

**Untersuchungen der Drifteigenschaften
von Streamerrohrkammern
an einem Ortsdetektor
mit kosmischen Myonen**

Diplomarbeit

vorgelegt von

Andreas Meyer

Universität Hamburg
II. Institut für Experimentalphysik

30. September 1994

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Experimenteller Aufbau	5
2.1	Geometrie des Aufbaus	5
2.2	Die Streamerrohrkammern	7
2.2.1	Bauweise und Geometrie der Kammern	7
2.2.2	Modell zur Streamerentwicklung	8
2.3	Datennahme	9
2.3.1	Ereignis-Trigger	11
2.3.2	Drahtauslese	11
2.3.3	Driftzeitauslese	11
2.3.4	Auslese der Testobjekte	12
2.4	Betrieb der Streamerrohrkammern	13
2.4.1	Nachweiswahrscheinlichkeit	13
2.5	Typische Ereignisse	14
2.6	Ereignisselektion	19
3	Ortsbestimmung und Spurrekonstruktion	21
3.1	Bestimmung der Drahtpositionen	21
3.1.1	Bestimmung der Drahtpositionen einer Doppellage	22
3.1.2	Positionsbestimmung der Doppellagen	23
3.2	Spurrekonstruktion	24
3.2.1	Rekonstruktion anhand der Drahtadresse	24
3.2.2	Genauigkeit der Rekonstruktion	24
3.2.3	Driftzeitoptimierte Rekonstruktion	25
4	Untersuchung der Drifteigenschaften	28
4.1	Erwartete Driftzeitverteilung	28
4.2	Bestimmung der Driftgeschwindigkeit	30
4.3	Korrelation der Driftzeiten	32
4.4	Abbildung der Kammerwände	36

4.5	Ort–Driftzeit–Beziehung	38
4.6	Ansatz nicht–konstanter Driftgeschwindigkeit	40
4.7	Ein Modell für kurze Driftzeiten	41
5	Untersuchungen am Spaghetti-Kalorimeter	45
5.1	Aufbau und Geometrie des Kalorimeters	45
5.2	Funktionsweise	46
5.3	Homogenitätsuntersuchungen mit kosmischen Myonen	49
5.3.1	Longitudinale Homogenität	51
5.3.2	Transversale Homogenität	51
5.3.3	Winkelabhängigkeit des Ansprechverhaltens	53
6	Zusammenfassung	57

Kapitel 1

Einleitung

Im H1-Detektor werden Streamerrohrkammern zur Spurmessung von Myonen in einem Bereich eingesetzt, wo die Myonen schon viel Material durchquert haben. Deshalb werden keine hohen Anforderungen an die Ortsauflösung der Kammern gestellt. Die Auslese der Kammern erfolgt nur digital.

Es ist bekannt, daß die Ortsauflösung von Streamerrohrkammern verbessert werden kann, indem die Driftzeiten gemessen werden [GAS88].

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den Drifteigenschaften der am H1-Experiment verwendeten Streamerrohrkammern [DE-93]. Es wird untersucht, welche Verbesserung der Ortsauflösung durch die Messung der Driftzeiten hier erreichbar ist.

Dazu wird ein Teststand mit Streamerrohrkammern aufgebaut. Die Messungen erfolgen mit minimal ionisierenden kosmischen Myonen. Als Ereignis-Trigger werden Szintillationszähler eingesetzt. Anhand der Driftzeiten der Streamerrohrkammern wird eine Spurrekonstruktion durchgeführt.

Als Ortsdetektor eignet sich der Teststand insbesondere dafür, Detektorelemente auf ortsabhängige Effekte zu untersuchen.

Das für den Einsatz im H1-Detektor entwickelte Spaghetti-Kalorimeter kann mit dem Teststand kalibriert und auf Inhomogenitäten geprüft werden. Der Teststand soll als Meßapparatur und Lagerstätte für die Kalorimeter-Module dienen, bevor sie in den H1-Detektor eingebaut werden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem Aufbau des Teststands, dem Betrieb der Streamerrohrkammern sowie der Auslese der Daten (Kapitel 2).

Für eine korrekte Rekonstruktion der Teilchenspuren ist es notwendig, die Positionen der Drähte genau zu bestimmen (Kapitel 3).

Um die gewünschte Verbesserung der Ortsauflösung zu erreichen, wird eine Analyse der Drifteigenschaften in den Streamerrohrkammern durchgeführt (Kapitel 4).

In Kapitel 5 werden einige mit dem Teststand durchgeführte Untersuchungen am Spaghetti-Kalorimeter vorgestellt.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse erfolgt in Kapitel 6.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

2.1 Geometrie des Aufbaus

Abb. 2.1 zeigt eine schematische Zeichnung des Aufbaus. In der linken unteren Ecke der Abbildung ist das Koordinatensystem angegeben, das in dieser Arbeit verwendet wird.

Der Teststand enthält insgesamt acht Lagen Streamerrohrkammern. Jeweils eine Lage bildet eine Ebene parallel liegender Signaldrähte (vergl. dazu Abschnitt 2.2). Die Lagen sind so übereinander angeordnet, daß sich paarweise abwechselnd in x - und y -Richtung orientierte, horizontale Drahtebenen ergeben. Zwei übereinanderliegende Lagen derselben Draht-Orientierung werden im folgenden als Doppellage bezeichnet. Zwei Doppellagen verschiedener Draht-Orientierung befinden sich jeweils unmittelbar unterhalb und etwa 1 m oberhalb eines Experimentiertisches. Die beiden Kammern einer Doppellage sind so angeordnet, daß die Drähte gleicher Orientierung nicht genau übereinanderliegen, sondern um $0,5\text{ cm}$ horizontal zueinander versetzt sind (vergl. Abb. 3.1). Die Kammern schließen ein Volumen von $1\text{ m} \times 2\text{ m} \times 1\text{ m}$ ein. In diesem Freiraum können Detektorelemente verschiedener Art auf Homogenität oder Ortsauflösung getestet werden. Die Abbildung zeigt als Beispiel ein Modul eines Spaghetti-Kalorimeters. Eine genaue Beschreibung des Spaghetti-Kalorimeters erfolgt in Kapitel 5 in Zusammenhang mit der Vorstellung einiger daran durchgeführter Messungen.

In der geplanten Endausbaustufe wird der Experimentiertisch von einer 10 cm dicken Eisenplatte gebildet, die zugleich als Abschirmung gegen elektromagnetische Schauer dient. Die Abschirmung sorgt dafür, daß nur minimal ionisierende kosmische Myonen den Aufbau vollständig durchqueren können. Derzeit besteht der Tisch aus einer Holzplatte und als Abschirmung dienen Bleiziegel.

Als Ereignis-Trigger sind drei Szintillationszähler einer Fläche von $1\text{ m} \times 2\text{ m}$ vorgesehen. Bisher ist nur ein Szintillationszähler dieser Art installiert. Die Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, sind mit kleineren Szintillationszählern, die

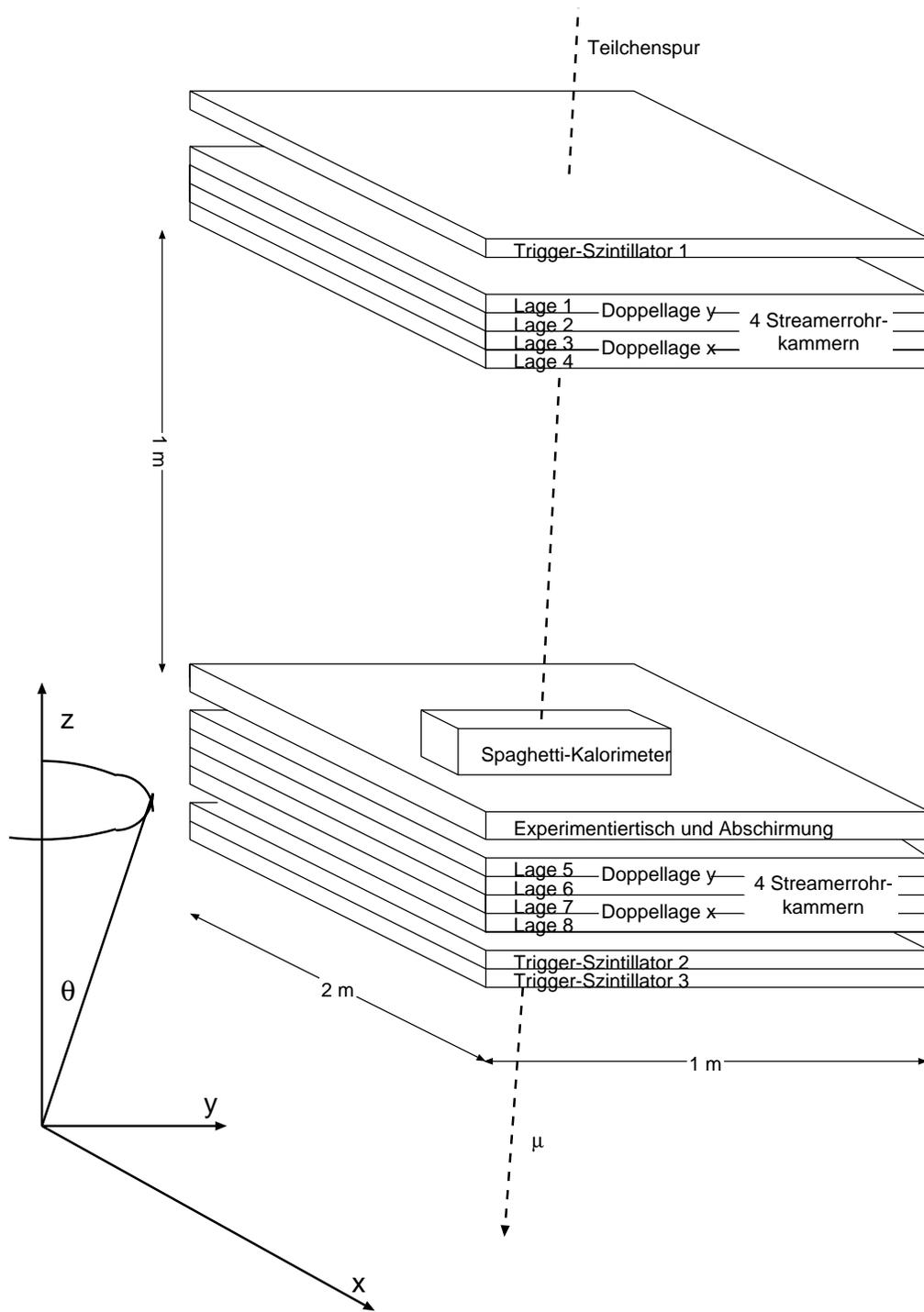


Abbildung 2.1: Geometrie des Aufbaus.

Je vier Streamerrohrkammern sind oberhalb und unterhalb des Experimentiertisches angeordnet. Drei Szintillationszähler registrieren die Ereignisse. Der Experimentiertisch trägt die Testobjekte, in dieser Abbildung ein Spaghetti-Kalorimetermodul. Im Bild links unten ist das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem eingezeichnet. Der Winkel θ bezeichnet den Winkel zur z -Achse, die vertikal verläuft.

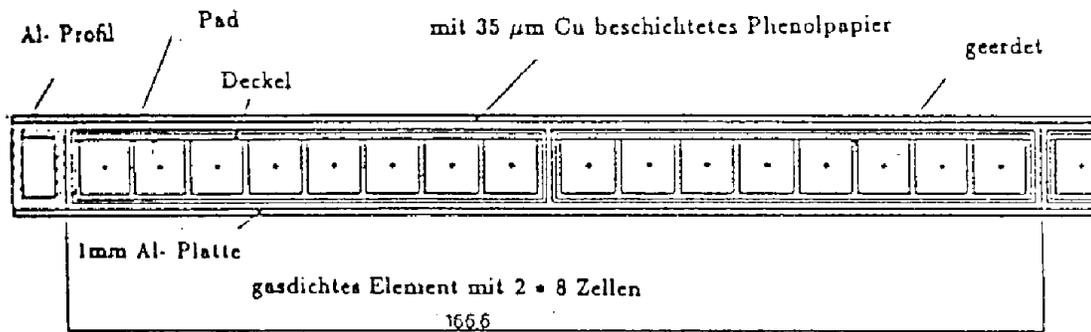


Abbildung 2.2: Schnitt durch ein H1-Streamerrohrelement [H1-87]: Ein Element besteht aus zwei Profilen von jeweils acht Drähten. Im Mittelpunkt ihres Querschnitts liegen die Anodendrähte, an denen die Streamer ihre Ladung deponieren.

eine Fläche von $10 \times 40 \text{ cm}^2$ besitzen, getriggert worden. Damit können gezielt bestimmte geometrische Bedingungen hergestellt werden. Die vorgestellten Messungen basieren auf der Auslese von 640 Drähten. In der Endausbaustufe sollen ca. 1000 Drähte ausgelesen werden.

2.2 Die Streamerrohrkammern

Für den Teststand werden die gleichen Streamerrohrkammern verwendet wie für das Myon-System des H1-Detektors.

2.2.1 Bauweise und Geometrie der Kammern

Die verwendeten Streamerrohrkammern sind aus fünf bis sechs Elementen von jeweils zwei Profilen zusammengesetzt. Sie sind unterseitig durch eine Aluminiumplatte, oberseitig durch kupferkaschiertes Phenolpapier verbunden und elektrisch abgeschirmt. Abb. 2.2 zeigt ein Element einer Streamerrohrkammer im Querschnitt [H1-87]. Das Element ist unterteilt in zwei Profile von jeweils acht Zellen. Die Zellen besitzen gemeinsame Trennwände von 1 mm Dicke und einen quadratischen Innenquerschnitt von jeweils $9 \times 9 \text{ mm}^2$. In jeder Zelle befindet sich ein versilberter Draht aus einer Kupfer-Beryllium-Legierung mit einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$. Der Abstand benachbarter Drähte beträgt 1 cm. Die Position der Drähte wird longitudinal alle 40 cm von Draalthaltern fixiert.

Die Zellenwände bestehen aus LURANYL, einem schwerentflammaren, halogenfreien Kunststoff. Sie sind mit Graphit beschichtet und haben einen elektrischen Widerstand von etwa $1 \text{ k}\Omega/\square$. Jeweils zwei Profile besitzen eine gemeinsame Gasversorgung. Für den Testaufbau wurde eine Gasmischung von 25% (vol.) Argon (Edelgas) und 75% (vol.) Isobutan (Löschgas) gewählt. Diese Mischung wird als Stan-

dardgas bezeichnet. Die Gasmischung hat wesentlichen Einfluß auf den Streamer-Mechanismus, der in Abschnitt 2.2.2 erläutert wird.

Die Wände der Zellen werden auf ein negatives Potential von $4,5\text{ kV} - 5,0\text{ kV}$ gelegt. Zwischen Zellenwand und Draht entsteht aufgrund des quadratischen Zellenquerschnitts ein inhomogenes elektrisches Feld. (Seine Form wird in der Arbeit von Tomitani [TOM72] beschrieben.) Die Drähte sind über einen Widerstand von $270\ \Omega$ mit dem Erdpotential verbunden. Für die Auslese der Drähte werden daher keine Kondensatoren zur Potentialtrennung benötigt.

2.2.2 Modell zur Streamerentwicklung

Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch eine Streamerrohrkammer wird das darin befindliche Gas ionisiert. Das elektrische Feld verhindert die Rekombination der primären Elektronen mit den Ionen und beschleunigt die Elektronen zum Draht. Die primären Elektronen erzeugen durch Ionisation sekundäre freie Elektronen. Auf diese Weise entsteht eine Elektronenlawine. Bei Streamerrohrkammern ist die Gesamtladung der Lawine unterhalb einer angelegten Spannung von etwa 4 kV proportional zur Zahl der primären Elektronen [KRA92]. Der Verstärkungsfaktor beträgt etwa 10^6 . Dieser Betriebszustand wird Proportionalmodus genannt. Bei einer höheren Potentialdifferenz zwischen den Zellenwänden und dem Draht, nämlich oberhalb von $4,3\text{ kV}$, stellt sich der Streamermodus ein. Im Streamermodus erreicht die Lawine einen Sättigungszustand. Die Ionendichte in der Lawine wird dann so groß, daß die Raumladung der Ionen das äußere elektrische Feld teilweise abschirmt. Die Vergrößerung der Lawine durch weitere Ionisation wird dadurch verhindert.

Die weitere Entwicklung des Prozesses ist in Abb. 2.3 skizziert [ATA82].

Einige der Elektronen im Innern der Lawine rekombinieren mit den Ionen unter Emission eines Photons: $Ar^+ + e^- \rightarrow Ar^* + \gamma$ (Abb. 2.3a).

Bei hohem Löschgasanteil in der Gasmischung treffen die Rekombinationsphotonen noch im Bereich der Lawine auf Löschgasmoleküle, die eine niedrigere Ionisationsenergie besitzen, und ionisieren diese. Die frei gewordenen Elektronen werden wieder beschleunigt (Abb. 2.3b).

Im Bereich der Spitze der positiven Raumladung ist das Feld so groß, daß hier auf kurzer Distanz neue Lawinen gebildet werden. Die neuen Lawinen überlagern sich mit der vorhandenen so, daß sich die Ladungszone in Richtung der Kathode ausdehnt (Abb. 2.3c). Diese Überlagerung wird als Streamer bezeichnet. Der Streamer erreicht eine Länge der Größenordnung eines Millimeters und eine Breite von etwa $100\ \mu\text{m}$ [ELL87]. Die Ionisation der Löschgasmoleküle durch die Rekombinationsphotonen ist wegen ihrer niedrigeren Ionisationsenergie gegenüber Edelgasionisation bevorzugt. Die Rekombinationsphotonen werden absorbiert, ohne daß neue ionisationsfähige Photonen gebildet werden. Der Streamerprozeß kommt zum Stillstand.

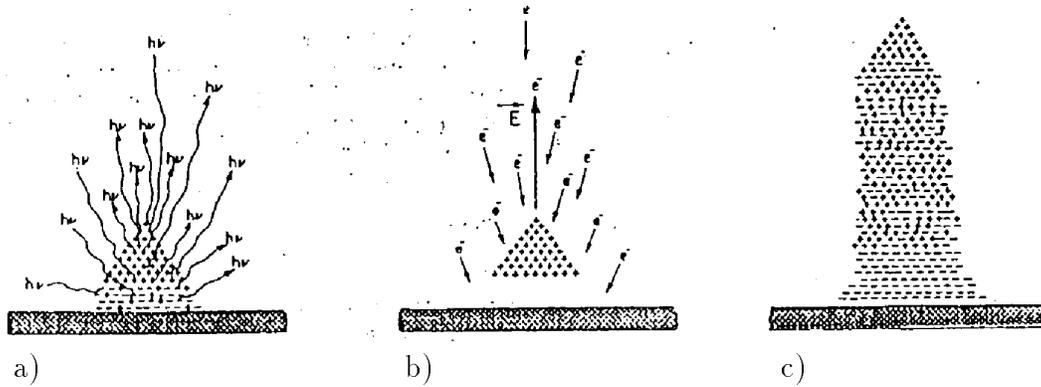


Abbildung 2.3: Modell zur Streamerentwicklung [ATA82]:

- a) Durch Rekombination sekundärer Elektronen entstehen Photonen, die Moleküle des Löschgases ionisieren.
 b) Die durch Ionisation der Löschgasmoleküle frei gewordenen Elektronen werden zum Draht beschleunigt.
 c) Die beschleunigten Elektronen entwickeln an der Spitze der Lawine neue Lawinen. Die Lawinen bilden einen Streamer, der sich zur Zellenwand hin ausbreitet.

2.3 Datennahme

Als Ereignis-Trigger werden Szintillationszähler verwendet. Bei einem Ereignis wird ein Bitmuster ausgelesen, das angibt, in welchen Zellen der Streamerrohrkammern Streamer ausgelöst wurden. Die zugehörigen Driftzeiten werden mit Hilfe eines TDC gemessen. Außerdem werden die Testobjekte ausgelesen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Module des Spaghetti-Kalorimeters getestet. Dabei wurde die Ladung der in den Photovervielfachern erzeugten elektrischen Pulse mit einem ADC gemessen.

Abb. 2.4 zeigt, auf welche Weise die Auslese stattfindet. Ein Macintosh-Computer steuert die Datennahme über ein CAMAC-Crate und speichert die ausgelesenen Daten [LAN92] [LEO87]. Im CAMAC-Crate befinden sich ein TDC zur Zeitmessung, ein ADC zur Messung der elektrischen Pulshöhen und eine Steuereinheit für die Drahtauslese [JSC93]. Letztere kontrolliert die Funktion der Drahtauslesekarten, der sogenannten Shapercards. Die Shapercards registrieren, in welchen Zellen Streamer ausgelöst wurden. Ein NIM-Crate dient zur logischen Verschaltung der Triggerbedingungen [LEO87].

Die Datennahmerate wird durch die Rechengeschwindigkeit des verwendeten Mac IIci auf etwa 80 Ereignisse pro Sekunde begrenzt. Die Rate an minimal ionisierenden kosmischen Myonen, die den Aufbau durchqueren, beträgt im endgültigen Aufbau etwa 200 Hz. Bei den bisherigen Messungen wurde die Datennahmerate durch die Verwendung der kleinen Triggerzähler auf weniger als 2 Hz begrenzt.

