

KPH 12/95

Entwicklung, Aufbau und Inbetriebnahme der
vertikalen Driftkammern der
Drei-Spektrometer-Anlage am Mainzer Mikrotron
MAMI und Studium der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ für
mittlere und hohe Nukleonenimpulse im Kern

Dissertation

zur Erlangung des Grades

„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

vorgelegt von

Peter Sauer
geboren in Kadenbach/Westerwald

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Mai 1995

Dekan: Prof. Dr. F. Scheck
1. Berichterstatter: Prof. Dr. Th. Walcher
2. Berichterstatter: Prof. Dr. H. Backe

Tag der mündlichen Prüfung: 19.7.1995

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Entwurf der Spurdetektoren	7
2.1 Allgemeine Anforderungen an die Spurdetektoren	7
2.1.1 Lage der Fokalebene und Akzeptanzen	7
2.1.2 Auflösungen	10
2.1.3 Weitere Anforderungen	13
2.2 Wahl des Detektortyps	16
2.2.1 Vergleich von HDC und VDC	17
2.2.1.1 Funktionsprinzipien	17
2.2.1.2 Eigenschaften	19
2.2.2 Diskussion	20
2.3 Prinzip der dreidimensionalen Spurvermessung	22
2.4 Wahl des Auslese-Prinzips	25
2.5 Optimierung der geometrischen Kammerparameter	29
2.5.1 Zellgröße	29
2.5.1.1 Zahl der angesprochenen Signaldrähte	29
2.5.1.2 Ortsauflösung	32
2.5.2 Messung der nicht-dispersiven Ortskoordinaten	35
2.5.3 Abstand der Kammern	38
2.6 Minimierung der Massenbelegung	42
2.6.1 Driftkammerbetrieb bei Niederdruck	42
2.6.2 Driftkammerbetrieb bei Normaldruck	44
2.6.2.1 Vakuumaustrittsfenster	44
2.6.2.2 Massenbelegung der Driftkammer	46
2.7 Optimierung der Betriebsparameter	47
2.7.1 Gasgemisch	47
2.7.2 Feldkonfiguration	49
3. Technische Realisierung	51
3.1 Vakuumaustrittsfenster	51
3.1.1 Funktionsprinzip	52
3.1.2 Entwurf der Flansche	53
3.1.3 Wickelapparatur und Klebetechnik	53
3.1.4 Test der fertigen Fenster	56
3.1.5 Eigenschaften der eingesetzten Fenster	56
3.2 Vertikale Driftkammern	57
3.2.1 Aufbau einer Doppel-Driftkammer	59
3.2.2 Drahtrahmen	59
3.2.2.1 Elektrische Signalführung	59
3.2.2.2 Spannen, Positionierung und Befestigung der Drähte	64
3.2.2.3 Messung der Drahtposition	67
3.2.3 Folienrahmen	71
3.2.4 Zusammenbau	73
3.2.5 Montage der Vorverstärker/Diskriminatorkarten	75
3.2.6 Versorgungssysteme	78
3.2.6.1 Hochspannungsversorgung	78
3.2.6.2 Gasversorgung	78

3.2.6.3	Niederspannungs-Versorgung der Vorverstärker-Karten	79
3.2.7	Detektornahe Auslese-Elektronik	80
3.2.8	Steuerungs- und Überwachungssysteme	81
3.3	Einbau in die Abschirmhäuser	82
4.	Inbetriebnahme der Spektrometer	85
4.1	Datenerfassung	85
4.1.1	Triggerkonzept	85
4.1.2	Rechnerkonzept und Datenerfassung	89
4.2	Rekonstruktion der Teilchenspur	93
4.2.1	Rohspektren	93
4.2.2	Spurrekonstruktion	97
4.2.3	Nachweiswahrscheinlichkeit	104
4.3	Rekonstruktion der Targetkoordinaten	105
4.4	Energie-Eichung von Spektrometer A	110
5.	Analyse der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ bei einem Zwei-Spektrometer-Koinzidenz-Experiment	113
5.1	Die quasielastische exklusive Reaktion $(e,e'p)$	113
5.1.1	Motivation	113
5.1.2	Kinematik	114
5.1.3	Differentieller Wirkungsquerschnitt	115
5.2	Stoßnäherung mit ebenen Wellen (PWIA)	118
5.3	Stoßnäherung mit verzerrten Wellen (DWIA)	120
5.4	Durchführung des $(e,e'p)$ -Experiments an ^{12}C	121
5.4.1	Überblick	121
5.4.2	Dickeneichung des ^{12}C -Targets mit Hilfe elastischer Elektronenstreuung	123
5.4.3	Koinzidenz- und Nachweiseffizienz	126
5.5	Analyse der $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ -Daten	127
5.5.1	Flugzeitkorrekturen und Rohspektren	128
5.5.2	Korrekturen	130
5.5.2.1	Subtraktion des Untergrunds	132
5.5.2.2	Akzeptanzrechnungen	132
5.5.2.3	Strahlungskorrekturen	136
5.5.3	Reduzierte Wirkungsquerschnitte und Vergleich mit DWIA-Rechnungen	141
6.	Zusammenfassung	153
A.	Geometrie der Driftzelle und Driftweg-Korrektur	159
B.	Energieeichung Spektrometer A	163
C.	Resultate der $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$-Messungen	167
	Literaturverzeichnis	171

1. Einleitung

Am Institut für Kernphysik der Universität Mainz wird seit den 60er Jahren die elektromagnetische Struktur der Kerne und Nukleonen erforscht. Dazu wurde zunächst ein Linearbeschleuniger (LINAC) mit einer maximalen Elektronenenergie von 320 MeV und einem maximalen Tastverhältnis von $4.5 \cdot 10^{-4}$ betrieben. Mitte der 70er Jahre verlagerten sich die kernphysikalischen Fragestellungen von der Kernstruktur hin zur Struktur der den Kern bildenden Protonen und Neutronen. Von Interesse ist hier, ob sich die Struktur der freien Nukleonen in der Kernbindung verändert und wie sich die Wechselwirkung vermittelnden Pionen auf diese Struktur auswirken. Zur Bestimmung solcher Einteilchen-Eigenschaften ist es notwendig, den Zustand der bei einer Streuung am Kern herausgeschlagenen Nukleonen zu vermessen. Gleichzeitig ist es erforderlich, die beim Streuprozess eines Elektrons mittels eines Photons übertragene Energie und den übertragenen Impuls genau zu kennen. Daher ist der koinzidente Nachweis zweier zusammengehörender Teilchen, in der Regel in verschiedenen Detektoren, notwendig. Aufgrund dieses Umstands ist das Interesse an Dauerstrich-Beschleunigern in den letzten Jahren immer stärker gewachsen [Wal93]. Die zeitliche Zuordnung zweier oder mehrerer Teilchen, die aus der gleichen Reaktion stammen, ist durch die Zeitauflösung der Nachweisdetektoren auf einige 100 ps beschränkt. Die Koinzidenzwirkungsquerschnitte der interessierenden Reaktionen erfordern bei üblichen Raumwinkelakzeptanzen der Detektoren von $5 - 10 \text{ msr}$ mittlere Strahlströme von einigen $10 \mu\text{A}$, um in endlicher Zeit (einige Tage) zu statistisch relevanten Messungen zu gelangen. Da bei einem Tastverhältnis von 10^{-4} der Strom während eines Elektronenpakets 10^4 mal größer ist als der mittlere Strom, wäre auch eine 10^4 mal größere Zeitauflösung der Detektoren erforderlich, um die koinzidenten Teilchen einander zuordnen zu können. Sie läge bei einigen 10 fs , was jedoch technisch nicht erreichbar ist. Daher wurde seit 1977 parallel zum Experimentierbetrieb am LINAC ein Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger entwickelt, das Mainzer Mikrotron, das in der Ausbaustufe A ab 1983 für Experimente genutzt wurde. Die Maximalenergie betrug 180 MeV , der maximale Strahlstrom $100 \mu\text{A}$. Der Wunsch nach höheren Auflösungen bedingt eine höhere Strahlenergie und führte zur Planung einer Erweiterungsstufe des Mikrotrons, MAMI B, das von 1987 an in neuen Hallen mit Stufe A als Injektor aufgebaut wurde und 1990 zum ersten Mal einen kontinuierlichen Elektronenstrahl von 855 MeV lieferte. Der maximale Strahlstrom beträgt $107 \mu\text{A}$. Das Prinzip des Rennbahnmikrotrons besteht darin, einen Linearbeschleuniger mit kleinem Energiegewinn im Dauerstrich zu betreiben und die gewünschte Endenergie durch entsprechend häufiges Umlaufen und Wiedereinfädeln des Strahls in den gleichen Beschleuniger zu erzielen. Dazu sind zu beiden Seiten des Linearbeschleunigers Ablenkmagnete angebracht, die den Strahl jeweils um 180° umlenken und über „Rennstrecken“ wieder auf die Beschleunigerachse zurückführen ([HFK⁺76]). Abbildung 1.1 zeigt den sehr kompakten Aufbau des Beschleunigers, die Strahlführung und die Experimentierhallen.

MAMI besteht aus 3 hintereinander geschalteten Rennbahn-Mikrotrons mit einem 3.5 MeV -Einschußbeschleuniger, in den auch polarisierte Elektronen eingespeist werden können. Die Elektronen können in Schritten von 15 MeV von 180 bis 855 MeV aus der dritten Beschleunigerstufe extrahiert werden.

Der Elektronenstrahl wird von mehreren Kollaborationen genutzt, die hier kurz vorgestellt wer-

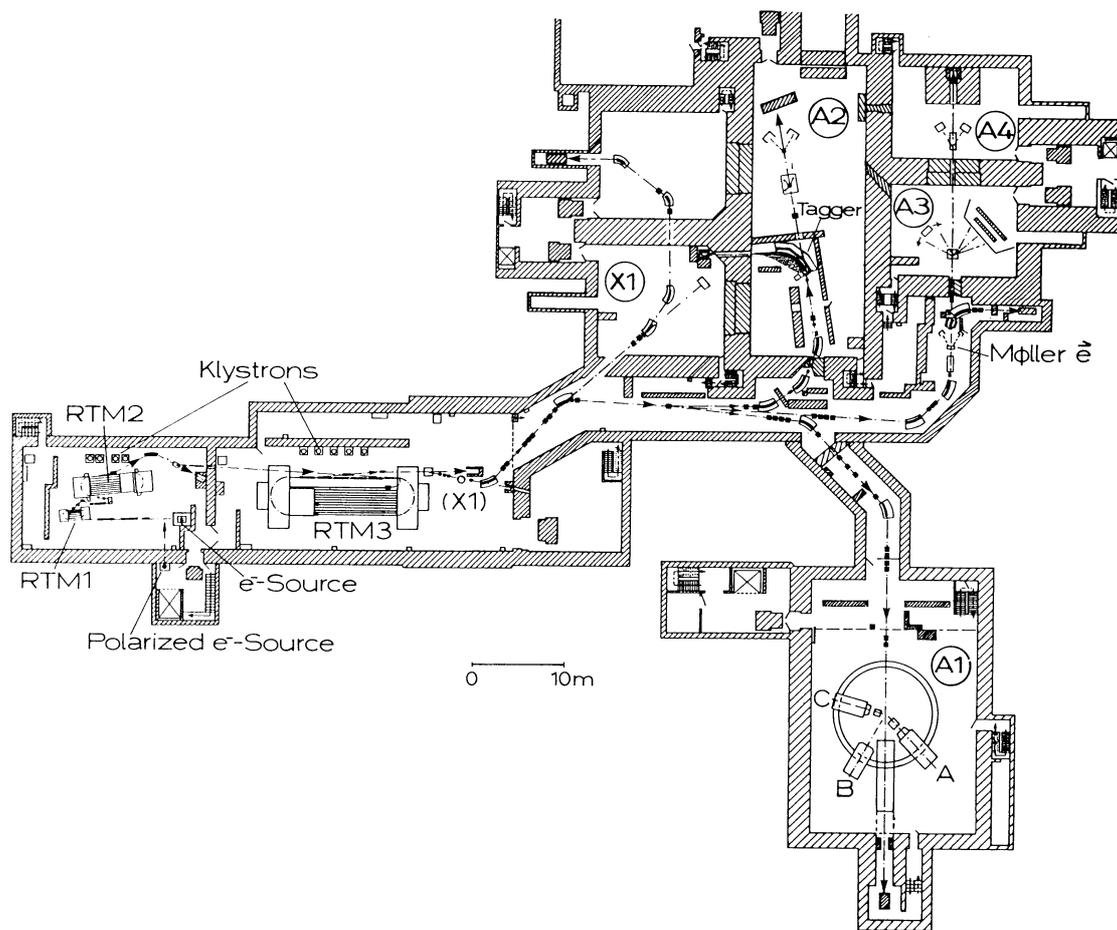


Abbildung 1.1: Grundriß des Mainzer Mikrotrons (MAMI). Man erkennt die 3 Rennbahn-Mikrotrons RTM1 bis RTM3 und die Klystrons, die die benötigte Hochfrequenzleistung zur Verfügung stellen. Die hochenergetischen Elektronen werden über ein Strahlführungssystem zu den im rechten Teil dargestellten Experimentierhallen der verschiedenen Kollaborationen geleitet.

den sollen:

Die Kollaboration X1 interessiert sich für hochbrillante Strahlungsquellen im Bereich weicher und harter Röntgenstrahlung zur Anwendung in verschiedenen Bereichen der Physik, Materialwissenschaft, Medizin und Biologie.

In der Kollaboration A4 soll die paritätsverletzende Komponente der Elektronen-Streuung untersucht und der „schwache“ elektrische Formfaktor des Nukleons gemessen werden. Dazu soll ein Ein-Arm Elektronen-Streuexperiment durchgeführt werden, wobei ein nicht-magnetischer Detektor eingesetzt wird.

Das Hauptziel der A3-Kollaboration ist die Messung des elektrischen Formfaktors des Neutrons, des sogenannten Ladungsformfaktors G_E^n . Trotz seiner Wichtigkeit für das Verständnis des Nukleons ist er nur ungenau bekannt.

Die Kollaboration A2 führt Experimente mit reellen Photonen durch. Dazu werden die Beschleunigerelektronen in einem ersten Target abgebremst, wobei hochenergetische Bremsstrahlphotonen emittiert werden. Deren Energie wird durch Messung des Impulses des zu jedem individuellen Photon gehörenden abgebremsten Elektrons markiert, die Photonen lösen in einem zweiten Target die interessierende Reaktion aus.

Abbildung 1.2 zeigt schematisch den totalen Wirkungsquerschnitt als Funktion von Energie- und Impulsübertrag ω und \vec{q} . Zu sehen sind die Bereiche der elastischen Streuung, der Riesenresonanz, der quasifreien Streuung, der sogenannte Dip-Bereich, die Delta-Resonanz und die N^* -Resonanz. Verwendet man ein reelles Photon als Sonde, so gibt es zwischen Energie- und Impulsübertrag eine feste Beziehung: $q = \omega$. Bei virtuellen Photonen, die die Wechselwirkung im Falle der Elektronenstreuung vermitteln, können dagegen Energie- und Impulsübertrag unter der Bedingung $|\vec{q}| > \omega$ unabhängig voneinander variiert werden.

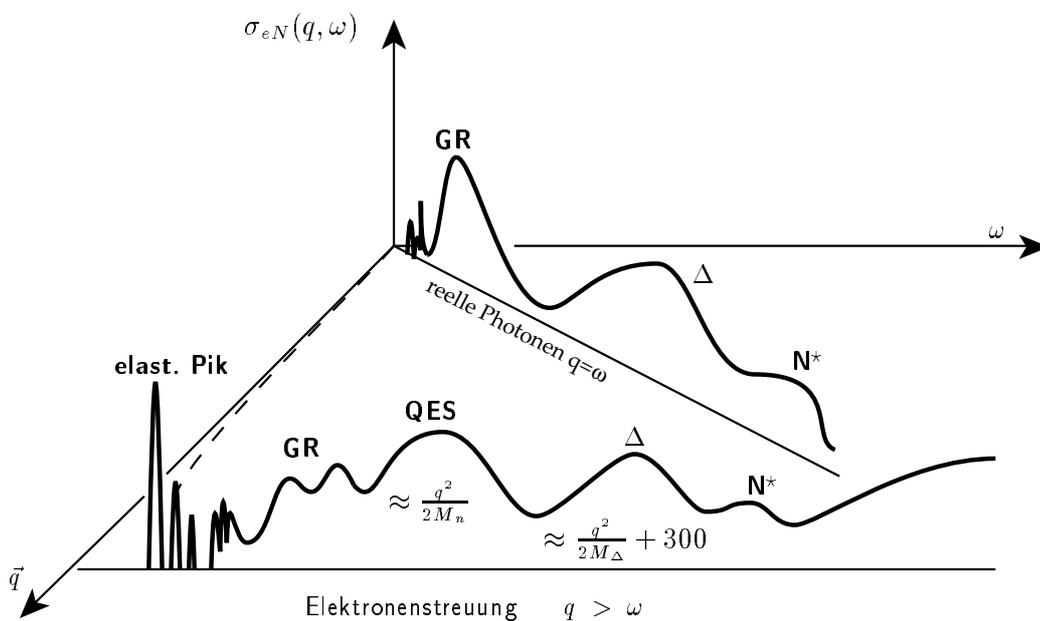


Abbildung 1.2: Wirkungsquerschnitt bei Streuung von reellen ($q = \omega$) und virtuellen ($q > \omega$) Photonen an Atomkernen als Funktion von Energie- und Impulsübertrag ω und \vec{q} im Überblick

Auch haben virtuelle Photonen außer der rein transversalen Polarisation der reellen Photonen noch eine longitudinale Polarisation, die von \vec{q} und ω abhängt. Damit wird die Messung der longitudinalen Strukturfunktion und von Interferenztermen aus longitudinaler und transversaler Strukturfunktion möglich.

In der A1-Kollaboration werden zweifach ($e, e'x$) und dreifach ($e, e'xy$) Koinzidenzexperimente mit Elektronen durchgeführt. Dazu wurde eine Anlage aus drei um eine gemeinsame Achse drehbaren hochauflösenden magnetischen Spektrometern aufgebaut (Abbildung 1.3). Weitere Detektoren wie ein BGO-Kristall-Ball, der einen Raumwinkel von fast 4π überdecken kann, Neutronen-Detektoren, und eventuell ein weiteres kleines magnetisches Spektrometer können den Aufbau bei Bedarf ergänzen. Um auch Experimente mit polarisierten Elektronen durchführen

zu können ist als zusätzliche Instrumentierung der Einbau eines Polarimeters in Spektrometer A geplant.

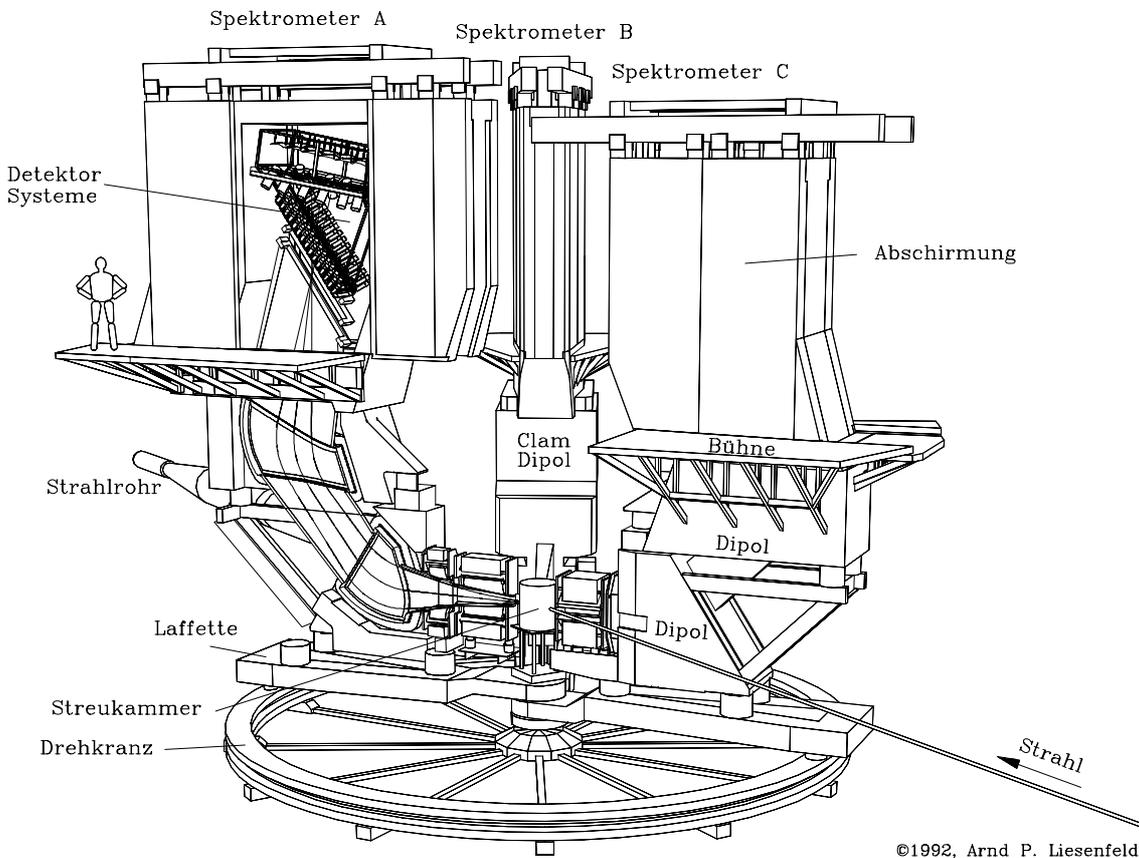


Abbildung 1.3: Die Drei-Spektrometer-Anlage an MAMI

Der Elektronenstrahl von MAMI trifft in der Streukammer auf das jeweilige Target. Die gestreuten und erzeugten Teilchen werden, falls sie in der Impuls- und Winkelakzeptanz der Spektrometer liegen, durch deren Magnetfelder in die Detektorsysteme abgelenkt. Die Detektoren sind bei allen drei Spektrometern konzeptionell gleich: Hinter dem Vakuumaustrittsfenster sind vier vertikale Driftkammern zur Vermessung der Teilchenbahn platziert, denen eine Leiter aus Plastik-Szintillatoren und ein Veto-Gas-Čerenkov-Detektor folgt. Die Spektrometer, von links nach rechts mit A, B und C bezeichnet, können daher prinzipiell jeweils für den Nachweis aller vorkommenden Teilchensorten verwendet werden.

Die am Target gestreuten oder produzierten Teilchen, die innerhalb der Impuls- und Winkelakzeptanz der Spektrometer liegen, werden im Spektrometer mit Hilfe magnetischer Felder abgelenkt. Bedingt durch die Abbildungseigenschaften des magnetischen Systems werden von den 6 Targetkoordinaten, dem Startort (x, y, z) , dem Betrag p und 2 räumlichen Winkeln θ und ϕ des Impulsvektors am Austritt aus dem Spektrometer nur 4, nämlich 2 Orte und 2 Winkel gemessen. Dabei wird der Teilchenimpuls im wesentlichen in eine Ortsablage von der Sollbahn übersetzt. Die Position der Target-x-Koordinate wird durch die Strahlfokussierung des Elektronenstrahls in x-Richtung auf einen Wert kleiner als 0.5 mm Halbwertsbreite eingeschränkt. Die gemessene y-Koordinate am Target entspricht aufgrund des endlichen Winkels der Spektrometerposition relativ zum Target im Targetkoordinatensystem einer Mischung aus y- und z-Koordinate. Liegt eine der beiden Koordinaten fest, zum Beispiel durch Verwendung eines dünnen Targets die z-

Koordinate oder durch Strahlfokussierung oder Positionsmessung die y-Koordinate, so läßt sich die jeweils andere Koordinate berechnen.

Die Spurvermessung der Teilchenbahn erfolgt mit Hilfe von Driftkammern, die in und hinter der Fokalebene der Spektrometer platziert sind. Sie werden gefolgt von zwei Ebenen von Plastiksintillationszählern und einem Gas-Čerenkov-Detektor. Diese liefern den Zeitpunkt des Teilchendurchtritts und dienen der Unterscheidung der Teilchenarten.

Im Folgenden werden die ersten an der Drei-Spektrometer-Anlage durchgeführten Experimente kurz dargestellt.

- Koinzidenzexperimente zum Studium der Δ -Resonanz in Kernen und von Multi-Hadron-Endzuständen an ^{12}C .
Der Elektronenarm des Experiments wird dabei von Spektrometer A mit einer Raumwinkelakzeptanz von 28 msr gebildet, die Hadronen werden mit Hilfe einer BGO-Kristallkugel bei nahezu vollständiger Überdeckung des Raumwinkels detektiert. Die gewählten Kinematiken decken den Bereich vom quasifreien Herausschlagen eines Nukleons über den Dip-Bereich bis zur Erzeugung der Δ -Resonanz ab. Die nahezu vollständige Abdeckung des hadronischen Endzustands war bisher in keinem anderen Experiment möglich.
- $^{12}\text{C}(e, e'p)^{11}\text{B}$ - und $^{16}\text{O}(e, e'p)^{15}\text{N}$ -Messungen in quasifreier Kinematik.
Bei diesem ersten Zwei-Spektrometer-Koinzidenzexperiment wird zunächst die Zwei-Spektrometer-Anordnung durch die Wiederholung von bereits an NIKHEF gemessenen Kinematiken überprüft und anschließend die Kinematik zu Bereichen mit höherem „missing momentum“ p_m und „missing energy“ E_m erweitert. Die Erweiterung dieser Experimente stellt die Ausdehnung der Messungen auf weitere Kerne wie ^{40}Ca und ^{48}Ca und die Separation der verschiedenen Strukturfunktionen in einem weiten kinematischen Bereich dar. Zur Abtrennung von W_{TT} ist eine „out-of-plane“-Messung mit dem aus der Hallenebene zu kippenden Spektrometer B notwendig. Um die Polarisationsfreiheitsgrade und die damit verbundenen Strukturfunktionen vermessen zu können, wird ein polarisierter Elektronenstrahl und die Messung der Rückstoßpolarisation des Protons nötig. Dazu wird in das Abschirmhaus von Spektrometer A ein aus einem Graphit-Analysator und weiteren Spurdetektoren bestehendes Polarimeter eingebaut werden [Off93b].
- $D(e, e'p)$ -Messungen bei hohem Protonimpuls.
Das Ziel der Messungen ist analog zum vorherigen Experiment die Separation der Strukturfunktionen, allerdings bei sehr hohem Rückstoßimpuls des Protons. Dies entspricht in der Stoßnäherung sehr hohen Impulskomponenten des Protons im Deuteron und daher sehr kleinen Bindungsabständen. Dort sollten die Mesonenaustauschströme sehr stark sein. Modelle der NN-Wechselwirkung lassen sich an diesem Zwei-Körper-System sehr gut testen, da man die Wellenfunktionen des Grund- und des Kontinuumszustands bei gegebenem NN-Potential sehr genau berechnen kann. Als Target wird ein Flüssig-Deuterium-Target verwendet.
- Elektropionproduktion an Wasserstoff
Auch hier sollen die longitudinalen (Pionpolterm) und transversalen (Kontaktterm) Strukturfunktionen in einem weiten kinematischen Bereich voneinander getrennt werden. Das Ziel ist die Überprüfung der Wahrscheinlichkeit, präformierte Pionen im Nukleon anzutreffen („Pion-Inhalt des Nukleons“) und den Axialvektor-Formfaktor $G_A(q^2)$ zu bestimmen. Als Target wird ein Flüssig-Wasserstoff-Target verwendet.
- Produktion neutraler Pionen an der Schwelle an Wasserstoff, $p(e, e'p)\pi^0$
Die Identifikation der Prozesse, bei denen ein neutrales Pion entsteht, erfolgt über das „mis-

sing mass“-Spektrum. Das Ziel besteht hier in der experimentellen Überprüfung der Voraussagen der chiralen Störungstheorie und der Niederenergiethoreme. Auch hier kommt ein Wasserstoff-Kryotarget zum Einsatz. Eine der Schwierigkeiten dieser Nachweismethode besteht in der sehr kleinen Rückstoßenergie des Protons, um nahe an die Produktionsschwelle für π^0 zu kommen. Das zu messende Proton erleidet im Target einen relativen hohen Energieverlust und Kleinwinkelstreuung, die die experimentelle Genauigkeit einschränkt. Eine schmalere Targetzelle kann die Genauigkeit verbessern.

- Elektropionproduktion an ^3He

Im kinematischen Bereich der Delta-Resonanz wird die Zahl der erzeugten positiven und negativen Pionen verglichen. Das Ziel ist jeweils die Trennung der longitudinalen und transversalen Strukturfunktion und ihr Vergleich mit Modellen der Elektropion-Produktion im Delta-Bereich. Als Target wird eine Hochdruckzelle mit gekühltem Helium verwendet. Wegen des starken Protonenuntergrunds ist bei den π^+ -Messungen eine Online-Unterscheidung von π^+ und Protonen nötig. Diese erfolgt durch getrennte Verarbeitung der rechten und linken Seite der Photomultipliersignale der TOF-Szintillatorebene. Eine Seite wird als Zeitsignal verwendet, die andere liefert über einen Schwellendiskriminator ein Veto-Signal, falls ein Proton den Szintillator passiert hat.

Zur vollständigen kinematischen Bestimmung einer Delta-Resonanz muß auch das zweite Zerfallsprodukt, das Proton, nachgewiesen werden. Mit dem dritten Spektrometer wird dies, natürlich auch bei anderen Kernen, möglich sein.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit bestand in der Konzeption, dem Design, dem Aufbau und der Inbetriebnahme der Spurdetektoren in der Fokalebene der Spektrometer. Hierzu gehörte auch der Bau von großflächigen Vakuumaustrittsfenstern mit extrem kleiner Massenbelegung. Nach der Inbetriebnahme von zwei Spektrometern konnte das erste Zwei-Spektrometer-Koinzidenz-Experiment $^{12}\text{C}(e, e'p)^{11}\text{B}$ durchgeführt werden. Hierbei geht es zunächst um die Reproduktion von Daten in einem kinematischen Bereich, der bereits an NIKHEF gemessen wurde, sowie einer ersten Erweiterung dieser Kinematiken zu höheren Rückstoßimpulsen des aus dem ^{12}C -Kern herausgeschlagenen Protons.

2. Entwurf der Spurdetektoren

Auf der Grundlage der teilchenoptischen Entwürfe der drei magnetischen Spektrometer wurden die Anforderungen an die in und oberhalb der Bildebene zu platzierenden Spurdetektoren ermittelt. Bei den hierfür interessanten Parametern handelt es sich insbesondere um die Lage der Bildebene relativ zum letzten Dipolmagneten und die dort von Teilchenstrahlen ausgeleuchtete Fläche, die von den Spurdetektoren abzudecken ist. Wichtig sind auch die auftretenden Teilchenbahnwinkel in dispersiver und nicht-dispersiver Richtung und die daraus resultierende Größe der Flächen in bestimmten Abständen relativ zur Bildebene.

Neben den geometrischen Anforderungen waren die aufgrund der Eigenschaften der Spektrometer und des Elektronenstrahls des Beschleunigers nötigen Orts- und Winkelauflösungen der Spurdetektoren zu ermitteln.

Auch die Nachweis-Effizienz und die Zählratenbelastbarkeit spielen für den Betrieb im Experiment eine wichtige Rolle. Schließlich sollten die Detektoren eine gewisse Redundanz und damit Fehlertoleranz bei der Bestimmung der Teilchentrajektorie aufweisen. Im Betrieb auftretende Fehler sollten erkennbar und kurzfristig überbrückbar sein, ohne den Experimentierbetrieb zum Erliegen zu bringen.

2.1 Allgemeine Anforderungen an die Spurdetektoren

2.1.1 Lage der Fokalebene und Akzeptanzen

Die Lage und Größe der von den Spurdetektoren abzudeckenden Flächen wurde mit Hilfe des für die teilchenoptischen Entwürfe der Spektrometer verwendeten Strahlverfolgungsprogramms "raytrace" [KE86] festgelegt. Dabei wurden die jeweils aktuellen Parameterdateien, die die Magnetoptik beschreiben, verwendet [Blo].

Im Gegensatz zu Strahlverfolgungsprogrammen, die die Teilchenbahnen mit Hilfe der Matrizenoptik bis zu einer bestimmten Ordnung beschreiben, an der die Reihenentwicklung der Abbildungsfunktion abgebrochen wird (z.B. das Programm "transport"), löst "raytrace" die Bewegungsgleichung

$$\vec{F} = Q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

beziehungsweise

$$m\ddot{x} = Q(v_y B_x - v_x B_y) \quad (2.2)$$

$$m\ddot{y} = Q(v_z B_x - v_x B_z) \quad (2.3)$$

$$m\ddot{z} = Q(v_x B_y - v_y B_x) \quad (2.4)$$

schrittweise durch numerische Integration mit Hilfe des Runge-Kutta-Verfahrens. Verwendet man genügend kleine Zeitschritte, so ist die Genauigkeit der ermittelten Trajektorie nur durch die Genauigkeit der Kenntnis des magnetischen Felds am Ort (x,y,z) beschränkt.

Abbildung 2.1 zeigt das von "raytrace" übernommene und im Folgenden verwandte Koordinatensystem.

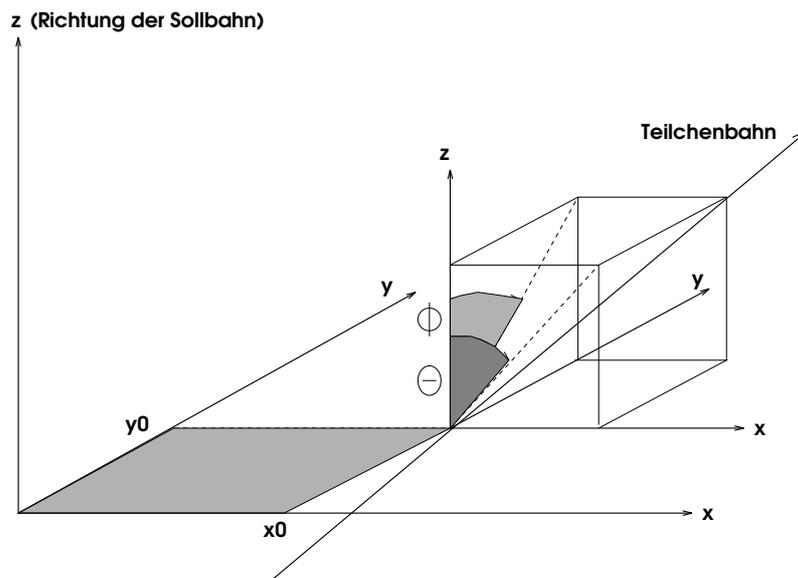


Abbildung 2.1: Die Darstellung zeigt das "raytrace" - Koordinatensystem, das für die weiteren Rechnungen übernommen wurde. Die Teilchenbahn wird in diesem mitbewegten Koordinatensystem durch Orts- und Winkelablagen (x_0, y_0, θ, ϕ) von der Sollbahn charakterisiert. Die z-Achse hat an jedem Bahnpunkt der Sollbahn diesen als Ursprung und zeigt entlang der Bahntangente in Bewegungsrichtung. Die Winkel θ und ϕ werden gemessen zwischen der z-Achse und der Projektion der Teilchenbahn auf die (z,x) - bzw. (z,y) -Ebene.

"raytrace" stellt verschiedene Koordinatensysteme zur Auswahl, von denen hier das ortsfeste D-Achsensystem (DAX) des letzten Dipols gewählt wurde. Abbildung 2.2 zeigt dies an einem Beispiel. Die x-Achse ist relativ zur Horizontalen bei Spektrometer A und C um den Winkel 10° geneigt, bei Spektrometer B um 20° .

Um die Lage der Bildebene relativ zum D-Achsensystem zu ermitteln, wurde die Definition der Bildebene ausgenutzt. Teilchenbahnen, die am Target unter verschiedenen Winkeln, aber am gleichen Ort und mit dem gleichen Impuls starten, kreuzen sich in der Bildebene. Die Impulse der Teilchenpaare wurden dabei so variiert, daß die Impulsakzeptanz des Spektrometers abgetastet wurde. "raytrace" liefert die Koordinaten der Teilchenstrahlen im D-Achsensystem als (x, θ, y, ϕ) -Werte. Die Schnittpunkte der Teilchenpaare in der (x,z) -Ebene wurden anschließend berechnet. Durch diese Punkte wurde ein Geradenfit gelegt. Abbildung 2.3 zeigt die so ermittelten Schnittpunkte und die Ausgleichsgerade am Beispiel von Spektrometer A.

Der Ursprung des für die Bahnspur-Messung wichtigen Fokalebene-Systems (FES) wurde in den Schnittpunkt der Ausgleichsgerade mit der z-Achse des D-Achsensystems gelegt. Die x-Achse dieses Systems liegt auf der Ausgleichsgerade, die z-Achse steht dazu senkrecht. Weiter wurde ein horizontales Achsensystem (HOR) festgelegt, dessen Ursprung dem Ursprung des D-Achsensystems entspricht (siehe Abb. 2.2). Die x-Achse verläuft horizontal. Dieses System wurde benutzt, um das Detektor-Abschirmhaus um die Spurdetektoren herum zu beschreiben.

In Tabelle 2.1 sind die Parameter, die die Lage der Fokalebene aller drei Spektrometer relativ zum D-Achsensystem beschreiben, aufgelistet. Auch die Verkippungswinkel α des D-Achsen-

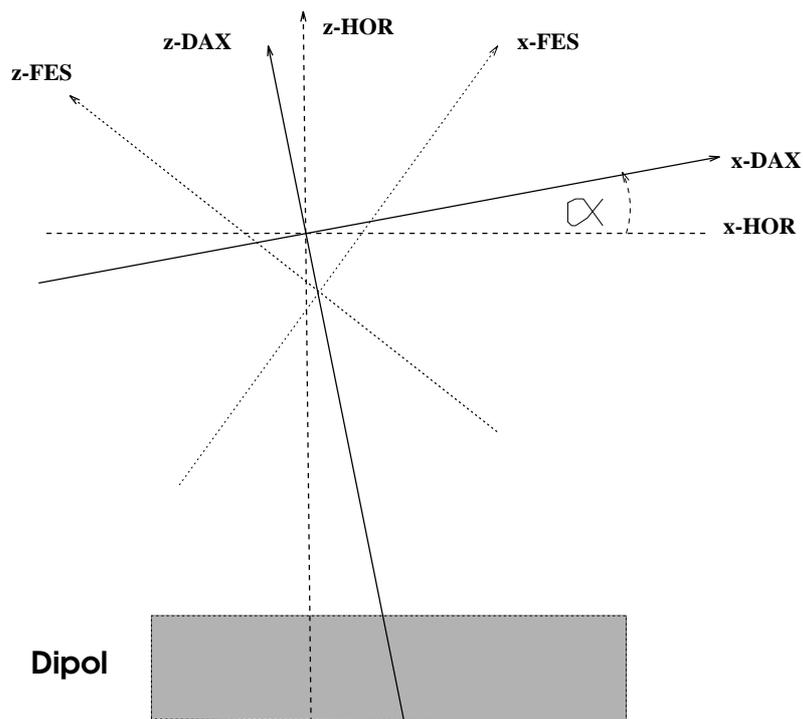


Abbildung 2.2: Lage des D-Achsen Systems relativ zum letzten Dipol. Eingezeichnet sind auch das Fokalebennensystem (FES) und das horizontale Koordinatensystem (HOR).

Spektrometer	α /Grad	Achsenabschnitt im DAX /cm	Steigung im DAX	Winkel relativ zum DAX /Grad
A	10	-8.442441	0.99242	44.78201
B	20	-58.36935	1.09910	47.70291
C	10	-5.80216	0.95375	43.64392

Tabelle 2.1: Aktuelle Parameter zur Beschreibung der Lage der Fokalebenen der drei Spektrometer

Systems gegenüber dem horizontalen System und die Winkel der Fokalebene gegenüber dem D-Achsen System sind aufgeführt.

Um die Größen der sensitiven Flächen der Spurdetektoren zu bestimmen, wurden Teilchenstrahlen am Target gestartet, die die Spektrometerakzeptanz in x , θ , y und ϕ abdecken. Der akzeptierte Impulsbereich der Spektrometer wurde nur am nieder- und hochenergetischen Rand abgedeckt. Aus den von "raytrace" berechneten Bahnkoordinaten im D-Achsen System wurden wieder die Schnittpunkte mit der Fokalebene berechnet. Mit Hilfe eines Suchprogramms wurden die Extrempunkte der ausgeleuchteten Flächen bestimmt. Es zeigte sich, daß sie eine Trapezform haben. Mit Hilfe eines weiteren Programms war es möglich, die Ausdehnung der ausgeleuchteten Gebiete von Ebenen parallel zur Fokalebene zu berechnen. Dabei waren die Bahnwinkel der Teilchen zu berücksichtigen. Abbildung 2.4 zeigt dies am Beispiel der Fokalebene von Spektrometer B.

In Tabelle 2.2 sind die Abmessungen der ausgeleuchteten Flächen in der Fokalebene aller Spek-

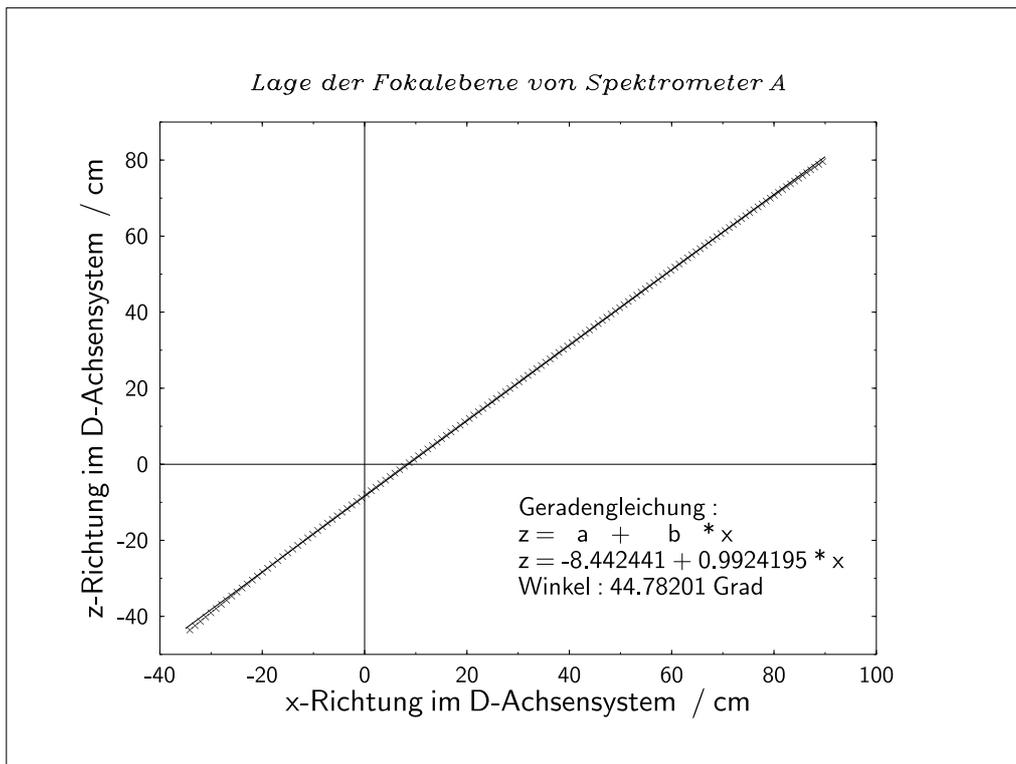


Abbildung 2.3: Lage der Bildebene von Spektrometer A im D-Achsen-system des letzten Dipols. Durch die Schnittpunkte von je zwei zusammengehörenden (siehe Text) Teilchenbahnen wurde eine Gerade gefittet. Sie definiert die x-Achse des Fokalebene-systems (FES).

trometer und einer zu dieser parallelen Ebene oberhalb der Fokalebene im Abstand von 27.2 cm aufgeführt. Weiter sind die minimalen und maximalen Teilchenbahn-Winkel, die in der Fokalebene auftreten können, dort eingetragen. Den Rechnungen liegen die jeweils aktuellen "raytrace"-Beschreibungen der Spektrometer zugrunde. Da die Maße der Driftkammern aus Zeit- und Finanzierungsgründen bereits in einem frühen Entwicklungsstadium festgelegt werden mußten, liegen deren Abmessungen zum Teil ältere Beschreibungen der Magnete zugrunde. So wurde in der Beschreibung von Spektrometer A die Randfeldkorrektur eines der Dipole nachträglich eingefügt. Bei Spektrometer C führte ein erst nach dem Driftkammer-Design entdeckter Fehler in der "raytrace"-Beschreibung zu einer erheblichen Absenkung der Fokalebene. Die Driftkammern von Spektrometer C sind daher etwa 40 cm länger als notwendig und etwa 1.7 cm schmaler. Die Festlegung der Abmessungen der Kammern wird in Abschnitt 3.2 diskutiert.

2.1.2 Auflösungen

In Tabelle 2.3 [Jah90] sind die Vergrößerung und die Dispersion der drei Spektrometer jeweils für den Zentralstrahl angegeben. Weiter sind die am Target geforderten Spektrometernaufösungen für Impuls, Winkel und Ort eingetragen. Bei diesen Angaben handelt es sich um Halbwertsbreiten. Ergänzend sind auch noch die Impuls- und Winkelakzeptanzen sowie die maximalen Impulse und die Impulse der Bezugsbahn aufgeführt. Der Relativimpuls δ ist die Abweichung des aktuellen Impulses vom Sollimpuls, $\delta = \frac{p-p_0}{p_0} = \frac{\delta p}{p_0}$.

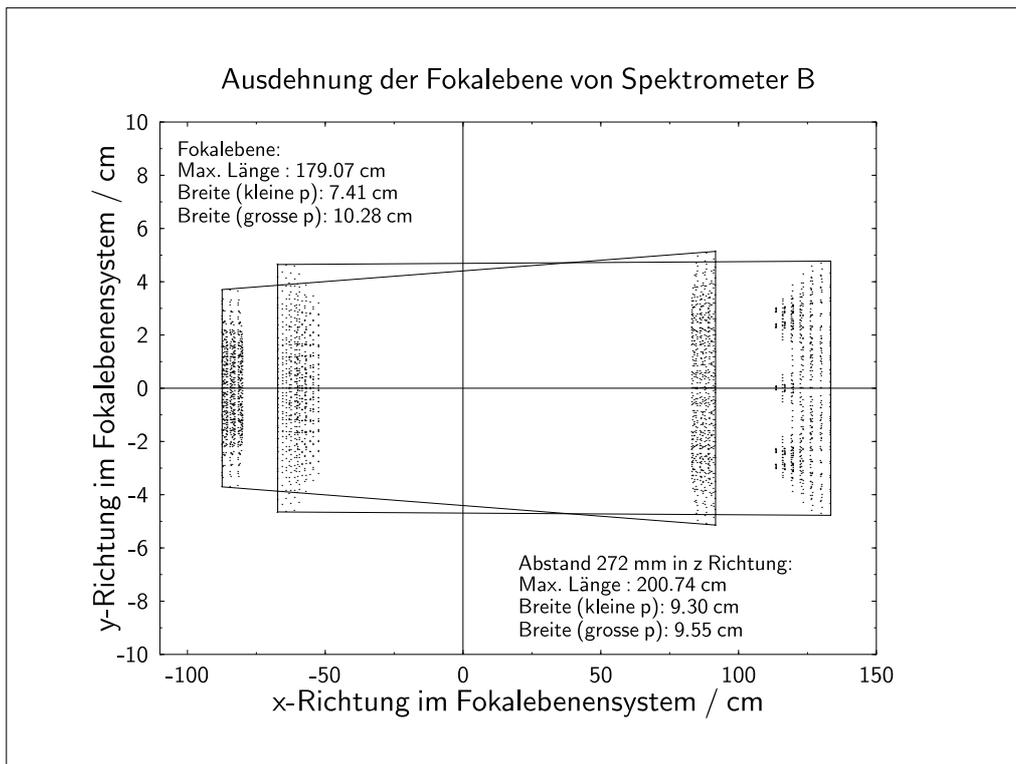


Abbildung 2.4: Ausdehnung der Fokalebene von Spektrometer B und einer im Abstand von 272 mm darüber liegenden parallelen Ebene aufgrund der Orts- und Winkelakzeptanz des Spektrometers. Die Kreuze markieren die Schnittpunkte der Teilchenbahnen mit der entsprechenden Ebene. Die Impulsakzeptanz wird von den simulierten Teilchenbahnen nur am nieder- und am hochenergetischen Rand ausgeleuchtet.

In erster Ordnung kann die Abbildungsfunktion der Spektrometer durch eine Matrizenmultiplikation der Form $\vec{x}_1 = \tilde{M} \cdot \vec{x}_0$ beschrieben werden.

Aufgrund der Mittelebenensymmetrie und der Erhaltung des Impulses im Magnetfeld ergibt sich die allgemeine Form als

Spek- tro- meter	Ab- stand zur Fokal- ebene / mm	Länge / mm	Breite (kleine p) / mm	Breite (große p) / mm	minimale und maximale Teilchenbahnwinkel			
					Θ^{min}	Θ^{max}	Φ^{min}	Φ^{max}
A	0	1748	322	363	33.33^0	55.65^0	-5.50^0	5.50^0
	272	1945	346	394				
B	0	1791	74	103	32.47^0	57.17^0	-2.58^0	2.58^0
	272	2007	93	96				
C	0	1659	262	315	32.11^0	55.09^0	-4.70^0	4.70^0
	272	1872	288	342				

Tabelle 2.2: Abmessungen der Fokalebene und der zu dieser im Abstand von 272 mm parallelen Ebene und die minimal und maximal auftretenden Teilchenbahnwinkel.

Spektrometer		A	B	C
Optik dispersive Richtung		Pt. → Pt.	Pt. → Pt.	Pt. → Pt.
nichtdisp. Richtung		→ Pt.	Pt. → Pt.	→ Pt.
Maximaler Impuls	/(MeV/c)	735	870	551
Impuls der Bezugsbahn	/(MeV/c)	630	810	459
Impulsakzeptanz	/%	20	15	25
Winkelakzeptanzen				
dispersive Ebene	/mrad	±70	±70	±70
nicht-dispersive Ebene	/mrad	±100	±20	±100
Raumwinkel	/msr	28	5.6	28
Dispersion (Zentralstrahl)	/(cm/%)	5.77	8.22	4.52
Vergrößerung (Zentralstrahl)		0.53	0.85	0.51
Auflösungsvermögen (Impuls)		≤ 10 ⁻⁴	≤ 10 ⁻⁴	≤ 10 ⁻⁴
Auflösungsvermögen (Winkel)	/mrad	≤ 3	≤ 3	≤ 3
Auflösungsvermögen (Ort)	/mm	3-5	≤ 1	3-5

Tabelle 2.3: Einige teilchenoptische Eigenschaften der Spektrometer

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ y_1 \\ \phi_1 \\ z_1 \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (x|x) & (x|\theta) & 0 & 0 & 0 & (x|\delta) \\ (\theta|x) & (\theta|\theta) & 0 & 0 & 0 & (\theta|\delta) \\ 0 & 0 & (y|y) & (y|\phi) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (\phi|y) & (\phi|\phi) & 0 & 0 \\ (z|x) & (z|\theta) & 0 & 0 & 1 & (z|\delta) \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ z_0 \\ \delta \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Dabei sind x_1, θ_1, y_1 und ϕ_1 unabhängig vom Weglängenunterschied der Teilchenbahn.

Die Anforderungen an die Auflösungen der Spurdetektoren, die sich aus den Abbildungseigenschaften der Spektrometer ergeben, werden im Folgenden für Spektrometer B und für die Spektrometer A und C exemplarisch anhand von Spektrometer A dargestellt.

Die Abbildungsmatrix erster Ordnung für Spektrometer A vom Target zur Fokalebene, wie sie aus der Beschreibung der Magnetoptik vom Programm "raytrace" geliefert wird, lautet

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ y_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0.7749 & 0.0069 & 0 & 0 & 8.3734 \\ -9.7943 & -1.7584 & 0 & 0 & 4.7804 \\ 0 & 0 & 0.1826 & -0.1478 & 0 \\ 0 & 0 & 9.9824 & -0.5574 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ \delta \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Der Pfadlängenunterschied z und die Impulsablage δ wurden hier aus Übersichtsgründen weggelassen. Das Matrixelement $(x|\theta) \approx 0$ bedeutet, daß in dispersiver Richtung eine Punkt-zu-Punkt-Abbildung vorliegt, der Durchtrittspunkt durch die Fokalebene hängt nicht vom Startwinkel des Teilchens am Target ab. Für die in der Fokalebene nötige Auflösung ergibt sich

$$\delta x_1 = \sqrt{(x|x)^2 \cdot \delta^2 x_0 + (x|\delta)^2 \cdot \delta^2(\delta)} \quad (2.7)$$

Bei einer geforderten Impulsauflösung von $\leq 10^{-4}$ und einer Strahlfleckausdehnung in x-Richtung am Target von $\delta x_0 \approx 0.5 \text{ mm}$ erhält man

Spek.	σ_{x_1} / μm	σ_{θ_1} / mrad	σ_{y_1} / μm	σ_{ϕ_1} / mrad
A,C	160	0.770	670	0.490
B	260	0.510	350	0.760

Tabelle 2.4: Anforderungen an die Auflösungen der Spurdetektoren

$\delta x_1 = \sqrt{(0.387 \text{ mm})^2 + (0.837 \text{ mm})^2} = 0.922 \text{ mm}$ Halbwertsbreite. Damit die Impulsauflösung des Spektrometers nicht durch die Strahlfleckgröße beschränkt wird, muß die Auflösung des Strahlfleckbildes in der Fokalebene mindestens so gut wie seine Halbwertsbreite, das heißt 0.387 mm sein. Dies entspricht einer Standardabweichung von $\sigma_{x_1} = 164 \mu\text{m}$.

Für die y -Koordinate ist die Abbildungsvorschrift in erster Ordnung

$y_1 = (y | y) \cdot y_0 + (y | \phi) \cdot \phi_0 = 0.1826 \cdot y_0 - 0.1478 \cdot \phi_0$. Dies bedingt bei den Targetauflösungen $\delta y_0 = 3 \text{ mm}$ und $\delta \phi_0 = 1 \text{ mrad}$ eine Standardabweichung von $\sigma_{y_1} = 668 \mu\text{m}$. Die Vergrößerung M_y hat mit $M_y = 0.1826$ einen sehr kleinen Wert, so daß man von einer Parallel-zu-Punkt Abbildungseigenschaft in nicht-dispersiver Richtung sprechen kann. Die y -Ablage des Bildpunkts in der Fokalebene hängt nicht oder nur sehr schwach von der y -Ablage am Target ab.

Im Gegensatz zu Spektrometer A und C führt Spektrometer B aufgrund seiner „clam-shell“-Konstruktion aus einem einzigen Dipol mit einem Feldgradienten $\neq 0$ auch in der nicht-dispersiven Richtung eine Punkt-zu-Punkt Abbildung aus. Dies ist eine Voraussetzung für ein möglichst kompaktes Spektrometer mit schmaler Fokalebene, dessen Hauptaufgabe in der möglichst präzisen Festlegung des Impulsübertrags des gestreuten Elektrons liegt. Es ist so möglich auch sehr kleine Streuwinkel zu erreichen. Die Abbildungsvorschrift in erster Ordnung lautet

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \theta_1 \\ y_1 \\ \phi_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1.2230 & 0.0102 & 0 & 0 & 11.899 \\ -3.2153 & -1.1876 & 0 & 0 & 14.177 \\ 0 & 0 & -0.8188 & 0.0155 & 0 \\ 0 & 0 & -4.6843 & -1.7469 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ \delta \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Hier ist der Wert von $(y | \phi) = 0.0155 \frac{\text{cm}}{\text{mrad}}$ verhältnismäßig klein, die y -Ablage in der Fokalebene hängt nur schwach vom ϕ -Startwinkel am Target ab. Bei einer Targetauflösung von $y \leq 1 \text{ mm}$ ergibt sich eine geforderte Auflösung der Spurdetektoren von $\sigma_{y_1} = 350 \mu\text{m}$.

Die Anforderungen an die Winkelaufösungen der Spurdetektoren ergeben sich in analoger Weise. Tabelle 2.4 faßt sie für die Spektrometer-Typen (A,C) und B zusammen. Die zugrunde gelegten Winkelaufösungen am Target betragen jeweils 1 mrad Halbwertsbreite, die y -Auflösung am Target ist 1 mm , die x -Auflösung entspricht der Strahlfleckbreite von 0.5 mm .

2.1.3 Weitere Anforderungen

Neben der Auflösung der Teilchenbahn ist die Wahrscheinlichkeit, mit der eine Bahnspur rekonstruiert werden kann, ein wesentliches Kriterium für die Leistungsfähigkeit eines Detektorsystems. Gemeint ist hier nicht allein die Aussage, daß ein Teilchen den Detektor passiert hat,

sondern die Möglichkeit, die Bahnspur des Teilchens vollständig zu rekonstruieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit bei vollständiger Rekonstruktion der Teilchenbahn schließt die Möglichkeit mit ein, daß die Rekonstruktion unter Umständen nicht die vollen Auflösungen in allen 4 Koordianten erreicht, falls Teile des Detektorsystems ineffizient oder gar nicht arbeiten. Die Definition der Nachweiswahrscheinlichkeit hängt in diesen Fällen davon ab, ob die Auflösung der schlechter bestimmten Koordinaten der Bahnspur zur Rekonstruktion der physikalisch relevanten Größen, wie etwa Impulsübertrag, out-of-plane Winkel, missing momentum oder anderen, die je nach Experiment wesentlich oder weniger wichtig sind, ausreicht.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit bei vollständiger Bahnspur-Rekonstruktion hängt unter anderem von der Detektor-Totzeit und damit von der Zählraten-Belastbarkeit des Systems ab. Welche Zählraten sind im Mittel zu erwarten ?

Die totale Zählrate für ein Ein-Arm-Experiment ist

$$\dot{N} = L \cdot \int_{\Delta\Omega, \Delta\omega} \left(\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega} \right) d\Omega d\omega \quad (2.9)$$

Hierbei ist L die Luminosität, $\Delta\Omega$ die Raumwinkel-Akzeptanz und $\Delta\omega$ die Energieakzeptanz des Detektors. $\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega}$ ist der Wirkungsquerschnitt dafür, daß ein Teilchen nach der Streuung einen Energieübertrag zwischen ω und $\omega + d\omega$ erhält und in das Raumwinkelelement zwischen Ω und $\Omega + d\Omega$ abgelenkt wird. Für die Luminosität gilt

$$L = \Phi_a \cdot N_b \quad (2.10)$$

$\Phi_a = I/e$ ist der auf das Target treffende Teilchenfluß, I ist die Strahlstromstärke, e die Elementarladung. $N_b = \frac{N_A}{A} \cdot \sigma_b$ ist die Zahl der Targetteilchen pro Flächeneinheit, N_A die Avogadro-Konstante, A die molare Masse des Targetmaterials und σ_b seine Flächendichte (vergleiche Abbildung 2.5).

Bei einer Strahlstromstärke von $50 \mu A$ und einem $30 \text{ mg/cm}^2 \text{ }^{12}C$ -Target ergibt sich eine Luminosität von $L \approx 4.7 \cdot 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Nimmt man nun für den dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt zum Beispiel einen über die Impuls- und Raumwinkelakzeptanz des Detektors gemittelten Wert von $\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega} \approx 25 \text{ nb sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ an, wie er an ^{12}C bei einer Einschubenergie von 680 MeV unter einem Streuwinkel von 36° im quasifreien Bereich gemessen wurde [Bar93], so ergibt sich bei einer Winkelakzeptanz von 28 msr und einer Impulsakzeptanz von 100 MeV als totale Rate im Detektor $\dot{N} = 32.9 \text{ kHz}$. Unter sonst gleichen Bedingungen, aber mit einer Raumwinkelakzeptanz von 5.6 msr erhält man $\dot{N} = 6.58 \text{ kHz}$.

Der Wirkungsquerschnitt wächst mit kleinerem Streuwinkel stark an. Für extreme Vorwärtswinkel sind daher weit höhere Zählraten im Bereich von einigen 100 kHz zu erwarten. Hier erreicht das schmale "clambshell"-Spektrometer B mit seiner vergleichsweise geringen Winkelakzeptanz von 5.6 msr eine um den Faktor $28/5.6 = 5$ kleinere Zählratenbelastung als Spektrometer A unter dem gleichen Winkel. Wesentlich für die Bahnspur-Detektoren ist aber der Teilchenfluß, unter dem sie erfolgreich operieren müssen. Die den Kollimator der Spektrometer passierenden Teilchen werden auf unterschiedlich große Nachweisflächen abgebildet. Bei Spektrometer A und C ist das Verhältnis Fläche zu Raumwinkel $(2220 \text{ mm} \cdot 405 \text{ mm})/28 \text{ msr} = 321 \text{ cm}^2/\text{msr}$ beziehungsweise $(2320 \text{ mm} \cdot 340 \text{ mm})/28 \text{ msr} = 282 \text{ cm}^2/\text{msr}$ und bei Spektrometer B $(2350 \text{ mm} \cdot 120 \text{ mm})/5.6 \text{ msr} = 504 \text{ cm}^2/\text{msr}$. Bei gleichem Teilchenfluß durch die Detektoren kann der mittlere Wirkungsquerschnitt $\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega}$ im Fall von Spektrometer B also um einen Faktor $5 \cdot 504/321 = 7.85$ größer sein, ein entsprechend kleinerer Vorwärtswinkel ist möglich.

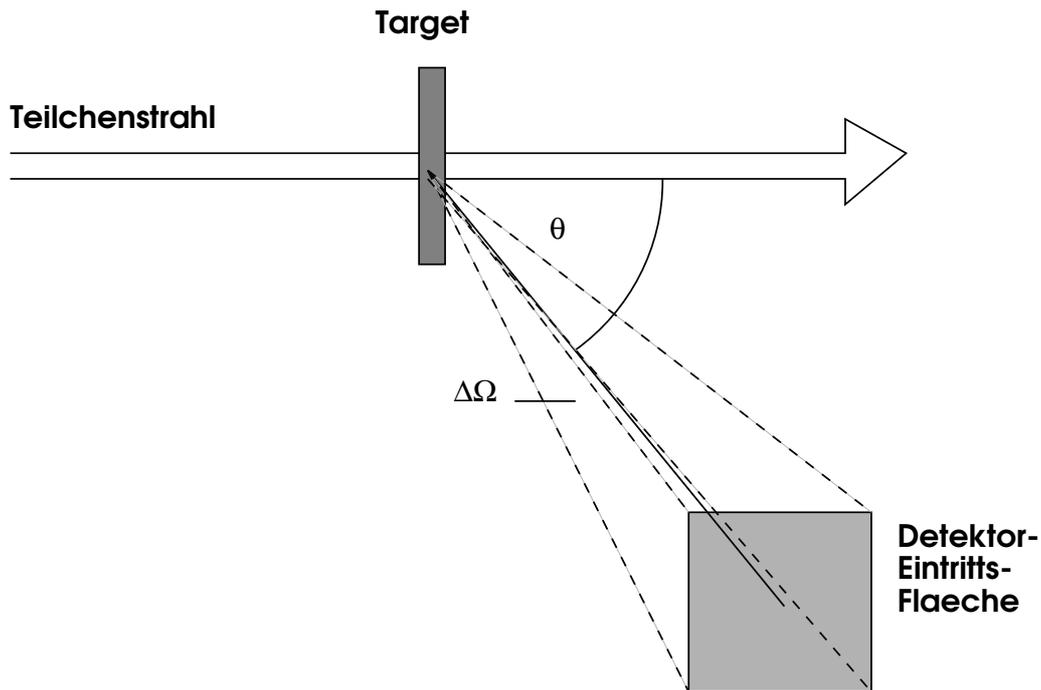


Abbildung 2.5: Illustration zur Berechnung der Zählrate in einem Detektor, der den Raumwinkel $\Delta\Omega$ relativ zum Targetmittelpunkt abdeckt.

Die mittleren Teilchenflüsse in den Fokalebene im obigen Beispiel betragen bei Spektrometer A und C $\phi_{fp}^{A,C} \approx 4 \text{ Teilchen}/(\text{cm}^2 \text{ s})$ und bei Spektrometer B $\phi_{fp}^B \approx 2.3 \text{ Teilchen}/(\text{cm}^2 \text{ s})$.

Um die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit bei gegebenem Teilchenfluß zu erreichen, muß der Kehrwert der Detektor-Totzeit pro Nachweisfläche größer als dieser Teilchenfluß sein. Dies gilt jedoch nur bei zeitlich homogenem Teilchenfluß.

Wegen der Zeitintervallverteilung der Teilchenrate treten kurze Zeitdifferenzen zwischen zwei Ereignissen häufiger auf als längere Intervalle. Ab einer bestimmten mittleren Rate treten dann sogenannte "Multi-Hit"-Ereignisse häufiger auf. Dies sind Mehrfachtreffer, bei denen innerhalb der Detektor-Totzeit, die von einem ersten Ereignis gestartet wurde, ein zweites Teilchen in der Regel an einer anderen Stelle die Fokalebene passiert. Die Mindestforderung, die man an einen Bahnspur-Detektor stellen muß, ist, daß er in der Lage sein muß, solche Mehrfachtreffer zu erkennen und zu verwerfen. Eine weitergehende Forderung, falls ein Operationsmodus im Multi-Hit-Bereich regulär geplant ist, wäre die Möglichkeit, mindestens eine der Bahnspuren vermessen und auflösen zu können. Die Forderung nach der Rekonstruierbarkeit beider oder noch weiterer Bahnspuren ist in der Regel mit hohem elektronischem und programmiertechnischen Aufwand verbunden.

Eine für den Dauerbetrieb im Experiment wünschenswerte Eigenschaft ist die Betriebs-Stabilität des Detektorsystems. Es sollte so arbeiten, daß eine permanente aktive Überwachung von Seiten des Experimentators nicht notwendig ist. Auch sollten die eingestellten Betriebsparameter keinen zeitlichen Schwankungen unterliegen. Um dies zu erreichen, müssen sowohl konstruktive Maßnahmen, die bereits in der Designphase zu berücksichtigen sind, als auch geeignete Überwachungs- und Steuerungsmechanismen in Betracht gezogen werden.

Für den Fall, daß ein Teilsystem während der Messung ausfällt, wäre es wünschenswert, daß ein Notbetrieb aufrecht erhalten werden kann. Sofern dies mit den wirtschaftlichen Anforderungen und den Auflösungen, die das System liefern muß, vereinbar ist, sollte bei der Konstruktion der Spurdetektoren eine begrenzte Redundanz mit eingeplant werden.

Ein elektronisch ausgelesener Detektor besteht oft aus vielen Einzelkomponenten. Die Wahrscheinlichkeit für eine Fehlfunktion einer dieser Komponenten wächst mit ihrer Anzahl. Es ist daher notwendig, eventuell auftretende Fehler schnell erkennen zu können. Dazu sollte ein System zur Überwachung der Detektorfunktionen und der Ausleseelektronik unabhängig vom Meßbetrieb in das Gesamtsystem integriert werden.

Obwohl die Spurdetektoren nach ihrem Einbau in das Spektrometer normalerweise für eine längere Zeitdauer dort verbleiben, sollte doch der Reparaturfall bereits bei Konstruktion des Gesamtsystems berücksichtigt werden. Hierzu gehört, daß der Ein- und Ausbau in das Spektrometer als auch das Zerlegen und Reparieren der Detektoren zügig erfolgen kann. Dazu empfiehlt sich ein modularer Aufbau aller Komponenten ebenso wie die Verwendung ausschließlich reversibler Verbindungen dieser Komponenten. Defekte Komponenten sollten mit möglichst geringem Aufwand austauschbar sein. Diese Modularität und Austauschbarkeit sollte auch in Bezug auf die Auslese-Elektronik, insbesondere die Montage von "Front End"-Elektronik direkt am Detektor durchgehalten werden. Schließlich ist es nötig, daß auch nach Fertigstellung und Inbetriebnahme aller Spurdetektoren die zu ihrer Reparatur und Wartung notwendige Infrastruktur erhalten bleibt.

2.2 Wahl des Detektortyps

Die Forderung nach großflächigen Detektoren hoher Ortsauflösung, die möglichst in Echtzeit elektronisch ausgelesen werden können und eine geringe Totzeit haben, führt rasch zum Einsatz von Drahtkammern. Die älteren Spurdetektoren wie Blasen- und Nebelkammern oder geschichtete Fotoplatten erfüllen insbesondere die letzten beiden Forderungen nicht, wenn sie auch teilweise höhere Ortsauflösungen erreichen. Weiter legt die planare Form der Fokalebene eine ebene Geometrie des Detektors nahe.

Die Forderung nach einer Ortsauflösung von $\sigma_x \approx 100 \mu m$ schränkt die Wahl der in Frage kommenden Detektortypen weiter ein. Die Vieldraht-Proportionalkammer (MWPC¹) verfügt zwar über eine hohe Zählratenbelastbarkeit und damit über eine geringe Totzeit, erreicht aber mit heutigen Mitteln nur Ortsauflösungen von höchstens 1 mm. Diese Auflösung ergibt sich aus dem Drahtabstand. Mit Hilfe einer streifenförmig segmentierten Kathode, an deren einzelnen Streifen die von der Ladungswave am Anodendraht influenzierten Signale ausgelesen werden, erreicht man Auflösungen von $\approx 35 \mu m$ [BCD⁺77]. Die Auslese-Elektronik ist hier aber sehr aufwendig. Auch verliert dieser Kammertyp seine hohe Zählratenbelastbarkeit aufgrund der für die Kathodenstreifen-Auslese benötigten langen Integrationszeit. Eine andere Weiterentwicklung, die Mikrostreifen-Kammer [ABB⁺92] (Micro Strip Chamber), wird fotolithografisch hergestellt und erreicht Auflösungen von $20 \mu m$. Ihre Fläche ist aufgrund des Herstellungsverfahrens und der benötigten Ausleseelektronik aber auf wenige cm^2 begrenzt.

Eine zweite Klasse von Drahtkammern, die sogenannten Driftkammern, erfüllen die genannten Anforderungen am besten. Prinzipiell ähnlich aufgebaut wie die Vieldraht-Proportionalkammern,

¹MWPC: Multi Wire Proportional Chamber

unterscheiden sie sich von diesen nur durch den Abstand der Drähte und durch die Gasfüllung. Die Auslese-Elektronik eines Kanals ist dagegen aufwendiger. Im Folgenden sind zwei Vertreter von ebenen Driftkammern beschrieben, die für die oben beschriebene Anwendung prinzipiell in Frage kommen.

2.2.1 Vergleich von HDC und VDC

Generell arbeiten alle Drahtkammern nach dem gleichen Prinzip: Ein ionisierendes Teilchen durchquert ein Gasgemisch, das in der Regel aus einem Edelgas-Anteil und einer organischen Komponente besteht. Die freigesetzten Ladungsträger werden in einem elektrischen Feld zur jeweils entgegengesetzt geladenen Elektrode beschleunigt. Die nächstgelegene Anode, zu der die Elektronen wandern, ist als sehr dünner Draht ausgebildet. In ihrer unmittelbaren Umgebung ist die elektrische Feldstärke umgekehrt proportional zum Abstand von der Drahtoberfläche, das hier herrschende Feld ist sehr hoch. Die ankommenden Elektronen entnehmen dem Feld und damit der Spannungsquelle soviel Energie, daß sie in der Lage sind, weitere Gasatome und -moleküle zu ionisieren, für die dadurch erzeugten Elektronen gilt das gleiche. Es entsteht eine Ladungslawine. In Abhängigkeit von Gasfüllung und elektrischer Feldstärke erreicht man Gasverstärkungsfaktoren von bis zu 10^7 . Alle Drahtkammern arbeiten im Proportionalbereich der Gasverstärkung. Dies ist unbedingt notwendig, um überhaupt einen ortsauflösenden Detektor zu erhalten. Höhere Verstärkungsfaktoren hätten eine Ausbreitung der Ladungslawine auf benachbarte Drähte zur Folge. Der Draht, an dem die Gasverstärkung stattfindet, liefert ein analoges Signal, das elektronisch verstärkt und von einem Diskriminator in ein logisches Signal umgewandelt wird. Dieses setzt den Zustand eines Registers um, welches von einem "Front-End"-Rechner ausgelesen wird.

Bei den Driftkammern wird zusätzlich zum oben beschriebenen Ablauf noch die Zeit gemessen, die zwischen der Ionisation der Gas-Teilchen und dem ersten Auftreten eines Signals am Anodendraht vergeht. Dazu wird der Durchgangs-Zeitpunkt des Teilchens mit Hilfe eines weiteren Detektors mit hoher Zeitauflösung, in der Regel ein Plastik-Szintillator, markiert. Mit dem Signal dieses Szintillators kann ein Zeitintervall-Messer, ein sogenannter TDC², gestartet werden. Gestoppt wird der TDC dann mit dem Drahtsignal. Ist die Beziehung zwischen Driftweg und Driftzeit bekannt, so kann auf den Abstand des Ionisationsorts zum Draht geschlossen werden. Um auch die Richtung des Ionisationsorts relativ zum Draht festzulegen, sind zusätzliche Informationen nötig. Bei bekannter Feldgeometrie kann dies eine bekannte Vorzugsrichtung der Teilchen sein oder es können aktiv weitere Informationen gewonnen werden, zum Beispiel durch weitere Driftkammern oder durch die Auslese von feldformenden Drähten in der ursprünglichen Driftkammer. Alle drei Methoden kommen bei den im Folgenden diskutierten Driftkammertypen zur Anwendung.

2.2.1.1 Funktionsprinzipien

Eine der aufgrund ihres einfachen Aufbaus und ihrer relativ kleinen Signaldrahtdichte häufig eingesetzte planare Driftkammer ist die HDC³ [HW73]. Der kürzeste Driftweg der von einem ionisierenden Teilchen freigesetzten Elektronen liegt hier in der Drahtebene, die in der Regel horizontal im Raum steht. Abbildung 2.6 zeigt den Feldverlauf einer HDC mit typischen Dimensionen. Die horizontalen Feldlinien in der Drahtebene erreicht man durch Anlegen einer

²TDC: Time-to-Digital Converter

³HDC: Horizontal Drift Chamber

Potentialdifferenz zwischen den Potential- und den Anodendrähten. Um Schwierigkeiten bei der Signalauslese zu umgehen, werden in der Regel die Anodendrähte über den Vorverstärker auf Massepotential gelegt, die Potentialdrähte auf eine negative Hochspannung. Der Abstand der Zähldrähte beträgt in diesem Beispiel $s = 20 \text{ mm}$, der Abstand zwischen Drahtebene und Kathodenebene $L = 5 \text{ mm}$. Die Signaldrähte haben einen Durchmesser von $50 \mu\text{m}$, die Feld- oder Potentialdrähte von $100 \mu\text{m}$. Die hier angelegten Spannungen sind -4000 V für die Kathodenebene und -4500 V für die Signaldrähte. Die erreichbaren Spannungen, um im Proportionalbereich der Gasverstärkung zu arbeiten, hängen stark von der Zellgeometrie und von der Dicke der Drähte ab. Entscheidend hierfür ist die elektrische Feldstärke an der Oberfläche der Anodendrähte.

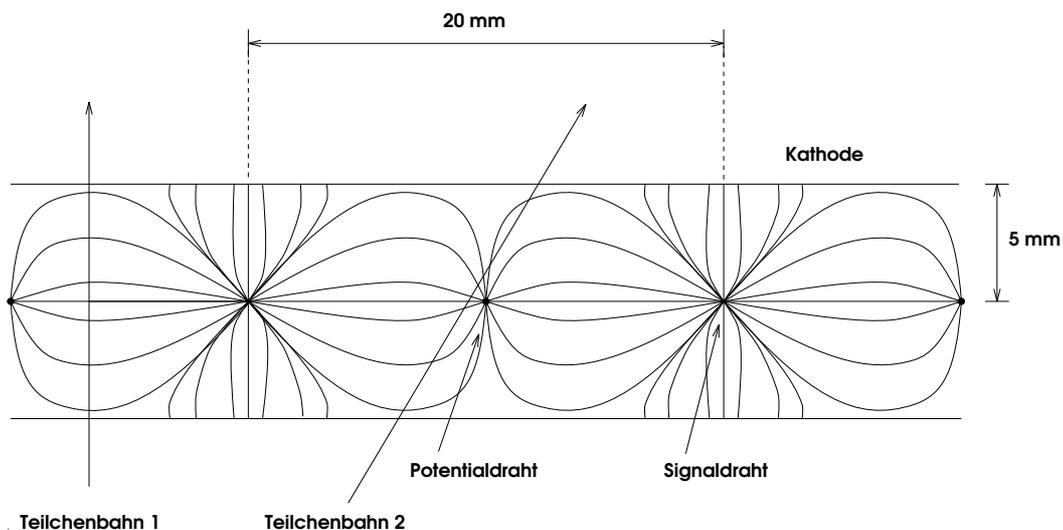


Abbildung 2.6: Typische Geometrie einer horizontalen Driftkammer. Die für die Messung der Driftzeit wichtige kürzeste Driftstrecke der von dem ionisierenden Primärteilchen ausgelösten Elektronen liegt in der Drahtebene. An Kathodenebene und Potentialdrähten liegt eine Spannung von etwa -4000 Volt , die Signaldrähte liegen über den Eingang der Vorverstärkerkarten auf Massepotential.

Die Driftzeit–Driftweg–Beziehung kann entweder experimentell bestimmt werden oder das Gasgemisch wird so gewählt, daß die Driftgeschwindigkeit entlang des Driftweges mit der kürzesten Driftzeit konstant bleibt. Weitere Kriterien für die Wahl des Gasgemischs sind eine möglichst kleine Diffusion der Elektronen entlang ihres Driftweges und eine möglichst hohe Gasverstärkung [Sau77], [Sau78], [SP84], [Sau87].

Bei der VDC⁴ [BHS⁺77] liegen die Wege kürzester Driftzeit senkrecht zur Drahtebene. Dies wird zum einen durch eine andere Feldgeometrie erreicht, zum anderen müssen die die Drahtebene passierenden Teilchen einen bestimmten Grenzwinkel Θ relativ zur Vertikalen haben, damit aus den gemessenen Driftzeiten eine Bahnspur–Information extrahiert werden kann. Bei Unterschreitung dieses Grenzwinkels wird nur noch an einem Anodendraht eine Ladungslawine erzeugt. Ohne eine zusätzliche Information über den Bahnwinkel ist die Ortsauflösung dann nur durch den Drahtabstand gegeben. Typische Drahtabstände sind $4 - 6 \text{ mm}$ zwischen den Signaldrähten und $10 - 12 \text{ mm}$ zwischen Drahtebene und Kathodenebene. Der Durchmesser der

⁴VDC: Vertical Drift Chamber

Potentialdrähte ist größer, um eine Lawinenbildung an ihnen und damit ein Übersprechen dieser Signale zum benachbarten Signaldraht zu vermeiden. In Abbildung 2.7 ist das Funktionsprinzip dargestellt.

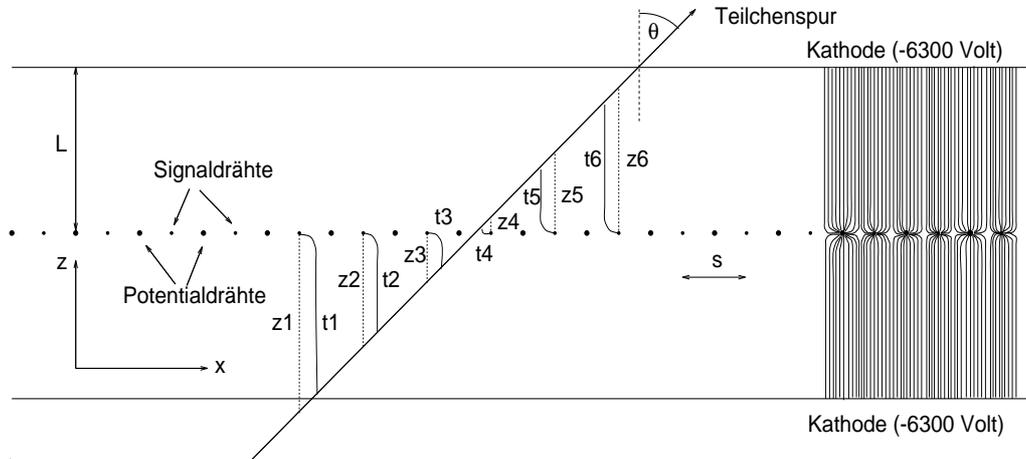


Abbildung 2.7: Funktionsweise einer vertikalen Driftkammer. Die Drahtebene besteht alternierend aus nicht ausgelesenen Potentialdrähten und Signaldrähten. Alle Drähte liegen auf Massenpotential, an den Kathoden liegt eine Spannung von 6200 – 6700 Volt. Die kürzeste Driftstrecke der von dem ionisierenden Primärteilchen ausgelösten Elektronen liegt senkrecht zur Drahtebene. Die kürzesten Driftzeiten t_i entlang der gekrümmten Driftwege sind eingezeichnet. Die gestrichelten Linien zeigen die mit Hilfe der Driftzeit–Korrektur berechneten vertikalen Driftwege z_i in der Mitte der Driftzellen. Am rechten Rand sind für einige Zellen die Feldlinien eingezeichnet.

Zur Rekonstruktion der Bahnspur werden die gemessenen Driftzeiten zunächst in die entsprechenden Driftstrecken in der Mitte der Driftzellen umgerechnet (Abbildung 2.7). Dazu muß die Driftgeschwindigkeit w und die Feldgeometrie der Driftkammer bekannt sein. Das Korrekturverfahren ist in Anhang A dargestellt und wird ausführlicher in [Dis90] und [Hei93] diskutiert. Man erhält aus den Meßdaten (k_i, t_i) , wobei k die Kanalnummern sind, schließlich Wertepaare (x_i, z_i) . Dabei wurden den Kanalnummern die bekannten Drahtpositionen zugeordnet. Ein Geradenfit liefert dann den Durchtrittspunkt x_D durch die Drahtebene und die Steigung der Geraden, ebenso wie deren Fehler. Aus der Steigung der Geraden folgt der Bahnwinkel Θ (siehe Abbildung 2.7).

2.2.1.2 Eigenschaften

Bedingt durch das Arbeitsprinzip der HDC feuert dort im Idealfall immer nur ein Draht pro Ebene. Läuft das Teilchen nicht senkrecht durch die Driftkammer, so liegt der Driftweg mit der kürzesten Driftzeit nicht mehr in der Drahtebene. Bei der in Abbildung 2.6 angenommenen Geometrie ist der Fehler in der Bestimmung des Durchtrittspunktes aus der Driftzeit, wobei eine Drift in der Drahtebene angenommen wurde, bis zu Teilchenbahnwinkeln von $\pm 5^\circ$ von der Senkrechten noch klein [Sau87]. Bei größeren Abweichungen muß der Bahnwinkel mit Hilfe weiterer ortsauflösender Detektoren gemessen werden, in der Regel mit weiteren HDC–Ebenen. Die Kenntnis des Bahnwinkels, des elektrischen Feldverlaufs und der Feldstärken in der Kammer

sowie die Kenntnis der Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Feldstärke erlaubt dann eine Rekonstruktion der Teilchenbahn. Ein weiteres Problem ist in Abbildung 2.6 bei der mit "2. Teilchenbahn" bezeichneten Bahnspur angedeutet. In der Nähe der Potentialdrähte kommt es vor, daß Teilchen mit Bahnwinkeln $> 0^\circ$ zur Senkrechten zwei Signaldrähte zum Ansprechen bringen. Die Rekonstruktion des Teilchendurchtritts durch die Drahtebene ist auch hier nur bei Kenntnis des Teilchenbahnwinkels möglich. Die Auswertung solcher Ereignisse erfordert eine sehr aufwendige Behandlung. Ein prinzipielles Problem der HDC ist die sogenannte Rechts-Links-Ambiguität. Die Seite des Teilchendurchgangs relativ zum Zähl draht ist nicht bekannt. Eine häufig angewandte Lösung für diese Zweideutigkeit ist der Aufbau einer zweiten Drahtebene mit senkrecht zur Drahttrichtung um eine halbe Zellbreite versetzten Drähten. Eine andere Lösungsmöglichkeit ist die Auslese der Potentialdrähte, auf denen von der Ladungslawine am Anodendraht je nach Teilchendurchgangsseite leicht unterschiedlich große Signale influenziert werden [Wal78], [BCS78].

Bei der VDC gibt es analog zum Rechts-Links-Problem der HDC ein Oben-Unten-Problem. Wie man aus der Abbildung 2.7 erkennt, sind die gemessenen Driftzeiten sowohl mit einem Teilchen verträglich, das die Kammer unter einem Winkel Θ passiert, als auch mit einem Teilchen, das die gleichen Drähte unter dem Bahnwinkel $-\Theta$ kreuzt. Hier muß entweder die Vorzugsrichtung der Teilchen bekannt sein, oder der Bahnwinkel muß über die Ortsmessung einer zweiten Driftkammer-Ebene bestimmt werden. Die kürzesten Driftwege liegen hier nicht wie bei der HDC bei senkrechtem Teilcheneinfall auf einer Geraden, sondern sind kurz vor der Anode stark gekrümmt (Abbildung 2.7). Die entsprechende Korrektur muß also immer durchgeführt werden. Die von den Potentialdrähten gebildeten Totzellen führen zur Bildung von schmälere Signal drahtzellen, die Krümmung der Driftstrecke in Drahtnähe wird verringert. Außerdem verringern sie die Wahrscheinlichkeit für das Übersprechen eines Signals zum Nachbar-Signaldraht.

2.2.2 Diskussion

Da bei der VDC die Signaldrahtabstände typischerweise bei $4 - 6 \text{ mm}$ liegen, ist die Kanalzahl, um eine gegebene Fläche auszulesen, um etwa einen Faktor 2 größer als bei einer HDC mit Potentialdraht-Auslese. Unter der Voraussetzung, daß die Kanalkosten für TDCs und die für die Potentialdraht-Auslese nötigen ADCs⁵ etwa gleich sind, spricht der rein wirtschaftliche Aspekt damit für den Einsatz einer HDC.

Um eine HDC aber als Fokalebene-Detektor für die Spektrometer einzusetzen, muß sie so im Raum positioniert werden, daß sie um einen Winkel von etwa 45° relativ zur Fokalebene zur Horizontalen hin geneigt ist. Dann würde der Sollstrahl die Kammer senkrecht passieren. Zur Rekonstruktion des Durchtrittsortes durch die Fokalebene wären sowohl die beiden gemessenen Ortskoordinaten als auch die Winkelkoordinaten der Bahnspur notwendig. Die Fehler dieser Meßgrößen würden gemäß der Fehlerfortpflanzung alle einen Beitrag zum Gesamtfehler der Bestimmung des Durchtrittspunktes durch die Fokalebene liefern. Da auch die gesuchten Winkelkoordinaten Funktionen aller 4 Meßkoordinaten wären, würde für sie das gleiche gelten. Die natürliche Position einer VDC ist dagegen entlang oder parallel der Fokalebene. Die x-Koordinate des Durchtrittspunktes kann mit nur einer Drahtebene direkt gemessen werden, es werden keine zusätzlichen Meßfehler hinzugefügt. Damit ist die entscheidendste Meßgröße des Spektrometers, der Teilchenimpuls, alleine aufgrund des Funktionsprinzips des Detektors mit

⁵ADC: Analog-to-Digital Converter

einer VDC besser zu messen als mit einer HDC.

Auch die erreichbare Auflösung bei der Messung des Durchtrittspunkts durch die Drahtebene spricht für die VDC. Obwohl die intrinsische Auflösung der Driftzellen aufgrund der zum Nachweis des Teilchens genutzten physikalischen Effekte wie Ionisation, Drift im elektrischen Feld, Diffusion und Gasverstärkung bei beiden Kammertypen ähnlich ist, hat die VDC insgesamt eine höhere Ortsauflösung, da der Durchtrittspunkt nicht aus einer einzelnen Driftzeit-Messung, sondern aus mindestens drei solchen Messungen ermittelt wird. Die intrinsische Ortsauflösung einer einzelnen Zelle einer HDC mit der oben beschriebenen Geometrie liegt bei $180 \mu\text{m}$. Da dies aber nicht die Ortsauflösung in der Fokalebene darstellt, ist aufgrund der oben beschriebenen Fehlerfortpflanzung noch eine deutliche Verschlechterung zu erwarten. Die Anforderungen an die Auflösung der Detektoren, die in Tabelle 2.4 zusammengefaßt sind, lassen sich daher mit HDCs nicht erfüllen.

Die Redundanzforderung wird bei der VDC automatisch erfüllt. Hat ein Signaldraht zum Beispiel eine kleinere Nachweeffizienz oder fällt er ganz aus, so kann der Durchtrittspunkt durch die Drahtebene in der Regel dennoch mit Hilfe der restlichen Drähte rekonstruiert werden. Da der Drahtabstand so ausgelegt sein muß, daß auch bei den steilsten vorkommenden Bahnwinkeln mindestens 3 Signaldrähte angesprochen werden, kann notfalls auch noch durch nur 2 Punkte eine Gerade gelegt werden. Fällt dagegen bei der HDC ein Draht aus, so kann in einem Bereich von 20 mm kein Teilchen mehr nachgewiesen werden. Fällt ein Potentialdraht aus, so kann die Rechts-Links-Unterscheidung sogar für zwei benachbarte Anodendrähte nicht mehr getroffen werden. Die gemessene Driftzeit ist damit unbrauchbar, es entsteht ein toter Bereich von 40 mm Breite.

