

Eichung der HADES Driftkammern mittels Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung

**Diplomarbeit von
Yvonne C. Pachmayer**

Institut für Kernphysik
Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

durchgeführt an der
Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH,
Darmstadt

Februar 2003

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	ix
1 Einführung	1
1.1 HADES - Motivation	2
1.2 Anforderungen an das Spektrometer	4
1.3 Experimenteller Aufbau des Spektrometer HADES	5
1.3.1 Ringabbildender Cherenkov Detektor	6
1.3.2 Diamant-Detektoren	8
1.3.3 Multiplicity Electron Trigger Array (META)	8
1.3.4 Magnetspektrometer	10
1.3.5 Drei-Ebenen-Triggersystem	11
1.3.6 Flugzeitwand	12
1.3.7 Vieldraht-Driftkammer	15
1.3.7.1 Koordinatensysteme	18
2 Überblick über die Höhenstrahlung	19
2.1 Primär- und Sekundärstrahlung	19
2.2 Schauer der kosmischen Strahlung	19
2.3 Strahlung auf Meereshöhe	20
2.4 Strahlung unter der Erde bzw. im HADES Cave	21
3 Driftkammerphysik	23
3.1 Energieverlust	23
3.1.1 Energieverlust durch Ionisation	23
3.1.2 Energieverlust von Elektronen	25
3.1.3 Energieverlust von Myonen	26
3.1.4 Energieverlust in 60:40 Helium-Isobutan	26
3.2 Ladungsdrift und Verstärkung	27
3.2.1 Feldgeometrie	27
3.2.2 Primär- und Sekundärionisation	28
3.2.2.1 Zahl der erzeugten Elektron-Ionen-Paare	29

3.2.3	Drift, Rekombination und Elektroneneinfang.	29
3.2.4	Verstärkungsregion.	30
3.2.5	Verschiedene Regionen des Betriebs - Einfluss auf die Effizienz	31
3.2.6	Ortsmessung	33
4	Experimenteller Aufbau zum Nachweis von kosmischen Myonen	35
4.1	Auslese-Elektronik der Driftkammern	35
4.2	Der Trigger für kosmische Myonen	38
4.3	Parameter der Flugzeitwand und der Driftkammern	42
5	Erste Schritte der Analyse	45
5.1	Umrechnung der Roh-Daten in physikalische Größen.	45
5.1.1	Flugzeitwand.	45
5.1.2	Driftkammern	45
5.2	Flugzeitwand.	47
5.2.1	Akzeptanz	47
5.2.2	Geschwindigkeit der Myonen.	48
5.2.2.1	Optimierung der relativen Zeiteichung	52
5.3	Driftkammern	54
5.3.1	Störsignale.	54
5.3.2	Multiplizität von Myonen-Kandidaten in einem Ereignis	58
5.4	Trajektorien von kosmischen Myonen in HADES.	60
5.4.1	Korrelation von Driftkammer und Flugzeitwand	60
5.4.2	Möglichkeiten der Ereignisdarstellung.	61
5.5	Versuch der Kalibrierung der Driftzeit.	63
5.5.1	Kalibrierung der Photomultiplier	65
5.5.2	Ergebnisse der Kalibrierung der Driftzeit.	66
6	Primäre Messgrößen	67
6.1	Driftdauer	70
6.2	Korrelation der Driftzeiten	71
6.3	Zeit über der Schwelle normiert auf die Weglänge	72
6.4	Vergleich der Impulsdauer	74
6.4.1	Teilchen aus dem Strahlzeit-Experiment mit Magnetfeld	75
6.4.1.1	Teilchenidentifikation im Magnetfeld mittels Flugzeitmessung	75
6.4.2	Vergleich der Impulsdauer der kosmischen Myonen mit Pionen.	76

7 Bestimmung der Nachweiseffizienz und der Relativpositionen	79
7.1 Motivation und Methode	79
7.1.1 Konsequenzen einer falschen Positionierung	80
7.2 Relativpositionen	83
7.2.1 Referenzbestimmung	83
7.2.2 Residual-Methode	85
7.2.3 Ergebnisse der Residual-Methode	86
7.2.4 Folgerungen und Ausblick aus der Bestimmung der Relativpositionen	91
7.3 Effizienz	92
7.3.1 Nachgewiesene Myonen	92
7.3.2 Ergebnisse der Effizienz	95
7.3.2.1 Die Effizienz einer Driftkammer	98
7.3.2.2 Vergleich zu Strahlteilchen	100
7.3.2.3 Folgerungen und Ausblick aus der Effizienz	101
8 Zusammenfassung und Ausblick	103
Anhang A	105
Literaturverzeichnis	109

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1:	Quarkkondensat als Funktion von Temperatur und Dichte in Einheiten der Grundzustandsdichte	3
Abb. 1.2:	Schematische 3-dimensionale Ansicht des Spektrometers HADES	5
Abb. 1.3:	Querschnitt des HADES-Spektrometers	6
Abb. 1.4:	Querschnitt des HADES RICH	7
Abb. 1.5:	Schnitt durch den HADES Schauer-Detektor	9
Abb. 1.6:	Flugzeitwand und Schauer-Detektor	10
Abb. 1.7:	Verfahren zur Bestimmung des Impulsübertrags bei anliegendem Magnetfeld	11
Abb. 1.8:	Schematische Darstellung des ToF-Detektors	12
Abb. 1.9:	Geometrie des Szintillators	14
Abb. 1.10:	Flugzeitverteilung aller geladenen Reaktionsprodukte	15
Abb. 1.11:	Schnitt durch drei Ebenen einer Driftkammer	16
Abb. 1.12:	Abmessung der Driftkammer und Anordnung der Signaldrahtebenen	17
Abb. 2.1:	Energie-Spektrum der Myonen auf Meereshöhe	21
Abb. 3.1:	Bremsvermögen für positive Myonen in Kupfer	24
Abb. 3.2:	Energieverlustrate in verschiedenen Materialien	25
Abb. 3.3:	Energieverlust als Funktion der Teilchenenergie für Myonen, Pionen und Elektronen im Gasgemisch 60:40 Helium-Isobutan	27
Abb. 3.4:	Teilchendurchgang	28
Abb. 3.5:	Driftlinien und Isochrone	28
Abb. 3.6:	Zahl der gesammelten Ionen als Funktion der Hochspannung	32
Abb. 3.7:	Plateau-Kurve: Effizienz als Funktion der Hochspannung	32

Abb. 3.8:	Betrag der elektrischen Feldstärke	34
Abb. 3.9:	Driftgeschwindigkeit	34
Abb. 4.1:	Analog-output	36
Abb. 4.2:	Time-above-threshold und time1	37
Abb. 4.3:	Überblick über die Auslese der Elektronik	37
Abb. 4.4:	Triggerschaltbild	38
Abb. 4.5:	Koinzidenzen	40
Abb. 4.6:	Auswirkung von eingestellten Schwellen auf die Zeitinformationen	42
Abb. 4.7:	Sauerstoffgehalt im Gaskreislauf der Driftkammern	44
Abb. 5.1:	Treffer auf die einzelnen Sektoren der Flugzeitwand	47
Abb. 5.2:	Differenz der primären Flugzeiten	48
Abb. 5.3:	Geschwindigkeits-Verteilung der kosmischen Myonen	50
Abb. 5.4:	Flugzeit als Funktion der Distanz mit Störsignalen	51
Abb. 5.5:	Flugzeit als Funktion der Distanz ohne Störsignale	51
Abb. 5.6:	β -Verteilung der kosmischen Myonen	52
Abb. 5.7:	Zählrate als Funktion von β und der Szintillatoren	53
Abb. 5.8:	β -Verteilung der kosmischen Myonen sowohl vor und nach der Optimierung	54
Abb. 5.9:	Time-above-threshold (tat) gegen die time1 jeweils Roh-Daten mit Störsignalen	55
Abb. 5.10:	Zahl der gefeuerten Signaldrähte in einem Ereignis	59
Abb. 5.11:	Korrelation zwischen den Szintillatoren und den Signaldrähten	61
Abb. 5.12:	Signaldrähte in einem Ereignis	62
Abb. 5.13:	Durchgang eines kosmischen Myons	63
Abb. 5.14:	Kalibrierung	65
Abb. 6.1:	Impulsdauer für verschiedene Schwellen bei gleicher Hochspannungseinstellung	68

Abb. 6.2: Impulsdauer für verschiedene Hochspannungen bei gleichen Schwelleneinstellungen	69
Abb. 6.3: Zusammenfassung der Impulsdauer	69
Abb. 6.4: Driftdauer für verschiedenen Schwellen bei gleichen Hochspannungseinstellungen	70
Abb. 6.5: Impulsdauer als Funktion der Driftdauer	72
Abb. 6.6: Weglänge in einer Driftzelle	73
Abb. 6.7: Impulsdauer normiert auf die Weglänge	74
Abb. 6.8: Teilchenimpuls als Funktion der Flugzeit	76
Abb. 6.9: Impulsverteilung der Pionen	77
Abb. 6.10: Winkelverteilung der Pionen und kosmischen Myonen	77
Abb. 6.11: Impulsdauer für kosmische Myonen und Pionen	78
Abb. 7.1: Schematische Skizze zur Versetzung der Driftkammern	81
Abb. 7.2: Relative Impulsdifferenz	82
Abb. 7.3: Schnittpunktsbestimmung	84
Abb. 7.4: Schnittpunkte auf einer Drahtebene	85
Abb. 7.5: Positionsverschiebung der Drahtebenen	86
Abb. 7.6: Verschiebung als Funktion der Drahtnummer	87
Abb. 7.7: Verschiebung der Drahtebene vor und nach dem Schnitt von schlecht kalibrierten Szintillatoren	88
Abb. 7.8: Mittelwerte und Sigma der Gauss-Verteilungen	89
Abb. 7.9: Transformierte Mittelwerte der Gauss-Funktionen	90
Abb. 7.10: Feuernde Signaldrähte	94
Abb. 7.11: Zahl der Treffer als Funktion der Größe der Region des Interesses	95
Abb. 7.12: Zahl der Treffer mit und ohne Zeitschnitte	97
Abb. 7.13: Binomialverteilung	99
Abb. 7.14: Sr-90 Experiment	100

Abb. A.1: Ergebnisse der Simulation 107

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1.1: Eigenschaften der Vektormesonen	3
Tabelle 1.2: Grundlegende Größen der HADES Vieldraht-Driftkammern	16
Tabelle 2.3: Zusammenfassung Energieverlust und andere Größen der kosmischen Myonen	22
Tabelle 3.4: Bremsvermögen und kritische Energie	26
Tabelle 3.5: Zahl der durch Ionisation erzeugten Elektronen	29
Tabelle 4.6: Wahrheitstabelle der Einstellungen der Koinzidenzen	40
Tabelle 4.7: Koinzidenzen und deren Zählraten/Triggerraten	40
Tabelle 4.8: Zahl der Treffer in einer Sekunde für jeden einzelnen Sektor	40
Tabelle 4.9: Zahl der aufgenommenen Ereignisse unter den verschiedenen Bedingungen	43
Tabelle 4.10: Funktionsfähige Driftkammern	44
Tabelle 5.11: Zeitschnitte der kalibrierten Driftzeiten	57
Tabelle 5.12: Prozentualer Anteil der nach den Zeitschnitten noch vorhandenen Daten	57
Tabelle 5.13: Winkelverteilung der kosmischen Myonen	60
Tabelle 6.14: Impulsdauer für verschiedene Parameter	68
Tabelle 6.15: Driftdauer für verschiedene Parameter	71
Tabelle 6.16: Weglänge	73
Tabelle 7.17: Verschiebung des Maximums und des Mittelwerts	91
Tabelle 7.18: Effizienz für verschiedene Parameter	96
Tabelle 7.19: Mittlere Drahtebeneneffizienz	97

1 Kapitel

Einführung

Die vorliegende experimentelle Arbeit beschäftigt sich mit den Eigenschaften der Vieldraht-Driftkammern des Dileptonspektrometers HADES (**H**igh **A**cceptance **D**i**E**lectron **S**pectrometer), das sich am **S**chwer**I**onen-**S**ynchrotron (SIS) der **G**esellschaft für **S**chwer**I**onenfor**S**chung mbH (GSI) in Darmstadt befindet.

Das HADES Spektrometer ist auf den effizienten Nachweis von Elektron-Positron-Paaren (Dielektronen) aus dem Zerfall von Vektormesonen ρ , ω und ϕ , die in Proton-Kern- (pA), Kern-Kern- (AA) und Pion-Kern- (π A) Kollisionen erzeugt werden, fokussiert. Die Kollisionen werden bei Einschuss-Energien von 1-2 GeV per Nukleon für Ionen (1-3 GeV für Pionen) bei einer Wechselwirkungsrate von bis zu 10^6 /s (für Pionen $5 \cdot 10^5$ bis 10^7) und Multiplizitäten geladener Teilchen bis zu 200 realisiert. Der Schwerpunkt liegt zur Zeit beim Studium von C + C -Kollisionen bei 1-2 GeV per Nukleon.

Von den Untersuchungen erhofft man sich die Erforschung der Eigenschaften von Hadronen, wie z. B. eine Veränderung der Massen oder der Lebensdauern, im bis zu dreifachen der normalen Kerndichte. Es wird erwartet, dass anhand der Zerfallsprodukte im leptonischen Zerfallskanal eine Änderung der Massen der kurzlebigen Vektormesonen ρ , ω und ϕ ermittelt werden kann, wie sie von theoretischen Modellen vorhergesagt wird. Eine Veränderung der Massen und Resonanzbreiten der Vektormesonen deuten auf eine Restauration der Chiralen Symmetrie hin. Beim Einsatz von verschiedenen schweren Systemen bei Kollisionen (pA und AA) kann der Einfluss der Dichte der Kernmaterie auf die Eigenschaften untersucht werden.

Das HADES Spektrometer zeichnet sich durch seine große und flache Akzeptanz für geladene Teilchen und hohe Granularität sowie eine hohe Impulsauflösung aus. Im Bereich der ρ/ω -Resonanzen resultiert eine Auflösung von 1% für die invariante Masse von Dielektronen.

Neben den Detektoren zur Identifikation von Leptonen sind die Vieldraht-Driftkammern ein wichtiger Bestandteil des HADES Spektrometers. Sie umgeben den supraleitenden toroidalen Magneten und werden für die Rekonstruktion der Teilcentrajektorie vor und hinter dem Magneten verwendet, um anschließend auf Impuls, Winkel und Vertex schließen zu können. Für die Messung der Zentralität eines Stoßes mittels Teilchenmultiplizität und Flugzeit, die einen signifikanten Beitrag zur Identifikation der in der Reaktion emittierten Hadronen liefert, wird eine aus Szintillatoren bestehende Flugzeitwand eingesetzt.

Ziel dieser Diplomarbeit ist die Untersuchung des Ansprechverhaltens der Vieldraht-Driftkammern auf Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung. Typische Charakteristika werden mit Daten aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 C+C bei 1,9 GeV per Nukleon verglichen. Darüber hinaus wird ein Ansatz zur Bestimmung der Relativpositionen der Driftkammern zur Flugzeitwand vorgestellt. Für die Registrierung der kosmischen Myonen wurden ein spezieller Trigger eingesetzt und entsprechende Analyseverfahren entwickelt.

Kapitel 1 gibt einen kurzen Überblick über die Motivation für den Bau des HADES Dielektronenspektrometers und über die einzelnen Detektorkomponenten. Auf die Flugzeitwand und die Vieldraht-Driftkammern wird ausführlicher eingegangen. Kapitel 2 informiert über die Höhenstrahlung und die aus ihr stammenden kosmischen Myonen. In Kapitel 3 werden die Themen Energieverlust und Driftkammerphysik allgemein und am Beispiel der HADES Vieldraht-Driftkammern erläutert. Kapitel 4 beschreibt den entwickelten Trigger, mit dem die Myonen-Kandidaten ausgewählt werden können. Dies macht es möglich, in Kapitel 5 die ersten Schritte der Analyse der Flugzeitwand und der Vieldraht-Driftkammern vorzustellen. Kapitel 6 behandelt die primären Messgrößen der Vieldraht-Driftkammern, die Driftzeiten, auch im Vergleich zum Strahlzeit-Experiment. Wie die Effizienz und die Relativpositionen der Vieldraht-Driftkammern zur Flugzeitwand bestimmt werden, kann in Kapitel 7 gelesen werden. Eine Zusammenfassung und einen Ausblick gibt Kapitel 8.

1.1 HADES - Motivation

Eine wichtige physikalische Fragestellung ist die Änderung der Eigenschaften von Hadronen in heißer und dichter Kernmaterie. Die Kenntnis dieser Eigenschaften ist die Grundlage für das Verständnis der Vorgänge während der Anfänge im Universum, bei Supernovae-Explosionen sowie in Neutronensternen. Um im Experiment die dafür notwendige Temperatur und Baryonendichte, d. h. oberhalb des Grundzustands von Kernmaterie von $\rho_0 \approx 0,17 \text{ fm}^{-3}$ und $T_0 \approx 0 \text{ MeV}$, zu erhalten, sind relativistische Schwerionenstöße erforderlich.

Nach dem gegenwärtigen Stand theoretischer Forschung entstand bei der Bildung von Baryonen und Mesonen aus einem Plasma aus Quarks und Gluonen nahezu gleichzeitig ein Kondensat aus virtuellen Quark-Antiquark Paaren ($\langle \bar{q}q \rangle$). Für steigende Temperatur und Dichte wird eine Abnahme des $\langle \bar{q}q \rangle$ -Kondensats erwartet (s. Abb. 1.1), was somit zu einer Restauration der Chiralen Symmetrie führt [Rap99]. Die Chirale Symmetrie ist eine Symmetrie der Quanten Chromodynamik. Diese Eichfeldtheorie beschreibt die Wechselwirkung der Quarks und Gluonen [Mus95].

Für verschwindende Quarkmassen ist die Chiralität eine Erhaltungsgröße, denn wegen der Symmetrie der Lagrangefunktion bleiben der Vektor- und Axialvektorstrom erhalten, und die masselosen Teilchen mit positiver und negativer Helizität mischen nicht miteinander. Es ist allerdings bekannt, dass die Quarks eine finite Masse haben. Dies wird mit spontaner Brechung der Symmetrie begründet [Koc01][Rap99], denn dieser zusätzliche Massenterm bewirkt, dass die Lagrangefunktion nicht länger invariant unter entsprechenden Transformationen ist. Die Masse der leichten Quarks ist im hadronischen Maßstab klein (up-Quark $1-5 \text{ MeV}/c^2$ und down-Quark $3-9 \text{ MeV}/c^2$ [PPB00]), daher kann die Chirale Symmetrie näherungsweise als eine Symmetrie der starken Wechselwirkung betrachtet werden [Koc01][Rap99]. Im Vakuum ist diese Symmetrie maximal gebrochen. Der Grundzustand ist im Gegensatz zur Hamilton-Funktion nicht rotationssymmetrisch. Eine Konsequenz dieser spontanen Symmetriebrechung ist das nahezu masselose Goldstone-Boson, das Pion, mehr hierzu siehe [Koc01].

Für das Pion als Goldstone-Boson wird eine geringe Änderung der Masse angenommen. Für die Vektormesonen wird jedoch, da die Masse der Mesonen durch ihre Wechselwirkung mit dem Quarkkondensat zustande kommt [Wam98], wegen der Änderung des Quarkkondensats

als Konsequenz eine Modifikation der Masse und der Resonanzbreite der Vektormesonen ρ , ω und ϕ (s. Tabelle 1.1) erwartet [Bro91] [Sha94][Lut92].

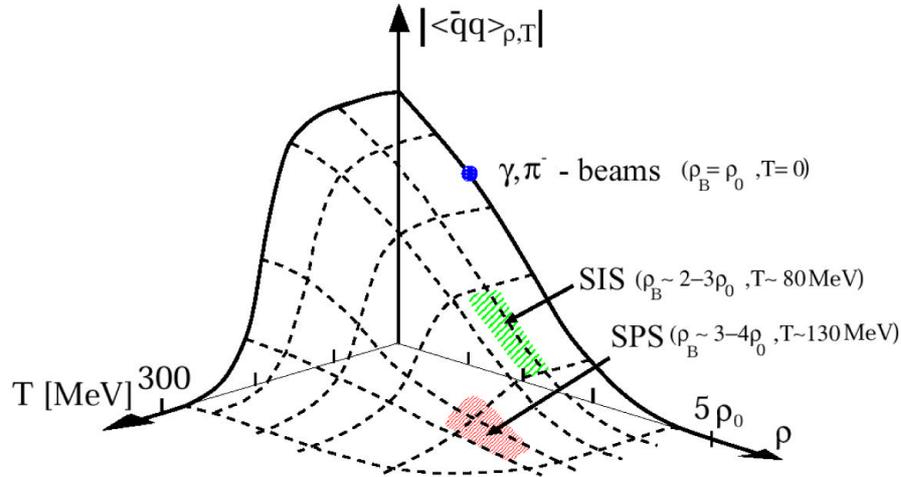


Abb. 1.1: Quarkkondensat als Funktion von Temperatur und Dichte in Einheiten der Grundzustandsdichte [Wei94]

Während der relativistischen Schwerionenstöße entsteht in der Kollisionszone eine heiße und dichte Kernmaterie für ein Zeitintervall von 10-15 fm/c. Gleichzeitig expandiert das System, der Feuerball, aufgrund des inneren Drucks bis zum chemischen Freeze-Out. Ab diesem Zeitpunkt finden keine inelastischen Reaktionen zwischen Konstituenten mehr statt, und die Teilchenzusammensetzung des Systems liegt abgesehen von Zerfällen fest. Das System expandiert weiter bis zum thermischen Freeze-Out. In dieser Phase sind die kinematischen Verteilungen, wie die Freeze-Out Temperatur und Dichten, festgelegt.

Dileptonen aus dem Zerfall von Hadronen tragen, da sie im Gegensatz zu Hadronen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, ohne abgelenkt zu werden Informationen aus dem Feuerball, vom Zeitpunkt der Entstehung der Teilchen, heraus [Wol93][Stö85]. Zum Beispiel das ρ -Meson, das eine sehr kurze Lebensdauer hat, zerfällt noch in der Phase der heißen und dichten Materie in ein Elektron-Positron-Paar.

Vektormeson	ρ^0	ω	ϕ
Masse [GeV/c ²]	0,77	0,783	1,02
Lebensdauer [fm/c]	1,3	23,4	44,4
Zerfallsbreite [MeV/c ²]	152	8,43	4,43
J^P	1^-	1^-	1^-
Isospin I	1	0	0
Quarkmodell	$\frac{1}{2}(u\bar{u} - d\bar{d})$	$\frac{1}{2}(u\bar{u} + d\bar{d})$	$s\bar{s}$
$\Gamma_{e^+e^-}^V$ [keV]	$6,4 \pm 0,8$	$0,76 \pm 0,17$	$1,1 \pm 0,15$

Tabelle 1.1: Eigenschaften, wie Quarkinhalt und Zerfallsbreiten, der Vektormesonen in den e^+e^- -Endzustand. J ist der Spin und P die Parität. [Mus95][Sch95]

1.2 Anforderungen an das Spektrometer

Die invariante Masse der Dielektronen-Kandidaten mit den Impulsen des Elektrons $p(e^-)$ und Positrons $p(e^+)$ und dem Öffnungswinkel α zwischen beiden errechnet sich gemäß:

$$M \equiv 2 \sin \frac{\alpha}{2} \sqrt{p(e^-)p(e^+)} \quad (1.1)$$

Die Impulsbestimmung der Leptonen erfolgt über die Ablenkung im Magnetfeld, die mittels eines ortsempfindlichen Detektors registriert wird.

Um im Spektrum der invarianten Dielektronenmassen Signale von neutralen Vektormesonen identifizieren zu können, ist eine gute Massenauflösung erforderlich. Im Massenbereich um $780 \text{ MeV}/c^2$ liegt sowohl das ω -Meson mit einer Breite von $8 \text{ MeV}/c^2$ als auch das ρ -Meson mit einer Breite von etwa $150 \text{ MeV}/c^2$ (s. Tabelle 1.1). Wünschenswert ist daher in Abhängigkeit vom Elektron-Positron-Impuls und vom Öffnungswinkel eine Massenauflösung

$$\frac{\Delta M}{M} \approx \sqrt{\left(\frac{\Delta p(e^-)}{2p(e^-)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p(e^+)}{2p(e^+)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{2 \tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)}\right)^2} \quad (1.2)$$

im Bereich der natürlichen Linienbreite der Vektormesonen von $8/780 \sim 1\%$. Um dieser Anforderung gerecht zu werden, müssen die Winkel- und Impulsauflösung maximiert werden.

Das Maximum der Polarwinkelverteilung für Elektronen/Positronen beträgt nach [Sch95] bei einer Projektilenergie von 1 GeV per Nukleon 50° und für 2 GeV 45° . Für Öffnungswinkel $\alpha > 40^\circ$ und Impulse von $> 0,4 \text{ GeV}/c$ ist der Beitrag der Winkelauflösung zur Massenauflösung vernachlässigbar [Sch95].

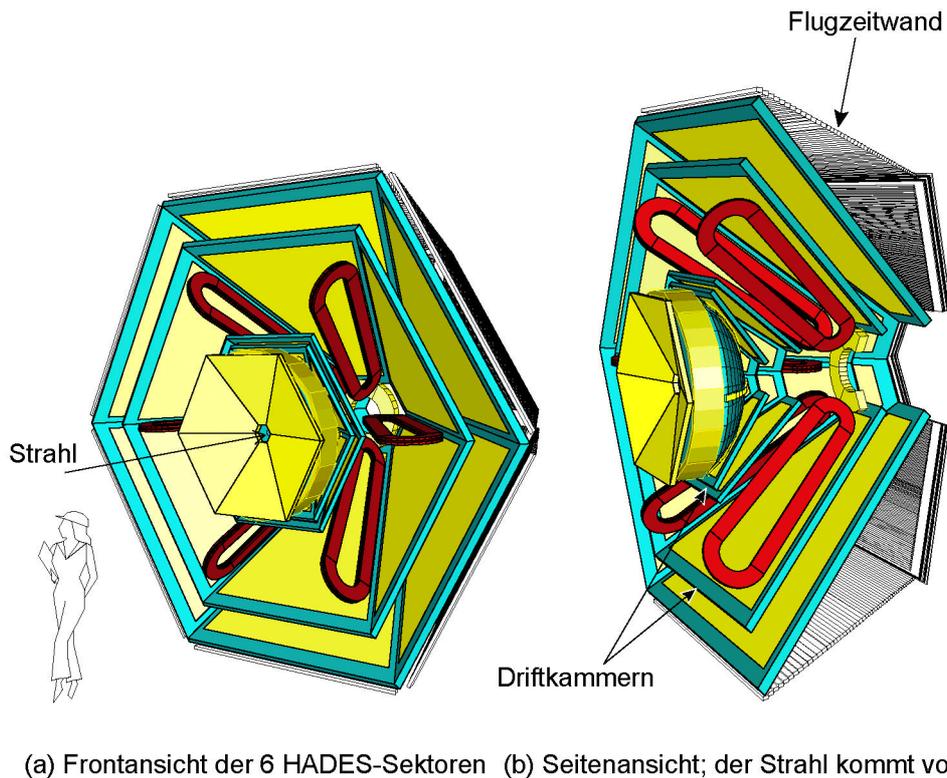
Der Impuls hängt, da dieser über die Ablenkung der Teilchentrajektorie im Magnetfeld ermittelt wird, von der Ortsauflösung der ortsempfindlichen Detektoren und von der Impulsunschärfe durch Vielfachstreuungen im Magnetfeldbereich ab. Gefordert wird eine Impulsauflösung von $1,4\%$.

Die relative Impulsauflösung ist gegeben durch das Verhältnis zwischen transversaler Impulsstreuung δp_\perp und transversaler Impulsablenkung Δp_t [Sch95]: $\delta p/p \equiv \delta p_\perp/(\Delta p_t)$. Um die nötige Massenauflösung von 1% zu erreichen, muss eine hohe transversale Impulsablenkung im Magnetfeld erfolgen und die Ortsauflösung der Detektoren muss $< 100 \mu\text{m}$ betragen. Weiterhin müssen die für die Detektoren verwendeten Materialien eine geringe Strahlungslänge aufweisen, um Vielfachstreuungen zu minimieren.

Bei zentralen Au + Au-Kollisionen bei 1 GeV beträgt die Produktionswahrscheinlichkeit für Dielektronen per Nukleon nur $5 \cdot 10^{-5}$ (größtenteils sind es Protonen und 10% aller Teilchen sind Pionen) [Sch95]. Um die Dielektronen mit guter Statistik messen zu können, sind eine hohe Kollisionsrate und effiziente Methoden der Hadronendiskriminierung erforderlich.

Neben der Hadronendiskriminierung muss leptonischer Untergrund, der durch den Zerfall von π^0 -Mesonen oder durch Konversion von γ -Quanten entsteht, erkannt werden. Auch dies stellt hohe Anforderungen an die Spurauflösung, die Winkel- und Ortsauflösung und an die geometrische Akzeptanz des Detektorsystems.

Diese genannten Anforderungen wurden an das HADES Spektrometer gestellt, um eine Weiterentwicklung der Dielektronen-Experimente der ersten Generation (DLS am BEVALAC - Berkeley und CERES am CERN - Genf) zu erzielen.



(a) Frontansicht der 6 HADES-Sektoren (b) Seitenansicht; der Strahl kommt von links

Abb. 1.2: Schematische 3-dimensionale Ansicht des Spektrometers HADES. (a) zeigt die 6 HADES-Sektoren in Frontansicht und (b) in Seitenansicht. Weiterhin sind die für diese Diplomarbeit wichtigen Detektorkomponenten, die Flugzeitwand und die Driftkammern, gekennzeichnet.

1.3 Experimenteller Aufbau des Spektrometers HADES

Die Experimente beim Spektrometer HADES werden mit festem Target und mit relativistischen Projektilenergien durchgeführt. Dies bewirkt, dass die kinematischen Verteilungen der Teilchen im Laborsystem deutlich von der Lorentz-Transformation geprägt sind. Das HADES Spektrometer besteht aus 6 baugleichen Sektoren in Vorwärtsrichtung. Diese umgeben, wie in der dreidimensionalen Ansicht Abbildung 1.2 zu sehen ist, die Strahlachse rotationssymmetrisch. Die Akzeptanz wird bezüglich des Azimutwinkels nur durch die Halterungen der einzelnen Detektoren eingeschränkt. Die Polarwinkelakzeptanz reicht von 18° bis 85° . Wie die einzelnen Komponenten zueinander ausgerichtet sind, ist deutlich im Querschnitt des Spektrometers (s. Abb. 1.3) zu erkennen. Dieses Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die wichtigsten Detektorkomponenten des Spektrometers, die hinsichtlich der oben und in Abschnitt 1.2 erläuterten Anforderungen optimiert sind und sich ihrer Aufgabe nach in drei Kategorien einordnen lassen:

- Teilchenidentifikation,
- Triggerkomponenten und Ereignischarakterisierung,
- Rekonstruktion der Teilchentrajektorie.

Auf die Detektoren, Flugzeitwand und Vieldraht-Driftkammern, wird näher eingegangen, da sie im Experiment für diese Diplomarbeit eingesetzt worden sind.

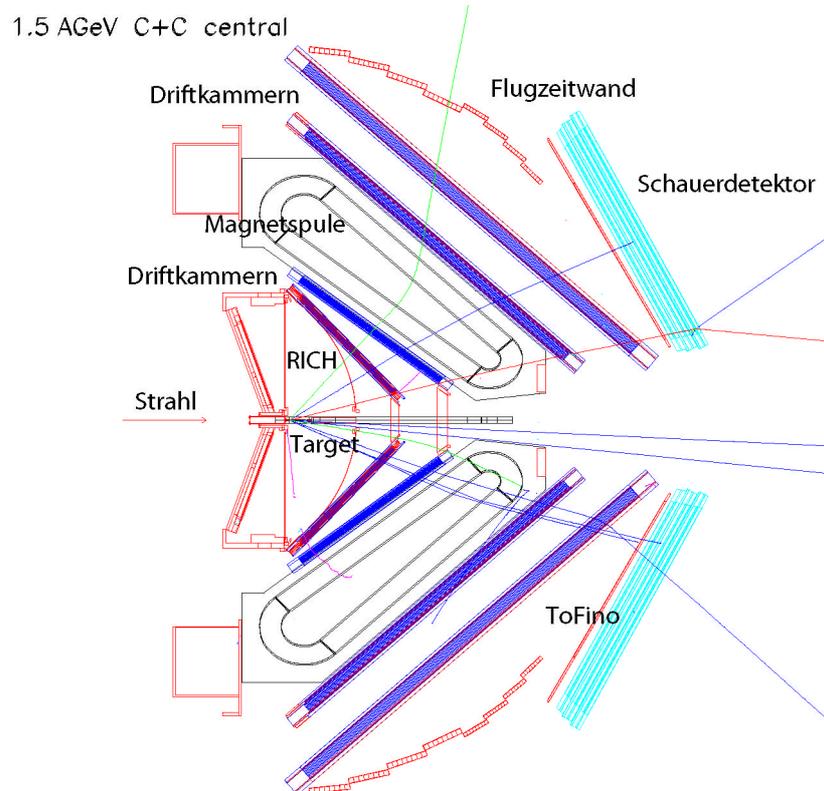


Abb. 1.3: Querschnitt des HADES Spektrometers. Die HGeant-Simulation [HGe03] zeigt das Ergebnis eines zentralen Stoßes von C + C bei 1,5 GeV per Nukleon. Die in der Reaktion entstandenen geladenen Teilchen werden durch das anliegende Magnetfeld abgelenkt (eingezeichnete Trajektorien).

1.3.1 Ringabbildender Cherenkov Detektor

Hochenergetische Teilchen strahlen beim Durchqueren eines Mediums, sofern deren Geschwindigkeit v größer ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichts $c' = c/n$ (mit $n > 1$ und $\beta \cong 1$) in dem Medium, unter einem bestimmten Winkel

$$\vartheta = \arccos \frac{1}{\beta n} \quad (1.3)$$

zur Teilchenbahn Cherenkov-Photonen ab, wobei ein Kegel aus Cherenkov-Photonen entsteht. Folglich setzt die Emission der Cherenkov-Photonen erst bei einer Geschwindigkeit $\beta=1/n$, durch den Lorentz-Faktor ausgedrückt:

$$\gamma_{\text{threshold}} = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{1}{n^2}}} \quad \text{ein.} \quad (1.4)$$

Schwellen-Cherenkov-Detektoren nutzen diese Art der Teilchendifferenzierung aus, indem das Radiatormaterial so ausgesucht wird, dass die gesuchte Teilchensorte über und die nicht

interessierende unter der Schwellengeschwindigkeit $\beta=1/n$ liegt. Normalerweise wird eine Kombination aus mehreren Schwellen-Cherenkov-Detektoren verwendet.

Differentielle Cherenkov-Detektoren messen zusätzlich den Winkel der Cherenkov-Strahlung, so dass ein direkter Zugang zur Teilchengeschwindigkeit möglich ist.

Um sowohl die Eigenschaft der Teilchendiskriminierung als auch die vollständige Winkelinformation auszunutzen, wird für das HADES Experiment ein **Ringabbildender Cherenkov Detektor (Ring Imaging Cherenkov Detector - RICH)** [Ric02], der das segmentierte Target umgibt, eingesetzt. Die Abbildung 1.4 zeigt einen Querschnitt durch den HADES RICH. Als Radiatorgas wird C_4F_{10} verwendet, das sich durch eine hohe Transmission im kurzwelligen Bereich und durch einen Lorentz-Faktor $\gamma_{\text{threshold}}$ von 18 auszeichnet und bei SIS-Energien hadronenblind ist, d. h. Pionen bis zu einem Impuls von 2,51 GeV/c und Protonen bis zu einem Impuls von 16,86 GeV/c erzeugen keine Cherenkov Strahlung. Ein dünner VUV-Spiegel (Very Ultra Violett) fokussiert und reflektiert die entstandenen Cherenkov-Photonen durch ein CaF_2 -Fenster auf den Photonendetektor. Hier werden die Photonen des Cherenkov-Kegels in Form von Ringen abgebildet.

In dem relevanten Impulsbereich von > 100 MeV/c emittieren die Elektronen unter einem Winkel von $3,18^\circ$ die Cherenkov-Photonen, was zu Ringen mit einem konstanten Durchmesser von ca. 5 cm im Photonendetektor führt [Lin01]. Dieser ist eine Vieldraht-Proportionalkammer, die um eine hohe Quanteneffizienz zu erhalten, mit Cäsium-Jodid bedampft ist. Die Anzahl der nachgewiesenen Photonen pro Ring ist winkelabhängig und beträgt im Mittel 10. Durch diesen Detektoraufbau ist es somit möglich, Elektronen und Positronen mit einem Impuls $p > 100$ MeV/c nachzuweisen und sowohl Orts- als auch Winkelinformationen für sie zu erhalten.

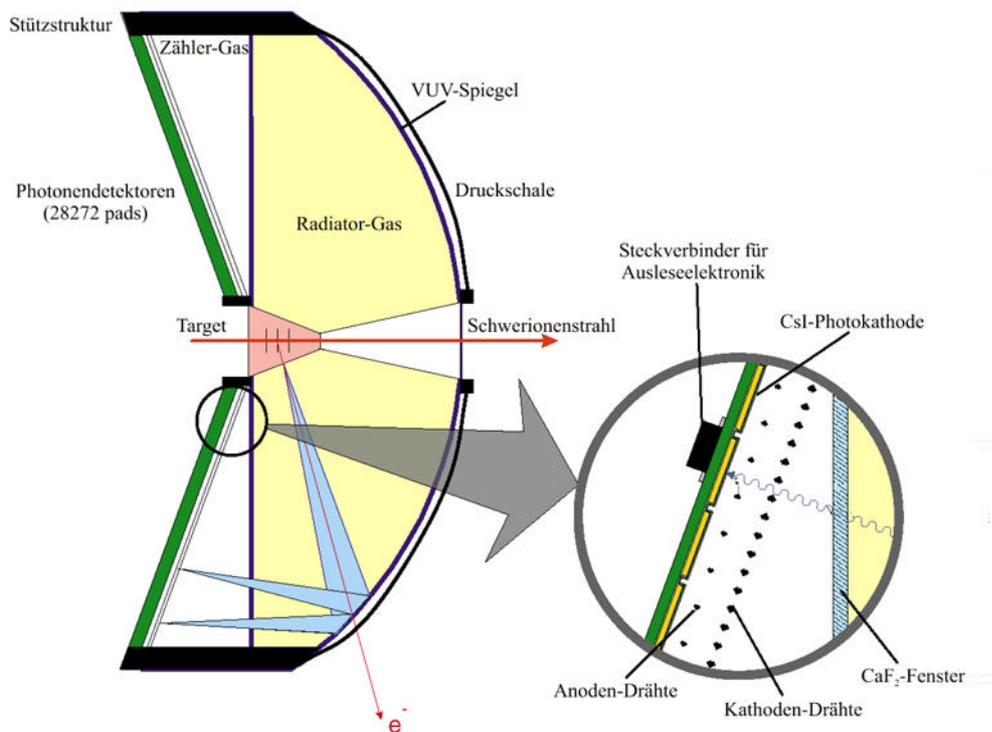


Abb. 1.4: Querschnitt des HADES RICH [Böh99]

1.3.2 Diamant-Detektoren

Während der RICH für die Teilchenidentifikation optimiert ist, werden die Diamant-Detektoren als Triggerkomponente eingesetzt.

In dem HADES Spektrometer befindet sich 75 cm vor und 75 cm hinter dem Target je ein $25 \times 15 \text{ mm}^2$ großer aus 8 Segmenten bestehender **Diamant-Detektor** mit oktogonaler Geometrie. Die Detektoren haben eine Dicke von $100 \mu\text{m}$ [Sta02], um Vielfachstreuungen und Sekundärreaktionen zu minimieren. Ihr Material weist sich durch seine intrinsische Eigenschaft, der schnellen Ansammlung von Ladungsträgern und somit kurzer Signalforn, aus. Dies erlaubt eine exzellente Zeit- und eine präzise Koinzidenzmessung. Der erste Diamant-Detektor (Start-Detektor) hat die Aufgabe, bei Strahlintensitäten von 10^8 Teilchen pro Sekunde das Startsignal zu senden, d. h. den Zeitnullpunkt für die Flugzeitmessung festzusetzen. Aus diesem Grund darf die Zeitauflösung dieses Detektors nicht schlechter als 60 ps sein [Lin01]. Der zweite Diamant-Detektor soll für alle Teilchen, die keine Reaktion mit dem Target eingegangen sind, Veto einlegen. Die Veto-Effizienz beträgt 96,5% [Sta02].

1.3.3 Multiplicity Electron Trigger Array (META)

Das META ist Teil des Triggers (s. Abschn. 1.3.5) und eine zentrale Komponente zur Identifikation von Dielektronen und dient somit der Ereignischarakterisierung. Das META, das von den Teilchen als letztes durchlaufen wird, setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

- Bei Polarwinkeln oberhalb von 45° wird ein aus Szintillatorstreifen bestehender Detektor verwendet. Mit diesem ist es möglich, über die Teilchenmultiplizitäten zentrale Stöße zu selektieren. Weiterhin kann die Flugzeit der in der Reaktion produzierten Teilchen gemessen werden, daher der Name **Flugzeitwand** (Time-of-Flight - ToF) (s. Abb. 1.6) [Tof02]. Da Elektronen leichter sind als Hadronen, haben sie eine höhere Geschwindigkeit bei gleichem Impuls. Die Flugzeit kann bei gleicher Wegstrecke somit die Unterscheidung zwischen Pionen, Protonen und Elektronen ermöglichen, d. h. Hadronen, die fälschlich als Elektronen vom RICH erkannt werden, werden erfasst.

Bei Winkeln unterhalb von 45° ist die Differenzierung über die Flugzeit hingegen nur begrenzt möglich. In diesem Winkelbereich werden die hochenergetischen Teilchen emittiert, deren Flugzeitunterschiede sehr klein sind. Deshalb wird hier ein **Schauer-Detektor** (Shower Detector) (s. Abb. 1.5 und Abb. 1.6) [Sho02] eingesetzt.

Hochenergetische Teilchen verlieren Energie durch Ionisation oder geben infolge der Ablenkung im Coulomb-Feld der Kerne mit der Ladung ze Energie in Form von Bremsstrahlung, die wiederum Elektron-Positron-Paare erzeugt, ab. Der durch Bremsstrahlung eintretende Energieverlust eines Teilchens mit der Masse m und der Ladung ze wird als Strahlungsverlust bezeichnet, und die Strahlungsintensität ist proportional zu $z^2 Z^2 e^4 / m^2$. Deshalb ist unter gleichen Bedingungen die von einem Elektron ausgestrahlte Intensität um $(m_p / m_e)^2 \cong 3 \cdot 10^6$ mal größer als die von einem Proton [Mus95]. Im Gegensatz zu den im Experiment erzeugten Hadronen, den Protonen und Pionen, initiieren die Elektronen somit beim Durchqueren eines Absorbermaterials mit hoher Kernladungszahl eine elektromagnetische Kaskade aus Photonen und Elektron-Positron-Paaren (Sekundärteilchen) durch sukzessive Bremsstrahlung und Paarbildung. Die longitudinale Entwicklung ist bestimmt durch den hochenergetischen Teil der Kaskade, und die Zahl der Sekundärteilchen nimmt mit der durchquerten Strahlungslänge zu.

Um für die Elektronen/Positronen, die im HADES Experiment eine Energie von wenigen 100 MeV haben, genügend viele Schauerteilchen nachweisen zu können, besteht der Schauer-Detektor aus zwei Bleikonvertern mit je einer Dicke von 2 Strahlungslängen (1,12 cm) [Sho02]. Um die Teilchenzahl über die erzeugte Ladung zu ermitteln, befinden sich vor und hinter den Bleikonvertern Vieldrahtkammern, die nur aus einer Ebene von Signal- und Felddrähten sowie einer aus $3 \times 3 \text{ cm}^2$ großen Kathodenplättchen (Pads) zusammengesetzten Ebene bestehen [Sho02]. Die Vieldrahtkammern werden im Self-Quenching-Streamer-Modus betrieben, d. h. die erzeugte Ladungsmenge ist näherungsweise unabhängig vom Teilchenenergieverlust. Für Elektronen und Positronen steigt die Zahl der erzeugten geladenen Teilchen von der ersten bis zur dritten Vieldrahtkammer bis auf das Dreifache an. Dies ermöglicht eine weitgehende Identifikation, denn bei hadronischen Schauern, die in den Bleikonvertern erzeugt werden, nimmt die in den Vieldrahtkammern deponierte Ladung nicht zu.

Die erzeugten elektromagnetischen Schauer werden nicht in ihrer gesamten longitudinalen Entwicklung detektiert, deshalb handelt es sich beim HADES Schauer-Detektor streng genommen um einen Pre-Schauer-Detektor.

- Da für eine schnelle Ereignischarakterisierung trotzdem nicht auf eine Multiplizitätsinformation verzichtet werden soll, befindet sich vor dem Schauer-Detektor in Polarwinkeln kleiner als 45° eine Flugzeitwand, **ToFino** genannt (s. Abb. 1.3). Sie besteht aus Szintillatorplatten, die an einer Seite von einer Vervielfacherröhre ausgelesen werden. Durch die geringe Granularität dieses Detektors im Vergleich zu ToF, ist es nur für leichte Systeme, z. B. C + C, möglich, die Multiplizität festzustellen. Der ToFino soll in nächster Zukunft durch Resistive Plate Chambers ersetzt werden, um die für Schwerionreaktionen notwendige Granularität zu erreichen.

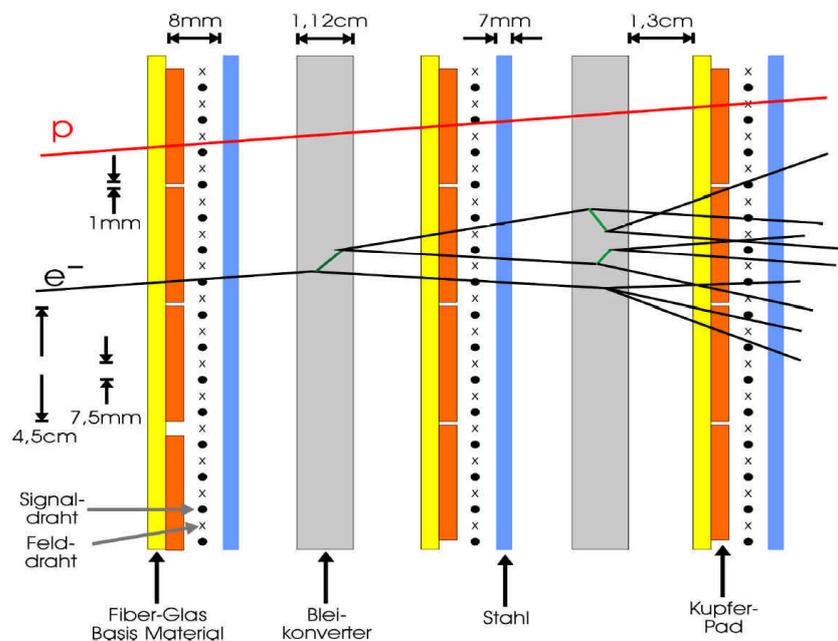


Abb. 1.5: Schnitt durch den HADES Schauer-Detektor. Zu sehen sind die zwei Bleikonverter, die drei Vieldrahtkammern sowie eine Elektronen-Spur (e^-) mit erzeugtem elektromagnetischem Schauer und ein Hadron (Proton p), das keinen Schauer erzeugt. Kupferpad = Kathodenplättchen. [Lin01]

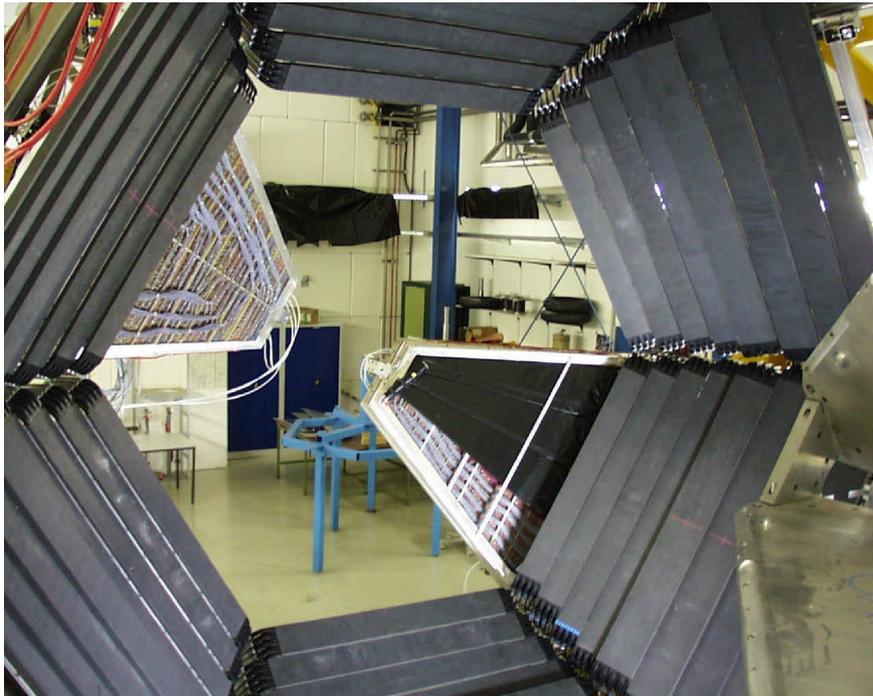


Abb. 1.6: Flugzeitwand und Schauer-Detektor. Zu sehen sind die Module der Flugzeitwand, die metallfarbigen Sekundärelektronenvervielfacherröhren, in zwei Sektoren je ein Schauer-Detektor und in einem Sektor der ToFino. In der rechten Bildhälfte ist ein Teil einer Spule des supraleitenden Magneten sichtbar.

1.3.4 Magnetspektrometer

Im mittleren Teil des HADES Spektrometers befindet sich der supraleitende Magnet. Die sechs Spulen erzeugen ein toroidales Magnetfeld. Zwei Spulen sowie die Umrisse der Spulenkästen sind im Querschnitt des HADES Spektrometers in Abbildung 1.3 zu sehen. Die Spulen teilen Hades in 60° große Segmente (s. Abb. 1.2), vor und hinter diesen befinden sich jeweils zwei Ebenen von Vieldraht-Driftkammern, die zur Bestimmung der Teilchentrajektorie eingesetzt werden. Die Spulenkästen haben je eine Breite von ca. 8 cm und sind derart platziert, dass sie den azimuthalen Akzeptanzbereich nicht verkleinern, da sie mit den Rahmen der Vieldraht-Driftkammern überlappen.

Diese Geometrie erlaubt eine hohe geometrische Akzeptanz sowie einen geringen Materialanteil entlang der Teilchenbahn. Um die für das Experiment notwendige Impulsauflösung von 1,4% für eine Massenauflösung von 1% zu erreichen, ist eine große transversale Ablenkung geladener Teilchen erforderlich. So erzeugen die supraleitenden Spulen eine Feldstärke von 0.5 T bei einer maximalen Stromstärke von 3.6 kA.

In einem Magnetfeld wird ein geladenes Teilchen abgelenkt. Ist dieses wie bei HADES toroidal, erfolgt die Ablenkung nur in polarer Richtung θ .

Die transversale Impulsänderung, die ein Teilchen mit der Ladung q durch die Lorentzkraft erfährt, wenn es eine Wegstrecke s in einem Magnetfeld mit der Flussdichte B zurücklegt, beträgt für kleine relative transversale Impulsänderungen $\Delta p_t/p$:

$$\Delta p_t = q \int B ds \quad (1.5)$$

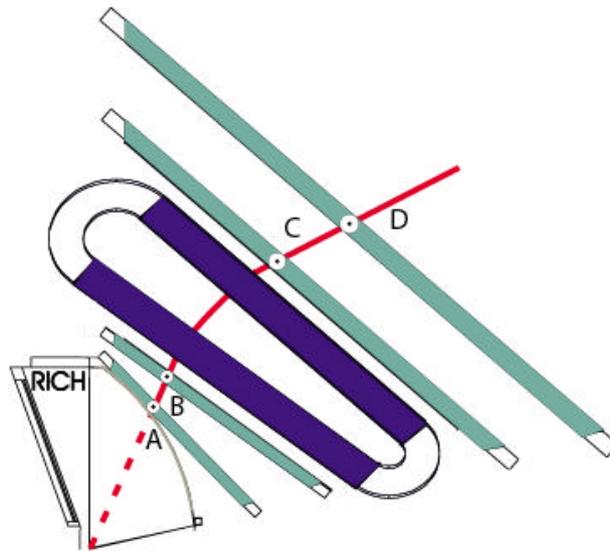


Abb. 1.7: Verfahren zur Bestimmung des Impulsübertrags bei anliegendem Magnetfeld. [Lip00]

Das HADES Magnetspektrometer bestimmt den Ablenkwinkel durch Messung der Teilchenbahn vor und hinter dem Magneten (s. Abb. 1.7). Dies geschieht mithilfe der Vieldraht-Driftkammern, die in der Lage sind, sowohl den Eintrittsort in das Magnetfeld als auch den Austrittsort aus diesem sowie die Flugrichtung des Teilchens in diesen Orten zu messen.