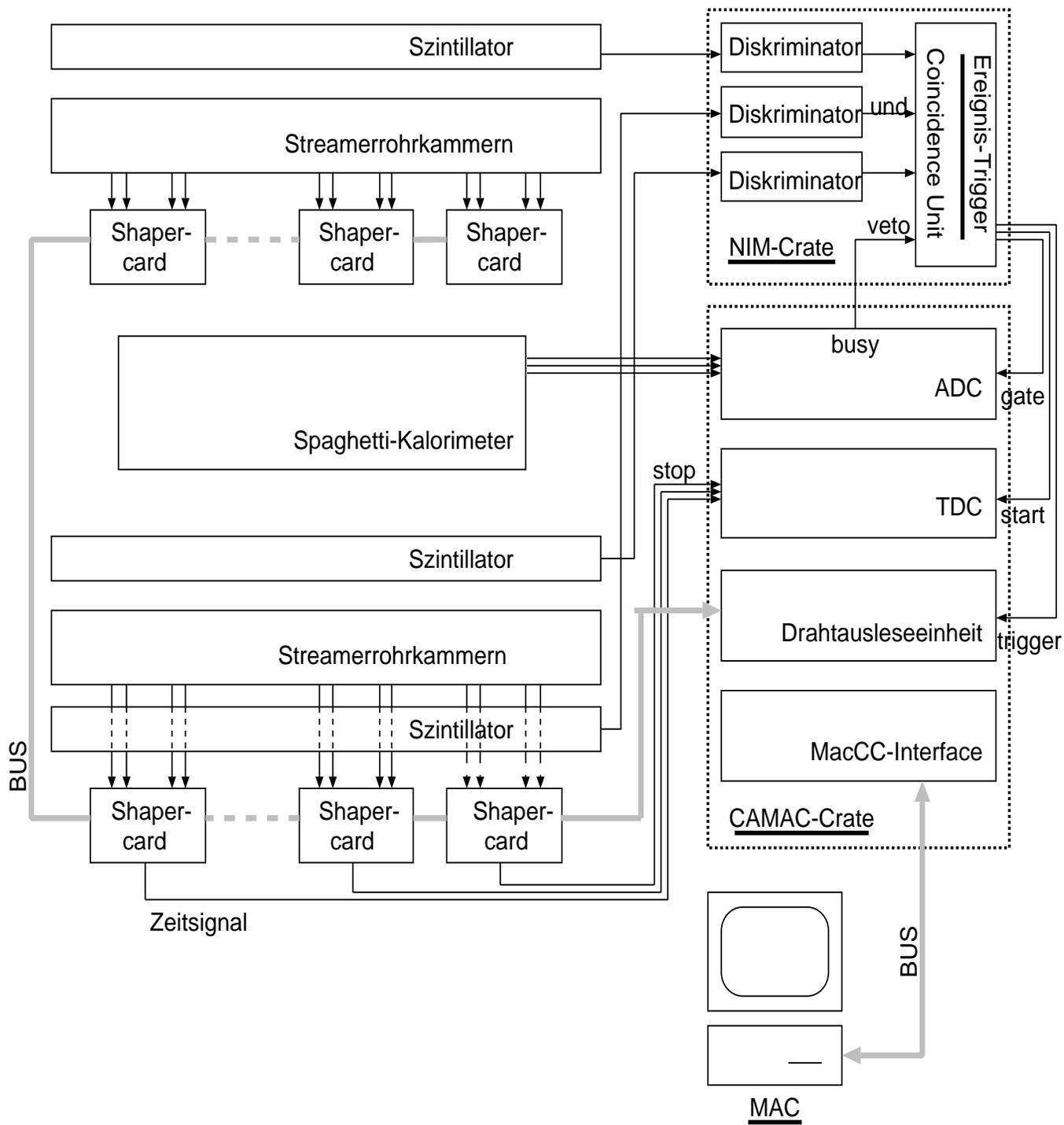


Abbildung 2.4: Funktionsdiagramm der Datennahme. (Zur Erklärung siehe Abschnitt 2.3)

2.3.1 Ereignis–Trigger

Der Durchgang eines Teilchens wird dadurch erkannt, daß die Signale von allen Szintillationszählern in einem Zeitfenster $\Delta t \leq 50 \text{ ns}$ eine Schwelle von etwa 50 mV überschreiten. Die Koinzidenz der Szintillationssignale definiert man als Ereignis. Bei einem Ereignis wird ein 100 ns langes Rechtecksignal erzeugt. Dieses fungiert als Trigger für die Drahtauslese und als Gate für das ADC. Zugleich liefert es das Startsignal für das TDC.

2.3.2 Drahtauslese

Die Streamerrohrkammern werden mit Hilfe von sogenannten Shapercards ausgelesen. Die Shapercards sind bereits am CHARM-II Experiment eingesetzt worden [BAU88]. Ihre Funktionsweise ist in Abb. 2.5 schematisch dargestellt. Eine Shapercard dient zur Auslese von 32 Drähten. Sie besitzt einen Diskriminator und einen Speicher für jeden Draht. Übersteigt das Drahtpotential die Schwelle von 60 mV , so wird dies als Streamersignal gewertet und gespeichert. Der Eintrag wird für 600 ns im Speicher gehalten. Erfolgt während dieser Zeit ein Triggersignal, so werden die Speicher der Karten elementweise sequentiell über den Datenbus ausgelesen. Andernfalls wird der Speicher nach 600 ns gelöscht.

2.3.3 Driftzeitauslese

Die Driftzeitsignale werden ebenfalls von den Shapercards ausgelesen und aufbereitet. Von den Zeitsignalen der acht Drähte eines Profils wird jeweils nur das früheste weiterverarbeitet (vergl. Abb. 2.5). Für jedes Profil gibt es höchstens eine Zeitinformation. Die Zuordnung der Driftzeit zu einem einzelnen Draht ist daher nur möglich, wenn in diesem Profil nur ein Draht ein Streamersignal geliefert hat. Die vier Zeitsignale der 32 von einer Karte ausgelesenen Drähte werden in einer Verzögerungseinheit um jeweils etwa 250 ns gegeneinander versetzt, so daß sie über einen einzelnen TDC–Kanal ausgelesen werden können. Diese Verzögerung ist sinnvoll, weil die Driftzeiten in den Streamerrohren weniger als 200 ns betragen. Die Driftzeitsignale eines TDC–Kanals liegen daher in einem Zeitfenster von $1 \mu\text{s}$ Länge. Zeitsignale, die nicht darin liegen, werden als nicht sinnvoll erachtet. Damit ist ein Kriterium gegeben, durch das verwertbare Zeitsignale bereits im TDC selektiert werden können. Zu diesem Zweck wird das TDC 'Le Croy 2277' verwendet. Es komprimiert die Daten so, daß nur Zeitinformationen ausgelesen und gespeichert werden, die in dem Intervall zwischen 0 und $1 \mu\text{s}$ liegen.

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Daten wurden mit einem TDC gemessen, das die Zeitdaten nicht komprimiert. Das TDC verarbeitet 11 bits, ein bit entspricht etwa $1,3 \text{ ns}$. Die Skala ist mit einer Genauigkeit von 1% bestimmt.

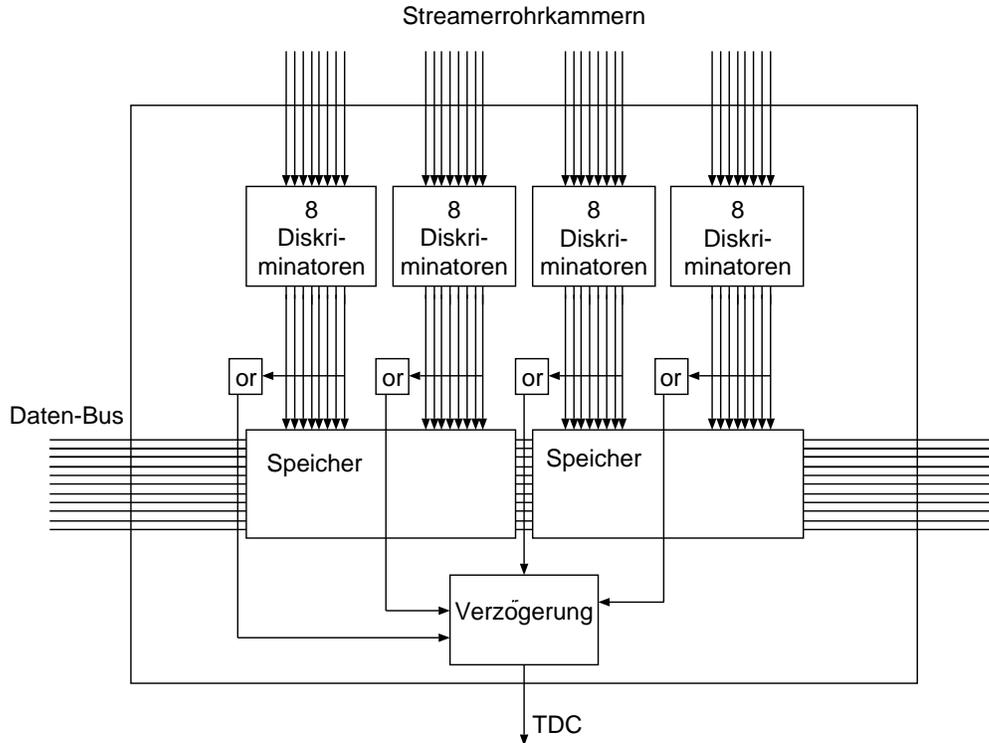


Abbildung 2.5: Eine Shapercard dient zur Auslese von 32 Drähten. Die Signale der Streamer werden für jeden Draht diskriminiert, zwischengespeichert und sequentiell ausgelesen. Die Driftzeitinformation wird für jeweils acht Drähte gemeinsam gemessen.

2.3.4 Auslese der Testobjekte

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Spaghetti-Kalorimeter getestet. Die Auslese der Spaghetti-Kalorimeter erfolgt über ein ADC, der die Ladung der von Photovervielfachern erzeugten elektrischen Pulse mißt. Um viele Module des Kalorimeters gleichzeitig testen zu können, müssen viele ADC-Kanäle vorhanden sein. Dabei sind in einem Ereignis jeweils nur diejenigen Kanäle von Interesse, die von einem Teilchen durchquert worden sind. Um eine Null-Unterdrückung durchführen zu können, wird das ADC-System 'LeCroy 2280' verwendet. Es besteht aus einer Empfängereinheit und einer Proessoreinheit. Eine Empfängereinheit besitzt 48 ADC-Kanäle. Bei einem Ereignis wird die vom Photovervielfacher erzeugte Ladung während einer Gatedauer von 100 ns im ADC integriert und die Information digitalisiert. Danach werden die Daten über den CAMAC-Bus zur Proessoreinheit übertragen. Um für diese Zeit andere Signale auf dem Bus zu unterdrücken, wird ein 'BUSY'-Signal gesetzt. Dieses fungiert gleichzeitig als 'VETO' für die Triggerkoinzidenz, da keine Ereignisse aufgenommen werden können, während der CAMAC-Bus belegt ist (vergl. Abb. 2.4). Die Proessoreinheit komprimiert die Daten so, daß nur

Kanäle mit Einträgen oberhalb einer einstellbaren Schwelle ausgelesen und gespeichert werden. Die Schwelle wird so gewählt, daß Nulleinträge (Pedestals) in den Daten nicht vorkommen.

Ein Ereignis wird durch folgende Daten beschrieben:

- Drahtadresse: Ein Bitmuster gibt an, welche Drähte angesprochen haben.
- Driftzeitinformation: Für jeweils acht Drähte eines Profils wird eine Driftzeit gemessen.
- Auslese der Testobjekte: Die Photoervielfacher der Spaghetti-Kalorimeter erzeugen elektrische Pulse, deren Ladungsmenge mit einem ADC gemessen wird.
- Titel: Es wird eine Überschrift angelegt, in der Datum und Uhrzeit, die Ereignisnummer und die Nummer der Dateneinheit festgehalten werden.

2.4 Betrieb der Streamerrohrkammern

Die Streamerrohrkammern des Testaufbaus werden mit Standardgas betrieben, weil es einen weiten Bereich näherungsweise feldstärkeunabhängiger Driftgeschwindigkeit besitzt [DUE90]. Bei dieser Gasmischung besitzt ein Streamer typischerweise eine Ladung von etwa $30 pC$. Die mittlere Pulshöhe beträgt etwa $200 mV$ bei einem Drahtabschlußwiderstand von 270Ω .

2.4.1 Nachweiswahrscheinlichkeit

Zur Festlegung der Betriebsspannung wurden Messungen mit kosmischen Teilchen eines Winkelbereichs von $\theta \leq 25^\circ$ durchgeführt. In Abb. 2.6 ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein getriggertes minimal ionisierendes Teilchen in mindestens einer Lage einen oder mehrere meßbare Streamer auslöst (Nachweiswahrscheinlichkeit), in Abhängigkeit von der an die Kammern angelegten Spannung aufgetragen. Bei der verwendeten Diskriminatorschwelle von $60 mV$ liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit im Bereich zwischen $4,3 kV$ und $4,9 kV$ nahezu konstant bei etwa 90%. Ein Großteil der nicht nachgewiesenen Ereignisse läßt sich dadurch erklären, daß die Teilchenspur nicht das Gasvolumen einer Streamerzelle, sondern eine der Trennwände durchquert hat und daher keinen Streamer auslöst. Für die weiteren Untersuchungen wurde für alle acht Lagen eine Betriebsspannung von $4,6 kV$ gewählt.

Innerhalb der zugelassenen Winkel ($\theta \leq 25^\circ$) kann die Teilchenspur aus geometrischen Gründen nur eine oder zwei benachbarte Zellen einer Lage durchqueren.

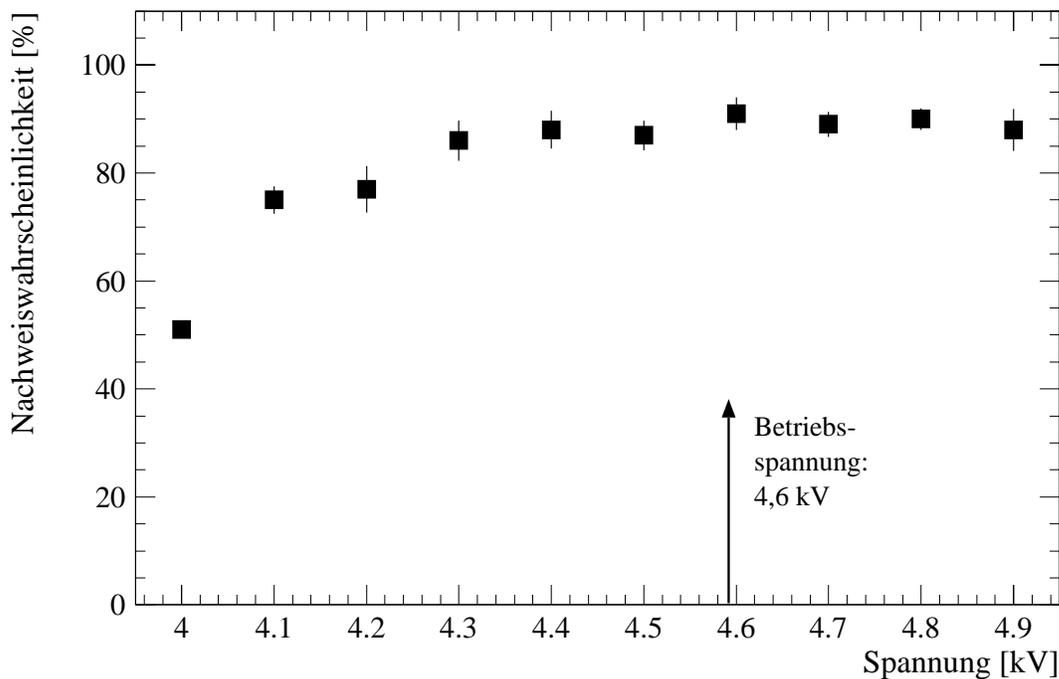


Abbildung 2.6: Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der angelegten Spannung. Es wurde eine Betriebsspannung von 4,6 kV gewählt.

Daher erwartet man, daß pro Lage nicht mehr als zwei Drähte ansprechen. Die Anzahl der ansprechenden Drähte pro Lage wird Multiplizität m genannt. In Abb. 2.7 ist eine typische Multiplizitätsverteilung für ein Element einer Lage aufgetragen. Etwa 10% der Ereignisse haben eine Multiplizität von $m \geq 3$. Die mittlere Multiplizität beträgt $\overline{m} = 1,7$. Es gibt verschiedene Effekte, die eine Erhöhung der Multiplizität verursachen können. Sie werden in Abschnitt 2.5 anhand der graphischen Darstellung einiger typischer Ereignisse näher beschrieben.

2.5 Typische Ereignisse

Zur Veranschaulichung der Ereignisse wurde ein graphisches Ereignis-Darstellungsprogramm für den Teststand entwickelt [LIB94]. Die Abbildungen 2.8 bis 2.10 sind durch dieses Programm hergestellt worden. Die Abbildungen werden zunächst erläutert. Sodann wird anhand der Abbildungen die Charakteristik einiger typischer Ereignisse und Fehlerquellen beschrieben.

Der obere Teil der Ereignisdarstellung (in Abb. 2.8) zeigt jeweils vier Kammerlagen für die beiden Drahtorientierungen x und y . Man erkennt in der Mitte zwischen den Streamerrohrkammerlagen zwei kleine Triggerzähler und ein Kalorimeter-Modul. Die Teilchenspür wird durch die eingezeichnete Gerade repräsentiert. Die Methoden der Rekonstruktion werden in Kapitel 3 vorgestellt.

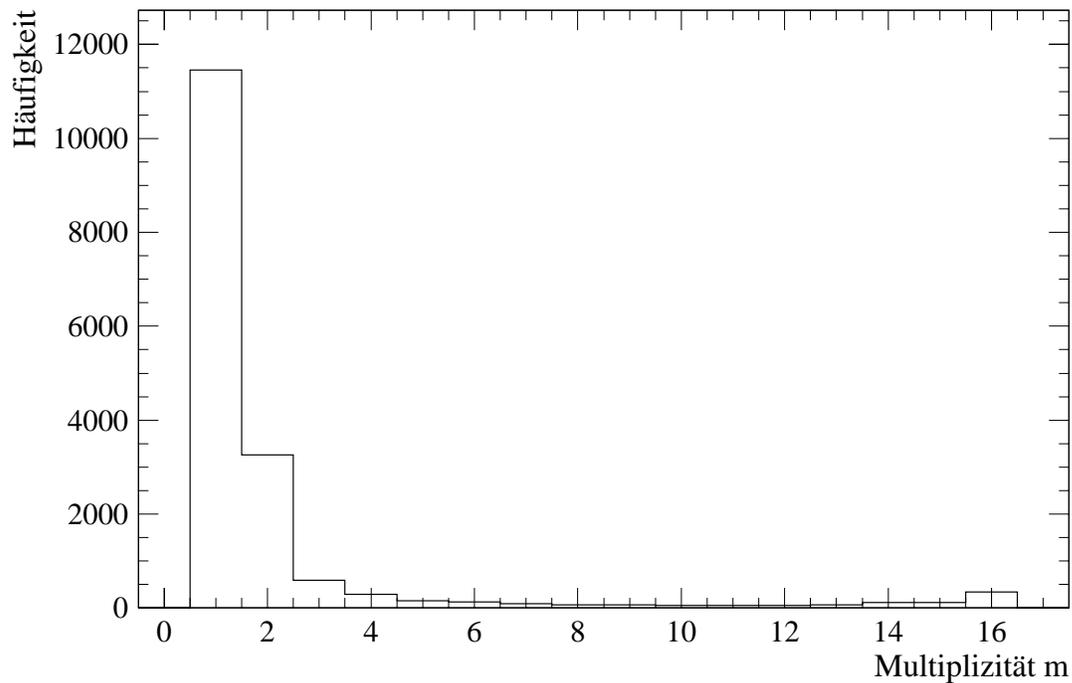


Abbildung 2.7: *Multiplizitätsverteilung für ein Element*

Im unteren Teil der Abbildung ist für jede der acht Lagen das Element, das von der rekonstruierten Spur durchquert wird, vergrößert dargestellt. Die Kreuze kennzeichnen die Zellen, in denen Streamer ausgelöst wurden. Die gestrichelte Linie repräsentiert die anhand der Drahtadresse rekonstruierte Spur. Die Kreise zeigen an, für welche Drähte Driftzeitinformationen vorliegen. Der Radius der Kreise beschreibt den anhand der Driftzeit ermittelten Abstand der Spur vom Draht. Der Zusammenhang zwischen der Driftzeit und dem Spur–Draht–Abstand wird in Kapitel 4 untersucht. In der graphischen Darstellung erscheint die anhand der Driftzeitinformation ermittelte Spur als durchgezogene Linie. Unterhalb der Graphik sind die Spurparameter der rekonstruierten Spur angezeigt.

Mit dem Darstellungsprogramm kann auf anschauliche Weise erkannt werden, ob ein Ereignis für den Test der Detektorelemente verwertbar ist. Anhand der Abbildungen werden nun einige typische Ereignisse und Fehlerquellen erläutert.

- Ein–Myon–Ereignis: Abb. 2.8 zeigt ein typisches Beispiel für ein erwünschtes Ereignis. Hier hat ein einzelnes minimal ionisierendes Myon den Aufbau durchquert. In den Kammern sind nur Einträge mit geringer Multiplizität ($m \leq 2$) registriert. Die Teilchenspur ist deutlich erkennbar. Sie verläuft durch alle Triggerzähler und durch das Modul.
- Übersprechen von Einträgen: Abb. 2.9 zeigt eine Charakteristik, die bei etwa einem Prozent der Ereignisse auftritt. Die meisten Lagen besitzen eine niedrige