Die Rekonstruktion der Driftstrecke hängt bei einer VDC nur vom Verlauf der elektrischen Feldlinien, vom Teilchenbahnwinkel und der gemessenen Driftzeit ab. Die elektrische Feldstärke ist entlang der Driftstrecke bis in unmittelbare Drahtnähe konstant. Bei der HDC dagegen unterliegt die Feldstärke in der Zelle starken räumlichen Schwankungen. Da die Driftgeschwindigkeit bei niedrigen elektrischen Feldstärken stark von diesen Feldstärken abhängt, ist die Driftweg-Driftzeit-Beziehung nicht nur vom Bahnwinkel, sondern auch vom Teilchendurchgangsort abhängig. Zur Rekonstruktion der tatsächlichen Driftstrecke ist ein erheblicher Rechenaufwand notwendig.

Bezüglich der Bestückung mit Drähten muß die geringere Drahtdichte der HDC mit größeren Isolationsproblemen in der Drahtebene erkaufte werden, da die Signal- und Potentialdrähte einen Spannungsunterschied von etwa 4000 Volt aufweisen. Um die Kriechströme zwischen Signal- und Potentialdrähten um einen Faktor 10 unter die Höhe der Signalströme abzusenken, sind Widerstände zwischen diesen Drähten im Bereich von $100 \text{ G}\Omega$ notwendig. Wenn größere Leckströme auftreten, sind die für den Betrieb der Kammer im Proportionalbereich der Gasverstärkung nötigen Spannungen nicht mehr zu erreichen. Da bei einer VDC alle Drähte auf dem gleichen Potential liegen, können Leckströme nur zwischen Kathodenebene und Drahtebene auftreten. Beide sind in der Regel auf verschiedenen Trägerrahmen angebracht, die aus hochisolierendem Epoxidharz bestehen. Leckströme können nur durch unabsichtliche Verschmutzungen entstehen.

Aufgrund der oben genannten Argumente erfüllt die VDC die Anforderungen an die Auflösung, die Redundanz und Betriebssicherheit wesentlich besser als eine HDC, so daß als Funktionsprinzip für die Bahnspurdetektoren der Spektrometer das Prinzip der "Vertikalen Driftkammer" gewählt wurde.

2.3 Prinzip der dreidimensionalen Spurvermessung

Die dreidimensionale Spurvermessung mit „Vertikalen Driftkammern“ setzt voraus, daß die Teilchenbahn eine Gerade ist. Gekrümmte Spuren können auf diese Weise nicht dreidimensional vermessen werden. Durch den Einsatz der Kammern außerhalb der Reichweite der Magnetfelder der Spektrometer ist diese Voraussetzung erfüllt.

Die Bahnspur kann dann durch einen Aufpunkt (x,y) in einer Ebene im Raum und zwei Winkel θ und ϕ dargestellt werden (siehe Abbildung 2.1). Als Ebene im Raum wurde hier die Fokalebene gewählt. Da die VDCs nur die eindimensionalen Durchtrittsorte durch die Drahtebene messen können, sind zur Bestimmung von (x, y, θ, ϕ) mindestens 4 Ortsmessungen, also 4 Drahtebenen notwendig. Wie oben beschrieben (siehe auch Abbildung 2.7), liefert bereits eine Drahtebene sowohl den Durchtrittspunkt, als auch die Steigung der Teilchenbahn und damit einen Bahnwinkel. Die mittlere Auflösung, mit der der Bahnwinkel gemessen werden kann, beträgt jedoch nur etwa 7.5 mrad ($\approx 0.43^\circ$) [Dis90] und genügt damit nicht den gestellten Anforderungen (siehe Tabelle 2.4).

Die erste VDC wird direkt in der Fokalebene positioniert. Die Messung des Durchtrittspunkts durch die Fokalebene liefert dann direkt die x -Koordinate. Außer dem Meßfehler des Durchtrittspunkts gehen daher in die Bestimmung von x keine anderen Meßfehler ein. Die Spannrichtung der Drähte ist senkrecht zur Richtung der x -Achse.

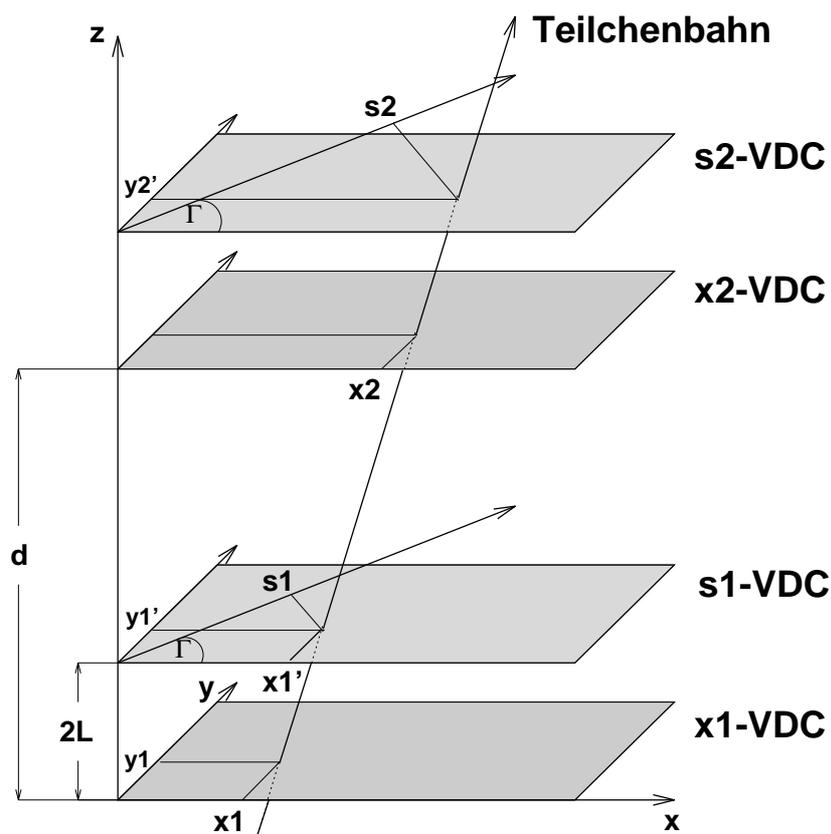


Abbildung 2.8: Prinzip der 3-dimensionalen Spurvermessung der Teilchenbahn mit Hilfe von 4 "Vertikalen Driftkammern"

Die 3 weiteren Driftkammern, die im Abstand $2L$, d , und $d + 2L$ parallel zur ersten Kammerebene liegen, messen die Koordinaten s_1 , x_2 und s_2 . Die Ebenen x_1 und x_2 sowie die Ebenen s_1 und

s_2 sind jeweils baugleich. Die s -Ebenen messen eine Koordinate, deren Richtung um den Winkel Γ gegen die x -Richtung um die z -Achse gedreht ist. Die Drähte sind senkrecht zur s -Achse gespannt. Diese Koordinate liefert zusammen mit den x -Koordinaten den y -Durchtrittspunkt durch die Fokalebene. Die y -Koordinate kann nicht direkt gemessen werden. Der Grund dafür liegt in dem von den Spektrometern in nicht-dispersiver Richtung gelieferten Winkelbereich von $-3^\circ \leq \phi \leq 3^\circ$ (siehe Tabelle 2.2). Wären die Drähte dieser Ebenen senkrecht zur Richtung der y -Achse gespannt, so würden im schlimmsten Fall keine, im besten Fall genau ein Signaldraht angesprochen. Die Ortsauflösung wäre auf die Breite einer Signaldrahtzelle beschränkt. Um ein Optimum zwischen der Anzahl der in diesem Bahnwinkelbereich angesprochenen Drähte und der Auflösung der y -Koordinate zu erreichen, müssen die Drähte dieser Ebene um den Winkel Γ zur x -Richtung geneigt werden. Der Winkel Γ war Gegenstand eines Optimierungsverfahrens, das weiter unten beschrieben wird.

Auch wenn die durch den Bahnwinkelbereich in nicht-dispersiver Richtung gegebene Einschränkung nicht vorläge, könnten die y -Drähte nicht parallel zur x -Achse gespannt werden. Sie hätten dann eine Länge von mehr als $2m$. Sie würden auch bei maximal möglicher Drahtspannung in der Mitte stark durchhängen, die elektrostatischen Kräfte zwischen den Drähten wären nicht mehr ausgeglichen. Dies würde dazu führen, daß die benötigte Feldstärke am Draht nicht erreicht werden kann, es käme vor dem Erreichen der Betriebsspannung zu Funkenüberschlägen und eventuell zum Reißen eines Drahtes. Um diesem Problem vorzubeugen, wären zusätzliche konstruktive Maßnahmen erforderlich, wie zum Beispiel Fixatoren der Drähte in Drahtmitte. Dadurch würden jedoch tote Zonen geschaffen.

Die Berechnung des Durchtrittspunktes (x,y) der Teilchenbahn durch die x_1 -Ebene und der Bahnwinkel (θ,ϕ) ist im Folgenden beschrieben:

x -Koordinate: Da die x_1 -Drahtebene in der Fokalebene liegt, gilt

$$x = x_1 \quad (2.11)$$

θ -Koordinate: Der θ -Bahnwinkel in der dispersiven Richtung kann mit Hilfe der beiden x -Drahtebenen zu

$$\theta = \arctan\left(\frac{x_2 - x_1}{d}\right) \quad (2.12)$$

berechnet werden.

y -Koordinate: Zur Berechnung der y -Koordinate wird zunächst die y' -Koordinate in der s_1 - und der s_2 -Ebene berechnet. Zur Illustration dient die Abbildung 2.9.

Wegen $\tan \Gamma = \frac{x_{s'} - x_1'}{y_1'}$ und $x_{s'} = \frac{s_1}{\cos \Gamma}$ ergibt sich

$$y_1' = \frac{s_1 - x_1' \cos \Gamma}{\sin \Gamma}$$

Mit $x_1' = x_1 + 2L \tan \theta$ folgt

$$y_1' = \frac{1}{\sin \Gamma} \cdot (s_1 - x_1 \cos \Gamma - 2L \tan \theta \cos \Gamma)$$

L ist der Abstand zwischen Drahtebene und Kathode, $2L$ der Abstand zweier Drahtebenen. Mit Hilfe von $\tan \phi = \frac{y_1' - y_1}{2L}$ bekommt man

$$y_1 = y_1' - 2L \tan \phi$$

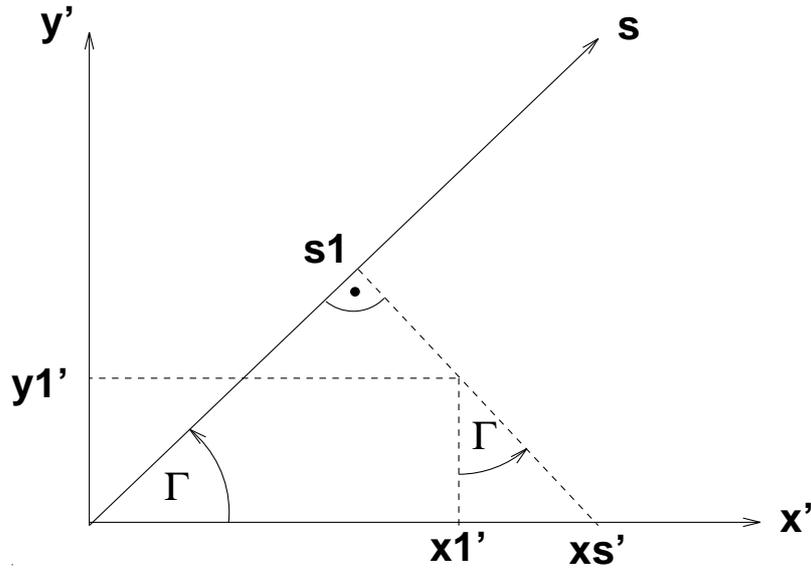


Abbildung 2.9: Berechnung der y' -Koordinate in den s -Drahtebenen. Die s -Drähte sind um den Winkel Γ gegen die x -Drähte geneigt.

und durch Einsetzen des Ausdrucks für y_1' und Eliminieren der Winkel θ und ϕ mit Hilfe von $\tan \phi = \frac{y_2' - y_1'}{d}$ und $\tan \theta = \frac{x_2 - x_1}{d}$ erhält man den Ausdruck

$$y_1 = \frac{1}{\sin \Gamma} \cdot (s_1 - x_1 \cos \Gamma - 2L \frac{x_2 - x_1}{d} \cos \Gamma) - 2L \frac{y_2' - y_1'}{d}$$

Analog zum dem Ausdruck für y_1' gilt für y_2'

$$y_2' = \frac{1}{\sin \Gamma} (s_2 - x_2 \cos \Gamma - 2L \frac{x_2 - x_1}{d} \cos \Gamma)$$

y_1 kann nun durch die gemessenen Koordinaten x_1 , s_1 und s_2 ausgedrückt werden. Nach einer Reihe einfacher Umformungen erhält man schließlich

$$y = y_1 = \frac{1}{\sin \Gamma} (s_1 + \frac{2L}{d} (s_1 - s_2) - x_1 \cos \Gamma) \quad (2.13)$$

Der Durchtrittspunkt in y hängt nicht mehr von der x_2 -Koordinate ab.

ϕ -Koordinate: Die ϕ -Koordinate folgt aus $\phi = \arctan \frac{y_2' - y_1'}{d}$ und den Gleichungen für y_1' und y_2' als

$$\phi = \arctan \left(\frac{1}{d \sin \Gamma} ((s_2 - s_1) + (x_1 - x_2) \cos \Gamma) \right) \quad (2.14)$$

Die Fehler in der Bestimmung der gesuchten Bahnkoordinaten (x, y, θ, ϕ) ergeben sich aus den Fehlern in der Bestimmung der Durchtrittspunkte nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz:

$$\sigma_x = \sigma_{x_1} \quad (2.15)$$

$$\sigma_\theta = \frac{\cos^2 \theta}{d} \sqrt{\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2} \quad (2.16)$$

$$\sigma_y = \frac{1}{\sin \Gamma} \sqrt{\cos^2 \Gamma \sigma_{x_1}^2 + \frac{1}{d^2} ((d + 2L)^2 \sigma_{s_1}^2 + (2L)^2 \sigma_{s_2}^2)} \quad (2.17)$$

$$\sigma_\phi = \frac{\cos^2 \phi}{d \sin \Gamma} \sqrt{\cos^2 \Gamma (\sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2) + \sigma_{s_1}^2 + \sigma_{s_2}^2} \quad (2.18)$$

2.4 Wahl des Auslese-Prinzips

Zur Auslese der Driftzeiten an den Anodendrähten kommen prinzipiell 2 unterschiedliche Verfahren in Betracht. Das erste besteht in der Zuordnung eines TDC zu jedem einzelnen Signaldraht (Einzeldraht-Auslesesystem), beim zweiten wird mit Hilfe von Multiplex-Verfahren an mehrere Anodendrähte ein TDC angeschlossen. Dabei wird ausgenutzt, daß in einer Drahtebene immer nur eine kleine Anzahl von Drähten durch die Bahnspur angesprochen wird. Angesichts von fast 5000 auszulesenden Kanälen kann durch solche Verfahren eine erhebliche Kostenreduktion erreicht werden. Es wurden daher eine Reihe von Auslesekonzepten in Betracht gezogen oder neu entwickelt, die im Folgenden kurz dargestellt und diskutiert werden.

Eines der ältesten und gebräuchlichsten Verfahren ist die „Delayline“-Auslese. Bei Anwendung dieses Verfahrens auf vertikale Driftkammern wird jeder F_I -te Draht an eine gemeinsame Verzögerungsleitung angeschlossen. Die Verzögerungszeit zwischen je zwei solcher Drähte beträgt τ . Der Interleave-Faktor F_I sollte größer sein als die Zahl der pro Teilchendurchgang maximal angesprochenen Drähte. In Abbildung 2.10 ist das Arbeitsprinzip dargestellt.

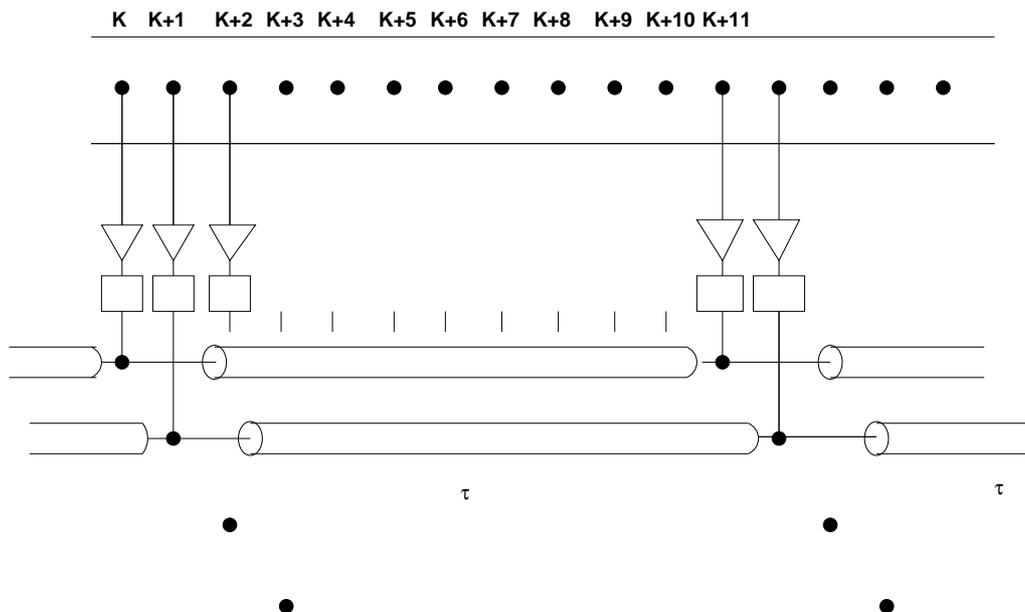


Abbildung 2.10: Arbeitsprinzip der „Delayline“-Auslese bei einer VDC. Der hier gewählte Interleave-Faktor beträgt $F_I = 11$, es gibt 11 Verzögerungsleitungen. Nach einem Vorverstärker und einem Schwellendiskriminator wird das Signal jedes 11. Anodendrahts auf die gleiche Verzögerungsleitung gegeben. Am linken und am rechten Ende jeder Leitung befindet sich ein TDC. τ ist die Verzögerung eines Glieds der Leitung. Die Gesamtzahl der Glieder pro Verzögerungsleitung ist N . Aus der gemessenen Zeitdifferenz und Zeitsumme der beiden TDCs lassen sich die Kanalnummer des angesprochenen Drahtes und seine Driftzeit berechnen.

Die Kanalnummer des Drahtes ergibt sich hierbei aus der Differenz der am linken und am rechten Ende der „Delayline“ gemessenen Zeiten, die Driftzeit ergibt sich aus der Summe:

$$K = \frac{t_L - t_R}{2\tau} + \frac{N}{2}$$

$$t_K = \frac{t_L + t_R}{2} - \frac{T}{2}$$

τ ist die Verzögerungszeit zwischen zwei Kanälen, N ist die Gesamtzahl der Kanäle pro „Delayline“, $N\tau = T$ ist die Gesamtverzögerungszeit der „Delayline“.

Die Zahl der bei einer Einzeldraht-Auslese nötigen TDCs wird hierdurch auf $2 \cdot F_I$ pro Ebene reduziert. Mehrfachtreffer, bei denen ein zweites Teilchen die Drahtebene während der maximalen Driftzeit und der Laufzeit der Signale zu den TDCs passiert, sind nicht auflösbar und müssen in der Analyse verworfen werden. Die Totzeit des Systems wird erhöht und damit die Zählratenbelastbarkeit verringert. Auch gehen die Abweichungen der einzelnen Verzögerungsglieder von der Verzögerungszeit τ als Fehler in die Messung der Driftzeit ein.

Um die Nachteile der größeren Totzeit bei der „Delayline“-Auslese zu überwinden, wurde das EROS-System⁶ konzipiert. Wie in Abbildung 2.11 zu erkennen ist, werden hier zwei getrennte Bussysteme für die Kanal- und die Zeitinformation verwendet.

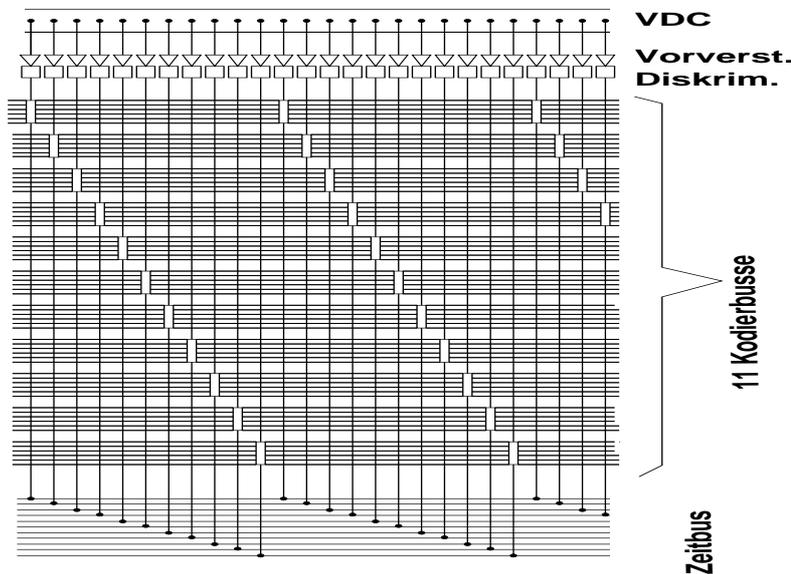


Abbildung 2.11: Arbeitsprinzip des EROS-Systems. Statt einem Bus wie bei der „Delayline“-Auslese werden hier zwei Bussysteme verwendet. Das Interleave-Prinzip wird beibehalten. Eines der Bussysteme transportiert die Driftzeit-Information, das zweite Bussystem liefert in kodierter Form die Drahtnummer. Dazu erhält jeder Draht einen 6 Bit breiten Kode. Bei einem Interleave-Faktor von 11 sind damit $11 \cdot 2^6 = 704$ Drähte pro Ebene zu identifizieren. Der Kode wird von speziellen Treiberbausteinen auf den Bus gelegt, wenn der einem Baustein zugeordnete Draht angesprochen wurde. Ein Hardware-Dekoder liefert die dem Kode zugehörige Drahtnummer. Die gemessene Driftzeit wird anhand der Drahtnummer laufzeitkorrigiert.

Neben den Vorteilen einer kleineren Totzeit durch den Wegfall der Verzögerungsglieder und der Reduktion der Zahl der TDCs auf den Interleavefaktor F_I von zum Beispiel 11 pro Ebene bleibt der Nachteil der Nichtauflösbarkeit von Mehrfachtreffern bestehen. Außerdem muß ein

⁶EROS:Encoding Readout System

geeigneter Encoder-Treiber pro Draht entwickelt, hergestellt und programmiert, sowie ein entsprechender Dekoder konzipiert und hergestellt werden.

Eine aus diesen Überlegungen hervorgegangene Ausleseelektronik für eine horizontale Driftkammer, die vom Autor dieser Arbeit als neuer Versuch für das Fortgeschrittenen-Praktikum der Physik aufgebaut wurde, beruht darauf, daß bei einer HDC im Normalfall nur ein Draht pro Ebene angesprochen wird. Bei diesem PASTOR-Modul⁷, das als doppelbreiter CAMAC⁸-Einschub ausgelegt ist, wird das Treffermuster der 4 Drahtebenen in einem Register abgespeichert. Die Kanäle einer Ebene werden dann einem logischen Oder zugeführt und das Ausgangssignal zu einem TDC geleitet. Die Zahl der TDC-Kanäle wird so von $4 \cdot 16 = 64$ auf 4 reduziert [Sau91]. Doppeltreffer können anhand der Registerinformation erkannt, aber nicht aufgelöst werden. Eine Weiterentwicklung der kodierten Multiplex-Auslese stellt die Code-Bus-Auslese (CBA) dar [MW90]. Durch eine spezielle Kodierung ("4 aus 8 Code") werden Mehrfachtreffer erkennbar. Eine Kostenabschätzung zeigte, daß der finanzielle Aufwand zur Realisierung dieser Multiplexing-Systeme bei etwa 60% des Aufwands für das preisgünstigste Einzeldraht-Auslese-System lag. Die Entwicklungszeit und die Entwicklungskosten sind hierbei noch nicht berücksichtigt.

Da die Hauptkosten von den kommerziell zu erwerbenden Vorverstärker/Diskriminatorkarten und dem noch immer nötigen TDC-System, wenn auch bei stark reduzierter Kanalzahl, herührten, wurde ein alternatives Konzept entwickelt (FAEROS⁹), das wiederum nach dem Prinzip der Einzeldraht-Auslese arbeitet. Zur Kostenreduktion wurde bei diesem Konzept ein am Institut entwickelter Driftkammer-Vorverstärker eingesetzt. Die TDCs waren 32-Kanal-ICs, die mit Hilfe eines 16 Bit-Digital-Bus von einem Transputer-System mit einem Multiplex-Verfahren ausgelesen werden [MW90].

Parallel zur Entwicklung dieser Konzepte mußten die für die Beschaffung der Auslese-Systeme beantragten Finanzmittel zweckgebunden verwendet werden. Zu dem Zeitpunkt, als das FAEROS-Konzept ausgearbeitet wurde, waren bereits ein großer Teil der Vorverstärkerkarten und TDCs kommerziell beschafft worden. Auch zeigte sich, daß eine Großserie der am Institut entwickelten Vorverstärker in Bezug auf den finanziellen und zeitlichen Aufwand nicht konkurrenzfähig war. Da die Driftkammern von Spektrometer A und B schon voll bestückt und bereits in Betrieb oder im Endaufbau begriffen waren, wurde für das nur mit Vorverstärkerkarten bestückte Spektrometer C am Institut die Entwicklung eines reinen TDC-Systems begonnen [MHW92]. Der neu entwickelte IC-Baustein TDC2001 arbeitet nicht nach dem Zwei-Rampen-Verfahren, bei dem ein Kondensator mit hohem Strom zwischen Start- und Stoppsignal schnell aufgeladen und anschließend mit niedrigem Strom langsam entladen wird, währenddem ein Zähler läuft, sondern mit dem direkten Zählverfahren, wobei eine extrem hohe Taktfrequenz nötig ist. Um eine Auflösung von 1 ns zu erhalten, ist zum Beispiel eine Frequenz von 1 GHz notwendig. Die Konversionszeit bei diesem Verfahren ist Null. Dies wird durch Verwendung digitaler 0.8 μm CMOS-Technik erreicht, wobei die Zeitauflösung von etwa 300 ps durch die Ausnutzung interner Gatterlaufzeiten ermöglicht wird. Weiterhin sind jedem Zähl-TDC 4 Datenregister zum Abspeichern von Zwischenzeiten zugeordnet, was den TDC „Multihit“-fähig macht. Die Datenregister haben eine Breite von 16 Bit, so daß der Meßbereich bis zu 20 μs beträgt. Der für Driftkammeranwendungen benötigte Meßbereich liegt bei 0.3 μs . Dies und der geringe Energieverbrauch der CMOS-Technik macht den IC auch für Zeitmessungen in anderen technischen

⁷PASTOR: Pattern Storage OR

⁸CAMAC: Computer Automated Measurement And Control, Standard-Bus zur Meßdaten-Erfassung

⁹FAEROS: Fast Encoding Readout System

Hersteller	Bus-system	Bezeichnung	Preis/ Kanal /DM	Bereich /ns	Auflösung /ns	Konversionszeit /μs	Bemerkung
LeCroy	FAST-BUS	1878/ 1879	105,-	(1-16)μs	2	412	Multi-Event Buffer
LeCroy	FAST-BUS	1872/ 1875	212,-	400	0.1	177	Erste Exemplare verfügbar
LeCroy	CAMAC	4290	105,-	256	0.5	70	Bekannt, Getestet
Kinetic Systems Inc.	FAST-BUS	F432	125,- SFr	300	0.15	165	Anfang 1990 verfügbar
Philips Scient.	FAST-BUS	10C6	276,-	100-800	0.1-0.8	7.5	Noch nicht verfügbar
LEP/ CERN	FAST-BUS	LTD	o.A.	8200	2	250	Noch nicht verfügbar

Tabelle 2.5: Lieferbare und angekündigte TDC's und TDC-Systeme für FASTBUS und CAMAC zur Anwendung als Driftkammer-Auslesesystem und ihre Eigenschaften im Sommer 1989.

Bereichen verwendbar.

Die Integration des TDC2001 in ein Auslese-System erfolgt auf einer Doppelleurokarte mit 8 Chips zu je 4 Kanälen. 16 solcher Karten werden in einem 19"-Rahmen mit VMEbus-Backplane eingebaut. Zur Eichung und Auslese der TDC-Karten dient eine im 19"-Rahmen befindliche Eichkarte und ein Ausleseinterface. Letzteres erlaubt den Zugriff einer Transputerkarte auf die einzelnen TDC-Chips. Pro Rahmen stehen damit 512 TDC-Kanäle zur Verfügung. Zur Auslese der 4 VDCs wird jeder VDC ein TDC2001-VMEbus-System zugeordnet. Die 4 Transputerkarten dieser Systeme sind über transputertypische Linkverbindungen mit einem Mastertransputer verbunden, der den Datenaustausch mit der Front-End-CPU ermöglicht [GGM⁺94].

Alle oben diskutierten TDC-Systeme haben den Nachteil einer vergleichsweise langen Entwicklungszeit. Die Multiplex-Systeme führen zu einer verringerten Zählratenbelastbarkeit der Driftkammern. Mit Ausnahme der „Delayline“-Auslese sind die Kostenvorteile der Systeme im Vergleich zu diesem Nachteil unerheblich. Es wurde daher eine Marktanalyse der in Frage kommenden kommerziellen Systeme durchgeführt. Als Bussysteme kamen das in Hochenergie- und Kernphysik weit verbreitete CAMAC- und das noch vergleichsweise junge FASTBUS-System in Betracht. In Tabelle 2.5 sind die wesentlichen Eigenschaften der damals erhältlichen oder angekündigten TDCs aufgeführt.

Die Zeitauflösung der TDCs sollte mindestens 2 mal besser als der zu erwartende Fehler sein. Bei einer Driftgeschwindigkeit von $w_D = 50 \frac{\mu m}{ns}$ und einer intrinsischen Ortsauflösung von $\sigma_z = 100 \mu m$ ergibt sich als Zeitfehler $\sigma_t = 2 ns$. Um keine zusätzlichen Binierungsfehler zu addieren, sollte die Zeitauflösung also mindestens 1 ns betragen.

Zum Erreichen einer hohen Zählrate ist eine möglichst kurze Konversionszeit notwendig. Die

große Kanalzahl erfordert einen möglichst günstigen Kanalpreis. Schließlich sollte das System auf lange Sicht fehlerfrei arbeiten.

Von den in Tabelle 2.5 aufgeführten TDC-Systemen erfüllt das CAMAC-basierte LeCroy 4290-System die gestellten Anforderungen am besten. Es hat neben dem 1878/1879-FASTBUS-System den niedrigsten Kanalpreis, eine Auflösung von 0.5 ns und eine der kürzesten Konversionszeiten von $70 \mu\text{s}$. Der Meßbereich von 256 ns deckt eine maximale Driftstrecke von 13 mm ab. Darüber hinaus bietet es gegenüber den neueren FASTBUS-basierten Systemen den Vorteil, daß es sich um ein durchentwickeltes, verlässliches und sofort verfügbares System handelt. Weiterhin lagen mit diesem System Erfahrungen aus zwei am Institut durchgeführten Projekten vor [Sie86], [Sau87]. Die Driftkammern der Spektrometer A und B wurden daher mit TDCs des LeCroy 4290-Systems und den zu diesem System gehörenden Vorverstärker/Diskriminatorkarten 2735DC bestückt. Auch zu den Vorverstärkerkarten fand sich keine preisgünstigere kommerzielle Alternative. Die Driftkammern von Spektrometer C werden ebenfalls mit ihnen ausgerüstet. Da dieses Spektrometer aber erst Ende 1994 in Betrieb geht, konnte die Entwicklung des TDC2001-Systems so weit vorangetrieben werden, daß es hier für die Driftkammer-Auslese vorgesehen wurde. Weitere Einsatzgebiete sollen die geplanten horizontalen Driftkammern werden, die Bestandteil eines im Abschirmhaus von Spektrometer A einzubauenden Polarimeters sein werden [Off93b].

2.5 Optimierung der geometrischen Kammerparameter

Unter den geometrischen Kammerparametern sind die Größen der Driftzellen, der Spannwinkel der Drähte der s_1 - und s_2 -Ebenen und der Abstand der beiden Kammerpakete zu verstehen. Ziel der Optimierung ist die Erfüllung der Auflösungsanforderungen an die Driftkammern bei möglichst kleinem Ausleseaufwand.

2.5.1 Zellgröße

2.5.1.1 Zahl der angesprochenen Signaldrähte

Die Größe der Driftzellen kann bei einer VDC durch die Parameter L und s charakterisiert werden, die den Abstand der Kathodenebenen von den Drahtebenen und den Abstand zweier Signaldrähte beziehungsweise zweier Potentialdrähte symbolisieren. Um bei minimaler Redundanz eine Gerade durch die gemessenen Driftwege legen zu können, müssen durch die Teilchenspur mindestens 3 benachbarte Driftzellen angesprochen werden. Die Anzahl der angesprochenen Drähte hängt außer vom Teilchenbahnwinkel auch von der Lage des Teilchen-Durchtrittspunkts durch die Drahtebene relativ zu den beiden benachbarten Signaldrähten ab, da jede zweite Zelle eine Potentialdrahtzelle ist, die nicht ausgelesen wird (vergleiche Abb. 2.7).

Eine Näherung für die Anzahl angesprochener Signaldrähte N erhält man, wenn man die Projektion der Teilchenbahn auf die Drahtebene l mit Richtung senkrecht zur Spannrichtung der Drähte durch den Drahtabstand s zweier Signaldrähte dividiert.

$$N = l/s = \frac{2 \cdot L}{s} \cdot \tan \theta \quad (2.19)$$

In Abbildung 2.12 ist die minimale, die maximale und die mittlere Anzahl angesprochener Signaldrähte gegen den Teilchenbahnwinkel, gemessen von der Vertikalen, für $L = 12 \text{ mm}$,

$s = 5 \text{ mm}$ aufgetragen. Hierzu wurde bei festem Bahnwinkel der Durchtrittspunkt zwischen zwei Signaldrähten variiert. Auch die aus der einfachen Abschätzung für N gewonnenen Werte sind dargestellt. Die tatsächlichen Mittelwerte liegen höher, da hier die Anzahlen angesprochener Signaldrähte immer ganzzahlig sind. Werte wie etwa 4.8 werden vor der Mittelwertbildung über den Durchtrittspunkt auf 5 aufgerundet.

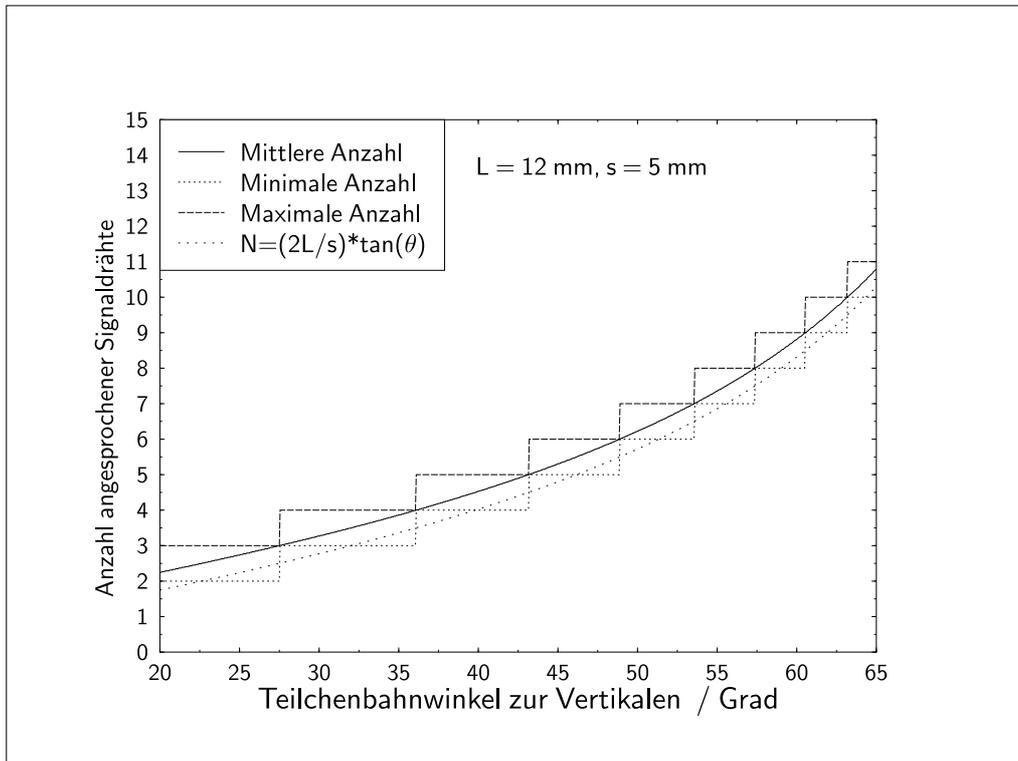


Abbildung 2.12: Maximale, mittlere, minimale und näherungsweise Anzahl angesprochener Signaldrähte in einer VDC mit Abstand Kathodenebene – Drahtebene $L = 12 \text{ mm}$ und Abstand der Signaldrähte $s = 5 \text{ mm}$. Zwischen je zwei Signaldrähten befindet sich ein Potentialdraht, der nicht ausgelesen wird und eine insensitive Zone der Drahtebene darstellt. Die unterschiedliche Zahl angesprochener Drähte bei festem Bahnwinkel ergibt sich aus der Variation des Durchtrittspunkts zwischen zwei Signaldrähten.

Zur Reduzierung des Auslese- und damit des Kostenaufwands sollte s möglichst groß sein. Die damit verbundene Verkleinerung von N kann durch eine Vergrößerung von L abgeschwächt werden. Da die Diffusion aber mit der Länge der Driftstrecke zunimmt und auch die Massenbelegung und damit die Vielfachstreuung vergrößert wird, sind hier Grenzen gesetzt. Ein größerer Abstand zwischen Drahtebene und Kathoden bedeutet auch einen Betrieb bei höheren Potentialdifferenzen, wenn die Gasverstärkung gleich groß bleiben soll. Die Gefahr von Überschlügen wird größer. Praktische Werte für L bewegen sich zwischen 10 und 15 mm . Die maximale Driftzeit liegt dann zwischen 200 und 300 ns . In Abbildung 2.13 ist die minimale Anzahl angesprochener Signaldrähte in Abhängigkeit vom Teilchenbahnwinkel bei verschiedenen Zellgeometrien dargestellt.

Der Abstand der Signaldrähte muß aus fertigungstechnischen Gründen ein Vielfaches von 1 mm sein. Es werden daher die Abstände $s = 4 \text{ mm}$, $s = 5 \text{ mm}$, $s = 6 \text{ mm}$ betrachtet. Der kleinste

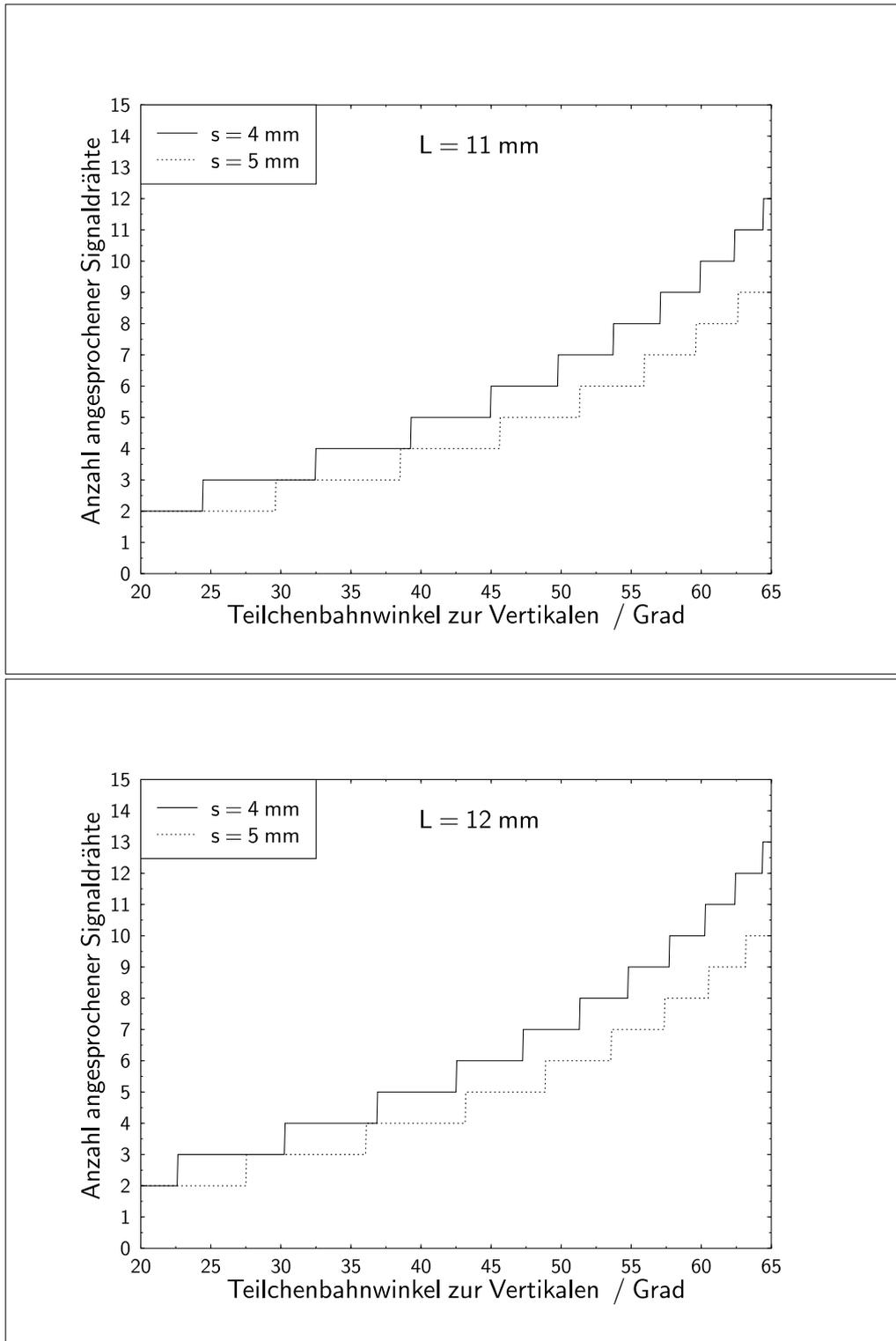


Abbildung 2.13: Minimale Anzahl angesprochener Signaldrähte in einer VDC mit Abstand Kathodenebene – Drahtebene $L = 11 \text{ mm}$ und $L = 12 \text{ mm}$ für 2 verschiedene Abstände s der Signaldrähte.

in dispersiver Richtung vorkommende Bahnwinkel beträgt 32.1° (siehe Tabelle 2.2). Die Bedingung, daß mindestens 3 Signaldrähte unter allen Umständen angesprochen werden müssen, wird daher nur von den beiden Kombinationen mit $s = 6 \text{ mm}$ nicht erfüllt. Der minimale Bahnwinkel für $s = 5 \text{ mm}$ beträgt für $L = 11 \text{ mm}$ etwa 30° , bei $L = 12 \text{ mm}$ etwa 27.5° . Die Kombinationen mit $L = 12 \text{ mm}$ bieten die größere Flexibilität bei eventuell auftretenden kleineren Bahnwinkeln. Da mit größerem Abstand L auch die mittlere Zahl der angesprochenen Drähte wächst (vergleiche Gl. 2.19), wurde L auf 12 mm festgelegt. Dadurch können mit einem Signaldrahtabstand von $s = 4 \text{ mm}$ minimale Bahnwinkel bis zu 23° und mit $s = 5 \text{ mm}$ bis zu 28° noch akzeptiert werden. Weil die Gasverstärkung stark vom Durchmesser der Signaldrähte abhängt, kann eine geringe Verkleinerung des Drahtdurchmessers eine Vergrößerung des Abstands L bei beibehaltener Potentialdifferenz ausgleichen. Die Entscheidung über den Drahtabstand s muß aufgrund der geforderten Ortsauflösung getroffen werden.

2.5.1.2 Ortsauflösung

Zur Beschreibung der Ortsauflösung in Abhängigkeit von L , s und dem Bahnwinkel wurde zunächst ein vereinfachtes Modell konstruiert. Dabei sei der Durchtrittspunkt durch die Drahtebene immer die Position eines Potentialdrahts. Der Ursprung wird in den Durchtrittspunkt gelegt. Die Positionen der angesprochenen Drähte x_i und die Driftwege z_i ergeben sich dann als

$$\left. \begin{aligned} x_i &= (i - \frac{1}{2}(N + 1))s \\ z_i &= x_i \cdot \cot \theta \end{aligned} \right\} \quad \forall \quad i = 1, \dots, N \quad (2.20)$$

Die Driftwege z_i werden als geradlinig und von der Zellmitte beginnend angenommen, N ist die Zahl der angesprochenen Drähte mit $N = (2L/s) \tan \theta$. An diese Stützstellen (x_i, z_i) wird nun eine Gerade $f(a, x_d, x)$ angepaßt. Dazu wird die Größe χ^2 minimiert.

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{z_i - f(a, x_d, x_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (2.21)$$

$$f(a, x_d, x) = a \cdot (x - x_d) \quad (2.22)$$

Dabei sind σ_i die Fehler des Driftwegs z_i , a ist Steigung der Geraden und x_d ist der Durchtrittspunkt durch die Drahtebene. Die Minimierungsbedingung lautet

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial a} \stackrel{!}{=} 0, \quad \frac{\partial \chi^2}{\partial x_d} \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.23)$$

Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} \bar{x} &\equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i, & \overline{x^2} &\equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2 \\ \overline{xz} &\equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i z_i, & \bar{z} &\equiv \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N z_i \end{aligned}$$

erhält man nach kurzer Rechnung

$$a = \frac{\overline{xz} - \bar{x}\bar{z}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad (2.24)$$

$$x_d = \frac{\bar{x} \cdot \overline{xz} - \overline{x^2} \bar{z}}{\overline{xz} - \bar{x}\bar{z}} \quad (2.25)$$

Setzt man in dem beschriebenen vereinfachten Modell für die Fehler $\sigma_i = \sigma_c \quad \forall \quad i = 1, \dots, N$, also den gleichen mittleren Fehler für alle Driftwege, so erhält man

$$\sigma_a = \frac{\sigma_c}{\sqrt{N}} \sqrt{\frac{1}{x^2 - \bar{x}^2}} \quad (2.26)$$

$$\sigma_{x_d} = \frac{\sigma_c}{\sqrt{N}} \frac{\bar{x} - x_d}{\bar{z}} \sqrt{1 + \frac{(\bar{x} - x_d)^2}{x^2 - \bar{x}^2}} \quad (2.27)$$

Das Einsetzen der Stützstellen (x_i, z_i) aus dem Modell liefert wie erwartet

$$\begin{aligned} a &= \cot \theta \\ x_d &= 0 \end{aligned}$$

und für die Fehler

$$\sigma_a = \frac{2\sqrt{3}}{s} \frac{\sigma_c}{\sqrt{\frac{2L}{s} \tan \theta \left(\frac{4L^2}{s^2} \tan^2 \theta - 1 \right)}} \quad (2.28)$$

$$\sigma_{x_d} = \sigma_c \cdot \sqrt{\frac{s}{2L}} \cdot \tan \theta \quad (2.29)$$

Setzt man typische Werte ein, wie etwa $L = 12 \text{ mm}$, $s = 5 \text{ mm}$, $\theta = 45^\circ$ und $\sigma_c = 0.14 \text{ mm}$, so erhält man für den Steigungsfehler $\sigma_a = 9 \text{ mrad} = 0.540^\circ$ und den Fehler des Durchtrittspunktes $\sigma_{x_d} = 64 \text{ } \mu\text{m}$.

Wie aus Gleichung (2.29) zu erkennen ist, wächst der Fehler bei der Bestimmung des Durchtrittspunktes mit wachsendem Teilchenbahnwinkel, obgleich die Zahl der Stützstellen zunimmt. Bei wachsendem Bahnwinkel führen die konstanten Fehler in der Bestimmung der Driftwege dazu, daß die möglichen Geradenanpassungen einen immer breiteren Bereich von Durchtrittspunkten durch die Drahtebene abdecken.

Um eine genauere Voraussage der zu erwartenden intrinsischen Ortsauflösung in der Drahtebene zu erhalten, wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Ein Ereignisgenerator liefert in Abhängigkeit von Bahnwinkel und Durchtrittspunkt die Anzahl angesprochener Signaldrähte und die Stützstellen (x_i, z_i) . Dabei wird der Teilchendurchtrittspunkt bei festem Bahnwinkel gleichverteilt und die Auflösung der Driftwege mit fester Streuung σ_c normalverteilt gewürfelt. Die Drahtpositionen werden ebenfalls gemäß einer Normalverteilung mit Standardabweichung $\sigma_{WP} = 150 \text{ } \mu\text{m}$ und Mittelwert s gezogen. Die Driftwege z_i werden an den gewürfelten Drahtpositionen berechnet, das Ereignis enthält aber die Drahtpositionen mit dem als exakt angenommenen Abstand s .

Anschließend wird an die simulierten Driftkammerdaten eine Gerade gefittet. Man erhält den Durchtrittspunkt x_d durch die Drahtebene, die Steigung der Geraden und die Fehler beider Werte. In Abbildung 2.14 ist die simulierte Häufigkeitsverteilung von σ_{x_d} dargestellt.

Der Vergleich des Mittelwerts von $\overline{\sigma_{x_d}} = 83.4 \text{ } \mu\text{m}$ aus der Monte-Carlo-Simulation mit der Auflösung gemäß Gleichung (2.29) von $\sigma_{x_d} = 64 \text{ } \mu\text{m}$ bei einem Bahnwinkel von 45° zeigt, daß die Unkenntnis der Drahtposition von $\sigma_{WP} = 150 \text{ } \mu\text{m}$ auf die Genauigkeit der Bestimmung des Durchtrittspunktes verglichen mit ihrem absoluten Wert einen nur kleinen Einfluß hat. Wie oben beschrieben wurde, geht sie nur sehr indirekt in die Bestimmung des Teilchendurchtrittspunktes ein. In Abbildung 2.15 ist die Abhängigkeit des mittleren Fehlers $\overline{\sigma_{x_d}}$ vom Bahnwinkel

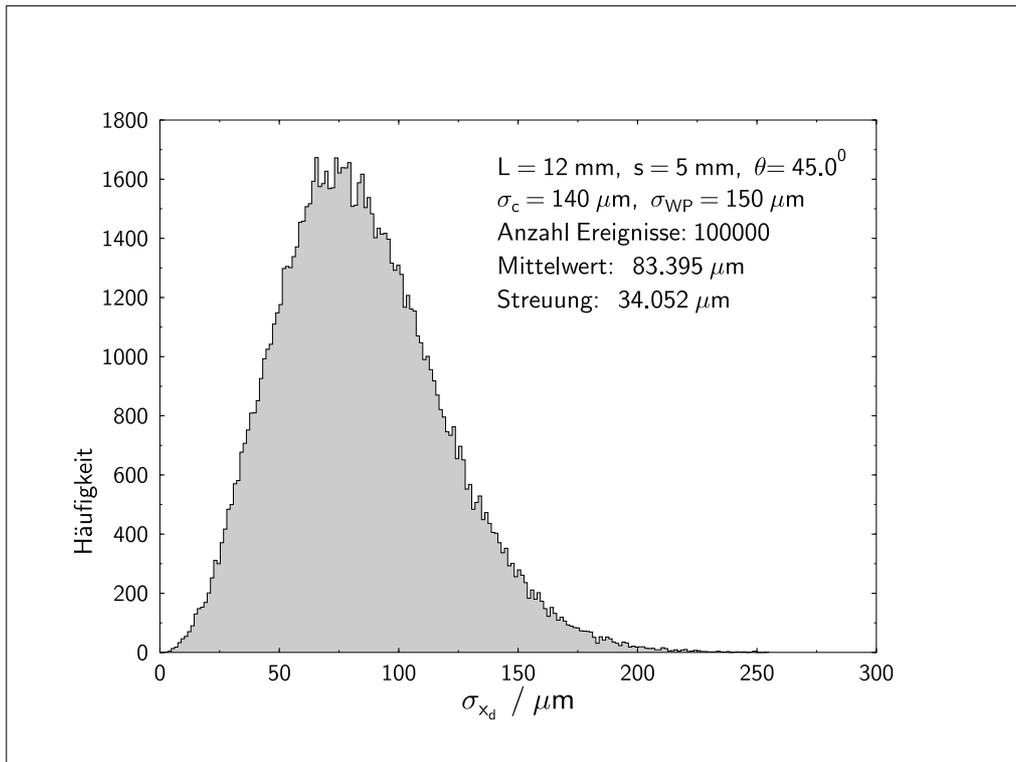


Abbildung 2.14: Simulierte Häufigkeitsverteilung der Ortsauflösung in einer VDC-Ebene im Durchtrittspunkt durch die Drahtebene für den Abstand Drahtebene Kathode $L = 12\text{ mm}$ und Signaldrahtabstand $s = 5\text{ mm}$ bei festem Teilchenbahnwinkel $\theta = 45^\circ$.

für $L = 12\text{ mm}$, $s = 5\text{ mm}$, $\sigma_c = 140\text{ }\mu\text{m}$ dargestellt. Eine Kurve wurde mit dem Fehler in der Drahtposition $\sigma_{WP} = 0.0\text{ }\mu\text{m}$, eine zweite mit $\sigma_{WP} = 150.0\text{ }\mu\text{m}$ erzeugt. Die dritte Kurve zeigt die Voraussage des oben besprochenen einfachen Modells.

Wie Abbildung 2.15 zeigt, ist die Verschlechterung der Ortsauflösung durch Einschalten der Draht-Positionierungsfehler winkelabhängig. Bei dem steilsten Bahnwinkel beträgt die Verschlechterung $40\text{ }\mu\text{m}$, beim flachsten nur noch $10\text{ }\mu\text{m}$. Die Voraussage des einfachen Modells ergibt eine schlechtere Ortsauflösung als die Monte-Carlo-Simulation mit $\sigma_{WP} = 0.00\text{ }\mu\text{m}$, da die Anzahl angesprochener Drähte reell sein kann und damit im Mittel kleiner ist als in der Simulation, wo sie nur ganzzahlig sein darf.

In der Simulation wird außerdem die Annahme gemacht, das nachzuweisende Teilchen durchquere die Kammer mit gleicher Wahrscheinlichkeit im gesamten sensitiven Bereich. Die Normalverteilung der Drahtpositionen um ihre Sollpositionen ist dann voll aufgefüllt, da die Zahl der eingehenden Abweichungen der Zahl der Drähte in einer Kammerebene entspricht. Beschränkt man sich dagegen auf einen kleinen Kammerbereich von zum Beispiel 10 benachbarten Drähten, so werden immer die gleichen Drahtpositionsfehler in die Berechnung des Durchtrittspunkts eingehen, der lokale systematische Fehler kann wesentlich größer werden.

Abbildung 2.16 zeigt die mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation bestimmten Mittelwerte des Fehlers im Durchtrittspunkt für $L = 12\text{ mm}$, $s = 4\text{ mm}$ und $s = 5\text{ mm}$. Für jeden Bahnwinkel wurden 10^5 Ereignisse simuliert.

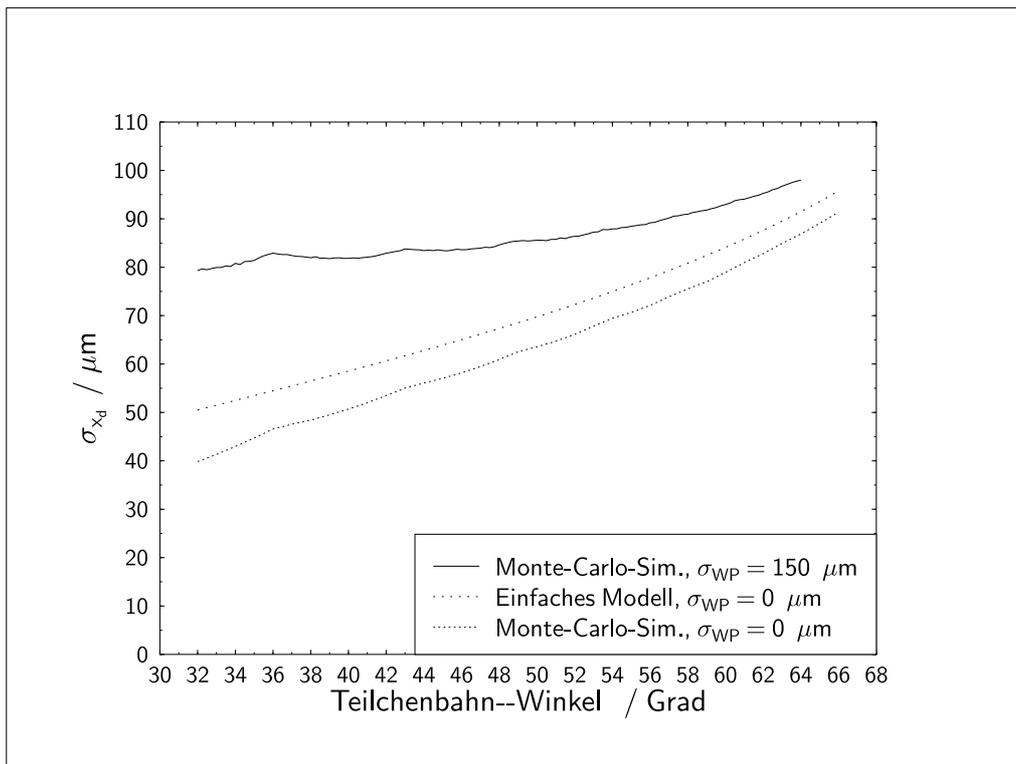


Abbildung 2.15: 2 Monte Carlo-Simulationen der Ortsauflösung in einer VDC im Durchtrittspunkt durch die Drahtebene für den Abstand Drahtebene – Kathode $L = 12 \text{ mm}$, Signaldrahtabstand $s = 5 \text{ mm}$ und $\sigma_c = 140 \mu m$. Der Fehler in der Drahtpositionierung beträgt bei der oberen Kurve $\sigma_{WP} = 150 \mu m$, bei der unteren $\sigma_{WP} = 0.0 \mu m$. Die mittlere Kurve ergibt sich aus dem einfachen Modell, das weiter oben beschrieben wurde. Sie sagt eine schlechtere Ortsauflösung voraus, da die Anzahl angesprochener Drähte reell sein kann und damit kleiner ist als in der Simulation, bei der sie nur ganzzahlig sein dürfen. Bei Einschalten der Drahtpositionierungs- Ungenauigkeit wird die Kurve nach oben verschoben. Bei steileren Winkeln ist die Verschiebung größer als bei flacheren, bei denen mehr Drähte angesprochen werden.

Wie aus der Abbildung 2.16 ersichtlich ist, werden die Anforderungen an die Auflösung der x-Koordinate aus Tabelle 2.4 bei beiden Drahtabständen im gesamten abzudeckenden Winkelbereich erfüllt. Die Wahl fiel daher auf die kostengünstigere Lösung mit $s = 5 \text{ mm}$.

2.5.2 Messung der nicht-dispersiven Ortskoordinaten

Der Drahtabstand s wird auch bei den Drahtebenen zur Messung der y-Koordinaten aus fertigungstechnischen Gründen beibehalten. Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben wurde, können die Drähte nicht senkrecht zur y-Richtung gespannt werden, da sonst nur ein oder gar kein Signaldraht angesprochen würde. Sie müssen daher um den Winkel Γ zur x-Achse geneigt gespannt werden. Die Bedingung für den optimalen Spannwinkel Γ ergibt sich aus der Forderung, daß mindestens 3 benachbarte Signaldrähte bei einem Ereignis angesprochen werden müssen. Die

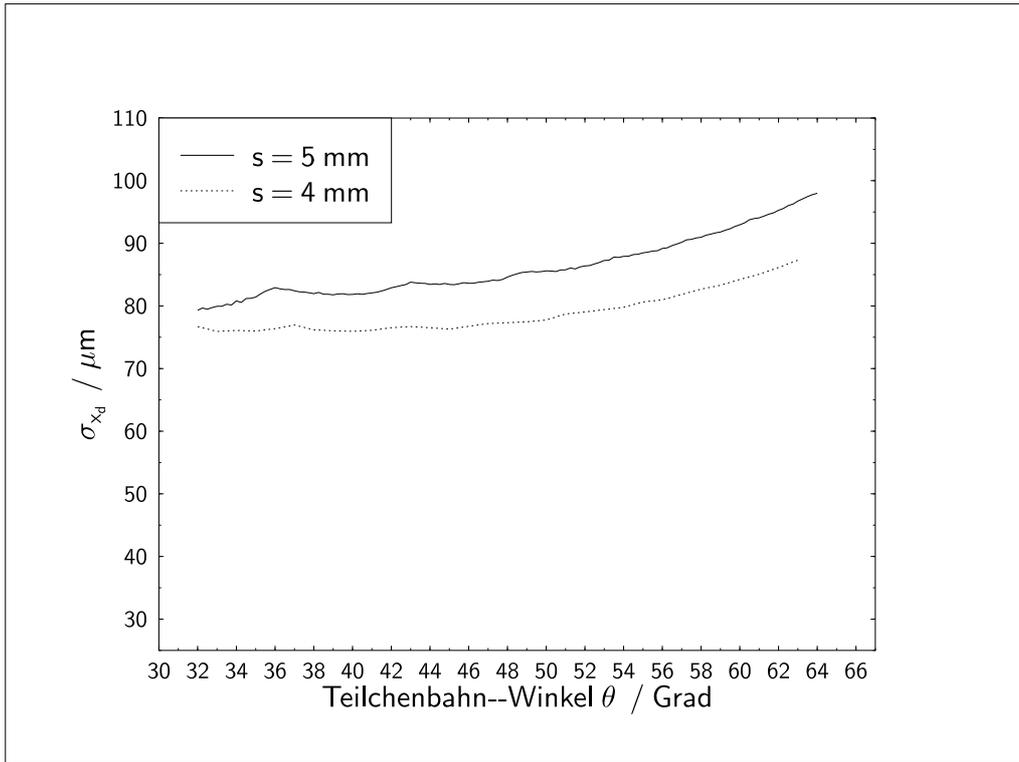


Abbildung 2.16: Monte Carlo-Simulation der Ortsauflösung in einer VDC im Durchtrittspunkt durch die Drahtebene für den Abstand Drahtebene – Kathode $L = 12 \text{ mm}$ und Signaldrahtabstände $s = 4 \text{ mm}$ und $s = 5 \text{ mm}$ als Funktion des Teilchenbahnwinkels θ .

entscheidende Größe hierfür ist der minimale Winkel γ_s zwischen der z -Achse und der Projektion der Teilchenbahn auf die (z, s) -Ebene. Die s -Achse verläuft senkrecht zu den Drähten der s -Ebene. Die Situation ist in Abbildung 2.17 illustriert.

Für die Länge der Projektion p der Teilchenbahn auf die (x, y) -Ebene gilt

$$p = 2L \cdot \sqrt{\tan^2 \theta + \tan^2 \phi}$$

und für die Projektionslänge auf die (s, z) -Ebene

$$sp = p \cdot \cos(\Gamma - \alpha)$$

Mit

$$\tan \alpha = \frac{yp}{xp} = \frac{\tan \phi}{\tan \theta}$$

erhält man

$$sp = 2 \cdot L \cdot \sqrt{\tan^2 \theta + \tan^2 \phi} \cdot \cos\left(\Gamma - \arctan\left(\frac{\tan \phi}{\tan \theta}\right)\right) \quad (2.30)$$

Wegen $\tan \gamma_s = \frac{sp}{2L}$ folgt dann

$$\gamma_s = \arctan\left(\sqrt{\tan^2 \theta + \tan^2 \phi} \cdot \cos\left(\Gamma - \arctan\left(\frac{\tan \phi}{\tan \theta}\right)\right)\right) \quad (2.31)$$

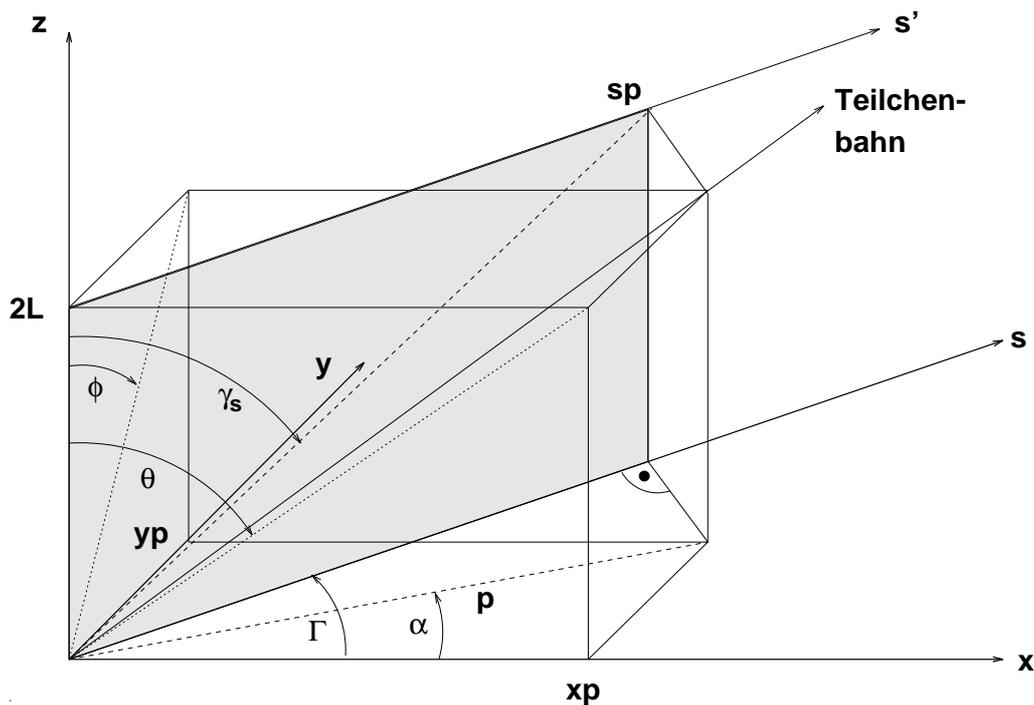


Abbildung 2.17: Illustration zur Definition des Winkels γ_s . Die s -Achse ist um den Winkel Γ gegen die x -Achse geneigt. Die (s, z) -Ebene ist grau unterlegt. γ_s ist der Winkel zwischen der z -Achse und der Projektion der Teilchenbahn auf die (z, s) -Ebene.

Entscheidend für die minimale Anzahl angesprochener Drähte ist der Winkel γ_s^{min} . Dieser wird zunächst in Abhängigkeit vom Drahtspannwinkel Γ und von den Teilchendurchtrittswinkeln θ und ϕ ermittelt. Dann wird die in Abhängigkeit vom Durchtrittspunkt und γ_s^{min} ermittelte Zahl minimal angesprochener Drähte gegen den Drahtspannwinkel Γ aufgetragen. Dies ist in Abbildung 2.18 für die in der Fokalebene von Spektrometer A auftretenden Bahnwinkel gezeigt.

Der kritische Wert von 3 angesprochenen Drähten wird ab einem Drahtspannwinkel von kleiner 40° erreicht. Da der Anteil der y -Information im Wert des Durchtrittspunkts s_d durch die s -Ebene mit steigendem Drahtspannwinkel Γ wächst, wurde Γ direkt an dieser Schwelle festgelegt, das heißt bei 40° .

In Abbildung 2.19 ist γ_s gegen θ mit ϕ als Kurvenparameter für $\Gamma = 40^\circ$ aufgetragen. Der Vergleich der Abbildung mit Tabelle 2.2 zeigt, daß sich γ_s zum Beispiel für Spektrometer A im Bereich von 27.6° bis 49.2° bewegt. Auch Abbildung 2.13 zeigt, daß beim minimalen Winkel bei Signaldrahtabstand 5 mm gerade noch 3 Signaldrähte angesprochen werden. Die Ortsauflösung σ_{s_d} im Durchtrittspunkt kann für diesen Winkelbereich aus Abbildung 2.16 abgelesen werden. Sie liegt bei etwa $\sigma_{s_d} \approx 80 \mu m$. Der für die Ortsauflösung der y -Koordinate zu erwartende Wert kann aus Gleichung (2.17) berechnet werden. Er hängt nicht stark vom Abstand der Kammern ab. Bei Kammerabständen von $d = 100 \text{ mm} - 400 \text{ mm}$ ergeben sich Werte von $\sigma_y = 162 \mu m - 183 \mu m$, wobei die schlechteren Auflösungen zu den kleineren Kammerabständen gehören.

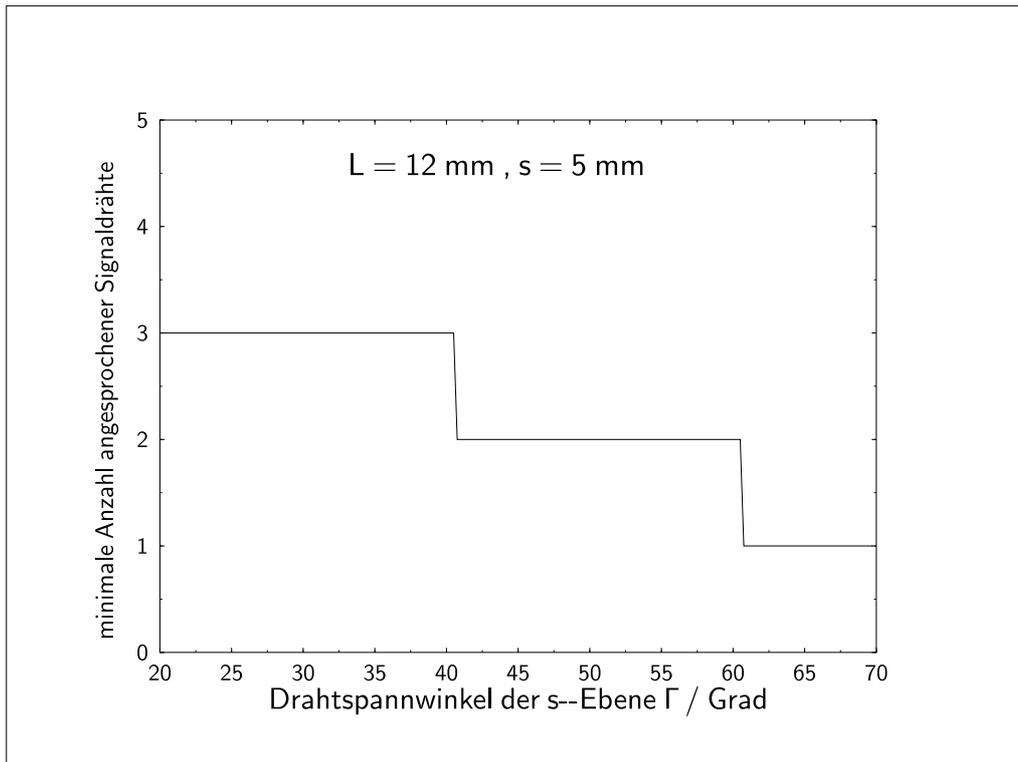


Abbildung 2.18: Minimale Anzahl angesprochener Signaldrähte in der s-Ebene der Driftkammer von Spektrometer A als Funktion des Drahtspannwinkels Γ .

2.5.3 Abstand der Kammern

Auch die Bestimmung des Kammerabstands ist ein Optimierungsproblem. Wie aus den Gleichungen (2.11), (2.12), (2.13) und (2.14) zu ersehen ist, sind die Winkelkoordinaten θ und ϕ von den Ortsmeßwerten der zweiten Doppeldriftkammer abhängig. Die y -Koordinate hängt vom gemessenen Durchtrittspunkt in der s-Ebene der zweiten Kammer ab. Der Hauptzweck der zweiten Kammer besteht aber in der Verbesserung der Winkelauflösung der Teilchenspur, die von einer einzelnen Kammer nur zu etwa 1° genau festgelegt werden kann, auf Werte von etwa $1 - 3 \text{ mrad}$.

Die Gleichungen (2.16) und (2.18) zeigen, daß die Winkelauflösung bei festem Bahnwinkel zum Abstand d der Driftkammern umgekehrt proportional ist. Andererseits nimmt die Vielfachstreuung des Teilchens mit der Dicke der durchquerten Materieschicht zu. Diese Materieschicht besteht im Normalfall aus Luft bei Normalbedingungen. Die Vielfachstreuung hängt aber auch von der Teilchenart und vom Impuls des Teilchens ab. Gleichung (2.32) stellt eine Näherungsformel für die Häufigkeitsverteilung der Streuwinkel dar [Par88]. Dabei ist θ_0 die Standardabweichung der in eine Ebene projizierten Häufigkeitsverteilung, die selbst der Fit einer Normalverteilung an die aus der Moliere-Theorie der Kleinwinkelstreuung resultierende Verteilung ist. Die Verteilung aus der Moliere-Theorie weist im Gegensatz zur Gauss-Näherung eine höhere Wahrscheinlichkeit für große Streuwinkel auf, was in langen Ausläufern der Winkelverteilung zum Ausdruck kommt.

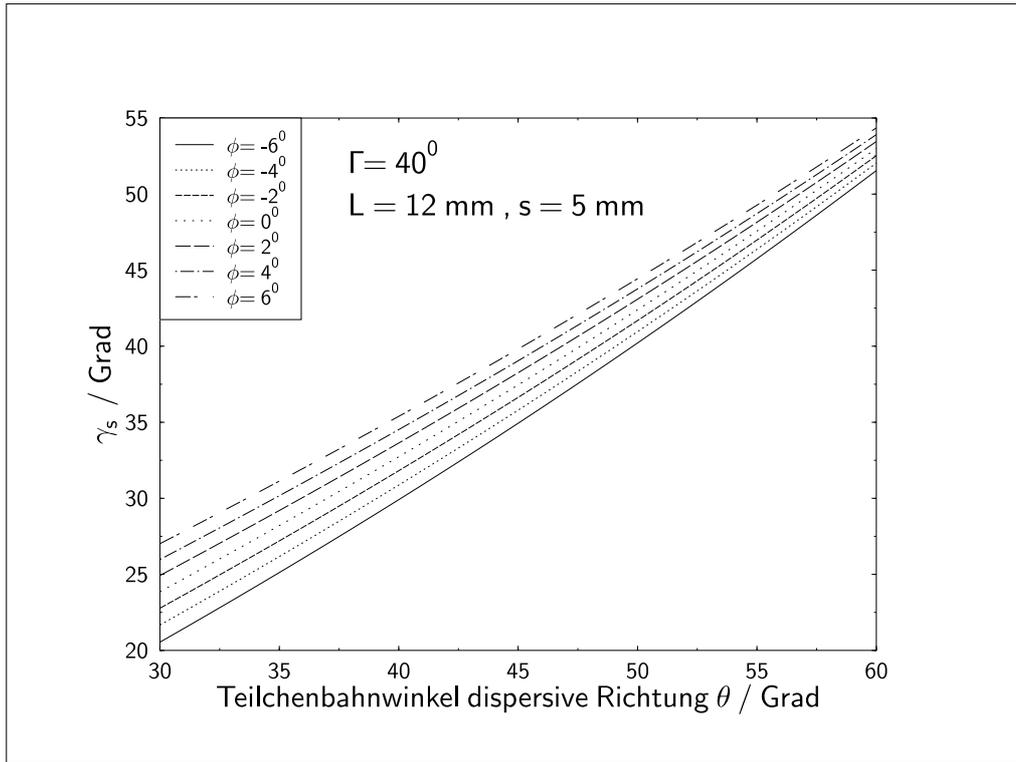


Abbildung 2.19: Der Winkel γ_s zwischen z -Achse und der Projektion der Teilchenbahn auf die (z, s) -Ebene als Funktion der Bahnwinkel θ und ϕ . Der Drahtspanwinkel Γ beträgt 40° .

$$\theta_0 = \frac{14.1 \text{ MeV}/c}{p\beta} Z_{inc} \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left[1 + \log_{10} \left(\frac{L}{L_R} \right) \right] \text{ (rad)} \quad (2.32)$$

p ist der Teilchenimpuls, β die Geschwindigkeit in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit, L ist die Dicke des durchquerten Materials und L_R dessen Strahlungslänge.

Im Bereich $10^{-3} < L/L_R < 10$ weist die Näherung eine Genauigkeit von 5% auf.

Mit der Winkelablenkung des Teilchens geht eine Ortsablage am Ende der durchquerten Materieschicht einher, die sich aufgrund der Mehrfachstreuprozesse nicht einfach aus dem Ablenkwinkel ergibt. Zu der in Gleichung (2.32) angegebenen Näherung der Standardabweichung der Winkelverteilung gehört die Standardabweichung der auf eine Ebene projizierten Ortsablage

$$y_{rms}^{plane} = \frac{1}{\sqrt{3}} L \theta_0. \quad (2.33)$$

Der Korrelationskoeffizient zwischen θ_0 und y_{rms} beträgt $\sqrt{3}/2 \approx 0.87$. Zur Erzeugung zweier zusammengehörender Verteilungen $(y_{plane}, \theta_{plane})$ werden zwei unabhängige, normalverteilte Zufallszahlen z_1 und z_2 mit Mittelwert Null und Varianz eins erzeugt und anschließend werden die in eine Ebene projizierten Orts- und Winkelaufstreuungen als

$$y_{plane} = z_1 L \theta_0 / \sqrt{12} + z_2 L \theta_0 / 2 \quad (2.34)$$

$$\theta_{plane} = z_2 \theta_0 \quad (2.35)$$

berechnet. Dabei sind Ablenkungen in verschiedene Richtungen, zum Beispiel in $\theta_{plane,x}$ und $\theta_{plane,y}$ bei beliebig in der Ebene liegenden Koordinatenachsen x und y unabhängig voneinander und daher identisch [Par88]. Dieses Verfahren wurde im Folgenden angewandt.

Zur Ermittlung des optimalen Kammerabstands wurde eine Monte-Carlo Simulation des Systems aus Vakuumaustrittsfenster und den beiden Doppel-Driftkammern durchgeführt. Dabei startet ein Teilchen mit festen Winkeln θ und ϕ vor dem Vakuumaustrittsfenster und durchquert die ganze Anordnung. Die Effekte aus Winkelstreuung und Ortsablage auf die Teilchenbahn werden bei jeder durchquerten Materieschicht gespeichert. Die Durchtrittspunkte durch die Signaldrahtebenen werden jeweils bestimmt und mit einem gewürfelten Fehler versehen, der sich aus der Monte-Carlo Simulation der Ortsauflösung in den Driftkammern (siehe Abschnitt 2.5.1.2) ergibt. In den s -Ebenen wird aus der y -Koordinate der Bahnverfolgung eine s -Koordinate berechnet, die dann mit einem Fehler entsprechend der Kammerauflösung versehen wird. Die so erhaltenen x_1 -, s_1 -, x_2 - und s_2 -Koordinaten werden nun gemäß der Gleichungen (2.11), (2.12), (2.13) und (2.14) in die Fokalebenekoordinaten (x, θ, y, ϕ) zurückgerechnet. In Abbildung 2.20 sind die in den Driftkammer-Ebenen „gemessenen“ Ortsverteilungen dargestellt, die man erhält, wenn ein Elektron mit Impuls $p = 630 \text{ MeV}/c$ und Bahnwinkeln $\theta = 45^\circ$, $\phi = 0^\circ$ 25000 mal die gesamte Anordnung mit gleichen Startparametern durchquert. Die eingesetzten Kammerparameter sind $L = 12 \text{ mm}$, $s = 5 \text{ mm}$, $\sigma_c = 140 \mu\text{m}$, Kammerabstand $d = 200 \text{ mm}$. Die Dicke der Vakuumaustrittsfolie beträgt $80 \mu\text{m}$.

Die Meßfehler der Driftkammern wurden mit Hilfe des in Abschnitt 2.5.1.2 vorgestellten einfachen Modells berechnet. Sie betragen bei $\theta = 45^\circ$ und $\sigma_c = 140 \mu\text{m}$ etwa $65 \mu\text{m}$ in den x -Ebenen (vergleiche Abbildung 2.15). Der Vergleich mit der simulierten Standardabweichung von $77 \mu\text{m}$ in der x_1 -Ebene zeigt, daß der Effekt der Vielfachstreuung auf deren Ortsauflösung, wie aufgrund des kleinen Abstands zum Vakuumfenster beabsichtigt, gering ist. Die Breite der Verteilung in der x_2 -Ebene nimmt im betrachteten Fall einen Wert von $327 \mu\text{m}$ an, die Auflösung ist also aufgrund der Vielfachstreuung mehr als viermal schlechter geworden. Die s -Ebenen weisen jeweils eine etwas schmalere Ortsverteilung auf, als die ihnen vorgelagerten x -Ebenen. Der Grund ist die bessere VDC-Ortsauflösung von etwa $55 \mu\text{m}$ bei dem zu $\theta = 45^\circ$ und $\phi = 0^\circ$ gehörenden Winkel $\gamma_s = 37.45^\circ$ (Abbildung 2.15).

Zur Bestimmung des besten Driftkammerabstands sind nur die Auflösungen der Teilchenbahnwinkel θ und ϕ relevant, da die Fokalebenekoordinaten x und y überhaupt nicht oder nur schwach vom Kammerabstand abhängen. Die gleiche Monte Carlo-Simulation wie zuvor wurde daher unter Variation der Dicke der Gasschicht zwischen den Driftkammern durchgeführt. Aus Rechenzeitgründen wurden nur jeweils 5000 Teilchenbahnen pro Abstand verwendet. Abbildung 2.21 zeigt das Resultat für die Standardabweichungen der aus den simulierten Ortsmessungen in den Drahtebenen zurückgerechneten Winkelverteilungen von θ und ϕ . Als Elektronenimpuls wurde ein Wert von $495 \text{ MeV}/c$ gewählt, der einen mittleren Betriebswert der Spektrometer darstellt, die Startwinkel waren $\theta = 45^\circ$ und $\phi = 0^\circ$. Die Parameter der Driftkammern und des Vakuumfensters sind die gleichen wie in der zuvor beschriebenen Simulation.

Der optimale Abstand der Driftkammern beträgt 200 mm für den θ -Winkel und 250 mm für den ϕ -Winkel, die Winkelauflösungen von $\sigma_\theta = 0.80 \text{ mrad}$ und $\sigma_\phi = 2.97 \text{ mrad}$ im Minimum liegen im angestrebten Bereich. Man erhält nicht nur für jede Winkelkoordinate ein anderes Optimum des Kammerabstands, dieses hängt auch stark von der Größe des Bahnwinkels selbst ab. Weiterhin ist das Optimum eine Funktion des Teilchenimpulses p und seiner Geschwindigkeit β und damit der Teilchenart. Aufgrund der großen Impulsakzeptanz der Spektrometer und der stark verschiedenen Massen der vorkommenden Teilchen (e^- , p , π^\pm) müßte der Driftkammerab-

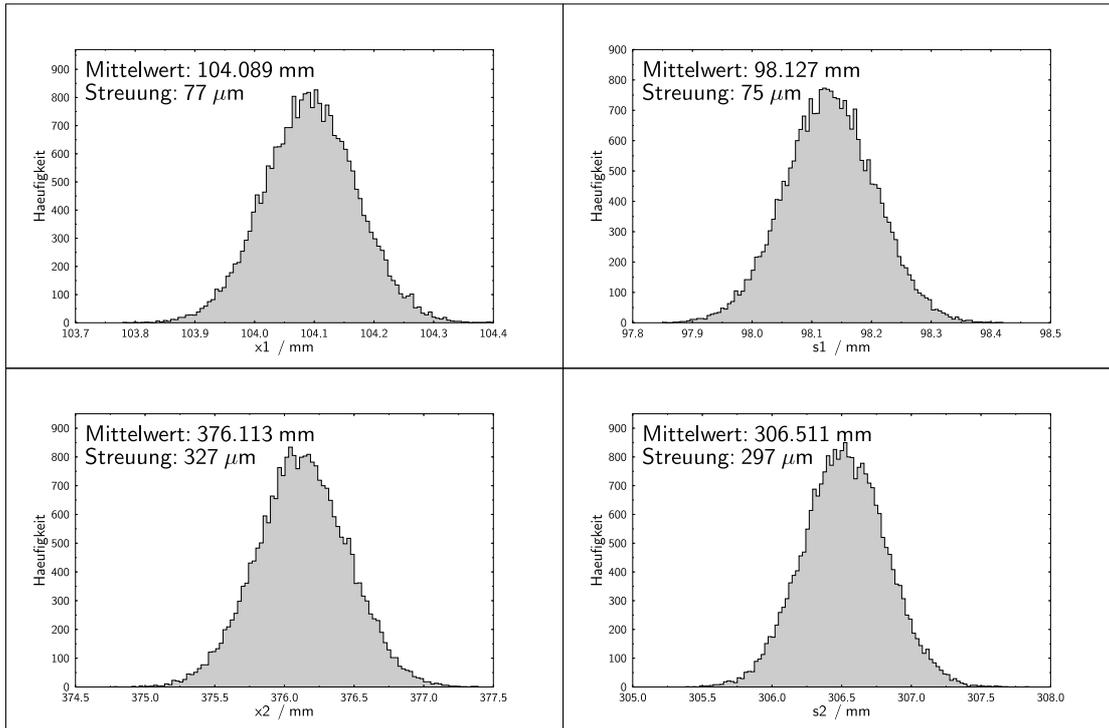


Abbildung 2.20: Monte-Carlo Simulation der gemessenen Durchtrittsorte durch die vier Signaldrahtebenen der vertikalen Driftkammern eines Spektrometers für 25000 Elektronen mit den gleichen Startparametern vor der Vakuumaustrittfolie. Berücksichtigt werden die Effekte der Vielfachstreuung (Näherung) und die intrinsische Ortsauflösung der Driftkammern (einfaches Modell). Der Impuls beträgt $630 \text{ MeV}/c$, die Winkel $\theta = 45^\circ$, $\phi = 0^\circ$. Die Kammerparameter sind $L = 12 \text{ mm}$, $s = 5 \text{ mm}$, $\sigma_c = 140 \mu\text{m}$, der Kammerabstand $d = 200 \text{ mm}$. Die Dicke der Vakuumaustrittfolie beträgt $80 \mu\text{m}$.

stand variabel einstellbar sein. Diese Lösung ist jedoch technisch extrem aufwendig und wurde daher verworfen. Der Kammerabstand wurde auf 200 mm festgelegt. Diese Wahl gewährleistet einen Betrieb in der Nähe des optimalen Kammerabstands für beide Bahnwinkelprojektionen θ und ϕ für alle nachzuweisenden Teilchenarten und im gesamten Impulsbereich der Spektrometers.

Eine teilchenunabhängige Einflußgröße ist das Material des Zwischengases. Verwendet man Helium statt Luft, so wird der Effekt der Vielfachstreuung am Zwischengas näherungsweise um das Verhältnis $\sqrt{(L/L_R)_{Luft}}/\sqrt{(L/L_R)_{Helium}} = 4.17$ abgesenkt. Um diese Option offenzuhalten, wurde die Abstandshalterung der beiden Kammern als gasdichter Haltekragen ausgeführt. Der Effekt einer Heliumfüllung auf die Winkelauflösung ist jedoch gering. So sinkt sie mit Luft als Gasfüllung zwischen den Driftkammern auf $\sigma_\theta = 11.08 \text{ mrad}$, $\sigma_\phi = 41.47 \text{ mrad}$ ab, wenn Protonen mit Impuls $p = 180 \text{ MeV}/c$, Bahnwinkelprojektion $\theta = 45^\circ$, $\phi = 0^\circ$ nachgewiesen werden müssen. Eine Heliumfüllung führt im gleichen Fall zu Werten von $\sigma_\theta = 10.91 \text{ mrad}$, $\sigma_\phi = 40.30 \text{ mrad}$, bringt also nur eine kleine Verbesserung. Der Grund hierfür ist der große Hebel der vor dieser Gasschicht liegenden Materieschichten, insbesondere des Vakuumaustrittfensters und der daran anschließenden Luftschicht. Daher muß das Vakuumfenster so dünn wie möglich und sein Abstand zur ersten Driftkammer so klein wie möglich gemacht werden. Auf den Einfluß der Dicke des Vakuumaustrittfensters auf die Winkelauflösung wird in Abschnitt 2.6

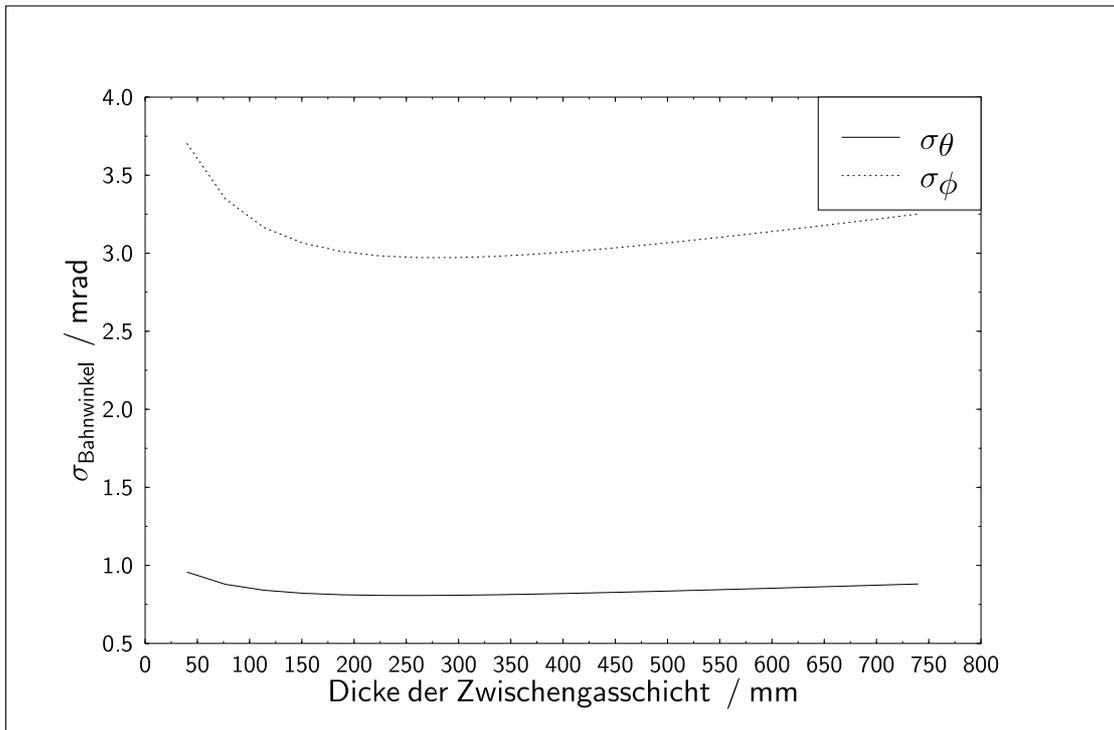


Abbildung 2.21: Monte-Carlo Simulation der Winkelaufösungen von θ und ϕ in Abhängigkeit von der Dicke der Gasschicht zwischen den beiden Doppeldriftkammern. Berücksichtigt werden die Effekte der Vielfachstreuung (Näherung) und die intrinsische Ortsauflösung der Driftkammern (einfaches Modell). Pro Dicke wurden 5000 Elektronen mit gleichen Startparametern, das heißt einem Impuls von $495 \text{ MeV}/c$ und den Bahnwinkeln $\theta = 45^\circ$ und $\phi = 0^\circ$ vor dem Vakuumaustrittsfenster der Dicke $80 \mu\text{m}$ gestartet. Die Kammerparameter sind $L = 12 \text{ mm}$, $s = 5 \text{ mm}$, $\sigma_c = 140 \mu\text{m}$.

eingegangen.

