

ENTWICKLUNG VON  
FLÜSSIG-ARGON-REINHEITSMESSGERÄTEN  
FÜR DAS ATLAS-EXPERIMENT  
UND  
MESSUNGEN ZUR ENERGIEAUFLÖSUNG EINES  
HADRONISCHEN FLÜSSIG-ARGON-KALORIMETERS

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik der  
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

**Wolfgang Walkowiak**  
geboren in Göttingen

Mainz, November 1998

1. Gutachter:	Prof. Dr. K. Kleinknecht
2. Gutachter:	Prof. Dr. D. v. Harrach
Tag der Einreichung:	9. November 1998
Tag der mündlichen Prüfung:	5. Februar 1999

# Zusammenfassung

Der erste Teil dieser Arbeit beschreibt Messungen an vier Prototypmodulen des hadronischen Endkappenkalorimeters für das ATLAS-Experiment (LHC) am CERN-SPS-Strahl. Die Energieantwort und Energieauflösung dieses Flüssigargon-Kupfer-Samplingkalorimeters bei Beschuß mit Elektronen (Impulse bis zu 100 GeV/c) und mit Pionen (bis zu 200 GeV/c) wurden in dieser Arbeit bestimmt und mit Monte-Carlo Simulationen verglichen. Aus den Daten wurde der Samplingterm in der Energieauflösungsformel zu ca. 21%  $\sqrt{\text{GeV}}$  für Elektronen bzw. ca. 90%  $\sqrt{\text{GeV}}$  für Pionen bei einem konstanten Term von ca. 1% bzw. 6% ermittelt. Die Monte-Carlo Simulationen ergeben damit konsistente Werte. Werden Energieverluste nach hinten und zur Seite in den Monte-Carlo Studien berücksichtigt, verbessert sich die Energieauflösung für Pionen auf einen Samplingterm von 72%  $\sqrt{\text{GeV}}$  und einen konstanten Term von 3%.

Im zweiten Teil der Arbeit wurde ein Konzept zur Überwachung der Konzentration elektronegativer Verunreinigungen im flüssigen Argon der Kryostaten der ATLAS-Kalorimeter unter Verwendung spezieller Reinheitsmeßgeräte erstellt. Elektronegative Verunreinigungen beeinträchtigen die Ladungsausbeute, und Schwankungen in deren Konzentration wirken sich negativ auf den konstanten Term der Energieauflösung aus. Deshalb wurden für diesen Einsatz kombinierte  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitore, bestehend aus zwei Ionisationskammern mit einer  $^{241}\text{Am}$ - bzw.  $^{207}\text{Bi}$ -Quelle, entwickelt, die insbesondere die Stabilität des Signals im flüssigen Argon driftender Elektronen überwachen. Die Funktionsweise der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammern wurde untersucht, und der praktische Einsatz mehrfach im Labor und am Teststrahl demonstriert. Exemplarisch wird eine Messung der Konzentrationsänderung der elektronegativen Verunreinigungen während des Teststrahlbetriebs vorgestellt.

Außerdem wurden Laserkammern untersucht, die aufgrund ihrer Geometrie die direkte, absolute Messung der Elektronenlebensdauer und der Driftgeschwindigkeit der Elektronen im flüssigen Argon gleichzeitig erlauben. Zum Studium der kombinierten  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitore und der Laserkammern wurde in Mainz ein lokales vakuum- und kryotechnisches Meßsystem aufgebaut.

Im dritten Teil wurde die Driftgeschwindigkeit ( $v_d$ ) freier Elektronen im flüssigen Argon in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke ( $0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \leq |\vec{E}| \leq 12.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ) und der Temperatur ( $87 \text{ K} \leq T \leq 94 \text{ K}$ ) gemessen. Bei z.B.  $T = 90 \text{ K}$  und  $|\vec{E}| = 4 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  beträgt  $v_d = (3.339 \pm 0.006 \pm 0.026) \text{ mm}/\mu\text{s}$ . Die Abhängigkeit  $v_d(|\vec{E}|, T)$  wurde parametrisiert. Insbesondere wird eine Temperaturabhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit beobachtet und deren mittlerer Wert (im Bereich 87 – 94 K) bestimmt zu:

$$\frac{\Delta v_d}{\Delta T v_d} = (-1.72 \pm 0.08)\%/K.$$



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Das ATLAS-Experiment am LHC</b>	<b>3</b>
2.1	Die physikalische Motivation des LHC . . . . .	3
2.1.1	Die Suche nach dem Standardmodell-Higgs-Boson . . . . .	4
2.1.2	Die Suche nach supersymmetrischen Teilchen . . . . .	9
2.1.3	Die Physik der schweren Quarks . . . . .	10
2.1.4	Weitere Erweiterungen des Standardmodells . . . . .	10
2.1.5	Die experimentelle Umgebung am LHC . . . . .	11
2.1.6	Die Detektoranforderungen am LHC . . . . .	12
2.2	Der Aufbau des ATLAS-Experimentes . . . . .	13
2.2.1	Der innere Detektor . . . . .	14
2.2.2	Die Kalorimeter . . . . .	14
2.2.3	Das Myonspektrometer . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Das hadronische Endkappenkalorimeter</b>	<b>19</b>
3.1	Grundlagen der Kalometrie . . . . .	19
3.1.1	Elektromagnetische Schauer . . . . .	20
3.1.2	Hadronische Schauer . . . . .	21
3.1.3	Samplingkalorimeter . . . . .	23
3.1.4	Energieauflösung von Kalorimetern . . . . .	24
3.2	Der Aufbau des HEC . . . . .	25
3.3	Die Signalauslese des HEC . . . . .	27
3.4	Der Einfluß elektronegativer Verunreinigungen . . . . .	29
3.5	Die Prototypmodule für den Teststrahl . . . . .	32

<b>4</b>	<b>Messungen mit den Prototypmodulen des HEC</b>	<b>35</b>
4.1	Experimenteller Aufbau und Datensätze . . . . .	35
4.1.1	Aufbau am H6-Teststrahl . . . . .	35
4.1.2	Datensätze . . . . .	36
4.2	Messungen mit Elektronen . . . . .	38
4.3	Messungen mit geladenen Pionen . . . . .	43
4.3.1	Definition des Pionclusters . . . . .	43
4.3.2	Energierückrekonstruktion . . . . .	43
4.3.3	Energieantwort und Energieauflösung . . . . .	47
4.4	Vergleich mit Monte Carlo Simulationen . . . . .	52
4.4.1	Monte Carlo Simulation von Elektronen . . . . .	52
4.4.2	Monte Carlo Simulationen mit Pionen . . . . .	55
4.5	Hochspannungsabhängigkeit des Kalorimetersignals . . . . .	62
<b>5</b>	<b>Methoden zur Bestimmung der Lebensdauer und Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigen Edelgasen</b>	<b>65</b>
5.1	Funktionsweise einer Ionisationskammer . . . . .	65
5.1.1	Das Signal der Ionisationskammer . . . . .	65
5.1.2	Der Effekt der Rekombination . . . . .	67
5.1.3	Der Effekt der Anlagerung . . . . .	70
5.1.4	Das Signal einer Ionisationskammer unter dem Einfluß elektronegativer Verunreinigungen . . . . .	72
5.1.5	Die Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigen Edelgasen . . . . .	73
5.2	Beschreibung der verschiedenen Monitortypen . . . . .	74
5.2.1	Der kombinierte $^{241}\text{Am}$ - und $^{207}\text{Bi}$ -Monitor . . . . .	75
5.2.2	Der Laserkammermonitor . . . . .	95
<b>6</b>	<b>Messungen mit den Reinheitsmonitoren am ATLAS-Teststrahl</b>	<b>110</b>
6.1	Der experimentelle Aufbau am HEC-Teststrahl . . . . .	110
6.1.1	Der eingesetzte $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Monitor . . . . .	111
6.1.2	Die analoge Signalverarbeitung . . . . .	111
6.1.3	Das digitale Datenerfassungssystem . . . . .	112
6.1.4	Die Teststrahlperiode im April 1998 . . . . .	113
6.2	Messungen mit dem kombinierten Monitor . . . . .	114

6.2.1	Die Bestimmung der Signalposition aus den Spektren . . . . .	114
6.2.2	Messung der Zeitabhängigkeit der Flüssigargonreinheit aus den Spektren	116
6.2.3	Bestimmung der Flüssigargonreinheit aus der Hochspannungsabhängigkeit des Signals . . . . .	122
6.3	Messung mit der Laserkammer in der Ventileinheit . . . . .	126
6.4	Folgerungen . . . . .	127
<b>7</b>	<b>Platzierung der Monitore in den Kryostaten von ATLAS</b>	<b>130</b>
7.1	Generelle Vorüberlegungen . . . . .	130
7.2	Positionen im Barrel-Kryostaten . . . . .	131
7.3	Positionen im Endkappenkryostaten . . . . .	131
7.4	Der Einsatz unter Strahlenbelastung . . . . .	134
<b>8</b>	<b>Messung der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigem Argon mit der Laserkammer</b>	<b>135</b>
8.1	Der Mainzer Teststand . . . . .	135
8.1.1	Die Komponenten des stationären Meßsystems . . . . .	136
8.1.2	Die Bereitstellung von reinem flüssigem Argon . . . . .	139
8.1.3	Das Präzisionstemperaturmeßgerät . . . . .	140
8.2	Die Meßmethode . . . . .	141
8.3	Die Datennahme . . . . .	142
8.4	Datenauswertung und systematische Unsicherheiten . . . . .	143
8.4.1	Systematische Unsicherheiten bei der Parameteranpassung von $t_d$ , $t_{ag}$ und $\tau$ . . . . .	145
8.4.2	Unsicherheiten in der Bestimmung des Gitterabstandes . . . . .	148
8.4.3	Unsicherheiten in der Temperaturmessung . . . . .	148
8.4.4	Unsicherheiten der Hochspannungseinstellung . . . . .	148
8.4.5	Einfluß der systematischen Unsicherheiten auf die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit . . . . .	148
8.5	Bestimmung der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen im flüssigen Argon in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke und der Temperatur . . . . .	150
8.6	Bestimmung der Lebensdauer freier Elektronen im flüssigen Argon . . . . .	156
8.7	Vergleichsmessung mit der Laserkammer 2 . . . . .	160
8.7.1	Messung der Elektronenlebensdauer und Reflektion ins anodenseitige Gitter . . . . .	161

8.7.2	Messung der Driftgeschwindigkeit und Ausdehnung der Ladungswolke	162
8.7.3	Folgerungen . . . . .	164
8.8	Vergleich mit anderen Messungen . . . . .	165
8.9	Folgerungen . . . . .	168
<b>9</b>	<b>Zusammenfassung der Ergebnisse</b>	<b>169</b>
	<b>Anhang</b>	<b>173</b>
<b>A</b>	<b>Übersichten zur HEC-Prototypanalyse</b>	<b>173</b>
A.1	Liste der Zellen im Pioncluster . . . . .	173
A.2	Die Elektron- und Piondatensätze . . . . .	174
A.3	Auslesekanäle des HEC-Prototypkalorimeters . . . . .	175
<b>B</b>	<b>Eigenschaften flüssiger Edelgase</b>	<b>176</b>
<b>C</b>	<b>Das Monte-Carlo-Programm BISIM</b>	<b>177</b>
C.1	Überblick . . . . .	177
C.2	Programmbeschreibung . . . . .	177
<b>D</b>	<b>Anpassung der Laserkammermodellfunktion</b>	<b>182</b>
D.1	Die Modellfunktion der Laserkammer . . . . .	182
D.1.1	Die reale Stromfunktion . . . . .	182
D.1.2	Die Faltung mit der Impulsantwort des Vorverstärkers . . . . .	183
D.1.3	Das Faltungsergebnis: Die Modellfunktion . . . . .	184
D.2	Das Programm CHARGEFIT zur Parameteranpassung . . . . .	187
<b>E</b>	<b>Berücksichtigung systematischer Unsicherheiten bei der Messung mit der Laserkammer</b>	<b>189</b>
E.1	Driftgeschwindigkeit aus dem mittleren Driftraum . . . . .	189
E.2	Driftgeschwindigkeit aus dem anodenseitigen Driftraum . . . . .	192
E.3	Systematische Fehler der Driftgeschwindigkeitsmessung mit der Laserkammer 2	194
E.4	Der Fehler des globalen Anpassungsergebnisses der Driftgeschwindigkeitsmessung . . . . .	196
	<b>Danksagung</b>	<b>205</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>208</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Das Standardmodell der starken und elektroschwachen Wechselwirkung in der Teilchenphysik wurde bisher experimentell gut bestätigt [1]. Es verbleibt die Suche nach dem noch unentdeckten, jedoch von der favorisierten Theorie vorhergesagten Higgs-Boson, das bei der Generierung der Massen der Teilchen und der Austauschbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung durch den Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung aus dem Higgsfeld zusätzlich erzeugt wird. Wird das Higgs-Boson am Large Electron Positron Collider (LEP) am CERN (bis zu  $m_H \approx 95$  GeV) nicht gefunden, so sind wesentlich höhere Schwerpunktsenergien wünschenswert. Theoretische Überlegungen ergeben eine obere Grenze für die Masse des Higgs-Bosons von  $m_H \sim 1$  TeV.

Auch die Suche nach Teilchen, die von supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagt werden, erfordert Schwerpunktsenergien von bis zu  $\sqrt{s} \sim 1$  TeV, um diese neuen Teilchen und damit „neue“ Physik entweder nachzuweisen oder auch zu verwerfen.

Zur Suche nach dem Higgs-Boson und supersymmetrischen Teilchen wird am CERN voraussichtlich im Jahr 2005 ein neuer Proton-Proton-Ringbeschleuniger mit ausreichender Strahlenergie in Betrieb gehen: Der Large Hadron Collider (LHC) wird bis zu 14 TeV Schwerpunktsenergie (im Proton-Proton-System) bei einer maximalen Luminosität von  $10^{34}$  cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> zur Verfügung stellen. Damit ermöglicht dieser Beschleuniger auch die Untersuchung alternativer Erweiterungen des Standardmodells bei höheren Energien und wichtiger Fragestellungen im Bereich der Physik der schweren Quarks.

Zwei Experimente, ATLAS<sup>1</sup> [2] und CMS<sup>2</sup> [3], werden derzeit zur Beantwortung dieser allgemeinen Fragestellungen aus der Elementarteilchenphysik konstruiert. Das Konzept des ATLAS-Detektors nutzt die Vorteile des flüssigen Argons als Medium für den Energienachweis in den elektromagnetischen und zum Teil in den hadronischen Kalorimetern. Die ATLAS-Gruppe am Institut für Physik in Mainz ist insbesondere an dem Bau des hadronischen Endkappenkalorimeters (HEC) beteiligt, das eine wichtige Rolle in der Bestimmung fehlender transversaler Energie spielt. Erstmals wurden im Jahr 1996 vier Prototypmodule des HEC im Teststrahl am CERN-Super-Proton-Synchrotron (SPS) betrieben. Die Ergebnisse der Strahlperiode vom September 1996 werden in der vorliegenden Arbeit vorgestellt.

Die Genauigkeit der Energieauslese der Kalorimeter und damit die Güte der Energieauflösung und deren zeitliche Konstanz hängt u.a. von der Reinheit des flüssigen Argons bezüglich elek-

---

<sup>1</sup>ATLAS — A Toroidal Lhc ApparatuS.

<sup>2</sup>CMS — Compact Muon Solenoid.

tronegativer Substanzen ab. Zur Überwachung der Konzentration elektronegativer Verunreinigungen im Flüssigargon wurden im Rahmen dieser Arbeit am Institut für Physik in Mainz spezielle Reinheitsmonitore für das ATLAS-Experiment entwickelt: ein auf radioaktive Quellen gestützter Monitor als kombinierter  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Monitor und der Laserkammermonitor, in dem freie Elektronen mittels Photoeffekt erzeugt werden.

Zur kontinuierlichen Reinheitsüberwachung ist der Einbau von kombinierten  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Monitoren in den ATLAS-Detektor vorgesehen. Ein Prototyp befindet sich seit September 1996 im HEC-Teststrahlkryostaten am CERN im Einsatz. Exemplarisch werden in dieser Arbeit Ergebnisse der Teststrahlperiode im April 1998 gezeigt.

Der Vorteil des Laserkammermonitors besteht darin, daß er die direkte Bestimmung der Elektronenlebensdauer bezüglich der Anlagerung an elektronegative Moleküle erlaubt und sich somit zur Eichung des kombinierten  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Monitors eignet. Desweiteren ermöglicht die Geometrie der Laserkammer eine präzise Messung der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigem Argon.

Die genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigem Argon in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke und der Temperatur des Mediums ist für die Rekonstruktion der Signale der Flüssigargonkalorimeter von ATLAS von hoher Bedeutung. Da bisherige Messungen in der Literatur stark divergieren (siehe Abschnitt 5.1.5), wurde mit der in Mainz zur Entwicklung der Reinheitsmonitore aufgebauten experimentellen Meßumgebung eine Bestimmung der Elektronendriftgeschwindigkeit in flüssigem Argon vorgenommen. Die Ergebnisse der im Feldstärkenbereich  $0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \leq |\vec{E}| \leq 12.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  bei Flüssigargontemperaturen von  $87 \text{ K} \leq T \leq 94 \text{ K}$  durchgeführte Messung werden im letzten Teil der Arbeit vorgestellt.

# Kapitel 2

## Das ATLAS-Experiment am LHC

Das ATLAS-Experiment wird die Physik der Protonkollisionen am Large Hadron Collider (LHC) bei einer Schwerpunktsenergie von 14 TeV<sup>1</sup> untersuchen. In diesem Kapitel werden die physikalischen Fragestellungen des LHC, die Anforderungen an die Experimente und der Aufbau des ATLAS-Detektors vorgestellt.

### 2.1 Die physikalische Motivation des LHC

Das Standardmodell der starken und elektroschwachen Wechselwirkungen in der Teilchenphysik ist eine Quantenfeldtheorie und beruht auf dem theoretischen Konzept von Eichsymmetrien mit lokaler Eichinvarianz. Die Lagrangefunktion des Standardmodells besitzt eine  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  Symmetrie [4], wobei die speziell unitäre Gruppe  $SU(3)_c$  die starke Wechselwirkung beschreibt und die speziell unitäre Gruppe  $SU(2)_L$  gemeinsam mit der unitären Gruppe  $U(1)_Y$  die Kombination der schwachen Wechselwirkung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung beinhaltet. Damit das Modell die experimentellen Beobachtungen wie z.B. die unterschiedliche Massen der Leptonen und der Quarks oder die schweren elektroschwachen Eichbosonen beschreibt, kann die Symmetrie nicht exakt sein. Durch die Einführung eines weiteren skalaren Feldes wird die Symmetrie im elektromagnetischen und schwachen Sektor spontan gebrochen und die Massen der Teilchen erzeugt [5]. Der Higgsmechanismus [6], der das skalare Feld mit den Teilchen verknüpft, erlaubt eine Berechnung der Massen der elektroschwachen Eichbosonen ( $W^+, W^-$  und  $Z$ ), wobei das Photon masselos gewählt wird. Desweiteren können Fermionmassen generiert werden, deren Größen jedoch freie Parameter in dem Modell sind. Als weiteres Resultat fordert der Higgsmechanismus die Existenz eines weiteren beobachtbaren Teilchens, des neutralen, skalaren Higgsbosons.

Das Standardmodell und insbesondere der elektroschwache Sektor des Standardmodells stimmen mit hoher Präzision mit den Messungen überein [1]. Dennoch bestehen einige offene Fragen:

- Der Ursprung der Teilchenmassen ist nicht geklärt. Das im Standardmodell geforderte Higgsboson wurde bisher nicht gefunden.

---

<sup>1</sup>Im allgemeinen werden in der Elementarteilchenphysik Energien in eV, Impulse in eV/c und Massen in eV/c<sup>2</sup> angegeben. Im folgenden wird  $c \equiv 1$  gesetzt.

- Lassen sich die drei unabhängigen Symmetriegruppen derart in einer übergeordneten Symmetrie vereinigen, daß nur noch eine gemeinsame Eichkopplung oberhalb einer Vereinheitlichungsskala existiert? Erweiterungen des Standardmodells auf der Basis einer größeren Gruppe wie z.B. die minimal supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) können zu großen vereinheitlichten Theorien (Grand Unified Theories, GUT) führen<sup>2</sup>.
- Worin besteht der Ursprung der CP-Verletzung (Verletzung der gleichzeitigen Ladungs- und Paritätserhaltung)? Die Größe der die CP-Symmetrie verletzenden Phase der CKM<sup>3</sup>-Mischungsmatrix der Quarkflavors ist unbekannt.

Der Large Hadron Collider (LHC) am europäischen Teilchenforschungszentrum CERN (vgl. Abb. 2.1) wird als Proton-Proton-Speicherring mit einer maximalen Schwerpunktsenergie von 14 TeV und einer angestrebten Luminosität von  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  die Überprüfung der Konsistenz des Standardmodells erlauben, sowie den Massenbereich für die Suche nach unentdeckten und neuen Teilchen bis zu einigen TeV signifikant ausdehnen.

Desweiteren werden am LHC schwere Quarks (Top- und Bottom-Quark) im Vergleich zu heutigen Beschleunigern wie z.B. dem Proton-Proton-Speicherring Tevatron<sup>4</sup> ( $\sqrt{s} = 2 \text{ TeV}$  in der 2. Ausbaustufe) mit wesentlich höheren Produktionsraten erzeugt, wodurch Präzisionsmessungen an diesen Quarks und ihren Zerfällen möglich werden.

### 2.1.1 Die Suche nach dem Standardmodell-Higgs-Boson

Durch den Nachweis des Higgsbosons (H) läßt sich das Standardmodell in einem wichtigen Aspekt bestätigen. Am Large Electron Positron Collider (LEP) am CERN wurde bei LEP I<sup>5</sup> eine untere Massengrenze  $m_H > 63.9 \text{ GeV}$  [8, 9] und bei höheren Energien bisher  $m_H > 89.8 \text{ GeV}$ <sup>6</sup> [11] gemessen. Es wird erwartet, daß der Bereich bis zu ca.  $m_H = 95 \text{ GeV}$  (bei  $\sqrt{s} = 192 \text{ GeV}$  und  $\mathcal{L} = 150 \text{ pb}^{-1}$  pro Experiment [12]) durch die weitere Erhöhung der Schwerpunktsenergie auf  $\sqrt{s} = 196 \text{ GeV}$  bis zum Jahr 2000 untersucht werden kann. Da die Kopplung des Higgsteilchens an sich selbst und an longitudinal polarisierte Eichbosonen mit dessen Masse wächst, beschränken theoretische Überlegungen, die die Anwendbarkeit der Störungstheorie fordern, den möglichen Massenbereich für das Higgsteilchen nach oben bei  $\sim 1 \text{ TeV}$  [13, 14].

Somit ist eine der Hauptaufgaben der Dektoren am LHC die Suche nach dem Higgsboson im Massenbereich  $90 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 1 \text{ TeV}$ . In verschiedenen Massenbereichen eignen sich unterschiedliche Zerfälle zur Untersuchung [2, 15, 16].

Wie aus der Zusammenstellung in Tabelle 2.1 zu ersehen ist, läßt sich der gesamte erwartete Massenbereich untersuchen und ein eventuell vorliegendes Signal nachweisen, wobei der Nachweis der Zerfallsprodukte hohe Anforderungen an den Detektor stellt, damit der Untergrund gegen das Signal ausreichend diskriminiert wird. In dem Bereich für  $m_H < 150 \text{ GeV}$  ist zur

<sup>2</sup>Typische Energieskalen für die Vereinheitlichung liegen bei  $10^{16} \text{ GeV}$ .

<sup>3</sup>Cabbibo-Kobayashi-Maskawa.

<sup>4</sup>Speicherring mit  $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$  und  $\mathcal{L} = 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  am Fermi National Accelerator Laboratory bei Chicago.

<sup>5</sup>LEP I: Elektron-Positronkollisionen auf der Z-Resonanz ( $\sqrt{s} \sim 91.2 \text{ GeV}$ ).

<sup>6</sup>Vorläufiges Limit aus der Kombination der LEP-Experimente. Das konservativere (Einzel-)Limit der ALEPH-Kollaboration beträgt  $88.0 \text{ GeV}$  [10].

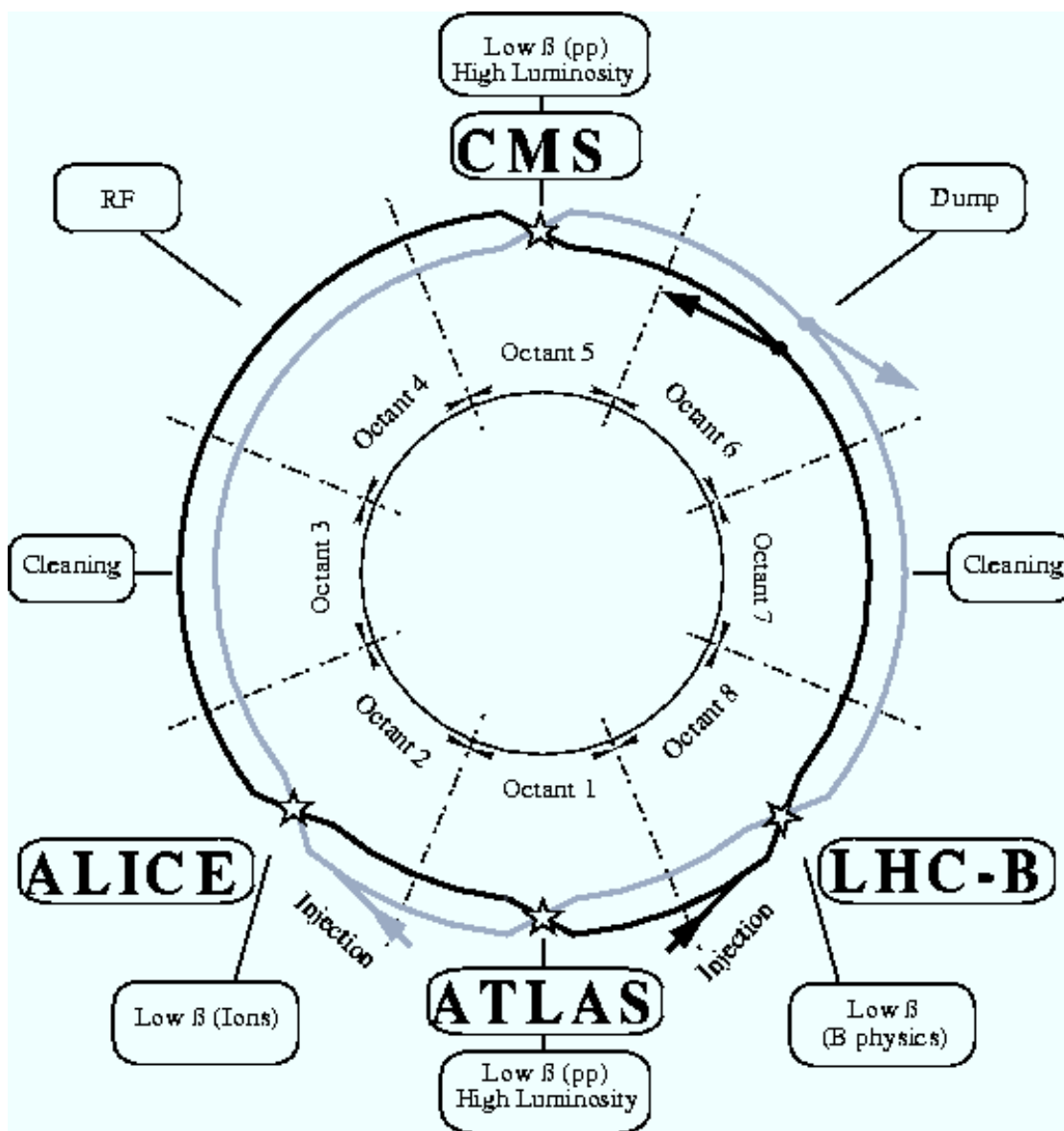


Abbildung 2.1: Schematische Anordnung der Experimente am Large Hadron Collider (LHC) am CERN [7]. Ab dem Jahre 2005 wird der LHC den beiden (genehmigten) Experimenten ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) und CMS (Compact Muon Solenoid)  $pp$ -Kollisionen mit  $\sqrt{s} = 14$  TeV und einer maximalen Designluminosität von  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  zur Verfügung stellen. (Zunächst soll die anfängliche Luminosität  $\mathcal{L} \sim 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  betragen.) Ein dediziertes Experiment zur Physik der B-Mesonen (LHC-B), insbesondere zur Untersuchung der CP-Verletzung, ist vorgeschlagen. In einem weiteren Betriebsmodus soll der LHC mit Pb-Ionen betrieben werden, deren Kollisionen bei  $\sqrt{s} = 1148$  TeV und  $\mathcal{L}_{Pb} \sim 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  vom (genehmigten) ALICE-Experiment (A Large Ion Collider Experiment) untersucht werden. Desweiteren sind in dem Schema die Strahlinjektionslinien (Injection) vom Super-Proton-Synchrotron (SPS), welches der Vorbeschleunigung der Protonen auf 450 GeV dient, sowie die Positionen für die Strahlabsorber (Dump) und die Abschnitte für die Strahlbehandlung (Cleaning, RF) gekennzeichnet. Der LHC soll ab dem Jahr 2001 im ca. 27 km langen Tunnel des LEP-Ringes installiert werden.

Massenbereich	Zerfall	Hauptuntergrund	Detektoranforderungen
$90 \text{ GeV} < m_H < 150 \text{ GeV}$	$H \rightarrow \gamma\gamma$	$\gamma\gamma$ -Kontinuum, direkte $\gamma$ -Produktion, fehlidentifizierte Jets	<ul style="list-style-type: none"> <li>• hochauflösendes elektromagnetisches Kalorimeter zur Photonidentifikation,</li> <li>• <math>\gamma/\pi^0</math>-Trennung mit Hilfe des Spurdetektors und einer feinsegmentierten Kalorimeterlage (Preshower)</li> </ul>
$80 \text{ GeV} < m_H < 100 \text{ GeV}$	$H \rightarrow b\bar{b}$ in assoziierter Produktion	QCD-2-Jetereignisse	<ul style="list-style-type: none"> <li>• hadronisches Kalorimeter zur Rekonstruktion der Jets,</li> <li>• Rekonstruktion der Sekundärvertizes der b-Quarkzerfälle,</li> <li>• <math>e^\pm</math>- und <math>\mu^\pm</math>-Rekonstruktion</li> </ul>
$130 \text{ GeV} < m_H < 2 m_Z$	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4 l^\pm$	$t\bar{t} \rightarrow 4 l^\pm + X$ , $Z b\bar{b} \rightarrow 4 l^\pm + X$ , $ZZ^*$ -Kontinuum, $Z\gamma^*$ -Kontinuum	<ul style="list-style-type: none"> <li>• präzise <math>e^\pm</math>-Messung im elektromagnetischen Kalorimeter,</li> <li>• hochauflösendes <math>\mu</math>-Spektrometer,</li> <li>• Sekundärvertexrekonstruktion</li> </ul>
$2 m_Z < m_H \lesssim 800 \text{ GeV}$ $500 \text{ GeV} < m_H < 800 \text{ GeV}$	$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 l^\pm$ $\rightarrow 2 l^\pm 2 \nu$	$ZZ$ -Kontinuum, $Z + \text{Jet}$ -Produktion	<ul style="list-style-type: none"> <li>• präzise <math>e^\pm</math>-Messung im elektromagnetischen Kalorimeter,</li> <li>• hochauflösendes <math>\mu</math>-Spektrometer,</li> <li>• Hermetizität zur Messung von <math>E_T^{miss}</math></li> </ul>
$800 \text{ GeV} \lesssim m_H \lesssim 1 \text{ TeV}$	$H \rightarrow WW \rightarrow l^\pm \nu 2 \text{ Jets}$ $\rightarrow ZZ \rightarrow 2 l^\pm 2 \text{ Jets}$ aus WW- und ZZ-Fusion	$W + \text{Jet}$ -Produktion, $t\bar{t} \rightarrow l^\pm \nu 2 \text{ Jets}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Hermetizität zur Messung von <math>E_T^{miss}</math>,</li> <li>• hadronisches Kalorimeter zur Rekonstruktion des W- bzw. Z-Zerfalls in 2 Jets mit hohem <math>p_T</math>,</li> <li>• Leptonidentifikation (<math>e^\pm, \mu^\pm</math>),</li> <li>• Kalorimeterabdeckung bis <math> \eta  \lesssim 4.5</math> zum Nachweis der vorwärtsgerichteten Jets</li> </ul>

Tabelle 2.1: Zusammenstellung der relevanten Zerfallskanäle bei der Suche nach dem Standardmodell-Higgs und der daraus folgenden Anforderungen an einen LHC-Detektor (nach [2, 16]). Die Bezeichnung  $l^\pm$  steht für  $e^\pm$  oder  $\mu^\pm$ .

Rekonstruktion der Photonen eine sehr gute Energie- und Winkelauflösung notwendig, die durch ein fein segmentiertes elektromagnetisches Kalorimeter erreicht wird. Eine noch feiner segmentierte Nachweislage ermöglicht die Unterdrückung von Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen. Bei sehr niedrigen Higgsmassen ( $m_H < 100$  GeV) ist das Heranziehen des Zerfalls  $H \rightarrow b\bar{b}$  zur Unterstützung nur eingeschränkt bei assoziierter Produktion des Higgsteilchens in Form von  $WH$  oder  $t\bar{t}H$  möglich, da nur eine klare Signatur im Detektor zu erreichen ist, wenn das assoziiert produzierte W-Boson oder ein W-Boson aus dem Zerfall des  $t\bar{t}$ -Paares leptonisch ( $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu$ ) zerfällt. Außerdem ist die Rekonstruktion der sekundären b-Zerfallsvertizes zur Unterdrückung von „normalen“ QCD-Jets<sup>7</sup> notwendig.

Beim Higgszerfall in Z-Bosonpaare (mit einem bzw. zwei reellen Z-Bosonen) wird gefordert, daß die invariante Masse eines bzw. der beiden Leptonpaare im Endzustand der Masse des reellen Z-Bosons entspricht. Dies und die notwendige hohe Massenauflösung für das Higgsteilchen, die entscheidend zur Sensitivität auf ein Higgssignal über dem Untergrund der  $Z b\bar{b}$ - und  $t\bar{t}$ -Ereignisse beiträgt, erfordern wiederum eine präzise Energie- und Impulsmessung von  $e^\pm$  und  $\mu^\pm$ .

Oberhalb der Schwelle für den Zerfall in zwei reelle Z-Bosonen besitzt dieser 4-Leptonzerfall eine besonders klare Signatur, da der Untergrund aus der  $ZZ$ -Kontinuumsproduktion vergleichsweise gering ist. Bei höheren Higgsmassen wird der Zerfallskanal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4 l^\pm$  zunehmend durch die abnehmende Rate limitiert. Oberhalb von ca. 500 GeV wird zusätzlich der Kanal  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 2 l^\pm 2 \nu$ , bei dem eines der Z-Bosonen in ein  $\nu\bar{\nu}$ -Paar zerfällt, bedeutend (mit ca. 6-mal größerer Rate als der 4-Leptonzerfall). Der Nachweis erfordert jedoch eine möglichst gute Messung der fehlenden transversalen Energie  $E_T^{miss}$ . Um einen Nachweis des Higgs in diesem Kanal zu erreichen, muß das Kalorimetersystem den Wechselwirkungspunkt möglichst hermetisch umgeben. Insbesondere muß der Vorwärtsbereich nahe am Strahlrohr bis zu einer Pseudorapidität<sup>8</sup>  $|\eta| < 4.5$  überdeckt werden, wie aus Abbildung 2.2 zu ersehen ist.

Falls das Higgs eine Masse nahe 1 TeV besitzt, sollte es sich durch den leptonischen Zerfall eines der beiden Eichbosonen der Zerfalls-W-Paare bzw. Z-Paare nachweisen lassen. Die entstehenden Jets mit hohen Transversalimpulsen erfordern gute hadronische Kalorimeter. Wiederum wird zur Messung des  $E_T^{miss}$  der W-Zerfälle ein möglichst hermetisches Kalorimetersystem benötigt. Schwere Higgs entstehen hauptsächlich durch WW-Fusion ( $ZZ$ -Fusion), wie in Abb. 2.3 beispielhaft dargestellt. Je ein Quark aus einem Proton sendet ein W-Boson aus. Die beiden (entgegengesetzt geladenen) W-Bosonen annihilieren zu einem Higgsteilchen, welches dann (z.B.) in ein  $W^+W^-$ -Paar zerfällt. Eines der W-Bosonen zerfällt leptonisch, das andere in zwei Quarks. Die beiden Quarks aus den Protonen, die die fusionierenden W-Bosonen aussenden, hinterlassen zwei Quarks. Deren Impuls ist hauptsächlich in ihre jeweilige Vorwärtsrichtung entlang der Strahlachse gerichtet, so daß zwei Jets in Vorwärtsrichtung erzeugt werden. Der Nachweis dieser beiden Jets nahe der Strahlachse ermöglicht es, den Untergrund aus W-Zerfällen mit Jetproduktion und leptonischen  $t\bar{t}$ -Zerfällen ausreichend zu unterdrücken.

Eine effiziente Rekonstruktion der Sekundärvertizes von b-Quarkzerfällen (b-Quarks aus  $H \rightarrow b\bar{b}$  oder  $t \rightarrow b l^+ \nu$ ) kann nur bei der niedrigeren Luminosität von  $\mathcal{L} \approx 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erreicht werden, da bei dieser Luminosität der Effekt der Ereignisanhäufung (Pile-up) niedrig

<sup>7</sup>Jets: Teilchenbündel aus Hadronen und deren Zerfallsprodukten Leptonen nach der Fragmentation.

<sup>8</sup>Pseudorapidität  $\eta := -\ln \tan \frac{\Theta}{2}$  mit dem Winkel  $\Theta$  zwischen Strahlachse und Teilchentrajektorie.

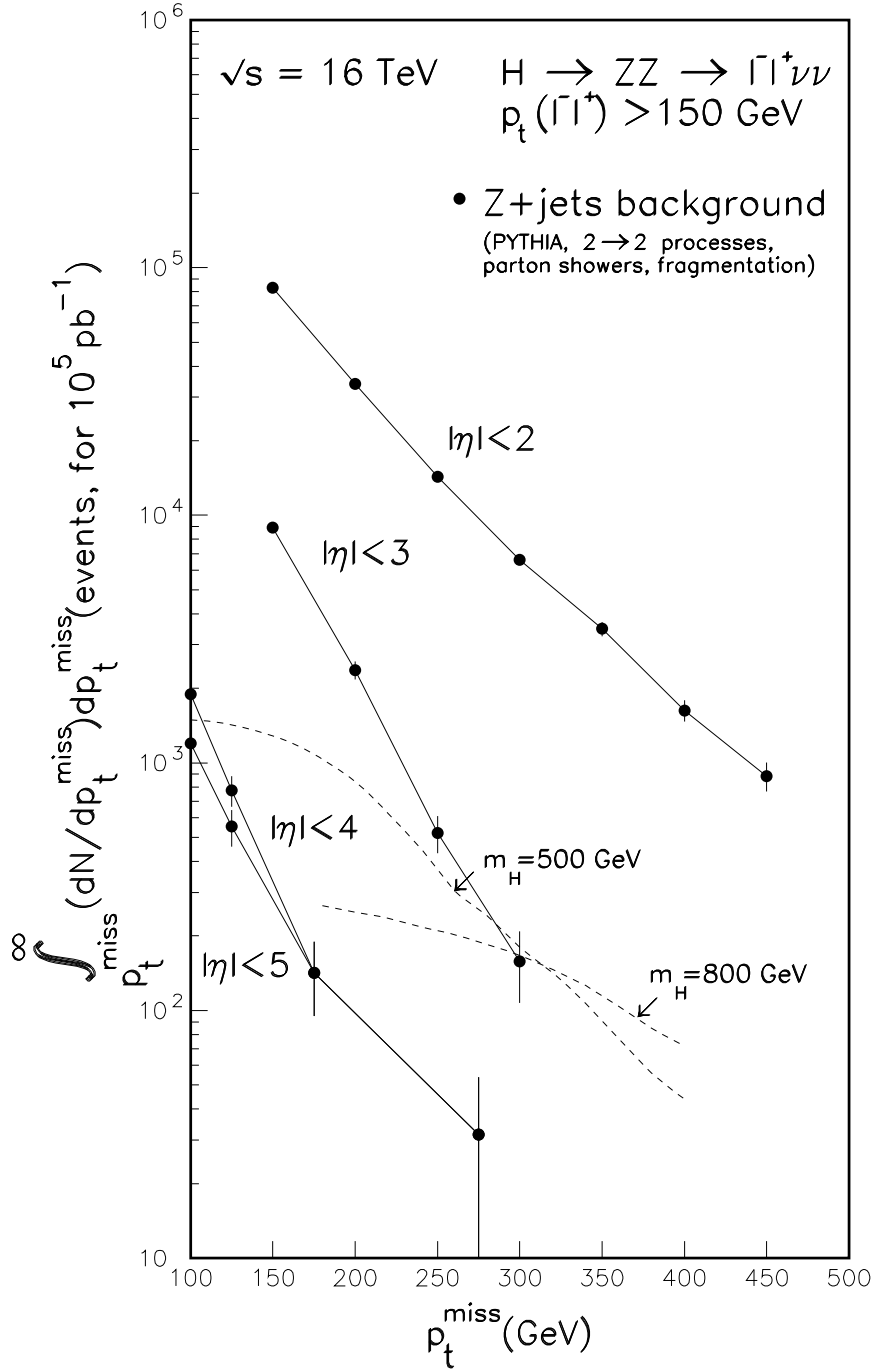


Abbildung 2.2: Vergleich der Nachweismöglichkeit des Signalzerfalls  $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+ l^- \nu \bar{\nu}$  mit dem Untergrund aus leptonicen Zerfällen des Z-Bosons mit zusätzlichen Jets in Abhängigkeit des überdeckten Pseudorapitätsbereichs in  $\eta$  [17]. Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse mit einem fehlendem Transversalimpuls größer als der Abschneidewert  $p_t^{\text{miss}}$  in Abhängigkeit des Abschneidewerts  $p_t^{\text{miss}}$  bei einer integrierten Luminosität  $L = 10^5 \text{ pb}^{-1}$ . Ein Vergleich der simulierten Untergrundeignisse (durchgezogene Linie) mit den erwarteten Ereignisraten für die beiden Higgsmassenhypothesen von 500 GeV bzw. 800 GeV (gestrichelte Linien) zeigt, daß  $p_t^{\text{miss}}$  in einem Bereich bis  $|\eta| \lesssim 4.5$  nachgewiesen werden muß.



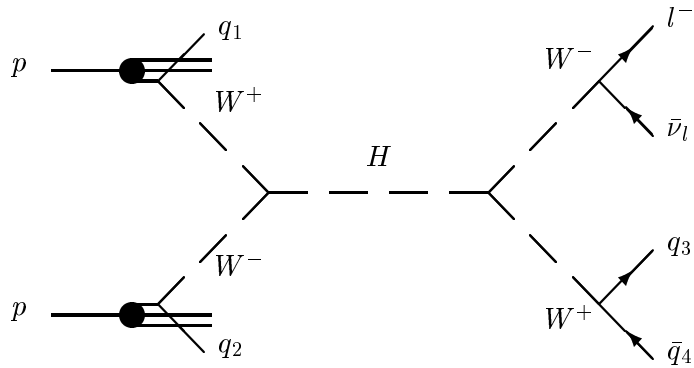


Abbildung 2.3: Beispiel für die Higgsproduktion durch  $WW$ -Fusion und anschließender Zerfall  $H \rightarrow WW \rightarrow l^\pm \nu$  2 Jets .

genug ist und die Strahlenbelastung der Vertexdetektoren ein ausreichend langes Betreiben derselben erlaubt.

### 2.1.2 Die Suche nach supersymmetrischen Teilchen

In supersymmetrischen Erweiterungen des Standardmodells (SUSY) wird jedem Boson ein fermionisches Partnerteilchen und umgekehrt zugeordnet. Die einfachste Realisierung wird als minimal supersymmetrisch erweitertes Standardmodell (MSSM) bezeichnet. Wird desweiteren die Erhaltung der R-Parität, die die Anzahl der supersymmetrischen Teilchen in einem Zerfall fixiert, gefordert, so ist das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) stabil.

Die Attraktivität supersymmetrischer Theorien besteht darin, daß sie nicht nur die Vereinheitlichung der Eichkopplungen ermöglichen, sondern auch das Standardmodell stützen, indem zusätzliche Feynman-Graphen mit supersymmetrischen Teilchen die elektroschwache Skala (oberhalb von  $\sim 1$  TeV) vor großen Quantenkorrekturen schützen. Desweiteren stimmen die Vorhersagen der SUSY-Theorien mit den bisherigen hochpräzisen Messungen im elektroschwachen Sektor überein, und das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) ist ein guter Kandidat zur Lösung des astrophysikalischen Problems der dunklen Materie.

Der LHC ermöglicht die Suche nach den neuen Teilchen bis zu Massen von  $\sim 1$  TeV, wobei z.B. Squarks und Gluinos Ereignisse mit mehreren Jets mit hohen Transversalimpulsen und fehlender Transversalenergie produzieren. Charginos und Neutralinos können über den Dreil-Yan-Prozeß paarweise erzeugt werden und im Zerfall in mehrere (sichtbare) Leptonen und (unsichtbare) Neutrinos und/oder Neutralinos nachgewiesen werden. Die letzteren tragen wesentlich zu fehlender Transversalenergie bei [15].

In der minimalen supersymmetrischen Erweiterung des Standardmodells werden zwei Higgsdupletts erforderlich, die zu fünf physikalischen Zuständen führen: zwei geladenen Higgsteilchen ( $H^\pm$ ), und drei neutralen Teilchen, dem leichteren skalaren  $h$ , dem schwererem skalaren  $H$  und dem pseudoskalaren Teilchen  $A$ . Die wichtigen Zerfälle beinhalten Endzustände mit mehreren Leptonen, Photonen oder schweren Quarks (Bottom- oder Topquark) und ggf. Neutrinos, die zu fehlender Transversalenergie führen.

Die Suche nach den supersymmetrischen Higgs und neuen Teilchen stellt ähnliche Anforderungen wie die Suche nach dem Standardmodell-Higgsboson. Insbesondere muß durch ein möglichst hermetisches Kalorimetersystem eine möglichst gute  $E_T^{miss}$ -Auflösung garantiert werden, um zum Beispiel im Zerfall  $A/H \rightarrow \tau\tau$  die invarianten Massen der  $\tau$ -Leptonen über ihre Zerfallsprodukte rekonstruieren zu können [2].

### 2.1.3 Die Physik der schweren Quarks

Das Top(t)-Quark wurde 1994/95 am  $p\bar{p}$ -Speicherring Tevatron<sup>9</sup> erstmals nachgewiesen [18, 19] und seine Masse in der ersten Phase (Run I) des Tevatron zu  $m_t = 175.9 \pm 4.8$  (stat)  $\pm 4.9$  (syst) GeV (CDF [20]) bzw.  $m_t = 172.1 \pm 5.2$  (stat)  $\pm 4.9$  (syst) GeV (D0 [21]) gemessen. Aufgrund der im Vergleich hohen erwarteten Produktionsrate für Top- (und Bottom-) Quarks am LHC werden eine genauere Massenbestimmung (bis zu  $\sigma \sim 2$  GeV [2]) und Untersuchungen seltener Zerfälle des Top-Quarks möglich sein.

Die hohe Produktionsrate für  $b\bar{b}$ -Paare (bei einem erwarteten Wirkungsquerschnitt von  $\sim 500 \mu\text{b}$ ) ermöglicht vielseitige Messungen im Bereich der B-Physik. Schwerpunkt der Untersuchungen wird die Suche nach CP-Verletzung in den Zerfällen  $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$  und  $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  sein und die Messung der Größen  $\sin 2\beta$  und  $\sin 2\alpha$ , womit die Winkel  $\beta$  und  $\alpha$  des Unitaritätsdreiecks der CKM-Matrix eingeschränkt werden können. Desweiteren kann die Mischung der  $B_s^0$ -Mesonen bis zu Werten von  $x_s \lesssim 30$  für den  $B_s^0$ -Mischungsparameters  $x_s$  untersucht werden, womit ein großer Teil des im Standardmodell erlaubten Bereichs ( $5.4 < x_s < 60.2$ ) abgedeckt wird [22]. Außerdem erlaubt die B-Produktionsrate die Suche nach seltenen Zerfällen der B-Mesonen und ggf. deren Spektroskopie.

Zum Studium der Zerfälle schwerer Quarks wird stets die Rekonstruktion der sekundären (b-) Zerfallsvertizes herangezogen. Dafür ist die geplante, anfänglich niedrigere Luminosität des LHC ( $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) günstiger, da geringere Anhäufungseffekte (Pile-up) zu erwarten sind und die Verfügbarkeit eines Vertexdetektors gegeben ist. Für die genaue Messung der Top-Masse sind eine zur Massenauflösung vergleichbar gute absolute Energiekalibration des hadronischen Kalorimeters und die Langzeitstabilität der Kalorimeterantwort eine wesentliche Voraussetzung.

### 2.1.4 Weitere Erweiterungen des Standardmodells

Im folgenden werden noch einige Gebiete jenseits des Standardmodells genannt, in denen der Large Hadron Collider zusätzliche Untersuchungen bei höheren Energien und Massen als bisher erlaubt [2]:

#### 1. Alternative Symmetriebrechungsmechanismen

Falls kein Higgsboson unterhalb von  $\sim 1$  TeV gefunden wird, ist die Erforschung alternativer symmetriebrechender Mechanismen wichtig. Manche Technicolor-Modelle sagen longitudinale Eichbosonenpaarresonanzen (z.B.  $\rho_{tc}$  oder  $w_{tc}$ ) voraus, in deren Zerfällen sich die beobachtbaren Eichbosonenpaare (z.B.  $Z\gamma$  und  $WZ$ ) mit invarianten Massen unterhalb von  $\sim 2$  TeV über ihrer leptonischen Zerfälle untersuchen lassen [15].

---

<sup>9</sup>Speicherring mit  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV und  $\mathcal{L} = 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  am Fermi National Accelerator Laboratory bei Chicago.

## 2. Schwere Vektorbosonen

Von anderen Modellen jenseits des Standardmodells werden neue, schwere geladene und neutrale Vektoreichbosonen ( $W'$  und  $Z'$ ) vorausgesagt. Sie sollten sich bei Massen bis zu einigen TeV über ihre leptonischen Zerfallskanäle am LHC nachweisen lassen.

## 3. Leptoquarks

Die Symmetrie zwischen den Quark- und den Leptongenerationen motiviert in einigen über das Standardmodell hinausgehenden Theorien die Vorhersage von Leptoquarks. Leptoquarks tragen sowohl leptonische als auch baryonische Quantenzahlen und koppeln daher gleichermaßen an Quarks und Leptonen. Die Signatur der in je ein Lepton und ein Quark zerfallenden Leptoquarks besteht aus je einem nachgewiesenen Lepton und einem Jet mit hohen Transversalimpulsen im Endzustand.

## 4. Compositeness

Sind die Quarks und Gluonen aus fundamentalen Konstituenten aufgebaut, sollte sich dies in Form von Abweichungen (gegenüber der Standardmodellerwartung) in den inklusiven QCD-Jet-Wirkungsquerschnitten bei hohen Transversalimpulsen manifestieren. Auf der typischen Compositeness-Skala dieser Modelle ist ATLAS bis  $\Lambda_c \sim 15$  TeV sensitiv [2].

## 5. Eichbosonenpaarproduktion

Die paarweise Produktion der Eichbosonen ermöglicht eine Untersuchung der Kopplung dreier Vektoreichbosonen, die durch die SU(2)-Symmetrie des Standardmodells gegeben ist. Eine Abweichung von der Erwartung der elektroschwachen Theorie kann auf neue Prozesse hinweisen.

### 2.1.5 Die experimentelle Umgebung am LHC

Die wichtigsten Parameter des LHC sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt. Die Experimente befinden sich in unterirdischen Hallen an den Strahlkreuzungspunkten (vgl. Abb. 2.1).

An einem Hadronspeicherring wie dem LHC lassen sich im Vergleich zu einem Elektron-Positron-Beschleuniger wie LEP hohe Schwerpunktsenergien bei wesentlich geringeren Synchrotronstrahlungsverlusten erreichen. Im Gegensatz zu Leptonenbeschleunigern steht dabei (im Mittel) nicht die gesamte Schwerpunktsenergie für die teilchenphysikalisch interessanten harten Streuprozesse der Partonen zur Verfügung, da es sich bei den Protonen um zusammengesetzte Teilchen handelt.

Zusätzlich führt die Substruktur der Protonen zu einem Untergrund aus inelastischen, nicht-diffraktiven  $pp$ -Wechselwirkungen, die zeitgleich<sup>10</sup> ein interessantes Streueignis überlagern. Bei einem angenommenen totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{inel} \approx 70$  mb und einer Luminosität von  $\mathcal{L} = 10^{34}$  cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> werden im Mittel bis zu 23 solcher inelastischen  $pp$ -Kollisionen pro Strahlpaketkreuzung erwartet [23]. Die hohe Rate der hadronischen Reaktionen führt zu einer hohen Strahlenbelastung: Im Zentralbereich des Spurdetektors werden z.B. eine Ionisationsdosis von einigen 10<sup>4</sup> Gy/Jahr und ein Neutronenfluß von einigen<sup>11</sup> 10<sup>13</sup> n/cm<sup>2</sup>/Jahr erwartet [23].

<sup>10</sup>D.h. innerhalb des zeitlichen Sensitivitätsfensters des Detektors.

<sup>11</sup>1 MeV-Neutronenäquivalent.

Parameter	Wert
Schwerpunktsenergie	14.0 TeV
Designluminosität	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Dipolfeld	8.4 T
Strahlabstand	19.4 cm
Bunch-Abstand	7.5/25 m/ns
Teilchen pro Bunch	$10^{11}$
Kreuzungswinkel am Experimentierpunkt	200 $\mu\text{rad}$
Mittlere Kollisionslänge	7.5 cm
$\beta^*$ am Wechselwirkungspunkt	0.5 m
Gespeicherte Energie	668 MJ
Synchrotronstrahlung	7.2 kW
Halbwertszeit der Luminosität	10 h

Tabelle 2.2: Die Parameter des Large Hadron Colliders (LHC) [7] im Protonbetrieb. Die Halbwertszeit der Strahluminosität von 10 h bedingt ein neues Füllen der Protonstrahlen in Intervallen von ca. 7 h.

### 2.1.6 Die Detektoranforderungen am LHC

Die Anforderungen, die ein universeller Detektor am LHC erfüllen muß, um das vorgestellte Physikpotential ausschöpfen zu können, bedingen die wesentlichen Konstruktionsmerkmale des ATLAS-Detektors und lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Ein sehr hoch auflösendes elektromagnetisches Kalorimeter zur Elektron- und Photonidentifizierung und -energiemessung mit feiner Segmentierung zur  $\gamma/\pi^0$ -Trennung;
- ein möglichst hermetisches hadronisches Kalorimetersystem zur Jetenergiebestimmung und zur Rekonstruktion fehlender transversaler Energie  $E_T^{miss}$ ;
- eine effiziente Spurrekonstruktion zur Leptonimpulsbestimmung, zur Identifikation von b-Quark- und  $\tau$ -Zerfällen und zur Unterstützung der  $\gamma/\pi^0$ -Trennung, sowie zur Sekundärvertexbestimmung bei niedriger Luminosität;
- ein unabhängiges, hochpräzises Myonspektrometer zur Bestimmung von Myonimpulsen bis zu den höchsten Luminositäten und zur Bereitstellung eines Triggersignals bei sehr niedrigen Transversalimpulsen und kleinen Luminositäten;
- eine hohe Akzeptanz in einem weiten Pseudorapiditätsbereich;
- Triggern und Messen von Teilchen bei niedrigen Transversalimpulsschwellen.

Die Experimentierbedingungen am LHC führen zu den folgenden zusätzlichen Detektoranforderungen:

- Die Detektorelektronik muß eine große Datenmenge bei der hohen Strahlpaketkreuzungsrate verarbeiten, insbesondere müssen Triggerentscheidungen mit hoher Geschwindigkeit getroffen werden.
- Die in den Detektoren eingesetzten Materialien müssen entsprechend ihrer Einbauposition hinreichend strahlungsresistent sein, um mindestens 10 Jahre unter der Strahlenbelastung des LHC-Betriebs zu funktionieren.

## 2.2 Der Aufbau des ATLAS-Experimentes

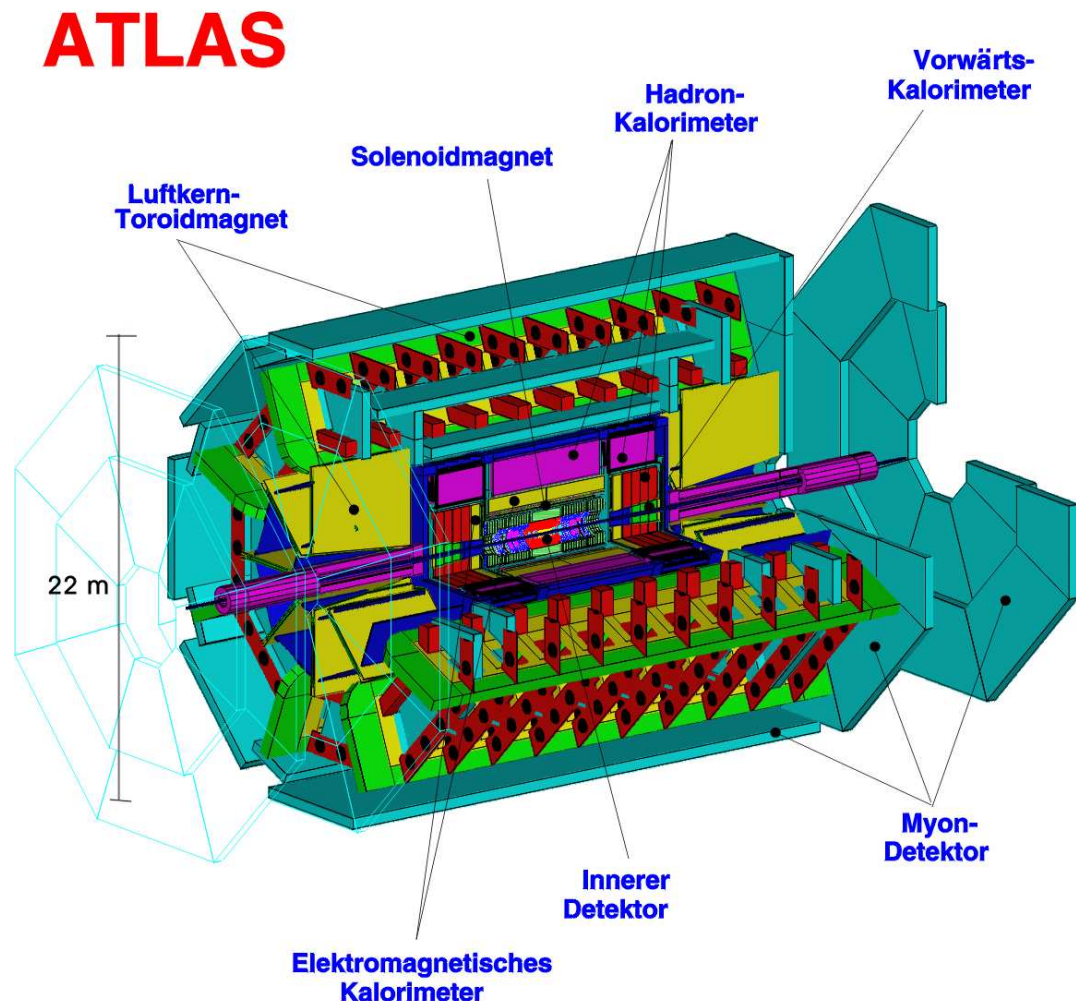


Abbildung 2.4: Schnittbild des ATLAS-Detektors. Höhe ca. 22 m, Länge ca. 26 m (bzw. 48 m mit den an der Hallenwand befestigten äußeren Myonkammerstationen).

Der ATLAS-Detektor [2] besteht aus einer schalenförmigen Anordnung verschiedener Detektorkomponenten, wie Abb. 2.4 als Schnittbild zeigt: Der den Wechselwirkungspunkt umschließende innere Detektor dient der Spur- und Vertexrekonstruktion. Eine supraleitende Solenoidspule erzeugt das notwendige axiale Magnetfeld. Ein weitgehend hermetisches System aus verschiedenen Kalorimetern ermöglicht die Energiemessung und die Rekonstruktion

fehlender Transversalenergie. Kennzeichnend für das ATLAS-Experiment ist ein eigenständiges Myonspektrometer mit einem separaten Toroidmagnetsystem, welches auch die äußeren Abmaße des Detektors bestimmt.

### 2.2.1 Der innere Detektor

Der innere Detektor [23, 24] besitzt zur Spurrekonstruktion in einer Umgebung sehr hoher Teilchendichten bis zu vier Lagen hochgranularer Siliziumpixeldetektoren, die von weniger hochgranularen Siliziumstreifendetektoren gefolgt, zylinderförmig den Wechselwirkungspunkt umschließen. Ab dem Radius von 56 cm bis zum äußeren Radius von 115 cm werden Übergangsstrahlungsspurdetektoren (Transition Radiation Tracker, TRT), die aus in Polyethylenschaum als Radiator eingebetteten Driftröhren bestehen, eingesetzt. Um die erforderliche Akzeptanz des inneren Detektors bis zu  $|\eta| < 2.5$  zu gewährleisten sind in der Vorwärtsrichtung die Detektorkomponenten auf Scheiben senkrecht zur Strahlachse angeordnet. Das axiale Magnetfeld mit einer Flußdichte  $B = 2$  T im Zentrum des inneren Detektors wird von einer in die innere Vakuumwand des Kryostaten des zentralen elektromagnetischen Kalorimeters eingebetteten supraleitenden Solenoidspule [25] erzeugt.

Eine spezielle Pixeldetektorlage, die den Wechselwirkungspunkt in einem Radius von nur 4 cm zylinderförmig umgibt, ermöglicht in Kombination mit dem Rest der Spurdetektoren die Rekonstruktion sekundärer Zerfallsvertices und ist für die Untersuchung von B-Mesonzerfällen und zur  $\tau$ -Identifikation insbesondere während der anfänglichen niedrigeren Luminosität von hoher Bedeutung. Aufgrund der hohen Strahlenbelastung<sup>12</sup>, denen die zur Auslese notwendigerweise rückwärtig auf den Pixeldetektoren angebrachten integrierten Schaltkreise ausgesetzt sind, muß diese innere Pixeldetektorlage nach einigen Jahren LHC-Betrieb ersetzt werden.

Die Übergangsstrahlungsspurdetektoren tragen nicht nur zur kontinuierlichen Vermessung der Spuren bei, sondern unterstützen zusätzlich die Teilchenidentifikation durch den Nachweis der von hochrelativistischen Teilchen im Radiator erzeugten Übergangsstrahlung.

### 2.2.2 Die Kalorimeter

Das Kalorimetersystem (vgl. Abb. 2.5) ermöglicht die Energiemessung im Bereich  $|\eta| < 4.9$  durch die Kombination verschiedener Kalorimetertypen: Das elektromagnetische Kalorimeter überdeckt den Bereich bis  $|\eta| < 3.2$ , das hadronische Barrelkalorimeter<sup>13</sup>  $|\eta| < 1.7$ , die hadronischen Endkappenkalorimeter  $1.5 < |\eta| < 3.2$  und die Vorwärtskalorimeter  $3.1 < |\eta| < 4.9$ .

Die angestrebte Energieauflösung [2, 27] beträgt:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E}{E} &= \sim \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.7\% && \text{für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen,} \\ \frac{\Delta E}{E} &= \frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\% && \text{für hadronische Jets mit } |\eta| < 3, \\ \frac{\Delta E}{E} &= \frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\% && \text{für hadronische Jets mit } 3 < |\eta| < 5, \end{aligned}$$

wobei die Energie  $E$  und die Transversalenergie  $E_T$  in GeV angegeben werden.

<sup>12</sup>Erwartete Dosen:  $5 \cdot 10^{14}$  n/cm<sup>2</sup> pro Jahr und 300 kGy ionisierende Strahlung pro Jahr bei Designluminosität.

<sup>13</sup>Mit *Barrel* wird hier der Zentralbereich bezeichnet.

## ATLAS Kalorimetrie

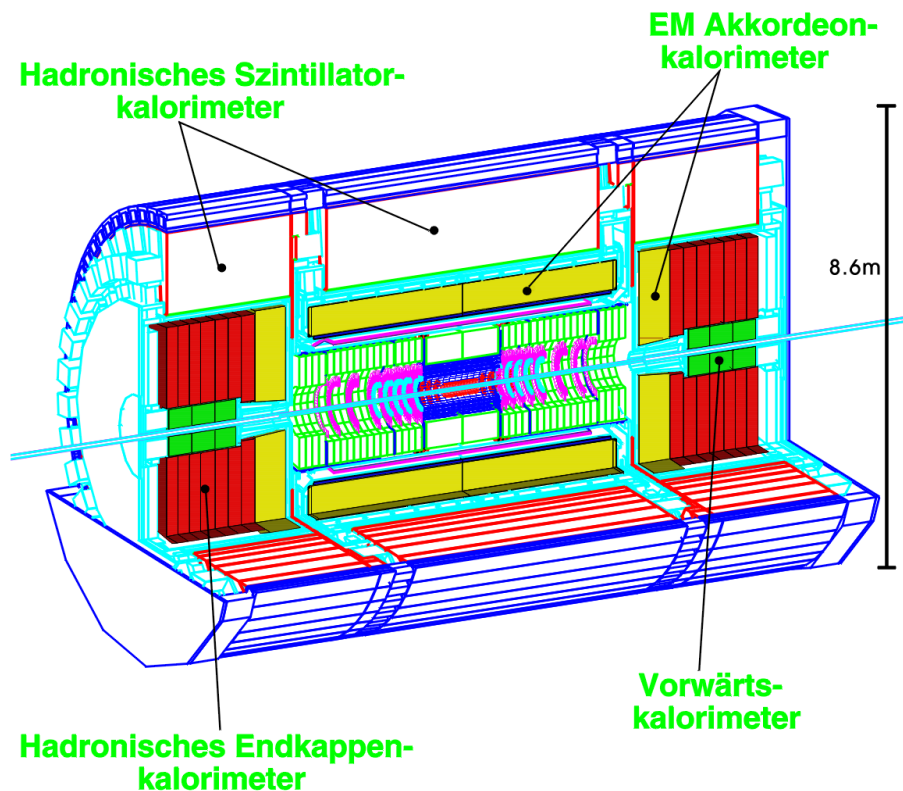


Abbildung 2.5: Schnittbild des ATLAS-Kalorimetersystems [26]. Länge ca. 12.2 m, Außenradius ca. 4.3 m.

Das hadronische Barrelkalorimeter [28] ist als Samplingkalorimeter aus alternierenden Plastikszintillator<sup>14</sup>- und Stahlplatten als Absorber aufgebaut und umschließt in drei Teilen das elektromagnetische sowie die Endkappenkalorimeter. Über wellenlängenschiebende Fasern wird das in den aktiven Szintillatorplatten bei Teilchendurchgang erzeugte Licht zu den Photomultipliern geführt. Die Segmentierung des Kalorimeters beträgt  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ .

Das elektromagnetische Kalorimeter [26] ist ein Flüssigargon-Samplingkalorimeter in Akkordeongeometrie (siehe Abb. 2.6, das alternierend angeordneten zickzackförmigen Absorberlagen aus stahlumanteltem Blei und ca. 4 mm breiten, mit flüssigem Argon gefüllten Spalten besteht, die von ebenfalls zickzackförmigen Elektroden in der Mitte geteilt werden. Durch die radial zur Strahlachse zickzackförmig angeordnete Struktur können projektive Auslesetürme unter Vermeidung insensitiver Bereiche realisiert werden. Das elektromagnetische Kalorimeter ist in das Barrelkalorimeter, das sich in einem 6.8 m langen zylinderförmigen Kryostaten mit 2.25 m äußerem Radius befindet, und das elektromagnetische Endkappenkalorimeter im separaten Endkappenkryostaten unterteilt. Das Barrelkalorimeter und ein Teil des elektromagnetischen Endkappenkalorimeters ( $|\eta| < 1.8$ ) ist mit einem vorgeschaltetem feinsegmentiertem Presampler-Detektor versehen, der der Korrektur des durch das Material des inneren Detektors und der supraleitenden Solenoidspule verursachten Energieverlusts der Teilchen dient.

<sup>14</sup>Polystyrengranulat mit 1.5% PTP (p-Therphenyl) und 0.04% POPOP.

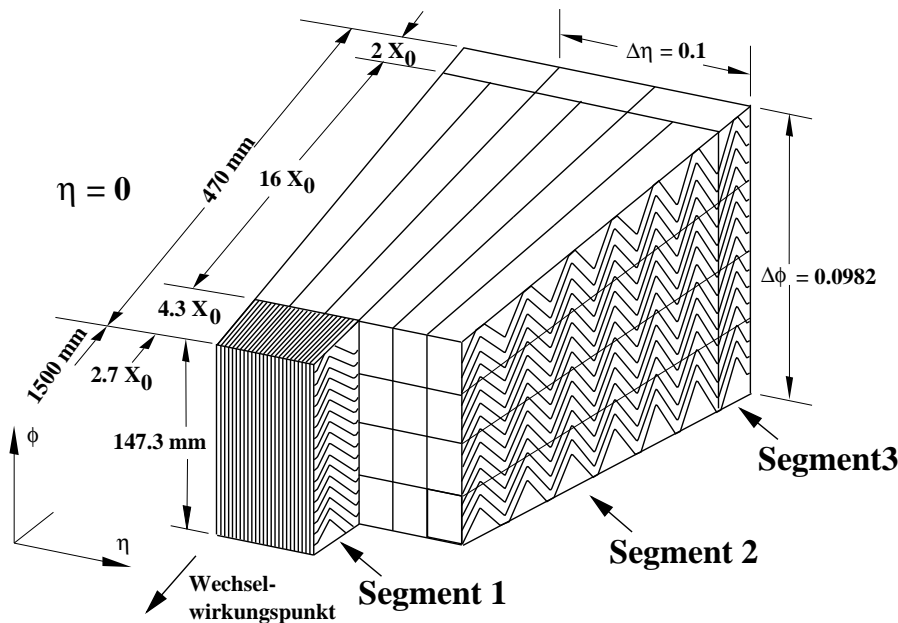


Abbildung 2.6: Ein Teilstück des elektromagnetischen Kalorimeters mit akkordeonförmig angeordneter Auslesestruktur [26].

In den beiden identischen Endkappenkryostaten (siehe Abb. 2.7) befindet sich hinter dem elektromagnetischen Kalorimeter das hadronische Endkappenkalorimeter [26], welches aus senkrecht zur Strahlachse angeordneten Absorberplatten aus Kupfer und mit flüssigen Argon als aktivem Medium gefüllten ca. 8.5 mm weiten instrumentierten Auslesepalten dazwischen besteht. Das Kalorimeter ist in zwei hintereinanderliegenden, radförmigen Strukturen mit einem äußerem Radius von 2.09 m organisiert. Die Stärke der Standardkupferplatten im vorderen bzw. hinteren Rad beträgt 25.0 bzw. 50.0 mm. Jedes Rad ist aus 32 azimuthalen Modulen aufgebaut. Eine eingehendere Beschreibung der Module folgt in Kapitel 3.

Die Vorwärtskalorimeter [26] sind aus einem elektromagnetischen und zwei hadronischen Modulen in Zylinderform aufgebaut, die das Strahlrohr mit einem inneren Radius von ca. 8 cm und einem äußeren Radius von 45.5 cm umschließen. Die Anforderungen an die Kalorimeter sind hoch: Wegen der hohen Strahlenbelastung von bis zu  $10^6$  kGy/Jahr und einem Neutronenfluß (kinetische Energie  $> 100$  keV) bis zu  $10^9$   $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  dürfen ausschließlich nur strahlenharte Materialien wie Metalle und flüssiges Argon eingesetzt werden. Aufgrund der hohen Teilchen- und Energiedichte im Vorwärtsbereich nahe der Strahlröhre muß eine hohe Auslesegeschwindigkeit des aktiven Mediums erreicht werden, um eine Signalverzerrung durch die Anhäufung positiver Ionen zu vermeiden.

Dies wird im Design des Vorwärtskalorimeters durch die besondere Geometrie der Auslese-zelle erreicht: In einer Röhre aus Absorbermaterial hoher Dichte ist ein Stab aus demselben Absorbermaterial so konzentrisch angeordnet, daß ein mit flüssigem Argon gefüllter Spalt von 250 bis 500  $\mu\text{m}$  (je nach Modul) entsteht. Die Auslese-zelle wird durch eine spiralförmig um den Stab gewickelte Quarzfaser entsprechenden Durchmessers fixiert. Bei einem typischen elektrischen Feld von 10 kV/cm werden maximale Driftzeiten von 50 - 100 ns erreicht. Die Ausleseröhren sind in eine Absorbermatrix mit längs der Strahlrichtung angeordneten Bohrungen mit einem Abstand von 7.5 bis 9.0 mm eingebettet. Im vorderen, elektromagnetischen Modul wird mit Kupfer als Absorbermaterial eine Tiefe von 29 Strahlungslängen



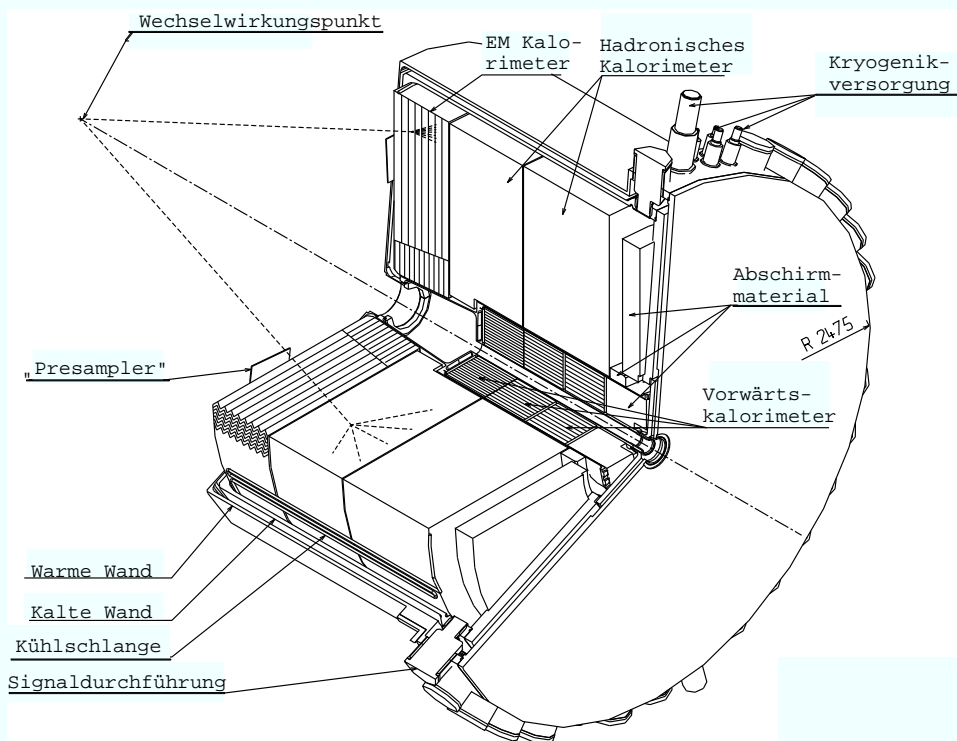


Abbildung 2.7: Die Endkappenkalorimeter des ATLAS-Detektors [26]. Radius ca. 2.3 m, Tiefe ca. 3.2 m.

erreicht. Die beiden hadronischen Module nutzen Wolfram als Absorber hoher Dichte und ergeben (gemeinsam mit dem elektromagnetischen Modul) eine Tiefe von  $9.5$  hadronischen Wechselwirkungslängen  $\lambda$ . Zur Reduktion der Rate stark wechselwirkender Teilchen, die das Myonspektrometer erreichen können, wird zusätzlich ein passives Modul als Kupferabsorber hinter den hadronischen Kalorimetermodulen angeordnet. Damit wird im gesamten Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 4.9$  eine Massenbelegung vor dem Myonspektrometer erreicht, die mindestens  $10 \lambda$  entspricht.

### 2.2.3 Das Myonspektrometer

Das unabhängige Myonspektrometer [29] dient der Rekonstruktion von Streuereignissen mit hochenergetischen Myonen, indem es deren Spuren in einem Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 2.7$  mit einer Auflösung von  $\Delta p_T/p_T < 1 \cdot 10^{-4} p/\text{GeV}$  für Teilchen mit  $p > 300 \text{ GeV}$  vermisst. Es ist in drei separate Systeme aus je einem Toroidmagneten und Spurkammern in drei verschiedenen Tiefen aufgeteilt.

Das Magnetsystem [30], bestehend aus einem großem Toroidmagneten im Zentralbereich [31] und zwei identischen Toroidmagneten an den Seiten [32] mit jeweils acht radialsymmetrisch angeordneten supraleitenden Luftkernspulen, erzeugt ein zylinderförmig konzentrisch zur Strahlachse ausgerichtetes Magnetfeld mit einer Ablenkkraft  $\int B dl$  von 3 bis 6 Tm, welches hauptsächlich senkrecht zu den Teilchentrajektorien steht.

Die in der  $r$ - $z$ -Ebene gekrümmten Spuren geladener Teilchen werden an drei Punkten mit

Hilfe dreier zylinderförmiger Lagen von Präzisionsdriftkammern (im Abstand von 5, 7.5 und 10 m von der Strahlachse im Zentralbereich) nachgewiesen. Überwiegend kommen mit Gas betriebene, positionsüberwachte Driftröhrenkammern (Monitored Drift Tubes, MDT) zum Einsatz [29]. Die hohe zu erreichende Impulsauflösung von einigen Prozent bedingt eine erforderliche Genauigkeit besser als  $50 \mu\text{m}$  in der einzelnen Spurpunktmessung. Dies wird durch eine lasergestützte Positionsüberwachung der Driftröhrenkammern erreicht.

Als Triggersystem kommen zwei Lagen spezieller Triggerkammern in zylinderförmiger Anordnung zum Einsatz, die in das Myonspektrometer integriert sind [29].

# Kapitel 3

## Das hadronische Endkappenkalorimeter (HEC)

Bevor der Aufbau und die Signalentstehung und -verarbeitung des hadronischen Endkappenkalorimeters von ATLAS und der Prototyp desselben beschrieben werden, soll eine Übersicht der wichtigsten Grundlagen der Kalometrie gegeben werden.

### 3.1 Grundlagen der Kalometrie

In der Elementarteilchenphysik werden Geräte als Kalorimeter bezeichnet, die der Energiebestimmung hochenergetischer einzelner Teilchen oder Teilchenbündel (Jets) mittels totaler Absorption dienen. Werden Kalorimeter (fast) hermetisch um den Punkt der primären Wechselwirkung angeordnet, so kann zusätzlich über die Energiebilanz die fehlende Energie gemessen werden, die als kinetische Energie gering oder schwach wechselwirkender Teilchen ( $\nu$ 's,  $\mu$ 's) der Messung entkommt.

Das Meßprinzip der Kalorimeter (siehe [33]) beruht auf der Übertragung der kinetischen Energie der eindringenden energiereichen Teilchen durch verschiedene physikalische Prozesse auf die Atome des absorbierenden Mediums. Es entsteht – oberhalb gewisser Energien – charakteristischerweise ein Schauer aus Teilchen, deren Anzahl zur Energie der einfallenden Teilchen proportional ist. Für den relativen statistischen Fehler der Energiemessung mit Kalorimetern ergibt sich:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{N}}{N} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}, \quad (3.1)$$

wobei  $N$  die Teilchenzahl im Schauer und  $E$  die Energie des eindringenden Teilchens bezeichnet. Mit zunehmender Teilchenenergie wird eine bessere relative Energieauflösung erwartet.

Im Gegensatz dazu wächst die relative Energieauflösung bei Impulsspektrometern ( $E \approx p \cdot c$  für hohe Energien) linear mit steigendem Impuls  $p$ :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \propto \frac{\sigma(p)}{p} \propto p, \quad (3.2)$$

Die Prozesse der Energiedeposition im absorbierenden Medium sind von der Art des einfallenden Teilchens und dem Wechselwirkungsmechanismus abhängig. Dabei unterscheiden sich

überwiegend elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen (Elektronen, Photonen) wesentlich von Hadronen, die hauptsächlich mittels Prozessen der starken Wechselwirkung inelastisch im Medium streuen, so daß spezielle Kalorimetertypen für die beiden Teilchengruppen Verwendung finden.

### 3.1.1 Elektromagnetische Schauer

In Materie erzeugen Photonen und Elektronen elektromagnetische Schauer durch die oberhalb einiger MeV dominierenden Prozesse der Paarbildung:

$$\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^+ + e^- + \text{Kern} \quad (3.3)$$

und der Bremsstrahlung:

$$e^- + \text{Kern} \rightarrow e^- + \text{Kern} + \gamma . \quad (3.4)$$

Die resultierende Kaskade von Photonen, Elektronen und Positronen bricht ab, wenn der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation und Anregung den Energieverlust durch Bremsstrahlung unterhalb der kritischen Energie  $E_c$  überwiegt:

$$E_c \approx \frac{580 \text{ MeV}}{Z} \quad Z: \text{ Kernladungszahl} \quad (3.5)$$

Diese Näherung ist für Kernladungszahlen  $13 \leq Z \leq 92$  gültig. Unterhalb von  $E_c$  dominieren für Elektronen Ionisation und Anregung der Absorberatome, für Photonen typischerweise Comptonstreuung und bei noch niedrigeren Energien der Photoeffekt.

Der Energieverlust hochrelativistischer Elektronen in Materie durch den dominierenden Bremsstrahlungsprozeß kann mit Hilfe der Strahlungslänge  $X_0$  beschrieben werden:

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{E}{X_0} \quad \Rightarrow \quad \bar{E} = E_0 e^{-X/X_0} , \quad (3.6)$$

wobei  $X$  die Eindringtiefe  $x$  in Einheiten der Massenbelegung  $X = \rho \cdot x$  (in  $\text{g}/\text{cm}^2$ ) für ein Material der Dichte  $\rho$  bezeichnet. Die Strahlungslänge  $X_0$  gibt die Schichtdicke an, nach deren Durchquerung die Energie eines Elektrons im Mittel um den Faktor  $e$  reduziert ist. Die Strahlungslänge  $X_0$  sinkt mit der Kernladungszahl  $Z$  eines Absorbers:

$$X_0 = \frac{A}{4\alpha N_A Z^2 r_e^2 \ln(183 Z^{-1/3})} . \quad (3.7)$$

Hierin bezeichnet  $A$  die Atommassenzahl,  $N_A$  die Avogadrokonstante und  $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$  den klassischen Elektronenradius. Für einige in den ATLAS-Flüssigargonkalorimetern verwendeten Materialien sind Werte in Tabelle 3.1 angegeben.

Im Gegensatz zu Elektronen wird ein Strahl hochenergetischer Photonen der Intensität  $I_0$  beim Durchqueren eines Absorbers durch den Paarproduktionsprozeß in seiner Intensität exponentiell geschwächt:

$$I(X) = I_0 e^{-\mu_p X} \quad \text{mit} \quad \mu_p = \frac{7}{9} X_0^{-1} \quad (3.8)$$

Material	$E_c$ [MeV]	$X_0$ [ $\frac{g}{cm^2}$ ]	$\frac{X_0}{\rho}$ [cm]	$R_M$ [cm]	$\lambda_{had}$ [ $\frac{g}{cm^2}$ ]	$\frac{\lambda_{had}}{\rho}$ [cm]
LAr	41.7	19.55	14.0	7.1	117.2	84.1
Cu	20.0	12.86	1.43	1.5	134.9	15.1
Pb	6.9	6.37	0.56	1.7	194.0	17.1
W	7.8	6.76	0.35	0.9	185.0	9.6

Tabelle 3.1: *Eigenschaften der in den ATLAS-Flüssigargonkalorimetern eingesetzten Materialien [9].*

Für die Dimensionierung eines Kalorimeters ist die Kenntnis der longitudinalen Ausdehnung des Schauers wesentlich. Sie wächst logarithmisch mit der Energie  $E_0$ . Für die Position des Schauermaximums  $t_{max}$  in Einheiten der Strahlungslänge  $X_0$  gilt:

$$t_{max}^{e,\gamma} [X_0] = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) + C_{e,\gamma}. \quad (3.9)$$

Hierbei gilt  $C_e = -0.5$  für elektroneninduzierte und  $C_\gamma = +0.5$  für photoninduzierte Schauerkaskaden. Von der Teilchenenergie sind 98% in einer Länge von

$$L(98\%) = 2.5 \cdot t_{max}^{e,\gamma} X_0 \quad (3.10)$$

bei  $10 < E_0 < 1000$  GeV enthalten [34].

Die transversale Ausdehnung des elektromagnetischen Schauers, die im wesentlichen durch Vielfachstreuung verursacht wird, wird durch den Molière-Radius  $R_M$  charakterisiert:

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} \cdot X_0. \quad (3.11)$$

Somit wächst die Breite eines elektromagnetischen Schauers mit der longitudinalen Schauertiefe. Allgemein gilt, daß 95% der Schauerenergie in einem Zylinder mit dem Radius  $2R_M$  um die Schauerachse enthalten ist.

### 3.1.2 Hadronische Schauer

Hadronen deponieren ihre Energie insbesondere durch inelastische Streuprozesse der starken Wechselwirkung im Detektor. Dabei entsteht ein hadronischer Schauer, in dem folgende Prozesse stattfinden:

- Erzeugung sekundärer Hadronen: Hauptsächlich entstehen geladene und neutrale Pionen, daneben auch Kaonen, Nukleonen und andere hadronische Teilchen mit geringeren Multiplizitäten, die die hadronische Kaskade fortsetzen.
- Entstehung elektromagnetischer Subschauer: Die neutralen Pionen, die ca. ein Drittel aller Pionen ausmachen, zerfallen in zwei energiereiche Photonen,  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , von denen die elektromagnetische Kaskade ausgeht.
- Erzeugung langsamer Neutronen (Spallationsneutronen) und Protonen. Je nach Detektormedium lassen sie sich nachweisen ( $\rightarrow$  Kompensierende Kalorimeter).

- Kernfragmentierung und Kernanregung: Die bei der Kernfragmentierung entstehenden schweren Kernfragmente erreichen nur eine geringe Reichweite in dem absorbierenden Medium.

Charakteristisch für die longitudinale Ausdehnung eines hadronischen Schauers ist die hadronische Absorptionslänge  $\lambda_{had}$ :

$$\lambda_{had} = \frac{A}{N_A \cdot \varrho \cdot \sigma_{inel}}, \quad (3.12)$$

mit  $\sigma_{inel}$  : inelastischer hadronischer Wirkungsquerschnitt,  
 $A$  : Massenzahl des Absorbers,  
 $\varrho$  : Dichte des Absorbers und  
 $N_A$  : Avogadro-Konstante.

Für die Position des Schauermaximums  $t_{max}$  und der Kalorimetertiefe  $L(0.95\%)$ , in der 95% der Schauerenergie enthalten sind, sind folgende Parametrisierungen geeignet [35]:

$$t_{max} \approx \left( 0.2 \ln \left( \frac{E_0}{\text{GeV}} \right) + 0.7 \right) \cdot \lambda_{had}, \quad (3.13)$$

$$L(95\%) \approx t_{max} + 2.5 \lambda_{had} \left( \frac{E_0}{\text{GeV}} \right)^{0.13}. \quad (3.14)$$

Das Schauermaximum eines Hadrons der Einschußenergie  $E_0 = 200$  GeV z.B. liegt demnach bei ca.  $1.8 \lambda_{had}$  und die 95%-Tiefe beträgt  $L(95\%) \approx 7 \lambda_{had}$ . Durch die vom elektromagnetischen Schaueranteil verursachten Fluktationen (siehe unten) variieren diese Tiefen von Schauer zu Schauer beträchtlich. Für gebräuchliche Detektormaterialien ist  $\lambda_{had}$  wesentlich größer als die Strahlungslänge  $X_0$  (vgl. Tabelle 3.1), weshalb hadronische Kalorimeter größer und kompakter als elektromagnetische gebaut werden müssen. Da auch die laterale Schauerenausdehnung mit  $\lambda_{had}$  skaliert, erfordern hadronische Kalorimeter eine größere Breite, um Energieverluste durch seitliche Lecks zu vermeiden.

Außer geometrisch bedingten Leckverlusten tragen bei einem Hadronkalorimeter folgende Prozesse zu Verlusten in der sichtbaren Schauerenergie bei:

- Die Kernbindungsenergie muß bei den inelastischen Streuprozessen von den primären und sekundären Hadronen aufgebracht werden.
- Bei der Kernfragmentation werden extrem langsame und kurzreichweitige Protonen, Neutronen und Kernfragmente (Spallation) erzeugt, die bei Samplingkalorimetern nur teilweise die aktiven Detektorlagen erreichen. Die Spallationsneutronen können bei wasserstoffhaltigen Detektormaterialien zur sichtbaren Energie beitragen. Die über Kernanregungen produzierte niederenergetische  $\gamma$ -Strahlung besitzt nur eine sehr kurze Reichweite.
- Langlebige oder stabile neutrale Schauerteilchen, wie Neutronen,  $K_L^0$ , und Myonen und Neutrinos aus den  $\pi_0$ - und  $K$ -Zerfällen entweichen ohne oder mit nur geringer Energie-deposition aus dem Detektor.

Somit wird in der Regel in einem Hadronschauer im Vergleich zu einem elektromagnetischen Schauer bei gleicher Primärenergie des einfallenden Teilchens eine geringere Energiedeposition

nachgewiesen. Für das Verhältnis aus der Signalamplitude für Elektronen ( $e$ ) und Hadronen ( $h$ ),  $e/h$ -Verhältnis genannt, gilt somit  $e/h > 1$ . Das  $e/h$ -Verhältnis ist eine charakteristische Größe eines Hadronkalorimeters und kann im Teststrahl durch Vergleichsmessungen mit Elektronen und Pionen gleicher Primärenergie (als Funktion der Energie) bestimmt werden.

Aufgrund der statistischen Fluktuationen des Anteils der  $\pi^0$ -induzierten elektromagnetischen Subschauber in einem Hadronschauer führt  $e/h > 1$  zu Fluktuationen in der sichtbaren Energie in einem Schauer, die eine Verschlechterung der Energieauflösung des Hadronkalorimeters zur Folge haben. Typische relative Energieauflösungen (unter Berücksichtigung von Leckverlusten und Samplingfluktuationen) betragen:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{(70 - 90) \%}{\sqrt{E [GeV]}}. \quad (3.15)$$

Der Verlust an sichtbarer Energie kann in Hadronkalorimetern durch den Einsatz spezieller Detektormedien wie z.B. Uran und wasserstoffhaltigen Szintillatoren unter bestimmten geometrischen Bedingungen kompensiert werden. Ein solches kompensierendes Kalorimeters wird als Uran-/Szintillator-Samplingkalorimeter von der ZEUS-Kollaboration [36, 37] betrieben. Erreicht werden kann eine relative Energieauflösung von

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{35 \%}{\sqrt{E [GeV]}}. \quad (3.16)$$

Reicht die räumliche Segmentierung des Hadronkalorimeters zur Identifikation von Beiträgen elektromagnetischer Subschauber aus, so kann durch eine spezielle Gewichtung der entsprechenden Kalorimeterzellen die Signalantwort an die der hadronischen Komponenten angepaßt werden. Mit einer Gewichtungsmethode, die das Signal hoher lokaler Energiedepositionen von elektromagnetischen Subschauern abschwächt, kann eine verbesserte relative Energieauflösung erreicht werden:

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{58 \%}{\sqrt{E [GeV]}} \quad \text{CDHS [38] bzw.} \quad \frac{\sigma(E)}{E} \approx \frac{46 \%}{\sqrt{E [GeV]}} \quad \text{H1 [39]}. \quad (3.17)$$

Bei beiden Kalorimetern handelt es sich um Samplingkalorimeter, deren Funktionsweise im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

### 3.1.3 Samplingkalorimeter

Häufig besitzen aktive Detektormedien wie Plastikszintillatoren, Gase oder kryogenische Flüssigkeiten, die zur Signalerzeugung in homogenen Kalorimetern genutzt werden können, aufgrund ihrer niedrigen Kernladungszahl große Strahlungslängen und lange hadronische Wechselwirkungslängen. Um die zur totalen Energiemessung benötigte Kalorimeterlänge, die mit der Energie der einfallenden Teilchen wächst, stärker zu begrenzen, werden heterogene Samplingkalorimeter eingesetzt, die aus alternierenden Lagen passiver Materialien mit hoher Kernladungszahl  $Z$  und aktivem Mediums bestehen. Als passive Medien kommen Metalle wie Eisen, Kupfer und Blei zum Einsatz, als aktive Detektoren werden flüssige oder feste Szintillatoren aus organischen Stoffen, deren Szintillationslicht als Maß für die deponierte Energie ausgelesen werden kann, oder Gase (oder Gasgemische) oder kryogenische Flüssigkeiten in

Form von Ionisationskammern genutzt. Medien wie flüssiges Argon, Krypton oder Xenon besitzen den Vorteil einer relativ hohen Dichte.

Für die Strahlungslänge in heterogenen Materialien gilt:

$$X_0 = \frac{1}{\sum_{i=1}^N f_i / X_0^i} \quad (3.18)$$

mit den jeweiligen Gewichtsanteilen  $f_i$  und Strahlungslängen  $X_0^i$ . Da die Schauerlänge nach (3.10) linear mit der Strahlungslänge zusammenhängt, verkürzt sich die benötigte Detektortiefe entsprechend beim Einsatz eines passiven Absorbers höherer Massenbelegung  $X_0^{passiv}$ .

