Drähte erwartet. So kann die Zugspannung auch mit einem schmalen Rahmen eingehalten werden.

Neben der Statik wurden in dem Konzept auch spezielle Anforderungen des Experiments berücksichtigt. Insbesondere konnte durch die Verwendung von Kathodenfolien gegenüber Drähten die Streuung der Ejektile in der Vieldrahtkammer verringert werden, wodurch eine bessere Impulsauflösung des Spektrometers erreicht werden kann.

Charakteristisch für eine Proportionalkammer ist ihre große Anzahl elektronischer Kanäle, die oft mit aufwendigen und auch teuren Auslesesystemen verarbeitet werden. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Vieldrahtkammer wurde so konzipiert, daß sie mit einem System ausgelesen werden kann, das im Rutherford Appleton Laboratory in

Großbritannien entwickelt wurde. Es besteht aus Mikrochips, die eine Digitalisierung und Kompression der Daten bereits an der Vieldrahtkammer vornehmen und somit das System sehr kompakt machen. Außerdem ist es im Vergleich zu anderen auf dem Markt erhältlichen Systemen kostengünstig.

Vor der endgültigen Festlegung aller wichtigen Punkte des Konzepts für den Bau der Vieldrahtkammer wurde ein Prototyp erstellt, an dem bereits wichtige Messungen durchgeführt werden konnten. Es wurde unter anderem die Charakteristik der Vieldrahtkammer und die Ladungsverstärkung gemessen. Nach diesen erfolgreichen Tests wurden die Konstruktionszeichnungen für die verschiedenen Rahmen der Vieldrahtkammer erstellt.

Für die Auslese der Proportionalkammer wurde ein spezielles Programm entwickelt, das die besonderen Bedingungen, unter denen die Vieldrahtkammer später am ANKE–Spektrometer betrieben wird, berücksichtigt. In diesem Experiment werden Teilchenspuren gemessen, die die Kammer sowohl senkrecht, als auch unter einem schrägen Winkel durchqueren. Besonders im zweiten Fall kommt es zu der Ausbildung von *Drahtclustern*, bei denen eine Gruppe nebeneinanderliegender Drähte gleichzeitig ansprechen. Sie beeinflussen die Ortsauflösung der Proportionalkammer und erfordern daher eine detaillierte Betrachtung. Das entwickelte Programm läßt sich über Parameter an die Form der Cluster anpassen. Die Redundanz der Ortsinformation der Proportionalkammer, die sich aus der Verwendung von drei Anodenebenen ergibt, wird von dem Programm ausgenutzt. Es berechnet eine *innere Abweichung*, die mit der Ortsauflösung zusammenhängt und damit eine Kontrolle der Ortsauflösung allein aus den Informationen der Proportionalkammer ermöglicht.

Wichtigster Punkt nach dem Zusammenbau der Vieldrahtkammer war die Überprüfung der Detektoreigenschaften an dem Beschleuniger COSY, wobei besonders das Verhalten der Vieldrahtkammer bei verschiedenen Einfallswinkeln untersucht wurde. In den Messungen zeigte die Vieldrahtkammer eine Plateaucharakteristik mit einer Länge von 400 V, womit die wichtigste Voraussetzung für einen sicheren Experimentierbetrieb erfüllt ist.

Die Ortsauflösung der Vieldrahtkammer wurde für verschiedene Einfallswinkel mit dem entwickelten Programm bestimmt. Dabei wurde ein Parametersatz gefunden, mit dem für verschiedene Einfallswinkel eine Ortsauflösung von 1,5 mm (horizontal) und 3,4 mm (vertikal) ermittelt wurde (jeweils *FWHM*). Entscheidend dabei ist, daß diese Werte mit einer relativ einfachen Clusteranalyse erreicht wurden, die den Aufwand an Rechenzeit nicht stark erhöht und damit auch für die Analyse während des Experiments geeignet ist.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Eine der wichtigsten Meßgrößen in der Experimentalphysik ist der Impuls. Für geladenen Teilchen läßt er sich bestimmen, indem die Bahn des Teilchens in einem Magnetfeld gemessen wird. Historisch gelang eine Sichtbarmachung der Teilchenspur erstmalig mit der von C. T. R. Wilson im Jahre 1911 entwickelten Expansionsnebelkammer [Be 91]. In diesem mit Dampf gefüllten Detektor wurde die Teilchenbahn als eine Spur von Tröpfchen sichtbar, welche sich entlang von Kondensationskeimen bilden, die durch das geladene Teilchen verursacht wurden. Die Nebelkammer war zunächst das wichtigste Meßinstrument für die Untersuchung von Teilchen, die in dem radioaktiven Zerfall von Nukliden entstanden, oder mit den ersten Teilchenbeschleunigern erzeugt wurden. Eine Weiterentwicklung der Nebelkammer ist die Blasenkammer aus dem Jahre 1952. Hier ersetzt eine überhitzte Flüssigkeit den Dampf der Nebelkammer. Bei beiden Verfahren werden die Meßdaten mit optischen Verfahren, zum Beispiel durch Fotografie gewonnen.

Ein völlig neuer Detektor, die *Vieldrahtkammer* (englisch: **M**ulti**W**ire **P**roportional **C**hamber), wurde 1968 von G. Charpak vorgestellt [Ch 68]. Hier wird auf elektronischem Wege, indem Signale aus den Drähten ausgelesen werden, eine Ortsbestimmung vorgenommen. Mit diesem Verfahren erreicht man sehr viel kürzere Meßzeiten als mit der optischen Aufnahme bei den Nebel– oder Blasenkammern.

Die Vieldrahtkammer bestimmt jedoch nur die Koordinaten der Durchstoßpunke der Teilchenbahn durch eine Ebene. Zur Ermittlung der Spur müssen mehrere Vieldrahtkammer hintereinander aufgestellt werden.

Seit ihrem ersten Einsatz gewannen Vieldrahtkammern in der Experimentalphysik immer mehr an Bedeutung. Ihr erfolgreicher Einsatz in vielen Experimenten an großen Teilchenbeschleunigern ist ein Grund dafür, daß G. Charpak 1992 für seine Entdeckung mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurde.

Vieldrahtkammern werden ebenfalls an dem ANKE–Spektrometer an dem Beschleuniger COSY in Jülich zur Impulsbestimmung eingesetzt werden. Mit ihrer Hilfe werden die Bahnen der Ejektile bestimmt, die in Reaktionen der beschleunigten Protonen mit den Nukleonen des Targets entstehen und von dem Magnetfeld des Spektrometerdipols abgelenkt werden.

Eine Besonderheit des ANKE–Spektrometers liegt darin, daß auch kurzlebige Teilchen untersucht werden können. So zerfällt zum Beispiel das K^+-Meson schon nach 12,4 ns (mittlere Lebensdauer). Von K^+-Mesonen mit einem Impuls von 200 $\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}}$ sind nach einer Flugstrecke von 1 m bereits fast die Hälfte der Teilchen zerfallen. Aus diesem

Grund werden die Detektoren des ANKE–Spektrometers sehr kompakt angeordnet, um möglichst kurze Flugwege zu erhalten. Für die Vieldrahtkammern bedeutet dieses, daß speziell für dieses Experiment Kammern mit einer platzsparenden Bauweise entwickelt werden mußten.

Die Entwicklung und der Test der kleineren Vieldrahtkammer bilden den Schwerpunkt dieser Arbeit. In den ersten beiden Kapiteln wird das ANKE–Spektrometer und eine Auswahl der vorgesehenen Experimente vorgestellt.

Bevor näher auf das Konzept für die Vieldrahtkammer eingegangen wird, gibt Kapitel 3 einen Überblick über die Funktionsweise eines solchen Detektors.

Die größten Fortschritte in der Entwicklung der Vieldrahtkammern sind in der Ausleseelektronik gemacht worden. Die Integrationsdichte der hier eingesetzten Verstärker wurde immer weiter erhöht. Inzwischen werden Systeme auf der Basis von speziell entwickelten Mikrochips verwendet. Für das ANKE–Spektrometer wird man das RAL-System einsetzen, das neben der Verstärkung die Digitalisierung der Signale direkt an den Vieldrahtkammern vornimmt und ebenfalls in Kapitel 3 vorgestellt wird.

Sehr wichtig für den Einsatz der Vieldrahtkammer am Experiment ist ein Analyseprogramm, das die Spurkoordinaten aus den Daten der Vieldrahtkammer ermittelt. Speziell für die Anforderungen am ANKE–Spektrometer wurde das Programm pcPosition (Kapitel 4) entwickelt.

Das Konzept für die Vieldrahtkammer des ANKE–Spektrometers wird in Kapitel 5 vorgestellt. Die Entwicklung orientierte sich einerseits an dem Auslesesystem, andererseits flossen detaillierte Überlegungen zur Statik in das Konzept ein, die durchgeführt wurden, um eine stabile Konstruktion mit geringem Platzbedarf zu finden. Die Grundzüge des Konzepts wurden an einem Prototypen überprüft. Danach konnten Konstruktionszeichnungen für die Fertigung der Einzelteile der Vieldrahtkammer erstellt werden.

Vieldrahtkammer und Programm wurden in einer Messung an dem BIG KARL-Spektrometer getestet, die in Kapitel 6 beschrieben wird. Neben einer Funktionsprüfung stand hier das Verhalten der Proportionalkammer bei einem schrägen Einfall der Teilchen, der auch am ANKE–Spektrometer auftreten wird, im Mittelpunkt.

Kapitel 1

Das ANKE–Spektrometer an COSY–Jülich

1.1 Das COoler SYnchrotron in Jülich

Der Protonenbeschleuniger *COSY* wurde am 1. April 1993 in Betrieb genommen. Das Synchrotron gestattet sowohl interne Experimente am zirkulierenden Protonenstrahl als auch Experimente am extrahierten Strahl. Mit Hilfe der Abbildung 1.1 läßt sich der Weg der Protonen durch die Anlage verfolgen. Im Zyklotron JULIC werden sie als H^--Ionen auf Energien bis 40 MeV beschleunigt. Nach der Injektion in COSY können sie auf Energien von maximal 2,6 GeV beschleunigt werden. Dabei fungiert der rennbahnförmige Teil von COSY gleichzeitig als Beschleunigungs– und Speicherring. Außerdem besteht hier die Möglichkeit, die Protonen für interne Experimente an den Plätzen TP1 bis TPA zu nutzen. Über einen Extraktionsmechanismus kann der Strahl zu den Meßplätzen Niederenergie, TOF und BIG KARL geleitet werden.

Die Besonderheit von COSY liegt in der sogenannten Kühlung des Protonenstrahls durch einen Elektronenkühler und eine stochastische Kühlung. Dabei wird die Impuls– und Ortsunschärfe des Strahls verkleinert.

In dem Elektronenkühler wird dazu ein energetisch scharfer Elektronenstrahl parallel zum Protonenstrahl geschossen. Die Wechselwirkung zwischen beiden Strahlen führt zu einer Kühlung des Protonenstrahls bei gleichzeitiger Aufheizung des Elektronenstrahls.

Bei der stochastischen Kühlung wird die Ausdehnung des Strahls mit einem Signalaufnehmer gemessen und zirka einen halben Umlauf später durch Kickerelektroden korrigiert.

Es ist vorgesehen, auch einen polarisierten Protonenstrahl für die Verwendung an den Experimenten zur Verfügung zu stellen.

Der COSY-Strahl kann zu folgenden externen Experimentiereinrichtungen geleitet werden:

- Der Spektrograf *BIG KARL* dient zur Analyse von Ejektilen mit einem Impuls

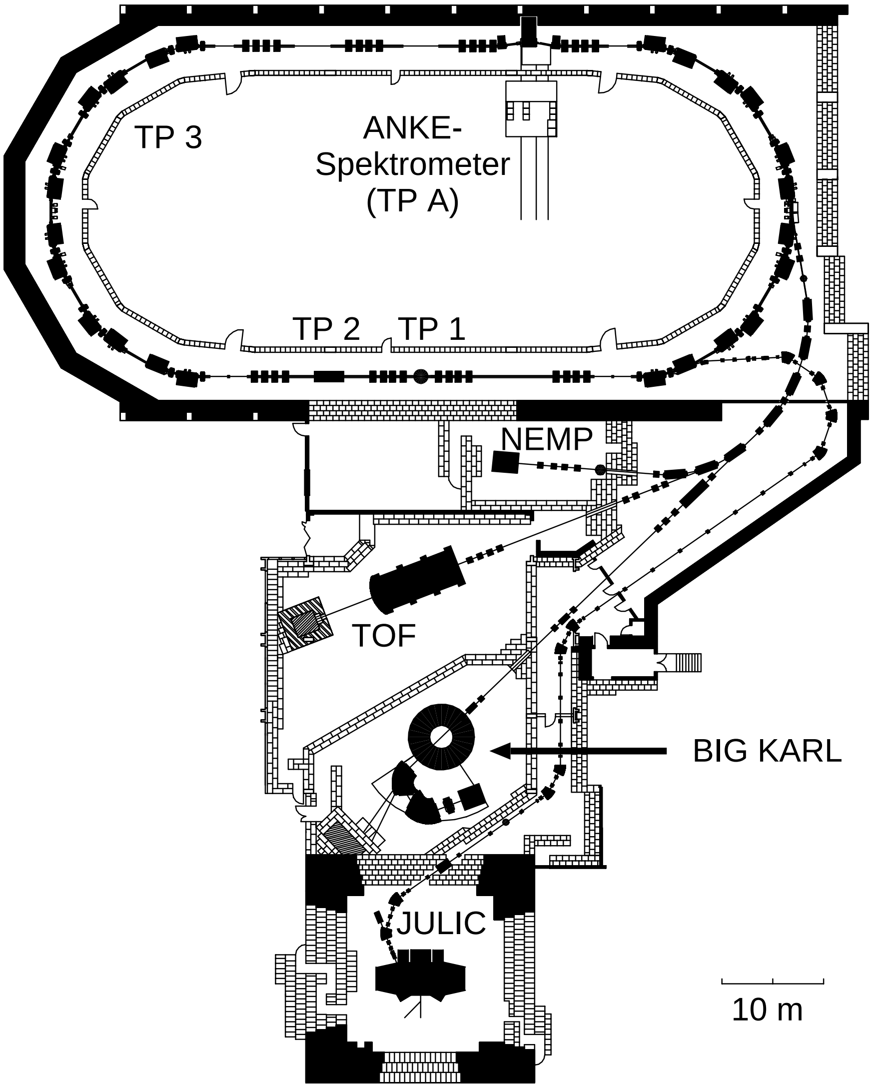


Abbildung 1.1: Das Cooler Synchrotron COSY-Jülich. Gezeigt ist eine Gesamtübersicht der Anlage mit dem Zyklotron JULIC, das als Injektor verwendet wird, den internen Meßplätzen TP1 bis TPA und den externen Plätzen Niederenergie (NEMP), TOF und BIG KARL.

von maximal 1 GeV/c. Hier fand die Messung statt, die in Kapitel beschrieben 6 wird.

- *TOF* steht für das Flugzeitspektrometer.
- An dem *Niederenergie-Meßplatz* werden Experimente zur anwendungsorientierten Forschung durchgeführt.

Für weitere Experimente stehen interne Meßplätze zur Verfügung:

- Das Λ-*Spaltexperiment* an TP 1 untersucht den Zerfall von Hyperkernen.
- An *EDDA* (TP 2) werden hochpräzise Messungen von Anregungsfunktionen elastischer Proton–Proton-Streuung durchgeführt.
- Das Experiment *COSY 11* an TP 3 nutzt einen Dipol des COSY-Rings als Spektrometermagneten.
- Am Experimentierplatz TPA wird das Spektrometer *ANKE* installiert werden. Es wird im folgenden Abschnitt genauer beschrieben.

1.2 Das ANKE–Spektrometer

Das ANKE–Spektrometer dient hauptsächlich zur Untersuchung von Ejektilen, die in Proton–Kern-Reaktionen bei Energien erzeugt werden, die kleiner als die freie Nukleon–Nukleon-Schwelle sind. Die vorgesehenen Experimente werden in Kapitel 2 vorgestellt. Kennzeichen dieser Reaktionen sind kleine Wirkungsquerschnitte und eine Bevorzugung von Emissionswinkeln um null Grad im Laborsystem.

Um bei den kleinen Wirkungsquerschnitten auch mit einer geringen Massenbelegung im Target messen zu können, ist das ANKE–Spektrometer als internes Experiment konzipiert worden, das direkt am zirkulierenden Strahl installiert wird. Dabei wird der Teil des Protonenstrahls, der nicht mit dem Target wechselgewirkt hat, zurück ins Strahlrohr geleitet. Wie man in Abbildung 1.2 erkennt, wird dieses beim ANKE–Spektrometer durch zwei Dipolmagnete D1 und D3 erreicht, die sich links und rechts neben dem Spektrometerdipol D2 befinden. Der Platz zwischen D1 und D2 ist so groß bemessen, daß sowohl ein Feststoff– als auch ein polarisiertes Atomstrahltarget installiert werden kann.

Kern des Spektrometers ist der Separationsmagnet D2, der die Reaktionsprodukte abhängig von ihrer Ladung und ihrem Impuls in verschiedene Detektorsysteme ablenkt. In den folgenden Abschnitten werden die Detektionssysteme im einzelnen beschrieben.

Die wesentlichen Größen, die in den Experimenten am ANKE–Spektrometer gemessen werden, sind Impuls und Emissionswinkel der Ejektile, die für die Bestimmung des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2\sigma}{d\Omega\,dp}$ benötigt werden. Diese Größen werden ermittelt, indem die Ejektilspur nach dem Durchgang durch das Magnetfeld vermessen und vom Target zu den Detektoren rekonstruiert wird.

1.2.1 Impulsbestimmung und Spurrekonstruktion

Geladene Teilchen (Ladung q, Impuls p) werden in einem Magnetfeld durch die Lorentzkraft abgelenkt. In einem homogen Magnetfeld der Flußdichte B, wie es von einem Dipolmagneten erzeugt wird, beschreiben sie eine Kreisbahn mit dem Radius ρ

$$\rho = \frac{p}{q\,B} \,. \tag{1.1}$$

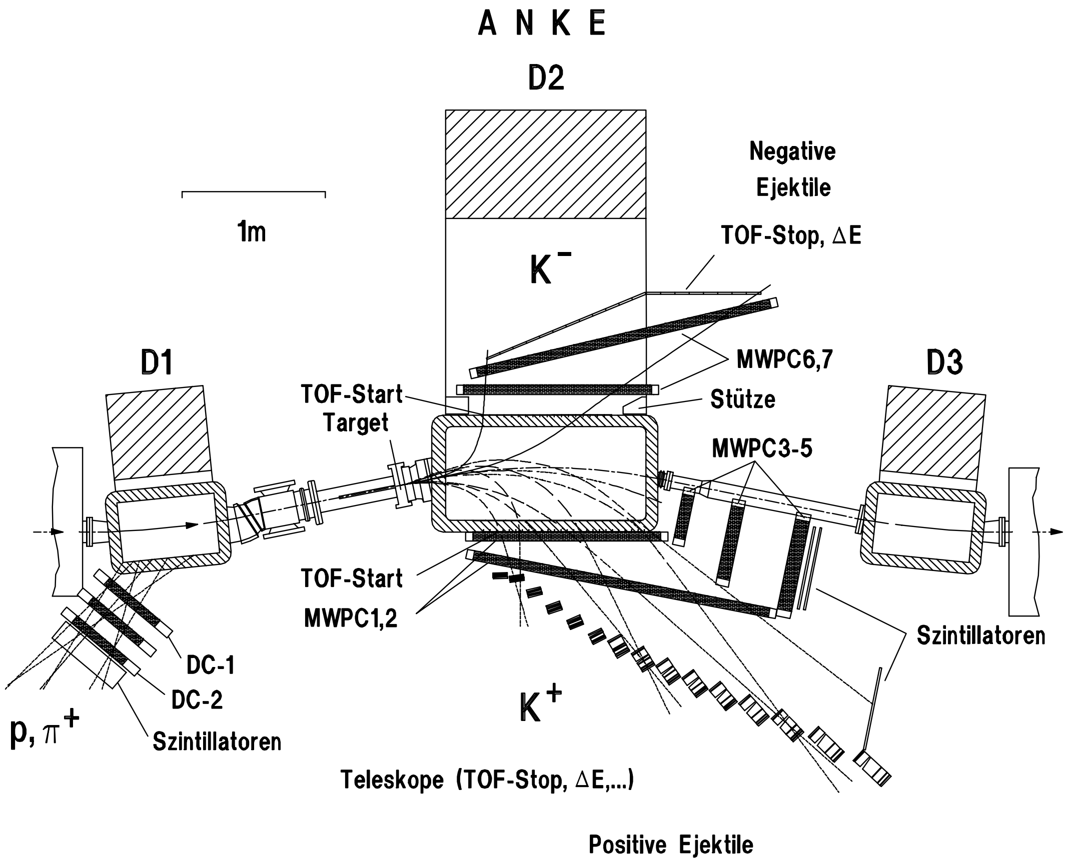


Abbildung 1.2: Das ANKE–Spektrometer an COSY-Jülich. Es besteht aus vier Detektorsystemen: Dem Seitwärtsdetektor mit den Vieldrahtkammern MWPC1 und 2, dem Rückwärtsdetektor mit den Driftkammern DC-1 und DC-2, dem Seitendetektor für negative Ejektile mit den Vieldrahtkammern MWPC6 und 7, sowie dem Vorwärtsdetektor mit den Vieldrahtkammern MWPC3, 4, und 5.

Das Magnetfeld des Dipols D2 läßt sich näherungsweise als kastenförmig beschreiben. Man führt dazu eine effektive Länge des Magnetfeldes ein, welche die Ausdehnung des homogenen Feldes beschreibt. Außerhalb dieses Bereiches wird das Magnetfeld als null angenommen. Die Ablenkung der Ejektile durch den Magneten erkennt man in Abbildung 1.2. Die Spuren von geladenen Teilchen, die das Target unter verschiedenen Winkeln, aber mit gleichen Impulsen verlassen, schneiden sich in einem Punkt der *Fokalfläche.* Aufgrund dieser Abbildungseigenschaften würde zur Bestimmung des Ejektilimpulses ein ortsempfindlicher Detektor ausreichen, der an der Fokalfläche positioniert wird. In den Experimenten am ANKE–Spektrometer sollen jedoch auch die Emissionswinkel der Ejektile bestimmt werden, was den Einsatz eines zweiten Detektors notwendig macht. Außerdem müssen die Detektoren des Triggersystems zur Teilchenidentifizierung, das später beschrieben wird, so nahe an der Fokalfläche aufgestellt werden, daß hier kein Platz für einen ortsempfindlichen Detektor bleibt. Deshalb werden beide ortsempfindlichen Detektoren in dem Raum zwischen Fokalfläche und Dipolmagnet aufgestellt.

Am ANKE–Spektrometer werden Vieldrahtkammern als ortsempfindliche Detektoren eingesetzt. Aus den Koordinaten von mindestens zwei Vieldrahtkammern läßt sich die Ejektilspur zum Target hin rekonstruieren, wie es in [Fr 96] genauer beschrieben ist. Daraus ergeben sich dann Emissionswinkel und Impuls des Ejektils. Die Genauigkeit der Koordinatenmessung beeinflußt damit die Auflösung des Spektrometers.

Die Ortsauflösung der Vieldrahtkammern ist jedoch nur ein Beitrag. Kleinwinkelstreuung in anderen Detektoren und in der Luft zwischen den Detektoren muß ebenfalls berücksichtigt werden. Zum Beispiel muß bei der Berechnung des Fehlers der Spurkoordinaten, die durch die Vieldrahtkammer MWPC2 (Abbildung 1.2) gemessen werden, Kleinwinkelstreuung in den Startszintillatoren, in der Vieldrahtkammer MWPC1 und in der Luft zwischen den Detektoren und die Ortsauflösung der Vieldrahtkammer MWPC2 berücksichtigt werden. Eine Simulationsrechnung mit verschiedenen Vieldrahtkammerauflösungen [Ds 94] zeigt, daß aufgrund dieser Effekte die Impulsauflösung des Spektrometers mit dem derzeit entwickelten Detektoraufbau auf 1,2 % begrenzt ist, was im Einklang mit den Anforderungen bei den geplanten Messungen ist. Es ist also nicht sinnvoll, die Ortsauflösung der Vieldrahtkammer wesentlich genauer als die Verbreiterung durch Kleinwinkelstreuung zu wählen. Am Beispiel der Vieldrahtkammer MWPC1 wird dieses genauer in Kapitel 5.1 erläutert.

1.2.2 Detektorsysteme des ANKE–Spektrometers

Vier Detektorsysteme bilden das ANKE–Spektrometer. Im einzelnen sind dieses:

Der Seitwärtsdetektor wird hauptsächlich für das K^+-Experiment (Kapitel 2.1) eingesetzt werden. Er ist daher für den Nachweis von K^+-Mesonen optimiert worden. Bei den geplanten Untersuchungen der K^+-Produktion in p-C-Stößen bei 1 GeV werden K^+-Mesonen, Pionen und Protonen in dem Verhältnis $1 : 7 \cdot 10^4 : 5 \cdot 10^5$ mit einer Protonenrate von etwa 10^6 s^{-1} erwartet [Bü 92]. Der Untergrund aus Pionen und Protonen entsteht zum Teil in Reaktionen im Target. Desweiteren werden Produkte aus Reaktionen gestreuter Teilchen im Magneteisen und im Vakuumsystem erwartet.

Mit Hilfe eines schnellen Triggers wird schon direkt bei der Messung zwischen möglichen K^+-Ereignissen und einem Teil der Untergrundereignisse unterschieden. In einem Experiment am ITEP in Moskau ist bereits eine Unterdrückung von Pionen und Protonen von $3 \cdot 10^{-7}$ erreicht worden, wobei sich eine gute Übereinstimmung mit Simulationsrechnungen gezeigt hat [Bü 96]. Die Triggerlogik und speziell für den Trigger hergestellt Elektronikmodule werden in [RS 96] vorgestellt. Im einzelnen besteht das Triggersystem aus folgenden Elementen:

Der Flugzeittrigger: Hier werden die unterschiedlichen Geschwindigkeiten von Pionen, Protonen und K^+-Mesonen bei gleichem Impuls ausgenutzt. Mit

Hilfe von zwei Szintillatorebenen wird eine Flugzeitmessung durchgeführt. Das Startsignal wird durch eine Szintillatorebene gegeben, die sehr nahe am Dipolmagneten D2 positioniert wird. Die Stopszintillatoren werden an der Fokalfläche des Spektrometermagneten aufgebaut. Start– und Stopszintillatoren sind horizontal in vertikale Streifen aufgeteilt. Dadurch wird jeder Stopszintillatorstreifen nur von geladenen Teilchen aus einem Impulsbereich von etwa 10 % getroffen. Somit läßt sich zu jedem Stopsignal für die Teilchensorte berechnen, wann das zugehörige Startsignal erfolgt sein muß. Über das Setzen von bestimmten Zeitfenstern lassen sich Pionen und Protonen unterdrücken.

Čerenkov-Zähler: Ab Werten von $\beta > 1/n$ emittieren geladene Teilchen Čerenkov-Licht in Materialien mit dem Brechungsindex n. Dieses wird am ANKE–Spektrometer zur Unterdrückung von Pionen in den Čerenkov-Detektoren mit dem Brechungsindex 1,49 ausgenutzt. Sie werden für Ejektilimpulse von mehr als 300 $\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}}$ eingesetzt.

Die ΔE-Zähler: Bei ihnen wird ausgenutzt, daß der Energieverlust von K^+-Mesonen bei gleichem Impuls größer ist als der von Pionen. Zusätzlich werden noch Degrader aus Kupfer eingesetzt, die die Teilchen soweit abbremsen, daß die K^+-Mesonen den ΔE-Zähler gerade noch verlassen. In einem weiteren Degrader werden sie dann endgültig gestoppt. In dieser Konstellation ist das Verhältnis der Energieverluste $\frac{\Delta E_{K+}}{\Delta E_{Pion}}$ maximal und ermöglicht eine gute Unterscheidung von K^+-Mesonen und Pionen.

Veto-Zähler: Hinter dem zweiten Degrader lassen sich keine K^+-Mesonen mehr nachweisen, da sie in diesem Degrader gestoppt werden. Wird daher unmittelbar nach dem Signal im ΔE-Zähler ein Signal im Veto-Zähler gemessen, so kann es sich nicht um ein K^+-Meson gehandelt haben, und das Ereignis wird unterdrückt. Myonen aus dem Kaonzerfall geben jedoch auch ein Signal im Veto-Zähler, wenn sie diesen Detektor treffen. Da die Myonen jedoch mit einer zeitlichen Verzögerung auftreten[1], kann hier bei Bedarf ein Zeitfenster vorgesehen werden.

Bis auf die Startszintillatoren sind die oben beschriebenen Detektoren entlang der Fokalfläche in sogenannten Teleskopen aufgebaut, die in [Eß 96] detailliert beschrieben sind.

Die beiden Vieldrahtkammern MWPC1 und MWPC2, die zur Spurrekonstruktion dienen, werden zwischen den Start– und den Stopdetektoren aufgebaut. Sie werden in Kapitel 5.1 vorgestellt. In der Auswertung der Messung lassen sich mit Hilfe der Vieldrahtkammern Ereignisse aus dem Target von Streuereignissen (zum Beispiel aus dem Magneteisen) trennen. Die Separation kann schon sehr einfach durch eine Auftragung von den vertikalen Koordinaten beider Vieldrahtkammern erfolgen, wie es in Abbildung 1.3 gezeigt ist.

[1] Die mittlere Lebensdauer der K^+-Mesonen beträgt 12,4 ns

In späteren Experimenten kann mit diesem Verfahren eine Reduktion der Daten während der Messung vorgenommen werden. Dazu müssen mit Hilfe eines schnellen Rechners die vertikalen Positionen berechnet werden, womit dann die Ereignisse außerhalb der eingezeichneten Fläche verworfen werden können.

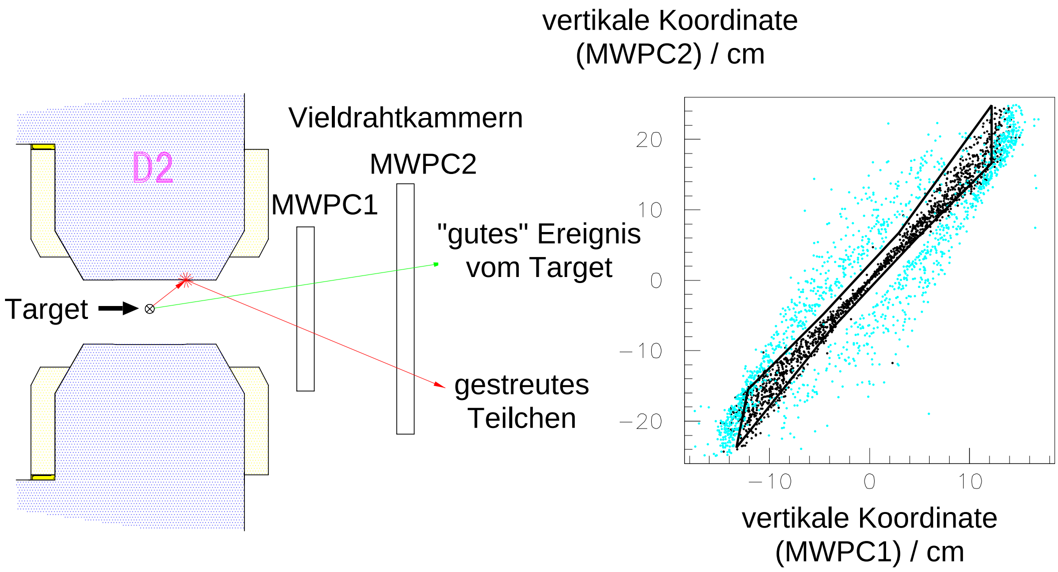


Abbildung 1.3: Trennung von Ereignissen aus dem Target von Streuereignissen. Gezeigt sind die Ergebnisse einer Simulationsrechnung aus [Fr 96]. Rechts sind die vertikalen Koordinaten beider Vieldrahtkammern gegeneinander aufgetragen. Ereignisse, die direkt aus dem Target kommen (dunkle Punkte), liegen innerhalb der eingezeichneten Fläche.

Der Rückwärtsdetektor dient zum Nachweis von Ejektilen, die unter zirca 180° emittiert und von dem Dipol D1 nach Impulsen analysiert werden. Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte für Winkel um 180° im Laborsystem sind die Raten im rückwärtigen Detektorsystem sehr viel kleiner als im Seitendetektor. Daher ist kein aufwendiges Triggersystem nötig. Es werden nur Szintillatoren zur Flugzeit– und Energieverlustmessung eingesetzt. Zur Spurrekonstruktion werden hier Driftkammern eingesetzt, die im JINR in Dubna, Rußland, entwickelt worden sind.

Der Seitendetektor für negative Ejektile befindet sich zum Teil innerhalb des Jochs des Spektrometermagneten. Hier werden Start– und Stopszintillatoren zur Flugzeitmessung aufgebaut. Die Vieldrahtkammern des Seitendetektors sind so dimensioniert, daß identische Kammern auch auf der negativen Seite aufgestellt werden können.

Der Vorwärtsdetektor weist Ejektile nach, die hohe Impulse haben und die Vakuumkammer des D2 Magneten durch das vordere Fenster verlassen. In diesen Bereich werden viele Protonen aus dem Strahl gestreut, so daß die Detektoren mit Raten von bis zu 10^6 s^{-1} cm^{-1} belastet werden. Szintillatoren zur Flugzeit– und Energieverlustmessung werden hier neben drei Vieldrahtkammern für die Spurrekonstruktion installiert werden. Diese Vieldrahtkammern werden ebenfalls in Dubna hergestellt.

Kapitel 2

Die Physik an dem ANKE–Spektrometer

Zur Zeit gibt es drei Proposals, in denen dem Program Advisory Committee für COSY die Experimente vorgestellt werden, die mit den in Kapitel 1 beschriebenen Detektoren an dem ANKE–Spektrometer geplant sind. Für ein weiteres Experiment [GB 92] wird zusätzlich ein Zweiarm-Detektor benötigt, auf den in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen wird. Die Experimente befassen sich mit Proton–Kern-Wechselwirkungen. Aus den Meßdaten der Experimente erhofft man sich ein tieferes Verständnis der Vorgänge im Kern und dessen Einfluß auf Nukleon–Nukleon-Reaktionen.

2.1 Das K^+-Experiment

Im K^+-Experiment [Bo 91] wird die Produktion von K^+-Mesonen in Proton–Kern-Reaktionen unterhalb der freien Nukleon–Nukleon-Schwelle (NN-Schwelle) untersucht [OS 95]. In den folgenden Abschnitten werden nach der Erläuterung einiger Begriffe Modelle zur K^+-Produktion unterhalb der NN-Schwelle vorgestellt.

2.1.1 K^+-Mesonen

K^+-Mesonen bestehen aus dem Quarkpaar $u\,\bar{s}$ und gehören zu den seltsamen Teilchen. Aufgrund von Strangenesserhaltung muß bei der Bildung eines K^+-Mesons immer ein weiteres seltsames Teilchen, zum Beispiel ein Λ, entstehen. Eine mögliche Reaktion zur Erzeugung eines K^+-Mesons aus zwei Nukleonen $N_{1,2}$ ist:

$$N_1 + N_2 \longrightarrow N + K^+ + \Lambda \tag{2.1}$$

Das K^+-Meson ist interessant durch seine große Reichweite in Kernmaterie (Abbildung 2.1). Wird es im Kern produziert, so verläßt es diesen mit hoher Wahrscheinlichkeit ohne Wechselwirkung. Die Beobachtung von K^+-Mesonen ermöglicht damit Rückschlüsse auf ihren Produktionsprozeß. In diesem Zusammenhang ist die freie Nukleon–Nukleon-Schwelle sehr bedeutend.

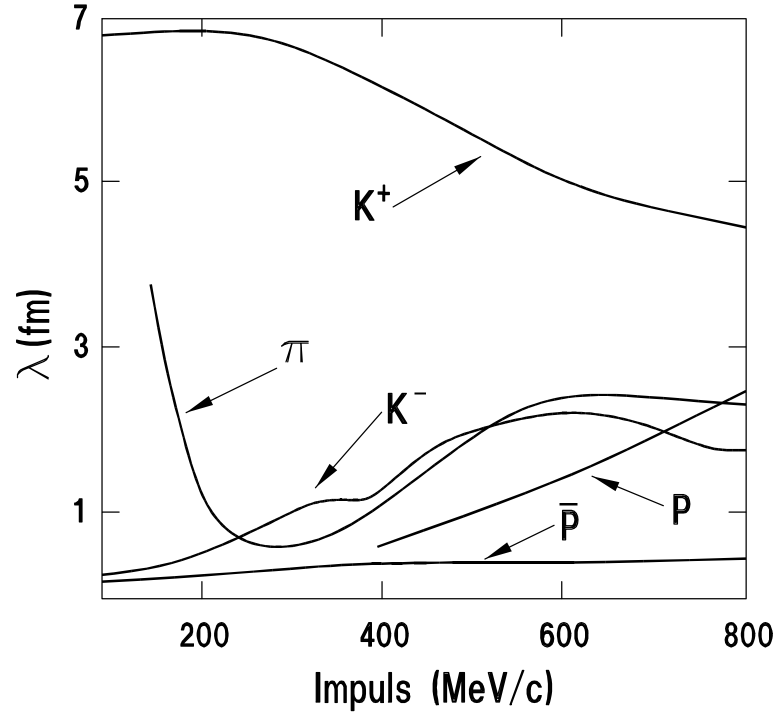


Abbildung 2.1: Mittlere freie Weglänge für verschiedene Mesonen und Nukleonen (aus [Tr 85]). Die große Weglänge der K^+-Mesonen verdeutlicht, daß ihre Wechselwirkung mit den Kernnukleonen wesentlich kleiner ist als die von Pionen oder K^--Mesonen.

