

Interner Bericht  
DESY FHIT-89-01  
Januar 1989

UNTERSUCHUNGEN AN EINER KLEINEN DRIFTKAMMER IM MAGNETFELD  
MIT DER KOSMISCHEN HÖHENSTRAHLUNG

von

Lutz Russek

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accession:	14. FEB. 1989	
Leihzeit: Loan period:	7	days

Interner Bericht  
DESY FMT-88-01  
Juni 1988

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

UNTERSCHREIBUNG AN EINER KLEINEN DRUCKFORM IM NACHEN

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

von

Prof. Dr. J. H. D. J.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Prof. Dr. J. H. D. J.  
1.4.1988  
1.4.1988  
1.4.1988

# Untersuchungen an einer kleinen Driftkammer im Magnetfeld mit der kosmischen Höhenstrahlung

Experimentalphysikalische Diplomarbeit

vorgelegt von

LUTZ RUSSEK

II. Institut für Experimentalphysik

Universität Hamburg

8. Dezember 1988

1	INHALTSVERZEICHNIS	1
1	1. Einleitung	1
1	2. Aufbau der Driftkammer	1
1	3. Messung des Lorentz-Winkels	1
1	4. Diskussion	1
1	5. Zusammenfassung	1
1	6. Literaturverzeichnis	1
1	7. Anhang	1
1	8. Danksagung	1
1	9. Bibliographie	1
1	10. Zusammenfassung	1
1	11. Literaturverzeichnis	1
1	12. Anhang	1
1	13. Danksagung	1
1	14. Bibliographie	1
1	15. Zusammenfassung	1
1	16. Literaturverzeichnis	1
1	17. Anhang	1
1	18. Danksagung	1
1	19. Bibliographie	1
1	20. Zusammenfassung	1
1	21. Literaturverzeichnis	1
1	22. Anhang	1
1	23. Danksagung	1
1	24. Bibliographie	1
1	25. Zusammenfassung	1
1	26. Literaturverzeichnis	1
1	27. Anhang	1
1	28. Danksagung	1
1	29. Bibliographie	1
1	30. Zusammenfassung	1
1	31. Literaturverzeichnis	1
1	32. Anhang	1
1	33. Danksagung	1
1	34. Bibliographie	1
1	35. Zusammenfassung	1
1	36. Literaturverzeichnis	1
1	37. Anhang	1
1	38. Danksagung	1
1	39. Bibliographie	1
1	40. Zusammenfassung	1
1	41. Literaturverzeichnis	1
1	42. Anhang	1
1	43. Danksagung	1
1	44. Bibliographie	1
1	45. Zusammenfassung	1
1	46. Literaturverzeichnis	1
1	47. Anhang	1
1	48. Danksagung	1
1	49. Bibliographie	1
1	50. Zusammenfassung	1
1	51. Literaturverzeichnis	1
1	52. Anhang	1
1	53. Danksagung	1
1	54. Bibliographie	1
1	55. Zusammenfassung	1
1	56. Literaturverzeichnis	1
1	57. Anhang	1
1	58. Danksagung	1
1	59. Bibliographie	1
1	60. Zusammenfassung	1
1	61. Literaturverzeichnis	1
1	62. Anhang	1
1	63. Danksagung	1
1	64. Bibliographie	1
1	65. Zusammenfassung	1
1	66. Literaturverzeichnis	1
1	67. Anhang	1
1	68. Danksagung	1
1	69. Bibliographie	1
1	70. Zusammenfassung	1
1	71. Literaturverzeichnis	1
1	72. Anhang	1
1	73. Danksagung	1
1	74. Bibliographie	1
1	75. Zusammenfassung	1
1	76. Literaturverzeichnis	1
1	77. Anhang	1
1	78. Danksagung	1
1	79. Bibliographie	1
1	80. Zusammenfassung	1
1	81. Literaturverzeichnis	1
1	82. Anhang	1
1	83. Danksagung	1
1	84. Bibliographie	1
1	85. Zusammenfassung	1
1	86. Literaturverzeichnis	1
1	87. Anhang	1
1	88. Danksagung	1
1	89. Bibliographie	1
1	90. Zusammenfassung	1
1	91. Literaturverzeichnis	1
1	92. Anhang	1
1	93. Danksagung	1
1	94. Bibliographie	1
1	95. Zusammenfassung	1
1	96. Literaturverzeichnis	1
1	97. Anhang	1
1	98. Danksagung	1
1	99. Bibliographie	1
1	100. Zusammenfassung	1
1	101. Literaturverzeichnis	1
1	102. Anhang	1
1	103. Danksagung	1
1	104. Bibliographie	1
1	105. Zusammenfassung	1
1	106. Literaturverzeichnis	1
1	107. Anhang	1
1	108. Danksagung	1
1	109. Bibliographie	1
1	110. Zusammenfassung	1
1	111. Literaturverzeichnis	1
1	112. Anhang	1
1	113. Danksagung	1
1	114. Bibliographie	1
1	115. Zusammenfassung	1
1	116. Literaturverzeichnis	1
1	117. Anhang	1
1	118. Danksagung	1
1	119. Bibliographie	1
1	120. Zusammenfassung	1
1	121. Literaturverzeichnis	1
1	122. Anhang	1
1	123. Danksagung	1
1	124. Bibliographie	1
1	125. Zusammenfassung	1
1	126. Literaturverzeichnis	1
1	127. Anhang	1
1	128. Danksagung	1
1	129. Bibliographie	1
1	130. Zusammenfassung	1
1	131. Literaturverzeichnis	1
1	132. Anhang	1
1	133. Danksagung	1
1	134. Bibliographie	1
1	135. Zusammenfassung	1
1	136. Literaturverzeichnis	1
1	137. Anhang	1
1	138. Danksagung	1
1	139. Bibliographie	1
1	140. Zusammenfassung	1
1	141. Literaturverzeichnis	1
1	142. Anhang	1
1	143. Danksagung	1
1	144. Bibliographie	1
1	145. Zusammenfassung	1
1	146. Literaturverzeichnis	1
1	147. Anhang	1
1	148. Danksagung	1
1	149. Bibliographie	1
1	150. Zusammenfassung	1
1	151. Literaturverzeichnis	1
1	152. Anhang	1
1	153. Danksagung	1
1	154. Bibliographie	1
1	155. Zusammenfassung	1
1	156. Literaturverzeichnis	1
1	157. Anhang	1
1	158. Danksagung	1
1	159. Bibliographie	1
1	160. Zusammenfassung	1
1	161. Literaturverzeichnis	1
1	162. Anhang	1
1	163. Danksagung	1
1	164. Bibliographie	1
1	165. Zusammenfassung	1
1	166. Literaturverzeichnis	1
1	167. Anhang	1
1	168. Danksagung	1
1	169. Bibliographie	1
1	170. Zusammenfassung	1
1	171. Literaturverzeichnis	1
1	172. Anhang	1
1	173. Danksagung	1
1	174. Bibliographie	1
1	175. Zusammenfassung	1
1	176. Literaturverzeichnis	1
1	177. Anhang	1
1	178. Danksagung	1
1	179. Bibliographie	1
1	180. Zusammenfassung	1
1	181. Literaturverzeichnis	1
1	182. Anhang	1
1	183. Danksagung	1
1	184. Bibliographie	1
1	185. Zusammenfassung	1
1	186. Literaturverzeichnis	1
1	187. Anhang	1
1	188. Danksagung	1
1	189. Bibliographie	1
1	190. Zusammenfassung	1
1	191. Literaturverzeichnis	1
1	192. Anhang	1
1	193. Danksagung	1
1	194. Bibliographie	1
1	195. Zusammenfassung	1
1	196. Literaturverzeichnis	1
1	197. Anhang	1
1	198. Danksagung	1
1	199. Bibliographie	1
1	200. Zusammenfassung	1

## Inhaltsverzeichnis

Für meinen Vater

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>4</b>
1.1	Vorwort	4
1.2	Der Speicherring HERA	4
1.3	Der H1- Detektor	6
1.4	Die zentrale Spurenkammer von H1	9
1.5	Inhalt meiner Arbeit	12
<b>2</b>	<b>Die Physik der Driftkammer</b>	<b>13</b>
2.1	Der allgemeine Aufbau einer Driftkammer	13
2.2	Die Ionisation	14
2.3	Drift und Diffusion in elektrischen und magnetischen Feldern	14
2.4	Die Gasverstärkung	17
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>19</b>
3.1	Die Testkammer	19
3.2	Der Magnet	20
3.3	Die Testkammer im Magnetfeld	22
3.4	Der Trigger	24
3.5	Die kosmische Höhenstrahlung	25
3.6	Die Signalverarbeitung	27
3.6.1	Der Aufbau	28
3.6.2	Das DL3000 - System	28
3.6.3	Datennahme und Datenreduktion	30
<b>4</b>	<b>Die Auswertung der Daten</b>	<b>33</b>
4.1	Die Driftzeit	34
4.2	Die Driftgeschwindigkeit	36
4.3	Auflösung der Links - Rechts - Ambiguität	40
4.4	Die Bestimmung der Ortsauflösung	40
4.4.1	Die Dreidrahtmethode	40
4.4.2	Die Fitmethode	44
4.5	Die Bestimmung der z-Koordinate	47
4.6	Die Bestimmung des Lorentzwinkels	48
4.6.1	METHODE 1	49
4.6.2	METHODE 2	52



<b>5 Zusammenfassung der experimentellen Fehler</b>	<b>55</b>
5.1 Statistische Fehler	55
5.2 Systematische Fehler	56
<b>6 Diskussion und Vergleich der Ergebnisse</b>	<b>58</b>
6.1 Methodenkritik	61
<b>A Anhang</b>	<b>62</b>
A.1 Die elektrischen Spannungen an der Testkammer 3	62
A.2 Photon-Absorptions-Ionisations Modell PAIM	63
A.3 Die Boltzmann-Transportgleichung	64
<b>Danksagung</b>	<b>70</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Vorwort

Die Hochenergiephysik beschäftigt sich seit Jahren immer wieder mit der alten Frage nach dem Aufbau und den Bausteinen der Materie. Zu diesem Zweck werden immer größere Beschleuniger gebaut, um die Physik der Elementarteilchen besser verstehen zu können. Die bisher beobachteten Wechselwirkungen lassen sich mit dem sogenannten *Standardmodell* recht gut beschreiben. In ihr enthalten ist die Theorie der Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Kraft, als auch die Quantenchromodynamik (QCD), welche die starken Kräfte der Materie zu beschreiben versucht.

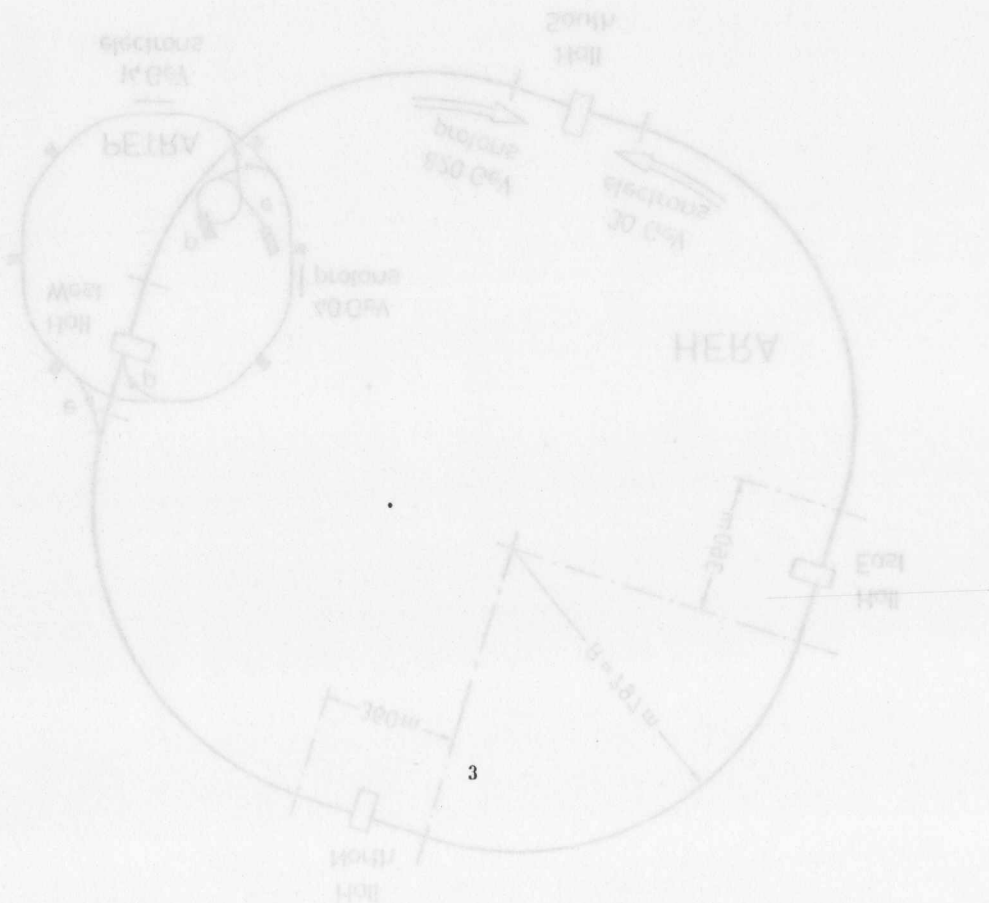
Viele Phänomene der *Physik der kleinsten Teilchen* kann aber selbst das Standardmodell heute noch nicht erklären. So enthält es noch mehr als 20 freie Parameter die zur Zeit noch experimentell bestimmt werden müssen. Weitere Schwachpunkte hat das Standardmodell bei der Einbindung der Gravitation und bei der Beantwortung der Fragen nach der Begründung für die Anzahl der Quark-Lepton-Familien sowie der Gleichheit der Ladungsbeträge von Proton und Elektron.

Um diese Fragen zu beantworten, gibt es zwei Richtungen in der heutigen Physik. Die eine beschäftigt sich mit der Existenz einer sogenannten Supersymmetrie während die andere eine Substruktur der bislang für elementar gehaltenen Quarks und Leptonen fordert. Experimentelle Hinweise dieser Theorien soll die neue Generation von Beschleunigern liefern.

### 1.2 Der Speichering HERA

Auf dem Gelände des Deutschen Elektronen-Synchrotrons in Hamburg wird in den Jahren 1984 bis 1989 ein neuer Beschleuniger mit dem Namen **HERA**<sup>1</sup> errichtet (Abb. 1.1). In dieser Anlage werden nach seiner Fertigstellung Protonen und Elektronen auf Energien von 830 GeV bzw 30 GeV in zwei unabhängigen Ringsystemen beschleunigt. An vier Wechselwirkungspunkten können diese dann bei einer Schwerpunktsenergie von 314 GeV und einem Impulsübertrag im Quadrat bis zu  $98000 (GeV/c)^2$  zur Kollision gebracht werden, wo sie dann den verschiedenen Wechselwirkungen unterliegen. Vor-erst sollen an zwei dieser Kollisionspunkte Experimente (*ZEUS* und *H1*) aufgebaut werden. Mit den in dieser Anlage beschleunigten Teilchen wird man in der Lage sein,

<sup>1</sup>HERA steht für Hadron Elektron Ring Anlage



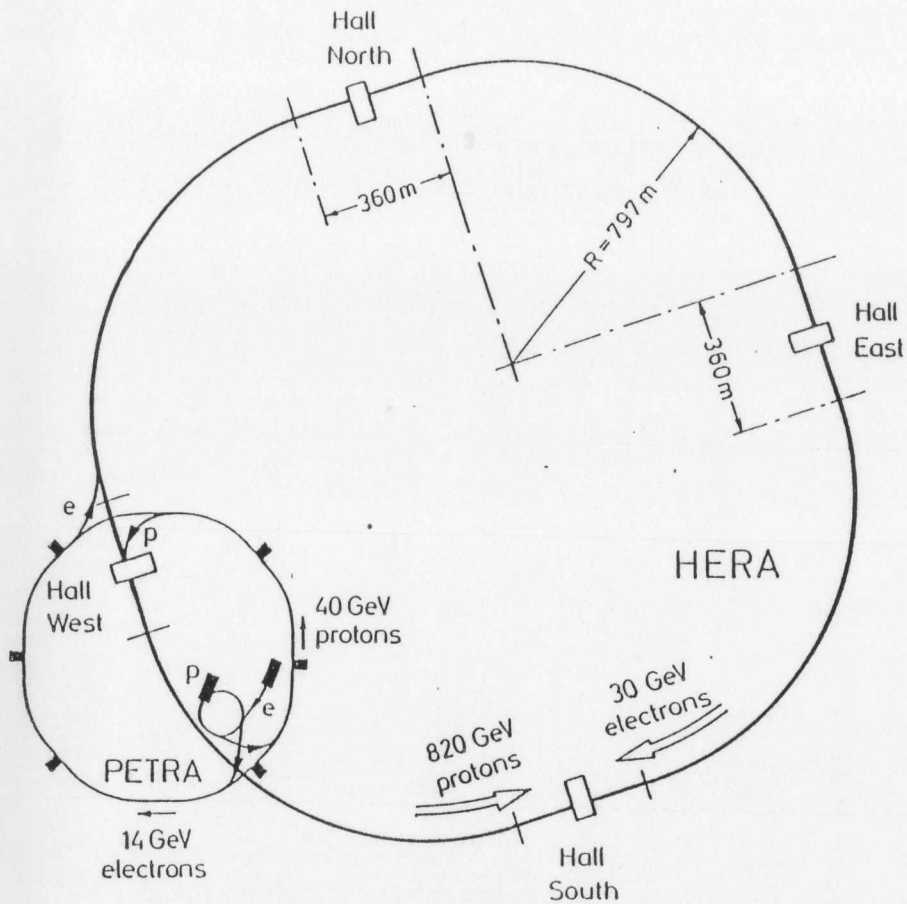


Abbildung 1.1: Die Speicherringanlage HERA

Strukturen in einer Größenordnung von  $10^{-18}$  Meter aufzulösen. Dies entspricht einem Zehntausstel des Durchmessers des Protons.

Die Ereignisse, die man an Spichering HERA nachweisen wird, lassen sich durch ihre typischen Wechselwirkungen wie folgt unterscheiden.

Bei der Kollision der Protonen mit den Elektronen kommt es zu elastischen Stößen zwischen einem Elektron und einem der Quarks im Proton. Da man annimmt, daß es sich hierbei um einen elektroschwachen Prozeß handelt, kommt als Austauschteilchen nur das Photon ( $\gamma$ ) oder eines der Weakonen ( $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z^0$ ) in Frage. Man spricht von *charged current (CC)* ('geladener Strom'), wenn das Feldquant geladen ist oder einem *neutral current (NC)* ('neutraler Strom'), wenn ein neutrales Teilchen ausgetauscht wird. Die Leptonen im Endzustand sind entweder ein Elektron (bei NC) oder ein Neutrino (bei CC), welches im Detektor nicht nachgewiesen werden kann. Die entsprechenden Feynmann - Graphen und eine Ereignistopologie zeigen Abbildung 1.2 und 1.3.

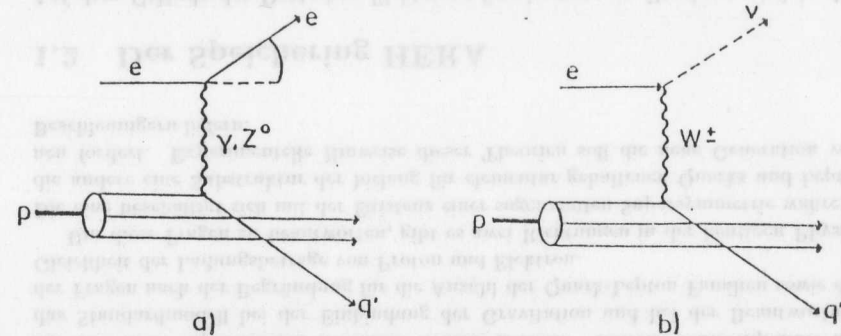


Abbildung 1.2: Feynmann Graphen für NC und CC

Ein weiterer Ereignistyp, welchen man bei HERA nachweisen wird, ist die sogenannte *Photon-Gluon-Fusion* (Abb.1.4). Hierbei wechselwirkt ein vom Elektron emittiertes Photon mit dem Proton bei einem sehr kleinen Impulsübertrag. Dieser Prozeß eignet sich besonders zur Produktion von schweren Quarks. Nachgewiesen werden alle diese Prozesse durch die Untersuchung der damit verbundenen 'Jets', die immer dann entstehen, wenn man versucht, ein einzelnes Quark aus einem Verbund zu separieren. Es entstehen sofort Quark-Antiquark-Paare, die zusammen wieder neue Hadronen bilden und unter kleinen Winkeln zueinander fortfliegen. Die Physik dieser Teilchen erfordert höchste Ansprüche an die hierfür entwickelten Detektoren.

### 1.3 Der H1- Detektor

Um die an den Wechselwirkungspunkten des Beschleunigerrings HERA entstehenden Sekundärteilchen nachweisen zu können, werden zwei Detektoren entwickelt.

