

Oliver Winkelmann

Teststrahlzeiten mit einem  
Übergangsstrahlungsdetektor zur  
 $e/\pi$ -Separation

— 2002 —







EXPERIMENTELLE PHYSIK

Teststrahlzeiten mit einem  
Übergangsstrahlungsdetektor zur  
 $e/\pi$ -Separation

Diplomarbeit  
von  
Oliver Winkelmann

Westfälische Wilhelms-Universität Münster  
Institut für Kernphysik

— Januar 2002 —



# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Die Theorie der starken Wechselwirkung . . . . .	3
2.2	Das Potential der starken Wechselwirkung . . . . .	4
2.3	Verschiedene Phasen von Kernmaterie . . . . .	6
2.4	Observablen eines Quark-Gluon-Plasmas . . . . .	7
3	Das ALICE-Experiment	9
3.1	Experimente am LHC . . . . .	9
3.2	Aufbau des ALICE-Detektors . . . . .	12
3.3	Die inneren Detektorsysteme im L3-Magneten . . . . .	12
3.4	Einsatzbereiche des TRD im ALICE-Experiment . . . . .	14
4	Teilchenseparation durch Übergangsstrahlung	19
4.1	Theorie der Übergangsstrahlung . . . . .	19
4.2	$\pi/e$ -Separation in der Hochenergiephysik . . . . .	22
4.3	Nachweis von Übergangsstrahlung . . . . .	24
4.3.1	Energieverlust der Teilchen durch Ionisation . . . . .	25
4.3.2	Funktionsprinzip des ALICE-Übergangsstrahlungsdetektors . .	26
5	Teststrahlzeit an der GSI-Darmstadt	31
5.1	Aufbau des Experiments . . . . .	31
5.1.1	Aufbau der Driftkammer . . . . .	32
5.1.2	Die Auslese-Elektronik . . . . .	33
5.1.3	Betriebsbedingungen der Driftkammer . . . . .	34
5.1.4	Triggeraufbau des Experiments . . . . .	36

5.1.5	Die Radiatoren . . . . .	38
5.2	Auswertung der FADC-Spektren . . . . .	39
5.3	Ergebnisse für einzelne Radiatormaterialien . . . . .	41
6	Teststrahlzeit Bonn	47
6.1	Erste Driftkammertests in Münster . . . . .	47
6.2	Die Beschleunigeranlage des Physikalischen Instituts in Bonn . . . . .	48
6.3	Der Teststrahl am Meßplatz . . . . .	49
6.4	Aufbau des Experiments . . . . .	49
6.5	Die eingesetzten Radiatoren . . . . .	51
6.6	Auswertung der Datensätze . . . . .	52
6.6.1	FADC-Spektren . . . . .	52
6.6.2	Übersteuerung des FADC . . . . .	54
6.6.3	Driftspektren für verschiedene Radiatoren . . . . .	55
6.6.4	Berechnung der Pioneneffizienz . . . . .	60
6.6.5	TR-Energiedeposition in der Driftkammer . . . . .	61
6.7	Extrapolation der Pioneneffizienz für 6 TRD-Detektormodule . . . . .	66
6.7.1	Beschreibung der L-Q-Methode . . . . .	66
6.7.2	Bestimmung der Pioneneffizienzen aus den Bonn-Daten . . . . .	71
6.7.3	Ergebnisse der Extrapolationen für 6 TRD-Module . . . . .	75
7	Zusammenfassung und Ausblick	79
A	Energieverlust für Positronen und Pionen	81
	Literaturverzeichnis	84
	Danksagung	89

# 1. Einleitung

Das Forschungsgebiet der ultrarelativistischen Schwerionenphysik befaßt sich mit der Untersuchung von Kernmaterie bei hohen Dichten und Temperaturen. In den Experimenten an den großen Beschleunigeranlagen in Europa und den USA erhalten Wissenschaftler Informationen über die Reaktionsdynamik der Schwerionenkollisionen. Ziel der Studien ist die Aufstellung einer fundamentalen Zustandsgleichung, welche die Eigenschaften von Kernmaterie über weite Bereiche von Temperatur und Druck beschreibt. Hier bietet die moderne Beschleunigertechnologie des LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) am CERN<sup>1</sup> in naher Zukunft einen Zugang in den Bereich höchster momentan zugänglicher Energiedichten. Mit der LHC-Maschine können im Labor Bedingungen für Materie geschaffen werden, wie man sie kurz nach der Entstehung unseres Universums vermutet. Ein Schwerpunkt der Forschung ist die Suche und der Nachweis eines Übergangs von Kernmaterie in einen neuen Phasenzustand, das QGP (**Q**uark-**G**luon-**P**lasma). In diesem Phasenzustand ist der Quarkeinschluß von hadronischer Materie aufgehoben. Mit ALICE (**A** Large **I**on **C**ollider **E**xperiment), dem Schwerionenexperiment am LHC, sollen präzise Studien über dieses Phänomen möglich sein.

Diese Arbeit behandelt die Untersuchungen an einem Prototypen eines Übergangsstrahlungsdetektor (**T**ransition **R**adiation **D**etector), der in ALICE eingesetzt werden soll. Haupteinsatzgebiet des Detektors ist die Identifizierung von Dileptonenpaaren, die in den Blei-Blei-Stößen erzeugt werden. Diese verlassen nahezu ungehindert die hadronische Plasmaphase und können so wertvolle Informationen über die physikalischen Eigenschaften eines QGP liefern. Es wurden Detektoreigenschaften untersucht, die wesentlich für die geplante Dileptonenpaar-Identifizierung in ALICE sind.

Die vorliegende Arbeit beginnt mit einer Einführung in die Theorie der starken Wechselwirkung und die phänomenologischen Grundlagen eines Quark-Gluon-Plasmas. Kapitel 3 beschreibt das ALICE-Experiment und das Übergangsstrahlungsdetektorsystem. Kapitel 4 gibt einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der Übergangsstrahlung und die Funktionsweise des eingesetzten Detektorprototyps. Kapitel 5 und Kapitel 6 behandeln die Strahlzeiten, in denen der Prototyp

---

<sup>1</sup>Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

an der GSI<sup>2</sup> in Darmstadt und am Physikalischen Institut in Bonn zum Einsatz kam, sowie die spätere Analyse der gewonnenen Daten.

---

<sup>2</sup>Gesellschaft für Schwerionenforschung

# 2. Theoretische Grundlagen

## 2.1 Die Theorie der starken Wechselwirkung

Die elementaren Bausteine der Materie sind nach dem Kenntnisstand der heutigen Physik Teilchen mit halbzahligem Spin, auch Fermionen genannt. Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik enthält zwei Klassen von Fermionen, Quarks und Leptonen. Sie unterteilen sich in sechs verschiedene Quark- und genausoviele Leptonensorten, die sich in drei Familien einordnen lassen, wie in Tabelle 2.1 dargestellt. Im Gegensatz zu den Quarks unterliegen die Leptonen nicht der starken Wechselwirkung. Eine Lepton-Familie besteht jeweils aus einem Lepton  $l$ , das eine ganzzahlige Elementarladung trägt, und einem korrespondierenden Neutrino  $\nu_l$ . Die Quarks tragen drittelzählige Ladung und sind die Konstituenten der Hadronen, welche sich in zwei Teilchensorten, Baryonen und Mesonen, einteilen lassen. Die Baryonen besitzen einen halbzahligen Spin und unterliegen damit der Fermi-Dirac-Statistik. Mesonen tragen einen ganzzahligen Spin und unterliegen der Bose-Einstein-Statistik.

Das Standardmodell kennt vier Arten von Wechselwirkungen, die Gravitation, die

Fermionen	Familie			elektrische Ladung (e)
	1	2	3	
Quarks	<b>up</b> <b>down</b>	<b>charm</b> <b>strange</b>	<b>top</b> <b>bottom</b>	+2/3 -1/3
Leptonen	$\nu_e$ <i>Elektron (e)</i>	$\nu_\mu$ <i>Myon (<math>\mu</math>)</i>	$\nu_\tau$ <i>Tauon (<math>\tau</math>)</i>	0 -1

**Tabelle 2.1:** Gruppierung der Elementarteilchen in Familien. Zu jedem Teilchen existiert ein zugehöriges Anti-Teilchen, so daß sich die Teilchenanzahl verdoppelt [Hil96].

---

elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache und die starke Wechselwirkung. In Tabelle 2.2 sind die verschiedenen Wechselwirkungen mit ihren Austauschteilchen dargestellt. Wechselwirkungen zwischen den Fermionen werden durch virtuelle Austauschteilchen, auch Eichbosonen genannt, übertragen.

Die Gravitation, mit dem Graviton<sup>1</sup> als Austauschteilchen, ist die schwächste Wechselwirkung und kann in Kernreaktionen im allgemeinen vernachlässigt werden.

---

<sup>1</sup>Das Graviton ist noch nicht experimentell nachgewiesen.

Die schwache Wechselwirkung wirkt sowohl auf Leptonen als auch auf Hadronen, allerdings werden ihre Prozesse in den häufigsten Fällen von starken und elektromagnetischen Wechselwirkungen verdeckt. Die Vermittlerteilchen der schwachen Wechselwirkung sind die  $W^+$ ,  $W^-$  und  $Z^0$ -Vektorbosonen. Vektorbosonen tragen einen von null verschiedenen ganzzahligen Spin.

In Analogie zur elektromagnetischen Wechselwirkung, deren Theorie die Quantenelektrodynamik (QED) ist, wurde die Theorie der starken Wechselwirkung entwickelt, die Quantenchromodynamik (QCD). In der QED ist die elektrische Ladung Träger der Kraft und das Photon agiert als Austauschteilchen, welches die Kraft zwischen den elektrischen Ladungen vermittelt. In der Theorie der starken Wechselwirkung sind die drei Farbladungen *rot*, *blau* und *grün* sowie die entsprechenden Antifarben die Ladung der starken Kraft, womit sich die Anzahl jedes Quarkflavours von eins auf drei erhöht. Die Einführung der Farbe als zusätzliche Quantenzahl im Quarkmodell ist zur Erhaltung des Pauli-Prinzips<sup>2</sup> notwendig. Im Gegensatz zur QED tragen die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, ebenfalls Farbladungen. Als Träger einer Farbladung können diese, im Gegensatz zum Photon, somit auch untereinander wechselwirken.

Austauschteilchen	Art der Wechselwirkung
Graviton ?	Gravitation
Photon $\gamma$	elektromagnetische Wechselwirkung
Vektorbosonen $W^\pm, Z^0$	schwache Wechselwirkung
acht Gluonen $g$	starke Wechselwirkung

**Tabelle 2.2:** Die vier fundamentalen Wechselwirkungen im Standardmodell [Hil96].

## 2.2 Das Potential der starken Wechselwirkung

Nach den Grundregeln der QCD existieren nur farbneutrale Kombinationen der Quarks, die beobachtbaren Hadronen, als freie Teilchen. Baryonen besitzen drei

<sup>2</sup>Das Pauli-Prinzip besagt, daß sich zwei oder mehrere Fermionen nicht im gleichen Quantenzustand befinden können.

verschiedene Farbladungen, so daß sie nach außen farbneutral sind. Mesonen tragen eine Kombination aus Farbladung und Anti-Farbladung. Zur Beschreibung der Stärke einer Wechselwirkung dient die Kopplungskonstante. In der elektromagnetischen Wechselwirkung ist sie durch die Feinstrukturkonstante  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \approx 1/137$  gegeben. Die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  ist in der QCD eine effektive Konstante, die von der Größe des Impulsübertrags abhängig ist. Diese Abhängigkeit ist dadurch zu erklären, daß die Gluonen aufgrund ihrer Farbladung auch untereinander koppeln. In Analogie zur QED

$$V_{QED} = -\frac{\alpha}{r} \quad (2.1)$$

läßt sich das Potential zur QCD formulieren [Per90]:

$$V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad . \quad (2.2)$$

Für geringe Abstände der Quarks verhält sich das Potential wie in der QED, was durch den Austausch einzelner Gluonen erklärt werden kann. Werden die Abstände zwischen den Quarks größer, machen sich starke Gluon-Gluon-Wechselwirkungen bemerkbar und das Potential nimmt linear zu.

Eine Rechnung für große Impulsüberträge in erster Ordnung QCD-Störungstheorie liefert für die Kopplungskonstante [Pov96]:

$$\alpha_s(q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n) \cdot \ln(q^2/\Lambda^2)} \quad \text{mit} \quad (2.3)$$

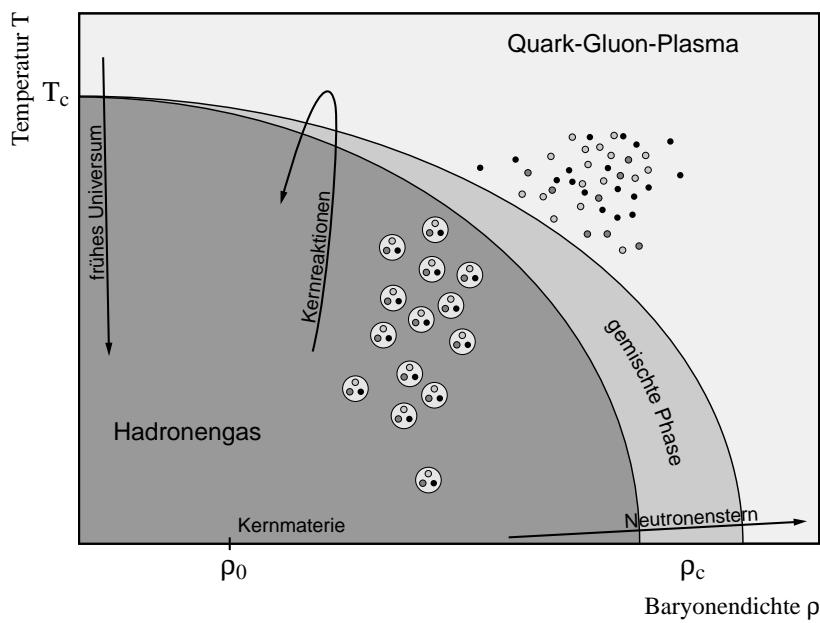
- $q$  = Impulsübertrag bei der Streureaktion,
- $n$  = Anzahl der verschiedenen Quarksorten und
- $\Lambda$  = Skalenfaktor der QCD.

Der Skalenfaktor der QCD kann nur experimentell bestimmt werden und hat einen Wert  $\Lambda \approx 250$  MeV. Für große Werte von  $q^2$  oder sehr kleine Abstände wird die Kopplung der Quarks untereinander immer kleiner und verschwindet praktisch für  $q^2 \rightarrow \infty$ . Die Kopplungskonstante  $\alpha_s$  geht gegen Null und die Quarks verhalten sich wie freie Teilchen. Dies bezeichnet man als *asymptotische Freiheit*. Umgekehrt verhält sich die starke Wechselwirkung für kleine Impulsüberträge oder große Abstände. Die Bindungskräfte zwischen den einzelnen Quarks sind so stark, daß sie das Hadron nicht verlassen können (*Confinement*). Störungsrechnungen sind in der QCD nur möglich, wenn  $\alpha_s \ll 1$  ist. Zur Behandlung von Wechselwirkungen bei niedrigen Impulsüberträgen bietet die Gitterreichtheorie geeignete Methoden. Hier wird der zeitliche Verlauf zwischen Anfangs- und Endzuständen auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter berechnet.

## 2.3 Verschiedene Phasen von Kernmaterie

Die theoretischen Modelle von Kernmaterie sagen ein weiteres Phänomen voraus, welches Gegenstand aktueller Forschungsarbeit ist. Durch extremes Aufheizen und Komprimieren von hadronischer Materie kann es zu einem Phasenübergang kommen und der Quarkeinschluß in Hadronen wird aufgehoben. Diesen neuen Phasenzustand bezeichnet man als Quark-Gluon-Plasma.

In diesem Aggregatzustand (*Deconfinement*) steigt die Anzahl der Freiheitsgrade des Systems stark an. Natürliche Bedingungen für die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas sind im Inneren von Neutronensternen oder für eine sehr kurze Zeitspanne nach dem Urknall denkbar. Abbildung 2.1 stellt ein Phasendiagramm von nuklearer Materie schematisch dar. Der Grundzustand von normaler Kernmaterie liegt bei  $\rho_0 = 0.17 \frac{1}{fm^3}$  und  $T = 0$ . Wird nun  $\rho_c$  oder  $T_c$  überschritten, kann sich ein Quark-Gluon-Plasma ausbilden. Theoretische Rechnungen [Won94, Sto99] liefern je nach Modell bei verschwindender Baryonendichte eine kritische Temperatur von  $T_c \approx 140 MeV/k$  bzw. bei verschwindender Temperatur eine kritische Baryonendichte von etwa  $\rho_c = 0.85 - 1.7 \frac{1}{fm^3}$ .



**Abbildung 2.1:** Phasendiagramm von Kernmaterie in Abhängigkeit von der Baryonendichte  $\rho$  und Temperatur  $T$  für den Übergang vom Hadronengas zum Quark-Gluon-Plasma.

Ultrarelativistische Schwerionenkollisionen bieten eine experimentelle Möglichkeit, im Bereich zwischen den beiden Extremen  $T_c$  und  $\rho_c$  einen Phasenübergang von hadronischer Materie in ein Quark-Gluon-Plasma zu studieren.

Eine Schwerionenreaktion durchläuft mehrere Zustände:

1. Unmittelbar nach einer Schwerionenkollision befindet sich das System in einer Vorgleichgewichtsphase.
2. Ist die Energiedichte des Systems ausreichend, besteht die Möglichkeit, daß ein Quark-Gluon-Plasma entsteht. Für eine sehr kurze Zeitspanne liegt ein thermodynamisches Gleichgewicht vor.
3. Das System expandiert weiter und kühlt dabei ab. Die Hadronisierung des Plasmas beginnt und aus dem QGP werden wieder Hadronen gebildet. Diesen Zwischenzustand bezeichnet man als gemischte Phase, siehe Abbildung 2.1.
4. Ist der Übergang vollständig vollzogen liegt ein Hadronengas in der Reaktionszone vor. Das System kühlt sich während seiner weiteren Expansion weiter ab, bis die einzelnen Hadronen nicht mehr miteinander wechselwirken (freeze-out).

Der Phasenzustand eines Quark-Gluon-Plasmas ist durch verschiedene Signale während einer Schwerionenkollision charakterisiert, die von ALICE untersucht werden sollen.

## 2.4 Observablen eines Quark-Gluon-Plasmas

Das in einem Hochenergieexperiment erzeugte Quark-Gluon-Plasma besitzt keine eindeutige Meßgröße. Es bedarf der Identifizierung mehrerer geeigneter Signaturen, um mit hoher Wahrscheinlichkeit von der Entstehung eines Quark-Gluon-Plasmas während einer Schwerionenkollision auszugehen [Won94].

Signale von stark wechselwirkenden Teilchen, die aus der Plasmaphase stammen, können nur nach Korrekturen verwendet werden. Die anschließende Hadronisierungsphase modifiziert diese Teilchensignale, die so verfälschte Informationen über die physikalischen Eigenschaften des Plasmas liefern. Teilchen, die nicht stark wechselwirken und direkt aus der heißen Plasmaphase kommen, gilt ein besonderes Interesse. Mit der Beobachtung von Signaturen rein elektromagnetisch wechselwirkender Leptonen können Informationen aus der Anfangsphase der Reaktion gewonnen werden.