2.1.2 Die freie Nukleon–Nukleon-Schwelle

Zur Erzeugung eines Hadrons in Nukleon–Nukleon-Reaktionen ist eine Mindestenergie notwendig, die als *freie Nukleon–Nukleon-Schwelle* (NN-Schwelle) bezeichnet wird. Bei der Berechnung der Schwelle zum Beispiel für die Reaktion (2.1) nutzt man aus, daß an der Schwelle alle Teilchen nach der Reaktion im Schwerpunktsystem ruhen, da die Einschußenergie gerade zu ihrer Produktion reicht. Damit gilt $p_i = 0$ für die Impulse der Ejektile im Schwerpunktsystem nach der Reaktion. Für die Lorenzinvariante $S = (\sum P)^2$ aus dem Viererimpuls P mit $P^2 = E^2 - p^2$ und $E = T + m$ vor der Reaktion gilt im Laborsystem[1]:

$$\begin{aligned} S &= (P_{\mathrm{vor}})^2 \\ &= (P_{N_1} + P_{N_2})^2 \\ &= ((E_{N_1} + m_{N_2}) - p_{N_1})^2 \\ &= E_{N_1}^2 - p_{N_1}^2 + 2\,E_{N_1}\,m_{N_2} + m_{N_2}^2\,. \end{aligned}$$

[1]mit $[p] = \frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}}$ und $[m] = \frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}^2}$

Mit $P_{N_1}^2 = E_{N_1}^2 - p_{N_1}^2 = m_{N_1}^2$ und $T_{N_1} = E_{N_1} - m_{N_1}$ ergibt sich

$$T_{N_1} = \frac{S - m_{N_2}^2 - m_{N_1}^2}{2m_{N_2}} - m_{N_1}\,. \tag{2.2}$$

Nach der Reaktion gilt im Schwerpunktsystem

$$S = P_{\text{nach}}^2 = (m_N + m_{K^+} + m_\Lambda)^2\,.$$

Unter Ausnutzung der Lorenzinvarianz von S erhält man durch Einsetzen in (2.2)

$$T_{N_1} = \frac{(m_N + m_{K^+} + m_\Lambda)^2 - m_{N_2}^2 - m_{N_1}^2}{2m_{N_2}} - m_{N_1}\,. \tag{2.3}$$

Setzt man die Massen der Reaktionspartner (Protonmasse für N_1 und N_2) ein, so ergibt sich eine Energie von 1,58 GeV für die freie Nukleon–Nukleon-Schwelle der K$^+$-Produktion in p-p Reaktionen. Liegt die Einschußenergie unterhalb dieser Schwelle, so kann bei der Reaktion mit einem freien Nukleon kein K$^+$-Meson entstehen. Werden jedoch Atomkerne beschossen, so entstehen auch bei kleineren Einschußenergien K$^+$-Mesonen.

2.1.3 K$^+$-Produktion unterhalb der freien Nukleon–Nukleon-Schwelle

Im Jahre 1988 wurden im Leningrad Institute of Nuclear Physics K$^+$-Mesonen aus Proton–Kern-Reaktionen gemessen [Ko 88]. In diesem Experiment wurden die K$^+$-Mesonen indirekt über ihre Zerfallsprodukte nachgewiesen. Es wurden Myonen aus dem Zerfall $K^+ \longrightarrow \mu^+\,\nu$, der mit 63 % der wahrscheinlichste Zerfallskanal ist, detektiert. Totale Wirkungsquerschnitte σ_{tot} wurden für die Reaktion mit verschiedenen Kernen gemessen, wobei die Protonenenergie zwischen 0,8 und 1 GeV, also deutlich unterhalb der Schwelle von 1,58 GeV, variiert wurde.

Da bei diesen Energien eine K$^+$-Produktion mit freien Nukleonen nicht möglich ist, müssen zur Erklärung Besonderheiten der Nukleonen im Kern herangezogen werden. Abbildung 2.2 zeigt zwei Prozesse zur K$^+$-Produktion mit Nukleonen, die im Kern gebunden sind. Dabei wird neben der Projektilenergie Energie aus der Fermibewegung der Kernnukleonen genutzt. Im einstufigen Prozeß erfolgt die K$^+$-Produktion entsprechend der Reaktion 2.1. Bei dem zweistufigen Prozeß wird erst ein Pion produziert

$$p + N_1 \longrightarrow \pi + X\,. \tag{2.4}$$

In einem zweiten Schritt wird dann das K$^+$-Meson erzeugt

$$\pi + N_2 \longrightarrow K^+ + \Lambda\,. \tag{2.5}$$

In diesem Fall können die Fermiimpulse von N_1 und N_2 genutzt werden.

Kinematisch ist die Entstehung eines K$^+$-Mesons ebenfalls möglich, wenn es in einer Wechselwirkung mit einem Cluster aus mehreren Nukleonen entsteht. Zu diesem Modell und zu dem oben genannten sind Rechnungen durchgeführt worden, die im folgenden kurz beschrieben werden.

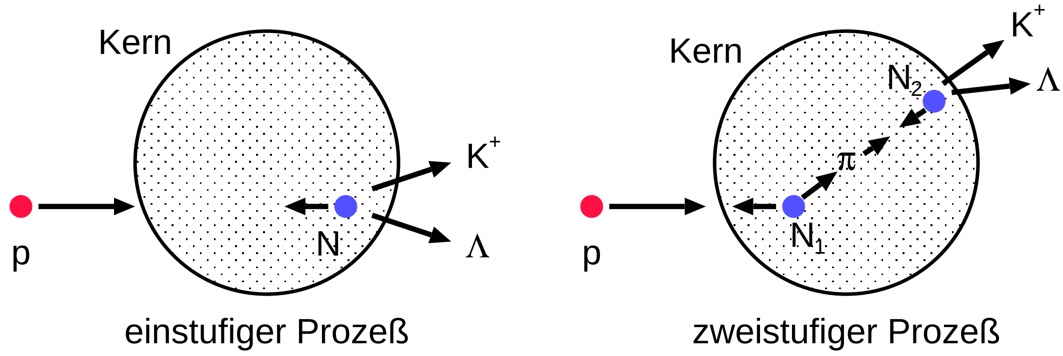


Abbildung 2.2: Prozesse zur Erzeugung von K$^+$-Mesonen in Proton–Kern-Reaktionen. Es wird jeweils der Fermiimpuls der Nukleonen ausgenutzt. Im 2-Stufen-Prozeß wird zunächst ein Pion erzeugt, das in einer zweiten Reaktion mit einem weiteren Nukleon ein K$^+$-Meson erzeugt.

2.1.4 Modellrechnungen zur K$^+$-Produktion

Es gibt verschiedene theoretische Modellrechnungen zur K$^+$-Produktion. Das *Folding-Modell* berücksichtigt die Impulsverteilung der Kernnukleonen und die elementaren Nukleon–Nukleon-Wirkungsquerschnitte. Diese Rechnungen zeigen, daß die Meßergebnisse aus [Ko 88] einen hohen Beitrag des zweistufigen Prozesses vermuten lassen [Ca 90]. Genauere Untersuchungen [Si 94] haben ergeben, daß sich die beiden Prozesse unterscheiden lassen. Dazu müssen in Koinzidenz zu den produzierten K$^+$-Mesonen weitere Ejektile, wie zum Beispiel Deuteronen und Protonen, gemessen werden. Diese Messungen lassen sich sehr gut am ANKE–Spektrometer durchführen. K$^+$-Mesonen werden im Seitendetektor nachgewiesen. Gleichzeitig auftretende Deuteronen oder Protonen können ebenfalls im Seitendetektor oder im Vorwärtsdetektor gemessen werden. Beide sind in Kapitel 1.2.2 beschrieben.

Neben dem Folding-Modell werden in Rechnungen auch *Cluster-Modelle* angewendet. Diese Modelle gehen davon aus, daß das Projektil mit einem Verbund aus einer bestimmten Anzahl von Kernnukleonen, der als Cluster bezeichnet wird, wechselwirkt. Als Beispiel sei hier das ROC-Modell ([Mü 92] und [Mü 95]) angeführt.

2.2 Das K$^-$-Experiment

Die K$^-$-Produktion unterhalb der NN-Schwelle wird in dem K$^-$-Experiment untersucht [Ki 96]. Im Vergleich zum K$^+$-Experiment (Abschnitt 2.1) ermöglicht dieses Experiment das Studium weiterer interessanter Aspekte.

K$^-$-Mesonen werden in der Reaktion

$$N_1 + N_2 \longrightarrow N_1 + N_2 + K^+ + K^- \qquad (2.6)$$

gebildet. Aufgrund der größeren NN-Schwelle von 2,49 GeV im Vergleich zur K$^+$-Schwelle (Reaktion (2.1)) von 1,58 GeV ist die K$^-$-Produktion sensitiver auf größere

Fermiimpulse.

Die K^--Produktion kann entweder direkt, wie in Reaktion (2.6), oder über verschiedene Zwischenstufen ablaufen:

- Eine Produktion über ein Meson ist möglich. Ein Kandidat ist das $\phi(1020)$, das mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % in ein K^+–K^--Paar zerfällt. $f_0(980)$ und $a_0(980)$ sind weitere mögliche Zwischenstufen zur K^--Produktion.

- Ebenfalls möglich ist die Produktion über die Resonanz $\Lambda(1520)$:

$$p + N \longrightarrow N + \Lambda(1520) + K^+ \longrightarrow p + N + K^+ + K^-. \tag{2.7}$$

Zur Beschreibung der K^--Produktion können wiederum Folding– oder Cluster-Modelle herangezogen werden. Im Rahmen des Folding-Modells sind auch Produktionsmechanismen denkbar, die über mehrere Stufen ablaufen. In beiden Modellen lassen sich die Kernnukleonen in sogenannte *Teilnehmer* und *Zuschauer* aufteilen. Die Teilnehmer werden im Folding-Modell von den Nukleonen gebildet, die mit dem Projektil oder einem Zwischenprodukt wechselwirken und dabei ein weiteres Zwischenprodukt oder das K^--Meson erzeugen. Im anderen Modell entspricht der Cluster den Teilnehmern. Die übrigen Nukleonen tragen nicht direkt zur K^--Produktion bei und werden aus diesem Grund als Zuschauer bezeichnet.

In dem Experiment sollen die positiv und die negativ geladenen Ejektile analysiert werden. Daher kommen die verschiedenen Detektorsysteme des ANKE–Spektrometers zum Einsatz (Kapitel 1.2.2). Die positiven Ejektile werden mit dem Seitendetektor und dem Vorwärtsdetektor gemessen, während der K^--Detektor negative Ejektile registriert.

2.3 Das Deuteron-Aufbruch-Experiment

Reaktionen am Deuteron werden in diesem Experiment [Ds 91] untersucht. Studien am Deuteron sind sehr interessant, da es das Bindeglied zwischen Nukleon und Kern darstellt. Für genauere Informationen über das Experiment sei hier auf [Km 93] verwiesen.

Bei dem Experiment sollen Protonen in Vorwärts– und Rückwärtsrichtung gemessen werden. Entsprechend wird das Vorwärts– und Rückwärtsdetektorsystem (Kapitel 1.2.2) für das Experiment am ANKE–Spektrometer eingesetzt. Positive Ejektile mit kleineren Impulsen können mit dem Seitendetektor nachgewiesen werden.

Kapitel 3

Die Positionsmessung mit Vieldrahtkammern

Vieldrahtkammern sind mit einem Zählgas gefüllte Detektoren, die zur Bestimmung von Koordinaten der Spuren geladener Teilchen eingesetzt werden. Sie eignen sich außerdem zum Nachweis von Röntgenstrahlung, was gerne für Testmessungen bei Teilchendetektoren ausgenutzt wird.

Für eine Beschreibung der Funktionsweise einer Vieldrahtkammer wird zunächst die elementare Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Gasen beschrieben.

3.1 Wechselwirkung von ionisierenden Teilchen mit Gasen

Die wesentlichen Wechselwirkungsprozesse von geladenen Teilchen mit Gasen sind Anregung und Ionisation der Gasmoleküle. Der Ionisationsprozeß läuft in mehreren Stufen ab. Bei der Primärionisation werden in der Reaktion mit dem geladenen Teilchen Elektron-Ionenpaare gebildet. Die Elektronen aus dieser Reaktion werden δ-Strahlung genannt und sind in der Lage, weitere Atome zu ionisieren.

Die beschriebenen Prozesse führen dazu, daß entlang der Spur eines geladenen Teilchens durch ein Gas Elektron-Ionenpaare gebildet werden. Dabei handelt es sich um statistische Prozesse, so daß man nur eine mittlere Energie ermitteln kann, die zur Bildung eines Elektron-Ionenpaares benötigt wird. Sie beträgt für Argon 26 und für CO_2 33 eV [Le 94].

3.2 Detektion von Röntgenstrahlung in Gasen

Vieldrahtkammern sind ebenfalls sensitiv auf Röntgenstrahlung. Die Energie eines Photons einer ^{55}Fe-Quelle entspricht ziemlich genau dem Energieverlust von minimalionisierenden Teilchen in dem Zählgas einer typischen Vieldrahtkammer. Im Gegensatz zu einer ^{90}Sr-Quelle, die β-Strahlung aus einem Energiebereich von 0 bis 2,3 MeV emittiert, ist die Energie des Photons genau definiert. Von der ^{55}Fe-Quelle werden 5,9 keV-Photonen emittiert, die in Kapitel 5.2 zur Messung der Ladungsverstärkung ausgenutzt werden.

Ein Photon mit einer Energie E_γ von bis zu 10 keV wird von den Molekülen des Zählgases absorbiert. Findet dieses in einer Schale mit der Energie E_j statt, so wird ein Photoelektron der Energie $E_e = E_\gamma - E_j$ emittiert. Das Molekül kann durch Fluoreszenz oder durch Emission eines Konversionselektrons mit der Energie von E_j in seinen Grundzustand zurückkehren (Auger-Effekt). Bei der Fluoreszenz ergibt sich die Energie des emittierten Photons aus $E_j - E_i$, wobei E_i die Energie der höheren Schale ist, aus der E_j gefüllt wurde [Sa 77]. In Abbildung 3.1 sind Photonreichweiten in verschiedenen Gasen eingetragen. Man erkennt, daß die Reichweite stark ansteigt, wenn die Photonenenergie die maximale Anregungsenergie der Atome übersteigt. Umgekehrt nimmt damit die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption ab.

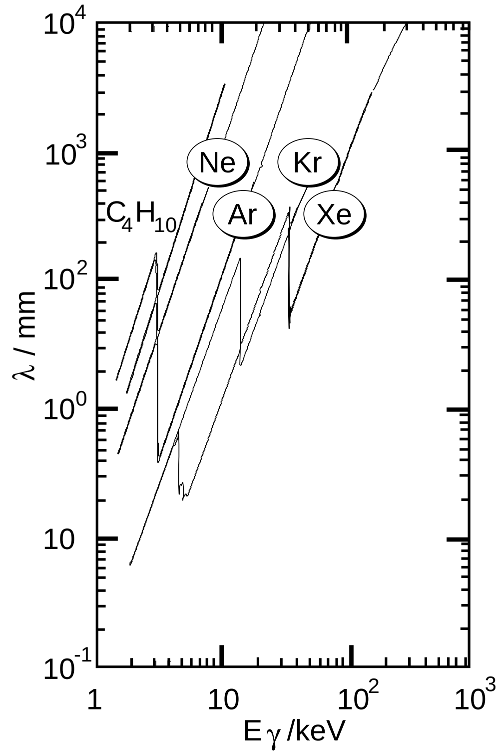


Abbildung 3.1: Mittlere freie Weglänge von Photonen in verschiedenen Gasen unter Normalbedingungen (aus [Sa 77]). Auffällig ist die Abnahme der Reichweite um etwa zwei Größenordnungen in Argon, wenn die Photonenenergie die Energie der K-Schale von Argon überschreitet.

Für Photonen mit größeren Energien als 10 keV werden andere Formen der Wechselwirkungen, wie zum Beispiel der *Compton-Effekt* oder die *Paarbildung*, bedeutender. Da in dieser Arbeit keine Messungen mit diesen Photonenergien vorgestellt werden, wird hier ebenfalls auf [Sa 77] hingewiesen.

3.3 Funktionsweise einer Vieldrahtkammer

Das Arbeitsprinzip einer Vieldrahtkammer entspricht dem eines Proportionalzählrohrs (Abbildung 3.2). Entlang der Teilchenspur entstehen Elektron–Ionen-Paare. Die Elek-

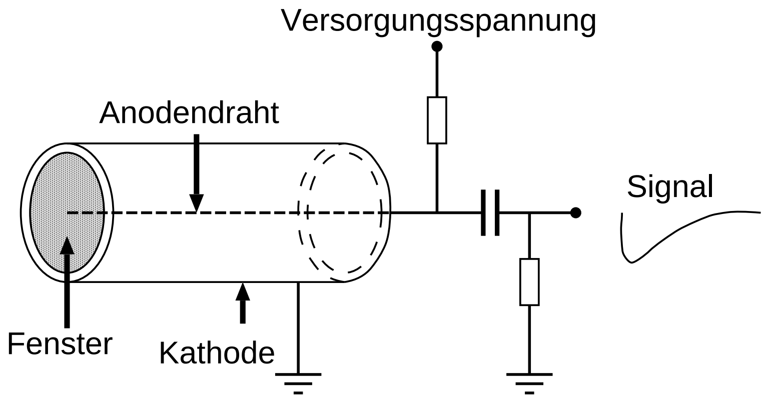


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung eines Proportionalzählrohrs. Das Zählgas befindet sich in einem Metallzylinder, der gleichzeitig als Kathode fungiert. Ein dünnes Fenster verhindert den Austritt des Gases und läßt ionisierende Strahlung passieren. Am Anodendraht wird die Versorgungsspannung angelegt und das Signal ausgekoppelt.

tronen werden im elektrischen Feld zur Anode beschleunigt, während die Ionen zur Kathode driften. Für das Proportionalzählrohr berechnet sich die Feldstärke E im Abstand r zum Zentrum (V_0: Versorgungsspannung, a: Drahtradius, b: Innenradius des Rohrs):

$$E = \frac{1}{r}\frac{V_0}{\ln b/a} \tag{3.1}$$

Die Elektronen driften zur Anode, wobei sich zunächst Rekombination und Ionisation durch die Beschleunigung im elektrischen Feld die Waage halten. In einem Abstand vom Anodendraht, der ungefähr dem Drahtdurchmesser entspricht, tritt dann eine lawinenartige Verstärkung ein (Abbildung 3.3). Die Elektronen erfahren in dem starken elektrischem Feld eine so große Beschleunigung, daß sie in der Lage sind, weitere Moleküle zu ionisieren. So wird eine Verstärkung der Primärladung um einen Faktor 10^4 bis 10^6 erreicht.

Über einen Verstärker kann das Signal an der Anode ausgelesen werden. Die Elektronen werden an der Anode sehr schnell in einem Zeitraum von etwa 1 ns gesammelt. Zusätzlich wird durch die zur Kathode driftenden Ionen eine Ladung auf der Anode influenziert, die von Verstärkern ausgelesen wird. Die Form des Signals wird von der Driftgeschwindigkeit der Ionen bestimmt. Da der Influenzvorgang erst abgeschlossen

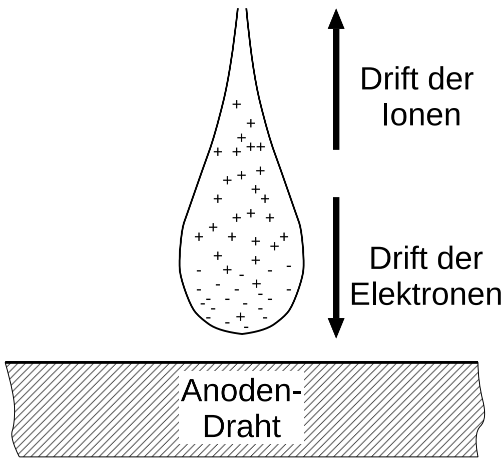


Abbildung 3.3: Lawinenbildung an einem Anodendraht. In der hohen Feldstärke um den Anodendraht werden die Elektronen so stark beschleunigt, daß sie in einer Kettenreaktion weitere Moleküle ionisieren können. Da die Ionen eine geringere Mobilität als die Elektronen besitzen, bildet sich eine tropfenförmige Lawine.

ist, wenn die Ionen nach zirca 500 μs die Kathode erreichen, werden integrierende Verstärker eingesetzt. Der Abfall des Ausgangssignals wird dann durch die Zeitkonstante des Verstärkers bestimmt.

Die Größe des Ausgangssignals ist von der Menge der Primärladung und der Ladungsverstärkung abhängig. In einer Vieldrahtkammer mit einer Dicke (Abstand Kathode–Anode) von 1 cm werden in Argon durch minimalionisierende Teilchen zirca 100 Elektronen–Ionen-Paare gebildet. Nimmt man eine Ladungsverstärkung von $5 \cdot 10^4$ an, so ergibt sich ein Signal von 0,8 pC.

Eine Vieldrahtkammer besteht aus mehreren Anodendrähten, die zwischen zwei Kathodenebenen angeordnet sind. In Abbildung 3.4 ist der Potentialverlauf in dieser Anordnung dargestellt. Er entspricht in der Nähe der Anodendrähte dem Potential des Proportionalzählrohrs (Gleichung (3.1)), womit die Verwandschaft zwischen beiden Detektoren klar wird. In den beiden folgenden Abschnitten werden zwei verschiedene Bauweisen von Vieldrahtkammern vorgestellt.

3.4 Die Vieldrahtproportionalkammer

Der Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Eine Koordinate der Teilchenspur für eine Raumrichtung erhält man, indem man feststellt, an welchem Anodendraht ein Signal aufgetreten ist. Stellt man zwei zueinander geneigte Anodenebenen und die dazugehörigen Kathodenebenen hintereinander auf, so erhält man die Koordinaten einer Ebene. Um auch bei Mehrfachtreffern eine eindeutige Bestimmung der Koordinaten zu ermöglichen und Rauschsignale identifizieren zu können, werden häufig mehrere zueinander geneigte Ebenen in einer Proportionalkam-

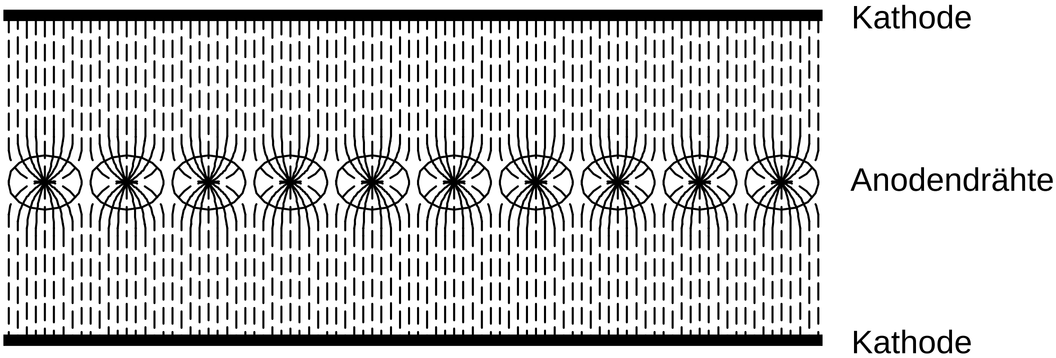


Abbildung 3.4: Potentialverlauf in einer Vieldrahtkammer. In der Nähe der Anodendrähte entspricht der Potentialverlauf dem eines zylindrischen Kondensators. Außerhalb dieses Bereiches ist ein Plattenkondensator eine gute Näherung

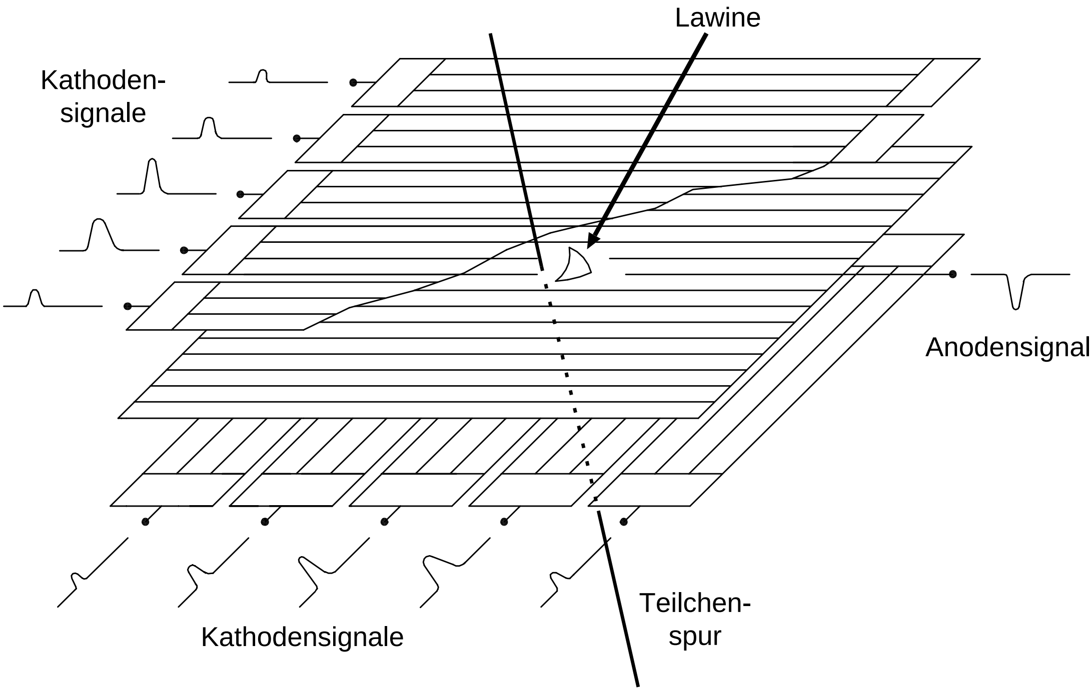


Abbildung 3.5: Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer bestehend aus einer Anodenebene zwischen zwei Kathodenebenen. (aus [Br 77]). Die Lawine erzeugt an einem Anodendraht ein Signal, das zur Positionsbestimmung ausgelesen wird. In dem Bild sind außerdem die durch die Influenz auf der Kathode entstehenden Signale eingezeichnet.

mer eingesetzt.

Die Ortsauflösung einer Proportionalkammer ist durch den Drahtabstand vorgegeben. Es wird nur relativ einfache Ausleseelektronik benötigt, die entscheidet, ob ein Draht angesprochen hat oder nicht. Dazu werden Diskriminatoren eingesetzt, die ein logisches Signal ausgeben, wenn das Signal vom Draht einen Schwellenwert überschritten hat. Damit liefert die Proportionalkammer für jeden Draht eine Ja/Nein Information.

Mit Hilfe des Kathodensignals kann die Ortsauflösung noch verbessert werden. Dazu muß die Kathode segmentiert werden, wie es in Abbildung 3.5 angedeutet ist. Durch die Lawine an der Anode wird auf den Kathoden ebenfalls Ladung influenziert. Da sich die Ladung auf mehrere Segmente verteilt, kann über eine Bestimmung des Ladungsschwerpunkts die Position der Lawine genauer als der Segmentabstand ermittelt werden. In diesem Fall ist aber eine aufwendigere Ausleseelektronik nötig, da die Signalhöhe mit hoher Genauigkeit gemessen werden muß.

3.5 Die Driftkammer

Die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in einem Zählgas liegt bei zirka 50 $\frac{\mathrm{mm}}{\mu\mathrm{s}}$. Dieses wird bei Driftkammern ausgenutzt, indem durch einen Vergleich mit einem weiteren schnellen Detektor, zum Beispiel einen Szintillator, die Driftzeit bis zur Anode gemessen wird. Aus der Driftzeit läßt sich dann der Abstand der Teilchenspur zur Anode bestimmen. Dieses setzt voraus, daß sich die Driftgeschwindigkeit mit dem Abstand zur Anode nicht stark ändert. Aus diesem Grund werden die Anodendrähte in speziellen *Driftzellen* angeordnet, wie sie in Abbildung 3.6 gezeigt ist. Mit Driftkammern können Ortsauflösungen von bis zu 0,1 mm erreicht werden [Ch 79].

Anhand der Driftzeit ist eine Unterscheidung nicht möglich, ob die Teilchenspur links oder rechts vom Anodendraht liegt. Aus diesem Grund wird eine weitere Anodenebene verwendet, die um einen halben Anodenabstand zur ersten versetzt wird. Im Vergleich zur Proportionalkammer werden somit doppelt so viele Anodenebenen benötigt.

3.6 Auswahl des Zählgases

Die mittlere Energie zur Bildung eines Elektron–Ion-Paares sollte bei dem Zählgas einer Vieldrahtkammer möglichst klein sein, damit die Betriebsspannung möglichst niedrig gewählt werden kann. Diese Bedingung ist zum Beispiel bei Edelgasen erfüllt, wobei aus Kostengründen meistens Argon verwendet wird.

Wie bereits in Abschnitt 3.1 beschrieben, werden bei der Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Gasen die Gasatome nicht nur ionisiert, sondern auch angeregt. Ihre Anregungsenergie geben sie hauptsächlich durch Aussenden eines Photons wieder ab. Verwendet man reines Argon, so kann es schon bei geringen Feldstärken zu einem kollektiven Entladungsprozeß kommen. Dabei lösen die Photonen durch Photoeffekt Elektronen aus dem Kathodenmaterial, die wiederum neue Lawinen verursachen. Um dieses zu verhindern mischt man den Edelgasen *Quencher* bei. Hierbei handelt es sich um polyatomige Gase, die Anregungsenergie in Form von Rotation oder Vibration aufnehmen können. Isobutan oder CO_2 werden häufig als Quencher eingesetzt.

Bei der Verwendung von organischen Quenchern muß man Alterungseffekte beachten. Durch die Wechselwirkung mit geladenen Teichen werden die Molekülketten

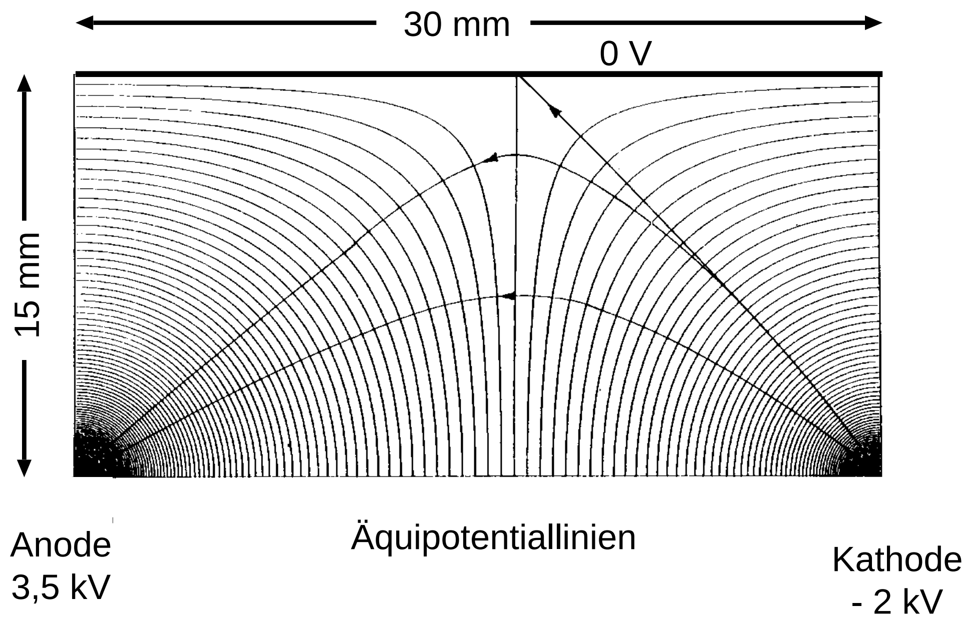


Abbildung 3.6: Zelle einer Driftkammer (aus [Sa 77]). Es ist der Feldverlauf zwischen einem Anoden– und einem Kathodendraht und einer auf Erdpotential liegenden Ebene gezeigt. Die Pfeile deuten die Richtung der Kraft an, die auf Elektronen wirkt.

aufgebrochen, und die dabei entstehenden Reste können polymerisieren und sich an der Anode ablagern. Die Ablagerungen führen zu einer Verkleinerung der Feldstärke um den Draht, da sie den Drahtdurchmesser vergrößern. Untersuchungen [Sa 77] zeigen, daß schon bei Belastungen von 10^7 Teilchen cm^{-2} Alterungseffekte beobachtet werden können.

3.7 Auslese von Vieldrahtkammern

3.7.1 Datenerfassung bei kernphysikalischen Experimenten

Am Beispiel des ANKE–Spektrometers soll hier kurz das Prinzip der Datenerfassung eines kernphysikalischen Experiments gezeigt werden.

Wie bereits in Kapitel 1.2.2 beschrieben, erfolgt während des Experiments durch das Triggersystem eine Vorselektion zwischen Untergrund und physikalisch interessanten Ereignissen. Wenn der Trigger anspricht, erwartet man in den Detektoren Signale von einem oder mehreren geladenen Teilchen, die dann mit dem Datenerfassungssystem ausgelesen und gespeichert werden müssen. In einer späteren Analyse werden weitere Untergrundereignisse aussortiert. Bis die Triggerentscheidung vorliegt, ist eine Verzögerung der Signale notwendig. Sie beträgt beim ANKE–Spektrometer zirca 300 ns und wird bei den Signalen der Szintillatoren und Čerenkov-Zähler, die mit Photomultipliern ausgelesen werden, durch 60 m lange Kabel erreicht.

Im Seitendetektor des ANKE–Spektrometers werden Vieldrahtproportionalkammern mit einer Größe von $0{,}35 \cdot 1{,}3\ \mathrm{m}^2$ beziehungsweise $0{,}6 \cdot 1{,}96\ \mathrm{m}^2$ eingesetzt werden. Bei einem Drahtabstand von 2,54 mm und drei Ebenen pro Vieldrahtkammer ergibt sich eine Gesamtzahl von zirca 4000 Anodendrähten, deren Signale verzögert und ausgelesen werden müssen. Die Verzögerung über Kabel ist hier nicht praktikabel. Sehr effektiv und platzsparend kann die Auslese durch das *RAL-System* geleistet werden.

3.7.2 Das RAL-Auslesesystem

Am Rutherford Appleton Laboratory in Chilton, Großbritannien, wurde ein Auslesesystem basierend auf Mikrochips entwickelt [Fh 93], welches bereits am CERN auch für Vieldrahtproportionalkammern eingesetzt wurde.

In dem System kommen analoge und digitale Mikrochips zur Anwendung, wie es in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Der analoge Chip enthält acht Kanäle mit je einem Vorverstärker und einem Diskriminator. Liegen die verstärkten Eingangssignale über der einstellbaren Schwelle, so gibt der Chip an dem entsprechendem Ausgang ein Signal aus.

Die Signale von zwei analogen Chips werden von einem digitalen Chip mit 16 Eingängen verarbeitet. Jeder Eingang setzt Bits in einem 64 Bit tiefen Schieberegister. Das erste Bit des Registers wird gesetzt, wenn ein Signal vom analogen Chip anliegt. Mit einer Frequenz von 50 MHz werden die Bits durch das Register geschoben, so daß ein Bit in zirka 1,3 μs den Ausgang erreicht. Aus dem Triggersignal des Experiments wird ein Strobesignal für den digitalen Chip generiert. Es muß soweit verzögert werden, daß es anliegt, wenn die zum Ereignis gehörenden Bits aus dem Schieberegister kommen. Der Chip nimmt eine Digitalisierung der Signale aus dem Schieberegister vor. Es werden die Adressen der Ausgänge des Schieberegisters kodiert, aus denen gesetzte Bits in der Zeit kommen, in der das Triggersignal anliegt. Der digitale Chip ist über einen Bus mit zwei benachbarten digitalen Chips in einer Reihe verbunden, wie es in Abbildung 3.8 gezeigt ist. Über diesen Bus liest der Chip zunächst die kodierten Adressen seines Vorgängers aus und gibt diese Adressen inklusive seiner kodierten Adressen an den nachfolgenden Chip weiter. Über den Bus kann auch die Schwelle für die beiden analogen Chips, die mit dem Eingang des digitalen Chips verbunden sind, mit einer Auflösung von vier Bit eingestellt werden.