In Abbildung 1.7 ist das genaue Vorgehen eingezeichnet. Die Durchstoßpunkte der Teilchentrajektorie durch die Driftkammern vor und hinter dem Magneten werden ermittelt. Bei Kenntnis der Winkel, der daraus resultierenden Geraden \overline{AB} und \overline{CD} und dem Fluss des Magnetfeldes, kann der Impulsübertrag bestimmt werden. Da sich der Impuls und der Impulsübertrag wie Vektoren addieren, haben Teilchen mit unterschiedlichem Impuls einen unterschiedlichen Ablenkwinkel (Winkel zwischen den beiden Geraden, wird auch als "kick angle" bezeichnet). Je größer der Ablenkwinkel ist, desto kleiner ist der Impuls des geladenen Teilchens. Die Position der Entstehung des Teilchens muss nicht exakt bekannt sein. Dieses Verfahren ist somit unabhängig von eventuellen Streuprozessen im RICHT.

Diese Methode zur Bestimmung des Impulses hat zur Voraussetzung, dass die Positionen der Vieldraht-Driftkammern relativ zueinander und zum Magnetfeld bekannt sind, denn nur so kann die erforderliche Massenauflösung von 1% erzielt werden. Denn mögliche Verschiebungen der Driftkammern durch Translation und Rotation führen zu falsch rekonstruierten Ablenkwinkeln, somit zu falschen Impulsen und folglich zu einer unrichtigen Berechnung der invarianten Masse (s. Gleichung 1.1), mehr hierzu siehe Abschnitt 7.1.1.

1.3.5 Drei-Ebenen-Triggersystem

Um in der Vielzahl der Teilchenreaktionen die Ereignisse mit Elektron-Positron-Paaren auszuwählen, ist ein spezielles Triggersystem entwickelt worden. Dieses besteht bei Experimenten mit schweren Ionen aus drei Ebenen und verwendet die Informationen der verschiedenen Detektorsysteme.

Die erste Stufe des Drei-Ebenen-Triggersystems verwendet die Teilchenmultiplizitätsinformation der Flugzeitwand, um zentrale Stöße zu selektieren. Die zweite Stufe, deren Entscheidungszeit bei $100 \mu\text{s}$ [Tra00] liegt, wählt die Ereignisse aus, in denen laut RICH und META Elektron-Positron-Paare enthalten sind. Diese Triggerbedingung reduziert die Datenrate um einen Faktor 1000 [Tra00]. In der letzten Triggerstufe werden die rekonstruierten Stücke der Teilchentrajektorie von RICH, META und den Vieldraht-Driftkammern zusammengesetzt.

Hier zeigt sich die Wichtigkeit der vorliegenden Arbeit, denn es wird ein Ansatz zur Bestimmung der Relativpositionen der Driftkammern zur Flugzeitwand gelegt.

1.3.6 Flugzeitwand

Auf die Flugzeitwand und die Vieldraht-Driftkammern wird im Folgenden näher eingegangen, da sie im Experiment für diese Diplomarbeit eingesetzt worden sind.

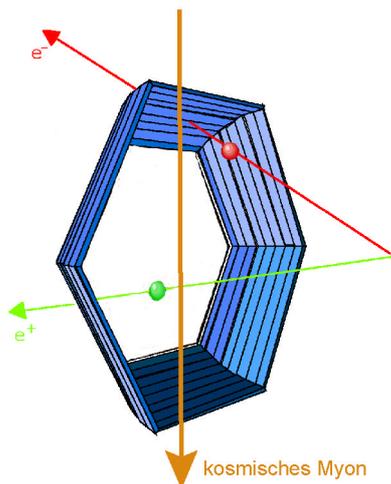


Abb. 1.8: Schematische Darstellung des ToF-Detektors. Zu erkennen sind außerdem der Durchgang eines Elektrons/Positrons und eines kosmischen Myons. nach [Ago97]

Die schon bereits zuvor erwähnte Flugzeitwand (Time-of-Flight -ToF), die Polarwinkel von 45° bis 85° abdeckt, befindet sich rotationssymmetrisch um die Strahlachse ungefähr 210 cm vom Target entfernt. Der Detektor ist in 6 gleich große Sektoren, die wie die Vieldraht-Driftkammern die gleichen Azimutwinkel abdecken, aufgeteilt (s. Abb. 1.8). Jeder der sechs Sektoren der Flugzeitwand besteht aus 64 Plastik-Szintillator-Streifen, die an beiden Enden von je einer EMI 9133B Sekundärelektronenvervielfacherröhre (PhotoMultiplier Tube - PMT) ausgelesen werden. Jeweils acht Szintillatoren sind von einer Hülle aus Kohlenfasern umgeben und bilden ein Modul. Die Ausrichtung dieser in den einzelnen Sektoren sind in den Abbildungen 1.6 und 1.8 zu sehen. Die Dimension der Szintillatoren verringert sich mit dem abnehmendem Polarwinkel von außen $236 \times 3 \times 3 \text{ cm}^3$ nach innen $147 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$ (Länge x senkrechte Breite x Tiefe). Diese Wahl der Ausdehnung

sowie die konzentrische Anordnung der Szintillatoren sind der bei einem Schwerionenstoß erwarteten Teilchenmultiplizitätsverteilung derart angepasst, dass die Doppel-Treffer-Wahrscheinlichkeit (Wahrscheinlichkeit für die Anzahl der Doppeltreffer auf einem Szintillator) bei zentralen Au + Au-Kollisionen bei Projektilenergien von bis zu 2 GeV per Nukleon weniger als 20% beträgt [Sch95].

In transversaler Richtung (quer zum Szintillator) ist das Detektorelement nicht ortsauflösend. Die Ortsinformation folgt aus der Detektorabmessung. In longitudinaler Richtung (entlang des Szintillators) wird die Auflösung, d. h. die Position des Treffers auf dem Szintillator, aus dem Unterschied der Laufzeiten an den beiden Enden der Szintillatoren gewonnen.

Der schwache Lichtimpuls, der beim Durchqueren eines geladenen Teilchens durch den Szintillator entsteht, wird über einen Lichtleiter¹ in die Sekundärelektronenvervielfacherröhren am linken und rechten Ende des Szintillators geleitet. Hier wird das Szintillatorlicht durch den äußeren Photoelektrischen Effekt in einen registrierbaren elektrischen Impuls umgewandelt, der sowohl Zeit- als auch Amplitudeninformation liefert, sofern das ankommende Signal die am Diskriminator² eingestellte Schwelle überschreitet.

Aus der Zeit- und Amplitudeninformation lassen sich folgende Relationen im Szintillatorstreifen-Koordinatensystem für die primäre Flugzeit des Teilchens t_{of} und den Ort des Treffers X auf dem Szintillators aufstellen (s. Abb. 1.9):

$$t_{\text{of}} = \frac{(t_{\text{L}}^{\text{c}} + t_{\text{R}}^{\text{c}})}{2} - t_{\text{off}} - t_{\text{start}} \quad (1.6)$$

$$X = \left(\frac{v_{\text{eff}}}{2} (t_{\text{R}}^{\text{c}} - t_{\text{L}}^{\text{c}}) + x_{\text{off}} \right) \quad (1.7)$$

mit der Zeitinformation des linken und rechten Photomultipliers, t_{L}^{c} und t_{R}^{c} , der Effektivgeschwindigkeit v_{eff} des sich in dem Szintillator ausbreitenden Lichts, der Positions- und Zeitverschiebung, x_{off} und t_{off} , und der Zeit t_{start} des Startdetektors³.

Die Positions- und Zeitverschiebungen, die durch Elektronik oder Kabellaufzeiten hervorgerufen werden, werden für jeden Szintillator individuell ermittelt. In Zukunft werden diese zusätzlich während des laufenden Experiments mit Laserpulsen, die an drei Stellen auf den Szintillator treffen (in der Mitte und an beiden Enden des Szintillators), gemessen.

Bisher werden die Größen offline (nach Aufnahme der Daten) durch folgende Methode bestimmt:

Die Trajektorie eines Teilchens bei nicht anliegendem Magnetfeld wird berechnet, und der Auftreffort des Teilchens auf die Driftkammern der II. Ebene⁴ wird geometrisch auf die Position des Szintillators projiziert.

Eine falsche Annahme der Ausrichtung der Flugzeitwand relativ zu den Driftkammern führt zu einer schlechten Kalibrierung, d. h. einer falschen Bestimmung von x_{off} und t_{off} . Für eine korrekte Ermittlung der Verschiebungen ist es wichtig zu wissen, wo sich exakt die Driftkammern der Ebene II relativ zur Flugzeitwand befinden.

In der Diplomarbeit werden die Relativpositionen der Driftkammern zur Flugzeitwand bestimmt.

Da während des Experiments die Szintillatoren nahe der Strahlachse häufiger getroffen werden, ist die Qualität der Eichung für Szintillatoren mit größerem Polarwinkel schlechter.

¹Zwischen dem Szintillator und dem PMT ist ein Plexiglaslichtleiter montiert, der das Szintillatorlicht im 67°-Winkel weggleitet. Wegen der Verwendung dieses Lichtleiters verschlechtert sich die Zeitauflösung um < 5%. [Lin01]

²Ein Diskriminator überwacht die Amplitude eines linearen Eingangssignals und gibt bei Überschreiten einer einstellbaren Schwelle ein logisches Signal ab.

³Liefert der Start-Detektor keine Zeitinformation, z. B. für Simulationen oder wenn dieser im experimentellen Aufbau fehlt, wird die Zeitinformation des Startdetektors $t_{\text{start}} = 0$ gesetzt.

⁴Driftkammern direkt vor dem Magneten. Die Driftkammern dieser Ebene werden verwendet, da zum Zeitpunkt der Kalibrierung (Ermittlung der Positions- und Zeitverschiebungen und Steigungsparameter der Flugzeitwand) die Driftkammern der Ebene IV, direkt vor der Flugzeitwand, noch nicht in jedem Sektor installiert waren.

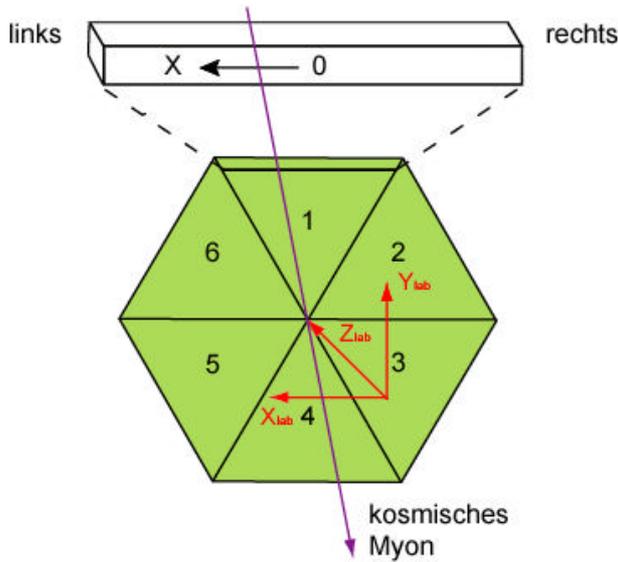


Abb. 1.9: Geometrie des Szintillators im Szintillatorstreifen-Koordinatensystem und dessen Anordnung in einem Sektor. Die Nummerierungskonvention der einzelnen Sektoren, die sowohl für die Flugzeitwand als auch die Driftkammern gilt, ist eingezeichnet. Die Orientierung des Szintillators im Vergleich zum HADES Labor-Koordinatensystem ist ersichtlich. Die z-Achse verläuft parallel zur Strahlachse. Weiterhin ist die Trajektorie eines kosmischen Myons eingezeichnet.

Für jeden elektronischen Kanal wird das logische Zeitsignal aus dem Diskriminator gelesen und in einen Time-to-Digital Converter¹ (TDC) eingespeist, d. h. die Zeitinformation steht in TDC Kanaleinheiten zur Verfügung. Für den resultierenden digitalen Wert t_L^c ergibt sich die Relation $t_L = k_L^{\text{TDC}} \cdot t_L^c + b_L$ mit dem Steigungsparameter k_L^{TDC} und der Versetzung b_L .

Durch die Steigungsparameter k_L^{TDC} und k_R^{TDC} , die wie die Positions- und Zeitverschiebungen geeicht werden, ist es somit möglich, die Kanaleinheiten in Nanosekunden umzurechnen. Die Zeitinformation des linken und rechten Photomultipliers ist somit gegeben durch:

$$t_L = k_L^{\text{TDC}} \cdot t_L^c + b_L \quad (1.8)$$

$$t_R = k_R^{\text{TDC}} \cdot t_R^c + b_R \quad (1.9)$$

Setzt man die Gleichungen 1.8 und 1.9 in die Formel 1.6 bzw. 1.7 ergibt sich für jeden Szintillator:

$$\text{tof} = \frac{(k_L^{\text{TDC}} \cdot t_L^c + k_R^{\text{TDC}} \cdot t_R^c)}{2} - t_{\text{off}} - t_{\text{start}} \quad (1.10)$$

$$X = \left(\frac{v_{\text{eff}}}{2} (k_R^{\text{TDC}} \cdot t_R^c - k_L^{\text{TDC}} \cdot t_L^c) + x_{\text{off}} \right) \quad (1.11)$$

Hier haben die Effektivgeschwindigkeit v_{eff} die Einheit [mm/ns], die geeichten Steigungsparameter k_L^{TDC} und k_R^{TDC} [ns/ch], die Positions²- x_{off} [mm] und die Zeitverschiebung² t_{off} [ns]. Mittels dieser fünf unabhängigen Parameter ist es möglich, die primäre Flugzeit und Position des Treffers eines geladenen Teilchens in einer Dimension (longitudinale Richtung des Szintillators) zu rekonstruieren.

¹Zeit-zu-Digital Konverter

²Die Positions- und die Zeitverschiebung beinhalten die Verschiebung des linken und rechten Photomultipliers (b_L u. b_R).

Für die primäre Flugzeit t_{of} gibt es einen weiteren Korrekturterm, der die Abhängigkeit der Amplitude des gemessenen Signals, die Impulshöhe, von der Position des Treffers auf dem Szintillator in Betracht zieht (time-walk effect). Die Anwendung dieser Korrektur führt zu einer Verbesserung der Auflösung um 12 ps [Tlus02]. Die Zeitauflösung der primären Flugzeit t_{of} beträgt 151 ps (σ), die longitudinale Positionsauflösung 2.45 cm (σ) und die Effektivgeschwindigkeit 15.5cm/ns [Tlus02]. Daraus folgt, dass die Massenauflösung etwa 10% beträgt und im Vergleich zum Magnetspektrometer, das eine Auflösung von 1% hat, nicht so gut abschneidet.

Die berechnete primäre Flugzeit t_{of} (s. Abb. 1.10) wird zur Leptonenidentifikation verwendet. Da Elektronen/Positronen im Vergleich zu Pionen und Protonen eine geringere Masse aufweisen, haben sie bei gleichem Impuls eine höhere Geschwindigkeit. Alle für HADES relevanten Elektronen fliegen wegen $\beta = \frac{v}{c} = \frac{1}{\gamma} \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$ und $\gamma = 1 + \frac{T}{m_0 c^2}$ praktisch mit $\beta = 1$.

Da das HADES Spektrometer auf der Suche nach Elektron-Positron-Paaren ist, gilt die Prämisse, dass zumindest zwei Teilchen mit einer primären Flugzeit < 12.5 ns nachgewiesen werden müssen. Diese Einschränkung ermöglicht, die Datenrate zu reduzieren. Des Weiteren erlaubt der Detektor, aus der Teilchenmultiplizität eines Ereignisses auf dessen Zentralität zu schließen.

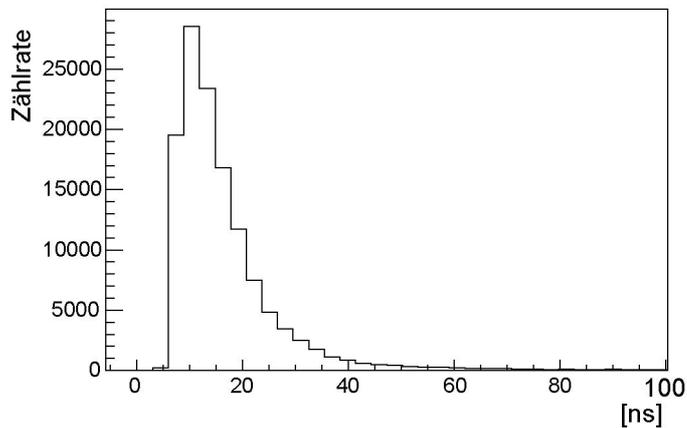


Abb. 1.10: Flugzeitverteilung aller geladenen Reaktionsprodukte in Kollisionen von C + C bei 1,9 GeV per Nukleon und nicht anliegendem Magnetfeld. Die Daten stammen aus der Strahlzeit vom November 2001.

1.3.7 Violdraht-Driftkammer

Die Violdraht-Driftkammern (**Mini¹-DriftChamber - MDC**) des Magnetspektrometers HADES befinden sich aus oben genanntem Grund vor und hinter dem Magneten in je 2 Ebenen. Jede Ebene besteht aus sechs gleich großen, trapezförmigen Driftkammern. Die Größe der Driftkammern variiert von 88 cm x 80 cm bis zu 280 cm x 230 cm (lange Seite x Höhe der aktiven Fläche s. Abb. 1.12(a)). Für alle 24 Kammern ergibt dies eine Gesamtfläche von 33 m². Jede Driftkammer besteht aus 6 Ebenen. Innerhalb einer Ebene sind alternierend Signaldrähte (typische Dimensionierung: Durchmesser 20 μ m; Drahtmaterial: goldbedampftes Wolfram; Strahlungslänge²: 0.35 cm) und Felddrähte (typische Dimensionierung: Durchmesser 100 μ m; Drahtmaterial: Aluminium; Strahlungslänge: 24 cm) an einem Stesalit-

¹Diese Namenskonvention kommt daher, dass die Driftzellen der HADES Violdraht-Driftkammern im Vergleich zu "üblichen" Driftkammern "klein" sind.

²Die Strahlungslänge bezeichnet die Distanz, die Elektronen mit einer hochrelativistischen Geschwindigkeit zurücklegen und bis auf e^{-1} die anfängliche kinetische Energie verlieren.

Rahmen festgeklebt. Diese Signaldrahtebenen werden durch Kathodendrähte (typische Dimensionierung: Durchmesser 80 μm ; Drahtmaterial: Aluminium; Strahlenlänge: 24 cm) getrennt, die senkrecht zu den Signaldrahtebenen angeordnet sind. Durch diesen Aufbau erhält man eine Zellgeometrie (s. Abb. 1.11), deren Größe von 5 x 5 mm² bei der Ebene I sich bis auf 10 x 14mm² bei der Ebene IV erhöht (s. Tabelle 1.2), somit in diesen die Driftstrecke¹ von 2.5 mm bis auf 7 mm anwächst. Diese Änderung der Zellgröße bewirkt, dass in den Kammern jeder Ebene eine konstante Granularität besteht, um der im Experiment vorherrschenden Teilchenmultiplizität gerecht zu werden.

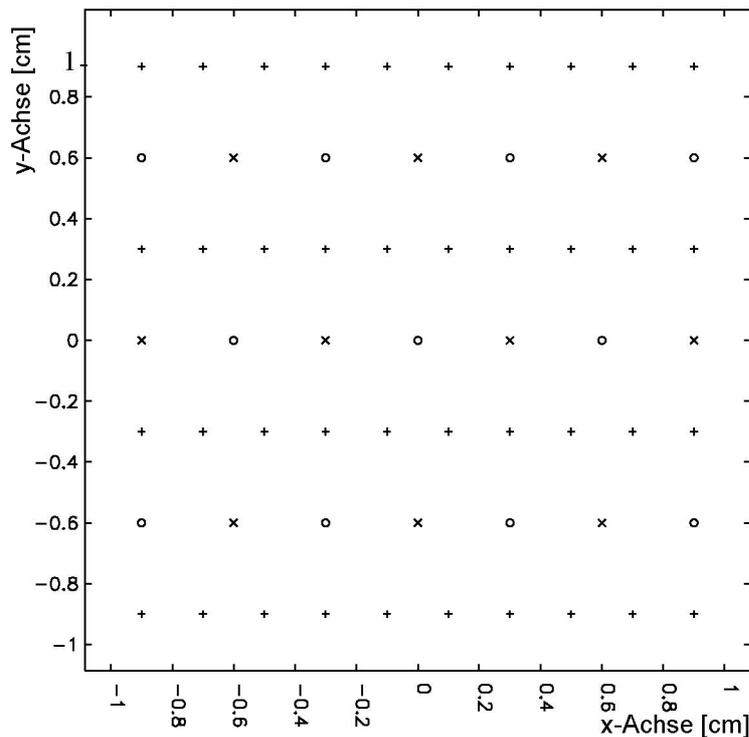


Abb. 1.11: Schnitt durch drei Ebenen einer Driftkammer. + = Kathodendrähte, x = Felddrähte und o = Signaldrähte. Der Aufbau einer Driftzelle, gebildet aus den drei Drahttypen, ist erkennbar.

Kammertyp Ort der Herstellung	Ebene I GSI	Ebene II Dubna	Ebene III Rossendorf	Ebene IV Orsay
Zahl der Signaldrähte aller 6 Drahtebenen	1006	1104	1098	1159
Zellgröße [mm ²]	5 x 5	6 x 5	12 x 8	14 x 10
aktive Fläche [m ²]	0,35	0,53	2,21	3,21

Tabelle 1.2: Grundlegende Größen der HADES Vieldraht-Driftkammern.

¹Die Driftstrecke beschreibt den Weg des primär erzeugten Elektrons vom Ort der Entstehung bis zum Signaldraht. Die Zahlen sind die maximale Driftstrecke, entsprechen somit einem Weg senkrecht zum Signaldraht und senkrecht zum Lot auf die Drahtebenen.

Um eine gute Ortsauflösung in polarer Richtung θ , in die die geladenen Teilchen im toroidalen Magnetfeld abgelenkt werden, zu erhalten und Vieldeutigkeiten zu reduzieren, unterscheiden sich die sechs Signaldrahtebenen (Anodendrahtebenen) in der Orientierung der Drahrichtungen, wobei 0° senkrecht vom Mittelpunkt der Drähte zum Lot auf die Strahlrichtung (z-Achse) bedeutet. Vom Target aus gesehen sind die Drahtebenen in folgenden Winkeln (s. Abb. 1.12) angeordnet:

$$+40^\circ \quad -20^\circ \quad +0^\circ \quad -0^\circ \quad +20^\circ \quad -40^\circ,$$

wobei die 0° -Ebenen gegeneinander um eine halbe Zelle verschoben sind.

Um die Spurblenkung durch Vielfachstreuungen zu minimieren, sind die Driftkammern nach dem Prinzip "low-mass" konstruiert, d.h. die Wahl der verwendeten Materialien unterliegt dem Vorsatz, so wenig wie möglich Materie in die Flugbahn der zu untersuchenden Teilchen zu platzieren. Entsprechend hat das Material der Drähte eine große Strahlungslänge, die Fenster der Kammern bestehen aus $12\mu\text{m}$ dünner aluminisierter Mylar-Folie, und das verwendete Gasgemisch aus Helium und Isobutan im Volumenverhältnis 60:40 hat eine Strahlungslänge von 400 m.

Die Strahlungslänge der gesamten Driftkammer beträgt gemittelt über die empfindliche Fläche $5 \cdot 10^{-4} \frac{x}{X_0}$.

Die Auslese der Signaldrähte jeder Kammer wird durch Elektronik, die direkt am Aluminiumrahmen der Kammer angebracht ist, realisiert. Nähere Erläuterungen hierzu siehe im noch folgenden Abschnitt 4.1.

Damit der Impuls der geladenen Teilchen hinreichend präzise ermittelt werden kann, muss die Position der Treffer der geladenen Teilchen auf die Driftkammern mit einer Auflösung kleiner als $100 \mu\text{m}$ (σ) gemessen werden. Für die Driftkammern direkt vor dem Magneten beträgt die Auflösung ungefähr $75\mu\text{m}$ (σ) [Mün97, Mün99], sie ist somit besser als die Anforderung. Des Weiteren muss die Zwei-Spur-Auflösung gut sein, um die Elektronen/Positronen aus dem leptonen Untergrund, die mit einem Öffnungswinkel von maximal 13° [Sch95] emittiert werden, zu erkennen, Näheres hierzu siehe [Sch95] und [Bie03].

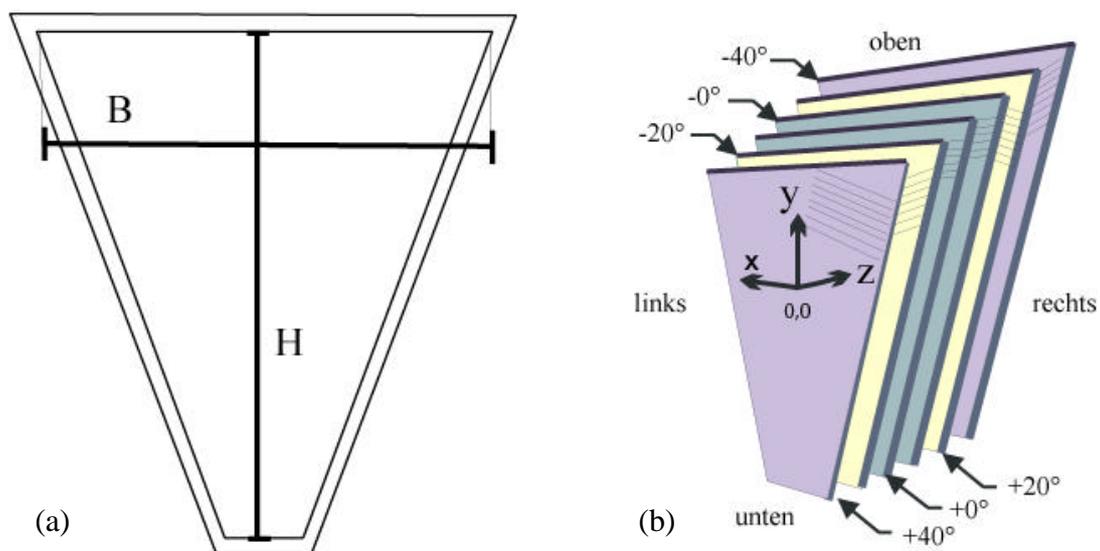


Abb. 1.12: (a) Veranschaulichung der Abmessungen einer Driftkammer. B = längste Seite der aktiven Fläche, H = Höhe der aktiven Fläche. (b) Anordnung der Signaldrahtebenen vom Target aus gesehen.

1.3.7.1 Koordinatensysteme

Die Nummerierung der einzelnen Sektoren der Driftkammern wird wie für die Flugzeitwand-Sektoren vorgenommen (s. Abb. 1.9). Der obere Sektor beginnt mit der Nummer 1 und wird im Uhrzeigersinn fortgesetzt unter der Voraussetzung, dass die Strahlachse in das Papier hineinzeigt.

Im **Labor-Koordinatensystem** befindet sich der Ursprung im Target, die Z_L -Achse verläuft parallel zur Strahlachse, die Y_L -Achse zeigt entgegengesetzt zur Erdanziehungskraft, und die X_L -Achse zeigt in die noch fehlende Richtung, so dass ein rechthändiges Koordinatensystem entsteht.

Das **Sektor-Koordinatensystem** ist ein für jeden Sektor unabhängiges Koordinatensystem. Der Ursprung befindet sich im Physikalischen Mittelpunkt der Driftkammer. In diesem Punkt, der zwischen den beiden Nullgradebenen liegt, treffen die Teilchen aus der Richtung des Targets im senkrechten Winkel auf. Die X_S -Achse verläuft parallel und die Y_S -Achse senkrecht zu den Drähten der Nullgradebenen. Die Z_S -Achse verläuft entlang der Normalen der durch die X_S - und Y_S - Achse gespannten Ebene.

Das **Drahtebenen-Koordinatensystem** ist für jede Signaldrahtebene unabhängig. Auch hier liegt der Ursprung wie im Sektor-Koordinatensystem im Physikalischen Mittelpunkt. Die X_D -Achse verläuft parallel zu den Signaldrähten und die Y_D -Achse senkrecht dazu. Die Z_D -Koordinate ist identisch 0.

2 Kapitel

Überblick über die Höhenstrahlung

Bisher wurde erläutert, wie die einzelnen Detektorkomponenten hinsichtlich der Detektion der Elektron-Positron-Paare optimiert sind. In dieser Diplomarbeit sollen die Relativpositionen der Driftkammern zur Flugzeitwand bestimmt und das Ansprechverhalten der Driftkammern auf minimal ionisierende Teilchen untersucht werden. Hierfür werden die kosmischen Myonen aus der Höhenstrahlung verwendet. Zunächst wird ein kurzer Überblick über die grundsätzlichen Eigenschaften der Höhenstrahlung, auch kosmische Strahlung genannt, und die Entstehung der Myonen gegeben.

2.1 Primär- und Sekundärstrahlung

Messungen mithilfe von wissenschaftlichen Ballons und Raketen haben ergeben, dass die Ionisation mit der Entfernung von der Erdoberfläche zunimmt, in etwa 20 km Höhe ein Maximum erreicht und bei noch größeren Entfernungen einen konstanten Wert annimmt. Aus diesen Untersuchungsergebnissen folgert, dass die die Ionisation bewirkende Strahlung entgegen den Erwartungen ihren Ursprung im Weltall hat.

Der gemessene konstante Wert spiegelt die Intensität der von außen auf die Erdoberfläche treffenden Primärstrahlung wieder. Die Primärstrahlung besteht zu 80% aus Protonen und zu 19% aus Alphateilchen. Der Rest setzt sich aus leichten bis mittelschweren Kernen, Elektronen und Positronen zusammen. Der Energiebereich der Primärstrahlung rangiert vom MeV-Bereich bis etwa 10^{20} eV. Aus der Energie dieser Primärstrahlung kann auf ihre Quelle geschlossen werden. Zum Beispiel stammt die Strahlung aus dem niederenergetischen Teil fast ausschließlich von großen Eruptionen der Sonne. Erst bei Energien $> 10^{10}$ eV ist der Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die Spektralform und Intensität der Primärstrahlung unwesentlich. Teilchen, deren Quelle außerhalb des Sonnensystems liegt, haben eine Energie um die 10^{20} eV und sind äußerst selten.

2.2 Schauer der kosmischen Strahlung

Ein einzelnes hochenergetisches Teilchen der Primärstrahlung kann beim Eintritt in die Erdatmosphäre große Schauer von Sekundärteilchen, vielfältige Wechselwirkungskaskaden, erzeugen. Die am häufigsten entstehenden Sekundärteilchen sind Pionen. Kaonen werden nur mit einer Wahrscheinlichkeit von 10% gebildet. Über den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ initiieren die neutralen Pionen, die in Kernwechselwirkungen gebildet werden, eine elektromagnetische

Kaskade. Die Zerfallsphotonen der neutralen Pionen bilden durch Paarerzeugung Elektron-Positron-Paare. Diese sind die Hauptkomponenten des Schauers. Die Photonen, Elektronen und Positronen bilden durch alternierende Prozesse der Paarerzeugung und Bremsstrahlung die elektromagnetischen Kaskaden. Infolge der kurzen Reichweite wird die elektromagnetische Komponente des Schauers relativ leicht absorbiert und deshalb auch als "weiche Komponente" bezeichnet.

Die geladenen Pionen, die als leichtestes Meson in großer Zahl in Hadronenkaskaden erzeugt werden, und die Kaonen zerfallen oder nehmen an weiteren Wechselwirkungen teil. Das Hin und Her zwischen Zerfall und der Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkungen ist eine Funktion der Energie. Geladene Pionen mit einer Lebensdauer von 26 ns haben eine kleinere Zerfallswahrscheinlichkeit als geladene Kaonen mit einer Lebensdauer von 12,4 ns bei gleicher Energie. Beim leptonischen Zerfall der geladenen Pionen und Kaonen entstehen die durchdringenden Myonen- und Neutrino-Komponenten:



Da Myonen wegen ihrer hohen Masse eine geringe Bremsstrahlungswahrscheinlichkeit haben und nur einen Teil ihrer Energie durch Ionisation verlieren, reduziert sich die Zahl der Myonen bis auf Meereshöhe kaum, d. h. nur wenige Myonen zerfallen in Elektronen, Positronen und Zerfallsneutrinos.

2.3 Strahlung auf Meereshöhe

Auf der Erdoberfläche können die geladenen Teilchen, die aus elektromagnetischen, hadronischen und myonischen Wechselwirkungskaskaden stammen, gemessen werden. Der myonische Anteil ist mit 80% am größten. Die Intensität der Myonen beträgt für eine horizontale Fläche $I \approx 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Myonen, die aus geneigten Richtungen einfallen, legen im Vergleich zu senkrecht einfallenden längere Strecken in der Atmosphäre zurück. Aus diesem Grund ist die Zerfallswahrscheinlichkeit erhöht und die Absorption stärker, was zur Folge hat, dass die Intensität der Myonen auf Meereshöhe wie

$$I_\mu(\theta) = I_\mu(\theta = 0) \cdot \cos^2 \theta \quad [\text{RPP98}] \quad (2.1)$$

für nicht zu große Zenitwinkel θ variiert (s. Abb. 2.1). Die durchschnittliche Energie der Myonen auf Meereshöhe beträgt 3 GeV [RPP98] mit einem Lorentzfaktor von $\gamma = E/(m_\mu c^2) = 28,5714$.

Aus der bekannten Beziehung $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ erhält man für $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} = 0,99939$ (siehe Tabelle 2.3).

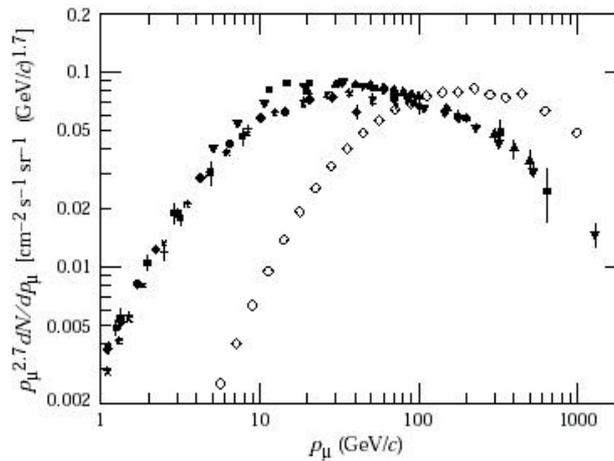


Abb. 2.1: Energie-Spektrum der Myonen auf Meereshöhe für den Einfall bei 0° (ausgemalte Zeichen) und 75° (\diamond). Das Maximum für 0° liegt bei etwa 20 GeV/c. [PPB00]

2.4 Strahlung unter der Erde bzw. im HADES Cave

Aus Strahlenschutzgründen ist das HADES Spektrometer von zwei Meter starkem Beton umgeben. Die elektromagnetische Komponente der kosmischen Strahlung, bestehend aus Elektronen, Positronen und Photonen, ist nicht in der Lage, diesen zu durchdringen, da sie durch Schauerbildung recht schnell gestoppt wird. Ebenso verhält es sich mit der hadronischen Komponente, die beim Durchdringen von Materie hoher Dichte durch Kernreaktionen absorbiert wird.

Die Myonen dagegen können den Beton durchdringen. Auch Neutrinos können wegen ihrer schwachen Wechselwirkung den Beton praktisch ungehindert durchqueren. Neutrinos sind vor allem neutral und sind schon deshalb nicht mit den HADES Driftkammern nachweisbar. Die Wahrscheinlichkeit für Myonen, durch Bremsstrahlung Energie zu verlieren, ist gering. (Darauf wird im noch folgenden Abschn. 3.1.3 eingegangen). Stattdessen wird der Hauptanteil des Energieverlustes von Myonen durch Ionisation hervorgerufen. Der Energieverlust in einem gegebenen Material liegt im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve, wenn der Impuls der Myonen etwa 0,35 GeV beträgt.

Für ein Myon mit einem Impuls von ca. 3 GeV/c in Beton mit einer Dichte von $2,3 \text{ g/cm}^3$, was dem HADES umgebenden Beton entspricht, beträgt das Bremsvermögen pro Weglängenelement

$$-\left(\frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{\rho}\right) = 2,018 \frac{\text{MeV} \cdot \text{cm}^2}{\text{g}} \quad [\text{Gro01}]. \quad (2.2)$$

Die Dicke des Betons von $d = 200 \text{ cm}$ mit $dx = \rho \cdot d$ macht einen Energieverlust von $-dE = 0,93 \text{ GeV}$ aus.

Die kosmischen Myonen haben ein β von 0,99939 (s. Abschn. 2.3). Welches β die Myonen nach dem Durchqueren des Betons aufweisen, kann mittels $p = \beta\gamma m$ und $E^2 = m^2 + p^2$ ermittelt werden. Nach β umgestellt, erhält man

$$\frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m^2}{E^2 - m^2}}} = \beta = \frac{v}{c} . \quad (2.3)$$

Nach dem Energieverlust beträgt die Energie noch $E \approx 2$ GeV . Dies ergibt ein β von 0,9986 (s. Tabelle 2.3).

Ob und wie dieses mit dem experimentellen Aufbau gemessen werden kann, ist in Abschnitt 5.2.2 zu lesen.

	Meereshöhe	D	nach dem Durchqueren des Betons
E [GeV]	3,0	0,93	2,07
β	0,99939	0,00079	0,9986
γ	28,5714	9,6674	18,904
$\beta\gamma$	25,554	6,676	18,877

Tabelle 2.3: Zusammenfassung des Energieverlustes und der Ergebnisse von β und γ der kosmischen Myonen vor (Meereshöhe) und nach dem Durchqueren des Betons sowie die Differenz aus diesen (Δ).

3 Kapitel

Driftkammerphysik

In Kapitel 1 wurden der Aufbau und die Anforderungen an die Driftkammern beschrieben. In Kapitel 3 wird detailliert auf den Energieverlust von Teilchen, wie den Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung, die in Kapitel 2 vorgestellt wurden, eingegangen. Teilchen mit unterschiedlichem $\beta\gamma$ weisen in Materialien einen verschieden großen Energieverlust auf. In den HADES Driftkammern wird das Gasgemisch 60:40 Helium-Isobutan verwendet. Es stellt sich also die Frage, ob beim Ansprechverhalten der Driftkammern gegenüber Teilchen mit differentem $\beta\gamma$ Unterschiede feststellbar sind. Für einen Vergleich des Ansprechverhaltens der Driftkammern auf kosmische Myonen mit Teilchen aus dem Strahlzeit-Experiment gilt es somit, Teilchen mit gleich großem Energieverlust heranzuziehen. Um dies besser zu verstehen, werden die grundlegenden physikalischen Prinzipien der Vieldraht-Driftkammern erläutert.

3.1 Energieverlust

3.1.1 Energieverlust durch Ionisation

Geladene Teilchen verlieren kinetische Energie beim Durchgang durch Materie durch Stöße mit gebundenen Elektronen. Der mittlere Energieverlust pro Weglängenelement wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [PPB00]:

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

mit $\beta = \frac{v}{c}$,

und diesen Variablen und Konstanten:

N_A Avogadro's Konstante $6,02214199 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

r_e der klassische Elektronenradius $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$

$m_e c^2$ Elektronenmasse $\times c^2 = 0,511 \text{ MeV}$

Z, A Ordnungszahl und Massenzahl des Absorbermaterials

γ Lorentzfaktor des einfallenden Teilchens

T_{max} maximale kinetische Energie, die auf ein freies Elektron in einer einzelnen Kollision übertragen werden kann.

Für niedrige Energien kann T_{max} durch Annäherung als $T_{max} = \frac{2 m_e \beta^2}{1 - \beta^2}$ beschrieben werden.

- l effektives Ionisationspotential (typischerweise $l = 16Z^{0,9} eV$ für $Z > 1$)
- δ Dichtekorrektur: Durch diesen Term verringert sich der Energieverlust bei Geschwindigkeiten um c infolge der Abschirmung des langreichweitigen Coulomb-Effektes bei der elektrischen Polarisierbarkeit des Materials.

Der Energieverlust durch Ionisation hängt nicht von der Masse, sondern aufgrund von $N_A(Z/A) = N_e/\rho$ von der Elektronendichte N_e , vom Quadrat der Ladung z^2 und von der Geschwindigkeit β^2 des geladenen Teilchens ab.

Die mittlere Rate von $-\left(\frac{dE}{dx} \cdot \frac{1}{\rho}\right)$ wird als Bremsvermögen bezeichnet und ist charakteristisch für das Material.

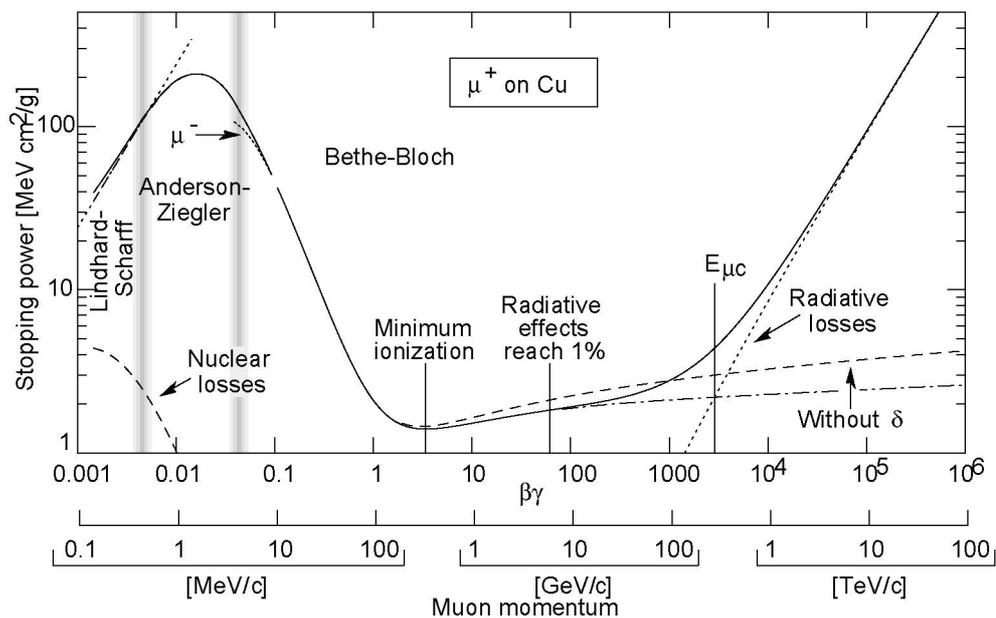


Abb. 3.1: Bremsvermögen (Stopping power) für positive Myonen in Kupfer als Funktion von $\beta\gamma = p/Mc$. [PPB00]

In Abbildung 3.1 ist das Bremsvermögen für Myonen in Kupfer als Funktion von $\beta\gamma = p/(mc)$ mit den messbaren Größen Impuls p und Masse m des einfallenden Teilchens berechnet.

Bei niedrigen Geschwindigkeiten $< 7 \cdot 10^{-3} c$ von geladenen Teilchen bewirkt Elektroneneinfang eine Reduktion von $-\frac{dE}{dx}$ um den Unterdrückungsfaktor $1/\beta^2$. Bei hohen Geschwindigkeiten $v \rightarrow c$ kompensiert der Term $(1 - \beta^2)^{-1}$ des Logarithmus den Unterdrückungsfaktor $1/\beta^2$, so dass der Energieverlust ansteigt ("relativistic rise"). Besonders charakteristisch für die Funktion des Bremsvermögens ist das breite Minimum bei $\beta\gamma = 3,5$ (minimum ionization loss). Normiert auf die Dichte des durchquerten Materials, beträgt der Energieverlust im Bereich dieses Minimums $\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx} \approx 2 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$. Teilchen, für die dieses gilt, werden auch minimal ionisierende Teilchen genannt. Myonen mit einem Impuls von etwa 0,35 GeV, Pionen von etwa 0,45 GeV und Protonen von etwa 3,0 GeV (s. Abb. 3.2) liegen im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve.

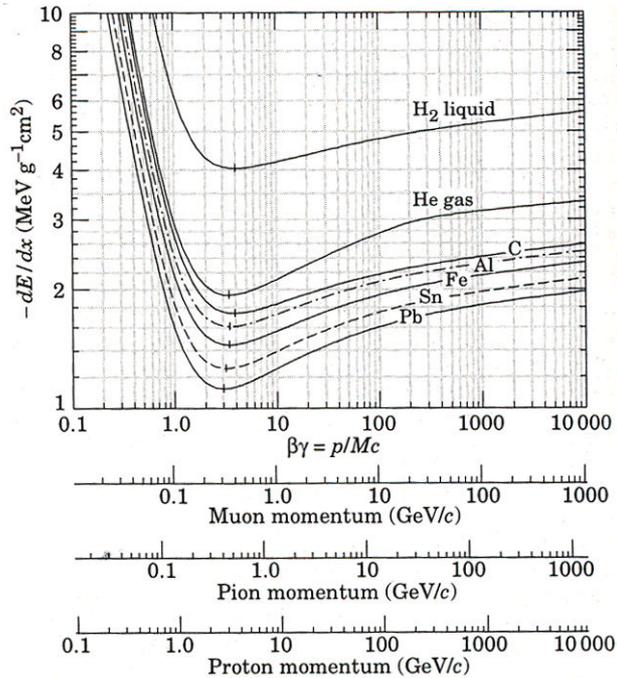


Abb. 3.2: Energieverluste in flüssigem Wasserstoff, gasförmigem Helium, Kohlenstoff, Aluminium, Eisen, Zinn und Blei. [PPB00]

Die Abbildung 3.2 zeigt die Energieverluste für das Gas Helium und andere Materialien. Geladene Teilchen der gleichen Geschwindigkeit haben in diesen unterschiedlichen Materialien, abgesehen von flüssigem Wasserstoff, einen vergleichbaren funktionalen Verlauf der Energieverluste, wobei sich der des Gases Helium wegen der Dichtekorrektur geringfügig unterscheidet.

3.1.2 Energieverlust von Elektronen

Bei niedrigen Energien verlieren Elektronen hauptsächlich durch Ionisation kinetische Energie. Während bei ansteigender Energie der Energieverlust durch Ionisation nur logarithmisch ansteigt, wächst der Verlust durch Bremsstrahlung linear an.

Im hochenergetischen Bereich ist der Energieverlust durch Bremsstrahlung dominierend. Hierbei werden vom Elektron, das im Coulomb-Feld des Atomkerns abgebremst wird, Photonen ausgesandt. Der durch die Bremsstrahlung hervorgerufene Energieverlust pro Weglängelement kann durch die Näherung $\left| \frac{dE}{dx} \right|_{\text{brems}} \approx \frac{E}{X_0}$ beschrieben werden.

Die Strahlungslänge X_0 beschreibt die Strecke in einem Material, in dem die gesamte kinetische Energie hoch-energetischer Elektronen im Mittel bis auf $1/e$ abfällt.

Die kinetische Energie des Teilchens, bei der die Energieverluste durch Bremsstrahlung gleich denen bei der Ionisation sind, ist die sog. kritische Energie.

Da die kritische Energie sowohl von der Massenzahl, dem effektiven Ionisationspotential I des Absorbermaterials sowie anderen Faktoren abhängt, kann sie durch die allgemeine Näherung $E_{\text{krit}} \cong \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1,24}$ für Festkörper und Flüssigkeiten und $E_{\text{krit}} \cong \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0,92}$ für Gase beschrieben werden [PPB00]. Wird die kritische Energie überschritten, überwiegen die Verluste durch Bremsstrahlung, beim Unterschreiten die Verluste durch Ionisation.

3.1.3 Energieverlust von Myonen

Myonen verlieren durch Ionisation und durch Strahlungsprozesse, wie Bremsstrahlung, e^+e^- Paarbildung und photonukleare Wechselwirkungen [Gro01], Energie. Der relative Anteil der Ionisation und der Strahlungsprozesse am gesamten Energieverlust hängt von der Energie der Myonen ab, wobei die Strahlungsprozesse nicht wesentlich zum Energieverlust beitragen. Dies kann am Beispiel des Wirkungsquerschnitts für Bremsstrahlung veranschaulicht werden. Die Emissionswahrscheinlichkeit ist umgekehrt proportional zum Quadrat der Teilchenmasse:

$$\sigma \propto r_e^2 = \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \quad [\text{Leo87}]. \quad (3.2)$$

Myonen verlieren somit im Vergleich zu Elektronen gleichen Impulses um den Faktor

$$\frac{m_\mu^2}{m_e^2} = \left(\frac{(105,6584 \text{ MeV})^2}{(0,511 \text{ MeV})^2} \right) = 4,275 \cdot 10^4$$

weniger Energie durch Bremsstrahlung. Die Tabelle 3.4 zeigt für kosmische Myonen mit einer kinetischen Energie von 2 GeV für verschiedene Materialien das Bremsvermögen und die kritische Energie.

Material	$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle$ [MeV cm ² /g]	E_{krit} [GeV]
Helium	1,937	2351
Isobutan	2,278	1557
Beton	1,711	700
Gestein	1,688	693
Aluminium	1,615	612

Tabelle 3.4: Bremsvermögen und kritische Energie.[Gro01]

3.1.4 Energieverlust in 60:40 Helium-Isobutan

Wie sich der Energieverlust für einzelne Teilchensorten in den HADES Driftkammern mit einem Gasmisch von 60:40 Helium-Isobutan verhält, ist in Abbildung 3.3 zu sehen.

Dargestellt ist der Energieverlust als Funktion der Teilchenenergie. Bei niedrigen Energien ist der Energieverlust für Pionen und Myonen sehr viel größer als für Elektronen. Erst bei Energien zwischen 0,1 bis 2 GeV ist der Energieverlust für alle drei Teilchensorten sehr ähnlich, wobei der Energieverlust für Myonen und Pionen etwa 15% geringer ist als für Elektronen. Für den in Betracht kommenden Energiebereich (s. Abschn. 2.4) ist der Energieverlust für Myonen und Pionen nahezu gleich.

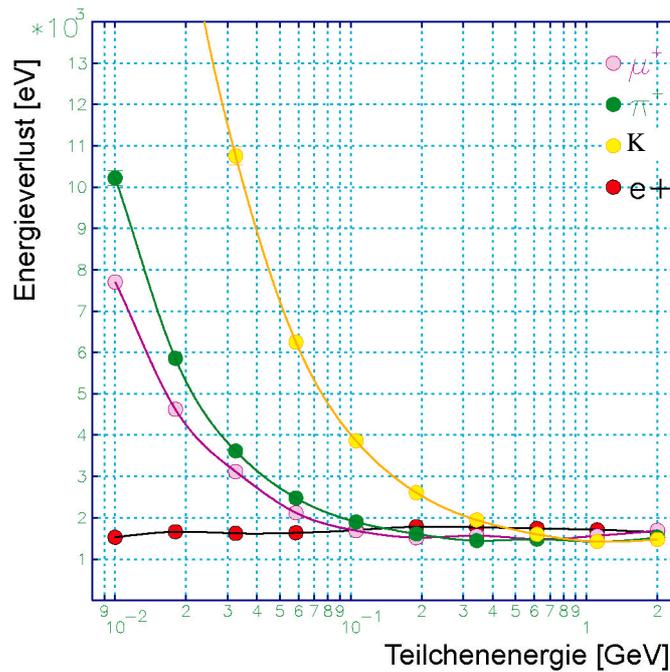


Abb. 3.3: Energieverlust als Funktion der Teilchenenergie für Myonen, Pionen, Kaonen und Elektronen. Die Gaseigenschaften des simulierten 60:40 Helium-Isobutan Gasgemisches werden mit Magboltz [Mag02], das unter Garfield [Gar02] benutzt wird, berechnet.

Sofern das Ansprechverhalten der Driftkammern abhängig ist vom Energieverlust, wird erwartet, dass für die kosmischen Myonen das Verhalten im Vergleich zu Pionen aus den Strahlzeit-Experimenten bei gleichen Teilchenenergien ab 0,1 GeV gleich ist, aber im Gegensatz dazu sich der Energieverlust der Myonen von dem der Elektronen um etwa 15% unterscheiden

wird. Die Diplomarbeit wird sich hiermit in Kapitel 6 befassen.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung der Dielektronen ist es wichtig zu wissen, wie gut die Driftkammern in der Lage sind, diese nachzuweisen. Bisher ist keine Effizienzbestimmung der Driftkammern für Teilchensorten vorgenommen worden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird die Effizienz der Driftkammer bezüglich des Nachweises der kosmischen Myonen ermittelt. Es wird erwartet, wenn die minimal ionisierenden Myonen mit hoher Effizienz nachgewiesen werden, dass die Elektronen, für deren Detektion die Driftkammern optimiert sind, mit mindestens genauso hoher Nachweiswahrscheinlichkeit registriert werden können, denn die Elektronen haben, wie in Abbildung 3.3 zu sehen, etwa 15% mehr Energieverlust. Warum dieses von Vorteil ist, wird in den nächsten Abschnitten dieses Kapitels beschrieben.

