

Konzeptionelle Untersuchungen für die HADES –  
Driftkammern am Prototyp 0

Diplomarbeit

von

Alfred Zentek

Institut für Kernphysik  
Johann-Wolfgang-Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

durchgeführt bei der  
Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt

Januar 1997



Für Ulrike und Tamara



## Überblick über die Arbeit

Mit dem Dileptonenspektrometer **HADES** (**H**igh **A**cceptance **D**i-**E**lectron **S**pectrometer) sollen Dielektronen, die bei zentralen Au+Au-Kollisionen der Energie von bis zu 2 GeV/u entstehen, spektroskopiert werden. Zentrale Detektorkomponente ist ein Magnetspektrometer, bestehend aus einem toroidalem Magnetfeld und 24 Driftkammern, die zur Orts- und Impulsbestimmung durch Ablenkung im Magnetfeld verwendet werden. Hohe Raten minimal ionisierender Teilchen, eine Massenauflösung von 1% im Massenbereich von  $800 \text{ MeV}c^{-2}$  sowie eine sichere Signalerkennung und -zuordnung stellen höchste Anforderungen an das Spektrometer, insbesondere an die Driftkammern.

Ziel dieser Arbeit ist das grundlegende Verständnis der Funktionsweise der Driftkammern, die bei HADES eingesetzt werden, dazu gehört:

- (a): das physikalische Verständnis der Funktionsweise, insbesondere
  - die genaue Kenntnis des Feldverlaufs innerhalb der Kammern, sowie die Eigenschaften des verwendeten Driftkammergases und
  - die Bestimmung des theoretisch maximal erreichbaren Ortsauflösungsvermögens der Driftkammern,
- (b): die technische Seite, die den Aufbau der Driftkammern untersucht. Dies ist besonders wichtig, da in den HADES-Simulationsrechnungen aufgrund der großen Anzahl individueller Drähte mit Folien äquivalenter Massen gerechnet wurde.

Hilfsmittel zur Untersuchung dieser Fragestellungen waren einerseits Programme, die Monte-Carlo-Methoden verwenden, andererseits Experimente, die an einem Prototyp der HADES-Driftkammern durchgeführt wurden, wobei jedoch der Schwerpunkt dieser Arbeit auf den Simulationrechnungen liegt.

Kapitel 1 gibt einen Überblick über die physikalische Motivation von HADES und beschreibt kurz die einzelnen Komponenten des Spektrometers und die Driftkammerphysik.

Kapitel 2 geht auf den Aufbau der HADES-Driftkammern ein und stellt die mit Hilfe von Simulationsrechnungen gewonnenen Erkenntnisse über die Kammern vor.

Kapitel 3 behandelt die Bestimmung der intrinsischen Auflösung der Prototyp-Driftkammer. Da dies allein mit Hilfe von Quellenmessungen aufgrund der Vielfachstreuung nicht möglich ist, wurde der Anteil an Vielfachstreuung mit Simulationsrechnungen bestimmt.

Kapitel 4 vergleicht die Erkenntnisse über das Verhalten der Driftkammern, die in Kapitel 2 gewonnen wurden, mit einem am SIS (**S**chwerionen-**S**ynchrotron) gemachten Experiment.

Abschließend wird das Modell einer Driftkammer mit realen Drähten mit dem Modell einer Driftkammer verglichen, in der die Drähte durch Folien äquivalenter Massenbelegung ersetzt wurden.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
1.1	Hades – Ein Dileptonenspektrometer . . . . .	1
1.1.1	Physikalische Motivation . . . . .	1
1.1.2	Anforderungen an das Spektrometer . . . . .	2
1.1.2.1	RICH . . . . .	6
1.1.2.2	Driftkammern . . . . .	6
1.1.2.3	META . . . . .	7
1.2	Driftkammerphysik – Die Grundlagen . . . . .	8
1.2.1	Driftkammern - Aufbau und Funktionsweise . . . . .	8
1.2.1.1	Elektronendrift . . . . .	11
1.2.1.2	Gasverstärkung . . . . .	12
<b>2</b>	<b>Modelluntersuchungen zur Geometrie</b>	<b>19</b>
2.1	Aufbau der Driftkammern im HADES-Spektrometer . . . . .	19
2.2	Garfield – ein Driftkammersimulationsprogramm . . . . .	22
2.3	Geometrie der Prototyp-0-Driftkammer . . . . .	23
2.4	Feld- und Potentialverteilung in der Driftzelle . . . . .	24
2.5	Eigenschaften des Driftkammergases . . . . .	27
2.5.1	Einfluß des Heliumanteils auf die Elektronendriftgeschwindigkeit . . . . .	28
2.6	Ankunftszeitverteilung von Elektronen . . . . .	31
2.6.1	Diskussion der Simulationsergebnisse . . . . .	34
2.6.2	Signalsimulation mit GARFIELD . . . . .	40
2.6.2.1	Kurzer Überblick über die Methode der Signalgenerierung . . . . .	40

---

2.6.2.2	Signalsimulation mit festem Gasverstärkungsfaktor	41
2.6.3	Zusammenfassung der Simulationsergebnisse . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Simulation der <math>^{90}\text{Sr}</math>-Messungen</b>	<b>45</b>
3.1	Das Simulationsprogramm GEANT . . . . .	45
3.2	Geometrischer Aufbau und der Ereignisgenerator . . . . .	46
3.3	Bestimmung der intrinsischen Auflösung . . . . .	47
3.3.1	Ergebnisse der Simulationen . . . . .	50
3.3.2	Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Messungen . . . . .	52
<b>4</b>	<b>Das Experiment am Fragmentseparator</b>	<b>53</b>
4.1	Der Experimentaufbau . . . . .	53
4.2	Bestimmung der Auflösung der Driftkammer . . . . .	55
4.3	Strahlzeitergebnisse . . . . .	56
4.3.1	Die Driftzeit-Orts-Verteilung . . . . .	56
4.3.2	Bestimmung der Driftgeschwindigkeit . . . . .	58
4.3.3	Die Auflösung der Driftkammer . . . . .	59
4.3.4	Zusammenfassung . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Untersuchung von „Prototyp 1“</b>	<b>63</b>
5.1	Vielfachstreuung . . . . .	64
5.2	Das Simulationsmodell . . . . .	65
5.2.1	Die Geometrie des Simulationsmodells . . . . .	65
5.2.2	Bestimmung der Streuung innerhalb der Kammer . . . . .	68
5.3	Ergebnisse der Simulationsrechnungen . . . . .	68
5.3.1	Vergleich der Kammern . . . . .	69
5.3.2	Unterschiede im Streuverhalten für beide Modelle . . . . .	70
5.3.3	Diskussion der Simulationsergebnisse . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>77</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Dreidimensionale Ansicht von HADES . . . . .	4
1.2	Hades als Schnittzeichnung . . . . .	5
1.3	Einzellendriftkammer . . . . .	8
1.4	Schema einer einfachen Driftkammer mit mehreren Zellen . . . . .	9
1.5	Prinzip einer Driftkammer mit Kathodendrähten . . . . .	10
1.6	Form der Elektronenlawine . . . . .	13
1.7	Zeitliche Entwicklung einer Elektronenlawine am Signaldraht eines Proportionalzählers . . . . .	15
1.8	Koaxialer zylindrischer Proportionalzähler . . . . .	16
1.9	Zeitliche Entwicklung eines Signales am Lesedraht eines Proportionalzählers . . . . .	18
2.1	Die HADES-Driftkammern im Größenvergleich. . . . .	20
2.2	Winkel der Drahtebenen in den HADES-Driftkammern . . . . .	21
2.3	Ausschnitt der Geometrie der Driftkammer des Prototyps 0 . . . . .	24
2.4	Oberflächenplot der elektrischen Feldstärke . . . . .	25
2.5	Verlauf des elektrischen Feldes innerhalb einer Driftzelle des Prototyps 0. . . . .	26
2.6	Äquipotentiallinien innerhalb einer Driftzelle . . . . .	27
2.7	Elektronendriftgeschwindigkeiten in unterschiedlichen Gasen . . . . .	29
2.8	Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke innerhalb einer Driftzelle. . . . .	30
2.9	Clustergrößenverteilung für das Helium-Isobutan-Gasgemisch . . . . .	31
2.10	Durchschnittliche Clustergröße bei Helium-Isobutan-Gasgemischen . . . . .	32
2.11	Teilchenspur durch eine Driftzelle. . . . .	33



2.12	Ankunftszeitverteilung für Helium-Isobutan im Konzentrationsverhältnis 0.8:0.2 . . . . .	35
2.13	Ankunftszeitverteilung für Helium-Isobutan im Konzentrationsverhältnis 0.7:0.3 . . . . .	36
2.14	Teilchenspur, die nahe am Signaldraht vorbeiführt . . . . .	37
2.15	Eine in der Nähe eines Felddrahtes verlaufende Teilchenspur. . . . .	38
2.16	Spur eines Teilchens im mittleren Bereich der Driftzelle . . . . .	39
2.17	Der Gasverstärkungsfaktor als Funktion der angelegten Hochspannung . . . . .	41
2.18	Signalsimulation mit festem Gasverstärkungsfaktor . . . . .	42
3.1	Der in GEANT eingegebene Experimentaufbau . . . . .	46
3.2	Das Spektrum einer $^{90}\text{Sr}$ -Quelle als Eventgenerator . . . . .	48
3.3	Korrelation der Orte in den Anodenebenen . . . . .	49
3.4	Weg eines Teilchens durch die Driftkammer . . . . .	49
3.5	Bestimmung der geometrischen Auflösung der Driftkammer . . . . .	51
3.6	Experimentelle Bestimmung der Auflösung der Driftkammer . . . . .	52
4.1	Schematischer Experimentaufbau während der Strahlzeiten . . . . .	54
4.2	„Self tracking“ von Prototyp 0 . . . . .	56
4.3	Driftzeit-Orts-Korrelation innerhalb einer Driftzelle . . . . .	57
4.4	Bestimmung der Driftgeschwindigkeit aus der Driftzeit-Orts-Korrelation . . . . .	58
4.5	Driftzeitauflösung von Prototyp 0 bestimmt mit der „Self tracking“-Methode . . . . .	59
4.6	Auflösung der Driftkammer als Funktion des Abstandes vom Signaldraht. . . . .	60
5.1	„Draht oder Folie“ . . . . .	63
5.2	Größen zur Beschreibung der Coulomb-Streuung . . . . .	64
5.3	Geometrischer Aufbau zu Untersuchung des Streuverhaltes von Elektronen . . . . .	66
5.4	Ausschnitt aus der Driftkammer . . . . .	67
5.5	Geometrische Verhältnisse zur Bestimmung des Streuwinkels . . . . .	68
5.6	Streuung von Elektronen in verschiedenen Driftkammern . . . . .	69

5.7	Streuung von Elektronen in der Draht- und Folienkammer . . . .	71
5.8	Breite der Streuwinkelverteilung in Abhängigkeit der Einschuß- energie von Elektronen für das Folien- und das Drahtmodell . . .	72
5.9	Breite der Winkelverteilung des Drahtmodells . . . . .	75

# Tabellenverzeichnis

1.1	Grundlegende Eigenschaften der leichten Vektormesonen . . . . .	2
1.2	Primär- und Sekundärelektronenanzahl in Helium-Isobutan-Gasgemischen . . . . .	11
2.1	Berechnung der Driftgeschwindigkeit aus der Ankunftszeitverteilung von Elektronen. . . . .	34
2.2	Potentialeinstellungen bei unterschiedlichen Driftzellen . . . . .	43
3.1	Tabelle der geometrischen Abmessungen . . . . .	47
3.2	Auflösung der Kammer bezüglich Kleinwinkelstreuung . . . . .	50
3.3	Intrinsische Auflösung von Prototyp 0. . . . .	52
4.1	Ermittelte Driftgeschwindigkeit in der Simulation und im Experiment . . . . .	59
4.2	Mit der „Self tracking“-Methode bestimmte Auflösung von „Prototyp 0“ . . . . .	60
5.1	Theoretische Breite der Streuwinkelverteilung im Vergleich zu den Simulationsrechnungen bei verschiedenen Energien im Folien- und im Drahtmodell . . . . .	73
5.2	Theoretische Breite der Streuwinkelverteilung im Vergleich zur gewichteten Summe der breiten und schmalen Komponente des Drahtmodells . . . . .	74



# Kapitel 1

## Einleitung und Motivation

### 1.1 Hades – Ein Dileptonenspektrometer

Zur Zeit wird das Dielektronenspektrometer **HADES** (**H**igh **A**cceptance **D**ielektron **S**pectrometer) bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung (Darmstadt) aufgebaut. Mit Hilfe dieses Spektrometers sollen Elektron-Positron-Paare (Dielektronen), die bei Kern-Kern-Kollisionen am SIS (**S**chwerionen-Synchrotron) entstehen, sowie durch Pionen induzierte Dielektronen spektroskopiert werden.

#### 1.1.1 Physikalische Motivation

Ein großer Teil der physikalischen Experimente, die zur Zeit am SIS durchgeführt werden, dienen dem Studium von heißer, dichter Kernmaterie. Gemeinsames Ziel dieser Experimente ist es, eine Zustandsgleichung von Kernmaterie, kurz EOS (nuclear equation of state) genannt, zu finden. Diese Gleichung ist nicht nur sehr wichtig für die Kernphysik, sondern man benötigt sie außerdem für ein tieferes Verständnis von astrophysikalischen Prozessen (Neutronensterne, Supernovae). Ein weiteres Anliegen der Experimente ist die Untersuchung von „In-Medium“-Effekten. Zur Zeit gibt es verschiedene theoretische Modelle, die Mediummodifikationen hadronischer Zustände innerhalb von Kernmaterie vorhersagen. Dabei schwanken die Vorhersagen für die Reduktion der Hadronenmassen zwischen 10% und 35% bei der Grundzustandsdichte  $\rho_0$  im Vergleich zur Hadronenmasse im Vakuum [Scho95]. Für einen experimentellen Zugang benötigt man eine Sonde, die Informationen über die Hochdichtephase einer Schwerionenkollision liefert. Als geeignete Kandidaten zur Beobachtung solcher Effekte haben sich hierfür die leichten Vektormesonen  $\rho$ ,  $\omega$  und  $\phi$  erwiesen (siehe Tabelle 1.1).

Die Dichte  $\rho_0$  normaler Kernmaterie beträgt etwa  $0.17$  Nukleonen/ $\text{fm}^3$ , der mittlere Abstand zwischen den Nukleonen etwa  $1.8$  fm. Bei relativistischen Schwerio-

Meson	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	Breite [MeV/c <sup>2</sup> ]	$\tau$ [fm/c]	Dominanter Zerfall	Zerfall in $e^+e^-$
$\rho$	768	152	1.3	$\pi^+\pi^-$	$4.4 \cdot 10^{-5}$
$\omega$	782	8.43	23.4	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$7.2 \cdot 10^{-5}$
$\phi$	1019	4.43	44.4	$K^+K^-$	$3.1 \cdot 10^{-4}$

**Tabelle 1.1:** Grundlegende Eigenschaften der leichten Vektormesonen [Had94].

nenstößen steigt die Dichte der Kernmaterie bis auf das Dreifache der Grundzustandsdichte an (Au+Au bei einem GeV/u). Der Abstand zwischen den Nukleonen liegt dann bei weniger als 1.3 fm, womit die Nukleonen nahezu überlappen. Da die Lebensdauer des  $\rho$ -Mesons wesentlich kürzer ist als die Lebensdauer der heißen und dichten Reaktionszone einer zentralen Schwerionenkollision, zerfallen praktisch alle in der Hochdichtephase gebildeten  $\rho$ -Mesonen innerhalb dieser Zone. Daher eignet sich vor allem das  $\rho$ -Meson sehr gut, um mehr über die Eigenschaften von Hadronen bei Dichten, die das Dreifache der Kerndichte erreichen zu erfahren. Außerdem unterliegt der  $e^+e^-$ -Zerfallskanal des  $\rho$ -Mesons keinen Endzustandswechselwirkungen, so daß die Informationen aus der hochdichten Phase des Schwerionenstoßes nicht verfälscht werden.

### 1.1.2 Anforderungen an das Spektrometer

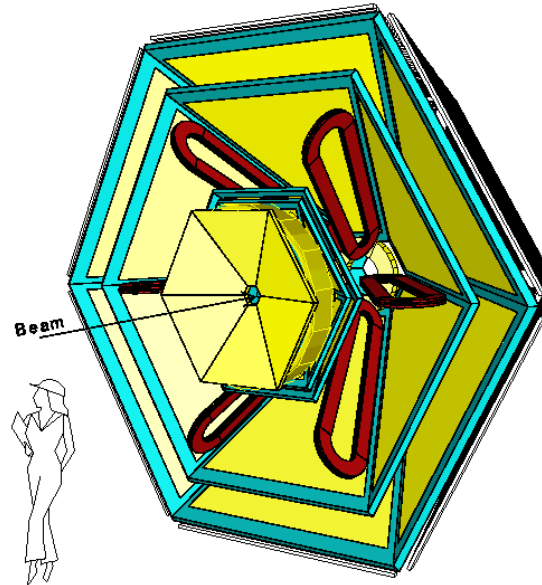
Zur Messung von Dielektronen aus dem Zerfall des  $\rho$ -Mesons mußte ein neues Spektrometer konstruiert werden, das folgende Eigenschaften besitzt, die nicht notwendigerweise unabhängig voneinander sind:

- Operationsfähigkeit auch bei hohen Luminositäten.
- Anpassung der Geometrie des Spektrometers an die Kinematik der Dielektronen.
- Hohe geometrische Akzeptanz.
- Effiziente Hadronendiskriminierung gegenüber Positronen und Elektronen.
- Massenaufösung besser als 1% bei 800 MeVc<sup>-2</sup>, um im invarianten Massenspektrum das  $\omega$ -Meson vom  $\rho$ -Meson trennen zu können, da sowohl das  $\omega$ -Meson mit einer Breite von 8 MeVc<sup>-2</sup> als auch das  $\rho$ -Meson mit einer Breite von 150 MeVc<sup>-2</sup> zum Massenbereich um 780 MeVc<sup>-2</sup> beitragen.

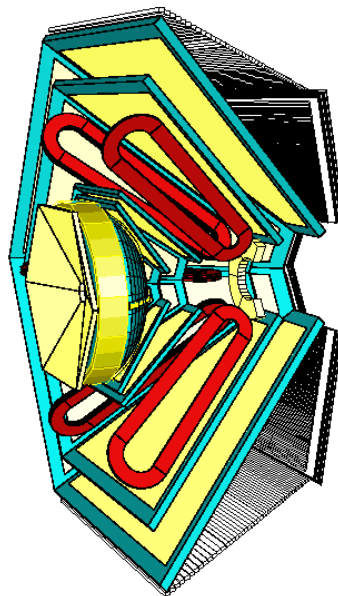
Das hat folgende Gründe:

1. Im Massenbereich des  $\rho$ -Mesons wird in einer zentralen Au+Au-Kollision bei einer Energie von 1 GeV/u eine Produktionswahrscheinlichkeit für Dielektronen aus dem Zerfall des  $\rho$ -Mesons von  $3 \cdot 10^{-6}$  erwartet. Deshalb benötigt man hohe Kollisionsraten. Verwendet man ein Target mit 1% Wechselwirkungswahrscheinlichkeit, dann führen Strahlintensitäten von  $10^8$  Projektilen/s zu einer Kollisionsrate von  $10^6$ /s.
2. Nur etwa jede zehnte Kollision ist mit einem Stoßparameter  $b < 3$  fm genügend zentral; daher sind nur 18 Dielektronen/min aus Mesonenzerfällen im gesamten Raumwinkel zu erwarten. (Die Produktionswahrscheinlichkeit für Dielektronen bei einer Au+Au-Kollision mit der Energie von einem GeV/u liegt bei  $3 \cdot 10^{-6}$  [Win93], [Wol93]).
3. Im Laborsystem besitzen die  $e^+e^-$ -Paare aus dem Zerfall von Vektormesonen einen mittleren Öffnungswinkel von etwa  $100^\circ$ .
4. Bei jeder zentralen Au+Au-Kollision werden etwa 170 Protonen, 20 Pionen und ca. 20  $\gamma$ -Quanten emittiert, letztere entstehen aus dem Zerfall neutraler Pionen. Externe Paarkonversion (EPC) von  $\gamma$ -Quanten sowie der Pion-Dalitz-Zerfall ( $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$ ) führt zu leptonischem Untergrund. Durch Kombination eines Elektrons und eines Positrons, die aus dem Zerfall von zwei verschiedenen  $\pi^0$ -Mesonen stammen, können sich  $e^+e^-$ -Paare mit hoher invarianter Masse bilden.

Die angegebenen Forderungen lassen sich nicht von einem einzelnen Detektor erfüllen. Aus diesem Grund ist HADES ein aus mehreren Detektoren zusammengesetztes Detektorsystem. Eine dreidimensionale Ansicht ist in Abbildung 1.1 zu sehen. Abbildung 1.2 zeigt die Anordnung der verschiedenen Komponenten bezüglich der Strahlachse.



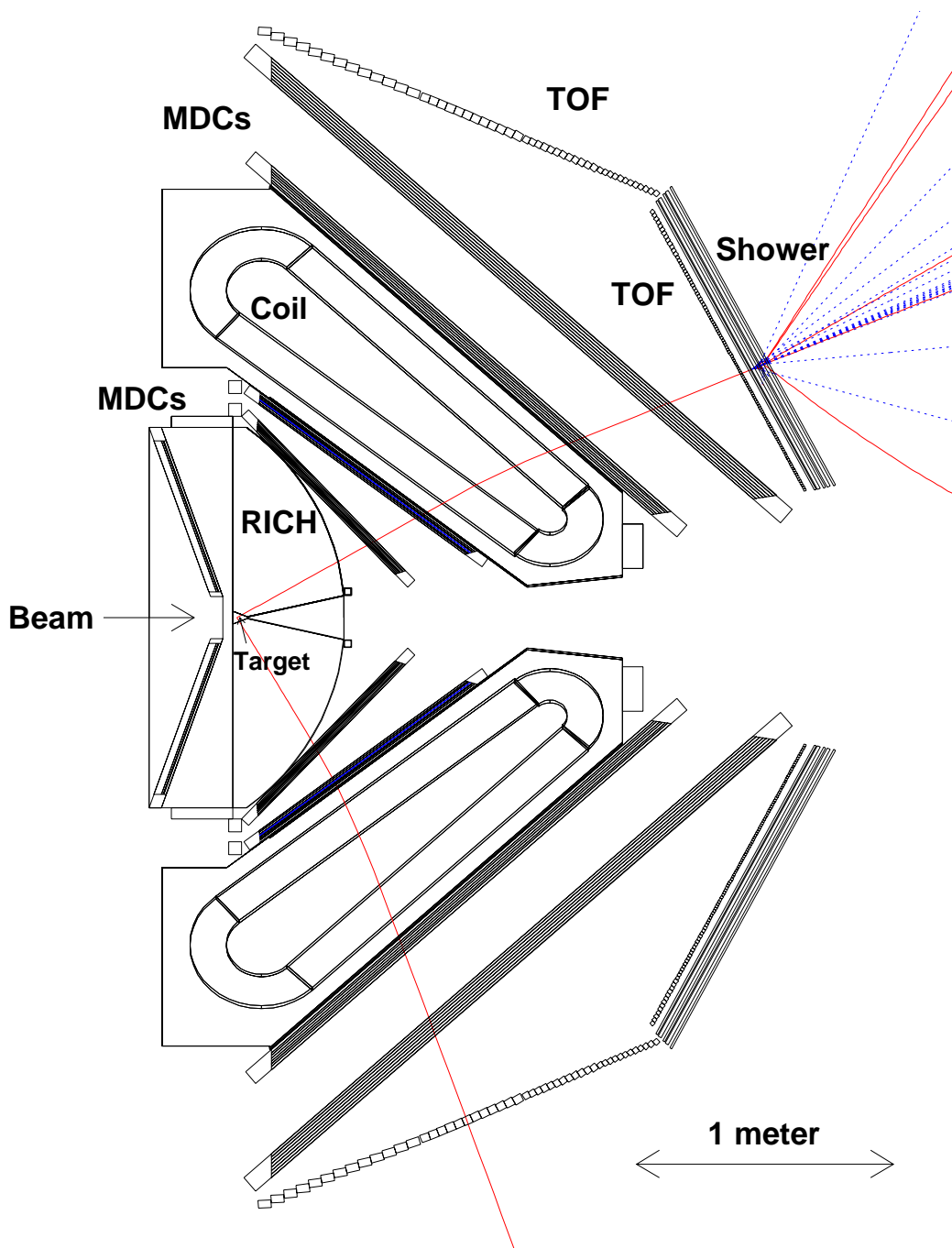
(a) Front



(b) Seitenansicht

Abbildung 1.1: *Dreidimensionale Ansicht von HADES.*





**Abbildung 1.2:** Das Spektrometer in der Schnittansicht. Gezeigt ist die Anordnung der Detektorkomponenten bezüglich der Strahlachse (Beam). Links ist ein ringabbildender Cherenkov-Zähler (RICH) angeordnet, der das segmentierte Target umgibt. Vor und hinter dem Magnetfeld (Coil) befinden sich je zwei Ebenen von Driftkammern (MDC). Das Detektorsystem META, eine Kombination aus Flugzeitwand (TOF) und Schauerdetektor (Shower) ist am Ende des Spektrometers positioniert. Gezeichnet sind die Spuren eines Dielektrons aus einem  $\omega$ -Zerfall. Das Positron wird zur Strahlachse gelenkt und löst einen Schauer im Blei des Schauerdetektors aus. Das Elektron fliegt durch die Flugzeitwand.

Im folgenden sollen die einzelnen Komponenten kurz näher beschrieben werden:

### 1.1.2.1 RICH

Die bei Kern-Kern-Kollisionen gebildeten Teilchen passieren zuerst den RICH. In ihm werden Dielektronen das erste Mal identifiziert. RICH bedeutet **R**ing **I**maging **C**herenkov-Counter. Es handelt sich hier um einen ortsauflösenden Čerenkov-Zähler mit Photonennachweis.

Pionen und Protonen, die den hadronischen Untergrund bilden, liegen bei SIS-Experimenten mit ihrer Energie unterhalb der Schwellenenergie  $\gamma \cdot m_0 c^2$  des Radiatorgases  $C_4F_{10}$  mit  $\gamma_{\text{thr}} = 18$ . Der RICH ist so konzipiert, daß bei diesem Experiment Elektronen und Positronen Čerenkov-Licht unter einem Winkel von  $3^\circ$  aussenden [Scho95]. Anstatt das emittierte Licht zu sammeln und mit Photomultipliern zu messen, wird der charakteristische Lichtkegel mit einem Spiegel fokussiert und auf einem Photonendetektor als Ring abgebildet. Dadurch erhält man eine größere Selektivität. Der bei HADES verwendete Čerenkov-Zähler hat gegenüber anderen Čerenkov-Zählern folgende Vorteile:

- Ein durch direkte Ionisation im Radiatorgas entstandenes Signal im Photonendetektor bildet keinen Ring. Dadurch kann man geladene Hadronen noch effektiver unterdrücken.
- Die Emissionswinkel der Teilchen lassen sich aus den Ringmittelpunkten mit hoher Auflösung bestimmen [Seg94].

### 1.1.2.2 Driftkammern

Direkt hinter dem RICH wird die Teilchenspur zunächst mit zwei Driftkammerebenen bestimmt, um dann hinter dem Magnetfeld mit zwei weiteren Driftkammerebenen verfolgt zu werden. Da die Stärke des Magnetfeldes bekannt ist, kann bei bekannter Ladung des Teilchens sein Impuls bestimmt werden, wie aus den folgenden Gleichungen ersichtlich ist:

$$B \cdot \rho = \frac{p}{q}. \quad (1.1)$$

Da der Impuls  $p$  eines Teilchens über die Gleichung

$$p = m_0 \beta \gamma \quad (1.2)$$

mit der Ruhemasse verknüpft ist, ergibt sich folgende wichtige Beziehung:

$$m_0 = \frac{B \rho q}{\beta \gamma}. \quad (1.3)$$

Hierbei bedeutet  $B$  die Stärke des Magnetfeldes,  $p$ ,  $q$  und  $m_0$  sind Impuls, Ladung und Ruhemasse des Teilchens.  $\rho$  ist der Ablenkwinkel des Teilchens im Magnetfeld.  $\beta$  und  $\gamma$  sind die üblichen relativistischen Faktoren. Sie werden über eine Flugzeitmessung bestimmt.

### 1.1.2.3 META

META ist die Abkürzung für **M**ultiplicity/**E**lectron **T**rigger **A**rray. Es dient der Identifizierung von Teilchen. Die Kombination eines Schauerdetektors und einer Flugzeitwand gibt die Möglichkeit, Leptonen ein zweites Mal zu identifizieren. Niederenergetische Pionen und alle Protonen können von Elektronen über Flugzeitunterschiede getrennt werden. Bei einem Impuls  $p = 200$  MeV/c beträgt der Flugzeitunterschied  $\Delta t_{\pi,e}$  für Pionen und Elektronen etwa 1.4 ns, wenn der Flugweg 2 m lang ist. Bei einem Impuls von 400 MeV/c beträgt die Differenz nur noch 0.4 ns, was die Unterscheidung von Pionen und Elektronen bei einer typischen Zeitauflösung einer Flugzeitwand von 450 ps unmöglich macht. Aus diesem Grunde ist bei Polarwinkeln, die weniger als  $45^\circ$  betragen, eine Flugzeitwand mit einem Schauerdetektor kombiniert (Siehe Abbildung 1.2).

Prinzipiell besteht ein Schauerdetektor aus einem Konverter mit hohem  $Z$ , z.B. Blei, und einem dahinter positioniertem Nachweisdetektor. Während der Energieverlust im Konverter für Pionen und Protonen bei Impulsen zwischen 200 - 1000 MeV/c im wesentlichen durch Ionisation bestimmt wird, überwiegt beim Elektron der Verlust durch Bremsstrahlung. Die durch die Bremsstrahlung erzeugten Photonen konvertieren in ein  $e^+e^-$ -Paar, welches wieder unter Aussendung von zwei Photonen annihiliert. Durch Fortsetzung dieser beiden Prozesse bildet sich ein elektromagnetischer Schauer, der hinter dem Konverter durch Messung einer höheren Ladung identifiziert werden kann [Kar93].

## 1.2 Driftkammerphysik – Die Grundlagen

Der Nachweis von Dielektronen mit hoher Impulsauflösung, die bei einem zentralen Schwerionenstoß im AGeV-Bereich gebildet wurden, erfordert Detektoren mit einer hohen Ortsauflösung bei großer Flächenabdeckung. Im Bereich der Hochenergiephysik werden hierfür schon seit langer Zeit Driftkammern verwendet.

Bei HADES werden insgesamt 24 Driftkammern (Module) installiert. Jeweils zwei Driftkammerebenen befinden sich vor und hinter dem Magnetfeld, das durch sechs supraleitende Magnete erzeugt wird. Das Spektrometer ist in sechs identische Segmente unterteilt (siehe dazu Abbildung 1.1).