Acht analoge und vier digitale Chips werden auf eine Platine angebracht, die somit 64 Kanäle auslesen kann. Die Platinen werden in einer Anordnung von Reihen und Spalten durch die Busleitungen verbunden. Über Koppelkarten werden die Daten aus allen Spalten auf eine weitere Busleitung zu einem CAMAC-Modul geleitet, welches außerdem die Steuerung des Systems übernimmt und die Verbindung zu der Experimentdatenerfassung herstellt.

Obwohl das RAL-System bereits am CERN für die Auslese von Vieldrahtkammern eingesetzt wurde, war das System für den Einsatz an den Proportionalkammern des

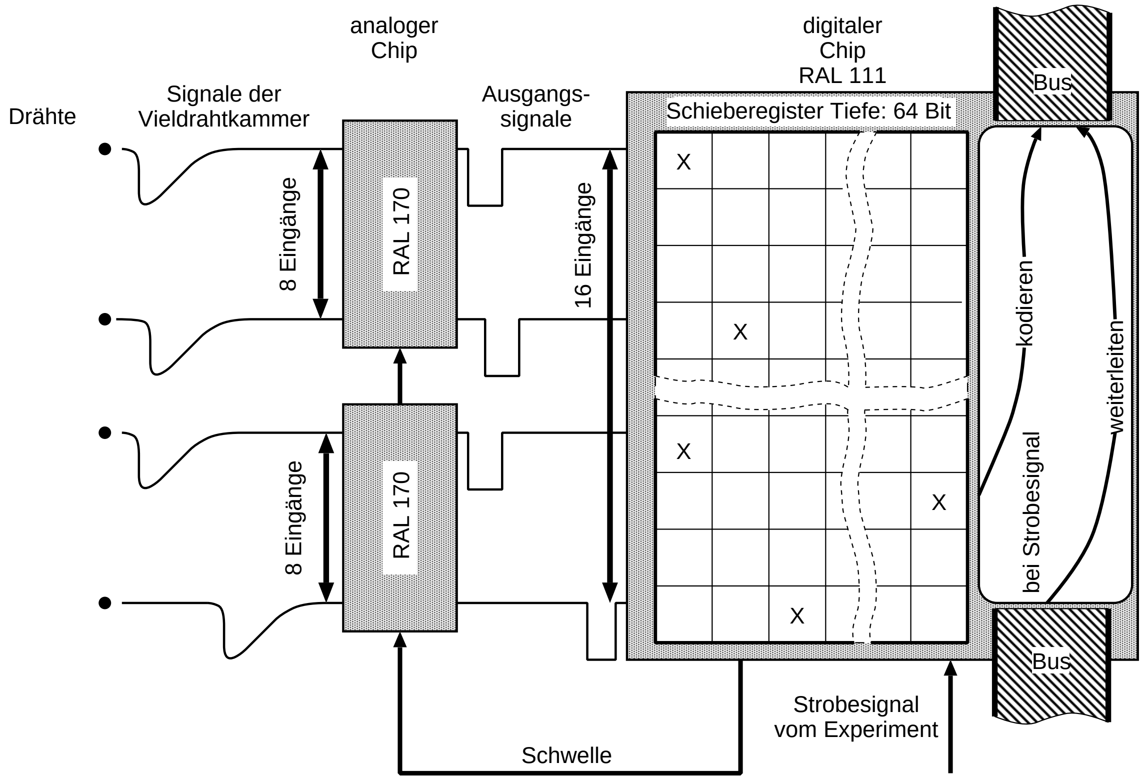


Abbildung 3.7: Funktion des RAL-Systems. Der analoge RAL-170 Chip verstärkt die Signale der Vieldrahtkammer und vergleicht sie mit einer über einen Rechner einstellbaren Schwelle. Liegen Signale über der Schwelle, so werden logische Signale an den digitalen RAL 111 Chip gegeben. Dieser speichert sie als Bit zunächst in einem Schieberegister, durch das sie mit einer Frequenz von 50 MHz geschoben werden. Am Ausgang werden die Signale kodiert ausgelesen, wenn ein Strobesignal anliegt.

ANKE–Spektrometer nicht optimal geeignet. Am CERN wurden der digitale Chip RAL 111 und der analoge Chip RAL 110 eingesetzt, wobei das System für ein RICH-Detektor-System konzipiert wurde, das in [Ar 92] beschrieben ist. Da diese Detektoren sehr empfindliche Verstärker benötigen, wurde der Einstellbereich der Schwelle auf 20. . . 320 nA festgelegt. In Abschnitt 3.3 wurde jedoch die Ladung eines Signals einer Vieldrahtkammer auf 1 pC abgeschätzt, welches bei einer Signalbreite von 100 ns einen Strom von 10 μA ergibt[1]. Er liegt damit um einen Faktor 50 über der RAL 110 Schwelle, wodurch ein Einsatz des Chips an der Vieldrahtkammer nur möglich ist, wenn ihre Stör– und Rauschsignale unter diesen Schwellenwert gesenkt werden. Ein guter Erfahrungswert für die Schwelle liegt bei 10% der mittleren Signalamplitude. Diese Überlegungen führten dazu, daß in einer Zusammenarbeit zwischen dem Forschungszentrum Rossendorf, dem Rutherford Laboratorium und der KFA Jülich die Entwicklung eines

[1]Diese Werte wurden bei einer Messung der Signalform und –amplitude, die in Kapitel 5.2 vorgestellt wird, bestätigt.

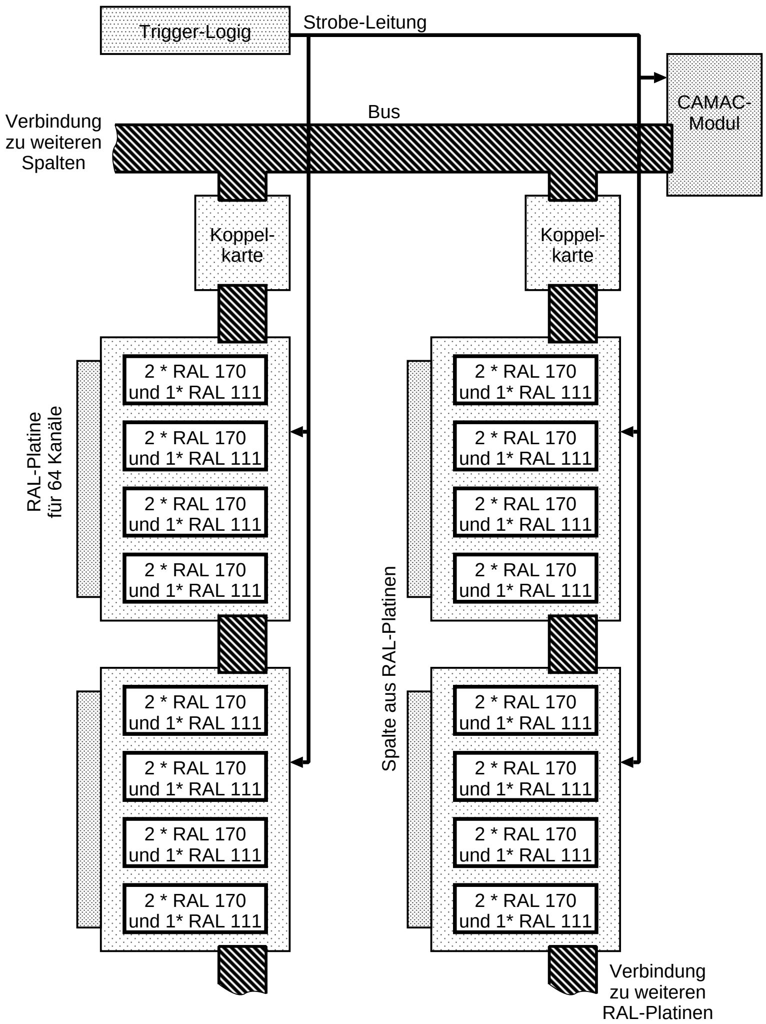


Abbildung 3.8: Verbindung der RAL-Platinen untereinander. Auf jeder Platine befindet sich viermal die Kombination aus den RAL-Chips aus Abbildung 3.7. Es können sowohl weitere Platinen in jeder Spalte als auch weitere Spalten in dem Aufbau ergänzt werden.

neuen Chips RAL 170 beschlossen wurde. Simulationsrechnungen für den Chip versprechen neben einem für Vieldrahtkammern besser geeigneten Schwellenbereich noch ein Shaping der Eingangssignale. Dadurch wird ein schnellerer Abfall der Signale erreicht, damit auch noch schnell hintereinander folgende Signale separiert werden können.

Kapitel 4

Die Ermittlung der Teilchenspur aus den Positionsdaten

In Kapitel 3 wurde beschrieben, daß eine Ebene der Vieldrahtkammer eine Raumkoordinate der Spur des geladenen Teilchens bestimmt. Eindeutige Spurkoordinaten erhält man jedoch erst, wenn die Koordinaten mehrerer Ebenen zusammen betrachtet werden. Stellt man mindestens zwei Vieldrahtkammern mit mehreren Ebenen auf, so läßt sich mit Hilfe geeigneter Verfahren die Spur auch räumlich bestimmen. Zum Verständnis dieser Verfahren ist zunächst eine Betrachtung der Form eines Ereignisses einer Ebene der Vieldrahtkammer notwendig.

4.1 Charakteristik eines Ereignisses und die Bildung von Drahtclustern

In größeren physikalischen Experimenten werden auf ein Triggersignal hin alle Detektoren ausgelesen. Alle Signale, die in einem bestimmten Zeitfenster von den Detektoren erzeugt worden sind, bilden das *Ereignis*. Da hier die Auslese von Vieldrahtkammern besprochen wird, soll im folgenden das Ereignis nur aus Daten beziehungsweise Signalen von Vieldrahtkammern bestehen.

Bei der Analyse der Daten aus einem Ereignis zeigt sich, daß pro Ebene häufig mehr als ein Draht angesprochen hat[1]. Dafür gibt es verschiedene Ursachen:

Mehrfachtreffer: Innerhalb des Zeitfensters sind mehrere geladene Teilchen von den Vieldrahtkammern registriert worden. Mehrfachtreffer treten erst bei hohen Datenraten vermehrt auf.

Rauschen: Es sind Signale registriert worden, die durch Störsignale oder durch das Detektorrauschen verursacht wurden.

Drahtcluster: Sie werden nachfolgend detailliert besprochen.

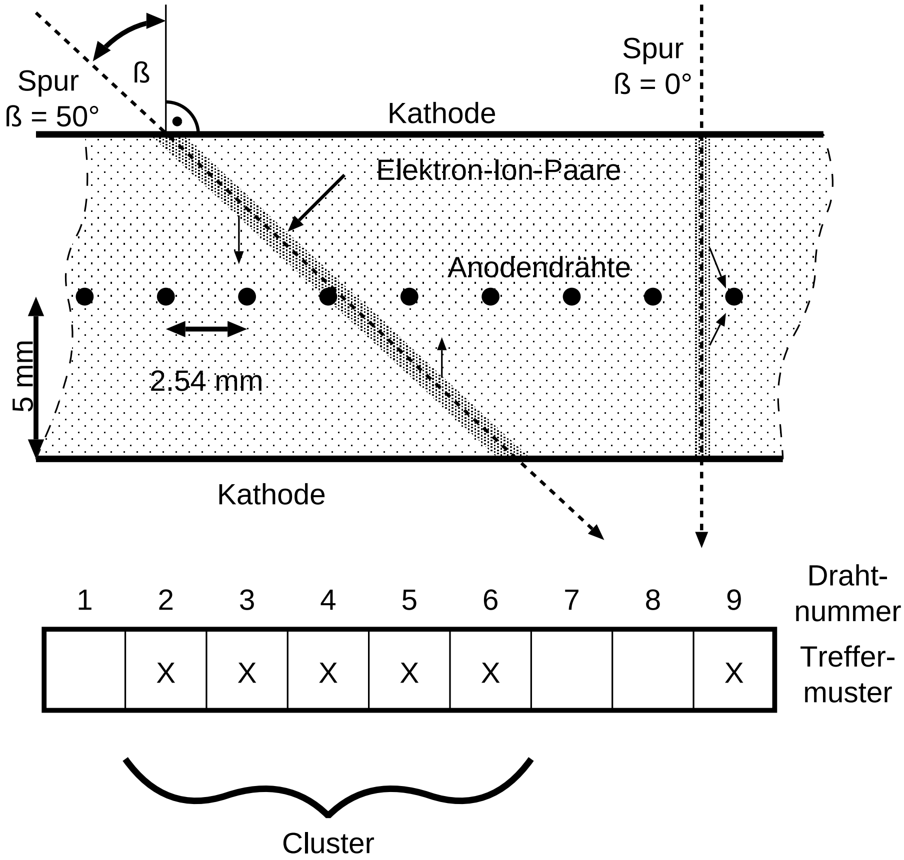


Abbildung 4.1: Clusterbildung bei schrägem Teilcheneinfall. Es sind die Größenverhältnisse der Vieldrahtkammer MWPC1 des ANKE–Spektrometer eingezeichnet. Entlang der Teilchenspur werden Elektron–Ion-Paare gebildet. Die Elektronen driften zur Anode und erzeugen dort durch Lawinenbildung ein Signal. So sprechen hier bei $\beta = 50°$ fünf Drähte und bei $\beta = 0°$ nur einer an.

Von *Drahtclustern* spricht man, wenn in einer Ebene einer Vieldrahtkammer eine Reihe nebeneinander liegender Drähte ansprechen (Abbildung 4.1). Sie treten auf, wenn geladene Teilchen die Vieldrahtkammer nicht senkrecht zur Anodenebene durchqueren. Die Elektronen aus der Primärionisation driften entlang des elektrischen Feldes und können bei senkrechtem Einfall nur einen oder zwei Anodendrähte erreichen. Bei einem schrägen Einfall ($0 < \beta < 90°$) kommen an mehreren Drähten Elektronen an, die über Lawinenbildung ein Signal erzeugen. Die maximale Anzahl der Drähte n, die dabei feuern, ergibt sich aus dem Winkel β, dem Drahtabstand d und dem Abstand Kathode–Anode s zu

$$n = \frac{2s\,\tan\beta}{d} + 1\,. \tag{4.1}$$

Im Prinzip kann die Teilchenspur bei einem Cluster genauer bestimmt werden als

[1]Dieses wurde ebenfalls in der Messung festgestellt, die in Kapitel 6 vorgestellt wird

bei nur einem ansprechenden Draht, da das Clusterzentrum mit einer Genauigkeit von einem halben Drahtabstand bestimmt werden kann. Voraussetzung dafür ist aber, daß auch tatsächlich alle Drähte (Draht 2 bis 6 in Abbildung 4.1) ansprechen. Dieses ist jedoch bei dem schrägen Teilcheneinfall nicht immer gegeben, da die Signalamplituden geringer sind als beim senkrechten Einfall. Zur Verdeutlichung betrachte man die Verteilung der Primärladung.

Bei dem senkrechten Einfall verteilt sich die gesamte Primärladung auf einen oder zwei Drähte. Im Vergleich dazu wird bei dem schrägen Einfall, bedingt durch die längere Bahn im Zählgas zwar mehr Primärladung erzeugt, sie verteilt sich aber auf mehrere Drähte, so daß pro Draht die Primärladung und damit auch die Signalhöhe kleiner ist. Liegt das Signal unterhalb der Diskriminatorschwelle, so wird es nicht erkannt. Dieser Effekt tritt bevorzugt am Rand des Clusters auf. In diesem Fall haben die Elektronen, die in der Nähe der Kathode gebildet werden, den längsten Driftweg zur Anode. Damit ist für sie die Wahrscheinlichkeit größer, daß sie vor dem Erreichen der Anode rekombinieren. Tritt dieser Effekt nicht an beiden Clusterrändern gleichzeitig auf, so ist der Cluster nicht symmetrisch zu dem Schnittpunkt der Teilchenbahn mit der Anodenebene. In diesem Fall entsteht ein Fehler, wenn man die Mitte des Clusters zur Positionsbestimmung heranzieht.

In der Praxis kommt es vor, daß ein oder mehrere Drähte innerhalb eines Clusters nicht ansprechen. In Abbildung 4.1 könnte zum Beispiel der Draht Nummer 3 nicht ansprechen.

Zusammengefaßt muß für jedes Ereignis ermittelt werden, welche Drähte zu einem Cluster gehören, welche Cluster durch Rauschen verursacht wurden und ob ein Mehrfachtreffer aufgetreten ist. Eine solche Klassifizierung ist durch einen Vergleich der Daten von mehreren Ebenen möglich. Dazu ist das Programm *pcPosition* entwickelt worden.

4.2 Das Programm pcPosition

Das Programm *pcPosition* bestimmt für ein Ereignis einer Vieldrahtproportionalkammer mit drei Ebenen die horizontale und die vertikale Koordinaten des Schnittpunkts der Teilchenbahn mit einer Ebene der Proportionalkammer, wobei auch Mehrfachtreffer erkannt werden. Es ist für die Vieldrahtkammer MWPC1 entwickelt worden. Eine Modifikation für die Verwendung an anderen Vieldrahtproportionalkammern ist leicht möglich.

Das Programm erwartet als Eingabe eine Liste von Clusterzentren. Zur Vereinfachung wird ein einzelner Draht ebenfalls als Cluster bezeichnet. Die Liste wird erstellt, indem benachbarte Drähte, die in dem Ereignis angesprochen haben, zu einem Cluster zusammengefaßt werden und das Clusterzentrum bestimmt wird.

Die Liste wird von dem Programm ausgewertet. Es vergleicht die Zentren der drei verschiedenen Ebenen. Dazu wird zunächst ein Hilfskoordinatensystem definiert, das seinen Ursprung in der Mitte der Anodenebene mit den senkrechten Drähten hat.

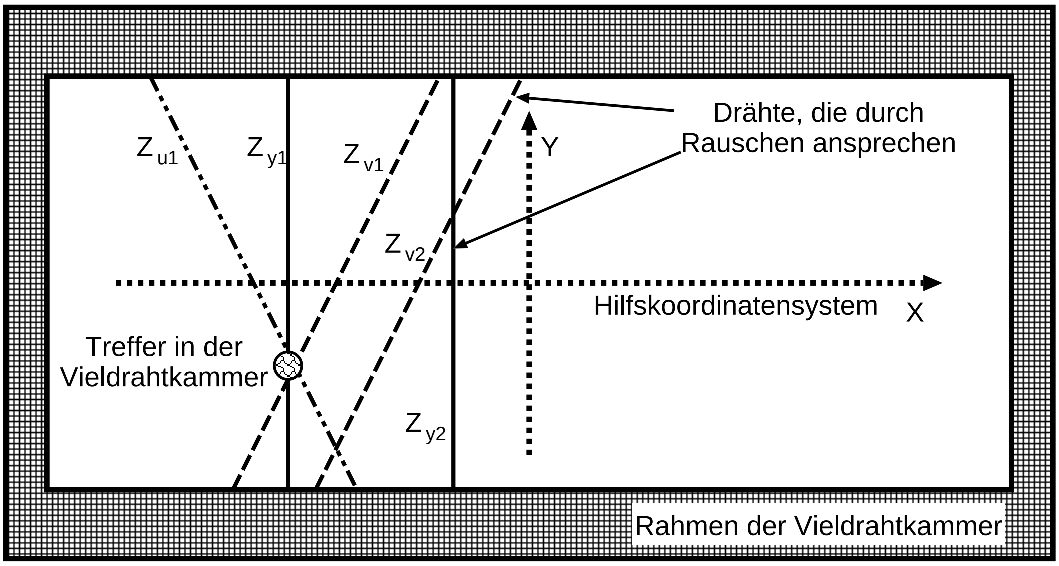


Abbildung 4.2: Beispiel für ein Ereignis in einer Vieldrahtkammer. Es sind alle Drähte (Drahtnummer: Z) eingezeichnet, die bei dem Ereignis ansprechen. Handelt es sich um ein Drahtcluster, so entspricht die Linie dem Zentrum des Clusters. Das Programm pcPosition berechnet zunächst die Schnittpunkte der Drähte mit der x-Achse des Hilfskoordinatensystems.

Alle Clusterzentren werden nun senkrecht zu der xy-Ebene in die xy-Ebene projiziert. Daraufhin wird jedes Clusterzentrum Z auf die x-Achse projiziert, was sich mit in der Gleichung

$$X' = Z\,d' + X0 \tag{4.2}$$

beschreiben läßt. Anschaulich ist X' der Schnittpunkt des Drahtes Z mit der x-Achse. Für ein Ereignis ist dieses in Abbildung 4.2 dargestellt. Gleichung 4.2 benötigt für jede Anodenebene die Parameter d' und $X0$. d' ist der Drahtabstand in Richtung der x-Achse und läßt sich aus dem Neigungswinkel ω der Ebene zur Senkrechten und dem Drahtabstand d als $d' = d/\cos\omega$ bestimmen. $X0$ ist die x-Koordinate des Drahtes $Z = 0$.

Die drei Anodenebenen werden mit y-, u-, und v-Ebene bezeichnet, wobei y die Senkrechte und u und v die beiden geneigten Ebenen (Neigungswinkel ω_u und ω_v) sein sollen. Insgesamt werden die Parameter d_y, d_u, d_v, ω_u, ω_v, $X0_y$, $X0_u$ und $X0_v$ benötigt. Sie beschreiben die Geometrie der Vieldrahtkammer, wobei über die $X0$-Parameter die relative Position der Ebenen zueinander definiert wird.

Mit Abbildung 4.2 wird die weitere Vorgehensweise des Programms deutlich. Es nimmt eine Kombination aus je einem Clusterzentrum aus der u-, v- und der y-Ebene und berechnet die drei Schnittpunkte. Liegen sie nahe zusammen, so ist der Treffer gefunden. Genauer ist dieses in Abbildung 4.3 gezeigt. Jedes Clusterzentrum definiert eine Fläche, auf der ein Treffer liegen kann. Die Breite der Fläche entspricht der Genauigkeit, mit der das Zentrum gemessen werden kann, und hängt vom Drahtabstand ab. Gehören die drei Zentren zu einem Treffer, so existiert eine Schnittfläche, die meistens die Form eines Dreiecks hat. Die horizontale und vertikale Koordinate des Treffers ergibt sich aus dem Schwerpunkt der Schnittfläche.

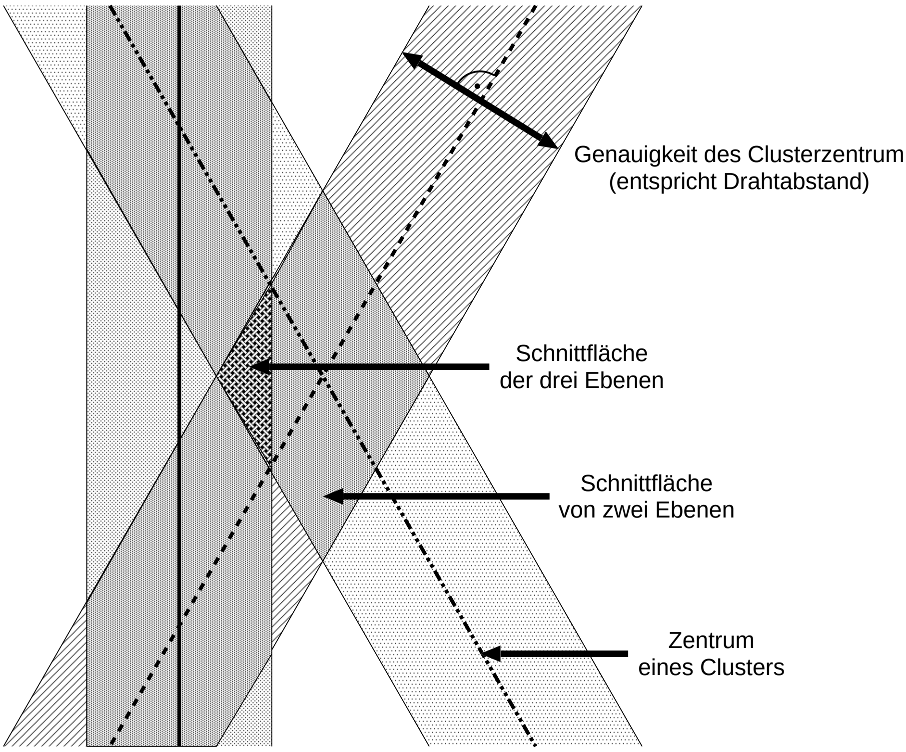


Abbildung 4.3: Projektion der Clusterzentren und ihren gültigen Bereichen in eine Ebene parallel zu den Anodenebenen. Ergibt sich eine Schnittfläche der drei Bereiche, so entspricht diese Kombination der drei Zentren einem gültigen Treffer. Die Koordinaten des Treffers erhält man aus dem Schwerpunkt der Schnittfläche.

Bisher wurden die Clusterzentren senkrecht in die y-Ebene projiziert. Diese ist aber nur für den senkrechten Teilcheneinfall korrekt. Aus Abbildung 4.4 wird deutlich, daß die Projektion in Richtung der Teilchenbahn erfolgen muß. Dazu ist die Kenntnis des Einfallswinkels nötig. Er kann mit einer weiteren Vieldrahtkammer (wie bei dem ANKE–Spektrometer und in dem Experiment aus Kapitel 6) oder mit anderen Detektoren bestimmt werden.

In Abschnitt 4.1 wurde das Problem der unscharfen Clusterränder angesprochen. Sie führen dazu, daß die Flächen in Abbildung 4.3 nicht exakt bestimmt sind und damit auch die Schnittfläche nicht genau definiert ist. Das Verfahren läßt sich aber modifizieren, wobei dann sogar noch die Ortsauflösung der Vieldrahtkammer überprüft werden kann.

Man nutzt dabei aus, daß die horizontale Koordinate einmal aus der y-Ebene (Punkt X_y) und aus dem Kreuzungspunkt b der u- und v-Ebene X_B bestimmt werden kann.

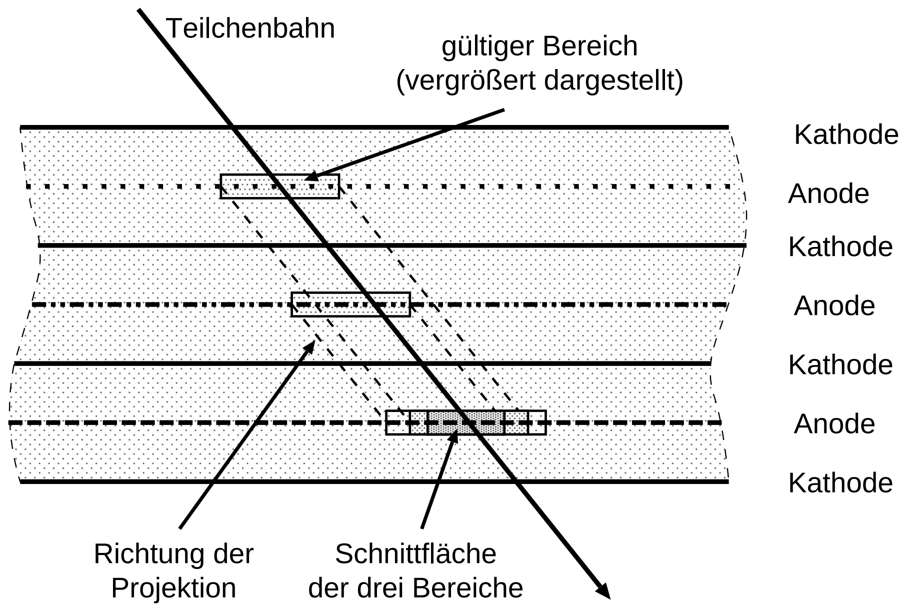


Abbildung 4.4: Schnitt durch eine Vieldrahtkammer senkrecht zu den Anodenebenen. Die gültigen Bereiche um die Clusterzentren werden parallel zur Teilchenbahn in die hintere Anodenebene projiziert. Dort ergibt sich das Bild, welches in Abbildung 4.3 dargestellt ist.

Die Differenz beider Punkte ergeben eine *innere Abweichung*, die in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Bestimmt man für viele Ereignisse die innere Abweichung, so ergibt sich eine Verteilung wie in Abbildung 6.11 aus einer Messung des Kapitels 6. Die Bedeutung der inneren Abweichung wird anhand der Messungen in Kapitel 6 noch genauer besprochen.

Nachdem das Prinzip des Programms pcPosition vorgestellt worden ist, kann jetzt genauer auf die Clusteranalyse eingegangen werden. Wenn zum Beispiel in Abbildung 4.1 der Draht Nummer 3 nicht angesprochen hat, muß man entscheiden, ob entweder der Draht 2 und der Cluster 4-5-6 zu zwei Treffern gehören, oder ob es sich um einen Cluster 2-3-4-5-6 mit einer Lücke von einem Draht handelt. Dazu startet man das Programm pcPosition einmal mit den beiden Eingaben Clusterzentrum 2 und 5 (Zentrum von 4-5-6) und zum zweiten mit der Eingabe 4. Man erhält drei verschiedene Werte für die innere Abweichung, die bei dem Beispiel für den Fall 2-3-4-5-6 minimal sein wird, wenn es sich um ein Teilchen handelt. Daraus erkennt man, daß es sich um einen Cluster mit einer Lücke von einem Draht handelt.

Das Beispiel zeigt, das dieses Verfahren die Rechenzeit für die Analyse der Meßdaten der Proportionalkammer sehr stark erhöht, da das Programm pcPosition mit vielen verschiedenen Kombinationen von vermuteten Clustern aufgerufen werden muß. Insbesondere für die Auswertung während der Messung benötigt man jedoch ein Programm, das die Meßdaten schnell analysiert. Bei Unstimmigkeiten kann der Ablauf des Experiments so noch korrigiert werden.

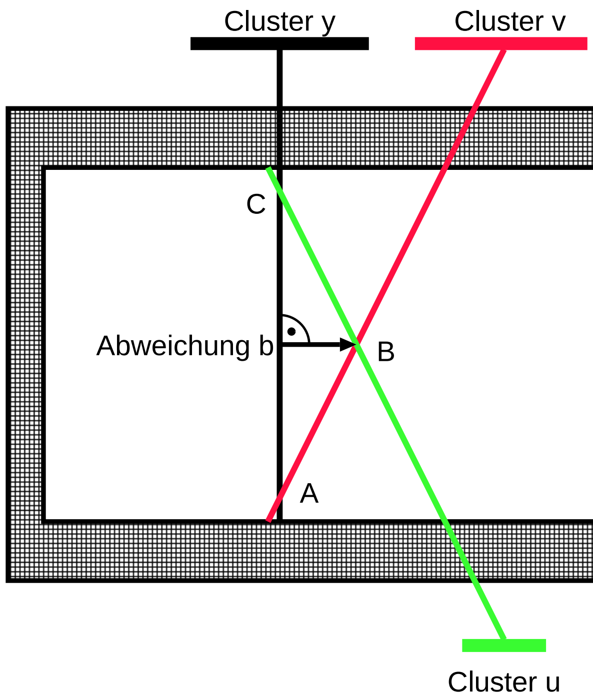


Abbildung 4.5: Clusterzentren in allen drei Ebenen der Proportionalkammer. Sie definieren das Dreieck ABC. Die Höhe b des Dreiecks entspricht der Abweichung der horizontalen Positionen, die einerseits durch das y-Clusterzentrum und andererseits durch die horizontale Koordinate des Punkts B gegeben ist.

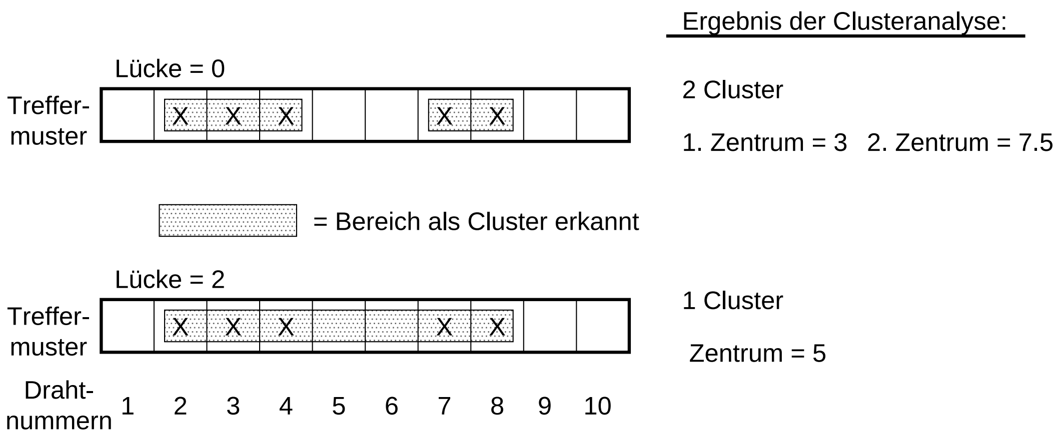


Abbildung 4.6: Prinzip einer vereinfachten Clusteranalyse. Es ist jeweils ein Muster der Treffer in einem Teil einer Ebene gezeigt. Der Parameter *Lücke* gibt an, wieviele Drähte in einem Cluster ausgefallen sein dürfen, damit der ganze Bereich als einziges Cluster erkannt wird.

Kürzere Rechenzeiten ergeben sich für eine einfachere Clusteranalyse. Dabei betrachtet man nur die Anzahl der Drähte zwischen zwei Drähten, die angesprochen haben. Unterschreitet diese Anzahl einen Schwellenwert (zum Beispiel zwei Drähte), so geht man von einer Lücke in einem Cluster aus. Abbildung 4.6 veranschaulicht das Verfahren für ein Treffermuster. Es wird kein Vergleich der inneren Abweichungen mehr vorgenommen, wodurch die Anzahl der Aufrufe des Programms pcPosition reduziert wird. Ungenauigkeiten entstehen bei dem Verfahren, wenn zum Beispiel ein Rauscherereignis zum Cluster gezählt wird. In den Messungen in Kapitel 6 wird gezeigt, daß mit diesem einfachen Verfahren eine ausreichende Ortsauflösung erreicht werden kann.

Wie bereits oben kurz angesprochen, läßt sich mit Hilfe der inneren Abweichung die Ortsauflösung der Vieldrahtkammer überprüfen. Dazu betrachte man die Berechnung der Koordinaten X_B und Y_B des Punkts B. Für die Vieldrahtkammer MWPC1 ist $\omega_v = -\omega_u \equiv \omega$, und die Drahtabstände sind ebenfalls in allen drei Ebenen identisch. Hierdurch vereinfacht sich die Berechnung der Koordinaten des Punkts B [2]. Sie berechnen sich dann aus der Gleichung

$$\begin{pmatrix} X_B \\ Y_B \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{1}{\cos\omega} & \frac{1}{\cos\omega} \\ -\frac{1}{\sin\omega} & \frac{1}{\cos\omega} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A_u \\ A_v \end{pmatrix}, \tag{4.3}$$

die sich auch als

$$\begin{pmatrix} X_B \\ Y_B \end{pmatrix} = \mathbf{T} \begin{pmatrix} Z_u \\ Z_v \end{pmatrix} + \vec{A} \tag{4.4}$$

schreiben läßt. Dabei ist $U = Z_u\, d$ und $V = Z_v\, d$. Durch $\vec{A}$ werden die Parameter $X0_u$ und $X0_v$ und die Projektion berücksichtigt.