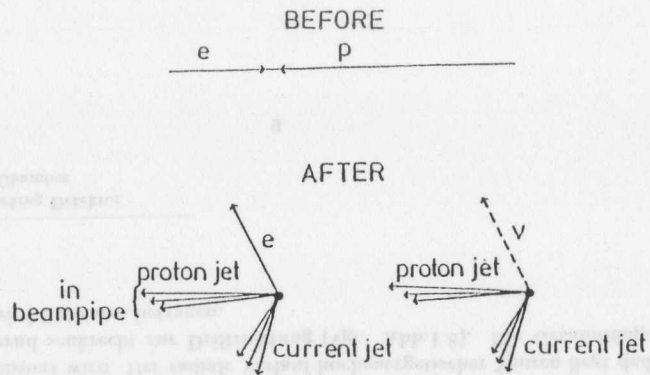


Abbildung 1.3: Ereignistopologie der tiefinelastischen Streuung bei HERA

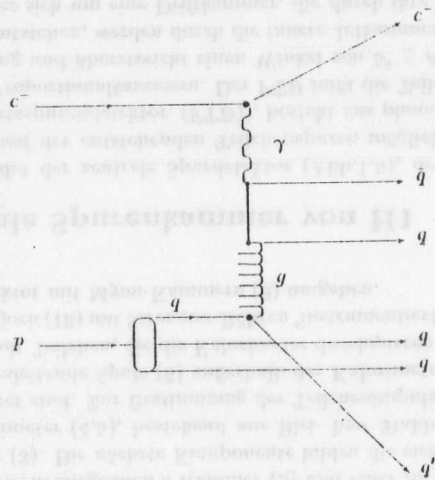


Abbildung 1.4: Produktion von Quark und Antiquark durch Photon-Gluon-Fusion

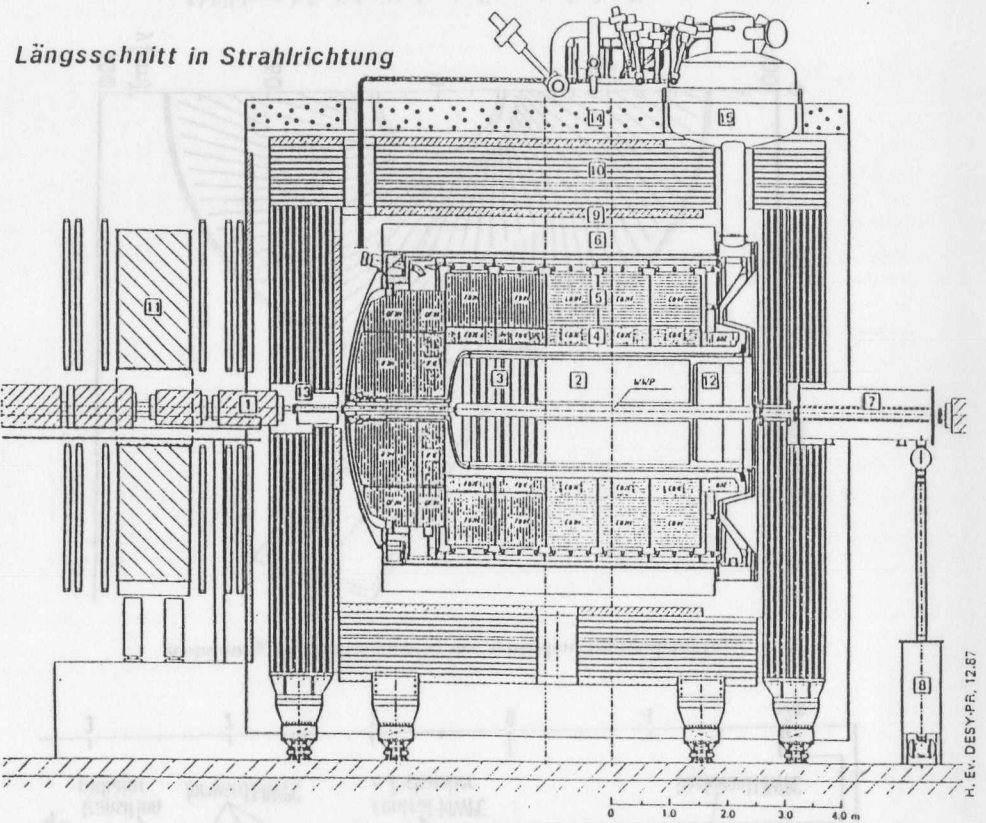


Abbildung 1.5: Seitenansicht des H1-Detektors

Abbildung 1.5 zeigt die Seitenansicht des H1-Detektors. Wegen der hohen Impulse der Protonen werden die entstehenden Sekundärteilchen zum größten Teil in Richtung des Protonenstrahles gestreut, so daß die Geometrie des Detektors den asymmetrischen Verhältnissen der Elektron - Protonstreuung angepaßt werden muß. Die hohen Energien der Teilchen stellt an die einzelnen Komponenten des Detektors besondere Anforderungen. Hierzu gehört eine hohe Energie- und Winkelauflösung der Kalorimeter. Um die entstehenden Quark-Jets mit ihren hohen Impulsen genau bestimmen zu können. Auch sollen Leptonen wegen ihrer Schlüsselrolle bei der Elektron-Proton-Streuung möglichst vollständig vermessen werden. Als letztes verlangt man vom Detektor, daß möglichst alle Teilchen und ihre Energien erfaßt werden, um aus der Energiebilanz, die beim CC-Ereignis produzierten Neutrinos nachzuweisen.

Diese Anforderungen führten zur Struktur des H1-Detektors (vgl. Abb. 1.5). Den zentralen Bereich bildet das Spurenkammersystem, bestehend aus zwei zentralen Jetkammern mit einer dazwischenliegenden z-Kammer (2) und einer in Vorwärtsrichtung orientierter Driftkammer (3). Die nächste Komponente bilden die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (4,5), bestehend aus Blei- bzw. Stahlabsorbern, die in flüssiges Argon eingebettet sind. Zur Bestimmung der Teilchenimpulse wird im Innendetektor durch eine supraleitende Spule (6) außerhalb des Kalorimeter-Kryostaten ein Magnetfeld erzeugt. Damit Teilchen, die die Kalorimeter durchqueren noch erfaßt werden können, ist das Eisenjoch (10) mit Streamer-Röhren 'instrumentiert'. Zum Nachweis von Myonen ist der Detektor mit Myon-Kammern (9) umgeben.

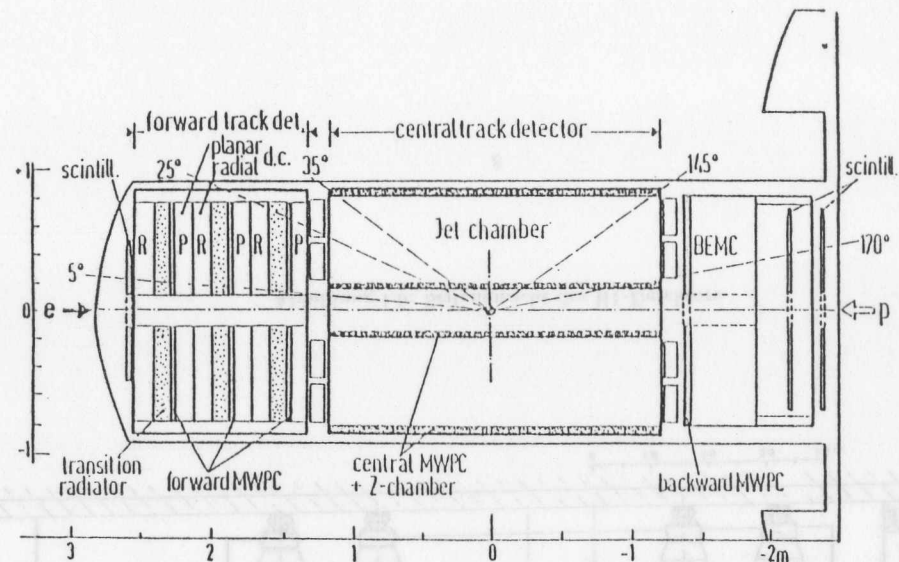


Abbildung 1.6: Seitenansicht des zentralen Spurendetektors

#### 1.4 Die zentrale Spurenkammer von H1

Den inneren Bereich bildet der zentrale Spurdetektor (Abb.1.6), dessen Aufgabe es ist, den räumlichen Verlauf der entstehenden Teilchenspuren möglichst genau zu rekonstruieren. Der Vorwärtsspurendetektor, (FTD)<sup>2</sup>, besteht aus planaren und radialen Driftkammern und drei Proportionalkammern. Der FTD mißt die Teilchenspuren nahe der Protonenstrahlrichtung und überstreicht einen Winkel von  $5^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$ . Spuren, die bei großen Winkeln entstehen, werden durch die innere Jetkammer, CJC<sup>3</sup> nachgewiesen. Hierbei handelt es sich um eine Driftkammer, die durch ihre Konstruktion in der Lage sein soll, die hohe Spurdichte der Hadronenjets aufzulösen.

Abb. 1.7 zeigt einen Schnitt der zentralen Jetkammer senkrecht zur Strahlrichtung. Sie besteht aus zwei konzentrischen Ringen, die die innere und äußere CJC bilden. Die innere CJC hat 30 Segmente mit jeweils 24 Signaldrähten, während die äußere CJC 60 Segmente mit jeweils 32 Signaldrähten besitzt. Die maximalen Driftstrecken der beiden Kammern liegen zwischen 22.9 - 44.5 mm, bzw 28.5 - 43.1 mm im äußeren Bereich. Die Signaldrahtebene ist relativ zur Radialebene zwischen 18.6° und 41.2°, je nach Radius, geneigt, so daß der Lorentzwinkel der vorgesehenen Gasmischungen und Magnetfelder in etwa kompensiert wird. Der radiale Verlauf hochenergetischer Spuren liegt dadurch wieder annähernd senkrecht zur Driftichtung (vgl. Abb.1.8). Die Gesamtlänge der Signaldrähte wird 2240 mm betragen.

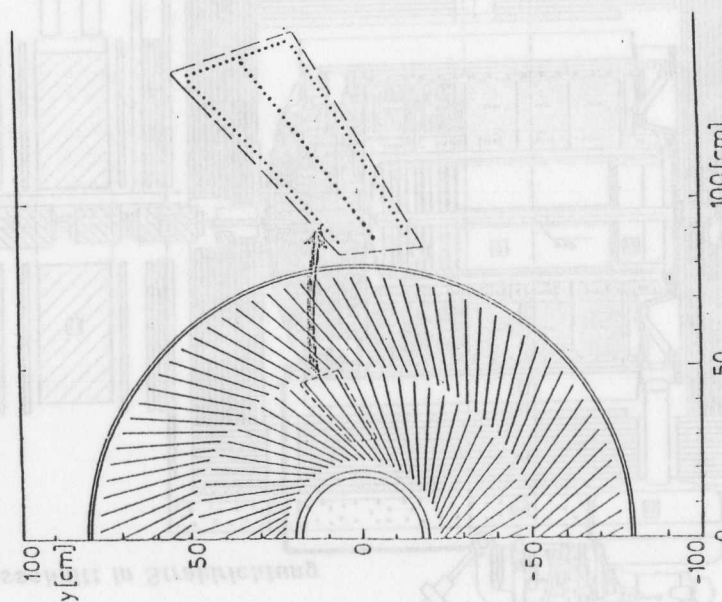


Abbildung 1.7: Schnitt durch die zentrale Jet-Kammer

<sup>2</sup>Forward Tracking Detektor

<sup>3</sup>Central Jet Chamber



Die zur Zeit im Bau befindliche Jetkammer wird voraussichtlich folgendes Auflösungsvermögen besitzen:

- Ortsauflösung in  $r$  und  $\phi$  :  $\approx 120 \mu\text{m}$
- Impulsauflösung  $\delta p/p^2$  :  $\approx 0.003 \text{ GeV}^{-1}$
- Ortsauflösung in  $z$ - Richtung:  $\approx 24 \text{ mm}$
- Doppelspurtrennung :  $\approx 2.5 \text{ mm}$

### 1.5 Inhalt meiner Arbeit

Zur Entwicklung der Jetkammer wurden verschiedene Prototypen gebaut und getestet. Diese Tests sind notwendig, um die unterschiedlichen Probleme, die bei der Konstruktion, als auch beim Betreiben der zentralen Jetkammer auftreten können, zu untersuchen. Dazu gehört auch die Entwicklung und der Test von Auswertemethoden, sowie die Bestimmung der für eine Driftkammer typischen Größen wie die Driftgeschwindigkeit, der Ortsauflösung in  $r$ ,  $\phi$  und  $z$  und der Doppelspurtrennung. Dabei bilden  $r, \phi$  und  $z$  die Polarkoordinaten, bzw. die Koordinate in Protonenstrahlrichtung.

In den letzten Jahren wurde unter verschiedenen Bedingungen der Einfluß des Magnetfeldes auf Driftkammern untersucht. Dazu gehört auch die Bestimmung des Lorentzwinkels, der in Abhängigkeit der verwendeten Gasgemische und Felder, unterschiedliche Werte annimmt. Da die in der Literatur vorkommenden Werte für die magnetfeldabhängigen Größen oftmals an bestimmte Driftkammergeometrien gekoppelt sind, sollte im Rahmen der H1-Kollaboration eine unabhängige Untersuchung des Magnetfeldinflusses auf eine kleine Jetkammer untersucht werden. Dazu gehört die experimentelle Bestimmung der Driftgeschwindigkeit und der Ortsauflösung in Abhängigkeit vom Magnetfeld, sowie die Bestimmung des mit dem Magnetfeld verbundenen Lorentzwinkels.

Es wurden vorhandene Auswertemethoden auf Daten aus einer Meßreihe mit kosmischer Höhenstrahlung angewendet und erweitert.

Im folgenden Kapitel wird die allgemeine Funktionsweise einer Driftkammer, sowie ihr Verhalten in elektrischen und magnetischen Feldern beschrieben. Das dritte Kapitel zeigt den experimentellen Aufbau und geht auf die einzelnen Komponenten des Aufbaus ein. Im vierten Kapitel werden die verschiedenen Methoden zur Auswertung der Daten und die damit gewonnenen Ergebnisse vorgestellt. Eine Diskussion und ein Vergleich dieser Ergebnisse mit anderen Messungen wird anschließend im fünften Kapitel zusammengefaßt.

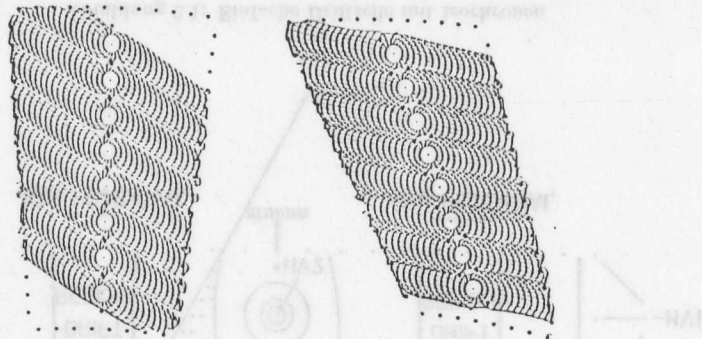


Abbildung 1.8: Driftzellen der CJC mit Magnetfeld mit eingezeichnetem Driftfeld, ohne und mit Neigung.

## Kapitel 2

# Die Physik der Driftkammer

### 2.1 Der allgemeine Aufbau einer Driftkammer

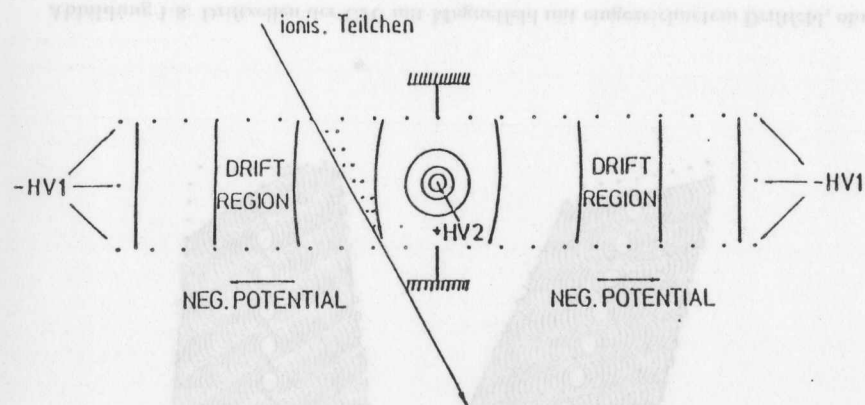


Abbildung 2.1: Einfache Driftzelle mit Isochronen

Eine Driftkammer besteht im wesentlichen aus einem Gasvolumen und einer speziellen Anordnung aus Potentialdrähten (Kathoden) und Signaldrähten (Anoden), wie sie in Abbildung 2.1 zu sehen ist. Wenn zwischen Signal- und Potentialdrähten eine Hochspannung angelegt wird, so bildet sich ein elektrisches Feld aus, in dem freie Elektronen beschleunigt werden. Diese freien Elektronen entstehen z.B. dann, wenn ein geladenes Teilchen das Gasvolumen durchläuft und dabei die Gasmoleküle ionisiert. Während das freigewordene Elektron nun zum Signaldraht beschleunigt wird, stößt es elastisch mit den Gasmolekülen und verliert dabei Energie. Auf diese Weise stellt sich ein Gleichgewicht ein und die Elektronen driften mit einer annähernd konstanten mittleren Ge-

schwindigkeit  $v_D$  in Richtung der Anoden. Bezeichnet man den Zeitpunkt der Ionisation mit  $t_0$  und den Zeitpunkt an dem die durch Ionisation freigewordenen Elektronen den Signaldraht erreichen, mit  $t_1$ , so ist die Ortskoordinate  $x$  des Teilchendurchgangs relativ zum Anodendraht durch die Beziehung

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v_D(t) dt \quad (2.1)$$

gegeben. Ist eine konstante Driftgeschwindigkeit vorausgesetzt, vereinfacht sich Gleichung 2.1 zu

$$x = v_D(t_1 - t_0) = v_D \Delta t. \quad (2.2)$$

Eine konstante Driftgeschwindigkeit kann man dadurch erreichen, daß die einzelnen Feld- und Potentiale auf vorher berechnete und optimierte Spannungen gelegt werden, um so ein möglichst homogenes Driftfeld zu erzeugen.

### 2.2 Die Ionisation

Der Nachweis geladener Teilchen durch Ionisation ist indirekt. Durchquert ein Teilchen das Ionisationsvolumen einer Driftkammer<sup>1</sup>, unterliegt es verschiedenen Wechselwirkungen. So kann das nachzuweisende Teilchen z.B. Cherenkov-Licht emittieren, es kann in einem inhomogenen Medium Übergangsstrahlung verursachen und es kann die Gasatome ionisieren.

Bei der Ionisation unterliegt der Energieübertrag auf die freiwerdenden Elektronen statistischen Schwankungen. Die dabei entstehende Verteilung wird Landauverteilung genannt und ist, wie Abb. 2.2 zeigt, stark asymmetrisch. Der lange 'Schwanz' zu höheren Energien hin wird durch sogenannte ' $\delta$ -Elektronen' verursacht. Diese  $\delta$ -Elektronen entstehen durch zentrale Stöße und besitzen einen hohen Energieübertrag. Die Energie der  $\delta$ -Elektronen liegt bei einigen keV und wird durch Sekundäronisation an das Medium abgegeben.

Eine genaue Beschreibung dieser Phänomene erfolgt durch das Photon-Absorptions-Ionisations-Modell (PAIM) [6]. Mit Hilfe der Synchrotronstrahlung konnten die Wirkungsquerschnitte für Photoabsorption in verschiedenen Gasgemischen sehr genau vermessen werden [7]. Diese Information erlaubt es, die verschiedenen Phänomene beim Durchgang von Teilchen durch Materie in Abhängigkeit des Energieübertrags rechnerisch zu untersuchen<sup>2</sup>.

### 2.3 Drift und Diffusion in elektrischen und magnetischen Feldern

Im folgenden Abschnitt soll in einem einfachen Modell dargestellt werden, wie sich Elektronen nach der Ionisation in der Driftkammer unter Einfluß äußerer Felder verhalten. Eine ausführliche Beschreibung und Herleitung der Transportgrößen aus der Boltzmann-Gleichung befindet sich im Anhang.

