

Test und Inbetriebnahme der Driftkammern für das BGO-OD-Spektrometer

von

Timothy Schwan

Diplomarbeit in Physik
angefertigt im

Physikalischen Institut

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

Bonn

im April 2010

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. Hartmut Schmieden
Korreferent: Prof. Dr. Ian C. Brock

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	3
2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA	5
2.1. Detektorprinzip	5
2.2. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA	9
2.3. Komponenten des BGO-OD-Experiments	11
2.3.1. Photonenmarkierungsanlage	11
2.3.2. Zentraldetektor und Target	12
2.3.3. Spektrometer-Magnet	13
2.3.4. MOMO	14
2.3.5. SciFi2	15
2.3.6. Flugzeitwände	16
2.3.7. Aerogel-Cerenkov-Detektor	17
2.3.8. Driftkammern	18
3. Aufbau und Funktionsweise von Driftkammern	19
3.1. Allgemeine Funktionsweise	19
3.2. Drahtkammertypen	23
3.2.1. Ebene Drahtkammern	23
3.2.2. Zylindrische Drahtkammern	25
4. Die BGO-OD-Driftkammern	29
4.1. Abmessungen und Nenndaten	29
4.2. Mechanische Installation und Aufhängung	30
4.3. Driftzelligeometrie	33
4.4. Zählgas und Gassystem	34
4.5. Elektronik	38
5. Simulation mit dem Programm GARFIELD	41
5.1. Das Programm GARFIELD	41
5.2. Variation der Parameter	45
5.3. Auswertung der Simulationsdaten	50
5.3.1. Bestimmung der Ort-Driftzeit-Beziehung	51
5.3.2. Winkelabhängige Ort-Driftzeit-Beziehung	53
6. Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern	57
6.1. Testmessung mit Photonenstrahl	58
6.2. Ergebnisse der Testmessung	59
6.3. Diskussion der Ergebnisse	67

7. Zusammenfassung und Ausblick	71
Literaturverzeichnis	73
A. Anhang	79
A.1. Technische Zeichnungen der Driftkammern	79
A.2. GARFIELD-Skript für die BGO-OD-Driftkammern	82
A.3. C++-Skript zur Auslese der GARFIELD-Simulationsdaten	83
A.4. C++-Quelltext für die kubische Spline-Interpolation	85
A.5. C++-Quelltext für die Bikubische Spline-Interpolation	87
A.6. Nachweiseffizienz der hinteren Driftkammer	89

Abbildungsverzeichnis

2.1. Spuren von geladenen Teilchen, abgelenkt im Magnetfeld	7
2.2. Bestimmung des Ablenkwinkel θ aus vier Spurpunkten	7
2.3. Flugzeit in Abhängigkeit des Teilchenimpulses, [Mat07]	8
2.4. Schwellenimpuls für Pionen, Kaonen und Protonen, [Mat07]	8
2.5. Lageplan der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA (Stand: 2010), [Fro10] . .	9
2.6. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA	11
2.7. Simulation der neuen Tagger-Instrumentierung	12
2.8. Der BGO Rugby Ball	13
2.9. Magnetfeldmessungen, [Ham10]	14
2.10. Der MOMO-Vertexdetektor	15
2.11. Rekonstruktion von Zwei-Teilchen-Durchgängen, [Joo96]	15
2.12. Der SciFi2-Detektor, montiert am Spektrometer-Magneten, [Bö10]	15
2.13. Die Flugzeitwände	16
2.14. Der Aerogel-Čerenkov-Detektor, [Mat07]	17
3.1. Ausbildung einer Elektronenlawine, [Kle05]	22
3.2. Anzahl erzeugter Ionen-Paare pro Primärelektron, [Kle05]	23
3.3. Aufbau einer Vieldrahtproportionalalkammer, [Leo94]	24
3.4. Elektrische Feldverteilung in einer Vieldrahtproportionalalkammer, [Gru93]	24
3.5. Verschiedene Typen von zylindrischen Drahtkammern, [Kle05]	25
3.6. Driftlinien bei verschiedenen zylindrischen Driftzelligeometrien	26
4.1. Technische Zeichnung der Driftkammer des Typs Y, [M ⁺]	30
4.2. Driftkammeraufhängung	31
4.3. Das Aufhängungselement	32
4.4. Driftkammergeometrie	33
4.5. An Platine gelötete Drähte, [L ⁺ 08]	34
4.6. Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des elektrischen Feldes	35
4.7. Schematische Darstellung des Gassystems	37
4.8. Installation des Gassystems in der Experimentierhalle	38
4.9. Hardware-Komponenten der CROS-3B Auslese-Elektronik	39
4.10. 2-Level-System der CROS-3B Auslese-Elektronik, [ED ⁺ 07]	40
4.11. 3-Level-System der CROS-3B Auslese-Elektronik, [ED ⁺ 07]	40
5.1. Transporteigenschaften des Gasgemisches	42
5.2. Simulierter Teilchendurchgang	43
5.3. Simulierte Driftlinien innerhalb einer Driftzelle	44
5.4. Funktionsweise der arrival-time-distribution (vgl. [Gar08])	44

Abbildungsverzeichnis

5.5. Strom an einem normale Anodendraht (blau) und für einen mit größerem Durchmesser im insensitiven Bereich (grün)	45
5.6. Äquipotentiallinien (links) und elektrische Feldlinien (rechts) eines Driftbereichs	46
5.7. Driftzeiten mit und ohne Magnetfeld	46
5.8. Differenz zwischen den Driftzeiten ohne Magnetfeld und denen mit	47
5.9. rechts-links-Asymmetrie mit Magnetfeld (links) und ohne (rechts)	47
5.10. Driftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes (links) und in Abhängigkeit der Driftstrecke für verschiedene Gasmischungen (rechts)	48
5.11. Driftzeiten für verschiedene Hochspannungen	49
5.12. Driftzeiten für verschiedene Temperaturen	49
5.13. Entstehungsorte der Ionisationscluster	50
5.14. Simuliertes Driftzeitspektrum	51
5.15. Ort-Driftzeit-Beziehung	51
5.16. Ort-Driftzeit-Beziehung mit Mittelwerten	52
5.17. Kubische Spline-Interpolation	53
5.18. Ort-Driftzeit-Beziehungen für verschiedene Spurwinkel (1D-Histogramm)	54
5.19. Projektion der Teilchenspur auf die Nachweisebene	54
5.20. Ort-Driftzeit-Beziehungen für verschiedene Spurwinkel (2D-Histogramm)	55
5.21. Bikubische Spline-Interpolation	56
5.22. Differenz zwischen der winkelabhängigen Ort-Driftzeit-Beziehung und der bikubischen Spline-Interpolation	56
6.1. Aktuelle Installation der ersten beiden Driftkammern	57
6.2. Angeschlossene Frontendkarten bei den Testmessungen	58
6.3. SciFi2-Modul montiert hinter zweiter Driftkammer	59
6.4. Unbearbeitetes Driftzeitspektrum	60
6.5. Time-over-Threshold gegen Driftzeit	60
6.6. Gemessenes Driftzeitspektrum und GARFIELD Simulation	61
6.7. Driftzeitspektren in Abhängigkeit der Spannung	62
6.8. Driftzeitspektren in Abhängigkeit der Schwelle	62
6.9. Nachweiseffizienz einer Driftkammer	63
6.10. Trefferverteilung ohne Magnetfeld	64
6.11. Trefferverteilung mit und ohne Magnetfeld	64
6.12. Korrelation zwischen Ereignissen in den SciFi2-Fasern und Drahtansprechern	65
6.13. Trefferverteilung in Abhängigkeit der angesprochenen SciFi2-Faser	66
6.14. Trefferverteilung für Faser an der Grenze des insensitiven Bereichs	66
6.15. Gaußfit der Trefferverteilung im Bereich der insensitiven Drähte	67
6.16. Strom innerhalb der Driftkammer in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung	68
A.1. Technische Zeichnung der Driftkammer des Typs U/V, $[M^+]$	79
A.2. Technische Zeichnung der Driftkammer des Typs Y, $[M^+]$	80
A.3. Technische Zeichnung der Driftkammer des Typs Y, $[M^+]$	81

Tabellenverzeichnis

1.1. Die Quarks	3
1.2. Die Leptonen	3
1.3. Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen	4
3.1. Eigenschaften von Gasen, [Sau76]	20
3.2. Mobilitätseigenschaften verschiedener Gase	21
4.1. Nenndaten der einzelnen Driftkammerntypen	29
4.2. Ionenmobilitäten in Argon und CO ₂ , [Kle05]	36
A.1. Nachweiseffizienz der hinteren Driftkammer	89

Tabellenverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis

ALEPH	engl. Apparatus for LEP Physics
BGO-OD	Zentralkalorimeter aus BGO -Kristallen und Vorwärtsspektrometer mit offenem Dipolmagneten
BGO	Bi₄Ge₃O₁₂ (Bismutgermanat)
CERN	frz. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Europäische Organisation für Kernforschung)
COSY	engl. Cooler Synchrotron (Kühlersynchrotron)
CROS-3B	3rd Generation Coordinate Readout System , Version B
ELAN	Elektronenstreuung am Nukleon
ELSA	Elektronen-Stretcher-Anlage
ESRF	engl. European Synchrotron Radiation Facility (Europäische Synchrotronstrahlungsquelle)
FPGA	engl. Field Programmable Gate Array
GRAAL	frz. Grenoble Anneau Accélérateur Laser
GSI	Gesellschaft für Schwerionenforschung
HIRES	engl. High Resolution Search for Strangeness-1 Dibaryons
PNPI	Petersburg Nuclear Physics Institute
LEP	engl. Large Electron-Positron collider
LHC	engl. Large Hadron Collider
LINAC	engl. Linear Accelerator (Linearbeschleuniger)
LVDS	engl. Low Voltage Differential Signaling
MFC	engl. Mass Flow Controller (Massendurchflussregler)
MGC	engl. Multichannel Gas flow Controller (Vielfach-Gasflussregler)
MOMO	engl. Monitor of Mesonic Observables
MWPC	engl. Multiwire Proportional Chamber (Vieldrahtproportionalalkammer)

SAPHIR	engl. S pectrometer A rrangement for P hoton induced R eactions
SciFi2	engl. S cintillating F iber detector (Szintillierender Faserdetektor)
TDC	engl. T ime-to- D igital C onverter (Zeit-Digital-Wandler)
TPC	engl. T ime P rojection C hamber (Zeitprojektionskammer)

Einheiten

eV	E lektronenvolt ($1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19}\text{J}$)
sccm	engl. standard cubic centimetre per m inute (Standardkubikzentimeter pro Minute, d.h. bei $p = 1,013$ bar und $T = 0^\circ\text{C}$)

1. Einleitung

Die Materie, wie wir sie heute kennen, ist aufgebaut aus Atomen. Bis 1897 galt das Atom noch als das kleinste Teilchen und als unteilbar, ehe Joseph John Thomson das Elektron entdeckte. 1909 zeigte Ernest Rutherford mit seinem Streu-Experiment, dass Atome aus einem massiven Atomkern und Elektronen, welche diesen umgeben, bestehen. Während das Elektron, welches zur Gruppe der Leptonen gehört, selbst ein Elementarteilchen ist, zeigte Rutherford mit der Entdeckung des Protons (1919) und James Chadwick mit der des Neutrons (1932), dass Atomkerne nicht elementar sind, sondern aus diesen positiv geladenen bzw. neutralen Teilchen bestehen. Zusammengefasst werden Protonen und Neutronen unter dem Begriff Nukleonen.

Doch auch diese Teilchen sind nicht elementar, sondern ihrerseits aus drei punktförmigen Teilchen, den Quarks, aufgebaut, deren Existenz Murray Gell-Mann und George Zweig 1964 erstmals postulierten und die seitdem in Beschleuniger-Experimenten nachgewiesen wurden.

Quarks sind Fermionen, d.h. Teilchen mit Spin $1/2$. Insgesamt gibt es sechs unterschiedliche Quarks: **up**, **down**, **charm**, **strange**, **top** und **bottom**: Die elektrischen Ladungen der Quarks sind $(+2/3) \cdot e$ oder $(-1/3) \cdot e$ (s. Tab. 1.1). Diese Tatsache ist aus tiefinelastischen Streuexperimenten bekannt.

Tabelle 1.1.: Die Quarks

			Ladung [e]
<i>u</i>	<i>c</i>	<i>t</i>	$+2/3$
<i>d</i>	<i>s</i>	<i>b</i>	$-1/3$

Zusammen mit den Leptonen (Elektron e , Myon μ , Tauon τ sowie die entsprechenden Neutrinos ν_l) bilden Quarks die Grundbausteine der Materie (s. Tab. 1.2).

Tabelle 1.2.: Die Leptonen

			Ladung [e]
<i>e</i>	μ	τ	-1
ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Im Gegensatz zu den Leptonen tragen Quarks neben der elektrischen Ladung auch eine Farbladung (rot, grün, blau). Jedoch sind bisher nur farbneutrale Teilchen entdeckt worden. Diese Notwendigkeit des Farbeinschlusses, dem sogenannten Confinement, sorgt dafür, dass Quarks nur gebunden existieren können. Neben der Möglichkeit, dass sich drei Quarks zu einem Baryon wie dem Proton (uud) zusammenschließen, können auch ein Quark und ein Antiquark zu einem Meson koppeln, da Antiquarks eine Antifarbe (antirot, antigrün, antiblau) haben. Daraus folgt auch, dass Baryonen und Mesonen, die unter dem

1. Einleitung

Begriff Hadronen zusammengefasst werden, immer eine ganzzahlige elektrische Ladung besitzen. Quarks unterliegen allen vier Wechselwirkungen: der elektromagnetischen, der schwachen, der starken und der Gravitation. Letztere kann aber aufgrund ihrer geringen Stärke im Vergleich zu den anderen Grundkräften vernachlässigt werden.

Tabelle 1.3.: Wechselwirkungen und ihre Austauschteilchen

Wechselwirkung	Austauschteilchen		Masse [GeV/c ²]	Ladung [e]
elektromagnetisch	Photon	γ	0	0
schwach	intermediäres	W^\pm	80,4	± 1
	Vektorboson	Z^0	91,2	0
stark	Gluon	g	0	0

Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch das masselose und ungeladene Photon vermittelt, während die Austauschteilchen der schwachen Wechselwirkung eine Masse haben und teilweise geladen sind (vgl. Tab. 1.3). Bei der starken Wechselwirkung koppeln die Quarks über Gluonen, die ihrerseits farbgeladen sind, aneinander. Insgesamt gibt es acht masselose Gluonen mit verschiedenen Kombinationen von je zwei Farbladungen.

Um die Dynamik und die Wechselwirkung zwischen den Quarks zu verstehen, kann unter anderem wie in der Atomphysik die Resonanz-Spektroskopie genutzt werden. Dabei gibt das Anregungsspektrum eines Nukleons Auskunft über seine innere Struktur.

Die Anregung und der anschließende Zerfall von hadronischen Resonanzen bei der Photoproduktion von Mesonen an Nukleonen soll mit dem BGO-OD-Experiment¹ systematisch untersucht werden. Von Bedeutung sind zudem die dabei entstehenden intermediären Austauschteilchen, vor allem bei der Produktion von Vektormesonen. Das BGO-OD-Experiment zielt dabei besonders auf die Nukleon-Resonanzspektren und die Mechanismen der Meson-Produktion im Niederenergie-Bereich (≤ 3 GeV) und ermöglicht einen Zugang zu der starken Wechselwirkung bei diesen Energien.

Neben den neutralen Endzuständen ermöglicht ein Magnetspektrometer die Identifikation von geladen Endzuständen, die unter kleinen Vorwärtswinkeln emittiert werden. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf der Untersuchung der K^\pm als leichteste Mesonen, die Seltsamkeit (engl. strangeness) tragen. Zur Teilchenidentifikation ist unter anderem die Kenntnis der Teilchenimpulse nötig, die mit dem bereits erwähnten Magnetspektrometer über die Teilchenspuren bestimmt werden. Zu Spurrekonstruktion hinter dem Magneten dienen Driftkammern, deren Test und Inbetriebnahme Gegenstand dieser Arbeit sind.

Nach einem Überblick über den Aufbau und das Detektorprinzip des BGO-OD-Experiments an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA² sowie den Komponenten des Experiments (Kap. 2), wird in Kapitel 3 die allgemeine Funktionsweise von Driftkammern erläutert, bevor die Driftkammer des BGO-OD-Spektrometers samt Gassystem und Auslese-Elektronik dann explizit in Kapitel 4 beschrieben werden. Nach der Betrachtung der Driftkammer-Simulation mit dem Programm GARFIELD (Kap. 5) werden die experimentellen Tests und deren Ergebnisse in Kapitel 6 diskutiert, bevor Kapitel 7 eine Zusammenfassung und einen Ausblick auf das weitere Vorgehen gibt.

¹Der Name setzt sich aus dem Zentraldetektor, dem **BGO**-Ball, und der Kernkomponente des Vorwärtsspektrometers, dem **offenem Diplomagneten**, zusammen

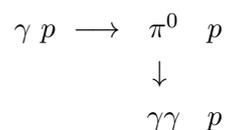
²**Elektronen-Stretcher-Anlage**

2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

Das von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Sonderforschungsbereichs Transregio 16 "Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme" geförderte BGO-OD-Experiment befindet sich an der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA am Physikalischen Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn im Aufbau. Es ist ein Fixed-Target-Experiment und besteht aus einem Zentraldetektor, dem BGO Rugby Ball des ehemaligen GRAAL¹ Experiments am ESRF² in Grenoble, und einem Vorwärtsspektrometer. Dieses besteht aus einem offenen Dipolmagneten und Spurdetektoren vor und hinter diesem. Dieser Aufbau ermöglicht mit hoher Auflösung die Untersuchung von geladenen und neutralen Vielteilchen-Endzuständen in der Meson-Photoproduktion am Nukleon. Neben dem Nachweis von seltsamen Teilchen und Vektormesonen lassen sich gemischt geladene Endzustände in der Ein-Meson-Photoproduktion messen.

2.1. Detektorprinzip

Der Zentraldetektor, welcher ein Flüssig-Wasserstoff/Deuterium-Target in beinahe dem kompletten Raumwinkel umgibt, besteht aus einem hochauflösenden elektromagnetischen Kalorimeter gemeinsam mit zwei Vieldrahtproportionalkammern. Dabei weist das Kalorimeter über elektromagnetische Schauer Ort und Energie von Photonen aus dem Zerfall neutraler Mesonen nach, womit die Photoproduktion von Mesonen an Nukleonen systematisch untersucht werden kann. Zum Beispiel müssen für die Reaktion



zwei Photonen aus dem π^0 -Zerfall gleichzeitig nachgewiesen werden. Der Nachweis der Photonen geschieht über elektromagnetische Schauer in den BGO-Kristallen des Kalorimeters.

Dabei tritt ein hochenergetisches Photon in das Bismutgermanat ein und erzeugt dort ein Elektron-Positron-Paar. Die Elektronen und Positronen erzeugen über Bremsstrahlung erneut Photonen, die wiederum bei ausreichender Energie ($E \geq 2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV}$) weiter e^-e^+ -Paare erzeugen. Diese beiden Prozesse setzen sich in einer Kaskade abwechselnd solange fort, bis eine kritische Energie unterschritten wird. Die Teilchen geben dann ihre restliche Energie über Streuung ab, bevor sie von Atomen des Trägerkristalls absorbiert

¹frz. Grenoble Anneau Accelérateur Laser

²engl. European Synchrotron Radiation Facility (Europäische Synchrotronstrahlungsquelle)

2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

werden.

Die Vieldrahtproportionalkammern rekonstruieren die Spur der Teilchen in der Zentralregion. Mit einem Szintillationszylinder können die Teilche über die Messung ihres Energieverlusts dE/dx identifiziert werden.

Aufgrund der hohen Energie des ankommenden Photonenstrahls, wird ein Großteil der Zerfallsteilchen allerdings in Vorwärtsrichtung emittiert. In dieser wird der Impuls geladener Teilchen durch ein Magnetspektrometer, dessen Kernkomponente ein offener Dipolmagnet ist, bestimmt. Bei eingeschaltetem Magnet werden die geladenen Teilchen aufgrund der Lorentzkraft \vec{F}_L senkrecht zum Magnetfeld abgelenkt:

$$\vec{F}_L = q (\vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.1)$$

mit der Teilchenladung q , der Geschwindigkeit \vec{v} und dem Magnetfeld \vec{B} . Der Ablenkung durch die Lorentzkraft wirkt die Zentrifugalkraft \vec{F}_Z entgegen:

$$\vec{F}_Z = \omega^2 m \vec{r} = \frac{mv^2}{\vec{r}}, \quad (2.2)$$

wobei $\omega = \frac{v}{r}$ die Winkelgeschwindigkeit, m die Masse und \vec{r} der Radius des Kreiselements ist.

Unter Betrachtung der senkrechten Komponenten lässt sich der Teilchenimpuls ($p = mv$) wie folgt bestimmen:

$$\begin{aligned} qvB &= \frac{mv^2}{r} \\ \rightarrow p_{\perp} &= qBr. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Da die Spuren vor und hinter dem Magnet jedoch Geraden sind, wird nicht der Radius r des Kreisbogen gemessen, sondern vielmehr der Ablenkwinkel θ . Die Spuren werden dabei aus mehreren Spurpunkten vor und hinter dem Magneten rekonstruiert. Hierfür messen zwei mehrlagige Szintillationsfaserdetektoren die Spur vor dem Magneten und acht Driftkammern die dahinter (vgl. Abb. 2.1). Bei einer Magnetlänge L ist der Ablenkwinkel θ gegeben durch

$$\tan \theta = \frac{L}{r} = \frac{L}{p_{\perp}} qB. \quad (2.4)$$

Da r in der Regel viel größer ist als die Magnetlänge, ist der Ablenkwinkel klein und es gilt die Näherung $\tan \theta \approx \theta$. Damit ergibt sich der Teilchenimpuls zu

$$p_{\perp} = qB \frac{L}{\theta}. \quad (2.5)$$

Bei einem inhomogenen Magnetfeld, wie es bei dem BGO-OD-Spektrometer der Fall ist, verallgemeinert sich die Impulsbestimmung zu

$$p_{\perp} = q \frac{1}{\theta} \int_0^L B(l) dl. \quad (2.6)$$

Für die Bestimmung des Ablenkwinkels wird die Spur hinter dem Magneten genutzt. So ergibt sich dieser (genähert für kleine Winkel) aus der Spurabweichung x und der Länge des Hebelarms d , d.h. dem Abstand vom letzten Spurpunkt zur Magnetmitte:

$$\theta \approx \frac{x}{d}, \quad (2.7)$$

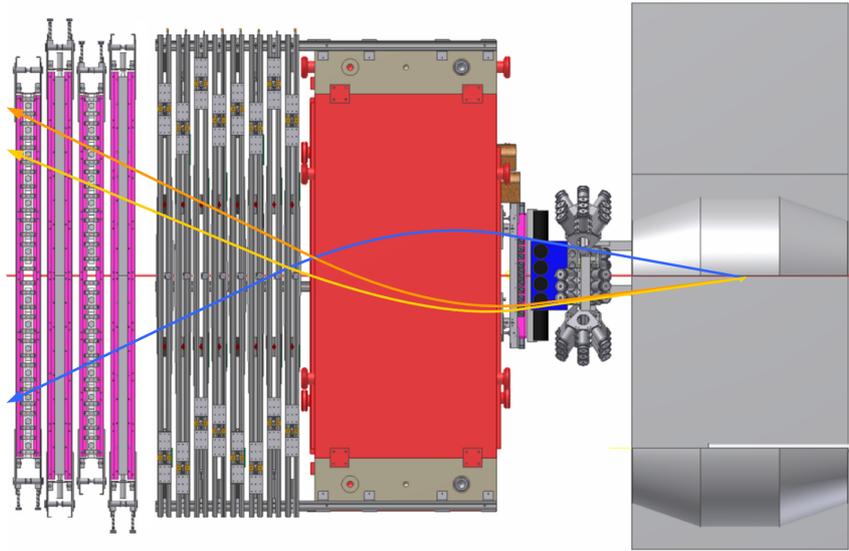
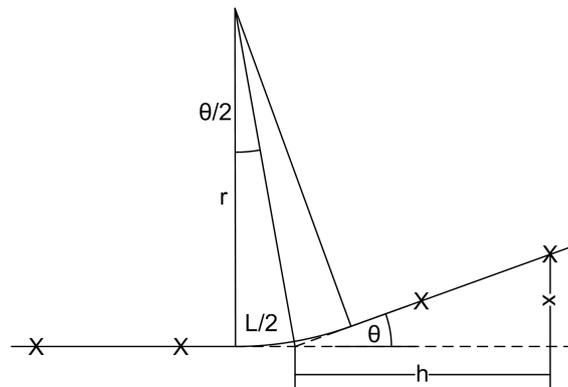


Abbildung 2.1.: Spuren von geladenen Teilchen, abgelenkt im Magnetfeld

wie in Abbildung 2.2 schematisch dargestellt ist.

Abbildung 2.2.: Bestimmung des Ablenkwinkel θ aus vier Spurpunkten

Somit ergibt sich der Impuls des durchfliegenden Teilchens zu

$$p_{\perp} = q \frac{d}{x} \int_0^L B(l) dl. \quad (2.8)$$

Zur genauen Bestimmung des Impulses und somit auch der Energie des Teilchens ist eine hohe Ortsauflösung und eine genaue Kenntnis des Magnetfelds nötig. Die genaue Magnetfeldstärke ist durch Feldmessungen und Simulation sehr gut bekannt (siehe Abb. 2.9).

2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

Zusammen mit dem bestimmten Teilchenimpuls ermöglicht die Messung der Flugzeit eine Identifikation der Teilchen. Dazu stehen hinter dem Spektrometer Szintillatorwände. Über die Flugzeit t und die Flugstrecke s , welche das im Target erzeugte Teilchen zurücklegt, wird die Fluggeschwindigkeit v berechnet ($v = \frac{s}{t}$). Mit dieser und dem Impuls ist dann wiederum die Bestimmung der Masse des Teilchens und somit seine Identifikation möglich:

$$m = \frac{p}{\gamma v}, \quad (2.9)$$

mit dem Lorentzfaktor

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (2.10)$$

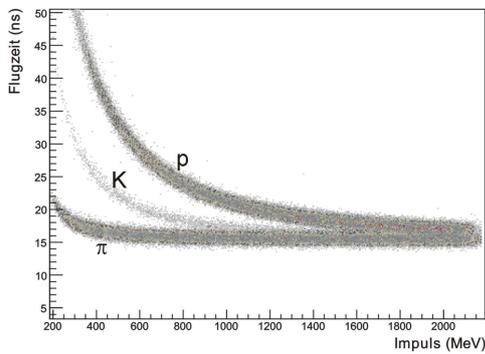


Abbildung 2.3.: Flugzeit in Abhängigkeit des Teilchenimpulses, [Mat07]

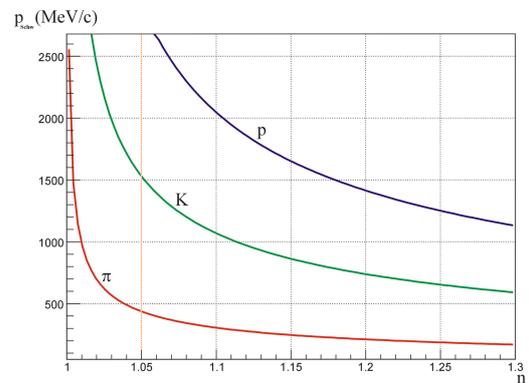


Abbildung 2.4.: Schwellenimpulse von Pionen, Kaonen und Protonen, [Mat07]

Zur besseren Unterscheidung von Kaonen und Pionen wird ein Aerogel-Čerenkov-Detektor eingesetzt. Dieser ist auf Pionen bereits bei niedrigeren Energien empfindlich als für Kaonen. Dieser Unterschied wird genutzt um die Pion-Signale in den Messdaten zu unterdrücken, indem die Čerenkov-Detektor-Signale als Veto zu den Flugzeitdaten genommen werden. [Gru93]

2.2. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA ist ein Elektronenbeschleuniger, der aus drei Stufen besteht: zwei Linearbeschleunigern (LINAC³s), einem Booster-Synchrotron und einem Stretcherring (s. Abb. 2.5). Die Anlage erzeugt einen quasi-kontinuierlichen Elektronenstrahl mit einer Maximalenergie von 3,5 GeV, der sowohl polarisiert als auch unpolarisiert sein kann.

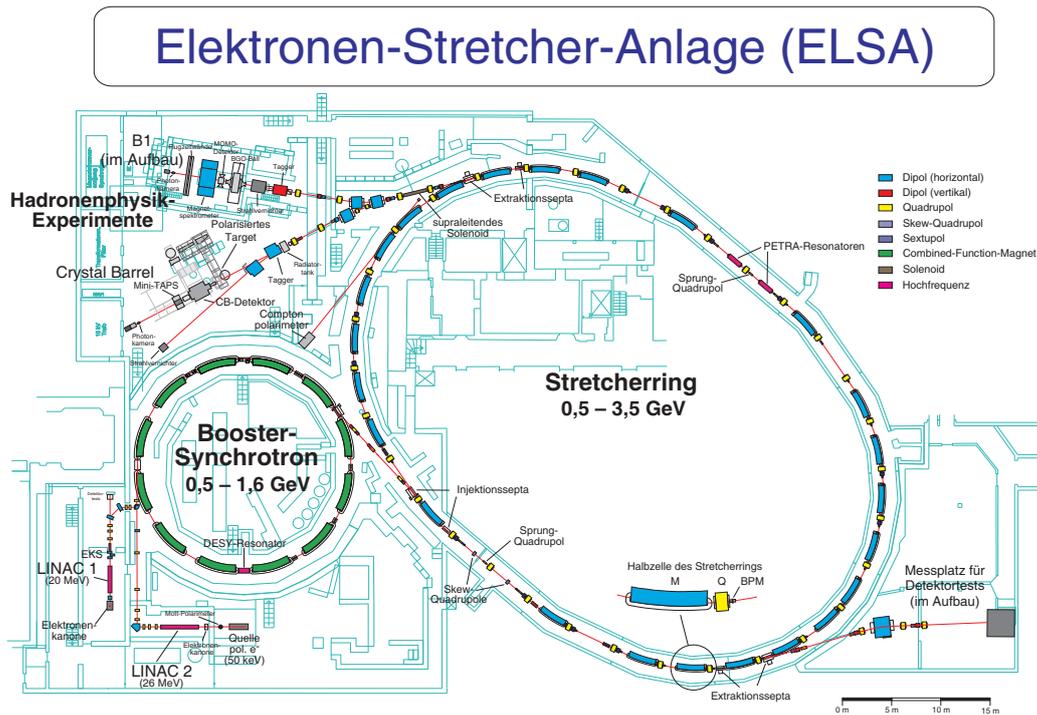


Abbildung 2.5.: Lageplan der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA (Stand: 2010), [Fro10]

Mit einer thermischen Elektronenquelle werden unpolarisierte Elektronen erzeugt und mit Hilfe des Linearbeschleuniger 2 auf 26 MeV beschleunigt. Für den polarisierten Elektronenstrahl werden longitudinal polarisierte Elektronen mit Hilfe eines Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa) über Photoemission aus einem Galliumarsenid-Kristall (GaAs) gelöst und ebenfalls mit dem LINAC 2 vorbeschleunigt. Nach der vollständigen Füllung des Synchrotronrings wird der Elektronenstrahl dort auf 0,5 bis 1,6 GeV weiterbeschleunigt, bevor er in den Stretcherring überführt wird. Dort wird er dann auf eine Maximalenergie von bis zu 3,5 GeV nachbeschleunigt. Die Methode des Strahltransfers hängt dabei von den drei unterschiedlichen Betriebsmodi ab.

Beim *Stretchermodus* werden einzelne Pulse aus dem Synchrotron mit einer Rate von 50 Hz in den Stretcherring injiziert, bevor sie bis zur nächsten Füllung gleichmäßig extrahiert werden. Dies geschieht in drei Umläufen, um trotz der unterschiedlichen Umlaufzeiten in

³engl. **L**inear **A**ccelerator (Linearbeschleuniger)

2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

Booster-Synchrotron und Stretcherring eine möglichst gleichmäßige Füllung des Letzteren zu erzielen. In diesem Modus ist die Maximalenergie durch den Strahltransfer auf 1,6 GeV begrenzt.

Eine höhere Energie lässt sich im *Nachbeschleunigermodus* erreichen, indem zunächst mehrere Injektionen aneinandergereiht werden und anschließend der aufsummierte Strahl auf die Endenergie beschleunigt wird, bevor er mit einem Strom von maximal 20 nA in einen der beiden aktuellen Experimentierbereiche extrahiert wird: das CBELSA/TAPS-Experiment in der ehemaligen ELAN-Area und das BGO-OD-Experiment in der ehemaligen SAPHIR-Area.