Der Fehler von X_B und Y_B (ausgedrückt durch die Kovarianzmatrix $\mathbf{C}_B$) läßt sich aus dem Fehler von X_u und X_v ermitteln [Br 70]

$$\mathbf{C}_B = \mathbf{T}\,\mathbf{C}_{uv}\,\mathbf{T}^{\mathrm{T}}. \tag{4.5}$$

Dabei erhält man $\mathbf{T}$ aus Gleichung (4.4) und die Kovarianzmatrix aus den Standardabweichungen von U und V

$$\mathbf{C}_{uv} = \begin{pmatrix} \sigma_U^2 & 0 \\ 0 & \sigma_V^2 \end{pmatrix}. \tag{4.6}$$

U und V werden aus statistisch unabhängigen Messungen gewonnen, so daß in der Kovarianzmatrix nur die Diagonalen von Null verschieden sind. Daraus berechnet man

$$\mathbf{C}_B = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} \dfrac{\sigma_U^2 + \sigma_V^2}{\cos^2\omega} & \dfrac{\sigma_U^2 - \sigma_V^2}{\sin\omega\cos\omega} \\ -\dfrac{\sigma_U^2 - \sigma_V^2}{\sin\omega\cos\omega} & \dfrac{\sigma_U^2 + \sigma_V^2}{\sin^2\omega} \end{pmatrix}, \tag{4.7}$$

[2] Für ungleiche Drahtabstände läßt sich die Berechnung ebenfalls durchführen, jedoch wird sie unübersichtlicher.

woraus sich

$$\sigma^2_{Bxth} = \frac{\sigma^2_U + \sigma^2_V}{4\,\cos^2\omega} \tag{4.8}$$

$$\sigma^2_{Byth} = \frac{\sigma^2_U + \sigma^2_V}{4\,\sin^2\omega} \tag{4.9}$$

ergeben. σ_U und σ_V sind die Standardabweichungen der Fehlerverteilung einer Proportionalkammer. Sie hat die Form einer Rechteckverteilung (Draht befindet sich bei $x = 0$):

$$f(x) = \begin{cases} 1/d & \text{für } -d/2 < x < d/2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \tag{4.10}$$

Setzt man diese Verteilung in die allgemeinen Formel der Standardabweichung

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2\, f(x)\, dx \tag{4.11}$$

ein, so erhält man mit

$$\sigma_{dth} = \frac{d}{\sqrt{12}} \tag{4.12}$$

die Standardabweichung der Fehlerverteilung einer Proportionalkammer. Da sie nur vom Drahtabstand abhängt, gilt $\sigma_U = \sigma_V = \sigma_{dth}$ und die Gleichungen (4.8) und (4.9) werden zu

$$\sigma^2_{Bxth} = \frac{\sigma^2_{dth}}{2\,\cos^2\omega} \tag{4.13}$$

$$\sigma^2_{Byth} = \frac{\sigma^2_{dth}}{2\,\sin^2\omega}\,. \tag{4.14}$$

Damit läßt sich die Standardabweichung der Verteilung der inneren Abweichung berechnen

$$\sigma^2_{bth} = \sigma^2_{Xy} + \sigma^2_{Bxth} = \sigma^2_{dth} + \frac{\sigma^2_{dth}}{2\,\cos^2\omega}\,. \tag{4.15}$$

Über einen Vergleich des oben gewonnenen Wertes mit der Standardabweichung der gemessenen inneren Abweichung lassen sich Aussagen über die Ortsauflösung der Proportionalkammer machen, was in dem Experiment in Kapitel 6 ausgenutzt wird.

4.3 Verfahren bei mehreren Vieldrahtkammern

Mit dem Programm pcPosition werden die Koordinaten einer Teilchenspur in einer Ebene ermittelt. Eine gerade Spur ist jedoch erst durch die Angabe von vier Koordinaten (zwei Schnittpunkte mit zwei Ebenen oder ein Schnittpunkt und zwei Schnittwinkel) eindeutig festgelegt. Im allgemeinen (wie zum Beispiel bei dem Seitendetektor des ANKE–Spektrometers) erhält man diese Koordinaten durch eine Messung mit zwei Vieldrahtkammern.

Für eine Anwendung mit zwei Vieldrahtkammern ist das Verfahren aus Abschnitt 4.2 ebenfalls einsetzbar. Es müssen Kombinationen aus je drei Koordinaten der Ebenen der ersten Vieldrahtkammer, drei Koordinaten der zweiten sowie dem Einfallswinkel überprüft werden. Für eine gültige Spur muß sich in jeder Vieldrahtkammer eine Schnittfläche ergeben.

Ein anderes Verfahren wird für die zwei Driftkammern am BIG KARL-Experiment angewendet, die in dem Experiment in Kapitel 6 eingesetzt werden. Dort wird die Spur mit dem Programmpaket *MEDUZA* berechnet [So 96]. Dieses Programm ist sehr viel aufwendiger, da es Informationen aus 12 Driftkammerebenen verarbeiten muß. Die Spur wird in zwei Koordinaten x_0 und y_0 in der ersten Anodenebene der ersten Driftkammer und den Winkeln α und β zur z-Achse, die in Strahlrichtung zeigt, angegeben. Daraus lassen sich die Koordinaten eines Punktes mit der z-Koordinate z_0 berechnen:

$$x(x_0, A) = x_0 + z_0 A \quad (A = \tan\alpha) \tag{4.16}$$

und

$$y(y_0, B) = y_0 + z_0 B \quad (B = \tan\beta)\,. \tag{4.17}$$

Der Fehler dieser Koordinaten ergibt sich allgemein aus

$$\sigma_x^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial x_0}\right)^2 \sigma_{x_0}^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial A}\right)^2 \sigma_A^2 + 2\,\mathrm{cov}(x_0, A)\frac{\partial x}{\partial x_0}\frac{\partial x}{\partial A}\,.$$

Daraus erhält man

$$\sigma_x^2 = \sigma_{x_0}^2 + z_0^2\,\sigma_A^2 + 2\,z_0\,\mathrm{cov}(x_0, A) \tag{4.18}$$

und

$$\sigma_y^2 = \sigma_{y_0}^2 + z_0^2\,\sigma_B^2 + 2\,z_0\,\mathrm{cov}(y_0, B)\,. \tag{4.19}$$

Die Kovarianzmatrix

$$\mathbf{C}_{DC} = \begin{pmatrix} \sigma_A^2 & \mathrm{cov}(A, x_0) & \mathrm{cov}(A, B) & \dots \\ \mathrm{cov}(x_0, A) & \sigma_{x_0}^2 & \dots & \\ & \dots & \sigma_B^2 & \\ & \dots & & \sigma_{y_0}^2 \end{pmatrix} \tag{4.20}$$

wird ebenfalls von MEDUZA berechnet. Mit diesen Informationen lassen sich die Spurkoordinaten mit Fehlerangaben berechnen, was in Kapitel 6 angewendet wird, um den Teilchendurchgangsort in der getesteten Vieldrahtkammer MWPC1 von dem ANKE–Spektrometer zu bestimmen.

Kapitel 5

Die Entwicklung der Vieldrahtkammer MWPC1 für das ANKE–Spektrometer

5.1 Das Konzept für die Vieldrahtkammern des Seitendetektors

Die geplanten Experimente und die Anordnung der Detektoren (Abbildung 1.2 in Kapitel 1) stellen sehr hohe Anforderungen an die Vieldrahtkammern des Seitendetektors des ANKE–Spektrometer. Es zeigt sich sehr schnell, daß hier keine Standardlösung eingesetzt werden kann. Die Entscheidung über Typ und Design der Vieldrahtkammern hat sich an den folgenden Punkten orientiert:

- Die Vieldrahtkammern MWPC1 und MWPC2 sollen sich nicht in ihrer Bauart unterscheiden, damit die gleiche Ausleseelektronik und ein gemeinsames Datenerfassungssystem und Analyseprogramm für beide Vieldrahtkammern eingesetzt werden kann.

- Es wird eine horizontale Ortsauflösung von etwa 2,5 mm benötigt. Wie bereits in Kapitel 1.2.1 erwähnt, ist eine bessere Ortsauflösung wegen der erwarteten Verbreiterung der Spuren durch Kleinwinkelstreuung in anderen Detektoren nicht sinnvoll. In vertikaler Richtung ist eine geringere Auflösung erforderlich, da der Impuls im wesentlichen von der horizontalen Koordinate bestimmt wird. Die vertikale Koordinate wird jedoch zur Unterdrückung von Untergrundereignissen benötigt. Abbildung 1.3 aus Kapitel 1.2.2 zeigt aber, daß hier keine so präzise Ortsinformation wie in horizontaler Richtung benötigt wird, da die Streuereignisse und Ereignisse aus dem Target deutlich getrennt sind. Eine um den Faktor zwei schlechtere Auflösung als in horizontaler Richtung erscheint hier ausreichend.

- Der Platz für die Kammerrahmen und die Ausleseelektronik ist für beide Vieldrahtkammern eingeschränkt. Abbildung 5.1 zeigt, daß insbesondere die Vieldrahtkammer am Startszintillator möglichst schmale Rahmen haben muß.

- Es wird eine modulare Bauweise angestrebt, so daß bei einem Defekt nur einzelne Teile ausgetauscht werden müssen.
- Zur Reduktion der Kleinwinkelstreuung, die sich nachteilig auf die Auflösung nachfolgender Detektoren auswirken würde, sollen die Kathoden der Vieldrahtkammern wenig Material enthalten.
- Die Auslese soll mit einem kostengünstigen System erfolgen.
- Die Detektoren sollen möglichst alle Ejektile nachweisen, die seitlich aus dem Vakuumfenster des Spektrometermagneten D2 austreten. Simulationsrechnungen [Bü 94] ergaben, daß dieses mit Vieldrahtkammern, deren sensitive Flächen Größen von $35 \cdot 130$ cm^2 (MWPC1) und $60 \cdot 196$ cm^2 (MWPC2) haben, möglich ist.
- Jede Vieldrahtkammer soll zur Unterscheidung von Mehrfachtreffern aus mindestens drei Anodenebenen bestehen. Durch eine Neigung der Anodenebenen um $\pm$ 30° zur Senkrechten wird eine ausreichende vertikale Ortsauflösung erreicht.

Driftkammern erfordern wegen der Rechts– Links-Unsicherheit zusätzliche Anodenebenen (Kapitel 3.5), die das Volumen der Kammer vergrößern. Aus diesem Grunde und wegen der erwarteten Raten ist ihre Verwendung nicht möglich.

Demgegenüber gestatten Proportionalkammern eine dünnere Bauweise. Da mit dem RAL-System (Kapitel 3.7.2) trotz der größeren Anzahl von auszulesenden Drähten eine kostengünstige Ausleseelektronik für Proportionalkammern zur Verfügung stehen wird, ist dieser Kammertyp die beste Lösung für das ANKE–Spektrometer.

Zur Reduzierung der Kleinwinkelstreuung werden für die Kathode mit Graphitfarbe beschichtete Mylarfolien verwendet. Die Kleinwinkelstreuung wird charakterisiert durch den Streuwinkel θ für ein Projektil, das ein Material mit der Dicke x durchquert. Dieser ergibt sich aus [Br 94]

$$\theta = \frac{13,6 MeV}{\beta c p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0,0038 \ln \frac{x}{X_0}\right) . \tag{5.1}$$

Vergleicht man die Winkel für vier Folienebenen mit vier Drahtebenen aus Wolframdrähten[1],so ergibt sich $\theta = 3$ mrad (Folie) und $\theta = 23$ mrad (Drähte)[2] für einen Protonimpuls von 290 MeV/c. Der Vergleich zeigt, daß die Verwendung von Folien zu einer deutlichen Reduzierung der Kleinwinkelstreuung führt.

[1]Eine Vieldrahtkammer mit Kathoden aus 100 μm dicken Wolframdrähten in einem Abstand von 0,5 mm ist von A. Krivshich für das ANKE–Spektrometer vorgeschlagen worden.

[2]Zum Vergleich: 1 mm Szintillatormaterial, wie es im Startzähler verwendet wird, ergeben $\theta = 8$ mrad.

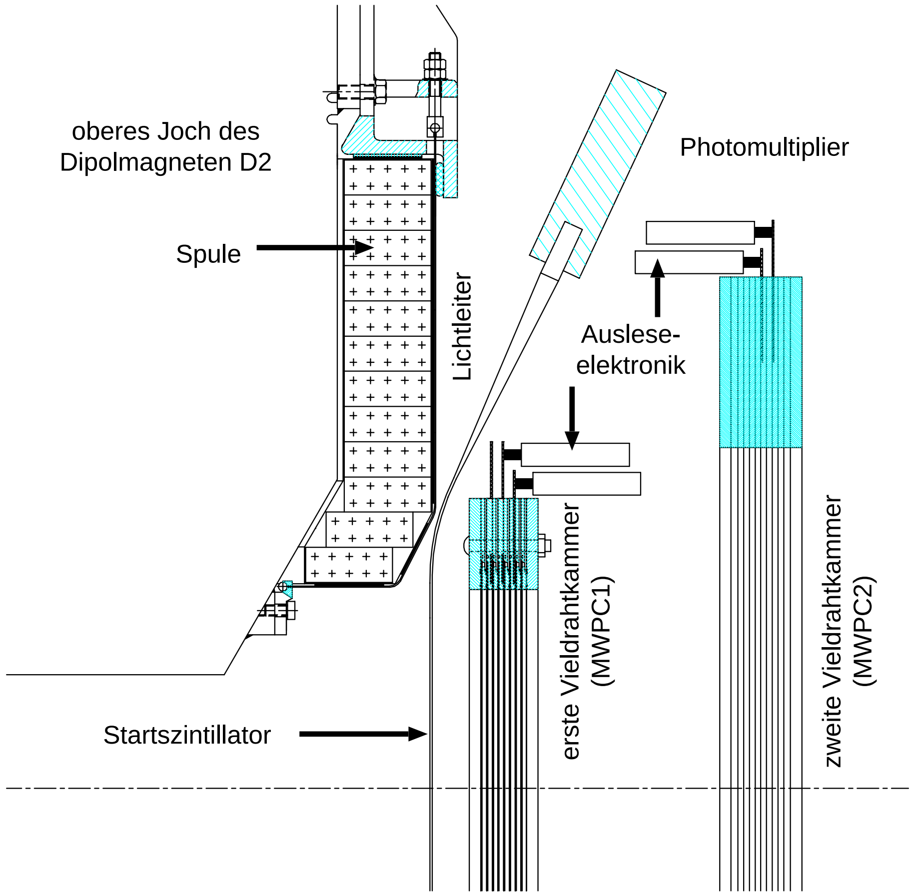


Abbildung 5.1: Senkrechter Schnitt durch das ANKE–Spektrometer. Die Lichtleiter der Startszintillatoren engen den Raum für die Rahmenkonstruktion und die Ausleseelektronik der Vieldrahtkammer MWPC1 auf der dem Magnet zugewandten Seite ein. Auf der anderen Seite wird die Vieldrahtkammer MWPC2 installiert.

Für den Abstand Anode–Kathode werden 5 mm gewählt. Details der Konstruktion der Vieldrahtkammer, die in Abschnitt 5.5 erläutert werden, zeigen, daß bei einem geringeren Abstand kein ausreichender Platz für zum Beispiel Dichtringe bleibt.

Mit der Wahl des Drahtabstands auf 1/10 Zoll und dem Abstand zwischen Kathode und Anode von 5 mm liegen die wichtigsten Daten für das Konzept für die Vieldrahtkammern des Seitendetektors fest, die hier noch einmal zusammengestellt sind:

Typ:	Proportionalkammern, modular aufgebaut
Größe:	$35 \cdot 130$ cm^2 (MWPC1) und $60 \cdot 196$ cm^2 (MWPC2) (sensitive Fläche)
Drahtabstand:	2,54 mm
Anode–Kathode:	5 mm
Kathoden:	leitend beschichtete Mylarfolie, Dicke 18 μm
Anoden:	senkrecht und $\pm$ 30° dazu geneigte Ebenen

5.2 Messungen an einem Prototypen

Am Forschungszentrum Rossendorf wurde eine Proportionalkammer hergestellt, die bezüglich der Elektrodenkonfiguration der geplanten Vieldrahtkammer entspricht und sich damit gut für die Prüfung der Realisierbarkeit des oben beschriebenen Konzepts eignet. Sie enthält 64 Drähte mit einem Abstand von 2,54 mm und hat eine sensitive Fläche von zirka $16 \cdot 16$ cm^2. Über und unter der Anodenebene befinden sich in einem Abstand von 5 mm zwei Folienebenen als Kathoden.

Folgende Messungen wurden durchgeführt, um die Eignung der geplanten Vieldrahtkammer zu überprüfen:

- Eine Messung der Charakteristik der Vieldrahtkammer [Kr 96] zeigt ein Plateau mit einer Länge von 400 V (Abbildung 5.2). Innerhalb dieses Spannungsbereichs arbeitet die Vieldrahtkammer mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von nahezu 100 %. Im Rahmen der Messungen sind verschiedene Kathodenfolien und die Auswirkungen einer Bestrahlung mit hohen Dosen untersucht worden.

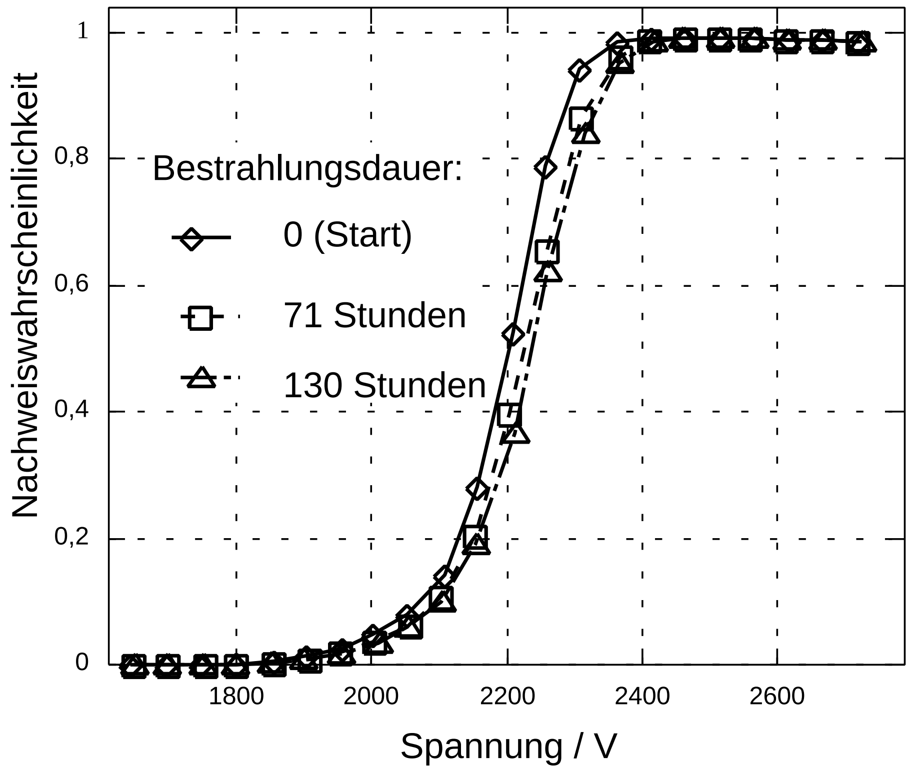


Abbildung 5.2: Charakteristik der Prototypkammer (aus [Kr 96]). Es sind Plateaus nach unterschiedlich langer Bestrahlung mit einer sehr starken ^{90}Sr-Quelle bei einer Gasmischung von 74 % Ar und 26 % Isobutan aufgenommen.

- Die Form der Impulse der Vieldrahtkammer wurde untersucht [Ki 95], um die Anforderungen für die Entwicklung des analogen Chips des RAL-Systems (Kapitel 3.7.2) zu spezifizieren. Ein typisches Signal ist in Abbildung 5.3 gezeigt.

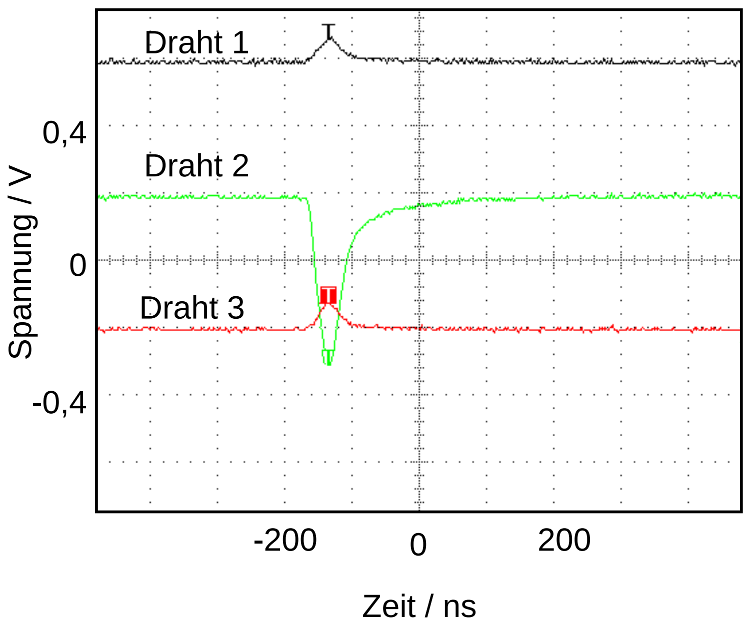


Abbildung 5.3: Anodensignal der Prototypkammer (aus [Ki 95]). Signale von drei benachbarten Drähten werden gezeigt. Eine Lawine an Draht 2 erzeugt ein negatives Signal. An den Drähten 1 und 3 werden positive Ladungen influenziert.

- Mit Hilfe einer ^{55}Fe-Quelle wurde die Energieauflösung der Vieldrahtkammer gemessen. Abbildung 5.4 zeigt die Verteilung der Ladung der gemessenen Signale.

  Aus dem Spektrum läßt sich die Ladungsverstärkung der Vieldrahtkammer bestimmen. Die in der Vieldrahtkammer deponierte Energie ist festgelegt durch die Energie von 5,9 keV des Röntgenquants der ^{55}Fe-Quelle. Aus der mittleren Energie zur Bildung eines Elektron–Ion-Paars von 26 eV für Argon ergibt sich, daß im Mittel ein ^{55}Fe-Photon 227 Ionenpaare erzeugt, was einer Primärladung von $36{,}4 \cdot 10^{-18}$ C entspricht. Aus dem Zentrum des Full-Energy-Peaks von 0,59 pC, das mit einem QDC in Verbindung mit einem kalibrierten Verstärker bestimmt wurde, berechnet sich dann die Ladungsverstärkung bei der Spannung von 2,2 kV zu $1{,}6 \cdot 10^4$.

  In Abbildung 5.5 ist die auf diese Weise bestimmte Ladungsverstärkung für verschiedene Spannungen zusammen mit dem berechneten Verlauf [Sa 77] aufgetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit der Formel

$$M = \exp\left(2\sqrt{\frac{kNCa}{2\pi\epsilon_0}}\left(\sqrt{\frac{V_0}{V_T}} - 1\right)\right) . \tag{5.2}$$

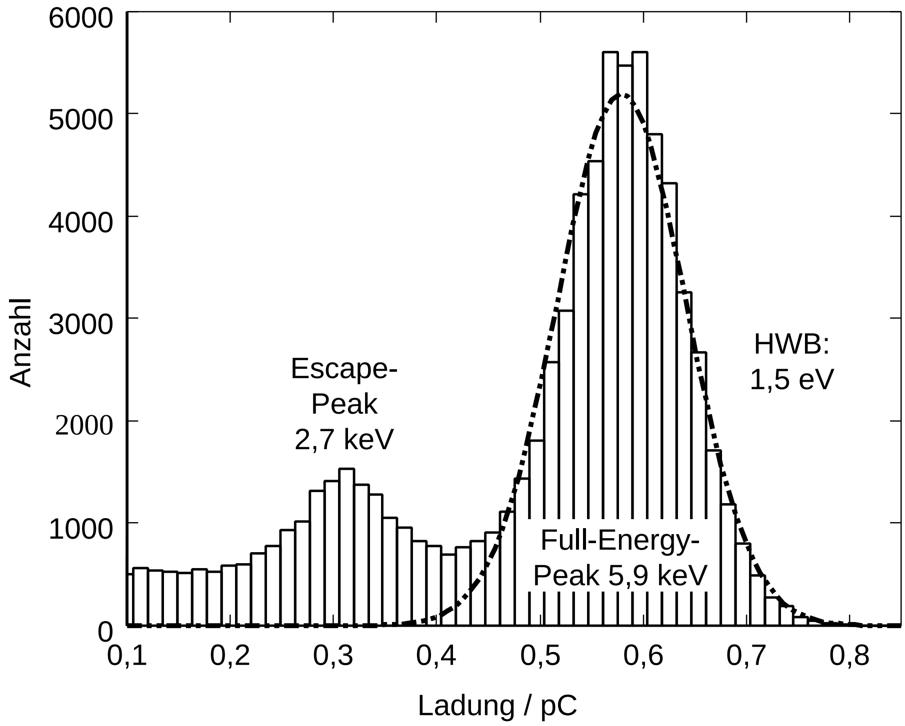


Abbildung 5.4: Ladungsspektrum eines Anodendrahts bei Bestrahlung mit einer ^{55}Fe-Quelle. Neben dem Peak des 5,9 keV Röntgenquants erscheint der *Escape-Peak*, der dadurch verursacht wird, daß ein Argon K-Röntgenquant wegen seiner großen Reichweite (Abbildung 3.1 aus Kapitel 3.2) aus dem Zählgasvolumen entkommt.

Dabei sind folgende Werte einzusetzen:

$$\begin{aligned}
k &= 1,81\,\frac{\mathrm{cm}^2}{V} \quad \text{(aus [Sa 77])}\\
N &= 2,5\cdot 10^{19}\ \text{Ar Atome}\,\mathrm{cm}^{-3}\ \text{(Gasdichte)}\\
C &= \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{\pi s}{d}-\ln\frac{2\pi a}{d}}\ \text{(Kapazität pro Einheitslänge)}\\
V_0 &: \quad \text{Betriebsspannung}\\
V_T &: \quad \text{Schwellenspannung}\\
a &= 10\,\mu\mathrm{m}\ \text{(Drahtradius)}\\
s &= 5\,\mathrm{mm}\ \text{(Abstand Anode-Kathode)}\\
d &= 2,54\,\mathrm{mm}\ \text{(Drahtabstand)}
\end{aligned}$$

In die Gleichung fließt ein linearer Ausdruck für den *first Townsend coefficient* α ein, der den Kehrbruch der mittleren freien Weglänge bis zur Ionisation beschreibt. Da diese Approximation nur für kleine α gültig ist, gilt Gleichung 5.2 nur für Ladungsverstärkungen bis etwa 10^4.

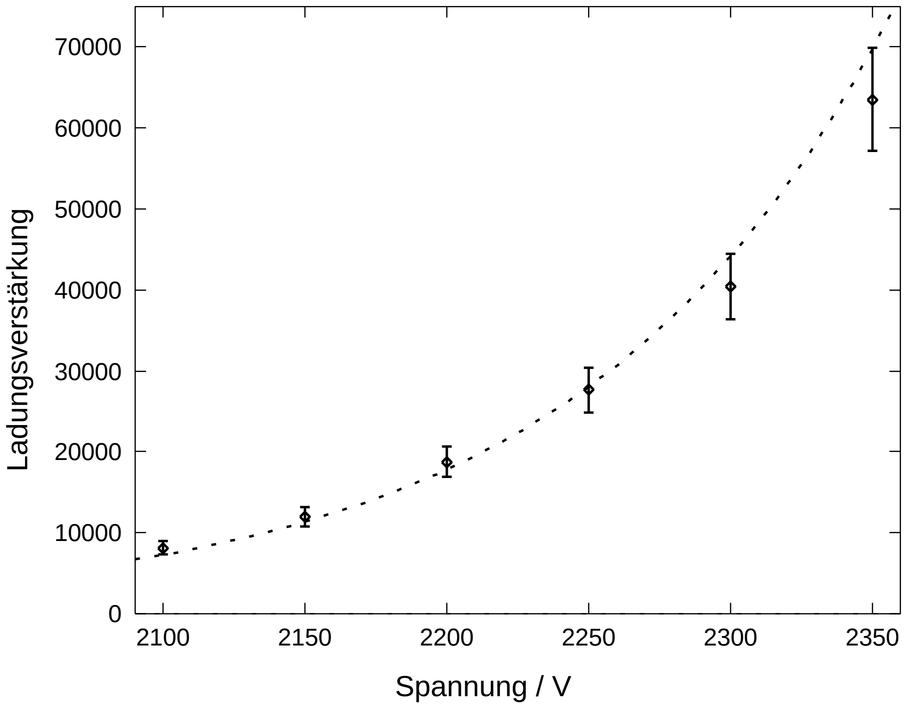


Abbildung 5.5: Ladungsverstärkung der Prototypkammer. Die gemessenen Daten sind mit berechneten Werten für ein Argongasvolumen aus Gleichung (5.2) dargestellt, wobei die Schwellenspannung $V_T = 997$ V gefittet wurde. Obwohl die Gleichung nur für Ladungsverstärkungen bis etwa 10^4 gilt, zeigt sich auch bei höheren Spannungen eine gute Übereinstimmung der Meßwerte mit dem berechneten Verlauf.

Die Messungen zeigen, daß eine Vieldrahtkammer, die mit der geplanten Elektrodenkonfiguration gebaut wird, die Anforderungen erfüllt. Eine Plateaulänge von 400 V läßt einen ausreichenden Spielraum für die Wahl der Betriebsspannung im Experiment. In dem Bereich arbeitet die Vieldrahtkammer mit einer Ladungsverstärkung um 10^5, was den typischen Werten für eine Vieldrahtproportionalkammer entspricht.

Die Prototypkammer unterscheidet sich aber wesentlich in ihrer Größe von den Vieldrahtkammern, die am ANKE–Spektrometer eingesetzt werden. Mechanische Toleranzen und die Statik müssen bei der Konstruktion dieser Vieldrahtkammern genauer betrachtet werden.

5.3 Mechanische und elektrostatische Anforderungen

Der grundsätzliche Aufbau der Vieldrahtkammer ist durch die Punkte in Abschnitt 5.1 vorgegeben. Zunächst werden hier einige Einzelheiten der Vieldrahtkammer vorgestellt, die für die folgenden Betrachtungen wichtig sind. Weitere Details der Konstruktion werden in Abschnitt 5.5 beschrieben.

Modularität erreicht man dadurch, daß jede Kathoden– beziehungsweise Anodenebene auf einem eigenen Rahmen befestigt wird. Nach außen wird die Vieldrahtkammer durch zwei Fensterfolien abgeschlossen, die jeweils auf einem Rahmen angebracht sind. Alle Rahmen werden so übereinandergeschichtet, daß jede Anodenebene zwischen zwei Kathodenebenen liegt. An der Kathode wird die negative Betriebsspannung angelegt, und die Anodendrähte verbleiben auf Erdpotential.

In dem Aufbau wird die Dicke der Rahmen durch den Abstand von 5 mm zwischen Anoden– und Kathodenebene definiert. Um diesen dünnen Rahmen zusätzlich zu stabilisieren, wird das Rahmenpaket durch zwei massivere Rahmen abgeschlossen.

Bei der Wahl des Materials der Kathoden– und Anodenrahmen müssen Isolations– und Oberflächeneigenschaften beachtet werden, da die Ränder der Rahmen im elektrischen Feld zwischen Anode und Kathode liegen. Bei einer zu großen Rauheit des Materials können Erhebungen Hochspannungsüberschläge auslösen. Da Erfahrungen gezeigt haben, daß Epoxyharzplatten der Firma *Stesalit* sehr gut für den Bau von Vieldrahtkammern geeignet sind, wird auf dieses Material zurückgegriffen.

Die Kathodenfolien werden auf die Rahmen geklebt. Damit die Anodendrähte auf ihren Rahmen befestigt werden können, werden Verbindungsplatinen in eingefräste Nuten auf die Rahmen geklebt. Die Drähte werden an Lötfahnen auf der Platine gelötet. Über Leiterbahnen zwischen den Lötfahnen und den Steckern wird die Verbindung der Anodendrähte mit der Ausleseelektronik hergestellt.

Sehr wichtig für einen sicheren Betrieb einer Vieldrahtkammer ist die Einhaltung der Zugspannung der Drähte. Andernfalls kann im elektrischen Feld eine Auslenkung der Drähte aus ihrer Sollposition erfolgen. Ein Draht, der von seiner Sollposition abweicht, verändert das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode. Die Ladungsverstärkung ist dann nicht mehr für jeden Draht gleich, was zu unterschiedlichen Amplituden führt. Da aber die Schwellen nicht für jeden Draht einzeln gesetzt werden können, sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit für Drähte mit geringerer Ladungsverstärkung ab.

Abweichungen aus der Sollposition werden durch die elektrostatischen Kräfte zwischen den Anodendrähten sowie zwischen Kathodenebene und dem einzelnen Anodendraht verursacht. Sie werden reduziert, wenn die Drähte unter hoher Zugspannung montiert sind. Bei zu geringem Zug ordnen sich die Drähte alternierend um ihre Sollposition an (Abbildung 5.6). In [Sa 77] wird gezeigt, daß dieser Effekt auftritt, wenn eine Drahtspannung T_C unterschritten wird:

$$T_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{C\, V_0\, L}{d} \right)^2 \qquad (5.3)$$

Bis auf die Drahtlänge $L = 400$ mm (für die geneigten Drähte) sind alle Größen bereits bei Gleichung 5.2 eingeführt worden. Nimmt man eine maximale Betriebsspannung von 5 kV an, so erhält man eine notwendige Zugkraft von $T_C = 0{,}18$ N für einen Draht. Wird sie nicht unterschritten, so verbleiben die Drähte in ihrer Sollposition.

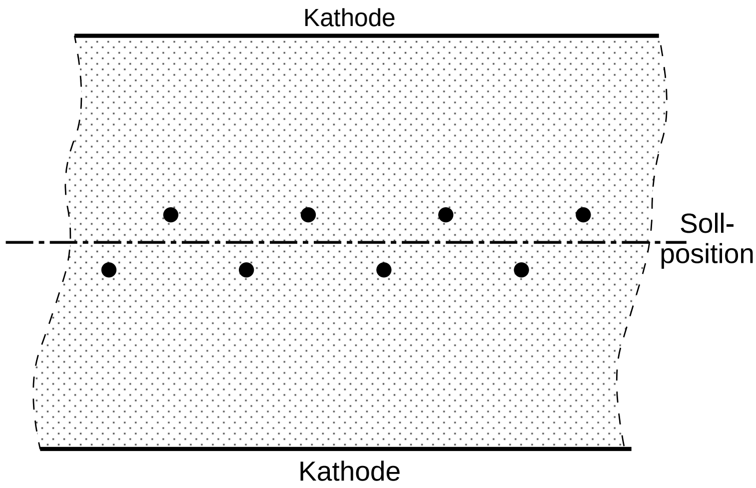


Abbildung 5.6: Alternierende Abweichung von Drähten aus ihrer Sollposition.

Der Abriß eines Drahtes hat meistens den Ausfall der Vieldrahtkammer zur Folge, da sehr leicht ein Kurzschluß entsteht. Um einen Abriß zu vermeiden, muß sich die Drahtspannung unterhalb der Bruchlast von 2,75 GPa für Wolfram bewegen, was bei dem Drahtdurchmesser von 20 μm einer Kraft von 0,86 N entspricht. Ein Wert zwischen der maximalen Kraft und der Mindestspannung liegt bei 0,5 N ($\sim$ 50 g). Dieses ist ein häufig bei Vieldrahtkammern angewendeter Wert. Um auf jeden Fall ausreichende Sicherheitsreserven bei dem Betrieb dieser Vieldrahtkammer zu haben, wird für die Zugspannung ein Wert von 0,4 bis 0,6 N angestrebt.

Eine mechanische Spannung von 0,5 N / 2,5 mm ist ebenfalls ein guter Erfahrungswert für die Kathodenfolien. In diesem Zusammenhang muß beachtet werden, daß für den Betrieb der Vieldrahtkammer eine ständige Erneuerung des Zählgases notwendig ist. Die Kathodenfolien teilen die Vieldrahtkammer in einzelne Volumina auf, zwischen denen ebenfalls ein Gasaustausch stattfinden muß. Dazu werden Löcher in die Kathodenrahmen gebohrt. Abbildung 5.13 in Abschnitt 5.5 zeigt den Fluß des Zählgases durch die gesamte Vieldrahtkammer. Besteht ein Druckunterschied zwischen den Volumina, so wird sich die Folie wölben und dadurch, wie bei der Änderung einer Drahtposition beschrieben, das elektrische Feld verändern. In [Sa 77] wird die Änderung der Ladung bei Positionsverschiebungen untersucht. Bei einer Verschiebung von 5 % des Kathoden–Anoden-Abstands (Gap) ergibt sich ein Unterschied der Ladungsverstärkung von Draht zu Draht von unter einem Prozent.

Es läßt sich der Druckunterschied abschätzen, der eine Wölbung von 0,25 mm (Gap = 5 mm) verursacht. Man nimmt an, die Folie wölbe sich zylinderförmig, und kommt so zu dem Modell in Abbildung 5.7.