3.2 Ladungsdrift und Verstärkung

3.2.1 Feldgeometrie

Abschnitt 1.3.7 beschreibt die Zellen, die aus den Signal-, Feld- und Kathodendrähten der Vieldraht-Driftkammern gebildet werden. An die Feld- und Kathodendrähte wird mit einem rechnergesteuerten Steuer- und Kontrollsystem (EPICS - **E**xperimental **P**hysics and **I**ndustrial **C**ontrol **S**ystem) negative Hochspannung angelegt:

- Die Kathodendrähte trennen elektrisch die Ebenen. Dadurch wird der Driftraum¹ für die primär erzeugten Elektronen derart ausgebildet, dass dieser eine möglichst konstante Feldstärke aufweist, somit eine weitgehend konstante Driftgeschwindigkeit resultiert.

¹ Zellenraum zwischen den Drähten

- Die Felldrähte trennen elektrisch die Zellen. Dies verhindert den Abfall des elektrischen Feldes am Rand der Zelle.

Auf den durch die Mitte der Zellen geführten Signaldrähten liegt keine Hochspannung an. Im Vergleich zu den anderen Drähten liegen sie folglich auf positivem Potential.

3.2.2 Primär- und Sekundärionisation

Durchquert ein geladenes Teilchen eine Zelle, wird entlang der Teilchenspur das Zählgas ionisiert (Primärionisation). Für das für die HADES Driftkammern verwendete Zählgas Helium-Isobutan (60:40) beträgt die mittlere Anzahl von Elektronen pro Cluster¹ 2,3 [Sha93][Zen97], und es entstehen ca. 35 Cluster pro cm (s. Abb. 3.4). Ebenso viele positiv geladene Ionen sind vorhanden.

Eine Sekundärionisation tritt in Kollisionen von Elektronen aus der Primärionisation mit Atomen ein. Die gesamte Anzahl der so erzeugten Elektronen-Ionen-Paare N_t kann sehr viel höher sein als die der durch Primärionisation N_p entstandenen.

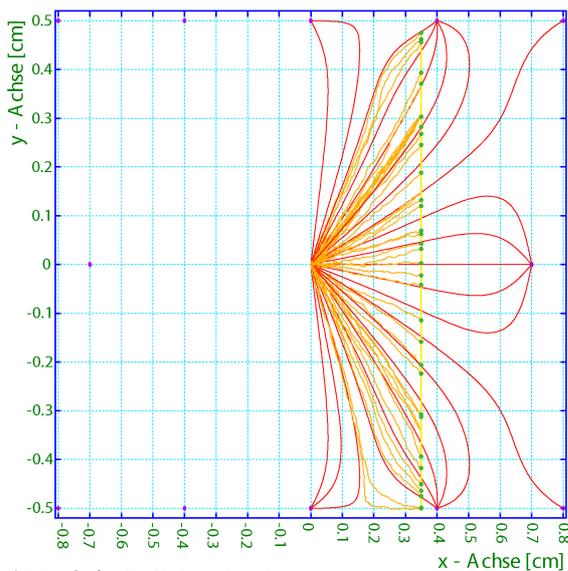


Abb. 3.4: Teilchendurchgang.

Gezeigt wird der Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Driftzelle einer Driftkammer der Ebene IV. Entlang der Teilchenspur sind die ausgelösten Cluster (Elektronengruppen) und deren Weg längs der Driftlinien zum Signaldraht sichtbar (dünne/gelbe Linien). Die Cluster mit der kürzesten Driftstrecke kommen zuerst am Signaldraht an und markieren den Beginn des Signals, wenn sie die am TDC eingestellte Schwelle überschreiten. Wegen der Inhomogenität des elektrischen Feldes am Rand der Zelle oder nah am Signaldraht sind die Driftlinien keine geraden Linien. dicke/rote Linien = Feldlinien. [Mar02]

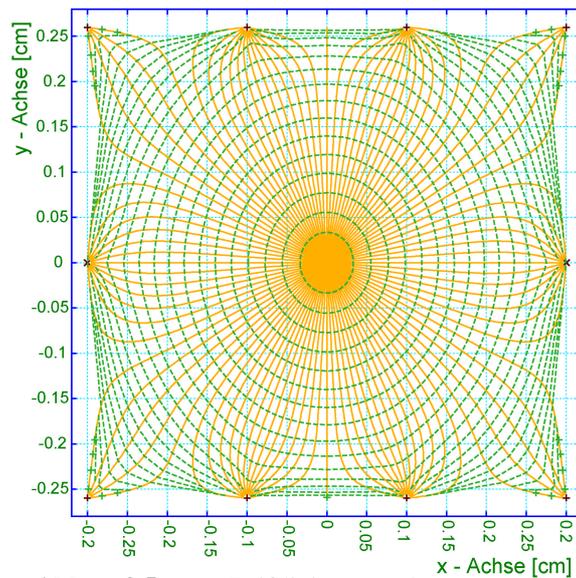


Abb. 3.5: Driftlinien und Isochrone. Abgebildet sind die Driftlinien der Cluster und die Linien konstanter Driftzeiten (Isochrone) für eine Driftzelle einer Driftkammer der Ebene II. Die Driftlinien nehmen im wesentlichen den gleichen Verlauf wie die elektrischen Feldlinien an. Nur nah am Signaldraht sind die Isochrone kreisförmig. [Mar02]

¹ freie, räumlich eng lokalisierte Elektronengruppe; die Cluster sind statistisch entlang der Teilchenspur verteilt

3.2.2.1 Zahl der erzeugten Elektron-Ionen-Paare

Die Gesamtzahl N_p der aus Primärionisation erzeugten Elektronen berechnet sich aus der Gesamtenergie ΔE , die das einfallende geladene Teilchen entlang der Wegstrecke verliert und der Energie W_i , die zur Erzeugung der Ladungsträgerpaare gebraucht wird: $N_p = \frac{\Delta E}{W_i}$. W_i ist eine für jedes Gasgemisch charakteristische Größe.

Für das 60:40 Helium-Isobutan Gasgemisch der HADES Driftkammern beträgt die Gesamtzahl aller erzeugten Elektron-Ionen-Paare N_t pro Weglängenelement 83 (s. Tabelle 3.5), wobei die Mehrzahl der Elektronen vom organischen Gas Isobutan stammen.

	W_i [eV]	N_p [cm^{-1}]	N_t [cm^{-1}]	Strahlungslänge [m]
Helium	41	4,2	8	5299
Isobutan	23	84	195	169
60:40 Helium- Isobutan		$8 \cdot \frac{6}{10} + 195 \cdot \frac{4}{10} = 83$		

Tabelle 3.5: Zahl der durch Primärionisation erzeugten Elektronen N_p und die Gesamtzahl aller erzeugten Elektron-Ionen-Paare N_t für das 60:40 Helium-Isobutan-Gasgemisch. Zahlenangaben aus [Sha00]

3.2.3 Drift, Rekombination und Elektroneneinfang

Die freigesetzten Ladungsträger werden ihrer Ladung entsprechend von den negativ geladenen Kathodendrähten bzw. dem positiven Signaldraht angezogen (s. Abb. 3.5).

Die Ionen driften langsam mit einer Geschwindigkeit, die proportional zum elektrischen Feld und umgekehrt proportional zum Gasdruck ist.

Die durch die Ionisation freigesetzten Elektronen mit der Energie E von einigen keV, die einer Landauverteilung mit Ausläufern zu hohen Energien folgt, werden in einem Winkel

$$(\cos \Theta)^2 = \frac{E}{T_{max}} \text{ für } T_{max} > 1 \text{ MeV [Sau77]}, \quad (3.3)$$

d. h. senkrecht zur Teilchenbahn der einfallenden geladenen Teilchen, emittiert. In Vielfachstreuungen verlieren die Elektronen schnell ihre Energie, um sich der thermischen Energie des Gases anzupassen. Des Weiteren folgt aus den Kollisionen, die die Elektronen während ihres Drifts erfahren, eine Diffusion im Gas. Weil Elektronen im Vergleich zu Ionen eine geringere Masse und zwischen den Stößen eine höhere kinetische Energie erreichen, driften sie um einen Faktor von 1000 schneller im Gas als die Ionen. Weitere Ausführungen zur Driftgeschwindigkeit werden im noch folgenden Abschnitt 3.2.6 gegeben.

Für die Effizienz der Driftkammer, d. h. um die erzeugten Ladungsträger registrieren zu können, ist es erforderlich, dass sie bis zum Nachweis nicht neutralisiert werden. Es gibt zwei Prozesse, die Rekombination und den Elektroneneinfang, die eine lange Separation behindern können:

Manche der vielen Kollisionen der freien Elektronen mit den Gasatomen führen zu einer Ladungsneutralisation. Die Wahrscheinlichkeit für eine Rekombination hängt von der Dichte der positiven und negativen Ladungsträger, von Verunreinigungen des Gasgemisches und vom Gasdruck ab. Die Folge dieses Prozesses ist ein Verlust der Ladung, die somit nicht zum "Ionisations-Signal" beitragen kann.

Elektroneneinfang bezeichnet den Prozess, in dem elektronegative Atome freie Elektronen einfangen, um negative Ionen zu bilden. Zu den elektronegativen Gasen gehören u. a. der in der Luft vorhandene Sauerstoff O_2 und das Wasser H_2O . Eine mögliche Verunreinigung des Zählgas durch diese Gase führt neben einer Veränderung der Driftgeschwindigkeit zu einer Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor.

3.2.4 Verstärkungsregion

Die durch Primär- bzw. Sekundärionisation entstandenen Elektronen sind nicht einfach zu registrieren, da das Untergrundrauschen eines Verstärkers meist mehr als dem 10fachen der Ladung entspricht [Sha00]. Aus diesem Grund muss die Zahl der Elektronen erhöht werden. Die Elektronen driften zum $20 \mu\text{m}$ dünnen Signaldraht (Anodendraht), in dessen Nähe, sofern an den anderen Drähten eine entsprechende Hochspannung eingestellt ist, ein besonders hoher Feldgradient herrscht. Das elektrische Feld steigt aufgrund seiner $\frac{1}{r}$ Abhängigkeit stark an (s. Abb. 3.8). Die durch Ionisation erzeugten freien Elektronen gewinnen zwischen Kollisionen durch die Beschleunigung durch das elektrische Feld an Energie. Bei entsprechender Hochspannung (s. noch folgenden Abschn. 3.2.5) können die beschleunigten Elektronen weitere Gasatome ionisieren. Die daraus resultierenden Elektronen ionisieren wiederum weitere Gasatome usw. Dieser Effekt ist selbst verstärkend, und die Zahl der Elektronen wächst lawinenartig an (Avalanche Effekt). Die Elektronenlawine drifftet zum Signaldraht bei nicht zu hoher Gasverstärkung ($\approx 10^5$). Die Gesamtladung dieser erzeugten negativen Ladungswolke ist in einem bestimmten Hochspannungs-Bereich (s. Abschn. 3.2.5) proportional zu den anfangs durch Primär- und Sekundärionisation erzeugten Elektronen n_0 .

Die Zahl n der während des Verstärkungsprozesses erzeugten Elektronen an einer gegebenen Position, nach einer Wegstrecke dx , ergibt sich aus $dn = n\alpha dx$ bzw. aus der Integration

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (3.4)$$

mit der ursprünglichen Zahl der Elektronen n_0 und dem Townsendkoeffizienten α , dem Inversen der mittleren freien Weglänge¹. Dieser Koeffizient, der abhängig ist vom Verhältnis E/p und vom verwendeten Gas, repräsentiert die Zahl der Ionenpaare, die entlang eines Weglängenelements erzeugt werden.

Der Gasverstärkungsfaktor M für ein nicht gleichförmiges elektrisches Feld $\alpha = \alpha(x)$ ist demnach gegeben durch:

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp \left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right] \quad (3.5)$$

Der Verstärkungsfaktor M beträgt für die HADES Driftkammern ungefähr $2 - 3 \cdot 10^5$ [Gar97], die Verstärkungsregion setzt ab einem Abstand von $50 \mu\text{m}$ vom Signaldraht ein und

¹ Der von einem Elektron zurückgelegte Weg zwischen zwei ionisierenden Kollisionen.

dauert bei einer Elektronen-Driftgeschwindigkeit von $v_D = 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ (s. Abschn. 3.2.6) in diesem Bereich etwa eine ns.

Die Wahl des Zählgases ist von besonderer Bedeutung, denn man möchte mit einer möglichst niedrigen Hochspannungseinstellung eine hohe Verstärkung erzielen. Reine Edelgase erfüllen zwar die Anforderung, dass sie mit der niedrigsten Feldintensität eine Lawinenbildung erzeugen können, aber ohne Zusätze können keine Verstärkungen höher als $10^3 - 10^4$ erzielt werden, ohne dass nicht ständig Entladungen stattfinden [Leo87]. Dies ist auf die hohe Anregungsenergie der Edelgase zurückzuführen. In dieser Lawinenbildung werden die Atome des Gases in angeregte Zustände versetzt. Diese fallen unter Aussendung eines hochenergetischen Photons in den Grundzustand zurück. Die entstehenden Photonen sind allerdings in der Lage, die Kathoden zu ionisieren und durch den Photoeffekt weitere Elektronenlawinen zu initiieren. Um diese Probleme zu beheben, wird wie im Fall der HADES Driftkammern zum Edelgas Helium Isobutan hinzugefügt. Das Isobutan bewirkt, dass die Ionisation nur lokal begrenzt stattfindet. Es wirkt als Quencher, indem es die ausgestrahlten Photonen absorbiert und dann diese Energie in Rotations- und Vibrationsenergie umwandelt. Diese Energien werden in elastischen Kollisionen abgegeben.

Die auf dem Signaldraht auftreffenden Elektronen fließen auf diesem ab, d. h. ein der Ladungsmenge proportionaler Stromimpuls wird ausgelöst. Durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker mit geringem Eigenrauschen (ASD8-Chip) wird aus dem Stromimpuls ein auswertbarer Spannungsimpuls. Nachdem die Elektronen vom Signaldraht abgeflossen sind, driften die positiven Ionenrümpfen zu den Kathodendrähten. Sie können aber auch Spiegelladungen auf den Signaldrähten induzieren. Da die Ionen sehr viel langsamer sind als die Elektronen (s. Abschn. 3.2.3), rufen sie erst viel später Signale hervor.

Da der Stromimpuls von der Ladungsmenge abhängig ist, sollte es möglich sein, die Teilchen, die wegen des verschiedenen β einen differenten Energieverlust haben, zu unterscheiden. Die Elektronen/Positronen haben im Vergleich zu den Pionen und Myonen ab 0,1 GeV etwa 15% mehr Energieverlust (s. Abschn. 3.1.4). So sollten durch sie mehr primär- bzw. sekundärionisierte Elektronen ausgelöst und folglich mehr Ladungsträger in der Verstärkungsregion erzeugt werden. Da somit mehr Ladung am Signaldraht vorhanden wäre, würde die Registrierung der Elektronen/Positronen von Effekten, wie Rekombination und Elektreneinfang, weniger abhängig sein, und die Nachweiswahrscheinlichkeit wäre höher.

3.2.5 Verschiedene Regionen des Betriebs - Einfluss auf die Effizienz

Die Effizienz einer Driftkammer hängt davon ab, wieviele Elektronen-Ionen-Paare erzeugt und in der Kammer angesammelt werden können. Aus den oben beschriebenen Effekten wird deutlich, dass somit die Effizienz u. a. vom Gasdruck, vom Anteil der elektronegativen Gase, der angelegten Hochspannung und den Schwelleneinstellungen der Elektronik abhängig ist. Die ausschlaggebenden Faktoren sind dabei die eingestellte Hochspannung und die Elektronik.

Die Hochspannung beeinflusst die Zahl der erzeugten und eingesammelten Ionen. Dies wird im Folgenden am Beispiel einer Ein-Draht-Gas-Kammer dargelegt (s. Abb. 3.6). Bei niedriger Hochspannung wird keine Ladung am Draht angehäuft, da die Elektronen-Ionen-Paare durch ihre eigene elektrische Anziehung rekombinieren. In der Region II ist die Hochspannung hoch genug, um die Ladungsträger zu registrieren bevor sie rekombinieren. Allerdings ist der Signalstrom sehr gering. Wird die Hochspannung weiter erhöht, so kann das elektrische Feld durch Ionisation erzeugte freie Elektronen beschleunigen bis diese genug Energie

erhalten, um weitere Gasatome zu ionisieren, d. h. eine Elektronenlawine initiieren. Das Resultat ist also eine Proportionalität zwischen der Anzahl der Elektronen, die während des Verstärkungsprozesses (Avalanche Effekt) entstehen, und der Zahl der durch Primärionisation erzeugten Elektronen mit einem Verstärkungsfaktor, der von der eingestellten Hochspannung abhängig ist. Wird die Hochspannung weiter erhöht, so ist die erzeugte Ladungsmenge nicht mehr proportional zur Primärladung, und schließlich findet eine kontinuierliche Entladung statt.

Die Abbildung 3.7 zeigt die Effizienz der $+0^\circ$ -Drahtebene einer Driftkammer der Ebene I als Funktion der Hochspannung (Plateau-Kurve). Die Messung wurde mit einer Strontium-Quelle durchgeführt. Als Referenzdetektor wurden die -0° -Drahtebene derselben Driftkammer und ein Szintillator-Pad verwendet. Es ist wie bei der Funktion der Zahl der gesammelten Ionen (s. Abb. 3.6) zunächst ein Anstieg erkennbar. Es ist weiter zu sehen, dass die Effizienz bei einer Hochspannung von 1750 bis 1830V ein Plateau erreicht, das die 0,6 approximiert (Die Messung ist nicht Akzeptanz korrigiert, d. h. die 0,6 entsprechen 100%). Wird die Hochspannung zu hoch eingestellt, sinkt die Effizienz wieder: Bei dieser Einstellung steigt die Zahl der Elektronenlawinen in der Nähe des Signaldrahts an, aber zur gleichen Zeit steigt die Zahl der Ionen, da deren Driftgeschwindigkeit gering ist [Leo87]. Folglich wechselt das elektrische Feld, und die Gasverstärkung um den Draht nimmt ab [Leo87]. Infolgedessen ist die Amplitude des Stromimpulses geringer, so dass die an der Elektronik eingestellte Schwelle nicht mehr überschritten werden kann und die Effizienz sinkt. Um dieses zu beheben, kann die Hochspannung noch etwas erhöht werden, aber das dann resultierende Plateau ist sehr viel schmaler [Leo87].

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Effizienz der Driftkammern für kosmische Myonen bestimmt. Weiterhin wird die Abhängigkeit der Effizienz von den eingestellten Parametern, wie der Hochspannung und den Schwellen der Elektronik, untersucht. Dieser Abschnitt beschreibt und hat gezeigt, wie notwendig die richtige Wahl der Einstellungen der Hochspannung und der Elektronik für eine hohe Effizienz sind und welchen Einfluss diese auf die Nachweiswahrscheinlichkeit haben.

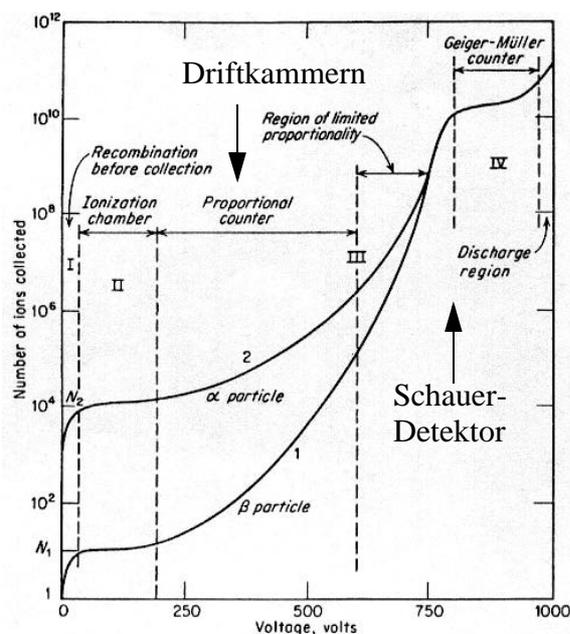


Abb. 3.6: Zahl der gesammelten Ionen (Number of ions collected) als Funktion der Hochspannung (Voltage, volts) für eine single wire gas chamber (Ein-Draht-Gas-Kammer). [Ste97]

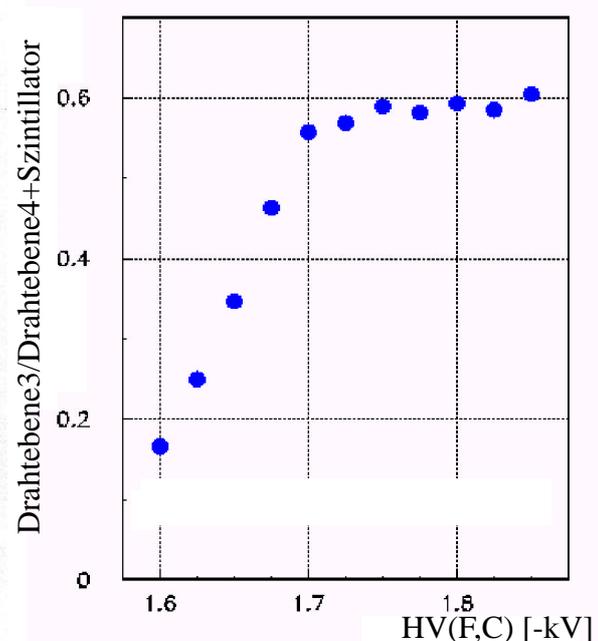


Abb. 3.7: Plateau-Kurve: Effizienz als Funktion der Hochspannung [Mün02]. An die Feld- und die Kathodendrähte ist die gleiche Hochspannung angelegt.

3.2.6 Ortsmessung

Die besondere Eigenschaft der Driftkammer beruht darauf, dass aufgrund des möglichst homogenen Driftfeldes in der Driftzelle (s. Abb. 3.9) eine Proportionalität zwischen der Driftzeit und der Driftstrecke besteht:

Die Driftzeit beschreibt die Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt der Entstehung des Primärelektrons und dem Auftreffen am Signaldraht. Die primär erzeugten Elektronen sind auf den Durchgang eines geladenen Teilchens zurückzuführen. Die Information über den Zeitpunkt des Durchgangs kann durch einen zweiten Detektor, z. B. der Flugzeitwand, festgestellt werden. Ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen entlang der Feldlinien im elektrischen Feld der Driftkammer bekannt, kann aus der gemessenen Driftzeit der Abstand vom Signaldraht, den das geladene Teilchen beim Durchgang durch die Zelle hatte, berechnet werden.

Im größten Teil der Zelle besteht ein möglichst homogenes elektrisches Feld, was eine nahezu konstante Driftgeschwindigkeit v_D bewirkt (s. Abb. 3.9). Diese stellt sich ein, wenn der Energieverlust der Elektronen bei Stößen mit den Gasatomen im Gleichgewicht mit der im elektrischen Feld gewonnenen Energie ist. Die Driftgeschwindigkeit im homogenen elektrischen Feld kann angegeben werden durch:

$$v_D = \frac{e}{m_e} E \tau(\varepsilon) = \frac{e}{m_e} E \left\langle \frac{\lambda_e(\varepsilon)}{v(\varepsilon)} \right\rangle \quad [\text{Mei95}], \quad (3.6)$$

wobei $\lambda_e(\varepsilon) \sim \frac{T}{\rho \sigma(\varepsilon)}$

e, m_e Ladung und Masse des Elektrons,

E Betrag des elektrischen Feldes,

ε Energie eines Elektrons, Summe aus der thermischen Energie $\frac{3}{2}kT$ und der kinetischen Energie ε_E , hervorgerufen aus der Beschleunigung im elektrischen Feld $\varepsilon = \frac{3}{2}kT + \varepsilon_E$,

$\tau(\varepsilon)$ mittlere Zeit zwischen zwei Stößen,

$\lambda_e(\varepsilon)$ mittlere freie Weglänge eines Elektrons zwischen zwei Stößen mit Gasmolekülen,

$v(\varepsilon)$ statistische Geschwindigkeit der Elektronen,

$\sigma(\varepsilon)$ Gesamtwirkungsquerschnitt des Impulsübertrages zwischen Elektronen und den Gasmolekülen als Funktion von der Energie eines Elektrons ε ,

T, ρ Temperatur und Druck des Gases,

Die Driftgeschwindigkeit hängt nicht nur von der Energie des Elektrons und dem Gesamtwirkungsquerschnitt, sondern auch von den Parametern Temperatur, Druck und Zusammensetzung des Gases ab. Bei -1850V beträgt die Driftgeschwindigkeit im Bereich der homogenen Feldstärke der Driftzelle einer Driftkammer der Ebene II $v_D = 49 \mu\text{m/ns}$ (ermittelt im Strahlzeit-Experiment vom April 2001 C + C bei 1,5 GeV per Nukleon) mit einem Verstärkungsfaktor von ungefähr 10^5 . Ionen driften im Vergleich zu den Elektronen sehr viel langsamer zu den Kathodendrähten im homogenen elektrischen Feld und werden daher nicht zur Ortsrekonstruktion verwendet.

Die Gleichung 3.6 zeigt, dass die Driftgeschwindigkeit der Elektronen linear vom Verhältnis E/p abhängt. Um große Schwankungen der Elektronendriftgeschwindigkeit aufgrund von Veränderungen des elektrischen Felds oder des Drucks zu verhindern, muss ein nominaler Arbeitspunkt für die Kammer so gewählt werden, dass der Arbeitspunkt z. B. für die Drift-

kammern der Ebene II bei -1850V liegt. Hier ist die Driftgeschwindigkeit von dem Verhältnis E/p nicht stark abhängig. So werden Nichtlinearitäten in der Relation zwischen Position und Driftzeit reduziert, die Kammer wird weniger von Variationen des Gasdrucks beeinflusst.

In der Verstärkungsregion¹ ist die Driftgeschwindigkeit nicht mehr konstant, sondern hängt von der Geometrie des elektrischen Felds und der Driftzelle und des Gasgemisches ab. Aus diesem Grund müssen an der Orts-Driftzeit-Relation nichtlineare Korrekturen vorgenommen werden. Zu den statistischen Faktoren, die eine Varianz der Driftzeit hervorrufen können, gehören:

- das inhomogene elektrische Feld in der Nähe des Signaldrahts u. in den Ecken der Zellen
- Diffusion der Elektronen im Driftgas
- unterschiedliche Trajektorien² der Elektronen

Die Wahl der Hochspannungseinstellung erfolgt nicht primär für ein möglichst homogenes Driftfeld, sondern um eine maximale Effizienz bei kleinstmöglicher Verstärkung zu erreichen.

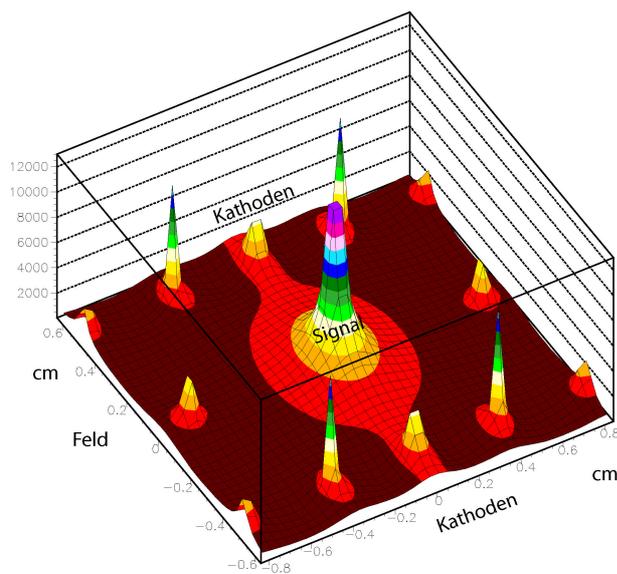


Abb. 3.8: Betrag der elektrischen Feldstärke. Dargestellt ist der Betrag der elektrischen Feldstärke (z-Achse) gegen die Ortskoordinaten einer Driftzelle, einer Driftkammer (x- und y-Achse) der Ebene IV. Im Punkt (0,0) liegt der Signaldraht. An den Potential- (Felddrähten) und Kathodendrähten liegt eine Hochspannung von -1850V an. [Mar02]

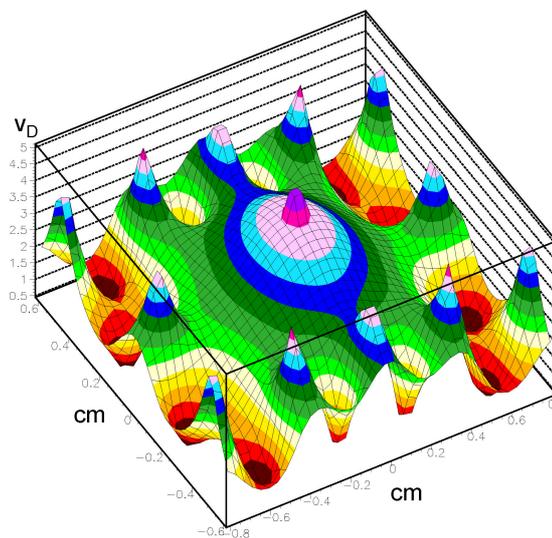


Abb. 3.9: Driftgeschwindigkeit. Die räumliche Darstellung des Betrags der Driftgeschwindigkeit v_D gegen die Ortskoordinaten einer Driftzelle einer Driftkammer der Ebene IV ist zu erkennen. Der Bereich mit nahezu konstanter Driftgeschwindigkeit ist gut zu sehen. Am Rand der Driftzelle ist v_D klein, d. h. durchquert ein geladenes Teilchen diesen Abschnitt kommt es zu langen Driftzeiten. [Mar02]

¹ beginnt ab einem Abstand von $50\ \mu\text{m}$ vom Signaldraht

² Weg eines Elektrons innerhalb einer Driftzelle

4 Kapitel

Experimenteller Aufbau zum Nachweis von kosmischen Myonen

In dieser Diplomarbeit sollen das Ansprechverhalten der HADES Driftkammern auf minimal ionisierende Teilchen (MIPS), kosmische Myonen, und die Ausrichtung der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand untersucht werden. Um möglichst viele Driftkammern zu erfassen und die maximale Triggerrate der kosmischen Myonen auszunutzen, basiert der Trigger-Aufbau auf Koinzidenzen aus Flugzeitwand-Sektoren (s. Abb. 1.3). In unserem Fall (dem 1. HADES Experiment mit kosmischen Myonen) bestehen die Koinzidenzen aus Ereignissen in gegenüberliegenden Sektoren. In zukünftigen Experimenten können die Koinzidenzen in beliebigen Sektoren verschaltet werden oder auf dem Selbst-Trigger der Driftkammern basieren. Der Aufbau des Selbst-Triggers, auch Common-or-Technik genannt, verlangt sehr gute individuelle Schwellen (s. Abschn. 4.1), da Rauschereignisse nahezu vollständig unterdrückt werden müssen. Zum jetzigen Zeitpunkt ist dieser Aufbau noch nicht möglich, da zunächst für jede Driftkammer die richtige Schwelleneinstellung gefunden werden muss, und die Auswirkungen der Schwellen auf die aufgenommenen Daten, wie die Effizienz und die Driftzeiten, untersucht werden müssen.

In diesem Kapitel werden die Auslese der Driftkammern und der Flugzeitwand sowie der Trigger-Aufbau beschrieben.

4.1 Auslese-Elektronik der Driftkammern

Folgende Vorgänge werden bei einem Durchgang eines kosmischen Myons durch eine Driftkammer und durch einen Szintillator der Flugzeitwand ausgelöst:

Die Elektronen werden aus dem Füllgas der Driftkammern gelöst, die dann auf Grund des elektrischen Felds zum Signaldraht driften, wo sie einen Stromimpuls auslösen. Das am Signaldraht erzeugte Signal hat eine Anstiegszeit von 10 ns, und die Signalamplitude klingt bereits nach 80 ns auf 10% ab [Zen97]. Das Signal weist grobe Strukturen, die von der Ankunftszeit der einzelnen Elektronen-Cluster herrühren (s. Abschn. 3.2.2), und kleine Strukturen auf, die durch Diffusionseffekte während des Drifts verursacht werden. Die durch die Prozesse hervorgerufenen kleinen Strukturen des Signals interessieren im einzelnen nicht. Daher wird das Signal geringfügig integriert. Weiterhin verstärkt und formt der ASD8-Chip [New93] das Signal, das zusätzlich in einen Spannungsimpuls umgewandelt wird (s. Abschn. 3.2.4).

Anschließend generiert ein Diskriminator am Ausgang einen logischen Puls, wenn das Eingangssignal (Spannungsimpuls) die eingestellte Schwelle (threshold) übersteigt. Durch das

Verstellen der Schwelle können das Eigenrauschen des Verstärkers und andere Störungen (s. den noch folgenden Abschn. 5.3.1), die vor dem Verstärken in die Signalleitung einkopeln, reduziert bzw. komplett ferngehalten werden. Dies bedeutet auch, nicht das erste Elektron, das den Anodendraht/Signaldraht erreicht, löst den Stromimpuls aus, sondern erst nachdem genügend Ladung vorhanden ist, wird die Schwelle überschritten. Nach dem Schwellendiskriminator trifft das Signal auf einen TDC¹.

Das schnelle Signal der Szintillatoren der Flugzeitwand wird um eine feste Zeit verzögert und gelangt dann ebenfalls zum TDC. Dieser digitalisiert die Zeitdifferenz zwischen dem von außen zugefügten verzögerten Signal des Szintillators, das auch Common-Stop-Signal CSS² genannt wird, und dem Signal, das vom Signaldraht stammt.

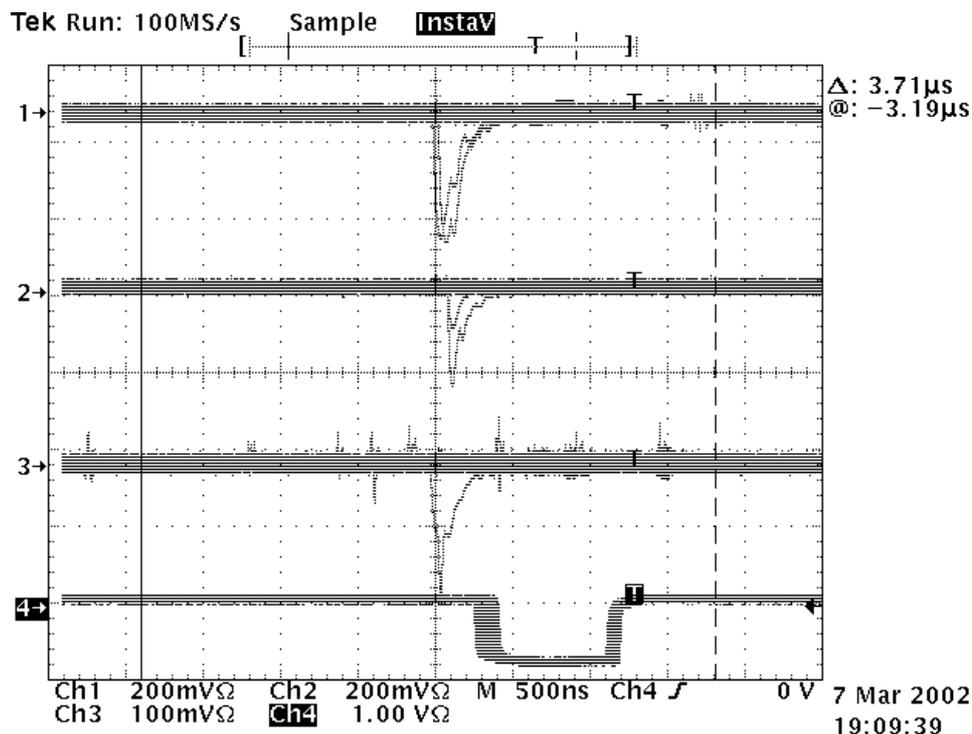


Abb. 4.1: Analog-output. Zu sehen sind in den Kanälen 1 bis 3 die analogen Signale der Signaldrähte der Driftkammern verschiedener Ebenen und im Kanal 4 das Common-Stop-Signal (s. auch Abb. 4.2).

Die Differenz aus dem Zeitpunkt, an dem hinreichend Elektronen am Signaldraht ankommen, so dass die eingestellte Schwelle überschritten wird, und dem Common-Stop-Signal, wird $time_1^{Raw}$ ³ genannt (s. Abb. 4.1 u. Abb. 4.2). Fällt das Signal wieder unterhalb der voreingestellten Schwelle, kann daraus und aus dem Common-Stop-Signal die $time_2^{Raw}$ ^{3, 4}

¹Time-to-Digital Converter (Zeit-zu-Digital-Wandler)

²HADES-intern wird das Common-Stop-Signal auch als CMS abgekürzt

³ $time_1$ und $time_2$ sind Nomenklaturen der Analyse. In diesem Datenlevel werden diese als "hit" bezeichnet, aber um die Beschreibung zu vereinfachen, werden die Begriffe der Analyse verwendet.

⁴Die Bedeutung der $time_2$ hängt von den Einstellungen des TDCs ab. Die $time_2$ kann entweder den Zeitpunkt ermitteln, zu dem das Signal unterhalb der voreingestellten Schwelle fällt, oder Information geben, wann ein zweites Teilchen die Driftzelle durchquert hat. Für dieses Experiment wird die erstere Einstellung verwendet.

berechnet werden. Die Zeitinformationen, $time_1^{Raw}$ und $time_2^{Raw}$, die im TDC gemessen werden, werden in Kanal-Einheiten [ch] ausgelesen.

Die time-above-threshold, die Zeit, in der das Eingangssignal die Schwelle übersteigt, wird durch die Differenz aus der $time_2^{Raw}$ und $time_1^{Raw}$ ermittelt. Die time-above-threshold ist mit der Anzahl der am Signaldraht ankommenden Elektronen korreliert.

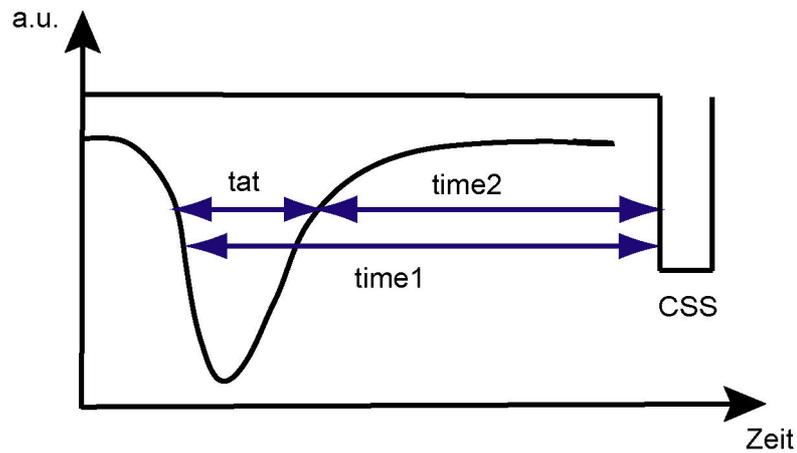


Abb. 4.2: Time-above-threshold und $time_1^{Raw}$. Dargestellt ist das Signal eines Signaldrahts und das Common-Stop-Signal CSS. tat = time-above-threshold, $time1$ = $time_1^{Raw}$, $time2$ = $time_2^{Raw}$, a.u.=arbitrary unit = willkürliche Einheit.

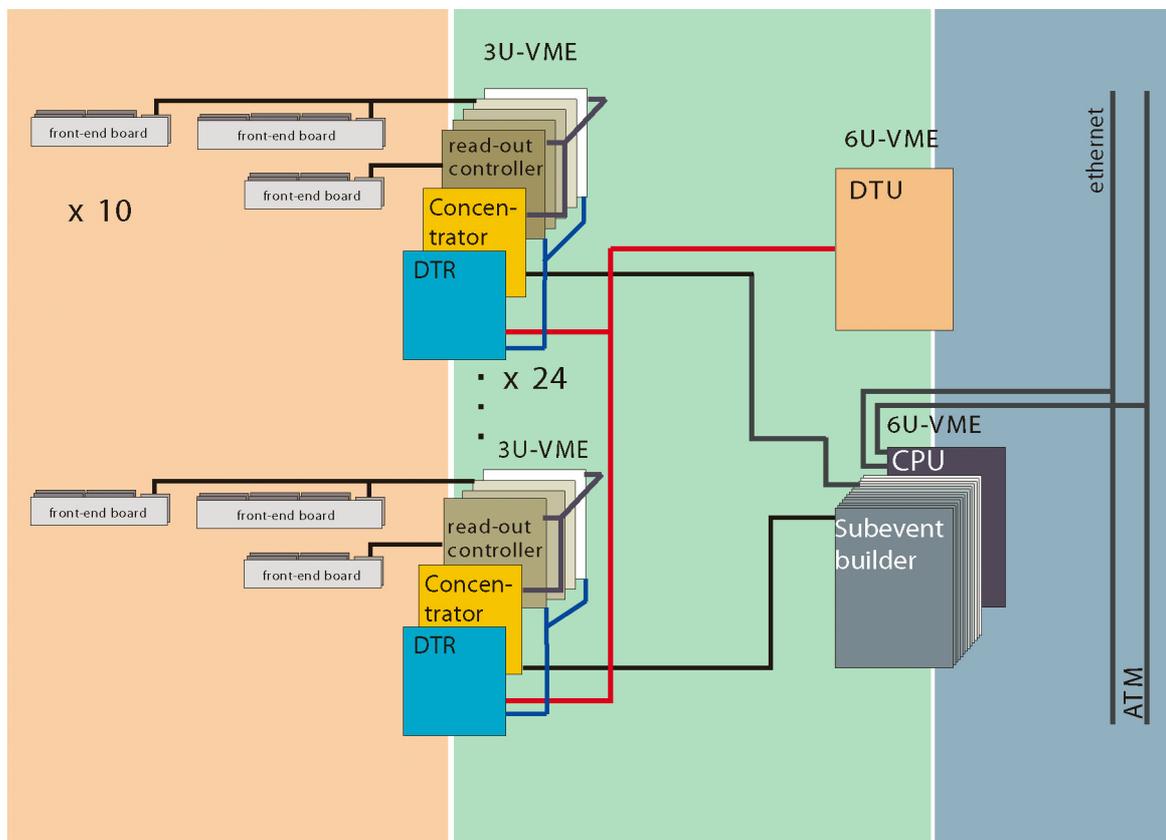


Abb. 4.3: Überblick über die Auslese der Elektronik.

Die Abbildung 4.3 stellt die weiteren Schritte des Prinzips der Auslese der Driftkammern dar. Unmittelbar nach der Digitalisierung der Zeitinformation werden die Daten aus den TDCs (befinden sich auf den front-end boards) von den Auslesesteuereinheiten (ROC¹) ausgelesen und zwischengespeichert. Die Zeit- und Ortsinformationen in Form von TDC Kanälen, die TDC Adresse, die ROC Nummer, die Ereignisnummer u.s.w. werden in ein Datenwort zusammengefasst. Im nächsten Schritt wird das Datenwort über den Protokollumsetzer (concentrator) weitergegeben.

Der externe HADES Trigger gelangt von der zentralen Triggereinheit (CTU) über die Detektor-Triggereinheit (DTU) und die Triggerreceiver-Karte (DTR) zu den ROCs. Das Common-Stop-Signal (CSS) von der Flugzeitwand wird über die ROCs zu den TDCs verteilt, um dort, wie oben beschrieben, für die Zeitberechnung zur Verfügung zu stehen. Das CSS steht nur dann zur Verfügung, wenn auch das Triggersignal vorhanden ist.

Über eine weitere Schnittstelle ist der Protokollumsetzer mit dem Subeventbuilder (SAM²) verbunden. Hier werden die Datenworte jeder einzelnen Kammer in ein Datenpaket, ein Ereignis, zusammengefasst. Auch die anderen Detektoren des Spektrometers HADES haben mindestens einen solchen Subeventbuilder. Die Daten der Subeventbuilder werden zum Eventbuilder weitergeleitet und werden dort zu einem Ereignis zusammengesetzt und auf Band geschrieben.

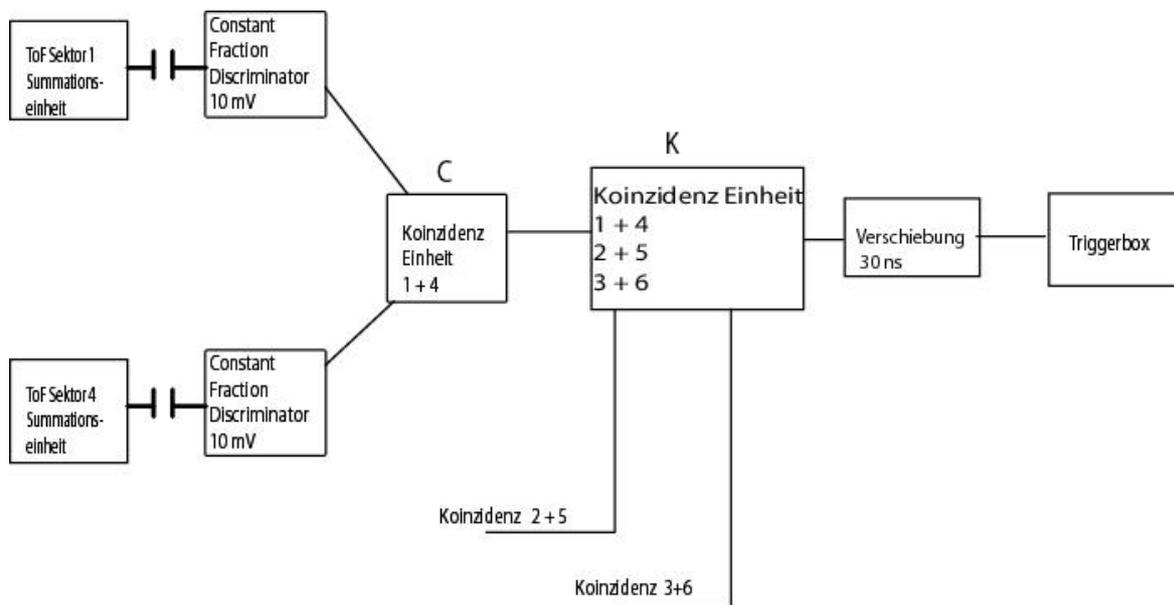


Abb. 4.4: Triggerschaltbild.

4.2 Der Trigger für kosmische Myonen

In jedem Sektor der Flugzeitwand wird links und rechts von jedem Szintillator das Signal des Photomultipliers PMT ausgelesen. Für einen einzelnen Sektor bedeutet dies, dass bei zwei PMT der je 64 Szintillatoren insgesamt 128 PMT ausgelesen werden. Die Signale werden in einer Summationseinheit (Modul SU³) summiert.

¹Read-out-Controller

²Steuerungs- und Auslese-Modul

³Summation Unit

Das Signal, das aus der Summationseinheit über einen Kondensator kommt, wird auf einen Constant Fraction Discriminator¹ geschickt (s. Abb. 4.4). In den Gleichungen 1.10 und 1.11 auf Seite 14 wird gezeigt, dass sowohl die Orts- als auch die Zeitinformation ein Signal vom linken und rechten PMT benötigen. Der Constant Fraction Discriminator ist deshalb so eingestellt, dass Multiplizitäten von zwei und größer verlangt werden. Es gibt keine Beschränkung nach oben. Somit können auch zwei oder mehr Treffer in einem Sektor nachgewiesen werden. Nur wenn die Bedingung des Constant Fraction Discriminators erfüllt ist, wird das Signal weitergeleitet. Bis zu diesem Punkt ist der Triggeraufbau für jeden der 6 Flugzeitwand-Sektoren identisch. In einer Koinzidenz-Einheit C wird eine Koinzidenz aus 2 Flugzeitwand-Sektoren verlangt. Welche Sektoren miteinander verknüpft werden, kann individuell eingestellt werden. Aus Gründen, die bereits oben erläutert wurden, werden gegenüberliegende Sektoren miteinander verbunden. So werden die Flugzeitwand-Sektoren 1 und 4, 2 und 5 sowie 3 und 6 in Koinzidenz miteinander verschaltet. Dieses bedeutet, dass z. B. ein Myon sowohl durch den Sektor 1 als auch den Sektor 4 fliegen muss, damit die Koinzidenz erfüllt ist. In einer weiteren Koinzidenz-Einheit K wird gefordert, dass nur eine dieser drei Koinzidenzen wahr sein muss, damit es sich um ein gewünschtes Ereignis handelt. Dieses Signal ist letztlich der Trigger für kosmische Myonen und wird als solcher in das allgemeine HADES Triggersystem eingespeist.

Während der Strahlzeit-Experimente nimmt das Signal von der Summationseinheit bis zur Triggereinheit einen anderen Lauf. Um einen gleichen zeitlichen Verlauf für das Signal im kosmischen Trigger als auch im Strahlzeit-Experiment zu erhalten, wird noch eine zeitliche Verzögerung von 30 ns zwischen die Koinzidenzeinheit K und die zentrale Triggerbox (CTU) geschaltet. Das hieraus resultierende Signal wird an die Detektor-Triggereinheit der Driftkammern gesendet.

Das Triggersignal wird zum Start der TDCs der Flugzeitwand verwendet, für die TDCs der Driftkammern muss das Signal zusätzlich nochmals verzögert werden, da es zum Stoppen der Zeitmessung benutzt wird, daher auch der Name Common-Stop-Signal.

Die Koinzidenzeinheit C (insgesamt dreimal vorhanden) ermittelt, wann die zwei logischen Signale der Sektoren zeitlich koinzidieren, und generiert ein logisches Signal, wenn die Koinzidenz wahr ist, bzw. kein Signal, wenn sie falsch ist. Wichtig ist, dass das Gatter der Koinzidenz lang genug offen ist, damit beide ankommenden logischen Signale auch überlappen können. Denn das Signal des einen Sektors trifft aufgrund der Flugzeitunterschiede später ein, d. h. das Myon fliegt durch Sektor 1 und erst nach 10-16 ns durch Sektor 4, da der Abstand zwischen beiden Sektoren ca. 400 cm beträgt. Des Weiteren kann z. B. das Signal von Sektor 1 wegen der Laufzeitunterschiede der Elektronik vor dem Signal von Sektor 4 eingehen.

Die Koinzidenz K überprüft, ob eine der drei eingestellten Koinzidenzen C ein logisches Signal aussendet. Ist dies nicht der Fall, generiert die Koinzidenz K ein logisches Signal bzw. wenn dieses wahr ist, wird kein Signal generiert. Die Tabelle 4.6 und Abbildung 4.5 veranschaulichen, wann ein Signal generiert wird und wann nicht. Für zukünftige Experimente sollte die Koinzidenz K aus einer Oder-Schaltung der Koinzidenzen C bestehen (s. Tabelle 4.6 u. Abb. 4.5).

¹Diskriminator

Koinzidenz Sektor 1 + 4 C	Koinzidenz Sektor 2 + 5 C	Koinzidenz Sektor 3 + 6 C	Koinzidenz K	$\overline{\text{Koinzidenz K}}$
0	0	0	1	0
1	0	0	0	1
0	1	0	0	1
0	0	1	0	1
1	1	1	0	1

Tabelle 4.6: Wahrheitstabelle. Zu erkennen sind die Einstellungen der Koinzidenz K (s. Text) unter den verschiedenen möglichen Kombinationen der Koinzidenzen C. Die $\overline{\text{Koinzidenz K}}$ (Oder-Schaltung) zeigt auf, wie die Einstellung an der Koinzidenz-Einheit für zukünftige Experimente eingerichtet werden sollte; s. auch Abb. 4.5.

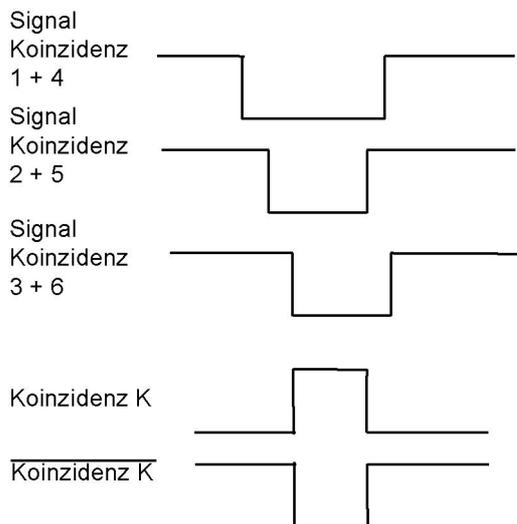


Abb. 4.5: Koinzidenzen. Die Signale der Koinzidenzen 1+4 / 2+5 / 3+6 sind erkennbar sowie die daraus resultierende Koinzidenz K und Koinzidenz $\overline{\text{K}}$ (Oder-Schaltung).