2.6 Minimierung der Massenbelegung

2.6.1 Driftkammerbetrieb bei Niederdruck

Eine Möglichkeit, die Massenbelegung des Spurdetektors zu verkleinern, ist der Betrieb der Driftkammern bei Niederdruck, also bei Werten von etwa $0,3 \cdot 10^5 - 0,5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Eine systematische Untersuchung des intrinsischen Auflösungsvermögens und der Nachweiswahrscheinlichkeit in vertikalen Driftkammern in Abhängigkeit vom Gasdruck für den in Frage kommenden Bereich der Teilchenimpulse und Teilchenarten wurde von [Nef90] durchgeführt. Die intrinsische Ortsauflösung im Durchtrittspunkt wächst mit der totalen Ionisation des Teilchens, ist also für Protonen mit niedrigem Impuls besonders hoch. So wird bei Protonen mit $p = 270 \text{ MeV}/c$ bei einem Zählgasgemisch von Argon-Isobutan im Verhältnis 1 : 1 bei Normaldruck ein Wert von $\sigma_{DP} = 32 \mu\text{m}$ erreicht, die bei einem Druck von $0,6 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ auf $\sigma_{DP} = 52 \mu\text{m}$ absinkt. Für Elektronen mit $p = 130 \text{ MeV}/c$ ist der Wert bei Normaldruck $\sigma_{DP} = 62 \mu\text{m}$ und sinkt auf $\sigma_{DP} = 90 \mu\text{m}$ bei $0,6 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ und auf $\sigma_{DP} = 140 \mu\text{m}$ bei $0,4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Die Werte für

Pionen mit $p = 130 \text{ MeV}/c$ liegen noch geringfügig niedriger. Die Hochspannung wurde jeweils so eingestellt, daß der Bereich größter Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht wurde. Dazu mußte sie mit kleiner werdendem Zählgasdruck verringert werden. Die bei jeweils optimaler Hochspannung aus der Gasverstärkung an einem Draht gesammelte Ladung beträgt für Elektronen mit $p = 130 \text{ MeV}/c$ in einem Argon-Isobutan-Mischungsverhältnis von 1 : 1 und Normaldruck $Q = 2 \text{ pC}$, bei $0.4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ aber nur noch $Q = 0.2 \text{ pC}$. Sie ist also um einen Faktor 10 kleiner, die Nachweiswahrscheinlichkeit fällt in gleichem Maße. Als Lösung hierfür wird von [Nef90] die Verwendung von reinem Isobutan oder Neopentan als Kammergas vorgeschlagen. Die Gasverstärkung bei $0.4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ erreicht dann die gleichen Werte wie bei Normaldruck.

Um überhaupt einen signifikanten Effekt auf die Vielfachstreuung und damit die Winkelauflösung für niederenergetische Protonen zu erzielen, ist die Reduktion der Massenbelegung um mindestens einen Faktor 2, also auf einen Druck von $< 0.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ notwendig. Ein dann mögliches dünneres Vakuumfenster vor der Driftkammeranordnung ist auf die Einhaltung dieses konstanten Drucks angewiesen. Eine Erhöhung des Drucks zum Nachweis weniger stark ionisierender Teilchen wie Elektronen ist damit nicht mehr möglich, alle vorkommenden Teilchenarten müssen bei Niederdruck nachgewiesen werden. Dies ist für minimal ionisierende Teilchen unter Beibehaltung der angestrebten Ortsauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit nur noch unter Verwendung eines rein organischen Gases wie Isobutan oder Neopentan möglich. Aus einer Reihe von Untersuchungen ([Ada82],[Tur83], [Va'86]) ist bekannt, daß ein hoher Anteil organischer Gase den Prozeß des Alterns von Drahtkammern („Ageing“) verursacht. Durch Aufbrechen der kovalenten Molekülbindung, wozu eine 3 – 4 mal kleinere Energie als zur Ionisation nötig ist, entstehen Radikale mit großem Dipolmoment, die polymerisieren und sich an den Draht anlagern können. Die Geschwindigkeit, mit der diese Ummantelungen der Signaldrähte anwachsen, hängt vom Ionisationsvermögen und Fluß der Teilchen ab, dem die Kammer ausgesetzt wird. Diese dünnen Isolationsbeläge führen zu einer ständigen Gasentladung und zwingen damit im Lauf der Zeit zu einer Reduzierung der Feldstärke, wenn der Driftkammerbetrieb aufrecht erhalten werden soll. Dies hat eine Reduzierung der Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge, die nach einiger Zeit keine sinnvolle Nutzung der Kammer mehr ermöglicht.

Auch der technische Aufwand zum Betrieb von Niederdruckkammern ist erheblich. So werden hohe Anforderungen an die Gasdichtigkeit der Niederdruckkammern gegenüber der umgebenden Luft bei Normaldruck gestellt, um zu verhindern, daß elektronegativer Sauerstoff in die Kammer eindringt und die Nachweiswahrscheinlichkeit durch Einfangen der Driftelektronen verringert wird. Dieser Effekt wird bei Normaldruckkammern dadurch vermieden, daß sie bei leichtem Überdruck ($\approx 0.03 \cdot 10^5 \text{ Pa}$) betrieben werden. Die Gasdichtigkeit wird durch Standard-O-Ring-Dichtungen erreicht. Um den gleichen Effekt bei Niederdruckkammern zu erzielen, wäre eine vollständige Kapselung in einem vakuumdichten Behälter notwendig, wie dies auch bei der Versuchsdriftkammer in [Nef90] der Fall war. Statt einer aktiven Fläche von $10 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$ ist für die Spektrometerkammern aber eine Fläche von $200 \text{ cm} \times 40 \text{ cm}$ zu kapseln. Sämtliche Signaldraht-Verbindungen sind vakuumdicht herauszuführen, was etwa 1600 Durchführungen pro Spektrometer bedeutet. Eine angemessene Modularität und damit Reparaturfreundlichkeit ist bei diesem Aufbau aufgrund seiner Komplexität nicht mehr zu erreichen.

Auch an die Betriebssicherheit müssen entscheidende Abstriche gemacht werden. So ist der Niederdruck in der Driftkammer vom Betrieb einer Pumpe und eines Druckregelsystems abhängig, es handelt sich also nicht um ein passives, sondern ein aktives Regelsystem. Der Ausfall einer Komponente dieses Systems führt zu einem Zusammenbrechen des Niederdrucks auf Normaldruck. Da in diesem Szenario die Reißfestigkeit des Vakuumfensters auf den Betrieb bei Niederdruck abgestimmt sein muß, um den Vorteil einer kleineren Massenbelegung nutzen zu können, führt der Ausfall nur einer Komponente des Druckregelsystems unmittelbar zum Bersten des

Vakuumfensters und damit zur Zerstörung der mit diesem gekapselten Driftkammern. Um die Bahnwinkelauflösung einer Niederdruck-Driftkammer bei einem Druck von $0.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ mit dem oben beschriebenen Fall bei Normaldruck für niederenergetische Protonen vergleichen zu können, wurde eine zu der früher beschriebenen analoge Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Die Dicke des Vakuumfensters wurde zu $50 \mu\text{m}$ angenommen, die Driftkammerfolien lassen sich auch bei Niederdruckbetrieb technisch nicht mehr dünner machen (vergleiche Abschnitt 2.6.2.2). Als Driftkammergas wird aus den oben erläuterten Gründen reines Isobutan mit $0.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ angenommen, dessen Strahlungslänge bei Normaldruck $L_R = 169300 \text{ mm}$ gegenüber der des Argon-Isobutan-Gemischs um den Faktor 0.787 kleiner ist. Als Gasfüllung zwischen dem Vakuumaustrittsfenster und der ersten Driftkammer und zwischen den Kammern wurde Luft bei $0.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ eingesetzt. Die Dicke der Luftschicht zwischen den Kammern beträgt 200 mm . Für die $180 \text{ MeV}/c$ -Protonen mit Startwinkeln $\theta = 45^\circ$ und $\phi = 0^\circ$ erhält man die Auflösungen $\sigma_\theta = 8.28 \text{ mrad}$ und $\sigma_\phi = 30.81 \text{ mrad}$. Der Vergleich mit den Werten bei Normaldruck (Abschnitt 2.5.3) von $\sigma_\theta = 11.08 \text{ mrad}$ und $\sigma_\phi = 41.47 \text{ mrad}$ zeigt eine Verbesserung um einen Faktor 1.34 beziehungsweise 1.35, ein Wert, der aufgrund der Halbierung der Massenbelegung der Gase gemäß Gleichung (2.32) auch zu erwarten war. Eine Verbesserung um den Faktor 2 wäre demzufolge erst bei einem Druck von $0.25 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ möglich. Dieser Druck ist jedoch mit den gestellten Anforderungen an Auflösungsvermögen und Nachweiswahrscheinlichkeit nicht zu vereinbaren.

Zusammenfassend muß festgestellt werden, daß Aufwand und Gefahren eines Niederdruckbetriebs der Driftkammern in einem sehr schlechten Verhältnis zu seinem Nutzen stehen. Aus den angeführten Gründen wurde der Betrieb der Driftkammern bei Normaldruck realisiert. Zur Minderung der Vielfachstreuung wurde ein anderer Weg beschritten (siehe Abschnitt 2.6.2.1).

2.6.2 Driftkammerbetrieb bei Normaldruck

2.6.2.1 Vakuumaustrittsfenster

Das Vakuumaustrittsfenster liefert aufgrund seines großen geometrischen Hebels und wegen seiner relativ zu den restlichen Materieschichten des Detektorsystems großen Massenbelegung im Vergleich zur Strahlungslänge den größten Beitrag zur Kleinwinkelstreuung und damit zur Winkelauflösung. Da der Ansatz, seine Massenbelegung aufgrund einer Verringerung seiner Druckbelastung verkleinern zu können, aus den in Abschnitt 2.6.1 aufgeführten Gründen nicht erfolgsversprechend ist, wurde versucht, die Massenbelegung bei Normaldruck zu reduzieren. Zur Realisierung dieses alternativen Ansatzes wurden bisher in der Vakuumtechnik unübliche Materialien mit extremer Reißfestigkeit auf ihre Eignung zum Bau eines großflächigen Vakuumfensters mit geringer Massenbelegung untersucht.

Beim Einsatz einer konventionellen Kaptonfolie als Vakuumfenster ist davon auszugehen, daß die Dicke dieser Folie mit der Breite der zu überspannenden Fläche skaliert. Die bisher am Institut eingesetzten Kaptonfolien hatten bei einer zu überspannenden Breite des Fensters von $\approx 100 \text{ mm}$ eine Dicke von $120 \mu\text{m}$. Bei einer Fensterbreite von 405 mm hätte man demnach eine $486 \mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie einsetzen müssen, um die gleiche Implosionssicherheit zu erhalten.

Zur Abschätzung der Auswirkung der Kleinwinkelstreuung am Vakuumaustrittsfenster wurde die in Abschnitt 2.5.3 beschriebene Monte Carlo-Simulation so modifiziert, daß die Orts- und Winkelauflösungen der Teilchenbahn als Funktion der Dicke des Vakuumfensters berechnet wer-

den. Abbildung 2.22 zeigt die Ortsauflösung in x und y als Funktion der Dicke des Vakuumfensters für einen Fall besonders großer Vielfachstreuung. Protonen mit Impuls $p = 180 \text{ MeV}/c$, die vor der Vakuumaustrittsfolie starten, durchqueren die Anordnung unter den Bahnwinkelprojektionen $\theta = 45^\circ$ und $\phi = 0^\circ$. Der Abstand der Driftkammern beträgt 200 mm , die Zwischenräume zwischen Vakuumfenster und Kammern und zwischen den Kammern sind mit Luft gefüllt. Alle Gase haben Normaldruck.

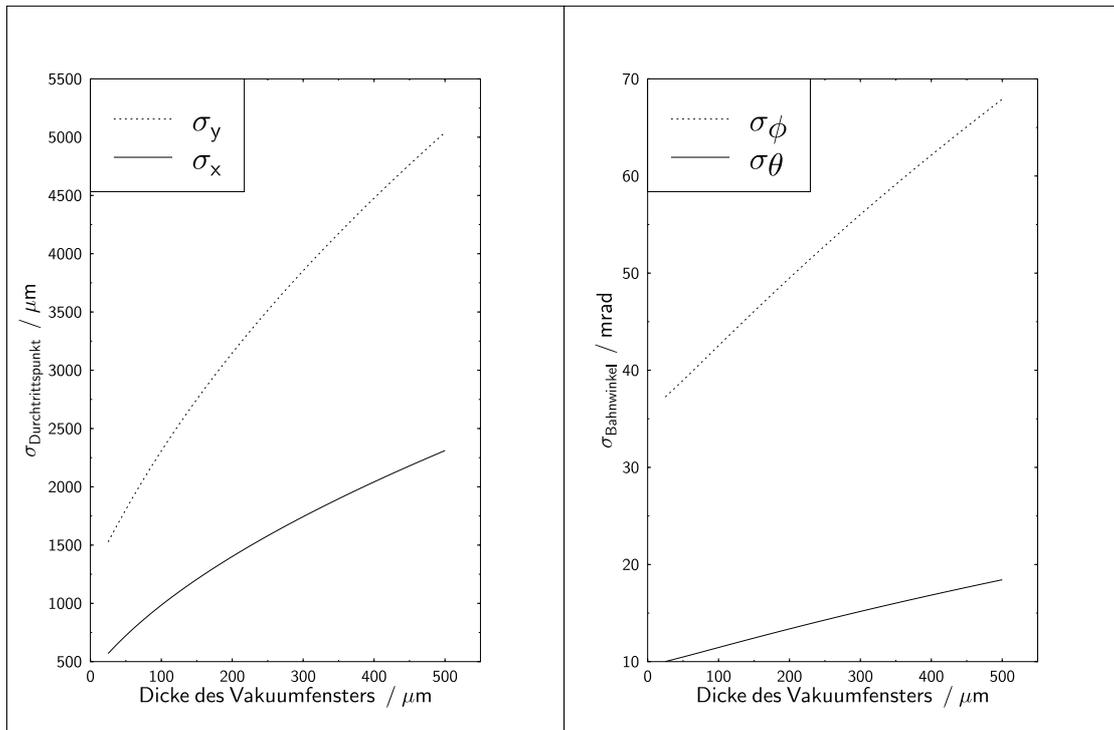


Abbildung 2.22: Monte-Carlo Simulation der Orts- und Winkelauflösungen x, y, θ und ϕ in Abhängigkeit von der Dicke des Vakuumaustrittsfensters. Pro Dicke wurden 5000 Protonen mit gleichen Startparametern, das heißt einem Impuls von $180 \text{ MeV}/c$ und den Bahnwinkeln $\theta = 45^\circ$ und $\phi = 0^\circ$ vor dem Vakuumaustrittsfenster gestartet. Die Kammerparameter sind $L = 12 \text{ mm}$, $s = 5 \text{ mm}$, $\sigma_c = 140 \mu\text{m}$, die Dicke der Luftschicht zwischen den Kammern beträgt 200 mm .

Vergleicht man die mit einem $480 \mu\text{m}$ dicken Vakuumfenster erreichten Auflösungen mit denen eines $80 \mu\text{m}$ -Fensters, so erkennt man eine Verbesserung von $\sigma_x = 2263 \mu\text{m}$ auf $\sigma_x = 885 \mu\text{m}$, also um einen Faktor 2.6. Tabelle 2.6 zeigt die entsprechenden Werte für alle Koordinaten.

Die Verbesserung der Auflösung der Ortskoordinaten, von denen insbesondere die x -Koordinate bei allen Spektrometern in erster Ordnung zur Impulsauflösung proportional ist, erfordert den Einsatz eines möglichst dünnen Vakuumfensters.

Zur Auflösungsverbesserung aufgrund von Vielfachstreuung bietet der Ansatz, die Massenbelegung des Vakuumfensters bei Normaldruck zu verringern im Vergleich zu dem Ansatz mit Niederdruckkammern nahezu die gleiche Verbesserung (vergleiche Abschnitt 2.6.1) der Auflösung, nicht aber die damit verbundenen Einschränkungen und Gefahren. Vergleicht man den Entwicklungsaufwand für beide Lösungen, so erscheint der Aufwand für ein dünnes Normaldruckfenster zwar hoch, für die Niederdruckkammern jedoch weitaus höher. Da es sich bei dem dünnen

Koordinate	Dicke Vakuumfenster		Faktor
	480 μm	80 μm	
σ_x	2263 μm	885 μm	2.56
σ_y	4940 μm	2112 μm	2.34
σ_θ	18.15 $mrad$	11.05 $mrad$	1.64
σ_ϕ	66.88 $mrad$	41.09 $mrad$	1.63

Tabelle 2.6: Verbesserung der Auflösung beim Übergang von einem 480 μm dicken Vakuumaustrittsfenster auf ein 80 μm dickes Fenster für den Fall von 180 MeV/c Protonen unter Bahnwinkelprojektionen von $\theta = 45^\circ$ und $\phi = 0^\circ$.

Normaldruckfenster im Gegensatz zur Niederdruckkammer um ein statisches Gleichgewicht zwischen Folie und Luftdruck handelt, ist dieses System ohne weitere Regelungsmechanismen in sich stabil. Der Implosionsfall kann nur durch Überlastung, Beschädigung von außen oder durch längerfristige Materialermüdung eintreten. Um dem vorzubeugen, werden alle Normaldruckfenster für einen Überdruck von $1.6 \cdot 10^5 Pa$ ausgelegt und bis zu $1.3 \cdot 10^5 Pa$ getestet. Die technische Realisierung dieses Ansatzes wird in Abschnitt 3.1 beschrieben.

2.6.2.2 Massenbelegung der Driftkammer

Die Massenbelegung der Driftkammer setzt sich aus den Massen des Betriebsgases und der Gasabschlußfolien und den Massen der für die Herstellung der elektrischen Feldverhältnisse nötigen Anoden und Kathoden zusammen. Da die Kammern nach den Ausführungen oben bei Normaldruck betrieben werden, kommt für die Reduktion der Massenbelegung nur die Art des Kammergases und der Gasabschlußfolien sowie die Massenbelegung der Elektroden in Betracht. Als Gasgemisch wurde Argon–Isobutan im Verhältnis 1 : 1 mit einer kleinen Beimischung von Ethanol gewählt. Die Gründe für die Wahl des Betriebsgases sind für die Funktion der Driftkammer spezifisch und werden in Abschnitt 2.7.1 erläutert.

Die Gasabschlußfolien sollen vor allem eine möglichst große Dichtigkeit aufweisen. Insbesondere soll der elektronegative Luftsauerstoff nicht durch die Folie ins Kammerinnere diffundieren. Die hier verwendete Folie ist ein 6 μm dicker Aramid–Film. Es handelt sich um einen von der japanischen Chemiefirma Toray entwickelten neuartigen organischen Film, der außer einer hohen Reißfestigkeit auch über sehr kleine Diffusionskoeffizienten für Sauerstoff und Wasserstoff verfügt.

Die Kathodenebenen werden nicht, wie sonst häufig, als Drahtebenen ausgeführt, sondern ebenfalls mit Hilfe von Folien realisiert. Auf diese Weise läßt sich eine erheblich kleinere Massenbelegung und ein homogeneres Feld erreichen. Ein Nachteil besteht darin, daß das Kammergas nicht mehr frei in die verschiedenen Driftkammerebenen gelangen kann. Man benötigt daher ein zusätzliches Gasverteilungssystem. Dieses wurde in die schmalen Kammerränder integriert. Die verwendeten Kathodenfolien der französischen Firma Billon Freres weisen eine Dicke von 3.5 μm auf und sind auf beiden Seiten mit einer 400 Å dicken Schicht aus Aluminium bedampft. Zum Ableiten der gesammelten Ionen ist eine gute Leitfähigkeit an allen Stellen der Folie erforderlich. Die Folie wird daher rundum mit einem Kupferband leitfähig kontaktiert, das mit der Spannungsquelle verbunden ist. Das glatte Einspannen der Folie auf einer Fläche von etwa 1 m^2 , das für ihren Einsatz als Hochspannungskathode notwendig ist, erfordert eine spezielle Verarbeitung beim Aufbringen auf den Trägerrahmen. Das Verfahren wird in Abschnitt 3.2.3 erläutert.

Die Drähte bestehen aus Wolfram mit einem 3 %-igen Anteil Rhenium, der die Zugfestigkeit

erhöht. Sie sind mit einer 4 %-igen Goldauflage versehen und wurden von der schwedischen Firma Luma bezogen. Die als Potentialdrähte eingesetzten Drähte haben einen Durchmesser von $50\ \mu\text{m}$. Nach erfolgreichen Versuchen mit $10\ \mu\text{m}$ dicken Drähten in der Prototyp-VDC wurden für die Spektrometerkammern zur Erhöhung der Reißfestigkeit und damit der Betriebssicherheit $15\ \mu\text{m}$ dicke Anodendrähte als Signaldrähte gewählt.

2.7 Optimierung der Betriebsparameter

Zum Test der Optimierungsparameter der Driftkammern wurde eine am Vorbild von Spektrometer B orientierte, jedoch in der Länge verkleinerte Prototyp-VDC konstruiert. Mit dieser Kammer sollten sowohl Einzelheiten der Konstruktion geprüft und eventuell verbessert, als auch die Betriebsparameter der Kammer getestet werden. Dies ist insbesondere die Zusammensetzung des Gasgemischs und die Feldverteilung in der Kammer. Auch die Versorgungseinheiten der Kammer, wie Gasversorgung, Hochspannungsversorgung und Spannungsversorgung der Vorverstärkerkarten wurden in der für die Spektrometer vorgesehenen Form eingesetzt und getestet [Dis90], [Hei93].

2.7.1 Gasgemisch

An das Gasgemisch einer Driftkammer werden verschiedene, zum Teil einander widersprechende Forderungen gestellt.

- Um eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit zu erreichen, sollte die Anzahl der primär erzeugten Elektronen-Ionen-Paare möglichst groß sein. Hohe Werte ergeben sich für die Edelgase Argon, Krypton und Xenon, aber auch für organische Gase wie Isobutan. Auch die Gasverstärkung sollte möglichst groß sein. Ein komplexes Molekül wie Isobutan kann die ab einer gewissen Gasverstärkung vermehrt auftretenden UV-Photonen aufgrund seiner vielen Rotations- und Schwingungszustände absorbieren und damit eine Entladung der Kammer durch Photoeffekt an den Kathoden verhindern. Ein höherer Verstärkungsfaktor wird ermöglicht. Andererseits liegt bei Edelgasen die elektrische Feldstärke, ab der die Gasverstärkung einsetzt, bei einem niedrigeren Wert als bei komplexen Molekülen, da diese außer der Ionisation noch über andere Anregungsmöglichkeiten verfügen. Es sollte also ein großer Edelgasanteil im Driftkammergas verwendet werden.
- Einen wesentlichen Beitrag zum Meßfehler der Teilchenspur liefert die Diffusion, der die Elektronen auf ihrem Weg von der Teilchenspur zur Anode unterliegen. Die Standardabweichung der Elektronendiffusion in Isobutan ist neben der von CO_2 eine der niedrigsten aller für Driftkammeranwendungen in Frage kommenden Gase.
- Durch die Verwendung eines hohen Anteils an organischen Gasen mit komplexen Molekülen kann die Lebensdauer der Driftkammer stark reduziert werden („Ageing“). Durch Aufbrechen der kovalenten Molekülbindung entstehen Radikale mit hohem Dipolmoment, die polymerisieren und sich an den Draht anlagern können. Diese dünnen Isolationsbeläge führen zu einer ständigen Gasentladung und zwingen damit im Lauf der Zeit zu einer Reduzierung der Feldstärke, wenn der Driftkammerbetrieb aufrecht erhalten werden soll. Dies hat eine Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit zur Folge, die nach einiger Zeit keine sinnvolle Nutzung der Kammer mehr ermöglicht. Dies spricht für einen hohen Edelgasanteil.
- Um eine lineare Driftzeit-Driftweg-Beziehung zu erhalten, ist ein Gasgemisch wünschenswert, bei dem sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen über einen weiten Bereich der

elektrischen Feldstärke nicht ändert. Dies ist bei den Argon–Isobutan–Mischungen bereits ab einer Feldstärke von etwa 1 kV/cm bei Normaldruck der Fall.

Ein einzelnes Gas ist nicht in der Lage, gleichzeitig alle Forderungen für den optimalen Driftkammerbetrieb zu erfüllen. Es wird daher eine Gasmischung aus Argon und Isobutan eingesetzt, bei der die meisten der positiven Eigenschaften der Komponenten genutzt werden können. Um die negative Eigenschaft des Alterns der Driftkammer durch den Isobutan–Anteil zu unterdrücken, wird dem Kammergas zusätzlich noch eine geringe Menge Ethanol zugesetzt [Va'86]. Dessen Ionisationspotential ist niedriger als das von Kohlenwasserstoffmolekülen. Die Fragmente aufgebrochener Isobutan–Moleküle können so durch Ladungsaustausch neutralisiert werden, bevor sie polymerisieren. Werden die Ethanol–Moleküle selbst aufgebrochen, so restrukturiert sich das Ethanol–Molekül wegen der starken Elektronegativität des in ihm gebundenen Sauerstoffs schnell wieder oder es entstehen leicht flüchtige Sauerstoffverbindungen, die mit dem übrigen Gas aus der Kammer gespült werden.

In [Hei93] wurde die Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Ortsauflösung vom Mischungsverhältnis der Argon–Isobutan–Mischung und von der Menge des zugefügten Ethanols mit Hilfe der Prototyp–VDC untersucht. Abbildung 2.23 zeigt die gemessene Ortsauflösung im Durchtrittspunkt durch die Drahtebene in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis bei einer Kammeranspannung von -7200 Volt .

Ortsauflösung in μm

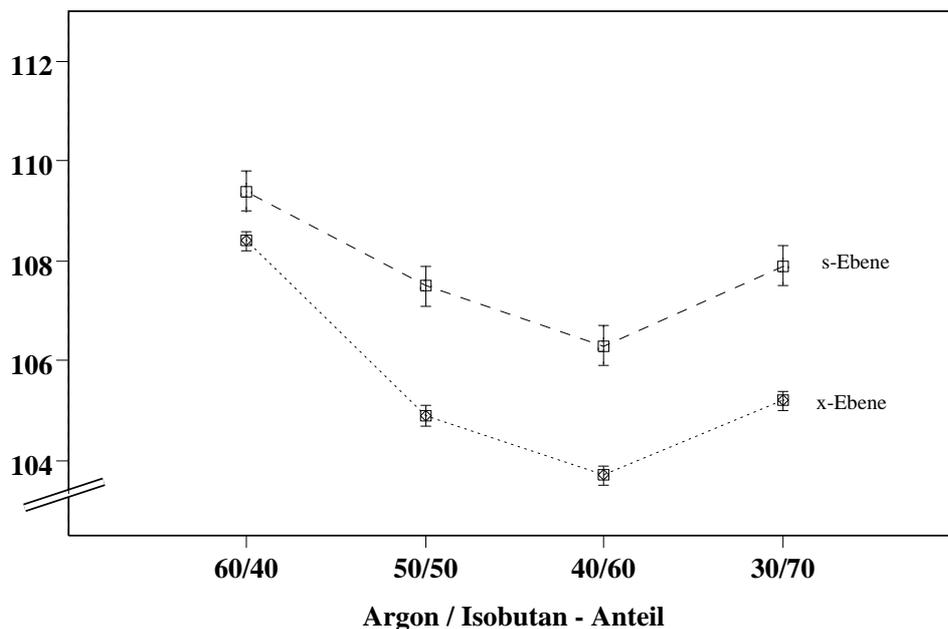


Abbildung 2.23: Ortsauflösungen im Durchtrittspunkt in der x– und der s–Ebene der Prototyp–Driftkammer als Funktion des Gasmischungs, gemessen mit einem ^{90}Sr –Präparat unter einem mittleren Bahnwinkel von 45° in der x–Ebene und 35.26° in der s–Ebene. Die Driftkammeranspannung betrug -7200 Volt . Die steileren Bahnwinkel in der s–Ebene sorgen für die etwas bessere Auflösung im Durchtrittspunkt. Die im Vergleich zur Simulation schlechtere Auflösung von $104 - 110 \mu\text{m}$ ist die Folge der nicht vernachlässigbaren Vielfachstreuung der niederenergetischen Elektronen des Präparats an der Massenbelegung der Driftkammer.

Die Auflösung erreicht bei einem Mischungsverhältnis von 2:3 Argon-Isobutan den besten Wert und wird mit höherem Isobutananteil wieder leicht schlechter. Auch für die Nachweiswahrscheinlichkeit zeigt sich ein Anwachsen mit steigendem Isobutan-Anteil. So steigt sie von $\varepsilon = 0.9993$ für einen 50 %-Isobutan-Anteil auf $\varepsilon = 0.9998$ bei 60 % Isobutan. Bis 70 % Isobutan bleibt sie konstant. Da die Ergebnisse für den 50 %-igen Isobutan-Anteil nur unwesentlich schlechter ausfallen als für 60 % und die Alterungsprozesse bei den hohen Flüssen, denen die Spektrometerkammern ausgesetzt sind, eine große Rolle spielen, wurde das Mischungsverhältnis auf 1:1 festgelegt.

Auch der Einfluß der Ethanol-Beimischung auf das Ortsauflösungsvermögen wurde von [Hei93] untersucht. Es zeigte sich eine vernachlässigbare Verschlechterung von etwa $1 \mu m$ für Beimischungen bis zu 3 % Ethanol. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wuchs dagegen mit Ethanol-Zusatz leicht an.

Beim Betrieb der Spektrometerkammern mit Helium als Zwischenkammergas kann eine Diffusion der sehr kleinen Helium-Atome durch die Gasabschlußfolie in das Driftkammergas nicht vermieden werden. Um trotzdem mit einer bekannten Gasmischung zu arbeiten, wurde für diesen Fall das Zumischen eines gewissen Heliumanteils zum Kammergas ins Auge gefaßt. Das Helium aus der Diffusion sollte gegen diesen vorher zugemischten Anteil vernachlässigbar sein. Aus diesem Grund wurde in [Hei93] auch der Einfluß einer Helium-Zumischung auf die Auflösung und die Nachweiswahrscheinlichkeit untersucht. Wie aufgrund der vergleichsweise hohen mittleren Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares bei Helium von $W_i = 41.3 eV$ zu erwarten war, fällt die Nachweiswahrscheinlichkeit mit dem Heliumanteil von $\varepsilon = 0.9994$ bei Heliumanteil Null auf $\varepsilon = 0.9988$ bei einem Gehalt an Helium von 5 %. Die Ortsauflösung verbessert sich von $\sigma_{x_D} = 106 \mu m$ bei Heliumanteil Null auf $\sigma_{x_D} = 103 \mu m$ bei 3 % Helium, um sich dann wieder leicht zu verschlechtern. Die Verschlechterung der Nachweiswahrscheinlichkeit hält sich in akzeptablen Grenzen, so daß einem Einsatz von Helium als Zwischenkammergas von der Driftkammerseite nichts entgegensteht.

2.7.2 Feldkonfiguration

Normalerweise werden bei einer vertikalen Driftkammer alle Drähte auf relatives Nullpotential gelegt, die Kathodenebenen auf ein hohes, dazu negatives Potential. Um die für die Gasverstärkung notwendige hohe Feldstärke an den Signaldrähten zu erreichen, benötigt man bei dem hier verwendeten Abstand zwischen Drahtebene und Kathodenebene von $L = 12 mm$ und einem Signaldrahtdurchmesser von $15 \mu m$ Potentialdifferenzen von 6200 bis 6400 Volt. Verunreinigungen in der Kammer, die durch den Gasfluß entstehen oder lose Partikel, die vom Gasfluß zu einer Kathodenfläche getragen werden, können zum Entstehen einer hohen lokalen Feldstärke führen. Dies kann eine Feldentladung zur Folge haben, wodurch ein Funkenüberschlag entsteht, bei dem sich ein Plasmaschlauch mit relativ hoher Stromstärke bildet. Die Stromstärke kann groß genug sein, um den unter mechanischer Spannung stehenden Signaldraht über seine temperaturabhängige mechanische Fließgrenze hinaus zu erhitzen, wodurch er reißt. Als Folge davon muß die Driftkammer vollständig demontiert und zerlegt werden, um einen neuen Draht einzuziehen und die Kammer zu reinigen. Ein Betriebsausfall von mehreren Tagen ist unvermeidlich.

Um die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode zu verringern, ohne die Feldstärke an der Oberfläche des Signaldrahts kleiner zu machen, bietet es sich an, zu den bisher nicht verwendeten Felddrähten ebenfalls eine Potentialdifferenz herzustellen. Sie sollte im Bereich von einigen $-100 V$ bis maximal $-1 kV$ liegen. Die Breite der Signaldraht-Zelle wächst mit der Potentialdifferenz zum Felddraht. Die Nachweiswahrscheinlichkeit bleibt nahezu konstant, während sich für die Ortsauflösung sogar leicht bessere Werte ergeben (Abbildung 2.24).

Ortsauflösung in μm

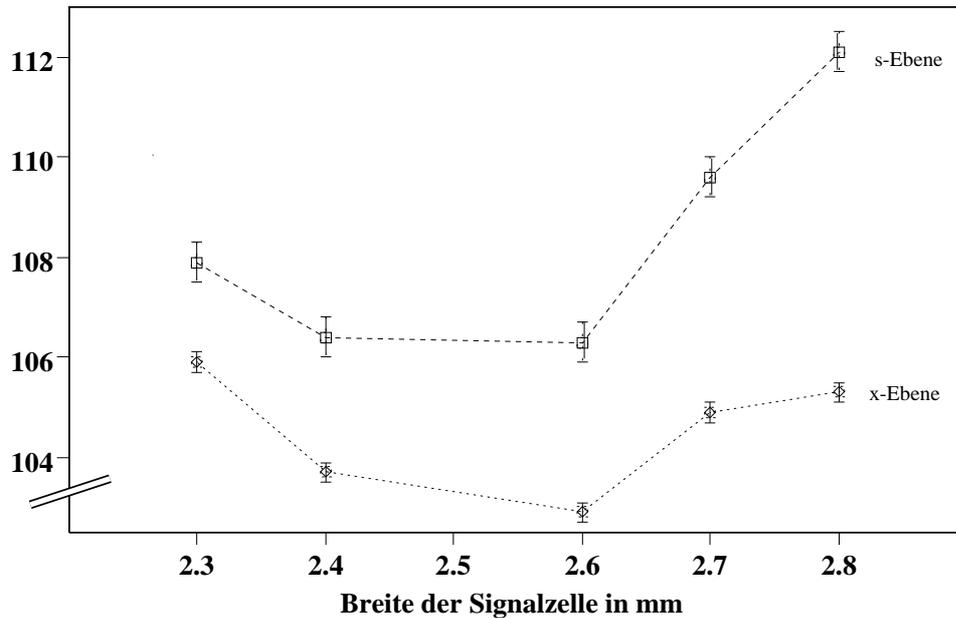


Abbildung 2.24: Ortsauflösungen im Durchtrittspunkt in der x- und der s-Ebene der Prototyp-Driftkammer als Funktion der Breite der Signaldraht-Zelle, gemessen mit einem ^{90}Sr -Präparat unter einem mittleren Bahnwinkel von 45° in der x-Ebene und 35.26° in der s-Ebene. Die Spannungen an Kathode und Signaldraht wurden so eingestellt, daß am Signaldraht die gleiche Feldstärke wie bei einer Kathodenspannung von -7200 V , Felddrahtspannung 0 V herrscht. Der optimale Wert für die Auflösung ergibt sich bei einer Zellbreite von 2.6 mm . Dies entspricht einer Kathodenspannung von -6250 V und einer Spannung am Felddraht von -587 V .

Trotz dieser Verbesserung der Betriebssicherheit und der Auflösung wurde die Modifikation nicht für den Betrieb der Spektrometer-Driftkammern übernommen. Diese sind zwar grundsätzlich für den Betrieb mit hochgelegten Potentialdrähten vorbereitet, doch während der Tests mit der Prototyp-VDC stellte sich heraus, daß es immer wieder zu Leckströmen zwischen den Signal- und Potentialdrähten kam. Die Kammer mußte mehrfach demontiert werden, um die Isolation zwischen den auf der gleichen Platine gelegenen Potential- und Signaldrahtanschlüssen zu verbessern. Trotzdem ließ sich keine höhere Potentialdifferenz als -1 kV erreichen. Die Situation gestaltet sich bei um den Faktor 4 – 5 längeren Kammern entsprechend ungünstiger. Da ein zufriedenstellender Driftkammerbetrieb auch ohne hochgelegte Felldrähte möglich ist, wurde der Zeitvorteil bei einer raschen Inbetriebnahme den leichten Verbesserungen von Ortsauflösung und Betriebssicherheit vorgezogen.

3. Technische Realisierung

Neben den in Abschnitt 2 genannten generellen und unverzichtbaren Eigenschaften sind bei der technischen Realisierung weitere Eigenschaften des Designs wünschenswert. Die Detektoren sollten leicht aufzubauen und wartungs- und reparaturfreundlich sein. Dies läßt sich durch einen weitestgehend modularen Aufbau erreichen. Alle Arbeitsschritte sollten soweit wie möglich reversibel sein, um den Schaden durch eventuell im Fertigungsprozeß auftretende Fehler zu begrenzen. Die Forderung nach Wirtschaftlichkeit bedingt sowohl einen möglichst günstigen Beschaffungspreis für die Komponenten als auch intensive Vorüberlegungen für den Fertigungsprozeß selbst, da es sich bei den Detektoren nicht um Einzelstücke, sondern um eine Kleinserie handelt.

Die von der Massenproduktion technischer Präzisionsgeräte bekannten Probleme wie Qualitätssicherung und -kontrolle spielen hier ebenso eine Rolle wie der für die Arbeitseffizienz wesentliche Zeitfaktor. Gerade in Bezug auf den letzten Punkt galt es, einen Kompromiß zu finden zwischen der Zeit, die für die Erstellung von automatischen Anlagen für bestimmte Arbeitsschritte nötig ist, und dem Zeitaufwand bei reiner Handarbeit. Ein Beispiel hierfür ist die Drahtfädelmaschine, die das sehr zeitaufwendige Spannen und Positionieren der Drähte von Hand auf eine wesentlich kleinere Zahl von Arbeitsschritten reduziert. Das Befestigen der Drähte auf dem Driftkammerrahmen wurde dagegen von Hand durchgeführt, da sich hier der Aufwand für den Bau eines automatischen Lötroboters nicht gelohnt hätte.

Zu berücksichtigen war auch die an einem Universitätsinstitut schwer vorhersagbare Verfügbarkeit von Arbeitskraft. Insbesondere um die zentralen Einrichtungen wie Elektronik- und mechanische Werkstatt konkurrierten zeitweise bis zu 6 verschiedene Kollaborationen. Dem Detektorlabor wurde daher ein eigener Techniker zugeordnet. Werkstattaufträge wurden zum Teil mit großem Vorlauf vergeben, um dem Werkstattmeister die Möglichkeit zu geben, auftretende Leerlaufzeiten zu füllen und eine konstante Auslastung der Kapazitäten zu ermöglichen.

Zum Bau der Detektoren wurde dem Neubau der Spektrometer-Halle eine 200 m² große Funktionshalle angegliedert. Als zentrale Einrichtung dieses Detektorlabors wurde dort ein staubarmer Raum aufgebaut. Auch die zuvor nach einem CERN-Design [Ras76] [AGM68] mit Hilfe eines älteren Modells¹ modernisierte Drahtfädelmaschine zum Spannen der Driftkammerdrähte hat dort ihren Standort. Die übrigen Flächen wurden von den anschließend aufgebauten Hilfseinrichtungen, insbesondere einer Drahtpositionsmeßmaschine und der Wickelmaschine für die Vakuumfenster sowie als Montage- und Testflächen für die Detektoren belegt.

3.1 Vakuumaustrittsfenster

Die Vakuum Austrittsfenster haben die Aufgabe, die Teilchen, die das Spektrometer passiert haben, möglichst unbeeinflusst in die dahinterliegenden Driftkammern gelangen zu lassen und gleichzeitig ein Hochvakuum in den Spektrometern zu ermöglichen. Sie müssen eine geringe Massenbelegung und eine möglichst kleine Leckrate aufweisen. Aufgrund der großen abzudeckenden Fläche müssen sie außerdem extrem druckstabil sein. Tabelle 3.1 zeigt die Abmessungen der von den Fenstern abzudeckenden Flächen und die auf den Fenstern lastende Gesamtkraft bei Atmosphärendruck.

¹Dieses Modell der Drahtfädelmaschine wurde uns freundlicherweise von Prof. Allcover, Universität Kiel, überlassen

Spektrometer	Fenstermaße Breite * Länge /(mm * mm)	Fläche /m ²	Kraft /kN
A	405 * 2250	0.911	94
B	120 * 2090	0.251	27
C	340 * 2087	0.710	73

Tabelle 3.1: Maße der Spektrometer – Austrittsfenster, Kraft auf den Fenstern

Die auf dem Fenster von Spektrometer A lastende Kraft entspricht zum Beispiel dem Gewicht einer Masse von 9.4 t.

3.1.1 Funktionsprinzip

Zur Realisierung eines Vakuumfensters dieser Größe ist die Verwendung einer einzelnen Folie nicht mehr möglich, da sie eine unakzeptable Dicke erreichen würde. Die Wahl fiel daher auf eine Konstruktion aus einem sehr reißfesten Stützfaden (Kevlar) und einer Folie. Das auf dem Fenster lastende Gewicht wird im wesentlichen von den Kevlarfäden aufgenommen, die Folie hat nur noch eine abdichtende Funktion und kann daher sehr dünn sein. Es wird eine 10 μm dicke Polyethylenfolie (Mylar) eingesetzt, die zur Erhöhung der Gasundurchlässigkeit beidseitig mit einer 400 \AA dicken Aluminiumschicht bedampft wurde.

Als Stützkonstruktion wird ein Kevlar-Fadengelege in Richtung der kurzen Fensterachse verwendet. Die Konstruktion macht sich zur Reduzierung der Massenbelegung den Umstand zunutze, daß die Kraftableitung an einem bestimmten Punkt des Fensters immer über die nächstliegende Faser und dann über den nächstliegenden Rand der Haltekonstruktion erfolgt. Fasern entlang der Längsachse des Fensters sind überflüssig, da die Querfasern die jeweils kürzeste Verbindung zu den Rändern bilden.

Eine weitere wesentliche Verringerung der Dicke der Querfasern wird dadurch erreicht, daß die wirkende Kraft so gleichmäßig wie möglich über die Querfasern verteilt wird. Dies erfordert eine Kreisbogenform der Faser. Eine starke lokale Belastung der Faser an einer Umlenkstelle mit kleinem Radius wird dadurch vermieden. Dadurch wird ein kleinerer Faserdurchmesser ermöglicht. Die Zugfestigkeit der Kevlarfaser beträgt 2760 MPa, ihre Längendichte $\rho_l = 220 \text{ dtex} = 220 \frac{\text{g}}{10^6 \text{ cm}}$. Bei einer Volumendichte von $\rho_V = 1.45 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ beträgt die Zugfestigkeit eines Fadens $F_R = 41.875 \text{ N}$. Das entspricht 4.269 kp.

Die Kraft F, die mittels des Drucks P auf einen Faden der Länge b (Länge des Bogens) in einem Fadengelege der Dichte N (Anzahl der Fäden pro Länge) ausgeübt wird, ist

$$F = \frac{P}{N} \cdot b$$

Der Quotient $\frac{P}{N}$ stellt dabei die Kraft pro Fadenlänge dar. Die Bogenlänge b ergibt sich aus dem Fensterradius R und der Breite der Fensteröffnung s (vgl. Abb. 3.1) zu $b = 2 \arcsin\left(\frac{s}{2R}\right)R$. Für die Werte von Spektrometer A mit $N = 1600 \text{ m}^{-1}$, $R = 0.38 \text{ m}$, $s = 0.4 \text{ m}$ und einen Druck von $P = 10^5 \text{ Pa}$ ergibt sich für die Kraft auf einen Faden $F = 26.32 \text{ N}$. Umgekehrt ergibt sich für den Maximaldruck, den dieses Fadengelege gerade noch aushält, ohne daß ein Faden reißt $P_{max} = 1.59 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, also etwa 1.6 bar. Die Gelegedichte wurde so ausgelegt, daß sie etwa der 1.5-fachen Dauerbelastung standhält.

Da für Spektrometer B die gleiche Gelegedichte N verwendet wurde, weist das Vakuumfenster von Spektrometer B mit seinem kleineren Radius von $R = 0.3 \text{ m}$ und seiner mehr als

3 mal kleineren Breite von $s = 0.12 \text{ m}$ eine noch wesentliche höhere Druckbelastbarkeit von $P_{max} = 5.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ auf. Eine Reduzierung der Massenbelegung um einen Faktor 3 durch eine geringere Gelegedichte wäre hier möglich gewesen. Da dieses Spektrometer aber hauptsächlich als Elektronenspektrometer verwendet wird, wobei die Vielfachstreuung nur geringen Einfluß hat und Reste des Geleges von Spektrometer A noch verfügbar waren, wurde auf eine zeitaufwendige Optimierung der Gelegedichte verzichtet.

3.1.2 Entwurf der Flansche

Die Konstruktion der Fensterflansche wurde nun an die unterschiedlichen Maße der 3 Spektrometer-Fenster angepaßt. Der wesentliche Variationsparameter war hierbei der Radius, den der vom Kevlarfaden gebildete Bogen haben sollte. Je kleiner der Radius, desto dicker wird der Fensterflansch bei gegebener abzudeckender Breite. Ein sehr kleiner Radius führt damit zu einem sehr massiven Flansch. Dessen Hauptnachteil ist aber nicht seine größere Masse, sondern die Dicke der zwischen Vakuumfenster und Driftkammereintrittsfolie liegenden Luftschicht, die ebenfalls zur Kleinwinkelstreuung der nachzuweisenden Teilchen beiträgt. Andererseits läßt sich eine Radiusvergrößerung durch eine Erhöhung der Gelegedichte kompensieren, was aber wiederum eine erhöhte Massenbelegung zur Folge hat. Die in Tabelle 2 angegebenen Werte stellen einen Kompromiß zwischen beiden Forderungen dar.

Spek- tro- meter	Flansch- dicke /mm	Innenbreite des Flanschs /mm	Radius des Kreisbogens /mm	maximale Durchbiegung /mm	Klebe- bogen /mm	Gelege- dichte /m ⁻¹
A	110	405	380	88.45	51.0	1600
B	60	120	300	17.13	36.3	1600
C	110	320	254	86.73	53.9	1333

Tabelle 3.2: Parameter der Fensterflansche für die Vakuumaustrittsfenster der Spektrometer A, B und C.

Abbildung 3.1 zeigt eine Schnittansicht durch den Fensterflansch von Spektrometer C. Es handelt sich um einen rechteckigen Aluminiumblock der Außenlänge 2486 mm , in den ein Kreisbogen eingefräßt wurde. Die Dichtungsnut an der Oberseite dient zur Durchführung von Überdrucktests, bei denen ein Blindflansch dort angeschraubt wird.

3.1.3 Wickelapparatur und Klebetechnik

Zur Herstellung des Geleges wurde eine Fadenwickelmaschine konstruiert und aufgebaut (Abbildung 3.2). Sie besteht aus einem Untergestell, welches eine Trommel der Länge 2450 mm mit Radius $R = 380 \text{ mm}$ trägt. Die Trommel wurde auf ihrer vollen Länge überdreht, um eine glatte Oberfläche zu erhalten, was für die Leckdichtigkeit der Folie und die Klebung der Fasern wichtig ist. Sie ist in zwei Kugellagern auf dem Untergestell um ihre Längsachse drehbar aufgehängt. Die Trommel wird zunächst mit 2 Lagen aluminisierter Mylarfolie vollständig ummantelt. Mit Hilfe eines regelbaren Gleichstrom-Elektromotors wird die Trommel in Drehung versetzt. Der an der Trommel befestigte Kevlarfaden wird dadurch von der Kevlarrolle abgespult und durch ein Bad mit flüssigem Kleber geführt, bevor er sich um die Trommel wickelt.

Das Kleberbad, welches auf einem Linearschlitten parallel zur Trommel sitzt, wird mit Hilfe einer Kugelgewindespindel über ein Zahnradgetriebe mit einstellbarem Untersetzungsverhältnis

**Schnitt A-A durch den Fensterflansch mit Radius
R = 254 mm für Spektrometer C**

**maximale Durchbiegung $d_{max} = 86.73$ mm
Klebefläche $b = 43.30$ mm**

Durchgangsloecher :
Durchmesser 14 mm fuer M12
Einsenkung :
Durchmesser 20 mm, Tiefe 13 mm

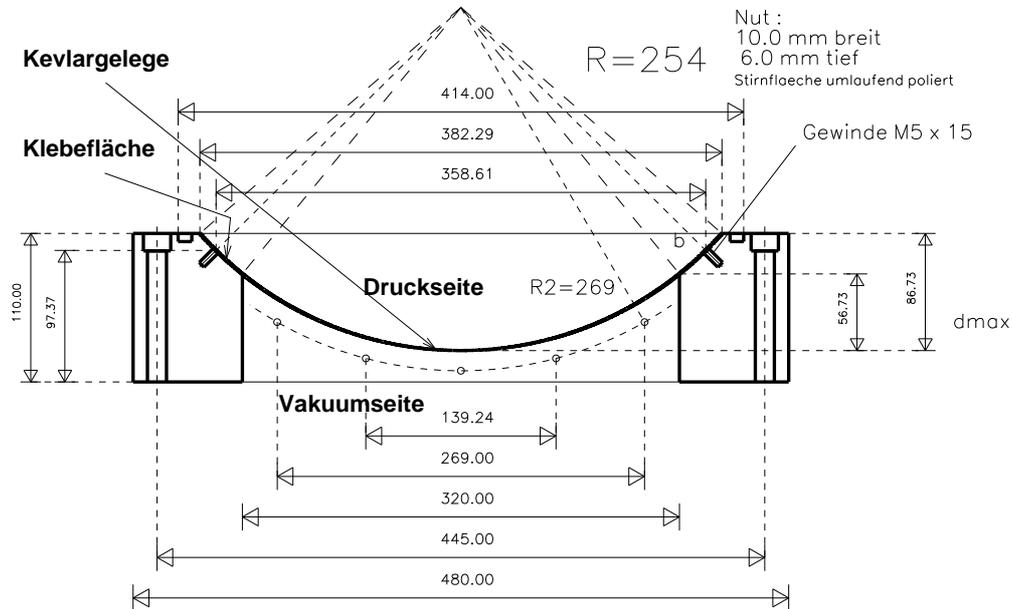


Abbildung 3.1: Schnittansicht durch den Vakuumfensterflansch für Spektrometer C. Das bogenförmig von der Trommel der Wickelapparatur abgeschnittene Kevlargete wird auf die beiden schmalen Bogensegmente b des Flanschs geklebt. Mit Hilfe der in die Klebefläche eingelassenen Gewindebohrungen können auf die Klebung gummiunterlegte Aluminiumleisten geschraubt werden, die durch ihren Anpreßdruck eine zusätzliche Sicherung gegen ein Ablösen des Geleges von der Klebestelle darstellen.

ebenfalls durch den Elektromotor vorwärtsbewegt. Auf diese Weise wickelt sich der mit Kleber benetzte Kevlarfaden spiralförmig um die folienbedeckte Trommel. Der Linearschlitten und die Kugelgewindespindel erwiesen sich als notwendig, um einen gleichmäßigen Abstand der Fäden zu gewährleisten. Abbildung 3.3 zeigt einen Ausschnitt aus dem so hergestellten Kevlarfaden-Gelege.

Nun wurde ein Gelegestück in der benötigten Breite von der Trommel abgeschnitten und auf einem Blech in Form eines Zylindersegments, das den gleichen Radius wie die Klebefläche des Fensterflanschs aufweist, befestigt. Dieses Folienträgerblech wurde dann in den Fensterflansch eingelegt. Die Gelegefolie wurde nun auf den auf den Klebeflächen des Flanschs verteilten Kleber gepreßt. Hierzu wurden an den Langseiten Formbalken aus Holz, deren eine Seitenfläche den Radius des Flanschs aufwies und an den Querseiten Kunststoff-Fräßteile mit dem Flanschradius mit Hilfe von Schraubzwingen an das Formblech angepreßt.

Der Hauptvorteil dieser Vorgehensweise besteht darin, die gleiche Trommel für alle 3 Spektrometer Austrittsfenster verwenden zu können. Nur die Trägerbleche sind jeweils neu anzufertigen. Auch sind die dünnen Bleche im Gegensatz zu der starren Trommel flexibel, so daß das Anpressen des Kevlargeteges an die Klebefläche an allen Stellen gut gelingt. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung für die Abscherfestigkeit der Klebung und die Leckdichtigkeit. Eine ebenso wichtige

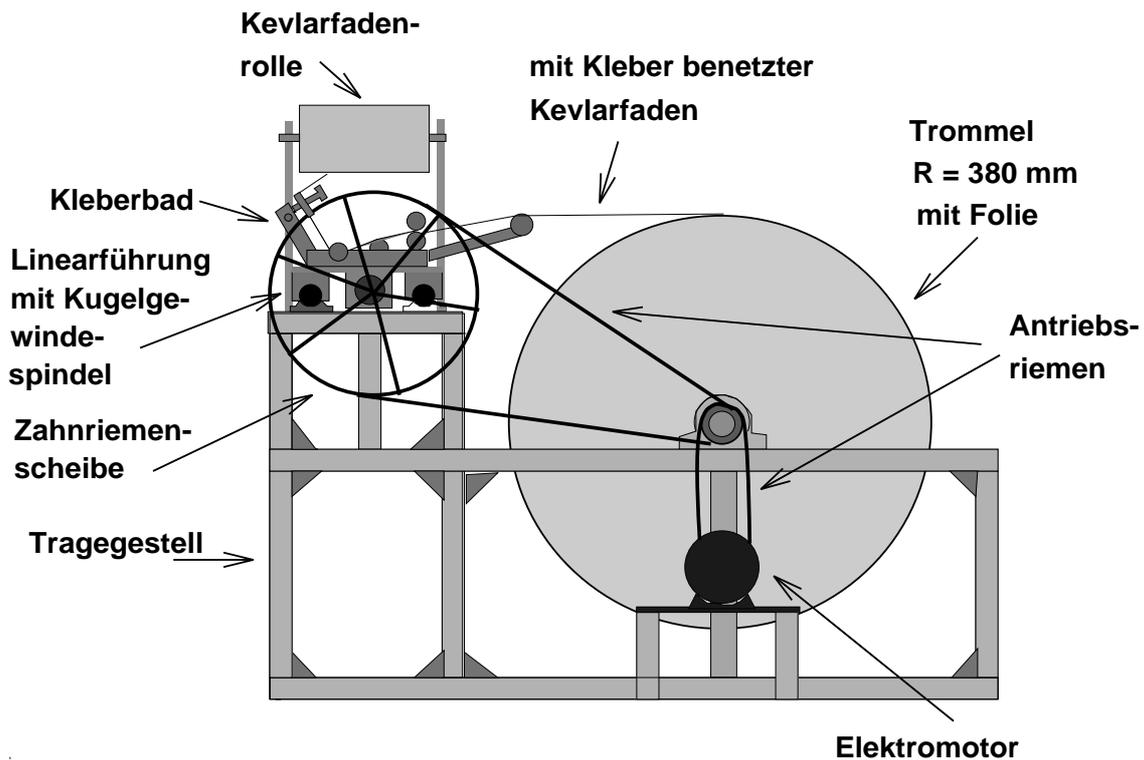


Abbildung 3.2: Die Wickelmaschine zur Herstellung des Kevlarfadengeleges für die Vakuumaustrittsfenster der Spektrometer.

Voraussetzung für den Halt der Klebung ist die vorherige sorgfältige Reinigung aller Klebeflächen und ihre Entfettung in einem heißen Tri-Chlor-Äthan-Bad.

Nach dem Ankleben wurde das Blech wieder vom Gelege entfernt. Kleberreste oder überschüssiger Kleber, der durch das Anpressen des Blechs an den Flansch auf der Innenseite ausgetreten ist, muß sorgfältig mit Hilfe von Wattestäbchen entfernt werden. Nach dem Aushärten des Klebers entstehen sonst scharfe Kanten, die zu Lecks oder dem Reißen einer Kevlarfaser an der entsprechenden Stelle führen würden.

In weiteren Arbeitsschritten wurden nun gummiunterlegte Aluminiumleisten auf die Klebung

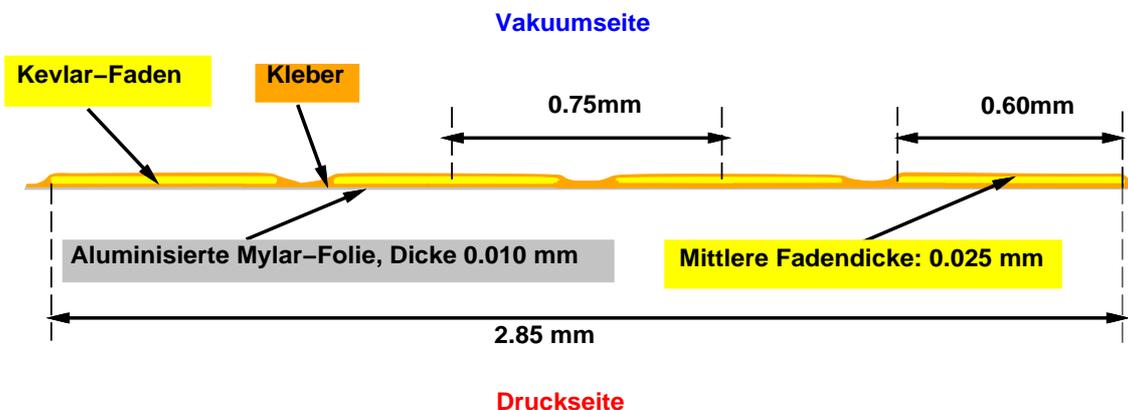


Abbildung 3.3: Ausschnitt aus dem Kevlar-Fadengelege für Spektrometer C mit Maßangaben bezüglich Fadendicke und Fadenabstand.

aufgeschraubt. Sie stellen eine zusätzliche Sicherung gegen ein eventuelles Ablösen des Geleges von der Klebestelle dar. Sollte eine solche Ablösung tatsächlich erfolgen, so ist zunächst mit einer raschen Verschlechterung des Vakuums zu rechnen, bevor eine implosionsartige Zerstörung des Fensters stattfinden kann. Eine Belüftung des Vakuumsystems ist in diesem Fall noch rechtzeitig möglich, was ohne eine solche Maßnahme nicht der Fall wäre. An den Innenseiten des Flanschs wurden vor dem Einkleben des Geleges ebenfalls Aluminiumleisten befestigt. Nun wurde auf der Vakuumseite der innere Rand des Flanschs am Übergang des Geleges von der Klebung zum Vakuum umlaufend mit einem elastischen Kautschuk-Kleber dünn ausgegossen. Verbleibende Kleberreste werden so mit einer elastischen Schicht ummantelt und es entsteht für das Fasergelege ein sanfter Übergang zwischen dem massiven Trägermaterial des Flanschs und dem Vakuum. Die Entstehung von Vakuumschlecks durch noch verbliebene Kleberreste des Geleges wird so nochmals unwahrscheinlicher. Die Aluminiumleisten bieten dem schmalen Kautschukstreifen den notwendigen Rückhalt, um sich an der glatten Innenwand des Flanschs zu verankern. Bei den Vorversuchen mit einem Testflansch der Innenmaße $800\text{ mm} \times 400\text{ mm}$ ohne diese Leisten kam es vor, daß der Kautschukstreifen sich durch den Druck des darüberliegenden Geleges von der Wand ablösen konnte.

3.1.4 Test der fertigen Fenster

Die Austrittsfenster für Spektrometer A, B und C wurden vor dem Einbau mit einer Druckdifferenz von 1.3 bar 24 Stunden lang belastet. Eventuelle kleine Beschädigungen des Fensters, die bei der späteren Dauerbelastung erst nach einiger Zeit aufgetreten wären, sollten bei diesem Verfahren sehr viel rascher in Erscheinung treten. Auf einen Überdrucktest, der bis nahe an die Reißgrenze von 1.6 bar herangeht, wurde verzichtet, um keine irreversiblen Schäden zu verursachen.

Anschließend wurde ein Lecktest durchgeführt. Er ergab für das Austrittsfenster A nach erstmaligem Auspumpen nach 31 Stunden eine Leckrate von $R_{vl} = 8.83 \cdot 10^{-3} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$ und für Austrittsfenster B nach 24 Stunden erstmaligem Pumpen $R_{vl} = 1.573 \cdot 10^{-3} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$. Für das Austrittsfenster von Spektrometer C wurde nach etwa 3-wöchigem Auspumpen ein Wert von $R_{vl} = 9.784 \cdot 10^{-5} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$ erreicht.

Mit einer Gesamtpumpleistung von $S_G = 1040 \frac{\text{l}}{\text{s}}$ aus zwei Turbomolekularpumpen errechnet sich aufgrund der Leckraten für Spektrometer A ein Enddruck von $P = \frac{R_{vl}}{S_G} = 8.5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$, für Spektrometer B $P = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ und für Spektrometer C $P = 9.4 \cdot 10^{-8} \text{ mbar}$. Wie sich anhand der Meßwerte am Fenster von Spektrometer C erkennen läßt, verbessern sich die Leckraten nach längerem Auspumpen, da die Kleberbestandteile des Fensters zu Beginn noch stärker ausgasen.

3.1.5 Eigenschaften der eingesetzten Fenster

Der tatsächlich erreichte Enddruck im Vakuumbereich ist bei allen Spektrometern kleiner als 10^{-5} mbar . Er hängt davon ab, ob das Spektrometervakuum zur Streukammer hin durchgefianscht ist, so daß ein Teil der an der Streukammer und der Strahlführung installierten Pumpleistung mitgenutzt wird. Dies ist aus Sicherheitsgründen nur im Meßbetrieb der Fall. Sonst ist das Ventil vor dem ersten magnetoptischen Element geschlossen.

Für Spektrometer A und B wurde jeweils die gleiche Gelegedichte von $N_F = 16 \text{ cm}^{-1}$ gewählt. Das entspricht einem mittleren Abstand der Fäden von $\bar{d} = 0.625 \text{ mm}$. Mit der Volumendichte

Komponente	σ /(mg/cm ²)	Anteil /%	ρ_V /(g/cm ³)	ρ_V · Anteil /(g/cm ³)	Gewichts- anteil /%
Kevlarfasern	3.53	32.35	1.45	0.47	36.81
Mylarfolie	1.74	15.96	1.45	0.23	18.13
Kleber	5.63	51.69	1.11	0.57	45.06
Gesamt	10.90	100	-	1.27	100

Tabelle 3.3: Zusammensetzung der Vakuumaustrittsfenster von Spektrometer A und B

von Kevlar $\rho_v = 1.45 \frac{g}{cm^3}$ ergibt sich aus der Längendichte als Querschnittsfläche eines Fadens $A_F = 1.52 \cdot 10^{-4} cm^2$. Die Flächendichte des Kevlarlegeles beträgt somit $\sigma^{Kevlar} = \rho^{Kevlar} \cdot A_F \cdot N_F = 3.526 \frac{mg}{cm^2}$. Um die Massenbelegung des Gesamtgeleges zu erhalten, wurde ein Stück Gelege mit einer Präzisionswaage ausgewogen und die Fläche berechnet. Es ergab sich $\sigma^{Gelege} = 10.9 \frac{mg}{cm^2}$. Tabelle 3.3 zeigt die Zusammensetzung des Geleges aus seinen Komponenten.

Die mittlere Dicke des Geleges beträgt $\frac{\sigma^{Gelege}}{\rho^{Gelege}} = 85.83 \mu m$. Mit $\rho^{Kapton} = 1.42 \frac{g}{cm^3}$ entspricht das einer Kaptonfolie der Dicke $\frac{\sigma^{Gelege}}{\rho^{Kapton}} = 76.8 \mu m$.

Der Hauptanteil der Massenbelegung wird durch den Kleber verursacht. Um diesen Anteil zu verringern, wurden Modifikationen am Kleberbad der Fadenwickelmaschine vorgenommen, die bei der Herstellung des Geleges für Spektrometer C zum Tragen kamen. Hier wurde die Reibung an den Umlenkrollen des Kevlarfadens zum Kleberbad hin durch eine verbesserte Anordnung verringert und die Vorrichtung zum Abstreifen überschüssigen Klebers verbessert. Zusätzlich zu diesen Maßnahmen erhielt das Gelege mit $N = 1333 m^{-1}$ wieder eine optimierte Gelegedichte, da das Spektrometer hauptsächlich zum Nachweis von relativ niederenergetischen Teilchen unter Rückwärtswinkeln eingesetzt wird, wo die Impulsauflösung durch die Vielfachstreuung an der Vakuumaustrittsfolie stärker beeinflusst wird. Den Erfolg dieser Verbesserungen zeigt Tabelle 3.4.

Komponente	σ /(mg/cm ²)	Anteil /%	ρ_V /(g/cm ³)	ρ_V · Anteil /(g/cm ³)	Gewichts- anteil /%
Kevlarfasern	2.96	40.53	1.45	0.59	44.22
Mylarfolie	1.74	23.82	1.45	0.35	26.00
Kleber	2.60	35.65	1.11	0.40	29.78
Gesamt	7.30	100	-	1.34	100

Tabelle 3.4: Zusammensetzung des Vakuumaustrittsfensters von Spektrometer C

Ein Vergleich der Kleberflächendichte des Fensters von Spektrometer C mit der Kleberflächendichte von Spektrometer A und B, die zuvor mit dem Verhältnis der Gelegedichten von C zu A skaliert wurde, zeigt, daß der Kleberanteil um 45 % reduziert wurde. Mit der mittleren Dichte des Fensters von Spektrometer C $\bar{\rho}_C = 1.34 g/cm^3$ ergibt sich eine mittlere Dicke des Fensters von $\bar{d}_C = 54.5 \mu m$. Eine Kaptonfolie mit gleicher Massenbelegung hätte eine Dicke von $d_{Kapton} = 51.4 \mu m$.

3.2 Vertikale Driftkammern

Um die sensitiven Flächen der Driftkammern den jeweiligen Größen der Fokalebene der Spektrometer anzupassen, wurden Rechnungen mit dem Strahlverfolgungsprogramm „raytrace“ durch-

geführt (siehe Abschnitt 2.1.1). Damit wurden die Lage und Ausdehnung der Fokalebene und der zu dieser parallelen Ebenen unter Berücksichtigung der vollen Impuls- und Winkelakzeptanz der Spektrometer berechnet. Tabelle 3.5 zeigt die für die Ausdehnung ermittelten Werte und die daraus abgeleiteten Größen der sensitiven Flächen der Driftkammern.

Spek- tro- meter	Drift- kammer	Auszulesende Fläche		Sensitive Fläche der Driftkammern	
		Länge /mm	max. Breite /mm	Länge /mm	Breite /mm
A	untere	1748	363	2220	405
	obere	1945	394		
B	untere	1791	103	2350	120
	obere	2007	96		
C	untere	1659	315	2320	340
	obere	1872	342		

Tabelle 3.5: Abmessungen der Fokalebenen von Spektrometer A,B,C (untere), der zu dieser im Abstand von 272 mm parallelen Ebene (obere) sowie realisierte sensitive Flächen der Driftkammern. Die Abmessungen der oberen und unteren Doppel-Driftkammer sind gleich (Austauschbarkeit mit Reserve-Driftkammer).

Bei der Festlegung der Länge der sensitiven Flächen wurde berücksichtigt, daß durch die unter $\Gamma = 40^\circ$ gespannten Drähte der s-Ebenen in zwei Ecken der Driftkammer Totzonen entstehen. Da das Design der Kammern die Auslese der Signaldrähte auch an den Schmalseiten der Driftkammer ermöglicht, werden diese Totzonen klein gehalten. Die Kammerlänge wurde entsprechend der Größe der Totzone verlängert. Die so erhaltene Kammerlänge wurde nochmals um 10 % vergrößert, um auch noch einen Teil der Ränder der Impulsakzeptanz der Spektrometer erfassen zu können, wo die volle Winkelakzeptanz nicht mehr gegeben ist. In der Breite wurden die Kammern um den Faktor 1.025 vergrößert, um eine gewisse Sicherheitstoleranz zu gewährleisten. Auf eine deutlichere Verbreiterung mußte aufgrund der beschränkten Platzverhältnisse im Abschirmhaus verzichtet werden. Diese Vergrößerungen haben auf die Kosten der Driftkammern einen vernachlässigbaren Einfluß. Die zusätzlichen Signaldrähte sind optional mit Auslese-Elektronik bestückbar, die den Hauptkostenfaktor darstellt.

Für die auszulesenden Flächen von Spektrometer C wurde zunächst aufgrund einer fehlerhaften „raytrace“-Datei, die die magnetoptischen Eigenschaften beschreibt, eine maximale Länge von 2036 mm und eine maximale Breite von 325 mm berechnet [Jah92]. Da der Fehler erst nach der Herstellung der Driftkammerrahmen gefunden wurde, konnten die Abmessungen nicht mehr geändert werden. Da die neue Fokalebene kürzer ist, entstehen aufgrund der Länge der Kammern keine nachteiligen Auswirkungen auf die Akzeptanz des Spektrometers. Die um 17 mm größere Breite der Fokalebene schöpft jedoch die Sicherheitsmarge von 2.5 % in der Kammerbreite völlig aus. Eine mit Hilfe der korrigierten „raytrace“-Beschreibung des Spektrometers entworfene Kammer hätte eine Innenbreite von 360 mm. Bei Verwendung von ausgedehnten Targets, Wedeln des Elektronenstrahls (Kryotargets) und Ausnutzung der vollen Winkelakzeptanz von $\pm 100 \text{ mrad}$ in nicht-dispersiver Richtung führt dies dazu, daß Teilchenbahnen bei den höchsten akzeptierten Impulsen und mit extremer y-Ablage in den beiden oberen Driftkammern nicht nachgewiesen werden. Da beide Doppeldriftkammer-Pakete baugleich sind und daher die gleichen sensitiven Flächen aufweisen, sind die unteren beiden Driftkammern wesentlich größer als die in der Fokalebene abzudeckende Fläche. Die in den x2- und s2-Ebenen nicht erfaßten Bahnen können daher mit den beiden Fokalebenen-Kammern verfolgt werden, so daß hierdurch

keine Akzeptanzeinbuße, sondern lediglich ein Auflösungsverlust für diese extremen Bahnen entsteht. Da man bei der Verwendung ausgedehnter Targets mit einem kleineren Eintrittskollimator (22 msr) arbeitet, treten solche teilweise nicht erfaßbaren Teilchenbahnen in der Praxis nicht auf.

Eine weitere Folge der Behebung des Fehlers in der „raytrace“-Beschreibung von Spektrometer C stellt die Verschiebung der Fokalebene nach oben und die Änderung ihrer Neigung relativ zum Abschirmhaus dar. Um das Vakuumaustrittsfenster wieder zur unteren Driftkammer parallel anzuordnen und den Abstand zu minimieren, mußte die bereits fertiggestellte letzte Vakuumkammer des Spektrometers C, an die das Vakuumaustrittsfenster angeflanscht wird, mit einem zusätzlichen Vakuumzwischenstück erweitert werden.

3.2.1 Aufbau einer Doppel-Driftkammer

Abbildung 3.4 zeigt die Zusammenbauzeichnung einer Doppeldriftkammer von Spektrometer B. Dargestellt ist die Aufsicht auf die Kammer und zwei Schnitte. Die Kammer besteht aus 6 jeweils 12 mm dicken glasfaserverstärkten Epoxidharz-Rahmen (GFK 4411W) zwischen zwei 20 mm dicken Aluminiumträgerrahmen, die der Versteifung der Konstruktion dienen. Die Epoxidharz-Rahmen weisen eine hohe elektrische Durchschlagfestigkeit und mechanische Steifigkeit auf. Aufgrund des hohen Glasfaseranteils von 60 % können sie nur mit Diamantwerkzeugen bearbeitet werden. Alle Rahmen wurden von der Schweizer Firma Stesalit hergestellt.

Die Gaszufuhr ins Kammerinnere erfolgt über Anschlüsse in den Aluminiumträgerrahmen, von denen aus das Gas durch an den Schmalseiten aller Kammerrahmen eingelassene Langlöcher in alle Kammerebenen geleitet wird. Die Abdichtung der Kammerrahmen untereinander erfolgt mit Hilfe von O-Ring-Dichtungen.

Auf die beiden Aluminiumrahmen sind die Gasabschlußfolien aufgeklebt, 3 der GFK 4411W-Rahmen tragen Kathodenfolien, 2 weitere dienen als Trägerrahmen für die Drähte. Der Zwischenrahmen fungiert als reines Distanzstück.

Der dargestellte Grundaufbau ist für die Driftkammern aller drei Spektrometer gleich. Nur die sensitiven Flächen wurden an die jeweilige Fokalebene angepaßt.

Abbildung 3.5 zeigt eine dreidimensionale Ansicht einer zusammengebauten Doppeldriftkammer. Die Lage der gespannten Drähte und der verschiedenen Folien wird in einer Schichtdarstellung angedeutet. An der Schmalseite erkennt man die Anschlüsse für die Gasversorgung und Hochspannungsbuchsen, die mit den Kathodenfolien verbunden sind. Auf den an den Langseiten herausragenden breiten Zungen der Stärke 6 mm werden die Vorverstärkerkarten montiert.

3.2.2 Drahtrahmen

In Abbildung 3.6 ist die technische Zeichnung eines der Drahtrahmen der Driftkammern von Spektrometer C gezeigt. Die Drahtrahmen für die x- und die s-Drahtebenen wurden nahezu identisch gefertigt; der einzige Unterschied besteht in der Position einer der Ausfräsungen für die Hochspannungs-Anschluß-Buchsen.

3.2.2.1 Elektrische Signalführung

Um ein gutes Signal/Rauschverhältnis zu erhalten, werden die Vorverstärker/Diskriminator-Karten in unmittelbarer Nähe der Signalquelle montiert. Die Signale von den Drähten müssen

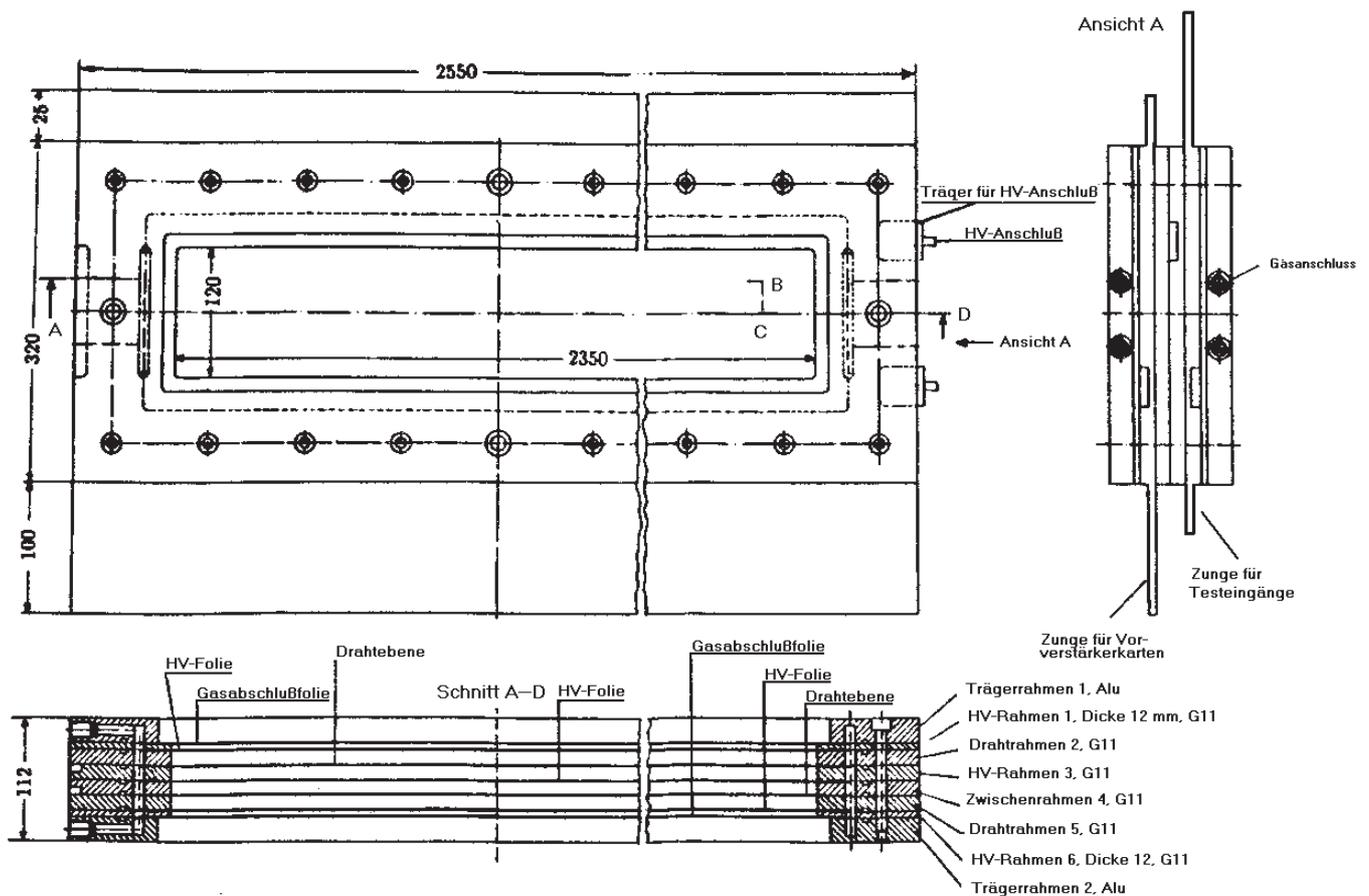


Abbildung 3.4: Zusammenbauzeichnung VDC-B. Gezeigt ist die Aufsicht auf einen Rahmen der Driftkammer und je eine Schnitt-Ansicht von der Lang- und der Schmalseite.

so herausgeführt werden, daß die Kammer gasdicht bleibt. Die Drähte sollen einen festen Abstand zu den Kathoden erhalten. Sie werden daher nicht unmittelbar am Kammerinnenrand angelötet, sondern um 5 mm nach hinten versetzt. Dies hat zum einen den Vorteil, daß kein Teil des Lötkörpers in das starke elektrische Feld im Kammerinneren ragt und sorgt zum anderen dafür, daß die Höhendefinition der Drähte nicht durch die Ausleseplatine, sondern durch die 5 mm breite Zunge des GFK 4411W-Rahmens definiert wird. Zur Signalführung wurde ein $185 \mu\text{m}$ dickes kupferkaschiertes Laminat der Firma Dupont verwendet. Die Dicke der Kupferschicht beträgt $35 \mu\text{m}$, das Trägermaterial ist das Polyimid KAPTON. Der Hauptvorteil dieses dünnen Laminats gegenüber den üblichen Leiterplatten von $1 - 2 \text{ mm}$ Dicke besteht darin, daß es bei gleichem relativem Dickenfehler eine im Absolutwert um den Faktor 10 kleinere Dickentoleranz aufweist. Schwankungen in der Höhendefinition der Drähte, die zu Offset-Fehlern bei der Bestimmung der Driftzeit führen, werden so minimiert. Weiter weist die Verklebung der Laminats dadurch auch eine höhere Gasdichtigkeit auf, da das Laminat sich eventuellen Ungenauigkeiten der Ausfräsung im Epoxid-Harz-Rahmen besser anpassen kann. Durch die geringe Dicke der Kupferschicht entstehen nur geringe Vertiefungen zwischen den Leiterbahnen, die durch Silikon-Fett in Verbindung mit einem Gummi-O-Ring abgedichtet werden können. Das Laminat wird mit einem speziellen $25 \mu\text{m}$ dicken Klebstoff-Film in die $220(+30) \mu\text{m}$ tiefe Ausfräsung eingeklebt. Die Gesamtdicke von Klebefilm und Laminat ist mit $210 \mu\text{m}$ etwas kleiner als die Tiefe der Ausfräsung, so daß die Höhendefinition der Drähte über die Zunge im Drahtträger-Rahmen erfolgt. Dieser Unterschied kann nicht wesentlich größer gemacht werden, da

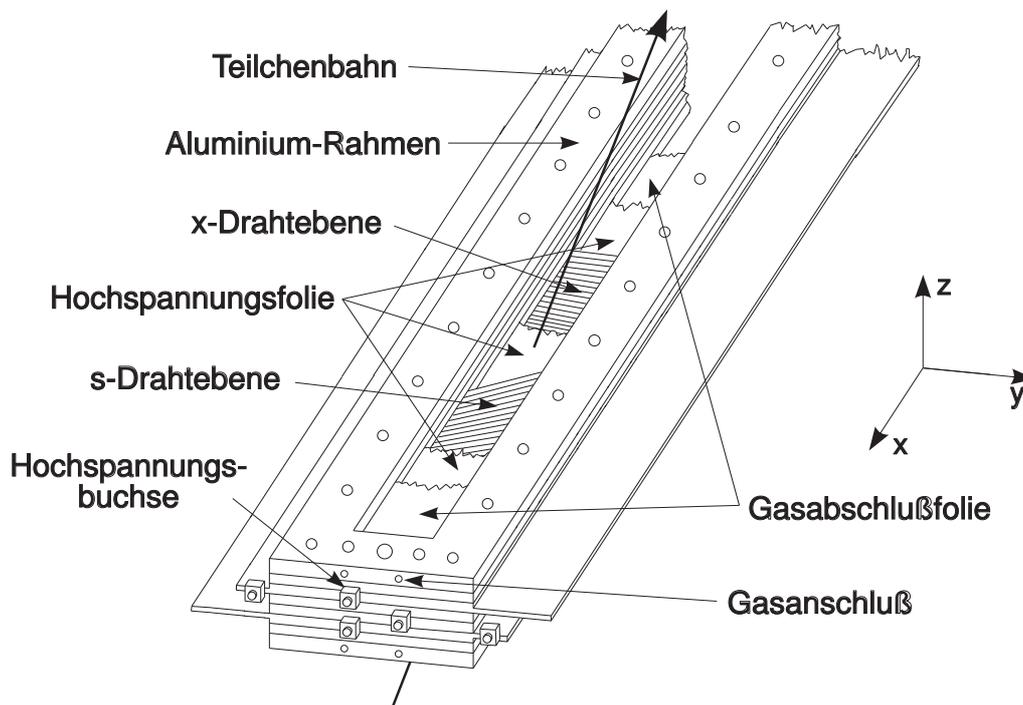


Abbildung 3.5: Aufsicht auf eine vertikale Doppeldriftkammer von Spektrometer B. Der Grundaufbau ist für alle drei Spektrometer der gleiche. Lediglich die Abmessungen der sensitiven Flächen sind an die jeweiligen Fokalebene angepasst.

sonst der Abstand der Drähte zur Lötung bei der in einem späteren Arbeitsschritt erfolgenden Verlotung zu Problemen führt.

Die Drahtsignale werden über die Leiterbahnen um die Verschraubungsbohrungen der Driftkammer herum zu den Buchsen der Miniatur-Steckkontakte geführt, von wo aus sie über spezielle Adapterplatinen zu den Vorverstärker/Diskriminator-Karten gelangen. Diese werden auf der Rückseite des Trägerrahmens in Höhe der schwarz angedeuteten Erdungsfläche montiert. Sie hat die Aufgabe, die Vorverstärker/Diskriminator-Karten gegen hochfrequente Störstrahlung aus Driftkammerfremden Quellen abzuschirmen. Von der sogenannten Hochspannungsseite aus werden die Potentialdrähte auf ein einheitliches Potential gelegt, normalerweise auf Erdpotential. Die Bezeichnung als Hochspannungsseite wurde von anderen Kammertypen, insbesondere der horizontalen Driftkammer, übernommen, bei der die Felldrähte immer auf einer Hochspannung liegen. Wie in Abschnitt 2.7.2 beschrieben, ist dies auch bei einer VDC möglich.

Die Ausleseplatinen für die Drahtebenen zur Messung der nicht-dispersiven Koordinate (s-Ebenen) sind ganz ähnlich gestaltet. Lediglich die Lötungen haben einen anderen Abstand, so daß der vertikale Abstand der Drähte wieder 5 mm beträgt und einen Neigungswinkel von 40° aufweist.

Da die Driftkammern über 2 m lang sind, müssen mehrere Ausleseplatinen nebeneinander geklebt werden. Bei den zuerst gefertigten Platinen für die Driftkammern von Spektrometer B wurde versucht, die einzelnen Platinen möglichst lang zu machen ($> 500\text{ mm}$), um weniger Klebungen und damit eine kleinere Zahl von Versatzfehlern zu erreichen.