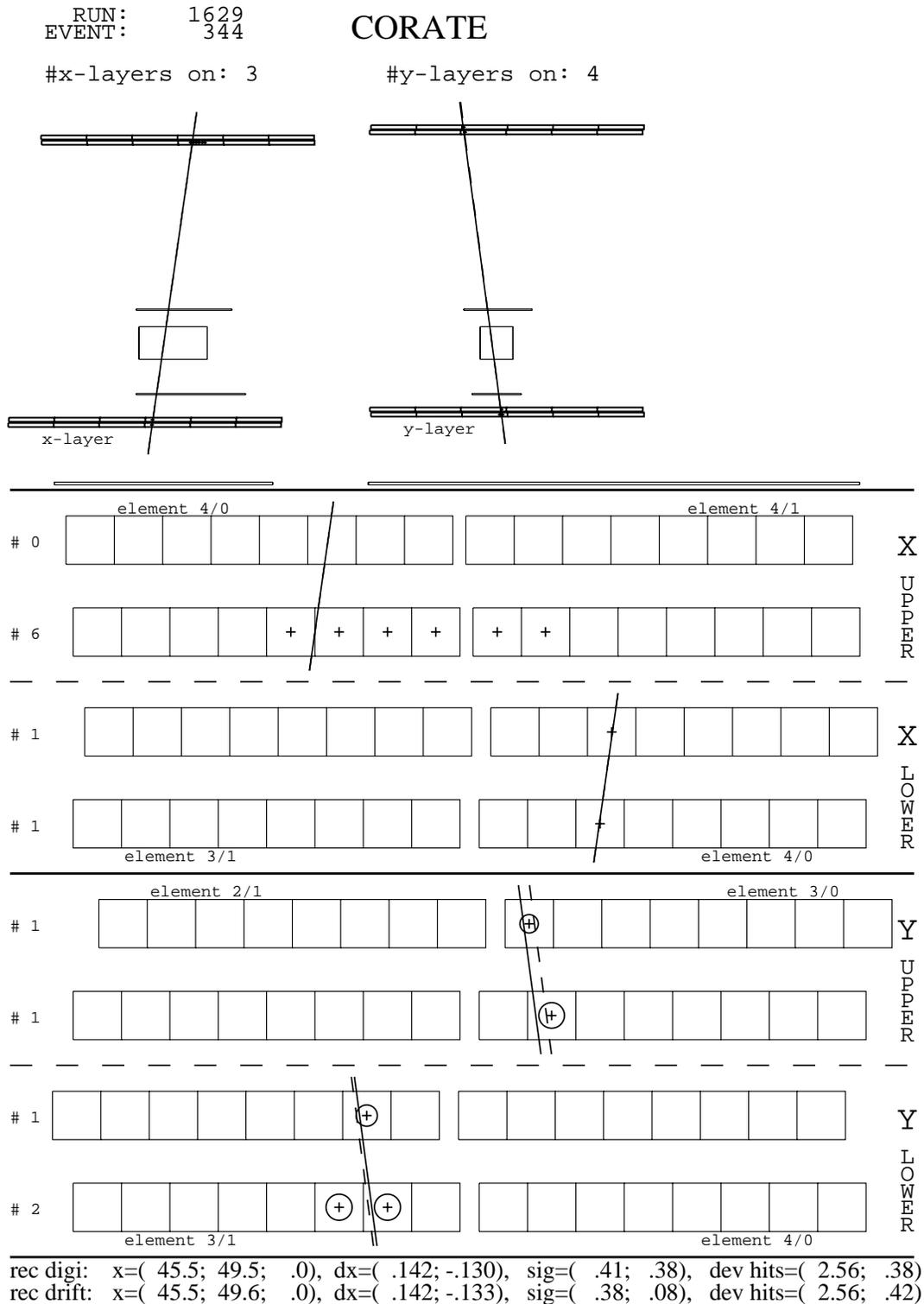


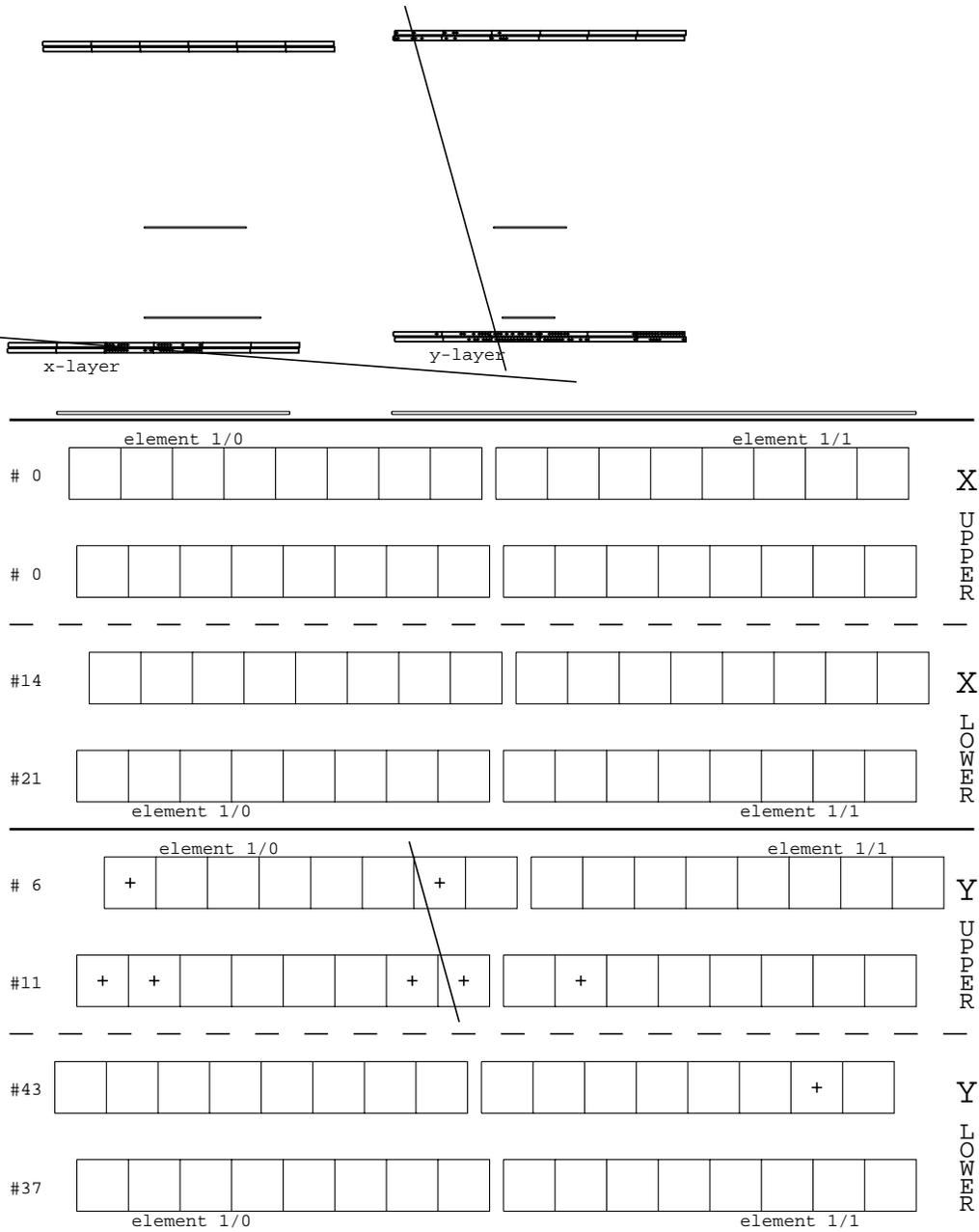
Abbildung 2.9: Das abgebildete Ereignis zeigt eine erhöhte Multiplizität in Lage 2. Dieser Effekt kann durch Übersprechen oder durch δ -Elektronen verursacht werden [SAU77].

RUN: 1629
 EVENT: 33

CORATE

#x-layers on: 2

#y-layers on: 4



rec digi: x=(.0; .0; .0), dx=(.000; .000), sig=(.00; .00), dev hits=(.00; .00)
 rec drift: x=(74.1; 37.9; .0), dx=(*****; -.277),sig=(.53; .51), dev hits=(.00; .00)

Abbildung 2.10: Bei diesem Ereignis ist keine sinnvolle Teilchenspur rekonstruierbar.

Multiplizität und zueinander korrelierte Einträge. Nur in einer einzelnen Lage haben mehr als zwei benachbarte Drähte angesprochen. In Lage 2 beträgt die Multiplizität $m = 6$. Ein solcher Effekt kann verschiedene Ursachen haben:

1. Bei der Auslese kann das Drahtsignal auf benachbarte Auslekabel übergesprungen haben.
 2. Ein Streamer hat in benachbarten Zellen weitere Streamer ausgelöst. (Dieser Prozeß findet bei der Verwendung von Standardgas bei normaler Betriebsspannung im allgemeinen nicht statt [DUE90].)
 3. Die Streamer sind durch ein hochenergetisches Elektron ausgelöst worden. Das kosmische Myon kann bei der Gasionisation einen so großen Impuls auf das Elektron übertragen, daß das Elektron in der Lage ist, die Zellenwände zu durchdringen, und in benachbarten Kammern Streamer auszulösen. Solche Elektronen werden allgemein δ -Elektronen genannt [SAU77].
- Auslese- oder Meßfehler: Bei dem in Abb. 2.10 gezeigten Ereignis ist die Rekonstruktion einer einzelnen Teilchenspur nicht sinnvoll möglich. Der Anteil solcher nicht rekonstruierbarer Ereignisse beträgt etwa zwei Prozent. Die Einträge entstehen bei Potentialschwankungen in den Kammern oder Signalstörungen im Kontrollbus der Auslese. Hohe Multiplizitäten treten außerdem in Ereignissen auf, bei denen elektromagnetische Schauer großer Energie die Abschirmung durchdringen.
 - Mehr-Myonen-Ereignisse: Durchqueren innerhalb des Triggerzeitfensters zwei oder mehrere Myonen den Aufbau, so wird sich ebenfalls eine erhöhte Multiplizität ergeben. In allen Lagen werden Paare von einzelnen vertikal korrelierten Einträgen auftreten. Die Rekonstruktion solcher Ereignisse ist möglich. Sie fand im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht statt.

2.6 Ereigniseselektion

Die Selektion rekonstruierbarer Ereignisse findet anhand von zwei Kriterien statt:

- In jeder der vier Doppellagen muß mindestens ein Eintrag vorliegen, also pro Drahtorientierung jeweils ein Eintrag oberhalb und ein Eintrag unterhalb des Testvolumens:

Dieses Kriterium liegt nahe, weil die Spurrekonstruktion nur dann eindeutig ist, wenn pro Drahtorientierung in mindestens zwei verschiedenen Lagen Einträge vorliegen. Um eine ausreichende Winkelgenauigkeit zu gewährleisten, müssen diese Einträge einen möglichst großen Abstand voneinander besitzen.

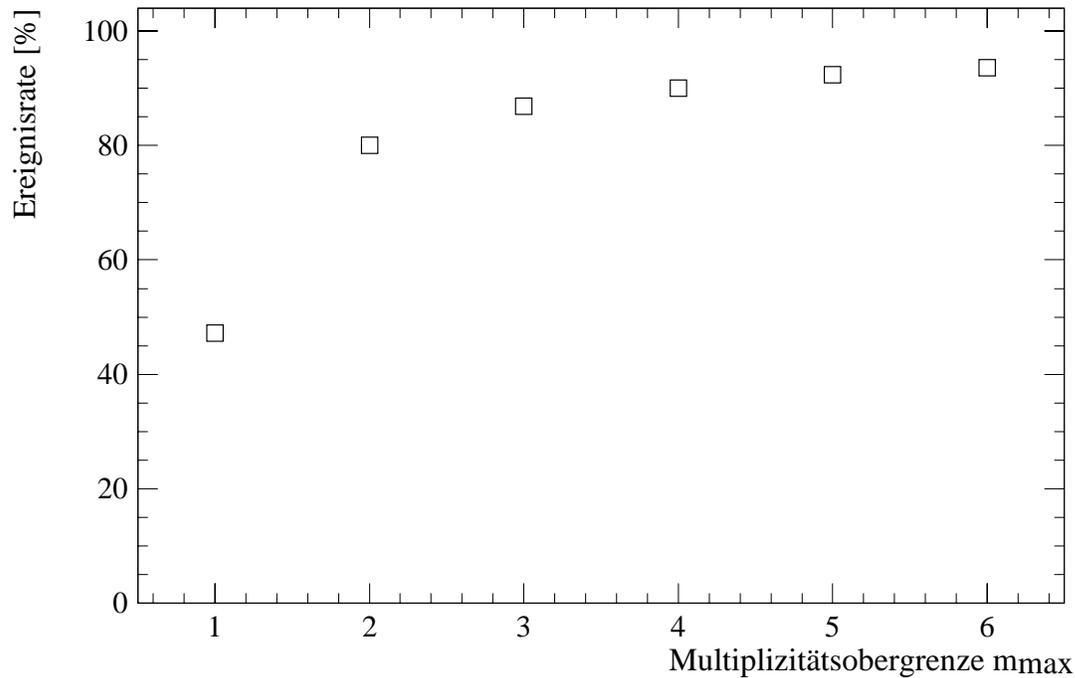


Abbildung 2.11: Anteil der durch die Forderung einer Multiplizitätsobergrenze selektierten Ereignisse. Die Wahl von $m_{max} = 3$ bildet ein Optimum zwischen Ereignisrate und Rekonstruierbarkeit.

- Es werden nur Ereignisse rekonstruiert, deren Multiplizität in allen Lagen kleiner oder gleich 3 ist:

Wie in Abschnitt 2.5 beschrieben sind die Multiplizitäten der Lagen im allgemeinen miteinander korreliert. Durch die Wahl einer globalen Multiplizitätsobergrenze werden daher fast ausschließlich Ereignisse verworfen, die in mehreren Lagen viele Einträge besitzen, und deshalb nicht rekonstruierbar sind.

Abb. 2.11 zeigt den Anteil der selektierten Ereignisse für Multiplizitätsobergrenzen im Bereich $1 \leq m_{max} \leq 6$. Die Werte gelten für die Bedingung, daß in jeder Doppellage mindestens ein Eintrag vorliegt entsprechend dem oben genannten Selektionskriterium. Bei der weiterhin festgelegten Multiplizitätsobergrenze $m_{max} = 3$ werden 87 % der Ereignisse erfaßt. Durch die Wahl einer höheren Obergrenze würde dieser Anteil nicht mehr wesentlich verbessert.

Kapitel 3

Ortsbestimmung und Spurrekonstruktion

Um den Aufbau als Teststand für Detektorelemente einsetzen zu können, muß eine möglichst genaue Rekonstruktion der Teilchenspuren erfolgen.

Dabei hängt die Ortsauflösung der Spurrekonstruktion wesentlich von der präzisen Kenntnis der Drahtpositionen ab. Für die Rekonstruktion müssen die Positionen der Drähte daher genügend genau ermittelt werden.

In Abschnitt 3.1 werden zunächst die Methoden zur Bestimmung der Drahtpositionen vorgestellt. Die Rekonstruktion der Teilchenspuren wird danach in Abschnitt 3.2 beschrieben.

3.1 Bestimmung der Drahtpositionen

Die für den Bau der H1-Streamerrohrkammern gegebenen Toleranzen lassen erwarten, daß die Drähte innerhalb der Profile bis zu $150\ \mu\text{m}$ von ihren Soll-Positionen abweichen [H1-87]. Die Position der Profile einer Kammer ist noch erheblich schlechter bestimmt. Sie sind nur lose durch die Umhüllung miteinander verbunden und in ihrer Position fixiert (vergl. Abschnitt 2.2.1).

Die Drähte beschreiben über ihre Gesamtlänge keine Gerade und sind nicht vollständig parallel orientiert.

Um die Positionen der Drähte korrekt zu beschreiben, müssen für jeden Draht die Koordinaten der beiden Drahtenden und einiger Punkte entlang des Drahtes bestimmt werden.

Für die bisherigen Untersuchungen wurden die acht Drähte eines Profils gemeinsam behandelt. Über ihre Abweichungen von der Soll-Position wurde gemittelt. Die Position eines Profils wird durch die vier Koordinaten seiner Eckpunkte beschrieben.

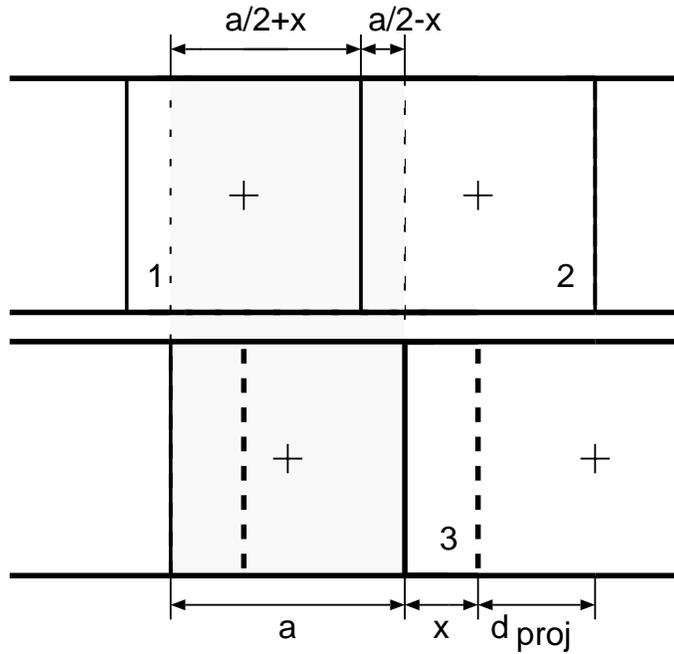


Abbildung 3.1: Schnitt durch eine Doppellage. Die gestrichelten Linien bezeichnen die Soll-Position von Zelle 3, die durchgezogenen Linien die Ist-Positionen. a beschreibt die Breite einer Zelle. Durch die Messung der Häufigkeiten, mit denen die Drahtkombinationen 1-3 bzw. 2-3 ansprechen, kann auf die horizontale Verschiebung x von der Soll-Position geschlossen werden. In der Soll-Position sind die Drahtebenen um $d_{proj} = a/2 = 0,5 \text{ cm}$ horizontal gegeneinander verschoben.

Die Bestimmung der Drahtpositionen erfolgte bisher in zwei Schritten. Zunächst wurden die Positionen der Drähte jeweils einer Doppellage, also zwei übereinander liegender Lagen gleicher Orientierung, relativ zueinander bestimmt. Unabhängig davon wurden die Positionen der vier Doppellagen gemessen.

3.1.1 Bestimmung der Drahtpositionen einer Doppellage

Wegen ihres geringen Abstands sind die Einträge der beiden Lagen einer Doppellage eng miteinander korreliert. Aufgrund der räumlichen Gleichverteilung der kosmischen Myonen kann die Korrelation auf einfache Weise für die Bestimmung der Positionen der Drähte zueinander ausgenutzt werden.

Die Ausgangslage ist in Abb. 3.1 der Anschaulichkeit halber für senkrechte Spuren skizziert. Die gestrichelten Linien bezeichnen die Soll-Position von Zelle 3, die durchgezogenen Linien die tatsächliche Lage der Zellen.

Mit P_1 wird die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, daß in einem Ereignis genau die

Drähte 1 und 3 ansprechen, mit P_2 die Wahrscheinlichkeit, daß genau die Drähte 2 und 3 ansprechen. Aufgrund der Gleichverteilung entspricht der Quotient dieser Wahrscheinlichkeiten dem Quotienten der überdeckten Volumina, also:

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{\frac{a}{2} + x}{\frac{a}{2} - x}$$

Um dieses Ergebnis auf alle Winkel verallgemeinern zu können, wird die Winkelverteilung der Spuren berücksichtigt. P_1 und P_2 werden durch Abzählen der Eintragskombinationen über viele Ereignisse aus den Daten bestimmt. Damit kann auf den horizontalen Versatz x von der Soll-Lage geschlossen werden:

$$x = \frac{a P_1 - P_2}{2 P_1 + P_2}$$

Auf diese Weise wurde die Position der Drähte aller Doppellagen bestimmt. Dabei wurden – wie erwähnt – immer acht Drähte eines Profils gemeinsam behandelt. Die Genauigkeit, mit der der relative horizontale Ort der Profile zueinander bestimmt wurde, beträgt $400 \mu m$. Dieser Wert wird durch die für den Bau der Kammern gegebenen Toleranzen sowie die nicht parallele Ausrichtung der Kammern einer Doppellage bestimmt. Er kann dadurch verbessert werden, daß nicht mehr die Profilpositionen, sondern die Einzeldrahtpositionen berechnet und beschrieben werden.

Die soeben beschriebene Methode hat den Vorteil, daß man die Positionen der Drähte erhält, ohne daß dazu die Rekonstruktion der Teilchenspuren notwendig ist. Dabei werden die Drähte näherungsweise als parallel und gerade angenommen. Um Aufschluß darüber zu erhalten, an welchen Stellen die Drähte nicht parallel ausgerichtet sind, ist die Spurrekonstruktion allerdings unverzichtbar.

3.1.2 Positionsbestimmung der Doppellagen

Zur Bestimmung der Positionen der Doppellagen wurde der in Abschnitt 5.3.3 beschriebene Channelling-Effekt am Spaghetti-Kalorimeter ausgenutzt. Unter Channelling versteht man die Winkelabhängigkeit des Ansprechverhaltens des Kalorimeters. Durch diesen Effekt ist es möglich, Winkel mit einer Genauigkeit von $\sigma_\theta = 0,5^\circ$ zu messen. Der große vertikale Abstand zwischen den oberen und unteren Doppellagen einer Drahtorientierung bringt es mit sich, daß die Position der Doppellagen mit dieser Methode nur auf etwa $5 mm$ genau bestimmt werden kann.

Durch Messungen mit einem Senklot konnte eine größere Genauigkeit von etwa $2 mm$ erreicht werden.

Für die Messung winkelabhängiger Effekte und Inhomogenitäten am Kalorimeter ist diese Auflösung ausreichend.

Soll der Ort der Teilchenspur im gesamten Testvolumen mit höherer Genauigkeit bekannt sein, so müssen andere Methoden angewandt werden. Der derzeitige provisorische Aufbau ist mechanisch nicht steif genug, um die Anwendung aufwendigerer Methoden für die genauere Bestimmung der Doppellagenpositionen gerechtfertigt erscheinen zu lassen. Das große spezifische Gewicht der Kalorimeter-Module hat zur Folge, daß die Drahtpositionen nach jedem Kalorimeterwechsel neu bestimmt werden müssen. Eine genauere Bestimmung der Drahtpositionen kann dadurch erfolgen, daß jeweils für eine Lage von der rekonstruierten Spur anhand der Driftzeit auf die Position des Drahtes geschlossen wird. Diese Methode wurde für den vorgestellten Teststand bisher nicht angewandt.

Die im weiteren Verlauf der Untersuchung auftretenden Angaben zur Ortsauflösung geben die relative Genauigkeit an, mit der der Ort der Teilchenspur bezogen auf die Positionen der Doppellagen bekannt ist.

3.2 Spurrekonstruktion

3.2.1 Rekonstruktion anhand der Drahtadresse

Die Rekonstruktion der Teilchenspur erfolgt anhand der Information über die Adresse der angesprochenen Drähte. Aus der Drahtadresse wird auf die Koordinaten der jeweiligen Drähte geschlossen. Die Drahtkoordinaten sind profilweise in einer Datei gespeichert.

Für die Streamerrohre in x - und y -Richtung getrennt wird jeweils diejenige Gerade bestimmt, für die die Summe der Abstandsquadrate zu den Einträgen minimal wird (Methode der kleinsten Quadrate).

Für den Fall, daß mehrere Drähte einer Lage Einträge aufweisen, wird für jede Orientierung derjenige Draht mit Eintrag bestimmt, der den größten Abstand zur rekonstruierten Spur hat. Der zu diesem Draht gehörige Eintrag wird verworfen und die Gerade ohne diesen Eintrag erneut berechnet.

Der Vorgang wird solange iteriert, bis nur noch einzelne oder zwei benachbarte Einträge pro Lage für die Rekonstruktion der Geraden berücksichtigt werden.

Die Spur wird durch zwei Geradengleichungen für die beiden Orientierungen beschrieben. Die Spurparameter bestehen aus zwei Koordinaten, x_0 und y_0 bei $z = 0$, und zwei Steigungen, x' und y' .

3.2.2 Genauigkeit der Rekonstruktion

Im folgenden soll die durch dieses Rekonstruktionsverfahren erreichbare Ortsauflösung abgeschätzt werden. Dazu wird der Idealfall betrachtet, in dem die Drähte sich genau auf ihren Soll-Positionen befinden und das Myon senkrecht einfällt.

Pro Lage soll außerdem nur ein Eintrag vorliegen. Diese Annahme gilt für etwa 50% der Ereignisse (vergl. Abb. 2.11). Die Ortsauflösung für senkrechte Spuren hängt dann von dem aus der Senkrechten projizierten Abstand $d_{proj} = 0,5 \text{ cm}$ der Drähte zueinander ab (vergl. Abb. 3.1). Er entspricht genau einer halben Zellenbreite.

Wegen der räumlichen Gleichverteilung der kosmischen Myonen gilt:

$$\sigma_x^2 = \frac{1}{0,5 \text{ cm}} \int_{-0,25 \text{ cm}}^{0,25 \text{ cm}} x^2 dx - \bar{x}^2 \quad \Rightarrow \quad \sigma_x = \frac{1}{2\sqrt{12}} \text{ cm} \approx 0,14 \text{ cm}.$$

Dieser Wert stellt eine untere Grenze für die ohne Driftzeitmessung erreichbare Ortsauflösung des Aufbaus dar. Die Winkelauflösung des Aufbaus berechnet sich daraus zu $\sigma_\theta = 0,15^\circ$.