<sup>1</sup>Dies gilt für jedes beliebige Medium

<sup>2</sup>Eine ausführliche Beschreibung befindet sich im Anhang

P <normiert>

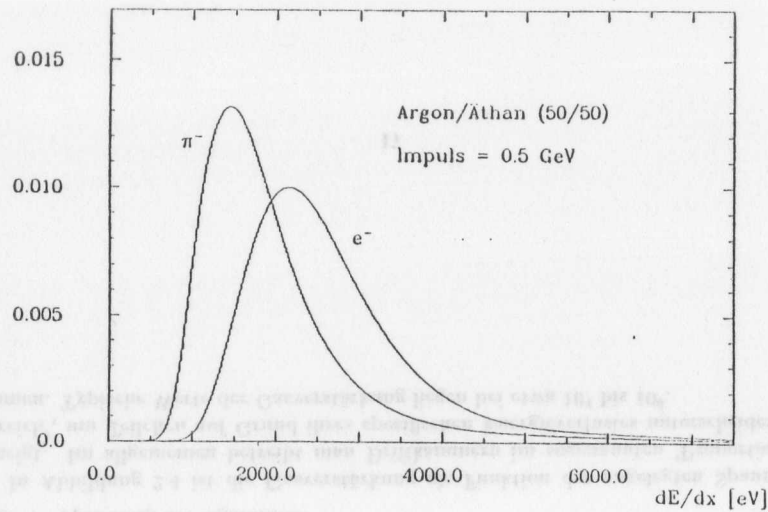


Abbildung 2.2: Berechnete Landau-Spektren von Elektronen und Pionen bei  $p = 0.5 \text{ GeV}$  aus [14]

Zunächst sei das Verhalten der durch die Ionisation freigewordenen Elektronen ohne äußeres Feld beschrieben. Entlang der Teilchenspur kommt es auf Grund der Ionisation zu einer erhöhten Teilchendichte, die durch Diffusion der entstandenen Ladungsträger wieder ausgeglichen wird.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n \quad (2.3)$$

der Diffusionskoeffizient

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{v}_{th} \quad (2.4)$$

ist ein Maß für das Auseinanderlaufen von Ladungsträgern.  $\lambda$  ist die mittlere freie Weglänge und  $\bar{v}_{th}$  die mittlere thermische Geschwindigkeit. Durch elastische Stöße mit den Gasmolekülen verlieren die Ladungsträger ihre Anfangsenergie aus der Ionisation, um nach einer Zeit  $t$  das thermische Gleichgewicht zu erreichen. Die mittlere kinetische Energie entspricht dann genau der mittleren thermischen Energie der Gasmoleküle

$$\epsilon = \frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (2.5)$$

- $k$  : Boltzmannkonstante
- $m$  : Masse des geladenen Teilchens
- $T$  : Temperatur

Daraus folgt

$$\bar{v}_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{2}} \quad (2.6)$$

15

Betrachtet man ein Intervall  $[x, x + dx]$ , so ist der Anteil  $dN/N$  der entstandenen Ladungen nach einer Zeit  $t$  bzgl. des Entstehungsortes gaußverteilt

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx \quad (2.7)$$

und man erhält als Varianz der Verteilung

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \quad (2.8)$$

Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes wirkt auf die Elektronen die elektrische Kraft

$$\vec{F} = e\vec{E} \quad (2.9)$$

Durch Ausgleich des Energiegewinns zwischen zwei Stößen und dem Energieverlust durch die Stöße der Elektronen mit den Gasmolekülen stellt sich eine mittlere Driftgeschwindigkeit in Richtung des elektrischen Feldes ein. Unter Berücksichtigung der Stoßquerschnitte des Mediums und der Größe des elektrischen Feldes [11] erhält man für die Driftgeschwindigkeit parallel zum Feld:

$$w_{\parallel} = \frac{2eE}{3m} \left\langle \frac{l_e(v)}{v} \right\rangle + \frac{1}{3} \frac{eE}{m} \left\langle \frac{dl_e(v)}{dv} \right\rangle \quad (2.10)$$

- $m$  : Masse des Elektrons
- $e$  : Elementarladung
- $l_e$  : mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen
- $v$  : Geschwindigkeit der Elektronen zwischen den Stößen, wobei beachtet werden muß, daß  $v$  größer sein kann als die Driftgeschwindigkeit  $w$

Macht man die Annahme, daß die Zeit zwischen zwei Stößen konstant ist, so daß  $dl_e/dv = l_e/v$ , vereinfacht sich Gleichung 2.10 zu

$$w_{\parallel} = \frac{eE}{m} \left\langle \frac{l_e}{v} \right\rangle \quad (2.11)$$

Legt man ein Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Feld an, so erfahren die Elektronen zusätzlich die Lorentzkraft  $q\vec{v} \times \vec{B}$  und werden auf eine Kreisbahn gezwungen. Dies bewirkt, daß die Elektronen eine zusätzliche Driftgeschwindigkeitskomponente in Richtung  $\vec{E} \times \vec{B}$  erhalten

$$w_{\perp} = \frac{1}{3} \frac{eE}{m} \frac{eB}{m} \left\langle \frac{l_e^2(v)}{v^2} \right\rangle + \frac{2}{3} \frac{eE}{m} \frac{eB}{m} \left\langle \frac{l_e(v) dl_e(v)}{v dv} \right\rangle \quad (2.12)$$

Zur Berücksichtigung der Driftgeschwindigkeitskomponenten hat es sich als nützlich erwiesen, die sogenannte magnetische Driftgeschwindigkeit  $w_M$  einzuführen:

$$w_M = \frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}} \frac{E}{B} \quad (2.13)$$

Unter dem Einfluß der Felder driften die Elektronen unter einem Winkel  $\alpha_L$  zum Driftfeld  $E$  (Abb 2.3). Dieser Winkel wird als Lorentzwinkel bezeichnet und ist gegeben durch

$$\tan \alpha_L = \frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}} = w_M \cdot \frac{B}{E} \quad (2.14)$$

16

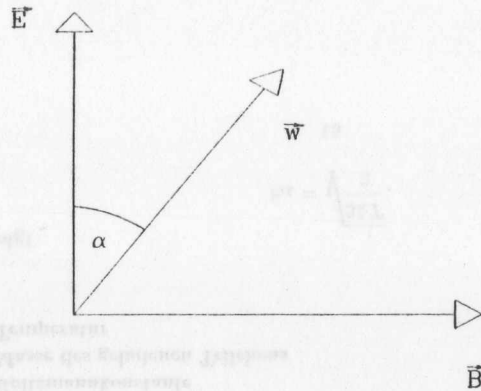


Abbildung 2.3: Winkel zwischen Driftgeschwindigkeit und Driftfeld

## 2.4 Die Gasverstärkung

Durch die Anwesenheit des elektrischen Feldes driften die Elektronen in Richtung der Signaldrähte. In unmittelbarer Nähe des Drahtes nimmt das elektrische Feld um ein Vielfaches zu und die Elektronen gewinnen zwischen zwei Stößen genügend Energie, um weitere Moleküle des Kammermediums zu ionisieren. Diese zusätzlichen Elektronen ionisieren ihrerseits das Medium und so kommt es zu einer lawinenartigen Vermehrung von Ladungsträgern. Diese Zunahme von Ladungsträgern bezeichnet man als Gasverstärkung und findet am Signaldraht in einem Abstand von der Größenordnung des Signaldrahtradius statt. Die Gasverstärkung ist abhängig von der Signaldrahtspannung, dem Signaldrahtradius und dem Kammergas. Nach [4] folgt der Multiplikationsfaktor der Gasverstärkung näherungsweise einem Exponentialgesetz:

$$A = e^{KC'V_0} \quad (2.15)$$

- $K$  : gasabhängige Konstante, beschreibt die Generationen im Vervielfachungsprozeß
- $C'$  : Kapazität des Signaldrahtes pro Längeneinheit
- $V_0$  : Spannung am Signaldraht

In Abbildung 2.4 ist die Gasverstärkung als Funktion der angelegten Spannung gezeigt. Im allgemeinen betreibt man Driftkammern im sogenannten 'Proportionalbereich', um Teilchen auf Grund ihres spezifischen Energieverlustes unterscheiden zu können. Typische Werte der Gasverstärkung liegen bei etwa  $10^4$  bis  $10^6$ .

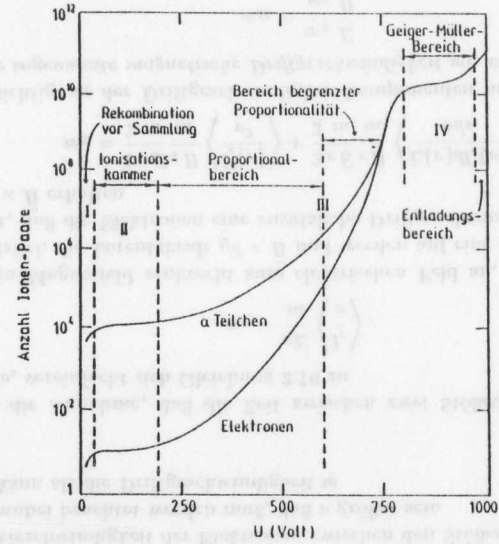


Abbildung 2.4: Gasverstärkung in Abhängigkeit von der Signaldrahtspannung



# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

### 3.1 Die Testkammer

Für die Testmessungen wurde die von Georg Westerkamp [16] gebaute Driftkammer benutzt. Abbildung 3.1 zeigt einen Schnitt durch die Drahtebene. Bei diesem Drift-

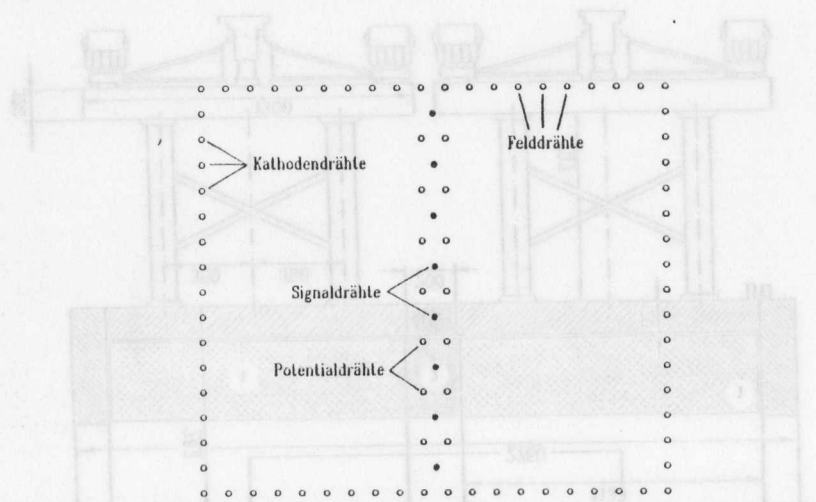


Abbildung 3.1: Schnitt durch die Drahtebene der Testkammer

kammertyp handelt es sich um eine kleine Jetkammer mit acht Driftzellen und einer Länge von etwa 100 cm. Die Größe der Driftzellen wird durch die äußeren Kathoden- und Feldformungsdrähte begrenzt. Die Breite der Zellen von 10 mm und die maximale Driftstrecke von 48,26 mm wurde der Geometrie des äußeren Bereichs der Jetkammer im H1-Detektors angeglichen. Um unterscheiden zu können, auf welcher Seite das Teilchen die Signaldrahtebene passiert hat, sind die Signaldrähte alternierend um 100 µm

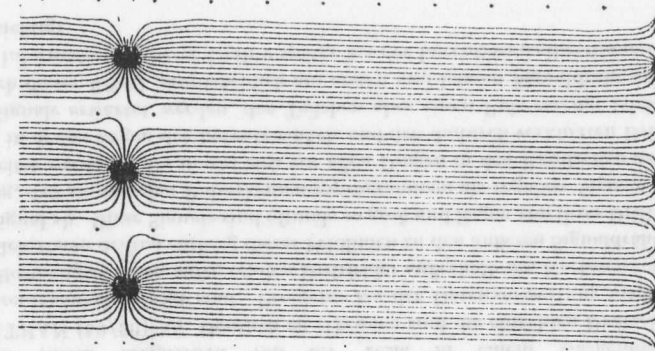


Abbildung 3.2: Feldlinien der ersten drei Driftzelle bei  $E = 110V/mm$  [20]

in Richtung der Kathodendrähte versetzt<sup>1</sup> ('staggering'). Zwischen den Signaldrähten befinden sich jeweils zwei geerdete Potentialdrähte, die die Signaldrähte voneinander abschirmen. Die Doppelreihe von Potentialdrähten hat die Aufgabe, ein Übersprechen<sup>2</sup> von einem Signaldraht zum benachbarten Signaldraht zu unterdrücken. An den beiden Randzellen sind jeweils 16 Feldformungsdrähte gespannt, die über eine Spannungsteilerkette miteinander verbunden sind. Die elektrische Spannung dieser Drähte läßt sich so einstellen, daß auch in den beiden Randzellen ein annähernd homogenes Feld erzeugt wird. Abbildung 3.2 zeigt das Feld in der ersten drei Driftzellen bei der im Experiment verwendeten Spannung, die das Driftkammersimulationsprogramm WIRCHA von J.Fehlmann [20] berechnet hat.

### 3.2 Der Magnet

Abbildung 3.3 zeigt den für die Messungen bereitgestellten Magneten. Er besteht aus zwei zusammengesetzten Solenoiden (1), die durch einen 20 cm dicken Ring (2) getrennt sind. Die wassergekühlten Kupferspulen erzeugen im Innern des Magneten ein Feld zwischen 0 und 0,85 Tesla. Zur Rückführung des Magnetfeldes sind die Spulen von einem Stahlmantel (3) umgeben. Die Gesamtlänge des Magneten ist etwa 2775 mm, er hat ein Durchmesser von etwa 900 mm und einen Innenradius von etwa 350 mm. Weitere Größen sind der Abbildung 3.3 zu entnehmen.

Durch die Struktur der Solenoiden kommt es innerhalb der Spulen zu einem

<sup>1</sup>siehe hierzu auch *Auflösung der Links- Rechts-Ambiguität* in Abschnitt 4.3

<sup>2</sup>kapazitives Einkoppeln eines Signals

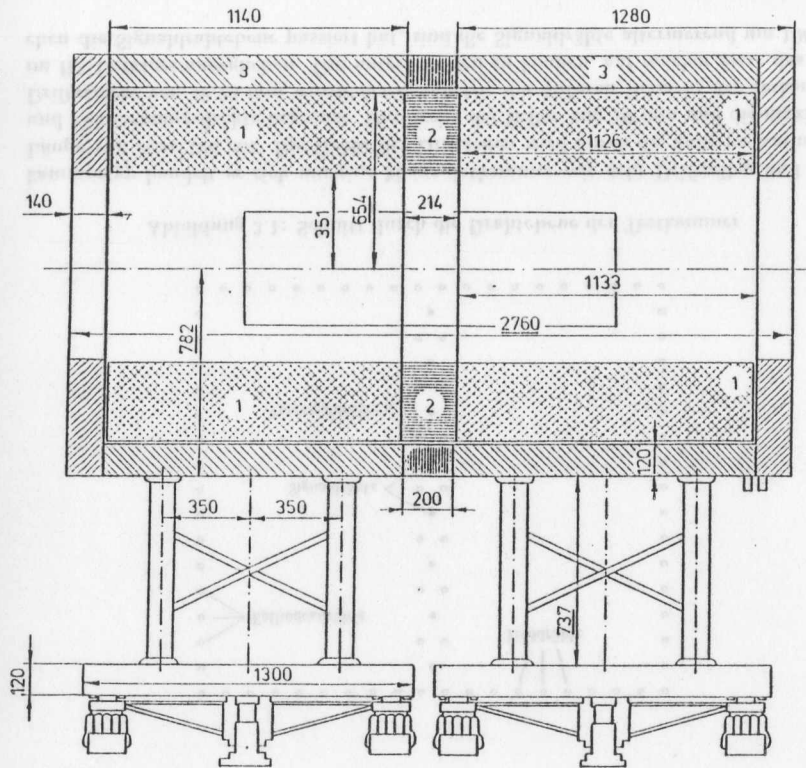


Abbildung 3.3: Seitenansicht des Magneten für die Testmessungen, aus [17]; die Lage der Driftkammer ist angedeutet.

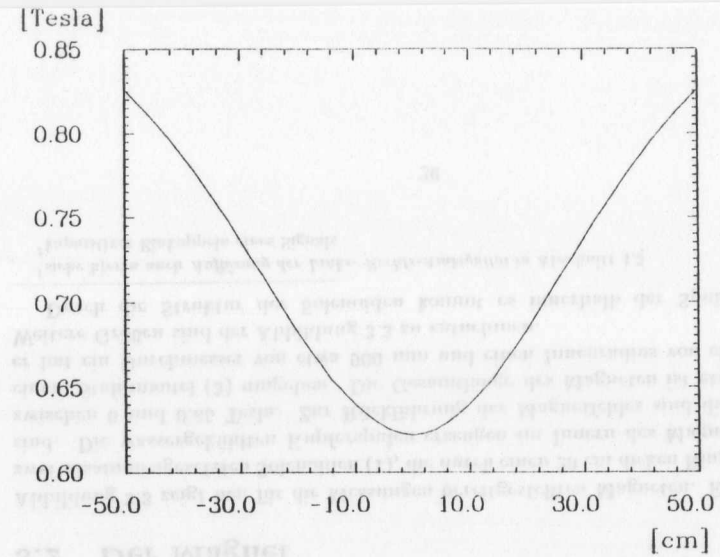


Abbildung 3.4: Magnetfeld entlang der Zylinder-Achse, aus [12]

inhomogenes Feld [12]. Bezeichnet  $z_0$  die Mitte des Magneten, so liegt das Feld im Bereich zwischen  $-50.0 \text{ cm} \leq z_0 \leq +50.0 \text{ cm}$  entlang der Magnet-Zylinder-Achse bei voller Last zwischen 0.62 und 0.83 Tesla (vgl. Abb. 3.4). Im Bereich zwischen  $-10.0 \text{ mm} \leq z_0 \leq 10.0 \text{ mm}$  ist die Abweichung um ein mittleres Magnetfeld nur gering (etwa 1.5%). Dieser Bereich eignet sich deshalb zur späteren Analyse der Daten im Magnetfeld.

### 3.3 Die Testkammer im Magnetfeld

Zum Studium des elektrischen Feldlinienverlaufs im Magnetfeld wurden mit dem Simulationsprogramm für Driftkammern WIRCHA [20] Simulationsrechnungen durchgeführt. Abbildung 3.5 zeigt die Ergebnisse dieser Berechnungen für die verwendete Testdriftkammer in einem Magnetfeld von 0.7 Tesla in einem Gasgemisch aus ARGON/ÄTHAN (50/50) [20]. Deutlich zu erkennen sind die einzelnen Driftzellen, die um den Lorentzwinkel geneigt sind. Probleme bei der Datenanswertung machten die an den Feldformungsdrähten auftretenden Driftfelder außerhalb des Nachweisvolumens. Ionisierte Elektronen driften entlang dieser Feldlinien zu den äußeren Signaldrähten und geben ein Signal ab. Diese Signale sind oftmals so groß und liegen von ihrer Driftzeit her so ungünstig, daß sie von den Pulserkennungsprogrammen als reguläre Signale erkannt und verarbeitet werden. Dies macht sich vor allen Dingen in den Randzellen nachteilig bemerkbar, in denen wegen des Lorentzwinkels und den dadurch verkürzten Driftstrecken keine Signale erwartet werden, das Teilchen aber einen Puls erzeugt (siehe Abb. 3.6). Da sich dieser Effekt hauptsächlich am ersten und letzten Signaldraht ausbildet, werden die Informationen dieser Drähte später bei der Lorentzwinkelbestimmung nicht mit berücksichtigt.

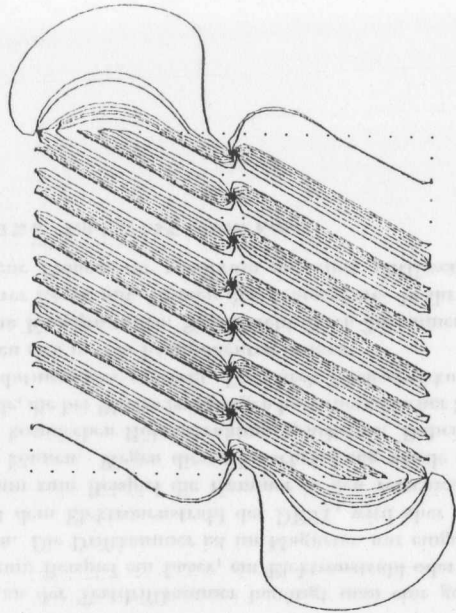


Abbildung 3.5: Testdriftkammer im Magnetfeld

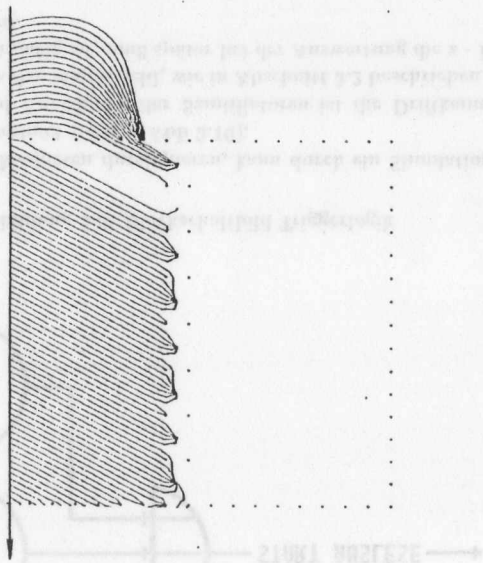


Abbildung 3.6: Teilchendurchgang mit Driftlinien

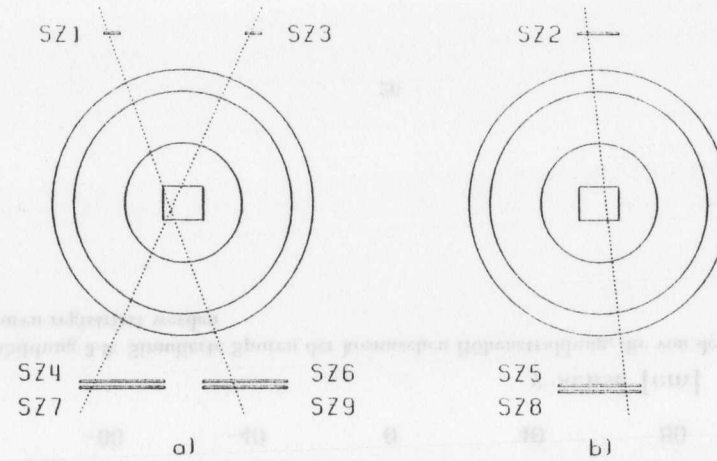


Abbildung 3.7: Anordnung der Szintillatoren über und unter dem Magneten

### 3.4 Der Trigger

Damit die nachzuweisenden Teilchen den in Kapitel 4 beschriebenen Auswertemethoden genügen, versucht man mit Hilfe eines geeigneten Triggers möglichst viele Teilchen schon während der Datennahme zu selektieren. Dies geschieht z.B. durch unterschiedliche Anordnungen der Szintillatoren, wie sie in Abbildung 3.7 zu sehen sind. Die Szintillatoren sind so ober- und unterhalb des Magneten angeordnet und über Logik-Bausteine miteinander verbunden, daß in der Kammer Teilchenspuren unter verschiedenen Winkeln nachgewiesen werden können. Abbildung 3.9 zeigt eine Simulation [17] der 'getriggerten' Teilchen. Wie man leicht erkennen kann, werden auf Grund der Geometrie von Kammer, Magnet und Szintillatoren auch Spuren zugelassen, die die Kammer nicht durchqueren. Die Simulation sagt ohne Magnetfeld eine Fehlrate von etwa 40% voraus. Die gemessene Fehlrate betrug 36%. Die Akzeptanzen des Triggers bei den verschiedenen Magnetfeldern werden in Kapitel 4 zusammengefasst.

Durch die unterschiedliche Verknüpfung der Szintillatoren (Abb 3.8) haben die nachgewiesenen Teilchen im Aufbau a) einen Winkel von  $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$  und im Aufbau b) einen Winkel von  $6^\circ \leq \theta \leq 17^\circ$ . Wie sich später im Kapitel 4 zeigen wird, sind diese unterschiedlichen Winkelbereiche notwendig, um die Driftgeschwindigkeit und den Lorentzwinkel aus Daten mit der komischen Höhenstrahlung zu bestimmen.