Koinzidenz C	Zählrate
1 + 4	27,3 Hz
2 + 5	11,4 Hz
3 + 6	9,8 Hz
gesamt	48,5 Hz

Tabelle 4.7: Koinzidenzen und deren Zählraten/Triggerraten.

Sektor	Treffer [1/s]
1	747 ± 32
2	582 ± 48
3	1035 ± 86
4	724 ± 24
5	609 ± 28
6	730 ± 23

Tabelle 4.8: Zahl der Treffer in einer Sekunde für jeden einzelnen Sektor.

Die Triggerrate der Koinzidenz der Sektoren 1 und 4 mit 27,3 Hz ist mehr als doppelt so hoch wie die der anderen Koinzidenzen 11,4 bzw. 9,8 Hz (s. Tabelle 4.7). Gründe hierfür sind die Winkelverteilung der kosmischen Myonen (s. Abb. 2.1 u. Gleichung 2.1) und eine unterschiedliche Ausrichtung der Flugzeitwand-Sektoren (s. Abb. 1.2).

Die Tabelle 4.8 zeigt die Zahl der Treffer, die in den einzelnen Sektoren registriert werden. Die Intensität der einfallenden kosmischen Myonen ist auf Meereshöhe gleich $1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$ (vgl. Abschn. 2.3). Jeder Flugzeitwand-Sektor hat eine Fläche von 31900 cm^2 . Folglich sollten ohne Berücksichtigung der Winkelverteilung pro Sekunde 532 kosmische Myonen auf jeden Sektor treffen. Eine Beachtung der Winkelverteilung führt zu einer Verringerung um den Faktor $\cos^2 \theta$ (vgl. Gleichung 2.1).

Es ist zu sehen, dass die Zahl der Treffer auf der Flugzeitwand pro Sektor die Winkelverteilung des Einfalls der kosmischen Myonen und die Ausrichtung der Detektoren widerspiegelt (vgl. Tabelle 4.8). So haben die Sektoren 1 und 4, 2 und 5 eine ähnliche Anzahl von Treffern (mit Ausnahme der Sektoren 3 und 6). Weiterhin erkennt man, dass die einzelnen Sektoren mehr Myonen wahrnehmen, als es von der Intensität vorgegeben ist. Folgende Gründe können hierfür in Betracht kommen:

- Die kosmischen Myonen fallen schräg auf die Flugzeitwand ein. Daher trifft das Myon beim Durchgang durch einen Flugzeitwand-Sektor zwei Szintillatoren. Obgleich es sich nur um ein Myon handelt, interpretiert die verwendete Summationseinheit dies als Treffer von zwei Myonen.
- Untergrundrauschen der Elektronik führt zu einem Missverständnis. Ein Signal wird irrtümlich als Treffer identifiziert. Zum Beispiel in Sektor 3 ist das Rechtecksignal am Eingang des Constant-Fraction Discriminator (nach der Summationseinheit s. Abb. 4.4) durch Untergrundrauschen unscharf und verformt. Hier ist die Folge, dass bald doppelt soviel Treffer in dem Sektor registriert werden, als die Myonen-Intensität es zulässt.
- Werden viele Treffer in einem Ereignis registriert, können diese auch durch kosmische Schauer hervorgerufen worden sein.
- Die Radiaktivität aus dem Beton, der das HADES Spektrometer aus Strahlenschutzgründen umgibt: Sowohl β - als auch γ -Teilchen treten aus und treffen auf die Flugzeitwand.
- Unterschiedliche Abschirmung durch die Beton-Decke des HADES Cave.

Erst durch Korrelation mit den Driftkammern kann exakt geklärt werden, ob es sich um ein oder zwei Myonen oder Untergrundrauschen handelt.

4.3 Parameter der Flugzeitwand und der Driftkammern

Die Parameter der Flugzeitwand, wie die Hochspannung und die Schwellen, entsprechen den Einstellungen des Strahlzeit-Experiments vom November 2001.

Innerhalb einer Netto-Meßzeit von 25 Stunden wurden im Experiment mit den kosmischen Myonen im März 2002 mit Hilfe dieses Triggers 4,45 Millionen Ereignisse aufgenommen. Die Einstellungen der Flugzeitwand wurden in dieser Zeit nicht geändert. Dagegen wurden die folgenden Parameter der Driftkammern verändert, um deren Einfluss auf Charakteristika, wie die Driftzeiten und die Effizienz, zu ermitteln:

- Hochspannung
- individuelle Schwellen
- Gasqualität
- Koinzidenzen (horizontale Sektorkombination: 1+4 / 2+6 / 3+5)

Die Schwellen der Diskriminatoren wurden für alle Kammern einer Ebene verändert. Daraus resultiert, dass Störungssignale reduziert werden können. Allerdings hat die Veränderung der Schwellen einen Einfluss auf die Effizienz. Wird eine höhere Schwelle eingestellt, müssen mehr Elektronen am Signaldraht vorhanden sein, um die Schwelle überschreiten zu können, und daher ist auch die time-above-threshold, die Breite des Signals, kürzer.

In der skizzierten Abbildung 4.6 kann der erklärte Effekt veranschaulicht werden. Dargestellt ist das Signal A eines Signaldrahts mit Untergrundrauschen. Ist die Schwelle (a) eingestellt, so wird das Untergrundrauschen nicht genügend entfernt. Schwelle (b) entfernt den größten Anteil des Untergrundrauschen. Bei einer Schwelleneinstellung (c) hingegen, wird zusätzlich sehr viel vom eigentlichen Signal weggeschnitten. Die richtige Wahl der Schwelle ist ausschlaggebend. Es muss das Untergrundrauschen entfernt werden, ohne dass das eigentliche Signal verloren geht.

Die Abbildung 4.6 zeigt den möglichen Verlauf des Signals B. Für die Berechnung der Zeitinformationen, $time_1^{Raw}$ bzw. $time_2^{Raw}$, wird die erste steigende und erste fallende Flanke verwendet, d. h. fällt das Signal ein zweites Mal unter die eingestellte Schwelle, wird dies von der Elektronik nicht registriert.

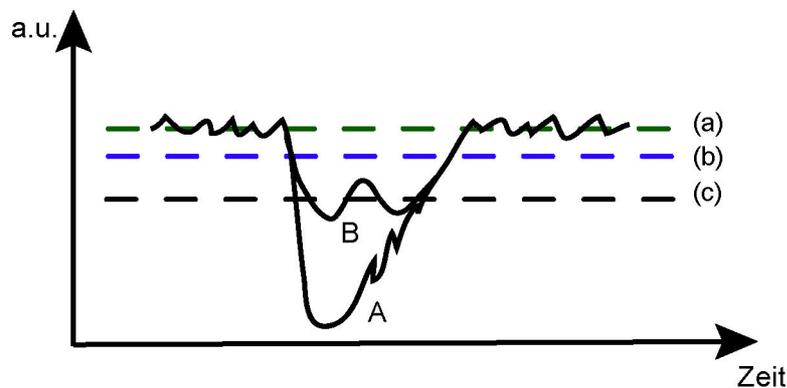


Abb. 4.6: Auswirkung von eingestellten Schwellen auf die Zeitinformationen. Schematisch dargestellt sind zwei Signale A und B eines Signaldrahts mit Untergrundrauschen und drei verschiedene Schwellen (a), (b), (c) (die gestrichelten Linien). a.u.=arbitrary unit = willkürliche Einheit

Abschnitt 3.2.3 beschreibt, dass eine Kontamination des Füllgases mit Sauerstoff und Wasser zu Elektroneneinfang führt, somit eine Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor bewirkt. Die Driftkammern der Ebenen III und IV sind von diesem Effekt besonders betroffen, da deren Driftzellen größer sind als die der Driftkammern der anderen Ebenen. Um diesen Prozess zu minimieren, wird für die äußeren Driftkammern (Ebenen III und IV) eine größere Verstärkung durch eine höhere Hochspannung und ein höherer Gasfluss eingestellt.

Um die Gasqualität zu verbessern, wurden Reinigungskartuschen eingesetzt. Abbildung 4.7 zeigt, dass sich aber während des Experiments die Gasqualität kaum änderte. Gemessen wurde der Sauerstoffgehalt im Gaskreislauf der Driftkammern. Die Werte liegen zwischen 730 und 986 ppm am Kammerausgang. Der Mittelwert liegt bei etwa 800 ppm.

Für die HADES Driftkammern ist ermittelt worden, dass mit steigendem Sauerstoffgehalt die Driftgeschwindigkeit sinkt [Lip00]. Es ist nicht bekannt bis zu welchem Sauerstoffgehalt Signale messbar sind. Dies könnte eine Untersuchung des Ansprechverhaltens der Driftkammern in Abhängigkeit zur Gasqualität klären.

Da die Veränderungen der Gasqualität im Experiment mit den kosmischen Myonen gering sind, kann das Ansprechverhalten der Driftkammern relativ zu dieser Größe in dieser Arbeit nicht untersucht werden.

Die Driftzeiten aus dem Experiment mit den kosmischen Myonen werden mit Daten aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001, in dem der gemessene Sauerstoffgehalt zwischen 590 und 710 ppm variierte, verglichen. Da das Ansprechverhalten vom Sauerstoffgehalt abhängig ist, können mögliche Unterschiede im Vergleich der Daten auf diesen zurückzuführen sein. Beim Vergleich der Effizienz der Driftkammern mit anderen Daten ist auf den Sauerstoffgehalt zu achten (s. Abschn. 3.2.5).

Tabelle 4.9 zeigt die Zahl der Ereignisse, die mit diesen veränderten Parametern aufgenommen wurden. Welche Driftkammern während dieser Zeit im Spektrometer einsatzbereit waren, ist in Tabelle 4.10 zu sehen.

Driftkammer Parameter	Statistik
niedrige Hochspannung, hohe Schwellen	1,900k
niedrige Hochspannung, niedrige Schwellen	800k
hohe Hochspannung, hohe Schwellen	250k
hohe Hochspannung, niedrige Schwellen	900k
Koinzidenzwechsel	600k
gesamt	4,45M

Tabelle 4.9: Zahl der aufgenommenen Ereignisse unter den verschiedenen Bedingungen für die Ebenen I / II / III / IV:
niedrige Hochspannung:
1700 / 1800 / 2000 / 2300 HV
hohe Hochspannung:
1775 / 1850 / 2100 / 2400 HV
niedrige Schwellen:
128 / 128 / 112 / 120
hohe Schwellen:
138 / 138 / 120 / 120
Koinzidenzwechsel: 1+4 / 2+6 / 3+5
mit den Zählraten: 27,3 / 9,7 / 7,8

Ebene	Sektor 1	Sektor 2	Sektor 3	Sektor 4	Sektor 5	Sektor 6
I	X	X	X	X	X	X
II	X		X	X	X	X
III	X		X			
IV	X					

Tabelle 4.10: Funktionsfähige Driftkammern. Die während des Experiments einsatzbereiten Driftkammern sind mit X gekennzeichnet. Mit Ausnahme der -0° -Drahtebene der Driftkammer der Ebene I in Sektor 1 waren alle Drahtebenen in Betrieb.

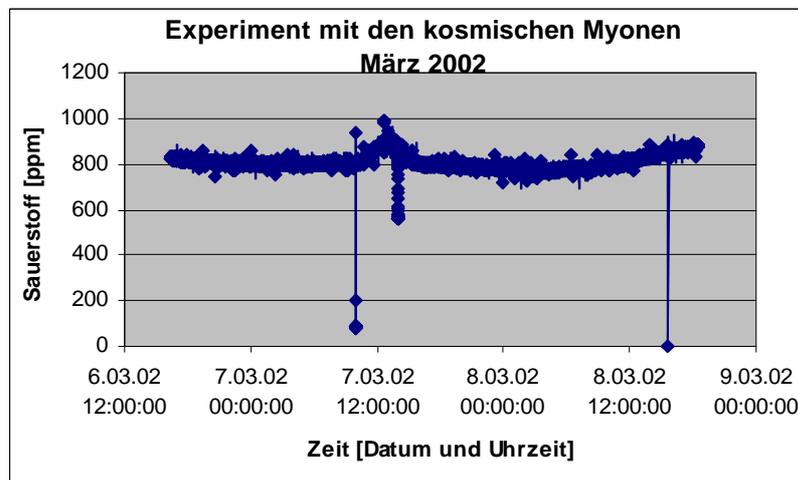


Abb. 4.7: Sauerstoffgehalt im Gaskreislauf der Driftkammern während des Experiments mit den kosmischen Myonen im März 2002.

5 Kapitel

Erste Schritte der Analyse

Dieses Kapitel beschreibt die ersten Analyseschritte der im Experiment aufgenommenen Daten und stellt deren Ergebnisse vor. Das Ziel ist die Bereitstellung von eindeutigen Myonen-Ereignissen für die weitere Analyse bezüglich des Ansprechverhaltens der Driftkammern, hinsichtlich der Driftzeiten und der Effizienz, und der Positionen der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand.

5.1 Umrechnung der Roh-Daten in physikalische Größen

Die digitalen Roh-Daten, die von der Auslese-Elektronik der Flugzeitwand und der Driftkammer aus den analogen Signalen erzeugt werden, müssen entschlüsselt und in physikalische Informationen umgewandelt werden.

5.1.1 Flugzeitwand

Die Daten der Flugzeitwand beinhalten für jedes Ereignis Informationen, z. B. welcher Szintillator in welchem Sektor ein Signal sendet, und vor allem die Zeitinformationen des linken und rechten Photomultipliers. Wie die Berechnungen der Position des Treffers auf dem Szintillator und des Zeitpunkts, wann der Treffer relativ zum Startsignal (Trigger) erfolgt, und wie die Kalibrierung der Daten vorgenommen wird, ist in Abschnitt 1.3.6 beschrieben. Die Position des Treffers im Szintillator-Koordinatensystem ist bekannt, und die Ausrichtung des Szintillators im Labor-Koordinatensystem mit einer Genauigkeit besser als 1 cm bestimmt [Kön03]. Folglich kann die Position des Treffers in das Labor-Koordinatensystem umgerechnet werden.

5.1.2 Driftkammern

Für die Driftkammern stehen nach dem Dekodieren folgende Informationen bereit: welcher Signaldraht in welcher Ebene, in welchem Sektor in welcher Driftkammer feuert¹, die Drift-

¹feuernder Signaldraht = Signaldraht, von dem ein Signal registriert wird.

zeiten der fallenden und steigenden Flanken, $time_1^{Raw}$ und $time_2^{Raw}$, relativ zum Startsignal (Trigger).

Die Zeitinformationen, $time_1^{Raw}$ und $time_2^{Raw}$, sind in Kanal-Einheiten [ch] vorhanden (vgl. Abschn. 4.1). Die Umrechnung in die relevante Zeitinformation [ns] erfolgt anhand folgender Vorschrift:

$$time_{1,2}^{Cal} = \text{Verschiebung} - time_{1,2}^{Raw} \cdot \text{Steigung} \quad (5.1)$$

$$[ns] = [ns] - [ch] \cdot \frac{[ns]}{[ch]} \quad (5.2)$$

Durch interne Kalibrierung können individuell für jeden TDC-Kanal (für jeden Signaldraht) eine Verschiebung [ns] und eine Steigung [ns]/[ch], die sowohl von dessen Einstellungen als auch von voreingestellten Abweichungen abhängig sind, bestimmt werden. Die Steigung beträgt typischerweise zwischen 0,35 und 0,65 [ns]/[ch]. Der Korrekturterm Verschiebung berichtigt die Zeitverschiebung, die durch die Trigger-Bedingung, elektronische Verzögerungen, Kabellängen und den in den Strahlzeit-Experimenten auftretenden mittleren Flugzeiten, die die geladenen Teilchen zwischen Target und Signaldraht benötigen, hervorgerufen wird. Für die Daten, die im Experiment mit den kosmischen Myonen aufgenommen wurden, werden die aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 ermittelten individuellen Verschiebungen und Steigungen unverändert übernommen. Es muss allerdings eine zusätzliche Verschiebung eingeführt werden, um die veränderte Triggerbedingung und die Flugzeit der kosmischen Myonen zu korrigieren (s. den noch folgenden Abschn. 5.5) Die kalibrierten Driftzeiten $time_1^{Cal}$ und time-above-threshold werden im Folgenden als **Driftdauer** und **Impulsdauer** bezeichnet.

In einem weiteren Kalibrierungsschritt kann aus der Zeit $time_1^{Cal}$ und der Driftgeschwindigkeit die Driftstrecke s berechnet werden (vgl. Abschn. 3.2.6). Das heißt, es kann der minimale Abstand der Trajektorie des geladenen Teilchens bis zum Signaldraht bestimmt werden. Allerdings kann kein eindeutiger Ort festgestellt werden, sondern vielmehr der Mantel des Zylinders mit dem Radius s (= der zuvor ermittelten Driftstrecke), den die Trajektorie wie eine Tangente berührt. In diesem Kalibrierungsschritt wird auch die Nichtlinearität der Driftgeschwindigkeit (s. Abschn. 3.2.6 u. Abb. 3.9) und die Abhängigkeit vom Einfallswinkel des geladenen Teilchens berücksichtigt. Diese Mehrdeutigkeit ist typisch für Driftkammern, und sie wird durch die Kombination von mehreren getroffenen Driftzellen behoben.

In dieser Diplomarbeit wird die Koordinate des feuernenden Signaldrahts verwendet und nicht die aus der Driftdauer berechnete Ortsinformation. Hierauf wird im noch folgenden Abschnitt 5.5 eingegangen.

5.2 Flugzeitwand

5.2.1 Akzeptanz

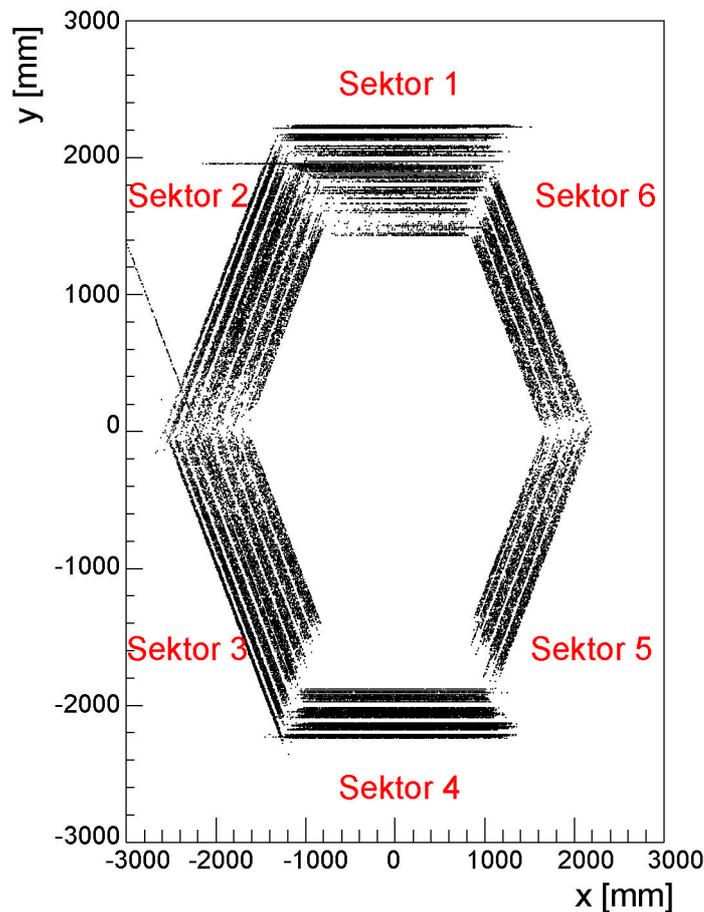


Abb. 5.1: Treffer auf die einzelnen Sektoren der Flugzeitwand im Labor-Koordinatensystem (2D).

Abbildung 5.1 zeigt zweidimensional die Treffer auf die einzelnen Sektoren der Flugzeitwand im Labor-Koordinatensystem. Die Treffer sind in parallelen Streifen angeordnet, diese spiegeln die Szintillatoren der Flugzeitwand wider. Die Sektoren 4, 5, und 6 sind nur zur Hälfte mit Treffern ausgeleuchtet. In Sektor 4 fehlen die 32 Szintillatoren nahe der Strahlachse. In den Sektoren 5 und 6 fehlen die äußeren 32 Szintillatoren. Dies ist darauf zurückzuführen, dass zum Zeitpunkt des Experiments mit den kosmischen Myonen die entsprechenden Hochspannungs-Module defekt waren [Kol02]. Sind diese Szintillatoren wieder funktionsbereit, erhöhen sich die Zählraten der Koinzidenzen von gegenüberliegenden Sektoren (vgl. Abschn. 4.2) um etwa 1/4. Da in allen drei Sektor-Kombinationen die gleiche Anzahl von Szintillatoren in Betrieb ist, können die Sektor-Kombinationen bezüglich der Triggerraten miteinander verglichen werden. Allerdings ist zu beachten, dass wegen der größeren Fläche die äußeren Szintillatoren häufiger von kosmischen Myonen getroffen werden als die der Strahlachse nahen Szintillatoren.

In Sektor 1 und Sektor 3 ist je ein Szintillator erkennbar, der örtlich deutlich aus der “Geometrie” herausfällt. Für diese Szintillatoren ist die Eichung offensichtlich nicht korrekt.

Diese Szintillatoren werden markiert und im Folgenden nicht mehr verwendet. Des Weiteren fällt auf, dass die Fläche des Sektors 1 im Vergleich zu der des Sektors 4 nicht gleichmäßig ausgeleuchtet ist. Dies ist sehr wahrscheinlich ebenfalls auf eine schlechte Eichung zurückzuführen.

5.2.2 Geschwindigkeit der Myonen

Um die Flugzeit der kosmischen Myonen zwischen zwei gegenüberliegenden Flugzeitwand-Sektoren zu bestimmen, wird die Triggerschaltung in der Analyse nachempfunden. Es wird im Folgenden zum Beispiel die Koinzidenz aus Sektor 1 mit Sektor 4 ausgewählt. Daraufhin werden nur solche Ereignisse in Betracht gezogen, in denen die Multiplizität der Sektoren 1 und 4 jeweils gleich eins ist. Demzufolge werden in einem Ereignis 2 und mehr Treffer auf einen Flugzeitwand-Sektor, die z. B. von einem Myon, das 2 Szintillatoren schräg durchquert, oder von einem Schauer herrühren, ausgeschlossen. Dadurch bleiben nur noch eindeutig zu analysierende Situationen übrig. Über jeden Treffer in einem Sektor sind u. a. die Position im Laborsystem x , y , z und die primäre Flugzeit jeweils mit entsprechender Ungenauigkeit bekannt. Aus der Differenz der primären Flugzeiten von Sektor 1 und Sektor 4 kann zum einen die Flugzeit t zwischen beiden Treffern berechnet und zum anderen die Flugrichtung der Myonen-Kandidaten ermittelt werden. Die gemessenen Roh-Zeiten der Sektoren 1 und 4 können sich durch elektronische Verzögerungen oder durch verschiedene Kabellängen unterscheiden. Die resultierenden Laufzeitunterschiede sind in die Flugzeit korrekt eingearbeitet [Zov02], so dass die obige beschriebene Subtraktion durchgeführt werden kann. Abbildung 5.2 zeigt aufgrund des ausschließlich negativen Vorzeichens der Flugzeit, dass die kosmischen Myonen ausschließlich in Sektor 1 einfallen und in Sektor 4 wieder austreten. Dies ist bestätigt, da die Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung stammen und entsprechend der in Abschnitt 2.3 diskutierten $\cos^2\theta$ -Winkelverteilung einfallen.

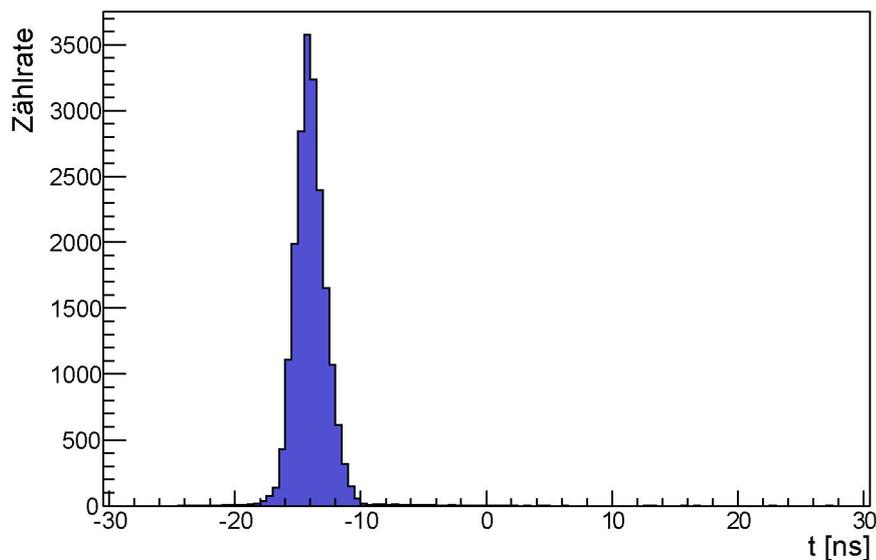


Abb. 5.2: Dargestellt ist die Differenz der primären Flugzeiten von zwei Treffern, die sich in den gegenüberliegenden Flugzeitwand-Sektoren 1 und 4 befinden.

Aus den im Labor-Koordinatensystem bekannten x -, y -, z -Positionen der Treffer auf die Sektoren, kann deren Distanz berechnet werden. Aus der Distanz und der zuvor ermittelten Flugzeitdifferenz kann die Geschwindigkeit der Myonen-Kandidaten berechnet werden. Die Fehler dieser Rechnung werden mithilfe der quadratischen Gauss'schen Fehlerfortpflanzung errechnet, da die einzelnen Messungen unabhängig voneinander sind.

Die Distanz wird wie folgt berechnet:

$$d = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} \quad (5.3)$$

mit der Position des ersten Treffers in Sektor 1 x_1, y_1, z_1 und der Position des zweiten in Sektor 4 x_2, y_2, z_2 . Die Messungenauigkeit der Flugzeitwand bezüglich der x -, y - und z -Position beträgt im Laborsystem 2 cm [Zov02].

$$\Delta d = \sqrt{\sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial d}{\partial x_i} dx_i \right)^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial y_i} dy_i \right)^2 + \left(\frac{\partial d}{\partial z_i} dz_i \right)^2} \quad (5.4)$$

Da $dx_2 = dx_1 = dx$ und $dy_1 = dy_2 = dy$ und $dz_1 = dz_2 = dz$ sind, vereinfacht sich die Gleichung zu:

$$\Delta d = \frac{1}{d} \sqrt{2(x_1 - x_2)^2 \cdot (dx)^2 + 2(y_1 - y_2)^2 \cdot (dy)^2 + 2(z_1 - z_2)^2 \cdot (dz)^2} \quad (5.5)$$

Weil $dx = dy = dz = 20\text{mm}$ ist, erhält man

$$\Delta d = \frac{\sqrt{2}}{d} \cdot dx \cdot \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} = \sqrt{2} \cdot dx = 28,3 \text{ mm.}$$

Dies ergibt bei typischen Distanzen von 4200 mm einen relativen Fehler von

$$\frac{\Delta d}{d} \approx 6,74 \cdot 10^{-3} = 0,7 \text{ \%}.$$

Die Flugzeit t zwischen beiden Treffern in den gegenüberliegenden Sektoren wird aus der Differenz der primären Flugzeiten tof berechnet.

$$t = tof_2 - tof_1 \quad (5.6)$$

$$\Delta t = \sqrt{\left(\frac{\partial}{\partial tof_2} t \cdot d tof_2 \right)^2 + \left(\frac{\partial}{\partial tof_1} t \cdot d tof_1 \right)^2} = \sqrt{2} \cdot d tof \quad (5.7)$$

unter der Annahme, dass der Messfehler in beiden Sektoren gleich ist und die Messungen voneinander unabhängig sind, mit $150 \text{ ps} = 0,15 \text{ ns} = d tof_2 = d tof_1 = d tof$ [Plus02].

Der Fehler von t beträgt somit $\Delta t = 0,21 \text{ ns}$. Dies ergibt bei typischen Flugzeiten von etwa 14 ns einen relativen Fehler von

$$\frac{\Delta t}{t} = 15 \cdot 10^{-3} = 1,5 \text{ \%}.$$

Die Geschwindigkeit $v = \frac{d}{t}$ ist mit dem Fehler $\Delta v = \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial d} \cdot \Delta d \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial t} \cdot \Delta t \right)^2}$ behaftet.

Der Gesamtfehler beträgt somit: $\Delta v = \sqrt{\left(\frac{1}{t}\Delta d\right)^2 + \left(-\frac{d}{t^2}\Delta t\right)^2}$. (5.8)

Für typische Flugzeiten von 14 ns und Distanzen von 4200 mm beträgt der Gesamtfehler 4,93 mm/ns. Dies ergibt bei typischen Geschwindigkeiten von 305 mm/ns einen relativen Fehler von $\frac{\Delta v}{v} = 16,17 \cdot 10^{-3} = 1,6\%$.

Im Folgenden wird die Geschwindigkeit und das resultierende β der kosmischen Myonen anhand von zwei Methoden bestimmt:

In der Methode 1 wird die Geschwindigkeit der Myonen nach $v=d/t$ berechnet (s. Abb. 5.3). Der Mittelwert beträgt 305,4 mm/ns und die Standard-Abweichung 19,02 mm/ns. Die Verteilung weist zwei Maxima auf, eines bei 310 mm/ns und ein zweites bei 285 mm/ns, dessen Zählrate etwa 1/3 so hoch ist. Das zweite Maximum ist nicht auf Myonen, die beim Durchqueren des Spektrometers gestreut werden, somit eine größere Strecke zurücklegen, sondern auf schlecht kalibrierte Szintillatoren zurückzuführen. Diese Szintillatoren werden markiert und für die spätere Analyse nicht mehr verwendet. Der Mittelwert von 305,4 mm/ns entspricht einem β von 1,018 (s. Abb. 5.6). Dies ist eine Abweichung von dem in Kapitel 2 berechneten β von 0,9986 um 1,943 % und vom Literaturwert der Lichtgeschwindigkeit $\beta \approx 1$ um 1,768 %. Die Schwankung beträgt 6,34 %. Die Quelle für die Diskrepanz zwischen dem relativen Fehler von 1,6 % und der Schwankung von 6,34 % ist nicht bekannt.

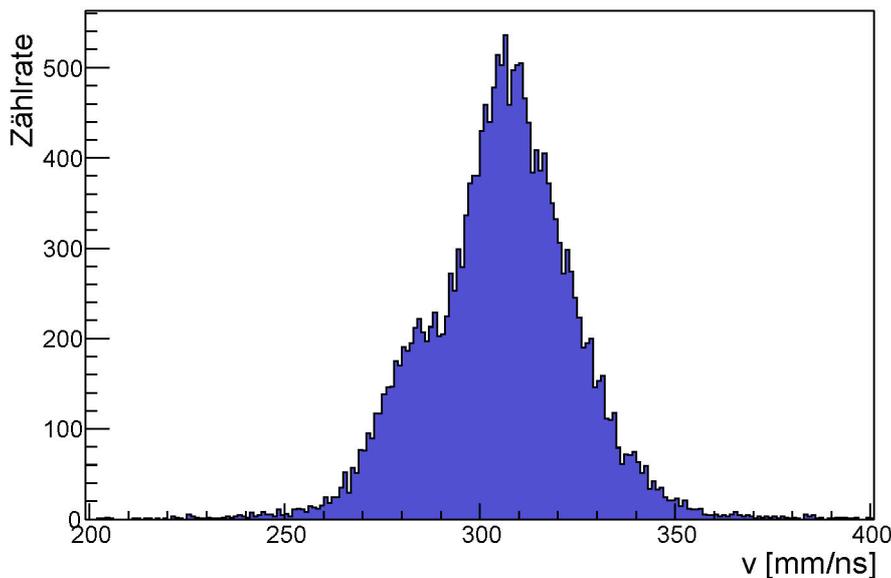


Abb. 5.3: Geschwindigkeits-Verteilung der kosmischen Myonen gemessen in den Sektoren 1 und 4.

Die Methode 2 zeigt die Abbildung 5.4. Dargestellt ist die Flugzeit [ns] als Funktion der Distanz [mm]. Eine Korrelation ist sichtbar. Es gibt jedoch ober- und unterhalb der Korrelation Einträge in den Graphen. Grund dafür sind zum einen Störsignale¹ und zum anderen schlecht kalibrierte Szintillatoren der Flugzeitwand, die ähnlich wie der Szintillator 25 in Sektor 1 in Abbildung 5.1 deutlich sichtbar abweichen. Nach dem Entfernen dieser störenden Szintillatoren (Ergebnis s. Abb. 5.5), wird angenommen, dass die Einträge entlang der x-Achse (Flugzeit) für jeden Eintrag der y-Achse des Histogramms (Distanz) Gauss-förmig verteilt

¹Ein Signal, das nicht durch einen Myonen-Kandidaten, sondern durch Elektronik hervorgerufen wird.

sind. Die Abbildung 5.5 zeigt die Mittelwerte dieser Gauss-Anpassung (Vierecke), deren Fehler sowie eine lineare "Anpassung", ein Polynom 1. Ordnung $f = mx + b$, durch die berechneten Mittelwerte. Aus der linearen Anpassung erhält man für die Steigung $m = 3,999 \cdot 10^{-3} \pm (1,229 \cdot 10^{-4})$ und den Achsenabschnitt $b = (-5,66 \pm 5,28) \cdot 10^{-1}$. Aus dem Kehrwert der Steigung kann die Geschwindigkeit der kosmischen Myonen berechnet werden. Die Geschwindigkeit beträgt $294,25 \pm 8,12$ mm/ns. Das resultierende β beträgt $0,98 \pm 0,03$. Es weicht von dem in Kapitel 2 berechneten β um 1,86% und von der Lichtgeschwindigkeit um 2% ab.

Beide Methoden weichen maximal nur um 2% von dem Literaturwert der Lichtgeschwindigkeit ab. Allerdings sind die Fehler der errechneten Geschwindigkeiten der beiden Methoden sehr hoch. Dies wird vor allem in der β -Verteilung in Abbildung 5.6 an den Einträgen $\beta > 1$ deutlich. Das Maximum der Verteilung liegt bei 1,02 und die Standard-Abweichung beträgt 0,074. Die Breite der β -Verteilung erklärt sich aus den Messfehlern. Das "Seiten-Maximum" und die Flanken resultieren von schlecht geeichten Szintillatoren (s. Abb. 5.3).

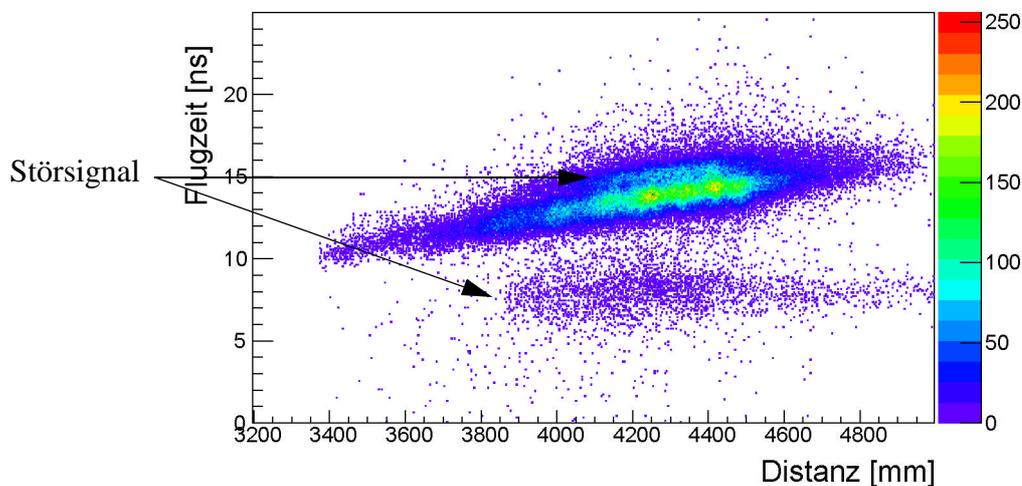


Abb. 5.4: Flugzeit als Funktion der Distanz mit Störsignalen.

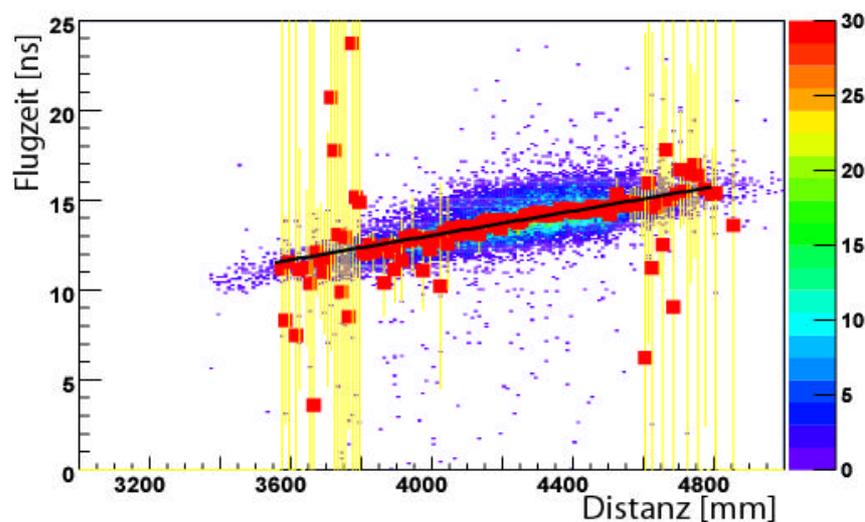


Abb. 5.5: Flugzeit als Funktion der Distanz ohne Störsignale. Die Mittelwerte [Vierecke] der Gauss-Anpassung für die Verteilung der Einträge in x-Richtung, deren Fehler und die Anpassung dieser Mittelwerte (durchgezogene Linie) sind zu sehen.

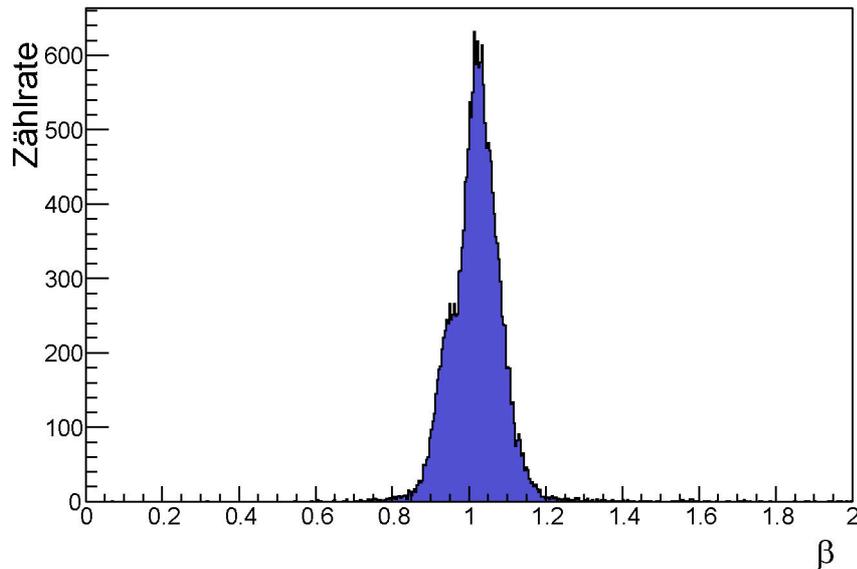


Abb. 5.6: β -Verteilung der kosmischen Myonen nach Methode 1

5.2.2.1 Optimierung der relativen Zeiteichung

Statt diejenigen Szintillatoren, die unzureichende Ergebnisse bezüglich der Geschwindigkeit bzw. des β liefern, wie die Einträge der Geschwindigkeit um die 285 mm/ns in Abbildung 5.3, durch einen Schnitt zu entfernen, können die Werte der Szintillatoren durch eine entsprechende Korrektur verändert werden. Weiterhin gilt es, die Eichung der anderen Szintillatoren so zu verbessern, dass das mittlere β bei einem Sollwert von $\approx 0,9986$ liegt (s. Abschn. 2.4). Hierzu wird zunächst betrachtet, welche Szintillatoren welchen Beitrag zu dem β leisten. Abbildung 5.7 zeigt die Zählrate als Funktion von β und der Szintillatoren in Sektor 1 (a) und in Sektor 4 (b) (wegen defekter Hochspannungsmodule funktionieren in diesem Sektor nur die äußeren 32 Szintillatoren¹). Während die β -Werte für jeden Szintillator in Sektor 4, von wenigen Ausnahmen abgesehen, nicht voneinander abweichen und einen Mittelwert von 1,021 haben, unterscheiden sich die β -Werte der Szintillatoren in Sektor 0. Die Lücken in der Verteilung sind Szintillatoren, die eine sehr geringe Zählrate aufweisen. Der ‘‘Sollwert’’ von 0,9986 für das β der kosmischen Myonen ist als eine Gerade parallel zur x-Achse eingezeichnet (a). Für jeden einzelnen Szintillator kann die Abweichung des β -Wertes vom Sollwert beobachtet werden.

β wird aus der Flugzeit zwischen zwei Treffern, d. h. der Differenz aus den primären Flugzeiten, und der Distanz, der Abstand der Positionen der beiden Treffer auf den Szintillatoren, berechnet. Sowohl die primären Flugzeiten als auch die Positionen auf den Szintillatoren errechnen sich aus den Zeitinformationen der linken und rechten Photomultiplier (s. Gleichung 1.10 and 1.11). Um eine Korrektur von β vorzunehmen, müssen somit die Zeitinformationen der einzelnen Photomultiplier durch eine zusätzliche Verschiebung berichtigt werden. Um diese Verschiebung zu ermitteln, werden Ereignisse ausgewählt, in denen ein kosmisches Myon zwei benachbarte Szintillatoren, z. B. 1 und 2, durchquert. Die Differenz der von den linken bzw. rechten Photomultiplern ausgelesenen Zeitinformationen der Szin-

¹Die Nummerierung der Szintillatoren der Flugzeitwand erfolgt von außen nach innen zur Strahlachse hin.

tillatoren 1 und 2 muss innerhalb des Messfehlers gleich sein. Ist dies nicht der Fall, ist die Differenz die gesuchte zusätzliche Verschiebung für die Zeitinformation des Szintillators 1 relativ zum Szintillator 2. Dieses Vorgehen wird für alle benachbarten Szintillatoren durchgeführt, so dass es für jeden Szintillator zum nächsten eine bekannte Verschiebung gibt. Durch Addition der verschiedenen Verschiebungen zur Zeitinformation kann jeder einzelne Photomultiplier relativ zu einem der ausgewählten Szintillatoren verschoben werden. Die Auswahl dieser "Master"-Szintillatoren berücksichtigt, dass Myonen $\beta \approx 1$ haben. Aus den neu berechneten Zeitinformationen plus den entsprechenden Verschiebungen können neue Positionen auf dem Szintillator und primäre Flugzeiten, somit ein neues β berechnet werden.

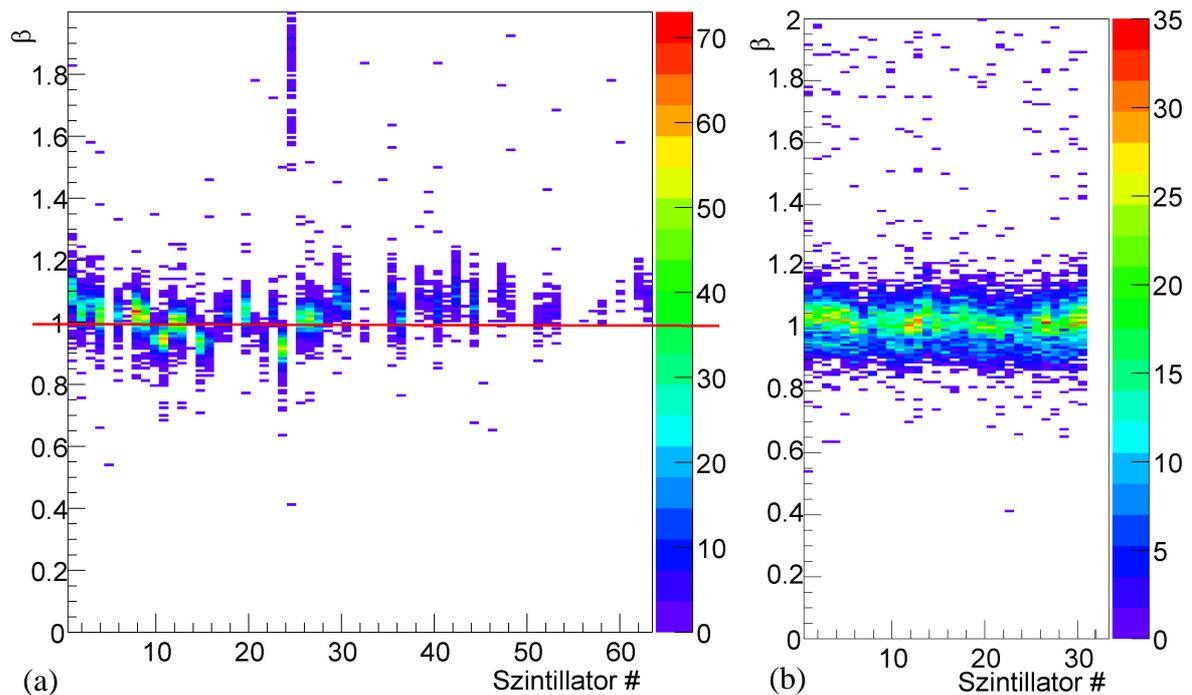


Abb. 5.7: Zählrate als Funktion von β und der Szintillatoren in Sektor 1 (a) u. Sektor 4 (b). Der Szintillator 0 entspricht dem von der Strahlachse am weitesten entfernten Szintillator. In Bild (a) ist auch eine zur x-Achse parallel verlaufende Linie eingezeichnet, die dem β der kosmischen Myonen entspricht (s. Abschn. 2.4).

Nach der Anwendung der Korrektur sind die β -Werte der Szintillatoren nach oben bzw. unten leicht verschoben, allerdings sind die Schwankungen der β -Werte der Szintillatoren weiterhin vorhanden. Das Zusammenfassen aller β -Werte der Szintillatoren in den Sektoren 1 und 4 führt zu einem resultierenden mittleren β von 0,99 mit einer Standard-Abweichung von 0,075 (s. Abb. 5.8). Die Abweichung vom Sollwert beträgt etwa 0,8 % und die Schwankung ist 7,58 %. Die hier beschriebene Optimierung der relativen Zeiteichung basiert auf der Annahme, dass die Szintillatoren, zu denen die anderen Zeitinformationen relativ geschoben werden, die richtigen Werte für β liefern. Die Szintillatoren, die eine geringe Zählrate aufweisen oder deren Impulshöhe gleich Null ist, werden für die Berechnung des β in Abbildung 5.8 nicht hinzugezogen. Diese Relativ-Korrektur der Verschiebung ist fehlerbehaftet. Mittels der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung berechnet, beträgt bei dieser Optimierung der maximale relative Fehler der Flugzeit $49,1 \cdot 10^{-3} \approx 4,9 \%$ und der der Distanz $6,62 \cdot 10^{-3} \approx 0,7 \%$. Der relative Fehler der Flugzeit ist dreimal so hoch wie der der Methode 1 (vgl. Abschnitt 5.2.2) und der Fehler der Distanz ist etwa gleich groß.

Nach der Optimierung der relativen Zeiteichung würde man eine schmale und symmetrische β -Verteilung der kosmischen Myonen erwarten. Die Abbildung 5.8 zeigt die β -Verteilung

sowohl vor als auch nach der Optimierung. Die Maxima der beiden Verteilungen sind auf 1 normiert. Es ist zu erkennen, dass die Verteilung nach der Korrektur zu kleineren Werten hingeschoben ist, sie sich aber im Vergleich zur Methode 1 verbreitert hat. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Fehler dieser Optimierung im Vergleich zur Methode 1 größer ist. Die durchgeführte Korrektur liefert kein einwandfreies Ergebnis, aber mit ihr ist es möglich, einige Szintillatoren besser zu kalibrieren, was hilfreich ist für die Analyse der Relativpositionen der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand (s. Abschn. 7.2.3).

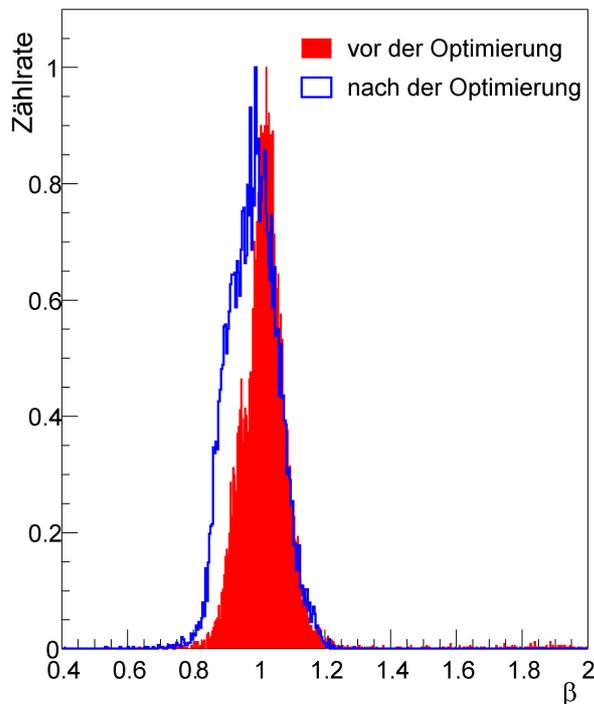


Abb. 5.8: β -Verteilung der kosmischen Myonen sowohl vor als auch nach der Optimierung. Die Maxima der beiden Verteilungen sind auf 1 normiert.

5.3 Driftkammern

Um das Ansprechverhalten der Driftkammern analysieren zu können, müssen die Daten der Driftkammern zunächst grundlegend untersucht und von Störsignalen befreit werden.

5.3.1 Störsignale

Dieser Abschnitt beschreibt die in den Daten enthaltenen Störsignale und den Versuch, diese durch geeignete Analyseverfahren zu entfernen. Die Signale und der Untergrund sind in Abbildung 5.9 dargestellt. Diese zeigt die Korrelation der Time-above-threshold als Funktion der $time_1^{Raw}$ (s. Abb. 5.9(b,c)) aus den Roh-Daten für alle Driftkammern, die während des Experiments mit den kosmischen Myonen einsatzbereit waren (s. Tabelle 4.10), sowie die entsprechenden Projektionen (s. Abb. 5.9(a,d)):

In Abbildung 5.9 (b) und 5.9 (c) sind Störsignale erkennbar, die sich von Spursignalen unterscheiden. Letztere bevölkern den Bereich: $600 < time_1^{Raw} < 1600$ und $20 < time\text{-above-threshold} < 700$. In diesem und außerhalb dieses Bereichs (schematisch als weißes Dreieck in Abb. 5.9(b) markiert) ist die Struktur des Untergrunds erkennbar.