3.2.3 Driftzeitoptimierte Rekonstruktion

Ist die Driftgeschwindigkeit bekannt, so läßt sich aus der Messung der Zeit zwischen dem Durchgang des Teilchens durch die Szintillationszähler und der Ankunft des Streamersignals am Draht auf den Abstand der Spur vom Draht zurückschließen. Die Beziehung zwischen Abstand und Driftzeit wird in Kapitel 4 ausführlich behandelt. Es zeigt sich, daß die Annahme einer konstanten Driftgeschwindigkeit für die Spurrekonstruktion gerechtfertigt ist.

Die Rekonstruktion der Spur kann nicht ausschließlich anhand der Zeitinformation erfolgen, weil die Zeitsignale nicht eindeutig einem Draht zugeordnet werden können (vergl. Abschnitt 2.3).

Daher wird zunächst die oben beschriebene Rekonstruktion anhand der Drahtadresse durchgeführt. Die dabei selektierten gültigen Einträge sowie die Steigungsparameter x' und y' werden dem weiteren Verfahren zugrundegelegt.

Aus den Driftzeiten kann auf den Abstand der Spur vom bereits selektierten Draht geschlossen werden. Die Teilchenspur bildet eine Tangente an diesem Kreis (siehe Abb. 3.2). Mit Hilfe des Steigungsparameters der jeweiligen Projektion x' oder y' können zwei mögliche Punkte des Kreises als mögliche Orte der Teilchenspur bestimmt werden. Die Koordinaten dieser beiden Orte werden als Orte von Einträgen betrachtet.

Die Rekonstruktion erfolgt anhand dieser modifizierten Eintragkoordinaten wie oben: Es wird eine Gerade an die Einträge angepaßt. Der am weitesten von der rekonstruierten Spur entfernte Eintrag wird verworfen, danach wird neu rekonstruiert. Dies wird iterativ solange fortgeführt, bis nur noch genau ein Eintrag pro Lage für die Rekonstruktion der Spur berücksichtigt wird. Die Spur wird weiterhin durch vier Spurparameter beschrieben. Zudem ist die Summe der Abstandskvadratur für beide Orientierungen gegeben. Die Quadratwurzel dieser Größe wird im folgenden als Fehler bezeichnet.

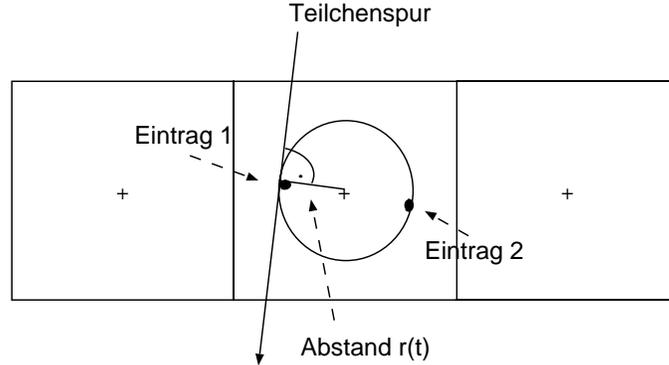


Abbildung 3.2: Zur Driftzeitkorrektur der Spurrekonstruktion. Es wird angenommen, daß die Elektronen entlang des kürzesten Abstands zwischen Spur und Draht driften. Der Abstandsvektor $\vec{r}(t)$ steht senkrecht auf Spur und Draht.

Die Verteilung der Fehler ist in Abb. 3.3 aufgetragen. Die Selektion der Ereignisse fand entsprechend den in Abschnitt 2.6 beschriebenen Kriterien statt. In keiner Lage liegen mehr als drei Einträge vor und in jeder Doppellage hat mindestens ein Draht angesprochen. Für alle Drähte sind die Driftzeiten bekannt. Der Mittelwert der Fehlerverteilung gibt ein Maß für die Ortsauflösung des Aufbaus an. Er liegt bei $400 \mu m$.

Die Wahl einer kleineren Multiplizitätsobergrenze als Selektionskriterium ändert die Form und den Mittelwert der Verteilung nicht.

Die auf diese Weise ermittelte Ortsauflösung kann mit der im vorigen Abschnitt berechneten Genauigkeit für die Spurrekonstruktion ohne Driftzeitinformation von $1,4 mm$ verglichen werden.

Mit $400 \mu m$ entspricht die Ortsauflösung des Aufbaus der Genauigkeit, mit der die Drahtpositionen bekannt sind (vergl. Abschnitt 3.1.1). Letztere bildet eine untere Grenze für die erreichbare Ortsauflösung. In Kapitel 4 wird gezeigt, daß eine genauere Bestimmung der Drahtpositionen eine weitere Verbesserung der Ortsauflösung ermöglichen wird (vergl. Abschnitt 4.5).

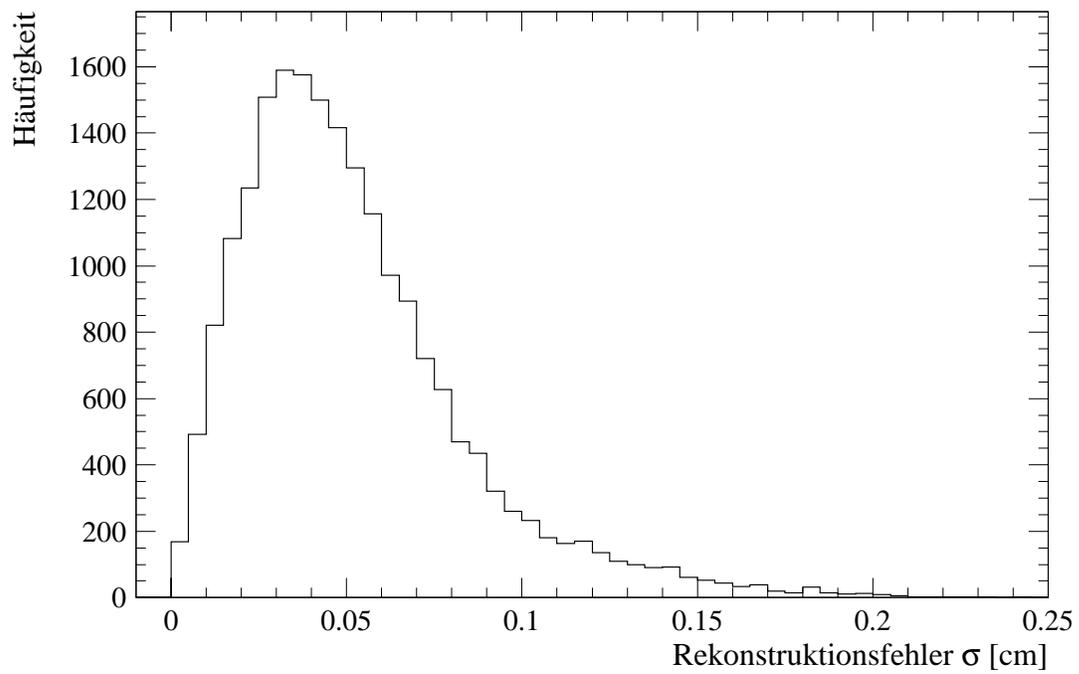


Abbildung 3.3: Fehlerverteilung der Spurrekonstruktion bei Berücksichtigung der Driftzeitmessung. Der Mittelwert der Verteilung gibt Aufschluß über die Ortsauflösung des Aufbaus. Sie beträgt etwa $400 \mu\text{m}$.

Kapitel 4

Untersuchung der Drifteigenschaften

Bei der Spurrekonstruktion, die in Kapitel 3 beschrieben wurde, wird von der gemessenen Driftzeit t in einer Zelle auf den Abstand r der Teilchenspur vom Signaldraht in dieser Zelle geschlossen. Die Beziehung zwischen Driftstrecke und Driftzeit wird durch die Driftgeschwindigkeit beschrieben. Es gilt

$$r(t) = v_{Drift} \cdot t.$$

Es ist ein experimenteller Befund, daß die Driftgeschwindigkeit auf der Driftstrecke innerhalb einer Zelle der Streamerrohrkammern bei der Verwendung von Standardgas näherungsweise konstant ist. Für die folgenden Untersuchungen soll deshalb zunächst der Ansatz $v_{Drift} = const.$ gelten.

4.1 Erwartete Driftzeitverteilung

Um die erwartete Driftzeitverteilung zu berechnen, wird die räumliche Gleichverteilung der kosmischen Myonen innerhalb einer Zelle zugrunde gelegt. Zudem wird der quadratische Querschnitt der Zellen sowie die Winkelverteilung der kosmischen Myonen ($\propto \cos^2 \theta$) berücksichtigt. Die Tatsache, daß nur die jeweils erste Driftzeitinformation eines Profils ausgelesen wird (vergl. Abschnitt 2.3.3), wirkt sich ebenfalls auf die Form der Driftzeitverteilung aus.

In Abb. 4.1 sind erwartete Driftstreckenverteilungen für drei Fälle gezeigt, bei denen die Driftzeitinformationen verschiedener Drähte auf unterschiedliche Weise ausgelesen werden. Unter der Annahme konstanter Driftgeschwindigkeit ist die Driftzeit proportional zur Driftstrecke. Die Verteilung der Driftzeiten läßt sich an der Skala ablesen, die an der oberen Seite der Abbildung eingezeichnet ist. Zur Bestimmung dieser Skala wurde der Wert von $56\mu m$ für die Driftgeschwindigkeit verwendet. Dieser Wert wird in den Abschnitten 4.2 und 4.3 anhand von Daten bestimmt.

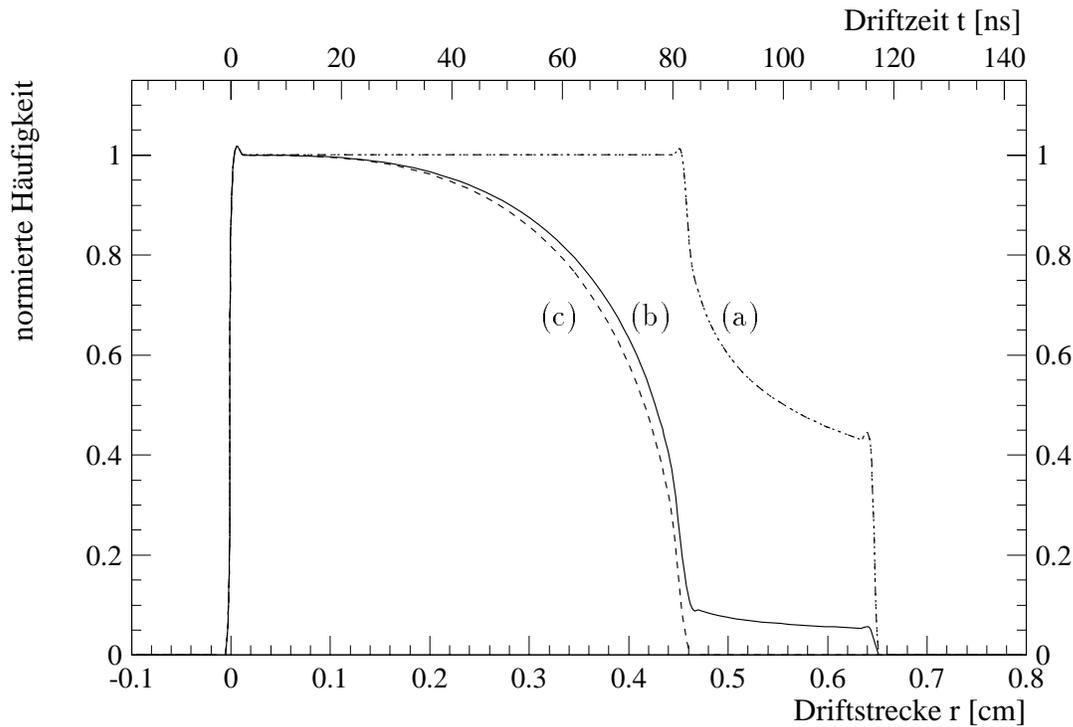


Abbildung 4.1: Berechnete Driftstreckenverteilung für $v_{drift} = const.$

- a) Bei Messung der Driftzeiten für alle Drähte,
- b) bei Messung der kürzesten Driftzeit für acht Drähte,
- c) bei Messung der kürzesten Driftzeit für ∞ viele Drähte.

Anhand der oberen Skala kann die Driftzeitverteilung abgelesen werden.

- a) Die Punkt–Strich–Linie gibt die Driftstreckenverteilung für den Fall an, daß die Driftzeiten für alle Drähte einzeln bekannt sind. Teilchenspuren mit einem Abstand zum Draht von $r < 0,45\text{ cm}$ erzeugen dann eine Gleichverteilung. Für $r > 0,45\text{ cm}$ nimmt, bedingt durch die quadratische Geometrie der Zellen, die Häufigkeit mit zunehmendem r ab. Diese großen Driftstrecken treten nämlich nur dann auf, wenn die Teilchenspur durch den Eckbereich einer Zelle führt (vergl. Abb. 4.2(a)).
- b) Die durchgezogene Linie in Abb. 4.1 zeigt die erwartete Verteilung für den Fall, daß nur die kürzeste Driftzeit von jeweils 8 Drähten gemessen wird. Im Bereich $r < 0,45\text{ cm}$ nimmt die Häufigkeit mit steigenden r ab, weil die jeweils größere Driftzeit einer Spur, die zwei Zellen durchquert (vergl. Abb. 4.2(b)), nicht gemessen wird. Zeiten, die einem Abstand von $r \geq 0,45\text{ cm}$ entsprechen, werden nur gemessen, falls die Teilchenspur durch eine Ecke einer äußeren Zelle eines Profils führt. Die erwartete Häufigkeit beträgt daher in diesem Bereich ein Achtel der Häufigkeit der in a) beschriebenen Einzeldrahtverteilung.
- c) Nimmt man an, daß von unendlich vielen nebeneinander liegenden Drähten nur

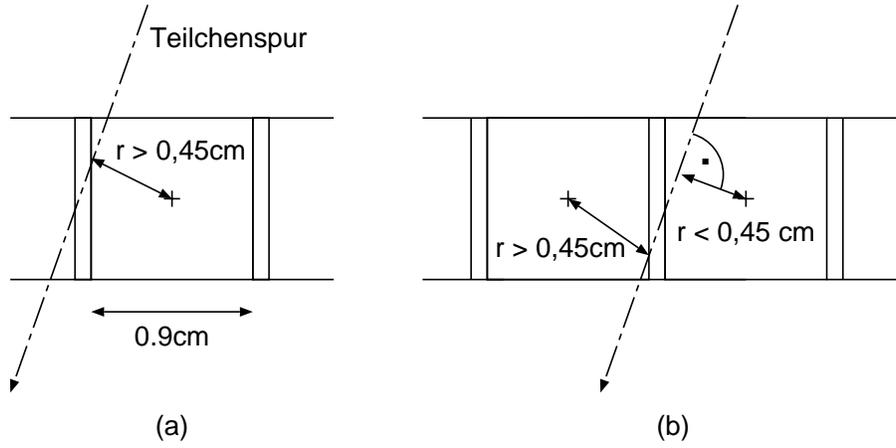


Abbildung 4.2: a) Aufgrund der Kammergeometrie kommen Teilchenspuren mit einem Drahtabstand $r > 0,45 \text{ cm}$ nur dann vor, wenn sie eine Ecke der Zelle durchqueren.

b) Durchläuft die Teilchenspur zwei Zellen, so wird nur die kürzere Driftzeit gemessen. Messungen mit $r(t) > 0,45 \text{ cm}$ werden deshalb unterdrückt.

die kürzeste Driftzeit gemessen wird, so werden die zu Abständen $r > 0,45 \text{ cm}$ gehörigen Driftzeiten vollständig unterdrückt (gestrichelte Linie) [SCH94].

4.2 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Im folgenden wird die Driftgeschwindigkeit anhand von Daten bestimmt. Dazu wird in diesem Abschnitt eine Methode verwendet, bei der die Driftzeitverteilung nach t integriert wird. Sie geht von folgendem Ansatz aus:

Die Gleichverteilung der kosmischen Myonen wird beschrieben durch

$$\frac{dN}{dr} = k. \quad (4.1)$$

Dabei ist dN die Anzahl von kosmischen Myonen, die das Abstandsintervall $[r, r + dr]$ pro Zeiteinheit durchqueren. Durch Anwendung der Kettenregel, $\frac{dN}{dt} \frac{dt}{dr} = k$, folgt daraus

$$r(t) = \frac{1}{k} \int_{t_0}^t dt' \frac{dN}{dt'}. \quad (4.2)$$

Die Bestimmung von t_0 erfolgt über die Bedingung $r(t = 0) = 0$. Betrachtet man ausschließlich Spuren, die die Zelle vertikal durchqueren, so ergibt sich k durch den Draht-Wand-Abstand

$$r(t_{max}) = r_{max} = 0,45 \text{ cm}. \quad (4.3)$$

In Abb. 4.3a) ist eine Driftzeitverteilung eines einzelnen Profils für senkrechte Spuren gezeigt. Dabei werden solche Spuren als senkrecht bezeichnet, deren Einfallswinkel

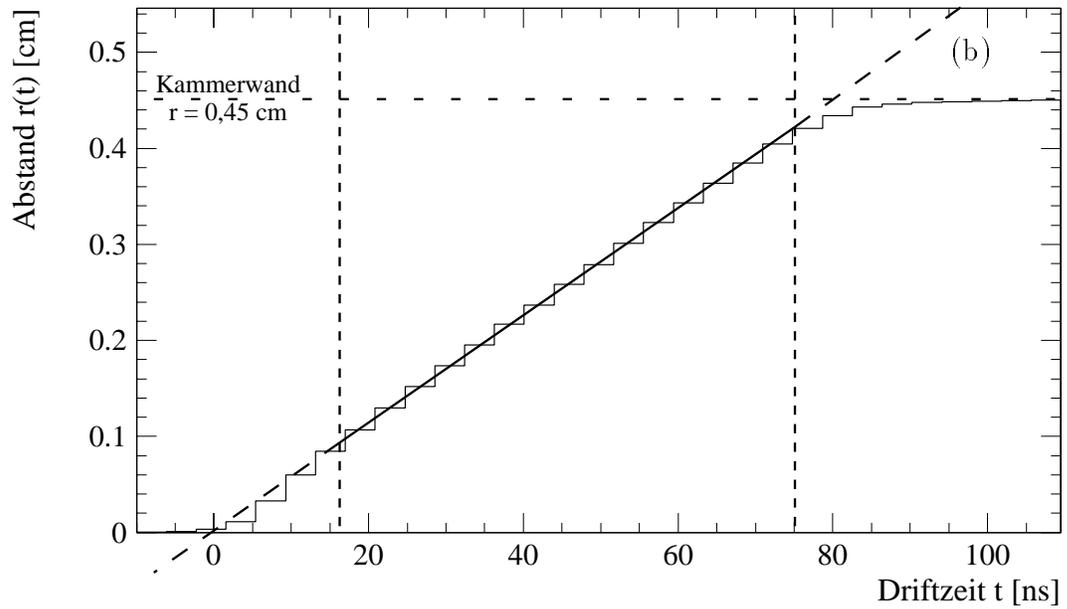
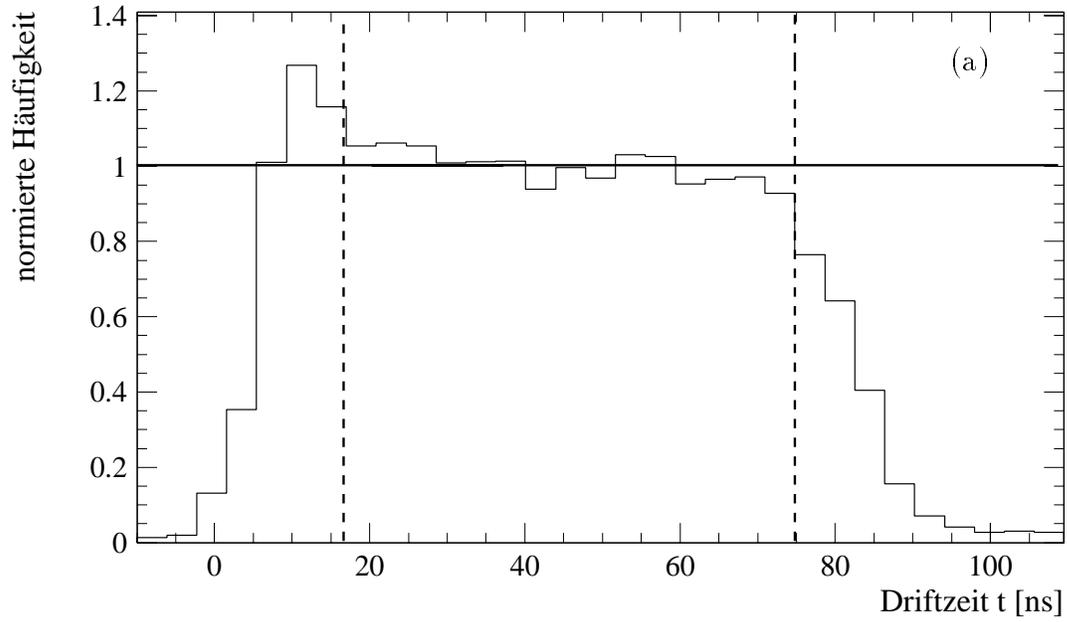


Abbildung 4.3: a) Normierte Driftzeitverteilung dN/dt für senkrechte Spuren. Der Bereich $17 \text{ ns} \leq t \leq 75 \text{ ns}$ wird benutzt, um die Verteilung durch eine Konstante zu nähern.
 b) Integrierte Driftzeitverteilung $r(t)$. Die Kammerwand befindet sich bei $r = 0,45 \text{ cm}$.

in einem Bereich von $\theta < 1^\circ$ um die Vertikale liegt. Die Verteilung besitzt einen in erster Näherung konstanten Bereich zwischen 17 ns und 75 ns , der dazu benutzt wird, die Driftgeschwindigkeit zu bestimmen.

Die Integration der Driftzeitverteilung dN/dt gemäß Gleichung 4.2 ergibt die in Abb. 4.3b) gezeigte Verteilung $r(t)$. Die Steigung r/t der angepaßten Geraden entspricht der Driftgeschwindigkeit. Sie beträgt

$$v_{Drift} = 56,4 \pm 0,7 \frac{\mu m}{ns}.$$

Die Fehlerangabe beschreibt die durch das Anpassen der Geraden gegebene Ungenauigkeit.

In der Näherung konstanter Driftgeschwindigkeit wird der für den Bereich $17\text{ ns} \leq t \leq 75\text{ ns}$ ermittelte Wert auf alle Driftzeiten t verallgemeinert.