Die wichtigsten beobachtbaren Signaturen des Quark-Gluon-Plasmas leptonischer

Natur sind:

- Die Produktion thermischer direkter Photonen und
- die Erzeugung von Dileptonenpaaren durch Quark-Antiquark-Anihilation im Plasma.

Als hadronische Signaturen klassifiziert man u.a.:

- die  $J/\Psi$ -Unterdrückung,
- die verstärkte Produktion von Teilchen mit Seltsamkeit,
- die Ausbildung eines disorientierten chiralen Kondensats.

Eine ausführliche Darstellung und Erklärung der Signaturen findet sich z.B. in [Sin90, Won94]. Signaturen, die speziell mit dem TRD in ALICE untersucht werden sollen, finden in Kapitel 3.4 eine detailliertere Beschreibung.

### 3. Das ALICE-Experiment

Der Large Hadron Collider wird zur Zeit im 27 km langen ehemaligen LEP<sup>1</sup>-Tunnel am CERN installiert. Er besteht aus zwei Strahlröhren, die nach dem Synchrotron-Prinzip arbeiten. An verschiedenen Wechselwirkungspunkten können die gegenläufigen Teilchenstrahlen zur Kollision gebracht werden. Im Gegensatz zu Festtarget-Maschinen hat dies den Vorteil, daß ein Großteil der kinetischen Energie zur Produktion von neuen Teilchen verwendet werden kann. Erste Messungen am LHC sind für das Jahr 2005 geplant.

Die Luminosität des LHC soll bei  $\mathcal{L} = 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  für p-p-Stöße liegen. Dies ist eine Steigerung um zwei Zehnerpotenzen im Vergleich zum alten LEP-Collider. So können seltene Prozesse mit äußerst geringen Wirkungsquerschnitten untersucht werden. Für Schwerionenexperimente soll der LHC eine Luminosität von  $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  erreichen.

#### 3.1 Experimente am LHC

##### CMS

Eine zentrale Zielsetzung des CMS (Compact Muon Solenoid)-Experiments [CMS94] ist die Bestimmung der Masse des Higgs-Bosons. Das Standardmodell verlangt die Existenz dieses Teilchens  $H^0$  aufgrund der Wechselwirkung der Eichbosonen ( $W^\pm$  und  $Z^0$ ) mit dem Austauschteilchen der elektromagnetischen Kraft (Photon) über das sogenannte Higgs-Feld. Die Theorie sagt nur eine maximale Masse von ca. 1 TeV voraus, kann aber genaue Angaben zur Produktionsrate und zum Zerfallsmechanismus für jede mögliche Masse machen. Das CMS-Experiment ist darauf optimiert, das  $H^0$ -Boson in einem Massenbereich von 90 GeV, der alten Grenze des LEP-II<sup>2</sup>, bis 1 TeV zu entdecken.

##### ATLAS

Das ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)-Experiment [ATL94] untersucht Proton-Proton-Stöße bis maximal 14 TeV Schwerpunktenergie und kann damit das volle

---

<sup>1</sup>Large Electron Positron Collider

<sup>2</sup>Durch den Ausbau des LEP zum LEP-II wurde die ursprüngliche Energie von  $2 \times 46$  GeV auf  $2 \times 90$  GeV verdoppelt.

Potential des LHC-Colliders ausnutzen. ATLAS ist ein „general-purpose“ Detektor, der verschiedenen Fragestellungen in der Hochenergiephysik nachgeht, wie zum Beispiel,

- der Erzeugung des Top-Quarks,
- der CP-Verletzung in der B-Mesonen<sup>3</sup>-Physik,
- dem Nachweis des Higgs-Bosons und
- der Suche nach supersymmetrischen Teilchen (SUSY).

## LHCb

Die Abkürzung LHCb [LHCb98] steht für „A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP Violation and Rare Decays“. Das Experiment ist spezialisiert auf die Untersuchung der CP-verletzenden Zerfälle von B-Mesonen, die in harten p-p-Stößen entstehen können. Sie sind äußerst kurzlebig und zerfallen noch in unmittelbarer Nähe des primären Vertex. Das LHCb-Experiment besteht hauptsächlich aus einem Vertex-Detektor zusammen mit einem RICH<sup>4</sup>-Detektor zur Teilchenidentifizierung.

## TOTEM

TOTEM [TOT99] bezeichnet ein Experiment zur Bestimmung des Totalen Wirkungsquerschnitts am LHC-Collider (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction at the LHC). Die geplanten Messungen basieren auf der gleichzeitigen Bestimmung des elastischen Wirkungsquerschnitts und des inelastischen Anteils bei niedrigen Impulsüberträgen. Diese Methode lässt eine absolute Kalibration der Luminosität des Colliders zu.

## ALICE

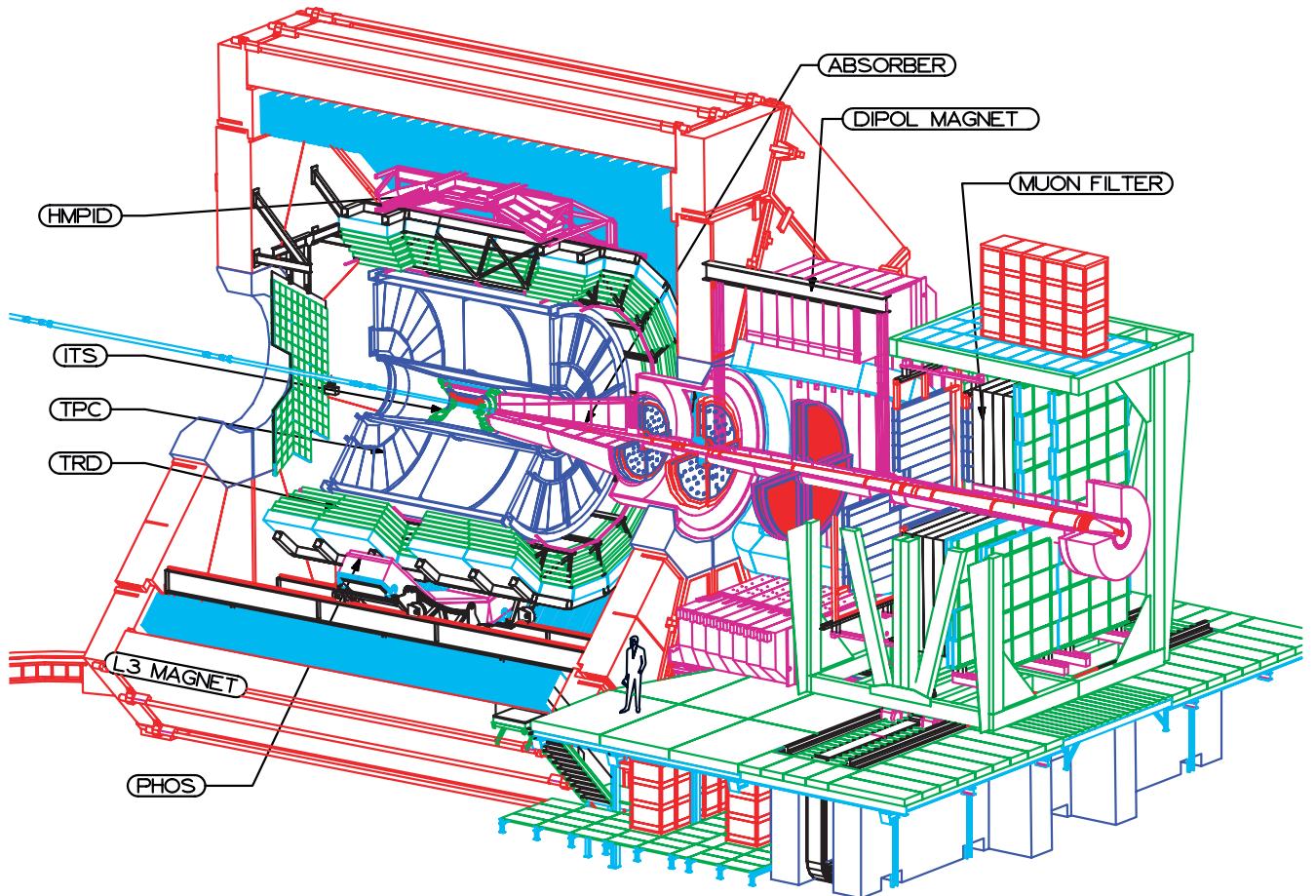
ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [ALI95] ist unter den inzwischen 5 Experimenten am LHC das einzige Experiment, welches Fragestellungen auf dem Gebiet der Schwerionenphysik nachgeht. Es soll hochverdichtete, heiße Kernmaterie untersuchen. Der LHC-Collider ist dabei ein unersetzliches Werkzeug. Der Beschleuniger ist so konzipiert, daß er zwei gegenläufige Bleistrahlen auf maximal 5.5 TeV

---

<sup>3</sup>B-Mesonen sind Hadronen mit ganzzahligem Spin, die ein  $b$ - oder  $\bar{b}$ -Quark enthalten.

<sup>4</sup>Ring-Imaging C<sub>H</sub>erenkov

pro Nukleon beschleunigen kann. Die erwarteten Energiedichten in den Blei-Blei-Stößen liegen weit über den theoretischen Vorhersagen für die Erzeugung eines Quark-Gluon-Plasmas. Da eine einzelne eindeutige Meßgröße für das QGP nicht existiert, sind verschiedene Signaturen zu messen. Das soll mit den verschiedenen Detektorsystemen des ALICE-Experiments möglich sein. Abbildung 3.1 gibt einen Überblick über die Konstruktion des ALICE-Detektors.



**Abbildung 3.1:** Aufbau des geplanten ALICE-Detektors am Large Hadron Collider. Im L3-Magneten befindet sich der zentrale Teil des Detektors. Rechts davon schließt sich das Myonen-Spektrometer an. Der L3-Magnet wurde ursprünglich in einem Hochenergieexperiment am LEP (L3-Experiment) benutzt und wird nun im ALICE-Experiment eingesetzt.

## 3.2 Aufbau des ALICE-Detektors

Der ALICE-Detektor ist 25 m lang, hat einen Durchmesser von 15 m und wiegt ca. 10000 t. Insgesamt lässt er sich in zwei Hauptkomponenten klassifizieren:

- Das Myonen-Spektrometer untersucht das komplette Zerfallsspektrum der schweren Vektormesonen ( $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  und  $\Upsilon''$ ) in einem Rapiditätsintervall von  $2.5 < \eta < 4$ . Es besteht aus einem Absorber, der 90 cm entfernt vom Vertex beginnt, einem sich anschließenden Dipolmagneten und einem Detektor-System zum Nachweis der erzeugten Myonen-Paare (Muon Filter, siehe Abbildung 3.1).
- Der zentrale Teil befindet sich im L3-Magneten und überdeckt einen Polarwinkel von  $45^\circ - 135^\circ$  vom Vertex, was einer Pseudorapidität<sup>5</sup> von  $|\eta| < 0.9$  entspricht. Im Magneten verläuft parallel zur Strahlachse ein solenoides Feld von 0.2 Tesla. Die einzelnen Detektor-Systeme sind im L3-Magneten zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet.

Da diese Arbeit sich mit einem Detektorsystem aus dem zentralen Bereich beschäftigt, wird dieser im folgenden detaillierter beschrieben.

## 3.3 Die inneren Detektorsysteme im L3-Magneten

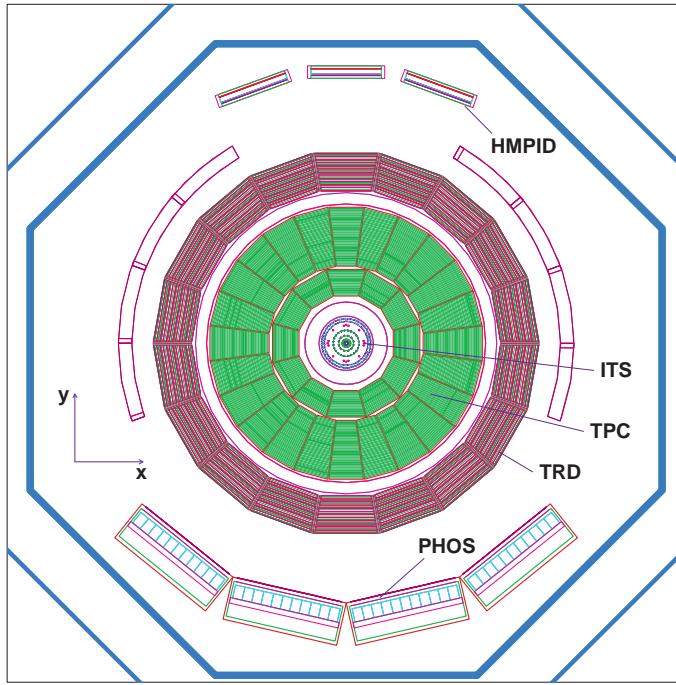
### Das Inner-Tracking-System (ITS)

Das ITS ist ein Vertex-Detektor und besteht aus sechs zylindrischen Lagen von Silizium-Detektoren [ITS99]. Der Detektor umgibt den Kollisionspunkt der Teilchenstrahlen, siehe Abbildung 3.2, und bestimmt den primären Vertex einer Blei-Blei-Reaktion. Eine spezielle Aufgabe des Detektorsystems ist die Rekonstruktion sekundärer Vertizes von Hyperon<sup>6</sup>- und Charm-Zerfällen.

Der minimale Radius des ITS ist bestimmt durch die Abmessungen des Strahlrohrs, der äußere Radius ist begrenzt durch die Abmessungen der TPC. Silizium-Pixel- bzw. Silizium-Drift-Detektoren mit hoher Ortsauflösung bilden die ersten vier Ebenen um den primären Vertex. Die äußeren beiden Lagen bestehen aus doppelseitigen Silizium-Mikrostreifen-Detektoren, welche 2-dimensionale Ortsinformationen über die Reaktionen liefern.

<sup>5</sup> Die Pseudorapidität  $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$  kann im Experiment aus dem Polarwinkel  $\theta$  des detektierten Teilchens zur Strahlachse bestimmt werden [Loh92].

<sup>6</sup> Hyperonen sind Baryonen, die Seltsamkeit enthalten.



**Abbildung 3.2:** Senkrechter Schnitt durch den zentralen Teil des ALICE-Detektors, der sich im L3-Magneten befindet. In der Mitte befindet sich der Wechselwirkungspunkt, umgeben vom ITS. Die anderen Detektorsysteme sind zylindersymmetrisch darum angeordnet [TRD99].

### Die Time-Projection-Chamber (TPC)

Die TPC ist der größte Detektor im L3-Magneten und dient der Spurrekonstruktion und der Energieverlust-Messung geladener Teilchen, die aus den Schwerionenkolissionen stammen. Die Anforderungen an den Detektor während der Datenaufnahme mit einer möglichen Rate von 200 zentralen Blei-Blei-Stößen pro Sekunde und der damit verbundenen Teilchenmultiplizität sind enorm. Der innere Radius ( $r_i = 0.9$  m) ist bestimmt durch die maximal zulässige Teilchenstromdichte, der äußere Radius von  $r_a = 2.5$  m ergibt sich für eine Energieauflösung im Bereich von 8 % [TPC00].

### Der High-Momentum-Particle-Identification-Detector (HMPID)

Der HMPID gehört zu den kleineren Detektorsystemen in ALICE und ist im oberen Teil des L3-Magneten positioniert, siehe Abbildung 3.2. Der Detektor hat die Aufgabe, geladene Teilchen in einem Impulsbereich von 1-5 GeV/c zu identifizieren.

Zusammengesetzt ist der HMPID aus RICH-Detektoren mit flüssigem Freon als Radiatormaterial. Als Konverter für das Čerenkovlicht dienen CsI-Photokathoden.

### **Das PHoton-Spectrometer (PHOS)**

PHOS ist ein aus Blei-Wolframat-Kristallen bestehendes elektromagnetisches Kalorimeter. Es befindet sich im unteren Teil des L3-Magneten und zählt mit einer Fläche von ca.  $8 \text{ m}^2$  ebenfalls zu den kleineren Detektorsystemen in ALICE. Es ist optimiert zur Messung von Photonen ( $p_\gamma = 0.5\text{-}10 \text{ GeV}/c$ ), neutralen Pionen ( $p_{\pi^0} = 1\text{-}10 \text{ GeV}/c$ ) und  $\eta$ -Mesonen ( $p_\eta = 2\text{-}10 \text{ GeV}/c$ ) [PHO99].

### **Der Transition Radiation Detector (TRD)**

Der Übergangsstrahlungsdetektor umschließt die TPC vollständig, wie in Abbildung 3.2 dargestellt. Zur Zeit ist eine Detektorkonfiguration bestehend aus 540 TRD-Modulen in sechs zylindersymmetrischen Anordnungen um die TPC vorgesehen (radialer Abstand von der Strahlrohrachse:  $2.9 \text{ m}$  -  $3.7 \text{ m}$ ) [TRD99]. Parallel zur Strahlachse befinden sich pro Ebene jeweils fünf Module (max. Länge  $7.3 \text{ m}$ ), azimutal ist eine achtzehnfache Segmentierung vorgesehen. Ein TRD-Modul überdeckt einen Winkel von  $20^\circ$  in azimutaler Richtung. Eine schematische Zeichnung des geplanten Detektorsystems ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Jedes einzelne Modul des TRD besteht aus einem Radiator und einer Driftkammer zum Nachweis der im Radiator produzierten Übergangsstrahlung. Der geplante TRD besitzt in der jetzigen Version eine totale Fläche von über  $800 \text{ m}^2$ . Zur Füllung der Driftkammern werden insgesamt ca.  $28 \text{ m}^3$  eines Xenon-CO<sub>2</sub>-Gemisches benötigt. Zusammen besitzen die 540 Module etwa 1.2 Millionen Datenkanäle, die während des Experiments ausgelesen werden.

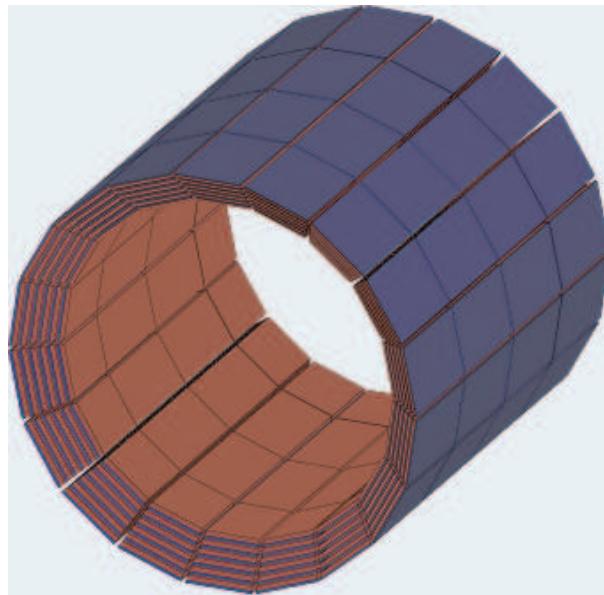
Eine genaue Beschreibung des TRD und seiner Funktionsweise findet sich in Kapitel 4.3.2.