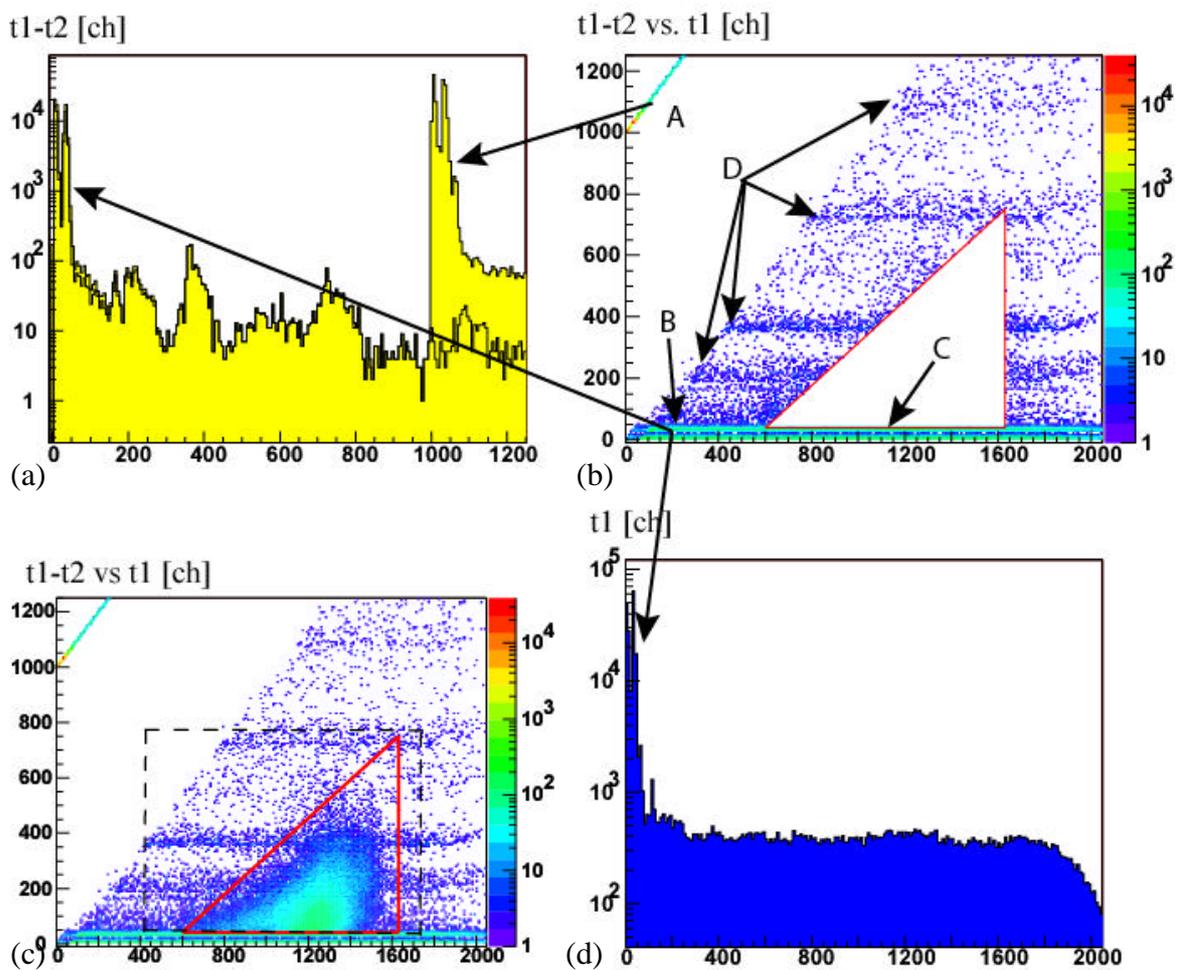


Abb. 5.9: Time-above-threshold (t_1-t_2) gegen die $time_1^{Raw}$ (t_1), Roh-Daten mit Störsignalen (c), die entsprechenden Projektionen (b) und (d), und in (b) das von Spursignalen befreite (markiert durch ein weißes Dreieck) Histogramm (c). Das gestrichelte Rechteck in (c) skizziert die angewendeten Zeitschnitte.

Die Quellen, die die Störsignale hervorrufen, lassen sich grob in zwei Kategorien einteilen. Sie sind mit der Zeitmessung entweder korreliert oder unkorreliert.

Zur ersten Kategorie gehört das von außen zugeführte Common-Stop-Signal, das die Zeitmessung beendet. Es kann auf die Signaldrähte oder Signalleitungen vor dem ASD8-Chip einkoppeln. In Abbildung 5.9(b) sind die durch diese Quelle verursachten Störsignale als eine Gerade¹ (A), wenn nur die fallende Flanke des Common-Stop-Signal einkoppelt, oder parallel zur x-Achse bei kurzen $time_1^{Raw}$ -Zeiten (B), wenn sowohl die fallende als auch die steigende Flanke des Common-Stop-Signal einkoppeln, sichtbar. Wo sich diese Störsignale in der Projektion des Histogramms auf die y-Achse (time-above-threshold) befinden, ist in Abbildung 5.9(a) erkennbar. In der Projektion des Histogramms auf die x-Achse ist dieses Störsignal bei kleinen $time_1^{Raw}$ -Zeiten sichtbar (s. Abb. 5.9(d)).

Die Quellen für die zur Zeitmessung unkorrelierten Störsignale sind folgende:

- Kurze Pulse < 10 ns mit entsprechend hohen Frequenzen koppeln auf die Leitungen ein

¹Wenn die $time_2^{Raw}$ fehlt, wird der Wert -999 für die $time_1^{Raw}$ übertragen.

- Rechtecksignal mit fester Frequenz und fester Phase
In der Nähe der TDCs befindet sich ein 50 MHz Oszillator, dessen um einen Faktor 10 herabgesetzte Frequenz den TDCs zugeführt wird, um die Zeitabfolge der Signale auf den Leitungen synchron zu halten. Die Leitungen, über die das 5 MHz Signal geführt wird, wirken wie eine Antenne, da es auf benachbarte Leitungen einkoppelt. In den Daten wird dieses Untergrundrauschen in Streifen der time-above-threshold bis zu 23 ns, also parallel zur x-Achse (time1) (C), sichtbar.
In Abbildung 5.9(b) sind noch weitere Störsignale bei time-above-threshold Zeiten von um die 190 ns, 380 ns und 560 ns (D) erkennbar.
Der Abstand von ca. 200 ns deutet darauf hin, dass es sich um ein 5 MHz Rechtecksignal handelt, bei dem die Rückflanke bei kurzen Zeiten nicht immer erkannt wird. Wie dieses Signal einkoppelt, ist unklar. Möglich wäre eine Einkopplung über Erde oder die Signalleitungen des ASD8-Chips.
- cross-talk
Dies bezeichnet den Effekt, dass wenn ein Signaldraht ein Signal schickt und dabei den benachbarten Draht anregt, dieser ebenfalls ein Signal sendet. Dies ist in diesem Beispiel (s. Abb. 5.9) nicht zu erkennen.
- externe Einstellungen
Andere Detektoren, wie andere Driftkammer-Ebenen, Schaltsignale oder die Digitale Auslese sind eine Quelle für Störsignale.

Im Folgenden werden die Methoden der Unterdrückung, die on-line (während des laufenden Experiments) oder offline (nach der Datenaufnahme) durchgeführt werden, beschrieben:

- Störsignale, die insbesondere im Eingangsbereich des Verstärkers (ASD8-Chip) auftreten, werden minimiert bzw. entfernt durch den Einsatz eines sternförmigen Erdungskonzepts.
- Durch eine spezielle Einstellung am TDC, spike rejection genannt, sollen kurze Pulse < 23 ns weggeschnitten werden. Trotz eingeschalteter spike rejection sind allerdings in den Daten kurze Zeiten > 10 ns sichtbar (s. Abb. 5.9(b) und 5.9(c)). Dies deutet darauf hin, dass die Einstellung < 23 ns von der Elektronik nicht korrekt umgesetzt wird, zumindest wird aber die volle Rate der Signale nicht weitergeleitet.
- In Zukunft ist geplant, das Rechtecksignal mit fester 5 MHz Frequenz während der Messung abzuschalten, um das durch dieses Signal hervorgerufene Untergrundrauschen zu entfernen.
Weiterhin sollen kleine Driftzeiten unterdrückt, und wenn die $\text{time}_2^{\text{Raw}}$ fehlt, entfernt werden. Dies bewirkt eine Datenreduktion und ist erfolgreich im Strahlzeit-Experiment vom November 2002 C+C bei 1,9 GeV per Nukleon verwendet worden.
- Nach der Datenaufnahme können in der Analyse **Zeitschnitte** auf die Driftzeiten $\text{time}_1^{\text{Raw}}$ und time-above-threshold angewendet werden.

Wenn die Störsignale außerhalb der Spursignale liegen, ist es problemlos möglich, diese durch **Schnitte in den Driftzeiten** $\text{time}_1^{\text{Raw}}$ und time-above-threshold zu entfernen. Bevölkerung die Störsignale hingegen den Bereich, in dem sich die Spursignale befinden, können sie nicht beseitigt werden. Maximal 2,9 % der Signale im Bereich der Spursignale sind Störsignale.

Die Tabelle 5.11 gibt die verwendeten Schnitte in den Driftzeiten wieder. Nach Anwendung der Zeitschnitte sind noch 36% der ursprünglichen Daten aus Myonen-Triggern vorhanden.

Kammertyp in Sektor 1	time1 _{min} [ns] ([ch])	time1 _{max} [ns] ([ch])	tat _{min} [ns] ([ch])	tat _{max} [ns] ([ch])
I	60 (120)	220 (440)	11 (22)	170 (340)
II	60 (120)	270 (540)	13 (26)	200 (400)
III	60 (120)	720 (1440)	30 (60)	390 (780)
IV	60 (120)	720 (1440)	25 (50)	390 (780)

Tabelle 5.11: Zeitschnitte der kalibrierten Driftzeiten, Driftdauer (time1) und Impulsdauer (tat), in Klammern die entsprechenden time1^{Raw} (time1) und time-above-threshold (tat) im Roh-Daten-Format, berechnet mit einer Steigung des TDC-Kanals von 0,5 ns/ch. Mit einer Zeitverschiebung von 300 ns sind die Zeitschnitte am Beispiel der Driftkammer der Ebene IV in Sektor 1 in der Abb. 5.9(c) durch die gestrichelten Linien eingezeichnet.

In den Daten aus Myonen-Triggern weisen die Driftkammern mehr Störsignale auf als in den Daten, die während des Strahlzeit-Experiments vom November 2001 C + C bei 1,9 GeV aufgenommen wurden. Die Tabelle 5.12 zeigt für jede Driftkammer für beide Fälle an, wieviele Daten nach den Zeitschnitten noch erhalten bleiben. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei den Daten der kosmischen Myonen mehr Störsignale weggeschnitten werden als bei den Daten der Strahlzeit. Hier ist also mehr Untergrundrauschen vorhanden, da die Zahl der kosmischen Myonen pro Zeiteinheit im Vergleich zu der Zahl der Teilchen im Strahlzeit-Experiment geringer ist. Das zeigt, wie wichtig die Anwendung der Zeitschnitte ist. Am Quotienten ist zu erkennen, dass die verschiedenen Driftkammern unterschiedlich stark belastet sind. Grund hierfür ist, dass die Driftkammern nicht mit der gleichen Erde verbunden sind und auch die Quellen des Untergrundrauschens, wie die der externen Detektoren, different sind.

Sektor Kammertyp	1	2	3	4	5	6
I GSI:						
Myon	18 %	25 %	50 %	25 %	55 %	25 %
C + C	78 %	50 %	85 %	65 %	70 %	55 %
II Dubna:						
Myon	27 %	/	25 %	55 %	20 %	57 %
C + C	63 %	70 %	69 %	83 %	65 %	85 %
III Rossendorf:						
Myon	30 %		28 %			
C + C	65 %		90 %			
IV Orsay:						
Myon	50 %					
C + C	70 %					

Tabelle 5.12: Prozentualer Anteil der nach den Zeitschnitten noch vorhandenen Daten sowohl der kosmischen Myonen (Myon) als auch der Daten vom Strahlzeit-Experiment vom November 2001 (C+C). Der Fehler ist vernachlässigbar, da er nicht durch Statistik dominiert ist.

5.3.2 Multiplizität von Myonen-Kandidaten in einem Ereignis

Eine weitere Möglichkeit, Störsignale herauszufiltern bzw. zu erkennen, bietet die Analyse der Treffermultiplizitäten, d. h. wieviel Signaldrähte einer Driftkammer innerhalb eines Ereignisses ein Signal senden. Es wird erwartet, dass beim Durchgang eines Myons im Mittel 6 Signaldrähte feuern, bei zwei Myonen 12 Drähte usw.

Die Zahl der feuernden¹ Signaldrähte innerhalb eines Ereignisses für Daten aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 ist in Abbildung 5.10(a) dargestellt. Es sind zwei Spektren zu sehen, im Hintergrund ohne Zeitschnitte und im Vordergrund mit diesen. Beide Spektren unterscheiden sich nur kaum in den Zählraten. Die Daten sind somit nur wenig mit Störsignalen belastet.

Die geladenen Teilchen kommen aus der Richtung des Targets und treffen hauptsächlich im 90°-Winkel auf die Driftkammern, so dass mit hoher Wahrscheinlichkeit je eine Zelle in jeder Drahtebene getroffen wird. Da jede Kammer aus 6 Drahtebenen besteht, führt dies zu insgesamt 6 getroffenen Zellen. Es sind drei Maxima zu sehen (s. Abb. 5.10(a)): Das mit der höchsten Zählrate liegt bei 6 gefeuerten Signaldrähten, dies entspricht einem geladenen Teilchen, das die Driftkammer durchquert. Die Maxima bei 13 bzw. 20 gefeuerten Signaldrähten zeigen, dass entsprechend 2 bzw. 3 geladene Teilchen die Kammer durchqueren. In ungefähr 37,5% der Ereignisse durchqueren zwei Teilchen die Kammer; für 3 Teilchen liegt die Wahrscheinlichkeit bei etwa 15%.

Weitere Einträge sind unter 6, zwischen 6 und 13 sowie zwischen 13 und 20 gefeuerten Drähten innerhalb eines Einzelprozesses zu erkennen. Diese können mehrere Ursachen haben. Die Einträge unter 6 deuten darauf hin, dass das Feuern der Signaldrähte auf Störungen zurückzuführen ist. Dies kann auch der Grund für die Beiträge zwischen 6 und 13 oder 13 und 20 sein. Weiterhin können 2 Teilchen zur gleichen Zeit (innerhalb von 1024 ns - begrenzt durch den TDC) durch die Driftkammer fliegen, aber nicht alle durchquerten Zellen melden ein Signal. Mit anderen Worten die Effizienz pro Zelle beträgt keine 100%. Es kann aber auch sein, dass die geladenen Teilchen schräg 2, 3 oder mehr Zellen einer Signaldrahtebene passieren. Dies sind allerdings Teilchen, die nicht im 90°-Winkel auf die Kammer treffen.

Die Abbildung 5.10(b) zeigt dagegen die Zahl der gefeuerten Signaldrähte für die Daten aus dem Experiment mit den kosmischen Myonen innerhalb eines Ereignisses sowohl mit Zeitschnitten als auch ohne diese. Die Daten wurden bei gleichen Hochspannungs- und Schweleneinstellungen wie für das Strahlzeit-Experiment aufgenommen. Beim Vergleich wird deutlich, dass mit den Daten der kosmischen Myonen sehr viel mehr Störsignale aufgenommen wurden. Dies zeigt, wie wichtig es ist, Zeitschnitte vorzunehmen (vgl. Abschn. 5.3.1). Das erste Maximum, das bei einem getroffenen Signaldraht liegt und dann auf 5 Drähte abfällt, ist auf Störsignale zurückzuführen, besonders die Einträge bei 1, die u. a. vom Common-Stop-Störsignal herrühren. Das zweite Maximum für Myonen liegt bei 8-9 Zellen, d. h. es werden in mindestens einer Ebene mehr als eine Zelle getroffen (s. Abb. 5.10(b)). Dies ist darauf zurückzuführen, dass die kosmischen Myonen in einem anderen Winkel auf die Driftkammern treffen als die Teilchen aus dem Strahlzeit-Experiment. Für die kosmischen Myonen beträgt der mittlere Einfallswinkel 50° (s. Tabelle 5.13), die Teilchen aus dem Strahlzeit-Experiment hingegen treffen zu 95% in einem Winkelbereich von 55°-90° und nur zu 5% in einem Winkelbereich von 38°-54° auf die Driftkammern auf (s. die noch folgende Abb. 6.10).

¹feuernder Signaldraht = Signaldraht, der ein Signal sendet

Weitere Maxima für 2 oder 3 kosmische Myonen sind nicht zu sehen, d. h. 2 oder 3 Myonen durchqueren die Driftkammer nicht oder nur selten zur gleichen Zeit.

Zur gleichen Zeit bedeutet für die Driftkammern, dass zwei oder mehr kosmische Myonen die Kammern innerhalb des Zeitfensters der TDCs durchqueren. Das Zeitfenster der TDCs hat eine Größe von 2048 Kanälen. Dies entspricht 1024 ns (s. Abschn. 5.1). Die Intensität der kosmischen Myonen liegt bei $1 \text{ cm}^{-2}\text{min}^{-1}$. Dies ergibt für 1024ns $1,7066 \cdot 10^{-8}(\text{ns} \cdot \text{cm}^2)^{-1}$ Myonen. Die äußere Driftkammer, die Orsay-Kammer, hat im Vergleich zu den anderen Driftkammern die größte aktive Fläche mit ungefähr 30.000 cm^2 . Dies ergibt pro Driftkammer eine Wahrscheinlichkeit von $5,12 \cdot 10^{-4}$ kosmischer Myonen pro ns und cm^2 . Dass also ein zweites Myon zur gleichen Zeit durchfliegt, ist aber sehr gering. 15 und mehr gefeuerte Drähte werden durch mehrere Myonen oder wahrscheinlicher durch Untergrundrauschen, wie cross-talk, hervorgerufen.

Abbildung 5.10(c) zeigt die in einem Ereignis feuernden Signaldrähte der Driftkammern aller Ebenen in Sektor 1 vor Anwendung der Zeitschnitte. Die Signaldrähte, zu denen keine korrelierten Signaldrähte in anderen Ebenen anzutreffen sind, stammen von Störsignalen.

Unter der Annahme einer hohen Effizienz ist davon auszugehen, dass die Ereignisse mit weniger als 4 feuernden Signaldrähten nicht von einem Myon initiiert werden, sondern durch Störsignale hervorgerufen werden. Deswegen wird, um die Daten der kosmischen Myonen zu bereinigen, in der Analyse ein weiterer Schnitt angewendet: **Mindestens 4** Drähte müssen innerhalb eines Ereignisses feuern.

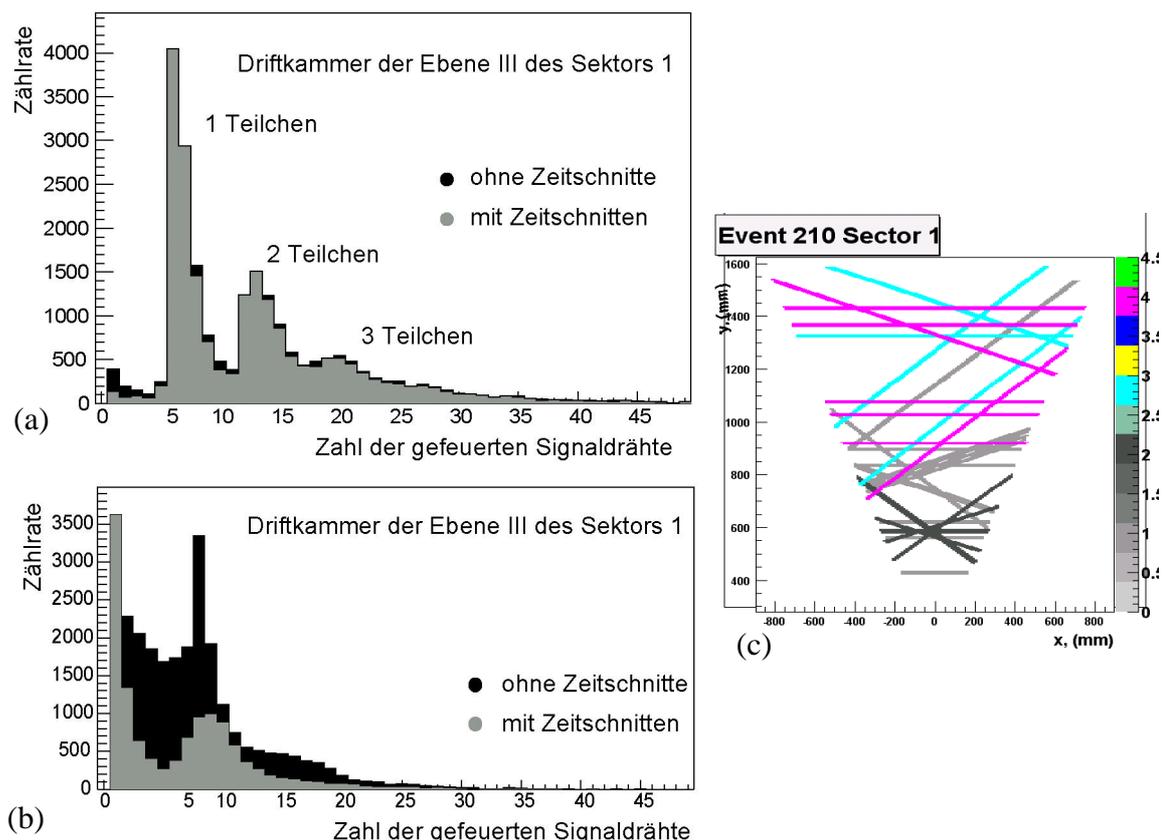


Abb. 5.10: Zahl der gefeuerten Signaldrähte in einem Ereignis für die Driftkammer der Ebene III in Sektor 1 sowohl ohne als auch mit Zeitschnitte(n) für Daten a) aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 C+C bei 1,9 GeV per Nukleon und b) aus der Strahlzeit mit den kosmischen Myonen (Trigger-Koinzidenz 1+4). (c) Die in einem Ereignis feuernden Signaldrähte aller Driftkammern des Sektors 1 vor Anwendung der Zeitschnitte sind zu erkennen. Ebene I = 1, Ebene II = 2, Ebene III = 3 und Ebene IV = 4, erstellt mit [Pec01]. Dort, wo sich die Signaldrähte einer Driftkammer kreuzen, ist das kosmische Myon durchgeflogen.

Drahtebene Kammertyp	$\pm 40^\circ$	$\pm 20^\circ$	$\pm 0^\circ$
I	30 - 83°	30 - 70°	30 - 68°
II	40 - 90°	40 - 80°	40 - 78°
III	35 - 90°	35 - 75°	36 - 70°
IV	35 - 90°	35 - 75°	36 - 70°

Tabelle 5.13: Winkelbereich der kosmischen Myonen für die Drahtebenen der Driftkammern der verschiedenen Ebenen I, II, III und IV des Sektors 1. Definition des Winkels: Der senkrechte Einfall auf die Driftzelle beträgt im Drahtebenen-Koordinatensystem 90° .

5.4 Trajektorien von kosmischen Myonen in HADES

5.4.1 Korrelation von Driftkammer und Flugzeitwand

Um einen ersten Eindruck von den Trajektorien der Myonen-Kandidaten zu bekommen, wird untersucht, welche Szintillatoren und welche Signaldrähte in den einzelnen Ereignissen ein Signal senden. Um eine möglichst eindeutige Korrelation zwischen den Driftkammern und den Szintillatoren der Flugzeitwand zu erzielen, werden nur Signaldrähte der $+0^\circ$ -Drahtebene einer Driftkammer verwendet, denn diese Signaldrähte sind ungefähr parallel zu den Szintillatoren gespannt. Hierzu werden zunächst Ereignisse ausgewählt, in denen in Sektor 1 und Sektor 4 der Flugzeitwand jeweils die Multiplizität gleich eins ist. So bleiben nur noch eindeutige Ereignisse bezüglich der Position in der Flugzeitwand übrig. Im nächsten Schritt wird in Sektor 4 ein Szintillator bestimmt, d. h. nur wenn dieser getroffen wird, wird die Analyse fortgesetzt. Im gegenüberliegenden Sektor wird kein Szintillator ausgewählt. Abbildung 5.11 zeigt diese Korrelation zwischen den Szintillatoren der gegenüberliegenden Flugzeitwand-Sektoren und den Signaldrähten der Nullgradebene der Driftkammer der Ebene III in Sektor 1.

Folgendes ist zu erkennen:

1. Eine eindeutige Korrelation zwischen den Treffern auf der Driftkammer und den Szintillatoren. Dies deutet auf Myonen, die das Spektrometer auf geraden Bahnen durchqueren. Der Graph fällt zu höheren Szintillator-Nummern hin ab. Dies ist dadurch begründet, dass die Flugzeitwand leicht gebogen ist (vgl. Abb. 1.3) und dass die Driftkammern von innen nach außen von der Strahlachse weg, und die Szintillatoren von außen nach innen zur Strahlachse hin durchnummeriert werden. Weiterhin ist zu erkennen, dass sich die Steigung des Graphen beim Szintillator Nr. 31 ändert. Der Grund hierfür ist, dass sich die Dimension der Szintillatoren $>$ Nr. 31 verringert (s. Abschn. 1.3.6).
2. Von dieser Korrelation abweichende Ereignisse. Die Einträge im Histogramm werden durch Störsignale in der Flugzeitwand und in der Driftkammer verursacht. Es können aber auch Myonen sein, deren Trajektorien durch das Spektrometer nicht

geradlinig verlaufen. Es scheint, dass diese Myonen-Kandidaten entweder am Magneten oder an den Rahmen bzw. Halterungen der Driftkammern abgelenkt werden (s. Abb. 5.11). Dies sind allerdings sehr seltene Ereignisse.

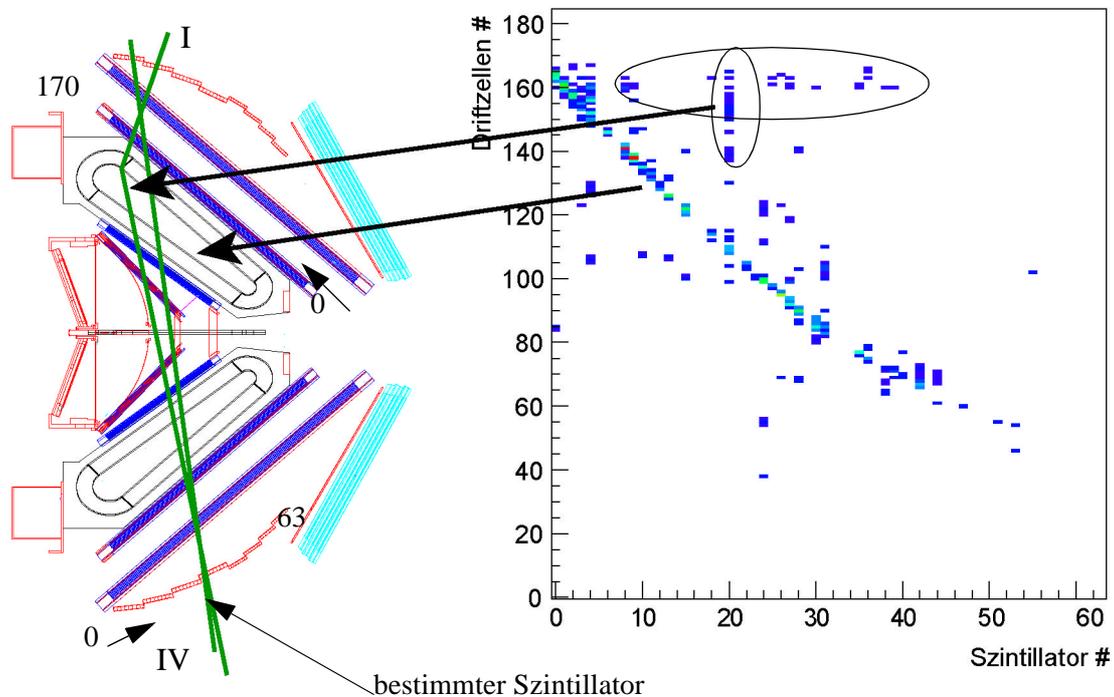


Abb. 5.11: Korrelation zwischen den Szintillatoren der Flugzeitwand und den Signaldrähten der Nullgradebene der Driftkammer der Ebene III in Sektor 1. Rechts ist die beschriebene Korrelation zu sehen und links die daraus geschlossene Trajektorie des Myon-Kandidaten durch das Spektrometer. Der bestimmte Szintillator sowie die Nummerierungen der Driftzellen und der Szintillatoren in einem Sektor sind durch Pfeile gekennzeichnet.

5.4.2 Möglichkeiten der Ereignisdarstellung

Eine weitere Möglichkeit, Trajektorien von Myonen in HADES zu visualisieren, bieten spezielle Programm-Pakete, sogenannte "Event Displays". Abbildung 5.12 zeigt nach Anwendung der Zeitschnitte für den Sektor 1 und den gegenüberliegenden Sektor 4 die Signaldrähte der Driftkammern, die ein Signal senden, wenn ein geladenes Teilchen durch die Zelle geflogen ist. Die horizontalen Signaldrähte entsprechen den 0° -Drahtebenen, die 20° - bzw. 40° -Signaldrähte analog den weiteren Drahtebenen. Dadurch kann ermittelt werden, welcher Signaldraht einer Ebene ein Signal sendet und von welcher Drahtebene dieser Signaldraht stammt. Dort, wo sich mindestens vier Signaldrähte kreuzen, ist das geladene Teilchen durch die Driftkammer geflogen. Die Treffer auf den Kammern liegen unweit bzw. abseits der Strahlachse.

In Abbildung 5.12 rechts ist ein Versuch dargestellt, das links abgebildete Ereignis einer geradlinigen Myonen-Spur schematisch zu übersetzen, allerdings nur 2-dimensional.

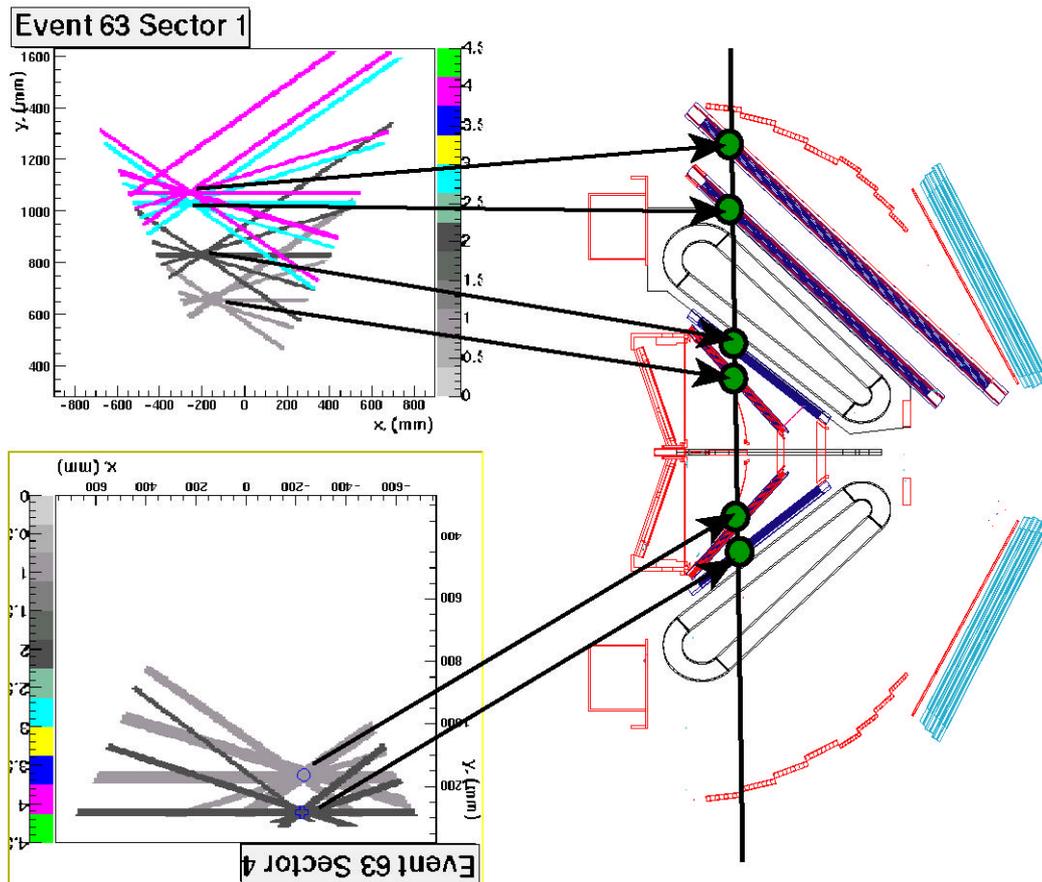


Abb. 5.12: Signaldrähte, die ein Signal senden, für alle Driftkammern in Sektor 1 und Sektor 4 in einem Ereignis. Dort, wo sich die Signaldrähte kreuzen, ist der Myon-Kandidat durchgeflogen. Der Zahlenwert 1 (rechter Balken) steht für die Driftkammern der Ebene I in Sektor 1 und in Sektor 4. Die anderen Zahlenwerte sind analog zu sehen [Pec01]. Rechts sind die entsprechenden Treffer auf die Driftkammern sowie die daraus resultierende Trajektorie des Myons dargestellt.

Diese 2-dimensionale Darstellung ist für besonders detaillierte Studien unzureichend. Deswegen wird ein weiteres Programmpaket, das HADES Event-Display [Bir02], für eine möglichst genaue Betrachtung der Teilchentrajektorie verwendet. Die Durchstoßpunkte des Myons durch die Driftkammern, berechnet aus der $time_1^{Cal}$, sind eingezeichnet. Außerdem sind die Durchstoßpunkte auf der Flugzeitwand sichtbar. Daraus lässt sich die Teilchentrajektorie vom Einfallspunkt in das Hades-Spektrometer bis zum Austritt aus diesem verfolgen (s. Abb. 5.13). Es können also Myonen beobachtet werden, die geradlinig durch das Spektrometer fliegen. Aber es können auch Ereignisse erkannt werden, in denen ein Myon nicht durch einen gegenüberliegenden Sektor austritt, da es beim Durchflug durch das Spektrometer an Materie, wie den Spulenkästen oder den Rahmen bzw. Halterungen der Driftkammern, gestreut wird.

Des Weiteren legt der Event-Display optisch nahe, wie im Rahmen dieser Diplomarbeit die Effizienz der Driftkammern bestimmt wird, nämlich mit Hilfe der Flugzeitwand als Referenzdetektor, mehr hierzu s. Abschn. 7.3.

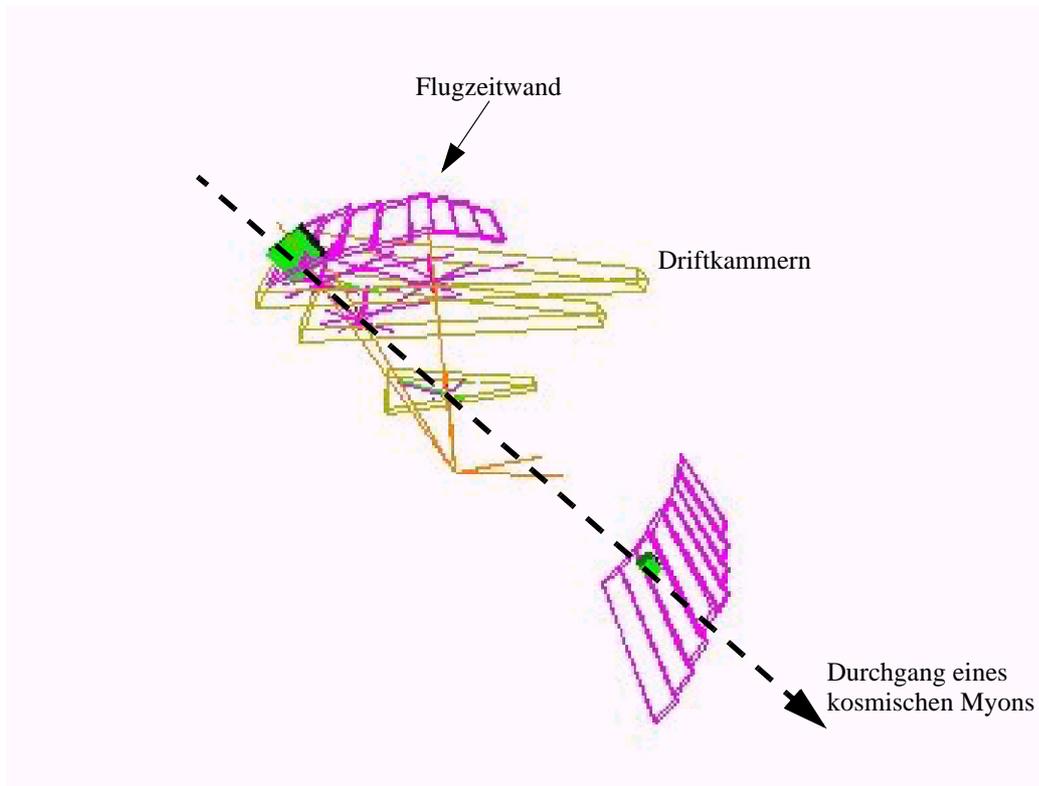


Abb. 5.13: Dargestellt sind die Treffer auf die beiden gegenüberliegenden Flugzeitwand-Sektoren und auf die dazwischenliegenden Driftkammern mit Hilfe des HADES Event-Displays [Bir02] sowie der Durchgang eines kosmischen Myons.

5.5 Versuch der Kalibrierung der Driftzeit

Am Anfang dieses Kapitels wurde die Kalibrierung der Driftzeiten erläutert und darauf hingewiesen, dass die zusätzliche Zeitverschiebung, die durch die veränderte Trigger-Bedingung des Experiments mit den kosmischen Myonen und der Flugzeit der Myonen hervorgerufen wird, korrigiert werden muss. In diesem Abschnitt wird nun erklärt, wie der individuelle Korrekturterm t_{offset} ermittelt wird. Die hierfür notwendigen Kenntnisse bezüglich der Flugzeitwand und der Driftkammern wurden in den Abschnitten zuvor vermittelt. So werden die Ereignisse zunächst mittels der Schnitte in der Zeit und der Multiplizität weitgehend von Störsignalen befreit (s. Abschn. 5.3.1 u. Abschn. 5.3.2). Daraufhin werden schlecht kalibrierte Szintillatoren der Flugzeitwand entfernt (s. Abschn. 5.2.2). Schließlich werden Myonen-Kandidaten ausgewählt, deren Trajektorien sehr wahrscheinlich geradlinig durch das Spektrometer verlaufen.

Die Kalibrierung erwies sich als aufwendig, da die hierfür notwendigen Größen, nachfolgend beschrieben, bisher noch nicht existierten und erst ermittelt werden mussten.

Die Triggerschaltung ist derart aufgebaut, dass sie auf Koinzidenzen von zwei Flugzeitwand-Sektoren beruht. Im Speziellen löst die Rückflanke des Sektors, der zuerst ein Signal sendet, den Trigger aus (vgl. Abschn. 4.2 u. Abb. 4.5).

Aus diesem Grund muss man die Richtung, aus der die kosmischen Myonen kommen, wissen (s. Abschn. 5.2.2). Im Fall der Sektoren 1 und 4 ist dies, wenn in beiden Sektoren die durch Kabellängen oder Elektronik hervorgerufenen Zeitverschiebungen gleich sind, eindeutig, da die Myonen wegen ihrer Quelle fast ausschließlich von oben eintreffen. Für die Koinzidenzen der anderen Sektoren ist dies wegen der durch die Winkelverteilung geprägten Einfalls der kosmischen Myonen weniger eindeutig (s. Abschn. 2.4).

Die Schritte der Kalibrierung werden anhand des Beispiels der Koinzidenz aus Sektor 1 und Sektor 4 dargestellt, siehe Abbildung 5.14:

Der schwache Lichtimpuls, der beim Durchqueren eines kosmischen Myons durch den Szintillator entsteht, wird in die Photomultiplier am linken und rechten Ende des Szintillators geleitet. Die Laufzeit des Signals vom Treffer auf den Szintillator T1 bis zum Photomultiplier muss mitberechnet werden. Denn je weiter der Treffer vom Photomultiplier entfernt liegt, desto größer ist die Laufzeit des Signals. Die Geschwindigkeit des Signals auf dem Szintillator beträgt etwa die halbe Lichtgeschwindigkeit 155 mm/ns [Ora02]. Wenn der Szintillator links und rechts von einem Photomultiplier ausgelesen wird, macht dies vom Nullpunkt des Szintillators, der in der Mitte liegt, eine Länge von 1180 mm aus (die Addition der beiden Teilstücke ergibt die maximale Gesamtlänge von 2360 mm = Länge des Szintillators). Wenn der Treffer direkt am Photomultiplier liegt, ist die Laufzeit gleich Null, ist er jedoch z. B. 1500 mm entfernt, ergibt dies eine Laufzeit von 9,68 ns.

Ist die Signallaufzeit von jedem Photomultiplier bis zur Koinzidenzbox gleich, bedeutet das, dass nicht der zuerst getroffene Sektor die Koinzidenz auslöst, sondern vielmehr derjenige Photomultiplier, auf den zuerst das Szintillatorlicht trifft. Im Beispiel der Abbildung 5.14 ist der zuerst ausgelöste Photomultiplier PMT1R.

Durchquert ein kosmisches Myon sowohl in Sektor 1 als auch in Sektor 4 die äußeren Szintillatoren¹ wird die Koinzidenz später ausgelöst als wenn die Szintillatoren nahe der Strahlachse liegen. Dieses kann einen Zeitunterschied von bis zu 10,667 ns hervorrufen (s. Abschn. 5.2.2 u. Abb. 5.2). Der Zeitunterschied berechnet sich, wie in Abbildung 5.14 erkennbar, aus der Distanz der Treffer T1 und T2 auf den Szintillatoren und der Geschwindigkeit $v \approx 300 \frac{mm}{ns}$ des kosmischen Myons.

Weiterhin muss zur Bestimmung der Driftzeit die Zeit t , die ein Myon von der durchquerten Driftkammer bis zum Szintillator, der an der Auslösung der Koinzidenz beteiligt ist, benötigt, bestimmt werden. Im Beispiel der Abbildung 5.14 lässt sich die Zeit t aus dem Abstand zwischen Treffer D auf der Driftkammer und Treffer T2 auf dem Szintillator und der Geschwindigkeit der kosmischen Myonen bestimmen.

¹Szintillatoren, die weit entfernt von der Strahlachse/der Mitte des Spektrometers sind und deshalb eine längere Flugzeit bewirken

nommen: In den Roh-Daten der Flugzeitwand t_R und t_L (s. Abschn. 1.3.6) wird der Selbstkorrelations-Peak¹ bestimmt, angepasst und in eine Zeitinformation umgewandelt. Nach diesen Rechnungen ist es möglich, die kalibrierten Informationen der Photomultiplier, der Flugzeitwand der Sektoren 1 und 4 auszulesen, und die gewonnenen Informationen können in die Kalibrierung der Driftzeit $time_1^{Cal}$ miteinbezogen werden. Die anderen Sektoren konnten diesbezüglich leider nicht so eindeutig kalibriert werden, da die Richtung der kosmischen Myonen nicht so klar festgelegt ist wie bei den Sektoren 1 und 4, somit die Selbstkorrelations-Peaks nicht so präzise ermittelbar sind.

5.5.2 Ergebnisse der Kalibrierung der Driftzeit

Trotz Ermittlung und Einbeziehung aller oben genannten Korrekturterme verschiebt sich zwar die Verteilung der Driftdauer, kalibrierte $time_1^{Cal}$, für die Driftkammern aller Ebenen um einen konstanten Wert zu kleineren Driftzeiten hin, aber es ist keine Veränderung der ansteigenden Flanke der Driftdauer erkennbar. Dies könnte zum einen physikalische Ursachen haben, z. B. ein großer Abstand der Trajektorie zum Signaldraht, zum anderen wahrscheinlicher auf einen nicht beachteten Korrekturterm bei der Kalibrierung hindeuten. Die Schwierigkeit dieses Problems basiert darauf, dass die Flugzeit des kosmischen Myons zwischen beiden Sektoren der Flugzeitwand die gleiche Größenordnung wie die durch Elektronik und Kabelllaufzeiten hervorgerufenen Verzögerungen der Flugzeitwand hat.

Da mit den vorliegenden Informationen die $time_1^{Cal}$ nicht kalibriert werden kann, ist die Berechnung der Driftstrecke nicht möglich. Somit ist der genaue Abstand der Teilchentrajektorie vom Signaldraht nicht ermittelbar.

Allerdings kann dieses Problem in Zukunft gelöst werden. Da in einem Ereignis die Zeitverschiebung, u. a. hervorgerufen durch die Triggerbedingung, für alle Kammern und Zeiten gleich ist, kann wie nachstehend vorgegangen werden:

Aus den jetzigen Driftzeitinformationen² wird der approximative Abstand der Trajektorie des kosmischen Myons zum Signaldraht berechnet. Hieraus resultiert für jede Drahtebene ein Durchstoßpunkt. Durch die verschiedenen Durchstoßpunkte auf den Drahtebenen aller Driftkammern, die zwischen den beiden gegenüberliegenden Sektoren liegen, wird eine Gerade gelegt. Diese wird iterativ solange verbessert bis die exakte Trajektorie des kosmischen Myons und die Zeitverschiebung bekannt sind. Das Ergebnis sind die exakten Durchstoßpunkte der Teilchenbahn der kosmischen Myonen auf die Drahtebenen. Diese Methode erübrigt somit eine Ortsberechnung aus der Driftdauer und liefert trotzdem eine vergleichbare Ortsauflösung [Pec02].

¹Derjenige Photomultiplier, der in den meisten Ereignissen den Trigger auslöst, weist im Gegensatz zu den anderen Photomultipliern in den Roh-Daten ein eindeutiges Maximum, Selbstkorrelations-Peak genannt, auf (s. Anhang A).

²Das sind diejenigen Driftzeiten der Signaldrähte, die trotz aller in dieser Diplomarbeit entwickelten und angewendeten Schnitte, wie Zeit, Multiplizität, Akzeptanz und Kandidatensuche (s. dieses u. die folgenden Kapitel) ein Signal senden.

6 Kapitel

Primäre Messgrößen

In den Kapiteln 4 und 5 wird erklärt, wie die Driftzeiten aus dem am Signaldraht erzeugten und durch den ASD8-Chip verstärkten und geformten Signal (s. Abschn. 4.1) berechnet und wie Störsignale effektiv weggeschnitten werden können. Um erste Kenntnisse über das Ansprechverhalten der Driftkammern auf kosmische Myonen zu erhalten, wird im Folgenden aufgezeigt, wie die Messgrößen, die kalibrierten¹ Driftzeiten, Impulsdauer² und Driftdauer³, von den Einstellungen der Hochspannung und der Schwellen abhängig sind. Weiterhin wird untersucht, wie die Driftzeiten in Relation zueinander stehen. Die Impulsdauer-Verteilung wird mit Daten aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 C+C bei 1,9 GeV verglichen.

Die Impulsdauer bezeichnet die Zeit, in der die Amplitude des verstärkten und geformten Signals eine gegebene Schwelle überschreitet (s. Abschn. 4.1).

Die Abbildung 6.1 zeigt die Impulsdauer-Verteilung für die Driftkammer II in Sektor 1 bei gleicher Hochspannungseinstellung aber mit unterschiedlich eingestellten Schwellen. Die Daten wurden mittels der in den Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 beschriebenen Zeit- und Multiplizitätsschnitte bereinigt. Beide Verteilungen decken denselben Impulsdauer-Bereich ab, allerdings mit unterschiedlichen Zählraten. Die Verteilung mit hohen Schwellen⁴ weist höhere Zählraten bei kurzen Zeiten auf, die Verteilung mit niedrigen Schwellen⁵ dagegen bei langen Zeiten. Die Verteilungen sind nicht symmetrisch und können auch nicht durch die Anpassung einer Gauss-Funktion beschrieben werden. Deshalb wird zur möglichst genauen Betrachtung auf die ersten und zweiten Momente zurückgegriffen. Die Tabelle 6.14 gibt die Mittelwerte und die Standard-Abweichungen der beiden Distributionen wieder. Die Verteilung mit hohen/niedrigen Schwellen weist einen Mittelwert von 43,13ns/44,98ns sowie eine Standard-Abweichung von 18,61ns/19,58ns auf, siehe auch zur Veranschaulichung Abbildung 6.3. Je höher die Schwelle, desto kürzer ist die Impulsdauer, die Breite des Signals.

¹ die kalibrierten Driftzeiten sind die nach Abschn. 5.1.2 ermittelten Driftzeiten; sie beinhalten nicht die Korrektur der Zeitverschiebung, hervorgerufen durch die veränderte Triggerbedingung und die Flugzeit der kosmischen Myonen (s. Abschn. 5.5)

² kalibrierte time-above-threshold

³ kalibrierte $time_1^{Raw}$

⁴ durch eine hohe Schwelle wird mehr Untergrundrauschen als bei einer niedrigen weggeschnitten, aber es geht auch ein Teil des Signals verloren; der Einstellungswert beträgt 138 bzw. in Hex: 0x8A (s. Abschn. 4.1)

⁵ der Einstellungswert (128 bzw. in Hex: 0x80) ist niedriger als der der hohen Schwelle, es wird weniger Untergrundrauschen weggeschnitten, aber dafür ist der Signal-Verlust geringer. (s. Abschn. 4.1)

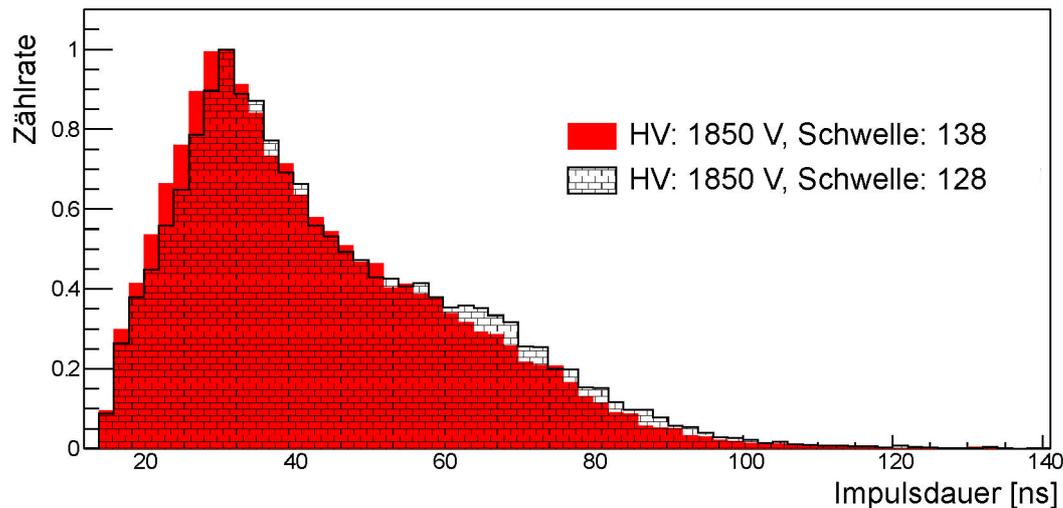


Abb. 6.1: Impulsdauer für verschiedene Schwellen für die Driftkammer der Ebene II in Sektor 1. Dargestellt ist die Impulsdauer-Verteilung für hohe (138) u. niedrige (128) Schwellen bei gleicher Hochspannung von 1850V. Die Maxima sind normiert auf 1.

Hält man stattdessen die Einstellungen der Schwellen konstant und ändert die Hochspannung, ist Nachstehendes am Beispiel der Driftkammer der Ebene III in Sektor 1 zu erkennen (s. Abb. 6.2): Für beide Verteilungen nach Anwendung der Zeit- und Multiplizitätsschnitte wird derselbe Impulsdauer-Bereich abgedeckt. Der Mittelwert der Verteilung mit einer Hochspannung von 2100 V liegt bei 94,87 ns (vgl. Tabelle 6.14), mit einer Hochspannung von 2000V bei 82,26 ns (s. auch Abb. 6.3), d. h. die Zählraten der ersten Verteilung sind höher bei längeren Zeiten. Die Impulsdauer ist ein Maß für die freigesetzte Ladung (durch Ionisation erzeugte Elektronen) und somit abhängig von der Feldverteilung, der Verstärkungsregion in der Nähe des Signaldrahts. Mit ansteigender Hochspannung wächst somit die Impulsdauer (s. Abb. 6.2). Welchen Effekt eine Veränderung der Schwellen und der Hochspannung hat, ist beispielhaft für die Driftkammern der Ebenen II und III in Sektor 1 gezeigt worden. Für die anderen Driftkammern sind die analogen Auswirkungen auf diese Veränderungen erkennbar (s. Tabelle 6.14). Die Tabelle 6.14 zeigt auch, wie die Mittelwerte der Impulsdauer-Verteilungen für die einzelnen Driftkammer-Ebenen mit dem Anwachsen der Zellgrößen steigen (s. noch folgenden Abschn. 6.2).

	HV hoch, thres hoch		HV hoch, thres niedrig		HV niedrig, thres hoch		HV niedrig, thres niedrig	
	Mean [ns]	RMS [ns]	Mean [ns]	RMS [ns]	Mean [ns]	RMS [ns]	Mean [ns]	RMS [ns]
I	31,62	14,59	33,35	15,50	30,97	13,88	31,47	13,76
II	43,13	18,61	44,98	19,58	38,68	16,70	39,70	17,19
III	94,87	42,14	97,07	43,86	82,26	36,95	84,10	38,46
IV	98,04	46,31	-	-	81,87	39,39	-	-

Tabelle 6.14: Impulsdauer. Dargestellt sind die Mittelwerte sowie die Standard-Abweichungen für die Driftkammern der Ebenen I, II, III und IV in Sektor 1 für verschiedene Hochspannungs- und Schwelleneinstellungen. HV = Hochspannung der Kathoden- und Felddrähte, HV hoch: 1775/1850/2100/2400 V, HV niedrig: 1700/1800/2000/2300 V, thres = Schwelle, Mean = Mittelwert, RMS = Standard-Abweichung, thres hoch: 138/138/120/120 (0x8A/0x8A/0x78/0x78), thres niedrig: 128/128/112/120 (0x80/0x80/0x70/0x78).