Der Magnet mit seiner Eisen- und Kupferstruktur wirkt als Impulsfilter, der niederenergetische kosmische Teilchen, die sich auf die Auswertung ungünstig auswirken, herausfiltert. Sind die Impulse der Teilchen zu klein, kommt es innerhalb des Magneten zu Spuren mit so starken Krümmungen, daß die Teilchen um die Driftkammer herumgelenkt werden und die Akzeptanz der Meßreihe abnimmt. Das Impulsspektrum derje-

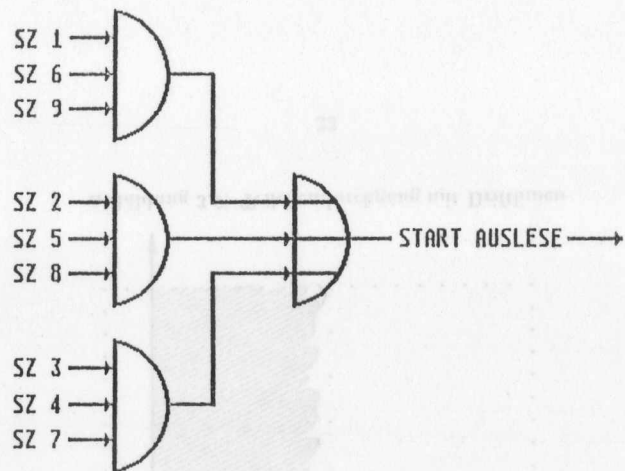


Abbildung 3.8: Blockschaltbild Triggerlogik

nigen Teilchen, die den Magneten durchqueren, kann durch ein Simulationsprogramm von R.Reumann [17] berechnet werden (Abb 3.10).

Durch die Größe und Anordnung der Szintillatoren ist die Driftkammer in ihrer vollen Länge sensitiv. Da das Magnetfeld, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, entlang der z-Koordinate nicht gleichmäßig ist, muß später bei der Auswertung die z - Komponente mit berücksichtigt werden.

### 3.5 Die kosmische Höhenstrahlung

Zur Untersuchung an der Testdriftkammer benötigt man eine geeignete Strahlungsquelle. Dies kann zum Beispiel ein Laser, ein Elektronenstrahl oder auch die kosmische Höhenstrahlung sein. Die Driftkammer ist im Magneten nur eingeschränkt beweglich. Für Messungen mit dem Elektronenstrahl des DESY, wird aber eine gewisse Beweglichkeit gefordert, um zum Beispiel die Kammer in den verschiedenen Raumrichtungen verschieben zu können. Wegen dieser Einschränkung wurde in dieser Arbeit bei Messungen mit der kosmischen Höhenstrahlung gearbeitet. Dabei handelt es sich um eine Strahlungsquelle, die bei Wechselwirkungen hochenergetischer kosmischer Teilchen<sup>3</sup> mit Atomen der Erdatmosphäre entsteht. Die durch Wechselwirkung entstehenden Sekundärteilchen lassen sich in drei Komponenten ordnen:

Die **hadronische Komponente**. Sie entsteht durch Zusammenstöße von Protonen oder anderer schwerer Kerne mit Atomen der Atmosphäre. In ihr enthalten sind zum größten Teil geladene Pionen, die wiederum mit einer mittleren Halbwertszeit von

<sup>3</sup>86% Protonen, 12,7%  $\alpha$  - Teilchen, 1,3% schwere Kerne

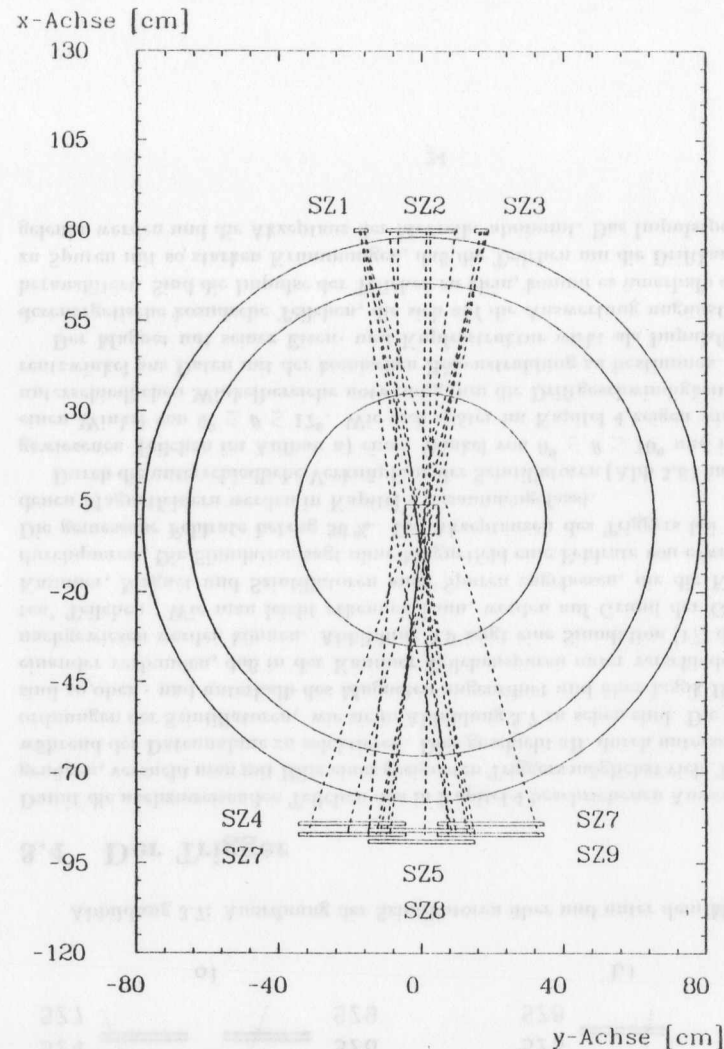


Abbildung 3.9: Simulierte Spuren der kosmischen Höhenstrahlung, die von den Szintillatoren registriert werden



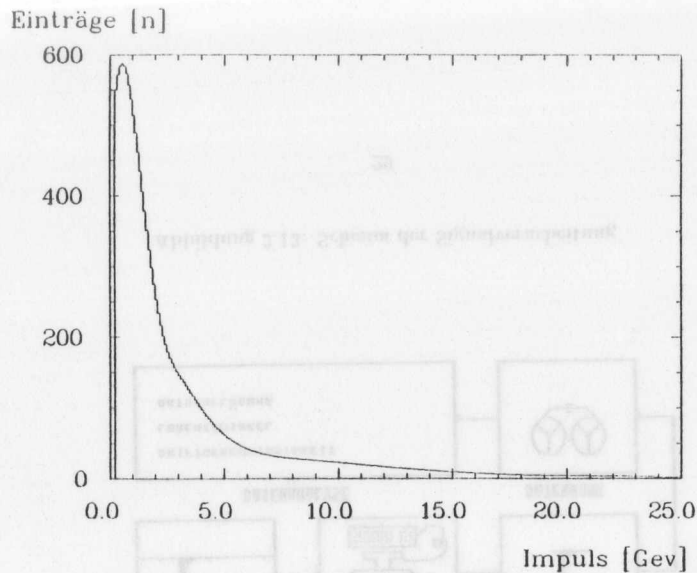


Abbildung 3.10: Impulsspektrum der Myonen, die den Magneten durchqueren

$2.6 \cdot 10^{-8}$ s in Myonen und Neutrinos zerfallen. Diese Zerfallsprodukte bilden die **myonische Komponente**. Daß Myonen mit einer Halbwertszeit von  $2.2 \cdot 10^{-6}$  die Erde erreichen liegt an ihren hohen Energien und der damit verbundenen relativistischen Zeitdilatation. Einen weiteren Anteil bildet die **Elektron - Photon - Komponente**. Die in ihr enthaltenen Elektronen und Photonen entstehen auf zwei verschiedene Weisen. Zum einen durch den frühzeitigen Zerfall der Myonen und zum anderen beim Zerfall von neutralen Pionen in zwei Photonen, die durch Prozesse wie Paarzerzeugung und Bremsstrahlung eine Elektron-Photonen-Kaskade bilden. Die neutralen Pionen entstehen beim Zerfall der hadronischen Komponente.

Rund 75% der am Erdboden ankommenden Teilchen sind Myonen. Abb 3.11 zeigt das Impulsspektrum dieser Teilchen oberhalb  $0.2 \text{ GeV}/c$ . Der Gesamtfluß der Teilchen ist vom Zenithwinkel  $\theta$  gemäß Gleichung 3.1 abhängig.

$$I(\theta) = I(0) \cdot \cos^n \theta \quad (3.1)$$

Die Rate der Teilchen mit senkrechtem Einfall ist wegen des kürzesten Weges durch die Atmosphäre am größten und nimmt mit zunehmendem Zenithwinkel  $\theta$  ab.  $n$  in Gleichung 3.1 ist eine Funktion des Impulses und beträgt im Mittel  $n = 1.85 \pm 0.1$  [9].

### 3.6 Die Signalverarbeitung

In den folgenden Abschnitten wird beschrieben, wie die aus dem Experiment gewonnenen Daten elektronisch verarbeitet werden, um sie dann anschließend mit Hilfe von entsprechenden Auswerteprogrammen zu analysieren.

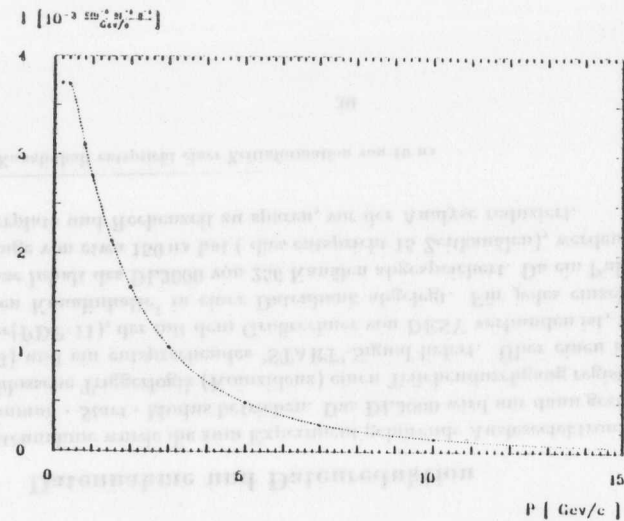


Abbildung 3.11: Impulsspektrum der Myonen in Erdnähe

#### 3.6.1 Der Aufbau

Abbildung 3.12 und 3.13 zeigen das Schema des Experiments und der Ausselelektronik. Bevor auf die einzelnen Komponenten eingegangen wird, soll an dieser Stelle sowohl der Ablauf der Datennahme als auch der Datenverarbeitung kurz skizziert werden.

Ein geladenes Teilchen durchquert die Kammer und ionisiert das Kammerngas. Die freigewordenen Elektronen driften zu den Signaldrähten und erzeugen dort ein elektrisches Signal. Das Signal wird an beiden Signaldrahtenden verstärkt und über zwei 52 m lange Kabel <sup>4</sup> Analog-Digital-Wandlern <sup>5</sup> zugeführt. Anschließend wird das digitalisierte Signal in eine Datenbank auf die Großrechenanlage des DESY übertragen und ist dort für die weitere Verarbeitung zugriffsbereit.

#### 3.6.2 Das DL3000 - System

Zur Digitalisierung der Spannungswerte an den Signaldrähten wurde das von W. Zimmermann [19] entwickelte DL3000-System benutzt.

Das DL3000-System besteht aus acht FADC - Bausteinen <sup>6</sup> und einem Speicher von 256 Zeitkanälen. Der FADC arbeitet mit einer Abtastfrequenz von 100 MHz und hat eine Auflösung von 8 bit. Die am FADC anliegende Spannung wird somit alle 10 ns abgetastet und einem Wert zwischen 0 - 255 zugeordnet. Mit dem zur Verfügung stehenden Speicher kann ein Zeitraum von 2.56  $\mu$ s digitalisiert werden.

<sup>4</sup>Dies entspricht der voraussichtlichen Länge der Signalkabel am III-Detektor

<sup>5</sup>auch FADC, Flash Analog Digital Converter

<sup>6</sup>SONY CX20116

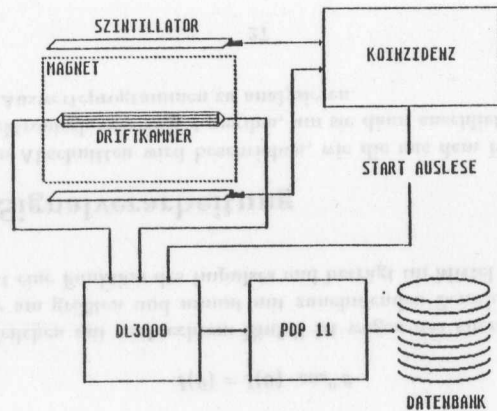


Abbildung 3.12: Schema der Komponenten des Experiments

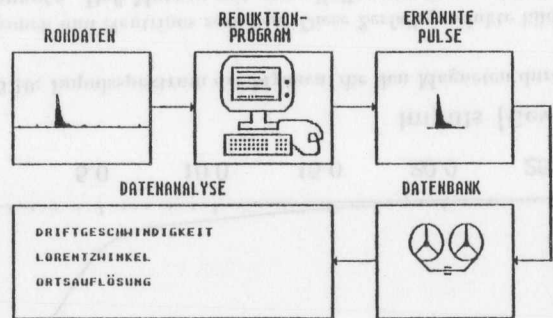


Abbildung 3.13: Schema der Signalverarbeitung

Um in einem größeren dynamischen Bereich arbeiten zu können, werden die FADC's mit nichtlinearer Kennlinie betrieben. Dadurch werden die Amplituden kleinerer Pulse mit einer feineren Abstufung digitalisiert und der Fehler klein gehalten. Die mittlere Amplitude von minimal ionisierenden Teilchen liegt am FADC bei etwa 80 Einträgen, entsprechend einer Amplitude von 300 mV. Abbildung 3.14 zeigt im Vergleich die lineare und nichtlineare Kennlinie. Anhand des Diagramms kann abgelesen werden, wie groß der relative Fehler bei digitalisierten Pulsen liegt.

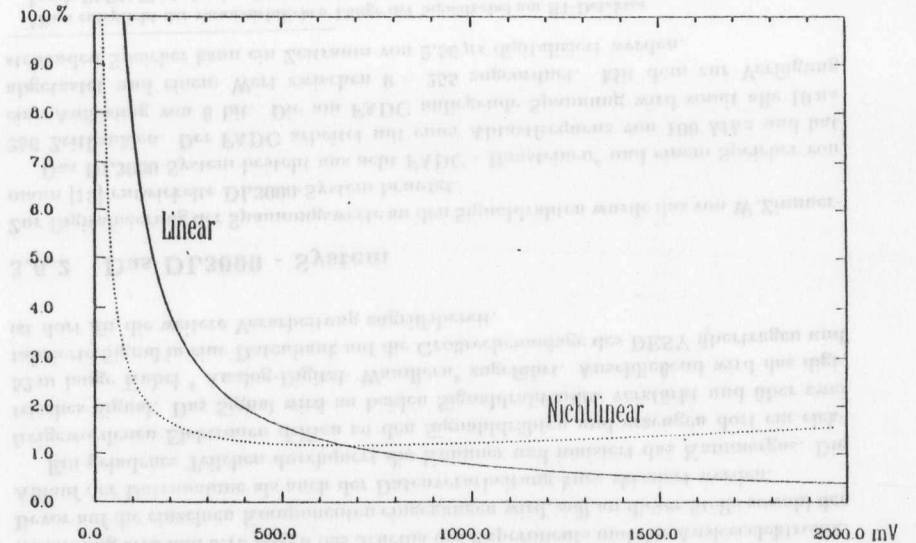


Abbildung 3.14: Kennlinie des linearen und nicht linearen Betriebs

Der Vorteil dieser Betriebsart liegt darin, daß der Fehler kleiner Amplituden bei der Digitalisierung klein gehalten wird. Nach der Datennahme muß die digitalisierte Amplitude auf die entsprechende tatsächliche Signalhöhe wieder zurückgerechnet werden.

### 3.6.3 Datennahme und Datenreduktion

Zur Datennahme wurde die zum Experiment gehörende Ausleseelektronik im sogenannten *Common - Start - Modus* betrieben. Das DL3000 wird nur dann gestartet, wenn die angeschlossene Triggerlogik (Koinzidenz) einen Teilchendurchgang registriert hat (siehe Abs 3.3) und ein entsprechendes 'START'-Signal liefert. Über einen angeschlossenen Rechner (PDP-11), der mit dem Großrechner von DESY verbunden ist, werden die ausgelesenen Kanalinhalt<sup>7</sup> in einer Datenbank abgelegt. Für jedes einzelne Signal wird der ganze Inhalt des DL3000 von 256 Kanälen abgespeichert. Da ein Puls im Mittel nur eine Länge von etwa 150 ns hat ( dies entspricht 15 Zeitkanälen), werden die Daten, um Speicherplatz und Rechenzeit zu sparen, vor der Analyse reduziert.

<sup>7</sup> Ein Kanalinhalt entspricht einer Zeitinformation von 10 ns

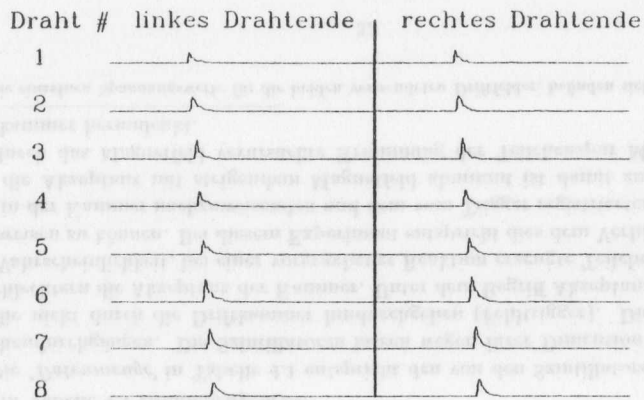


Abbildung 3.15: Typische Kammerimpulse vor der Datenreduktion

Bei der Datenreduktion geht man folgenderweise vor:  
 Das Reduk ionsprogramm liest die einzelnen Kanäle der Reihe nach aus und bildet aus jeweils zwei Kanälen  $A_{n+2}$  und  $A_n$  die Differenz der Signalhöhe

$$\Delta A = A_{n+2} - A_n$$

- $n$  : Kanalnummer,  $0 \leq n \leq 253$
- $A$  : digitalisierte Signalamplitude

Wenn die Differenz  $\Delta A$  am Kanal  $A_m$  eine frei wählbare Schwelle überschreitet, wird hier der Pulsanfang markiert und es wird 10 Kanäle weiter nach dem Pulsende gesucht. Ein Pulsende wird dann erkannt, wenn zwei aufeinanderfolgende FADC-Amplituden weniger als 3 Einträge zeigen. Abbildung 3.15 und Abbildung 3.16 zeigen ein typisches Ereignis vor der Datenreduktion und einen einzelnen Puls mit eingezeichneten Schwellen. Die Schwelle bei der Datenreduktion wird so gewählt, daß kleine Einträge durch elektronisches Rauschen unbeachtet bleiben, kleine Pulse aber noch erkannt werden. Während der Datenreduktion hat sich eine Schwelle von  $\Delta A = 6$  als geeignet erwiesen. Wenn ein Puls erkannt wurde, und sich kein weiterer Puls mehr in Datensatz befindet (z.B. bei Doppelpulsen), wird er von den leeren FADC-Einträgen getrennt und anschließend wieder in der Datenbank abgelegt. Aus Gründen der Rechenzeiterparnis wird dieser Algorithmus nur für eine Seite der Drähte durchgeführt und dann für die andere Seite wiederholt, wenn kein Signal gefunden wurde. Durch diese Datenreduktion kann der ganze Datensatz um einen Faktor 10 [15] reduziert werden.

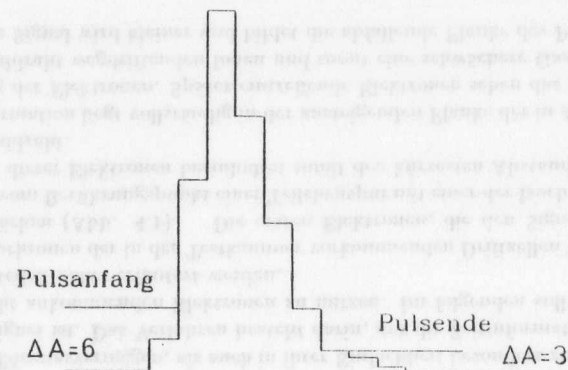


Abbildung 3.16: Einzeler Puls mit eingezeichneter Anfangs- und Endschwelle

13000	110	0.02	22.2
13000	320	0.43	86.2
13000	110	0.21	42.2
13300	110	0.00	0.0
10000	02	0.02	0.2
10000	00	0.00	0.0

## Kapitel 4

### Die Auswertung der Daten

Im folgenden Kapitel werden verschiedene Methoden vorgestellt, mit denen die aus dem Experiment gewonnenen Daten analysiert werden. Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse befindet sich dann zusammenfassend im nächsten Kapitel.

Zur Untersuchung des Magnetfeldeinflusses auf die Driftkammer wurden am Teststrahl 22 des DESY das in Kapitel 3 beschriebene Experiment aufgebaut. Insgesamt gab es drei größere Meßreihen, von denen nur die letzte Meßreihe zufriedenstellende Ergebnisse lieferte.

Die erste Datennahme diente dazu, die Auswerteprogramme für die Magnetfeldmessungen zu entwickeln. Eine weitere Datennahme bei verschiedenen Magnetfeldern zeigte nach der Auswertung in sich nicht konsistente Kammer signale. Da die verwendete *Testkammer II* schon mehrere Meßperioden hinter sich hatte und die Datennahme sich über einen längeren Zeitraum erstreckte, wurde vermutet, daß die Kammer undicht war und sich das Kammergas mit Sauerstoff vermischte. Durch den Sauerstoff im Kammergas kommt es zu einer Verschlechterung der Kammer signale. Weiter stellte sich heraus, daß die Testkammer nur noch bedingt hochspannungsfest war. Wie im weiteren Verlauf dieses Kapitels beschrieben wird, benötigt die Kammer ein Driftfeld von  $E_D = 110 \text{ V/mm}$ . Die dafür notwendigen Spannungen konnten an der Driftkammer aus Gründen der Hochspannungsfestigkeit nicht angelegt werden<sup>1</sup>. Die weitere Datennahme wurde mit der bis dahin fertiggestellten *Testdriftkammer III* (siehe Abschnitt 3.1) fortgeführt. Erstmals wurde auch der von R. Renmann [17] entwickelte Cosmic - Trigger benutzt. Dadurch erhöhte sich die Triggerrate und die Daten konnten in einem kürzerem Zeitraum mit höherer Statistik genommen werden. Die mit der *Testkammer III* genommenen Daten sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Die 'Datenmenge' in Tabelle 4.1 entspricht den von den Szintillatoren registrierten Teilchendurchgängen. Die Szintillatoren lassen wegen ihrer Dimension auch Teilchen zu, die nicht durch die Driftkammer hindurchgehen (Fehltrigger). Diese Fehltrigger verschlechtern die Akzeptanz der Kammer. Unter dem Begriff Akzeptanz versteht man die Wahrscheinlichkeit, bei einer vorgegebener Reaktion erzeugte Teilchen im Detektor nachweisen zu können. Bei diesem Experiment entspricht dies dem Verhältnis zwischen dem in der Kammer nachzuweisenden und dem vom Trigger registrierten Myonen. Daß die Akzeptanz mit steigendem Magnetfeld abnimmt ist damit zu erklären, daß die durch das Magnetfeld verursachte Krümmung der Teilchenspur Myonen um die Driftkammer herumlenkt.