Bevor in Kapitel 2 näher auf die Konzeption der HADES-Driftkammern eingegangen wird, soll im folgenden das Funktionsprinzip einer Driftkammer erläutert werden.

### 1.2.1 Driftkammern - Aufbau und Funktionsweise

Die einfachste Driftkammer besteht aus einer Driftzelle mit einem elektrischen Feld und einem Proportionalzähler (siehe Abbildung 1.3).

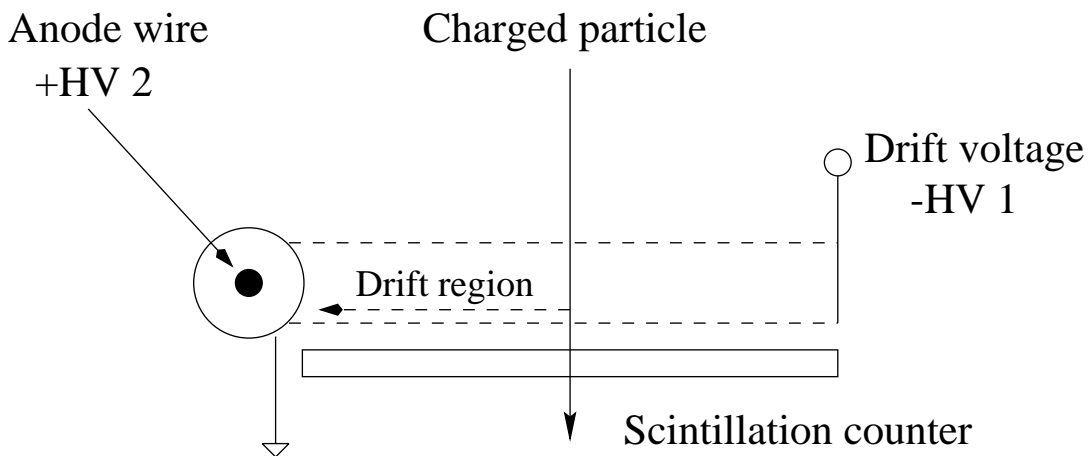
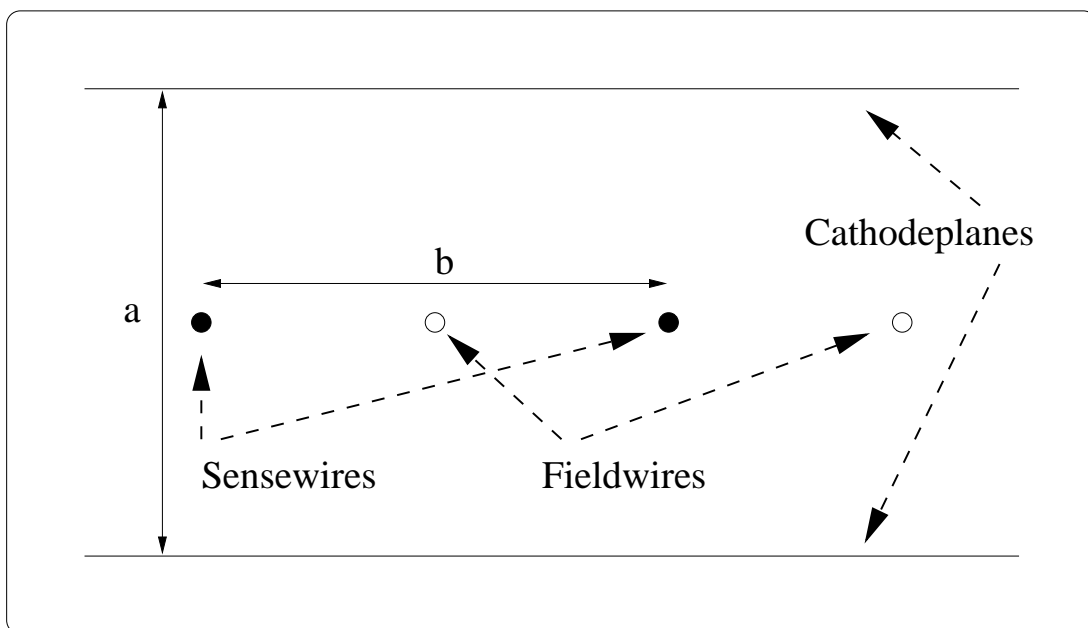


Abbildung 1.3: Schema einer Driftkammer mit nur einer Driftzelle.

Die Driftzelle wird an einer Seite durch eine Hochspannungskathode (in Abbildung 1.3 mit „Drift voltage“ bezeichnet) definiert, auf der anderen Seite durch die Anode eines Proportionalzählers. Durch Anlegen eines Potentials an die Kathode wird ein elektrisches Feld erzeugt. Um die Ankunft eines Teilchens zu bestimmen, ist ein Szintillationszähler, der die gesamte aktive Fläche der Kammer abdeckt, vor oder hinter der Kammer positioniert. Ein die Kammer und den Szintillator

durchquerendes Teilchen erzeugt durch Ionisation des Gases Elektronen, die wegen des elektrischen Feldes zur Anode driften. Zur gleichen Zeit startet ein schnelles Signal des Szintillators einen Timer. Aufgrund besonders hoher Feldstärken in der Nähe der Anode findet Gasverstärkung statt (siehe hierzu Abschnitt 1.2.1.2). Das an der Anode durch Ankunft der Elektronen gebildete Signal stoppt nun den Timer. Dadurch erhält man die Driftzeit der Elektronen und über die Driftgeschwindigkeit den Durchgangsort des ionisierenden Teilchens. Abschnitt 1.2.1.1 geht näher auf die Driftzeit von Elektronen ein.

Wird ein großer Detektor benötigt, um z.B. einen möglichst großen Raumwinkel abzudecken, so muß bei Benutzung einer in Abbildung 1.3 gezeigten Driftkammer die an die Kathode anzulegende Spannung stark erhöht werden, wodurch ein stark inhomogenes Feld entsteht. Außerdem führen große Signaldrahtabstände zu langen Driftzeiten, was ein Ansteigen der Totzeit des Detektors zur Folge hat. Deshalb verwendet man bei großen Detektoren, oder wenn die Rate der zu messenden Teilchen groß ist, Driftkammern mit einer Multizellstruktur. Die prinzipielle Bauweise von Driftkammern mit einer Multizellstruktur ist in Abbildung 1.4 gezeigt.



**Abbildung 1.4:** *Schema einer einfachen Driftkammer mit mehreren Zellen.*

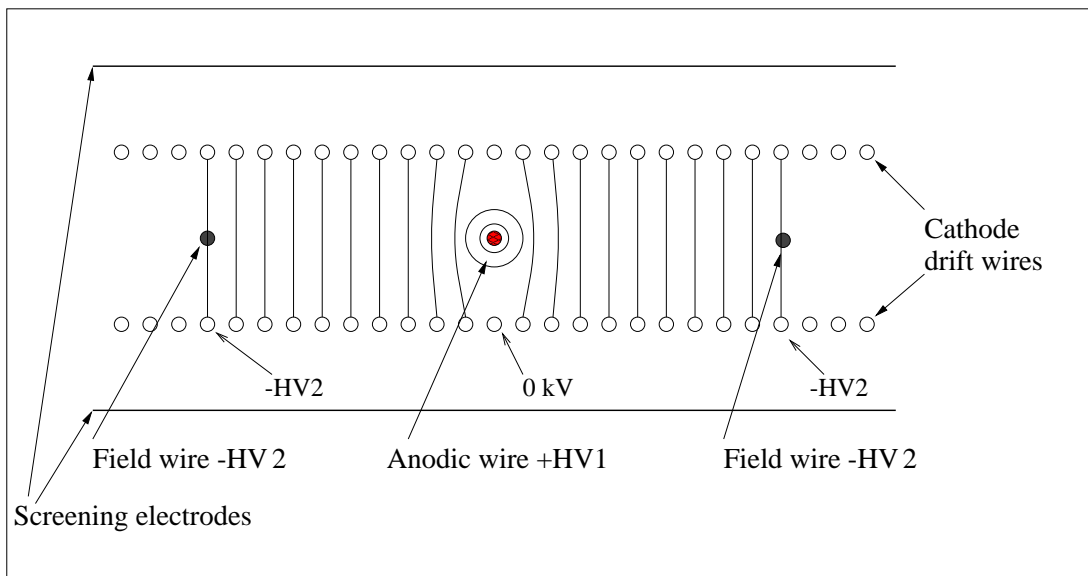
In einer solchen Driftkammer sind viele einzelne Driftzellen zusammengefaßt. Dabei ist jede Driftzelle ein eigenständiger Detektor. Jedoch treten bei dieser Bauweise die gleichen Probleme auf. Auch hier müssen bei zu großen Drahtabständen starke Spannungen an die Kathodendrähte angelegt werden, wodurch das Driftfeld sehr inhomogen wird. Da die Driftzeit von Elektronen jedoch stark vom

Verlauf der elektrischen Feldstärke innerhalb der Driftzelle abhängt, führt das zu erheblichen nichtlinearen Zeit-Orts-Beziehungen, die man vermeiden will.

In der Praxis hat sich zudem gezeigt, daß das Verhältnis des Abstandes zwischen zwei Signaldrähten (in Abbildung 1.4 mit  $b$  bezeichnet) und dem Abstand der Kathodenfolien (in Abbildung 1.4 der Abstand  $a$ ) nahe bei Eins liegen muß, um ein weitgehend uniformes Feld zu formen. Wenn der Abstand zwischen zwei Signaldrähten sehr groß ist, erfordert dies dann eine Bauweise, bei der die Kammern dick werden, was den Einbau in Detektorsysteme erschwert oder gar unmöglich macht.

Verhindern kann man das durch Einfügen einer *weiteren* feldformenden Kathodendrahtebene. Sie ist zwischen der Signaldrahtebene und der Kathodenfolie positioniert. Am Signaldraht liegt ein positives Potential an. An den Drähten der Kathodendrahtebene liegt negative Hochspannung an, die mit *wachsendem Abstand* von Anodendraht zunimmt. Zwei Felddrähte trennen eine Driftzelle von ihren Nachbarn.

Im Bild 1.5 sind Äquipotentiallinien gezeigt, wie man sie bei typischer Wahl der Hochspannung erhält. (Die Hochspannung variiert zwischen 0 kV bei Felddrähten, die dem Lesedraht gegenüberliegen, und dem Wert  $-HV2$  gegenüber den Kathodendrähten [Kle84]).



**Abbildung 1.5:** Prinzip einer Driftkammer mit feldformenden Kathodendrähten. Durch diese Anordnung der Drähte erhält man in der ganzen Zelle ein nahezu uniformes Feld. Die Äquipotentiallinien sind eingezeichnet.

### 1.2.1.1 Elektronendrift

In einer idealen Driftzelle herrscht im gesamten Volumen ein **konstantes** Driftfeld. Lediglich am Signaldraht nimmt das Feld so hohe Werte an, daß Ladungsmultiplizierung (Verstärkung) auftreten kann, da die Elektronen dort aufgrund der hohen Feldstärken zwischen zwei Stößen mit Gasatomen genug Energie gewinnen können, um weitere Gasatome zu ionisieren. Das Driftfeld wird durch unterschiedliche Potentiale an den Drähten erzeugt. Dabei muß der zentrale Signaldraht in Bezug auf die anderen Drähte der Driftzelle auf positivem Potential sein. Durchquert ein geladenes Teilchen die Driftzelle, werden entlang der Teilchenspur Gasatome ionisiert. Diesen Prozeß nennt man Primäriodisation. Die Anzahl der durch das minimal ionisierende Teilchen erzeugten Primärelektronen ist abhängig vom verwendeten Gas. Die Ionisierungsarbeit  $I_0$  beträgt für Helium 24.5 eV und für Isobutan 10.8 eV [Sa77]. Bei reinem Helium werden pro cm Wegstrecke 4.8 Primärelektronen gebildet, bei Isobutan sind es 84 [Sha93]. Die Anzahl der pro Wegstrecke gebildeten Primärelektronen für ein Gemisch aus Helium und Isobutan erhält man durch die Bildung der gewichteten Summe:

$$N_p = \sum_i n_i \cdot N_{p_i} \quad (1.4)$$

Wobei  $n_i$  der Anteil der Gassorte  $i$  im Gasgemisch, und  $N_{p_i}$  die Anzahl der Primärelektronen, die in der Gassorte  $i$  entstehen, bedeutet. Einige Werte der pro Wegeinheit erzeugten Primärelektronen sind für minimal ionisierende Elektronen in Tabelle 1.2 für unterschiedliche Konzentrationen von Helium und Isobutan zusammengestellt.

Gas	Konzentrationsverhältnis	$N_p$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]	$N_t$ [ $\text{cm}^{-1}$ ]
He-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	90-10	12.7	26.7
He-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	80-20	20.6	45.4
He-iC <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	70-30	28.6	64.1

**Tabelle 1.2:** Primär- und Sekundärelektronenanzahl in Helium-Isobutan-Gasgemischen.  $N_p$  gibt die Anzahl der primär erzeugten Elektronen pro cm an, während  $N_t$  die Summe der Primärelektronen und der durch Sekundärionisation entstandenen Elektronen bedeutet [Sha93] (siehe auch Kapitel 2, Abschnitt 5).

Nach ihrer Erzeugung driften die Elektronen aufgrund des Driftfeldes zum Signaldraht. In der Nähe des Signaldrahtes kommt es zur Gasverstärkung (siehe Abschnitt 1.2.1.2). Dabei gewinnen Elektronen zwischen zwei Stößen mit Gasatomen soviel kinetische Energie, daß es ihnen möglich ist, weitere Gasatome zu ionisieren. Es entsteht eine Elektronenlawine. Hierbei können Verstärkungsfaktoren von vier bis fünf Zehnerpotenzen erreicht werden. Die Elektronen dieser Lawine werden an der Anode aufgesammelt. Die positiven Ionen driften zu den Kathoden.

Auf die Effekte während der Gasverstärkung und die zeitliche Entwicklung des durch Elektronen und Ionen am Lesedraht verursachten Signals wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Optimal geeignet für den Einsatz in Driftkammern sind Gasgemische, die die Eigenschaft besitzen, daß driftende Elektronen entlang ihres Weges zur Anode konstante Driftgeschwindigkeit haben. Damit ist gewährleistet, daß die Beziehung zwischen Driftzeit und Entstehungsort der Elektronen linear ist, was die Rekonstruktion einer Teilchenspur vereinfacht, da der Entstehungsort der Elektronen dann durch folgende einfache Beziehung gegeben ist:

$$x = v \cdot (t_2 - t_1). \quad (1.5)$$

Hierbei ist  $x$  der Entstehungsort der Elektronen,  $v$  ihre Driftgeschwindigkeit und  $(t_2 - t_1)$  die Zeitdifferenz zwischen Durchgang des Teilchen durch die Driftzelle und Signalbeginn an der Anode.

In der Praxis sind beide Bedingungen, konstantes Driftfeld und konstante Driftgeschwindigkeit, nicht erreichbar. Der Entstehungsort der Elektronen, also der Abstand der Spur des ionisierenden Teilchens zum Auslesedraht, ist daher gegeben durch die folgende Gleichung:

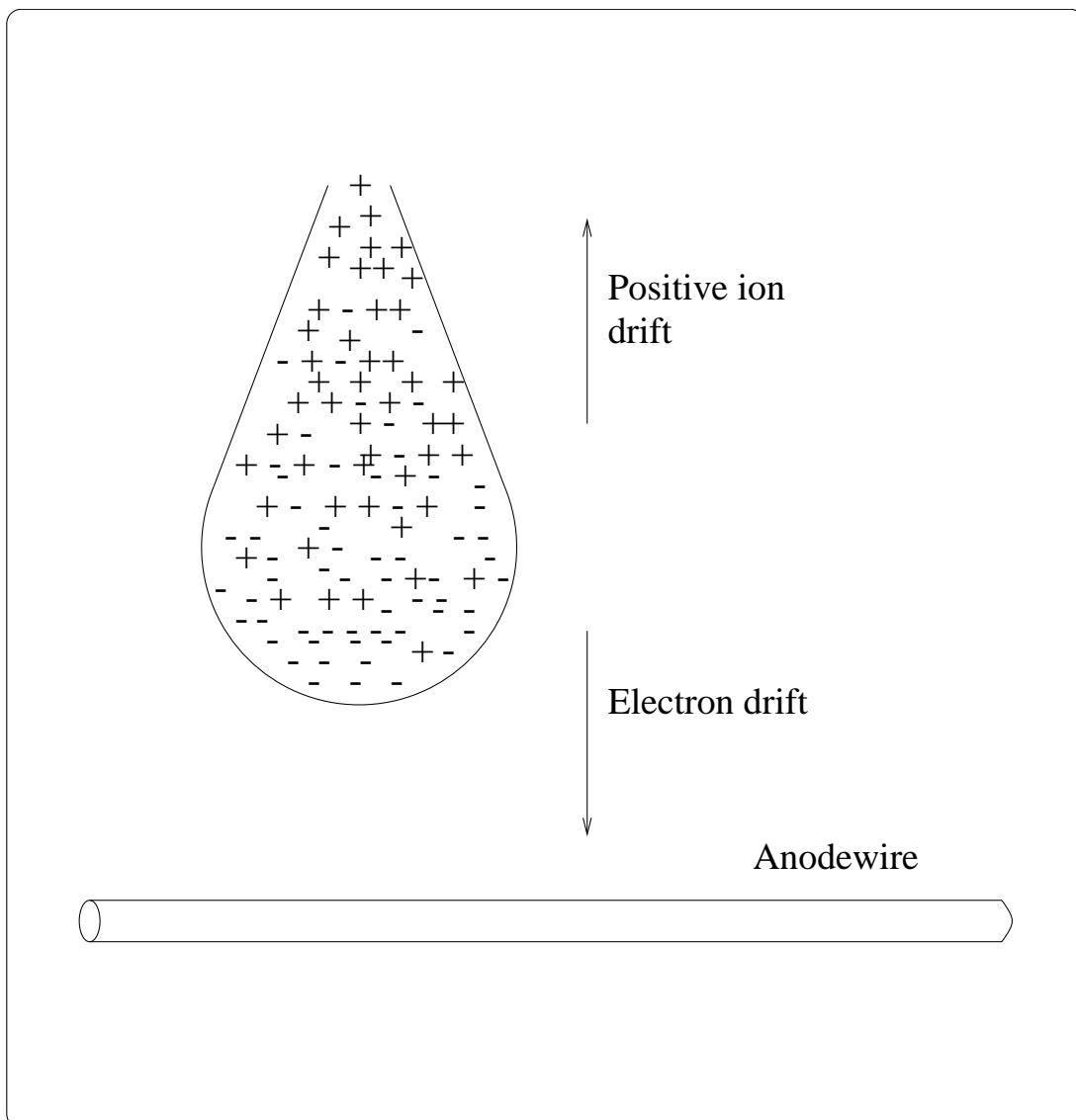
$$x = \int_{t_1}^{t_2} dt v(t). \quad (1.6)$$

Mißt man die Driftzeit von Elektronen, die bei einem Ionisationsereignis entstehen, so erhält man Informationen über die räumlichen Koordinaten, bei denen das Ereignis stattfand. Aus den Gleichungen 1.5 und 1.6 ist ersichtlich, daß man lineare Driftzeit-Orts-Beziehungen braucht, die durch ein möglichst einheitliches elektrisches Feld erreicht können. Gute Kenntnisse über den Feldverlauf innerhalb einer Driftzelle, optimale Wahl des zu verwendenden Driftgases, sowie der exakte Bau der Driftkammer erleichtern es, über Messungen der Driftzeit von Elektronen Kenntnisse über den Durchgangsort eines ionisierenden Teilchens zu gewinnen.

### 1.2.1.2 Gasverstärkung und zeitliche Entwicklung des Signals

Gasverstärkung tritt dann auf, wenn die Primärelektronen zwischen zwei Stößen vom beschleunigenden elektrischen Feld genug Energie gewinnen, um weitere Gasatome zu ionisieren. Diese sogenannten Sekundärelektronen ionisieren dann ihrerseits usw. Dies führt zu einer Elektronenlawine. Aufgrund der größeren Mobilität der Elektronen gegenüber den positiven Ionen hat die Lawine die Form eines Flüssigkeitstropfens, in dem, wie in Abbildung 1.6 gezeigt, die Elektronen in der Nähe des „Kopfes“, während die langsamen Ionen am Ende des Tropfens lokalisiert sind.





**Abbildung 1.6:** Form der Elektronenlawine bei Gasverstärkung nahe am Lese- draht. Da die Elektronen eine wesentlich höhere Mobilität als die positiven Ionen haben, nimmt die Elektronenlawine die Form eines Flüssigkeitstropfens an. Dabei befinden sich die Elektronen im wesentlichen an der Spitze des Tropfens, die Ionen am Ende.

Bezeichnet man mit  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge eines Elektrons bis zum Ereignis einer Sekundärionisation, dann ist  $\alpha = 1/\lambda$  die Wahrscheinlichkeit einer Ionisation pro Wegstrecke. Diesen Wert nennt man den ersten **Townsend-Koeffizienten**. Bei  $n$  vorhandenen Elektronen werden pro Wegelement  $dx$  also

$$dn = n\alpha dx \quad (1.7)$$

neue Elektronen gebildet. Integration liefert die totale Anzahl neu gebildeter Elektronen auf einem Weg  $x$ :

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha x}, \quad (1.8)$$

wobei  $n_0$  die ursprüngliche Anzahl vorhandener Elektronen bedeutet. Der Multiplikations- oder Gasverstärkungsfaktor  $M$  ist dann gegeben durch:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}. \quad (1.9)$$

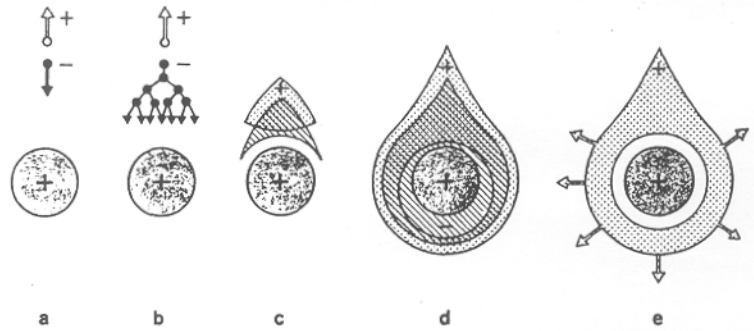
Im allgemeinen Fall eines nichtuniformen Feldes ist  $\alpha$  jedoch eine Funktion des Ortes. In diesem Fall ist der Gasverstärkungsfaktor  $M$  dann durch Gleichung 1.10 gegeben:

$$M = e^{\int_{r_1}^{r_2} dx \alpha(x)}. \quad (1.10)$$

Während  $M$  aufgrund der Gleichung 1.10 ohne Einschränkung größer werden kann, ist  $M$  physikalisch auf Werte mit  $M < 10$  oder  $\alpha x < 20$  beschränkt. Erreicht  $M$  größere Werte kommt es zum sogenannten „Breakdown“ der Kammer. Man nennt dies das *Raether-Limit* [Leo94]. Darunter versteht man das Durchbrennen der Kammer, wenn sich die Gasverstärkungszone, bedingt durch Sekundärprozesse wie Photoemission von Elektronen durch bei der Gasverstärkung entstehende Röntgen-Strahlung, über die gesamte Kammer ausbreitet. Ein weitere Ursache, die zum Durchbrennen der Kammer führen kann, sind Ladungsdeformationen des elektrischen Feldes, welches gerade in der Front der Elektronenlawine sehr stark erhöht ist. Letztendlich führt das Durchbrennen der Kammer zu deren Zerstörung, so daß man durch geeignete Wahl der Hochspannung einen Kompromiß zwischen der gewünschten maximalen Gasverstärkung und dem Wunsch, die Kammer nicht zu zerstören, schließen muß.

Die zeitliche Entwicklung einer Elektronenlawine zeigt Abbildung 1.7.

Im folgenden soll nun einerseits die Frage untersucht werden, wodurch das Signal ausgelöst wird, andererseits wie der zeitliche Verlauf des Signals zu beschreiben ist: Wie in Abbildung 1.7 gezeigt, setzt der Gasverstärkungsprozeß erst in einem Abstand von wenigen Signaldrahtstrahlen ein (der Abstand beträgt typischerweise  $50 \mu\text{m}$ ). Da die Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich der Driftzelle Werte oberhalb von  $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$  annimmt (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.5.1), dauert der Gasverstärkungsprozeß maximal eine ns. Dann sind die Elektronen am Signaldraht abgesaugt worden und die Ionenhülle driftet mit immer langsamer werdender Geschwindigkeit zu den Kathoden. Das an den Anoden negative und an den



**Abbildung 1.7:** Zeitliche Entwicklung einer Elektronenlawine am Signaldraht eines Proportionalzählers. Bei a wurde ein Atom ionisiert, das Elektron driftet in Richtung hoher Feldstärken zum Signaldraht, dabei erleidet es Stöße mit anderen Atomen, die ebenfalls ionisiert werden. Aufgrund von Diffusionseffekten bildet sich eine tropfenförmige Elektronenlawine um den Signaldraht. Die Elektronen werden innerhalb kürzester Zeit abgesaugt (ca. 1 ns). Übrig bleibt eine Wolke aus positiven Ionen, die langsam zur Kathode driftet [Sa77].

Kathoden positive gemessene Signal ist daher eine Folge der Energieänderung des Systems aufgrund der Bewegung von Ladungen. Da die Elektronen erst in unmittelbarer Nähe des Lesedrahtes gebildet werden, ist der Beitrag der Elektronen zum Gesamtsignal gering, während die Ionen am meisten zur Signalbildung beitragen.

Zur vereinfachten Betrachtung soll das nun anhand eines Proportionalzählers berechnet werden (siehe dazu auch Abbildung 1.8).

Mit den in Abbildung 1.8 gegebenen Größen läßt sich die Feldstärke und das Potential in einem Abstand  $r$  zur Anode nach den folgenden Gleichungen berechnen:

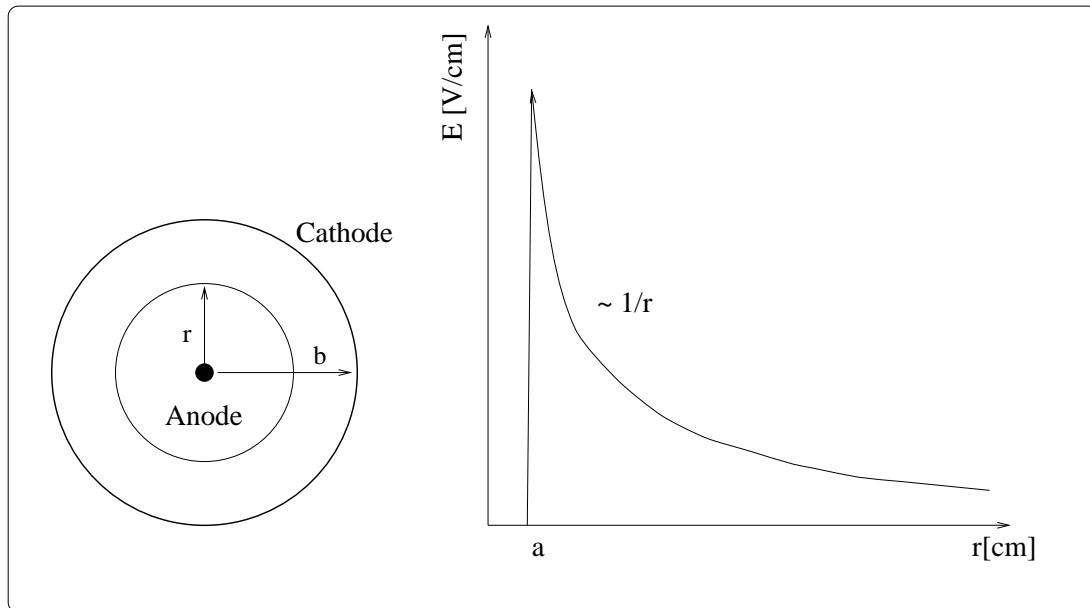
$$E(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \frac{1}{r} \quad (1.11)$$

$$V(r) = \frac{CV_0}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{1}{r}. \quad (1.12)$$

Hierbei ist  $V_0 = V(b)$  die gesamte Potentialdifferenz und  $V(a) = 0$ .  $C = 2\pi\epsilon_0/\ln(b/a)$  ist die Kapazität pro Einheitslänge des Systems und  $\epsilon_0$  die dielektrische Konstante, die für Gase den Wert 8.85 pF/m hat [Sa77].

Wenn man annimmt, daß alle Ladungen in einem Abstand  $\lambda$  vom Lesedraht erzeugt wurden, dann beträgt der Anteil der Elektronen am Spannungssignal:

$$s^- = -\frac{Q}{lCV_0} \int_a^{a+\lambda} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{a+\lambda}{a}. \quad (1.13)$$



**Abbildung 1.8:** Koaxialer zylindrischer Proportionalzähler und dazugehörige elektrische Feldstärke.  $a$  und  $b$  sind die Radien von Anode und Kathode,  $r$  der Abstand von der Anode.