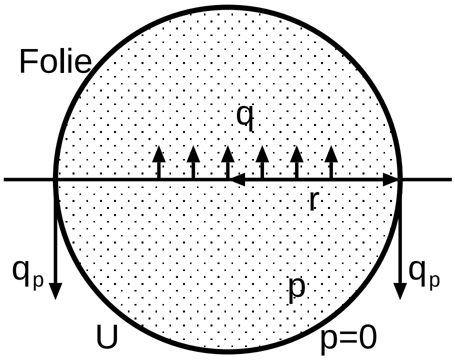


Abbildung 5.7: Folienzylinder zur Berechnung des Krümmungsradius

Ein Zylinder der Länge H sei mit einem Gas mit dem Druck p gefüllt. Der Außendruck sei $p = 0$. Es sei $H >> r$, so daß nur pro Längeneinheit gerechnet werden muß. Die Kraft q_p pro Längeneinheit in Richtung der Folienoberfläche ist überall auf dem Umfang U gleich. Betrachtet man eine Ebene parallel zur Zylinderachse, so wirkt auf jeden Halbzylinder der Druck p, woraus sich eine Kraftdichte von $q = p \cdot 2\,r$ ergibt. Diese Kraftdichte wird durch $2\,q_p$ kompensiert. Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} 2\,q_p &= q \\ r &= \frac{q_p}{p} \end{aligned} \tag{5.4}$$

In der Vieldrahtkammer haben wir eine Situation, wie sie in Abbildung 5.8 dargestellt ist. Da die Spannung an jeder Stelle der Folie gleich ist, kann man sich die Rahmen durch den Rest des Zylinders ersetzt denken. Der Zusammenhang zwischen dem Zylinderradius r, der Fensterhöhe L und der Durchbiegung b ergibt sich aus Abbildung 5.8:

$$\begin{aligned} r^2 &= \left(\frac{L}{2}\right)^2 + (r-b)^2 \\ \Rightarrow r &= \frac{L^2 + 4\,b^2}{8\,b} \end{aligned} \tag{5.5}$$

Mit Gleichung 5.4 ergibt sich für p:

$$p = \frac{8\,q_p\,b}{L^2 + 4\,b^2} \tag{5.6}$$

Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich der Druckunterschied berechnen, der zu der maximal tolerierbaren Durchbiegung von $b = 0{,}25$ mm führt. Man erhält einen Wert von $p = 3$ Pa, der sehr klein erscheint. Vergleicht man ihn aber mit dem Druckabfall beim Gasstrom durch ein $l = 1$ cm langes Rohr mit dem Radius $R = 3$ mm, der sich aus dem *Hagen-Poiseuilleschen Gesetz* [St 94] (Gleichung 5.7) zu 1,4 $\cdot 10^{-3}$ Pa ergibt, so zeigt

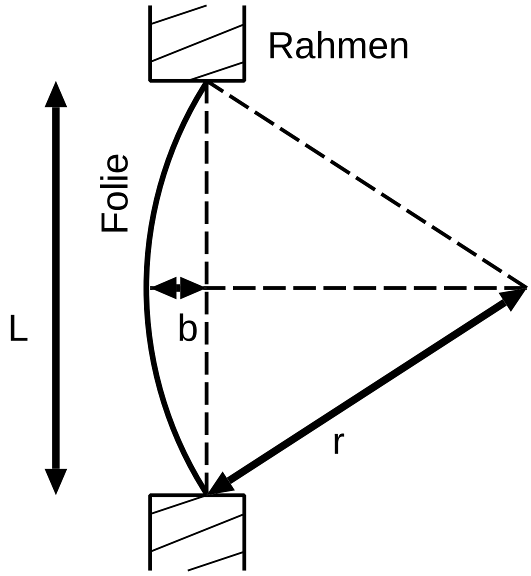


Abbildung 5.8: Schnitt durch Folie und Rahmen

sich, daß schon ein Loch mit 6 mm Durchmesser für einen ausreichenden Druckausgleich sorgt:

$$p = \frac{8\eta l}{\pi R^4} \frac{\Delta V}{\Delta t} \tag{5.7}$$

Dabei gilt:

$$\begin{aligned} \eta &= 15,0 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{Pa\,s} \quad \text{(dynamische Viskosität von } CO_2\text{)} \\ \frac{\Delta V}{\Delta t} &= \frac{0,14\,\mathrm{l}}{60\,\mathrm{s}} \quad \text{(Volumenstrom des Zählgases)} \end{aligned}$$

Der Druckabfall an einer Bohrung im Stesalit wird kleiner sein als der Wert, der oben für das 1 cm lange Rohr berechnet wurde, da die Bohrung nur 2 mm tief ist. Gleichung 5.7 gilt jedoch nur für $l >> R$, daher wurde für den ungünstigeren Fall eines Rohres gerechnet, das deutlich länger ist als die Bohrung. Außerdem werden insgesamt fünf Löcher gebohrt, so daß für einen ausreichenden Druckausgleich gesorgt ist.

Eine Durchbiegung der Folie kann ebenfalls durch die elektrostatischen Kräfte zwischen Anode und Kathode erfolgen. Dieses wird bei der Vieldrahtkammer MWPC1 dadurch vermieden, daß die Anoden symmetrisch zu der Kathode angebracht werden, wodurch sich die Kräfte kompensieren.

5.4 Anforderungen an die Statik

Es wurde beschrieben, daß sich für einen sicheren Betrieb der Vieldrahtkammer die Zugspannungen der Folie und der Drähte in bestimmten Bereichen bewegen müssen. Die Zugbelastung durch die 512 Drähte einer Ebene addieren sich zu einer Last von

256 N ($\sim$ 26 kg), die zu einer Durchbiegung des Rahmens führt und die Drahtspannung reduzieren würde. Dieses Problem kann mit folgenden Varianten gelöst werden:

- Die Rahmen werden so stabil konstruiert, daß die Durchbiegung vernachlässigt werden kann.
- Die durch die Last verursachte Biegelinie wird bestimmt, und Drähte und Folien werden auf entsprechend vorgespannte Rahmen befestigt.

Für beide Methoden ist es wichtig, den Toleranzbereich für die Verformung der Rahmen zu bestimmen. In Abschnitt 5.3 wird ein Bereich von 0,4 bis 0,6 N für die Drahtspannung gefordert. Nach dem *Hookeschen Gesetz* entspricht die Änderung der Zugkraft einer Längenänderung

$$\Delta L = \frac{\Delta F \, L_0}{E \, A} . \tag{5.8}$$

Mit der Änderung der Zugkraft von ΔF = 0,2 N ergibt sich für die Drahtlänge L_0 = 404 mm (geneigte Drähte), das Elastizitätsmodul von Wolfram $E = 400 \ \frac{\mathrm{kN}}{\mathrm{mm}^2}$ und der Querschnittsfäche des Drahtes $F = \pi \cdot 0,01^2 \ \mathrm{mm}^2$ eine Längenänderung von ΔL = 0,64 mm.

Ein stabiler Rahmen darf sich um nicht mehr als 0,32 mm durchbiegen, da man die Durchbiegung der unteren und oberen Rahmenhälfte berücksichtigen muß. In diesem Fall sinkt für einen Draht in der Mitte des Rahmens eine Zugspannung von 0,6 N im ursprünglichen Zustand auf 0,4 N in der gebogenene Form ab.

Die Durchbiegung y eines Profils, das an beiden Seiten drehbar gelagert ist und mit einer gleichmäßigen Last q auf seiner Länge l belastet wird, läßt sich mit Hilfe einer Formel aus [Bö 69] berechnen:

$$y = \frac{5}{384} \frac{q l^4}{E I} \tag{5.9}$$

Darin geht das Flächenträgheitsmoment I ein, das sich für ein Rechteckprofil mit der Dicke B und der Höhe H aus

$$I_R = \frac{B \, H^3}{12} \tag{5.10}$$

berechnen läßt. Man erkennt, daß zur Verbesserung der Stabilität eine Vergrößerung der Rahmenhöhe H den größten Effekt hat. Wie bereits vorher beschrieben (Abbildung 5.1), läßt die Anordnung der Detektoren aber keinen Platz für hohe Rahmen. Die Stabilität läßt sich noch über das Material (E) und die Dicke (B) verbessern. Für H = 80 mm, B = 40 mm und dem Material Edelstahl (E = 2,1 $\cdot 10^5 \ \frac{\mathrm{N}}{\mathrm{mm}^2}$) ergibt sich eine Durchbiegung von y = 0,18 mm. Sie liegt innerhalb des Toleranzbereichs, wobei man noch beachten muß, daß durch die Drahtverkürzung die Zugspannung der Drähte sinkt und die Gleichgewichtsdurchbiegung noch etwas geringer ausfallen wird. Da der E-Modul des Stesalitmaterials nur etwa 1/10 des Wertes von Edelstahl entspricht, kann der Beitrag in dieser Rechnung vernachlässigt werden. Es wurden Rechnungen mit der Finite-Element-Methode durchgeführt [Wy 94], aus denen sich eine Durchbiegung von 0,17 mm ergab. Die Dicke des Stahlrahmens von 40 mm läßt sich durch zwei Rahmen mit den Dicken 10 und 30 mm realisieren, die den Stapel der Stesalitrahmen nach beiden Seiten hin abschließen. Über Paßstifte müssen die Stesalitrahmen so mit den Stahlrahmen verbunden werden, daß der Zug auf die Stahlrahmen übertragen wird und die Stesalitrahmen in ihrer Position gehalten werden. Bevor weitere Vor– und Nachteile dieser Methode diskutiert werden, soll zunächst auf die Vorspannmethode eingegangen werden.

Bei der Vorspannmethode ist die genaue Ermittlung der Biegelinie entscheidend. Entspricht sie nicht genau der Belastung, so verformt sich der Rahmen nach der Befestigung der Drähte und die Spannung ändert sich. Günstig ist hier eine Montage, bei der jeder Rahmen nur die Last seiner Ebene aufnimmt. So kann die Spannung der Drähte nach deren Befestigung noch kontrolliert werden. Bei einer Vorspannung der äußeren Stützrahmen ist dieses nicht möglich.

Für die Berechnung der Durchbiegung der Stesalitrahmen ist die Form des Profils entscheidend. Sie läßt sich aus Abbildung 5.9 entnehmen. Dabei ist wichtig, daß in den Stesalitrahmen die Verbindungsplatinen eingeklebt werden. Sie stehen bis zu 46 mm nach oben aus dem Rahmen der Vieldrahtkammer heraus. Durch die feste Verbindung mit dem Stesalit vergrößern die Platinen die Höhe der Rahmen und verbessern die Stabilität sehr stark. Die E-Module für Stesalit und das Platinenmaterial sind gleich. Daher ist es für die Berechnung der Durchbiegung des gesamten Anodenrahmens ausreichend, wenn man für das gemeinsame Profil das Flächenträgheitsmoment bestimmt. Wie Abbildung 5.9 zeigt, ist das Profil kein Rechteck, sondern eher L-förmig.

Das Flächenträgheitsmoment für L-Profile läßt sich mit dem *Steinerschen Verschiebesatz* (Gleichung (5.11)) herleiten:

Ein Flächenträgheitsmoment I_A beziehe sich auf eine Achse, die senkrecht durch den Schwerpunkt der Fläche A geht. Das Flächenträgheitsmoment I_r bezüglich einer dazu parallel im Abstand r verlaufenden Achse berechnet sich dann [Bö 69]

$$I_r = I_A + Al^2 \,. \tag{5.11}$$

Das Flächenträgheitsmoment des L-Profils I_L aus Abbildung 5.10 berechnet sich aus der Summe $I_L = I_{R1} + I_{R2}$ der Momente der Rechtecke BH und bh bezüglich der Achse durch den Schwerpunkt des L-Profils. Für die Entfernung der Schwerpunkte $l = l_1 + l_2$ gilt:

$$l = \sqrt{\left(\frac{B}{2} - \frac{b}{2}\right)^2 + \left(\frac{H}{2} + \frac{h}{2}\right)^2} \tag{5.12}$$

l_1 und l_2 berechnen sich aus:

$$l_1 = \frac{bh}{BH + bh}\, l \tag{5.13}$$

$$l_2 = l - l_1 \tag{5.14}$$

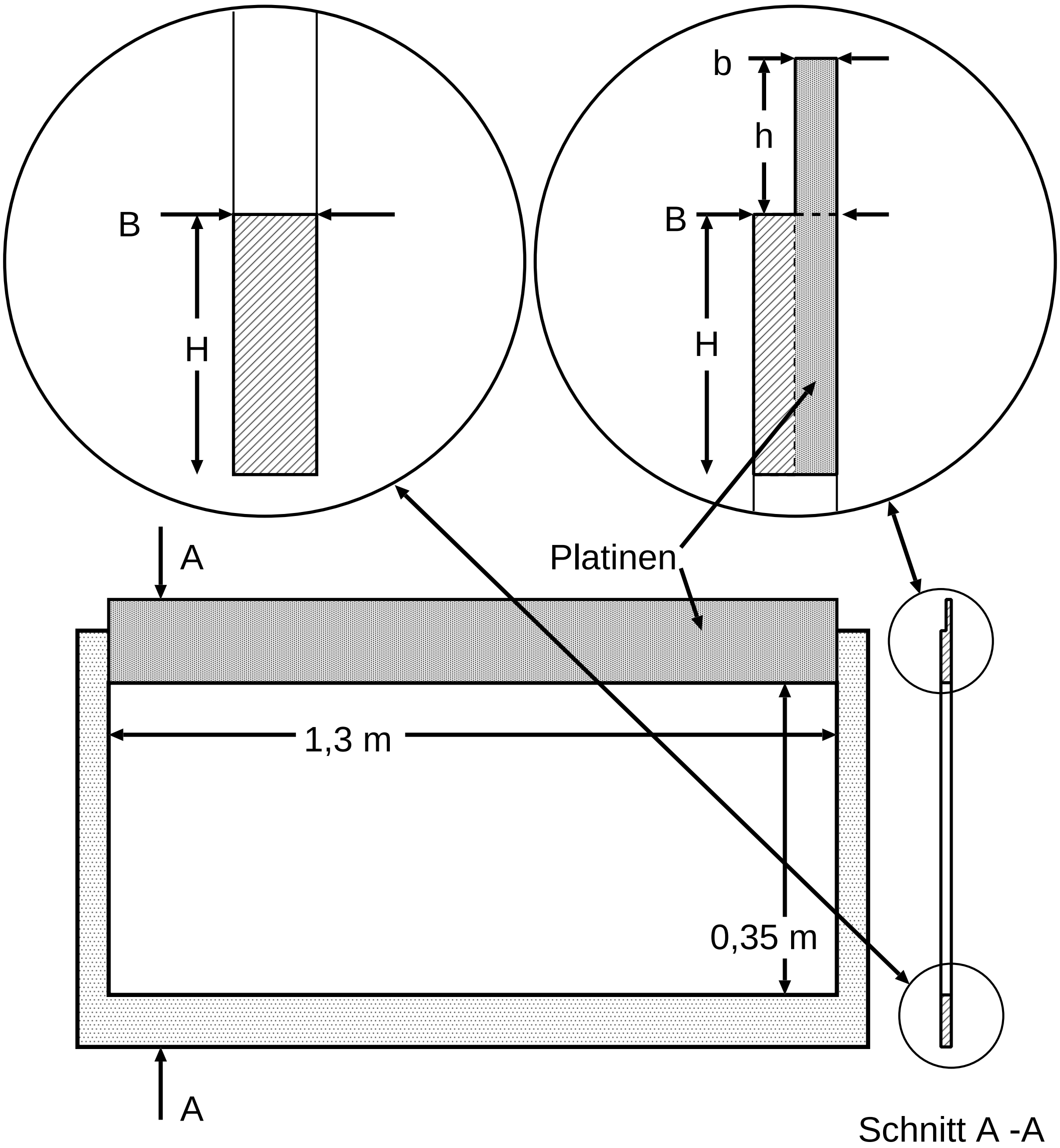


Abbildung 5.9: Schematische Zeichnung eines Anodenrahmens. Die obere und untere Schnittfläche des Rahmens sind vergrößert dargestellt. Die Verbindungsplatinen stehen nach oben über den Rand des Stesalitrahmens hinaus. Sie sind fest mit dem Stesalitmaterial verklebt und tragen Leiterbahnen, die die Drähte mit der Ausleseelektronik verbinden.

Aus dem Steinerschen Verschiebesatz ergibt sich dann:

$$I_L = I_{BH} + BHl_1^2 + I_{bh} + bhl_2^2$$

Gleichungen (5.13) und (5.14) sowie die Trägheitsmomente aus Gleichung (5.10) eingesetzt, erhält man:

$$I_L = \frac{1}{12}\, B\, H^3 + \frac{1}{12}\, b\, h^3 + \frac{1}{4}\, \frac{B\, H\, b\, h\,(\,(B-b)^2 + (H+h)^2\,)}{H\, B + b\, h} \tag{5.15}$$

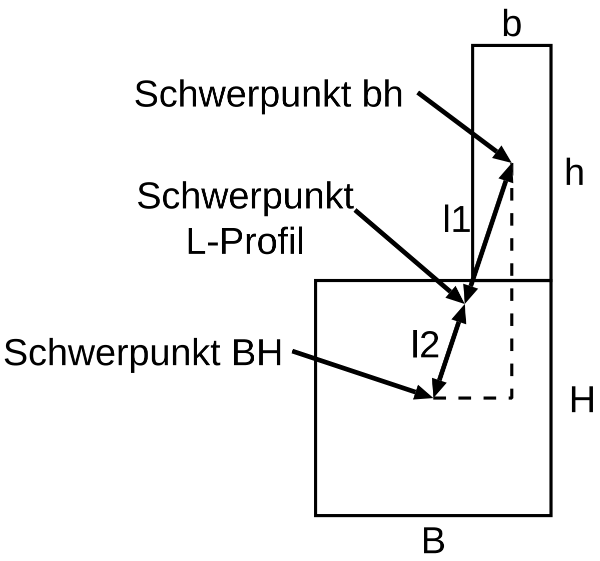


Abbildung 5.10: Berechnung des Flächenträgheitsmoments eines L-Profils, das sich aus den Rechtecken bh und BH zusammensetzt.

Mit den Gleichungen (5.15) und (5.10) lassen sich nun die Durchbiegungen der drei Anodenebenen berechnen. Da der obere und der untere Teil des Rahmens verschiedene Profile haben (Abbildung 5.9), müssen die Durchbiegungen für den oberen Teil y_o und den unteren Teil y_u separat berechnet werden. Man setzt dazu in Gleichung (5.9) die entsprechenden Flächenträgheitsmomente aus den Gleichungen (5.15) beziehungsweise (5.10) ein. Im Forschungszentrum Rossendorf wurden Belastungsversuche mit den Anodenrahmen durchgeführt. Dabei wurden sie mit Gewichten belastet und die Durchbiegung gemessen, wie es in Abbildung 5.11 gezeigt ist. In Tabelle 5.1 sind die gewonnenen Meßwerte den berechneten Werten gegenübergestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung.

Tabelle 5.1: Berechnete $\sum y = y_{\mathrm{oben}} + y_{\mathrm{unten}}$ und gemessene Durchbiegungen y_g der Anodenrahmen, die in Abbildung 5.9 dargestellt sind. Bei den Rahmen mit den schrägen Drähten (u und v) wurde nur die Komponente der Last senkrecht zum Rahmen berücksichtigt. Für alle Rahmen gilt $B = 5$ mm, $H = 80$ mm und $b = 1{,}66$ mm.

Rahmen	Last $[\frac{\mathrm{N}}{\mathrm{mm}}]$	h [mm]	y_{oben} [mm]	y_{unten} [mm]	$\sum y$ [mm]	y_g [mm]
y	0,20	20,1	1,04	1,43	2,47	2,4
u	0,15	20,1	0,78	1,07	1,85	1,7
v	0,15	45,6	0,47	1,07	1,55	1,4

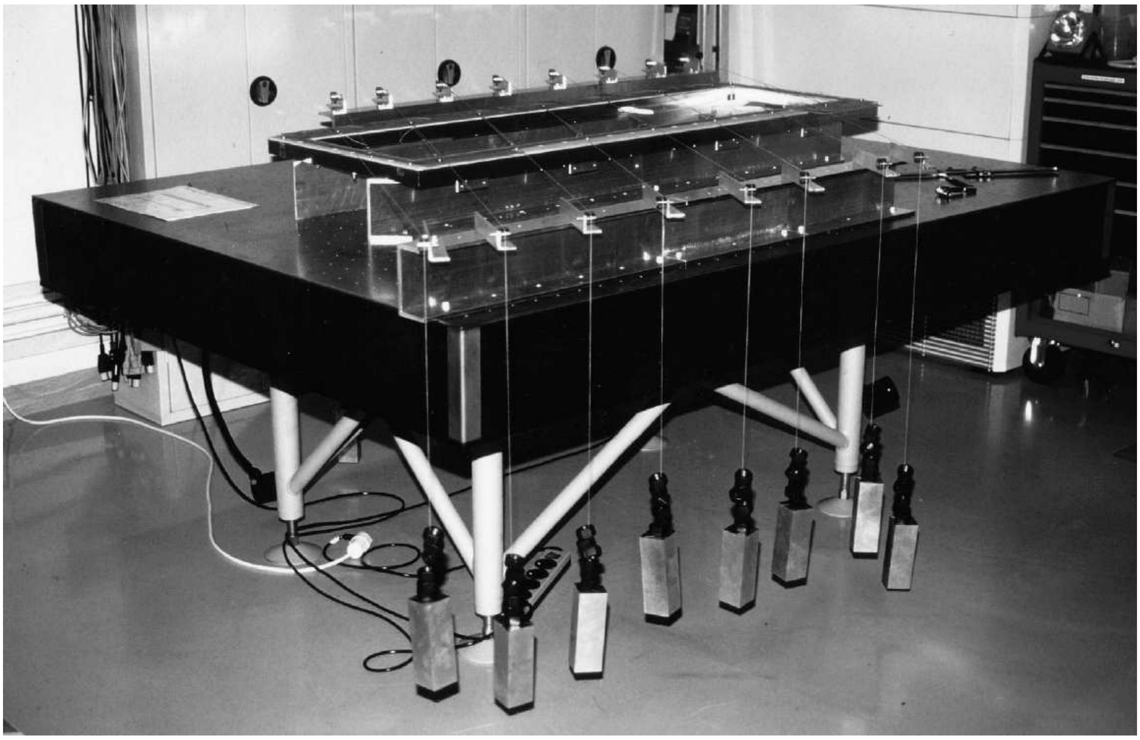


Abbildung 5.11: Spannen der Anodenrahmen mit Gewichten. An der Vorderseite und an der Rückseite des Tisches hängen Gewichte, die mit einem Seil über eine Umlenkrolle jeweils an der gegenüberliegenden Breitseite des Anodenrahmens befestigt sind. Der Anodenrahmen ist so auf dem Tisch fixiert, daß er sich durchbiegen, aber nicht verrutschen kann.

Nach der Vorstellung des stabilen Rahmens und des Verfahrens des Vorspannens der Rahmen, können beide Methoden nun verglichen werden.

Der massive Stahlrahmen führt zu einem Gewicht der Vieldrahtkammer von zirka 80 kg. Zusätzlich ist eine hohe Präzision in der Fertigung nötig, da die richtige Spannung erst erreicht wird, wenn die Anoden– und Kathodenrahmen von den Stützrahmen in ihre Position gezogen werden. Dazu müssen die Paßbolzen und ihre Bohrungen auf wenige hundertstel Millimeter gefertigt werden. Demgegenüber können bei der Vorspannmethode leichte Alurahmen verwendet werden.

Die genaue Ermittlung der Biegelinie ist der kritische Punkt bei der Vorspannmethode. Der Vergleich von Rechnung und Messung zeigt, daß hier nur eine Abweichung von etwa 10 % auftritt. Bei einer Vorspannung mit den Gewichten können noch Fehler durch Reibung auftreten, die die Biegelinie verfälschen können. Aus dem Vergleich mit den Rechnungen erwartet man aber, daß der Fehler kleiner als 10 % ist. Die Durchbiegung liegt bei 2,5 mm. Die gewünschte Drahtspannung von 0,4 bis 0,6 N wird erreicht, wenn sich die Drahtlänge um nicht mehr als 0,64 mm ändert, was 26 % der Durchbiegung entspricht. Aufgrund dieser Überlegungen wurden probeweise Drähte auf einen mit Gewichten vorgespannten Rahmen gelötet. Eine Messung der Drahtspannung zeigte dann Zugspannungen von 0,48 bis 0,55 N, womit die angestrebten 0,5 N sehr gut erreicht werden. Damit ist gezeigt, daß diese Methode auch praktisch durchführbar ist.

Die Drahtspannung wird gemessen, indem Ströme mit verschiedenen Frequenzen durch den Draht geleitet werden, der einem Magnetfeld ausgesetzt wird [Bh 88]. Aus den Resonanzen läßt sich die Drahtspannung ermitteln. Für diese Methode müssen beide Drahtenden zugänglich sein, was bei der der Vorspannmethode vor der endgültigen Montage der Vieldrahtkammer möglich ist. Bei dem Stahlrahmen wird die Drahtspannung erst beim Zusammenbau erreicht und kann dann nicht mehr geprüft werden.

Aus diesen Gründen ist für die Montage der Vieldrahtkammer die Vorspann-Methode gewählt worden. Zusammengefaßt besteht die Vieldrahtkammer MWPC1 des ANKE–Spektrometers aus Stesalit– und Stützrahmen mit einer Höhe von 80 mm. Die Rahmen werden vor der Befestigung der Drähte beziehungsweise Folien vorgespannt, wobei jeder Rahmen selbst die nötige Zugspannung aufbringt.

5.5 Konstruktionszeichnungen

In den vorigen Abschnitten wurden Höhe und Dicke der oberen und unteren Rahmenelemente bereits festgelegt. Seitlich steht am ANKE–Spektrometer durch die Detektoren des Vorwärtsdetektors ebenfalls sehr wenig Platz zur Verfügung. Dieses mußte besonders bei der Anordnung der Ausleseelektronik berücksichtigt werden. Abbildung 5.12 zeigt die Auslese der geneigten Drähte einer Ebene. Insgesamt werden die senkrechten Drähte und jeweils die seitlichen geneigten Drähte (Drähte in dem Dreieck in Abbildung 5.12) nach oben ausgelesen und die restlichen geneigten Drähte nach unten.

Für die Auslese der 512 senkrechten Drähte werden acht RAL-Platinen (Kapitel 3.7.2) mit je 64 Kanälen eingesetzt. Die geneigten Ebenen[3] lassen sich so plazieren, daß auf der einen Seite 7 RAL-Platinen und ihnen gegenüber eine Platine angebracht wird.

Die Konstruktionszeichnungen für die Anoden– Kathoden und Stützrahmen wurden entsprechend der erwähnten Vorgaben erstellt. Einige Details der Zeichnungen sind in den Abbildungen 5.13 und 5.14 dargestellt. Abbildung 5.15 zeigt eine Zusammenstellung aller Teile der Vieldrahtkammer.

5.6 Montage der Vieldrahtkammer und erste Tests

Die Stesalit– und die Stützrahmen wurden bei der Firma Stesalit beziehungsweise in der Zentralwerkstatt des Forschungszentrums Jülich gefertigt.

Für die Montage der Folien ist im Forschungszentrum Rossendorf ein spezielles Gestell entwickelt worden. Mittels Federn wird die gewünschte Spannung der Folie eingestellt. Dabei leitet das Gestell den Zug der Federn auf den Folienrahmen zurück und sorgt gleichzeitig für die richtige Vorspannung des Rahmens.

[3] Der Drahtabstand beträgt hier ebenfalls 2,54 mm, senkrecht zum Draht gemessen.

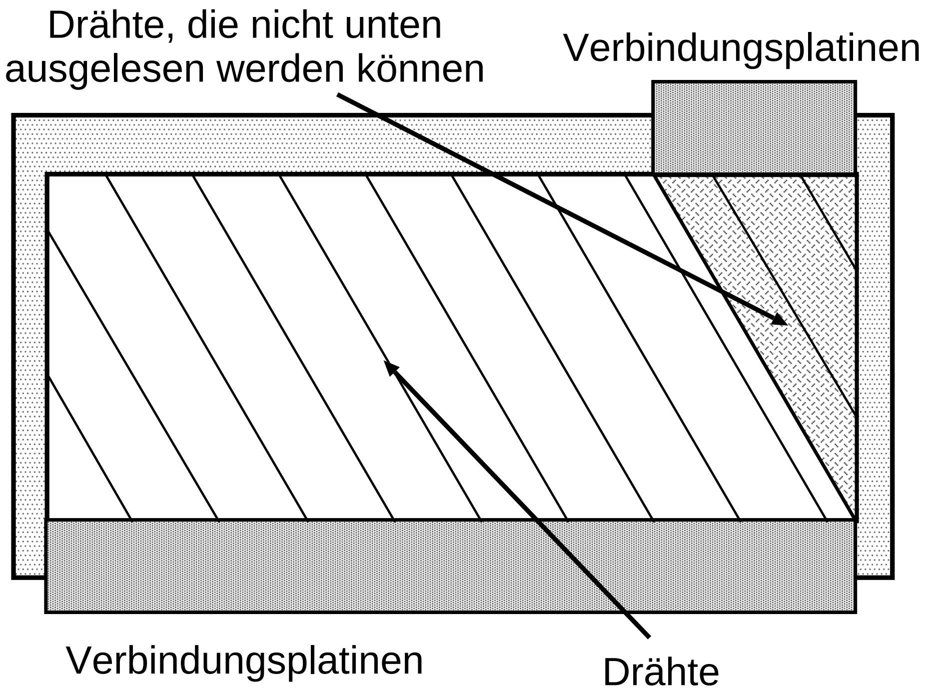


Abbildung 5.12: Auslese einer geneigten Ebene. Die Drähte in dem Dreieck rechts oben werden über die zusätzlichen oberen Verbindungsplatinen ausgelesen.

Die Drähte werden mit einer Wickelmaschine (Abbildung 5.16) auf einen massiven Hilfsrahmen mit dem richtigen Abstand gespannt. Der Hilfsrahmen wird auf den vorgespannten Anodenrahmen abgesenkt, und die Drähte werden auf den Verbindungsplatinen angelötet. Eine Messung der Drahtpositionen zeigte, daß der Drahtabstand von 2,54 mm mit einer maximalen Abweichung von $\pm$ 24,1 μm eingehalten wurde.

Nach der Montage aller Einzelteile konnte die Vieldrahtkammer im Mai 1995 im Forschungzentrum Rossendorf zusammengebaut werden, was in Abbildung 5.17 dokumentiert ist. Bereits einige Stunden nach dem Zusammenbau konnten die ersten Signale gemessen werden.

Ausgiebige Messungen im Labor in Rossendorf zeigten eine einwandfreie Funktion der Proportionalkammer [CS 96]. Als Beispiel ist hier in Abbildung 5.18 die Nachweiswahrscheinlichkeit aufgetragen.

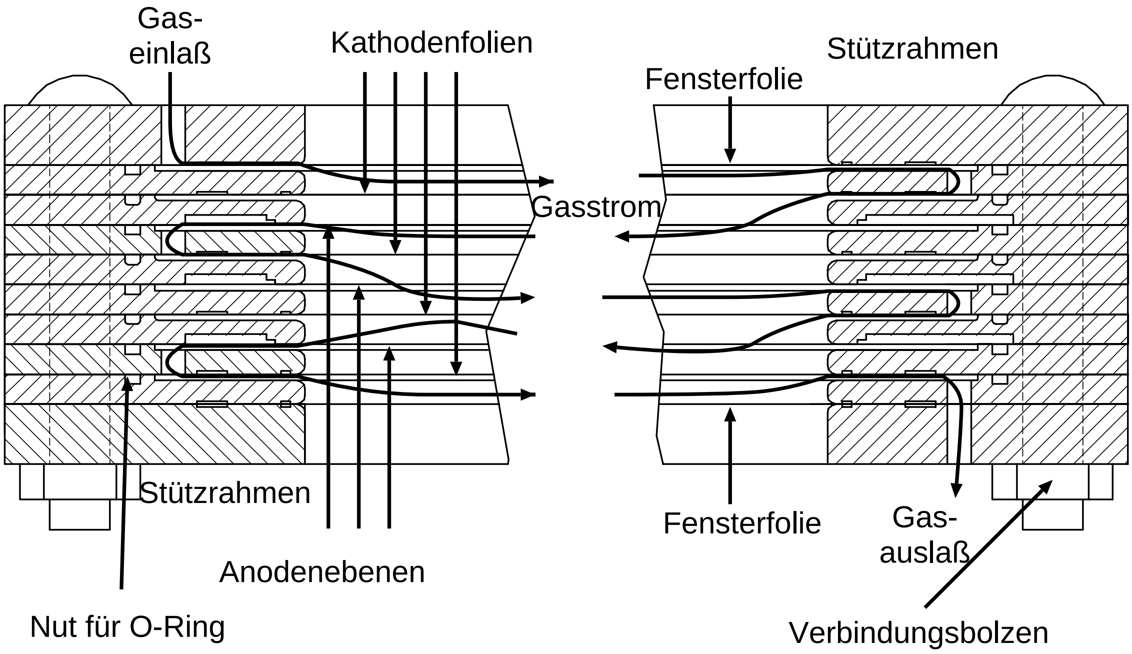


Abbildung 5.13: Horizontaler Schnitt durch die Vieldrahtkammer. Vier Kathodenrahmen, drei Anodenrahmen, zwei Stützrahmen aus Metall und ein weiterer Stesalitrahmen sind durch Bolzen miteinander verbunden. O-Ringe sorgen für eine gasdichte Verbindung der Rahmen. Die Fensterfolien sind an einem Stützrahmen und an dem äußeren Stesalitrahmen befestigt. Das Zählgas fließt an den Kathodenfolien durch Bohrungen in den Rahmen vorbei.

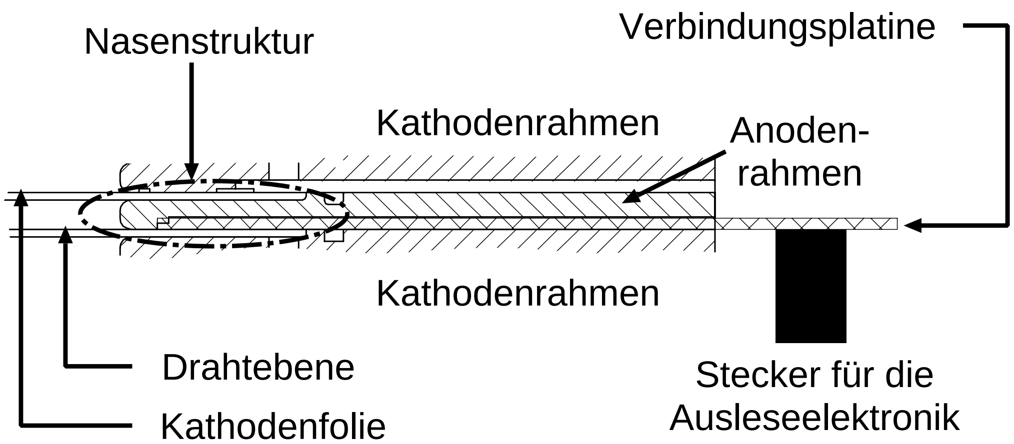


Abbildung 5.14: Vertikaler Schnitt durch den Rahmen einer Anodenebene. Durch Leiterbahnen auf der Verbindungsplatine werden die Drähte mit dem Stecker für die Ausleseelektronik verbunden. Die Nasenstruktur verlängert den Weg für Kriechströme entlang der Oberfläche der Anodenrahmen.

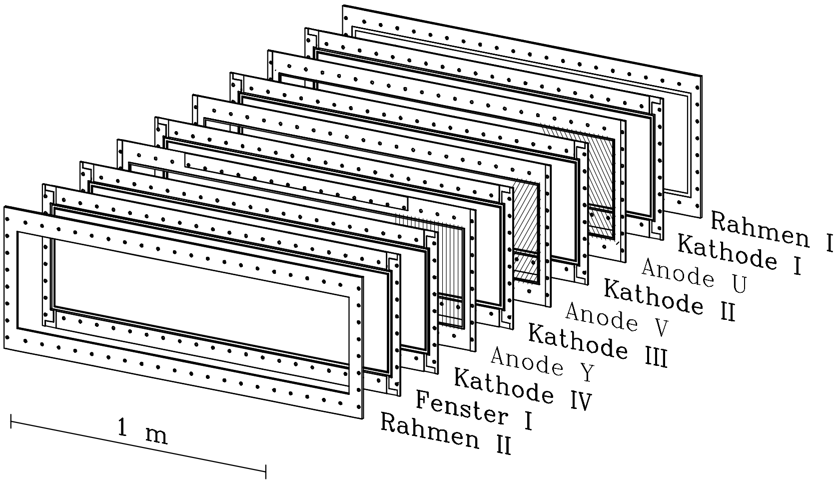


Abbildung 5.15: Alle Rahmen der ersten Vieldrahtkammer, wie sie zusammengebaut werden. Die Fensterfolien werden auf den Rahmen *Fenster I* und *Rahmen I* befestigt.