<sup>1</sup>Die einzelnen Spannungswerte für die beiden verwendeten Driftfelder, befinden sich im Anhang

Datenmenge	Driftfeld [V/mm]	B-Feld [Tesla]	Akzeptanz
10000	85	0.00	64 %
10000	85	0.63	53 %
11200	110	0.00	65 %
13600	110	0.21	61 %
11600	110	0.42	56 %
12000	110	0.63	53 %

Tabelle 4.1: Datennahme '88 am Teststrahl im Solenoiden. Strahlquelle : Myonen der kosmischen Höhenstrahlung

Für alle Messungen wurde als Kammergas ein Gemisch aus : Argon/Äthan/Äthanol (49.75 / 49.75 / 0.5 ) plus 100 ppm<sup>2</sup> H<sub>2</sub>O verwendet. Der Druck in der Kammer lag bei 1024 mbar.

#### 4.1 Die Driftzeit

Neben der Kenntnis über die Driftstrecke der beim Teilchendurchgang entstandenen Primärelektronen wird eine exakte Kenntnis über die Driftzeit benötigt, um die Driftgeschwindigkeit zu bestimmen. Dazu wurden verschiedene Methoden entwickelt, die in einer Arbeit von Markus Schulz [15] vorgestellt und getestet wurden. Dabei stellte sich heraus, daß die 'Leading - Edge -' (auch 'First Electron -') Methode sowie in ihrem Auflösungsvermögen, als auch in ihrer Einfachheit besonders zur Driftzeitbestimmung geeignet ist. Das Verfahren besteht darin, nur die Zeitinformation der ersten am Signaldraht ankommenden Elektronen zu nutzen. Im folgenden soll die Methode mit ihren Vorteilen näher erläutert werden.

Die Isochronen der in der Testkammer vorkommenden Driftzellen bilden angenähert Zylinderflächen (Abb. 4.1). Die ersten Elektronen, die den Signaldraht erreichen, stammen vom Berührungspunkt einer Teilchenspur mit einer der Isochronen. Die Zeitinformation dieser Elektronen beinhaltet somit den kürzesten Abstand der Teilchenspur vom Signaldraht.

Diese Information liegt vollständig in der ansteigenden Flanke der in Abb. 4.2 gezeigten Verteilung der Elektronen. Später eintreffende Elektronen sehen das positive Feld der vom Signaldraht wegdriftenden Ionen und somit eine schwächere Gasverstärkung. Das elektrische Signal wird kleiner und bildet die abfallende Flanke des Pulses.

Die Zeitinformation der ersten Elektronen läßt sich mit der Leading - Edge - Methode wie folgt ermitteln (siehe hierzu auch Abbildung 4.3):

- Bestimme die maximale Amplitude des Pulses.
- Bestimme den Zeitpunkt  $t_{\frac{1}{2}}$  in dem die Pulshöhe 50% der maximalen Amplitude beträgt.
- Bestimme die Steigung  $s_{\frac{1}{2}}$  bei  $t_{\frac{1}{2}}$  unabhängig für die Pulse beider Signaldrahtseiten.

<sup>2</sup>parts per million



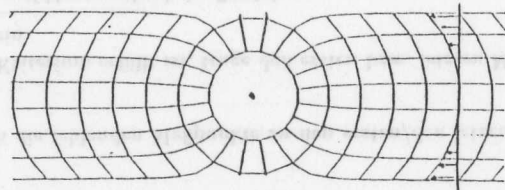


Abbildung 4.1: Driftzelle mit eingetragenen Isochronen [3]

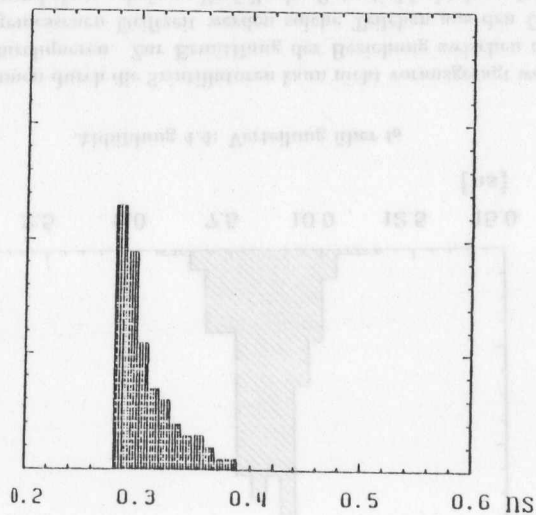


Abbildung 4.2: Elektronenverteilung am Signaldraht ohne Diffusion [3]

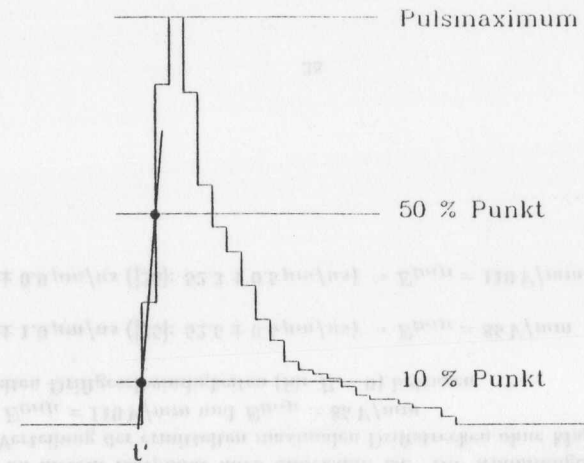


Abbildung 4.3: Driftzeitbestimmung mit der Leading-Edge-Methode

- Berechne aus den gemittelten Werten  $\langle t_{\frac{1}{2}} \rangle$  und  $\langle s_{\frac{1}{2}} \rangle$  den Zeitpunkt  $t'$ , an dem die Pulshöhe 10% der maximalen Amplitude beträgt.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß sie wegen ihrer Einfachheit wenig Rechenzeit benötigt und im Vergleich mit anderen Methoden keine Verschlechterung im Auflösungsvermögen zeigt.

Die mit der **Leading - Edge** -Methode bestimmte Driftzeit  $t'$  muß noch um eine durch die Elektronik verursachte Verzögerung  $t_0$  korrigiert werden, um die wahre Driftzeit  $t = t' - t_0$  zu erhalten.  $t_0$  kann aus den Daten bestimmt werden, indem man sich alle Teilchenspuren herausucht, die die Signaldrahtebene kreuzen. Von jeder dieser Teilchenspuren sucht man sich den Signaldraht heraus, an dem die berechnete Driftzeit minimal ist. Alle diese minimalen Driftzeiten trägt man gegen ihre Häufigkeit auf und erhält so die in Abb. 4.4 gezeigte Verteilung.

Durch Interpolation des kleinsten Abstands zur Signaldrahtebene, entspricht diese Verteilung näherungsweise einer Gaußverteilung, dessen Mittelwert der kleinsten Zeitinformation, bzw. dem kürzesten Abstand zum Signaldraht entspricht. Nimmt man an, daß ein Teilchen direkt am Signaldraht einer Driftzeit  $t = 0$  entspricht, definiert der Mittelwert der Verteilung den Zeitoffset  $t_0$ .

## 4.2 Die Driftgeschwindigkeit

Zur vollständigen Rekonstruktion der Teilchenspur innerhalb der Driftkammer ist neben der ermittelten Driftzeit auch eine genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit der bei der Ionisation freierwerdenen Elektronen im verwendeten Kammergas notwendig. Beim

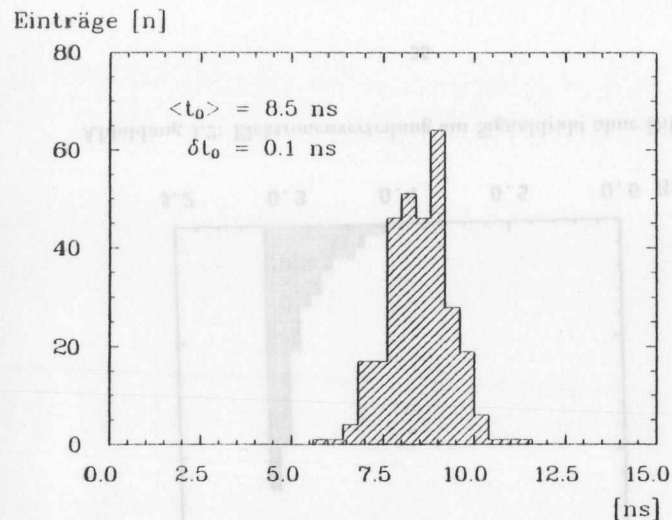


Abbildung 4.4: Verteilung über  $t_0$

Durchgang der Myonen durch die Szintillatoren kann nicht vorausgesagt werden, wo sie die Driftkammer durchqueren. Zur Ermittlung der Beziehung zwischen dem Ort des Teilchens und der gemessenen Driftzeit werden solche Teilchen aus den Daten herangezogen, die auf Grund ihres schrägen Einfalls die Potentialdrahtebene kreuzen (siehe Abbildung 4.5). Die beim Kreuzen entstehenden Elektronen durchlaufen dann eine maximale Driftstrecke, die durch die Dimension der Kammer vorgegeben ist. Die maximale Driftstrecke beträgt bei der verwendeten Testkammer  $48.26 \text{ mm}$ . Das Verfahren zur Selektion dieser Spuren ist folgendes:

- Berechne alle Driftstrecken bei einer vermuteten Driftgeschwindigkeit (etwa  $50 \mu\text{m/ns}$ ).
- Lege durch die zu einer Spur gehörenden Punkte eine Gerade<sup>3</sup> (Spurfit).
- Suche diejenigen Spuren heraus, die weniger als 8 zusammenhängende Punkte besitzen.
- Überprüfe, ob die fehlenden Meßpunkte zu den ersten/den letzten Signaldrähten gehören.
- Wenn dieses Kriterium erfüllt ist, trage den ersten bzw. letzten Meßpunkt in ein Histogramm ein.

<sup>3</sup>Für Spuren im Magnetfeld entsprechend eine Parabel

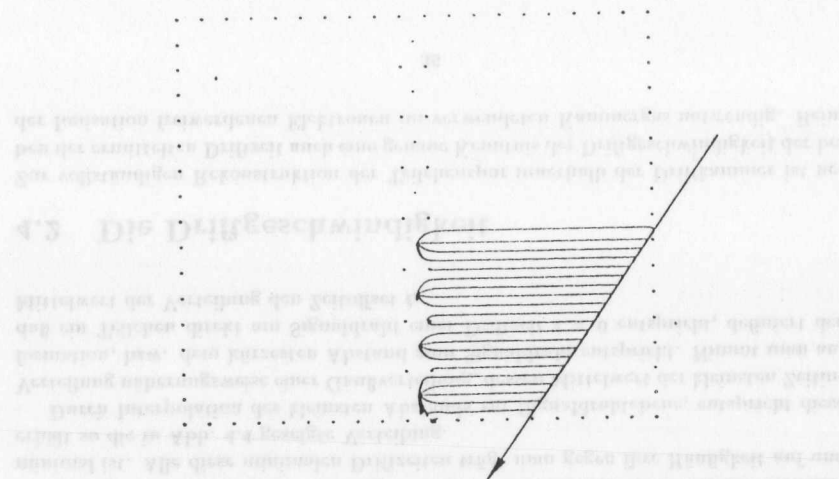


Abbildung 4.5: Testkammer mit einer einlaufenden Spur

Die so gefundenen Meßpunkte entsprechen dem Ionisationsort am oberen bzw. unteren Ende einer Driftzelle (Abbildung 4.6). Durch die Information der Ausgleichsgeraden wird der Ort des Teilchens um die halbe Breite der Driftzelle auf die Höhe der Signaldrähte, deren x-Koordinate bekannt ist, interpoliert und verlängert. Bei voller Funktion aller Signaldrähte kennzeichnet der Mittelwert dieser Verteilung die maximale Driftstrecke, da dieser ein Verlassen aus, ein Eindringen eines Teilchens in die Kammer entspricht. Verändert man die angenommene Driftgeschwindigkeit im Auswertprogramm, wird die so ermittelte Driftstrecke solange verschoben, bis der Mittelwert der Verteilung bei der maximalen Driftstrecke von  $48.26 \text{ mm}$  liegt. Mit diesem Verfahren kann nicht die Driftgeschwindigkeit im Magnetfeld bestimmt werden, da sich durch den Lorentzwinkel die maximale Driftstrecke vergrößert. Der Lorentzwinkel ist aber eine Größe, die zu diesem Zeitpunkt noch unbekannt ist. Die Abbildungen 4.8 und 4.7 zeigen die Verteilung der ermittelten maximalen Driftstrecken ohne Magnetfeld für die Driftfelder  $E_{\text{Drift}} = 110 \text{ V/mm}$  und  $E_{\text{Drift}} = 85 \text{ V/mm}$ .

Die ermittelten Driftgeschwindigkeiten (für  $B = 0$ ) betragen

$$w_D = 52.2 \pm 1.0 \mu\text{m/ns} \quad (|25|: 52.5 \pm 0.5 \mu\text{m/ns}) \rightarrow E_{\text{Drift}} = 85 \text{ V/mm}$$

$$w_D = 52.6 \pm 0.9 \mu\text{m/ns} \quad (|25|: 52.3 \pm 0.5 \mu\text{m/ns}) \rightarrow E_{\text{Drift}} = 110 \text{ V/mm}$$

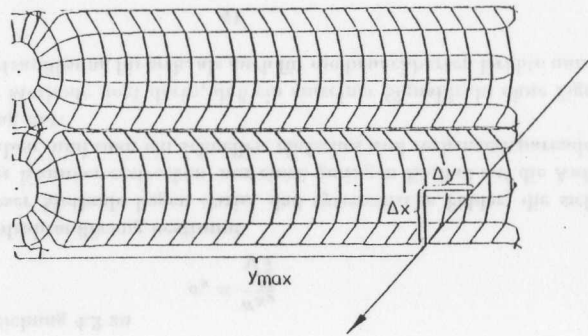


Abbildung 4.6: Driftzelle mit Isochronen und einem einlaufenden Teilchen

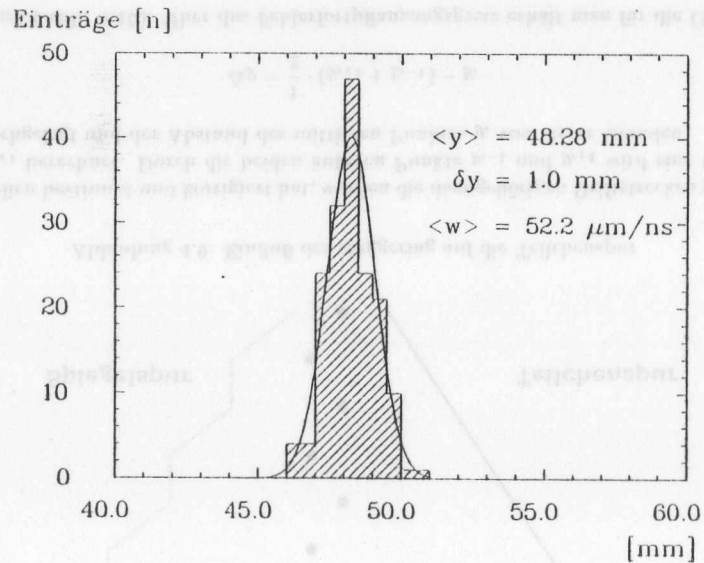


Abbildung 4.7: maximale Driftstrecke bei  $E_{Drift} = 85 \text{ V/mm}$

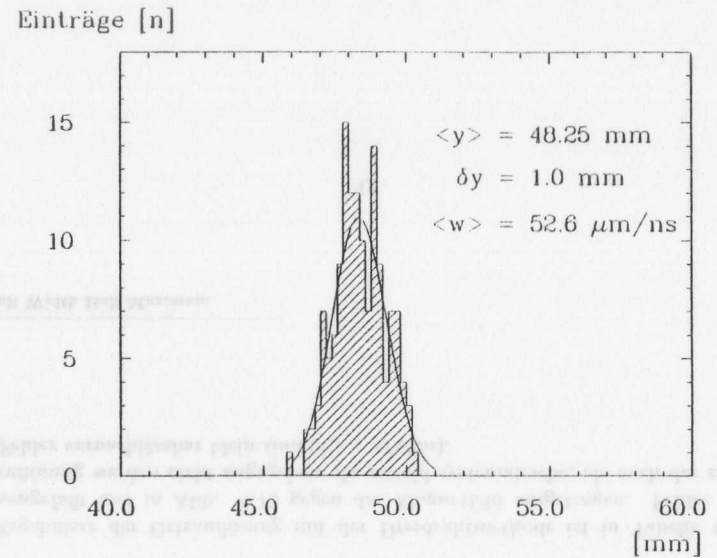


Abbildung 4.8: maximale Driftstrecke bei  $E_{Drift} = 110 \text{ V/mm}$

### 4.3 Auflösung der Links - Rechts - Ambiguität

An den Signaldrähten der Driftkammer können nur die Beträge der Driftzeiten gemessen werden. Ohne weiteres kann nicht entschieden werden, ob ein Teilchen an der linken oder der rechten Seite der Signaldrahtebene vorbeigeflogen ist, da in beiden Fällen die Zeitinformation die gleiche wäre. Aus diesem Grund sind die Signaldrähte alternierend in Richtung der Kathoden um  $100 \mu\text{m}$  versetzt. Dieses 'staggering' liefert nun für beide Kammerhälften unterschiedliche Zeitinformationen. Legt man durch die ermittelten Driftstrecken eine Ausgleichsgerade, so kann auf Grund der Abweichung der Meßpunkte von der Ausgleichsgeraden die wirkliche Spur von ihrer 'Spiegelspur' (siehe Abb. 4.9) unterschieden werden.

### 4.4 Die Bestimmung der Ortsauflösung

In den folgenden beiden Abschnitten werden zwei Methoden zur Bestimmung der Ortsauflösung vorgestellt. Unter der Annahme, daß die Bestimmung der Ortsauflösung mit der herkömmlichen Dreidrahtmethode für gekrümmte Spuren im Magnetfeld nicht geeignet ist, soll eine zweite Methode, die die Ortsauflösung aus der Güte des 'Spurfits' ermittelt, ausprobiert werden.

#### 4.4.1 Die Dreidrahtmethode

Die Dreidrahtmethode benutzt zur Bestimmung der Ortsauflösung die Information benachbarter Signaldrähte. Nachdem man die Driftzeiten von drei aufeinanderfolgenden

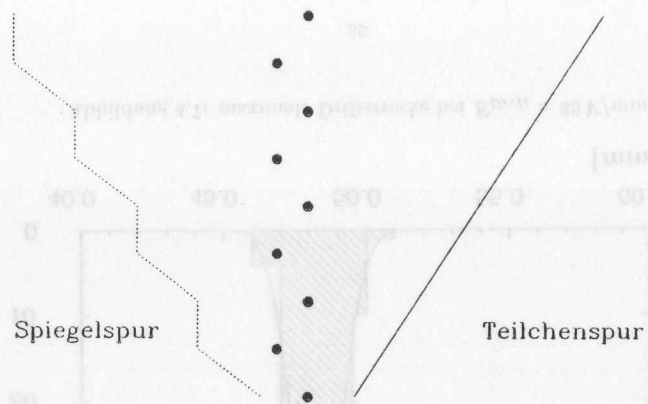


Abbildung 4.9: Einfluß des staggering auf die Teilchenspur

Driftzellen bestimmt und korrigiert hat, werden die dazugehörigen Driftstrecken  $y_{i-1}$ ,  $y_i$  und  $y_{i+1}$  berechnet. Durch die beiden äußeren Punkte  $y_{i-1}$  und  $y_{i+1}$  wird eine Gerade hindurchgelegt und der Abstand des mittleren Punktes  $y_i$  von dieser Geraden

$$\Delta y = \frac{1}{2} \cdot (y_{i+1} + y_{i-1}) - y_i \quad (4.1)$$

bestimmt (Abb. 4.10). Über das Fehlerfortpflanzungsgesetz erhält man für die Ortsauflösung

$$\sigma_{\Delta y} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{y_{i+1}}}{2}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{y_{i-1}}}{2}\right)^2 + \sigma_{y_i}^2} \quad (4.2)$$

Nimmt man an, daß die Ortsauflösung für jede der drei Positionen gleich ist,

$$\sigma_y = \sigma_{y_{i+1}} = \sigma_{y_i} = \sigma_{y_{i-1}} \quad (4.3)$$

vereinfacht sich Gleichung 4.2 zu

$$\sigma_y = \frac{\sigma_{\Delta y}}{\sqrt{\frac{3}{2}}} \quad (4.4)$$

wobei  $\sigma_y$  die Einzeldrahtauflösung bestimmt.

Die Vorteile dieser Methode liegen darin, daß systematische Fehler, die sich über größere Bereiche der Kammer erstrecken, nur einen geringen Einfluß auf die Auflösung einzelner Drähte haben, und man ein schnelles, einfaches und rechenzeitsparendes Verfahren zur Verfügung hat.