Auf der Gegenseite zu den Hadronenphysik-Experimenten am Stretcherring wurden früher Synchrotronlicht-Experimente durchgeführt, bei denen ELSA ohne Extraktion im *Speichermodus* als Synchrotronstrahlungsquelle operierte. Dort befindet sich nun ein Messplatz für Detektortests im Aufbau. [Hil00], [Hil06]

2.3. Komponenten des BGO-OD-Experiments

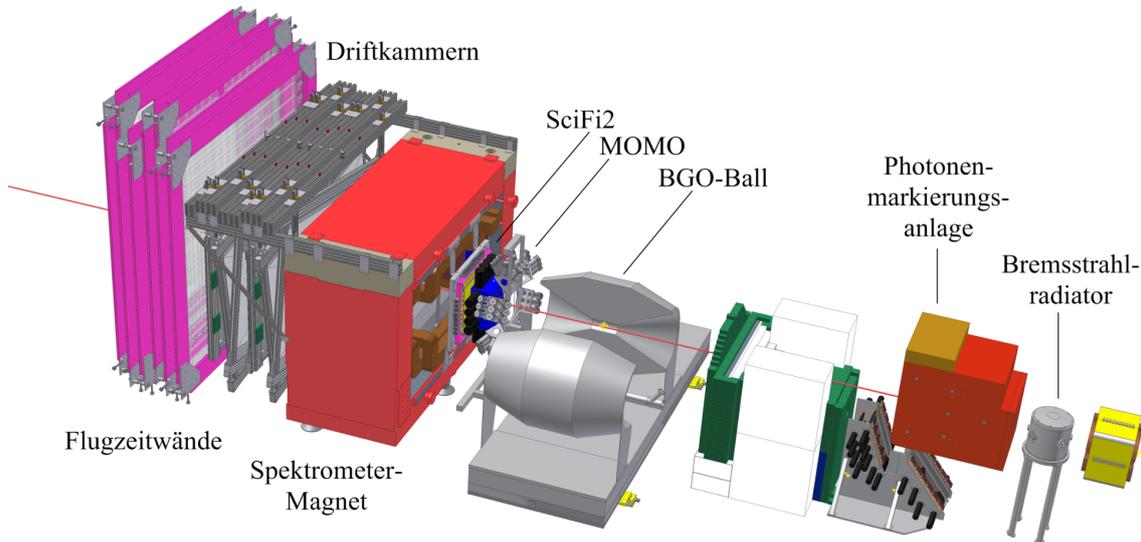


Abbildung 2.6.: Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

2.3.1. Photonenmarkierungsanlage

Der von ELSA extrahierte Elektronenstrahl trifft zunächst auf einen Radiator und erzeugt über Bremsstrahlung reelle Photonen. Als Radiatoren stehen ein Diamant zur Erzeugung linear polarisierter Photonen und Kupferfolien verschiedener Dicke, mit denen ein unpolarisierter Photonenstrahl erzeugt wird, zur Verfügung. Sowohl Diamant als auch Kupferfolien befinden sich in einem sogenannten Goniometer, das über mehrere Motoren das gewählte Bremsstrahltarget genau ausrichtet.

Während die Photonen nahezu geradeaus⁴ fliegen und auf das Target treffen, werden die geladenen Bremsstrahlelektronen durch einen Dipolmagneten abgelenkt. Dieser sogenannte Taggermagnet wurde schon zuvor bei dem Crystal-Barrel/TAPS- und dem SAPHIR⁵-Experiment am Strahlplatz S genutzt. Abhängig von der Restenergie der Elektronen ist die Ablenkung unterschiedlich stark. Die Elektronen werden dann im Tagging-Hodoskop nachgewiesen. Über den Nachweisort kann ihre Energie bestimmt werden. Aus der Eingangsenergie des Elektronenstrahls (E_0) und der Energie der abgelenkten Elektronen (E_e) kann dann aus der Energieerhaltung die Energie der Photonen (E_γ) über die folgende Gleichung bestimmt werden.

$$E_\gamma = E_0 - E_e. \quad (2.11)$$

Eine neue Detektor-Instrumentierung ist in Planung. Sie beinhaltet zwischen 100 und 128 überlappende Plastik-Szintillatoren samt Photomultipliern und ermöglicht eine Auflösung der Photonenergie von 25 – 50 MeV, was für relativ kleine Wirkungsquerschnitte wie bei der Produktion von z.B. Kaonen ausreichend ist. Hinter dem Tagger befindet sich der

⁴unter dem charakteristischen Bremsstrahlwinkel $1/E_\gamma$

⁵engl. Spectrometer Arrangement for **Photon** induced **Reactions**

2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

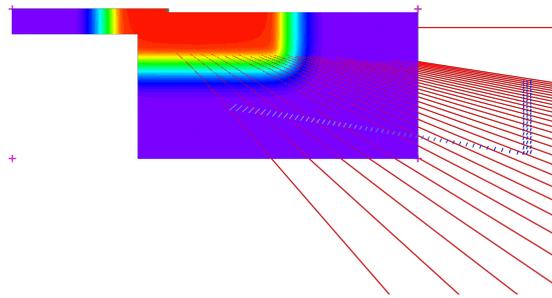


Abbildung 2.7.: Simulation der neuen Tagger-Instrumentierung mit Magnetfeld (Farbverlauf), Spuren der abgelenkten Elektronen (rot) und Nachweis-Szintillatoren (blau).

Strahlvernichter, der die abgelenkten Elektronen stoppt, während die Photonen diesen in einem Strahlrohr durchqueren. [Sie10]

2.3.2. Zentraldetektor und Target

Der Photonenstrahl trifft hinter dem Strahlvernichter auf die Targetzelle, ein Aluminium-Zylinder mit 4 cm Durchmesser. Diese befindet sich in einem Vakuumrohr und ist je nach experimentellen Anforderungen 6 cm oder 11 cm lang und entweder mit flüssigem Wasserstoff (H_2) oder Deuterium (D_2) gefüllt, welche eine Temperatur von 17 K bzw. 22 K haben. Zur Kühlung nutzt ein Kryostat Helium-Gas, welches mit Hilfe von Wärmetauschern den Wasserstoff bzw. das Deuterium abkühlt und verflüssigt.

Das Target ist von dem BGO Rugby Ball des ehemaligen GRAAL-Experiments umgeben (s. Abb. 2.8). Es deckt einen Winkelbereich von 2π in der Azimutal- (ϕ) und von $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ in der Polarkoordinate (θ), d.h. von insgesamt fast 4π , ab und besteht aus einem elektromagnetischen Kalorimeter, das in seinem Inneren durch zwei zylindrische Vieldrahtproportionalkammern und einen 5 mm dicken Szintillationszylinder ergänzt wird. Das Kalorimeter besteht aus insgesamt 480 Bismutgermanat-Kristallen ($Bi_4Ge_3O_{12}$), die in 24 Kohlefaser-Baskets zu je 20 Kristallen unterteilt sind. Die Kristalle sind direkt mit Photomultipliern verbunden, was eine gute Energieauflösung im Niederenergiebereich ermöglicht. Jeder Kristall hat die Form eines Pyramidenstumpfes und ist 24 cm lang, was bei der Strahlungslänge des Bismutgermanats von 1,13 cm mehr als 21 Strahlungslängen entspricht. Dadurch können elektromagnetische Schauer von hochenergetischen Photonen (GeV-Bereich) vollständig erfasst werden. Insgesamt werden 15 Ringe (θ) mit je 32 Kristallen (ϕ) ausgelesen. Das Kalorimeter weist Photonen nach und misst dabei den Ort und die Energie von Photonen, die unter anderem aus dem Zerfall neutraler Mesonen (z.B. K^0 , π^0 , η) stammen.

Zusätzlich ist der BGO-Ball sensitiv auf geladene Teilchen, wenngleich er in den meisten Fällen nur deren Ort und nicht deren Energie bestimmen kann. Für niederenergetische Protonen kann die Energie recht gut bestimmt werden, hochenergetische durchdringen jedoch den BGO-Ball ohne dabei ihre gesamte Energie im Kalorimeter zu deponieren. Ferner ist er sensitiv auf Neutronen und kann diese mit einer Effizienz von bis zu 60% nachweisen. Die beiden zylindrischen Vieldrahtproportionalkammern sollen die Spuren der geladenen

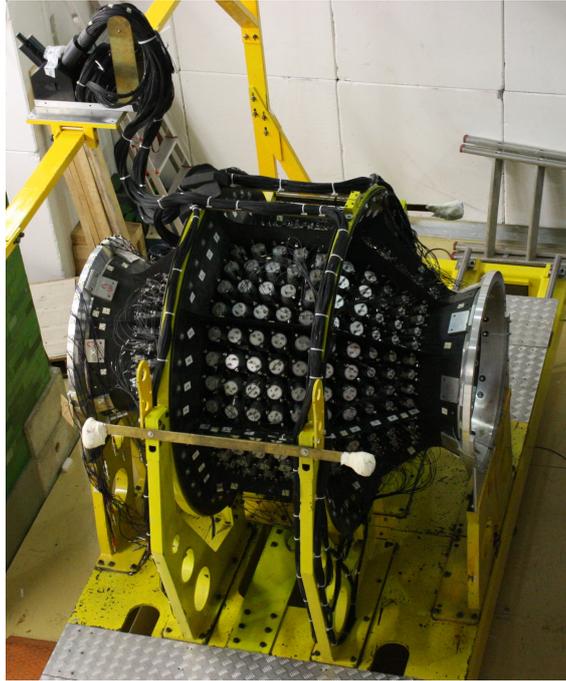


Abbildung 2.8.: Der BGO Rugby Ball

Teilchen nachweisen. Dazu bestehen sie aus insgesamt 416 Wolframdrähten (Durchmesser $20 \mu\text{m}$) und 272 Kathoden-Streifen aus Kupfer, die mit $\pm 45^\circ$ spiralförmig um je einen Zylinder, entgegengesetzt zu einander laufen. Die Anodendrähte haben einen Abstand von 2 mm zueinander und laufen entlang der Längsachse der Zylinder in einem Abstand von je 4 mm zu den Kathodenstreifen. Die Teilchenspur wird dann aus der Schnittstelle der angesprochenen Streifen und Drähte rekonstruiert. Dabei wird eine Winkelauflösung von 1° in der Polar- und 2° in der Azimutal-Koordinate erreicht. Das Füllgas der Vieldrahtproportionalkammer ist ein Gemisch aus Argon (79,5%), Ethan (20%) und Freon (0,5%). Der Szintillationszylinder misst den Energieverlust dE/dx der geladenen Teilchen, wodurch Protonen und geladene Pionen identifiziert werden können. Der Zylinder besteht aus 32 Szintillatorstreifen, die 5 mm dick und 43 cm lang und über Lichtleiter mit Photomultipliern verbunden sind. Dabei deckt jeder Streifen einen der azimutalen Winkelbereiche des BGO-Kalorimeters ab. [B⁺06], [G⁺98]

2.3.3. Spektrometer-Magnet

Der zentrale Teil des Vorwärts-Spektrometers ist ein 2,8 m hoher, 3,9 m breiter und 1,5 m tiefer Dipolmagnet. Er ist eine Dauerleihgabe des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY in Hamburg und hatte einen Polschuhabstand von 54 cm, der auf 84 cm vergrößert wurde, um die vertikale Akzeptanz in Vorwärtsrichtung zu erhöhen. Damit deckt er bei 2 m Abstand zum Target einen Akzeptanzbereich von $12,1^\circ$ in der Horizontalen und $8,0^\circ$ in der Vertikalen ab. Nach dem Umbau, wurde eine ausführliche Magnetfeldvermessung

2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

an der GSI⁶ in Darmstadt durchgeführt. Bei einem maximalen Strom von 1340 A wird nun ein Magnetfeld von 0,54 T in der Mitte des Magneten erreicht (siehe Abb. 2.9). Das erzeugte Magnetfeld ist dabei vertikal, d.h. geladene Teilchen werden in einer horizontalen Ebene seitlich abgelenkt.

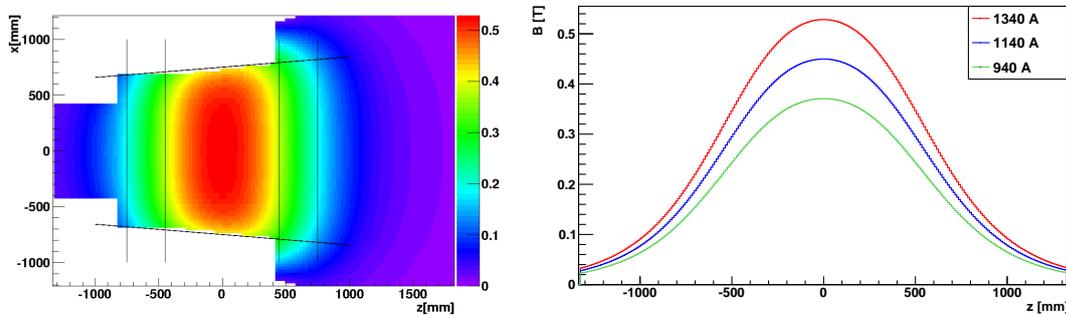


Abbildung 2.9.: Magnetfeld in der Mittelebene des Magneten bei einem Strom von 1340 A (links) und als Funktion der Entfernung zum Magnetmittelpunkt für verschieden Stromstärken (rechts), [Ham10]

2.3.4. MOMO

Der hochgranulare Vertexdetektor des ehemaligen MOMO⁷-Experiments am Protonenbeschleuniger COSY⁸ im Forschungszentrum Jülich wird beim BGO-OD-Experiment als vorderster Spurdetektor vor dem Magneten eingesetzt (Abb. 2.10).

Er besteht aus insgesamt 672 Szintillationsfasern und hat durch die vergleichsweise dünnen szintillierenden Fasern von 2.5 mm eine sehr gute Ortsauflösung (ca. 0.8 mm). Um eine eindeutige Ortsbestimmung bei zwei gleichzeitigen Teilchendurchgängen zu erhalten, besteht der MOMO-Detektor aus drei Lagen, die um 60° zueinander verdreht sind und sich aus je 224 parallelen Fasern zusammensetzen. Eine Detektorlage besteht dabei aus zwei Lagen Szintillationsfasern, die versetzt hintereinander angeordnet sind. Die Elementarzelle ergibt sich somit zu einem gleichseitigen Dreieck, was zu einer identischen Ortsauflösung in X- und Y-Richtung führt. Die drei überlagerten Nachweisebenen ergeben eine sechseckige aktive Fläche, deren Durchmesser etwa 40 cm beträgt. Zur Auslese sind an der Stirnseite eines Moduls jeder Lage neun 16-kanalige Photomultiplier der Firma Hamamatsu über Silikonkissen mit den Szintillationsfasern verbunden. Die dreilagige Konstruktion hat erhebliche Vorteile bei der Ortsbestimmung von Zwei-Teilchen-Durchgängen. Während bei zwei um 90° zueinander gedrehten Lagen eine weitere (falsche) Lösung existiert, ist bei der dreilagigen Anordnung eine eindeutige Rekonstruktion der durchgegangenen Teilchen mit Hilfe der Schnittpunkte möglich, da es nur eine Kombinationsmöglichkeit gibt (s. Abb. 2.11). Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass der Zwei-Teilchendurchgang selbst dann rekonstruiert werden kann, wenn eine der sechs betroffenen Fasern nicht anspricht. In der Mitte des Detektors befindet sich ein 5 cm breites Loch für den Photonenstrahl. [Joo96], [B⁺07]

⁶Gesellschaft für Schwerionenforschung

⁷engl. Monitor of Mesonic Observables

⁸engl. Cooler Synchrotron (Kühlersynchrotron)

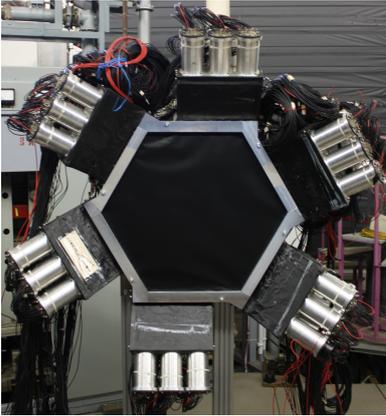


Abbildung 2.10.: Der MOMO-Vertexdetektor

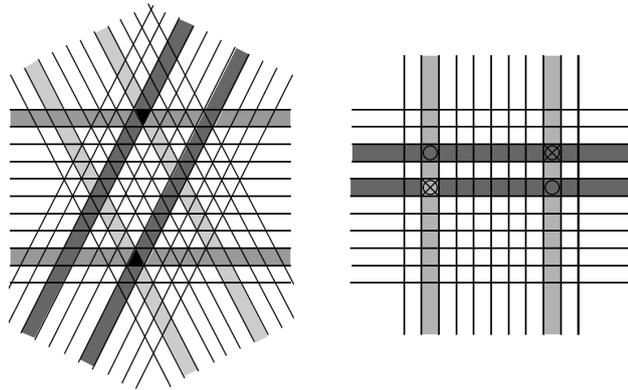


Abbildung 2.11.: Rekonstruktion von Zweiteilchendurchgängen mit drei (links, wie bei MOMO) und zwei (rechts, wie bei SciFi2) Detektorlagen, [Joo96]

2.3.5. SciFi2

Der SciFi2⁹ ist ein weiterer Spurdetektor aus Szintillationsfasern vor dem Spektrometer-Magneten (s. Abb. 2.12). Bei einer sensitiven Fläche von $66 \text{ cm} \times 51 \text{ cm}$ und in einer Entfernung von 1,8 m zum Target deckt er einen Winkelbereich von $\pm 10^\circ$ in der Horizontalen und $\pm 8^\circ$ in der Vertikalen ab. Insgesamt hat SciFi2 640 szintillierende Fasern, die einen Durchmesser von 3 mm haben und auf 40 Module zu je 16 Fasern aufgeteilt sind, die jeweils mit einem 16-Kanal-Photomultiplier ausgelesen werden. Die Fasern sind in zwei hintereinander liegenden Schichten, einer horizontalen (288 Fasern) und einer vertikalen (352 Fasern), angeordnet (vgl. Abb. 2.11 rechts).

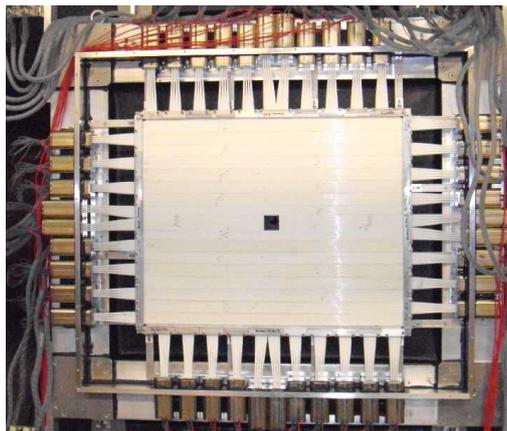


Abbildung 2.12.: Der SciFi2-Detektor, montiert am Spektrometer-Magneten, [Bö10]

⁹engl. **Sc**intillating **F**iber detector (Szintillierender Faserdetektor)

2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

Die Fasern in einem Modul sind doppelagig so angeordnet, dass die Teilchen eine Mindestwegstrecke in szintillierendem Material von etwa 2 mm durchqueren. Ein zentraler Bereich von $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ ist für das ungehinderte Durchqueren des Photonenstrahls ausgespart. [Bö10]

2.3.6. Flugzeitwände

Die Flugzeitwände des früheren ELAN¹⁰ Experiments sind die hinterste Komponente des Vorwärtsspektrometers und messen die Flugzeiten von geladenen und ungeladen Teilchen (Abb. 2.13).

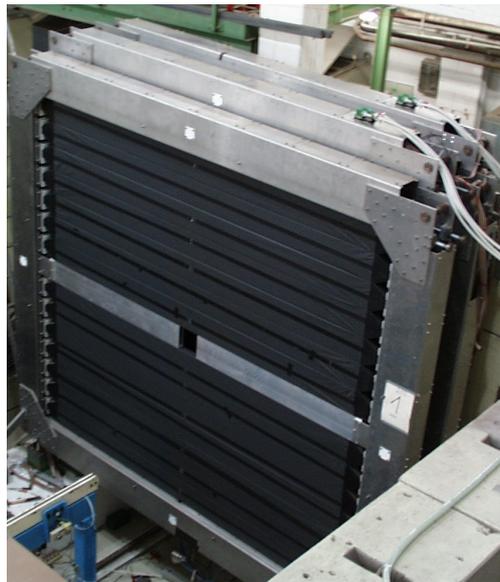


Abbildung 2.13.: Die Flugzeitwände

Jede Wand hat einen Detektionsbereich von $3\text{ m} \times 3\text{ m}$ und deckt somit bei einer Entfernung von 5 m zum Target einen Winkelbereich von ungefähr 10° in Vorwärtsrichtung ab. Von den insgesamt vier Flugzeitwänden bestehen zwei aus 14 horizontal und die anderen zwei aus 14 vertikal angeordneten Szintillatorlatten, wobei jede Latte $300\text{ cm} \times 20\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ groß ist. Durch Hintereinanderstellen der Flugzeitwände ergibt sich mit gekreuzten Latten eine geometrische Ortsauflösung von $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$. Diese kann durch Versatz der zweiten Wand gleicher Ausrichtung auf $10\text{ cm} \times 10\text{ cm}$ verbessert werden, wenn Teilchen in allen vier Wänden nachgewiesen werden. Um den Photonenstrahl und den elektromagnetischen Untergrund (e^-e^+ -Paare) ungehindert passieren zu lassen, ist in jeder Wand ein 300 cm breites Aluminiumprofil mit zentraler Aussparung ($20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$) eingebaut. Beide Enden der Szintillatoren sind an Lichtleiter geklebt, die zu Photomultipliern führen, die zur Auslese der Signale genutzt werden. Die Flugzeit ergibt sich aus dem Mittelwert der Zeit-Signale beider Photomultiplier einer Latte. Unter Berücksichtigung der Flugstrecke ergeben sich für unterschiedlich schwere Teilchen verschiedene Flugzeiten. So ist diese für die leichten Pionen ($m_{\pi^\pm} \approx 140$

¹⁰Elektronenstreuung am Nukleon

MeV/c²) kürzer und für die schweren Protonen ($m_p \approx 938 \text{ MeV}/c^2$) länger als für Kaonen ($m_{K^\pm} \approx 494 \text{ MeV}/c^2$). Aus der Beziehung zwischen Teilchenimpuls und Flugzeit kann eine Teilchenidentifikation erfolgen (siehe Abb. 2.3). Mit dieser Methode ist die Trennung zwischen Kaonen und Pionen für einen Impuls bis etwa 800 MeV/c möglich, bei höheren Impulsen kann eine Teilchenidentifikation in Kombination mit dem Čerenkov-Detektor geschehen, wie im folgenden Abschnitt erläutert wird. [Ram07], [PDG⁺08]

2.3.7. Aerogel-Čerenkov-Detektor

Der Aerogel-Čerenkov-Detektor verbessert die K^\pm -Identifikation durch Unterdrückung des Pion-Signals in den Messungen der Flugzeitwände. Dazu wird der Čerenkov-Effekt genutzt, der besagt, dass Teilchen Licht aussenden, wenn sie sich in einem Medium schneller bewegen als Licht.

Aufgrund ihrer geringeren Masse erreichen Pionen solche Geschwindigkeiten in Aerogel mit einem Brechungsindex von 1,05 bei etwas mehr als 400 MeV/c, während die Kaonen dafür einen Impuls von mehr als 1500 MeV/c und die Protonen sogar fast 2900 MeV/c benötigen (vgl. Abb. 2.4). Bei niedrigen Teilchenimpulsen spricht somit der Detektor nur auf Pionen an. Die von ihnen erzeugten Čerenkov-Photonen können dabei mit einer Effizienz von 99,5% nachgewiesen werden.



Abbildung 2.14.: Der Aerogel-Čerenkov-Detektor, [Mat07]

Basierend auf dem Čerenkov-Detektor des ehemaligen HIRES¹¹-Experiments an COSY besteht ein Prototyp des Detektors aus zwölf Photomultipliern, die um eine diffus reflektierende $60 \times 60 \times 27 \text{ cm}^3$ große Box angeordnet sind (siehe Abb. 2.14). In dieser entsteht das Čerenkov-Licht innerhalb einer Aerogel-Wand, die eine Gesamtfläche von $47 \text{ cm} \times 47 \text{ cm}$ bei einer Dicke von 5 cm abdeckt. Für den Photonenstrahl ist in der Mitte

¹¹engl. **H**igh **R**esolution Search for **S**trangeness-1 **D**ibaryons

2. Aufbau des BGO-OD-Experiments an ELSA

ein $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ großer Bereich ohne Aerogel vorhanden, der stattdessen durch einen 5 cm langen Plastikquader mit einem Loch von 2 cm Radius gefüllt ist. [Mat07]

2.3.8. Driftkammern

Zur Spurbestimmung hinter dem Magneten dienen acht doppelagige Driftkammern, die am PNPI¹² Gatchina in Russland gebaut wurden. Dabei gibt es vier verschiedene Drahtausrichtungen, zwei Kammern von jeder, und daraus folgend unterschiedliche Ausmaße und Anzahl an Drähten. Diese werden mit X, Y, U und V bezeichnet. Während die Y-Kammern waagerechte Drähte haben, sind die Drähte bei den X-Kammern senkrecht sowie um $\pm 9^\circ$ gedreht bei den U- bzw. V-Kammern. Insgesamt wird eine sensitive Fläche von etwa $2,5\text{ m} \times 1,2\text{ m}$ abgedeckt. Um die Signale von Elektron-Positron-Paaren aus dem primären Photonenstrahl zu unterdrücken, hat jede Kammer in der Mitte einen $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ großen insensitiven Bereich. Eine detaillierte Beschreibung der Driftkammern, deren Test und Inbetriebnahme Thema dieser Diplomarbeit sind, findet sich in Kapitel 4.

¹²Petersburg Nuclear Physics Institute

3. Aufbau und Funktionsweise von Driftkammern

3.1. Allgemeine Funktionsweise

Beim Durchqueren von Materie kann ein geladenes Teilchen über drei Prozesse wechselwirken: Ionisation der Atome des Materials, das durchquert wird, Emission von Čerenkov-Strahlung oder Übergangsstrahlung bei inhomogenen Materialien. Die leichten Elektronen verlieren zudem ihre Energie über den Prozess der Bremsstrahlung. Bei deutlich schwereren Teilchen kann deren Energieverlust dE/dx durch die Bethe-Bloch-Gleichung genähert werden:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2} \cdot \left\{ \ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} \right] - \beta^2 \right\} \quad (3.1)$$

Dabei ist

- $r_e = 2,8$ fm der klassische Elektronenradius,
- $m_e = 0,511$ MeV die Elektronenmasse,
- N_0 die Avogadrozahl,
- Z, A die Kernladungs- bzw. Kernmassenzahl,
- z die Ladung des Teilchens,
- $\beta = \frac{v}{c}$ die Geschwindigkeit des Teilchens und
- I das Ionisationspotential des Materials.

Wie in Gleichung 3.1 zu sehen ist, hängt der Energieverlust nicht von der Masse des Teilchens ab, sondern von seiner Geschwindigkeit. Bei Gasen verlieren Teilchen ihre Energie neben Čerenkov-Strahlung hauptsächlich über Ionisation oder Anregung der Gasatome. Die Anzahl der freigesetzten Ionen n_T ist dabei der Quotient aus Energieverlust im Gas und dem Energieverlust pro erzeugtem Ionenpaar W_i :

$$n_T = \frac{dE/dx}{W_i} \quad (3.2)$$

In Tabelle 3.1 sind einige grundlegenden Werte für verschiedene Gase aufgelistet. Wenn sich die erzeugten Gasionen und Elektronen in einem elektrischen Feld der Feldstärke E befinden, driften sie mit der Geschwindigkeit v_d entlang der elektrischen Feldlinien, sofern sie nicht zuvor miteinander rekombinieren oder sich an den Gasatomen anlagern. Die Driftgeschwindigkeit v_d ist dabei proportional zur elektrischen Feldstärke und dem Inversen

3. Aufbau und Funktionsweise von Driftkammern

Tabelle 3.1.: Eigenschaften von Gasen, [Sau76]

Gas	Z	A	δ [g/cm ³]	E_{ex}	E_i [eV]	I_0	W_i	dE/dx [keV/cm]	n_P I.P./cm	n_T I.P./cm
H ₂	2	2,0	$8,38 \times 10^{-5}$	10,8	15,9	15,4	37	0,34	5,2	9,2
He	2	4,0	$1,66 \times 10^{-4}$	19,8	24,5	24,6	41	0,32	5,9	7,8
N ₂	14	28,0	$1,17 \times 10^{-3}$	8,1	16,7	15,5	35	1,96	(10)	56
O ₂	16	32,0	$1,33 \times 10^{-3}$	7,9	12,8	12,2	31	2,26	22	73
Ne	10	20,2	$8,39 \times 10^{-4}$	16,6	21,5	21,6	36	1,41	12	39
Ar	18	39,9	$1,66 \times 10^{-3}$	11,6	15,7	15,8	26	2,44	29,4	94
Kr	36	83,8	$3,49 \times 10^{-3}$	10	13,9	14	24	4,6	(22)	192
Xe	54	131,3	$5,49 \times 10^{-3}$	8,4	12,1	12,1	22	6,76	44	307
CO ₂	22	44,0	$1,86 \times 10^{-3}$	5,2	13,7	13,7	33	3,01	(34)	91
CH ₄	10	16,0	$6,70 \times 10^{-4}$		15,2	13,1	28	1,48	16	53
C ₄ H ₁₀	34	58,0	$2,42 \times 10^{-3}$		10,6	10,8	23	4,5	(46)	195

- δ Dichte
- E_{ex} minimale Anregungsenergie
- E_i minimale Ionisationsenergie
- I_0 mittleres effektives Ionisationspotential pro Hüllenelektron
- W_i Energieverlust pro produziertem Ionenpaar
- dE/dx minimaler Energieverlust
- n_P Zahl der Primärelektronen
- n_T Gesamtzahl der Ionenpaare
- I.P. Ionenpaare

des Gasdrucks p , wobei der Proportionalitätsfaktor die Ionen- bzw. Elektronenmobilität μ ist:

$$v_d = \mu E \frac{1,013 \text{ bar}}{p}. \quad (3.3)$$

Die Mobilität wiederum hängt über die EINSTEIN-SMOLUCHOWSKI-Beziehung vom Diffusionskoeffizienten D ab:

$$\mu = \frac{q}{k_B T} D, \quad (3.4)$$

mit der Teilchenladung q , der BOLTZMANN-Konstante k_B und der Temperatur T in Kelvin. Tabelle 3.2 gibt eine Übersicht von Ionenmobilitäten in unterschiedlichen Gasen. Der Diffusionskoeffizient ist das Produkt aus der mittleren freien Weglänge λ und der thermischen Geschwindigkeit u der Teilchen, die wiederum von deren Masse abhängt:

$$\begin{aligned} D &= \frac{1}{3} \lambda u \\ &= \frac{1}{3} \lambda \sqrt{3k_B T/m}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Diese Transporteigenschaften sind für verschiedene Gase in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Tabelle 3.2.: Mittlere freie Weglänge λ , thermische Geschwindigkeit u , Diffusionskoeffizient D^+ und Beweglichkeit μ^+ von Ionen für verschiedene Gase, [Sau76]

Gas	λ (cm)	u (cm/s)	D^+ (cm ² /s)	μ^+ (cm ² s ⁻¹ V ⁻¹)
H ₂	$1,8 \times 10^{-5}$	2×10^5	0,34	13,0
He	$2,8 \times 10^{-5}$	$1,4 \times 10^5$	0,26	10,2
Ar	$1,0 \times 10^{-5}$	$4,4 \times 10^4$	0,04	1,7
O ₂	$1,0 \times 10^{-5}$	$5,0 \times 10^4$	0,06	2,2
H ₂ O	$1,0 \times 10^{-5}$	$7,1 \times 10^4$	0,02	0,7

Die mittlere freie Weglänge bei Elektronen ist wesentlich größer als für Ionen. Dadurch ist ihre Diffusion und somit auch ihre Mobilität viel größer (zwei bis drei Größenordnungen). Unter Beachtung von Gleichung 3.3 ist daher auch ihre Driftgeschwindigkeit im gleichen elektrischen Feld höher und die Elektronen können erheblich mehr Energie zwischen zwei Stößen gewinnen als die Ionen.

Befinden sich die driftenden Teilchen neben dem elektrischen Feld auch in einem Magnetfeld, wirkt neben der Coulombkraft $F_C = q\vec{E}$ auch die Lorentzkraft $F_L = q\vec{v} \times \vec{B}$ auf sie. Die Teilchenspur wird dann schraubenförmig und die Driftgeschwindigkeit ergibt sich zu

$$\vec{v}_d = \frac{\mu}{1 + \omega^2\tau^2} \left(\vec{E} + \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B} \omega\tau + \frac{(\vec{E} \cdot \vec{B}) \cdot \vec{B}}{B^2} \omega^2\tau^2 \right). \quad (3.6)$$

Dabei ist $\vec{\omega} = -q\vec{B}/m$ die Winkelgeschwindigkeit und τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen. Sind \vec{E} und \vec{B} parallel zueinander, so ist die Driftgeschwindigkeit die gleiche wie ohne Magnetfeld. Wenn jedoch elektrisches und magnetisches Feld senkrecht zueinander stehen, folgt für die Driftgeschwindigkeit

$$|\vec{v}_d| = \frac{\mu E}{\sqrt{1 + \omega^2\tau^2}}. \quad (3.7)$$

Dies ist der Fall für die erste Driftkammer direkt hinter dem Spektrometernagneten des BGO-OD-Experiments, wo das Magnetfeld noch in etwa 0,1 T groß ist. Der Winkel zwischen der Driftgeschwindigkeit und dem elektrischen Feld, der sogenannte Lorentzwinkel α_l ist dabei gegeben durch

$$\begin{aligned} \tan \alpha_L &= \omega\tau \\ &= v_d \cdot \frac{B}{E}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Um den Lorentz-Winkel nun klein zu halten, ist es von Nutzen eine kleine Driftgeschwindigkeit bei einem hohen elektrischen Feld zu erzielen. Eine kleinen Driftgeschwindigkeit hängt jedoch mehr von Raumladungen und Feldgradienten ab.