## **3.4 Einsatzbereiche des TRD im ALICE-Experiment**

Der TRD ist auf die Untersuchung von Dileptonen-Physik optimiert und soll auf diesem Gebiet wichtige Beiträge liefern. Er kann sowohl hadronische als auch leptonische Signaturen untersuchen:

### **$J/\Psi$ - und $\Upsilon$ -Unterdrückung**

Das  $J/\Psi$  ( $c\bar{c}$ ) und das  $\Upsilon$  ( $b\bar{b}$ ) sind Vektormesonen mit relativ hohen Massen,

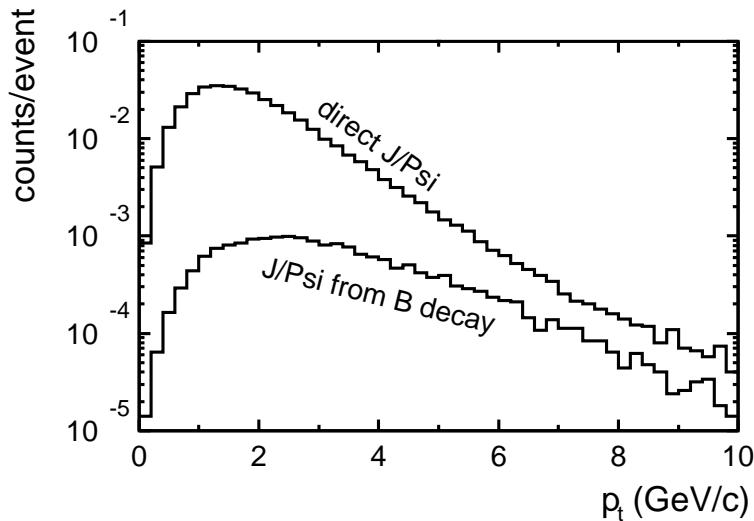


**Abbildung 3.3:** Zylindrische Anordnung der 540 TRD-Module in ALICE, unterteilt in 6 Ebenen. Die anderen Detektorsysteme sind nicht abgebildet.

$m_{J/\Psi} = 3096 \frac{MeV}{c^2}$  und  $m_{\Upsilon} = 9460 \frac{MeV}{c^2}$  [Pov96]. Mit dem LHC-Collider wird es erstmals möglich sein,  $\Upsilon$ -Mesonen in hoher Anzahl zu produzieren. Die schweren Vektormesonen entstehen nur in den ersten, harten Stößen der Reaktion.

Im Quark-Gluon-Plasma existieren freie Gluonen und Quarks, welche die Farbwechselwirkung zwischen den  $c$ - und  $\bar{c}$ -Quarks bzw. den  $b$ - und  $\bar{b}$ -Quarks abschirmen. Der gebundene Quarkonium-Zustand ( $J/\Psi$ ,  $\Upsilon$ ) kann schlechter erreicht werden. In der sich anschließenden Hadronisierungsphase des Plasmas ist die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination der Charm- und Bottom-Quarks in  $J/\Psi$ - und  $\Upsilon$ -Mesonen gering. Es werden mit höherer Wahrscheinlichkeit Mesonen mit leichteren Quarks und Antiquarks gebildet, in denen ein einzelnes Charm- oder Bottom-Quark vorkommt. Dieser Mechanismus kann auch durch die Begriffe *open-charm-* und *open-beauty-* Produktion beschrieben werden. Kommt es zu einer Ausbildung des QGP, wird die Produktion von  $J/\Psi$ - und  $\Upsilon$ -Mesonen im Gegensatz zu einer Reaktion ohne Plasma unterdrückt sein.

Erschwert ist die Messung einer Unterdrückung der Vektormesonen-Produktion u.a. durch den Zerfallskanal des B-Mesons nach  $J/\Psi$ . Abbildung 3.4 zeigt die Vorhersage



**Abbildung 3.4:** Erwartete Transversalimpuls-Verteilung der direkt und über den B-Meson Zerfall erzeugten  $J/\Psi$ -Mesonen für hohe Transversalimpulse einer Simulationsrechnung [TRD99]. Ein Unterdrückungsfaktor ( $\geq 10$ ) für die direkt erzeugten  $J/\Psi$ -Mesonen ist noch nicht berücksichtigt, woraus die Notwendigkeit einer Messung des B-Mesonen-Kanals nach  $J/\Psi$  deutlich wird.

einer Simulation der Maskierung in Abhängigkeit des Transversalimpulses<sup>7</sup>  $p_t$  der Teilchen.

### Verschiebung der Vektormesonmassen

Dileptonenpaare ( $l^- l^+$ ) entstehen beim leptonischen Zerfall von Vektormesonen (z.B.  $J/\Psi, \rho, \omega, \phi$ ). In den Blei-Blei-Stößen am LHC werden große Mengen an Vektormesonen produziert, die Informationen über die Ausbildung eines QGP liefern. Eine Untersuchung der Energiespektren der Dileptonen lässt einen Rückschluß auf die Masse des zerfallenen Vektormesons zu. Im Zusammenhang mit dem QGP erwartet man eine Veränderung der Massen der produzierten Vektormesonen, resultierend aus geringeren oder gar verschwindenden Quarkmassen. Eine Aufgabe des TRD in Kombination mit dem ITS ist es, Dileptonen-Paare, die aus den Zerfallsprozessen von Vektormesonen im Plasma stammen, zu identifizieren. Eine Verschiebung der Resonanzen in den Energiespektren der Dileptonen zu geringeren Energien wäre ein Indiz für die erzeugte Plasmaphase und eine damit verbundene Verringerung der Vektormesonmassen.

<sup>7</sup>Der Transversalimpuls des Teilchens  $p_t$  ergibt sich aus dem Impuls des Teilchens senkrecht zur Strahlachse  $z$ :  $\vec{p}_t = \hat{z} \times (\vec{p} \times \hat{z}) = (p_x, p_y)$

### Produktion von Dileptonen

Dileptonenpaare werden in der Plasmaphase vor allem über den Zerfall eines bei der Quark-Antiquark-Anihilation gebildeten virtuellen Photons erzeugt:

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+ + l^-$$

Die Dileptonenpaare werden vom späteren Ausfrieren des Plasmas nicht gestört. Sie unterliegen im Gegensatz zu den oben behandelten Vektormesonen nicht der starken Wechselwirkung und spüren lediglich die Coulomb-Kraft aufgrund der elektrischen Ladung. Produktionsraten und Impulsverteilungen der Dileptonen durch Quark-Antiquark-Anihilation liefern Informationen über thermodynamische Prozesse während der Plasmaphase. Natürlicher Untergrund der direkten Dileptonen-Paare im Experiment sind der Drell-Yan-Prozeß (Streuung eines Valenzquarks an einem gebundenen Seequark [Per90]) und der Zerfall von Vektormesonen.

Weitere Aufgaben des TRD sind Tracking von Teilchenspuren in Zusammenarbeit mit dem ITS und der TPC. Außerdem ist eine Beteiligung des TRD am Triggersystem für spezielle Ereignisse geplant [TDR01].



# 4. Teilchenseparation durch Übergangsstrahlung

Der Effekt der Übergangsstrahlung wurde erstmals 1946 von I. Franz und G. Ginzburg vorhergesagt und berechnet [Gin46]. Übergangsstrahlung entsteht, wenn geladene Teilchen die Grenzfläche zwischen zwei Medien, welche unterschiedliche dielektrische Eigenschaften besitzen, durchqueren. Die dabei produzierte Strahlung liegt bei nichtrelativistischen Teilchen im optischen Bereich und besitzt eine sehr niedrige Intensität. G. Garibian sagte später für den Fall ultrarelativistischer Teilchen voraus, daß sich das Übergangsstrahlungsspektrum in den Röntgenbereich verschiebt und eine Zunahme der Intensität zu beobachten ist [Gar57].

Ein vereinfachendes klassisches Modell zur Erklärung der Übergangsstrahlung stellt ein geladenes Teilchen dar, welches sich auf eine Grenzfläche zubewegt bzw. sich davon entfernt und mit der induzierten Spiegelladung im Medium einen elektrischen Dipol bildet. Das sich zeitlich verändernde elektrische Feld des Dipols verursacht die Emission elektromagnetischer Strahlung. Erreicht das Teilchen die Grenzfläche verschwindet das Dipolfeld. Eine derartige klassische Rechnung findet sich in [Jac85].

## 4.1 Theorie der Übergangsstrahlung

Die Ginzburg-Frank-Formeln liefern eine genaue Beschreibung des Übergangsstrahlungsspektrums für eine Grenzfläche. Erzeugt ein ultrarelativistisches Teilchen Übergangsstrahlung, so wird diese hauptsächlich im Röntgenbereich emittiert und die Strahlungsdämpfung im Radiatormedium verschwindet annähernd. Der Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  ist dann vernachlässigbar und  $\epsilon$  besitzt folgende Darstellung:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad \text{für} \quad \frac{\omega_p}{\omega} \ll 1 . \quad (4.1)$$

$\omega$  ist die Frequenz der erzeugten Übergangsstrahlung und  $\omega_p$  die Plasmafrequenz des Mediums. Die Elektronen des Mediums können in diesem Fall als quasifrei angesehen werden und verhalten sich wie ein Plasma mit der Eigenfrequenz  $\omega_p$  [Ter72, Jac85]:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} . \quad (4.2)$$

Dabei sind  $e$  und  $m_e$  Ladung und Masse des Elektrons und  $n_e$  die Teilchendichte der Elektronen im Medium.

Aus den Ginzburg-Frank-Formeln für eine einfache Grenzschicht erhält man mit den Approximationen

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \gg 1 \quad \text{und} \quad \frac{\omega_{p_i}}{\omega} \ll 1 \quad (i = 1, 2) \quad (4.3)$$

im ultrarelativistischen Fall ein doppelt differentielles Energiespektrum, abhängig von der Frequenz  $\omega$  und dem Winkel  $\theta$  der emittierten Strahlung zur Teilchenachse [Ter72]:

$$\frac{d^2E}{d\omega d\Omega} = \frac{\alpha \hbar}{\pi^2} \left| \frac{\theta}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_{p_1}}{\omega}} - \frac{\theta}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 + \frac{\omega_{p_2}}{\omega}} \right|^2. \quad (4.4)$$

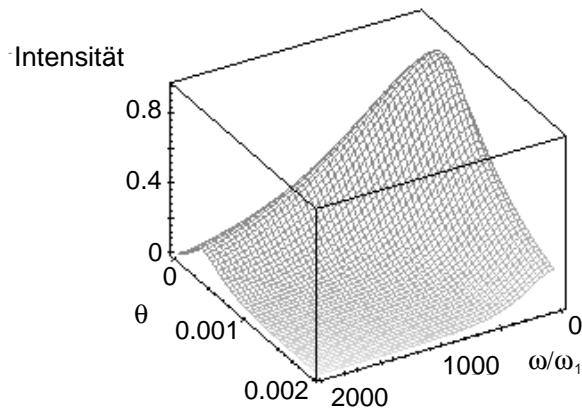
Die beiden Medien besitzen die unterschiedlichen Plasmafrequenzen  $\omega_{p_1}$  und  $\omega_{p_2}$ . In den Ausdruck 4.4 gehen außerdem das Plancksche Wirkungsquantum  $\hbar$  und die Feinstrukturkonstante  $\alpha \approx 1/127$  ein. Die Übergangsstrahlung wird in einem engen Kegel mit Öffnungswinkel  $\theta \approx 1/\gamma$  zur Teilchenachse emittiert, wie in Abbildung 4.1 erkennbar ist. Typische Energiewerte der Übergangsstrahlungsphotonen (TR-Photonen), erzeugt durch ultrarelativistische Teilchen, liegen im Röntgenbereich um 2 - 20 keV [PDG98].

Integriert man die Gleichung 4.4 über den Raumwinkel und alle Frequenzen erhält man die totale Intensität:

$$E_{total} = \frac{\alpha \hbar}{3} \cdot \frac{(\omega_{p_2} - \omega_{p_1})^2}{(\omega_{p_2} + \omega_{p_1})} \cdot \gamma. \quad (4.5)$$

Für einen Übergang an einer Grenzfläche ist die totale Intensität der TR-Strahlung proportional zum Lorentzfaktor des Teilchens. Die Abhängigkeit von  $\gamma$  ist entscheidend für die Möglichkeit, Übergangsstrahlung zur Teilchenseparation in der Hochenergiephysik einzusetzen. Teilchen mit gleichem Impuls aber verschiedener Ruhemasse unterscheiden sich durch die von ihnen erzeugte Intensität an Übergangsstrahlung. Der Energieverlust durch Übergangsstrahlung von der Größenordnung ( $\alpha \hbar$ ) kann gegenüber der Energie des Primärteilchens vernachlässigt werden, wodurch diese praktisch nicht geändert wird.

Der Ausdruck 4.5 zeigt, daß die totale Intensität an TR-Photonen gesteigert wird, je größer der Term  $|\omega_{p_2} - \omega_{p_1}|$  ist. Aufgrund dieser Eigenschaft wählt man Radiatormaterialien, die sich hinsichtlich ihrer Plasmafrequenzen stark unterscheiden.



**Abbildung 4.1:** Beispiel für eine Spektralverteilung der TR-Strahlung an einer Grenzfläche in Abhängigkeit von  $\omega$  und  $\theta$  [Tan99]. Der Lorentzfaktor des Teilchens beträgt in diesem Fall  $\gamma = 2000$ . Die Plasmafrequenzen der Medien haben ein Verhältnis von  $\frac{\omega_1}{\omega_2} = 100$ . Das Maximum der Intensität liegt bei kleinen Winkeln  $\theta$  ( $\theta \ll 1$ ).

Für eine praktische Anwendung ist die Ausbeute an TR-Photonen an einer Grenzfläche viel zu gering. Die Wahrscheinlichkeit, daß an einer Grenzfläche ein TR-Photon emittiert wird, liegt bei ungefähr einem Prozent [PDG98]. So müssen viele Übergänge herbeigeführt werden, um genügend TR-Photonen zu erhalten und damit Teilchenseparation betreiben zu können. Außerdem ist zu berücksichtigen, daß das Radiatormaterial selbst wieder einen Teil der erzeugten TR-Photonen reabsorbiert. Aufgrund des hohen Photo-Wirkungsquerschnitts für Elemente mit hohem Z, siehe Formel 4.6, sind Materialien mit geringer Atomzahl zu wählen. In aktuellen Teilchenexperimenten (z.B HERMES [Eme93]) kommen Radiatoren zum Einsatz, deren Materialien viele Grenzflächen besitzen, um eine hohe Ausbeute an TR-Photonen zu erzielen.

Die erzeugte Strahlung unterliegt Interferenzeffekten<sup>1</sup>, die ein effektives Schwellwertverhalten ( $\gamma \approx 1000$ ) in bezug auf die Erscheinung von Übergangsstrahlung hervorrufen. Im Falle von nicht periodischen Radiatormaterialien wie Schäumen oder Fasermatten besteht nicht mehr die Möglichkeit einer analytischen Lösung der zugrundeliegenden Interferenzeffekte, wie es bei einem Folienstapel noch möglich ist. Gezielte Messungen sind notwendig, um Aussagen über die Gesamtintensität der

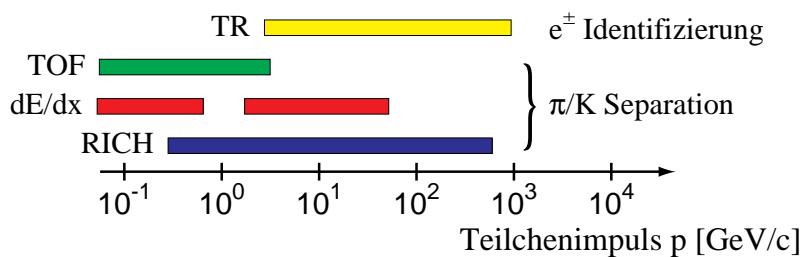
<sup>1</sup>In [Wah00] befindet sich eine ausführliche Darstellung dieses Phänomens für Übergangsstrahlung an mehreren Grenzflächen.

produzierten TR-Strahlung, das Absorptionsverhalten und die damit verbundenen Trennleistungen der verschiedenen Radiatormaterialien zu machen.

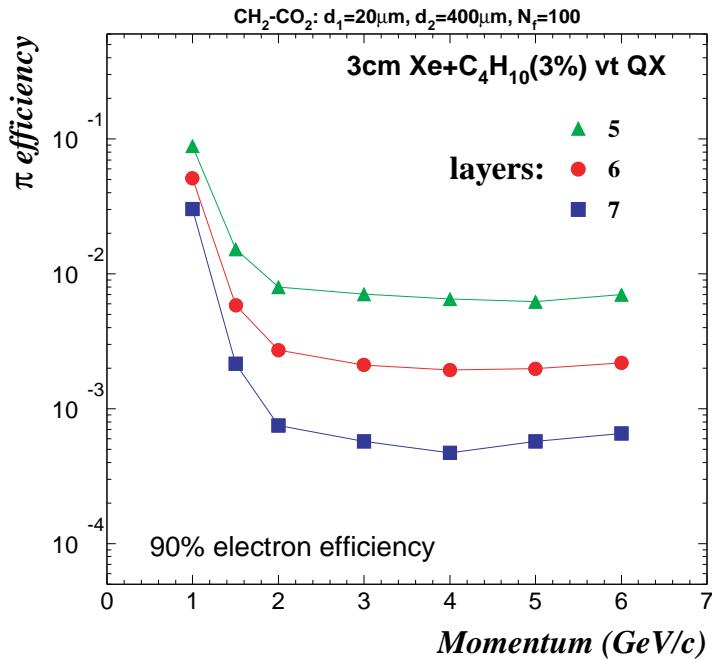
## 4.2 $\pi/e$ -Separation in der Hochenergiephysik

Eine effektive Methode zur Teilchenidentifikation bietet Übergangsstrahlung bei der  $\pi/e$ -Separation. In guter Näherung ist die abgestrahlte Energie an einer Grenzfläche proportional zum Lorentzfaktor  $\gamma = E/mc^2$  relativistischer Teilchen, siehe Formel 4.5. Nachweisverfahren wie Flugzeit und Energieverlust durch Ionisation sind zwar geschwindigkeitsabhängig, bieten aber bei ultrarelativistischen Impulsen nur geringe Identifizierungsmöglichkeiten. Elektronen emittieren bereits ab Impulsen von  $p_e \approx 0.5 \text{ GeV}/c$  Übergangsstrahlung. Bei geladenen  $\pi$ -Mesonen tritt bis  $p_\pi \approx 140 \text{ GeV}/c$  keine TR-Strahlung auf, sie deponieren lediglich Energie durch Ionisation im Detektor. Somit besteht eine Möglichkeit, die beiden Teilchensorten in diesem Impulsbereich zu unterscheiden.

Übergangsstrahlung kann auch zur Trennung anderer Teilchensorten benutzt werden. Zur Separation von Teilchen mit größeren Ruhemassen sind allerdings höhere Impulse notwendig. Bei Impulsen unterhalb der Emmissionsschwelle für Übergangsstrahlung greift man daher auf andere Methoden zurück, wie Abbildung 4.2 skizziert. Abbildung 4.3 zeigt eine Simulation der Pioneneffizienz des ALICE-TRD mit einer 90 %igen Elektroneneffizienz, d.h. 90 % der in den Detektor eintretenden Elektronen werden tatsächlich als Elektronen identifiziert. Dabei wurde eine verschiedene



**Abbildung 4.2:** Verschiedene Methoden zur Teilchenidentifikation, hier am Beispiel einer  $\pi/K$ -Separation. Zur  $\pi/K$ -Separation kann Übergangsstrahlung im Gegensatz zur Elektronen-Identifizierung erst ab einem Impuls von ca.  $140 \text{ GeV}/c$  eingesetzt werden. Unterhalb dieser Grenze greift man auf andere Trennverfahren zurück.