Der Beitrag der Ionen zum Signal beträgt:

$$s^+ = \frac{Q}{lCV_0} \int_{a+\lambda}^b \frac{dV}{dr} dr = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{b}{a+\lambda}. \quad (1.14)$$

Das gesamte, an der Anode induzierte Signal ist die Summe der beiden Einzelbeiträge und berechnet sich zu:

$$s = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{b}{a} = -\frac{Q}{lC}. \quad (1.15)$$

Das Verhältnis der beiden Signale beträgt

$$\frac{s^-}{s^+} = \frac{\ln(a+\lambda) - \ln a}{\ln b - \ln(a+\lambda)} \quad (1.16)$$

Setzt man Werte von  $a = 10 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  und  $b = 10 \text{ mm}$  in Gleichung 1.16 ein, so beträgt der Anteil der Elektronen am Gesamtsignal 1.4% und kann daher vernachlässigt werden. Den zeitlichen Verlauf des Signals kann man einfach berechnen, wenn man annimmt, daß die von der Lesedrahtoberfläche mit konstanter Mobilität wegdriftenden Ionen der einzige Beitrag sind. Wenn dies der Fall ist, so gibt die Integration der Gleichung

$$ds = \frac{Q}{lCV_0} \frac{dV}{dr} dr \quad (1.17)$$

die Spannungsänderung an, die durch Bewegung einer Ladung  $Q$  entlang der Strecke  $dr$  in einem System der Kapazität  $C$  und der Drahtlänge  $l$  hervorgerufen wird. Man erhält so:

$$s(t) = -\frac{Q}{2\pi\epsilon_0 l} \ln \frac{r(t)}{a} \quad (1.18)$$

Die Funktion  $r(t)$  läßt sich mit der Definition für die Mobilität berechnen:

$$m^+ = v^+ \frac{E}{P}. \quad (1.19)$$

Hierbei ist  $m^+$  die Mobilität der Ionen,  $v^+$  ihre Driftgeschwindigkeit.  $E$  ist die elektrische Feldstärke und  $P$  der in der Kammer herrschende Druck. Mit dieser Definition und Gleichung 1.10 ergibt sich  $r(t)$  zu:

$$r(t) = \sqrt{\left(a^2 + \frac{m^+ C V_0}{\pi\epsilon_0 P} t\right)}. \quad (1.20)$$

Durch Einsetzen in 1.18 erhält man schließlich:

$$v(t) = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0 l} \ln \left(1 + \frac{m^+ C V_0}{\pi\epsilon_0 P a^2} t\right). \quad (1.21)$$

Die gesamte Driftzeit der Ionen  $T$  ist gegeben durch die Bedingung  $r(t) = b$  und ist gegeben durch:

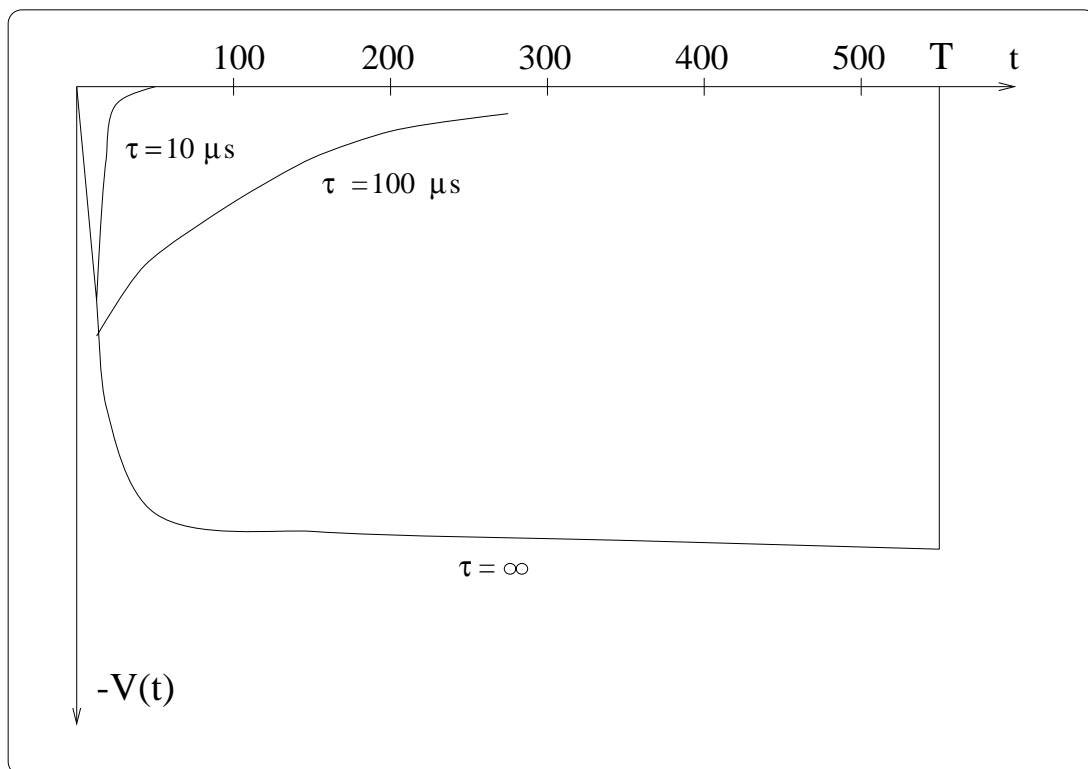
$$T = \frac{\pi\epsilon_0 P (b^2 - a^2)}{m^+ C V_0}. \quad (1.22)$$

Durch Einsetzen dieses Wertes in Gleichung 1.21 ergibt sich dann wieder:

$$s(T) = -\frac{Q}{lC}. \quad (1.23)$$

Als konkretes Zahlenbeispiel [Sa77] ergibt sich für  $T$  mit  $a = 10 \mu\text{m}$ ,  $b = 8 \text{ mm}$  und der sich daraus ergebenden Kapazität  $C = 8 \text{ pF/m}$  in einen mit Argon gefülltem Zähler eine totale Driftzeit von  $T = 550 \mu\text{s}$ . Der zeitliche Anstieg des Signals ist anfangs sehr schnell, wie in der Abbildung 1.9 dargestellt.

Setzt man als Zeit  $t$  den Wert  $Ta/b$  in Gleichung 1.21 ein, so ergibt sich, daß sich die Hälfte des vollen Signales bereits nach einer Zeit, die  $1/1000$  der gesamten Driftzeit der Ionen beträgt, zur Hälfte entwickelt hat. Aus diesem Grunde werden Proportionalzähler mit einem Widerstand  $R$  abgeschlossen, so daß das Signal mit einer Konstanten  $\tau = RC$  differenziert werden kann.



**Abbildung 1.9:** Zeitliche Entwicklung eines Signales am Lesdraht eines Proportionalzählers. Das Signal wächst anfangs stark an. Die verschiedenen Pulsformen erhält man durch den Einsatz von Vorverstärkern mit unterschiedlichen Zeitkonstanten.

# Kapitel 2

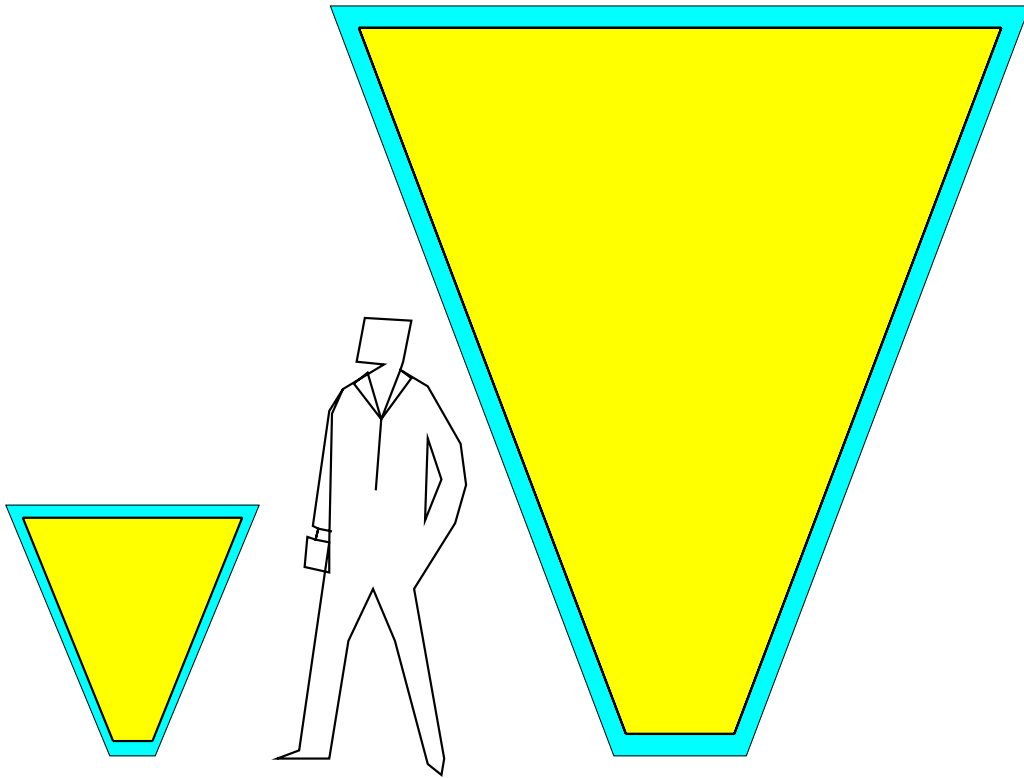
## Modelluntersuchungen zur HADES-Driftkammergeometrie

Im Kapitel 1 wurde kurz auf die prinzipiellen Probleme bei der Entwicklung und beim Bau von Driftkammern eingegangen. Im nachfolgenden Teil sollen nun speziell die HADES-Driftkammern vorgestellt werden.

### 2.1 Aufbau der Driftkammern im HADES-Spektrometer

Im HADES-Spektrometer werden planare Driftkammern eingesetzt. In jeder der insgesamt vier Ebenen haben die Driftkammern eine unterschiedliche, den Anforderungen angepaßte Geometrie. Im allgemeinen genügen zwei sensitive Ebenen, um die Position eines durchgehenden Teilchens in einer Ebene zu bestimmen. Um jedoch auch bei hohen Teilchenmultiplizitäten eine eindeutige Zuordnung der Driftzeitinformation zu den einzelnen Treffern zu gewährleisten, bestehen die Kammern aus insgesamt sechs sensitiven Ebenen. Das aktive Volumen jedes einzelnen Driftkammermoduls wird durch insgesamt 13 Ebenen mit Kathoden- und Anodendrähten in ca. 1000 individuelle Driftzellen mit unterschiedlicher Orientierung unterteilt. Die sensitiven Ebenen sind in Winkeln von  $-20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $-40^\circ$  und  $20^\circ$  gegeneinander verdreht. Damit ist das Risiko, Informationen durch Doppeltreffer in einer Zelle zu verlieren, geringer. Die Größe der Driftzellen nimmt von den äußeren Kammern hin zu den inneren ab, da bei den Driftkammern der innersten Ebene die zu erwartende Teilchenmultiplizität am größten ist. Die innersten Driftkammern haben eine Zellgröße von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ , die äußersten Driftzellen sind  $14 \times 10 \text{ mm}^2$  groß. Dabei entspricht die erste Zahl dem Abstand zwischen zwei Signaldrähten, die zweite gibt den Abstand der Kathodendrahtebenen zueinander an.

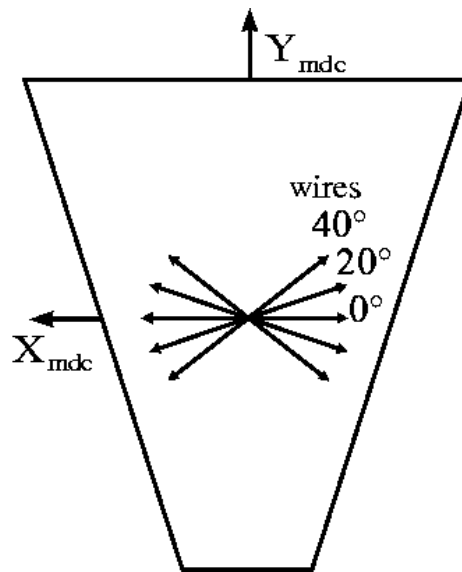
Abbildung 2.1 zeigt auf der linken Seite ein Modul der innersten Detektorebene. Auf der rechten Seite ist ein Modul der äußersten Ebene abgebildet. Die Winkelorientierung der Drahtebenen zueinander zeigt Abbildung 2.2.



**Abbildung 2.1:** Größenverhältnis der Module der innersten Driftkammerebene (links) und der äußersten Ebene (rechts). Zur räumlichen Orientierung der Module bezüglich der Strahlachse siehe Abbildung 1.1.

Zählgas soll ein Helium-Isobutan-Gasgemisch sein. Durch die sehr große Strahlungslänge von Helium ( $X_0 = 5.299 \cdot 10^6$  cm) [Sha93] wird die Wahrscheinlichkeit der Kleinwinkelstreuung herabgesetzt, was die Impulsauflösung des Spektrometers erhöht. Aus dem gleichen Grund werden Felddrähte aus Aluminium verwendet. Isobutan wird als Löschgas eingesetzt, um die bei der Gasverstärkung entstehende Röntgen-Strahlung zu absorbieren. Diesem Löschgas kommt bei den HADES-Driftkammern besondere Bedeutung zu, da zum einen ein wesentlicher Anteil der Primärisonisation am Isobutan entsteht und zum anderen aufgrund der niedrigen Austrittsarbeit bei Aluminium Röntgen-Photonen besonders effektiv unterdrückt werden können. Um mehr über die Eigenschaften der HADES-Driftkammern zu erfahren, wurde eine Driftkammer namens „Prototyp 0“ gebaut, und zahlreiche Experimente mit einer Strontium-Quelle mit der Kammer durchgeführt.





**Abbildung 2.2:** Geometrie der HADES-Driftkammern. Gezeigt ist schematisch ein Modul der Driftkammern. Die Pfeile geben die Orientierung der Anodendrahtebene an.

Parallel zu den Experimenten wurden Simulationsrechnungen ausgeführt. Hauptgegenstand dieser Rechnungen war die Untersuchung der Feldgeometrie innerhalb einer Driftzelle sowie die Untersuchung der Eigenschaften des verwendeten Driftgases. Die Simulationsrechnungen haben gezeigt, daß die Geometrie der Driftkammern im HADES-Spektrometer ein hinreichend konstantes Driftfeld innerhalb der Zelle erzeugt. Durch das verwendete Zählgas wird über einen weiten Bereich der Driftzelle eine nahezu konstante Driftgeschwindigkeit für Elektronen ermöglicht. Die Simulationsrechnungen wurden mit Hilfe des Computerprogramms GARFIELD durchgeführt, das im folgenden Abschnitt kurz vorgestellt wird.

## 2.2 Garfield – ein Driftkammersimulationsprogramm

GARFIELD ist ein Computerprogramm für die detaillierte Simulation von zweidimensionalen Driftkammern [GAR95]. Aufgrund der eingegebenen Geometrie der Driftkammer, die man untersuchen will, berechnet GARFIELD Feld- und Potentialverteilungen innerhalb der Kammer für gegebene Potentialeinstellungen. Dafür wird ein Zweischrittverfahren angewendet:

1. Zuerst werden die Ladungen (pro Weglänge) auf den Drähten und die Ladung eines Referenzpotentials, welches die Potentiale an den Drahtoberflächen reproduziert, berechnet. Dabei müssen verschiedene Randbedingungen erfüllt werden. Die in diesem Schritt zu lösenden Gleichungen sind die sogenannten Kondensator-Gleichungen [GAR95]. Diese Gleichungen erhält man, wenn man das *bekannte* Potential des Drahtes  $i$  durch die *unbekannten* Ladungen pro Einheitslänge  $q_j$  für alle Drähte von  $j = 1$  bis  $n$  ausdrückt. Hierbei bedeutet  $n$  die Gesamtzahl der Drähte.
2. Daran schließt sich die Berechnung des Anteils eines jeden einzelnen Drahtes an.

Wichtige Eigenschaften von Gasen, etwa Driftgeschwindigkeiten von Elektronen als Funktion der elektrischen Feldstärke (der Feldstärkebereich kann frei gewählt werden), können über eine Schnittstelle zum Computerprogramm MAGBOLTZ [Bia89] ermittelt werden. Dieses Programm berechnet für Elektronen in nahezu jeder Gasmischung neben der schon erwähnten Driftgeschwindigkeit weitere wichtige Eigenschaften des Gases als Funktion der elektrischen Feldstärke, wie:

- die longitudinalen und transversalen Diffusionskoeffizienten
- den Townsend- bzw. den Elektronenanlagerungs-Koeffizienten (engl. „attachment coefficient“) und, sofern ein magnetisches Feld vorhanden ist,
- den Lorentz-Winkel.

MAGBOLTZ berechnet die Boltzmann-Transport-Gleichung für die Elektronenbewegung unter dem Einfluß elektrischer und magnetischer Felder mit einer Genauigkeit, die besser als 1% ist. Dabei werden Wirkungsquerschnitte von verschiedenen elastischen und inelastischen Prozessen, die in Frage kommen, benutzt [Sha93]. Die Wirkungsquerschnitte selbst stammen aus der GASSTORE-Datenbank [Sa77].

Das Programm GARFIELD ist ebenfalls in der Lage einige der wichtigsten Transporteigenschaften zu berechnen (über den Schultz-Gresser-Ansatz [Schu78]), jedoch mit geringerer Funktionalität. Beide Methoden können **weder** die Mobilität

der Ionen als Funktion der elektrischen Feldstärke, **noch** die für die Berechnung von Ankunftszeitverteilungen wichtige Anzahl der pro Wegstrecke des ionisierenden Teilchens entstehenden Primär- und Sekundärelektronen berechnen. Diese Werte müssen vom Benutzer des Programms eingegeben werden. Eine weitere wichtige Größe ist die „Cluster“-Größenverteilung, die ebenfalls nicht berechnet, sondern als Benutzerparameter verwendet wird (siehe auch Abschnitt 2.6).

Desweiteren ist es mit Hilfe von GARFIELD möglich, Ankunftszeitverteilungen von Elektronen zu berechnen sowie den zu erwartenden Meßfehler in der Ankunftszeitmessung zu bestimmen. Für den zu untersuchenden Bereich der Driftzelle werden entlang der Teilchenspur „Cluster“ erzeugt, und die Driftzeit wird berechnet. Dabei richtet sich die Zahl der generierten „Cluster“ nach der Anzahl der Primärelektronen pro Einheitswegstrecke, die für jede Gassorte charakteristisch ist (siehe Tabelle 1.2 in Kapitel 1). Dabei ist es möglich anzugeben, von welchem Elektron man die Ankunftszeit bestimmen möchte. Der Fehler in der Ankunftszeitverteilung wird bestimmt, indem für jede Teilchenspur mehrmals die Ankunftszeit berechnet wird. Dieser gibt die theoretisch zu erwartende Auflösung der Driftkammer an. Um die Ankunftszeitverteilungen zu berechnen, wird die Bewegungsgleichung für Elektronen und Ionen mit numerischen Verfahren gelöst (Runge-Kutta-Verfahren zweiter bzw. dritter Ordnung) [Sto78].

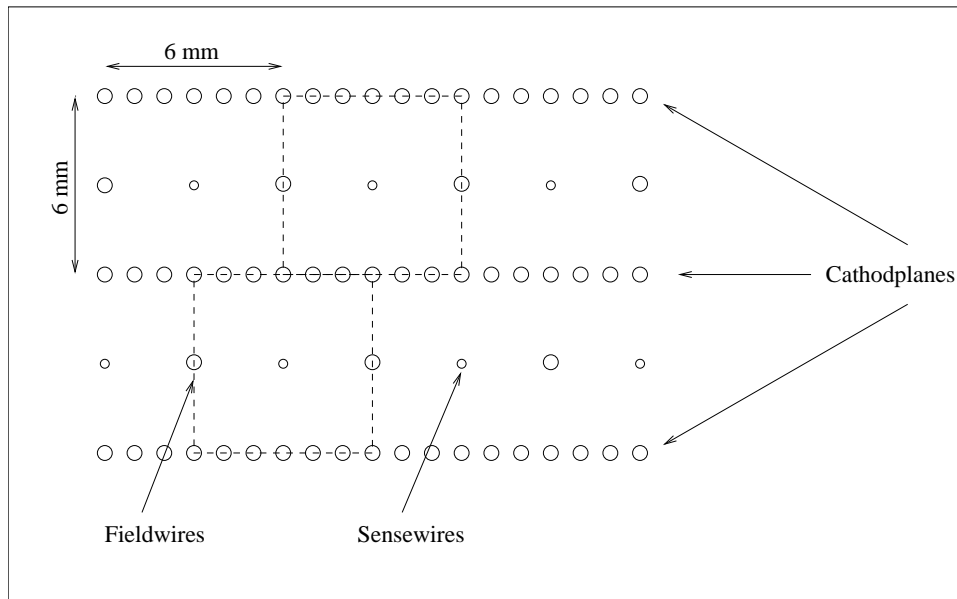
Die Ergebnisse dieser Simulationsrechnungen werden im weiteren vorgestellt und diskutiert. Zuvor jedoch wird noch etwas näher auf die Geometrie der Prototyp-0-Driftkammer eingegangen.

## 2.3 Geometrie der Prototyp-0-Driftkammer

In Abbildung 2.3 ist ein Ausschnitt der für die Rechnungen verwendeten Zellgeometrie zu sehen.

Bei „Prototyp 0“ handelt es sich um eine Driftkammer mit einer Driftzellengröße von  $6 \times 6 \text{ mm}^2$ . Das Volumen der Kammer wird durch drei Kathodenebenen und zwei Anodenebenen unterteilt. Im Abstand von einem cm von den äußeren Kathodendrahtebenen befinden sich die Fensterfolien der Kammer (Äquipotentialebenen). Sie sind in Abbildung 2.3 nicht eingezeichnet. Die Anodenebenen sind um eine halbe Driftzelle gegeneinander versetzt. Die Feld- und Kathodendrähte haben einen Durchmesser von  $100 \mu\text{m}$ , die Signaldrähte von  $25 \mu\text{m}$ . Für die Messungen und Simulationen wurden Signaldrähte und Äquipotentialebenen geerdet. Eine negative Spannung von  $-2000 \text{ V}$  wurde an die Feld- und Kathodendrähte angelegt.

In den folgenden Betrachtungen steht jeweils nur ein kleiner Teil der Driftkammer im Vordergrund: Die genaue Untersuchung einer einzelnen Driftzelle. Dies ist zulässig, da die Experimente ergeben haben, daß sich benachbarte Driftzellen nur in vernachlässigbarer Weise unterscheiden. (Der Einfluß benachbarter

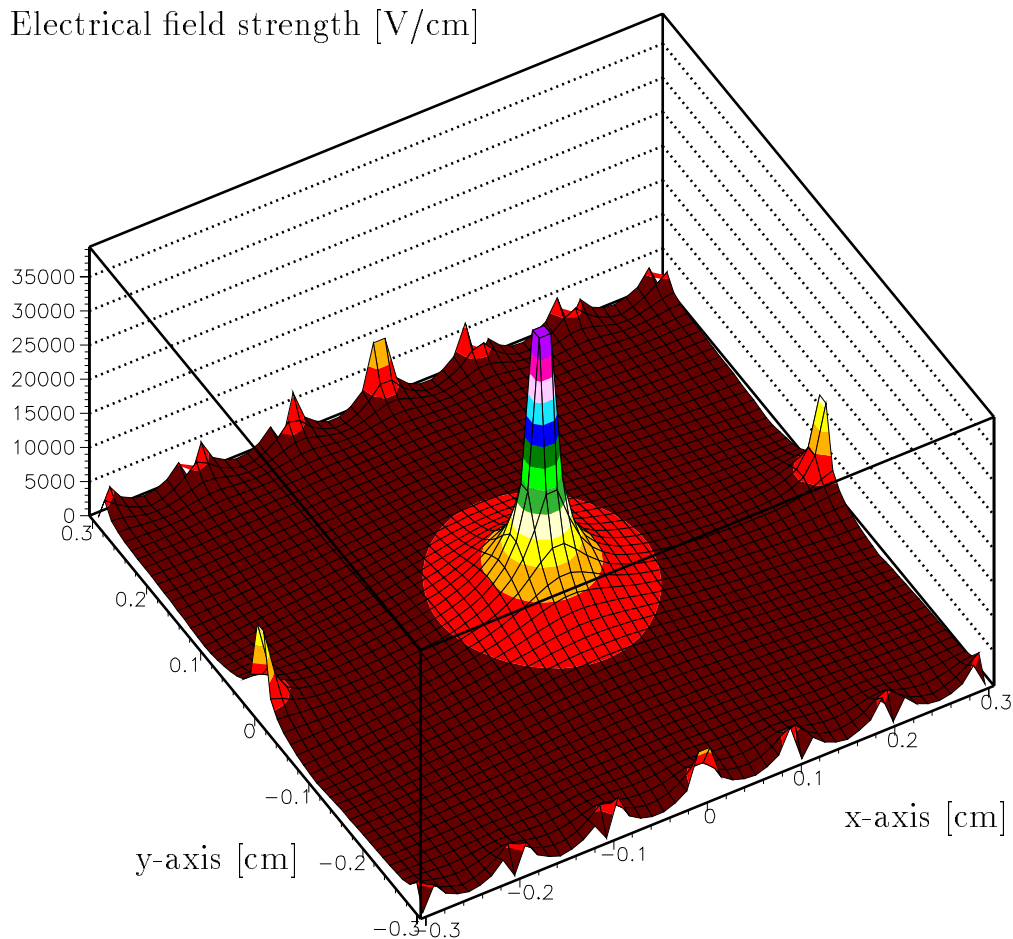


**Abbildung 2.3:** Ausschnitt der Geometrie der Driftkammer des Prototyps 0. Hervorgehoben ist die Versetzung der zweiten Anodenebene um eine halbe Driftzelle. Nicht eingezeichnet sind Ein- und Austrittsfenster der Driftkammer (Äquipotentialebenen), die wie die Lesedrähte auf Nullpotential liegen.

Zellen durch Übersprechen ist unter Einbeziehung der Meßelektronik kleiner als 5% [Gar97]).

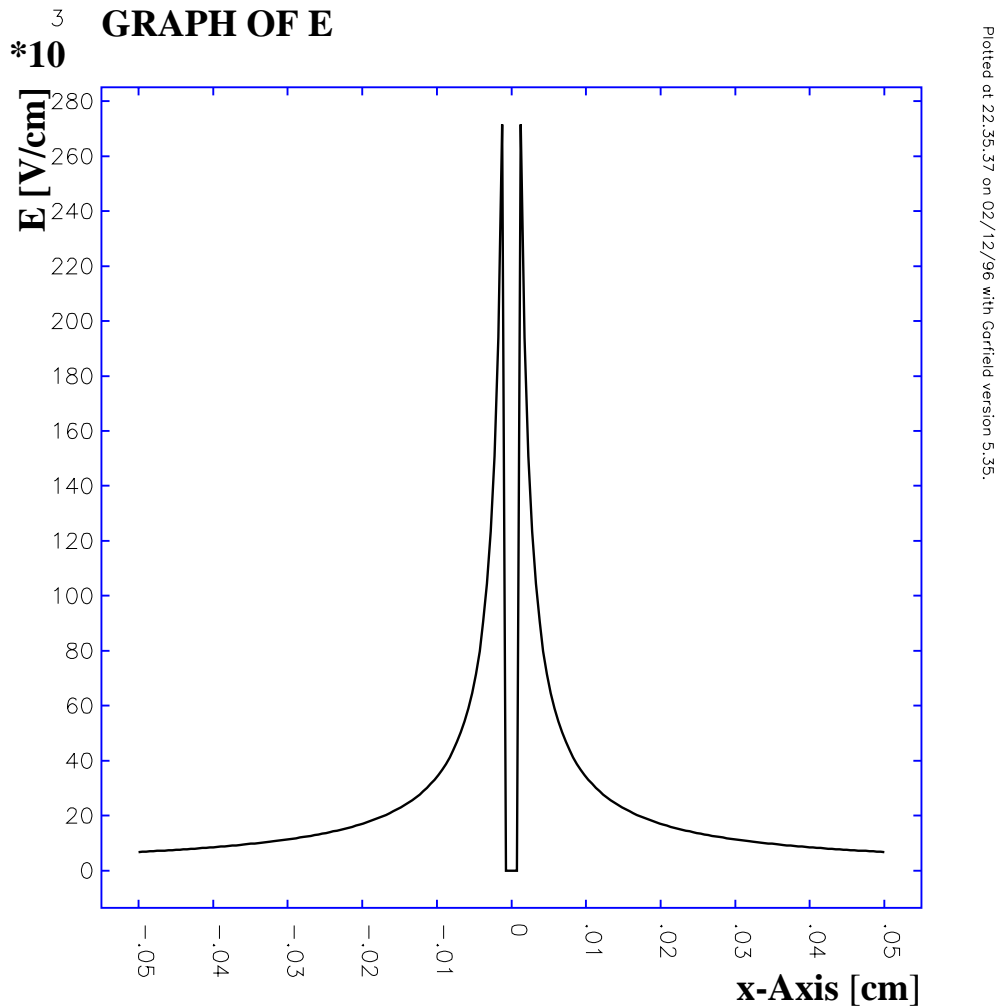
## 2.4 Feld- und Potentialverteilung in der Driftzelle

Im Kapitel 1 wurde erörtert, daß die Geometrie der Driftkammern im HADES-Spektrometer ein über einen weiten Bereich der Driftzelle möglichst homogenes Driftfeld erzeugen muß, damit die Beziehung zwischen Driftzeit und Ort linear ist. Abbildung 2.4 zeigt die elektrische Feldstärke innerhalb einer Driftzelle als Oberflächendiagramm. Man erkennt, daß die elektrische Feldstärke nur in der Nähe des Signaldrahtes sehr schnell und sehr stark auf hohe Werte ansteigt, während sie im größten Teil der Driftzelle einen nahezu konstanten Wert hat. Die Feldstärke an der Oberfläche des Signaldrahtes beträgt ca. 270 000 V/cm.



**Abbildung 2.4:** Oberflächenplot der elektrischen Feldstärke. In einem weiten Bereich der Driftzelle ist das Driftfeld homogen. In der Nähe des Auslesedrahtes steigt es sehr schnell auf hohe Werte an. Der Anstieg der elektrischen Feldstärke an den Feld- und Kathodendrahten bedeutet für den Betrieb der Driftkammer einen weiteren Vorteil: Die Wahrscheinlichkeit des Austritts von Elektronen aus den Drähten wird kleiner, wenn die Feldstärke ansteigt. Dadurch werden weniger Elektronen durch Röntgen-Strahlung freigesetzt (Photoelektrischer Effekt). Dies bedeutet eine Verminderung des „Photon feedbacks“, welches man vermeiden will [Gar96].

Abbildung 2.5 zeigt den Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang einer Geraden in der Leseebene. Der maximale Abstand vom Signaldraht beträgt hier auf beiden Seiten  $500 \mu\text{m}$ . Da in diesem Bereich die Feldstärke schnell sehr hohe Werte annimmt, kann man diesen Bereich, also Abstände vom Lesedraht, die kleiner sind als  $500 \mu\text{m}$  als Gasverstärkungszone interpretieren. Innerhalb dieses Bereiches besteht keine lineare Driftzeit-Orts-Beziehung mehr.



**Abbildung 2.5:** Verlauf des elektrischen Feldes innerhalb einer Driftzelle des Prototyps in der Leseebene. Der maximale Abstand vom Lesedraht beträgt  $500 \mu\text{m}$ . Man erkennt hier, daß die elektrische Feldstärke innerhalb von  $300 \mu\text{m}$ , dies entspricht 10% der Driftstrecke, um einen Faktor 27 ansteigt.

Abbildung 2.6 zeigt die zum elektrischen Feld gehörenden Äquipotentiallinien innerhalb einer Driftzelle.