Unabhängig von der Anwesenheit eines Magnetfelds gilt für die Driftzeit von Teilchen, die in einem Abstand x zum Anodendraht erzeugt werden,

$$t_d = \int_{r_A}^x \frac{dr}{v_d}. \quad (3.9)$$

3. Aufbau und Funktionsweise von Driftkammern

Dabei ist r_A der Radius des Anodendrahts.

Erreichen die Elektronen bzw. Ionen den Anodendraht, induzieren sie dort einen Spannungsimpuls ΔU , da der Ladungsstrom von der Anode über einen Widerstand abfließt. Eine Erhöhung des Spannungsimpulses kann durch eine Vermehrung der Ladungsträger erfolgen. Dazu muss das elektrische Feld ausreichend groß sein, damit die bei der Primärionisation entstandenen Elektronen genügend kinetische Energie zwischen zwei Stößen gewinnen, um weitere Atome zu ionisieren, es kommt zur Gasverstärkung. Die hohe Feldstärke wird aufgrund der $1/r$ -Abhängigkeit des elektrischen Feldes mit Hilfe eines sehr dünnen (wenige μm) Anodendrahtes erreicht. Die Sekundärionisationsprozesse entstehen dann in unmittelbarer Nähe der Anode, nachdem die Primärelektronen dorthin gedriftet sind. Der Prozess der Sekundärionisation wiederholt sich mehrmals und es kommt zu einer Elektronenlawine. Der Großteil des Ladungsimpulses auf den Anodendraht kommt dabei allerdings von den Ionen der Lawine, da der Elektronenpuls nur sehr kurz ist. Abbildung 3.1 zeigt von links nach rechts die zeitliche Entwicklung der Lawine in der Nähe eines Anodendrahts. Zunächst bewegt sich ein Primärelektron zur Anode (a) und gewinnt dort

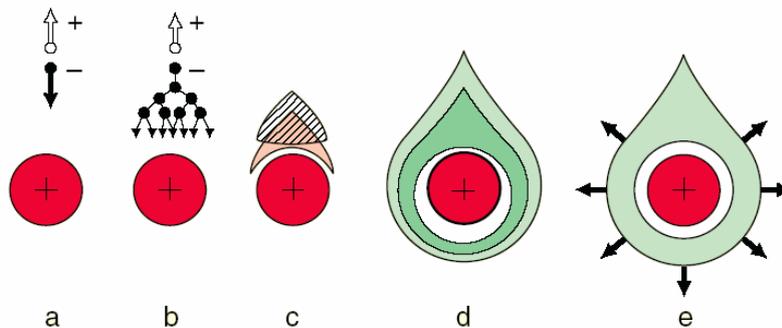


Abbildung 3.1.: Ausbildung einer Elektronenlawine, [Kle05]

im elektrischen Feld Energie, ionisiert Atome und die Lawinenbildung setzt ein (b). Dann beginnen die Elektronen- und die Ionenwolke auseinander zu driften (c), bevor die Elektronenwolke die Anode umgibt (d), während sich die Ionenwolke radial vom Draht wegbewegt (e). In einem Bereich des elektrischen Feldes mit konstanter Gasverstärkung, im sogenannten Proportionalbereich, ist der Spannungsimpuls proportional zur Primärionisation und die Gasverstärkung kann bis zu 10^6 betragen (vgl. Abb. 3.2). Für die Anzahl der Elektronen $N(x)$, die nach einer Driftstrecke x vorhanden sind gilt $dN(x) = N(x)\alpha dx$. Dabei gibt der TOWNSEND-Koeffizient α die Zahl der Elektron-Ion-Paare an, die pro cm entstehen. Er setzt sich aus der Atomdichte n und dem Wirkungsquerschnitt für die Ionisation des Gases zusammen ($\alpha = \sigma_i n$). Für N_0 Primärelektronen führt dies zu

$$N(x) = N_0 \cdot \exp\left(\int \alpha(x) dx\right) = N_0 \cdot G \quad (3.10)$$

Gesamtelektronen, die bei der Lawinenbildung entstehen. α hängt im Allgemeinen von der elektrischen Feldstärke ab und entspricht dem Inversen der freien Weglänge $\alpha = \frac{1}{\lambda}$ der Elektronen im Gas (RAMSAUER-TOWNSEND-Effekt). [Sau76], [BRR08], [Kle05], [Leo94], [Gru93]

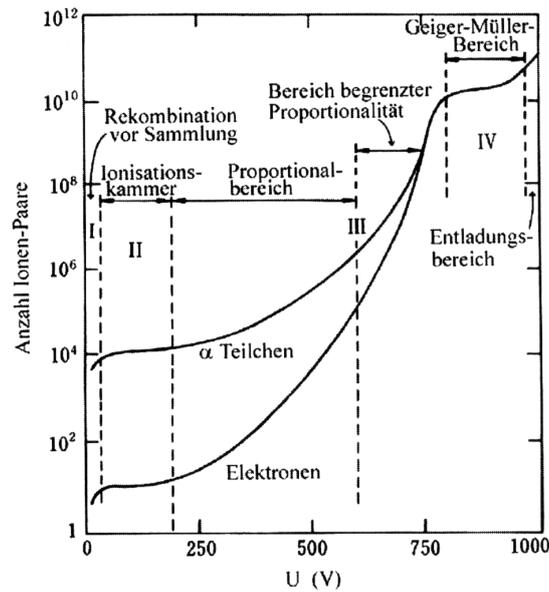


Abbildung 3.2.: Anzahl erzeugter Ionen-Paare pro Primärelektron, die sogenannte Gasverstärkung, [Kle05]

3.2. Drahtkammertypen

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über verschiedene Drahtkammertypen und ihre Eigenschaften.

3.2.1. Ebene Drahtkammern

Für Fixed-Target-Experimente, wie das BGO-OD-Experiment an ELSA, werden häufig ebene Drahtkammern zur Ortsdetektion der Reaktionsteilchen eingesetzt.

Vieldrahtproportionalkammer (MWPC¹)

Die ersten Drahtkammern waren Vieldrahtproportionalkammern, die 1968 von Georges Charpak entwickelt und erstmals eingesetzt wurden, wofür er 1992 den Nobelpreis für Physik erhielt.

Die Vieldrahtproportionalkammer besteht aus zwei ebenen Kathodenplatten, zwischen denen sich mittig eine Lage aus gleichverteilten Anodendrähten befindet (Abb. 3.3). Dabei liegen die Kathodenplatten meist auf negativem Potential und das elektrische Feld sieht aus wie in Abbildung 3.4.

Wie zu erkennen ist, sind die Feldlinien dabei bis auf den Bereich um die Anodendrähte grundsätzlich parallel. Elektronen und Ionen driften dabei entlang der Feldlinien zum nächsten Anodendraht bzw. der gegenüberliegenden Kathode. Wie im vorigen Kapitel beschrieben, hat das elektrische Feld eine $1/r$ -Abhängigkeit in der Nähe der Drähte und ist

¹engl. **M**ultiwire **P**roportional **C**hamber

3. Aufbau und Funktionsweise von Driftkammern

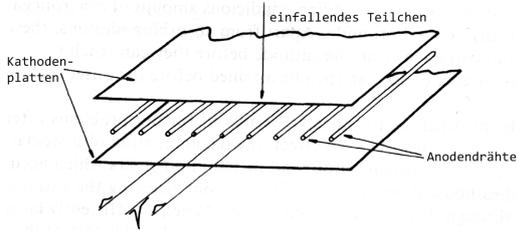


Abbildung 3.3.: Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer, [Leo94]

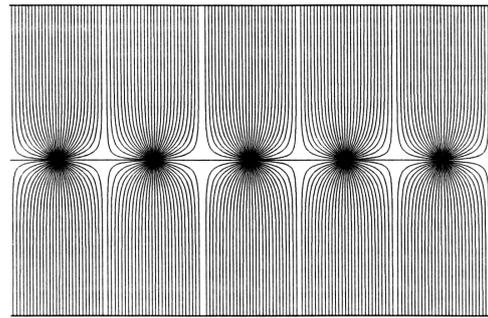


Abbildung 3.4.: Elektrische Feldverteilung in einer Vieldrahtproportionalkammer, [Gru93]

so groß, dass sich Elektronenlawinen ausbilden. Die positiv geladenen Ionen in der Lawine erzeugen dann ein negatives Signal am Anodendraht. Das ausgebildete Signal in der Anodenebene gibt allerdings nur Informationen über eine Ortskoordinate. Um die zweite Koordinate zu erhalten, wird häufig eine weitere Vieldrahtproportionalkammer hinter der ersten eingesetzt, bei der die Anodendrähte um 90° gedreht sind. Mit einer Vieldrahtproportionalkammer kann eine Ortsauflösung von typischerweise $700 \mu\text{m}$ erreicht werden. [Sau76], [Leo94], [Gru93], [PDG⁺08]

Ebene Driftkammer

Um die Ortsauflösung gegenüber der Proportionalkammer zu verbessern bzw. die Zahl der Anodendrähte zu verringern, ist die Messung der Driftzeit der Primärelektronen nützlich, die eine Bestimmung räumlicher Informationen ermöglicht. Die Zeitdifferenz Δt zwischen Teilchendurchgang und Ankunft der Ladungswolke am Anodendraht in einer Drahtkammer hängt mit dem Abstand zwischen dem Ort der Primärionisation und der Anode zusammen. Sie ist gegeben durch die Driftzeit der bei der Primärionisation erzeugten Elektronen und deren Eindringen in die Region um den Anodendraht, in der ein hohes elektrisches Feld herrscht und die Lawinenbildung einsetzt. Die Ortskoordinate x des Teilchendurchgangs erhält man über das Integral der Driftgeschwindigkeit v_d innerhalb dieser Zeitspanne:

$$x = \int_{\Delta t} v_d(t) dt. \quad (3.11)$$

Dabei ist ein homogenes elektrisches Feld gewünscht, da die Driftgeschwindigkeit dann konstant ist und sich Gleichung 3.11 zu

$$x = v_d \Delta t \quad (3.12)$$

vereinfacht.

Die Homogenität des elektrischen Feldes ist bei herkömmlichen Vieldrahtproportionalkammern mit zwei planparallelen Kathodenplatten und dazwischenliegenden Anodendrähten

wegen niedriger Feldstärken zwischen den Anodendrähten nicht gegeben. Bei einer Driftkammer hingegen kann eine Homogenität durch geeignetes Anordnen zusätzlicher feldformender Potentialdrähte zwischen den Anodendrähten erzielt werden.

Neben der Homogenität des elektrischen Feldes hängt eine lineare Beziehung zwischen Driftzeit und Driftstrecke, also eine konstante Driftgeschwindigkeit, auch von dem gewählten Füllgas ab. So folgt die Driftgeschwindigkeit der elektrischen Feldstärke in einem bestimmten Bereich nur gering, so dass kleine verbleibende Inhomogenitäten nur einen geringen Einfluss auf die Driftzeit haben.

Die Messung der Driftzeit gibt allerdings nur den Abstand zum Signaldraht an und nicht auf welcher Seite das Teilchen den Draht passiert hat. Dazu ist es nützlich eine Doppel-lage von Driftzellen zu benutzen, wobei die zweite Lage um eine halbe Driftzellenbreite verschoben ist. Die Detektion in zwei hintereinander liegenden Driftzellen löst somit diese Rechts-Links-Doppeldeutigkeit auf.

Große ebene Driftkammern sind aus vielen Driftzellen aufgebaut. Ihre Ortsauflösung ist durch Ortsfehler durch δ -Elektronen (σ_δ), durch die Verteilung der Ionisationscluster ($\sigma_{Ion.}$) und durch Diffusion ($\sigma_{Diff.}$) begrenzt. Zudem trägt die Genauigkeit der Driftzeitmessung ($\sigma_{t_{drift}}$) und der Drahtposition (σ_{Draht}) zum Fehler der Ortsmessung bei:

$$\sigma_{Ort} = \sqrt{\sigma_\delta^2 + \sigma_{Ion.}^2 + \sigma_{Diff.}^2 + \sigma_{t_{drift}}^2 + \sigma_{Draht}^2} \quad (3.13)$$

Für genauere Informationen sei auf [Haa91] verwiesen. [BRR08], [Kle05], [Leo94], [Gru93], [Haa91]

3.2.2. Zylindrische Drahtkammern

Für Collider-Experimente wie am LHC² am CERN³ müssen Driftkammern an die Geometrie angepasst werden, um einen großen Raumwinkel abzudecken.

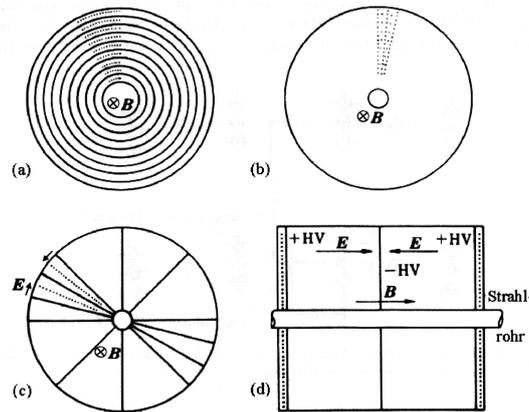


Abbildung 3.5.: Verschiedene Typen von zylindrischen Drahtkammern: (a) Vieldrahtproportional-kammer, (b) Driftkammer, (c) Jet-Driftkammer, (d) Zeitprojektionskammer (Längsansicht), [Kle05]

²engl. Large Hadron Collider

³frz. Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire (Europäische Organisation für Kernforschung)

3. Aufbau und Funktionsweise von Driftkammern

Zunächst wurden zylindrische Schichten von Proportionalkammern eingesetzt, deren Anodendrähte parallel zur Strahlrichtung gespannt sind und bei denen das elektrische Feld radial verläuft (Abb. 3.5 a). Bei zylindrischen Driftkammern hingegen bilden die Drahtlagen Zylinderoberflächen (Abb. 3.5 b), während die Jet-Driftkammer azimuthal segmentierte Driftbereiche hat (Abb. 3.5 c). Eine weitere zylindrische Driftkammer, die Zeitprojektionskammer, hat im Zählgasvolumen keine Drähte (Schnittansicht Abb. 3.5 d). In einem longitudinalen Magnetfeld ermöglichen zylindrische Driftkammern die Impulsbestimmung geladener Teilchen. Deren Transversalimpuls berechnet sich aus der Magnetfeldstärke und dem Krümmungsradius. [Kle05], [Leo94], [Gru93]

Zylindrische Driftkammer

Zylindrische Driftkammern sind aus zylindersymmetrischen Schichten von Driftzellen aufgebaut. Dabei liegt das elektrische Feld in der (r, ϕ) -Ebene und wird durch geeignete Anordnung der feldformenden Drähte um den sensitiven Draht erzeugt. Dies kann zum Beispiel über eine trapezförmige Driftzelle erfolgen, bei der die Drahtanordnungen unterschiedlich sein kann: offen, geschlossen oder hexagonal. Abbildung 3.6 gibt einen Überblick über die drei unterschiedlichen Driftzelle geometrien. Bei der offenen Variante ist jeweils je-

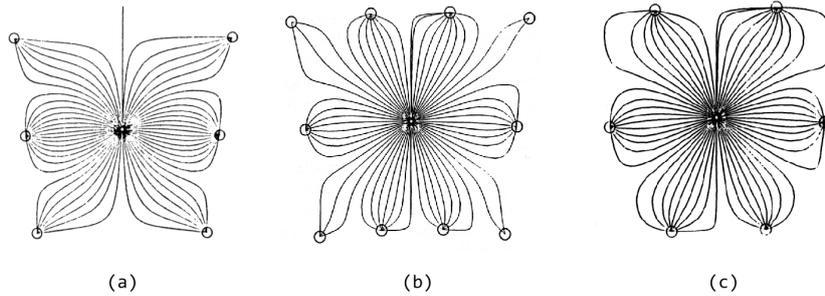


Abbildung 3.6.: Driftlinien bei verschiedenen Driftzelle geometrien von zylindrischen Driftkammern: (a) offen, (b) geschlossen, (c) hexagonal, [Gru93]

der zweite Potentialdraht nicht vorhanden. Dies hat eine schlechtere Feldqualität als bei der geschlossenen Driftzelle zur Folge. Bei dieser werden allerdings sehr viel mehr Drähte gespannt und ist somit teurer. Die hexagonale Struktur ist daher ein Kompromiss aus Homogenität des elektrischen Feldes und Kosten in Folge der Anzahl an gespannten Drähten. In allen Fällen werden die Drähte zwischen den Endplatten gespannt. Um eine Spurrekonstruktion in Strahlrichtung zu ermöglichen, sind nicht alle Signaldrähte parallel zur Achse gespannt, sondern die Hälfte um einen Stereowinkel γ von zum Beispiel $\pm 4^\circ$ zu dieser verdreht. Eine andere Möglichkeit der Ortsrekonstruktion ist die Messung der Entladungsströme an beiden Enden der Drähte. Dabei gibt das Verhältnis der beiden zueinander den Auftreffort der Elektronenlawinen auf den Signaldraht und somit den Spurdurchgang wieder. [Sau76], [BRR08], [Kle05], [Leo94], [Gru93]

Jet-Driftkammer

Bei den Jet-Driftkammern ist die Zahl der Anodendrähte und somit der Spurmesspunkte wesentlich größer. Zusätzlich ist das zylindrische Driftvolumen in mehrere Segmente un-

terteilt, welche ihrerseits aus mehreren Driftbereichen bestehen. Das elektrische Feld wird durch Potentialstreifen an den Grenzen der einzelnen Segmente erzeugt und steht senkrecht zu der Signaldrahtebene und dem Magnetfeld. Im Vergleich zur normalen Zylinder-Driftkammer sind die Driftstrecken hierbei länger und somit die Einwirkung der Lorentzkraft stärker. Daher weicht die Richtung der driftenden Elektronen um den Lorentzwinkel α_L ab, der vom elektrischen und magnetischen Feld sowie der Driftgeschwindigkeit abhängt (vgl. Gleichung 3.8). Die Bestimmung der Koordinate parallel der Strahlachse, erfolgt durch Messung der induzierten Ladung an beiden Enden der Drähte wie bei den zylindrischen Driftkammern. Um die einzelnen Energieverluste möglichst genau zu messen und den Einfluss der Primärisation auf die Ortsmessung gering zu halten, ist der Druck innerhalb der Jet-Driftkammern mit mehreren Atmosphären relativ hoch. [Sau76], [BRR08], [Kle05], [Leo94], [Gru93]

Zeitprojektionskammer (TPC⁴)

Eine Zeitprojektionskammer ist eine zylindrische Driftkammer, die aus einem großen Driftvolumen besteht, deren Endkappen eine Ebene von Vieldrahtproportionalkammern sind. Eine zentrale Hochspannungselektrode teilt das Driftvolumen in zwei Driftregionen. Der Unterschied zu „normalen“ zylindrischen Driftkammern ist die Parallelität von elektrischem und magnetischem Feld, wodurch die Lorentzkraft auf die Driftelektronen verschwindet, da die Driftrichtung parallel zu den Feldlinien ist. Die bei einem Spurdurchgang entstandenen Elektronen driften somit ungestört zu den Endkappen hin. Die Projektion der Spur wird dabei senkrecht (transversal) zur Driftrichtung verbreitert. Das starke Magnetfeld ($\sim 1,5$ T) jedoch zwingt die Elektronen auf schraubenförmige Bahnen und verringert somit die Verbreiterung, d.h. es verbessert die Ortsauflösung.

Auch hier ionisiert ein Teilchen beim Durchqueren des Gasvolumens die Gasatome. Dabei werden die Primärelektronen durch das elektrische Feld in Richtung der Endkappen beschleunigt und bilden dort durch Stöße mit weiteren Gasatomen eine Elektronenlawine. Die Spurrekonstruktion geschieht in der Zeitprojektionskammer durch Messen der radialen Koordinate r und des Azimutalwinkels ϕ an einer der Endkappen mit Hilfe der Proportionaldrähte. Über die Ankunftszeit der Elektronen an den Proportionaldrähten lässt sich die Driftzeit dieser und daraus die longitudinale Koordinate z mit einer hohen Genauigkeit von wenigen hundert μm ermitteln. Die Auflösung in r und ϕ liegt bei niedriger Zählrate in der gleichen Größenordnung, nimmt jedoch bei hohen Zählraten aufgrund von Verzerrungen des elektrischen Feldes durch die Raumladung der Lawinen-Ionen ab. Diesem negativen Effekt kann jedoch entgegen gewirkt werden, indem eine zusätzliche Drahtebene zwischen Vieldrahtproportionalkammer und Driftvolumen installiert wird, die ein Zurückdriften der Ionen verhindert.

Ein Beispiel für eine Zeitprojektionskammer ist die große TPC-Kammer des ALEPH⁵-Experiments am ehemaligen LEP⁶-Speicherring am CERN. Bei einer Länge von 4,4 m und einem Radius von 1,8 m hatte sie eine räumliche Auflösung von 160 bis 230 μm in r - ϕ und in der z -Koordinate von 2 mm. [Sau76], [BRR08], [Kle05], [Leo94], [Gru93]

⁴engl. **T**ime **P**rojection **C**hamber

⁵engl. **A**pparatus for **L**EP **P**hysics

⁶engl. **L**arge **E**lectron-**P**ositron collider

3. *Aufbau und Funktionsweise von Driftkammern*

4. Die BGO-OD-Driftkammern

Für die Spurrekonstruktion hinter dem Spektrometer-Magneten werden acht ebene Driftkammern installiert. Sie wurden am PNPI Gatchina in Russland entworfen und gebaut. Die Auslese-Elektronik wurde ebenfalls dort entwickelt (Kap. 4.5). Die Kammern werden mit einem Gasgemisch aus Argon (70%) und CO₂ (30%) betrieben (Kap. 4.4).

Im Zentrum jeder Kammer ist ein 5 cm × 5 cm großer insensitiver Bereich, um Signale sekundärer Elektron-Positron-Paare zu unterdrücken. [L⁺08]

4.1. Abmessungen und Nenndaten

Von den insgesamt acht Driftkammern gibt es vier verschiedene Ausführungen (zwei Kammern pro Ausführung). Die Unterschiede liegen in der Drahtorientierung und daraus folgend in den äußeren Maßen sowie der Drahtanzahl. Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die Kenngrößen der jeweiligen Driftkammertypen.

Tabelle 4.1.: Nenndaten der einzelnen Driftkammerntypen

Kammer	Drahtausrichtung	Breite [mm]	Höhe [mm]	Sensitiver Bereich [mm ²]	Sensitive Drähte	Feldform. Drähte	Gasvolumen [l]
X	vertikal	2867	1965	2456 × 1396	288	868	284,3
Y	horizontal	3053	1779	2483 × 1232	144	436	289,9
U	vert. +9°	3139	2335	2592 × 1765	304	916	398,2
V	vert. -9°	3139	2335	2592 × 1765	304	916	398,2

Insgesamt decken alle Kammern gemeinsam eine sensitive Fläche von etwa 2,5 m × 1,2 m ab. Technische Zeichnungen der Driftkammern finden sich in Anhang A.1.

Driftkammer Typ X

Die Driftkammern von Typ X messen mit ihren 288 vertikal gespannten Signaldrähten, welche von 868 Potentialdrähten umgeben sind, die horizontale Position des Teilchendurchgangs. Bei einer Gesamtgröße der Kammer von 2866,5 mm × 1965 mm ist der sensitive Bereich 2556 mm × 1396 mm und das Gasvolumen 284,3 Liter groß.

Driftkammer Typ Y

Die Typ Y-Driftkammern weisen die vertikale Koordinate der Flugbahn des Teilchens nach. Dazu haben sie horizontal angeordneten Drähte, 144 sensitive und 436 feldformende. Daraus ergibt sich eine sensitive Fläche von 2483 mm × 1232 mm bei einem Gasvolumen von 289,9 l. Horizontalen Drähten können aufgrund ihres Eigengewichts durchhängen, wodurch sich die Ortsauflösung verschlechtert. Da Signal- und Potentialdrähte unterschiedlich dick und somit auch unterschiedlich schwer sind, wäre die exakte Zellgeometrie nicht mehr

4. Die BGO-OD-Driftkammern

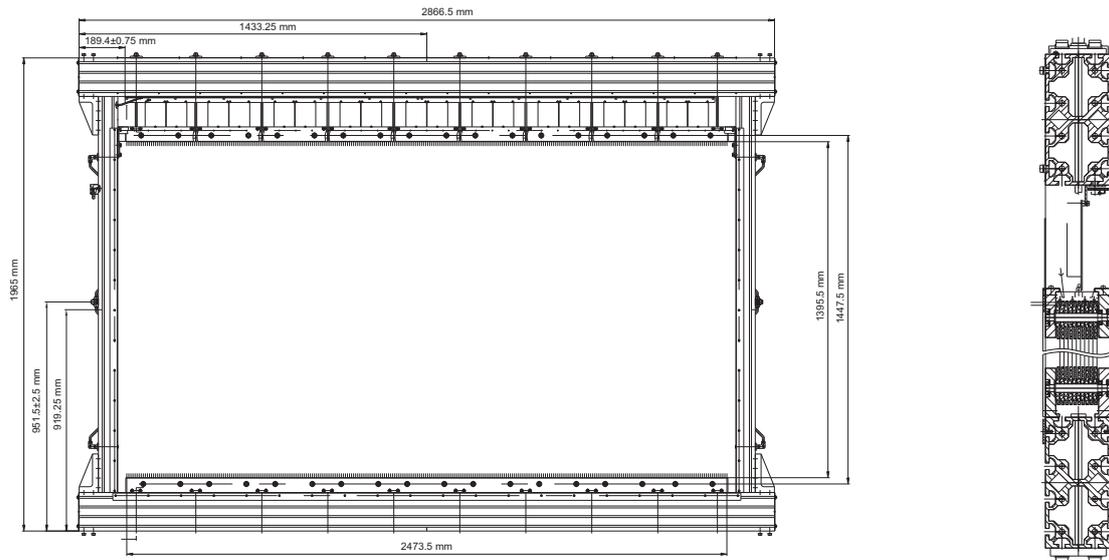


Abbildung 4.1.: Technische Zeichnung der Driftkammer des Typs Y, [M⁺]

garantiert und damit das elektrische Feld nicht mehr so ausgebildet wie gewünscht. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, werden zentral kleine Glassprossen direkt neben dem insensitiven Bereich an zwei Fäden eingebaut, ähnlich dem Prinzip einer Strickleiter. Auf diesen Glassprossen liegen dann die Drähte.

Driftkammer Typ U/V

Die U- bzw. V-Kammern unterscheiden sich lediglich in ihrer Aufhängung, denn sie sind beides Kammern mit horizontal angeordneten Drähten, die entweder um +9° (U) oder um -9° (V) gedreht montiert werden. In einem Driftvolumen von 398,2 l sind 304 sensitive und 916 feldformende Drähte gespannt. Die Kammern haben eine Breite von 3138,5 mm bei einer Höhe von 2335 mm und sind somit die größten Driftkammern, die beim BGO-OD-Spektrometer eingesetzt werden. Da Elektronik und Drahthalterung für die U-/V-Kammern genauso groß sind wie für die Typ X Driftkammern, ergibt sich eine sensitive Fläche von 2592 mm × 1765 mm. Diese muss aufgrund der Verkippung größer sein, um die gleiche Breite und Höhe an Detektionsfläche zu haben wie die geraden Kammern. Durch die gekippten Kammern kann die Mehrdeutigkeit bei Vielteilchenreaktionen gelöst werden, ähnlich dem Prinzip beim MOMO-Vertexdetektor.

4.2. Mechanische Installation und Aufhängung

Der Kammerrahmen ist aus 80 mm breiten Aluminiumprofilen der Firma *item* gefertigt, welche miteinander verschraubt sind. Zur hermetischen Abdichtung sind die Nahtstellen zusätzlich mit Silikon verklebt. Mylarfolien¹ mit einer Dicke von 50 μm sind an der Vorder- und Rückseite der Kammern mit Leisten und Silikon luftdicht angebracht, und erzeugen

¹Biaxial orientierte Folie aus Polyethylenterephthalat (PET)

4.2. Mechanische Installation und Aufhängung

so mit dem Rahmen das Driftgasvolumen. An den seitlichen Aluminiumprofilen sind Öffnungen für die Gaszu- bzw. -ableitungen.

Um die Driftkammern im Experiment einzubauen, werden sie an Querbalken hängend an dem Spektrometermagneten befestigt. Somit ist die gesamte Driftkammerhalterung nur mit dem Magneten verbunden und es besteht kein Kontakt zum Hallenboden. Dadurch ist eine Verschiebung oder Verdrehung zwischen Magnet und Kammern ausgeschlossen. Da zusätzlich die Szintillationsdetektoren vor dem Magneten ebenfalls an diesem befestigt sind, ist das gesamte Spurnachweissystem fest zum Magnetfeld.

Zunächst wurde mit dem Programm *Autodesk Inventor* die benötigten Bauteile für die mechanische Aufhängung entworfen und dann in die Werkstatt zur Fertigung gegeben, bevor sie in einem letzten Schritt zusammengesetzt wurden.

Jede Driftkammer hängt an einem Querbalken, der auf zwei longitudinalen Hauptträgern aufliegt, welche ihrerseits auf der Oberseite des Magneten befestigt sind. Die Hauptträger werden zusätzlich von je einer Querstütze, die diagonal vom hinteren Ende der Träger zur Rückseite des Magneten führen, gestützt. Diese sind so an der Magnetrückseite angebracht, dass sie mit Hilfe einer Schraube in der Höhe verstellt werden können und somit einem eventuellen Durchhängen des Hauptträgers entgegenwirken können (s. Abb 4.2). Der Quer-

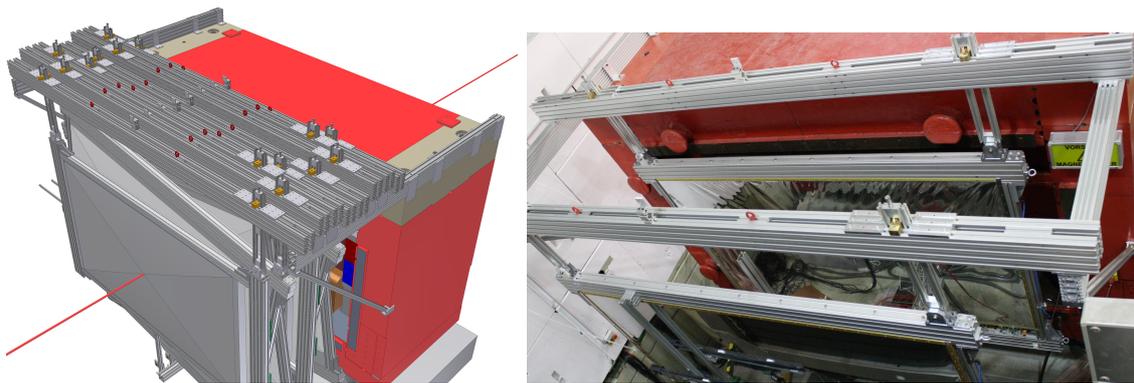


Abbildung 4.2.: Driftkammeraufhängung: Entwurf mit *Autodesk Inventor* (links) und Installation von zwei Kammern in der Halle (rechts)

balken ist aus zwei Aluminiumprofilen der Firma *Rose+Krieger* zusammengesetzt, die in einem Abstand von 30 mm zueinander verschraubt werden, so dass ein 30 mm großen Spalt zwischen beiden entsteht. Dieser Spalt wird für die Aufhängungselemente benötigt, die an der Driftkammer befestigt sind und nach oben durch den Spalt führen. Damit ist eine Bewegung in Strahlrichtung nicht mehr möglich, da das Aufhängungselement genauso dick ist wie der Spalt.

Ferner befindet sich in dem Spalt des Querbalkens Einsätze für hochfeste Kranösen. An diesen werden der Querbalken gemeinsam mit der Kammer mit dem Kran in der Experimentierhalle zum Strahlplatz gehoben, bevor er auf die Längsträger aufgelegt wird. Die Auflage geschieht über zwei ineinander greifende Platten, wobei die obere an den Querträger und die untere an den Längsträger geschraubt ist. Auf der einen Seite werden die beiden Platten mit Hilfe eines Passstiftes miteinander verbunden, während auf der anderen Seite ein beidseitiges Plattenlose aufeinander liegen, um etwas Raum für die Wärmeausdehnung

4. Die BGO-OD-Driftkammern

der Querträger zu lassen. Um die thermischen Bewegung gleichmäßig und reibungsarm zu halten, ist zwischen beiden Platten ein 1 mm dicker Trockengleitstreifen (*Glycodur*[®] F) geklebt.