4.3 Korrelation der Driftzeiten

Die Driftzeiten t_1 und t_2 unmittelbar übereinanderliegender Profile gleicher Drahtorientierung sind wegen des geringen vertikalen Abstands der Lagen von $1,9\text{ cm}$

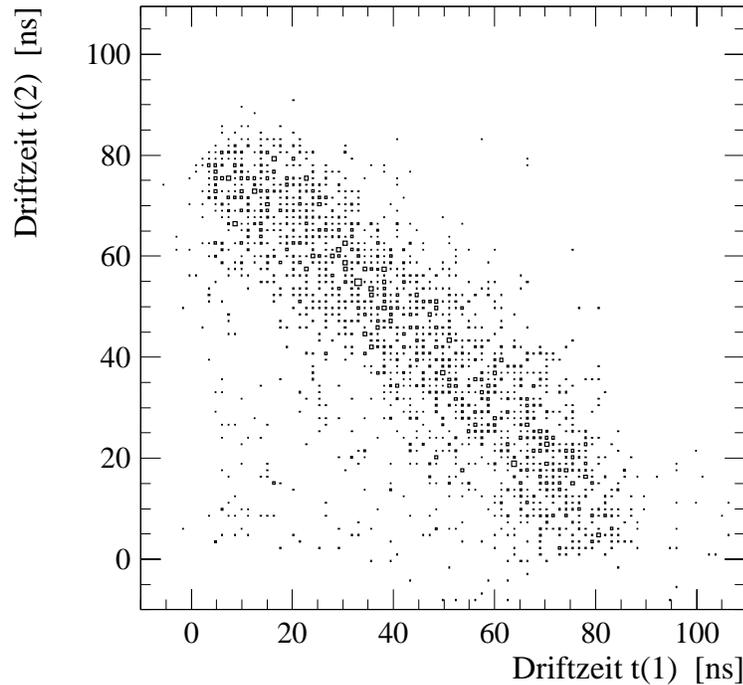


Abbildung 4.4: Die Driftzeiten t_1, t_2 übereinanderliegender Lagen gleicher Drahtorientierung sind durch die Beziehung $t_1 + t_2 = const.$ miteinander korreliert.

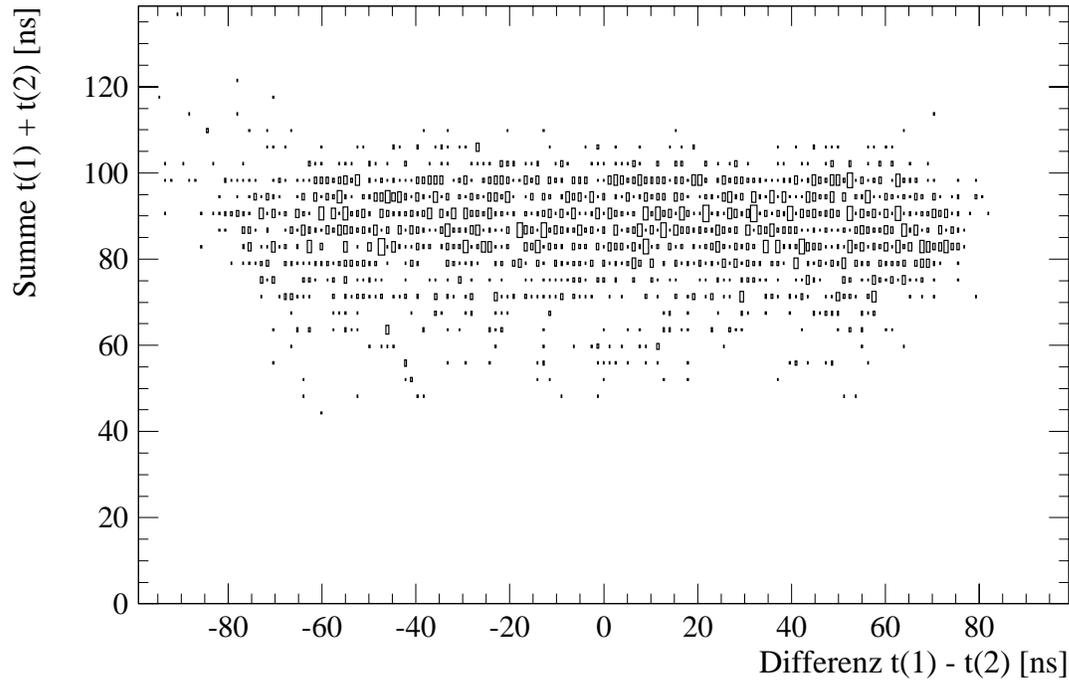


Abbildung 4.5: Korrelation der Driftzeitensumme $t_1 + t_2$ mit der Driftzeitendifferenz $t_1 - t_2$.

eng miteinander korreliert. Aufgrund des horizontalen Versatzes der übereinanderliegenden Profile von $0,5\text{ cm}$ quer zur Drahrichtung gilt für senkrechte Spuren in der Näherung konstanter Driftgeschwindigkeit $t_1 + t_2 = \text{const.}$

Durch die Korrelation der Driftzeiten ist eine weitere Methode zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und zur Abschätzung der Abweichungen der Drähte von ihren Soll-Positionen gegeben.

In Abb. 4.4 sind die Driftzeiten t_1 und t_2 gegeneinander aufgetragen. Dabei wurden nur Ereignisse berücksichtigt, deren Spuren in einem Winkelbereich von $\theta < 0,25^\circ$ liegen.

Man erkennt eine deutliche Korrelation der Form $t_1 + t_2 = 90\text{ ns}$, entsprechend der Erwartung.

Die Abbildung weist aber auch Ereignisse auf, für die t_1 und t_2 nicht korreliert sind. Die Driftzeitensumme dieser Ereignisse ist sehr viel kleiner als 90 ns . Dagegen besitzen nur wenige Ereignisse eine Driftzeitensumme, die erheblich größer als 90 ns ist.

Dieser Effekt kann durch δ -Elektronen verursacht werden. Durch δ -Elektronen können freie Ladungsträger in größerem Abstand von der Teilchenspur erzeugt werden. In diesem Fall können in einem Ereignis in der gleichen Zelle mehrere Streamer auftreten. Selbst wenn nur ein Streamer entsteht, kann die Driftzeit zum Zählrohr kürzer sein als die von der Teilchenspur erforderliche Driftzeit.

Die Meßapparatur mißt pro Ereignis nur den ersten Streamer einer Zelle. Falls der durch ein δ -Elektron erzeugte Streamer den Signaldraht früher erreicht als der

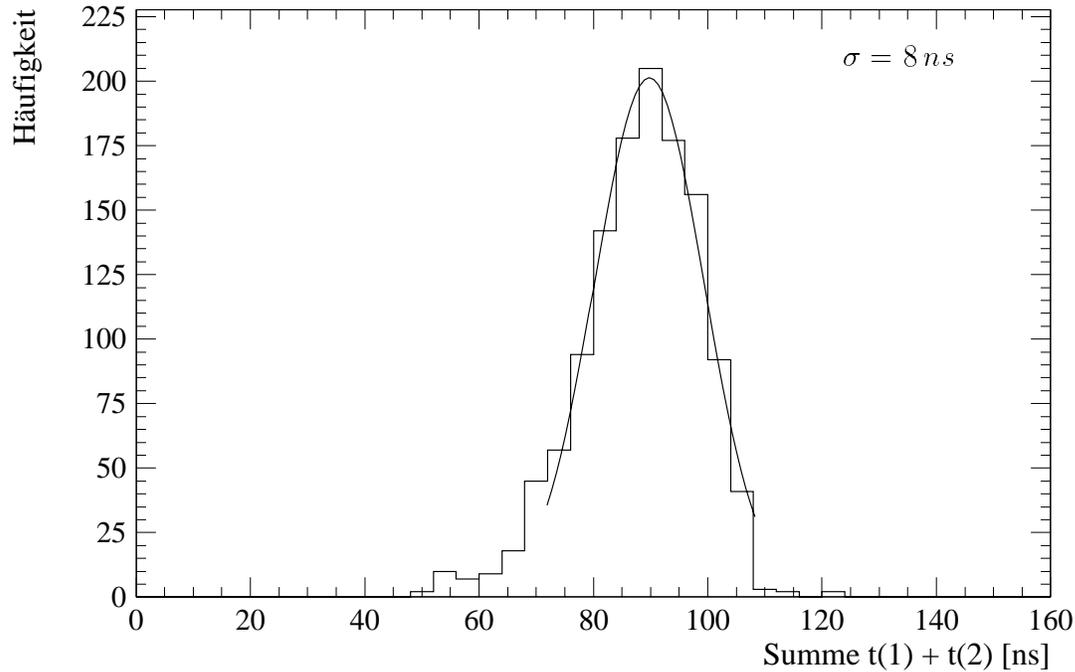


Abbildung 4.6: Verteilung der Driftzeitsummen zweier übereinanderliegender Profile für senkrechte Spuren. Die Verteilung bildet die Projektion von Abb. 4.5. Die eingezeichnete Kurve ist eine Gaußverteilung mit $\sigma = 8 \text{ ns}$.

durch das Myon ausgelöste, so wird eine kleine Driftzeit gemessen, die nicht mit der Driftzeit der benachbarten Lage korreliert ist. Erreicht umgekehrt der vom Myon erzeugte Streamer den Draht zuerst, dann werden korrelierte Driftzeiten gemessen. Dies erklärt, warum kaum unkorrelierte Driftzeiten gemessen werden, deren Driftzeitsumme größer als 90 ns ist.

Driftzeiten, die unkorreliert sind, führen zu einem großen Fehler (Summe der Abstandsquadrate) in der Rekonstruktion. Solche Ereignisse können daher ausgeschlossen werden, indem zusätzlich eine Obergrenze am Fehler der Spurrekonstruktion von $\sigma_x < 800 \mu\text{m}$ gefordert wird (vergl. Abschnitt 3.2.3).

Unter dieser zusätzlichen Bedingung ist in Abb. 4.5 die Summe $t_1 + t_2$ der beiden Driftzeiten gegen ihre Differenz $t_1 - t_2$ aufgetragen. Die Ereignisse mit kleinen Driftzeiten in beiden Lagen treten hier nicht auf. Die Summe der Zeiten beträgt mindestens 50 ns .

Im Bereich konstanter Driftgeschwindigkeit, also für $17 \text{ ns} \leq t_1, t_2 \leq 75 \text{ ns}$ ergibt sich die in Abb. 4.6 gezeigte Verteilung der Driftzeitsumme. Die Abbildung stellt die Projektion von Abb. 4.5 dar.

Die Verteilung bietet eine zweite, unabhängige Methode zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit. Berücksichtigt man den Drahtradius von $50 \mu\text{m}$, so gilt nämlich für die Driftgeschwindigkeit:

$$v_{\text{Drift}} = \frac{d_{\text{proj}} - r_{\text{Draht}}}{(t_1 + t_2)},$$

wobei d_{proj} den horizontalen Versatz der Lagen beschreibt (vergl. Abb. 3.1). Damit ergibt sich für die Driftgeschwindigkeit ein Wert von

$$v_{Drift} = 55 \pm 1 \frac{\mu m}{ns}.$$

Die Fehlerangabe berücksichtigt die Genauigkeit, mit der der Mittelwert der Verteilung bestimmt worden ist. Hierbei spielt die Bestimmung der Zeitnullpunkte t_0 der beiden Driftzeitmessungen eine wesentliche Rolle. Das Ergebnis steht in sehr guter Übereinstimmung mit dem im letzten Abschnitt ermittelten Wert für die Driftgeschwindigkeit.

Die Streuung der Driftgeschwindigkeit um ihren Mittelwert beträgt $\sigma_v = 4 \mu m/ns$. Sie ist aus der Breite der Verteilung $\sigma = 8 ns$ zu erschließen. Diese wird durch verschiedene Einflüsse bedingt, die hier kurz aufgelistet werden sollen.

- a) Für die Verteilung sind Spuren eines Winkelbereichs $\theta < 0,25^\circ$ zugelassen. Aus diesem Grund erwartet man für die Breite der Verteilung einen Wert von etwa $\sigma_{rek} = 2,5 ns$.
- b) Besonders kleine oder große Driftzeitsummen werden sich außerdem ergeben, wenn die mittlere Driftgeschwindigkeit in einem Ereignis von ihrem Mittelwert abweicht. Die Abweichung entsteht durch die Vielfachstreuung der Streamerelektronen untereinander und mit den Gasmolekülen, die als Diffusion bezeichnet wird. Durch Diffusion wird die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im elektrischen Feld um ihren Mittelwert verschmiert. Der daraus resultierende Fehler der Ortsrekonstruktion ist proportional zur Quadratwurzel der Driftstrecke. Bei einer mittleren Driftstrecke in den Streamerrohrkammern von $\bar{r} = 2,5 mm$ ist sein Einfluß im Vergleich zu anderen Ungenauigkeiten klein. Seine Größenordnung liegt bei $\sigma_{diff} = 0,5 ns$ [SAU77].
- c) Ein Fehler einer ähnlich kleinen Größe ergibt sich durch die Zeitauflösung der Meßgeräte von etwa $\sigma_t = 1 ns$.
- d) Die Abweichungen der Drähte von der angenommenen Position bewirken ebenfalls eine Schwankung der Driftzeitsumme. Sie bilden den wesentlichen Beitrag zur Breite der Verteilung.

Die Abweichung der Drahtpositionen eines Profils kann nun anhand der Breite der Driftzeitsummenverteilung abgeschätzt werden. Wegen der Unabhängigkeit der Beiträge addieren sich die Werte quadratisch.

$$\sigma_{ges}^2 = \sigma_{Profil}^2 + \sigma_{rek}^2 + \sigma_{diff}^2 + \sigma_t^2.$$

Damit berechnen sich die Abweichungen der Drähte eines Profils zu $\sigma_{Profil} = 7,5 ns$ entsprechend $400 \mu m$. Dieses Ergebnis bestätigt den in Abschnitt 3.1.1 bei der Bestimmung der Drahtpositionen ermittelten Wert.

4.4 Abbildung der Kammerwände

Mit Hilfe der Driftzeitinformation läßt sich die innere Geometrie der Streamerrohrkammern abbilden, ohne daß dafür eine Spurrekonstruktion durchgeführt werden muß. Teilchenspuren, die eine Kammerwand durchqueren, lösen in der betreffenden Lage keinen Streamer aus. In diesem Abschnitt werden Ereignisse selektiert, bei denen in der oberen Lage einer Doppellage keine Einträge vorliegen. In der darunterliegenden benachbarten Lage wird die Driftzeit für eine einzelne Zelle gemessen. Aus der Verteilung der Driftzeiten wird auf die Position und Breite der darüberliegenden Kammerwand geschlossen.

Die Betrachtung wird anhand von Abb. 4.7 graphisch verdeutlicht. Der aus dem Einfallswinkel projizierte Wandquerschnitt bestimmt die Breite der Driftzeitverteilung. Sie wird für senkrechte Spuren maximal.

Die in Abb. 4.8a) gezeigte Driftzeitverteilung für eine einzelne Zelle wurde unter der angegebenen Selektionsbedingung erzeugt. Der Winkelbereich der Spuren wurde auf $\theta < 0,5^\circ$ um die Senkrechte beschränkt. Aufgrund der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern (vergl. Abb. 2.4.1) erfüllen nur wenige Ereignisse diese

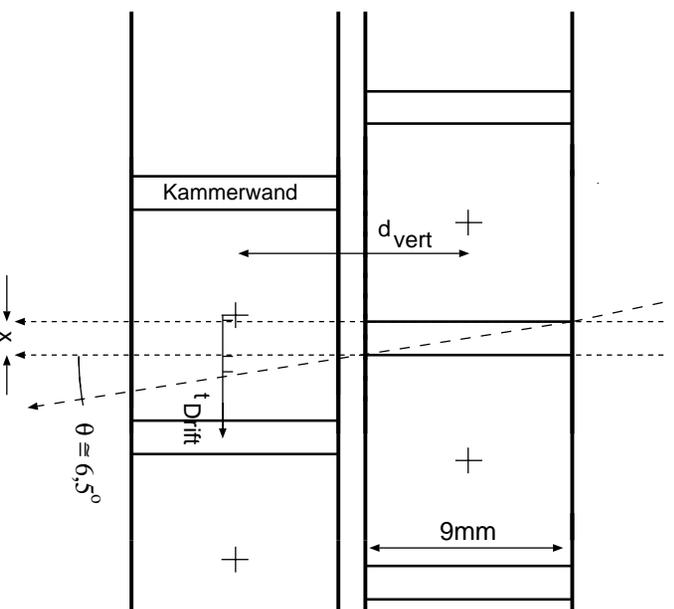


Abbildung 4.7: Zur Abbildung der Kammerwände. Senkrechte Spuren, die die Kammerwand der oberen Lage durchqueren, erzeugen in der unteren Lage eine Driftzeitverteilung, deren Breite Rückschluß auf die Breite der Kammerwand zuläßt.

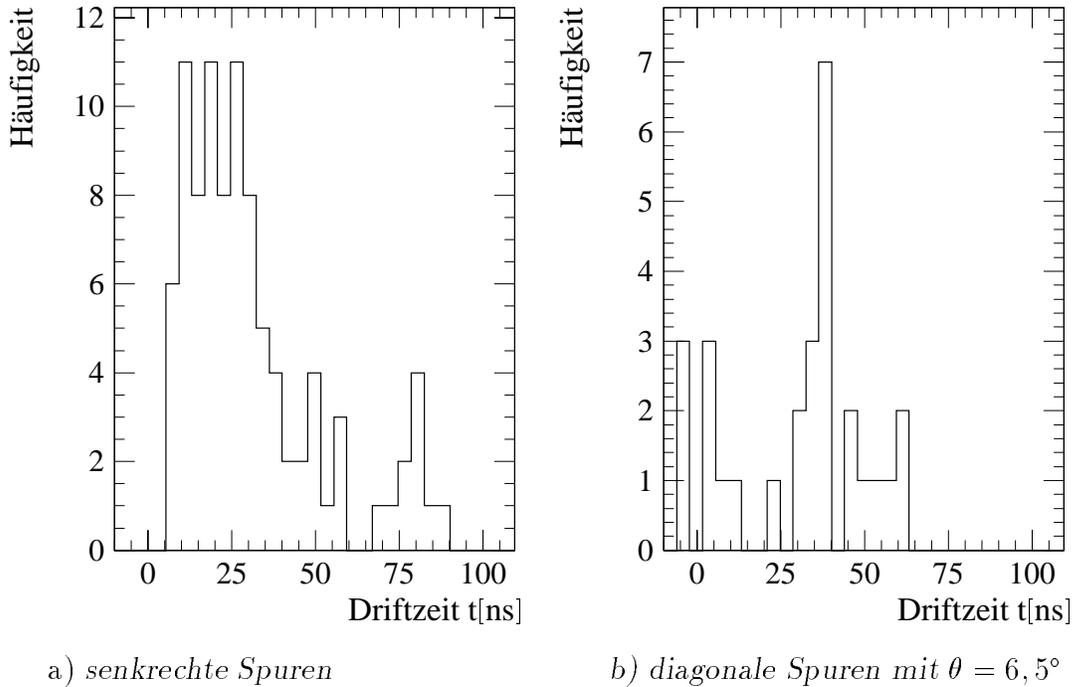


Abbildung 4.8: Driftzeitverteilungen für Ereignisse, bei denen kein Eintrag in der unmittelbar benachbarten Lage vorliegt. Die Verteilungen erlauben den Rückschluß auf die Lage und Dicke der Kammerwände.

Selektionsbedingungen. Die Breite der Verteilung in Abb. 4.8a) beträgt etwa 25 ns . Daraus läßt sich eine Wanddicke von etwa $1,3\text{ mm}$ abschätzen.

Läßt man Spuren unter einem Winkel zur Senkrechten zu, so wird die Breite der Driftzeitverteilung kleiner und ihre Position verlagert sich. Für Spuren, die die Kammerwand genau diagonal durchqueren, erwartet man, daß die Breite der Driftzeitverteilung minimal wird. Diese Verteilung ist in Abb. 4.8b) gezeigt. Der Einfallswinkel der Spuren beträgt hier $\theta = 6,5^\circ$. Die Verteilung liegt bei etwa 35 ns . Sie ist erwartungsgemäß zu größeren Driftzeiten hin verschoben. Die Verschiebung liefert ein Maß für den vertikalen Abstand der Lagen. Er beträgt im gezeigten Fall $1,3\text{ mm}$ (vergl. Abb. 4.7). Aus der Höhe der Kammerwände von 9 mm und dem Einfallswinkel θ läßt sich die Dicke der Kammerwand zu $1,1\text{ mm}$ bestimmen. Bei weiterer Vergrößerung des Einfallswinkels erhält man eine von der Nachweiswahrscheinlichkeit der Kammern bestimmte Gleichverteilung der Einträge.

Es ist gezeigt worden, daß die Abbildung der Kammerwände eine weitere Methode für die Bestimmung der relativen Positionen der Drähte liefern kann (vergl. Abschnitt 3.1.2). Sind umgekehrt die Drahtpositionen genau bekannt, so können Abweichungen der Kammerwände von der erwarteten Position mit diesem Verfahren

bestimmt werden. Bei Variation des Einfallswinkels kann die Abbildung der Kammerwände beispielsweise Aufschluß darüber geben, welchen Winkel die Trennwände der Zellen zur Senkrechten bilden [H1-87].

4.5 Ort–Driftzeit–Beziehung

Der rekonstruierte Ort und die Driftzeit sind über die Driftgeschwindigkeit miteinander korreliert.

In Abb. 4.9a) ist für einen einzelnen Draht die Driftzeit gegen den rekonstruierten Ort aufgetragen. Für die Abbildung wurden Ereignisse selektiert, bei denen für alle Lagen Driftzeitinformationen vorlagen.

Außerhalb der korrelierten Einträge erkennt man bei kleinen Driftzeiten und großen Spurbständen weitere Einträge. Die Herkunft dieser Einträge ist bereits in Abschnitt 4.3 anhand von Abb. 4.4 diskutiert worden. Hier liegen in zwei übereinanderliegenden Lagen unkorrelierte kurze Driftzeiten vor, so daß der Ort der Teilchenspur nicht korrekt bestimmt wird.

Die unkorrelierten Einträge können durch die Beschränkung des Fehlers der Spurparameter ausgeschlossen werden. Für Abb. 4.9b) wurde die Bedingung $\sigma_x < 800 \mu m$ gefordert, so daß die unkorrelierten Einträge verschwinden.

Die Abbildungen 4.9 geben mit großer Genauigkeit Aufschluß über die Position des Drahtes. Er ist dort als schwarzer Punkt eingezeichnet.

Die Korrelation von Driftzeit und rekonstruiertem Ort innerhalb einer Zelle ist von der korrekten Bestimmung der Drahtposition, des Zeitnullpunkts und der Driftgeschwindigkeit abhängig. Eine falsche Bestimmung eines der drei Parameter führt zu auffälligen Abweichungen von der hier gezeigten erwarteten Korrelation.

Mit Hilfe der Orts–Zeit–Korrelation können die Parameter daher drahtweise genau bestimmt und kontrolliert werden.

Abb. 4.10 zeigt die Verteilung der Abweichungen vom mittleren rekonstruierten Ort bei fester Driftzeit. Dabei wurden Ereignisse berücksichtigt, deren Rekonstruktion einen Fehler $\sigma_x < 800 \mu m$ besitzt. Die Verteilung stellt die Projektion der Abbildungen 4.9 entlang einer durch die Gleichung $r(t) = v_{Drift} \cdot t$ beschriebenen Geraden dar.