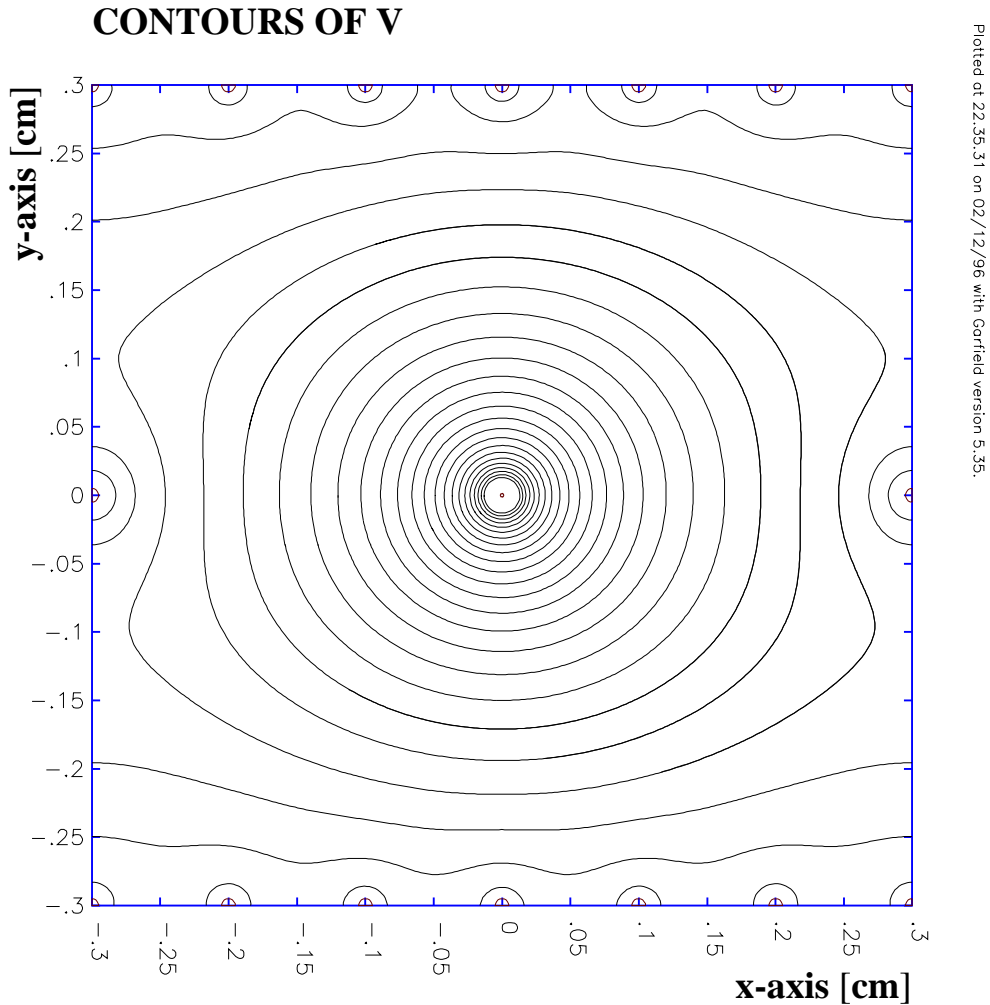


Abbildung 2.6: Äquipotentiallinien innerhalb einer Driftzelle.

## 2.5 Eigenschaften des Driftkammergases

Helium-Isobutan-Gemische gehören zu der Gruppe der sogenannten „Low mass gas mixtures“. Helium hat eine geringe Dichte ( $< 10^{-3} \text{g/cm}^3$ ) und aufgrund der Ordnungszahl  $Z = 2$  eine große Strahlungslänge, wie man der folgenden Formel entnehmen kann [PDG94]:

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ gcm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})}. \quad (2.1)$$

Hierbei bedeuten  $Z$  und  $A$  Ordnungs- und Massenzahl des jeweiligen Elementes. Somit wäre es ideal, wenn man nur Helium benutzt. Da aber während der Gasverstärkungsphase Röntgen-Strahlung entsteht, ist es nötig, ein Löschgas einzusetzen, das diese Röntgen-Strahlung absorbiert. Verwendet wird Isobutan, da der Frequenzbereich der Röntgen-Strahlung, die bei Verwendung von Helium in der Gasverstärkungsphase hauptsächlich entsteht, sehr gut mit dem Frequenzbereich übereinstimmt, den Isobutan bevorzugt absorbiert. Ein weiterer Grund, warum reines Helium als Zählgas ungeeignet ist, liegt in der geringen Anzahl von nur 4.8 Primärelektronen pro cm, die beim Durchgang eines minimal ionisierenden Teilchens erzeugt werden. Effizienzmessungen an der „Prototyp-0“-Kammer haben gezeigt, daß im Gasgemisch mindestens 30% Isobutan vorhanden sein müssen, damit die Kammer eine Effizienz von 100% erreicht. Um bei Verwendung von weniger Isobutan (20%) eine 100%ige Effizienz zu erreichen, müßte eine Hochspannung angelegt werden, bei der die in der Gasverstärkungsphase entstehende Röntgen-Strahlung nicht mehr ausreichend absorbiert werden kann [Hws96].

In diesem Abschnitt sollen die Erkenntnisse, die mit Hilfe von GARFIELD über Helium-Isobutan-Gemische gewonnen wurden, zusammengefaßt werden.

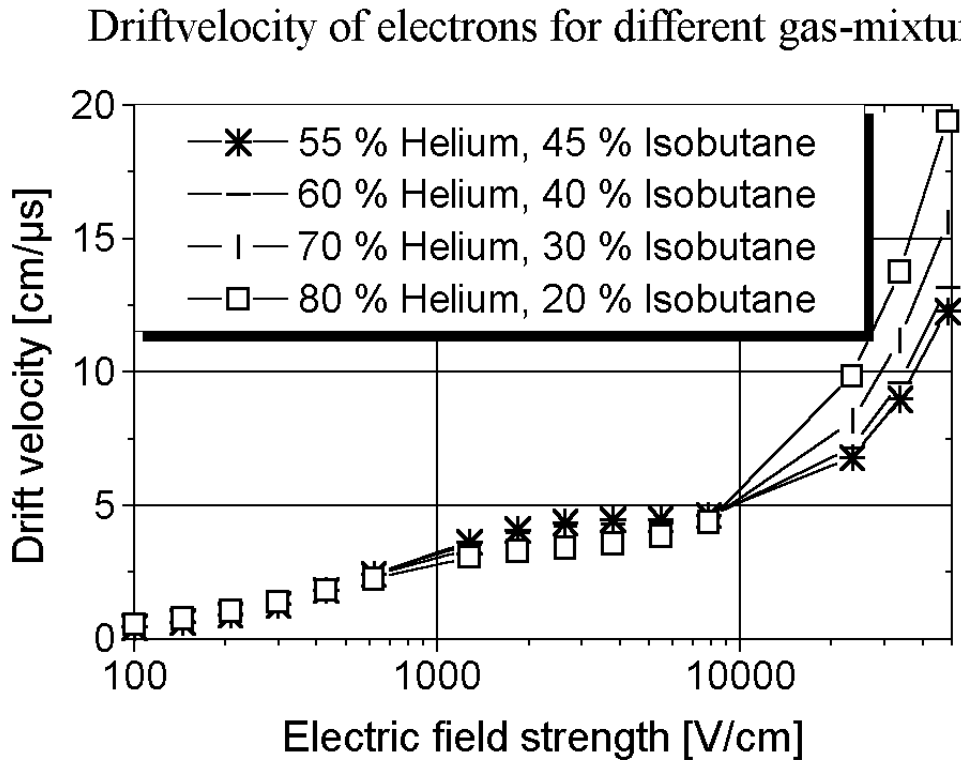
### 2.5.1 Einfluß des Heliumanteils auf die Elektronendriftgeschwindigkeit

Kurzzeitig geringfügige Änderungen des Konzentrationsverhältnisses der beiden Gase Helium und Isobutan in den Driftkammern sollten nach Möglichkeit keinen großen Einfluß auf die Ortsauflösung von Driftkammern haben. Dies wiederum bedeutet, daß die Transporteigenschaften des Driftgases auch bei unterschiedlichen Konzentrationen der beiden Komponenten möglichst vergleichbar sein müssen, wenn die Eigenschaften des Driftfeldes nicht verändert werden (z.B. durch Änderung der Hochspannung). Neben dem Einfluß der Anzahl der bei einem Ionisationsprozeß gebildeten Primärelektronen (siehe Tabelle 1.2) hat auch die Driftgeschwindigkeit einen großen Einfluß auf die Auflösung.

Der Vorteil eines langsamen Driftgases besteht darin, daß man auch bei kurzen Driftstrecken eine gute Ortsauflösung erreicht. Allerdings wird die Totzeit des Detektors, also der Driftzelle, größer, wenn das Driftgas langsam ist. Dies ist jedoch bei der geringen Größe der Driftzellen in den Driftkammern von HADES kein Problem. Die Driftzeiten liegen bei den inneren Kammern, in denen die Teilchenmultiplizität besonders hoch ist, im Bereich von 60-80 ns. Für unterschiedliche Konzentrationen von Helium und Isobutan wurden die Transporteigenschaften der Gasmischungen untersucht, um festzustellen, ob es merkliche Unterschiede gibt. Abbildung 2.7 zeigt die Driftgeschwindigkeit für Elektronen bei verschiedenen Mischungsverhältnissen.



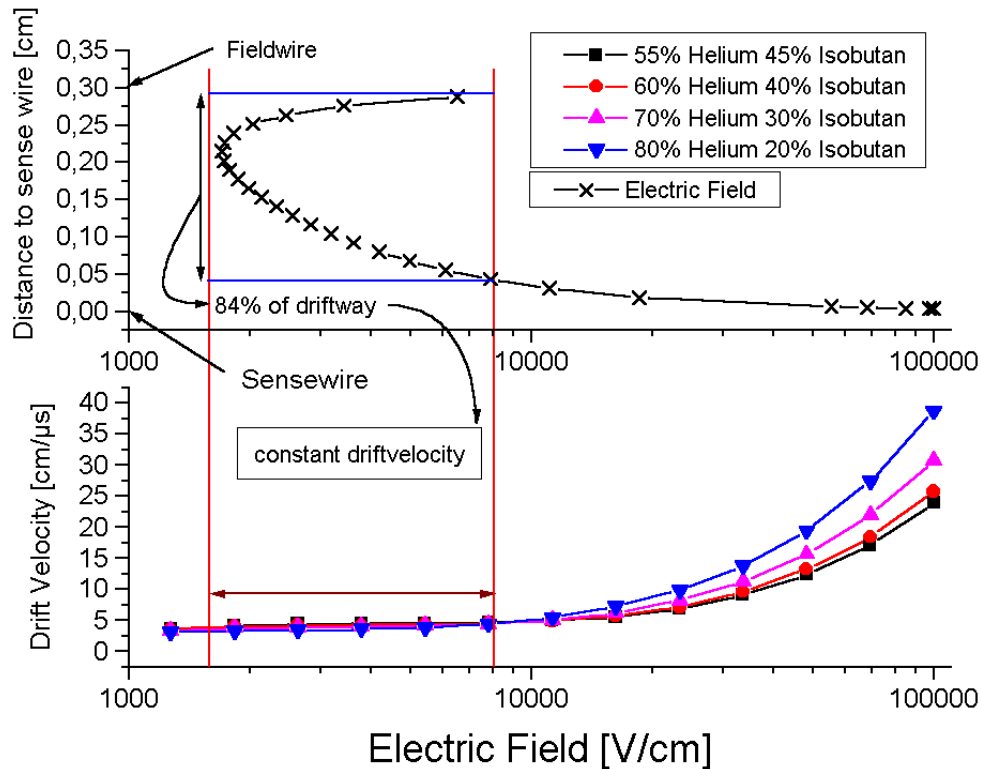
Wie man in Abbildung 2.7 erkennen kann, ist die Driftgeschwindigkeit von Elektronen für die untersuchten Gasgemische bis zu Feldstärken von 10000 V/cm vergleichbar. Außerdem besitzen alle untersuchten Gasmischungen bei Feldstärken zwischen 1000 und 10000 V/cm ein Driftzeitplateau.



**Abbildung 2.7:** Elektronendriftgeschwindigkeiten in unterschiedlichen Gasen. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen ist über einen weiten Bereich der Driftstrecke nahezu konstant.

In diesem Bereich gewinnen die Elektronen zwischen zwei Kollisionen mit Gasatomen zwar mit wachsender elektrischer Feldstärke mehr Energie, jedoch steigt auch der Wirkungsquerschnitt für die Kollision mit den Gasatomen an, was die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen, in denen die Elektronen durch inelastische Streuung ihre Energie verlieren, verkürzt. Der Wirkungsquerschnitt für die Kollision eines Elektrons mit Gasatomen zeigt eine starke Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke und kann nur quantenmechanisch verstanden werden, da die De-Broglie-Wellenlängen der driftenden Elektronen mit den Wellenlängen der Elektronen der Gasatome vergleichbar werden [Sa77]. (Die De-Broglie-Wellenlänge eines Elektrons mit der Energie von 10 eV beträgt  $\sim 3.8 \text{ \AA}$ .) Bei höheren Werten

des elektrischen Feldes werden die Unterschiede größer und das Plateau in der Driftzeit wird verlassen.



**Abbildung 2.8:** Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke innerhalb einer Driftzelle.

Wie der Abbildung 2.8 zu entnehmen ist, ist dies gerade der Bereich, in dem die Gasverstärkung einsetzt. Da 84% der Driftstrecke in dem Feldstärkebereich zwischen 1000 und 10000 V/cm liegen, wird also auch die Forderung nach gleichmäßiger Driftgeschwindigkeit seitens des Driftkammergases erfüllt, eine bereits diskutierte Notwendigkeit, um einen linearen Zusammenhang zwischen Driftzeit und Teilchendurchgangsort herzustellen. Die Ergebnisse sind noch einmal in Abbildung 2.8 zusammengefasst.

## 2.6 Ankunftszeitverteilung von Elektronen

Da in einer Driftkammer Ortsinformationen aus der Driftzeit der bei der Primärionisation entstandenen Ladung gewonnen werden sollen, ist deren Ankunftszeitverteilung von entscheidender Bedeutung für das maximal erreichbare Auflösungsvermögen. Zur Berechnung von Ankunftszeitverteilungen muß man die Zahl der von ionisierender Strahlung pro Wegstrecke primär erzeugten Elektronen sowie die Verteilung der Elektronen in den Clustern kennen. Unter einem Cluster versteht man folgendes: Hat ein Teilchen ein Gasatom ionisiert, so hat das dabei freigewordene Elektron unter Umständen genug Energie erhalten, um unmittelbar nach der Ionisation ein oder mehrere weitere Atome zu ionisieren. Es könnte aber auch der Fall sein, daß das zuerst freigesetzte Elektron ein weiteres Atom ionisiert und die Energie dieses Elektrons ausreichend ist, um sofort weitere Atome zu ionisieren. Unter der Clustergröße versteht man nun die *Summe* der Elektronen, die durch *einen* Primärionisationsprozeß freigesetzt werden. Als Clustergrößenverteilung wurde die in Abbildung 2.9 gezeigte Verteilung zugrunde gelegt, da die durchschnittliche Clustergröße näherungsweise unabhängig vom verwendeten Gasgemisch ist.

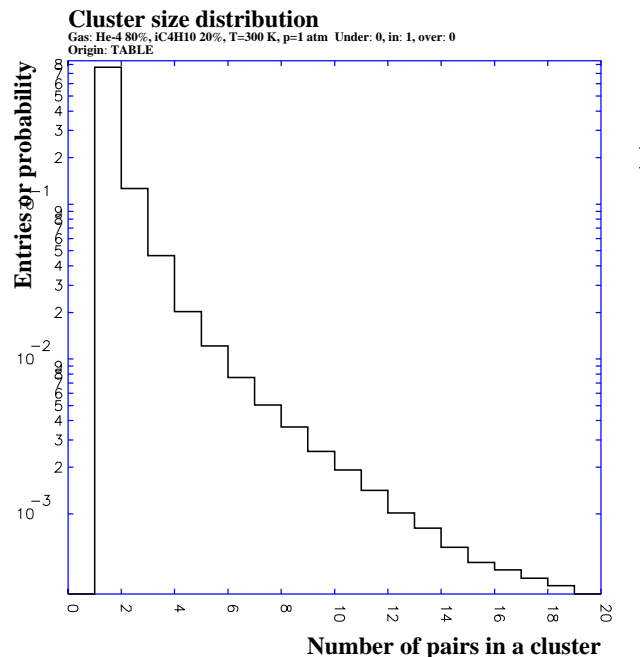
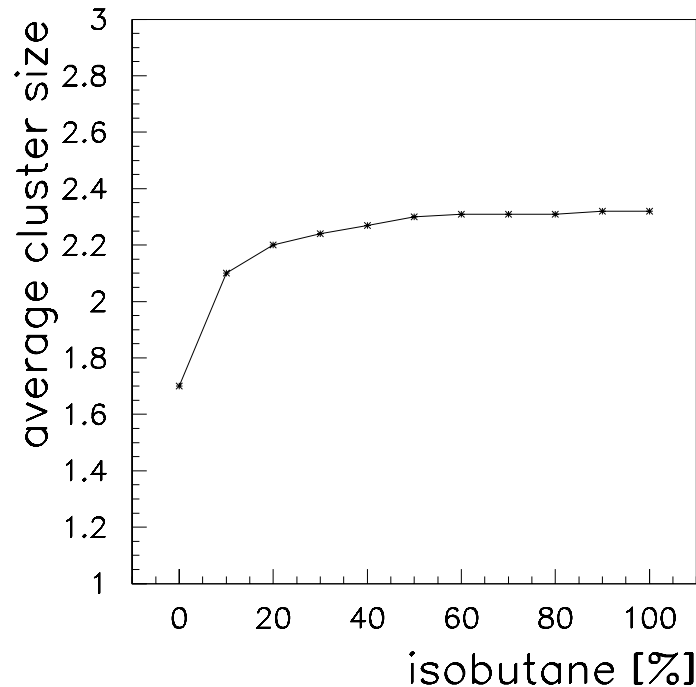


Abbildung 2.9: Clustergrößenverteilung für das Helium-Isobutan-Gasgemisch.

Die durchschnittliche Clustergröße beträgt für reines Helium 1.7 Elektronen/Cluster, bei reinem Isobutan sind es 2.32 Elektronen/Cluster. Den funktiona-

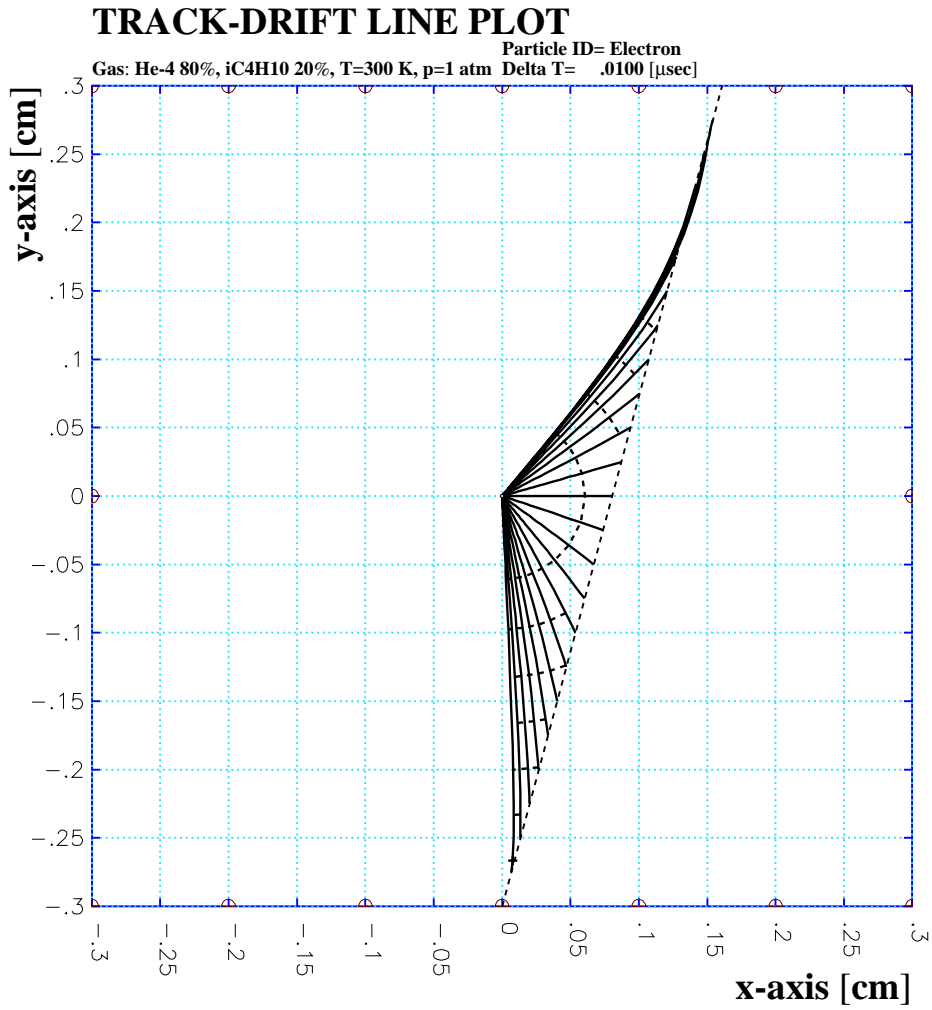
len Verlauf der durchschnittlichen Clustergröße als Funktion der Isobutananteils im Gasgemisch zeigt Abbildung 2.10.



**Abbildung 2.10:** *Durchschnittliche Clustergröße bei Helium-Isobutan-Gasgemischen* [Sha93].

Aus der in Abbildung 2.9 gezeigten Verteilung folgt eine mittlere Anzahl von 2.53 Elektronen pro Cluster [Vee97], daher ist es gerechtfertigt mit der dort gezeigten Clustergrößenverteilung zu rechnen.

Das Gasgemisch Helium-Isobutan wurde nun gezielt auf Ankunftszeitverteilungen von Elektronen bei unterschiedlichen Gaszusammensetzungen untersucht. Simuliert wurde der Durchgang eines ionisierenden Teilchens durch eine Driftzelle unter verschiedenen Winkeln zur y-Achse. Ein Beispiel einer solchen Teilchenspur ist in Abbildung 2.11 zu sehen.



**Abbildung 2.11:** Teilchenspur durch eine Driftzelle. Der Winkel zur Vertikalen ( $y$ -Achse) beträgt  $15^\circ$ . Die vollen Linien zeigen Driftwege der Elektronen, Äquipotentiallinien sind durch unterbrochene Linien angedeutet.

### 2.6.1 Diskussion der Simulationsergebnisse

Im folgenden sollen die Ergebnisse der Simulationsrechnungen vorgestellt und diskutiert werden. In den Abbildungen 2.12 und 2.13 ist jeweils im oberen Teilbild die Ankunftszeitverteilung der Elektronen für das entsprechende Gasgemisch gezeigt. Dabei wurden nicht nur senkrecht durch die Driftkammer gehende Teilchen betrachtet, sondern auch Wege mit unterschiedlichen Winkeln ( $5^\circ$ ,  $10^\circ$  und  $15^\circ$ ). Jeweils im unteren Teilbild ist der zu erwartende Meßfehler, also die Breite der Ankunftszeitverteilung, gezeigt.

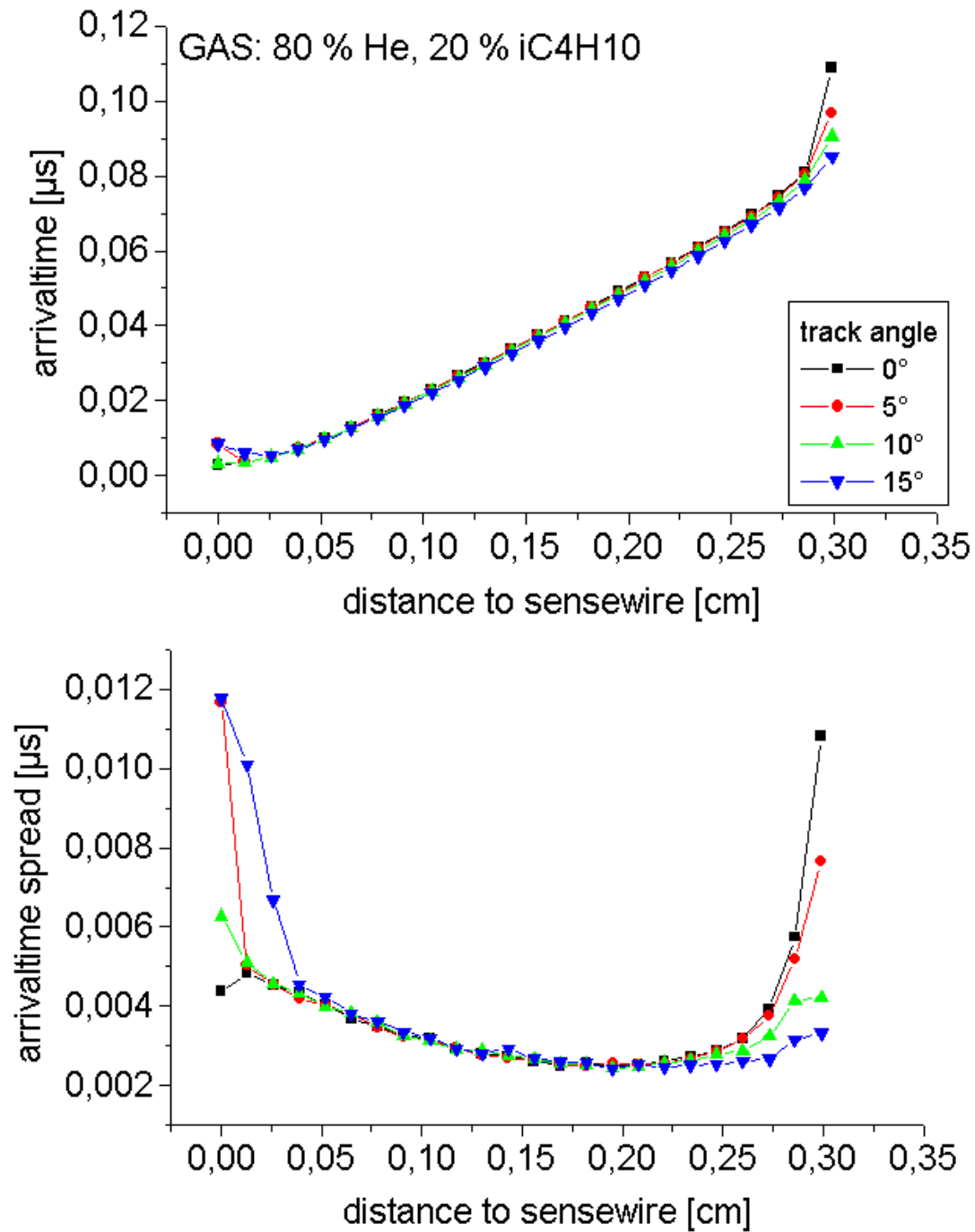
Beide Gasgemische zeigen qualitativ sowohl in der Ankunftszeitverteilung als auch in der Breite der Ankunftszeitverteilung das gleiche Verhalten. Bei Abständen vom Signaldraht von 0.025 bis 0.275 cm liegt ein linearer Zusammenhang zwischen Driftzeit und Entstehungsort der Primärladung vor. Dies ist genau der Bereich der Driftzelle, in dem die Driftgeschwindigkeit der Elektronen trotz ansteigendem elektrischen Feld ein Plateau in der Driftzeit zeigt (siehe Abbildung 2.8).

Aus der Approximation des linearen Verhaltens durch ein Polynom erster Ordnung läßt sich die Driftgeschwindigkeit in diesem Bereich berechnen. Die Ergebnisse dieser Berechnung sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

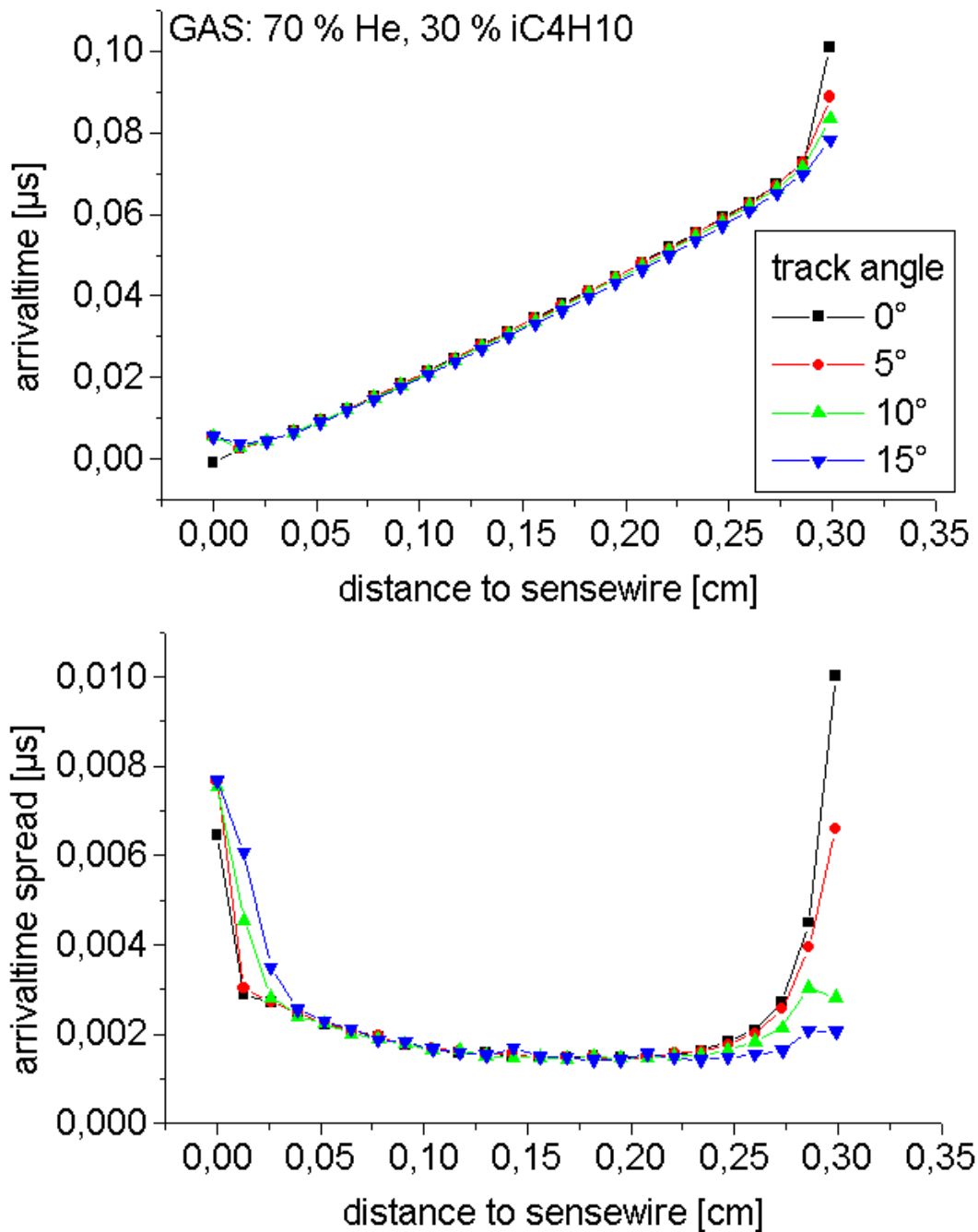
Trackwinkel	80% He	70% He
$0^\circ$	3.54 cm/ $\mu$ s	3.93 cm/ $\mu$ s
$5^\circ$	3.53 cm/ $\mu$ s	3.93 cm/ $\mu$ s
$10^\circ$	3.59 cm/ $\mu$ s	4.0 cm/ $\mu$ s
$15^\circ$	3,64 cm/ $\mu$ s	4.06 cm/ $\mu$ s
Durchschnitt:	$3.59 \pm 0.05$ cm/ $\mu$ s	$3.98 \pm 0.17$ cm/ $\mu$ s

**Tabelle 2.1:** Berechnung der Driftgeschwindigkeit für unterschiedliche Gasgemischungen.

Die sich aus dieser Berechnung ergebende Durchschnittsdriftgeschwindigkeit zeigt eine höhere Geschwindigkeit für das Gas mit 70% Heliumanteil. Dies stimmt mit Abbildung 2.7 überein. In der Literatur [Sha93] wird die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in einem Gas mit 70% Helium und 30% Isobutan mit 3.7 cm/ $\mu$ s und für das Gasgemisch mit 80% Heliumanteil mit 3.2 cm/ $\mu$ s angegeben. Beide Angaben gelten bei einer Feldstärke von 1800 V/cm. GARFIELD berechnet die Driftgeschwindigkeit bei 1830 V/cm ebenfalls zu 3.7 cm/ $\mu$ s bei einem Anteil von 70% Helium bzw. zu 3.3 cm/ $\mu$ s bei 80% Heliumanteil. Die in Tabelle 2.1 angegebenen Werte liegen über den Werten, die bei 1800 V/cm bestimmt worden, da hier ein Bereich betrachtet wurde, in dem höhere Feldstärken vorhanden sind.