Die Kammer selbst hängt an zwei justierbaren vertikalen Elementen, die horizontal durch jeweils zwei T-Stücke an einer Seitwärtsbewegung gehindert werden (s. Abbl 4.3). Vertikal

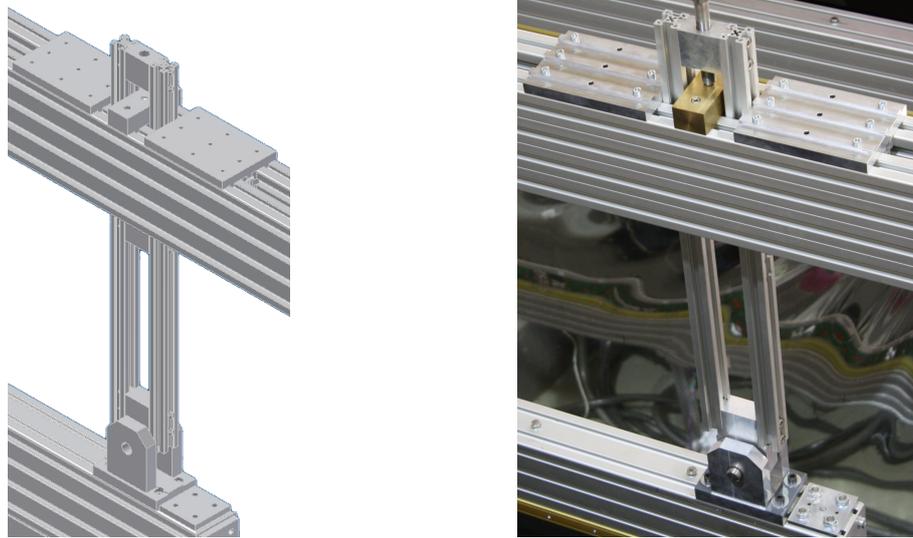


Abbildung 4.3.: Das Aufhängungselement: Entwurf mit *Autodesk Inventor* (links) und fertiges Bauteil (rechts)

wird jedes Element justiert durch eine M16-Feingewinde-Schraube², die auf einen Halteklötzchen aus Messing drückt, der auf dem Querbalken geschraubt ist. Durch Drehen der Schraube verändert sich der Abstand zwischen Halteklötzchen und oberem Ende der Aufhängung und somit die absolute Höhe der Driftkammer. Das Aufhängungselement, welches an der Driftkammer befestigt ist, ist aus drei einzelnen Platten konstruiert, die miteinander verschraubt werden. Eine der Platten ist die Basis, auf die die beiden anderen senkrecht verschraubt werden. In die senkrechten Platten wird ein großes Loch mit Radius 20 mm gebohrt, durch das später ein Bolzen geführt wird und somit das Element an der Driftkammer mit dem eigentlichen Aufhängungselement verbunden wird. Dieses Aufhängungselement besteht aus drei grundlegenden Teilen: Die untere Komponente ist ein Aluminiumblock mit einem Loch für den Verbindungsbolzen, ein weiterer Aluminiumblock ist die obere Komponente und zwei Aluminiumprofilen, die an die Seiten der Blöcke geschraubt werden, legen die Länge des Aufhängungselements fest. Diese Konstruktion hat den Vorteil, dass lediglich die Länge der Profile und nicht sämtliche Bauteile an die Driftkammern mit unterschiedlichen Drahtorientierungen angepasst werden müssen. Durch das obere Element ist senkrecht ein Gewinde für die M16-Feingewinde-Schraube geschnitten. Da die Driftkammern von der Aufhängung isoliert sein sollen, sind bestimmte Bauteile aus Kunststoff gefertigt und zusätzlich wurden Isolationshülsen bzw. -platten entworfen, die den direkten Kontakt zwischen zwei Bauteilen verhindern. Aus Stabilitätsgründen werden die Aufhän-

²Gewindesteigung 1 mm pro Umdrehung

gungselemente genau über den vertikalen Streben des Driftkammerrahmens angebracht. Um ein Schwingen oder Pendeln der Kammern zu vermeiden, sind die Kammern auch an ihrem unteren Ende befestigt. Damit wird garantiert, dass die Kammern genau vertikal herunterhängen, was aufgrund von ungleichmäßig verteilter Last und durch Zug von Kabeln nicht gewährleistet ist. Dazu ist ein 1,8 m langes Aluminiumprofil an der Unterseite des Magneten befestigt, welches in Strahlrichtung führt. Zur richtigen Ausrichtung der Kammern werden an diesen Balken Platten geschraubt. Diese Platten haben einer Aussparung an der Seite, so dass sie die Form einer Gabel haben. In diese Aussparung greift dann ein Zylinder, der an ein Aluminium-Profil geschraubt ist, welches wiederum mit dem unteren Driftkammerrahmen verbunden ist. Dadurch ist eine Bewegung in der Strahlachse nicht mehr möglich.

4.3. Driftzelligeometrie

Jede BGO-OD-Driftkammer besteht aus zwei Lagen an Signaldrähten bzw. Driftzellen. Dabei ist die hintere Lage Signaldrähte um jeweils eine halbe Driftzelle versetzt angeordnet, um die Rechts-Links-Ambiguität aufzulösen. Die Driftzellen haben eine hexagonale Struktur, d.h. sechs Potentialdrähte umgeben einen Signaldraht. Dabei werden die Potentialdrähte mit einer Hochspannung von -3 kV versorgt. Der Abstand zwischen zwei

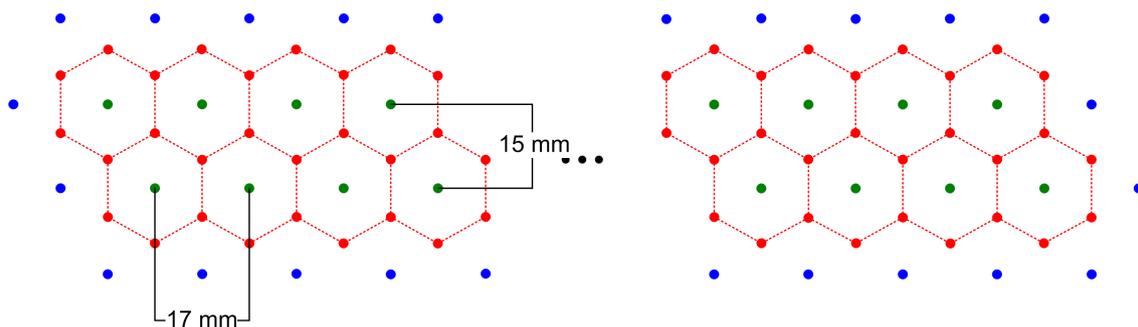


Abbildung 4.4.: Driftkammergeometrie einer doppellagigen Driftkammer mit Signaldrähten (grün), Potentialdrähten (rot) und den Drähten (blau), die auf einem Potential von 0 V liegen, um eine konstante Feldverteilung am Rand zu gewährleisten

Signaldrähten in einer Ebene beträgt 17 mm und 15 mm zwischen der vorderen und hinteren Signalebene. Mit dieser Anordnung wird eine Ortsauflösung von weniger als $300 \mu\text{m}$ erreicht.

Am Rand jeder Kammer sind zusätzliche Potentialdrähte gespannt, um eine nahezu symmetrisches elektrisches Feld zu formen. Sie liegen auf 0 V und schirmen äußere Einflüsse auf die elektrische Feldverteilung durch z.B. ungleichmäßige Wölbung der Mylarfolie ab. Diese Drähte haben einen Durchmesser von $200 \mu\text{m}$, während die feldformenden Drähte $100 \mu\text{m}$ dick sind und die Signaldrähte nur $25 \mu\text{m}$ messen. Sowohl die Anoden- als auch die Kathodendrähte sind aus vergoldetem Wolfram, die Drähte zur Abschirmung sind hingegen aus vergoldeter Beryllium-Bronze. Alle Drähte sind an Platinen gelötet und zusätzlich mit Epoxid-Kleber verklebt, wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist.

4. Die BGO-OD-Driftkammern



Abbildung 4.5.: An Platine gelötete Drähte, [L⁺08]

Im Gegensatz zu den anderen Detektoren des BGO-OD-Experiments haben die Driftkammern keine zentrale Aussparung für den Primärstrahl und den elektromagnetischen Untergrund. Stattdessen ist für die Signalunterdrückung von Elektron-Positron-Paaren in der Mitte der Kammern ein insensitiver Bereich von $5\text{ cm} \times 5\text{ cm}$ vorhanden. In diesem sind sechs zentrale Signaldrähte mit zusätzlichem Gold galvanisiert, wodurch ihr Durchmesser auf $100\text{ }\mu\text{m}$ erweitert ist. Dadurch ist die Gasverstärkung um diese verbreiterten Drähte geringer und somit auch der ankommende Spannungspuls. Durch diese Methode der Galvanisierung ist eine dauerhafte Signalunterdrückung gewährleistet. [L⁺08]

4.4. Zählgas und Gassystem

Alle Driftkammern sind mit einem bestimmten Gas bzw. Gasgemisch befüllt, in dem die Ionisation und die Lawinenbildung stattfinden. In diesem Kapitel werden zunächst einige allgemeine Betrachtungen zu Gasmischungen unternommen, bevor auf das Gassystem der BGO-OD-Driftkammern explizit Bezug genommen wird.

Allgemeine Betrachtungen zu Driftkammergasen

Es gibt viele verbreitete Gasmischungen in unterschiedlichen Mischverhältnissen, die in Drift- bzw. Drahtkammern eingesetzt wurden und werden. Häufig wird das Edelgas Argon als Trägergas und ein organisches Löschgas verwendet, d.h die Lawinenbildung erfolgt über die Sekundärionisation von Argon-Atomen. Dies ist so auch bei den BGO-OD-Driftkammern der Fall, bei denen Argon mit Kohlenstoffdioxid im Verhältnis 70:30 verwendet wird. Andererseits gibt es auch Drahtkammern, die mit reinen organischen Gasen gespült werden. Der Einfluss der Gasmischung auf die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke darf nicht unterschätzt werden. So ändert sich diese bei einem geeignetem Gemisch nur gering mit der elektrischen Feldstärke. Damit ist die Driftgeschwindigkeit trotz des zu den Drähten ansteigendem Feldes relativ konstant, was für eine genaue Ortsbestimmung wichtig ist. Dies ist der Fall bei der gesättigten Driftgeschwindigkeit, bei der diese einen fast konstanten Wert über einen großen Feldstärkenbereich hat. So wurden für die BGO-OD-Driftkammern drei Gasmischungen in Betracht gezogen:

Argon(70)-CO₂(30), Argon(90)-Methan(10), Argon(50)-Ethan(50) (vgl. Abb. 4.6). Simulationen mit GARFIELD/MAGBOLTZ bezüglich der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom elektrischen Feld zeigen dabei eine gute Konstanz für die Argon-Ethan- und die Argon-CO₂-Mischung. Allerdings ist die Driftgeschwindigkeit bei letzterem bei kleinen Feldstärken bis 2000 V/cm gering. Diese herrschen allerdings im Wesentlichen in der Driftzelle, mit Ausnahme in unmittelbarer Drahtnähe.

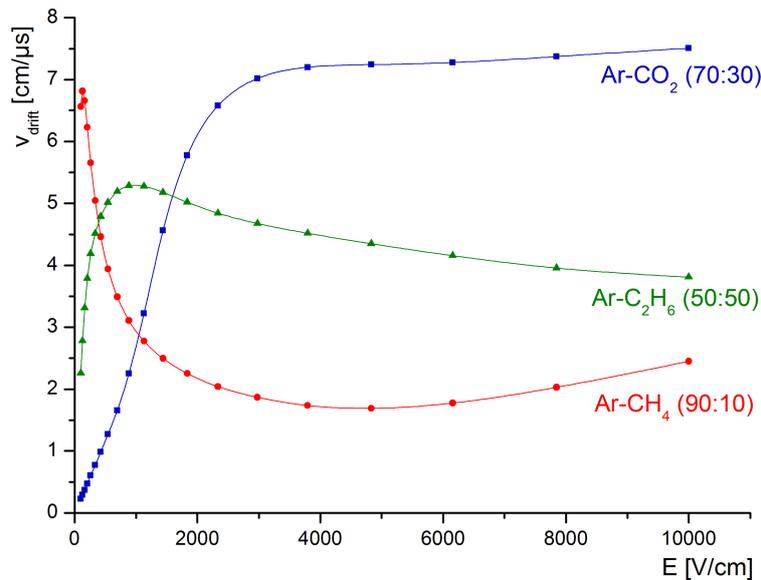


Abbildung 4.6.: Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des elektrischen Feldes für die in Betracht gezogenen Gasmischungen Argon(70)-CO₂(30) (blau), Argon(90)-Methan(10) (rot), Argon(50)-Ethan(50) (grün), GARFIELD/MAGBOLTZ-Simulation

Letztendlich wurde sich für das Argon-CO₂-Gemisch entschieden, da das Risiko der Brennbarkeit und die höheren Kosten des Argon-Ethan-Gemisches gegen dieses sprachen. Diese wirtschaftlichen und sicherheitstechnischen Aspekte spielen neben der Funktionalität ebenfalls eine Rolle bei der Entscheidung über das Zählgas.

Obwohl auf hohe Reinheit bei den Gasen geachtet wird - bei den BGO-OD-Driftkammern hat das Argon eine Reinheit von 5.0, d.h. 99,9990%, und das Kohlenstoffdioxid von 4.5, also 99,995% - können Verunreinigungen nicht ausgeschlossen werden. Diese sind schon in kleinen Mengen in den gelieferten Gasflaschen vorhanden, entstehen aber auch durch Ausgasen der Materialien für Rohre und Schläuche, etc. oder durch minimale Leckstellen in den Zuleitungen. Diese Verunreinigungen können jedoch große Auswirkungen auf die Funktionalität der Driftkammern haben, vor allem auf die Driftgeschwindigkeit, aber auch im Hinblick auf die Drahtalterung. Vor allem Wasser(dampf) kann aufgrund des elektrischen Dipolmoments der Wassermoleküle die Driftgeschwindigkeit merklich verringern, da der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung für niederenergetische Elektronen äußerst groß wird.

Mit der Zeit kann sich die Effizienz der Driftkammer verschlechtern oder der Dunkelstrom zunehmen. Dieser Effekt der Alterung hängt direkt mit Verunreinigungen im Zählgas zu-

4. Die BGO-OD-Driftkammern

sammen. So können in Gasmischungen mit niedrigen Alkanen wie Methan (CH_4), welche zu $(\text{CH}_2)_n$ polymerisieren, feine Materialansammlungen an den Drähten entstehen. Diese Anlagerungen, die sowohl an Anoden- als auch an Kathodendrähten wachsen, verursachen eine Verringerung der Gasverstärkung. Ferner können die Dunkelströme durch Funkenentladungen steigen. In Mischungen aus Argon und CO_2 hingegen wachsen solche Polymerstrahlen nicht.

Das Gassystem der BGO-OD-Driftkammern

Wie bereits erwähnt ist das Füllgas für die BGO-OD-Driftkammern ein Gasgemisch aus Argon und CO_2 im Verhältnis von 70:30. Tabelle 4.2 gibt einen Überblick über die Ionenmobilität der Argon- und CO_2 -Ionen in den beiden Gasen.

Tabelle 4.2.: Ionenmobilitäten in Argon und CO_2 , [Kle05]

Gas	Ionen	Beweglichkeit μ^+ ($\text{cm}^2 \text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)
Ar	Ar^+	1,7
Ar	CO_2^+	1,72
CO_2	CO_2^+	1,09

Die richtige Menge der Gase werden über zwei thermische Massenflussregler (MFC³) der Firma *MKS International* einem Mischbehälter zugeführt. Die beiden Gase vermischen sich dabei durch das Einströmen in den Mischbehälter. Der benötigte Gasfluss wird über einen Vielfach-Gasflussregler (MGC⁴) (MKS 647b) eingestellt und an die beiden Massenflussregler übertragen. Dabei kann der Gasfluss für z.B. Argon manuell an dem Vielfach-Gasflussregler eingegeben werden oder über den Druck innerhalb des Mischbehälters geregelt werden. Für letzteres ist ein differentieller Drucksensor an einen Ausgang des Mischgefäßes angeschlossen. In beiden Fällen wird der CO_2 -Fluss im *slave*-Modus betrieben, d.h. dieser wird über die Größe des Argon-Flusses automatisch regelt. Das gemischte Gas wird über acht weitere Massenflussregler (*ENTECH* MFC E500) in die Driftkammern verteilt. Diese werden mit einem *WAGO*-Fieldbus über die Spannung angesteuert. Dabei wird der gewünschte Gasfluss gesetzt und der tatsächliche Fluss ausgelesen. Jeder der acht Verteiler ist unabhängig voneinander steuerbar, was unterschiedliche Flüsse für die einzelnen Kammern erlaubt.

Das gesamte Mischsystem exklusive der Gasflaschen ist auf drei Ebenen in einem Rack in der Experimentierhalle installiert. Davon ist eine Ebene der Zuführung der beiden Gase und dessen Mischung vorbehalten. Auf den beiden anderen Ebenen, die sich unterhalb der Mischeben befinden, sind je vier Gassflussregler für die Verteilung angebracht. Die einzelnen Komponenten sind über 6 mm dicke Edelstahl- bzw. Kupferrohre miteinander verbunden. Die Verbindung geschieht dabei über Fittings oder Ventile der Firma *Swagelok*[®]. Während die *MKS* Massenflussregler auf die durchfließenden Gase Argon bzw. CO_2 kalibriert sind, muss bei den Massenflussreglern der Firma *ENTECH* für den richtigen Fluss ein Gaskorrekturfaktor eingerechnet werden, da diese auf N_2 und nicht auf das Gasgemisch

³engl. Mass Flow Controller

⁴engl. Multichannel Gas flow Controller

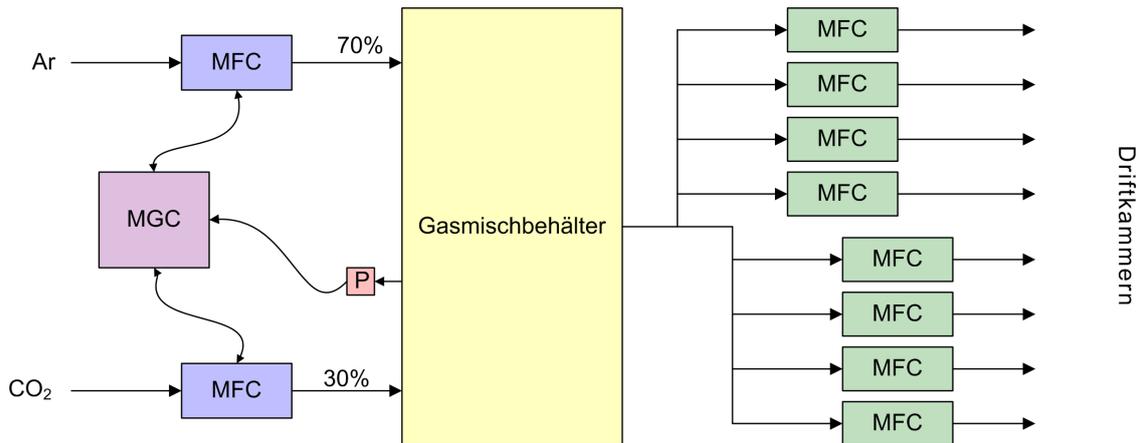


Abbildung 4.7.: Schematische Darstellung des Gassystems

kalibriert sind. Nach [MKS] ist der Gaskorrekturfaktor GCF dabei abhängig von der molekularen Struktur s , der Dichte ρ und der Wärmekapazität c_p des Gases. Bei Gasgemischen wie im Fall der BGO-OD-Driftkammern müssen die beteiligten Gase anteilmäßig (a_i) gewichtet werden:

$$GCF = \frac{0,3106 \cdot (a_1 s_1 + a_2 s_2 + \dots + a_n s_n)}{a_1 \rho_1 c_p^1 + a_2 \rho_2 c_p^2 + \dots + a_n \rho_n c_p^n}$$

$$\Rightarrow GCF_{Ar:CO_2} = \frac{0,3106 \cdot (0,7s_{Ar} + 0,3s_{CO_2})}{0,7\rho_{Ar}c_p^{Ar} + 0,3\rho_{CO_2}c_p^{CO_2}} = 1,14. \quad (4.1)$$

Der Faktor 0,3106 ist dabei das Produkt aus Normdichte und Wärmekapazität von Stickstoff.

Die Zu- und Ableitungen zu bzw. von den Driftkammern sind aus Kunststoff-Schläuchen. Dabei wird das Abgas aus der Experimentierhalle geleitet. Dies ist in sofern wichtig, da das Gasgemisch schwerer ist als Luft und somit Erstickungsgefahr bestehen könnte, sollte das Abgas in der Halle verbleiben. Aufgrund der relativ geringen Kosten der beiden Mischgase, wird das Gas nach Verlassen der Driftkammern nicht aufgefangen und in einem Kreislauf wieder in die Driftkammern zurückgeführt, da der Aufwand hierfür unverhältnismäßig groß ist. Derzeit stehen die beiden Gasflaschen für Argon und CO_2 noch neben dem Gasmischsystem in der Experimentierhalle, aber für die Zukunft ist eine Installation der Gasflaschen in einem externen Raum, der Gasgarage, geplant. Hierfür müssen allerdings noch die nötigen Zuleitungen verlegt werden. Dennoch ist die Standortverlegung von Vorteil, da in der Gasgarage bereits ein Gaswechselsystem vorinstalliert und mehr Raum für das Aufstellen zusätzlicher Gasflaschen vorhanden ist. Dieses Gaswechselsystem ist beim Einsatz von allen acht Kammern nützlich, da bei einem Fluss von je 150 sccm^5 pro Kammer ein Wechsel der Argonflasche etwa alle zwei Woche nötig ist.

Zur Überprüfung, wie groß der Druckverlust durch die zukünftige lange Zuleitung ist, wurde dieser mit dem Gesetz von HAGEN-POISEUILLE für laminare Strömungen ($\frac{dV}{dt} = \frac{\pi r^4 \Delta p}{8\eta l}$)

⁵engl. standard cubic centimetre per minute (Standardkubikzentimeter pro Minute, d.h. bei $p = 1,013 \text{ bar}$ und $T = 0^\circ\text{C}$)

4. Die BGO-OD-Driftkammern



Abbildung 4.8.: Installation des Gassystems in der Experimentierhalle mit Mischebene (oben), einer Verteilerebene (darunter) und dem MKS 647b (unten)

berechnet. Dabei ergibt sich bei einer Rohrlänge l von 30 m und einem Innenradius r von 2 mm für einen Gasfluss $\frac{dV}{dt}$ von 1200 sccm (8×150 sccm) einen Druckverlust Δp von 0,25 mbar (= 25 Pa), der damit vernachlässigt werden kann. [Sau76], [BRR08], [L⁺08], [MKS]

4.5. Elektronik

Das CROS-3B⁶ Auslese-System wurde am PNPI Gatchina, Russland entwickelt und setzt sich im Wesentlichen aus vier Komponenten, die in Abbildung 4.9 gezeigt sind, zusammen:

AD16-B - Verstärker/Diskriminator

Die AD16-B FPGA⁷ Frontend-Karten sind direkt mit den Drahtplatinen verbunden und verstärken, diskriminieren und digitalisieren die Signale von je 16 sensitiven Drähten. Sie haben einen analogen und einen digitalen Teil. Dabei werden die analogen Signale verstärkt und über den diskriminiert. Die diskriminierten Signale werden mit einem Xilinx FPGA digitalisiert und via LVDS⁸ über serielle Patchkabel an einen der Konzentratoren gesendet. Weitere Merkmale sind ein programmierbares Delay, für die Verzögerung der Driftkammersignale zum Triggersignal festzulegen, und einstellbare Diskriminatorschwellen (Thresholds). Die TDC⁹-Auflösung beträgt dabei 2,5 ns.

⁶3rd Generation Coordinate Readout System, Version B

⁷engl. Field Programmable Gate Array

⁸engl. Low Voltage Differential Signaling

⁹engl. Time-to-Digital Converter (Zeit-Digital-Wandler)

CCB10-B - Low-Level-Konzentrator

Der zehn-kanälige CCB10-B Low-Level-Konzentrator ist über serielle Kabel mit zehn AD16-B Karten verbunden und sammelt deren Signale, fasst sie zusammen und übermittelt sie über eine serielle Verbindung an den Top-Level-Konzentrator.

CCB16-B - Top-Level-Konzentrator

Der 16-kanälige CCB16-B Top-Level-Konzentrator sammelt abhängig von Auslesesystem die Daten von 16 AD16-B Frontend-Karten oder 16 CCB10-B Low-Level-Konzentratoren und gibt diese über ein Glasfaserkabel an den CSB-B weiter.

CSB-B - System Buffer

Der CSB-B System Buffer ist eine PCI-Karte, welche die gesamten Auslesedaten sammelt. Ferner besitzt er zusätzlich eine Schnittstelle zur Trigger-Logik und initialisiert sowie konfiguriert die Konzentratoren und die Frontend-Karten. Dabei geht die Übertragung der Befehle in entgegengesetzte Richtung wie die Sammlung der Daten, d.h. über die Konzentratoren zu den Frontend-Karten. Während die ersten drei Komponenten an den Driftkammern selbst befestigt sind, ist der CSB-B über den PCI-Bus in einem Computer installiert.



Abbildung 4.9.: Hardware-Komponenten der CROS-3B Auslese-Elektronik: AD16-B, CCB10-B, CCB16-B, CSB-B (v.l.n.r.), [U⁺10]

Die Komponenten können dabei als 2-Level- oder 3-Level-System aufgebaut werden. Beim 2-Level-System (Abb. 4.10) sind 16 AD16-B Karten direkt an einen CCB16-B-Konzentrator angeschlossen, der seinerseits über ein Glasfaserkabel mit der CSB-B PCI-Karte verbunden ist. Dies bedeutet allerdings auch, dass in diesem System nur 16 Karten bzw. 256 sensitive Drähte ausgelesen werden können. Ein Blick auf Tabelle 4.1 genügt, um zu sehen, dass dies für die Auslese von allen acht Driftkammern nicht genügt. Um mehr Kanäle auszulesen, muss das Auslese-System um eine Zwischenstufe erweitert werden. Beim 3-Level-System (Abb. 4.11) gibt es nun nicht mehr ein Konzentratoren-Stufe, sondern zwei: Low-Level und Top-Level. Dabei werden je zehn Frontend-Karten mit einem CCB10-B Low-Level-Konzentrator verbunden, von denen bis zu 16 an den CCB16-B Top-Level-Konzentrator angeschlossen werden, der wiederum mit CSB-B verbunden ist. Dies ermöglicht die Auslese von bis zu 160 AD16-B-Karten.

Bei Betrachtung der Elektronik der einzelnen Driftkammertypen ergibt sich folgende Konfiguration: Eine X-Kammer benötigt für ihre 288 Signaldrähte 18 Frontend-Karten und somit zwei Low-Level-Konzentratoren. Bei den U- und V-Kammern sind für die je 304

4. Die BGO-OD-Driftkammern

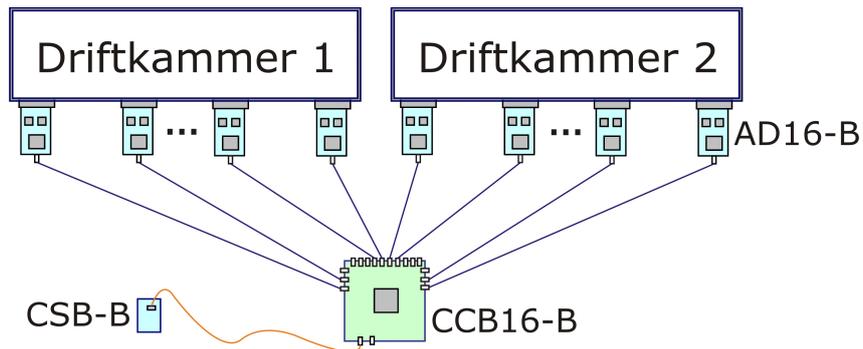


Abbildung 4.10.: 2-Level-System der CROS-3B Auslese-Elektronik, [ED⁺07]

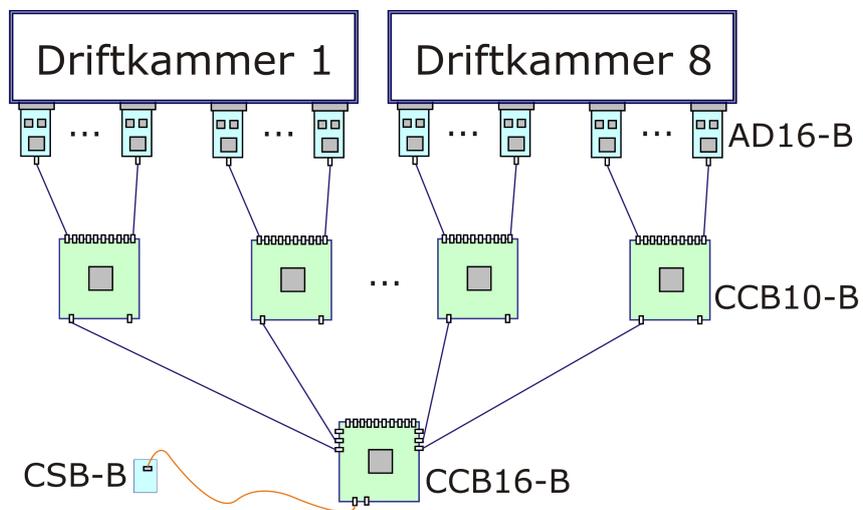


Abbildung 4.11.: 3-Level-System der CROS-3B Auslese-Elektronik, [ED⁺07]

sensitiven Drähte 20 Frontend-Karten sowie zwei CCB10-B-Konzentratoren erforderlich. Im Gegensatz dazu braucht ein Driftkammer des Typs Y mit seinen 144 Signaldrähten nur neun Frontend-Karten und somit auch nur einen Low-Level-Konzentrator. Zusammen sind dies 14 Low-Level-Konzentratoren, die für das Auslesen aller acht Kammern nötig sind, d.h das 3-Level-System wird für die Auslese benötigt. Jedoch setzt der Einsatz dieses Auslesesystem eine Firmware voraus, die über das Setzen eines zusätzlichen Registers zwischen 2- und 3-Level-System auswählt.

Diese Firmware war zum Zeitpunkt der Teststrahlzeit noch nicht fertig, so dass die Auslese im 2-Level-System erfolgen musste und somit nur 256 Signaldrähte ausgelesen werden konnten (vgl. Kap. 6). [ED⁺07], [U⁺10], [L⁺08],

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

Um das Verhalten der Driftkammern zu verstehen und Vergleichswerte für spätere Messungen zu erhalten, wurden unter Berücksichtigung der grundlegenden Parameter der BGO-OD-Driftkammern wie z.B. der Driftzellengeometrie, dem Gasgemisch und der angelegte Hochspannung Daten simuliert. Das Programm GARFIELD wurde für diese speziellen Bedürfnisse am CERN von Rob Veenhof entwickelt und ermöglicht Simulationen von zwei- und dreidimensionalen Driftkammern. Für die folgenden Simulationen waren zwei Dimensionen (x, y) ausreichend. So wurde zum Beispiel die Länge der Drähte außer Acht gelassen und nur einen Schnittebene der Driftzellen verwendet.

5.1. Das Programm GARFIELD

Die Anwendungen von GARFIELD beinhalten neben der Visualisierung von elektrischen und magnetischen Feldern die Berechnung von Driftzeiten und Ort-Zeit-Beziehungen sowie die Darstellung des Verlaufs von Elektronen- und Ionen-Driftlinien. GARFIELD ist in mehrere spezifische Eingabeabschnitte unterteilt, die hier kurz beschrieben werden.

Ein ausführliches Beispiel zur Simulation der BGO-OD-Driftkammern ist in Anhang A.2 zu finden. [Gar08], [Mag05], [Hee97]

Driftkammer-Layout

Der erste Schritt der Simulation besteht darin, in der Sektion `&CELL` die Zellgeometrie einzugeben. Dort werden die Position und die Eigenschaften der Drähte festgelegt. Dazu gehören neben Drahtdicke, -länge und -material das Potential, auf dem sie liegen und der Typ des Drahts, d.h. ob es sich um einen sensitiven (`s`) oder feldformenden (`p`) Draht handelt. Desweiteren können unendlich lange Equipotentialflächen hinzugefügt werden, womit z.B. der Rahmen der Driftkammern berücksichtigt werden kann.

Magnetfeld

Im Abschnitt `&MAGNETIC` kann die Stärke und Richtung des Magnetfelds hinzugefügt werden.

Da das Magnetfeld Einfluss auf die Transporteigenschaften des Gases hat und somit in die Berechnung der Gasdaten eingeht, ist es wichtig, dies vor der `&GAS`-Sektion einzugeben.

Gaseigenschaften

In Abschnitt `&GAS` wird die Gasmischung ausgewählt und die Transporteigenschaften der driftenden Elektronen in diesem berechnet. Dazu gehören der Energieverlust pro Kollisi-

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

on, der Wirkungsquerschnitt, die mittlere freie Weglänge und der Diffusionskoeffizient von Elektronen, um einige zu nennen.