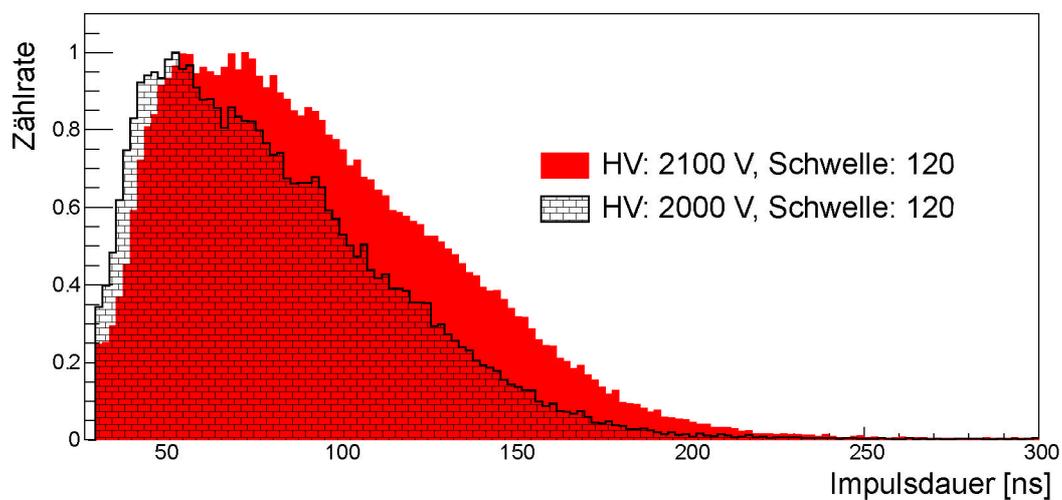


Abb. 6.2: Impulsdauer für verschied. Hochspannungen für die Driftkammer der Ebene III Sektor 1. Dargestellt sind die Impulsdauer-Verteilungen für die Hochspannungen 2000 und 2100 V bei gleicher Schwelleneinstellung von 120. Die Maxima sind normiert auf 1.

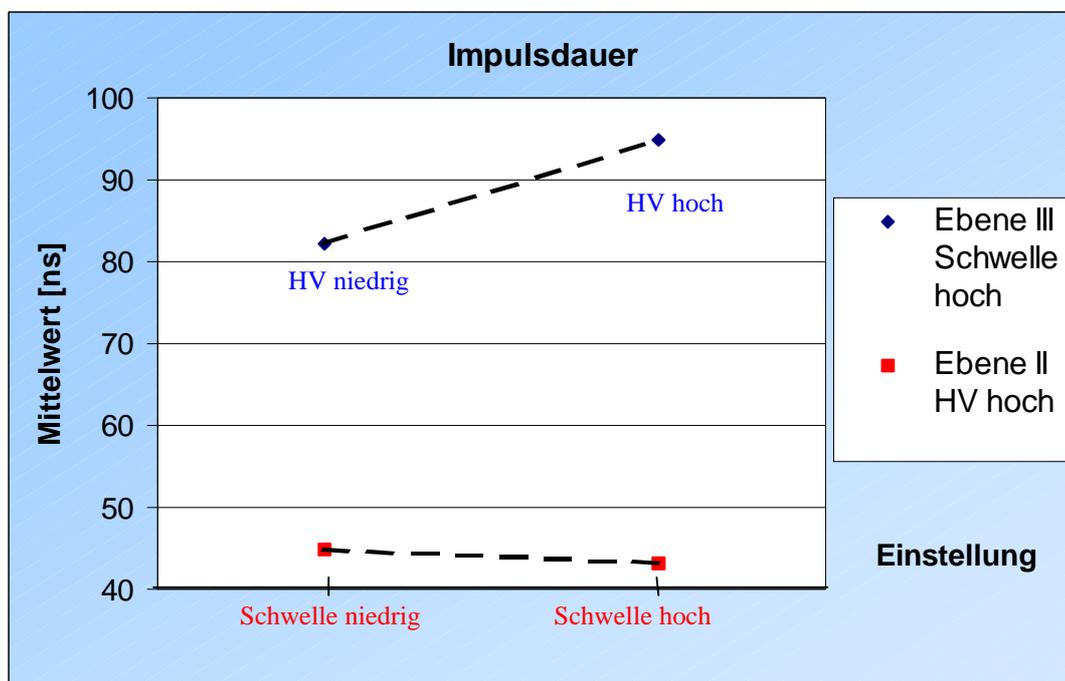


Abb. 6.3: Zusammenfassung Impulsdauer. HV = Hochspannung

6.1 Driftdauer

Die Driftdauer ist geprägt von der Ankunftszeitverteilung der Elektronen-Cluster am Signaldraht, d. h. die Anstiegszeit des am Signaldraht erzeugten Signals hängt vom Abstand der Trajektorie zum Signaldraht ab. Weiterhin wird die Driftdauer vom eingestellten Verstärkungsfaktor und geringfügig von der eingestellten Schwelle am Diskriminator beeinflusst [Mar02].

Im Experiment ist die exakte Trajektorie der kosmischen Myonen in der Driftzelle nicht bekannt. Aus den geometrischen Überlegungen, die folgendes miteinbeziehen:

- den Einfallswinkel der kosmischen Myonen auf die Driftzelle (s. Tabelle 5.13),
- die Geometrie der Driftzelle,
- die Durchstoßpunkte der Myonen auf die Szintillatoren der Flugzeitwand und
- das Faktum, dass in einem Ereignis im Mittel acht Driftzellen einer Driftkammer (s. Abschn. 5.3.2) durchquert werden,

folgt, dass die Trajektorie der kosmischen Myonen meistens nicht direkt am Draht verläuft.

Deshalb werden für die Driftdauer-Verteilung der im Experiment aufgenommenen Daten der kosmischen Myonen ein langer Anstieg und Abfall erwartet, ähnlich wie in Abbildung 6.4 zu sehen ist.

Im Folgenden wird die integrale Auswertung der Driftdauer über alle Trajektorieabstände vom Signaldraht vorgenommen.

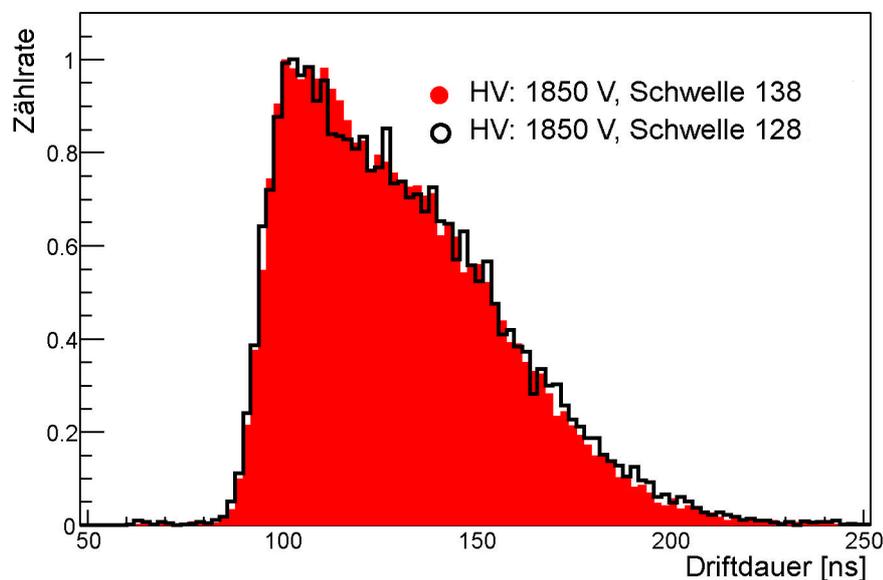


Abb. 6.4: Driftdauer. Driftdauer-Verteilung der Driftkammer der Ebene II in Sektor 1 bei einer Hochspannung von 1850 V und bei hohen Schwellen (138) und niedrigen Schwellen (128).

Abbildung 6.4 zeigt die Driftdauer-Verteilung der im Experiment aufgenommenen Daten der kosmischen Myonen für die Driftkammer der Ebene II in Sektor 1 für eine gleiche Hochspannung von 1850 V, aber mit verschiedenen Schwelleneinstellungen (hohen und niedrigen). Beide Verteilungen unterscheiden sich nur unwesentlich (s. auch Tabelle 6.15).

Sind die Schwelleneinstellungen identisch, aber die Hochspannung differiert um 50 V, ist hier kein Unterschied in der Verteilung sichtbar (s. Tabelle 6.15). Das gleiche Verhalten ist für die Driftkammern der anderen Ebenen erkennbar.

Die Tabelle 6.15 zeigt auch, wie die Mittelwerte der Driftdauer-Verteilungen für die einzelnen Driftkammer-Ebenen mit dem Anwachsen der Zellgrößen steigen. Hierauf wird im noch folgenden Abschnitt 6.2 näher eingegangen.

	HV hoch, thres hoch		HV hoch, thres niedrig		HV niedrig, thres hoch		HV niedrig, thres niedrig	
	Mean [ns]	RMS [ns]	Mean [ns]	RMS [ns]	Mean [ns]	RMS [ns]	Mean [ns]	RMS [ns]
I	122,7	19,28	122,2	20,26	122,7	19,28	121,2	19,76
II	129,7	24,48	130,8	27,19	129,7	24,48	128,0	24,65
III	178,6	80,21	186,0	90,24	178,6	80,21	178,2	82,01
IV	176,1	80,24	-	-	176,1	80,24	-	-

Tabelle 6.15: Driftdauer. Dargestellt sind die Mittelwerte sowie die Standard-Abweichungen für die Driftkammern der Ebenen I, II, III und IV des Sektors 1 für verschiedene Hochspannungs- und Schwelleneinstellungen. HV = Hochspannung der Kathoden- und Felddrähte, HV hoch: 1775/1850/2100/2400 V, HV niedrig: 1700/1800/2000/2300 V, thres = Schwelle, thres hoch: 138/138/120/120 (0x8A/0x8A/0x78/0x78), thres niedrig: 128/128/112/120 (0x80/0x80/0x70/0x78), RMS = Standard-Abweichung.

6.2 Korrelation der Driftzeiten

Abbildung 6.5 stellt nach Anwendung der Zeit- und Multiplizitätsschnitte (s. Abschn. 5.3.1, Abschn. 5.3.2 u. Abb. 5.10) die Impulsdauer als Funktion der Driftdauer dar. Die Driftdauer nimmt mit dem Anwachsen der Driftzellengröße von Ebene I bis Ebene IV zu (s. Abschn. 1.3.7), da die Driftdauer proportional zur Driftstrecke ist. Die Driftdauer der Driftkammern der Ebenen III und IV hat Ausläufer zu langen Zeiten hin. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Driftzellen dieser Kammer nicht symmetrisch ausgelegt sind (s. Abschn. 1.3.7), somit das Driftfeld in einem größeren Randbereich im Vergleich zu den symmetrischen Zellen inhomogen ist. Da die Driftgeschwindigkeit hier gering ist, driften die erzeugten Elektronen-Cluster (vgl. Abschn. 3.2.2 u. 3.2.3) langsam zum Signaldraht. In diesem Bereich sind auch die Leckströme größer, d. h. die durch Ionisation erzeugten Elektronen driften in die benachbarte Zelle ab. Das Verhalten der Driftzeiten, Driftdauer und Impulsdauer, führt zu der in Abbildung 6.5 ersichtlichen Korrelation. Mit steigender Driftdauer nimmt die Impulsdauer ab. Dies zeigt die Abhängigkeit der Impulsdauer von der Ankunftszeitverteilung der Elektronen-Cluster. Der dominierende Effekt, der in dieser Korrelation sichtbar ist, hängt von der bereits erläuterten Drahtgeometrie, Feldstärke, insbesondere der kurzen Verstärkungsregion, und von der Gaszusammensetzung ab (vgl. Abschnitt 3.2.6).

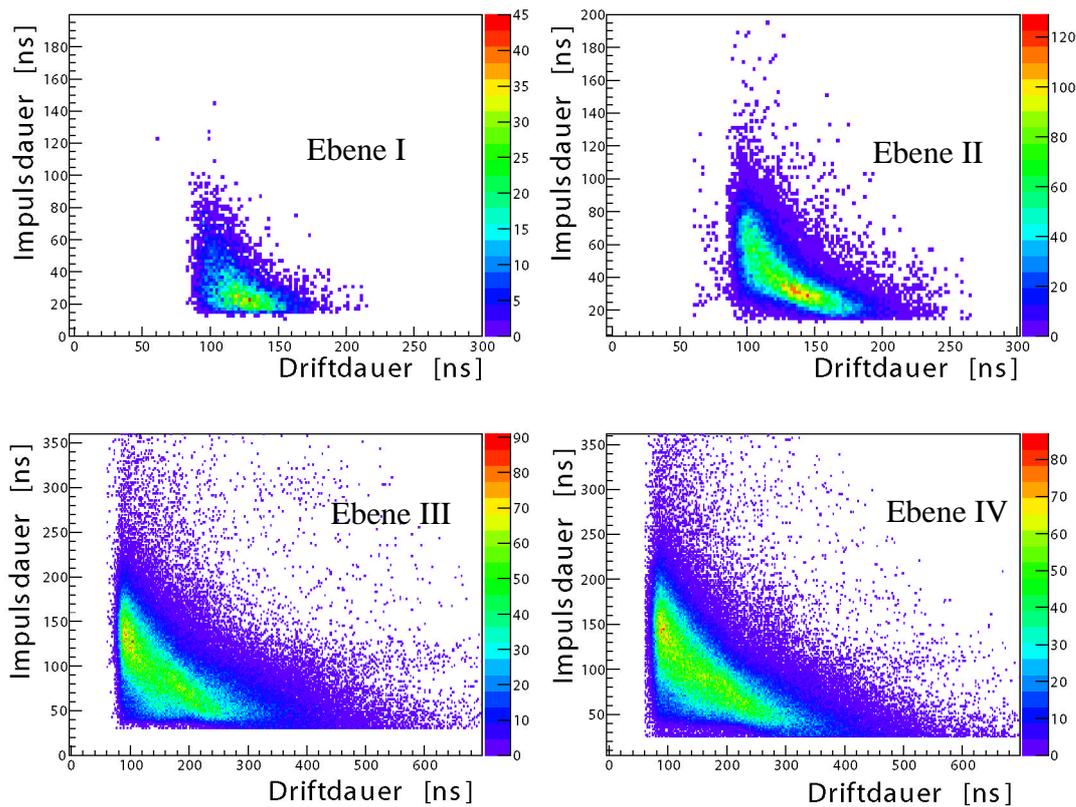


Abb. 6.5: Impulsdauer als Funktion der Driftdauer. Dargestellt ist diese Korrelation für die Driftkammern der verschiedenen Ebenen I, II, III und IV in Sektor 1. Die Zählrate ist in z-Richtung aufgetragen.

6.3 Zeit über der Schwelle normiert auf die Weglänge

Die Impulsdauer nimmt wie die Driftdauer mit dem Anwachsen der Größe der Driftzellen (vgl. Abschn. 1.3.7) zu, weil die Weglänge des Myons in der Driftzelle ansteigt. Folglich nimmt auch die Zahl der primär erzeugten Elektronen-Cluster entlang der Trajektorie zu. Um die Impulsdauer der Driftkammern der verschiedenen Ebenen vergleichen zu können, muss auf diesen Effekt wie folgt korrigiert werden.

Zum Zeitpunkt der Entstehung dieser Arbeit ist die Analyse von HADES nicht in der Lage, die Weglänge eines geladenen Teilchens durch die Driftzelle zu bestimmen [Pec02].

Deshalb wird versucht, die Weglänge L des kosmischen Myons in der Zelle durch geometrische Überlegungen zu erhalten:

Die Weglänge L hängt davon ab, an welchem Punkt das Myon auf die Driftzelle trifft und unter welchem Polar- und Azimutwinkel es einfällt. Um dieses dreidimensionale Problem zu vereinfachen, werden in den Daten nur eindeutige Ereignisse ausgewählt, d. h. in den beiden gegenüberliegenden Flugzeitwand-Sektoren ist die Multiplizität der Treffer der Myonen gleich eins, und diese liegen nicht weiter als ± 500 mm vom Mittelpunkt des Szintillators entfernt. Die Folge ist, dass die eine Winkelkomponente etwas eingeschränkt ist. Entsprechend kann das Problem in einem ersten Ansatz zu einem zweidimensionalen vereinfacht werden (s. Abb. 6.6):

$$L = d \cdot (1 + \tan^2 \alpha) \text{ für } -\frac{1}{2} < x < \frac{1}{2} - d \cdot \tan \alpha \quad (6.1)$$

und

$$L = \frac{\frac{1}{2} - x}{\sin \alpha} \text{ für } \frac{1}{2} - d \cdot \tan \alpha < x < \frac{1}{2} \quad (6.2)$$

Sowohl der Eintrittspunkt x als auch der Einfallswinkel α auf die Driftzelle werden durch Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Die Größe der Driftzelle d ist bekannt, und so kann für jedes Monte-Carlo-Ereignis eine Weglänge L in der Driftzelle bestimmt werden. Der Mittelwert der Weglänge L z. B. der Driftkammer der Ebene I beträgt 3,37 mm und der der Driftkammer der Ebene IV 8,82 mm (s. Tabelle 6.16). Es zeigt sich, dass die Berechnung der Weglänge L für die Driftkammern der Ebenen I und II weniger stark auf eine Änderung des Einfallswinkels reagieren als die Driftkammern der Ebenen III und IV, da letztere größere Driftzellen haben.

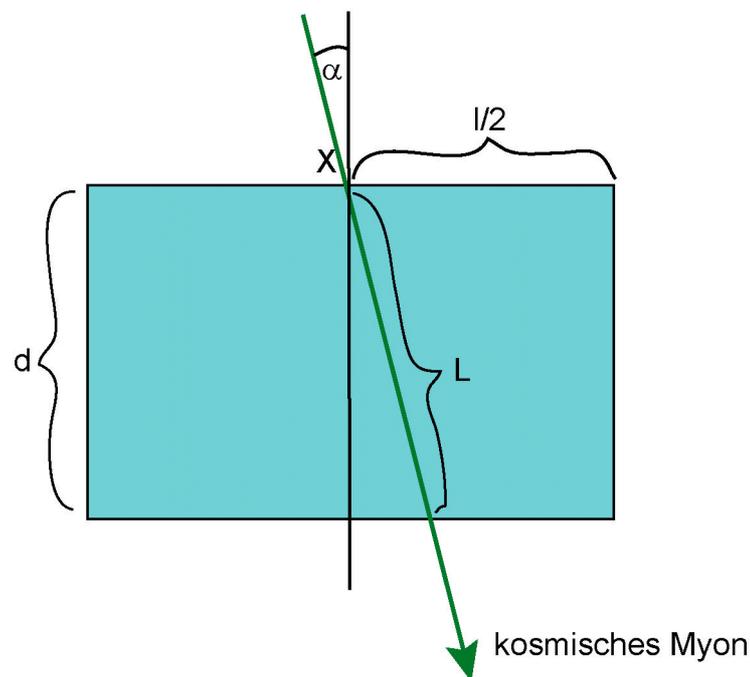


Abb. 6.6: Weglänge in einer Driftzelle. Dargestellt ist der Durchgang eines kosmischen Myons durch eine Driftzelle der Länge l und der Breite d . Weiterhin sind der Einfallswinkel α , der Eintrittspunkt X und der Weg L , den das kosmische Myon in der Driftzelle zurücklegt, eingezeichnet.

Driftkammer der Ebene	Mittelwert der Weglänge [mm]
I	3,37
II	4,10
III	7,27
IV	8,82

Tabelle 6.16: Weglänge. Dargestellt sind die Mittelwerte der Weglängen für die Driftkammern der Ebenen I, II, III und IV.

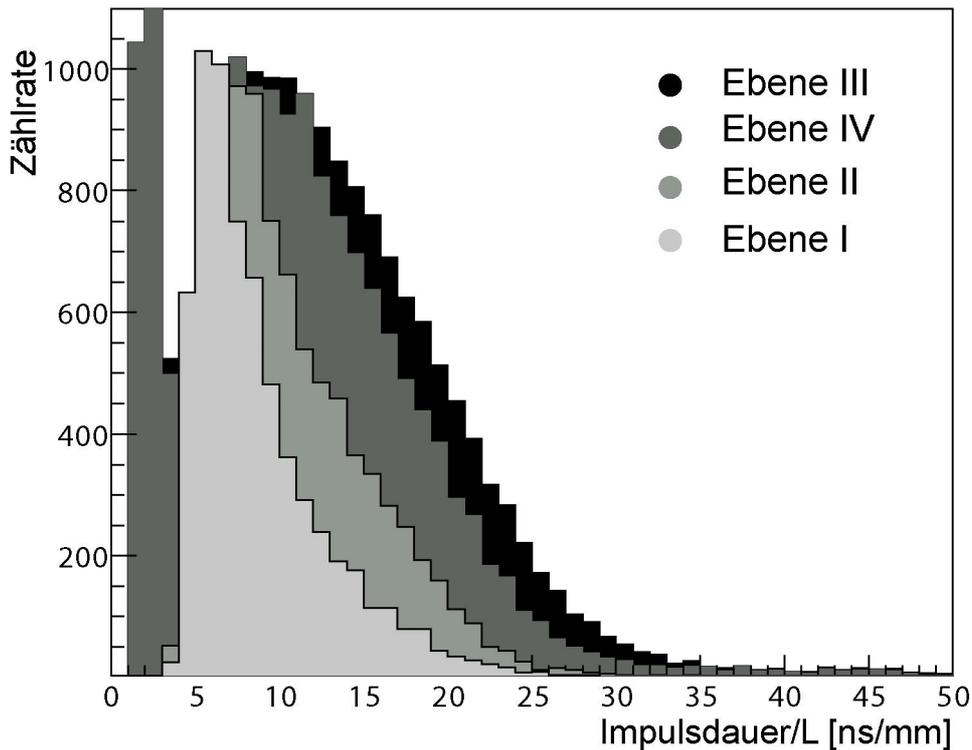


Abb. 6.7: Impulsdauer-Verteilungen normiert auf die mittlere Weglänge des geladenen Teilchens in der Driftzelle für die Driftkammern der Ebenen I, II, III und IV in Sektor 1. Für die Ebenen III und IV ist bei Zeiten < 4 ns ein Maximum erkennbar, dessen Quelle Untergrundrauschen ist, das nicht weggeschnitten wird. Die Verteilungen sind außerdem normiert auf die Maxima der Daten ohne Untergrundrauschen.

Die Abbildung 6.7 zeigt die Impulsdauer-Verteilung normiert auf die mittlere Weglänge innerhalb der Driftzelle für alle Driftkammertypen in Sektor 1. Die Driftkammern der Ebenen III und IV zeigen Störsignale der Impulsdauer unter 4 ns/mm. Zusätzlich sind die Verteilungen auf das Maximum der Daten ohne Untergrundrauschen normiert. Das Maximum jeder sich daraus ergebenden 4 Verteilungen liegt bei (7 ± 2) ns/mm. Ferner sind die vier Verteilungen sehr ähnlich. Die relative Zählrate der Verteilungen der Driftkammern der Ebenen I und II ist geringer als die der Verteilungen der Ebenen III und IV bei hohen ns/mm-Werten. Dies ist auf die unterschiedliche Zell- und Feldgeometrie, somit auf die Verstärkung und auf Diffusionseffekte zurückzuführen (s. Abschn. 6.2).

In Zukunft kann diese Verteilung, wenn die genaue Trajektorie des Myons bekannt ist, mit der korrekten Weglänge L berechnet werden.

6.4 Vergleich der Impulsdauer

Nach den vorhergehenden Untersuchungen wird nun die Impulsdauer der kosmischen Myonen mit der Impulsdauer der im Strahlzeit-Experiment produzierten Teilchen verglichen.

Da Teilchen mit einem unterschiedlichen $\beta\gamma$ -Faktor, wie in der Bethe-Bloch-Kurve ersichtlich, einen verschieden großen Energieverlust in der Driftzelle haben können (vgl. Abb. 3.1), gilt es, für diesen Vergleich die Teilchen aus dem Strahlzeit-Experiment mit entsprechendem $\beta\gamma$ -Faktor zu selektieren, die eine möglichst gleiche Abhängigkeit der Driftzeiten vom Energieverlust bzw. der Ionisationsdichte aufweisen wie die kosmischen Myonen.

6.4.1 Teilchen aus dem Strahlzeit-Experiment mit Magnetfeld

Bei dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 C + C bei 1,9 GeV per Nukleon entstehen Protonen, Pionen und Elektronen (vgl. Abschn. 1.2). Diese Teilchen liegen wegen ihres Impulses in verschiedenen Bereichen der Bethe-Bloch-Kurve (s. Abb. 3.1). Die Protonen sind im Vergleich zu den kosmischen Myonen sehr viel langsamer und verlieren daher sehr viel mehr Energie im Zählgas der Driftkammer (s. Abb. 3.2).

Die Pionen und Myonen haben etwa die gleiche Masse:

$$m_{\mu} = 105,658 \text{ MeV} \text{ und } m_{\pi^{\pm}} = 139,57 \text{ MeV},$$

aber einen unterschiedlichen Impuls, beginnend bei ca.:

$$p_{\mu} \approx 1 \text{ GeV}/c \text{ und } p_{\pi^{\pm}} \approx 100 \text{ MeV}/c.$$

Aus diesem Grund sind die Pionen im HADES Experiment etwas unter- und die kosmischen Myonen etwas oberhalb des Minimums der Bethe-Bloch-Kurve einzuordnen.

Die Elektronen mit einer Masse von $m_e = 0,511 \text{ MeV}$, die sehr selten sind, sind im relativistischen Anstieg der Bethe-Bloch-Kurve auf Grund von $\gamma\beta \approx 400$ bis 600 anzutreffen.

Die Myonen sind daher entweder den hochenergetischen Pionen oder niederenergetischen Elektronen ähnlich. Da der Energieverlust der Myonen in dem für sie relevanten Energiebereich (vgl. Abb. 3.3) gleich dem der Pionen ist, wird das Pion mit entsprechendem Impuls als dem Myon ähnlichem Teilchen aus dem Strahlzeit-Experiment betrachtet. Um die Pionen korrekt mit den Myonen vergleichen zu können, müssen sowohl der Energiebereich als auch der Einfallswinkel auf die Driftzelle gleich sein.

6.4.1.1 Teilchenidentifikation im Magnetfeld mittels Flugzeitmessung

Diese Methode beruht auf Teilchenidentifikation im Magnetfeld mittels Flugzeitmessung. Hierfür werden der rekonstruierte Teilchenimpuls (s. Abschn. 1.3.4 und Abb. 1.7) und die Flugzeit des geladenen Teilchens vom Start-Detektor bis zur Flugzeitwand benötigt.

Der Impuls ist umgekehrt proportional zum Ablenkwinkel, dessen Fehlerverteilung einer Gauss-Funktion ähnlich ist. Damit die Größe, die den Impuls beschreibt, die gleiche Form annimmt, wird das Inverse des Teilchenimpulses multipliziert mit der Ladung als Funktion der Flugzeit des Teilchens dargestellt (s. Abb. 6.8).

In welchem Bereich sich die einzelnen Teilchensorten, Elektron, Positron, Pion, Proton und Deuteron, befinden, ist in Abbildung 6.8 gekennzeichnet. Die Elektronen/Positronen mit einer Masse von 0,5 MeV fliegen sehr schnell durch das HADES Spektrometer. Sie sind daher bei Flugzeiten $< 9 \text{ ns}$ zu entdecken (vgl. Abschn. 1.3.6 Leptonenidentifikation mittels der Flugzeitwand). Die Protonen mit der Masse 938 MeV und das Deuteron mit seiner hohen Masse von 1875 MeV durchqueren das Spektrometer sehr langsam, und sie sind daher im Vergleich zu den Elektronen bei Impulsen $< 200 \text{ MeV}/c$ (im Graph $1/p < 0,005 \text{ 1}/(\text{MeV}/c)$) anzutreffen. Die Pionen mit ihrer Masse von 139 MeV sind zwischen den Protonen und Elektronen angesiedelt (s. Abb. 6.8).

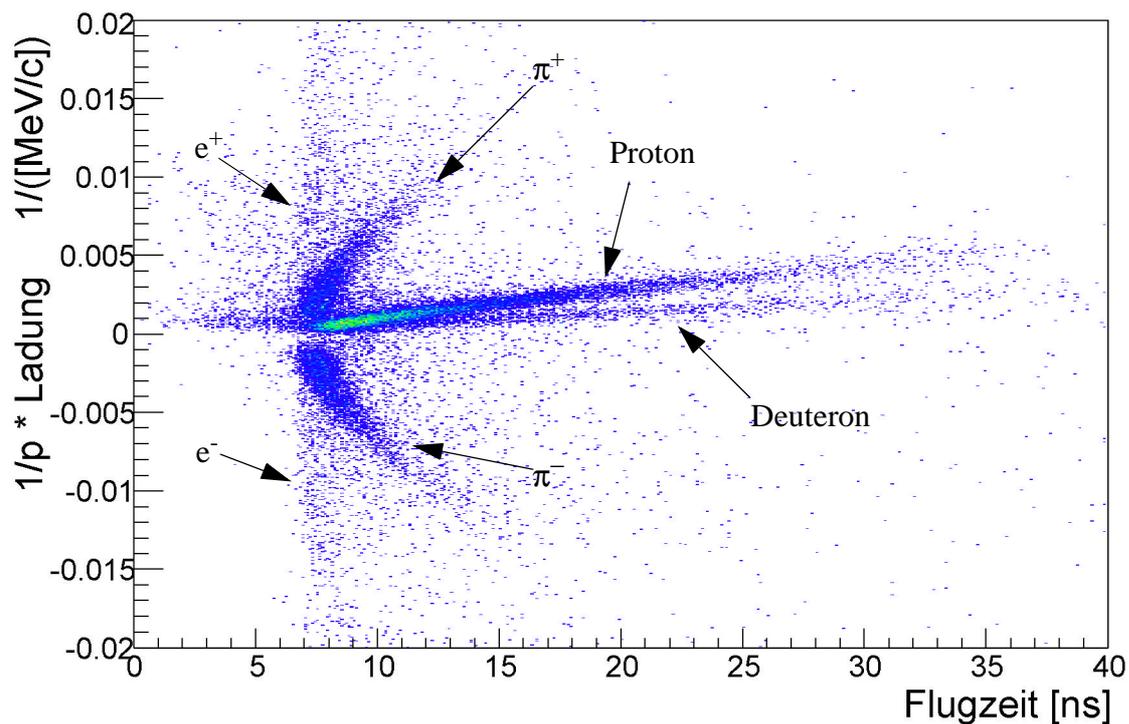


Abb. 6.8: Teilchenimpuls multipliziert mit der Ladung des Teilchens als Funktion der Flugzeit des Teilchens. Die Daten stammen aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 C+C bei 1,9 GeV per Nukleon bei magnetischer Feldstärke von $B = 2500$ A/m. [Zum03] In der Verteilung sind die einzelnen Teilchensorten, Elektron, Positron, Pion, Proton und Deuteron, gekennzeichnet.

6.4.2 Vergleich der Impulsdauer der kosmischen Myonen mit Pionen

Für den Vergleich der Impulsdauer gilt es zunächst, für die Pionen einen Impulsbereich zu finden, für den der Energieverlust gleich dem der Myonen ist, aber auch die Statistik nicht zu stark zu reduzieren, denn in Schwerionenreaktionen sind nur etwa 10 % aller Teilchen Pionen [Stu01]. Die Abbildung 6.9 zeigt die Impulsverteilung der Pionen. Die Pionen haben einen Impuls im Bereich von 100 MeV/c bis 1,6 GeV/c. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei 347,7 MeV/c, und die Standard-Abweichung beträgt 218,9. Für Myonen mit einem Impuls von 2 GeV/c beträgt der Energieverlust im Gas Helium etwa $2,3 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$ (s. Abb. 6.9 rechts oben). Die Pionen haben im Gas Helium bei einem Impuls von 150 MeV einen Energieverlust von $2,8 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$, d. h. dieser liegt über dem der Myonen, und bei einem Impuls von 350 MeV/c (Mittelwert der Impulsverteilung Abb. 6.9) von $2 \text{ MeVg}^{-1}\text{cm}^2$, d. h. unter dem der Myonen. Im Mittel gleicht sich der Energieverlust der Pionen aus, deshalb werden, um die Statistik der Pionen nicht zu stark zu reduzieren, Pionen mit einem Impuls von $> 150 \text{ MeV/c}$ für den Vergleich herangezogen.

Die Impulsdauer soll zusätzlich bei gleichem Winkeleinfall verglichen werden. Die Abbildung 6.10 gibt die Winkelverteilung der Pionen und die der kosmischen Myonen für eine $+0^\circ$ -Drahtebene der Driftkammer der Ebene II in Sektor 1 wieder. Ein Winkeleinfall von 90° entspricht im Drahtebenen-Koordinatensystem einem senkrechten Einfall auf die Driftzelle (vgl. Abb. 6.10 linke obere Ecke). Die Maxima der Verteilungen sind jeweils normiert auf 1. Für den Vergleich der Driftzeiten werden nur diejenigen Teilchen verwendet, deren Winkel im Überlappungsbereich der beiden Winkelverteilungen liegen. Es ist weiterhin zu sehen,

dass für jeden einzelnen Winkel die Zählraten der Myonen nicht gleich denen der Pionen sind. Deshalb muss dies bei der folgenden Analyse der Impulsdauer durch prozentuale Wichtung der Einträge in der Winkelverteilung korrigiert werden.

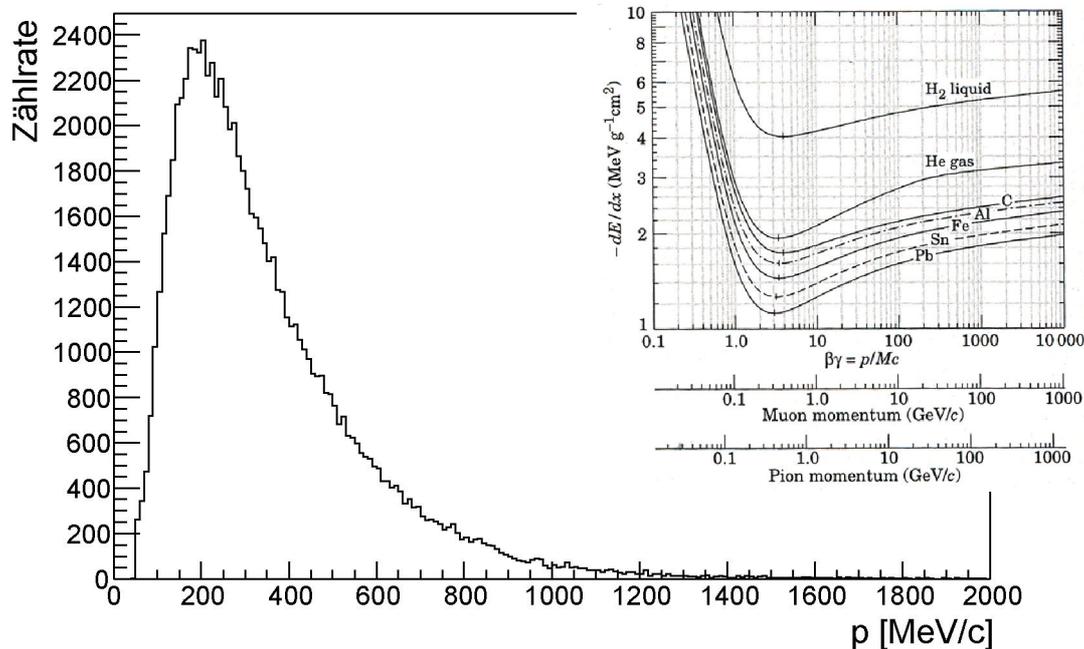


Abb. 6.9: Impulsverteilung der geladenen Pionen aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 C+C bei 1,9 GeV, nicht auf Akzeptanz korrigiert [Zum03]. In der rechten oberen Ecke ist die Energieverlustrate als Funktion des Teilchenimpulses für Myonen und Pionen für verschiedene Materialien zu erkennen.

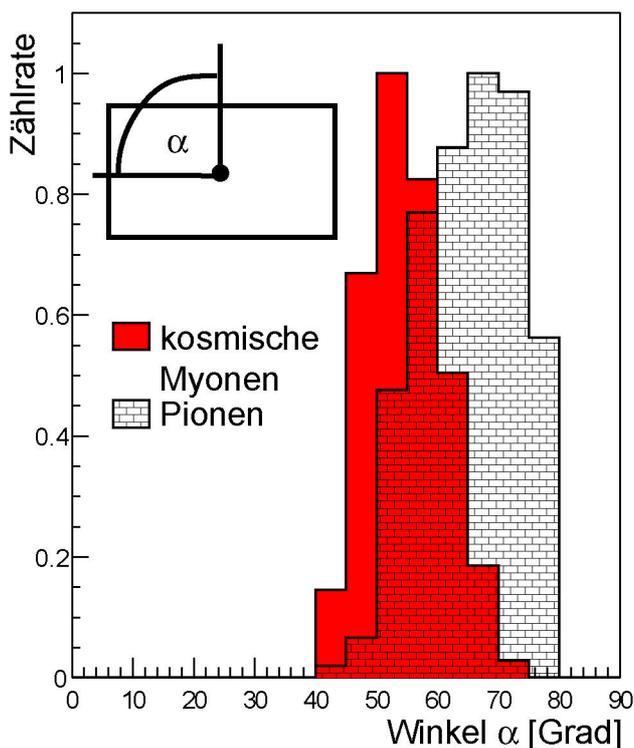


Abb. 6.10: Winkelverteilung der Pionen [Zum03] und der kosmischen Myonen für die +0°-Drahtebene der Driftkammer der Ebene II in Sektor1. In der linken oberen Ecke des Bildes ist die Definition des Winkels eingezeichnet. Im Drahtebenen-Koordinatensystem entspricht der senkrechte Einfall auf die Driftzelle 90°. Die Maxima der Verteilungen sind jeweils auf 1 normiert.

Die Abbildung 6.11 zeigt die Impulsdauer für kosmische Myonen und für Pionen. Die Einträge entsprechen den ausgewählten Charakteristika, dem Impuls und dem Winkeleinfall. Beide Verteilungen sind entsprechend den Einträgen der Winkelverteilungen gewichtet, und die Maxima der beiden Verteilungen sind auf 1 normiert. Die Daten der Myonen entstammen alle dem Sektor 1 der Driftkammer der Ebene II, die der Pionen, um die Statistik zu erhöhen, von allen Sektoren der Driftkammern der Ebene II. Es wird angenommen, dass in den Driftkammern aller 6 Sektoren die gleichen Signale hervorgerufen werden.

Die Impulsdauer-Verteilungen der Myonen und Pionen decken jeweils den gleichen Wertebereich ab. Der Verlauf der beiden Verteilungen ist ähnlich. Der Mittelwert der Myonen liegt bei 44,59 ns und die Standard-Abweichung bei 19,24 ns. Der Mittelwert der Pionen befindet sich bei 44,04 ns und die Standard-Abweichung beträgt 19,91 ns. Die Mittelwerte und Standard-Abweichungen der beiden Verteilungen sind fast identisch.

Die Unterschiede sind auf die geringe Statistik der Pionen, auf den unterschiedlichen Sauerstoffgehalt in den Driftkammern (vgl. Abschn. 4.3) und auf den Fakt, dass über den Abstand der Trajektorie der kosmischen Myonen und der Pionen zum Signaldraht gemittelt wird, zurückzuführen.

Eine Analyse mit höherer Statistik der Pionen-Daten ist noch in Arbeit und zum jetzigen Zeitpunkt nicht möglich.

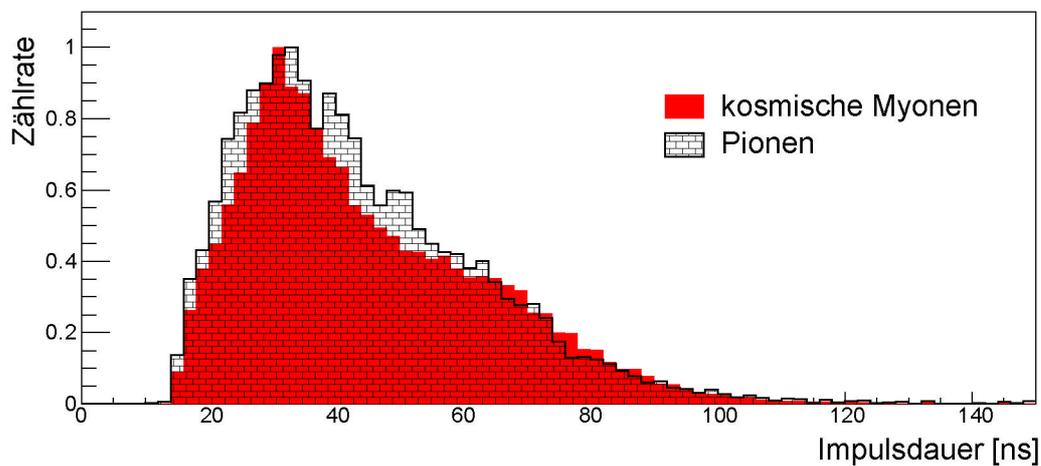


Abb. 6.11: Impulsdauer (t_{at}) für kosmische Myonen und Pionen [Zum03] für eine Driftkammer der Ebene II. Die Einträge der Impulsdauer-Verteilungen sind prozentual auf die Einträge der Winkelverteilung gewichtet. Die Maxima der beiden Verteilungen sind jeweils auf 1 normiert.

7 Kapitel

Bestimmung der Nachweiseffizienz und der Relativpositionen

Eines der wichtigsten Kriterien für einen Detektor ist die Nachweiseffizienz. Im Fall der Driftkammer beschreibt die Effizienz das Verhältnis der nachgewiesenen Teilchen zu allen einfallenden Teilchen, die die Driftkammer durchqueren. Die Effizienz variiert mit den Parametern, mit denen die Driftkammer betrieben wird. Deshalb ist es notwendig, die Einstellungen für die Driftkammer zu finden, bei welcher der Detektor mit der höchsten Effizienz arbeitet, ohne den zuverlässigen Betrieb zu gefährden. Dieses Kapitel beschreibt, wie die Effizienz der Driftkammern für den Nachweis kosmischer Myonen bestimmt wird.

Im ersten Schritt werden anhand der Flugzeitwandtreffer die Anzahl der Myonen bestimmt, die die Driftkammer hätte registrieren sollen. Dazu ist die Kenntnis der relativen Positionen von Flugzeitwand und Driftkammern notwendig. Im zweiten Schritt wird die Anzahl der von der Driftkammer registrierten Myonen bestimmt.

7.1 Motivation und Methode

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung der Dielektronen ist es erforderlich zu wissen, wie gut die Driftkammern in der Lage sind, diese nachzuweisen. Die Elektronen haben im Zählgas Helium-Isobutan einen etwas höheren Energieverlust als die kosmischen Myonen (s. Abschn. 3.1.4). Können die Driftkammern die Myonen mit guter Effizienz registrieren, gilt dies mindestens auch für die Elektron-Positron-Paare. Allerdings geht die Nachweiswahrscheinlichkeit für einzelne Spuren quadratisch in Paare ein, deshalb sollte die Effizienz für einzelne Spuren von Paaren hoch sein.

Durch den Einsatz eines Referenzdetektors, in unserem Fall der Flugzeitwand, wird für die Nachweiswahrscheinlichkeit der Driftkammern für kosmische Myonen ermittelt, wieviel Teilchen die Driftkammern durchqueren (s. Abschn. 7.2.1). Außerdem muss die Zahl der von den Driftkammern nachgewiesenen Teilchen bestimmt werden.

Die Trajektorien von Teilchen, die in den beiden gegenüberliegenden Flugzeitwand-Sektoren mit einer Genauigkeit von 2 cm in x-/y- und z-Richtung nachgewiesen werden, sind mit einer Genauigkeit von einer halben Driftzelle (Standard-Abweichung) in den Drahtebenen der Driftkammern bekannt. Die Auflösung bestimmt sich aus Abständen der feuernenden Signaldrähte. Nur wenn die Positionen der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand, die Relativpositionen, mit einer ähnlichen Genauigkeit bekannt sind, lässt sich die Anzahl der möglichen Driftkammer-Treffer bestimmen, denn die für die Effizienz entwickelte Myonen-Kandidatensuche beruht auf Ergebnissen der Ermittlung der Relativpositionen. Die Genauigkeit der Bestimmung der Driftkammer-Treffer hängt von der Auflösung und der Größe der Randbereiche relativ zur Überlappungsfläche ab.

Wichtig für die Rekonstruktion der Impulse der Elektron-Positron-Paare zur Berechnung der Invarianten Masse sind die exakte Bestimmung der Positionierung der Detektoren relativ zum Target und die des Magnetfelds relativ zu den Driftkammern.

Die Detektoren werden so gut wie möglich in Sollposition¹ montiert und zusätzlich vermessen. Danach werden die Relativpositionen mit folgenden Daten ermittelt:

- In der Standard-Rekonstruktionskette werden anhand von Spur-Daten aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 C+C bei 1,9 GeV ohne Magnetfeld die strahlförmig vom Target ausgehenden Teilchentrajektorien benutzt, um Abweichungen von den Sollpositionen aller Detektoren zu bestimmen.

Hierzu wird angenommen, dass die exakte Position des Wechselwirkungspunktes (im Target) und die Position der Spulenkästen des supraleitenden Magneten bekannt sind und die Driftkammern der Ebene II direkt an die Spulenkästen des Magnets angeschoben sind, so dass sich diese berühren. Daraufhin werden die Positionen der anderen Driftkammern relativ zu den Kammern der Ebene II und zum Target durch iterative Optimierung ermittelt (s. [Pol02]). Allerdings können nur die Driftkammern innerhalb eines Sektors zueinander ausgerichtet werden, nicht aber verschiedene Sektoren.

Die Bestimmung der Platzierung der Flugzeitwand geschieht ebenfalls unter der Annahme, dass die Kammern der Ebene II perfekt positioniert sind (vgl. Abschn. 1.3.6). Eine falsche Annahme der Position der Driftkammern der Ebene II oder des Targets führt automatisch zu einer falschen Positionierung der anderen Driftkammern und der Flugzeitwand.

- Eine weitere Möglichkeit bieten die Myonen-Kandidaten:
Durch die flexible Gestaltung des Triggers für kosmische Myonen ist es möglich, die Driftkammern der verschiedenen Sektoren relativ zu einander und zur Flugzeitwand auszurichten.
Im Rahmen der Diplomarbeit werden die Relativpositionen der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand bestimmt. Hierzu müssen in beiden Detektoren, der Flugzeitwand und den Driftkammern, Störsignale entfernt und eindeutige Treffer ausgewählt werden.

7.1.1 Konsequenzen einer falschen Positionierung

Im Hades-Experiment ist man interessiert, die in-Medium-Eigenschaften von Hadronen durch die Bestimmung der invarianten Masse von Leptonenpaaren aus dem Zerfall von Vektormesonen zu untersuchen. Hierfür müssen die Impulse der beiden Leptonen ermittelt werden. Aus dem Ablenkwinkel der Trajektorie eines Teilchens vor und hinter dem Magnetfeld kann der Impuls berechnet werden. Sind der Impuls p des Elektrons und der des Positrons und der Winkel α zwischen diesen bekannt, kann die invariante Dileptonenmasse M berechnet werden mit

$$M \cong 2 \sin \frac{\alpha}{2} \sqrt{p(e^-) p(e^+)} \quad (7.1)$$

Die Gleichung zeigt eine annähernd lineare Abhängigkeit in Winkel und Impuls. Für den relativen Fehler siehe Gleichung 1.2.

¹Meßposition

Die Driftkammern können in x -, y - und z -Richtung durch Translation oder Rotation, wie am Beispiel in Abbildung 7.1 zu sehen, von der Sollposition verschoben sein. Welchen Effekt diese Verschiebung auf die Impuls- und Dileptonenmassenbestimmung hat, hängt sehr stark davon ab, welche Driftkammer betroffen und von welcher Art die Verschiebung ist.

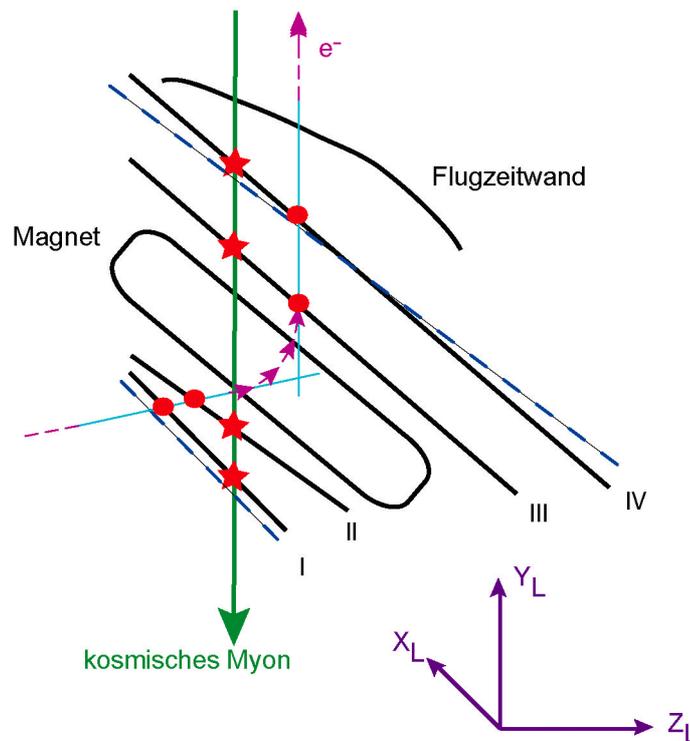


Abb. 7.1: Schematische Skizze zur Versetzung der Driftkammern. Dargestellt sind die Flugzeitwand, der Magnet und die Driftkammern, deren Ebenen mit römischen Ziffern bezeichnet sind. Die Punkte, an denen die Driftkammern bei einem Durchgang eines kosmischen Myons getroffen werden (bei nicht anliegendem Magnetfeld), sind durch Sterne und der Durchgang eines Elektrons e^- bei anliegendem Magnetfeld durch Punkte gekennzeichnet. Die Kammer I ist in Y_L -Richtung zur Strahlachse hin verschoben, und die Kammer IV ist um die X_L -Achse rotiert (jeweils durch die gestrichelte Linie erkennbar). Das Labor-Koordinatensystem ist eingezeichnet.

Dies soll am Beispiel einer Simulation [Pol02] verdeutlicht werden. Die Simulation besteht aus 14000 Dileptonen, die aus einer flachen Massenverteilung stammen, und bezieht die Produktion von Sekundärteilchen, Energieverlust (Bremsstrahlung) und Vielfachstreuungen mit ein. Mittels HGeant¹ wird die Teilchentrajektorie durch die Detektoren propagiert, mehr hierzu siehe [Pol02]. Für eine perfekte Positionierung aller Detektoren zeigt Abbildung 7.2(oben) die Differenzen aus dem ursprünglich simulierten Impuls (p_i) und dem Impuls (p_f), der aus der Rekonstruktion der Driftkammerdaten berechnet wird, dividiert durch den ursprünglich simulierten Impuls sowohl für Elektronen als auch für Positronen [Pol02]. Die Impulse der Dileptonen liegen zwischen 600 und 800 MeV/c. Die Verteilungen werden mittels einer Gauss-Funktion um das Maximum charakterisiert, deren Parameter in Abbildung 7.2 aufgelistet sind. Die Mittelwerte der Verteilungen sollten bei perfekter Aus-

¹Simulations-Entwicklungs-Software

richtung bei Null liegen.

Ebenfalls wird in Abbildung 7.2 das Resultat der Rekonstruktion einer Simulation gezeigt, in der die Driftkammer der Ebene I um $200 \mu\text{m}$ in die positive Y_L -Richtung (von der Strahlachse weg) verschoben ist, was zur Folge hat, dass der Winkel zwischen der rekonstruierten Teilchentrajektorie vor und hinter dem Magneten größer wird. Für die Elektronen bewirkt diese Verschiebung, dass der rekonstruierte Impuls zu große Werte annimmt. Dies führt zu negativen Differenzen. Für Positronen tritt aufgrund ihrer Ladung der umgekehrte Effekt auf [Pol02]. Weiterhin ist eine geringe Verbreiterung der Verteilung ersichtlich.