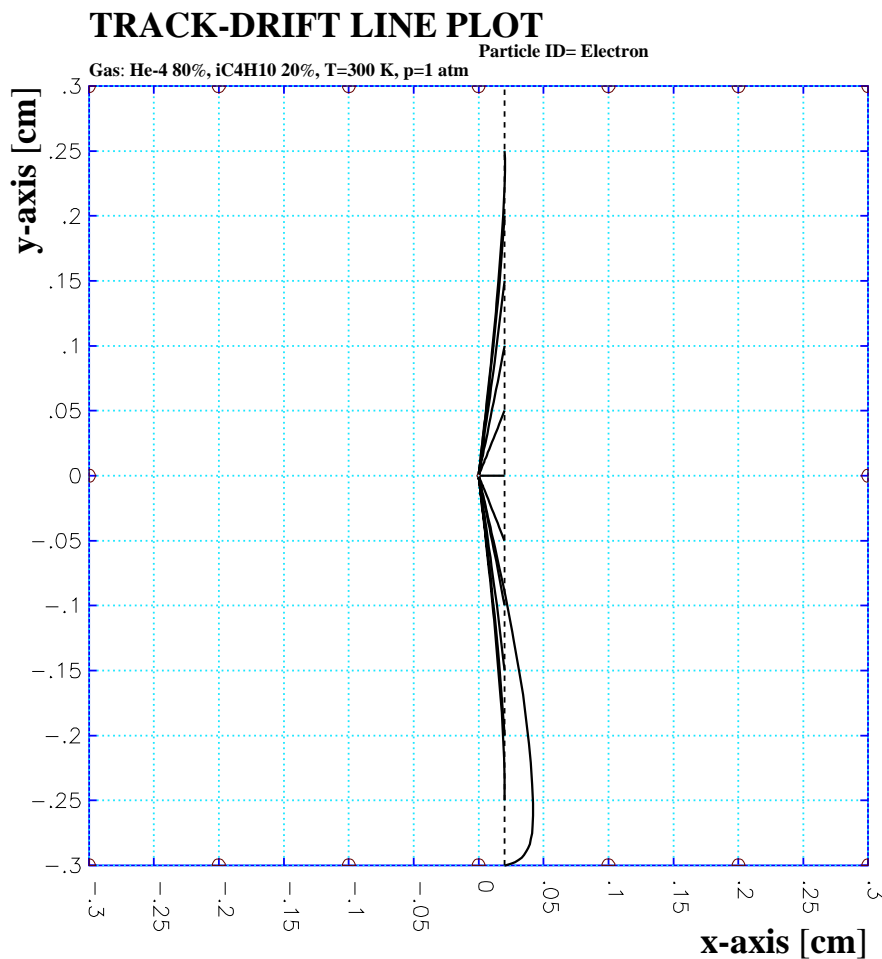
**Abbildung 2.12:** Berechnete Ankunftszeitverteilung für das Gasgemisch von Helium-Isobutan mit 80% Heliumanteil. Berechnet wurde die Ankunftszeitverteilung für vier verschiedene Winkel zur y-Achse (siehe Bild 2.11). Im unteren Teil des Bildes ist das theoretisch zu erwartende Auflösungsvermögen gezeigt.



**Abbildung 2.13:** Ankunftszeitverteilung für das Gasgemisch mit 70% Heliumanteil. Auch hier wurde die Ankunftszeit für vier verschiedene Winkel einer durch die Driftzelle gehenden Teilchenspur bestimmt. Der untere Teil der Abbildung zeigt das theoretisch zu erwartende Auflösungsvermögen.



Abweichungen vom linearen Verhalten sind in der Nähe des Lesedrahtes und an der Grenze der Driftzelle erkennbar. In beiden Fällen ist hier die Driftzeit größer als man es durch Extrapolation des linearen Verhaltens erwarten würde. Dieses Verhalten ist zu erklären, wenn man den Verlauf der Driftlinien an verschiedenen Orten innerhalb einer Zelle betrachtet und bedenkt, daß die Orte, an denen die Primärladung entsteht, statistisch entlang der durch die Kammer gehenden Teilchenspur verteilt sind. Abbildung 2.14 zeigt eine nahe am Lesedraht vorbeigehende Teilchenspur.

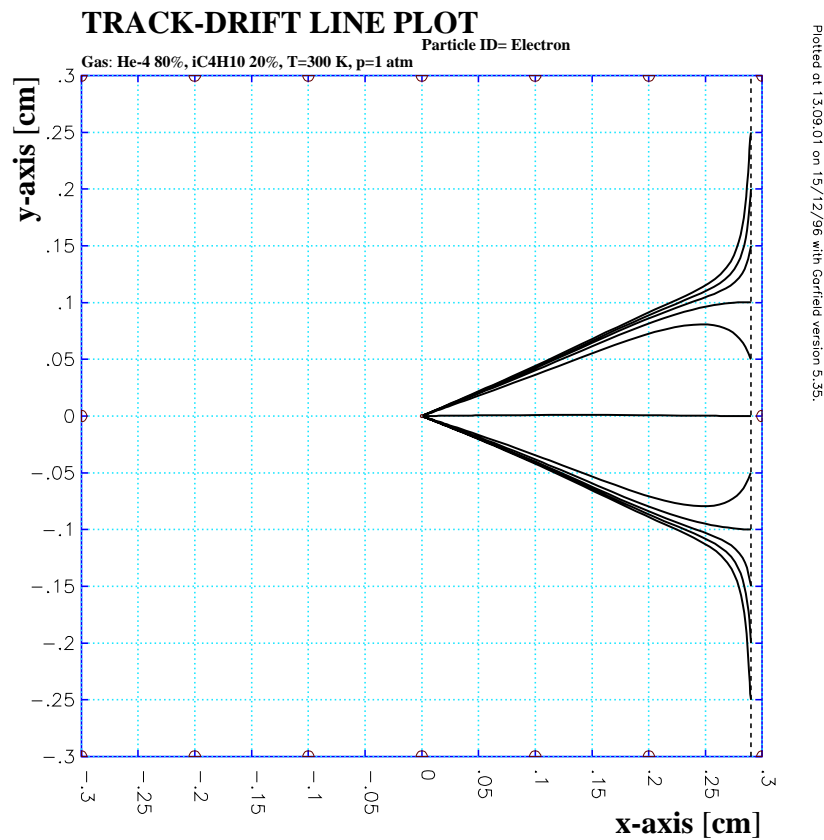


**Abbildung 2.14:** Durchgang eines Teilchens durch die Driftkammer in der Nähe eines Lesedrahtes.

Die Orte der durch das ionisierende Teilchen entstandenen Cluster sind statistisch entlang der Spur verteilt. Die Driftwege sind durch den Verlauf des elektrischen Feldes gegeben, daher driften die Elektronen nicht immer auf dem kürzesten Wege zum Signaldraht. Man kann erkennen, daß die Driftlinien gekrümmt sind. Ein-

ge Cluster werden in unmittelbarer Nähe des Signaldrahtes gebildet, andere in großem Abstand. Während letztere durch den großen Abstand und den gebogenen Driftweg eine lange Driftzeit besitzen, sind die nahe am Lesedraht gebildeten Elektronen innerhalb kurzer Zeit schon dorthin gedriftet. Das erklärt den Anstieg der durchschnittlichen Ankunftszeitverteilung und auch die Breite dieser Verteilung.

Ähnlich ist die Situation auch bei Teilchen, die die Zelle in der Nähe eines Felddrahtes durchqueren.



**Abbildung 2.15:** *Durchgang eines Teilchens in der Nähe eines Felddrahtes.*

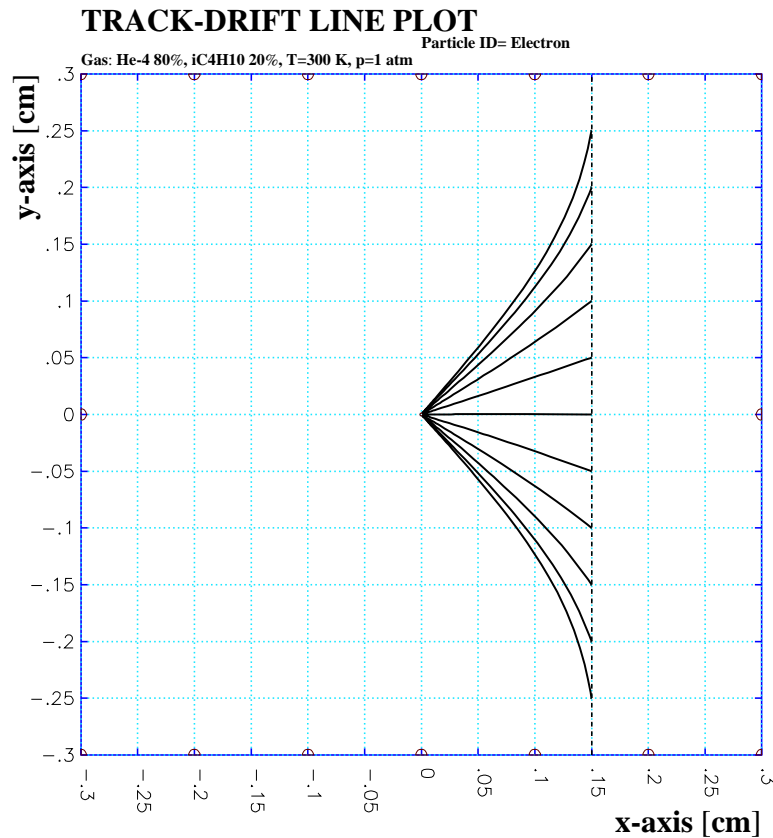
Wie man in Abbildung 2.15 erkennt, sind die Driftwege für Elektronen, die den größten Abstand vom Signaldraht besitzen, extrem stark gekrümmt. Dadurch verlängert sich der Driftweg erheblich. Die senkrecht zum Lesedraht gebildeten Cluster driften entlang einer Geraden zum Signaldraht und kommen dort wesentlich schneller an. Hinzu kommt der Einfluß von Diffusionseffekten, der proportional zur Wurzel des Driftweges ist. Bezeichnet  $\sigma$  die Ausdehnung einer Elektro-

nenwolke einer Driftstrecke  $x$ , so gilt [Leo94].

$$\sigma = \sqrt{\frac{2Dx}{\mu E}}. \quad (2.2)$$

Dabei ist  $D$  der Diffusionskoeffizient des Driftgases,  $x$  die Driftstrecke,  $\mu$  die Mobilität und  $E$  die elektrische Feldstärke. Hierbei wird gleichmäßige Driftgeschwindigkeit angenommen.

Der Verlauf der Driftlinien im mittleren Bereich der Driftzelle (siehe Abbildung 2.16) weicht stark von dem in Abbildung 2.14 und 2.15 gezeigtem Verlauf ab. Da die Driftwege in diesem Bereich des Driftfeldes näherungsweise geradlinig in Richtung Signaldraht verlaufen, weichen die Ankunftszeiten der Elektronen nicht so stark voneinander ab, wie bei den beiden Fällen des Durchgangs nahe am Lese- oder Felddraht. Aus diesem Grunde ist die Breite der Ankunftszeitverteilung in diesem Bereich der Driftzelle minimal.



**Abbildung 2.16:** *Durchgang eines geladenen Teilchens durch die Mitte einer Driftzelle. Im Gegensatz zu nahe am Feld- oder Lesedraht vorbeiführenden Spuren, zeigen die Driftwege eine geringe Krümmung.*

## 2.6.2 Signalsimulation mit GARFIELD

### 2.6.2.1 Kurzer Überblick über die Methode der Signalgenerierung

GARFIELD ist in der Lage Signale, die an einem Lesedraht aufgrund des Durchgangs eines geladenen Teilchens durch die Driftkammer induziert werden, zu simulieren. Dabei werden einfache Monte-Carlo-Techniken verwendet. Elektronische Komponenten, die zur Signalauslese verwendet werden (Vorverstärker, Shaper und Diskriminator), werden jedoch nicht berücksichtigt. Bevor auf die resultierende Signalform eingegangen wird, soll kurz erläutert werden, wie ein Signal generiert wird.

Die Simulation eines Signals erfolgt im wesentlichen in folgenden Schritten:

#### 1. Generierung der Teilchenspur und Positionierung der Cluster:

Die Spur selbst muß vom Anwender angegeben werden.

Für die Anordnung der Cluster entlang der Teilchenspur wird angenommen, daß die Energie des einfallenden Teilchens größer ist, als der durchschnittliche Energieverlust bei Wechselwirkungen mit den Gasmolekülen. Daher ist der Abstand zweier Cluster unabhängig von der Position der anderen Cluster. Die Anzahl der Cluster pro Einheitsweglänge folgt daher einer Poisson-Verteilung. Dies ist äquivalent zur Aussage, daß der Abstand zwischen zwei Clustern exponentiell verteilt ist:

$$f(d) = e^{-\bar{n}d}, \quad (2.3)$$

wobei  $\bar{n}$  die durchschnittliche Anzahl der Cluster pro Weglänge ist und  $d$  der Abstand zweier Cluster zueinander.

#### 2. Drift der Cluster in Richtung des Lesedrahtes:

Für jeden der auf der Teilchenspur lokalisierten Cluster wird eine Driftlinie berechnet. Falls diese Linie an einem Lesedraht endet, werden entlang des Driftweges sowohl der longitudinale als auch der transversale Diffusionskoeffizient mit in die Berechnung einbezogen.

#### 3. Gasverstärkung am Signaldraht:

In der vorliegenden Arbeit wurde als Gasverstärkungsfaktor der bei einer Hochspannung von 2 kV gemessene Wert von 44130 verwendet [Gar95].

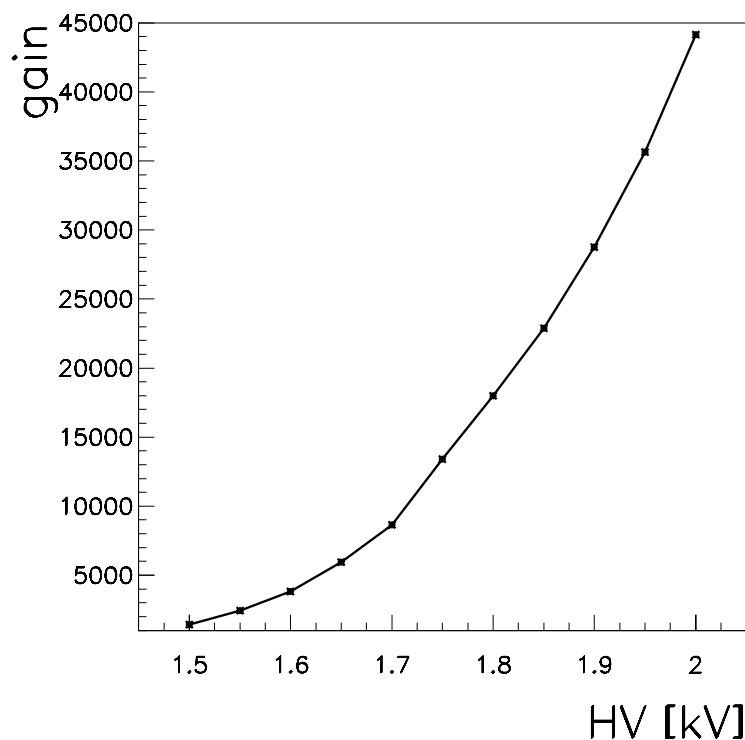
#### 4. Berechnung des durch die Ionendrift hervorgerufenen Signals:

Wie in Abschnitt 1.2.1.2 beschrieben, wird der größte Teil des Signals nicht durch die Elektronen, sondern durch die zur Kathode driftenden Ionen erzeugt. Für die Berechnung dieses sogenannten „ion-tails“ wird eine Methode verwendet, die auf [Ers82] beruht. Einen genauen Ausdruck für die induzierte Ladung  $\lambda_i$  kann man erhalten wenn man die reziproken Green'schen

Gleichungen [Jea51],[Smy68] für die induzierten Ladungen berechnet. Durch Ableitung erhält man den induzierten Strom.

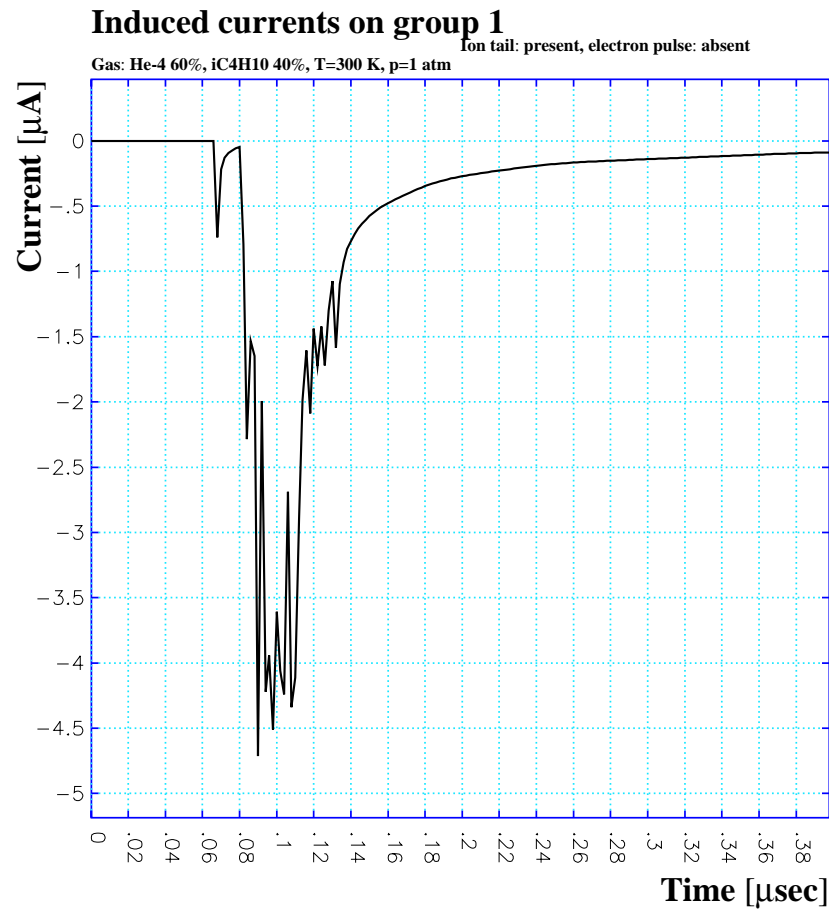
### 2.6.2.2 Signalsimulation mit festem Gasverstärkungsfaktor

Im Rahmen der Quellenmessungen (siehe Kapitel 3) wurde unter anderem der Gasverstärkungsfaktor als Funktion der Hochspannung bestimmt. Abbildung 2.17 zeigt den Verlauf des Verstärkungsfaktors als Funktion der angelegten Hochspannung:



**Abbildung 2.17:** *Der Gasverstärkungsfaktor als Funktion der angelegten Hochspannung* [Gar95].

Der Wert des Gasverstärkungsfaktor betrug für die Simulationen 44130. Das minimal ionisierende Teilchen durchquert die Driftzelle zum Zeitpunkt  $t=0$  in einem Abstand von 0.29 cm (siehe Abbildung 2.14). Abbildung 2.18 zeigt den vom Durchgang eines Teilchens an der Anode hervorgerufenen Signalstrom.



**Abbildung 2.18:** *Signalsimulation mit festem Gasverstärkungsfaktor.*

Bereits 60 ns nach dem Durchgang des Teilchens durch die Zelle erreichen die ersten Elektronen den Lesedraht (dies ist die kleine Struktur, die zu erkennen ist). Kurze Zeit später (20 ns) erreichen die restlichen Elektronen den Signaldraht. Es kommt zur Gasverstärkung. Durch die Drift der Ionen zu den Kathoden entsteht das volle Signal. Die Anstiegszeit beträgt 10 ns. Bereits nach 80 ns ist die Signalamplitude wieder auf einen Wert von 10% des Gesamtsignals abgeklungen.

Grobe Strukturen im Signal entsprechen dem Eintreffen einzelner Cluster, während kleinere Linien durch Diffusionseffekte während der Drift der Cluster zum Signaldraht erklärbar sind. Da man nicht an der Messung dieser kleinen Strukturen interessiert ist, wird das Signal geringfügig integriert. Zur Messung der schnellen Ankunftszeiten ist ein Vorverstärker mit sehr guter Zeitaufösung nötig. Aus der Signalform ist erkennbar, daß es wichtig ist, bei Driftzeitmessungen möglichst die Ankunftszeit des **ersten** Elektronenclusters (triggern mit „leading edge“) zu bestimmen.

### 2.6.3 Zusammenfassung der Simulationsergebnisse

Im vorliegenden Kapitel wurde gezeigt, daß die Geometrie der HADES-Driftkammern ein weitgehend homogenes elektrisches Feld erzeugt. Ausgenommen hiervon ist die unmittelbare Umgebung des Signaldrahtes, in der das Feld innerhalb von  $100\ \mu\text{m}$  von  $20\cdot 000\ \text{V/cm}$  auf Werte von über  $270\cdot 000\ \text{V/cm}$  ansteigt. Das Helium-Isobutan-Gasgemisch zeigt in niedrigen Feldstärkebereichen, die in über 85% der Driftregion einer Zelle vorherrschen, ein Plateau in der Driftgeschwindigkeit für Elektronen. Beides zusammen führt zu linearen Driftzeit-Orts-Beziehungen, die notwendig sind, um die Rekonstruktionen von Teilchenspuren zu vereinfachen.

Die Ankunftszeitverteilung wird durch nahe am Lese- oder Felddraht vorbeifliegende Teilchen sowohl aufgrund der statistischen Verteilung der Bildungsorte der Primärladung als auch aufgrund des Verlaufs der Driftlinien aufgeweitet, die in diesem Bereich stark gekrümmt sind. Es handelt sich also im wesentlichen um einen durch die Geometrie der Driftkammer gegebenen Effekt.

Bei den untersuchten Gasgemischen mit unterschiedlichem Helium-Anteil konnten keine großen Unterschiede hinsichtlich ihrer Transporteigenschaften festgestellt werden, so daß kurzzeitig geringe Schwankungen in der Gaszusammensetzung keinen Einfluß auf die Auflösung der Kammer haben sollten. Dies folgt direkt aus der vergleichbaren Driftgeschwindigkeit von Elektronen bei den untersuchten Gasmischungen in Bereichen, in denen eine lineare Driftzeit-Orts-Beziehung vorliegt (siehe Abbildung 2.8).

Der Durchgang von Teilchen mit unterschiedlichen Winkeln durch die Driftzelle beeinflußt die Ankunftszeitverteilung der Elektronen unwesentlich.

Aufgrund der mit „Prototyp 0“ gemachten Erfahrungen (GARFIELD) lassen sich auch Aussagen über Potentialeinstellungen machen, die an Feld- und Kathodendrähte angelegt werden müssen, damit die elektrische Feldstärke an der Oberfläche des Signaldrahtes einen mit dem „Prototyp 0“ vergleichbaren Wert annimmt. Die ermittelten Werte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Zellgröße	Spannung	Feldstärke am Signaldraht
$5\times 5\ \text{mm}^2$	-2000 V	267981 V/cm
$6\times 5\ \text{mm}^2$	-2050 V	267612 V/cm
$10\times 8\ \text{mm}^2$	-2150 V	269831 V/cm
$14\times 10\ \text{mm}^2$	-2200 V	268048 V/cm

**Tabelle 2.2:** Potentialeinstellungen bei unterschiedlichen Driftzellen. Die Spannung ist für Signal- und Felddraht identisch.





# Kapitel 3

## Simulation der $^{90}\text{Sr}$ -Messungen

Am „Prototyp 0“ wurden mit einer Strontium-Quelle Eichmessungen vorgenommen. Diese Messungen dienen vor allem dem Zweck, die Eigenschaften der Kammer, wie Effizienz, Verstärkung sowie die Ortsauflösung zu untersuchen. Desweiteren wurde unterschiedliche Ausleseelektronik getestet. Ergänzt wurde dies mit einer möglichst realistischen Simulation, um den Anteil der Vielfachstreuung, der mit in die Auflösung der Kammer eingeht, zu bestimmen. Diesen kann man bei einer Messung der Ortsauflösung nicht direkt bestimmen, da die Ortsauflösung der Kammer aus der intrinsischen Auflösung und dem Betrag von Kleinwinkelstreuung zusammensetzt ist. Wenn man diesen Anteil von Vielfachstreuung bestimmt hat, kann man die intrinsische Auflösung der Driftkammer berechnen. Im folgenden wird das für die Rechnungen verwendete Programm kurz beschrieben. Anschließend wird die Geometrie, die den Rechnungen zugrunde lag, diskutiert. Am Ende des Kapitels werden die Simulationsergebnisse vorgestellt und ausgewertet.

### 3.1 Das Simulationsprogramm GEANT

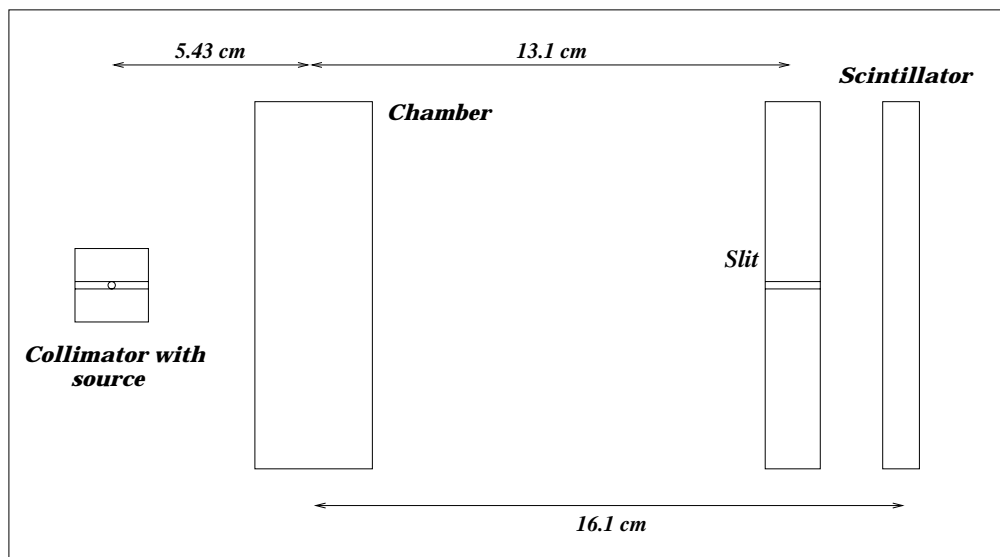
Um die Experimente mit der Strontium-Quelle zu simulieren, wurden das am CERN entwickelte Simulationspaket GEANT verwendet [GEA93]. Bei GEANT handelt es sich um ein Programmpaket zur Simulation von komplexen Detektorsystemen, indem es den Teilchentransport durch das System simuliert. Es hilft beim Design und bei der Optimierung von Detektoren bzw. Detektorsystemen. Die Eventgeneratoren sind frei wählbar und geben den Anfangszustand der Primärteilchen an (Ort, Impuls und Teilchentyp). Im Paket implementiert sind die wichtigsten Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie innerhalb eines Energiebereiches zwischen 10 keV und 10 TeV.

Zu den wichtigsten Prozessen gehören:

- Mehrfachstreuung
- Energieverlust durch Ionisation
- Zerfall instabiler Teilchen
- Bremsstrahlung
- Paarkonversion von Photonen

### 3.2 Geometrischer Aufbau und der Ereignisgenerator

Der schematische Experimentaufbau, so wie er in die GEANT-Simulation implementiert wurde, ist in Abbildung 3.1 zu sehen.



**Abbildung 3.1:** Der in GEANT eingegebene Experimentaufbau. Die geometrischen Abmessungen sind in Tabelle 3.1 zu finden. Die einzelnen Drahtebenen sind nicht eingezeichnet.

Im Experimentaufbau befindet sich ein Kollimator, in dem die als punktförmig angenommene Elektronenquelle angeordnet ist. Die Kammer besteht aus einem  $24\ \mu\text{m}$  dickem Eintrittsfenster aus Kapton, das mit Aluminium ( $1\ \mu\text{m}$ ) bedampft

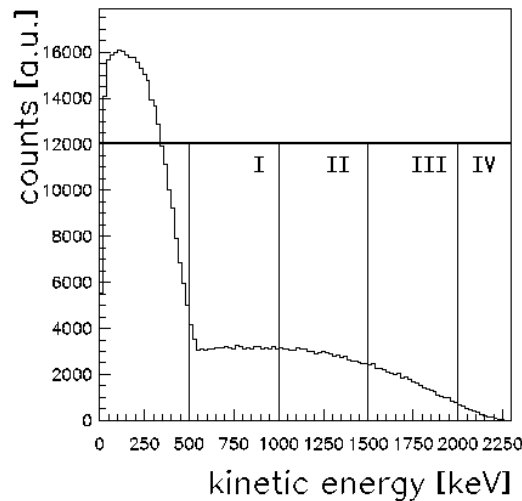
Volumen	Länge (cm)	Breite (cm)	Tiefe (cm)
Muttervolumen	34	20	20
Szintillator	1	10	10
Blende	1.5	10	10
Aluminiumbedampfung	3.205	10	10
Kaptonfenster	3.204	10	10
Gasbehälter	3.2	10	10

**Tabelle 3.1:** *Tabelle der geometrischen Abmessungen*

ist. Innerhalb der Kammer befinden sich fünf Drahtebenen, wobei sich beginnend mit einer Kathodendrahtebene, Kathodenebene und Anodenebene abwechseln. Die zweite Anodendrahtebene ist gegen die erste um eine halbe Driftzelle versetzt (siehe Abbildung 2.3). Das Austrittsfenster schließt die Kammer. Genau wie in den Simulationsrechnungen mit GARFIELD war die Kammer mit einem Helium-Isobutan-Gas-Gemisch im Verhältnis 0.8 zu 0.2 gefüllt. Eine vor den abschließenden Szintillator gestellte Blende von 2 mm Breite soll dabei helfen, daß Teilchen die Kammer möglichst geradlinig durchqueren. Die Anordnung der Drähte innerhalb der Driftkammer entspricht der in Kapitel 2 vorgestellten Bauweise des Prototyps 0 (siehe Abbildung 2.3). Elektronen werden mit Energien, die dem in Abbildung 3.2 gezeigtem Spektrum einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle entsprechen, emittiert.