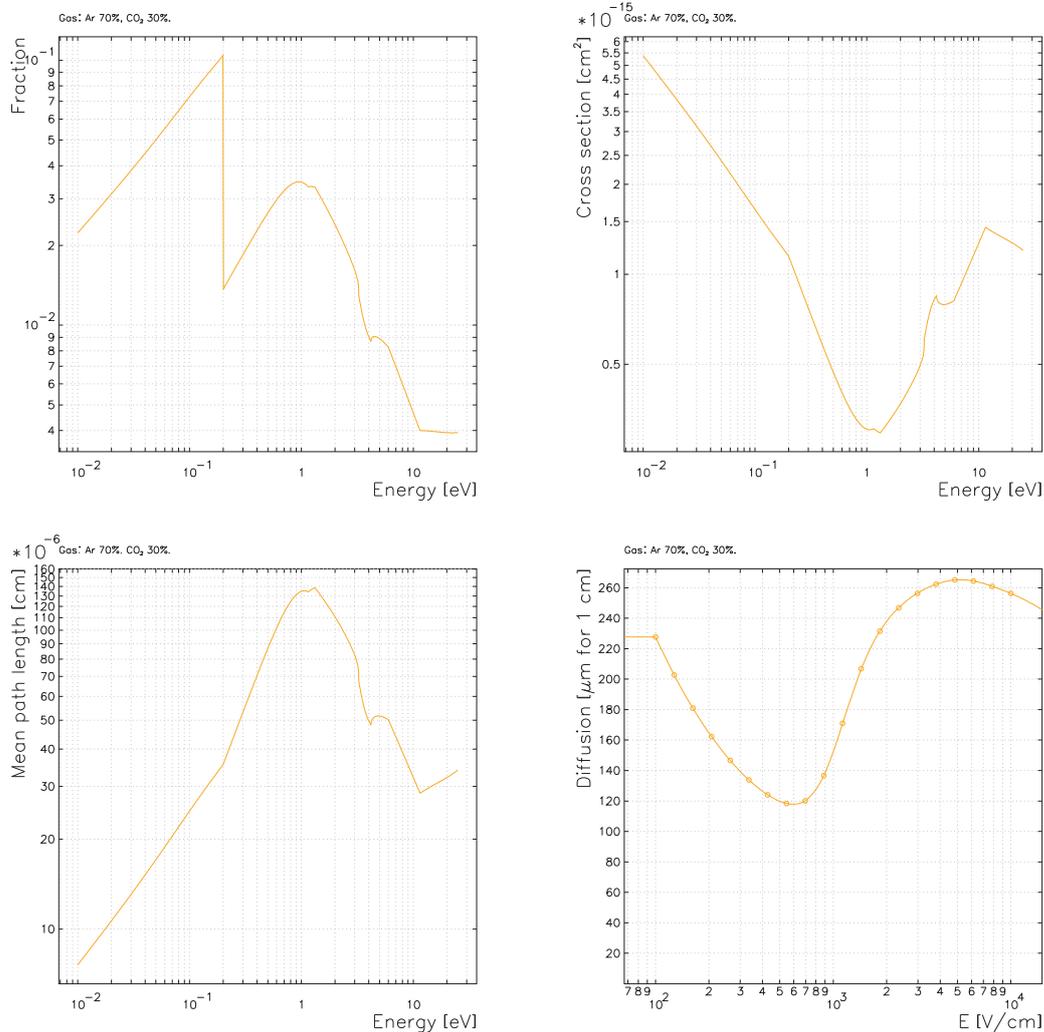


Abbildung 5.1.: Mit MAGBOLTZ berechnete Transporteigenschaften im Argon-CO₂-Gasgemisch (von links oben nach rechts unten): Energieverlust pro Kollision, Wirkungsquerschnitt, mittlere freie Weglänge und Diffusionskoeffizient

Die benötigte Berechnung geschieht entweder mit dem internen mix (schnell, aber nicht exakt) oder über die Schnittstelle zu MAGBOLTZ (präzise, aber zeitaufwändig). Dabei werden neben der Driftgeschwindigkeit auch die Diffusions- und Townsend-Koeffizienten für Elektronen sowie die Anregungs- und Ionisationsraten der gewählten Gasmoleküle berechnet. Ein weiterer wichtiger Unterschied ist zudem, dass MAGBOLTZ das zuvor eingegebene Magnetfeld in die Berechnungen der Transporteigenschaften mit einbezieht, was für eine realitätsnahe Simulation der BGO-OD-Driftkammern notwendig ist. Zur Berechnung der Clustergrößenverteilung (engl. cluster size distribution) und des Clusterabstands nutzt GARFIELD das Interface zum Programm HEED. Dabei berechnet HEED den Energieverlust

durch Ionisation eines Teilchens, welches das Gas durchquert. HEED muss zunächst unter dem Bereich &GAS nach Berechnung des Gemisches initialisiert werden, um später bei der Spurberechnung genutzt werden zu können.

Teilchendrift

Die Spursimulation wird im Abschnitt &DRIFT durchgeführt. Neben der Darstellung der Elektronen- und Ionendriftlinien und der Berechnung der Ort-Driftzeit-Beziehung kann hier die Spur eines Primärteilchens festgelegt werden.

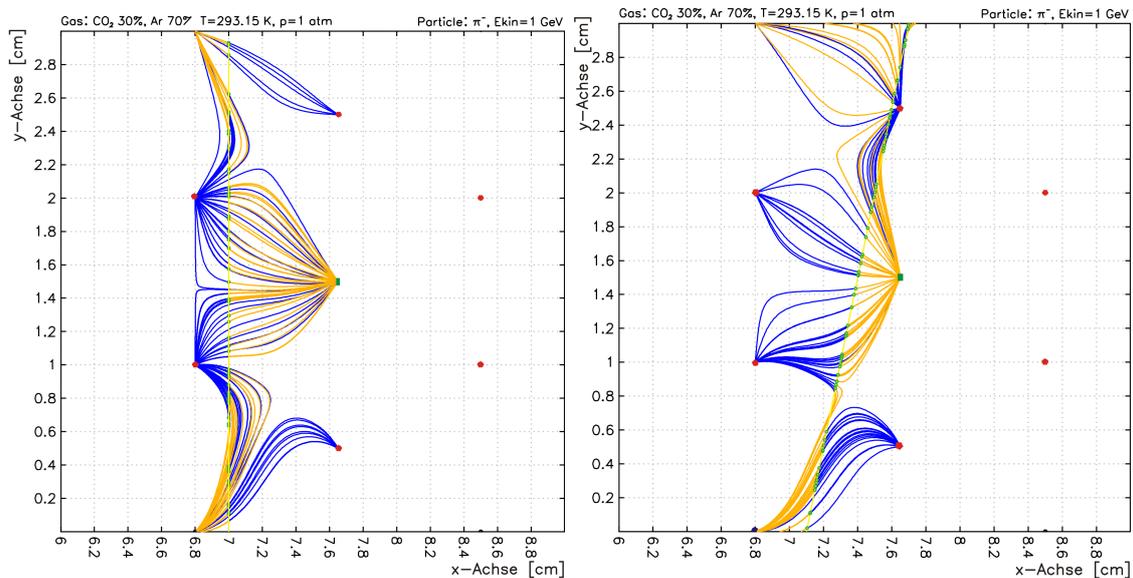


Abbildung 5.2.: GARFIELD-Simulation der Elektronen- (orange) und Ionen-Driftlinien (blau) bei einem geraden (links) und schrägen (rechts) Teilchendurchgang. Die grünen Kreise sind die von HEED berechneten Cluster für die Ionisationen der Gasmoleküle

Die kinetische Energie und die Art des Teilchens sowie die Anfangs- und Endkoordinaten seiner Spur werden manuell eingegeben. Daraus berechnet HEED dann die Cluster für die Ionisation der Gasmoleküle durch das durchfliegende Teilchen. Neben den Driftlinien, die durch einen Teilchendurchgang entstehen, können auch die Driftlinien und Isochronen¹ innerhalb einer Driftzelle veranschaulicht werden. Dort ist zu erkennen, dass Driftlinien nicht rotationssymmetrisch zum Signaldraht verlaufen, sondern dass es Unterschiede zwischen der oberen und unteren Hälfte der Driftzelle gibt. Dies liegt daran, dass die Driftzelle oberhalb an die zweite Driftzellenebene anknüpft und somit die elektrische Feldverteilung durch weitere Potentialdrähte mit -3 kV eine andere ist als unterhalb der Driftzelle, wo lediglich feldformende Drähte mit Potential 0 V liegen. Für Driftzellen in der hinteren Ebene, also bei höheren Werten in der y-Achse, sieht die Driftlinienanordnung entsprechen umgekehrt aus.

¹Linien gleicher Zeit

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

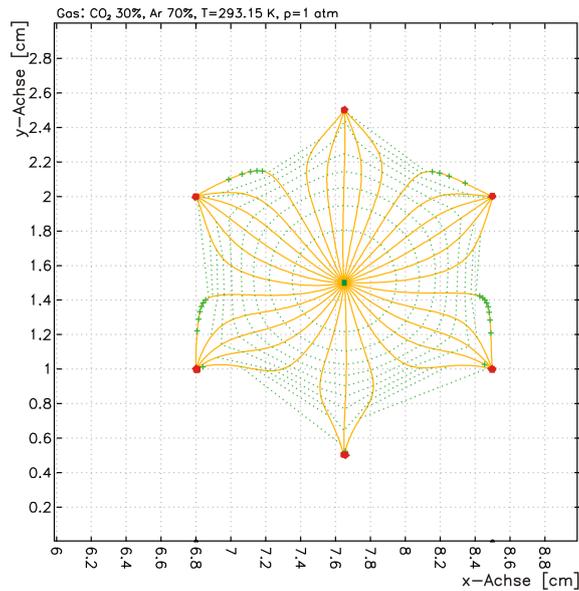


Abbildung 5.3.: GARFIELD-Simulation der Driftlinien (orange) innerhalb einer Driftzelle. Die Isochronen (grün) haben einen Abstand von $0,05 \mu\text{s}$.

Für die Ort-Driftzeit-Beziehung, die in Kapitel 5.3.1 ausführlich erörtert wird, kann mit Hilfe von `xt-plot` oder mit der genaueren, dafür aber auch zeitaufwendigeren `arrival-time-distribution` die Ankunftszeit von Elektronen an den Signaldraht in Abhängigkeit ihrer Entfernung zu diesem berechnet werden. Bei letzterer werden parallel zueinander liegende Spuren innerhalb einer Ebene simuliert und daraus die Ankunftszeit des n -ten Elektrons an einen gewählten Signaldraht berechnet. Die Ebene ergibt sich dabei aus dem Scan- und dem Messbereich. Dabei gibt der Scanbereich das Ausmaß der Spuren und der Messbereich die Region, in der diese sich befinden, an. Dabei müssen die Spuren nicht zwingend senkrecht durch die Driftzelle verlaufen, sondern können einen beliebigen Eintrittswinkel haben. In der Abbildung 5.4 ist zu sehen, wie unter Benutzung des Winkels, der Schrittgröße zwischen zwei Spuren und des Scan-Bereichs die einzelnen Messpunkte über den Messbereich verteilt sind.

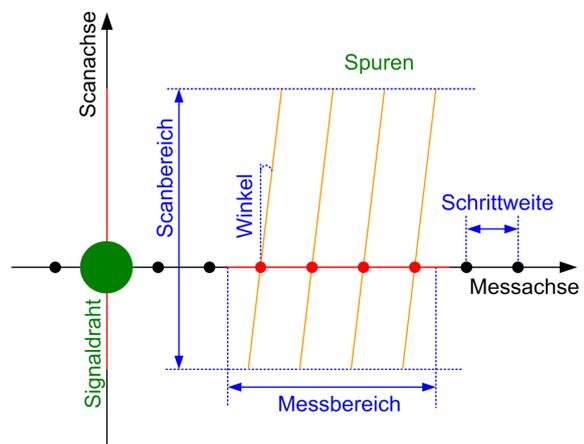


Abbildung 5.4.: Funktionsweise der `arrival-time-distribution` (vgl. [Gar08])

Elektrodensignal

In der `&SIGNAL`-Sektion wird das Auslesesignal an bestimmten Elektroden unter Berücksichtigung des Ionenschweifs ausgegeben. Dafür wird wie bei `&DRIFT` eine Spur unter Benutzung des Cluster-Modells durch HEED simuliert und daraus der Strom, der über die Elektronenlawine an den entsprechenden Auslesedrähten entsteht, berechnet und wiedergegeben. Dies ist vor allem hilfreich, um die Strompulse für unterschiedliche Drahtdicken zu bestimmen, wodurch sich die Signalunterdrückung des insensitiven Bereichs untersuchen lässt.

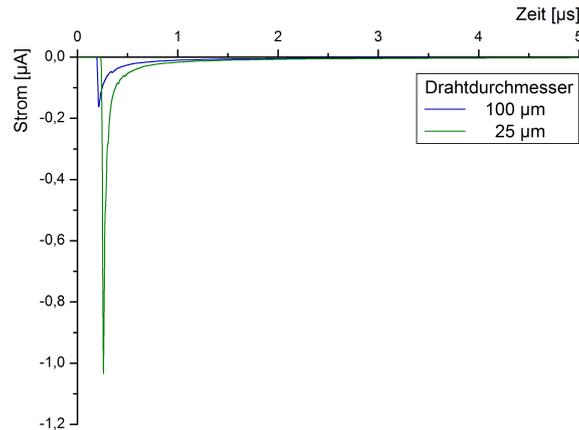


Abbildung 5.5.: Strom an einem normale Anodendraht (blau) und für einen mit größerem Durchmesser im insensitiven Bereich (grün). Zur Besseren Darstellung ist der Strom für den insensitiven Draht 100fach verstärkt

Elektrisches Feldes

Unter Abschnitt `&FIELD` werden unter Anderem die elektrischen Feld- und Äquipotentiallinien berechnet und dargestellt. Dies ist sehr nützlich, um die Feldstärken in den einzelnen Bereichen (z.B. an den unterschiedlichen Drähten) des Driftbereichs zu ermitteln.

5.2. Variation der Parameter

Um Auswirkungen auf die Driftzeit zu untersuchen und Abhängigkeiten zu verstehen, wurden einige Parameter innerhalb von GARFIELD variiert und deren Auswirkungen auf die Driftzeit untersucht. So wurde mit und ohne Magnetfeld sowie bei unterschiedlichen Temperaturen simuliert. Ferner wurde das Gasmischverhältnis, die Spannungen und der Spurwinkel der durch die Driftzellen fliegenden Teilchen geändert.

Während die Stärke des Magnetfelds und die Hochspannung bei dem Experiment später bewusst geändert werden, kann die Temperatur nur überwacht werden. Das Gasgemisch wird zwar in der Realität im gewünschten Verhältnis eingestellt und bleibt konstant, jedoch können Messungenauigkeiten der Gasflussregler eine leichte Abweichung verursachen, die leider nicht direkt gemessen werden kann.

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

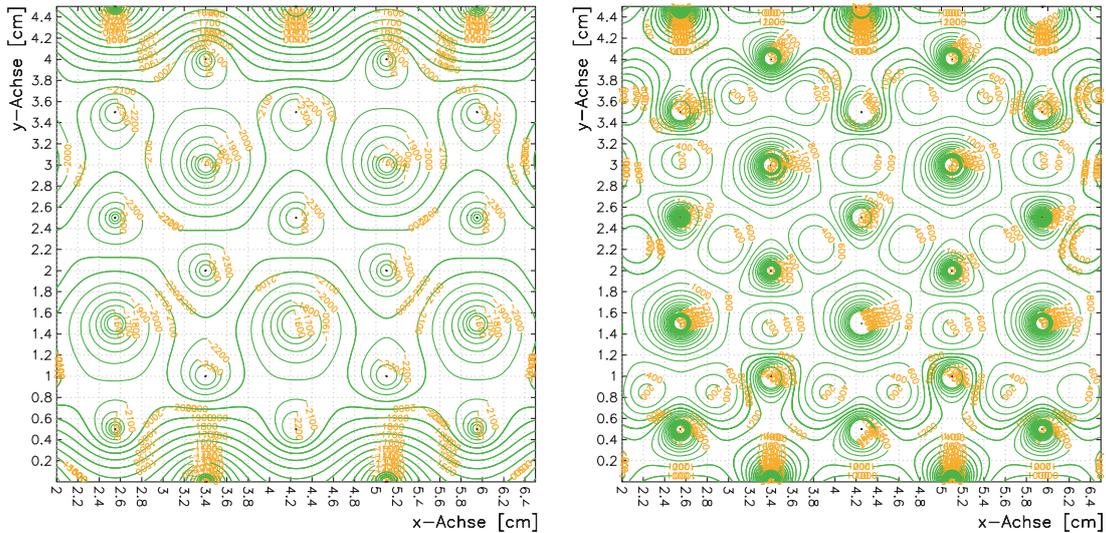


Abbildung 5.6.: Äquipotentiallinien (links) und elektrische Feldlinien (rechts) eines Driftbereichs

Magnetfeld

Um herauszufinden welchen Einfluss das Magnetfeld auf die Driftzeit hat, wurde zunächst die Simulation ohne Berücksichtigung des Magnetfelds durchgeführt und danach mit einem Magnetfeld von 0,102 T. Diese Magnetfeldstärke geht aus Messungen an der GSI für eine Position von 96 cm in z-Richtung hervor, was der Entfernung der ersten Kammer zur Mitte des Magneten entspricht (siehe Abb. 2.9). Verdrehungen der Driftlinien und Iso-

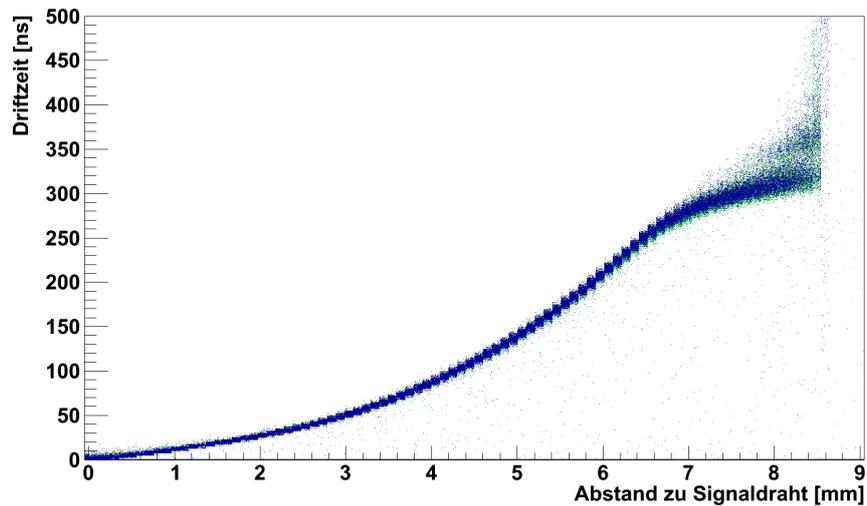


Abbildung 5.7.: Driftzeiten mit (blau) und ohne (grün) Magnetfeld

chronen innerhalb einer Driftzelle sind bei eingeschaltetem Magnetfeld nicht zu erkennen und auch die Histogramme der Driftzeiten scheinen sich auf den ersten Blick von denen

ohne Magnetfeld nicht zu unterscheiden. Nach Subtraktion der Driftzeithistogramme mit Magnetfeld von denen ohne, sind jedoch kleine Abweichungen zu erkennen: Die Driftzeiten sind mit Magnetfeld höher, wenn die Spur innerhalb der Driftzelle rechts (Abb. 5.8 rechts) am Signaldraht vorbeigeht und kürzer auf der linken Seite (Abb. 5.8 links).

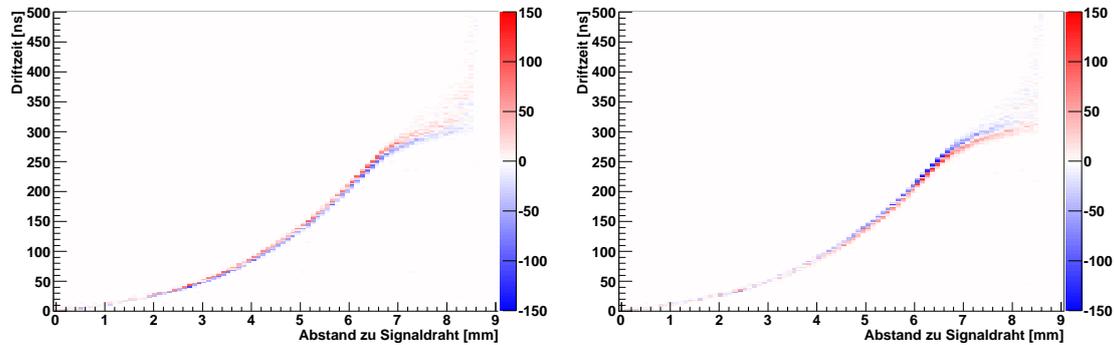


Abbildung 5.8.: Differenz zwischen den Driftzeiten ohne Magnetfeld und denen mit. Das rechte Bild zeigt die Differenz der Driftzeiten für Teilchen, die die Driftzelle rechts vom Signaldraht passieren, das linke die für Spuren links vom Signaldraht

Diese rechts-links-Asymmetrie bei eingeschaltetem Magnetfeld bestätigt sich bei genauem Vergleich der Driftzeiten beider Driftzellenhälften. So zeigt eine Subtraktion der Driftzeiten der rechten Zellenhälfte von denen der linken eine eindeutige Tendenz. Dieser Effekt ist ohne Magnetfeld nicht zu erkennen, dort sind die Driftzeiten unabhängig von der Seite, welche die Spur bezüglich des Signaldrahts hat (s. Abb. 5.9).

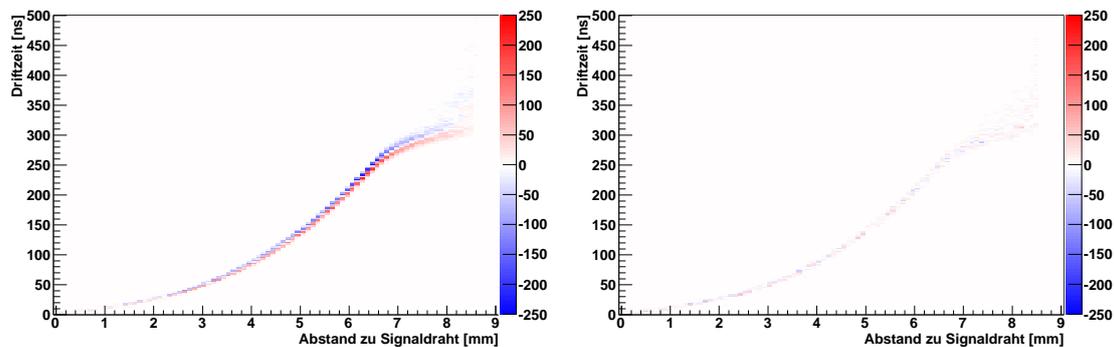


Abbildung 5.9.: rechts-links-Asymmetrie mit Magnetfeld (links) und ohne (rechts). Dabei wurden die Histogramme der Driftzeiten von Spuren rechtsseitig des sensitiven Drahtes von den linksseitigen subtrahiert. Das linke Bild zeigt eine eindeutige Tendenz, dass kürzere Driftzeiten häufiger vorkommen, was bedeutet, dass Teilchen, die die Driftzellen links vom Signaldraht passieren, diesen früher erreichen als ihr Pendant von rechts. Ohne Magnetfeld ist diese Tendenz nicht zu erkennen.

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

Gasgemisch

Um den Einfluss von Abweichungen vom gewünschten Mischungsverhältnis der beiden Gase zu untersuchen, wurden Driftzeiten für Argon-Kohlenstoffdioxid-Mischungen von 60:40 bis 80:20 simuliert. Zwar werden solche starken Abweichungen von zehn Prozentpunkten nicht durch Messungenauigkeiten erreicht, verdeutlichen aber die Abhängigkeiten. Wie in Abbildung 5.10 zu erkennen ist, sinkt die Driftzeit mit zunehmendem Argon-Anteil für hohe elektrische Feldstärken, für Feldstärken bis 2000 V/cm ist sie aber größer und somit ist auch die Driftzeit insgesamt kürzer, da das elektrische Feld außer in der direkten Nähe zu den Drähten unterhalb dieser 200 V/cm liegt. Für Driftstrecken oberhalb 650 μm ist der

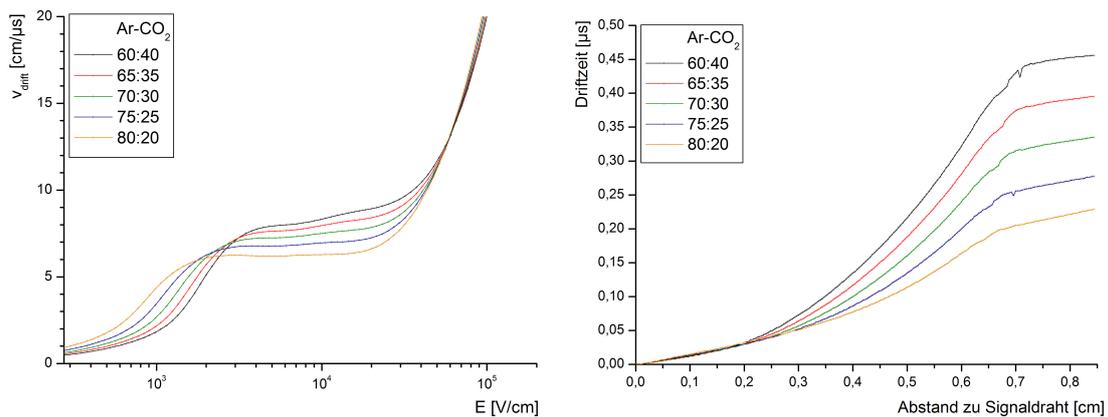


Abbildung 5.10.: Driftgeschwindigkeit als Funktion des elektrischen Feldes (links) und in Abhängigkeit der Driftstrecke für verschiedene Gasgemische (rechts)

Unterschied maximal und liegt bei etwa 10 ns pro 1% Änderung im Mischungsverhältnis. Übertragen auf die Zeitaufösung der CROS-3B-Elektronik, die bei 2,5 ns liegt, muss eine Genauigkeit des Mischungsverhältnis von 0,25% eingehalten werden.

Da die Genauigkeit der Gasflussregler, die zum Mischen benutzt werden, jedoch $\pm 1\%$ des Maximalwerts beträgt, kann bei einem Gesamtfluss von weniger als 1200 sccm, d.h. bei 840 sccm Argon, diese Grenze überschritten werden. Dies bedeutet, dass bei Betrieb von allen acht Kammern ein Operationsfluss von weniger als 150 sccm pro Kammer nicht unterschritten werden sollte, um den absoluten Fehler des Mischungsverhältnis innerhalb des akzeptablen Bereichs zu halten.

Spannung

Neben dem Zählgas ist die Hochspannung eine weitere Komponente, die Einfluss auf die Funktionalität der Driftkammern hat. Von ihr hängt neben der Diskriminator-Schwelle die Effizienz der Kammern ab. Deswegen wurden die Driftzeiten mit unterschiedlichen Betriebsspannungen simuliert und deren Verhalten untersucht. Dabei wurde ein Bereich von -2300 V bis -3300 V bei einer Schrittweite von 100 V betrachtet. In Abbildung 5.11 ist zu erkennen, dass die Driftzeiten mit steigender Spannung abnehmen, jedoch nicht linear.

Dies ist so zu erwarten, da mit steigendem Potential Φ auch das elektrische Feld ($\vec{E} = -\nabla\Phi$) innerhalb der Driftkammer steigt und somit die Driftgeschwindigkeit nach Gleichung 3.3 zunimmt.

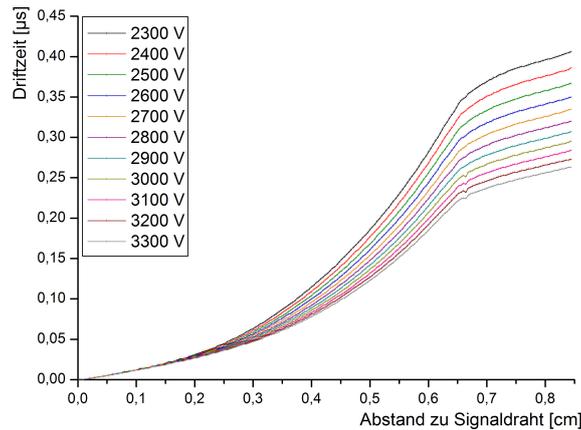


Abbildung 5.11.: Driftzeiten für verschiedene Hochspannungen

Temperatur

Die Driftgeschwindigkeit hängt aber nicht nur von der Spannung in Form des elektrischen Felds ab, sondern auch über die Elektronenmobilität von der Temperatur (s. Kap. 3, Gleichungen 3.3 und 3.4).

Bei konstantem Druck von 1013 mbar (= 1 atm = 760 Torr) ergibt eine Variation der Temperatur im Bereich von 16°C bis 28°C eine signifikante Abhängigkeit der Driftzeit von der Temperatur. So ändert sich die Driftzeit um etwas weniger als 1,5 ns pro Grad Celsius.

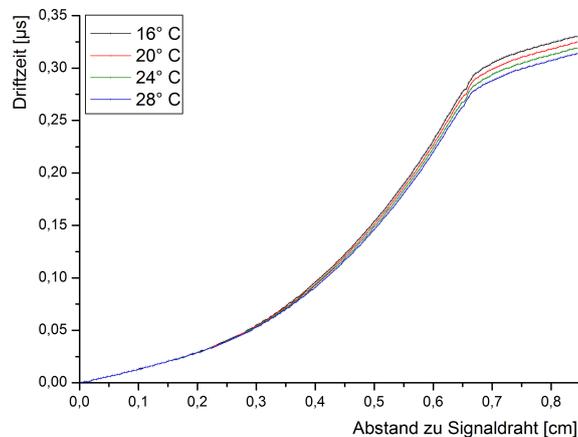


Abbildung 5.12.: Driftzeiten für verschiedene Temperaturen

Schon Tagestemperaturschwankungen von knapp zwei Grad Celsius würden die Driftzeit so stark beeinflussen, dass die Änderung außerhalb der elektronischen Zeitauflösung von 2,5 ns liegt. Bei Betrieb zu unterschiedlichen Jahreszeiten und sich somit ändernden klimatischen Verhältnissen ist die Temperaturschwankung um so größer und sollte beachtet werden. Wenngleich die Temperatur innerhalb der Kammern (noch) nicht gemessen wurde und es nicht verstanden ist, in welchem Verhältnis Schwankungen der Außentemperatur mit der Temperatur des Füllgases korreliert sind, empfiehlt es sich Messfühler zu diesem

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

Zweck an den Driftkammern anzubringen.

Spurwinkel

Da die meisten Teilchen die Driftkammer nicht senkrecht passieren, wurde ebenfalls der Einfluss des Durchgangswinkels auf die Driftzeit mit GARFIELD untersucht. Dabei wurden Winkel von -30° bis $+30^\circ$ in Schritten von 5° genommen. Größere Winkel als 30° bei Spuren von Teilchen, die vom Magneten abgelenkt und in allen Kammern und den Flugzeitwänden nachgewiesen werden, sind nicht möglich. In Kapitel 5.3.2 wird der Einfluss des Spurwinkels auf die Driftzeit explizit behandelt.

5.3. Auswertung der Simulationsdaten

Aus den simulierten Daten der *arrival-time-distribution* können Driftzeitspektrum und die Driftzeit sowie der Entstehungsort der Ionisationscluster als Funktion des Spurabstandes innerhalb einer Driftzelle ermittelt werden. Abbildung 5.7 zeigt dabei deutlich, dass die Driftzeit unabhängig von der Anwesenheit eines Magnetfelds nicht proportional zum Spurabstand ist, sondern bei sehr kleinen Entfernungen zum Signaldraht ($x \leq 2\text{mm}$) und gegen den Rand der Driftzelle zu, ab ca. 7 mm, eine geringe Steigung aufweist als im Zentralbereich. Dort variiert die Driftzeit nur gering mit der Änderung des Ortes. Dies liegt an dem elektrischen Feld, das in der Nähe der Drähte wesentlich höher ist, womit auch die Driftgeschwindigkeiten in diesen Regionen größer sind.

Bei der Betrachtung des Entstehungsorts der Ionisationscluster sieht man bis zu einer Entfernung von ca. 6 mm, dass diese um die Signaldrahtebene konzentriert sind (vgl. Abb. 5.13). Bei größeren Entfernungen erkennt man aber deutlich die Driftzellenstruktur mit

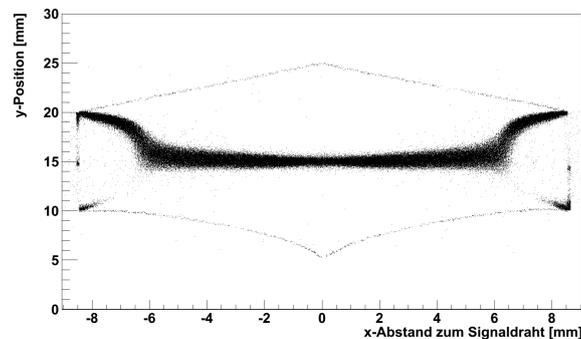


Abbildung 5.13.: Entstehungsorte der Ionisationscluster. Der Signaldraht liegt bei $x = 0$ und $y = 15$ mm

den Potentialdrähten, in deren Umgebung sich die Cluster häufen. Auch hier ist wie in Abbildung 5.3 das asymmetrische elektrische Feld zu erkennen, die Potentialdrähte bei $y = 2$ weisen eine deutlich stärkere Anhäufung der Ionisationscluster auf als die bei $y = 1$. Die oben beschriebenen Effekte sind auch bei dem Driftzeitspektrum sichtbar. So gibt es eine deutliche Anhäufung der Ereignisse bei 0 ns, wie in Abbildung 5.14. Diese stammt von Teilchen die in der unmittelbaren Nähe zum Signaldraht erzeugt werden, wo das elektrische

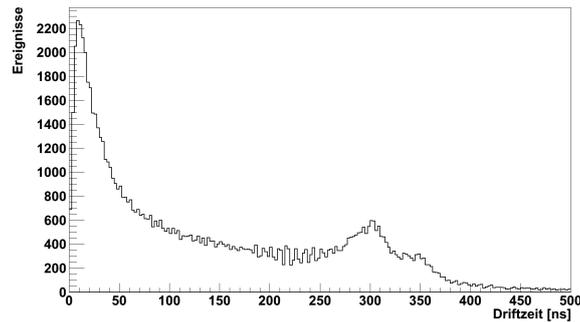


Abbildung 5.14.: Simuliertes Driftzeitspektrum

Feld und somit die Driftgeschwindigkeit wesentlich höher ist. Der zweite Peak bei 300 ns stammt analog von Teilchen aus der Region um die Potentialdrähte.