Das Verkleben der fertig geätzten Lamine erfolgt unter Druck bei einer Temperatur von 180° C während einer Zeitdauer von etwa einer Stunde. Dazu wurden spezielle Heizplatten konstruiert,

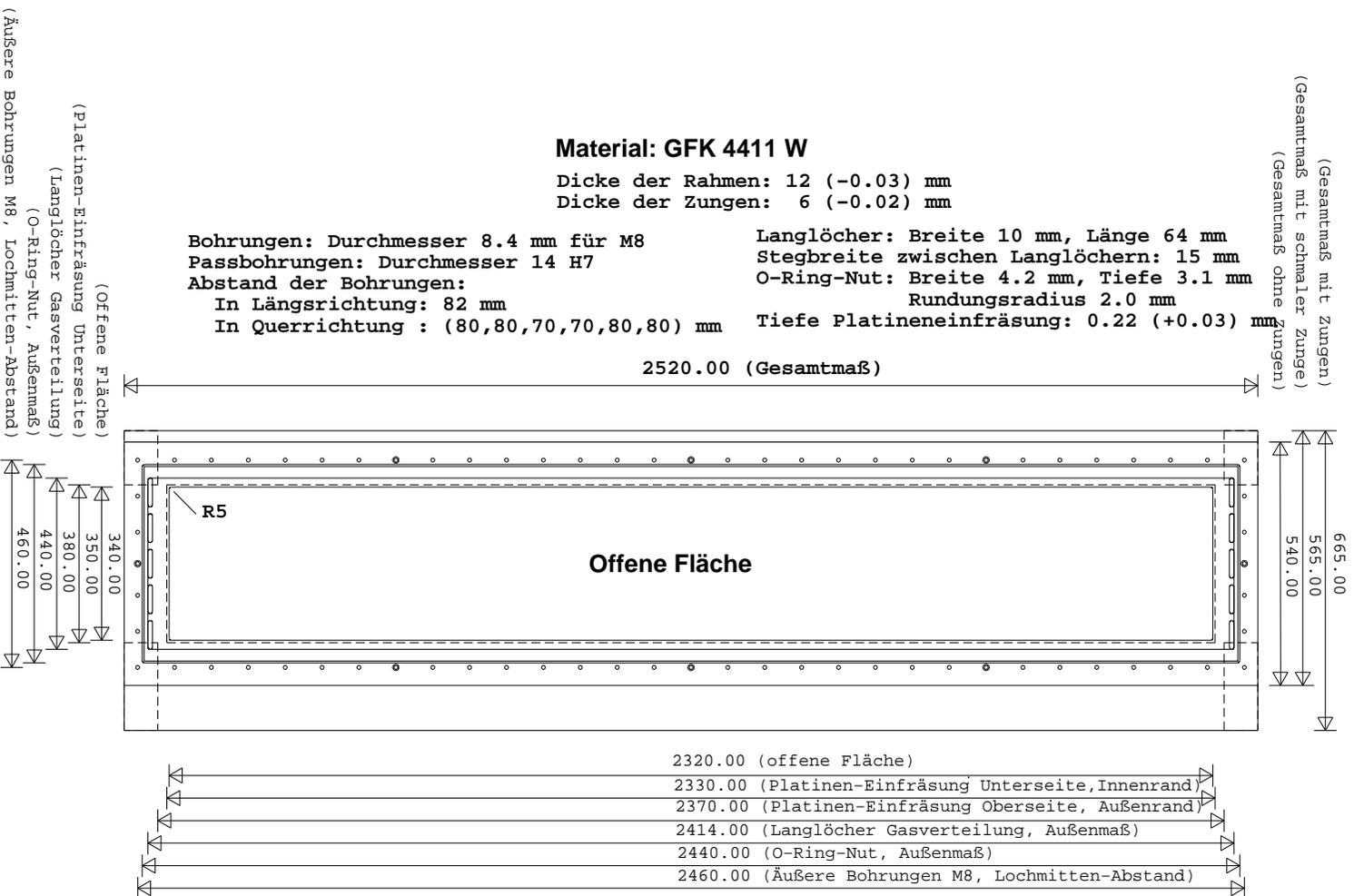
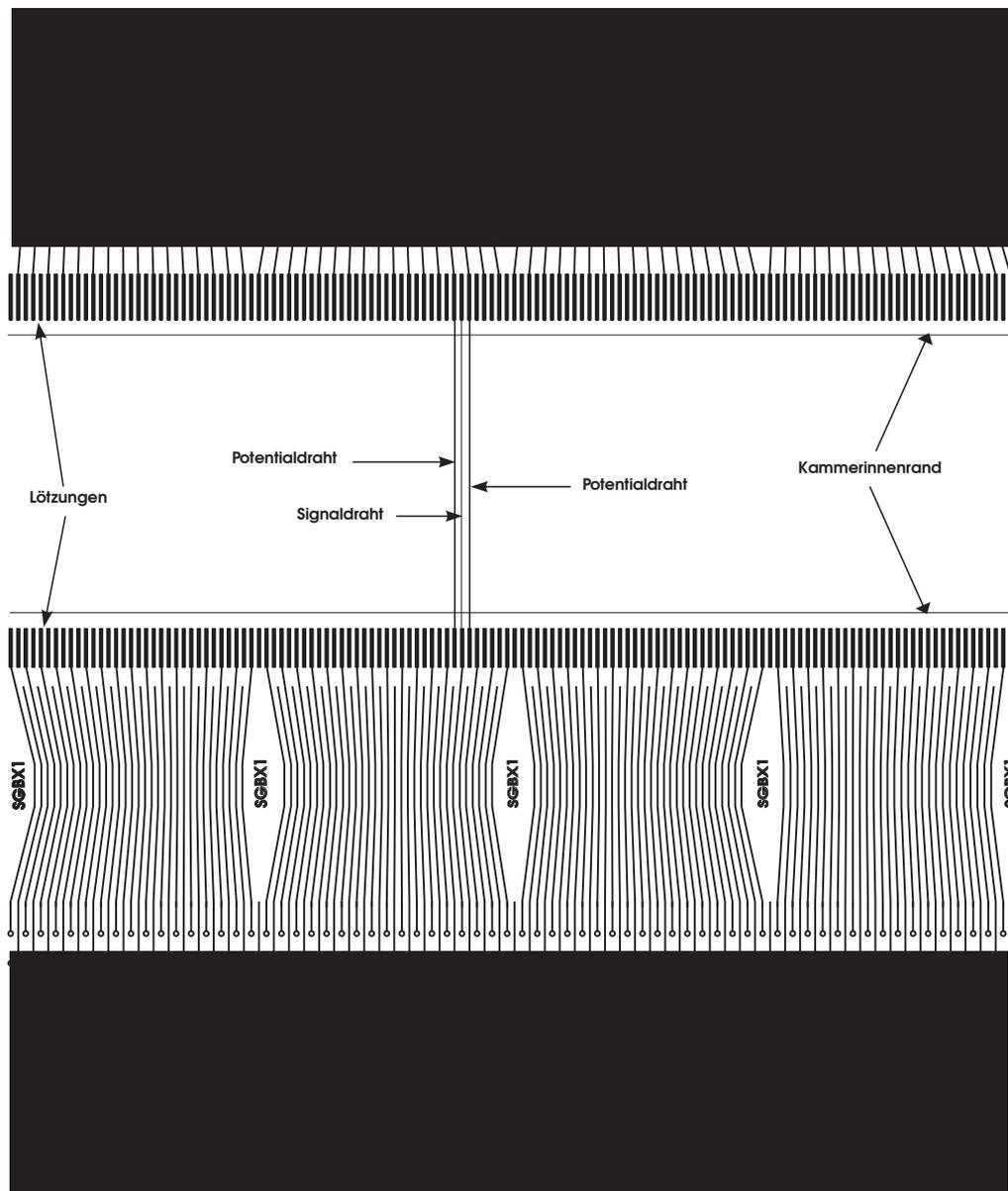


Abbildung 3.6: Technische Zeichnung eines Draht-Trägerrahmens von Driftkammer C. Bei den 8 Bohrungen mit größerem Durchmesser handelt es sich um Paßbohrungen. Zwischen den Bohrungen für die Verschraubung und den 5 Langlöchern zur Gasverteilung an den Schmalseiten befindet sich eine umlaufende O-Ring-Nut zur Abdichtung des Kammerpakets. Die gestrichelten Linien in den Ecken markieren die Ausfräsung für die Ausseplatinen auf der Rückseite des Rahmens.

Hochspannungs-Seite



Auslese-Seite

Abbildung 3.7: Design der Ausleseplatinen des x-Rahmens der Driftkammern B. Ein Signaldraht und zwei Potentialdrähte sind schematisch eingezeichnet. Die Lötungen enden 5 mm vor dem Kammerinnenrand, so daß keine Spitzen des Lötkörpers, mit dem die Drähte elektrisch leitend an den Lötungen kontaktiert sind, in das Kammerinnere ragen können. Von der Hochspannungsseite aus werden die Lötungen der Felddrähte auf ein festes Potential gelegt. Die Leiterbahnen der Signalseite führen um die Verschraubungsbohrungen herum zu runden Pins, an denen die Buchsen der Miniatursteckkontakte angelötet werden. Die geschwärzten Flächen sind Erdungsflächen, die zur Abschirmung von Hochfrequenz-Einstrahlungen Driftkammer-fremder Quellen dienen.

die mit Hilfe von Schraubzwingen mit dem Kammerrahmen und dem dazwischen liegenden Klebefilm und Laminat verpreßt wurden. Die anschließende Abkühlphase der Heizplatten dauerte etwa 3 Stunden. Um ein einwandfreies Ablösen der Heizplatten von den Ausleseplatinen zu erreichen, wird zwischen Heizplatte und Platine eine TX-1 Aramid-Folie der Dicke $12 \mu\text{m}$ gelegt. Diese ist extrem wärmebeständig und läßt sich nach dem Abheben der Heizplatte leicht von der Platine abziehen.

Es zeigte sich, daß die Platinenlänge nach dem Abkühlen der Platten nicht wieder ihren ursprünglichen Wert erreichte. Die nächste angesetzte Platine mußte entsprechend gekürzt werden, um die Lötungen wieder auf die Sollposition zu bringen. Die mittlere Abweichung der Lötungen von ihrer Sollposition lag aber noch innerhalb der Breite der Zungen. Bei den Platinen der Driftkammern von Spektrometer A wurde daher nun die Länge der Platinen auf die Hälfte, also etwa 250 mm gekürzt. Die Zahl der Arbeitsschritte beim Einkleben wurde dadurch verdoppelt. Auch kam es zu einem Vergrößerungsfehler bei der Belichtung der Ätzmasken durch die Mainzer Firma EGS, wodurch der Abstand der Lötpins auf den einzelnen Platinen leicht verkleinert wurde. Der mittlere Abstand konnte durch Positionieren der ersten Lötung jeder Platine auf ihrer Sollposition jedoch beibehalten werden. Als Optimum wurde schließlich bei den Driftkammern für Spektrometer C eine Platinenlänge von etwa 330 mm verwendet. Bei der Herstellung dieser Platinen wurde ein anderer Weg beschritten. Statt wie bisher das Layout zunächst auf einem Stiftplotter auszugeben und dann zu verfilmen, wurden die mit Fotolack beschichteten Platinen direkt mit Hilfe eines Laserplotters belichtet. Der Stift des Plotters wird hierbei durch einen Laserstrahl ersetzt, der direkt von der Layout-Datei im HPGL²-Format angesteuert wird. Skalierungsfehler wie bei den Platinen der Driftkammern von Spektrometer A sind damit ausgeschlossen. Die Belichtung und Herstellung dieser Platinen erfolgte durch die Firma Leonardy Electronics in Bitburg.

Nach dem Einkleben der Ausleseplatinen wurden die Lötungen aller Platinen vorverzinnt. Das spätere Einlöten der Drähte ist so wesentlich leichter und kann bei niedrigeren Temperaturen und mit geringeren Mengen an Flußmittel durchgeführt werden. Durch die Hitzeeinwirkung beim Verzinnen, das bei normalen Löttemperaturen von $300^\circ \text{C} - 350^\circ \text{C}$ erfolgen muß, kommt es vor, daß die Platine sich an diesen Stellen vom Driftkammer-Rahmen ablöst. Dies kann aber nach erfolgtem Verzinnen durch erneutes Verpressen der Klebung mit Hilfe der Heizplatten bei 180°C wieder behoben werden.

3.2.2.2 Spannen, Positionierung und Befestigung der Drähte

Die als Signaldrähte verwendeten goldbedampften Wolfram-Drähte mit den Durchmessern $15 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$ wurden von der schwedischen Firma LUMA in Kalmar bezogen. Das Grundmaterial Wolfram ist zur Erhöhung der Zugfestigkeit mit einem 3 %-igen Rhenium-Anteil legiert. Drähte dieser Art werden normalerweise als Glühdraht in schlagfesten Birnen und Kathodenröhren eingesetzt. Zusätzlich sind die Drähte mit einem Gewichtsanteil von 4 % Gold überzogen. Dies führt zum einen zu einer sehr glatten Oberfläche und erhöht zum anderen die elektrische Leitfähigkeit, was der Signalübertragung zugute kommt. Weitere Qualitätsmerkmale sind die Ovalität und die Geradheit der Drähte. Die Ovalität ist definiert als $O = \frac{(D-d)}{(D+d)/2} \times 100 \%$. D ist dabei der größte und d der kleinste auftretende Durchmesser. Die eingesetzten $15 \mu\text{m}$ -Drähte haben die Ovalität 3 % und Geradheit 1, die $50 \mu\text{m}$ -Drähte die Ovalität 4 % und Geradheit 2. Die Geradheit ist ein Maß für die Restspannungen im Drahtmaterial in entspanntem Zustand, wobei die kleinste Zahl für die höchste Qualitätsstufe steht.

²HPGL: Hewlett Packard Graphics Language

Das Spannen der Drähte erfolgte mit Hilfe einer Draht-Fädelmaschine, die in Abbildung 3.8 schematisch dargestellt ist. Die Maschine wurde einer an CERN³ entwickelten Maschine [Ras76] [AGM68] nachgebaut. Als Grundlage diente ein älteres Modell dieser Maschine, das uns freundlicherweise von Prof. Allkover, Universität Kiel, zur Verfügung gestellt wurde. Hiervon konnte jedoch nur noch das Gestell und ein Teil der Mechanik nach gründlicher Renovierung übernommen werden. Die Motoren, Impulsgeber und Drahtspannungs-Sensoren wurden neu gekauft. Einige mechanische Ersatzteile konnten von CERN beschafft werden. Die Drahtpositionierkämme wurden an CERN für diese Maschine neu hergestellt, da sie einen Drahtabstand in Vielfachen von 2.5 mm ermöglichen mußten. Die gebräuchlichen Kämme hatten einen Zahnabstand von 2 mm . Die Steuerungselektronik wurde nach Schaltplänen von CERN vollständig neu aufgebaut.

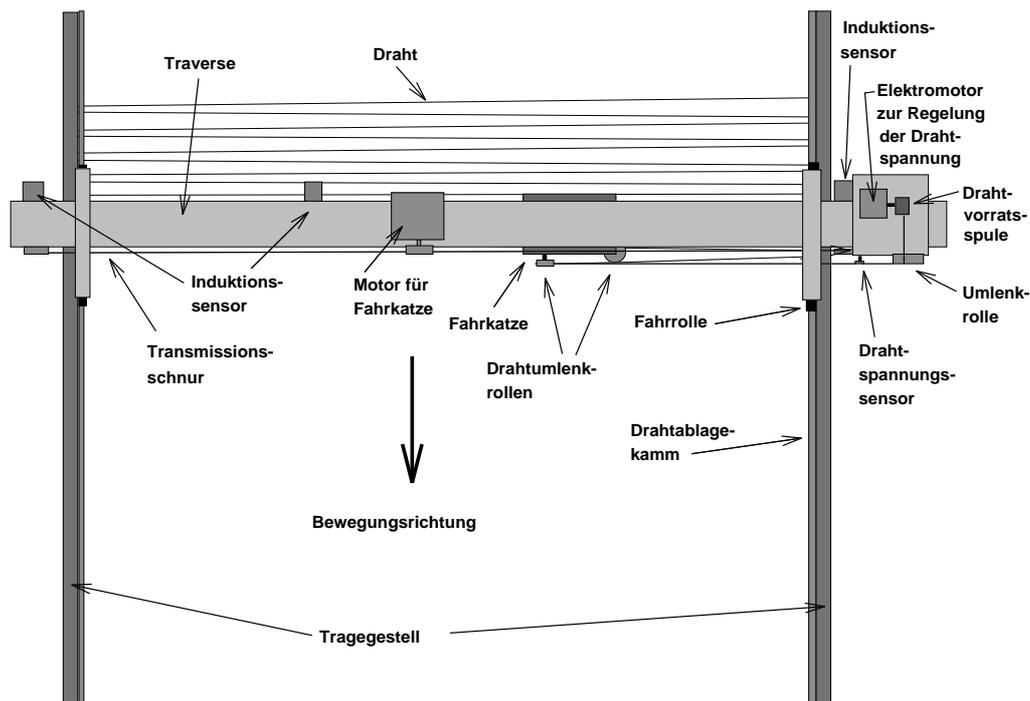


Abbildung 3.8: Die Drahtfädelmaschine zum Spannen der Drähte für die Driftkammern. Eine Fahrkatze, die sich entlang der Traverse bewegt, spult den Draht von einer Vorratsspule ab. Die Drahtspannung wird durch einen Gleichstrommotor, der von einem Drahtspannungssensor angesteuert wird, konstant gehalten. Am Ende der Traverse wird der Draht um einen Zahn eines Kammes abgelegt, die Traverse wird um einen Zahn nach vorne bewegt. Durch den Induktionssensor in der Mitte können zusätzliche Vorwärtsschritte in Einheiten des Zahnabstandes ausgelöst werden, so daß der mittlere Fadenabstand variiert werden kann.

Eine Fahrkatze bewegt sich entlang der Traverse und spult dabei den Draht von einer Vorratsspule ab. Der Draht wird über mehrere Umlenkrollen, die zur besseren Übersicht nicht in der Abbildung dargestellt sind, und einen Sensor zur Messung der Drahtspannung zur Katze geführt. Dieser Sensor besteht aus einem Aluminiumärmchen, auf das beidseitig Dehnungsmeßstreifen geklebt sind. An der Spitze des Ärmchens befindet sich eine miniaturisierte Umlenkrolle. Abhängig von der Drahtspannung verbiegt sich das Aluminiumärmchen und der elektrische Widerstand der Dehnungsmeßstreifen ändert sich. Mit dem aus diesem Effekt gewonnenen Signal wird der Elektromotor angesteuert, auf dem die Draht-Vorratsspule sitzt. Die Drahtspannung

³Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, Genf, Schweiz

wird von diesem auf einem konstanten Wert gehalten. Der Draht liegt an der Fahrkatze um eine feine Nadel, die zwischen den Zähnen der Kämmen hindurchpaßt und wird von dieser geführt. Auf dem Weg der Katze von der Vorratsspule weg zieht sie eine Drahtschleife hinter sich her, deren eines Ende an einem Zahn des Kammes auf der Drahtspulenseite befestigt ist. Das andere Ende bildet die Vorratsspule selbst. Diese Schleife wird am linken Ende mit Hilfe der Nadel um den Zahn gelegt, der Draht wird dann von einer zweiten Nadel an der Fahrkatze wieder aufgenommen. Auf dem Rückweg wird kein Draht von der Vorratsspule mehr abgespult, der Draht wird lediglich zum Kamm geführt und um einen Zahn herum abgelegt. Bei jeder Drahtablage bewegt sich die Traverse um einen Zahn nach vorne. Diese Bewegung kommt dadurch zustande, daß das Grundgestell leicht schräg gestellt wurde. Die Traverse, die die Kämmen als Führungsschiene für ihre Rollen benutzt, wird mit Hilfe einer elektromagnetisch gesteuerten Hemmung, die sich in einen Zahn des Kammes einhakt, an ihrer Position gehalten. Um einen Schritt zu machen, wird ein Impuls auf die Hemmung gegeben, die die Verhakung kurzzeitig löst. Die Traverse rollt die Schräge hinab, wird aber nach einem Zahn wieder gestoppt, wenn die Hemmung in den nächsten Zahnzwischenraum einrastet.

Um einen größeren mittleren Drahtabstand zu erhalten, kann mit Hilfe des Induktionssensors in der Mitte der Traverse beim Passieren der Katze eine einstellbare Anzahl von Impulsen auf diejenige Hemmung der Traverse gegeben werden, die sich entgegengesetzt zur Fahrrichtung der Katze befindet. Um bei den Drahtpositionierkämmen mit 2.5 mm Zahnabstand einen mittleren Drahtabstand von 5 mm zu erreichen, ist ein solcher Zwischenschritt nötig.

Die Spannkraft für die $15\text{ }\mu\text{m}$ dicken Drähte betrug 0.196 N (entsprechend einer Masse mit dem Gewicht 20 g), die $50\text{ }\mu\text{m}$ -Drähte wurden mit 0.98 N (entsprechend 100 g) gespannt.

Nach dem Spannen der Drähte wurden rechtwinklige Drahtübernahme-Rahmen darunter geschoben. An zwei Enden dieser Rahmen sind im Abstand von 5 mm Kerben eingeritzt. Die Rahmen wurden angehoben, bis sie die Drähte berührten. Die Drähte wurden manuell in die Kerben gelegt. Anschließend wurden die Drähte mit einem spaltfüllenden Zwei-Komponenten-Kleber auf diesen Rahmen befestigt. Nach dem Aushärten des Klebers werden die Drähte am Rahmenaußenrand abgeschnitten. Je nach Breite der Driftkammer lassen sich 2 – 3 Drahtübernahme-Rahmen aus einem Drahtgelege der Fädelmaschine bestücken.

Im staubarmen Raum wurden die Drahtübernahme-Rahmen nun mit den Drähten nach unten auf eine Anordnung aus einem Driftkammer-Drahtrahmen, der zwischen zwei parallel ausgerichteten identischen Fein-Positionierkämmen liegt, und einer darunter liegenden Aluminiumplatte gelegt (Abbildung 3.9). Die Anordnung ist auf einem Granittisch mit sehr ebener Oberfläche aufgebaut. Die Fein-Positionierkämmen bestehen aus Edelstahl und besitzen 241 Kerben, die mechanisch 0.3 mm tief ins Material eingedrückt wurden. Der Kerbenabstand beträgt $2.50\pm 0.01\text{ mm}$.

Die Fein-Positionierkämmen wurden zunächst auf der Aluminiumplatte parallel ausgerichtet und dann so justiert, daß die Verbindungslinie je zweier zusammengehörender Kerben der Kämmen senkrecht zur Längsachse der Kämmen und gleichzeitig auf der Sollposition eines Drahtes auf dem Driftkammerrahmen liegt. Zunächst wurden die Übernahme-Rahmen mit den $50\text{ }\mu\text{m}$ -Drähten und dann die mit den $15\text{ }\mu\text{m}$ -Drähten befestigt. Der Grund hierfür ist, daß die Handhabung der stärker gespannten Drähte einfacher ist und sie auch leichter zu erkennen sind, so daß für die dazwischen zu platzierenden dünneren Signaldrähte bereits ein optisches Raster existiert.

Nach dem Auflegen des Drahtübernahme-Rahmens liegen die Drähte in den Kerben und damit auf ihren Sollpositionen am Driftkammerrahmen. Dieser wird nun in der Höhe so justiert, daß die Drähte seine Oberfläche überall berühren, ohne die Drähte aus den Kerben zu heben. Nun werden die Drähte zunächst mit je einem Tropfen eines Zwei-Komponenten-Klebers (Araldit D) auf dem Steg vor den Lötungen angeklebt. Sie werden bei diesem Vorgang nur vom Kleber selbst, nicht aber von dem hierzu verwendeten Glasstab berührt. Da ein Kontakt mit dem Draht

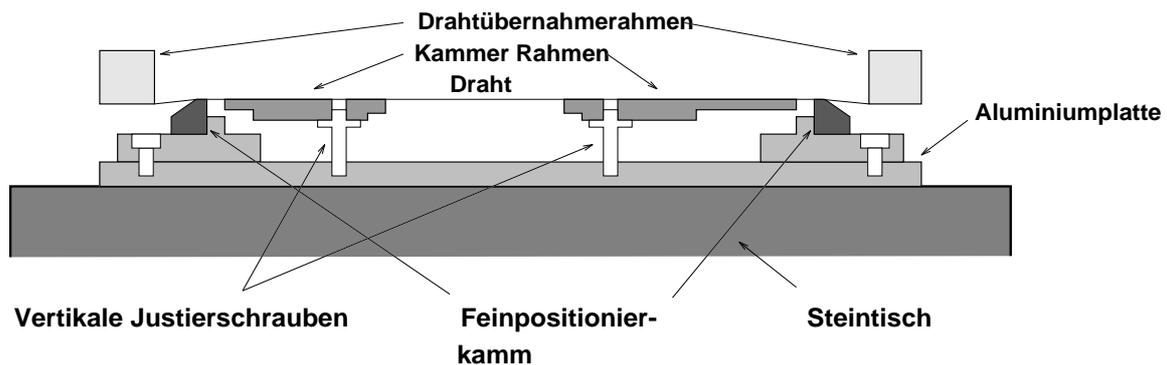


Abbildung 3.9: Anordnung zur Positionierung und Befestigung der Signal- und Potentialdrähte auf dem Driftkammer-Drahtrahmen. Auf einem Granittisch mit sehr ebener Oberfläche ($\pm 30 \mu m$) im staubarmen Raum liegt eine Aluminiumplatte, auf der der Driftkammer-Drahtrahmen höhenverstellbar gelagert ist. Die Drähte des Übernehmerahmens werden in die Kerben der parallel ausgerichteten Fein-Positionierkämme eingelegt und auf dem Driftkammerrahmen angeklebt und mit dessen Lötungen verlötet.

beim anschließenden Anlöten auf der Lötung unvermeidlich ist, kann er durch diese Vorarbeit nicht mehr aus seiner Sollposition geschoben werden. Allerdings ist es beim Kleben unvermeidlich, daß der Klebetropfen verläuft und so zu einer unerwünschten Erhebung an der Position des zwischen zwei Drähten eines Typs zu befestigenden Drahtes des anderen Typs führt. Da der ausgehärtete Kleber wesentlich weicher als der GFK 4411W-Drahtträger-Rahmen ist, läßt er sich aber problemlos in großen Stücken mit einem Skalpell abschaben. Ein wesentlicher Vorteil der genannten Vorgehensweise besteht auch darin, daß ein Draht, dessen Sollage nicht exakt mit der Mitte der Lötung übereinstimmt, da sich die Auslese-Platine beim Einkleben gedehnt hat, hinter der Klebung zur Mitte der Lötung gezogen werden kann, bevor er eingelötet wird. Zum Einlöten wird ein spezielles niedrigschmelzendes Lot der Firma Degussa verwendet. Der Schmelzpunkt liegt bereits bei $65^{\circ} C$. Die Lötungen erfolgten jedoch bei einer Temperatur von etwa $150^{\circ} C$. Die niedrige Temperatur ist notwendig, um die für die Signalweiterleitung wesentliche Goldauflage der Drähte nicht zu beschädigen.

Nach dem Befestigen der Potentialdrähte eines Übernahme-Rahmens werden die dazwischen liegenden Signaldrähte in analoger Weise befestigt, ohne den Aufbau zu verändern. Zur Befestigung der Drähte des nächsten Übernahme-Rahmens muß der Driftkammer-Rahmen nun aus den Paßstiften zur Höhenverstellung gehoben und um die Breite einer Drahtlage verschoben wieder eingesetzt werden. Eine Neujustage der Fein-Positionierkämme ist nicht notwendig, wenn die Verschiebung des Kammerrahmens gerade um so viele Verschraubungsbohrungen erfolgt, daß sie ein ganzzahliges Vielfaches des Drahtabstands ist. Dies ist bei den x-Rahmen immer möglich. Bei den s-Rahmen ist der Drahtabstand entlang des Driftkammer-Rands aber keine ganze Zahl, so daß hier bei jeder Verschiebung eine Neujustierung notwendig wird.

3.2.2.3 Messung der Drahtposition

Die Ortsauflösung der vertikalen Driftkammern wird unter anderem von der Genauigkeit bestimmt, mit der die Positionen der Signal- und Potentialdrähte bekannt sind.

Wie in Abschnitt 3.2.2.2 erläutert wurde, werden die Drähte mit Hilfe von Kämmen, deren Kerbenpositionen auf $\pm 10 \mu m$ bekannt sind, auf den Drahtträgerahmen positioniert und mit-

tels eines Klebetropfens fixiert. Anschließend werden sie auf die Platinezungen gelötet. Da ein Kamm herstellungsbedingt nur etwa ein Fünftel der Länge eines Driftkammerrahmens mißt, muß die die Käme tragende Halteplatte mindestens viermal umgesetzt werden, um eine Driftkammerebene vollständig zu bestücken. Um keine Neupositionierung der Käme vornehmen zu müssen, werden bei den x-Rahmen die Passbohrungen der Rahmen ausgenutzt. Dies ist bei den s-Rahmen jedoch nicht möglich, so daß hier jeweils von Hand neu positioniert werden muß. Zu dieser Fehlerquelle kommen andere hinzu: beim Nivellieren von Drahtebene und Kammerrahmen werden einige Drähte früher als andere nach oben gedrückt und dadurch eventuell verschoben; das Ankleben der Drähte erfolgt nicht völlig berührungsfrei; nicht alle ausgehärteten Klebungen fixieren den Draht, so daß er sich in seltenen Fällen beim Anlöten trotzdem noch verschieben kann.

Da nicht alle auftretenden Positionierungsfehler mit einer aktiven Positioniermethode vermieden werden können, wurde eine Meßmaschine aufgebaut, die die nachträgliche Vermessung der Drahtpositionen mit einer Genauigkeit von $\lesssim 10 \mu m$ ermöglicht. Die mit dieser passiven Methode ermittelten Drahtpositionen können in den Algorithmus zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen in der Driftkammer eingebunden werden.

Die Auflösung der Meßmaschine sollte $\sigma \leq 10 \mu m$ über die gesamte Kammerlänge von bis zu $2.35 m$ bei Driftkammer B betragen. Diese Genauigkeit kann mit Hilfe eines kommerziellen Glasmaßstabs erreicht werden. In das Glas sind im Abstand von $10 \mu m$ feine Striche eingeztzt. Eine mit dem Meßkopf mitgeführte Lichtquelle durchstrahlt ein mitbewegtes Probegitter und den ortsfesten Glasmaßstab. Es entsteht ein interferenzähnliches Muster aus hellen und dunklen Streifen. Das Licht wird von mehreren Photozellen registriert, deren Amplitudensignale von einer Meßelektronik ausgewertet und in einen Ort entlang des $2.25 m$ langen Maßstabs umgesetzt werden. Die Genauigkeit beträgt $1 \mu m$ innerhalb weniger Millimeter und $10 \mu m$ über die ganze Länge. Sie wird durch die Wärmeausdehnung des Glases beschränkt.

Den Gesamtaufbau zeigt Abbildung 3.10. Ein Doppel-T-Balken trägt den Glasmaßstab, dessen Meßkopf von einer ebenfalls auf dem Balken montierten Linearführung bewegt wird. Fest mit dem Meßkopf gekoppelt ist der Drahtdetektor, dessen Meßprinzip auf der Lichtreflexion an einem Draht beruht. Der drahtbestückte Driftkammerrahmen ist vertikal verfahrbar montiert, so daß die Drahtposition am oberen und am unteren Kammerrand gemessen werden kann.

Der Drahtdetektor besteht aus einer Laserdiode mit Fokusieroptik und erzeugt bei einer Wellenlänge von $670 nm$ im Fokus einen Strahldurchmesser von $28 \mu m$. Der als Empfänger dienende Phototransistor mit nachgeschaltetem Vorverstärker sitzt in einem lichtdichten Gehäuse hinter einer Schlitzblende. Abbildung 3.11 zeigt den Aufbau des Meßkopfes.

Zur Untergrundunterdrückung wird der Laser mit einer Referenzfrequenz von $18 kHz$ angesteuert, das Signal aus dem Vorverstärker der Photodiode wird einem Lock-In-Verstärker zugeführt. Dessen Ausgang speist einen Peakdetektor, der es ermöglicht, trotz unterschiedlicher Drahtdicken von $15 \mu m$ und $50 \mu m$ die Mittenposition des Drahts zu messen. Das vom Peakdetektor generierte Signal wird einer Totzeitschaltung zugeführt, die einen Einspeicherimpuls für die Glasmaßstabelektronik nur dann erzeugt, wenn zwischen zwei Drahterkennungssignalen mindestens $60 ms$ vergangen sind. Dies verhindert eine Paralisierung der Meßelektronik, wenn ein Gegenstand (Hand oder Kammerrahmenrand) in den Laserstrahl gerät. Die Ortsinformation der Meßelektronik wird über eine V.24-Leitung an ein VMEbus-Rechner-System im Detektorlabor oder über einen Terminalserver an einen anderen Institutsrechner geleitet und abgespeichert.

Bei der Vermessung der Kammerrahmen werden die Drahtpositionen an beiden Rändern der Kammer gemessen. Pro Rahmen und Kammerrand werden mindestens 10 Durchläufe aufge-

Aufbau der Drahtpositions-Meßmaschine

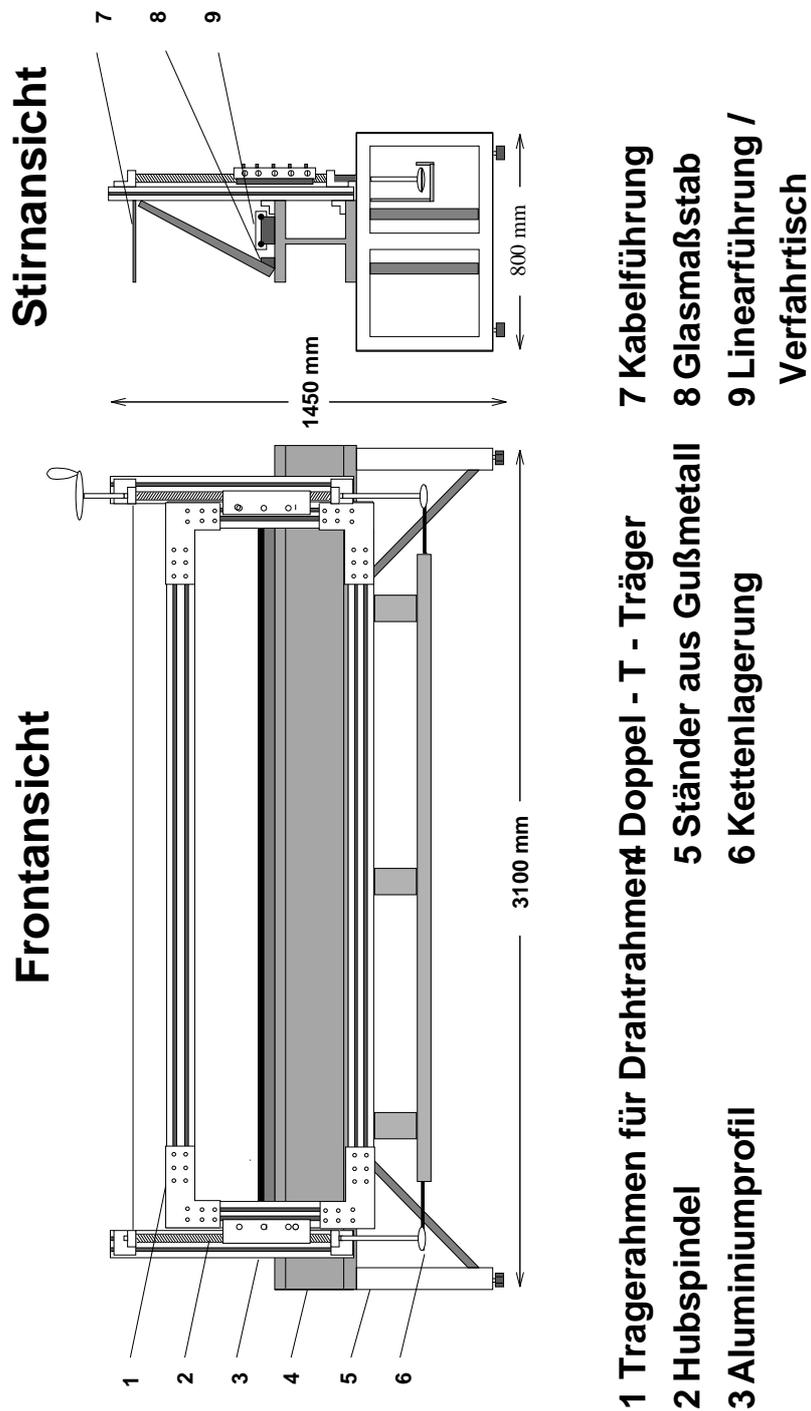


Abbildung 3.10: Skizze der Drahtpositions-Meßmaschine. Der Driftkammer-Drahtrahmen wird auf dem Trägerrahmen befestigt. Die vertikale Position kann mit Hilfe der Hubspindel eingestellt werden. Der Meßkopf ist auf dem Verfahrtsch der Linearführung montiert, an die auch der Glasmaßstab gekoppelt ist.

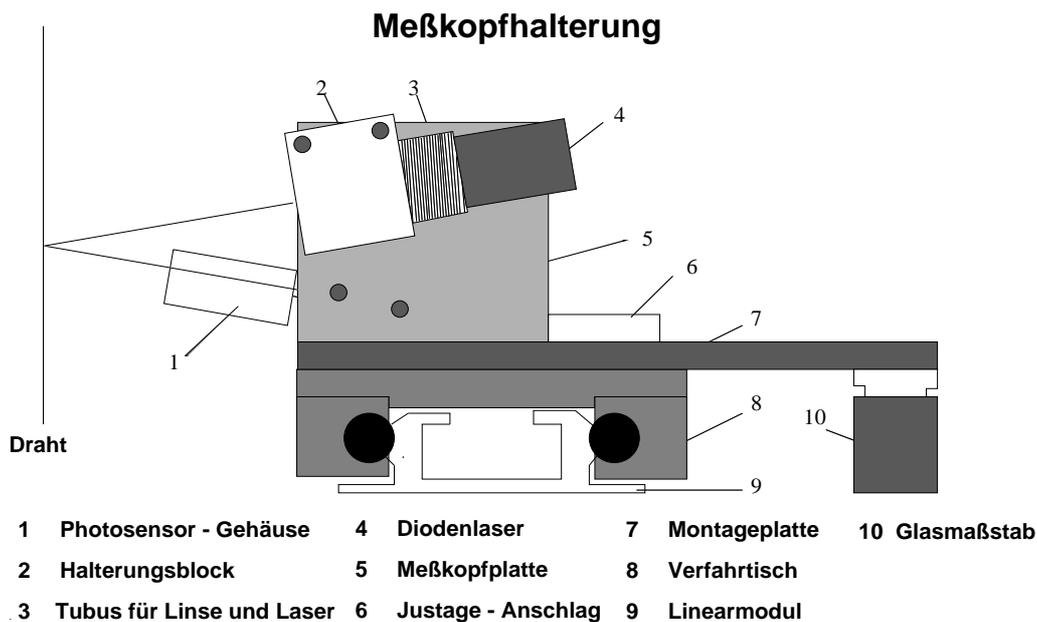


Abbildung 3.11: Meßkopf der Meßmaschine zur Vermessung der Drahtpositionen der Driftkammerrahmen. Der Strahl einer Laserdiode mit Fokusieroptik wird von dem Draht reflektiert und von einem Phototransistor registriert. Das verstärkte Signal wird einem Peakdetektor zugeführt, der es ermöglicht, trotz unterschiedlicher Drahtdicken die Mittenposition des Drahts zu messen.

nommen, wobei ein Durchlauf das Verfahren des Meßkopfs von links nach rechts und zurück bedeutet.

Für die Messungen je einer Verfahrrichtung beträgt die aus den Meßdaten eines Drahtes erhaltene Reproduzierbarkeit der Drahtposition $\delta x_{\text{Mittelwert}} \leq 10 \mu\text{m}$ mittlere Abweichung vom Mittelwert. Da der Meßkopf in der Zeit zwischen der Erkennung eines Drahtes und dem Einspeichern der Meßkopfposition in die Elektronik des Glasmaßstabs eine endliche Strecke zurückgelegt hat, ergeben sich für den gleichen Draht zwei Mittelwerte für jede Verfahrrichtung, deren Mittelwert wiederum die Drahtposition darstellt.

Die Drahtrahmen der Driftkammern A konnten noch nicht mit dem hier vorgestellten endgültigen Aufbau der Drahtpositionsmeßmaschine vermessen werden. Die mit einem Probeaufbau vermessenen Rahmen lieferten vergleichsweise ungenaue Werte. Auch wurde nicht immer jeder Draht erkannt. Die Drahterkennung wurde noch nicht mit einem Laser, sondern mit einer Reflexionslichtschranke durchgeführt [Mau93]. Es liegt dazu keine statistische Auswertung vor.

Abbildung 3.12 zeigt ein Häufigkeitsspektrum der gemessenen Drahtabstände an einem x-Rahmen von VDC-B.

Der mittlere Abstand der Drähte beträgt 2.498 mm mit einem Fehler von $\sigma = 0.098 \text{ mm}$. Der Sollabstand der Drähte beträgt 2.500 mm . Für die Drähte der s-Rahmen, die die y-Information liefern, beträgt der Soll-Drahtabstand 3.263 mm , der gemessene mittlere Drahtabstand ebenfalls 3.263 mm und der Fehler $\sigma = 0.220 \text{ mm}$.

Da die s-Drähte unter einem Winkel von 40° zu den x-Drähten gespannt sind, ist eine Umrechnung auf den Abstand senkrecht zur Drahtspannungsrichtung nötig, um die Werte der x- und s-Rahmen vergleichen zu können. Der senkrechte Drahtabstand beträgt bei den s-Drähten

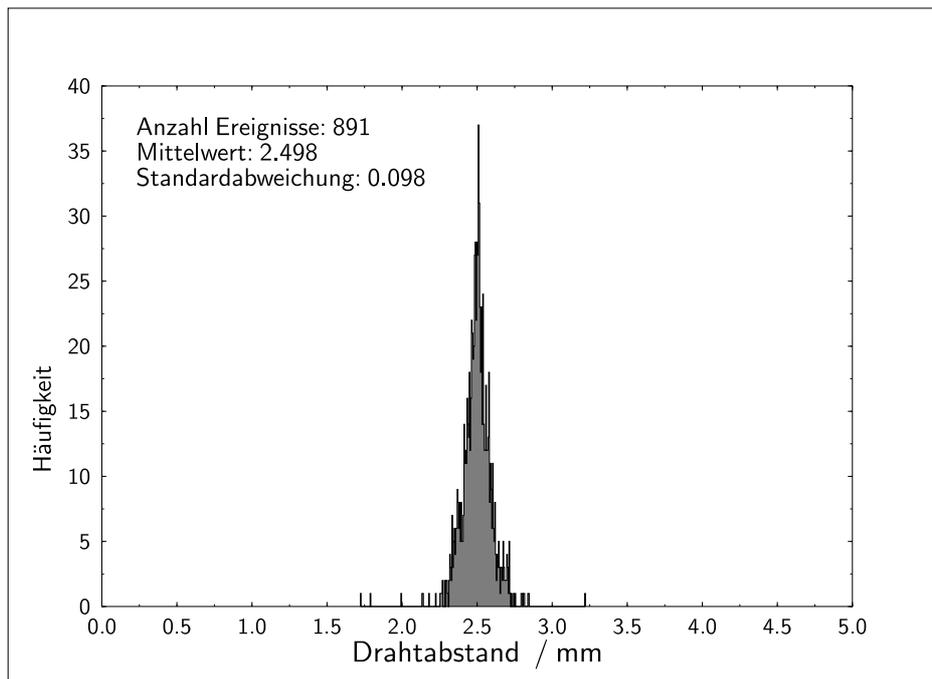


Abbildung 3.12: Häufigkeitspektrum der am x2-Rahmen von Driftkammer VDC-B mit der Drahtpositionsmeßmaschine gemessenen Drahtabstände.

2.499 mm mit einem Fehler von $\sigma = 0.169 mm$ und ist damit mit dem Wert der x-Rahmen im Einklang.

3.2.3 Folienrahmen

Als Hochspannungsfolie wurde eine beidseitig mit einer 400 \AA dicken Aluminiumschicht bedampfte $3.5 \mu m$ dicke Mylarfolie verwendet. Eine alternativ mögliche Mylarfolie, die mit Graphit besprüht und poliert werden mußte, hatte bei ähnlichen Driftkammern [Sie86] häufig zu Problemen mit abgelösten Graphitpartikeln geführt, so daß die Betriebsspannung nicht mehr erreicht werden konnte.

Die Hochspannungsfolien müssen vor dem Aufkleben gespannt werden, um eine faltenfreie Oberfläche zu erhalten. Um eine gleichmäßige Spannung zu erreichen, wird eine nach dem Unterdruckprinzip arbeitende Vorrichtung eingesetzt (Abbildung 3.13). Die Folie wird mit PVC-Klebeband auf einem Holzrahmen befestigt. Wird mit einer Vakuumpumpe ein Unterdruck von etwa $0.2 \cdot 10^5 Pa$ erzeugt, so drückt die Umgebungsluft die Folie in die Nut und spannt so die freie Folienfläche auf der Rahmeninnenseite.

Um die Abstandsdefinition Kathodenfolie – Drahtebene auch noch gewährleisten zu können, wenn eine Kathodenfolie einmal vom Rahmen entfernt und durch eine neue Folie ersetzt werden muß, wurde die Klebestelle im Gegensatz zur Prototyp-VDC nicht mehr auf die Rahmenoberfläche, sondern in eine Nut verlegt. Auf diese Weise wird die Abstandsdefinition zur Drahtebene durch das beim Entfernen der Folie notwendige Schaben und Schleifen an der Klebestelle nicht mehr beeinträchtigt. Um zu verhindern, daß beim Spannen der Folie eventuell entstandene Mikrorisse eine einwandfreie Potentialdefinition an jeder Stelle der Folienoberfläche beeinträchti-

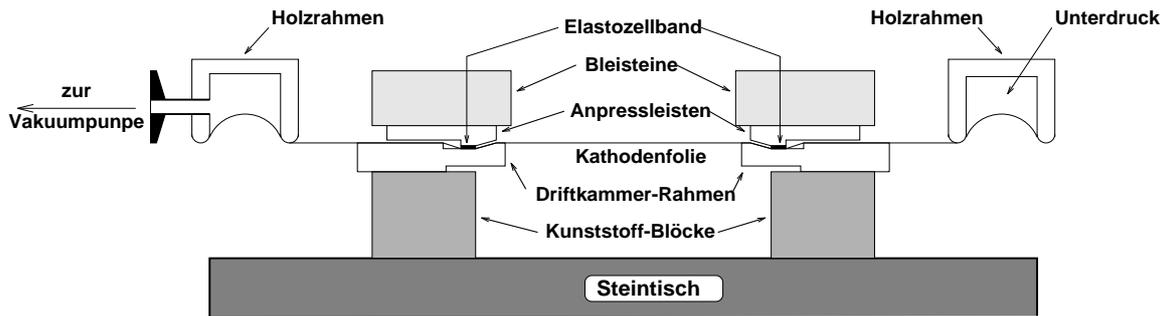


Abbildung 3.13: Aufbau zum Spannen und Aufkleben der aluminisierten Mylarfolie auf den Kathodenträger-Rahmen der Driftkammer. Die Folie wird mit Klebeband auf einem mit einer Nut versehenen Holzrahmen befestigt. In der Nut wird mit einer Vakuumpumpe ein Unterdruck erzeugt, der die Folie in die Nut zieht und sie dabei gleichmäßig spannt. Mit Hilfe von an die Nutform angepaßten Leisten mit einer Elastozellband-Unterfütterung wird sie auf den zuvor mit einer Kleberschicht überzogenen Boden der Nut gedrückt. Um eine gleichmäßige Anpressung zu erreichen, werden die Leisten mit Bleistenen beschwert. Zur besseren Aushärtung wird der Aufbau mit Heizlampen erwärmt.

gen, wird die Folie nicht nur an einer Stelle, sondern mit einem in der Nut umlaufend eingeklebten Kupferband kontaktiert.

Der Holzrahmen mit der gespannten Folie wird auf den mit Kunststoffblöcken unterlegten Driftkammer-Kathodenrahmen gelegt. Der Boden der umlaufenden Nut wurde zuvor dünn mit einem Film aus Araldit D, einem Zweikomponenten-Kleber, überzogen. Mit Hilfe von Formleisten, die in die mit einer Rampe von 30° versehene Nut hineinpassen, wird die Folie auf den Boden der Nut gedrückt. Zur besseren Anpassung sind die Formteile entlang der Klebestelle mit Elastozellband beklebt. Um die Leisten an allen Stellen gleichmäßig anzudrücken, werden sie zusätzlich mit Bleistenen beschwert. Die ganze Anordnung wird mit Infrarotlampen erwärmt, um die Aushärtung zu beschleunigen. Nach der Aushärtung des Klebers wird die Folie vom Rahmen geschnitten. Sie wird dann so zurechtgeschnitten, daß sie etwa $2/3$ des umlaufenden Kupferbandes überdeckt. Abbildung 3.14 zeigt, wie die elektrisch leitfähige Verbindung zwischen Kathodenfolie und Hochspannungsbuchse hergestellt wird.

Die Oberfläche des in der Nut eingeklebten Kupferbands wird mit einer Schicht aus Silber-Leitkleber versehen, auf die dann die Folie umlaufend aufgedrückt wird. Die Nahtstelle wird nochmals mit Silberleitkleber überzogen. Von diesem Kupferband zweigt an einer der Schmalseiten des Driftkammer-Kathodenrahmens eine weitere Nut ab, die zur am Außenrand des Rahmens befestigten Hochspannungsbuchse führt. Ein dort eingeklebtes Kupferband verbindet die Buchse und das umlaufende Kupferband. Um die Gasdichtigkeit des Rahmens zu gewährleisten, wurde diese Verbindungsnut vor dem Einkleben der Hochspannungsfolie an der Stelle, an der sie vom abdichtenden Gummi-O-Ring überquert wird, mit Araldit D ausgegossen. Dessen Oberfläche wurde nach dem Aushärten abgeschliffen und poliert, um sie der Oberfläche des Kammerrahmens anzupassen.

Als Gasabschlußfolie, die auf die Aluminium-Trägerrahmen aufgeklebt wird, wurde ein von der japanischen Firma Toray, Tokyo, neuentwickelter paraorientierter aromatischer Polyamid-Film eingesetzt, der hervorragende mechanische, thermische, chemische und physikalische Eigenschaften aufweist. Er kann zum Beispiel bei höheren Temperaturen als $180^\circ C$ eingesetzt werden, ohne seine Eigenschaften zu verlieren und bis zu $350^\circ C$ verwendet werden. Die

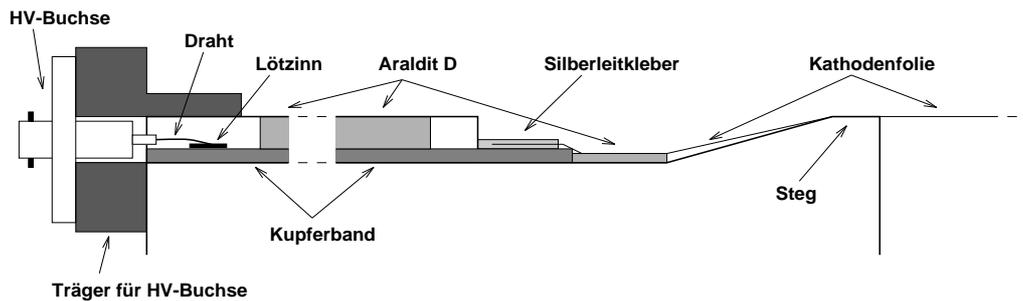


Abbildung 3.14: Wie bei den Drahtrahmen wird auch bei den Kathodenfolien-Rahmen die Abstandsdefinition durch einen Steg erreicht, der vor der Klebestelle der Folie stehen gelassen wurde. Die eigentliche Klebung erfolgt in einer Nut, die zum Rahmeninnenrand eine unter 30° ansteigende Rampe aufweist. Dort wird auch mit Hilfe von Silberleitkleber die Kontaktierung mit einem zuvor eingeklebten umlaufenden Kupferband vorgenommen. Eine weitere Nut zweigt an einer der Schmalseiten ab. Ein Kupferband in dieser Nut verbindet eine HV-Anschlußbuchse mit dem umlaufenden Kupferband.

Zugfestigkeit dieses TX-1 Aramid-Films ist mit 12750 N/mm^2 um einen Faktor 4 größer als die von Kapton mit 2950 N/mm^2 . Die chemische Widerstandsfähigkeit gegen organische Lösungsmittel ist ausgezeichnet. Wegen seiner geringen Gasdurchlässigkeit für Wasserdampf von $0.22 \text{ g/m}^2/24\text{hr}/0.1\text{mm}$ und für Sauerstoff von $0.15 \text{ cc/m}^2/24\text{hr}/0.1\text{mm}/\text{atm}$, die um einen Faktor 95 bzw. 653 kleiner ist als die von Kapton, ist er als Gasabschlußfolie prädestiniert. Im Gegensatz zu der bei der Prototyp-VDC eingesetzten $12.5 \mu\text{m}$ TX-1 Folie wurde bei den Spektrometer-Driftkammern ein $6 \mu\text{m}$ dicker Film eingesetzt. Zum Aufkleben auf den Aluminium-Rahmen wurde ein Ein-Komponenten Epoxydharz-Kleber, Araldit AV 118, verwendet. Die Klebung wurde mit speziell angefertigten Heizleisten auf $\approx 180^\circ \text{ C}$ erhitzt und die Heizleisten mit Hilfe von Schraubzwingen auf die Anordnung aus Aluminiumrahmen, Kleber und TX-1 Film gepreßt. Falten im Film, die sich nach Abkühlung der Aluminium-Rahmen ergaben, konnten durch kurzzeitiges Erhitzen der Folienfläche mittels eines Heißluftföhns dauerhaft beseitigt werden.

3.2.4 Zusammenbau

Die Relativposition einzelner Kammerrahmen eines Driftkammerpakets wird durch die Verschraubung mit Hilfe von 8 Passbohrungen gewährleistet. Davon befinden sich je drei an den Lang- und je eine an den Querseiten. Es zeigte sich, daß die Steifigkeit der beiden 20 mm dicken Aluminium-Trägerrahmen nicht ausreicht, um die durch die Spannung der Folien und der Drähte verursachte Verformung der Kammerrahmen abzufangen. Dies führte dazu, daß im Bereich der Rahmenmitte die Drähte bei den schmalen Rahmen von VDC-B durchgingen und bei den breiten Rahmen von VDC-A und VDC-C zwar kein sichtbares Durchhängen auftrat, die vorgesehene mechanische Spannung jedoch nicht erhalten blieb. Auch die Folien in der Kammermitte waren nicht mehr glatt. Der Sollabstand der Kammerinnenseiten war an der Langseitenmitte um etwa 1 mm verkleinert.

Um das ursprüngliche Sollmaß und damit die Spannungen von Folien und Drähten nach dem Zusammenbau wieder herzustellen, werden die Kammerpakete im Bereich der Mitte der Langseiten beidseitig mechanisch von außen nachgespannt. In Abbildung 3.15 ist das Prinzip skizziert.

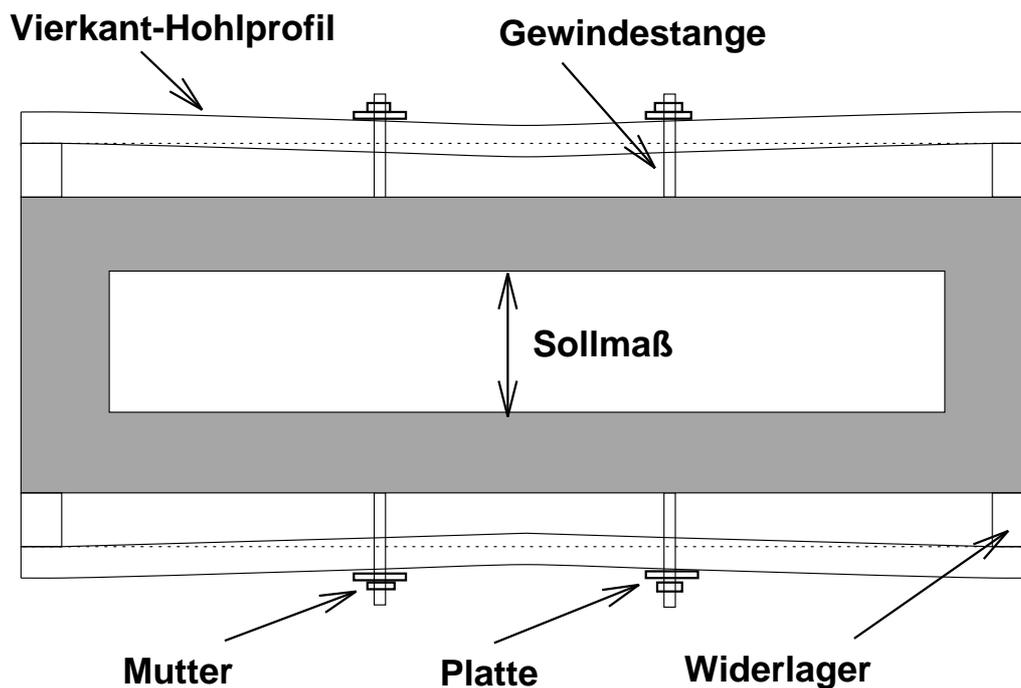


Abbildung 3.15: Schematische Darstellung des Nachspanns eines Doppel-Driftkammer-Pakets mit Hilfe von außen angebrachten Vierkant-Hohlprofilen. Die insgesamt 4 Gewindestangen auf jeder Seite sind in die beiden Aluminium-Trägerrahmen eingeschraubt. Die als Widerlager dienenden Aluminiumblöcke sind an den Zungen der GFK 4411W Rahmen befestigt.

Das Nachspannen erfolgt mit Hilfe von Vierkant-Hohlprofilen aus Stahl, die an den Enden der Doppel-Driftkammer mit Aluminiumblöcken befestigt sind. Vier Gewindestangen an jeder Langseite der Driftkammer sind je paarweise in den oberen und unteren Aluminium-Trägerrahmen eingeschraubt. Auf der Gegenseite sind sie durch Bohrlöcher einer Platte geführt, die mit dem Vierkant-Profil verschraubt ist. Durch Festziehen der Muttern verformt sich das Kammerpaket in Richtung auf die Profile und umgekehrt. Da die Drahtspannung nach dem Zusammenbau des Pakets nicht mehr direkt meßbar ist, werden zwei indirekte Methoden angewandt, um die korrekte Spannung festzustellen. Der Abstand der Innenkanten der Aluminium-Trägerrahmen wird mit Hilfe einer Schieblehre gemessen und die Muttern werden solange gleichmäßig festgezogen, bis der Sollabstand wieder hergestellt ist. Diese Methode scheitert bei den breiteren Driftkammern von Spektrometer A und C am Meßbereich der zur Verfügung stehenden Schieblehren. Dort wird die Driftkammer in Betrieb genommen, das heißt mit Kammergas versorgt und die Hochspannung eingeschaltet, wobei der Strom beobachtet wird. Beim Spannen der Drähte fällt der Strom, den die Spannungsquelle liefern muß, ab, die Hochspannung kann erhöht werden, um den vorherigen Strom zu erhalten. Dieses Verfahren wird iteriert, bis eine Kammerspannung von $-6500\text{ V} - -7000\text{ V}$ bei minimalem Strom erreicht ist.

Als eine weitere Verwendung der Vierkant-Hohlrohre ergibt sich ihr Einsatz als Kabelträger für die Spannungsversorgungs- und Auslekabel der auf den Driftkammern montierten Vorverstärker/Diskriminator-Karten.

Als Abstandshalter der beiden Doppel-Driftkammern wurde ein Haltekragen konstruiert. Er sorgt für die parallele Position der Kammern und definiert den Kammerabstand von 200 mm von Gasabschlußfolie zu Gasabschlußfolie. Er ist außerdem gasdicht konstruiert, um eine Füllung des

Kammerzwischenraums mit Helium zu ermöglichen. Weiter dient er als Aufhängung für die Montage der Kammern in den Abschirmhäusern der Spektrometer. Das montierte Gesamtpaket aus beiden Doppel-VDCs und dem Haltekragen ist in Abbildung 3.16 am Beispiel von Spektrometer A dargestellt.

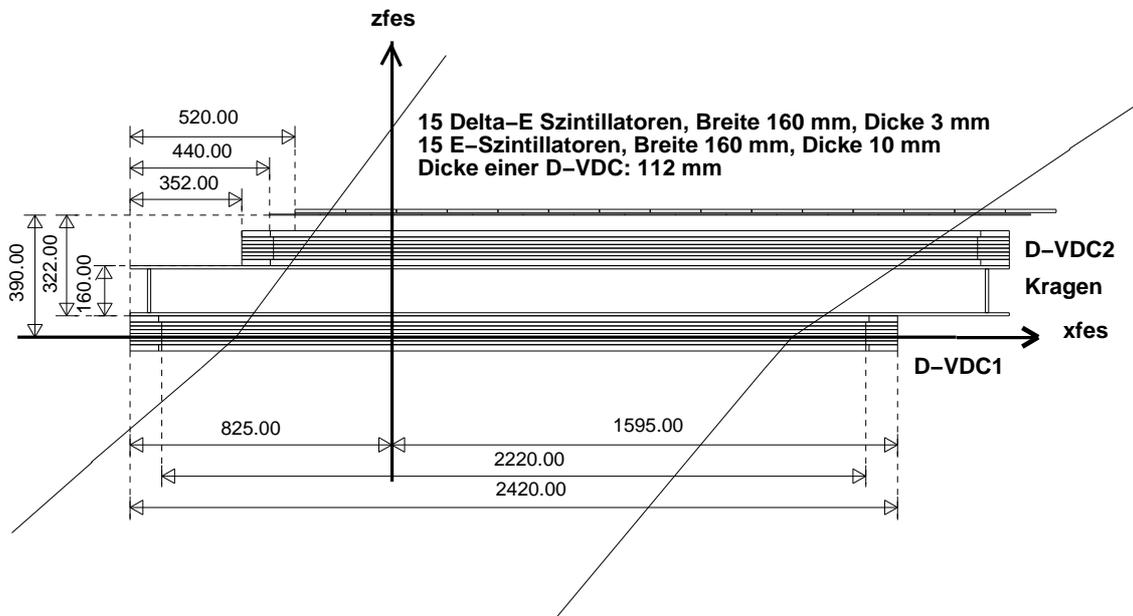


Abbildung 3.16: Die Montage der beiden Doppel-Driftkammern erfolgt auf einem Haltekragen, der zugleich die Montage des Pakets im Abschirmhaus ermöglicht. Er ist gasdicht, um eine Füllung mit Helium als Kammerzwischen gas zu ermöglichen. Der Versatz der Kammern ist notwendig, um die zweite Doppel-VDC an den Strahlengang des Spektrometers anzupassen. Die Strahlen links und rechts sind die Envelopen der abzudeckenden sensitiven Flächen. Auch die relative Lage des Kammerpakets zum Fokalebene system (FES) des Spektrometers ist dargestellt. In diesem Beispiel sind die Driftkammern von Spektrometer A und die dahinterliegenden Szintillatoren gezeigt.

Ebenfalls gezeigt sind die Einhüllenden der Größe der Fokalebene in dispersiver Richtung und der zur Fokalebene parallelen sensitiven Flächen. Da beide Doppel-Driftkammern aus fertigungs- und wartungstechnischen Gründen identisch gebaut sind, wird die Kammergröße durch die von der zweiten Doppel-Driftkammer abzudeckende sensitive Fläche definiert. Der Strahlengang des jeweiligen Spektrometers definiert den horizontalen Versatz beider Doppelkammern. Tabelle 3.6 zeigt die entsprechenden Werte für die Spurdetektoren der drei Spektrometer sowie die Außenmaße der Kammern in dispersiver Richtung.

3.2.5 Montage der Vorverstärker/Diskriminatorkarten

Die Vorverstärker/Diskriminator-Karten werden auf der 6 mm dicken Zunge des Drahtträgerrahmens auf der den Ausleseplatinen gegenüber liegenden Seite montiert. Die Verbindung zu den runden Löt pins der Ausleseplatine wird durch Bohrungen hergestellt, durch die ein Stift mit einer konischen Steckbuchse geführt wird. Er wird auf der Seite der Ausleseplatine an die Löt pins, die über die Leiterbahnen mit den Signaldrähten verbunden sind, gelötet. In die Miniatursteckbuchsen werden nun Verbindungsstifte gesteckt, von denen je 16 mit einer Adapterplatine verbunden

Spektrometer	horizontaler Versatz /mm	Distanz zur z-Achse FES linker Rand /mm	Außenlänge mm
A	352.0	825.0	2420.0
B	328.0	1245.0	2550.0
C	423.0	969.4	2520.0

Tabelle 3.6: Horizontaler Versatz, Außenlänge und relative Lage zum Fokalebenensystem (FES) der Driftkammern der drei Spektrometer

sind. Um eine gute Verbindung zu gewährleisten, sind die Miniatursteckverbindungen vergoldet, und die Steckkontakte beruhen auf einer Verbindung der gesamten Oberfläche einer konischen Buchse mit einem paßgenauen konischen Stift. Abbildung 3.17 zeigt schematisch das Montageprinzip der Vorverstärker-Karten.

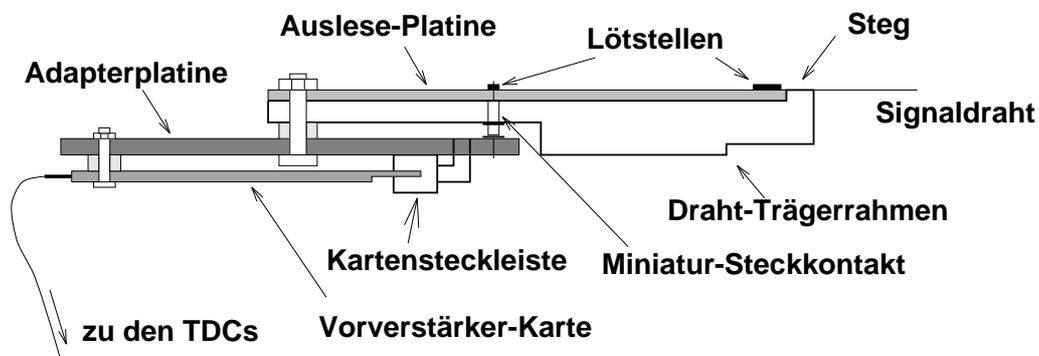


Abbildung 3.17: Montage der Vorverstärkerkarte an den Draht-Trägerrahmen. Der Signaldraht wird direkt auf die Lötungen der Ausleseplatine gelötet. Über die Leiterbahnen wird der Kontakt mit der Buchse des Miniatursteckkontakts hergestellt. Aus Platzgründen sind die Vorverstärkerkarte liegend auf dem Trägerrahmen montiert.

Die Adapterplatinen haben die Aufgabe, die Verbindung zwischen den 5 mm (x-Drähte) und 6.527 mm (s-Drähte) auseinanderliegenden Steckkontakten zu den 2.54 mm entfernten Anschlüssen der 2×36 -poligen Steckleiste herzustellen, die die Vorverstärker/Diskriminatorkarte aufnimmt. In Abbildung 3.18 ist die Auslegung der Verbindungsseite einer Adapterplatine für eine x-Drahtebene gezeigt.

Das Layout dieser Platine war der Anlaß zur Erstellung des Zeichenprogramms „Draw“ [Sau92] unter dem Betriebssystem VAX/VMS, da ein geeignetes Programm, welches in der Lage gewesen wäre den verwendeten Stiftplotter in der Plottersprache HPGL anzusprechen, 1989 am Institut nicht verfügbar war. Mit einer erweiterten und auf das Betriebssystem UNIX portierten Version dieses Programms wurden die meisten der in diesem Kapitel gezeigten technischen Zeichnungen angefertigt.

Die freigelassenen Flächen der Adapterplatinen wurden geschwärzt, also mit einer Kupferschicht versehen und auf Massepotential gelegt. Sie sind mit der ebenfalls als Massefläche ausgelegten Rückseite der Adapterplatinen durch die Verschraubungsbohrungen durchkontaktiert.

In Abbildung 3.17 ist zur besseren Übersicht nur eine Ebene der Adapterplatinen dargestellt. Da die Vorverstärker/Diskriminator-Karten sowohl bei der x-Drahtebene als auch bei der s-

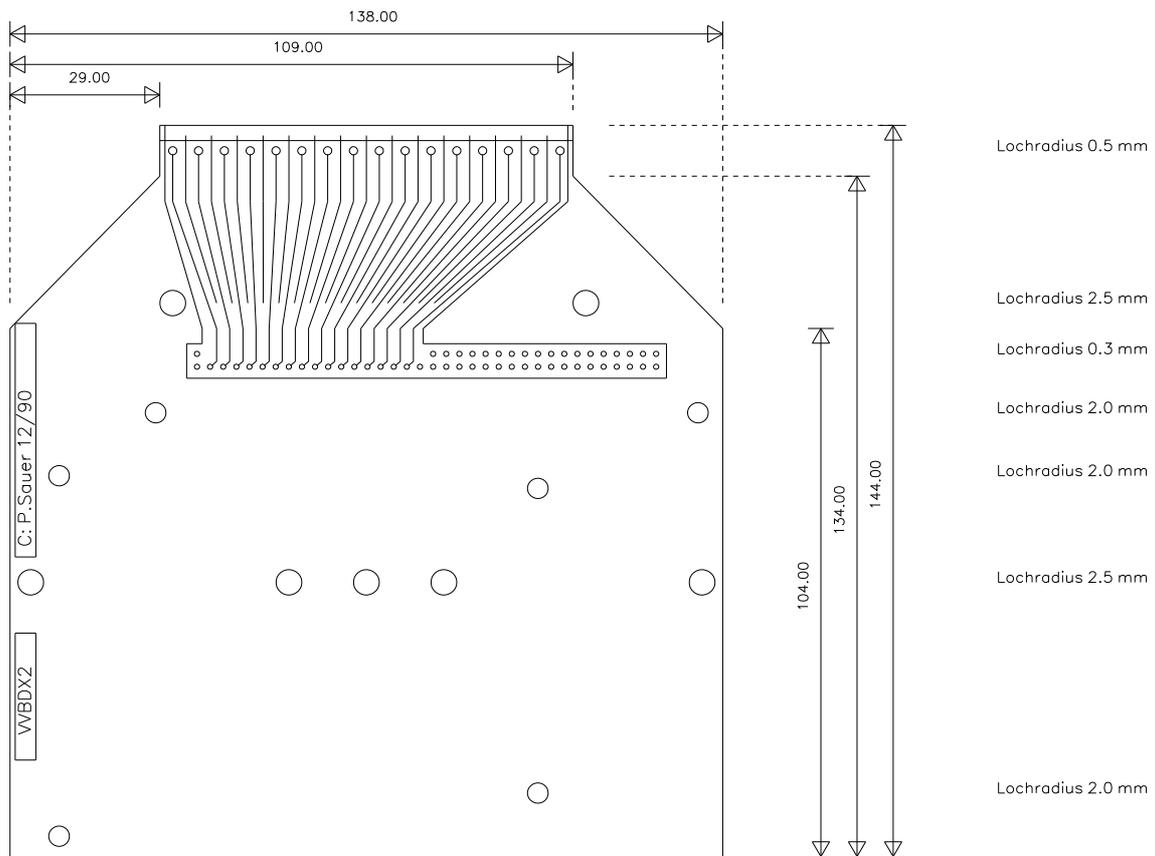


Abbildung 3.18: Die Verbindungsseite einer Adapterplatine für die Vorverstärker/Diskriminator-Karten einer x-Drahtebene der vertikalen Driftkammern. Die freien weißen Flächen wurden geschwärzt, also leitend beschichtet, und auf Massepotential gelegt. Die Position der Bohrungen ist so ausgelegt, daß die Karten in zwei übereinander liegenden Ebenen, jeweils um den Abstand von 16 Drähten versetzt, mit durch beide Karten führenden Verschraubungen befestigt werden können.

Drahtebene breiter sind als der Abstand von 16-Signaldrähten, wurden die Adapterplatten in 2 Ebenen übereinander liegend montiert. Die Positionen der Befestigungsbohrungen wurden dabei so ausgelegt, daß eine vertikal durchgehende Verschraubung zwischen den Adapterplatten der oberen und der unteren Lage möglich ist. Die vertikalen Abstände werden mit Hilfe von Plastik-Abstandröhrchen, durch die die Schrauben gesteckt werden, definiert. Die in die 72-poligen Kartensteckleiste gesteckte Vorverstärker/Diskriminator-Karte wird mit der Adapterplatine an zwei Stellen verschraubt. Die Länge der Adapterplatine ist so ausgelegt, daß die Steckverbindung für die Stromversorgung und der 34-polige Stiftstecker für die Auslese der Vorverstärker/Diskriminator-Karte über den Rand der Adapterplatine gerade so weit hinausragen, um die entsprechenden Stecker aufnehmen zu können.

3.2.6 Versorgungssysteme

3.2.6.1 Hochspannungsversorgung

Als Hochspannungsquelle für die Kathodenebenen der Driftkammern wurde ein NIM⁴-Einschub der französischen Firma NOVELEC gewählt. Die Maximalspannung der beiden unabhängigen Kanäle beträgt jeweils -8000 V , der Maximalstrom $400\ \mu\text{A}$. Sowohl für die Spannung als auch für den Strom kann ein Maximalwert eingestellt werden, bei dessen Überschreitung das Gerät automatisch abschaltet. Ein wesentlicher Vorteil des Geräts beim Betrieb mit Driftkammern gegenüber anderen Alternativen besteht darin, daß die Endspannung nach dem Einschalten automatisch langsam und gleichmäßig angefahren wird. Die Betriebsspannung kann sowohl von Hand als auch ferngesteuert mit Hilfe einer Referenzspannung eingestellt werden. Spannungen und Ströme können über Monitoranschlüsse überwacht werden.

3.2.6.2 Gasversorgung

Die für den Driftkammerbetrieb notwendige Gasmischung und der Gasfluß wird von einem Gasfluß-Regelsystem eingestellt, dem die Kammergase Argon und Isobutan aus zwei auf den Bühnen der Spektrometer befestigten Druckflaschen zugeführt werden. Das in Abbildung 3.19 schematisch dargestellte Gasfluß-Regelsystem ist in einen 19"-Überrahmen integriert. Der Gasfluß wird mit Hilfe von auf das jeweilige Gas geeichten Massenflußreglern reguliert, die elektronisch gesteuert werden. Dabei wird zunächst der Gasfluß gemessen, indem ein kleiner Teil des Gases vom Hauptfluß abgezweigt und mit einer festen Leistung erwärmt wird. Die Temperaturänderung wird gemessen und ist ein Maß für den Gasfluß. Das so erzeugte elektrische Signal wird zur Regelung eines Magnetventils verwendet. An den ebenfalls in einem 19"-Rahmen untergebrachten Regelungsgeräten läßt sich sowohl der absolute Fluß als auch ein Verhältnis von Flüssen einstellen. Nach der Passage der Flußregler werden die Gase einem Mischer zugeführt. Er besteht aus einem Zylinder, in dem 3 Lochscheiben mit gegeneinander versetzten Löchern angeordnet sind. Die Gase, die durch den Zylinderboden einfließen, werden durchmischt und verlassen den Mischer durch eine Rohrverbindung im Zylinderdeckel. Über einen Sauerstoff-Filter gelangen sie dann in die Driftkammern, wobei beide Doppeldriftkammern einen eigenen Anschluß erhalten haben.

Zur Zumischung von Ethanol (siehe Abschnitt 2.7.1) wird der Argon-Eingang geteilt. Das Gas des zweiten Zweiges wird nach Passage des Massenfluß-Reglers einem Ethanol-Behälter zugeführt, in den ein Glasrohr bis kurz vor dessen Boden hineinragt. Durch einen Glasfilter, der aus vielen miteinander verbundenen kleinen Glasperlen besteht, steigt das Argon-Gas in feinen Bläschen von dort durch das Ethanol auf. Das so entstandene Gemisch aus Argon und Ethanol-Dampf wird ebenfalls dem Mischer zugeführt.

Alle Verbindungsleitungen des Gassystems sind aus Edelstahlrohren aufgebaut. Bei Verwendung von Kunststoffschläuchen ist ein Ausgasen der Schlauchinnenwände nicht zu vermeiden. Die so in die Kammer gespülten organischen Verbindungen können das Altern der Kammer beschleunigen. Nach dem Durchlaufen der Driftkammern wird das Gas zu Blubberflaschen geleitet. Dort muß es eine Flüssigkeitssäule von etwa 3 cm Höhe verdrängen, um dann über dicke Kunststoffschläuche ins Freie geleitet zu werden. Als Flüssigkeit dieser sogenannten „Bubblers“ wurde Diffusionspumpenöl gewählt, da es einen geringen Dampfdruck aufweist, so daß die Höhe der Flüssigkeitssäule über einen langen Zeitraum konstant bleibt. In der Driftkammer entsteht da-

⁴NIM: National Instrument Module, Standard-Spannungsversorgung

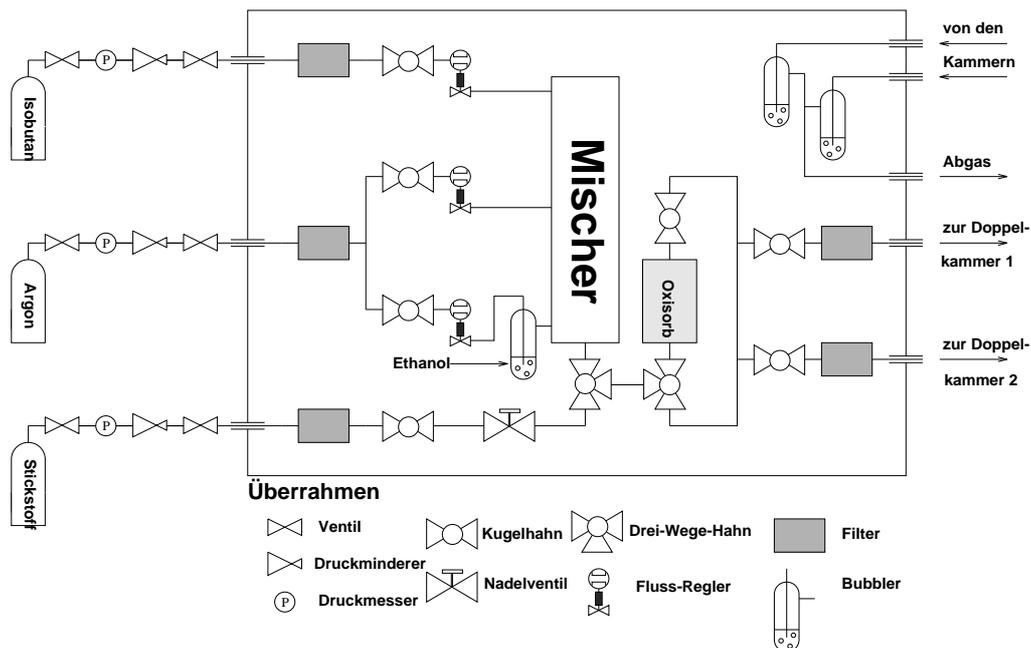


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung des Aufbaus des Gassystems, das für die Driftkammern der Spektromer verwendet wird.

durch ein geringer Überdruck, der ebenfalls die Diffusion von Sauerstoff und Wasserdampf ins Kammerinnere behindert.

Der Gasvorrat an Argon kann über den Flaschendruck gemessen werden. Zur rechnergestützten Überwachung des Flaschendrucks wird ein Druckminderer eingesetzt, der bei einer einstellbaren Schwelle einen elektrischen Kontakt schließt. Der Dampfdruck des flüssigen Isobutan ist jedoch unabhängig vom Flascheninhalt und bleibt bis kurz vor der völligen Entleerung der Flasche konstant. Der Isobutan-Vorrat wird daher über das Gewicht der Flasche bestimmt. Dazu wurde eine Federwaage aus einem Außengestell und einem darin befindlichen kleineren Tragegestell, das am Außengestell mit vier Federn aufgehängt ist, aufgebaut. Die Isobutanflasche steht auf dem Tragegestell. Auch hier ist nur eine Schwellenmessung erforderlich. Bei Unterschreitung einer bestimmten Federausdehnung kann ein elektrischer Kontakt ausgelöst werden. Die Meldung kann dann vom rechnergestützten Überwachungssystem an den Experimentator weitergeleitet werden.

3.2.6.3 Niederspannungs-Versorgung der Vorverstärker-Karten

Für die Spannungsversorgung der Vorverstärker/Diskriminator-Karten mit $\pm 5 V$ und einer regelbaren Spannung zwischen 0 und 10 V wurden linear geregelte Netzteile eingesetzt. Sie haben zwar gegenüber Schaltnetzteilen den Nachteil eines kleineren Wirkungsgrads, erzeugen aber im Gegensatz zu diesen keine hochfrequente Störstrahlung, da sie die 50 Hz-Wechselspannung des Versorgungsnetzes vor der Transformation nicht zu höheren Frequenzen hin umsetzen. Diese Störstrahlung würde von den Kabelverbindungen, die zu den Vorverstärker/Diskriminator-Karten führen, wie von einer Antenne eingefangen und zu den Eingängen der Karten weitergeleitet werden. Bereits ein mit einem Schaltnetzteil versehenes Gerät, das sich in der Nähe der Auslese-Elektronik befindet, führt zu starken Störungen, so daß die Diskriminator-Schwelle der Karten nahezu bis zum Maximalwert gefahren werden muß, um sie zu unterdrücken.

Zum Aufbau der Spannungsversorgung wurden Linearregler der Firma Lambda⁵ eingesetzt. Sie wurden in einem 19"-Überrahmen eingebaut. Da die benötigte Leistung für etwa 100 Karten pro Spektrometer-Driftkammer und Spannung nicht von einem Linearregler zur Verfügung gestellt werden konnte, wurden pro Spannung 2 - 3 Regler eingesetzt. Die regelbare Spannung für die Diskriminatoren wird von einem einzelnen Linearregler gemeinsam für alle Vorverstärker/Diskriminator-Karten eines Spektrometers geliefert. Die Spannungen werden über flexible Kupferleitungen zu einem Verteilerbrett im Abschirmhaus der Spektrometer geführt. Für jede Vorverstärker/Diskriminator-Karte existiert hier ein Steckanschluß. Die Leistung der Linearregler wird auf 5 jeweils durchverbundene Leisten solcher Steckanschlüsse so verteilt, daß jeder Linearregler etwa gleich stark belastet wird. Die Schwellenspannung der Diskriminatoren kann an dem Überrahmen mit Hilfe eines Potentiometers oder über eine externe Spannung ferngesteuert eingestellt werden.

3.2.7 Detektornahe Auslese-Elektronik

Das für die Erfassung der Driftzeiten verwendete LeCroy-4290-System wurde bereits in [Sau87] und [Dis90] ausführlich beschrieben. Daher soll hier nur ein kurzer Überblick über seine Komponenten und seine Eigenschaften gegeben werden.

Die differentiellen ECL-Signale der Vorverstärker/Diskriminator-Karten gelangen über „twisted-pair“-Flachbandkabel zu der auf den Bühnen der Spektrometer auf der Target-abgewandten Seite stehenden Ausleseelektronik. Im Fall der Spektrometer A und B besteht sie aus 2×23 TDC-Modulen mit je 2×16 Kanälen, die in 2 CAMAC⁶-Crates untergebracht sind. Je zwei Vorverstärker/Diskriminator-Karten werden von einem dieser 4291B/100-Module ausgelesen. Der Meßbereich der TDCs war ursprünglich auf den Bereich von $0 - 256 \text{ ns}$ eingestellt, wurde später aber auf den Bereich von $0 - 384 \text{ ns}$ umgestellt, da sich Probleme mit der Entscheidungszeit der Interspektrometer-Koinzidenz ergeben hatten. Die Datentiefe beträgt 9 Bit, so daß sich eine Auflösung von 0.75 ns ergibt.

Die Auslese der Daten erfolgt über einen „Dedicated Crate Controller“, Modell LC4998, der zwar den CAMAC-Bus verwendet, die Signalleitungen aber nicht gemäß der CAMAC-Norm benutzt. Ausgelesen werden nur diejenigen TDCs, bei denen eine Datenkonversion stattgefunden hat. Damit dies überprüft werden kann, enthält jedes TDC-Modul ein sogenanntes „Hit Bit Register“. Der Controller kann über CAMAC-Befehle programmiert werden, automatische Test- und Eichprozeduren der maximal 736 TDCs seines CAMAC-Systems durchzuführen.

Die erhaltenen TDC-Informationen werden von den bis zu 8 Crate-Controllern, die an einen speziellen 50-poligen Bus, den DATABUS, angeschlossen sind, mittels eines Flachbandkabels zu einem Interface geführt. Dieses Databus-Interface LC4299 ist wiederum ein CAMAC-Modul. Die TDC-Daten, die Informationen über die Kanalnummer und die gemessene Zeit enthalten, werden hier in einem $4k \times 32$ Bit Speicher abgelegt.

Die TDCs werden im COMMON-STOP Modus betrieben. Da das Triggersignal den Teilchendurchgang durch die Detektoranordnung markiert und die Drahtsignale um bis zu 230 ns später auftreten, muß es um die maximal meßbare Zeit zuzüglich einer internen Wartezeit der TDCs verzögert den Triggereingang der TDC-Controller erreichen. Diese Verzögerung wird über Kabellaufzeiten herbeigeführt. Die Meßdaten enthalten daher nicht unmittelbar die Driftzeit, sondern die maximal meßbare Zeit abzüglich der Driftzeit als Zeitmeßwert. Der Start der TDCs erfolgt durch die Drahtsignale. Beim Auftreten von Mehrfachtreffern eines Kanals erfolgt ein Neustart des betreffenden TDCs. Der Vorteil des COMMON-STOP Modus ist, daß nicht alle

⁵Lambda Netzgeräte, Josef Hund-Str. 1, 77855 Achern

⁶CAMAC: Computer Aided Measurement And Control

Objekt	Spektrometer			Aktion	Gerät/Hersteller	Schnittstelle
	A	B	C			
Argon Druck	1	1	1	überwachen	WIKA232/Wiegand	Digital-In
Isobutan Gewicht	1	1	1	überwachen	Schalter	Digital-In
Gasfluß	3	3	3	überwachen	EVM15.3/Brooks	ADC
VDC-Spannung	2	2	2	steuern	HV8174/Novelec	DAC,ADC
VDC-Strom	2	2	2	überwachen	HV8174/Novelec	ADC
VDC-Diskr.- Schwelle	1	1	1	steuern	LDS-W-02/ Lambda	DAC,ADC
Spannung Vorverstärker	5	5	5	überwachen	Eigenbau	Digital-In

Tabelle 3.7: Liste der zu den Driftkammern gehörenden Versorgungsgeräte, ihrer Funktion und ihre Steuerung und Überwachung über die aufgeführten Schnittstellen mit Hilfe des ECS.

etwa 1500 Drahtsignale einer Spektrometer-Driftkammer, die über ECL-Flachbandkabel laufen, einzeln verzögert werden müssen. Ein weiterer Vorteil besteht darin, daß während der Verzögerungszeit des Triggersignals logische Bedingungen, wie etwa die Interspektrometer-Koinzidenz, ausgewertet werden können.

3.2.8 Steuerungs- und Überwachungssysteme

Die Versorgungseinheiten der Driftkammern wurden so konzipiert und ausgewählt, daß alle für das Experiment wesentlichen Parameter von dem über der Spektrometerhalle gelegenen Meßraum aus im Rahmen des am Institut entwickelten ECS⁷ rechnergesteuert eingestellt werden können. Die Einstellung der Parameter erfolgt über DAC⁸-Module, die von auf den Spektrometerbühnen stehenden Frontend-Rechnern auf VMEbus⁹-Basis angesteuert werden und über Digital-IO¹⁰-Karten. Ein weiterer Weg ist die Ansteuerung von Geräten über CAMAC, der über das auch zur Datenerfassung verwandte VME-CAMAC-Interface der Firma CES erfolgt. Überwacht werden die Betriebsparameter mit Hilfe von ADC-Modulen und Digital-IO-Karten auf VMEbus-Basis. Tabelle 3.7 zeigt die gesteuerten und überwachten Geräte und ihre Funktion zur Versorgung der Driftkammern.

Die Ansteuerung der unter dem Betriebssystem UNIX betriebenen 68020-VMEbus-CPU¹¹s der Firma Eltec erfolgt über das rechner- und betriebssystemübergreifende Message-Passing-System MUIX¹² unter Verwendung des Rechner-Netzwerkes auf Ethernet-Basis [Kra95] [Kun95], welches eine dezentrale Steuerung ermöglicht.

Die Einstellung der Betriebsparameter kann über eine graphische Benutzeroberfläche erfolgen, die auf der OSF/Motif-Oberfläche unter dem herstellerübergreifenden „X-Window-System“ beruht [Ste93]. Damit kann die Einstellung der Geräte verändert und ihr Zustand überwacht werden. Die Auswahl der Geräte erfolgt mit der Maus über die grafische Darstellung eines hierarchischen Gerätebaums.

⁷ECS: Experiment Control System

⁸DAC: Digital-to-Analog-Converter

⁹VME: Versatile Module on Eurocard, flexibles Computer-Bussystem

¹⁰IO: Input-Output

¹¹CPU: Central Processing Unit, Mikroprozessor

¹²MUIX: Multiprocessor Interprocess Communication System

Eine von der Steuerung unabhängige Einrichtung stellt das Isobutan-Warnsystem (Firma Bieler und Lang) dar, welches im Inneren der Abschirmhäuser aller Spektrometer am niedrigsten Punkt installiert wurde. Überschreitet die Isobutan-Konzentration dort 20 % der unteren Zündgrenze, so wird im Meßraum ein Gasalarm in Form eines optischen und akustischen Warnsignals ausgelöst. Das System soll die Erkennung von Lecks der Gasabschlußfolien oder anderer Stellen der Driftkammern ermöglichen, so daß der Isobutan-Fluß schnellstmöglich abgestellt werden kann.

3.3 Einbau in die Abschirmhäuser

Die Funktion der Abschirmhäuser besteht zum einen in der Reduktion des Strahlungsuntergrundes, der von im Strahlfänger erzeugten Neutronen durch Neutroneneinfangreaktionen im Detektormaterial oder in Detektornähe hervorgerufen wird. Die Abschirmung besteht aus einer 400 mm dicken Betonschicht, die innen mit 50 mm dickem Blei ausgelegt ist. Die zweite Aufgabe der Abschirmhäuser ist die Halterung der Detektoren.

Die relative Position der Driftkammern im D-Achsensystem des letzten Dipols der Spektrometer wurde in Tabelle 2.1 aufgeführt und in Abbildung 2.3 dargestellt. In Abbildung 3.20 ist das Abschirmhaus von Spektrometer B und die Lage des D-Achsen-Systems (DAX), des Fokalebene-Systems (FES) und des horizontalen Systems (HOR) dargestellt. Die Position der Driftkammern, der Szintillatorleitern und des Čerenkov-Detektors relativ zu diesen Koordinatensystemen ist eingezeichnet. Die Abschirmhäuser aller Spektrometer sind ähnlich aufgebaut, ebenso wie ihre Instrumentierung mit Detektoren. Die Lage der Driftkammern relativ zur z-Achse des FES kann der Tabelle 3.6 entnommen werden. Die den oberen und unteren Rand der Driftkammern durchlaufenden Polygone markieren den Rand der auszulesenden Flächen in den Ebenen parallel zur Fokalebene (vergleiche Abbildung 2.4 und Tabelle 2.2).

Die Form der Vakuumsäulen wurde der Sollposition der Driftkammern angepaßt [Sau93]. Das grau schraffierte Vakuumaustrittsfenster wird mit der Vakuumsäule vakuumdicht verschraubt.

Um einen flexiblen Ein- und Ausbau bei einer gleichzeitig genauen Positionierung der Driftkammern zu gewährleisten, wird das Kammerpaket auf einem Schienensystem aufgesetzt. Wie Abbildung 3.21 zeigt, besteht es am unteren Ende aus einer in zwei Dimensionen justierbaren Linearführung und am oberen Ende aus einer gefaßten Kugel, die auf einer Schiene rollt. Die Kippung der Kammer kann bei dieser Drei-Punkt-Lagerung durch die auf beiden Seiten unabhängig mögliche Höhenverstellung der Linearführung justiert werden. Zusammen mit einer Einstellschraube an der Rollkugel kann so auch der Winkel des Driftkammer-Paketes relativ zum Abschirmhaus und der Abstand zum Vakuumaustrittsfenster feinjustiert werden.

Die Halterung der Schienen erfolgt an MAYTEC-Aluminium-Profilen, die umlaufend an den Schmalwänden und der Decke des Abschirmhauses befestigt sind. Auch die obere Schiene, auf der die Kugel rollt, und das Untergestell der Linearführung wurden mit Hilfe von MAYTEC-Profilen realisiert.