Ihre Breite ist ein Maß für die Genauigkeit, mit der die Positionen des Drahtes dieser Zelle und der darüberliegenden Zelle bestimmt worden sind. Sie beträgt $130 \mu m$. Dieser Wert gibt die Ortsauflösung für die Rekonstruktion von Spuren, die diese Zellen durchqueren.

Demgegenüber bezeichnet die Angabe $\sigma_x = 400 \mu m$ die bisher erreichte globale Ortsauflösung, gemittelt über acht Drähte einer Länge von etwa $40 cm$. Damit wird

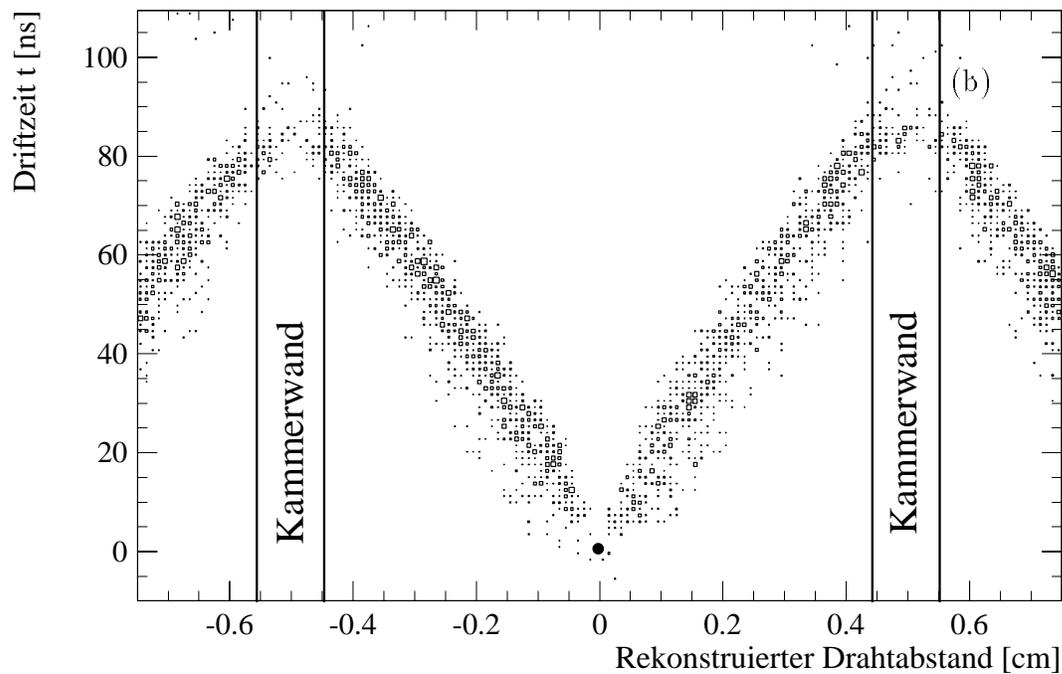
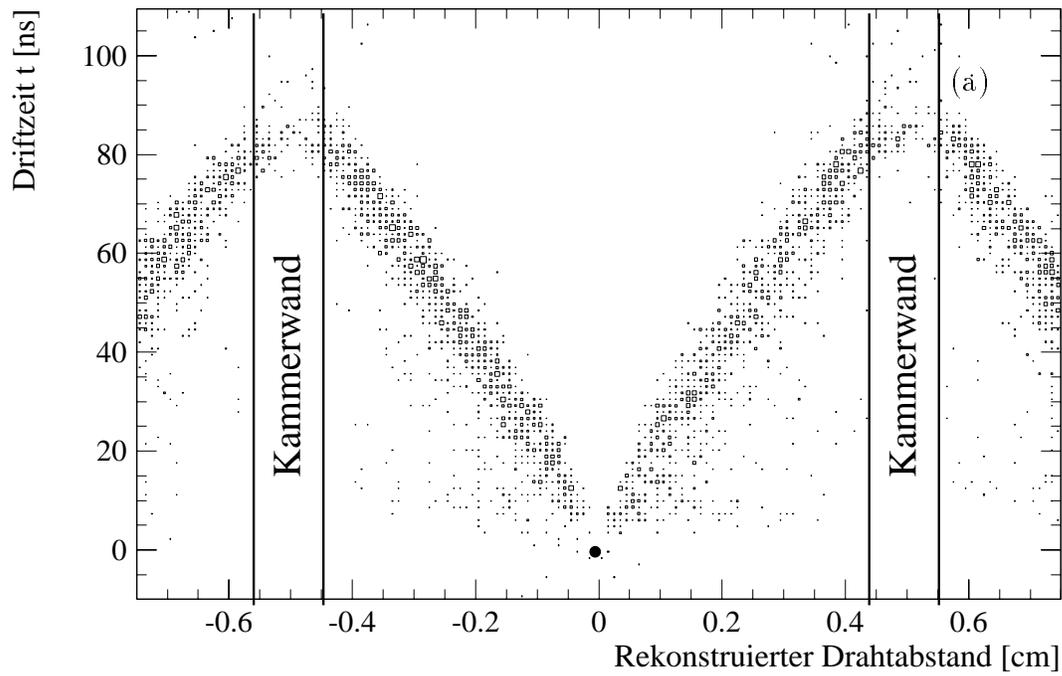


Abbildung 4.9: Korrelation von rekonstruiertem Ort und Driftzeit. Der Signaldraht ist als schwarzer Punkt eingezeichnet.

a) Die unkorrelierten Einträge lassen sich durch δ -Elektronen erklären.

b) Hier sind unkorrelierte Einträge durch die Forderung $\sigma_x < 800 \mu\text{m}$ ausgeschlossen.

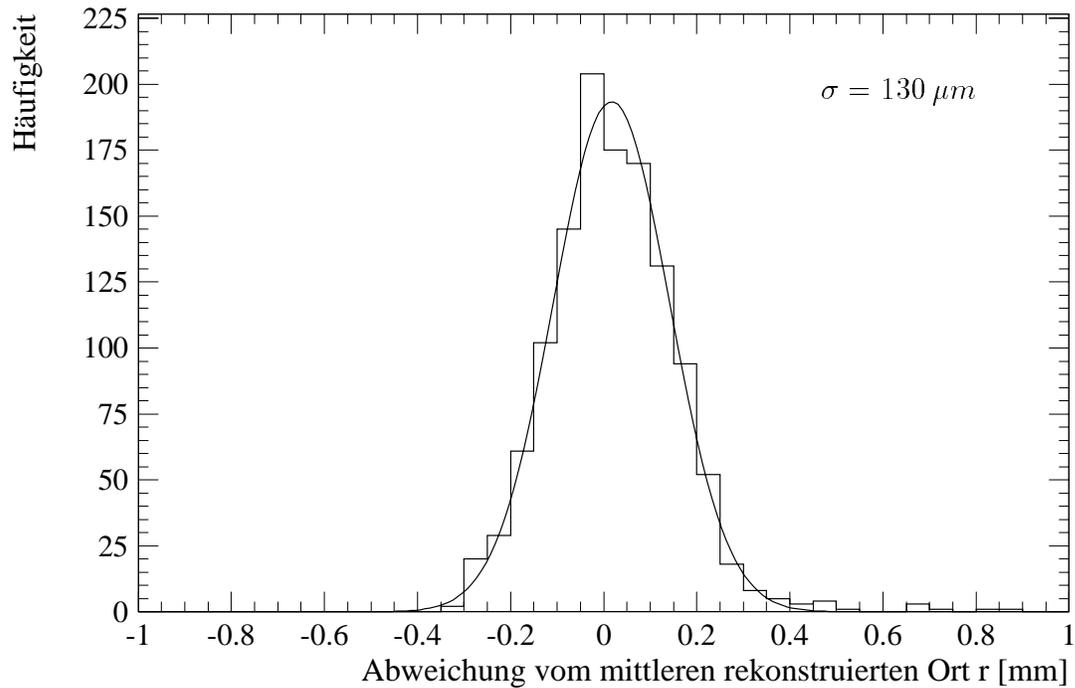


Abbildung 4.10: Die Abbildung ist die Projektion von Abb. 4.9 entlang der durch $r(t) = v_{Drift} \cdot t$ definierten Geraden. Die eingezeichnete Kurve ist eine Gaußverteilung der Breite $\sigma = 130 \mu m$.

deutlich, daß sich die Ortsauflösung des Teststands auf $\sigma_x \leq 130 \mu m$ verbessern läßt, wenn die Drahtpositionen mit der entsprechenden Genauigkeit bestimmt werden.

4.6 Ansatz nicht-konstanter Driftgeschwindigkeit

Wie bereits in Abschnitt 4.1 beschrieben wurde, folgt aus der Annahme konstanter Driftgeschwindigkeit die Erwartung, daß die Driftzeiten für senkrechte Spuren gleichverteilt sind. Die Form der gemessenen Driftzeitverteilung weicht jedoch davon ab. Für kurze Driftzeiten $t \leq 17 ns$ und sehr lange Driftzeiten $t \geq 75 ns$ ist die Annahme konstanter Driftgeschwindigkeit lediglich als grobe Näherung richtig. In Abb. 4.11 ist eine Driftzeitverteilung für senkrechte Spuren gezeigt. Insbesondere treten die im Bereich $10 ns \leq t \leq 20 ns$ liegenden Driftzeiten häufiger als andere Driftzeiten auf. Driftzeiten im Bereich $t \leq 10 ns$ sind dagegen unterdrückt.

Die Verteilung läßt sich besser beschreiben, wenn man die Driftgeschwindigkeit als Funktion der Driftzeit auffaßt und als Polynom ansetzt. Dafür wird eine Fallunterscheidung gemacht [SCH93]: Für Driftzeiten $0 ns \leq t \leq 20 ns$ wird ein Polynom 4. Ordnung an die Driftzeitverteilung angepaßt, für $t > 20 ns$ wird ein Polynom 1. Ordnung (Gerade) verwendet. Die beiden Funktionen sind in Abb. 4.11 in ihrem Geltungsbereich eingezeichnet.

Die Integration der Polynome ergibt gemäß Gleichung 4.2 den für die Rekonstruktion benötigten Abstand $r(t)$ der Spur vom Draht. Die Steigung von $r(t)$ an der

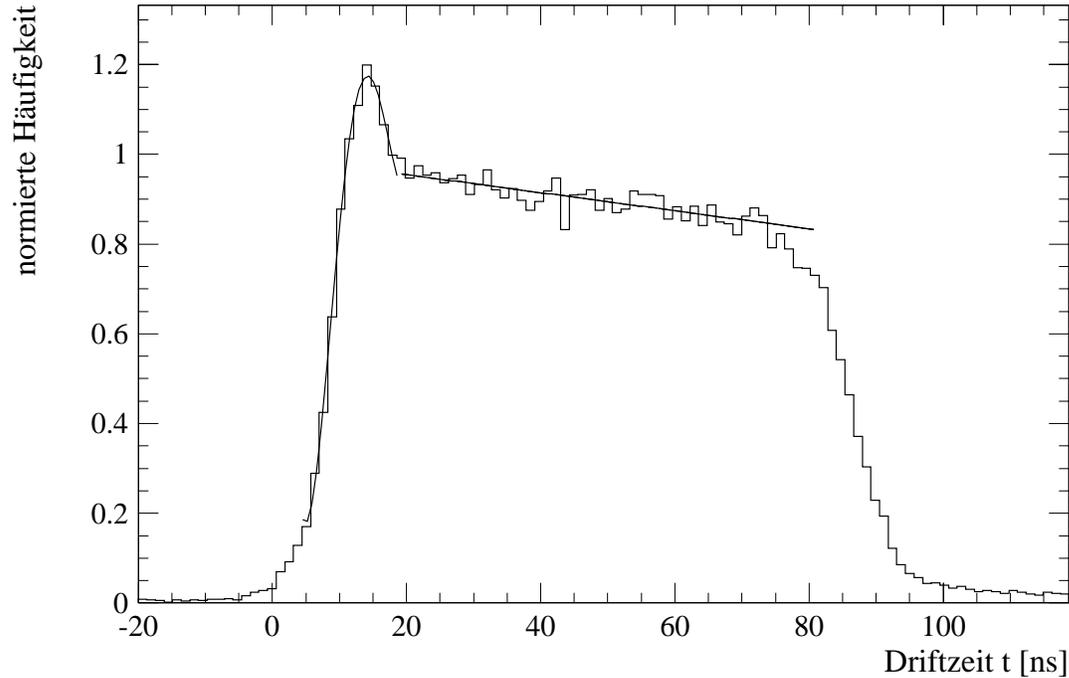


Abbildung 4.11: Normierte Driftzeitverteilung mit angepaßten Polynomen dN/dt . Für die Anpassung der Polynome wird eine Fallunterscheidung gemacht.

Stelle t gibt die zur jeweiligen Driftzeit t gehörige Driftgeschwindigkeit.

Die Entwicklung der Driftgeschwindigkeit als Polynom erbrachte keine signifikante Verbesserung der globalen Ortsauflösung von $400\ \mu\text{m}$. Dieser Befund weist erneut darauf hin, daß die Genauigkeit, mit der die Drahtpositionen bekannt sind, eine untere Grenze für die erreichbare Ortsauflösung bildet.

Die Beschreibung der Driftgeschwindigkeit als Polynom wird eine genauere Spurrekonstruktion ermöglichen, wenn alle Drahtpositionen genau genug bestimmt sind.

4.7 Ein Modell für kurze Driftzeiten

Im folgenden wird ein Ansatz beschrieben, mit dem die Form der Driftzeitverteilung an der vorderen Flanke erklärt werden kann.

Eine mögliche Begründung für die Überhöhung der Driftzeitverteilung bei kleinen Driftzeiten kann darin bestehen, daß die elektrische Feldstärke zum Draht hin stark zunimmt [TOM72].

Ein anderer Ansatz, der in diesem Abschnitt betrachtet werden soll, berücksichtigt

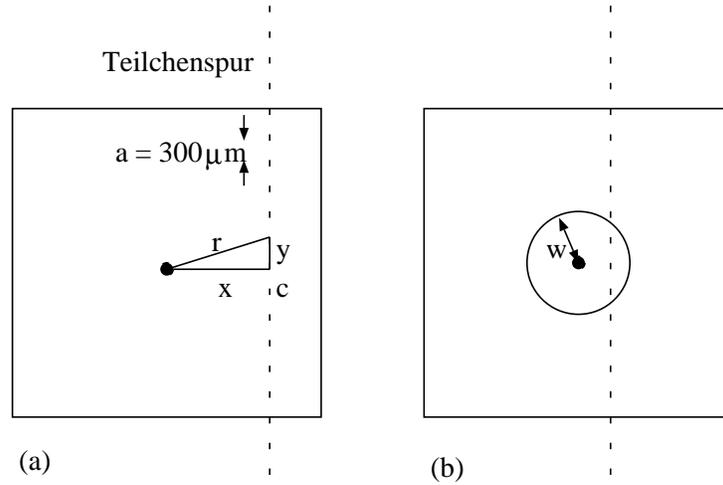


Abbildung 4.12: Zur Berechnung der Driftzeitverteilung unter Berücksichtigung des Ionisationszentrenabstands a und eines effektiven Drahradius w .

den endlichen Radius des Signaldrahts von $50 \mu\text{m}$, sowie den Abstand der primären Ionisationszentren entlang der Teilchenspur.

Die Entwicklung des Streamers erfolgt jeweils von einem der Ionisationszentren, die beim Durchgang eines Teilchens entlang der Teilchenspur entstehen. Bei der Verwendung von Standardgas haben die Ionisationszentren einen mittleren Abstand $a \approx 300 \mu\text{m}$ [SAU77]. Die Ionisationszentren sind statistisch entlang der Spur verteilt.

Für die Streamerentwicklung ist ein Mindestabstand des Ionisationszentrums vom Draht notwendig. Dieser Sachverhalt kann durch die Einführung eines effektiven Drahradius w berücksichtigt werden.

Die Darstellung der Rechnung erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird der Rechenansatz unter der Berücksichtigung des Ionisationszentrenabstands erläutert (a). Sodann wird die zusätzliche Bedingung eines endlichen Drahradius eingeführt (b). Es werden senkrechte Spuren betrachtet, die im Abstandsintervall $[x, x + dx]$ vom Draht liegen. Die Rechnung wird anhand von Abb. 4.12 verdeutlicht.

a) Man betrachtet zunächst den Punkt c auf der Teilchenspur, der der Drahtachse am nächsten liegt. Die Wahrscheinlichkeit, daß das nächste Ionisationszentrum im Abstand y liegt, beträgt

$$\frac{d^2 N}{dx dy} = \frac{1}{n} e^{-2y/a}.$$

Durch Substitution mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ und Normierung folgt daraus

$$\frac{d^2 N}{dxdr} = \frac{2}{a(1 - e^{-1/a})} \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} e^{-2\frac{\sqrt{r^2 - x^2}}{a}}. \quad (4.4)$$

Dies beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß das nächste Ionisationszentrum den Abstand r von der Drahtachse besitzt. Um aus Gleichung 4.4 die Driftstreckenverteilung zu berechnen, muß über die in einer Zelle möglichen Abstände x integriert werden.

b) Berücksichtigt man zusätzlich einen effektiven Drahtradius w , so ergibt sich eine Fallunterscheidung für Teilchenspuren, die den "effektiven" Draht nicht schneiden ($|x| > w$) und solche, die den Draht durchqueren ($|x| < w$). Für $|x| > w$ gilt Gleichung 4.4. Für $|x| < w$ ergibt sich:

$$\frac{d^2 N}{dxdr} = \frac{2}{a \left(e^{\frac{\sqrt{w^2 - x^2}}{a}} - e^{-1/a} \right)} \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} e^{-2\frac{\sqrt{r^2 - x^2}}{a}}.$$

Die Driftstreckenverteilung dN/dr für senkrechte Spuren kann nun durch numerische Integration über x berechnet werden [SCH94].

Um das Ergebnis mit der gemessenen Driftzeitverteilung vergleichen zu können, wird eine Driftgeschwindigkeit angesetzt, die durch die Gleichung

$$v_{Drift} = 60 \mu m/ns - 0,1 \mu m \cdot t$$

beschrieben wird (vergl. Abschnitt 4.6). Außerdem wird eine Zeitauflösung von $\sigma_t = 1,5 ns$ angenommen.

Wählt man einen effektiven Drahtabstand von $w = 300 \mu m$, so ergibt sich die in in Abb. 4.13 gezeigte Verteilung (durchgezogene Linie). Als gestrichelte Linie ist zum Vergleich die gemessene Driftzeitverteilung aus Abb. 4.11 eingezeichnet. Die Verteilungen stimmen qualitativ vor allem bei kleinen Driftzeiten überein.

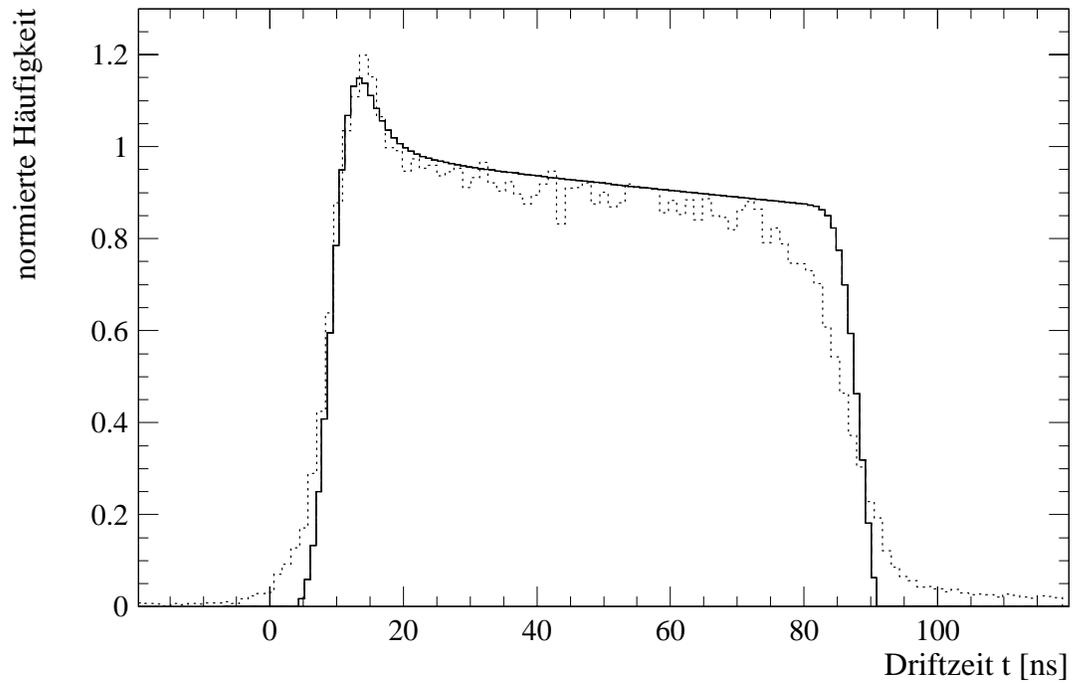


Abbildung 4.13: Die Verteilung dN/dt (durchgezogene Linie) ist nach dem in Abschnitt 4.7 beschriebenen Modell unter Berücksichtigung des mittleren Ionisationszentrenabstands $a = 300 \mu m$ sowie eines effektiven Drahradius $w = 300 \mu m$ berechnet worden. Die gemessene Driftzeitverteilung aus Abb. 4.11 ist gestrichelt eingezeichnet.

Kapitel 5

Untersuchungen am Spaghetti-Kalorimeter

Auf der Grundlage der bisher beschriebenen Untersuchungen wurden mit dem Teststand Messungen und Untersuchungen an Modulen des H1–Spaghetti–Kalorimeters durchgeführt. In diesem Kapitel wird zunächst das Kalorimeter beschrieben. Sodann werden einige Ergebnisse der Messungen vorgestellt.

Das H1–Spaghetti–Kalorimeter soll in der Rückwärtsregion des H1–Detektors eingesetzt werden [DE-93]. Als Rückwärtsregion wird die Seite des Detektors bezeichnet, von der der Protonenstrahl kommt. Dort befindet sich bisher das BEMC, ein elektromagnetisches Kalorimeter, das keinen hadronischen Teil besitzt, sowie Szintillationszähler für die Flugzeitmessung (TOF). Um eine genauere Messung sowohl von Elektronen als auch von Hadronen in einem größeren Winkelbereich zu erreichen, sollen das BEMC und die Szintillationszähler des TOF durch das Spaghetti–Kalorimeter ersetzt werden.

Die im folgenden vorgestellten technischen Angaben beziehen sich auf den in Hamburg bei DESY produzierten elektromagnetischen Teil des Spaghetti–Kalorimeters.