Für den Molière-Radius als Maß für die laterale Ausdehnung elektromagnetischer Schauer in einem Samplingkalorimeter folgt dann unter Berücksichtigung der materialspezifischen kritischen Energien  $E_c^i$ :

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{\sum_{i=1}^N f_i E_c^i / X_0^i} . \quad (3.19)$$

In Samplingkalorimetern wird nur der in den aktiven Detektorschichten deponierte Anteil der Schauerenergie registriert. Der ausgelesene Energieanteil – und damit die Signalamplitude – ist daher nicht nur kleiner als bei einem homogenen Kalorimeter, sondern unterliegt außerdem statistischen Schwankungen, den Samplingfluktuationen, die die Energieauflösung wesentlich beeinträchtigen. Wird die Mehrzahl der Teilchen eines Schauers der Anfangsenergie  $E_0$  in dem passiven Material der Schichtdicke  $d$  absorbiert, so gilt für die Anzahl  $N$  der Teilchen in den aktiven Lagen:

$$N \propto \frac{E_0}{d} . \quad (3.20)$$

Dies führt nach der Poissonstatistik zu einem Samplingbeitrag zur relativen Energieauflösung:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\sqrt{N}}{N} \propto \sqrt{\frac{d}{E}} . \quad (3.21)$$

Im Vergleich zu Gleichung (3.1) ist der Beitrag um den Faktor  $\sqrt{d}$  größer.

### 3.1.4 Energieauflösung von Kalorimetern

Die relative Energieauflösung für ein Kalorimeter wird wie folgt parametrisiert:

$$\left( \frac{\sigma(E)}{E} \right)^2 = \left( \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \right)^2 + \beta^2 + \left( \frac{\gamma}{E} \right)^2 . \quad (3.22)$$

Hierbei ist die Primärenergie  $E$  in GeV einzusetzen.

Die drei verschiedenen Beiträge werden durch unterschiedliche Effekte verursacht:

**Samplingterm  $\alpha$ :** Aufgrund der statistischen Natur der Teilchenschauer entstehen die intrinsischen Fluktuationen, die die Energieauflösung gemäß Relation (3.1) beeinflussen. Bei Samplingkalorimetern bestimmen im wesentlichen die geometrisch bedingten Samplingfluktuationen nach Relation (3.21) die Energieauflösung. Zusätzlich verschlechtern größere Energieüberträge in einzelnen Ionisationsprozessen, Landau-Fluktuationen genannt, die Nachweisempfindlichkeit.



Experiment	Typ	Medium	Energieauflösung			Ref.
			$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	
H1	em	LAr/Pb 2.35 mm / 24 mm	11.0 %	0.6 %	154 MeV	[40]
	had	LAr/Edelstahl $2 \times 2.4$ mm / $(16 + 2 \times 1.9)$ mm	50.7 %	1.6 %	900 MeV	
D0	em	LAr/U $2 \times 2.3$ mm / 4 mm	15.7%	0.3%	140 MeV	[41]
	had	LAr/Edelstahl & LAr/U $2 \times 2.2$ mm / 46.5 mm	41.0 %	3.2 %	1.38 GeV	
NA48 (Prototyp)	em	LKr $2 \times 1$ cm	4.1 %	0.4 %	50 MeV	[42]
ATLAS (Design)	em (EC)	LAr/Pb (Akkordeonstruktur)	$\leq 10$ %	$\leq 0.7$ %	$\leq 400$ MeV	[2]
	had (EC)	LAr/Cu $4 \times 1.954$ mm / 25 bzw. 50 mm	$\leq 50$ %	$\leq 3$ %	$\leq 5.2$ GeV	

Tabelle 3.2: Parameter der relativen Energieauflösung nach Formel (3.22) für verschiedene elektromagnetische (em) und hadronische (had) Flüssigargon- (LAr) und ein Flüssigkryptonkalorimeter (LKr). Zusätzlich sind die Materialien (aktives Medium/Absorber) und die Samplingstruktur einer Auslesezone in der Form  $N_{Spalte} \times d_{Spalte} / d_{Absorber}$  angegeben, wobei zwischen zwei Absorbern der Dicke  $d_{Absorber}$  eine Anzahl von  $N_{Spalte}$  Spalten der Weite  $d_{Spalte}$  gefüllt mit dem aktiven Medium die Auslesezone definiert. Zum Vergleich sind die von ATLAS angestrebten Werte für die Endkappenkalorimeter (EC) angegeben.

**Konstanter Term  $\beta$ :** Dieser energieunabhängige Term beinhaltet Inhomogenitäten des Kalorimeters und Ungenauigkeiten in der Kalibration des Kalorimeters sowie die durch Leckverluste entstehenden Fluktuationen in der gesehenen Energie. Bei Hadronkalorimetern stammt ein wesentlicher Beitrag von dem e/h-(Miß-)Verhältnis. Durch die Konstruktion eines möglichst gut kompensierenden Kalorimeters kann dieser Beitrag gering gehalten werden.

**Rauschterm  $\gamma$ :** Statistische Fluktuationen in der signalverarbeitenden Elektronik tragen als elektronisches Rauschen zur Energieauflösung bei.

Bei hohen Teilchenenergien limitiert der konstante Term die erreichbare Auflösung. Bei den ATLAS-Kalorimetern soll er aufgrund der hohen zu erwartenden Teilchenenergien möglichst klein gehalten werden.

In Tabelle 3.2 sind die erreichten und angestrebten Auflösungen einiger Flüssigedelgaskalorimeter zusammengefaßt.

## 3.2 Der Aufbau des hadronischen Endkappenkalorimeters

Das hadronische Endkappenkalorimeter (HEC) des ATLAS-Detektors (siehe [26]) ist als Samplingkalorimeter alternierend aus passiven Kupferabsorberlagen und Auslesespalten aufgebaut, in denen flüssiges Argon als Ionisationsmedium dient. Die Wahl von Kupfer als Absorbermaterial, das im Vergleich zu üblichen Materialien wie Eisen oder Blei eine kleinere

Parameter	vorderes Rad	hinteres Rad
Tiefe [mm]	816.5	961.0
Anzahl der Absorberplatten	25	17
Außenradius der Absorberplatten [mm]	2030	2030
Innenradius der Absorberplatten [mm]	Platten 1-9 : 372 Platten 10-25 : 475	475
Dicke einer Standardplatte [mm]	25.0	50.0
Dicke der 1. Platte [mm]	12.5	25.0
Gewicht einer Standardplatte [kg]	90	180
Absorberabstand [mm]	8.5	8.5
Breite der Flüssigargonspalte [mm]	$4 \times 1.954$	$4 \times 1.954$
totale Absorptionslänge [ $\lambda_{had}$ ]	$1.4 + 2.9$	5.7
Granularität für $ \eta  < 2.5$ [ $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ ]	$0.1 \times 0.1$	$0.1 \times 0.1$
Granularität für $2.5 <  \eta  < 3.1$ [ $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ ]	$0.2 \times 0.2$	$0.2 \times 0.2$
Anzahl der Auslesekanäle	768 + 736	704
Masse [kg]	67000	90000

Tabelle 3.3: Parameter des hadronischen Endkappenkalorimeters je Seite [26].

hadronische Wechselwirkungslänge besitzt, erlaubt die Konstruktion eines kompakteren Kalorimeters mit breiteren Flüssigargonspalten. Dies führt zu einer kleineren Zellkapazität und somit zu niedrigerem elektronischen Rauschen.

Mechanisch bestehen die beiden hadronischen Endkappenkalorimeter aus jeweils zwei hintereinander angeordneten Rädern (vgl. Abb. 2.7 auf S. 17), die sich aus 32 azimuthalen Modulen zusammensetzen. In Tabelle 3.3 sind einige wichtige Parameter des HEC zusammengestellt. Die Gesamttiefe beträgt 9 hadronische Wechselwirkungslängen. Abbildung 3.1 zeigt ein einzelnes Modul, das aus 25 (vorderes) bzw. 50 mm (hinteres Modul) dicken Kupferabsorberplatten, die senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet sind, besteht. In den 8.5 mm weiten Flüssigargonspalten zwischen den Absorberplatten befindet sich die Auslesestruktur. Die für die Signalauslese benutzten „kalten“ Vorverstärker sind auf Platinen am äußeren Radius der Module angebracht, um Schäden durch den hohen Strahlungsfluß zu minimieren.

Die Flüssigargonspalte sind mit insgesamt 3 Elektroden instrumentiert, eine zentrale, aktive Ausleseelektrode und zwei weiteren passiven Elektroden, die so zwischen der zentralen Elektrode und dem Kupferabsorber angeordnet sind, daß 4 Subspalte von 1.954 mm entstehen (siehe Abb. 3.2). Gemeinsam bilden die drei Elektroden einen elektrostatischen Transformator (EST), dessen Prinzip auf der Serienschaltung der Zellkapazitäten beruht [43]. Dies führt zu der gewünschten Reduktion der Gesamtkapazität einer Auslesezelle, um das elektronische Rauschen möglichst gering zu halten. Darüberhinaus erlaubt diese Struktur ein höheres elektrisches Feld (typisch: 10 kV/cm) bei gleicher Hochspannung und führt aufgrund kürzerer Driftzeiten zu einer Reduktion der von positiven Ionen erzeugten Raumladungen.

Die aktiven Elektroden bestehen aus zwischen Lagen aus Polyimid<sup>1</sup> eingeschlossenen, 35  $\mu\text{m}$  dicken Kupferflächen, die gemäß der geforderten Granularität in  $\eta$  und  $\varphi$  segmentiert sind. Die passiven Elektroden bestehen aus einer oder mehreren Polyimidlagen; eine honigwabeförmige

<sup>1</sup>Handelsname: Kapton (Fa. DuPont).

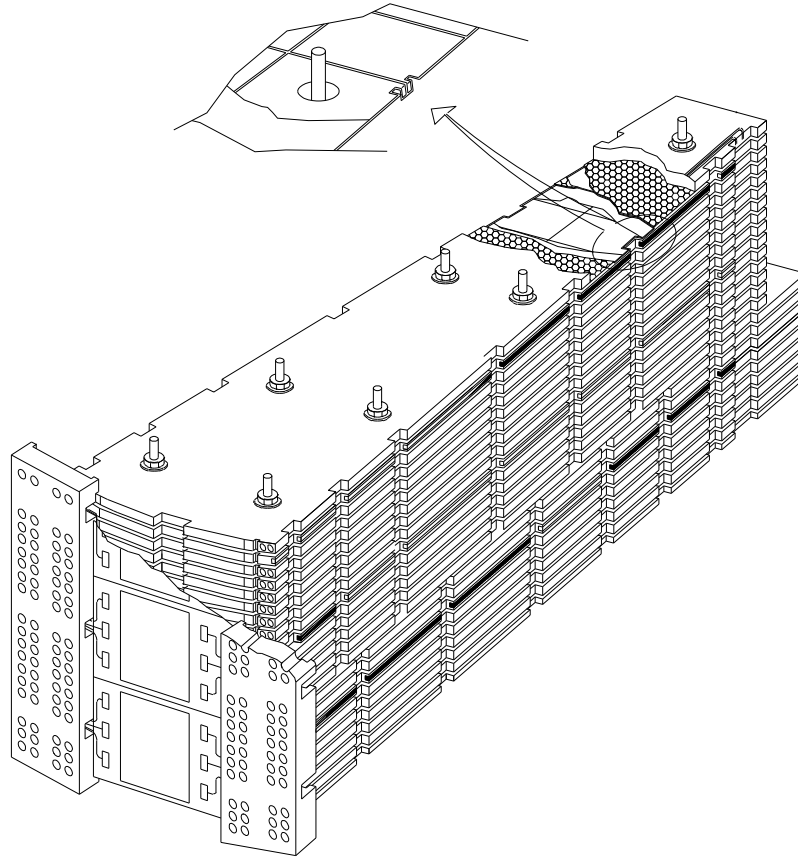


Abbildung 3.1: Ein Modul des vorderen Rades des hadronischen Endkappenkalorimeters [26].

ge Struktur aus Aramidfiber stellt einen gleichmäßigen Abstand der Elektroden sicher. Die Oberfläche der Elektroden wird mit einer Hochwiderstandsbeschichtung (HRL)<sup>2</sup> von ca. 0.5 bzw. 1 M $\Omega$ / $\square$  versehen<sup>3</sup>, die die Hochspannung auf den Elektroden verteilt und durch eine Strombegrenzung bei Hochspannungsüberschlägen die Elektronik vor Schäden bewahren soll. Die Hochwiderstandsschichten werden gemäß Abb. 3.2 mit Hochspannung versorgt oder auf das (Masse-) Potential der Kupferplatten gelegt, daß die signalinduzierenden Elektronen aus der Ionisation des flüssigen Argons in dem resultierenden Feld zur Ausleselektrode hin driften. Die Auslezellen des Kalorimeters sind pseudo-projektiv auf den Wechselwirkungspunkt im Zentrum des ATLAS-Detektors ausgerichtet.

### 3.3 Die Signalauslese des hadronischen Endkappenkalorimeters

Die Kalorimeterzellen des hadronischen Endkappenkalorimeters sind in pseudo-projektive Auslesetürmen mit 3 longitudinalen Segmenten (8, 16 und 16 Kalorimeterspalte) zu Auslesekanälen zusammengefaßt. Zur Auslese (siehe [26]) werden strahlungsharte auf GaAs-Technologie basierende, stromsensitive Vorverstärker in der Form von anwendungsspezifi-

<sup>2</sup>engl: High Resistive Layer.

<sup>3</sup>Zu Messungen des Flächenwiderstands und der Hochspannungsfestigkeit siehe auch [44].

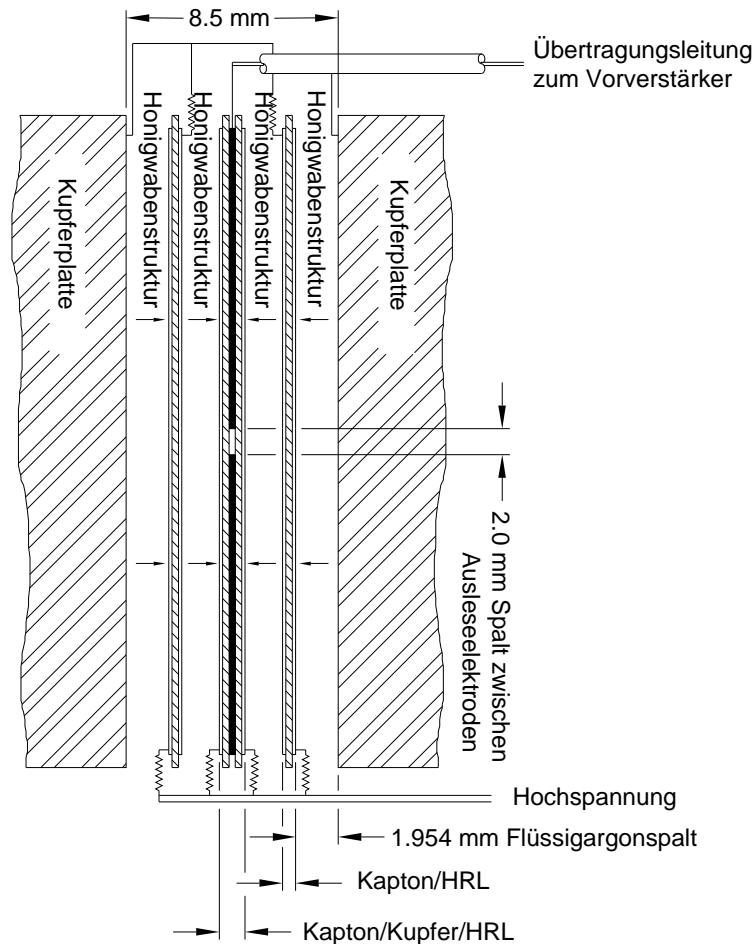


Abbildung 3.2: Schema der Auslesestruktur eines Flüssigargonspaltes des hadronischen Endkappenkalorimeters [26].

schen integrierten Schaltkreisen (ASICs)<sup>4</sup> eingesetzt, die sich im flüssigen Argon auf dem äußeren Rand der beiden Kalorimeterräder befinden. Das verstärkte Signal einer bestimmten Anzahl von Auslesepalten (8 oder 16) wird anschließend an derselben Stelle aktiv summiert, um dann durch die Signaldurchführungen zu den Pulsformern (*Shaper*) außerhalb des Kryostaten geleitet zu werden. Die Pulsformer integrieren das Signal nur über ein gegenüber der Gesamtdriftzeit  $t_d \approx 400$  ns deutlich kürzeres Zeitintervall auf, so daß die Anstiegszeit des resultierenden Signals (*Peaking time*) für einen dreiecksförmigen Puls  $t_p(\Delta) = 40$  ns beträgt. Diese Methode, als Auslese des initialen Stromes (*Initial current readout*) [45] bezeichnet, ermöglicht erst die Datennahme bei den extrem kurzen Strahlpaketkreuzungsintervallen von 25 ns am LHC und reduziert außerdem die Effekte, die von vorhergehenden Strahlpaketkreuzungen und überlagerten Ereignissen verursacht werden (Pile-up). Das von den Pulsformern gelieferte Signal wird anschließend von schnellen Analog-zu-Digital-Konvertern (*FADC*) digitalisiert.

Der Prototyp der vorgesehenen „kalten“ Vorverstärker auf GaAs-Basis wurde im Rahmen des RD33-Projektes entwickelt und erfolgreich getestet [46]. Der erforderliche dynamische Bereich eines einzelnen Vorverstärkers beträgt  $20 \text{ nA} < I_c < 200 \text{ } \mu\text{A}$ . Die (bis zu vier) Pro-

<sup>4</sup>ASIC: Application Specific Integrated Circuit.

totypsegmente des hadronischen Endkappenkalorimeters wurden für den Einsatz im Teststrahl von 1996 mit diesen Vorverstärkerchips ausgerüstet. Eine weitere, an die Anforderungen bei ATLAS angepaßte Version der Vorverstärker- und Summierchips wurde bei der Erprobung der Module 0<sup>5</sup> eingesetzt. Während 10 Jahren LHC-Betrieb bei hoher Luminosität ( $\mathcal{L} = 1.0 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) werden an der Position der Vorverstärker Strahlungsmengen von 0.3 kGy  $\gamma$ -Strahlung und  $0.3 \cdot 10^{14} \text{ n cm}^{-2}$  1 MeV-Neutronen äquivalentem Neutronfluß erwartet. Für die Prototypchips konnte eine ausreichende Strahlenhärte nachgewiesen werden [47].

Die (relative) Kalibration der einzelnen Vorverstärkerkanäle erfolgt durch die Injektion eines bekannten Stromes auf der Ebene der Ausleseelektroden. Dazu wird der von einem Pulsgenerator des Kalibrationssystems erzeugte Spannungspuls, der in der Pulsform dem realen Signal der Auslezelle möglichst ähnlich sehen soll, über einen Widerstand eingekoppelt. Der Vorteil der Verwendung eines Widerstandsnetzwerkes gegenüber herkömmlichen Einkopplungsmethoden besteht in der hohen Strahlenfestigkeit, der geringen Sensitivität auf Streukapazitäten und der Präzision von 0.1% bei geringen Kosten. Hohe Anforderungen werden an den Pulsgenerator bezüglich der Linearität (besser als 0.1% über den gesamten dynamischen Bereich), der Uniformität und der Genauigkeit der Pulsform gestellt. An der Realisierung in Form eines ASIC-Chips wird in der Mainzer ATLAS-Gruppe gearbeitet [48].

### 3.4 Der Einfluß elektronegativer Verunreinigungen auf das Signal des HEC

Eine Auslezelle des hadronischen Endkappenkalorimeters funktioniert im Prinzip wie eine Ionisationskammer (vgl. Abschnitt 5.1): Geladene Teilchen, die den Auslesespalt senkrecht zu den Absorberplatten durchqueren, ionisieren das aktive Medium und hinterlassen näherungsweise homogene Spuren von Elektronen und positiven Ionen. Aufgrund ihrer sehr viel größeren Driftgeschwindigkeit tragen praktisch nur die im elektrischen Feld driftenden Elektronen (anfängliche Gesamtladung  $q_0 = N_e e$ ) zum Stromsignal der Auslezelle bei. Es entsteht ein dreiecksförmiges Stromsignal mit einer sehr kurzen Anstiegszeit ( $\sim 1 \text{ ns}$ ):

$$I_{ideal}(t) = \begin{cases} \frac{q_0}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) & \text{für } 0 < t < t_d, \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (3.23)$$

wobei die Signalanstiegszeit gegenüber der maximalen Driftzeit eines Elektrons  $t_d$ , das den gesamten Spalt durchquert, von typischerweise  $\sim 400 \text{ ns}$  (HEC bei Standardbedingungen) vernachlässigt werden kann.

Elektronegative Verunreinigungen im flüssigen Medium führen zu Verlusten in der Anzahl  $N_e$  der driftenden Elektronen und somit zur Abschwächung des Stromsignals. Bei einer konstanten Anlagerungsrate nimmt das Stromsignal exponentiell mit der Elektronenlebensdauer  $\tau$  als Zeitkonstante ab, da für den Strom  $I \propto N_e e v_d$  gilt (siehe Abschnitt 5.1.3):

$$I_{real}(t) = \begin{cases} \frac{q_0}{t_d} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) e^{-\frac{t}{\tau}} & \text{für } 0 < t < t_d, \\ 0 & \text{sonst,} \end{cases} \quad (3.24)$$

---

<sup>5</sup>Module 0: Nach allen Spezifikationen vollständiges Kalorimetermodul vor der Serienproduktion.

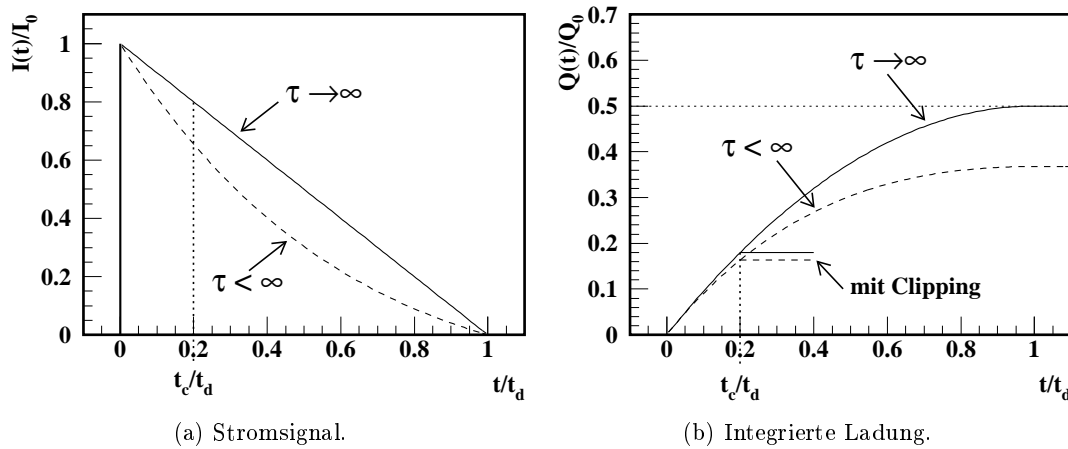


Abbildung 3.3: Das Stromsignal und die integrierte Ladung einer Kalorimeterzelle als Funktion der normierten Driftzeit  $\frac{t}{t_d}$  für verschiedene Elektronenlebensdauern  $\tau$ . Der Effekt des Abschneidens ist für eine (unrealistisch große) Abscheidezeit  $t_c = 0.2 t_d$  angedeutet.

Für  $\tau \rightarrow \infty$  geht die Funktion (3.24) in (3.23) über, wie in Abbildung 3.3 a) dargestellt.

Wird dieses Stromsignal mit der Übertragungsfunktion für ein einfaches Modell für den stromsensitiven Vorverstärker (Anstiegszeit  $\tau_{pa}$  und die Pulsformung (CR RC<sup>2</sup>-Shaper<sup>6</sup> mit der Zeitkonstanten  $\tau_{sh}$ ) gefaltet (vgl. [49]), so erhält man das nach der Pulsformung erwartete Kalorimetersignal, wie in Abb. 3.4 dargestellt. Deutlich ist der Einfluß der Elektronenlebensdauer auf die Signalamplitude und die Signalform zu erkennen.

Vereinfachend kann die Pulsformung bei der initialen Stromauslese durch eine Integration über das Stromsignal  $I_{real}$  bis zu einer Abscheidezeit  $t_c$  dargestellt werden, wobei u.a. die Übertragungsfunktion der Elektronikette vor den Pulsformern vernachlässigt wird. Die gesammelte Ladung ist ein Maß für die Signalamplitude (Abb. 3.3 b)):

$$Q_{real}(t_c) = \begin{cases} q_0 \frac{\tau}{t_d} \left[ \frac{t_c}{t_d} e^{-\frac{t_c}{\tau}} + \left( \frac{\tau}{t_d} - 1 \right) \left( e^{-\frac{t_c}{\tau}} - 1 \right) \right] & \text{für } 0 < t_c < t_d, \\ q_0 \frac{\tau}{t_d} \left[ \frac{\tau}{t_d} \left( e^{-\frac{t_d}{\tau}} - 1 \right) + 1 \right] & \text{für } t_d < t_c. \end{cases} \quad (3.25)$$

Im idealen Fall ( $\tau \rightarrow \infty$ ) wird maximal  $\frac{1}{2}Q_0$  gesammelt:

$$Q_{ideal}(t_c) = \begin{cases} q_0 \frac{t_c}{t_d} \left( 1 - \frac{t_c}{2t_d} \right) & \text{für } 0 < t_c < t_d, \\ \frac{1}{2} q_0 & \text{für } t_d < t_c. \end{cases} \quad (3.26)$$

Das Verhältnis von realer zu idealer Ladungsausbeute in Abhängigkeit der auf die Driftzeit  $t_d$  normierten Elektronenlebensdauer beträgt:

$$\frac{Q_{real}(t_c)}{Q_{ideal}(t_c)} = \begin{cases} \frac{\tau}{t_d - t_c/2} \left[ e^{-\frac{t_c}{\tau}} + \left( \frac{\tau}{t_c} - \frac{t_d}{t_c} \right) \left( e^{-\frac{t_c}{\tau}} - 1 \right) \right] & \text{für } 0 < t_c < t_d, \\ \frac{2\tau}{t_d} \left[ \frac{\tau}{t_d} \left( e^{-\frac{t_d}{\tau}} - 1 \right) + 1 \right] & \text{für } t_d < t_c. \end{cases} \quad (3.27)$$

<sup>6</sup>CR RC<sup>2</sup> bedeutet eine Integration und doppelte Differenzierung des Signals.

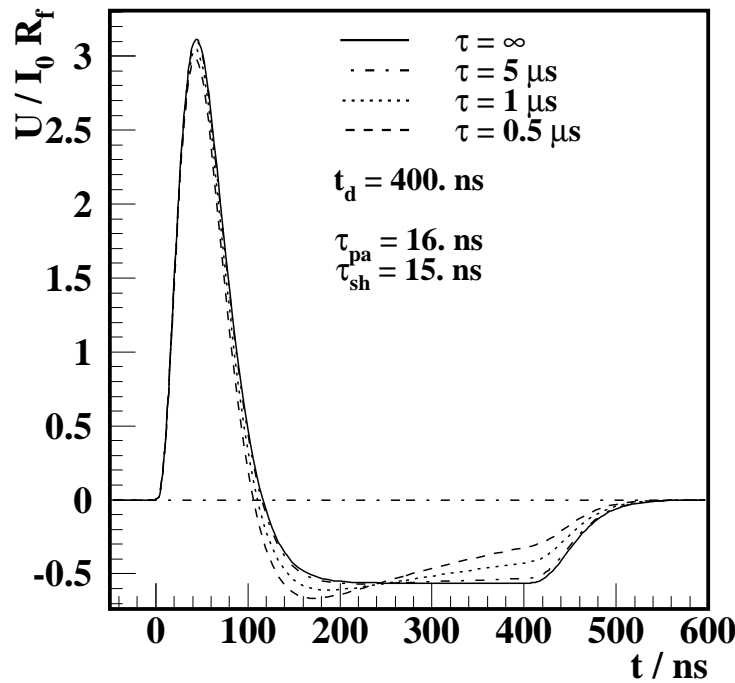


Abbildung 3.4: Die erwartete Signalform eines Kalorimeters auslesekanals am Ausgang des Pulsformers für unterschiedliche Elektronenlebensdauern  $\tau$ . (Das Modell nach [49] wurde im Stromsignal um den Exponentialterm zur Beschreibung endlicher Elektronenlebensdauern erweitert.) Die korrespondierenden Verunreinigungskonzentrationen nach [50] liegen zwischen  $0.7 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  ( $\tau = 5 \mu\text{s}$ ) und  $6.7 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  ( $\tau = 0.5 \mu\text{s}$ ).

Abbildung 3.5 zeigt, daß der Anlagerungseffekt bei kürzeren Abschneidezeiten  $t_c$  einen geringeren Einfluß auf die Ladungsausbeute hat als bei längeren, allerdings auf Kosten der absoluten Signalhöhe (Abb. 3.3 b)). Zur Orientierung ist die Konzentration der Verunreinigungsmoleküle in Sauerstoffäquivalenten nach [50] angegeben. Der Vergleich mit der Abhängigkeit der erwarteten Signalamplitude nach der Pulsformung von  $\tau/t_d$  (durchgezogene Linie) zeigt, daß das vereinfachte Modell mit  $t_c/t_d = 10\%$  die Signalamplitude gut beschreibt. Für das hadronische Endkappenkalorimeter entspricht dies bei  $t_d \approx 400 \text{ ns}$  einer effektiven Integrationszeit  $t_c = 40 \text{ ns}$ . Damit Schwankungen der gesamten integrierten Ladung aufgrund elektronegativer Verunreinigungen keinen großen Einfluß auf die Signalstabilität des Kalorimeters haben, muß eine möglichst geringe Verunreinigungskonzentration angestrebt werden. Die relative Änderung der Ladungsausbeute bei Variation der Verunreinigungskonzentration  $p$  ist in Abb. 3.6 in Abhängigkeit von  $p$  dargestellt. Beträgt die Konzentration der Verunreinigungen z.B.  $1 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$ , so schwankt die integrierte Ladung um etwa  $0.07\%$  für  $\Delta p = \pm 0.1 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  (für HEC-Standardparameter und  $t_c = 40 \text{ ns}$ ). Für die ATLAS-Kryostaten wird eine Reinheit des flüssigen Argons von  $p < 1 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  gefordert [51], um den Einfluß auf die Signalform des Kalorimeters gering zu halten.

Somit ist eine Überwachung der Konzentration der elektronegativen Verunreinigungen für eine stabile Kalibration der ATLAS-Flüssigargonkalorimeter notwendig. Vorgesehen ist der Einsatz spezieller Reinheitsmonitore in den Flüssigargonkryostaten von ATLAS, die in Kapitel 5 vorgestellt werden.

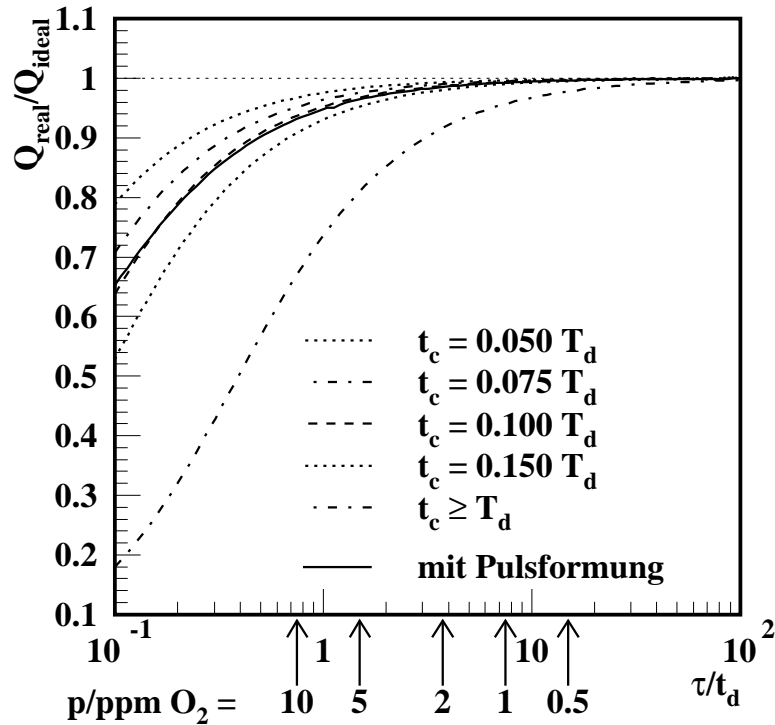


Abbildung 3.5: Die Ladungsausbeute in Abhängigkeit der normierten Lebensdauer für verschiedene Abschneidezeiten  $t_c$ . Die korrespondierenden Verunreinigungskonzentrationen in Sauerstoffäquivalenten sind für eine Driftgeschwindigkeit  $v_d = 5 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$ , einen Elektrodenabstand  $d = 2 \text{ mm}$  und ein elektrisches Feld von  $10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ , den Verhältnissen im HEC entsprechend, angegeben. Überlagert ist die Funktion der erwarteten Signalamplitude nach der Pulsformung ( $\tau_{pa} = 16 \text{ ns}$ ,  $\tau_{sh} = 15 \text{ ns}$ ). Der Verlauf mit  $\tau/t_d$  wird durch das einfache Modell mit  $t_c = 40 \text{ ns}$  gut beschrieben.

### 3.5 Die Prototypmodule für den Teststrahl

Im H6-Teststrahl am CERN waren im September 1996 erstmalig vier Prototypmodule des hadronischen Endkappenkalorimeters installiert, die von der Größe her einen angemessenen Anteil eines hadronischen Schauers (Pionen  $\sim 100 \text{ GeV}$ ) enthalten konnten. Je ein vorderes und ein hinteres Modul, die in Rußland und Deutschland bzw. Kanada und USA gebaut worden waren, bildete hintereinandergestellt ein Teilmodul in  $\varphi$  (Modul A bzw. Modul B). Der gesamte Prototyp wurde im Teststrahlkryostaten, wie in Abb. 3.7 gezeigt (siehe auch Abb. 6.1), unter einem Winkel  $\Theta = 18.8^\circ$  zur Strahlachse, entsprechend  $\eta = 1.8$ , angeordnet.

Die Module bestehen im wesentlichen aus denselben Materialien und besitzen denselben Aufbau wie im Abschnitt 3.2 beschrieben. Aufgrund des beschränkten Platzes im H1-Teststrahlkryostaten<sup>7</sup> konnten die hinteren Module lediglich mit 25 mm statt 50 mm starken Kupferplatten versehen werden. Die resultierende longitudinale Tiefe von  $7.3 \lambda_{had}$  reicht für die Absorption von Pionen mit einer Primärenergie von 200 GeV nicht ganz aus. Die beiden nebeneinander angeordneten longitudinalen Module besitzen jeweils (24+16) aktive Flüssiggargonspalte. Die laterale Segmentierung der Ausleseflächen beträgt  $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ .

<sup>7</sup>Ehemals wurden hierin die Kalorimetermodule des H1-Experiments am DESY vermessen.



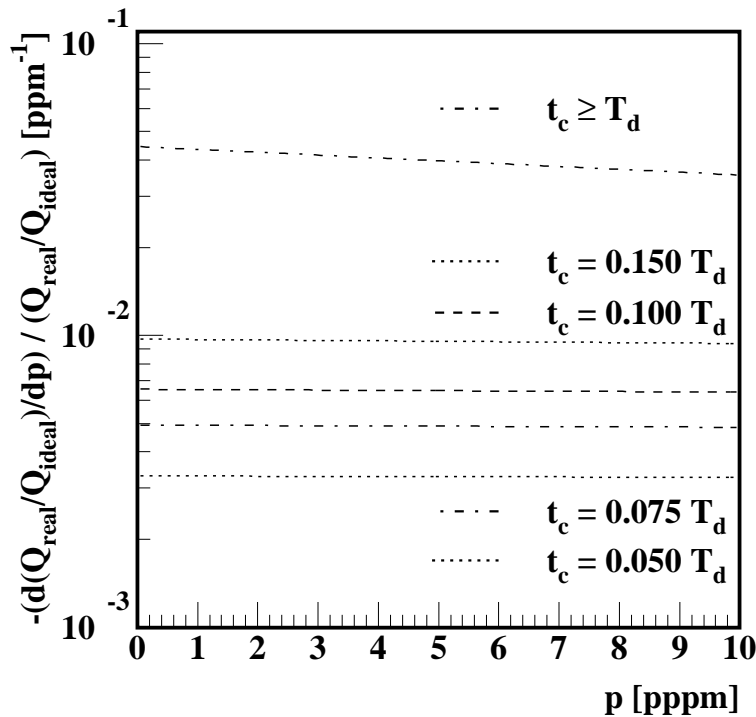


Abbildung 3.6: Die relative Änderung der Ladungsausbeute bei Variation der Verunreinigungskonzentration  $\frac{\delta(Q_{\text{real}}/Q_{\text{ideal}})}{(Q_{\text{real}}/Q_{\text{ideal}}) \delta p}$  in Abhängigkeit von  $p$  für verschiedene Abschneidezeiten  $t_c$ . Die Werte sind für eine Driftgeschwindigkeit  $v_d = 5 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$ , einen Elektrodenabstand  $d = 2 \text{ mm}$  und ein elektrisches Feld von  $10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ , den Verhältnissen im HEC entsprechend, angegeben.

Zur Hochspannungsversorgung der Elektroden kamen zwei verschiedene Methoden zum Einsatz:

- Im Modul A (Rußland/Europa) wurde eine  $3 \mu\text{m}$  dicke, aufgesprühte Hochwiderstandsschicht (HRC)<sup>8</sup> benutzt, die zugleich bei Hochspannungsüberschlägen den Strom begrenzt.
- Im Modul B (Kanada/Amerika) kam ein Hochspannungsverteilschaltwerk aus Widerständen zum Einsatz. Zum Schutz der Vorverstärker bei Hochspannungsüberschlägen mußten allerdings zusätzlich Zenerdioden an den Vorverstärkereingängen vorgesehen werden, deren Kapazität das Niveau des elektronischen Rauschens um ca. 30% erhöhten [53].

Es wurden jeweils die vier Subspalte eines Flüssigargonspalts von verschiedenen Hochspannungsquellen versorgt, um Totalausfälle von Auslesespalten zu vermeiden.

Zur Signalauslese wurde das H1-Datennahmesystem mit den im RD33-Projekt entwickelten Vorverstärker- und Summierchips [46] genutzt. Die Signale von jeweils 8 hintereinanderliegenden Ausseeelektrodenflächen werden hinter dem Vorverstärker summiert und anschließend von einem Pulsformer weiterverarbeitet. Außerhalb des Kryostaten werden die Amplituden dieser Signale mit Hilfe von Track-and-Hold-Schaltungen festgehalten, bis sie sequentiell von einem

<sup>8</sup>HRC = High Resistive Coating.

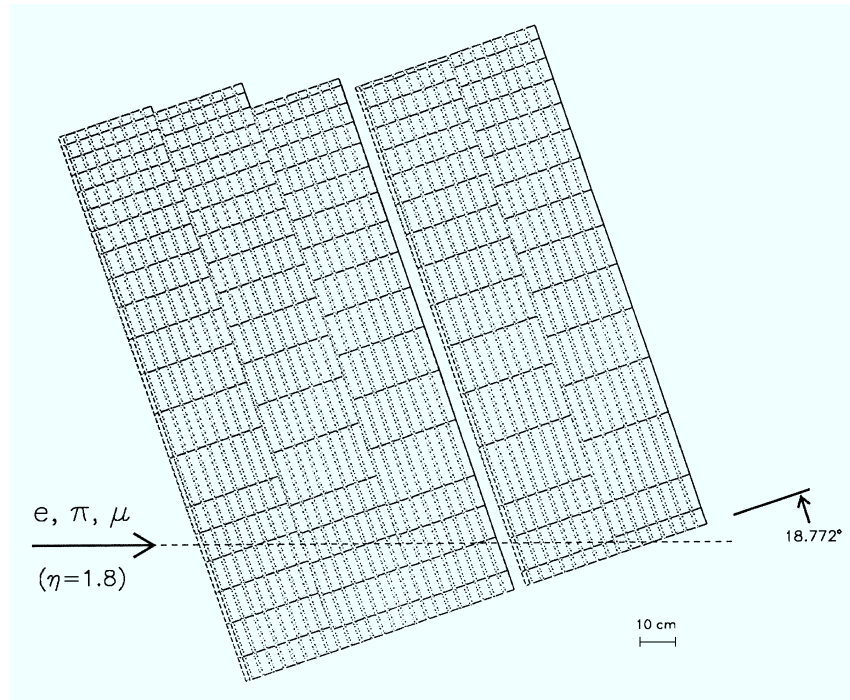


Abbildung 3.7: Seitenschnitt des HEC-Prototypen [52]. Zu erkennen sind die 5 Segmente mit jeweils 8 aktiven Flüssigargonspalten. Die angedeutete Strahlrichtung entspricht einem Teilcheneinfall vom Wechselwirkungspunkt des ATLAS-Detektors bei  $\eta = 1.8$ .

ADC<sup>9</sup> digitalisiert werden und vom Datennahmesystem gemeinsam mit Strahl- und anderen Systemzustandsparametern auf Speichermedien der späteren Analyse zur Verfügung gestellt werden.

Die maximale Summation von 8 Vorverstärkerkanälen führte zu einer longitudinalen Unterteilung des Prototypkalorimeters in 5 Auslesesegmente identischer Dicke mit jeweils 8 Flüssigargonspalten. Im Teststrahlkryostaten sind nicht alle Bereiche des Prototypen vom Strahl erreichbar, so daß die Instrumentierung von insgesamt 160 Auslesekanälen genügte.

Ein wesentlicher Nachteil der RD33-Elektronik besteht darin, daß sie für ein feiner segmentiertes Kalorimeter mit kleineren Zellkapazitäten entwickelt worden war. Die fehlende kapazitive Anpassung an das Prototypkalorimeter führt zu einem höherem Niveau elektronischen Rauschens. Zu Testzwecken war ein seitlicher longitudinaler Turm von Ausleseflächen des Moduls B im September 1996 mit dem Prototyp der für den Einsatz in ATLAS vorgesehenen Vorverstärker- und Summierchips ausgerüstet worden. Die Segmentierung betrug  $1 \times 8 + 2 \times 16$  Ausleseflächen. Bei einem dieser 3 Kanäle wurde das Kalibrationssignal auf der Ebene der Ausleseelektroden eingekoppelt.

---

<sup>9</sup>Analog to Digital Converter.

# Kapitel 4

## Messungen mit den Prototypmodulen des HEC

Im Jahr 1996 wurden während drei Teststrahlperioden Prototyp-Module des hadronischen Endkappenkalorimeters am CERN-SPS untersucht. In den ersten beiden Strahlperioden waren lediglich ein bzw. drei Module des Prototypkalorimeters verfügbar, so daß nur die Untersuchung der Kalorimeterantwort und -auflösung für Elektronen mit einer Primärenergie bis zu 200 GeV und die Untersuchung des Myonnachweises für 120 GeV-Myonen möglich war [53]. In der letzten Teststrahlperiode im September 1996 waren die gesamten vier Prototypmodule komplett, so daß das Hauptaugenmerk auf das Kalorimeterverhalten bei von Pionen mit bis zu 200 GeV Primärenergie erzeugten Schauern gelegt werden konnte. Darüberhinaus wurden auch Daten mit Elektronenstrahlen verschiedener Energien aufgezeichnet, um die Entwicklung elektromagnetischer Schauer im gesamten Prototypkalorimeter und somit die Nachweisempfindlichkeit des Kalorimeters für Elektronen im Vergleich zu Hadronen (hier: Pionen) studieren zu können.

Nach einer kurzen Darstellung des experimentellen Aufbaus am Teststrahl und der verfügbaren Daten wird in diesem Kapitel zunächst die Analyse der Elektron- und Piondaten der Teststrahlperiode im September 1996 vorgestellt, bevor durch den Vergleich mit Monte-Carlo-Studien das Kalorimeterverhalten interpretiert wird.

### 4.1 Experimenteller Aufbau und Datensätze

#### 4.1.1 Aufbau am H6-Teststrahl

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden am H6-Strahl des CERN-SPS<sup>1</sup> mit dem vollständigen Prototypkalorimeter im H1-Teststrahlkryostaten durchgeführt. Der H6-Strahl [54] stellt hinter einem austauschbarem Sekundärtarget wahlweise Elektronen oder geladene Pionen, sowie Myonen mit über ein Spektrometer einstellbaren Energien von 10 GeV bis 200 GeV bei akzeptablen Raten in Form von 2.4 s langen Strahlpulsen (*Bursts*) mit 14.4 s Strahlpause dazwischen zur Verfügung. In der Strahlführung sind Szintillationszähler und Veto-zähler, Proportionalkammern (MWPC) und Cherenkov-Detektoren installiert, die

---

<sup>1</sup>SPS: Super Proton Synchrotron mit 450 GeV Protonen.

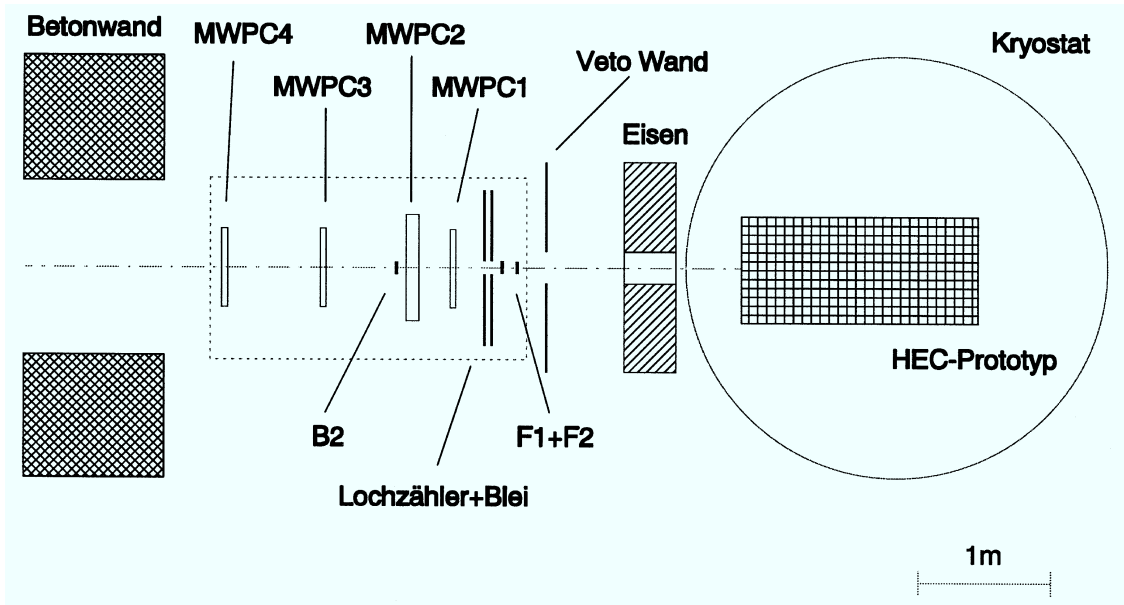


Abbildung 4.1: Anordnung der Spurkammern (MWPCs) und der Szintillationszähler zur Triggererzeugung im Strahl vor dem Teststrahlkryostaten [53].

zur Triggergenerierung, zur Bestimmung des Teilcheneinschufpunktes und als Hilfe bei der Teilchenidentifikation dienen (vgl. Abb. 4.1). Eine ausführlichere Beschreibung findet sich in [53]. In dem Kryostaten waren die in Abschnitt 3.5 beschriebenen Module des HEC-Prototypkalorimeters hinter einem Argonverdränger aus einem leichten Material im flüssigen Argon angeordnet. Der Kryostat ließ sich um  $\pm 30$  cm transversal zum Strahl horizontal verschieben, und der Strahl konnte um  $\pm 25$  cm in vertikaler Richtung bewegt werden, so daß verschiedene Einschufpositionen realisierbar waren. Die Datenauslese wurde bereits in Abschnitt 3.5 vorgestellt.

#### 4.1.2 Datensätze

Zur Analyse wurden die Energierastermessungen (*engl: energy scans*) mit Elektronen und geladenen Pionen vom September 1996 bei den beiden Einschufpositionen Auslesefläche 9 (Pad 9) und Auslesefläche 90 (Pad 90) herangezogen. Eine Übersicht der genutzten Datensätze für 5 bzw. 8 (Elektronen bzw. Pionen) Energiepunkte mit 20 bis 100 bzw. 200 GeV Strahlenergie ist in Tab. A.1 (Anhang A.2) zusammengestellt.

Vor der Datenanalyse müssen die Einträge, die als ADC-Kanalzahlen vorliegen, auf den Nullkanal des jeweiligen ADCs (*Pedestal*) korrigiert werden. Dazu wurden spezielle Ereignisse aufgezeichnet, bei denen die Auslese der ADCs zu einem zufällig bestimmten Zeitpunkt in den Pausen zwischen zwei Strahlpaketen (*Out-of-Burst*) gestartet wurde (Zufallstrigger). Die Breite der Zufallstriggerverteilung eines ADC-Kanals ist ein Maß für das elektronische Rauschen. Es wurden für jeden Auslesekanal der Mittelwert und die Breite (r.m.s.-Wert) bestimmt und zur Berechnung der pedestalkorrigierten Energie gespeichert. Die Mittelwerte lagen bei ca. 180 ADC-Kanälen mit Kanal-zu-Kanal-Variationen von ungefähr 5 ADC-Kanälen, wie in Abb. 4.2 a) für den Datensatz (*Run*) 6097 gezeigt ist. Die zeitliche Stabilität der Pedestals ist in den Abbildungen 4.2 b)-e) für die Datensätze der Elektronenmeßreihe dargestellt. Für

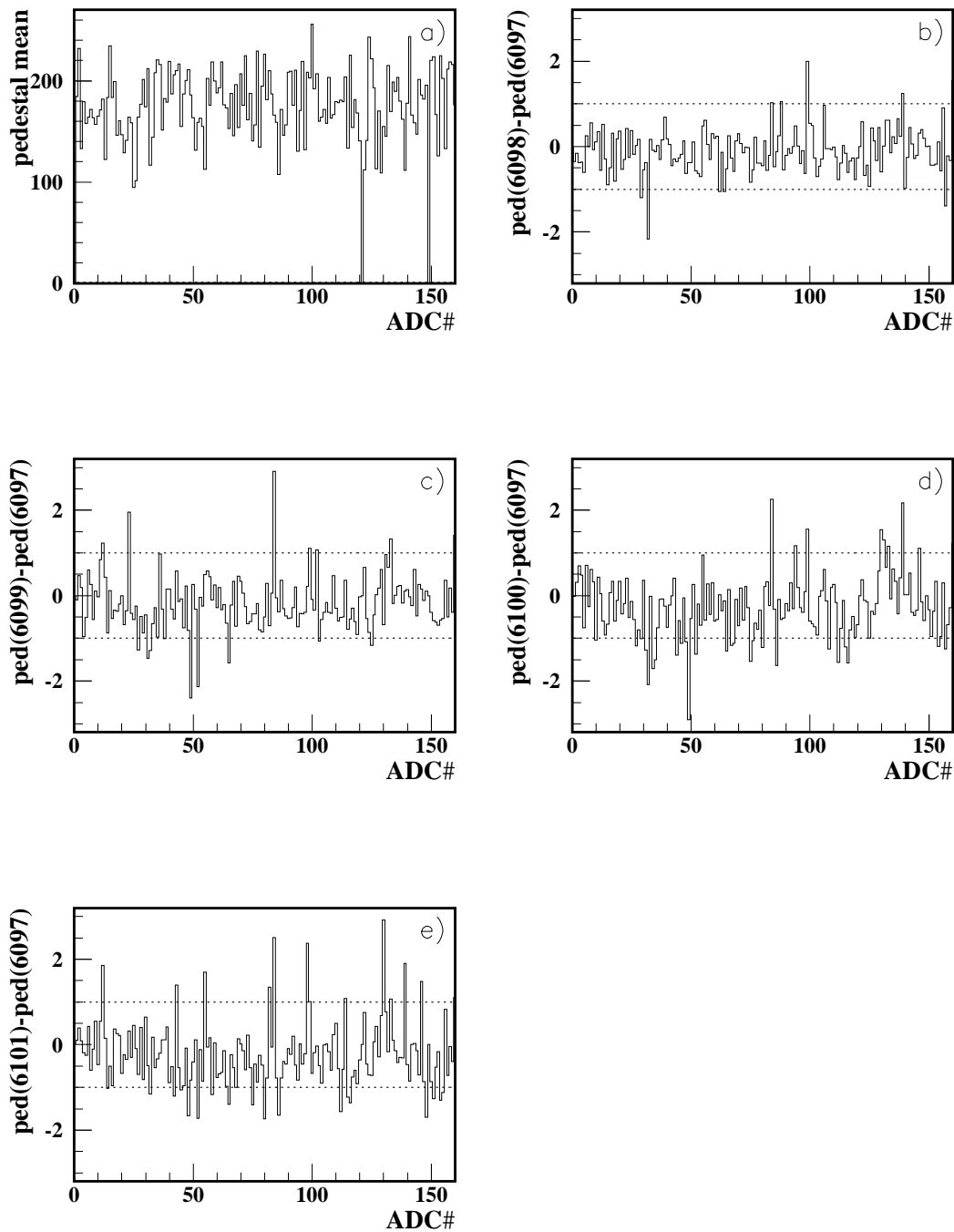


Abbildung 4.2: a) Pedestalmittelwerte aller ADC-Kanäle im Datensatz 6097.  
 b)-e) Stabilität der Pedestalmittelwerte einer Meßreihe von 5 Datensätzen (6097 - 6101). Gezeigt sind die Differenzen der für die einzelnen Datensätze berechneten Mittelwerte zu denen des Datensatzes 6097 als Funktion der ADC-Nummer.

jeden Auslesekanal und jeden Datensatz ist die Differenz des Pedestalmittelwerts zum Mittelwert des Datensatzes 6097 dargestellt; bei diesen 5 Datensätzen liegen die Variationen der Pedestalmittelwerte in einem Band von  $\pm 1$  ADC-Kanal.

Zur Selektion von Elektron- oder Pionereignissen aus den Datensätzen wurden folgende Kriterien angewandt:

- Das Ereignis ist nicht durch einen Zufallstrigger ausgelöst worden.
- Das globale Triggerbit ist gesetzt, d.h. ein Teilchenpaket aus dem Strahl befand sich in der Detektorregion, die Szintillationszähler registrierten Teilchen und das Kalorimeter war sensitiv geschaltet.
- Die Triggerbits 15 ( $e, \pi, \mu$ ) und .NOT.13 ( $\mu$ ) sind für Elektronereignisse gesetzt.
- Dieselben Kriterien wurden für die Pioneselektion gefordert. Die Information des Cherenkovzählers (Triggerbit 6) konnte wegen der schlechten Effizienz des Cherenkovdetektors nicht zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen genutzt werden. Dies führt insbesondere bei den Piondaten mit 20 GeV Strahlenergie zu einer Kontamination durch Elektronen, die einen speziellen Schnitt erfordert (siehe Abschnitt 4.3).

Die Anzahl der selektierten Signalereignisse sowie die der Zufallstriggerereignisse für die Elektron- und Piondatensätze ist aus Tabelle A.1 zu ersehen.

## 4.2 Messungen mit Elektronen

Zur Bestimmung der deponierten Energie eines hochenergetischen Elektrons wurden die individuellen Energien einer benachbarten Gruppe von Auslesekanälen (*cluster*) herangezogen. Auslesekanäle, die bei einer speziellen Einschußposition für (fast) alle Ereignisse keine signifikante Energiedeposition aufweisen, tragen nur mit dem Energieäquivalent des elektronischen Rauschens zur Energiesumme bei und erzeugen in derselben statistische Fluktuationen, die lediglich den Rauschterm in der Auflösungsformel 3.22 erhöhen. Der für die Elektronenanalyse benutzte Cluster besteht aus 5 benachbarten Auslesekanälen: dem Kanal der Einschußauslesefläche und den beiden oberhalb und unterhalb liegenden Kanälen im ersten Auslesesegment, sowie den beiden im 2. Segment geometrisch in Strahlrichtung dahinter angeordneten. Die Form des Clusters wurde in [53] optimiert.

Daß die Elektronenergie in den ersten beiden Segmenten von  $2 \times 8$  Flüssigargonspalten (8.5 mm) und Kupferplatten (25 mm) deponiert wird, entspricht der Erwartung: Aus Beziehung (3.10) und den Werten von Tabelle 3.1 wird im Mittel eine 98%ige Energiedeposition bei  $L(98\%) \approx 20 X_0$  für den Schauer eines 100 GeV Elektrons erwartet. Die mittlere Strahlungslänge für das Prototypkalorimeter beträgt nach Formel (3.18)  $\bar{X}_0 \approx 13.1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ , die Materialbelegung von zwei Auslesesegmenten  $X \approx 380 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \approx 29 \bar{X}_0$ . Somit wird im Mittel ein von Elektronen induzierter Schauer in der Tiefe von 2 Auslesesegmenten absorbiert. Der mittlere Molière-Radius berechnet sich nach Formel (3.19) zu  $\bar{R}_M = 13.3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \approx \bar{X}_0 \hat{=} 1.9 \text{ cm}$ , womit die laterale Schauerbreite (95% Energie enthalten) ca. 4 cm beträgt. Durch den um  $18.772^\circ$  gegenüber der Flächennormale der Kupferplatten geneigten Strahleinfall wird im ersten Segment Energie in den vertikal zum Einschußkanal benachbarten Auslesekanälen deponiert.

Zur Berechnung der kalibrierten Energie aus den gemessenen ADC-Einträgen (nach Subtraktion der Pedestalwerte) wird eine globale Kalibrationskonstante  $\alpha_{em}$  für die beiden Einschußpositionen benutzt. Sie wird mit Hilfe einer globalen Optimierungsprozedur bestimmt, in die sämtliche Ereignisse aller Strahlenergien einbezogen werden. Mit Hilfe des Programmpakets MINUIT [55] wird folgende Funktion minimiert:

$$\chi^2 := \sum_{i=1}^{N_{Run}} \sum_{j=1}^{n_{Ereignisse}} \frac{(\alpha_{em} \Sigma ADC_{i,j} - E_0^i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (4.1)$$

mit

$ADC_{i,j}$  : ADC-Summe im selektierten Cluster für Ereignis  $i$  in Datensatz  $j$ ,  
 $E_0^i$  : nominelle Strahlenergie des Datensatzes  $i$  und  
 $\sigma_i$  : Gewichtungsfaktor für den Datensatz  $i$ .

Die Faktoren  $\sigma_i$  sollten der Auflösung bei den entsprechenden Strahlenergien entsprechen. In der ersten Iteration wurden Näherungswerte benutzt.

Als globale Kalibrationskonstanten für die Elektronmeßreihen ergeben sich:

Pad 9:  $\alpha_{em} = 0.08384 \pm 0.00002$  GeV/ADC-Eintrag und  
 Pad 90:  $\alpha_{em} = 0.07686 \pm 0.00002$  GeV/ADC-Eintrag.

Die Fehler geben die statistische Genauigkeit des Fits wieder. Werden die so gewonnenen Kalibrationskonstanten auf die jeweiligen Elektronendatensätze angewandt, ergeben sich die in Abb. 4.3 für die Einschußposition Pad 9 beispielhaft dargestellten Energieverteilungen. Die Form der Verteilungen wird von einer Gaußkurve gut beschrieben, wie die überlagerte Anpassung zeigt. Diese Anpassung wurde bei der iterativen Bestimmung von  $\alpha_{em}$  im Bereich von  $\pm 3\sigma_i$  um die mittlere rekonstruierte Energie  $\bar{E}_i$  durchgeführt, um Schauer, die nur einen wesentlich kleineren Teil der Energie in dem Cluster deponieren<sup>2</sup>, auszuschließen. Die ermittelten Mittelwerte und Standardabweichungen werden zur Bestimmung der Energieantwort und -auflösung des Kalorimeters für Elektronen verwendet.

Die Energieantwort als Verhältnis der mittleren rekonstruierten Energie zur nominellen Strahlenergie in Abhängigkeit der Strahlenergie ist in Abb. 4.4 gezeigt. Im wesentlichen ist ein flaches Verhalten zu sehen, wobei die Abweichungen vom Sollwert 1 kleiner als 0.5% sind.

Die Energieauflösung  $\sigma/E$  des Prototypkalorimeters für Elektronen ist in Abb. 4.5 als Funktion der Strahlenergie gezeigt. Aus einer Anpassung der klassischen Auflösungsfunktion (3.22)

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \oplus \beta \oplus \frac{\gamma}{E}$$

an die experimentellen Datenpunkte wurden der Samplingterm  $\alpha$  und der konstante Term  $\beta$  bestimmt. Der Rauschterm  $\gamma$  wurde auf die Rauschwerte fixiert, die zuvor aus den Zufallstriggerereignissen bestimmt worden waren. Nach Addition der ADC-Einträge dieser Ereignisse in dem Cluster und Anwendung der globalen Kalibrationskonstante  $\alpha_{em}$  betragen die Rauschniveaus:

<sup>2</sup>Ein solcher Schauer könnte z.B. bereits vor der Kalorimeterfrontfläche in anderem Material beginnen.

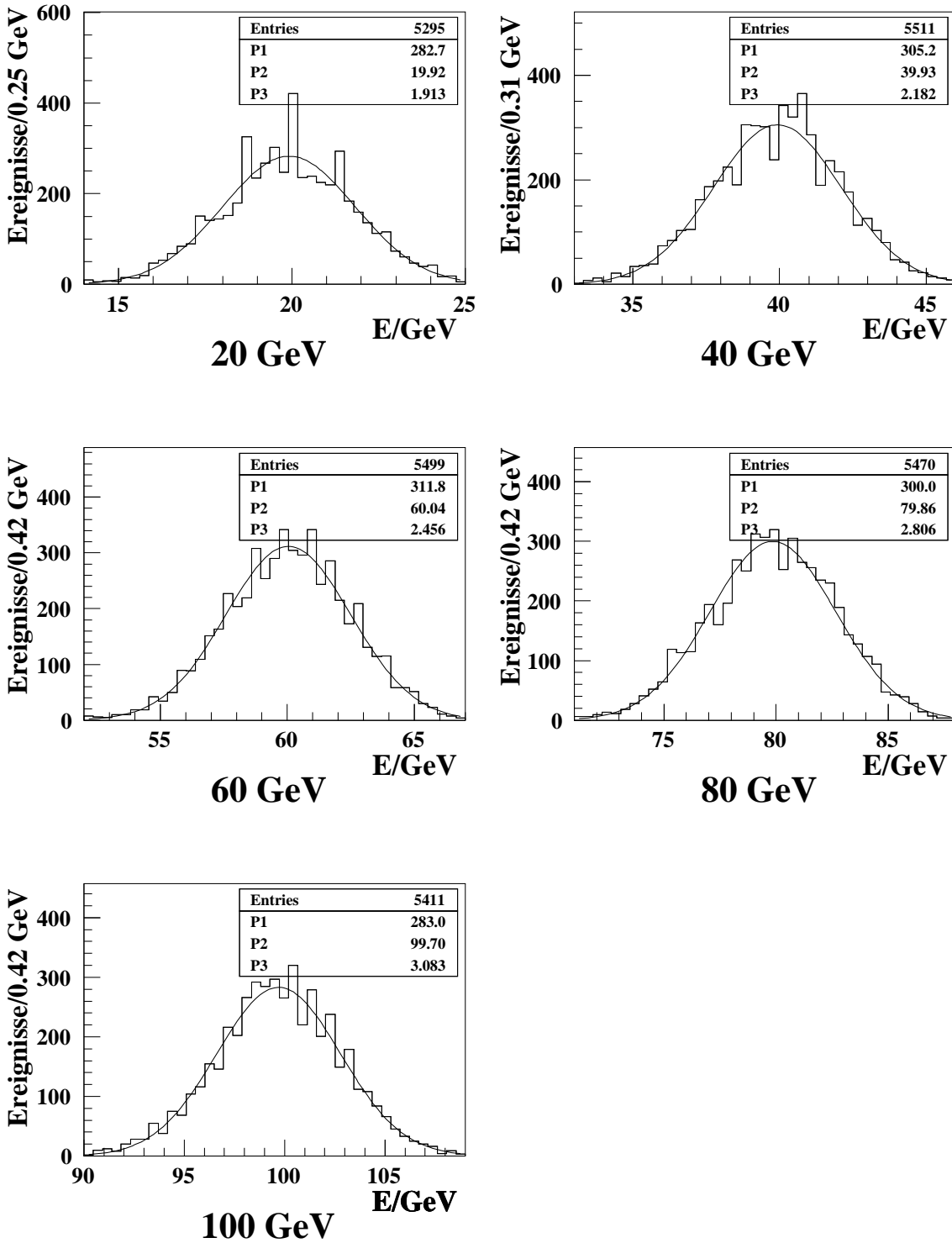


Abbildung 4.3: Verteilungen der rekonstruierten Elektronenergie für die Einschlußposition Pad 9 bei Strahlenergien von 20, 40, 60, 80 und 100 GeV. Die Anpassungen an Gaußverteilungen sind überlagert.



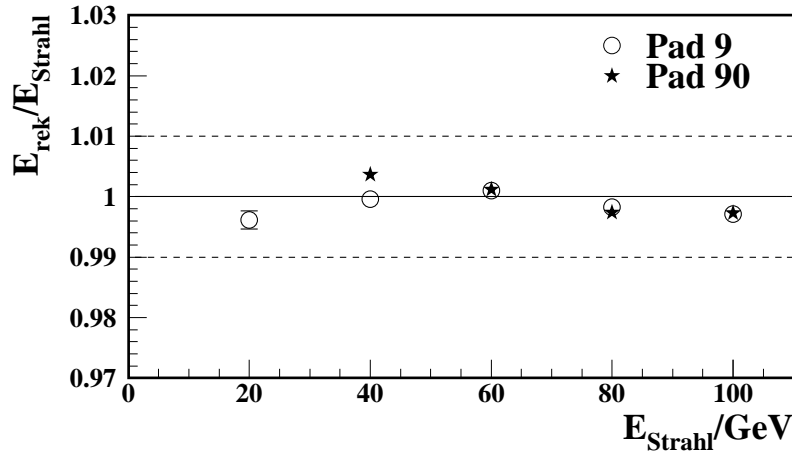


Abbildung 4.4: Die Energieantwort des hadronischen Prototypkalorimeters für Elektronen. Dargestellt ist das Verhältnis von rekonstruierter Energie zur nominellen Strahlenergie als Funktion der Strahlenergie für die zwei Einschubpositionen Pad 9 und Pad 90. (Ergebnis für eine globale Kalibrationskonstante.)

$$\text{Pad 9: } \gamma = 1.68 \pm 0.04 \text{ GeV} \quad \text{Pad 90: } \gamma = 0.98 \pm 0.07 \text{ GeV.}$$

Mit diesen Werten für  $\gamma$  wurden  $\alpha$  und  $\beta$  bestimmt:

$$\begin{array}{ll} \text{Pad 9: } \alpha & = 16.8 \pm 1.0 \% \\ & \beta = 1.9 \pm 0.1 \% \\ & \text{cor}(\alpha, \beta) = -0.944 \end{array} \quad \begin{array}{ll} \text{Pad 90: } \alpha & = 20.8 \pm 0.6 \% \\ & \beta = 0.9 \pm 0.2 \% \\ & \text{cor}(\alpha, \beta) = -0.892 \end{array} .$$

Zusätzlich ist der Korrelationskoeffizient (cor) zwischen  $\alpha$  und  $\beta$ , der aus der Fehlermatrix der Anpassung erhalten wird, angegeben. Eine starke Antikorrelation ist zu erkennen.

Die Anpassung ergibt einen relativ großen konstanten Term. Die Einführung von fünf zusätzlichen Kalibrationskonstanten  $c_i$  (je ein Gewicht pro Auslesekanal im Cluster) sollte Interkalibrationsfehler zwischen den einzelnen Auslesekanälen aufheben. Die zu minimierende Funktion (4.1) wird wie folgt erweitert:

$$\chi^2 := \sum_{i=1}^{N_{\text{Run}}} \sum_{j=1}^{n_{\text{Ereignisse}}} \frac{(\alpha_{em} \sum_{i=1}^{N_{\text{Cluster}}} c_i \text{ADC}_{i,j} - E_0^i)^2}{\sigma_i^2} . \quad (4.2)$$

Als globale Kalibrationskonstante  $\alpha_{em}$  wird das Ergebnis der Einparameteranpassung beibehalten. Nach der Anpassung der Konstanten  $c_i$  wurde der Rauschterm  $\gamma$  als gewichtete Summe der ADC-Einträge der Kanäle im Cluster erneut berechnet:

$$\text{Pad 9: } \gamma = 1.52 \pm 0.02 \text{ GeV} \quad \text{Pad 90: } \gamma = 1.00 \pm 0.03 \text{ GeV.}$$

Wie in Abb. 4.5 zu erkennen ist, ergeben sich leichte Verbesserungen, wobei die gestrichelten Kurven das Resultat dieser Anpassung darstellen. Der Samplingterm  $\alpha$  und der konstante Term  $\beta$  sind mit den Ergebnissen des Einparameterfits an die Energieauflösung innerhalb der

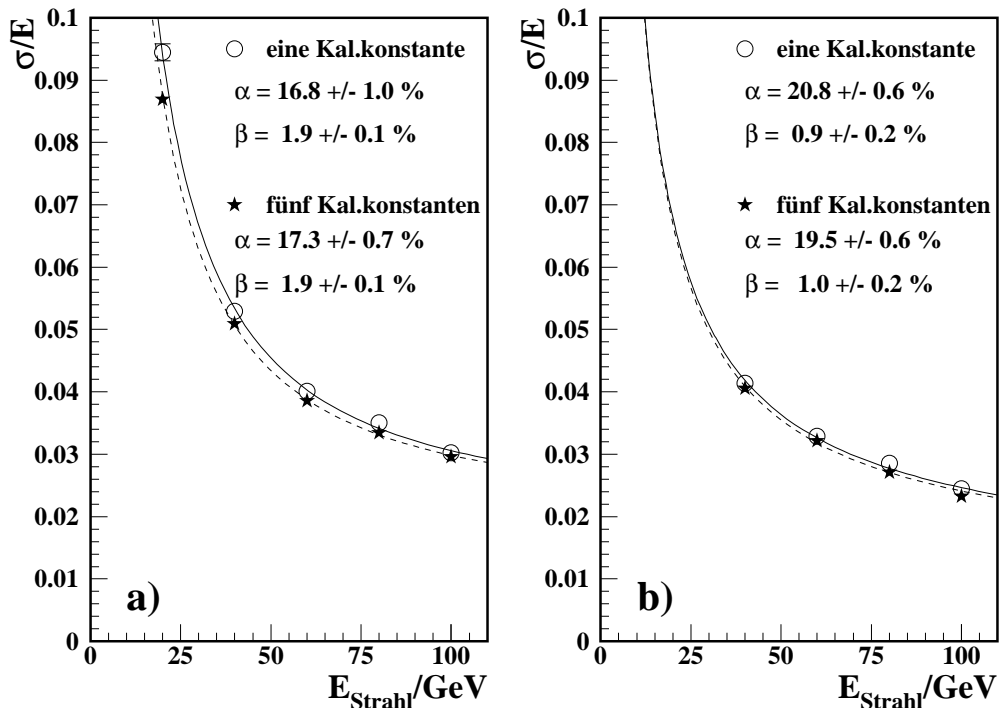


Abbildung 4.5: Die Elektron-Energieauflösung des hadronischen Prototypkalrimeters für die Einschusspositionen a) Pad 9 und b) Pad 90. Die Energieauflösung ist als Funktion der Strahlenergie  $E_{Strahl}$  aufgetragen, und das Ergebnis der Anpassung an die Auflösungsformel (3.22) ist als Linie dargestellt. Bei Verwendung der fünf zusätzlichen Kalibrationskonstanten ergibt sich nur eine leichte Verbesserung der Energieauflösung.

Fehler vergleichbar. Das Ansteigen des Samplingterms  $\alpha$  bei der Einschussposition Pad 9 wirkt dem kleineren Rauschterm  $\gamma$  in der Anpassung entgegen, welches auf eine Antikorrelation der beiden Größen hinweist. Die Einführung zusätzlicher Kalibrationskonstanten  $c_i$  führt offensichtlich nicht zu einer entscheidenden Verbesserung des konstanten Terms, obwohl damit vom Prinzip her die fehlende Hardware-Kalibration korrigiert werden sollte.

Wird letztendlich der Rauschterm  $\gamma$  in der Anpassung der Energieauflösungsfunktion als dritter freier Parameter berücksichtigt, so erhält man ein innerhalb der Fehler konsistentes Ergebnis:

$$\text{Pad 9: } \gamma = 1.66 \pm 0.08 \text{ GeV} \quad \text{Pad 90: } \gamma = 0.75 \pm 0.08 \text{ GeV.}$$

Diese Werte sind von der Größe der Rauschwerte aus den Ereignissen mit Zufallstriggern.

Bei der Analyse der Elektronendaten der Teststrahlperioden im Mai und Juni 1996 wurden vergleichbare Ergebnisse für die Energieauflösung gewonnen [53].

## 4.3 Messungen mit geladenen Pionen

Die zur Pionanalyse herangezogenen Datensätze sind in Tabelle A.1 (Anhang A.2) zusammengestellt. Die beiden Meßreihen wurden für dieselben Einschußpositionen wie die Elektronenmeßreihen aufgezeichnet. Zu beachten ist, daß aufgrund von Hochspannungsproblemen im dritten Auslesesegment von Modul B nur zwei von vier Subspalten je Auslesezone aktiv waren (siehe auch [56]). Bei Datensätzen mit der niedrigen Strahlenergie von 20 GeV muß ein spezieller Schnitt zur Unterdrückung einer Elektronenkontamination vorgenommen werden (siehe [57]).

### 4.3.1 Definition des Pionclusters

Zur Rekonstruktion der Energie von Ereignissen mit geladenen Pionen werden wiederum die Energien in einzelnen Auslesekanälen innerhalb eines zuvor definierten Clusters summiert. In dieser Analyse wird zur Clusterdefinition statt des üblicherweise benutzten Konusalgorithmus (*cone algorithm*), bei dem alle Kalorimeterzellen innerhalb eines Kegels mit einem bestimmten Radius in der  $\eta \times \varphi$ -Ebene einbezogen werden, eine andere Methode verwendet. Alle Kalorimeterzellen, die für Ereignisse von 100 GeV Strahlenergie einen Mittelwert größer zwei ADC-Einträgen in der Verteilung der ADC-Einträge aufweisen, werden zu dem Cluster gezählt. Als Beispiel sind in Abb 4.6 die ADC-Eintragsverteilungen aller Kanäle im zweiten longitudinalen Auslesesegment für eine 100 GeV Pionmeßreihe mit der Einschußposition Pad 9 gezeigt. Die Verteilungen der Kanäle, die in den Cluster aufgenommen wurden, sind schraffiert dargestellt. Insgesamt werden 42 bzw. 38 Kanäle in den Cluster für die Einschußposition Pad 9 bzw. Pad 90 aufgenommen (siehe Anhang A.1). Dieselben Cluster werden für alle Strahlenergien verwendet, da der Einfluß der Strahlenergie auf die Clusterdefinitionsmethode gering ist [57].

### 4.3.2 Energierekonstruktion

Zur Energierekonstruktion der Pionen wird als erste Näherung eine globale Kalibrationskonstante  $\alpha_{had}$  auf dieselbe Art wie bei den Elektronen an die Piondaten angepaßt:

$$\begin{aligned} \text{Pad 9:} \quad & \alpha_{had} = 0.11848 \pm 0.00006 \text{ GeV/ADC-Eintrag und} \\ \text{Pad 90:} \quad & \alpha_{had} = 0.12045 \pm 0.00007 \text{ GeV/ADC-Eintrag.} \end{aligned}$$

Die wesentlichen Unterschiede zur Elektronanalyse bestehen darin, daß das hadronische Endkappenkalorimeter nicht kompensierend ist, daß bei dem Prototypen Leckverluste der Energie bei hadronischen Schauern auftreten und daß Inhomogenitäten aufgrund der Hochspannungsprobleme im dritten Auslesesegment, welches die elektromagnetischen Schauer nicht erreichen, existieren<sup>3</sup>. Somit ist eine Abhängigkeit der Kalibrationskonstante  $\alpha_{had}$  von der Strahlenergie zu erwarten.

Um diese Strahlenergieabhängigkeit einzubeziehen und eine gleichmäßigere Kalorimeterantwort zu erreichen, werden im folgenden fünf weitere energieabhängige Konstanten  $c_i$  zusätzlich

---

<sup>3</sup>Ohne die instrumentellen Defekte und die Leckverluste würde das Verhältnis dieser hadronischen Kalibrationskonstante zur elektromagnetischen Kalibrationskonstante  $\alpha_{em}$  das  $e/\pi$ -Verhältnis angeben.



zu der globalen Kalibrationskonstante  $\alpha_{had}$  eingeführt. Für jedes longitudinale Auslesesegment wird damit eine Gewichtung eingeführt, die die Hochspannungsprobleme und Leckverluste zumindest teilweise kompensieren sollte. Im dritten Auslesesegment werden zwei unterschiedliche Konstanten  $c_i$  für die Module A und B genutzt<sup>4</sup>, da im 3. Segment von Modul A aufgrund der in der Auslese fehlenden Subspalte ein kleinere Signalamplitude erwartet wird. Für jeden Datensatz wird die folgende Funktion minimiert:

$$\chi^2 := \sum_{j=1}^{n_{Ereignisse}} \frac{\left( \alpha_{had} \left( \sum_{i=1}^{N_{seg}} c_i A_{i,j} \right) - E_0 \right)^2}{\sigma^2}, \quad (4.3)$$

mit

- $A_{i,j}$  : ADC-Summe im selektierten Cluster des  $i$ -ten Auslesesegments für Ereignis  $j$ ,
- $E_0$  : nominelle Strahlenergie des Datensatzes und
- $\sigma$  : Gewichtungsfaktor.

Die Größe  $\sigma$  sollte der Auflösung bei der entsprechenden Strahlenergie entsprechen. In der ersten Iteration werden Näherungswerte eingesetzt. Bei dieser Methode wird für alle Strahlenergien die eine globale Kalibrationskonstante  $\alpha_{had}$  als Umrechnungsfaktor benutzt. Die Konstanten  $c_i$  übernehmen die Energieabhängigkeit.

Die Anpassungen der Gewichtungsfaktoren  $c_i$  werden für sämtliche Strahlenergien durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 dargestellt. Folgende Eigenschaften werden sichtbar:

- Für die Datensätze mit Einschußposition Pad 9 liegen die Koeffizienten  $c_1$  bis  $c_3$  nahe an 1 und zeigen keine starke Energieabhängigkeit. Nur für niedrige Strahlenergien ist  $c_3$  wesentlich kleiner als 1. Dies bestätigt, daß hadronische Schauer niedriger Einschußenergien hauptsächlich in den beiden ersten Auslesesegmenten ihre Energie deponieren. Nach Beziehung (3.13) beträgt die Länge eines 20 GeV Pionschauers knapp  $5 \lambda_{had}$ , d.h. ca. die ersten drei Segmente, wobei sich das Schauermaximum im ersten Segment befindet. Die restlichen Auslesesegmente liefern in diesem Fall lediglich Rauschbeiträge, so daß sie von der Minimierung mit einem geringeren Gewicht versehen werden.
- Bei den Koeffizienten  $c_4$  und insbesondere  $c_5$  ist eine relativ starke Energieabhängigkeit festzustellen. Bei höheren Strahlenergien kompensieren die Koeffizienten mit Werten größer eins die Leckverluste durch unvollständige Schauerabsorption im Kalorimeter. Insbesondere weist das Verhalten von  $c_4$  für die Einschußposition Pad 9 auf transversale Leckverluste hin, während  $c_5$  außerdem die longitudinalen Leckverluste kompensiert, die bei der geringen Tiefe von  $7.3 \lambda_{had}$  zu erwarten sind. Bei niedrigeren Energien ergeben sich diese Koeffizienten zu Werten kleiner eins, um analog zu der obigen Überlegung Rauschbeiträge zu minimieren.
- Für die Koeffizienten der Datensätze mit Einschußposition Pad 90 gilt qualitativ dasselbe Verhalten. Lediglich der Koeffizient  $c_3$  ist wesentlich größer. Mit Werten weit oberhalb von eins wird der Verlust an Signalamplitude im 3. Auslesesegment aufgrund

---

<sup>4</sup>Somit werden genaugenommen sechs Konstanten  $c_i$  genutzt. Aufgrund der Entsprechung zu den fünf longitudinalen Auslesesegmenten wird die Methode weiterhin als Methode der „fünf Kalibrationskonstanten“ bezeichnet.

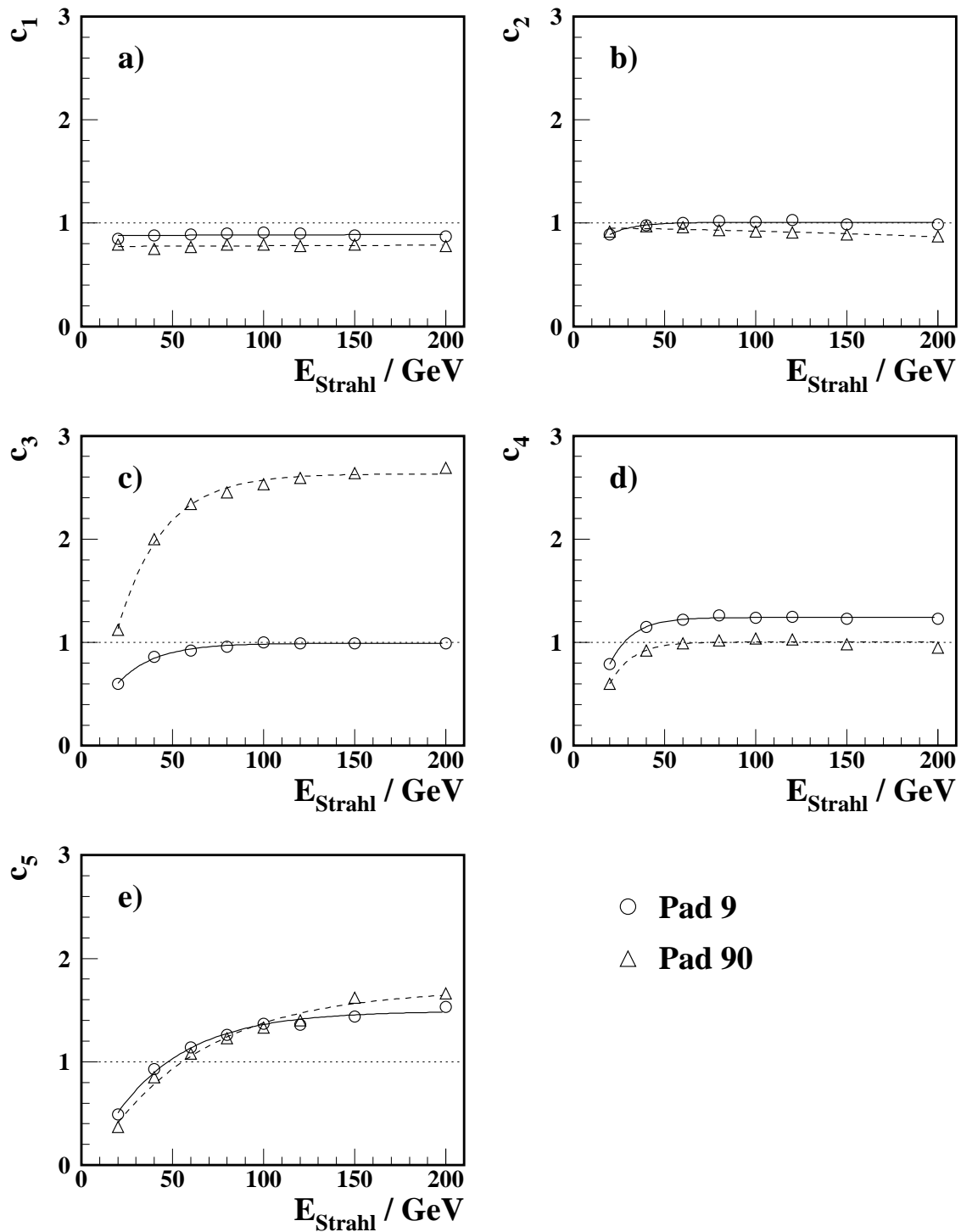


Abbildung 4.7: Die Energieabhängigkeit der Koeffizienten  $c_i$  für die longitudinalen Segmente ( a) Segment 1 - e) Segment 5) im Vergleich für Piondatensätze mit der Einschußposition Pad 9 und Pad 90.

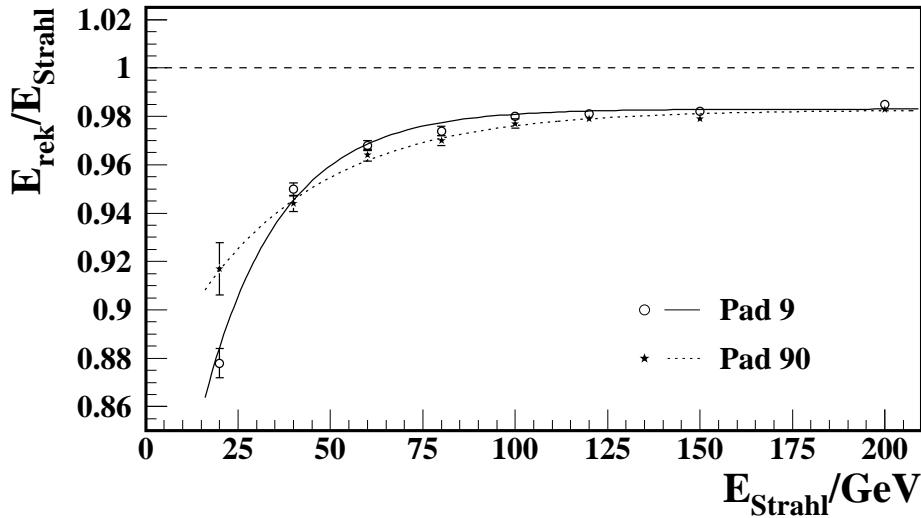


Abbildung 4.8: Energieantwort des hadronischen Endkappenkalorimeterprototypen für Pionen. Das Verhältnis von rekonstruierter zu nomineller Energie ist in Abhängigkeit der nominellen Strahlenergie für beide Kalorimetermodule (Einschußpositionen Pad 9 und Pad 90) dargestellt.

der Hochspannungsprobleme ausgeglichen. Außerdem werden Verluste durch unvollständige Schauersorption stellvertretend für das Nachbarsegment 4 kompensiert, da  $c_4$  für die Einschußposition Pad 90 bei höheren Energien stets ca. 1 beträgt.

### 4.3.3 Energieantwort und Energieauflösung

Die Verteilungen der rekonstruierten Energie bei den verschiedenen Strahlenergien sind in Abb. 4.9 beispielhaft für die Meßreihe mit der Einschußposition Pad 90 gezeigt. Es wurden die im vorherigen Abschnitt gewonnenen Koeffizienten zusammen mit der globalen Kalibrationskonstante eingesetzt. Durch die Anpassung von Gaußkurven im Bereich von  $\pm 2\sigma$  konnten die Energieantwort und die Auflösung mit Hilfe der resultierenden Energiemittelwerte und Standardabweichungen extrahiert werden.

In Abbildung 4.8 ist das Ergebnis für die Energieantwort des Kalorimeters in Abhängigkeit der Strahlenergie für beide Einschußpositionen zu sehen. Daß das hadronische Endkappenkalorimeter kein kompensierendes Kalorimeter darstellt, spiegelt sich in der Nicht-Linearität der Energieantwort wieder. Das Verhältnis von rekonstruierter Energie zu Strahlenergie ist für alle Datenpunkte kleiner als eins. Die relativen Abweichungen von eins im Bereich von 20 bis 200 GeV Pionenergie sind kleiner als 10%. Für die beiden Datenpunkte bei 20 GeV Strahlenergie mußten zusätzlich größere systematische Unsicherheiten berücksichtigt werden, die von der Elektronkontamination verursacht werden.

Analog zum Vorgehen in der Analyse der Elektronendaten werden aus der Anpassung der klassischen Auflösungsfunktion (3.22)

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \oplus \beta \oplus \frac{\gamma}{E}$$

an die Energieauflösung  $\sigma/E$  der Daten die Terme  $\alpha$  und  $\beta$  gewonnen. Der Rauschterm  $\gamma$  wird wiederum fixiert und aus den Ereignissen mit Zufallstriggern extrahiert. Um die Energieabhängigkeit der Koeffizienten  $c_i$  zu berücksichtigen, skaliert der Beitrag des Rauschens in

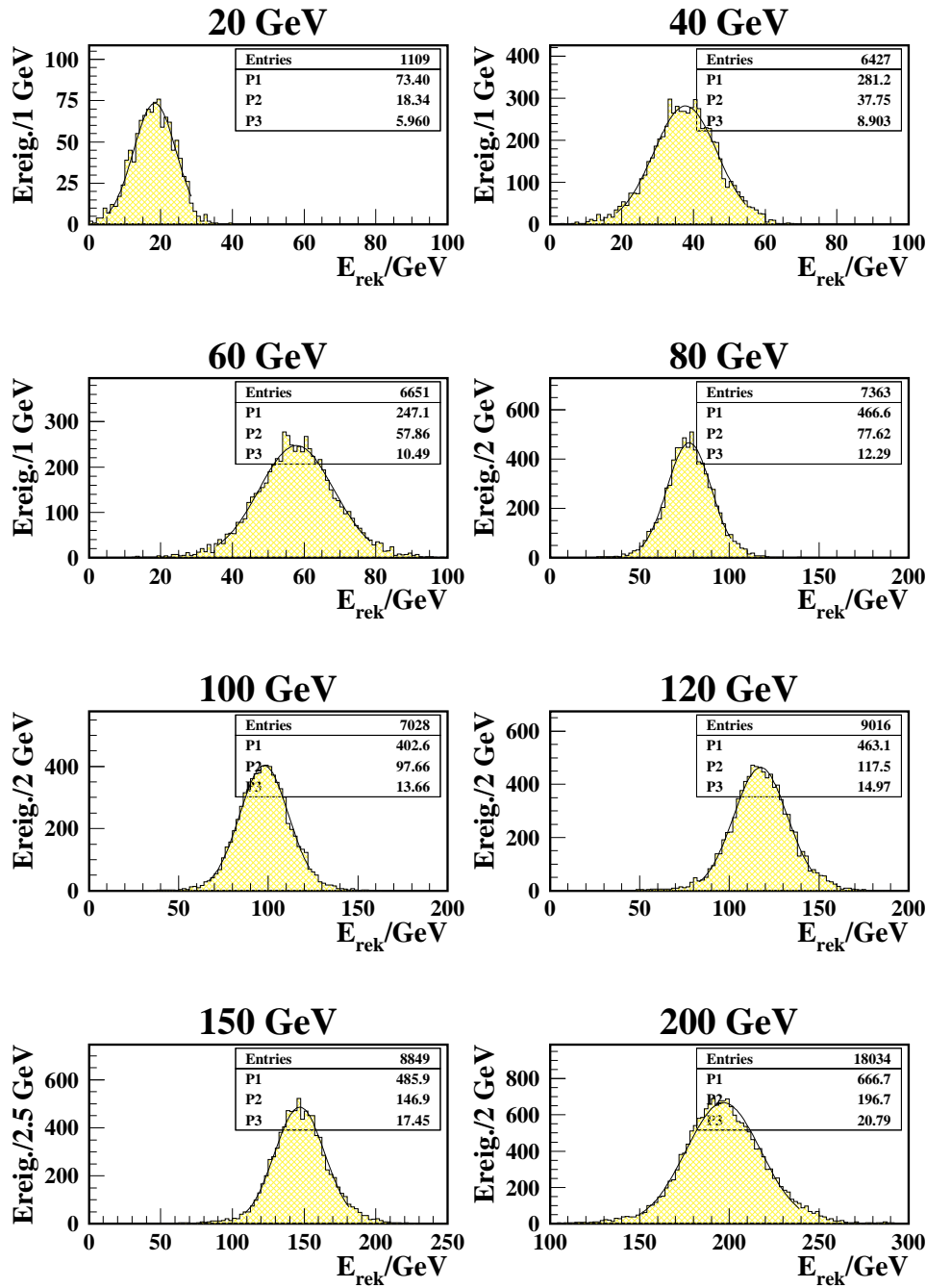


Abbildung 4.9: Häufigkeitsverteilungen der rekonstruierten Energien für Pionen bei 20 bis 200 GeV mit Einschußposition Pad 90 (Modul A). Die Anpassungen der Gaußfunktion im Bereich  $\pm 2\sigma$  um den Mittelwert sind überlagert.



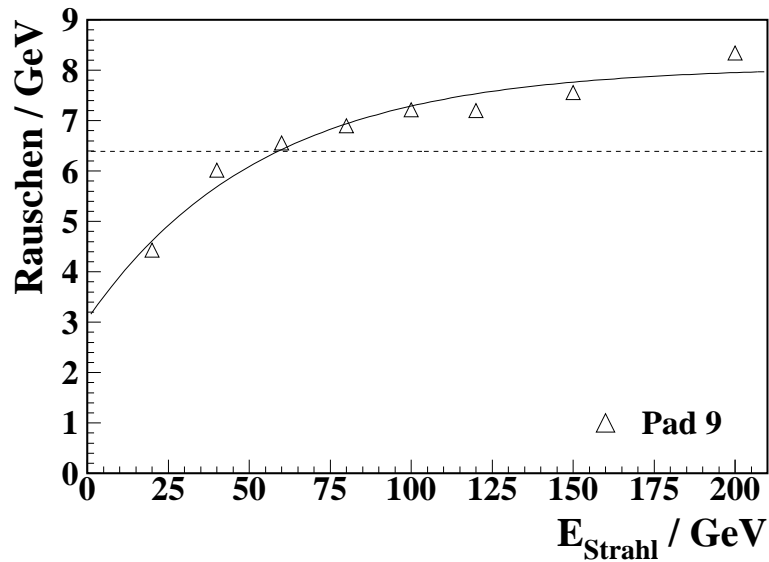


Abbildung 4.10: Energieabhängigkeit des elektronischen Rauschens in den Teststrahlendaten mit Einschußposition Pad 9. Die ADC-Verteilungen der Ereignisse mit Zufallstriggern wurden zur Berechnung herangezogen. Die energieabhängigen Faktoren  $c_i$  führen zur gezeigten Energieabhängigkeit, mit  $c_i \equiv 1$  würde sich ein konstanter Wert von 6.4 GeV ergeben. Zur Anwendung in der Anpassung der Energieauflösungsfunktion wurde  $\gamma(E)$  gemäß der Funktion (4.4) parametrisiert.