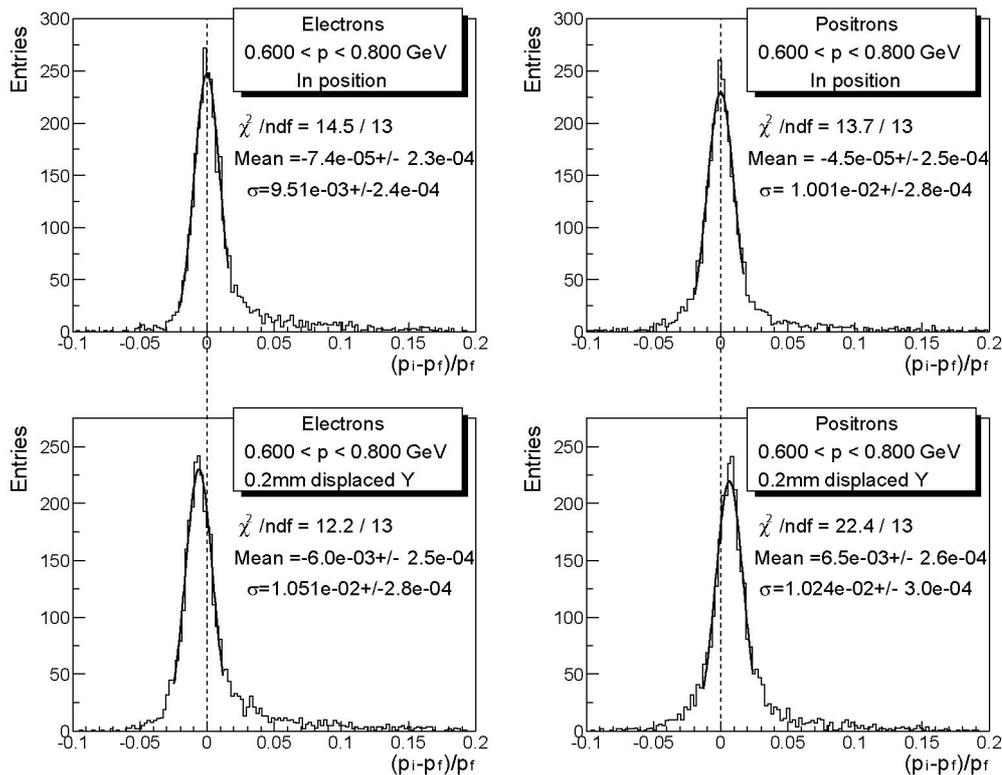


Abb. 7.2: Relative Impulsdifferenz aus dem ursprünglich simulierten Impuls (p_i) und dem in der Rekonstruktion bestimmten Impuls (p_f). In den oberen Bildern sind die Verteilungen für Elektronen und Positronen bei idealer Position der Driftkammern abgebildet und in den unteren Bildern die für eine Verschiebung der Driftkammer der Ebene I um $200 \mu\text{m}$ in die positive Y_L -Richtung. Der Leptonen-Impuls liegt zwischen 600 und 800 MeV/c. Die Verteilungen werden mittels einer Gauss-Funktion um das Maximum charakterisiert, deren Parameter sind aufgelistet [Pol02].

Um die gewünschte invariante Massenauflösung von 1% für die ρ - ω -Massen zu erreichen, dürfen die Driftkammern in die Y_L -Richtung um nicht mehr als $30 \mu\text{m}$ verschoben sein [Pol02]. Der Einfluß von Translationen in X_L -Richtung und Z_L -Richtung (sofern die geladenen Teilchen nicht mit großem Einfallswinkel auf die Driftkammern auftreffen) ist im Vergleich zur Y_L -Richtung um eine Größenordnung geringer. Der Einfluß der Rotation auf die Ermittlung der Durchstoßpunkte der geladenen Teilchen auf die Driftkammern ist am größten je weiter die Punkte von der Rotationsachse entfernt sind. Eine Rotation um die X_L -Achse bewirkt eine Modifikation des Polarwinkels und damit eine erhebliche Veränderung bei der Bestimmung des Impulses [Pol02].

Sind zwei oder mehr Driftkammern durch Translation oder Rotation verschoben, können sich die oben genannten Effekte auslöschen oder aber verstärken.

7.2 Relativpositionen

7.2.1 Referenzbestimmung

Die Referenzbestimmung, das im Folgenden beschriebene Vorgehen mit den Informationen der Flugzeitwand, ist für die Ermittlung der Position der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand und der Effizienz erforderlich:

Durch die Forderung (Trigger) nach einer Koinzidenz von Signalen in gegenüberliegenden Flugzeitwand-Sektoren wird sichergestellt, dass mit hoher Wahrscheinlichkeit ein kosmisches Myon z. B. die Sektoren 1 und 4 durchfliegt. Durch geometrische Konfiguration werden Myonen ausgewählt, die möglichst gerade durch die Flugzeitwand-Sektoren und durch die dazwischen liegenden Driftkammern fliegen. Außerdem wird die Zahl der inmitten befindlichen Driftkammern maximiert (s. Einleitung des Kapitels 4).

Die Methode zur Bestimmung der Relativpositionen wird beispielhaft für die Koinzidenz aus Sektor 1 und Sektor 4 nachstehend beschrieben.

Zunächst werden nur eindeutige Ereignisse ausgewählt. Wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, handelt es sich hier um Ereignisse, bei denen die Multiplizität in Sektor 1 und Sektor 4 der Flugzeitwand gleich 1 ist. Dementsprechend werden Ereignisse ausgeschlossen, bei denen ein kosmisches Myon schräg durch zwei benachbarte Szintillatoren fliegt bzw. mehrere Szintillatoren wegen Untergrundrauschens ein Signal senden. Diese Bedingung führt zu einer Minimierung der Vieldeutigkeiten.

Durch die im Laborsystem bekannte x-, y- und z-Position des Treffers auf dem Szintillator in Sektor 1 und auf dem in Sektor 4 mit den zugehörigen Fehlern $dx = dy = dz = 2 \text{ cm}$ kann eine Gerade gelegt werden. Es kann für jede Drahtebene der Driftkammern ein Schnittpunkt S mit der Geraden ermittelt werden (s. Abb. 7.3). Um diesen Schnittpunkt berechnen zu können, ist die Kenntnis der Position der Driftkammern notwendig. Die Verschiebung der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand ergibt sich aus der Differenz (Residual) zwischen vorhergesagter und gemessener Position und wird im folgenden Abschnitt 7.2.2 behandelt. Die Berechnung des Schnittpunkts wird im Drahtebenen-Koordinatensystem durchgeführt. Die Ortsinformation des Schnittpunkts wird sowohl in den Einheiten Millimeter für die x-, y- und z-Koordinaten als auch in Zellnummern (c_{theo}) zur Verfügung gestellt. Die Umrechnung erfolgt mit Geometrietabellen.

Um von Randeffekten weitgehend unabhängig zu sein, wird für die Bestimmung des Schnittpunkts eine Bedingung eingeführt: Die Begrenzung der aktiven Fläche der Driftkammern, die eigentlich durch den Rahmen der Kammer gegeben ist, wird von allen Seiten um 10 cm eingerückt (s. durchgezogene Linie in Abb. 7.4). Es wird davon ausgegangen, dass eine mögliche Verschiebung der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand bzw. die relative Verschiebung der Flugzeitwand-Sektoren zu den Driftkammern deutlich kleiner als 10 cm ist. Dadurch werden kosmische Myonen in den Randbereichen nicht für die Bestimmung der Effizienz und der Relativpositionen verwendet.

Die Abbildung 7.4 zeigt für etwa 520.000 Ereignisse die Zahl und Verteilung dieser Schnittpunkte im Drahtebenen-Koordinatensystem der $+0^\circ$ -Drahtebene einer Driftkammer der Ebene IV (s. Abschn. 1.3.7.1). Die Schnittpunkte sind in horizontalen Streifen parallel zur x-Achse sichtbar. Diese Gegebenheit spiegelt die Anordnung der Szintillatoren der Flugzeitwand wider. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Fläche uneinheitlich ausgeleuchtet ist. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bereits die Treffer der kosmischen Myonen auf den Szintillatoren der Flugzeitwand wegen der schlecht kalibrierten Szintillatoren (s. Abschn. 5.2.1) nicht homogen verteilt sind. Die durchgezogene Linie umrahmt den Bereich, der für die Analyse verwendet wird. Man sieht, dass nicht alle Schnittpunkte in diesem Bereich liegen.

Summiert über viele Ereignisse kann, wenn der Schnittpunkt innerhalb dieser eingerückten Begrenzung liegt, gezählt werden, wie oft jede Drahtebene von einem Myon getroffen wurde. Dies ergibt den Divisor der Effizienz. Für die Bestimmung der Effizienz gilt es im nächsten Schritt zu ermitteln, wieviele dieser Teilchen von den Driftkammern nachgewiesen werden. Dies wird in Abschnitt 7.3 näher erläutert.

Der in diesem Abschnitt berechnete Schnittpunkt kann für die Berechnung der Differenz der vorhergesagten und gemessenen Position der Treffer auf den Driftkammern für die Bestimmung der Relativpositionen verwendet werden.

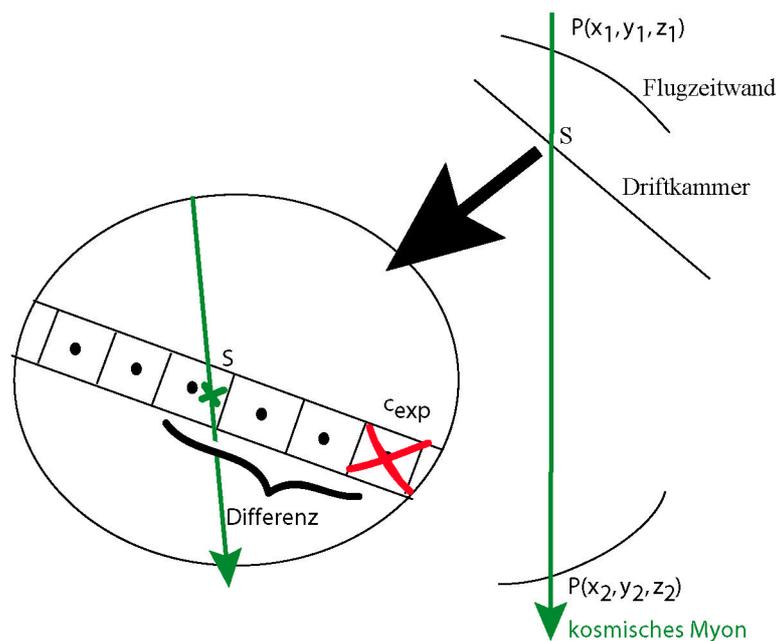


Abb. 7.3: Schnittpunktsbestimmung. Aus den Treffern der zwei Flugzeitwand-Sektoren wird eine Gerade berechnet. Der Schnittpunkt S der Geraden mit einer Drahtebene einer Driftkammer ist eingezeichnet. Die in diesem Ereignis feuernde Zelle ist durch c_{exp} gekennzeichnet.

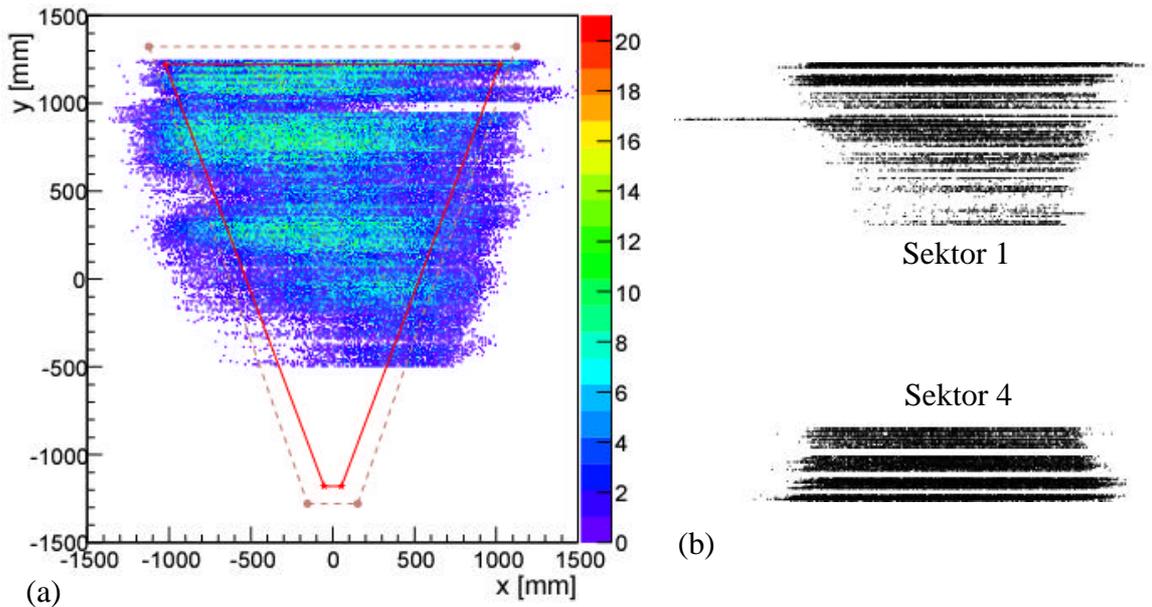


Abb. 7.4: (a) Schnittpunkte auf einer 0° -Drahtebene der Driftkammer der Ebene IV. Dargestellt ist die aktive Fläche der 0° -Drahtebene der Driftkammer der Ebene IV in Sektor 1 (gestrichelte Linie). Die durchgezogene Linie umrahmt den Bereich, der für die Analyse verwendet wird. (b) Die Treffer auf die Szintillatoren der Sektoren 1 und 4 der Flugzeitwand (Vergrößerung der Abb. 5.1). Durch diese wird eine Gerade gelegt, deren Schnittpunkte mit der 0° -Drahtebene in (a) dargestellt sind.

7.2.2 Residual-Methode

Die feuernden Signaldrähte werden für jedes Ereignis ausgelesen. Nach Anwendung der Zeit- und Multiplizitätsschnitte (s. Abschn. 5.3.1, Abschn. 5.3.2 u. Tabelle 5.12) sind nur noch 36% der ursprünglichen Daten vorhanden. Diese können mit großer Wahrscheinlichkeit¹ einem kosmischen Myon zugeordnet werden. Daraufhin wird die Differenz zwischen diesen getroffenen Zellen c_{exp} und dem berechneten Schnittpunkt S errechnet (s. Abb. 7.3). Die Rechnung findet im Drahtebenen-Koordinatensystem statt. Die Differenz wird für alle nach den Schnitten noch vorhandenen Zellen c_{exp} gebildet. Während für jede Drahtebene nur ein Schnittpunkt S vorhanden ist, kann es sehr viel mehr gefeuerte Drähte c_{exp} geben. Dies kann darauf zurückzuführen sein, dass (s. Abschn. 5.3.2) ein schräg durchfliegendes Myon zwei benachbarte Zellen durchquert, oder noch Untergrundrauschen vorhanden ist. Die Differenz aus dem Schnittpunkt S und der c_{exp} ist in Abbildung 7.5 für die $+40^\circ$, -20° , $+0^\circ$ und -40° Drahtebenen der Driftkammer der Ebene IV in Sektor 1 dargestellt.

¹100%ige Zeit- und Multiplizitätsschnitte gibt es nicht (vgl. Abschn. 5.3.1).

7.2.3 Ergebnisse der Residual-Methode

Die Abbildung 7.5(a) zeigt eine Gauss-Verteilung, die auf einer zweiten Verteilung, dem Untergrund, sitzt. Der Untergrund ist bis zu einer Differenz von über 400 mm erkennbar. Der Grund hierfür besteht darin, dass alle Zellen c_{exp} für die Differenzbildung verwendet werden.

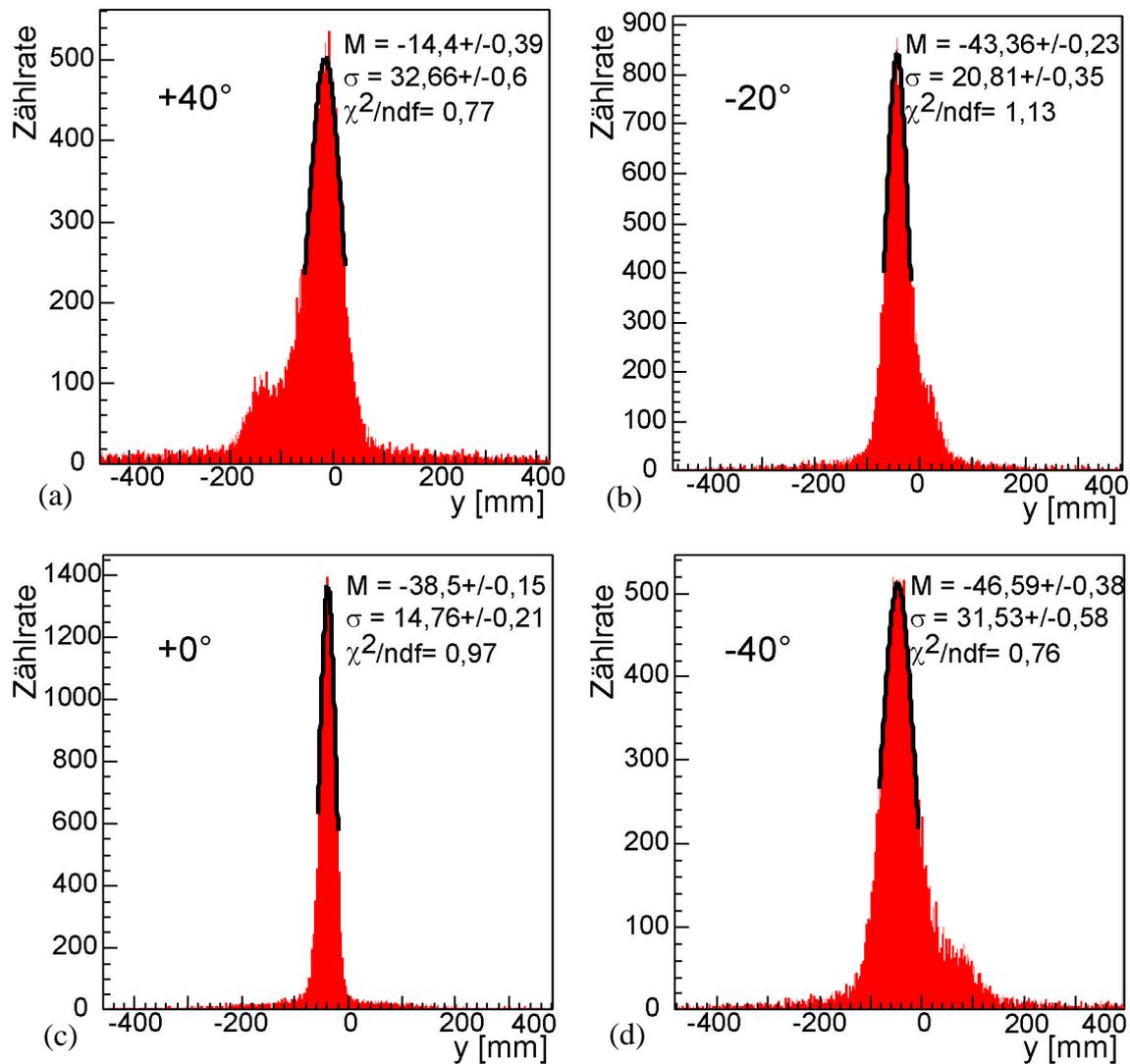


Abb. 7.5: Positionsverschiebung der Drahtebenen. Dargestellt ist die Differenz aus dem Schnittpunkt S und c_{exp} in mm für die Drahtebenen $+40^\circ$ (a), -20° (b), $+0^\circ$ (c) und -40° (d) der Driftkammer der Ebene IV in Sektor 1 (Drahtebenen-Koordinatensystem). Weiterhin ist die beschreibende Gauss-Funktion mit dem ersten und zweiten Moment und dem χ^2 /die Zahl der Freiheitsgrade eingezeichnet.

Der Untergrund, der durch die Flanken links und rechts zu großen Differenzen hin sichtbar ist, kann verursacht werden:

- durch ein zweites kosmisches Myon, das zur gleichen Zeit durch die Driftkammer fliegt,
- durch ein gestreutes Teilchen,
- durch Radioaktivität aus dem umgebenden Beton,
- durch Störsignale von Elektronik oder anderen Quellen (s. Abschn. 5.3.1)

Zu Punkt a): In Abschnitt 5.3.2 wird erläutert, wie selten 2 oder mehr Teilchen zur gleichen Zeit die Driftkammern durchqueren, d. h. dieser Grund für den Untergrund wird weitgehend ausgeschlossen.

Zu Punkt b): Eine weitere Möglichkeit können gestreute Teilchen sein, d.h. ein durch die zwei Flugzeitwand-Sektoren fliegendes kosmisches Myon wird an Material, wie den Spulenkästen des Magneten, abgelenkt. Es wird erwartet, wie es auch die HADES Event-Displays (s. Abschn. 5.4) nahelegen, dass ein solches gestreutes Teilchen sehr selten ist und deshalb ist es sehr unwahrscheinlich für den Untergrund verantwortlich.

Zu Punkt c): Die aus der Radiaktivität des Betons, der das HADES Spektrometer aus Strahlenschutzgründen umgibt, stammenden γ - und langsamen β -Teilchen werden nur sehr selten die Trigger-Koinzidenz auslösen können.

Wegen des hohen prozentualen Anteils des Untergrunds der Gauss-Verteilung erklären sich Störsignale (Punkt d)) als dominante Ursache (s. Abb. 7.5). Für die Beschreibung der Quellen der Störsignale siehe Abschnitt 5.3.1.

Die Flanken links und rechts zu hohen Differenzen lassen sich z. B. durch einen Schnitt in der geometrischen Akzeptanz entfernen. Dieser sieht wie folgt aus: Nur diejenigen Treffer auf die Sektoren 1 und 4 werden weiterbearbeitet, die weniger als ± 500 mm vom Mittelpunkt des Szintillators entfernt sind, d. h. eine Einschränkung im Azimut-Winkel. Dies bedeutet eine Verringerung der empfindlichen Fläche um 45%. Eine Reduktion der Zählrate wird beobachtet. Durch diese Einschränkung des Winkeleinfalls der Myonen wird die Zahl der getroffenen benachbarten Zellen verringert, somit die Flanken entfernt.

Weiterhin ist zu erkennen, dass die 40° - und 20° -Verteilungen asymmetrisch sind (Schulter). Die Verteilung der -40° kann in die $+40^\circ$ -Ebene durch Spiegelung an der Vertikalen überführt werden. Das gleiche gilt auch für die $\pm 20^\circ$ -Ebenen.

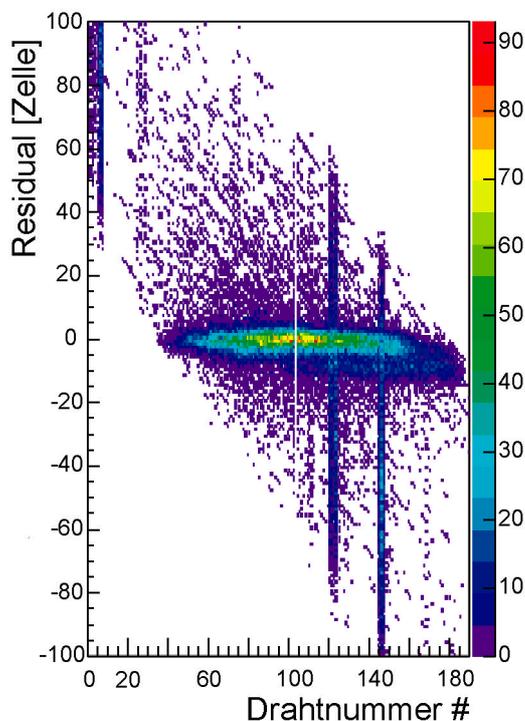


Abb. 7.6: Differenz aus der c_{theo} und c_{exp} (Residual) als Funktion der Drahtnummer für die $+40^\circ$ Drahtebene der Driftkammer der Ebene IV des Sektors 1.

Die Abbildung 7.6 zeigt die Differenz der aus dem Schnittpunkt berechneten Zelle c_{theo} und der c_{exp} als Funktion der Driftzellennummer. Erkennbar ist, dass bei Drahtnummern kleiner als 110 die Verteilung parallel zur x-Achse verläuft. Bei höheren x-Werten nimmt der Wert des Residuals ab. Dies zeigt die asymmetrische Verteilung nur in anderer Darstellung. Die Korrelation ist von Untergrundrauschen umgeben, so z. B. der Signaldraht Nr. 120, der ständig feuert. Es dominiert aber Untergrundrauschen, das in der Abbildung auf Grund der Durchführung der Differenz diagonal (Geradengleichung) verläuft. Dies zeigt, dass für die Analyse der Effizienz ein Schnitt in der Zellenposition durchgeführt werden muss, um ungewollte Störsignale wegzuschneiden.

Da die kosmischen Myonen durch ihre Winkelverteilung schräg durch die Driftkammern fliegen, werden sehr oft benachbarte Zellen von einem Myon durchquert. Untergrundrauschen führt ebenfalls zum Feuern vieler Zellen in einem Ereignis.

Wird die Differenz aus dem Schnittpunkt und der c_{exp} nur dann aufgetragen, wenn innerhalb eines Ereignisses nur ein Treffer pro Drahtebene stattfindet, kann folgendes beobachtet werden: Die Zählrate ist um 69,53% reduziert, und die linken und rechten Flanken (Untergrund) sind verschwunden. Das Maximum ist noch bei gleicher Zelldifferenz erkennbar, und auch der asymmetrische Charakter der Verteilung hat sich nicht geändert. Daraus folgt weiterhin, dass mehr als ein Treffer innerhalb einer Drahtebene kein Grund für die Asymmetrie der Verteilung sein kann.

Die genaue Untersuchung der Asymmetrie zeigt, dass in den Ereignissen, die diese Einträge bewirken, immer dieselben Szintillatoren der Flugzeitwand beteiligt sind. Dies sind auch dieselben Szintillatoren, die Störsignale bei der Bestimmung der Geschwindigkeit hervorrufen (s. Abb. 5.4), die scheinbar die inhomogene Ausleuchtung der Szintillatoren und die räumlich verschobenen Treffer auf die Flugzeitwand (s. Abb. 5.1) bewirken.

Werden diese Szintillatoren nachgeeicht, wie in Abschnitt 5.2.2.1 beschrieben, hat dies zur Folge, dass jede Verteilung zwar ihren asymmetrischen Charakter behält, aber die Zählrate verringert ist. Das Ergebnis kann erst, wenn die Szintillatoren, die eine nicht hinreichende Kalibrierung aufweisen, bei der Analyse entfernt werden, sichtlich verbessert werden. Das Resultat ist in Abbildung 7.7 zu sehen. Dargestellt ist die Verteilung vor (Originalbild aus Abb. 7.5(a)) und die nach dem Entfernen von Szintillatoren. Die Maxima der beiden Verteilungen sind auf 1 normiert, um unabhängig von der Zählrate einen Vergleich zu ermöglichen. Es ist deutlich zu sehen, dass die Verteilung nach dem Schnitt nicht nur den asymmetrischen Charakter weitgehend verloren, sondern auch, dass sich die Breite der Verteilung verringert hat.

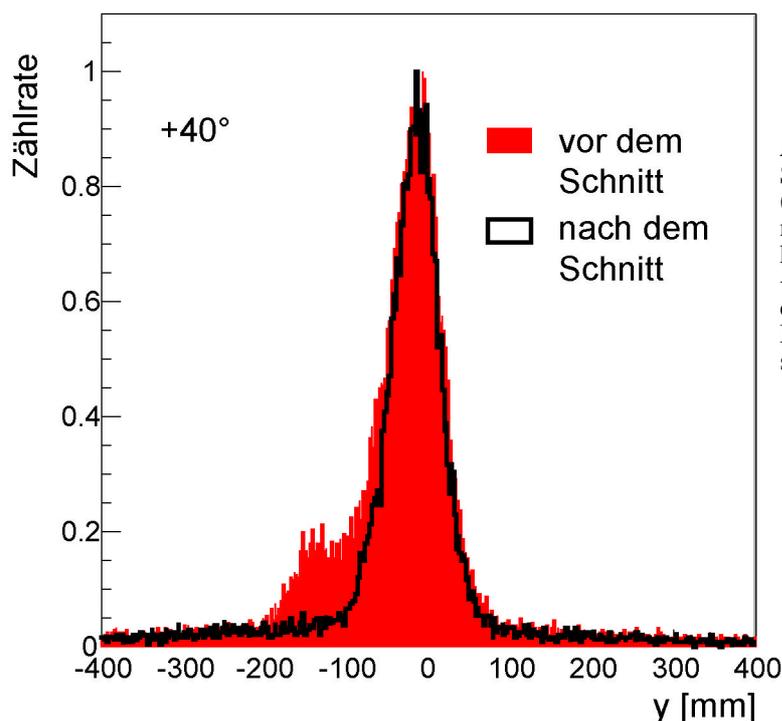


Abb. 7.7: Differenz aus dem Schnittpunkt S und c_{exp} vor (Originalbild aus Abb. 7.5(a)) und nach dem Schnitt von schlecht kalibrierten Szintillatoren für die +40°-Drahtebene der Driftkammer der Ebene IV in Sektor 1. Die Maxima der beiden Verteilungen sind auf 1 normiert.

Die wichtigste Beobachtung in den Abbildungen 7.5 und 7.7 ist die Verschiebung des Maximums. Dies weist darauf hin, dass die Driftkammern und die Flugzeitwand relativ zueinander bezüglich der vorgegebenen Geometrie¹ (bestimmt nach 7.1 iterative Optimierung) verschoben sind.

Um die Verteilungen der Differenzen zu beschreiben, wird eine Gauss-Funktion² verwendet. Daraus erhält man ein erstes Moment, den Mittelwert, und ein zweites Moment, das Sigma, die Breite der Verteilung.

Dort, wo links und rechts vom Maximum der Verteilung aus gesehen die Zählrate den Wert des halben Maximums erreicht, werden die Begrenzungen für die Gauss-Funktion gesetzt³. Die Region, die innerhalb dieser Begrenzung liegt, wird im Folgenden "Region des Interesses" genannt. Die ersten Momente der Anpassung für jede Drahtebene sind in Abbildung 7.8 zu erkennen (s. auch Tabelle 7.17).

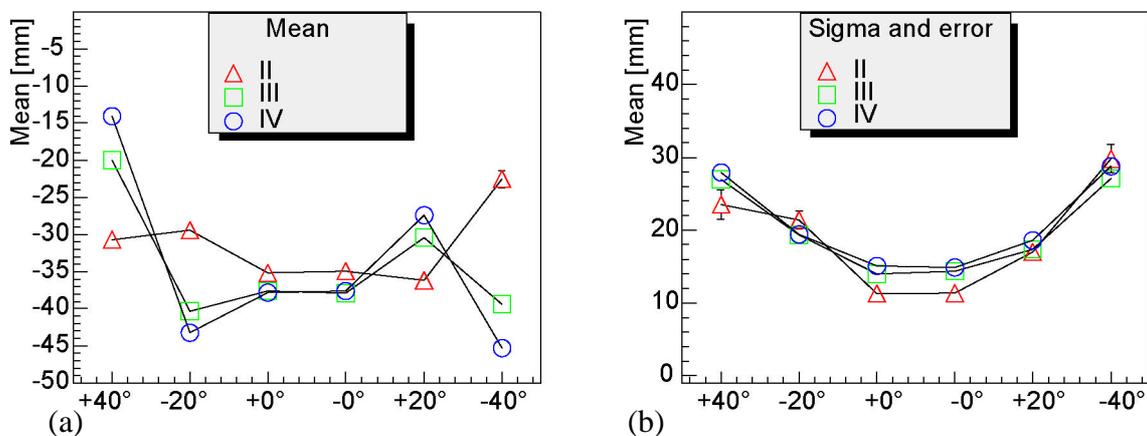


Abb. 7.8: Mittelwert und Breite der Gauss-Funktionen, die an die Verteilungen der Positionsabweichungen angepasst wurden. Dargestellt ist in (a) der Mittelwert (Mean) der an die Verteilungen angepassten Gauss-Funktion [mm] als Funktion der Drahtebene für die Driftkammern der Ebenen II/III/IV in Sektor 1. In (b) ist die Breite (Sigma) der Gauss-Funktion [mm] ebenfalls als Funktion der Drahtebene für die gleichen Driftkammern und Ebenen zu sehen.

Das erste Moment gibt Auskunft über die Verschiebung der Drahtebene relativ zum Flugzeitwand-Sektor. Die Ergebnisse sind aus den einzelnen unabhängigen Drahtebenen-Koordinatensystemen (+40°, -20°, usw.) zusammengefasst. Durch die Beziehung $y = d / (\cos \alpha)$ mit der berechneten Differenz d (Mittelwert der Gauss-Funktion) und dem Stereowinkel α

¹Da für die Driftkammer der Ebene I die Geometrie (Standard-Justierungsparameter) nicht mittels der iterativen Optimierung [Pol02] errechnet wurde, fehlen in diesem Kapitel die Ergebnisse der Analyse für diese Kammer. Es sind durch diese Analyse Resultate für diese Kammer ermittelt worden, aber wegen fehlender Geometrie ist es nicht möglich, die Ergebnisse mit den Driftkammern der anderen Sektoren zu vergleichen.

²Die Anpassung mittels einer Gauss-Funktion wird normalerweise für symmetrische Funktionen verwendet. Aber mit ihrer Hilfe ist es möglich, sowohl den Mittelwert als auch ein Abweichen von symmetrischen Verteilungen zu charakterisieren.

³Dies ist derselbe Bereich, der auch für die nicht durch einen Schnitt von Szintillatoren bereinigten Verteilungen für die Gauss-Funktion angewendet werden kann, da die Gauss-Funktion dann nicht in die asymmetrische Schulter hineinreicht.

der Drahtebene können alle Werte, um einen Vergleich zu ermöglichen, in ein Koordinatensystem transformiert werden. Das Resultat ist in Abbildung 7.9 aufgetragen.

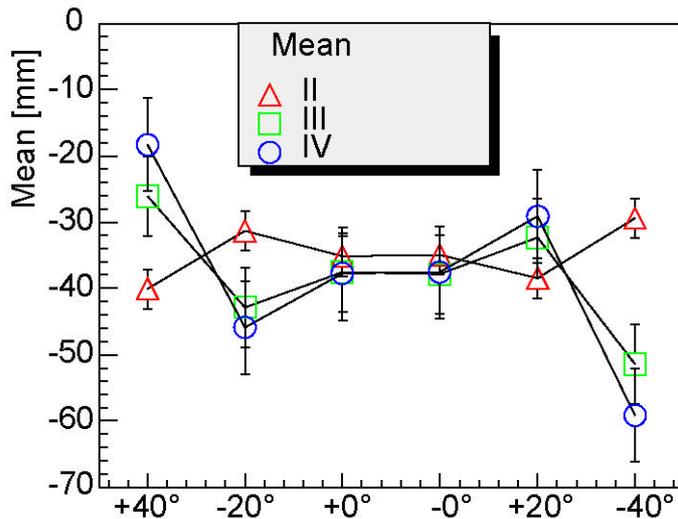


Abb. 7.9: Mittelwerte der Gauss-Funktion, die an die Verteilungen der Positionsabweichungen angepasst wurden. Die Mittelwerte sind alle in das Koordinatensystem der $+0^\circ$ -Drahtebene transformiert. Die Messfehler der Berechnung der Verteilungen der Positionsabweichungen sind durch die Fehlerbalken gekennzeichnet.

Erwartet wird, dass die ersten Momente der Drahtebenen einer Kammer mit einer Genauigkeit $\ll 1$ mm gleich sein sollten, denn die Drahtebenen sind mechanisch miteinander verbunden. Es ist aber erkennbar, dass die ersten Momente für die einzelnen Drahtebenen einer Kammer nicht gleich sind. Stattdessen ist sichtbar, dass sich, abgesehen von den zwei 0° -Ebenen, die ersten Momente der Anpassung unterscheiden. So liegt für die Driftkammer der II. Ebene das erste Moment für die $+40^\circ$ -Drahtebene bei etwa -40 mm und für die -20° -Ebene bei -31 mm. Weiterhin ist zu erkennen, wenn man die ersten Momente der Drahtebenen weiterverfolgt, dass die Werte dieser Momente für die negativen Winkel der Drahtebenen näher Null sind als die für die positiven Winkel. Für die äußeren Driftkammern hinter dem Magneten ist dieser Fakt gerade umgekehrt.

Systematische Effekte wegen der Anpassung mit der Gauss-Funktion gelten nicht als Grund für die unterschiedlichen ersten Momente, denn die Abweichungen des Mittelwerts betragen maximal 1,4 % und die des Sigmas 2,39 %, wenn die Begrenzung der Gauss-Anpassung (Region des Interesses) um -14 mm verringert (mehr Verringerung ist aufgrund der fehlenden Freiheitsgrade nicht möglich) bzw. bis zu $+28$ mm vergrößert wird.

Die Abweichungen sind vielmehr auf folgendes zurückzuführen: Die Berechnung der Verteilung der Positionsabweichung erfolgt aus dem berechneten Schnittpunkt und der im Experiment feuernden Zelle c_{exp} . Da die Driftzeiten nicht zur Bestimmung des Durchstoßpunktes herangezogen werden können, ist diese Größe nur mit einer Genauigkeit von einer Driftzelle bekannt. Diese Messgenauigkeit ist in der Abbildung 7.9 durch die Fehlerbalken in der Größe einer halben Driftzelle eingezeichnet. Unter Beachtung der Fehler, haben die Mittelwerte der einzelnen Gauss-Verteilungen den gleichen Betrag, der den Verschiebungen/Mittelwerten der 0° -Drahtebenen entspricht. Nur die Mittelwerte der -40° -Drahtebenen der Driftkammern der Ebenen III und IV in Sektor 1 weichen ab.

Die Breiten (σ) der Gauss-Verteilungen nehmen mit abnehmendem Winkel ab (s. Abb. 7.5). Die Verteilungen der Driftkammer der Ebene IV (Orsay) der 40° -Drahtebenen haben ein σ von etwa 27,9 mm, die der 20° -Drahtebene von 19,5 mm und die der 0° -Drahtebene von 15,1 mm. Die Nullgradeebenen der äußeren Kammern, Ebenen III und IV, sind nahezu parallel zur

Flugzeitwand ausgerichtet. Die Messfehler liegen für die Driftkammern bei einer halben Driftzelle und für die Flugzeitwand in X_L -Richtung, Y_L - und Z_L -Richtung gleich 2 mm. Die Messfehler sind gegeben durch

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{MDC}}^2 + \sigma_{\text{TOF}}^2} \text{ mit } \sigma_{\text{TOF}} = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2 \sin^2 \varphi + \dots} \quad (7.2)$$

Dies ergibt für die 0° -Drahtebenen der Driftkammer der Ebene IV einen Fehler von 7,55 mm, für die 20° -Drahtebenen 26,88 mm und für die 40° -Drahtebenen 31,56 mm. Für die 0° -Drahtebenen ist dieser errechnete Wert sehr viel kleiner als der experimentell ermittelte Datenwert. Für die 20° -Drahtebenen ist dagegen der im Experiment ermittelte Wert kleiner als der errechnete, und der Fehler für die 40° - Drahtebene liegt in der Nähe des Datenwerts.

Kammertyp Ebene	Verschiebung Mittelwert [mm] für die 0° -Ebenen
II	-35,04
III	-37,73
IV	-37,69

Tabelle 7.17: Verschiebung des Mittelwerts. Die Tabelle gibt für die verschiedenen Kammertypen in Sektor 1 die Verschiebung des Mittelwerts der Gauss-Anpassung der Verteilung Schnittpunkt - c_{exp} in mm wieder.

7.2.4 Folgerungen und Ausblick aus der Bestimmung der Relativpositionen

Es wurde schon zuvor erläutert, wie wichtig die genaue Kenntnis der Positionen der Driftkammern ist und welche Folgen eine Verschiebung bewirkt. Die Abbildungen 7.5 und 7.9 zeigen, um wieviel Millimeter die Driftkammern relativ zur Flugzeitwand verschoben sind. Weiterhin wurde gezeigt, dass die Verschiebungen für die einzelnen Drahtebenen innerhalb des Fehlers gleich sind und dass mit steigendem Stereowinkel die Breite der Verteilung zunimmt. Die Verteilungen der Nullgradebenen weisen bei Verwendung aller Szintillatoren keine asymmetrischen Schultern auf, die Untergrundsignale sind hier gering und der berechnete Fehler ebenso. Deshalb wird empfohlen, um Auskunft über die Verschiebung der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand bzw. umgekehrt zu erhalten, sich an die Resultate der Nullgradebenen der Driftkammern zu orientieren.

Es wurde ermittelt, dass die Nullgradebenen der Driftkammern der Ebenen II um 35,04 mm, III um 37,73 mm und IV um 37,69 mm verschoben sind. Die Berechnung erfolgt im Drahtebenen-Koordinatensystem, und hier handelt es sich bei der Verschiebung um eine Translation der Driftkammern von der Strahlachse weg. Im Laborsystem hingegen setzt sich die Verschiebung sowohl aus einer Translation als auch aus einer Rotation um den Polar- und Azimutwinkel zusammen.

Um die Translations- und Rotationskomponenten zu berechnen, müssen die Ortskoordinaten der Durchstoßpunkte der Teilchenbahnen der kosmischen Myonen, die zur Bestimmung der Relativpositionen verwendet werden, präzisiert werden.

Diese Ermittlung der Relativpositionen ist ein weiterer Mosaikstein für die Positionierung der Detektoren im HADES Spektrometer (s. Abschn. 7.1). Die Genauigkeit ist dominiert durch die Ortsauflösung der Szintillatoren der Flugzeitwand. Um die für das invariante Massenspektrum der Dileptonen notwendige Massenauflösung zu erreichen, wird empfohlen, die Relativpositionen präziser zu bestimmen. Zu diesem Zweck wird folgende Vorgehensweise vorgeschlagen:

Ist die exakte Trajektorie der kosmischen Myonen durch das Spektrometer bekannt, können die Durchstoßpunkte auf den verschiedenen Drahtebenen genau ermittelt werden. Die hieraus resultierenden Ortskoordinaten der Treffer auf die Driftkammern der Ebene IV des Sektors 1 und auf die im September 2002 eingebaute Driftkammer der Ebene IV des Sektors 4 werden verwendet. Eine Gerade wird durch die Treffer gelegt, deren Schnittpunkt mit den dazwischenliegenden Driftkammern bestimmt wird. Das heißt, analog der in diesem Kapitel beschriebenen Vorgehensweise können die Relativpositionen der dazwischenliegenden Driftkammern zu den Driftkammern der Ebenen IV ermittelt werden.

Des Weiteren zeigt die in diesem Kapitel beschriebene Methode die Möglichkeit auf, dass es nicht nur mit Teilchen aus der Strahlzeit möglich ist, die Positionen der Detektoren zu ermitteln, sondern auch jederzeit mit kosmischen Myonen. Werden in Zukunft die weiteren Detektoren des HADES Spektrometers, wie der Schauer-Detektor, in den Triggeraufbau aufgenommen, können die Positionen aller dieser Detektoren zu einander ermittelt werden. Während es für Teilchen aus der Strahlzeit nur möglich ist, die Detektoren z. B. zum Target oder zu anderen Detektoren innerhalb eines Sektors zu positionieren, kann man mit den kosmischen Myonen Detektoren unterschiedlicher Sektoren zueinander ausrichten. Aus diesem Grund ist der Trigger für die kosmischen Myonen auch so flexibel gestaltet, dass nicht nur Koinzidenzen aus gegenüberliegenden Sektoren geschaltet werden können, sondern jede beliebige Kombination möglich ist.

7.3 Effizienz

In Abschnitt 7.2.1 wird gezeigt, wie der Divisor der Effizienz ermittelt wird, d.h. wieviele Myonen die einzelnen Drahtebenen durchqueren. Im nächsten Schritt gilt es, die Zahl der von den Driftkammern nachgewiesenen Myonen zu ermitteln.

7.3.1 Nachgewiesene Myonen

Die Region des Interesses (vgl. Abschn. 7.2.3) umfasst eine Zahl von Zellen links und rechts von der c_{theo} ¹. In jedem Ereignis wird untersucht, wieweit jede einzelne c_{exp} ² von dieser c_{theo} entfernt liegt. Die genaue Rechnung lautet: $c_{\text{theo}} - c_{\text{exp}} - \text{Verschiebung} = c$. Die Verschiebung³ gibt an, wie weit die Driftkammer relativ zur Flugzeitwand verschoben ist. Liegt c in der Region des Interesses, handelt es sich um ein verwertbares Ereignis.

¹Die Zelle c_{theo} ist die aus dem Schnittpunkt der Geraden mit einer Driftkammerebene (vgl. Abschn. 7.2.2) berechnete Zelle. Die Gerade ist gegeben durch die Treffer in Sektor 1 und Sektor 4 der Flugzeitwand.

²Die in einem Ereignis feuernde Zelle.

³Die Verschiebung steht für das Maximum der Verteilung der Positionsverschiebung.

Durch diesen Schnitt wird erreicht, dass die Zahl der Signaldrähte, die durch Untergrundrauschen ein Signal senden, minimiert wird (vgl. Abschn. 5.3.1). Denn wenn die c_{exp} in der Nähe von c_{theo} liegt, muss diese gefeuerte Zelle aus dem Durchgang eines kosmischen Myons oder Untergrundrauschen, das die Zeit- oder Multiplizitätsschnitte überlebt hat, aber prozentual gering ist (s. Abschn. 5.3.1 und 5.3.2), resultieren. Dieses Verfahren entspricht einer **Kandidatensuche** für kosmische Myonen. Danach wird ermittelt, wieviele c_{exp} in einem Ereignis in der Region des Interesses feuern.

Die Untersuchung wies folgende Fälle auf (s. Abb. 7.10):

a) **keine feuernde Zelle**

Dies wird in der Analyse ausgelegt als ein kosmisches Myon, das die Driftkammer durchquert, aber nicht von der Driftkammer nachgewiesen wird (nicht abgebildet).

b) **eine feuernde Zelle**

wird als ein durch die Driftkammer nachgewiesenes kosmisches Myon, das das Signal ausgelöst hat, gedeutet.

c) **zwei feuernde Zellen**

Wenn zwei Zellen feuern, wird das Ereignis weiter untersucht. Die zwei Zellen können entweder nebeneinander oder räumlich durch andere Zellen getrennt liegen.

1. Wenn es sich um zwei benachbarte Zellen handelt, ist es für die Analyse sehr einfach, denn dies wird so gedeutet, dass ein Myon die Driftkammer schräg durchquert und dieses nachgewiesen werden kann.

2. Falls die zwei Zellen nicht zusammen liegen, können dies:

- i) zwei Myonen,
- ii) ein Myon und ein durch Untergrundrauschen hervorgerufenes Signal,
- iii) oder zwei durch Untergrundrauschen hervorgerufene Signale sein.

Ohne die Untersuchung der anderen Drahtebenen auf korrelierte Treffer, kann nicht entschieden werden, ob das Feuern der Zelle von einem Myon oder von Untergrundrauschen herrührt. Es wird angenommen, dass zumindest eine der allein liegenden Zellen durch ein Myon ausgelöst wird. Der Fall, dass die zwei Zellen durch zwei Myonen verursacht werden, ist, wie bereits berechnet, ein äußerst seltenes Ereignis (vgl. Abschn. 7.2.3). In der Analyse wird dies ebenfalls als ein nachgewiesenes Myon einschließlich zufälligem Untergrundrauschen gewertet.

d) **drei/vier feuernde Zellen**

Wenn drei Zellen feuern, kann folgendes aufgetreten sein:

- 1. drei befinden sich nebeneinander,
- 2. zwei sind benachbart und eine ist isoliert oder
- 3. alle drei Zellen liegen getrennt von einander.

Eine ähnliche Verteilung erhält man für vier feuernde Zellen. Die Quellen für das Feuern von drei/vier Zellen sind analog Fall c). In der Analyse wird das Feuern von drei oder vier Zellen als der Durchgang eines Myons, das nachgewiesen werden konnte, gewertet.

e) mehr als vier feuernde Zellen

Es können auch mehr als vier Zellen in der Region des Interesses ausschlagen. Deren Verteilung und Quellen sind dem Fall d) ähnlich (nicht abgebildet). In der Analyse wird dies als ein durch Untergrundrauschen dominiertes Ereignis gewertet. Es zählt daher als ein nicht nachgewiesenes Myon. Denn unter den Triggerbedingungen kann ein Myon-Kandidat maximal vier benachbarte Zellen treffen.

Die in diesem Abschnitt beschriebene Methode beschreibt die Bestimmung der Effizienz einer Drahtebene. Die Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit erfolgt für unabhängige Drahtebenen. Dies ist von Vorteil, denn wenn eine Drahtebene defekt ist, wie es bei der Driftkammer der Ebene I in Sektor 1 der Fall war, dann kann die Driftkammer-Effizienz trotzdem bestimmt werden. Wie aus der Drahtebenen-Effizienz die Effizienz der gesamten Driftkammer berechnet wird, erläutert der nächste Abschnitt 7.3.2.

Über viele Ereignisse kann die Zahl der nachgewiesenen Myonen summiert werden. Dies ergibt den Dividenten der Effizienz. Schließlich kann die Effizienz, der Quotient aus dem Dividenten und dem Divisor, berechnet werden.

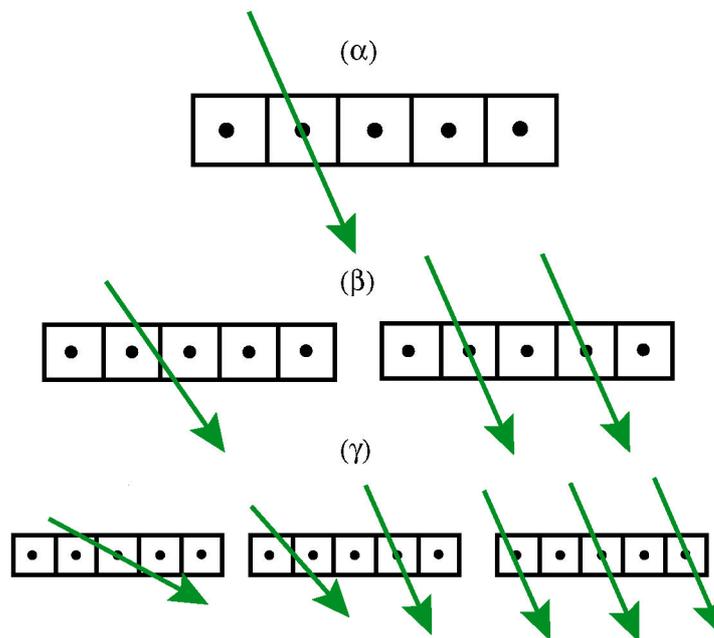


Abb. 7.10: Feuernde Signaldrähte. Die Abbildung zeigt fünf Zellen einer Drahtebene. Diese sollen die Region des Interesses darstellen. Der Pfeil stellt das Feuern der betroffenen Signaldrähte (Punkte), hervorgerufen durch den Durchgang eines Myons oder Untergrundrauschen, dar. Die Skizze α spiegelt den Fall b) wieder. In Skizze β ist der Fall c) -zwei benachbart bzw. zwei getrennt feuernde Zellen- sichtbar. Die drei Skizzen γ zeigen, wie drei feuernde Zellen verteilt sein können (Fall d)).

7.3.2 Ergebnisse der Effizienz

Die Abbildung 7.11 gibt die Zahl der Treffer¹ als Funktion der Größe der Region des Interesses in Einheiten der Driftzelle wieder. Der Zellen-Wert 14 entspricht der aus den Gauss-Verteilungen ermittelten Größe der Region des Interesses für die -20° -Drahtebene der Driftkammer der Ebene III in Sektor 1.

In der Abbildung ist deutlich erkennbar, dass mit abnehmender Ausdehnung der Region des Interesses die Zahl der 2er, 3er und mehr Treffer in dieser Region abnimmt. Dies wird solange fortgesetzt bis die Region nur noch aus einer Zelle besteht - hier gibt es nur noch einen Treffer mit einer Häufigkeit von 28%. Nimmt die Ausdehnung der Region immer mehr zu, steigt die Zahl der 2er und mehr Treffer. Dagegen sinkt die Zahl der 1er Treffer ab einer gewissen Ausdehnung, aber die Zahl der mehr als 4er Treffer (hervorgerufen durch Untergrundrauschen s. Abschn. 7.3.1) steigt auf 5% stark an. Dies zeigt, wie wichtig die richtige Wahl der Region des Interesses ist.

Bei der aus der Gauss-Verteilung und für die Bestimmung der Effizienz verwendeten Größe der Region des Interesses (Zellen-Wert 14) ist die Zahl der 1er Treffer und die der benachbart liegenden 2er Treffer im Vergleich zu den anderen Größen der Region des Interesses maximal, und die Anzahl der 3er und mehr Treffer beträgt nicht mehr als 5%. Das Verhalten aller Drahtebenen sowohl dieser als auch anderer Driftkammern in Sektor 1 ist gleich.