Da der Schlitten das Rundprofil der Linearführung umfaßt, ist auch bei einer Erschütterung ein Herausspringen der Driftkammer aus der Führung unmöglich. Zum Ein- und Ausbau der Kammer werden die beiden Schienen um etwa 1 m verlängert und auf der Spektrometer-Bühne abgestützt. Das Kammerpaket wird seitlich herausgefahren und kann vom Hallenkran übernommen werden. Nach einmal erfolgter Justierung der Position der Driftkammern kann deren alte Position nach einem Ausbau des Kammerpaketes mit Hilfe eines Endanschlags auf den Schienen reproduziert werden.

Die Halterung der Triggerdetektoren ist ähnlich aufgebaut, jedoch können die Szintillatoren und der Čerenkov-Detektor aufgrund der nach oben gekrümmten Photomultiplier der Szin-

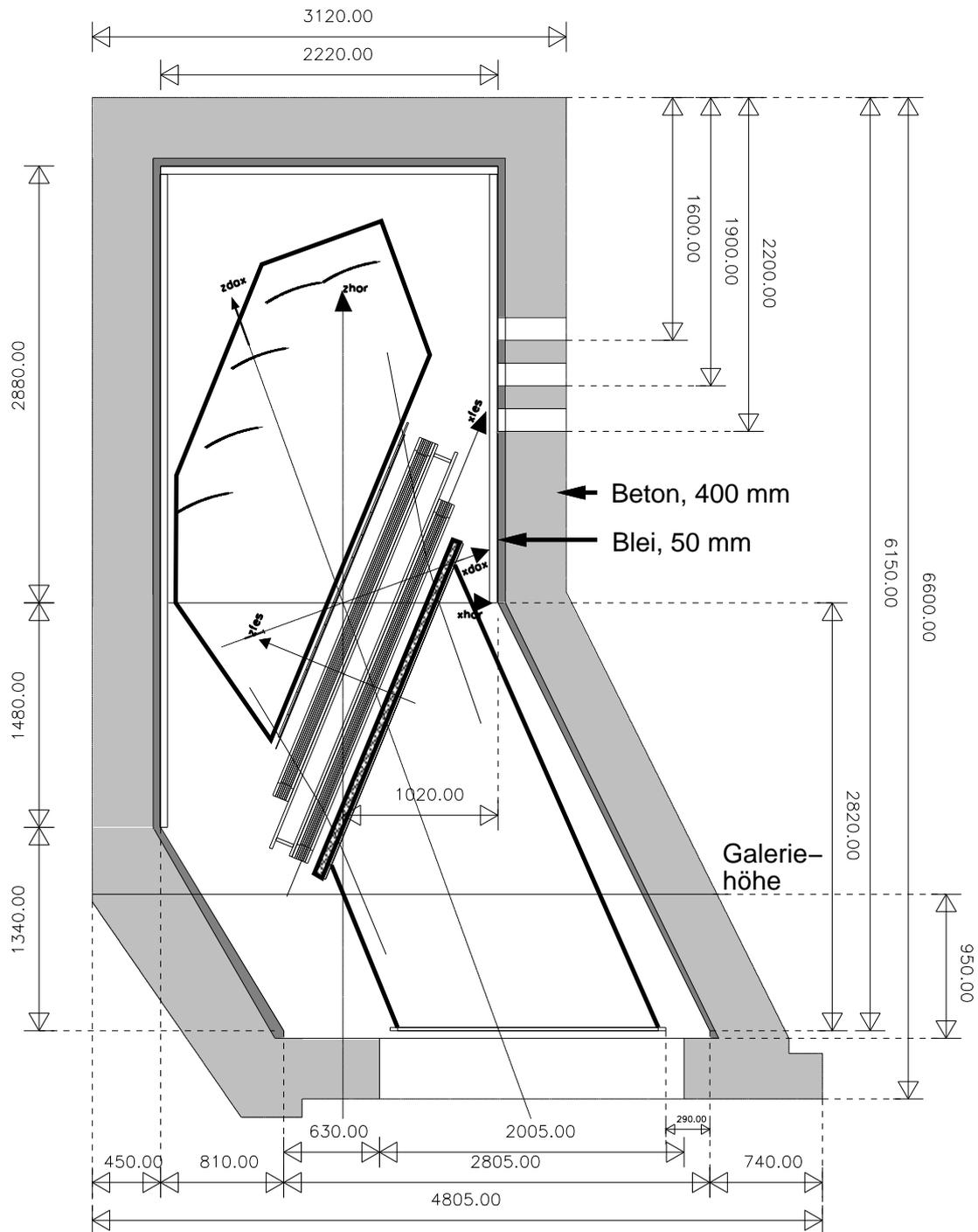


Abbildung 3.20: Position der Driftkammern von Spektrometer B im Abschirmhaus. Die Vakuumschule, das Vakuumaustrittsfenster, die Driftkammern, die beiden Szintillatorebenen und der Gas-Čerenkov-Detektor sind eingezeichnet. Ebenso ist die Lage des Fokalebene-Systems, des D-Achsen-Systems und des horizontalen Koordinatensystems zu erkennen. Auch die Abmessungen des Abschirmhauses sind eingetragen.

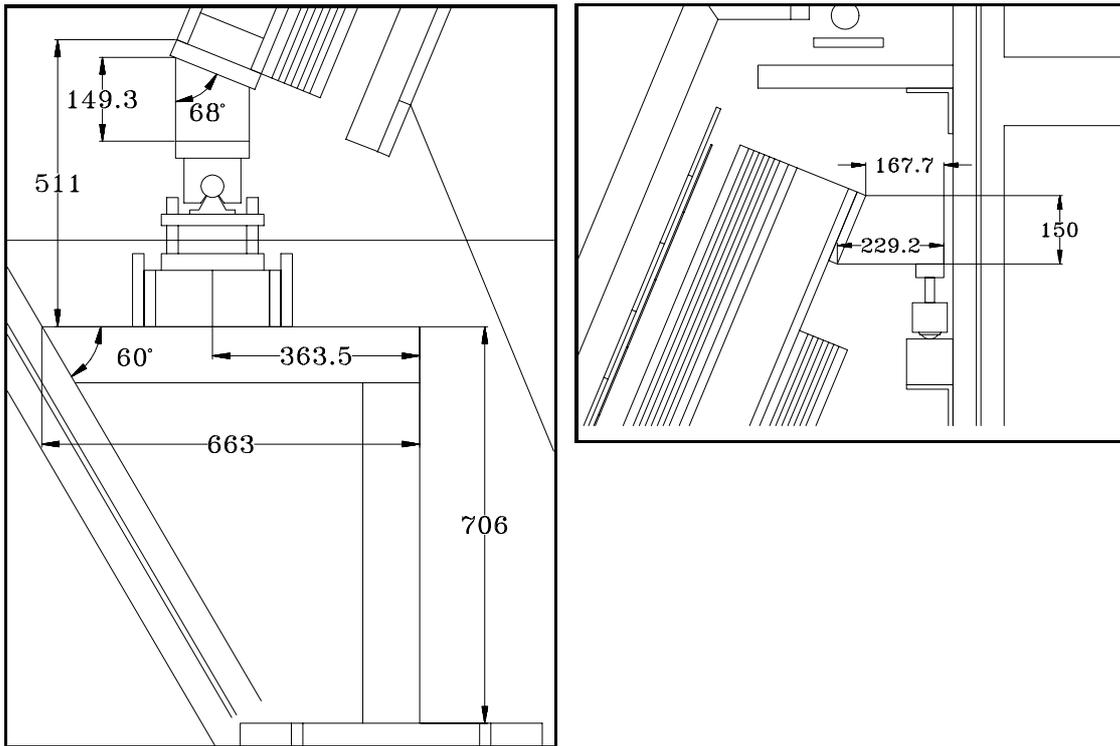


Abbildung 3.21: Halterung der Driftkammern von Spektrometer B im Abschirmhaus. Die Driftkammer wird unten von einer Linearführung gehalten, am oberen Ende ruht sie auf einer Kugel (Kugellager), die über eine Schiene rollen kann. Das gesamte Kammerpaket kann, nach Verlängerung der Linearführung und der Schiene, seitwärts herausgefahren werden.

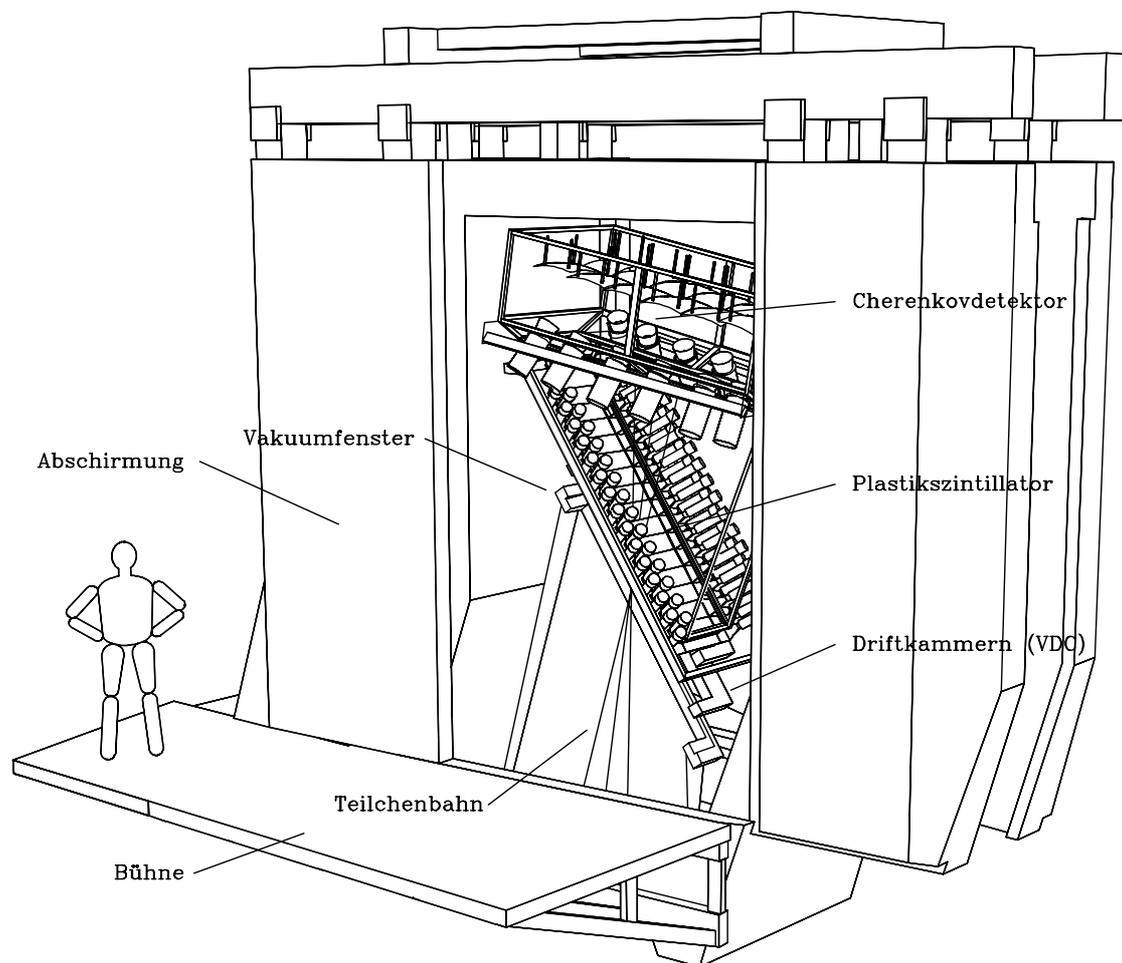
tillatoren (siehe Abbildung 1.3) nicht unabhängig voneinander herausgefahren werden. Diese Einschränkung gilt für die Driftkammern aufgrund ihrer planaren Bauweise nicht.

4. Inbetriebnahme der Spektrometer

4.1 Datenerfassung

4.1.1 Triggerkonzept

Abbildung 4.1 zeigt den Aufbau der Detektorsysteme im Abschirmhaus von Spektrometer A. Die hinter den vertikalen Driftkammern angeordneten Triggerdetektoren bestehen aus 2 Ebenen von Plastiksintillationszählern, einem gasgefüllten Čerenkov-Detektor und einem in der Abbildung nicht dargestellten weiteren Plastiksintillator.



©1993, Arnd P. Liesenfeld

Abbildung 4.1: Aufbau der Detektorsysteme im Abschirmhaus von Spektrometer A.

Die beiden Ebenen aus Plastiksintillatoren sind in je 15 Segmente der Breite 160 mm unterteilt, wobei die untere Ebene eine Dicke von 3 mm und die obere Ebene eine Dicke von 10 mm aufweist. Zur Erfassung der beim Teilchendurchgang erzeugten Lichtblitze sind an den

Schmalseiten der Segmente beidseitig nach oben aus der Ebene heraus gekrümmte Lichtleiter angeordnet, die zu Sekundärelektronenvervielfachern („Photomultiplier“) führen. Bei Spektrometer B, das in nicht-dispersiver Richtung eine etwa 3 mal schmalere Fokalebene aufweist als die beiden anderen Spektrometer, wird die untere Szintillatorebene nur einseitig ausgelesen, die Zahl der Szintillatorsegmente beträgt in beiden Ebenen nur 14 [Ric95].

Die Teilchen gelangen nach der Passage der Szintillatoren durch eine dünne Folie, die auch als Gasabschlußfolie bei den Driftkammern verwendet wird, in einen mit Freon (R114) gefüllten Kasten, an dessen oberem Ende sphärische Spiegel montiert sind, deren Fokus auf die fotosensitiven Flächen der seitlich an dem Kasten montierten Photomultiplier gerichtet ist. Der von den Teilchen, deren Geschwindigkeit oberhalb der Lichtgeschwindigkeit im Radiatorgas liegt, emittierte Čerenkov-Lichtkegel wird von den Spiegeln flächendeckend auf die Eintrittsfenster der Photomultiplier reflektiert. Um die Eintrittsfenster zu vergrößern, sind um die fotosensitiven Flächen herum parabolische, innen verspiegelte Trichter angeordnet. Bei Spektrometer A und C sind je 2 Reihen aus 6 sphärischen Spiegeln nötig, denen auf beiden Längsseiten des Kastens je 6 Photomultiplier gegenüberstehen. Spektrometer B ist mit einer Reihe von 6 Spiegeln bestückt, die auf 6 Photomultiplier an einer Kastenseite gerichtet sind [Lie95].

Die zu unterscheidenden Teilchen sind bei Polung der Spektrometer für negative Teilchen Elektronen und negativ geladene Pionen, bei Polung für positiv geladene Teilchen Protonen und positiv geladene Pionen oder Positronen. Die Trennung von Pionen und Protonen erfolgt aufgrund ihres unterschiedlichen spezifischen Energieverlusts in den beiden Szintillatorebenen. Mit Hilfe eines Schwellendiskriminators kann aus den Analogsignalen der Photomultiplier direkt ein logisches Signal erzeugt werden, das bei entsprechend gesetzter Schwelle nur die Protonen anzeigt. Dieses kann direkt als Triggersignal oder, falls Elektronen, Positronen oder Pionen nachzuweisen sind, als Veto für das Triggersignal, das aus dem gleichen Analogsignal mit niedriger Schwelle erzeugt wurde, verwendet werden. In dem von den Spektrometern überdeckten Impulsbereich sind Elektronen, Positronen und Pionen minimal ionisierend. Sie können daher nicht aufgrund ihres Energieverlusts unterschieden werden. Zur Unterscheidung wird in diesen Fällen der Čerenkov-Effekt ausgenutzt. Um nur Pionen als Triggerereignisse zuzulassen, wird das logische Oder aller Čerenkov-Photomultiplier als Veto-Signal für das Signal der Szintillatoren verwendet.

Die dickere Szintillatorebene ist mit einem schnelleren Szintillationsmaterial (NE Pilot U) und schnelleren Photomultipliern ausgestattet, um eine möglichst genaue Zeitmessung des Teilchendurchgangs zu ermöglichen. Das Zeitsignal wird zum einen als Referenz für die Driftzeitmessung der Driftkammern verwendet. Zum anderen kann so die Flugzeitdifferenz koinzidenter Teilchen zwischen den beiden Spektrometern vermessen werden. Diese Szintillatorebene wird daher auch als ToF¹-Ebene bezeichnet. Aufgrund ihrer großen Impuls- und Winkelakzeptanz entstehen in einem Spektrometer Flugzeitunterschiede von bis zu 5 ns für die Elektronen und bis zu 7 ns für Pionen und Protonen. Bei einem Flugweg von beispielsweise 10 m vom Target zur ToF-Ebene in beiden Spektrometern beträgt die Flugzeit-Differenz zwischen π^- und Protonen bei einem gemeinsamen Impuls von 100 MeV/c 260 ns und fällt bei einem Impuls von 800 MeV/c bis auf 18 ns ab. Die Flugzeitdifferenz der Koinzidenz zwischen Elektronen und π^+ fällt bereits ab einem Impuls von 200 MeV/c unter 8 ns ab. Mit Hilfe der Flugzeitdifferenz-Messung können (π^-, p) -Koinzidenzen daher schon auf Triggerebene von (e^-, π^+) -Ereignissen getrennt werden. Die Online-Zeitauflösung ist $\leq (7 + 7 + 1) \text{ ns} = 15 \text{ ns}$, wobei von einer Koinzidenzzeit-Auflösung der Szintillatoren von 1 ns ausgegangen wird. Eine Unterscheidung von (π^-, p) und (e^-, p) -Koinzidenzen ist aber so nicht möglich. Hier muß auf die Signale des Čerenkov-Detektors zurückgegriffen werden.

¹ToF: Time of Flight

Abbildung 4.2 zeigt schematisch die Triggerlogik am Beispiel von Spektrometer A. Die Analogsignale der Photomultiplier werden geteilt und je einem Diskriminator und einem ADC zugeführt. Die diskriminierten Signale werden gezählt. Zwischen den logischen Signalen aus beiden Photomultipliern eines Szintillatorsegments wird nun eine Und-Bedingung verlangt. Auch diese Segmentkoinzidenzen werden gezählt. Aus den diese Bedingung überlebenden Signalen aller Segmente einer Ebene wird nun ein logisches Oder gebildet. Beide Szintillatorebenen sind in dieser Weise verschaltetet, ihre Oder-Signale werden zu einer programmierbaren Logikeinheit PLU² geführt.

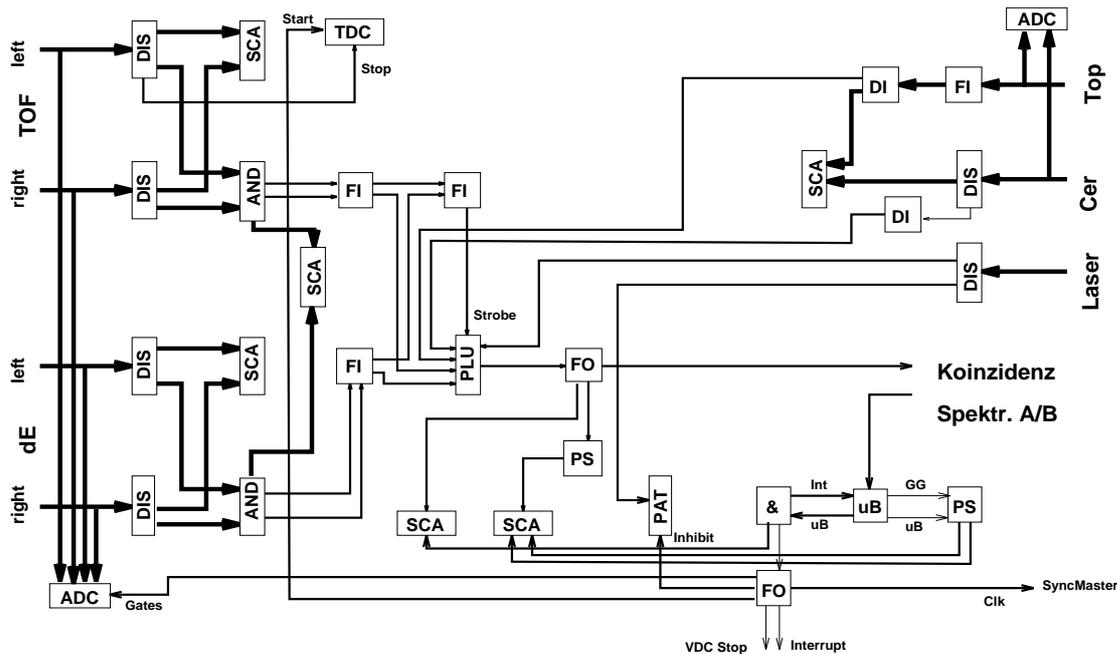


Abbildung 4.2: Triggerelektronik der Spektrometer am Beispiel von Spektrometer A. Erklärung der Abkürzungen: dE, TOF, Top, Cer: Signale der Photomultiplier der Detektoren; Laser: Referenzsignal des Lasers; ADC, TDC: Analog bzw. Time To Digital Converter; FI/FO: Fan In/Fan Out; SCA: Scaler; DIS, DI: Diskriminator; PS: Prescaler (Untersetzer); uB: microBusy; PLU: Programmable Logical Unit; &: logisches Und; PAT: Pattern Unit

Auch die Analogsignale der Čerenkov-Photomultiplier werden geteilt und auf ADCs und Diskriminatoren gegeben. Die logischen Signale werden gezählt, das Oder aller Photomultiplier bildet das logische Čerenkov-Signal, welches zur PLU geleitet wird.

In Abbildung 4.1 nicht dargestellt ist der sogenannte Top-Detektor, der aus einem einzelnen 1 cm dicken Szintillator besteht, der auf dem Čerenkov-Kasten liegt. Er dient vor allem der Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkov-Detektors nach der Drei-Detektor-Methode. Auch die Analogsignale seiner bis zu drei Photomultiplier werden digitalisiert und diskriminiert, das logische Oder wird wieder zur PLU geführt.

Die Zeitdifferenz eines Teilchendurchtritts im ToF-, Čerenkov- und TOP-Detektor wird mit Hilfe von TDCs registriert.

Zur Überwachung der Triggerdetektoren wurde ein Laser-Monitorsystem aufgebaut. Die Lichtblitze eines Stickstofflasers der Wellenlänge 337.1 nm werden über je drei 50 m lange Primär-Quarzglasfasern zu den beiden Szintillatorebenen und dem Čerenkov-Detektor geführt. Auf-

²PLU: Programmable Logical Unit

grund der Segmentierung der Szintillatoren wird das Licht einer Primärfaser hier auf ein Sekundärfaserbündel eingekoppelt. Dessen einzelne Fasern führen zu den Ecken der Szintillatorsegmente und koppeln das Licht direkt in das Szintillatormaterial ein. Die sensitiven Flächen der Čerenkov-Photomultiplier werden direkt mit dem Licht aus dem Sekundärfaserbündel angeblitzt. Die Pulsfrequenz ist von 1 Hz bis 20 Hz regelbar, die Pulsdauer beträgt 10 ns [Wag92]. Zur Erzeugung eines Referenzsignals wird das Laserlicht zusätzlich auf eine Photodiode gegeben, aus deren Analogsignal ein logisches Signal erzeugt wird, das auch an der PLU anliegt. Laser-Ereignisse können anhand des Bitmusters einer Muster-Speichereinheit erkannt werden, die ebenfalls das logische Lasersignal erhält.

Das Strobe-Signal der PLU, normalerweise das Gesamtsignal der ToF-Ebene, bestimmt, zu welchem Zeitpunkt die in die PLU programmierte logische Bedingung auf deren Eingangssignale angewandt wird und ein logisches Ausgangssignal erzeugt. Die logische Bedingung kann zum Beispiel Koinzidenz- oder Antikoinzidenzbedingungen zwischen den einzelnen Sub-Detektorsystemen enthalten oder nur Ereignisse eines bestimmten Detektors durchschalten. Sollen zum Beispiel nur Pionen registriert werden, so wird eine Koinzidenz der beiden Szintillatorebenen und eine Anti-Koinzidenz mit dem Čerenkov-Detektor gefordert. Sollen nur Elektronen nachgewiesen werden, so muß eine Koinzidenz zwischen diesen drei Subsystemen verlangt werden. Die PLU kann auch so programmiert werden, daß nur Laser-Ereignisse registriert werden.

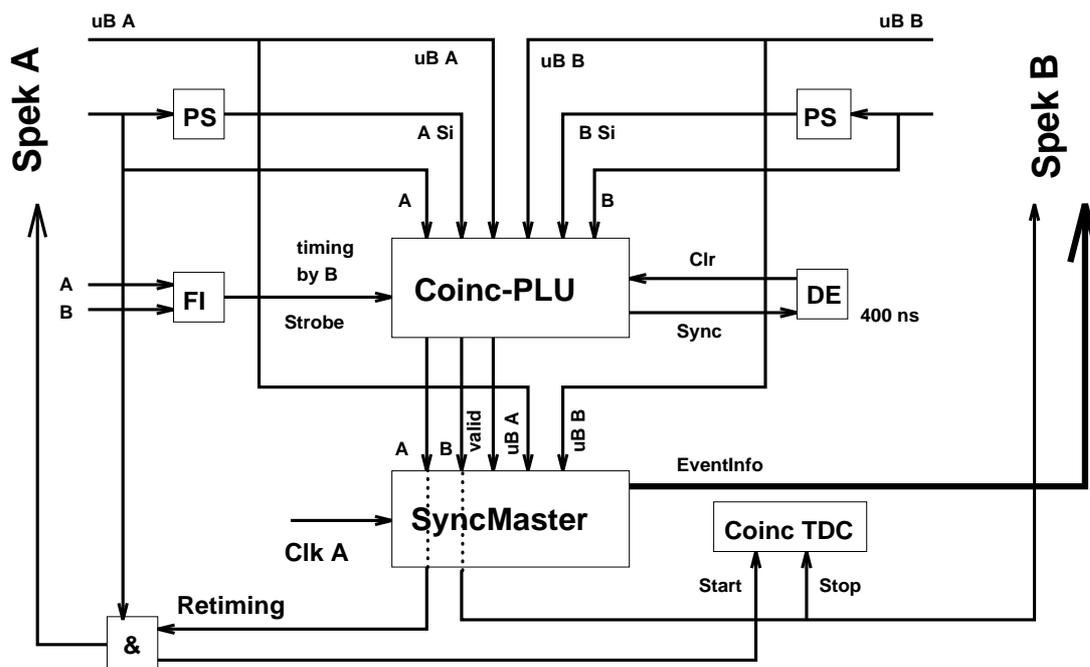


Abbildung 4.3: Schema der Koinzidenzlogik. Abkürzungen: PS: Prescaler (Untersetzer); FI: FanIn; DE: Verzögerung; Clk, Strobe: Takt; Coinc-PLU: zentrale Logik; EventInfo: Ereignisnummer und Typ

Das Ausgangssignal der einzelnen Spektrometer-PLUs wird nun zusammen mit dem sogenannten „Micro-Busy“ Signal, das einen Auslesevorgang der Elektronik des jeweiligen Spektrometers anzeigt, einer Koinzidenz-PLU zugeführt (Abbildung 4.3). Durch ein Ausgangssignal der Koinzidenz-PLU wird auf dem jeweiligen Spektrometer ein Auslesesignal, ein sogenannter „Interrupt“ ausgelöst. Weitere Interrupts sind durch eine Selbstverriegelungsschaltung aus einem UND und dem „Micro-Busy“-Modul blockiert, bis der Zustand eines ebenfalls durch den Interrupt umgeschalteten Flip-Flops im „Micro-Busy“-Modul durch einen Rechnerbefehl zurückgesetzt

wird, wodurch das UND-Gatter wieder durchlässig wird (Abbildung 4.2).

Beim Anlegen eines Strobe-Signals interpretiert die Koinzidenz-PLU das Bitmuster der bis zu 8 Eingangssignale als Adresse ihres Speichers, unter der ein Bitmuster abgelegt wurde, das nun auf die 8 Ausgänge gelegt wird. Die Ausgangssignale dienen der Erzeugung der „Interrupts“ auf den „Frontend“-Rechnern der Spektrometer. Durch Programmieren der Koinzidenz-PLU sind beliebige Koinzidenz/Antikoinzidenz-Bedingungen einstellbar. Frei mitlaufende Einarm-Ereignisse können in beliebiger Untersetzung mit Hilfe der „Prescaler“ und der PLU programmiert und den Koinzidenzereignissen beigemischt werden.

Da die Daten der einzelnen Spektrometer zunächst unabhängig voneinander erfaßt werden, ist es notwendig jedes Ereignis zu kennzeichnen. Es wird dazu mit einer fortlaufenden Nummer versehen. Diese Nummer wird zusammen mit der Koinzidenzinformation der Spektrometer allen Spektrometern zugänglich gemacht. Da die Koinzidenz-PLU ihren Standort auf der Bühne von Spektrometer A hat, wo das Synchronisationsmodul als „Master“ betrieben wird, wird die Ereignisinformation („EventInfo“) mit 16-poligen Flachbandkabeln zu den Spektrometern B und C geführt. Dort gelangt sie in ein baugleiches Synchronisationsmodul, das hier im „Slave“-Modus arbeitet und nur die übertragenen Informationen empfängt. Diese Informationen werden bei einem Interrupt auf dem entsprechenden Spektrometer immer mit ausgelesen und dienen später dazu, zusammengehörige Ereignisse einander zuzuordnen und von Einarm-Ereignissen zu trennen. Diese Aufgabe übernimmt die „Eventbuilder-Software“ (siehe Abschnitt 4.1.2).

Neben der Ereignissynchronisation hat das Synchronisationsmodul die Aufgabe, die Totzeit der verschiedenen Koinzidenzkombinationen (A, B, C, AB, AC, BC, ABC) zu messen. Dazu wird zusätzlich zu den PLU-Ausgangssignalen der einzelnen Spektrometer auch deren „Micro-Busy“-Signal zur Koinzidenz-PLU und zum Synchronisationsmodul geführt. Ist bei einem Strobe an der Koinzidenz-PLU einer der Rechner mit der Auslese beschäftigt, so wird das „valid“-Signal am Ausgang der Koinzidenz-PLU nicht gesetzt und kein Interrupt ausgelöst. Zur Totzeitmessung wird von den jeweiligen „Micro-Busy“-Signalen ein Impulsgenerator konstanter Frequenz im Synchronisationsmodul gestartet und gestoppt, dessen Impulszahl mit einem 24-Bit CAMAC-Zähler gemessen wird und so den „Frontend“-Rechnern zur Auslese zur Verfügung steht.

4.1.2 Rechnerkonzept und Datenerfassung

Zur Datenerfassung, Experimentsteuerung und On- und Offline-Analyse wird ein dezentrales Rechnersystem verwendet, das drei verschiedene Rechnerarchitekturen, die unter drei UNIX-kompatiblen Betriebssystemen arbeiten, umfaßt (Abbildung 4.4). Zur experimentnahen Datenerfassung in der Spektrometerhalle werden VMEbus-Systeme eingesetzt, deren Rechner-Steckkarten auf den Mikroprozessoren der 68000-Serie von Motorola basieren. Ihr Betriebssystem ist eine Eigenportierung der UNIX-Version BSD 4.3 [KMW92]. Die Experimentsteuerung, Zusammenfassung der Datenströme und Archivierung der Daten wird von einer DECstation 5000/200, die eine R3000-RISC³-CPU der Firma MIPS verwendet und die Bezeichnung „A1D“ trägt, durchgeführt. Sie arbeitet unter dem Betriebssystem „ULTRIX“ der Firma DEC. Eine weitere DECstation, die „A1C“, dient der Steuerung und Überwachung der für den Betrieb der Detektoren und der Strahlführung wichtigen Geräte. Sie kommuniziert dazu mit allen VMEbus-Systemen. Das VMEbus-System „floor“ wird allein zur Steuerung eingesetzt. Die DECstation „A1B“ ist für die Online-Analyse vorgesehen.

³RISC: Reduced Instruction Set Computer

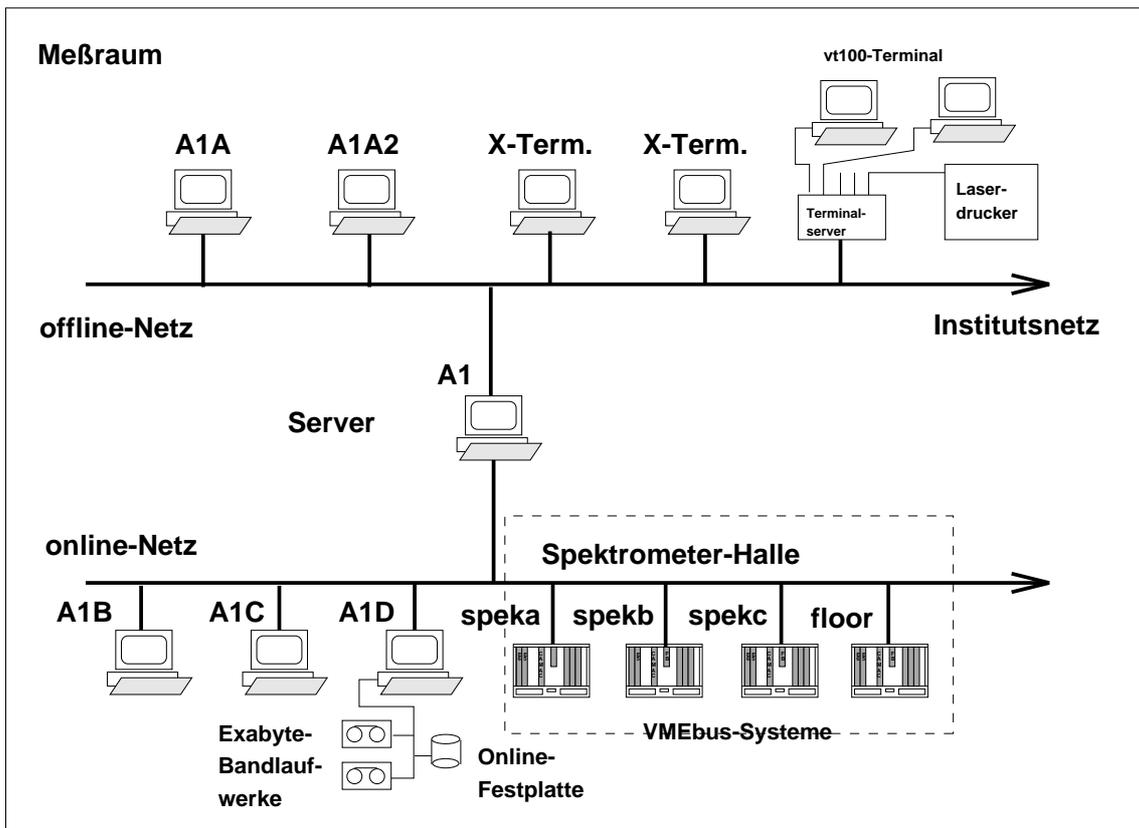


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des A1-Rechnernetzes zur Datenaquisition, Datenspeicherung, Online- und Offlineanalyse. Um Belastungen durch andere Institutsrechner zu vermeiden, wurde das Online-Netz vom Offline-Netz getrennt. Der zentrale Server, eine DECstation 5000/200 mit der Netzbezeichnung „A1“, stellt die Verbindung zwischen beiden Netzen her. Die DECstations „A1B“, „A1C“ und „A1D“ dienen als Zentralrechner für die Datenerfassung, als Steuerungsrechner und zur Online-Analyse. Sie kommunizieren mit den VMEbus-Systemen „speka“, „spekb“ und „spekc“ sowie „floor“. Die ALPHA-Workstations „A1A“ und „A1A2“ werden zur Offline-Analyse verwendet.

Die Kommunikation der Rechner erfolgt über Ethernet auf der Basis eines Koaxialkabels. Das unter UNIX verfügbare NFS⁴ erlaubt jedem angeschlossenen Rechner den transparenten Zugriff auf Dateien aller entsprechend angeschlossenen anderen Rechner, die sich auf deren lokalen Festplatten befinden. Auf diese Weise können die VMEbus-Systeme ohne lokale Festplatten betrieben werden. Beim Einschalten wird das Betriebssystem von einem Server über das Netz geladen. Es können auch Programme auf anderen Netzwerk-Rechnern gestartet werden. Diese Eigenschaft wird bei der Steuerung der Datenerfassung ausgenutzt.

Um Netzbelastungen durch andere Institutsrechner während des Meßbetriebs zu vermeiden, wurde das Meßnetz vom allgemeinen Institutsnetz getrennt. Die Verbindung zum Institutnetz wird nur über die DECstation „A1“ ermöglicht, die auch als zentraler Netzwerk-Server für die anderen DECstations und die VMEbus-Systeme dient.

Die ebenfalls von DEC hergestellten ALPHA-Workstations unter dem UNIX-Derivat OSF/1 verwenden unter Einsatz eines ALPHA-RISC-Mikroprozessors einen 64 Bit breiten Bus und

⁴Network File System

arbeiten mit einer Taktfrequenz von 128 MHz. Sie erreichen so einen vergleichsweise hohen Datendurchsatz und hohe Rechenleistung und eignen sich wegen des damit verbundenen Geschwindigkeitsvorteils besser zur „Offline“-Analyse als die DECstations.

Jedes der VMEbus-Systeme ist mit zwei Mikroprozessorkarten bestückt. Der „Master“, ein E6-Rechner der Firma Eltec mit einem 68030 Prozessor, der unter UNIX betrieben wird, lädt das ausführbare Programm zur Datenauslese auf die zweite Rechnerkarte, einen E5 mit einem 68020 Prozessor. Dieser Rechner, der „Slave“, arbeitet zur Minimierung der Rechnertotzeit ohne ein Betriebssystem. Nur das geladene Programm wird beim Auftreten eines Unterbrechungssignals (Interrupt) abgearbeitet. Die Kommunikation zwischen E5 und E6 erfolgt über den gemeinsamen VMEbus. Die vom E5 erfaßten Meßdaten werden in ein „shared memory“⁵ geschrieben, auf den auch der E6 zugreifen kann. Um die Totzeit bei kurz hintereinander stattfindenden Ereignissen zu vermindern, wurde eine Pufferverwaltung mit Hilfe von verketteten Listen implementiert. Bei früher eingesetzten Datenerfassungssystemen war die CPU, die zur Datenerfassung eingesetzt wurde, nicht binärkompatibel mit dem Entwicklungssystem. Ein sogenannter „Cross-Compiler“ mußte zur Übersetzung des Quelltextes eingesetzt werden. Der Programm-Kode ließ sich auf dem Entwicklungssystem nicht testen, die Fehlersuche war erheblich erschwert. Mit dem Konzept zweier kompatibler CPUs können nun die Ausleseprogramme komfortabel unter dem UNIX-Betriebssystem des E6 entwickelt und auch direkt unter Kontrolle des Betriebssystems bei Verwendung der gleichen auszulesenden Elektronik getestet werden. Erst wenn sie keine Fehler mehr enthalten, wird der erzeugte Binärkode auf den E5-Rechner geladen und dort ohne Betriebssystem ausgeführt.

Das MECDAS⁶-Programmpaket [Kry95] zur Datenauslese und Experimentsteuerung ist ein modulares System, das es dem Anwender erlaubt, das Ausleseprogramm nur durch die Beschreibung der Experimentkonfiguration zu erstellen. Informationen über spezifische Eigenschaften der auszulesenden Geräte sind in einer Bibliothek enthalten, so daß der Anwender nur den Namen und die Position eines Gerätes in eine Datei eintragen muß, ohne dessen spezifische Eigenschaften kennen zu müssen. Spezielle intelligente Module, die nicht in das CAMAC-Schema passen, wie das 4299-DATABUS-Interface zur Auslese der Driftkammer-TDCs und der Segment-Manager des FASTBUS-Systems sind durch Unterprogramm-Aufrufe integriert.

Im nächsten Schritt wird eine weitere Datei erstellt, die die den Geräten zugeordneten logischen Variablennamen enthält. Einem ADC kann zum Beispiel die Variable „energy“ zugeordnet werden oder einem TDC die Variable „time“.

Schließlich ist eine dritte Datei zu erstellen, die die Zuordnung der logischen zur physikalischen Struktur enthält. Abbildung 4.5 zeigt ein Beispiel für die logische Struktur zur Beschreibung der Drei-Spektrometer-Anlage. Die Anpassung an ein neues Experiment oder die Änderung des bestehenden Aufbaus erfordert nur das Editieren der drei Textdateien. Aus diesen Angaben wird ein Quellkode in der Programmiersprache „C“ erzeugt, aus dem dann der Binärkode automatisch generiert wird.

Die Verpackung der Meßdaten in ein einheitliches Format kann schon auf der „Slave“-CPU oder erst auf der „Master“-CPU vorgenommen werden. Diese Flexibilität erlaubt die Anpassung an verschiedene Rechnerkonfigurationen. Der Datenstrom enthält nach der Verpackung auch die Information über die gesamte Experimentkonfiguration und die Steuerungsdaten. Die abgespeicherten Daten sind damit selbstbeschreibend, zu ihrer Interpretation sind keine weiteren Informationen nötig.

⁵shared memory: von mehreren Prozessen gemeinsam genutzter Speicherbereich

⁶MECDAS: Mainz Experiment Control and Data Acquisition System

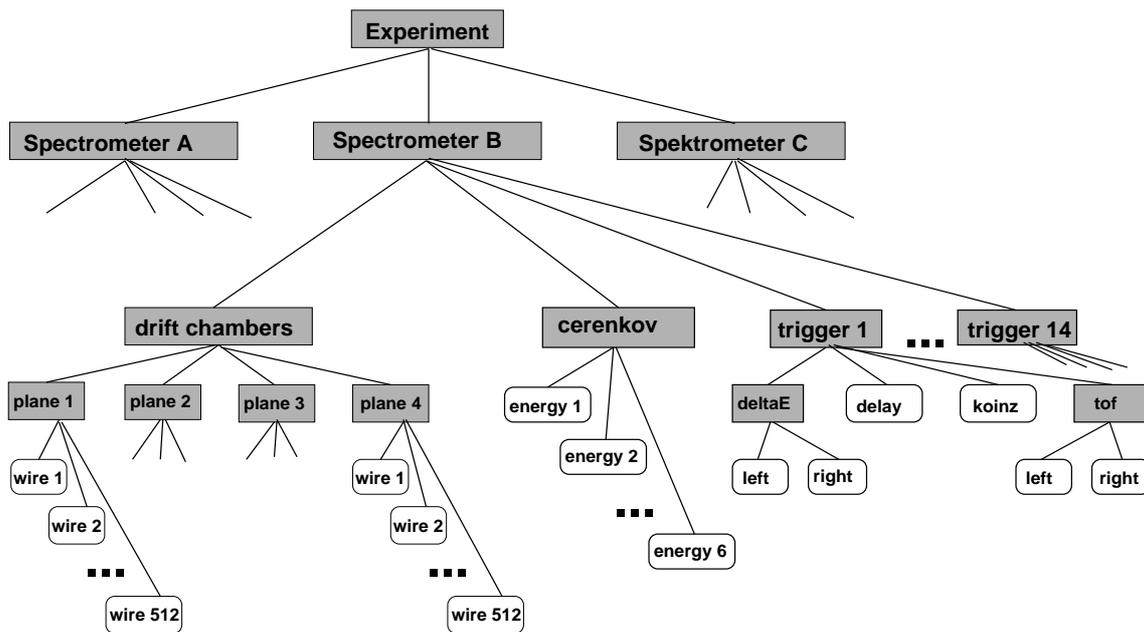


Abbildung 4.5: Darstellung der logischen Struktur der Detektoren der Drei-Spektrometer-Anlage. Die ungefüllten abgerundeten Kästchen enthalten die Namen logischer Variablen, die von MECDAS nach der Auslese der Detektorelektronik den eingelesenen Werten zugeordnet werden. Zur Analyse werden die in C-Strukturen eingeordneten Werte nur noch unter ihren logischen Namen angesprochen. Die gespeicherten Daten enthalten auch die logische und die physikalische Experimentkonfiguration sowie Informationen zu deren Zuordnung zueinander.

Seit der Inbetriebnahme von Spektrometer B im Juni 1993 gibt es zwei VMEbus-Rechner, die unabhängig die Daten eines Zweifach-Koinzidenzexperimentes auslesen. Zur Synchronisation der Ereignisse werden dabei auch die Daten des in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen „Eventbuilder“-Moduls ausgelesen, die eine eindeutige Ereignisnummer und den Ereignistyp enthalten. Ein „Eventbuilder“-Programm auf dem übergeordneten „Host“, der A1D, das die Daten dem Pufferspeicher der ebenfalls auf dem „Host“ arbeitenden Empfangsprozesse entnimmt, ordnet die Daten mit gleichen Ereignisnummern einander zu. Dabei können eventuell auftretende Übertragungsfehler, die sich in fehlenden Daten eines der Koinzidenzarme äußern, toleriert werden; die Zuordnung wird bei den folgenden Ereignissen wieder resynchronisiert. Der so gebildete neue Datenstrom wird einem Archivierungsprozeß zugeführt.

Im Normalfall werden die Daten zunächst auf eine sogenannte „online“-Festplatte geschrieben, um später auf Band (Exabyte) gesichert zu werden. Zum einen verringert sich dadurch die Totzeit, da das Medium Festplatte schnellere Zugriffe als das Band ermöglicht, zum anderen können auch ältere Meßdateien bei Bedarf rasch nochmals analysiert werden, etwa um Vergleiche nach der Umstellung eines Experimentparameters zu ermöglichen.

Zur zentralen Steuerung des Datenerfassungssystems existiert eine Benutzerschnittstelle in Form einer Reihe von Kommandodateien, sogenannten „shell-scripts“. Diese Schnittstelle stellt eine Umgebung auf dem „Host“ zur Verfügung, die sogenannte „MECDAS-Shell“, die über die zur Abarbeitung der Kommandos nötigen Konfigurations-Informationen verfügt. Die Kommandos ermöglichen es die Messung zu starten und zu stoppen sowie die Anzeige von Statusinformationen.

Zur Analyse werden die Daten automatisch dekodiert, wobei die erfaßten Werte bereits der logischen Struktur zugeordnet sind. Hardware-Aspekte sind vor dem Benutzer versteckt, die Analyse baut auf der logischen Struktur auf. Zur „Online“-Analyse im Rahmen eines benutzerspezifischen C-Programms wird ein Rahmenprogramm zur Verfügung gestellt, in welches der Benutzer nur noch die logischen Namen und den Wertebereich der zu histogrammierenden Variablen einzusetzen braucht. Verknüpfungen von Variablen sind ebenfalls möglich und die so erzeugte neue Variable kann genauso histogrammiert werden. Auch die Möglichkeit, Schnitte auf Variablen zu setzen, ist vorgesehen. Kompliziertere Operationen auf die ausgelesenen Werte lassen sich durch benutzerdefinierte Unterprogramme einbinden. Dies kann zum Beispiel die Spurberechnung in den Driftkammern auf der Basis der ausgelesenen Driftkammer-TDC-Daten sein oder die Rückrechnung zum Target mit Hilfe der berechneten Teilchenspur in der Fokalebene des Spektrometers. Da bei einem Koinzidenzexperiment die Informationen aller Arme im Datenstrom enthalten sind, können die so berechneten Informationen über das Teilchen auch direkt verwendet werden, um zum Beispiel die „missing energy“ oder das „missing momentum“ (siehe Abschnitt 5.1.2) zu berechnen. Die wiederum in einem gemeinsam genutzten Speicherbereich erzeugten ein- und zweidimensionalen Histogramme können noch während des Programmablaufs des Analyseprogramms grafisch dargestellt werden. Die Darstellung erfolgt in Fenstern der X-Oberfläche und wird abhängig vom Fortschritt der Analyse regelmäßig aktualisiert. Die zur „Offline“-Analyse nach dem Experiment benötigten Routinen zur Manipulation von Histogrammen, wie Subtraktion von Untergrund, arithmetische Operationen auf Histogrammen, Anpassung von Kurven oder Routinen zur Korrektur des Strahlungsschwanzes sind in dem „online“-Paket nicht enthalten. Diese Aufgaben können zum Teil von dem „offline“-Programm PAW⁷, für das auch ein Interface zu den MECDAS-Histogrammen existiert oder vollständig von den Programmen ESPACE⁸, HISTMAN⁹, RADCOR¹⁰, ALLFIT¹¹ und MPLOT¹² [Off94] übernommen werden (vergleiche auch Abschnitt 5.5). Auch die von ESPACE erzeugten Histogramme können mit PAW nachbearbeitet werden.

4.2 Rekonstruktion der Teilchenspur

Die Rekonstruktion der Teilchenspur aus den Driftkammer-Daten ist als eine Unterprozedur in das Gesamtanalyse-Paket integriert. Außer der im Folgenden besprochenen Implementation „traceware“ [Sau94] wurden zwei weitere programmtechnische Umsetzungen des Rekonstruktions-Algorithmus von verschiedenen Autoren [Dis95, Off94] realisiert.

Die in den folgenden Abschnitten 4.2.1 bis 4.3 dargestellten Häufigkeitsverteilungen stammen aus einer ¹²C(e,e′)-Messung mit Spektrometer B (run_930731174615) mit einer Kollimatoreinstellung, die eine Raumwinkel-Akzeptanz von 5.6 *msr* bewirkte. Das Magnetfeld des Spektrometers hatte einen Wert von 1.38856 *T*. Die Energie der einfallenden Elektronen betrug 855.11 *MeV*.

4.2.1 Rohspektren

Die im Folgenden gezeigten Häufigkeitsspektren von Rohdaten dienen im Meßbetrieb der Beurteilung der ordnungsgemäßen Funktion der Driftkammern. In Abbildung 4.6 ist die Häufigkeit

⁷PAW: Physics Analysis Workstation, CERN

⁸ESPACE: Event Scanning Program for A1 Collaboration Experiments

⁹HISTMAN: Histogramm Manipulating program

¹⁰RADCOR: Radiation Correction program

¹¹ALLFIT: Peakfit program

¹²MPLOT: Programm zur grafischen Darstellung von Histogrammen

der gemessenen Driftzeiten in der x_1 -Ebene der Driftkammern von Spektrometer B dargestellt. Dabei sind die an allen Signaldrähten dieser Ebene gemessenen Zeiten akkumuliert worden. Das Spektrum erhält seine charakteristische Form aus einem Plateau und einer Überhöhung der Häufigkeit bei großen Zeiten zum einen aus der Zellgeometrie und zum anderen aus der Art der Auslese.

Die Überhöhung wird dadurch verursacht, daß die Feldgeometrie in Drahtnähe von einem homogenen Feld in ein radialsymmetrisches Feld übergeht. Dadurch ergibt sich im drahtnahen Bereich eine höhere Dichte durchgehender Teilchen pro Driftstrecke als im homogenen Feldbereich. Mit Hilfe der gemessenen absoluten Driftzeit eines Signaldrahts und dem Teilchenbahnwinkel ist es möglich bei bekannter Feldgeometrie die Länge der Driftstrecke zu berechnen, die ein Driftelektron vom Kreuzungspunkt der Teilchenbahn mit der Mitte der Driftzelle bis zum Signaldraht genommen hätte (siehe Anhang A).

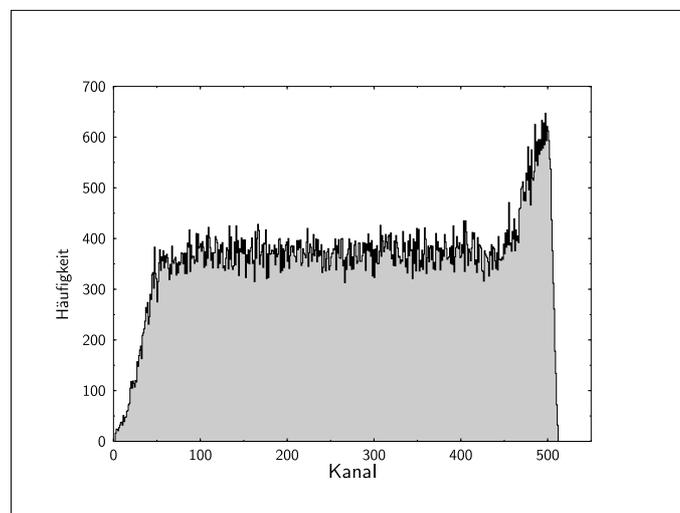


Abbildung 4.6: Häufigkeitsverteilung der unkorrigierten Driftzeiten der x_1 -Ebene der vertikalen Driftkammern von Spektrometer B. Bei jedem Ereignis wurden die Driftzeiten aller angesprochenen Drähte akkumuliert. Die Überhöhung bei großen Zeiten wird durch die Feldgeometrie einer Driftzelle verursacht und im Text näher erläutert.

Die Überhöhung erscheint hier bei großen Driftzeiten, da die TDCs der Driftkammern im sogenannten „Common Stop“-Modus ausgelesen werden. Der Zeitpunkt des Teilchendurchtritts, der durch ein Signal der Plastik-Szintillatoren definiert wird, liegt bis zu etwa 230 ns vor der Lawinenbildung am Signaldraht. Es erscheint daher naheliegend, alle TDCs mit diesem Signal zu starten und sie individuell mit dem Signal der Driftkammer-Drähte zu stoppen. Meßtechnisch hat diese Vorgehensweise jedoch einige Nachteile. Die TDCs benötigen nach dem Eintreffen des Startsignals eine gewisse Wartezeit ($\approx 200 \text{ ns}$) bevor das erste Stoppsignal eintreffen darf. Weiterhin wird, insbesondere bei Koinzidenzexperimenten, eine gewisse Zeit benötigt, bis das Signal die Schaltungen der Triggerlogik durchlaufen hat (siehe Abschnitt 4.1.1). Im „Common Start“-Modus wären daher die Signale aller Driftkammerdrähte, also etwa 1600 Signalleitungen pro Spektrometer, um die entsprechende Zeit zu verzögern gewesen. Im „Common Stop“-Modus dagegen muß nur das endgültige Triggersignal entsprechend verzögert werden. Die TDCs werden dabei von den Driftkammer-Signalen einzelner Drähte individuell gestartet und alle gemeinsam nach einer bestimmten Verzögerungszeit vom Triggersignal der Szintillatoren gestoppt. Gemessen wird daher nicht direkt die Driftzeit, sondern ein Offsetwert abzüglich der Driftzeit. Die in

der Häufigkeit überhöhten kurzen Driftzeiten finden sich im Häufigkeitsspektrum (Abbildung 4.6) daher in der Nähe des Offsetwerts.

Abbildung 4.7 zeigt ein Beispiel für die Häufigkeit der in der x_1 -Ebene angesprochenen Signaldrähte. Die Fokalebene ist in diesem Beispiel nicht vollständig ausgeleuchtet. Es handelt sich um ein $^{12}\text{C}(e,e')$ -Experiment, bei dem der Sollimpuls des Spektrometers mit dem Impuls der elastischen Linie übereinstimmt. Da das gestreute Elektron keine höheren Impulse als die einfallenden Elektronen haben kann, ist der Bereich rechts der elastischen Linie im Häufigkeitsspektrum leer. Auch bei diesem Spektrum sind alle auftretenden Signale an einem Draht akkumuliert. Aufgrund des schrägen Teilchendurchgangs werden mehrere Drähte pro nachzuweisendem Teilchen angesprochen, die alle im Spektrum akkumuliert werden. Dies führt aber nicht zu einer Veränderung der Form des Spektrums gegenüber einem Spektrum, bei dem nur der mittlere angesprochene Draht entlang einer Teilchenspur akkumuliert wird, da sich für jeden Draht der Effekt seiner Nachbardrähte wegmittelt. Lediglich die absolute Höhe des nach der ersten Methode aufgebauten Spektrums ist größer.

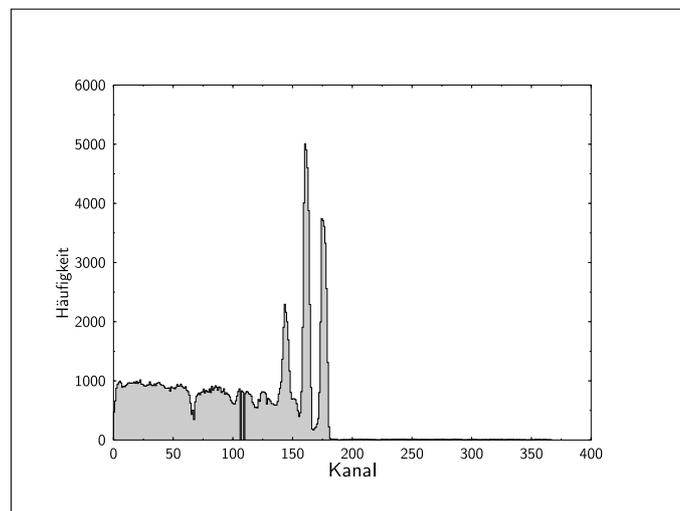


Abbildung 4.7: Beispiel einer Häufigkeitsverteilung der angesprochenen Drähte in der x_1 -Ebene der vertikalen Driftkammern von Spektrometer B. Bei jedem Ereignis wurden alle angesprochenen Drähte akkumuliert. Das Integral dieses Spektrums ist daher gleich der mittleren Zahl der pro Ereignis angesprochenen Drähte multipliziert mit der Zahl der Ereignisse. Die Form des Spektrums ist durch den Streuquerschnitt an ^{12}C , den Spektrometerwinkel und den durch die Erregung der Spektrometerspulen eingestellten Impulsakzeptanz-Bereich des Spektrometers bestimmt. Es gibt keine Elektronen mit Impulsen oberhalb der elastischen Linie. Das entsprechende hochaufgelöste Spektrum wird weiter unten im Text erläutert.

Anhand dieses Spektrums kann man sofort erkennen, ob ein Signaldraht oder eine Vorverstärkerkarte ausgefallen ist. Dies äußert sich durch Löcher im Spektrum. Wenn ein Vorverstärker oder alle 16 Vorverstärker einer Karte schwingen, zeigt sich dies als starke Überhöhung der Häufigkeit bei einzelnen oder nebeneinanderliegenden Kanälen gegenüber dem restlichen Spektrum. Der entsprechende Vorverstärker kann anhand der Kanalnummer identifiziert und repariert oder ausgetauscht werden.

Der Ausfall eines Szintillatorsegmentes führt in diesem Spektrum ebenfalls zu einem Einbruch

der Häufigkeit und kann bei den Drahtebenen mit kurzem Abstand zur Szintillatorebene sogar mit dem Ausfall von Vorverstärkern verwechselt werden.

Die in Abbildung 4.8 gezeigten Multiplizitätsspektren erlauben eine Einschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern. Hier ist die Häufigkeit aufgetragen, mit der eine bestimmte Anzahl von Drähten in einer der Drahtebenen bei einem Teilchendurchgang angesprochen wurde. Aufgrund der Auslegung der Kammern und der auftretenden Bahnwinkel sollte die maximale Häufigkeit bei den x–Ebenen bei voller Ansprechwahrscheinlichkeit 5 und bei den s–Ebenen 4 Signaldrähte pro Ereignis betragen. Eine Verschiebung dieser Werte kann mehrere Ursachen haben:

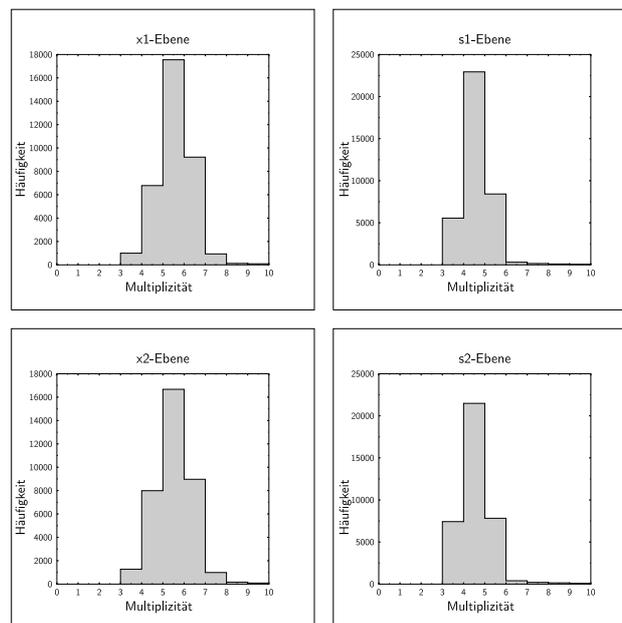


Abbildung 4.8: Häufigkeitsverteilung der Multiplizität der gemessenen Ereignisse in den 4 Drahtebenen der vertikalen Driftkammern von Spektrometer B. Die Häufigkeitsspitze liegt bei den x–Ebenen bei 5, bei den s–Ebenen bei 4 Drähten pro Ereignis. Die minimale Multiplizität von 3 wird, wie im Design vorgesehen, nicht unterschritten. Die Multiplizitätsspektren erlauben eine schnelle und zuverlässige Beurteilung der Betriebsbereitschaft der Driftkammern.

- * Die Hochspannung zwischen Kathode und Anodendrähten ist zu niedrig oder völlig ausgefallen.
- * Der Argon–Anteil im Kammergas ist stark reduziert oder Null. Die Hochspannung, die beim Betrieb mit reinem Isobutan benötigt wird, um die volle Ansprechwahrscheinlichkeit zu erreichen, ist bis zu 500 V höher als bei dem verwendeten Gemisch im Verhältnis 1:1.
- * Mehrere Vorverstärker–Kanäle schwingen. Dies führt zu einer Verschiebung der Häufigkeit zu hohen Werten und kann auch anhand des Kanal– und des Zeitspektrums erkannt werden.
- * Es handelt sich um ein Spektrum, das nur durch Höhenstrahlung entstanden ist. Die Winkelverteilung zeigt dann kein Maximum bei 45° und ist wesentlich breiter und homogener.

Das in Abbildung 4.9 gezeigte Häufigkeitsspektrum ergibt einen Überblick über das Ansprechverhalten aller 4 Driftkammern eines Spektrometers. Wenn mindestens ein Draht einer Ebene

bei einem Ereignis angesprochen wurde, wird für diese Ebene ein Bit in einem 4-Bit-Muster gesetzt. Die Zuordnung der Bits zu den Drahtebenen lautet: s2-x2-s1-x1. Das sich ergebende Muster wird als Hexadezimalzahl von 0 bis 15 interpretiert und die Häufigkeit der Muster wird akkumuliert. Die größte Häufigkeit wird bei 4 funktionierenden Drahtebenen bei der Zahl 15 erwartet. Die Häufigkeit bei 0 ist hauptsächlich auf neutrale Teilchen wie Photonen zurückzuführen, die das Kammergas nicht ionisieren, im wesentlich massiveren Szintillatormaterial jedoch einen Lichtblitz auslösen können. Der Ausfall einer Kammerebene führt sofort dazu, daß das Häufigkeitsmaximum bei einem anderen Wert, also 7,11,13 oder 14, erscheint. Aus den zwischen 0 und 15 liegenden Werten kann grob auf die mittlere Ineffizienz einer Ebene geschlossen werden. Eine genauere Analyse muß die Verwertbarkeit der Treffer in den angesprochenen Ebenen für die Bahnrekonstruktion berücksichtigen, da hier nur die Bedingung gestellt wurde, daß mindestens ein Kanal pro Ebene angesprochen wird.

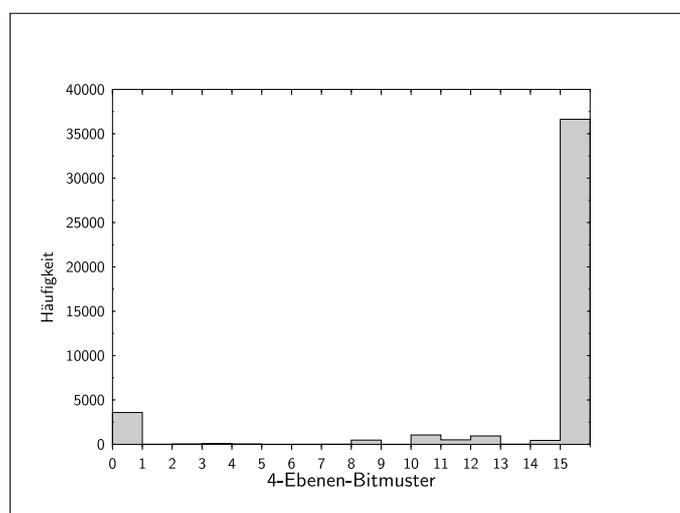


Abbildung 4.9: Unkorrigierte Ansprechhäufigkeit der 4 Drahtebenen der vertikalen Driftkammern von Spektrometer B. Die Kombination der Ebenen, in denen mindestens ein Draht angesprochen wurde, ist als Bitmuster von 4 Bit in der Folge s2-x2-s1-x1 kodiert. Die Kombination 0101 = 5 bedeutet zum Beispiel, daß nur die beiden x-Ebenen angesprochen wurden. Das Maximum der Häufigkeit bei 15 zeigt, daß in den meisten Fällen alle 4 Ebenen angesprochen wurden. Die Ereignisse bei Null sind auf Photonen aus dem Strahlungsuntergrund in der Spektrometerhalle zurückzuführen.

4.2.2 Spurrekonstruktion

Zur Rekonstruktion der Bahnparameter einer Teilchenspur in der Fokalebene und zur Rückrechnung auf die Targetkoordinaten wurde eine Analysestruktur definiert, in die zunächst die Rohdaten der vertikalen Driftkammern, bestehend aus Kanalnummern und gemessenen Zeiten der angesprochenen Drähte, eingetragen werden. Diese Struktur wird im Verlauf der Analyse mit den Zwischenresultaten verschiedener Unterprozeduren aufgefüllt. Hierbei stehen jeder dieser Subroutinen die Ergebnisse aller zuvor durchlaufenen Routinen zur Verfügung. Programmiertechnisch wird nur die Adresse der Struktur an die jeweils aufgerufene Unterroutine weitergegeben. Der Aufbau der Struktur ist in Abbildung 4.10 gezeigt.

<pre> struct pair { double x; double z; }; struct focpla { double x; double th; double y; double ph; }; struct target { double d; double th; double y; double ph; double l; }; struct planecoord { double x1; double s1; double x2; double s2; }; struct fitres { double xd; double slope; double sig_xd; double sig_slope; double sig_z; }; </pre>	<pre> struct vdcEvent { int n; int mis_wire; int goodevent; int correctable; int fitable; struct pair xz[BUF_SIZE]; struct pair xz_c1[BUF_SIZE]; struct pair xz_c2[BUF_SIZE]; struct fitres fr_c1; struct fitres fr_c2; }; struct specEvent { int event_number; int planepattern; int goodpattern; int usepattern; int reconstructable; int reconstructed; struct vdcEvent vdcX1; struct vdcEvent vdcS1; struct vdcEvent vdcX2; struct vdcEvent vdcS2; struct planecoord pcoord; struct planecoord psigma; struct focpla coord; struct focpla sigma; struct target tg; }; </pre>
---	---

Abbildung 4.10: Struktur zur Analyse der Rohdaten der Driftkammern. Die Speicheradresse der Struktur wird allen beteiligten Unterprogrammen übergeben, so daß die Resultate aller zuvor aufgerufenen Routinen dort jeweils zur Verfügung stehen.

Abbildung 4.11 zeigt schematisch den Ablauf der Datenanalyse. Zunächst werden die Drahtpositionen, die Zeit-Offsets der einzelnen Drähte und die Polynom-Koeffizienten für die Rückrechnung der Fokalebene-Koordinaten zum Target initialisiert.

Bei der Zuordnung der Meßdaten des eingelesenen Ereignisses wird zugleich die Anzahl der angesprochenen Drähte pro Drahtebene bestimmt (vdcX1.n, ...). Da beim Teilchendurchgang durch eine Drahtebene die angesprochenen Drähte immer benachbart sein sollten, wird nun die Zahl fehlender Drähte innerhalb dieser Reihe bestimmt (miswire). Ein Ereignis wird als weiterverwertbar beurteilt (goodevent = 1), wenn mindestens drei Drähte angesprochen wurden und hier höchstens eine Lücke von zwei fehlenden Drähten auftritt. Im nächsten Schritt werden den Kanalnummern der einzelnen Ebenen nun Drahtpositionen zugeordnet, die Driftzeiten werden um die jeweiligen Zeit-Offsets korrigiert und dann mit Hilfe der bekannten Driftgeschwindigkeit und Zeitauflösung der TDCs in einen unkorrigierten Driftweg umgerechnet. Bei der Festlegung des Vorzeichens dieses Driftwegs wird die bekannte Winkelabbildungseigenschaft der Spektro-

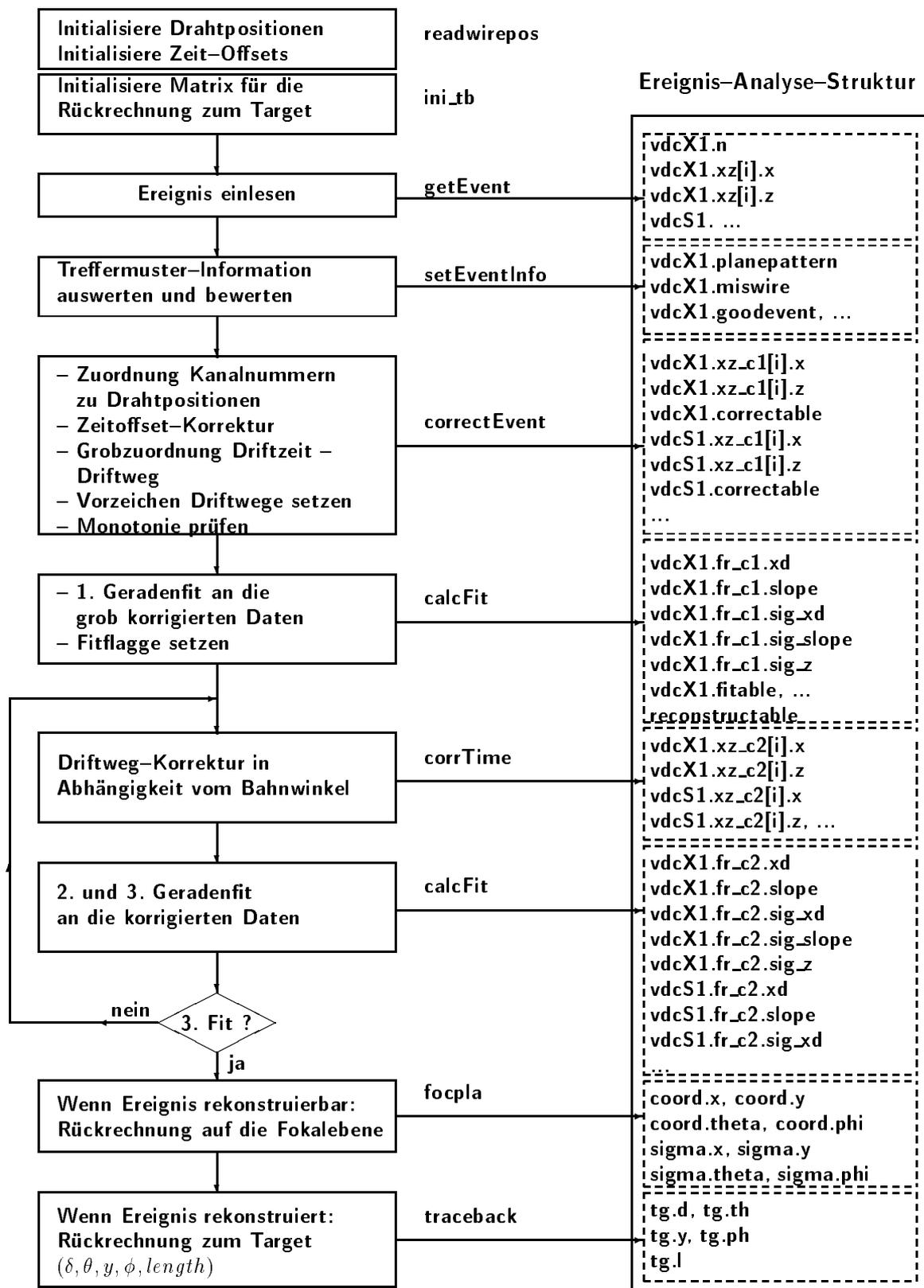


Abbildung 4.11: Schema der Analyse der Driftkammerdaten von den Meßwerten (Kanalnummer, Driftzeit) bis zu den Targetkoordinaten.

meter zugrunde gelegt. Die Driftwege in Richtung auf kleinere Impulse vom Durchtrittspunkt durch die Drahtebene aus gesehen erhalten das negative Vorzeichen. Eine Schwierigkeit tritt bei der Zuordnung des Vorzeichens am Draht mit der kleinsten Driftzeit auf. Das Vorzeichen wird hier durch das kleinere der beiden χ^2 festgelegt, die man erhält, wenn je ein Geradenfit mit positivem und negativem Vorzeichen für den Draht mit der kleinsten Driftzeit durchgeführt wird. Schließlich wird nun die Monotonie der so erhaltenen Zahlenfolge von Driftwegen überprüft und in Abhängigkeit hiervon eine Flagge (correctable) gesetzt.

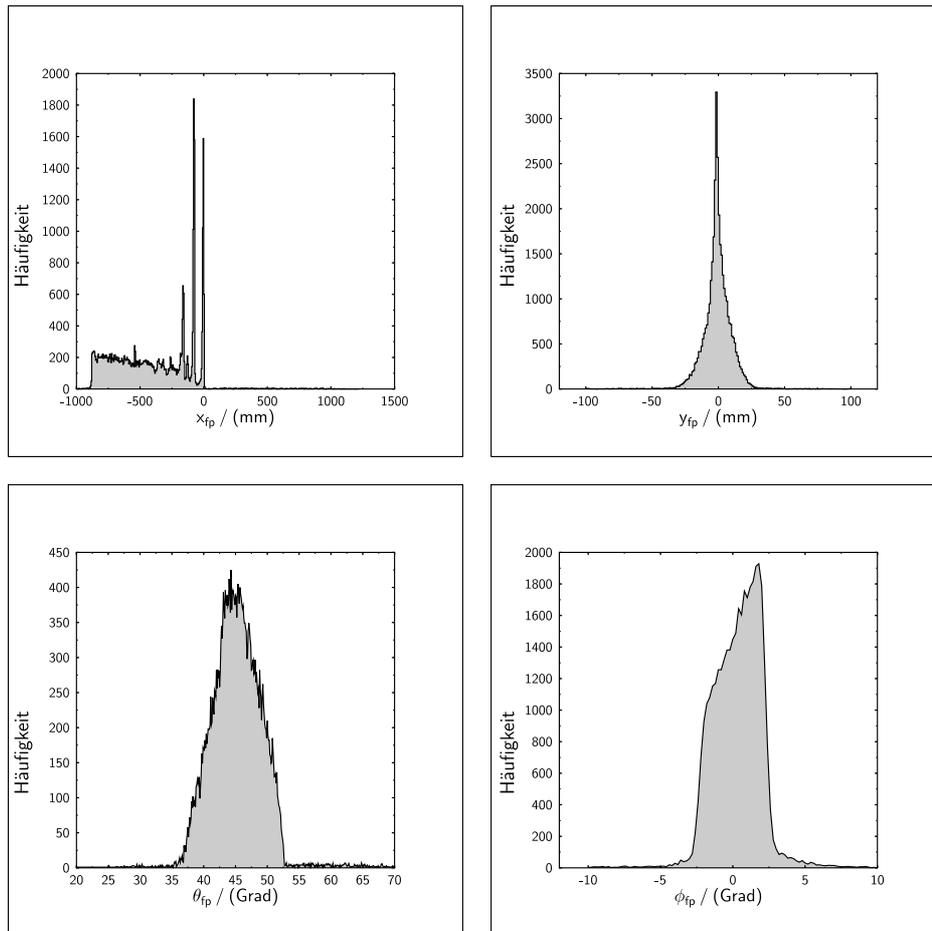


Abbildung 4.12: Spektren der rekonstruierten Fokalebene-Koordinaten x, θ, y, ϕ von Spektrometer B, die zu den im vorhergehenden Abschnitt dargestellten Rohdaten-Spektren gehören.

War der bei den korrigierbaren Ereignissen durchgeführte Geradenfit an die grob korrigierten Daten durchführbar, so wird wiederum eine Flagge (fitable) gesetzt. Das Ereignis wird als rekonstruierbar betrachtet, wenn mindestens eine x- und eine s-Ebene von den je zwei vorhandenen x- und s-Ebenen ein Ereignis enthielten, durch das ein Geradenfit möglich war.

Im nächsten Schritt wird mit Hilfe des nun grob bekannten Bahnwinkels eine Driftweg-Korrektur durchgeführt (siehe Anhang A). Dabei wird im wesentlichen der entlang der Seite der Driftzelle verlaufende Driftweg mit der kürzesten Driftzeit in einen äquivalenten Driftweg in der vertikalen Driftzellenmitte umgerechnet. Hierzu wird zu dem grob bestimmten Driftweg ein Korrektur-

summand addiert, der vom Bahnwinkel und der absoluten Driftstrecke abhängt. Mit den so korrigierten Daten wird ein erneuter Geradenfit durchgeführt, der den Bahnwinkel nochmals genauer festlegt. In einer Iteration wird nun die Driftwegkorrektur mit diesem Bahnwinkel erneut durchgeführt. Die so korrigierten Daten sind nun Gegenstand eines dritten Geradenfits. War das Ereignis rekonstruierbar, so werden nun mittels der berechneten Durchtrittspunkte durch die Drahtebenen der Driftkammern mit Hilfe der Gleichungen (2.11), (2.12), (2.13) und (2.14) die Bahnkoordinaten x, y, θ und ϕ in der Fokalebene berechnet. Bei Ausfall einer Doppeldriftkammer oder einzelner Drahtebenen werden die Durchtrittspunkte durch die fehlenden Drahtebenen aus den bekannten Durchtrittspunkten berechnet. Dies ist nur möglich, wenn mindestens eine x - und eine s -Ebene ein verwertbares Ereignis enthält.

Eine alternative Vorgehensweise bei der Bahnrekonstruktion besteht darin, den Geradenfit nicht separat mit den Daten einer Drahtebene durchzuführen, sondern mit den zusammengefaßten Daten von je zwei x - und zwei s -Ebenen. Auf diese Weise kann für die Driftwegkorrektur in den meisten Fällen auf die mit Genauigkeiten im *mr*ad-Bereich gemessenen Bahnwinkel zurückgegriffen werden. Die hohe Genauigkeit resultiert aus dem geometrischen Hebel, der durch den Abstand $d = 272 \text{ mm}$ der Drahtebenen gegeben ist. Da in diesem Fall auf einen von drei Geradenfits verzichtet werden kann, verringert sich die Zeit für die Analyse eines Ereignisses. Andererseits erhält man für den Fall, daß eine Drahtebene ausgefallen ist, eine verringerte Genauigkeit der Driftwegkorrektur gegenüber der oben geschilderten Methode, da nach dem ersten Geradenfit an die grob korrigierten Meßdaten nur noch ein weiterer folgt. Auch Untersuchungen der intrinsischen Auflösungen der einzelnen Drahtebenen sind nicht mehr möglich. Erfahrungsgemäß kann der Aufwand für den dritten Geradenfit in Bezug auf die Rechengeschwindigkeit vernachlässigt werden, während die Auflösungen bei beiden Methoden vergleichbar sind.

Aus den Bahnparametern in der Fokalebene werden nun die Targetkoordinaten der Teilchenbahn rekonstruiert. δ ist hierbei die Abweichung vom Sollimpuls des Spektrometers, y, θ und ϕ beziehen sich auf das „raytrace“-Koordinatensystem am Target, dessen z -Achse entlang der Sollbahn des Spektrometers verläuft, während die x -Achse in Richtung auf den Hallenboden deutet. l ist der Bahnlängenunterschied der aktuellen Teilchenbahn im Vergleich zur Sollbahn. Er wird zur Flugzeitkorrektur des Koinzidenzzeit-Spektrums zweier Spektrometer benutzt. Die Rekonstruktion der Targetkoordinaten wird in Abschnitt 4.3 eingehender beschrieben.

Abbildung 4.12 zeigt Häufigkeitsverteilungen der rekonstruierten Fokalebene-Koordinaten (vergleiche Abbildung 2.8), die zu den in Abschnitt 4.2.1 dargestellten Rohdaten-Spektren gehören. Außer der x -Koordinate, die in erster Näherung dem Impuls des Teilchens zugeordnet werden kann, entsprechen die Koordinaten y_{fp}, θ_{fp} und ϕ_{fp} in erster Näherung den Koordinaten gleichen Namens am Target. Die Darstellung der Häufigkeitsverteilungen dieser Koordinaten erlaubt bereits eine gute Beurteilung des laufenden Experiments, ohne daß eine Rückrechnung zum Target durchgeführt wurde. Die elastische Linie der Elektronen-Streuung an ^{12}C liegt bei Null, der Sollimpuls des Spektrometers wurde also korrekt eingestellt, und die Symmetrie von y_{fp} um Null zeigt, daß auch das Target in Sollposition ist. Der Bahnwinkel θ_{fp} in divergenter Richtung bewegt sich im Bereich von 35° bis 53° mit dem Schwerpunkt bei 45° und stimmt damit mit den Abbildungseigenschaften des Spektrometers überein. Der Bahnwinkel in nicht-divergenter Richtung ϕ_{fp} bewegt sich wie erwartet im wesentlichen zwischen -3° und 3° .

In Abbildung 4.13 werden die Auflösungen des Durchtrittspunkts durch die Drahtebene, die man mit und ohne Korrektur der Wege der Driftelektronen in den einzelnen Zellen der Driftkammer erhält, am Beispiel der x_2 -Ebene von VDC-B miteinander verglichen. Das erste Histogramm wurde durch Geradenanpassung an die nur grob korrigierten Daten (`vdcX2.xz_c1[i].x,z`, vergleiche Abbildung 4.11) erstellt, während im zweiten Spektrum die Standardabweichung aus der Bestimmung des Durchtrittspunkts nach zweifacher Iteration der Driftweg-Korrektur und Ge-

radenfits akkumuliert ist. Beide Verteilungen zeigen einen Schwanz zu den größeren Werten von $\sigma_{x,d}$ hin, der bei der korrigierten Verteilung aber deutlich ausgeprägter ist als bei der unkorrigierten. Da eine solche Asymmetrie auch bereits bei den in der Monte Carlo-Simulation berechneten Verteilungen in Erscheinung tritt (vergleiche Abbildung 2.14), bei der nur normalverteilte Zufallszahlen für die Fehlersimulation Verwendung fanden, ist hier ein geometrischer Effekt aufgrund der Projektion der Teilchenspur auf die Drahtebene (Tangens-Funktion) sicher eine der Ursachen. Ein zusätzlicher Beitrag könnte aus der Energieverlust-Verteilung bei der Primärisation resultieren, die für dünne Schichten eine Landau-Verteilung annimmt. Die entstehenden Primärelektronen-Cluster entlang der Teilchenspur weisen somit eine asymmetrische Größenverteilung auf. Die Auswirkungen dieser Verteilung auf die Verteilung der aus dem Geradenfit berechneten Ortsauflösung $\sigma_{x,d}$ im Durchtrittspunkt durch die Drahtebene lassen sich nicht unmittelbar überblicken, können aber durchaus die beobachtete Asymmetrie mit bedingen. Durch die Driftweg-Korrektur ergibt sich eine Verbesserung des Mittelwerts der Auflösung im Durchtrittspunkt von etwa $30 \mu\text{m}$. Dies ist in Abbildung 4.13 am Beispiel der x2-Ebene gezeigt.

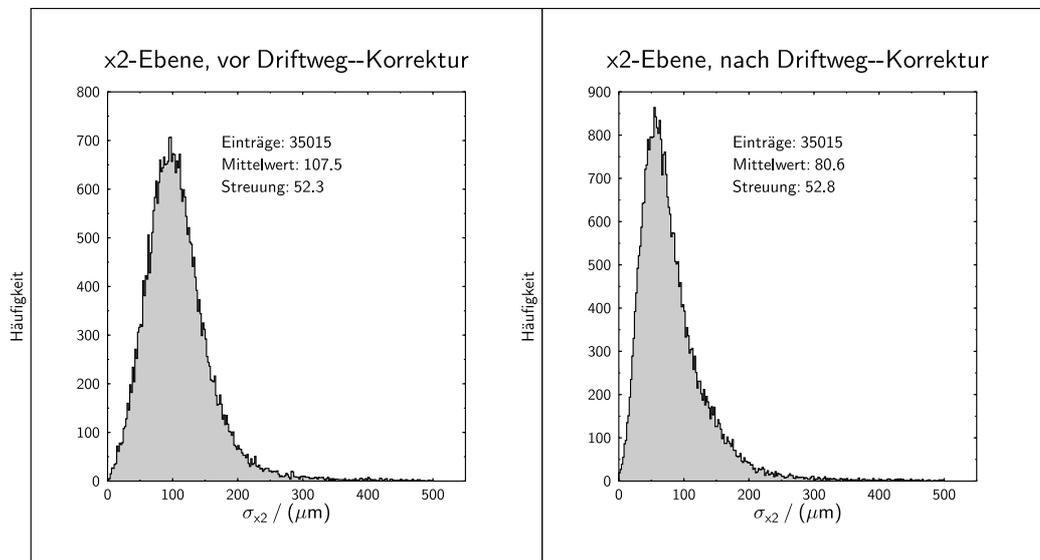


Abbildung 4.13: Häufigkeitsverteilungen der Standardabweichungen der Ortsauflösungen im Durchtrittspunkt durch die x2-Drahtebene der Driftkammern von Spektrometer B, die sich aus dem Geradenfit an die nicht Driftweg-korrigierten und an die Driftweg-korrigierten Meßdaten ergeben. Die Messung erfolgte mit minimal ionisierenden Elektronen. Die Maxima der Verteilungen stellen den wahrscheinlichsten Wert der Ortsauflösung dar und sind kleiner als die bei den Spektren angegebenen Mittelwerte der aus dem Geradenfit bestimmten Standardabweichungen. Die Verbesserung des Mittelwerts durch die Korrektur beträgt etwa $30 \mu\text{m}$.

In Abbildung 4.14 sind die mit Hilfe der Gleichungen (2.15), (2.16), (2.17) und (2.18) berechneten Orts- und Winkelauflösungen σ_x , σ_θ , σ_y und σ_ϕ der Teilchenbahn akkumuliert. Die mittlere Auflösung der y-Koordinate ist nahezu um den Faktor zwei schlechter als die der x-Koordinate. Für die mittleren Auflösungen der Winkelkoordinaten θ und ϕ findet man sogar einen Faktor drei zu Ungunsten der ϕ -Koordinate. Diese Relationen sind verständlich, wenn man berücksichtigt, daß zur Messung der x-Koordinate nur eine Drahtebene, für die θ -Koordinate zwei, drei für die y-Koordinate und vier für ϕ notwendig sind. Bei der Berechnung der entsprechenden Fokalebenekoordinaten pflanzen sich die Fehler bei der Bestimmung der jeweils verwendeten

Durchtrittspunkte fort, so daß eine höhere Zahl zu verwendender Durchtrittspunkte auch zu größeren Fehlern führt.

Eine andere Anordnung der Drähte, zum Beispiel die Anordnung der beiden Drahtebenen einer Doppeldriftkammer unter Winkeln von $\pm 30^\circ$, hätte die Situation für die Berechnung der Fokalebene-Koordinate x , die in erster Näherung dem Impuls zugeordnet ist, verschlechtert, da auch sie dann ebenso wie y von der Messung von mindestens drei Durchtrittspunkten abhängig gewesen wäre, während beide Bahnwinkel dann nur noch durch die Einbeziehung der Durchtrittspunkte durch alle vier Drahtebenen zu berechnen gewesen wären. Die gute Auflösung von 0.3 mrad in θ wäre nicht erreicht worden, während keine der anderen Koordinaten eine bessere als die gemessene Auflösung gezeigt hätte.

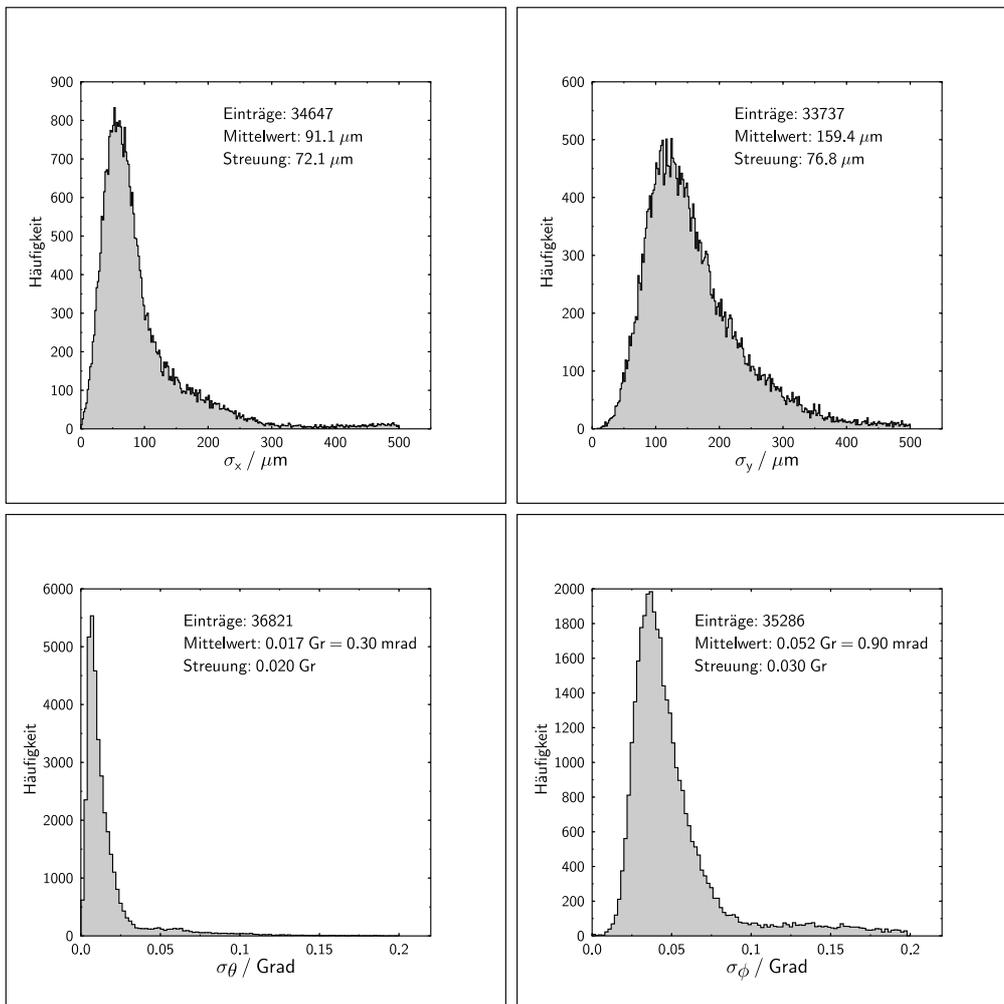


Abbildung 4.14: Häufigkeitsverteilungen der Standardabweichungen der Orts- und Winkelauflösungen der Bahnparameter der Teilchen in der Fokalebene von Spektrometer B. Erwartungsgemäß ist die Auflösung der Orts- und Winkelkoordinaten umso besser, je weniger Drahtebenen zu deren Bestimmung jeweils notwendig sind.