Einschußpos.	$\alpha$	$\beta$	Korr.
Pad 09	$89.3 \pm 2.1 \%$	$7.6 \pm 0.2 \%$	-0.918
Pad 90	$94.5 \pm 2.4 \%$	$6.8 \pm 0.3 \%$	-0.917

Tabelle 4.1: Zusammenstellung der Anpassungsergebnisse für die Auflösungsparameter  $\alpha$  und  $\beta$  (Einschußpositionen Pad 9 und Pad 90). Der aus der Fehlermatrix bestimmte Korrelationskoeffizient ist angegeben.

GeV  $\gamma(E)$  mit der Strahlenergie. Abbildung 4.10 demonstriert dieses Verhalten für Pionen mit Einschußposition Pad 9 und zeigt gleichzeitig das Ergebnis der Anpassung an folgende Parametrisierung:

$$\gamma(E) = a - b e^{-c E} . \quad (4.4)$$

Diese Parametrisierung wird für jede Einschußposition bestimmt und der Meßreihe entsprechend bei der Anpassung von (3.22) für  $\gamma(E)$  eingesetzt.

Die Ergebnisse der Anpassungen sind in den Abb. 4.11 für die beiden Meßreihen mit verschiedenen Einschußpositionen dargestellt. Die Ergebnisse der Anpassung mit einer globalen Kalibrationskonstante  $\alpha_{had}$  und der Anpassung mit den zusätzlichen Gewichtungskoeffizienten  $c_i$  werden gezeigt. Tabelle 4.1 faßt die Ergebnisse für den Samplingterm  $\alpha$  und konstanten Term  $\beta$  zusammen, wobei eine starke negative Korrelation der beiden besteht.

Die wichtigsten Ergebnisse aus der Analyse der Piondaten sind:

- Zur Beschreibung der gemessenen Energieverteilungen wird ein recht großer Samp-

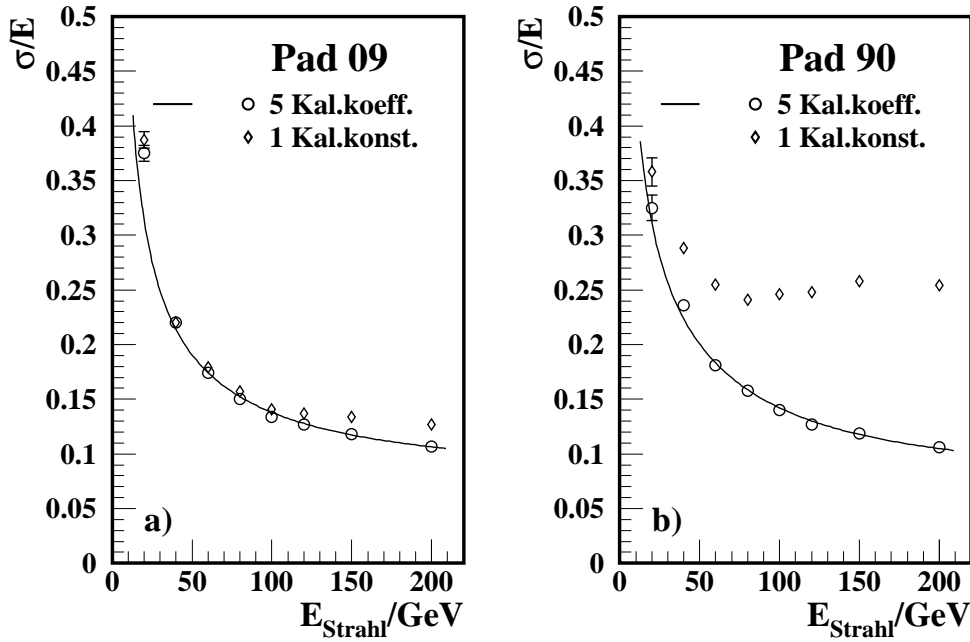


Abbildung 4.11: Die Energieauflösung des hadronischen Prototypkalorimeters für Pionen mit der Einschußposition a) Pad 9 bzw. b) Pad 90. Die Energieauflösung als Funktion der nominalen Strahlenergie ist jeweils für den Fall der einen globalen Kalibrationskonstante (Rauten) und den Fall der Sechs-Paramteranpassung (Kreise) gezeigt. Für den letzteren Fall ist die Anpassung der Parametrisierung (3.22) als Linie überlagert.

lingterm  $\alpha$  von ca. 90% benötigt<sup>5</sup>. Diese Größe kann nicht allein auf die longitudinalen Leckverluste zurückgeführt werden, wie eine spezielle Untersuchung nach Schauer-  
schwerpunkten getrennter Ereignisklassen zeigt (vgl. [58, 57]).

- Auch der konstante Term  $\beta$  ist mit ca. 7% wesentlich größer als der Designwert<sup>6</sup>. Es ist schwierig, diesen Effekt von dem Einfluß der Antikorrelation mit dem Samplingterm zu trennen.
- Die Anpassung mit den sechs Parametern führt für die Daten der Einschußposition Pad 9 nur zu einer leichten Verbesserung der Auflösung. Im Fall der Einschußposition Pad 90 führen die Hochspannungsprobleme im 3. Segment dazu, daß die Energieauflösung durch die zusätzliche Gewichtung der Auslesesegmente wesentlich verbessert wird.
- Das Verhalten der beiden Module unterscheidet sich nicht signifikant, wie aus Abb. 4.12 zu ersehen ist. Dargestellt ist die Energieauflösung für die beiden Meßreihen mit Modul A und Modul B.

Zur Untersuchung der Ursachen für die relativ großen Terme in der Parametrisierung der Auflösungsfunktion wurde eine Monte Carlo Simulation durchgeführt, deren Ergebnisse im Vergleich mit den Daten im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

<sup>5</sup>Designwert HEC für Jets:  $50\%/\sqrt{E}$ .

<sup>6</sup>Designwert HEC: 3%.

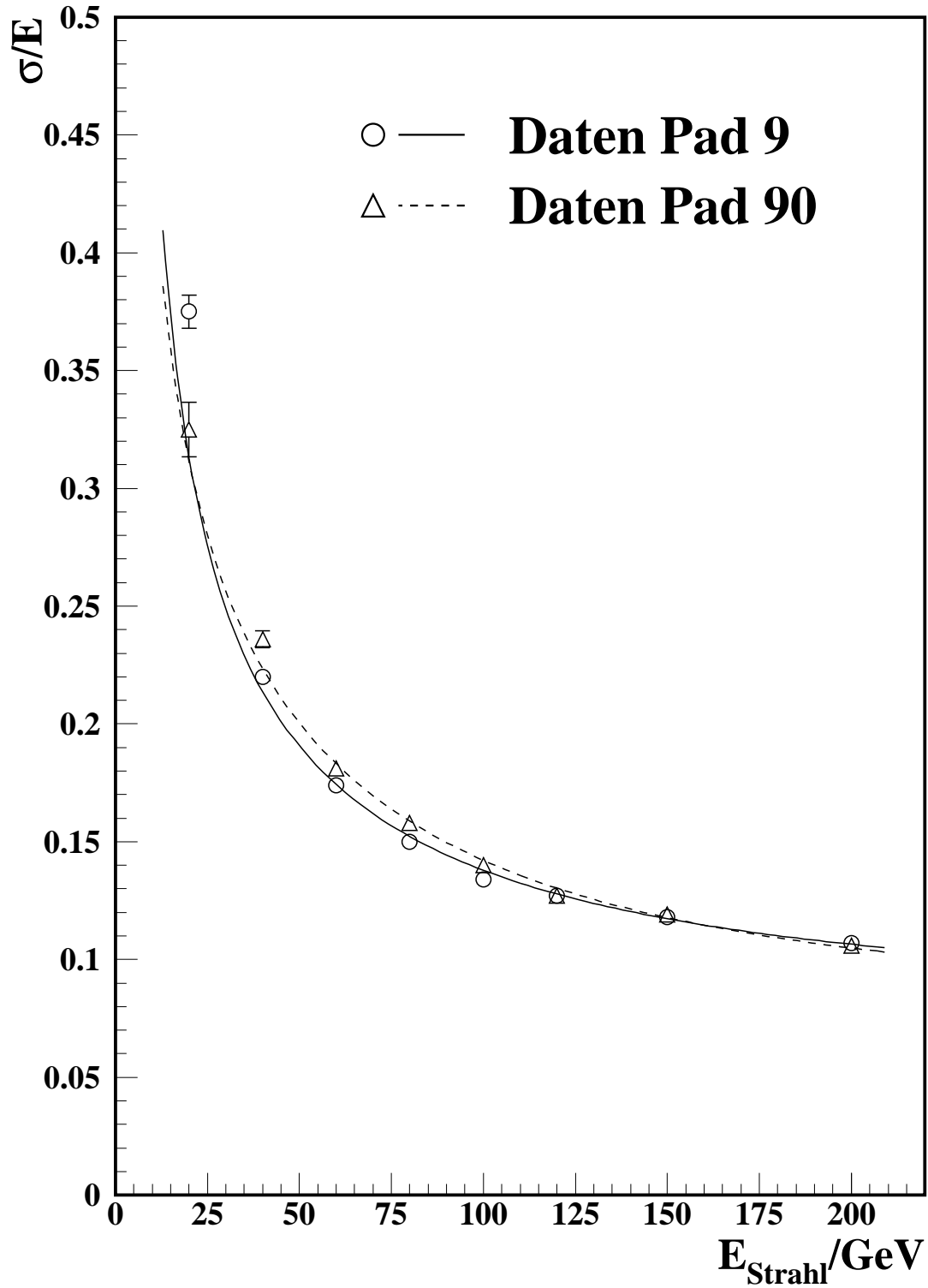


Abbildung 4.12: Energieauflösung des hadronischen Prototypkalorimeters für Pionen für beide Meßreihen mit den Einschußpositionen Pad 9 (Kreise) und Pad 90 (Dreiecke). Die entsprechenden Anpassungen der Auflösungsfunction (3.22) sind überlagert.

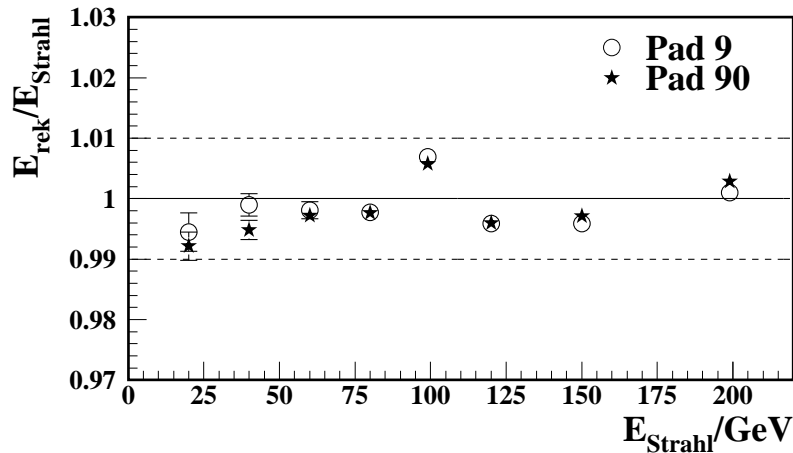


Abbildung 4.13: Die Energieantwort des hadronischen Endkappenkalorimeterprototypen für Monte Carlo Ereignisse mit Elektronen. Die Energieantwort als Funktion der Strahlenergie weicht für beide Einschußpositionen weniger als 1% von eins ab.

## 4.4 Vergleich mit Monte Carlo Simulationen

Die Monte Carlo Datensätze wurden am Max-Planck-Institut für Physik in München mit der HEC-Teststrahlsoftware Version 1 (Elektronen) und Version 2 (Pionen) [59], die auf Programmpaket GEANT 3.21 [60] zur Simulation elektromagnetischer und hadronischer Schauer bei einer programmierbaren Detektorgeometrie basiert, erzeugt. Die Datensätze enthalten je 1000 bzw. 2000 simulierte Ereignisse mit Elektronen bzw. Pionen als einfallenden Teilchen. Es wurden jeweils 8 verschiedene Energiepunkte im Bereich von 20 bis 200 GeV simuliert. Der Aufbau in der Simulation entsprach dem Teststrahl Aufbau der vier Module des HEC-Prototypen, wie sie in der Teststrahlperiode September 1996 installiert waren. Der Strahlauftreffpunkt liegt bei  $x_{\text{cryo}} = 10.0$  cm und  $y_{\text{table}} = 5.28$  cm, welches der Einschußposition Pad 90 entspricht. Für die Analyse mit der Einschußposition Pad 9 wurden die Monte Carlo Daten bezüglich der ADC-Kanäle von Modul A auf Modul B an der Trennfläche zwischen den Modulen gespiegelt und die Detektoreffekte der entsprechenden Kanäle berücksichtigt (vgl. Abschnitt 4.4.2). Das Monte Carlo stellt die „gesehene“ Energie (in GeV) für jeden ADC-Auslesekanal zur Verfügung.

Eine ausführliche Beschreibung der Simulation mit Elektronen (Version 1) findet sich in [53]. Die Version 2, die für die Erzeugung der in dieser Analyse verwendeten simulierten Piondaten genutzt wurde, entspricht vom simulierten experimentellen Aufbau her der Simulation der Elektronendaten (Version 1), ergänzt um zusätzlich implementierte Detektoren für Leckenergieverluste. Diese stellen die Energiesummen der den Kalorimeterprototypen nach hinten, nach unten oder seitlich verlassenden Teilchen zum Studium des Einflusses der Leckverluste zur Verfügung. Solche Detektoren waren nur in der Simulation implementiert.

### 4.4.1 Monte Carlo Simulation von Elektronen

Zur Analyse der simulierten Elektronereignisse wurde dieselbe Clusterdefinition für die Einschußpositionen Pad 9 und Pad 90 wie bei den Teststrahl Daten verwendet. Zuerst wurde eine

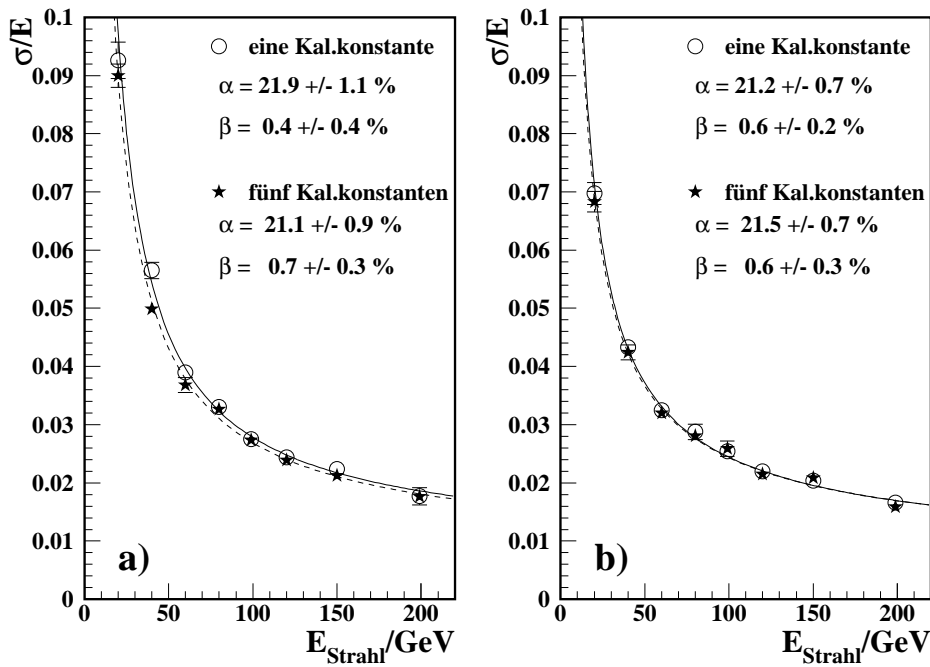


Abbildung 4.14: Die Energieauflösung des HEC-Prototypen für simulierte Elektronereignisse in Abhängigkeit der nominellen Strahlenergie für die Einschubpositionen a) Pad 9 und b) Pad 90. Die Anpassungen der Energieauflösungsfunktion (3.22) für den Fall einer globalen Kalibrationskonstanten und den Fall von fünf Kalibrationskonstanten weisen kaum Unterschiede auf.

globale Kalibrationskonstante  $\alpha_{MCem}$  (GeV nach GeV) aus allen simulierten Ereignissen auf dieselbe Weise wie bei den Daten extrahiert (siehe Abschnitt 4.2). Diese wurde in Verbindung mit der globalen Kalibrationskonstante der Daten  $\alpha_{em}$  dazu benutzt, um die Breite der Energieverschmierung für jedes longitudinale Segment aus den Pedestalverteilungen der Daten zu berechnen. Die in den Monte Carlo Ereignissen gesehene Energie wurde gemäß einer Gaußverteilung mit der ermittelten Breite verschmiert.

Für die Monte Carlo Datensätze der Energiemeßreihen mit den Einschubpositionen Pad 9 und Pad 90 wurden die globalen Kalibrationskonstanten ermittelt zu:

$$\begin{aligned} \text{Pad 9:} \quad \alpha_{MCem} &= 24.275 \pm 0.008 \quad \text{und} \\ \text{Pad 90:} \quad \alpha_{MCem} &= 24.739 \pm 0.007. \end{aligned}$$

Wiederum geben die Fehler nur die statistische Genauigkeit der Anpassung an. Nachdem diese Kalibrationskonstanten auf alle Monte Carlo Datensätze angewandt wurden, konnte an die Energieverteilungen eine Gaußkurve angepaßt werden. Aus den Mittelwerten und Standardabweichungen dieser Anpassungen wurden die Energieantwort und Energieauflösung gewonnen. Die erreichte Energieantwort (Abb. 4.13) der simulierten Elektronereignisse zeigt für beide Einschubpositionen ein flaches Verhalten mit der Strahlenergie. Die Abweichungen von eins betragen weniger als 1%.

Die Energieauflösung als Funktion der nominellen Strahlenergie ist in Abb. 4.14 wiederum für beide Einschubpositionen dargestellt. Aus der Anpassung an die Auflösungsformel (3.22) ergeben sich der Samplingterm  $\alpha$  und der konstante Term  $\beta$  zu:

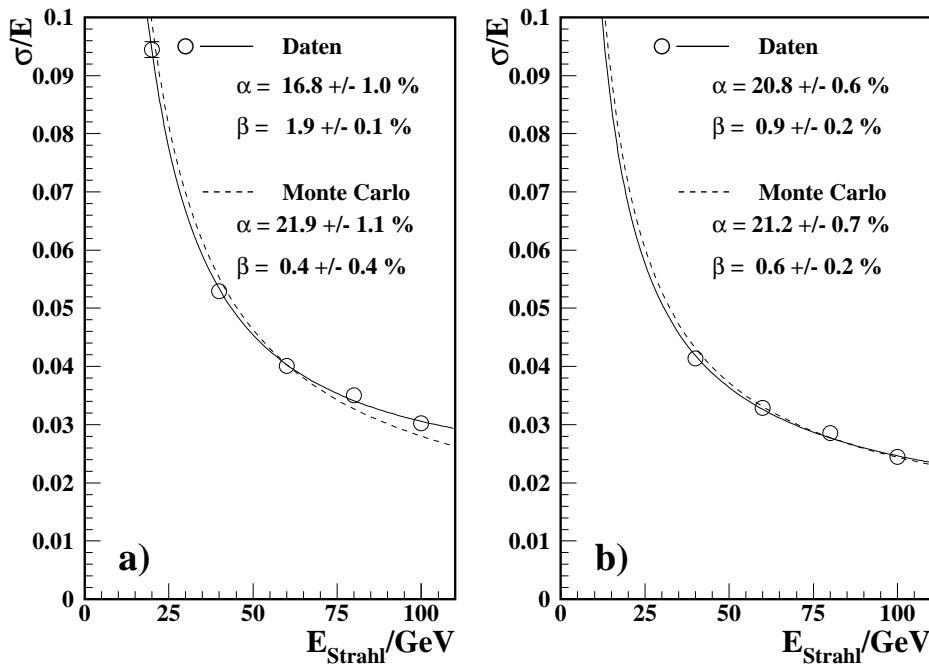


Abbildung 4.15: Die Energieauflösung des HEC-Prototypen, wie aus den gemessenen Elektronen und den entsprechenden Monte Carlo Simulationen gewonnen, im Vergleich. Die Energieauflösung ist für den Fall einer globalen Kalibrationskonstanten für beide Einschusspositionen a) Pad 9 und b) Pad 90 als Funktion der nominellen Strahlenergie samt dem Ergebnis der Anpassung an Formel (3.22) dargestellt. Für die Monte Carlo Ereignisse ist nur das Ergebnis der Anpassung gezeigt.

Pad 9:	$\alpha$	$= 21.9 \pm 1.1 \%$	Pad 90:	$\alpha$	$= 21.2 \pm 0.7 \%$
	$\beta$	$= 0.4 \pm 0.4 \%$		$\beta$	$= 0.6 \pm 0.2 \%$
	$\text{cor}(\alpha, \beta)$	$= -0.923$		$\text{cor}(\alpha, \beta)$	$= -0.882$

Werden wie bei den Daten fünf einzelne Kalibrationskonstanten für jeden ADC-Auslesekanal im Elektroncluster in die Anpassung einbezogen, ergibt sich nur eine leichte Verbesserung der Energieauflösung;

Pad 9:	$\alpha$	$= 21.1 \pm 0.9 \%$	Pad 90:	$\alpha$	$= 21.5 \pm 0.7 \%$
	$\beta$	$= 0.7 \pm 0.3 \%$		$\beta$	$= 0.6 \pm 0.3 \%$
	$\text{cor}(\alpha, \beta)$	$= -0.921$		$\text{cor}(\alpha, \beta)$	$= -0.890$

Das Ergebnis der Anpassung ist in Abb. 4.14 als gestrichelte Linie gezeigt. Es besteht wie bei den Daten eine starke Antikorrelation von Sampling- und konstantem Term.

Wird der Rauschterm  $\gamma$  als freier Parameter in der Anpassung der Energieauflösung zugelassen, so ergibt sich für die beiden Einschusspositionen:

Pad 9:	$\gamma = 1.61 \pm 0.06 \text{ GeV}$	Pad 90:	$\gamma = 0.94 \pm 0.06 \text{ GeV}$ .
--------	--------------------------------------	---------	--

Diese Werte reproduzieren innerhalb der Fehler die Werte aus den Breiten der Rauschverteilungen der Zufallstriggerereignisse von 1.68 GeV bzw. 0.98 GeV, die zur gaußförmigen Verschmierung der Monte Carlo Energien herangezogen wurden.

In Abb. 4.15 werden schließlich die aus der Monte Carlo Simulation gewonnenen Ergebnisse mit denen der Daten vom Teststrahl für den Fall einer globalen Kalibrationskonstante verglichen. Im Fall von Modul A (Einschußposition Pad 90) in Fig. 4.15 b) besteht eine gute Übereinstimmung von Daten und Simulation; Sampling- und konstanter Term sind innerhalb der Fehler gleich. Für Modul B (Einschußposition Pad 9) in Abb. 4.15 a) wird die Energieauflösung der Daten nicht vollständig von der Monte Carlo Simulation beschrieben. Möglicherweise weist dies auf einen zusätzlichen instrumentellen Effekt im Modul B hin, der in der Simulation nicht berücksichtigt wurde.

#### 4.4.2 Monte Carlo Simulationen mit Pionen

Zur Simulation der von geladenen Pionen induzierten Schauer wurden drei verschiedene in der ATLAS-Version (siehe [61]) des Programmpakets GEANT 3.21 [60] implementierte Schauer- und Fragmentationsmodelle benutzt, so daß zu jedem Meßpunkt drei Sätze simulierter Daten zur Verfügung standen. Die drei Modelle, GHEISHA, GFLUKA und GCALOR, zeichnen sich durch die unterschiedliche Behandlung der inelastischen Hadron-Hadron-Wechselwirkung und des anschließenden Fragmentationsprozesses aus (nach [62]):

**GHEISHA:** Im Simulationsverfahren von GHEISHA<sup>7</sup> [63] wird lediglich die erste Hadron-Nukleon-Wechselwirkung einer intranuklearen Kaskade wie eine Streuung an einem freien Nukleon simuliert. Die weiteren entstehenden Teilchen werden gemäß verschiedener Parametrisierungen beschrieben. Ziel ist es, mit Hilfe der Parametrisierungen das resultierende Kalorimetersignal möglichst gut zu beschreiben. Diese Parametrisierungen wurden aus Anpassungen an experimentelle Daten verschiedener Experimente gewonnen. Die Bindungs- und Evaporationsenergien der Nukleonenabdampfung bei Kernabregung werden pauschal subtrahiert.

**G-FLUKA:** Im FLUKA-Modell [64] wird bei Primärenergien oberhalb von 5 GeV das Vielketten-Fragmentationsmodell nach [65] zur Simulation der inelastischen Hadron-Hadron-Wechselwirkungen eingesetzt. Dabei werden zwischen den Quarks der Projektil- und Targethadronen QCD-Farbstrings ausgebildet, die bei ausreichender Energie Quark-Antiquarkpaare neu erzeugen. Anschließend wird die Fragmentation zu farbneutralen Objekten von dem Programm BAMJET [66] durchgeführt. Unterhalb von 5 GeV wird ein anderes Modell zur Resonanzproduktion von Teilchen verwendet. Auch hier werden Bindungs- und Evaporationsenergien nur pauschal berücksichtigt. GFLUKA ist die GEANT-Version von FLUKA.

**GCALOR:** Unterhalb eines Abschneidewertes  $E_s$  für die kinetische Energie des Teilchens ( $E_s = 2.5$  GeV für geladene Pionen) wird das Intranuklearkaskaden-Evaporationsmodell nach [67] benutzt. Der Ablauf der intranuklearen Kaskade wird im wesentlichen in Form von Zweiteilchenwechselwirkungen auf der Basis gemessener Wirkungsquerschnitte simuliert, wie auch die anschließende Evaporation einzelner Nukleonen. Im Primärenergiebereich zwischen  $E_s$  und 10 GeV wird die Simulation zunächst mit einer kinetischen Energie kleiner  $E_s$  durchgeführt und anschließend das Ergebnis auf die Originalenergie skaliert. Oberhalb von 10 GeV kinetischer Energie wird FLUKA zur Simulation der Hadron-Kern-Wechselwirkungen eingesetzt.

---

<sup>7</sup>Gamma-Hadron-Elektron-Interaktion-Schauer-Programm

Die Analyse der simulierten Ereignisse wurde analog zur Analyse der Daten unter Anwendung derselben Clusterdefinitionen durchgeführt. Die gesehenen Energien wurden in dem Pioncluster je Segment aufsummiert, wobei im 3. longitudinalen Segment separate Summen der ADC-Auslesekanäle von Modul A und Modul B erzeugt wurden. Zusätzlich wurden die vier verschiedenen Beiträge der Leckverlustenergien zu einer weiteren Summe zusammengefaßt.

Um eine realistische Beschreibung der Daten durch das Monte Carlo zu erreichen, wurden die bekannten Defekte im 3. Segment von Modul A durch die Anwendung von Reduktionsfaktoren auf die gesehenen Energien in der sonst idealen Monte Carlo Simulation berücksichtigt. In einzelnen wurden die folgenden Effekte durch eine entsprechende Gewichtung der Signalamplituden der ADC-Kanäle einbezogen (vgl. [56]):

- Zwei der vier Subspalte eines Spaltes waren ohne Hochspannungsversorgung im gesamten Modul A,
- eine Auslesefläche im zweiten Spalt von Kanal 118 war abgeschaltet,
- eine Auslesefläche im dritten Spalt von Kanal 120 war abgeschaltet und
- nur einer der vier Subspalte im 6. Spalt funktionierte.

Dies führte zu einer Reduktion der einzelnen Kanalbeiträge zur Energiesumme im 3. Segment (Modul A) um mindestens den Faktor 15/32.

Zunächst wurde ein globaler Skalenfaktor  $\alpha'$  für die 100 GeV Datensätze extrahiert, um die Skala der gesehenen Energie im Monte Carlo zur Skala von ADC-Einträgen wie in den Meßdaten zu transformieren. Dies ermöglichte, die Rauschbeiträge aus den gemessenen ADC-Pedestalverteilungen, wie im Abschnitt 4.4.1 beschrieben, einzubeziehen. Anschließend konnte dieselbe Analyseprozedur wie für die Meßdaten durchlaufen werden.

Die longitudinale Energieaufteilung auf die Segmente wird von dem Monte Carlo gut reproduziert. Als Beispiel sind in Abb. 4.16 die Energieverteilungen der fünf Segmente von Modul A für 100 GeV Piondaten bei Einschußposition Pad 90 gezeigt. Im Vergleich der dargestellten Energieverteilungen der Daten mit den Vorhersagen des GCALOR-Modells ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Insbesondere ist eine Abschwächung der Energieverteilung im 3. longitudinalen Segment zu erkennen, die jedoch gut von der Simulation reproduziert wird.

Wie für die Daten wurden wiederum energieabhängige Gewichtungskoeffizienten für jedes longitudinale Segment bestimmt. Die aus der Simulation erwartete Energieantwort ist in Abb. 4.17 im Vergleich zu der aus den Teststrahldaten gewonnenen Energieantwort dargestellt. Die Monte Carlo Simulation ergibt für alle drei Schauermodelle über den gesamten Energiebereich einen besseren, d.h. näher an 1 liegenden Wert für das Verhältnis aus rekonstruierter zu nomineller Strahlenergie, als mit den Teststrahldaten gemessen wurde. Als mögliche Ursachen dafür kommen eine (geringe) Elektronenkontamination des Strahls oder andere elektromagnetische (Sub-)Schauer induzierende Prozesse in Betracht, die nicht in der Simulation enthalten sind. Die Form der Energieantwort wird jedoch annähernd reproduziert. Die aus der Anpassung der Formel (3.22) resultierenden Auflösungskurven für die drei verschiedenen hadronischen Schauermodelle sind in den Abb. 4.18 für die beiden Einschußpositionen Pad 9 bzw. Pad 90 in Abhängigkeit der nominellen Strahlenergie dargestellt. Zum Vergleich ist die Energieauflösung der Teststrahldaten samt Anpassungsergebnis überlagert.



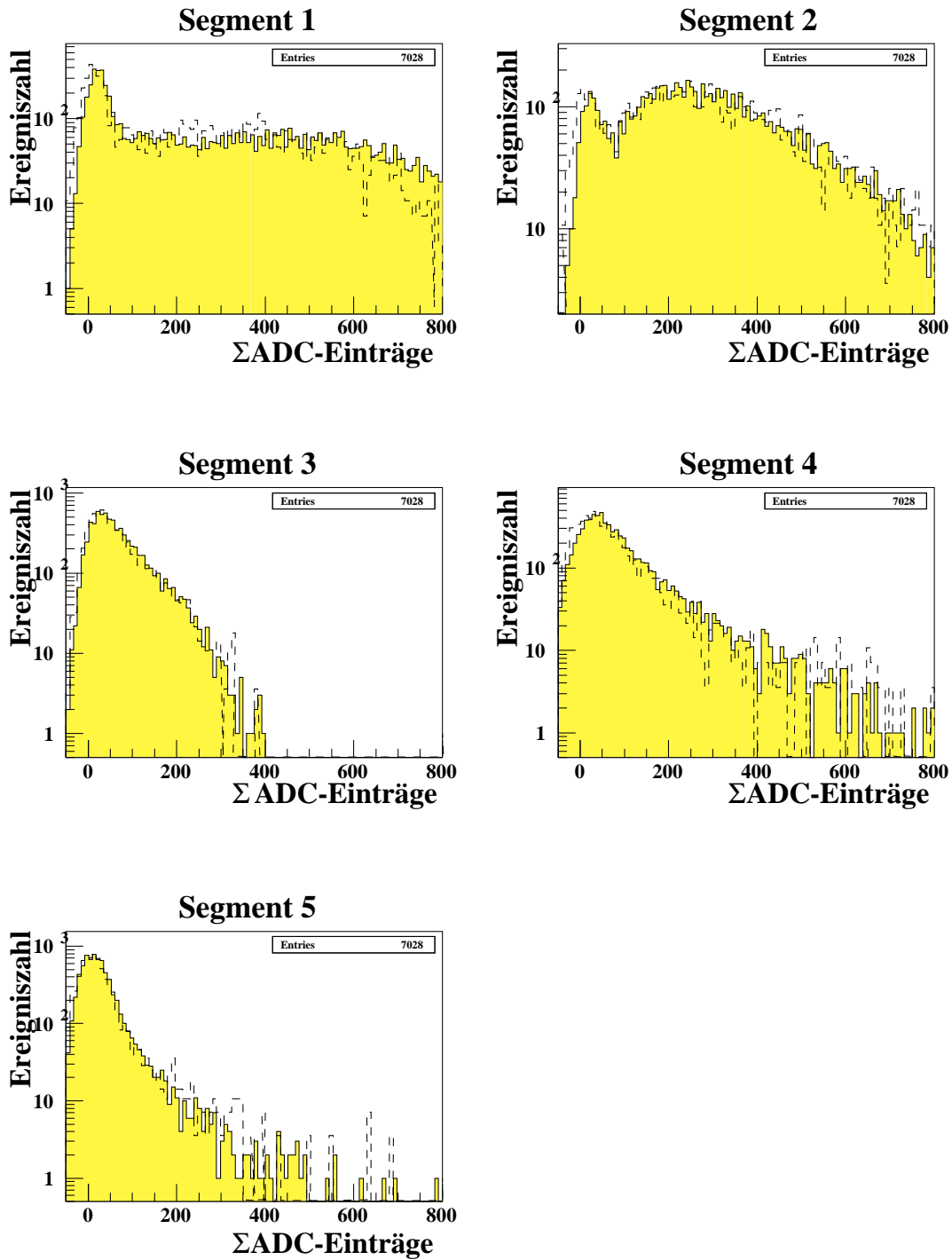


Abbildung 4.16: Die longitudinale Energieverteilung für geladene Pionen mit 100 GeV Energie nach dem GALOR-Modell (schattierte, durchgezogene Verteilungen) und den Meßdaten (gestrichelt) für die Einschußposition Pad 90.

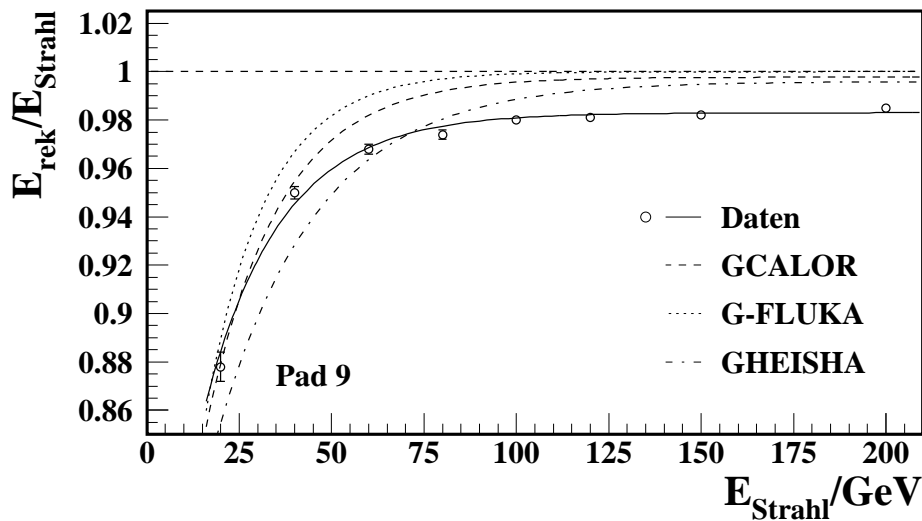


Abbildung 4.17: Energieantwort des hadronischen Endkappenkalorimeterprototypen für Pionen im Vergleich zu der aus den drei Monte Carlo Simulationen erwarteten Energieantwort. Das Verhältnis von rekonstruierter zu nomineller Energie ist in Abhängigkeit der nominellen Strahlenergie für die Einschußpositionen Pad 9 dargestellt.

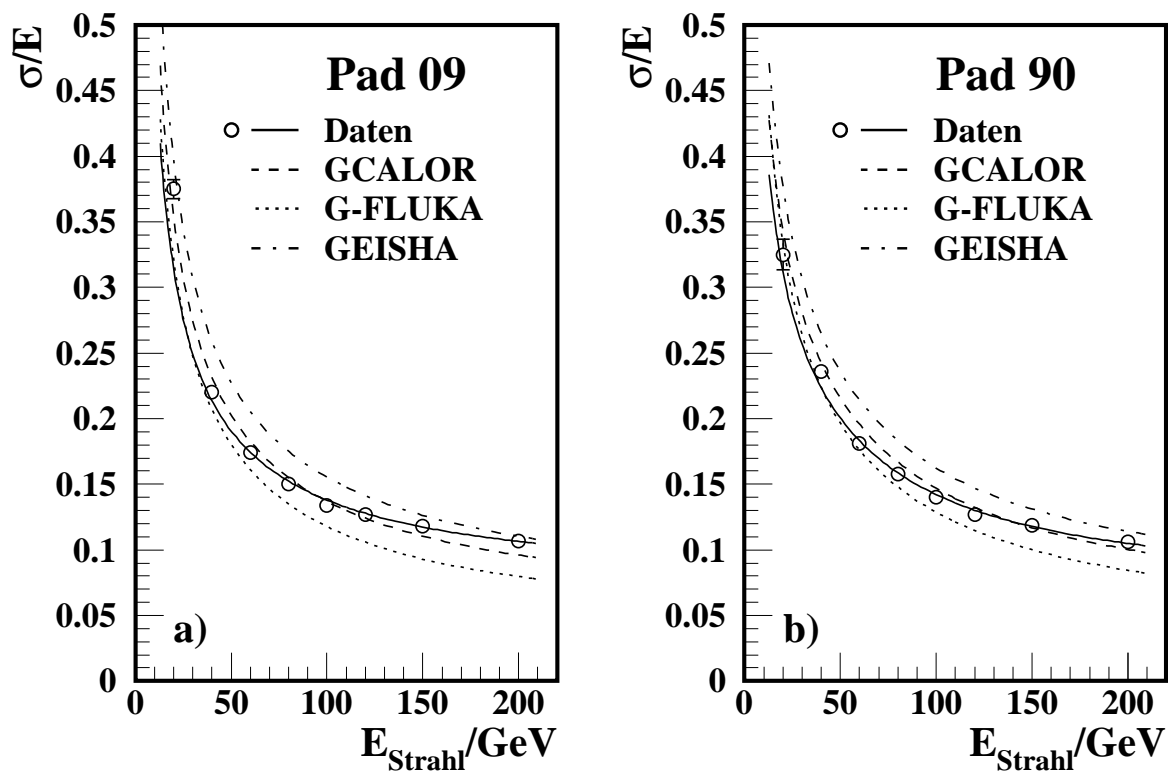


Abbildung 4.18: Die Pionenergieauflösung im Monte Carlo für das hadronische Endkappenprototypkalorimeter als Funktion der nominellen Strahlenergie für den Einschußpunkt a) Pad 9 und b) Pad 90 als Funktion der nominellen Strahlenergie. Die Linien stellen das Ergebnis der Anpassung an Formel (3.22) dar. Zum Vergleich sind die Energieauflösungspunkte der Teststrahlendaten auch gezeigt. Die Defekte im dritten longitudinalen Segment sind in der Monte Carlo Simulation berücksichtigt.

Datensatz	Pos.	$\alpha$	$\beta$	Korr.
GALOR	Pad 09	106.9 $\pm$ 4.4 %	4.5 $\pm$ 0.8 %	-0.915
GALOR	Pad 90	104.0 $\pm$ 5.2 %	4.7 $\pm$ 0.9 %	-0.920
G-FLUKA	Pad 09	87.2 $\pm$ 4.2 %	3.4 $\pm$ 0.8 %	-0.937
G-FLUKA	Pad 90	94.6 $\pm$ 4.7 %	2.7 $\pm$ 1.3 %	-0.969
GHEISHA	Pad 09	123.6 $\pm$ 4.9 %	5.2 $\pm$ 1.0 %	-0.899
GHEISHA	Pad 90	120.4 $\pm$ 3.3 %	5.8 $\pm$ 0.9 %	-0.898
LEAK	Pad 90	72.1 $\pm$ 3.2 %	3.1 $\pm$ 0.6 %	-0.934

Tabelle 4.2: Zusammenstellung der Anpassungsergebnisse für die Auflösungsparameter  $\alpha$  und  $\beta$  (Einschußpositionen Pad 9 und Pad 90) für die verschiedenen Monte Carlo Modelle. Der aus der Fehlermatrix bestimmte Korrelationskoeffizient ist zusätzlich angegeben.

Die Resultate für die Auflösungsparameter  $\alpha$  und  $\beta$  aus den Anpassungen an die verschiedenen Monte Carlo Datensätze sind in Tabelle 4.2 zusammengefaßt.

Am besten werden die Daten von dem GALOR Schauermodell beschrieben. Das G-FLUKA-Modell sagt eine bessere Energieauflösung als gemessen voraus (vgl. [27]). Im Gegensatz dazu wird von dem GHEISHA-Modell eine schlechtere Energieauflösung vorhergesagt als in den Daten existiert. Außerdem werden auch in der Simulation zum Teil große Beiträge zum konstanten Term  $\beta$  beobachtet.

Zum besseren Verständnis der Ursache für den großen konstanten Term wurden schließlich die Leckenergien, die im Monte Carlo gesehen wurden, als Summe der longitudinalen und lateralen Verluste in die Energierekonstruktion einbezogen. Die Energieverteilungen der Leckenergien, wie mit dem GALOR-Modell simuliert, sind in Abb. 4.19 zu sehen. Ein Ansteigen des mittleren Energieverlustes mit der Energie der geladenen Pionen ist deutlich zu erkennen. In der rekonstruierten Energiesumme wurden die Beiträge der Leckenergien für jedes Ereignis mit einem zusätzlichen Gewichtungsfaktor  $c_{leak}$  berücksichtigt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.20 für die Einschußposition Pad 9 im Vergleich zu der Energieauflösung der Daten und des Standard-GALOR-Modells ohne Leckverluste gezeigt. Eine wesentliche Verbesserung der Energieauflösung über den gesamten Energiebereich ist deutlich erkennbar. Unter Berücksichtigung der Leckenergien ergeben sich für den Samplingterm  $\alpha$  und den konstanten Term  $\beta$ :

$$\alpha = 72.1 \pm 3.2 \% \quad \text{und} \quad \beta = 3.1 \pm 0.6 \%$$

Diese Auflösungsparameter sind etwas optimistisch, da die in der Monte Carlo Simulation implementierten Leckenergie-detektoren keine Samplingfluktuationen erzeugen. Dennoch ist bei Einsatz von adequate Gewichtungsmethoden zur Verringerung der vom  $e/h$ -Verhältnis bedingten Fluktuationen zu erwarten, daß die Auflösung, die für das hadronische Endkappenkalorimeter von ATLAS erforderlich ist, erreicht werden kann. Außerdem wird das hadronische Endkappenkalorimeter die Energien von Teilchenbündeln (*Jets*) in Kombination mit dem elektromagnetischen Kalorimeter messen.

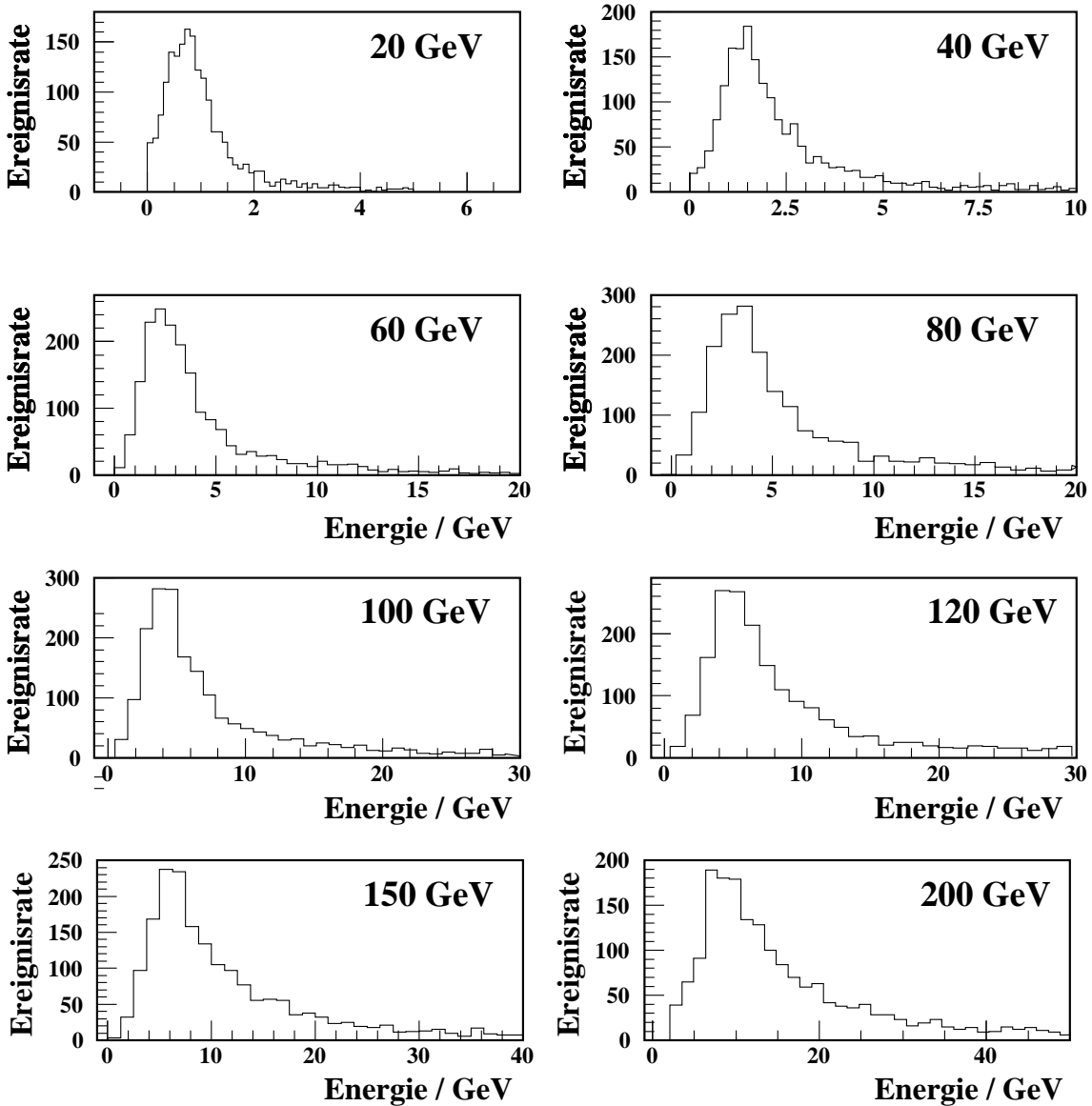


Abbildung 4.19: Die Häufigkeitsverteilungen der rekonstruierten Energieverluste in der Simulation mit dem GCALOR Modell für verschiedene Strahlenergien für den Einschubpunkt Pad 9.

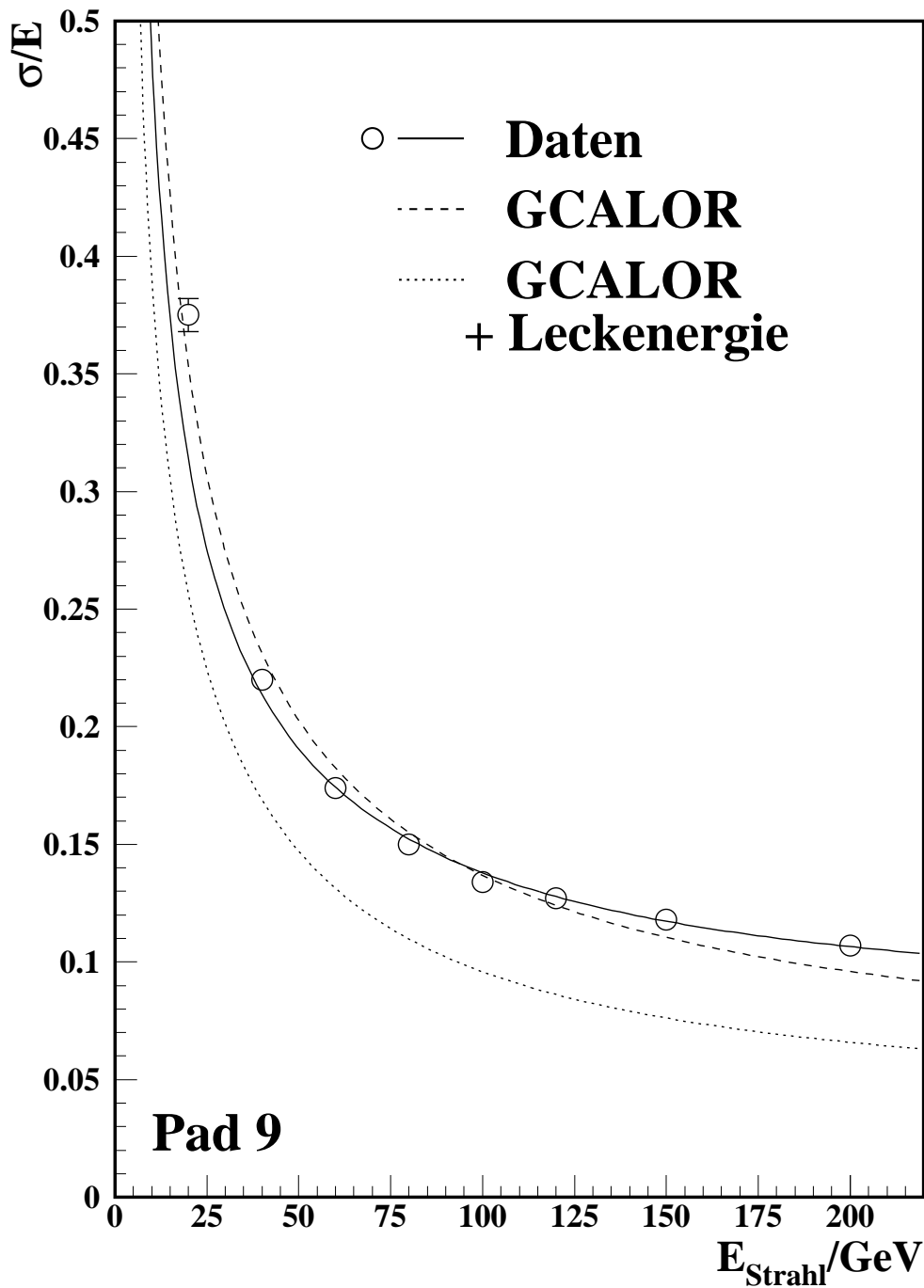


Abbildung 4.20: Die Pionenergieauflösung in der Monte Carlo Simulation mit dem GCALOR-Modell unter Berücksichtigung der Leckenergieverluste als Funktion der nominellen Strahlenergie (gepunktete Linie, GCALOR + Leckenergie. Zum Vergleich sind die Auflösung, die mit dem GCALOR Monte Carlo ohne Korrektur der Leckenergieverluste erreicht wird (gestrichelte Linie, GCALOR), und die Ergebnisse der Meßdaten (offene Kreise) zusammen mit der entsprechenden Parametrisierung (durchgezogene Linie, Daten) dargestellt.

## 4.5 Hochspannungsabhängigkeit des Kalorimetersignals

Am Ende der Teststrahlperiode im September 1996 wurden 6 Datensätze mit variiertem Hochspannung im Modul B mit einem Strahl von 100 GeV Pionen aufgezeichnet. Für jeden Datensatz wurde nach Ereignis Selektion (vgl. Abschnitt 4.1.2) und Korrektur auf die Nullkanäle der ADCs (Pedestalsubtraktion) aus der Häufigkeitsverteilung der ADC-Werte deren Mittelwert sowie Fehler bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.3 zusammengefaßt.

Run No.	U / V	$ \vec{E} $ / $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$	N <sub>Ereignisse</sub>	y / ADC-Einträge	$\sigma_y$
6239	1750.	9.459	5000	762.0 ± 2.2	115.1
6240	300.	1.622	4999	340.1 ± 1.4	74.5
6241	600.	3.243	4999	483.9 ± 1.6	86.6
6242	900.	4.865	5000	597.0 ± 1.8	95.7
6243	1300.	7.027	5000	667.6 ± 2.0	106.1
6244	1750.	9.459	5000	755.6 ± 2.1	114.8

Tabelle 4.3: Zusammenstellung der Datensätze (Runs) der Hochspannungsmeßreihe mit 100 GeV Pionenstrahl und Einschußposition Pad 9 vom 13.09.1998. Aus der Häufigkeitsverteilung der ADC-Werte wurde die mittlere Amplitude  $y$  des Signals und die gaußförmige Breite  $\sigma_y$  der Häufigkeitsverteilung bestimmt. Berücksichtigt wurden nur Beiträge aus dem Modul B. Die normale Hochspannungseinstellung betrug 1750 V.

Die Feldstärkeabhängigkeit des Signals ist in Abb. 4.21 gezeigt. An die Datenpunkte wurde mit Hilfe einer  $\chi^2$ -Minimierung eine Modellfunktion angepaßt, die sich wie folgt herleiten läßt. Die Ladungsausbeute in Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer  $\tau$  und der Abschneidezeit  $t_c$  läßt sich mit Formel (3.25) beschreiben. Wird zusätzlich die Reduktion der initial deponierten Ladungsmenge  $Q_{ini}$  aufgrund von Rekombination nach dem Box-Modell [68, 69] mit Formel (5.18) aus Abschnitt 5.1.2.3 beschrieben und die Elektronenlebensdauer  $\tau$  durch die Konzentration elektronegativer Moleküle  $p$  mit der einfachen Formel (5.29) [50] aus Abschnitt 5.1.3 ausgedrückt, so kann (3.25) wie folgt geschrieben werden:

$$Q(p, |\vec{E}|) = Q_{ini} \frac{|\vec{E}|}{|\vec{E}_0|} \ln \left( 1 + \frac{|\vec{E}_0|}{|\vec{E}|} \right) \frac{1}{d} \left( \left( \frac{1}{d} + \frac{t_c v_d}{d} - 1 \right) e^{-\frac{t_c v_d}{\alpha |\vec{E}|} p} + \left( 1 - \frac{\alpha |\vec{E}|}{p d} \right) \right). \quad (4.5)$$

Dabei bezeichnen  $|\vec{E}_0| = 0.80 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  bzw.  $\alpha = 0.15 \frac{\text{cm}^2 \text{ppm}}{\text{kV}}$  die Modellkonstanten des Box-Modells bzw. den empirischen Proportionalitätsfaktor der Beziehung (5.27). Die Driftgeschwindigkeit  $v_d(|\vec{E}|, T)$  wurde aus der Parametrisierung (8.3) (siehe Abschnitt 8) bezogen. Der Abstand der beiden Elektroden eines Subspaltes betrug  $d = 1.81 \pm 0.13 \text{ mm}$  [70] und die Temperatur des flüssigen Argons konnte aus dem Dampfdruck von ca. 1.6 bar zu  $92.0 \pm 0.5 \text{ K}$  abgeschätzt werden. Für die Abschneidezeit wurde  $t_c = 40 \text{ ns}$  angenommen.

Als Ergebnis der Anpassung ergibt sich, wie in Abb. 4.21 dargestellt ist:

$$p = (0.38 \pm 0.03) \text{ ppm}_{\text{O}_2}.$$

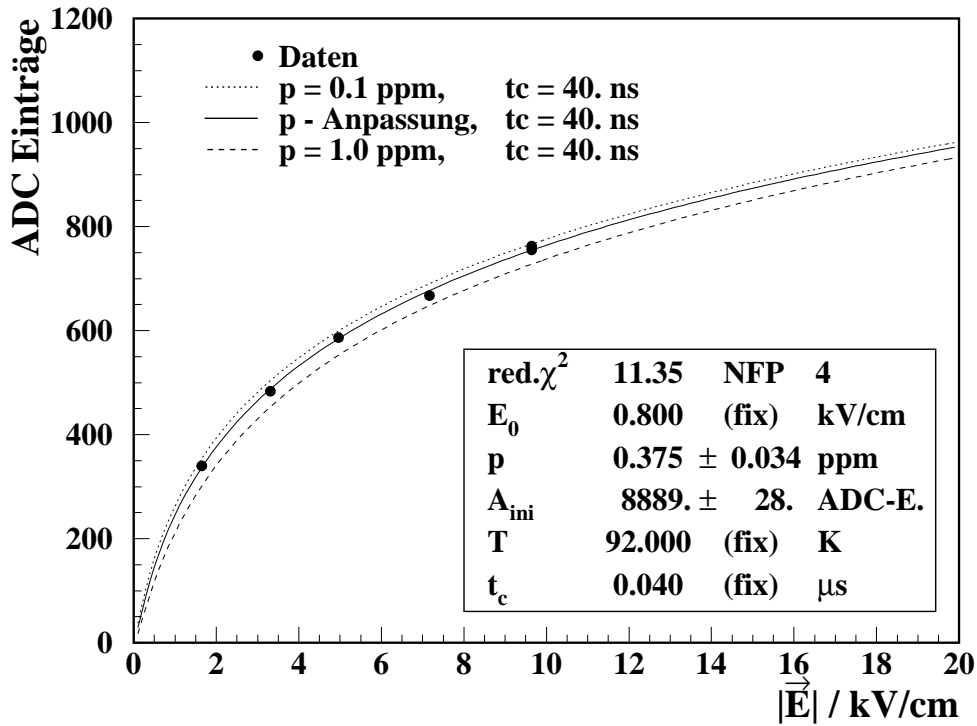


Abbildung 4.21: Die Hochspannungsabhängigkeit des Signals aus Modul B des hadronischen Endkappenkalorimeters für 100 GeV Pionen mit Einschußposition Pad 9. Das Ergebnis der Anpassung an die Modellfunktion (4.5) für eine Abschneidezeit  $t_c = 40$  ns ist zusammen mit den Datenpunkten dargestellt. Die Breite eines Flüssigargonsubspaltes beträgt 1.81 mm.

Zum Vergleich sind die Kurven für Verunreinigungskonzentrationen von 0.1 ppm und 1.0 ppm zusätzlich eingezeichnet.

Der systematische Fehler dieser Messung wurde durch Variation des Driftabstandes  $d$ , der Abschneidezeit  $t_c$  und der Temperatur  $T$ , sowie der Modellparameter  $|\vec{E}_0|$  und  $\alpha$  innerhalb ihrer Fehler bestimmt. Er wird von der Unsicherheit in der Bestimmung von  $d$  dominiert, während die Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit nur wenig (siehe Tabelle 4.4) beiträgt.

Damit wurde die sauerstoffäquivalente Konzentration elektronegativer Moleküle im Teststrahlkryostaten des hadronischen Endkappenkalorimeters am 13.09.1996 mit dieser Hochspannungsmeßreihe gemessen zu:

$$p = \left( 0.38 \pm 0.03 \text{ (stat)} \begin{matrix} +0.26 \\ -0.20 \end{matrix} \text{ (sys)} \right) \text{ ppm}_{\text{O}_2} .$$

Unter Verwendung einer Hochspannungsmeßreihe der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer wurde in [71] auch die Verunreinigungskonzentration während derselben Teststrahlperiode bestimmt<sup>8</sup>:

$$p_{Am} = (0.93 \pm 0.01 \text{ (stat)} \pm 0.63 \text{ (sys)}) \text{ ppm}_{\text{O}_2} .$$

<sup>8</sup>Messung vom 12.09.96. (Eine Messung mit der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer ist nicht verfügbar.)

Parameter	Variation	$\Delta p_{\text{sys}} / \text{ppm}$
$T$	$\pm 0.5 \text{ K}$	$\pm 0.01$
$t_c$	$\cdot 2, \cdot 0.5$	$+0.18$ $-0.08$
$d$	$\pm 0.13 \text{ mm}$	$\pm 0.16$
$ \vec{E}_0 $	$\pm 0.02 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ [69]	$\pm 0.03$
$\alpha$	$\pm 0.03 \frac{\text{cm}^2 \text{ ppm}}{\text{kV}}$ [50]	$\pm 0.08$
quadr. Summe		$+0.26$ $-0.20$

Tabelle 4.4: Zusammensetzung des systematischen Fehlers der Messung der Konzentration elektronegativer Moleküle  $p$ , ermittelt durch  $\chi^2$ -Anpassungen der Modellfunktion (4.5) mit einzeln variierten Parametern.

Die beiden Messungen stimmen innerhalb ihrer Fehler überein. Wie auch bei der in Abschnitt 6.2 vorgestellten Messung gezeigt, liefert die Auswertung einer Hochspannungsmeßreihe mit der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer unter Verwendung des Box-Modells zur Beschreibung der Rekombination systematisch zu große Werte für  $p$ .

Die Aufnahme spezieller Meßreihen mit dem Kalorimeter stellt während des Detektorbetriebs von ATLAS keine geeignete Methode dar, um die Konzentration elektronegativer Moleküle zu messen. Deshalb sind spezielle, von der Kalorimeterauslese unabhängige Reinheitsmonitore im flüssigen Argon der ATLAS-Kryostaten erforderlich, die in den folgenden Kapiteln vorgestellt werden. Ihre Aufgabe ist die regelmäßige Messung der Verunreinigungskonzentration und vor allem die kontinuierliche Kontrolle der Stabilität derselben mit hoher Sensitivität auf Veränderungen.



# Kapitel 5

## Methoden zur Bestimmung der Lebensdauer und Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigen Edelgasen

Die von hochenergetischen Teilchen deponierte Energie wird im hadronischen Endkappenkalorimeter in Form der durch Ionisation in den aktiven Detektorlagen freigesetzten Ladung gemessen. Der geometrische Aufbau einer Detektorlage entspricht vom Prinzip her dem einer Ionisationskammer, deren Strom- und Ladungssignal zunächst diskutiert wird. Die Rekombination der erzeugten Ionen und der Effekt der Anlagerung freier Elektronen an elektronegative, im flüssigen Medium gelöste Moleküle verringern das Signal der Ionisationskammer und müssen deshalb für ein reales Kalorimeter zusätzlich berücksichtigt werden. Zur Überwachung der Konzentration elektronegativer Moleküle im flüssigen Medium werden spezielle Monitore benötigt, die im zweiten Teil dieses Kapitels vorgestellt werden.

### 5.1 Funktionsweise einer Ionisationskammer

#### 5.1.1 Das Signal der Ionisationskammer

Der schematische Aufbau einer Ionisationskammer ist in Abb. 5.1 dargestellt (vgl. [33]). Zwischen den parallelen Elektroden der Ionisationskammer mit einem Abstand  $d$  und einer Kapazität  $C$  befinde sich im Abstand  $x_0$  von der Kathode ein Elektron-Ion-Paar (Abb. 5.1a). Im homogenen elektrischen Feld der Stärke  $|\vec{E}| = U/d$  driftet das Elektron zur Anode und das positive Ion zur Kathode mit den Driftgeschwindigkeiten

$$v_d^\pm = \mu^\pm |\vec{E}|. \quad (5.1)$$

Aufgrund der kleineren Masse ist die Mobilität  $\mu^-$  von Elektronen größer als die von Ionen  $\mu^+$  und folglich ist im homogenen Feld die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d^-$  größer als die der Ionen  $v_d^+$ . Durch die Drift des Elektrons und des Ions werden Ladungen auf der Anode und der Kathode influenziert. An der Anode kann diese Ladung über einen Widerstand abfließen,

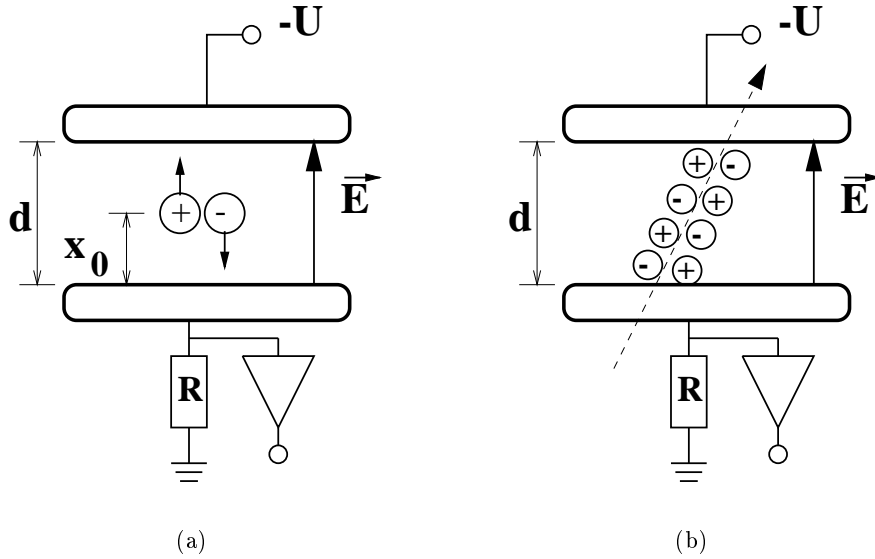


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau einer Ionisationskammer: a) mit einem einzelnen Elektron-Ion-Paar und b) mit der Spur eines durchquerenden Teilchens.

an dem sie als Spannungspuls meßbar wird. Bei konstanten Driftgeschwindigkeiten  $v_d^+$  und  $v_d^-$  ergeben sich folgende Anteile an dem Spannungssignal für die driftenden positiven Ionen ( $\Delta U^+$ ) bzw. Elektronen ( $\Delta U^-$ ):

$$\Delta U^+ = -\frac{e}{Cd} v_d^+ \Delta t^+, \quad (5.2)$$

$$\Delta U^- = -\frac{-e}{Cd} (-v_d^-) \Delta t^-. \quad (5.3)$$

Dabei bezeichnen  $\Delta t^+$  und  $\Delta t^-$  die Driftzeiten des Ions bzw. des Elektrons zur Kathode bzw. zur Anode. Aufgrund von

$$v_d^+ \Delta t^+ = d - x_0 \quad \text{und} \quad v_d^- \Delta t^- = x_0 \quad (5.4)$$

folgt für den resultierenden Spannungspuls:

$$\Delta U_{ges} = \Delta U^+ + \Delta U^- = -\frac{e}{C}. \quad (5.5)$$

Durchquert ein ionisierendes Teilchen die Ionisationskammer orthogonal zu den Platten, erzeugt es eine Spur von Elektron-Ion-Paaren, deren Anzahl durch folgende Formel gegeben ist:

$$N = \int_0^d \frac{dE}{dx} \frac{1}{W} dx. \quad (5.6)$$

Dabei bezeichnet  $W$  die zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares im Mittel benötigte Energie, den  $W$ -Wert, und  $dE/dx$  den Energieverlust eines Teilchens pro Strecke  $dx$ , der im allgemeinen von der Teilchenenergie abhängt [72]. Wird der Beitrag der Drift der positiven Ionen aufgrund ihrer viel kleineren Mobilität vernachlässigt, ergibt sich für das Stromsignal der zur Anode driftenden Elektronen [73]:

$$I(t) = Ne \frac{v_d}{d} \left[ 1 - \frac{t}{t_d} \right] \quad \text{für} \quad 0 \leq t \leq t_d. \quad (5.7)$$

Daraus folgt durch Integration das Ladungssignal:

$$Q(t) = \int_0^{t_d} I(t) dt = \begin{cases} Ne \left[ \frac{t}{t_d} - \frac{1}{2} \left( \frac{t}{t_d} \right)^2 \right] & \text{für } 0 \leq t \leq t_d, \\ \frac{1}{2} Ne & \text{für } t > t_d. \end{cases} \quad (5.8)$$

Folglich wird maximal die halbe Ladung während der Drift der Elektronen auf die Anode influenziert<sup>1</sup>. Desweiteren ist die zum Signal einer Ionisationskammer beitragende Ladung von der gesamten durch Ionisation initial erzeugten Ladungsmenge zu unterscheiden. Die Rekombination mit positiven Ionen und die Anlagerung an elektronegative Moleküle reduziert die Anzahl der driftenden freien Elektronen [74]:

$$\frac{dn_e}{dt} = -f_a - k_s n_e n_S - k_r n_e n_P. \quad (5.9)$$

Dabei beschreiben  $n_e$  die Konzentration der Elektronen,  $n_S$  und  $n_P$  die der elektronegativen Atome und Moleküle bzw. der positiven Ionen,  $k_s$  die Anlagerungsratenkonstante und  $k_r$  die Rekombinationsratenkonstante. Die geometrieabhängige Größe  $f_a$  beschreibt die Neutralisation an der Anode.

In Ionisationskammern werden Gase und flüssige Edelgase als aktives Medium verwendet. Aufgrund ihrer höheren Dichte und der damit verbundenen höheren Energieabsorption pro Weglänge erlauben flüssige Edelgase den Bau kompakter Detektoren. Außer flüssigem Argon kommen auch flüssiges Krypton<sup>2</sup> und flüssiges Xenon zum Einsatz. Flüssiges Krypton oder Xenon bieten wegen ihrer im Vergleich zum flüssigen Argon höheren Kernladungszahl den Vorteil kürzerer Strahlungslängen  $X_0$  und kleinerer Fanofaktoren [76] und somit die Möglichkeit, eine bessere Energieauflösung zu erreichen. In der Praxis verbietet zumeist die mangelnde Verfügbarkeit und der Preis die Verwendung der schwereren flüssigen Edelgase. Einige wichtige Eigenschaften flüssiger Edelgase sind in Anhang B (Tabelle B.1) zusammengestellt.

### 5.1.2 Der Effekt der Rekombination

Unter der Annahme, daß unter Einwirkung des elektrischen Feldes  $|\vec{E}|$  die Rekombinationswahrscheinlichkeit aufgrund des Auseinanderdriftens der positiven und negativen Ionen im Vergleich zu der typischen Zeitskala des Anlagerungsprozesses schnell abnimmt, können Rekombination und Anlagerung an elektronegative Atome oder Moleküle als zwei unabhängige, aufeinander folgende Prozesse betrachtet werden. Ein möglicher Einfluß des Anlagerungsprozesses auf die Rekombination wird hierbei vernachlässigt.

Somit ist zunächst die Rekombination der durch Ionisation freigesetzten Elektronen mit positiven Ionen zu betrachten:



mit:  $M^+$  : positives Ion,  
 $M^{**}$  : angeregtes Atom,  
 $k_r$  : Ratenkonstante für die Rekombination von Elektronen.

<sup>1</sup>Dieses Resultat ist in der Vernachlässigung des Signals der positiven Ionen begründet: Werden sie im Signal berücksichtigt und über ihre sehr lange Driftzeit integriert, so tragen sie – wie oben im Falle des einen positiven Ions – die andere Hälfte zum Gesamtladungssignal bei.

<sup>2</sup>Zum Beispiel verwendet das NA48-Experiment zur Messung der CP-Verletzung im System der Kaonen am CERN-Superprotonsynchrotron ein homogenes elektromagnetisches Flüssigkryptonkalorimeter [75].

Das Verhältnis der Ladungsmenge  $Q_0$  nach der Rekombination zu der initial erzeugten Ladung  $Q_{ini} = e N_{ini}$  beschreibt die effektive Auswirkung der Rekombination. Im folgenden werden unterschiedliche Modelle für den Rekombinationsmechanismus vorgestellt.

### 5.1.2.1 Das Modell der paarweisen Rekombination

Onsager stellte 1938 das Modell der paarweisen Rekombination (oder initialen Rekombination) vor, in der lediglich die Rekombinationsmöglichkeit der Elektronen mit den jeweiligen Mutterionen berücksichtigt wird [77]. Das durch die Ionisation erzeugte Elektron bewegt sich im Coulomb-Potential des Mutterions, dem das äußere elektrische Feld  $|\vec{E}|$  überlagert ist:

$$V = -e |\vec{E}| r \cos \Theta - \frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (5.11)$$

wobei  $e$  die Elementarladung,  $r = |\vec{r}|$  den Abstand von Elektron und positivem Ion,  $\Theta$  den Winkel zwischen  $\vec{E}$  und  $\vec{r}$  sowie  $\epsilon$  die Dielektrizitätskonstante beschreibt.

Unter Berücksichtigung der Brownschen Bewegung ergibt sich der Anteil  $N_0$  der der Rekombination „entkommenen“ Elektronen an allen erzeugten Elektronen  $N_{ini}$  zu [73]:

$$\frac{N_0}{N_{ini}} = \frac{Q_0}{Q_{ini}} = e^{-\frac{r_{kT}}{r_0}} \left[ 1 + |\vec{E}| \frac{e^3}{2 \epsilon k^2 T^2} \right], \quad (5.12)$$

mit:

- $r_{kT} = \frac{e^2}{\epsilon k T}$  : Onsager-Radius,
- $r_0$  : Thermalisationslänge
- : (Abstand von Elektron und Ion nach der Ionisation),
- $k$  : Boltzmann-Konstante,
- $T$  : Temperatur.

Somit macht diese Theorie die Aussage, daß die Zahl der nach der Rekombination verbleibenden Elektronen linear mit der angelegten elektrischen Feldstärke wächst. Dies ist nur für niedrige Feldstärken zutreffend.

### 5.1.2.2 Das Modell der Rekombination in Kolonnen

Bereits im Jahr 1913 hat Jaffé [78] seine Theorie der Rekombination in Kolonnen vorgestellt. Ein ionisierendes Teilchen erzeuge im Medium entlang seiner Spur eine homogen verteilte Kolonne aus Elektronen und positiven Ionen. Sie sei transversal mit der Breite  $b$  gaußverteilt. Während das angelegte elektrische Feld (in  $x$ -Richtung) die beiden Ladungsdichten trennt, können Elektronen mit positiven Ionen rekombinieren. Dabei muß die Rekombination eines Elektrons nicht notwendigerweise mit seinem „Mutterion“ erfolgen. Die Dichten der Elektronen  $n_-$  und positiven Ionen  $n_+$  entwickeln sich gemäß den folgenden zwei gekoppelten Differentialgleichungen:

$$\frac{\partial n_{\pm}}{\partial t} = \mp \mu_{\pm} |\vec{E}| \sin \varphi \frac{\partial n_{\pm}}{\partial x} + D_{\pm} \Delta n_{\pm} - k_r n_- n_+, \quad (5.13)$$

mit:

- $\mu_{\pm}$  : den Mobilitäten der Ionen und Elektronen,
- $\varphi$  : dem Winkel zwischen elektrischem Feld  $\vec{E}$  und Ionisationsspur,
- $D_{\pm} = \frac{\mu_{\pm} k T}{e}$  : den Diffusionskoeffizienten und
- $k_r$  : dem Rekombinationskoeffizienten.

Der erste Term beschreibt die Drift der Ladungsträger im elektrischen Feld, der zweite die Diffusion und der dritte die Rekombination von Elektronen und positiven Ionen.

Zur Lösung von (5.13) nahm Jaffé an, daß die Rekombination sich nicht auf die relative Ladungsdichteverteilung auswirkt, sondern nur die Gesamtladung reduziert. Daher vernachlässigte er zunächst den Rekombinationsterm und fügte ihn anschließend störungstheoretisch hinzu.

Kramers [79] zeigte 1952, daß diese Annahme für flüssige Edelgase nicht gerechtfertigt ist. Stattdessen löste er die Differentialgleichungen (5.13) dadurch, daß er zunächst den Diffusionsterm vernachlässigte und erst als Störung berücksichtigte, als er die Größe des Rekombinationsterms erreicht hatte. Dies entspricht der im Vergleich zum gasförmigen Zustand höheren Dichte der flüssigen Edelgase. In dieser Theorie ergibt sich für das Verhältnis der nach der Rekombination verbleibenden Elektronen  $N_0$  zur anfänglich erzeugten Zahl  $N_{ini}$ :

$$\frac{N_0}{N_{ini}} = \frac{Q_0}{Q_{ini}} = \frac{2f}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\zeta}}{f e^\zeta + 1} d\zeta \quad (5.14)$$

mit

$$f = \frac{|\vec{E}| b \sin \varphi}{4 \sqrt{\pi} e N_{ini}}. \quad (5.15)$$

### 5.1.2.3 Das Box-Modell der Rekombination

In Anlehnung an die Theorie von Jaffé und Kramers entwickelten Thomas und Imel [68] ein eigenes Rekombinationsmodell, das Box-Modell. Sie vernachlässigten den Diffusionsterm wegen seiner Kleinheit in flüssigen Medien vollständig und berücksichtigten, daß wegen der um etwa den Faktor 1000 kleineren Mobilität der positiven Ionen im Vergleich zur Elektronenmobilität die Drift der Ionen keinen wesentlichen Beitrag zum influenzierten Signal liefert. Damit vereinfachen sich die Differentialgleichungen (5.13) zu:

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = -k_r n_- n_+, \quad (5.16)$$

$$\frac{\partial n_-}{\partial t} = \mu_- |\vec{E}| \sin \varphi \frac{\partial n_-}{\partial x} - k_r n_- n_+. \quad (5.17)$$

Unter der Annahme, daß die Elektron-Ion-Paare isoliert auftreten und  $N$  Paare zum Zeitpunkt  $t = 0$  in einem Würfel („Box“) der Kantenlänge  $a$  gleichförmig verteilt sind, erhält man als Lösung von (5.16):

$$\frac{Q_0}{Q_{ini}} = \frac{1}{\xi} \ln(1 + \xi), \quad (5.18)$$

mit

$$\xi = \frac{N k_r}{4 a^2 \mu_- |\vec{E}|} \quad (5.19)$$

als einzigem Parameter dieses Modells. Mittels der Anpassung von (5.18) an verschiedene Meßreihen in Abhängigkeit von  $|\vec{E}|$  bestimmten Thomas und Imel den Parameter zu:

$$\begin{aligned} \xi |\vec{E}| &= 470 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} && \text{für eine } \alpha\text{-Quelle } (^{241}\text{Am}) \text{ [68] und} \\ \xi |\vec{E}| &= 0.80 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} && \text{für eine } \beta\text{-Quelle } (^{113}\text{Sn}) \text{ [69].} \end{aligned}$$

Dieses Modell geht von einer homogenen Linienladungsdichte entlang der Spur aus. Es berücksichtigt weder die nach der Bethe-Bloch-Formel für langsame Elektronen ansteigende Ionisationswahrscheinlichkeit noch Fluktuationen der Ionisationsladungsdichte z.B. durch  $\delta$ -Elektronen. Um diese Effekte bei der Beschreibung der beobachteten Energieauflösungen von Flüssigargon- und Flüssigxenonkalorimetern zu berücksichtigen, erweiterten Thomas, Imel und Biller ihr Modell zu einem Doppelladungsdichtemodell [69]:

$$\frac{Q_0}{Q_{ini}} = x \frac{\ln(1 + \xi_0)}{\xi_0} + (1 - x) \frac{\ln(1 + \xi_1)}{\xi_1}. \quad (5.20)$$

Die Größen  $\xi_0$  und  $\xi_1$  berücksichtigen bei der Integration über alle Teilchenspuren (inklusive die der  $\delta$ -Elektronen) den Effekt der beiden unterschiedlichen Ionisationsdichten. Der Parameter  $x$  gewichtet die beiden Anteile integral in Abhängigkeit davon, bei welcher Energie des ionisierenden Teilches welche Ionisationsdichte zutrifft.

### 5.1.3 Der Effekt der Anlagerung

Außer durch Rekombination kann die Zahl frei driftender Elektronen durch Anlagerung an Atome bzw. Moleküle hoher Elektronegativität, die als „Verunreinigungen“ in geringen Konzentrationen im Ionisationsmedium gelöst sind, verringert werden:



mit  $S$  : Atom oder Molekül hoher Elektronegativität,  
 $k_s$  : Ratenkonstante für die Anlagerung von Elektronen.

Die Mobilität der entstehenden negativen Ladungsträger  $S^-$  ist wesentlich niedriger als die der freien Elektronen, so daß das von ihnen influenzierte Ladungssignal vernachlässigt werden kann. Werden lediglich Ladungsverluste aufgrund der Anlagerung betrachtet, wird die zeitliche Entwicklung der Anzahldichte freier Elektronen  $n_e$  durch folgende Differentialgleichung beschrieben:

$$\frac{dn_e}{dt} = -k_s n_s(t) n_e(t), \quad (5.22)$$

wobei  $n_s$  die Anzahldichte elektronegativer Atome bzw. Moleküle ist.

Für eine homogene Verteilung der elektronegativen Atome oder Moleküle ergibt sich die Lösung:

$$n_e(t) = n_e(t_0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_s}}, \quad (5.23)$$

$$\text{mit: } \tau_s = \frac{1}{k_s \cdot n_s(t)}. \quad (5.24)$$

Die Größe  $\tau_s$ , die als Elektronenlebensdauer bezeichnet wird, beschreibt den Abfall der Konzentration freier Elektronen unter dem Einfluß elektronegativer Verunreinigungen. Falls neben der Art der Verunreinigung auch die Ratenkonstante für die Anlagerung bekannt ist, so kann aus der gemessenen Lebensdauer die Konzentration elektronegativer Verunreinigungen bestimmt werden. Die Abhängigkeit der Anlagerungsratenkonstante von der elektrischen Feldstärke  $\vec{E}$  wird durch folgenden Zusammenhang gegeben:

$$k_s(|\vec{E}|) = \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) f(\varepsilon, |\vec{E}|) d\varepsilon, \quad (5.25)$$

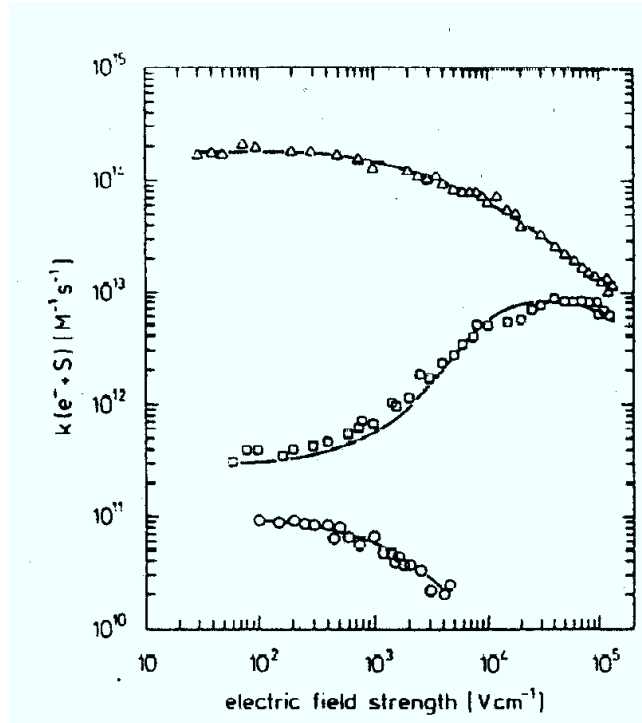


Abbildung 5.2: Abhängigkeit der Anlagerungsratekonstante  $k_s$  (in  $\text{mol}^{-1} \text{s}^{-1}$ ) von der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$  (in  $\text{V/cm}$ ) in flüssigem Argon ( $T = 87 \text{ K}$ ) für verschiedene Lösungen [74]: ( $\Delta$ )  $\text{SF}_6$ , ( $\square$ )  $\text{N}_2\text{O}$  und ( $\circ$ )  $\text{O}_2$ .

mit:  $\varepsilon$  : Energie der Elektronen ,  
 $\sigma(\varepsilon)$  : Wirkungsquerschnitt für die Elektronenanlagerung,  
 $f(\varepsilon, |\vec{E}|)$  : Energieverteilung der Elektronen.

Für Elektronen in flüssigen Edelgasen wurde diese Beziehung zur Bestimmung der Anlagerungsratekonstanten bei verschiedenen Verunreinigungen genutzt [74]. Gemessene Werte (siehe Abb. 5.2) für  $k_s$  betragen  $10^{11}$  bis  $2 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{mol}\cdot\text{s}}$  bei der Anlagerung an Sauerstoff im Bereich elektrischer Feldstärken von  $0.1$  bis  $3.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ . Bei  $\text{SF}_6$  ist der beobachtete Effekt um ca. den Faktor 1000 stärker.

Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  bezüglich der Anlagerung der freien Elektronen an elektronegative Atome oder Moleküle kann mit Hilfe der Elektronenlebensdauer  $\tau_s$  und der Driftgeschwindigkeit  $v_d$  wie folgt definiert werden:

$$\lambda = v_d \tau_s = \mu_e |\vec{E}| \tau_s , \quad (5.26)$$

wobei  $\mu_e$  die Mobilität der Elektronen beschreibt. Mit Hilfe der freien Weglänge  $\lambda$  läßt sich Gleichung (5.24) schreiben als:

$$\lambda = \alpha \cdot \frac{|\vec{E}|}{n_s} , \quad (5.27)$$

mit dem näherungsweise feldunabhängigen Parameter

$$\alpha = \frac{\mu_e}{k_s} . \quad (5.28)$$

Der Wert von  $\alpha$  wurde bestimmt zu [50]:

$$\begin{aligned}\alpha_\alpha &= (0.14 \pm 0.03) \frac{\text{ppm cm}^2}{\text{kV}} \quad \text{für eine } \alpha\text{-Quelle}^3 \text{ und} \\ \alpha_\beta &= (0.15 \pm 0.03) \frac{\text{ppm cm}^2}{\text{kV}} \quad \text{für eine } \beta\text{-Quelle}^4.\end{aligned}$$

Die Messungen wurden bei einer Verunreinigungskonzentration von  $\sim 1$  ppm<sub>O<sub>2</sub></sub> und elektrischen Feldstärken bis zu  $10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  durchgeführt. Während für die Ionisation durch eine  $\beta$ -Quelle die Proportionalität  $\lambda \propto n_s^{-1}$  bestätigt werden konnte, ergaben sich für die Ionisation mit einer  $\alpha$ -Quelle Abweichungen, aus denen auf einen Einfluß der Verunreinigungen auf die Rekombination geschlossen werden konnte.

Ist die Art der Verunreinigungen unbekannt, so kann nach Gleichung (5.27) aus der gemessenen freien Weglänge bzw. Lebensdauer der Elektronen die Verunreinigung in Sauerstoffäquivalenten  $p_{O_2}$  angegeben werden:

$$p_{O_2} := n_s = \alpha \frac{|\vec{E}|}{\lambda} = \alpha \frac{|\vec{E}|}{v_d \tau_s}. \quad (5.29)$$

Um mit N<sub>2</sub> dieselbe Reduktion eines Ionisationskammersignals wie durch O<sub>2</sub> zu erreichen, muß die Konzentration der N<sub>2</sub>-Verunreinigungen um ca. einen Faktor 100 höher sein [80].

#### 5.1.4 Das Signal einer Ionisationskammer unter dem Einfluß elektronegativer Verunreinigungen

Wird der Verlust freier Elektronen durch Anlagerung an elektronegative Verunreinigungen berücksichtigt, muß das durch Gleichung (5.7) gegebene Stromsignal einer die Ionisationskammer nicht parallel zu den Elektroden durchquerenden ionisierenden Teilchens mit Hilfe des exponentiellen Abfalls (5.23) modifiziert werden:

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \left(1 - \frac{t}{t_d}\right) \quad \text{für} \quad 0 \leq t \leq t_d, \quad (5.30)$$

wobei  $\tau \equiv \tau_s$  die Lebensdauer der Elektronen bezüglich Anlagerung und  $I_0 \equiv I(0) = \frac{Q_0}{t_d}$  den maximalen Strom zum Zeitpunkt  $t = 0$  darstellt. In Abbildung 5.3 (oben) ist die auf  $I_0$  normierte Stromstärke als Funktion der Zeit  $t$  in Einheiten der Driftzeit  $t_d$  aufgetragen.

Durch Integration von (5.30) ergibt sich das Ladungssignal:

$$Q_{\text{real}}(t) = \begin{cases} Q_0 \frac{\tau}{t_d} \left[ -\frac{t}{t_d} e^{-\frac{t}{\tau}} + \left( e^{-\frac{t}{\tau}} - 1 \right) \left( 1 - \frac{\tau}{t_d} \right) \right] & \text{für} \quad 0 \leq t \leq t_d, \\ Q_0 \frac{\tau}{t_d} \left[ -\frac{\tau}{t_d} \left( 1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}} \right) - 1 \right] & \text{für} \quad t > t_d. \end{cases} \quad (5.31)$$

Abbildung 5.3 (unten) zeigt das normierte Ladungssignal  $\frac{Q(t/t_d)}{Q_0}$  als Funktion der normierten Zeit, wobei  $Q_0 = -Ne$  die anfängliche freie Ladung der Elektronen, ggf. nach Rekombination, bezeichnet. Die Höhe des Ladungssignals hängt von der Elektronenlebensdauer ab. Insbesondere sollte die Verunreinigung des Nachweismediums durch elektronegative Atome oder Moleküle in einem Kalorimeter gering und zeitlich möglichst konstant sein, um ausreichend große und stabile Signale des Kalorimeters zu gewährleisten.

<sup>3</sup>Als Quellen wurden <sup>241</sup>Am und <sup>210</sup>Po benutzt [50].

<sup>4</sup>Als Quelle wurde <sup>90</sup>Sr + <sup>90</sup>Y genutzt [50].



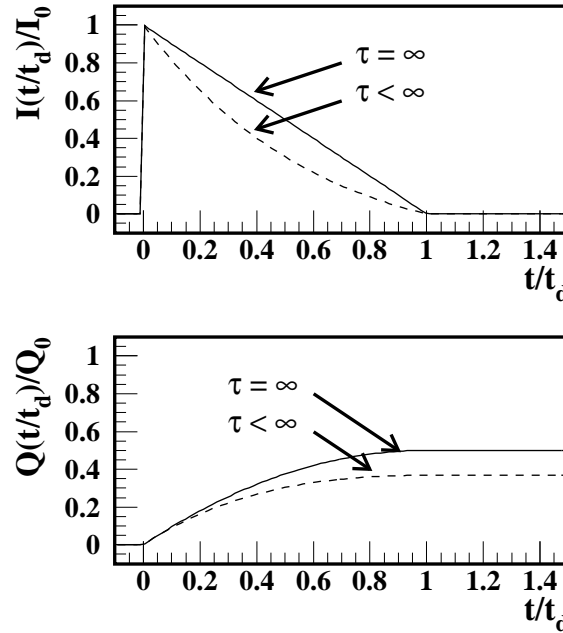


Abbildung 5.3: Der zeitliche Verlauf der Stromstärke (oben) bzw. der integrierten Ladung (unten) für (un)endliche Elektronenlebensdauern  $\tau$ .

### 5.1.5 Die Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigen Edelgasen

Von den in der Literatur verfügbaren Messungen der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen bewegen sich ältere Messungen [81, 82, 83, 80, 84] im Bereich hoher Feldstärken  $|\vec{E}| \gtrsim 5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ , während Miller et al. [85] und Yoshino et al. [86] in einem großen Bereich von ca. 0.01 bis  $100 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  gemessen haben. Diese Messungen ergeben kein konsistentes Bild, jedoch werden qualitativ im Verlauf der Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke drei verschiedene Bereiche beobachtet:

**Bereich niedriger Felder:** Im Bereich kleiner Feldstärken ist die Driftgeschwindigkeit proportional zur elektrischen Feldstärke:  $v_d = \mu_0 |\vec{E}|$  mit einer konstanten Mobilität  $\mu_0$ .

**Bereich mittlerer Feldstärken:** In diesem Bereich wächst die Driftgeschwindigkeit mit der Wurzel der elektrischen Feldstärke:  $v_d \propto \sqrt{|\vec{E}|}$ . Der Übergang vom Bereich der linearen Abhängigkeit findet statt, wenn die Elektronendriftgeschwindigkeit von der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit  $v_s$  im flüssigen Edelgas ist. Für flüssiges Argon umfaßt dieser Bereich Feldstärken  $|\vec{E}| = 1 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  bis  $5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  [85].

**Bereich hoher Feldstärken:** Bei hohen Feldstärken erreicht die Driftgeschwindigkeit einen Sättigungswert  $v_d^{sat}$ . Im Fall des flüssigen Argons liegt der Sättigungswert im Bereich  $v_d^{sat} = 6.5 \dots 8.0 \text{ mm}/\mu\text{s}$  [85, 86].

Das Modell des heißen Elektronengases von Shockley [87] beschreibt das Verhalten bei niedrigen Feldstärken und den Übergang in den mittleren Feldstärkebereich gut, sagt bei hohen Feldstärken aber zu hohe Driftgeschwindigkeiten voraus. Cohen und Lekner [88, 89] berücksichtigen in ihrem Modell zusätzlich die Struktur des die Elektronen enthaltenen Mediums.

Bei niedrigen Feldstärken unterscheidet sich das Ergebnis nicht wesentlich von Shockleys Theorie, jedoch führt der Einfluß der Struktur des Mediums bei höheren Feldstärken zunehmend zu höheren Streuquerschnitten für die freien Elektronen und somit zu einer Verringerung der Driftgeschwindigkeit (vgl. [85]). Statt zu einem Sättigungsverhalten kommt es bei sehr hohen Feldstärken nach dem Erreichen eines Maximums zu einem Fallen der Driftgeschwindigkeit.

Unterschiede in der gemessenen Driftgeschwindigkeit in flüssigen Medien können durch weitere äußere Parameter wie Temperatur und Beimischungen von Kohlenwasserstoffen verursacht sein. Letztere führen zu einer Erhöhung der Driftgeschwindigkeit [80, 84, 90, 86], während bei steigender Temperatur nach Kalinin et al. [91] die Driftgeschwindigkeit in flüssigem Argon<sup>5</sup> um ca. -2%/K sinkt<sup>6</sup> (bei  $T \approx 90$  K). Dennoch können auch unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit z.B. die Meßreihen von Miller et al. [85] und Yosihino et al. [86] nicht miteinander in Übereinstimmung gebracht werden [95].