5.3.1. Bestimmung der Ort-Driftzeit-Beziehung

Im Gegensatz zu den Messdaten ist bei der Simulation sowohl Driftzeit als auch der Spurabstand zum Signaldraht bekannt. In Messungen hingegen wird der Ort über die Driftzeit rekonstruiert. Zu diesem Zweck ist es nötig aus der Simulation Informationen zu gewinnen, die auf die Messdaten angewendet werden können. Dafür wird die sogenannte Ort-Driftzeit-Beziehung bestimmt, d.h. der Abstand zum Signaldraht in Abhängigkeit von der Driftzeit aufgetragen.

Beide Werte stammen aus der zuvor erwähnten *arrival-time-distribution*, welche die Ankunftszeit eines Elektrons an den Signaldraht in Abhängigkeit seiner Entfernung zu diesem berechnet. Wie in Abbildung 5.15 zu sehen ist, gibt es allerdings für jede mögliche

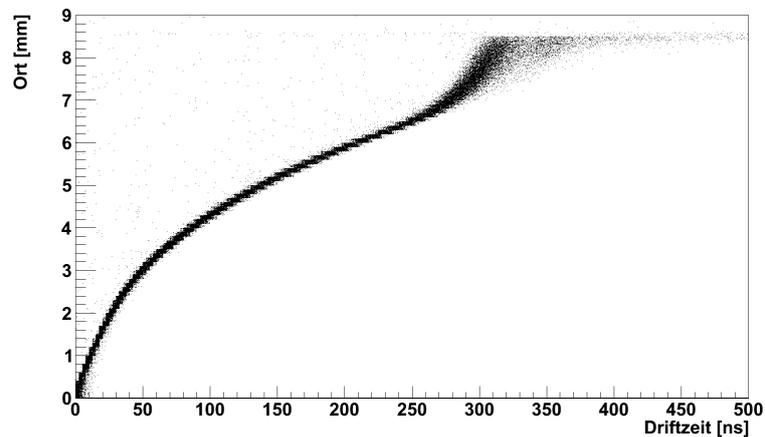


Abbildung 5.15.: Ort-Driftzeit-Beziehung

Driftzeit nicht nur einen einzigen passenden Abstand sondern eine Verteilung von mehreren um einen Mittelwert herum. Dies hängt mit der Clusterverteilung der Primärionisation entlang einer Spur zusammen. Dies erschwert es natürlich, eine vernünftige Funktion an die Verteilung anzupassen. Deswegen wurde für jede Driftzeit der Mittelwert der entsprechen-

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

den Ortsverteilungen als Wert für den Abstand zum Signaldraht genommen. Abbildung 5.16 zeigt eine solche Ort-Driftzeit-Beziehung, in der nur die Mittelwerte aufgetragen sind.

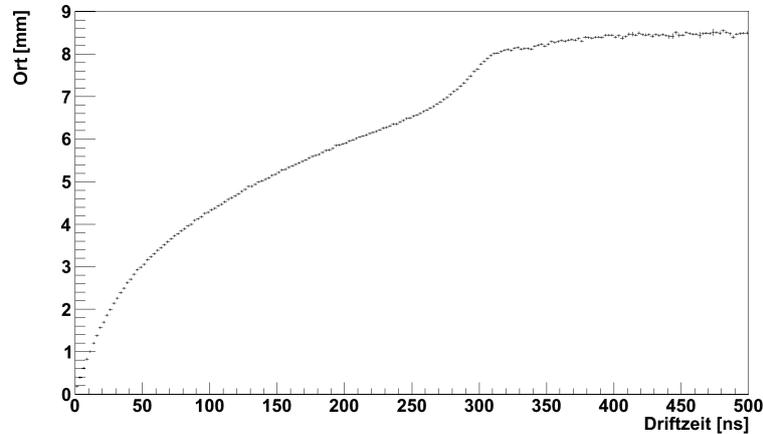


Abbildung 5.16.: Ort-Driftzeit-Beziehung mit Mittelwerten

Fit: Kubische Spline-Interpolation

Nachdem eine Ort-Driftzeit-Beziehung aus den simulierten Daten gewonnen wurde, muss diese nun mit einer geeigneten Funktion beschrieben werden. Diese Funktion wird für die späteren Messdaten der Driftzeit genutzt, um daraus den Abstand zum Signaldraht und damit den Ort des Teilchendurchgangs zu bestimmen. Wie allerdings bereits in [Ham08] nachzulesen ist, ist ein Polynom sechsten Grades nicht geeignet, die Datenpaare über den kompletten Bereich zu beschreiben. Auch Polynome höherer Grade erreichen keine geeignete Anpassung, da sie vor allem bei hohen Driftzeiten und im Bereich von 250 ns bis 350 ns Probleme haben die Daten ausreichend zu beschreiben. Daher wurde die Idee der kubischen Spline-Interpolation aus [Haa91] und [Gla03] aufgegriffen, welche die Ort-Driftzeit-Beziehung bei den SAPHIR-Driftkammern beschrieben hat. Diese Spline-Interpolation hat den Vorteil, dass die Funktion weniger stark oszilliert als die Polynome.

Kubische Splines haben zwei Stützstellen und entsprechen dabei auf dem Teilstück $[x_i, x_{i+1}]$ einem Polynom dritten Grades. Es wird allerdings die Bedingung verlangt, dass das Polynom zweimal stetig differenzierbar ist, sowohl innerhalb des Intervalls als auch an seinen Grenzen. Damit ist gewährleistet, dass der Übergang zwischen einem Intervall und dem nächsten glatt und nicht sprunghaft verläuft.

Für die Beschreibung der Ort-Driftzeit-Beziehung wird die Interpolation mit mehreren Teilstücken durchgeführt, deren Startwerte zunächst festgelegt werden müssen. Für die x-Achse sind dies Driftzeiten in gleichmäßigen Abständen zueinander. Als y-Werte werden die entsprechenden Orte gewählt. Daraus nähert die Spline-Interpolation die Funktion so lange an, bis sie optimal zu den simulierten Werten passt. Für eine optimale Interpolation sind neun Stützstellen ausreichend, wobei das erste und letzte Wertepaar festgelegt sind, nämlich gerade das erste und letzte Bin, also 0 ns bzw. 500 ns und die entsprechenden Werte des Spurabstandes.

Abbildung 5.17 zeigt wie genau die kubische Spline-Interpolation mit der simulierten Ort-Driftzeit-Beziehung übereinstimmt. Ferner sind die Stützstellen sichtbar gemacht.

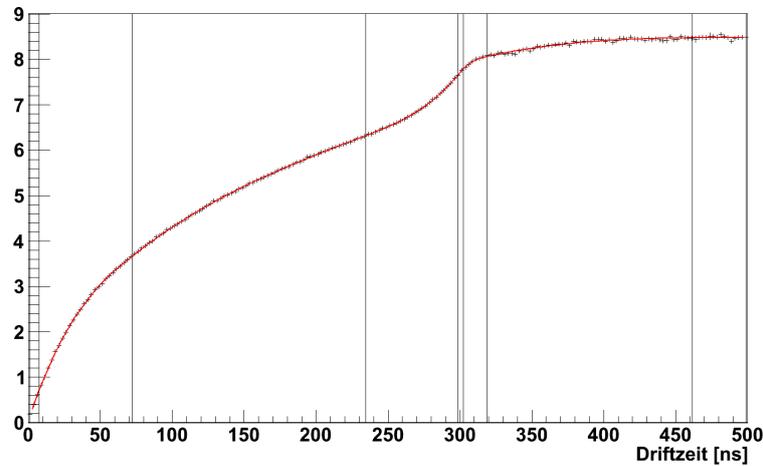


Abbildung 5.17.: Simulierte Ort-Driftzeit-Beziehung (schwarz) und kubische Spline-Interpolation (rot) mit Stützstellen

Es ist gut zu erkennen, wie sich die Stützstellen im Bereich der Wendepunkte zwischen 250 ns und 350 ns häufen, jener Region, in der die Simulationsdaten mit einem Polynom neunten Grades nur unzureichend beschrieben worden sind. [PTV02], [Gla03], [Haa91]

5.3.2. Winkelabhängige Ort-Driftzeit-Beziehung

Allerdings durchqueren nur die wenigsten Teilchen die Driftkammern senkrecht. Daher wurden Daten simuliert, bei denen die Teilchenspuren um maximal -30° bis $+30^\circ$ in Bezug auf die senkrechten Teilchendurchgänge abwichen. Die Schrittweite dabei betrug 5° . Um das durchquerende Teilchen in allen acht Kammern nachzuweisen, sind größere Winkel bei dem Aufbau des BGO-OD-Experiments geometrisch nicht möglich. Daher wurden sie auch in der Simulation außer Acht gelassen. In Abbildung 5.18 ist deutlich zu erkennen, wie der Abstand zum Signaldraht mit steigendem Winkel zunimmt. Spurabstände, die nicht innerhalb der Driftzelle liegen, sind damit zu erklären, dass GARFIELD für die Entfernung zum Signaldraht nicht den kürzesten Abstand wählt, sondern die Projektion auf die Nachweisebene (vgl. Abb. 5.19).

Um nicht jeden Spurwinkel zu simulieren und die Ort-Driftzeit-Beziehung daraus zu bestimmen, werden die Datenpaare für diese aus den bekannten Winkeln linear interpoliert. Die winkelabhängige Ort-Driftzeit-Beziehung im oben genannten Winkelbereich sieht dann wie in Abbildung 5.20 aus.

Fit: Bikubische Spline-Interpolation

Um nun die winkelabhängige Ort-Driftzeit-Beziehung durch eine geeignete Funktion zu beschreiben, muss diese zweidimensional sein. Da die genaue Ort-Driftzeit-Beziehung aber nicht für alle Winkel bekannt ist, wird der Fit ausschließlich aus den simulierten Datenpaaren gewonnen und nicht aus den interpolierten. Dazu bietet sich die bikubische Spline-

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

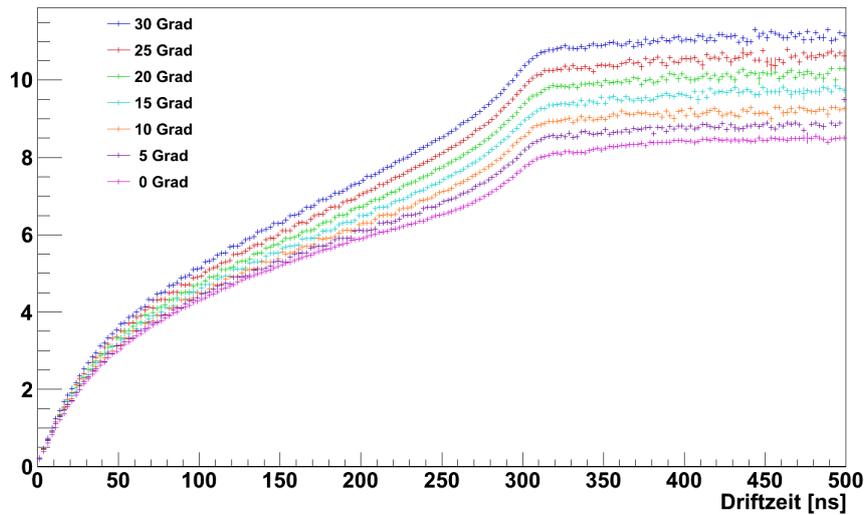


Abbildung 5.18.: Ort-Driftzeit-Beziehungen für verschiedene Spurwinkel (1D-Histogramm)

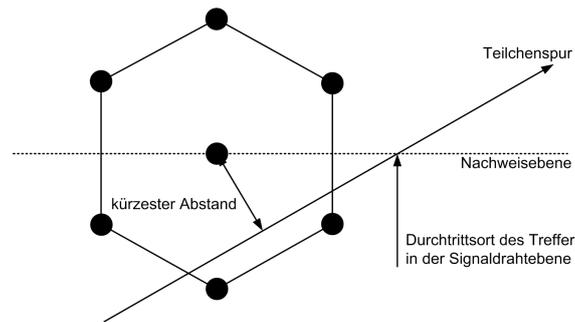


Abbildung 5.19.: Projektion der Teilchenspur auf die Nachweisebene

Interpolation an. Dabei wird zunächst jede bekannte Ort-Driftzeit-Beziehung durch einen kubischen Spline beschrieben, bevor eine weitere Spline-Interpolation alle eindimensionalen Splines miteinander verknüpft, d.h. die Stützstellen von allen kubischen Splines für die entsprechenden Ort-Driftzeit-Beziehungen so anpasst, dass sie das gesamte Netz aus Ort, Driftzeit und Winkel optimal beschreiben. Abbildung 5.21 zeigt eine bikubische Spline-Interpolation der in Abbildung 5.20 beschriebenen Daten.

Um zu untersuchen, wie gut der bikubische Spline-Fit, die simulierten Daten beschreibt, wird das Histogramm der Interpolation von dem der winkelabhängigen Ort-Driftzeit-Beziehung abgezogen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.22 zu sehen. Dabei ist zu erkennen, dass die maximale Abweichung $0,3 \text{ mm}$ nicht überschreitet. Diese $300 \mu\text{m}$ entsprechen der Ortsauflösung der Driftkammer. Allerdings sind die Abweichungen weniger auf die Glätte des Fits zurückzuführen, als auf die einzelnen Bins bei der Simulation. So folgt einer negativen Abweichung in einem Bin meist eine positive im benachbarten und umgekehrt. Dies steht im Einklang mit der Beobachtung, dass die Abweichungen für die Ort-Driftzeit-Beziehung bei senkrechtem Spurdurchgang (0°) geringer sind als für die anderen Winkel.

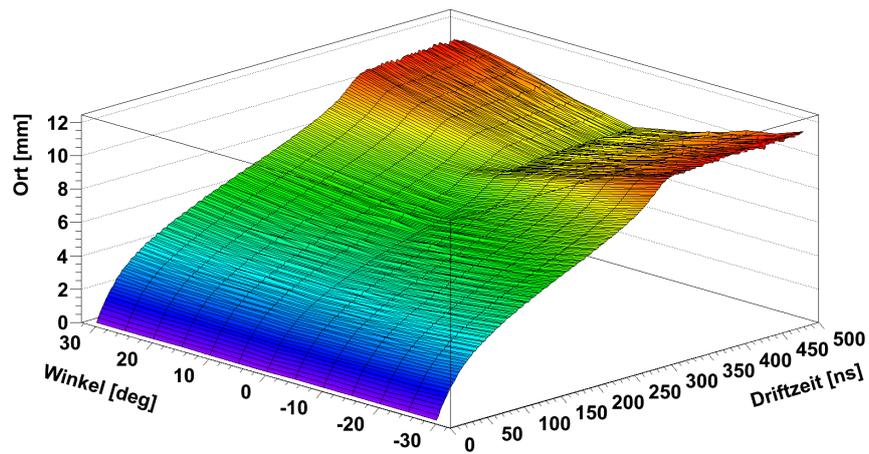


Abbildung 5.20.: Ort-Driftzeit-Beziehungen für verschiedene Spurwinkel (2D-Histogramm)

Dort wurde das Binning feiner gewählt, nämlich eine Schrittweite von 0,01 cm pro Bin für die Spur, im Gegensatz zu den 0,02 cm pro Bin bei den übrigen Winkeln. [Gla03], [PTV02]

5. Simulation mit dem Programm GARFIELD

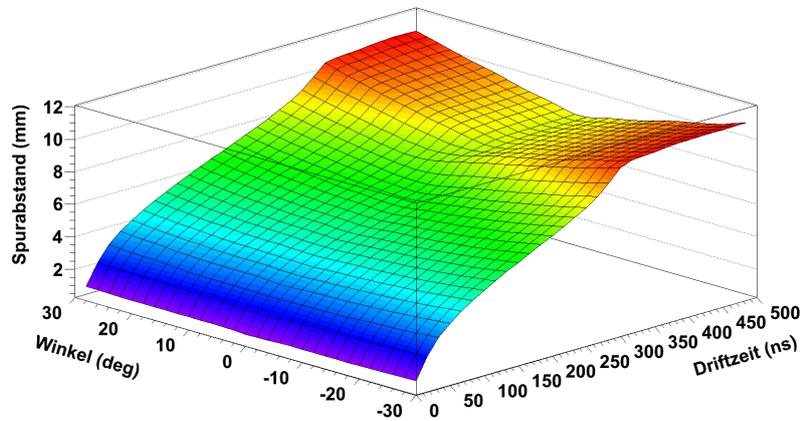


Abbildung 5.21.: Bikubische Spline-Interpolation der winkelabhängigen Ort-Driftzeit-Beziehung für Winkel von -30° bis $+30^\circ$

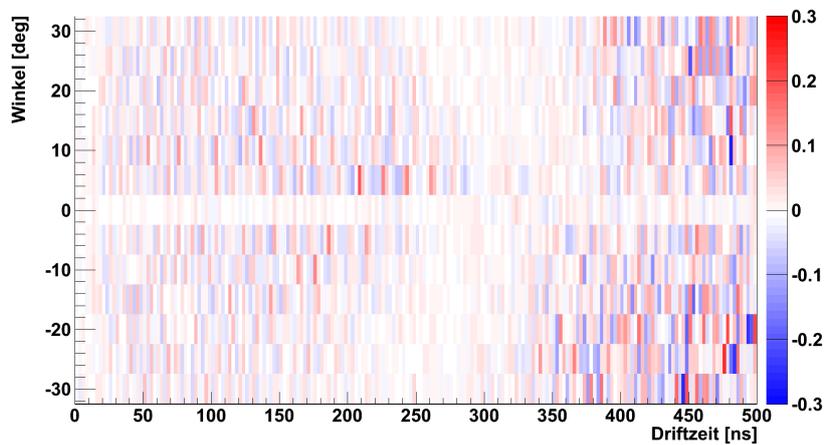


Abbildung 5.22.: Differenz zwischen der winkelabhängigen Ort-Driftzeit-Beziehung und der bikubischen Spline-Interpolation. Die Farbskala links gibt die Abweichung in mm an.

6. Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern

Nach der Fertigstellung der Infrastruktur wie dem Gassystem und der mechanischen Aufhängung konnten die ersten beiden Kammer im Experiment installiert werden. Dafür mussten die Driftkammern zunächst mit Hilfe eines Testgestells an den Querträgern montiert und ausgerichtet werden. Anschließend wurde der Verbund aus Querbalken und Driftkammer mit Hilfe des Krans in der ELSA-Halle an den Strahlplatz gehoben und die Querbalken auf den Längsträgern, die an den Magneten geschraubt sind, befestigt. Dort wurden die Kammer mit Hilfe der Positionsmarker und einem Theodoliten an die Strahlachse ausgerichtet. Nach der Ausrichtung wurde die Gaszufuhr und die Hochspannung angeschlossen.

Eine Kammer wurde an der vorderste Position direkt hinter dem Magneten installiert, während die andere die entfernteste Position einnahm. Abbildung 6.1 zeigt die beiden installierten Driftkammern.

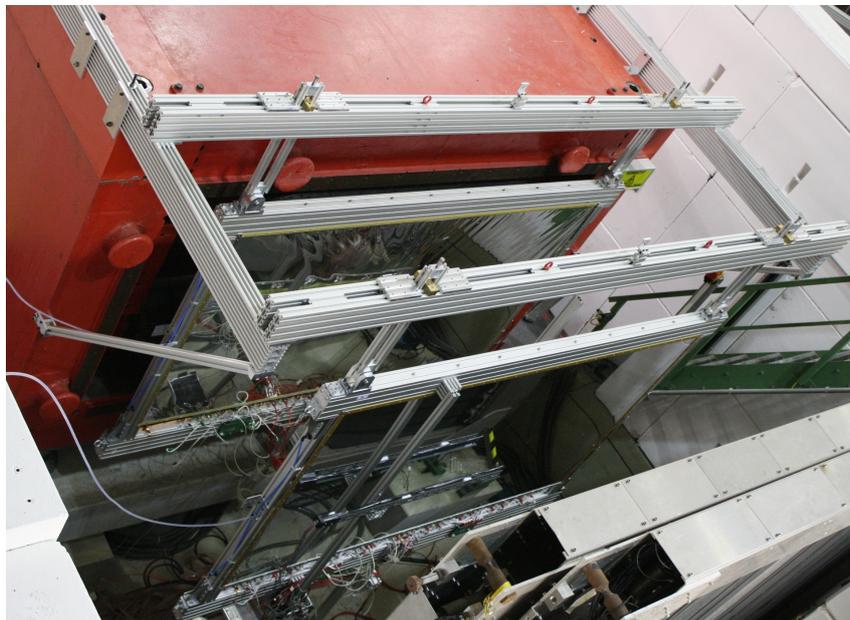


Abbildung 6.1.: Aktuelle Installation der ersten beiden Driftkammern

Bei beiden Kammern ist die Drahtausrichtung vertikal, d.h. die horizontale Spurkoordinate wird gemessen.

6. Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern

6.1. Testmessung mit Photonenstrahl

Für die Testmessungen wurde ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 2 GeV von ELSA extrahiert, der über Bremsstrahlung an dem Bremmstrahlradiator (vgl. Abb. 2.6) einen Photonenstrahl erzeugte. Der Extraktionsstrom lag dabei bei 100 pA. Die drei wesentlichen Ziele des ersten Tests waren die Bestimmung der Driftkammereffizienz, der Einfluss des Magnetfelds, wenn der Magnet eingeschaltet ist, sowie die Vermessung des insensitiven Bereichs in der Mitte der Kammern. Für die Erzeugung von Nachweisteilchen, wie Elektron-Positron-Paaren wurde ein Kohlenstoff-Target verwendet, das sich innerhalb des BGO-Balls befand, dort wo bei späteren Messungen die Targetzelle ist (vgl. Kap. 2.3.2). Da für die Auslese-Elektronik noch keine neue Firmware zur Verfügung stand, konnte die Auslese allerdings nur im 2-Level-System erfolgen (vgl. Kap. 4.5). Dies bedeutet, dass lediglich 16 Frontendkarten bzw. 256 Signaldrähte ausgelesen wurden. Deshalb wurde jeweils nur eine Kammerhälfte ausgelesen. Um die Ablenkung der Teilchen bei den Messungen zum Einfluss des Magnetfeldes besser nachzuweisen, wurden bei der hinteren Kammer mehr und weiter außen liegenden Drähte ausgelesen als bei der vorderen. Das Setup der angeschlossenen Frontendkarten ist in Abbildung 6.2 schematisch dargestellt. So wurden

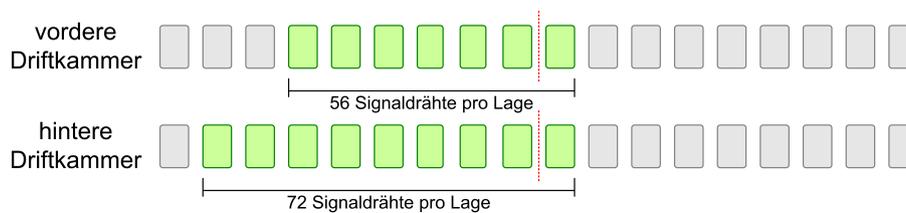


Abbildung 6.2.: Angeschlossene Frontendkarten bei den Testmessungen. Die Kammermitte ist in rot kenntlich gemacht.

bei der vorderen Kammer sieben und bei der hinteren neun Frontendkarten ausgelesen. Dabei wurde neben der linken Kammerhälfte in beiden Kammern zusätzlich die mittlere Karte der rechten Hälfte benutzt.

Effizienzbestimmung

Für die Bestimmung der Effizienz wurden drei Diskriminatorschwellen (0x20, 0x25, 0x30) gewählt und dann für diese bei unterschiedlichen Hochspannungen Daten genommen. Dabei wurde für die Hochspannung ein Bereich von 2450 V bis 3150 V gewählt. Aufgrund der begrenzten Zeit wurde die Schrittweite dabei mit 100 V bzw. 50 V in Bereich von 3 kV sehr großmaschig gewählt. Als Trigger wurden die Flugzeitwand mit den horizontalen Szintillationslatten genommen.

Einfluss des Magnetfelds

Bei dem vertikalen Magnetfeld findet die Ablenkung geladener Teilchen in horizontaler Richtung statt (vgl. Kap. 2.3.3). Dazu wurden zwei Magnetfeldstärken gewählt: Bei einem Magnetstrom von 752,9 A und 1304,8 A wurde dabei an der Hall-Sonde ein Magnetfeld von 0,252 T bzw. 0,438 T erzeugt. Allerdings befindet sich die Hall-Sonde nicht exakt

in der Mitte des Dipolmagneten, so dass dort eine noch etwas höhere Magnetfeldstärke vorliegt.

Die angelegte Hochspannung der Driftkammern war 3050 V und für die Diskriminatorschwellen wurde mit 0x20 die niedrigste aus der Effizienzmessung gewählt. Getriggert wurde wiederum auf die Flugzeitwand mit horizontalen Szintillatorplatten.

Vermessung des insensitiven Bereichs



Abbildung 6.3.: SciFi2-Modul montiert hinter zweiter Driftkammer

Für die Vermessung der insensitiven Bereichs wurde ein Testmodul des SciFi2-Detektors (vgl. Kap. 2.3.5) hinter den Driftkammern angebracht (Abb. 6.3). Dazu wurde ein vertikales Aluminiumprofil mit dem Rahmen der hinteren Driftkammer verschraubt. Senkrecht zu dem Profil wurde ein länglicher Metallträger angebracht, auf dem das Testmodul befestigt wurde. Somit waren die 16 Szintillationsfasern waagrecht angebracht, die mit einem 16-kanäligen Photomultiplier der Firma *Hamamatsu* ausgelesen wurden. Das Testmodul wurde bei den Messungen als Trigger benutzt. Die Diskriminatorschwelle war wiederum die niedrigste und die Hochspannung lag auf 2950 V.

Für die Messung selbst wurde das SciFi2-Modul nacheinander an sechs Positionen in der Höhe um den insensitiven Bereich herum platziert. Dabei wurde unterhalb des Insensitiven Bereichs angefangen und dann schrittweise die Position des Moduls erhöht. Die Schrittweite war dabei jedoch zu klein, so dass die obere Kante des Insensitiven Bereichs nicht erreicht wurde. Für deren Vermessung wurde in einem anschließenden Test eine Strontium-Quelle (^{90}Sr) benutzt.

6.2. Ergebnisse der Testmessung

Wie bereits in Kapitel 5 erwähnt, gehört das Driftzeitspektrum zu den elementaren Spektren einer Driftkammer. In Abbildung 6.4 ist bei Zeiten von 20 ns ein dominierender Peak zu erkennen, der allerdings nicht zu dem eigentlichen Driftzeitspektrum gehört, sondern von Signalen stammt, die bereits vor Öffnen des TDC-Fenster anliegen. Ein Ändern der Ansprechverzögerung bei der Elektronik hat keinen Einfluss auf diese Überhöhung, lediglich das restliche Spektrum verschiebt sich. Um dieses von dem Peak zu unterscheiden wurde die Verzögerung so eingestellt, dass das eigentliche Driftzeitspektrum erst bei 65 ns beginnt. Auch das Erhöhen der Diskriminatorschwelle verringert diesen Peak nicht erheblich. Die Ereignisse jenseits von 500 ns kommen aufgrund von Untergrund zustande. So mussten zur Auswertung der Daten einige Schnitte verwendet werden. Diese waren zum einen Zeitschnitte, nur Ereignisse mit Zeiten zwischen 30 ns und 500 ns wurden als „gute“ Treffer angesehen, und zum anderen wurde eine Zeit von 140 ns über der Schwelle

6. Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern

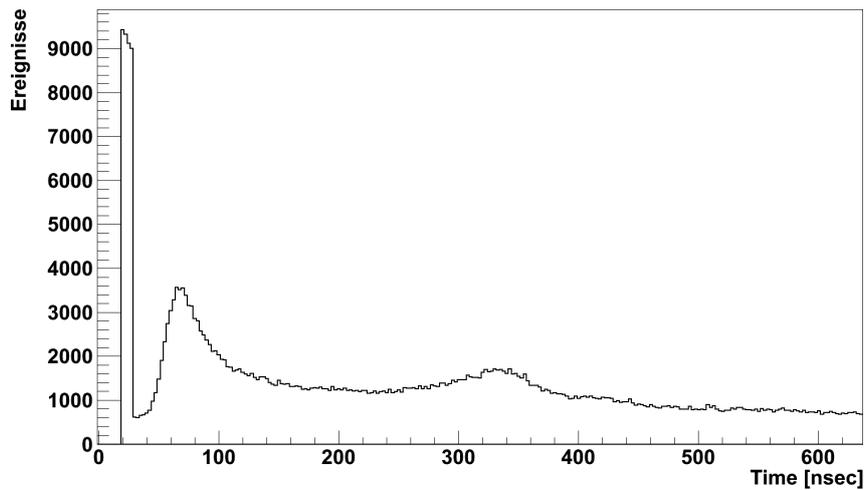


Abbildung 6.4.: Unbearbeitetes Driftzeitspektrum

(Time-over-Threshold) verlangt, um die Ereignisse zu verwenden. Den Wert von 140 ns für die Time-over-Threshold wurde ermittelt, indem Ansprechzeit als Funktion von dieser gegen Ereignisse in Abhängigkeit der Driftzeit aufgetragen wurden (s. Abb. 6.5). Bei

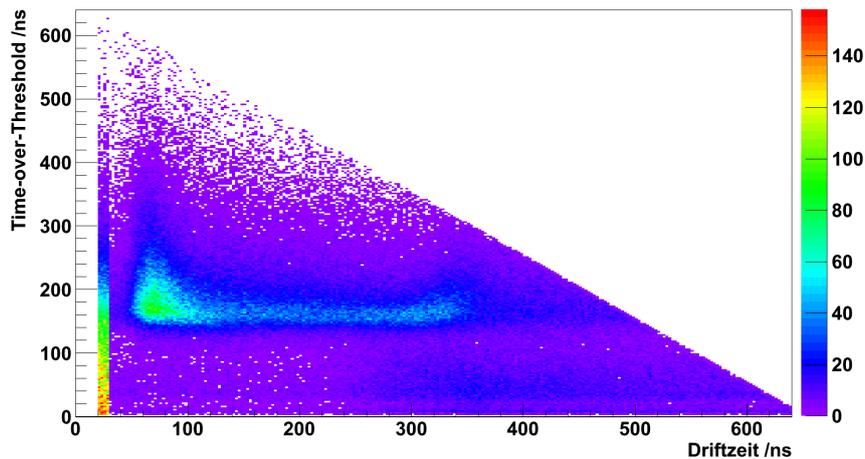


Abbildung 6.5.: Time-over-Threshold gegen Driftzeit

Werten von 140 ns für die Time-over-Threshold ist deutlich ein Band zu erkennen, bei denen vermehrt Ereignisse auftreten. Ein weiteres Band, das sich für Driftzeiten ab etwa 250 ns bei einer Time-over-Threshold von 50 ns erahnen lässt, stammt von elektronischem Rauschen. Durch setzen der Schwelle auf den oben erwähnten Wert von 140 ns wird dieses allerdings unterdrückt, genauso wie ein Großteil der Ereignisse im ersten Peak bei 20 ns. Das so angepasste Driftzeitspektrum zeigt nun die aus den GARFIELD-Simulationen erwartete Form: Der vordere Peak bei kleinen Driftzeiten aus Signale von Teilchen in der Nähe des sensitiven Drahts und eine weitere Erhöhung bei etwa 360 ns von denen in der Nähe des Potentialdrahts.

Ein Vergleich der Spektren von Messung und Simulation bei annähernd gleicher Spannung

zeigt eine gute Übereinstimmung bzgl. der Position der Peaks, wie in Abbildung 6.6 zu sehen ist. Allerdings ist auch deutlich zu erkennen, dass bei der Messung einen unkorre-

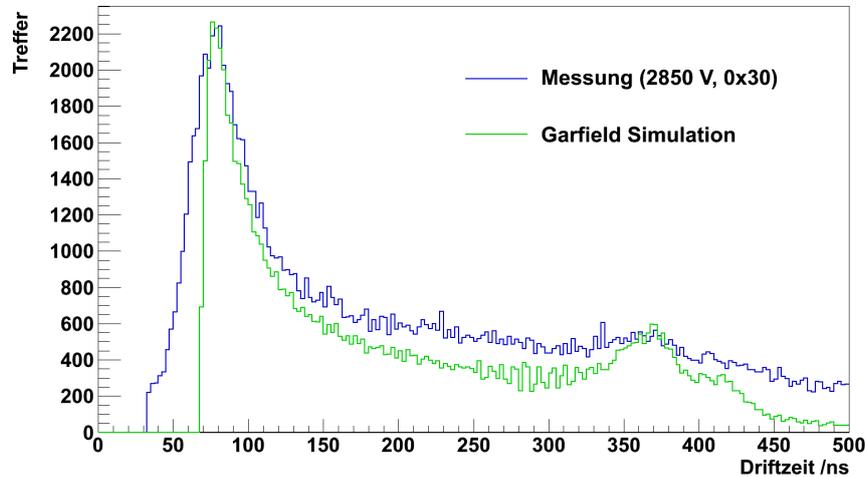


Abbildung 6.6.: Gemessenes Driftzeitspektrum (blau), exemplarisch für die erste Lage der hinteren Driftkammer, und entsprechende GARFIELD Simulation (grün). Dabei wurde das Simulationsspektrum um 65 ns verschoben.

lierten Untergrund vorhanden ist, der mit GARFIELD nicht simuliert wurde. Dies deutet darauf hin, dass die Schwellen zu hoch gewählt wurden. Eine weitere Auffälligkeit ist der Nullpunkt, der bei der Messung bei ca. 65 ns liegt, und durch die oben beschriebene TDC-Verzögerung zustande kommt. Zum besseren Vergleich der Daten, wurde deswegen das Simulationsspektrum um diese 65 ns verschoben. Der steilere Anstieg im Driftzeitspektrum der Simulationsdaten ist damit zu erklären, dass das erste ankommende Teilchen das Signal induziert, während bei der Messung dieses nicht unbedingt die Schwelle überschreitet und somit den Ladungspuls nicht auf den Signaldraht überträgt, sondern teilweise erst später ankommenden Teilchen dies tun.