**Abbildung 4.3:** Simulation der Pioneneffizienz des TRD mit variierender Anzahl von Detektorebenen in Abhängigkeit des Teilchenimpulses [TRD99]. Mit zunehmendem Impuls geht die Pioneneffizienz in Sättigung. Zwischen einer TRD-Version mit fünf und sieben Ebenen besteht ein Unterschied in der Pioneneffizienz von ca. einer Zehnerpotenz ab einem Strahlimpuls von 2 GeV/c.

Anzahl von Detektorlagen (5-7) berücksichtigt. Die Pioneneffizienz gibt den Prozentsatz der in den Detektor eintretenden Pionen an, die fälschlicherweise als Elektronen mißidentifiziert werden. Bei einem Impuls von  $p = 1$  GeV/c liegen die Trennleistungen der verschiedenen Detektorkonfigurationen noch in der gleichen Größenordnung. Mit einem Ansteigen des Teilchenimpulses ist eine Zunahme der Übergangsstrahlungssintensität der Elektronen verbunden, bis eine Sättigung erreicht ist. Dies macht sich ab einem Impuls von ca. 2 GeV/c mit einer nahezu konstanten Pionenunterdrückung<sup>2</sup>, welche nur noch von der Anzahl der TRD-Ebenen abhängt, bemerkbar. Mit zunehmender Ebenenanzahl des TRD kann die Sicherheit der Elektronenidentifizierung gesteigert werden. Pionen werden mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit als Elektronen mißidentifiziert.

Der TRD hat in ALICE nur einen begrenzten Raum zur Verfügung, so daß ein

<sup>2</sup>Die Pionenunterdrückung (*pion rejection factor*) ist der Kehrwert der Pioneneffizienz bei fester Elektroneneffizienz.

Kompromiß zwischen der radialen Länge des Detektorsystems (Anzahl der Ebenen) und der Güte der  $\pi/e$ -Separation getroffen werden muß.

### 4.3 Nachweis von Übergangsstrahlung

Der Nachweis der TR-Photonen erfolgt in der sich dem Radiator anschließenden Driftkammer. Da die Photonen Energien im Röntgenbereich aufweisen, deponieren sie ihre Energie fast ausschließlich durch Photoionisation. Im Energiebereich bis 100 keV ist der Photoeffekt der dominierende Absorptionsprozeß. Die Energieabgabe von TR-Photonen durch Comptonstreuung ist demgegenüber vernachlässigbar. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts ist proportional zur fünften Potenz der Kernladung des verwendeten Absorbermaterials [Kle92]:

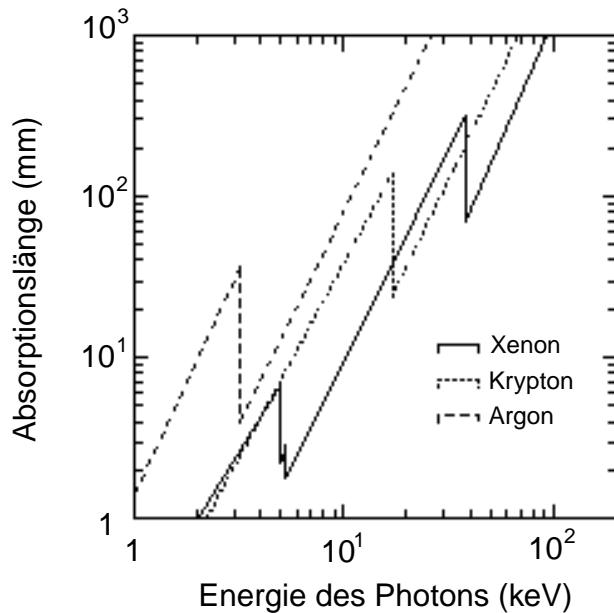
$$\sigma_{photo} \propto Z^5 \quad . \quad (4.6)$$

Um eine effiziente Absorption der TR-Photonen in der Driftkammer zu ermöglichen, wird bevorzugt Xenon mit seiner hohen Kernladungszahl  $Z = 54$  als Hauptbestandteil des Füllgases eingesetzt. Der Intensitätsverlust der Übergangsstrahlung ist näherungsweise mit

$$I(x) = I_0 e^{-\mu(\sigma) x} \quad (4.7)$$

gegeben [Kle92], wobei  $I$  die Intensität der Photonen,  $\mu$  der Massenabsorptionskoeffizient in Abhängigkeit vom Photo-Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und  $x$  die zurückgelegte Wegstrecke ist. Die auftretende Röntgenstrahlung wird im Detektor exponentiell geschwächt. In der Graphik 4.4 ist die mittlere Absorptionslänge von Photonen gegen die Photonenenergie für verschiedene Edelgase aufgetragen. Xenon liefert im Vergleich zu Argon und Krypton die besten Ergebnisse.

Übergangsstrahlung separiert zur Teilchenbahn zu messen ist schwierig, da die Röntgenphotonen in den hier betrachteten relativistischen Strahlungsprozessen nahezu kollinear ( $\theta \ll 1$ ) emittiert werden. Die Energiedeposition der Übergangsstrahlung durch Photoionisation in der anschließenden Driftkammer wird vom Ionisationsverlust  $dE/dx$  der geladenen Teilchen überlagert. Für eine genauere Untersuchung der Übergangsstrahlung besteht die Möglichkeit, die geladenen Teilchen und Photonen in einem starken magnetischen Feld zu separieren. Im ALICE-Detektor ist eine derartige magnetische Trennung nicht zu realisieren.



**Abbildung 4.4:** Mittlere Absorptionslängen für Photonen in Abhängigkeit ihrer Energie für verschiedene Edelgase [Dol93]. Xenon ist mit der erwarteten Energieverteilung der TR-Photonen (2 - 20 keV) und den Abmessungen des geplanten TRD-Moduls (30 mm Driftstrecke) das am besten geeignete Kammergas. Zusätzlich besitzt es mit seiner großen Kernladungszahl einen hohen Photo-Wirkungsquerschnitt.

#### 4.3.1 Energieverlust der Teilchen durch Ionisation

Der mittlere Energieverlust einfach geladener Teilchen pro Wegstrecke in Materie wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Leo87]:

$$-\frac{dE}{dx} = \mathcal{C} \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[ \ln\left(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (4.8)$$

Mit den Teilchen- und Kammergasparametern:

$\beta = v/c$  = Geschwindigkeit des Teilchens durch Lichtgeschwindigkeit,

$W_{max}$  = maximaler Energietransfer pro Einzelkollision,

$\mathcal{C} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.1535 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$ ,

$Z$  und  $A$  = Kernladungszahl und Massenzahl des Kammergases,

- 
- $I$  = charakteristische Ionisationskonstante des Kammergases,  
 $\delta$  = Korrekturterm aufgrund des Dichteefekts,  
 $m_e, r_e$  = Elektronenmasse, Bohrscher Radius,  
 $N_A$  = Avogadrozahl und  
 $\rho$  = Dichte des Kammergases.

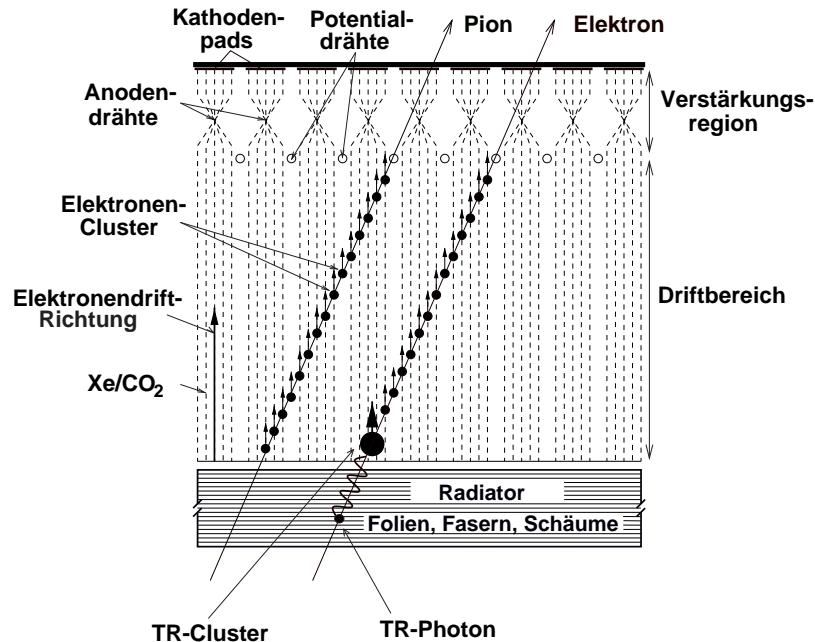
Qualitativ lässt sich der Verlauf von  $dE/dx$  in Abhängigkeit zum Teilchenimpuls folgendermaßen beschreiben: Für nichtrelativistische Teilchenenergien ( $\gamma \approx 1$ ) verhält sich  $dE/dx$  wie  $1/\beta^2$ , durchläuft mit zunehmender Energie ein Minimum und steigt schließlich logarithmisch an. In der ultrarelativistischen Region ( $\gamma \gg 1$ ) tritt eine Sättigung des Energieverlusts ein, welche im Funktionsverlauf als Fermi-Plateau bezeichnet wird. Die Dichtekorrektur  $\delta$  bei hohen Teilchenenergien ist Folge einer Polarisation des Mediums aufgrund des durchlaufenden Teilchens. Das elektrische Feld des Teilchens bewirkt durch die Polarisation einen Abschirmeffekt im Medium, welcher zu einer Verringerung des Energieverlusts führt.

Die Messung des spezifischen Energieverlusts liefert, wie bereits erwähnt, die Möglichkeit einer Teilchenidentifikation, deren Anwendung im ultrarelativistischen Bereich allerdings problematisch ist.

### 4.3.2 Funktionsprinzip des ALICE-Übergangsstrahlungsdetektors

Der geplante Übergangsstrahlungsdetektor besteht aus einem strahlungserzeugenden Bereich, dem sogenannten Radiator, und einer Driftkammer, siehe Abbildung 4.5. Der Radiator befindet sich vor dem Eintrittsfenster der Driftkammer. Durchquert ihn ein geladenes Teilchen mit hinreichendem  $\gamma$ -Faktor, wird mit hoher Wahrscheinlichkeit Übergangsstrahlung emittiert. Diese Strahlung wird in einem engen Kegel um die Primärspur abgegeben und durch Photoionisation in der Kammer nachgewiesen. Aufgrund der hohen Absorptionswahrscheinlichkeit des Kammergases, siehe Formel 4.7, bilden sich lokale Cluster von TR-Elektronen bevorzugt in der Nähe des Eintrittsfensters der Driftkammer. Beim Einsatz einer zeitauf lösenden Driftkammer haben die Signale der TR-Elektronen lange Driftzeiten, da die erzeugten Cluster erst den gesamten Driftbereich durchqueren müssen.

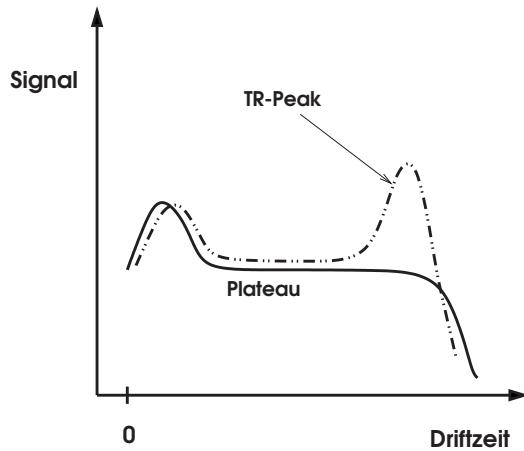
Jedes hochenergetische geladene Teilchen ionisiert längs seiner Bahn das Kammergas, wenn es die Driftkammer durchquert. Die Elektronen der Primärionisationsspur driften aus dem relativ schwachen elektrischen Feld in die Verstärkungsregion, wo sie zu den Anodendrähten beschleunigt werden. In unmittelbarer Nähe der Drähte



**Abbildung 4.5:** Prinzipieller Aufbau eines Übergangsstrahlungsdetektors. Hochenergetische Teilchen mit hinreichendem  $\gamma$ -Faktor produzieren Röntgenquanten im Radiatormaterial, die in der anschließenden Driftkammer durch Photoionisation nachgewiesen werden. Die gestrichelten Linien stellen die elektrischen Feldlinien dar.

werden die Elektronen zwischen den Stößen mit den Gasatomen so stark beschleunigt, daß der Effekt der sekundären Stoßionisation die Zahl der freien Elektronen lawinenartig vermehrt. In dieser Region wird die Elektronenanzahl um einen Faktor  $\approx 4000 - 5000$  vervielfacht. Die dabei erzeugten positiv geladenen Ionen induzieren auf den kapazitiv gekoppelten Kathodenpads eine meßbare Ladung, die mit einer ladungsempfindlichen Vorverstärkerkarte gemessen wird.

In Abbildung 4.6 sind zwei prinzipielle Driftspektren, über viele Ereignisse summiert, der verwendeten Driftkammer dargestellt. Die vorderen gemeinsamen Maxima der Spektren ergeben sich aus Primärelektronen, die in der Verstärkungsregion erzeugt wurden und von zwei Seiten auf den Anodendraht beschleunigt werden. Dies führt zu einer erhöhten Produktion von sekundären Ladungsträgern und so zu einem höheren Signal. Das nachfolgende langgezogene Plateau resultiert aus den langsameren Elektronen des Driftbereichs, die über das elektrische Feld abgesaugt werden. Das Signal mit der Überhöhung zu späten Driftzeiten (gestrichelte Linie) stammt von



**Abbildung 4.6:** Driftspektren geladener Teilchen mit unterschiedlichem  $\gamma$ -Faktor, schematisch dargestellt. Das Spektrum mit einem Übergangsstrahlungspeak zu späten Driftzeiten (gestrichelte Linie) stammt von Teilchen mit genügend großem  $\gamma$ . Es wird erzeugt durch eine Überlagerung von Energieverlust durch Ionisation und Energiedeposition durch TR-Photonen. Das andere Signal (durchgezogene Linie) stammt von Teilchen, die keine Übergangsstrahlung im Radiatormaterial erzeugen. Sie verlieren ihre Energie ausschließlich durch Stoßionisation im Detektor. Die zeitliche Verschiebung der Spektren dient einer besseren Unterscheidbarkeit.

Teilchen, die Übergangsstrahlung produzieren. Es resultiert aus den TR-Elektronen, die zu späten Driftzeiten die Anodendrähte erreichen. Geladene Teilchen, die keine Übergangsstrahlung produzieren, verlieren Energie durch reine Stoßionisation im Detektor (durchgezogene Linie).

Die Bethe-Bloch-Formel 4.8 beschreibt den mittleren Energieverlust geladener Teilchen durch Stoßionisation im Kammergas. Die mit der Driftkammer gemessene Verteilung des Energieübertrags auf das Kammergas ist allerdings asymmetrisch. Die einzelnen Energiewerte der Einzelkollisionen sind statistisch um diesen Mittelwert verteilt. Dabei sind geringere Energieverluste wahrscheinlicher als große, was dazu führt, daß der wahrscheinliche Energieübertrag kleiner ist als der mittlere Energieübertrag. Für dünne Gasschichten wird die Verteilung gut durch eine Landauverteilung beschrieben, deren Herleitung allerdings sehr aufwendig ist. Eine einfache Approximation dieser Verteilung findet sich in [Sau77]:

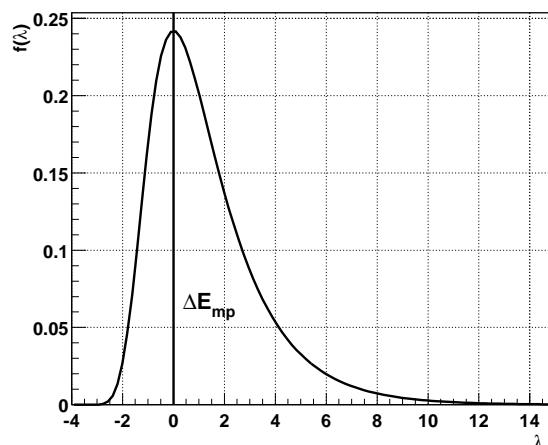
$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot (\lambda + e^{-\lambda})} . \quad (4.9)$$

Die reduzierte Energievariable  $\lambda$  wird durch die Differenz vom Energieverlust  $\Delta E$  und dem wahrscheinlichsten Energieverlust  $\Delta E_{mp}$  bestimmt, die Größe  $\xi$  ist ein Normierungsfaktor:

$$\lambda = \frac{\Delta E - \Delta E_{mp}}{\xi} . \quad (4.10)$$

Der gemessene Energieverlust der Pionen mit der Driftkammer unterliegt einer charakteristischen Landauverteilung, siehe Kapitel 5 Abbildung 5.9. Die Energiedistributionsverteilung der Elektronen ist dagegen aufgrund des zusätzlichen Energieverlusts der Übergangsstrahlungsphotonen zu hohen Energiewerten verschoben.

Durch seltene harte Stöße des Teilchens mit den Gasatomen können sogenannte



**Abbildung 4.7:** Die Verteilung des Energieverlusts  $\Delta E$  in Abhängigkeit der reduzierten Energievariable  $\lambda$  nach Formel 4.9.  $\Delta E_{mp}$  ist der wahrscheinlichste Energieverlust, rechts davon liegt der mittlere Energieverlust.

$\delta$ -Elektronen mit relativ hohen Energien von einigen keV erzeugt werden, wodurch der charakteristische Ausläufer der Landauverteilung zu hohen Energiewerten erzeugt wird. Im Vergleich zu minimalionisierenden Teilchen<sup>3</sup> verlieren sie relativ viel Energie pro Wegstrecke, allerdings auf einen kleinen Bereich in der Nähe der Primärspur beschränkt. Diese lokale Anhäufung von Ladung ( $\delta$ -Cluster) driftet

<sup>3</sup> Geladene Teilchen, deren Geschwindigkeit sich im Minimum der Bethe-Bloch-Kurve befindet ( $v \approx 0.96 c$ ), werden als minimal ionisierend bezeichnet.

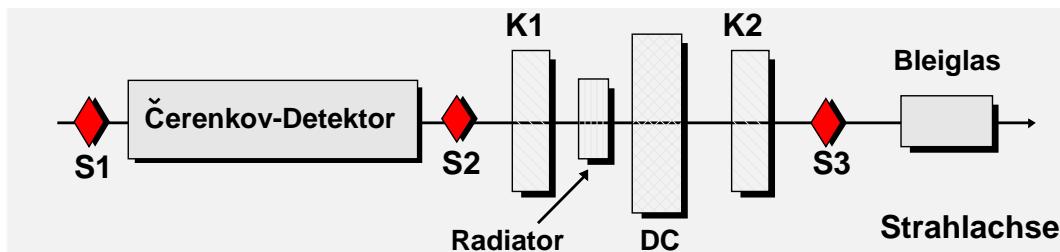
ebenso wie die TR-Elektronen zu den Anodendrähten.  $\delta$ -Elektronen entstehen gleichverteilt entlang der Ionisationsspur, zeigen also im Gegensatz zu den TR-Elektronen keine Ortsabhängigkeit und werden von allen geladenen Teilchen erzeugt. Cluster von TR-Elektronen zeigen aufgrund ihrer Erzeugung in der Nähe des Kammerfensters eine Ortsabhängigkeit und sind im Driftsignal mit einer hohen Wahrscheinlichkeit identifizierbar. Die Verwendung einer zeitauf lösenden Driftkammer bietet hier einen Vorteil im Vergleich zu einer herkömmlichen Vieldrahtproportionalkammer.