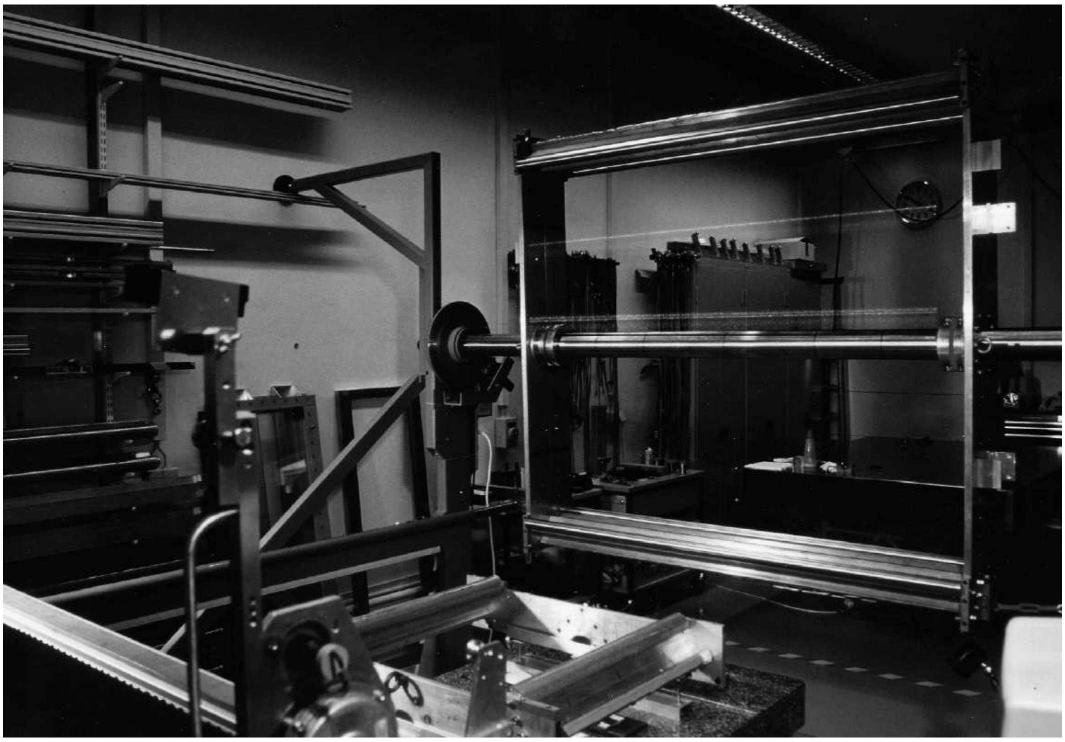


Abbildung 5.16: Die Wickelmaschine im Forschungszentrum Rossendorf. Der Draht wird auf den großen Hilfsrahmen im Hintergrund gewickelt, der sich langsam dreht. Im Vordergrund befindet sich die Drahtrolle, die mit einem Motor sehr präzise seitlich verschoben werden kann, wodurch der Drahtabstand kontrolliert wird. Die Zugspannung wird mit einem weiteren Elektromotor eingestellt, der das Abwickeln der Rolle bremst.

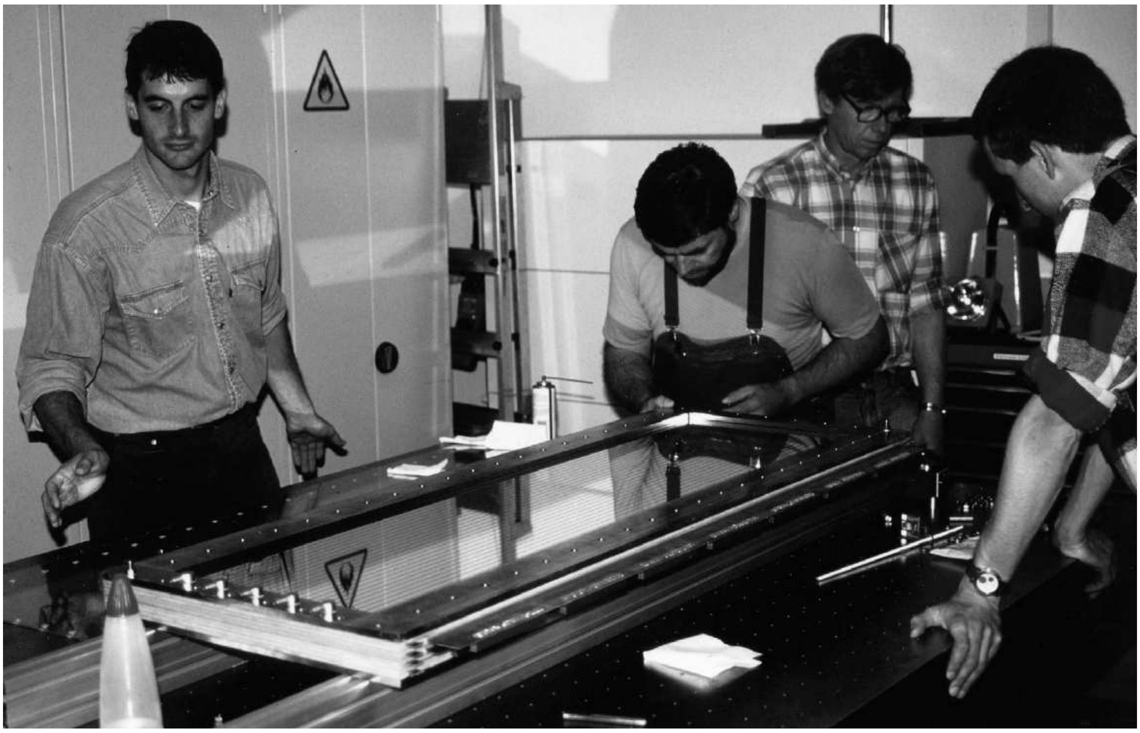


Abbildung 5.17: Zusammenbau der Vieldrahtkammer.

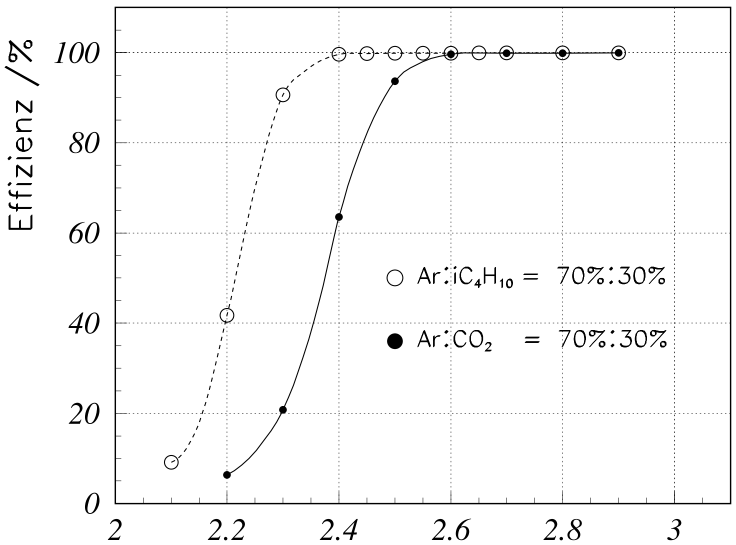


Abbildung 5.18: Nachweiswahrscheinlichkeit für die Gasmischungen Argon–Isobutan und Argon–CO_2(aus [CS 96]). Mit beiden Mischungen wird ein ausreichend langes Plateau erreicht.

Kapitel 6

Der Test der Vieldrahtkammer am BIG KARL-Spektrometer

Alle Ejektile, die in den Seitendetektor des ANKE–Spektrometers gelangen, sollen von der Vieldrahtkammer MWPC1 nachgewiesen werden können. Dabei kann es sich auch um minimal ionisierende Teilchen handeln, wie zum Beispiel Pionen mit einem Impuls von 400 $\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}}$. Die Vieldrahtkammer MWPC1 wurde unter Bedingungen getestet, die denen am ANKE–Spektrometer nahe kommen. Wichtig ist in diesem Zusammenhang der Nachweis von minimal ionisierenden Teilchen. Dazu wurde eine Messung am BIG KARL Spektrometer mit einem Protonenstrahl durchgeführt. Protonen sind ab etwa 1200 $\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}}$ minimal ionisierend. Da der Maximalimpuls des Spektrometermagnets jedoch nur 1000 $\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}}$ beträgt, konnte nur mit diesem Strahlimpuls gemessen werden.

In dem Experiment konnten Detektoren der GEM-Kollaboration mit genutzt werden. Der Protonenstrahl durchdrang zwei Driftkammern und die Proportionalkammer, so daß die Driftkammern als Referenzdetektoren für die Ortsbestimmung eingesetzt werden konnten.

6.1 Das GEM-Experiment an COSY

Das *GEM*-Experiment besteht im wesentlichen aus zwei Detektorsystemen – der **GE**rmanium-Wand aus Halbleiterdetektoren und dem Magnetspektrometer BIG KARL. Abbildung 6.1 zeigt dieses externe Experiment an COSY, das bereits in Kapitel 1.1 kurz erwähnt wurde.

Die GEM-Kollaboration untersucht die Produktion von Mesonen und Wechselwirkungen von Mesonen mit Nukleonen. In [Ma 93] wird ein Überblick über das Experiment gegeben. In den Messungen wird zum Beispiel ein Flüssigwasserstofftarget mit Protonen beschossen. Hinter dem Target befinden sich mehrere Wände aus Halbleiterdetektoren [Ig 95]. Durch ein Loch in der Germaniumwand gelangen Ejektile, welche unter kleinen Winkeln emittiert werden, in das Spektrometer BIG KARL.

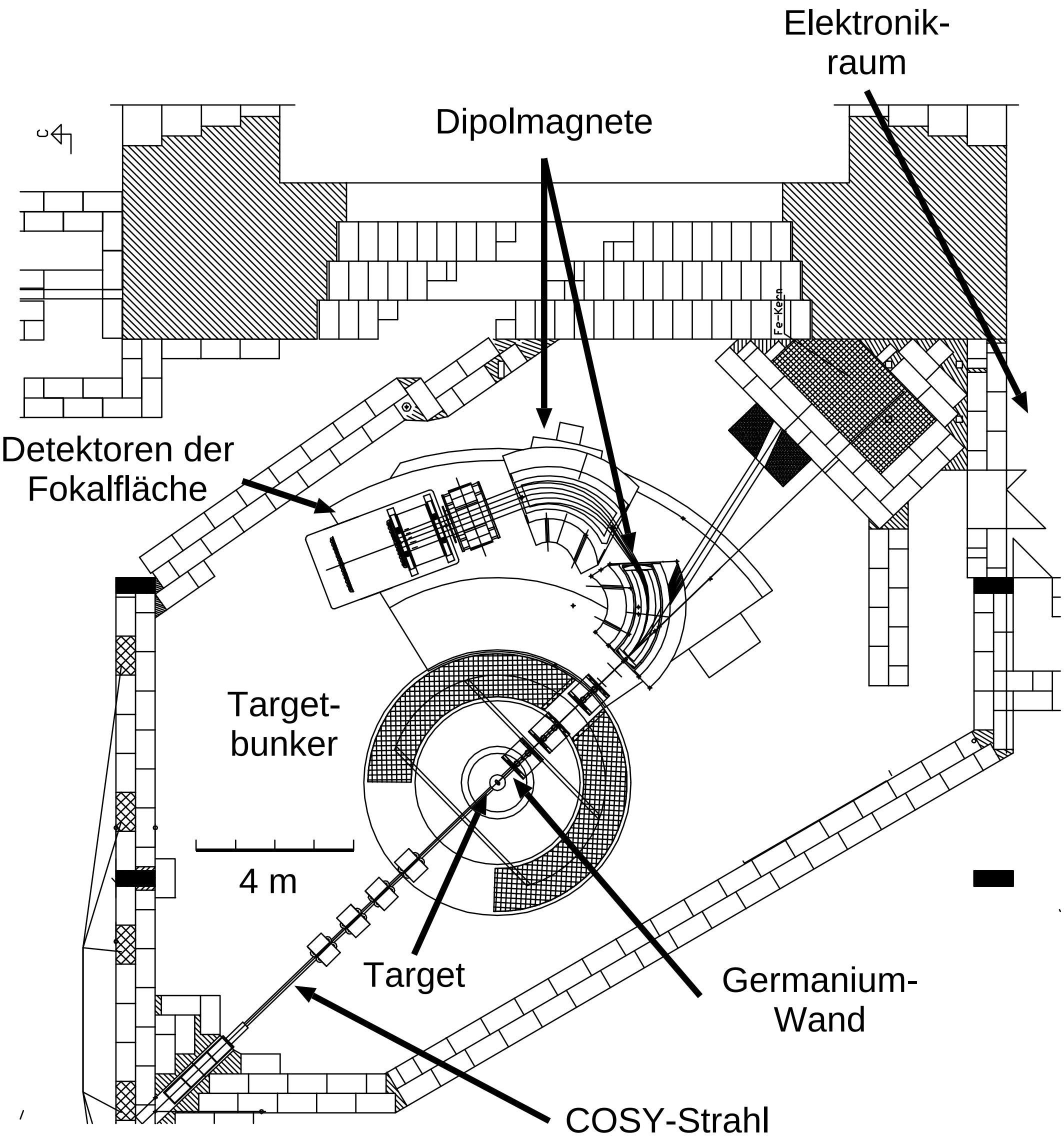


Abbildung 6.1: Das GEM-Experiment. Der COSY-Strahl wird durch ein Extraktionsstrahlrohr zum Target geleitet. Ejektile werden im Targetbunker mit der Germanium-Wand und mit den Detektoren des Magnetspektrometers BIG KARL nachgewiesen.

Erst kürzlich wurden von der GEM-Kollaboration für die Reaktion

$$p + p \longrightarrow \pi^+ + d \qquad (6.1)$$

doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte $\frac{d^2\sigma}{d\Omega\, dp}$ für Energien ab 275 keV über der Erzeugungsschwelle gemessen [Dr 96].

6.2 Testaufbau am BIG KARL

Für die hier beschriebenen Testmessungen mit der Proportionalkammer konnten die am BIG KARL vorhandenden Driftkammern und Szintillatoren an der Fokalfläche genutzt werden. Die ideale Position zur Bestimmung der Ortsauflösung der Proportionalkammer hätte zwischen den beiden Driftkammern gelegen (Abbildung 6.2). Der enge Raum an dieser Stelle hätte jedoch nur eine Positionierung senkrecht zum Protonenstrahl erlaubt. Da auch Messungen mit schrägen Einfall der Protonen auf die Proportionalkammer durchgeführt werden mußten, um möglichst realistisch das Verhalten unter den Bedingungen am ANKE–Spektrometer zu prüfen, wurde sie zwischen den Driftkammern und der Szintillatorebene installiert. Der Aufbau in der Experimentierhalle ist in Abbildung 6.3 dargestellt.

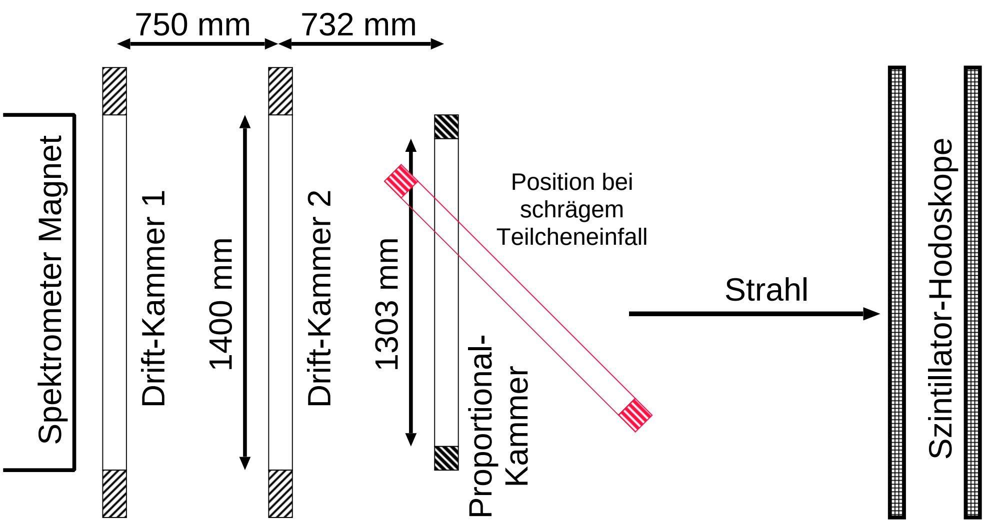


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau an der Fokalfläche des BIG KARL-Spektrometers. Die Proportionalkammer wurde hinter den Driftkammern positioniert, damit auch Messungen unter schrägen Einfallswinkeln möglich waren.

Die Szintillatorebene lieferte das Triggersignal für das Experiment, das auch als Startsignal für die Zeitmessung der GEM Driftkammern verwendet wird. Die Ebene besteht aus zwei Reihen mit 12 Szintillatorstreifen mit einer Breite von 10 cm. Die Streifen der zweiten Reihe sind genau hinter denen der ersten Reihe angeordnet, so daß bei senkrechten Einfall eines geladenen Teilchens auf die Ebene beide Szintillatoren ein Signal erzeugen. Entsprechend wird durch die Elektronik ein Triggersignal generiert, wenn ein Szintillatorpaar gleichzeitig anspricht.

Der größte Teil der Ausleseelektronik für das Experiment wurde etwa 40 m von den Driftkammern entfernt aufgebaut. Hier befanden sich auch die Computer zur Experimentkontrolle und -überwachung.

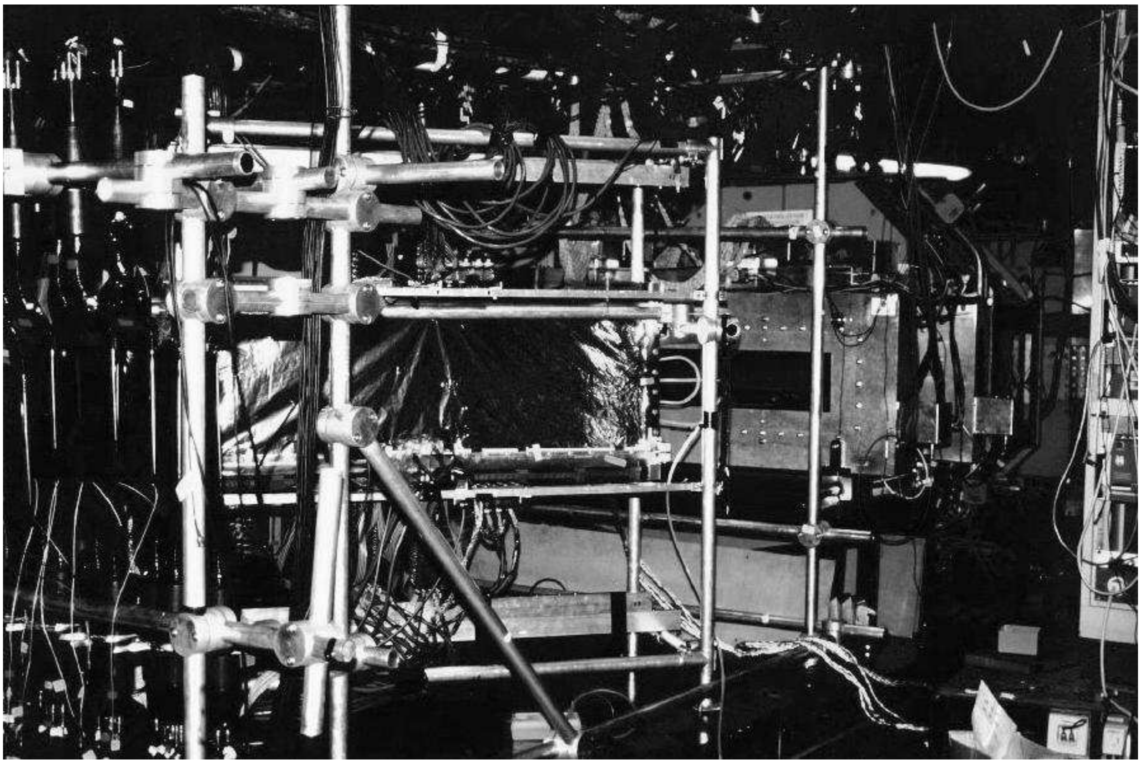


Abbildung 6.3: Die Proportionalkammer an der Fokalfläche des BIG KARLs. Sie ist in dem Rohrgestell im Vordergrund montiert. Im Hintergrund sind die beiden Driftkammern vor dem Spektrometermagneten zu erkennen.

6.3 Datenauslese und –analyse

Das RAL-Auslesesystem war zum Zeitpunkt des Experiments für die Proportionalkammer noch nicht verfügbar. Für diese Messungen mit der Vieldrahtkammer wurden deshalb zwei Systeme eingesetzt, die jeweils einen Teil der Vieldrahtkammer ausgelesen haben. Sie bestehen aus Verstärkerkarten, die direkt an der Vieldrahtkammer angebracht waren und über zirka 90 m lange Kabel[1] mit der weiteren Ausleseelektronik verbunden waren. Folgende Auslesesysteme wurden eingesetzt:

1. Für die Messung von Impulshöhen wurden 160 Verstärker des Typs HQV 101 der Firma *LeCroy* eingesetzt, die mit 10 ADC-Modulen ausgelesen wurden. Die Impulshöheninformation wird später am ANKE–Spektrometer nicht gemessen werden, da dieses wegen der großen Kanalzahl zu aufwendig ist. Für die Testmessung ist es aber wichtig, möglichst viele Informationen über das Verhalten der Vieldrahtkammer im Experiment zu erhalten. Daher wurde die Impulshöhe in diesem Experiment aufgenommen. Ein Problem des Systems war durch die langen Verbindungskabel zwischen Verstärker und ADC gegeben. Sie führten zu einer Verschmierung und Verrauschung der Signale.

[1]Von den 90 m Kabel dienten 50 m der Signalverzögerung.

2. Die logische Information über Drahttreffer wurde mit 16-Kanal Vorverstärker-Diskriminatorkarten des JINR aus Dubna in Rußland [Ka 95] aufgezeichnet, wobei es eine gemeinsame Schwelle der 16 Diskriminatoren gab. Die logischen Ausgangssignale wurden von einer Bitpattern Unit (BPU) verarbeitet. Sie ist eine Entwicklung des ZEL im Forschungszentrum Jülich [Ma 95], hat 256 Eingänge und liefert die Adresse der Eingänge, an denen gleichzeitig mit dem Strobesignal ein Signal anliegt. Das Strobesignal wurde aus dem Experimenttrigger generiert. Es wurden 16 Dubna-Karten und eine BPU eingesetzt. Bei diesem System wurden logische Signale (ECL-Norm) von der Vieldrahtkammer zum Elektronikraum übertragen, die weniger störanfällig sind als die Impulshöhen des LeCroy-Systems.

Beide Auslesesystem wurden nebeneinander auf der Vieldrahtkammer installiert, wie es in Abbildung 6.4 gezeigt ist. Sowohl die BPU als auch die ADCs werden über ein CAMAC-FERA-System ausgelesen.

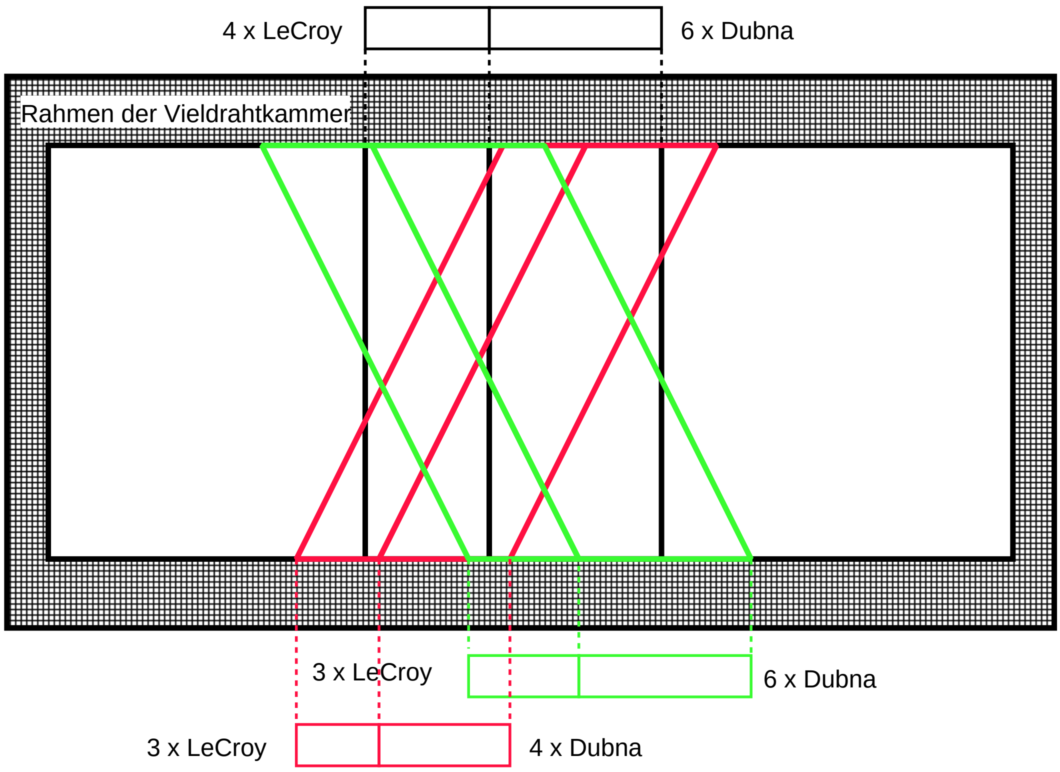


Abbildung 6.4: Anordnung der Ausleseplatinen auf der Proportionalkammer (Zeichnung nicht maßstabsgetreu). Auf jeder Platine befanden sich 16 Kanäle, womit sich eine Gesamtzahl von 160 LeCroy– und 256 Dubnakanälen ergab.

Die Driftkammern und die Photomultiplier für die Szintillatorebenen wurden mit Elektronik der GEM-Kollaboration ausgelesen.

Mit einem Koinzidenzmodul wurden die beiden Szintillatorreihen paarweise verUNDet. Eine VerODERung aller UND-Signale ergab das Triggersignal. Die Amplituden der Photomultipliersignale wurden mit zwei ADCs ausgelesen.

Die Driftkammern erzeugten insgesamt 384 Signale, die mit TDCs ausgelesen wurden. Die Zeitmessung wurde über das Triggersignal gestartet. Alle TDCs für die Driftkammerauslese waren in einem CAMAC-Crate installiert, das direkt neben den Driftkammern aufgebaut war.

Die Auslese der CAMAC-Crates (Abbildung 6.5) erfolgte mit dem COSY-Datenerfassungssystem, das im ZEL der KFA entwickelt wurde [Dr 93]. Dabei werden die Daten der CAMAC-Crates von einem Rechner (Event Builder) gesammelt und im EMS-Format auf Band geschrieben. Gleichzeitig kann der Datenstrom für eine erste Analyse zu einer Workstation geleitet werden, von der auch das Experiment überwacht wird. Dieses System ist so flexibel, daß es auch für die Auslese der Detektoren des ANKE–Spektrometer eingesetzt werden wird.

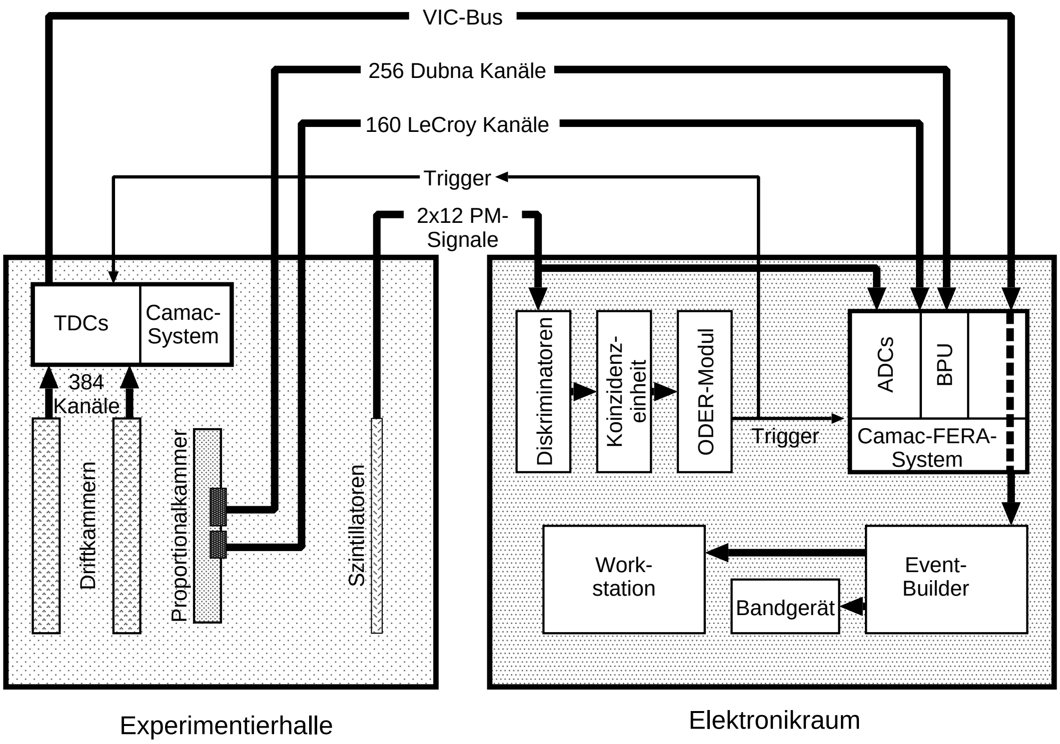


Abbildung 6.5: Schematische Darstellung des Datenerfassungssystems für das Experiment am BIG KARL. Bis auf die TDCs und die Karten für die Auslese der Proportionalkammer befanden sich alle Module im Elektronikraum.

Für die Analyse der Meßdaten wurde das Programmpaket *XD* eingesetzt [Ga 95]. Es wurde für die Anwendung am GEM-Experiment modifiziert [Zo 96] und erzeugt Spektren aus den Daten zur Überwachung des laufenden Experiments. Für die spätere Datenanalyse ist es ebenfalls geeignet. Das Programm bietet im einzelnen:

- Verarbeitung von Daten im EMS-Format, wie sie vom COSY-Datenerfassungssystem ausgegeben werden.

- Spurrekonstruktion für die Driftkammern mit Hilfe des Programmpakets *MEDUZA* der Universität Krakau [So 96], auf das bereits kurz in Kapitel 4.3 eingegangen wurde.
- Darstellung der erzeugten Spektren mit dem Programmpaket PAW [Ap 94].
- Eine Schnittstelle für den Benutzer, in der er das Programm an die Anforderungen seines Experiments anpaßt und auch eine Verknüpfung der Daten vornehmen kann.

XD ist so universell konzipiert, daß es auch für das ANKE–Spektrometer eingesetzt werden kann.

Zur Analyse der Daten der Proportionalkammer wurde das Programmpaket XD durch das Programm pcPosition ergänzt, das in Kapitel 4.2 beschrieben wurde. Damit konnte die komplette Datenanalyse des Experiments mit dem Programmpaket XD durchgeführt werden.

6.4 Messungen am COSY-Strahl

6.4.1 Meßprogramm

In der Strahlzeit wurde der COSY-Strahl mit einem Impuls von 1000 $\frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}}$ in den BIG KARL geschossen. Da die GEM-Kollaboration gleichzeitig ihren Germanium-Detektor testete, mußte eine sehr geringe Strahlintensität gewählt werden. Außerdem wurde der Strahl durch eine Platte vor dem Germanium-Detektor aufgestreut, um hohe lokale Protonenraten zu vermeiden.

Die Proportionalkammer wurde mit einem Gasgemisch aus 30 % CO_2 und 70 % Ar betrieben. Bei dieser Mischung rechnet man im Vergleich zur Argon–Isobutan-Mischung mit deutlich geringeren Alterungseffekten (Kapitel 3.6). Es wurde mit einem Gesamtfluß von 143 $\frac{\mathrm{ml}}{\mathrm{min}}$ gemessen.

Es wurden Messungen mit verschiedenen Betriebsspannungen durchgeführt. Außerdem wurde die Proportionalkammer gedreht, so daß Daten für Einfallswinkel des Strahls von 0°, 30° und 50° zur Senkrechten aufgenommen wurden.

Untersucht wurde zunächst die Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Betriebsspannungen und Einfallswinkel.

In einem weiteren Schritt wurden die Positionsinformationen von der Proportionalkammer für verschiedene Einfallswinkel mit denjenigen der Driftkammern verglichen.

6.4.2 Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Wichtig für den Betrieb einer Vieldrahtkammer ist eine ausreichend lange Plateaucharakteristik der Nachweiswahrscheinlichkeit. Sie wurde in dem Experiment bestimmt, wozu die Driftkammer ebenfalls benötigt wurde. Hier interessiert man sich für Ereignisse, die von allen drei Ebene der Proportionalkammer gleichzeitig registriert werden.

Abbildung 6.4 zeigt, daß sich die ausgelesenen Bereiche der Proportionalkammer in einer rautenförmigen Fläche überschneiden. Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit müssen zunächst die Ereignisse selektiert werden, die in diese Bereiche der Proportionalkammer fallen. Dazu wird das Programms XD eingesetzt, bei dem zweidimensionale Gates in Spektren definiert werden können.

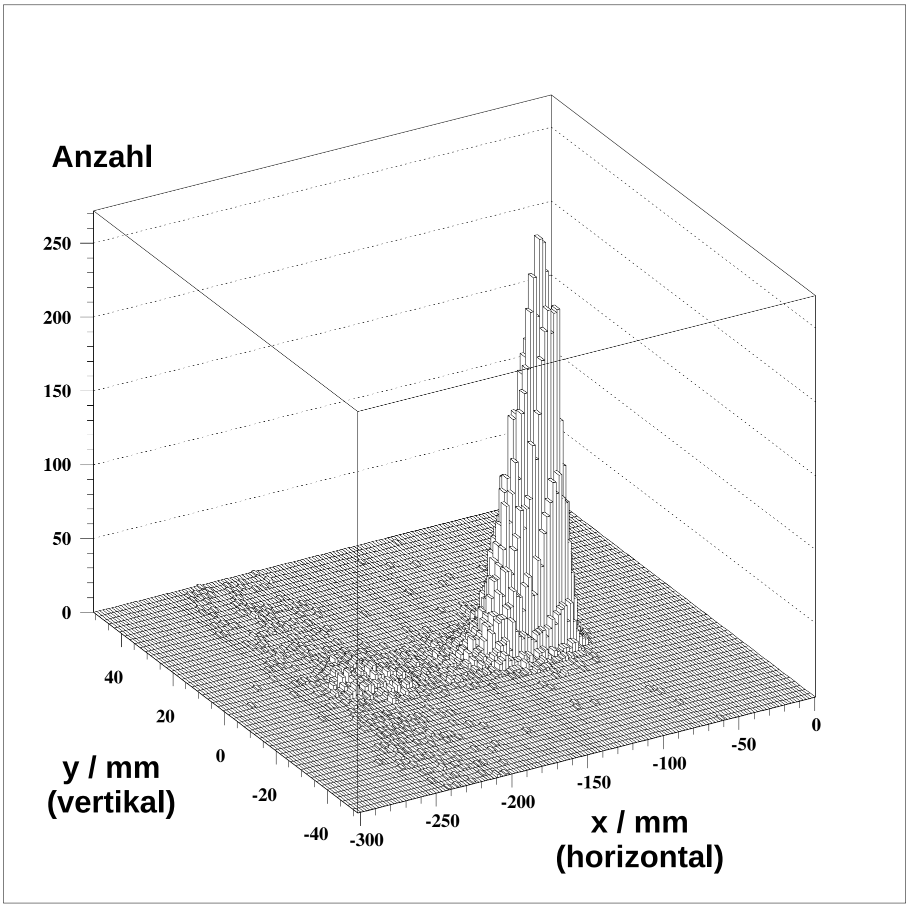


Abbildung 6.6: Strahlprofil aller Ereignisse, die von der Driftkammer in 1 1/2 h gemessen wurden. In dem Experiment wurde der Protonenstrahl durch eine Metallplatte aufgestreut. Durch mehrfach gestreute Protonen bildet sich neben dem zentralen Peak noch ein zweiter Peak heraus.

Mit Hilfe der Spurrekonstruktion im diesem Programm können die Koordinaten in einer Ebene mit dem Abstand z_0 von der ersten Anodenebene der Driftkammer 1 bestimmt werden (Kapitel 4.3). Setzt man für z_0 die Position der Proportionalkammer ein, so erhält man das Strahlprofil in dieser Ebene. Zusätzlich wird noch gefordert, daß die Proportionalkammer gleichzeitig mit der Driftkammer angesprochen hat. Die so ermittelten Profile sind in Abbildung 6.7 gezeigt. Über ein rautenförmiges Gate in dem x-y-Profil werden die Ereignisse ermittelt, die in den ausgelesenen Bereich der Proportionalkammer fallen.