Ein Vergleich der Driftzeitspektren für unterschiedliche Hochspannungen zeigt, dass mit sinkender Spannung die Treffer gesamt abnehmen und die beiden Peaks weniger stark ausgeprägt sind (Abb. 6.7). Dies liegt in der Tatsache begründet, dass bei niedrigeren Spannungen das elektrische Feld und damit auch die Gasverstärkung in unmittelbarer Nähe der Drähte geringer ist. Zudem ist zu erkennen, dass der zweite Peak zu höheren Driftzeiten wandert. Dies liegt daran, dass die Elektronen die in der Nähe der Potentialdrähte erzeugt werden, durch das geringere Feld weniger stark beschleunigt werden und mit der geringeren Driftgeschwindigkeit eine größere Driftzeit für die gleiche Driftstrecke benötigen.

Für die unterschiedlichen Diskriminatorschwellen ergibt sich nur eine marginale Änderung in den Driftzeitspektren (Abb. 6.8). Es ist allerdings zu erkennen, dass die Anzahl der registrierten Ereignisse unabhängig von der Driftzeit mit steigender Schwelle abnimmt.

6. Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern

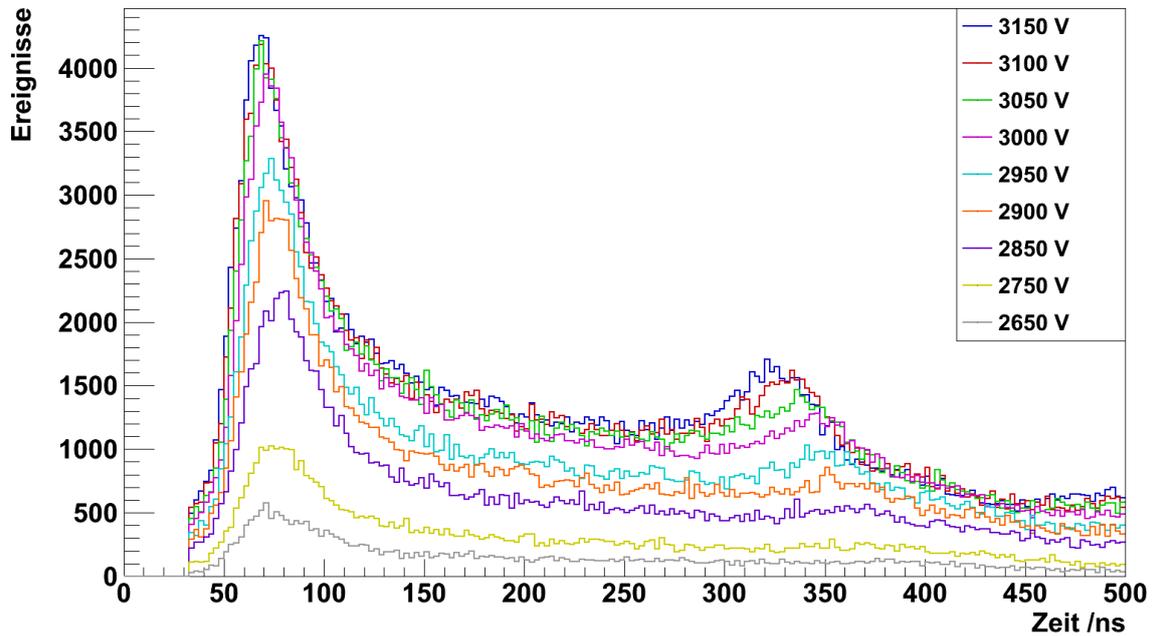


Abbildung 6.7.: Driftzeitspektren in Abhängigkeit der Spannung bei eingestellter Schwelle 0x30 für die erste Lage der hinteren Driftkammer

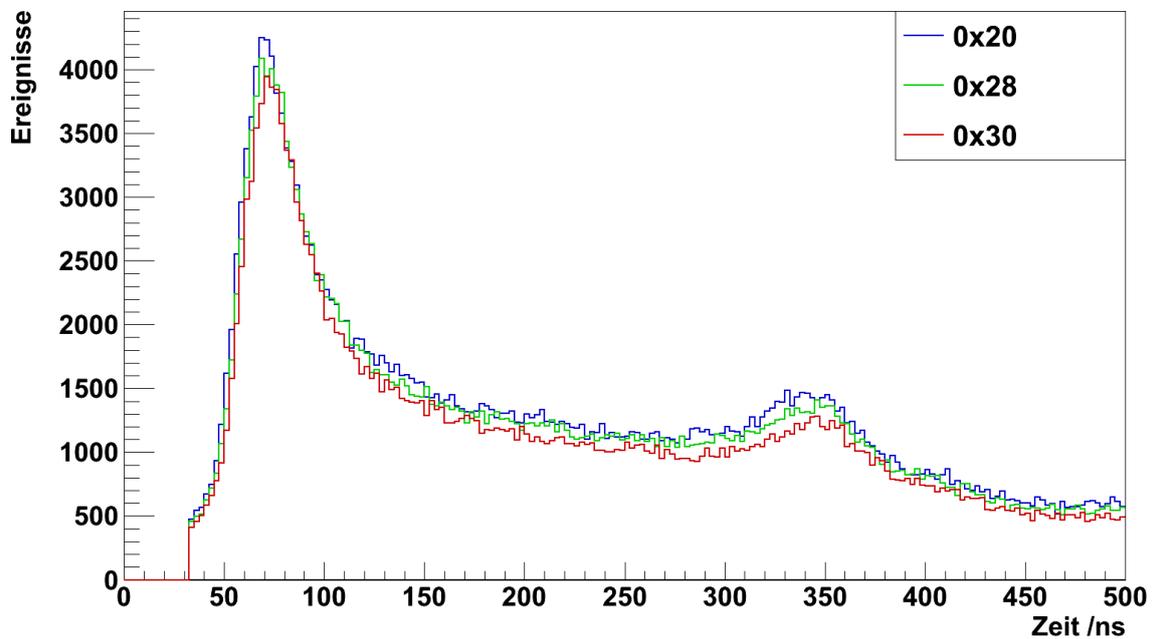


Abbildung 6.8.: Driftzeitspektren in Abhängigkeit der Schwelle bei konstanter Hochspannung von 3000 V für die erste Lage der hinteren Driftkammer

Effizienz

Für die Bestimmung der Effizienz der hinteren Driftkammer wurden koinzidente Treffer in beiden Lagen der Kammer vorausgesetzt, um durch zufällige Ansprecher in einer Driftzelle die Effizienz nicht fälschlicher Weise zu erhöhen. Diese wurden durch die Anzahl koinzidenter Ereignisse im den Flugzeitwänden und in der vorderen Driftkammer geteilt. Mit dieser Koinzidenz wurden Signale von unkorrelierten Ereignissen in den Flugzeitwänden unterdrückt, welche die Effizienzbestimmung verfälscht hätten. So wurde sichergestellt, dass die registrierten Ereignisse auch auf jeden Fall die Driftkammer passiert hatten, und dabei auch nur Teilchen auf der ausgelesenen Hälfte beachtet wurden. Abbildung 6.9 zeigt die Nachweiseffizienzen für die drei gewählten Diskriminatorschwellen als Funktion der Hochspannung. Genaue Zahlenwerte sind in Anhang A.6 zu finden. Es ist deutlich zu er-

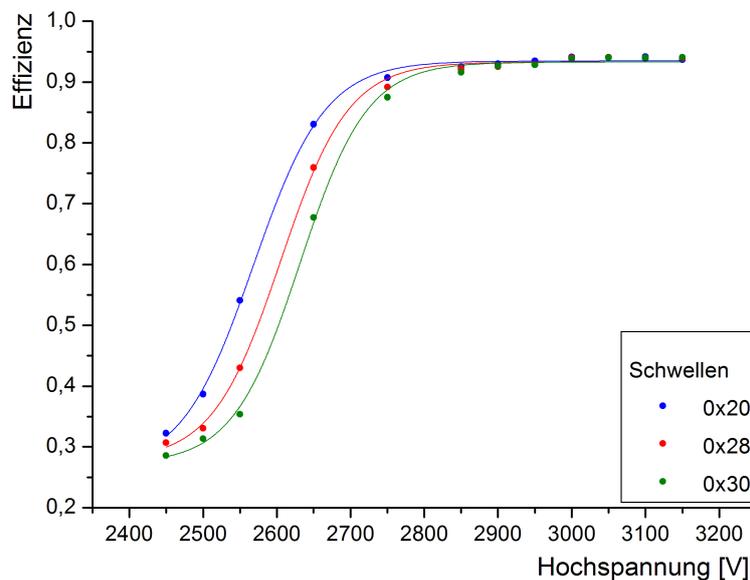


Abbildung 6.9.: Nachweiseffizienz einer Driftkammer in Abhängigkeit von Hochspannung und Diskriminatorschwelle

kennen, wie die Nachweiseffizienz mit steigender Spannung zunimmt. Der niedrige Wert bei Spannungen unter 2650 V ist wiederum dadurch zu erklären, dass mit sinkender Spannung auch das elektrische Feld abnimmt und somit die Gasverstärkung in unmittelbarer Drahtnähe nur noch gering ist. Deutlich zu erkennen ist ein Plateau ab 3000 V, bei dem die Effizienz bei der hinteren Driftkammer bei 94% liegt.

Die Nachweiseffizienz für die vordere Driftkammer kann mit dem Prinzip der Koinzidenz von Triggersignalen und denen der hinteren Kammer nicht bestimmt werden, da zufällige Ereignisse die Effizienz verfälschen würden. So können Teilchen die hintere Kammer und die Flugzeitwände durchqueren ohne durch die vordere Kammer geflogen zu sein. Dieser Effekt wird zudem durch die Tatsache verstärkt, dass bei der hinteren Kammer 72 und bei der vorderen nur 56 Drähte pro Lage ausgelesen wurden. So wurde stattdessen die Effizienz der ersten Lage dadurch bestimmt, dass die dortigen Signale durch koinzidente Ereignisse in Trigger und der anderen Lage geteilt wurden. Das Plateau ist wiederum ab einer Spannung von 3000 V ausgeprägt und liegt bei 94%. Auch bei der niedrigsten Span-

6. Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern

nung von 2450 V liegt die Effizienz in etwa auf dem gleichen Wert wie bei der gesamten Driftkammer (35%)

Einfluss des Magnetfelds

Den größte Einfluss hat das Magnetfeld auf die Trefferverteilung innerhalb der Driftkammern. Abbildung 6.10 zeigt die Trefferverteilung ohne Magnetfeld, exemplarisch an einer Lage der hinteren Driftkammer. Die Trefferverteilung entspricht dem Profil des ankommenden

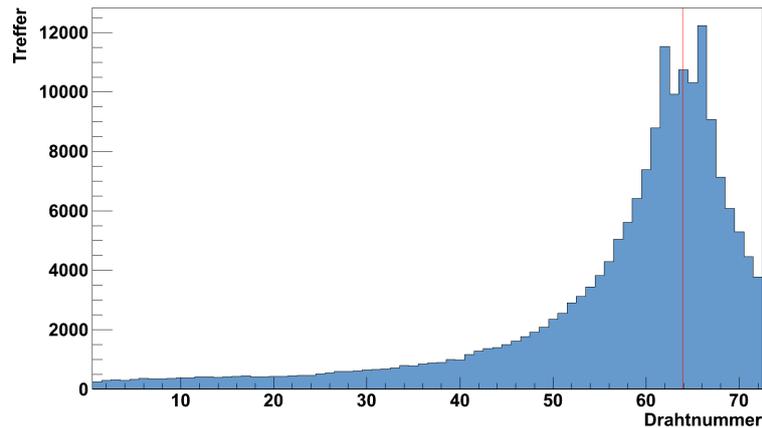


Abbildung 6.10.: Trefferverteilung ohne Magnetfeld

menden Photonenstrahls mit einer Erhöhung der Trefferzahl zur Mitte der Driftkammer hin.

Da geladene Teilchen durch ein Magnetfeld abgelenkt werden (vgl. Kap. 2.1), wird erwartet, dass Teilchen, welche ohne anwesendes Magnetfeld die Driftkammern zentral passieren, nun die Kammern weiter außen durchqueren. Somit sprechen auch die weiter außen liegenden Drähte an. Die daraus resultierende Verbreiterung der Trefferverteilung und die Verringerung der zentralen Überhöhung ist in Abbildung 6.11 zu sehen.

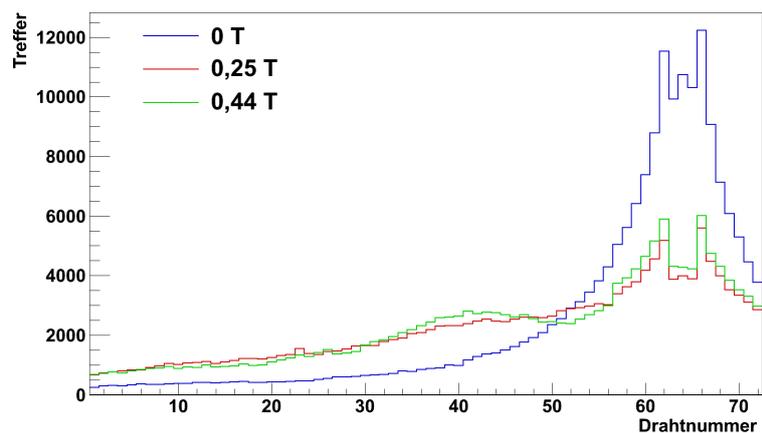


Abbildung 6.11.: Trefferverteilung mit (grün, rot) und ohne Magnetfeld (blau)

Neben der Verbreiterung der Verteilung ist bei gleichbleibenden Trigger-Ereignissen eine

Abnahme der Gesamtzahl der Treffer zu beobachten. Zudem zeigt sich auch eine Abnahme des Stroms innerhalb der Driftkammern, vor Allem bei der hinteren, welche die Teilchen aufgrund der größeren Entfernung zum Magneten weiter außen durchqueren. Es ist auffällig, dass die Verteilung bei dem höheren Magnetfeld nicht noch weiter verbreitert ist, obwohl eine stärkere Ablenkung geladener Teilchen mit steigender Magnetfeldstärke erwartet wird.

Insensitiver Bereich

Wie bereits in Kapitel 4.3 beschrieben, sind die sechs mittleren Drähte einer Driftkammer bzw. drei Drähte einer Driftkammerlage mit Gold verdickt, um so Signale im Zentralbereich zu unterdrücken. Zur Bestimmung der Position dieses insensitiven Bereichs werden die Ansprechere in den waagerechten Szintillationsfasern gegen die Treffer der vertikal gespannten Drähte einer Driftkammerlage aufgetragen. Eine solche Korrelation ist in Abbildung 6.12 dargestellt.

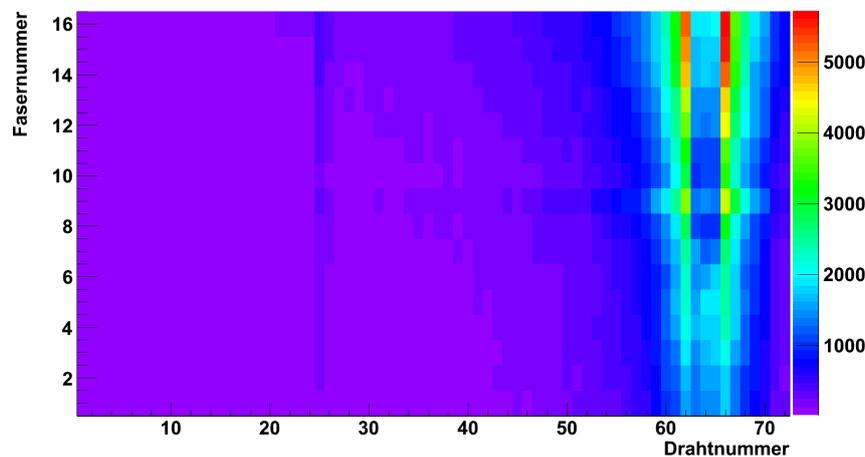


Abbildung 6.12.: Korrelation zwischen Ereignissen in den SciFi2-Fasern und Drahtansprechern

Hierbei ist exemplarisch die Korrelation für die Position des Testmoduls gezeigt, bei der die untere Kante des insensitiven Bereichs zwischen der untersten und der höchsten Faser liegt. Um die Kante genau zu bestimmen, werden die Drahtansprecher für jede Faser einzeln betrachtet, d.h. die Trefferverteilung in einer Driftkammerlage bei Ansprechern der betrachteten Faser. Damit kann eine Genauigkeit in der Höhe von 1,5 mm, der halben Dicke der Fasern, erzielt werden. Selbst für eine Faser die nicht im Schatten des insensitiven Bereichs liegt, ist, wie in Abbildung 6.13 links zu sehen, eine leichte Unterdrückung der Drähte 63, 64 und 65 zu erkennen. Im Vergleich dazu, ist allerdings Unterdrückung der Treffer bei einer Faser, die von der Höhe innerhalb des insensitiven Bereichs liegt, deutlich stärker (s. Abb. 6.13 rechts). Ein Überprüfen der Trefferverteilung für die einzelnen Fasern bestimmt die untere Grenze des insensitiven Bereichs auf Faser 7 (s. Abb. 6.14). Unter Berücksichtigung der Dicke der Fasern, dem Abstand der untersten Faser zum Metallträger und dessen Abstand zum Kammerrahmen ergibt sich eine Höhe für die untere Kante des insensitiven Bereichs von 1018,5 mm, bezogen auf die Innenseite des Driftkammerrah-

6. Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern

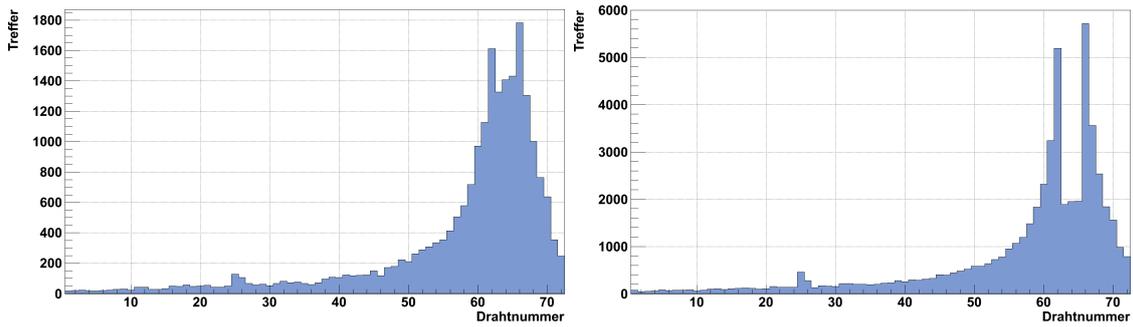


Abbildung 6.13.: Trefferverteilung in Abhängigkeit der angesprochenen SciFi2-Faser: für eine Faser außerhalb (links) bzw. innerhalb (rechts) des insensitiven Bereichs der Driftkammer

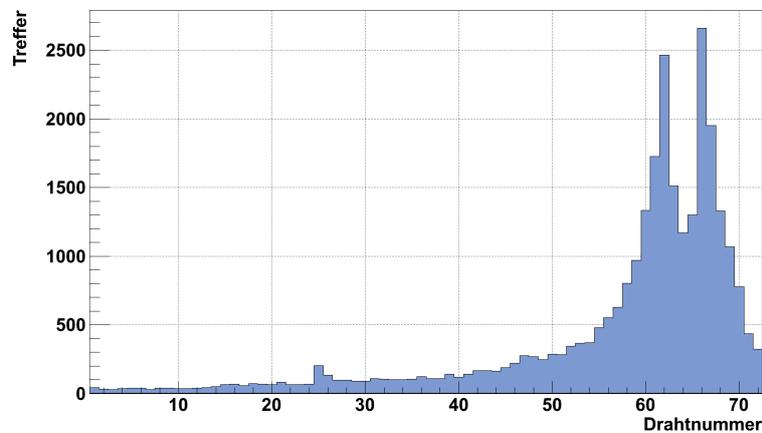


Abbildung 6.14.: Trefferverteilung für Faser an der Grenze des insensitiven Bereichs

mens.

Für die Vermessung der oberen Kante mit der Strontiumquelle, wurden wiederum die Drahtansprechen für jede Faser des SciFi2-Moduls aufgetragen und analog zu der unteren Kante die Höhe bestimmt. Diese lag in einem Abstand von 1068,5 mm zur Rahmeninnen-seite, also genau die angegebenen 5 cm oberhalb der unteren Kante.

Für die Bestimmung des Unterdrückungsfaktor der drei verdickten Drähte jeder Lage, wurde ein GAUSS-Verteilung an die Daten angepasst (s. Abb. 6.15). Anschließend wurden der Quotient aus den Treffer der drei Drähte und der Höhe der GAUSS-Funktion für diese x-Werte bestimmt. Dieser lag zwischen 24,4% und 26,5%, abhängig von dem gewählten Draht.

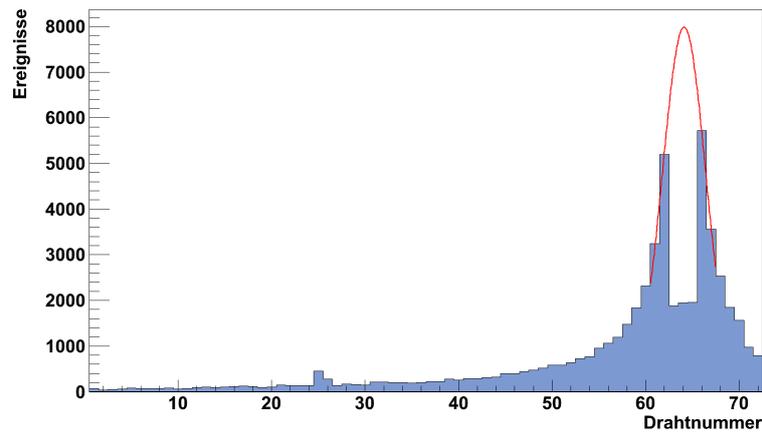


Abbildung 6.15.: Gaußfit der Trefferverteilung im Bereich der insensitiven Drähte

6.3. Diskussion der Ergebnisse

In Anbetracht der begrenzten Zeit, die für die drei grundlegenden Ziele des Tests zur Verfügung stand, konnten vielversprechende Ergebnisse gewonnen werden, wenngleich einige Problemstellungen noch nicht ganz verstanden sind und weiter untersucht werden müssen.

Effizienz

Die Nachweiseffizienz einer Driftkammer liegt bei ausreichend hoher Spannung von 3000 V und höher bei 94%. Übertragen auf eine Nachweislage und unter der Voraussetzung, dass beide Lagen die gleiche Nachweiseffizienz haben, kann die Quadratwurzel von diesen Werten gezogen werden. Damit ergibt sich eine Effizienz für eine Signaldrahtlage von $\sim 97\%$. Dies ist konform mit den Ergebnissen für die Prototypdriftkammer, deren Effizienz in [Ham08] bestimmt wurde.

Die Ergebnisse sind allerdings mit Vorsicht zu betrachten, da zum einen nur eine Kammerhälfte ausgelesen wurde und zum anderen unkorrelierter Untergrund und Elektronik-Rauschen noch nicht abgezogen wurden. So ist auch der Wert der Effizienz bei den niedrigen Hochspannungen zu erklären, der dort asymptotisch gegen 30% geht. Theoretisch sollte er aber gegen null tendieren, da bei diesen verhältnismäßig niedrigen Spannungen die Driftgeschwindigkeit der Primärelektronen nur noch gering und die Gasverstärkung im Bereich der Anodendrähte minimal ist. Ergebnisse der Prototyp-Driftkammer in [Ham08] zeigen dies deutlich.

Eine signifikante Zunahme bei noch höheren Spannungen ist nicht zu erkennen, sondern diese liegt im Bereich von 0,1%. Allerdings nimmt der Strom innerhalb der Kammern mit steigender Hochspannung deutlich zu, wie Abbildung 6.16 zeigt.

Der unkorrelierte Untergrund und elektronisches Rauschen sind auch bei einem Vergleich des Driftzeitspektrums mit den simulierten Daten zu erkennen. Zudem zeigt dieses auch nur eine geringe Abnahme der Ereignisse bei steigender Schwelle. Dies lässt die Vermutung zu, dass alle drei Diskriminatorschwellen, die bei den Testmessungen eingestellt waren, zu niedrig sind.

6. Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern

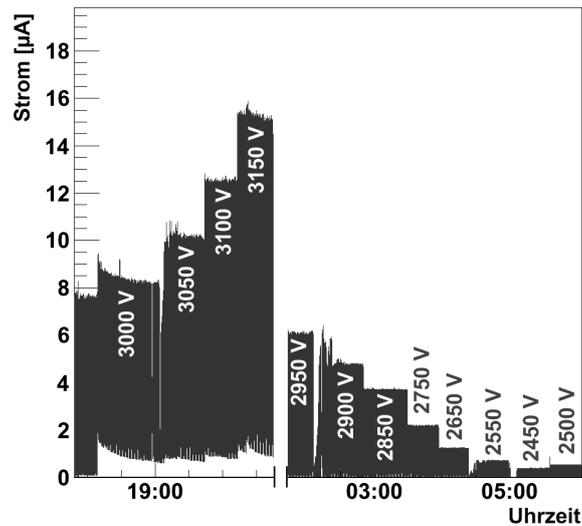


Abbildung 6.16.: Strom innerhalb der Driftkammer in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung

Einfluss des Magnetfelds

Die bei anliegendem Magnetfeld erwartete Verbreiterung der Trefferverteilung ist deutlich zu erkennen, jedoch ist die Tatsache, dass die Verbreiterung unabhängig von der genauen Magnetfeldstärke ist, noch nicht verstanden. Dazu werden weitere Vergleichswerte benötigt und der Einfluss des Magnetfelds sollte Gegenstand weiterer Untersuchungen sein. Auf die Funktionalität der Driftkammern selbst hat das Magnetfeld hingegen nur einen geringen Einfluss, in dem der Strom innerhalb der Kammern mit anliegendem Magnetfeld abnahm. Dies steht auch mit der Beobachtung, dass die Trefferzahl insgesamt geringer war, im Einklang.

Insensitiver Bereich

Die bestimmte Position des insensitiven Bereichs von 1018,5 mm bis 1068,5 mm ist in guter Übereinstimmung mit der technischen Zeichnung für die Driftkammer von Typ X (s. Anhang A.2), in der sich die Mitte der Nachweisfläche bei 1045,75 mm befindet. Unter Berücksichtigung, dass der 50 mm hohe insensitive Bereich symmetrisch um die Mitte liegt, ergibt sich für die untere bzw. obere Kante ein Abstand zur Innenseite des Kammerrahmens von 1020,75 mm bzw. 1070,75 mm. Diese Abweichung von etwa 2 mm stammt von der eingeschränkten Genauigkeit durch die Faserdicke und aus Messungenauigkeiten, wie der Breite der Höhenmarkierung. Der Unterdrückungsfaktor konnte allerdings aus den gewonnenen Daten nicht bestimmt werden. So wird ein Unterdrückungsfaktor von 1/1000 erwartet, wie die Simulation von Garfield berechnet hat und auch Tests in Russland gezeigt haben. Die Trefferverteilung mit einer GAUSS-Funktion zu beschreiben und die Ansprechere der Drähte des insensitiven Bereichs durch diese zu dividieren, ergibt jedoch einen Faktor von 1/4. Diese Diskrepanz ist noch nicht verstanden und weitere Messungen in Bezug auf den Unterdrückungsfaktor müssen durchgeführt werden. Dabei empfiehlt sich die Installation von Szintillatoren direkt vor und hinter der Driftkammer in Höhe des insensitiven

Bereiches.

6. *Test und Inbetriebnahme der ersten beiden Driftkammern*

7. Zusammenfassung und Ausblick

Das sich im Aufbau befindliche BGO-OD-Experiment soll gemischt geladene Endzustände in der Meson-Photoproduktion nachweisen. Dazu deckt ein elektromagnetisches Kalorimeter die Zentralregion und ein Magnetspektrometer den Vorwärtsbereich ab. Für die Impulsbestimmung der in Vorwärtsrichtung ausgesendeten Teilchen sind zur Spurrekonstruktion szintillierende Faserdetektoren vor und ebene Driftkammern hinter dem Magneten angebracht. Erste Tests und die Inbetriebnahme der Driftkammern waren Gegenstand dieser Diplomarbeit.

Nach Entwurf und Aufbau der Infrastruktur wie der mechanische Aufhängung und dem Gassystem wurden die ersten zwei Driftkammern installiert und erste Testmessungen durchgeführt. Dabei wurde die Nachweiseffizienz der Kammern in Abhängigkeit von der Hochspannung und der Diskriminatorschwelle bestimmt, der Einfluss des Magnetfeldes untersucht und der insensitive Bereich in der Mitte der Kammern vermessen.

Die Nachweiseffizienz liegt für eine Driftkammer bei ungefähr 94%, dies entspricht in etwa 97% für eine Signaldrahtlage. Diese wird ab einer Betriebsspannung von 3000 V erreicht. Eine wesentliche Verbesserung bei noch höheren Spannungen ist nicht zu beobachten, jedoch ein steigender Strom, so dass eine Hochspannung von 3000V in späteren Messungen empfohlen wird. In diesem Zusammenhang fällt auf, dass der Unterschied für alle drei verwendeten Diskriminatorschwellen nur gering ist und diese vermutlich zu niedrig gewählt wurde. Ein Vergleich mit den GARFIELD-Simulationen bei den Driftzeitspektren zeigt einen deutlichen unkorrelierten Untergrund bei allen drei Schwellen.

Die zuvor in den Effizienzmessungen bestimmten optimalen Betriebsparameter wurden dann bei der Messung zum Einfluss des Magnetfelds eingestellt. Dabei wurde für zwei unterschiedliche Magnetfeldstärken im Zentralbereich des Dipolmagneten von 0,25 T und 0,44 T Daten erfasst und mit denen der Messung ohne Magnetfeld bei gleicher Hochspannung und Diskriminatorschwelle verglichen. Dabei ist erwartungsgemäß eine Verbreiterung der Trefferverteilung bei eingeschaltetem Magneten deutlich erkennbar. Zudem nimmt die Trefferzahl insgesamt bei anliegendem Magnetfeld ab. Eine weitere Beobachtung ist der verminderte Strom innerhalb der Driftkammern im Vergleich zur Messung ohne Magnetfeld. Allerdings sind beide oben beschriebenen Effekte nicht mit der Stärke des Magnetfeldes korreliert, so ist z.B. die Verbreiterung der Trefferverteilung bei höherem Magnetfeld nicht noch stärker. Dieser Effekt ist noch nicht genau verstanden und sollte bei einer späteren Strahlzeit genauer untersucht werden.

Gleiches gilt für den insensitive Bereich: Zwar konnte dessen Position mit der Testmessung bestätigt werden, allerdings war es nicht möglich den Unterdrückungsfaktor aus den gewonnenen Daten korrekt zu ermitteln.

So stehen noch einige Fragen für zukünftige Tests offen, jedoch sind die ersten Ergebnisse in Anbetracht der geringen Zeit, die für die Datennahme zur Verfügung stand, vielversprechend. So soll bei der nächsten Teststrahlzeit Ende April der insensitive Bereich im Zuge einer Bachelor-Arbeit genauer untersucht werden. Mit aktueller Firmware für die

7. Zusammenfassung und Ausblick

Auslese-Elektronik ist dann mit dem Einsatz des 3-Level-Systems die vollständige Auslese aller Driftkammern möglich und nicht nur zwei Kammerhälften wie dies bei der ersten Testmessung der Fall war.

Der nächste Schritt ist die Installation der Driftkammern von Typ U und V, die im Moment noch auf Testgestellen stehen. Dort werden sie mit dem Argon-CO₂-Gasgemisch ständig gespült und mit Hochspannung versorgt. Die Betriebsspannung von bis zu 3200 V wird problemlos erreicht und ohne Dunkelstrom gehalten. Vor der Installation der Driftkammern müssen diese allerdings noch um ihre horizontale Achse gedreht werden, damit die Elektronik später besser zugänglich ist. Anschließend müssen sie an den Querbalken montiert werden, bevor sie an der richtigen Position hinter dem Magneten platziert werden. Die beiden Kammern mit horizontaler Drahtausrichtung wurden Mitte April 2010 von Gatchina nach Bonn transportiert und sollen nach Hochspannungstests in der Experimentierhalle installiert werden. Für alle acht Kammern muss zusätzlich die zweite Verteilerebene der Gasflussregler im Gassystem aufgebaut werden.