# 5. Teststrahlzeit an der GSI-Darmstadt

## 5.1 Aufbau des Experiments

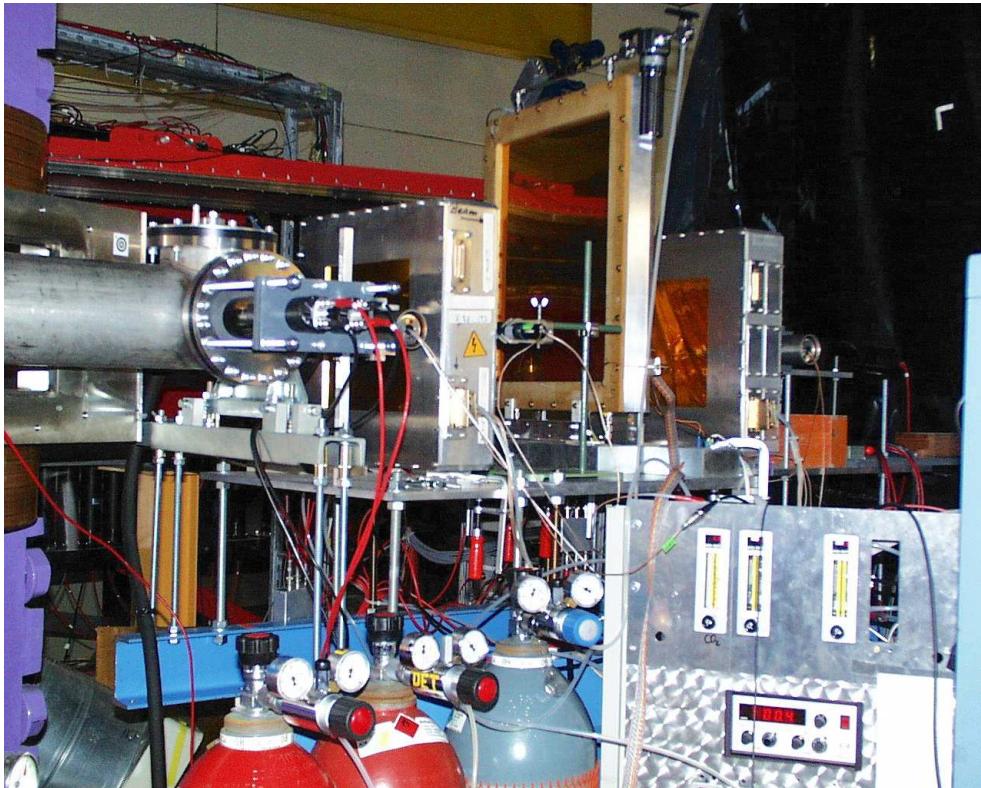
Die Erprobung der einzelnen Radiatoren mit der Driftkammer erfolgte in der Hochenergie-Experimentierhalle der GSI. Während der Durchführung stand ein Elektronen-Pionen-Strahl zu Verfügung. Der maximal erreichte Strahlimpuls bei den Messungen betrug 2.4 GeV/c. Der Elektronenanteil des Strahls war sehr gering, für 1 GeV/c lag er im Bereich von 2-3 %. Erzeugt wurde der Teilchenstrahl durch einen Kohlenstoff-Ionen-Strahl, der auf ein Beryllium-Target traf.

Der Aufbau des Experiments ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Der TRD-Prototyp, bestehend aus Radiator und Driftkammer (DC), befindet sich in der Mitte des Ver-



**Abbildung 5.1:** Schematischer Aufbau des Experiments zur Teststrahlzeit an der GSI.  $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$  sind Szintillatoren für die Triggerlogik. Die Driftkammer (DC) und der Radiator liegen zwischen zwei Vieldrahtkammern (K1 und K2) zur Ortsbestimmung. Der davor positionierte Čerenkovdetektor dient als Schwellendetektor für die Elektronen und ist ebenfalls Bestandteil der Triggerlogik.

suchsaufbaus. Zwei ortsauflösende Vieldrahtkammern (K1 und K2), drei Szintillatoren ( $S_1$ ,  $S_2$  und  $S_3$ ), ein Gas-Čerenkovdetektor und ein Bleiglas-Kalorimeter sind ebenfalls in der Strahlachse positioniert. Die Szintillatoren definieren die Strahlachse durch die Driftkammer und sind Bestandteil des Triggersystems. Eine genaue Ortsbestimmung des Strahls ist mit Hilfe der Vieldrahtproportionalkammern möglich, die in späteren Strahlzeiten durch Silizium-Streifenzähler ersetzt wurden. Ein Photo des Experimentaufbaus ist in Abbildung 5.2 dargestellt.



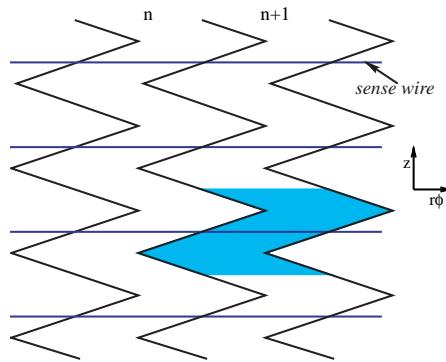
**Abbildung 5.2:** Das Photo zeigt den Experimentaufbau am Versuchsort. In der Mitte befindet sich die Driftkammer, zu erkennen an dem großen Eintrittsfenster, umgeben von zwei X-Y-Drahtkammern. Der Radiator wurde vor der Aufnahme aus der Anordnung entfernt. Der Čerenkovdetektor, links im Bild, ist vor den drei Kammern montiert. Unten rechts auf dem Photo erkennt man das Gassystem zur Durchflußsteuerung des Gasgemischs durch die Driftkammer.

---

### 5.1.1 Aufbau der Driftkammer

Die Driftkammer hat eine Tiefe von 3.6 cm ist durch eine mit Aluminium bedampfte Kaptonfolie vom Radiator getrennt. Die Folie dient gleichzeitig als Gasbarriere und Driftelektrode für die geladenen Teilchen, die im Kammergas von den hochenergetischen Elektronen und Pionen erzeugt werden. Die Kammer unterteilt sich innen in einen 3 cm langen Driftbereich und eine Verstärkungsregion mit der Länge von 0.6 cm, wie in Abbildung 4.5 dargestellt. Das elektrische Feld in der Kammer ist durch die Anordnung von Potentialdrähten (Kupfer mit Berylliumbeschichtung, 75  $\mu\text{m}$  Durchmesser) bestimmt. Die Anodendrähte müssen aufgrund der Ladungs-

lawinen, die in dem annähernd zylindersymmetrischen Feld um den Anodendraht erzeugt werden, sehr widerstandsfähig sein. Man verwendet hier mit Gold beschichtete Wolframdrähte. Um die Feldstärke lokal um den Draht stark zu erhöhen, beträgt der Drahtdurchmesser nur  $25 \mu\text{m}$ . Den Abschluß der Kammer bildet eine mit Kupfer beschichtete Rückwand, auf der sich die Auslesepads befinden. Zur besseren Positionsbestimmung der räumlich verteilten Ladungssignale, die auf den Kathodenpads induziert werden, besitzen die Pads eine Chevron-artige Struktur [Yu91, TRD99], welche in Abbildung 5.3 dargestellt ist. In z-Richtung sind jeweils fünf Chevron-Bereiche zu einem Pad, das durch einen Datenkanal über den Vorverstärker ausgelesen wird, mit einer Gesamtfläche von  $4.5 \text{ cm}^2$  zusammengefaßt.



**Abbildung 5.3:** Die Skizze zeigt die Chevron-Struktur der Kathodenpads [TRD99]. Die markierte Fläche ist eine Einheit, die zusammen mit 4 weiteren Flächen in z-Richtung ein aktives Pad zur Datenauslese bildet. Darüber verlaufen die Anodendrahte (sense wire) in einer Entfernung von 3 mm zu den Pads. Der Abstand zwischen den Anodendrahten beträgt 10 mm.

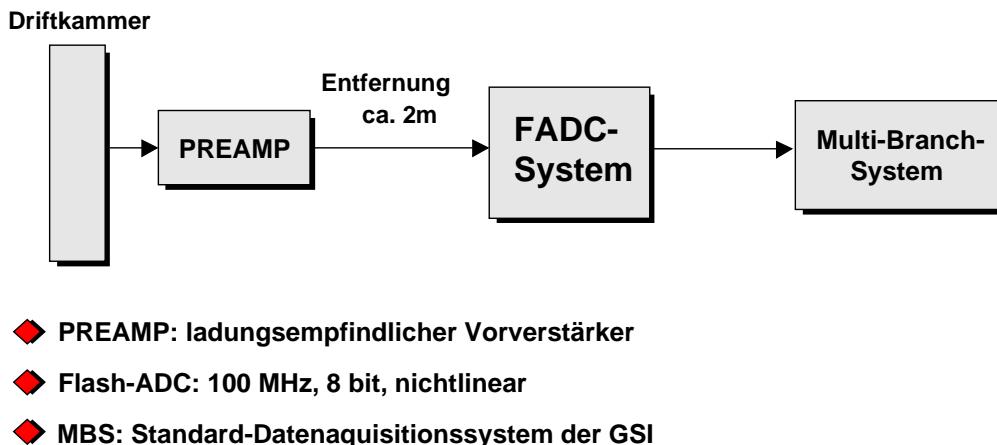
### 5.1.2 Die Auslese-Elektronik

Zur Auslese der Kammersignale während der Strahlzeit befindet sich ein Vorverstärker mit acht Kanälen auf der Außenseite der Kathodenplatte. Der benutzte ladungsempfindliche Vorverstärker zeichnet sich durch folgende Spezifikationen aus [And01a]:

- die Verstärkung beträgt  $2 \text{ mV/fC}$ ,

- das Rauschen liegt in einer Größenordnung von  $1800 \text{ e}^- \text{ rms}$  und
- die Halbwertsbreite liegt bei  $\Delta t_{\text{FWHM}} = 100 \text{ ns}$ .

Zur Aufzeichnung der Driftspektren wird ein FADC<sup>1</sup>-System benutzt. Ein FADC ist ein zeitauflösender ADC, der die analogen Signale des Vorverstärkers in diskreten Zeitschritten digitalisiert. Es handelte sich bei der eingesetzten Elektronik um einen 8-bit, nichtlinearen FADC, mit einer Abtastrate von maximal 100 MHz. Zur weiteren Datenverarbeitung wird das MBS<sup>2</sup>-Datenaquisitionssystem der GSI benutzt. Die Anordnung der verwendeten Elektronik ist in Abbildung 5.4 skizziert.



**Abbildung 5.4:** Prinzipieller Aufbau der Auslese-Elektronik des Experiments während der Teststrahlzeiten an der GSI.

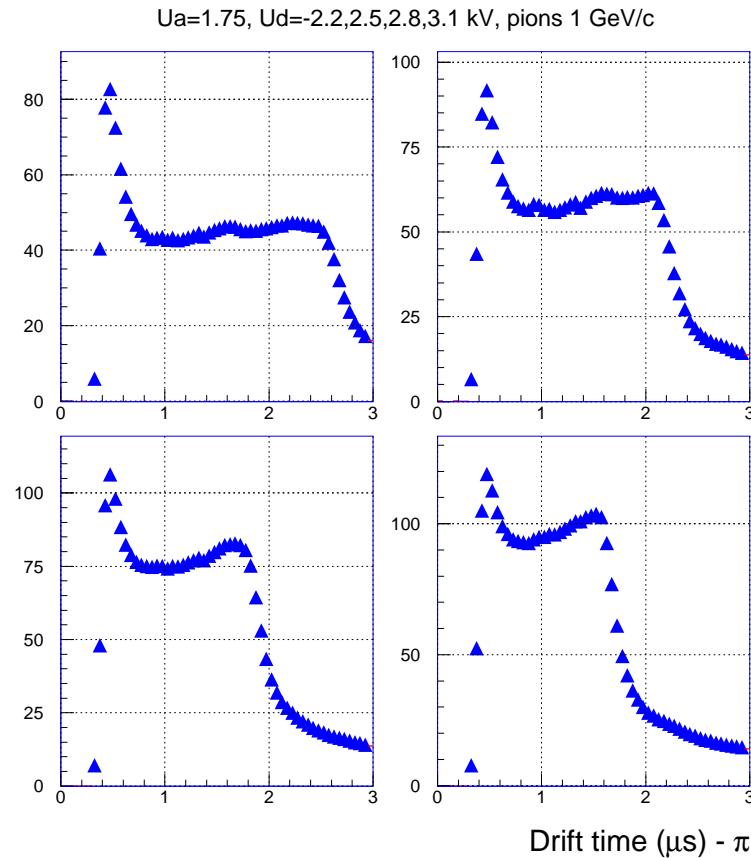
### 5.1.3 Betriebsbedingungen der Driftkammer

Im Driftraum definiert eine an der Driftelektrode angelegte, negative Spannung das Driftfeld, während die positive Anodendrahtspannung das Verstärkungsfeld bestimmt. Typische Betriebswerte für die Anodenspannung  $U_a$  und die Driftspannung  $U_d$  sind  $U_a = 1.7 \text{ kV}$  und  $U_d = -2.2 \text{ kV}$ . Diese Parameter bestimmen die

<sup>1</sup>Flash Analog Digital Converter

<sup>2</sup>Multi-Branch-System: Standard-Datenaufnahmesystem bei der GSI [http://www.daq.gsi.de]

Gasverstärkung der Kammer und die Driftzeiten der erzeugten Ladungsträgerpaare. Abbildung 5.5 zeigt gemittelte Driftspektren von Pionen, gemessen mit verschiedenen Driftspannungen. Die Abhängigkeit der Driftzeit der im Kammergas durch Ionisation erzeugten Elektronen von der Spannung  $U_d$  ist an den verschiedenen Längen



**Abbildung 5.5:** Gemitteltes Driftkammerspektrum über Pionenereignisse mit einem Strahlimpuls von  $p = 1.0 \text{ GeV}/c$  [And01b]. Je höher die Driftspannung gewählt wird, umso kürzer werden die Driftzeiten der erzeugten Elektronen im Kammergas. Die Anodenspannung  $U_a$  blieb während der Messungen konstant.

des Plateaus zu erkennen. Das Integral ist für jedes Driftspektrum annähernd konstant, unabhängig von der Driftspannung. Die deponierte Ladung im Detektor besitzt bei identischer Ereigniszahl den gleichen Mittelwert, vorausgesetzt Rekombinationsprozesse zwischen Ionen und Elektronen sind selten. Die Ladungen werden mit steigender Driftspannung  $U_d$  in kürzerer Zeit aus dem Driftbereich abgesaugt.

Das Füllgas der Driftkammer besteht zu 90 % aus Xenon und 10 % aus Methan. In den späteren Strahlzeiten wurde als Löschgas Kohlendioxid (10-15 %) statt Methan verwendet. Methangas darf aufgrund seiner feuergefährlichkeit nicht im ALICE-Detektor eingesetzt werden. Löschgase verhindern unerwünschte Photoionisationen in der Kammer aufgrund von UV-Photonen, die durch Anregungen der Gasatome in den Stoßprozessen entstehen. Derartige Effekte würden ohne Einsatz eines Löschgases zu einer Beeinträchtigung oder gar zu einem Verlust der Proportionalitätseigenschaften der Driftkammer führen.

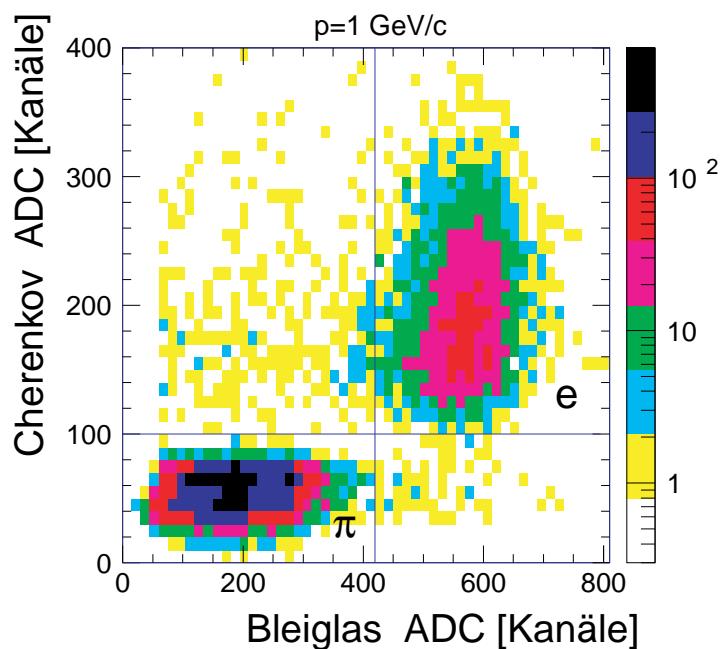
Aus Kostengründen fährt man die Kammer nicht im Durchspülbetrieb. Das Gasgemisch wird in einem Kreislaufprozess gefiltert und wieder aufbereitet. Durch ein OXISORB®-System wurde der O<sub>2</sub>-Gehalt während der Messungen auf unter 10 ppm gesenkt, da eine starke Abhängigkeit zwischen der Gasverstärkung und der O<sub>2</sub>-Kontamination existiert. Je länger die zurückgelegte Driftstrecke der Elektronen ist, umso höher ist die Wahrscheinlichkeit einer Elektronenanlagerung an elektronegative Stoffe wie O<sub>2</sub> oder H<sub>2</sub>O. Dieser Effekt ist besonders für durch Übergangsstrahlung ausgelöste Elektronen relevant, die lange Driftstrecken zu den Anodendrähten zurücklegen müssen. Daher fördern elektronegative Gase im Kammergas die Reduktion des Übergangsstrahlungssignals durch die TR-Elektronen und verschlechtern die beabsichtigte  $\pi/e$ -Separation. Zu Beginn der Versuchsreihen an der GSI, siehe [Wah00], verursachten Verunreinigungen elektronegativer Stoffe im Kammergas erhebliche Schwierigkeiten.

### 5.1.4 Triggeraufbau des Experiments

Der Trigger für das Experiment ist durch eine Koinzidenzschaltung der Szintillatoren S1, S2 und S3 in Verbindung mit dem Signal des Gas-Čerenkovdetektors realisiert. Elektronen und Pionen besitzen während des Versuchs den gleichen Impuls und aufgrund der unterschiedlichen Ruhemassen verschiedene Geschwindigkeiten. Dies ermöglicht eine Identifizierung der Elektronen durch den Čerenkovdetektor. Die Geschwindigkeit der Pionen liegt unterhalb der durch Gassorte und Druck gewählten Schwelle für Čerenkovstrahlung. Die Pionen erzeugen daher kein Signal im Detektor. Dadurch lassen sich Triggersignale für Pionen und Elektronen realisieren. Durch den Einbau eines sogenannten *scaledown-factor* für die Pionen in die Triggerlogik ist es möglich, gezielt Elektronenereignisse zu untersuchen, da der Elektronenanteil mit ca. 3 % sehr gering ist. Pionenereignisse, die durch ihr häufiges Auftreten die Datenerfassung blockieren würden, können so durch die Triggerelektronik unterdrückt werden.