### 3.3 Bestimmung der intrinsischen Auflösung

Entlang des Elektronenweges durch die Driftkammer werden an verschiedenen Punkten der augenblickliche Ort und Impuls des Elektrons bestimmt. Falls das Elektron den Schlitz durchquert und den Szintillator trifft, wird dieses Ereignis gespeichert. Die Simulation ist so programmiert, daß keinerlei Wechselwirkungsprozesse außer Kleinwinkelstreuung und Energieverlust stattfinden. Sekundärprozesse (z.B.: Compton-Streuung, Paarbildung, Annihilation) werden nicht berücksichtigt. Auf diese Weise ist es möglich, die Auflösung der Driftkammer gezielt in Bezug auf Kleinwinkelstreuung zu untersuchen. Da die Vielfachstreuung eine Funktion der Energie der Elektronen ist, werden dabei unterschiedliche Energiebereiche der Elektronen betrachtet, wie in Abbildung 3.2 schon angedeutet wird. In Abbildung 3.3 ist die Korrelation der Durchgangsorte von Elektronen in den beiden Anodenebenen gezeigt.



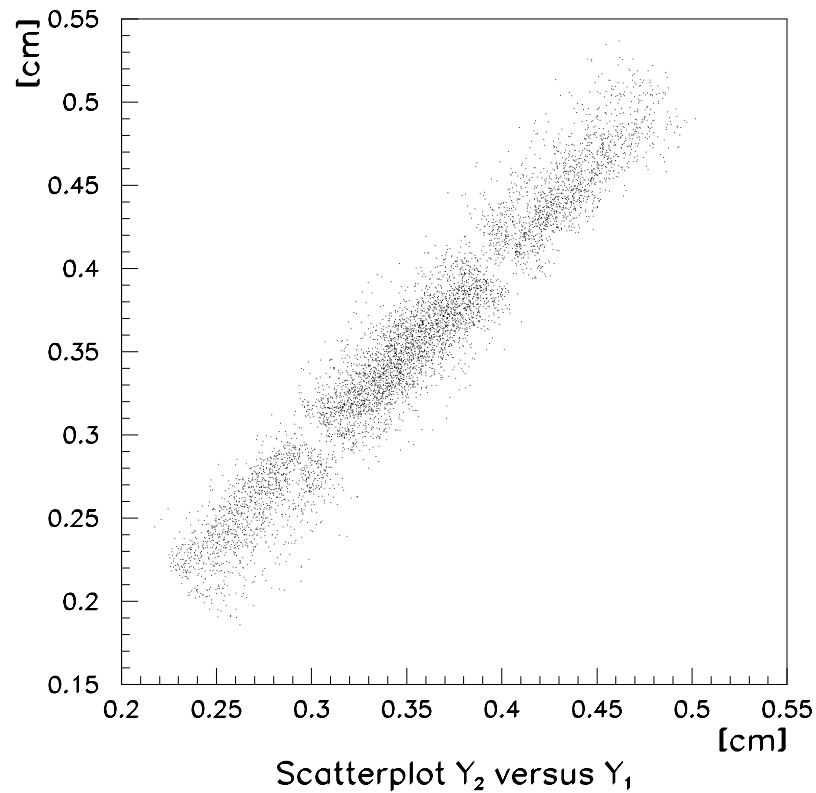
**Abbildung 3.2:** Das Spektrum einer  $^{90}\text{Sr}$ -Quelle als Eventgenerator. Unterschiedliche Energiebereiche sind mit I, II, III und IV bezeichnet. Die Auflösung der Testkammer wird für diese verschiedenen Energiebereiche untersucht.  $^{90}\text{Sr}$  besitzt zwei Beta-Zerfälle mit unterschiedlichen Endpunktenergien. Der erste Zerfall hat eine Endpunktenergie von 0.546 MeV, der zweite eine von 2.283 MeV. Beide Zerfälle besitzen die gleiche Wahrscheinlichkeit [PDG94].

Falls keine Vielfachstreuung innerhalb der Kammer stattfindet, erwartet man bei geradlinigem Verlauf der Teilchenspur, daß die Summe der Driftzeiten der beiden Ebenen konstant ist. Übertragen auf die Simulationsrechnung, in der lediglich die Koordinaten des Teilchens in beiden Ebenen festgestellt werden, bedeutet dies, daß die Addition der beiden Orte in den Ebenen eine Konstante ergeben muß. Da die Lesedrähte um 3 mm gegeneinander versetzt sind, hat diese Konstante den Wert 0.3. In Abbildung 3.4 ist diese Situation dargestellt: Wenn das Teilchen *keine* Vielfachstreuung erleidet (a), so gilt:

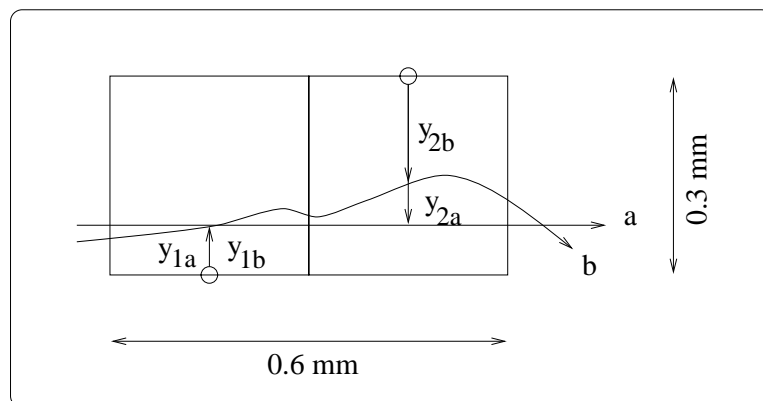
$$y_{1a} + y_{2a} = 0.3. \quad (3.1)$$

Wird das Teilchen aufgrund von Kleinwinkelstreuung in der Kammer abgelenkt (b), dann gilt dies nicht mehr ( $y_{1b} + y_{2b} \neq 0.3$ ). Addiert man diese beiden Durchgangsorte in den Anodenebenen, dann erhält man die Auflösung der Driftkammer bezüglich Kleinwinkelstreuung. Diese Addition wurde für die in Abbildung 3.2 dargestellten vier Energiebereiche der Elektronen durchgeführt. Im Experiment ließen sich diese Energieverluste durch unterschiedliche Werte der Schwelle des Triggersignals einstellen. In der Abbildung 3.5 sind die Ergebnisse dargestellt.

Die Spektren wurden mit Hilfe einer Gauß-Verteilung approximiert, da die Verteilung von Vielfachstreuung für kleine Streuwinkel näherungsweise einer Gauß-



**Abbildung 3.3:** Korrelation der Orte in den Anodenebenen. Aufgetragen ist der Ort in Anodenebene 2 gegen den Durchgangspunkt des Elektrons in Ebene 1. Deutlich erkennbar sind die Kathodendrähte der ersten Kathodenebene. Die Addition der beiden Orte ergibt die Auflösung der Driftkammer bezüglich der Vielfachstreuung.



**Abbildung 3.4:** Zur Bestimmung der Auflösung der Driftkammer.

Verteilung folgt (siehe dazu auch Abschnitt 5.1). Die Gesamtauflösung der Driftkammer ist bestimmt durch die geometrische und die intrinsische Auflösung. Daher läßt sich die intrinsische Auflösung ( $\sigma_{\text{intr.}}$ ) der Driftkammer bestimmen, wenn man die Gesamtauflösung ( $\sigma_{\text{tot}}$ ) mißt und dann die durch die Simulationsrechnungen bestimmten Auflösungen bezüglich Vielfachstreuung ( $\sigma_{\text{ms}}$ ) davon abzieht. Zur Bestimmung der intrinsischen Auflösung werden also die folgenden Gleichungen benötigt:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_{\text{intr.}}^2 + \sigma_{\text{ms}}^2}. \quad (3.2)$$

Da  $\sigma_{\text{tot}}$  mit der Strontium-Quelle gemessen wurde und  $\sigma_{\text{ms}}$  aus der Simulation bekannt ist, folgt für die intrinsische Auflösung:

$$\sigma_{\text{intr.}} = \sqrt{\sigma_{\text{tot}}^2 - \sigma_{\text{ms}}^2}. \quad (3.3)$$

### 3.3.1 Ergebnisse der Simulationen

Der Anteil der Kleinwinkelstreuung, der mit in die Auflösung der Driftkammer eingeht, wurde nach dem im Kapitel 3.3 beschriebenen Verfahren für unterschiedliche Energieverluste der Elektronen nach Eintritt in die Driftkammer bestimmt. Dabei zeigt sich wie erwartet eine Verbesserung der Auflösung bezüglich der Kleinwinkelstreuung bei hohen Energien der Elektronen. Diese Werte sind der folgenden Tabelle zu entnehmen:

Energiebereich	Kleinwinkelstreuung
0.5 - 1 MeV	187.7 $\mu\text{m}$
1 - 1.5 MeV	173.2 $\mu\text{m}$
1.5 - 2 MeV	153.9 $\mu\text{m}$
> 2 MeV	140.1 $\mu\text{m}$

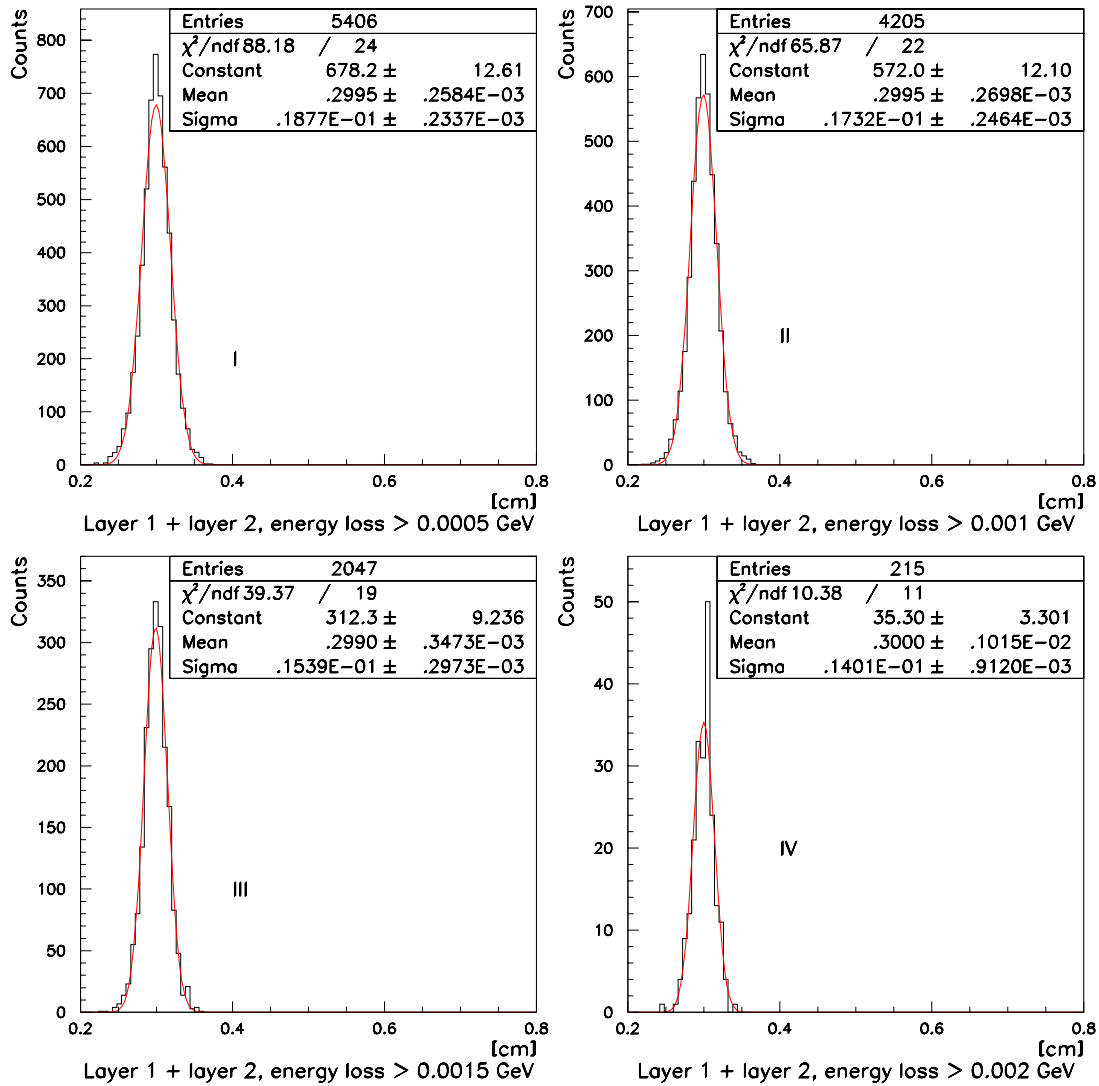
**Tabelle 3.2:** Auflösung der Kammer bezüglich Kleinwinkelstreuung.

Die Bestimmung der Auflösung der Kammer bezüglich Vielfachstreuung ist mit den Simulationsrechnungen nur für zwei Zellen möglich. Will man daraus die Auflösung für eine einzelne Driftzelle ableiten, so ist der angegebene Zahlenwert noch durch den Faktor  $\sqrt{2}$  zu teilen, wie in den folgenden Gleichungen gezeigt werden soll:

$$\sigma_{\text{gesamt}}^2 = \sigma_{\text{Ebene}_1}^2 + \sigma_{\text{Ebene}_2}^2. \quad (3.4)$$

In einem Bereich, in dem Ebene 1 und Ebene 2 die gleiche Auflösung besitzen, gilt:

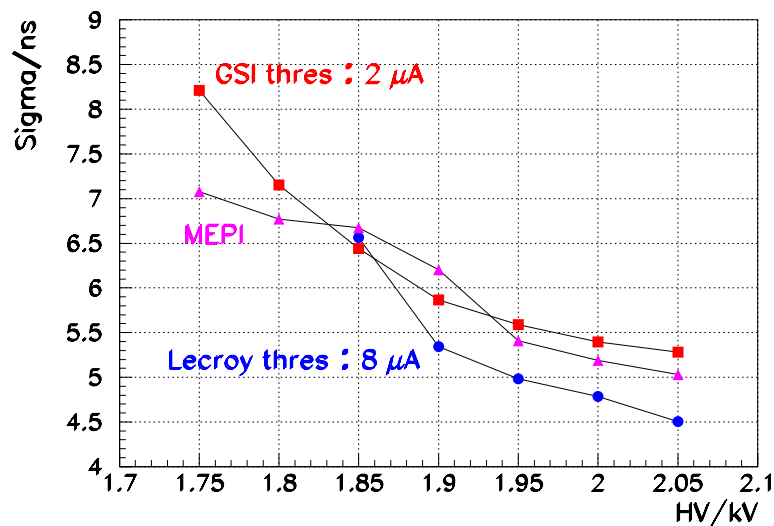
$$\begin{aligned} \sigma_{\text{gesamt}}^2 &= 2 \cdot \sigma_{\text{Ebene}_1}^2 = 2 \cdot \sigma_{\text{Ebene}_2}^2 \Rightarrow \\ \sigma_{\text{Ebene}_1} &= \sigma_{\text{Ebene}_2} = \frac{\sigma_{\text{gesamt}}}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (3.5)$$



**Abbildung 3.5:** Bestimmung der geometrischen Auflösung der Driftkammer. Hierbei wurden die Durchgangsorte der Elektronen durch die beiden Driftkammerebenen addiert und an die resultierende Kurve eine Gauß-Verteilung approximiert. Die Bereiche I bis IV entsprechen den in Abbildung 3.2 gezeigten Energiebereichen der Elektronen.

### 3.3.2 Vergleich der Simulationsrechnungen mit den Messungen

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse der Simulationsrechnungen (letzter Abschnitt) benutzt werden, um die intrinsische Auflösung der Kammer zu bestimmen. Dabei werden Meßergebnisse verwendet, in denen die Gesamtauflösung der Kammer, also die Summe aus intrinsischer Auflösung und dem mit in die Auflösung der Kammer eingehenden Anteil an Kleinwinkelstreuung, als Funktion der angelegten Hochspannung bestimmt wurde. Abbildung 3.6 zeigt die mit der  $^{90}\text{Sr}$  gemessene Auflösung der Driftkammer als Funktion der angelegten Hochspannung.



**Abbildung 3.6:** Auflösung der Prototyp-0-Driftkammer als Funktion der angelegten Hochspannung. Im Bild sind die Auflösungen für drei verschiedene Arten von Ausleseelektronik gezeigt. Bei den jeweiligen Kurven ist die Schwelle der einzelnen Verstärkerkarten angegeben, die gesetzt werden muß, um Untergrundsignale zu unterdrücken.

Mit einer Driftgeschwindigkeit von  $40 \mu\text{m}/\text{ns}$  ergeben sich die in der folgenden Tabelle gezeigten Werte für die intrinsische Auflösung **einer** Driftzelle in  $\mu\text{m}$ :

HV	1.9 kV	1.95 kV	2 kV	2.05 kV
<b>Gesamtauflösung</b>	151.3	141.4	135.8	127.3
<b>Anteil an Vielfachstreuung</b>	132.2	122.5	108.8	99.1
<b>Intrinsische Auflösung</b>	73.6	70.6	81.3	79.9

**Tabelle 3.3:** Intrinsische Auflösung von Prototyp 0.



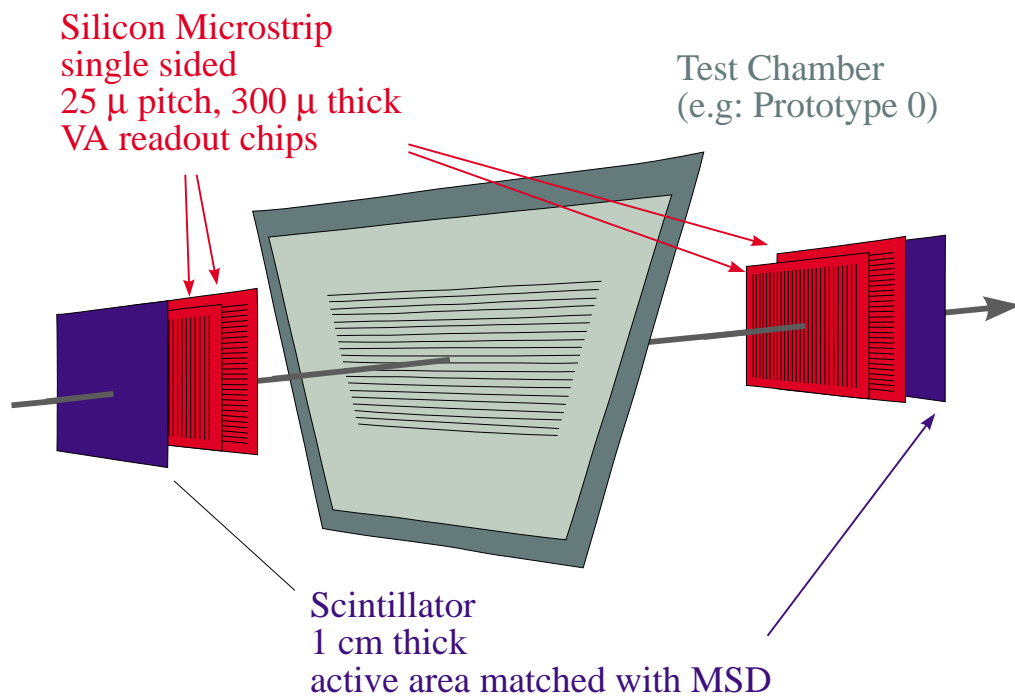
# Kapitel 4

## Das Experiment am Fragmentseparator

Der „Prototyp 0“ wurde bei zwei Strahlzeiten am SIS eingesetzt, um die Eigenschaften der Testkammer bei höheren Teilchenenergien zu untersuchen. (In der ersten Strahlzeit wurden Pionen aus der Reaktion  $p + p \rightarrow \pi + x$  verwandt, die durch Beschuß eines 1 cm dicken Aluminiumtargets mit einem  $^{12}\text{C}$ -Ionenstrahl der Energie von 1 GeV/u entstanden. In der zweiten Strahlzeit wurden Protonen der Energie von 2.3 GeV benutzt.) Da die Energie hier weit höher ist als bei einer Strontium-Quelle, ist der Einfluß von Vielfachstreuung auf die Auflösung der Driftkammer weitaus geringer. Bei beiden Experimenten wurde ein neuer Experimentaufbau eingesetzt: das Strahlteleskop. Dabei wurden zusätzlich zur Kammer zwei Silizium-Mikrostreifen-Detektoren (MSD) verwendet. Diese Detektoren zeichnen sich durch eine hohe Ortsauflösung aus, die unter optimalen Bedingungen weniger als 2  $\mu\text{m}$  betragen kann [Col96]. Durch den Einsatz von je einem MSD vor und hinter der Testkammer können diese als externe „Referenztracker“ dienen [Ste97]. In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse des Experimentes mit den Simulationsrechnungen verglichen werden.

### 4.1 Der Experimentaufbau

In Abbildung 4.1 ist schematisch der Experiment-Aufbau von beiden Experimenten gezeigt. Der Teilchenstrahl kommt von links und startet beim Durchqueren des ersten Szintillators einen Timer. Danach wird der Durchgangsort des Teilchens im ersten MSD gemessen. Anschließend durchquert das Teilchen die Driftkammer. Der Ort des Teilchens wird nun ein zweites Mal in dem hinter der Driftkammer liegenden MSD bestimmt. Das durch den zweiten Szintillator gehende Teilchen stoppt den Timer. Passiert ein Teilchen den zweiten Szintillator nicht, so wird dieses Ereignis verworfen.



**Abbildung 4.1:** Schematischer Experimentaufbau der Strahlzeiten. Gezeigt ist lediglich das Strahlteleskop, nicht die räumliche Orientierung relativ zum Ionenstrahl. Die Erklärung zum Aufbau befindet sich im Text.

Die Vorteile dieses Experimentaufbaus liegen auf der Hand:

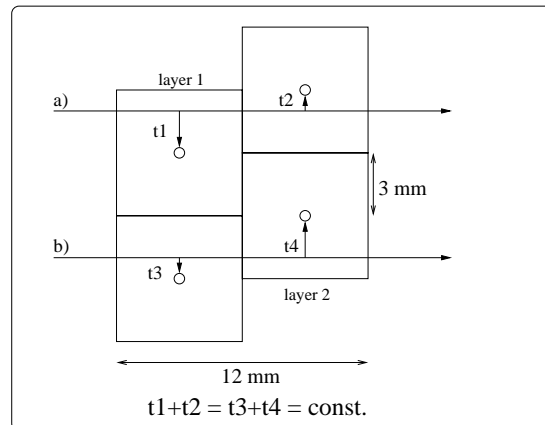
Durch die geringe aktive Fläche der Silizium-Mikrostreifen-Detektoren ( $32 \times 32 \text{ mm}^2$ ) und den großen Abstand der beiden Detektoren zueinander, erreichen nur Teilchen, die die Detektoren nahezu senkrecht durchqueren, den zweiten Szintillator. Dadurch wird allein durch den Experimentaufbau ausgeschlossen, daß Teilchen, die aufgrund von Vielfachstreuung stark abgelenkt wurden, gemessen werden. Man kann daher gezielt Teilchen untersuchen, die gerade durch die Driftkammer geflogen sind. Dies ermöglicht einen Vergleich zwischen der Methode des „Self trackings“ der Driftkammer und der Bestimmung der Ortsauflösung der Driftkammer über die Referenzdetektoren.

## 4.2 Bestimmung der Auflösung der Driftkammer

Die Zellgeometrie von „Prototyp 0“ gestattet es, die Auflösung der Driftkammer ohne Zuhilfenahme anderer Detektoren zu bestimmen. Diese Methode wird im folgenden „self tracking“ genannt, und soll hier kurz erläutert werden (siehe Abbildung 4.2). Durchquert ein ionisierendes Teilchen die Kammer *geradlinig*, so sollte aufgrund der Versetzung der beiden aktiven Ebenen um eine Halbzelle die Summe der Driftzeit bei gleicher Driftgeschwindigkeit in Ebene 1 und Ebene 2 für hintereinander liegende Driftzellen eine Konstante ergeben. Die Streuung in der Summe beider Driftzeiten ist ein Maß für die Zeitauflösung und damit für die Ortsauflösung der Kammer.

Allerdings gibt es Probleme, die Ortsauflösung der Kammer auf diese Weise zu bestimmen, insbesondere wenn das Teilchen nicht geradlinig durch die Kammer fliegt („inclined tracks“).

Aus diesem Grunde wurden bei den Experimenten zwei externe Detektoren mit einer hohen Ortsauflösung eingesetzt. Durch Messung des Ortes in diesen beiden Detektoren kann man den Durchgangsort  $Y_{\text{Soll}}$  des Teilchens durch die Kammer geometrisch bestimmen und ihn mit dem in der Kammer gemessenen vergleichen. Desweiteren ist dadurch die Möglichkeit gegeben, die Auflösung einer Driftzelle der Kammer als Funktion des Abstandes zum Signaldraht zu bestimmen.



**Abbildung 4.2:** „Self tracking“ von „Prototyp 0“. Gezeigt sind vier Zellen der Driftkammer. In Situation a) führt die Spur des Teilchens nahe am Lesedraht der zweiten Ebene vorbei, dafür ist der Abstand zum Signaldraht der ersten Ebene groß. Bei b) ist die Situation umgekehrt: Die Driftzeit in Ebene 1 ist kürzer als in Ebene 2. Aufgrund des Aufbaus sollte die Summe der Driftzeit in beiden Fällen den gleichen Wert haben.

### 4.3 Ergebnisse der Strahlzeit und Vergleich mit den Simulationen

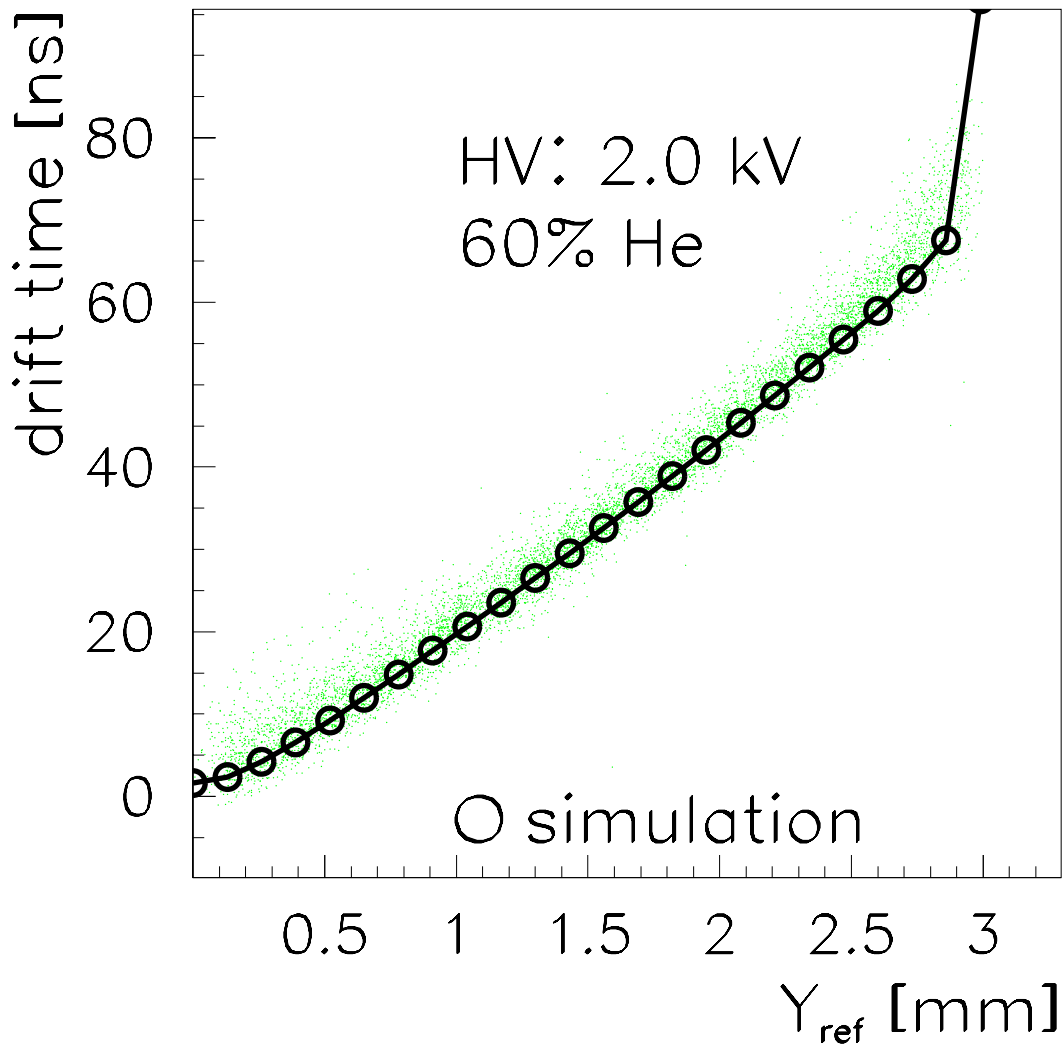
In diesem Abschnitt sollen nun die Ergebnisse der Strahlzeit am FRS<sup>1</sup> vorgestellt und mit den Simulationsrechnungen verglichen werden. Mittels magnetischer Separation wurden die durch <sup>12</sup>C-Ionen in einem Primärtarget erzeugten Protonen absepariert und auf das Strahlteleskop fokussiert. Dabei liegt der Schwerpunkt auf den Ergebnissen, die die Driftkammer betreffen.

#### 4.3.1 Die Driftzeit-Orts-Verteilung

In Abbildung 4.3 ist die Driftzeit-Orts-Korrelation der Durchgangsorte bezüglich der Referenzdetektoren für eine halbe Driftzelle der Kammer gezeigt. Im Bild ebenfalls gezeigt sind die Erwartungen der Simulationsrechnungen.

Man erkennt die lineare Beziehung zwischen der Driftzeit und dem Durchgangsort der Teilchen über einen weiten Bereich der Driftzelle. Lediglich an den Zellgrenzen und in der Nähe des Signaldrahtes treten Abweichungen vom linearen Verhalten auf. Hier wird die Ankunftszeitverteilung aufgrund des schon im Kapitel 2 beschriebenen Einflusses der Zellgeometrie auf die Driftzeiten der Elektronen verbreitert.