## 5.2 Beschreibung der verschiedenen Monitortypen

Zur Messung der Reinheit flüssiger Edelgase werden in Mainz Ionisationskammern, in denen die freien Ladungsträger durch Ionisation des Edelgases mittels radioaktiver Präparate erzeugt werden, und Laserkammern, bei denen Photoelektronen mit Hilfe ultravioletten Laserlichtes an der Kathode erzeugt werden, entwickelt. Die resultierenden freien Elektronen driften anschließend in einem elektrischen Feld zur Anode und erzeugen dabei für jede Kammer spezifische Stromsignale, die von ladungssensitiven Vorverstärkern, die sich im flüssigen Argon befinden, aufintegriert werden.

Der kombinierte Reinheitsmonitor für das ATLAS-Experiment, der zunächst beschrieben wird, besteht aus zwei Quellenkammern, in denen die radioaktiven Präparate  $^{241}\text{Am}$  ( $\alpha$ -Strahler) und  $^{207}\text{Bi}$  (monochromatische Konversionselektronenquelle) zum Einsatz kommen<sup>7</sup>. Der Nachteil der Ionisationskammern besteht darin, daß die Zahl der driftenden Elektronen nicht nur von der Anlagerung an elektronegative Moleküle, sondern auch durch die Rekombination mit positiven Ionen reduziert wird. Lediglich unter Annahme eines Modells, daß die Stärke des Rekombinationseffekts beschreibt, werden Aussagen über die absolute Reinheit des flüssigen Edelgases möglich, allerdings mit einer modellabhängigen Ungenauigkeit behaftet. Direkt ist nur die Messung relativer Änderungen der Konzentration elektronegativer Verunreinigungen möglich.

Die Laserkammern hingegen erlauben die direkte Bestimmung der absoluten Elektronenlebensdauer, da beim Photoeffekt an der Kathode keine positiven Ionen im flüssigen Medium erzeugt werden und die Wahl der Geometrie die Messung von der initial erzeugten Anzahl der Elektronen unabhängig macht. Zusätzlich ist aufgrund der Kammergeometrie die direkte Messung der Elektronendriftgeschwindigkeit möglich.

---

<sup>5</sup>Eine entsprechende Untersuchung mit flüssigen Krypton ergibt ein Ansteigen der Driftgeschwindigkeit der freien Elektronen um ca. 1%/K [92].

<sup>6</sup>Nach Schnyders et al. [93, 94], die flüssige Edelgase unter extremen Bedingungen bei hohen Temperaturen und Drücken untersuchten, existiert in der Temperaturabhängigkeit ein Minimum bei ca. 117 K.

<sup>7</sup>Die Experimente D0 [96] und H1 [39] betreiben z.B. Ionisationskammern mit  $\alpha$ -Strahlern und  $\beta$ -Strahlern (kontinuierliches Elektronenspektrum!) zur Reinheitsüberwachung ihrer Flüssigargonkalorimeter.

### 5.2.1 Der kombinierte $^{241}\text{Am}$ - und $^{207}\text{Bi}$ -Monitor

Im folgenden wird der aus einer  $^{241}\text{Am}$ - und einer  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer bestehende Monitor präsentiert. Zunächst werden der mechanische und elektronische Aufbau und die erwarteten Signale der beiden Quellenkammern vorgestellt, um anschließend die Vorteile der Kombination der beiden Kammern in einem Monitor aufzuzeigen (siehe auch [71, 97]). Zum Studium des Spektrums der Signalamplituden der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt.

#### 5.2.1.1 Aufbau und Funktionsweise der $^{241}\text{Am}$ -Kammer

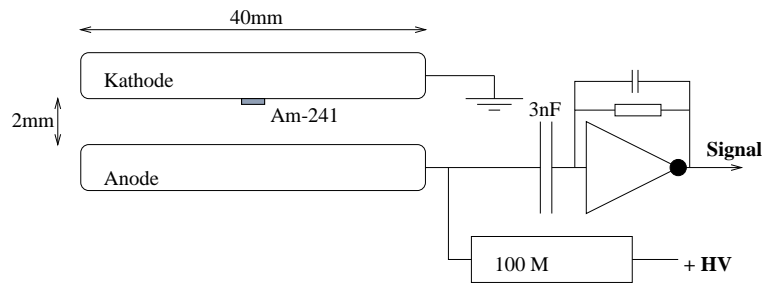


Abbildung 5.4: Schema der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer.

Die  $^{241}\text{Am}$ -Kammer, deren schematischer Aufbau in Abb. 5.4 gezeigt ist, ist eine aus zwei planparallelen Edelmetallplatten von 4 cm Durchmesser bestehende Ionisationskammer. Der Abstand von 2 mm wird durch drei Abstandshalter (samt Schrauben) aus hochspannungsfestem und strahlungshartem sowie vakuum- und kältetauglichem Polyimid<sup>8</sup> gegeben. Das  $^{241}\text{Am}$ -Präparat ist in der Mitte (Durchmesser des Flecks 7 mm) der Oberfläche einer 0,5 mm dicken Edelmetallplatte (Durchmesser 25 mm) aufgebracht, die in die Kathode so eingebaut ist, daß die Oberfläche mit dem Präparat den Beginn des Driftraumes definiert. Die Kathode befindet sich auf Erdpotential, während an der Anode die Hochspannung angelegt wird. Das Influenzsignal der driftenden Elektronen wird mittels eines 3 nF-Kondensators von der Hochspannung gekoppelt und von dem invertierenden Vorverstärker<sup>9</sup> (nomineller Verstärkungsfaktor  $A \approx 1 \frac{\text{mV}}{\text{fC}}$ ) integriert. Die Amplitude des Spannungspulses kann nach einer Pulsformung histogrammiert werden, um ein Spektrum der Kammer zu erhalten (Abb. 5.5).

Als radioaktives Präparat wurde  $^{241}\text{Am}$  gewählt. Bei einer Halbwertszeit von 432 Jahren besitzt es drei dicht beieinander liegende  $\alpha$ -Linien bei 5,49 MeV (85,2% aller Zerfälle), 5,44 MeV (12,8%) und 5,39 MeV (1,4%) [98]. Die verwendeten Quellen<sup>10</sup> besitzen Aktivitäten von 5 kBq bzw. 0,5 kBq. Die Zusammensetzung des erwarteten Signalpeaks bei unterschiedlicher experimenteller Auflösung zeigt Abb. 5.6.

<sup>8</sup>SINTIMID-Hochleistungskunststoffe, Österreich.

<sup>9</sup>Cold Preamp. for Argon Purity Tests, Brookhaven National Laboratory, freundlicherweise überlassen von V. Radeka und D. Rahm.

<sup>10</sup>Amersham Buchler GmbH & Co KG, AMR23.

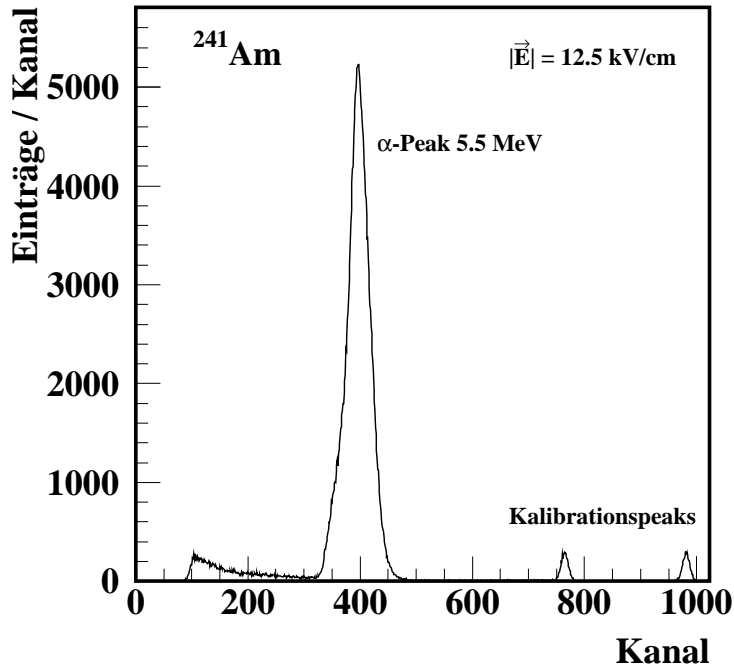


Abbildung 5.5: Energiespektrum der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer, aufgenommen während des HEC-Teststrahls am CERN, 02.04.98 ( $p \approx 0.3 \text{ ppmO}_2$ ). Die beiden Kalibrationspeaks rechts dienen zur Stabilitätsüberwachung der Elektronikette.

### 5.2.1.2 Das Signal der $^{241}\text{Am}$ -Kammer

Die Ausdehnung der durch ein  $\alpha$ -Teilchen der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle erzeugten Ladung kann aufgrund der kleinen Reichweite der 5.5 MeV- $\alpha$ -Teilchen von ca.  $100 \mu\text{m}$  [71] im flüssigen Argon gegenüber der Driftdistanz ( $2 \text{ mm} \gg 0.1 \text{ mm}$ ) vernachlässigt werden. Somit ergibt sich für die in Driftrichtung quasi „punktförmige“ Ladungswolke folgender auf der Anode influenzierte Strom:

$$I(t) = \begin{cases} \frac{Q_0}{t_d} e^{-\frac{t}{\tau}} & \text{für } 0 < t < t_d, \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (5.32)$$

Hierbei ist  $Q_0$  die nach der Rekombination noch zur Verfügung stehende Ladung,  $t_d = d/v_d$  die Driftzeit der mit der Geschwindigkeit  $v_d$  über den Elektrodenabstand  $d$  driftenden Elektronen und  $\tau$  die in Abschnitt 5.1.3 eingeführte Elektronenlebensdauer.

Wird dieser Strom über die Driftzeit integriert, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} Q(t) &= \int_0^t \frac{Q_0}{t_d} e^{-\frac{t'}{\tau}} dt' \\ &= \begin{cases} Q_0 \frac{\tau}{t_d} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) & \text{für } 0 < t < t_d, \\ Q_0 \frac{\tau}{t_d} \left(1 - e^{-\frac{t_d}{\tau}}\right) & \text{für } t \geq t_d. \end{cases} \end{aligned} \quad (5.33)$$

Wird die Beziehung  $v_d = \lambda/\tau$  benutzt, läßt sich die Elektronenlebensdauer  $\tau$  in (5.33) durch die mittlere freie Weglänge bezüglich der Anlagerung der Elektronen an elektronegative Mo-

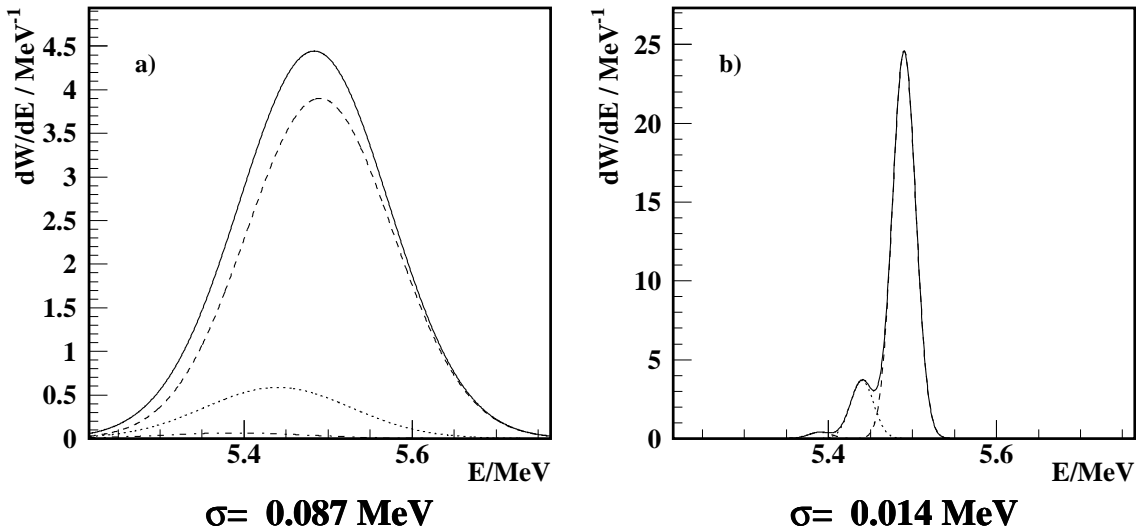


Abbildung 5.6: Die erwartete Zusammensetzung des  $^{241}\text{Am}$ -Peaks aus den drei benachbarten  $\alpha$ -Linien bei 5.49 MeV (85.2%), 5.44 MeV (12.8%) und 5.39 MeV (1.4%) bei (a) niedriger und (b) hoher experimenteller Auflösung.

leküle ausdrücken. Die integrierte Gesamtladung ist folglich:

$$Q(\lambda) = Q_0 \frac{\lambda}{d} \left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda}}\right) \quad (5.34)$$

Diese Funktion ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Aufgrund der Ähnlichkeit der Spaltgröße und des angewendeten elektrischen Feldes ( $d = 2 \text{ mm}$ ,  $|\vec{E}| = 12.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ) beim hadronischen Endkappenkalorimeter kann die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  bei großen Verunreinigungen direkt gemessen werden ( $p > 2 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$ , welches  $\frac{\lambda}{d} < 4$  entspricht).

Die für die Drift zur Verfügung stehende Ladungsmenge  $Q_0$  kann mit Hilfe eines Rekombinationsmodells mit der initial freigesetzten Ladungsmenge  $Q_{ini}$  in Beziehung gebracht werden. Bei Verwendung des Box-Modells (Abschnitt 5.1.2.3) wird die Abhängigkeit von  $|\vec{E}|$  beschrieben durch:

$$Q_0(|\vec{E}|) = Q_{ini} \frac{|\vec{E}|}{|\vec{E}_0|} \ln \left(1 + \frac{|\vec{E}_0|}{|\vec{E}|}\right), \quad (5.35)$$

Hierbei ist  $|\vec{E}_0| = 470 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  die Sättigungsfeldstärke [68]. Aus der Kenntnis des W-Wertes von flüssigem Argon ( $W = 23.6 \text{ eV}$ ) kann  $Q_{ini}$  berechnet werden:

$$Q_{ini} = e \frac{E}{W} = 37.3 \text{ fC}, \quad (5.36)$$

wobei  $E = 5.5 \text{ MeV}$  für die Energie der  $\alpha$ -Teilchen und die Elementarladung  $e = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  eingesetzt wurde.

Werden Gleichung (5.35) und Gleichung (5.27) in Gleichung (5.34) eingesetzt, so erhält man die integrierte Ladung in Abhängigkeit von der Konzentration  $p$  der elektronegativen Verunreinigungen in  $\text{ppm}_{\text{O}_2}$  und der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$ :

$$Q(p, |\vec{E}|) = Q_{ini} \frac{|\vec{E}|}{|\vec{E}_0|} \ln \left(1 + \frac{|\vec{E}_0|}{|\vec{E}|}\right) \frac{\alpha |\vec{E}|}{p d} \left(1 - e^{-\frac{p d}{\alpha |\vec{E}|}}\right) \quad (5.37)$$

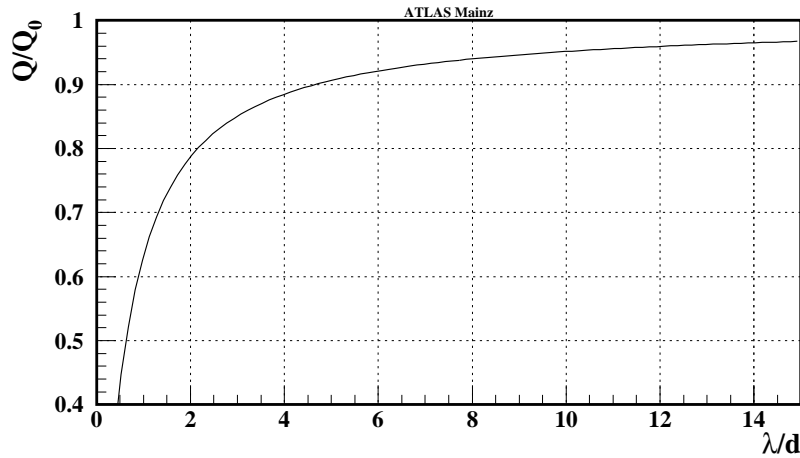


Abbildung 5.7: Integrierter Ladungsanteil  $Q/Q_0$  der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer als Funktion der normierten freien Weglänge  $\frac{\lambda}{d}$ . Nach Formel (5.27) entspricht eine Verunreinigung von 1 ppm $_{\text{O}_2}$  bei einer elektrischen Feldstärke von  $12.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  dem Wert  $\frac{\lambda}{d} = 9.4$ .

$$\text{mit } \alpha = (0.14 \pm 0.03) \frac{\text{ppm cm}}{\text{kV/cm}}.$$

Diese Funktion ist in den Abbildungen 5.8 a) und b) für verschiedene Werte von  $p$  bzw.  $|\vec{E}|$  dargestellt. Die  $^{241}\text{Am}$ -Kammer ist über einen weiten Bereich elektronegativer Verunreinigungen sensitiv (Abb. 5.8 a)), jedoch nicht sehr empfindlich auf kleine Änderungen von  $p$ . Aus Abbildung 5.8 b) ist zu erkennen, daß sich die Krümmung der Hochspannungskurve bei einer Änderung der Verunreinigungskonzentration kaum ändert, die wesentliche Information wird durch die Veränderung der Signalamplitude gegeben. Somit hängt die absolute Messung der Reinheit des flüssigen Edelgases von der genauen Kenntnis der Anzahl der nach der Rekombination verfügbaren freien Elektronen ab.

### 5.2.1.3 Die Einzelpulsform der $^{241}\text{Am}$ -Kammer

Eine Möglichkeit, die Elektronenlebensdauer direkt aus dem Signal der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer zu bestimmen, besteht in der Analyse der Einzelpulsform. In Abbildung 5.9 a) ist ein einzelner Puls gezeigt, der vom digitalen Oszilloskop mit 50 Punkten/ $\mu\text{s}$  digitalisiert wurde. Nach Formel (5.33) wird eine elektronenlebensdauerabhängige Krümmung der ansteigenden Flanke erwartet (Abb. 5.9 b)). Diese kann neben der Gesamtamplitudenmethode, die eine Eichung der Ladungsempfindlichkeit des Vorverstärkers und der Elektronik erfordert, zur Bestimmung der Reinheit des flüssigen Argons genutzt werden.

Um die Anwendungsmöglichkeit dieser Methode zu untersuchen, wurden in [99] Pulse in der Geometrie der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer bei einer Feldstärke von  $12.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  für unterschiedliche Elektronenlebensdauern simuliert<sup>11</sup> und anschließend mittels einer Anpassung an die erwartete Signalform untersucht, ob sich die Elektronenlebensdauer wieder extrahieren läßt. Das in den Daten beobachtete Rauschen wurde bei den mit einer Auflösung von 1000 Punkten/ $3 \mu\text{s}$  simulierten Pulsen durch eine punktweise gaußverteilte Verschmierung mit einer Breite  $\sigma = 0.1 \text{ fC}$

<sup>11</sup>Programm ALPHASIM V2.0, A. Schmidt.

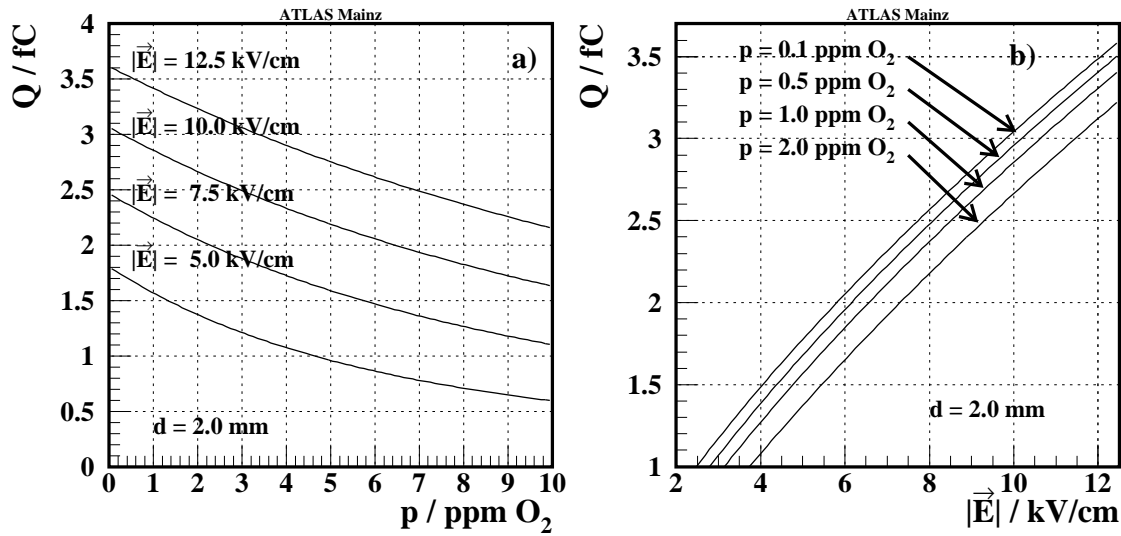


Abbildung 5.8: Die erwartete Signalhöhe der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer ( $d = 2 \text{ mm}$ ) (a) als Funktion der Verunreinigungskonzentration  $p$  für verschiedene elektrische Feldstärken  $|\vec{E}|$  und (b) als Funktion der angelegten elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$  für verschiedene Konzentrationen der Verunreinigungen  $p$ .

berücksichtigt. Bei der Anpassung der mit der Impulsantwortfunktion des Vorverstärkers gefalteten Signalform (5.33) an die simulierten Daten mit Hilfe des Programmpaketes MINUIT [55] wurden neben zwei Parametern zur Berücksichtigung eines linearen Untergrundes der Zeitpunkt  $t_o$  des Signalbeginns, die nach der Rekombination zur Verfügung stehende Ladung  $Q_0$  und die Lebensdauer  $\tau$  als freie Parameter behandelt. Es ließen sich simulierte Pulse im Bereich  $\tau \approx 0.1 \dots 1.0 \mu\text{s}$  (entsprechend  $p \approx 3.5 \dots 35 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$ ) stabil rekonstruieren [99]. Dabei wurde die Driftzeit über den gesamten Spalt wie simuliert auf  $t_d = 0.4 \mu\text{s}$  festgelegt. Oberhalb von  $\tau_{sim} = 1.0 \mu\text{s}$  wurde nur noch ein Bruchteil der simulierten Pulse korrekt rekonstruiert, und die Mittelwerte der rekonstruierten Lebensdauer  $\tau$  waren bis zu 25% zu klein.

Zwei Effekte begrenzen die Anwendbarkeit dieser Methode: Bei zu kleinen Werten von  $\tau$  wird die Ladungsmenge so schnell reduziert, daß das Signal- zu Rauschverhältnis zu klein wird. Bei großen Werten von  $\tau$  ist der Einfluß des Anlagerungseffekts auf die Krümmung des Pulsanstiegs zu gering, um daraus bei der Anpassung die zur Rekonstruktion der Lebensdauer notwendige Information zu ziehen. Die Anpassung wird instabil.

Es wird eine starke Korrelation der nach der Rekombination zur Verfügung stehende Ladungsmenge  $Q_0$  und der Lebensdauer  $\tau$  festgestellt [99]. Durch Verwendung eines abgeschätzten Wertes für  $Q_0$  könnte die Anpassung stabilisiert werden, jedoch ist zur Bestimmung von  $Q_0$  eine vollständige Kalibration der Auslekette oder die Annahme eines Rekombinationsmodells notwendig.

Eine weitere Möglichkeit, den Stabilitätsbereich dieser Anpassung zu erweitern besteht darin, eine simultane Anpassung an eine große Zahl registrierter Pulsformen vorzunehmen [100]. Dabei ist zu erwarten, daß der Einflusses von weißem (stochastischem) Rauschen im Mittel minimiert wird. Desweiteren beeinflusst die Anzahl der zur Beschreibung der ansteigenden Signalfanke verfügbaren Datenpunkte die Stabilität der Anpassung [99]. Zum Einsatz der Puls-

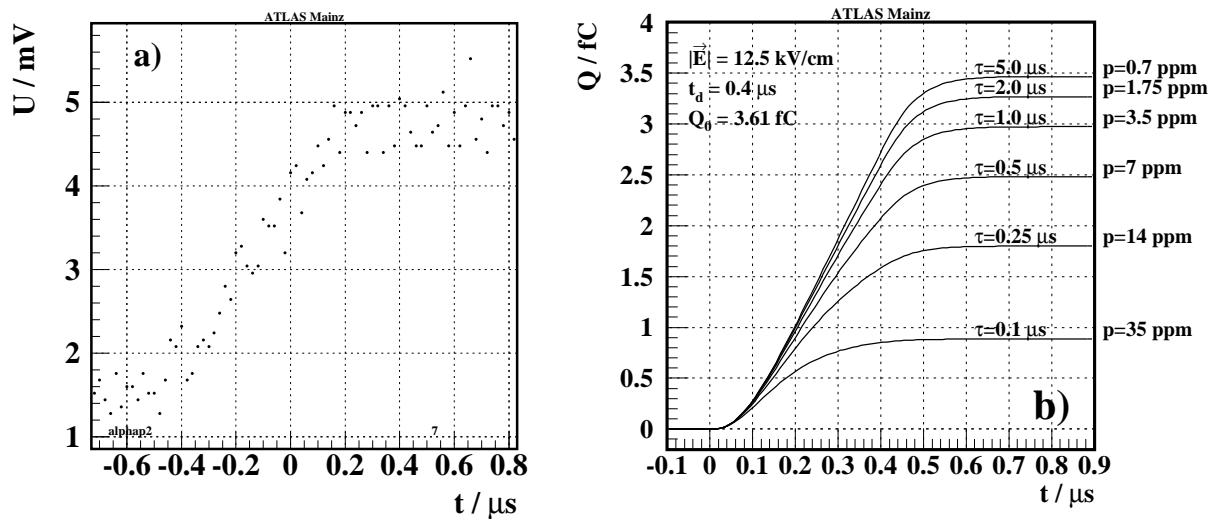


Abbildung 5.9: a) Digitalisierte Pulsform der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer und b) erwartete Pulsformen für verschiedene Elektronenlebensdauerwerte  $\tau$  [99].

formanalysemethode bei ATLAS wird eine Digitalisierung der Pulsform mit 40 Punkten/ $\mu\text{s}$  untersucht [101, 102].

#### 5.2.1.4 Aufbau und Auslese der $^{207}\text{Bi}$ -Kammer

Die  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer nutzt die monochromatischen Elektronenlinien einer Konversionselektronenquelle ( $^{207}\text{Bi}$ ) zur Ionisation des flüssigen Argons. Andere Experimente betreiben Reinheitsmonitore, in denen die kontinuierlich verteilten Elektronen einer  $\beta$ -Quelle zur Ionisation des flüssigen Argons genutzt werden (z.B. [96, 39]). Gegenüber der  $\alpha$ -Quelle der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer ist die Ionisationsdichte der Elektronen geringer, was zu einer Verminderung des Rekombinationseffektes führt, aber die typische Länge der Elektronenspur ( $969 \text{ keV e}^-$ ) beträgt ca. 3 mm (vgl. Abschnitt 5.2.1.6). Da dies in der Größenordnung der Driftstrecken liegt, ist die Ausdehnung der Ionisationselektronenwolke zu beachten. Dies führt zu einem etwas aufwendigeren Aufbau der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer als bei der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer mit einem zusätzlichen Gitter.

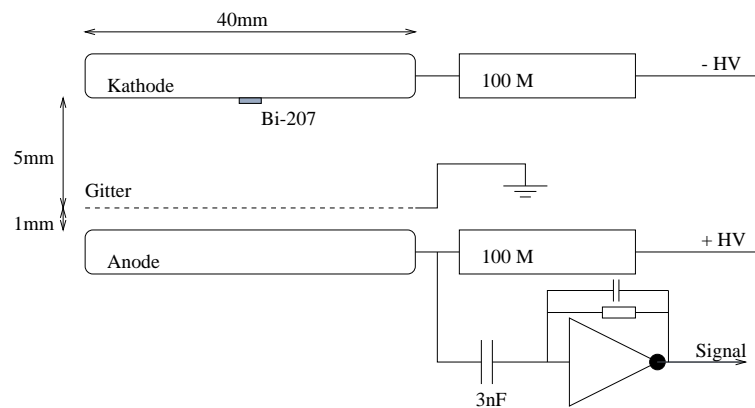


Abbildung 5.10: Schema der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer.



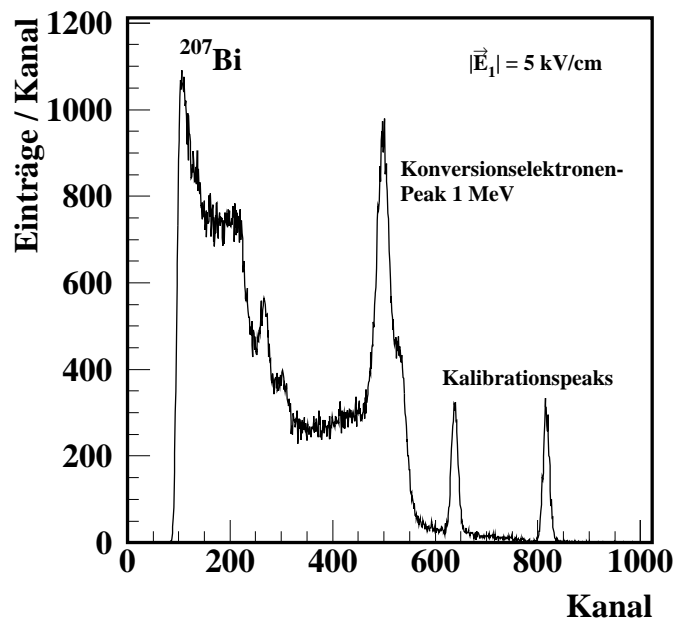


Abbildung 5.11: Energiespektrum der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer, aufgenommen während des HEC-Teststrahls am CERN, 02.04.98 ( $p \approx 0.3 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$ ). Die beiden Konversionselektronenlinien bei 1047 keV und 976 keV werden nicht aufgelöst und bilden den größten Peak. Die entsprechende  $\gamma$ -Linie bei 1064 keV ist stark unterdrückt. Die Struktur links davon besteht aus dem dazugehörigen Comptonkontinuum mit der Comptonkante bei 858 keV und den zu der  $\gamma$ -Linie bei 569 keV gehörenden Beiträgen. Die beiden Kalibrationspeaks rechts dienen zur Stabilitätsüberwachung der Elektronikette.

Eine schematische Übersicht über den Aufbau der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer ist in Abbildung 5.10 gezeigt. Die Driftstrecke zwischen der Kathode und der Anode, die beide aus Edelstahlscheiben mit 40 mm Durchmesser bestehen, wird durch ein vernickeltes Kupfergitter<sup>12</sup>, einem Frischgitter, in zwei Drifträume von 5 mm auf der Kathodenseite und 1 mm auf der Anodenseite unterteilt<sup>13</sup>. Die Abstände werden mit Abstandshaltern und Schrauben aus Polyimid hergestellt. Mit der Hochspannung an Kathode und Anode wird ein elektrisches Feld aufgebaut, daß die kathodenseitig erzeugten Ionisationselektronen durch das Gitter zur Anode driften laßt. Um ein Maximum der Gittertransparenz zu erreichen, muß das Verhältnis von anodenseitiger zu kathodenseitiger Feldstärke mindestens  $\geq 3$  betragen [103, 104, 105]. Ausgelesen wird das auf der Anode influenzierte Stromsignal über einen 3 nF-Kondensator, der zur Hochspannungsabkopplung benötigt wird und anschließend von dem invertierenden Vorverstärker integriert. Das Gitter schirmt die Elektronen im kathodenseitigen Driftraum, in dem die gesamte Energie des primären Elektrons deponiert wird, von der Anode ab. Ohne diese Abschirmung würden Elektronen, die am Ende der Konversionselektronenspur entstanden sind, selbst bei beliebig großer Elektronenlebensdauer wegen der kürzeren Driftstrecke ein kleineres integriertes Ladungssignal influenzieren als solche, die näher an der Kathode entstanden sind (vgl. Abschnitt 5.2.1.6). Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird nach erfolgter Pulsformung histogrammiert (Abb. 5.11).

Die wichtigsten  $\gamma$ -Linien des radioaktiven Präparats  $^{207}\text{Bi}$  sind in Tabelle 5.1 zusammenge-

<sup>12</sup>Kreuzgitter mit einem Stegabstand von 1 mm und einer Stegbreite von 0.1 mm.

<sup>13</sup>Die Driftabstände des ersten Prototypen betragen kathodenseitig 10 mm und auf der Seite der Anode 2 mm. Diese Kammer ist für Messungen bei Reinheiten  $p \leq 350 \text{ ppb O}_2$  geeignet [71].

Typ	Energie	Häufigkeit
$\gamma$	1770 keV	7.00%
$\gamma$	1064 keV	73.79%
Konversions- $e^-$	1047 keV	1.55%
Konversions- $e^-$	975 keV	7.34%
$\gamma$	569 keV	97.74%
Konversions- $e^-$	481 keV	1.55%

Tabelle 5.1: Die wichtigsten Linien im  $^{207}\text{Bi}$ -Spektrum. Die Konversionselektronen entstehen durch den Austausch eines virtuellen Photons ( $\gamma$ ) unter Aussendung eines Elektrons aus der K- oder L-Schale der Atomhülle. Die angegebenen Häufigkeiten beziehen sich auf die Gesamtzahl der  $^{207}\text{Bi}$ -Zerfälle. Die Summe beträgt aufgrund der Zerfallskaskade (vgl. Abb 5.16) mehr als 100%.

faßt. Die Quelle<sup>14</sup>, deren Aktivität 18.5 kBq beträgt, ist auf der Oberfläche einer 0.25 mm dicken Nickelscheibe mit einem Durchmesser von 25 mm deponiert, die von der Kathode gehalten wird. Der sich in der Mitte der Scheibe befindende aktive Bereich hat einen Durchmesser von 5 mm und ist mit einer  $100 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$  dicken Acrylschicht überzogen.

Im Prinzip ist es aufgrund des (im Vergleich zur  $^{241}\text{Am}$ -Kammer) geringen Einfluß des Rekombinationseffekts möglich, die mittlere Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares mittels Ionisation im flüssigen Argon, den W-Wert, zu messen. Benötigt wird dafür eine genaue Ladungskalibration des Vorverstärkers und der Ausleseelektronik [106].

### 5.2.1.5 Das Signal der $^{207}\text{Bi}$ -Kammer

Mit der Reichweite  $z_{max} < d$  der Konversionselektronen im flüssigen Argon erhält man für die Projektion der Ladungsdichte entlang einer Konversionselektronenspur auf die Driftrichtung  $\vec{v}_d$ :

$$\rho_0(z) : \int_0^{z_0} \rho_0(z) dz = Q_0, \quad 0 < z_0 \leq z_{max} \quad (5.38)$$

mit  $z_0 = z_{max} \cos \alpha$ , wobei  $\alpha$  den Winkel zwischen der Konversionselektronenspur und  $\vec{v}_d$  kennzeichnet. Mit  $Q_0$  sei die gesamte nach der Rekombination verfügbare Elektronenladung bezeichnet. Der Anteil der driftenden Elektronen, die in einer Entfernung  $z$  von der Kathode erzeugt wurden und das Frisch-Gitter tatsächlich unter Verlusten durch Anlagerung an elektronegative Verunreinigungen erreichen, ist dann:

$$\frac{\rho_1(z)}{\rho_0(z)} = e^{-\frac{d_1-z}{\lambda_1}}, \quad 0 < z < z_0, \quad (5.39)$$

wobei  $\lambda_1$  die mittlere freie Weglänge im ersten Driftraum der Länge  $d_1$  ist. Die Gesamtladung der am Gitter ankommenden Elektronen beträgt:

$$Q_1 = \int_0^{z_0} \rho_1(z) dz \quad (5.40)$$

<sup>14</sup>Isotope Products Laboratories, ME207.

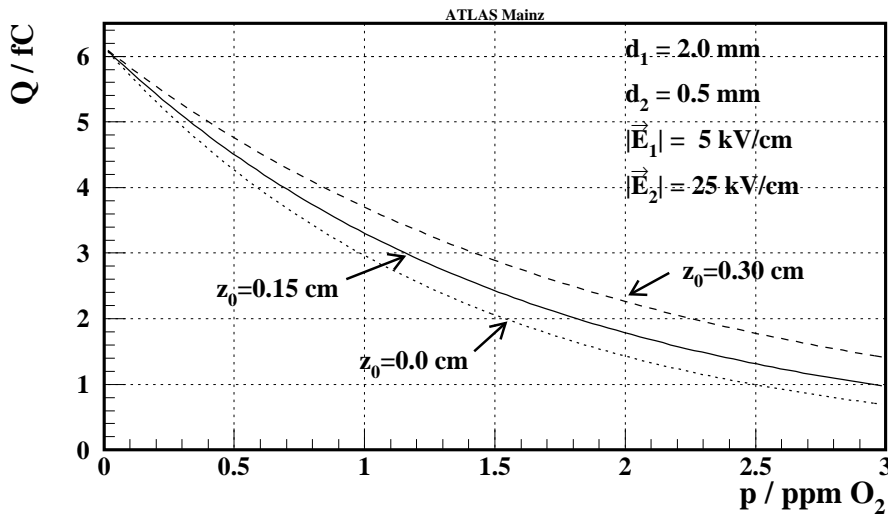


Abbildung 5.12: Erwartete Signalamplitude der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer als Funktion der Verunreinigung  $p$ . Gezeigt ist die Signalamplitude für Konversionselektronen für ein mittleres  $z_0 = 1.5$  mm und solche, deren Spuren parallel ( $z_0 = z_{max} = 3$  mm) und orthogonal ( $z_0 = 0$  mm) zur Driftrichtung liegen. Der Abstand der beiden äußeren Kurven ist ein Maß für die minimale Breite des Signalpeaks aufgrund der Winkelverteilung der Konversionselektronenspuren.

$$\begin{aligned}
 &= \int_0^{z_0} \rho_0(z) e^{-\frac{d_1-z}{\lambda_1}} dz \\
 &= Q_0 \int_0^{z_0} g(z) e^{-\frac{d_1-z}{\lambda_1}} dz .
 \end{aligned}$$

Hierbei wurde die auf  $Q_0$  normierte Ladungsdichteverteilung  $g(z) = \frac{\rho_0(z)}{Q_0}$  eingeführt. Die im zweiten Spalt driftenden Elektronen influenzieren ein Stromsignal auf der Anode. Analog zu (5.33) und (5.34) folgt für die integrierte Ladung:

$$Q_2 = Q_1 \frac{\lambda_2}{d_2} \left( 1 - e^{-\frac{d_2}{\lambda_2}} \right) \quad (5.41)$$

mit der Driftdistanz  $d_2$  und mittleren freien Weglänge  $\lambda_2$  im zweiten Driftraum. Angenommen wurde, daß die Zeitkonstante des integrierenden Vorverstärkers wesentlich größer als die Driftzeit über den hinteren Spalt ist.

Wird eine homogene Ladungsdichteverteilung  $\rho_0 = \frac{Q_0}{z_0}$  entlang der Spur des primären Elektrons angenommen, folgt aus (5.40)

$$Q_1 = Q_0 \frac{\lambda_1}{z_0} e^{-\frac{d_1}{\lambda_1}} \left( e^{\frac{z_0}{\lambda_1}} - 1 \right) \quad (5.42)$$

und aus (5.41)

$$Q_2 = Q_0 \frac{\lambda_1 \lambda_2}{z_0 d_2} e^{-\frac{d_1}{\lambda_1}} \left( 1 - e^{-\frac{d_2}{\lambda_2}} \right) \left( e^{\frac{z_0}{\lambda_1}} - 1 \right) . \quad (5.43)$$

Wird (5.27) für die beiden mittleren freien Weglängen  $\lambda_i$  eingesetzt, und die nach der Rekombination verfügbare Elektronenladungsmenge  $Q_0$  mit Hilfe des Box-Modells aus Ab-

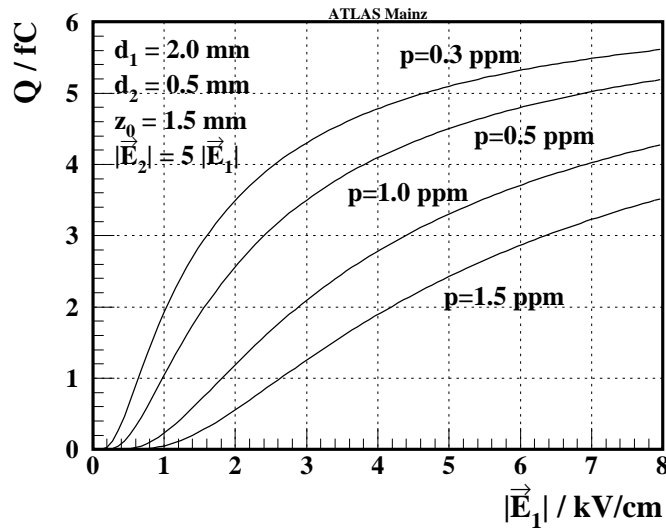


Abbildung 5.13: Erwartete Signalamplitude der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer als Funktion der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}_1|$  für eine typische projizierte Spurlänge  $z = 1.5 \text{ mm}$ .

schnitt 5.1.2.3 ausgedrückt, so kann (5.43) wie folgt geschrieben werden:

$$Q_2(p, |\vec{E}|) = Q_{ini} \frac{|\vec{E}_1|}{E_0} \ln \left( 1 + \frac{E_0}{|\vec{E}_1|} \right) \frac{\alpha^2 |\vec{E}_1| |\vec{E}_2|}{p^2 z_0 d_2} e^{-\frac{p d_1}{\alpha |\vec{E}_1|}} \left( 1 - e^{-\frac{p d_2}{\alpha |\vec{E}_2|}} \right) \left( e^{\frac{p z_0}{\alpha |\vec{E}_1|}} - 1 \right). \quad (5.44)$$

Für ein Elektron als ionisierendes Teilchen ist nach [50]  $\alpha = (0.15 \pm 0.03) \frac{\text{ppm} \cdot \text{cm}}{\text{kV/cm}}$  zu setzen.

Diese Funktion ist in Abbildung 5.12 für verschiedene Konzentrationen elektronegativer Verunreinigungen  $p$  und in Abbildung 5.13 für verschiedene elektrische Feldstärken  $|\vec{E}|$  dargestellt.

Durch die Bedingung  $d_1 > z_{max} \approx 3 \text{ mm}$  wird der Meßbereich zu hohen Verunreinigungen  $p$  hin beschränkt, eine Ausweitung des Meßbereichs in Richtung kleinerer Werte von  $p$  ist durch eine Vergrößerung des ersten Abstandes  $d_1$  jedoch möglich.

Liegt die mittlere freie Weglänge  $\lambda_1$  im ersten Driftraum in der Größe von  $d_1$ , so folgt aus Formel (5.27) aufgrund der Bedingung  $|\vec{E}_2| \geq 3 \cdot |\vec{E}_1|$  für die Transparenz der Frisch-Gitter, daß  $\lambda_2 \gg d_2$  und damit  $Q_2 \simeq Q_1$  gilt.

### 5.2.1.6 Monte-Carlo-Studien zur $^{207}\text{Bi}$ -Kammer

Der Hauptpeak des  $^{207}\text{Bi}$ -Spektrums wird von den entlang der Konversionselektronenspuren bei 976 keV und 1047 keV deponierten Ladung erzeugt. Aufgrund des geringen Abstandes der beiden Linien, der von der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer nicht aufgelöst wird, besitzt der beobachtete Peak bei ca. 1 MeV eine komplizierte Substruktur, die eine Anpassung einer einfachen Gaußfunktion a priori verbietet. Desweiteren hängt die Peakbreite von dem Grad der Verunreinigung ab, wie nach Abb. 5.12 zu erwarten ist. Um diese Effekte wie auch den Einfluß des Gitters zu studieren, wurde eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Dazu wurde ein spezielles Simulationsprogramm<sup>15</sup> entwickelt.

<sup>15</sup>Programm BISIM, siehe Anhang C

$E_{e^-}/\text{keV}$	$P_{\text{Konv.}}$	$l_{\text{Spur}}/\text{cm}$
976	7%	0.33
1047	2%	0.36

Tabelle 5.2: Die kinetische Energie  $E_{e^-}$  der Konversionselektronen, die Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens  $P_{\text{Konv.}}$  bezüglich aller  $^{207}\text{Bi}$ -Zerfälle und die Spurlänge  $l_{\text{Spur}}$  in flüssigem Argon. Die Spurlänge wurde mittels numerischer Integration der Bethe-Bloch-Formel für Elektronen berechnet.

In erster Näherung tragen nur die beiden Konversionselektronenlinien zum Peak bei. Der Peak der Photonlinie bei 1064 keV ist durch den kleinen Wirkungsquerschnitt für 1 MeV Photonen in flüssigem Argon und dem begrenzten aktiven Zellvolumen (aktiver Radius  $r_{\text{aktiv}} = 12.5$  mm) unterdrückt. Der Untergrund, der von den Compton-Elektronen der 1064 keV  $\gamma$ -Linie produziert wird, wurde vernachlässigt, kann aber im Prinzip simuliert werden.

Zur Simulation der Peakstruktur wurden zwei Mengen von Konversionselektronenspuren mit Startpunkt in der Mitte der Kathode mit Hilfe des Programms BISIM generiert. Der Spurendpunkte wurden aus der Zufallsverteilung aller homogen auf der Hemisphäre, die in dem aktiven Volumen enthalten ist, verteilten Spurendpunkte gezogen. Die Spurlänge und die auf die Gesamtladung normierte Ladungsdichteverteilung

$$g(z) = \frac{\rho_0(z)}{Q_0} \quad (5.45)$$

entlang der Spuren wurde durch eine numerische Integration der Bethe-Bloch-Formel für Elektronen [72] gewonnen. In Abbildung C.2 sind die Ladungsdichteverteilungen entlang der Spur gezeigt, in Tabelle 5.2 die resultierenden Spurlängen zusammengestellt. Im Unterschied zur bisher in Abschnitt 5.2.1.5 verwendeten Näherung einer homogenen Ladungsdichteverteilung der sekundären Elektronen entlang der primären Elektronenspur muß jetzt auch die Integration für  $Q_1$  in Formel (5.40) numerisch ausgeführt werden. Unter abermaliger Ausnutzung von Hofmanns Formel (5.27) und des Box-Modells für die Ladung  $Q_0$  (Formel (5.35)) erhält man die effektiv auf der Kathode influenzierte Ladung. Für die Geometrie der Kammer und die Stärke der elektrischen Felder sind die bislang benutzten Standardwerte ( $d_1 = 5$  mm,  $d_2 = 1$  mm,  $|\vec{E}_1| = 5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und  $|\vec{E}_2| = 12.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ) gewählt worden. Die integrierte Ladung eines jeden einzelnen Ereignisses wurde gemäß einer Gaußverteilung mit einer Breite  $\sigma = 0.1$  fC verschmiert, um das elektronische Rauschen der Auslese zu simulieren.

In Abbildung 5.14 sind die bei verschiedenen Werten  $p$  der Verunreinigung zwischen 0.1 und 5.0 ppm $_{\text{O}_2}$  erhaltenen Spektren gezeigt. Mit steigender Verunreinigung wird eine Vergrößerung der Peakbreite beobachtet, die zu einer Superposition beider Peaks führt. Dieser Effekt beruht auf der unterschiedlich großen Ladungsabschwächung für primäre Elektronenspuren, die senkrecht oder (fast) parallel zur Oberfläche der Kathode verlaufen. Bei Unreinheiten von ca. 1 ppm $_{\text{O}_2}$  erzeugt der 1047 keV-Peak eine Schulter auf der rechten Seite des 976 keV-Peaks, die auch in den wirklichen Daten beobachtet wird. Zu beachten ist, daß unterhalb von ca. 1 fC das Signal aufgrund des sich verschlechternden Signal-zu-Rausch-Verhältnisses, wie bei einem typischen Aufbau beobachtbar, nicht mehr von dem Rauschen getrennt werden kann. Deshalb wird es unmöglich sein, einen Peak bei größeren Verunreinigungswerten als 3 ppm $_{\text{O}_2}$  zu beobachten.

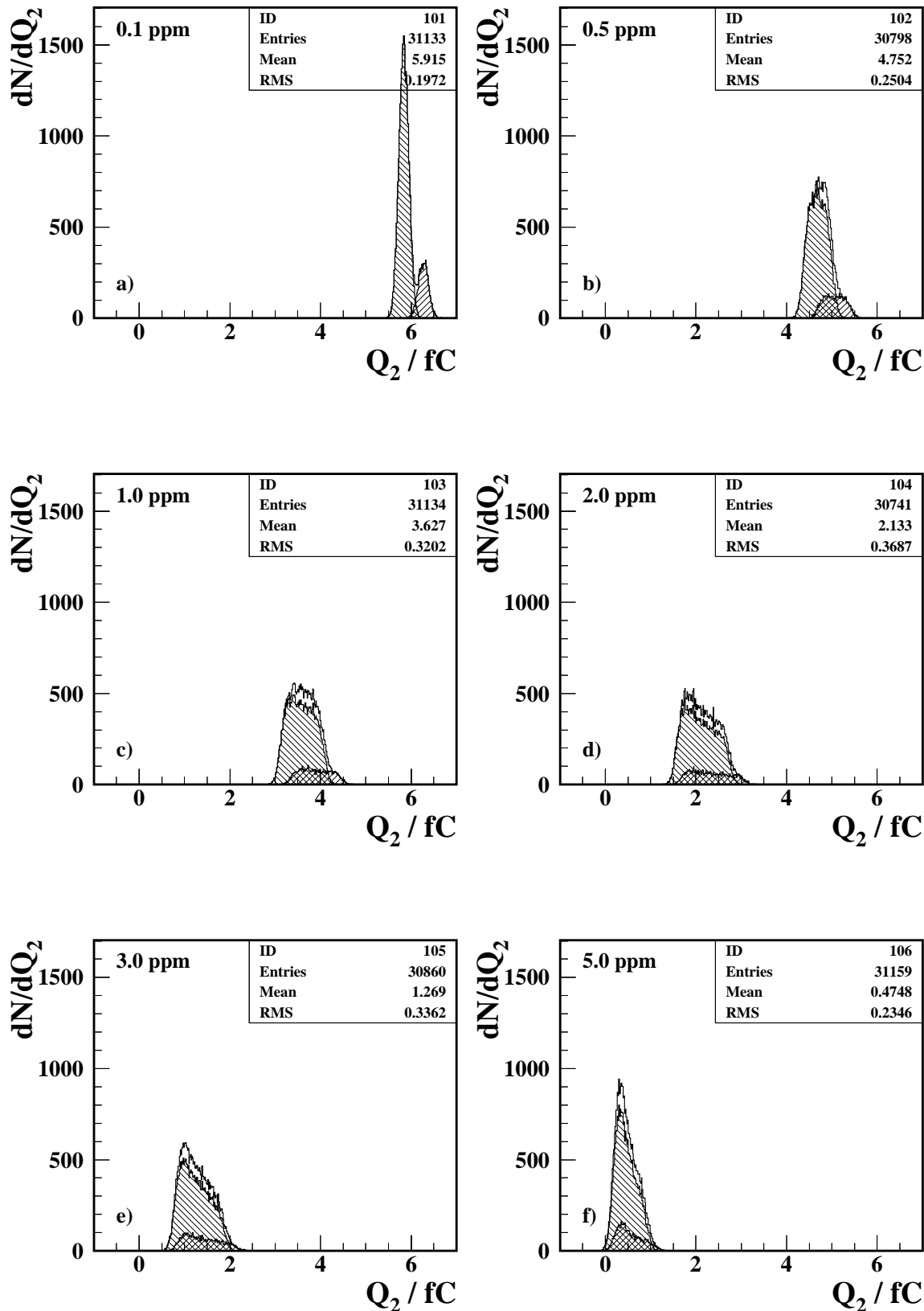


Abbildung 5.14: Erwartetes Signal der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer mit Gitter: Monte-Carlo-simulierte Konversionselektronenpeaks bei  $E_{e^-} = 1047 \text{ keV}$  und  $E_{e^-} = 976 \text{ keV}$  für verschiedene Werte der Verunreinigung  $p$  zwischen  $0.5 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  und  $5.0 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$ . Die driftende Ladung der produzierten Spursegmente im zweiten Spalt von  $1 \text{ mm}$  (erster Spalt:  $5 \text{ mm}$ ) wurde integriert, um einen idealen, an der Anode angeschlossenen ladungsempfindlichen Vorverstärker zu simulieren. Das offene Histogramm stellt die Summe der beiden Beiträge dar.

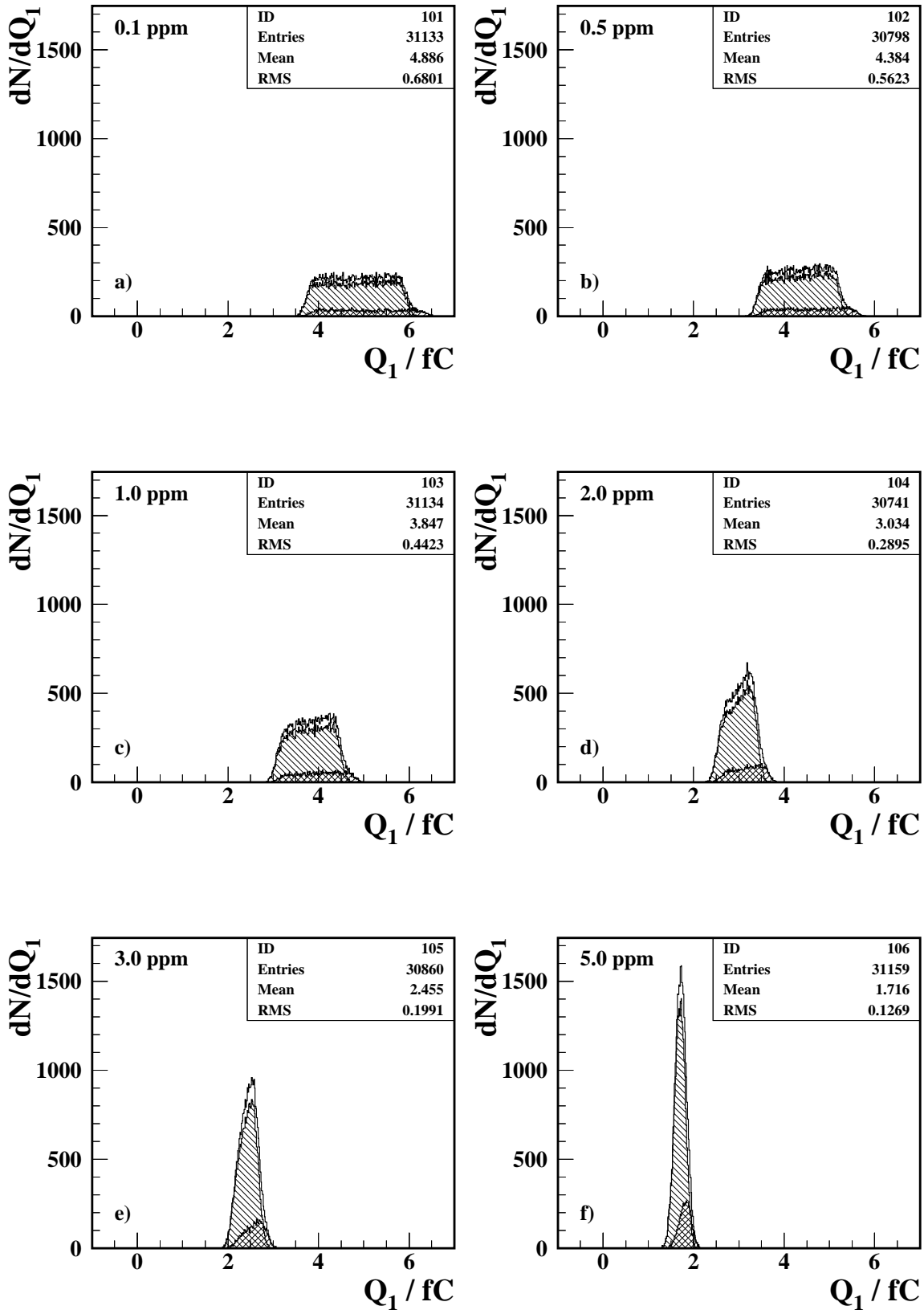


Abbildung 5.15: Erwartetes Signal der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer ohne Gitter: Monte-Carlo-simulierte Konversionselektronenpeaks bei  $E_{e^-} = 1047 \text{ keV}$  und  $E_{e^-} = 976 \text{ keV}$  für verschiedene Werte der Verunreinigung  $p$  zwischen  $0.5 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  und  $5.0 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$ . Die driftende Ladung der produzierten Spursegmente im Spalt von 5 mm wurde integriert, um einen idealen, an der Anode angeschlossenen ladungsempfindlichen Vorverstärker zu simulieren. Das offene Histogramm stellt die Summe der beiden Beiträge dar.

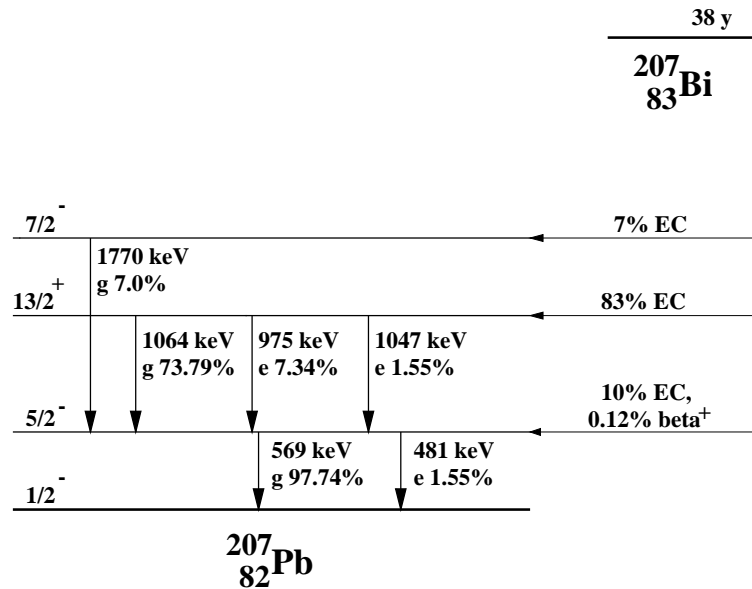


Abbildung 5.16: Vereinfachtes Niveauschema von  $^{207}\text{Bi}$  mit den wichtigsten elektromagnetischen Übergängen unter Aussendung von Photonen ( $g$ ) und Konversionselektronen ( $e$ ) nach [98]. Die angegebenen Häufigkeiten beziehen sich auf die Gesamtzahl der  $^{207}\text{Bi}$ -Zerfälle. Die Summe ist aufgrund der Zerfallskaskade größer als 100%. Die Anregung der  $^{207}\text{Bi}$ -Niveaus der Atomhülle geschieht mit der auf der rechten Seite angegebenen Häufigkeiten unter Elektroneneinfang im Kern (EC) oder durch  $\beta^+$ -Zerfall des Kerns.

Der Einfluß des Gitters wird in Abbildung 5.15 deutlich, wofür die driftende Ladung nur in einem einzigen Spalt von  $d_1 = 5$  mm integriert wurde. Somit wird die Influenzladung der driftenden Sekundärelektronen von dem Zeitpunkt ihrer Erzeugung an integriert. Bei kleineren Verunreinigungswerten als  $1 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  wird eine extrem breite Verteilung der „Peaks“ beobachtet. Dieser Effekt ist auf die sphärische Verteilung der Elektronenspuren zurückzuführen, die große Unterschiede in der mittleren Driftzeit der Sekundärelektronen verursacht. Bei höheren Verunreinigungen wird die Peakbreite vergleichbar groß (oder sogar kleiner) zu denen der Zelle mit Gitter, da die Elektronenlebensdauer viel kleiner als die typische Driftzeit ist. In diesem Fall kommt der Hauptbeitrag zum Signal von der am Anfang driftenden Ladung, die schnell verringert wird. Soll die Kammer ohne Gitter – sogar auf Kosten der Empfindlichkeit für kleine Änderungen von  $p$  – zur Messung auf einem etwas höheren Verunreinigungsniveau als  $3 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  benutzt werden, so wird der Meßbereich bald von der Kleinheit des integrierten Ladungssignals begrenzt, das dann unterhalb von ca. 1 fC äquivalenter Ladung nicht mehr von dem Untergrundrauschen getrennt werden kann.

Im folgenden wurde zur besseren Beschreibung des gesamten  $^{207}\text{Bi}$ -Spektrums die Ladung entlang der Spursegmente von Compton- oder Photoelektronen, die durch die Photonen aus den  $^{207}\text{Bi}$ -Zerfällen erzeugt werden, einbezogen. In den Spektren von Abbildung 5.17 wurden zusätzlich zu den bisher simulierten Konversionselektronenlinien die Effekte der durch Comptonstreuung (und durch den sehr unwahrscheinlichen Photoeffekt) erzeugten Elektronenspuren der drei Photonlinien bei 1770 keV, 1064 keV und 569 keV sowie der niedrigen Konversionselektronenlinie bei  $E_{e^-} = 481$  keV berücksichtigt. Aufgrund der großen Absorptionslänge für den reinen Photoeffekt in flüssigem Argon (ungefähr  $3 \cdot 10^4$  cm bei  $E_\gamma \sim 1$  MeV im Gegensatz zu ca.  $\sim 13$  cm für den Comptoneffekt) ist der direkte Photopeak in dem kleinen



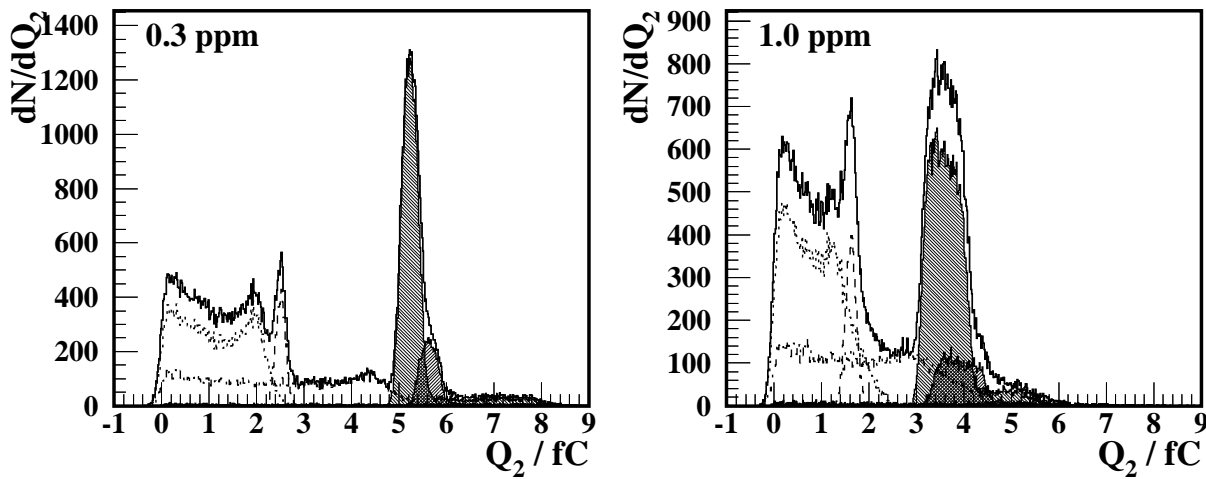


Abbildung 5.17: Erwartetes Signal der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer mit Gitter bei  $0.3 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  (links) bzw.  $1 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  (rechts) mit Comptonstreuung und der Konversionselektronenlinie bei  $481 \text{ keV}$ . Gezeigt sind Monte-Carlo-simulierte Konversionselektronenpeaks bei  $E_{e^-} = 1047 \text{ keV}$ ,  $E_{e^-} = 976 \text{ keV}$  (gestreifte Beiträge) und  $E_{e^-} = 481 \text{ keV}$  (Peak mit langgestrichelter Linie) und Comptonkontinua für  $\gamma$ -Energien von  $E_{\gamma} = 1770 \text{ keV}$  (dunkler Schwanz der Verteilung auf der rechten Seite),  $E_{\gamma} = 1064 \text{ keV}$  (kurzgestrichelte Linie) und  $E_{\gamma} = 569 \text{ keV}$  (gepunktete Linie). Das komplette, die einzelnen Beiträge aufsummierende Spektrum ist als offenes Histogramm dargestellt. Die driftende Ladung der produzierten Spursegmente im zweiten Spalt von  $1 \text{ mm}$  (erster Spalt:  $5 \text{ mm}$ ) wurde integriert, um einen idealen, an der Anode angeschlossenen ladungsempfindlichen Vorverstärker zu simulieren.

aktiven Volumen der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer sehr stark unterdrückt. Bei der Simulation der zusätzlichen Effekte wurde für die relativen Beiträge die Zerfallskaskade des  $^{207}\text{Bi}$ -Spektrums (siehe Abb. 5.16) berücksichtigt. Hingegen wurde nicht versucht, den Energieverlust der Konversionselektronen in dem Kathodenmaterial vor dem Eintritt in das flüssige Argon zu simulieren, der auftritt, wenn das emittierende  $^{207}\text{Bi}$ -Atom in das Kathodenmaterial hineindiffundiert ist. Dieser Effekt, der außer von der Implementationstiefe des emittierenden Atoms auch von dem Emissionswinkel  $\alpha$  abhängt, führt möglicherweise zu einer Energieverschmierung der Konversionselektronenpeaks zu kleineren Energien hin. Dies und das Rauschen am Eingang des Vorverstärkers, das in den wirklichen Daten beobachtet wird, sind mögliche Gründe für den Unterschied zwischen Monte-Carlo- und Datenspektren.

### 5.2.1.7 Der kombinierte Monitor

Der  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitor nutzt durch die Kombination der beiden Kammern die Vorteile beider Ionisationsarten aus:

**<sup>241</sup>Am-Kammer****<sup>207</sup>Bi-Kammer**

- Einfache Geometrie aufgrund quasi-punktförmiger Ladungswolke durch kurze Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen.
- Weiter Sensitivitätsbereich bezüglich der Messung der Konzentration  $p$  elektronegativer Verunreinigungsmoleküle.
- Erlaubt aufgrund der ähnlichen Geometrie die Messung der mittleren freien Weglänge der Elektronen  $\lambda$  unter den beim hadronischen Endkappenkalorimeter herrschenden Bedingungen.
- Geringere Rekombinationsrate aufgrund der niedrigen Ionisationsdichte entlang der Elektronenspur erlauben die Messung der Konzentration  $p$  elektronegativer Verunreinigungen mittels einer Hochspannungsmessreihe.
- Hohe Empfindlichkeit bezüglich Änderungen der Verunreinigungskonzentration  $p$  im Bereich um 1 ppm<sub>O<sub>2</sub></sub>.

Das unterschiedliche Verhalten der erwarteten Signalamplituden und der Sensitivität auf Änderungen von  $p$  der <sup>241</sup>Am- und der <sup>207</sup>Bi-Kammer ist in Abbildung 5.18 bzw. Abbildung 5.19 in Abhängigkeit von  $p$  gezeigt. Im erwarteten Meßbereich für die Verunreinigungskonzentration ( $\sim 1$  ppm<sub>O<sub>2</sub></sub>) stellt die <sup>207</sup>Bi-Kammer mit ihrer hohen Empfindlichkeit auf Änderungen von  $p$  eine sehr gute Ergänzung zur <sup>241</sup>Am-Kammer, die eine gröbere Messung über einen weiten Bereich von  $p$  erlaubt, dar.

Mechanisch besteht der kombinierte <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Monitor aus je einer <sup>241</sup>Am-Kammer und einer <sup>207</sup>Bi-Kammer (Tab. 5.3 auf Seite 90), der Elektronikplatine mit den hochspannungsfesten Widerständen und Kondensatoren zur Signalentkopplung und den zwei Vorverstärkern, die sich zur Unterdrückung thermischen Rauschens im flüssigen Argon befinden. Die auf einer Grundplatte aus Edelstahl gehaltene Anordnung wird durch eine Haube aus Edelstahlblech vor äußeren mechanischen Einwirkungen geschützt.

Für den Einbau in die ATLAS-Kryostaten wurden die maximalen äußeren Maße für zwei Ausführungen des Monitors festgelegt [51, 26]:

In Abbildung 5.20 ist eine Photographie des Prototypen (Typ A) gezeigt. Die flachere Aus-

Parameter		<sup>241</sup> Am-Kammer	<sup>207</sup> Bi-Kammer	
Abstand	Kathode-Gitter	2 mm, kein Gitter	5 mm	
	Gitter-Anode		1 mm	
Frischgitter	Stegabstand		1 mm	
	Stegbreite		100 $\mu$ m	
Quellen	min. $\frac{ \vec{E}_{K-G} }{ \vec{E}_{G-A} }$		1 : 3	
	Typ		<sup>241</sup> Am	<sup>207</sup> Bi
	Ion. Teilchen		$\alpha$	Konversionselektronen
	Hauptlinie(n)		5.5 MeV	$\approx 1$ MeV
	Aktivität	0.5 kBq	18.5 kBq	

Tabelle 5.3: Parameter der Kammern des kombinierten Monitors.

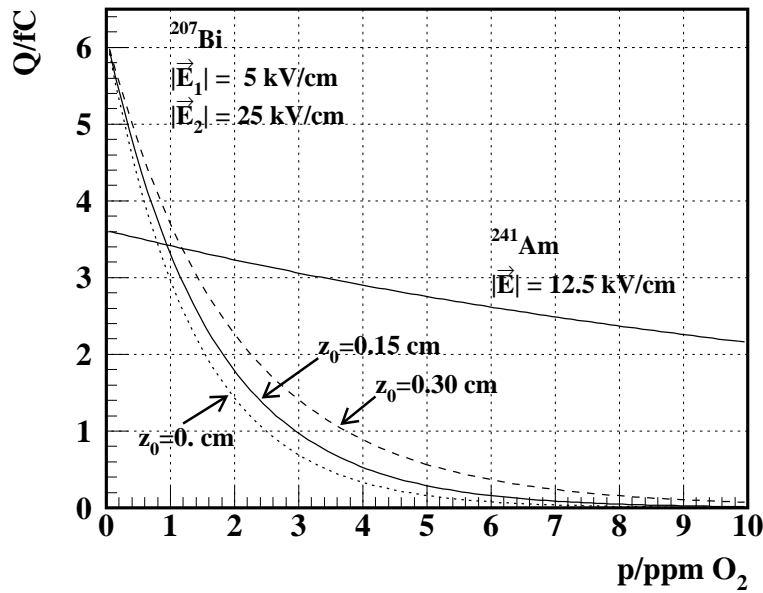


Abbildung 5.18: Vergleich der erwarteten Signalhöhen der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer ( $|\vec{E}| = 12.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ) und der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer ( $|\vec{E}_1| = 5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ,  $|\vec{E}_2| = 25 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ) als Funktion der Verunreinigung  $p$ .

Typ	Bezeichnung	Höhe x Breite x Länge
A	„kompakt“	90 x 65 x 120 mm <sup>3</sup>
B	„flach und lang“	40 x 65 x 200 mm <sup>3</sup>

Tabelle 5.4: Maximale äußere Abmaße des kombinierten Monitors.

führung (Typ B) ist aufgrund ihrer geringen Höhe besser zum Einbau in den beengten Raum zwischen den Flüssigargonkalorimetern von ATLAS geeignet (vgl. Kapitel 7). Ein Monitor des flachen Typs B (Abb. 5.21) wurde bereits in Mainz gebaut und getestet [106] und anschließend im Teststrahlkryostaten des elektromagnetischen Endkappenkalorimeters eingesetzt.

Auf das Datenerfassungssystem des  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Monitors wird in Abschnitt 6.1 eingegangen.

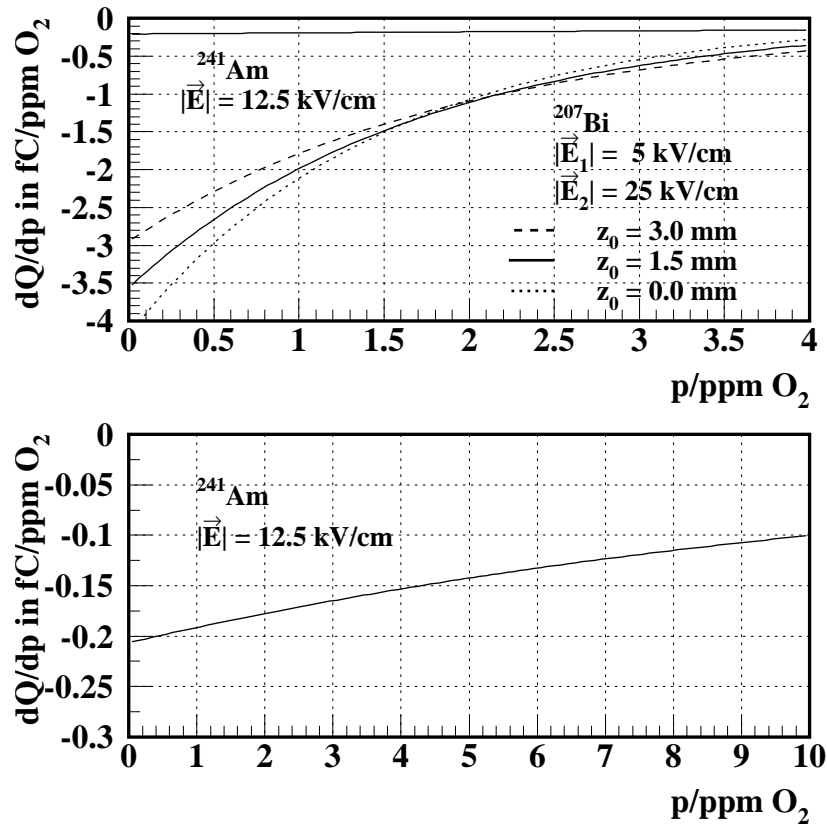


Abbildung 5.19: Empfindlichkeit ( $\frac{dQ}{dp}$ ) der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer ( $|\vec{E}| = 12.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ) und der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer ( $|\vec{E}_1| = 5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ,  $|\vec{E}_2| = 25 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ) als Funktion der Verunreinigung  $p$ . Bei 1 ppm $O_2$  ist die Empfindlichkeit der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer zehnmal größer als die der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer. Das untere Bild zeigt die Empfindlichkeit der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer über einen größeren Bereich von  $p$  bis zu 10 ppm $O_2$ .

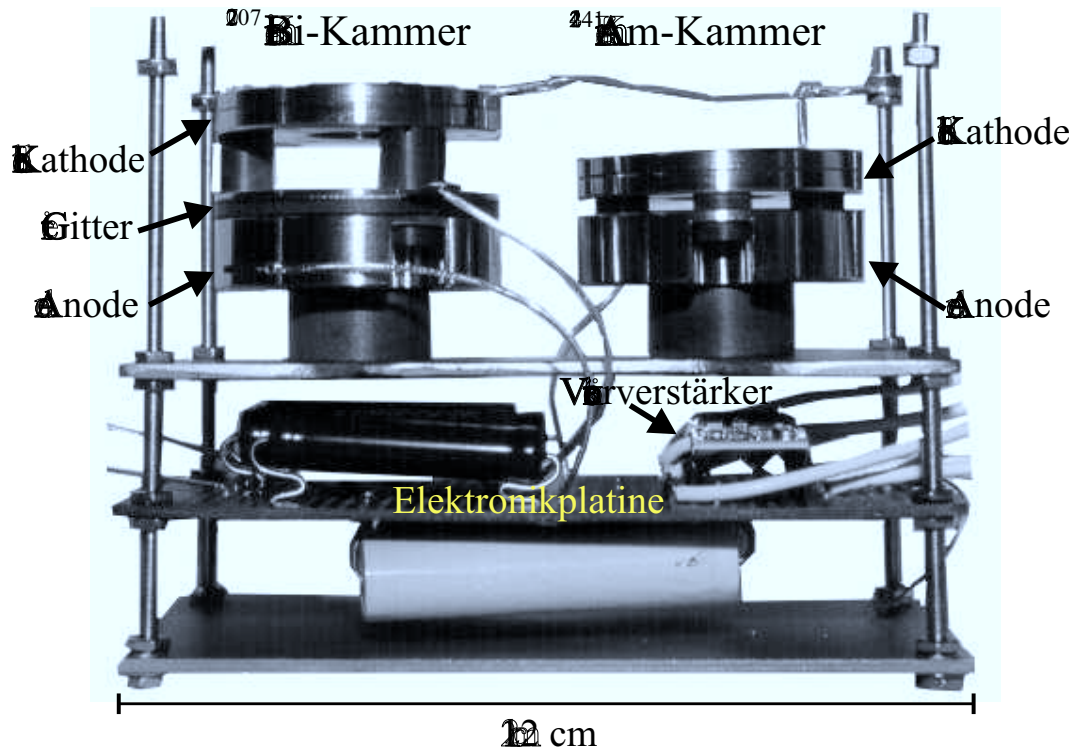


Abbildung 5.20: Photographie des  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Monitors. Im oberen Bildteil sieht man, mit einem Polyimidisolator an der Edelstahlplatte befestigt, die beiden Ionisationskammern, die  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer links und die  $^{241}\text{Am}$ -Kammer rechts. Darunter befindet sich die Elektronikplatine. Die Hochspannungsversorgungskabel kommen von links ins Bild, es folgen die Hochspannungswiderstände. Unter der Elektronikplatine erkennt man die Kondensatoren (3 nF), die die Signale von der Hochspannung entkoppeln und zu den Eingängen der zwei Vorverstärker führen, die rechts auf der Platine untergebracht sind. Von rechts kommen Koaxialkabel für die Versorgungsspannungen der Vorverstärker, die Kalibrationssignale und die Signalleitungen ins Bild. (Hier ist noch die erste Version der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer mit doppelt großen Elektrodenabständen zu sehen, die nur für Messungen in Flüssigargon sehr hoher Reinheit geeignet ist [71].)

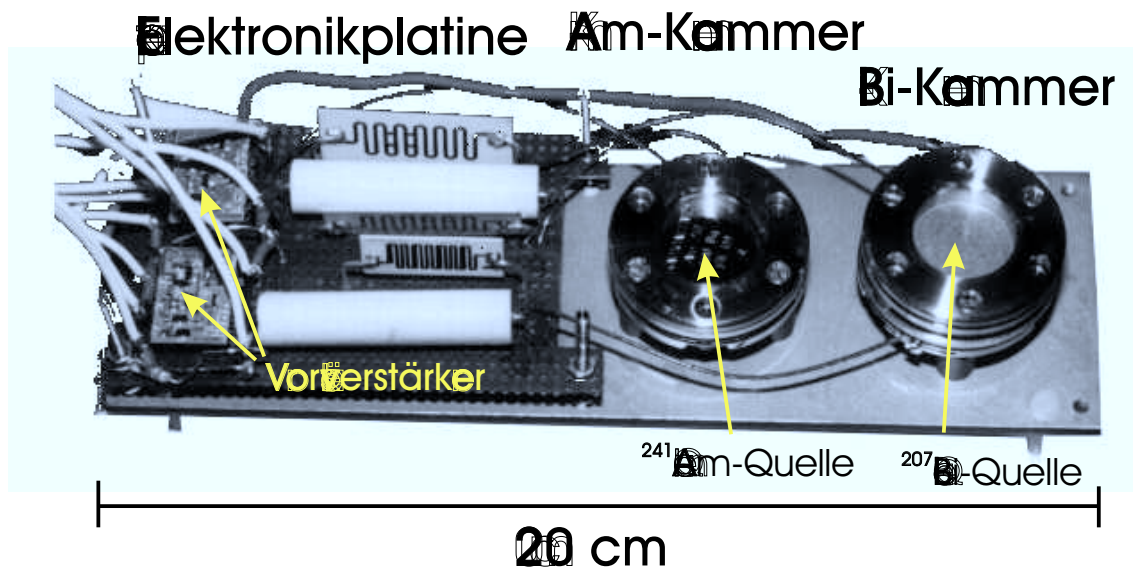


Abbildung 5.21: Photographie des flachen  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Monitors (Typ B). Die Kammer befinden sich auf der rechten Seite des Bildes, links daneben die Elektronikplatine mit den Entkopplungskondensatoren und Widerständen der Hochspannungsversorgung. Die Vorverstärker sind auf der linken Seite der Elektronikplatine, auf der auch die Versorgungs- und Signalleitungen zum Monitor geführt werden, angeordnet. Die Gesamthöhe des Monitors incl. des nicht gezeigten Deckels beträgt 4 cm.

### 5.2.2 Der Laserkammermonitor

Im Laserkammermonitor findet keine Rekombination statt, da nur freie Elektronen durch den Photoeffekt an der Kathode erzeugt werden und positiv geladene Ionen im flüssigen Medium fehlen. Die im Vergleich zu den Quellenkammern großen erzeugten Ladungsmengen erlauben einen komplizierteren Aufbau, so daß die gleichzeitige Messung der Elektronenlebensdauer  $\tau$  bezüglich elektronegativer Anlagerungen sowie der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen  $v_d$  in flüssigem Argon möglich ist.

Die in dieser Arbeit präsentierten Messungen wurden mit zwei verschiedenen Kammern gewonnen, die auf demselben Funktionsprinzip beruhen:

- Laserkammer 2: Diese Laserkammer wurde mit geringfügigen Modifikationen an der Mechanik aus der Prototyp-laserkammer<sup>16</sup> entwickelt, die bei vorhergehenden Messungen [107, 104, 103] eingesetzt wurde.
- Laserkammer mit flacher Kathode: Im Design dieser Laserkammer wurde die Strahlführung des Laserlichtes verbessert, um ein akzentuierteres Signal zu gewinnen [103]. Ein ähnliches Design wurde für den Einsatz in extrem reinem flüssigem Argon bereits von der ICARUS-Kollaboration [108] realisiert<sup>17</sup>.

Der Laserkammermonitor besteht aus einer Laserkammer mit Halterung und Elektronikplatinen mit den Hochspannungswiderständen, Auskoppelkondensatoren und den Vorverstärkern. Eine Haube aus perforiertem Edelstahlblech ist als Schutz gegen äußere mechanische Einwirkungen vorgesehen. Die maximalen äußeren Abmaße des Monitors für den Einbau in das ATLAS-Experiment wurden wie folgt festgelegt [51, 26]:

	Höhe x Breite x Länge
Laserkammermonitor	80 x 100 x 130 mm <sup>3</sup>

Tabelle 5.5: Maximale äußere Abmaße des Laserkammermonitors.

#### 5.2.2.1 Das Funktionsprinzip der Laserkammer

In der Laserkammer, deren schematischer Aufbau in Abbildung 5.22 dargestellt ist, werden Elektronen durch Photoeffekt aus der Oberfläche der Metallkathode ausgelöst. Eine Quarz-fiber führt das ultraviolette Licht eines gepulsten Lasers (siehe Abschnitt 8.1.1) auf die zur Reduktion von Reflektionen matt vergoldete Metallkathode. Zum Erzeugen von Photoelektronen muß die Energieschwelle

$$E_s = W_{Au} + V_0 = (4.9 - 0.2) \text{ eV} = 4.7 \text{ eV} \quad (5.46)$$

überwunden werden [109], wobei  $W_{Au}$  die Austrittsarbeit von Gold im Vakuum [110] und  $V_0$  die Leitungsbandenergie von Gold im flüssigem Argon [111] bezeichnet. Die Energie eines

<sup>16</sup>Freundlicherweise überlassen von A. Gonidec, D. Schinzel und W. Seidel (NA48).

<sup>17</sup>Aus diesem Grund wird die Kammer gelegentlich auch als „ICARUS-Kammer“ bezeichnet.

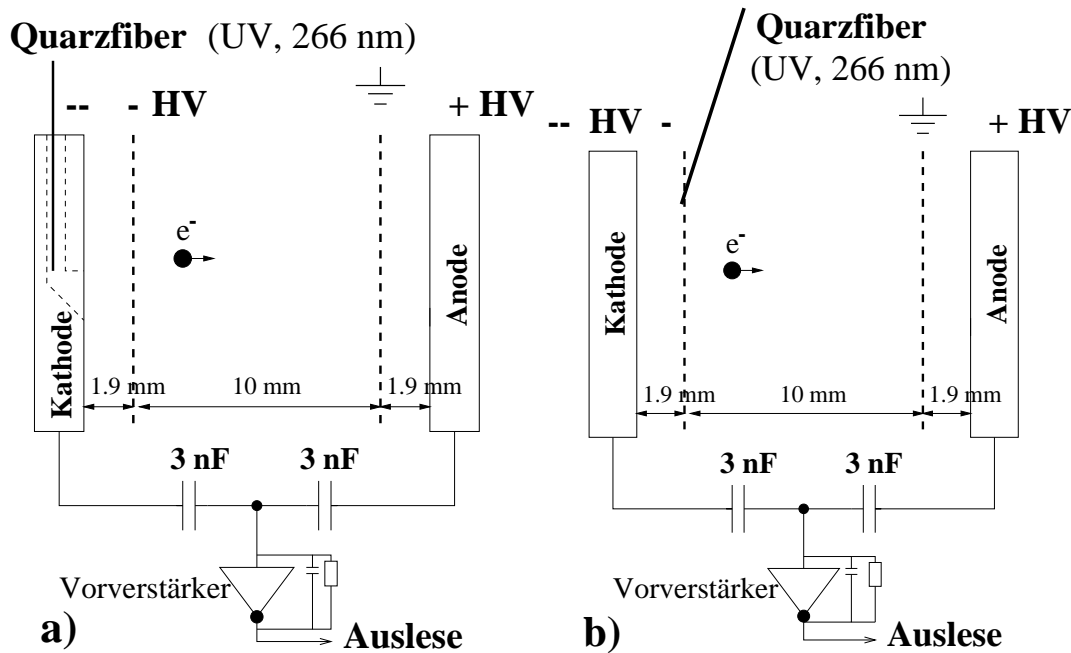


Abbildung 5.22: Schematischer Aufbau (a) der Laserkammer 2 und (b) der Laserkammer mit der flachen Kathode. Sie unterscheiden sich im Prinzip der Quarzfibereinkopplung.

Photons für Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda = 266 \text{ nm}$  beträgt lediglich  $E_\gamma = 4.66 \text{ eV}$ . Dies liegt knapp unterhalb der Schwelle für die Emission von Photoelektronen, so daß Mehrphotonenprozesse eine Rolle spielen.

Aufgrund der an den Elektroden angelegten Spannungen driften die Elektronen von der Kathode durch zwei Frisch-Gitter, das Kathodengitter und das Anodengitter, zur Anode. Die negative Hochspannung an der Kathode ist betragsmäßig größer als diejenige am Kathodengitter, das Anodengitter befindet sich auf Erdpotential und an die Anode ist eine positive Hochspannung angelegt, so daß in allen Drifträumen ein zur Kathode zeigendes elektrisches Feld herrscht. Die Höhe der Spannungen ist so gewählt, daß über die als Maschengitter ausgeführten Frisch-Gitter ein Feldverhältnis von

$$|\vec{E}_{vor}| : |\vec{E}_{nach}| \geq 1 : 3 \quad (5.47)$$

herrscht, um möglichst wenige Elektronen an den Gittern zu verlieren. Die Gitter, die sich im Abstand von 1.9 mm von der jeweiligen Elektrode befinden, dienen der elektrostatischen Abschirmung des mittleren Driftraums von 10 mm Länge gegen die äußeren Elektroden. Diese sind über die Hochspannungsausgleichskondensatoren mit einer nominellen Kapazität von 3 nF mit einem ladungssensitiven, invertierenden Vorverstärker verbunden. Aufgrund der Abschirmwirkung der Gitter kann aus der gemessenen Driftzeit zwischen den Gittern und dem Gitterabstand die Driftgeschwindigkeit  $v_d$  berechnet werden. Die Lebensdauer der Elektronen sowie die Driftzeit zwischen den Gittern werden aus einer Anpassung der Signalform an eine Modellfunktion bestimmt.

Die untere Grenze für das Feldstärkeverhältnis über die Frisch-Gitter und die Abschirmineffizienz der Gitter werden von der Geometrie der Gitter bestimmt. Für die in den hier beschriebenen Kammern verwendeten Maschengittern lassen sich Näherungswerte mit den



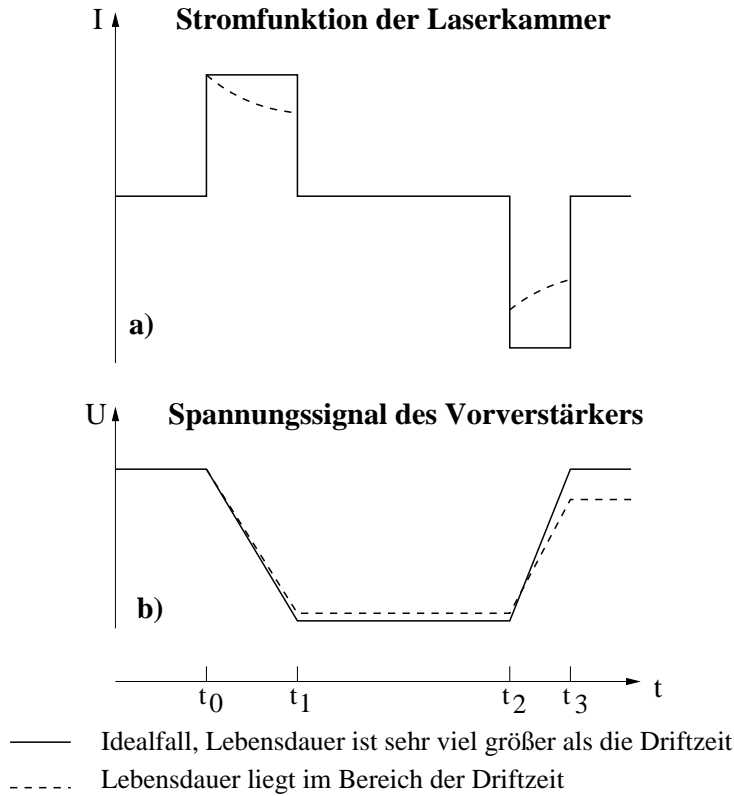


Abbildung 5.23: Die Stromfunktion (a) der Laserkammer und das Spannungssignal (b) eines idealen ladungssensitiven, invertierenden Vorverstärkers für unendliche und endliche Elektronenlebensdauer.

Berechnungen von [105] für Strichgitter abschätzen, die ein minimales Feldstärkeverhältnis von  $|\vec{E}_{\text{hint}}|/|\vec{E}_{\text{vor}}| \simeq 1.9$  bei einer Abschirminuffizienz von  $\sigma \simeq 4\%$  [103] ergeben. Das Sättigungsverhalten der Gittertransmission in Abhängigkeit des Feldstärkeverhältnisses wurde mit Hilfe der Prototypkammer gemessen und eine deutliche Abnahme der Durchlässigkeit für  $|\vec{E}_{\text{hint}}|/|\vec{E}_{\text{vor}}| \leq 2$  festgestellt [104, 103].

### 5.2.2.2 Das ideale Signal der Laserkammer

Durch die driftenden Elektronen wird auf die Kathode und die Anode ein Signal influenziert, welches über die Entkoppelkondensatoren auf den ladungssensitiven Vorverstärker übertragen wird. Dieser liefert wiederum ein der gesammelten Ladung proportionales Spannungssignal. Sei  $Q_0$  die Ladungsmenge der zum Zeitpunkt  $t_0$  an der Kathode freigesetzten Elektronen. Die Elektronenwolke besitze keine Ausdehnung in Driftrichtung.

Im idealen Falle der verlustfreien Drift, wie in Abb. 5.23 oben dargestellt, influenzieren die Elektronen während ihrer Drift zwischen Kathode und Kathodengitter bis zum Zeitpunkt  $t_1$  ein konstantes, positives Stromsignal  $I_{K-KG}(t)$  auf die Kathode. Von  $t_1$  bis  $t_2$  driften sie abgeschirmt zwischen den Gittern ohne ein Stromsignal auf den Elektroden zu erzeugen. Erst nach dem Passieren des Anodengitters zum Zeitpunkt  $t_2$  influenzieren sie ein konstantes, negatives Stromsignal  $I_{AG-A}(t)$  auf die Anode bis sie zur Zeit  $t_3$  auf der Anode neutralisiert werden. Aufgrund der Ladungserhaltung müssen die Flächen unter den beiden Beiträgen zur

Stromfunktion vom Betrag identisch sein:

$$\int_{t_0}^{t_1} I_{K-KG} dt = - \int_{t_2}^{t_3} I_{AG-A} dt = Q_0 \quad (5.48)$$

Die gesamte Stromfunktion für driftende Elektronen wird beschrieben durch:

$$I_{\text{ideal}}(t) = \underbrace{\frac{Q(t)}{t_1 - t_0} (\Theta(t - t_0) - \Theta(t - t_1))}_{I_{K-KG}(t)} - \underbrace{\frac{Q(t)}{t_3 - t_2} (\Theta(t - t_2) - \Theta(t - t_3))}_{I_{AG-A}(t)}, \quad (5.49)$$

wobei die Stufenfunktion  $\Theta(x)$  wie folgt definiert ist:

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1, & \text{für } x \geq 0 \\ 0, & \text{für } x < 0. \end{cases} \quad (5.50)$$

Für verlustfrei driftende Elektronen gilt  $Q(t) = Q_0$ . Befinden sich jedoch elektronegative Verunreinigungen im flüssigen Edelgas, so nimmt die Anzahl der freien Elektronen mit der Zeit exponentiell entsprechend der Elektronenlebensdauer  $\tau$  ab (vgl. Abschnitt 5.1.3):

$$Q(t) = Q_0 e^{-\frac{(t-t_0)}{\tau}}. \quad (5.51)$$

Das Stromsignal bei Anlagerungsverlusten ist in Abb. 5.23 oben gestrichelt dargestellt. Im unteren Diagramm wird das Spannungssignal eines idealen invertierenden Vorverstärkers für den Fall einer unendlichen und einer endlichen Elektronenlebensdauer gezeigt. Das Ausgangssignal eines idealen invertierenden, ladungsempfindlichen Vorverstärkers mit dem Verstärkungsfaktor  $C$  wird gegeben durch:

$$S_{\text{ideal}} = C \cdot \int_{t_0}^t I(t') dt'. \quad (5.52)$$

Insbesondere ist zu erkennen, daß für endliche Lebensdauern das Spannungssignal am Ende nicht mehr das Ausgangsniveau erreicht. Daraus kann mit Hilfe von (5.51) eine grobe Abschätzung für die Elektronenlebensdauer gewonnen werden, indem lediglich die Elektronenverluste während der Drift im größeren mittleren Driftraum berücksichtigt werden. Seien  $U_K = U(t_0) - U(t_1)$  und  $U_A = U(t_3) - U(t_2)$  die Amplitudendifferenzen des Spannungssignals während der Elektronendrift im kathodenseitigen bzw. anodenseitigen Driftraum. Für das Verhältnis der Amplitudendifferenzen gilt dann:

$$\frac{|U_A|}{|U_K|} = e^{-\frac{t_d}{\tau}}, \quad (5.53)$$

wobei  $t_d = t_2 - t_1$  die Driftzeit der Elektronen im mittleren Driftraum ist. Als Abschätzung für die Elektronenlebensdauer  $\tau$  erhält man:

$$\tau = -\frac{t_d}{\ln\left(\frac{|U_A|}{|U_K|}\right)}. \quad (5.54)$$

Werden zusätzlich Korrekturen auf die vernachlässigte Abschwächung des influenzierten Stromes während der Drift der Elektronen in den elektrodenseitigen Drifträumen angebracht, kann diese Methode zur genaueren Bestimmung der Elektronenlebensdauer angewendet werden [99].