Es muß hier noch einmal betont werden, daß die gezeigten Auflösungen in der Fokalebene lediglich *intrinsische* Auflösungen darstellen. Die Vielfachstreuung im Kammergas, in der Luft zwischen den Kammern und speziell an der Vakuumaustrittsfolie können bei diesem Meßver-

x1-Drahtebene			s1-Drahtebene		
n	ε	χ_{red}^2	n	ε	χ_{red}^2
5	0.99045	31.604930	4	0.99992	0.509475
x2-Drahtebene			s2-Drahtebene		
n	ε	χ_{red}^2	n	ε	χ_{red}^2
5	0.99395	3.189025	4	0.98954	11.160184

Tabelle 4.1: Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit in den 4 Drahtebenen der Driftkammern von Spektrometer B, wenn als Soll–Anzahl n diejenige Draht–Anzahl benutzt wird, die am häufigsten auftritt.

fahren nicht berücksichtigt werden, da eine Streuung in dem einem Spurdetektor vorgelagerten Material für diesen nicht mehr erkennbar ist. Dies war der Anlaß für die in den Abschnitten 2.5.3 und 2.6.2.1 beschriebenen Monte Carlo–Simulationen der Vielfachstreuung.

Experimentell läßt sich die Vielfachstreuung nur dadurch untersuchen, daß man zunächst einen Teilchenstrahl präpariert, dessen Bahnwinkel genügend gut, das heißt um mindestens einen Faktor zwei besser als die gemessenen intrinsischen Winkelauflösungen, bekannt sind. Nach dem Durchqueren einer Folie kann man die Winkel dann mit Hilfe einer Anordnung aus zwei Doppel–Driftkammern vermessen und die rekonstruierten Winkel mit den präparierten Winkeln vergleichen.

4.2.3 Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer wird die Tatsache ausgenutzt, daß durch einen Teilchendurchgang immer mindestens 3 bis 10 benachbarte Drähte angesprochen wurden. Benutzt man die beiden äußersten Drähte mit den jeweils längsten Driftzeiten als Triggerdetektoren, so müssen auch alle dazwischen liegenden Drähte angesprochen worden sein. Die Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit ε ist der Quotient $\frac{n_{ist}}{n_{soll}}$, wobei n_{ist} die Zahl der Ereignisse darstellt, bei denen ein Signaldraht angesprochen wurde und n_{soll} die Anzahl der Ereignisse, bei denen die Teilchenspur durch die entsprechende Driftzelle verlief. Die Wahrscheinlichkeit $p(n, m)$ dafür, daß m von n Drähten ein Signal geliefert haben, wird durch eine Binomialverteilung mit dem Parameter ε beschrieben:

$$p(n, m) = \binom{n}{m} \varepsilon^m (1 - \varepsilon)^{n-m} \quad (4.1)$$

Die Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit ε hängt ab von der angelegten Kathodenspannung und der Schwelle der Vorverstärker/Diskriminatorkarten. Abbildung 4.15 zeigt die Zahl der tatsächlich angesprochenen Drähte m bei einer Solldrahtzahl von $n = 5$ für die x1–Ebene.

Die schwarzen Quadrate stellen die Funktionswerte einer durch χ^2 –Minimierung an die Meßdaten angepaßten Binomialverteilung dar. Die sich ergebende Einzeldraht–Ansprechwahrscheinlichkeit beträgt 99.05 %. Tabelle 4.1 zeigt die nach der gleichen Methode bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten für die jeweils maximale Zahl anzusprechender Drähte (vergleiche Abbildung 4.8) in den übrigen Drahtebenen.

Aufgrund der Redundanz durch je zwei x– und s–Ebenen ist die Gesamt–Nachweiswahrscheinlichkeit unter Verlust von Auflösung bei Nichtverwertbarkeit von Ereignissen einer oder gar zwei Ebenen praktisch 1.0.

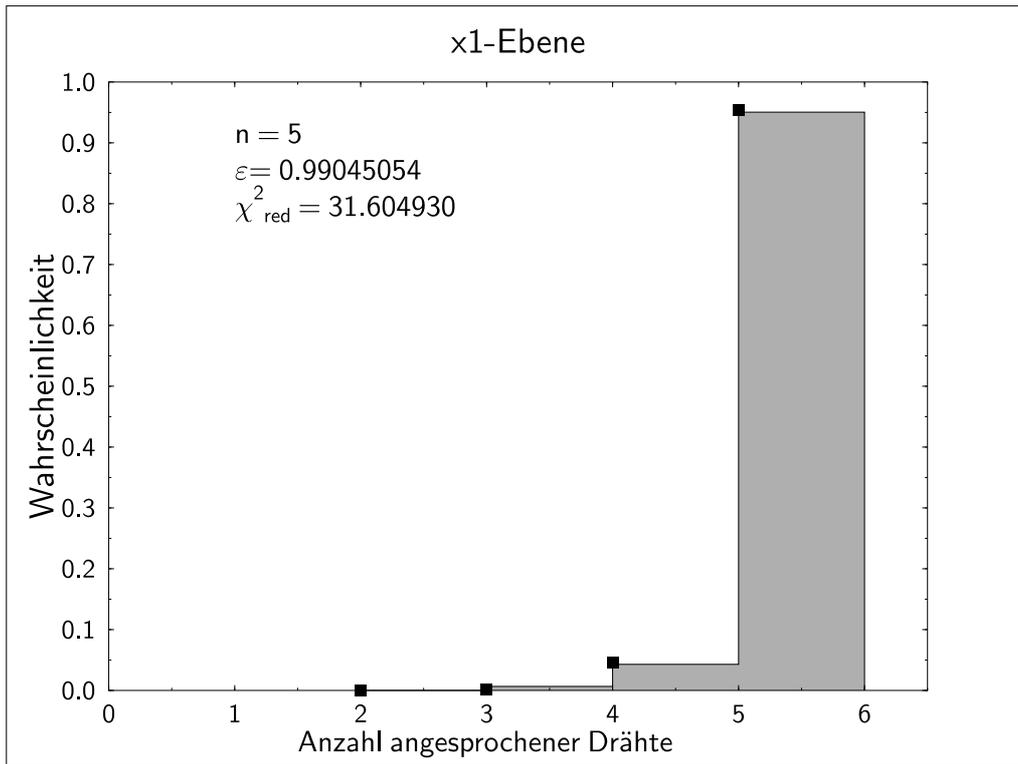


Abbildung 4.15: Wahrscheinlichkeit $p(n, m)$ für das Ansprechen einer Anzahl von m Drähten in der x_1 -Ebene von VDC-B bei einer Sollanzahl von $n = 5$ angesprochenen Drähten. Die Werte des grau unterlegten Histogramms stellen die Meßwerte dar, die schwarzen Quadrate gehören zu einer Binomialverteilung, die an diese Meßwerte angepaßt wurde. ε ist die Einzeldraht-Ansprechwahrscheinlichkeit.

4.3 Rekonstruktion der Targetkoordinaten

Zur Berechnung der Targetkoordinaten einer Teilchenbahn aus den am Spektromeraustritt von den vertikalen Driftkammern gemessenen Fokalebene-Koordinaten muß die Abbildungsfunktion des Spektrometers bekannt sein. Während der Designphase der Spektrometer wurden umfangreiche Simulationen [Sch95a] [Kor95] der im Spektrometer auftretenden Magnetfelder durchgeführt, so daß mit Hilfe von Strahlverfolgungsprogrammen wie „raytrace“ sowohl die Abbildungsfunktion wesentlich genauer als im Grobentwurf ermittelt werden konnte, als auch die Anpassung der Fokalebene-Detektoren an die Abbildungseigenschaften möglich war (siehe Abschnitt 2, sowie [Ric95], [Lie95]). Die zusätzlich durchgeführte Vermessung der Magnetfelder der Spektrometer [Sch95a] [Kor95] führte zu Feldkarten, die wiederum zur Bestimmung der Transfermatrizen herangezogen wurden. Dennoch traten Abweichungen zur Realität auf, wie etwa Abweichungen von der idealen Punkt-zu-Punkt-Abbildung bei extremen Winkeln. Die Transfermatrizen wurden daher experimentell bestimmt.

Da es nicht möglich ist, aus den vier gemessenen Bahnkoordinaten in der Fokalebene $x_{fp}, \theta_{fp}, y_{fp}$ und ϕ_{fp} die sechs Targetkoordinaten $\delta, x_{tg}, \theta_{tg}, y_{tg}, \phi_{tg}$ und z_{tg} eindeutig zu bestimmen, müssen selbst bei hinreichend gut bekannten Abbildungseigenschaften mindestens zwei dieser Koordinaten anderweitig festgelegt werden. x_{tg} wird durch die Strahlflecklage und -größe festgelegt. Die Strahlfleckausdehnung in x -Richtung schränkt über die Vergrößerung des Spektrometers unmittelbar die Impulsauflösung ein (vergleiche Abschnitt 2.1.2). Die zweite Koordinate, z_{tg} ,

wird durch die bekannte Position des Targets entlang des Strahls festgelegt.

Zur experimentellen Bestimmung der Abbildungsfunktion müssen die vier verbliebenen Targetkoordinaten ebenfalls bekannt sein. δ wird durch eine elastische Streuung an einem möglichst schweren Kern festgelegt. Hier wurde die elastische Linie von ^{181}Ta und die elastische und die inelastischen Linien von ^{12}C in der Fokalebene als x-Koordinate gemessen. ^{181}Ta nimmt bei der Streuung aufgrund seiner großen Masse gegenüber ^{12}C nur wenig Rückstoßenergie auf, so daß die Impulsverbreiterung durch den großen Streuwinkelbereich, der innerhalb der Spektrometerakzeptanz liegt, hier wesentlich kleiner ist. Die winkelabhängige Verbreiterung kann bei ^{12}C mit Hilfe der bekannten Streuwinkel korrigiert werden. Da diese aber mit Meßfehlern behaftet sind, ist die Auflösung der elastischen Linie nicht ganz so gut wie bei ^{181}Ta . Die elastische Linie wird durch Änderung des Magnetfelds über die Fokalebene geschoben. Dabei ist davon auszugehen, daß die übrigen Abbildungseigenschaften in einem weiten Bereich nicht von der Erregung der Magnetspulen abhängig sind. Lediglich im Bereich der Sättigung der Hysteresekurve wird diese Annahme relativiert.

Die Winkel θ_{tg} und ϕ_{tg} werden durch Lochkollimatoren festgelegt. Abbildung 4.16 zeigt die rekonstruierte Abbildung eines solchen Kollimators mit $11 \times 7 = 77$ Löchern, wie er für die experimentelle Strahlrückverfolgung bei Spektrometer A verwendet wurde. Der Lochdurchmesser beträgt 3.9 mrad , zwei der Löcher haben doppelten Durchmesser. Die noch verbleibende vier-

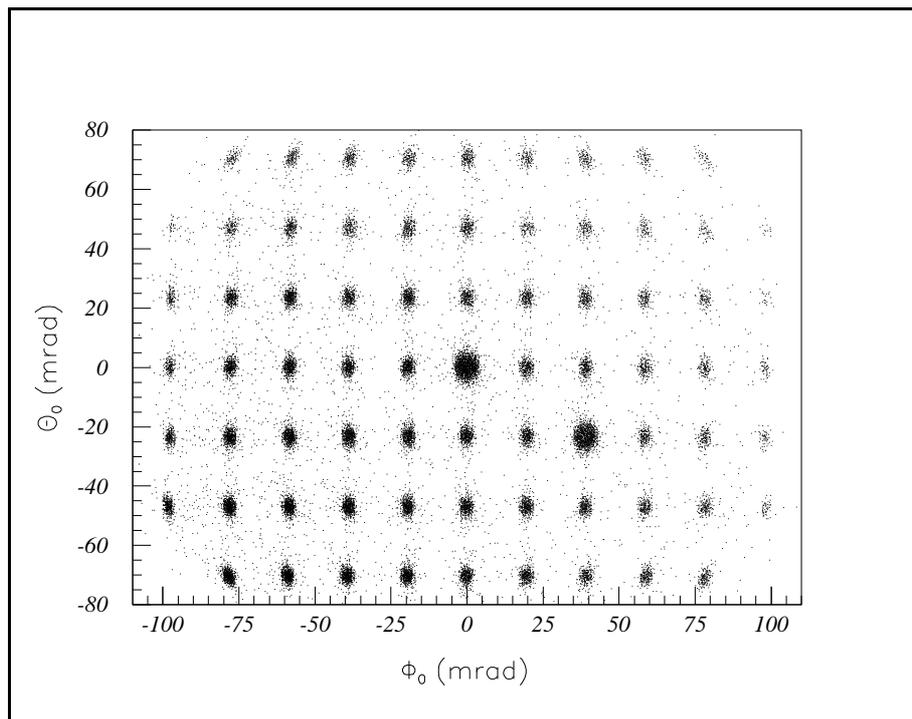


Abbildung 4.16: Dargestellt sind die rekonstruierten Winkel θ und ϕ am Target. Die Messung wurde mit Spektrometer A mit einem 60 mg/cm^2 -Tantal-Target bei einer Strahlenergie von 495 MeV und einem Kollimator mit 7 mal 11 Löchern aufgenommen.

te Targetkoordinate y_{tg} wird durch Verwendung einer Anordnung aus mehreren hintereinander angeordneten dünnen Targets („Targetstack“) mit bekannten Abständen festgelegt.

Aus der Zuordnung der in der Fokalebene gemessenen Koordinaten zu den am Target festgeleg-

ten Bahnkoordinaten wird nun die Abbildungsfunktion bestimmt. Dabei wird folgender Ansatz gemacht:

$$q_{ig}^{(i)} = \sum_{j,k,l,m}^{n_x, n_\theta, n_y, n_\phi} c_{jklm}^{(i)} x_{fp}^j \theta_{fp}^k y_{fp}^l \phi_{fp}^m \quad (4.2)$$

mit $c_{jklm}^{(i)} = \langle q^{(i)} | x_{fp}^j \theta_{fp}^k y_{fp}^l \phi_{fp}^m \rangle$. Bei diesem Ansatz hängt jede der vier Targetkoordinaten von einer Summe aus Produkten zu verschiedenen Potenzen der Fokalebenekoordinaten, gewichtet mit den entsprechenden Koeffizienten $c_{jklm}^{(i)}$, ab. Die maximalen Potenzen, die für die verschiedenen Fokalebenekoordinaten berücksichtigt werden, sind bei Spektrometer A $n_x = 5, n_\theta = 9, n_y = 5, n_\phi = 4$ und bei Spektrometer B $n_x = 5, n_\theta = 5, n_y = 4, n_\phi = 4$. Die Vorgehensweise bei der Bestimmung der Koeffizienten und der zu berücksichtigenden Potenzenprodukte der Fokalebenekoordinaten ist in [Kor95] beschrieben.

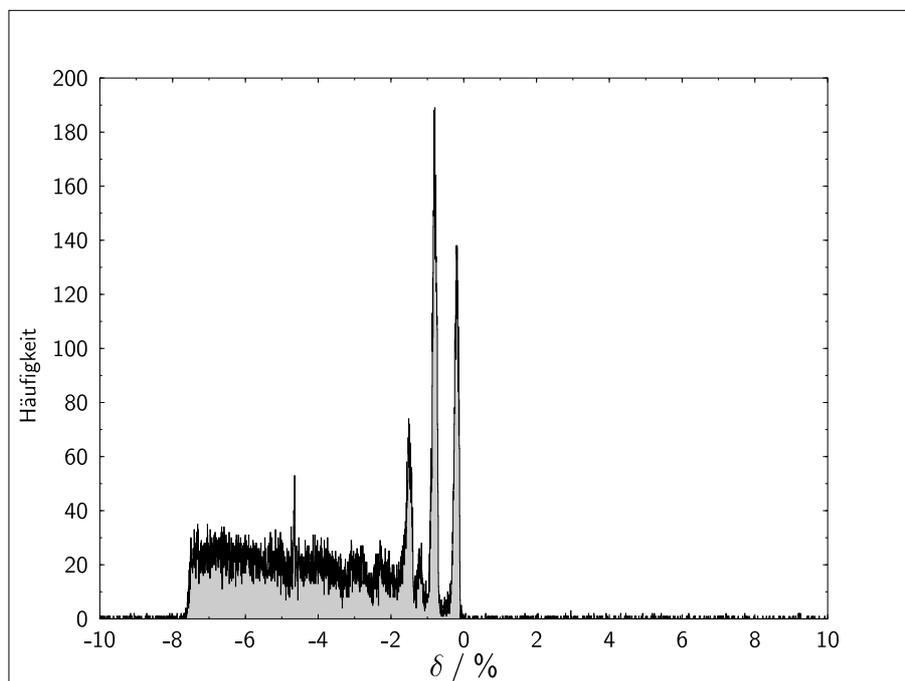


Abbildung 4.17: Relative Impulsablage $\delta / \%$ am Target von Spektrometer B für die bereits oben verwendeten Meßdaten der elastischen Elektronenstreuung an ^{12}C . Die Rückstoßverbreiterung aufgrund der Winkelakzeptanz des Spektrometers wurde noch nicht korrigiert. Das Spektrum erlaubt daher noch keinen Rückschluß auf die Impulsauflösung. Um auf den Absolutimpuls übergehen zu können, muß nun mit dem tatsächlichen Sollimpuls, der vom eingestellten Magnetfeld abhängt, multipliziert werden. Die Energie-Eichung der Spektrometer ist Gegenstand des nächsten Abschnitts.

Abbildung 4.17 zeigt ein hochaufgelöstes Spektrum aus der elastischen Streuung von Elektronen an ^{12}C , das zu den bereits in Abschnitt 4.2.1 verwendeten Meßdaten gehört. Aufgetragen ist hier die Häufigkeit gegen die Targetordinate δ . Die elastische Linie in der Nähe von $\delta = 0$ und die ersten 3 angeregten Linien sind relativ scharf. Da hier noch keine Rückstoßkorrektur durchgeführt wurde, geben sie noch keinen Aufschluß über die erreichte Impulsauflösung. Eine Betrachtung der korrigierten Spektren (vergleiche Abbildung 5.5 in Abschnitt 5.4.2) für ^{181}Ta ergibt Impulsaufösungen von $2.2 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) für Spektrometer A und $1.1 \cdot 10^{-4}$ (FWHM) für Spektrometer B [Kor95].

In Abbildung 4.18 sind die Häufigkeitsverteilungen der drei verbleibenden rekonstruierten Targetkoordinaten dargestellt. Die vierte Häufigkeitsverteilung gehört zum Weglängenunterschied der Teilchenbahnen relativ zur Sollbahn. Bei bekannter Teilchenart ermöglicht sie es, aus dem gemessenen Impuls den Laufzeit–Unterschied der verschiedenen Teilchenbahnen zu berechnen. Dies ist insbesondere zur Korrektur der Koinzidenzzeit–Auflösung bei Zwei–Arm–Experimenten notwendig. Die Abbildungsfunktion dieser Variablen wurde nicht durch experimentelle Bahnrückverfolgung gefunden, sondern durch eine Simulation mit Hilfe des Programms „raytrace“.

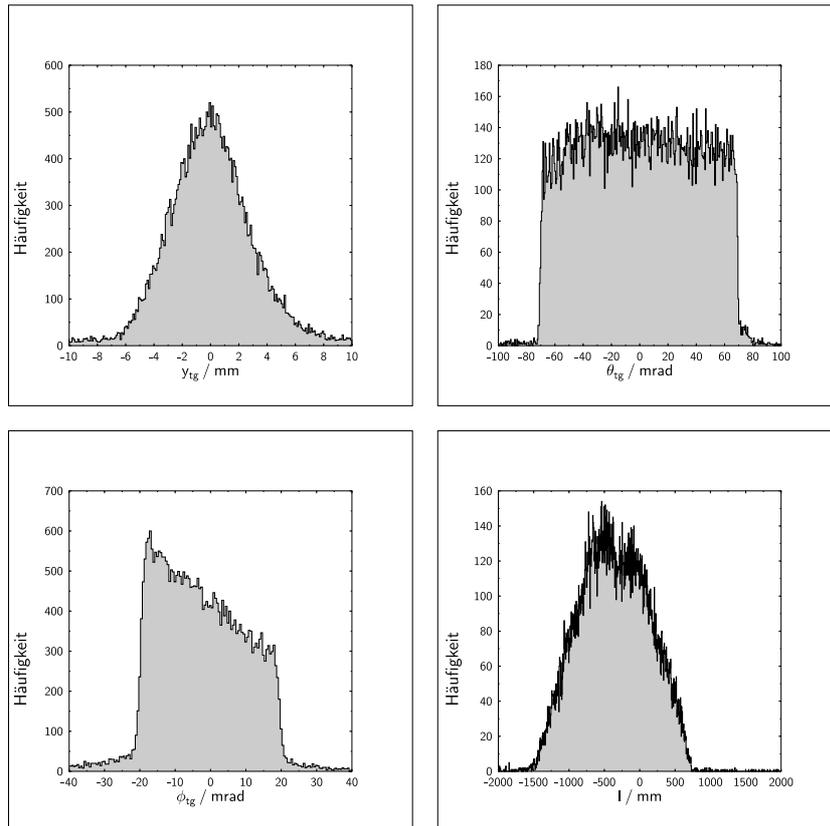


Abbildung 4.18: Dargestellt sind die bei Spektrometer B rekonstruierten y_{tg} -, θ_{tg} - und ϕ_{tg} -Verteilungen am Target für den bereits oben verwendeten Datensatz der elastischen Streuung eines Elektrons an ^{12}C . Die Halbwertsbreite von y_{tg} beträgt hier etwa 6 mm . Die rechts unten gezeigte Verteilung gehört zum Weglängenunterschied der Teilchenbahnen durch das Spektrometer bezüglich der Sollbahn und dient bei Koinzidenzexperimenten zur Korrektur der Koinzidenzzeit–Auflösung.

Die erreichte Auflösung in y_{tg} beträgt für Spektrometer B $\approx 1.5 - 2 \text{ mm}$ (FWHM) [Kor95]. Die Ortsauflösung von Spektrometer A ist aufgrund der Parallel–zu–Punkt–Abbildung stark vom Winkel ϕ_{fp} abhängig, dessen Kenntnis von der Messung aller vier Durchtrittspunkte durch die Drahtebenen der Driftkammern abhängt und daher mit dem größten Fehler behaftet ist (vergleiche Abbildung 4.14). Die Ortsauflösung hängt aufgrund der Vielfachstreuung stark von der Teilchenenergie ab. Bei einer Energie von 495 MeV wurde eine Ortsauflösung von 5 mm (FWHM) gemessen [Kor95].

Die erreichten Winkelaufösungen wurden aus den Messungen mit den Lochkollimatoren ab-

geschätzt. Dazu wurde aus der Häufigkeitsverteilung der Winkel eines Lochs die geometrische Breite der Löcher entfaltet. Die gefundenen Winkelauflösungen in θ_{tg} und in ϕ_{tg} betragen für beide Spektrometer $\approx 2 \text{ mrad}$ [Kor95].

Die Rückrechnung auf die Targetkoordinaten liefert zunächst nur die Impulsabweichung vom Sollimpuls $\delta = \delta p/p$, die Ortskoordinate y_{tg} und die beiden Bahnwinkel θ_{tg} und ϕ_{tg} . Bei bekanntem Sollimpuls läßt sich δ in einen absoluten Impuls umrechnen (siehe Abschnitt 4.4). Die weitere Analyse erfordert die Umrechnung des in Form von $(p^{sp}, \theta^{sp}, \phi^{sp})$ (vergleiche Abbildung 2.1) gegebenen Vektors in das kartesische Koordinatensystem des einfallenden Strahls, durch den die z-Achse definiert ist. Die Situation ist in Abbildung 4.19 illustriert.

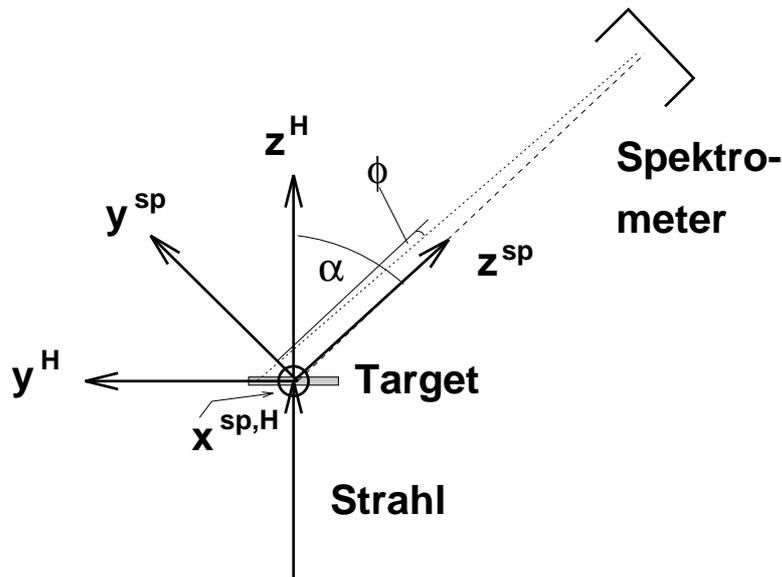


Abbildung 4.19: Illustration zur Berechnung des Impulsvektors im System der Spektrometerhalle. Die z-Achse liegt dort in Strahlrichtung und hat ihren Ursprung am Target.

Dazu wird zunächst der kartesische Vektor im Spektrometer-System berechnet:

$$\begin{aligned} p_x^{sp} &= \sin \theta^{sp} \cos \phi^{sp} \cdot p^{sp} / \sqrt{\sin^2 \theta^{sp} \cdot \cos^2 \phi^{sp} + \cos^2 \theta^{sp}} \\ p_y^{sp} &= \cos \theta^{sp} \sin \phi^{sp} \cdot p^{sp} / \sqrt{\sin^2 \theta^{sp} \cdot \cos^2 \phi^{sp} + \cos^2 \theta^{sp}} \\ p_z^{sp} &= \cos \theta^{sp} \cos \phi^{sp} \cdot p^{sp} / \sqrt{\sin^2 \theta^{sp} \cdot \cos^2 \phi^{sp} + \cos^2 \theta^{sp}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Die Darstellung dieses Vektors im System der Spektrometerhalle kann durch eine Drehung um die in Richtung des Hallenbodens zeigende x-Achse erreicht werden:

$$\begin{pmatrix} p_x^H \\ p_y^H \\ p_z^H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_x^{sp} \\ p_y^{sp} \\ p_z^{sp} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

α ist der Winkel, unter dem die Mittelachse des entsprechenden Spektrometers relativ zum Targetsystem steht. Ein negativer Winkel α bedeutet hier eine Drehrichtung gegen den Uhrzeigersinn.

Falls das Target wie in Abbildung 4.19 senkrecht zum einfallenden Strahl steht, ergibt sich die y-Koordinate im Hallensystem als

$$y^H = \frac{y^{sp}}{\cos \alpha} \cdot \left(1 + \frac{\sin \phi \cdot \sin \alpha}{\cos(\alpha + \phi)} \right) \quad (4.5)$$

Der Übergang von y^{sp} zu y^H wurde hier nur für den Fall eines dünnen Targets ausgeführt. Bei ausgedehnten Targets sind zusätzliche Korrekturen notwendig.

4.4 Energie–Eichung von Spektrometer A

Zur Energieeichung von Spektrometer A wurden in Ein–Arm–Streuexperimenten mit Elektronen an ^{181}Ta und ^{12}C die Positionen der elastischen Linien und der inelastischen Anregungslinien am Austritt von Spektrometer A vermessen. Dazu wurden bei Einschubenergien von 180 MeV , 495 MeV und 600 MeV durch Variation des Erregerstroms der Magnetspulen die Linien über die Fokalebene geschoben. Die niedrigste und die höchste Energie liegt jeweils im Randbereich der Impulsakzeptanz von Spektrometer A bei elastischer Streuung. Abbildung 4.21 zeigt zwei solcher Spektren am Beispiel von ^{181}Ta bei einer Einschubenergie von 600.11 MeV und einem Magnetfeld von $B = 1.4145\text{ T}$ und von ^{12}C bei $E_0 = 495.11\text{ MeV}$ und $B = 1.04348\text{ T}$.

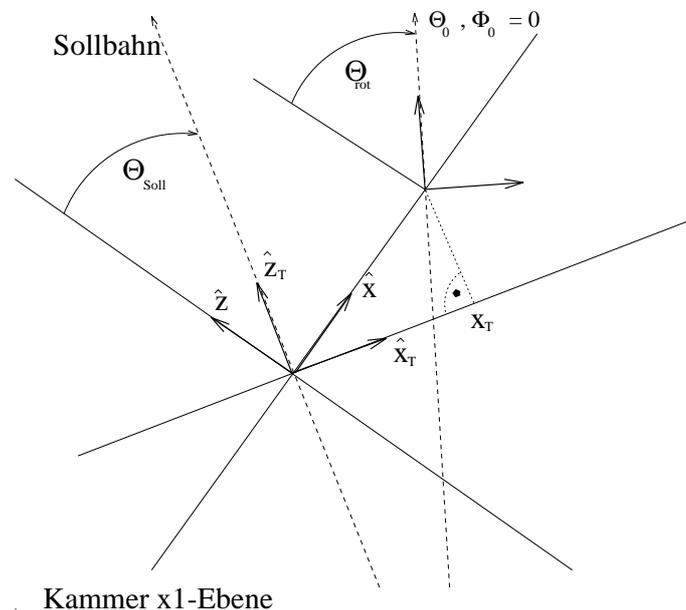


Abbildung 4.20: Definition des mitgedrehten „transport“-Koordinatensystems. Die z–Achse wird durch den Sollstrahl, der am Target ohne Impuls-, Orts- und Winkelablagen startet, definiert. Am Schnittpunkt mit der ersten Drahtebene der Driftkammern, die in der Fokalebene liegt, liegt der Ursprung des orthogonalen „transport“-Systems. Die Fokalebene–Ortskoordinaten werden auf die Koordinatenachsen des „transport“-Systems projiziert. Die Winkel θ_T und ϕ_T werden relativ zu θ_{Soll} gemessen.

Die Messungen wurden mit dem Programm „ESPACE“ [Off93a] ausgewertet. Hier werden die Positionen der Anregungslinien nicht im Fokalebene–System, sondern in einem mitgedrehten „transport“-Koordinatensystem berechnet. Abbildung 4.20 zeigt dieses System relativ zum Fokalebene–System. Die Winkel des „transport“-Systems variieren nicht um den Winkel der Sollbahn, sondern um 0° . θ_T ist daher in erster Ordnung direkt mit dem Winkel θ_0 am Target vergleichbar. Der Skalierungsfaktor ist die Winkelvergrößerung ($\theta | \theta$). Zur Rückrechnung der Koordinaten des „transport“-Systems auf die Target–Koordinaten ist eine andere Matrix als die in Abschnitt 4.3 verwendete erforderlich. Es existiert jedoch eine eindeutige Zuordnungsvorschrift zwischen beiden Matrizen.

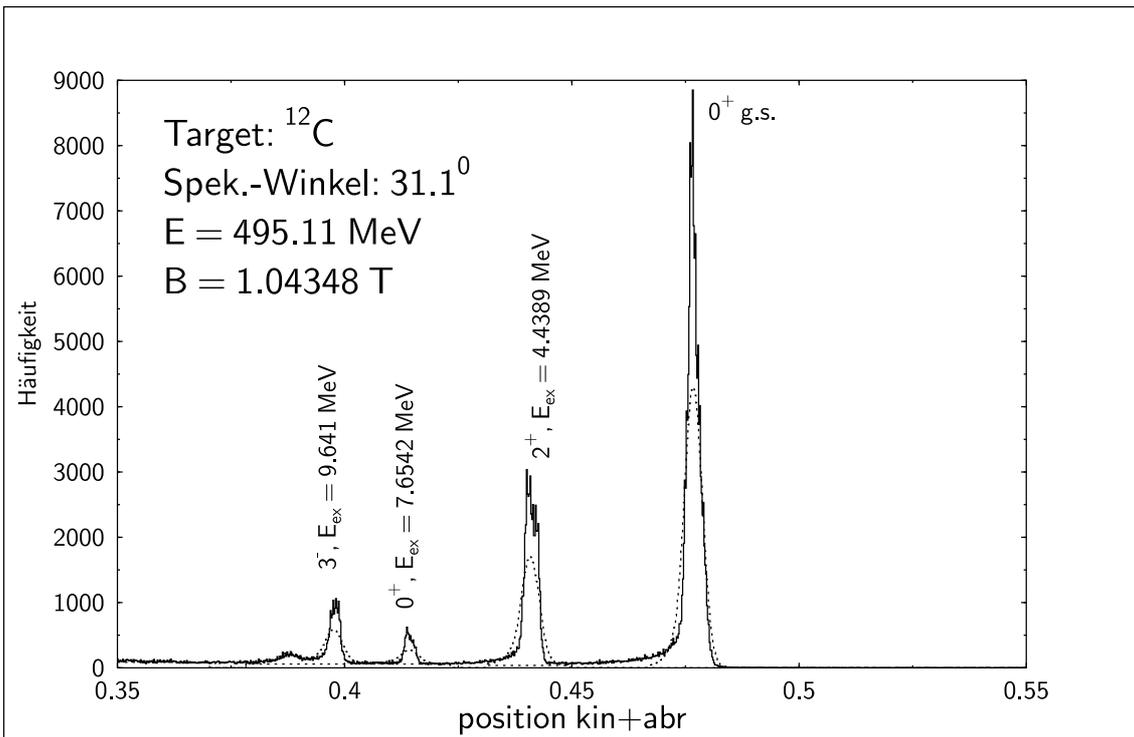
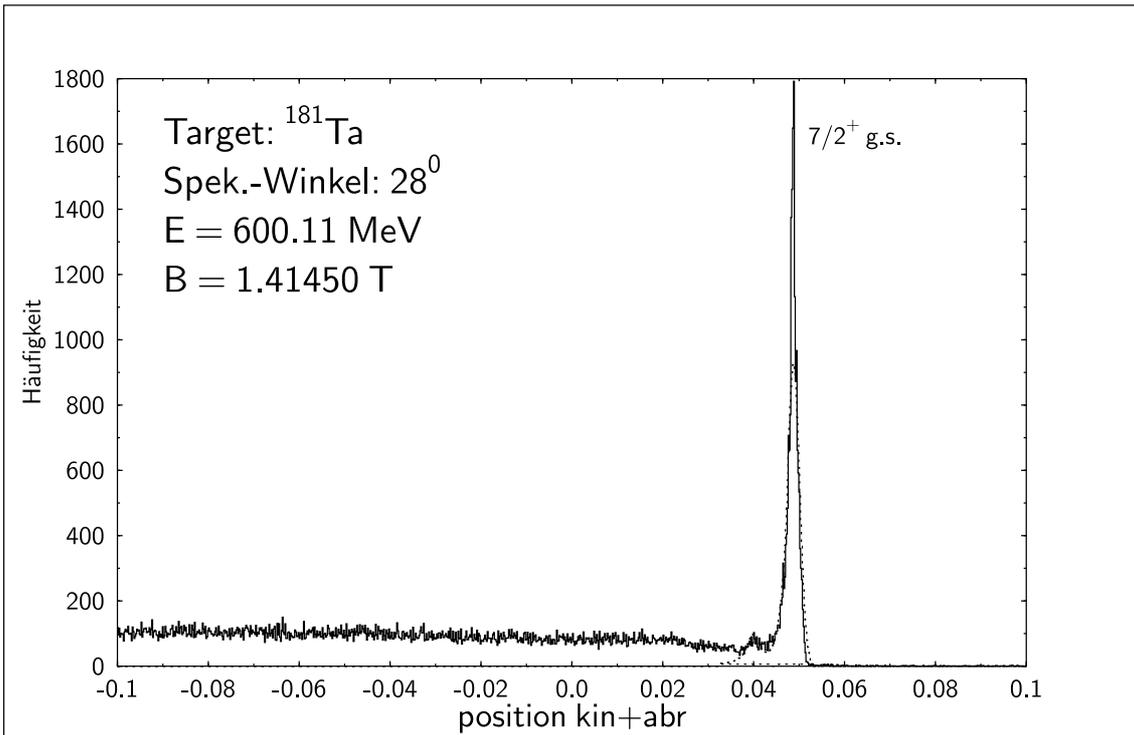


Abbildung 4.21: Häufigkeitsspektrum der an ^{181}Ta und an ^{12}C gestreuten Elektronen dargestellt in einem mitgedrehten "transport"-Koordinatensystem (siehe Text) am Austritt aus Spektrometer A. Die bekannte Strahlenergie, die elastischen und inelastischen Zustände bekannter Anregungsenergie, die Stärke des Magnetfelds sowie die Position des Zustands, die aus einem Fit bestimmt wird, dienen zur Energie-Eichung des Spektrometers.

Der Position jeder Linie kann unter Berücksichtigung der Rückstoßkorrektur ein Absolutimpuls p zugeordnet werden. Die Stärke des Magnetfelds wird mit Hilfe einer NMR¹³-Wasserstoff-Sonde vermessen. Aus den bekannten Positionen x_T der Anregungslinien p wird der Absolutimpuls $p = p_0 \cdot (1 + \delta)$ nun gemäß Gleichung (4.6) parametrisiert und die Koeffizienten b_i und d_j an die Meßdaten x_T und B angepaßt.

$$p = \left(\sum_{i=0}^3 b_i B^i \right) \cdot \left\{ 1 + \sum_{j=1}^5 d_j x_T^j \right\} \quad (4.6)$$

Hierbei gilt $\sum_{j=1}^5 d_j x_T^j = \delta$. Der Sollimpuls p_0 ergibt sich für $x_T = 0$. Wird der Winkel zwischen der x -Achse des Detektorsystems und der x -Achse des „transport“-Systems mit θ_{Soll} bezeichnet (siehe Abbildung 4.20), so ist die Zuordnung zwischen der x -Koordinate im Detektorsystem zu x_T definiert als

$$x_T = \cos \theta_{Soll} \cdot \frac{x}{R} \quad (4.7)$$

R ist ein vom Spektrometer abhängiger Normierungsradius. x_T ist damit dimensionslos.

Damit die Anpassung der Koeffizienten die Beziehung zwischen Magnetfeld und Impuls über den ganzen Akzeptanzbereich des Spektrometers möglichst gut wiedergibt, sollten die Positionen x_T der Anregungslinien diesen in kleinen Schritten abdecken. In Anhang B sind die gefundenen Positionen und die dazugehörigen Felder aufgeführt.

Für die Koeffizienten von Spektrometer A wurden folgende Werte gefunden:

$b_0/(MeV/c)$	$b_1/(MeV/c \cdot kG)$	$b_2/(MeV/c \cdot kG^2)$	$b_3/(MeV/c \cdot kG^3)$	
1.0095	$4.1631 \cdot 10^1$	$5.1896 \cdot 10^{-2}$	$-2.5145 \cdot 10^{-3}$	
$\pm 5.4820 \cdot 10^{-2}$	$\pm 2.2806 \cdot 10^{-2}$	$\pm 2.7001 \cdot 10^{-3}$	$\pm 9.7056 \cdot 10^{-5}$	
d_1	d_2	d_3	d_4	d_5
$2.3760 \cdot 10^{-1}$	$4.4582 \cdot 10^{-2}$	$-7.6282 \cdot 10^{-5}$	$-6.6117 \cdot 10^{-3}$	$-1.2444 \cdot 10^{-2}$
$\pm 5.9600 \cdot 10^{-5}$	$\pm 4.2606 \cdot 10^{-4}$	$\pm 7.8017 \cdot 10^{-4}$	$\pm 4.5976 \cdot 10^{-3}$	$\pm 5.6744 \cdot 10^{-3}$

Dabei ist $\theta_{Soll} = 45.0534^\circ$ und $R = 1.4 \text{ m}$.

Die Anpassung der Koeffizienten für Spektrometer A und die Bestimmung der Positionen der Anregungslinien zur Energieeichung von Spektrometer B und deren Anpassung wurde von [Off94] durchgeführt. Die Anpassung für Spektrometer B ergab folgende Koeffizienten:

$b_0 / (MeV/c)$	$b_1/(MeV/c \cdot kG)$	$b_2/(MeV/c \cdot kG^2)$	$b_3/(MeV/c \cdot kG^3)$	
4.4459	$6.1211 \cdot 10^1$	$3.3219 \cdot 10^{-1}$	$-1.6505 \cdot 10^{-2}$	
$\pm 2.7785 \cdot 10^{-1}$	$\pm 1.0024 \cdot 10^{-1}$	$\pm 1.1649 \cdot 10^{-2}$	$\pm 4.3596 \cdot 10^{-4}$	
d_1	d_2	d_3	d_4	d_5
$2.2189 \cdot 10^{-1}$	$-1.6624 \cdot 10^{-2}$	$-1.8256 \cdot 10^{-2}$	$1.0418 \cdot 10^{-2}$	$5.3852 \cdot 10^{-2}$
$\pm 5.8524 \cdot 10^{-5}$	$\pm 2.3731 \cdot 10^{-4}$	$\pm 1.8668 \cdot 10^{-3}$	$\pm 2.4074 \cdot 10^{-3}$	$\pm 1.4305 \cdot 10^{-2}$

Hier ist $\theta_{Soll} = 48.1800^\circ$ und $R = 1.8 \text{ m}$.

¹³NMR: Nuclear Magnetic Resonance

5. Analyse der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ bei einem Zwei-Spektrometer-Koinzidenz-Experiment

5.1 Die quasielastische exklusive Reaktion $(e,e'p)$

5.1.1 Motivation

Der Atomkern setzt sich zusammen aus Protonen und Neutronen, die durch die starke Wechselwirkung, vermittelt durch den Austausch von Mesonen, zusammengehalten werden. Die Beschreibung des Kerns basiert notwendigerweise auf Modellen anstelle von axiomatischen Prinzipien, da das Vielkörperproblem nicht exakt gelöst werden kann und die Wechselwirkung nicht wirklich gut bekannt ist. Überraschenderweise läßt sich das Kernsystem, ähnlich wie die Atomhülle, durch ein Schalenmodell beschreiben. Dabei nimmt man an, daß sich jedes Nukleon in erster Näherung in einem mittleren Potential bewegt, das von den übrigen Nukleonen aufgebaut wird. Dieses Modell wird als Schalenmodell unabhängiger Teilchen (IPSM¹) bezeichnet. Erst nach Einbeziehung der Spin-Bahn-Kopplung, die im Kernsystem wesentlich stärker ausgeprägt ist als in der Atomhülle, war das Schalenmodell in der Lage, die Systematik der Kernbindungsenergien, und hier besonders die sogenannten magischen Zahlen, zu erklären. Da der Atomkern kein Zentralpotential aufweist und die Kernkraft eine wesentlich kürzere Reichweite als die Coulombkraft besitzt, ist der Erfolg des Schalenmodells zunächst erstaunlich. Die Erklärung liefert das Pauli'sche Ausschließungsprinzip. Die meisten der bei einer Zwei-Körperkraft möglichen Übergänge sind im Kern verboten, da die Endzustände schon durch andere Nukleonen besetzt sind. Die Wellenfunktion eines einzelnen Nukleons ähnelt daher in guter Näherung der eines Teilchens in einem Ein-Körper-Potential. Führt man Zwei-Körper-Restwechselwirkungen in das Schalenmodell ein, so verschwimmt die Grenze zwischen besetzten und unbesetzten Zuständen im Grundzustand. Die Zustände unterhalb der Fermikante sind schwächer bevölkert, die Zustände oberhalb sind zum Teil ebenfalls besetzt.

Eine direkte Möglichkeit, die Schalenstruktur des Kerns zu untersuchen, bieten Stoßprozesse, bei denen ein Proton aus dem Kern herausgeschlagen wird, wie etwa $(e,e'p)$. Das herausgeschlagene Proton wird in Koinzidenz zum gestreuten Elektron nachgewiesen. Mißt man nun alle Impulse und Energien der beteiligten Teilchen vor und nach dem Stoß, so kann man die Energie- und die Impulsverteilung des Protons vor dem Herausschlagen aus dem Kern berechnen. Da jede Schale eine charakteristische Impulsverteilung und Bindungsenergie besitzt kann durch solche Experimente die Schalenstruktur der Kerne gemessen werden. Aus der Höhe der Impulsverteilung ist es sogar möglich Informationen über den Besetzungsgrad einer Schale zu gewinnen.

Zur Beschreibung der $(e,e'p)$ -Reaktion muß die Wechselwirkung zwischen dem einlaufenden Elektron und dem im Kern eingebauten Proton ebenso bekannt sein wie die Endzustands-Wechselwirkung (FSI²) zwischen dem auslaufenden Proton und dem Restkern.

¹IPSM: Independant Particle Shell Model

²FSI: Final State Interaction

5.1.2 Kinematik

Abbildung 5.1 zeigt die Kinematik der $(e,e'p)$ -Reaktion für den Fall, daß das Proton in der Ebene, die durch die Elektron-Vektoren definiert wird, nachgewiesen wird. Das einlaufende Elektron mit Impuls \vec{e} emittiert ein virtuelles Photon mit Impuls \vec{q} und Energie ω . Der Endimpuls des gestreuten Elektrons ist als \vec{e}' bezeichnet.

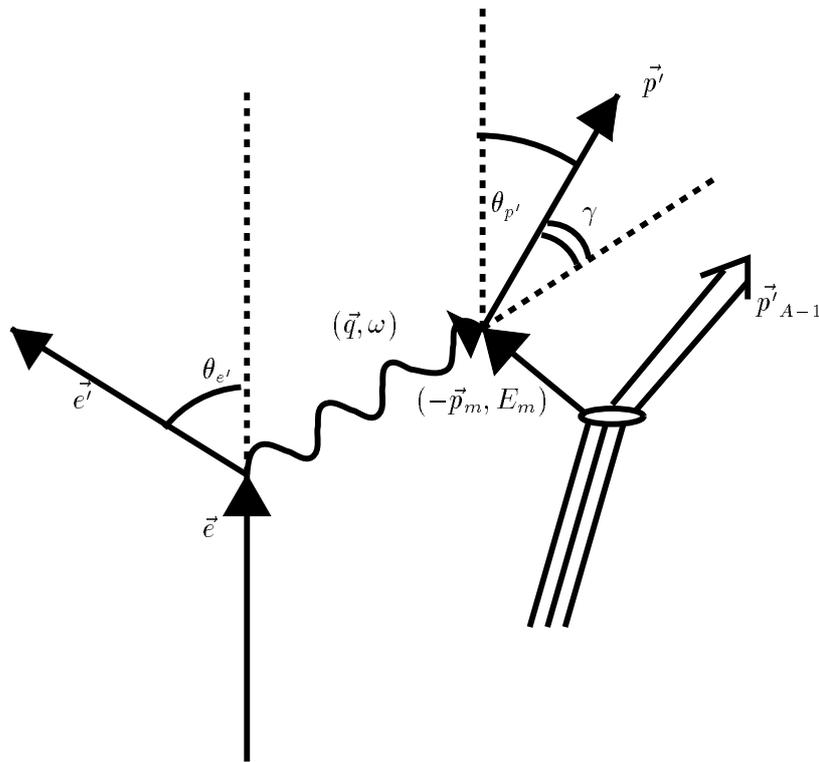


Abbildung 5.1: Ein-Photon-Austausch-Diagramm für die $(e,e'p)$ -Reaktion in der Stoßnäherung mit ebenen Wellen (PWIA: Plane Wave Impuls Approximation). $\theta_{e'}$ ist der Elektronen-Streuwinkel, $\theta_{p'}$ ist der Winkel, unter dem das Proton nachgewiesen wird, und γ ist der Winkel zwischen Impulsübertrag \vec{q} und dem Impuls des auslaufenden Protons \vec{p}' . Das Proton wird in der durch die Elektronenimpulse aufgespannten Ebene nachgewiesen.

Das durch eine ebene Welle beschriebene Photon reagiert in der Stoßnäherung in einem Ein-Stufen-Prozeß mit einem einzelnen Proton im Kern. Das herausgeschlagene Proton trägt den Impuls \vec{p}' . Es wird in Koizidenz mit dem gestreuten Elektron nachgewiesen. Der Anfangsimpuls des Protons, das „missing momentum“, ergibt sich daraus zu

$$\vec{p}_m = \vec{q} - \vec{p}' = (\vec{e} - \vec{e}') - \vec{p}'. \quad (5.1)$$

Den Unterschied der Gesamtenergie vor und nach der Reaktion, die „missing energy“, kann man in der gleichen Weise auswerten:

$$E_m = E_0 - E_{e'} - T_p - T_{A-1} = \omega - T_p - T_{A-1}, \quad (5.2)$$

wobei E_0 und E' die Anfangs- und die Endenergie des Elektrons und T_p die kinetische Energie des auslaufenden Protons darstellen. Die kinetische Energie T_{A-1} des Rückstoßkerns mit Mas-

senzahl $A - 1$ kann aus Gl. 5.1 gewonnen werden, da $\vec{p}_{A-1} = -\vec{p}_m$. Die fehlende Energie E_m ist die Energie, die zur Abtrennung des Nukleons vom Zielkern (Bindungsenergie) benötigt wird und enthält eine mögliche Anregung des Restkerns:

$$E_m = E_{sep}^{g.s.} + E_{exc}. \quad (5.3)$$

Durch Messung des (e,e'p)-Wirkungsquerschnitts für einen Bereich von \vec{p}_m - und E_m -Werten können die Verteilungen der Impulse und Energien der Protonen im Kern bestimmt werden. Die Streuwinkel $\theta_{e'}$ und $\theta_{p'}$, die gemäß Abbildung 5.1 definiert sind, werden durch eine bestimmte Wahl von \vec{p}_m nicht eindeutig definiert. Bei der Festlegung der Kinematik eines (e,e'p)-Experiments gibt es daher eine gewisse Freiheit. Zwei Konfigurationen werden häufig verwendet:

- * Parallele Kinematik: $\vec{p} \parallel \vec{q}$ ($\gamma = 0$). Der Vorteil dieser Kinematik besteht darin, daß wegen $\gamma = 0$ (siehe Abbildung 5.1) die beiden Interferenzstrukturfunktionen W_{TT} und W_{TL} des Wirkungsquerschnitts verschwinden.
- * Senkrechte Kinematik: \vec{q} und ω werden während eines Experiments konstant gehalten. Der Elektronenwinkel $\theta_{e'}$ braucht nicht geändert zu werden, so daß die Polarisierung des virtuellen Photons und die Verzerrung der Elektronenwelle konstant sind.

Bisher wurde angenommen, daß die beobachteten Impulse mit den Impulsen kurz vor und nach dem Prozeß des Herausschlagens identisch sind, das heißt die Verzerrungseffekte der Teilchenwellen wurden vernachlässigt. Im allgemeinen ist jedoch die Endzustands-Wechselwirkung zwischen dem auslaufenden Proton und dem (A-1)-Restkern zu berücksichtigen.

Wie man aus Abbildung 5.2 erkennt, entspricht der gemessene fehlende Impuls nicht dem tatsächlichen Anfangsimpuls des Protons

$$\vec{p}_i = \vec{p} - \vec{q}. \quad (5.4)$$

Wegen der Impulserhaltung ist die Summe der Impulse von Proton und Restkern vor und nach der Endzustands-Wechselwirkung gleich:

$$\vec{p} + \vec{p}_{A-1} = \vec{p}' + \vec{p}'_{A-1} \quad (5.5)$$

Durch Kombination der Gleichungen (5.1), (5.4) und (5.5) erhält man

$$\vec{p}_m = -\vec{p}_i + \vec{p} - \vec{p}' = -\vec{p}_i + \vec{p}'_{A-1} - \vec{p}_{A-1} \quad (5.6)$$

Da $\vec{p}_i = -\vec{p}_{A-1}$ ist der fehlende Impuls \vec{p}_m noch immer mit dem Impuls des Restkerns identisch, nicht aber mit dem Anfangsimpuls des Protons nach dem Herausschlagen aus dem Kern. Da die Wechselwirkung zwischen herausgeschlagenem Proton und Restkern attraktiv ist, wird der gemessene fehlende Impuls \vec{p}_m etwas kleiner sein als der Anfangsimpuls des Protons \vec{p}_i .

5.1.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für (e,e'p) kann in erster Born'scher Näherung, wenn also nur ein virtuelles Photon zwischen dem Elektron und dem Nukleon ausgetauscht wird, allgemein geschrieben werden als ([dFj83])

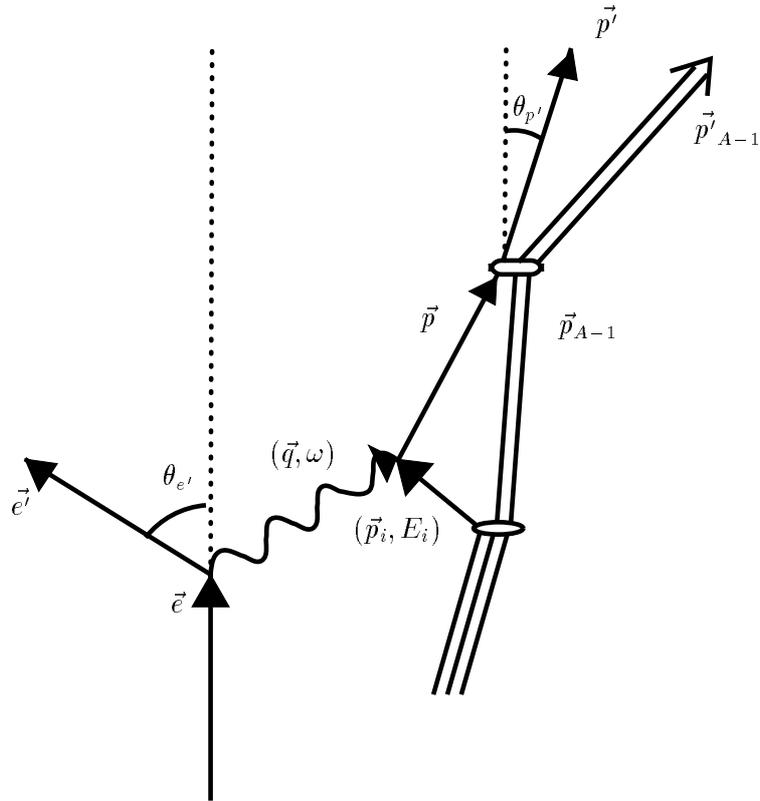


Abbildung 5.2: Ein-Photon-Austausch-Diagramm für die $(e,e'p)$ -Reaktion in der Stoßnäherung mit verzerrten Wellen (DWIA: Distorted Wave Impulse Approximation). Die Bedeutung der beiden eingezeichneten Winkel kann der Bildunterschrift der vorhergehenden Abbildung entnommen werden. Die Zwischenimpulse des auslaufenden Protons und des $A-1$ Restkerns sind mit \vec{p} und \vec{p}_{A-1} bezeichnet.

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{e'}d\Omega_{e'}dE_{p'}d\Omega_{p'}} = \frac{2\alpha^2}{q_\mu^A} \frac{|\vec{e}'|}{|\vec{e}|} p' E_{p'} \eta_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \quad (5.7)$$

Der leptonische Tensor $\eta_{\mu\nu}$ ist gegeben als

$$\eta_{\mu\nu} = k_{1\mu}k_{2\nu} + k_{2\mu}k_{1\nu} + \frac{1}{2}q_\mu^2\delta_{\mu\nu} \quad (5.8)$$

und der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$ als

$$W^{\mu\nu} = \overline{\sum_i} \sum_f \delta(E_{p'} + E_f - \omega - E_i) \langle f, \vec{p}' | J^\mu(q) | i \rangle \langle f, \vec{p}' | J^\nu(q) | i \rangle^* \quad (5.9)$$

Dabei sind $k_{1\mu} = (\vec{e}, iE_0)$, $k_{2,\mu} = (\vec{e}', iE_{e'})$ die Viererimpulse des einlaufenden und gestreuten Elektrons und $p'_\mu = (\vec{p}', iE_{p'})$ die des herausgeschlagenen Nukleons. Der Vierer-Impulsübertrag ist $q_\mu = (\vec{q}, i\omega) = k_{1\mu} - k_{2\mu}$. E_i ist die Anfangsenergie des Targetkerns und E_f die Endenergie des Restkerns. Der Querbalken bei der Summation über den Index i deutet eine Mittelung über die Anfangszustände an, die Summation über f läuft über die erlaubten Endzustände

des Kerns. Bei gegebener Separationsenergie E_s hängen diese Energien über die Beziehung $E_i - E_f = m - E_s - E_{rec}$ zusammen, wobei m die Masse des herausgeschlagenen Nukleons und E_{rec} die Rückstoßenergie des Restkerns bezeichnet.

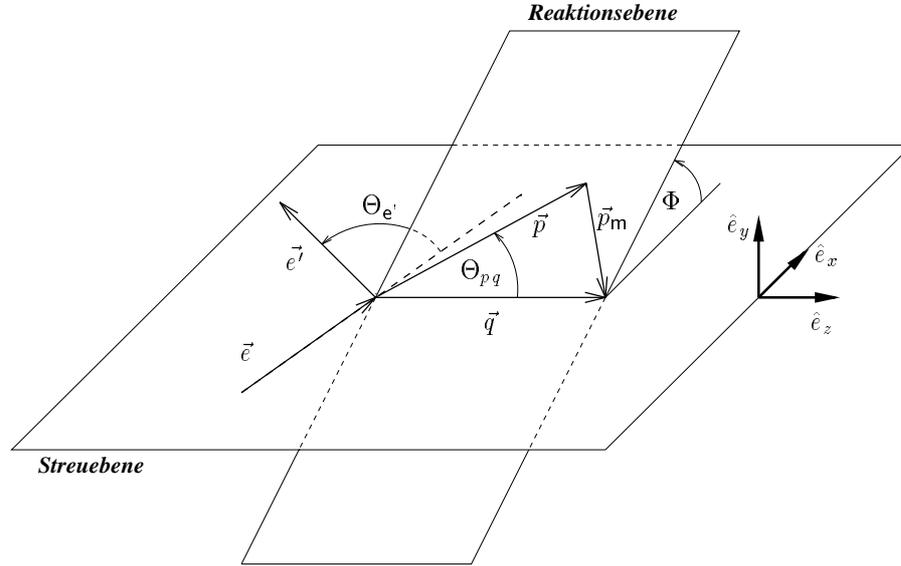


Abbildung 5.3: Dreidimensionale Darstellung der Streuebene des Elektrons und der Reaktionsebene, die durch den Impulsvektor \vec{p} des auslaufenden Protons und den Impulsübertrag \vec{q} des Elektrons aufgespannt wird.

Die einzige Unbekannte in Gleichung (5.7) ist der hadronische Tensor $W^{\mu\nu}$, der von den Matrixelementen des Kernstroms $J^\mu(q)$ abhängt. Aufgrund allgemeiner Prinzipien, wie der Lorentzinvarianz und der Eichinvarianz, und unter der Bedingung, daß weder das Target noch der Elektronenstrahl polarisiert sind, hängt $W^{\mu\nu}$ nur von vier unabhängigen Strukturfunktionen ab. Für den Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann [BGP85]

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} = p' E_{p'} \sigma_{Mott} \frac{Q^2}{q^2 \varepsilon} \{ \varepsilon W_L + W_T + \varepsilon W_{TT} \cos 2\phi - (\varepsilon(\varepsilon + 1))^{1/2} W_{LT} \cos \phi \}, \quad (5.10)$$

wobei σ_{Mott} den Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstreuung an einem punktförmigen Teilchen darstellt, $\sigma_{Mott} = 4\alpha^2 E_{e'}^2 \cos^2(\theta/2)/Q^4$. Für den Vierer-Impulsübertrag $Q = q_\mu$ gilt $Q^2 = q^2 - \omega^2$. ϕ ist der Azimutwinkel zwischen der Streuebene des Elektrons und der Ebene durch \vec{q} und \vec{p}' (vergleiche Abbildung 5.3). Der Polarisierungsparameter ε , der gegeben ist durch

$$\varepsilon = [1 + 2(q^2/Q^2) \tan^2(\theta_{e'}/2)]^{-1} \quad (5.11)$$

bestimmt den longitudinalen-transversalen Charakter des übertragenen virtuellen Photons. Die Antwortfunktionen $W_i = W_i(\omega, q, p', \gamma)$ hängen von der Elektron-Proton-Kopplung, der Kernstruktur und der Endzustandswechselwirkung zwischen dem auslaufenden Proton und dem Restkern ab und enthalten insofern die Informationen, die aus dem Experiment gewonnen werden sollen.

5.2 Stoßnäherung mit ebenen Wellen (PWIA)

Bei der Stoßnäherung nimmt man an, daß das virtuelle Photon nur mit einem Nukleon im Kernverband wechselwirkt. Weiterhin wird angenommen, daß sich sowohl das einlaufende Elektron als auch das auslaufende Proton durch eine ebene Welle beschreiben läßt. Die Coulombdistordierung des Elektrons und die Endzustandswechselwirkung des auslaufenden Protons werden vernachlässigt. Betrachtet man nur den Ein-Körper-Beitrag zum Nukleonenstrom, so sind die Matrixelemente des hadronischen Tensors nach [BGP85] als

$$W^{\mu\nu} = \overline{\sum_i} \sum_f \mathfrak{S}^\mu \{\mathfrak{S}^\nu\}^* \quad (5.12)$$

zu schreiben (vergleiche Gleichung (5.9)), wobei

$$\mathfrak{S}^\mu = \int d\vec{r} e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \langle \psi_f | J^\mu(\vec{r}) | \psi_i \rangle \quad (5.13)$$

die Fourier-Transformierte des Matrixelementes des Kern-Stromoperators J^μ zwischen den Anfangszuständen ($|\psi_i\rangle$) und den Endzuständen ($|\psi_f\rangle$) darstellt. In Gleichung (5.12) wird eine Summe über die mit der Energie- und Impulserhaltung verträglichen Endzustände gebildet und der Mittelwert über die unbekanntenen Quantenzahlen des Anfangszustands genommen. Für einen Stromoperator J^μ , der nur Ein-Körper-Kräfte berücksichtigt, gilt nach [BGP85]

$$\mathfrak{S}^\mu = \int d\vec{p}_i d\vec{s} \chi_{\vec{p}_i}^{(-)*}(\vec{q} + \vec{p}_i, \vec{s}) J^\mu(\vec{q}, \vec{p}_i, \sigma) \Phi_{if}(\vec{p}_i, \vec{s}). \quad (5.14)$$

Die Größe $S(E_m)$ ist die Stärke der spektralen Dichtefunktion bei der Energie E_m . Das Matrixelement \mathfrak{S}^μ hängt ab von der Wellenfunktion $\chi_{\vec{p}_i}^{(-)*}$ des herausgeschlagenen Nukleons mit asymptotischem Impuls \vec{p}_i nach dem Stoß, dem Nukleonenstrom-Operator J^μ und dem Überlapp-Integral Φ_{if} zwischen Kernanfangs- und Endzustand. \vec{p}_i ist der Impuls des Nukleons im Anfangszustand mit Spin \vec{s} .

Der Stromoperator J^μ hängt neben dem Anfangsimpuls \vec{p}_i des Protons auch von dessen Bindungsenergie ab, da der Streuprozess an einem bewegten Objekt stattfindet, welches im Kern gebunden ist. Diese sogenannten „Off-Shell“-Effekte bewirken eine Veränderung der Wechselwirkung zwischen Elektron und gebundenem Proton im Vergleich zur Wechselwirkung mit einem freien Proton.

In der Näherung mit ebenen Wellen wird die Wellenfunktion des auslaufenden Protons $\chi_{\vec{p}_i}^{(-)*}$ durch $\delta(\vec{p}' - \vec{p}) = \delta(\vec{p}_m - \vec{p}_i)$ ersetzt und die Summation über die Spins durchgeführt. Die Matrixelemente \mathfrak{S}^μ reduzieren sich dann zu einem Produkt aus Nukleonenstrom und Überlapp-Integral

$$\mathfrak{S}^\mu = J^\mu(\vec{q}, \vec{p}_m) \Phi_{if}(\vec{p}_m) \quad (5.15)$$

Setzt man diesen Ausdruck in Gleichung (5.10) ein, so faktorisiert der Wirkungsquerschnitt in einen Term, der nur vom „Off-Shell“-Nukleonenstrom abhängt und in einen Term, der die Information über die Kernstruktur enthält. Der Wirkungsquerschnitt läßt sich dann schreiben als

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} = K \cdot \sigma_{ep} \cdot S(E_m, \vec{p}_m), \quad (5.16)$$

mit $K = p' E_{p'}$, σ_{ep} ist der „Off-Shell“-Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt und $S(E_m, \vec{p}_m)$ ist die Spektralfunktion, die die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Proton mit Impuls \vec{p}_m und Bindungsenergie E_m im Kern vorzufinden. Sie ist gegeben als

$$S(E_m, \vec{p}_m) = \sum_f |\Phi_{if}(\vec{p}_m)|^2 \delta(E_m - E_f - E_i). \quad (5.17)$$

Gleichung (5.16) ist der häufig als Ausgangspunkt für die Diskussion von $(e, e'p)$ -Experimenten verwendete faktorisierte Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt in PWIA³. Die Information über den Nukleonenstrom ist in σ_{ep} enthalten.

Die Impulsverteilung $\rho_\alpha(\vec{p}_m)$ für ein Proton, das in einer Schale mit den Quantenzahlen $\alpha = \{n, l, j\}$ gebunden ist, ergibt sich durch Integration der Spektralfunktion über die fehlende Energie E_m :

$$\rho_\alpha(p_m) = \int S(E_m, \vec{p}_m) dE_m \quad (5.18)$$

Zur Berechnung der Spektralfunktion wird die Ortsraum-Darstellung des Überlapp-Integrals verwendet, die mit der bisher benutzten Impulsraum-Darstellung in folgender Weise zusammenhängt:

$$\Phi_{if}(\vec{p}_m) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \Phi_{if}(\vec{r}) e^{-i\vec{p}_m \cdot \vec{r}} d\vec{r}. \quad (5.19)$$

Aufgrund der Annahme einer unabhängigen Bewegung der Nukleonen (IPSM), handelt es sich bei dem Loch-Zustand, der durch das Herausschlagen eines einzelnen Nukleons aus dem Kernverband entsteht, definitionsgemäß um einen Eigenzustand. Das Überlapp-Integral $\Phi_{if}(\vec{r})$ kann daher ersetzt werden durch eine auf 1 normierte Ein-Teilchen-Wellenfunktion $\varphi_{nljm}(\vec{r}) = R_{nlj} Y_{lm}(\theta_r, \phi_r)$. Diese wird mit der Quadratwurzel des spektroskopischen Faktors $S_\alpha(E_\alpha)$ multipliziert. Dabei ist $S_\alpha(E_\alpha)$ die Wahrscheinlichkeit dafür, ein Proton mit Bindungsenergie E_α und den Quantenzahlen α vorzufinden. R_{nlj} stellt den radialen Anteil der Wellenfunktion dar. Durch Einsetzen von $S_\alpha^{1/2} \cdot \varphi_{nljm}(\vec{r})$ in Gleichung (5.19) erhält man für die Impulsverteilung aus Gleichung (5.18) [DdFJ75, Ste87]

$$\rho_\alpha(p_m) = \frac{S_\alpha(E_\alpha)}{2\pi^2} \left| \int j_l(p_m r) R_{nlj}(r) r^2 dr \right|^2, \quad (5.20)$$

wobei $j_l(p_m r)$ eine sphärische Besselfunktion erster Ordnung ist. Für die Normierung der Impulsverteilung $\rho_\alpha(p_m)$ gilt

$$4\pi \int \rho_\alpha(p_m) p_m^2 dp_m = S_\alpha(E_\alpha). \quad (5.21)$$

Im Gegensatz zur Spektralfunktion $S(E_m, \vec{p}_m)$ hängt die Impulsverteilung nicht mehr von dem Vektor \vec{p}_m ab, sondern nur noch von dessen Betrag. Das Quadrat über den Betrag des Integrals auf der rechten Seite von Gleichung (5.20) beseitigt die Winkelabhängigkeit.

Die spektroskopischen Faktoren S_α lassen sich aus der experimentell gefundenen Impulsverteilung extrahieren. Werden sie über alle Zustände mit gleichen Quantenzahlen α integriert, so erhält man die Zahl der Protonen in der Schale α :

$$N_\alpha = \int S_\alpha(E_m) dE_m. \quad (5.22)$$

³PWIA: Plane Wave Impulse Approximation

5.3 Stoßnäherung mit verzerrten Wellen (DWIA)

Um die Endzustandswechselwirkung zu berücksichtigen, muß das auslaufende Proton durch eine verzerrte Welle (DWIA⁴) anstatt einer ebenen Welle beschrieben werden. Bei der konventionellen DWIA-Näherung läßt sich der Wirkungsquerschnitt wie bei der Näherung mit ebenen Wellen als Produkt des „Off-Shell“-Wirkungsquerschnitts σ_{ep} und einer distordierten Spektralfunktion $S_D(E_m, \vec{p}_m, \vec{p}')$ schreiben.

Bei der Auswertung von Gleichung (5.14) wird nun davon ausgegangen, daß der Nukleonenstrom J^μ nur schwach vom Anfangsimpuls \vec{p}_i des noch gebundenen Protons abhängt. J^μ kann dann vor das Integral gezogen werden, die Wechselwirkung zwischen dem virtuellen Photon und dem Nukleon wird damit σ_{ep} zugeschlagen. Die Spin-Abhängigkeit von Nukleonenstrom, Überlapp-Integral und verzerrter Wellenfunktion wird vernachlässigt. Mit diesen Näherungen wird \Im^μ

$$\Im^\mu = J^\mu \cdot \int d\vec{p}_i \chi_{\vec{p}_i}^{(-)*}(\vec{q} + \vec{p}_i) \Phi_{if}(\vec{p}_i) \equiv J^\mu \cdot \varphi^D(\vec{p}_m, \vec{p}'). \quad (5.23)$$

Zur Auswertung des Integrals geht man wieder auf die Ortsraum-Darstellung über:

$$\chi_{\vec{p}_i}^{(-)*}(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \chi_{\vec{p}_i}^{(-)*}(\vec{r}) e^{(+i\vec{p}\cdot\vec{r})} d\vec{r} \quad (5.24)$$

$$\Phi_{if}(\vec{p}_i) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \Phi_{if}(\vec{r}) e^{(-i\vec{p}_i\cdot\vec{r})} d\vec{r}. \quad (5.25)$$

Hier wurde in Gleichung (5.23) $(\vec{q} + \vec{p}_i)$ durch \vec{p} ersetzt, so daß der Impuls \vec{p} des Zwischenzustands (vergleiche Abbildung 5.2) in die Beschreibung der Reaktion eingeht. Zur Berechnung des DWIA-Wirkungsquerschnitts verwendet man den Wert von \vec{p} im Massenschwerpunktsystem (siehe Gleichung (5.5)):

$$\vec{p}_{cm} = \frac{A-1}{A}\vec{p} - \frac{1}{A}\vec{p}_{A-1} = \frac{A-1}{A}(\vec{p}_i + \vec{q}) - \frac{1}{A}(-\vec{p}_i). \quad (5.26)$$

Durch Kombination der Gleichungen (5.23) bis (5.26) erhält man

$$\varphi^D(\vec{p}_m, \vec{p}') = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \chi_{\vec{p}_i}^{(-)*}(\vec{r}) e^{(i\frac{A-1}{A}\vec{q}\cdot\vec{r})} \Phi_{if}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (5.27)$$

Wird die verzerrte Welle $\chi_{\vec{p}_i}^{(-)*}(\vec{r})$ durch eine ebene Welle ersetzt und Gleichung (5.26) verwendet, so wird aus Gleichung (5.27) die Fourier-Transformierte der Überlapp-Wellenfunktion $\Phi_{if}(\vec{r})$. Analog zur Vorgehensweise bei der PWIA (siehe Gleichungen (5.17),(5.19)) definiert man daher eine distordierte Spektralfunktion S^D durch

$$S^D(E_m, \vec{p}_m, \vec{p}') = |\varphi^D(\vec{p}_m, \vec{p}')|^2 \delta(E_m - E_f - E_i). \quad (5.28)$$

Damit ergibt sich für den Koinzidenz-Wirkungsquerschnitt in konventioneller DWIA-Näherung ein zu Gleichung (5.16) analoger Ausdruck

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_{p'} d\Omega_{p'}} = K \sigma_{ep} S^D(E_m, \vec{p}_m, \vec{p}'). \quad (5.29)$$

⁴DWIA: Distorted Wave Impulse Approximation

Die distordierte Spektralfunktion kann durch eine Partialwellen-Zerlegung der verzerrten Welle des auslaufenden Protons dargestellt werden:

$$\chi_{p'}^{(-)*}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{p'} \sum_l i^l \frac{f_l^*(r)}{r} \sum_m Y_{lm}(\theta_r, \varphi_r) Y_{lm}^*(\theta_{p'}, \varphi_{p'}) \quad (5.30)$$

Die Partialwellen $f_l^*(r)$ stellen die Lösungen der radialen Schrödinger-Gleichung

$$\frac{d^2 f_l^*(\rho)}{d\rho^2} + \left(1 - \frac{l(l+1)}{\rho^2} - \frac{U^*(r)}{E_k}\right) f_l^*(\rho) = 0, \quad (5.31)$$

dar, wobei $U(r)$ das optische Potential beschreibt. Die Parameter ρ und E_k sind durch $\rho = k'r = p'r/(\hbar c)$ und $E_k = (\hbar k')^2/2\mu$ mit der reduzierten Masse $\mu = m_p(A-1)/A$ gegeben. Der Ausdruck für $U(r)$ enthält einen Real- und einen Imaginärteil mit einem Oberflächen- und einem Volumenterm:

$$U(r) = V_C(r) - V f(r, R, a) - i W f(r, R_i, a_i) + 4 i a_i W_D f'(r, R_i, a_i), \quad (5.32)$$

wobei das Coulomb-Potential als

$$V_C(r) = \frac{Ze^2}{2R_c} \left[3 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right] \quad \text{für } r \leq R_c \quad (5.33)$$

$$V_C(r) = \frac{Ze^2}{r} \quad \text{für } r > R_c \quad (5.34)$$

gegeben ist und die Geometrie des Potentials in Woods-Saxon-Form als

$$f(r, R, a) = \frac{1}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (5.35)$$

mit $f' = df/dr$. Die Werte der Parameter des optischen Potentials werden aus der Auswertung elastischer Proton-Streuexperimente gewonnen.

In einer allgemeinen Behandlung des optischen Potentials [BGP82] wurde gezeigt, daß das optische Potential nichtlokal und energieabhängig ist. Letzteres wird berücksichtigt, indem die Parameter des optischen Potentials getrennt für jede Proton-Energie auf der Grundlage von elastischen Proton-Streudaten eingestellt werden (siehe Abschnitt 5.5.3). Die Nicht-Lokalität wird durch eine Änderung der Streu-Wellenfunktion berücksichtigt. In der Beschreibung nach Perey [Per63] ist die modifizierte Wellenfunktion

$$\Psi_{non-local} = \left[1 + \frac{m_p \beta^2}{2\hbar^2} V(r)\right]^{-1/2} \Psi_{local}, \quad (5.36)$$

wobei $V(r)$ das entsprechende lokale Potential und β die Reichweite der Nicht-Lokalität darstellt. Der Ausdruck, mit dem Ψ_{local} multipliziert wird, wird als Perey-Faktor bezeichnet.

Eine ähnliche Korrektur für die Nicht-Lokalität wird auf die Wellenfunktion des gebundenen Zustands angewandt. In diesem Fall wird die korrigierte Wellenfunktion wieder auf Eins normiert, um sauber normierte spektroskopische Faktoren zu erhalten.

5.4 Durchführung des (e,e'p)-Experiments an ^{12}C

5.4.1 Überblick

Die $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ -Messungen wurden parallel zu $^{16}\text{O}(e,e'p)^{15}\text{N}$ -Messungen an einem Wasserfall-Target [Rok94b, Blo95a] als Start des umfangreichen (e,e'p)-Meßprogramms mit der Dreispektrometer-Anlage [Fri90] durchgeführt. Sie hatten zunächst das Ziel, bereits an NIKHEF

(Amsterdam) durchgeführte Messungen an ^{12}C [Ste87][SBJ+88] zu reproduzieren um die Zwei-Spektrometer-Anordnung zu überprüfen. Hier ist vor allem wichtig, die Akzeptanzen der Spektrometer und die Korrekturen für die Nachweiswahrscheinlichkeit und Totzeit genügend gut zu kennen. Aber auch die Stromeichung des einfallenden Strahls und die genaue Kenntnis der Targetdicke sind wesentlich für eine verlässliche Analyse der Meßdaten. In einer weiteren Messung wurde der Meßbereich erweitert, um Daten bei bisher nicht vermessenen hohen „missing momenta“ zu erhalten. Alle Messungen wurden im quasielastischen Bereich in paralleler Kinematik durchgeführt.

Abbildung 5.4 zeigt schematisch den Aufbau im Targetbereich.

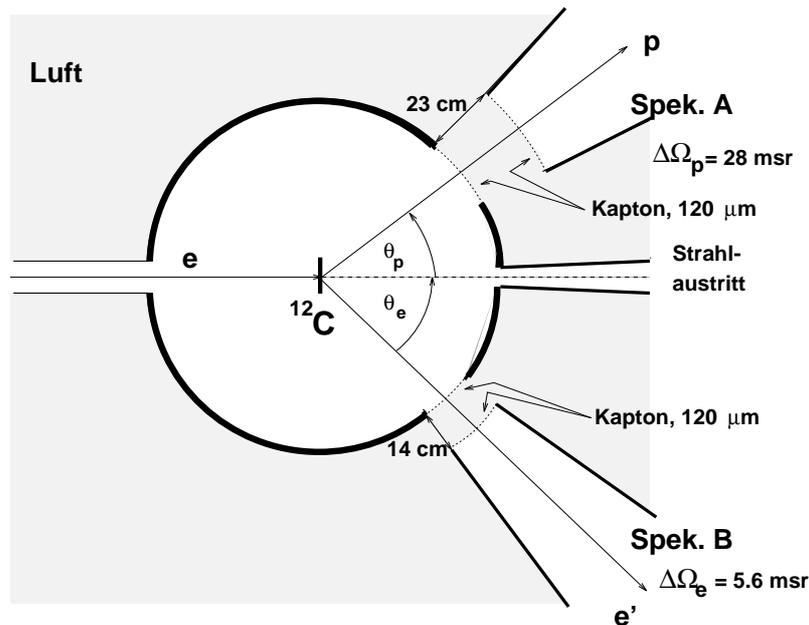


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung im Bereich der Streukammer. Der Elektronenstrahl trifft auf ein ^{12}C -Target, gestreute Elektronen durchqueren zwei Kaptonfolien und eine Luftschicht und treten in die Vakuumtüte von Spektrometer B ein. Die herausgeschlagenen Protonen durchqueren eine analoge Massenbelegung auf ihrem Weg zur Eintrittsöffnung von Spektrometer A. Die abgedeckten Raumwinkel $\Delta\Omega_e$ und $\Delta\Omega_p$ sind eingetragen.

Der Energieverlust der Elektronen und Protonen in den beiden Kaptonfolien und der Luftschicht, die zwischen Streukammer und Spektrometer-Eintritt zu durchqueren sind, wurden bei der Analyse der Daten berücksichtigt. Der Energieverlust wird dazu für den jeweiligen Zentralimpuls berechnet und dem Analyseprogramm vor dem Programmlauf mitgeteilt. Korrekturen des Energieverlusts aufgrund der Impulsakzeptanz der Spektrometer sind gegenüber der Energieschärfe des MAMI-Strahls von etwa 80 keV vernachlässigbar klein und werden nicht berücksichtigt.

Die vermessenen Kinematiken sind in Tabelle 5.1 aufgeführt. Die aufgeführten Werte gelten für den Zentralimpuls des entsprechenden Spektrometers. Die Meßdauer bei den Messungen mit $p_m = -120\text{ MeV}/c$ und $p_m = 140\text{ MeV}/c$ betrug jeweils etwa 2 Stunden, die Meßdauer bei $p_m = 100\text{ MeV}/c$ betrug 22 Minuten und bei $p_m = 350\text{ MeV}/c$ wurde aufgrund des kleineren Wirkungsquerschnitts insgesamt etwa 15 Stunden gemessen.

Die Kinematik mit $p_m = 100\text{ MeV}/c$ hat einen großen Überlapp mit der Messung bei $p_m = 140\text{ MeV}/c$. Um die Luminosität und die große Akzeptanz des Proton-Spektrometers zu über-

E_0 /MeV	θ_e /Grad	q /(MeV/c)	ω /MeV	T_p /MeV	θ_p /Grad	E_m /MeV	p_m /(MeV/c)
855.1	-38.8	540.5	117.3	90.8	59.0	25.8	-117.8
855.1	-22.3	329.0	120.0	92.4	58.1	27.2	97.5
855.1	-20.6	307.5	120.0	101.4	57.5	17.6	140.5
855.1	-16.4	318.4	242.6	212.4	32.7	24.3	347.8

Tabelle 5.1: Kinematiken der für die (e,e'p) Experimente an ^{12}C durchgeführten Messungen. Die Werte gelten jeweils für den Zentralimpuls der beiden verwendeten Spektrometer. Spektrometer B wurde als Elektronenarm, Spektrometer A als Protonenarm verwendet. E_0 : Energie des einfallenden Elektrons, θ_e : Streuwinkel, q : Impulsübertrag, ω : Energieübertrag, T_p : kinetische Energie des herausgeschlagenen Protons, θ_p : Emissionswinkel des Protons, E_m : „missing energy“, p_m : „missing momentum“.

prüfen, wurden hier die Targetdicke auf 64.8 mg/cm^2 vergrößert und die Raumwinkelakzeptanz von 28 msr auf 15 msr verkleinert.

Der Strahlstrom bei der Messung mit $p_m = -120 \text{ MeV}/c$ betrug $12.5 \mu\text{A}$, $7.5 \mu\text{A}$ bei $p_m = 100 \text{ MeV}/c$, $5 \mu\text{A}$ bei $p_m = 140 \text{ MeV}/c$ und $15 \mu\text{A}$ bei $p_m = 350 \text{ MeV}/c$.

In den beiden folgenden Abschnitten werden zunächst die Eichmessungen zur Bestimmung der Targetdicke des verwendeten ^{12}C -Targets und der Koinzidenznachweiswahrscheinlichkeit beschrieben, bevor auf die Analyse der (e,e'p)-Daten eingegangen wird.

5.4.2 Dickeneichung des ^{12}C -Targets mit Hilfe elastischer Elektronenstreuung

Die einfachste Möglichkeit zur Bestimmung der Targetdicke besteht darin, das Gewicht des Targets durch seine Fläche zu dividieren. Man erhält auf diese Weise jedoch nur eine mittlere Dicke, Inhomogenitäten werden nicht berücksichtigt. Insbesondere ist es nicht möglich, die Dicke am Auftreffpunkt des Elektronenstrahls zu bestimmen. Dickenmeßgeräte haben sich als zu ungenau herausgestellt.

Andererseits geht die Targetdicke nach Gleichung (5.37) unmittelbar in die Luminosität L und damit in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts ein.

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma}{d\Omega d\omega} &= \frac{1}{L} \cdot \frac{d^3\dot{N}}{d\Omega d\omega} \\ &= \frac{e \cdot A}{I \cdot N_A \cdot \sigma_b} \cdot \frac{d^3\dot{N}}{d\Omega d\omega} \end{aligned} \quad (5.37)$$

Hierbei ist $d^3\dot{N}/(d\Omega d\omega)$ die Zählrate pro Bin des Raumwinkelements $d\Omega$ und Energieübertrages $d\omega$, I die Stromstärke des einfallenden Strahls, e die Elementarladung, A die Massenzahl des Targetkerns, N_A die Avogadro-Konstante und σ_b die Flächendichte des Targets, die mit dessen Dicke d_b über die Dichte ρ_b gemäß $\sigma_b = \rho_b \cdot d_b$ verknüpft ist.

Die Targetdicke am Auftreffpunkt des Elektronenstrahls muß auf der einen Seite genau bekannt sein, um einen unbekanntem Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Dies kann bei bekanntem Wirkungsquerschnitt aber auch genutzt werden, um die Targetdicke zu eichen. Hierzu bietet sich die elastische Streuung an ^{12}C an. Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Linie kann aufgrund des gut bekannten Formfaktors des ^{12}C -Kerns berechnet werden.

In Abbildung 5.5 ist das Häufigkeitsspektrum von an ^{12}C gestreuten Elektronen gegen deren Impuls aufgetragen. Die Einschußenergie von 855.11 MeV entspricht der Maximalenergie des Elektronenbeschleunigers. Die Messung wurde mit Spektrometer B durchgeführt, das im Gegensatz zu den beiden anderen Spektrometern mit seinem maximal nachweisbaren Impuls von 870 MeV (vergleiche Tabelle 2.3) unter anderem für den Einsatz in diesem Impulsbereich konzipiert wurde. Bei dem hier dargestellten Spektrum wurde bereits die relative Rückstoßkorrektur aufgrund des vom Spektrometer akzeptierten Streuwinkelbereichs angebracht. Die Verschiebung der elastischen Linie resultiert aus dem Absolutbetrag der auf den ^{12}C -Kern übertragenen Rückstoßenergie.

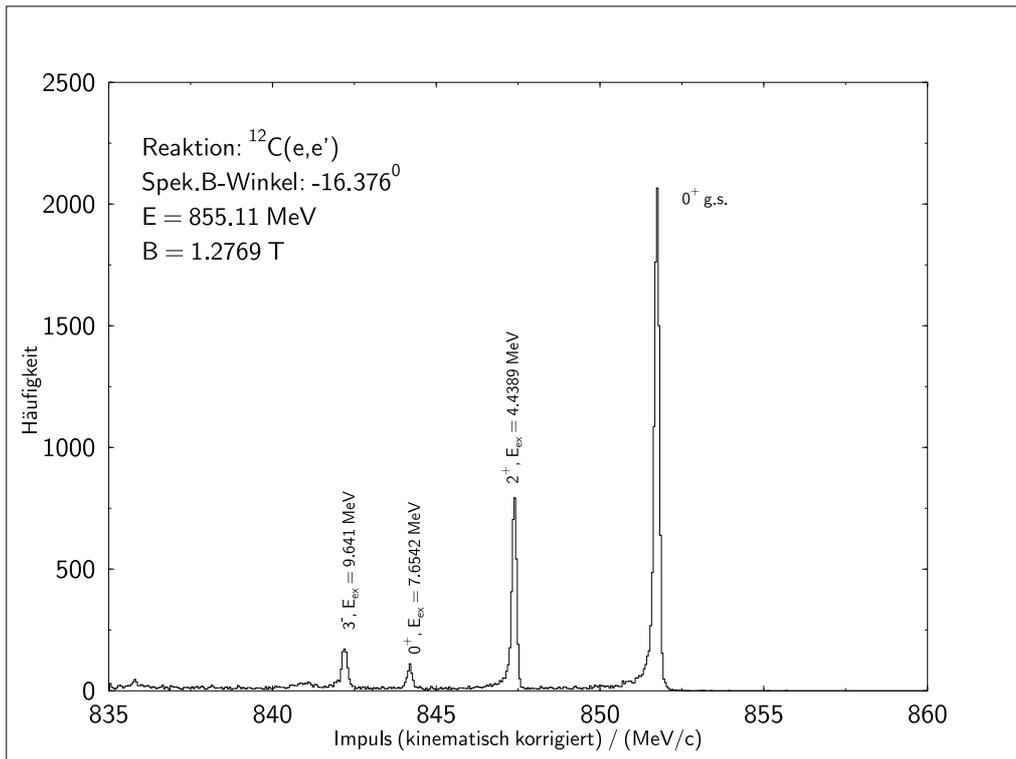


Abbildung 5.5: Häufigkeitsspektrum elastisch und inelastisch gestreuter Elektronen an ^{12}C , gemessen mit Spektrometer B bei einer Einschußenergie von 855 MeV , als Funktion des Impulses nach der Streuung. Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Linie wird unter der Annahme, die Massenbelegung des ^{12}C -Targets sei bekannt, berechnet. Die Targetdicke kann nun mit dem Verhältnis aus dem gemessenen und dem berechneten theoretischen Wirkungsquerschnitt renormiert werden.