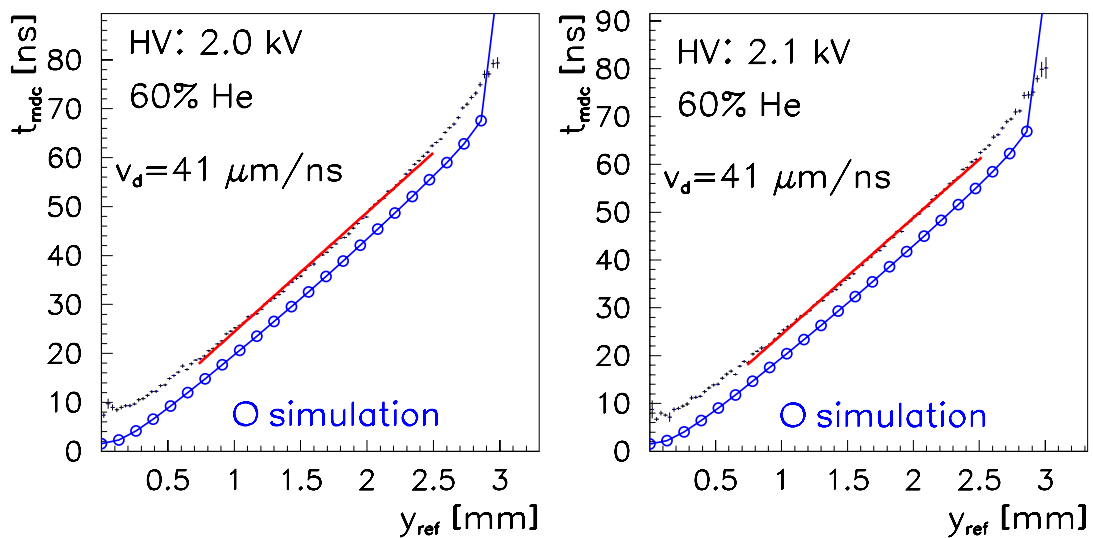
<sup>1</sup>Fragment Recoil Separator



**Abbildung 4.3:** Driftzeit-Orts-Korrelation innerhalb einer Driftzelle. Das breite Band zeigt die experimentellen Daten, die durchgezogene Linie verbindet die durch die Simulationsrechnungen gewonnenen Datenpunkte.

### 4.3.2 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Aus der Verteilung der Driftzeit-Orts-Beziehung läßt sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bestimmen. Da das Verhalten über einen weiten Bereich der Driftzelle linear ist, kann man die Verteilung durch ein Polynom 1. Ordnung approximieren und aus dem Kehrwert der Steigung die Driftgeschwindigkeit berechnen. Abbildung 4.4 zeigt die ermittelten Werte der Driftgeschwindigkeit für unterschiedliche Hochspannungen, die an die Feld- und Kathodendrähte der Kammer angelegt wurden. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Simulationsrechnungen ebenfalls abgebildet. Die experimentellen Daten sind auf der Ordinate so verschoben, daß die zur Approximation verwendete Gleichung die Form  $y = m \cdot x$  hat.



**Abbildung 4.4:** Bestimmung der Driftgeschwindigkeit aus der Driftzeit-Orts-Korrelation. Dabei wird ein Profilhistogramm angelegt, in dem die Ordinatenwerte für jeden Kanal auf der Abszisse statistisch ausgewertet werden. Der Fehler in Ordinatenrichtung gibt die Streuung der Einträge um den Mittelwert an.

In Tabelle 4.1 sind die experimentell ermittelten Werte den Ergebnissen aus der Simulation gegenübergestellt:

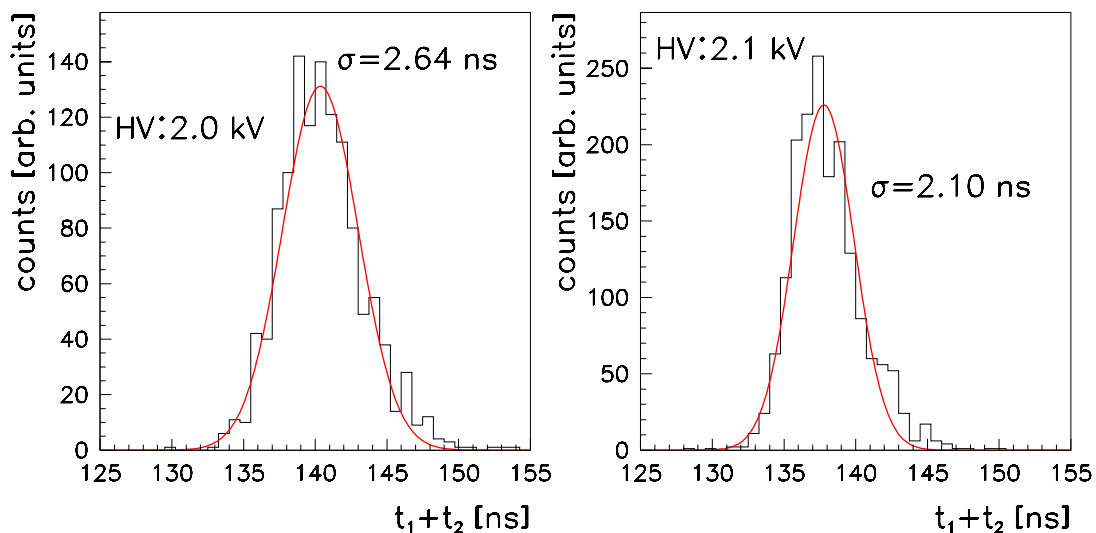
Driftgeschwindigkeit	2.0 kV	2.1 kV
Experiment	41 $\mu\text{m}/\text{ns}$	41 $\mu\text{m}/\text{ns}$
Simulation	41.03 $\mu\text{m}/\text{ns}$	40.85 $\mu\text{m}/\text{ns}$

**Tabelle 4.1:** Ermittelte Driftgeschwindigkeiten aus den Simulationsrechnungen und dem Experiment.

### 4.3.3 Die Auflösung der Driftkammer

In diesem Abschnitt soll das Auflösungsvermögen von „Prototyp 0“ untersucht und mit den theoretisch zu erwartenden Werten verglichen werden. Zuerst wird die Auflösung mit der Methode des „Self trackings“ bestimmt, anschließend wird die Auflösung als Funktion des Abstandes zum Signaldraht untersucht.

In Abbildung 4.5 wurden die Driftzeiten zweier hintereinander liegender Zellen addiert und mit einer Gauß-Kurve approximiert.



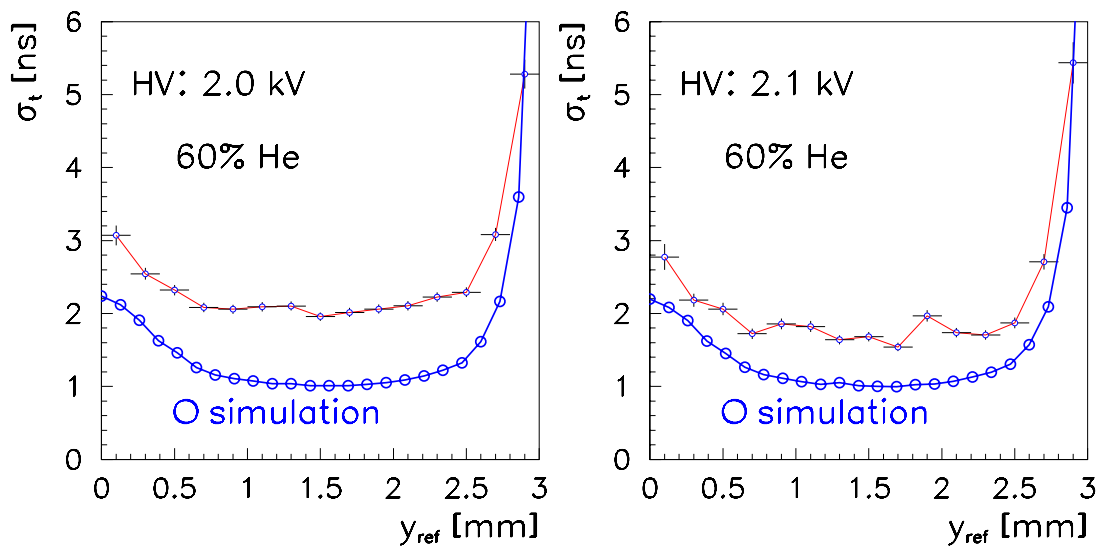
**Abbildung 4.5:** Driftzeitauflösung von „Prototyp 0“, ermittelt über das „Self tracking“ der Driftkammer. Gezeigt ist die Summe der Driftzeit zweier hintereinanderliegender Driftzellen bei unterschiedlicher Hochspannung. Die Driftzeitauflösung für beide Zellen beträgt 2.64 ns bzw. 2.1 ns bei 2.0 kV bzw. 2.1 kV. Die Auflösung für eine Zelle ergibt sich durch Division dieser Werte mit  $\sqrt{2}$ . Man erhält so 1.87 ns Driftzeitauflösung bei 2.0 kV, 1.48 ns bei 2.1 kV Hochspannung.

In Tabelle 4.2 sind die über das „Self tracking“ ermittelten Zeit- und Ortsauflösungen bei 1.9 [Kar97], 2.0 und 2.1 kV Hochspannung zusammengefaßt. Dabei wurde eine einheitliche Driftgeschwindigkeit von 41  $\mu\text{m}/\text{ns}$  angenommen.

Hochspannung	1.9 kV	2.0 kV	2.1 kV
Zeitauflösung	2.47 ns	1.87 ns	1.48 ns
Ortsauflösung	101.5 $\mu\text{m}$	76.7 $\mu\text{m}$	60.7 $\mu\text{m}$

**Tabelle 4.2:** Mit dem „Self tracking“ ermittelte Auflösung von „Prototyp 0“.

Abbildung 4.6 zeigt die Auflösung der Driftkammer innerhalb einer Driftzelle als Funktion des Abstandes vom Signaldraht bei verschiedenen Hochspannungen. Hierbei wurden die externen Referenzzähler (MSD) benutzt, um die Auflösung der Driftkammer zu bestimmen.



**Abbildung 4.6:** Auflösung der Driftkammer als Funktion des Abstandes vom Signaldraht.

Man erkennt, daß die Auflösung der Kammer mit wachsendem Abstand vom Signaldraht besser wird, im mittleren Bereich der Driftzelle ( $0.5 \text{ mm} < \text{Abstand vom Signaldraht} < 2.5 \text{ mm}$ ) einen Wert von 2 ns für 2.0 kV annimmt (1.8 ns für 2.1 kV), um dann am Rand der Driftzelle stark anzuwachsen. Zum Vergleich ist das theoretische Auflösungsvermögen der Driftkammer, das sich aus den Simulationsrechnungen ergibt, mit eingetragen.



#### 4.3.4 Zusammenfassung

Wie aus Abbildung 4.4 hervorgeht, werden die Eigenschaften der Driftkammer bezüglich der Ankunftszeitverteilung von Elektronen durch die Simulationsrechnungen nahezu quantitativ vorausgesagt.

Die Simulationen ergeben ein maximal erreichbares Auflösungsvermögen der Driftkammer von  $1 \mu\text{s}$ , das entspricht einer Ortsauflösung von  $41 \mu\text{m}$ . Der experimentell beste Wert liegt bei  $60.7 \mu\text{m}$ , wenn die Auflösung mit der „Self tracking“-Methode bestimmt wurde; die mittlere Ortsauflösung der Driftkammer bei Verwendung der externen Referenzdetektoren beträgt ca.  $73.8 \mu\text{m}$ .

Die Abweichungen in der Vorhersage des Auflösungsvermögens lassen sich z.B. auf die Qualität der elektronischen Auslese zurückführen. Rauschen der Vorverstärker sowie Einstreuung von Störsignalen verschlechtern das ursprünglich am Lesedraht erzeugte Signal. Stärkere Verschlechterung der Auflösung nahe am Lesedraht, vor allem aber nahe am Felddraht (Kathode), können aber auch auf Abweichungen der Drähte von ihrer Sollposition in der Größenordnung von wenigen 10 Mikrometern zurückgeführt werden.



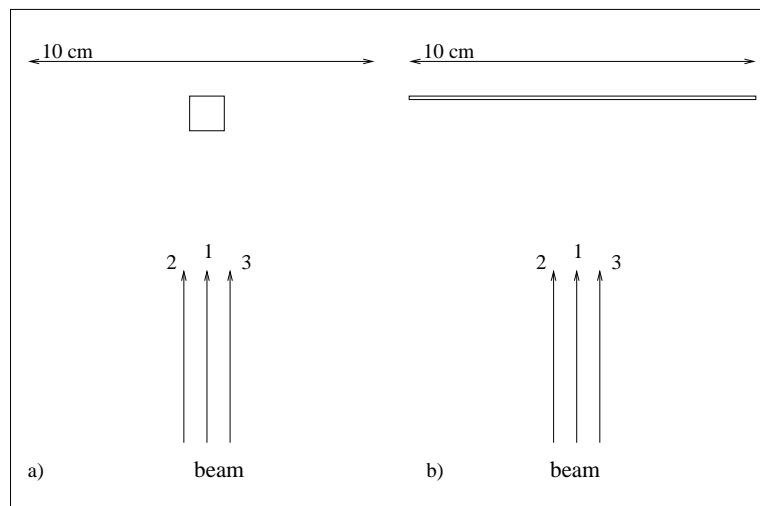
# Kapitel 5

## Untersuchung von „Prototyp 1“

Die HADES-Driftkammern werden insgesamt ca. 26·000 Signaldrähte haben. Aufgrund der großen Anzahl ist es kaum möglich, in der HADES-Simulation individuelle Drähte zu berücksichtigen.

Daher verwendete man bei der Simulation „Folien“ mit der äquivalenten Massenbelegung. Im folgenden ist mit „Folienmodell“ gemeint, daß anstelle von realen Drähten Folien mit der äquivalenten Massenbelegung verwendet werden. Der Ausdruck „Drahtmodell“ bezieht sich auf eine Simulation mit realen Drähten. Nun stellt sich die Frage, inwieweit es Unterschiede gibt.

Die Abbildung 5.1 verdeutlicht die Situation.



**Abbildung 5.1:** *Draht oder Folie in der Schnittdarstellung. In Teilabbildung a) ist symbolisch ein Draht mit dem Querschnitt 1 cm dargestellt. In Teil b) der Abbildung ist das gleiche Volumen auf eine Folie verteilt. Erklärung siehe Text.*

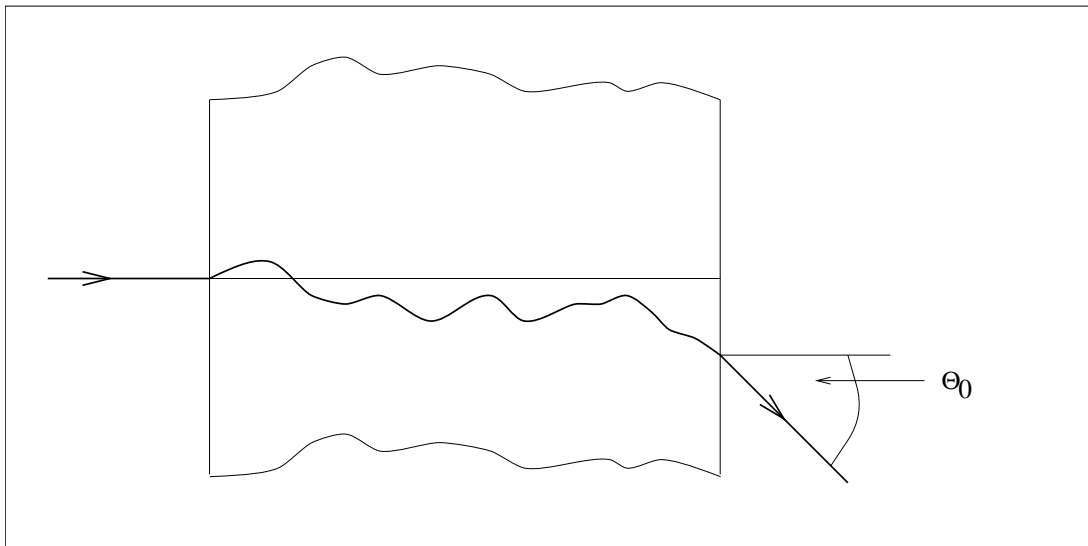
In Teilbild a) gibt es für Teilchen des Strahles nur zwei Möglichkeiten: Ein Teilchen des Strahles (1) trifft den Draht und wird je nach Material mehr oder weniger stark gestreut. Die Teilchen (2) und (3) werden, wenn sie nur longitudinalen Impuls besitzen, den Draht nicht treffen und somit nicht gestreut werden. Bei Teilbild b) wird jedes der Teilchen (1), (2) und (3) auf die Folie auftreffen und daher auf jeden Fall gestreut.

## 5.1 Vielfachstreuung

Die Winkelverteilung nach Vielfachstreuung wird sehr gut durch die Theorie von Molière beschrieben [PDG94]. Für kleine Aufstreuungswinkel ist die Verteilung grob mit einer Gauß-Kurve zu approximieren, bei größeren Winkeln folgt sie der Rutherford-Streuung. Sie hat breitere Ausläufer als eine Gauß-Verteilung. Die Standardabweichung der auf eine Ebene projizierten Streuwinkelverteilung ist gegeben durch:

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} \cdot Z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left(1 + 0.038 \cdot \ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right). \quad (5.1)$$

Hierbei sind  $p$ ,  $\beta c$  und  $Z$  Impuls, Geschwindigkeit und Ladung des einfallenden Teilchens.  $x/X_0$  ist die Dicke des durchquerten Mediums in Einheiten der Strahlungslänge. Abbildung 5.2 zeigt das typische Verhalten bei Kleinwinkelstreuung.



**Abbildung 5.2:** Größen zur Beschreibung der Coulomb-Streuung. Das Teilchen dringt von links in das Material ein.

## 5.2 Das Simulationsmodell

Aufgrund der unterschiedlichen räumlichen Ausdehnung der Massen im Folien- und Drahtmodell (siehe Abbildung 5.1) erwartet man unterschiedliche Verteilungen der Streuwinkel. Die Winkelverteilung im Drahtmodell wird eine Überlagerung zweier Gauß-Kurven mit unterschiedlicher Breite sein:

Ein Teil gehört zu Teilchen, die wenig gestreut wurden, weil sie die Kammer durchquert haben ohne einen Draht zu treffen (Abbildung 5.4 zeigt, daß die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Projektil ohne Wechselwirkung mit Drahtmaterial die Kammer durchquert, durchaus nicht Null ist). Der zweite Anteil beschreibt Teilchen, die Drahtmedium passierten, und deswegen stärker abgelenkt wurden (siehe Gleichung 5.1).

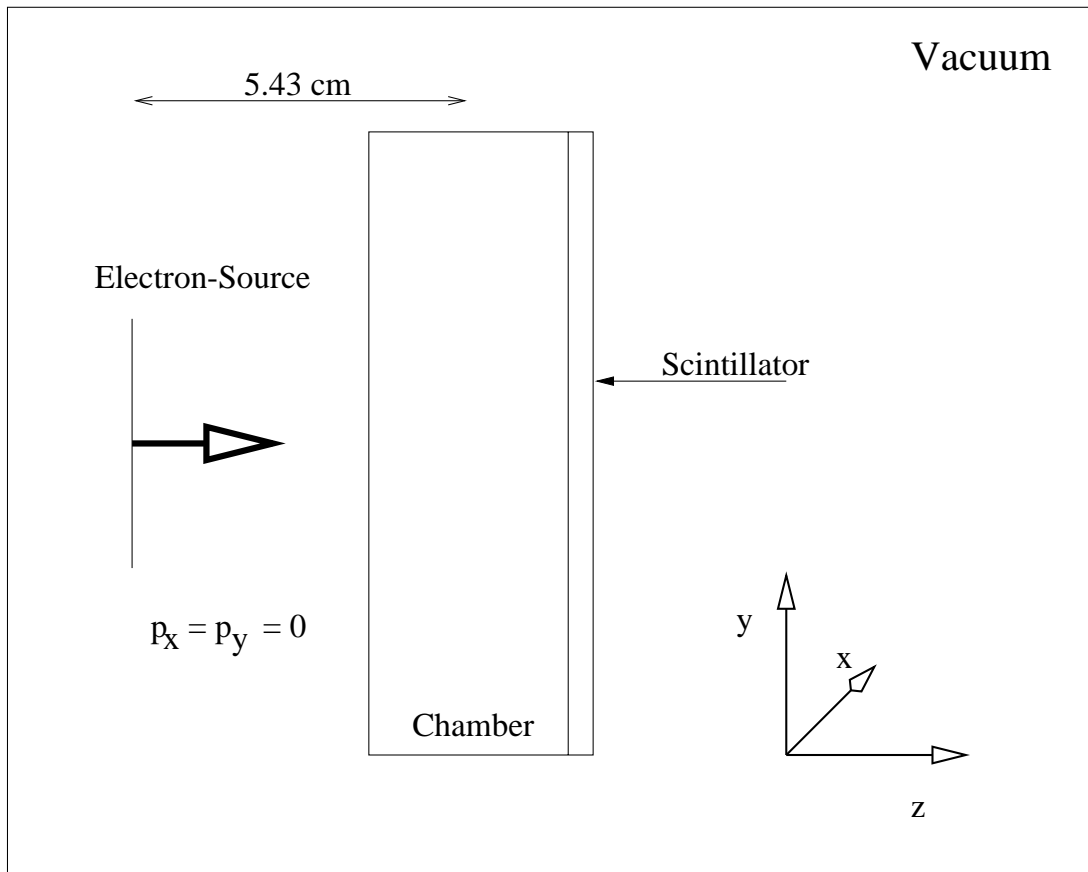
Das Streuverhalten im Folienmodell wird durch eine einzige Gauß-Kurve zu beschreiben sein.

Um das unterschiedliche Streuverhalten zu untersuchen, wurde wiederum das Programmpaket GEANT verwendet (siehe Kapitel 3).

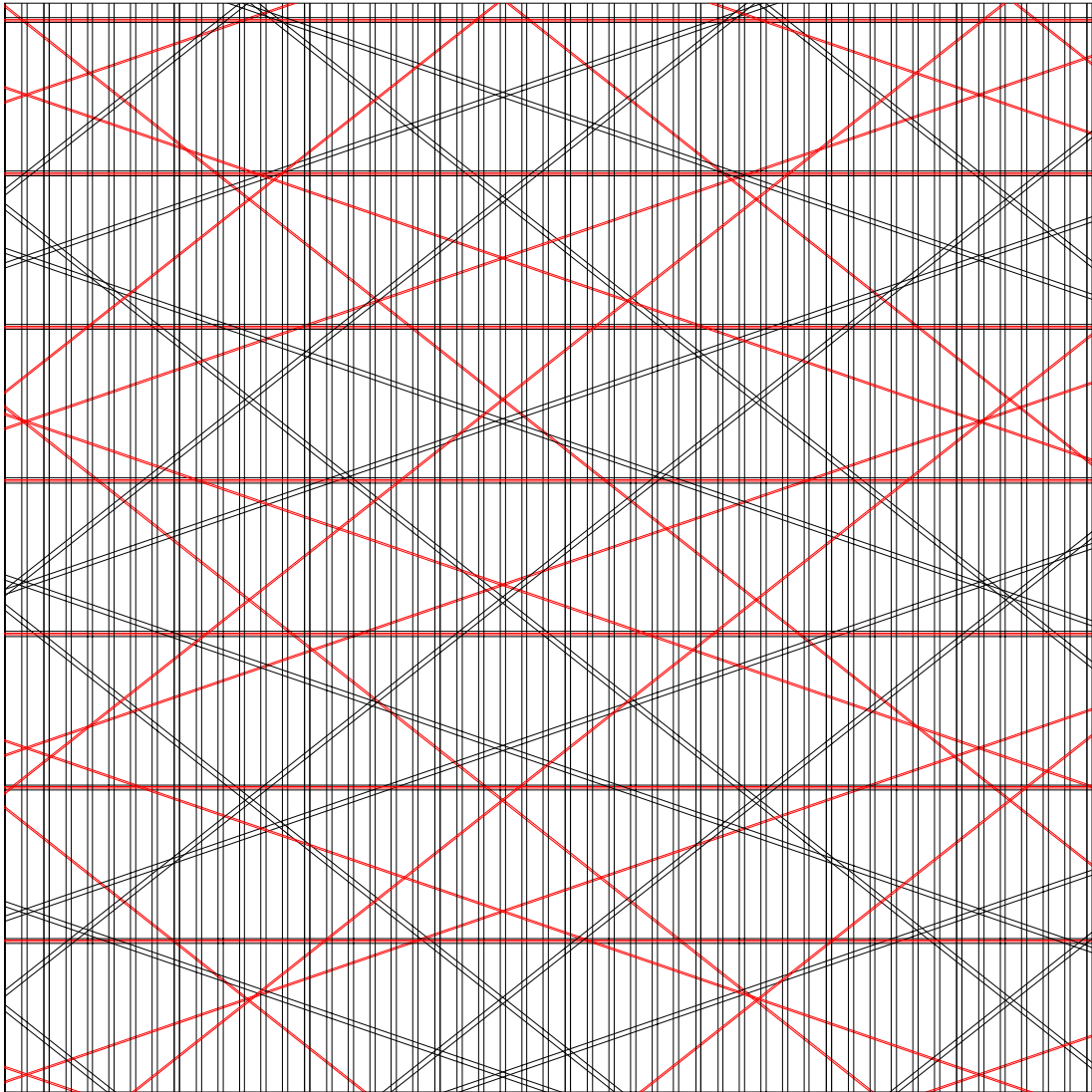
### 5.2.1 Die Geometrie des Simulationsmodells

Den grundsätzlichen Aufbau zeigt Abbildung 5.3. Die Geometrie entspricht einem Ausschnitt aus einem Modul der innersten Ebene des HADES-Spektrometers.

Der Abstand zwischen zwei Signal- bzw. Felddrähten beträgt 5 mm, der Abstand zwischen zwei Kathodendrahtebenen ebenfalls. Jede Kathodenebene ist gegen die nächste versetzt. Gefüllt ist die Kammer mit dem üblichem Helium-Isobutan-Gemisch. Feld- und Kathodendrähte bestehen aus Aluminium und haben einen Durchmesser von 80  $\mu\text{m}$ . Die Lesedrähte sind aus Wolfram hergestellt, ihr Durchmesser beträgt 25  $\mu\text{m}$ . Von einer 4  $\text{cm}^2$  großen Quelle werden Elektronen mit jeweils konstanter Energie emittiert. Die Elektronen haben anfangs nur eine Impulskomponente in  $z$ -Richtung, der Transversalimpuls ist Null. Einen Ausschnitt aus dem inneren der Driftkammer zeigt Abbildung 5.4.



**Abbildung 5.3:** Geometrischer Aufbau zur Untersuchung des Streuverhaltens von Elektronen. Die Kammer steht im Vakuum und ist mit einem Helium-Isobutan-Gemisch gefüllt. Je nach Modell befinden sich innerhalb der Kammer 13 Draht- oder Folienebenen. Der Impuls des Teilchens wird beim Eintritt in die Kammer festgehalten. Hat das Teilchen die Kammer verlassen, wird der Endimpuls bestimmt. Da das Teilchen anfangs keinen Transversalimpuls besaß, läßt sich über die Beziehung  $\tan \theta_x = p_x/p_z$  oder  $\tan \theta_y = p_y/p_z$  die Streuung des Teilchens innerhalb der Kammer bestimmen.



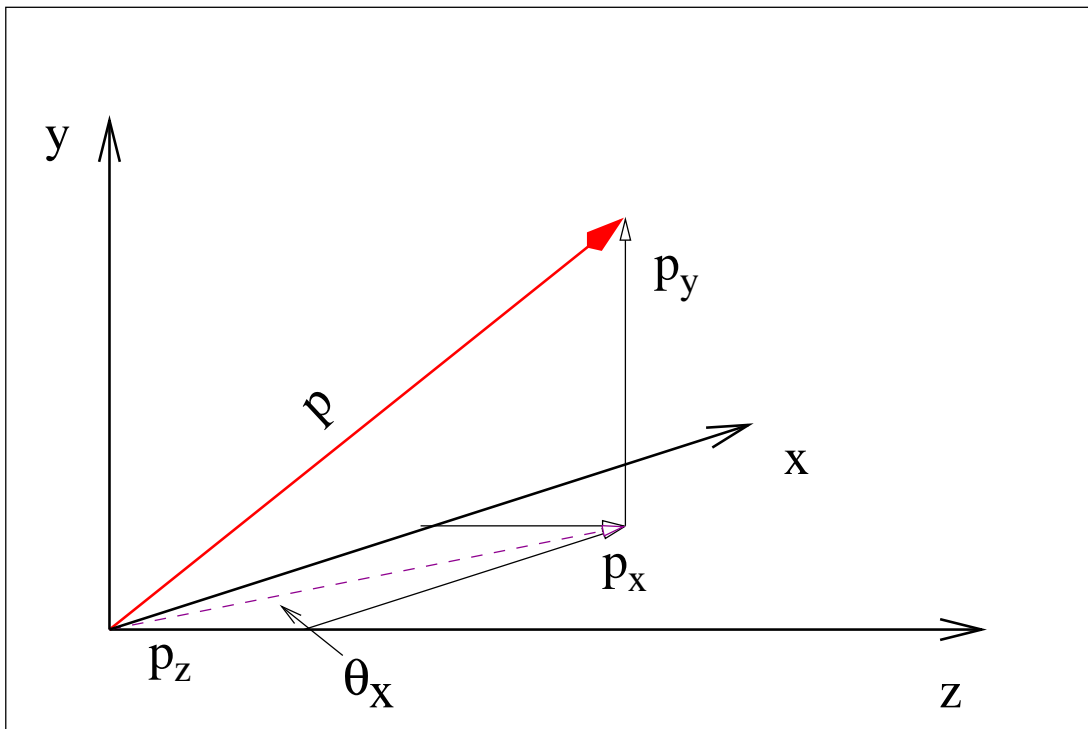
**Abbildung 5.4:** Ausschnitt aus dem Inneren der Driftkammer der innersten Ebene des HADES-Spektrometers. Bei den senkrechten Drähten handelt es sich um Kathodendrähte. Die gefüllten Drähte sind Signaldrähte. Bei den ungefüllten Drähten handelt es sich um Felldrähte. Bei den horizontalen Signaldrähten ist zu beachten, daß die inneren Signaldrahtebenen um eine halbe Zelle gegeneinander versetzt sind. Aus diesem Grunde befindet sich hinter den abgebildeten Drähten ein Felddraht. Daher scheinen die Signaldrähte einen größeren Durchmesser zu besitzen.

### 5.2.2 Bestimmung der Streuung innerhalb der Kammer

Die Bestimmung der Streuung der Elektronen innerhalb der Kammer geschieht über die Änderung der Impulskomponenten. Da die Teilchen anfangs keinen Transversalimpuls haben, gilt für den Streuwinkel in die jeweilige Koordinatenrichtung (siehe Abbildung 5.5):

$$\tan \theta_x = p_x/p_z \text{ oder } \tan \theta_y = p_y/p_z. \quad (5.2)$$

Dabei bezeichnen  $p_x$ ,  $p_y$  oder  $p_z$  die x, y oder z-Komponente des Endimpulses eines Teilchens.