Aufgrund des limitierten Frequenzbandes eines realen ladungssensitiven Vorverstärkers ist zusätzlich die Impulsantwort des Vorverstärkers durch eine Faltung mit dem Stromsignal zu berücksichtigen:

$$S_{\text{real}}(t) = I(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\theta) h(t - \theta) d\theta. \quad (5.55)$$

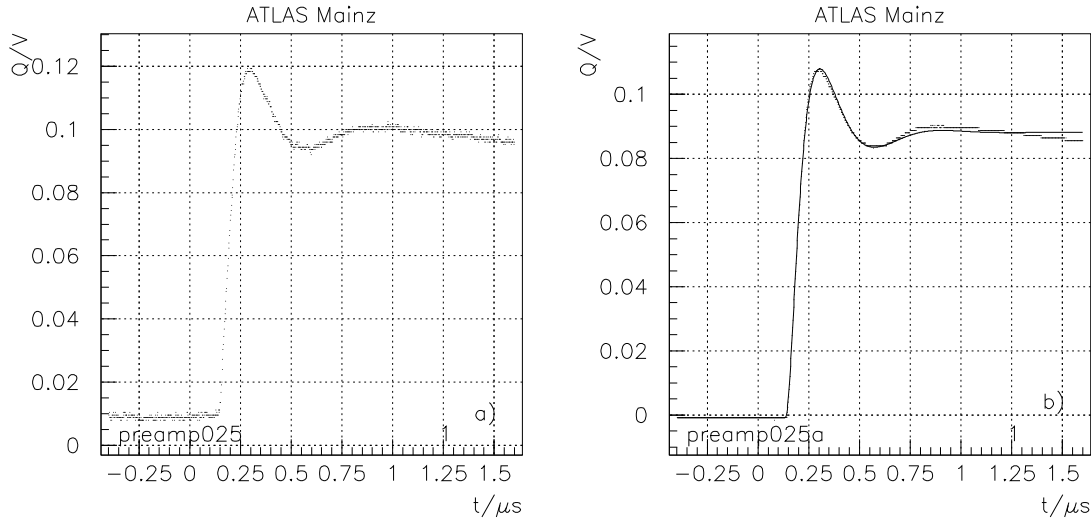


Abbildung 5.24: Impulsantwort des Vorverstärkers auf einen Puls mit 10 ns Anstiegszeit: a) Einzelpuls, b) Mittelung über 100 Pulse mit überlagerter Anpassung (durchgezogene Linie).

### 5.2.2.3 Die Impulsantwort des Vorverstärkers

Die Impulsantwort des Vorverstärkers  $h(t)$  kann in der folgenden, einfachen Form parametrisiert werden [112]:

$$h(t) = \Theta(t) a \underbrace{e^{-t/t_c}}_{\text{Abfall}} \left( \underbrace{1 - e^{-t/t_a}}_{\text{Anstieg}} - \underbrace{b \frac{t}{t_b} e^{-t/t_b}}_{\text{Anfang}} \right). \quad (5.56)$$

Der Anstieg des Signals wird im wesentlichen durch den Parameter  $t_a$  beschrieben, während die Parameter  $b$  und  $t_b$  lediglich zur Modifikation der Anfangskrümmung beitragen. Der bei einem ladungssensitiven Vorverstärker mit einer längeren Zeitkonstanten  $t_c$  verschene exponentielle Abfall wird durch den ersten Term beschrieben. Der Normierungsfaktor  $a$  wird nur für die Skalierung der Anpassung an die gemessene Antwort auf einen  $\delta$ -Puls benötigt. Die Bestimmung der Impulsantwort des sich im flüssigen Argon befindlichen Vorverstärkers wird mit einem stufenförmigen Testsignal vorgenommen, das über den Kondensator am Kalibrationsingang auf den Eingang des Vorverstärkers gegeben wird. Die Kapazität (nominell 1 pF) des Kondensators ist nicht genau bekannt, jedoch ist die resultierende Unsicherheit in der Amplitude des  $\delta$ -Pulses am Vorverstärkereingang und damit am Signalausgang unerheblich, solange der Verstärkungsfaktor unabhängig von der Signalamplitude ist.

In dem gemessenen Impulsantwortsignal wird ein zusätzliches Überschwingen am Beginn des Plateaus festgestellt, das nicht mit (5.56) beschrieben werden kann (vgl. Abb. 5.24 a)). Unter der Annahme, daß sich das Überschwingen der Impulsantwort als eine gedämpfte Schwingung beschreiben läßt, die durch die kapazitive, hochohmige ( $1 \text{ M}\Omega$ ) Ankopplung an den Oszilloskopeingang hervorgerufen wird, kann die Antwortfunktion (5.56) erweitert werden:

$$h(t) = \Theta(t) a e^{-t/t_c} \left( (1 - e^{-t/t_a}) \left[ \underbrace{1 + m_0 e^{-t/t_m} \sin\left(2\pi \frac{t}{t_h} + \varphi\right)}_{\text{gedämpfte Schwingung}} \right] - b \frac{t}{t_b} e^{-t/t_b} \right) \quad (5.57)$$

mit den zusätzlichen Parametern:

Parameter	Beschreibung	LK 1	LK 2	LK 3
$t_a$	Anstiegszeit (ns)	$45.2 \pm 2.6$	$44.23 \pm 0.16$	$80.30 \pm 0.07$
$t_b$	Anfangskrümmung (ns)	$44.2 \pm 1.8$	$215.9 \pm 1.3$	$0.029 \pm 0.04$
$t_c$	Abfallszeitkonstante ( $\mu\text{s}$ )	$963. \pm 26.$	$(1470. \pm 20.)^*$	$(190.3 \pm 3.0)^*$
$b$	Beitrag Anfangskrümmung	$0.98 \pm 0.08$	$-0.15485 \pm 0.00063$	$-9.1 \pm 1.3$
$m_0$	rel. Amplitude Schwingung	n. b.	$1.0919 \pm 0.0013$	$1.3286 \pm 0.0018$
$t_m$	Dämpfungszeitkonstante ( $\mu\text{s}$ )	n. b.	$0.20360 \pm 0.00021$	$0.13793 \pm 0.00021$
$t_h$	Schwingungsperiode ( $\mu\text{s}$ )	n. b.	$0.45943 \pm 0.00017$	$0.65313 \pm 0.00088$
$\varphi$	Phase der Schwingung	n. b.	$-1.5635 \pm 0.0016$	$-0.042 \pm 0.025$

Tabelle 5.6: Die Parameter der Impulsantworten für die Laserkammern: (LK 1) einfache Parametrisierung (5.56) [103], (LK 2) Laserkammer 2 und (LK 3) Laserkammer mit flacher Kathode. (n. b. = nicht berücksichtigt.) Die mit  $^*$  gekennzeichneten Werte für die Abfallszeitkonstante  $t_c$  wurden anhand separater Datensätze mit einem längeren Zeitausschnitt (20  $\mu\text{s}$ ) angepaßt und bei der  $\chi^2$ -Anpassung der anderen Parameter (2  $\mu\text{s}$  Ausschnitt) fixiert.

$m_0$  : relative Amplitude der Schwingung,  
 $t_m$  : Zeitkonstante der Dämpfung,  
 $t_h$  : Periode der Schwingung,  
 $\varphi$  : Phase der Schwingung.

Bei den Messungen mit der Laserkammer 2 und der Laserkammer mit der flachen Kathode wurden die Pulsantwortfunktionen mit über den Kalibrationseingang eingekoppelten Rechteckpulsen gemessen. Dabei wurden Pulse mit ca. 100 mV Amplitude (beide Polaritäten) und Anstiegszeiten von 10 bzw. 200 ns verwendet und die Spannungsantwort (gemittelt über je 100 Pulse) des Vorverstärkers auf verschiedenen Zeitskalen digitalisiert. Mit Hilfe eines speziellen Programms<sup>18</sup> wurde die Funktion (5.57) simultan an die Datenpunkte mehrerer Datensätze angepaßt. Die resultierenden Parameter sind in Tabelle 5.6 zusammengefaßt. Ein Beispiel für eine gemittelte Pulsform mit überlagerter Anpassung ist in Abb. 5.24 b) dargestellt.

Zum Studium des elektronischen Aufbaus und des Verhaltens des ladungsempfindlichen Vorverstärkers wurde in [113] unter Zuhilfenahme einer Simulation der Schaltung eine eingehende Untersuchung durchgeführt. Der zusätzliche Überschwinger tritt auch in der simulierten Übertragungsfunktion des Vorverstärkers auf, jedoch ist der Anstieg des simulierten Signals zu steil.

#### 5.2.2.4 Der mechanische Aufbau und die Auslese der Laserkammern

Eine Übersicht über die wichtigen Größen der beiden verschiedenen eingesetzten Laserkammern ist in Tabelle 5.7 zusammengestellt.

**5.2.2.4.1 Die Laserkammer 2.** Die zylindrische Kammer besitzt eine 8 mm dicke Edelstahlkathode, die zur Reduktion von Lichtreflexionen matt mit Gold bedampft ist. Der Aufbau der Laserfibereinkopplung ist in Abbildung 5.25 (links) gezeigt. Die Kathode besitzt eine

<sup>18</sup>Programm RESPONSEFIT V2.0, F.Hölldorfer, W.Walkowiak, Mainz 1998.

Parameter		LK 2	LK 3
Abstände	Kathode-Kathodengitter	1.9 mm	1.9 mm
	Kathodengitter-Anodengitter	10 mm	10.0 mm
	Anodengitter-Anode	1.9 mm	1.9 mm
Abmessungen	Außendurchmesser	40 mm	45 mm
	Durchmesser des aktiven Volumens	30 mm	30 mm
	Gesamttiefe	27.7 mm	29.5 mm
Frischgitter	Gittertyp	Maschengitter	
	Gitterkonstante	1 mm	
	Gitterstabbreite	100 $\mu\text{m}$	
	Gitterdicke	100 $\mu\text{m}$	
Quarzfiber	Einkopplung	Typ A	Typ B
	Durchmesser Kern/Hülle	1000/1100 $\mu\text{m}$	
	Länge	ca. 4 m	ca. 8 m

Tabelle 5.7: Die Parameter der drei Laserkammern: (LK 2) Laserkammer 2 und (LK 3) Laserkammer mit flacher Kathode.

Bohrung mit einem Durchmesser von 2.1 mm zur Führung der Quarzfiber, in der das UV-Licht des Nd:YAG-Lasers zur Kammer geführt wird. Am Ende der Bohrung befindet sich eine in einem Winkel von ca.  $20^\circ$  zur Kathodenoberfläche eingefräbte Kerbe, die von dem aus der Quarzfiber austretenden UV-Licht beleuchtet wird, das durch den Photoeffekt Elektronen freisetzt. Zwischen der Kathode und der 3 mm dicken Anode aus Edelstahl befinden sich zwei maschenförmige Frischgitter aus vernickeltem Kupfer, die durch je einen 1.9 mm dicken Abstandsring aus Polyimid<sup>19</sup> von den Elektroden isoliert werden. Durch je einen 1 mm dicken Edelstahlring im mittleren Driftraum werden die Gitter fixiert. Die verbleibenden 8 mm des Abstands der beiden Gitter werden durch vier Distanzzylinder aus Polyimid hergestellt. Die Kammer ist auf der Kathodenseite mittels eines 1 cm langen Sockels aus Polyimid an einer Halteplatte aus Edelstahl befestigt.

Die Hochspannungszuführung der Laserkammer ist in Abbildung 5.26 gezeigt. Die beiden 220 M $\Omega$ -Widerstände an Kathode und Anode verhindern ein Abfließen der influenzierten Ladung zu den Hochspannungsnetzteilen, der Kondensator zwischen dem Kathodengitter und der Anode verhindert ein Übersprechen des auf dem Kathodengitter influenzierten Stromsignals auf die Kathode, während die Elektronen sich im mittleren Driftraum bewegen. Das Feldverhältnis an den Gittern ist variabel und wird gemäß (5.47) eingestellt, um eine maximale Gittertransparenz zu erreichen. Typische Kapazitäten der drei Drifträume wurden an Luft gemessen zu:

$$\begin{aligned} C_{K-KG} &= 10 \text{ pF} , \\ C_{KG-AG} &= 2 \text{ pF} , \\ C_{AG-A} &= 10 \text{ pF} . \end{aligned}$$

Die Abschätzung dieser Kapazitäten mit der klassischen Formel für einen Kondensator mit planparallelen Elektroden ergibt vergleichbare Ergebnisse (vgl. [114]).

Die auf Kathode und Anode influenzierten Signale werden mit zwei Kondensatoren von der Hochspannung entkoppelt und auf den Eingang des ladungssensitiven, invertierenden Vorverstärkers gegeben. Zur Versorgung des Vorverstärkers wird eine positive Gleichspannung von 12 V und eine negative Gleichspannung (nominell ca.  $-6$  V beim Vorverstärker

<sup>19</sup>Fa. SINTIMID-Hochleistungskunststoffe, Österreich.

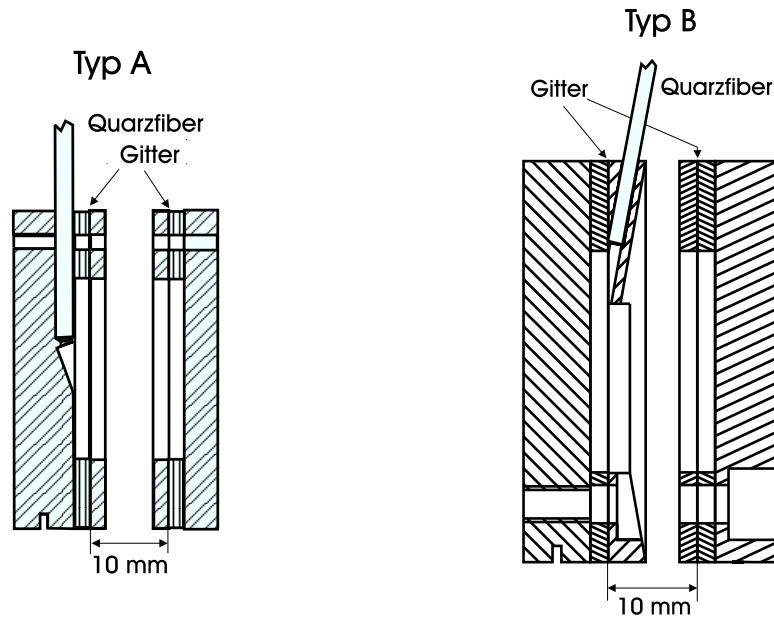


Abbildung 5.25: Schema der Fibereinkopplung: Typ A mit ausgefräßter Kerbe in der Kathode (linkes Bild) und Typ B mit schräger Fibernzuführung am Kathodengitter (rechtes Bild). Typ A findet bei der Laserkammer 2 Verwendung, während Typ B bei der Laserkammer mit der flachen Kathode eingesetzt wird.

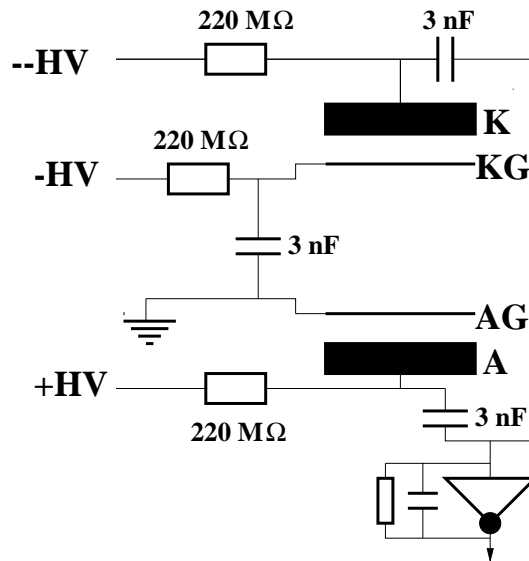


Abbildung 5.26: Schematische Darstellung der Hochspannungzuführung der Laserkammer.

im flüssigen Argon) angelegt, so daß am Verstärkerausgang ein Gleichspannungsoffset von +6 V liegt. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird mittels eines Koaxialkabels und eines Durchführungssteckverbinders aus dem Meßvolumen gebracht und auf den Eingang eines digitalen Speicheroszilloskops gebracht. Das Oszilloskop, welches von dem Lasersteuergerät getriggert wird, digitalisiert die Pulsform, die anschließend von einem Computer ausgelesen wird. Eine digitalisierte Pulsform der Laserkammer 2 ist in Abbildung 5.28 b) dargestellt.

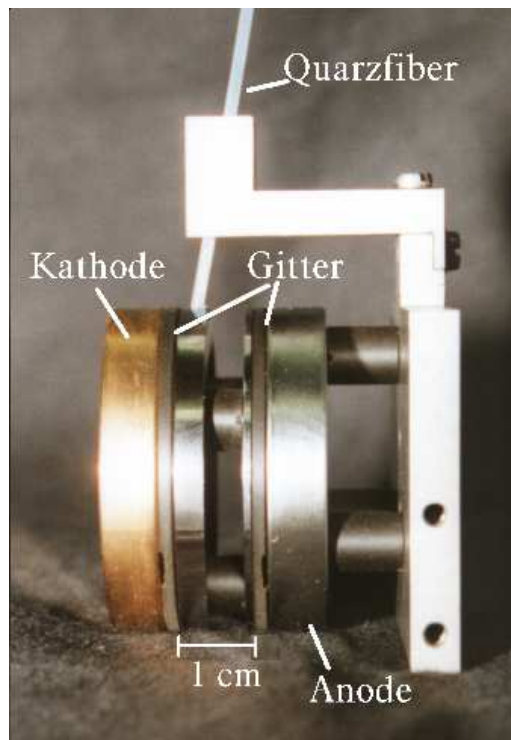


Abbildung 5.27: Photographie der Laserkammer mit der flachen Kathode.

**5.2.2.4.2 Die Laserkammer mit flacher Kathode.** Ein Nachteil der Laserkammer mit dem Kathodentyp A besteht in der in die Kathode eingefräzten Kerbe, die durch eine endliche Ausdehnung des UV-Lichtflecks und durch auftretene Inhomogenitäten des elektrischen Feldes zu einer Ausdehnung der Elektronenwolke in Driftrichtung führt und damit zu einer Abrundung der einzelnen Übergänge im Signal der Laserkammer führt. Diese beobachtete Abrundung führt zu einer Ungenauigkeit in der Bestimmung der Driftzeiten (vgl. Abschnitt 5.2.2.5). Gelingt es, daß das UV-Licht auf eine plane Kathodenoberfläche zu bringen, ist eine merkliche Verkürzung der Ausdehnung der Elektronenladungswolke zu erwarten<sup>20</sup>. Nach einer Idee der ICARUS-Kollaboration [108] wurde in Mainz eine Laserkammer entwickelt, in der daß Laserlicht unter einem flachen Winkel auf die Kathode gebracht wird [103].

Zur Realisation wurde der Fixierring des kathodenseitigen Edelstahlgitters so modifiziert, daß das Laserlicht aus der in ihm geführten Quarzfiber unter einem Winkel von  $10^\circ$  auf die Kathode trifft. Dies ist in Abbildung 5.25 (rechts) zu sehen. Die Kathode besteht aus einer 7.5 mm dicken, matt vergoldeten Edelstahlscheibe. Der Außendurchmesser der Kammer wurde zur Verbesserung der Führung der Fiber auf 45 mm vergrößert und zusätzlich ein Bügel im Abstand von 10 mm oberhalb der Kammer zur Fixierung der Quarzfiber angebracht. Um Reflektionen in das Kathodengitter zu vermeiden ist die Achse der Fiber auf einen Punkt 3 mm unterhalb der Kathodenmitte ausgerichtet.

Die besondere Fibereinkopplung ist auf der Photographie (Abbildung 5.27) gut zu erkennen, die Verbesserung des Laserkammersignals in Abbildung 5.29.

<sup>20</sup>Die Länge des Laserpulses beträgt nur ca. 8 ps.

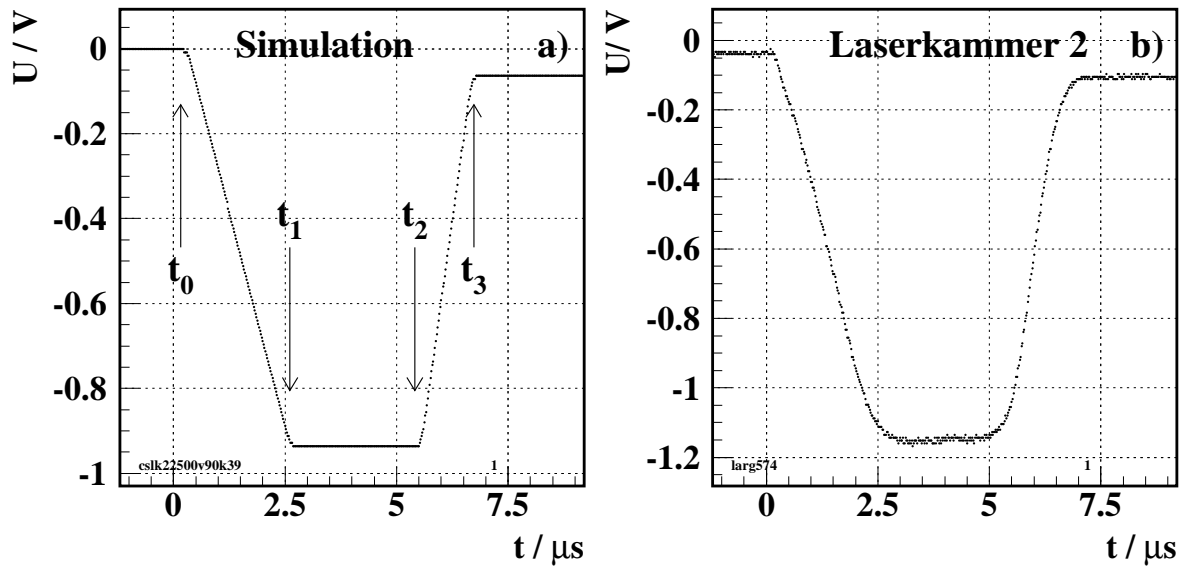


Abbildung 5.28: (a) Der erwartete Signalverlauf ( $l = 0$ ,  $A_r = 0$ ) und (b) ein reales Signal der Laserkammer 2.

Die Hochspannungsversorgung und Auslese der Laserkammer mit flacher Kathode ist identisch mit derjenigen der Laserkammer 2.

### 5.2.2.5 Die reale Signalform der Laserkammern

In Abbildung 5.28 a) ist die nach der Faltung des Stromsignals  $I(t)$  (5.49) mit der Impulsantwort des Vorverstärkers nach (5.55) erwartete Signalform für eine endliche Elektronenlebensdauer dargestellt. Dabei wurden die in Abschnitt 5.2.2.3 vorgestellten Impulsantwortparameter ohne Überschwinger (LK1) verwendet. In den Zeitpunkten  $t_0$  bis  $t_3$  macht sich der Effekt der endlichen Anstiegszeit des Vorverstärkers als Abrundungen der Übergänge zwischen den einzelnen Signalbereichen bemerkbar. Wird dieser Signalverlauf mit einem tatsächlich gemessenen Signal der Laserkammer 2 verglichen (Abb. 5.28 b)), so fallen zwei Abweichungen des beobachteten Signalverlaufs vom erwarteten auf:

1. Die Abrundungen an den Übergängen sind beim realen Signal stärker ausgeprägt, als aufgrund der Faltung des Signals mit der Vorverstärkerantwortfunktion zu erwarten ist.
2. Zwischen den Zeitpunkten  $t_1$  und  $t_2$  bewegen sich die Elektronen im wesentlichen in dem von den Ausleseelektroden abgeschirmten mittleren Driftbereich zwischen den Gittern, so daß kein Signal auf die Elektroden influenziert werden sollte. Statt des erwarteten flachen Signalverlaufs wird eine Stufe in diesem Bereich beobachtet.

Als mögliche Erklärungen für die Abweichungen wurden folgende Überlegungen in die Modellierung der Signalform der Laserkammer einbezogen:

1. Die Elektronenwolke besitzt eine räumliche Ausdehnung in Driftrichtung aufgrund der Projektion des Laserlichtkegels auf die Schräge der beleuchteten Kathodenfläche und der



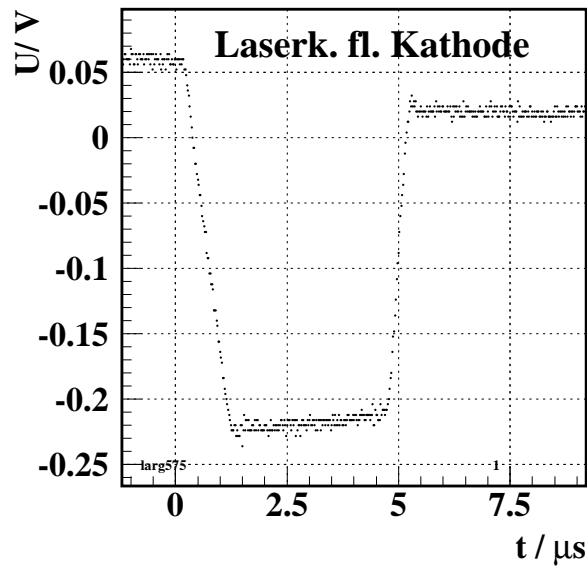


Abbildung 5.29: Ein beobachtetes Signal der Laserkammer mit flacher Kathode.

Verzerrung des elektrischen Feldes am Entstehungsort der Photoelektronen aufgrund der Versenkung in der Kathode. Die Ausdehnung der Ladungswolke in Driftrichtung verstärkt die Abrundung des Signals an den einzelnen Übergängen.

2. Ein Anteil des UV-Lichtes wird von der geneigten Kathodenoberfläche in das Kathodengitter reflektiert, wo es Photoelektronen erzeugt. Die bezüglich der eigentlichen Elektronenwolke zeitlich avanciert driftenden Elektronen erzeugen beim Durchlaufen des anodenseitigen Driftraumes die beobachtete positive Stufe.

Die Abrundung der Signalform aufgrund der Ausdehnung der Elektronenwolke in Driftrichtung ist bei den Laserkammern mit dem Kathodentyp A stärker ausgeprägt als bei der Laserkammer mit der flachen Kathode (Typ B). Die Reflektion von UV-Licht in das Kathodengitter wird durch die Bauform der Laserkammer 2 begünstigt<sup>21</sup>, während sie bei der Laserkammer mit der flachen Kathode nicht beobachtet wird (Abb. 5.29).

### 5.2.2.6 Die Erweiterung des Laserkammersignalmodells

Die endliche Ausdehnung der Elektronenwolke und mögliche Reflektionen werden durch eine Erweiterung der Modellfunktion berücksichtigt.

**5.2.2.6.1 Die Ausdehnung der Elektronenwolke.** Besitzt die Elektronenwolke keine Ausdehnung in Driftrichtung, so wird die Stromfunktion  $I(t)$  durch Gleichung (5.49) beschrieben. Um die wirkliche Signalform zu beschreiben, wird eine in Driftrichtung homogene Ladungsdichte der Elektronenwolke angenommen, so daß sie während der gesamten Drift eine konstante zeitliche Ausdehnung  $l$  besitzt. Die Faltung des ursprünglichen Stromsignals

<sup>21</sup>Bei der Prototypkammer ist die matte Vergoldung der Kathodenoberfläche an der Stelle der Quarzfasereinkoppelung teilweise beschädigt, wodurch der Reflektionseffekt verstärkt sichtbar wird.

## Stromfunktion der Laserkammer

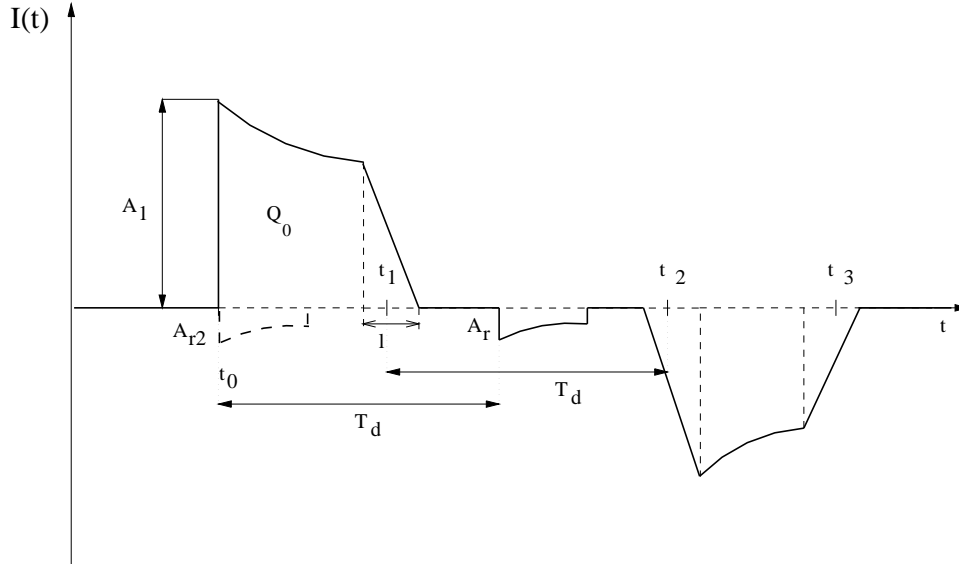


Abbildung 5.30: Der schematische Verlauf des Stromsignals mit einer ausgedehnten Ladungswolke und dem Signal der am Kathodengitter freigesetzten Elektronen. Ein etwaiger zusätzlicher Beitrag am Anodengitter freigesetzter Elektronen wird von der gestrichelten Linie der Amplitude  $A_{r2}$  dargestellt.

mit dieser ausgedehnten Ladungsdichteverteilung führt zur Abschrägung der Rechteckpulse, wie in Abb. 5.30 für den Stromverlauf dargestellt ist. Die Flanken weisen die (zeitliche) Ausdehnung  $l$  auf, und die Zeitpunkte  $t_1$ ,  $t_2$  und  $t_3$  bezeichnen jeweils die Mitte der Ladungsverteilung.

**5.2.2.6.2 Das Reflektionssignal am Kathodengitter.** Die durch das reflektierte UV-Licht am Kathodengitter praktisch zeitgleich mit den Elektronen an der Kathode entstehenden Elektronen ( $\Delta t \sim 10 \text{ ps} \ll 1 \mu\text{s}$ ) durchqueren den Driftraum mit einem zeitlichen Vorsprung von  $t_1 - t_0$  vor der Wolke der an der Kathode erzeugten Elektronen. Zum Zeitpunkt  $t_2 - (t_1 - t_0)$  durchqueren sie das Anodengitter und tragen erstmals durch die Influenz auf die Anode zum Stromsignal bei. Wird angenommen, daß die am Kathodengitter freigesetzte Elektronenwolke keine Ausdehnung in Driftrichtung besitzt und daß die Driftgeschwindigkeit für alle Elektronen in den einzelnen Drifträumen unabhängig vom Entstehungsort jeweils gleich ist, so ergibt sich für die Dauer  $l_r$  des Signals der am Kathodengitter freigesetzten Elektronen:

$$l_r = t_3 - t_2. \quad (5.58)$$

Zum Zeitpunkt  $t_0$  sei die Amplitude des zusätzlichen Signals durch den Anfangsstrom  $A_r^0$  gegeben. Ist  $A_0$  die Amplitude des Anfangsstroms der Wolke der an der Kathode freigesetzten Elektronen, so gilt für den Parameter  $r$ , der das Verhältnis der beiden Amplituden beschreibt:

$$A_r^0 = r \cdot A_0 = r \cdot \frac{Q_0}{t_1 - t_0}. \quad (5.59)$$

**5.2.2.6.3 Die Reflektion ins Anodengitter und die Gittertransmission.** Für spezielle Studien (siehe Abschnitt 8.4) wurden in der Parametrisierung des Signalverlaufs noch zwei weitere Effekte berücksichtigt:

- Durch in das Anodengitter reflektiertes UV-Licht werden Elektronen am Anodengitter freigesetzt. Sie driften praktisch sofort im anodenseitigen Driftbereich und erzeugen ein zusätzliches, dem kathodenseitigen Signal überlagertes Stromsignal der Länge

$$l_{r_2} = t_3 - t_2 = l_r. \quad (5.60)$$

Die Anfangsamplitude betrage  $A_{r_2}^0$ , so daß für den zusätzlichen Parameter  $r_2$  gilt:

$$A_{r_2}^0 = r_2 \cdot A_0 = r_2 \cdot \frac{Q_0}{t_1 - t_0}. \quad (5.61)$$

Eine mögliche zeitliche Verzögerung bezüglich  $t_0$  dieses Signals kann durch einen Zeitoffset  $t_6$  berücksichtigt werden. Ein Effekt, der durch am Anodengitter freigesetzte Elektronen erklärt werden kann, wurde bei einer Messung mit der Laserkammer 2 bei hoher Verunreinigung beobachtet (vgl. Abschnitt 8.7). Die Überlagerung dieses Stromes mit dem der an der Kathode freigesetzten Elektronen führt zu einer Verkürzung der fallenden Flanke im Signalverlauf und somit zu einer Erhöhung des gemessenen Elektronenlebensdauerwertes (z.B. nach Beziehung (5.54)), wenn der Effekt der Elektronen vom Anodengitter nicht berücksichtigt wird.

- Zum Studium des Effektes einer unzureichenden Gittertransmission (Absorption von Elektronen an den Gittern) dienen die zwei weiteren Parameter  $g_{kg}$  und  $g_{ag}$ , die den Anteil der das jeweilige Gitter passierenden Elektronen beschreiben. Im Idealfall gilt:  $g_{kg} = g_{ag} = 1.0$ . Es konnte gezeigt werden, daß die Laserkammern bei einem Feldverhältnis von  $|\vec{E}_{\text{hint}}|/|\vec{E}_{\text{vor}}| \simeq 3$  mit der maximalen Gittertransmission betrieben werden (vgl. Abschnitt 5.2.2.1), jedoch nicht, daß die Gittertransmission 100% beträgt. Eine absolute Bestimmung der Gittertransmission bedarf einer speziellen Verschaltung der Laserkammer und ist als separate Messung durchzuführen. Wird die Gittertransmission überschätzt, so wird durch die Anpassung der Modellfunktion an den Signalverlauf eine zu geringe Elektronenlebensdauer ermittelt. Im folgenden wird eine 100%ige Gittertransparenz angenommen. Abweichungen werden im systematischen Fehler berücksichtigt.

### 5.2.2.7 Die Parameteranpassung der Modellfunktion

Zur Bestimmung der Lebensdauer und Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigem Argon wird die Faltung (5.55) der Stromfunktion  $I(t)$  mit der Impulsantwort  $h(t)$  für eine Parameteranpassung an die Signale der Laserkammer genutzt. In der  $\chi^2$ -Anpassung<sup>22</sup> wird der Normierungsfaktor  $\sigma$  aus der Breite des Rauschens auf dem Signal abgeschätzt. Die reale Modellfunktion  $S_{\text{real}}(t)$ , die aus der Faltung resultiert, ist in Anhang D.1 dokumentiert.

Die Parameter der Impulsantwort  $h(t)$  werden unabhängig gemessen (vgl. Abschnitt 5.2.2.3) und gehen als Konstanten in die Anpassung ein. Die Signalfunktion  $S(t)$  wird durch die in

<sup>22</sup>Programm CHARGEFIT V6.54, F.Hölldorfer, A.Schmidt, W.Walkowiak, Mainz 1996-98, (siehe Anhang D.2).

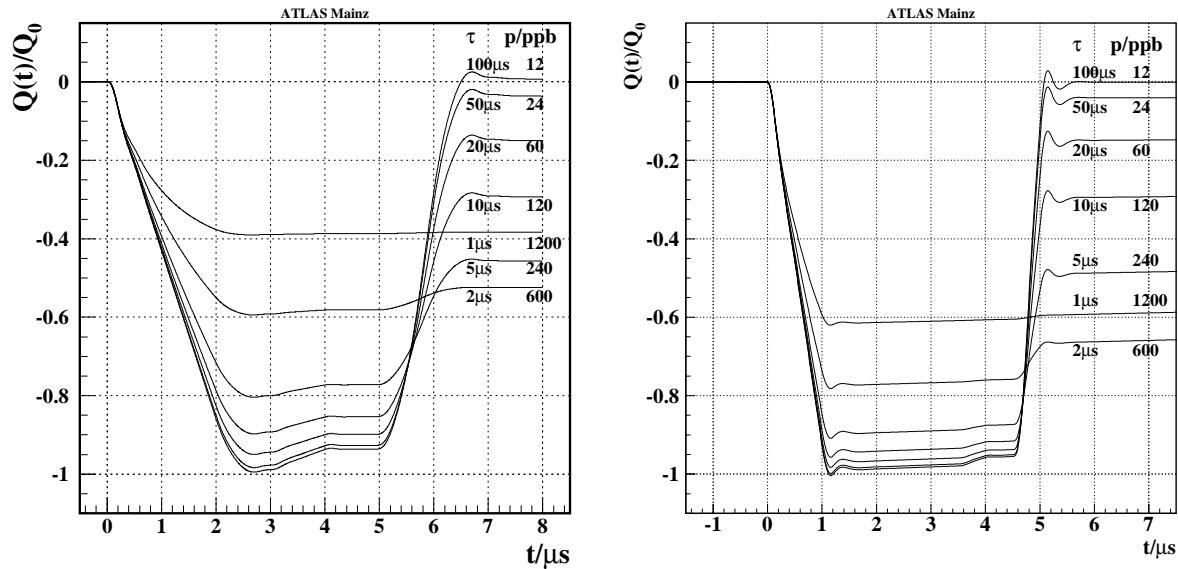


Abbildung 5.31: Simulierter Signalverlauf a) der Laserkammern 2 (links) und b) der Laserkammer mit der flachen Kathode (rechts) für verschiedene Elektronenlebensdauern bei  $|\vec{E}_{KG-AG}| = 2.5 \text{ kV/cm}$ . Für die Reflektion und die Ausdehnung der Ladungswolke wurden typische Werte von  $r = 0.05$  bzw.  $r = 0.02$  und  $l/t_{ag} = 0.8$  bzw.  $l/t_{ag} = 0.38$  gewählt. Die korrespondierenden Verunreinigungskonzentrationen  $p$  wurden nach [50] berechnet. Verwendet wurde die gefaltete Modellfunktion  $S_{real}(t)$  nach Anhang D.1.

den Abschnitten 5.2.2.2 und 5.2.2.6 vorgestellten Parameter beschrieben. Zusätzlich kann ein linearer und ein sinusförmiger Untergrund einbezogen werden:

$$S_{bg}(t) = c_0 + m_{bg}(t - t_0) + A_{sin} \sin\left(2\pi \frac{(t - t_0)}{t_{sin}} + \varphi_{sin}\right). \quad (5.62)$$

Bei der Durchführung der Parameteranpassung (siehe Anhang D.2) wird in der Regel nur ein linearer Untergrund berücksichtigt.

Die Parameter für das zusätzliche Signal an dem Anodengitter freigesetzter Elektronen ( $r_2$ ,  $t_6$ ) und für die Gittertransmission ( $g_{kg}$ ,  $g_{ag}$ ) dienen systematischen Studien und werden in der Standardanalyse fixiert. Es verbleiben 8 (mit frei variierendem Untergrund 10) freie Parameter in der Hauptanpassung.

### 5.2.2.8 Meßbereich und Sensitivität der Laserkammer

Die Geometrie der Kammer und die angelegte elektrische Feldstärke bestimmen den Meßbereich der Laserkammer bezüglich der Lebensdauer  $\tau$  und der Driftzeit  $t_d$  der Elektronen. In Abbildung 5.31 ist der Signalverlauf für die Geometrie der Laserkammer mit (a) dem Kathodentyp A bzw. (b) mit dem Kathodentyp B bei einem elektrischen Feld von  $2.5 \text{ kV/cm}$  (Feldverhältnis über die Gitter 1:3) im mittleren Driftraum für unterschiedliche Elektronenlebensdauern im Bereich  $1 \mu\text{s} < \tau < 100 \mu\text{s}$  dargestellt. Die Amplitude ist auf die Anfangsladung  $Q_0$  normiert. Für die zeitliche Ausdehnung der Ladungswolke  $l$  und die Stärke der Reflektion  $r$  wurden typische Werte gewählt.

Die Signalamplitude nimmt mit zunehmender Verunreinigung aufgrund der Elektronenanlagerung im kathodenseitigen Driftraum ab. Bei der gegebenen Feldstärke können Lebensdauern im Bereich von ca.  $1 \mu s$  bis  $100 \mu s$  gemessen werden. Dies entspricht nach [50] einem Bereich von 1.2 ppm bis 12 ppb an sauerstoffäquivalenten Verunreinigungen. Bei hohen Verunreinigungskonzentrationen ( $\tau \sim 1 \mu s$ ) verhindert ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis das Erkennen des letzten Signalanstiegs, bei hohen Reinheiten ( $\tau \sim 100 \mu s$ ) werden relative Änderungen in der Höhe des letzten Signalanstiegs nicht mehr aufgelöst.

Um die Sensitivität zu hohen Reinheiten (große  $\tau$ ) zu verstärken, kann die Feldstärke erniedrigt und damit die Driftzeit verlängert werden, oder es muß darüberhinaus der mittlere Driftraum vergrößert werden. Um den Meßbereich zu höheren Verunreinigungskonzentrationen auszudehnen, kann die elektrische Feldstärke erhöht werden. Eine weitergehende Anpassung ist durch die Reduktion der Driftabstände möglich.

# Kapitel 6

## Messungen mit den Reinheitsmonitoren am ATLAS-Teststrahl

Am H6- und H8-Strahl des CERN-SPS<sup>1</sup> werden u.a. die Prototypen der ATLAS-Flüssigargonkalorimeter unter realistischen Bedingungen untersucht.

Das Ziel dieser Messungen ist es, die Funktionsfähigkeit und Eignung des kombinierten <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Monitor als Stabilitätsmonitor für die Reinheit des flüssigen Argons zu demonstrieren. Im ATLAS-Experiment ist es die wesentliche Aufgabe der Reinheitsmonitore, die Konstanz der Verunreinigungskonzentrationen zu überwachen und somit zur Stabilität des Kalorimeter-signals beizutragen. Außerdem dienen sie der Überwachung der Flüssigargonreinheit während der Teststrahlperioden.

Es kommt jeweils ein kombinierter <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Monitor in jedem Teststrahlkryostaten und eine Laserkammer in dem Kryostaten der Ventileinheit<sup>2</sup> des Flüssigargonversorgungssystems [115] zum Einsatz. Seit der Prototypeteststrahlperiode im September 1996 wird während der Tests von Prototypmodulen des hadronischen Endkappenkalorimeters ein <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Monitor in dem Kryostaten der HEC-Kollaboration betrieben. Auf diesen Aufbau wird im folgenden näher eingegangen. Im Juli 1997 wurde ein <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Monitor im Teststrahlkryostaten für das elektromagnetische Endkappenkalorimeter installiert [116]; vorgesehen ist der Einbau eines <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Monitors in den Teststrahlkryostaten für das elektromagnetische Barrelkalorimeter.

### 6.1 Der experimentelle Aufbau am HEC-Teststrahl

Der kombinierte <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Monitor wurde zuerst in der Strahlperiode vom 3.-12. September 1996 im HEC-Teststrahlkryostaten installiert [71]. Seit der Teststrahlperiode im Mai 1997 wird das im Rahmen einer Diplomarbeit [114] entwickelte halbautomatische Datenerfassungssystem, welches das Rechnersystem der Kalorimeterauslese nutzt, eingesetzt.

---

<sup>1</sup>SPS: Super Proton Synchrotron am CERN, erzeugt einen Protonenstrahl mit max. 450 GeV Energie.

<sup>2</sup>Engl.: Valve Box.

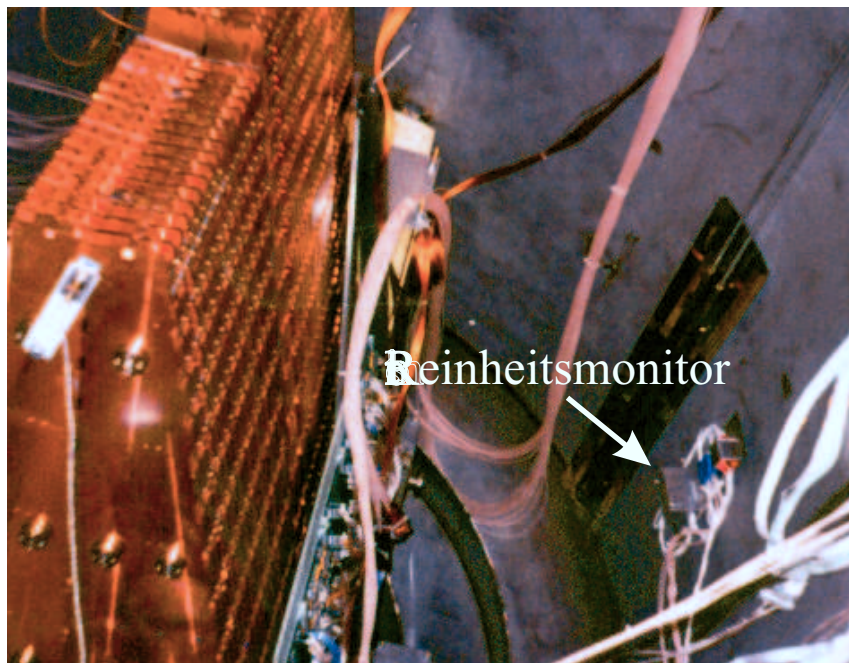


Abbildung 6.1: Position des  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitors (an der Wand mit Schutzhaube) im geöffneten Teststrahlkryostaten. Links daneben ist der in Strahlrichtung ausgerichtete Prototyp des HEC zu erkennen. Der Strahl wird durch ein Fenster in der gegenüberliegenden Wand von hinten auf die Prototypmodule geführt.

### 6.1.1 Der eingesetzte $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Monitor

Der Prototyp des kombinierten Reinheitsmonitors im flüssigen Argon des HEC-Teststrahlkryostaten (Abb. 6.1) besteht aus einer  $^{241}\text{Am}$ - und einer  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer (vgl. Abschnitt 5.2.1) und der Elektronikplatine. Um die erreichbaren elektrischen Feldstärken in den Drifträumen der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer zu maximieren, werden deren beide äußere Elektroden separat mit Hochspannung versorgt, während das Gitter auf Masse bezogen ist. Zusammen mit der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer werden diese von drei Hochspannungsnetzgeräten versorgt. Die typischen elektrischen Felder betragen 12.5 kV/cm bei der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer und 5 kV/cm für den ersten bzw. 25 kV/cm für den zweiten Driftraum der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer. Das Feldstärkeverhältnis von 1:5 gewährleistet die maximale Transmission des  $^{207}\text{Bi}$ -Kammerngitters. Die Versorgungsspannung für die Vorverstärker wird von zwei Gleichspannungsnetzgeräten geliefert.

### 6.1.2 Die analoge Signalverarbeitung

Das Spannungssignal der sich im Monitor befindlichen Vorverstärker wird nach einer Impedanzanpassung unmittelbar außerhalb der Signaldurchführung am Kryostaten mit einem ca. 20 m langen Koaxialkabel zum Elektronikaufbau geleitet. Mit Hilfe eines Spektroskopieverstärkers (Pulsformungszeitkonstante 1  $\mu\text{s}$ , Verstärkungsfaktor etwa 1000) wird es in einen zur Eingangssignalhöhe proportionalen, verstärkten Puls umgeformt. Die Scheitelspannung der resultierenden Pulse wird nur dann von einem im Spannungsmodus betriebenen Mehrkanalanalysator<sup>3</sup> histogrammiert, wenn sie sich in einem von der Triggerelektronik (siehe

<sup>3</sup>LeCroy QVT 3001 Multichannel Analyser.

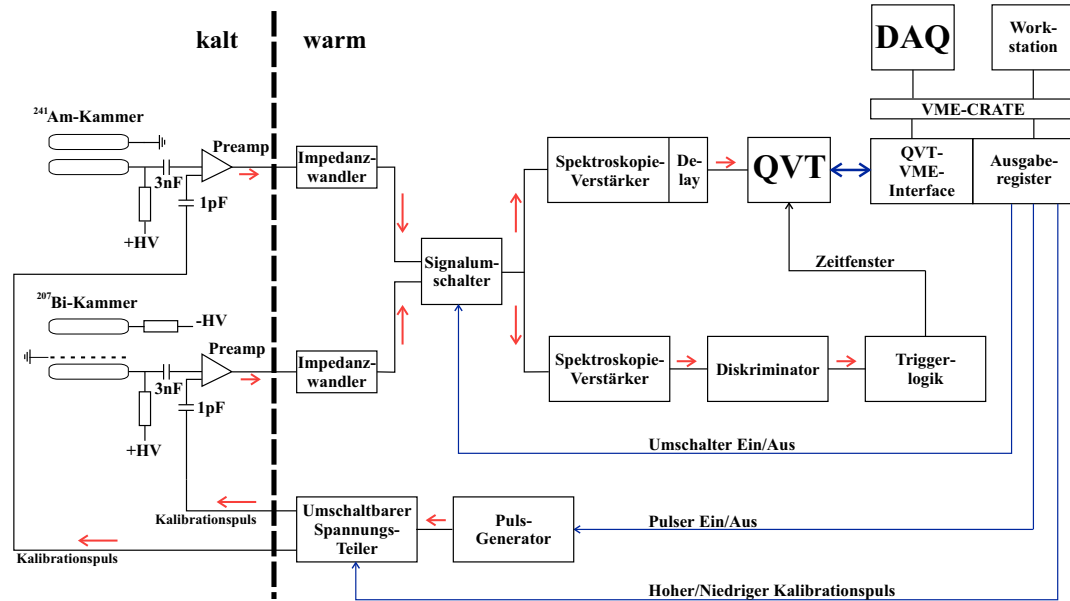


Abbildung 6.2: Das halbautomatische Datenerfassungssystem zur Auslese des  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitors [114].

[71] vorgegebenem Zeitfenster befinden. Die notwendigen Triggerinformationen müssen direkt aus dem Signal extrahiert werden. Das im Mehrkanalanalysator aufgebaute Histogramm wird über ein halbautomatisches Datenerfassungssystem auf VME<sup>4</sup>-Basis auf einen Computer transferiert.

### 6.1.3 Das digitale Datenerfassungssystem

Der Hauptbestandteil des halbautomatischen Datenerfassungssystems besteht aus einer modifizierten VME-Einschubkarte, die als Schnittstelle (*Interface*) zur Auslese und Ansteuerung des Mehrkanalanalysators und weiterer Komponenten genutzt wird. Abb. 6.2 zeigt eine Schemazeichnung des kompletten Datenerfassungssystems. Die von dem Vorverstärker der auszulesenden Kammer kommenden Signale können mit dem Signalumschalter vom Computer gesteuert ausgewählt und an die weitere Ausleseketten weitergegeben werden.

Die VME-Schnittstellenkarte steuert auch den Pulsgenerator und einen umschaltbaren Spannungsteiler, der die Amplituden der vom Pulsgenerator gelieferten Spannungspulse im Verhältnis von ca. 1:100 bzw. ca. 1:80 abschwächt. Die abgeschwächten Spannungspulse werden über die 1 pF-Kondensatoren des Kalibrationseingangs auf den Vorverstärker gegeben, um Referenzpeaks im Histogramm des Mehrkanalanalysators zu erzeugen. Angesteuert wird die Auslese von einem Computer, auf dem auch eine erste Auswertung und Darstellung der Daten erfolgt.



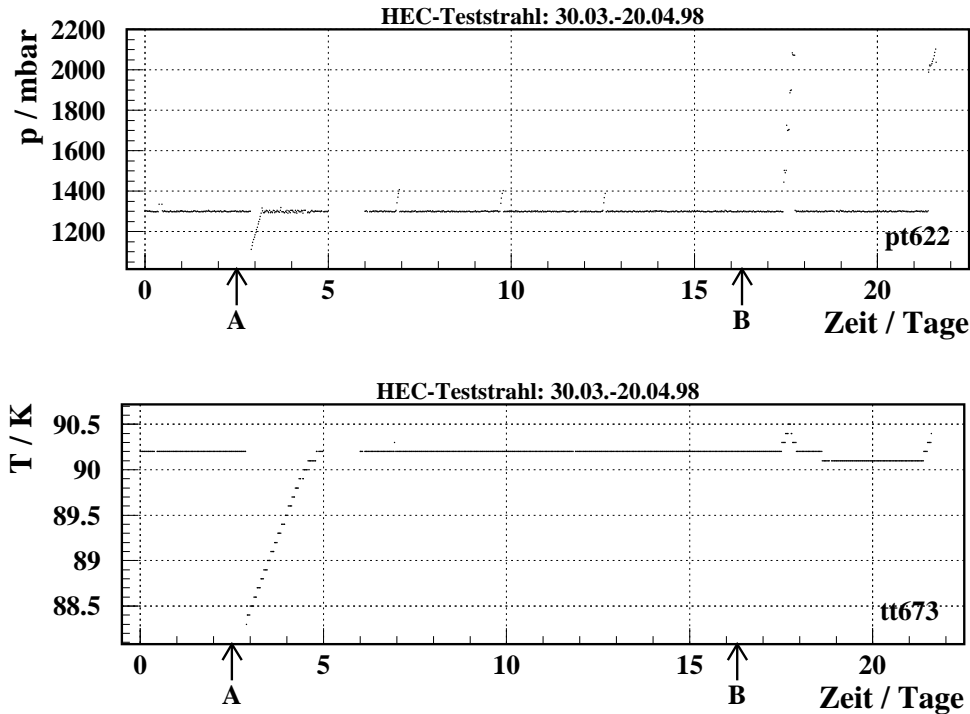


Abbildung 6.3: Zeitliche Entwicklung des Drucks (pt622) und der Temperatur (tt673) auf Kalorimeterniveau im HEC-Teststrahlkryostaten während der Strahlzeit vom 30.03.98 bis 20.04.98 am CERN [117]. (Tag „0“ entspricht dem 30.03.98, 0:00 Uhr.) Die Pfeile geben den Beginn (A) und das Ende (B) der wirklichen Strahlzeit an. (Der Datensatz für Samstag, 04.04.98, (6. Tag) ist aus technischen Gründen nicht verfügbar.)

#### 6.1.4 Die Teststrahlperiode im April 1998

In der Teststrahlperiode vom 30. März bis 20. April 1998 befanden sich vier „Module 0“ des hadronischen Endkappenkalorimeters im Teststrahlkryostaten. Der Strahl des CERN-SPS stand vom 1. bis zum 15. April 1998 zur Verfügung, der Kryostat wurde am 20. April entleert. Es wurde ein kombinierter  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Monitor in dem oben beschriebenen experimentellen Aufbau eingesetzt. Die weitgehende Konstanz der Umgebungsparameter Druck und Temperatur des flüssigen Argons über große Zeitintervalle ist in Abb. 6.3 deutlich zu erkennen. Zumeist befand sich das flüssige Argon im thermodynamischen Gleichgewicht.

Die Analyse der mit dem kombinierten Monitor während der 22 Tage aufgezeichneten Daten zur Reinheit des flüssigen Argons wird im folgenden Abschnitt dargestellt.

Zum ersten Mal wurde beim Entleeren des Teststrahlkryostaten am 20. April 1998 die in der Ventileinheit des gemeinsamen Flüssigargonversorgungssystems eingebaute Laserkammer 2 betrieben. Während des ca. 6 Stunden dauernden Entleerungsvorgangs wurden zu verschiedenen Zeiten Datensätze bei Standardeinstellungen der Hochspannungen aufgezeichnet.

<sup>4</sup>VME: Versa Module Europe, auf Euroeinschubkarten basierendes Bussystem, IEEE 1014-1987 Standard.

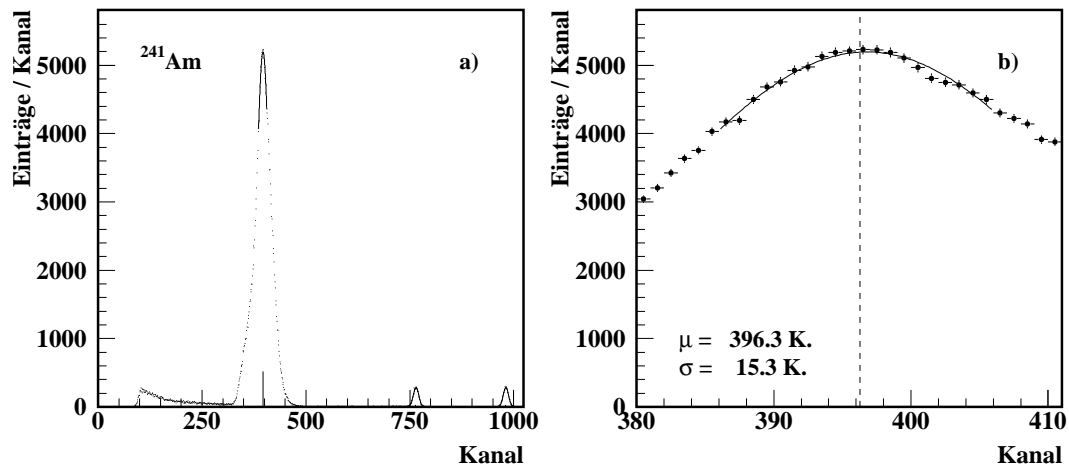


Abbildung 6.4: a) Spektrum der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer mit den Anpassungsergebnissen für Signal- und Kalibrationspeaks überlagert. b) Ausschnitt des Signalpeaks mit dem Ergebnis der Anpassung im Bereich von  $\pm 10$  Kanälen um den Kanal mit dem maximalen Eintrag. (Messung vom 02.04.98 am CERN.)

## 6.2 Messungen mit dem kombinierten Monitor

Während der Teststrahlperiode vom 30. März bis 20. April 1998 wurden mit der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer und der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer des Basismonitors jeweils eine Meßreihe zur zeitlichen Entwicklung der Flüssigargonreinheit (typischerweise 3 Messungen am Tag) und je drei Meßreihen zur Hochspannungsabhängigkeit der Ladungsausbeute aufgezeichnet, davon eine zu Beginn und zwei gegen Ende der Teststrahlperiode. Somit sollte die Analyse der Hochspannungsmessreihen eine Aussage über die Abnahme der Flüssigargonreinheit während des Teststrahls ermöglichen. Von der Analyse wurden Spektren ausgeschlossen, die aufgrund technischer Probleme unvollständig oder sehr stark verrauscht waren.

Die Standardeinstellung der Hochspannung betrug  $\pm 2500 \text{ V}$  für sämtliche Elektroden, so daß in der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer die elektrische Feldstärke  $|\vec{E}| = 12.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer  $|\vec{E}_1| = 5.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  bzw.  $|\vec{E}_2| = 25.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  herrschte. Die Aufnahme eines Spektrums dauerte typischerweise 2 Minuten.

### 6.2.1 Die Bestimmung der Signalposition aus den Spektren

In der Analyse der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Spektren müssen zunächst die Positionen des Signal- und der zwei Kalibrationspeaks in Einheiten von ADC-Kanälen bestimmt werden. Dazu wird mit Hilfe eines Analyseprogramms<sup>5</sup> eine  $\chi^2$ -Anpassung einer Gaußverteilung mit dem Mittelwert  $\mu$ , der Breite  $\sigma$  und der Amplitude  $A$  vorgenommen. Zur Untergrundbeschreibung steht ein Polynom 2. Grades zur Verfügung.

Das in Abb. 6.4 a) dargestellte  $^{241}\text{Am}$ -Spektrum besitzt im Signalpeak (5.5 MeV  $\alpha$ -Linie) eine asymmetrische Verteilung, die sich nicht allein auf die in Abschnitt 5.2.1.1 dokumentierte Linienzusammensetzung des Peaks oder den Untergrund zurückführen läßt. Daher wird zur Bestimmung der Kanalposition des Signalpeaks lediglich die reine Gaußverteilung in dem

<sup>5</sup>Programm BM\_PEAK Version V 3.11, A. Schmidt, W. Walkowiak, Mainz 1998.

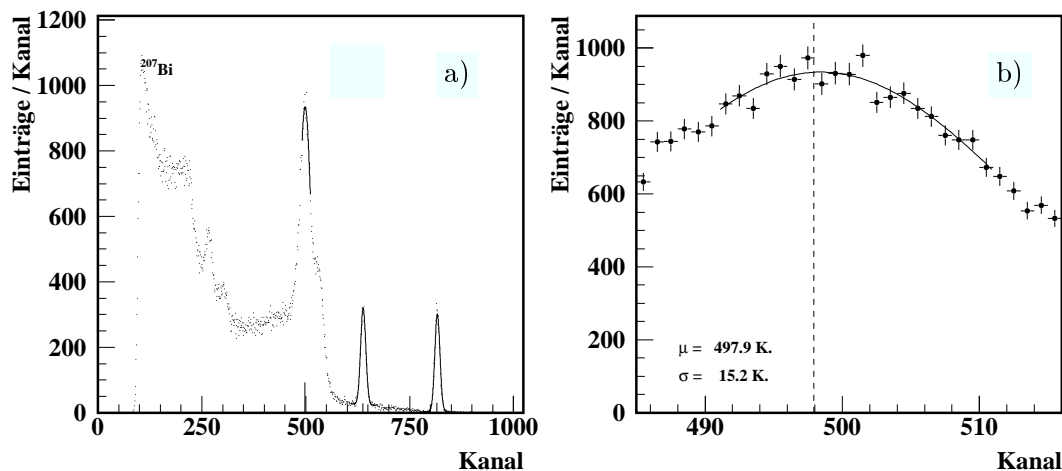


Abbildung 6.5: a) Spektrum der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer mit den Anpassungsergebnissen für Signal- und Kalibrationspeaks überlagert. b) Ausschnitt des Signalpeaks mit dem Ergebnis der Anpassung im Bereich von  $\pm 10$  Kanälen um den Kanal mit dem maximalen Eintrag. (Messung vom 02.04.98 am CERN.)

$^{241}\text{Am}$			$^{207}\text{Bi}$		
Bereich/Kanäle	$\overline{\Delta\mu}$	$\overline{\mu - \mu_{10}}$	Bereich/Kanäle	$\overline{\Delta\mu}$	$\overline{\mu - \mu_{10}}$
$\pm 5$	0.4	-0.4	$\pm 5$	1.4	+0.18
$\pm 8$	0.2	-0.1	$\pm 8$	0.5	+0.02
$\pm 10$	0.1	—	$\pm 10$	0.3	—
$\pm 12$	0.1	+0.2	$\pm 12$	0.3	-0.13
$\pm 15$	0.1	+0.4	$\pm 15$	0.2	+0.17

Tabelle 6.1: Die Fehler der Anpassung der Gaußfunktion an den Signalpeak in Abhängigkeit der Breite des Anpassungsbereichs für Zeitmeßreihen der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer. Bei der Anpassung wurde lediglich eine Gaußverteilung verwendet. Angegeben ist der gemittelte statistische Fehler auf die Mittelwerte  $\mu$  für jede Meßreihe  $\overline{\Delta\mu}$  und die mittlere Abweichung der Mittelwerte  $\mu$  bei Variation des Anpassungsbereichs  $\overline{\mu - \mu_{10}}$  bezogen auf den Anpassungsbereich von  $\pm 10$  Kanälen.

engen Bereich von  $\pm 10$  Kanälen um den maximalen Eintrag angepaßt (vgl. Abb. 6.4 b)). Der mittlere statistische Fehler des Peakwertes  $\overline{\Delta\mu}$  sowie die Änderung der Peakposition bei Variation der Ausschnittsbreite ist in Tabelle 6.1 exemplarisch für die Zeitmeßreihe dargestellt und beträgt 0.1 Kanäle. Die mittlere Abweichung des Peakwertes bei Variation des Anpassungsbereichs ergibt ein Maß für den systematischen Fehler, der bei der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer ca.  $\pm 0.4$  Kanäle (in den Anpassungsbereichen  $\pm 5 - \pm 15$  Kanäle) beträgt.

Im Fall der  $^{207}\text{Bi}$ -Spektren (siehe a) in Abb. 6.5) setzt sich der Untergrund unter dem Signalpeak der dominanten 976 keV-Konversionselektronenlinie aus dem Betrag der 1047 keV-Konversionselektronenlinie (an der rechten Signalschulter) und dem Beitrag der Compton-gestreuten Elektronen links des Signalpeaks zusammen. Da der in den  $^{207}\text{Bi}$ -Spektren beobachtete Beitrag der Compton-gestreuten Elektronen nicht vollständig von der Monte-Carlo-Simulation (vgl. Abschnitt 5.2.1.6) beschrieben wird, ist der Beitrag dieser Comptonkante unter dem Signalpeak nicht genau bekannt. Daher wurde bei den  $^{207}\text{Bi}$ -Spektren eine An-

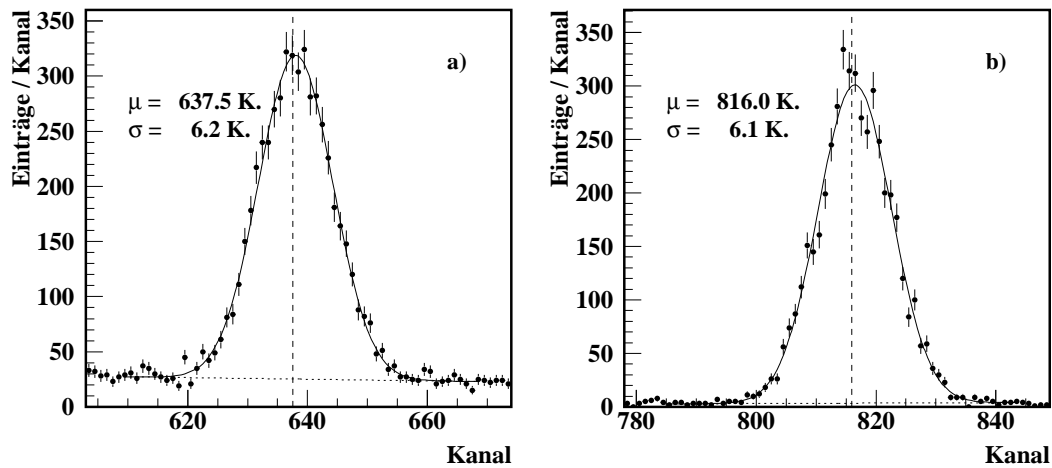


Abbildung 6.6: Ergebnis der Anpassung der Gaußfunktion mit linearem Untergrund an die Kalibrationspeaks des  $^{207}\text{Bi}$ -Spektrums im Bereich von  $\pm 30$  Kanälen um den Kanal mit dem maximalen Eintrag. Das  $\chi^2/N_{df}$  des a) niedrigen bzw. des b) hohen Kalibrationspeaks beträgt 0.97 bzw. 1.20. (Messung vom 02.04.98 am CERN.)

passung der reinen Gaußfunktion in dem engen Kanalbereich von  $\pm 10$  Kanälen durchgeführt (vgl. Abb. 6.5 b)). Der mittlere statistische Fehler  $\overline{\Delta\mu}$  (am Beispiel der Zeitmeßreihe) ist mit  $\pm 0.3$  Kanälen größer als die maximale Änderung der Peakposition bei Variation des Anpassungsbereichs, die ca. 0.2 Kanäle beträgt (siehe Tabelle 6.1). Als Beitrag zum systematischen Fehler wird ein Wert von  $\pm 0.3$  Kanälen angenommen. Die Beimischung der 1047 keV-Linie im Signalpeak allein bewirkt nach der Simulation eine Verschiebung des für 976 keV erwarteten Signalpeaks um  $+0.01$  fC ( $\hat{=} +0.7$  Kanäle), die als systematischer Fehlerbeitrag bei der Auswertung der Hochspannungsmeßreihe berücksichtigt wird.

Die Positionen der beiden Kalibrationspeaks auf der rechten Seite der Spektren wurden durch die Anpassung einer Gaußfunktion mit linearem Untergrund in einem Ausschnitt von  $\pm 30$  Kanälen ermittelt. In Abb. 6.6 ist beispielhaft das Ergebnis der Anpassung für die  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer gezeigt.

### 6.2.2 Messung der Zeitabhängigkeit der Flüssigargonreinheit aus den Spektren

Die zeitliche Entwicklung der rekonstruierten Kanalposition der Signalpeaks von  $^{241}\text{Am}$ - bzw.  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer und der entsprechenden Kalibrationspeaks während der HEC-Teststrahlperiode im April 1998 ist in den Abb. 6.7 bzw. 6.8 dargestellt. Gezeigt sind in den oberen Graphen alle drei Peaks, darunter auf gleichen Skalen je eine Ausschnittsvergrößerung für jeden Peak.

Deutlich zu erkennen ist eine leichte Abnahme der rekonstruierten Signalposition mit der Zeit, die für die  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer stärker als für die  $^{241}\text{Am}$ -Kammer ist, wie nach Abb. 5.18 auch zu erwarten ist. Die Zeitentwicklungen der rekonstruierten Kanalpositionen der Kalibrationspulse zeigen die Konstanz der Ausleselektronik. Die Zeitentwicklungen weisen bei beiden Kammern einen Sprung (gestrichelte vertikale Linie) auf, der auf die Änderung der Kalibrationspulserverkabelung zurückzuführen ist. Im folgenden werden nur die Datenpunkte nach dem 2. April, 12:00 Uhr, berücksichtigt.

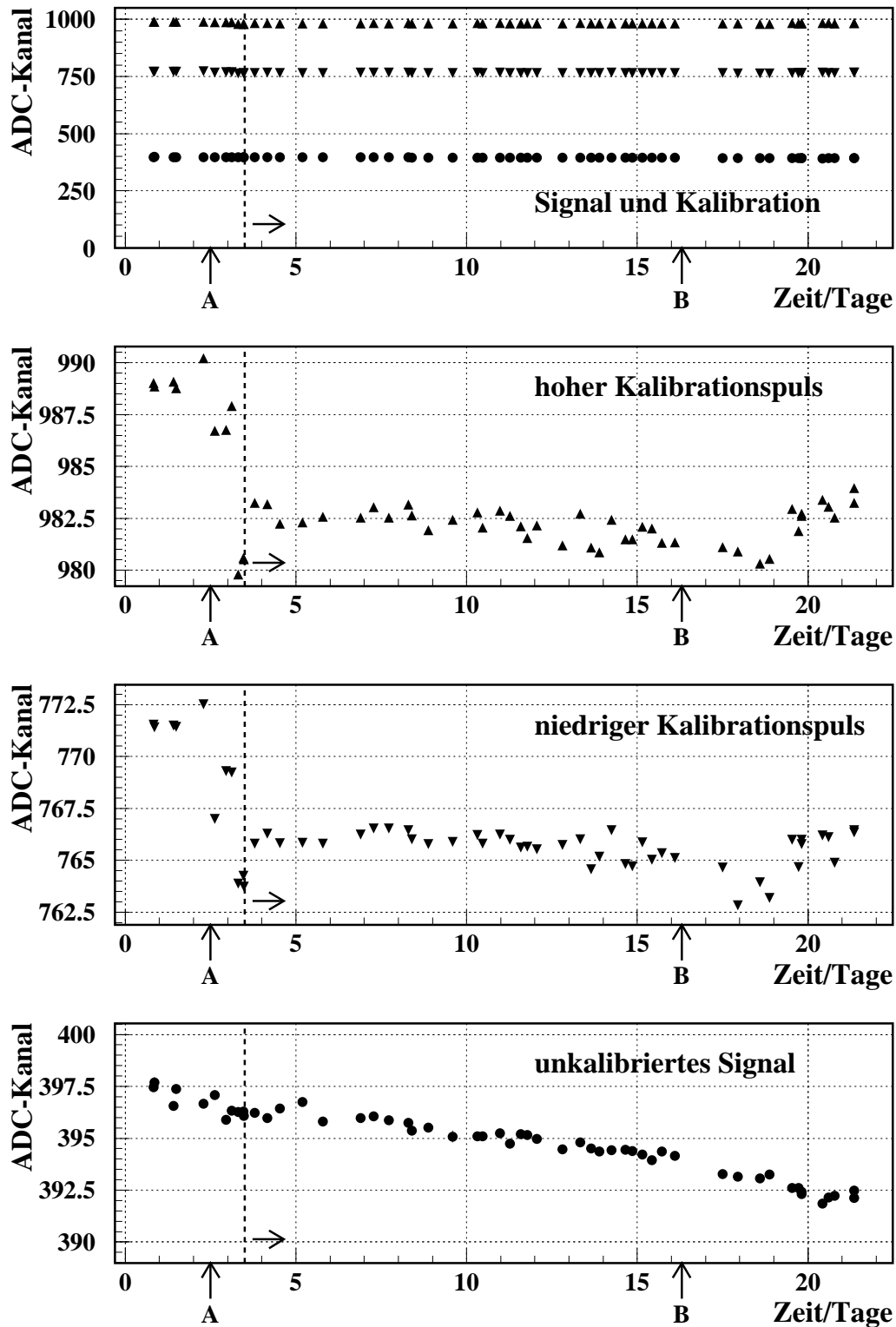
**$^{241}\text{Am}$ -Kammer**

Abbildung 6.7: Zeitabhängigkeit des  $^{241}\text{Am}$ -Signals während des HEC-Teststrahlzeit 30.03.98 bis 20.04.98 am CERN (Tag „0“ entspricht dem 30.03.98, 0:00 Uhr). Die Pfeile geben den Beginn (A) und das Ende (B) der wirklichen Strahlzeit an. Die Datenpunkte rechts der gestrichelten Linie bei 3.5 Tagen wurden in der Auswertung berücksichtigt.

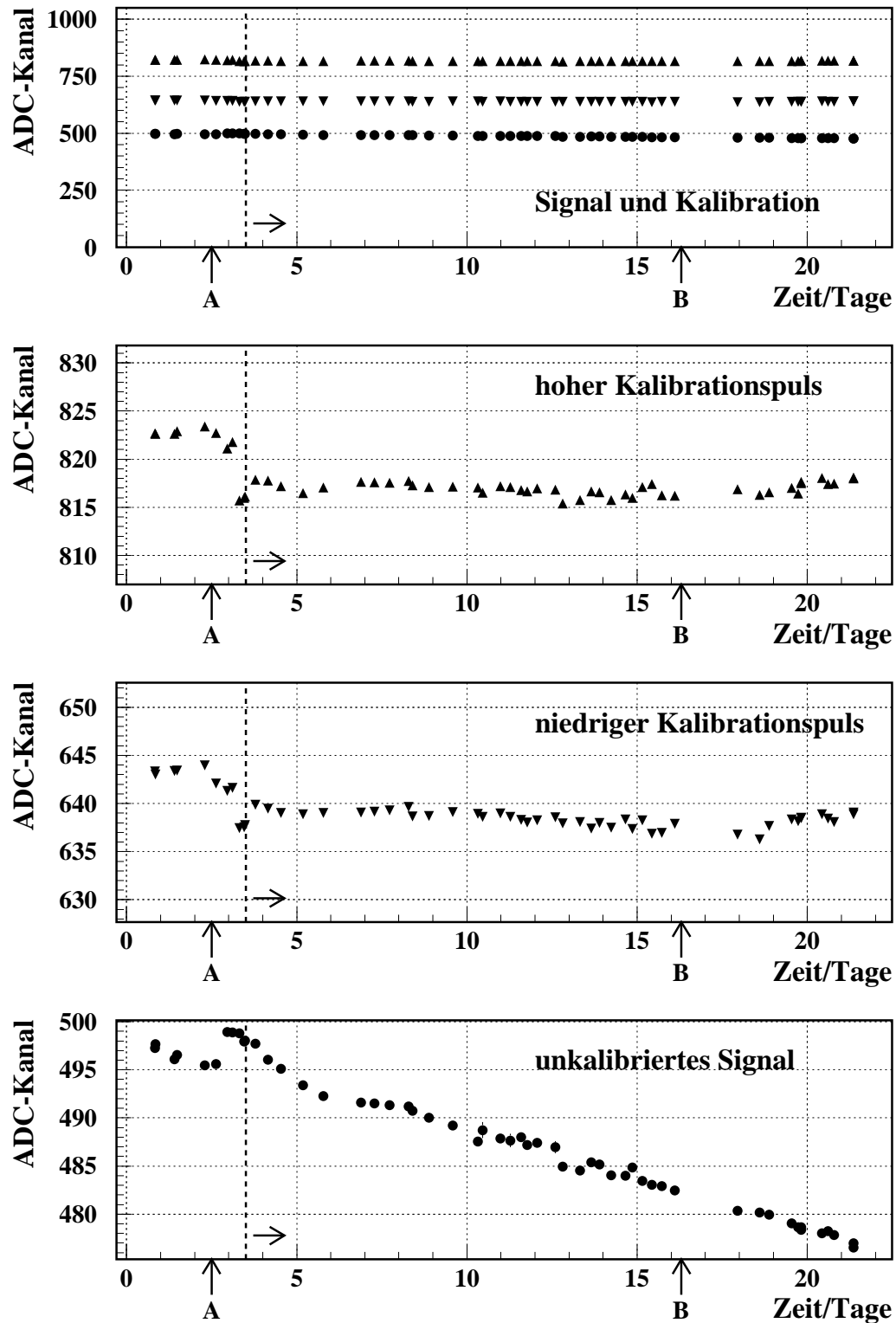
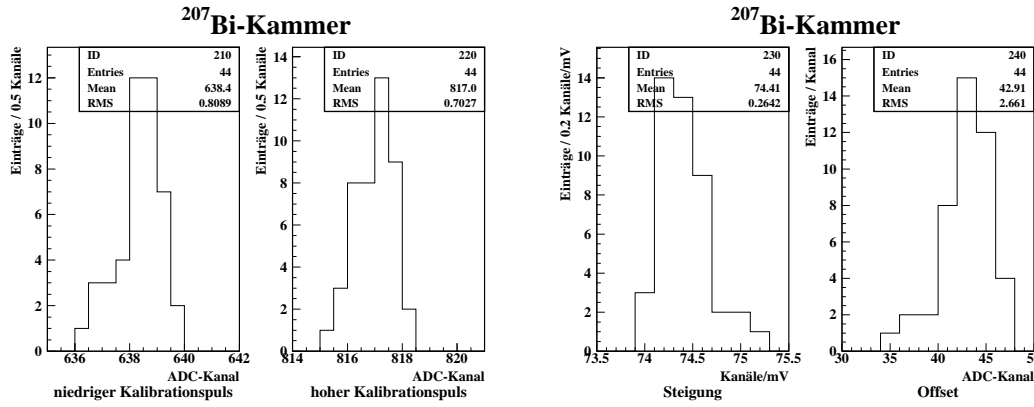
$^{207}\text{Bi}$ -Kammer

Abbildung 6.8: Zeitabhängigkeit des  $^{207}\text{Bi}$ -Signals während des HEC-Teststrahlzeit 30.03.98 bis 20.04.98 am CERN (Tag „0“ entspricht dem 30.03.98, 0:00 Uhr). Die Pfeile geben den Beginn (A) und das Ende (B) der wirklichen Strahlzeit an. Die Datenpunkte rechts der gestrichelten Linie bei 3.5 Tagen wurden in der Auswertung berücksichtigt.



(a) Verteilung der rekonstruierten Kanalpositionen des niedrigen und hohen Kalibrationspulses.

(b) Verteilung der Steigung  $m$  und des Offsets  $b$ .

Abbildung 6.9: Globale Kalibration für die Messungen vom 2.-16.04.98 am CERN mit der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer. (Angaben sind die Mittelwerte (Mean) und die Streuung (RMS).)

Die Schwankungen der rekonstruierten Kalibrationspulspositionen betragen ca. 4 Kanäle mit einer mittleren Breite (RMS) von ca. 1 Kanal (vgl. Abb. 6.9 a) für die  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer).

Kurzzeitige Schwankungen wie bei den Kalibrationspulspositionen sind bei den rekonstruierten Signalpositionen nicht zu erkennen. Daher wurde zur Umrechnung der rekonstruierten Signalposition in ADC-Kanälen auf das Spannungsäquivalent eine globale Kalibration durchgeführt. Die Steigung  $m$  und der Offset  $b$  der linearen Beziehung wurden für jeden Meßpunkt anhand der beiden verfügbaren Kalibrationspunkte berechnet. Dabei wurde für die gemessenen Kalibrationsspannungen, die jeweils auf den 1 pF-Kondensator des Kalibrationseingangs des Vorverstärkers gegeben wurden, eingesetzt:

$$\begin{aligned} U_1 &= (8.0 \pm 0.1) \text{ mV}, \\ U_2 &= (10.4 \pm 0.1) \text{ mV}. \end{aligned}$$

Aus den Verteilungen, wie beispielhaft in Abb. 6.9 b) gezeigt, können die mittlere Steigung  $\bar{m}$  und der mittlere Offset  $\bar{b}$  abgelesen werden:

$$^{241}\text{Am} : \quad \bar{m} = (90.3 \pm 0.2_{stat} \pm 7.6_{sys}) \frac{\text{Kanäle}}{\text{mV}}, \quad \bar{b} = (43.4 \pm 2.3_{stat} \pm 69.7_{sys}) \text{ Kanäle},$$

$$^{207}\text{Bi} : \quad \bar{m} = (74.4 \pm 0.3_{stat} \pm 6.3_{sys}) \frac{\text{Kanäle}}{\text{mV}}, \quad \bar{b} = (42.9 \pm 2.7_{stat} \pm 57.4_{sys}) \text{ Kanäle}.$$

Zur Bestimmung der systematischen Fehler wurden die Werte für die Kalibrationsspannungen gegenläufig um  $\pm 0.1$  mV verändert und die Größen  $\bar{m}$  und  $\bar{b}$  erneut bestimmt. Der systematische Fehler dominiert und beläuft sich für  $\bar{m}$  auf 8.4%. Das Steigungsverhältnis beträgt  $\bar{m}_{Am}/\bar{m}_{Bi} = 1.21$ .

Die Signalamplituden der  $^{241}\text{Am}$ - bzw.  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer nehmen während der 17.9 analysierten Tage um 4.0 bzw. 21.1 ADC-Kanäle annähernd linear ab (Abb. 6.10). Mit Hilfe der globalen Kalibration kann daraus die Abnahme der integrierten Ladung für jede Kammer bestimmt werden. Unter Verwendung der theoretischen Vorhersage für die Sensitivität  $\frac{dQ}{dp}$  auf Veränderungen der Konzentration elektronegativer Substanzen  $p$  (Abb. 5.19) kann die Zunahme der

	$^{241}\text{Am}$	$^{207}\text{Bi}$	
$K_{min} =$	392.2 $\pm$ 0.2	476.6 $\pm$ 0.3	Kanäle
$- K_{max} =$	396.2 $\pm$ 0.2	497.7 $\pm$ 0.3	Kanäle
$\Delta K =$	-4.0 $\pm$ 0.3	-21.1 $\pm$ 0.4	Kanäle
: $\Delta t :$	17.9	17.9	Tage
$\frac{\Delta K}{\Delta t} =$	-0.22 $\pm$ 0.02	-1.18 $\pm$ 0.02	Kanäle/Tag
Kal. $\Rightarrow \Delta Q = \frac{\Delta K}{\bar{m}C} =$	-0.044 $\pm$ 0.007	-0.283 $\pm$ 0.037	fC
$\Rightarrow \frac{\Delta Q}{\Delta t} =$	(-2.47 $\pm$ 0.37) $\cdot 10^{-3}$	(-1.58 $\pm$ 0.21) $\cdot 10^{-2}$	fC/Tag
: $\frac{dQ}{dp}(0.3 \text{ ppm}_{\text{O}_2}) :$	-0.202 $\pm$ 0.044	-2.99 $\pm$ 0.69	fC/ppm <sub>O<sub>2</sub></sub>
$\frac{\Delta p}{\Delta t} =$	(1.22 $\pm$ 0.32) $\cdot 10^{-2}$	(5.28 $\pm$ 1.40) $\cdot 10^{-3}$	ppm <sub>O<sub>2</sub></sub> /Tag
$\Rightarrow \Delta p(17.9 \text{ Tage}) =$	0.218 $\pm$ 0.058	0.095 $\pm$ 0.025	ppm <sub>O<sub>2</sub></sub>

Tabelle 6.2: Abschätzung der Abnahme der Ladungsausbeute und der Flüssigargonreinheit für die Messung mit der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer im HEC-Teststrahlkryostaten im Zeitraum vom 2.-16.04.1998 am CERN. Zur Umrechnung des Ladungsverlustes  $\Delta Q$  in die Zunahme  $\Delta p$  sauerstoffäquivalenter Verunreinigungskonzentration wurden die Werte aus dem Modell (siehe Abb. 5.19) für  $p = 0.3 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  genommen. Der Fehler ist von den systematischen Effekten dominiert (siehe Text).

Verunreinigungskonzentration  $\Delta p$  abgeschätzt werden. Aus der Berechnung in Tabelle 6.2 ergibt sich für  $\Delta p$  über den Zeitraum von 18 Tagen:

$$^{241}\text{Am} : \Delta p = (0.218 \pm 0.058) \text{ ppm}_{\text{O}_2}, \quad ^{207}\text{Bi} : \Delta p = (0.095 \pm 0.025) \text{ ppm}_{\text{O}_2}.$$

Die mittlere Verunreinigungskonzentration wurde in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den Hochspannungsmeßreihen mit der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer (vgl. Abschnitt 6.2.3) und der Messung mit der Laserkammer in der Ventileinheit (vgl. Abschnitt 6.3) zu  $0.3 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  angenommen.

Der relative Fehler setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

	$^{241}\text{Am}$ -Kammer	$^{207}\text{Bi}$ -Kammer
1. Fehler in der Bestimmung der Kanalposition der Signale	$\pm 7.4\%$	$\pm 1.9\%$
2. Unbestimmtheit der Einkoppelkapazitäten $C_{cal}$	$\pm 10.0\%$	$\pm 10.0\%$
3. Fehler der Kalibration ( $\bar{m}$ )	$\pm 8.4\%$	$\pm 8.4\%$
4. Änderung von $\frac{dQ}{dp}$ bei der Variation von $p = 0.3 \pm 0.1 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$ , $\Delta\alpha = \pm 0.03$ , $\frac{\Delta E_0}{E_0} = \pm 2.5\%$ und $z_0 = 0.15 \pm 0.05 \text{ cm}$ (nur $^{207}\text{Bi}$ -Kammer)	$\pm 22.0\%$	$\pm 23.1\%$
Summe	$\pm 26.6\%$	$\pm 26.6\%$

Der Fehlerbeitrag des Modells in Position 4 wird von dem 20%igen Fehler auf den Wert von  $\alpha$  dominiert. Bei der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer trägt weiterhin die Unkenntnis von  $z_0$  wesentlich zum systematischen Fehler bei. Systematische Effekte, die auf der Wahl des Modells beruhen, konnten



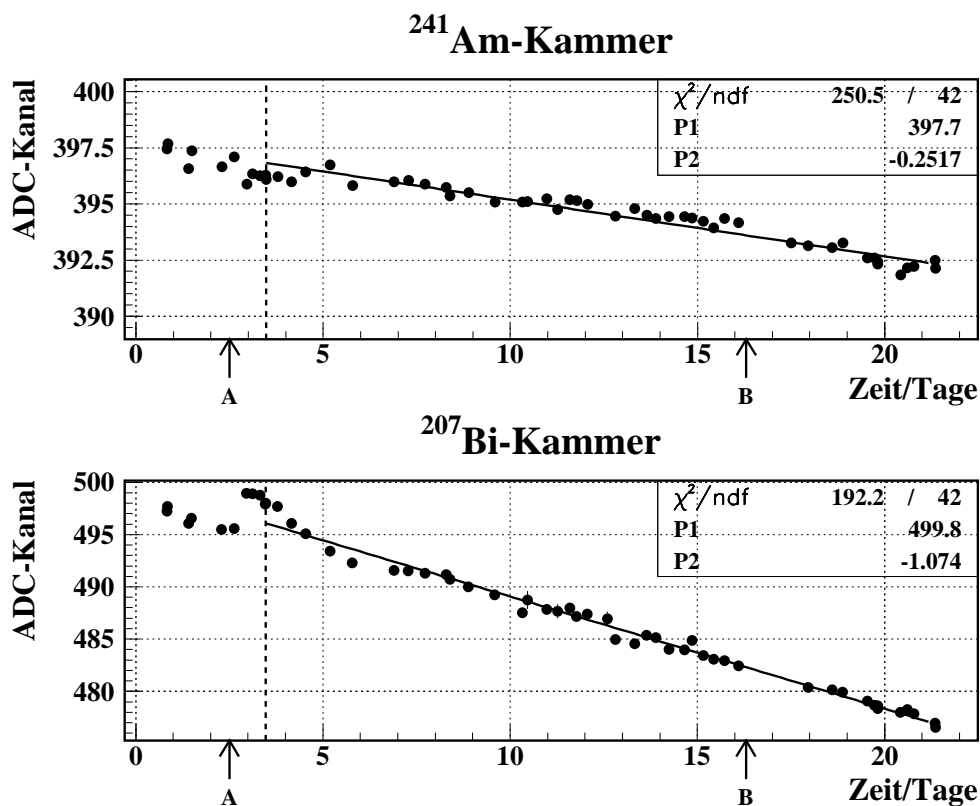


Abbildung 6.10: Anpassung einer Geraden  $x(t) = P_1 + P_2 t$  an die rekonstruierten Kanalzahlen  $x$  der <sup>241</sup>Am- und <sup>207</sup>Bi-Signale als Funktion der Zeit  $t$ . Beide Signale fallen im Anpassungsbe-  
reich (2.-16.04.98) annähernd linear mit der Zeit ab, die relative Abweichung  $(x(t) - x_i)/x(t)$   
ist für beide Kammern kleiner als 0.25%. Diese ist mit der relativen Abnahme der Signal-  
amplitude zu vergleichen, die für die <sup>241</sup>Am-Kammer ca. 1.0% und für die <sup>207</sup>Bi-Kammer ca.  
4.3% beträgt.

nicht berücksichtigt werden. Zu bemerken ist, daß der Kanaloffset aus der Kalibration, der mit einem großen Fehler behaftet ist (s.o.), nicht in die Abschätzung eingeht.

Auffällig ist, daß diese Abschätzung für die <sup>241</sup>Am-Kammer eine doppelt so hohe Zunahme  $\Delta p$  der Verunreinigungskonzentration ergibt wie für die <sup>207</sup>Bi-Kammer. Eine mögliche Ursache besteht darin, daß nach Abb. 5 in [50] die effektive Proportionalitätskonstante  $\alpha_{Bi}'$  für Elektronen von  $\sim 1$  MeV als ionisierende Teilchen für elektrische Feldstärken oberhalb von  $|\vec{E}| \approx 5 \dots 10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  größer als  $\alpha_{Bi} = 0.15 \frac{\text{ppm}_{\text{O}_2} \cdot \text{cm}^2}{\text{kV}}$  ist. Die Feldstärken in der <sup>207</sup>Bi-Kammer betragen bei Standardmessungen  $5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  im ersten und  $25 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  im zweiten Driftraum. Als Folge ergibt sich, daß bei gleicher gemessener freier Weglänge  $\lambda$  die wirkliche Konzentrationsänderung  $\Delta p'$  größer sein kann als die scheinbar gemessene Änderung  $\Delta p$ .

Aus dem Vergleich mit den Ergebnissen aus den Hochspannungsmessreihen und der abschließenden Messung mit der Laserkammer in der Ventileinheit des Flüssigargonversorgungssystems sind weitere Hinweise und Aufschluß im Hinblick auf ein konsistentes Bild zu erwarten.

$^{207}\text{Bi}$						
Datum	$\bar{m}$	$\Delta\bar{m}_{stat}$	$\Delta\bar{m}_{sys}$	$\bar{b}$	$\Delta\bar{b}_{stat}$	$\Delta\bar{b}_{sys}$
01.04.98	$(74.5 \pm 0.4 \pm 6.3) \frac{\text{Kanäle}}{\text{mV}}$			$(46.8 \pm 2.2 \pm 57.4) \text{ Kanäle}$		
18.04.98	$(74.5 \pm 0.1 \pm 6.3) \frac{\text{Kanäle}}{\text{mV}}$			$(42.5 \pm 1.3 \pm 55.5) \text{ Kanäle}$		
19.04.98	$(74.6 \pm 0.1 \pm 6.3) \frac{\text{Kanäle}}{\text{mV}}$			$(42.1 \pm 1.0 \pm 57.6) \text{ Kanäle}$		

Tabelle 6.3: Die Kalibrationskoeffizienten für die Hochspannungsmeßreihen der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer. Zur Abschätzung der systematischen Fehler wurde die Berechnung mit um  $\pm 0.1 \text{ mV}$  variierten Kalibrationsspannungen  $U_1$  und  $U_2$  wiederholt.