Der Nachteil dieser Methode liegt darin, daß ein einzelner Signaldraht ohne Signal die Bestimmung der Ortsauflösung für sich, als auch für die benachbarten Drähte unmöglich

Signaldrähte

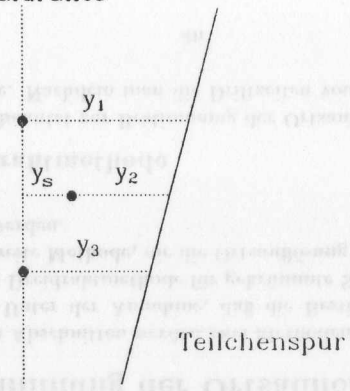


Abbildung 4.10: Prinzip der Dreidrahtmethode

macht. Weiter eignet sich diese Methode nicht für Spuren im Magnetfeld, da die Krümmung der Teilchen nicht mitberücksichtigt wird, und sich die Abweichung des mittleren Drahtes von der Geraden durch das Sagitta des Kreisabschnitts vergrößert. Abbildung 4.11 zeigt die Verteilung der Ortsauflösung für  $E_{Drift} = 110 \text{ V/mm}$  ( $B = 0$ ) aufsummiert über alle Drähte. An die Verteilung läßt sich eine Gaußkurve angleichen und aus der Breite der Verteilung die Ortsauflösung bestimmen. Für eine Gaußverteilung ist die Standardabweichung gegeben durch die volle Breite der halben Höhe, FWHM<sup>4</sup>, und es gilt:

$$2 \cdot \sigma' = FWHM$$

$$\sigma = 1.18 \cdot \sigma'$$

Die Ergebnisse der Ortsauflösung mit der Dreidrahtmethode ist in Tabelle 4.2 zusammengefaßt und in Abb. 4.12 gegen das Magnetfeld aufgetragen. Fehler in der Ortsauflösung werden nicht angegeben, da sowohl systematische, als auch der statistische Fehler vernachlässigbar klein sind ( $\sigma_s = \sigma/\sqrt{2n}$ ).

<sup>4</sup>Full Width Half Maximum



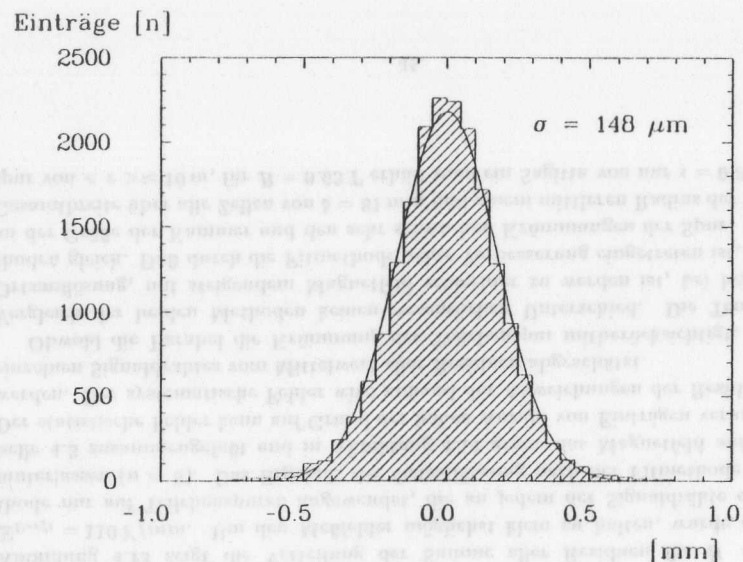


Abbildung 4.11: Verteilung der Ortsauflösung mit Gaußfit bei  $E_{\text{Drift}} = 110 \text{ V/mm}$  (Dreidrahtmethode)

Driftfeld	B-Feld	Ortsauflösung
85 V/mm	0.00 Tesla	141 $\mu\text{m}$
85 V/mm	0.63 Tesla	182 $\mu\text{m}$
110 V/mm	0.00 Tesla	148 $\mu\text{m}$
110 V/mm	0.21 Tesla	148 $\mu\text{m}$
110 V/mm	0.42 Tesla	155 $\mu\text{m}$
110 V/mm	0.63 Tesla	167 $\mu\text{m}$

Tabelle 4.2: Ortsauflösung mit der Dreidrahtmethode

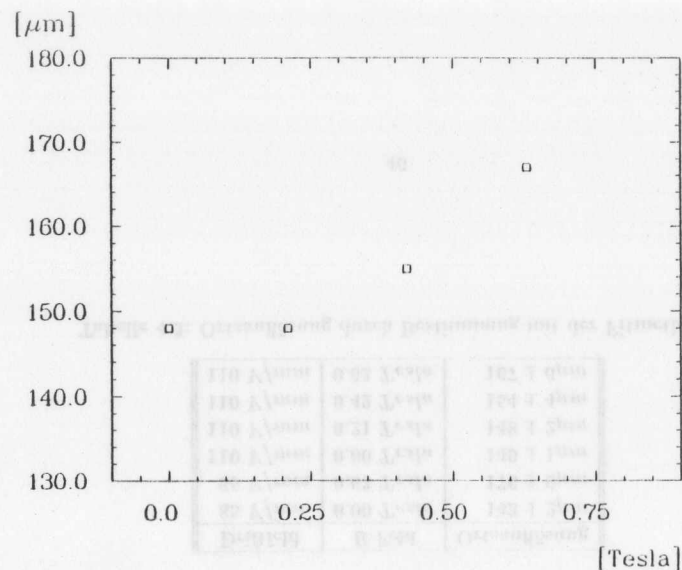


Abbildung 4.12: Ortsauflösung in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei einem Driftfeld von  $E = 110 \text{ V/mm}$  (Dreidrahtmethode)

#### 4.4.2 Die Fitmethode

Aus der Überlegung heraus, daß die Dreidrahtmethode mit zunehmender Krümmung der Teilchenspur, resp. mit zunehmenden Magnetfeld mehr und mehr versagt, soll eine von der Spurkrümmung unabhängige Methode angewendet werden.

Nach einer Untersuchung von [13] können Punkte, die sich auf einem Kreisabschnitt befinden, durch eine Parabel angenähert werden, solange die Spur nur schwach gekrümmt und der Kreisabschnitt klein ist.

Der kleinste zugelassene Impuls, der von der Kammer im Magneten nachgewiesen wird, liegt bei  $P_{\text{min}} \approx 300 \text{ MeV}$ . Daraus folgt für den kleinsten Radius bei einem Magnetfeld von  $0.63 \text{ Tesla}$

$$r_{\text{min}} = 1.54 \text{ m}$$

Diese Krümmung kann relativ zur Driftkammerdimension als klein angenommen werden, so daß eine Approximation der Kreisspur der Teilchen durch eine Parabel durchgeführt werden kann.

Das Anlegen ('fitten') einer Parabel an die Meßpunkte erlaubt es anschließend, aus den Abweichungen der Meßpunkte von der Parabel eine Aussage über das Auflösungsvermögen der Kammer zu machen. Die Parabel wird bestimmt durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate.

Bezeichnet man die gemessene Driftstrecke mit  $y_{\text{hit}}$  und die gefittete Driftstrecke mit  $y_{\text{fit}}$ , so erhält man

$$\Delta y = y_{\text{hit}} - y_{\text{fit}} \quad (4.5)$$

Die Abweichung  $\Delta y$  wird als Residuum bezeichnet. Die Residuen werden für jeden der acht Signaldrähte bestimmt und anschließend die Abweichung von deren Mittelwert berechnet

$$\bar{y}_i = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n y_{ik} \quad (4.6)$$

$$S_i^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (y_{ik} - \bar{y}_i)^2 \quad (4.7)$$

wobei  $i = (1..8)$  die einzelnen Signaldrähte und  $n$  die Anzahl der Teilchenspuren bezeichnet.

Die Wurzel aus der Summe der Fehlerquadrate  $S_i^2$  (Standardabweichung) bestimmt dann die Ortsauflösung  $\sigma'_{y_i}$  der Driftkammer. Der Fehler der gemessenen Spur ist von der Anzahl der Meßpunkte und den Freiheitsgraden der Ausgleichsfunktion abhängig und wird umso größer, je weniger Freiheitsgrade bei den Fitparametern zur Verfügung stehen und ist umso kleiner, je weniger Meßpunkte berücksichtigt werden. Solange die Ortsauflösung in jeder Driftzelle als gleichgroß angenommen wird, kann dies durch einen Faktor

$$k = \sqrt{\frac{n}{n-n_f}} \quad (4.8)$$

$n = 8$  , Anzahl der Meßpunkte

$n_f = 3$  , Anzahl der Freiheitsgrade der Ausgleichsfunktion (hier : Parabel)

korrigiert werden und man erhält

$$\sigma_{y_i} = \sigma'_{y_i} \cdot k \quad (4.9)$$

Abbildung 4.13 zeigt die Verteilung der Summe aller Residuen für  $B = 0$  und  $E_{Drift} = 110 \text{ V/mm}$ . Um den Meßfehler möglichst klein zu halten, wurde diese Methode nur auf Teilchenspuren angewendet, die an jedem der Signaldrähte ein Signal hinterlassen ( $n = 8$ ). Das Ergebnis der Ortsauflösung nach der Fitmethode ist in Tabelle 4.3 zusammengefaßt und in Abbildung 4.14 gegen das Magnetfeld aufgetragen. Der statistische Fehler kann auf Grund der hohen Anzahl von Einträgen vernachlässigt werden. Der systematische Fehler wird anhand der Abweichungen der Residuen jedes einzelnen Signaldrahtes vom Mittelwert aller Residuen abgeschätzt.

Obwohl die Parabel die Krümmung der Teilchenspur miterücksichtigt, zeigt ein Vergleich der beiden Methoden keinen wesentlichen Unterschied. Die Tendenz der Ortsauflösung, mit steigendem Magnetfeld schlechter zu werden ist, bei beiden Methoden gleich. Daß durch die Fitmethode keine Verbesserung eingetreten ist, liegt mit an der Größe der Kammer und den sehr schwachen Krümmungen der Spur. Bei einer Gesamtbreite über alle Zellen von  $b = 81 \text{ mm}$  und einem mittleren Radius der Teilchenspur von  $\langle r \rangle \approx 10 \text{ m}$ , für  $B = 0.63 \text{ T}$  erhält man ein Sagitta von nur  $s = 0.8 \mu\text{m}$ .

Einträge [n]

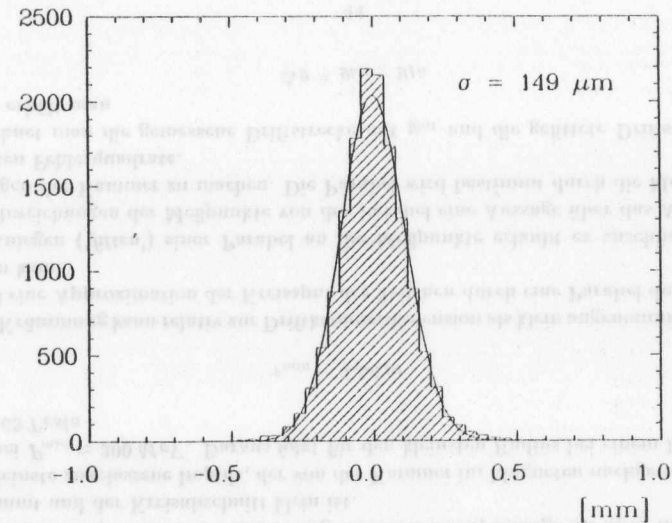


Abbildung 4.13: Summe der Residuen für  $B = 0$  und  $E_{Drift} = 110 \text{ V/mm}$ .

Driftfeld	B-Feld	Ortsauflösung
85 V/mm	0.00 Tesla	143 ± 2 μm
85 V/mm	0.63 Tesla	176 ± 6 μm
110 V/mm	0.00 Tesla	149 ± 1 μm
110 V/mm	0.21 Tesla	148 ± 2 μm
110 V/mm	0.42 Tesla	154 ± 4 μm
110 V/mm	0.63 Tesla	167 ± 6 μm

Tabelle 4.3: Ortsauflösung durch Bestimmung mit der Fitmethode

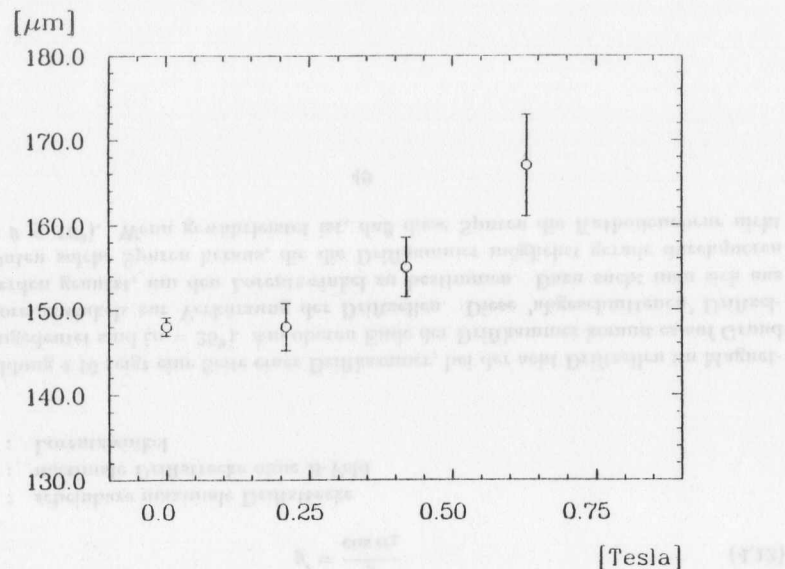


Abbildung 4.14: Ortsauflösung in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei einem Driftfeld von  $E = 110 \text{ V/mm}$  (Fitmethode)

#### 4.5 Die Bestimmung der z-Koordinate

Um den Fehler durch die in Abschnitt 3.2 beschriebene Magnetfeldinhomogenität klein zu halten, sollen mit Hilfe der z-Koordinate nur kleine Bereiche entlang der z-Achse zur Datenanalyse herangezogen werden. Die Ermittlung der z-Koordinate einer Teilchenspur erfolgt durch Ladungsteilung der an den Signaldrahtenden aufsummierten Ladungen.

Das Verhältnis der gesammelten Ladungen an beiden Seiten des Signaldrahtes entspricht dem Verhältnis der durchlaufenen Drahtlängen. Setzt man voraus, daß der Drahtwiderstand für den gesamten Signaldraht gleich ist, erhält man den Ansatz

$$\frac{Q_l}{Q_r} = \frac{L_d - z_0}{z_0} \quad (4.10)$$

- $Q_l, Q_r$  : Ladung links, bzw. rechts
- $L_d$  : Länge des Signaldrahtes
- $z_0$  : Ort des Teilchens

Durch Auflösen nach  $z_0$ , Festlegung des Nullpunktes in die Drahtmitte und Einführung von Korrekturfaktoren erhält man

$$z = \frac{L_d}{2} \cdot \frac{g \cdot Q_l - Q_r}{g \cdot Q_l + Q_r} \cdot b \quad (4.11)$$

Die Korrekturfaktoren haben folgende Bedeutung :

- $g$  : kompensiert die unterschiedliche Verstärkung der Vorverstärker an den beiden Drahtenden
- $b$  : skaliert die durch die Vorverstärker verlängerte scheinbare Drahtlänge auf die wirkliche Drahtlänge

Die Korrekturfaktoren werden durch folgenden Algorithmus aus den Daten gewonnen:

- Suche solche Spuren aus den Daten heraus, die auf allen acht Drähten ein Signal erzeugt haben.
- Bestimme für diese Spur die z-Koordinate ohne Korrektur ( $g = 1, b = 1$ ).
- Lege durch diese Koordinaten eine Gerade und bestimme die Residuen.
- Trage die Residuen aller gefundenen Spuren für jeden Signaldraht in ein Histogramm ein.

Die so gewonnenen Histogramme lassen sich durch eine Gaußkurve annähern. Die Mittelwerte dieser Verteilungen geben die Verschiebung vom Nullpunkt und somit den Korrekturfaktor  $g$ , jedes einzelnen Drahtes an. Anschließend werden die alten z-Koordinaten um den Faktor  $g$ , korrigiert und als Summe aller Drähte in ein Histogramm gegen ihre Häufigkeit aufgetragen. Die Verteilung entspricht gemäß der Winkelverteilung der kosmischen Höhenstrahlung einer  $\cos^n$ -Verteilung. Durch eine Simulationsrechnung von R.Reumann [17] kann die maximale z-Koordinate  $z_{max}$  für dieses Experiment berechnet werden. Danach liegt diese bei  $z_{max} \approx 40 \text{ cm}$ . Der Skalierungsfaktor  $b$ , muß nun so gewählt werden, daß die minimalen, bzw. maximalen Einträge den durch die Geometrie des Aufbaus des Experiments vorbestimmten z-Koordinaten entsprechen. Abb. 4.15 zeigt die Verteilung der z-Koordinaten nach der Korrektur durch den Skalierungsfaktor  $b$ . Der Fehler in der Verteilung der Residuen ist ein Maß für das durch dieses Verfahren gewonnene Auflösungsvermögen und beträgt im Mittel:

$$\langle \sigma_z \rangle = 68 \text{ mm}.$$

Die z-Auflösung, die in diesem Experiment mit der kosmischen Höhenstrahlung gewonnen wurde, ist nicht relevant für die zu erwartende Auflösung in der späteren Jetkammer des H1-Detektors, da eine Bestimmung des Skalierungsfaktors und des Korrekturfaktors mit einem Elektronenstrahl genauer ist und sich die Ortsauflösung damit verbessern kann. Untersuchungen hierzu findet man in einer Arbeit von E. Bagschick [18]. Die dort ermittelte z-Auflösung, die mit einem Elektronenstrahl ermittelt wurde, liegt bei etwa 20 mm. Da die mit der Höhenstrahlung erreichte Auflösung jedoch den Anforderungen des Experiments genügt, und die Kammer ausschließlich durch kosmische Myonen kalibriert werden sollte, wurde auf eine genauere Untersuchung der z-Auflösung verzichtet.

#### 4.6 Die Bestimmung des Lorentzwinkels

Zur experimentellen Bestimmung des Lorentzwinkels wurden zwei Methoden entwickelt, die im folgenden vorgestellt werden. Die Information der z-Koordinate wurde

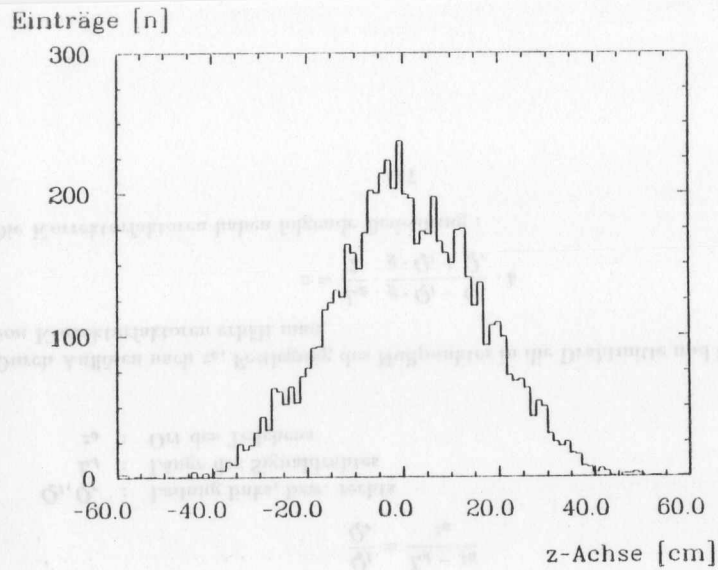


Abbildung 4.15: z-Koordinaten nach der Korrektur durch den Skalierungsfaktor b

dazu benutzt, die Teilchenspuren zu selektieren, die die Driftkammer in der Mitte ( $-10 \text{ cm} \leq z \leq +10 \text{ cm}$ ) durchqueren. Damit wird die Inhomogenität des Magnetfeldes berücksichtigt und der Fehler kleingehalten.

#### 4.6.1 METHODE 1

Bei der METHODE 1 handelt es sich um ein Verfahren, mit dem es möglich ist, den Lorentzwinkel unabhängig von der Größe der Driftgeschwindigkeit zu messen. Legt man in z-Richtung ein Magnetfeld an ( $\vec{B} \perp \vec{E}$ ), so kommt es auf Grund der in Kapitel 2 beschriebenen Effekte zu einer Verschiebung der Driftrichtung. Dies hat zur Folge, daß sich die maximale Driftstrecke  $y$  vergrößert:

$$y' = \frac{y}{\cos \alpha_L} \quad (4.12)$$

- $y'$  : scheinbare maximale Driftstrecke
- $y$  : maximale Driftstrecke ohne B-Feld
- $\alpha_L$  : Lorentzwinkel

Abbildung 4.16 zeigt eine Seite einer Driftkammer, bei der acht Driftzellen im Magnetfeld angedeutet sind ( $\alpha = 25^\circ$ ). Am oberen Ende der Driftkammer kommt es auf Grund des Lorentzwinkels zur Verkürzung der Driftzellen. Diese 'abgeschnittenen' Driftzellen werden genutzt, um den Lorentzwinkel zu bestimmen. Dazu sucht man sich aus den Daten solche Spuren heraus, die die Driftkammer möglichst gerade durchqueren ( $0^\circ \leq \theta \leq 10^\circ$ ). Wenn gewährleistet ist, daß diese Spuren die Kathodenebene nicht

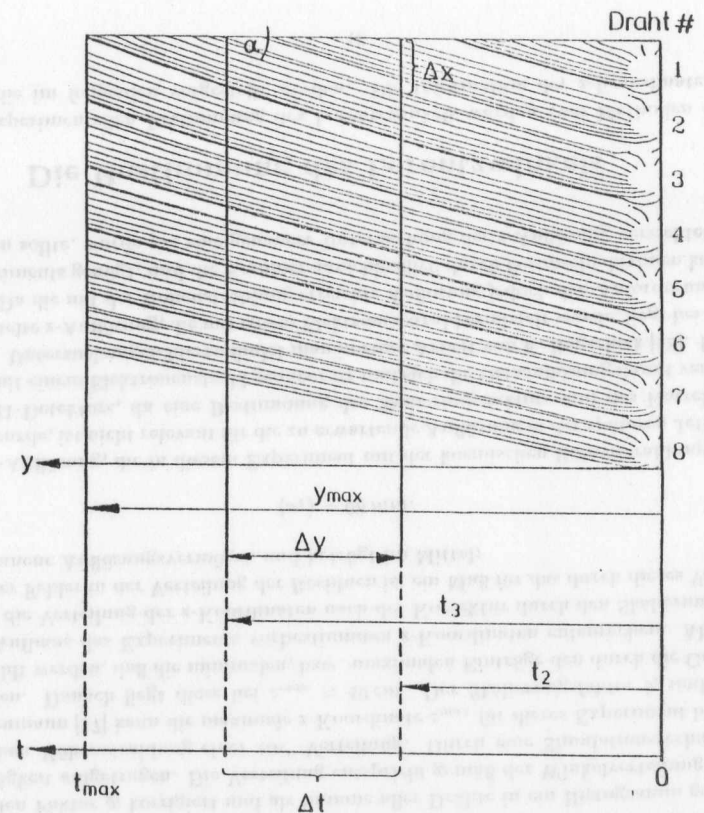


Abbildung 4.16: Prinzip der METHODE 1



verlassen, erzeugen diese Teilchenspuren bis zu einem bestimmten Abstand zur Signaldrahtebene an jedem der acht Signaldrähte ein Signal (8 Hits). Wird der Abstand größer, so kann ab einem gewissen Abstand  $y(1)_{max}$  der erste Signaldraht kein Ereignis mehr registrieren (7 Hits). Dasselbe gilt für Draht 2, wenn der Abstand sich weiter vergrößert (6 Hits). Diese Abstände können aus den Daten bestimmt werden. Zuerst sucht man sich aus allen Ereignissen diejenigen Spuren heraus, die entweder 6, 7 oder 8 Hits besitzen. Anschließend wird überprüft, ob die jeweils fehlenden Einträge zu Draht 1 (7 Hits) oder zu Draht 1 und 2 (6 Hits) gehören. Wenn die Zuordnung der Signale an die Signaldrähte eindeutig ist, bestimmt man bei 8 Hits die Driftzeiten am ersten Draht, bei 7 Hits die Driftzeiten vom zweiten Draht und bei 6 Hits die Driftzeiten vom dritten Draht. Diese Driftzeiten werden in einem Diagramm gegen die Signaldrahtnummer aufgetragen. Das gleiche Verfahren kann auch auf der anderen Seite der Kammer mit den letzten drei Drähten (6,7 und 8) angewendet werden.