5.1 Aufbau und Geometrie des Kalorimeters

In Abb. 5.1 ist ein Ausschnitt des H1–Spaghetti–Kalorimeters schematisch gezeichnet. Links unten im Bild ist das Strahlrohr des HERA–Speicherrings angedeutet. Das Kalorimeter wird aus 60 sogenannten Supermodulen und 28 Spezialmodulen (grau unterlegt), die am äußeren Rand in die Kreisform des Kalorimeters eingepaßt werden, um das Strahlrohr herum gestapelt. Ein Supermodul hat ein aktives Volumen von $16\text{ cm} \times 16\text{ cm} \times 25\text{ cm}$. Es ist seinerseits aus 8 Submodulen zusammengesetzt. In Abb. 5.2 ist ein Submodul abgebildet. Ein Submodul besteht aus $8 \times 25\text{ cm}^2$ großen und $0,76\text{ mm}$ dicken Bleiblechen, in deren Oberseite in einer Teil-

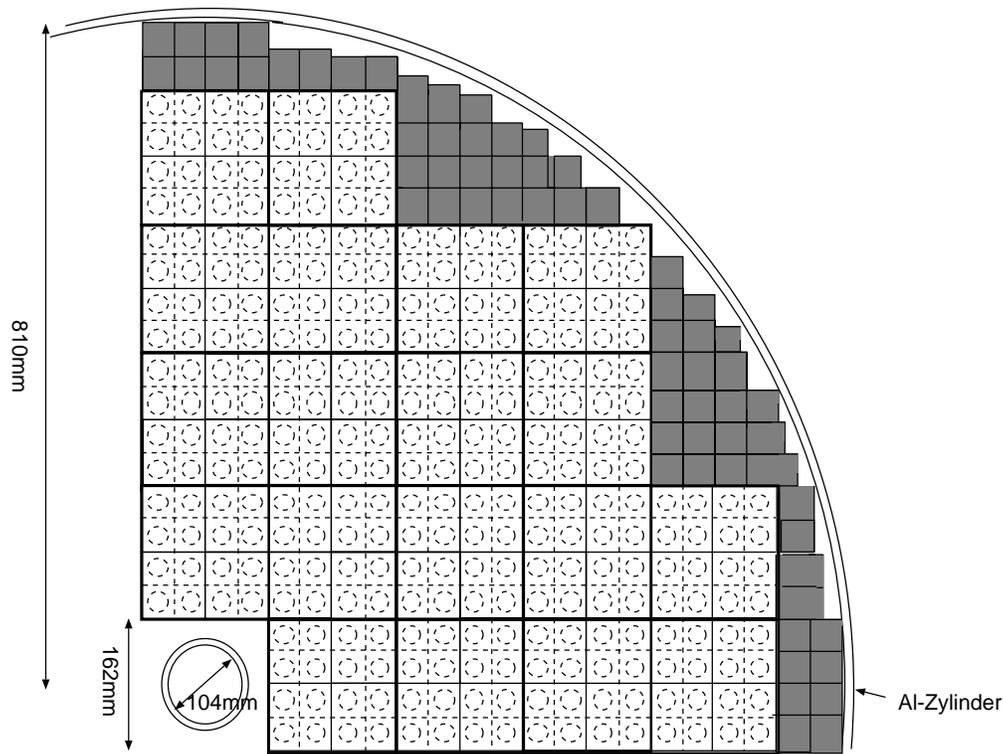


Abbildung 5.1: Ausschnitt des H1-Spaghetti-Kalorimeters. Das Kalorimeter ist in Supermodule unterteilt, die aus jeweils 8 Submodulen zusammengesetzt sind.

lung von $0,86\text{ mm}$ Nuten von $0,52\text{ mm}$ Breite und Tiefe gewalzt sind. In den Nuten liegen Fasern aus szintillierendem Material mit einem Durchmesser von $0,5\text{ mm}$. Dadurch ergibt sich ein Blei-Faser-Volumen-Verhältnis von $R = 2$. Die Bleche werden um eine halbe Teilung versetzt übereinandergeschichtet (vergl. Ausschnittvergrößerung Abb. 5.2). Ein Submodul hat ein Volumen von $8 \times 4 \times 25\text{ cm}^3$. Für die Auslese des Lichtes wird das Submodul in zwei Zellen eines Querschnitts von $4 \times 4\text{ cm}^2$ unterteilt. Die Fasern einer Zelle werden auf der im Bild hintenliegenden Seite des Submoduls gebündelt und auf zwei Lichtmischer geführt. Diese leiten das Licht jeweils auf Photovervielfacher. Für den Einsatz in der Rückwärtsregion von H1 ist die Auslese von etwa 1200 Zellen geplant.

5.2 Funktionsweise

Ionisierende Teilchen erzeugen beim Durchgang durch die szintillierenden Fasern Photonen. Das Lichtsignal wird im Photovervielfacher in einen elektrischen Puls umgewandelt. Die Höhe dieses Pulses ist ein Maß für den Energieverlust des Teil-

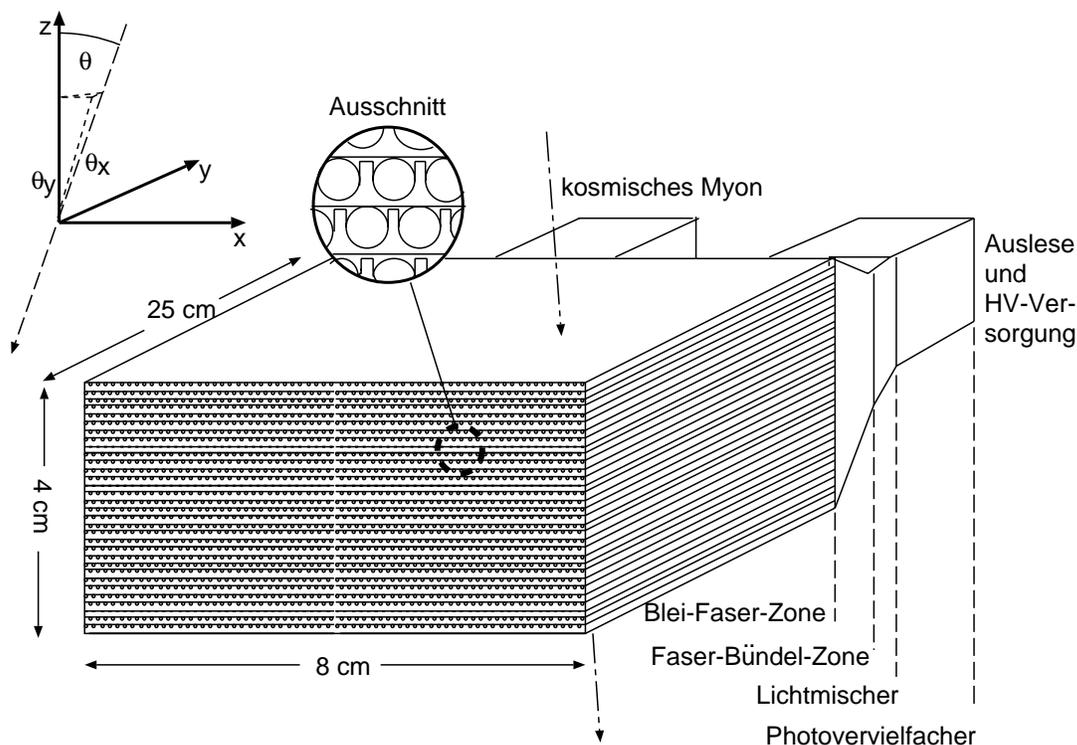


Abbildung 5.2: Ein Submodul ist aus übereinandergeschichteten Bleiplatten und darin eingelegten Fasern zusammengesetzt. Die Fasern werden auf zwei Lichtmischer gebündelt. Das Szintillationslicht wird durch zwei Photovervielfacher in elektrische Signale umgewandelt. Die Ausschnittvergrößerung zeigt die Struktur der Blei-Faser-Verteilung. Oben links im Bild ist das verwendete Koordinatensystem angegeben. θ_y ist der Winkel, der durch die Projektion von θ entlang der Faserrichtung auf die x - z -Ebene entsteht.

chens im Kalorimeter. Bei elektromagnetischen und hadronischen Schauern ist die gemessene Pulshöhe proportional zum Energieverlust der Schauerteilchen im Kalorimeter. Dieser Zusammenhang wird zur Messung der Energie ausgenutzt.

Um eine optimale Energie-, Orts- und Zeitauflösung zu erreichen, muß das Kalorimeter möglichst homogen sein. Die Verstärkung individueller Zellen muß kalibriert werden und die gemessene Pulshöhe muß unabhängig von Durchgangsort und Einfallswinkel des Teilchens sein.

Tests, die während der Entwicklung des H1-Spaghetti-Kalorimeters durchgeführt wurden, haben ergeben, daß die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Eigenschaften für das Spaghetti-Kalorimeter erreichbar sind [SPA94]. Es entspricht damit den gestellten Anforderungen [H1-93]. Es muß sichergestellt werden, daß diese Eigenschaften für alle Zellen des Kalorimeters gleichermaßen gewährleistet sind.

Energieauflösung	$\sigma_E = \frac{7\%}{\sqrt{E[GeV]}} \oplus 1\%$
Ortsauflösung	$\sigma_x = \frac{2,8 \pm 0,2}{\sqrt{E[GeV]}} mm + 0,4 mm$
Winkelauflösung	$\sigma_\theta = 1 mrad$
Winkelabdeckung	$\theta \leq 177,5^\circ$
Zeitauflösung	$\sigma_t \leq 1 ns$
Strahlungslänge	$X_0 = 0,91 cm$
Moliere Radius	$r_m = 2,55 cm$
Fasertyp	BICRON BCF 12
Abschwächungslänge	$\lambda = 1,20 m$

Tabelle 5.1: *Eigenschaften des H1-Spaghetti-Kalorimeters [SPA94] [WAL94]*

Für die Überprüfung und Korrektur der erwarteten Inhomogenitäten wird das Kalorimeter mit Teilchen beschossen, deren Energie, Ort und Durchgangszeit bekannt sind. Das Verhalten des Kalorimeters bei Variation dieser Größen gibt Aufschluß über seine Eigenschaften. Bei der Entwicklung des Kalorimeters wurden an einzelnen Kalorimeter-Modulen Untersuchungen mit Elektronen-Teststrahlen bei DESY und CERN in einem Energiebereich von 1 – 80 GeV durchgeführt. Bei solchen Messungen können nicht mehr als einige Supermodule zugleich getestet werden. Für die Überprüfung weiterer Kalorimeter-Zellen wurde deshalb der in der vorliegenden Arbeit beschriebene Teststand entwickelt. Durch die Verwendung von minimal ionisierenden Teilchen wird die gleichzeitige Messung und Kalibration vieler Module ermöglicht. Relativistische Myonen ($E \geq 1 GeV$) haben im Kalorimeter gemäß der Bethe-Bloch-Formel pro Weglänge einen Energieverlust, der näherungsweise unabhängig von ihrer Energie und klein gegen ihre Energie ist. Wegen ihrer großen Masse erzeugen Myonen außerdem kaum Bremsstrahlung, entwickeln daher im Kalorimeter keine Schauer und durchdringen es vollständig. Für hochenergetische Myonen ist der durch Vielfachstreuung verursachte Streuwinkel kleiner als $2 mrad$ und deshalb innerhalb einer Zelle vernachlässigbar. Die Spur kann als Gerade rekonstruiert werden.

Während der Aufbauarbeiten wurden am Teststand erste Messungen an den Kalorimetermodulen 'Prototyp 2' und 'Submodul 2' durchgeführt. Die im folgenden

vorgestellten Untersuchungen beziehen sich auf Messungen an Submodul 2. Anders als bei den für den Einbau vorgesehenen Submodulen schließt sich bei Submodul 2 der Lichtmischer direkt an die Blei-Faser-Zone an. Es gibt keine Bündelzone (vergl. Abb. 5.2).

5.3 Homogenitätsuntersuchungen mit kosmischen Myonen

Fehlerhafte Faserbereiche können die Lichtausbeute einer Zelle erheblich verringern. Die Ursache dafür kann etwa schlechter optischer Kontakt zum Lichtmischer sein oder zu starke Krümmung der Fasern bei der Bündelung. Die außenliegenden Fasern eines Submoduls können außerdem beschädigt werden, wenn die Bleiplatten bei der Produktion aneinander gepreßt werden. Unter dem Aspekt der Homogenität einer Zelle sind folgende Messungen von besonderem Interesse:

1. Longitudinale Homogenität (Abschnitt 5.3.1): Durch die Messung der Lichtausbeute in Abhängigkeit des Teilchenortes entlang der Faserrichtung erhält man Aufschluß über die Homogenität der Fasern und ihre Abschwächungslänge. Ist die Abschwächungslänge klein, so ist die Lichtausbeute am Photovervielfacher stark abhängig vom Durchgangsort des Teilchens. Um die geforderte Energieauflösung zu gewährleisten, muß die Abschwächungslänge möglichst groß sein.
2. Transversale Homogenität (Abschnitt 5.3.2): Hier wird die Lichtausbeute in Abhängigkeit des rekonstruierten Spurortes quer zur Faserrichtung aufgetragen. Dabei wird insbesondere erkennbar, ob Fasern am Übergang zwischen den Zellen eines Submoduls beim Bündeln beschädigt worden sind.
3. Winkelabhängigkeit des Ansprechverhaltens (Abschnitt 5.3.3): Bedingt durch die periodische Blei-Faser-Struktur erwartet man ein winkelabhängiges Ansprechverhalten. Unter bestimmten Einfallswinkeln variiert die Weglänge der Myonen in den szintillierenden Fasern stark mit dem Auftreffpunkt, so daß die Verteilung der gemessenen Pulshöhe verbreitert wird. Die Messung gibt Aufschluß, in welchem Maß dies der Fall ist. Der Effekt kann außerdem genutzt werden, um Abweichungen von der periodischen Struktur zu entdecken.

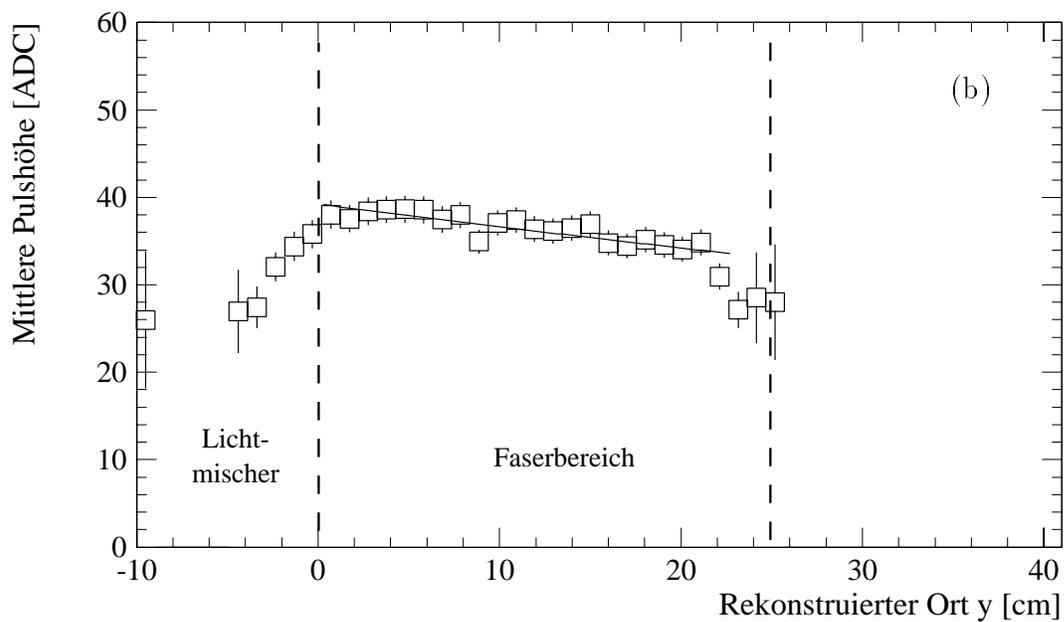
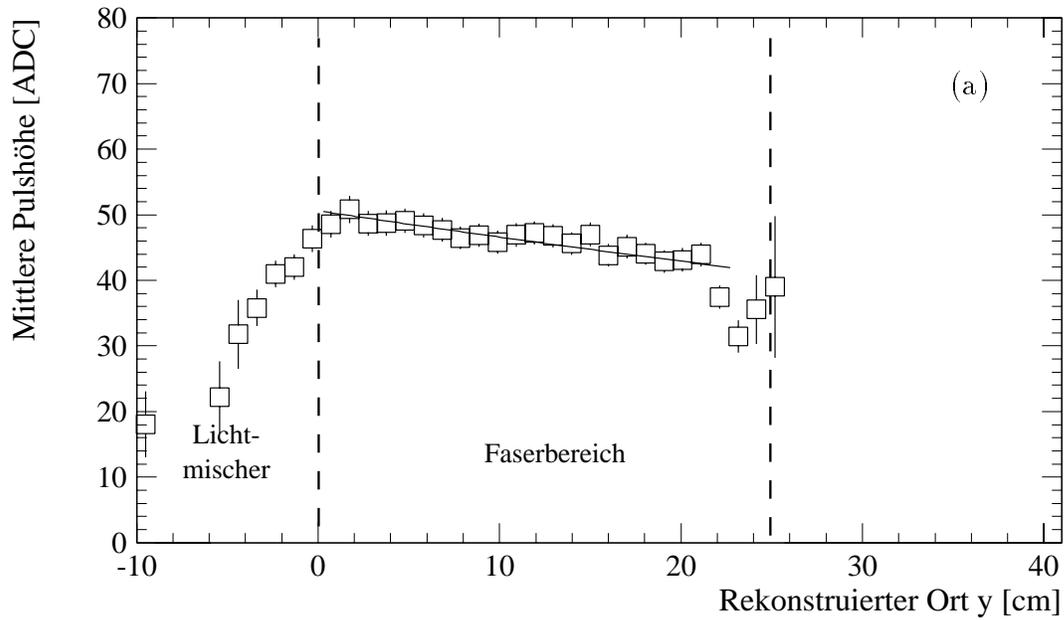


Abbildung 5.3: Verteilung des Mittelwerts der gemessenen Pulshöhe in Abhängigkeit des rekonstruierten Orts y entlang der Fasern. Die Fasern liegen im Bereich $[0 \text{ cm}, 25 \text{ cm}]$. Aus der Steigung der Verteilungen läßt sich die effektive Abschwächungslänge λ der Zelle ermitteln.

a) Zelle 1: Die Abschwächungslänge beträgt $\lambda = 1,20 \text{ m}$.

b) Zelle 2: Die Abschwächungslänge beträgt $\lambda = 1,43 \text{ m}$.

5.3.1 Longitudinale Homogenität

In Abb. 5.3a) und b) ist für die beiden Zellen eines Submoduls der Mittelwert der Pulshöhe gegen den rekonstruierten Ort y der Spuren entlang der Fasern aufgetragen. Im verwendeten Koordinatensystem sind die Fasern in y -Richtung orientiert. Die Pulshöhe ist hier und im folgenden in den vom ADC vorgegebenen Einheiten angegeben. Im Bereich 0 cm bis 25 cm ist der Blei-Faser-Bereich erkennbar. Hier liegen keine erkennbaren Inhomogenitäten vor. Die Lichtausbeute besitzt eine im Rahmen der Messung lineare Abhängigkeit vom Ort der deponierten Energie. Die Zellen sind longitudinal homogen. Für die Messung wurden Spuren eines Winkelbereichs von $\theta < 5^\circ$ zugelassen. Nicht-senkrechte Spuren, die den Rand des Moduls schneiden, besitzen eine kürzere Weglänge im Modul. Der Abfall der Pulshöhe im Bereich 22 bis 25 cm ist auf solche Spuren zurückzuführen.

Links von der Blei-Faser-Zone schließt sich bei der gezeigten Zelle direkt der Lichtmischer an. Im Lichtmischer sind schwächere Szintillationseffekte erkennbar. Die Abschwächungslänge λ wird durch die Gleichung $I = I_0 e^{-\frac{y}{\lambda}}$ beschrieben. Die Steigung der angepaßten Kurve gibt Aufschluß über die Abschwächungslänge λ . Für die beiden gezeigten Zellen 1 und 2 des Submoduls 2 ergeben sich die Werte $\lambda_1 = 1,20 \pm 0,16\text{ m}$ und $\lambda_2 = 1,43 \pm 0,26\text{ m}$. Die Werte entsprechen dem in Tabelle 5.1 angegebenen erwarteten Wert von $\lambda = 1,20\text{ m}$.

5.3.2 Transversale Homogenität

In Abb. 5.4a) ist für die beiden Zellen jeweils die über alle Ereignisse gemittelte und auf 1 normierte Pulshöhe einer Zelle gegen den rekonstruierten Ort in der x -Projektion, also quer zu den Fasern (Koordinatensystem siehe Abb. 5.2), aufgetragen. Die Dreiecke bezeichnen die in Zelle 1 gemessene Pulshöhe, die Kreise gehören zu Zelle 2.

Wie im letzten Abschnitt wurden auch hier Teilchenspuren eines Winkelbereichs von $\theta < 5^\circ$ selektiert. Daher ist es verständlich, daß die Pulshöhe zu den Rändern der Zellen hin abfällt. Die Einträge außerhalb der eingezeichneten Bereiche der Zellen sind mit der bei diesen Messungen geltenden Genauigkeit der Spurrekonstruktion von etwa $1,5\text{ mm}$ kompatibel.

Die Auflösung ist bereits ausreichend, um mögliche vorhandene Inhomogenitäten an der Grenze zwischen den Zellen zu erkennen. In Abb. 5.4b) ist die über alle Ereignisse gemittelte und auf 1 normierte Summe der Pulshöhen beider Zellen des untersuchten Submoduls gegen den jeweils rekonstruierten Ort x aufgetragen. An der Grenze zwischen den Zellen ist bei Submodul 2 kein Abfall der Pulshöhe erkennbar. Das Submodul ist transversal homogen. Die vorgestellte Messung eignet sich insbesondere zum Qualitätstest von Supermodulen, bei denen aus technischen Gründen zwischen den Submodulen etwa 1 mm große Lücken auftreten.