Zur besseren Überwachung des Gasgemisches ist die feste Installation eines Massenspektrometers geplant, das entweder vor oder hinter den Driftkammern über die entsprechenden Ionen die Bestandteile des Gases bestimmt. Zur Messung des Gasflusses am Ausgang der Kammern ist der Einbau eines Gasflussmessers vorgesehen, womit überprüft werden kann, ob die gleiche Menge an Gas die Kammern verlässt wie hinenfließt. Somit können eventuelle Verluste des Driftkammergases erkannt werden. Drucksensor an Ein- und Ausgang der Kammern soll den Druck innerhalb dieser messen, um eventuelle Über- oder Unterdrücke zu erkennen und eine mögliche Abhängigkeit des Druckes in der Kammer von dem äußeren Luftdruck zu bestimmen. Ferner soll der Standort der Gasflaschen aus der Experimentierhalle ausgelagert werden, wo ein einfacheres Wechseln der Flasche durch ein vorinstalliertes System möglich und genügend Raum zum Aufstellen mehrerer Flaschen gegeben ist (vgl. Kap. 4.4). Zur Überwachung der Temperatur sollen Temperatursensoren sowohl an den Kammer-Rahmen als auch an der Aufhängung angebracht werden, um somit die Temperatur zur Messzeit zu überprüfen, da diese wie in Kapitel 3.1 und 5.2 beschrieben großen Einfluss auf die Driftzeit hat.

Literaturverzeichnis

- [B⁺06] BARTALINI, ORIETTA et al.: *Neutron detection efficiency of BGO calorimeter at GRAAL*. Nucl. Instr. and Meth., Seiten 85–91, A 562 (2006).
- [B⁺07] BELLEMANN, F. et al.: *Experimental study of the $pd \rightarrow {}^3\text{He} K^+K^-$ and $pd \rightarrow {}^3\text{He} \Phi$ reactions close to threshold*. Physical Review C **75**, 015204 (2007).
- [Bö10] BÖSE, SABINE. Dissertation in Vorbereitung, 2010.
- [BRR08] BLUM, WALTER, WERNER RIEGLER und LUIGI ROLANDI: *Particle detection with drift chambers*. Springer-Verlag, 2. Auflage, 2008.
- [ED⁺07] ELECTRONICS DEPARTMENT, : V. GOLOVTSOV et al.: *CROS-3B Readout System Drift Chamber Option for RFWU HI*. Technische Beschreibung, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia, November 25, 2007.
- [Fro10] FROMMBERGER, FRANK: *ELSA Lageplan*. Zeichnung, 2010.
- [G⁺98] GHIO, FRANCESCO et al.: *The GRAAL high resolution BGO calorimeter and its calibration and monitoring system*. Nucl. Instr. and Meth., Seiten 71–86, A 404 (1998).
- [Gar08] GARFIELD: *simulation of gaseous detectors*. CERN, Version 9, Juli 2008. von Rob Veenhof.
- [Gla03] GLANDER, KARL-HEINZ: *Messung der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ und $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ für Photonenergien bis 2.6 GeV mit dem SAPHIR-Detektor an ELSA*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2003.
- [Gru93] GRUPEN, CLAUS: *Teilchendetektoren*. BI-Wissenschaftsverlag, 1993.
- [Haa91] HAAS, KARL-MICHAEL: *Die zentrale Driftkammer des SAPHIR-Detektors - Einbau in das Experiment und Untersuchung ihrer Eigenschaften*. Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1991.
- [Ham08] HAMMANN, DANIEL: *Test und Inbetriebnahme der Prototypdriftkammer für das B1-Spektrometer*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Ham10] HAMMANN, DANIEL. persönliche Kommunikation, 2009/2010.
- [Hee97] HEED: *Interactions of particles with gases*. CERN, Version 1.01, April 1997. von Igor Smirnov.

Literaturverzeichnis

- [Hil00] HILLERT, WOLFGANG: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. Habilitationsschrift, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Hil06] HILLERT, WOLFGANG: *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*. The European Physical Journal A, 28:139–148, Mai 2006.
- [Joo96] JOOSTEN, RAINER: *Aufbau und Inbetriebnahme eines hochgranularen Vertexdetektors aus szintillierenden Fasern für das Experiment MOMO an COSY Erste Ergebnisse der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+ \pi^-$* . Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1996.
- [Kle05] KLEINKNECHT, KONRAD: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner-Verlag, 4., überarb. Auflage, 2005.
- [L⁺08] LOPATIN, I. et al.: *Production of drift chambers and associated readout electronics for the SFB/TR-16/B1 magnetic spectrometer*. Design Report, Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia, 2008.
- [Leo94] LEO, WILLIAM R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 2nd revised Auflage, 1994.
- [M⁺] MAKARENKOV, GENNADY et al.: *Technische Zeichnungen*.
- [Mag05] MAGBOLTZ: *transport of electrons in gas mixtures*. CERN, Version 7.1, April 2005.
- [Mat07] MATERNE, STEFAN: *Ein Aerogel-Čerenkov-Detektor für das CBELSA/TAPS-Experiment*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [MKS] MKS INSTRUMENTS DEUTSCHLAND GMBH: *Digitale Gasflussregler Typ 1179B / 1479B / 2179B und Digitaler Gasflussmonitor 179B*.
- [PDG⁺08] PARTICLE DATA GROUP, : C. AMSLER et al.: *The Review of Particle Physics*. Physics Letters **B667**, 1 (2008).
- [PTV02] PRESS, WILLIAM H., SAUL A. TEUKOLSKY und WILLIAM T. VETTERLING: *Numerical Recipes in C++ - the art of scientific computing*. Cambridge Univ. Press, 2. Auflage, 2002.
- [Ram07] RAMSEGER, ALEXANDER: *Vorbereitung und Test des Flugzeitdetektors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [Sau76] SAULI, FABIO: *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*. Lectures given in the Academic Training Programme of CERN, 1975-1976.
- [Sie10] SIEBKE, GEORG: *Tagger für das BGO-OD-Experiment*. Diplomarbeit in Vorbereitung, 2010.

- [U+10] UVAROV, LEV et al.: *CROS-3B Reference Guide*. Handbuch, Petersburg Nuclear Physics Institute, Januar 15, 2010.

Literaturverzeichnis

Danksagung

Ich möchte mich recht herzlich bei allen bedanken, die mich bei meinem Studium unterstützt und zum Gelingen meiner Diplomarbeit beigetragen haben:

Ich bedanke mich bei Prof. Schmieden für die Vergabe dieses interessanten Themas sowie die Möglichkeit am Aufbau des BGO-OD-Experiments teilzuhaben.

Bei Prof. Brock bedanke ich mich für die Übernahme des Koreferats.

Mein Dank gilt Dr. Jürgen Hannappel für die Betreuung meiner Arbeit und die vielen Informationen in allen Bereichen.

Daniel Hammann danke ich für die Hilfe und Geduld bei so manchen Problemen.

Ich danke allen, die diese Arbeit Korrektur gelesen haben.

Ich bedanke mich bei allen Mitglieder der Arbeitsgruppe für die herzliche Aufnahme und das angenehme Arbeitsklima.

Ein großer Dank gilt meiner Familie für die Unterstützung während meines gesamten Studiums, besonders in den letzten Wochen.

Literaturverzeichnis

A. Anhang

A.1. Technische Zeichnungen der Driftkammern

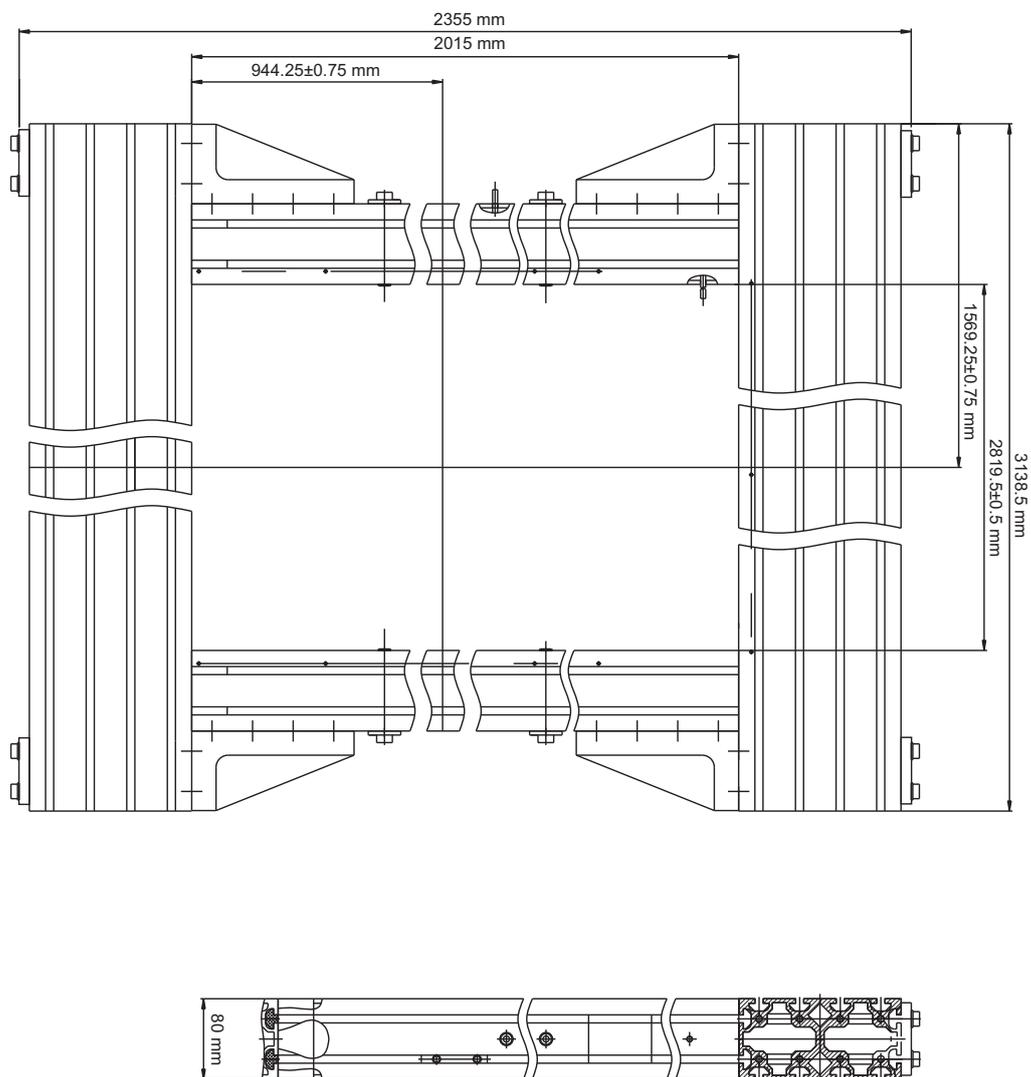


Abbildung A.1.: Technische Zeichnung der Driftkammer des Typs U/V, [M⁺]

A. Anhang

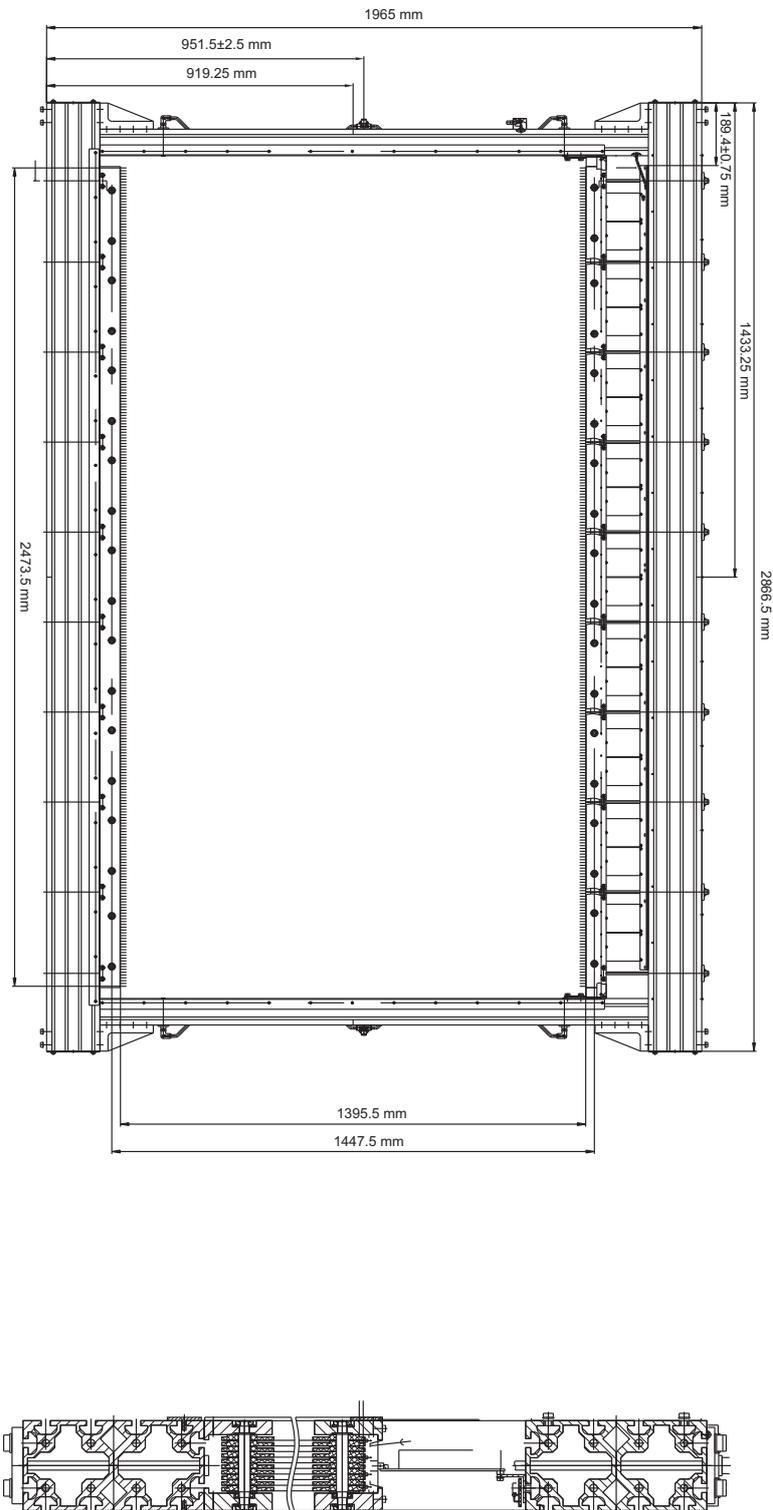


Abbildung A.2.: Technische Zeichnung der Driftkammer des Typs Y, [M⁺]

A.1. Technische Zeichnungen der Driftkammern

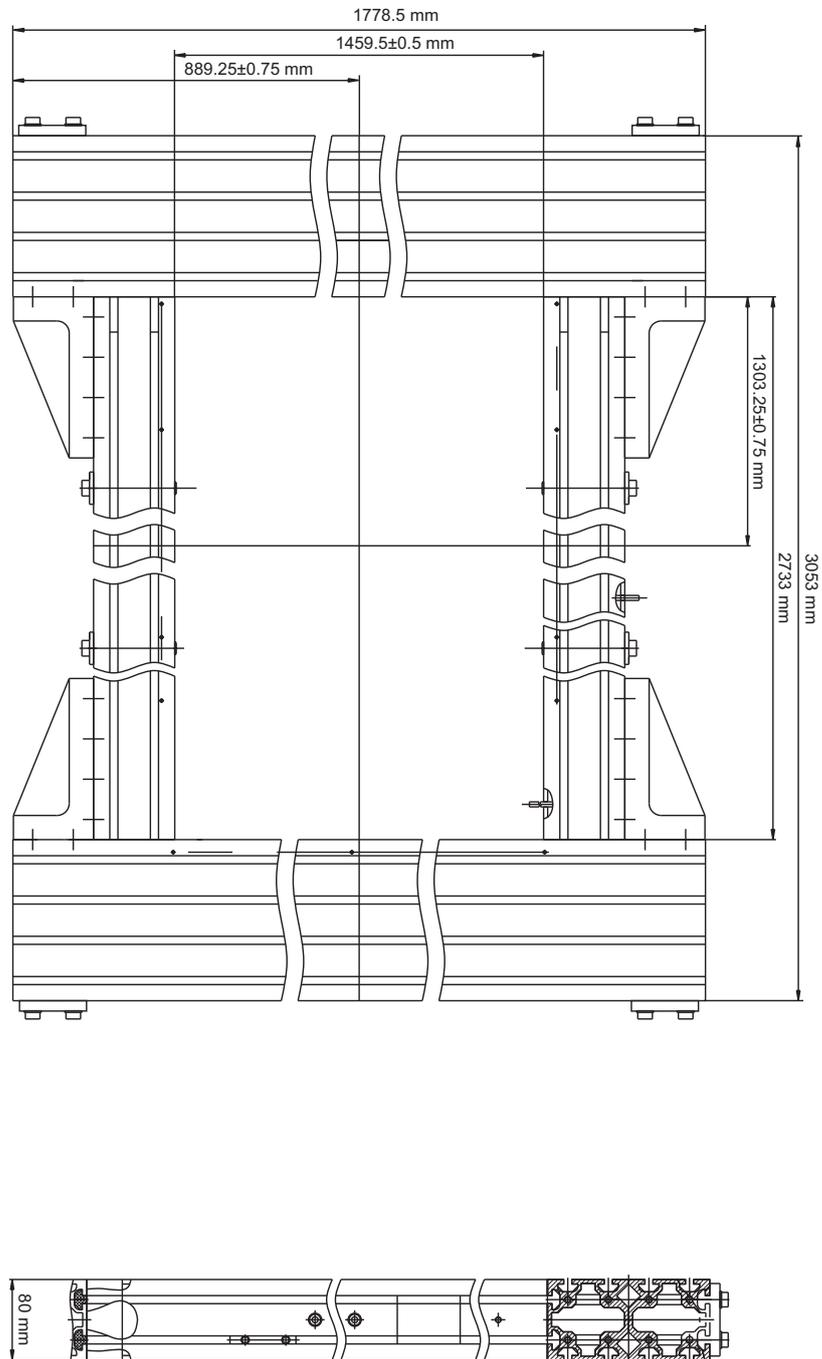


Abbildung A.3.: Technische Zeichnung der Driftkammer des Typs Y, [M⁺]

A. Anhang

A.2. GARFIELD-Skript für die BGO-OD-Driftkammern

```
&CELL
def rs=0.0025
def rp=0.01
def rc=0.02
def d=1.7
def Pot=-2800

rows
s 14 rs 0.85+I*d 1.5
s 14 rs 0+I*d 3
c 15 rc 0+I*d 0
c 15 rc -0.85+I*d 4.5
p 2 rs -0.85+I*d*15 1.5
p 2 rs -1.5+I*d*15 3
p 14 rp 0.85+I*d 0.5 Pot
p 15 rp 0+I*d 1 Pot
p 15 rp 0+I*d 2 Pot
p 15 rp -0.85+I*d 2.5 Pot
p 15 rp -0.85+I*d 3.5 Pot
p 14 rp 0+I*d 4 Pot

plane y=-1.75
plane y=6.25
plane x=-3.8
plane x=26.95

&MAGNETIC
comp 0 0 0.102 T
perm 1 0

&GAS
pressure 1 atm
temperature 300 K
magboltz argon 70 co2 30 mobility 1.5e-6 b-range 0 0.102 n-b 10 e-range 1 250000
heed argon 70 co2 30
add ion-mobility 1.5e-6

&DRIFT
area 6 0 9 3
sel s
track 7 -0.5 8 4.5 pion energy 1 gev
track heed multiple-scattering
drift wires lines 30 isochron 0.05
drift track

>arrival1.txt
arrival electron 1 step x range 7.50 7.75 increment 0.01 scan y angle 5
print-selected-electrons print-all-electrons time-window 0 0.5 bins 200

&SIGNAL
area 6 0 9 3
avalanche townsend
window 0 0.1
track 7 -0.5 8 4.5 pion energy 1 gev
track heed multiple-scattering
signal detailed-ion-tail

&FIELD
area 6 0 9 3
plot contour
```

Die Doppellage von sensitiven Drähten ist auf je 14 reduziert, dementsprechend auch die Anzahl der feldformenden Drähte, die auf -2800V liegen. *rs*, *rp* und *rc* sind die Durchmesser (in cm) der entsprechenden Drähte. In der Drift-Sektion wird eine Spur eines 1GeV-Pions simuliert und neben den Driftlinien an den sensitiven Drähten auch diejenigen, die durch die Spur des ionisierenden Teilchens entstanden wiedergegeben. Zusätzlich wird die Ankunftszeit des ersten Elektrons an den s-Drähten von Spuren, die die Kammer in einem Winkel von 5° durchqueren, von $x = 7.50$ bis 7.75 in Schritten zu 0.01 innerhalb eines Zeitfensters von 0 bis $500 \mu\text{s}$ verteilt auf 200 Bins berechnet und in der Datei "arrival1.txt" gespeichert. Im Signal-Abschnitt werden unter Berücksichtigung des Avalanche-Effekts und des Townsend-Koeffizienten die Signale an den sensitiven Drähten berechnet, die durch die Spur des Pion erzeugten Elektronen und Ionen erzeugt werden. Die FIELD-Sektion stellt abschließend das elektrische Feld, das in der Kammer herrscht, dar.

A.3. C++-Skript zur Auslese der GARFIELD-Simulationsdaten (am Bsp. für Draht Nr. 20)

```

#include <iostream>
#include <cstring>
#include <fstream>
#include <TStyle.h>
#include <TCanvas.h>
#include <TH1.h>
#include <TH2.h>
#include <TDirectory.h>
#include <TProfile.h>

using namespace std;

TH2F * parse(char* filename){
    ifstream infile;
    infile.open(filename);
    char buff[255];
    int j= 0;
    float min=0;
    float max=0;
    int value[200];
    int bin;
    int dif;
    double mid= 8.5;
    double step= 0.01;
    int bins= 200;
    int numstep= 90;

    TH2F * htimel = new TH2F("htimel","arrival_time_vs_distance_to_wire;distance[mm];
arrival_time[ns]", numstep, -0.05, 9.05, bins, 0, 500); //Histogramm anlegen
    TH2F * horiginl = new TH2F("horiginl","y-origin_vs_distance_to_wire;distance_x[mm];
position_y[mm]", numstep, -0.05, 9.05, bins, 15, 45);
    TH2F * htimer = new TH2F("htimer","arrival_time_vs_distance_to_wire;distance[mm];
arrival_time[ns]", numstep, -0.05, 9.05, bins, 0, 500 );
    TH2F * horiginr = new TH2F("horiginr","y-origin_vs_distance_to_wire;distance_x[mm];
position_y[mm]", numstep, -0.05, 9.05, bins, 15, 45);

    while(infile.good()){
        infile.getline(buff, 255);
        char* pos = strstr(buff, "electron_1");//richtigen Datensatz finden

        if(pos != NULL){
            char title[255];
            strncpy(title, pos-7, 255);
            j++;
            for(int i=0; i<5; i++){
                infile.getline(buff, 255); //ungenutzte Zeilen ueberspringen
            }
            for(int i=0; i<bins; i++){
                infile >> bin;
                infile >> max ;
                if (i==0 ) min= max;
                if (i==1) dif= max-min;
                infile >> value[i];
                infile.getline(buff, 255); // Sprung zu Zeile mit Daten und diese einlesen
            }

            char* time= strstr(title, "Time"); //Driftzeiten
            double proof = strtod(title+33, NULL);
            if(time != NULL){
                if((proof-mid)<=0){
                    int tstep = (mid-proof)/step+0.5; //Spur links vom Draht
                    for (int i=0; i<bins; i++){
                        htimel->SetBinContent(tstep+1, i+1, value[i]);
                    }
                }
                if((proof-mid)>=0){
                    int tstep = (proof-mid)/step+0.5; //Spur rechts vom Draht
                    for (int i=0; i<bins; i++){
                        htimer->SetBinContent(tstep+1,i+1,value[i]);
                    }
                }
            }

            char* origin= strstr(title, "Origin"); //y-Ort
            if(origin != NULL){
                if((proof-mid)<0){
                    int tstep = (mid-proof)/step+0.5; //links
                    for (int i=0; i<bins; i++){
                        horiginl->SetBinContent(tstep+1,i+1,value[i]);
                    }
                }
            }
        }
    }
}

```

A. Anhang

```
        if((proof-mid)>=0){
            int tstep = (proof-mid)/step+0.5;//rechts
            for (int i=0; i<bins; i++){
                horiginr ->SetBinContent(tstep+1,i+1,value[i]);
            }
        }
    }
infile.close();
return htimel;
}
```

A.4. C++-Quelltext für die kubische Spline-Interpolation

```

#include <iostream>
#include <cstring>
#include <fstream>
#include <TStyle.h>
#include <TCanvas.h>
#include <TH1.h>
#include <TH2.h>
#include <TDirectory.h>
#include <TProfile.h>
#include <TF1.h>
#include <TLine.h>

using namespace std;

void nr_spline(double* x, double* y, const double yp1, const double ypn, double* y2, int n)
{
    int i,k;
    double p,qn,sig,un;

    double u[n-1];
    if (yp1 > 0.99e30)
        y2[0]=u[0]=0;
    else {
        y2[0] = -0.5;
        u[0]=(3/(x[i1]-x[0]))*((y[i1]-y[0])/(x[i1]-x[0])-yp1);
    }
    for (i=1;i<n-1;i++) {
        sig=(x[i]-x[i-1])/(x[i+1]-x[i-1]);
        p=sig*y2[i-1]+2;
        y2[i]=(sig-1)/p;
        u[i]=(y[i+1]-y[i])/(x[i+1]-x[i])-(y[i]-y[i-1])/(x[i]-x[i-1]);
        u[i]=(6*u[i]/(x[i+1]-x[i-1])-sig*u[i-1])/p;
    }
    if (ypn>0.99e30)
        qn=un=0;
    else {
        qn=0.5;
        un=(3/(x[n-1]-x[n-2]))*(ypn-(y[n-1]-y[n-2])/(x[n-1]-x[n-2]));
    }
    y2[n-1]=(un-qn*u[n-2])/(qn*y2[n-2]+1);
    for (k=n-2;k>0;k--)
        y2[k]=y2[k]*y2[k+1]+u[k];
}

void nr_splint(double* xa, double* ya, double* y2a, const double x, double* y,int n)
{
    int k;
    double h,b,a;

    int klow=0;
    int khigh=n-1;
    while (khigh-klow>1) {
        k=(khigh+klow) >> 1;
        if (xa[k] > x) khigh=k;
        else klow=k;
    }
    h=xa[khigh]-xa[klow];
    if (h == 0) cout<<"Bad xa input to routine splint"<<endl;
    a=(xa[khigh]-x)/h;
    b=(x-xa[klow])/h;
    *y=a*ya[klow]+b*ya[khigh]+((a*a*a-a)*y2a[klow]+(b*b*b-b)*y2a[khigh])*(h*h)/6;
}

Double_t spline(Double_t *x, Double_t *par)
{
    Float_t xx =x[0];
    Int_t n=par[0];
    double y[n];
    double xs[n];
    xs[0]=par[1];
    xs[n-1]=par[n];
    double span=par[n]-par[1];
    double fitspan=1;
    for (int i=2;i<n;i++) {
        fitspan += par[i];
    }
    for (int i=1; i<n-1; i++) {
        xs[i]=xs[i-1]+par[i+1]*span/fitspan;
    }

    Double_t f;
    nr_spline(xs,&par[n+1],2E30,2E30,y,n);
    nr_splint(xs,&par[n+1],y,xx,&f,n);
}

```

A. Anhang

```
    return f;  
}
```

A.5. C++-Quelltext für die Bikubische Spline-Interpolation

```

#include <iostream>
#include <cstring>
#include <fstream>
#include <TStyle.h>
#include <TCanvas.h>
#include <TH1.h>
#include <TH2.h>
#include <TDirectory.h>
#include <TProfile.h>
#include <TF1.h>
#include <TF2.h>
#include <TFile.h>
#include <TTree.h>
#include <TMath.h>
#include <TLine.h>

using namespace std;

void nr_spline(double *x, double *y, const double yp1, const double ypn, double *y2, int n)
{
    int i,k;
    double p,qn,sig,un;

    double u[n-1];
    if (yp1 > 0.99e30)
        y2[0]=u[0]=0;
    else {
        y2[0] = -0.5;
        u[0]=(3/(x[1]-x[0]))*((y[1]-y[0])/(x[1]-x[0])-yp1);
    }
    for (i=1;i<n-1;i++) {
        sig=(x[i]-x[i-1])/(x[i+1]-x[i-1]);
        p=sig*y2[i-1]+2;
        y2[i]=(sig-1)/p;
        u[i]=(y[i+1]-y[i])/(x[i+1]-x[i])-(y[i]-y[i-1])/(x[i]-x[i-1]);
        u[i]=(6*u[i]/(x[i+1]-x[i-1])-sig*u[i-1])/p;
    }
    if (ypn>0.99e30)
        qn=un=0;
    else {
        qn=0.5;
        un=(3/(x[n-1]-x[n-2]))*(ypn-(y[n-1]-y[n-2])/(x[n-1]-x[n-2]));
    }
    y2[n-1]=(un-qn*u[n-2])/(qn*y2[n-2]+1);
    for (k=n-2;k>=0;k--)
        y2[k]=y2[k]*y2[k+1]+u[k];
}

void nr_splint(double *xa, double *ya, double *y2a, const double x, double *y,int n)
{
    int k;
    double h,b,a;

    int klow=0;
    int khigh=n-1;
    while (khigh-klow>1) {
        k=(khigh+klow) >> 1;
        if (xa[k] > x) khigh=k;
        else klow=k;
    }
    h=xa[khigh]-xa[klow];
    if (h == 0) cout<<"Bad_xa_input_to_routine_splint"<<endl;
    a=(xa[khigh]-x)/h;
    b=(x-xa[klow])/h;
    *y=a*ya[klow]+b*ya[khigh]+((a*a*a-a)*y2a[klow]+(b*b*b-b)*y2a[khigh])*(h*h)/6;
}

void nr_splie2(double *x1a, double *x2a, double *ya, double *y2a, int m, int n)
{
    double ya_t[n], y2a_t[n];
    for(int i=0;i<m;i++) {
        for (int j=0;j<n;j++) ya_t[j]=ya[i*n+j]; //y-array in m Teil-arrays zerlegen
        nr_spline(x2a, ya_t, 1e30, 1e30, y2a_t, n); //Splines mit n-Komponenten ueber m Zeilen
        for (int j=0;j<n;j++) y2a[i*n+j]=y2a_t[j]; // Teil-arrays wieder zurueck in ein grossen array
    }
}

void nr_splin2(double *x1a, double *x2a, double *ya, double *y2a, const double x1,
               const double x2, double *y, int m, int n)
{
    double ya_t[n], y2a_t[n], ytemp[m], yytemp[m];
    int i,j;

```

A. Anhang

```
    for (i=0; i<m; i++) {
        for (j=0; j<n; j++) {
            ya_t[j]=ya[i*n+j]; //Zerlegung in Teil-arrays
            y2a_t[j]=y2a[i*n+j];
        }
        nr_splint(x2a, ya_t, y2a_t, x2, &yytemp[i], n); //m Spline-Interpolationen
    }
    nr_spline(x1a, yytemp, 1e30, 1e30, ytemp, m); //Spline ueber Splines
    nr_splint(x1a, yytemp, ytemp, x1, y, m); // Spline-Interpolation ueber Spalten
}

double bispline(double *x, double *par)
{
    int m=13;
    int n=par[0]; // -> "9" oder "17"
    double x1 = x[1];
    double x2 = x[0];
    double y [m*n];
    double xs [n];
    double xang[m];
    double span=par[n]-par[1];
    double fitspan=1;
    xs[0]=par[1];
    xs[n-1]=par[n];
    for (int i=0; i<m; i++) xang[i]=5*i-30;
    for (int j=2; j<n; j++) fitspan += par[j];
    for (int j=1; j<n-1; j++) xs[j]=xs[j-1]+par[j+1]*span/fitspan;

    double f;
    nr_splie2(xang, xs, &par[n+1], y, m, n);
    nr_splin2(xang, xs, &par[n+1], y, x1, x2, &f, m, n);

    return f;
}
```

A.6. Nachweiseffizienz der hinteren Driftkammer

Tabelle A.1.: Nachweiseffizienz der hinteren Driftkammer in Abhängigkeit der Hochspannung und der Diskriminatorschwelle. Zudem ist interne Run-Nummer der Datennahme angegeben

Schwelle	0x20		0x28		0x30	
Spannung	Run-Nr.	Effizienz	Run-Nr.	Effizienz	Run-Nr.	Effizienz
2450	1805	0,3223	1806	0,3069	1808	0,2860
2500	1810	0,3870	1811	0,3305	1812	0,3137
2550	1801	0,5410	1802	0,4300	1803	0,3536
2650	1797	0,8304	1798	0,7592	1799	0,6774
2750	1794	0,9072	1795	0,8919	1796	0,8750
2850	1789	0,9251	1791	0,9216	1793	0,9160
2900	1786	0,9300	1787	0,9254	1788	0,9259
2950	1781	0,9346	1782	0,9300	1785	0,9285
3000	1739	0,9409	1741	0,9399	1742	0,9382
3050	1743	0,9405	1745	0,9407	1746	0,9402
3100	1747	0,9415	1748	0,9390	1749	0,9400
3150	1750	0,9365	1751	0,9390	1752	0,9405