Auf Grund der Breite der einzelnen Driftzellen überstreichen die nach diesem Verfahren bestimmten Driftzeiten ein Intervall mit einem kleinsten und einem größten Wert von  $t$ . Wie Abb. 4.16 zeigt, kann durch den Vergleich der kleineren vorkommenden Driftzeiten  $t_2$  und  $t_3$  von Draht 2 und 3 der Lorentzwinkel bestimmt werden. Die Differenz  $\Delta t = t_3 - t_2$  entspricht einer Differenz in den Driftstrecken  $\Delta y = y_3 - y_2$ . Bestimmt man zusätzlich die maximale Driftzeit  $t_{max}$ , die die Elektronen in der Kammer zurücklegen können und normiert dies auf die maximale Driftstrecke der Kammer  $y_{max} = 48.26 \text{ mm}$ , so kann mit

$$\frac{\Delta y}{y_{max}} = \frac{\Delta t}{t_{max}} \quad (4.13)$$

über

$$\tan \alpha_L = \frac{\Delta x}{\Delta y} = \frac{\Delta x \cdot t_{max}}{\Delta t \cdot y_{max}} \quad (4.14)$$

$\Delta x$  : Drahtabstand zwischen den Signaldrähten

$y_{max}$  : maximale Driftstrecke der Kammer (48.26 mm)

der Lorentzwinkel bestimmt werden. Bei diesem Verfahren mußte auf die Driftzeitinformation von Draht 1 (Draht 8) bei 8 Hits verzichtet werden, da durch Feldeinflüsse im äußeren Bereich der Driftkammer (vgl. Kap. 3.3) kein eindeutiges Signal vorhanden war.

Abbildung 4.17 zeigt den gemessenen Effekt für ein Magnetfeld von  $B = 0.63 \text{ T}$  und einem Driftfeld von  $E_{Drift} = 110 \text{ V/mm}$ . Die eingezeichneten Linien markieren die kleinsten gemessenen Driftstrecken der Signaldrähte 2 und 3. Die Differenz bildet das

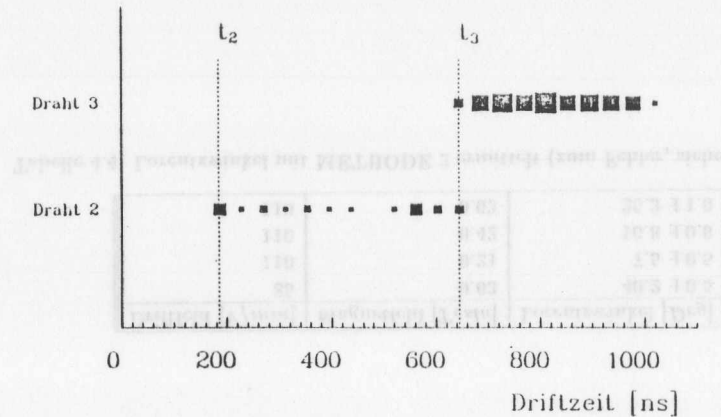


Abbildung 4.17: Driftzeiten an den Signaldrähten 2 und 3,  $E = 110 \text{ V/mm}$ . Die unterschiedliche Größe der einzelnen Punkte kennzeichnet die Häufigkeit der Meßpunkte und liegt zwischen 2 und 12 Einträgen

$\Delta t$  in Glg 4.14. Mit dieser Methode erhält man für die Lorentzwinkel bei  $B = 0.63 \text{ T}$ :

$$\alpha_L = 32^\circ \pm 4^\circ \text{ für } E_{Drift} = 85 \text{ V/mm}$$

$$\alpha_L = 24^\circ \pm 3^\circ \text{ für } E_{Drift} = 110 \text{ V/mm}$$

Für die beiden Meßreihen bei kleinerem Magnetfeld ( $B = 0.42 \text{ T}$  und  $B = 0.21 \text{ T}$ ) konnte diese Methode wegen des zu kleinen Lorentzwinkels nicht angewendet werden, da für Lorentzwinkel  $\alpha < 22.5^\circ$  die Driftzellen an den Signaldrähten 2, bzw. 7 bereits bis zur Kathodenebene reichen.

#### 4.6.2 METHODE 2

Sowohl zum Vergleich der Methode 1, als auch zur Bestimmung des Lorentzwinkels kleiner als  $22.6^\circ$ , wurde die folgende Methode entwickelt.

Zuerst wird wie bei der Driftgeschwindigkeitsbestimmung ohne Magnetfeld (vgl. Abs. 4.2), die maximale Driftstrecke bei der bekannten Driftgeschwindigkeit  $w_D$  ( $B = 0$ ) ermittelt. Bedingt durch den Lorentzwinkel hat sich diese Driftstrecke im Vergleich zur maximalen Driftstrecke ohne Magnetfeld vergrößert. Macht man nun die Annahme, daß sich die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Magnetfeldstärke nicht wesentlich ändert, kann aus dem Verhältnis der beiden Strecken der Lorentzwinkel über

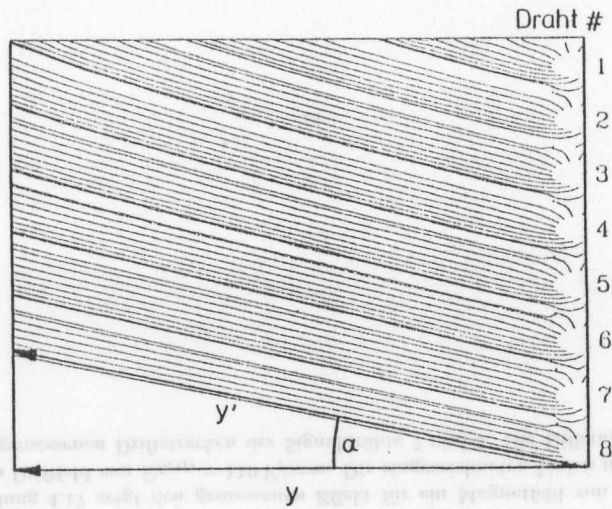


Abbildung 4.18: Prinzip der Methode 2

$$\cos \alpha_L = \frac{y'}{y} \quad (4.15)$$

- $y'$  : scheinbare maximale Driftstrecke
- $y$  : maximale Driftstrecke ohne  $B$ -Feld
- $\alpha_L$  : Lorentzwinkel

errechnet werden (vgl. Abb. 4.18). Zu diesem Zweck wurde mit dem Simulationsprogramm von J. Fehlmann [20] die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Driftfeldes für drei verschiedene Magnetfelder berechnet (Abb. 4.19). Wie die einzelnen Plots zeigen, kann davon ausgegangen werden, daß sich bei einem Driftfeld von etwa 110 V/mm die Driftgeschwindigkeit für ein Magnetfeld zwischen 0.0 und 0.63 Tesla<sup>5</sup> im Maximum befindet und sich nur unwesentlich ändert. Der geschätzte Fehler liegt beim hohen B-Feld bei  $\Delta v \approx 3\%$ .

Die mit dieser Methode ermittelten Lorentzwinkel sind in nachstehender Tabelle zusammengefaßt :

<sup>5</sup>Dies ist der Arbeitsbereich des Magneten

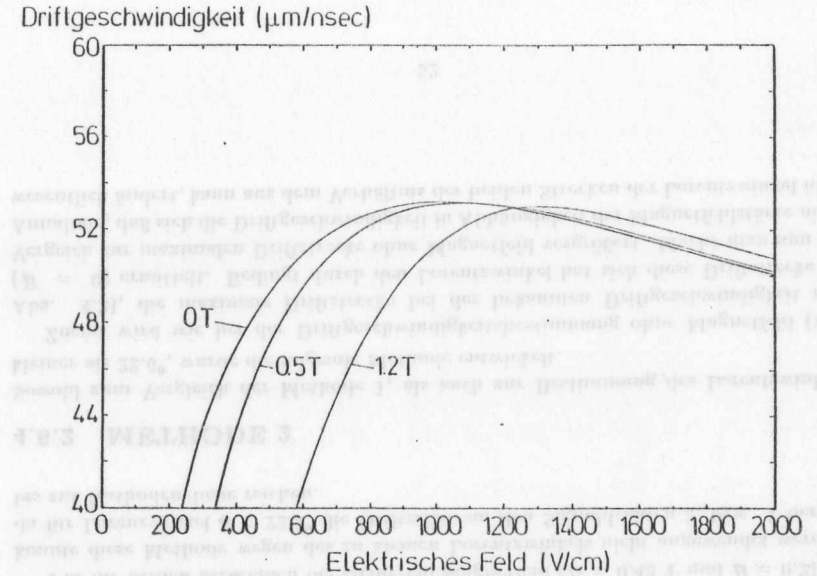


Abbildung 4.19: Mit WIRCHA berechnete Driftgeschwindigkeiten für drei verschiedene B-Felder

Driftfeld [V/mm]	Magnetfeld [Tesla]	Lorentzwinkel [Deg]
85	0.63	40.2 ± 0.5
110	0.21	7.5 ± 0.5
110	0.42	16.8 ± 0.6
110	0.63	25.3 ± 1.0

Tabelle 4.4: Lorentzwinkel mit METHODE 2 ermittelt (zum Fehler, siehe Kapitel 5)

# Kapitel 5

## Zusammenfassung der experimentellen Fehler

Bei der Bestimmung des Lorentzwinkels treten sowohl statistische als auch systematische Fehler auf, die in diesem Kapitel diskutiert werden sollen.

### 5.1 Statistische Fehler

Die Größe des Fehlers in der Methode 1 muß anhand des Diagramms, bei dem die Driftzeiten gegen den Signaldraht aufgetragen wurden, abgeschätzt werden. Ein Maß für den Fehler ist zum einen der Überlapp der Driftzeiten auf Draht 2 und 3 (6 und 7) und zum anderen die Binbreite. Eine detailliertere Bestimmung des Fehlers ist durch die geringe Zahl der Einträge nicht sinnvoll. Überlapp und Binbreite liegen bei jeweils 40 ns und werden zusammen auf einen mittleren Fehler von  $\delta t \approx 60 \text{ ns}$  geschätzt. Unter Benutzung der Beziehung

$$\tan \alpha = \frac{\Delta x \cdot t_{max}}{\Delta t \cdot y_{max}} \quad (5.1)$$

kann der Fehler im Lorentzwinkel ausgerechnet werden. Die Fehler von  $\Delta x$ ,  $t_{max}$  und  $y_{max}$  sind im Vergleich zum Fehler von  $\Delta t$  klein und können vernachlässigt werden. Unter Berücksichtigung von  $\delta t$  in Glg. 5.1 erhält man einen Fehler von  $\delta \alpha = 3^\circ$  beim Driftfeld von  $E = 100 \text{ V/mm}$  und  $\delta \alpha = 4^\circ$  beim Driftfeld von  $E = 85 \text{ V/mm}$ .

Bei der Methode 2 wurde der Lorentzwinkel aus der gemessenen mittleren maximalen Driftzeit  $t_{B=0}$  bzw.  $t_{B \neq 0}$  mit und ohne Magnetfeld berechnet

$$\cos \alpha = \frac{y}{y'} = \frac{v_{B=0} \cdot \langle t_{B=0} \rangle}{v_{B \neq 0} \cdot \langle t_{B \neq 0} \rangle} \quad (5.2)$$

Dabei wurde die Annahme gemacht, daß  $v_{B=0} \approx v_{B \neq 0}$ , so daß gilt

$$\cos \alpha = \frac{t_{B=0}}{t_{B \neq 0}} \quad (5.3)$$

Aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz folgt

$$\Delta(\cos \alpha) = \sqrt{\left(\frac{1}{t_{B \neq 0}}\right)^2 (\delta t_{B=0})^2 + \left(\frac{t_{B=0}}{t_{B \neq 0}^2}\right)^2 (\delta t_{B \neq 0})^2} \quad (5.4)$$

Hierbei ist  $\delta t_{B=0}$  bzw.  $\delta t_{B \neq 0}$  jeweils der statistische Fehler des Mittelwerts der gemessenen Größen. Für kleine Fehler läßt sich eine Näherung für den Fehler von  $\alpha$  machen:

$$\Delta(\cos \alpha) = \sin \alpha \cdot \Delta \alpha \quad (5.5)$$

$$\Delta \alpha = (\sin \alpha)^{-1} \cdot \Delta(\cos \alpha) \quad (5.6)$$

Der so ermittelte Fehler kann für die einzelnen Messungen aus Tabelle 5.1 entnommen werden. Der Fehler in der Bestimmung von  $t_0$  ist vernachlässigbar klein ( $\Delta t_0 \approx 0.1 \text{ ns}$ ).

Driftfeld [V/mm]	Magnetfeld [Tesla]	Lorentzwinkel [Deg]	$\delta \alpha_{stat}$ [Deg]	$\delta \alpha_{sys}$ [Deg]
85	0.63	40.2	$\pm 0.5$	$\pm 6.0$
110	0.21	7.5	$\pm 0.5$	$\pm 4.0$
110	0.42	16.8	$\pm 0.6$	$\pm 4.0$
110	0.63	25.3	$\pm 1.0$	$\pm 4.0$

Tabelle 5.1: Lorentzwinkel mit METHODE 2 ermittelt

### 5.2 Systematische Fehler

Die durch die Fertigung bedingten mechanischen Fehler der Driftkammer sind vergleichsweise klein. Die Drahtabstände sind auf  $10 \mu\text{m}$  genau positioniert [16]. Das entspricht einem Fehler von etwa 0.1 % und kann vernachlässigt werden.

Die Abweichung des Driftfeldes von der Homogenität wurde mit dem Programm WIRCHA [20], mit dem auch die Felder innerhalb der Kammer bei den verschiedenen Drahtspannungen bestimmt wurden, ermittelt. Der Fehler im Betrag des Driftfeldes ist kleiner als 1%. Dies entspricht einem Fehler im Lorentzwinkel von  $\Delta \alpha < 0.15^\circ$ . Der Fehler in der Transversalkomponente vom Driftfeld ist kleiner als 0.5%, entsprechend einem Fehler im Lorentzwinkel von  $\Delta \alpha < 0.3^\circ$ .

Bei der Lorentzwinkelbestimmung mit Methode 2 kommt noch ein weiterer Fehler in Bezug auf die Driftgeschwindigkeit hinzu. Es wurde angenommen, daß sich die Geschwindigkeit in Abhängigkeit des Magnetfeldes bei dem verwendeten Driftfeld nicht ändert. Es muß aber davon ausgegangen werden, daß sich die Driftgeschwindigkeit zu höheren Magnetfeldern verkleinert (vgl. Abb. 4.19). Diese Abweichung der Driftgeschwindigkeit wird bei  $B = 0.63 \text{ T}$  auf  $\delta w_D \approx 3\%$  der Driftgeschwindigkeit  $w_D(B=0)$  geschätzt und soll in 1. Näherung linear mit dem Magnetfeld abnehmen. Dies bedeutet, daß die einzelnen Lorentzwinkel einen bis zu  $\Delta \alpha = 4.2^\circ$  kleineren Wert annehmen können.

Daß die Abschätzung des Fehlers in der Driftgeschwindigkeit zum höheren Magnetfeld vernünftig ist, zeigt der direkte Vergleich der Lorentzwinkel von Methode 1 und 2. Der Unterschied der beiden Winkel entspricht im Mittel einer Differenz in der Driftgeschwindigkeit von  $\delta w = 0.8 \mu\text{m/ns}$  bzw. 1.5% der angenommenen Driftgeschwindigkeit  $w_D$ . Für das kleinere Driftfeld von  $E = 85 \text{ V/mm}$  muß ein größerer Fehler angenommen werden, da die Driftgeschwindigkeit bei höheren Magnetfeldern bei dieser Feldstärke wesentlich kleiner ist (vgl. Kapitel 4.6.2, Abb. 4.21). Auch hier zeigt der direkte Vergleich von Methode 1 und 2, daß diese Annahme gerechtfertigt ist. Die Differenz der beiden



Lorentzwinkel beträgt  $\Delta\alpha = 8^\circ$ . Dies entspricht einem Unterschied in der Driftgeschwindigkeit von  $\Delta w = 5 \mu\text{m/ns}$ , entsprechend einer Abnahme der Driftgeschwindigkeit um 10%.

## Kapitel 6

### Diskussion und Vergleich der Ergebnisse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einfachen Mitteln Verfahren entwickelt, mit denen man den Lorentzwinkel bestimmen kann.

Die Auswertung der Daten zeigen bei der Bestimmung des Lorentzwinkels eine recht gute Übereinstimmung mit vergleichbaren Werten aus anderen Experimenten (s.u.). Da andere Messungen mit von unseren Bedingungen abweichenden Magnetfeldern, bzw. Driftfeldern gemacht wurden, muß eine entsprechende Interpolation der Ergebnisse durchgeführt werden. Dazu eignet sich folgender Ansatz. Der Lorentzwinkel kann, wie in Kapitel 2 gezeigt wurde, durch nachstehende Gleichung angenähert werden:

$$\tan \alpha = w_M \cdot \frac{B}{E} \quad (6.1)$$

Die magnetische Driftgeschwindigkeit  $w_M$  ist proportional zur Geschwindigkeit ohne Feld:

$$w_M = \beta w(B=0, E) \quad (6.2)$$

$\beta$  wird *magnetischer Ablenkungs Koeffizient* genannt und ist abhängig vom jeweiligen Gasgemisch [23]. Dieser Koeffizient ist in einer Arbeit von U. Binder et al. [21] für Argon/Äthan (50/50) experimentell bestimmt worden und liegt bei  $\beta = 1.2 \pm 0.1$ .

Unter Verwendung von Glg. 6.2 und der experimentell bestimmten Driftgeschwindigkeit  $w(B=0, E)$  kann durch die ermittelten Lorentzwinkel die in Glg. 6.1 beschriebene Funktion gefittet werden (vgl. Abb. 6.1). Auf diese Weise erhält man ein  $\beta$  in Größe von  $\beta = 1.4 \pm 0.2$ . Der 'Fit' durch die Werte zeigt, daß keine größeren Abweichungen unter den einzelnen Werten auftreten und daß der Ablenkungskoeffizient innerhalb der Fehlergrenzen gleich groß ist. Eine rechnerische Untersuchung des Lorentzwinkels mit Hilfe der Boltzmann - Transportgleichung und unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte verschiedener Gasgemische wurde von Ramanantsozihena et al. [22] durchgeführt. Sowohl mit seinen Erwartungen, als auch mit den nach Glg. 6.1 extrapolierten gemessenen Lorentzwinkel von U. Binder et al. [21], M. Atac et al. [24] und H. Daum et al. [25] sollen die mit der Testkammer III gemessenen Lorentzwinkel beim Driftfeld von  $E = 110 \text{ V/mm}$  verglichen werden und sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt.

Eine Extrapolation der gemessenen Lorentzwinkel bei einem Driftfeld von  $E = 110 \text{ V/mm}$ , liefert für das Magnetfeld in der CJC des H1-Detektors von  $1.2 \text{ Tesla}$



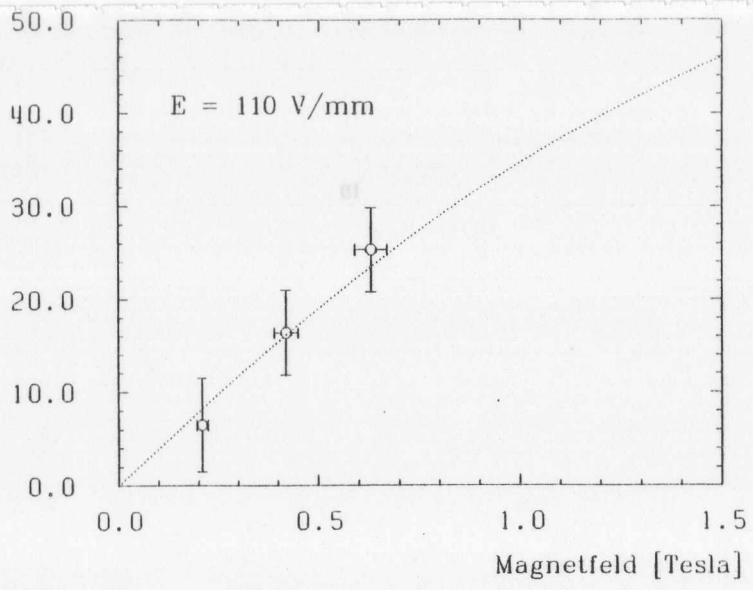


Abbildung 6.1: Lorentzwinkel mit Fit

einen Lorentzwinkel von  $\alpha \approx 42^\circ$ . Dies bedeutet, daß, bei der Neigung der Driftzellen in der CJC von  $18.6^\circ$  bis  $41.2^\circ$  (je nach Radius), der Lorentzwinkel nur im inneren Bereich der CJC in etwa kompensiert wird. Im äußeren Bereich gibt es Abweichungen bis  $\Delta\alpha \approx 19^\circ$ , die später bei der Auswertung der Daten berücksichtigt werden müssen.