In der späteren Offline-Analyse benutzt man zusätzlich ein Bleiglas-Kalorimeter,

welches zur Elektronen-Pionen-Separation mit dem Čerenkovzähler kombiniert werden kann. Elektronen und Pionen erzeugen im Bleiglas unterschiedliche Arten von Schauern. Die Elektronen erzeugen durch Bremsstrahlung und Paarerzeugung einen elektromagnetischen Schauer. Bei den Pionen liegen hauptsächlich inelastische hadronische Streuprozesse vor, die für die Energiedeposition im Bleiglas verantwortlich sind [Kle92]. Die mittlere Weglänge ist bei hadronischen Schauern im Vergleich zu elektromagnetischen Schauern allerdings wesentlich größer, so daß nur ein geringer Teil der Pionenenergie im Bleiglas deponiert wird. Die Elektronen verlieren dagegen einen Großteil ihrer Energie im Bleiglas. Durch Setzen von Schwellen im Čerenkov- und Bleiglas-Signal lassen sich Pionen und Elektronen unterscheiden, wie in Abbildung 5.6 dargestellt.



**Abbildung 5.6:** Trennung der Elektronen von den  $\pi$ -Mesonen durch Kombination eines Bleiglas-Kalorimeters mit einem Čerenkovdetektor. Die Čerenkov-ADC-Signale sind gegen die Bleiglas-ADC-Signale aufgetragen. Elektronen und Pionen lassen sich in dem Histogramm durch zwei Schnitte auf die ADC-Signale separieren [And00a].

### 5.1.5 Die Radiatoren

An der GSI wurden verschiedene Materialien als Radiatoren getestet. Durch die verschiedene Struktur (Anzahl von Grenzflächen) und Zusammensetzung der Radiatorproben (unterschiedliche Plasmafrequenzen) variiert die Intensität an Übergangsstrahlung teilweise beträchtlich. Ebenfalls zu berücksichtigen sind die Röntgenabsorptionseigenschaften der Materialien.

Im Hinblick auf das ALICE-Experiment steht nicht nur eine maximale Ausbeute an Übergangsstrahlung und damit die Teilchenseparation im Vordergrund, sondern auch die mechanische Belastbarkeit des Radiatormaterials. Eine selbsttragende Radiatorkonstruktion ist im späteren Experiment unbedingt erforderlich. Jedes zusätzlich eingebrachte Material verschlechtert die Detektoreigenschaften. So können Folienradiatoren, die im allgemeinen sehr gute Radiatoreigenschaften besitzen, aufgrund der zum Einbau notwendigen massiven Rahmenkonstruktionen nicht eingesetzt werden.

In der Tabelle 5.1 sind die Radiatorproben mit ihren Eigenschaften aufgeführt. Für die einzelnen Radiatoren sind nicht direkt die Strahlungslängen<sup>3</sup> angegeben, sondern das Verhältnis aus Dicke und Strahlungslänge. Dies macht einen Vergleich der Radiatorproben (feste Dicke) einfacher. Die untersuchten Radiatoren lassen sich in drei Klassen einteilen:

- Folienstapel

Zwei Folien-Radiatoren mit unterschiedlicher Anzahl und Anordnung von Folien wurden untersucht:

Folie-1: 120 Folien, Abstand zwischen zwei Folien  $500 \mu\text{m}$  und

Folie-2: 220 Folien, Abstand zwischen zwei Folien  $250 \mu\text{m}$ .

Die Folien bestehen aus Polypropylen und sind  $20 \mu\text{m}$  dick.

- Faser-Materialien

Die getesteten Polypropylen-Fasern besitzen einen Durchmesser von ca.  $17 \mu\text{m}$  und  $33 \mu\text{m}$ , siehe Abbildung 5.7. Matten aus dem Faser-1-Material wurden bereits in HERMES, einem Experiment am DESY<sup>4</sup>, zur Untersuchung der Spin-Struktur des Nukleons als Radiator eingesetzt [Eme93].

- Schäume

Die untersuchten Schäume bestehen aus Polypropylen, Polyethylen und Rohacell®<sup>5</sup>. Die Materialien variieren in Dichte und Porengröße.

---

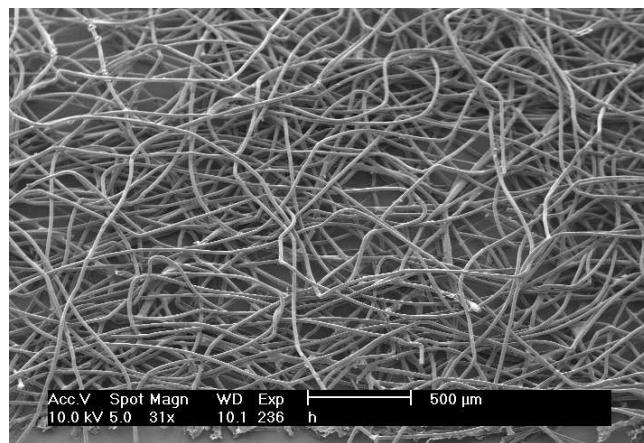
<sup>3</sup>Die Strahlungslänge  $X_0$  eines Materials ist die Schichtdicke, welche die mittlere Energie eines Elektronenstrahls beim Durchqueren dieser Schicht um den Faktor  $e$  reduziert.

<sup>4</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron

<sup>5</sup>Rohacell® ist eine registrierte Marke der Firma Rhöm, Darmstadt.

Bezeichnung	Material	Dichte ( $g/cm^3$ )	Dicke/Strahlungslänge ( $x/X_0$ )
Folie-1, 120 Folien	Polypropylen	0.91	$6 \cdot 10^{-3}$
Folie-2, 220 Folien	Polypropylen	0.91	$13.7 \cdot 10^{-3}$
Faser-1, (17 $\mu m$ )	Polypropylen	0.090	$18.7 \cdot 10^{-3}$
Faser-2, (33 $\mu m$ )	Polypropylen	0.074	$10.9 \cdot 10^{-3}$
Schaum-1	Polypropylen	0.038	$5.7 \cdot 10^{-3}$
Schaum-2	Polypropylen	0.061	$8.7 \cdot 10^{-3}$
Schaum-3	Rohacell® HF110	0.120	$19.3 \cdot 10^{-3}$
Schaum-4	Rohacell® WF110	0.109	$17.6 \cdot 10^{-3}$
Schaum-5	Polyethylen	0.122	$17.9 \cdot 10^{-3}$

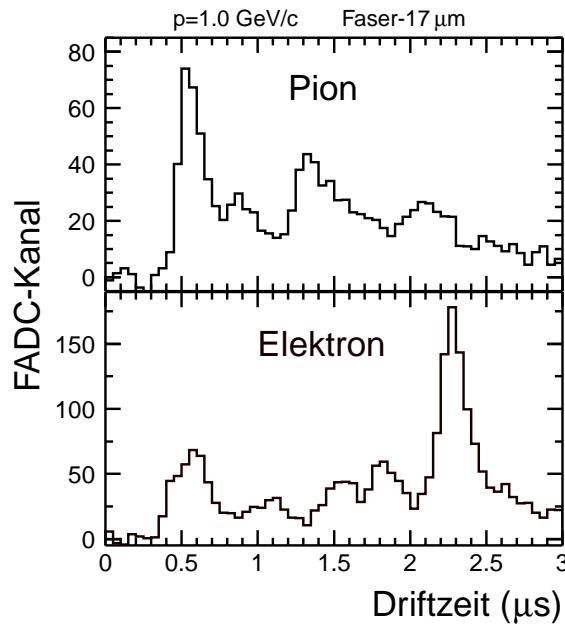
**Tabelle 5.1:** Liste der untersuchten Radiatoren an der GSI.



**Abbildung 5.7:** Aufnahme einer Probe des Faserradiators (17  $\mu m$  Durchmesser, Polypropylen) mit einem Elektronenmikroskop [TDR01]. An den vielen Grenzflächen des Materials emittiert ein geladenes Teilchen mit hinreichend hohem Lorentzfaktor Übergangsstrahlung.

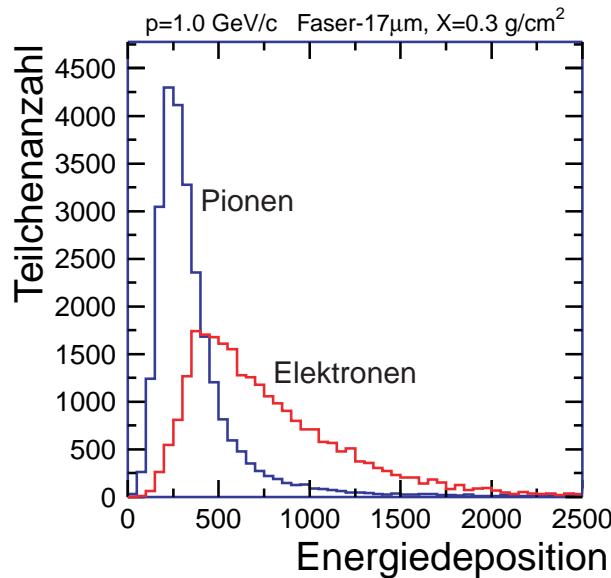
## 5.2 Auswertung der FADC-Spektren

Ein Vergleich von Pionen- und Elektronensignalen der Driftkammer zeigt, daß Elektronen bei einem Impuls von  $p = 1 \text{ GeV}/c$  im Mittel mehr Energie pro Wegstrecke



**Abbildung 5.8:** Typische FADC-Pulse ausgewählt aus Elektronen- und Pionenereignissen, die mit der Driftkammer in Kombination mit einem Faserradiator aufgezeichnet wurden [And00a]. Der Peak zu späten Driftzeiten im Elektronenspektrum könnte von TR-Elektronen stammen. Elektronen verlieren bei einem Impuls von  $p = 1.0 \text{ GeV}/c$  mehr Energie als Pionen durch Stoßionisation, was ein Vergleich der y-Skala belegt.

durch Stoßionisation verlieren als Pionen mit identischem Impuls. In Abbildung 5.8 ist jeweils ein FADC-Einzelpuls für ein Elektron und ein Pion aus einer Meßreihe mit einem Faserradiator dargestellt. Der unterschiedlich starke Energieverlust wird an der y-Skala der beiden Spektren deutlich. Das Integral über das FADC-Spektrum ist ein Maß für die Gesamtenergiedeposition des Teilchen im Kammergas. Das Elektronendriftspektrum der Kammer ergibt sich aus dem Energieverlust durch Stoßionisation der hochenergetischen Elektronen und der Photoionisationsenergie der absorbierten Übergangsstrahlungsphotonen. Pionen emittieren für  $p < 140 \text{ GeV}/c$  keine Übergangsstrahlung und geben ihre Energie nur durch Stoßionisation ab. Es besteht allerdings die Wahrscheinlichkeit, daß sie energiereiche  $\delta$ -Elektronen im Kammergas durch Ionisation erzeugen.  $\delta$ -Elektronen produzieren lokale Ladungs-Cluster durch Sekundärionisation, welche fälschlicherweise als TR-Elektronen mißidentifiziert werden können. Einen großen Vorteil bietet hier die Verwendung einer Driftkammer und die damit verbundene Nutzung der Zeitinformation. TR-Elektronen gelangen auf-



**Abbildung 5.9:** Häufigkeit der Elektronen- bzw. Pionen-Energiedeposition in der Driftkammer [And00a]. Der Ausläufer der Landauverteilung der Pionen reicht noch weit in die Energieverteilung der Elektronen hinein. Man spricht von einer sogenannten *Pionenverschmutzung* des Elektronensignals. Als Radiator kam Fasermaterial (*Faser-1*) zum Einsatz.

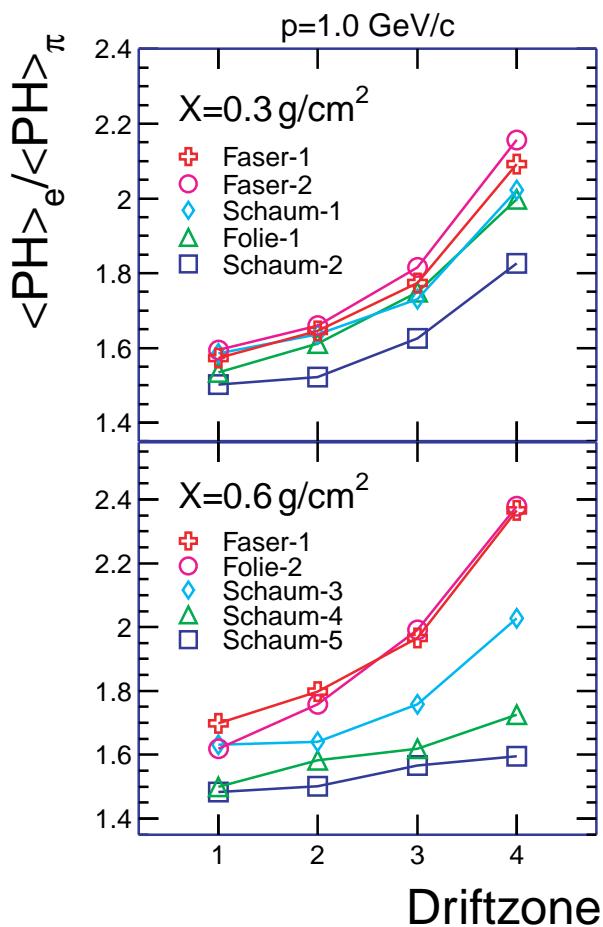
grund ihres Entstehungsprozesses erst bei langen Driftzeiten an die Anodendrähte.

Das Energiedepositionsspektrum von Pionen unterliegt wegen der energiereichen  $\delta$ -Elektronen einer Landauverteilung mit einem Ausläufer zu hohen Energien. Die Häufigkeit der Energiedeposition von Elektronen wird aufgrund der Übergangsstrahlung zu höheren Energien verschoben, siehe Abbildung 5.9.

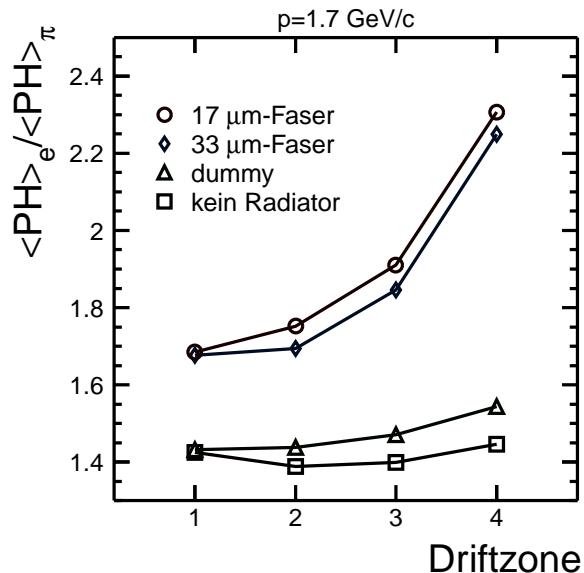
### 5.3 Ergebnisse für einzelne Radiatormaterialien

Zunächst wurden Daten für Radiatoren mit gleicher Flächendichte aufgenommen, zum einen mit  $X_1 = 0.3 \text{ g/cm}^2$  und zum anderen mit  $X_2 = 0.6 \text{ g/cm}^2$ . Ziel der Messungen ist ein Vergleich der verschiedenen Radiatormaterialien in Bezug auf Produktion und Absorption von Übergangsstrahlung. Die Dicke des Materials bestimmt sowohl die Anzahl der TR-Übergänge und damit die Intensität der Übergangsstrahlung als auch die Absorption der Strahlung. In Abbildung 5.10 wird für die beiden Flächendichten das Verhältnis der FADC-Pulshöhen der Elektronen und

Pionen in Abhängigkeit von der Driftzeit aufgetragen. Obwohl die Flächendichte des Materials verdoppelt wird, steigt das Pulshöhenverhältnis bei dem Faser- und Folienradiator mit zunehmender Driftzeit an. Dies wird besonders für den  $17\ \mu\text{m}$  Faserradiator (*Faser-1*) deutlich. Der höhere Emissionsgrad an Übergangsstrahlung überwiegt den Absorptionseffekt des Materials. Die beiden Rohacell®-Schäume weisen unterschiedliche Ergebnisse auf. Die dichtere Variante (*Schaum-3*) mit einer sehr feinporigen Struktur zeigt eine höhere Röntgenausbeute als das grobporigere Material (*Schaum-4*). Die Ausbeute an Übergangsstrahlung des Polyethylen-Schaums (*Schaum-5*) ist am geringsten. Hervorzuheben ist die Messung mit doppelter Flächendichte  $X_2 = 0.6\ \text{g/cm}^2$ , die TR-Strahlungsausbeute des Faserradiators (*Faser-1*) ist vergleichbar mit der des großen Folienradiators (*Folie-2*). In den Mes-



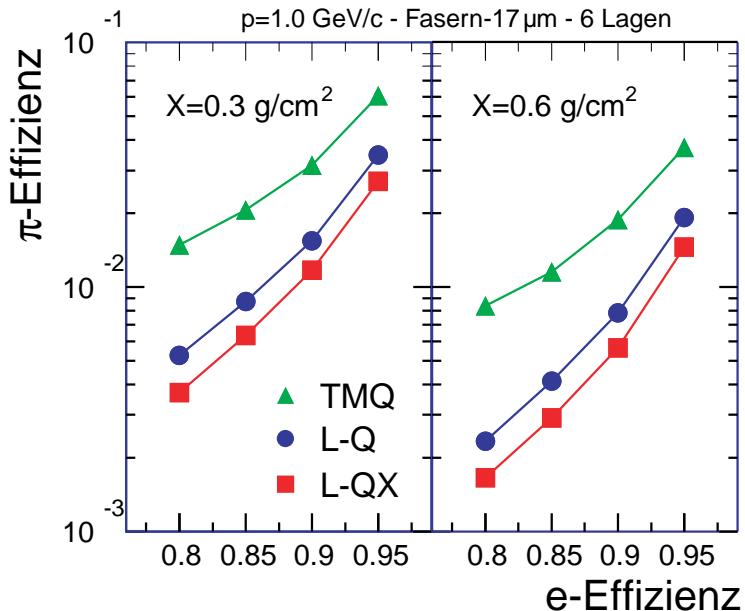
**Abbildung 5.10:** Verhältnisse von Elektronen- zu Pionen-Signalen für verschiedene Radiatoren und Flächendichten [And00a] in Abhängigkeit von größeren Driftzeitintervallen („Driftzonen“). Man beachte die unterschiedliche y-Skala.



**Abbildung 5.11:** Verhältnis von Elektronen- zu Pionen-Signalen für zwei verschiedene Faserradiatoren mit Durchmessern von  $17\text{ }\mu\text{m}$  und  $33\text{ }\mu\text{m}$  bei einem Strahlimpuls von  $p = 1.7\text{ GeV}/c$  [And00a].

sungen für  $X_2 = 0.3\text{ g/cm}^2$  zeigen die Faserradiatoren (*Faser-1*) und (*Faser-2*) noch eine deutlich höhere Übergangsstrahlungsintensität als der Folienradiator (*Folie-1*) zu späten Driftzeiten. Allerdings sind bei diesen Messungen im Vergleich zu den Messungen mit  $X_2 = 0.6\text{ g/cm}^2$  die Pulshöhenverhältnisse insgesamt geringer. Aus den Messungen kann geschlossen werden, daß geeignete Fasermaterialien einem Folienstapel als Quelle von Übergangsstrahlung gleichwertig sein können.

Separate Messungen für die unterschiedlichen Faserradiatoren mit einer Flächendichte von  $X_1 = 0.3\text{ g/cm}^2$  zeigen, daß der hier untersuchte Faserdurchmesser ( $17\text{ }\mu\text{m}$  und  $33\text{ }\mu\text{m}$ ) einen geringen Einfluß auf die Gesamtintensität der Übergangsstrahlung hat. Dies belegt das Pulshöhenverhältnis zweier Faserradiatoren in Abbildung 5.11. Das Impulshöhenverhältnis ist im hinteren Driftbereich nahezu gleich. Ein Plexiglasstück mit vergleichbarer Flächendichte ( $X=0.66\text{ g/cm}^2$ ) diente in der Messung als Radiator-Dummy. Der Einfluß des Plexiglasabsorbers auf das Amplitudenverhältnis ist gering, das Material produziert keine Übergangsstrahlung.