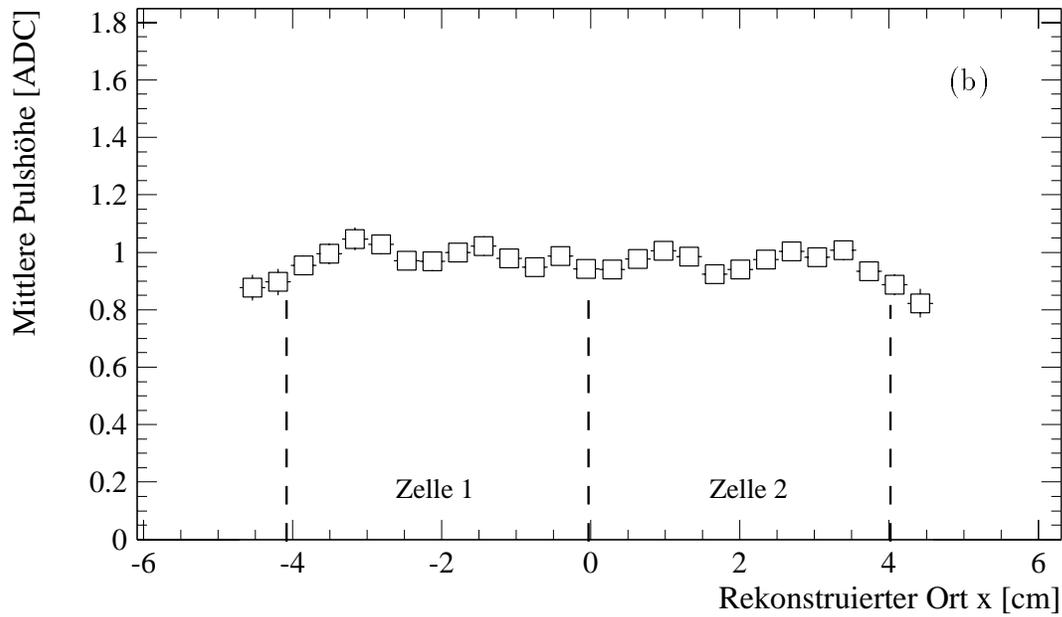
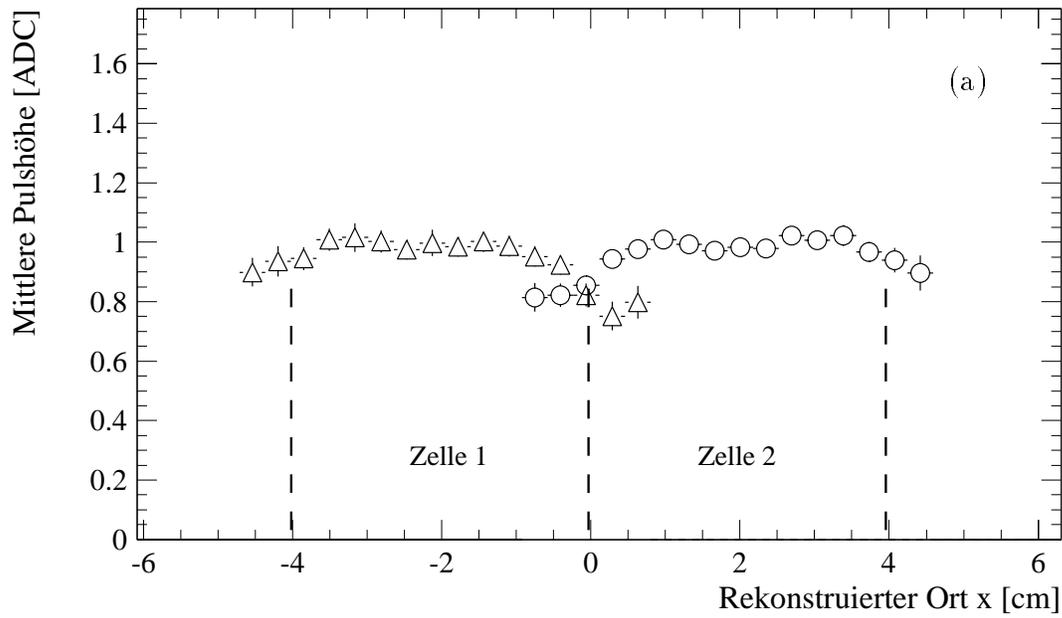


Abbildung 5.4: Die Mittelwerte der in den Zellen gemessenen Pulshöhen sind gegen den rekonstruierten Ort der Teilchenspuraufgetragen.

- a) Mittelwertverteilung der Pulshöhen für zwei einzelne Zellen eines Submoduls.
- b) Mittelwertverteilung der in beiden Zellen gemessenen Pulshöhen.

5.3.3 Winkelabhängigkeit des Ansprechverhaltens

Die symmetrisch-periodische Anordnung der Fasern im Modul verursacht für bestimmte Einfallswinkel der Myonspur eine Verbreiterung der gemessenen Pulshöhenverteilung. Dieser Effekt wird Channelling genannt.

Abb. 5.5 verdeutlicht, daß durch die regelmäßige Anordnung der Fasern unter bestimmten Winkeln Symmetrieachsen ausgezeichnet werden. Die Weglänge von Spuren, deren entlang der Fasern auf die $x-z$ -Ebene projizierter Einfallswinkel θ_y einem der Symmetriewinkel entspricht, variiert besonders stark mit dem Auftreffpunkt. Der Effekt ist insbesondere bei einem Einfallswinkel von $\theta_y = 30^\circ$ deutlich. Unter der Voraussetzung, daß das jeweilige Modul ideal symmetrisch gebaut ist, können minimal ionisierende Teilchen unter diesem Winkel das Modul durchdringen, ohne eine Faser zu durchqueren.

Für senkrechte Spuren ist die Weglänge durch die Fasern ebenfalls stark ortsabhängig. Eine Änderung des Auftreffpunktes um $0,2\text{ mm}$ quer zu den Fasern hat eine Änderung der Weglänge innerhalb der Fasern, und damit der Pulshöhe, zur Folge. Deshalb hat die Pulshöhenverteilung für senkrechte Spuren eine größere Breite als die ohne Winkelbeschränkung gemessene Pulshöhenverteilung.

Channelling tritt in allen Symmetrie-Ebenen des Kalorimeters auf. Insbesondere

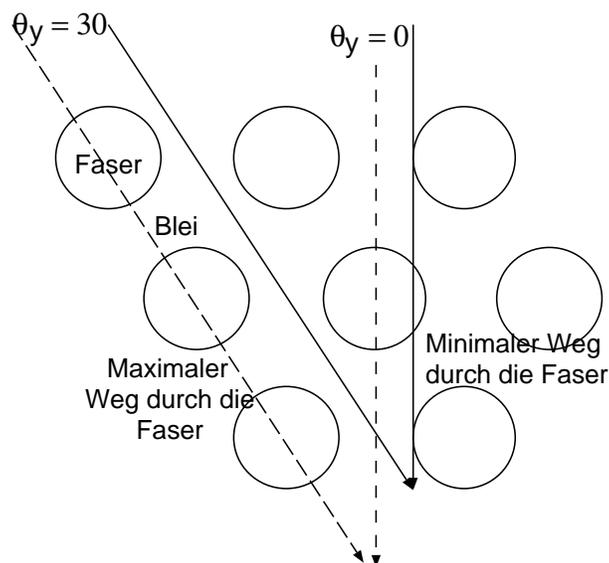


Abbildung 5.5: Channelling: Die regelmäßige Anordnung der Fasern im Blei hat zur Folge, daß die Weglänge der Teilchen für bestimmte Winkel stark vom Auftreffpunkt abhängig ist. Als Channelling-Winkel werden $\theta_y = 0^\circ, 6, 5^\circ, 11^\circ, 16^\circ$ und 30° erwartet.

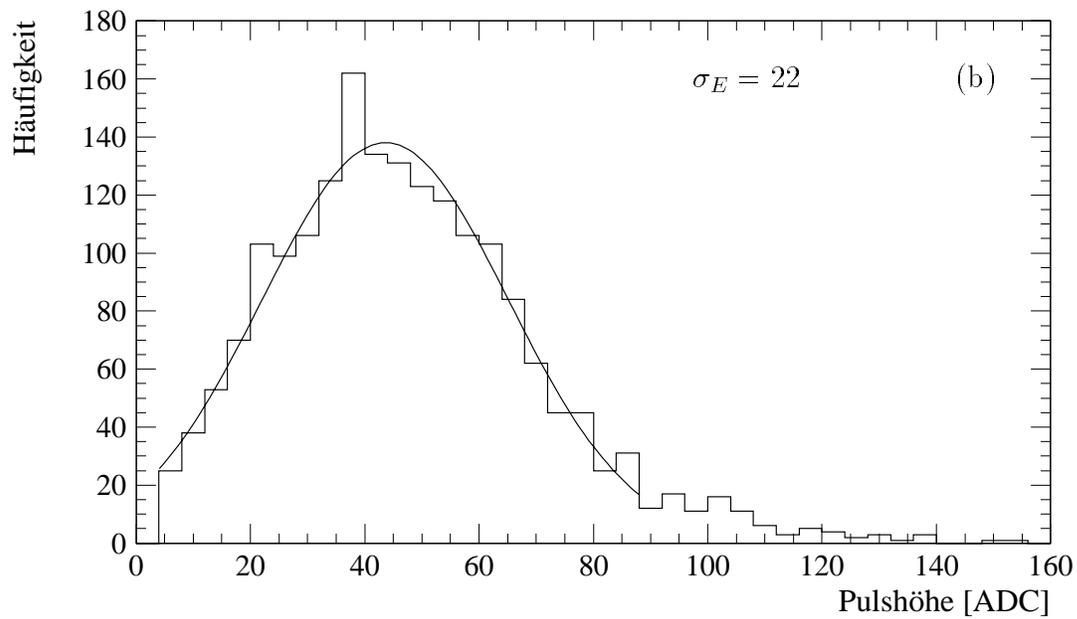
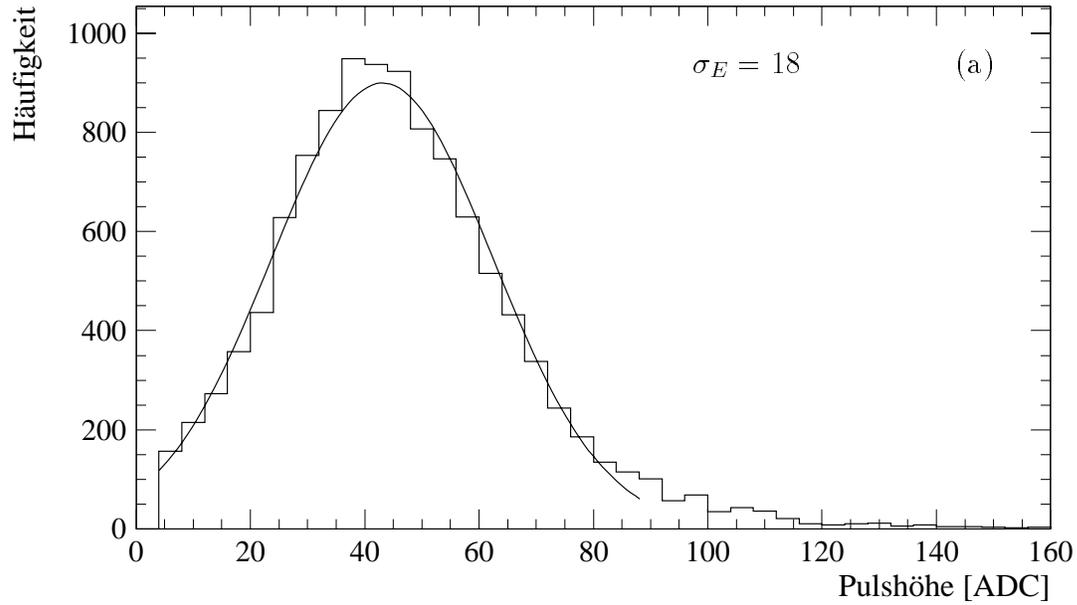


Abbildung 5.6: Pulshöhenverteilungen unter Beschränkung des Teilcheneinfallswinkels θ_y .

a) Pulshöhenverteilung für Einfallswinkel $\theta_y \geq 0,5^\circ$.

b) Pulshöhenverteilung für senkrechte Spuren $\theta_y < 0,5^\circ$.

Aufgrund des Channelling-Effekts ist die in b) gezeigte Verteilung etwas breiter.

bei den Einfallswinkeln $\theta_y = 0^\circ, 6,5^\circ, 11^\circ, 16^\circ$ und 30° wird eine erkennbare Verbreiterung der Pulshöhenverteilung erwartet.

Channelling ist um so deutlicher, je größer die bauliche Präzision des Kalorimeters ist. In der Praxis treten herstellungsbedingte Abweichungen von der idealen Symmetrie auf. Die Messung des Channelling-Effekts kann daher auch Aufschluß über die innere Symmetrie eines Moduls liefern. Er kann zur Qualitätsüberwachung bei der Herstellung der Module genutzt werden.

Der beim senkrechten Einfall der Teilchen auftretende Channelling-Effekt ist am hier untersuchten Submodul 2 deutlich erkennbar.

In Abb. 5.6a) ist die Pulshöhenverteilung für nicht-senkrechte Spuren eines Einfallswinkels von $0,5^\circ \leq \theta_y \leq 5^\circ$ aufgetragen. Wegen des kleinen Winkelbereichs der zugelassenen Spuren ist keine Weglängenkorrektur notwendig. Um die Breite der Verteilung angeben zu können, ist eine Gaußverteilung angepaßt. Die Verteilung hat eine Breite von 18 ADC-Einheiten. Die in Abb. 5.6b) gezeigte Verteilung enthält dagegen nur senkrechte Spuren mit $\theta_y < 0,5^\circ$. Sie ist mit 22 ADC-Einheiten erkennbar breiter. Die Verbreiterung der Pulshöhenverteilung für senkrechte Spuren wurde durch Messungen an anderen Zellen bestätigt.

Um den Sachverhalt zu verdeutlichen, ist in Abb. 5.7a) der Pulshöhenmittelwert in Abhängigkeit vom rekonstruierten Winkel aufgetragen. Die Fehlerbalken geben nicht, wie üblich, den Fehler am Mittelwert, sondern die Breite der Pulshöhenverteilung an. Sie ist bei $\theta_y = 0^\circ$ erkennbar größer.

Die Breite der Pulshöhenverteilung ist winkelabhängig in Abb. 5.7b) noch einmal gezeigt. Bei $\theta_y = 0$ ist das durch den Channelling-Effekt verursachte Maximum erkennbar.

Der Fehler am Mittelwert der Pulshöhenverteilung kann anhand von Abb. 5.7c) abgeschätzt werden. Er beträgt etwa 2%.

Der Channelling-Effekt kann für die in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Bestimmung der Doppellagenpositionen benutzt werden. Bei der Kalibration der Winkelmessung dient die Winkelabhängigkeit der Pulshöhenverteilung zur Bestimmung der Senkrechten zur Kalorimeteroberfläche. Der Channelling-Effekt läßt eine Winkelauflösung von $\sigma_\theta = 0,5^\circ$ zu. Damit können die Annahmen über die Position der Doppellagen auf etwa $\sigma_x = 5\text{ mm}$ kontrolliert werden.

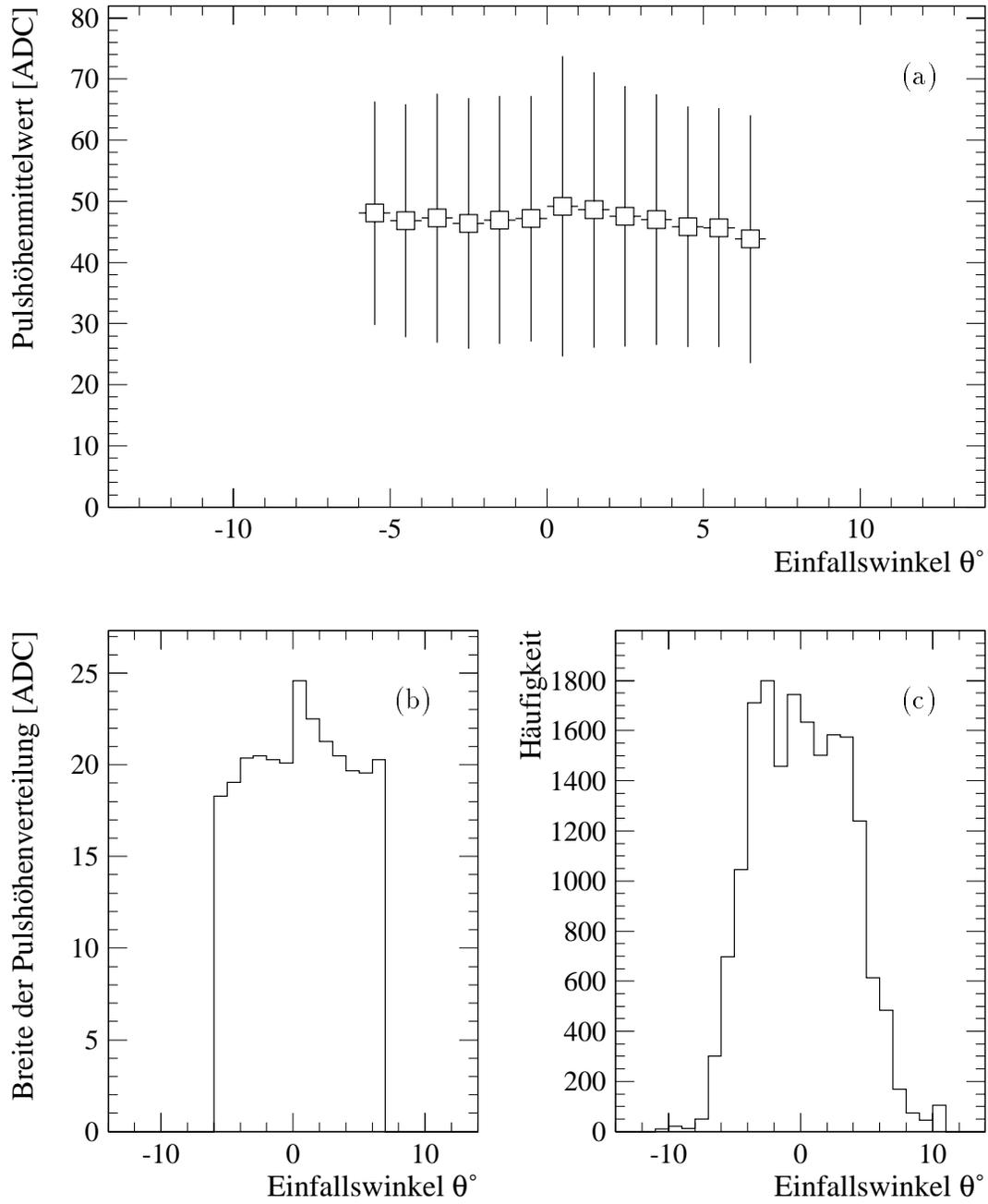


Abbildung 5.7: a) Mittelwertverteilung der Pulshöhe. Die Fehlerbalken geben die Breite der Verteilung an.

b) Breite der Pulshöhenverteilung.

c) Winkelverteilung der zugelassenen Teilchenspuren.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Es wurde ein Teststand mit acht Lagen Streamerrohrkammern einer Fläche von $1\text{ m} \times 2\text{ m}$ aufgebaut. Die Streamerrohrkammern werden mit Standardgas betrieben. Die digitale Auslese wird benutzt, um Spuren von kosmischen Myonen zu rekonstruieren.

Die Driftzeiten der Streamerrohrkammern werden gemessen und für die Rekonstruktion der Teilchenspur berücksichtigt.

Die Ortsauflösung der Streamerrohrkammern wurde durch die Messung der Driftzeiten von $1/2\sqrt{12}\text{ cm} = 1,4\text{ mm}$ auf $400\text{ }\mu\text{m}$ verbessert. Die Winkelauflösung des Teststands beträgt $0,5^\circ$.

Die Ortsauflösung des Teststands wird wesentlich durch die Genauigkeit, mit der die Positionen der Kammerdrähte bestimmt werden, nach unten beschränkt. Dies ist auf die beim Bau der H1-Streamerrohrkammern zugelassenen Toleranzen zurückzuführen.

Um die Ortsauflösung zu verbessern, müssen genauere Methoden zur Bestimmung der Drahtpositionen entwickelt und angewandt werden. Dazu wurden einige Voruntersuchungen durchgeführt. Dabei hat sich gezeigt, daß die Ortsauflösung auf einen Wert von weniger als $130\text{ }\mu\text{m}$ verbessert werden kann, wenn die Drahtpositionen genügend präzise bestimmt werden.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß der Teststand ein hilfreiches Werkzeug ist, um Detektorteile auf ortsabhängige Effekte zu untersuchen und eine Kalibration durchzuführen.

Die an Prototypen des Spaghetti-Kalorimeters durchgeführten Tests bestätigten die erwarteten Eigenschaften. Insbesondere wurde die Abschwächungslänge der szintillierenden Fasern bestimmt. Aufgrund der periodischen Struktur des Spaghetti-Kalorimeters erwartet man ein winkelabhängiges Ansprechverhalten (Channelling). Dieses konnte nachgewiesen werden.

Literaturverzeichnis

- [ATA82] M. Atac et al., *Self-Quenching Streamers*, Nucl. Instr. Meth. 200 (1982) 345–354
- [BAU88] T. Bauche, *The Application of Fast Read-Out Processors in the CHARM-II Experiment*, Dissertation, Hamburg 1988
- [DE-93] The H1-Collaboration, *The H1-Detector at HERA*, DESY 93-103, July 1993
- [DUE90] O. Dünger, *Untersuchungen an nichtbrennbaren Gasmischungen für H1-Streamerrohrkammern*, Int. Bericht, DESY, F22-90-05
- [ELL87] M. Ellila et al., *Limited Streamer Mode Detectors for Mass Production*, DELPHI 87-109 CAL 54
- [GAS88] F. Gasparini et al., *Drift Time Measurements in Limited Streamer Tubes*, Nucl. Inst. Meth. A 267 (1988), pp.87–92
- [H1-87] The H1 Collaboration, *Technical Progress Report*, H1-Collaboration 1987
- [H1-93] The H1 Collaboration, *Technical Proposal to Upgrade the Backward Scattering Region of the H1 Detektor*, PRC 93/02
- [JSC93] entwickelt und gebaut von J. Schütt, II.Inst. Exp. Phys., Uni-Hamburg
- [KRA92] B. Krames, *Untersuchungen zum Streamer-Mechanismus und zur Optimierung der Betriebseigenschaften der H1-Myon-Kammern*, Aachen, Sept. 1992
- [LAN92] M. Landon, H1, London, *MacDaq*, Data Acquisition Software for Macintosh
- [LEO87] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer 1988

- [LIB94] Programmbibliothek, Die speziell erstellten Programme sind auf dem Rechner `ips108.desy.de` im Verzeichnis `/usr/users/ameyer/spacal` einsehbar.
- [SAU77] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift-chambers*, CERN 77 - 09, 1977
- [SCH93] M.W.Schulz, *Untersuchung von Methoden zur Kalibrierung der H1-Jetkammer*, DESY FH1T-93-01, S.44 ff
- [SCH94] A. Schöning, F22, DESY, Persönliche Mitteilung
- [SPA94] U. Görlach, H1K, DESY, Persönliche Mitteilung
- [TOM72] T. Tomitani, *Analysis of Potential Distribution in a Gaseous Counter of Rectangular Cross Section*, Nucl. Instr. and Meth. 100 (1972) 179
- [WAL94] A. Walther, R. Barschke, *Studies of Scintillating Fibres for a Spaghetti-Calorimeter to be used for the H1 Backward Upgrade Project*, Proceedings for Workshop on Scintillating Fibre Detectors, Notre Dame University, South Bend, Oct.93