**Abbildung 5.5:** Geometrische Verhältnisse zur Bestimmung des Streuwinkels. Gezeigt ist die Zerlegung des Endimpulses eines Elektrons in die Komponenten in Richtung der Einheitsvektoren. Der Streuwinkel in eine Komponente wird über die Beziehung:  $\tan \theta_i = p_i/p_z$  berechnet, mit  $i = x$  oder  $y$ . Bei kleinen Streuwinkeln gilt:  $\tan \theta_i = \theta_i$ , wodurch die Berechnung des Streuwinkels vereinfacht wird.

## 5.3 Ergebnisse der Simulationsrechnungen

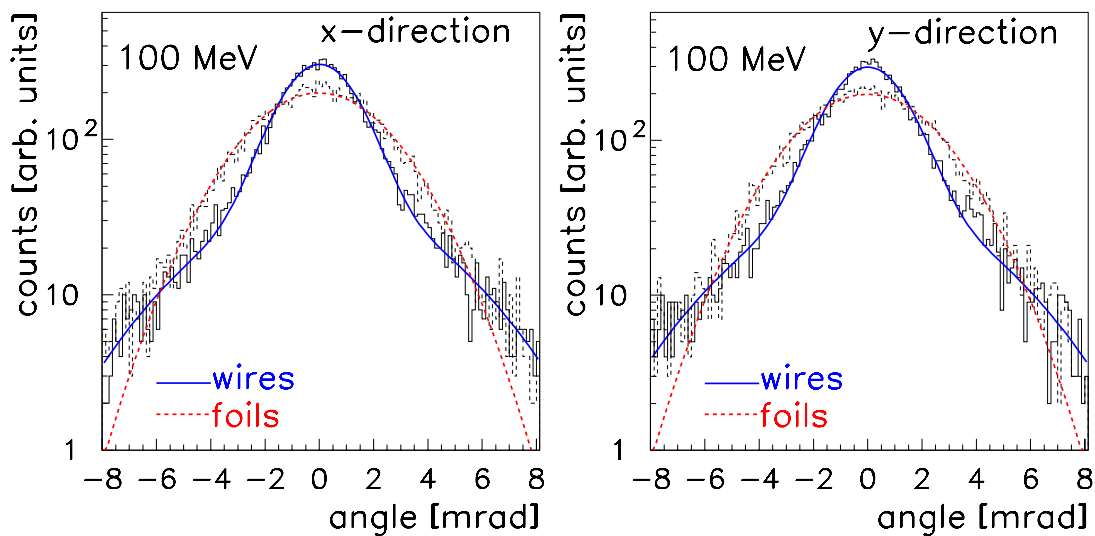
Im folgenden werden die Simulationsergebnisse beschrieben. Zuerst werden die beiden Kammern verglichen, um die generellen Unterschiede aufzuzeigen.



Anschließend werden die Ergebnisse für das Folienmodell, danach die für das Drahtmodell im Detail vorgestellt und diskutiert.

### 5.3.1 Vergleich der Kammern

In der Abbildung 5.6 sind die Aufstreuwinkelverteilungen der Elektronen nach Verlassen der beiden Driftkammern in einem Diagramm aufgetragen. Dabei wurden die Daten der beiden verschiedenen Kammern übereinandergelegt, damit der Unterschied deutlich erkennbar wird. Die Anfangsenergie betrug 100 MeV.



**Abbildung 5.6:** Streuung von Elektronen in verschiedenen Driftkammern. Die gestrichelte Linie zeigt das Streuverhalten von Elektronen in der Folienkammer.

Der Unterschied zwischen beiden Verteilungen ist nur bei logarithmischer Darstellung zu erkennen. Wie erwartet zeigt sich, daß die Impulsverteilung bei der Drahtkammer aus zwei Gauß-Funktionen mit unterschiedlicher Breite zusammengesetzt ist:

Der breitere Teil gehört zu Teilchen, die viel Drahtmaterial passiert haben, der schmale Anteil beschreibt Teilchen, die kein Drahtmaterial durchquert haben (siehe auch Abschnitt 5.2).

Die Verteilung der Impulse bei Elektronen, die die Folienkammer passiert haben, ist im oberen Teil breiter (ca. 1 mrad bei 100 MeV) als die Impulsverteilung bei Elektronen, die die Drahtkammer durchquert haben.

Die eher qualitative Diskussion im letzten Abschnitt soll jetzt quantifiziert werden. Außerdem sollen Angaben über Streuwinkel als Funktion der Energie der

Elektronen gemacht werden. Die dabei vorkommenden Energien reichen von 100 MeV bis zu einem GeV, da mit HADES Dielektronen in diesem Energiebereich spektroskopiert werden sollen.

### 5.3.2 Unterschiede im Streuverhalten für beide Modelle

Exemplarisch sollen die Streuwinkelverteilungen der Elektronen mit einer Anfangsenergie von 100 MeV gezeigt werden, da die Unterschiede im Folien- und Drahtmodell bei dieser Energie am deutlichsten hervortreten ( $\theta_0 \propto 1/p$ ). An die Verteilungen im Drahtmodell wurde die Summe von zwei Gauß-Kurven mit unterschiedlichen Parametern approximiert. Die Streuwinkelverteilungen im Folienmodell wurden mit einer einzigen Gauß-Kurve angenähert. Die Parameter sind bei den jeweiligen Verteilungen angegeben (siehe Abbildung 5.7).

Dabei haben die Parameter im einzelnen folgende Bedeutung [Paw94]: Eine einzelne Gauß-Kurve wird beschrieben durch folgende Gleichung:

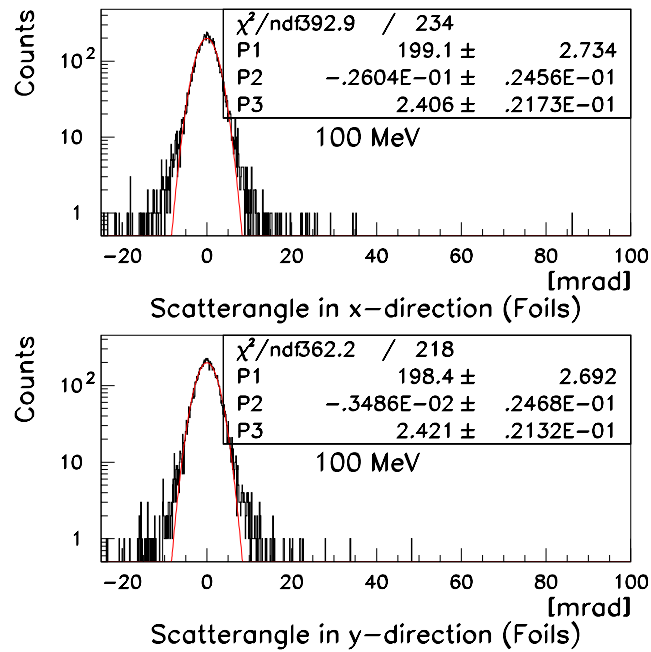
$$f(x) = P1 \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x-P2}{P3}\right)^2}. \quad (5.3)$$

Für die Approximation der Verteilungen im Drahtmodell wurde die Summe zweier Gauß-Kurven verwendet. Daher haben die in Abbildung 5.7 (b) gezeigten Parameter folgende Bedeutung:

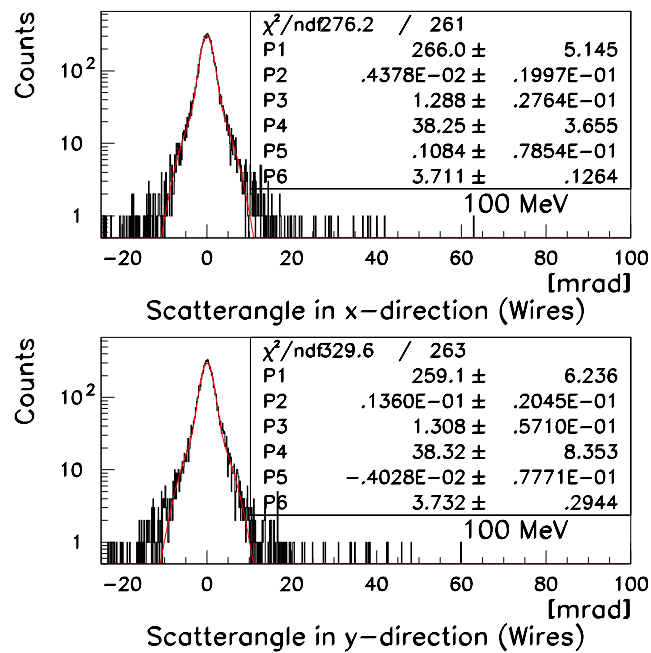
$$f(x) = P1 \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x-P2}{P3}\right)^2} + P4 \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x-P5}{P6}\right)^2}. \quad (5.4)$$

Dabei gibt der Parameter  $P3$  in Abbildung 5.7 (a) die Standardabweichung ( $\sigma$ ) der Streuwinkelverteilung an. In Abbildung 5.7 (b) geben die Parameter  $P3$  und  $P6$  die Standardabweichung der schmalen und der breiten Komponente der Verteilung der Aufstreuwinkel an.

Die Abbildung 5.8 zeigt im oberen Teil die Breite der Streuwinkelverteilung im Folienmodell in Abhängigkeit von der Projektilenergie. Im unteren Teilbild sind, ebenfalls als Funktion der Anfangsenergie der Elektronen, die Breiten der Streuwinkelverteilungen für das Drahtmodell angegeben. Jeweils mit angegeben ist der theoretisch zu erwartende Wert, der mit Gleichung 5.1 ermittelt wurde.

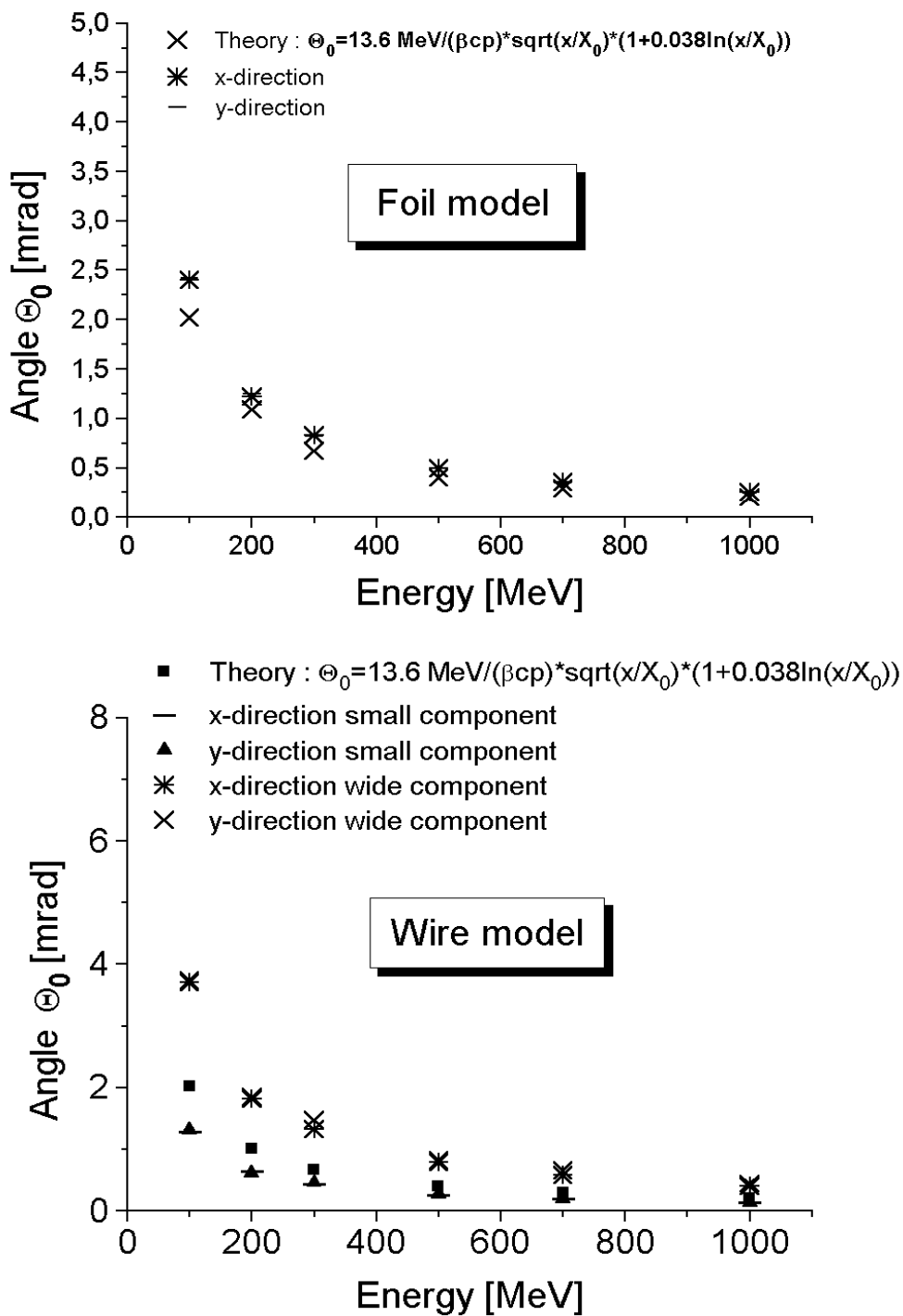


(a) Streuung im Folienmodell



(b) Streuung im Drahtmodell

**Abbildung 5.7:** Streuung von Elektronen in den verschiedenen Driftkammermodellen. Die Abbildungen oben zeigen Impulsverteilung in x-Richtung und y-Richtung für Elektronen, die die Folienkammer passiert haben. Die beiden unteren Bilder zeigen die gleichen Verteilungen für das Drahtmodell.



**Abbildung 5.8:** In Abhängigkeit der Einschussenergie von Elektronen ist im oberen Teilbild die Breite der Streuwinkelverteilung der Elektronen im Folienmodell aufgetragen. Das untere Teilbild zeigt die Breiten der Streuwinkelverteilungen für das Drahtmodell. Jeweils mit eingezeichnet ist die nach Gleichung 5.1 zu erwartende Breite der Verteilung.

Da die Simulationsergebnisse nicht den theoretisch zu erwartenden Werten folgen, bedarf es einiger Erklärungen, die im nächsten Abschnitt gegeben werden.

### 5.3.3 Diskussion der Simulationsergebnisse

Grundlage für die Berechnung der theoretischen Werte war Formel 5.1, wobei die Gesamtstrahlungslänge  $X_0$  für die gesamte Kammer im Folienmodell wie folgt berechnet wurde [PDG94]:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_j \frac{w_j}{X_j}. \quad (5.5)$$

Hierbei bedeuten  $w_j$  und  $X_j$  den Anteil und die Strahlungslänge der Komponente  $j$  zu Gesamtstrahlungslänge. Durch Einsetzen der im Folienmodell enthaltenen Anteile der Komponenten erhält man als mittlere Strahlungslänge 7338.7 cm und damit ein Verhältnis  $x/X_0$  von  $6.82 \cdot 10^{-4}$ . Durch Einsetzen der verschiedenen Elektronenenergien in Gleichung 5.1 erhält man die Werte für die Breite der Winkelverteilung in Abhängigkeit von der Einschubenergie der Elektronen. Diese Werte sind in Tabelle 5.1 zusammen mit denen aus den Simulationsrechnungen eingetragen.

E [MeV]	$\theta_0$ [mrad]	Folienmodell [mrad]	Drahtmodell	
			$\theta_s$ [mrad]	$\theta_w$ [mrad]
100	2.567	2.421±0.021	1.308±0.057	3.732±0.294
200	1.2835	1.246±0.012	0.621±0.015	1.848±0.064
300	0.8557	0.819±0.008	0.456±0.008	1.475±0.052
500	0.5134	0.500±0.005	0.267±0.005	0.821±0.029
700	0.3667	0.348±0.003	0.200±0.004	0.651±0.021
1000	0.2567	0.251±0.002	0.141±0.003	0.445±0.017

**Tabelle 5.1:** *Theoretische Breite der Streuwinkelverteilung bei verschiedenen Energien im Folien- und Drahtmodell.  $\theta_w$  gibt die Breite der Winkelverteilung an, die zu Teilchen gehört, die viel Drahtmaterial passiert haben,  $\theta_s$  die Breite der Verteilung von Teilchen, die wenig oder kein Drahtmaterial durchquert haben.*

Die Breiten der Streuwinkelverteilung bei unterschiedlichen Energien sind für das Folienmodell in guter Übereinstimmung mit den theoretisch zu erwartenden Werten. Die geringen Abweichungen lassen sich leicht erklären, wenn man bedenkt, daß eine Gauß-Verteilung nur eine Approximation an die Wirklichkeit ist. Zudem wird für Gleichung 5.1 eine Genauigkeit von 11% oder besser angegeben [PDG94].

Die Streuwinkelverteilung im Drahtmodell besteht aus zwei Komponenten, die unterschiedlich gewichtet sind; aus diesem Grunde kann man eine mittlere Streuwinkelverteilung für das Drahtmodell berechnen. In der folgenden Tabelle 5.2 sind

die Breite der quadratisch gemittelten Streuwinkelverteilung für die betrachteten Energien und der nach Gleichung 5.1 berechnete Wert eingetragen:

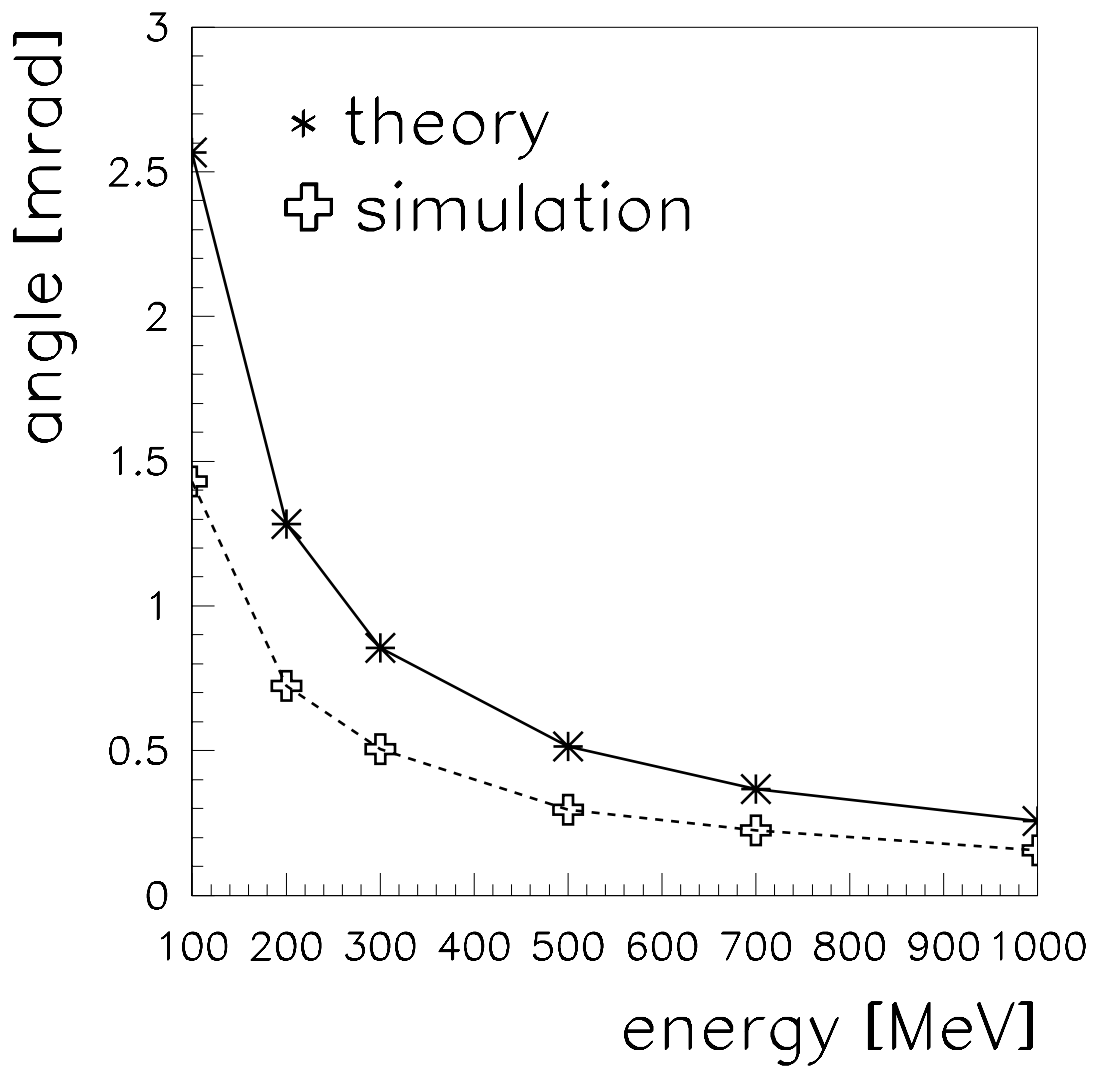
E [MeV]	$\theta_0$ [mrad]	$\theta_{qm}$ [mrad]
100	2.567	1.4293
200	1.2835	0.7229
300	0.8557	0.5051
500	0.5134	0.296
700	0.3667	0.225
1000	0.2567	0.156

**Tabelle 5.2:** *Theoretische Breite der Streuwinkelverteilung (berechnet nach Gleichung 5.1) im Vergleich zur gewichteten Summe der breiten und schmalen Komponente des Drahtmodells ( $\theta_{qm}$ ).*

In Abbildung 5.9 sind die Werte der Tabelle 5.2 als Funktion der Projektilenergie aufgetragen. Dabei ist zu erkennen, daß die gewichtete Summe der Komponenten einen kleineren Wert ergeben, als man es aufgrund der Gleichung 5.1 erwarten würde.

Die Differenz  $\theta_0 - \theta_{qm}$  wird mit zunehmender Teilchenenergie immer kleiner, und zwar sinkt sie von 1.4 mrad bei 100 MeV auf 0.1 mrad bei der Projektilenergie von einem GeV. Es ist daher im Hinblick auf das endgültige Experiment mit dem HADES-Spektrometer nicht zu erwarten, daß dieser Effekt der geringeren Streuung in einer Drahtkammer **deutliche** Auswirkungen auf das invariante Massenspektrum hat. Dies gilt um so mehr, weil hier der Effekt nur für eine einzige Driftkammer berechnet wurde, im Spektrometer selbst jedoch vier Driftkammerebenen hintereinanderliegen.

Obwohl die Unterschiede der beiden Versionen (Draht- und Folienmodell) klein sind, zeigen sich bei logarithmischer Darstellung dennoch merkliche Abweichungen im Fuße der Verteilungen. Im Hinblick auf die experimentellen Invarianten-Massenspektren, wo Medium-Effekte eventuell ebenfalls auf diesem Intensitätsniveau diskutiert werden, sollen zukünftige Simulationen diesen Effekt berücksichtigen.



**Abbildung 5.9:** Zum Vergleich sind die Breite der Winkelverteilung des Drahtmodells (gewichtete Summe) und die Breite, die man mit einem Folienmodell erwarten würde aufgetragen.





# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Zielsetzung dieser Arbeit war die Untersuchung der Eigenschaften der HADES-Driftkammern.

Die Ergebnisse zeigen, daß durch die Geometrie der Driftkammern im HADES-Spektrometer ein Driftfeld erzeugt wird, das so beschaffen ist, daß das verwendete Driftgas entlang 84% des Driftfeldes ein Driftgeschwindigkeitsplateau besitzt. Dies führt zu linearen Driftzeit-Orts-Beziehungen in den Zellen, die nötig sind, um Teilchenspuren mit hoher Genauigkeit rekonstruieren zu können.

Die Auflösung der Driftkammern wird bei niedrigen Energien durch Vielfachstreuung bestimmt. Aus diesem Grunde sollte der Anteil des Heliums im Driftgas so hoch wie möglich gewählt werden. Zum Zeitpunkt der Arbeit werden noch andere Driftkammerngase getestet. Abhängig vom Ausgang dieser Experimente wird eine Entscheidung zu fällen sein, ob ein anderes Gas besser geeignet ist, um die Anforderungen zu erfüllen.

Die Erkenntnisse, die mit Hilfe des Programms GARFIELD über die Driftkammern gewonnen wurden (lineare Driftzeit-Orts-Beziehungen, geometrische Effekte, die die Auflösung der Driftkammern beeinflussen), müssen bei der im Augenblick stattfindenden Revision der HADES-Simulation berücksichtigt werden. Dies betrifft insbesondere die Verteilung der Ankunftszeiten von Elektronen und die damit zusammenhängende theoretische Auflösung der Kammern. Dadurch wird die Simulation, soweit es die Driftkammerphysik betrifft, noch realistischer. Ein am Fragmentseparator durchgeführtes Experiment erlaubte einen Vergleich zu den Simulationsrechnungen mit GARFIELD. Dabei hat sich eine sehr gute Übereinstimmung ergeben.

In den HADES-Simulationen wurden Drähte durch Folien mit äquivalenter Massenbelegung verwendet. In dieser Arbeit konnte ein Unterschied in den Streuwinkelverteilungen für beide Modelle nachgewiesen und quantitativ bestimmt werden. Folien- und Drahtmodell zeigen in den Simulationsrechnungen zwar keine drastischen Unterschiede in der Breite der Streuwinkelverteilung in den Energiebereichen zwischen 100 MeV und einem GeV. Dennoch ist es nötig, diesen Effekt in der HADES-Simulation mit zu berücksichtigen.



# Literaturverzeichnis

- [Bia89] S. F. Biagi, Nucl. Inst. Meth. **A283** (1989) 716-722
- [Col96] C. Colledani et al., Nucl. Inst. Meth. **A372** (1996) 379-384
- [Ers82] G. A. Erskine, Nucl. Inst. Meth. **198** (1982) 325-336
- [GAR95] Garfield, a drift chamber simulation program, CERN Program Library entry W5050
- [Gar95] J. Garabatos, Persönliche Mitteilung
- [Gar96] J. Garabatos, Persönliche Mitteilung
- [Gar97] J. Garabatos, Persönliche Mitteilung
- [GEA93] GEANT - Detector Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W5013
- [Had94] HADES, Proposal for a High-Acceptance-Dielectron Spectrometer (1994)
- [Hws96] J. Garabatos et al., *Vortrag*, HADES-Kollaborationstreffen, Rez Juni 1996
- [Jea51] J. H. Jeans, Electricity and magnetism, 5<sup>th</sup> Ed., Cambridge University 1951
- [Kar93] W. Karig, Konzeptionelle Untersuchungen eines Dielektronenspektrometers für Schwerionenstöße im GeV/u-Bereich, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1993
- [Kar97] W. Karig, Persönliche Mitteilung
- [Kle84] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Verlag Stuttgart, 1984
- [Leo94] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag Heidelberg, 1994

- [Paw94] **PAW**–Physics Analysis Workstation, CERN Program Library entry **Q121**, Juli 1994
- [PDG94] Particle Data Group, Particle Physics Booklet, Physical Review **D50** 1994
- [Sa77] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09
- [Sha93] A. Sharma & F. Sauli, Low mass gas mixtures for drift chamber operation, CERN-PRE/93-51
- [Scho95] H. Schön, HADES - Ein Dielektronenspektrometer hoher Akzeptanz für relativistische Schwerionenkollisionen, Doktorarbeit, Universität Frankfurt 1995
- [Schu78] G. Schultz, J. Gresser, Nucl. Inst. Meth., **151** (1978) 413-431
- [Seg94] J. Seguinot & T. Ypsilantis, Nucl. Inst. Meth. **A343** (1990) 1
- [Smy68] W. R. Smythe, Static and dynamic electricity, 3<sup>rd</sup> Ed., McGraw Hill 1968
- [Ste97] A. Steigerwald, Aufbau und Betrieb eines Silizium-Mikrostreifen-Detektor-Systems zu Testmessungen am HADES-Driftkammer-Prototyp, Diplomarbeit, Universität Frankfurt 1997
- [Sto78] J. Stoer & R. Burlisch, Einführung in die numerische Mathematik, Vol. II, 2. Auflage, Springer HTB, 1978
- [Vee97] R. Veenhof, Persönliche Mitteilung
- [Win93] L. Winkelmann et al., Phys. Lett. **B298** (1993) 22  
NATO Advanced Study, Bodrum 1993
- [Wol93] Gy. Wolf, G. Batko & U. Mosel, Nucl. Phys. **552** (1993) 547

## Danke

Die Liste derjenigen, die hier stehen sollten, ist länger als auf eine Seite paßt. Daher kann ich nur einige namentlich erwähnen. Allen denen, die jetzt nicht namentlich genannt werden, sage ich: **Danke!**

Ich danke Herrn Prof. Dr. Klaus Bethge für die Aufnahme ins Institut für Kernphysik der Universität Frankfurt, Herrn Dr. habil. Helmut Bokemeyer für seine großzügige Unterstützung meiner Arbeit, Dr. Joachim Stroth und Dr. Jose Garabatos für ihre Geduld und Hilfe bei Problemen aller Art. Beide trugen viel dazu bei, nicht nur die Driftkammerphysik zu verstehen. Sich bessere Betreuer zu wünschen wäre unverschämt.

Eine gründliche Einführung in die Computerei unter UNIX erhielt ich von Dipl. Phys. Walter Karig. Wenn gar nichts mehr funktionierte, kam seine Hilfe genau richtig.

Dr. Walter Schön hat an mich einige seiner Erfahrungen mit GEANT weitergegeben und mir alle meine Fragen geduldig und vollständig beantwortet.

Dr. Heike Schön, ebenfalls eine geübte „Simulantin“, hat mir bei der Lösung eines Problems viele Kopfschmerzen erspart.

Danke sagen möchte ich auch der gesamten Leptonengruppe der GSI, es hat mir viel Freude bereitet, mit Euch zu arbeiten und der Natur etwas Wissen abzurufen.

Danke auch besonders an Dr. Jürgen Gerl und Dr. Tom Happ von der Euroballgruppe, sowie allen Mitgliedern dieser Forschungsgruppe bei der GSI. Während meiner Zeit dort als Werkstudent konnte ich eine Menge lernen.

Schließlich fehlt in der Liste noch Rob Veenhof, Autor von GARFIELD, der mir dabei half, GARFIELD auf das Betriebssystem LINUX zu portieren und nebenbei noch gute Tips für die Arbeit mit seinem Programm gab.

Für geduldiges Korrekturlesen möchte ich Dr. Joachim Stroth, Dipl. Phys. Walter Karig, Anja Billmeier, Achim Steigerwald, Robert Stiehler, Evangelos Vassilakis und last but not least meiner Frau danken.

Abschließend danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung während des Studiums sowie meiner Frau Ulrike und meiner Tochter Tamara für ihr Verständnis und ihre Geduld, da ich sehr oft, eigentlich fast immer, nicht ansprechbar war.