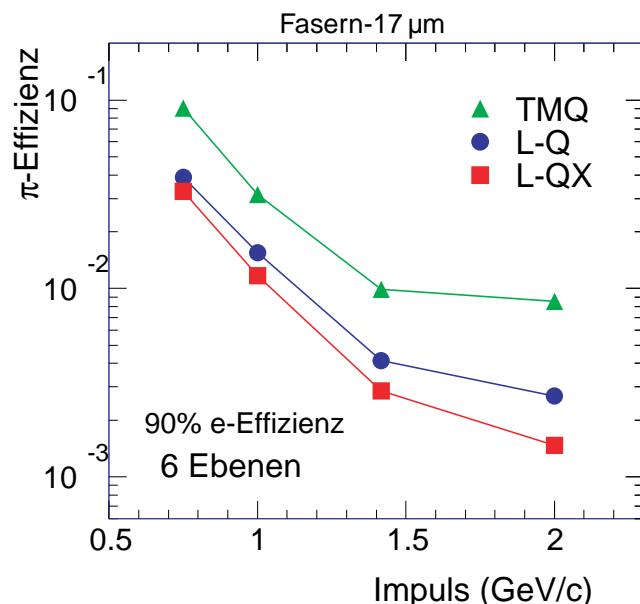


**Abbildung 5.12:** Extrapolationsergebnisse mit sechs hintereinander gereihten TRD-Modulen auf der Basis der gemessenen Energiedepositionen von Pionen und Elektronen bei verschiedener Flächendichte des Radiators. Die Analyseverfahren L-Q (likelihood) und L-QX (bidimensional likelihood) ergeben die geringsten Pioneneffizienzen aus den Daten des  $17 \mu\text{m}$ -Faserradiators [And00a].

Im ALICE-Experiment ist geplant, mit dem TRD eine Pionenunterdrückung von  $10^2$  oder größer zu erreichen [TRD99], vergleiche auch Abbildung 4.3. Mit nur einem Prototypmodul, wie es auf der Strahlzeit verwendet wurde, kann eine Pionenunterdrückung mit 6 Ebenen nicht gemessen werden. Auf der Grundlage der Strahlzeittaten sind deshalb Extrapolationen durchgeführt worden, die Informationen über eine Pionenunterdrückung mit 6 TRD-Ebenen liefern. Die Ergebnisse einer Modellierung der Pioneneffizienz (1/Pionenunterdrückung) des TRD sind in Abbildung 5.12 dargestellt. Die Berechnungen mit den Faserradiator-Daten liefern Pioneneffizienzen kleiner als  $10^{-2}$  bei 90 %iger Elektroneneffizienz mit der L-Q- und L-QX-Methode ( $X=0.6 \text{ g/cm}^2$ ). Mit der Likelihood-Q-Methode kann aufgrund der gemessenen Energiedepositionen der Elektronen und Pionen in der Driftkammer eine Aussage über die Pioneneffizienz getroffen werden. Dieses Verfahren wird in Kapitel 6.7.1 detaillierter erklärt. Die Likelihood-QX-Methode nutzt zusätzlich einen Cluster-Algorithmus zur Bestimmung der Pioneneffizienz und führt zu etwas besseren Unterdrückungen. Abbildung 5.13 zeigt das Ergebnis von Rechnungen, die auf Meßdaten beruhen,

welche bei verschiedenen Teilchenimpulsen aufgezeichnet wurden. Bei geringeren Impulsen (kleiner als  $1.5 \text{ GeV}/c$ ) nimmt die Pioneneffizienz relativ stark ab. Die Impulsabhängigkeit der Pioneneffizienz resultiert aus der  $\gamma$ -Abhängigkeit der Übergangsstrahlungsintensität.

Das Ziel, mit dem TRD eine Pionenunterdrückung von  $10^2$  zu erreichen (bei 90 % Elektroneneffizienz), ist mit den Ergebnissen für die Pioneneffizienzen, die auf den Meßdaten der Faserradiatoren basieren, bereits erreicht. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß Faktoren wie zusätzlich benötigtes Material zum Einbau des TRD in ALICE, andere Detektorkomponenten und die auftretende Vielteilchenumgebung im Experiment noch nicht in den Extrapolationen enthalten sind. Die daraus resultierenden Effekte werden die Pionenunterdrückung noch verschlechtern.



**Abbildung 5.13:** Abhängigkeit der Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  eines bei der GSI untersuchten TRD-Prototypen ( $17\mu\text{m}$  Faser,  $X = 0.3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$ ) vom verwendeten Strahlimpuls [And00b]. Die Pioneneffizienz bei  $p = 0.85 \text{ GeV}/c$  liegt über  $\varepsilon_\pi = 10^{-2}$  (L-Q-Methode).

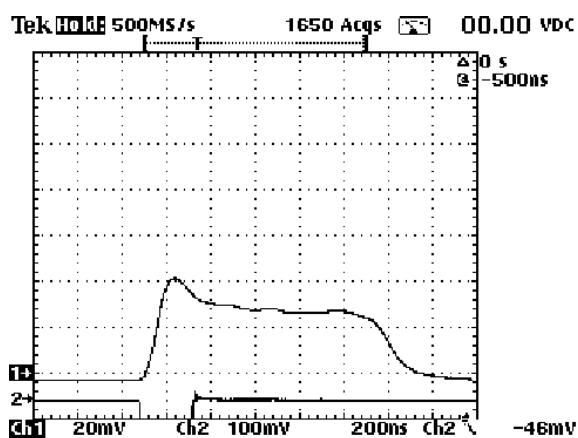


# 6. Teststrahlzeit Bonn

## 6.1 Erste Driftkammertests in Münster

Erste Tests wurden mit einer zweiten Driftkammer, welche baugleich mit der an der GSI eingesetzten Kammer ist, mittels kosmischer Strahlung in Münster durchgeführt. Die Messungen konzentrierten sich auf ein generelles Verständnis der Kammer bei unterschiedlichen Betriebsspannungen und eine Funktionsüberprüfung in Hinblick auf die geplante Strahlzeit in Bonn.

In dem Meßaufbau lag ein 100 MHz-Digital-Speicher-Oszilloskop direkt, ohne zwischengeschalteten Vorverstärker, ein Kathodenpad der Driftkammer über eine längere Zeitspanne aus. Die Driftkammersignale der Teilchen wurden digitalisiert, im Zwischenspeicher des Oszilloskops abgelegt und gemittelt. Zwei Szintillatoren unterhalb und oberhalb der Kammer, in Koinzidenz geschaltet, gaben das Triggersignal an das Oszilloskop weiter. Die Szintillatoren mit einer effektiven Fläche von ca.  $2.0 \times 2.5 \text{ cm}^2$  waren direkt übereinander positioniert und legten so den aktiven Auslesebereich der Kammer fest. Ein Radiator befand sich nicht in der Anordnung. In Abbildung 6.1 ist ein gemessenes Driftspektrum dargestellt. Das Ansteigen des



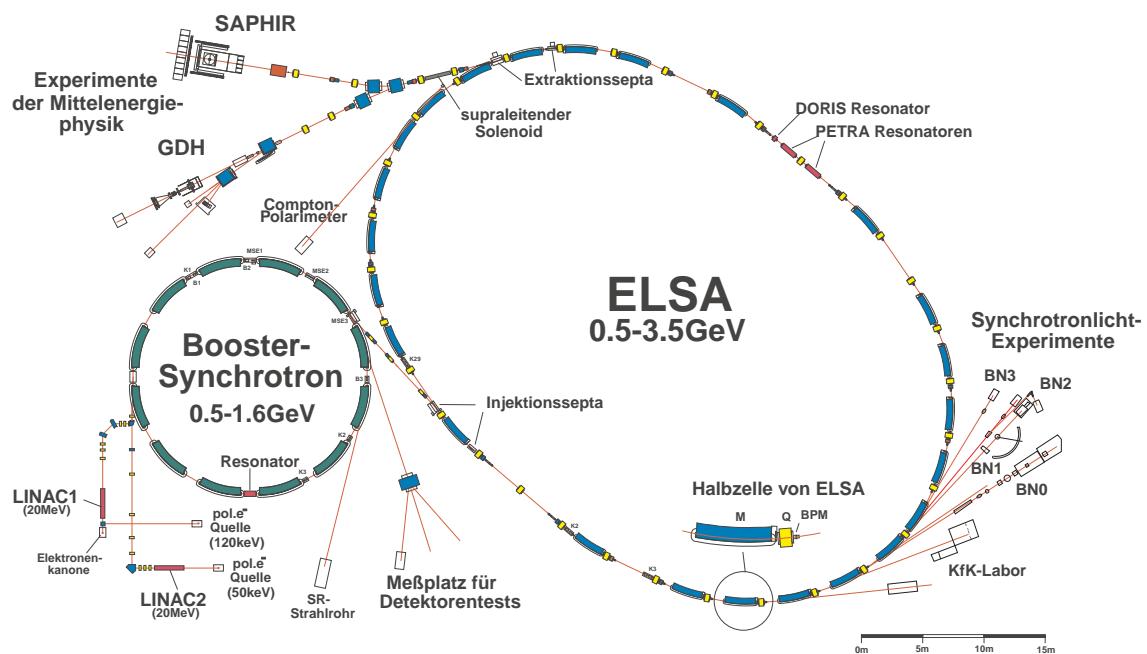
**Abbildung 6.1:** Ein durch kosmische Strahlung erzeugtes Driftspektrum. Insgesamt wurden 1650 Ereignisse aufgezeichnet.

Signals auf ein Maximum und ein lang ausgeprägtes Plateau aufgrund der verzögerten Elektronen aus dem Driftbereich sind deutlich zu erkennen. Das zweite Signal zeigt den Trigger-Puls, der jeweils in Koinzidenz eines Teilchendurchgangs durch die beiden Szintillatoren ausgelöst wird.

Als Kammergas diente in den ersten Testreihen aus Kostengründen ein Gemisch aus Argon/Methan (90 %/10 %). In Bonn wurde wegen der höheren Röntgenabsorptionseigenschaften des Xenons ein Xenon/Methan-Gemisch (90 %/10 %) verwendet.

## 6.2 Die Beschleunigeranlage des Physikalischen Instituts in Bonn

Der Meßplatz für Detektorentests befindet sich nicht an der Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA), die als Speicherring konzipiert ist, sondern am davorliegenden Synchrotron, siehe Abbildung 6.2. Das Synchrotron dient seit der Fertigstellung von ELSA als Vorbeschleuniger und Injektor mit einem 50 Hz gepulsten Elektronen-



**Abbildung 6.2:** Die Beschleunigeranlage des Physikalischen Instituts der Universität Bonn.

strahl. Neben der Erhöhung der maximalen Strahlenergie auf 3.5 GeV wandelt ELSA den gepulsten Strahl des Synchrotrons in einen quasi-kontinuierlichen Strahl für Experimente der Mittelenergiephysik um.

### 6.3 Der Teststrahl am Meßplatz

Der Elektronenstrahl an der Injektionsstelle zur Elektronen-Stretcher-Anlage erzeugt an einem rotierenden Target Bremsstrahlungsphotonen. Das Target bestand zur Versuchsdurchführung aus einem ca. 5 mm breiten Aluminiumfaden. Die maximale Energie der Photonen liegt dabei bei der Endenergie des umlaufenden Elektronenstrahls im Synchrotron. Die Photonen werden durch ein Austrittsfenster in tangentialer Richtung emittiert und durchlaufen ein sich anschließendes Kollimatorsystem. Vor dem Ablenkmagneten treffen die  $\gamma$ -Quanten auf ein dünnes Konversionstarget, ebenfalls eine Aluminiumfolie, deren Dicke ungefähr 1/100 Strahlungslänge beträgt, so daß ca. 1 % der Photonen in Elektronen und Positronen konvertieren. Der anschließende Ablenkmagnet eines Paarspektrometers trennt die Elektronen und Positronen in Abhängigkeit von Impuls und Ladung aufgrund der Lorentzkraft. Es gilt folgende Beziehung für den Strahlimpuls  $p$ :

$$p = q \cdot R \cdot B(I) \quad \text{mit} \quad (6.1)$$

$q$  = elektrische Ladung,  
 $R$  = Bahnradius und  
 $B(I)$  = magnetische Induktion.

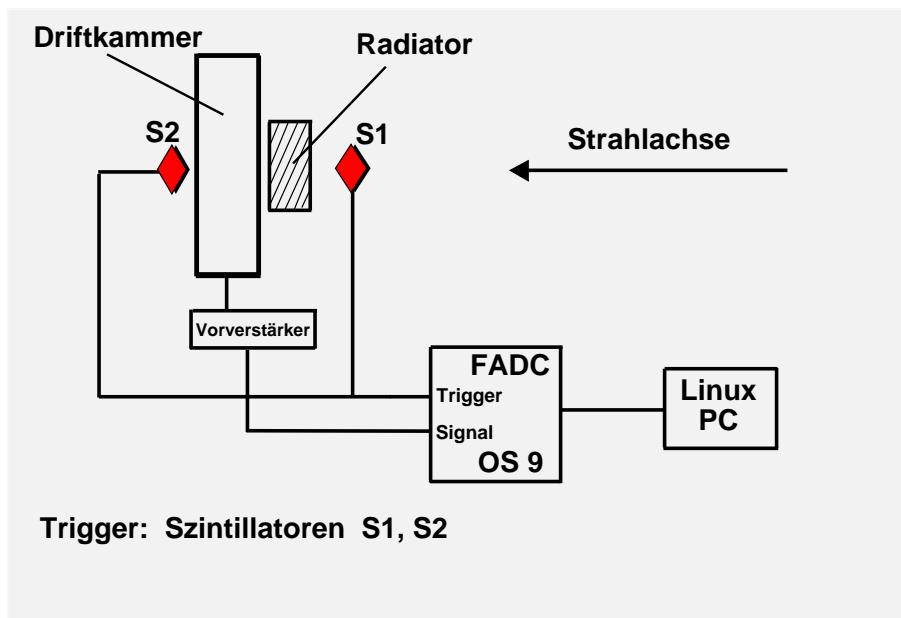
Mittels Variation des Magnetstroms  $I$  können verschiedene Impulsbereiche des Positronenstrahls selektiert werden. Der Elektronenstrahl ist wegen der räumlichen Gegebenheiten nicht nutzbar. Durch Festlegung eines bestimmten Ablenkwinkels unter Verwendung eines ortsdefinierenden Szintillationszählers am Detektormeßplatz ist eine Zuordnung des Positronenimpulses möglich. Dieser Sollablenkwinkel ist auf  $21^\circ$  definiert. Aufgrund der einzuhaltenden Strahlungswerte im Testbereich konnte während den Messungen längerfristig nur mit einem Impuls von maximal 0.85 GeV/c gemessen werden.

### 6.4 Aufbau des Experiments

In den durchgeführten Messungen konnte mit dem Positronenstrahl die Intensität der Übergangsstrahlung in Kombination mit dem Absorptionsverhalten der verschie-

denen Radiatoren gemessen werden. Messungen zur Teilchenseparation der einzelnen Radiatoren, wie sie an der GSI mit einem Elektronen-Pionen-Strahl möglich sind, können hier nicht durchgeführt werden. Stattdessen wurde das Positronen-Signal der Driftkammer ohne Radiator mit einer entsprechenden Skalierung als Pionen-Signal in den späteren Analysen verwendet, um eine Pionenunterdrückung des Detektors bestimmen zu können.

Der Versuchsaufbau ist einfacher konzipiert als das Experiment an der GSI. Da sich nur eine Teilchensorte im Strahl befindet, sind ein Čerenkovzähler und ein Bleiglas-Kalorimeter zur Teilchentrennung nicht notwendig. Auf Vieldrahtkammern zur Ortsbestimmung wurde im Aufbau ebenfalls verzichtet. Wie in Abbildung 6.3 dargestellt, besteht das Triggersystem aus zwei Szintillatoren, die die Strahlachse definieren und den aktiven Kammerbereich festlegen. Ausgelesen werden acht Kathodenpads durch die schon an der GSI verwendete ladungsempfindliche Vorverstärkerkarte, die direkt auf der Rückseite der Kathodenwand der Driftkammer steckt. Von hier wird das verstärkte Signal in einen 6-bit, nichtlinearen FADC geführt. Das FADC-System wird unter einem OS9-Echtzeitsystem V2.4 betrieben. Die Einzelpulse können mit einer Frequenz von maximal 100 MHz abgetastet werden. Die Verbindung des OS9-Systems zu anderen Rechnern ist mittels eines Ethernet- oder



**Abbildung 6.3:** Experiment-Aufbau am Detektormeßplatz

seriellen Anschlusses möglich.

Bei der späteren Datenanalyse mußte auf die Prozessor-Architektur Rücksicht genommen werden, da der verwendete 68000-Prozessor des OS9-Echtzeitsystems ein Big-Endian-Prozessor ist. Dies hat zur Folge, daß in einem Datenwort von mehr als einem Byte Länge das LSB<sup>1</sup> an der höchsten und das MSB<sup>2</sup> an der niedrigsten Byte-Adresse steht. Bei Rechnern mit Little-Endian-Prozessoren, wie z.B. der weitverbreiteten Intel®-Architektur, verhält es sich genau umgekehrt. Deshalb müssen bei binärer Datenübertragung zu einem Rechner mit Little-Endian-Prozessor in Abhängigkeit von der verwendeten Wortlänge die Bytes vertauscht werden.

## 6.5 Die eingesetzten Radiatoren

In der Teststrahlzeit am Synchrotron in Bonn kamen ein Folienradiator mit 220 Folien (*Folie-2*) als Referenz und eine erste Version von drei Sandwichradiatoren, siehe Tabelle 6.1, zum Einsatz. Die Sandwich-Radiatoren bestehen aus tragenden Schaumstoffplatten (*Schaum-2*), (*Schaum-3*) und einer inneren Füllung aus Fasermatten (*Faser-1*). Eine Fasermatte ist ca 0.3 mm dick. Der Folienstapel und die verschiedenen Materialien für die Sandwich-Radiatoren waren zuvor bereits bei der GSI untersucht worden, siehe Tabelle 5.1. Die äußeren stabilisierenden Schaumstoffe

Bezeichnung	Material
Folienradiator ( <i>Folie-2</i> )	Polypropylen 220 Folien, Dicke 20 µm, Abstand 250 µm
Sandwichradiator 1	Rohacell® HF110 (2×5mm) + 17 µm Faser (20 Matten)
Sandwichradiator 2	Rohacell® HF110 (2×10mm) + 17 µm Faser (16 Matten)
Sandwichradiator 3	Polypropylen (2×10mm) + 17 µm-Faser (15 Matten)

**Tabelle 6.1:** Liste der am Bonner Synchrotron untersuchten Radiatoren.

der Sandwichradiatoren haben den Vorteil, daß sie selbst Übergangsstrahlung produzieren, eine geringe Strahlungslänge besitzen und eine selbsttragende Radiatorkonstruktion erlauben. Rahmenkonstruktionen, die bei der Verwendung von Polyethylenfolien im Experiment eingesetzt werden müßten, um die erforderliche Spannung der Folien zu gewährleisten, sind aufgrund ihrer Strahlungslängeneigenschaften inakzeptabel. In Bonn wurden im Rahmen der ALICE-TRD-Testmessungen zum ersten Mal Sandwichradiatoren eingesetzt.