Wie aus Gleichung (5.37) hervorgeht, muß zur Eichung der Targetdicke der Strahlstrom I möglichst genau bekannt sein. Die Förstersonden, die zur Messung des Strahlstroms verwendet wurden, arbeiten nur bei hohem Strahlstrom ($\geq 15\ \mu\text{A}$) gut. Ihre Werte werden jedoch im Experiment ausgelesen und zur Berechnung der gesamten akkumulierten Ladung Q^F verwendet. Da die Einarm-Messungen aus Totzeitgründen meist bei Strömen von $\approx 5\ \mu\text{A}$ durchgeführt wurden, muß die so ermittelte Ladung korrigiert werden. Als tatsächliche Ladung soll die von den Kavitäten bei niedrigem Strom gemessene Ladung verwendet werden. Die Meßwerte der Kavitäten sind aber vergleichsweise stark temperaturabhängig, was für die Förstersonden, die den Strom mit Hilfe des Hall-Effekts messen, nicht zutrifft. Die Temperaturregelung der wassergekühlten Kavitäten ist leider relativ instabil. Die Temperaturschwankungen sind im allgemeinen

langfristiger Art, das heißt im Bereich mehrerer Stunden. Zur Eichung der Kavitäten wird daher kurz vor der eigentlichen Messung zur Bestimmung der Targetdicke das Verhältnis der Ströme von Förstersonde und Kavität (I_{hc}^F/I_{hc}^C) bei hohem Strahlstrom ($> 15 \mu A$) gemessen. Multipliziert man es mit der Ladung Q_{lc}^C , die die Kavität bei niedrigem Strom bei der Messung zur Bestimmung der Targetdicke liefert, so kürzt sich der Einfluß des Absolutwertes der Temperatur heraus:

$$Q_{lc}^{corr} = \frac{I_{hc}^F}{I_{hc}^C} \cdot Q_{lc}^C. \quad (5.38)$$

d_{alt} / $\frac{mg}{cm^2}$	σ_{allfit} / $\frac{cm^2}{sr} * 10^{-28}$	σ_{theo} / $\frac{cm^2}{sr} * 10^{-28}$	I_{hc}^F / μA	I_{hc}^C / μA	Q_{lc}^F / $As * 10^{-4}$
32.62	0.2538	0.21205	14.517	14.896	9.800
Q_{lc}^C / mC	<i>runtime</i> / s	<i>realtime</i> / s	Q_{lc}^{corr} / $As * 10^{-4}$	σ_{allfit}^{corr} / $\frac{cm^2}{sr} * 10^{-28}$	d_{neu} / $\frac{mg}{cm^2}$
1.0858	790	666	10.5817	0.23505	36.158
Fehler:	$\Delta\sigma_{allfit}$ / $\%$	$\Delta\sigma_{allfit}$ / $\frac{cm^2}{sr} * 10^{-28}$			Δd_{neu} / $\frac{mg}{cm^2}$
	1.03	0.002614			0.37243

Tabelle 5.2: Tabelle der Meßwerte, die zur 1. Bestimmung der Targetdicke des $30 \text{ mg/cm}^2\text{-}^{12}\text{C}$ -Targets verwendet wurden. Die Bedeutung der Variablen ist im Text erläutert. Messung zur Bestimmung von σ_{allfit} : run_931024184538. Die Skalierung der Triggersignale betrug 1:100, der Totzeit-Korrekturfaktor war 1.181. Hochstrom-Messung zur Anbindung der Förster-Sonde an Kavität 1: run_931024145504

Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Linie wurde mit Hilfe des Programms „allfit“, eines Peakfit-Programms, ermittelt. Mit dem zu bearbeitenden Spektrum werden dem Programm alle Parameter zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts (siehe Gleichung (5.37)), unter anderem auch die Gesamtladung Q_{lc}^F der einfallenden Strahlelektronen aus der Messung der Förstersonde, übergeben. Als Targetdicke wird die grob mit Hilfe einer Waage und eines Maßstabs bestimmte Targetdicke d_{alt} eingesetzt. Eine eventuelle Untersetzung der Triggersignale durch die Meßelektronik erfordert eine entsprechende Korrektur des so erhaltenen Wirkungsquerschnitts. Die Totzeitkorrektur wird im Lauf der Rohdatenanalyse aus den Meßdaten berechnet und dem Programm „allfit“ ebenfalls mit dem zu bearbeitenden Spektrum übergeben. Es handelt sich um das Verhältnis aus der Laufzeit der Datenaufnahme („runtime“) und der Zeit, während der die Datenaufnahme aktiv war („realtime“) und damit nicht auf weitere Triggersignale reagieren konnte. Auch die Strahlungskorrektur wird von „allfit“ durchgeführt. Der so erhaltene Wirkungsquerschnitt σ_{allfit} wird mit dem Verhältnis aus der Ladung der Förstersonde Q_{lc}^F , die zur Berechnung von σ_{allfit} verwendet wurde, und der korrigierten Ladung Q_{lc}^{corr} multipliziert

$$\sigma_{allfit}^{corr} = \frac{Q_{lc}^F}{Q_{lc}^{corr}} * \sigma_{allfit}, \quad (5.39)$$

da der Wirkungsquerschnitt zu der auf das Target aufgetroffenen Ladungsmenge umgekehrt proportional ist (siehe Gleichung (5.37)).

Der theoretische Wirkungsquerschnitt σ_{theo} für die elastische Linie wurde mit Hilfe des Programms „drepha“ [Sch95b] berechnet. Dabei wird die Winkelakzeptanz des Spektrometers berücksichtigt.

Ein Vergleich des korrigierten gemessenen Wirkungsquerschnitts σ_{allfit}^{corr} , der mit der angenommenen Targetdicke d_{alt} berechnet wurde, mit dem theoretischen Wirkungsquerschnitt σ_{theo} liefert

d_{alt} / $\frac{mg}{cm^2}$	σ_{allfit} / $\frac{cm^2}{sr} * 10^{-28}$	σ_{theo} / $\frac{cm^2}{sr} * 10^{-28}$	I_{hc}^F / μA	I_{hc}^C / μA	Q_{allfit} / $As * 10^{-4}$
32.62	0.013915	0.01332	48.50	51.72	14.82
Q_{ic}^C / mC	<i>runtime</i> / s	<i>realtime</i> / s	Q_{ic}^{corr} / $As * 10^{-4}$	σ_{allfit}^{corr} / $\frac{cm^2}{sr} * 10^{-28}$	d_{neu} / $\frac{mg}{cm^2}$
1.803	857	715	16.9075	0.0121969	35.802
Fehler:	$\Delta\sigma_{allfit}$ / $\%$	$\Delta\sigma_{allfit}$ / $\frac{cm^2}{sr} * 10^{-28}$			Δd_{neu} / $\frac{mg}{cm^2}$
	3.53	0.0004912			1.2638

Tabelle 5.3: Tabelle der Meßwerte, die zur 2. Bestimmung der Targetdicke des $30 \text{ mg/cm}^2\text{-}^{12}\text{C}$ -Targets verwendet wurden. Die Bedeutung der Variablen ist im Text erläutert. Messung zur Bestimmung von σ_{allfit} : run_940805191111. Die Skalierung der Trigger-signale betrug 1:50, der Totzeit-Korrekturfaktor war 1.1986. Hochstrom-Messung zur Anbindung der Förster-Sonde an Cavität 1: A1-Strahlzeit-Protokoll-Buch Nr. 24, Seite 85.

die tatsächliche Targetdicke d_{neu} :

$$d_{neu} = d_{alt} \cdot \frac{\sigma_{allfit}^{corr}}{\sigma_{theo}} \quad (5.40)$$

Die Eichung der Targetdicke wurde für das $30 \text{ mg-}^{12}\text{C}$ -Target in zwei unabhängigen Messungen am 24. Oktober 1993 und am 5. August 1994 durchgeführt. Die Resultate und die verwendeten Meßgrößen, wie Ströme und Ladungen sowie die verwendeten Wirkungsquerschnitte sind in den Tabellen 5.2 und 5.3 aufgeführt.

Die ermittelten Targetdicken aus den beiden unabhängigen Messungen stimmen im Rahmen ihrer Fehler sehr gut überein. Das mit den jeweiligen Fehlern gewichtete Mittel ergibt für die Targetdicke einen Wert von 36.077 mg/cm^2 .

5.4.3 Koinzidenz- und Nachweiseffizienz

Zur Bestimmung der Koinzidenzeffizienz ε_{coinc} wurde die $^1\text{H}(e,e'p)$ -Reaktion verwendet. Spektrometer B diente als Elektronenarm, Spektrometer A zum Nachweis der Protonen. Als Target wurde ein Wasserfalltarget verwendet, das auch für $(e,e'p)$ -Messungen an Sauerstoff benutzt wurde. Da für die elastische Streuung eines Elektrons an einem Proton die Parameter des auslaufenden Protons eindeutig festgelegt sind, wenn die des gestreuten Elektrons bekannt sind, kann man durch geeignetes Positionieren der Spektrometer und Anpassung ihrer Akzeptanz erreichen, daß zu jedem detektierten Elektron auch ein Proton im anderen Spektrometer erfaßt werden müßte.

Wenn N_1^W die Anzahl der wahren Ereignisse in Spektrometer B ist, so ist die gemessene Anzahl der Ereignisse in Spektrometer B

$$N_1 = N_1^W \cdot \varepsilon_B \cdot (1 - \tau_B). \quad (5.41)$$

ε_B bezeichnet die Nachweiswahrscheinlichkeit von Spektrometer B, τ_B dessen Totzeit. Zur Messung der Anzahl N_1 werden bei einem Koinzidenzexperiment die koinzidenten Ereignisse und, mit einer festen Untersetzung, die Einzelereignisse in Spektrometer B von der Triggerlogik

zugelassen. Die Einzelereignisse werden mit dem Kehrwert des Untersetzungsfaktors multipliziert und das Ergebnis der Zahl der koinzidenten Ereignisse zugeschlagen. Zur Verringerung des statistischen Fehlers ist eine hohe Zahl von Ereignissen notwendig.

Die als koinzident erfaßten Ereignisse N_2 hängen von den wahren Koinzidenzen N_2^W in folgender Weise ab:

$$N_2 = N_2^W \cdot \varepsilon_A \cdot \varepsilon_B \cdot \varepsilon_{coinc} \cdot (1 - \tau_{A+B}) \quad (5.42)$$

Wird das Verhältnis der Zahl der Koinzidenzen N_2 zur Gesamtzahl der in Spektrometer B erfaßten Ereignisse N_1 gebildet, so findet man $N_2/N_1 \approx 1$. Sind die Akzeptanzen der Spektrometer aneinander angepaßt, so gilt $N_2^W/N_1^W = 1$. Wegen

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{N_2^W}{N_1^W} \cdot \varepsilon_A \cdot \frac{1 - \tau_{A+B}}{1 - \tau_B} \cdot \varepsilon_{coinc} \quad (5.43)$$

ist daher

$$\varepsilon_A \cdot \varepsilon_{coinc} \cdot \frac{1 - \tau_{A+B}}{1 - \tau_B} \approx 1. \quad (5.44)$$

Dieses Ergebnis ist nur zu erwarten, wenn $\varepsilon_A = 1$ und $\varepsilon_{coinc} = 1$ und die Totzeiten nahe bei Null liegen. Der Fehler bei der Bestimmung von ε_{coinc} ergab sich aus den statistischen Fehlern in der Zahl der Ereignisse zu $\pm 1\%$.

5.5 Analyse der $^{12}\text{C}(\text{e},\text{e}'\text{p})^{11}\text{B}$ -Daten

Die Analyse der $^{12}\text{C}(\text{e},\text{e}'\text{p})^{11}\text{B}$ -Meßdaten erfolgte unter Verwendung des Programms „SPACE“ [Off93a]. Es handelt sich hierbei um ein kommandoorientiertes Programm, das in der Lage ist, die Meßdaten einzulesen, in physikalisch relevante Größen umzurechnen und ein- und zweidimensionale Häufigkeitsverteilungen aus diesen Größen abzuspeichern. Schnitte auf vom Benutzer gewählte Variablen können gesetzt und verschiedene Schnitte miteinander zu einer logischen Bedingung verknüpft werden. Von deren Erfüllung für ein Ereignis kann das Einsortieren einer Variablen dieses Ereignisses in ein Histogramm abhängen. Die kommandoorientierte Steuerung ermöglicht die Änderung der Auswertebedingungen, ohne das Analyseprogramm neu zu übersetzen.

Die gespeicherten Histogramme können nach der Analyse aller Meßdaten mit einem zweiten Programm, „MPLOT“, dargestellt werden. Die Tatsache, daß zunächst alle Meßdaten verarbeitet sein müssen bevor ein Histogramm dargestellt werden kann, macht „SPACE“ zu einem typischen „Offline“-Analyse-Programm. Bei kurzen Messungen, und falls die Datenanalyse schneller erfolgt als die Datenerfassung, ist dies aber praktisch bedeutungslos.

Die Experimentkonfiguration, die die Eigenschaften und Positionen der bei einem Ereignis auszulesenden Geräte beschreibt (vergleiche Abschnitt 4.1.2) wurde in den ersten Monaten des Experimentierbetriebs mit zwei Spektrometern immer wieder geändert, um sie zu verbessern und den aktuellen Experimentanforderungen anzupassen. Für jede solche Konfiguration war es notwendig, die Einlese-Routine von „SPACE“ entsprechend zu modifizieren. Daher existiert für jede Konfiguration eine eigene „SPACE“-Version.

Neben den erwähnten Eigenschaften bietet „SPACE“ die Möglichkeit, die der Analyse zugrundeliegende Datenbank durch Analyse von Meßdaten zu optimieren. In der Datenbank sind geometrische und intrinsische Eigenschaften der Detektoren, wie etwa die Positionen der Driftkammerdrähte einer Ebene und deren Zeit-Offset-Werte, sowie die zur Rückrechnung der Teilchenbahn im Spektrometer benötigten Matrixelemente und die Koeffizienten zur Energieeichung

abgelegt. Die Optimierungen werden in Abschnitt 5.5.1 anhand der Analyse der Meßdaten erläutert.

Der erste Schritt der Analyse besteht in der Überprüfung der Rohspektren der Detektoren. Hier wird festgestellt, ob alle im Experiment freigeschalteten Szintillatoren Signale lieferten und welche der Drähte der Driftkammern niemals angesprochen werden oder ob Kanäle schwingen. Diese Information wird in die Datenbank eingetragen. Die TDC-Inhalte der Drähte einer Driftkammer werden in einem ersten Analysegang als ODER einer Ebene akkumuliert, und der daraus bestimmte Zeit-Offset-Wert wird für jeden Draht der entsprechenden Ebene in die Datenbank eingetragen. Für die Zukunft ist ein Programm vorgesehen, welches diese Zeitspektren automatisch für jeden einzelnen Draht aufbaut, die Zeit-Offset-Werte einzeln bestimmt und die Datenbank entsprechend modifiziert.

Die Überprüfung der Rohspektren ist auch für die Akzeptanz-Simulation der verwendeten Experimentieranordnung wesentlich. Ist zum Beispiel ein Szintillator im Lauf einer Messung ausgefallen, so muß die Simulation dies berücksichtigen, da die simulierte Akzeptanz später zur Normierung der Messung verwendet wird (siehe Abschnitt 5.5.2.2).

Nachdem eine korrekte Datenbank generiert wurde, kann der endgültige Aufbau der relevanten Spektren unter Berücksichtigung der erforderlichen Schnitte erfolgen. Im Fall der Analyse der $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ -Daten ist dies die koinzidente und die zufällige (E_m, p_m) -Häufigkeitsverteilung. Die weitere Analyse basiert nur noch auf der Bearbeitung dieser beiden Histogramme. Da zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts aber noch weitere Informationen außer der reinen Häufigkeit in den (E_m, p_m) -Bins notwendig sind, besitzt „SPACE“ die Eigenschaft, alle wesentlichen Experimentparameter, wie die Gesamtladung des Elektronenstrahls, die während der Messung auf das Target traf, die Art und Massenbelegung des Targets, die Stellung der Spektrometer und die Erregung ihrer Spulen, in den Kopf der erstellten Histogramme in einer standardisierten Form einzutragen. Sie können dann von den Programmen, die zur weiteren Bearbeitung eingesetzt werden, verwendet werden, um von den durch „SPACE“ gelieferten Häufigkeitsspektren schließlich zu Wirkungsquerschnitten zu gelangen.

Einige dieser Informationen, wie der Strahlstrom, den die Förstersonde mißt, oder die Laufzeit des Experiments und die Zeit, die die Frontend-Rechner zur Auslese benötigen, werden mit den Experimentdaten eingelesen. Andere Experimentparameter, wie die Einschußenergie, die Spektrometerwinkel, die NMR-Werte der Magnetfelder, die Art und Eigenschaften des Targets und der Energieverlust zwischen Streukammer-Austritt und Spektrometer-Eintritt werden vom Anwender in sogenannte „Header“-Dateien eingetragen und von „SPACE“ vor der Analyse eingelesen. Diese Informationen sind zum Teil auch schon für die von „SPACE“ durchgeführten Berechnungen, wie zum Beispiel die Bestimmung des Sollimpulses aus dem Magnetfeld (siehe Gleichung (4.6)), und die Berechnung der Impulsvektoren aufgrund der Stellungen der Spektrometer (vergleiche Gleichungen (4.3) und (4.4)) notwendig.

5.5.1 Flugzeitkorrekturen und Rohspektren

Die Zeit zwischen dem Auslösen eines Triggersignals im Elektronenspektrometer und dem Auslösen dieses Signals im Protonenspektrometer schwankt von Koinzidenz zu Koinzidenz aufgrund der unterschiedlichen Bahnlängen der Teilchen vom Target zur Detektorebene, die durch die große Akzeptanz der Spektrometer verursacht werden. Um die Koinzidenz zu erkennen, ist eine entsprechend große Torzeit nötig, deren Beginn durch eines der Spektrometer ausgelöst wird und innerhalb der das Signal des anderen Spektrometers ankommen darf. Die Zeit zwischen dem Eintreffen beider Signale wird gemessen (siehe Abbildung 4.3). Zur Korrektur benutzt

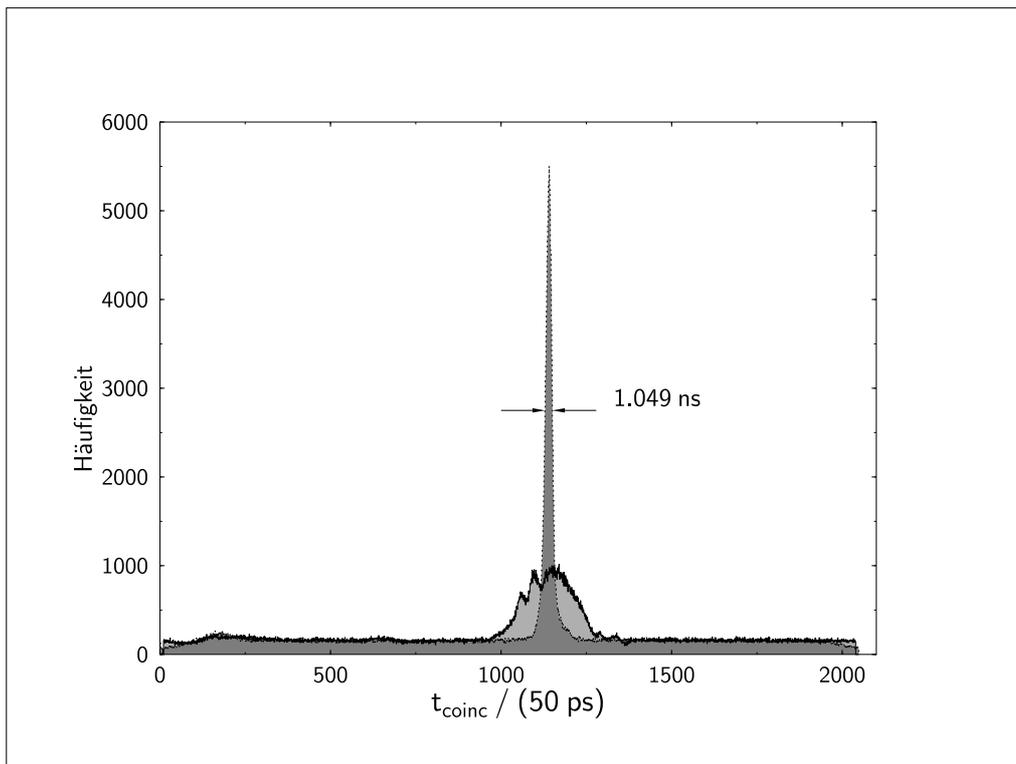


Abbildung 5.6: Unkorrigiertes und korrigiertes Koinzidenzeit-Spektrum zwischen den TOF-Szintillatorebenen von Spektrometer A und B. Koinzidente Ereignisse äußern sich durch eine Häufigkeitsspitze bei $t_{\text{coinc}} \approx 1139 * 50 \text{ ps} = 56.95 \text{ ns}$. Das zunächst breite Rohspektrum wird um die Weglängenschwankungen der Teilchenbahnen in den beiden Spektrometern und die verschiedenen Zeit-Offsets der jeweils getroffenen Szintillatoren der TOF-Ebenen korrigiert.

„SPACE“ unter anderem die aus der Bahnrückrechnung stammenden Weglängenunterschiede relativ zur Sollbahn (vergleiche Abbildung 4.18) in den beiden Spektrometern. Sind Teilchenart und Impuls bekannt, so können die Weglängenunterschiede in Laufzeitunterschiede in einem Spektrometer umgerechnet werden. Die Laufzeitunterschiede in beiden Spektrometern ergeben die Laufzeitdifferenz zwischen den Spektrometern.

Eine weitere Einflußgröße sind die Laufzeitdifferenzen in den Szintillatoren. Die Laufzeiten hängen dort vom Auftreffpunkt entlang der Längsachse des Szintillators und von der Anstiegszeit des verwendeten Photomultipliers ab. Der Auftreffpunkt kann mit Hilfe der aufgrund der Driftkammer-Daten rekonstruierten Bahnspur bestimmt werden. Aus den bekannten Laufzeiten im Szintillator ergibt sich der erste Anteil der Laufzeit-Differenzen im Szintillator und kann entsprechend korrigiert werden. Es ist möglich, die jeweiligen Anteile der Photomultiplier experimentell zu bestimmen. „SPACE“ bietet die Möglichkeit, diese Anteile zu fitten. Dazu wird eine χ^2 -Minimierung der Koinzidenzeit, also der Differenz der Triggerzeiten zweier Spektrometer, durchgeführt. Die Koinzidenzeit wird als Funktion der genannten Parameter dargestellt und diese werden variiert, bis χ^2 einen minimalen Wert annimmt. Dies geschieht mit einer speziellen Option, die bei einem ersten Analyselauf des Programms eingeschaltet wird. Dadurch wird auch eine neue Datenbank generiert, in der die durch die Minimierung bestimmten Parameter der Szintillatoren eingetragen sind. Diese wird für die nachfolgenden Programmläufe verwendet.

Abbildung 5.6 zeigt das unkorrigierte (hellgrau) und das korrigierte Koinzidenzeitspektrum. In

diesem Beispiel wurden die Daten aus 15 Messungen aus der Kinematik mit $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ von jeweils etwa einer Stunde Dauer akkumuliert. Die Zeitauflösung beträgt 1.05 ns (FWHM). Bei den korrigierten Zeitauflösungen der einzelnen Messungen wurde eine minimale Halbwertsbreite von 0.8 ns erreicht. Das Verhältnis von wahren zu zufälligen Koinzidenzen läßt sich aus der Zahl der Ereignisse innerhalb der korrigierten Häufigkeitsspitze sowie innerhalb eines gleichbreiten Ausschnitts im nichtkoinzidenten Untergrund berechnen. Für das gezeigte Beispiel mit $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ ergibt sich $N_{true}/N_{acc} = (136802 - 9543)/9543 = 13.3$.

Die „missing energy“ wird gemäß Gleichung (5.2) aus den rekonstruierten Impulsvektoren berechnet. Sie setzt sich zusammen aus der Separationsenergie des Protons und der Anregungsenergie des Restkerns (Gleichung (5.3)). In Abbildung 5.7 sind die Häufigkeitsverteilungen der berechneten „missing energy“ für die Kinematiken mit $p_m = 140 \text{ MeV}/c$ und $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ gezeigt. Im ersten Fall sind drei, im zweiten Fall fünf Häufigkeitsspitzen klar zu unterscheiden. Sie entsprechen dem Grundzustand des ^{11}B -Restkerns und dessen angeregten Zuständen. Die Bahndrehimpulse und Paritäten der Zustände sowie die „missing energy“ der angeregten Zustände sind in der Abbildung eingetragen [Ajz85]. Erst bei der Kinematik mit $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ treten die Zustände mit hohem Bahndrehimpuls $J^\pi = 5/2^-$ und $J^\pi = 7/2^-$ in Erscheinung. Der Impuls des Protons im Kern, der durch das „missing momentum“ gemessen wird, ist hier im Mittel größer als bei den anderen Zuständen. Der Beitrag der Impulsverteilung $\rho(p_m)$ dieser Zustände ist bei $p_m = 140 \text{ MeV}/c$ zu klein, um ihn als Linie aufzulösen. Der Beitrag der sechsten, nicht bezeichneten Häufigkeitsspitze bei $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ rührt von mehreren dicht benachbarten Zuständen her. Da die Zustände nicht getrennt werden konnten, wurden sie in der weiteren Analyse der Impulsverteilung von p_m nicht berücksichtigt. Die Auflösung in E_m liegt für die verschiedenen Zustände zwischen 420 keV und 630 keV .

Auch zur Erstellung dieser Spektren wurde eine Optimierung der Datenbank von „SPACE“ durchgeführt. Berechnet man E_m mit der nur bezüglich der Koinzidenzzeit optimierten Datenbank, so zeigt sich, daß die „missing energy“ des Grundzustands bis zu $\pm 0.2 \text{ MeV}$ neben der erwarteten Separationsenergie von 15.96 MeV zu liegen kommt. Da Spektrometer A im Gegensatz zu Spektrometer B aus mehreren magnetoptischen Elementen besteht, sind hier Ungenauigkeiten der Energiekalibration eher zu erwarten. Der Energiekalibration von Spektrometer A (siehe Abschnitt 4.4) liegt beispielsweise immer das mittlere von der NMR gemessene Magnetfeld der beiden Dipole zugrunde, das nie auf exakt gleiche Werte eingestellt werden konnte. Auch die Hysteresefehler der 4 unabhängigen Elemente addieren sich zu einem größeren Gesamtfehler als bei Verwendung nur eines Magneten.

Die Energiekalibration von Spektrometer B wurde daher festgehalten, während die Parameter von Spektrometer A mit der Bedingung, daß E_m des Grundzustands 15.96 MeV sein soll, optimiert wurden. Im Rahmen eines neuen Analyselaufs von „SPACE“ über eine Untermenge der Meßdaten einer Kinematik wird dazu die Energieoptimierung unter dieser Randbedingung eingeschaltet. Es handelt sich auch hier um eine χ^2 -Minimierung, wobei χ^2 die Summe der quadratischen Abweichungen der berechneten „missing energy“ des Grundzustands von dem Wert 15.96 MeV ist. Dabei wird eine neue Datenbank mit entsprechend korrigierten Eichparametern für Spektrometer A erstellt, die dann der eigentlichen Analyse der Meßdaten dient.

5.5.2 Korrekturen

Bei den in diesem Abschnitt beschriebenen Korrekturen handelt es sich um die Subtraktion des zufälligen Untergrunds, Korrekturen aufgrund der geometrischen Akzeptanz der Spektrometer und um die Strahlungskorrekturen.

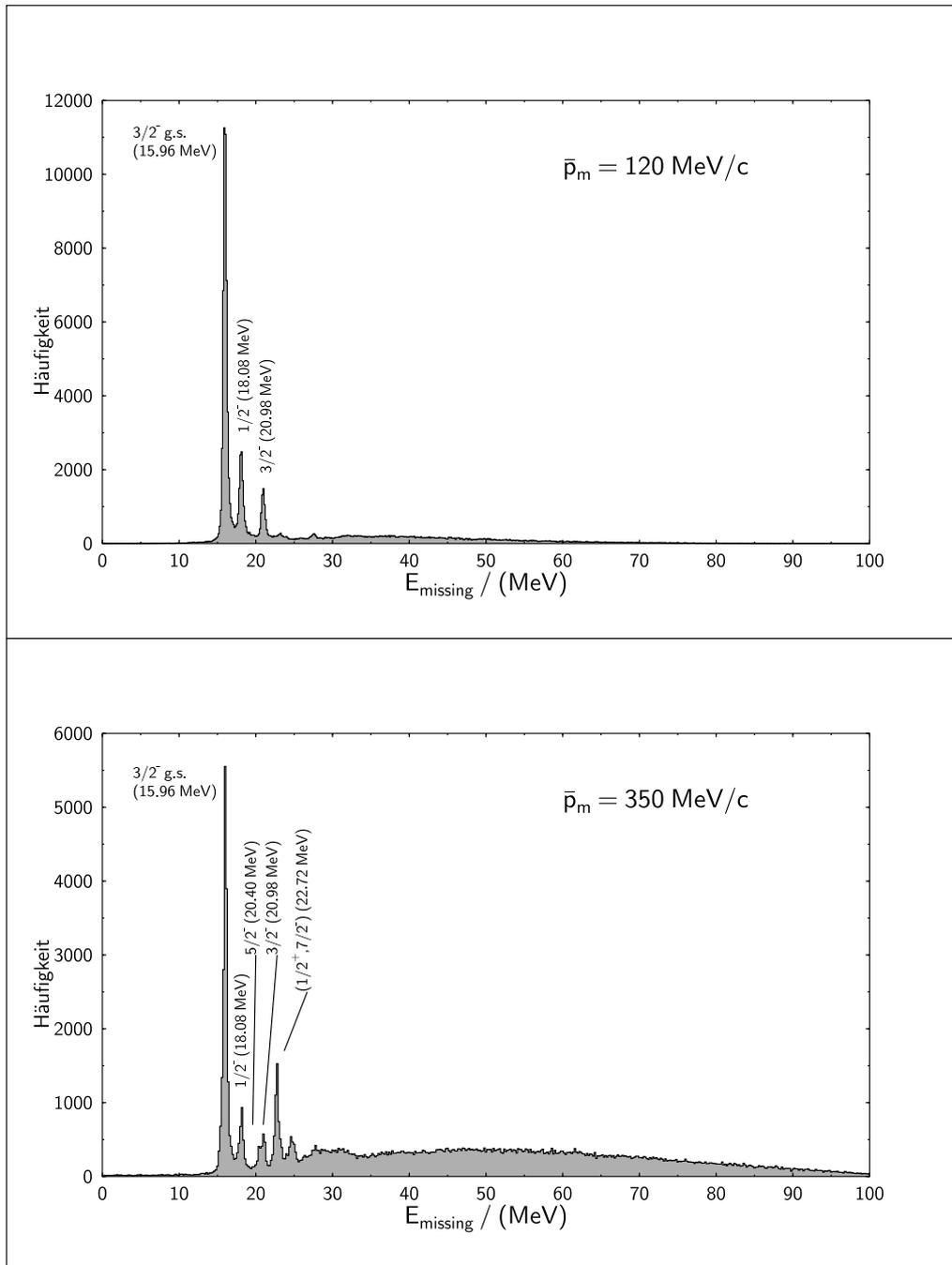


Abbildung 5.7: Unkorrigierte Spektren der „missing energy“ bei der Reaktion $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ bei zwei verschiedenen mittleren „fehlenden Impulsen“ („missing momentum“). Die Häufigkeitsmaxima entstehen bei der Separationsenergie des am schwächsten gebundenen Protons in ^{12}C von 15.956 MeV und den Anregungsenergien des ^{11}B – Restkerns. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der angeregten Zustände ist bei höheren Nukleonenimpulsen im Kern größer als bei niedrigeren, wie der Vergleich der beiden Spektren zeigt.

Während „SPACE“ auf den Meßdaten ereignisweise operiert, erfolgen die im Weiteren geschilderten Korrekturschritte nur noch auf der Basis der erstellten Histogramme.

5.5.2.1 Subtraktion des Untergrunds

Bei der Analyse der Meßdaten werden zwei Häufigkeitsverteilungen akkumuliert, bei denen die „missing energy“ gegen das „missing momentum“ aufgetragen werden. Die Binierung beträgt in beiden Fällen $\Delta E_m = 0.15 \text{ MeV}$ und $\Delta p_m = 5 \text{ MeV}/c$. Die ermittelten Werte werden in das erste Spektrum akkumuliert, wenn die Koinzidenzzeit innerhalb der Häufigkeitsspitze liegt. Beim zweiten (E_m, p_m) -Spektrum wird ein Schnitt auf Flugzeit-Differenzen durchgeführt, die nicht im Bereich der Häufigkeitsspitze liegen, also auf zufällige Koinzidenzen. Weitere Schnitte, die in beiden Fällen durchgeführt wurden, werden auf die zurückgerechneten Targetkoordinaten δ, θ und ϕ beider Spektrometer und auf die y -Koordinate von Spektrometer B angewendet. Diese Koordinaten müssen innerhalb der Spektrometer-Akzeptanzen liegen. Die y -Koordinate wird nur bei Spektrometer B berücksichtigt, weil es aufgrund seiner Punkt-zu-Punkt-Abbildungseigenschaft in nicht-dispersiver Richtung eine wesentlich bessere Auflösung in y erreicht als Spektrometer A.

In Abbildung 5.8 ist zur besseren Veranschaulichung die Projektion des (E_m, p_m) -Spektrums auf die E_m -Achse für die koinzidenten und die zufälligen Ereignisse dargestellt. Der Schnitt auf die koinzidenten Ereignisse beinhaltet noch immer einen Rest von zufälligen Ereignissen (vergleiche Abbildung 5.6). Diese können als Einzelereignisse nicht unterdrückt werden. Um dennoch die Anzahl wahrer Koinzidenzen in der (E_m, p_m) -Verteilung zu erhalten, wird das „zufällige“ Spektrum von dem „koinzidenten“ subtrahiert. Da der Schnitt auf die Flugzeitdifferenzen der zufälligen Ereignisse aus statistischen Gründen wesentlich größer gewählt wird als der auf die Zeitdifferenzen der koinzidenten Ereignisse, muß das „zufällige“ (E_m, p_m) -Spektrum zuvor mit dem Verhältnis der Größen dieser Schnitte skaliert werden. Das Ergebnis der Subtraktion ist in Abbildung 5.8 zur Veranschaulichung wieder als Projektion auf die E_m -Achse dargestellt.

Die Skalierung und Subtraktion der Spektren erfolgte unter Verwendung des Programms „HISTMAN⁵“ [Off94].

5.5.2.2 Akzeptanzrechnungen

Durch die geometrisch bedingten Winkelakzeptanzen der Spektrometer, ihre Impulsakzeptanzen und die Nachweiseigenschaften der Detektoren wird für die aus den Teilchenimpulsen abgeleiteten Größen wie E_m und p_m ein Bereich abgedeckt, dessen Größe und Gestalt nicht unmittelbar aus den Akzeptanzen ersichtlich ist. Um die so entstehenden Verzerrungen des (E_m, p_m) -Bereichs auszugleichen, wird eine Monte Carlo-Simulation mit 10 Millionen Ereignissen durchgeführt. Dazu werden der Simulation alle geometrischen Parameter, wie die Spektrometerwinkel und ihre Akzeptanzen und Sollimpulse sowie die Art der Reaktion, die Massenbelegung zwischen Streukammer und Spektrometer-Eintritt und Informationen über die Detektoren, wie etwa die Zahl der aktiven Szintillatoren eingegeben.

Das Simulationsprogramm „aeexb“ [Off94] erzeugt innerhalb der akzeptierten Winkel- und Impulsbereiche gleichverteilte Zufallszahlen, die die Eigenschaften der nachzuweisenden Teilchen beschreiben. Energieverluste und Kleinwinkelstreuung im Material zwischen Streukammer und Spektrometer-Eintritt werden berücksichtigt.

Die Teilchen werden dann durch das jeweilige Spektrometer verfolgt bis zu den Detektoren. Die

⁵HISTMAN: Histogramm Manager

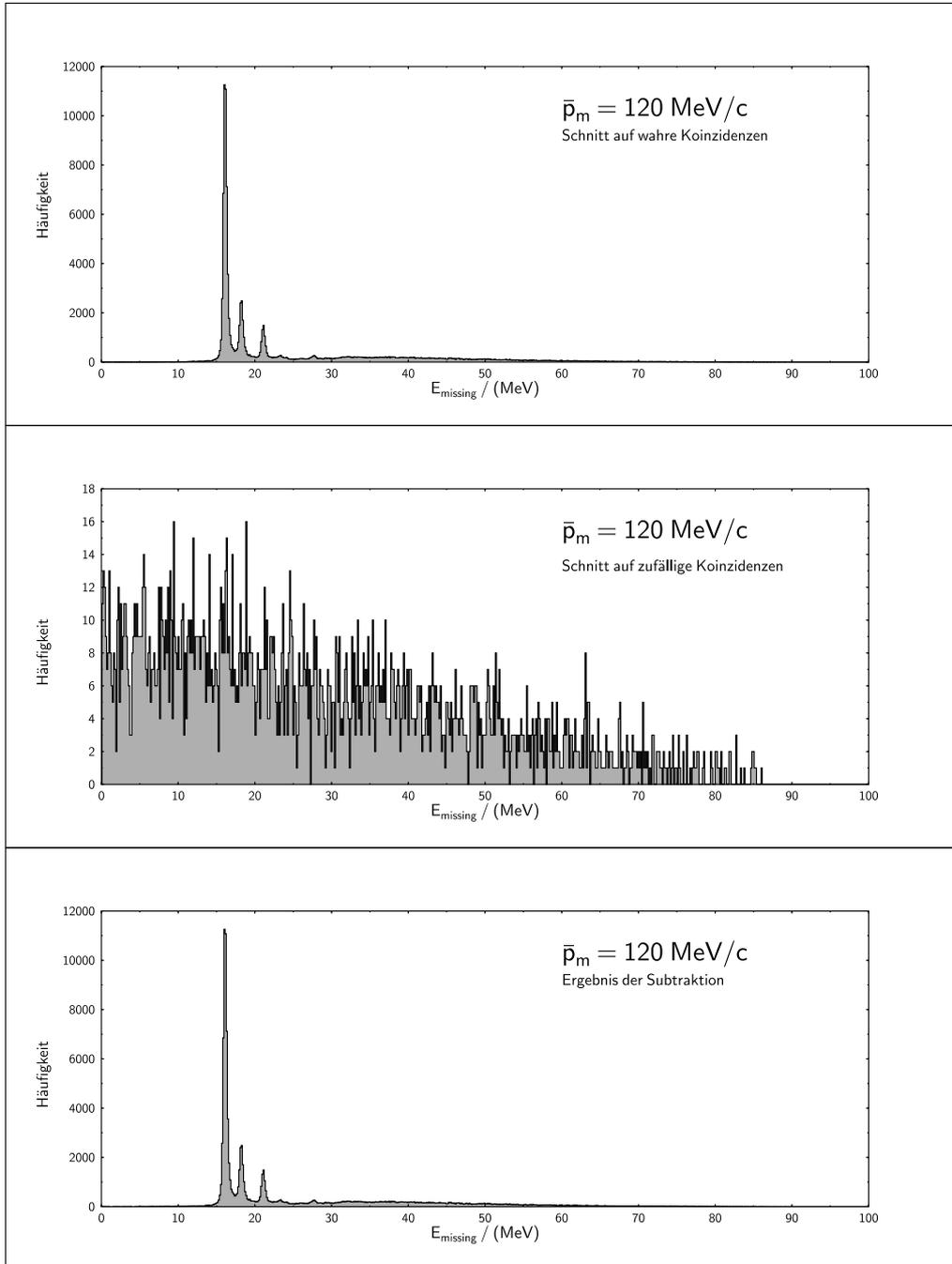


Abbildung 5.8: Subtraktion des zufälligen Untergrunds von den wahren Koinzidenzen beim Spektrum der „missing energy“ in der Kinematik mit fehlendem Nukleonimpuls von $\bar{p}_m = 140 \text{ MeV}/c$.

Simulation der Abbildung durch die Spektrometer erfolgt mit Hilfe des Programms „DECAY TURTLE“ [CB182], das, ähnlich wie das Programm „TRANSPORT“, eine Abbildungsmatrix zweiter Ordnung mit den Bahnkoordinaten am Spektrometer-Eintritt multipliziert. In der Detektorebene werden nur die Szintillatoren der TOF-Ebene simuliert, da hier bei verschiedenen Experimenten aus Zählratengründen einzelne oder mehrere Szintillatoren abgeschaltet wurden beziehungsweise ausgefallen sind. Die Simulation erfolgt in der Form, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit jedes Szintillators einzeln eingegeben werden kann. Die Beschreibung der Spektrometer für „DECAY TURTLE“ wurden von [Off94] vorgenommen. Die aktuellen Parameter des zu simulierenden Experiments werden vom Anwender jeweils angepaßt.

Die auf diese Weise simulierten Ereignisse werden mit Hilfe der gleichen Datenbank, die auch von „ESPACE“ zur Analyse der Meßdaten eingesetzt wurde, zum Target zurückverfolgt und die Impulse dort rekonstruiert. Aus der Kenntnis der Reaktionspartner können nun „missing energy“ E_m und „missing momentum“ p_m berechnet und in einem zweidimensionalen Histogramm akkumuliert werden.

Abbildung 5.9 zeigt im oberen Teil das simulierte Spektrum als sogenannten „Scatterplot“. Die streifenförmige Struktur entsteht durch die Binierung von p_m in Schritten von $5 \text{ MeV}/c$. Zum Vergleich der Korrektheit der Simulation ist im unteren Teil der Abbildung das in gleicher Weise binierte (E_m, p_m) -Spektrum für die zufälligen Koinzidenzen der gleichen Kinematik dargestellt. Beide Spektren zeigen eine deckungsgleiche trapezförmige Struktur, wenngleich die Zahl der Einträge im unteren Spektrum wesentlich kleiner ist, da deutlich weniger zufällige Ereignisse gemessen als simuliert wurden. Durch Projektionen auf die p_m - und E_m -Achsen wurde die Güte der Übereinstimmung der abgedeckten Bereiche überprüft. Die Form der simulierten Verteilung unterscheidet sich aber, wie zu erwarten war, von der Form der gemessenen Verteilung der zufälligen Ereignisse, da diese nicht isotrop verteilt erzeugt werden.

Im Rahmen der Simulation wird außer dem schon erläuterten (E_m, p_m) -Histogramm, dessen Inhalt auf Eins normiert wird, noch ein weiteres (E_m, p_m) -Histogramm erzeugt, das sich von dem ersten dadurch unterscheidet, daß die auf Eins normierte Häufigkeit der einzelnen $(\Delta E_m, \Delta p_m)$ -Bins durch den Faktor $K \cdot \sigma_{ep}$ dividiert worden ist (siehe Gleichungen (5.16) und (5.29)). Da der Faktor $K = p' \cdot E_{p'}$ und der stromerhaltende Offshell-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ep} = \sigma_{1}^{ec}$ [dFj83] die Impulse \vec{p}' und \vec{q} explizit enthalten, kann die Division später nicht mehr stattfinden, da diese Ausgangsgrößen bei den späteren reinen Histogrammoperationen nicht mehr zur Verfügung stehen. Aufgrund der großen Akzeptanz der Spektrometer tragen verschiedene Teile des sechsdimensionalen Phasenraums zu dem gleichen (E_m, p_m) -Bin bei. Für jedes Bin wurde daher mittels einer Monte-Carlo Rechnung ein mit den Phasenraum-Beiträgen gewichtetes mittleres $K \sigma_{ep}$ berechnet.

Um die analysierten Daten mit Voraussagen von DWIA-Rechnungen vergleichen zu können, ist es von Vorteil die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag \vec{q} und dem Impuls des Protons \vec{p}' zu eliminieren. Man definiert dazu einen reduzierten Wirkungsquerschnitt σ_{red} als

$$\sigma_{red} \equiv \left(\frac{d^6 \sigma}{d\Omega_e dE_e d\Omega_p dE_{p'}} \right) / (K \cdot \sigma_{ep}). \quad (5.45)$$

Wäre die PWIA-Näherung gültig, so entspräche σ_{red} der Spektralfunktion $S(E_m, p_m)$. Die Resultate der nicht-faktorierten DWIA-Rechnung werden durch den gleichen Faktor dividiert, bevor die Ergebnisse von Messung und Rechnung verglichen werden (siehe Abschnitt 5.5.3).

Die Entfaltung der Akzeptanzeffekte wird nun dadurch erreicht, daß das untergrundkorrigierte (E_m, p_m) -Spektrum aus der Messung zum einen durch das auf Eins normierte simulierte (E_m, p_m) -Spektrum und zum anderen durch das zusätzlich mit $K \cdot \sigma_{ep}$ normierte Spektrum dividiert wird. Beide so erzeugten Histogramme werden zur weiteren Verarbeitung benötigt.

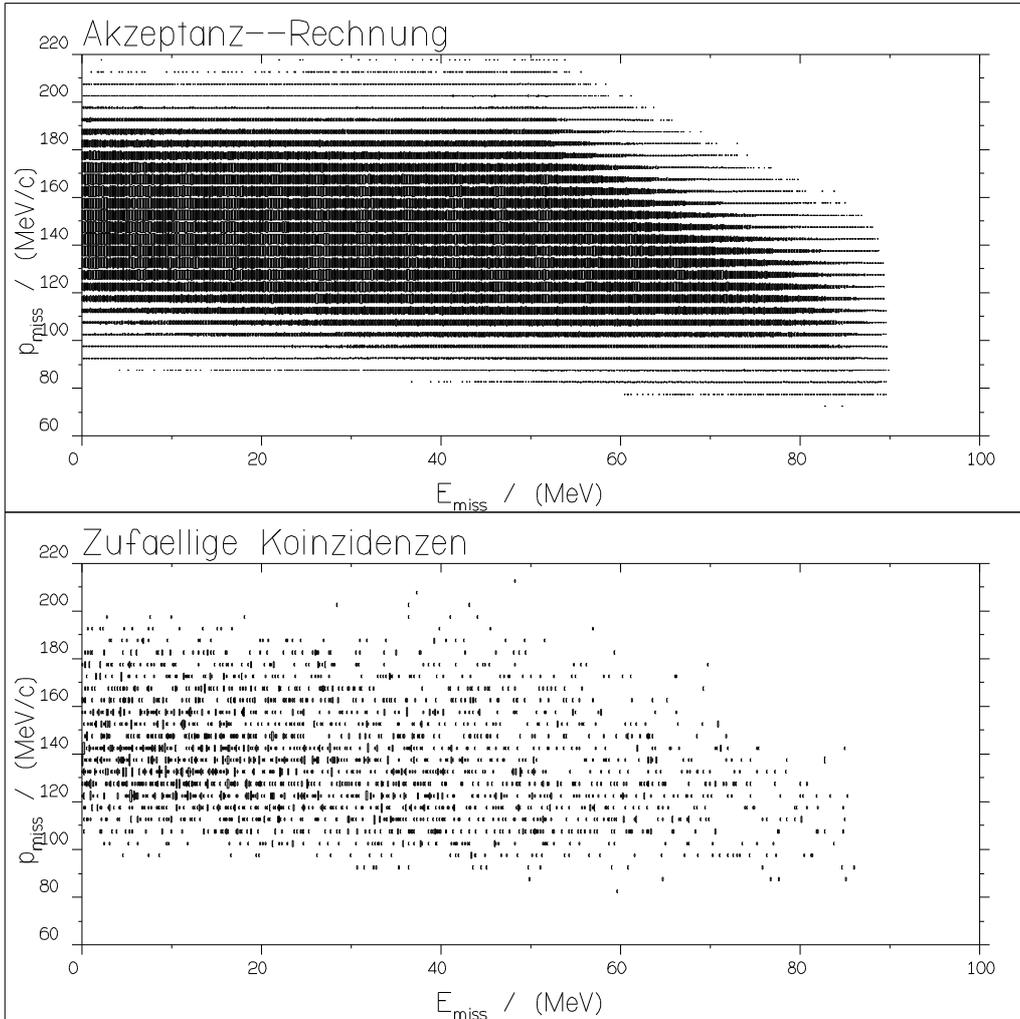


Abbildung 5.9: Vergleich der im („missing energy“ E_m , „missing momentum“ p_m)–Achsensystem abgedeckten Akzeptanz der Zwei–Spektrometer–Anordnung bei der Messung mit $\bar{p}_m = 140 \text{ MeV}/c$, die aus einer Monte Carlo–Simulation gewonnen wurde, mit der Verteilung, die sich ergibt, wenn im Koinzidenzspektrum nur zufällige Koinzidenzen akzeptiert werden. Die abgedeckten Bereiche stimmen miteinander überein.

5.5.2.3 Strahlungskorrekturen

Vor der Berechnung des reduzierten Wirkungsquerschnitts mit Hilfe der im Histogrammkopf mitgeführten Informationen und der Bestimmung der Impulsverteilung $\rho(p_m)$ der einzelnen Bindungszustände aus dem (E_m, p_m) -Spektrum müssen an dieses noch Strahlungskorrekturen angebracht werden. Die an der $(e, e'p)$ -Reaktion beteiligten Teilchen können durch Emission zusätzlicher Photonen, neben dem die Wechselwirkung vermittelnden Photon, vor, nach und während des Streuprozesses Energie verlieren oder untereinander austauschen. Dadurch wird ein Teil der spektralen Stärke, die in einem bestimmten (E_m, p_m) -Bin liegen sollte, in der (E_m, p_m) -Ebene verteilt. Die Stärke N_{exp} einer Häufigkeitsspitze, die in einem bestimmten Integrationsbereich vorliegt, verhält sich zu der Stärke N_0 , die man gefunden hätte, wenn es keine Strahlungsverluste gegeben hätte, wie [Qui88]

$$N_0 = C(\Delta e) N_{exp}(\Delta e). \quad (5.46)$$

Δe ist die Abschneide-Energie des Intervalls, also die Energie-Differenz zwischen der Position der Häufigkeitsspitze und der oberen Integrationsgrenze, und C ist der Korrekturfaktor.

In Abbildung 5.10 sind die Prozesse, die zur internen Bremsstrahlung, dem normalerweise größten Anteil der Strahlungsverluste, beitragen, in Form von Feynman-Graphen dargestellt. Die zuerst

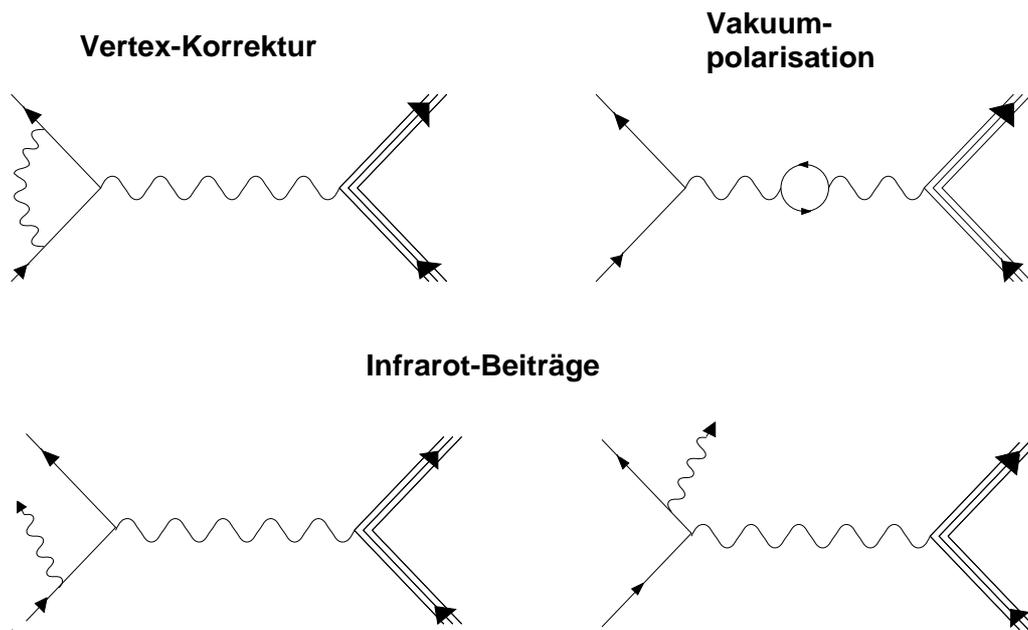


Abbildung 5.10: Feynman Graphen der reellen und virtuellen Beiträge zur internen Bremsstrahlung, die aufgrund der Abstrahlung eines weiteren Photons zusätzlich zu dem einen, die Wechselwirkung vermittelnden virtuellen Photon, im elektromagnetischen Feld des Kerns entsteht. Die dargestellten Prozesse stellen neben der externen Bremsstrahlung und dem Energieverlust durch Ionisation von Targetatomen den Hauptbeitrag bei der Entstehung des Strahlungsschwanzes. Korrekturen zu diesen Prozessen wurden erstmals von Schwinger 1949 vorgeschlagen. a) Vakuum-Polarisation, b) Vertex-Korrekturen c) Infrarot-Beiträge

von Schwinger im Jahre 1949 [Sch49] abgeleitete Korrekturfunktion bezog sich auf die elastische Streuung von Elektronen. Später wurde sie durch Rückstoßkorrekturen und die Erweiterung

auf den inelastischen Bereich ergänzt. Der von Penner im Jahre 1977 [Pen77] vorgeschlagene Korrekturfaktor lautet:

$$C_{Schw} = \frac{e^{\delta_{real}}}{(1 + \delta_{virtual})}, \quad (5.47)$$

wobei

$$\begin{aligned} \delta_{real} &= \frac{\alpha}{\pi} \ln \left\{ \frac{e_i(e_i - \omega)b}{\eta^2 \Delta e^2} \right\} \left[\ln \left(\frac{-q_\mu q^\mu}{m_e^2} \right) - 1 \right] \\ b &= 1 + (2\omega/M) \cdot \sin^2(\theta_e/2) \\ \eta &= 1 + (2e_i/M) \cdot \sin^2(\theta_e/2) \\ q_\mu q^\mu &= \omega^2 - \vec{q}^2 \\ \delta_{virtual} &= \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \frac{13}{16} \left[\ln \left(\frac{-q_\mu q^\mu}{m_e^2} \right) - 1 \right] - \frac{17}{18} - \frac{\pi^2}{6} + L_2(\cos^2(\theta_e/2)) - \frac{1}{2} \ln^2 \left(\frac{e_i}{e_i - \omega} \right) \right\} \\ L_2(x) &= \sum (x^i/i^2). \end{aligned}$$

Dabei ist e_i die Energie des einlaufenden Elektrons, $e_f = e_i - \omega$ die Energie des gestreuten Elektrons, θ_e der Streuwinkel des Elektrons, ω und \vec{q} Energie und Impuls des virtuellen Photons und M die Masse des Targetkerns.

δ_{real} beschreibt die Infrarot-Beiträge, $\delta_{virtual}$ enthält die Beiträge der Vakuumpolarisation und der Vertex-Korrektur.

Einen weiteren Beitrag zum Energieverlust durch Strahlung liefert die externe Bremsstrahlung. Darunter versteht man die Emission reeller und virtueller Photonen vor und nach der Streuung im elektromagnetischen Feld anderer Kerne des Targetmaterials. Die entsprechende Korrektur wurde zuerst von Bethe und Heitler 1934 [BH34] abgeleitet. Eine Näherung, die analytisch integriert werden kann, wurde 1975 von Friedrich [Fri75] gegeben.

Ein dritter Beitrag zum Energieverlust rührt von der Ionisation der Atome des Targetmaterials her. Die entsprechende Korrektur wurde zuerst von Landau 1944 [Lan44] hergeleitet. Findlay und Dusautoy [FD80] gaben 1980 eine Näherung, bei der die ursprüngliche Landau-Verteilung durch eine Summe von neun Normalverteilungen approximiert wird. Die Genauigkeit der Näherung ist dabei besser als 0.14 %.

Bei der Entfaltung der Strahlenschwänze werden alle genannten Korrekturen sowohl für das einlaufende wie für das gestreute Elektron berücksichtigt, für das auslaufende Proton jedoch nur der Energieverlust durch Ionisation. Nach einem Vorschlag von Crannell aus dem Jahre 1969 [Cra69] wird die Stärke in jedem (E_m, p_m) -Bin als Häufigkeitsspitze betrachtet, die durch Strahlungsverluste verringert wird und für die die Strahlungsschwänze entfaltet werden müssen. Man beginnt mit einer Reihe von p_m -Bins bei einer „missing energy“, die kleiner ist als die Separationsenergie des Protons, da durch Strahlungsverluste in dieses (E_m, p_m) -Gebiet keine Stärke hineingeschoben werden kann. Für diese Bins werden die Korrekturfaktoren mit einer Abschneideenergie von halber Binbreite berechnet. Der ursprüngliche Inhalt des Bins N_{exp} wird dann erhöht auf

$$N_0 = N_{exp} \cdot C_{0Schw}(e) \cdot C_{0Schw}(e') \cdot C_{0Brem}(e) \cdot C_{0Brem}(e') \cdot C_{0Land}(e) \cdot C_{0Land}(e') \cdot C_{0Land}(p) \quad (5.48)$$

Die dazugehörigen Schwänze in der (E_m, p_m) -Ebene werden berechnet und von den verbleibenden Bins abgezogen. Diese Schwänze werden nicht nur für die Bins, die im Nachweisbereich der Detektoren liegen, berechnet, sondern auch für Bins außerhalb dieses Bereichs, da Stärke von außerhalb in den Nachweisbereich geschoben werden kann. Dazu wird eine Extrapolation

der gemessenen Spektralfunktion bei festem E_m zu größeren und kleineren Werten von p_m durchgeführt. Die gesamte Prozedur wird für die jeweils nächste Reihe von E_m -Bins solange wiederholt, bis die gesamte Spektralfunktion korrigiert ist.

Eine Schwierigkeit bei der Berechnung der Korrekturfunktionen besteht darin, daß die Impulse \vec{e}' und \vec{p}' aus der Angabe des (E_m, p_m) -Bins nicht mehr eindeutig hervorgehen, da verschiedene Kombinationen von \vec{e}' und \vec{p}' zum gleichen (E_m, p_m) -Bin beitragen können. Um ihre Berechnung dennoch zu ermöglichen, wird eine koplanare Kinematik angenommen, was bedeutet, daß die Reaktionsebene mit der Streuebene identisch ist ($\Phi = 0$, vergleiche Abbildung 5.3). Weiterhin wird angenommen, daß Θ'_e auf den zentralen Wert, der dem Spektrometerwinkel entspricht, fixiert ist, und daß parallele Kinematik vorliegt ($\Theta_p = \Theta_q$). Mit Hilfe der Gleichungen (5.1) und (5.2) können \vec{e}' und \vec{p}' anschließend berechnet werden.

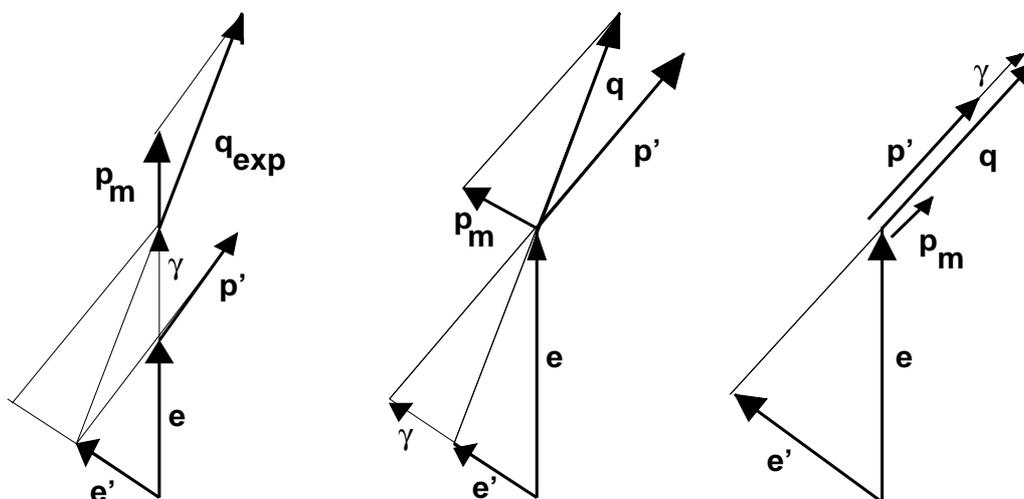


Abbildung 5.11: Rekonstruktion des „missing momentum“-Vektors \vec{p}_m für die drei Fälle, in denen je eines der beteiligten Teilchen einen Energieverlust durch Strahlung erlitten hat.

Eine weitere Komplikation ergibt sich aus der Tatsache, daß der Impuls des einlaufenden Elektrons vor dem Auftreten eines möglichen Energieverlusts bestimmt wird, während die Impulse der auslaufenden Teilchen erst nach solchen Strahlungsverlusten gemessen werden. Wenn das einlaufende Elektron einen Energieverlust durch Abstrahlung erlitten hat, verringert sich der Impulsübertrag \vec{q} und der Impuls des auslaufenden Protons ändert sich entsprechend. Alle daraus abgeleiteten Vektoren sind davon betroffen. In der „Peaking Approximation“ wird nun angenommen, daß der Energieverlust γ in Richtung des Impulses des abstrahlenden Teilchens erfolgt ist. Abbildung 5.11 zeigt die Rekonstruktion des „missing momentum“-Vektors für die drei Fälle, in denen eines der beteiligten Teilchen einen Energieverlust erlitten hat.

In den Gleichungen (5.49) bis (5.52) werden die tatsächlich gemessenen Werte von „missing momentum“ und „missing energy“ als Funktion der abgestrahlten Energie γ der jeweiligen Teilchen dargestellt.

$$E_{m1,2,3} = E_m + \gamma \quad (5.49)$$

$$\vec{p}_{m1} = \vec{p}_m + \gamma \vec{e}' / e_i \quad (5.50)$$

$$\vec{p}_{m2} = \vec{p}_m + \gamma \vec{e}' / e_f \quad (5.51)$$

$$\vec{p}_{m3} = \vec{p}_m + \gamma (\vec{p}' / p') (E_{p'} / p') \quad (5.52)$$

Als Resultat dieser drei Fälle ergeben sich Strahlungsschwänze im (E_m, p_m) -Spektrum in drei Richtungen. Dies ist in Abbildung 5.12 schematisch dargestellt. Die Werte, die vom Bin j in

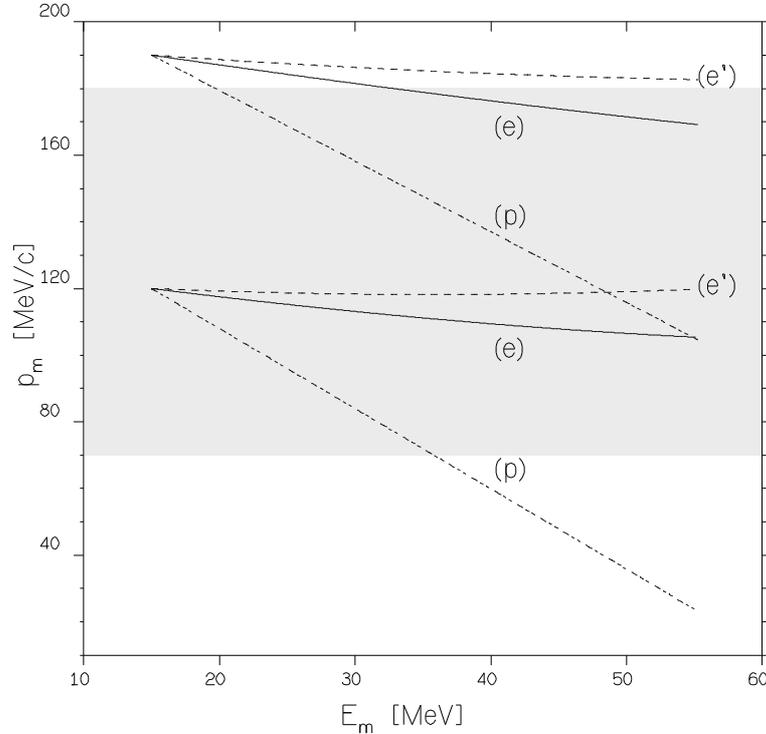


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung der Strahlungsschwänze im (E_m, p_m) -Spektrum für den Fall, daß das einlaufende Elektron (e), das gestreute Elektron (e') oder das aus dem Kernverband herausgeschlagene Proton (p) Energieverluste erlitten haben. Beiträge zu den Schwänzen, die von außerhalb in das Nachweisvolumen ausstrahlen, sind ebenfalls dargestellt. Die grau unterlegte Fläche symbolisiert das Nachweisvolumen.

E_m -Richtung abgezogen werden sollten, wobei das jeweils inkrementierte Bin zu $j=0$ gehört, werden mittels der Gleichungen (5.53) bis (5.55) berechnet [Qui88].

In Richtung des einlaufenden Elektrons gilt

$$\Delta N_j = N_0 \left[\frac{1}{C_j} - \frac{1}{C_{j-1}} \right]_{(e)} \left\{ 2 + \frac{1}{C_0(e')} + \frac{1}{C_0(p')} + \frac{1}{C_0(e')C_0(p')} \right\} / 6, \quad (5.53)$$

in Richtung des gestreuten Elektrons

$$\Delta N_j = N_0 \left[\frac{1}{C_j} - \frac{1}{C_{j-1}} \right]_{(e')} \left\{ 2 + \frac{1}{C_0(e)} + \frac{1}{C_0(p')} + \frac{1}{C_0(e)C_0(p')} \right\} / 6 \quad (5.54)$$

und in Richtung des auslaufenden Protons

$$\Delta N_j = N_0 \left[\frac{1}{C_j} - \frac{1}{C_{j-1}} \right]_{(p)} \left\{ 2 + \frac{1}{C_0(e)} + \frac{1}{C_0(e')} + \frac{1}{C_0(e)C_0(e')} \right\} / 6. \quad (5.55)$$

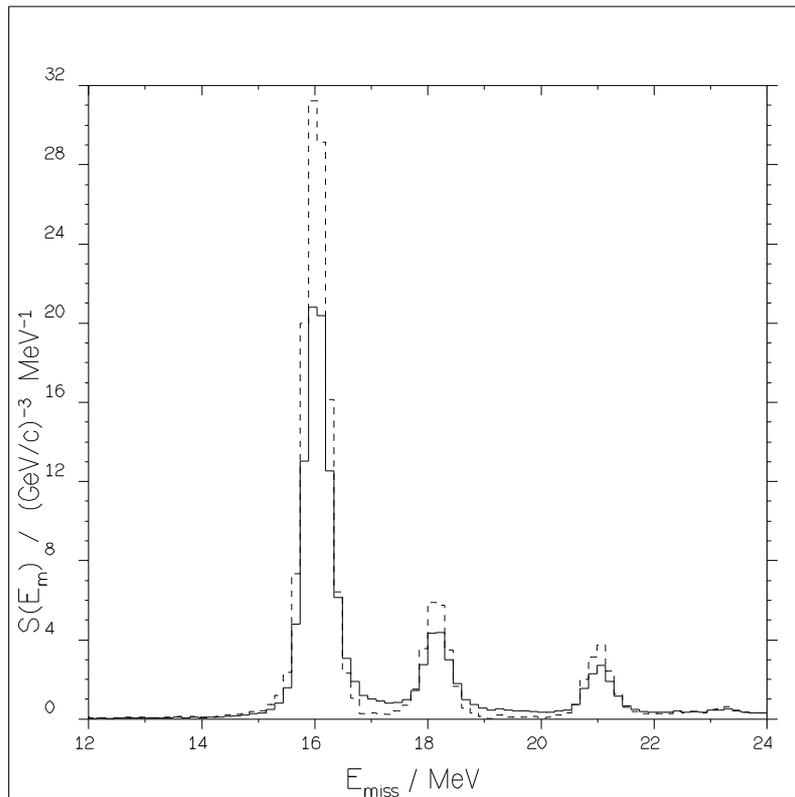


Abbildung 5.13: Vergleich der „missing energy“-Spektren vor und nach der Strahlungskorrektur. Bei beiden Spektren wurde das Rohspektrum nach Subtraktion des Untergrunds durch das mit $K \cdot \sigma_{ep}$ multiplizierte Akzeptanzspektrum dividiert. Bei der gestrichelt dargestellten Häufigkeitsverteilung wurde eine Strahlungskorrektur durchgeführt.

Die Implementation des verwendeten Programms „radcor“ zur Korrektur der Strahlungsverluste im (E_m, p_m) -Spektrum wurde von [Rok94b] durchgeführt. In Abbildung 5.13 werden die Projektionen des (E_m, p_m) -Spektrums auf die E_m -Achse vor und nach der Strahlungskorrektur für die Kinematik mit $p_m = 140 \text{ MeV}/c$ miteinander verglichen. Die Strahlungskorrektur führt zu einer deutlichen Erhöhung der Stärke der drei Zustände.

Dem Programm zur Strahlungskorrektur wird sowohl das akzeptanzkorrigierte, durch $K \cdot \sigma_{ep}$ dividierte (E_m, p_m) -Spektrum aus der Messung, als auch die simulierten Akzeptanzverteilungen in der (E_m, p_m) -Ebene, die einmal auf Eins normiert und zum anderen zusätzlich durch den für das jeweilige Bin geltenden Faktor $K \cdot \sigma_{ep}$ dividiert wurden, übergeben. Dies ist nötig, da die Strahlungskorrektur mit dem zwar akzeptanzkorrigierten, aber noch nicht durch $K \cdot \sigma_{ep}$ dividierten Spektrum erfolgt. Die für das jeweilige Bin geltenden Faktoren werden durch Vergleich der Inhalte der jeweils gleichen (E_m, p_m) -Bins der beiden simulierten Spektren ermittelt und mit dem Inhalt des entsprechenden Bins des gemessenen Spektrums multipliziert. Nach der Strahlungskorrektur werden die Bins wieder durch ihren jeweiligen Faktor dividiert. Abbildung 5.14 zeigt das Ergebnis dieser Operation als Säulendiagramm am Beispiel der Kinematik bei $p_m = 350 \text{ MeV}/c$.

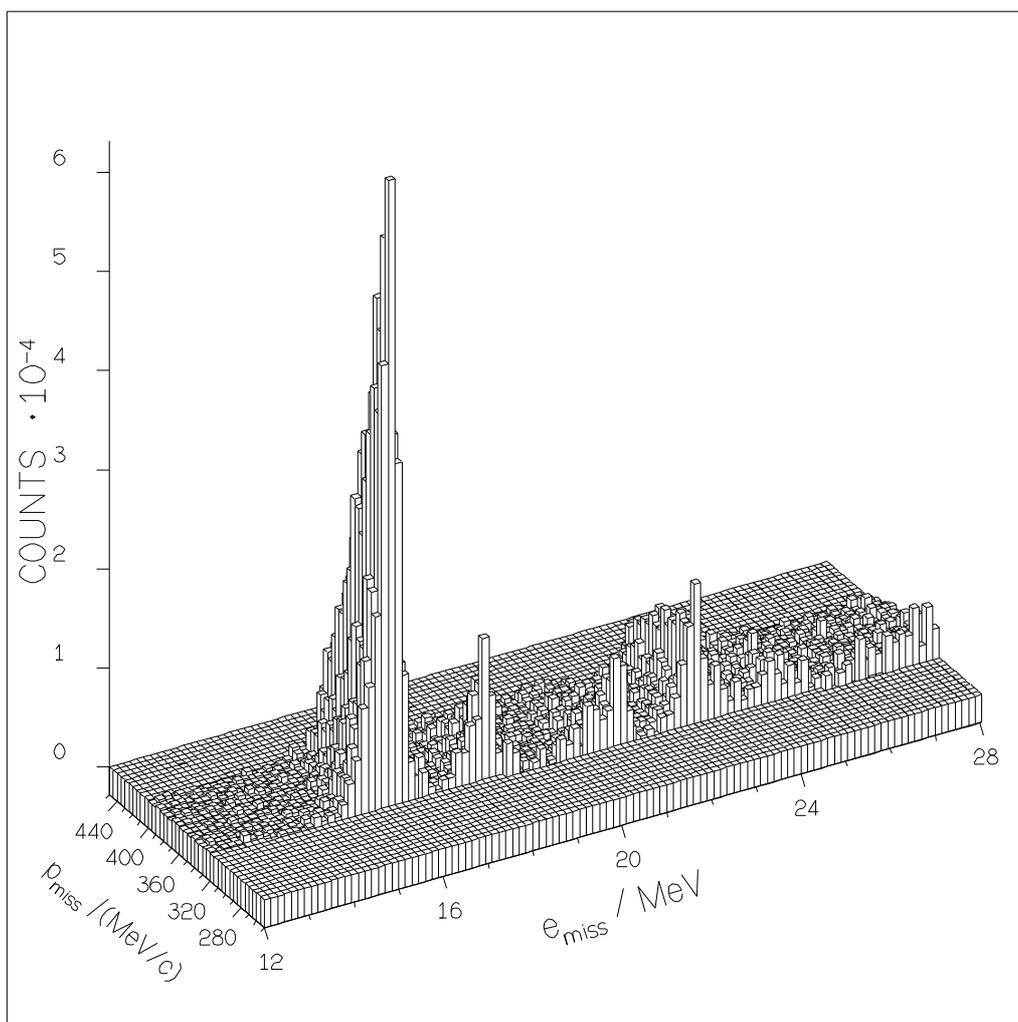


Abbildung 5.14: Säulendiagramm des (E_m, p_m) -Spektrums der Kinematik bei $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ nach erfolgter Strahlungskorrektur und Division durch den Faktor $K \cdot \sigma_{ep}$.

5.5.3 Reduzierte Wirkungsquerschnitte und Vergleich mit DWIA-Rechnungen

Die Berechnung der reduzierten Wirkungsquerschnitte erfolgt auf der Basis der in Abbildung 5.14 gezeigten Häufigkeitsspektren. Im Kopf des in einer Datei gespeicherten Spektrums stehen alle Informationen, die die Luminosität, die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Totzeitkorrekturen betreffen und zur Berechnung von σ_{red} notwendig sind. Mit Hilfe des Programms „allfit“ [KHWO94] werden Schnitte durch das (E_m, p_m) -Spektrum bei festem p_m durchgeführt. Aus den entstehenden eindimensionalen Histogrammen wird nun zunächst durch Division durch die Luminosität (vergleiche Gleichung (5.37)) der reduzierte Wirkungsquerschnitt σ_{red} berechnet. Anschließend werden an den Grundzustand und die angeregten Zustände sogenannte „Hyper“-Gaußkurven angepaßt. Die Parameter der Kurve können dabei rechts und links vom jeweiligen Mittelwert unterschiedlich sein, um auch einen unsymmetrischen Verlauf anpassen zu können. Ein Beispiel für einen solchen Schnitt durch das (E_m, p_m) -Spektrum ist in Abbildung 5.15 dargestellt. „allfit“ ermittelt die Impulshäufigkeit ρ_α eines Zustands bei festem p_m nun gemäß Gleichung (5.18) aus dem Inhalt der von der jeweils angepaßten Kurve überdeckten Fläche. Für

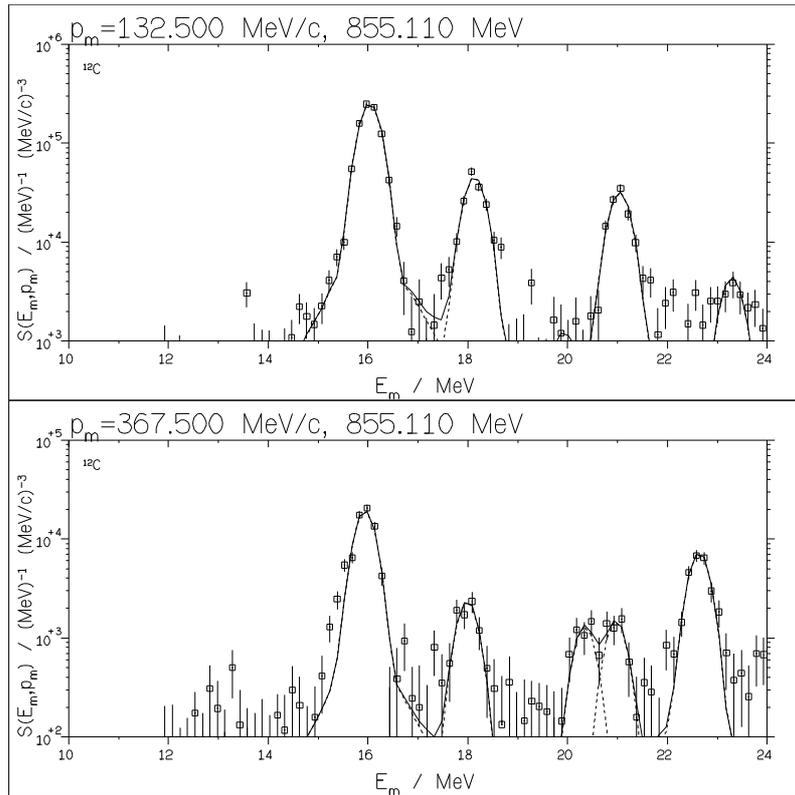


Abbildung 5.15: Schnitt durch das (E_m, p_m) -Spektrum bei festem p_m am Beispiel der Kinetiken bei $p_m = 120 \text{ MeV}/c$ und $p_m = 350 \text{ MeV}/c$. Auch die von „allfit“ angepaßten „Hyper“-Gaußkurven sind eingezeichnet. Entlang der Ordinatenachse ist hier bereits der reduzierte Wirkungsquerschnitt σ_{red} aufgetragen, der aber gegebenenfalls noch mit einem Skalierungsfaktor zur Korrektur auf die wahre Targetdicke multipliziert werden muß.

jeden p_m -Schnitt werden die Fitparameter und die Resultate mit ihren Fehlern in je eine Datei geschrieben. Mit Hilfe von „specsort“ [Off94] werden die reduzierten Wirkungsquerschnitte je eines E_m -Zustands aus diesen Dateien zu unterschiedlichem p_m gelesen und die Resultate, nach Multiplikation mit einem vom Benutzer wählbaren Faktor, als Wertepaare (p_m, ρ_α) mit den entsprechenden Fehlern $\Delta\rho_\alpha$ in Dateien, die den Namen des jeweiligen Zustands tragen, geschrieben.

Die ermittelten Impulsverteilungen sind für die insgesamt fünf analysierten Endzustände (vergleiche Abbildung 5.7) in den Abbildungen 5.16 und 5.17 gezeigt. Die Zahlenwerte sind in Anhang C aufgeführt. Die Länge des \vec{p}_m -Vektors ergibt sich aus dem Betrag von $(\vec{q} - \vec{p}')$. Sie wird positiv gezählt, wenn $|\vec{q}| < |\vec{p}'|$, ansonsten negativ. Zum Vergleich sind in den Abbildungen auch die Resultate der an NIKHEF durchgeführten Messungen [Ste87] eingetragen.

Die angebrachten Fehlerbalken bezeichnen die statistischen Fehler. Die systematischen Fehler aus der Unsicherheit der Targetdicke können mit $< 3 \%$ abgeschätzt werden (vergleiche Tabellen 5.2 und 5.3). Die weiteren systematischen Fehler ergeben sich aus der Genauigkeit der Strommessung ($\approx 1 \%$), der Nachweiswahrscheinlichkeit ($\approx 1 \%$) der Detektoren, der Koinzidenz-Effizienz ($\approx 1 \%$) und der Genauigkeit der Akzeptanz-Simulation und Strahlungskorrektur ($\approx 1 \%$). Summiert man alle Fehler linear auf, so kann der gesamte systematische Fehler mit $< 7 \%$ abgeschätzt werden.

Ein wesentlicher Unterschied, der die unmittelbare Vergleichbarkeit der MAMI- und der NIKHEF-Daten einschränkt, besteht in der kinetischen Energie, die das auslaufende Proton in der jeweiligen Kinematik besitzt. Sie bestimmt die Stärke der Endzustandswechselwirkung und hat damit Einfluß auf die Höhe der gemessenen Impulsverteilung. Während fast allen NIKHEF-Meßpunkten ein T_p von 70 MeV zugrunde liegt, wurden die hier diskutierten Messungen bei mittleren T_p von 90 MeV und 100 MeV durchgeführt, im Falle der hohen „missing momenta“ ($p_m = 350 \text{ MeV}/c$), für die keine vergleichbaren Daten vorliegen, sogar bei $T_p = 215 \text{ MeV}$ (siehe Tabelle 5.1).

Hinzu kommt, daß die Impulsakzeptanz der Spektrometer bei einer festen Winkelstellung im Fall der Drei-Spektrometer-Anlage wesentlich größer ist als die der an NIKHEF verwendeten Spektrometer-Anlage. Für die hier gezeigten Datenpunkte wurden daher nur drei verschiedene Spektrometer-Stellungen benötigt, während den gezeigten NIKHEF-Daten insgesamt 16 verschiedene Stellungen zugrunde liegen. Dies führt dazu, daß zu jedem der Datenpunkte der Impulsverteilung $\rho(p_m)$ bei einem bestimmten p_m wegen Gleichung (5.1) verschiedene Energien des auslaufenden Protons und damit verschiedene Endzustandswechselwirkungen beitragen. Wie aus den Abbildungen 5.16 zu erkennen ist, sind die gemessenen Daten trotz dieses Umstands in relativ guter Übereinstimmung mit den an NIKHEF gemessenen Werten. Größere Abweichungen zeigen sich lediglich bei den negativen p_m -Werten insbesondere des Grundzustands von ^{11}B . Man kann daher davon ausgehen, daß alle wesentlichen Parameter der Koinzidenzanordnung der beiden Spektrometer verstanden und handhabbar sind.

Um die Meßdaten mit den aus dem DWIA-Ansatz vorausgesagten Impulsverteilungen zu vergleichen, und zur Bestimmung der spektroskopischen Faktoren wurden DWIA-Rechnungen durchgeführt. Das hierzu verwendete Programm „DWEOPY“ geht auf C. Giusti und F. D. Pacati [GP87] zurück. Die hier verwendete Version wurde zuletzt von van der Steenhoven modifiziert [Rok94a]. Die wesentlichsten Unterschiede im Vergleich zu der in Abschnitt 5.3 geschilderten Vorgehensweise bei der konventionellen DWIA sind die Folgenden:

- Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung:
Zum optischen Potential, das dazu verwendet wird den Radialteil der Wellenfunktion des auslaufenden Protons zu berechnen (siehe Gleichung (5.32)), wird ein Term

$$U_{so}(r) = - \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \left[V_{so} \frac{f'(r, R_s, a_s)}{r} + iW_{so} \frac{f'(r, R_{si}, a_{si})}{r} \right] \vec{l} \vec{\sigma} \quad (5.56)$$

addiert. Dies führt dazu, daß der Koinzidenz-Wirkungsquerschnitt nicht mehr in faktorisierter Form, wie in Gleichung (5.29), dargestellt werden kann.

- Verzerrung der Elektronenwellen:
Ähnlich wie die Wellenfunktion des auslaufenden Protons durch die Endzustandswechselwirkung, wird auch die Wellenfunktion des ein- und auslaufenden Elektrons durch die Coulomb-Kraft des Kerns verzerrt. Um dies zu berücksichtigen, wurde nach [Ste87] von Giusti und Pacati folgende Entwicklung der verzerrten Elektronenwelle eingeführt:

$$\Phi_h^{(\pm)}(\vec{r}) = e^{\pm i\delta} \frac{k^e}{k} e^{+ik^e \vec{r}} \left\{ 1 + ar^2 + iar^2 \vec{k}^e \cdot \vec{r} \pm ib \left[(\vec{k}^e \times \vec{r})^2 + 2i\vec{k}^e \cdot \vec{r} - \vec{\sigma} \cdot (\vec{k}^e \times \vec{r}) \right] \right\} u_h \quad (5.57)$$

Der effektive Impuls des Elektrons \vec{k}^e ist definiert als $\vec{k}^e = \vec{k} + 3Z\alpha/2R_c$, u_h ist der Pauli-Spinor eines Elektrons mit Helizität h , und δ ist die Phasenverschiebung. Die a - und

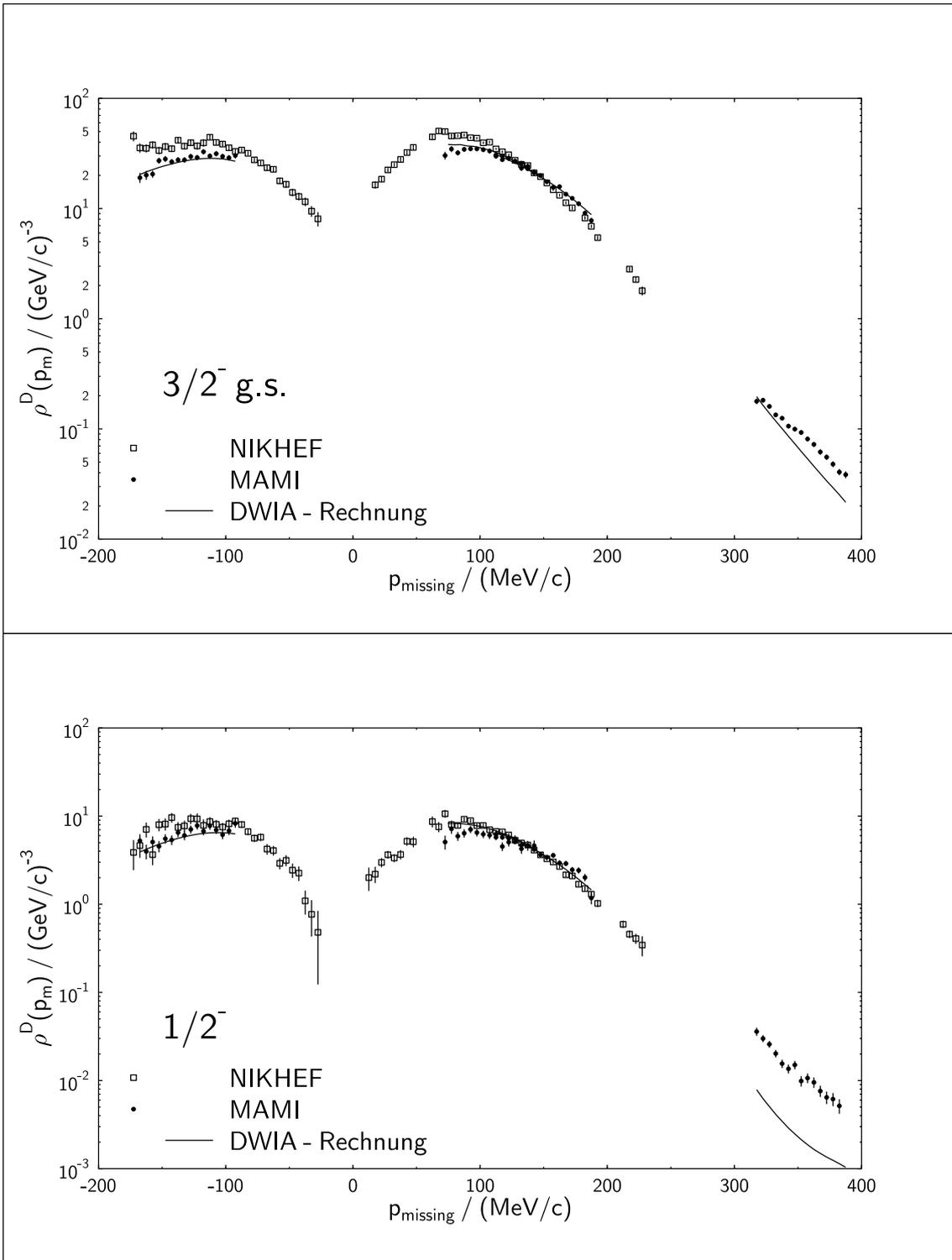


Abbildung 5.16: Dargestellt sind die in dieser Arbeit gemessenen (gefüllte Kreise) und die an NIKHEF ermittelten (offene Quadrate) Werte der Impulsverteilung des "missing momentum" p_m im $\frac{3}{2}^-$ -Grundzustand (oberes Diagramm) und im angeregten $\frac{1}{2}^-$ -Zustand von ^{11}B (unteres Diagramm). Die mit Hilfe des DWIA-Programms „DWEOPY“ berechneten Verteilungen sind für die in Mainz gemessenen Daten jeweils eingetragen. Hierbei wurde die Parametrisierung nach Schwandt für das optische Potential verwendet. Als spektroskopischer Faktor S_α wurde hier bei allen Kurven der Wert der Kinematik bei $p_m = 140 \text{ MeV}/c$ verwendet.