### 6.2.3 Bestimmung der Flüssigargonreinheit aus der Hochspannungsabhängigkeit des Signals

Die Aufgabe der kombinierten  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitore in den ATLAS-Kryostaten besteht in der Überwachung der Stabilität der Verunreinigungskonzentration im flüssigen Argon. Im folgenden wird eine Untersuchung vorgestellt, inwiefern Aussagen über die absolute Konzentration elektronegativer Verunreinigungen aus Meßreihen mit veränderter Feldstärke im Driftraum (Hochspannungsmeßreihen) gewonnen werden können. Während der Teststrahlperiode im April wurden drei Hochspannungsmeßreihen<sup>6</sup> mit beiden Kammern des  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Monitors zeitlich quasi-parallel aufgenommen.

Wie in den Abschnitten 5.1.2 und 5.1.3 gezeigt wurde, besitzen die Effekte der Rekombination und der Anlagerung eine Abhängigkeit von der elektrischen Feldstärke. Wird zur Beschreibung der Feldabhängigkeit der Rekombination ein Rekombinationsmodell wie das Box-Modell (vgl. Abschnitt 5.1.2.3) angenommen, kann aus der Anpassung der gewonnenen Funktion (5.44) an die Daten für die  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer eine Abschätzung für die Reinheit des flüssigen Argons gewonnen werden. Wird in dem einfachen Modell für den Anlagerungseffekt die empirische Beziehung (5.27) nach [50] verwendet, kann die Konzentration elektronegativer Moleküle in Form des Parameters  $p$  in ppm-Sauerstoffäquivalenten extrahiert werden.

Zur Auswertung der Hochspannungsmeßreihen wurde zunächst für jede Meßreihe eine Kalibration wie im Abschnitt 6.2.2 durchgeführt. In Tabelle 6.3 mit den Ergebnissen ist zu erkennen, daß die Steigung  $\bar{m}$  der Kalibrationsgeraden und damit der Verstärkungsfaktor stabil blieb, während die Re-Adjustierung der Kalibrationsleitungen am 02.04.98 zu einer Verschiebung des Offsets  $\bar{b}$  führte. Aufgrund der starken Schwankung der Werte für  $\bar{b}$  bei Variation der Kalibrationspulsspannungen (als systematischer Fehler angegeben) wurde in den folgenden Anpassungen ein Spannungsoffset  $U_{off}$  als freier Parameter zugelassen.

#### 6.2.3.1 Hochspannungsmeßreihen der $^{207}\text{Bi}$ -Kammer

In Abbildung 6.11 sind die Daten der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer nach der Kalibration in Abhängigkeit des elektrischen Feldes im vorderen Driftraum für die drei Meßreihen dargestellt. Die Signalspannung  $U$  in mV bezieht sich auf einen Puls vergleichbarer Amplitude am Kalibrationseingang.

<sup>6</sup>Hochspannungsmeßreihen vom 1., 18. und 19.04.1998.

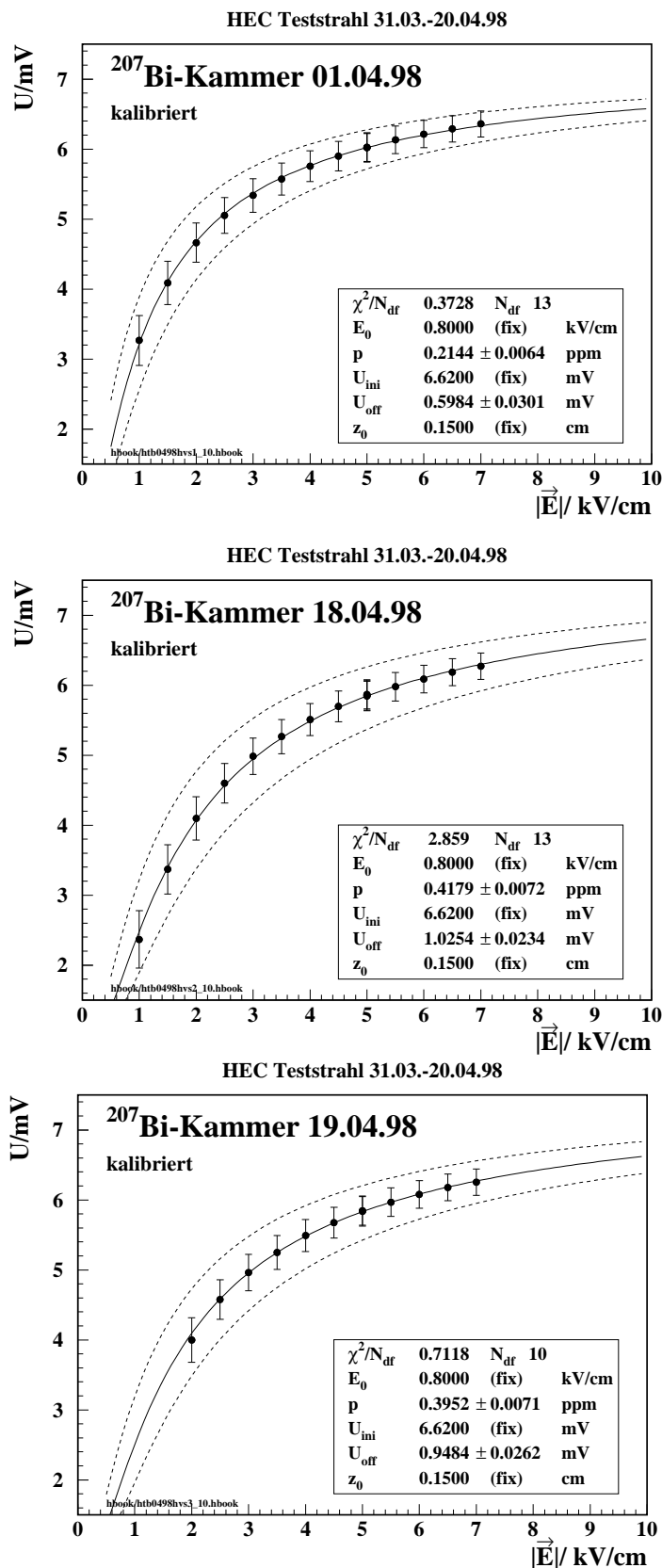


Abbildung 6.11: Kalibrierte Hochspannungsmessreihen der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer während der HEC-Teststrahlperiode im April 1998. An die Daten wurde die Funktion (5.44) unter alleiniger Berücksichtigung des statistischen Fehlers angepaßt. Die gestrichelten Linien geben die Abschätzung für das Fehlerband unter Einbezug der systematischen Effekte, die zusätzlich die Unsicherheiten in den Modellparametern enthalten, an.

Falls die Kalibrationskapazität exakt  $C_{cal} = 1$  pF beträgt, dann entspricht dies einer äquivalenten Ladung  $Q$  in fC am Eingang des Verstärkers. Der eingezeichnete Fehler zeigt den Gesamtfehler auf die Datenpunkte. Der statistische Fehler aus der Kanalpositionsbestimmung und der Kalibration ist kleiner als die schwarzen Datenpunkte.

Deutlich zu erkennen ist der erwartete Anstieg der Signalamplitude mit der elektrischen Feldstärke, die auf die sich verringernde Rekombinationsrate und eine nach (5.27) wachsende freie Weglänge bezüglich des Anlagerungseffektes zurückzuführen ist. Es ist eine deutliche Abnahme des Anstiegs bei hohen Feldstärken zu erkennen, der auf einen Sättigungseffekt in der Anzahl der der Rekombination entkommenden Elektronen beruht, wie er theoretisch erwartet wird (vgl. Abb. 5.12).

Das Resultat der  $\chi^2$ -Anpassung der Modellfunktion (5.44) für jede Meßreihe ist in Abb. 6.11 den Datenpunkten überlagert. Der einzige Modellparameter  $E_0 = \xi|\vec{E}|$  wurde nach [69] auf  $E_0 = 0.80 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  festgelegt. Gemäß der nach Gleichung (5.36) für die dominierende 976 keV-Konversionselektronenlinie zu 6.62 fC berechneten initialen Ladungsmenge  $Q_{ini}$  wurde der Parameter  $U_{ini} = C Q_{ini}$  auf 6.62 mV fixiert. Der Fehler auf die Kapazität  $C$  am Kalibrationseingang wurde anschließend als Beitrag zum systematischen Fehler berücksichtigt. Die effektive Spurlänge wurde mit  $z_0 = 0.15$  cm fixiert.

Als Ergebnis der Anpassungen ergab sich für den Parameter  $p$ :

Meßreihe	$p$	$\Delta p_{\text{stat}}$	$\Delta p_{\text{sys}}$	
1.04.1998	$( 0.214 \pm$	$0.006$	$\begin{matrix} +0.100 \\ -0.079 \end{matrix}$	) ppm <sub>O<sub>2</sub></sub>
18.04.1998	$( 0.418 \pm$	$0.007$	$\begin{matrix} +0.180 \\ -0.143 \end{matrix}$	) ppm <sub>O<sub>2</sub></sub>
19.04.1998	$( 0.395 \pm$	$0.007$	$\begin{matrix} +0.150 \\ -0.127 \end{matrix}$	) ppm <sub>O<sub>2</sub></sub>

Zur Bestimmung der systematischen Fehler wurden je Meßreihe die folgenden Größen innerhalb ihrer Fehler variiert und die resultierenden Änderungen von  $p$  nach wiederholter Anpassung als Beitrag zum systematischen Fehler gerechnet:

- Der größte Beitrag zum relativen systematischen Fehler wird mit ca.  $\pm 25\%$  von der Unbestimmtheit der Kapazität  $C_{cal}$  verursacht, die zu  $\pm 10\%$  angenommen wurde.
- Werden die Kalibrationsspannungswerte  $U_i$  um  $\pm 0.1$  mV gegenläufig geändert, ergibt sich ein Beitrag zum relativen Fehler von  $\pm 18\%$  bis  $\pm 22\%$ .
- Die Variation der Proportionalitätskonstanten  $\alpha_{Bi} = 0.15 \pm 0.03$  [50] trägt ca. 20% zum relativen Fehler bei, wie aufgrund der Beziehung (5.27) zu erwarten ist.
- Der einzige Modellparameter  $E_0 = \xi|\vec{E}|$  des Box-Modells wurde innerhalb des in [69] angegebenen Fehlers um  $\pm 2.5\%$  variiert. Der Beitrag zum relativen Fehler beträgt maximal  $\pm 0.7\%$  für die Meßreihen der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer.
- Der systematische Fehler aus der Bestimmung der Kanalposition der 976 keV-Linie (vgl. Tab. 6.1) trägt mit  $\pm 1.2\%$  nur geringfügig zum relativen Fehler auf  $p$  bei. Die Verschiebung des Signalpeaks durch die Beimischung der 1047 keV-Linie bewirkt eine Änderung von  $p$ , die weniger als  $-0.5\%$  beträgt.

- Zusätzlich ist bei der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer die Raumwinkelverteilung der ausgedehnten Konversionselektronenspuren (vgl. Abschnitte 5.2.1.5 und 5.2.1.6) zu berücksichtigen. Bei homogener Ladungsverteilung entlang der Spur des Primärelektrons und keiner Anlagerung ( $p = 0 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$ ) kann die Spurverteilung mit einer effektiven Länge  $z_0 = 0.15 \text{ cm}$  beschrieben werden. Da die obigen Annahmen in der Realität nicht gegeben sind, wurde der Einfluß von  $z_0$  auf das Ergebnis durch die Variation von  $z_0$  um  $\pm 0.05 \text{ cm}$  zu einem Beitrag von ca.  $\pm 6.2\%$  zum relativen systematischen Fehler bestimmt.

Nicht berücksichtigt wurden die in [50] für Elektronen als Primärteilchen beobachteten Abweichungen von der linearen Beziehung  $\lambda p = \alpha |\vec{E}|$  oberhalb von  $|\vec{E}| \approx 5 \dots 10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ . Insbesondere im hinteren Driftraum der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer ist das elektrische Feld um den Faktor 5 höher als im vorderen Driftraum. Dennoch trägt dieser Effekt im hinteren Driftraum wesentlich weniger zur Reduktion der Anzahl driftender Elektronen durch Anlagerung bei, da der Driftraum auch effektiv für die Elektronen um ca. den Faktor 3.5 kürzer ist<sup>7</sup> und die freie Weglänge  $\lambda$  nach [50] linear mit der Feldstärke steigt, so daß  $\lambda_2/d_2 > 5 \cdot 3.5 \cdot \lambda_1/d_1$  gilt. Daher ist die Vernachlässigung gerechtfertigt.

Die systematischen Fehler, die in Abb. 6.11 als Fehlerband dargestellt sind, beinhalten außer dem systematischen Fehlerbeitrag aus der Kalibration die systematischen Unsicherheiten aus der Variation der Modellparameter, wie oben diskutiert. Die Modellfunktion wurde jeweils mit um den Fehler veränderten Wert für  $p$  unter Beibehaltung der restlichen Parameter als gestrichelte Linie gezeichnet.

Die Datenpunkte werden von der Modellfunktion (5.44) gut beschrieben, wie auch das  $\chi^2/N_{df}$  der Anpassungen zeigt. Innerhalb der statistischen Fehler ist eine Zunahme der Konzentration elektronegativer Verunreinigungen um ca.  $0.193 \pm 0.015 \text{ ppm}$  während der 18 Tage zu bemerken. Eine unabhängige Anwendung der systematischen Fehler auf diesen Differenzwert ist nicht zulässig, da die drei Meßreihen mit derselben Kammer und demselben Aufbau genommen wurden, so daß für die meisten Beiträge zum systematischen Fehler ( $\Delta C_{cat}$ ,  $\Delta \alpha$ ,  $\Delta E_0$  und  $\Delta z_0$ ) eine hohe Korrelation zwischen den Meßreihen zu erwarten ist. Vielmehr ist anzunehmen, daß hauptsächlich die Genauigkeit der Kalibration mit  $\pm 20\%$  zum systematischen Fehler der Differenz beiträgt. Eine Fixierung der Kalibration auf ein gemeinsames Wertepaar bei der Auswertung der Hochspannungsmeßreihen ist wünschenswert<sup>8</sup>, da dann dieser Fehlerbeitrag bei der Differenzbildung herausfallen würde. Ansonsten würde eine Verbesserung der Kalibrationsgenauigkeit, die Signifikanz dieses Ergebnisses auch erhöhen.

### 6.2.3.2 Hochspannungsmeßreihen der $^{241}\text{Am}$ -Kammer

Bei der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer ist aufgrund der geringen Krümmung der Hochspannungskurve  $Q(|\vec{E}|)$  (siehe Abb. 5.8 b)) ein deutlich ungenaueres Ergebnis zu erwarten, weil bei der Anpassung die Information über die Verunreinigungskonzentration im wesentlichen aus der Signalamplitude bezogen wird. Die geringe Krümmung der Hochspannungskurve  $Q(|\vec{E}|)$  der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer liefert im Gegensatz zur Situation bei der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer in der Anpassung keine zusätzliche Information. Da zudem die Rekombinationsmodelle nicht für stark ionisierende Teilchen geringer Reichweite wie die  $\alpha$ -Teilchen aus dem  $^{241}\text{Am}$ -Zerfall entwickelt worden sind, bietet

<sup>7</sup>Nicht alle Elektronen aller Spuren durchqueren 5 mm im vorderen Driftraum.

<sup>8</sup>In der vorliegenden Auswertung ist dies aufgrund der vorgenommenen Re-Adjustierung der Kalibrationshardware nicht möglich.

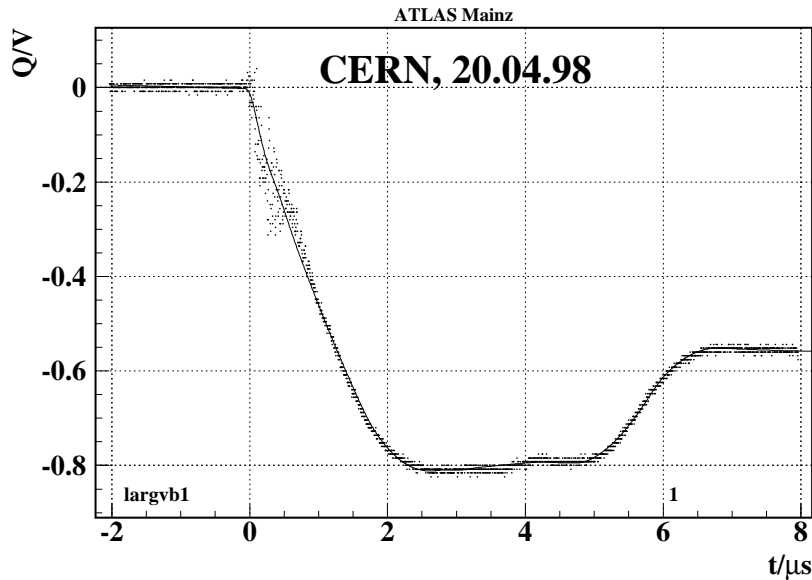


Abbildung 6.12: Signal der Laserkammer in der Ventileinheit des Flüssigargonsystems (am CERN) für  $|\vec{E}_{KG-AG}| = 2.5 \text{ kV/cm}$ . Überlagert ist eine Anpassung der Daten an die Modellfunktion (D.31) aus Anhang D.1.

die Anpassung des Box-Modells an die Hochspannungsmessreihe der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer nur eine grobe Abschätzung der Konzentration elektronegativer Moleküle  $p$  (vgl. Abb. 3 in [68]).

Das Ergebnis der Anpassung der  $^{241}\text{Am}$ -Hochspannungsmessreihen, die analog zur Anpassung der  $^{207}\text{Bi}$ -Messreihen durchgeführt wird, ist erwartungsgemäß stark von dem systematischen Fehler dominiert. (Siehe die zusammenfassende Tabelle 6.5.) Innerhalb der statistischen Fehler wird ein Wert von  $p \approx 0.4 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  favorisiert. Ein Anstieg von  $p$  ist nicht nachweisbar. Mit den systematischen Unsicherheiten läßt sich für diese Messung eine obere Grenze von  $p < 1.9 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  angeben.

### 6.3 Messung mit der Laserkammer in der Ventileinheit

Beim Entleeren des flüssigen Argons aus dem HEC-Teststrahlkryostaten am 20.04.1998 in einen Vorratstank wurde erstmalig die Laserkammer betrieben, die in dem Volumen der Ventileinheit in das direkt vom Kryostaten kommende flüssige Argon suspendiert war. Es handelt sich vom Typ um eine in Abschnitt 5.2.2.4.1 beschriebene Laserkammer 2. Es wurden 5 Datensätze mit jeweils ca. 20 Laserkammerpulsen bei Standardeinstellungen für die Hochspannungen ( $U_K = -2652 \text{ V}$ ,  $U_{KG} = -2500 \text{ V}$  und  $U_A = +1500 \text{ V}$ ) während der ca. 6 Stunden dauernden Operation aufgezeichnet.

In Abb. 6.12 ist ein aufgezeichneter Laserkammerpuls dieser Meßreihe mit dem überlagerten Ergebnis der Anpassung an die vollständige Modellfunktion (D.31) aus Anhang D.1 gezeigt. Auf der linken fallenden Flanke ist eine Einstreuung zu erkennen, welche auf den Betrieb des UV-Lasers zurückzuführen ist. Es beeinflußt die Signalamplitude nicht, da die Spannung bei blockiertem Laserstrahl nach dem V-förmigen Störsignal auf das Ausgangsniveau zurückkehrt. In der Auswertung erfolgte die Anpassung der Modellfunktion an die Daten mit Hilfe des in Abschnitt 5.2.2.7 vorgestellten Programms. Die ermittelte Elektronenlebensdauer für

Datensatz	$\bar{\tau}$	$\bar{\tau}_{stat}$	$p$	$p_{stat}$	$p_{sys}$
16:14 Uhr	$(4.06 \pm 0.05) \mu s$		$(0.323 \pm 0.004 \pm 0.065) \text{ ppm}_{O_2}$		
16:53 Uhr	$(4.12 \pm 0.04) \mu s$		$(0.318 \pm 0.003 \pm 0.064) \text{ ppm}_{O_2}$		
17:03 Uhr	$(4.11 \pm 0.03) \mu s$		$(0.319 \pm 0.002 \pm 0.064) \text{ ppm}_{O_2}$		
19:25 Uhr	$(3.96 \pm 0.05) \mu s$		$(0.331 \pm 0.005 \pm 0.066) \text{ ppm}_{O_2}$		
19:25 Uhr	$(4.25 \pm 0.05) \mu s$		$(0.308 \pm 0.004 \pm 0.062) \text{ ppm}_{O_2}$		

Tabelle 6.4: Die rekonstruierte Elektronenlebensdauer  $\bar{\tau}$  und die daraus nach (5.27) berechnete Konzentration elektronegativer Verunreinigungen  $p$  für die Messungen am 20.04.1998 mit der Laserkammer in der Ventileinheit des gemeinsamen Flüssigargonversorgungssystems am Teststrahl. Das flüssige Argon stammte direkt aus dem HEC-Teststrahlkryostaten. Angegeben sind die statistischen Fehler aus der Anpassung der Modellfunktion an die Daten und der systematische Fehler auf  $p$  aus der Umrechnung.

jeden Datensatz in Form des gewichteten Mittels ist in Tabelle 6.4 dargestellt. Unter Verwendung der Beziehung (5.27) konnte die entsprechende Abschätzung für die Konzentration elektronegativer Moleküle in Sauerstoffäquivalenten berechnet werden. Angegeben sind der statistische Fehler aus der Anpassung und der systematische Fehler aus der Unsicherheit des Parameters  $\alpha$ . (Die angegebenen systematischen Fehler auf  $p$  sind wegen ihrer Herkunft aus (5.27) miteinander korreliert.)

Die Mittelung der fünf Datensätze ergab:

$$\tau = 4.10 \pm 0.04 \mu s.$$

Damit kann die Verunreinigungskonzentration abgeschätzt werden zu:

$$p = 0.320 \pm 0.007_{stat} \pm 0.066_{sys} \text{ ppm}_{O_2}.$$

Das Ergebnis ist von der Größe der in Abschnitt 6.2.3.1 aus den Hochspannungsmeßreihen der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammern erhaltenen Verunreinigungskonzentration. Am Ende der Meßperiode wird aus den Hochspannungsmeßreihen der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer knapp  $0.4 \text{ ppm}_{O_2}$  für  $p$  gewonnen, während der hier ermittelte Wert um ca. 20% niedriger ausfällt. Die Ergebnisse sind allerdings innerhalb ihrer (systematischen) Fehler kompatibel<sup>9</sup>.

## 6.4 Folgerungen

Die Ergebnisse der Messungen mit der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer am HEC-Teststrahl im April 1998 sind in Tabelle 6.5 zusammengefaßt. Die absolute Konzentration elektronegativer Verunreinigungen lag während der Meßperiode bei  $p \approx 0.3 \text{ ppm}_{O_2}$ . Dieser Wert wurde von der unabhängigen Messung mit der Laserkammer in der Ventileinheit am Ende der Teststrahlperiode bestätigt. In dem Zeitraum von 18 Tagen erhöhte sich die Verunreinigungskonzentration um ca. 0.1 bzw. 0.2  $\text{ppm}_{O_2}$ , wobei die Ergebnisse der Zeitmeßreihe der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer und

<sup>9</sup>Dies gilt auch, wenn die durch den gemeinsamen Parameter der Umrechnung  $\alpha$  entstehende Korrelation im systematischen Fehler berücksichtigt wird.

	$^{241}\text{Am}$			$^{207}\text{Bi}$			
<b>Hochspannungsmeßreihen</b>							
Meßreihe	$p$	$\Delta p_{stat}$	$\Delta p_{sys}$	$p$	$\Delta p_{stat}$	$\Delta p_{sys}$	
1.04.1998	$0.32 \pm$	$0.56 \pm$	$+1.62$ $-0.32$	$0.214 \pm$	$0.006 \pm$	$+0.100$ $-0.079$	ppm $_{\text{O}_2}$
18.04.1998	$0.43 \pm$	$0.17 \pm$	$+1.45$ $-0.43$	$0.418 \pm$	$0.007 \pm$	$+0.180$ $-0.143$	ppm $_{\text{O}_2}$
19.04.1998	$0.38 \pm$	$0.12 \pm$	$+1.52$ $-0.38$	$0.395 \pm$	$0.007 \pm$	$+0.150$ $-0.127$	ppm $_{\text{O}_2}$
	$p < 1.9$ ppm $_{\text{O}_2}$			$\Delta p(18 \text{ Tage}) \approx -0.19$ ppm $_{\text{O}_2}$			
<b>Zeitmeßreihen</b>							
2.04.98	$\Delta p(17.9 \text{ Tage}) =$			$\Delta p(17.9 \text{ Tage}) =$			
-20.04.98	$(-0.218 \pm 0.058)$ ppm $_{\text{O}_2}$			$(-0.095 \pm 0.025)$ ppm $_{\text{O}_2}$			
<b>Laserkammer in der Ventileinheit</b>							
20.04.98	$p = (0.320 \pm 0.007 \pm 0.066)$ ppm $_{\text{O}_2}$						

Tabelle 6.5: Zusammenstellung der Ergebnisse der Messungen der Konzentration elektronegativer Verunreinigungen  $p$  mit der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer im HEC-Teststrahlkryostaten am CERN während der Teststrahlperiode vom 30.03.-20.04.1998. Zum Vergleich ist zusätzlich das Ergebnis der Messung mit der Laserkammer 2 in der Ventileinheit während des Entleerens des Teststrahlkryostaten am 20.04.98.

der Hochspannungsmeßreihen der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer einen Anstieg um 0.2 ppm $_{\text{O}_2}$  favorisieren, während das Ergebnis der Zeitmeßreihe der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer um einen Faktor 2 geringer ist. Dies ist möglicherweise auf Abweichungen in der Beziehung der Abhängigkeit der Verunreinigungskonzentration von der mittleren freien Weglänge  $p(\lambda)$  nach (5.27) für elektrische Feldstärken  $\vec{E} > 5 \dots 10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ , wie in Abschnitt 6.2.3.1 diskutiert, zurückzuführen.

Die Ergebnisse der Konzentrationbestimmung der elektronegativen Verunreinigungen aus den Hochspannungsmessungen mit der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer zeigen eine ansteigende Tendenz, sind aber von dem systematischen Fehler aus der Kalibration und dem Rekombinationsmodell dominiert und erlauben lediglich die Angabe einer oberen Grenze für  $p$ . Als Ursache für die geringe Sensitivität der  $^{241}\text{Am}$ -Hochspannungsmeßreihen kommt, wie in Abschnitt 6.2.3.2 angesprochen, die Unzulänglichkeit des Rekombinationsmodells für stark ionisierende Teilchen geringer Reichweite in Betracht. Dagegen ist die  $^{241}\text{Am}$ -Kammer für die Messung relativer Veränderungen der Verunreinigungskonzentrationen geeignet, wie das Ergebnis der entsprechenden Zeitreihenmessung zeigt.

Der systematische Fehler der Messungen mit den Quellenkammern wird von der (Un-)Genauigkeit der Kalibration dominiert. Eine Verbesserung könnte durch eine (gegenüber 10% Genauigkeit) präzisere Messung der Kalibrationspulsamplituden  $U_i^{cal}$  und eine möglichst genaue Bestimmung der Kapazität  $C_{cal}$  am Kalibrationseingang des Vorverstärkers ergeben. Dieses Vorgehen besitzt den Nachteil, daß die Amplituden  $U_i^{cal}$  direkt am Kalibrationseingang des Vorverstärkers im flüssigen Medium bestimmt werden müßten, um Leitungsverluste



auszuschließen, und daß Streukapazitäten die effektive Kapazität am Kalibrationseingang verändern.

Eine bessere Möglichkeit besteht in der Eichung des Kanalspektrums auf die am Eingang des Vorverstärkers aufgebrachte Ladung  $Q$  mit Hilfe eines Halbleiterdetektors, z.B. eines Germanium-Lithium-Detektors, und den definierten Linien radioaktiver Präparate [106]. Da bei einem Halbleiterdetektor die gesamte deponierte Ladung ausgelesen wird, kann mittels des  $W$ -Wertes des Detektormaterials und der Linienenergie die entsprechende deponierte Ladung  $Q$  berechnet werden. Das Ergebnis der Eichmessung, die zusätzlich erforderlich wird, kann anschließend auf die Spektren der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer angewendet werden.

Desweiteren können die  $^{241}\text{Am}$ - und die  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer gegen eine Laserkammer geeicht werden. Dazu sind gleichzeitige Messungen mit allen drei Kammern im gleichen Flüssigedelgasvolumen bei unterschiedlichen Konzentrationen der elektronegativen Moleküle im interessierenden Bereich für  $p$  erforderlich. Die Signalamplituden bzw. -kanalzahlen der Quellenkammern können dann durch z.B. eine empirische Parametrisierung der Daten (vgl. [99]) direkt zur Elektronenlebensdauer  $\tau$  in Bezug gesetzt werden. Mit (5.27) und der Elektronendriftgeschwindigkeit kann daraus eine Abschätzung für  $p$  gewonnen werden. Der wesentliche Vorteil dieser Methode besteht in der Unabhängigkeit von speziellen Modellen zur Ladungsausbeute der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer.

Die  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer eignen sich insbesondere zur Überwachung der zeitlichen Signalstabilität, wie in Abschnitt 6.2.2 am Beispiel des Einsatzes am HEC-Teststrahl gezeigt. Damit ist der kombinierte  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Monitor für den Einsatz im ATLAS-Experiment als Stabilitätsmonitor für die Reinheit des flüssigen Argons geeignet. Darüberhinaus kann mit Hilfe einer Hochspannungskurve der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer oder einer Eichung der  $^{241}\text{Am}$ - und  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer gegen eine Referenz (z.B. eine Laserkammer) eine Abschätzung der absoluten Verunreinigungskonzentration und deren Veränderung in ppm-Sauerstoffäquivalenten gewonnen werden.

# Kapitel 7

## Platzierung der Monitore in den Kryostaten von ATLAS

Die kombinierten Monitore, bestehend aus je einer  $^{241}\text{Am}$ -Kammer und einer  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer wie in Abschnitt 5.2.1 vorgestellt, werden im ATLAS-Experiment zur Überwachung der Reinheit des flüssigen Argons bezüglich elektronegativer Verunreinigungen zum Einsatz kommen. Insbesondere ist die Signalstabilität zu kontrollieren. Im folgenden wird eine Übersicht über die Positionierung der Monitore in den Kryostaten gegeben (vgl. [26, 51]). Der Einsatz einer oder mehrerer Laserkammern zur absoluten Bestimmung der Lebensdauer freier Elektronen in der näheren Flüssigargonumgebung der Kryostaten ist geplant.

### 7.1 Generelle Vorüberlegungen

Die Wahl der Positionen für die einzelnen Monitore innerhalb der Kryostaten wird von den folgenden Kriterien geleitet:

1. Eine möglichst gleichmäßige Verteilung in dem Flüssigargonvolumen soll erreicht werden.
2. Eine Möglichkeit zur Reinheitsüberwachung nahe eines jeden Kalorimetertyps soll gegeben sein.
3. Die Monitore sollen einer möglichst geringen Strahlungsbelastung ausgesetzt sein.
4. Der neben den Kalorimetern und der Verkabelung verfügbare Platz ist zu berücksichtigen.

Diese Kriterien führen dazu, daß die Monitore in der Regel nahe dem äußeren Umfang der Kalorimeter angebracht werden (außer beim Vorwärtskalorimeter), damit insbesondere die sich im flüssigen Argon befindlichen Vorverstärker eine möglichst geringe Strahlendosis erhalten (Punkt 3). Die maximalen Abmaße beider Bauformen (kompakt und flach) des kombinierten Monitors sind in Tab. 5.4 auf Seite 91 zu finden.

Zweck	Typ	Kombinierter Monitor			Laserkammer
		<sup>241</sup> Am	<sup>207</sup> Bi	gesamt	
Hochspannung bis 3 kV	HV	1	2	3	3
Versorgung Vorverstärker (−6 V, 0 V, +12 V)	koaxial	3	3	6	3
Signal	koaxial	1	1	2	1
Kalibrationspulse	koaxial	1	1	2	1

Tabelle 7.1: Erforderliche Anzahl von Kabeln pro Monitor.

Zusätzlich ist geplant, Laserkammern zur absoluten Messung der Elektronlebensdauer und zur Kalibration der <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Reinheitsmonitore einzusetzen. Da der Betrieb einer Laserkammer den Einsatz eines UV-Lasers und eine zusätzliche Durchführung für die Quarzfiber erforderlich macht, könnte eine Laserkammer z.B. in den Flüssigargonausgleichsgefäßen eines jeden Kryostaten eingesetzt werden. Die maximalen äußeren Abmessungen sind in Tab. 5.5 auf Seite 95 zu finden.

Kommt keine Laserkammer in ATLAS zum Einsatz, so ist eine Kalibration der Ladungsaubeute der kombinierten <sup>241</sup>Am-/<sup>207</sup>Bi-Monitore gegen eine Laserkammer vor dem Einbau in die ATLAS-Kryostaten wünschenswert.

Die Anzahl der pro Monitor erforderlichen Kabel ist in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Die Leitungen werden durch die standardisierten Warm-Kalt-Durchführungen von ATLAS in bzw. aus den Kryostaten geführt. Da die Standardhochspannung für die Monitore 2.5 kV beträgt, sollten die Hochspannungsdurchführungen für mindestens 3 kV ausgelegt sein.

## 7.2 Positionen im Barrel-Kryostaten

Im gesamten Barrel-Kryostaten werden sich 9 kombinierte Reinheitsmonitore des flachen Typs B befinden, wie in Abb. 7.1 gezeigt. Sie werden an 3 Positionen längs der Strahlachse (an beiden Enden und quasi in der Mitte des Kryostaten) auf dem äußeren Umfang des elektromagnetischen Barrel-Kalorimeters in drei verschiedenen Höhen befestigt werden. Die drei Monitore auf halber Höhe werden alternierend an der rechten bzw. linken Hälfte angebracht. Da die longitudinalen Module des elektromagnetischen Kalorimeters in der Mitte in Halbmodule geteilt sind, werden die Monitore in der longitudinalen Mitte auf die Halbmodule aufgeteilt. Zur Verwendung kommt die flache Ausführung des kombinierten Monitors, da diese sich platzsparend zwischen den äußeren Trageringen des Kalorimeters befestigen läßt.

## 7.3 Positionen im Endkappenkryostaten

Pro Endkappenkryostat werden 10 Monitore implementiert. Davon werden acht kombinierte Monitore mit integriertem Vorverstärker auf oder nahe dem äußeren Radius des elektromagnetischen (EMEC) oder des hadronischen Endkappenkalorimeters (HEC) an 3 Positionen längs der Strahlachse und in 3 verschiedenen Höhen angebracht.

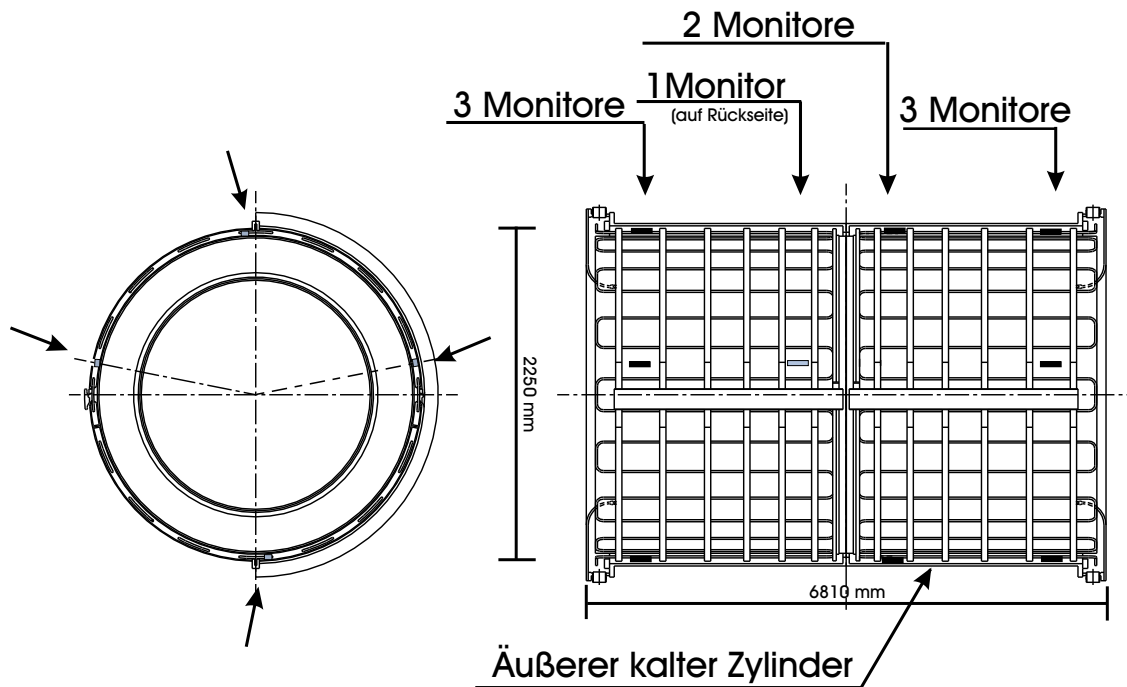


Abbildung 7.1: Platzierung der  $^{241}\text{Am}$ - $^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitore im Kryostaten des elektromagnetischen Barrelkalorimeters. Die longitudinale Anordnung wird dreimal oben, auf mittlerer Höhe und unten wiederholt. Insgesamt befinden sich 9 Reinheitsmonitore der „flachen“ Ausführung in dem Kryostaten.

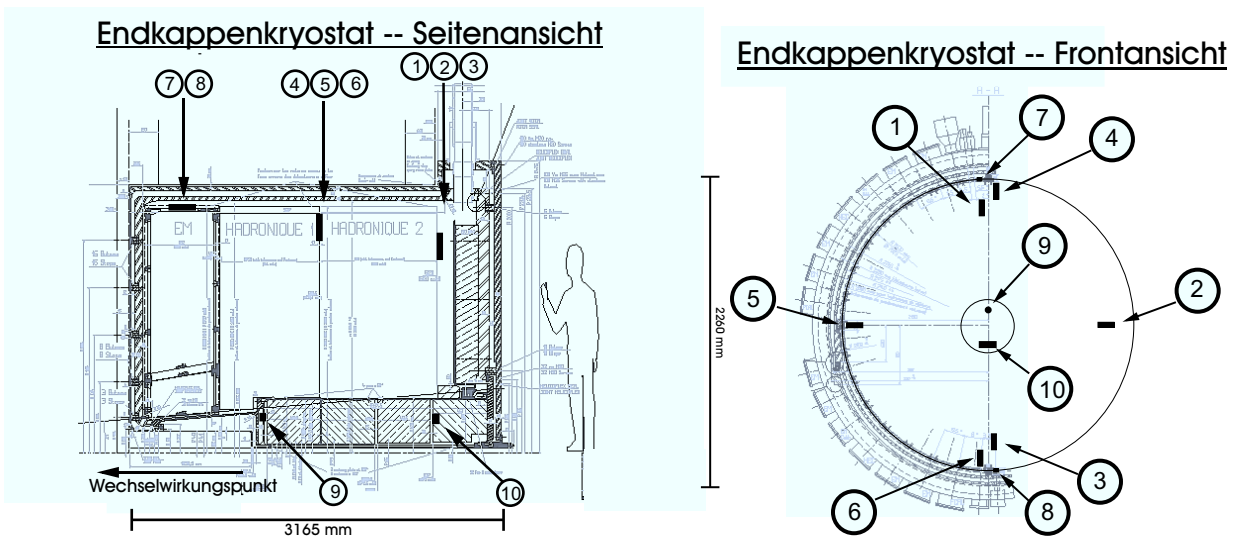


Abbildung 7.2: Anordnung der  $^{241}\text{Am}$ - $^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitore im Kryostaten der Endkappenkalorimeter. Insgesamt befinden sich 10 Monitore in diesem Kryostaten.



Position	ionisierende Strahlung Gy / Jahr	Neutronenrate n/(cm <sup>2</sup> Jahr)
E.m. Barrelkalorimeter (außen)	$\leq 50$	$\leq 5 \cdot 10^{12}$
Endkappenkalorimeter (außen)	$\leq 100$	$\leq 1 \cdot 10^{13}$
Vorwärtskalorimeter (hinten)	$\leq 5 \cdot 10^3$	$\leq 5 \cdot 10^{14}$
Vorwärtskalorimeter (vorn)	$\leq 10^5$	$\leq 2 \cdot 10^{15}$

Tabelle 7.2: Die integrierte Strahlungsdosis und der erwartete Neutronenfluß (1 MeV-Neutronenäquivalent) an den Positionen der Reinheitsmonitore für ein Standardjahr bei hoher Luminosität ( $\int \mathcal{L} dt = 10^{41} \text{ cm}^{-2}$ ) [26].

## 7.4 Der Einsatz unter Strahlenbelastung

Die an den Positionen der Reinheitsmonitore in einem Jahr Laufzeit bei ATLAS zu erwartende Dosis ionisierender Strahlung und Neutronenrate nach [26] sind in Tabelle 7.2 zusammengestellt. Deutlich ist die erhebliche Strahlenbelastung, die insbesondere im Bereich des Vorwärtskalorimeters herrschen wird, zu erkennen.

Den hier eingesetzten Vorverstärkern ähnliche Vorverstärker auf der Basis von Si-JFET-Transistoren sind bereits in [119] im flüssigen Argon unter Strahlungsbelastung untersucht worden. Diese Vorverstärker wurden mit bis zu 550 kGy ionisierender Strahlung und bis zu einem Neutronenfluß von  $4 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2$  bestrahlt und blieben voll funktionsfähig bei einem leichten Anstieg des elektronischen Rauschens. Wird angenommen, daß diese Ergebnisse auf den hier verwendeten Vorverstärker übertragbar sind, so ist die Funktionsfähigkeit der Vorverstärker für 10 Jahre LHC-Betrieb gewährleistet. Lediglich für die Monitore in der Nähe des Vorwärtskalorimeters ist eine räumliche Trennung von Kammern und Vorverstärkern notwendig. Ein separater Test des in den Reinheitsmonitoren eingesetzten Vorverstärkers unter Bestrahlung ist vorgesehen.

Die Anreicherung von  $^{41}\text{Ar}$  in Bereichen hoher Neutronenflüsse bildet einen zusätzlichen Untergrund in Form eines  $\beta$ -Spektrums mit einer Endpunktenergie von 1.2 MeV (99.2% aller  $^{41}\text{Ar}$ -Zerfälle, Halbwertszeit 1.83 Stunden) [98]. Für die Monitorposition mit der höchsten Neutronenbelastung vor dem Vorwärtskalorimeter läßt sich die zusätzliche  $^{41}\text{Ar}$ -Aktivität grob zu  $\leq 3 \text{ kBq/cm}^3$  bzw.  $\leq 4.2 \text{ kBq}$  im sensitiven Volumen der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer abschätzen. Diese Rate ist niedrig genug, um die Auslese einer Kammer mit einer vergleichbar starken  $^{241}\text{Am}$ -Quelle zu erlauben, zumal die deponierte Energie mit 5.5 MeV bei der  $^{241}\text{Am}$ -Quelle wesentlich höher ist. Bei der  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer überlagert das  $\beta$ -Spektrum von  $^{41}\text{Ar}$  den Konversionselektronenpeak bei 1 MeV, so daß hier das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis entscheidend wird. Neben dem eingeschränkten Raumangebot ist dies ein weiterer Grund für die Platzierung einer einzelnen  $^{241}\text{Am}$ -Kammer vor dem Vorwärtskalorimeter. Im Bereich der nahe den äußeren Kalorimeterradien angebrachten Monitore ist die  $^{41}\text{Ar}$ -Aktivität um mindestens zwei Größenordnungen geringer, so daß nur ein geringer Beitrag zum Untergrund in den Spektren erwartet wird.

Zu untersuchen bleiben (insbesondere für die  $^{241}\text{Am}$ -Quelle vor dem Vorwärtskalorimeter) die Auswirkungen neutroneninduzierter Prozesse in den Quellen, die zu einem vorzeitigen "Ausbrennen" der Quellen führen können, sowie der Einfluß der Aktivierung von passiven Detektormaterialien in den Kammern.

## Kapitel 8

# Messung der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigem Argon mit der Laserkammer

Die Güte der Kalorimetrauflösung wird bei hohen Energien durch den konstanten Term in der klassischen Auflösungsformel (3.22) limitiert. Daher ist es insbesondere bei den hohen, am LHC auftretenden Teilchenenergien wichtig, den konstanten Term  $\beta$  so klein wie möglich zu halten. Um die angestrebte Größe von  $\beta \leq 0.7 \%$  für die elektromagnetischen bzw. von  $\beta \leq 3 \%$  für die hadronischen Flüssigargonkalorimeter des ATLAS-Experiments zu erreichen, bedarf es der genauen (Inter-)Kalibration der Kalorimeterauslesekanäle und der genauen Kenntnis der lokalen Temperatur des flüssigen Argons, da eine Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit der freien Elektronen im Medium [93, 94, 91] und damit des Kalorimetersignals [120] von der Temperatur bereits beobachtet wurde. Die genaue Kenntnis der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Flüssigargontemperatur ist somit für eine gute Kalorimetrauflösung von großer Bedeutung.

Die Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigem Argon wurde bereits mehrfach als Funktion der elektrischen Feldstärke gemessen (siehe Abschnitt 5.1.5). Die Ergebnisse dieser Messungen unterscheiden sich jedoch signifikant, zumal sie bei unterschiedlichen Temperaturen vorgenommen wurden. Eine Messung der Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke und der Temperatur soll hier vorgestellt werden. Desweiteren wird eine Messung der Abhängigkeit der Lebensdauer der freien Elektronen im flüssigem Argon von der elektrischen Feldstärke gezeigt. Abschließend wird die Driftgeschwindigkeitsmessung mit den Ergebnissen fremder Messungen verglichen.

Wesentlich bei diesen Messungen ist die Kontrolle der Umgebungsbedingungen. Daher wird zunächst der experimentelle Aufbau des Mainzer Teststandes vorgestellt, der auch zur Entwicklung des kombinierten  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Monitor genutzt wurde.

### 8.1 Der Mainzer Teststand

Zur Bereitstellung der für die Entwicklung der Reinheitsmonitore benötigten Flüssigargonumgebung wird in Mainz ein stationäres Meßsystem betrieben und ein mobiles System für

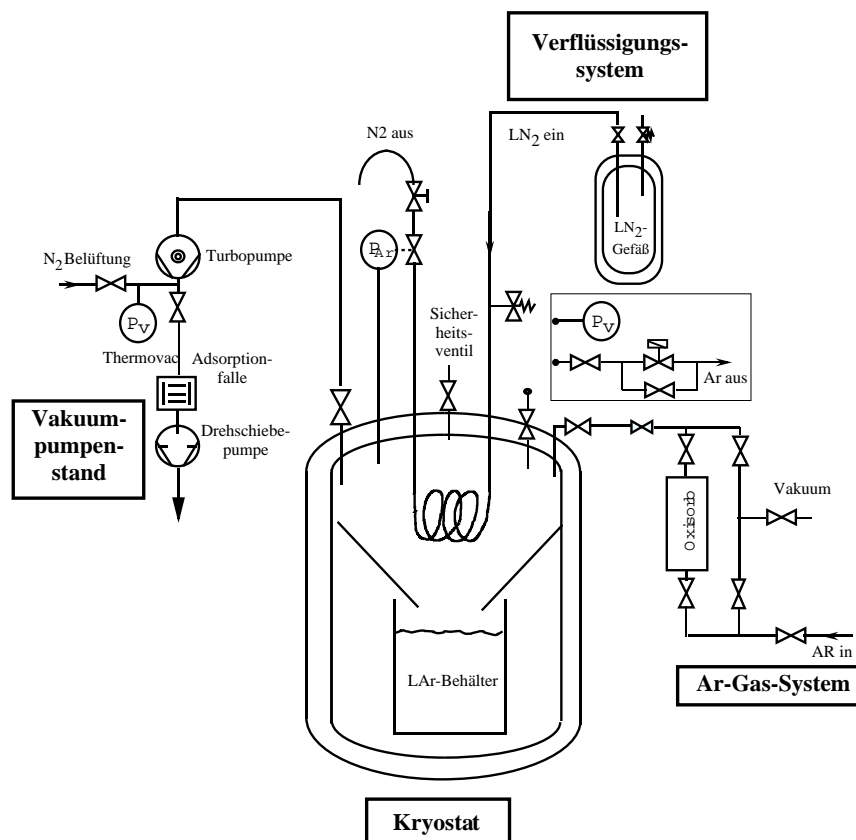


Abbildung 8.1: Schematischer Aufbau des Flüssigargon-Systems.

ortsunabhängige Messungen aufgebaut [121, 122]. Das stationäre System funktioniert nach folgendem Prinzip: Gasförmiges Argon wird nach dem Durchlaufen eines Reinigungssystems in dem vakuumdichten Kryostaten an einer von flüssigem Stickstoff gekühlten Wendel kondensiert und in einem Meßvolumen gesammelt. In dieses können die Reinheitsmonitore und auf elektronegative Verunreinigung des flüssigen Argons zu untersuchende Materialien eingesetzt werden.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Meßsystems sowie der Verlauf einer Meßphase beschrieben. Einen schematischen Überblick gibt Abb. 8.1.

## 8.1.1 Die Komponenten des stationären Meßsystems

### 8.1.1.1 Der Kryostat

Der Kryostat besteht aus einem doppelwandigen, zylinderförmigen Edelstahlgefäß<sup>1</sup> mit Boden (äußere Höhe ca. 1 m, innere Höhe 88.3 cm, Innendurchmesser 27.8 cm), zwischen deren Wänden sich zusätzlich zum Isolationsvakuum eine Superisolation aus alternierenden Lagen aluminisierter Polyethylenfolie und Polyamidstoff befindet. Das Isolationsvakuum beträgt typischerweise  $10^{-4}$  mbar. Untersuchungen der Wärmeisolation zeigten einen Wärmeeinfall von ca. 7 Watt [104] bei offenem bzw. von ca. 4 Watt [95] bei geschlossenem Kryostaten.

<sup>1</sup>Freundliche Leihgabe von J.Bremer und G. Kessler, CERN.



Zur Verringerung der Anzahl der Restgasmoleküle wurde bei der Entwicklung des Meßsystems das vor dem Kühlvorgang erreichbare Vakuum optimiert [95]. Um ein möglichst niedriges Vakuum durch Ausnutzen der maximalen Saugleistung der verwendeten Turbomolekularpumpe zu erreichen, besitzt der Kryostat einen zylinderförmigen, doppelwandigen Aufsatz, an dessen seitlichen Rohransatz mit 100 mm Durchmesser die Turbomolekularpumpe mit maximalem Querschnitt angeschlossen wird. Durch einen Ventilschieber kann diese Verbindung vor Beginn des Verflüssigungsvorganges getrennt werden. Als Dichtungen kommen ultrahochvakuumtaugliche Ganzmetalldichtungen zum Einsatz.

Auf dem Deckelflansch befinden sich neben Druckmeßgeräten und Anschlußventilen ein bei 2 bar Absolutdruck öffnendes Überdrucksicherheitsventil, sowie vakuumdichte Durchführungen für die Quarzfasern und Kabel und eine spezielle Hochspannungsdurchführung. Die Flüssigstickstoffkühlwendel ist in den Deckel eingeschweißt.

Die inneren Komponenten des Meßsystems sind an drei Edelstahlstangen aufgehängt, die in die Deckelunterseite geschraubt sind (siehe Abb. 8.2). Am unteren Ende der Stangen ist das Meßvolumen aus verschweißten Edelstahlblechen, welches eine Grundfläche von  $18 \times 18 \text{ cm}^2$  und eine Höhe von ca. 20 cm besitzt. An der sich oberhalb des Meßvolumens befindlichen Kühlwendel aus Kupferrohr wird das Argongas kondensiert<sup>2</sup> und dann über den Edelstahltrichter in das Meßvolumen geleitet. Damit der nicht-wärmeisolierende Deckelflansch während einer Messung nicht zu stark abkühlt, befinden sich zur Begrenzung des Wärmeaustausches sechs aus Edelstahl gefertigte Bleche zwischen Deckel und Kühlwendel.

#### 8.1.1.2 Das Vakuumsystem

Vor einer Messung wird der Kryostat mit einer Turbomolekularpumpe auf Hochvakuum<sup>3</sup> evakuiert, um die Anzahl der Restgasmoleküle zu minimieren. Um eine Kontamination des Rezipienten durch Eindiffusion von Ölnebelstäufen aus der Drehschieberpumpe zu vermeiden, befindet sich eine Adsorptionsfalle zwischen Vor- und Turbomolekularpumpe. Während der Messung wird das Vakuumsystem zum Evakuieren des Hochspannungsdurchführungsrohres verwendet.

#### 8.1.1.3 Das Gasreinigungssystem

Vor dem Eintritt in den Kryostaten durchläuft das Argongas (Reinheitsgrad<sup>4</sup> 4.8) ein Reinigungssystem. Dieses besteht aus zwei Reinigungspatronen<sup>5</sup>, in denen speziell Sauerstoff- und Wasserbeimischungen des Argongases entfernt werden. Um Verunreinigungen des Gases durch Eindiffusion von Gasmolekülen aus der Umgebungsluft auszuschließen, sind die Verbindungen des Gassystems mit metallgedichteten, ultrahochvakuumtauglichen Flanschen ausgeführt. Vor einer Messung werden die Leitungen des Gassystems zur Reinigung bis maximal  $120^\circ \text{ C}$  unter Vakuum ausgeheizt und mehrfach mit Argongas gespült.

---

<sup>2</sup>Siedepunkte bei Normaldruck:  $\text{N}_2$ : 77 K, Argon: 87,3 K.

<sup>3</sup>Druckbereich:  $10^{-3} - 10^{-7}$  mbar.

<sup>4</sup>4.x bedeutet 99.99x% reines Argon, d.h. bei einem Reinheitsgrad von 4.8 können bis zu 20 ppm Fremdmoleküle enthalten sein.

<sup>5</sup>Großpatronen Hydrosorb und Oxisorb, Fa. Messer-Griesheim.

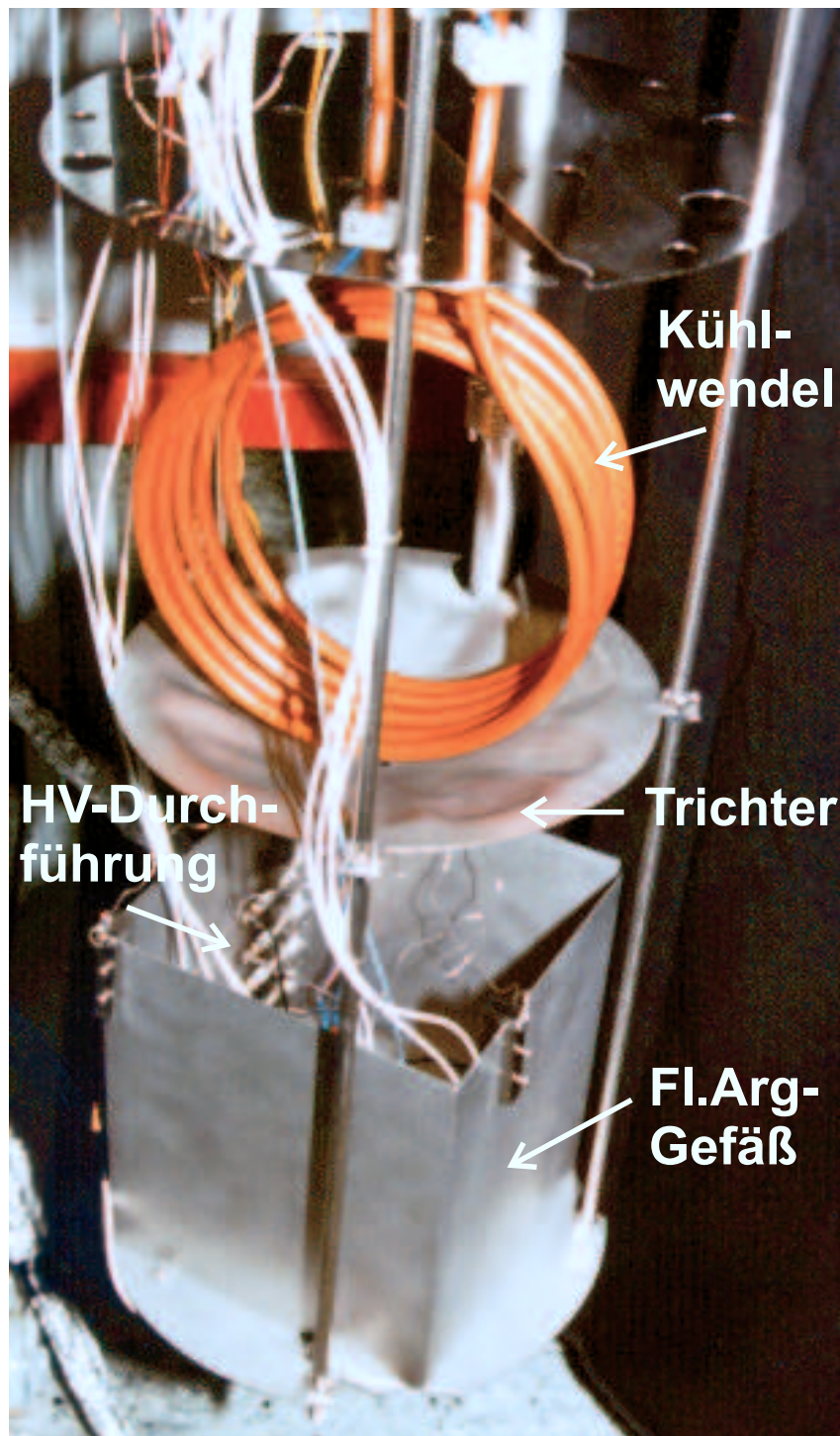


Abbildung 8.2: Der Innenaufbau des Kryostaten.

#### 8.1.1.4 Das druckgeregelte Kühlsystem

Der Wärmeeinfall in den Kryostaten hat ein langsames Verdampfen des flüssigen Argons und somit einen Druckanstieg zur Folge. Zur Kompensation wird das Argon mittels einer druckabhängig gesteuerten Stickstoffkühlung rekondensiert. In einem Dewar mit einem Fassungsvermögen von 300 l wird der flüssige Stickstoff bereitgestellt.

#### 8.1.1.5 Die Spannungsversorgungen

Die Leitungen der zum Betrieb der Vorverstärker erforderlichen Versorgungsspannungen, sowie die Signal- und Kalibrationsleitungen werden über vakuumdichte Steckverbinder in den Kryostaten geführt.

Zum Betrieb einer Laserkammer oder eines kombinierten  $^{241}\text{Am}$ -/ $^{207}\text{Bi}$ -Monitors werden je drei Hochspannungskanäle benötigt. Aufgrund der ungenügenden Durchschlagsfestigkeit des Argongases [104, 123] müssen die Hochspannungsversorgungskabel innerhalb des Kryostaten in einem speziellen, separat eingedichteten Stahlrohr, das zur Verhinderung von Hochspannungsüberschlägen auf Hochvakuum evakuiert wird, direkt in das Meßvolumen geführt werden. Die Kammerelektroden werden im flüssigen Argon an spezielle Keramikdurchführungen die sich am unteren Ende des Stahlrohres befinden, angeschlossen.

#### 8.1.1.6 Das Kontrollsystem

Zur Druckmessung während des Evakuierens des Kryostaten sind an dem Pumpstand Vakuummeßgeräte für Vor- und Hochvakuum angebracht. Sie dienen auch zur Überwachung des Vakuums der Hochspannungsdurchführung während des Meßvorgangs.

Zur Temperaturmessung befinden sich mehrere Platinwiderstände<sup>6</sup> innerhalb und außerhalb des Kryostaten. Der Flüssigargonfüllstand wird mit zwei in der gewünschten Füllhöhe angebrachten Zenderdioden überwacht [104, 124].

#### 8.1.1.7 Die ND:YAG-Laser

Das für den Betrieb der Laserkammern erforderliche intensive, ultraviolette Licht wird von gepulsten Nd:YAG-Lasern bereitgestellt. Nach zweifacher Frequenzverdopplung erhält man ultraviolettes Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda = 266$  nm mit einer durchschnittlichen Pulsenergie von 2 mJ und einer Pulsdauer von ca. 8 ns. Das Laserlicht wird ohne Einkoppeloptik in eine Quarzfiber direkt eingekoppelt. Eine detaillierte Beschreibung der Laserfibereinkopplung und der Justage des Lasers findet sich in [104]. Zu beachten ist, daß die Laserpulsenergie bei jedem Zünden verschieden ist und nur relative Änderungen festgestellt werden können [103].

### 8.1.2 Die Bereitstellung von reinem flüssigem Argon

Vor Beginn eines Füllvorgangs muß der Kryostat evakuiert, ausgeheizt und mit Argongas gespült werden, um eine mögliche Verunreinigung des Argons durch Restgasmoleküle (insbe-

---

<sup>6</sup>Typ PT 100.

sondere durch Sauerstoff) oder Ausgasungen elektronegativer Anlagerungen von den Oberflächen zu minimieren. Dazu wird der Kryostat auf typischerweise  $10^{-7}$  mbar abgepumpt und auf ca.  $60^\circ\text{C}$  erwärmt<sup>7</sup>.

Anschließend wird das von dem Gasreinigungssystem gereinigte Argongas in dem Kryostaten verflüssigt. Das Kondensieren von etwa 4 l flüssigem Argon (ca. 3100 l gasförmiges Argon bei Normalbedingungen) dauert ca. 4 bis 5 Stunden. Nach Beendigung des Kondensationsvorganges wird im Kryostaten zur Vermeidung von Eindiffusion von Luft ein leichter Überdruck (typischerweise 1.2 bis 1.4 bar) mittels der automatischen Druckregelung des Kühlsystems gehalten.

Nach Abschluß einer Meßphase, die üblicherweise eine Woche dauert, wird das flüssige Argon durch Aufwärmen des Kryostaten verdampft und über ein druckgesteuertes Ventil abgelassen. Der Aufwärmvorgang benötigt bei einem Flüssigargonvolumen von 4 l ca. 6 bis 7 Stunden.

### 8.1.3 Das Präzisionstemperaturmeßgerät

Zur präzisen Messung der Temperatur des flüssigen Argons im lokalen Kryostaten wurde während der Messung im Januar 1998 ein Präzisionstemperaturmeßgerät betrieben, das aus einem kalibrierten Platinwiderstand<sup>8</sup> und einem kalibrierten Auslesegerät<sup>9</sup> mit Computerschnittstelle besteht. Der temperaturempfindliche Platinwiderstand wurde auf der Höhe der eingesetzten Laserkammern frei im flüssigen Argon hängend montiert. Das Auslesegerät verfügt über einen Microprozessor, mit dem über eine wählbare Parametrisierung die Temperatur aus dem gemessenen Widerstandswert ermittelt werden kann. Hier wurde die Calendar-Van-Dusen-Gleichung gewählt (nach [125]):

$$R(T) = R_0 \left\{ 1 + \alpha \left[ t - \delta \frac{t}{100} \left( \frac{t}{100} - 1 \right) - \beta \left( \frac{t}{100} - 1 \right) \left( \frac{t}{100} \right)^3 \right] \right\}, \quad (8.1)$$

wobei  $t = T [\text{K}] - 273.15 \text{ K}$  und  $R_0 = R(273.15 \text{ K})$  die Temperatur bzw. der Widerstand bei  $0^\circ\text{C}$  und  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\delta$  weitere Parameter sind. Die Parameter  $\beta$  und  $\delta$  bringen Korrekturen höherer Ordnung auf die lineare Grundbeziehung an.

Aus den Kalibrationsdaten für den Platinwiderstand [126] können die Parameter von (8.1) ermittelt werden. Das Ergebnis der Anpassung in dem Bereich  $83.3 \text{ K} < T < 273.15 \text{ K}$  ist in Abb. 8.3 a) gezeigt. Die maximale Abweichung der Kalibrationsdaten von (8.1) ist nach Abb. 8.3 b)  $\Delta R < 0.01 \Omega$ . Dies entspricht einer Unsicherheit von  $\Delta T < 0.03 \text{ K}$ .

In Verbindung mit der absoluten Genauigkeit der Kalibrationsdaten [126] und des Temperaturmeßgeräts [125] ergibt sich für den systematischen Fehler der absoluten Temperaturmessung:

Kalibration des Platinwiderstandes:	0.03 K
Wandlerkarte des Temperaturmeßgerätes:	0.01 K
Anpassung an Calendar-Van-Dusen-Gleichung:	0.03 K
$\Delta T_{sys}$ (Quadratische Summe):	0.04 K

<sup>7</sup>Eine stärkere Erwärmung würde die Abpumpzeiten verkürzen, ist jedoch aufgrund der im Kryostaten und für die Kammern verwendeten Materialien nicht möglich.

<sup>8</sup>PT103, Seriennummer P2480, Fa. LakeShore Cryotronics Inc.

<sup>9</sup>DP95 Digital RTD Thermometer, Fa. Omega Engineering Inc.

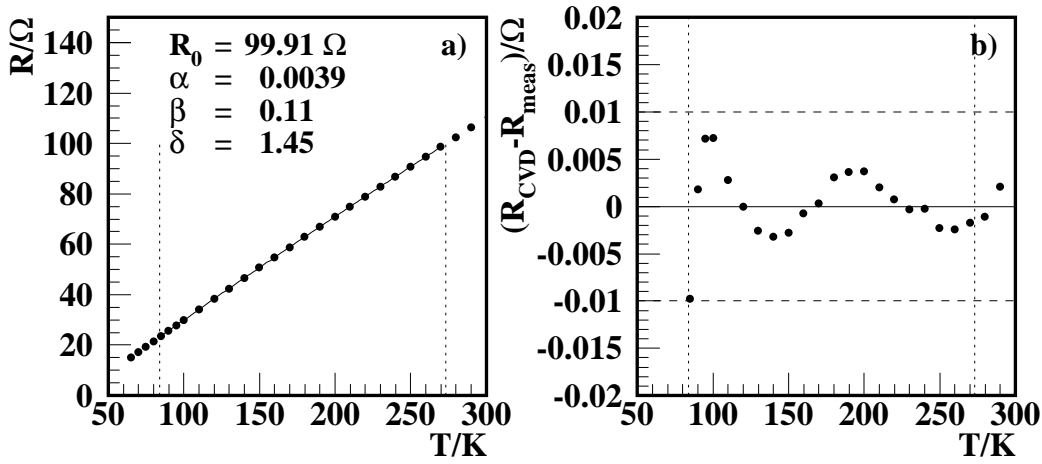


Abbildung 8.3: Die Anpassung der Calendar-Van-Dusen-Gleichung (8.1) an die Kalibrationsdaten des PT103 P2480 im Bereich  $83.3 \text{ K} < T < 273.15 \text{ K}$  mit den ermittelten Parametern (a). Die maximale Abweichung  $\Delta R < 0.01 \Omega$  (b) entspricht einer Ungenauigkeit in der Temperatur von  $\Delta T < 0.03 \text{ K}$ .

## 8.2 Die Meßmethode

Die Messung<sup>10</sup> der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen im flüssigen Argon wurde mit der in Abschnitt 5.2.2.4 vorgestellten Laserkammer mit flacher Kathode im Mainzer Meßsystem durchgeführt. Die elektrische Feldstärke  $|\vec{E}_{KG-AG}|$  im mittleren Driftraum zwischen Kathoden- (KG) und Anodengitter (AG) und die Temperatur  $T$  wurden innerhalb des folgenden Bereichs variiert:

$$0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \leq |\vec{E}_{KG-AG}| \leq 4.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} ,$$

$$87 \text{ K} \leq T \leq 94 \text{ K} .$$

Die Schrittweite der Feldstärkenvariation betrug  $0.25 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ , die der Temperaturvariation  $1 \text{ K}$ . Die erreichbare maximale Feldstärke war durch die Hochspannungsfestigkeit der Hochspannungsdurchführung auf  $|\vec{E}_{KG-AG}| = 4 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  begrenzt. Die maximale Temperatur ergab sich aus dem maximal zulässigen Druck im Kryostaten von maximal  $2.0 \text{ bar}$ .

Die Feldstärken im kathoden- und anodenseitigen Driftraum wurden simultan derart variiert, daß das Feldstärkeverhältnis an jedem Gitter in Driftrichtung ca.  $1 : 3$  betrug. Dies ermöglicht die Erweiterung des Meßbereichs durch die zusätzliche Nutzung der Driftzeit der Elektronen in dem Driftraum zwischen Anodengitter und Anode, die von der Anpassung an die Modellfunktion geliefert wird, um den Bereich:

$$1.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \leq |\vec{E}_{KG-AG}| \leq 12.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} .$$

Die Driftzeiten  $T_d$  der Elektronen zwischen den Gittern und zwischen dem Anodengitter und der Anode wurden jeweils nach Abschnitt 5.2.2.7 durch eine Anpassung der Modellfunktion

<sup>10</sup>Messung im flüssigen Argon vom 19.-24.01.1998.

(5.55) an die Daten ermittelt (Parameter  $t_d$  und  $t_{ag}$ ). Unter Verwendung der Driftdistanz  $d$  berechnet sich die Driftgeschwindigkeit  $v_d$  der Elektronen gemäß:

$$v_d = \frac{d}{T_d} . \quad (8.2)$$

Zur Parametrisierung der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Temperatur  $T$  und des elektrischen Feldes  $|\vec{E}|$  im mittleren Driftraum wurde nach [91] folgende Funktion an die Datenpunkte angepaßt:

$$v_d(T, |\vec{E}|) = (P_1 (T - T_0) + 1) \left( P_3 |\vec{E}| \ln \left( 1 + \frac{P_4}{|\vec{E}|} \right) + P_5 |\vec{E}|^{P_6} \right) + P_2 (T - T_0) , \quad (8.3)$$

wobei die Parameter  $P_1, \dots, P_6$  durch eine  $\chi^2$ -Minimierung ermittelt wurden. Die Parametrisierung enthält eine lineare Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Temperatur  $T$ . Der Term  $P_5 |\vec{E}|^{P_6}$  berücksichtigt die  $\sqrt{|\vec{E}|}$ -Abhängigkeit bei mittleren elektrischen Feldstärken falls  $P_6 \sim 0.5$ .

Zusätzlich liefert die Anpassung der Modellfunktion die Lebensdauer  $\tau$  der Elektronen bezüglich der Anlagerung an elektronegative Moleküle.

Parallel zu den Messungen mit der Laserkammer mit flacher Kathode wurden Messungen mit einer Laserkammer Typ 2, die sich in demselben Flüssigargonvolumen befand, durchgeführt. Aufgrund der konstruktionsbedingten Vorteile der Laserkammer mit der flachen Kathode werden zunächst die Ergebnisse aus dieser Messung vorgestellt, um sie anschließend mit der Messung mit der Laserkammer Typ 2 zu vergleichen.

### 8.3 Die Datennahme

Zunächst wurde die gewünschte Temperatur des flüssigen Argons durch die Wahl des Arbeitsintervalls der Drucksteuerung des Kryostaten eingestellt. Dabei folgt die Temperatur dem Dampfdruck nahe dem thermodynamischen Gleichgewicht. Nach einer Stabilisierungsphase betragen die typischen Druckschwankungen in der Gasphase während der Aufnahme eines Datensatzes  $\Delta p \approx \pm 25$  mbar, denen eine zeitlich leicht verzögerte Temperaturschwankung von  $\Delta T \approx 0.03$  K im flüssigen Argon entspricht (siehe Abb. 8.4).

Anschließend wurden die verschiedenen elektrischen Feldstärken durch die Variation der Hochspannung im gewünschten Bereich eingestellt. Dabei wurden die Hochspannungswerte stets so gewählt, daß über jedes Gitter ein Feldstärkeverhältnis von ca. 1:3 in Driftrichtung der Elektronen herrschte, um die Gittertransparenz zu gewährleisten. Je Datensatz wurden mit dem Speicheroszilloskop 20 Einzelpulse mit einem Zeitfenster von  $20 \mu s$  (Abtastintervall  $20$  ns) aufgenommen<sup>11</sup> und zusammen mit der Präzisionstemperaturmessung ausgelesen.

<sup>11</sup>Ausnahme: 5 Datensätze bei niedrigen elektrischen Feldstärken (Zeitfenster  $50 \mu s$ , Abtastintervall  $50$  ns).

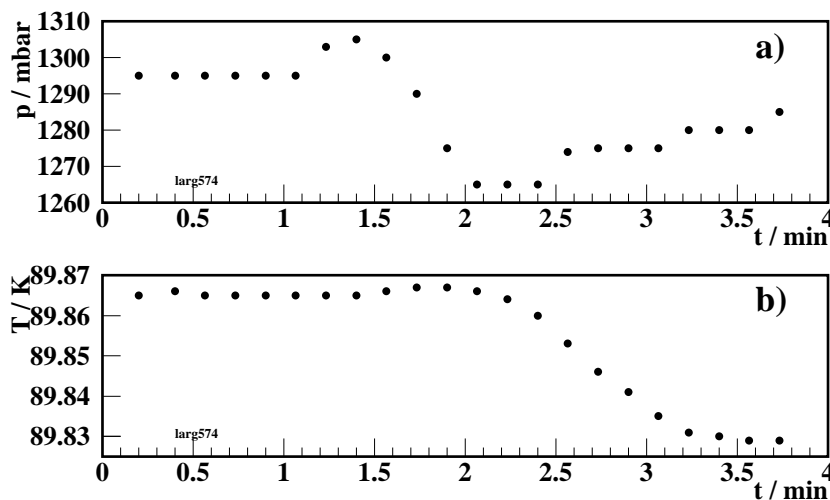


Abbildung 8.4: Variation des Dampfdrucks  $p$  im Argongas und der Temperatur  $T$  des flüssigen Argons während der Aufzeichnung eines typischen Datensatzes. Dem starken Druckabfall während eines Kühlvorgangs folgt die Temperatur mit einer kurzen zeitlichen Verzögerung. (Dieser Ausschnitt zeigt die maximale Temperaturänderung während des gesamten Kühlzyklus.)

## 8.4 Die Datenauswertung und die systematischen Unsicherheiten

Die Driftzeit und die Elektronenlebensdauer wurden aus der Parameteranpassung der erwarteten Signalform an die Datenpunkte mit Hilfe eines speziellen Programms<sup>12</sup> (siehe Anhang 5.2.2.7) bestimmt. Die ausgegebenen Parameterfehler sind die statistischen Fehler, die vom Programm im zweiten Schritt der Hauptanpassung ermittelt wurden. Der Fehler auf die Datenpunkte  $\sigma$  wurde aus der Residuenverteilung des Rauschens vor und hinter dem Signalbereich bestimmt. Die Modellfunktion mit dem angepaßten Parametern beschreibt die Signalform gut, wie beispielhaft in Abb 8.5 für zwei Einzelpulse bei extremen elektrischen Feldstärken zu sehen ist.

Für jeden Datensatz aus 20 Einzelpulsen, der einem Punkt in der  $|\vec{E}|-T$ -Ebene entspricht, wurden die mit dem jeweiligen statistischen Fehler gewichtete Mittel der Driftzeiten  $\bar{t}_d$  und  $\bar{t}_{ag}$  sowie der Lebensdauer der Elektronen  $\bar{\tau}$  und der anderen Parameter ermittelt.

Der Fehler der Mittelwerte wurde als gewichtetes Mittel der quadratischen Abweichungen der Einzelmessungen vom ermittelten Mittelwert berechnet. Im folgenden werden zur Vereinfachung der Schreibweise die Mittelwerte mit  $t_d$  bzw.  $\tau$  usw. bezeichnet. Die durch die Mittelung der Anpassungsergebnisse ermittelten Parameter sind in Tabelle E.2 (Anhang E) für einige ausgewählte Datensätze bei Standardbedingungen ( $|\vec{E}_{KG-AG}| = 2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ,  $T = 90 \text{ K}$ ) und bei Extremwerten für die elektrische Feldstärke und die Temperatur des flüssigen Argons vorgestellt.

In Abb. 8.6 ist das Verhalten der Driftzeit zwischen den Gittern in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke und der Temperatur des flüssigen Argons dargestellt. Es ist ein Ansteigen der Driftzeit mit fallender Feldstärke und mit steigender Temperatur zu beobachten.

<sup>12</sup>Programm CHARGEFIT V 6.54, F.Hölldorfer, W.Walkowiak, 1996-98.

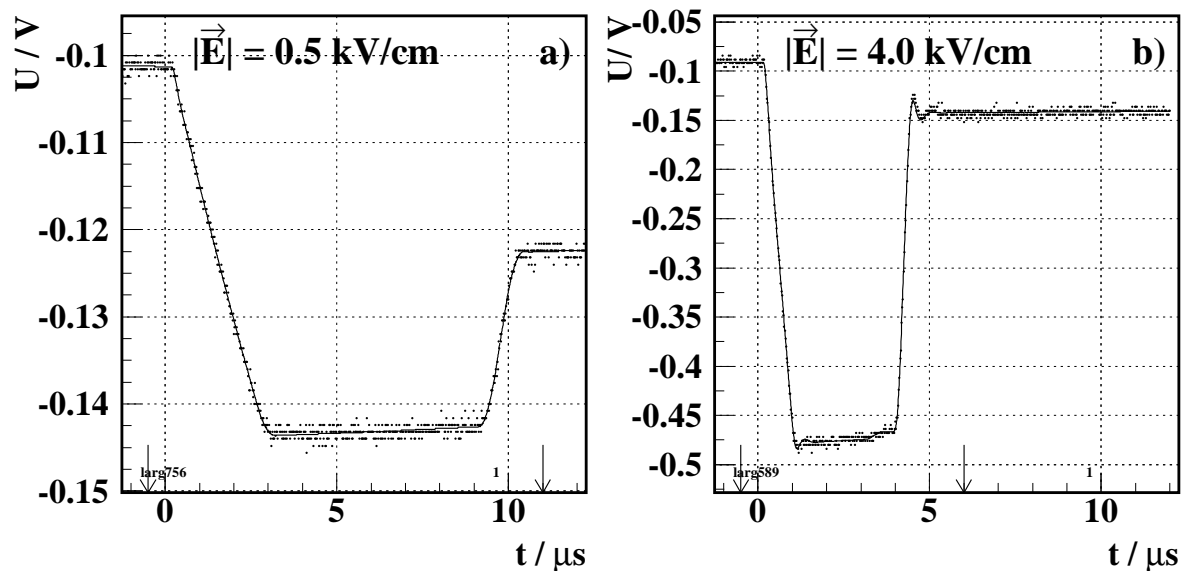


Abbildung 8.5: Das Signal der Laserkammer mit flacher Kathode mit überlagertem Anpassungsergebnis bei elektrischen Feldstärken  $|\vec{E}_{KG-AG}|$  von a) 0.5 kV/cm und b) 4.0 kV/cm. Die Pfeile markieren die Grenzen des Signalbereichs.

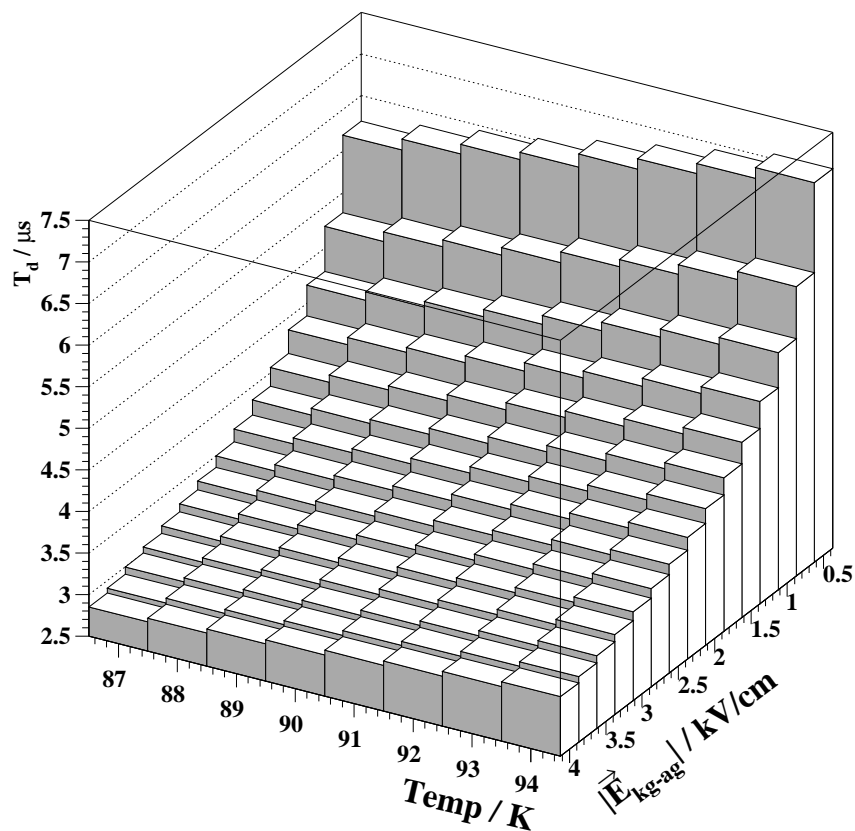


Abbildung 8.6: Abhängigkeit der Driftzeit  $t_d$  im mittleren Driftraum von der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}_{KG-AG}|$  und der Temperatur  $Temp$  für die Messung mit der Laserkammer mit flacher Kathode.



Systematische Effekte beeinflussen den Signalverlauf oder verändern die aus der Anpassung resultierenden Parameter, so daß sie als zusätzliche Fehlerquellen berücksichtigt werden müssen. Im Prinzip verfälschen Effekte, die die Signalbreite modifizieren, die Bestimmung der Driftzeit, während Effekte, die das Verhältnis der hinteren zur vorderen Signalamplitude ändern, die Messung der Lebensdauer beeinträchtigen. Im Detail müssen die Auswirkungen der einzelnen systematischen Fehlerquellen anhand von Simulationsrechnungen und Anpassungen mit modifizierten Parametersätzen bestimmt werden.

Die folgenden systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wurden untersucht:

1. Unsicherheiten in der Bestimmung der Driftzeiten  $t_d$  und  $t_{ag}$ :
  - Externe Einflüsse: Der Einfluß überlagerter sinusförmiger Störsignale verschiedener Frequenzen und eines Gleichspannungsoffsets als Näherung für extrem niederfrequente Schwingungen ist zu kontrollieren. Als eine Quelle niederfrequenter Störsignale bei ca. 100 Hz konnten bei eingeschalteter Hochspannung mechanische Erschütterungen der Meßapparatur identifiziert werden [114]. Durch Schwingungen hochspannungsführender Komponenten an der Meßkammer werden über Kapazitätsschwankungen Störsignale auf den Vorverstärkereingang aufgeprägt, der sehr sensitiv auf kleine Ladungsschwankungen reagiert.
  - Fehlerhafte Beschreibung der Signalfunktion durch das Modell: Eine fehlerhafte Parametrisierung der Impulsantwort des Vorverstärkers, eine unzureichende Beschreibung der zeitlichen Ausdehnung der Ladungswolke oder der zusätzlichen Ladungswolke, die durch Reflektion von UV-Licht ins Kathodengitter entsteht, können das Anpassungsergebnis beeinflussen. Desweiteren ist der Einfluß einer reduzierten Gittertransparenz und der einer möglichen weiteren Ladungswolke, die aus von ins Anodengitter reflektiertem UV-Licht freigesetzten Elektronen entsteht, zu untersuchen.
  - Einfluß der Datennahmesystems: Durch die Digitalisierung des Ausgangssignals entstehen Diskretisierungsfehler.
  - Änderung der Lebensdauer der freien Elektronen bezüglich der Anlagerung: Während der Meßperiode nahm die Elektronenlebensdauer kontinuierlich ab.
2. Unsicherheiten in der Bestimmung des Gitterabstandes von Kathoden- und Anodengitter.
3. Unsicherheiten in der Temperaturmessung.
4. Unsicherheiten in der Bestimmung des elektrischen Feldes im mittleren Driftraum.

Zur Abschätzung der systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung der Elektronenlebensdauer in Form des Anpassungsparameters  $\tau$  wurden die unter Punkt 1 genannten Fehlerquellen untersucht.

#### 8.4.1 Systematische Unsicherheiten bei der Parameteranpassung von $t_d$ , $t_{ag}$ und $\tau$

Die Untersuchung der Unsicherheiten in der Parameteranpassung wurde exemplarisch an sechs Punkten der  $\vec{E}$ - $T$ -Ebene vorgenommen, wobei die Extremwerte des elektrischen Feldes

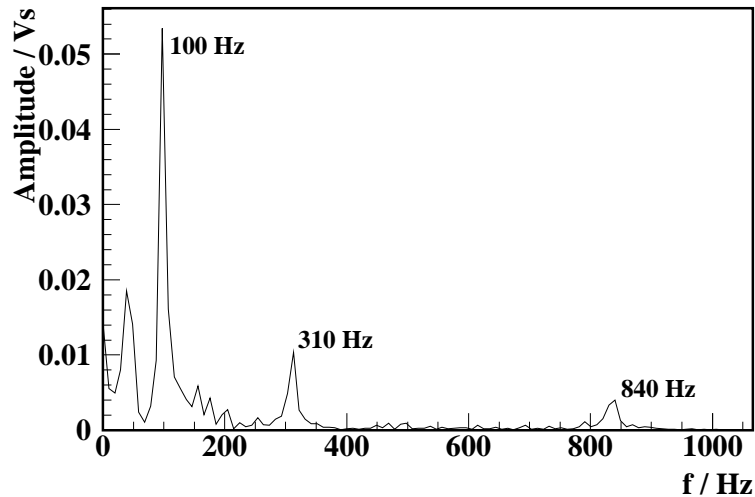


Abbildung 8.7: Das Frequenzspektrum sinusförmiger Störungen bei Standardeinstellungen nach Anwendung einer schnellen Fouriertransformation.

und der Temperatur und ein Punkt bei Standardbedingungen ( $2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ , 90 K) berücksichtigt wurden<sup>13</sup>. Für jeden Punkt wurde aus dem Parametersatz des gemittelten Anpassungsergebnisses (Messung) durch Runden ein Standardparametersatz ermittelt (siehe Tabelle E.2 in Anhang E). Mit Hilfe eines Simulationsprogramms<sup>14</sup> wurden unter Verwendung derselben Modellfunktion Standardsignale, denen die gewünschte Störung aufgeprägt wurde, erzeugt. Dabei wurde je Datensatz mit 20 simulierten Einzelpulsen eine bestimmte Störung des Signalverlaufs (durch z.B. sinusförmigen Untergrund) oder eine Modifikation eines Modellparameters vorgenommen. Jeder Datenpunkt einer simulierten Pulsform wurde gemäß einer Gaußverteilung mit der Breite  $\sigma$ , die bei der Anpassung der Meßdaten ermittelt wurde, zusätzlich zufällig variiert, um das unkohärente Rauschen zu simulieren. Nach der Rundung der Datenpunkte gemäß der Diskretisierung des Speicheroszilloskops beim entsprechenden Originaldatensatz wurden die Pulsformen in demselben Datenformat wie die Originaldatensätze abgespeichert.

Die Auswertung der simulierten Datensätze erfolgte analog zu den Meßdaten durch Anpassung der Modellfunktion, wobei wiederum ein linearer Untergrund erlaubt war. Die Verbreiterung der Streuung in den Häufigkeitsverteilungen für  $t_d$ ,  $t_{ag}$  und  $\tau$  gegenüber denselben der nicht modifizierten Standardsignaldatensätze bzw. die Differenz der ermittelten Mittelwerte gegenüber den Sollwerten für die Parameter wurde als Abschätzung für die systematischen Unsicherheiten angenommen.

Die Ergebnisse dieser Abschätzungen sind in Tabelle E.3 und Tabelle E.4 in Anhang E zusammengestellt, gegliedert nach den verschiedenen Einflüssen:

**Sinusförmige Störsignale:** Zur Bestimmung des Einflusses sinusförmigen Rauschens wurden zunächst die zum Rauschuntergrund beitragenden Hauptkomponenten im Frequenzspektrum mittels einer schnellen Fouriertransformation ermittelt. Dazu wurden spezielle Datensätze auf unterschiedlichen Zeitskalen ohne Signal aufgezeichnet. Ein

<sup>13</sup>Aufgrund der unterschiedlichen Abtastintervalle von 20 ns bzw. 50 ns wurde bei  $|\vec{E}_{KG-AG}| = 0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  je ein Punkt bei 89 K und 90 K untersucht.

<sup>14</sup>Programm CHARGESIM3 V1.3, W.Walkowiak 1998.

Beispiel des zugehörigen Frequenzspektrums ist in in Abb. 8.7 gezeigt. Die in der Untersuchung berücksichtigten Frequenzen sind in Anhang E, Tabelle E.1 zu finden. Die Phasenlage des sinusförmigen Untergrunds wurde in der Simulation Puls für Puls zufällig variiert, um unkorreliertes Rauschen zu erzeugen. Der Einfluß sehr langwelligem Rauschens wurde in Form der Steigungsvariation eines linearen Untergrunds untersucht. Zu bemerken ist, daß der Einfluß sinusförmigen Rauschens lediglich bei Datensätzen mit niedrigen Feldstärken signifikant zu den systematischen Unsicherheiten von  $t_d$  beiträgt. Niedrige Feldstärken bedeuten geringe Signalamplituden und lange Driftzeiten, so daß sinusförmige Störungen einen im Verhältnis größeren Einfluß gewinnen. Sie stellen den dominierenden systematischen Fehlerbeitrag auf  $t_d$  bei  $|\vec{E}_{KG-AG}| = 0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und auf  $t_{ag}$  bei  $|\vec{E}_{A-AG}| = 1.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  dar.

**Variation der Modellfunktionsparameter:** Die Parameter der Modellfunktion, die die Ausdehnung der Ladungswolke ( $l/t_{ag}$ ), die zusätzlichen Ladungsdepositionen durch UV-Lichtreflektion in die Gitter ( $r$  und  $r_2$ ) oder die Gittertransparenz ( $g_{kg} = g_{ag}$ ) beschreiben, wurden, wie in Tabelle E.3 angegeben, (jeweils einzeln) bei der Erzeugung simulierter Datensätze variiert. Desweiteren wurden die Anpassungen an die Datensätze der Messung mit auf dieselben Werte fixierten Parametern wiederholt. Die maximale Abweichung wurde als Abschätzung des Beitrags zum systematischen Fehler angenommen. Wie zu erwarten, dominiert die Variation der Ladungswolkenausdehnung den Fehler auf die Bestimmung von  $t_d$  und  $t_{ag}$ , während die anderen Parameter im wesentlichen die Amplituden der vorderen oder hinteren Signalflanke beeinflussen und somit den systematischen Fehler auf die Elektronenlebensdauer  $\tau$  bestimmen. Dabei wirkt sich eine zusätzliche Ladungswolke aufgrund einer möglichen Reflektion von UV-Licht ins Anodengitter als scheinbare Erhöhung der Elektronenlebensdauer aus, während eine Verminderung der Gittertransparenz eine Verringerung vortäuscht.

**Variation der Vorverstärkerparameter und Digitalisierung:** Werden die Parameter in der Beschreibung des Vorverstärkers (siehe Tabelle 5.6) innerhalb ihrer Fehler variiert, so ist kein wesentlicher systematischer Einfluß zu erkennen. Auch die Diskretisierung durch die Digitalisierung des Oszilloskops hat bei den gewählten Auflösungen nur einen geringen Einfluß auf das Ergebnis der Parameteranpassung.

**Änderung der Elektronenlebensdauer:** Während der 5-tägigen Meßperiode fiel die Elektronenlebensdauer von ca.  $23 \mu\text{s}$  auf ca.  $10 \mu\text{s}$  (bei Standardeinstellungen). Die Variation der Elektronenlebensdauer innerhalb dieses Bereichs in der Simulation hat nur bei niedrigen Feldstärken einen wesentlichen Einfluß auf den systematischen Fehler der Driftzeit  $t_d$  und  $t_{ag}$  (vgl. Datensatz C), insbesondere bei größeren Abtastintervallen (vgl. Datensatz B).

Nach quadratischer Addition der einzelnen Beiträge ergibt sich ein systematischer Fehler auf die Driftzeit  $t_d$  im mittleren Driftraum von ca. 0.4% bei den Feldstärken von  $2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und  $4.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ , während er bei  $0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  ca. 1.1% (1.3% bei einem Abtastintervall von 50 ns) beträgt. Die systematischen Fehler der Driftzeit  $t_{ag}$  zwischen Anodengitter und Anode betragen ca. 3.5% bei den Feldstärken von  $7.9 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  bis  $12.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und bei  $1.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  ca. 25% (27% bei 50 ns Abtastintervall). Die statistischen Fehler sind deutlich kleiner als die systematischen Fehler der Driftzeitbestimmung.

Der systematische Fehler auf die Elektronenlebensdauer  $\tau$  skaliert mit dem Absolutwert der Elektronenlebensdauer und mit der Stärke des elektrischen Feldes. Bei der maximalen

Feldstärke von  $4.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und einer Lebensdauer  $\tau \approx 20 \mu\text{s}$  ist ein Fehlerbeitrag von bis zu 14.2% zu berücksichtigen.

### 8.4.2 Unsicherheiten in der Bestimmung des Gitterabstandes

Der Abstand von Kathoden- zu Anodengitter geht als Länge der beobachteten Driftstrecke der Elektronen direkt in die Berechnung der Driftgeschwindigkeit nach (8.2) ein. Der Driftabstände  $d$  wurden durch mehrfaches unabhängiges Messen bestimmt zu:

$$\begin{aligned} d_{KG-AG} &= 10.0 \pm 0.1 \text{ mm}, \\ d_{AG-A} &= 1.9 \pm 0.1 \text{ mm}. \end{aligned}$$

### 8.4.3 Unsicherheiten in der Temperaturmessung

Der Gesamtfehler auf die Bestimmung der Temperatur für einen Datensatz setzt sich aus der Meßgenauigkeit des verwendeten Temperaturmeßgerätes (siehe Abschnitt 8.1.3) und der Variation der Temperatur während der Messung (vgl. Abb. 8.4) zusammen:

Genauigkeit des Meßgerätes:	±0.04 K
Variation während einer Messung:	±0.03 K
Gesamtfehler $\Delta T$ :	±0.05 K

### 8.4.4 Unsicherheiten der Hochspannungseinstellung

Die Hochspannung wird auf jede hochspannungsführende Elektrode separat geführt. Die Unsicherheit in der Einstellung der Hochspannungsversorgung überträgt sich direkt auf die Unsicherheit in der elektrische Feldstärke, da keine Ströme fließen. Die Genauigkeit der Hochspannungseinstellung wird mit  $\Delta U = \pm 5 \text{ V} \pm 0.2\%$  angegeben<sup>15</sup>.