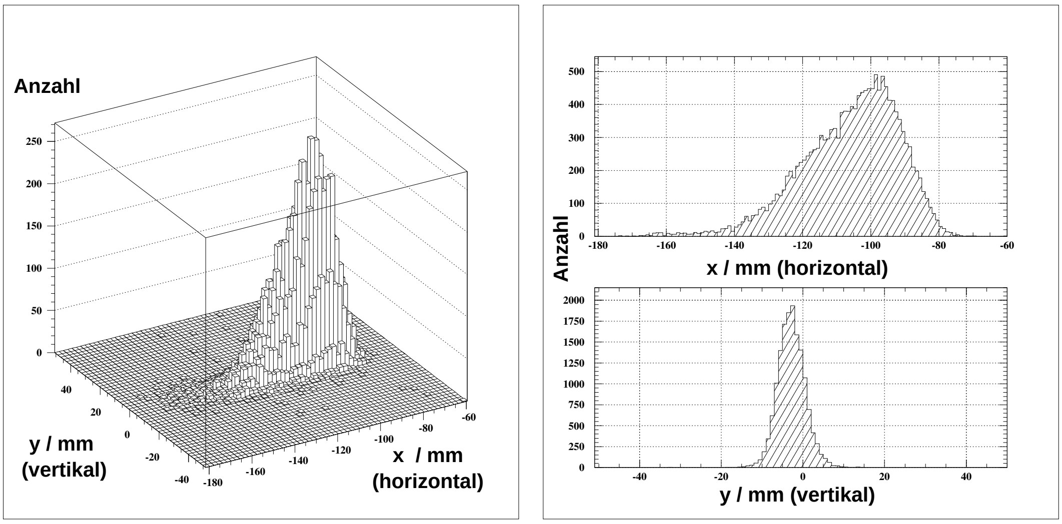


Abbildung 6.7: Mit Hilfe der Driftkammern bestimmtes Profil der Ereignisse, die von Driftkammer und Proportionalkammer gleichzeitig registriert wurden. In das linke Spektrum wurde ein zweidimensionales Gate gelegt, um den mit Ausleseelektronik bestückten Bereich zu definieren.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist durch den Anteil der Ereignisse in dem Gate gegeben, bei denen in jeder Ebene der Proportionalkammer mindestens ein Draht angesprochen hat. Sie ist in Abbildung 6.8 für verschiedene Spannungen aufgetragen. In einem Spannungsbereich von 2500 bis 3000 Volt erreicht die Proportionalkammer eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 100 % der Ereignisse bei der Auslese mit dem LeCroy System und einer Schwelle von etwa 0,03 pC.

Für den Einfall unter 50° beginnt das Plateau erst bei einer höheren Betriebspannung. Diesen Effekt erwartet man, da sich die Primärladung bei einem schrägen Einfall der geladenen Teilchen auf mehrere Drähte verteilt (Kapitel 4.1), wodurch pro Draht weniger Ladung zur Bildung der Lawine zur Verfügung steht. Dieses führt zu geringeren Signalamplituden, wodurch das Plateau erst später beginnt. Trotz der Verkürzung des Plateaus steht immer noch ein Bereich von 400 V zur Verfügung, in dem die Betriebsspannung im Experiment gewählt werden kann.

Bei dem Dubna-System gibt es, verursacht durch einen schlechten Kontakt der Steckverbindung an einem Draht, zu wenig Signale. Dadurch wird in einer Ebene bei 2700 V nur eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 90 % erreicht, während die anderen Ebenen bereits alle Ereignisse registrieren. Mit den zwei Ebenen erreicht man mit dem Dubna-System ein Plateau von 2700 bis 3000 V. Bei den Messungen mit schrägem Teilcheneinfall treten keine Kontaktprobleme mehr auf.

6.4.3 Bestimmung der Ortsauflösung

In dem Experiment war ein Vergleich der Ortsinformationen der Proportionalkammer mit den Daten der Driftkammern möglich. Die Ortsinformationen der Proportio-

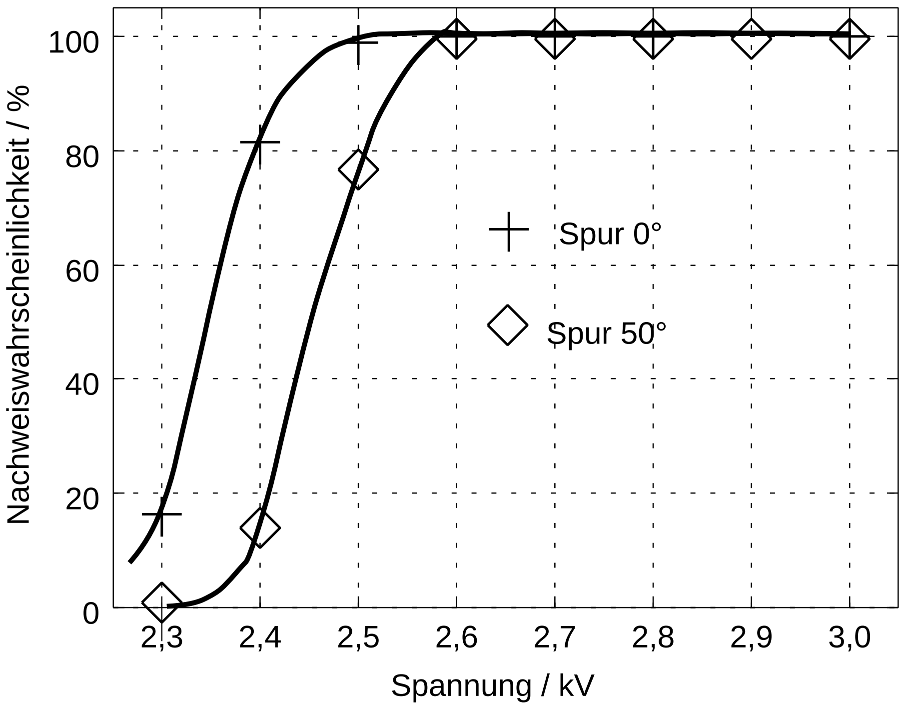
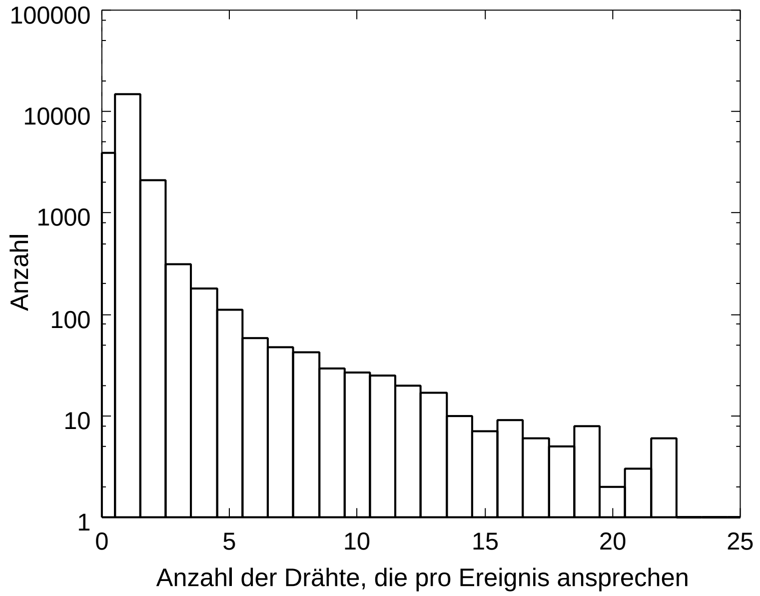


Abbildung 6.8: Plateau der Proportionalkammer für den Bereich, der mit dem LeCroy-System ausgelesen worden ist. Auch wenn die Spur der einfallenden Teilchen einen Winkel von 50° zum Lot bildet, wird noch eine Plateaulänge von 400 V erreicht. Der Meßfehler beträgt etwa 1 %.

nalkammer wurden dabei mit dem Programm pcPosition gewonnen, wobei zunächst noch eine Clusteranalyse nötig war. Es müssen viele Parameter gesetzt werden, auf die später noch genauer eingegangen wird und die die Ortsauflösung der Proportionalkammer beeinflussen. Die Daten dieses Experiments wurden im Hinblick auf den vorgesehenen Einsatz der Proportionalkammer am ANKE–Spektrometer ausgewertet. An ANKE wird man in den Experimenten Spuren mit verschiedenen Einfallswinkeln messen. Dabei wird man bestrebt sein, mit einem Parametersatz für alle Einfallswinkel auszukommen, um die Spurbestimmung möglichst einfach zu halten. Insbesondere für die Analyse während des Experiments ist außerdem ein schnelles Verfahren nötig. Wenn dieses Verfahren schon die benötigte Ortsauflösung für das ANKE–Spektrometer erreicht, ist bereits während des Experiments eine Aufnahme von genauen Meßdaten möglich. Aus diesem Grund wurde bei der Auswertung angestrebt, mit einem möglichst einfachen Verfahren die benötigte Ortsauflösung zu erreichen.

Bevor die Positionsinformationen von Proportional– und Driftkammern verglichen werden, soll zunächst noch einmal die Arbeitsweise des Programms pcPosition anhand der Meßdaten verdeutlicht werden. Wichtig ist zunächst die Anzahl der Drähte, die pro Ereignis ansprechen.

Das Spurrekonstruktionsprogramm der Driftkammern gibt auch die Anzahl der ermittelten Spuren pro Ereignis an. In dem gesamten Experiment hat das Spurrekon-



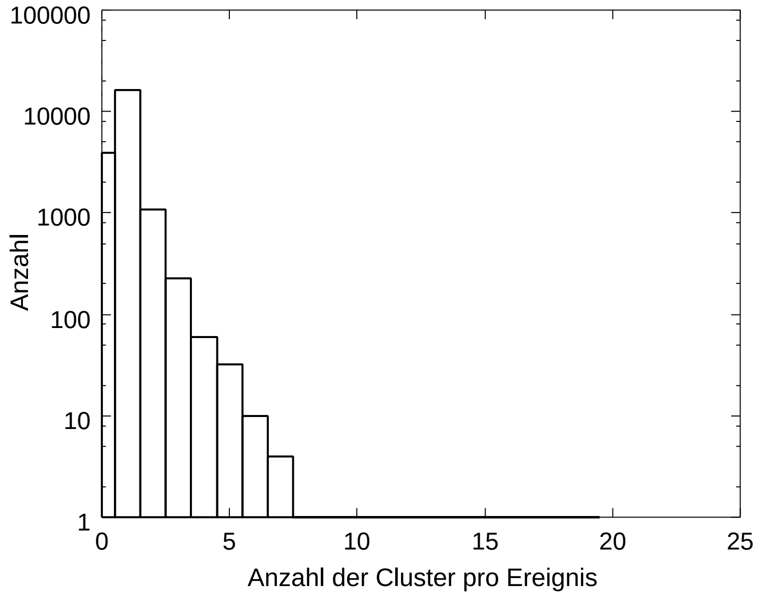


Abbildung 6.9: Anzahl der ansprechenden Drähte (oben) beziehungsweise Cluster (unten) pro Ereignis bei einem Einfallswinkel von 0°. Das untere Bild entstand aus dem oberen durch eine einfache Clusteranalyse, indem benachbarte Drähte, die angesprochen hatten, zu einem Cluster zusammengefaßt wurden.

struktionsprogramm der Driftkammern nicht mehr als eine Spur pro Ereignis ermittelt. Aus diesem Grund erwartet man in der Proportionalkammer auch keine Mehrfachtreffer. Betrachtet man aber die Anzahl der Drähte, die pro Event in einer Ebene ansprechen (Abbildung 6.9), so erkennt man, daß bei zirka 17 % der Ereignisse mehrere Drähte gleichzeitig ansprechen. Identifiziert man nebeneinander liegende ansprechende

Drähte als Cluster, so reduziert sich die Multiplizität im Ereignis. Es verbleiben aber immer noch über 7 % von Ereignissen mit mehreren Clustern. Nur mit einem Vergleich mit den anderen Ebenen, wie sie das Programm pcPosition durchführt, können bei diesen Ereignissen die Cluster herausgefunden werden, die von dem geladenen Teilchen aus dem Experiment verursacht wurden und aus denen die Spur berechnet werden muß.

Für das Programm pcPosition werden die relative Position der Ebenen der Proportionalkammer benötigt[2]. Da die Ebenen vor dem Zusammenbau nicht mehr vermessen worden sind, mußten die Daten aus den Meßwerten ermittelt werden. Für die y-Ebene (senkrechte Drähte) geht man dabei so vor, daß nur die Ereignisse betrachtet werden, bei denen nur ein Cluster auftritt. Das Zentrum des Clusters in der y-Ebene gibt die horizontale Position an und kann mit der x-Koordinate der Driftkammern verglichen werden. 87 % der Ereignisse in dem LeCroy-Bereich bestehen nur aus einem Cluster und werden in das Spektrum in Abbildung 6.10 sortiert. Aus dem Spektrum erhält man die Standardabweichung σ und das Zentrum des Peaks.

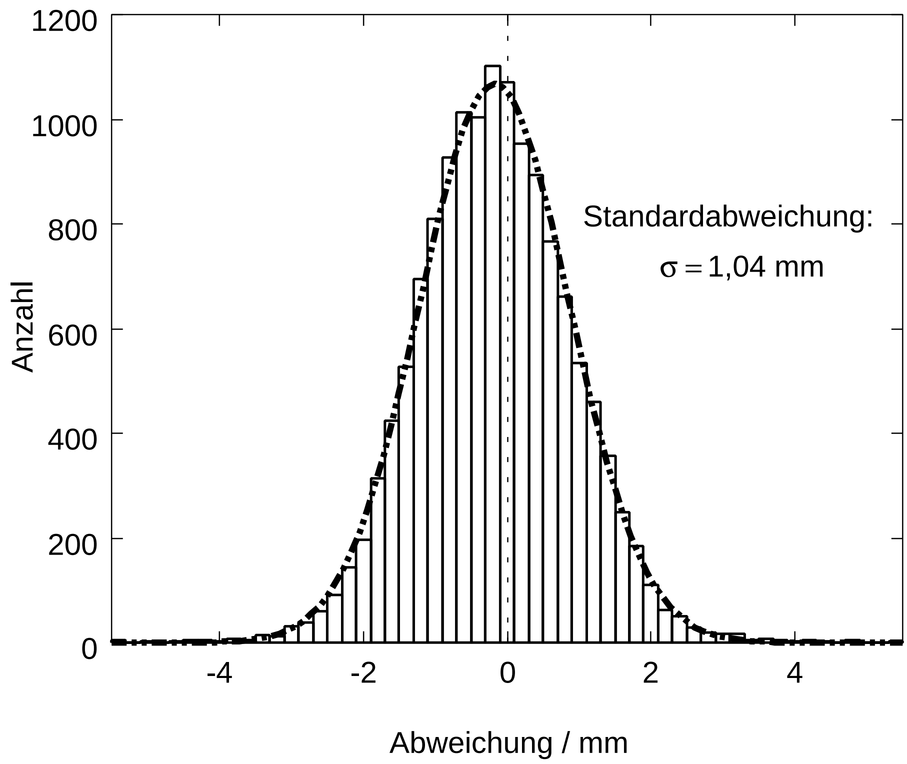


Abbildung 6.10: Abweichung der Position aus der y-Ebene der Proportionalkammer gegenüber der x-Koordinate der Driftkammer. Die Daten wurden mit dem LeCroy-System mit einer Schwelle von etwa 0,03 pC bei senkrechtem Einfall aufgenommen.

Mit den schrägen Ebenen verfährt man entsprechend. Hier ist jedoch erst eine Koordinatentransformation nötig, die das Koordinatensystem der Driftkammern parallel zu

[2]Sie werden in Kapitel 4.2 mit $X0_y$, $X0_u$ und $X0_v$ bezeichnet.

den Drähten jeweils einer schrägen Ebene dreht. Aus den Zentren aller drei Peaks lassen sich die relativen Positionen der Ebenen berechnen, und das Programm pcPosition kann auf die Daten angewendet werden.

Vor der Anwendung wird eine einfache Clusteranalyse durchgeführt, in der benachbarte Drähte zu einem Cluster zusammengefaßt werden, wenn alle Drähte angesprochen haben. Lücken in den Clustern, die in Kapitel 4.2 angesprochen wurden, werden zunächst nicht berücksichtigt. Die so gewonnenen Cluster wurden mit dem Programm pcPosition analysiert. Die innere Abweichung wird bestimmt, welche vom Fehler der Proportionalkammer abhängt (Abbildung 6.11).

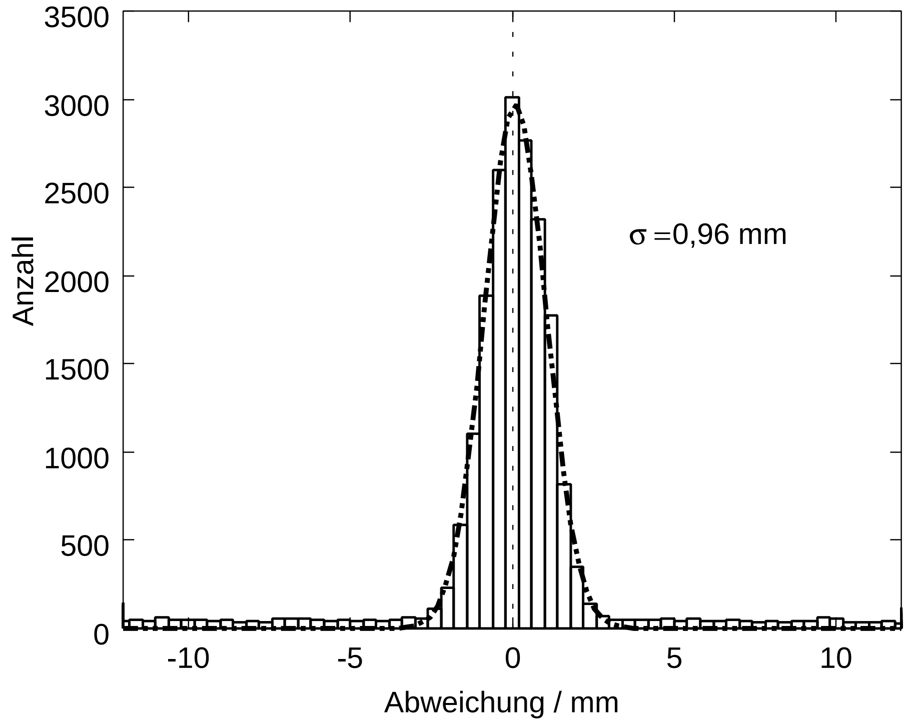


Abbildung 6.11: Innere Abweichung der Proportionalkammer (Abweichung der horizontalen Koordinate des Kreuzungspunktes von u- und v-Ebene gegenüber der y-Ebene). Es ist mit dem LeCroy-System bei einem Einfallswinkel von 0° gemessen worden. Das $\sigma = 0{,}96$ stimmt mit dem berechneten Wert von $\sigma_{bth} = 0{,}95$ aus Gleichung (4.15) aus Kapitel 4.2 gut überein.

In Kapitel 4.2 wird die Standardabweichung der inneren Abweichung in Abhängigkeit vom Drahtabstand d und dem Winkel der geneigten Ebenen ω bestimmt (Gleichungen (4.12) und 4.15)). Mit $d = 2{,}54$ mm und $\omega = 30°$ erhält man $\sigma_{bth} = 0{,}95$ mm, was sehr gut mit dem $\sigma = 0{,}96$ mm aus den Meßwerten übereinstimmt. Damit ist die Unschärfe der Ortsinformation der Proportionalkammer nicht größer als der Wert, den man für einen Drahtabstand von 2,54 mm erwartet.

Zum Vergleich der Positionsinformation von Proportional– und Driftkammern betrachte man erneut Abbildung 6.10. Die Standardabweichung $\sigma = 1,04$ mm in diesem

Spektrum enthält die Unschärfe der Proportionalkammer σ_d, die Unschärfe der Driftkammerkoordinate aus Gleichung (4.18) $\sigma_x = 0{,}20$ mm in der Ebene der Proportionalkammer und einen Anteil aus Kleinwinkelstreuung in der Luft zwischen Drift- und Proportionalkammer $\sigma_{SC} = 0{,}47$ mm, der sich nach [Br 94] mit dem θ aus Gleichung (5.1) zu

$$\sigma_{SC} = \frac{1}{\sqrt{3}} Z \, \theta \tag{6.2}$$

ergibt, wobei Z der Abstand Driftkammer–Proportionalkammer ist[3]. Zieht man alle Beiträge bis auf σ_d quadratisch von σ ab, so ergibt sich ein Wert von 0,90 mm, der deutlich größer ist als theoretische Wert für die Standardabweichung einer Ebene der Proportionalkammer aus Gleichung (4.12) $\sigma_{dth} = 0{,}73$ mm. Es wurde aber oben anhand der inneren Abweichung der Proportionalkammer nachgewiesen, daß die Unschärfe der Proportionalkammer nicht größer als $\sigma_d = 0{,}73$ mm ist. Daher muß ein weiterer Beitrag in der Standardabweichung σ enthalten sein. Er hängt mit der Spurrekonstruktion aus den Driftkammerdaten zusammen.

Die Anordnung der Driftkammern ist für die Fokalfläche der Spektrometers, die sich zwischen den beiden Kammern befindet, optimiert. Entsprechend ist das Spurrekonstruktionsprogramm für diesen Bereich entwickelt und getestet worden. In diesem Experiment werden die Spurdaten aber für eine Fläche hinter den Driftkammern benötigt. Eine Streuung der Ejektile findet auch in den beiden Driftkammern und in der Luft zwischen ihnen statt. Sie kann von dem Spurrekonstruktionsprogramm soweit berücksichtigt werden, daß die Spur zwischen den Driftkammern gut bestimmt wird. Tritt jedoch eine Streuung in der zweiten Driftkammer oder in der Luft vor ihr auf, so stimmt die Spur hinter der Kammern nicht mehr mit den berechneten Spurkoordinaten überein. Aus diesem Grund muß bei Abbildung 6.10 noch ein Anteil aus der Streuung in der Driftkammer 2 σ_{SCDC} berücksichtigt werden, der linear mit der Entfernung Driftkammer–Proportionalkammer skaliert. Oben wurde gezeigt, daß der Fehler der Proportionalkammer $\sigma_{dth} = 0{,}73$ mm entspricht. Damit ergibt sich aus dem σ des Spektrums in Abbildung 6.10:

$$\sigma_{SCDC} = \sqrt{\sigma^2 - \sigma_x^2 - \sigma_{SC}^2 - \sigma_{dth}^2} = 0,54\text{mm}$$

Die Streuung in der zweiten Driftkammer läßt sich ebenfalls rechnerisch aus der Gleichung (6.2) abschätzen. Die Kammer besteht aus 12 Kathodenebenen, in denen im Abstand von 2 mm Kupfer-Beryllium-Drähte mit einem Durchmesser von 50 μm gespannt sind [Ja 89]. Die Anodendrähte sind in einem Abstand von 40 mm gespannt und können damit bei der Berechnung der Streuung vernachlässigt werden. Nimmt man eine mittlere Massenbelegung des Kathodenmaterials an, so ergibt sich aus Gleichung (6.2) $\sigma_{SCDC(Cu)} = 0{,}46$ mm. Der Wert stimmt in etwa mit dem oben berechneten überein. Die Differenz kann durch Streuung in der Luft vor der Driftkammer verursacht

[3]Über den Faktor $\frac{1}{\sqrt{3}}$ wird berücksichtigt, daß der Ablenkwinkel der der Bahn *in* dem Material gesucht wird und nicht der Winkel beim *Austritt* aus dem Material.

worden sein. Wegen der verbleibenden Unkenntnis über die Größe der Streuung in der Driftkammer 2 ist ein genauer Vergleich der Positionsinformation der Proportionalkammer mit den Koordinaten aus der Driftkammer nicht möglich. Die folgende Auswertung konzentriert sich daher auf die innere Abweichung, die unabhängig von den Driftkammerkoordinaten Informationen über die Ortsauflösung der Proportionalkammer gibt.

Im nächsten Schritt werden die Messungen für den schrägen Teilcheneinfall analysiert, um hier zunächst Parameter festzulegen. Mit Hilfe der einfachen Clusteranalyse ohne die Berücksichtigung von Lücken wird auch die Messung unter 50° analysiert. Es wird wiederum ein Schwellenwert von etwa 0,03 pC gewählt. Abbildung 6.12 zeigt das Spektrum der inneren Abweichung. Es ist deutlich erkennbar, daß diese Clusteranalyse für diesen Einfallswinkel nicht brauchbar ist.

Bessere Ergebnisse ergeben sich, wenn man Lücken im Cluster zuläßt. Es wird ein Parameter *Lücke* eingeführt, der angibt, wieviele Drähte innerhalb eines Clusters nicht

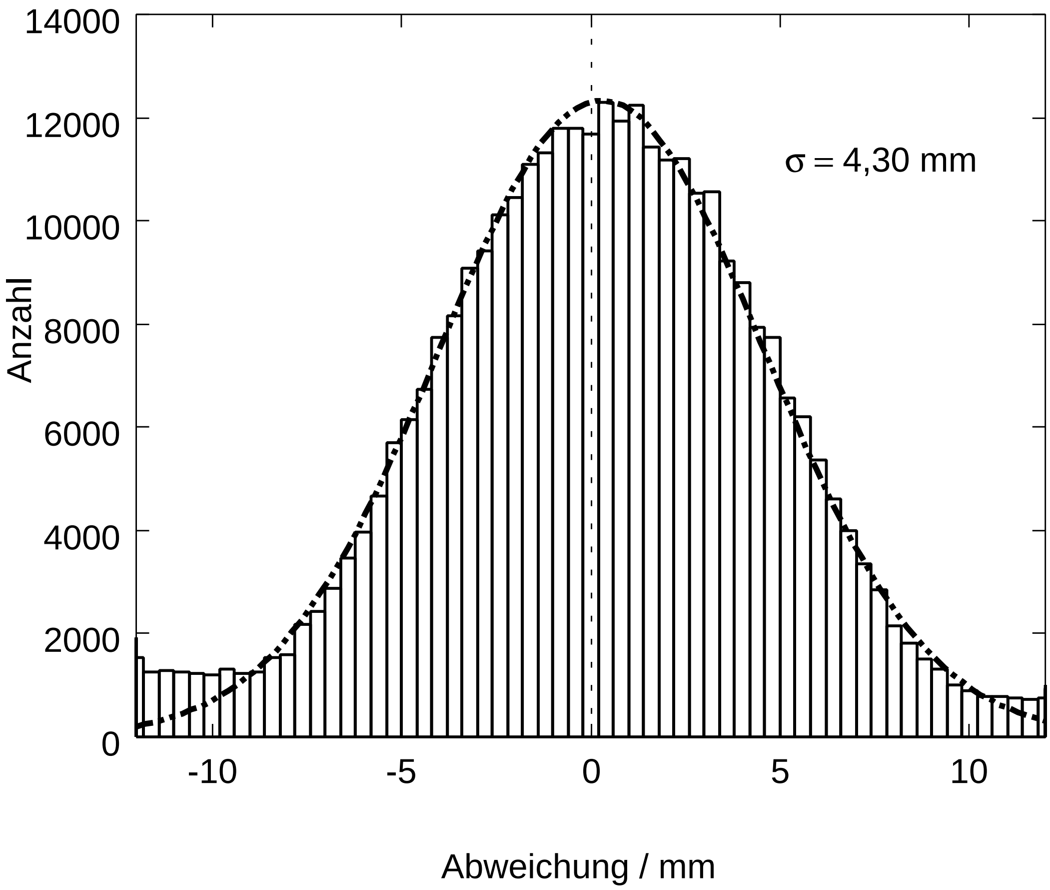


Abbildung 6.12: Innere Abweichung der Proportionalkammer. Die Messung erfolgte für einen Einfallswinkel von 50° bei einer Messung mit dem LeCroy-System. Durch eine verbesserte Clusteranalyse läßt sich die sehr große Unschärfe der Ortsinformation der Proportionalkammer deutlich verkleinern, was in Abbildung 6.13 dargestellt wird.

angesprochen haben dürfen, damit er trotzdem noch als ein Cluster zählt (Abbildung 4.6 in Kapitel 4.2).

Tabelle 6.1: Innere Abweichung b für verschiedene Werte des Parameters *Lücke* in der y-Ebene der Proportionalkammer bei der Auslese mit dem LeCroy-System. Bei *Lücke* = 2 wurde die Abweichung σ_b minimal. Die mittlere Clusterlänge $\overline{n}$ (in Drahtabständen) erreichte dabei nahezu einen Sättigungswert, so daß die vollständige Erfassung aller Cluster sichergestellt war.

Lücke	σ_b [mm]	$\overline{n}$
0	4,30	2,86
1	1,50	4,24
2	1,28	4,36
3	1,30	4,37
4	1,30	4,38

Der Parameter *Lücke* wird nun variiert, um die optimale Einstellung für den Einfall unter 50° zu finden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Für *Lücke* = 2 minimiert sich σ_b, was in dem Spektrum in Abbildung 6.13 gezeigt ist.

Die maximale Größe der Cluster bei einem Einfall von $\beta = 50°$ läßt sich aus Gleichung (4.1) (Kapitel 4.1) ermitteln. Es ergibt sich ein Wert von 6 Drähten. Dieser Wert kann aber nur erreicht werden, wenn auch die Primärladung, die nahe an der Kathodenfolie entsteht, zu einem Signal am Draht führt. Man erwartet aber, daß die mittlere Clusterbreite $\overline{n}$ diesem Wert nahe kommt. Tabelle 6.1 zeigt, daß dieses für *Lücke* > 0 der Fall ist, und mittlere Clustergrößen von vier Drähten erreicht werden. In Abbildung 6.14 ist die Verteilung der der Clustergrößen detaillierter dargestellt.

Für das LeCroy-System ist somit eine Einstellung von *Lücke* = 2 für die Clusteranalyse optimal. Eine Variation des Parameters für das Dubna-System ergibt eine optimale Einstellung von *Lücke* = 1 (Abbildung 6.15). Hier führt die Veränderung von *Lücke* = 0 zu *Lücke* = 1 nur zu eine Verbesserung von 0,25 mm im Gegensatz zu den 2,80 mm bei dem LeCroy-System. Das bedeutet, daß bei dem Dubna-System die Nachweiswahrscheinlichkeit für den einzelnen Draht größer ist als bei dem LeCroy System. Der Grund kann in der Verzerrung der Signale durch die langen Kabel liegen, was bereits in Abschnitt 6.2 angesprochen worden ist.

Auffällig ist die Verschiebung des Zentrums des Peaks in Abbildung 6.15 aus der Nullage. Sie hängt mit der Wahl der relativen Positionen der Ebenen zusammen, die in diesem Fall, wie oben beschrieben, mit dem LeCroy-System aus den Meßwerten für den Einfallswinkel von 0° bestimmt wurden. Eine Messung mit anderen Positionen zeigte eine geringere Verschiebung bei dem Dubna-System, jedoch war hier das Zentrum aus der Messung mit dem LeCroy-System ebenfalls verschoben. Wenn die Positionen optisch vermessen werden, kann diese Verschiebung genauer untersucht werden. Die

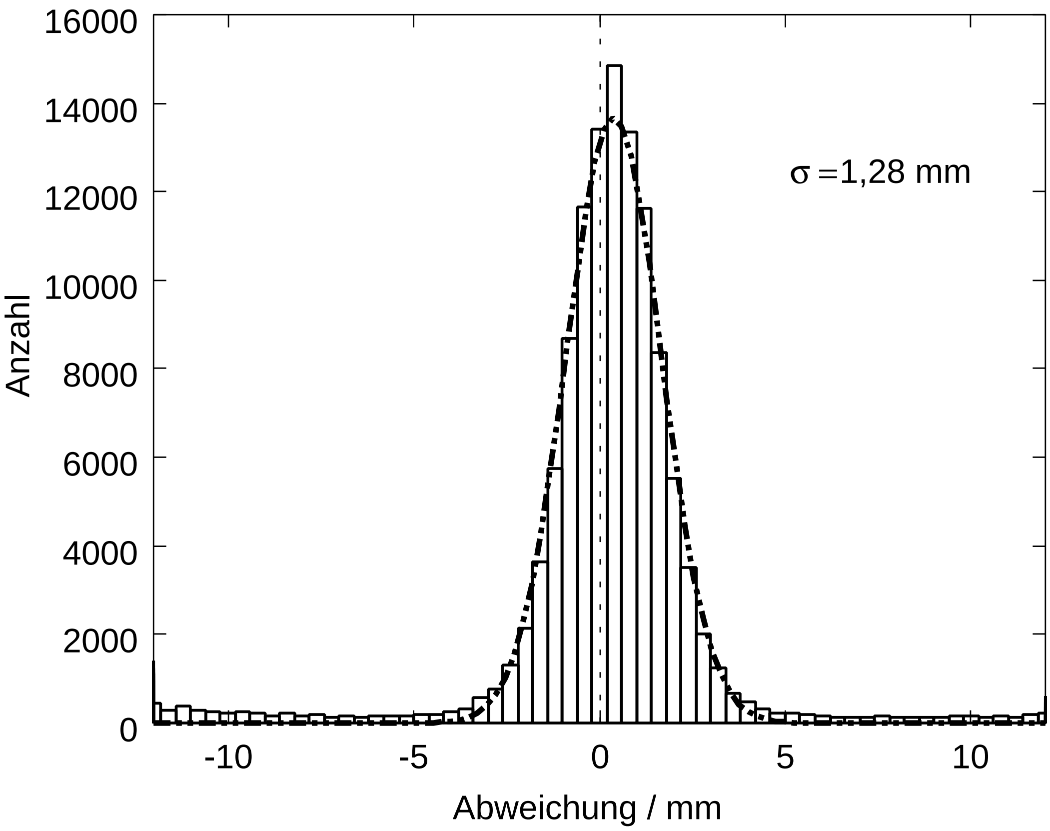


Abbildung 6.13: Innere Abweichung der Proportionalkammer. Im Vergleich mit Abbildung 6.12 ist hier eine Clusteranalyse mit *Lücke* = 2 statt *Lücke* = 0 durchgeführt worden, was σ_b deutlich verkleinert.

Vermessung erfordert jedoch eine Demontage der Proportionalkammer, die wegen der guten Funktion der Vieldrahtkammer zur Zeit nicht vorgenommen wird.

Bisher wurde nur der Parameter *Lücke* verändert, um die Genauigkeit der Proportionalkammer zu erhöhen. In dem Spektrum der inneren Abweichung (zum Beispiel Abbildung 6.15) werden alle Kombinationen aus den Clusterzentren der drei Ebenen einsortiert. Der Untergrund wird daher durch unsinnige Kombinationen verursacht, die zu keinem Treffer in der Vieldrahtkammer gehören. Über ein Fenster in diesem Spektrum können die unsinnigen Kombinationen verworfen werden. Das Programm pcPosition gestattet eine Variation der Breite B dieses Fensters. Sie beeinflußt einerseits die Ortsauflösung der Vieldrahtkammer, andererseits verschlechtert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit, wenn das Fenster verkleinert wird. In diesem Zusammenhang wird eine *effektive Nachweiswahrscheinlichkeit* ϵ eingeführt, die durch das Verhältnis der Anzahl der aus der Proportionalkammer berechneten Positionen zu der Anzahl der Spuren in dem ausgelesenen Bereich der Proportionalkammer bestimmt wird. Das heißt, im Vergleich zu der Nachweiswahrscheinlichkeit aus Abschnitt 6.4.2 ist es nicht ausreichend, wenn nur ein Draht pro Ebene anspricht.

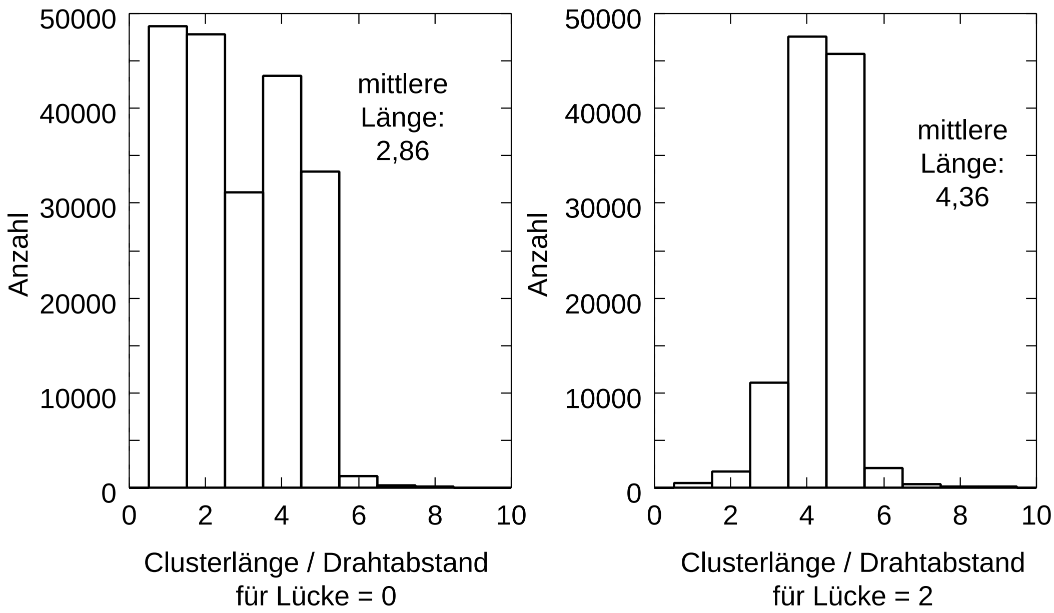


Abbildung 6.14: Vergleich der Clustergrößen für verschiedene Werte von *Lücke*. Man erkennt, daß mehrere kurze Cluster, die bei *Lücke* $= 0$ einzeln gezählt werden, für *Lücke* $= 2$ zu längeren Clustern zusammengefaßt werden.

Der Einfluß der Fensterbreite auf die Ortsauflösung der Proportionalkammer ist nur durch einen Vergleich mit den Driftkammerinformationen möglich. Wegen der Unsicherheit in der Größe der Streuung in der Driftkammer 2 gibt der Vergleich keine genauen Werte. Zunächst wird dazu genauer auf die Geometrie des Aufbaus eingegangen, die in Abbildung 6.16 für den schrägen Einfall gezeigt ist.