Magnetfeld [Tesla]	Testkammer 3	Ramanant. et al. [22] [Deg]	U. Binder et al. [21] [Deg]
0.21	7.5 ± 4.0	8.7 ± 0.0	7.5 ± 0.0
0.42	16.8 ± 4.0	17.0 ± 0.0	14.7 ± 0.0
0.63	25.3 ± 4.0	24.6 ± 0.0	21.5 ± 0.0
Magnetfeld [Tesla]	Testkammer 3	H. Daum et al [25] [Deg]	M. Atac et al. [24] [Deg]
0.21	7.5 ± 4.0	7.2 ± 0.0	9.2 ± 0.0
0.42	16.8 ± 4.0	14.1 ± 0.0	18.0 ± 0.0
0.63	25.3 ± 4.0	20.7 ± 0.0	26.0 ± 0.0

Tabelle 6.1: Vergleich der gemessenen Lorentzwinkel in ARGON/ÄTHAN mit verschiedenen extrapolierten Ergebnissen anderer Meßreihen

## 6.1 Methodenkritik

Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse mit vergleichbaren Experimenten zeigt, daß das Experiment mit den dazugehörigen Methoden ein geeignetes Instrument zur Bestimmung des Lorentzwinkels bietet. Es wäre wünschenswert gewesen, das Experiment sowohl mit höherer Statistik, als auch bei weiteren Drift- und Magnetfeldern, sowie anderen Gasgemischen zu wiederholen. Eine hohe Statistik bei Messungen mit kosmischen Teilchen ist aber mit langen Meßzeiten verbunden und hätte den Rahmen dieser Arbeit gesprengt.

Einen weiteren Nachteil bei der Messung stellte der zur Verfügung gestellte Magnet dar. Die Inhomogenitäten des Magnetfeldes entlang der z-Achse des Magneten ließen eine effektivere Ausnutzung des ganzen Driftkammervolumens nicht zu.

Das maximale Magnetfeld der Solenoiden liegt in der Mitte zwischen den Spulen bei 0.63 T. Der H1-Detektor, für den diese Untersuchungen durchgeführt wurden, hat aber voraussichtlich ein Magnetfeld von 1.2 T, so daß eine direkte Studie bei diesem hohen Magnetfeld nicht durchzuführen war.

Weitere Meßreihen, die das Verhalten der Driftkammer im Magnetfeld mit Hinblick auf den H1-Detektor untersuchen sollen, sind in Vorbereitung. Dazu wird z.Z. ein sogenannter 'Full Size Prototyp' (FSP) entwickelt, der in seiner Struktur zweier benachbarter Zellen der späteren CJC entspricht.

## Anhang A

### A.1 Die elektrischen Spannungen an der Testkammer 3

In Tabelle A.1 und A.2 sind die Spannungswerte zusammengefaßt, die zur Erzeugung der beiden Driftfelder von 85 V/mm und 110 V/mm nötig waren. Die Spannungen an den Signaldrähten wurden dabei so gewählt, daß im Mittel die maximale Pulsamplitude bei etwa 300 mV liegt. Dies entspricht einem elektrischen Feld von 580 V/mm im Abstand von 500 µm vom Signaldraht.

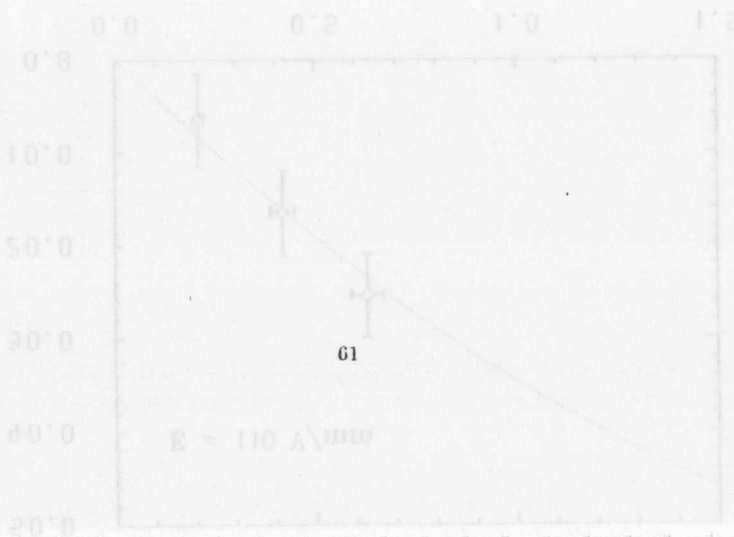
Die Bezeichnungen der Spannungswerte in den beiden Tabellen entsprechen denen, welche in der Diplomarbeit von G. Westerkamp [16] verwendet wurden.

Bezeichnung	Spannung [Volt]
HV1	- 4038
HV2	- 3479
HV3	- 94
HV4	+ 229
HV5	+ 1770

Tabelle A.1: Spannungen für  $E_{Drift} = 85 \text{ V/mm}$

Bezeichnung	Spannung [Volt]
HV1	- 5336
HV2	- 4688
HV3	- 445
HV4	+ 232
HV5	+ 1662

Tabelle A.2: Spannungen für  $E_{Drift} = 110 \text{ V/mm}$



## A.2 Photon-Absorptions-Ionisations Modell PAIM

Das geladene Teilchen mit der Masse  $M$  und der Geschwindigkeit  $\vec{v} = \beta\vec{c}$  durchquert das Medium mit dem Brechungsindex  $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ . Dabei unterliegt es der elektromagnetischen Wechselwirkung mit den Hüllenelektronen der Gasmoleküle und tauscht ein Photon der Energie  $h\omega$  und dem Impuls  $h\vec{k}$  aus. Über die Viererimpulse des einlaufenden und auslaufenden Teilchens  $p$  und  $p'$ , erhält man

$$p' = p - p_\gamma \quad (\text{A.1})$$

und es gilt für kleine Photonenenergien<sup>1</sup>

$$\omega = \vec{v}\vec{k} = vk \cos \theta_c \quad (\text{A.2})$$

Dabei beschreibt  $\theta_c$  den Winkel zwischen dem einlaufenden Teilchen und dem emittierten Photon. Da das Photon im Medium der Dispersionrelation

$$\omega^2 = \frac{k^2 c^2}{\epsilon} \quad (\text{A.3})$$

genügt, erhält man aus Gleichung A.2 und A.3

$$\sqrt{\epsilon} \frac{v}{c} \cos \theta_c = 1. \quad (\text{A.4})$$

In Abhängigkeit der Photonenenergien kann man folgende Fälle unterscheiden:

**Optischer Bereich**  $\epsilon > 1$  und reell. In diesem Fall ist die Emission reeller Photonen möglich, solange die Geschwindigkeit des Teilchens größer als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Medium ist (*Čherenkov - Effekt*)

**Absorptionsbereich**  $\epsilon$  ist komplex mit  $\epsilon_1 < 1$  und  $\epsilon_2 > 0$ . In diesem Fall können nur virtuelle Photonen ausgetauscht werden, was dazu führt, daß die Gasmoleküle unter Energieverlust des Teilchens angeregt, bzw. ionisiert werden.

Die im Absorptionsbereich auftretenden Effekte macht man sich beim Betreiben einer Driftkammer zu Nutze. Durch den Austausch der virtuellen Photonen verliert das einfallende geladene Teilchen bei jeder Wechselwirkung Energie. Der mittlere Energieverlust pro Längeneinheit läßt sich nach PAIM durch

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \int_0^\infty N E \frac{d\sigma}{dE} dE \quad (\text{A.5})$$

darstellen.  $\frac{d\sigma}{dE}$  ist der differentielle Wirkungsquerschnitt pro Elektron und Energieverlust und gliedert sich folgendermaßen auf

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE} &= \frac{\alpha}{\pi\beta^2} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln \frac{1}{\sqrt{(1-\beta^2\epsilon_1)^2 + \beta^4\epsilon_2^2}} \\ &+ \frac{\alpha}{\pi\beta^2} \frac{\sigma_\gamma(E)}{EZ} \ln \left( \frac{2mc^2\beta^2}{E} \right) \\ &+ \frac{\alpha}{\pi\beta^2} \frac{1}{E^2} \int_0^E \frac{\sigma_\gamma(E')}{Z} dE' \\ &+ \frac{\alpha}{\pi\beta^2} \frac{1}{ZNhc} \left( \beta^2 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right) \theta \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

<sup>1</sup>  $h\omega \ll \gamma Mc^2$

- $\alpha$  : Feinstrukturkonstante ( $\alpha = 1/137$ ),
- $\epsilon$  : komplexe Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_1 + i\epsilon_2$ ,
- $\theta$  : Phase des Ausdrucks  $1 - \epsilon_1\beta^2 + i\epsilon_2\beta^2$ ,
- $\sigma_\gamma$  : Wirkungsquerschnitt für die Absorption eines Photons der Energie  $E$  durch die Atome des Nachweismediums und
- $N$  : Atomdichte des Mediums  $N_0\rho/A$ .

Die vier Terme in Gleichung A.7 haben folgende Bedeutung:

Aus den ersten beiden Termen kann durch Integration über die übertragene Energie  $E$  von einem mittleren Ionisationspotential  $I$  bis zur maximal möglichen Energie des Elektrons ( $2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ ) der differentielle Energieverlust  $\frac{dE}{dx}$  abgeleitet werden. Diese Näherung ist auch bekannt als 'Bethe-Bloch-Formel'

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi r_e^2 m_e c^2 N_0 Z z^2}{A\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2)I} \right) - \beta^2 \right] \quad (\text{A.7})$$

- $N_0$  Avogadro Zahl,
- $A$  Ordnungszahl des Mediums,
- $Z, z$  Ladungszahl des Mediums bzw. des Teilchens,
- $I$  mittleres Ionisationspotential ( $I \sim 12 \text{ eV/Z}$ ) und
- $r_e$  klassischer Elektronenradius  $r_e = e^2/m_e c^2$ .

Der dritte Term beschreibt die Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung der hochenergetischen 'δ - Elektronen'

Der vierte Term, der allein übrig bleibt, wenn die Photonenergien unterhalb der Anregungsenergien fallen, beschreibt die Erzeugung von Čherenkov-Strahlung.

## A.3 Die Boltzmann-Transportgleichung

Nimmt man an, daß die Zahl der Elektronen während der Driftphase im Gas keine weiteren Moleküle ionisieren, bleibt die Anzahl der Elektronen erhalten und die Kontinuität der Ladung kann durch die Boltzmann - Transportgleichung beschrieben werden [11].

Sei  $f = f(v; r, t)$  die Verteilungsfunktion der Elektronen am Ort  $r$ , zur Zeit  $t$  und mit der Phasengeschwindigkeit  $v$ , so erhält man

$$\frac{\delta f}{\delta t} + \frac{\delta f}{\delta r} \frac{dr}{dt} + \frac{\delta f}{\delta v} \frac{dv}{dt} - \frac{\delta f}{\delta t} = 0 \quad (\text{A.8})$$

Unter der Annahme, daß die Verteilung isotrop ist und nicht von  $r$  abhängt, kann Gleichung A.8 nach den Polar- und Azimutwinkeln in Legendre Polynome entwickelt

werden. Man erhält unter Berücksichtigung der ersten drei Terme<sup>2</sup>:

$$f(v, \theta, \phi) = f_0(v) + f_1(v) \cos \theta + f_2(v) \sin \theta \cos \phi \quad (\text{A.9})$$

oder als Funktion der Energie :

$$F(\epsilon, \theta, \phi) = F_0(\epsilon) + F_1(\epsilon) \cos \theta + F_2(\epsilon) \sin \theta \cos \phi \quad (\text{A.10})$$

Nach Integration über die beiden Winkel  $\theta$  und  $\phi$ , erhält man folgende gekoppelte Differentialgleichungen:

$$0 = \frac{cE}{3} \frac{\delta(vF_1)}{\delta\epsilon} - \frac{2m}{M} \frac{\delta}{\delta\epsilon} \left( \frac{\epsilon v F_0}{\lambda} \right) - \sum_h \left[ \frac{\sqrt{\frac{2}{m}(\epsilon + \epsilon_h)}}{\lambda_h(\epsilon + \epsilon_h)} F_0(\epsilon + \epsilon_h) - \frac{\sqrt{\frac{2}{m}}}{\lambda_h(\epsilon)} F_0(\epsilon) \right] \quad (\text{A.11})$$

$$0 = cE \frac{\delta}{\delta\epsilon} (vF_0) - \frac{2cE}{mv} F_0 + K(B) \frac{v}{\lambda} F_1 \quad (\text{A.11})$$

$$0 = \frac{cB}{m} F_1 + \frac{v}{\lambda} F_2$$

- $\epsilon$  : Elektronenenergie
- $\epsilon_h$  : Anregungsenergien der Gasmoleküle
- $\lambda$  : mittlere freie Weglänge der Elektronen
- $\lambda_h$  : mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle
- $M$  : Masse der Gasmoleküle

$K(B)$  ist ein Korrekturfaktor, der bei hohen Magnetfeldern berücksichtigt werden muß:

$$K(B) = 1 + \frac{(eB\lambda)^2}{2m\epsilon} \quad (\text{A.12})$$

$F_1$  und  $F_2$  lassen sich durch Funktionen von  $F_0$  ersetzen und man erhält für  $F_0(\epsilon)$  :

$$F_0(\epsilon) = C\sqrt{\epsilon} \cdot \exp \left[ \int_0^\epsilon \frac{3 \cdot \Lambda(\epsilon) \cdot \epsilon \cdot K(B)}{[eE\lambda(\epsilon)]^2 + 3\Lambda(\epsilon)\epsilon K(B) \cdot kT} d\epsilon \right] \quad (\text{A.13})$$

Dabei ist  $C$  eine Normierungskonstante und  $\Lambda(\epsilon)$  ein Maß für die Energie, die ein Gasmolekül aufnehmen kann<sup>3</sup>. Solange die Anregungsenergien unterhalb der mittleren Elektronenenergie liegen, setzt sich  $\Lambda(\epsilon)$  folgendermaßen zusammen [5]:

$$\Lambda(\epsilon) = \frac{2m}{M} + \sum_h \frac{\epsilon_h}{\epsilon} \frac{\sigma_h(\epsilon)}{\sigma_e} \quad (\text{A.14})$$

- $\sigma_e$  : Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung der Elektronen an den Gasmolekülen
- $\sigma_h$  : Wirkungsquerschnitt für die Anregung des Niveaus  $h$

Dabei ist darauf zu achten, daß bei Gasgemischen über alle Energieniveaus der Gas-komponenten aufsummiert werden muß. Aus Gleichung A.13 können die einzelnen

<sup>2</sup>Terme höherer Ordnung können vernachlässigt werden

<sup>3</sup>Dabei wird auch die Anregung von Vibrations- bzw. Rotationszuständen berücksichtigt

Driftgeschwindigkeiten berechnet werden:

$$w_{\parallel} = -\frac{2}{3} \frac{cE}{m} \cdot \int_0^\infty \epsilon \lambda(\epsilon) \frac{\delta}{\delta\epsilon} \left( \frac{F_0}{v} \right) \frac{1}{K(B)} d\epsilon \quad (\text{A.15})$$

$$w_{\perp} = -\frac{1}{3} \omega \frac{cE}{m} \cdot \int_0^\infty \lambda^2(\epsilon) v \frac{\delta}{\delta\epsilon} \left( \frac{F_0}{v} \right) \frac{1}{K(B)} d\epsilon \quad (\text{A.16})$$

mit der Zyklotronfrequenz  $\omega = eB/m$ .  $w_{\parallel}$  und  $w_{\perp}$  sind die Driftgeschwindigkeiten parallel bzw. senkrecht zum Driftfeld  $E$ . Den Lorentzwinkel  $\alpha_L$  zwischen  $\vec{w}$  und  $\vec{E}$  erhält man aus:

$$\tan \alpha_L = \frac{w_{\perp}}{w_{\parallel}} \quad (\text{A.17})$$

oder mit der magnetischen Driftgeschwindigkeit

$$w_M = \frac{w_{\perp} B}{w_{\parallel} E} \quad (\text{A.18})$$

$$\tan \alpha_L = w_M \cdot \frac{B}{E} \quad (\text{A.19})$$

Der Diffusionskoeffizient läßt sich aus dem Energiespektrum  $F_0$  aus nachstehender Formel herleiten:

$$D = \frac{1}{3} \int \lambda(\epsilon) v F_0(\epsilon) d\epsilon \quad (\text{A.20})$$

Untersuchungen mit der Boltzmann-Transportgleichung als Grundlage zur Simulation der Transportgrößen in Driftkammern bei verschiedenen Gasgemischen wurden von P.Ramanantsizehna et al. durchgeführt und können unter [22] nachgeschlagen werden.



# Literaturverzeichnis

- [1] G. Wolf,  
*HERA: Physics, Machine and Experiments*,  
DESY preprint 86-089 (1986)
- [2] H1 Collaboration,  
*Technical Proposal for the H1-Detector*,  
Hamburg 1986
- [3] P. Steffen,  
*persönliche Mitteilung*,  
DESY (1988)
- [4] F. Sauli,  
*Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*,  
CERN 77-09 (1977)
- [5] A. Peisert und F. Sauli,  
*Drift and Diffusion of Elektrons in Gases: A Compilation*,  
CERN 84-08 (1984)
- [6] W.W.M. Allison and J. H. Cobb,  
*Relativistic Charged Particle Identification by Energy Loss*,  
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., Vol. 30 (1980)
- [7] G.V. Marr und J.B. West,  
*Atomic Data and Nuclear Tables*,  
Vol. 18, No. 6 (1976)
- [8] K. Kleinknecht,  
*Dektoren für Teilchenstrahlung*,  
Teubner (1984)
- [9] O. Alkhofer,  
*Cosmic Rays on Earth*,  
Physik Data 25-1(1984), FZ Karlsruhe
- [10] B. Sadoulet,  
*Limits on the Accuracy of Drift Chambers*,  
CERN-EP/82-41 (1982)
- [11] V. Palladino, B. Sadoulet,  
*Application of Classical Theory of Electrons in Gases to Drift Proportional Chambers* Nucl. Instr. and Meth. 128 (1975), 323-335
- [12] H. Kreiser,  
Diplomarbeit Hamburg (1986)
- [13] R. Krieger,  
*Spurerkennung in der Jetkammer des Opaldetektors mit der Billoir-Fit-Methode*,  
Diplomarbeit Bonn IR-87-18 (1987)
- [14] R. Vick,  
*Untersuchungen zur  $e/\pi$ -Trennung in der H1-Jetkammer*,  
Diplomarbeit Hamburg (1988)
- [15] M.Schulz,  
*Aufbau und Test von Prototypen für eine hochauflösende Jetkammer*,  
Diplomarbeit Dortmund (1988)
- [16] G.Westerkamp,  
*Aufbau und Test eines Prototypen für die zentrale Jetkammer des Detektors H1*  
Diplomarbeit Hamburg (1988)
- [17] R.Reumann,  
*Aufbau und Test eines Szintilatortriggersystems für Driftkammern*,  
Diplomarbeit Hamburg (1988)
- [18] E.Bagschik,  
*Untersuchungen der Ortsauflösung einer Jetkammer in Drahrichtung mit der Methode der Ladungsteilung*,  
Diplomarbeit Hamburg (1987)
- [19] W. Zimmermann,  
*persönliche Mitteilung*,  
DESY (1988)
- [20] J. Fehlmann,  
*WIRCHA Ein Programm zur Simulation von Driftkammern*,  
ETH Zürich (1983)
- [21] U. Binder, W.de Boer, G Grindhammer, R. Kotthaus, H. Lierl und B.Sack,  
*Comparisation between Argon/Methan and Argon/Ethan Gas Mixtures in Cylindrical Drift Chambers operating in a high transverse Magnetic Field*,  
Nucl. Instr. and Meth. 217(1983) 285-289
- [22] P. Ramanantsizehena, J. Gresser und G. Schultz,  
*Computations of Drift Velocities for Chambers working in Magnetic Fields*,  
Nucl. Instr. and Meth. 178(1980) 253-263
- [23] L.S. Frost and A.V. Phelps,  
*Phys. Rev.* 127 (1962) 1621

- [24] M. Atac, E. Coleman, T. Hessing, R.W. Kadel, M. Pratt and R.L. Wagner,  
*Measurements of Drift Velocities and Lorentz Angles at 15 kG,*  
 Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research A 249 (1986) 256-276
- [25] H. Daum, C. W. Fabian, S.H. Pordes, M. Franklin, P. Dam and A.F. Rothenberg,  
*Measurements of Elektron Drift Velocities as a Function of electric and Magnetic  
 Fields in several Gas Mixtures,*  
 Nucl. Instr. and Meth. 152 (1978) 541-547

Ich versichere, daß ich die Arbeit unter Angabe aller verwendeter Referenzen selbstständig angefertigt habe.

Hamburg, den 06. Dezember 1988

(Lutz Rußek)

# Danksagung

Für die Ermöglichung dieser Diplomarbeit im Rahmen der H1-Kollaboration möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. H. Spitzer recht herzlich bedanken.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr. P. Steffen für die Betreuung meiner Arbeit. Seine geduldigen und anregenden Diskussionen haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Für viele anregende Diskussionen im Bereich der Driftkammerphysik danke ich auch Herrn Josef Schug und Herrn Markus Schulz.

Bei Herrn E. Schemit und den Diplomanten von F14 möchte ich mich für die Unterstützung beim Aufbau und bei der Durchführung des Experimentes mit der Testdriftkammer 3 bedanken.

Mein besonderer Dank gilt Frau Heike Evers für die Unterstützung bei der Anfertigung einiger Graphiken.

Schließlich danke ich besonders allen Mitarbeitern der 'Central Tracking Group' für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