### 8.4.5 Einfluß der systematischen Unsicherheiten auf die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Der systematische Fehler der Driftgeschwindigkeitsbestimmung  $\Delta v_d$  setzt sich aus den Fehlerbeiträgen der vier oben diskutierten Größen zusammen, wie sie für die Messung im mittleren Driftraum in der oberen Hälfte von Tabelle 8.1 zusammengestellt sind. Mit Hilfe der partiellen Ableitungen der Driftgeschwindigkeit  $v_d$  nach den vier fehlerbehafteten Größen läßt sich der systematische Fehler durch quadratische Addition der Beiträge wie folgt abschätzen:

$$\begin{aligned} \Delta v_d &= \frac{\partial v_d}{\partial t_d} \cdot \Delta t_d \oplus \frac{\partial v_d}{\partial d} \cdot \Delta d \oplus \frac{\partial v_d}{\partial T} \cdot \Delta T \oplus \frac{\partial v_d}{\partial U} \cdot \Delta U \\ &= \frac{d}{t_d^2} \cdot \Delta t_d \oplus \left( \frac{1}{t_d} - \frac{\partial v_d}{\partial |E|} \frac{U}{d^2} \right) \cdot \Delta d \oplus \frac{\partial v_d}{\partial T} \cdot \Delta T \oplus \frac{1}{d} \frac{\partial v_d}{\partial |E|} \cdot \Delta U \\ &\equiv a \cdot \Delta t_d \oplus b \cdot \Delta d \oplus c \cdot \Delta T \oplus d \cdot \Delta U. \end{aligned} \quad (8.4)$$

---

<sup>15</sup>Herstellerangaben Fa. CAEN.

Datensatz		A	B	C	D	E	F
$\vec{E}$ -Feld		2.5 kV/cm	0.5 kV/cm	0.5 kV/cm	4.0 kV/cm	2.5 kV/cm	2.5 kV/cm
Temperatur $T$		90 K	90 K	89 K	90 K	87 K	94 K
$t_d$ (Meßwert)	( $\mu\text{s}$ )	3.542	6.576	6.442	2.995	3.362	3.808
$d$ (Meßwert)	(mm)	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0
$\Delta t_d$ (Gesamtfehler)	( $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.015$	$\pm 0.120$	$\pm 0.085$	$\pm 0.013$	$\pm 0.013$	$\pm 0.015$
$\Delta d$	(mm)	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$
$\Delta T$	(K)	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$
$\Delta U$	(V)	$\pm 10.0$	$\pm 6.0$	$\pm 6.0$	$\pm 13.0$	$\pm 10.0$	$\pm 10.0$
$\partial v_d / \partial  \vec{E} $	(mm/ $\mu\text{s} \cdot \text{cm/kV}$ )	0.413	1.181	1.200	0.291	0.433	0.387
$\partial v_d / \partial T$	(%/K)	-2.0	-2.0	-2.0	-2.0	-2.0	-2.0
$v_d$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	2.823	1.521	1.552	3.339	2.974	2.626
$a \cdot \Delta t_d$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.012$	$\pm 0.027$	$\pm 0.021$	$\pm 0.014$	$\pm 0.012$	$\pm 0.010$
$b \cdot \Delta d$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.018$	$\pm 0.014$	$\pm 0.010$	$\pm 0.022$	$\pm 0.019$	$\pm 0.016$
$c \cdot \Delta T$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$
$d \cdot \Delta U$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.004$	$\pm 0.007$	$\pm 0.007$	$\pm 0.004$	$\pm 0.004$	$\pm 0.004$
$\Delta v_d$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.022$	$\pm 0.031$	$\pm 0.024$	$\pm 0.026$	$\pm 0.023$	$\pm 0.019$
$\Delta v_d / v_d$		( $\pm 0.8\%$ )	( $\pm 2.1\%$ )	( $\pm 1.6\%$ )	( $\pm 0.8\%$ )	( $\pm 0.8\%$ )	( $\pm 0.7\%$ )
Anteil $\Delta v_d^{stat}$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.005$	$\pm 0.018$	$\pm 0.011$	$\pm 0.006$	$\pm 0.004$	$\pm 0.005$
Anteil $\Delta v_d^{syst}$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.021$	$\pm 0.026$	$\pm 0.022$	$\pm 0.026$	$\pm 0.022$	$\pm 0.019$

Tabelle 8.1: Berechnung des systematischen Fehlers der Driftgeschwindigkeit (mittlerer Drift-raum) für sechs ausgewählte Meßpunkte. (Abtastintervall 20 ns, bei Datensatz B 50 ns.)

Zur Berechnung der partiellen Ableitung  $\frac{\partial v_d}{\partial |\vec{E}|}$  wurde die entsprechende Ableitung der Parametrisierung (8.3) gebildet und mit Hilfe eines in einer ersten Anpassung an die Daten der Laserkammer mit flacher Kathode ermittelten Parametersatzes ausgewertet. Der Temperaturgradient  $\frac{\partial v_d}{\partial T}$  wurde pessimistisch mit  $-2\%/K$  abgeschätzt (vgl. [91]).

Die gewichteten Beiträge der einzelnen Fehlerquellen sowie der Gesamtfehler der Driftgeschwindigkeitsmessung für die sechs ausgewählten Meßpunkte sind in der unteren Hälfte von Tab. 8.1 gezeigt. Die systematischen Unsicherheiten können zu  $\frac{\Delta v_d}{v_d} \approx 0.8\%$  bei  $|\vec{E}_{KG-AG}| = 2.5 \dots 4.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  abgeschätzt werden, wobei die Genauigkeit der Gitterabstandsbestimmung limitierend ist. Bei niedrigen elektrischen Feldstärken von  $0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  dominieren die systematischen Unsicherheiten in der Bestimmung der Driftzeit den systematischen Fehler, so daß ein relativer Fehler der Messung von  $\frac{\Delta v_d}{v_d} \approx 1.6\%$  ( $2.1\%$  für die Datensätze mit einem Abtastintervall von 50 ns) zu berücksichtigen ist. Bei der Bestimmung von  $v_d$  aus dem anodenseitigen Drift-raum ergibt sich (vgl. Tab. E.4) ein relativer systematischer Fehler von  $\frac{\Delta v_d}{v_d} \approx 5.0\%$  bei  $|\vec{E}_{AG-A}| = 7.9 \dots 12.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und bei  $1.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  von  $\frac{\Delta v_d}{v_d} \approx 15\%$  ( $27\%$  bei 50 ns Abtastintervall). Die Beiträge der systematischen Unsicherheiten bestimmen den Gesamtfehler. In Tabelle 8.2 ist das Ergebnis für die sechs ausgewählten Meßpunkte in einer Übersicht dargestellt. Der Gesamtfehler ist stets vom systematischen Fehler dominiert. Eine wesentliche Abhängigkeit von der Temperatur des Mediums ist nicht zu beobachten.

	87 K	89 K	90 K	94 K
<b>0.5 kV/cm</b>		<b>C</b> 1.552 mm/ $\mu$ s $\pm 0.024$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 1.6\%$ )	<b>B</b> 1.521 mm/ $\mu$ s $\pm 0.031$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 2.1\%$ )	
<b>1.6 kV/cm</b>		2.44 mm/ $\mu$ s $\pm 0.47$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 19.4\%$ )	2.36 mm/ $\mu$ s $\pm 0.75$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 32.0\%$ )	
<b>2.5 kV/cm</b>	<b>E</b> 2.974 mm/ $\mu$ s $\pm 0.023$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 0.8\%$ )		<b>A</b> 2.823 mm/ $\mu$ s $\pm 0.022$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 0.8\%$ )	<b>F</b> 2.626 mm/ $\mu$ s $\pm 0.019$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 0.7\%$ )
<b>7.9 kV/cm</b>	4.43 mm/ $\mu$ s $\pm 0.23$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 5.2\%$ )		4.20 mm/ $\mu$ s $\pm 0.22$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 5.3\%$ )	3.926 mm/ $\mu$ s $\pm 0.20$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 5.0\%$ )
<b>4.0 kV/cm</b>			<b>D</b> 3.339 mm/ $\mu$ s $\pm 0.026$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 0.8\%$ )	
<b>12.6 kV/cm</b>			4.84 mm/ $\mu$ s $\pm 0.23$ mm/ $\mu$ s ( $\pm 4.8\%$ )	

Tabelle 8.2: Driftgeschwindigkeit  $v_d$  mit Gesamtfehler bei verschiedenen Temperaturen  $T$  und elektrischen Feldern  $|\vec{E}|$  aus dem mittleren Driftraum (oberer Eintrag) und dem anodenseitigen Driftraum (unterer Eintrag).

## 8.5 Bestimmung der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen im flüssigen Argon in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke und der Temperatur

Für jeden Datensatz wurde aus dem gewichteten Mittel der Driftzeit nach (8.2) die Driftgeschwindigkeit  $v_d$  berechnet, die in den Abb. 8.9 und 8.10 als Funktion der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$  für Flüssigargontemperaturen unter Verwendung beider diskutierten Drifträume von 87 bis 94 K dargestellt sind. Der Gesamtfehler gemäß Abschnitt 8.4.5 wurde wie folgt berücksichtigt: Für  $|\vec{E}_{KG-AG}| \geq 2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  wurde ein Fehler von 0.8% (bzw. 5.3% anodenseitig) angenommen, in dem Intervall  $0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \leq |\vec{E}_{KG-AG}| \leq 2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  wurde linear zwischen 1.6% (bzw. 19.4%) und 0.8% (bzw. 5.3%) relativem Fehler interpoliert. Da bei den fünf Datensätzen mit einer Abtastintervalllänge von 50 ns sämtlich  $|\vec{E}_{KG-AG}| \leq 1.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  gilt, wurde bei diesen Datensätzen ein Fehler von 2.0% (bzw. 32.0%) angewendet (vgl. Datensatz B).

Die überlagerten Kurven der simultanen Anpassung der Parametrisierung (8.3) an alle Datenpunkte der Driftgeschwindigkeitsmessung zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Die mittlere quadratische Abweichung beträgt weniger als 0.8% (Abb. 8.8) bzw. weniger als 0.25%, wenn nur die Datenpunkte des mittleren Driftraums betrachtet werden. Die resultierenden Parameterwerte unter Berücksichtigung der mittleren Temperatur aller Datensätze von 90.37 K sind in Tabelle 8.3 zusammengestellt. Bei der Anpassung wurden die Gesamtfehler der Datenpunkte einbezogen, wobei die z.T. starken Korrelationen der systematischen

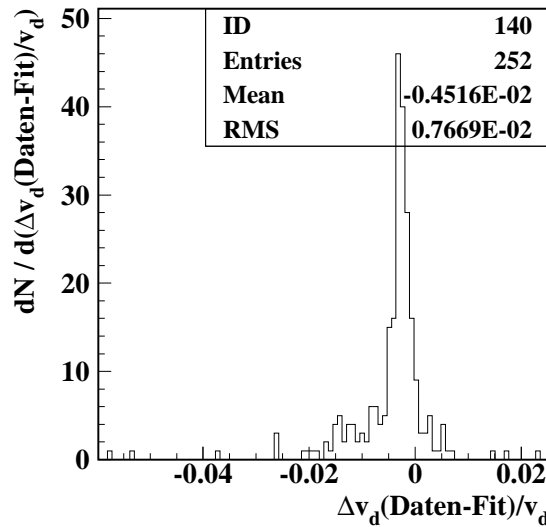


Abbildung 8.8: Häufigkeitsverteilung der relativen Abweichung  $(v_d - v_d^{fit})/v_d$  für die simultane Anpassung der Parametrisierung (8.3) an alle Datenpunkte beider Drifträume.

Parameter	Wert		
$P_1$	$-0.01481 \pm$	$0.00095$	$\text{K}^{-1}$
$P_2$	$-0.0075 \pm$	$0.0028$	$\text{K}^{-1}$
$P_3$	$0.141 \pm$	$0.023$	$\left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)^{-1}$
$P_4$	$12.4 \pm$	$2.7$	$\left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)$
$P_5$	$1.627 \pm$	$0.078$	$\left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)^{-P_6}$
$P_6$	$0.317 \pm$	$0.021$	
$T_0$	$90.371$	(fixiert)	$\text{K}$

Tabelle 8.3: Ergebnis der globalen Anpassung der Parametrisierung (8.3) an die Gesamtheit der Datenpunkte für den mittleren und anodenseitigen Driftraum unter Berücksichtigung der Kovarianzmatrix der Datenpunkte. Das reduzierte  $\chi^2$  der Anpassung beträgt 0.09 und die mittlere quadratische Abweichung (RMS) 0.77%. Die mittlere Temperatur  $T_0$  wurde vor der Durchführung der Anpassung ermittelt.

Unsicherheiten (z.B. des Driftabstands  $\Delta d$ ) zwischen den Datensätzen in einem bzw. aus beiden Drifträumen berücksichtigt worden sind. Deutlich zu erkennen ist der erwartete, einer Wurzelfunktion ähnliche Verlauf der Hochspannungskurven  $v_d(|\vec{E}|)$ , der durch den Wert von  $P_6$  bestimmt wird. (Der logarithmische Term in der Parametrisierung (8.3) trägt z.B. bei  $|\vec{E}| = 2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  nur ca. 20% zur gesamten Driftgeschwindigkeit bei.) Das Fehlerband wurde mit Hilfe der Kovarianzmatrix (Tabelle E.8 in Anhang E.4) berechnet.

Die Driftgeschwindigkeit bei konstantem elektrischen Feld sinkt mit steigender Temperatur, wie bereits in Abb. 8.9 und 8.10 zu beobachten ist. In dem Meßbereich ( $T = 87 \dots 94 \text{ K}$ ) ist sie eine lineare Funktion der Temperatur (siehe Abb. 8.11 und Abb. 8.12). Die Änderung der

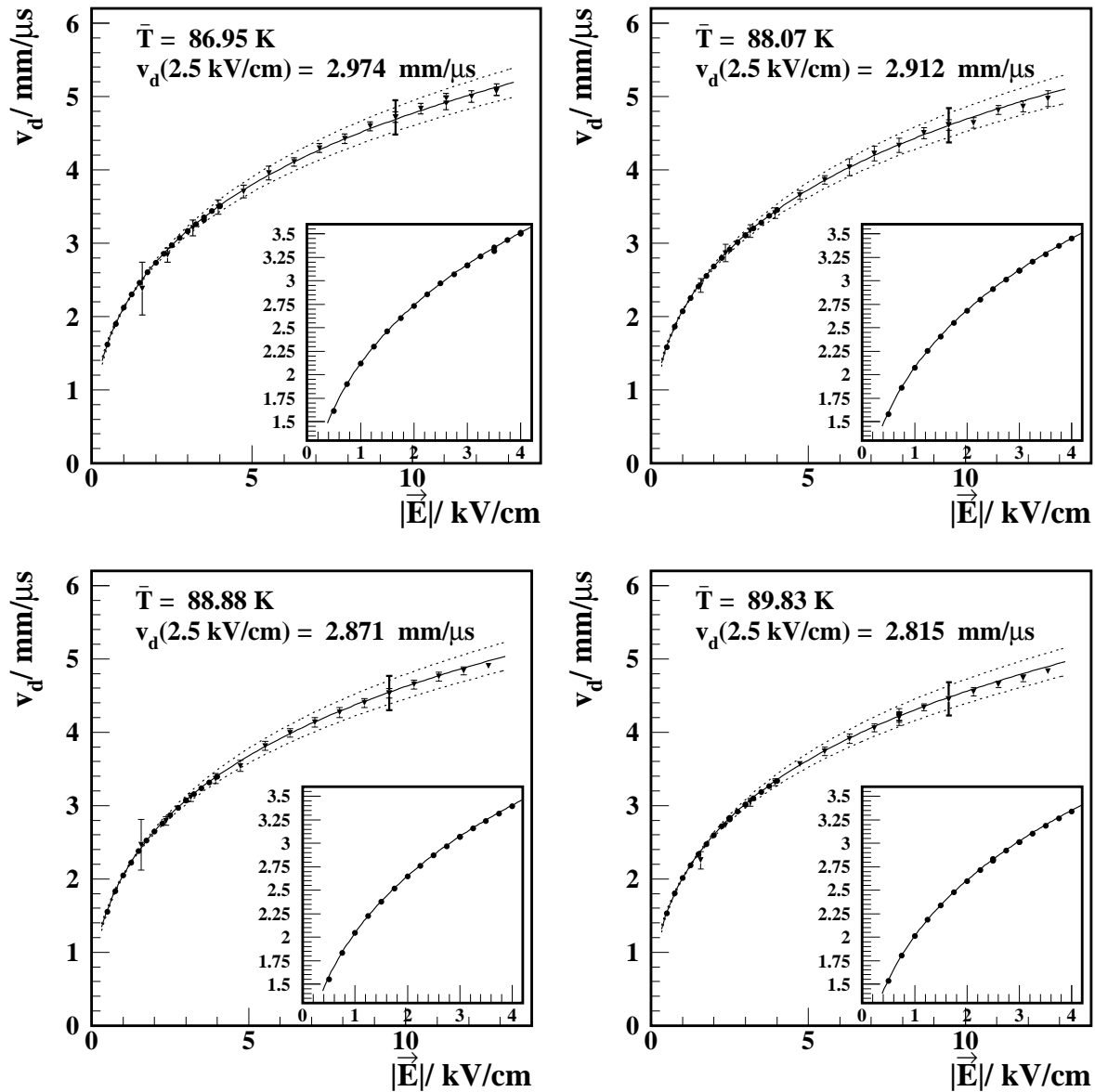


Abbildung 8.9: Die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d$  in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$  im mittleren (Kreise) und anodenseitigen (Dreiecke) Driftraum bei Temperaturen des flüssigen Argons von 87 bis 90 K. Die Ausschnittsvergrößerung zeigt die Datenpunkte für den mittleren Driftraum im Detail. Das Ergebnis der Anpassung der Parametrisierung (8.3) an die Gesamtheit der Datenpunkte bei den 8 verschiedenen Temperaturen ist den Datenpunkten zusammen mit dem zugehörigen Fehlerband überlagert. Die eingezeichneten Fehler geben den statistischen Fehler der Messung an. Für  $|\vec{E}| = 9.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  ist exemplarisch der Gesamtfehler der Meßpunkte im anodenseitigen Driftraum eingetragen.



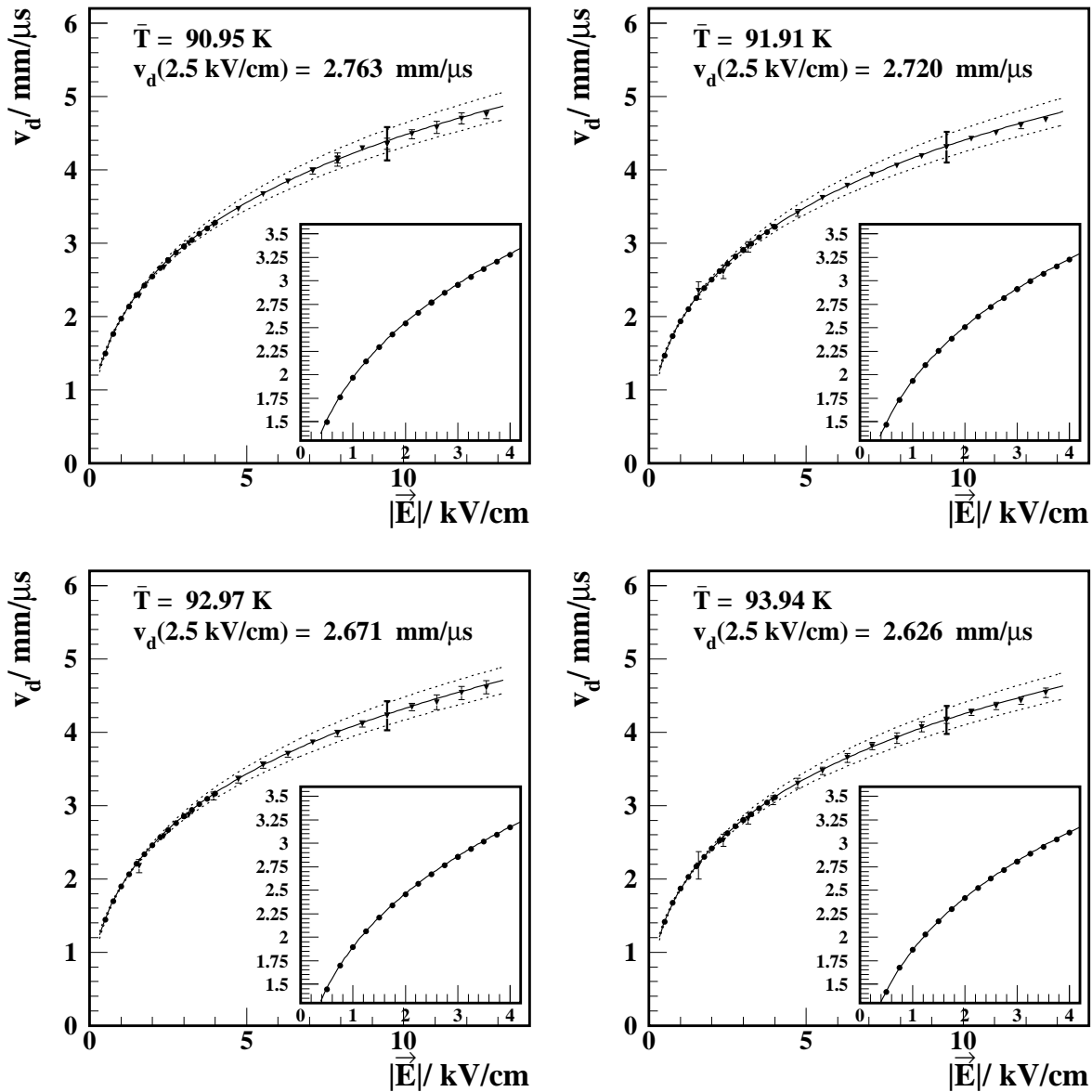


Abbildung 8.10: Die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d$  in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$  im mittleren (Kreise) und anodenseitigen (Dreiecke) Driftraum bei Temperaturen des flüssigen Argons von 91 bis 94 K. Die Ausschnittsvergrößerung zeigt die Datenpunkte für den mittleren Driftraum im Detail. Das Ergebnis der Anpassung der Parametrisierung (8.3) an die Gesamtheit der Datenpunkte bei den 8 verschiedenen Temperaturen ist den Datenpunkten zusammen mit dem zugehörigen Fehlerband überlagert. Die eingezeichneten Fehler geben den statistischen Fehler der Messung an. Für  $|\vec{E}| = 9.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  ist exemplarisch der Gesamtfehler der Meßpunkte im anodenseitigen Driftraum eingetragen.

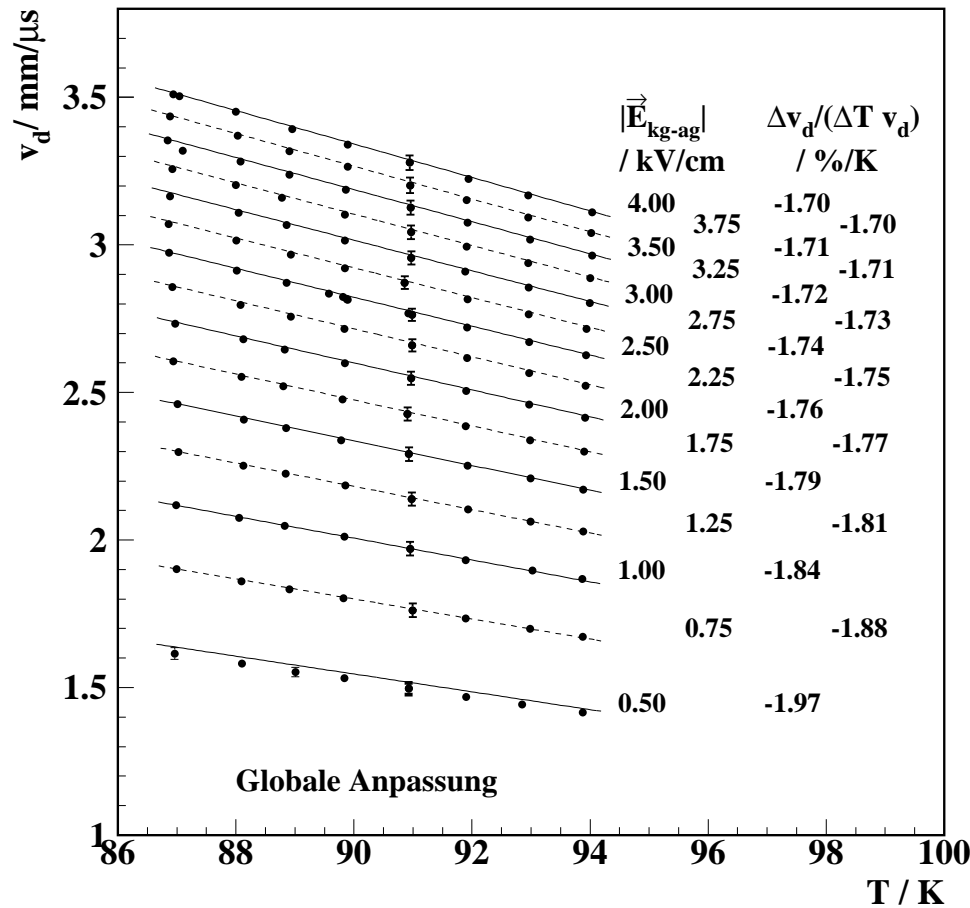


Abbildung 8.11: Die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d$  (aus dem mittleren Driftraum) in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  des flüssigen Argons für unterschiedliche elektrische Feldstärken  $|\vec{E}_{KG-AG}|$  im mittleren Driftraum. Das Ergebnis der globalen Anpassung der Parametrisierung (8.3) an die Gesamtheit der Datenpunkte ist den Daten überlagert. Aus der Steigung der Geraden ergibt sich die Änderung der relativen Driftgeschwindigkeit  $\Delta v_d / (\Delta T v_d)$  mit der Temperatur. Die gezeigten Fehler zeigen den statistischen Fehler der Messungen. Für die Datenpunkte bei  $T = 91$  K sind die Gesamtfehler der Datenpunkte angegeben.

relativen Driftgeschwindigkeit  $\Delta v_d / (\Delta T v_d)$  ergibt sich aus den Steigungen der eingezeichneten Geraden, die  $v_d(T)$  als Ergebnis der globalen Anpassung zeigen: Sie wächst leicht von  $-1.64\%/K$  bei  $|\vec{E}| = 12.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  zu  $-1.97\%/K$  bei  $0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ . Im Mittel beträgt die Temperaturabhängigkeit:

$$\frac{\Delta v_d}{\Delta T v_d} = (-1.72 \pm 0.08)\%/K.$$

Die Mobilität  $\mu(T, |\vec{E}|)$  der freien Elektronen im flüssigen Argon läßt sich aus der folgenden Beziehung bestimmen:

$$\vec{v}_d(T, |\vec{E}|) = \mu(T, |\vec{E}|) \cdot \vec{E}. \quad (8.5)$$

In Abb. 8.13 ist  $\mu(|\vec{E}_{KG-AG}|)$  exemplarisch bei drei verschiedenen Temperaturen wiederum zusammen mit dem Ergebnis der globalen Anpassung dargestellt. Die Elektronenmobilität

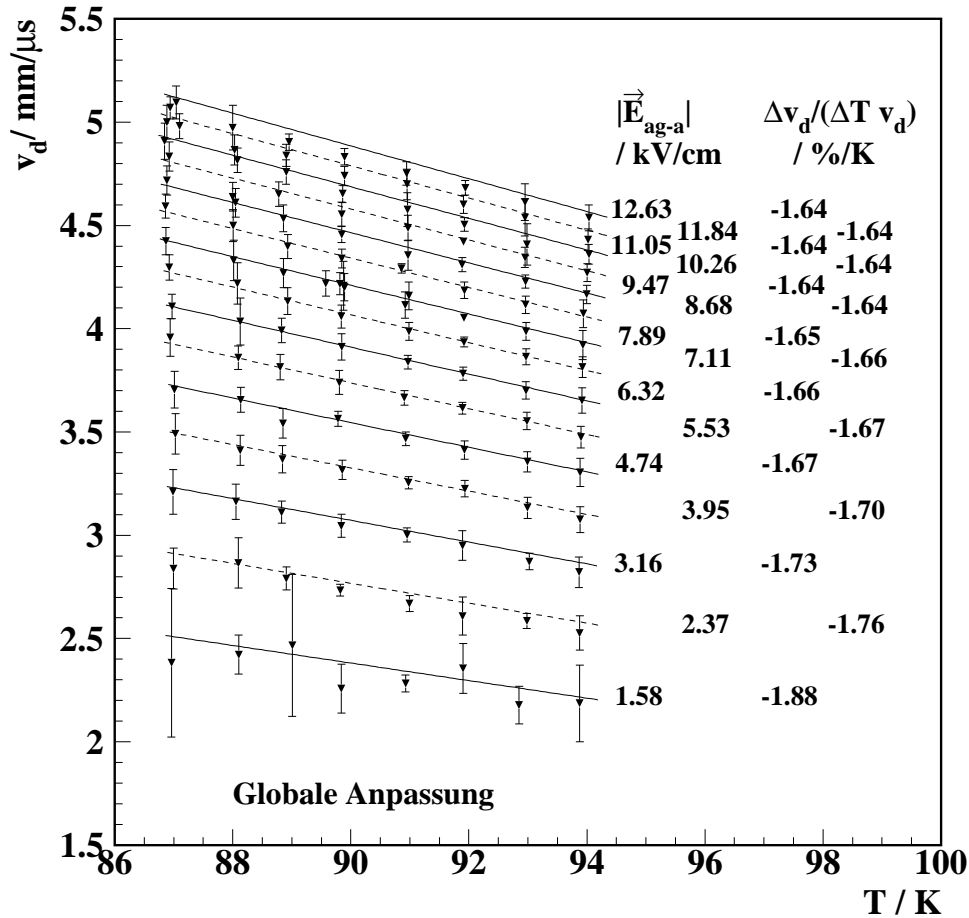


Abbildung 8.12: Die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d$  (aus dem anodenseitigen Driftraum) in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  des flüssigen Argons für unterschiedliche elektrische Feldstärken  $|\vec{E}_{KG-AG}|$  im mittleren Driftraum. Das Ergebnis der globalen Anpassung der Parametrisierung (8.3) an die Gesamtheit der Datenpunkte ist den Daten überlagert. Aus der Steigung der Geraden ergibt sich die Änderung der relativen Driftgeschwindigkeit  $\Delta v_d / (\Delta T v_d)$  mit der Temperatur. Die gezeigten Fehler geben den statistischen Fehler der Messungen an.

nimmt mit zunehmenden elektrischem Feld stark ab, die Erhöhung der Flüssigargontemperatur um 7 K bewirkt – analog zum Verhalten der Driftgeschwindigkeit – eine Senkung von  $\mu$  um ca. 12%.

Bevor die vorgestellte Messung der Driftgeschwindigkeit am Ende des Kapitels (Abschnitt 8.8) mit fremden Messungen verglichen wird, soll die gleichzeitig erfolgte Bestimmung der Elektronenlebensdauer während der Meßperiode im folgenden Abschnitt vorgestellt werden. Dies bildet die Grundlage zur Diskussion der speziellen Effekte in Abschnitt 8.7, die bei der Auswertung der Datensätze der simultan betriebenen Laserkammer 2 auftreten.

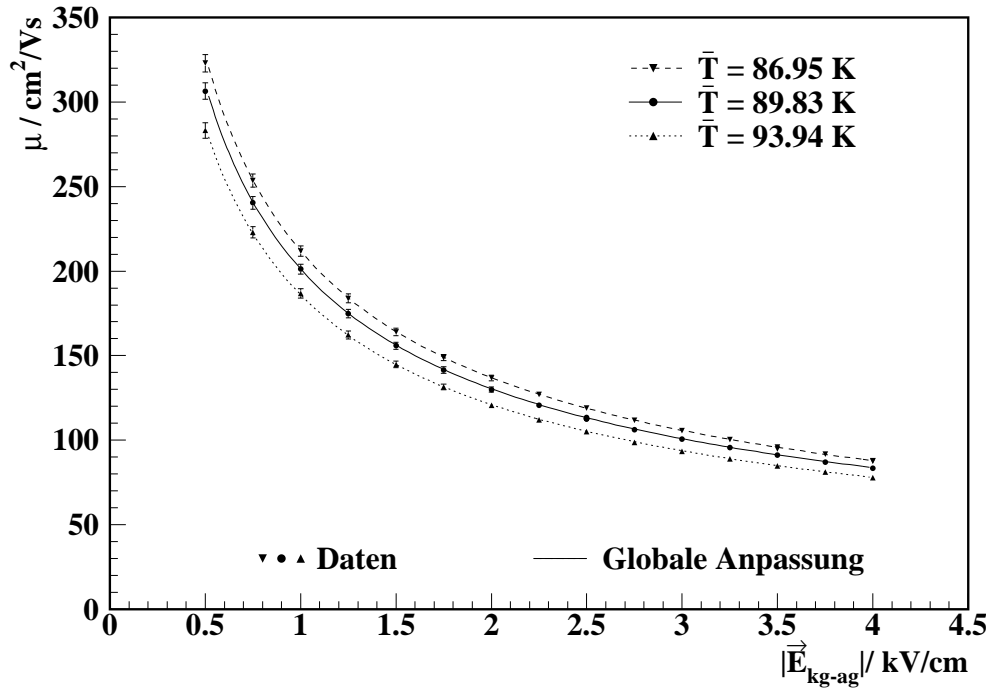


Abbildung 8.13: Die Mobilität  $\mu$  der Elektronen im flüssigen Argon in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}_{KG-AG}|$  bei drei ausgewählten Temperaturen. Das Ergebnis der globalen Anpassung der Parametrisierung (8.3) ist überlagert. Die Fehler geben den Gesamtfehler der Messung an.

## 8.6 Bestimmung der Lebensdauer freier Elektronen im flüssigen Argon

Die Entwicklung der Lebensdauer freier Elektronen in dem flüssigen Argon bei der Messung vom 19.-24.01.1998 ist in Abb. 8.14 dargestellt. Die Datenpunkte entsprechen dem fehlergewichteten Mittel der angepaßten Werte  $\tau$  eines Datensatzes. Der gezeigte Gesamtfehler beinhaltet den statistischen und systematischen Fehler in quadratischer Addition. Der systematische Fehler, der nach Abschnitt 8.4.1 mit dem Absolutwert der Lebensdauer skaliert, wurde mittels einer Interpolation aus den für die Beispieldatensätze ermittelten Werten gewonnen.

Die Lebensdauer  $\tau$  der Elektronen nahm während der Meßperiode deutlich ab. Die zeitliche Entwicklung kann in Form einer exponentiellen Abhängigkeit abgeschätzt werden:

$$\tau(t)/\mu\text{s} = e^{(P_1 + P_2 t)}. \quad (8.6)$$

Als Ergebnis der Anpassung ergibt sich:

$$P_1 = 3.140 \pm 0.071, \quad P_2 = -0.163 \pm 0.019 \text{ Tage}^{-1}.$$

Daraus ergibt sich eine Abfallszeitkonstante von  $\tau_{ab} = 6.14 \pm 0.72$  Tage. Nach Formel (5.27) kann die Konzentrationszunahme elektronegativer Moleküle im flüssigen Argon in Sauerstoffäquivalenten zu ca. 71 ppb  $\text{O}_2$  (von  $(57 \pm 6)$  ppb  $\text{O}_2$  zu  $(128 \pm 9)$  ppb  $\text{O}_2$ ) abgeschätzt werden.

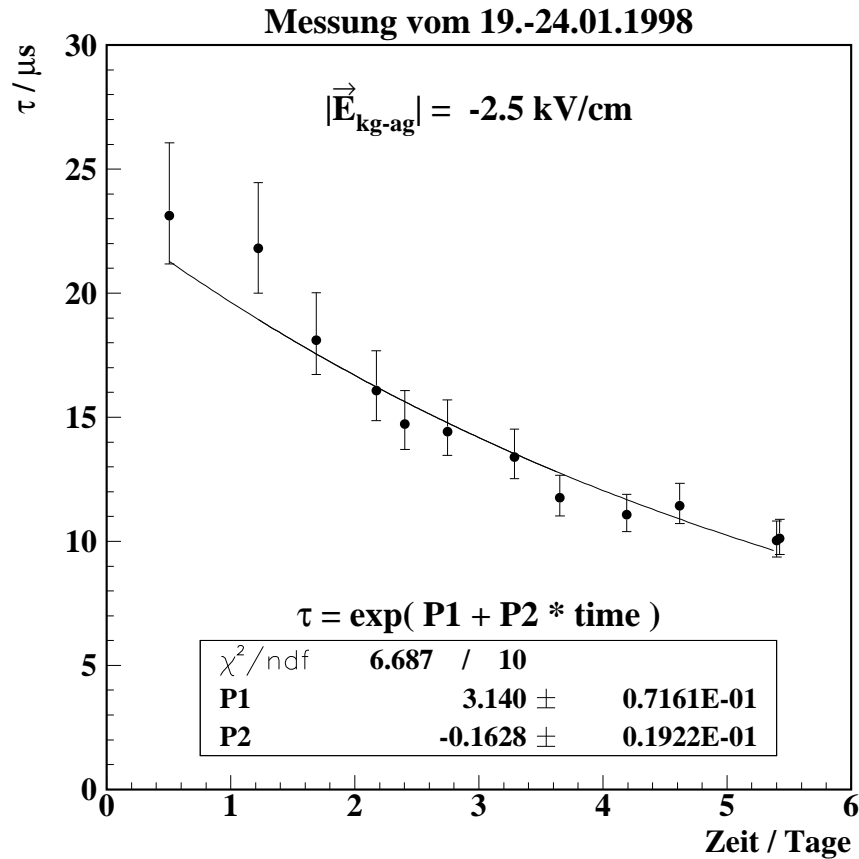


Abbildung 8.14: Die Elektronenlebensdauer  $\tau$  in Abhängigkeit der Zeit für  $|\vec{E}_{KG-AG}| = -2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ . Das Ergebnis der Anpassung der Exponentialfunktion (8.6) ist überlagert. Es ergibt sich eine Zeitkonstante für den Abfall von  $\tau_{ab} = 6.14 \pm 0.72$  Tage. Die Fehlerbalken geben den Gesamtfehler auf  $\tau$  an.

Die Abhängigkeit der Elektronenlebensdauer von der elektrischen Feldstärke im mittleren Driftraum ist in Abb. 8.15 für vier Meßreihen in verschiedenen Zeitintervallen während der Meßperiode und bei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Die Aufnahme einer Meßreihe mit variiert Hochspannung bei annähernd konstanter Temperatur benötigte typischerweise 2 Stunden Zeit. Die Meßreihe bei 91 K wurde in zwei Subintervallen aufgenommen, die ca. 10 Stunden auseinanderliegen. Um den Effekt der langsamen Abnahme der Elektronenlebensdauer mit der Zeit zu bereinigen, wurden die gemessenen  $\tau(|\vec{E}|)$  für jede Meßreihe separat mit Hilfe der Funktion (8.6) und den oben gewonnenen Parametern, bezogen auf die Lebensdauer zur mittleren Zeit der einzelnen Meßreihe, korrigiert. In der folgenden Geradenanpassung wurden nur die statistischen Fehler berücksichtigt, da die systematischen Unsicherheiten im wesentlichen einen Fehler in der absoluten Skala aller Datenpunkte angeben.

Deutlich fällt auf, daß zu Beginn der Meßperiode die Elektronenlebensdauer  $\tau$  als Funktion von  $|\vec{E}_{KG-AG}|$  fällt, während sie später mit zunehmender Feldstärke ansteigt. Mit Hilfe einer Anpassung von Geraden an die vier Meßreihen kann dieser Effekt quantifiziert werden (siehe Tab. 8.4). Die resultierende relative Änderung der Lebensdauer  $\frac{\Delta\tau}{\tau \Delta|\vec{E}|}$  kann in eine Änderung der Anlagerungsratenkonstanten  $k_s$  überführt werden, da wegen (5.24) auf Seite 70 bei

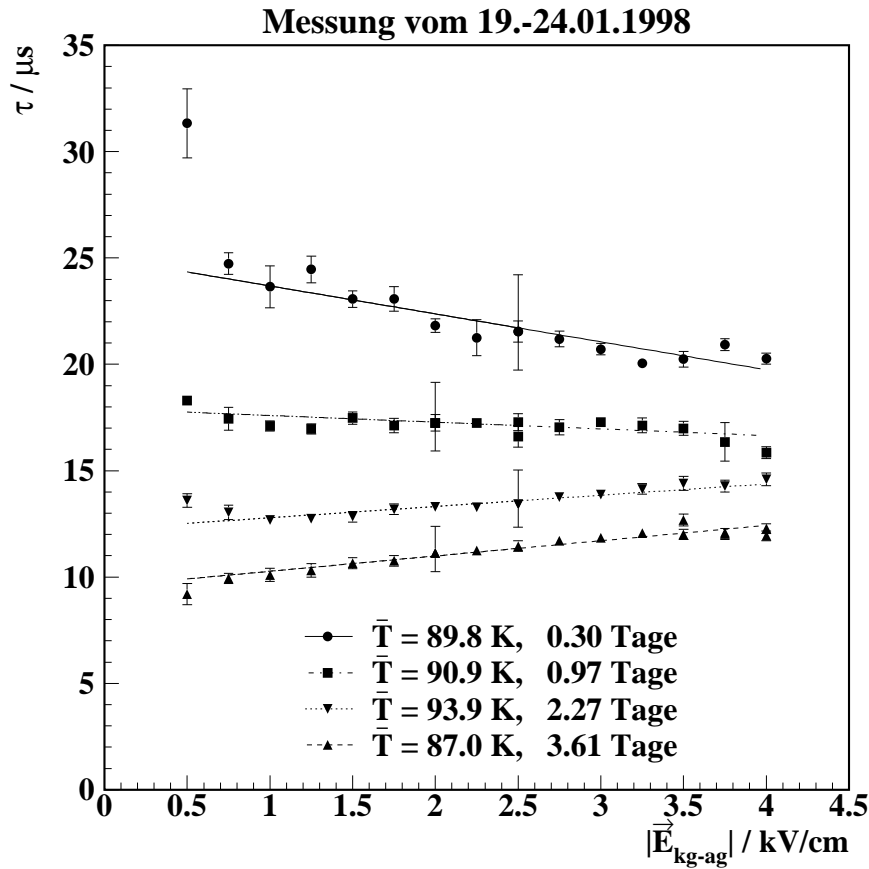


Abbildung 8.15: Die Elektronenlebensdauer  $\tau$  in Abhängigkeit elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}_{KG-AG}|$  zu verschiedenen Zeitpunkten während der Meßperiode und bei verschiedenen Temperaturen. Auf die Abnahme der Lebensdauer mit der Zeit wurde innerhalb jeder Meßreihe nach (8.6) korrigiert. Die Anpassung einer Geraden an jede Meßreihe ist überlagert. Gezeigt sind die statistischen Fehler. An jeweils einem Datenpunkt einer Meßreihe bei  $2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  bzw.  $2.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  ist zusätzlich der Einfluß der systematischen Unsicherheiten verdeutlicht.

fixierter Konzentration elektronegativer Moleküle  $n_s$  gilt:

$$\frac{\Delta\tau}{\bar{\tau}} = -\frac{\Delta k_s}{k_s}. \quad (8.7)$$

Die Anlagerungsratenkonstante in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke wurde bereits von [74] für verschiedene Verunreinigungen im flüssigen Argon gemessen (vgl. Abb. 5.2). Im Feldstärkenbereich  $|\vec{E}| = 0.5 \dots 4.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  ist das unterschiedliche Verhalten für  $\text{O}_2$  und  $\text{N}_2\text{O}$  deutlich zu erkennen:

$$\begin{aligned} \text{O}_2 : \quad \frac{\Delta k_s}{k_s} &= (-0.34 \pm 0.06) \cdot |\vec{E}| / \frac{\text{kV}}{\text{cm}}, \\ \text{N}_2\text{O} : \quad \frac{\Delta k_s}{k_s} &= (+0.41 \pm 0.03) \cdot |\vec{E}| / \frac{\text{kV}}{\text{cm}}. \end{aligned} \quad (8.8)$$

Zeit/Tage	$\bar{T}/\text{K}$	$\bar{\tau}/\mu\text{s}$	$P_1/\mu\text{s}$	$P_2/(\mu\text{s}/\frac{\text{kV}}{\text{cm}})$	red. $\chi^2$	$\frac{\Delta\tau}{\bar{\tau}\Delta \vec{E} }/(\%/ \frac{\text{kV}}{\text{cm}})$
0.30	89.8	22.50	24.94 $\pm 0.33$	-1.30 $\pm 0.11$	4.08	-5.8 $\pm 0.5$
0.97	91.0	17.09	17.91 $\pm 0.16$	-0.32 $\pm 0.07$	2.26	-1.9 $\pm 0.4$
2.27	93.9	13.54	12.26 $\pm 0.14$	+0.53 $\pm 0.06$	1.36	+3.9 $\pm 0.4$
3.61	87.0	11.30	9.55 $\pm 0.16$	+0.72 $\pm 0.06$	1.07	+6.4 $\pm 0.5$

Tabelle 8.4: Ergebnis der Parameteranpassung der Geraden  $\tau = P_1 + P_2 |\vec{E}|$  an die Meßreihen mit variiertem Feldstärke in Abb. 8.15. Die mittlere Meßzeitpunkt (vgl. Abb. 8.14) sowie die mittlere Temperatur  $\bar{T}$  und die mittlere Elektronenlebensdauer  $\bar{\tau}$  jeder Meßreihe sind angegeben. Auf die Zeitabhängigkeit der Lebensdauer innerhalb einer Meßreihe wurde gemäß (8.6) korrigiert. Die Änderung der Lebensdauer mit der elektrischen Feldstärke wurde auf die mittlere Lebensdauer  $\bar{\tau}$  einer Meßreihe normiert.

Bei der in dieser Arbeit vorgestellten Messung ist zunächst  $\frac{\Delta k_s}{k_s} > 0$  (vgl. Tabelle 8.4), so daß eine  $\text{N}_2\text{O}$ -artiges Verhalten vorliegt, während später mit  $\frac{\Delta k_s}{k_s} < 0$  ein stärker  $\text{O}_2$ -artiges Verhalten auftritt.

Das gegensätzliche Verhalten der Anlagerungsratenkonstanten für  $\text{N}_2\text{O}$  und  $\text{O}_2$  wird in [74] mittels der Theorie von [88, 89], die die mikroskopische Struktur im flüssigen Argon berücksichtigt, auf ein unterschiedliches Feldstärkeverhalten des Anlagerungsstreuquerschnitts zurückgeführt. Aufgrund der Polarisierbarkeit des räumlich asymmetrischen  $\text{N}_2\text{O}$ -Moleküls im Gegensatz zum  $\text{O}_2$ -Molekül, das kein Dipolmoment aufweist, ist es möglich, daß die effektive Elektronenaffinität durch eine Polarisierung des  $\text{N}_2\text{O}$ -Moleküls mit der elektrischen Feldstärke steigt. Dies hat ein Ansteigen der Ratenkonstante  $k_s$  und somit eine fallende Elektronenlebensdauer zur Folge.

Diese Überlegung führt zu einer möglichen Interpretation der Feldstärkeabhängigkeit der Lebensdauer: Zu Beginn der Messung nach dem Evakuieren des Kryostaten und Verflüssigen des Argons überwiegt der Einfluß polarisierbarer Moleküle auf die Elektronenlebensdauer. So könnten z.B. das Wasser aus dem Isopropanol, das bei der Reinigung von Komponenten genutzt wurde, oder Ausgasungen aus eingesetzten Kunststoffen die niedrige anfängliche Verunreinigung verursacht haben. Mit zunehmender Meßdauer wären dann immer mehr Sauerstoff- oder sich wie Sauerstoff verhaltende Moleküle im flüssigen Argon in Lösung gegangen, die z.B. durch Dichtmaterialien des Kryostaten aus der Luft in den Kryostaten diffundiert sein könnten.

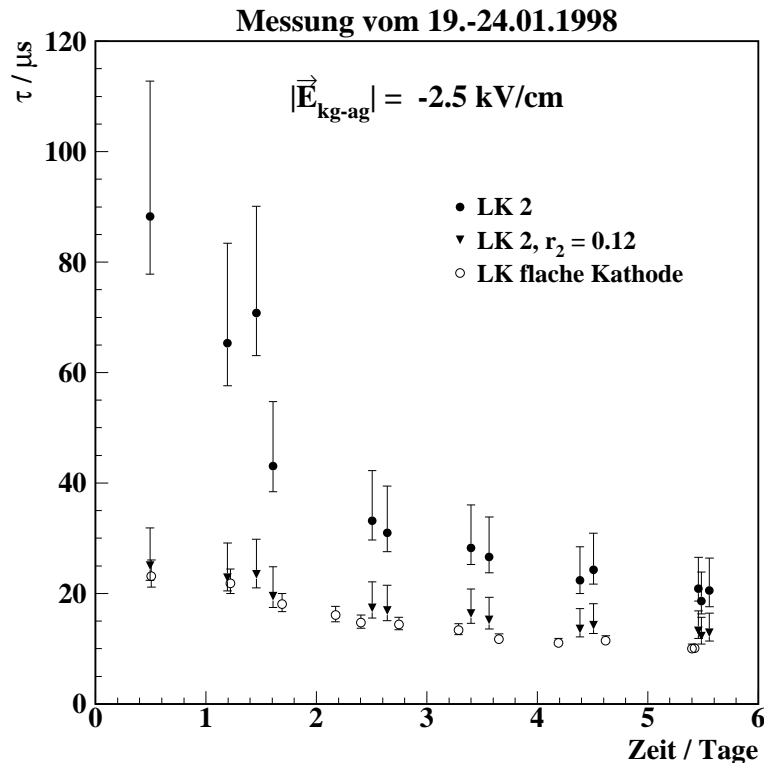


Abbildung 8.16: Die Zeitabhängigkeit der Elektronenlebensdauer  $\tau$  als Vergleich der Messungen mit beiden Laserkammern. Deutlich ist die bessere Übereinstimmung der Meßwerte beider Kammern unter Berücksichtigung der zusätzlichen Reflektion ( $r_2$ ) bei der Laserkammer 2 zu erkennen.

## 8.7 Vergleichsmessung mit der Laserkammer 2

Während der Meßzeit im Januar 1998 befand sich zusätzlich die Laserkammer 2 in demselben Flüssigargonvolumen des lokalen Kryostaten. Es wurden jeweils im Wechsel mit der Laserkammer mit der flachen Kathode an jedem Punkt der  $|\vec{E}|$ -T-Ebene Datensätze aufgezeichnet, so daß (fast) identische Umgebungsbedingungen herrschten.

Damit wurde ein direkter Vergleich der beiden Laserkammern möglich, die sich lediglich in der Art der Einkopplung der Quarzfiber unterscheiden (vgl. Abschnitt 5.2.2.4). Die bei der Laserkammer 2 in die Kathode integrierte Quarzfibereinkopplung verursacht eine Verzerrung des elektrischen Feldes im kathodenseitigen Driftraum und eine Ausdehnung der Elektronenladungswolke in Driftrichtung, während die mechanisch kompliziertere Quarzfibereinkopplung des anderen Kammertyps eine bzgl. der Feldhomogenität und Ladungswolkenausdehnung einfachere Geometrie besitzt.

Im folgenden wird gezeigt, daß die genannten Effekte und direkte Reflektionen des UV-Lichts in beide Gitter bei der Laserkammer 2 zu zusätzlichen systematischen Effekten führen, die nur zum Teil von der Modellfunktion (vgl. Abschnitte 5.2.2.5 und 5.2.2.6) beschrieben werden. Die Auswertung der Datensätze erfolgte analog zur Auswertung für die Laserkammer mit flacher Kathode. Die systematischen Fehler wurden für eine Datensatz bei  $2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und 90 K bestimmt. (Siehe Tabellen E.6 und E.7 in Anhang E.3.)



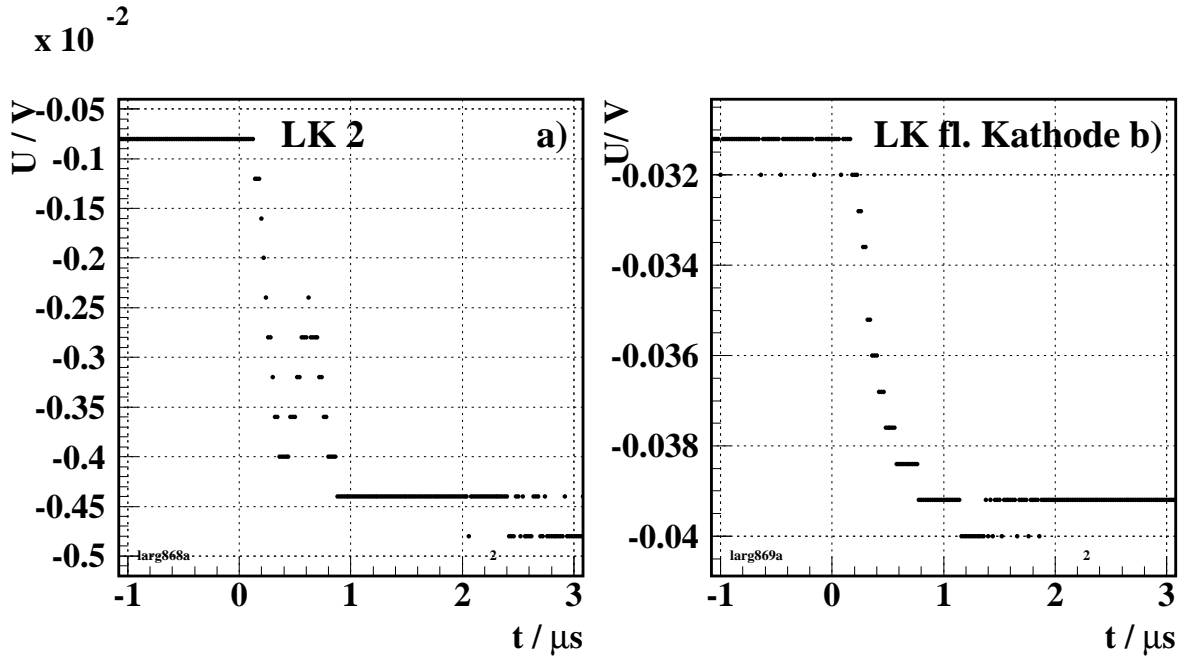


Abbildung 8.17: Das Signal a) der Laserkammer 2 zeigt im Gegensatz des Signals der b) Laserkammer mit der flachen Kathode bei hohen Verunreinigungskonzentrationen ( $p \approx 1.6$  ppm) eine Spitze auf der fallenden Flanke. Die direkte Reflektion von UV-Licht in das anodenseitige Gitter setzt bei a) Elektronen frei, die während ihrer instantan beginnenden Drift ein Signal auf der Anode influenzieren. (Die dargestellten Signale bestehen aus einer Mittelung von 100 Pulsen.)

### 8.7.1 Messung der Elektronenlebensdauer und Reflektion ins anodenseitige Gitter

In Abb. 8.16 sind die mit beiden Kammern gemessenen Werte für die Elektronenlebensdauer  $\tau$  als Funktion der Zeit im Vergleich gezeigt (offene Kreise und gefüllte Punkte). Neben der Bestätigung des zeitlichen Abfalls fällt deutlich auf, daß die Elektronenlebensdauer bei der Laserkammer vom 2 wesentlich zu groß rekonstruiert wird, wobei in der Anpassung eine mögliche Reflektion ins kathodenseitige Gitter berücksichtigt wurde.

Dieser Effekt kann durch das Signal von driftenden Elektronen erklärt werden, die praktisch instantan am anodenseitigen Gitter von dorthin reflektiertem UV-Licht freigesetzt werden. Sie erzeugen gleich zu Beginn des Pulses im anodenseitigen Driftraum einen Strom, dessen Signal wiederum die fallende Flanke des Pulses verkürzt. Daraus resultiert ein größeres Amplitudenverhältnis von ansteigender zu fallender Pulsflanke, woraus sich eine scheinbar höhere Elektronenlebensdauer ergibt.

Das Signal der am Anodengitter erzeugten Elektronen konnte bei starker Verunreinigung<sup>16</sup> ( $p \approx 1.6$  ppm<sub>O<sub>2</sub></sub>  $\Rightarrow \tau \approx 0.1$   $\mu s$ ) direkt beobachtet werden (Abb. 8.17 a)). Dieser Effekt existiert bei der Laserkammer mit der flachen Kathode nicht (Abb. 8.17 b)) und ist somit auf die Reflektion von UV-Licht an der Schräge der Kerbe zurückzuführen.

Wird das Signal der zusätzlich am Anodengitter freigesetzten Elektronen in der Anpassung berücksichtigt (als Parameter  $r_2$ ), so wird die fallende Flanke der Signale bei dieser Kammer

<sup>16</sup>Erzielt durch Einlaß von ca.  $5 \times 5$  cm<sup>3</sup> Luft.

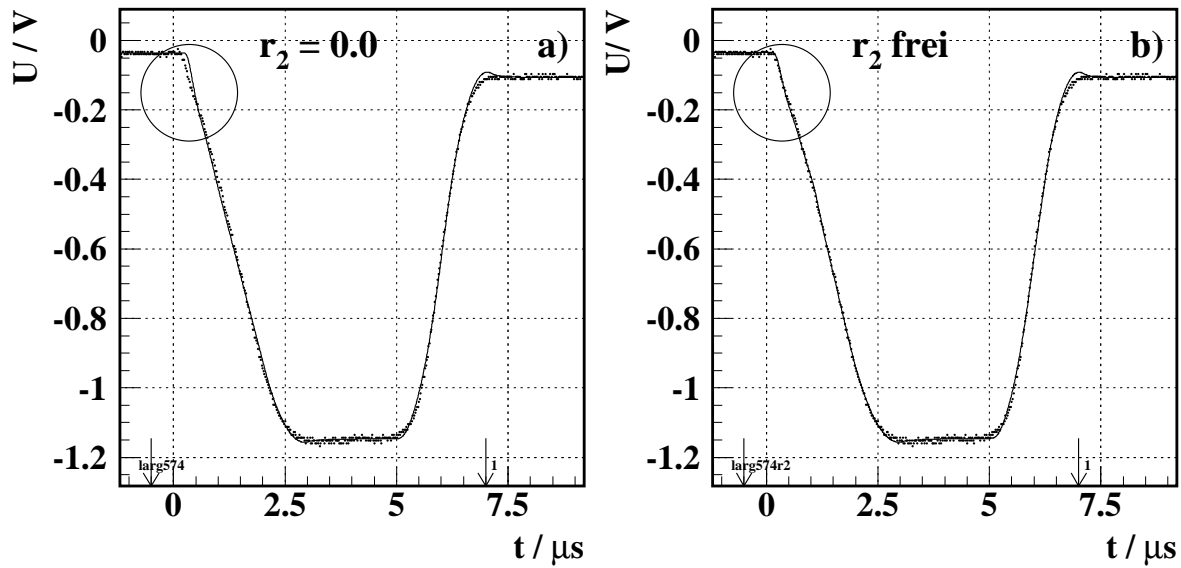


Abbildung 8.18: Anpassung der Modellfunktion (5.55) an das Signal der Laserkammer 2 (a) ohne und (b) mit Berücksichtigung einer Reflektion in das anodenseitige Gitter als zusätzlichen Parameter  $r_2$ . Deutlich ist die bessere Beschreibung der fallenden Signalflanke zu erkennen; das reduzierte  $\chi^2$  der Anpassung verbessert sich von (a) 2.88 auf (b) 1.66. Die ermittelte Elektronenlebensdauer sinkt von (a)  $\tau = 66.1 \pm 0.2 \mu s$  auf (b)  $\tau = 24.7 \pm 0.1 \mu s$ .

wesentlich besser beschrieben (Abb. 8.18). Da nur bei den hohen Elektronenlebensdauern am Beginn der Meßzeit stabile Anpassungsergebnisse mit dem zusätzlichen Parameter erreicht werden konnten, wurden die Anpassungen für die in Abb. 8.16 gezeigten Datensätze der Laserkammer 2 mit einem fixierten Wert  $r_2 = 0.12$  wiederholt (Dreiecke in Abb.8.16). Es ergibt sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung der gemessenen Lebensdauerwerte  $\tau$  zwischen beiden Kammern auf dem Niveau der Laserkammer mit der flachen Kathode.

### 8.7.2 Messung der Driftgeschwindigkeit und Ausdehnung der Ladungswolke

Die mit der Laserkammer 2 ermittelte Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke  $v_d(|\vec{E}|)$  ist in Abb. 8.19 dargestellt. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Laserkammer mit der flachen Kathode ist eine klare Diskrepanz zu erkennen: Während die Werte aus dem mittleren Driftraum ca. 20% zu hoch sind, sind diejenigen aus dem anodenseitigen wesentlich zu niedrig. Im Gegensatz zur Laserkammer mit der flachen Kathode, deren Daten eine konsistente Fortsetzung von  $v_d(|\vec{E}|)$  zeigen, weist der Verlauf für die Laserkammer 2 einen Sprung auf. Die Berücksichtigung der zusätzlichen Ladungswolke durch die Reflektion ins Anodengitter kann diesen systematischen Effekt nicht erklären (Dreiecke in Abb. 8.19).

Die Tatsache, daß die Driftzeiten  $t_d$  zu klein und  $t_{ag}$  zu groß rekonstruiert werden, weist darauf hin, daß die vereinfachende Beschreibung der driftenden Elektronenwolke als homogene Verteilung der zeitlichen Ausdehnung  $l$  im Modell nicht genügt.

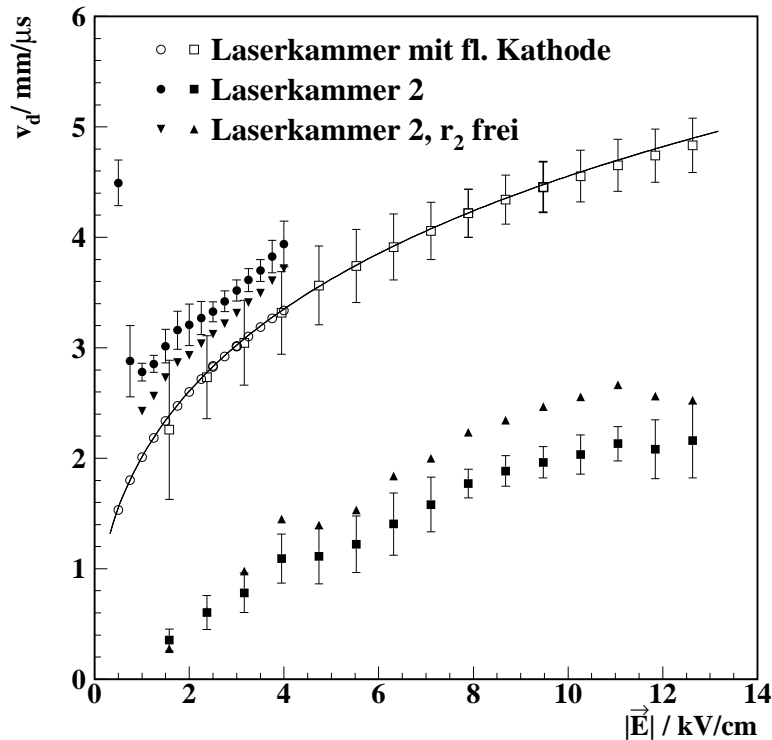


Abbildung 8.19: Die Entwicklung der Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d$  als Funktion der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$  (bei 90 K) zeigt bei der Laserkammer mit der flachen Kathode eine stetige Fortsetzung der Messung im mittleren Driftraum durch die Messung im anodenseitigen Driftraum, während bei der Laserkammer 2 ein deutlicher Sprung auftritt. Dieser wird durch die Berücksichtigung der zusätzlichen Reflektion (Parameter  $r_2$ ) nicht kompensiert. (Diese Datenpunkte sind wegen der Übersichtlichkeit ohne Fehler angegeben.) Die Driftdistanz im anodenseitigen Driftraum beträgt 1.9 mm. (Bei der Laserkammer 2 kommt es unterhalb von  $|\vec{E}_{KG-AG}| = 1.0 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  aufgrund der Driftzeitverhältnisse zu einer Überlagerung des Reflektionssignals aus dem Kathodengitter mit der fallenden Flanke der Pulsform. Dadurch wird die Anpassung bei diesen Datensätzen instabil.)

Als mögliche Ursachen für eine komplexere Elektronenverteilung kommen in Betracht:

- Verzerrung des elektrischen Feldes am Entstehungsort der Elektronen durch die Kerbe,
- Inhomogenitäten im auf der Schräge auftreffenden UV-Lichtkegel.

Deren Auswirkungen auf die Form der Verteilung der driftenden Elektronen könnten durch eine eingehende Monte Carlo Simulation untersucht werden. Als weiterer Zugang könnte die Form der Ladungswolke aus einer Entfaltung z.B. der ansteigenden Signalflanke unter Annahme eines Modells für das Signal eines einzelnen driftenden Elektrons gewonnen werden.

Der Vergleich der Temperaturabhängigkeit der Driftzeit  $t_d$  und Driftgeschwindigkeit  $v_d$  im mittleren Driftraum bei  $|\vec{E}_{KG-AG}| = 2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  (Abb. 8.20) weist neben der Diskrepanz des Absolutwertes ein sehr ähnliches Verhalten auf. Deutlich ist auch bei der Laserkammer 2 eine Ansteigen der Driftzeit und ein Fallen der Driftgeschwindigkeit mit der Temperatur  $T$  zu erkennen. Der mit der Laserkammer mit der flachen Kathode gemessene Wert von  $\frac{\Delta v_d}{\Delta T v_d} \approx -1.73 \text{ \%}/\text{K}$  ist etwas kleiner als der mit dieser Kammer gemessene von 2.0 % (siehe Tab. 8.5).

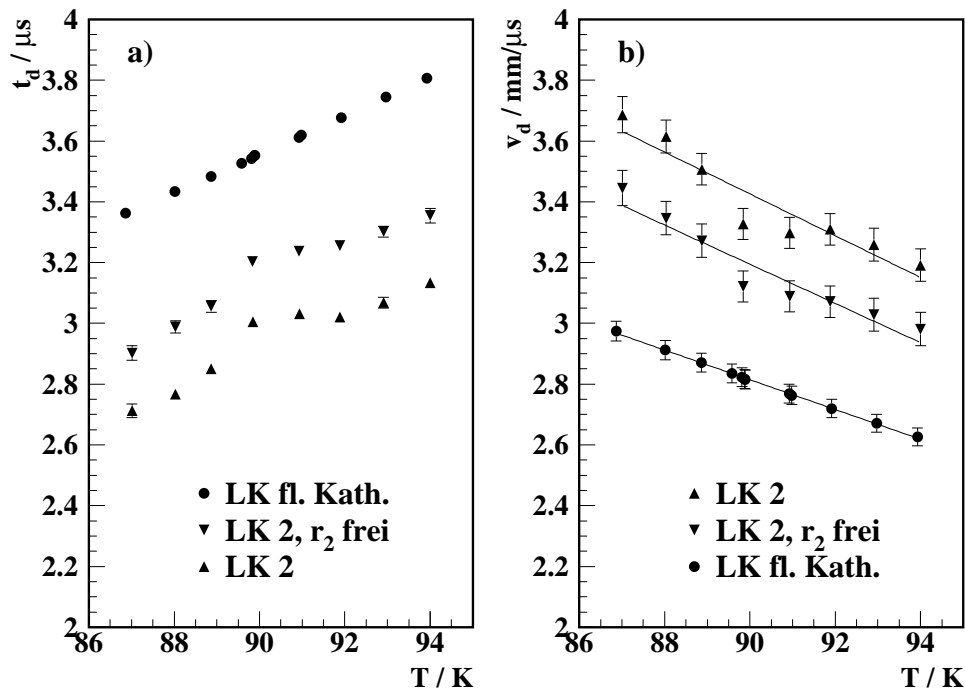


Abbildung 8.20: Die Entwicklung (a) der Driftzeit  $t_d$  im mittleren Driftraum und (b) der Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d$  als Funktion der Temperatur  $T$  (bei  $|\vec{E}| = 2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ) zeigt ein sehr ähnliches Verhalten für beide Laserkammern. Durch die Berücksichtigung der zusätzlichen Reflektion (Parameter  $r_2$ ) wird die Diskrepanz der Absolutwerte nicht kompensiert. Der Gesamtfehler auf  $v_d$  wird von dem Fehler des Abstandes  $d = 10.0 \pm 0.1 \text{ mm}$  dominiert.

Laserkammer	$\frac{\Delta v_d}{\Delta T v_d}$
LK 2	$-2.01 \pm 0.11 \text{ \%}/\text{K}$
LK 2, $r_2$ frei	$-2.02 \pm 0.10 \text{ \%}/\text{K}$
mit flacher Kathode	$-1.73 \pm 0.06 \text{ \%}/\text{K}$

Tabelle 8.5: Änderung der relativen Driftgeschwindigkeit  $\frac{\Delta v_d}{\Delta T v_d}$  mit der Temperatur im Vergleich für die beiden eingesetzten Kammern (bei  $|\vec{E}| = 2.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ ; Werte bei 90 K).

### 8.7.3 Folgerungen

Die Laserkammer mit der flachen Kathode ist der Laserkammer 2 bei zukünftigen Messungen als Standardkammer vorzuziehen:

- Sie besitzt eine einfachere Geometrie und liefert konsistente Ergebnisse für die Driftgeschwindigkeit, gemessen in unterschiedlichen Drifträumen.
- Eine Produktion von zusätzlichen freien Elektronen am Anodengitter durch reflektiertes UV-Licht wird nicht beobachtet. Die Messung der Elektronenlebensdauer ist somit zuverlässiger.

Parameter	Wert
$P_1$	$-0.016863 \text{ K}^{-1}$
$P_2$	$-0.0083412 \text{ K}^{-1}$
$P_3$	$0.18088 \left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)^{-1}$
$P_4$	$8.9751 \left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)$
$P_5$	$1.4614 \left(\frac{\text{kV}}{\text{cm}}\right)^{-P_6}$
$P_6$	$0.32891$
$T_0$	$92.91 \text{ K}$

Tabelle 8.6: Ergebnis der globalen Anpassung der Parametrisierung (8.3) aus der Messung von Kalinin et al. [91]. Die mittlere Temperatur  $T_0$  wurde vor der Durchführung der Anpassung ermittelt.

## 8.8 Vergleich mit anderen Messungen

Die Driftgeschwindigkeit freier Elektronen im flüssigen Argon als Funktion der angelegten elektrischen Feldstärke ist in Abb. 8.21 bzw. 8.22 als Ausschnittsvergrößerung der aus dem mittleren Driftraum gewonnenen Werte aus der in dieser Arbeit vorgestellten Messung mit der Laserkammer mit flacher Kathode bei drei exemplarischen Temperaturen im Vergleich zu drei in der Literatur existierenden Messungen dargestellt. Die älteren Messungen erzielten mit unterschiedlichen Methoden (vgl. Abschnitt 5.1.5) zum Teil deutlich abweichende Ergebnisse:

- **Miller et al. [85]** nutzten Elektronen mit einer Energie von 40 keV aus einer gepulsten Elektronenkanone, um durch Ionisation des flüssigen Argons freie Elektronen in der Driftkammer mit 0.1 bis 0.6 mm Elektrodenabstand zu erzeugen. Aus dem integrierten Strom der Elektronen wurde unter der Annahme, daß die Elektronenwolke in in Driftrichtung quasi-punktförmig ist, die Driftzeit und damit die Driftgeschwindigkeit extrahiert. Die Elektronenlebensdauer betrug ca.  $10 \mu\text{s}$ , die Temperatur des flüssigen Argons wird mit  $(85.0 \pm 0.3) \text{ K}$  angegeben. Die Driftgeschwindigkeiten dieser Messung sind um ca. 13% größer als nach der Parametrisierung (8.3) mit den hier ermittelten Parametern (Tab. 8.3) bei 85 K zu erwarten wären.
- **Yoshino et al. [86]** erzeugten die freien Elektronen in einer Driftzelle mit 1 mm Elektrodenabstand durch den gepulsten Beschuß der Zelle mit 15 MeV Bremsstrahlung eines Elektronenlinearbeschleunigers. Die Elektronenlebensdauer war größer als  $5 \mu\text{s}$  und die Temperatur betrug 87 K. Die von Yoshino et al. gemessene Driftgeschwindigkeit ist um ca. 18% geringer als nach der hier vorgestellten Messung bei 87 K erwartet würde.
- **Kalinin et al. [91]** haben am CERN eine Laserkammer ohne Gitter mit einem Elektrodenabstand von 10 mm benutzt. Die Quarzfaser wurde durch eine Bohrung in der Anode senkrecht zu deren Oberfläche eingekoppelt und das UV-Licht mit 266 nm Wellenlänge erzeugte die Photoelektronen auf der gegenüberliegenden Kathode. Es wurde das Ausgangssignal eines stromsensitiven Vorverstärkers analysiert. Die Elektronenlebensdauer betrug ca.  $120 \mu\text{s}$ . Die  $v_d$ -Meßpunkte, die im Temperaturbereich  $T = 86.8 \dots 97.6 \text{ K}$

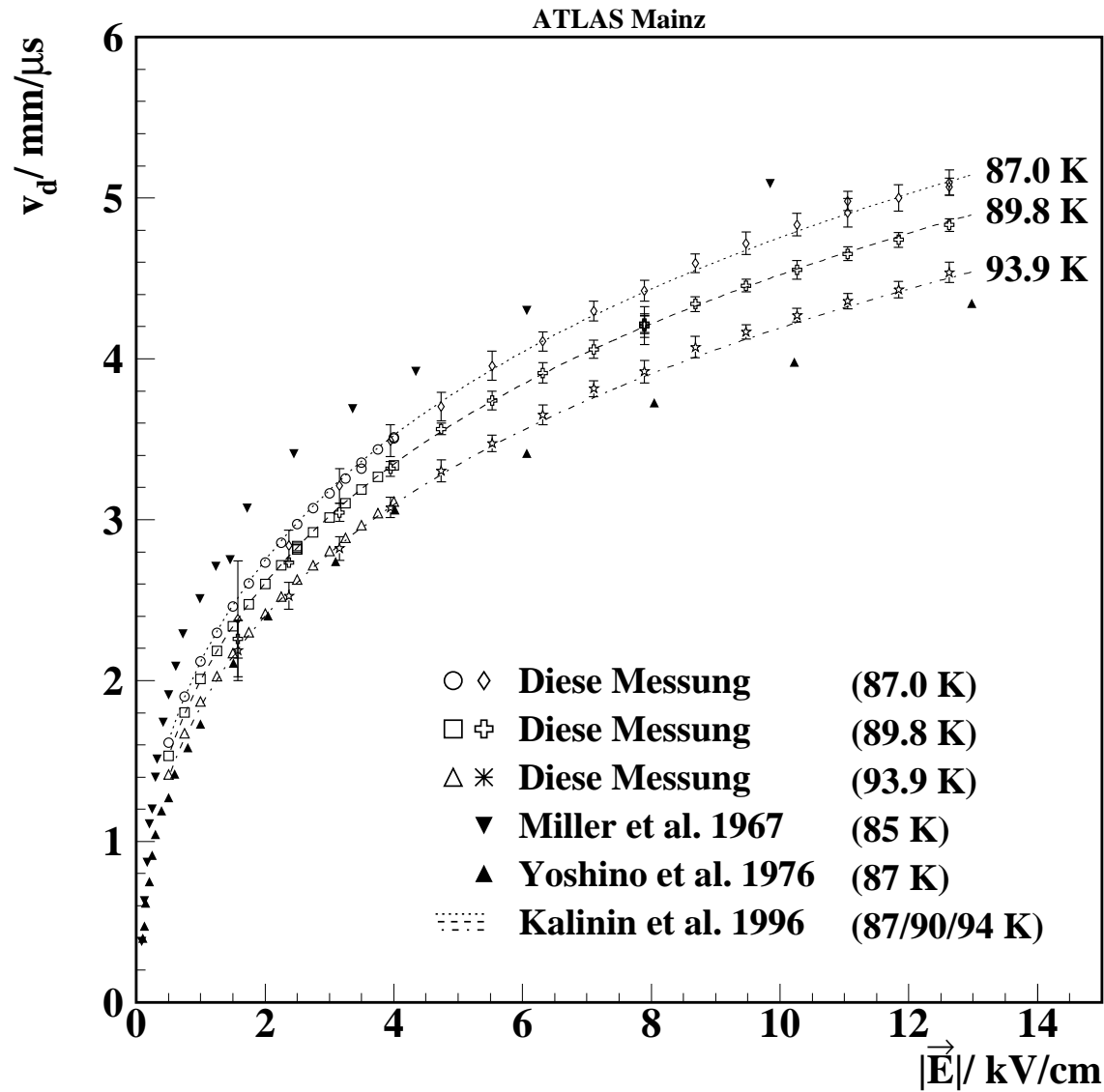


Abbildung 8.21: Die Driftgeschwindigkeit  $v_d$  freier Elektronen in flüssigem Argon als Funktion der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$ . Dem Ergebnis der in dieser Arbeit vorgestellten Messung mit den Werten aus mittlerem und anodenseitigem Driftraum (offene Symbole, nur mit statistischen Fehlern) bei drei verschiedenen Temperaturen ist zum Vergleich das Ergebnis der am CERN ausgeführten Messung von Kalinin et al. [91] als Parametrisierung für dieselben Temperaturen überlagert. Deutlich weichen davon die älteren Messungen von Miller et al. [85] und Yoshino et al. [86] ab. Diese Abweichungen lassen sich nicht durch die unterschiedlichen Temperaturen des Mediums erklären.

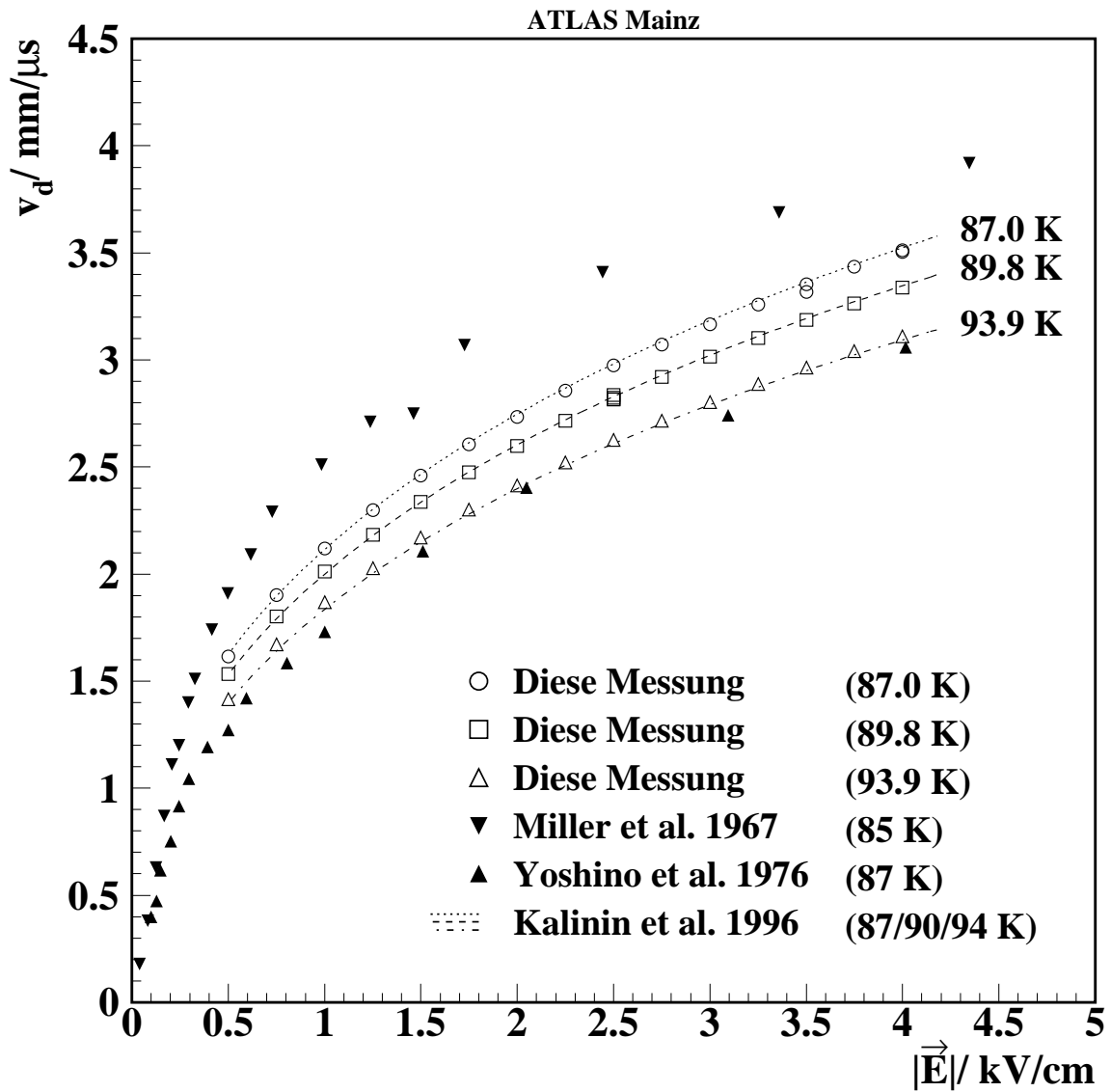


Abbildung 8.22: Die Driftgeschwindigkeit  $v_d$  freier Elektronen in flüssigem Argon als Funktion der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$  gemessen im mittleren Driftraum (mit Gesamtfehlern). Dem Ergebnis der in dieser Arbeit vorgestellten Messung (offene Symbole) bei drei verschiedenen Temperaturen ist zum Vergleich das Ergebnis der am CERN ausgeführten Messung von Kalinin et al. [91] als Parametrisierung für dieselben Temperaturen überlagert. Die deutlichen Abweichungen der älteren Messungen von Miller et al. [85] und Yoshino et al. [86] sind gut zu erkennen.

und bei elektrischen Feldstärken von  $|\vec{E}| = 0.5 \dots 7.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  aufgezeichnet wurden, liessen sich gut durch die Anpassung der Parametrisierung (8.3) beschreiben. Der resultierende Parametersatz ist in Tabelle 8.6 zusammengestellt. Wie in Abb. 8.21 und Abb. 8.22 zu erkennen ist, besteht eine gute Übereinstimmung mit der in dieser Arbeit vorgestellten Driftgeschwindigkeitsmessung. Die in [91] angegebene Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von  $-2\%/K$  ist ca. 10% größer, als diese Messung ergab.

Die in dieser Arbeit präsentierte Messung der Elektronendriftgeschwindigkeit im flüssigen Argon zeigt folglich eine gute Übereinstimmung mit der jüngeren Messung von Kalin et al., bei der die freien Elektronen auch mittels Photoeffekt in einer geometrisch sehr einfachen Kammer erzeugt werden, während deutliche Differenzen bezüglich der älteren Messungen von Miller et al. und Yoshino et al., bei denen das flüssige Medium zur Erzeugung freier Elektronen ionisiert wurde, zu erkennen sind.

## 8.9 Folgerungen

Die Messung der Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigem Argon in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke und der Temperatur  $v_d(|\vec{E}|, T)$  kann mit Hilfe der Parametrisierung (8.3) im Bereich  $0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \leq |\vec{E}| \leq 12.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und für  $87 \text{ K} \leq T \leq 94 \text{ K}$  gut beschrieben werden. Die Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit beträgt (im Mittel):

$$\frac{\Delta v_d}{\Delta T v_d} = (-1.72 \pm 0.08)\%/K.$$

Dies macht eine genaue, möglichst lokale Messung der Flüssigargontemperatur in den Kalorimetern des ATLAS-Experimentes erforderlich, um den Beitrag der Ungenauigkeit der Driftgeschwindigkeitskenntnis zum konstanten Term der Kalorimetrauflösung ausreichend klein zu halten. Dafür sind an den Kalorimetermodulen angebrachte Temperatursensoren vorgesehen [26]. Gegebenenfalls ist eine Korrektur der Kalorimetersignale zur Sicherstellung der Homogenität der Kalorimeterantwort vorzunehmen (vgl. [120]).



# Kapitel 9

## Zusammenfassung der Ergebnisse

Das hadronische Endkappenkalorimeter (HEC) ist ein wesentlicher Bestandteil des ATLAS-Experiments zur Identifikation vorwärtsgerichteter Teilchenstrahlbündel und zur Rekonstruktion fehlender transversaler Energie.

Prototypmodule des HEC wurden im Jahr 1996 am CERN-SPS-Strahl unter Beschuß mit Elektronen und Pionen von bis zu 200 GeV getestet. Im September 1996 waren erstmalig vier Module eingesetzt, die pioninduzierte Schauer weitgehend enthalten konnten, so daß die Energieantwort und Energieauflösung dieses Kalorimeters auch für Pionen untersucht werden konnte.

Für Elektronen wurden die Parameter der klassischen Energieauflösungsformel bestimmt zu:

$$\text{Samplingterm } \alpha_{em} = \text{ca. } 21\% \sqrt{\text{GeV}} \quad \text{und} \quad \text{konst. Term } \beta_{em} = \text{ca. } 1\% .$$

Simulierte Elektronenereignisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Daten. Die gemessene Auflösung wird von der Monte-Carlo Simulation reproduziert.

Bei den Piondaten wurde die Teilchenenergie mit Hilfe von fünf (energieabhängigen) Kalibrationskonstanten für die longitudinalen Segmente rekonstruiert, um instrumentelle Defekte und Energieverluste außerhalb des Kalorimeters möglichst zu kompensieren. Die Parameter der gemessenen Energieauflösung betragen:

$$\text{Samplingterm } \alpha_{had} = \text{ca. } 90\% \sqrt{\text{GeV}} \quad \text{und} \quad \text{konst. Term } \beta_{had} = \text{ca. } 6\% .$$

Die Ursache für diese verhältnismäßig großen Werte liegt in den Energieverlusten durch Anteile des hadronischen Schauers, die seitlich oder nach hinten aus dem Kalorimeter hinausreichen. Dies konnte durch die Analyse mit verschiedenen Schauermodellen simulierter Pionereignisse bestätigt werden. Eine gute Übereinstimmung der erwarteten Energieauflösung mit der aus den Daten rekonstruierten erreichte das GCALOR-Modell, während die anderen Modelle G-FLUKA bzw. GHEISHA zu gute bzw. zu schlechte Werte für die Energieauflösung ergaben. Wird die zusätzlich außerhalb des Detektors deponierte Energie in der Rekonstruktion der Monte-Carlo Ereignisse berücksichtigt, so wird eine optimistische Abschätzung der erreichbaren Energieauflösung gewonnen:

$$\text{Samplingterm } \alpha_{had}^{MC} = \text{ca. } 72\% \sqrt{\text{GeV}} \quad \text{und} \quad \text{konst. Term } \beta_{had}^{MC} = \text{ca. } 3\% .$$

Eine weitere Verbesserung der hadronischen Energieauflösung wird von dem Einsatz geeigneter Gewichtungsmethoden, die den Einfluß der vom  $e/h$ -Verhältnis bedingten Beitrag reduzieren, erwartet.

Die Energieauflösung der Flüssigargonkalorimeter von ATLAS hängt bei hohen Teilchenenergien (konstanter Term) von Inhomogenitäten des Kalorimeters bezüglich des ausgelesenen Signals ab. Diese können u.a. durch Schwankungen in der Konzentration elektronegativer Verunreinigungen im flüssigen Argon oder durch die Veränderung der Driftgeschwindigkeit der freien Elektronen aufgrund von Temperaturschwankungen hervorgerufen werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein System zur Überwachung der Konzentration elektronegativer Moleküle in dem flüssigen Argon der ATLAS-Kryostaten auf der Basis speziell angepaßter Ionisationskammern entwickelt. Zum Einsatz kommen kombinierte  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmeßgeräte, bestehend aus zwei quellengestützten Ionisationskammern, direkt in den Kryostaten der Kalorimeter, sowie mehrere Laserkammermonitore in der näheren Flüssigargonumgebung, die eine direkte Messung der Elektronenlebensdauer erlauben.

In dem kombinierten  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Monitor befinden sich zwei zueinander komplementäre Ionisationskammern, in denen radioaktive Präparate zur Erzeugung freier Elektronen genutzt werden. Die  $^{207}\text{Bi}$ -Kammer ist in dem angestrebten Meßbereich von  $p \lesssim 1 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  besonders auf Schwankungen in der Konzentration elektronegativer Verunreinigungen sensitiv, während die  $^{241}\text{Am}$ -Kammer bei geringerer Sensitivität bis zu  $p \approx 10 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  und höher einsetzbar ist. Zur Auswertung der mit diesen Meßgeräten gewonnenen Daten wurde das Box-Modell[68, 69] zur Beschreibung der Rekombination der erzeugten Elektronen mit den positiven Ionen verwendet.

Vorgestellt wurde eine Messung mit dem kombinierten  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Monitor während einer Teststrahlperiode der HEC-Kollaboration am CERN-SPS im April 1998. Bei einer absoluten Reinheit von  $p \approx 0.3 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  konnte aus den Signalspektren ein Anstieg um  $\Delta p \approx 0.1 \dots 0.2 \text{ ppm}_{\text{O}_2}$  während der 18-tägigen Meßzeit nachgewiesen werden. Die Unsicherheiten zeigen die Grenzen des verwendeten Rekombinationsmodells auf; insbesondere das Verhalten der  $^{241}\text{Am}$ -Kammer der stark ionisierenden Quelle wird nicht richtig beschrieben. Eine Eichung der Kammern gegen z.B. eine Laserkammer ist zur Bestimmung der absoluten Reinheit notwendig. Es konnte demonstriert werden, daß sich der kombinierte  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitor zur Überwachung der zeitlichen Konstanz der Signalamplitude bezüglich der Auswirkungen elektronegativer Verunreinigungen eignet.

Der Laserkammermonitor, in dem die freien Elektronen per Photoeffekt erzeugt werden und somit keine Rekombinationseffekte zu berücksichtigen sind, erlaubt aufgrund seiner Geometrie die direkte Bestimmung der Elektronenlebensdauer bzgl. elektronegativer Verunreinigungen und die Messung der Driftzeit der Elektronen im flüssigen Medium durch Anpassen einer Modellfunktion. Zwei Laserkammern, die sich in der Kathodengeometrie unterscheiden, wurden untersucht. Aufgrund der guten Übereinstimmung von Modell und Meßdaten, sowie der Selbstkonsistenz der Driftzeiten in den verschiedenen Drifträumen, wurde die Laserkammer mit der flachen Kathode zur Standardkammer für die Driftgeschwindigkeitsmessung gewählt.

Aufgrund der Bedeutung der Temperaturabhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit für die Energieauflösung der ATLAS-Kalorimeter wurde eine eigene Messung derselben in dem lokalen Kryostaten durchgeführt, da in der Literatur verfügbare Messungen der Driftgeschwindigkeit inkonsistent sind. Die Driftgeschwindigkeit freier Elektronen in flüssigem Argon wurde in Abhängigkeit der Temperatur und der elektrischen Feldstärke in dem Bereich von

$$87 \text{ K} \leq T \leq 94 \text{ K} \quad \text{und} \quad 0.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}} \leq |\vec{E}| \leq 12.6 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$$

gemessen. Bei z.B.  $T = 90 \text{ K}$  und  $|\vec{E}| = 4 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  beträgt  $v_d = (3.339 \pm 0.006 \pm 0.026) \text{ mm}/\mu\text{s}$ . Eine Parametrisierung für  $v_d(|\vec{E}|, T)$  wurde angegeben. Die mittlere Temperaturabhängigkeit der Elektronendriftgeschwindigkeit im Bereich von 87 – 94 K wurde bestimmt zu:

$$\frac{\Delta v_d}{\Delta T v_d} = (-1.72 \pm 0.08)\%/\text{K}.$$

Im Vergleich zu in der Literatur verfügbaren Messungen zeigte sich eine gute Übereinstimmung mit der Messung von Kalinin et al. [91] am CERN, während beide Messungen sich auch unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Temperaturen nicht mit den älteren Messungen von Miller et al. [85] und Yoshino et al. [86] vereinbaren lassen, die sich auch gegenseitig widersprechen.

Während der Driftgeschwindigkeitsmessung wurde im lokalen Kryostaten eine Abnahme der Elektronenlebensdauer beobachtet. Aus dem Verlauf der Lebensdauer mit dem elektrischen Feld  $\tau(|\vec{E}|)$  kann zwischen sauerstoffartig und  $\text{N}_2\text{O}$ -artig (polarisierbar) wirkenden Verunreinigungsmolekülen unterschieden werden. Die Zunahme um  $\Delta p \approx 70 \text{ ppb}_{\text{O}_2}$  ist mit der Interpretation, daß Sauerstoff in den Kryostaten eingedrungen sei, verträglich.

Die Laserkammer eignet sich zur direkten Bestimmung der Elektronenlebensdauer bei Verunreinigungskonzentrationen im  $\text{ppm}_{\text{O}_2}$  und  $\text{sub-ppm}_{\text{O}_2}$ -Bereich, während die Kammern des kombinierten  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitors die Stabilität der Signalamplitude überwachen. Insgesamt 29  $^{241}\text{Am}/^{207}\text{Bi}$ -Reinheitsmonitore werden in den Kryostaten der Flüssigargonkalorimeter des ATLAS-Experiments zum Einsatz kommen. Ein Konzept zur Platzierung wurde erarbeitet und vorgestellt.



# Anhang A

## Übersichten zur HEC-Prototypanalyse

In diesem Anhang sind die Definitionen der Pioncluster, eine Übersicht über die verwendeten Datensätze und das Nummerierungsschema der HEC-Prototypauslese zusammengestellt.