Aus der Abbildung ergeben sich die Beiträge, die in die Breite der Verteilung der Abweichung zwischen den Driftkammer– und den Proportionalkammerkoordinaten eingehen. Sie addieren sich zu σ_{ges}:

$$\sigma_{ges}^2 = \sigma_{DC}^2 + \sigma_{SC}^2 + \sigma_{SCDC}^2 \tag{6.3}$$

σ_{DC} ist durch Gleichung (4.18) beziehungsweise durch (4.19) gegeben. Aus Gleichung (6.2) berechnet man den Anteil der Kleinwinkelstreuung. Die Streuung in der zweiten Driftkammer wirkt sich linear mit dem Abstand Z aus

$$\sigma_{SCDC} = Z \quad C_{SCDC}\,. \tag{6.4}$$

Mit Hilfe der Konstanten C_{SCDC}, die aus dem σ_{SCDC} aus Abbildung 6.10 berechnet wird, läßt sich σ_{ges} ermitteln.

In Abbildung 6.17 ist die Differenz der Koordinaten aus Proportional– und Driftkammern dargestellt. Von den gemessenen Standardabweichungen muß der Wert σ_{ges} quadratisch subtrahiert werden, um die Unschärfe der Ortsinformation der Proportionalkammer zu erhalten. Dabei ist zu beachten, daß für die horizontale Richtung die

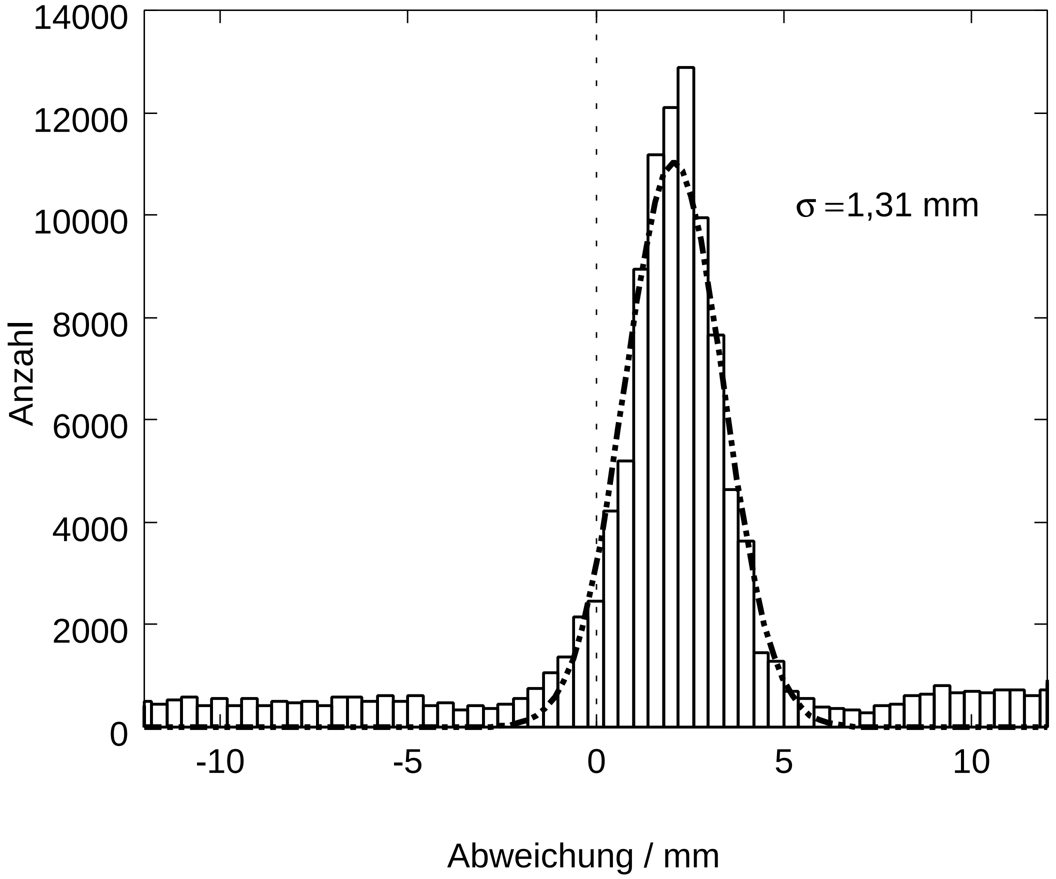


Abbildung 6.15: Innere Abweichung b mit dem Dubna-System und *Lücke* $= 1$ bei $50°$ gemessen. Über das Setzen von Fenstern mit verschiedenen Breiten in diesem Spektrum lassen sich die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ und die Unschärfe der Ortsinformation der Proportionalkammer beeinflussen.

Projektion von σ_{ges} in die Ebene der Proportionalkammer berücksichtigt werden muß, da σ_{ges} nur in der Ebene p (Abbildung 6.16) gilt.

In der Rechnung zeigt sich eine weitere Ungenauigkeit, mit der die Unschärfe der Proportionalkammer bestimmt werden kann. Sie hängt mit der Geometrie des Experiments zusammen. Insbesondere für die horizontale Richtung ist die Berechnung von σ_{ges} nicht korrekt. Alle Beiträge hängen von dem Abstand Z ab. Der ausgelesene Bereich der Proportionalkammer liegt beim schrägen Einfall aber nicht parallel zu den Driftkammern, so daß Z bei jeder Spur verschieden ist. Die Beiträge wurden jedoch für $Z =$ const. (für jedes Auslesesystem) berechnet, so daß die Werte nicht exakt sind. Außerdem ist die Formel für die Kleinwinkelstreuung in [Br 94] ein Fehler von 11 % angegeben. Daraus läßt sich die Genauigkeit der Werte σ_h und σ_v abschätzen.

Die Breite des ausgelesenen Bereichs liegt bei etwa 20 cm, woraus sich durch eine Projektion entlang der p Ebene eine Änderung von Z von etwa $\pm$ 7 cm ergibt. Für $Z =$ 144 cm beträgt die Änderung damit etwa 5 %. Damit läßt sich die Genauigkeit von

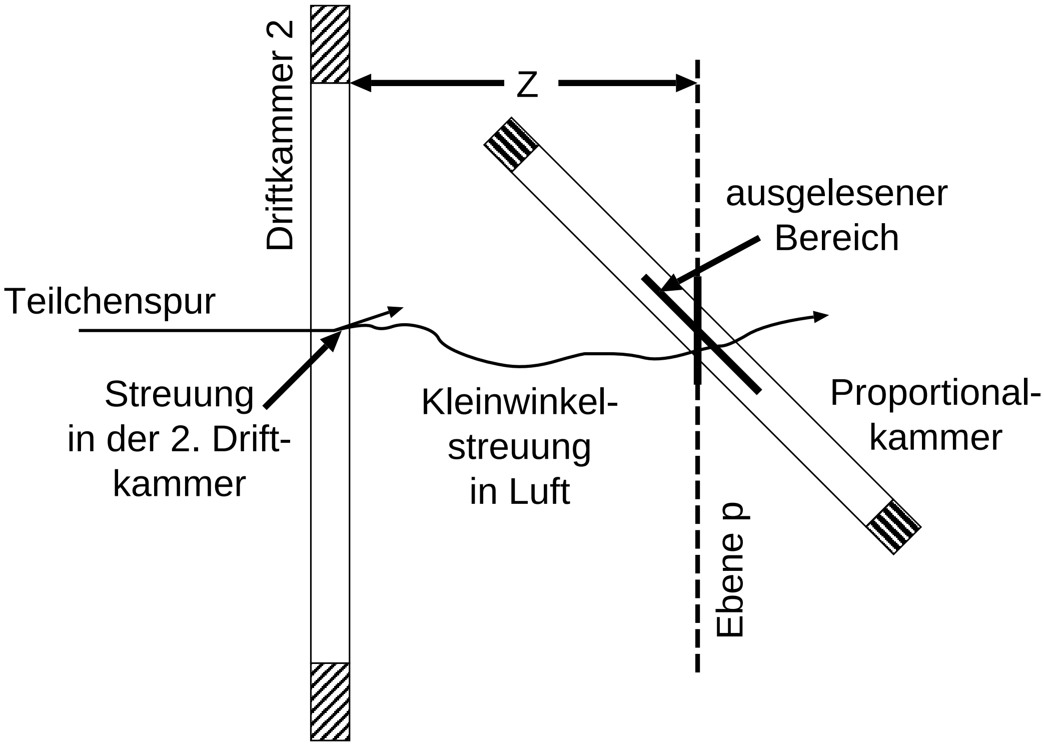


Abbildung 6.16: Beiträge, die bei der Abweichung zwischen den Driftkammer– und den Proportionalkammerkoordinaten berücksichtigt werden müssen. Die Unschärfen der Driftkammerkoordinaten σ_{DC}, der Kleinwinkelstreuung σ_{SC} zwischen Drift– und Proportionalkammer sowie der Streuung in Driftkammer 2 σ_{SCDC} sind abhängig von Z.

σ_{ges} abschätzen. Aus $\sigma_{SC} = 1{,}00$ mm mit einem Fehler von etwa 15 % (Abweichung von Z einbezogen) und $\sigma_{SCDC} = 0{,}89$ mm (Fehler 5 %) kann $\sigma_{ges} = 1{,}40$ mm mit etwa 8 % genau ermittelt werden[4].

Für die Abweichungen der horizontalen Positionen muß die Projektion von σ_{ges} in die Ebene der Proportionalkammer berücksichtigt werden (Abbildung 6.16)

$$\sigma_h^2 = \sigma^2 - \left(\frac{\sigma_{ges}}{\cos 50°}\right)^2 . \tag{6.5}$$

Der Fehler von σ_{ges} führt hier durch die Projektion zu einer Genauigkeit von σ_h von etwa 35 %. In der vertikalen Richtung läßt sich σ_v auf etwa 5 % genau bestimmen, da keine Änderungen durch die Projektion auftreten.

Die Fehlerabschätzung zeigt, daß die Ortsauflösung der Proportionalkammer insbesondere in der horizontalen Richtung durch den Vergleich mit den Driftkammerkoordinaten nur sehr ungenau bestimmt werden kann. Um die Auswirkungen der Breite B zu analysieren, werden die Driftkammerkoordinaten jedoch benutzt, da sonst keine ande-

[4] Die Fehler der Driftkammer betragen hier $\sigma_x = 0{,}40$ mm (horizontal) und $\sigma_y = 0{,}97$ mm(vertikal).

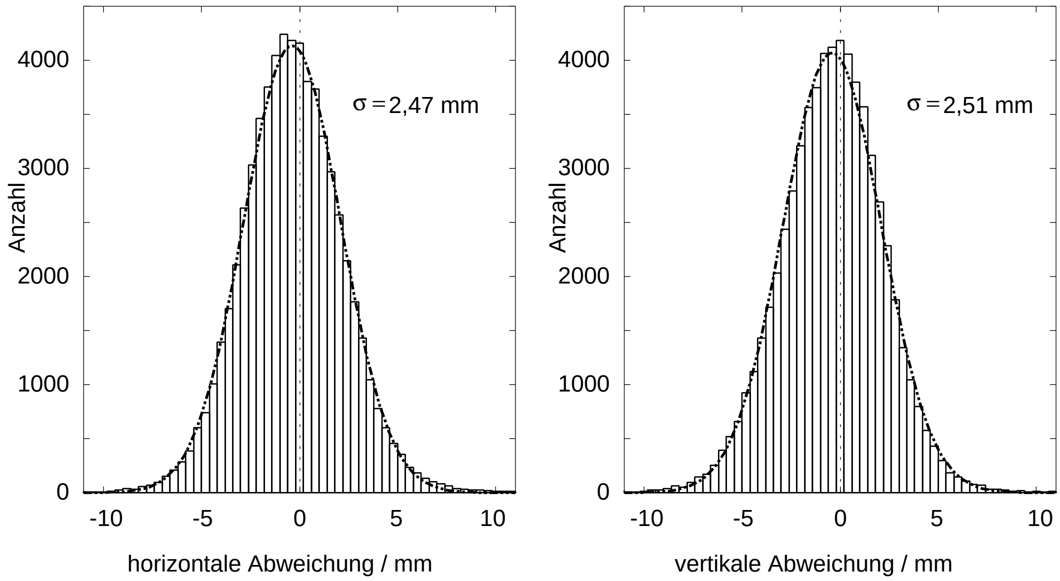


Abbildung 6.17: Horizontale und vertikale Abweichung der Position der Proportionalkammer von der Driftkammer mit dem LeCroy-System bei 50° gemessen. Berücksichtigt man die Unschärfe der Driftkammer und Streueffekte, so ergeben sich für die Unschärfe der Ortsinformation der Proportionalkammer horizontal $\sigma_h = 1{,}08$ mm und vertikal $\sigma_v = 1{,}89$ mm.

Tabelle 6.2: Horizontale σ_h und vertikale σ_v Unschärfe der Ortsinformation der Proportionalkammer mit dem Dubna-System aufgenommen (50°). Sie sind in Abhängigkeit von der Fensterbreite, die in Abbildung 6.15 gesetzt wird, aufgetragen. ϵ beschreibt den Anteil der tatsächlich berechneten Positionen von den Treffern in der Proportionalkammer.

Breite [mm]	σ_h [mm] ± 35 %	σ_v [mm] ± 5 %	ϵ [%] ± 1 %
2,00	1,15	2,03	87
2,50	1,18	2,07	92
3,00	1,21	2,09	95
3,50	1,25	2,12	97

ren Vergleichsmöglichkeiten bestehen. Es wird eine Messung mit dem Dubna-System mit verschiedenen Breiten ausgewertet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 dargestellt.

Der Fehler der Proportionalkammer wird durch die Einschränkung der Breite nicht wesentlich verkleinert. Es wird ein Wert von 3,0 mm für die weitere Analyse gewählt. Das Spektrum in Abbildung 6.17 für das LeCroy-System wurde bereits mit der Breite von 3,0 mm erstellt. Neben dem Wert für *Lücke* ist damit der zweite Parameter für die

Messung mit einem Einfallswinkel von 50° ermittelt.

Aus Zeitgründen ist während der Strahlzeit für den Einfallswinkel 30° nur eine Messung mit dem LeCroy-System durchgeführt worden. Dabei ist eine Betriebsspannung von 2,9 kV im Gegensatz zu den 2,7 kV der oben vorgestellten Messungen mit dem LeCroy-System gewählt worden. Die Analyse ergibt hier einen optimalen Wert für den Parameter *Lücke* von 1.

Ziel der Auswertung war es, gleiche Parameter für die verschiedenen Einfallswinkel zu bestimmen. Daher wurde die Analyse der Daten für den Einfallswinkel von 0° mit den Parametern der 50°-Messung wiederholt. Die Werte änderten sich dabei nur unwesentlich. Alle Meßergebnisse sind in Tabelle 6.3 zusammengefaßt.

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Messungen für die drei Einfallswinkel. Alle Analysen wurden mit dem Parameter Breite $B = 3{,}0$ mm durchgeführt. Mit dem Dubna-System wurde für 30° keine Messung durchgeführt.

	LeCroy-System						
β	*Lücke*	σ_b [mm]	σ_h [mm]	$\pm$	σ_v [mm]	$\pm$	ϵ
0°	2	0,95	0,57	3 %	1,64	3 %	97 %
30°	1	1,41	1,06	30 %	1,89	5 %	96 %
50°	2	1,28	1,09	35 %	1,89	5 %	95 %
	Dubna-System						
β	*Lücke*	σ_b [mm]	σ_h [mm]	$\pm$	σ_v [mm]	$\pm$	ϵ
0°	1	1,10	0,67	3 %	1,65	3 %	96 %
50°	1	1,31	1,21	35 %	2,09	5 %	95 %

Für die Messungen mit den Einfallswinkeln 0° und 50° wurde damit ein gemeinsamer Satz von Parametern bestimmt. Die Messung unter einem Einfallswinkel von 30° wurde nur mit einer Betriebsspannung von 2900 V statt 2700 V durchgeführt. Dadurch mußte der Schwellenwert von 0,03 pC auf 0,15 pC erhöht werden, um eine ausreichende Unterdrückung von Störsignalen zu erhalten. In dieser Einstellung konnten mit den Parametern der 50°-Messung keine zufriedenstellenden Meßergebnisse erreicht werden. Die Ergebnisse der 50°-Messung lassen jedoch erwarten, daß bei einer Betriebsspannung von 2700 V bei 30° ebenfalls mit den Parametern der 50° Messung gearbeitet werden kann.

Aufgrund des großen Fehlers der gemessenen Unschärfe der horizontalen Position und der Unsicherheit bei der Bestimmung der Streuung ist eine genaue Bestimmung der Ortsauflösung der Proportionalkammer aus dem Vergleich mit den Driftkammerkoordinaten nicht genau möglich. Die Ortsauflösung der Proportionalkammer wird daher aus der inneren Abweichung bestimmt.

Es werden zunächst die theoretischen Werte für die horizontale und vertikale Unschärfe berechnet. Die Standardabweichung der horizontalen Position σ_{hth} ermittelt man aus

$$\frac{1}{\sigma_{hth}^2} = \frac{1}{\sigma_{dth}^2} + \frac{1}{\sigma_{Bxth}^2}, \tag{6.6}$$

da praktisch der Durchschnitt der Position aus der y-Ebene mit der Unschärfe σ_d aus Gleichung (4.12) und der horizontalen Koordinate des Kreuzungspunktes der geneigten Ebenen B_x mit der Unschärfe σ_{Bx} aus Gleichung (4.13) gebildet wird. Damit wird (6.6) zu

$$\sigma_{hth} = \sigma_{dth} \frac{1}{\sqrt{1 + 2\cos^2\omega}}. \tag{6.7}$$

In vertikaler Richtung entspricht die Unschärfe der Proportionalkammer σ_{vth} der Standardabweichung σ_{Byth} aus Gleichung (4.14), da die y-Ebene in vertikaler Richtung keinen Beitrag liefert. Mit Hilfe von Gleichung (4.15) lassen sich σ_{vth} und σ_{Byth} in Abhängigkeit von der Standardabweichung der inneren Abweichung ausdrücken:

$$\sigma_{hth} = \sqrt{2}\,\sigma_{bth} \frac{\cos\omega}{2\cos^2\omega + 1} \tag{6.8}$$

$$\sigma_{vth} = \sigma_{bth} \frac{1}{\sqrt{2\sin^2\omega + \tan^2\omega}} \tag{6.9}$$

Die inneren Abweichungen der Messungen lassen (Spalte drei aus Tabelle 6.3) erkennen, daß sich die Ortsauflösung der Proportionalkammer bei dem schrägen Einfall des Strahls nicht wesentlich verschlechtert. Der theoretisch erwartete Wert von $\sigma_{bth} = 0{,}95$ mm wird bei der 50° Messung um maximal 40 % überschritten. Die Ortsauflösung der Proportionalkammer wird durch den Drahtabstand bestimmt. In der Vieldrahtkammer MWPC1 sind die Drahtabstände der drei Ebenen identisch. Daraus schließt man, daß die Effekte, die zur Verschlechterung der inneren Abweichung bei dem schrägen Einfall beitragen, in allen Ebenen gleich sind. Unter dieser Voraussetzung lassen sich horizontale und vertikale Auflösung der Proportionalkammer mit Hilfe der Gleichungen (6.8) und (6.9) aus den *gemessenen* Werten für σ_b ermitteln.

Die Angabe der Detektorauflösung ist in der Mittelenergiephysik als Halbwertsbreite $FWHM$ der Fehlerverteilung üblich. Bei einer Gaußverteilung läßt sie sich über $FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\,\sigma$ ermitteln. Daraus ergeben sich für die Proportionalkammer aus den Werten für σ_b und den Gleichungen (6.8) und (6.9) für 0° Auflösungen von 1,1 (horizontal) und 2,5 mm (vertikal). Da der Fehler einer Proportionalkammer einer Rechteckverteilung entspricht, ist der Zusammenhang hier jedoch nicht ganz korrekt. Bei dem schrägen Einfall verschlechtern sich die Werte auf 1,5 und 3,4 mm. Die für das ANKE–Spektrometer geforderte horizontale Auflösung von etwa 2,5 mm wird mit der Vieldrahtkammer erreicht. Die vertikale Auflösung liegt geringer als Faktor zwei über der benötigten horizontalen Auflösung und ist damit ebenfalls ausreichend für das ANKE–Spektrometer.

Die Auswertung hat gezeigt, daß bei der Rekonstruktion der Cluster bei dem schrägen Teilcheneinfall Lücken mit berücksichtigt werden müssen. Es sprechen also in dem Cluster Drähte nicht an. Der gleiche Effekt wird auch am Rand des Clusters auftreten. Dieses führt zu einem Fehler in der Positionsbestimmung, womit sich die Vergößerung der Ortsauflösung bei dem schrägen Teilcheneinfall erklären läßt.

6.5 Zusammenfassung der Ergebnisse

Das Experiment hat gezeigt, daß die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Vieldrahtkammer unter Bedingungen am Beschleuniger funktioniert. Bei den Protonen aus dem BIG KARL-Spektrometer handelt es sich um minimal ionisierende Teilchen. Im Vergleich dazu erwartet man für die Ejektile am ANKE–Spektrometer (bis auf die Eingangs dieses Kapitels bereits erwähnten Pionen) größere Energieverluste in der Proportionalkammer, da mit kleineren Impulsen gemessen werden wird. Sie erhöhen die Signalamplitude an den Drähten, so daß sich die Plateaucharakteristik eher verbessern wird.

Die Clusteranalyse läßt sich so weit optimieren, daß mit den gleichen Parametern eine horizontale Ortsauflösung von 1,5 mm für Einfallswinkel von 50° und von 1,1 mm bei 0° erreicht werden kann (jeweils *FWHM*). In vertikaler Richtung ergeben sich 3,4 und 2,5 mm *FWHM.* Dabei werden für mindestens 95 % aller Ereignisse Koordinaten berechnet. Die Messung hat gezeigt, daß auch bei dem Auftreten von Drahtclustern eine ausreichende Ortsauflösung mit einer relativ einfachen Datenanalyse erreicht werden kann.

Kapitel 7

Die Integration der Vieldrahtkammer in das ANKE–Spektrometer

7.1 Mechanische Integration

Als internes Experiment wird das ANKE–Spektrometer direkt im Beschleunigertunnel von COSY installiert. Hier ist ein Zugang während des Betriebs des Beschleunigers nicht möglich, so daß Arbeiten am Spektrometer nur in den Wartungszeiten durchgeführt werden können. Da der Ringinnenraum während des Betriebs zugänglich ist, werden die Detektoren des ANKE–Spektrometers auf einer Plattform installiert, die auf Schienen in den Tunnel gefahren wird. Alle Komponenten können so im Innenraum aufgebaut und getestet werden und erst kurz vor der Strahlzeit in den Tunnel gefahren werden. In Abbildung 1.2 in Kapitel 1.2 ist die Anordnung der Detektoren des Seitendetektors im Tunnel gezeichnet.

Die Befestigung der ersten Vieldrahtkammer (MWPC1) auf der Plattform ist konstruktiv nicht einfach zu lösen, da der Raum für Befestigungselemente durch den Magneten D2 eingeschränkt wird. Daher werden die Startzähler und die erste Vieldrahtkammer mit einem Gestell direkt am Magneten befestigt. Für Testzwecke kann dieses Gestell mit einer Hilfskonstruktion auf der Plattform im Innenraum plaziert werden. Der Zugang zu den Detektoren bei Problemen während der Strahlzeit wird durch diese Montage ebenfalls erleichtert. Die Plattform wird dazu im Tunnel etwas zurückgezogen. Da MWPC1 mit dem Magneten verbunden ist, entsteht ein Zwischenraum zwischen MWPC1 und MWPC2, der groß genug ist, um Einstellungs– und Kontrollarbeiten an den Photomultipliern oder den Vieldrahtkammern durchzuführen.

Die Vieldrahtkammer MWPC2 ist nach dem gleichen Konzept (Kapitel 5.1) wie MWPC1 konstruiert worden. Die platzsparende Bauweise der Vieldrahtkammern ermöglichte eine sehr kompakte Installation der übrigen Detektoren. Durch die hohe Integrationsdichte des RAL-Systems muß nur wenig Platz für die Ausleseplatinen freigehalten werden. So konnte eine Positionierung der Detektoren sehr nahe an der für das Experiment optimalen Position erreicht werden.

7.2 Integration in die Datenverarbeitung

Das Steuerungs– und Auslesemodul für das RAL-System ist bereits für das COSY-Datenverarbeitungsystem entwickelt worden. Es handelt sich um ein CAMAC-FERA-Modul, dessen Daten im EMS-Format ausgelesen werden. Die Steuerungs–, Auslese– und Testprogramme für das System werden im ZEL der KFA-Jülich entwickelt.

Die Analyse der Daten bei dem Experiment und in der Auswertung kann von dem XD-Programm vorgenommen werden, wie es schon in dem Experiment am BIG KARL erfolgreich praktiziert wurde. Über einen Filter können auch die RAL-Daten von XD verarbeitet werden. Das Programm pcPosition für die Bestimmung der Positionen ist bereits in XD integriert und ist so allgemein geschrieben, daß auch Daten des RAL-Systems verarbeitet werden können. Zuvor muß das Programm noch für die Anwendung auf zwei Vieldrahtkammern modifiziert werden, wie es in Kapitel 4.3 beschrieben worden ist.

7.3 Ausblick

Die Messungen am Spektrometer BIG KARL unter Verwendung von zwei verschiedenen Auslesesystemen haben gezeigt, daß die Clusteranalyse für jedes System optimiert werden muß. Sobald das RAL-System in ausreichender Stückzahl verfügbar ist, müssen die Messungen für verschiedene Einfallswinkel mit diesem System wiederholt werden.

Nach der Fertigstellung der Proportionalkammer MWPC2 kann dann die Spurbestimmung mit zwei Vieldrahtkammern getestet werden.

Literaturverzeichnis

[Ch 68] *The Use of Multiwire Proportional Counters to select and localize charged Particles*, G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier und Č. Zupančič: Nucl. Instr. and Meth. **62** 235 (1968)

[Bö 69] *Das Techniker Handbuch*, A. Böge (Hrsg.): Vieweg & Sohn, Braunschweig (1969)

[Br 70] *Statistical and Computational Methods in Data Analysis*, S. Brand: North-Holland Publishing Company (1970)

[Ch 70] *Some Developments in the Operation of Multiwire Proportional Chambers*, G. Charpak, D. Rham, M. Steiner: Nucl. Instr. and Meth. **80** 13 (1970)

[Br 77] *High-Accuracy, idimensional Read-out of Proportional Chambers with short resolution Times*, A. Breskin, C. Charpak, C. Demierre, S. Majewski, A. Policarpo, F. Sauli, J. C. Santiard: Nucl. Instr. and Meth. **143** 29 (1977)

[Sa 77] *Priciples of Operation of Mulitwire Proportional and Drift Chambers*, F. Sauli: CERN Report 77-09 (1977)

[Ch 79] *Multiwire Proportional Chambers and Drift Chambers*, G. Charpak and F. Sauli: Nucl. Instr. and Meth. **162** 405 (1979)

[Tr 85] *KAON Factory Proposal*, TRIUMF, Canada (p. 3 - 22)

[Bh 88] *A Computer-Controlled Wire Tension Measurement System used in The Fabrication of the CDF Central Drift Tube Array*, S. Bhadra et al: Nucl. Instr. and Meth. **A 269** 33 (1988)

[Ko 88] *Subtheshold K^+-meson production in proton–nucleus interactions*, V. P. Koptev et al: Sov. Phys. JETP **67** (11) 2177 (1988)

[Ja 89] *Development of a Drift Chamber for Experiments at COSY*, L. Jarczyk et al: Annual Report 1988, IKP (1989)

[Ca 90] *Subthreshold K^+-Production in Proton–Nucleus Reactions*, W. Cassing et al: Phys. Lett. **B 238** 25 (1990)

[Be 91] *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen*, K. Bethge und U. Schröder: Wiss. Buchges. (1991)

[Bo 91] *Study of the Subthreshold K^+Production with a 0° Facillity at TP2 in COSY*, W. Borgs et al: COSY Proposal, IKP, KFA-Jülich (1991)

[Ds 91] *Exclusive Deuteron Break-up Study with polarized Protons and Deuterons at COSY*, S. V. Dshemuchadse et al: COSY Proposal, IKP, KFA-Jülich (1991)

[Ar 92] *A fast-cathode pad-photon detector for Cherenkov ring imaging*, R. Arnold, Y. Giromataris, J. L. Guyonnet, A. Racz, J. Séguinot and T. Ypsilantis: Nucl. Instr. and Meth. **A 314** (1992)

[GB 92] *Investigation of the A(p,η)X reaction at COSY*, G. Borchert et al: COSY Proposal, IKP, KFA-Jülich (1992)

[Bü 92] *Dissertation*, Universität zu Köln, M. Büscher (1992)

[Mü 92] *Subthreshold production of K^+mesons and the fragmentation of the target*, H. Müller, K. Sistemich: Z. Phys. **A 344** 197 (1992)

[Bü 93] *A Dedicated 0° Facility for Theshold Particle Production Studies at COSY*, M. Büscher, K. Sistemich, V. Abaev et al: Physica Scripta **48** 50 (1993)

[Dr 93] *Mulitprozessor VME-Eventbuilder auf der Basis der objektorientierten Experimental Message Specification. Berichte zum Datenerfassungssystem für physikalische Experimente an COSY*, M. Drochner: KFA-ZEL, Zentrallabor für Elektronik, Forschungszentrum Jülich (1993)

[Fh 93] *A fast integrated Readout System for a Cathode Pad Photon Detector*, M. French et al., Nucl. Instr. and Meth. **A 324** (1993)

[Km 93] *Exclusive Deuteron Break-up Study with polarized Protons and Deuterons at COSY*, V. I. Komarov: proceedings 105th International WE-Heraeus-Seminar *Hadronic Processes at Small Angles in Storage Rings*, Eds. E. Rössle und O. W. B. Schult, ISBN 0938-6521, p. 281 (1993)

[Ma 93] *Meson Production studied with the GEM Detector*, H. Machner, A. Budzanowski, P. Cloth, H. Dabrowski et al: Acta Phys. Pol. **B 24** 1555 (1993)

[Ap 94] *PAW, Physics Analysis Workstation, An Intruductory Tutorial*, Application Software Group, CERN, Genf, Schweiz (1994)

[Br 94] *Review of particle properties*, L. S. Brown and D. L. Nordstrom: Phys. Rev. **D 50** (1994)

[Bü 94] *Determination of the detector heights at the 0° Facility*, M. Büscher: Annual Report 1993, IKP KFA-Jülich (1994)

[Ds 94] *Simulation of Momentum Resolution of the 0° Facility*, S. Dshemuchadse et al: Annual Report 1993, IKP KFA-Jülich (1994)

[Le 94] *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, W. L. Leo: Springer-Verlag (1994)

[Si 94] *Subthreshold K^+production in proton-nucleus collision*, A. A. Sibirtsev, M. Büscher: Z. Phys. **A 347** 191 (1994)

[St 94] *Taschenbuch der Physik*, H. Stöcker (Hrsg.): Thun; Frankfurt a. M. (1994)

[Wy 94] *Berechnungen der Spannungen und Verformungen der Vieldrahtkammer W1 der 0°-Facility an COSY*, H. Wyrwich: interner Bericht KFA-ZAT, 278-II.2-34 (1994)

[Ga 95] *XD Manual (ver. 2.0)*, M. Gasthuber, private Mitteilungen (1995)

[Ig 95] *The Germanium Wall of the GEM Detector System*, S. Igel, A. Hamacher, K. Killian, H. Machner, D. Protić: Acta Phys. Pol. **B 26** 627 (1995)

[Ka 95] *Amplifier/Discriminator BA-32*, V. V. Karpukhin: private Mitteilungen (1995)

[Ki 95] *Pulse characteristics of the Rossendorf wire chambers*, T. Kirchner, V. V. Kruglov, H. Langenhagen, H. Müller, Chr. Schneider: private Mitteilungen (1995)

[Ma 95] *Bit Pattern Unit*, D. Maeckelburg: interner Bericht KFA-ZEL 547 (1995)

[Mü 95] *Hadron production in proton-proton interactions at medium energies*, H. Müller: Z. Phys. **A 353** 103 (1995)

[OS 95] *Plans for Investigations of Subthreshold K^+Production in $p + A$ Collisions*, O. W. B. Schult et al.: Nucl. Phys. **A 583** 629–632 (1995)

[Bü 96] *K^+-meson production in p Be interactions at $T_p = 2.9$ GeV*, M. Büscher, R. Eßer, A. Franzen, L. von Horn et al: Z.Phys. **A 355** 93–100 (1996)

[Dr 96] *Total and differential Cross Sections of $p + p \longrightarrow \pi + d$ Reactions down to 275 keV above Threshold*, M. Drochner, J. Ernst, S. Förtsch et al: Phys. Rev. Letters **77** 454 (1996)

[Eß 96] *Dissertation*, Universität zu Köln, R. Eßer (1996)

[Fr 96] *Dissertation*, Universität zu Köln, A. Franzen (1996)

[Ki 96] *Study of subthreshold K^-production* Th. Kirchner, H. Müller, et al: COSY Proposal, IKP, KFA-Jülich (1996)

[Kr 96] *Diplomarbeit*, Universität zu Köln, R. Krause (1996)

[RS 96] *Dissertation*, RWTH Aachen, R. Schleichert (1996)

[CS 96] *Dissertation*, Technische Universität Dresden, C. Schneider vor. Dez. 1996

[So 96] *Meduza manual*, M. Sokołowski, wird veröffentlicht

[Zo 96] *Dissertation* Uniwersytet Jagielloński, Kraków, P. A. Żołnierczuk (1996)

Herzlichen Dank ...

- Herr Prof. Schult, daß ich in Ihrem Institut promovieren konnte. Sie haben viel zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen, indem Sie mir Reisen nach Rossendorf ermöglichten.

- Herr Prof. Sistemich, für die doktorväterliche Unterstützung besonders in schwierigen Phasen. Dank Ihrer Anregungen hat die Arbeit ihren richtigen Schliff bekommen.

- Henner Ohm. Du standes mir stets mit Rat und Tat zur Seite. Mancher guter Gedanke entwickelte sich bei einer gemeinsamen Tasse Tee.

- Thomas Kirchner, Valodia Kroglov, Heinz Müller, Christel Schneidereit und Christof Schneider für die gute Zusammenarbeit, die Trotz der großen Entfernung Rossendorf–Jülich sehr gut gediehen ist.

- dem Team im Detektorlabor im Forschungszentrum Rossendorf, besonders Jochen Hutsch. Nur mit Eurer tatkräftigen Unterstützung konnten wir in relativ kurzer Zeit einen sehr guten Detektor aufbauen.

- Markus Büscher, Reiner Eßer, Arndt Franzen, Michael Hartmann, Harald Junghans, Rudolf Krause und den anderen Kollegen für die vielen interessanten Fachgespräche.

- Willi Borgs und Guido D'Orsaneo. Zusammen mit den Kollegen aus der Werkstatt und der Konstruktion habt Ihr einen wichtigen Beitrag zur Realisierung der Experimente von uns Physikern geleistet.

- Matthias Drochner, Günter Kemmerling, Piotr Żołnierczuk und den anderen Mitgliedern der GEM-Kollaboration. Mit Eurer Hilfe wurde die Strahlzeit am BIG KARL ein Erfolg. Vielen Dank ebenfalls an Robert Nellen.

- der Prüfungskommission (Dr. Eßer, Prof. Schieck, Prof. Sistemich und Prof. Stauffer). Einen besonderen Dank an Herrn Prof. Schieck für die Übernahme des zweiten Gutachtens.

Erklärung

Ich versichere, daß ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen –, die anderen Werken im Wortlaut oder Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; daß diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; daß sie abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, daß ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluß des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen dieser Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. K. Sistemich betreut worden.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Lüder von Horn

geboren am 18. Dezember 1966 in Bremen;
verheiratet seit dem 26. August 1992

Schulbildung

August 1973 bis Juni 1986	Grundschule, Orientierungsstufe und Gymnasium in Bremen **Abitur** (6. Juni 1986) Note: 1,6

Bundeswehr

Juli 1986 bis September 1987	in Schwanewede bei Bremen

Studium

Oktober 1987 bis September 1989	Grundstudium Physik an der Universität Bremen **Vordiplom** (4. August 1989) Note: Gut
Oktober 1989 bis Juni 1993	Hauptstudium an der Universität zu Köln Nebenfach Informatik
April 1992 bis Juni 1993	Diplomarbeit am Forschungszentrum Jülich **Diplom Physik** (9. Juni 1993) Gesamtnote: Gut

Promotionsstipendium

Juli 1993 bis Juni 1996	im Forschungszentrum Jülich Thema: *Entwicklung eines ortsempfindlichen Detektionssystems zur Impulsbestimmung für das ANKE-Spektrometer an COSY-Jülich*