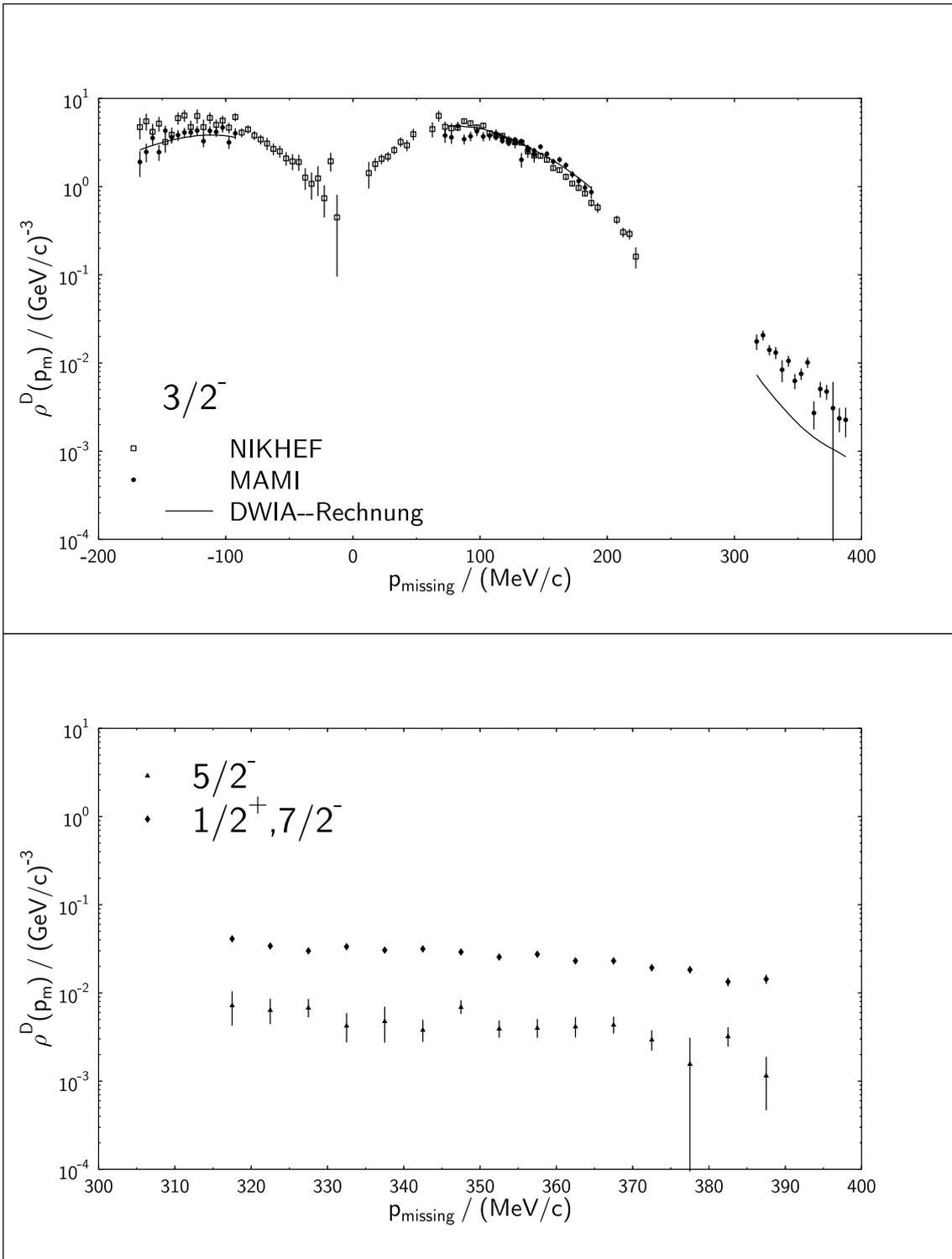


Abbildung 5.17: Oberes Diagramm: An MAMI (gefüllte Kreise) und an NIKHEF gemessene (offene Quadrate) Werte der Impulsverteilung des „missing momentum“ im angeregten $\frac{3}{2}^-$ -Zustand von ^{11}B . Den DWIA-Rechnungen liegt die Parametrisierung des optischen Potentials nach Schwandt zugrunde. Die Resultate für den $\frac{3}{2}^-$ -Zustand sind als Linien eingetragen. Auch hier liegt allen Kurven der Wert des spektroskopischen Faktors aus der Anpassung an die Kinematik mit $p_m = 140 \text{ MeV}/c$ zugrunde. Unteres Diagramm: An MAMI gemessene Impulsverteilung der angeregten Zustände $\frac{5}{2}^-$ und $(\frac{1}{2}^+, \frac{7}{2}^-)$. Hierzu wurden keine DWIA-Rechnungen durchgeführt.

b -Terme sind linear in $Z\alpha$ und beschreiben die Fokussierung der Elektronenwelle. Um die verzerrte Welle in die Beschreibung einfließen zu lassen, wird der Term $e^{i\vec{q}\vec{r}}$, der das Produkt der ein- und auslaufenden ebenen Elektronenwellen beschreibt, in den Ortsraumintegralen wie zum Beispiel Gleichung (5.27) durch ein Produkt zweier verzerrter Wellen gemäß Gleichung (5.57) ersetzt. Diese Näherung erster Ordnung gilt nicht mehr für schwere Kerne, ist aber für den Fall $Z \leq 6$ ausreichend genau.

Die Parameter des bei den DWIA-Rechnungen verwendeten optischen Potentials werden aus der Analyse der Streuung von Protonen an dem Restkern der $(e,e'p)$ -Reaktion bei gleicher kinetischer Energie gewonnen. Da für die Reaktion $^{11}\text{B}(p,p)$ im hier betrachteten Energiebereich von T_p keine Daten existieren, wurden die Resultate von (p,p) -Experimenten an schwereren Kernen benutzt. Der Parametrisierung von Schwandt et al. [SMJ⁺82] liegen die (\vec{p}, p) -Streudaten von sieben Kernen von ^{24}Mg bis ^{208}Pb ab einer kinetischen Energie von $\approx 80 \text{ MeV}$ zugrunde. Hierbei gilt:

$$\begin{aligned}
V &= 105.5(1 - 0.1625 \ln T_p) + 16.5(N - Z)/A \\
r_0 &= \begin{cases} 1.125 + 1.0 \times 10^{-3} T_p, & T_p \leq 130 \text{ MeV} (\leq 180 \text{ MeV für Ca}) \\ 1.255, & T_p > 130 \text{ MeV (außer für Ca)} \end{cases} \\
a_0 &= 0.675 + 3.1 \times 10^{-4} T_p \\
W &= 6.6 + 2.73 \times 10^{-2} (T_p - 80) + 3.87 \times 10^{-6} (T_p - 80)^3 \\
r_W &= 1.65 - 2.4 \times 10^{-3} T_p \\
a_W &= 0.32 + 2.5 \times 10^{-3} T_p \\
V_{SO} &= 19.0(1 - 0.166 \ln T_p) - 3.75(N - Z)/A \\
r_{vSO} &= 0.920 + 0.0305 A^{1/3} \\
a_{vSO} &= \begin{cases} 0.768 - 0.0012 T_p, & T_p \leq 140 \text{ MeV} \\ 0.60, & T_p > 140 \text{ MeV} \end{cases} \\
W_{SO} &= 7.5(1 - 0.248 \ln T_p) \\
r_{wSO} &= 0.877 + 0.0360 A^{1/3} \\
a_{wSO} &= 0.62
\end{aligned} \tag{5.58}$$

Dabei sind die Werte von V und W in MeV , T_p in MeV und r und a in fm angegeben. r und a stellen jeweils die Parameter der Woods-Saxon-Form der Potentiale dar (siehe Gleichung (5.35)). Eine Unterscheidung zwischen Oberflächen- und Volumenterm im Imaginärteil, wie in Gleichung (5.32), wird hier nicht vorgenommen.

Aufgrund der T_p -Abhängigkeit des optischen Potentials ist es notwendig, die Parameter aus Gleichung (5.58) für jeden Datenpunkt (p_m, ρ) der Impulsverteilung eines Zustands einzeln zu bestimmen, da wegen der großen Akzeptanz der Spektrometer das auslaufende Proton an jedem dieser Datenpunkte eine andere kinetische Energie aufweist. Tabelle 5.4 zeigt die Bereiche der kinetischen Energie des auslaufenden Protons für die vier kinematischen Settings.

$\vec{p}_m \Rightarrow$	$-120 \text{ MeV}/c$	$100 \text{ MeV}/c$	$140 \text{ MeV}/c$	$350 \text{ MeV}/c$
T_p^{\min}	75 MeV	77 MeV	85 MeV	177 MeV
T_p^{\max}	109 MeV	110 MeV	121 MeV	252 MeV

Tabelle 5.4: Die bei den vier kinematischen Settings abgedeckten Bereiche der kinetischen Energie T_p des auslaufenden Protons.

Zunächst wird für jeden Anregungszustand (E_m fest) für ein bestimmtes „missing momentum“ p_m die Kinematik rekonstruiert. Da sie durch Angabe von E_m und p_m nicht vollständig festliegt, wird zunächst die Vereinfachung der planaren Kinematik gemacht, so daß Streu- und Reaktionsebene identisch sind.

Für den Rückstoßterm T_R wird der Wert eingesetzt, der sich aus dem gesuchten p_m -Wert ergibt. Nun geht man zunächst von den zentralen Werten von $E_{e'}$, $\theta_{e'}$, θ_p aus und variiert diese. Dabei werden zuerst θ_e und p_e festgehalten und θ_p innerhalb der Winkelakzeptanz des Protonarms variiert. Ausgehend vom zentralen Wert von θ_p werden mit Hilfe von Gleichung (5.2) T_p und \vec{p}' , \vec{q} und \vec{p}_m (Gleichung (5.1)) berechnet. Nacheinander werden θ_p , θ_e und p_e innerhalb der jeweiligen Winkel- und Impulsakzeptanzen variiert, bis man eine Kombination ($E_{e'}, \theta_{e'}$) gefunden hat, für die p_m im vorgegebenen Bereich der Breite $5 \text{ MeV}/c$ liegt. Von allen gefundenen Kombinationen wird schließlich diejenige verwendet, die der parallelen Kinematik am nächsten kommt, für die also $|\gamma| = |\theta_q - \theta_p|$ (vergleiche Abbildung 5.1) minimal ist.

Zustand \Rightarrow	$\frac{3}{2}^-$ g.s.		$\frac{1}{2}^-$		$\frac{3}{2}^-$	
	S_α	χ^2	S_α	χ^2	S_α	χ^2
Kinematik $\vec{p}_m \downarrow$						
$-120 \text{ MeV}/c$	1.538(21)	1.33	0.234(6)	0.87	0.173(6)	1.13
$100 \text{ MeV}/c$	1.375(17)	1.73	0.177(5)	1.27	0.140(5)	0.91
$140 \text{ MeV}/c$	1.452(12)	1.83	0.213(3)	2.72	0.164(3)	1.83
$350 \text{ MeV}/c$	1.849(22)	15.78	1.013(30)	2.72	0.535(25)	2.29
r_{rms}	2.6350 fm		2.9450 fm		2.8042 fm	

Tabelle 5.5: Spektroskopische Faktoren für den Grundzustand und die beiden ersten angeregten Zustände in ^{11}B , die aus dem Vergleich der DWIA-Rechnungen (Schwandt-Parameterisierung, $\eta = 1$) mit den Meßdaten gewonnen wurden. Sie wurden für jedes kinematische Setting getrennt bestimmt. Die spektroskopischen Faktoren für die höchsten „missing momenta“ weisen große Abweichungen zu den Werten bei $\vec{p}_m = -120 \text{ MeV}/c$, $\vec{p}_m = 100 \text{ MeV}/c$ und $\vec{p}_m = 140 \text{ MeV}/c$ auf. Mögliche Gründe dafür werden im Text erläutert. In der letzten Zeile sind die rms-Radien eingetragen, die sich aus den DWIA-Wellenfunktionen des gebundenen Zustands ergeben.

Mit der so festgelegten Kinematik werden die Parameter des optischen Potentials berechnet, und für jeden der betrachteten Anregungszustände des Endkerns und jeden dort gemessenen p_m -Wert wird eine Eingabe-Datei für das DWIA-Programm DWEEPY generiert. Die mit DWEEPY berechneten theoretischen Werte ρ_{theo} der Impulsverteilung werden anschließend für jeden Anregungszustand wieder in einer Datei zusammengefaßt.

Die Korrektur der Nicht-Lokalität wird hierbei sowohl für die Wellenfunktion des gebundenen wie des ungebundenen Zustands mit $\beta_{non-loc.} = 0.85$ (vergleiche Gleichung (5.36)) nach Perey vorgenommen. Für die Wellenfunktion des gebundenen Zustands wird ebenfalls eine Woods-Saxon-Wellenfunktion angenommen. Die Hautdicke des Potentials beträgt für alle Schalen 0.65 fm , die Radien betragen 1.328 fm für den $1p_{3/2}$ - Grundzustand, 1.7761 fm für den $1p_{1/2}$ - und 1.612 fm für den $1p_{3/2}$ -Zustand. Die Tiefe des Potentials wird dabei von „DWEEPY“ so eingestellt, daß die Separationsenergie des betrachteten Endzustands in ^{11}B wiedergegeben wird. Zur Berechnung des „Offshell“-Wirkungsquerschnitts am Proton σ_{ep} wird wie in der Analyse der Meßdaten der stromerhaltende Wirkungsquerschnitt σ_{ep}^{cc1} nach [dFj83] verwendet.

Da die rekonstruierten p_m -Werte nicht genau mit den p_m -Werten der Meßdaten übereinstim-

men, werden die Werte ρ_{theo} an diesen Stellen mit Hilfe der ρ_{theo} -Werte der Umgebung interpoliert. Die in Tabelle 5.5 aufgeführten spektroskopischen Faktoren S_α (siehe auch Gleichung (5.20)) werden nun durch χ^2 -Minimierung mittels der Differenzen $(\rho_{Mess} - S_\alpha \cdot \rho_{theo})$ bestimmt.

Für den $1f_{3/2^-}$ -Zustand sowie das $(2s_{1/2^+}, 1f_{7/2^-})$ -Dublett bei den Anregungsenergien 4.445 MeV beziehungsweise (6.743 MeV, 6.792 MeV) wurde keine DWIA-Rechnung durchgeführt. Der $5/2^-$ -Zustand wurde bei den Kinematiken mit $|\bar{p}_m| \approx 100 \text{ MeV}/c$ nicht aufgelöst. Das $(1/2^+, 7/2^-)$ -Dublett konnte bei kleinen p_m zwar gefittet werden, jedoch liegt die Position des Peakmaximums mit $E_{miss} = 23.333 \text{ MeV}$ und einer Breite von 0.484 MeV außerhalb des Literaturwertes von 22.699 MeV für den $7/2^-$ - beziehungsweise 22.748 MeV für den $1/2^+$ -Zustand (vergleiche Abbildung 5.15). Die Impulsverteilung wurde daher nur für die Kinematik bei $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ bestimmt. In [Ste87] wurde an die gemessene Impulsverteilung des Dubletts eine DWIA-Wellenfunktion angepaßt, die sowohl $1s_{1/2}$, $2s_{1/2}$ wie auch eine feste $1f_{7/2}$ Komponente enthielt. Das Verhältnis der $1s_{1/2}$ und $2s_{1/2}$ -Amplituden wurde variiert und die sich ergebende Impulsverteilung wurde zum Ergebnis einer DWIA-Impulsverteilung für direktes Herausschlagen aus dem $1f_{7/2}$ -Zustand mit dem festen spektroskopischen Faktor $S_{1f_{7/2}} = 3.8 \cdot 10^{-3}$ addiert. Es zeigte sich, daß die gemessene Impulsverteilung am besten beschrieben wird durch die Annahme einer großen 2s- und einer kleinen oder verschwindenden 1s-Amplitude. Dieser Zustand wurde daher in Abbildung 5.17 als $(2s_{1/2^+}, 1f_{7/2^-})$ bezeichnet.

Im Schalenmodell unabhängiger Teilchen IPSM entspricht die Impulsverteilung ρ_α der Fourier-Transformierten der Wellenfunktion des Ein-Teilchen-Zustands (vergleiche Gleichung (5.18)). Das Integral über p_m ergibt die Besetzungszahl des Zustands. Die Anzahl der Protonen in der $3/2$ -Schale sollte $2J + 1 = 2 * 3/2 + 1 = 4$ betragen. Die Diskrepanz zu den gefundenen spektroskopischen Faktoren (Tabelle 5.5) ist darauf zurückzuführen, daß die spektroskopische Stärke eines Ein-Teilchen-Bindungszustands durch Nukleon-Nukleon-Korrelationen, die bei der „mean field“-DWIA-Rechnung nicht berücksichtigt werden, verkleinert wird. Sie wird dadurch über einen breiten Anregungsenergiebereich verteilt.

Der aus den NIKHEF-Daten bestimmte spektroskopische Faktor, dem die Parametrisierung des optischen Potentials nach Schwandt zugrunde liegt, hat für den $1p_{3/2^-}$ -Grundzustand den Wert 2.004(27) [Ste87]. Er wurde nur aus den Daten mit $p_m > 0 \text{ MeV}/c$ bestimmt. Der aus unseren Daten ermittelte spektroskopische Faktor liegt um etwa 27 % niedriger (siehe Tabelle 5.5). Der Grund dafür ist nicht klar. Es ist unwahrscheinlich, daß die verschiedenen Protonenenergien zwischen $75.3 < T_p < 108.5 \text{ MeV}$ der MAMI-Daten und die feste Protonenenergie $T_p = 70 \text{ MeV}$ der NIKHEF-Daten zusammen mit einem Problem in der Beschreibung des optischen Potentials solche Abweichungen in S_α zur Folge haben können. Beim Vergleich der Resultate der in Mainz durchgeführten $^{16}\text{O}(e, e'p)$ -Messungen und ähnlicher NIKHEF-Messungen konnte ein solcher Unterschied nicht beobachtet werden [Blo95a].

Während die spektroskopischen Faktoren der Kinematiken mit niedrigem p_m vergleichbare Werte liefern, zeigen sich größere Abweichungen hiervon bei den hohen „missing momenta“. Die Werte der gemessenen Impulsverteilung liegen hier wesentlich oberhalb der Vorhersagen der DWIA-Rechnung, verglichen mit den Werten bei kleinem p_m . Eine mögliche Erklärung besteht in der begrenzten Gültigkeit der verwendeten Parametrisierung des optischen Potentials nach Schwandt. Sie wurde durch die Anpassung an Meßdaten mit $T_p < 180 \text{ MeV}$ gewonnen. Die Protonenenergien der Kinematik mit hohem p_m bewegen sich jedoch im Bereich von $177 \text{ MeV} < T_p < 252 \text{ MeV}$. Wenn die Parametrisierung bezüglich T_p eine wichtige Rolle spielt, wird eine bessere Übereinstimmung zwischen Meßdaten und Rechnung für kleine „missing momenta“ erwartet ($T_p \approx 180 \text{ MeV}$) als auf der Seite mit hohen p_m ($T_p \approx 250 \text{ MeV}$). Dies konnte aber nicht beobachtet werden (vergleiche Abbildung 5.16).

Die wahrscheinlichere Erklärung besteht darin, daß die Korrelationen auch von der Größe des

Impulse des gebundenen Protons abhängen. Da große Impulse mit kurzen Abständen korreliert sind, wird die Ein-Teilchen-Wellenfunktion hauptsächlich im Kerninneren durch kurzreichweitige (SRC⁶) und Tensor-Korrelationen (TC) so verändert, daß ihre Fourier-Transformierte, die Impulsverteilung, bei hohen Impulsen betroffen ist.

In einem neueren (e,e'p)-Experiment an ²⁰⁸Pb [Bob94], das am Elektronen-Stretcher-Ring AmPS an NIKHEF-K in Amsterdam durchgeführt wurde, wurde ebenso wie im vorliegenden Experiment eine Überhöhung der spektroskopischen Stärke bei hohen „missing momenta“ und kleinen Anregungsenergien beobachtet. Die Autoren favorisieren ein Modell von Ma und Wambach, die die Korrelationen durch Einführung einer effektiven Masse des Nukleons in der Kernmaterie beschreiben. In diesem Modell sind die Wellenfunktionen im Kerninneren abgeschwächt und in der Nähe der Oberfläche infolge von langreichweitigen Korrelationen verstärkt.

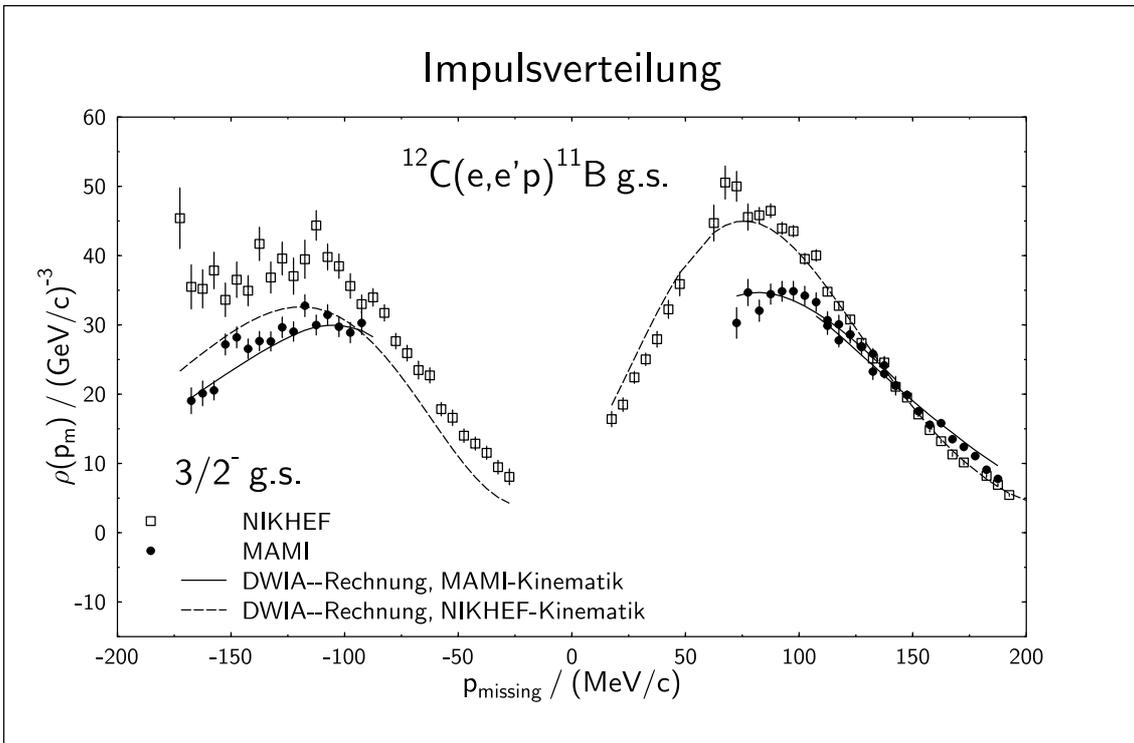


Abbildung 5.18: Dargestellt sind die Mainzer Meßwerte (gefüllte Punkte) und die an NIKHEF gemessenen Werte (offene Punkte) von $\rho(p_m)$ für den $\frac{3}{2}^-$ -Grundzustand von ¹¹B. Den DWIA-Rechnungen wurde hier die Parametrierung des optischen Potentials von Comfort und Karp zugrundegelegt. Der Anpassung der Verstärkung der transversalen Antwortfunktion η des gebundenen Protons liegen nur die NIKHEF-Daten mit $p_m > 0 \text{ MeV}/c$ und die neuen MAMI-Daten außer den hohen p_m zugrunde. Es ergibt sich $\eta = 0.98(5)$. Die gestrichelte Kurve ist eine DWIA-Rechnung für die NIKHEF-Kinematik mit $S_\alpha = 1.98(4)$. Die durchgezogenen Kurven basieren auf den Kinematiken der MAMI-Daten. Hier ergibt sich $S_\alpha = 1.54(5)$.

Um die Abweichungen der DWIA-Ergebnisse von den an NIKHEF gewonnenen Meßdaten bei $p_m < 0 \text{ MeV}/c$ zu erklären, wurde von [Ste87] ein Parameter η eingeführt, mit dem die transversale Antwortfunktion F_T im „Off-Shell“-Wirkungsquerschnitt σ_{ep} multipliziert wird.

⁶SRC: Short Range Correlations

Fit		r_{rms}	η	NIKHEF		MAMI			
				S_α	χ^2	S_α	χ^2		
							-120	100	140
		$p_m / (MeV/c)$							
neu	Wert	2.73	0.98	1.98	4.1	1.54	2.04	0.94	4.4
	Fehler	0.02	0.05	0.04		0.05			
alt	Wert	2.81	1.11	1.83					
	Fehler	0.04	0.04	0.03					

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Anpassung der Parameter η , S_α und r_{rms} mit dem DWIA-Programm DWEEPY und der Parametrisierung des optischen Potentials nach Comfort und Karp. Den Werten unter „Neuer Fit“ liegen die neuen MAMI-Daten und die NIKHEF-Meßwerte mit $p_m > 0 MeV/c$ zugrunde, die Werte unter „Alter Fit“ wurden mit den NIKHEF-Daten alleine gewonnen.

Diese Änderung des Verhältnisses F_T/F_L könnte zum Beispiel durch eine Größenänderung des im Kern gebundenen Protons im Vergleich zu einem freien Proton bewirkt werden. Die DWIA-Rechnung für den Grundzustand von ^{11}B mit r_{rms} , S_α und η als freien Parametern wurde mit der Parametrisierung des optischen Potentials nach Comfort und Karp [CK80] durchgeführt. Die Resultate für diese Parametrisierung des optischen Potentials sind numerisch für Protonenergien von $T_p = 12.1 MeV$ bis $T_p = 183 MeV$ gegeben. Sie wurden durch elastische Streuung von Protonen an ^{12}C gewonnen. Zur Extrapolation auf das Potential von ^{11}B wird angenommen, daß es ausreicht, die Auswirkung der Massendifferenz der beiden Kerne auf die Radien durch deren $A^{1/3}$ -Abhängigkeit zu beschreiben.

Die Abweichung unserer Daten bei $p_m < 0 MeV/c$ von den an NIKHEF gemessenen Daten (siehe Abbildung 5.16) war der Anlaß, η mit unseren Meßwerten für den $1p_{3/2^-}$ -Grundzustand von ^{11}B neu anzupassen. Dabei wurde wie in [Ste87] die Parametrisierung des optischen Potentials nach Comfort und Karp verwendet, um die Vergleichbarkeit mit den NIKHEF-Rechnungen zu gewährleisten.

In Abbildung 5.18 sind die NIKHEF-Meßdaten und die MAMI-Daten für $p_m < 200 MeV/c$ in einem linearen Maßstab gegen p_m aufgetragen. Den eingetragenen Kurven liegt eine Parametrisierung des spektroskopischen Faktors S_α , der Verstärkung der transversalen Antwortfunktion des gebundenen Protons η und des rms-Radius r_{rms} zugrunde, die nur auf den NIKHEF-Meßdaten für $p_m > 0 MeV/c$ und den neuen MAMI-Daten mit $p_m < 200 MeV/c$ basiert. Die gestrichelte Kurve wurde mit den Einstellungen der NIKHEF-Kinematik, die durchgezogenen Kurven mit den MAMI-Kinematiken berechnet.

Diese Rechnungen, die von [Off94] durchgeführt wurden, ergaben für η den Wert $\eta = 0.98(5)$ und für den rms-Radius $r_{rms} = 2.73(2)$. Der spektroskopische Faktor für die NIKHEF-Daten beträgt $S_\alpha = 1.98(4)$ und für die MAMI-Daten $S_\alpha = 1.54(5)$ [Blo95b]. Die Anpassung von S_α , η und r_{rms} nur an alle NIKHEF-Daten ergab $S_\alpha = 1.83(3)$, $\eta = 1.11(4)$ und $r_{rms} = 2.81(4)$ (siehe Tabelle 5.6).

Da $\eta = 0.98(5)$ verträglich ist mit 1.00 kann ein anomales Verhältnis zwischen transversaler und longitudinaler Antwortfunktion des im Kern gebundenen Protons mit den vorliegenden neuen MAMI-Daten nicht bestätigt werden.

Wie in der Bestimmung von S_α , der die Schwandt-Parametrisierung des optischen Potentials zugrunde liegt (Tabelle 5.5) ist auch hier der spektroskopische Faktor, der aus den MAMI-Daten

bestimmt wurde, niedriger als der aus den NIKHEF-Messungen. Die Abweichung beträgt 22%. Die Werte der spektroskopischen Faktoren, die aus den beiden verwendeten Parametrisierungen des optischen Potentials resultieren, sind vergleichbar. Ein Vergleich der spektroskopischen Faktoren bei der Kinematik mit $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ ist nicht sinnvoll, da die Parametrisierung des optischen Potentials nach Comfort und Karp ebenso wie die nach Schwandt nur auf Protonenenergien bis zu 180 MeV basiert.

Um eine Aussage darüber zu erhalten, welche Parametrisierung die bessere Anpassung an die Daten erlaubt, kann man die ermittelten χ^2 -Werte vergleichen. Sie sind für die Schwandt'sche Parametrisierung in Tabelle 5.5 aufgeführt. Dort liegt ein Wert von $\eta = 1.00$ zugrunde. Die Werte für die Parametrisierung nach Comfort und Karp sind in Tabelle 5.6 dargestellt. Bis auf die Kinematik mit $p_m = 100 \text{ MeV}/c$ liegt χ^2 bei der Parametrisierung nach Schwandt immer unter den Werten bei der Parametrisierung nach Comfort und Karp. Dennoch liegen die Werte so dicht zusammen, daß keine der Parametrisierungen eindeutig den Vorzug hat. Wir ziehen daraus den Schluß, daß beide Parametrisierungen im betrachteten kinematischen Bereich vergleichbare Aussagen erlauben, favorisieren jedoch aufgrund der im Mittel kleineren χ^2 -Werte die Parametrisierung nach Schwandt.

6. Zusammenfassung

Zur Nutzung des kontinuierlichen 855 MeV-Elektronenstrahls des Mainzer Mikrotrons MAMI werden Koinzidenzexperimente mit dem gleichzeitigen Nachweis von zwei oder drei geladenen Teilchen aus einer Teilchenreaktion durchgeführt. Dies erfordert wegen der für die Elektronenstreuung typischen Probleme mit dem Untergrund aus Bremsstrahlung und dem Auflösungsvermögen die Verwendung abbildender magnetischer Spektrometer. Dazu wurde in der A1-Kollaboration eine Drei-Spektrometer-Anordnung aufgebaut, wobei die drei Spektrometer A, B und C um eine gemeinsame Achse drehbar angeordnet sind. Die Forderung nach einer Impulsauflösung von $\leq 10^{-4}$ und einer Winkelauflösung von $\leq 3\text{mrad}$ ist von den in und hinter der Abbildungsebene der Spektrometer angeordneten Teilchenspür-Detektoren zu erfüllen. Zur Teilchenidentifikation dient eine daran anschließende Leiter aus Plastiksintillatoren und ein Veto-Čerenkov-Detektor.

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde das Konzept der Spurvermessung der Teilchenbahnen erstellt und die Parameter der so erhaltenen Spurdetektoren durch Rechnersimulationen optimiert. Zur Anpassung der Ausleseflächen der Detektoren an das Design der drei verschiedenen Spektrometer wurde das Strahlverfolgungsprogramm "raytrace" benutzt. Bei dem gewählten Detektortyp handelt es sich um sogenannte „vertikale Driftkammern“ (VDC), die die von den Spektrometern gestellten Anforderungen an die abzudeckende Fläche, Auflösungen, Nachweiswahrscheinlichkeit sowie an Redundanz, Betriebssicherheit und Ökonomie am besten erfüllen. Ebenfalls für die Realisierung der Spurdetektoren in Betracht gezogene alternative Konzepte wie horizontale Driftkammern und vertikale Driftkammern bei Niederdruck wurden diskutiert und verworfen. Um den optimalen Abstand der beiden Doppeldriftkammern festzulegen, wurden Monte Carlo-Simulationen der Kleinwinkel-Streuung an dem System aus Vakuumaustrittsfenster und der Massenbelegung der Driftkammern durchgeführt. In einem weiteren Schritt wurde sowohl die Massenbelegung des Vakuumfensters als auch die der Driftkammern variiert, um das Konzept von Niederdruckkammern mit dem eines dünnen Vakuumfensters vergleichen zu können.

Als nächstes wurde der technische Aufbau der Spurdetektoren konzipiert und realisiert. Dazu erwiesen sich Infrastrukturmaßnahmen wie der Aufbau eines Reinraums und die Beschaffung und der Aufbau einer Drahtfädelmaschine als notwendig. Die Driftkammerrahmen wurden von einem Schweizer Hersteller gefertigt. Für die elektrische Signalführung wurde ein modulares System entworfen, das dem geringen Platzangebot im Abschirmhaus angepaßt ist und dessen Komponenten nachträglich austauschbar sind. Als Gasabschlußfolie konnte eine neuartige hochgasdichte Para-Aramid-Folie eines japanischen Herstellers gefunden werden. Die Durchmesser des als Anodendraht verwendeten goldbedampften Wolfram-Rhenium-Drahtes wurden auf $15\ \mu\text{m}$ und $50\ \mu\text{m}$ festgelegt. Zum Test des Designs und der beim Bau zu verwendenden Materialien und Verfahren sowie des Auslesesystems und der Betriebsparameter wurde eine Prototypkammer mit kleinen Abmessungen entworfen, die im Rahmen einer Diplomarbeit zusammengebaut und getestet wurde. Es wurden verschiedene existierende Auslesekonzepte geprüft und teilweise neu konzipiert. Aus Gründen der Ökonomie, Redundanz und aus Zeitgründen fiel die Wahl auf ein durchentwickeltes kommerziell angebotenes Einzeldrahtauslese-System. Die beim Test der Prototyp-VDC gewonnenen Erfahrungen flossen in die Realisierung der Spektrometer-Driftkammern ein. Das Driftkammerpaket von Spektrometer B wurde im Rahmen dieser Arbeit

aufgebaut, der Aufbau der beiden anderen Pakete erfolgte im Rahmen zweier weiterer Dissertationen.

Parallel zum Aufbau der Driftkammern wurden zur Minimierung der Vielfachstreuung an der Vakuumaustrittsfolie der Spektrometer technische Konzepte erstellt und mit Hilfe von Prototyp-Aufbauten realisiert und getestet. Die enorme Belastung der Fenster wird dabei durch ein Gelege aus extrem reißfesten Kevlarfäden auf einer Mylarfolie getragen. Die Abmessungen der Vakuumentüten am Spektrometer-Ausgang wurden der Lage der Driftkammern in der Fokalebene der Detektoren und der Dicke des Vakuumfenster-Flanschs angepaßt. Zur Herstellung der Vakuumfenster für die Spektrometer wurde eine Fadenwickelmaschine konzipiert und aufgebaut. Die bei den Prototyp-Versuchen gewonnenen Erfahrungen flossen in das Design und die technische Realisierung der Vakuumflansche, die das Austrittsfenster tragen, ein. Die mit der Wickelmaschine hergestellten Vakuumfenster erreichen eine Massenbelegung von etwa 10 mg/cm^2 auf einer Fläche von $2.2 \times 0.4 \text{ m}^2$ und wurden für die Spektrometer A und B verwendet. Für das meist unter Rückwärtswinkeln stehende Spektrometer C, für das aufgrund der niederenergetischeren Teilchen eine stärkere Vielfachstreuung auftritt als bei den Vorwärts-Spektrometern, konnte aufgrund der im Vergleich zu Spektrometer A kleineren Fensterbreite sowie technischer Verbesserungen an der Wickelapparatur eine Massenbelegung von 7.3 mg/cm^2 auf einer Fläche von $2.3 \times 0.32 \text{ m}^2$ erreicht werden. Letzteres entspricht einer Kaptonfolie der Dicke $51.4 \mu\text{m}$. Die Maximalbelastbarkeit der Fenster wurde so ausgelegt, daß sie mindestens dem 1.6-fachen Normaldruck widerstehen können. Die Gesamtkraft auf dem Fenster von Spektrometer A beträgt z.B. 94 kN . Der mit zwei Turbopumpen mit einer Gesamtpumpleistung von 1040 l/s erreichte Enddruck war bei allen Spektrometern kleiner als 10^{-3} Pa ($\leq 10^{-5} \text{ mbar}$). Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Fertigungstechnik der Vakuumfenster entwickelt und alle 3 Spektrometer-Austrittsfenster entworfen, aufgebaut, getestet und in Betrieb genommen.

Schließlich wurde das Driftkammerpaket im Spektrometer-Abschirmhaus installiert und in Betrieb genommen. Zur Rekonstruktion der Teilchenspur aus den Rohdaten und zur Rückrechnung zum Target wurde ein Analyseprogramm-Paket erstellt. Die im Betrieb gemessenen mittleren Auflösungen mit minimal ionisierenden Elektronen betragen $\sigma_x \leq 100 \mu\text{m}$, $\sigma_y \leq 200 \mu\text{m}$, $\sigma_\theta \leq 0.30 \text{ mrad}$, $\sigma_\phi \leq 1.0 \text{ mrad}$ und erfüllen damit die Auflösungsanforderungen der Spektrometer. Die mit Hilfe eines selbsttriggernden Verfahrens gewonnenen Einzeldraht-Nachweiswahrscheinlichkeiten aller Drahtebenen betragen etwa 99 %. Da für die Spurberechnung im Mittel aber die Stützstellen von 4 Drahtebenen zur Verfügung stehen, bei denen pro Ebene im Mittel mehr als 4 Drähte angesprochen werden, ist die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit für eine Spur bei voller Rekonstruktionsmöglichkeit nahezu 100 %.

Zur Energieeichung von Spektrometer A wurden $^{12}\text{C}(e,e')$ und $^{181}\text{Ta}(e,e')$ -Experimente durchgeführt, bei denen die Position der elastischen und inelastischen Linien in der Fokalebene bei verschiedenen Feldwerten des Magnetfelds jeweils in Relation zu dessen Stärke gesetzt wurde.

Nach der experimentellen Bestimmung der Abbildungseigenschaften von Spektrometer A im Herbst 1992 und B im Sommer 1993 wurde mit diesen beiden Spektrometern im Oktober 1993 das erste 2-Spektrometer-Koinzidenzexperiment durchgeführt. Es war ein $(e,e'p)$ -Experiment zur Messung der Impulsverteilung des Protons in verschiedenen Anregungszuständen von ^{11}B durch Herausschlagen eines Protons aus dem Kohlenstoffkern ^{12}C bei mittleren und hohen Impulsen des herausgeschlagenen Protons im Kern. Die Messungen wurden im quasifreien Bereich in paralleler Kinematik durchgeführt. Das zunächst gemessene Setting bei einem „missing momentum“ von $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ wurde im August 1994 um zwei weitere Kinematiken bei $p_m = -120 \text{ MeV}/c$ und $p_m = 140 \text{ MeV}/c$ und im Dezember 1994 um ein Experiment bei $p_m = 100 \text{ MeV}/c$ erweitert. Mit den Messungen bei niedrigem „missing momentum“ sollten im wesentlichen die Ergebnisse, die im gleichen Bereich am Beschleuniger NIKHEF (Nieder-

lande) gewonnen wurden, nachvollzogen werden, um zu prüfen, ob die apparativen Parameter der Spektrometer-Anlage verstanden sind. Dazu gehören insbesondere die Akzeptanzen, die Totzeitkorrekturen und die Koinzidenz-Nachweiswahrscheinlichkeit. Da zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnitts die Luminosität genügend genau bekannt sein muß, mußte vor der Auswertung der Meßdaten die Dicke des ^{12}C -Targets durch ein (e,e') -Experiment bestimmt werden. Dazu wurde der Wirkungsquerschnitt der elastischen Linie mit dem aus dem bekannten ^{12}C -Formfaktor berechneten Wert verglichen.

Im Zuge der Auswertung der Daten des Koinzidenzexperimentes wurden die Impulsverteilungen des $1p_{3/2^-}$ -Grundzustands des ^{11}B -Restkerns und der beiden angeregten Zustände $1p_{1/2^-}$ und $1p_{3/2^-}$ bei allen drei Kinematiken bestimmt. Für die Kinematik mit hohem „missing momentum“ $p_m = 350 \text{ MeV}/c$ zeigten sich im „missing energy“-Spektrum klar zwei weitere Anregungszustände des Restkerns, $1f_{5/2^-}$ und ein $(2s_{1/2^+}, 1f_{7/2^-})$ -Dublett, die bei den niedrigeren p_m nicht hervortreten. Auch für diese Zustände wurde die Impulsverteilung bestimmt. Für die bei allen Kinematiken sichtbaren Endzustände wurden DWIA-Rechnungen durchgeführt, bei denen die Verzerrung des einfallenden Elektronenstrahls durch die Coulomb-Wechselwirkung ebenso berücksichtigt wurde wie die Distordierung des auslaufenden Protons aufgrund der (starken) Endzustands-Wechselwirkung. Zur Beschreibung der letzteren wurde die Parametrisierung des optischen Potentials nach Schwandt verwendet, die auch die Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt. Aus dem Vergleich der Rechnung mit den Meßdaten wurden schließlich spektroskopische Faktoren für die bei allen Kinematiken gesehenen drei Zustände des ^{11}B -Restkerns bestimmt. Für den $1p_{3/2^-}$ -Grundzustand liegt der ermittelte Wert für niedrige „missing momenta“ um 27.5% niedriger als der NIKHEF-Wert.

Die Impulsverteilungen der Protonen zeigen bei hohem „missing momentum“ ($p_m = 350 \text{ MeV}/c$) eine starke Überhöhung der spektralen Stärke im Vergleich zu den Vorhersagen der DWIA-Rechnungen und den spektroskopischen Faktoren bei kleinen p_m . Eine ähnliche Beobachtung wurde auch bei $(e,e'p)$ -Experimenten an ^{208}Pb , die 1994 am Elektronenbeschleuniger AmPs in Amsterdam durchgeführt wurden, gemacht. Der Effekt wird auf die Abhängigkeit der Nukleon-Nukleon-Korrelationen vom Impuls des gebundenen Protons zurückgeführt.

Eine weitere Abweichung der an MAMI gemessenen Impulsverteilung von den NIKHEF-Daten zeigte sich bei negativem p_m . Sie war der Anlaß zu einer neuen Anpassung des Parameters η , der von van der Steenhoven eingeführt worden war, um Abweichungen der NIKHEF-Daten von der DWIA-Vorhersage bei negativem p_m zu erklären. Dazu wird die transversale Antwortfunktion F_T des im Kern gebundenen Protons mit η multipliziert. Dadurch wird eine Abweichung des Verhältnisses von transversaler zu longitudinaler Antwortfunktion vom normalen Wert parametrisiert. η ergab sich aus den NIKHEF-Daten alleine zu 1.11. Für die neuen MAMI-Daten zusammen mit den NIKHEF-Daten für $p_m > 0 \text{ MeV}/c$, die hierzu mit der Parametrisierung des optischen Potentials nach Comfort und Karp ausgewertet wurden, ergab sich aus der Anpassung ein Wert von $\eta = 0.98(5)$. Da dieser Wert mit 1 verträglich ist, stützen unsere Daten die Annahme eines anomalen Verhältnisses der beiden Antwortfunktionen F_T und F_L eines gebundenen Protons nicht.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, auch den nicht namentlich erwähnten, die in irgendeiner Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, ganz herzlich bedanken.

Herrn Prof. Dr. Th. Walcher danke ich für die interessanten Themenstellungen der Arbeit und sein stetes Interesse an ihren Fortschritten.

Bei Herrn Dr. G. Rosner möchte ich mich besonders bedanken für seine fortwährende Betreuung, für zahlreiche Diskussionen, Gespräche und wertvolle Anregungen und Hilfestellungen in vielen Bereichen der Arbeit sowie für seine stete Hilfsbereitschaft.

Den Mitgliedern der Driftkammergruppe, Herrn Dipl. Phys. M. Distler und Herrn Dipl. Phys. M. Kahrau sowie den ehemaligen Mitgliedern Herrn Dipl. Phys. R. Maurer, Herrn Dipl. Phys. F. Heinemann und Herrn Dipl. Phys. St. Eraßme danke ich für die fruchtbare Zusammenarbeit beim Aufbau der Driftkammern und der Durchführung der dazu nötigen Vorarbeiten.

Herrn Dr. Eddy Offermann möchte ich meinen Dank aussprechen für zahlreiche Diskussionen und Erläuterungen im Umgang mit der Analyse-Software ESPACE und einer Reihe weiterer Hilfsprogramme, die die Datenanalyse erheblich beschleunigt haben. Hervorheben möchte ich seine stete Ansprechbarkeit und seine Bereitschaft, auf alle angesprochenen großen und kleinen Probleme einzugehen.

Allen Mitgliedern der A1-Kollaboration gilt mein Dank für die kollegiale Zusammenarbeit bei der Realisierung des Driftkammer- und Vakuumfenster-Projekts sowie für die Unterstützung bei den Koinzidenzexperimenten in Form von zahlreichen Strahlzeitschichten. Herrn Dipl. Phys. Klaus-Werner Krygier danke ich für viele hilfreiche Gespräche und Diskussionen projektbezogener wie allgemeiner Art.

Herrn Luzius möchte ich stellvertretend für die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt für die rasche und präzise Durchführung aller Aufträge danken. Herrn Dr. Stefan, Herrn Böhm und Herrn Waldhaus von der elektronischen Werkstatt danke ich für ihre Hilfe bei zahlreichen Projekten, insbesondere für ihren Einsatz beim Aufbau der Steuerungselektronik der Drahtfädelmaschine für die Driftkammern. Herrn Schweikhard und den Mitarbeitern der Vakuumwerkstatt danke ich für die Hilfestellungen beim Test der Vakuumfenster der Spektrometer. Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Frank, dem ehemaligen Leiter der mechanischen Werkstatt, für seine konstruktive und effiziente Mithilfe beim Aufbau mechanischer Komponenten, wie der Wickelmaschine für die Vakuumfenster, dem Aufbau der Drahtpositions-Meßmaschine und der Halterungen der Driftkammern in den Abschirmhäusern. Bei dem Techniker des Detektorlabors, Herrn Gerhard Jung, bedanke ich mich für die langjährige fruchtbare Zusammenarbeit in zahlreichen großen und kleinen Projekten.

Schließlich möchte ich mich ganz herzlich bei meiner Ehefrau Jutta für ihr Verständnis und ihre Unterstützung bedanken, die mit mir zusammen alle Belastungen getragen hat, die mit dieser Arbeit verbunden waren.

A. Geometrie der Driftzelle und Driftweg-Korrektur

Für eine hypothetische Vieldrahtkammer unendlicher Länge und mit unendlich langen Drähten gleichen Durchmessers, die gegenüber den Kathoden auf gleichem Potential liegen, läßt sich das elektrische Feld analytisch herleiten [Ers72]. Dazu wird das Problem auf zwei Dimensionen reduziert und in der komplexen Ebene gelöst. Hierzu wird das Potential paralleler Linienladungen Q , die sich bei $y = 0$ in Abständen s entlang der x -Achse befinden, superponiert. Bei einer vertikalen Driftkammer ist durch die unterschiedlichen Drahtdicken der Signal- und Felddrähte eine allgemeinere Situation zu beschreiben. Dies wird dadurch erreicht, daß dem komplexen Potential der Vieldrahtkammer zusätzlich im Abstand $s/2$ ein weiteres solches Potential überlagert wird. Diese Potentiale unterscheiden sich nur durch den Absolutbetrag der Linienladung. Ist der Abstand L der Drahtebene zur Kathodenebene größer als der Drahtabstand zweier gleichartiger Drähte s , so gilt für den Realteil des komplexen Potentials, der das physikalische Potential beschreibt [Hei93]

$$V(x, y) = \frac{Q_s}{4\pi\epsilon_0} \left[\left(1 + q \right) \frac{2\pi L}{s} - \ln \left(4 \sin^2 \frac{x\pi}{s} + 4 \sinh^2 \frac{y\pi}{s} \right) - q \ln \left(4 \cos^2 \frac{x\pi}{s} + 4 \sinh^2 \frac{y\pi}{s} \right) \right]. \quad (\text{A.1})$$

Für das elektrische Feld erhält man daraus

$$\vec{E}(x, y) = \frac{Q_s}{4\epsilon_0 s} \left[\frac{1}{\sin^2 \frac{x\pi}{s} + \sinh^2 \frac{y\pi}{s}} \begin{pmatrix} \sin \frac{2\pi x}{s} \\ \sinh \frac{2\pi y}{s} \end{pmatrix} + q \frac{1}{\cos^2 \frac{x\pi}{s} + \sinh^2 \frac{y\pi}{s}} \begin{pmatrix} -\sin \frac{2\pi x}{s} \\ \sinh \frac{2\pi y}{s} \end{pmatrix} \right]. \quad (\text{A.2})$$

Q_s und Q_p sind die Linienladungen auf den Signal- und den Felddrähten, q ist ihr Verhältnis $q = Q_p/Q_s$. Für die spezifischen Kapazitäten der Drähte gilt näherungsweise

$$C_s = 2\pi\epsilon_0 \left[\frac{\pi L}{s} - \ln 2 + \frac{\ln 2 - \ln \frac{\pi d_s}{s}}{\ln 2 - \ln \frac{\pi d_p}{s}} \left(\frac{\pi L}{s} - \ln \frac{\pi d_p}{s} \right) \right]^{-1} \quad (\text{A.3})$$

$$C_p = 2\pi\epsilon_0 \left[\left(\frac{\pi L}{s} - \ln 2 \right) \frac{\ln 2 - \ln \frac{\pi d_p}{s}}{\ln 2 - \ln \frac{\pi d_s}{s}} + \frac{\pi L}{s} - \ln \frac{\pi d_p}{s} \right]^{-1} \quad (\text{A.4})$$

d_s und d_p sind die Drahtdurchmesser von Signal- und Potentialdrähten. Die Ladung Q ergibt sich aus den Kapazitäten als $Q = C \cdot V$. Für einen Signaldrahtdurchmesser von $15 \mu\text{m}$ ergibt sich eine spezifische Kapazität von $C_s = 2.38 \text{ pF}/\text{m}$ und für die $50 \mu\text{m}$ dicken Felddrähte $C_p = 3.06 \text{ pF}/\text{m}$.

Die halbe Breite der Driftzellen erhält man aus der Bedingung $E_x(x, 0) = 0$ als

$$x_b = \frac{s}{\pi} \arctan \sqrt{\frac{1}{q}}. \quad (\text{A.5})$$

Für $V_s = V_p$, wenn beide Drahtarten auf gleichem Potential liegen, gilt $q = C_p/C_s$. Die Breite der Signaldrahtzellen beträgt dann 2.3 mm , ist also etwas kleiner als der Abstand Signaldraht – Potentialdraht von 2.5 mm .

Zur Rekonstruktion der Teilchenbahn in einer VDC wird die Kenntnis des Abstands des Teilchendurchtrittspunkts durch die Mitte der Driftzelle zum Signaldraht benötigt. Aufgrund der gekrümmten Feldlinien in Drahtnähe, die dort das für die Gasverstärkung essentielle radialsymmetrische Feld bilden, starten die kürzesten Driftwege, die das Intervall-Ende der Zeitmessung markieren, nicht in der Driftzellenmitte, sondern in der Nähe des Randes. Dabei wird von einer konstanten Driftgeschwindigkeit ausgegangen. Die Situation ist in Abbildung A.1 für zwei verschiedene vorkommende Winkel illustriert.

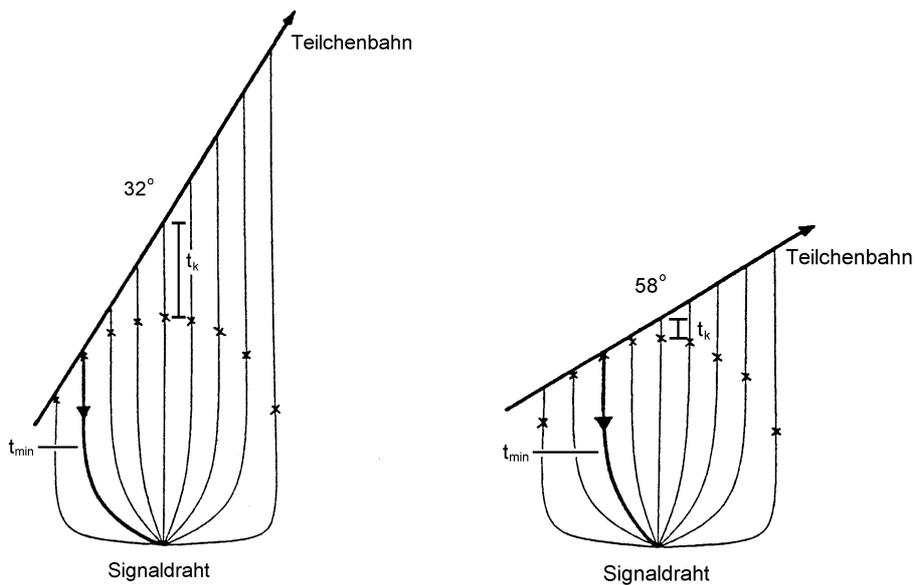


Abbildung A.1: Abhängigkeit des kürzesten Driftwegs vom Teilchenbahnwinkel anhand zweier Beispiele. Die Punkte gleicher Driftzeit sind durch Kreuze markiert. t_k ist die Korrekturzeit, die zu der gemessenen Zeit addiert werden muß, um die Driftzeit der Elektronen zu erhalten, die in der vertikalen Driftzellenmitte vom Primärteilchen ausgelöst wurden.

Um die (x, z) -Koordinaten der Punkte gleicher Driftzeit in der Signalzelle zu berechnen, muß das Wegintegral entlang der bekannten Feldlinien gelöst werden. Dies ist jedoch nur numerisch möglich [Hei93]. Mit der Kenntnis dieser Punkte und des Teilchenbahnwinkels können dann die Korrekturzeiten t_k , die zu der gemessenen Driftzeit addiert werden müssen, um die Driftzeit aus der vertikalen Driftzellenmitte zu erhalten, berechnet werden [Dis90]. Die Korrektur wird hier nicht an die Driftzeiten selbst, sondern an die mit Hilfe der konstanten Driftgeschwindigkeit w in Driftstrecken s_{min} umgerechneten Zeiten angebracht. In Abbildung A.2 sind die so ermittelten Korrekturstrecken s_k gegen die gemessene Driftstrecke s_{min} in Abhängigkeit vom Bahnwinkel dargestellt.

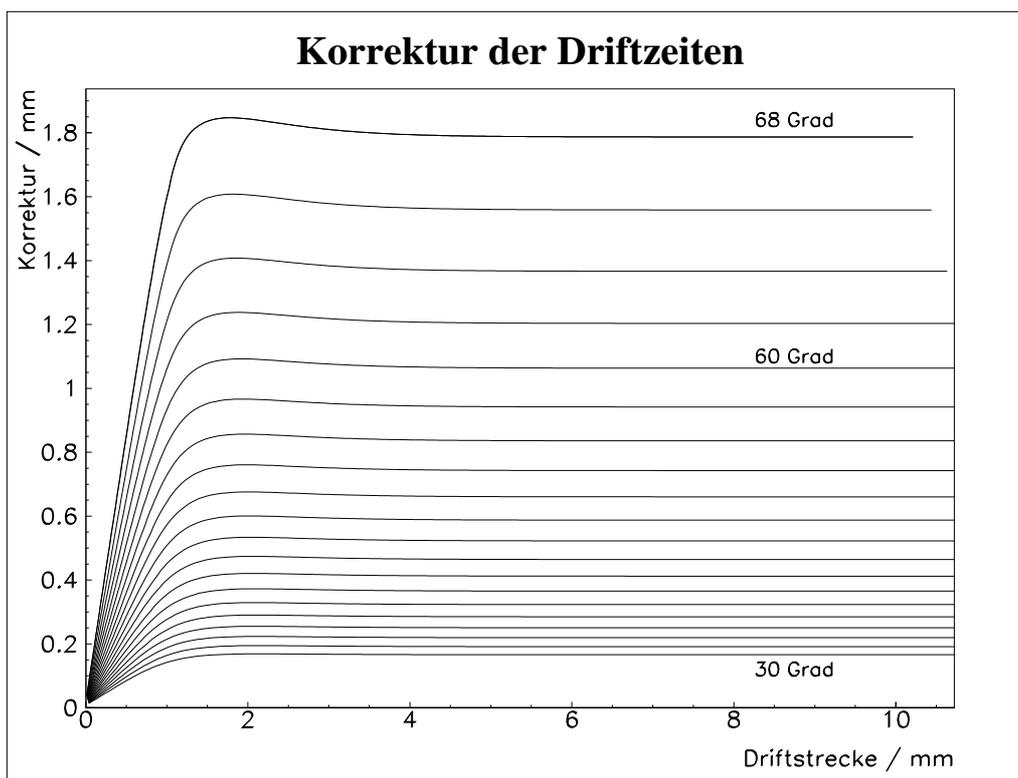


Abbildung A.2: Korrekturstrecken zu den gemessenen Driftstrecken in Abhängigkeit vom Teilchenbahnwinkel.

Bei der praktischen Umsetzung der Korrekturfunktion wird aus Geschwindigkeitsgründen eine Näherung verwendet. Die Korrektur wird dazu durch zwei Geraden approximiert. Die erste Gerade beschreibt den steilen Anstieg, die zweite den horizontalen Verlauf. Der Parameter $B(a)$ stellt den winkelabhängigen Wert der Korrektur im horizontalen Teil der Korrekturfunktion dar, während der Parameter $A(a)$ die Distanz von der Driftstrecke 0.0 bis zum Beginn der Gültigkeit von $B(a)$ ist. a ist die Steigung der Geraden, die die Teilchenbahn beschreibt. Sie hängt mit dem Bahnwinkel über die Beziehung $a = \cot \theta$ zusammen. Der Quotient $B(a)/A(a)$ ist dann die Steigung der ersten Gerade im Anstiegsbereich der Korrekturfunktion. Das Intervall $[0, A(a)]$ ist gleichzeitig der Driftstreckenbereich, in dem die steile Gerade zur Korrektur verwendet wird. Da der Parameter $A(a)$ nur eine geringe Winkelabhängigkeit aufweist, wird er konstant gesetzt. An den Parameter B wurde in Abhängigkeit von der Steigung der Teilchenbahn a ein Polynom dritter Ordnung angepaßt. Für die Geometrie der Spektrometer-Kammern werden folgende Werte verwendet:

$$\begin{aligned}
 A &= 2.0 \\
 B &= -0.04479051 + 0.1588897 * a + 0.3861646 * a^2 - 0.06223269 * a^3
 \end{aligned}
 \tag{A.6}$$

Die Korrekturen s_k ergeben sich daraus zu

$$\begin{aligned}
 s_k &= \frac{B(a)}{A(a)} * s_{min}, \quad \text{für } 0 \leq s_{min} \leq A(a) \quad \text{und} \\
 s_k &= B(a) \quad \text{für } s_{min} > A(a).
 \end{aligned}$$

Auch die Überhöhung der Ereigniszahlen im Driftzeitspektrum bei kurzen Driftzeiten beruht auf der Krümmung der elektrischen Feldlinien in Drahtnähe. Dies wird in Abbildung A.3 verdeutlicht.

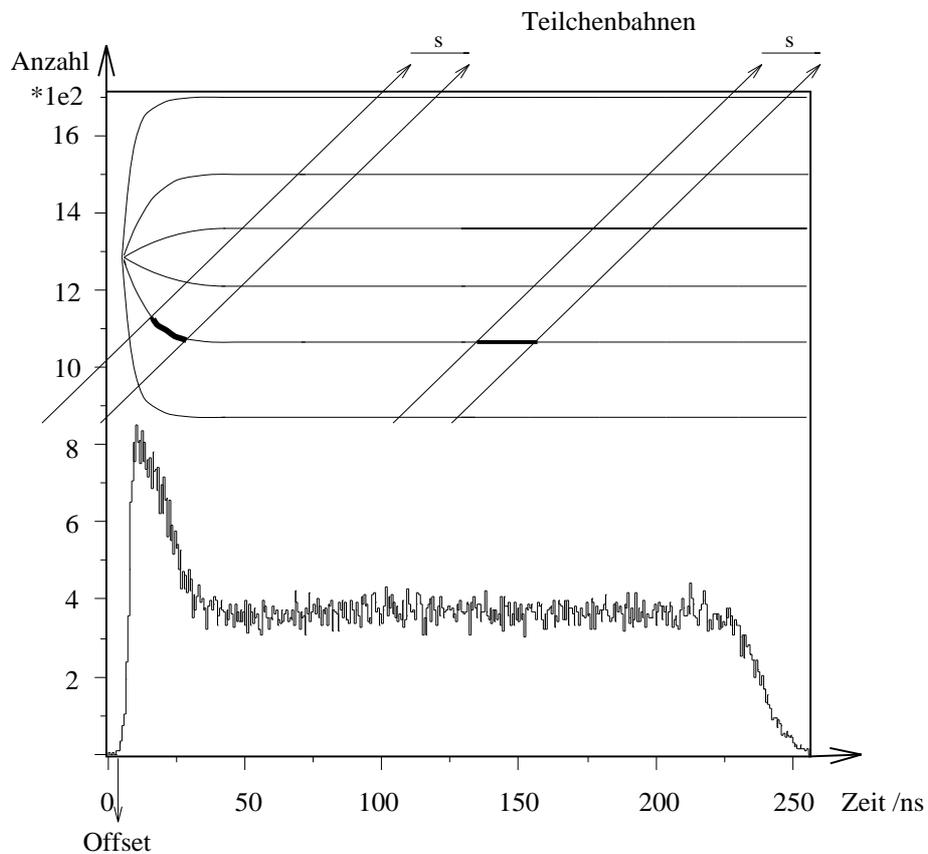


Abbildung A.3: Schematische Darstellung des Zustandekommens der Häufigkeitsüberhöhung bei kurzen Driftzeiten. Im oberen Teil der Abbildung sind einige Feldlinien einer Driftzelle und je zwei parallele Teilchenbahnen im inhomogenen und im homogenen Feldbereich dargestellt. Im unteren Teil ist die gemessene Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten gezeigt.

Bei gleichem Teilchenfluß durch die Feldlinien entsteht im inhomogenen Bereich eine höhere Teilchenbahndichte pro Strecke entlang einer Feldlinie als im homogenen Bereich. Die Häufigkeitsverteilung der Driftzeiten gibt diese Teilchenbahndichte unmittelbar wieder.

B. Energieeichung Spektrometer A

Die in den folgenden Tabellen aufgeführten Daten stellen die Positionen der elastischen Linien von ^{181}Ta und ^{12}C und von 3 angeregten Zuständen von ^{12}C im variablen „transport“-Koordinatensystem (Variable Xvar, siehe Erläuterungen hierzu in Abschnitt 4.4) am Austritt von Spektrometer A dar. Sie wurden, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, zur Energieeichung des Spektrometers verwendet.

Bezeichnung der Messung	Target	Magnetfeld Spek. A / kG	Position Xvar	Fehler dXvar
run_921010222321	^{181}Ta	4.2878	-0.0081	0.0000
run_921011013406	^{181}Ta	4.1238	0.1527	0.0000
run_921011053122	^{181}Ta	3.9707	0.3108	0.0000
run_921011073430	^{181}Ta	3.8988	0.3851	0.0000
run_921011152006	^{181}Ta	3.7623	0.5310	0.0000
run_921011173836	^{181}Ta	3.6970	0.5927	0.0000
run_921011185044	^{181}Ta	4.4673	-0.1827	-0.0001
run_921011192102	^{181}Ta	4.3760	-0.0935	0.0000
run_921012040442	^{12}C	4.0460	0.2035	0.0000
	^{12}C	4.0460	0.0999	0.0000
	^{12}C	4.0460	0.0226	-0.0001
	^{12}C	4.0460	-0.0266	-0.0001
run_921012061107	^{12}C	3.8290	0.4305	0.0000
	^{12}C	3.8290	0.3274	0.0000
	^{12}C	3.8290	0.2510	-0.0001
	^{12}C	3.8290	0.2031	-0.0001

Tabelle B.1: Einschußenergie 180.11 MeV, Spektrometer-Winkel 58.200° , Targetwinkel 0°

Bezeichnung der Messung	Target	Magnetfeld Spek. A / kG	Position Xvar	Fehler dXvar
run_921017003522	¹² C	12.4096	-0.2434	0.0000
	¹² C	12.4096	-0.2822	0.0000
	¹² C	12.4096	(nicht in	Akzeptanz)
	¹² C	12.4096	(nicht in	Akzeptanz)
run_921017014524	¹⁸¹ Ta	12.1544	-0.1285	0.0000
run_921017050101	¹² C	11.9086	-0.0675	0.0000
	¹² C	11.9086	-0.1056	0.0000
	¹² C	11.9086	-0.1340	0.0000
	¹² C	11.9086	-0.1515	0.0000
run_921017212118	¹² C	11.4443	0.0989	0.0000
	¹² C	11.4443	0.0616	0.0000
	¹² C	11.4443	0.0343	-0.0001
	¹² C	11.4443	0.0170	0.0000
run_921017221303	¹⁸¹ Ta	11.2270	0.2016	-0.0001
run_921018021602	¹² C	11.0160	0.2566	0.0000
	¹² C	11.0160	0.2196	0.0000
	¹² C	11.0160	0.1926	-0.0001
	¹² C	11.0160	0.1756	-0.0001
run_921018035352	¹⁸¹ Ta	10.8150	0.3562	0.0000
run_921018153806	¹² C	10.6210	0.4063	0.0000
	¹² C	10.6210	0.3696	0.0000
	¹² C	10.6210	0.3426	-0.0001
	¹² C	10.6210	0.3253	-0.0001
run_921018223759	¹² C	10.4348	0.4793	0.0000
	¹² C	10.4348	0.4434	0.0000
	¹² C	10.4348	0.4164	-0.0001
	¹² C	10.4348	0.3997	0.0000
run_921018233649	¹² C	10.2515	0.5456	-0.0001
	¹² C	10.2515	0.5132	0.0000
	¹² C	10.2515	0.4870	-0.0001
	¹² C	10.2515	0.4710	-0.0001
run_921019001218	¹⁸¹ Ta	10.2515	0.5698	0.0000

Tabelle B.2: Einschubenergie 495.11 MeV, Spektrometer-Winkel 31.100°, Targetwinkel 0°

Bezeichnung der Messung	Target	Magnetfeld Spek. A / kG	Position Xvar	Fehler dXvar
run_921028052115	¹⁸¹ Ta	15.0389	-0.2045	-0.0001
run_921028124205	¹² C	15.0382	-0.1429	0.0000
	¹² C	15.0382	-0.1748	0.0000
	¹² C	15.0382	-0.1980	0.0000
	¹² C	15.0382	-0.2127	0.0000
run_921028192916	¹⁸¹ Ta	14.1450	0.0490	0.0000
run_921028200219	¹² C	14.1450	0.0242	0.0000
	¹² C	14.1450	-0.0070	0.0000
	¹² C	14.1450	-0.0297	0.0000
	¹² C	14.1450	-0.0441	0.0000
run_921028224540	¹⁸¹ Ta	14.1445	0.0488	0.0000
run_921029001108	¹⁸¹ Ta	13.8705	0.1285	0.0000
run_921029023455	¹⁸¹ Ta	13.6064	0.2073	0.0000
run_921029030259	¹² C	13.6064	0.1827	0.0000
	¹² C	13.6064	0.1524	0.0000
	¹² C	13.6064	0.1299	-0.0000
	¹² C	13.6064	0.1157	0.0000
run_921029063448	¹⁸¹ Ta	13.3515	0.2845	0.0000
run_921029112053	¹² C	13.1072	0.3351	0.0000
	¹² C	13.1072	0.3047	0.0000
	¹² C	13.1072	0.2827	-0.0001
	¹² C	13.1072	0.2685	-0.0001
run_921029120235	¹⁸¹ Ta	12.8715	0.4345	0.0000
run_921029145453	¹² C	12.6430	0.4816	-0.0001
	¹² C	12.6430	0.4521	0.0000
	¹² C	12.6430	0.4299	-0.0001
	¹² C	12.6430	0.4162	0.0000
run_921029205520	¹⁸¹ Ta	12.4240	0.5710	0.0000
run_921029231501	¹⁸¹ Ta	12.2111	0.6218	-0.0007

Tabelle B.3: Einschußenergie 600.11 MeV, Spektrometer-Winkel 28.000°, Targetwinkel 0°

C. Resultate der $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$ -Messungen

p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³	p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³
$\bar{p}_m = -120 \text{ MeV}/c$					
-167.500	19.053	1.868	-127.500	29.650	1.481
-162.500	20.115	1.784	-122.500	29.035	1.418
-157.500	20.543	1.377	-117.500	32.772	1.579
-152.500	27.179	1.521	-112.500	29.980	1.438
-147.500	28.196	1.512	-107.500	31.452	1.480
-142.500	26.546	1.432	-102.500	29.730	1.448
-137.500	27.661	1.402	-97.500	28.892	1.482
-132.500	27.616	1.395	-92.500	30.283	1.690
$\bar{p}_m = 100 \text{ MeV}/c$					
72.500	30.280	2.220	112.500	29.880	1.281
77.500	34.680	1.900	117.500	30.070	1.336
82.500	32.050	1.548	122.500	28.610	1.235
87.500	34.440	1.467	127.500	26.790	1.185
92.500	34.850	1.445	132.500	23.260	1.146
97.500	34.860	1.440	137.500	24.160	1.304
102.500	34.220	1.368	142.500	21.220	1.355
107.500	33.290	1.353			
$\bar{p}_m = 140 \text{ MeV}/c$					
112.500	30.684	1.237	152.500	17.532	0.536
117.500	27.767	0.940	157.500	15.587	0.479
122.500	28.616	0.907	162.500	15.814	0.510
127.500	26.907	0.796	167.500	13.501	0.426
132.500	25.831	0.760	172.500	12.387	0.408
137.500	22.961	0.669	177.500	11.065	0.414
142.500	21.271	0.626	182.500	9.096	0.387
147.500	19.883	0.598	187.500	7.778	0.408
$\bar{p}_m = 350 \text{ MeV}/c$					
317.500	0.178	9.170E-03	357.500	8.098E-02	3.613E-03
322.500	0.182	7.329E-03	362.500	7.231E-02	3.282E-03
327.500	0.160	5.700E-03	367.500	6.175E-02	2.975E-03
332.500	0.134	5.101E-03	372.500	5.544E-02	2.815E-03
337.500	0.125	4.651E-03	377.500	4.786E-02	2.563E-03
342.500	0.106	4.216E-03	382.500	4.056E-02	2.353E-03
347.500	9.947E-02	4.086E-03	387.500	3.843E-02	2.513E-03
352.500	9.279E-02	3.996E-03			

Tabelle C.1: Meßwerte $\rho(p_m)$ und Fehler $\sigma_{\rho(p_m)}$ für den $\frac{3}{2}^-$ -Grundzustand von ^{11}B bei den vier betrachteten Kinematiken.

p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³	p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³
$\bar{p}_m = -120 \text{ MeV/c}$					
-167.500	5.238	0.943	-127.500	7.075	0.676
-162.500	3.975	0.724	-122.500	7.793	0.699
-157.500	5.084	0.757	-117.500	6.742	0.636
-152.500	4.541	0.623	-112.500	7.770	0.702
-147.500	5.533	0.632	-107.500	6.967	0.656
-142.500	5.365	0.632	-102.500	6.139	0.639
-137.500	6.509	0.687	-97.500	6.823	0.687
-132.500	6.034	0.667	-92.500	8.265	0.815
$\bar{p}_m = 100 \text{ MeV/c}$					
72.500	5.077	0.868	112.500	6.213	0.546
77.500	7.164	0.812	117.500	4.519	0.474
82.500	5.919	0.646	122.500	5.063	0.506
87.500	6.387	0.642	127.500	5.472	0.539
92.500	7.064	0.606	132.500	4.258	0.493
97.500	6.508	0.585	137.500	4.635	0.562
102.500	6.236	0.566	142.500	4.620	0.639
107.500	6.076	0.551			
$\bar{p}_m = 140 \text{ MeV/c}$					
112.500	5.758	0.379	152.500	3.410	0.195
117.500	5.754	0.324	157.500	3.586	0.199
122.500	5.603	0.290	162.500	2.939	0.180
127.500	5.111	0.265	167.500	2.895	0.176
132.500	4.694	0.241	172.500	2.458	0.165
137.500	4.604	0.230	177.500	2.421	0.176
142.500	4.187	0.221	182.500	2.012	0.175
147.500	3.645	0.199	187.500	1.179	0.173
$\bar{p}_m = 350 \text{ MeV/c}$					
317.500	3.591E-02	3.503E-03	357.500	1.066E-02	1.257E-03
322.500	2.995E-02	2.485E-03	362.500	9.534E-03	1.220E-03
327.500	2.580E-02	2.071E-03	367.500	7.599E-03	1.052E-03
332.500	2.024E-02	1.804E-03	372.500	6.442E-03	9.876E-04
337.500	1.554E-02	1.582E-03	377.500	6.153E-03	9.993E-04
342.500	1.358E-02	1.469E-03	382.500	5.158E-03	9.290E-04
347.500	1.504E-02	1.511E-03	387.500	1.476E-03	6.532E-04
352.500	9.868E-03	1.257E-03			

Tabelle C.2: Meßwerte $\rho(p_m)$ und Fehler $\sigma_{\rho(p_m)}$ für den angeregten $\frac{1}{2}^-$ -Zustand von ^{11}B bei den vier betrachteten Kinematiken.

p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³	p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³
$\bar{p}_m = -120 \text{ MeV/c}$					
-167.500	1.902	0.608	-127.500	4.116	0.497
-162.500	2.471	0.567	-122.500	4.326	0.509
-157.500	3.556	0.581	-117.500	3.273	0.461
-152.500	2.459	0.486	-112.500	4.291	0.502
-147.500	4.308	0.567	-107.500	4.168	0.483
-142.500	3.623	0.505	-102.500	4.683	0.524
-137.500	3.835	0.516	-97.500	3.171	0.478
-132.500	4.112	0.503	-92.500	4.019	0.547
$\bar{p}_m = 100 \text{ MeV/c}$					
72.500	3.798	0.645	112.500	4.001	0.425
77.500	3.619	0.544	117.500	3.556	0.398
82.500	4.870	0.545	122.500	3.341	0.384
87.500	3.449	0.421	127.500	3.117	0.384
92.500	3.722	0.437	132.500	2.016	0.370
97.500	4.244	0.486	137.500	2.552	0.415
102.500	3.701	0.422	142.500	2.306	0.420
107.500	3.778	0.422			
$\bar{p}_m = 140 \text{ MeV/c}$					
112.500	3.623	0.267	152.500	2.350	0.149
117.500	3.292	0.213	157.500	1.923	0.138
122.500	3.089	0.194	162.500	2.020	0.139
127.500	3.408	0.192	167.500	1.747	0.130
132.500	3.266	0.191	172.500	1.376	0.116
137.500	2.729	0.170	177.500	1.156	0.118
142.500	2.558	0.160	182.500	0.973	0.114
147.500	2.835	0.172	187.500	0.866	0.132
$\bar{p}_m = 350 \text{ MeV/c}$					
317.500	1.752E-02	3.350E-03	357.500	1.014E-02	1.280E-03
322.500	2.065E-02	2.474E-03	362.500	2.712E-03	9.382E-04
327.500	1.407E-02	1.786E-03	367.500	5.070E-03	9.852E-04
332.500	1.310E-02	1.930E-03	372.500	4.741E-03	8.680E-04
337.500	8.378E-03	2.276E-03	377.500	3.076E-03	3.245E-03
342.500	1.056E-02	1.414E-03	382.500	2.350E-03	6.977E-04
347.500	6.257E-03	1.163E-03	387.500	2.266E-03	8.224E-04
352.500	7.526E-03	1.069E-03			

Tabelle C.3: Meßwerte $\rho(p_m)$ und Fehler $\sigma_{\rho(p_m)}$ für den angeregten $\frac{3}{2}^-$ -Zustand von ^{11}B bei den vier betrachteten Kinematiken.

p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³	p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³
$\bar{p}_m = 350 \text{ MeV}/c$					
317.500	7.327E-03	3.042E-03	357.500	4.066E-03	9.466E-04
322.500	6.486E-03	2.030E-03	362.500	4.213E-03	1.061E-03
327.500	6.888E-03	1.565E-03	367.500	4.413E-03	9.180E-04
332.500	4.310E-03	1.539E-03	372.500	2.992E-03	7.558E-04
337.500	4.849E-03	2.101E-03	377.500	1.585E-03	3.236E-03
342.500	3.866E-03	1.064E-03	382.500	3.260E-03	7.795E-04
347.500	7.007E-03	1.191E-03	387.500	1.170E-03	6.993E-04
352.500	3.997E-03	8.565E-04			

Tabelle C.4: Meßwerte $\rho(p_m)$ und Fehler $\sigma_{\rho(p_m)}$ für den angeregten $\frac{5}{2}^-$ -Zustand von ^{11}B bei der Kinematik mit $\bar{p}_m = 350 \text{ MeV}/c$.

p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³	p_m / (MeV/c)	$\rho(p_m)$ / (GeV/c) ⁻³	$\sigma_{\rho(p_m)}$ / (GeV/c) ⁻³
$\bar{p}_m = 350 \text{ MeV}/c$					
317.500	4.106E-02	2.899E-03	357.500	2.745E-02	1.950E-03
322.500	3.400E-02	2.226E-03	362.500	2.307E-02	1.712E-03
327.500	2.994E-02	2.035E-03	367.500	2.305E-02	1.750E-03
332.500	3.346E-02	2.212E-03	372.500	1.932E-02	1.569E-03
337.500	3.055E-02	2.041E-03	377.500	1.832E-02	1.535E-03
342.500	3.153E-02	2.115E-03	382.500	1.336E-02	1.401E-03
347.500	2.910E-02	1.990E-03	387.500	1.434E-02	1.621E-03
352.500	2.553E-02	1.826E-03			

Tabelle C.5: Meßwerte $\rho(p_m)$ und Fehler $\sigma_{\rho(p_m)}$ für den angeregten $\frac{1}{2}^+, \frac{7}{2}^-$ -Zustand von ^{11}B bei der Kinematik mit $\bar{p}_m = 350 \text{ MeV}/c$.

Literaturverzeichnis

- [ABB⁺92] Angelini, F., R. Bellazinni, A. Brez, G. Decarolis, C. Magazzu, M. M. Massai, and G. Spandre. Results from the first use of microstrip gas chambers in a high-energy physics experiment. *Nucl. Instr. Meth. A315*, page 21, 1992.
- [Ada82] Adam, J. A study of ageing effects in wire chambers. *Nucl. Instr. 217*, page 291, 1982.
- [AGM68] Alleyn, H., J. J. Guezennec, and G. Muratori. Drahtstreckmaschine für Funkenkammern, 1968. Technischer Bericht 68-34, CERN, Nuclear Physics Division.
- [Ajz85] Ajzenberg-Selove, F. Energy levels of light nuclei A11 – 12. *Nucl. Phys. A433*, page 1, 1985.
- [Bar93] Barreau, P. et al. Deep-inelastic electron scattering from carbon. *Nucl. Phys. A402*, page 515, 1993.
- [BCD⁺77] Breskin, A., G. Charpak, C. Demierre, S. Majewski, A. Policarpo, F. Sauli, and J. C. Santiard. High-accuracy, bidimensional read-out of proportional chambers with short resolution times. *Nucl. Instr. Meth. 143*, page 29, 1977.
- [BCS78] Breskin, A., G. Charpak, and F. Sauli. A solution to the Right-Left Ambiguity in Drift Chambers. *Nucl. Instr. Meth. 151*, page 473, 1978.
- [BGP82] Boffi, S., C. Giusti, and F. D. Pacati. Structure functions in quasi-free (e,e'p) reactions. *Nucl. Phys. A386*, page 599, 1982.
- [BGP85] Boffi, S., C. Giusti, and F. D. Pacati. Structure functions in nucleon emission by polarized electrons. *Nucl. Phys. A435*, page 697, 1985.
- [BH34] Bethe, H.A. and W. Heitler. *Proc. Roy. Soc. A146*, page 83, 1934.
- [BHS⁺77] Bertozzi, W., M. V. Hynes, C. P. Sargent, C. Creswell, P. C. Dunn, A. Hirsch, M. Leitch, B. Norum, F. N. Rad, and T. Sasanuma. Focal Plane Instrumentation: A Very High Resolution MWPC System for Inclined Tracks. *Nucl. Instr. Meth. 141*, page 457, 1977.
- [Blo] Blomqvist, I. Private Mitteilungen 1989 – 1994.
- [Blo95a] Blomqvist, I. et al. High-Momentum Components in the 1p Orbitals of ¹⁶O. *Phys. Lett. B 344(1995)85*, 1995.
- [Blo95b] Blomqvist, I. et al. No evidence for medium effects in the ¹²C(e,e'p)¹¹B_{g.s.} reaction. *submitted to Z. Phys. A*, 1995.
- [Bob94] Bobeldijk, I., et al. High-Momentum Protons in ²⁰⁸Pb. *Phys. Rev. Lett. 20, Vol. 73*, page 2684, 1994.
- [CBI82] Carey, D. C., K. L. Brown, and Ch. Iselin. Decay Turtle, A computer program for simulating charged particle beam transport systems, including decay calculations, 1982. Fermi National Accelerator Laboratory, available from: National technical information service, U.S. department of commerce, 5285 Port Royal Road, Springfield, VA 22161.
- [CK80] Comfort, J. R. and B. C. Karp. Scattering and reaction dynamics for the ¹²C+p system. *Phys. Rev. C 21*, page 2162, 1980.
- [Cra69] Crannell, H. The correction of scattered-electron spectra for radiative effects. *Nucl. Instr. Meth. 71*, page 208, 1969.

- [DdFJ75] Dieperink, A. E. L. and T. de Forest Jr. Knock-out processes and removal energies. *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 25, pages 1–26, 1975.
- [dFj83] T. de Forest jr. Off-shell electron–nucleon cross sections. *Nucl. Phys. A392*, page 232, 1983.
- [Dis90] Distler, M. O. Aufbau und Test einer vertikalen Driftkammer, 1990. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Dis95] Distler, M. O. Dissertation (in Vorbereitung), 1995. Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Ers72] Erskine, G. A. Electrostatic problems in multiwire proportional chambers. *Nucl. Instr. Meth.* 105, page 565, 1972.
- [FD80] Findlay, D.J.S. and A.R. Dusautoy. Improvements to the blunck-leisegang energy loss straggling distribution. *Nucl. Instr. Meth.* 174, page 531, 1980.
- [Fri75] Friedrich, J. Radiation tail and radiative corrections for elastic electron scattering. *Nucl. Instr. Meth.* 129, page 505, 1975.
- [Fri90] Friedrich, J. et al. Complete measurement of the (e,e'p) cross section on ^{12}C , ^{16}O and ^{40}Ca . *A1 proposal A1/6-90*, contact persons: J. Friedrich and E. A. J. M. Offerman, 1990.
- [GGM⁺94] Geiges, R., P. Gitzel, K. Merle, H. Walther, and K. Weindel. Entwicklung eines TDC–Subsystems für Spektrometer C des A1–Experiments. *Jahresbericht 1992/93*, Institut für Kernphysik, page 247, 1994.
- [GP87] Giusti, C. and F. D. Pacati. Electron distortion in quasifree (e,e'p) reactions. *Nucl. Phys. A473*, page 717, 1987.
- [Hei93] Heinemann, F. Optimierung einer vertikalen Driftkammer, 1993. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [HFK⁺76] Herminghaus, H., A. Feder, K.H. Kaiser, W. Manz, and H. von der Schmitt. A cascaded racetrack–microtron with high duty cycle. *Nucl. Instr. Meth.* 138, page 1, 1976.
- [HW73] Heintze, J. and A. H. Walenta. A Multiwire Driftchamber with high space and time resolution. *Nucl. Instr. Meth.* 111, page 461, 1973.
- [Jah90] Jahresbericht 1988/89, Institut für Kernphysik. Eigenverlag, 1990.
- [Jah92] Jahresbericht 1990/91, Institut für Kernphysik. Eigenverlag, 1992.
- [KE86] Kowalski, S. and H. A. Enge. Raytrace, 1986. Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge.
- [KHWO94] Kelly, J., C. E. Hyde-Wright, and E. Offermann. Input description for ALLFIT, 1994. Interner Bericht, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [KMW92] Krygier, K. W., K. Merle, and J. Weiß. UNIX–Portierung für VMEbus–Rechner. *Jahresbericht 1992/93*, Institut für Kernphysik, 1992.
- [Kor95] Korn, M. Entwicklung des Bahnrückverfolgungsverfahrens für die Drei–Spektrometer–Anlage und experimentelle Bestimmung der Abbildungseigenschaften der Spektrometer A und B mit elastischer Elektronenstreuung, 1995. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.

- [Kra95] Kramer, H. Dissertation (in Vorbereitung), 1995. Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Kry95] Krygier, K. W. Konzeption und Entwicklung eines Datenerfassungssystems für die Experimente am Mainzer Mikrotron und Inbetriebnahme für Koinzidenzexperimente mit virtuellen Photonen an der Drei-Spektrometer-Anlage, 1995. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Kun95] Kunde, V. Dissertation (in Vorbereitung), 1995. Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Lan44] Landau, L. *Journal of Physics USSR* 8, page 201, 1944.
- [Lie95] Liesenfeld, A. Dissertation (in Vorbereitung), 1995. Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Mau93] Maurer, R. Drahtpositionsmessung für vertikale Driftkammern der Drei-Spektrometeranlage, 1993. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [MHW92] Merle, K., W. Husmann, and K. Weindel. Ein Vielkanal-Zeit-Meßsystem hoher Auflösung. *Jahresbericht 1990/91, Institut für Kernphysik*, page 205, 1992.
- [MW90] Merle, K. and K. Weindel. Konzept eines kostengünstigen Auslesesystems für die Vieldrahtkammern der A1-Spektrometer. *Jahresbericht 1988/89, Institut für Kernphysik*, page 125, 1990.
- [Nef90] Neff, K. W. Eine systematische Untersuchung der Druck-, Hochspannungs- und Gasabhängigkeit von Driftkammerparametern zur Entwicklung von Niederdruck-Driftkammern, 1990. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Off93a] Offermann, E. A. J. M. ESPACE – Event Scanning Program for A1-Collaboration Experiments, Users Guide, 1993. Interner Bericht, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Off93b] Offermann, E. A. J. M. Measurement of polarized protons from quasielastic electron scattering on ^{12}C and ^{40}Ca , 1993. A1-proposal 2-93, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Off94] Offermann, E. A. J. M. Private Mitteilung, 1994.
- [Par88] Particle Data Group. *Review of particle properties*. Physics Letters B Vol. 204, 1988.
- [Pen77] Penner, S. *Nuclear structure physics, Proceedings of the 18th Scottish University Summer School in Physics 1977*, edited by S.J. Hall and J.M. Irvine, page 269, 1977.
- [Per63] Perey, F.G. In: *Direct Interactions in Nuclear Reaction Mechanism*, edited by E. Clementel and C. Villi (Gordon and Breach, New York), 1963.
- [Qui88] Quint, E. N. M. Limitations of the Mean-Field Description for Nuclei in the Pb-Region, Observed with the $(e,e'p)$ Reaction, 1988. Dissertation, Universität Amsterdam, Niederlande.
- [Ras76] Rasmussen, N. Elektronische Ausrüstung für Drahtstreckmaschinen, 1976. Technischer Bericht 76-15, CERN, Experimental Physics Division.
- [Ric95] Richter, A. W. Trennung des longitudinalen, transversalen und longitudinal-transversal interferierenden Anteils des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\text{H}(e,e'\pi^+)$ in der Nähe der Pionschwelle, 1995. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.

- [Rok94a] Rokavec, A. Private Mitteilung, 1994.
- [Rok94b] Rokavec, A. Studij gibalnih kolicin protonov v jedru ^{16}O z reakcijo $^{16}\text{O}(e,e'p)$, 1994. Dissertation, Univerza v Ljubljani, Slowenien.
- [Sau77] Sauli, F. Principles of operation of Multiwire, Proportional and Drift Chambers, 1977. CERN – Report 77 - 09.
- [Sau78] Sauli, F. Limiting accuracies in multiwire proportional and drift chambers. *Nucl. Instr. Meth.* 156, page 147, 1978.
- [Sau87] Sauer, P. W. Aufbau und Erprobung einer horizontalen Driftkammer und ihre Auslese mit Hilfe eines VMEbus-Systems, 1987. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Sau91] Sauer, P. W. Horizontale Driftkammer: Ein neuer Versuch für das Fortgeschrittenen-Praktikum des Instituts für Physik und Kernphysik, 1991. Interner Bericht, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Sau92] Sauer, P. W. Draw – Ein Mini-CAD-Programm zur Erstellung von Platinenlayouts und technischen Zeichnungen, 1992. Interner Bericht, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Sau93] Sauer, P. W. Die Vakuum-Austrittsfenster für die Drei-Spektrometer-Anlage der A1-Kollaboration, 1993. Interner Bericht, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Sau94] Sauer, P. W. Traceware – Analyse der Rohdaten vertikaler Driftkammern, Dreidimensionale Rekonstruktion der Teilchenspur in der Fokalebene, Rückverfolgung der Teilchenspur zum Target, 1994. Interner Bericht, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [SBJ⁺88] Steenhoven, van der, G., H.P. Blok, E. Jans, L. Lapikas, E.N.M. Quint, and P.K.A. de Witt Huberts. Weak transitions in the quasi-elastic reaction $^{12}\text{C}(e,e'p)^{11}\text{B}$. *Nucl. Phys. A484*, page 445, 1988.
- [Sch49] Schwinger, J. *Phys. Rev.* 76, page 790, 1949.
- [Sch95a] Schardt, St. Aufbau und Erprobung der Drei-Spektrometer-Anordnung für Koinzidenzexperimente mit Elektronen am 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI, 1995. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Sch95b] Schardt, St. Private Mitteilung zur Verwendung des Programms DREPHA, 1995.
- [Sie86] Sieberling, H. G. Entwicklung, Aufbau und Erprobung eines Driftkammerdetektorsystems für ein "Software"-korrigiertes QQD-Spektrometer, 1986. Dissertation, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [SMJ⁺82] Schwandt, P., H. O. Meyer, W. W. Jacobs, A. D. Bacher, S. E. Vigdor, M. D. Kaitschuck, and T. R. Donoghue. Analyzing power of proton-nucleus elastic scattering between 80 and 180 MeV. *Phys. Rev. C(26)*, page 55, 1982.
- [SP84] Sauli, F. and A. Peisert. Drift and diffusion of electrons in gases: A compilation, 1984. CERN Scientific Information Service 84 - 08.
- [Ste87] Steenhoven, van der, G. Ground-state correlations in ^{12}C and the mechanism of the $(e,e'p)$ reaction, 1987. Dissertation, Vrije Universiteit te Amsterdam.

- [Ste93] Steffens, St. Entwicklung und Eprobung einer "X-Windows"-Benutzeroberfläche zur rechnergesteuerten und -kontrollierten Durchführung von Koinzidenzexperimenten an MAMI, 1993. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Tur83] Turala, M. Ageing effects in drift chambers. *Nucl. Instr.* 205, page 141, 1983.
- [Va'86] Va'Vra, J. Review of wire chamber ageing. *Nucl. Instr. A252*, page 547, 1986.
- [Wag92] Wagner, A. Aufbau eines Laser-Monitor-Systems für die Spektrometerdetektoren, 1992. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Universität Mainz.
- [Wal78] Walenta, A. H. Left-Right-Assignment in Driftchambers and MWPC's using induced signals. *Nucl. Instr. Meth.* 151, page 461, 1978.
- [Wal93] Walcher, Th. CW electron accelerators and their physics program. *Nucl. Phys. A* 553, page 235c, 1993.