### A.1 Liste der Zellen im Pioncluster

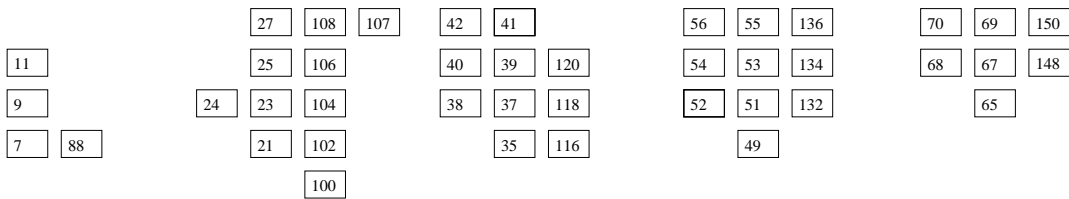


Abbildung A.1: Kalorimeterzellen im Pioncluster für die Einschußposition Pad 9.

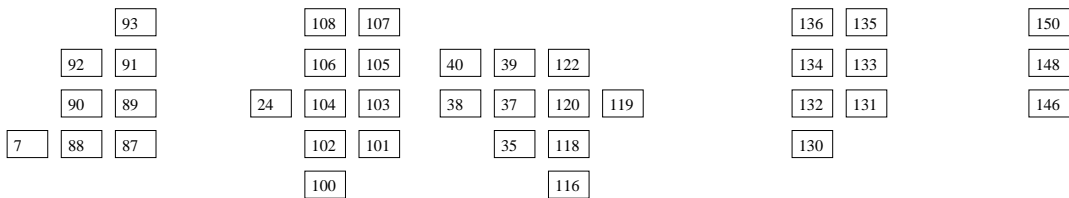


Abbildung A.2: Kalorimeterzellen im Pioncluster für die Einschußposition Pad 90.

## A.2 Die Elektron- und Piondatensätze

Pad	Strahlenergie	Run No.	Ereignisanzahl	Zufallstriggeranzahl
Elektronen				
9	20	6101	6000	551
9	40	6100	6000	390
9	60	6099	5999	407
9	80	6098	6000	390
9	100	6097	6000	390
90	40	6103	6000	430
90	60	6104	6499	414
90	80	6105	6000	438
90	100	6106	6000	414
Pionen				
9	20	6132	10000	4811
9	40	6131	9999	1237
9	60	6130	10000	548
9	80	6129	10355	409
9	100	6128	11262	258
9	120	6127	13428	275
9	150	6164	20000	1056
9	200	6175	20000	612
90	20	6121	3164	450
90	40	6119	10000	3113
90	60	6118	9999	3000
90	80	6117	9999	1312
90	100	6115	11558	1221
90	120	6114	9999	736
90	150	6185	10000	322
90	200	6176	20000	615

Tabelle A.1: Zusammenstellung der in dieser Analyse benutzten Elektron- und Piondatensätze (Runs) mit den Einschußpositionen Auslesefläche 9 (Pad 9) und 90 (Pad 90).

### A.3 Auslesekanäle des HEC-Prototypkalorimeters

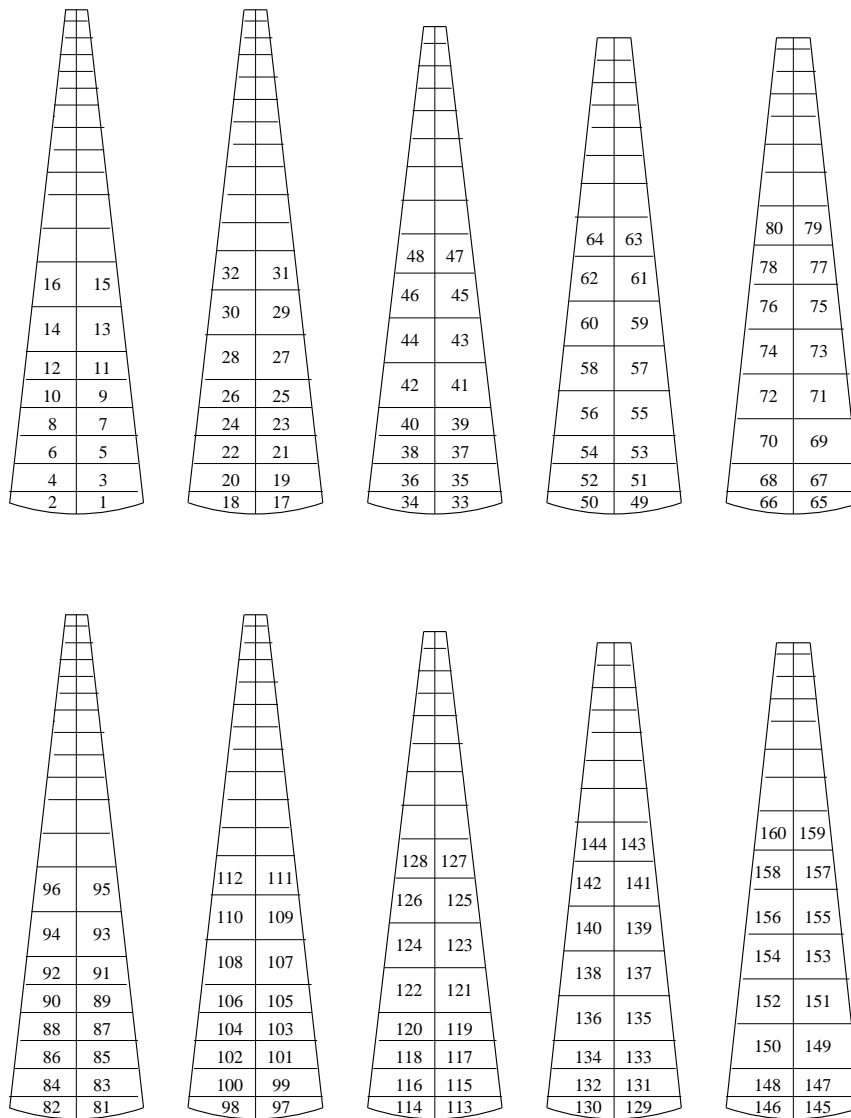


Abbildung A.3: Schematische Anordnung der Auslezellen und ihre Zuordnung zu den Auslesekanälen für Modul A (unten) und Module B (oben). Die Kalorimetertiefe nimmt von links nach rechts zu.

## Anhang B

# Eigenschaften flüssiger Edelgase

Die folgende Tabelle dokumentiert einige wichtige Eigenschaften flüssiger Edelgase, die als Detektormedien in Kalorimetern Verwendung finden.

Parameter	LAr	LKr	LXe
Kernladungszahl	18	36	54
Temperatur am Tripelpunkt (K)	83.78	115.95	161.35
Druck am Tripelpunkt (mbar)	687	731	816
Temperatur am Siedepunkt (K)	87.29	119.8	165.05
Dichte am Siedepunkt (kg/m <sup>3</sup> )	1392.8	2413	3057
Volumenverhältnis (gasförmig/flüssig)	835	688	550
Brechungsindex ( $\lambda = 170$ nm)	–	1.41	1.6
Dielektrizitätszahl	1.51	1.66	1.95
Strahlungslänge (cm)	14.3	4.76	2.77
Molière-Radius (cm)	7.3	4.7	4.1
$dE/dx_{mip}$ (MeV/cm)	2.11	3.45	3.89
Szintillationslicht			
$\lambda_{peak}$ (nm)	130	150	175
Zerfallskonstante, schnell (ns)	6.5	2	2
Zerfallskonstante, langsam (ns)	1100	85	30
Anteil der schnellen Komponente	0.08	0.01	0.77
W-Wert (eV)	23.6	20.5	15.6
		16.7	
		18.4	
Fano-Faktor	0.11	0.06	0.05
Sättigungsdriftgeschwindigkeit (cm/ $\mu$ s)	0.64	0.48	0.26

Tabelle B.1: *Eigenschaften flüssiger Edelgase [107]. Für den W-Wert des flüssigen Kryptons sind mehrere Messungen zitiert.*



# Anhang C

## Das Monte-Carlo-Programm BISIM

### C.1 Überblick

Das Programm BISIM<sup>1</sup> wurde zur Simulation des Spektrums der <sup>207</sup>Bi-Kammer entwickelt. Es simuliert die Spuren der drei Konversionselektronenlinien bei  $E_e^- = 1047$  keV, 976 keV und 481 keV, sowie die Spuren der bei Comptonstreuung oder Photoabsorption der Photonen mit den Linienenergien  $E_\gamma = 1770$  keV, 1064 keV und 569 keV (vgl. Fig. 5.16) erzeugten Elektronen. Von den in dem aktiven Volumen der <sup>207</sup>Bi-Kammer enthaltenen Spuren wird die deponierte Ladung nach Formel (5.41) als Summe über alle Spursegmente zum Ladungssignal der Kammer aufintegriert und als Eintrag in einer N-Tupledatei zur Verfügung gestellt. Zusätzlich wird das Ladungssignal für dieselben Spursegmente für den Fall der auf den ersten Driftabstand verkürzten <sup>207</sup>Bi-Kammer ohne Gitter berechnet und in der N-Tupledatei gespeichert. Die N-Tupledatei kann anschließend mit einem Grafikprogramm [127] verarbeitet werden.

### C.2 Programmbeschreibung

Das Ablaufschema des Programms BISIM ist in Abbildung C.1 dargestellt. Im folgenden werden die einzelnen Schritte erläutert.

1. Nach dem Start müssen die Reinheit  $p$ , die gewünschte Anzahl Ereignisse  $N_{Ereignisse}$  und ein Dateibasisname eingegeben werden. Unterschiedliche Dateibasisnamen erlauben es, das Programm gleichzeitig mehrmals im Stapelbetrieb<sup>2</sup> laufen zu lassen. Die weiteren in Tabelle C.1 aufgeführten Geometrie- und die Zerfallskanäle des <sup>207</sup>Bi beschreibenden Parameter werden vom Programm gesetzt.
2. Die Programminitialisierung beinhaltet das Berechnen der Ladungsdichteverteilung entlang der Konversionselektronenspuren  $\frac{dQ}{dx}$  für die festen Energien der Elektronen (Abb. C.2) mittels der Bethe-Bloch-Formel für Elektronen. Die Ladungsdichteverteilung wird in Form von (5.45) zur numerischen Integration von (5.40) benötigt. Für die variierenden

---

<sup>1</sup>Derzeitige Version: V 0.5.

<sup>2</sup>Engl.: Batch.

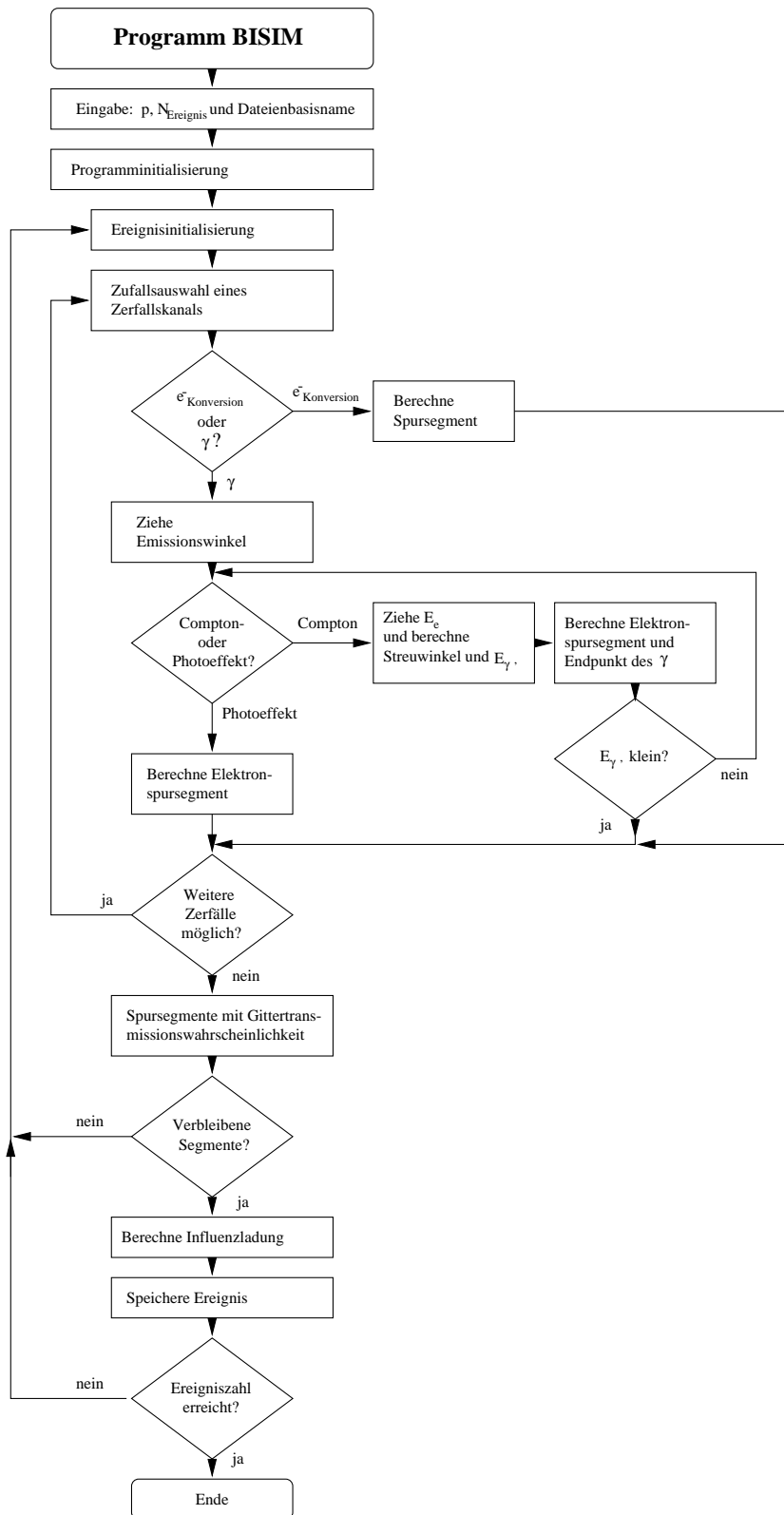


Abbildung C.1: Ablaufschema des Simulationsprogramms BISIM.

Parameter	Wert	Bedeutung
$p$	Abfrage	Reinheit des Mediums in ppmO <sub>2</sub>
$N_{Ereignisse}$	Abfrage	gewünschte Ereignisanzahl
$Basisname$	Abfrage	Basisname für alle erzeugten Dateien
$d_1$	0.5 cm	Abstand Kathode-Gitter
$d_2$	0.1 cm	Abstand Gitter-Anode
$r_1$	1.25 cm	Radius des aktiven Volumens
$E_1$	5 $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$	$ \vec{E}_1 $ kathodenseitig
$E_2$	25 $\frac{\text{kV}}{\text{cm}}$	$ \vec{E}_2 $ anodenseitig
$I_0$	23.6 eV	W-Wert des flüssigen Argons
$W_i$	...	Energien der (fünf) berücksichtigten Übergänge
$sig_i$	0.1 fC	Breiten ( $\sigma$ s) zur Simulation des elektronischen Rauschens
$R_{ij}$	...	Matrix der Übergangswahrscheinlichkeiten abhängig vom vorhergehenden Übergang bei Kaskadenzerfällen

Tabelle C.1: Die Parameter des Programms BISIM.

Anfangsenergien der durch Comptonstreuung oder Photoeffekt entstehenden Elektronen wird eine Interpolationstabelle der Reichweiten durch mehrfache Integration der Bethe-Bloch-Formel angelegt (vgl. Abb. C.3). Sie dient der approximativen Berechnung des Ladungssignals unter der Annahme einer homogenen Ladungsdichteverteilung entlang dieser Spuren.

3. Zu Beginn der Ereignisschleife müssen verschiedene Felder und Variablen initialisiert werden. Der Stapelspeicher für Spursegmente wird geleert.
4. Entsprechend den Wahrscheinlichkeiten in der Zerfallskanalmatrix  $R_{ij}$  wird mit Hilfe einer Zufallszahl ein spezieller Zerfallskanal gewählt und im folgenden ein Ereignis daraus simuliert. Gleichzeitig wird aus einer Gleichverteilung in  $\cos \alpha$  der Emissionswinkel des ausgesandten Teilchens bestimmt.
5. Mit der Wahl des Zerfallskanals wurde bereits entschieden, ob es sich bei dem emittierten Teilchen um ein Konversionselektron oder ein Photon handelt:
  - (a) **Konversionselektron:** In diesem Fall wird aus einer Gleichverteilung in  $\cos \alpha$  der Emissionswinkel des ausgesandten Teilchens bestimmt und daraus mit Hilfe der maximalen Spurlänge  $z_{max}$  die effektive Spurlänge in Driftrichtung  $z_0$  berechnet. Es wird geprüft, ob das resultierende Spursegment im aktiven Volumen<sup>3</sup> liegt, und ggf. wird es gekürzt und dann gespeichert.
  - (b) **Photonen:** Nach dem Bestimmen des Emissionswinkels  $\alpha$  aus einer Gleichverteilung in  $\cos \alpha$  wird gemäß den von der Photonenergie abhängigen Wechselwirkungsquerschnitten für den Comptoneffekt und die Photoabsorption per Zufallszahl der zu simulierende Subprozeß gewählt:

<sup>3</sup>Das aktive Volumen ist der Zylinder der Länge  $d_1 + d_2$  mit dem (Gitter-)Radius  $r_1$  in der <sup>207</sup>Bi-Kammer, in dem gradlinig driftende Elektronen für das Signal zu berücksichtigen sind.

- i. **Photoabsorption:** Das durch Photoeffekt erzeugte Elektron erhält die gesamte Energie des einlaufenden Photons und die Elektronspur wird simuliert und als Spursegment gespeichert, soweit es im aktiven Volumen liegt.
  - ii. **Compton-Elektron:** Per Zufallszahl wird eine Energie  $E_e$  für das erzeugte freie Elektron aus der Energieverteilung der Comptonstreuung gewählt, und der zugehörige Streuwinkel und die Energie  $E_{\gamma'}$  des gestreuten Photons berechnet. Nachdem entsprechend einer Gleichverteilung der weitere Streuwinkel in der Ebene senkrecht zum einlaufenden Photon bestimmt wurde, wird wiederum das Spursegment des Elektrons berechnet, geprüft und abgespeichert. Ist die Energie des gestreuten Photons größer als ein Abschneidewert  $E_{\gamma}^{min}$  werden die obigen Schritte für ein wechselwirkendes Photon wiederholt.
6. Ist das Endzustandsniveau des simulierten Übergangs nicht das Grundzustandsniveau und erlaubt die Zerfallskanalmatrix einen weiteren Übergang, wird unter Beibehaltung der bisher simulierten Spursegmente zur Zufallsauswahl eines weiteren Zerfallskanals gesprungen. Dabei sind die noch möglichen Zerfallskanäle von dem letzten simulierten Übergang abhängig.
  7. Die Ionisationsspuren der in Compton-Streuprozessen erzeugten Elektronen können das Gitter durchqueren und auch im zweiten Driftraum Ladung deponieren. Aufgrund der Stäbe des eingesetzten Gitters werden 19% (entsprechend der Flächenbedeckung) der das Gitter durchquerende Ionisationsspursegmente am Gitter gestoppt, d.h. entsprechend gekürzt. Verbleiben danach keine Spursegmente mehr auf dem Stapelspeicher wird das Ereignis verworfen und zum Beginn der Ereignisschleife gesprungen.
  8. Die auf der Anode influenzierte Ladung jedes Spursegments wird gemäß (5.41) per Integration berechnet und für alle Spursegmente zum Wert  $Q_2$  summiert. Außerdem wird die gesamte influenzierte Ladung  $Q_1^4$  auf eine Anode, die sich an der Stelle des Gitters befindet (nur ein Driftraum der Länge  $d_1$ ), berechnet. Desweiteren werden zur Approximation elektronischen Rauschens durch Addition einer Verschmierungsanzahl aus einer Gaußverteilung mit der Breite  $sig_i$  die Werte  $Q_2si$  und  $Q_1si$  gebildet.
  9. Die Ladungswerte  $Q_2$ ,  $Q_1$ ,  $Q_2si$  und  $Q_1si$  werden zusammen mit einigen weiteren charakteristischen Werten des Ereignisses in einer N-Tupeldatei im HBOOK-Format [128] gespeichert.
  10. Ist die gewünschte Ereignisanzahl erreicht, wird das Programm beendet oder ansonsten das nächste Ereignis simuliert.

---

<sup>4</sup>Diese Größe  $Q_1$  ist von  $Q_1$  aus (5.40) zu unterscheiden.

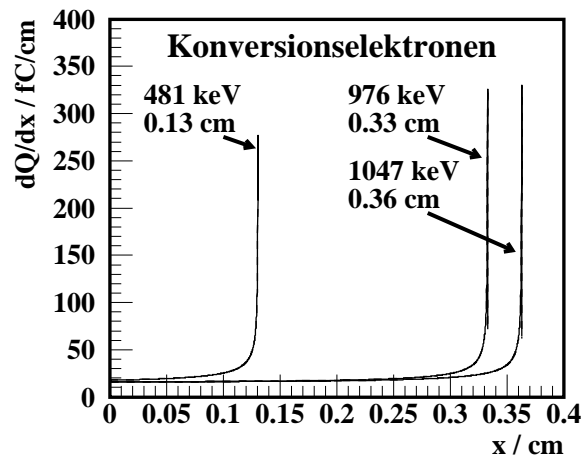


Abbildung C.2: Die durch numerische Integration der Bethe-Bloch-Formel gewonnenen Ladungsdichteverteilungen entlang der Spuren der Konversionselektronen in flüssigem Argon.

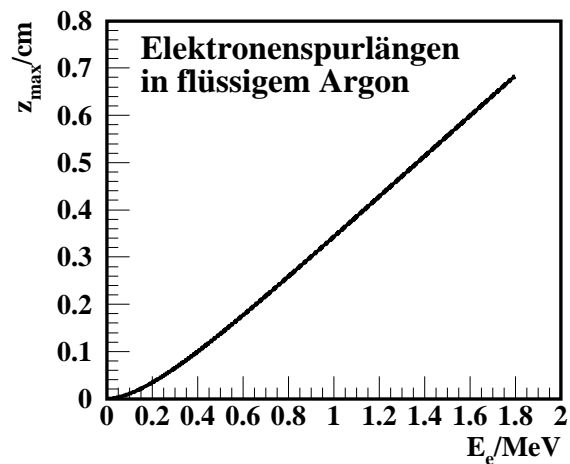


Abbildung C.3: Die Spurlängen für Elektronen in flüssigem Argon in Abhängigkeit ihrer Anfangsenergie bis zu 2 MeV. Die mittleren Spurlängen wurden durch numerische Integration der Bethe-Bloch-Formel gewonnen.

# Anhang D

## Die Anpassung der Laserkammermodellfunktion

In diesem Anhang findet sich eine Dokumentation der Modellfunktion für das Laserkammer-signal, wie sie in den Anpassungen dieser Arbeit verwendet wurde<sup>1</sup>. Der zweite Teil enthält die Beschreibung des Programms zur Parameteranpassung.

### D.1 Die Modellfunktion der Laserkammer

Um die reale Signalfunktion  $S(t)$  der Laserkammer zu erhalten, wird die reale Stromfunktion  $I_{real}(t)$  aus Abschnitt 5.2.2, die den von den driftenden Elektronen auf die Elektroden influenzierten Strom beschreibt, mit der erweiterten Impulsantwortfunktion  $h(t)$  des Vorverstärkers nach (5.57) aus Abschnitt 5.2.2.3 gefaltet<sup>2</sup>.

#### D.1.1 Die reale Stromfunktion

Die reale Stromfunktion setzt sich aus der idealen Stromfunktion (5.49) aus Abschnitt 5.2.2.2 und den Erweiterungen um die Ausdehnung der Ladungswolke sowie den zusätzlichen Ladungswolken durch Reflektion von UV-Licht in die Gitter aus Abschnitt 5.2.2.6 zusammen. Sie läßt sich wie folgt gliedern<sup>3</sup>:

$$I_{real}(t) = I_{Kathode}(t) + I_{Anode}(t) + I_{Ref1.1}(t) + I_{Ref1.2}(t) \quad (D.1)$$

mit

$$I_{Kathode}(t) = I_{K0} (I_{Stufe}(t, 0) + I_{Flanke}(t, t_{1a}, t_{1b})) , \quad (D.2)$$

$$\text{wobei } I_{K0} = \frac{Q_0}{t_{kg}} , \quad (D.3)$$

$$I_{Anode}(t) = I_{A0} (I_{Flanke}(t, t_{2a}, t_{2b}) - I_{Flanke}(t, t_{3a}, t_{3b})) , \quad (D.4)$$

---

<sup>1</sup>Name der Programmroutine: *laserfunc4.f*.

<sup>2</sup>Eine Faltung mit der einfacheren Impulsantwortfunktion nach (5.56) findet sich in [71].

<sup>3</sup>Im folgenden wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit  $t_0 = 0$  gesetzt. Setze  $t \rightarrow (t - t_0)$  sonst.

$$\text{wobei} \quad I_{A0} = \frac{Q_0}{t_{ag}} g_{kg} g_{ag}, \quad (\text{D.5})$$

$$I_{Ref1.1}(t) = -I_{R1} I_{Block}(t, t_4, t_5), \quad (\text{D.6})$$

$$\text{wobei} \quad I_{R1} = \frac{Q_0}{t_{ag}} r g_{ag}, \quad (\text{D.7})$$

$$I_{Ref1.2}(t) = -I_{R2} I_{Block}(t, t_6, t_7), \quad (\text{D.8})$$

$$\text{wobei} \quad I_{R2} = \frac{Q_0}{t_{ag}} r_2. \quad (\text{D.9})$$

Zusätzlich zu den in Tabelle D.1 auf Seite 188 aufgeführten Parametern  $t_{kg}$ ,  $t_d$ ,  $t_{kg}$ ,  $l$  und  $t_6$  wurden folgende Größen abkürzend eingeführt:

$$t_{1a} = t_{kg} - l/2, \quad (\text{D.10})$$

$$t_{1b} = t_{kg} + l/2, \quad (\text{D.11})$$

$$t_{2a} = t_{kg} + t_d - l/2 \quad (\text{D.12})$$

$$t_{2b} = \begin{cases} t_{kg} + t_d + l/2 & \text{für } l < t_{ag}, \\ t_{kg} + t_d + t_{ag} - l/2 & \text{für } l \geq t_{ag}, \end{cases} \quad (\text{D.13})$$

$$t_{3a} = \begin{cases} t_{kg} + t_d + t_{ag} - l/2 & \text{für } l < t_{ag}, \\ t_{kg} + t_d + l/2 & \text{für } l \geq t_{ag}, \end{cases} \quad (\text{D.14})$$

$$t_{3b} = t_{kg} + t_d + t_{ag} + l/2, \quad (\text{D.15})$$

$$t_4 = t_d, \quad (\text{D.16})$$

$$t_5 = t_d + t_{ag}, \quad (\text{D.17})$$

$$t_7 = t_6 + t_{ag}. \quad (\text{D.18})$$

Die Stromfunktion kann somit aus drei wiederkehrenden Elementen zusammengesetzt werden:

$$I_{Stufe}(t, s) = e^{-\frac{t}{\tau}} \Theta(t - s), \quad (\text{D.19})$$

$$I_{Block}(t, s_1, s_2) = e^{-\frac{t}{\tau}} (\Theta(t - s_1) - \Theta(t - s_2)), \quad (\text{D.20})$$

$$I_{Flanke}(t, s_1, s_2) = e^{-\frac{t}{\tau}} \left( \frac{s_1 - t}{s_2 - s_1} \Theta(t, s_1) + \frac{s_2 - t}{s_2 - s_1} \Theta(t, s_2) \right). \quad (\text{D.21})$$

### D.1.2 Die Faltung mit der Impulsantwort des Vorverstärkers

Die Antwortfunktion des Vorverstärkers (5.57) aus Abschnitt 5.2.2.3 kann zur Vereinfachung der Ausführung der Faltung wie folgt gegliedert werden:

$$h(t) = a \Theta(t) (h_i(t) - h_j(t) + h_m(t, y_1) - h_m(t, y_2)), \quad (\text{D.22})$$

wobei

$$h_i(t) = e^{-\frac{t}{t_c}} \left( 1 - e^{-\frac{t}{t_a}} \right), \quad (\text{D.23})$$

$$h_j(t) = b \frac{t}{t_b} e^{-\frac{t}{t_c}} e^{-\frac{t}{t_b}}, \quad (\text{D.24})$$

$$h_m(t, y) = m_0 e^{-ty} \sin \left( \frac{2\pi}{t_h} + \varphi \right) \quad (\text{D.25})$$

mit

$$y_1 = \frac{1}{t_c} + \frac{1}{t_m} \quad \text{und} \quad (\text{D.26})$$

$$y_2 = \frac{1}{t_c} + \frac{1}{t_m} + \frac{1}{t_a}. \quad (\text{D.27})$$

$$(\text{D.28})$$

Die weiteren verwendeten Parameter entsprechen den in Tab. 5.6 auf Seite 100 aufgeführten. Die Verstärkung  $a$  des Vorverstärkers beträgt ca.  $1 \frac{\text{mV}}{\text{fC}}$ .

Die Signalfunktion der Laserkammer wird durch die Faltung der beiden Funktionen  $I_{real}$  und  $h(t)$  gewonnen:

$$S_{real}(t) = I_{real}(t) * h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t-t') I_{real}(t') dt'. \quad (\text{D.29})$$

Anstelle der Berechnung des Integrals (D.29) kann der Faltungssatz der Laplacetransformation [129] genutzt werden:

$$\mathcal{L}(I * h) = \mathcal{L}(I) \mathcal{L}(h). \quad (\text{D.30})$$

Aufgrund der Linearität der Laplacetransformation kann die Faltung für die Produkte der Zerlegungen der Stromfunktion  $I(t)$  und der Vorverstärkerantwortfunktion  $h(t)$  einzeln durchgeführt werden. Anschließend werden die Laplacerücktransformierten zur gesuchten Signalfunktion zusammengesetzt.

Im folgenden soll das Ergebnis der Berechnung von (D.29) mittels Laplacetransformation zitiert werden. Das Ergebnis wurde mit Hilfe einer numerischen Berechnung der Signalfunktion für verschiedene Parametersätze überprüft.

### D.1.3 Das Faltungsergebnis: Die Modellfunktion

Die Signalfunktion der Laserkammer (incl. Untergrund) hat die Form:

$$S_{real}(t) = S_{Kathode}(t) + S_{Anode}(t) + S_{R1}(t) + S_{R2}(t) + S_{bg}(t). \quad (\text{D.31})$$

Die einzelnen Komponenten sind:

$$S_{Kathode}(t) = A_K [S_{Flanke}(t, t_{1a}, t_{1b}) + S_{Stufe}(t, 0)], \quad (\text{D.32})$$

$$S_{Anode}(t) = A_A [S_{Flanke}(t, t_{2a}, t_{2b}) - S_{Flanke}(t, t_{3a}, t_{3b})], \quad (\text{D.33})$$

$$S_{R1}(t) = -A_{R1} S_{Block}(t, t_4, t_5), \quad (\text{D.34})$$

$$S_{R2}(t) = -A_{R2} S_{Block}(t, t_6, t_7), \quad (\text{D.35})$$

$$S_{bg}(t) = A_{sin} \sin\left(2\pi \frac{t}{t_{sin}} + \varphi_{sin}\right) + m_{bg} t + c_0 \quad (\text{D.36})$$



mit den Amplituden

$$A_K = A_0 \frac{1}{t_{kg}}, \quad (\text{D.37})$$

$$A_A = A_0 \frac{g_{kg} g_{ag}}{t_{ag}}, \quad (\text{D.38})$$

$$A_{R1} = A_0 \frac{r g_{ag}}{t_{ag}}, \quad (\text{D.39})$$

$$A_{R2} = A_0 \frac{r_2}{t_{ag}}. \quad (\text{D.40})$$

Die Ergebnisse der Faltung der drei Grundfunktionen mit der Impulsantwortfunktion  $h(t)$  nach (5.57) lauten:

$$\begin{aligned} S_{Stufe}(t, s) &= I_{Stufe}(t, s) * h(t) \\ &= [w_i(t, s) - w_j(t, s) + w_k(t, s, y_1) - w_k(t, s, y_2) \\ &\quad + w_l(t, s, y_1) - w_l(t, s, y_2)] \Theta(t - s), \end{aligned} \quad (\text{D.41})$$

$$\begin{aligned} S_{Block}(t, s_1, s_2) &= I_{Block}(t, s_1, s_2) * h(t) \\ &= S_{Stufe}(t, s_1) - S_{Stufe}(t, s_2), \end{aligned} \quad (\text{D.42})$$

$$\begin{aligned} S_{Schr\u00e4ge}(t, s) &= \left[ -x_i(t, s) + \frac{b k_{tb}^2}{t_b} x_j(t, s) - x_k(t, s, y_1) + x_k(t, s, y_2) \right. \\ &\quad \left. - x_l(t, s, y_1) + x_l(t, s, y_2) \right] \Theta(t - s), \end{aligned} \quad (\text{D.43})$$

$$\begin{aligned} S_{Flanke}(t, s_1, s_2) &= I_{Flanke}(t, s_1, s_2) * h(t) \\ &= \frac{1}{l} [S_{Schr\u00e4ge}(t, s_1) - S_{Schr\u00e4ge}(t, s_2)]. \end{aligned} \quad (\text{D.44})$$

Dabei wurden folgende Hilfsfunktion verwendet:

$$w_i(t, s) = k_t e^{-\left(\frac{s}{k_t} + \frac{t}{t_c}\right)} - k_{ta} e^{-\left(\frac{s}{k_{ta}} + \frac{t}{k_a}\right)} + \frac{k_t k_{ta}}{t_a} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (\text{D.45})$$

$$w_j(t, s) = \frac{b k_{tb}}{t_b} (t - s - k_{tb}) e^{-\left(\frac{s}{k_{tb}} + \frac{t}{k_b}\right)}, \quad (\text{D.46})$$

$$\begin{aligned} w_k(t, s, y) &= \frac{m_0 \cos(\varphi)}{k_d(y)} \left\{ k_{al} e^{-\frac{t}{\tau}} - [k_{al} \cos(k_{al}(t - s)) \right. \\ &\quad \left. + k_{bg}(y) \sin(k_{al}(t - s))] e^{-ty + k_{bg}(y)s} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{D.47})$$

$$\begin{aligned} w_l(t, s, y) &= \frac{m_0 \sin(\varphi)}{k_d(y)} \left\{ k_{bg}(y) e^{-\frac{t}{\tau}} + [k_{al} \sin(k_{al}(t - s)) \right. \\ &\quad \left. - k_{bg}(y) \cos(k_{al}(t - s))] e^{-ty + k_{bg}(y)s} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{D.48})$$

$$x_i(t, s) = k_t^2 e^{-\left(\frac{s}{k_t} + \frac{t}{t_c}\right)} - k_{ta}^2 e^{-\left(\frac{s}{t_a} + \frac{t}{k_a}\right)} + (t - s + k_t + k_{ta}) \frac{k_t k_{ta}}{t_a} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (\text{D.49})$$

$$x_j(t, s) = (t - s - 2k_{tb}) e^{-\left(\frac{s}{k_{tb}} + \frac{t}{k_b}\right)} + (t - s + 2k_{tb}) e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (\text{D.50})$$

$$\begin{aligned} x_k(t, s, y) = m_0 \cos(\varphi) & \left\{ \frac{k_{al}}{k_d(y)} \left( t - s - \frac{2k_{bg}(y)}{k_d(y)} \right) \right. \\ & + \left( \frac{1}{k_d(y)} \right)^2 \left[ 2k_{al} k_{bg}(y) \cos(k_{al}(t - s)) \right. \\ & \left. \left. - \left( k_{al}^2 - k_{bg}^2(y) \right) \sin(k_{al}(t - s)) \right] e^{-ty + k_{bg}(y)s} \right\}, \end{aligned} \quad (\text{D.51})$$

$$\begin{aligned} x_l(t, s, y) = m_0 \sin(\varphi) & \left\{ \frac{1}{k_d(y)} \left( \frac{k_{al}^2 - k_{bg}^2(y)}{k_d(y)} + k_{bg}(y)(t - s) \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \right. \\ & - \left( \frac{1}{k_d(y)} \right)^2 \left[ 2k_{al} k_{bg}(y) \sin(k_{al}(t - s)) \right. \\ & \left. \left. + \left( k_{al}^2 - k_{bg}^2(y) \right) \cos(k_{al}(t - s)) \right] e^{-ty + k_{bg}(y)s} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{D.52})$$

Dabei sind folgende Abkürzungen eingeführt worden:

$$k_{ta} = \left( \frac{1}{\tau} - \frac{1}{t_a} - \frac{1}{t_c} \right)^{-1}, \quad (\text{D.53})$$

$$k_{tb} = \left( \frac{1}{\tau} - \frac{1}{t_b} - \frac{1}{t_c} \right)^{-1}, \quad (\text{D.54})$$

$$k_t = \left( \frac{1}{\tau} - \frac{1}{t_c} \right)^{-1}, \quad (\text{D.55})$$

$$k_a = \left( \frac{1}{t_a} + \frac{1}{t_c} \right)^{-1}, \quad (\text{D.56})$$

$$k_b = \left( \frac{1}{t_b} + \frac{1}{t_c} \right)^{-1}, \quad (\text{D.57})$$

$$k_{al} = \frac{2\pi}{t_h} \quad (\text{D.58})$$

und

$$k_{bg}(y) = y - \frac{1}{\tau}, \quad (\text{D.59})$$

$$k_d(y) = k_{al}^2 + k_{bg}^2(y) \quad (\text{D.60})$$

$$\text{mit } y_1 = \frac{1}{t_m} + \frac{1}{t_c} \quad \text{und} \quad (\text{D.61})$$

$$y_2 = \frac{1}{t_m} + \frac{1}{t_c} + \frac{1}{t_a}. \quad (\text{D.62})$$

Die resultierenden Signalfunktionen für die Laserkammer 2 und die Laserkammer mit der flachen Kathode bei verschiedenen Elektronenlebensdauern  $\tau$  sind in den Abbildungen 5.31 a) und b) im Abschnitt 5.2.2.8 gezeigt.

## D.2 Das Programm CHARGEFIT zur Parameteranpassung

Um die Parameteranpassung der realen Modellfunktion (D.31) nach der Faltung an die Signale der Laserkammer durchzuführen, wurde das Programm CHARGEFIT<sup>4</sup> entwickelt, das eine  $\chi^2$ -Anpassung mit Hilfe des Minimierungspaketes MINUIT [55] durchführt. Der Fehler  $\sigma$  in der  $\chi^2$ -Funktion wird zur Normierung aus der Breite des Rauschens auf dem Signal abgeschätzt. Die Parameter der Impulsantwort  $h(t)$  gehen als Konstanten in die Anpassung ein. Die Signalfunktion  $S(t)$  wird durch insgesamt 17 Parameter beschrieben (Tabelle D.1), von denen 14 den in den Abschnitten 5.2.2.2 und 5.2.2.6 vorgestellten Parametern entsprechen. Die weiteren 3 Parameter beschreiben den Untergrund. Die Parameter sind im einzelnen in Tabelle D.1 erläutert.

Die Parameteranpassung geschieht in mehreren Schritten:

1. Untergrundbestimmung: Der lineare Untergrund mit den Parametern  $c_0$  und  $m_{bg}$  wird aus den Datenpunkten eines Intervalls bis zu einer wählbaren Zeit, typischerweise bis kurz vor dem Signal, und den Datenpunkten eines Intervalls nach einer weiteren wählbaren Zeit, typischerweise kurz nach der letzten ansteigenden Signalfanke, bestimmt. Die beiden Werte  $c_0$  und  $m_{bg}$  werden entweder als konstante Vorgaben oder als Startwerte für die Hauptanpassung verwendet.
2. Voranpassung: Die 6 Parameter  $\tau$ ,  $t_d$ ,  $t_{kg}$ ,  $t_{ag}$ ,  $A_0$  und  $t_0$  werden optimiert, während die restlichen Parameter fixiert werden. Die resultierenden Werte dienen als Startwerte in der Hauptanpassung.
3. Hauptanpassung: Sämtliche (optional nicht fixierten) Parameter werden gleichzeitig mit Hilfe des Algorithmus MIGRAD aus dem Programmpaket MINUIT angepaßt, wobei der lineare Untergrund fixiert werden kann. In einem zweiten Schritt wird die Berechnung der Parameterfehler wiederholt, indem die Breite der Residuenverteilung der Anpassung der Modellfunktion an die Datenpunkte als Fehler  $\sigma$  der Datenpunkte in der  $\chi^2$ -Funktion verwendet wird. In der Regel wird die Breite  $\sigma$  aus der Residuenverteilung außerhalb des eigentlichen Signalbereichs bestimmt. Zusätzlich kann die Präzisierung der Fehlerberechnung mit dem Algorithmus MINOS eingeschaltet werden.

Die Parameter für das zusätzliche Signal an dem Anodengitter freigesetzter Elektronen (*Ref12*,  $t_6$ ) und für die Gittertransmission (*grid1*, *grid2*) sowie für die Beschreibung eines sinusförmigen Untergrunds (*amsin*, *tpsin*, *gsin*) dienen systematischen Studien und werden in einer Standardanalyse typischerweise auf die in Tabelle D.1 angegebenen Werte fixiert. Somit verbleiben 8 (mit frei variierendem Untergrund 10) freie Parameter in der Hauptanpassung.

Spezielle Steuerdateien dienen der konsekutiven Bearbeitung großer Mengen von Dateien mit mehreren Einzelsignalen im Stapelverarbeitungsbetrieb.

---

<sup>4</sup>F.Hölldorfer, A.Schmidt, W.Walkowiak, Mainz 1996-98, aktuelle Version V6.54 (siehe auch [71]).

Name	Bedeutung	Bemerkung
$\tau$	Lebensdauer der Elektronen in $\mu s$	
$t_d$	Driftzeit zwischen den Gittern in $\mu s$	$t_d = t_2 - t_1$
$t_{kg}$	Driftzeit zwischen Kathode und Gitter in $\mu s$	$t_{kg} = t_1 - t_0$
$t_{ag}$	Driftzeit zwischen Anodengitter und Anode in $\mu s$	$t_{ag} = t_3 - t_2$
$l/t_{ag}$	zeitliche Ausdehnung der Ladungswolke relativ zu $t_{ag}$	
<i>Refl.</i>	Signalbeitrag der zusätzlichen Ladungswolke am Kathodengitter erzeugten Elektronen relativ zu <i>Ampl.</i>	$r$
<i>Ampl.</i>	Signalamplitude bei unendlicher Lebensdauer in mV	$A_0$
$t_0$	Zeitpunkt des Driftbeginns der Elektronen in $\mu s$	
<i>con</i>	Offset des Signals zum Zeitpunkt $t_0$	$c_0$
<i>slope</i>	Steigung des linearen Offsets	$m_{bg}$
<i>Refl2</i>	relativer Signalbeitrag der zusätzlichen Ladungswolke am Anodengitter erzeugter Elektronen relativ zu <i>Ampl.</i>	$r_2 (= 0.)$
$t_6$	Verzögerung der durch <i>Refl2</i> beschriebenen Ladungswolke relativ zu $t_0$ in $\mu s$	$(t_6 = 0.)$
<i>grid1</i>	Anteil der das Kathodengitter passierenden Elektronen	$g_{kg} (= 1.00)$
<i>grid2</i>	Anteil der das Anodengitter passierenden Elektronen	$g_{ag} (= 1.00)$
<i>amsin</i>	Amplitude eines sinusförmigen Untergrunds in mV	$A_{sin} (= 0.)$
<i>tpsin</i>	Periode eines sinusförmigen Untergrunds in $\mu s$	$t_{sin} (= 1.)$
<i>gsin</i>	Phase eines sinusförmigen Untergrunds	$\varphi_{sin} (= 0.)$

Tabelle D.1: Die Parameter der Laserkammerfunktion. Die zusätzlichen Parameter ab *Refl2* dienen speziellen Studien und werden für die Standardanalyse auf die in Klammern angegebenen Werte fixiert.

## Anhang E

# Berücksichtigung systematischer Unsicherheiten bei der Messung mit der Laserkammer

In diesem Abschnitt werden ergänzend zur Untersuchung der systematischen Unsicherheiten bei der Driftgeschwindigkeits- und Lebensdauerermessung freier Elektronen im flüssigen Argon mit Hilfe der Laserkammer mit flacher Kathode Details dieser Untersuchungen dokumentiert. Desweiteren ist die Kovarianzmatrix des Anpassungsergebnisses der Parametrisierung (8.3) an die Driftgeschwindigkeitsdaten in Abschnitt 8.5 beigefügt.

### E.1 Driftgeschwindigkeit aus dem mittleren Driftraum

Datensatz	A	B	C	D	E	F
$\vec{E}$ -Feld	2.5 kV/cm	0.5 kV/cm	0.5 kV/cm	4.0 kV/cm	2.5 kV/cm	2.5 kV/cm
Temperatur	90 K	90 K	89 K	90 K	87 K	94 K
Frequenz	Amplitude / mV					
50 Hz	20.0	70.0	70.0	130.0	75.0	100.0
100 Hz	55.0	50.0	70.0	100.0	150.0	120.0
165 Hz	15.0	10.0	7.0	31.0	—	—
310 Hz	10.0	6.0	6.0	20.0	9.0	15.0
840 Hz	5.0	5.0	5.0	25.0	6.0	15.0
300 kHz	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
8.3 MHz	0.3	0.3	0.5	0.2	0.3	0.3
12 MHz	0.1	0.1	—	0.1	—	0.2
20 MHz	0.1	0.4	0.3	0.4	0.4	0.5

Tabelle E.1: Zusammenstellung der Frequenzen und Amplituden externen Rauschens, die zur Untersuchung des systematischen Einflusses sinusförmiger Störsignale verwendet wurden (siehe Abschnitt 8.4.1).

Datensatz		A		B		C		D		E		F	
$\vec{E}$ -Feld Temperatur		2.5 kV/cm 90 K		0.5 kV/cm 90 K		0.5 kV/cm 89 K		4.0 kV/cm 90 K		2.5 kV/cm 87 K		2.5 kV/cm 94 K	
Parameter		Fit	Sim.	Fit	Sim.	Fit	Sim.	Fit	Sim.	Fit	Sim.	Fit	Sim.
$\tau$	( $\mu\text{s}$ )	21.89 $\pm 0.47$	22.00	31.67 $\pm 1.79$	32.00	10.71 $\pm 0.33$	10.70	20.02 $\pm 0.26$	20.00	11.46 $\pm 0.25$	11.50	13.42 $\pm 0.19$	13.50
$t_d$	( $\mu\text{s}$ )	3.542 $\pm 0.006$	3.540	6.576 $\pm 0.079$	6.580	6.442 $\pm 0.044$	6.450	2.995 $\pm 0.005$	3.000	3.362 $\pm 0.004$	3.360	3.808 $\pm 0.007$	3.810
$t_{kg}$	( $\mu\text{s}$ )	1.045 $\pm 0.007$	1.050	2.704 $\pm 0.041$	2.700	2.754 $\pm 0.029$	2.750	0.879 $\pm 0.005$	0.880	0.933 $\pm 0.006$	0.930	1.131 $\pm 0.007$	1.130
$t_{ag}$	( $\mu\text{s}$ )	0.452 $\pm 0.005$	0.450	0.806 $\pm 0.133$	0.810	0.779 $\pm 0.097$	0.780	0.393 $\pm 0.005$	0.390	0.429 $\pm 0.006$	0.430	0.484 $\pm 0.009$	0.480
$l/t_{ag}$		0.38 $\pm 0.04$	0.38	0.72 $\pm 0.53$	0.70	0.72 $\pm 0.03$	0.72	0.38 $\pm 0.09$	0.38	0.42 $\pm 0.04$	0.42	0.40 $\pm 0.05$	0.40
$Refl1$		0.018 $\pm 0.002$	0.020	0.020 $\pm 0.007$	0.020	0.012 $\pm 0.010$	0.010	0.022 $\pm 0.002$	0.020	0.022 $\pm 0.003$	0.020	0.021 $\pm 0.005$	0.020
$Ampl$	(V)	-0.299 $\pm 0.007$	-0.300	-0.126 $\pm 0.004$	-0.125	-0.048 $\pm 0.001$	-0.050	-0.404 $\pm 0.011$	-0.400	-0.087 $\pm 0.003$	-0.090	-0.131 $\pm 0.004$	-0.130
$t_0$	( $\mu\text{s}$ )	0.160 $\pm 0.007$	0.160	0.203 $\pm 0.019$	0.160	0.168 $\pm 0.013$	0.170	0.158 $\pm 0.006$	0.160	0.160 $\pm 0.009$	0.160	0.159 $\pm 0.006$	0.160
$const$	(V)	-0.01 $\pm 0.07$	0.00	0.00 $\pm 0.02$	0.00	-0.01 $\pm 0.04$	0.00	-0.01 $\pm 0.10$	0.00	-0.01 $\pm 0.03$	0.00	-0.03 $\pm 0.08$	0.00
$slope$	(mV/ $\mu\text{s}$ )	-0.06 $\pm 0.01$	0.00	-0.32 $\pm 0.04$	0.00	-0.02 $\pm 0.46$	0.00	-0.15 $\pm 0.09$	0.00	-0.07 $\pm 0.09$	0.00	-0.01 $\pm 0.09$	0.00
$\sigma$	(mV)	3.33 $\pm 0.09$	3.40	3.76 $\pm 0.16$	3.80	0.73 $\pm 0.05$	0.70	3.40 $\pm 0.17$	3.40	0.74 $\pm 0.02$	0.75	1.28 $\pm 0.03$	1.30
Digitalisierung	(mV)	4.0	4.0	4.0	4.0	0.8	0.8	4.0	4.0	0.8	0.8	2.0	2.0
Pulsbereich	( $\mu\text{s}$ )	-8.0 ... 12.0		-20.0 ... 30.0		-6.0 ... 14.0		-8.0 ... 12.0		-8.0 ... 12.0		-8.0 ... 12.0	
Punktzahl		1000		1000		1000		1000		1000		1000	
Samplingweite	(ns)	20		50		20		20		20		20	
Signalbereich	( $\mu\text{s}$ )	-0.5 ... 7.0		-0.5 ... 14.0		-0.5 ... 14.0		-0.5 ... 6.0		-0.5 ... 7.0		-0.5 ... 7.0	

Tabelle E.2: Gemittelte Parameterwerte (Fit) der Modellanpassung an die Parametrisierung 4 für sechs ausgewählte Meßpunkte. Bei den Systematikstudien wurden die davon abgeleiteten Standardparameter (Sim.) zur Simulation der Pulse verwendet. Der Grenzen der aufgenommenen Pulse (Pulsbereich) relativ zum Triggerpunkt und der zur Bestimmung des  $\sigma$  genutzte Signalbereich sind angegeben.

Datensatz	A		B		C		D		E		F	
$\vec{E}$ -Feld	2.5 kV/cm		0.5 kV/cm		0.5 kV/cm		4.0 kV/cm		2.5 kV/cm		2.5 kV/cm	
Temperatur	90 K		90 K		89 K		90 K		87 K		94 K	
Abtastintervall	20 ns		50 ns		20 ns		20 ns		20 ns		20 ns	
	$\Delta\tau/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta\tau/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta\tau/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta\tau/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta\tau/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta\tau/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$
Meßwert	21.89	3.542	32.67	6.576	10.71	6.442	20.02	2.995	11.46	3.362	13.42	3.808
DC-Offset $\pm 2$ V	$\pm 0.08$	$\pm 0.002$	$\pm 0.15$	$\pm 0.015$	$\pm 0.02$	$\pm 0.006$	$\pm 0.10$	$\pm 0.001$	$\pm 0.09$	$\pm 0.001$	$\pm 0.05$	$\pm 0.002$
Ext. Rauschen div. Freq.	$\pm 0.39$	$\pm 0.004$	$\pm 0.93$	$\pm 0.069$	$\pm 0.58$	$\pm 0.056$	$\pm 0.43$	$\pm 0.003$	$\pm 0.50$	$\pm 0.005$	$\pm 0.41$	$\pm 0.004$
Slope $\pm 0.1$ mV/ $\mu\text{s}$	$\pm 0.31$	$\pm 0.001$	$\pm 0.40$	$\pm 0.020$	$\pm 0.04$	$\pm 0.007$	$\pm 0.11$	$\pm 0.001$	$\pm 0.15$	$\pm 0.002$	$\pm 0.09$	$\pm 0.002$
Unkoh. Rauschen $\pm 1$ mV	$\pm 0.06$	$\pm 0.002$	$\pm 0.02$	$\pm 0.004$	$\pm 0.04$	$\pm 0.005$	$\pm 0.08$	$\pm 0.002$	$\pm 0.02$	$\pm 0.002$	$\pm 0.17$	$\pm 0.005$
$l/t_{ag}$ $\pm 0.10$	$\pm 0.10$	* $\pm 0.010$	$\pm 0.35$	$\pm 0.025$	$\pm 0.03$	$\pm 0.025$	* $\pm 0.30$	* $\pm 0.008$	$\pm 0.02$	* $\pm 0.006$	* $\pm 0.03$	* $\pm 0.007$
Refl1 $\pm 0.01$	* $\pm 1.00$	$\pm 0.002$	* $\pm 1.00$	$\pm 0.020$	* $\pm 0.04$	$\pm 0.011$	* $\pm 1.20$	$\pm 0.001$	* $\pm 0.23$	$\pm 0.001$	* $\pm 0.32$	$\pm 0.002$
Refl2 = 0.01	-1.20	* $\pm 0.005$	-2.00	$\pm 0.015$	* -0.14	* $\pm 0.022$	-1.20	$\pm 0.004$	* -0.32	$\pm 0.002$	-0.41	* $\pm 0.004$
grid1 = grid2 = 0.99	* +2.30	$\pm 0.002$	* +2.50	$\pm 0.015$	+0.28	$\pm 0.010$	* +2.50	$\pm 0.001$	+0.60	$\pm 0.001$	+0.80	$\pm 0.002$
Ampl $\pm$ ca. 30%	$\pm 0.05$	$\pm 0.001$	$\pm 0.10$	$\pm 0.015$	$\pm 0.01$	$\pm 0.001$	$\pm 0.24$	$\pm 0.002$	$\pm 0.02$	$\pm 0.003$	$\pm 0.03$	$\pm 0.003$
Digitalisierung = 0.0	$\pm 0.01$	$\pm 0.001$	$\pm 0.60$	$\pm 0.015$	$\pm 0.02$	$\pm 0.022$	$\pm 0.10$	$\pm 0.001$	$\pm 0.03$	$\pm 0.001$	$\pm 0.06$	$\pm 0.001$
Parameter des Vorverstärkers	$\pm 0.06$	$\pm 0.006$	$\pm 0.05$	$\pm 0.005$	$\pm 0.12$	$\pm 0.001$	$\pm 0.02$	$\pm 0.006$	$\pm 0.02$	$\pm 0.006$	$\pm 0.03$	$\pm 0.006$
Variation $\tau = (\tau_{min}, \tau_{max})$	—	$\pm 0.001$	—	$\pm 0.025$	—	$\pm 0.011$	—	$\pm 0.001$	—	$\pm 0.001$	—	$\pm 0.002$
syst. Fehler	+2.56 -1.65	$\pm 0.014$	+2.97 -2.56	$\pm 0.090$	+0.65 -0.60	$\pm 0.073$	+2.84 -1.80	$\pm 0.012$	+0.84 -0.67	$\pm 0.012$	+0.98 -0.70	$\pm 0.013$
stat. Fehler	$\pm 0.47$	$\pm 0.006$	$\pm 1.79$	$\pm 0.079$	$\pm 0.33$	$\pm 0.044$	$\pm 0.26$	$\pm 0.005$	$\pm 0.25$	$\pm 0.004$	$\pm 0.19$	$\pm 0.007$
Gesamtfehler	+2.60 -1.72	$\pm 0.015$	+3.47 -3.12	$\pm 0.120$	+0.73 -0.46	$\pm 0.085$	+2.85 -1.82	$\pm 0.013$	+0.88 -0.72	$\pm 0.013$	+1.00 -0.72	$\pm 0.015$
relativer Gesamtfehler	+11.8% -7.8%	$\pm 0.43\%$	+10.8% -9.8%	$\pm 1.82\%$	+6.8% -4.3%	$\pm 1.31\%$	+14.3% -9.1%	$\pm 0.43\%$	+7.7% -6.3%	$\pm 0.38\%$	+7.4% -5.3%	$\pm 0.39\%$

Tabelle E.3: Änderung der Lebensdauer  $\tau$  und der Driftzeit  $t_d$  in Abhängigkeit der Variation verschiedener Parameter in der Simulation. Die mit (\*) gekennzeichneten Werte wurden aus den Anpassungen der Modellfunktion an die Daten mit teilweise fixierten Parametern übernommen (siehe Abschnitt 8.4.1).

## E.2 Driftgeschwindigkeit aus dem anodenseitigen Driftraum

Datensatz	A	B	C	D	E	F
$\vec{E}$ -Feld	7.9 kV/cm	1.6 kV/cm	1.6 kV/cm	12.6 kV/cm	7.9 kV/cm	7.9 kV/cm
Temperatur	90 K	90 K	89 K	90 K	87 K	94 K
Abtastintervall	20 ns	50 ns	20 ns	20 ns	20 ns	20 ns
	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$
Meßwert	0.452	0.806	0.779	0.393	0.429	0.484
DC-Offset $\pm 2$ V	$\pm 0.002$	$\pm 0.050$	$\pm 0.010$	$\pm 0.001$	$\pm 0.002$	$\pm 0.004$
Ext. Rauschen div. Freq.	$\pm 0.004$	$\pm 0.155$	$\pm 0.067$	$\pm 0.004$	$\pm 0.006$	$\pm 0.004$
Slope $\pm 0.1$ mV/ $\mu\text{s}$	$\pm 0.001$	$\pm 0.039$	$\pm 0.012$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$
Unkoh. Rauschen $\pm 1$ mV	$\pm 0.006$	$\pm 0.090$	$\pm 0.008$	$\pm 0.001$	$\pm 0.003$	$\pm 0.002$
$l/t_{ag}$ $\pm 0.10$	* $\pm 0.013$	$\pm 0.048$	* $\pm 0.028$	* $\pm 0.010$	* $\pm 0.009$	* $\pm 0.010$
Refl1 $\pm 0.01$	* $\pm 0.003$	$\pm 0.041$	$\pm 0.050$	* $\pm 0.002$	* $\pm 0.004$	* $\pm 0.003$
Refl2 = 0.01	$\pm 0.003$	$\pm 0.016$	* $\pm 0.030$	$\pm 0.002$	$\pm 0.001$	$\pm 0.002$
grid1 = grid2 = 0.99	$\pm 0.001$	$\pm 0.013$	$\pm 0.024$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$
Ampl $\pm$ ca. 30%	$\pm 0.003$	$\pm 0.046$	$\pm 0.001$	$\pm 0.004$	$\pm 0.006$	$\pm 0.004$
Digitalisierung = 0.0	$\pm 0.001$	$\pm 0.032$	$\pm 0.033$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$
Parameter des Vorverstärkers	$\pm 0.005$	$\pm 0.007$	$\pm 0.034$	$\pm 0.003$	$\pm 0.003$	$\pm 0.004$
Variation $\tau = (\tau_{min}, \tau_{max})$	$\pm 0.001$	$\pm 0.053$	$\pm 0.013$	$\pm 0.003$	$\pm 0.004$	$\pm 0.003$
syst. Fehler	$\pm 0.016$	$\pm 0.216$	$\pm 0.109$	$\pm 0.011$	$\pm 0.015$	$\pm 0.014$
stat. Fehler	$\pm 0.006$	$\pm 0.133$	$\pm 0.097$	$\pm 0.005$	$\pm 0.006$	$\pm 0.009$
Gesamtfehler	$\pm 0.018$	$\pm 0.254$	$\pm 0.146$	$\pm 0.012$	$\pm 0.016$	$\pm 0.017$
relativer Gesamtfehler	$\pm 3.93\%$	$\pm 31.3\%$	$\pm 18.7\%$	$\pm 3.17\%$	$\pm 3.68\%$	$\pm 3.47\%$

Tabelle E.4: Änderung der Driftzeit  $t_{ag}$  im anodenseitigen Driftraum in Abhängigkeit der Variation verschiedener Parameter in der Simulation. Die mit (\*) gekennzeichneten Werte wurden aus den Anpassungen der Modellfunktion an die Daten mit teilweise fixierten Parametern übernommen (siehe Abschnitt 8.4.1).



Datensatz	A	B	C	D	E	F
$\vec{E}$ -Feld	7.9 kV/cm	1.6 kV/cm	1.6 kV/cm	12.6 kV/cm	7.9 kV/cm	7.9 kV/cm
Temperatur $T$	90 K	90 K	89 K	90 K	87 K	94 K
$t_{ag}$ (Meßwert) ( $\mu\text{s}$ )	0.452	0.806	0.779	0.393	0.429	0.484
$d_{ag}$ (Meßwert) (mm)	1.9	1.9	1.9	1.9	1.9	1.9
$\Delta t_{ag}$ (Gesamtfehler) ( $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.018$	$\pm 0.254$	$\pm 0.146$	$\pm 0.012$	$\pm 0.016$	$\pm 0.017$
$\Delta d_{ag}$ (mm)	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$
$\Delta T$ (K)	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$
$\Delta U$ (V)	$\pm 8.0$	$\pm 8.6$	$\pm 5.6$	$\pm 9.8$	$\pm 8.0$	$\pm 8.0$
$\partial v_d / \partial  \vec{E} $ (mm/ $\mu\text{s} \cdot \text{cm}/\text{kV}$ )	0.169	0.570	0.579	0.115	0.177	0.158
$\partial v_d / \partial T$ (%/K)	-2.0	-2.0	-2.0	-2.0	-2.0	-2.0
$v_d$ (mm/ $\mu\text{s}$ )	4.204	2.357	2.439	4.835	4.429	3.926
$a \cdot \Delta t_{ag}$ (mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.167$	$\pm 0.743$	$\pm 0.457$	$\pm 0.148$	$\pm 0.165$	$\pm 0.138$
$b \cdot \Delta d_{ag}$ (mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.149$	$\pm 0.125$	$\pm 0.125$	$\pm 0.178$	$\pm 0.160$	$\pm 0.141$
$c \cdot \Delta T$ (mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$
$d \cdot \Delta U$ (mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.007$	$\pm 0.017$	$\pm 0.017$	$\pm 0.006$	$\pm 0.007$	$\pm 0.007$
$\Delta v_d$ (mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.224$	$\pm 0.754$	$\pm 0.474$	$\pm 0.232$	$\pm 0.230$	$\pm 0.197$
$\Delta v_d / v_d$	( $\pm 5.3\%$ )	( $\pm 32.0\%$ )	( $\pm 19.4\%$ )	( $\pm 4.8\%$ )	( $\pm 5.2\%$ )	( $\pm 5.0\%$ )
Anteil $\Delta v_d^{stat}$ (mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.046$	$\pm 0.389$	$\pm 0.304$	$\pm 0.062$	$\pm 0.062$	$\pm 0.073$
Anteil $\Delta v_d^{syst}$ (mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.219$	$\pm 0.645$	$\pm 0.364$	$\pm 0.224$	$\pm 0.221$	$\pm 0.183$

Tabelle E.5: Berechnung des systematischen Fehlers der Driftgeschwindigkeit, berechnet aus der anodenseitigen Driftzeit  $t_{ag}$ , für sechs ausgewählte Meßpunkte (Abtastintervall 20 ns, bei Datensatz B 50 ns.).

### E.3 Systematische Fehler der Driftgeschwindigkeitsmessung mit der Laserkammer 2

Datensatz		LK 2 A		
$\vec{E}$ -Feld		2.5 kV/cm		
Temperatur		90 K		
Abtastintervall		20 ns		
		$\Delta\tau/\mu\text{s}$	$\Delta t_d/\mu\text{s}$	$\Delta t_{ag}/\mu\text{s}$
Meßwert		66.30	2.930	1.140
DC-Offset	$\pm 2$ V	$\pm 1.22$	$\pm 0.003$	$\pm 0.010$
Ext. Rauschen	div. Freq.	$\pm 2.52$	$\pm 0.011$	$\pm 0.018$
<i>Slope</i>	$\pm 0.1$ mV/ $\mu\text{s}$	$\pm 0.54$	$\pm 0.004$	$\pm 0.006$
Unkoh. Rauschen	$\pm 1$ mV	$\pm 0.36$	$\pm 0.002$	$\pm 0.010$
$l/t_{ag}$	$\pm 0.10$	$\pm 0.40$	* $\pm 0.030$	* $\pm 0.058$
<i>Refl1</i>	$\pm 0.01$	* $\pm 1.30$	* $\pm 0.035$	* $\pm 0.032$
<i>Refl2</i>	= 0.01	-10.00	* $\pm 0.057$	* $\pm 0.033$
<i>grid1 = grid2</i>	= 0.99	* + 27.00	* $\pm 0.005$	$\pm 0.009$
<i>Ampl</i>	$\pm$ ca. 30%	$\pm 1.00$	$\pm 0.011$	$\pm 0.016$
Digitalisierung	= 0.0	$\pm 0.32$	$\pm 0.006$	$\pm 0.012$
Parameter des Vorverstärkers		$\pm 0.07$	$\pm 0.002$	$\pm 0.001$
Variation $\tau$	$= (\tau_{min}, \tau_{max})$	—	$\pm 0.002$	$\pm 0.004$
syst. Fehler		+27.20 -10.54	$\pm 0.076$	$\pm 0.081$
stat. Fehler		$\pm 4.51$	$\pm 0.070$	$\pm 0.080$
Gesamtfehler		+27.58 -11.46	$\pm 0.103$	$\pm 0.114$
relativer Gesamtfehler		+41.8% -17.4%	$\pm 3.53\%$	$\pm 10.0\%$

Tabelle E.6: Änderung der Lebensdauer  $\tau$  und der Driftzeit  $t_d$  in Abhängigkeit der Variation verschiedener Parameter in der Simulation für die Messung mit der Laserkammer 2. Die mit (\*) gekennzeichneten Werte wurden aus den Anpassungen der Modellfunktion an die Daten mit teilweise fixierten Parametern übernommen (analog zu Abschnitt 8.4.1).

Datensatz		LK 2 A	LK 2 A
Driftraum		$KG - AG$	$AG - A$
$\vec{E}$ -Feld		2.5 kV/cm	7.9 kV/cm
Temperatur $T$		90 K	90 K
$t_d$ (Meßwert)	( $\mu\text{s}$ )	2.930	1.140
$d$ (Meßwert)	(mm)	10.0	1.9
$\Delta t_d$ (Gesamtfehler)	( $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.103$	$\pm 0.114$
$\Delta d$	(mm)	$\pm 0.1$	$\pm 0.1$
$\Delta T$	(K)	$\pm 0.05$	$\pm 0.05$
$\Delta U$	(V)	$\pm 10.0$	$\pm 8.0$
$\partial v_d / \partial  \vec{E} $	(mm/ $\mu\text{s} \cdot \text{cm/kV}$ )	0.713	0.169
$\partial v_d / \partial T$	(%/K)	-2.0	-2.0
$v_d$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	3.412	1.667
$a \cdot \Delta t_d$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.120$	$\pm 0.167$
$b \cdot \Delta d$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.023$	$\pm 0.017$
$c \cdot \Delta T$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.001$	$\pm 0.001$
$d \cdot \Delta U$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.004$	$\pm 0.007$
$\Delta v_d$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.122$	$\pm 0.168$
$\Delta v_d / v_d$		( $\pm 3.6\%$ )	( $\pm 10.1\%$ )
Anteil $\Delta v_d^{stat}$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.082$	$\pm 0.117$
Anteil $\Delta v_d^{syst}$	(mm/ $\mu\text{s}$ )	$\pm 0.090$	$\pm 0.121$

Tabelle E.7: Berechnung des systematischen Fehlers der Driftgeschwindigkeit aus der Driftzeit  $t_d$  im mittleren Driftraum ( $KG - AG$ ) und der Driftzeit im anodenseitigen Driftraum ( $AG - A$ ) für die Messung mit der Laserkammer 2 (Abtastintervall 20 ns.).

## E.4 Der Fehler des globalen Anpassungsergebnisses der Driftgeschwindigkeitsmessung

Zur Berechnung des Fehlerbandes der simultanen Anpassung der Parametrisierung 8.3 an alle Datensätze der Driftgeschwindigkeitsmessung mit der Laserkammer mit der flachen Kathode in Abschnitt 8.5 wurde die in Tab. E.8 dargestellte Kovarianzmatrix der Anpassung genutzt. (Die Zentralwerte der Parameter finden sich in Tab. 8.3.) In Abb. E.1 ist der Fehler auf die Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke für  $T = 90$  K gezeigt.

	$P_1$	$P_2$	$P_3$	$P_4$	$P_5$	$P_6$
$P_1$	$0.89 \cdot 10^{-6} \pm 0.26 \cdot 10^{-5}$	$-0.29 \cdot 10^{-6}$	$0.14 \cdot 10^{-3}$	$-0.13 \cdot 10^{-5}$	$-0.63 \cdot 10^{-6}$	
$P_2$	$-0.26 \cdot 10^{-5} \pm 0.77 \cdot 10^{-5}$	$0.37 \cdot 10^{-6}$	$-0.63 \cdot 10^{-3}$	$0.46 \cdot 10^{-5}$	$0.34 \cdot 10^{-5}$	
$P_3$	$-0.29 \cdot 10^{-6} \pm 0.37 \cdot 10^{-6}$	$0.54 \cdot 10^{-3}$	$0.33 \cdot 10^{-1}$	$-0.17 \cdot 10^{-2}$	$-0.42 \cdot 10^{-3}$	
$P_4$	$0.14 \cdot 10^{-3} \pm 0.63 \cdot 10^{-3}$	$0.33 \cdot 10^{-1}$	7.36	-0.15	$-0.53 \cdot 10^{-1}$	
$P_5$	$-0.13 \cdot 10^{-5} \pm 0.46 \cdot 10^{-5}$	$-0.17 \cdot 10^{-2}$	-0.15	$0.61 \cdot 10^{-2}$	$0.16 \cdot 10^{-2}$	
$P_6$	$-0.63 \cdot 10^{-6} \pm 0.34 \cdot 10^{-5}$	$-0.42 \cdot 10^{-3}$	$-0.54 \cdot 10^{-3}$	$0.16 \cdot 10^{-2}$	$0.47 \cdot 10^{-3}$	

Tabelle E.8: Kovarianzmatrix der globalen Anpassung der Parametrisierung (8.3) an die Gesamtheit der Datenpunkte für den mittleren und anodenseitigen Driftraum unter Berücksichtigung der Korrelationen der Datenpunkte.

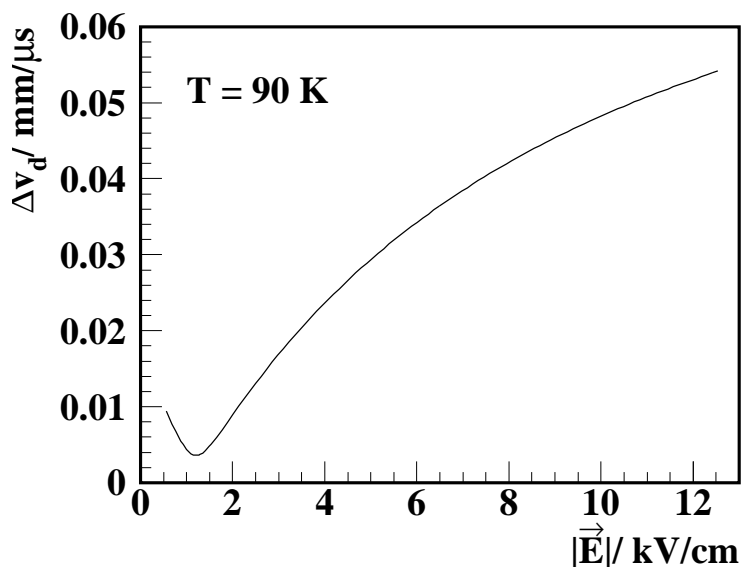


Abbildung E.1: Der Fehler  $\Delta v_d$  auf die Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_d$  in Abhängigkeit der elektrischen Feldstärke  $|\vec{E}|$  für die Anpassung der Parametrisierung (8.3), exemplarisch dargestellt bei  $T = 90$  K.



# Literaturverzeichnis

- [1] D. Karlen, Vortrag auf der ICHEP 98-Konferenz, Vancouver (23.-28.07.1998).
- [2] ATLAS Collaboration: Technical Proposal, CERN/LHCC/94-43 LHCC/P2 (1994).
- [3] CMS Collaboration: Technical Proposal, CERN/LHCC/94-38 LHCC/P1 (1994).
- [4] S. Weinberg, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 515,  
A. Salam, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 525,  
S.L. Glashow, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 539.
- [5] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [6] P.W. Higgs, Phys. Lett. 12 (1964) 132.
- [7] P.Lefèvre et al. (LHC Study Group), CERN/AC/95-05(LHC) (1995).
- [8] Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B384 (1996) 427.
- [9] Particle Data Group, Eur. J. Phys. C3 (1998) 1–794.
- [10] ALEPH Collaboration: Beitrag zur ICHEP 98-Konferenz, Vancouver (23.-28.07.1998).
- [11] P. McNamara, Vortrag auf der ICHEP 98-Konferenz, Vancouver (23.-28.07.1998).
- [12] LEP 200 Interim Report, CERN/TH 95-151.
- [13] D. Dicus und V. Mather, Phys. Rev. D7, 3111 (1973),  
M. Veltman, Acta Phys. Polon. B8, 475 (1977),  
B.W. Lee, C.Quigg und H. Thacker, Phys. Rev. D16, 1519 (1977).
- [14] M.S. Chanowitz, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 38 (1988) 323.
- [15] K. Jakobs, In: *Proc. 10th Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics*,  
(Mai 1995).
- [16] K. Jakobs, MZ-ETAP/97-1 (1997).
- [17] ATLAS Collaboration: ATLAS Letter of Intent, CERN/LHCC/92-4, LHCC/12  
(1992).
- [18] F. Abe et al., (CDF Collaboration), Phys. Rev. D 50 (1994) 2966,  
F. Abe et al., (CDF Collaboration), Phys. Rev. Letters 73 (1994) 225,  
F. Abe et al., (CDF Collaboration), Phys. Rev. Letters 74 (1995) 2626.

- [19] S. Abachi et al. (D0 Collaboration), Phys. Rev. Letters 74 (1995) 2632.
- [20] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Fermilab-PUB-97/284-E, submitted to Phys. Rev. Letters.
- [21] B. Abbot et al. (D0 Collaboration), Fermilab-PUB-98/031-E, submitted to Phys. Rev. D.
- [22] A. Ali und D.London, CERN-TH 7248/94 (1994).
- [23] ATLAS Collaboration: Inner Detector Technical Design Report Vol.1, CERN/LHCC/97-16 (1997).
- [24] ATLAS Collaboration: Inner Detector Technical Design Report Vol.2, CERN/LHCC/97-17 (1997).
- [25] ATLAS Collaboration: Central Solenoid Technical Design Report, CERN/LHCC/97-21 (1997).
- [26] ATLAS Collaboration: Liquid Argon Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-41 (1996).
- [27] ATLAS Collaboration: Calorimeter Performance Technical Design Report, CERN/LHCC/96-40 (1996).
- [28] ATLAS Collaboration: Tile Calorimeter Technical Design Report, CERN/LHCC/96-42 (1996).
- [29] ATLAS Collaboration: Muon Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC/97-22 (1997).
- [30] ATLAS Collaboration: Magnet System Technical Design Report, CERN/LHCC/97-18 (1997).
- [31] ATLAS Collaboration: Barrel Toroid Technical Design Report, CERN/LHCC/97-19 (1997).
- [32] ATLAS Collaboration: End-Cap Toroids Technical Design Report, CERN/LHCC/97-20 (1997).
- [33] Einführende Literatur:  
K. Kleinknecht: *Detektoren für Teilchenstrahlung*, B.G. Teubner, Stuttgart, 3.Auflage (1992),  
C. Grupen: *Teilchendetektoren*, BI Wissenschaftsverlag, Mannheim (1993).
- [34] C.W. Fabjan, CERN-EP/85-84 (1985).
- [35] C.W. Fabjan, In: Th.Ferbel, *Experimental Techniques in High Energy Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. (1987) 257–324.
- [36] U. Holm, ed. (ZEUS Collaboration), The ZEUS detector, status report, DESY PRC 93-05 (1993).

- [37] M. Derrick et al., NIM A309 (1991) 77,  
A. Andresen et al., NIM A309 (1991) 101,  
A. Bernstein et al., NIM A336 (1993) 23.
- [38] H. Abramowicz et al., NIM 180 (1981) 429.
- [39] H1 Collaboration, DESY 93-103 (1993).
- [40] I. Abt et al. (H1 Collaboration), NIM A386 (1997) 310–347, 348–396.
- [41] S. Abachi et al. (D0 Collaboration), NIM A338 (1994) 185–253.
- [42] V. Fanti et al. (NA48 Collaboration), NIM A344 (1994) 507–520.
- [43] J. Colas et al., NIM A294 (1990) 583–590.
- [44] J. Franz, *Entwicklung und Tests von Hochspannungselektroden für ein Flüssig-Argon-Kalorimeter im ATLAS-Detektor*, Staatsexamensarbeit, Mainz (1996).
- [45] C. Cerri et al., NIM 227 (1984) 227–236,  
V. Radeka et al., NIM A 265 (1988) 228.
- [46] C. Berger et al. (RD33 Collaboration), NIM A357 (1995) 333;  
W. Braunschweig et al. (RD33 Collaboration), NIM A378 (1996) 479.
- [47] A. Cheplakov et al., MPI Munich Report MPI-PhE/96-15 (1996).
- [48] E. Marschalkowski, Dissertation in Vorbereitung, Mainz.
- [49] R.L. Chase, C. de La Taille, J.P. Richer und N. Seguin-Moreau, ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-NO-10, CERN (1995).
- [50] W. Hofmann et al., NIM A135 (1976) 151.
- [51] M. Adams et al., ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-NO-053, CERN (1996).
- [52] ATLAS-HEC Collaboration: ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-NO-095, CERN (1998).
- [53] D. Striegel, *Energiemessung von Elektronen mit dem Prototypen eines hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeters des ATLAS Detektors im Teststrahl*, Diplomarbeit, München (1996).
- [54] *Short Introduction to the use of the H6 beam, Version 2.1*, CERN (1995).
- [55] Application Software Group, *MINUIT – Function Minimization and Error Analysis, Vers. 92.1*, Computing and Networks Division, CERN (1992).
- [56] A. Minaenko, Testbeam analysis at Protvino, ATLAS Internal Note, LARG-NO in Vorbereitung, CERN (1998).
- [57] K.I. Grübmeier, *Untersuchung der Energieauflösung eines hadronischen Kupfer-Flüssigargon Kalorimeters*, Diplomarbeit, Mainz (1997).
- [58] I. Grübmeier, K. Jakobs, E. Marschalkowski und W. Walkowiak, ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-NO-096, CERN (1998).



- [59] A. Kiryunin und D. Salihagic, HEC-Testbeam Software, Version 1 und Version 2, MPI München (1996), Dokumentation unter:  
<http://iws109a2.mppmu.mpg.de/HEC/tb1.html>,  
<http://iws109a2.mppmu.mpg.de/HEC/tb2.html>.
- [60] R. Brun et al, *GEANT3*, CERN DD/EE/84-1 (1986),  
R. Brun und F. Carninatti, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Programming Library Long Writeup W5013 (1993).
- [61] ATLAS Collaboration: ATLAS Computing Technical Proposal, CERN/LHCC/96-43 (1996).
- [62] M. Korn, *Untersuchungen zur Messung der Energie von Elektronen und geladenen Pionen mit dem Flüssigargon-Kalorimeter des Detektors H1*, Dissertation Dortmund (1994), und Referenzen darin.
- [63] H.C. Fesefeldt, The Simulation of Hadronic Showers – Physics and Applications, RWTH Aachen, PITHA 85/02 (1985).
- [64] A. Fassò et al., *FLUKA92*, In: L. Waters, A.P.T. Palounek (Hrsg.), *Proc. Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments*, Santa Fe, 11.-15. Jan. 1993, A. Fassò et al., NIM A 332 (1993) 459.
- [65] J. Ranft und S.Ritter, Z. Phys. C20 (1983) 347.
- [66] S. Ritter, Comput. Phys. Commun. 31 (1984) 393.
- [67] H. Bertini, Phys. Rev. 188 (1969) 1711.
- [68] J. Thomas und D. A. Imel, Phys. Rev. A36 (1987) 614.
- [69] J. Thomas, D.A. Imel und S. Biller, Phys. Rev. A38 (1988) 5793.
- [70] C. Oram, TRIUMF, Persönliche Mitteilung vom 02.09.1998.
- [71] F. Hölldorfer, *Bau und Betrieb einer  $\alpha/\beta$ -Ionisationskammer zur Messung der Reinheit von flüssigem Argon*, Diplomarbeit, Mainz (1997).
- [72] siehe z.B.:  
W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York, 2.Aufl. (1994).
- [73] C. Brassard, NIM 162 (1979) 29.
- [74] G. Bakale et al., J. Phys. Chem. Vol. 80, 23 (1976) 2556.
- [75] M. Martini (NA48 Collaboration), *Performance of the NA48 Liquid Krypton Calorimeter for the  $\epsilon'/\epsilon$  Measurement at the CERN SPS*, CALOR 97-Konferenz, Tucson, USA (9.-14. Nov. 1997).
- [76] T. Doke et al., NIM 134 (1976) 353–357.
- [77] L. Onsager, Phys. Rev. 54 (1938) 554.
- [78] G. Jaffé, Ann. Phys. 42 (1913) 303.

- [79] H.A. Kramers, *Physica* 18 (1952) 665.
- [80] D.W. Swan, *Proc. Phys. Soc.* 82 (1963) 74.
- [81] M.S. Malkin und H.Schultz, *Phys. Rev.* 83 (1951) 1051.
- [82] R.L. Williams, *Can. J. Phys.* 35 (1957) 134.
- [83] D.W. Swan, *Nature, London*, 196 (1962) 977.
- [84] D.W. Swan, *Proc. Phys. Soc.* 83 (1964) 659–666.
- [85] L.S. Miller et al., *Phys. Rev.* 166, 3 (1968) 871.
- [86] K. Yoshino et al., *Phys. Rev. A* 14 (1976) 438–444.
- [87] W. Shockley, *Bell System Tech. J.* 30 (1951) 990.
- [88] M. Cohen und J. Lekner, *Phys. Rev.* 158 (1967) 305.
- [89] J. Lekner, *Phys. Rev.* 158 (1967) 130.
- [90] E. Shibamura et al., *NIM* 131 (1975) 2490.
- [91] A.M. Kalinin et al., *ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-NO-058, CERN* (1996).
- [92] A.M. Kalinin et al., *NA48 Internal Note, NA48 NOTE 08-96, CERN* (1996).
- [93] H. Schnyders et al., *Phys. Rev. Lett.* 15 (1965) 187.
- [94] H. Schnyders et al., *Phys. Rev.* 150 (1966) 127.
- [95] M. Grams, *Messung der Verunreinigung von flüssigem Argon mit Hilfe einer Ionisationskammer*, Staatsexamensarbeit, Mainz (1997).
- [96] G.C. Blazey (D0 Collaboration), In: *Proceedings of the 1<sup>st</sup> Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, World Scientific, Seite 101, FNAL, Batavia 19.10.-1.11.1990 (1991).
- [97] F. Hölldorfer und W. Walkowiak, *ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-NO-089, CERN* (1998).
- [98] V.S. Shirley (Ed.) C.M. Lederer, *Table of Isotopes*, 7<sup>th</sup> Ed. (1978), und Referenzen darin.
- [99] A. Schmidt, *Methoden zur Bestimmung der Lebensdauer von Elektronen im flüssigen Argon mit Hilfe von Ionisationskammern*, Staatsexamensarbeit, Mainz (1998).
- [100] D. Wilke, *Staatsexamensarbeit in Vorbereitung*, Mainz.
- [101] G. Ielapi, *Entwicklung eines Flash-ADC-Auslesesystems für die Flüssigargon-Reinheitsmonitore des ATLAS-Experiments*, Diplomarbeit, Mainz (1998).
- [102] V. Gärtner, *Detektorkontrolle im ATLAS-Experiment*, Diplomarbeit, Mainz (1998).

- [103] M. Adams, *Weiterentwicklung einer Laserkammer zur Messung der Lebensdauer und Driftgeschwindigkeit von freien Elektronen in flüssigen Edelgasen*, Diplomarbeit, Mainz (1997).
- [104] E. Kuhnert, *Inbetriebnahme einer Ionisationskammer zur Messung der Reinheit von flüssigem Argon*, Staatsexamensarbeit, Mainz (1996).
- [105] O. Bunnemann et al., *Can. J. Research A* 27 (1949).
- [106] A. Dahlhoff, *Bestimmung der effektiven Ionisationsenergie von flüssigem Argon mit Hilfe einer  $^{207}\text{Bi}$ -Ionisationskammer*, Staatsexamensarbeit, Mainz (1998).
- [107] T. Stemmler, *Eigenschaften des flüssigen Kryptons als Detektormedium in Ionisationsdetektoren*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik der Technischen Hochschule Darmstadt (1993), und Referenzen darin.
- [108] G. Carugno et al., *NIM A* 292 (1990) 580–584.
- [109] A. Bettini et al., *NIM A* 305 (1991) 177–168, und Referenzen darin.
- [110] siehe z.B.:  
R.C. Weast (ed.), *Handbook of Chemistry and Physics*, 67<sup>th</sup> ed., CRC Press (1986), Boca Raton, USA.
- [111] R. Reininger, U. Asaf und I.T. Steinberger, *Phys. Rev.* B28 (1983) 4426.
- [112] A. Gonidec et al., CERN-EP-88-36 (1988).
- [113] D. Feiden, *Untersuchungen an einem ladungsempfindlichen Vorverstärker zur Auslese von Ionisationskammern*, Diplomarbeit, Mainz (1997).
- [114] Ch. Schwarz, *Entwicklung eines Datenerfassungssystems zur Auslese der Flüssigargon-Reinheitsmonitore für das ATLAS-Experiment*, Diplomarbeit, Mainz (1997).
- [115] D. Weber, *Überwachung von elektronegativen Verunreinigungen im Flüssig-Argon-Versorgungssystem des ATLAS-Detektors*, Staatsexamensarbeit, Mainz (1998).
- [116] Ph. Martin, Testbeam Meeting, CERN (08.07.1997).
- [117] Freundlicherweise bereitgestellt von D. Sauvage.
- [118] G.Mace, LAL Orsay, persönliche Mitteilung.
- [119] V. Radeka et al., *The Electrochemical Society Proceedings* 95-9 (1995) 418–426.
- [120] C. de La Taille und L. Serin, ATLAS Internal Note, ATLAS-LARG-NO-29, CERN (1995).
- [121] Y. Schué, *Entwicklung eines transportablen Meßsystems zur Bestimmung der Reinheit flüssiger Edelgase*, Diplomarbeit, Mainz (1997).
- [122] T. Jung, *Inbetriebnahme und Systemüberwachung eines transportablen Flüssigargon-Reinheitsmeßsystems für das ATLAS-Experiment*, Staatsexamensarbeit, Mainz (1998).

- [123] M. Wutz, H.Adam und W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Friedr. Vieweg&Sohn Verlagsgesellschaft mbH Braunschweig (1982).
- [124] G. Kessler, CERN, Persönliche Mitteilung.
- [125] Omega Engineering Inc., *DP95 Digital RTD Thermometer – Operator’s Manual M1541/0393*, Stamford, USA (1997).
- [126] LakeShore Cryogenics Inc., *Calibration Report for PT-103 P2480*, Westerville, USA (1997).
- [127] Computing and Networks Division CERN, *PAW – Physics Analysis Workstation, CERN Programm Library Entry Q121, Vers. 2.07* (1996).
- [128] Computing and Networks Division CERN, *HBOOK – Statistical Analysis and Histogramming CERN Programm Library Entry Y250* (1996).
- [129] siehe z.B.:  
I.N.Bronstein, K.A.Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, Thun, 234.Aufl. 1989.

# Danksagung

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr. K.Kleinknecht, meinem Doktorvater, für die Ermöglichung dieser interessanten Arbeit im Rahmen des ATLAS-Experiments und seine Unterstützung. Ihm und Herrn Prof. Dr. D.v.Harrach danke ich für die Bereitschaft, die Begutachtung dieser Dissertation zu übernehmen.

Herrn Dr. P.Buchholz<sup>1</sup> möchte ich für die Betreuung während der ersten Hälfte der Arbeit und insbesondere für die gemeinsame Arbeit beim Aufbau des Purity-Projekts und des Mainzer Kryolabors danken. Herrn Prof. Dr. K.Jakobs sei herzlich gedankt für die ermutigende Betreuung und viele hilfreiche Diskussionen – nicht nur zu der Physik des ATLAS-Experimentes – in der zweiten, entscheidenden Phase dieser Arbeit.

Für Anregungen und Ideen sei ferner Herrn Prof. Dr. L.Köpke und Herrn Dr. C.Zeitnitz gedankt, wie auch Herrn Dr. U.Schäfer für wertvolle Tips bei elektronikbezogenen Themen.

Nicht zu vergessen sind die Puritaner und Puritanerinnen, die Opfer meiner „Betreuung“ geworden sind: Elke Kuhnert, Marion Grams, Yvette Schué, Almut Schmidt, Diana Weber, Andrea Dahlhoff, Dorothea Wilke, Christoph Schwarz, Tobias Jung und Michael Haarmann. Besonders gerne erinnere ich mich an die Zusammenarbeit (nicht nur am CERN) mit meinen (ehemaligen) Zimmerkollegen Markus Adams und Frank Hölldorfer. Ihnen allen, wie auch den anderen Mitgliedern der Mainzer ATLAS-Gruppe und den „assozierten“ ALEPHianern, danke ich für die gute Arbeitsatmosphäre im Institut.

Für die Erstellung der vielen technischen Zeichnungen unserer Kryostaten und Kammern mit immer wieder anderen kleinen Änderungen danke ich unserem Ingenieur R.Othegraven. Die Werkstatt des Instituts und unser Mechaniker K.-H.Geib sorgten oftmals für die schnelle Erfüllung unserer „materiellen“ Wünsche.

Herrn Dr. H.Oberlack und Herrn Dr. P.Schacht vom Max-Planck-Institut für Physik in München verdanke ich die Antworten auf viele Fragen zum Hadronischen Endkappenkalorimeter und den Teststrahlaufbau und die reibungslose Koordination der Aktivitäten am HEC-Teststrahl mit unseren Purity-Aktivitäten.

Von den vielen Menschen am CERN, mit denen ich zusammenarbeiten durfte, verdienen zumindest einige eine besondere Erwähnung: Herrn A.Gonidec möchte ich für sehr anregende und hilfreiche Diskussionen zur Reinheitsmessung in flüssigen Edelgasen danken. Ihm und Herrn G.Kessler (beide von der NA48-Kollaboration) sind einige „Leihgaben“ zu verdanken, die unser Purity-Projekt in Mainz insbesondere in der Anfangsphase beschleunigt haben. Desweiteren sei Herrn W.Seidl und Herrn A.Cambon für die konstruktive Zusammenarbeit bei der Laserkammer für das gemeinsame Argonversorgungssystem vielmals gedankt. Die

---

<sup>1</sup>Seit März 1997 Professor für Experimentalphysik an der Universität Dortmund.

Kooperation mit P.Fassnacht am ATLAS-Teststrahl und J.Bremer für viele praktische Fragen am Kryosystem empfand ich als sehr positiv und ermutigend.

Ein spezieller Dank gilt denen, die diese Arbeit, sei es fachlich oder orthographisch, Korrektur gelesen haben.

Meinen Freunden und meinen Eltern möchte ich für ihre Geduld mit mir und die (moralische) Unterstützung während der Phasen intensiver Labor- oder Auswertearbeit herzlich danken.

Danke!



# Lebenslauf

Name: **Wolfgang** Andreas **WALKOWIAK**  
geboren am: November 21, 1966  
in: Göttingen  
Familienstand: Ledig  
Staatsangehörigkeit: Deutsch  
Anschrift: Richard-Schirrmann-Str. 8  
55122 Mainz

## **Ausbildung:**

Aug 1973 - Jul 1977 Grundschule  
Aug 1977 - Jul 1983 Gymnasium  
Aug 1983 - Jul 1984 Austauschschüler an der Victorville Senior High School,  
California, USA (Teilnehmer am Programm des Deutschen Youth  
for Understanding Komitee e.V.)  
Aug 1984 - Mai 1987 Gymnasium  
Jun 1987 Abitur

Apr 1989 - Nov 1994 Studium der Physik an der Universität Heidelberg  
15. November 1994 Diplom

Feb 1995 - Feb 1999 Promotionsstudium an der Universität Mainz  
5. Februar 1999 Promotionsprüfung

Diplomarbeit: Datenanalyse in der Elementarteilchenphysik bei Prof. Dr.  
F.Eisele am Physikalischen Institut der Universität Heidelberg:  
„Bestimmung des Streuquerschnitts für Photon-Proton-Prozesse  
mit quasireellen, direkten Photonen bei HERA“

Dissertation: Detektorentwicklung in der Elementarteilchenphysik bei Prof. Dr.  
K.Kleinknecht am Institut für Physik der Universität Mainz:  
„Entwicklung von Flüssig-Argon-Reinheitsmeßgeräten für das  
ATLAS-Experiment und Messungen zur Energieauflösung eines  
hadronischen Flüssig-Argon-Kalorimeters“

Förderung: April 1991 bis November 1994 Stipendiat der  
Bischöflichen Begabtenförderung Cusanuswerk, Bonn

## **Zivildienst:**

Jun 1987 -Jan 1989 Zivildienst im kirchlichen Bereich

## **Berufserfahrung:**

Sep 1993 - Jan 1995 Wissenschaftliche Hilfskraft an der Universität Heidelberg,  
Mitglied der H1 Kollaboration (HERA), DESY  
seit Feb 1995 Wissenschaftlicher Angestellter an der Universität Mainz  
(Lehrstuhl Prof. Dr. K. Kleinknecht),  
Mitglied der ATLAS Kollaboration, CERN