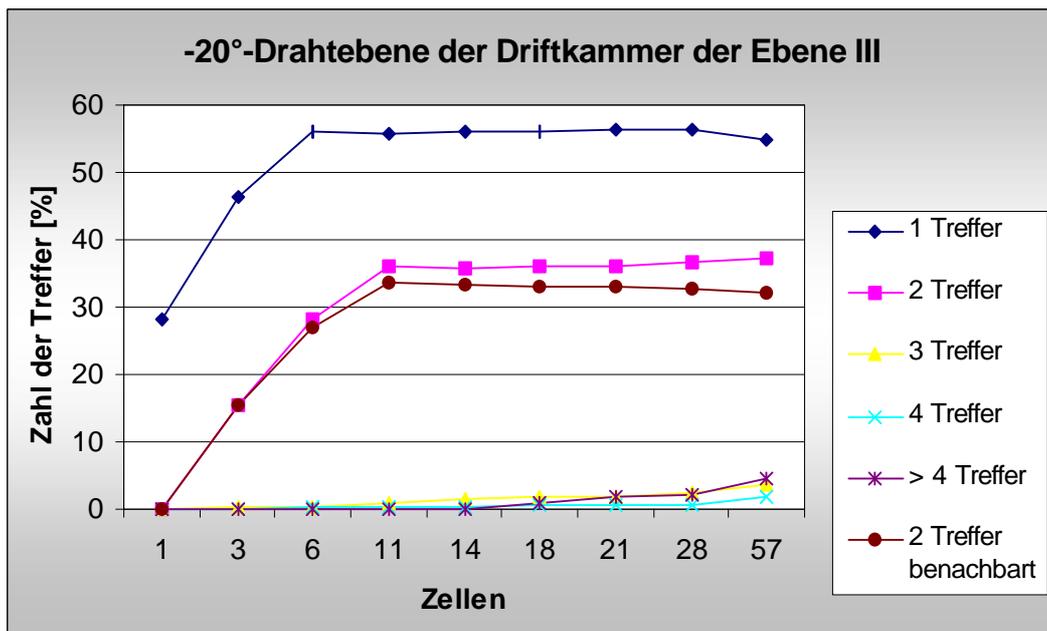


Abb. 7.11: Zahl der Treffer als Funktion der Größe der Region des Interesses normiert auf die Zahl der Ereignisse für die -20° -Drahtebene der Driftkammer der Ebene III in Sektor 1.

Der Dividend, die Zahl der nachgewiesenen Myonen, und der Divisor, die Zahl der Myonen, die die Driftkammern durchqueren, sind ermittelt worden. Somit kann die Effizienz berechnet werden.

Betrachtet man die Effizienz für gleiche Hochspannungseinstellungen aber unterschiedlich hoch eingestellte Schwellen, so erwartet man, dass die Effizienz bei niedrigen Schwellen im

¹Dividend der Effizienz; ermittelt in 7.3.1

Vergleich zu hohen Schwellen ansteigt. Hält man die Schwellen-Einstellung konstant und ändert die Hochspannung, rechnet man für die stärkere Hochspannung mit einer höheren Effizienz.

Im folgenden wird die Effizienz, die aus den Daten des Experiments mit den kosmischen Myonen ermittelt wurde, dargestellt.

Die Tabelle 7.18 gibt die Effizienz für die Driftkammer der Ebene II wieder. Bei konstanter Hochspannung von 1850 V, aber unterschiedlichen Schwellen (hohe u. niedrige s. Seite 67) beträgt der Mittelwert der Effizienz aller sechs Drahtebenen 95 % bzw. 95,8 %. Man erkennt eine leicht höhere Effizienz für die Einstellung mit der niedrigeren Schwelle. Zieht man die Messfehler (der relative Fehler liegt bei $\approx 1\%$) hinzu, kann aber kein signifikanter Unterschied festgestellt werden.

Das gleiche gilt für den Fall, dass die Schwellen konstant gehalten werden und die Hochspannung sich von 1800 V auf 1850 V ändert (s. Tabelle 7.18). Der Mittelwert der Effizienz aller sechs Drahtebenen beträgt im ersten Fall 94,6 % und im zweiten 95 % (s. Tabelle 7.18). Dass sich die Effizienz nicht mit der Schwellen-Einstellung ändert, kann darin begründet sein, dass die Änderung der Schwelle in dem im Experiment mit den kosmischen Myonen verwendeten Bereich (s. Seite 67) keine großen Änderungen hervorruft.

Das gleiche Verhalten bezüglich der Hochspannungs- oder Schwelleneinstellungen gilt für die Driftkammern der anderen Ebenen in Sektor 1 (s. Tabelle 7.19).

Drahtebene	HV hoch, thres hoch	HV hoch, thres niedrig	HV niedrig, thres hoch	HV niedrig, thres niedrig
1	96,0 %	96,1 %	96,9 %	97,3 %
2	96,8 %	96,2 %	95,5 %	97,3 %
3	95,4 %	96,3 %	93,3 %	93,0 %
4	93,1 %	94,3 %	94,1 %	93,2 %
5	92,5 %	94,5 %	92,9 %	91,7 %
6	96,3 %	97,3 %	95,0 %	97,6%
Mittelwert der Effizienz für alle 6 Drahtebenen	95,0 %	95,8 %	94,6 %	95,0 %

Tabelle 7.18: Effizienz für verschiedene Parameter. Die relativen Fehler liegen bei $\approx 1\%$. Aufgelistet ist die Drahtebenen-Effizienz für die Driftkammer der Ebene II des Sektors 1. HV = Hochspannung, thres = Schwelle. Die hohe Hochspannung der Driftkammer der Ebene II entspricht den Werten 1850 V; niedrige Hochspannung: 1800 V; hohe thres: 138; niedrige thres: 128.

Die Effizienz ändert sich entgegen der Erwartung bei der Änderung der Hochspannung und der Schwellen nicht. Dies kann auf folgendes zurückzuführen sein:

Bei allen Datensätzen werden die gleichen Zeit- und Multiplizitätsschnitte (s. Abschn. 5.3.1 u. Abschn. 5.3.2) und das gleiche Verfahren der Kandidatensuche angewendet. Dies hat zur Folge, dass bei den Daten mit niedrigen Schwellen mehr Untergrundrauschen weggeschnitten wird als bei den Daten mit hohen Schwellen. Nach den Schnitten ist somit die Definition der Myonen-Kandidaten gleich und auch deren Anzahl. Eine Verbesserung der Methode der Effizienz-Bestimmung kann durch Verwendung der präzisen Ortsinformation (errechnet aus

der exakten Trajektorie des kosmischen Myons) und mittels Korrelationen mit anderen Driftkammern erzielt werden.

Driftkammer Ebene	HV hoch, thres hoch	HV hoch, thres niedrig	HV niedrig, thres hoch	HV niedrig, thres niedrig
II	95,0 %	95,8 %	94,6 %	95,0 %
III	94,2 %	94,3 %	95,8 %	93,0 %
IV	93,7 %	93,5 %	93,1 %	91,8 %

Tabelle 7.19: Mittlere Drahtebeneeffizienz für die Driftkammern der Ebenen II, III, und IV des Sektors 1 für verschiedene Parameter. Die relativen Fehler liegen bei $\approx 1\%$. HV = Hochspannung, thres = Schwelle. HV hoch für die Ebenen II/III/IV beträgt 1850 V / 2100 V / 2400 V, HV niedrig für die Ebenen II/III/IV beträgt 1800 V / 2000 V / 2300 V, Schwelle hoch bedeutet für die Ebenen II/III/IV 138/120/120 (0x8A/0x78/0x78), Schwelle niedrig bedeutet für die Ebenen II/III/IV 128/112/120 (0x80/0x70/0x78).

Die Abbildung 7.12 zeigt die Zahl der Treffer in Prozent für die -20° -Drahtebene der Driftkammer der Ebene III in Sektor 1 sowohl mit als auch ohne Anwendung der Zeitschnitte bei gleicher Größe der Region des Interesses (14 Zellen). Es ist deutlich zu erkennen, dass die Verteilung ohne die Zeitschnitte sehr viel mehr 3er, 4er, und mehr als 4er Treffer aufweist, aber dafür weniger 1er Treffer. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Untergrundrauschen nicht weggeschnitten wird, somit mehr feuernde Signaldrähte innerhalb der Region des Interesses vorhanden sind. Nach dem Durchführen der Zeitschnitte reduziert sich die Zahl der 3er, 4er und mehr Treffer. Da die 3er und 4er Treffer zur Berechnung der Effizienz beitragen, nimmt sie ab, aber zur gleichen Zeit steigt die Zahl der 1er Treffer, was wiederum zu einem Anstieg der Effizienz führt. Aus diesem Grund ist die Effizienz bei angewendeten Zeitschnitten höher als bei nicht angewendeten.

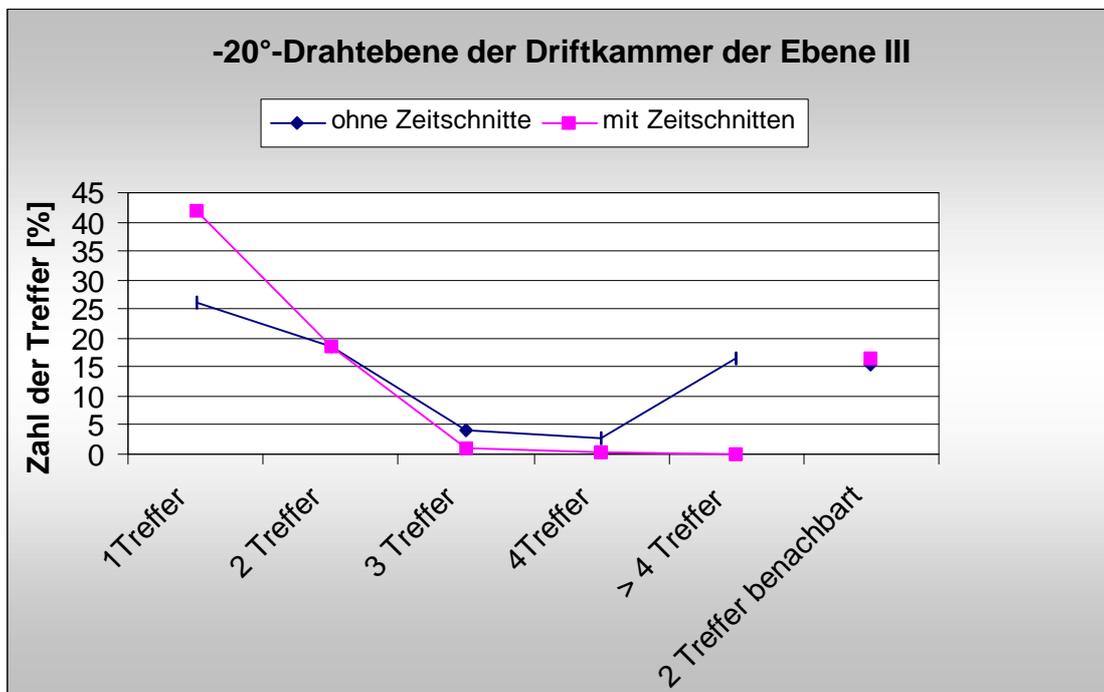


Abb. 7.12: Zahl der Treffer für die -20° -Drahtebene der Driftkammer der Ebene III in Sektor 1 sowohl mit als auch ohne Zeitschnitte.

Für die am nominalen Arbeitspunkt betriebenen Driftkammern der Ebenen III und IV in Sektor 1 wird eine höhere Effizienz als die berechnete mittlere Drahtebeneeffizienz von 94,2% und 93,7% (hohe Hochspannungs- und hohe Schwelleneinstellung) erwartet, denn diese Driftkammern zeichnen sich durch einen höheren Verstärkungsfaktor aus. Da die Driftstrecke in den Driftzellen dieser Driftkammern groß sind, kann die Zahl der durch Ionisation erzeugten Elektronen durch Rekombination mit Ionen, durch Verunreinigungen des Gases, z. B. mit Sauerstoff, und durch Leckströme abnehmen (s. Abschn. 3.2.3). Dass die Effizienzen hiervon beeinträchtigt sind, legt nahe, dass der nominale Arbeitspunkt optimiert werden sollte. Ein weiterer Grund könnte sein, dass der Durchfluß von sauberem Helium-Isobutan bei den Driftkammern der Ebenen III und IV geringer ist als bei den anderen Kammerarten.

7.3.2.1 Die Effizienz einer Driftkammer

Um eine gute Ortsrekonstruktion für den Durchstoßpunkt eines geladenen Teilchens durch die Driftkammer zu erhalten, müssen möglichst viele der sechs verschiedenen Drahtebenen dieses geladene Teilchen nachweisen. Es stellt sich z. B. die Frage, mit welcher Wahrscheinlichkeit weisen drei der sechs Drahtebenen das kosmische Myon nach.

Die Wahrscheinlichkeit P , dass ein Myon, das n Drahtebenen durchquert, in k Drahtebenen nachgewiesen wird, ist gegeben durch:

$$P(X = k) = \binom{n}{k} p^k (1 - p)^{n - k} \quad (7.3)$$

Hierbei gibt der Ausdruck p die Wahrscheinlichkeit an, dass das Myon nachgewiesen wird, und $1 - p$, dass das Myon in einer Drahtebene nicht nachgewiesen werden kann. Die Wahrscheinlichkeit p ist die Effizienz einer Drahtebene. Für die sechs Drahtebenen jeder Driftkammer der Ebenen II, III, IV in Sektor 1 gibt es für jede Drahtebene eine andere Effizienz (s. Abschn. 7.3.2). Um die weitere Berechnung beispielhaft durchzuführen, wird der Mittelwert der berechneten Effizienzen der sechs Drahtebenen einer Driftkammer gebildet. Die Abbildung 7.13 zeigt für verschiedene mittlere Drahtebeneeffizienzen p die resultierende Gesamtwahrscheinlichkeit P für die Zahl der Drahtebenen ($k=0$ bis 6), die das kosmische Myon nachweisen. Die berechnete Wahrscheinlichkeit P geht davon aus, dass das Myon beim Durchgang durch eine Drahtebene nur eine Zelle trifft. Multiplizitäten und Untergrundrauschen werden ebenfalls nicht beachtet.

Um den Durchstoßpunkt eines geladenen Teilchens durch die Driftkammer im Experiment eindeutig zu bestimmen, muss eine Mindestanzahl von Drahtebenen k das Teilchen nachweisen. Die Mindestanzahl ist abhängig vom Algorithmus der Software, die zur Bestimmung dieses Durchstoßpunktes verwendet wird.

Fordert dieser, dass mindestens 4 von 6 Drahtebenen das Myon nachweisen bei einer Drahtebenen-Nachweiswahrscheinlichkeit von 95 %, ergibt dies eine Driftkammer-Gesamt-Nachweiswahrscheinlichkeit

$$\text{von } P(X \geq k) = \sum_k^n \binom{n}{k} p^k (1 - p)^{n - k} = 99,78 \% \text{ mit } k = 4 \text{ und } n = 6 \text{ (s. Abb. 7.13)}. \quad (7.4)$$

Es ist zu erkennen, dass sich bei mindestens 5 oder mehr Drahtebenen k , die das Myon nachweisen sollen, die Driftkammer-Gesamt-Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich verringert. Bei den geringen Intensitäten der kosmischen Myonen wird es für eine Ermittlung des Durchstoßpunktes ausreichen, wenn mindestens 3 Drahtebenen die Myonen nachweisen, um eine gute Ortsauflösung zu erhalten. Für die Daten der Strahlzeit vom November 2001 reicht es aufgrund der geringen Multiplizitäten aus, wenn 4 Drahtebenen das Teilchen nachweisen. Aus diesem Grund wurde auch der Aufbau der Driftkammern so gewählt, denn es ist möglich, bereits mit wenigen Drahtebenen eine sehr gute Ortsauflösung zu erreichen. Für Schwerionenreaktionen mit hohen Multiplizitäten, wie Au + Au, ist für eine entsprechende Ortsauflösung erforderlich, dass alle sechs Drahtebenen das Teilchen nachweisen müssen.

Binomialverteilung - Driftkammer Effizienz

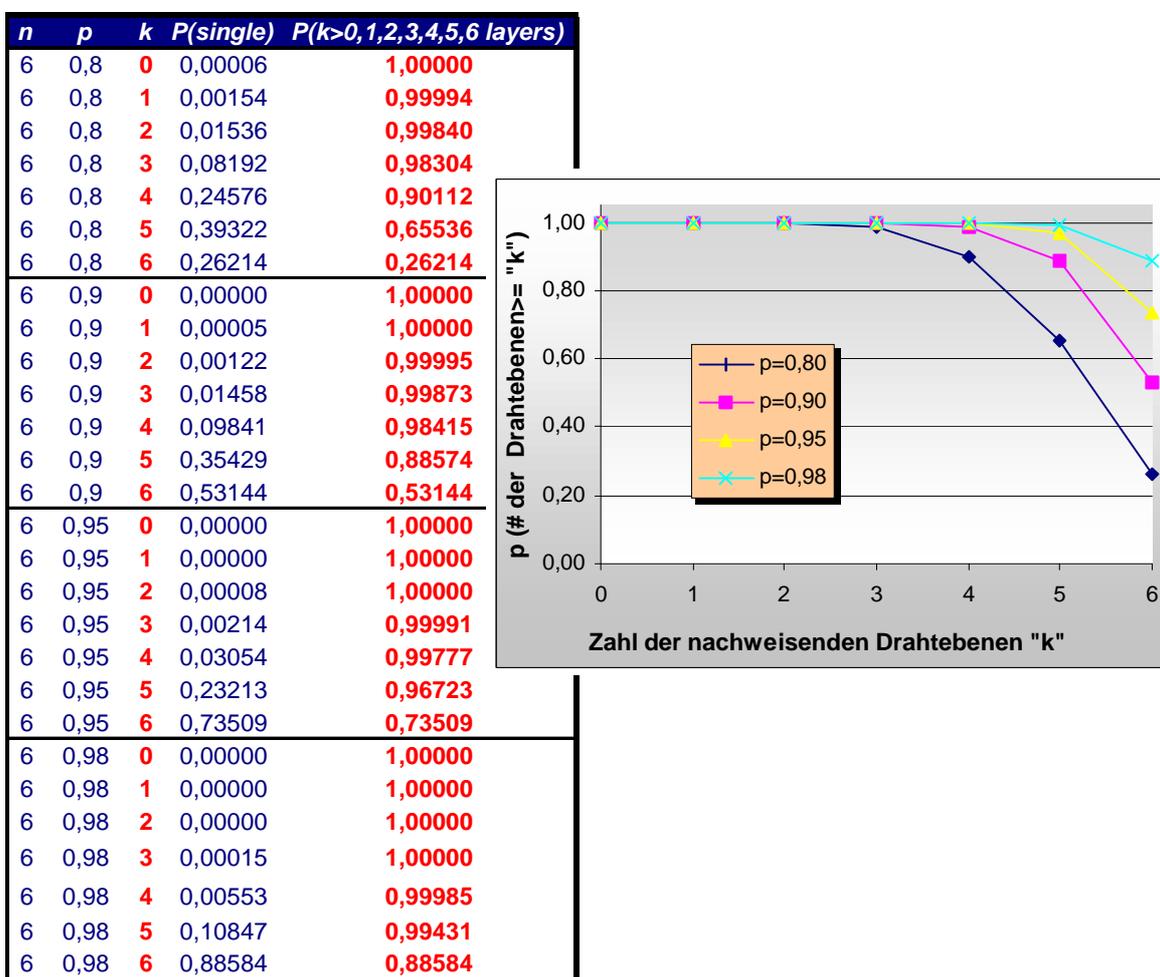


Abb. 7.13: Binomialverteilung. n = Zahl der Drahtebenen; p = Drahtebeneneffizienz; k = die Zahl der Drahtebenen, die das Myon nachweisen; $P(\text{single})$ = Gesamtwahrscheinlichkeit P (s. Gleichung 7.3); $P(k > 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6 \text{ layers})$ = $W(\# \text{ der Drahtebene } \geq "k")$ = die Driftkammer-Gesamtwahrscheinlichkeit (s. Gleichung 7.4), unter der Bedingung, dass 0, 1, ..., 6 Drahtebenen k das Myon nachweisen sollen.

7.3.2.2 Vergleich zu Strahlteilchen

Bisher ist noch keine von der Teilchensorte abhängige Effizienz für die HADES Strahlzeit-Experimente bestimmt worden. Deshalb ist es nicht möglich, die für die kosmischen Myonen gefundene Effizienz mit Effizienzen für Pionen oder Elektronen zu vergleichen. Simulationen ergaben eine Effizienz von 98% für Hadronen [Pec02].

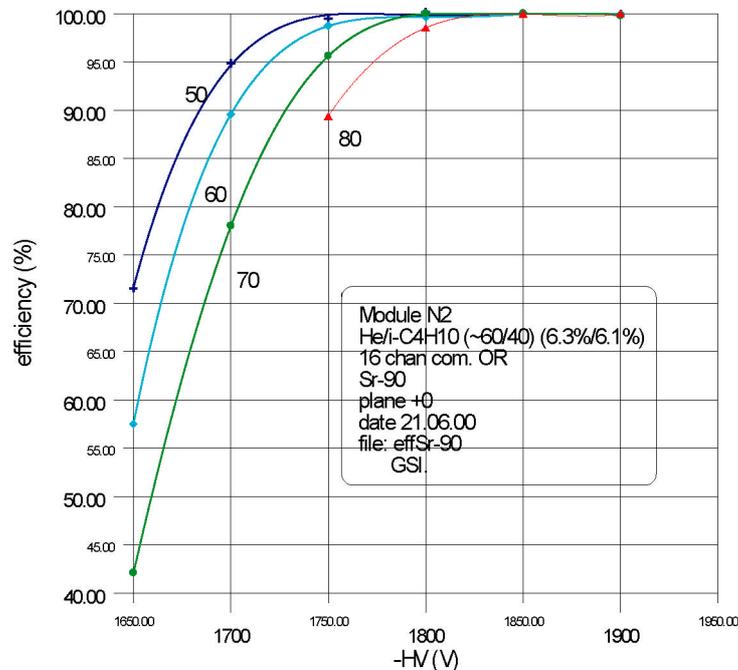


Abb. 7.14: Sr-90 Experiment. Dargestellt ist die Effizienz als Funktion der Hochspannung für unterschiedliche Schwelleneinstellungen 0x50, 0x60, 0x70, 0x80. [Smy02]

Die Abbildung 7.14 zeigt die in einer Testmessung bestimmte Effizienz einer Nullgradebene einer Driftkammer der Ebene II als Funktion der Hochspannung [Smy02]. Die Messung wird mit 16 Signaldrähten und einem Szintillator-Pad als Referenzdetektor durchgeführt. Die Quelle ist Strontium-90, das Elektronen mit einer maximalen Energie von 2,2 MeV abstrahlt. Mit steigender Hochspannung steigt die Effizienz bis sie die 100% approximiert. Je niedriger die Schwelleneinstellung, desto höher ist die Effizienz. Der Graph gibt die in Abschnitt 7.3.2 beschriebenen Erwartungen wieder. Bei der Messung, auf der die Abbildung beruht, wurden nicht alle Schwelleneinstellungen wie im Experiment mit den kosmischen Myonen angewendet. Daher können die in dieser Arbeit berechneten Effizienzen nicht vollständig verglichen werden.

Die aus dem Experiment mit den kosmischen Myonen ermittelten Effizienzen können mit folgenden Werten aus der in Abbildung 7.14 dargestellten Erwartungen für das Verhalten der Effizienz verglichen werden:

- eine Schwelleneinstellung von 128 (0x80) und Hochspannung von 1800 V,
- eine Schwelleneinstellung von 128 (0x80) und Hochspannung von 1850 V.

Die Schwelleneinstellung von 128 entspricht den niedrigen Schwelleneinstellungen im Experiment mit den kosmischen Myonen. Für a) ist die Effizienz in der Erwartung gleich

98% und für b) gleich 100%. Im Experiment mit den kosmischen Myonen ist die Effizienz in beiden Fällen geringer - für a) 95,0% und b) 95,8% (s. Tabelle 7.18). Der Unterschied in der Effizienz, der 3% bzw. 4,2% ausmacht, ist nicht eindeutig geklärt. Es könnte sein, dass die Zeit- und Multiplizitätsschnitte und die Kandidatensuche fälschlich ein nachgewiesenes Myon wegschneiden. Allerdings wurde darauf geachtet, dass die Schnitte nicht zu radikal durchgeführt und nur die maximalen Störsignale entfernt wurden. Die in dieser Arbeit berechnete Effizienz ist mit systematischen Fehlern behaftet, z. B. wie in Abschnitt 5.3.1 beschrieben, können in manchen Bereichen keine Schnitte angewendet werden, da nicht geklärt ist, was Untergrundrauschen und was ein durch ein kosmisches Myon hervorgerufen Signal ist. Das Untergrundrauschen in diesen Bereichen beträgt maximal 2,9 %. Es könnte aber auch sein, dass der Dividend der Effizienz, die Zahl der kosmischen Myonen, die die Driftkammern durchqueren, zu hoch berechnet wurde. Der Dividend wird, wie beschrieben, mittels der Treffer in den Sektoren 1 und 4 des Referenzdetektors, der Flugzeitwand, ermittelt. Allerdings können die Treffer in Sektor 1 und Sektor 4 nicht von einem Myon, sondern zwei Myonen oder Untergrundrauschen herrühren. Eine exakte Aussage kann erst gemacht werden, wenn die genaue Trajektorie der kosmischen Myonen durch das gesamte Spektrometer bekannt ist.

Während der Strahlzeit mit den kosmischen Myonen wies das Füllgas der Driftkammern eine hohe Kontamination mit Sauerstoff auf (s. Abschn. 4.3). Diese Verunreinigung führt zu einer Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit im Detektor (s. Abschn. 3.2.3), wie es auch sehr wahrscheinlich hier der Fall war. Die Driftkammern der Ebenen III und IV weisen eine niedrigere Effizienz auf als die Driftkammer der Ebene II. Der Grund hierfür sind die längeren Driftstrecken innerhalb der Driftzelle und die hohe Kontamination mit Sauerstoff (s. Seite 98).

7.3.2.3 Folgerungen und Ausblick aus der Effizienz

Die mit dieser Methode berechnete Effizienz ist mit systematischen Fehlern behaftet. Die Quellen können z. B. ein zu hoch ermittelter Dividend oder eine gefeuerte Zelle, die als nachgewiesenes Myon gedeutet wird, aber in Wirklichkeit von Untergrundrauschen herrührt, sein. Durch die Schnitte in der Zeit und Multiplizität, die Wahl von eindeutigen Ereignissen und durch die Anwendung der Kandidatensuche mittels der aus der Bestimmung der Relativpositionen ermittelten Region des Interesses, wird der größte Teil des Untergrundrauschens ausgeschlossen. Der verbleibende Untergrund beträgt maximal 2,9 %. Die ermittelten Effizienzen der Drahtebenen der Driftkammern in Sektor 1 sind höher als 94 %. Sie sind jedoch niedriger als die erwarteten Effizienzen. Die Gründe hierfür wurden nicht eindeutig geklärt, aber mögliche Ursachen, wie z. B. ein zu hoch ermittelter Dividend oder die hohe Kontamination mit Sauerstoff, werden in Abschnitt 7.3.2 aufgezeigt.

Um die Effizienz besser bestimmen zu können, muss die gesamte Trajektorie des Myons durch die Treffer auf die Flugzeitwand-Sektoren und durch die Driftkammern rekonstruiert werden. Die daraus resultierenden exakten Durchstoßpunkte auf den Drahtebenen ermöglichen die Verbesserung der Effizienzbestimmung u.a. durch Korrelationen mit anderen Drahtebenen u. Driftkammern weiterer Ebenen, in dem für jedes Ereignis untersucht werden kann, ob es sich um ein durch ein Myon oder Untergrundrauschen hervorgerufenes Signal handelt.

Die Berechnung der Effizienz für den Nachweis der kosmischen Myonen ist in diesem Kapitel beschrieben worden. Sie ist ein wichtiges Maß, um den Detektor näher zu verstehen.

Myonen sind minimal ionisierende Teilchen (vgl. Abschn. 3.1.1). Sie sind dementsprechend die am schlechtesten nachzuweisenden geladenen Teilchen. Ist die Driftkammer in der Lage, die Myonen mit beträchtlicher Effizienz zu detektieren, können auch die Teilchen in den Strahlzeit-Experimenten, besonders die Elektronen, die einen 15 % höheren Energieverlust als die Myonen im Zählgas der Driftkammern haben (s. Abschn. 3.1.3), mit sehr hoher Effizienz nachgewiesen werden.

8 Kapitel

Zusammenfassung und Ausblick

Ein Schwerpunkt der physikalischen Fragestellungen, die zur Entwicklung des Dileptonenspektrometers HADES führten, ist die präzise Vermessung des invarianten Massenspektrums von Dileptonen, die in zentralen Reaktionen von relativistischen Schwerionen entstehen. In den Spektren sind die leptonischen Zerfälle der Vektormesonen enthalten. Aus Position und Breite der entsprechenden Signale kann auf eine mögliche Veränderung der Eigenschaften von Vektormesonen im dichten und heißen Kernmedium geschlossen werden. Für die Rekonstruktion der Teilchentrajektorien der Elektronen und Positronen werden die Vieldraht-Driftkammern verwendet, und unter Berücksichtigung des Magnetfelds kann der Teilchenimpuls mit hoher Genauigkeit bestimmt werden. Die hohe Impulsauflösung gepaart mit einer großen Akzeptanz und einem effektiven Trigger, ist eine notwendige Voraussetzung für das Studium von Dileptonen im SIS Energiebereich 1-2 GeV per Nukleon. Eine Flugzeitwand ermittelt über die Teilchenmultiplizität die Zentralität des Stoßes und hilft mittels der Flugzeit bei der Identifikation von Teilchen, insbesondere der Hadronen. Elektronen werden mit Hilfe spezieller Detektoren (Ringabbildender Cherenkov Detektor und Schauerdetektor) identifiziert. Ein effizientes Triggerkonzept zusammen mit einer innovativen Datenaufnahme ermöglicht, solche Ereignisse, in denen sich Dileptonenkandidaten befinden, schnell zu erkennen und dann zu registrieren, um so in kurzer Zeit eine hinreichende Statistik an Dileptonen zu erhalten.

Im Rahmen dieser Forschungsarbeiten war das Ziel der Diplomarbeit, die Untersuchung des Ansprechverhaltens der Driftkammern auf Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung und deren Positionen relativ zur Flugzeitwand zu bestimmen.

Da die Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung ähnliche Signale in den Vieldraht-Driftkammern hervorrufen wie die in den Schwerionenreaktionen produzierten minimal ionisierenden Teilchen, war es möglich, unabhängig von Strahlzeiten das Ansprechverhalten der Vieldraht-Driftkammern zu untersuchen. Um dieses zu erforschen, wurde zunächst ein spezieller Trigger aufgebaut, der auf Koinzidenzen von gegenüberliegenden Flugzeitwand-Sektoren beruht. So konnte das Durchqueren eines Myon-Kandidaten durch das Spektrometer registriert, und die Teilchentrajektorie vom Ein- bis zum Austritt aus diesem nachvollzogen werden. Die primären Messgrößen, wie die Driftzeiten, und die Korrelation zwischen den Driftkammern und der Flugzeitwand, wurden untersucht und mit Daten aus dem Strahlzeit-Experiment vom November 2001 C+C bei 1,9 GeV per Nukleon verglichen. Weiterhin wurde nach Entwicklung einer Myonen-Kandidatensuche die Effizienz der Driftkammern analysiert. Dabei stellte sich heraus, dass die Driftkammerebenen des Sektors 1 eine Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Myonen von über 93% aufzeigen. Eine Optimierung der Methode hinsichtlich der Ortsauflösung und Korrelationen zu anderen Drahtebenen oder Driftkammern anderer Ebenen kann in Zukunft in Angriff genommen werden. Da die Inten-

sität der Myonen gering ist, und sie in den meisten Fällen das Spektrometer auf geraden Bahnen durchqueren, sind Vieldeutigkeiten minimiert. So war es möglich, die Positionen der Driftkammern relativ zur Flugzeitwand mit einer Genauigkeit, die durch die Ortsauflösung der Szintillatoren der Flugzeitwand dominiert ist, zu ermitteln. Im Vergleich zu den Standard-Justierungsparametern ergeben sich Abweichungen von bis zu 37,73 mm für die Relativpositionen der Vieldraht-Driftkammern im Vergleich zur Flugzeitwand mit einer Ungenauigkeit von maximal ± 7 mm. Um die für das invariante Massenspektrum der Dileptonen notwendige Massenauflösung zu erreichen, wird empfohlen, die Relativpositionen der Driftkammern zueinander und zum Magnetfeld zu bestimmen. Hierfür muss die exakte Ortsinformation des Durchstoßpunktes des Myons auf die Driftkammer über eine Anpassung der Trajektorie berechnet werden. Daraufhin können die Positionen der Driftkammern relativ zueinander mit einer Genauigkeit von $< 100 \mu\text{m}$ ermittelt werden.

Anhang A

Im Folgenden ist der Programmcode der Simulation des kosmischen Triggeraufbaus, der im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt wurde, zu sehen. Die Erklärungen sind durch entsprechende Kommentare im Programmcode aufgeführt.

```
void simcos(Int_t nev=500)
{
    Float_t d = 400; //Abstand zwischen zwei feuernden Szintillatoren y-Achse [cm]
    Float_t l = 200; // Länge des Szintillators x-Achse [cm]
    Float_t vmu = 30; // Geschwindigkeit der Myonen = c [cm/ns]
    Float_t vr = 15; // Gruppengeschwindigkeit: Geschwindigkeit des Lichtsignals
                    // auf dem Szintillator = c/2 [cm/ns]
    Float_t ta0,ta1,tb0,tb1;
    TRandom3 REngine(65539);

    Float_t D0[4] = {20,20,20,20}; //individuelle Verschiebung der 4 Photomultiplier // (PMT)

    Float_t Djitter = 0.001; // Jitter
    Float_t DS[2] = {10,10}; // indivuelle Sektor-Verschiebung;
                        // 2 Sektoren (Sektor 1 und 4)
    Float_t Di[4] = {5,5,5,5}; // indiv. PMT Verschiebung zum TDC Input (Stop)
    Float_t DT = 240; // Globale Trigger Verschiebung zum TDC (Start)
    Float_t DG = 250; // Globale PMT Verschiebung (TDC Stop)

    Float_t T[4], Ttdc[4], D0j[4], DTj;
    Char_t title[80];
    TH1F *tPM[4], *tofA, *tofB;
    for (Int_t i=0; i<4; i++){
        sprintf(title,"tPM%i",(i+1));
        tPM[i]=new TH1F(title,title,200,-100,100);
    }
    Float_t xl[2] = {-30,20};

    tofA=new TH1F("mean tof A","mean tof A",200, -100,100);
    tofB=new TH1F("mean tof B","mean tof B",200, -100,100);

    for (Int_t i=0; i<nev; i++){ // event loop // jitter:
        for (Int_t ii=0; ii<4; ii++){
            D0j[ii] = REngine.Gaus(D0[ii],Djitter);
        }
        DTj = REngine.Gaus(DT,Djitter);

        // Treffer auf den Szintillatoren und PMT Zeiten:
        Float_t xa = 1 * gRandom->Rndm(); // Position des Treffers auf dem //Szintillator
        Float_t xb = 1 * gRandom->Rndm(); // Position des Treffers auf dem Szintillator //im
                                        // gegenüberliegenden Sektor
        Float_t dir = 1; //abs(gRandom->Rndm()*2); //Richtung der kosmischen Myonen
        // = 1: von oben ; = 0: von unten
    }
}
```

```

Float_t tof = sqrt((xa-xb)*(xa-xb)+d*d)/vmu; // Flugzeit der Myonen zwischen //
beiden durchquerten Szintillatoren

// Zeit der linken und rechten PMTs der beiden Szintillatoren:
ta0 = xa/vr + dir *tof;
ta1 = (1-xa)/vr + dir *tof;
tb0 = xb/vr + (1-dir)*tof;
tb1 = (1-xb)/vr + (1-dir)*tof;

Float_t t[4] = {ta0,ta1,tb0,tb1}; // PMT Zeit, t=0 wenn die Spur den ersten
//Szintillator durchquert

for (Int_t j=0; j<4; j++){
    T[j] = t[j] + D0j[j] + DS[j/2]; // Ankunftszeit der Trigger Koinzidenz-Einheit
}

// Triggeraufbau wie im Experiment:
Int_t iPMmaster = TMath::LocMin(4,T); // Hinterkante des schnellsten Signals
//definiert die Trigger-Zeit

// Triggeraufbau wie er sein sollte: Oder-Schaltung
// Int_t iPMmaster = TMath::LocMax(4,T);
// Vorderkante des langsamsten Signals definiert die // Trigger-Zeit

for (Int_t j=0; j<4; j++){
    Ttdc[j] = t[j]+Di[j]+DG - (T[iPMmaster]+DTj);
// Differenz der TDC Ankunftszeiten
    tPM[j]->Fill(Ttdc[j]);
    tofA->Fill(( Ttdc[0]+Ttdc[1])/2 );
    tofB->Fill(( Ttdc[2]+Ttdc[3])/2 );
}

}

TCanvas *ca1=new TCanvas("ca1","cosmics tof",10,5,1200,900);
ca1->Divide(4,2);
for (Int_t j=0; j<4; j++){
    ca1->cd(j+1);

tPM[j]->GetXaxis()->SetRange(tPM[j]->FindBin(xl[0]),tPM[j]->FindBin(xl[1]));
    tPM[j]->DrawCopy();
}
tofA->GetXaxis()->SetRange(tofA->FindBin(xl[0]),tofA->FindBin(xl[1]));
tofB->GetXaxis()->SetRange(tofB->FindBin(xl[0]),tofB->FindBin(xl[1]));
ca1->cd(5);
tofA->DrawCopy();
ca1->cd(6);
tofB->DrawCopy();

}

```

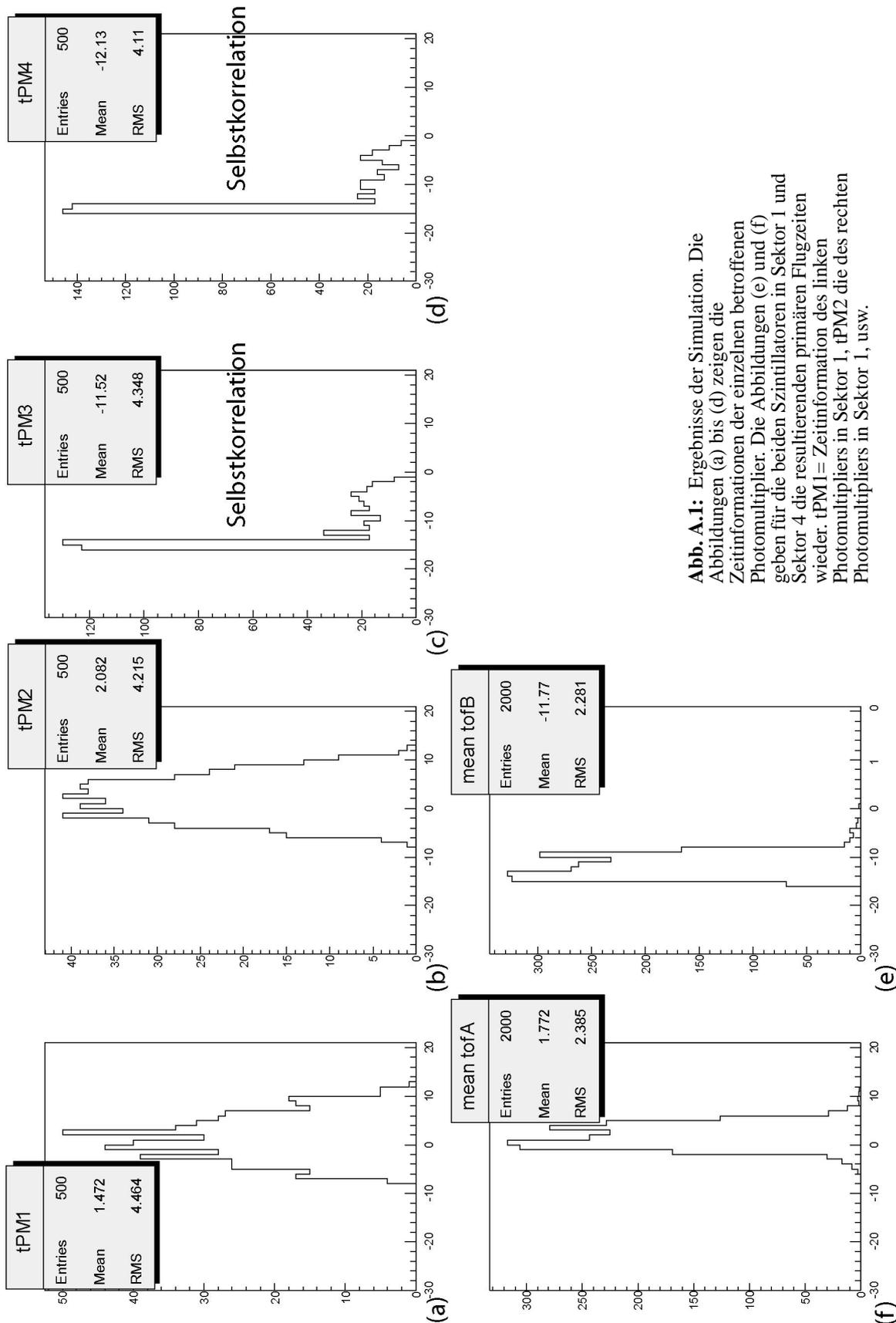


Abb. A.1: Ergebnisse der Simulation. Die Abbildungen (a) bis (d) zeigen die Zeitinformationen der einzelnen betroffenen Photomultiplier. Die Abbildungen (e) und (f) geben für die beiden Szintillatoren in Sektor 1 und Sektor 4 die resultierenden primären Flugzeiten wieder. tPM1 = Zeitinformation des linken Photomultipliers in Sektor 1, tPM2 die des rechten Photomultipliers in Sektor 1, usw.

Die Simulation ist exemplarisch für zwei Szintillatoren, was vier Photomultipliern entspricht. Die Geometrie-Parameter sind variabel, aber festzusetzen. Durch einen Zufallsgenerator werden die Orte auf den beiden Szintillatoren und der Jitter auf die Zeitinformation jedes Photomultipliers bestimmt.

Die Abbildung A.1 zeigt die Ergebnisse der Simulation. Die Abbildungen (a) bis (d) zeigen die Zeitinformationen der einzelnen Photomultiplier. Es ist zu erkennen, dass im Gegensatz zu den ersten beiden Abbildungen die letzteren ein ausgeprägtes Maximum aufweisen. Dies ist die Selbstkorrelation. Sie zeigt an, dass dieser Photomultiplier in den meisten Ereignissen den Trigger ausgelöst hat. Die Abbildungen (e) und (f) zeigen die aus den Zeitinformationen der Photomultiplier resultierenden primären Flugzeiten. Die Ergebnisse der Simulation geben qualitativ die Ergebnisse aus dem Experiment wieder. Die Simulation kann für jede beliebige Koinzidenz aus 2 Sektoren verwendet werden. Die individuellen Verschiebungen vom Photomultiplier zum TDC Input, die Verschiebungen der einzelnen Photomultiplier und die der Sektoren müssen entsprechend verändert werden.

Literaturverzeichnis

- [Ago97]: Agodi, C. et al., Time of Flight Wall for the HADES Spectrometer. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1997
- [Bir02]: Biryukov, P., <http://www-hades.gsi.de/~biryukov>
- [Bie03]: Bielcik, Jaroslav, noch in Arbeit befindliche Dissertation, 2003
- [Böh99]: Böhmer, M., Das Auslesesystem für den Ringabbildenden Cherenkovdetektor im HADES Spektrometer. Diplomarbeit, Physik-Fachbereich der Technischen Universität München, Institut E12, 1999
- [Bok97]: Bokemeyer, H., Klinken, J. van and Salapura, P., Modern Electron and Positron Spectrometers - Selected Aspects of a Broad Field, in Experimental Techniques in Nuclear Physics. ed. by Poenaru, D. N. and Greiner, W., Walter de Gruyter & Co., Berlin, 1997
- [Bro91]: Brown, G.E., Rho, M., Scaling Effective Lagrangians in a Dense Medium. Phys. Rev. Lett. 66(21) (1991) 2720-2723
- [Ce02]: <http://root.cern.ch>
- [Gar97]: Garabatos, C., Optimisation of low-mass drift chambers for HADES. Nucl. Instr. Meth., 1997
- [Gar02]: <http://consult.cern.ch/writeup/garfield>, Rob Veenhof
- [HGe03]: HADES HGeant Homepage, <http://www-hades.gsi.de/~holzmann/hadsimul.html>, Internetangebot der HADES Kollaboration 2003
- [Gro01]: Groom, D.E., Mokhov, N.V. und Striganov, S.I., Muon stopping power and range tables 10 MeV-100TeV. Atomic Data and Nuclear Data Tables 78 (2001) 183-356
- [Koc01]: Koch, V., Aspects of Chiral Symmetry. nucl-th/9706075 v2, LBNL-39463, UC-413, 2001
- [Kol02]: Kolb, B., persönliches Gespräch 2002
- [Kön03]: König, W., persönliches Gespräch 2003
- [Leo87]: Leo, W.R., Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer, Berlin 1987.
- [Lin01]: Lins, E., Entwicklung eines Auslese- und Triggersystems zur Leptonenidentifizierung mit dem HADES-Flugzeitdetektor. Dissertation, Physik-Fachbereich der Universität Gießen, Fachbereich 7, 2001
- [Lip00]: Lippmann, C., Aufbau und Inbetriebnahme eines Gasqualitätsmonitors für die HADES-Driftkammern. Diplomarbeit, Physik-Fachbereich der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt a.M., Fachbereich 13, 2000
- [Lut92]: Lutz, M., Klimt, S. und Weise, W., Meson properties at finite temperature and baryon density. Nucl. Phys. A542 (1992) 521-558
- [Mag02]: <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz>, Stephen Biagi

- [Mar02]: Markert, J., Modeling the HADES multiwire drift chamber performance with GARFIELD. Proceedings Bormeo (2002) 123-127
- [Mei95]: Meißner, F., Monitor der Driftkammern im HERMES-Experiment. Diplomarbeit, Physik-Fachbereich der Humboldt-Universität Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 1995
- [Mün97]: Müntz, C., Results from MDC Prototype-1 Analysis - Test Beam April'97. MDC Internal report, October 1997
- [Mün99]: Müntz, C., The Di-Electron Spectrometer HADES at GSI: a Status Report. Nucl. Phys. B78 (1999) 139-144.
- [Mün02]: Müntz, C., persönliche Mitteilung
- [Mus95]: Musiol, G. et al., Kern- und Elementarteilchenphysik. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt 1995.
- [New93]: Newcomer, F.M. et al., A Fast, Low Power, Amplifier-Shaper-Discriminator for High Rate Straw Tracking Systems. IEEE Trans. Nucl. Sci. 40,4 (1993) 630.
- [Ora02]: HADES Oracle Datenbank, 2002.
- [Pec01]: Pechenov, V., Software zur 2D Darstellung eines Ereignisses für Driftkammern
- [Pec02]: Pechenov, V., persönliche Mitteilung.
- [Pol02]: Pol, H. A., On the Multiwire Drift Chambers alignment of the HADES dilepton spectrometer. Dissertation, Physik-Fachbereich der Universität Santiago de Compostela, 2002
- [PPB00]: Particle Data Group, Particle Physics Booklet. Particle Data Group, Springer, CERN, 2000
- [Rap99]: Rapp, R., Wambach, J., Chiral Symmetry Restoration and Dileptons in Relativistic Heavy-Ion Collisions. hep-ph/9909229, 1999
- [Ric02]: HADES RICH Homepage München, <http://hades.ph.tum.de/rich/Welcome.html>, 2002, Internetangebot der HADES Kollaboration in München
- [RPP98]: Groom et al., Review of Particle Physics. Eur. Phys. J. C 3, 1-794 (1998)
- [Sau77]: Sauli, F., Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. CERN, RD/233 - 2000 -mai 1977
- [Sch95]: Schön, H., HADES Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen. Dissertation, Physik-Fachbereich der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt a.M., Fachbereich 13, 1995
- [Sha93]: Sharma, A. und Sauli, F., Low mass gas mixtures for drift chamber operation. CERN-PRE/93-51
- [Sha94]: Shakin, C.M., Sun, W.-D., Properties of the rho meson in nuclear matter. Phys. Rev. C, 49(2) (1994) 1185-1189
- [Sha00]: Sharma, A., Multiwire Gaseous Detectors Basics and State-of-the-art. CERN, open-2000-131
- [Sho02]: HADES Shower Homepage Cracow, <http://zfy-www.if.uj.edu.pl/psj/hades-doc>, 2002, Internetangebot der HADES Kollaboration in Cracow
- [Smy02]: Smykov, L., persönliche Mitteilung

- [Sta02]: HADES Start Homepage. <http://www-hades.gsi.de/start>, 2002, Internetangebot der HADES Kollaboration.
- [Ste97]: Stephan, C., Gas filled detectors, in *Experimental Techniques in Nuclear Physics*. ed. by Poenaru, D. N. and Greiner, W., Walter de Gruyter & Co., Berlin, 1997
- [Stö85]: Stöcker, H. und Greiner, W., High energy heavy ion collisions - probing the equation of state of highly excited hadronic matter. *Phys. Rep.* 137, Nos. 5 & 6 (1986) 277-392
- [Stu01]: Sturm, C. et al., Evidence for a Soft Nuclear Equation-of-State from Kaon Production in Heavy-Ion Collisions. *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 39-42
- [Tra00]: Traxler, M., et al., The three level trigger system of the HADES Detector, DPG Poster 2002
- [Tlus02]: Tlustý, P., TOF detector performance. XI Collaboration Meeting, Smolenice (2002)
- [Tof02]: HADES ToF Homepage Catania und Bratislava, <http://pfnac.lns.infn.it/~hades/index.html> und <http://hp.ujf.cas.cz/hades>, 2002, Internetangebot der HADES Kollaboration in Catania und Bratislava
- [Wam98]: Wambach, J., Rapp, R., Theoretical interpretations of low-mass dileptons. *Nucl. Phys. A* 638 (1998) 171c
- [Wei94]: Weise, W., *Proceedings of the Workshop on Dilepton Production in Relativistic Heavy Ion Collisions*. 22, 1994
- [Wil97]: Williams, W., *Nuclear and Particle Physics*. Oxford University Press, 1997
- [Wol93]: Wolf, G., Cassing, W. und Mosel, U., Eta and dilepton production in heavy-ion reactions. *Nucl. Phys. A* 552 (1993) 549-570
- [Zen97]: Zentek, A., *Konzeptionelle Untersuchung für die HADES-Driftkammern am Prototyp 0*. Diplomarbeit, Physik-Fachbereich der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt a.M., Fachbereich 13, 1997
- [Zov02]: Zovinec, D., persönliches Gespräch 2002
- [Zum03]: Zumbruch, P., noch in Arbeit befindliche Dissertation, 2003.

Danke

Ein herzliches Dankeschön an alle, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt insbesondere:

Herrn Prof. Dr. Herbert Ströbele für die Aufnahme in das Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, für die gute Betreuung und die anregenden und lehrreichen Gespräche.

Herrn Prof. Dr. Helmut Bokemeyer und Herrn Dr. Wolfgang König für die Aufnahme in die HADES- und Leptonengruppe der GSI.

Herrn PD Dr. Joachim Stroth für die freundliche Aufnahme in die MDC-Gruppe und die hilfreichen Unterstützungen.

Herrn Dr. Christian Müntz für die Einführung in das HADES-Experiment, die ausgezeichnete Betreuung, Anregungen und Hilfen während meiner gesamten Arbeitsdauer.

Meinen Zimmerkollegen, den Dipl. Physikern Jaroslav Bielcik, Jochen Markert, Jörn Wüstenfeld, Peter Zumbruch, meinem Studienkollegen Klaus Rosenkranz, für ihre zahlreichen Unterstützungen und für die freundliche Akzeptanz.

Frau Dr. Ilse König und Herrn Dr. Vladimir Pechenov für gute Hinweise beim Programmieren.

Herrn Dr. Burkhard Kolb für die technische Unterstützung bei der Slow-Control.

Herrn Dipl. Physiker Dusan Zovinec für die technische Unterstützung bei der Flugzeitwand.

Herrn Prof. Dr. Reinhard Stock, der mich auf die Existenz des HADES-Experiments bei der GSI aufmerksam machte.

und meinen Eltern Magdalene und Lothar Pachmayer, die mir mein Studium überhaupt ermöglicht haben.