<sup>1</sup>Least Significant Byte, das in einer Gruppe von zusammenhängenden Bytes geringstwertige.

<sup>2</sup>Most Significant Byte, das in einer Gruppe von zusammenhängenden Bytes höchstwertige.

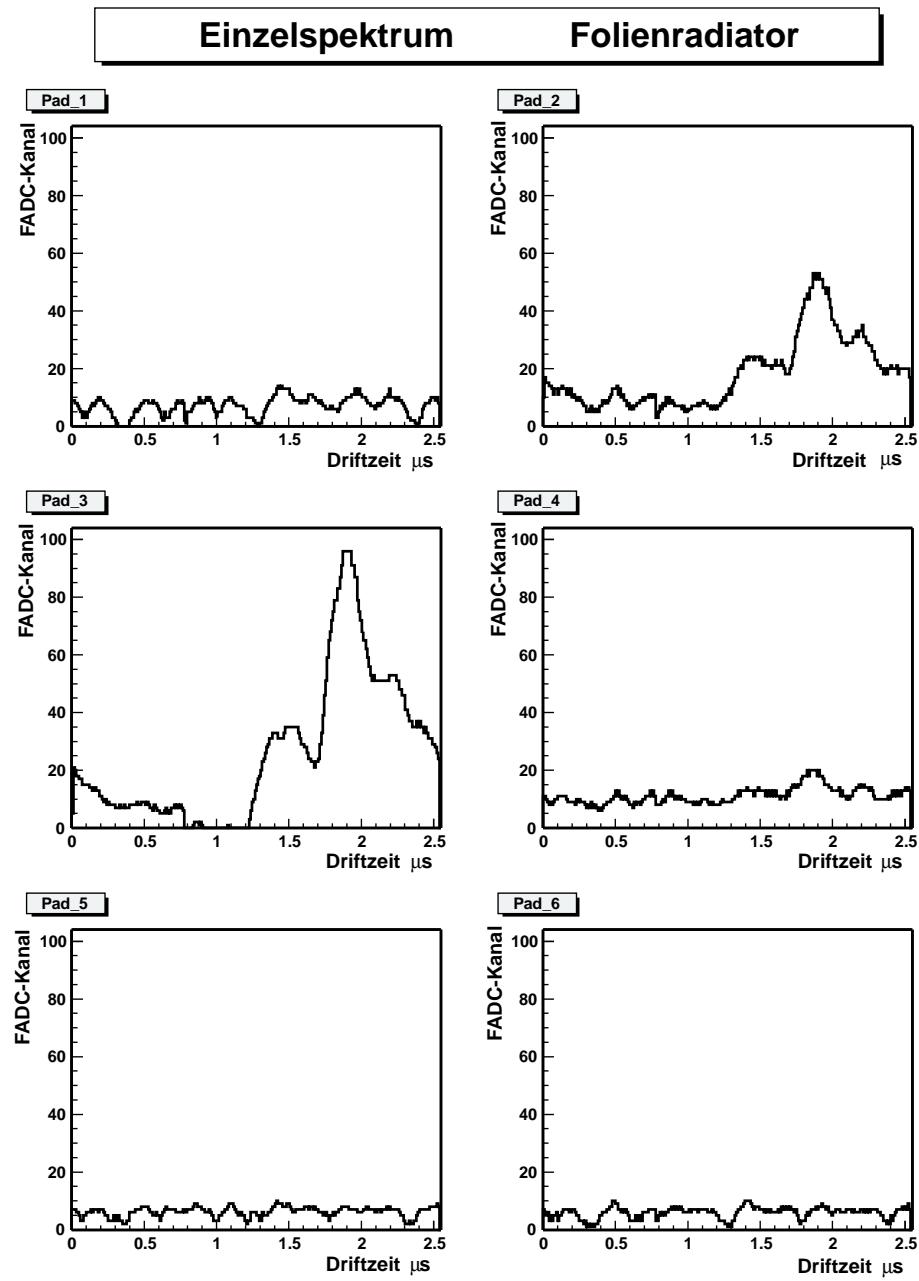
## 6.6 Auswertung der Datensätze

Zur Auswertung der FADC-Spektren wurde das Programm Paket ROOT [Bru96] verwendet. Es basiert auf der Programmiersprache C/C++ und stellt eine Vielzahl von Klassen und Methoden zur Analyse von Daten zur Verfügung. Aufgrund seines modularen Aufbaus eignet sich ROOT für eine Vielzahl von Projekten. Es existieren u.a. fertige Klassen zur Erzeugung von Graphen und Histogrammen sowie zur Bearbeitung komplexer Datenstrukturen, die in eigene Anwendungen integriert werden können.

### 6.6.1 FADC-Spektren

Wie schon beim Aufbau des Experiments beschrieben, wurden während der Strahlzeit acht Driftkammer-Pads durch das Flash-ADC-System ausgelesen. In Abbildung 6.4 sind Driftspektren der Kammer unter Verwendung eines Folienradiators dargestellt. Die Energiedeposition erfolgte aufgrund des Strahlverlaufs am Meßplatz hauptsächlich in der Nähe der Pads zwei und drei. Von den acht ausgewählten Pads sind lediglich die Signale der Pads 1-6 dargestellt.

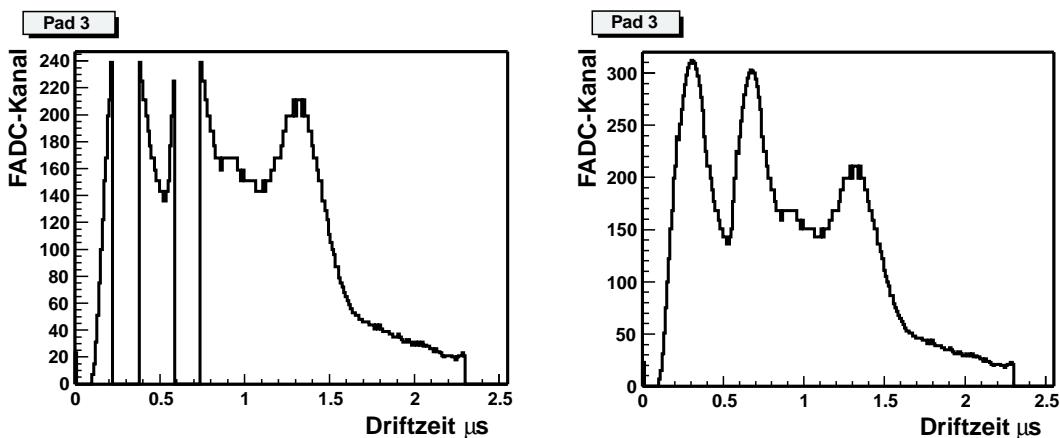
In die weiteren Analysen gehen ausschließlich die Daten aus den aktiven Pads 2 und 3 ein, auf die restlichen Pads entfällt nur ein minimaler Bruchteil der Ladungssignale.



**Abbildung 6.4:** Einzelspektren für sechs Kathodenpads. In den Histogrammen ist jeweils das FADC-Signal (256 Kanäle nach Linearisierung des 6-bit Signals) gegen die Driftzeit aufgetragen. Bei Pad 2 und 3 liegt eine hohe Energiedeposition zu späten Driftzeiten vor. Es besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, daß TR-Photonen diesen Ladungscluster gebildet haben.

### 6.6.2 Übersteuerung des FADC

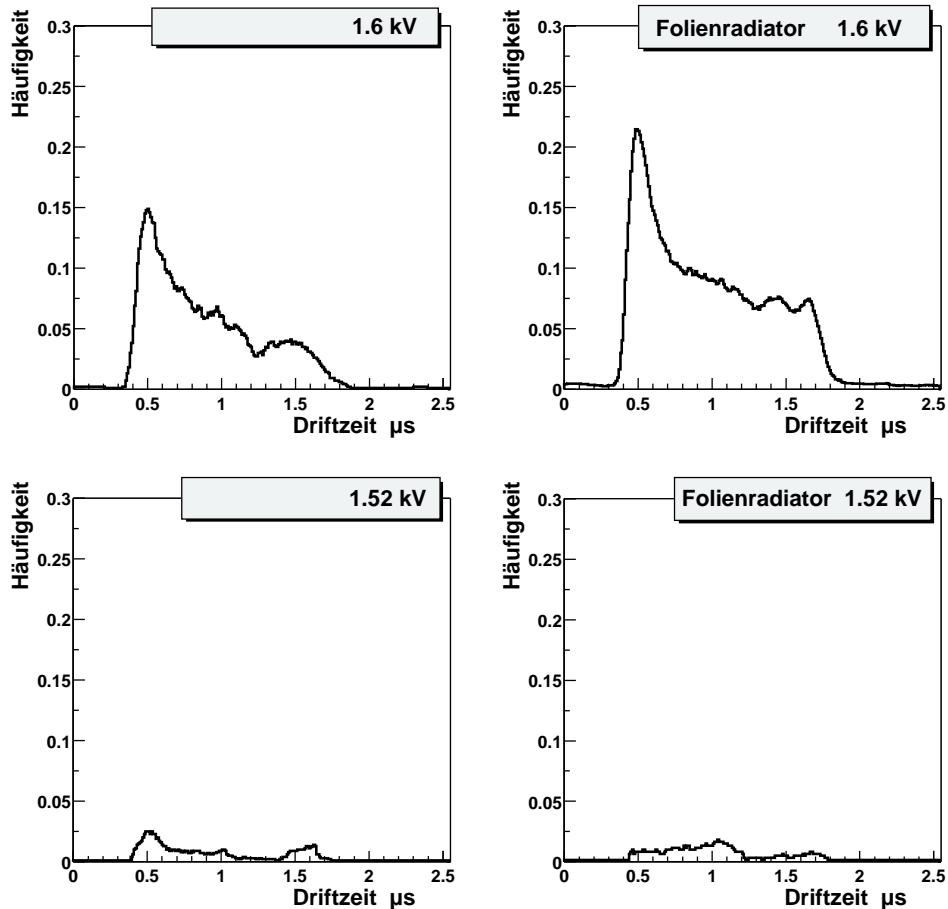
In einer ersten Untersuchung der Daten während der Strahlzeit stellte sich heraus, daß Datensätze bei hohen Anodenspannungen nicht immer innerhalb des dynamischen Bereichs des FADC aufgezeichnet wurden. In vielen Einzelspektren ist bei einer Anodenspannung von  $U_a = 1.6$  kV der Overflow-Bereich des FADC-Systems erreicht. Der übersteuerte FADC setzt dann pro Sampelintervall ein Nullbit. Abbildung 6.5 zeigt ein solches Driftspektrum. Mit einer Analyse-Routine im Programm



**Abbildung 6.5:** Einzelspektrum mit Overflow, aufgenommen mit einer zu hohen Anodenspannung. Im rechten Teil ist das gleiche Einzelspektrum gezeigt. Hier wird der Overflow-Bereich von der Analyse-Software erkannt und durch eine Gaußfunktion angeglichen.

wurde versucht, die Overflow-Spektren zu reparieren. Als noch vorhandene Information wird die Steigung der aufsteigenden und abfallenden Flanke genutzt, dazwischen ist das FADC-Signal übersteuert. Mit den beiden Werten wird eine Gaußfunktion in den Overflow-Bereich des Pulses approximiert. Die so gewonnenen Daten können aber lediglich eine Vermutung über das wirkliche Meßergebnis liefern. Aussagen über die Radiatoreigenschaften sind daher nur in begrenztem Maße zu treffen.

Durch das Absenken der Anodenspannung auf  $U_a = 1.52$  kV konnte das Problem einer weiteren Übersteuerung der FADCs vermieden werden. In Abbildung 6.6 ist die Overflow-Verteilung der Driftkammerspektren mit und ohne Folienradiator für die verschiedenen Anodenspannungen dargestellt. Die Diagramme geben die Häufigkeiten der fehlerhaften Nullbits über die aufgezeichneten Einzelspektren an. Bei nied-



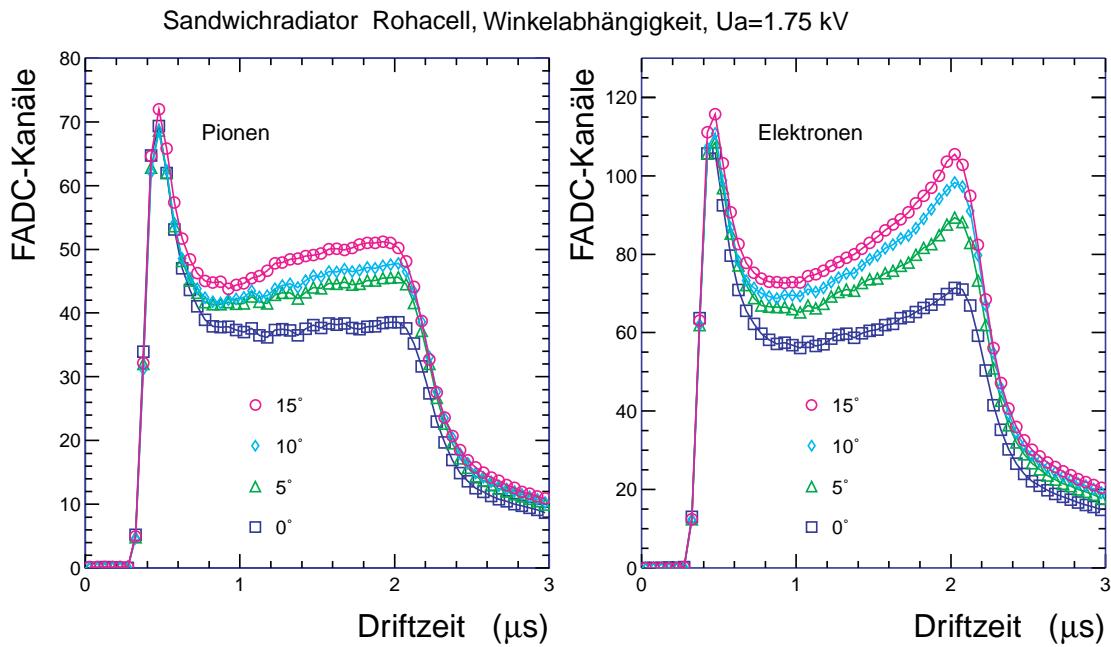
**Abbildung 6.6:** Overflow-Verteilung der FADCs für verschiedene Driftspannungen. Auf der linken Seite befindet sich die Overflow-Verteilung für das reine Driftkammersignal. Während der Messung befand sich kein Radiator im Strahl. Rechts ist zusätzlich der Folienradiator vor der Driftkammer positioniert.

riger Anodenspannung  $U_a = 1.52 \text{ kV}$  sind die Overflow-Einträge gering und liegen im hinteren Driftzeitbereich unter 2.5 %.

### 6.6.3 Driftspektren für verschiedene Radiatoren

Das gemittelte Driftsignal der Kammer durchläuft ein Maximum und fällt für größer werdende Zeiten auf das charakteristische Plateau ab. Ein Radiator in der Anordnung erhöht die Wahrscheinlichkeit, Ladungscluster bei späten Driftzeiten in der

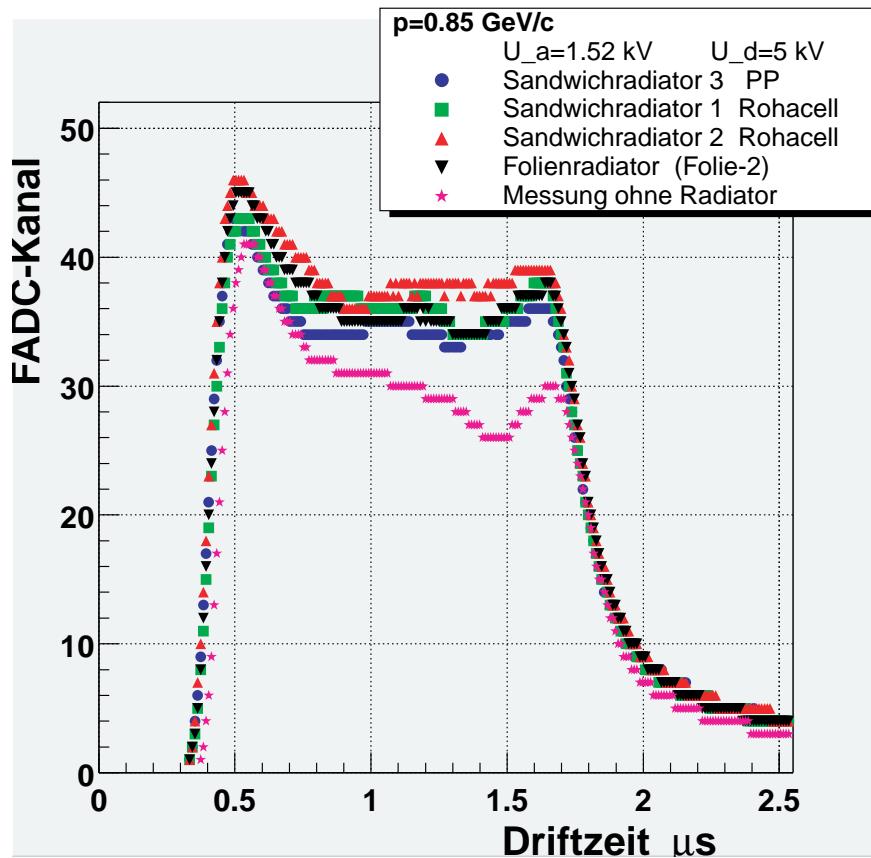
Kammer zu messen. Das Plateau fällt dann nicht sofort auf die Baseline des FADC ab, sondern durchläuft ein zweites Maximum, den charakteristischen Übergangsstrahlungsspeak, vgl. Abbildung 4.6. Neuere Messungen an der GSI haben gezeigt, daß verschiedene Eintrittswinkel des Teilchenstrahls auf das Einfallsfenster des Detektors unterschiedliche Höhen des TR-Peaks hervorrufen. Dieses Phänomen wird dadurch erklärt, daß bei senkrechttem Strahleinfall lokal eine höhere Raumladungsdichte in der Verstärkungszone der Kammer erzeugt wird, die das Feld stärker verzerrt als bei schrägem Einfall der Teilchen. Die Ergebnisse einer Meßreihe mit einem Rohacell®-Sandwichradiator und variierenden Einfalls winkeln sind in Abbildung 6.7 dargestellt. Ein senkrechter Einfall des Strahls auf die Kammer führte zu den geringsten TR-Intensitäten im hinteren Driftzeitbereich. In allen vorherigen Strahlzeiten an der GSI war die Kammer um ca.  $15^\circ$  relativ zur Strahlachse gedreht, so daß in allen Elektronen-Driftspektren mit Radiator ein deutlicher TR-Peak auftrat,



**Abbildung 6.7:** Driftspektren für Pionen und Elektronen in Abhängigkeit vom Einfalls winkel zur Normale des Driftkammerfensters. Als Radiator diente ein Rohacell®-Sandwichradiator. Die Reduzierung des Plateausignals zu späten Driftzeiten ist umso stärker, je geringer der Strahlwinkel zur Normalen gewählt wird. Dieser Effekt tritt für beide Teilchensorten auf und ist nicht alleine durch die TR-Elektronen der Übergangsstrahlung zu erklären. Die Abschwächung wird maximal für senkrechten Einfall [And01b].

siehe Abbildung 6.7, rechtes Bild ( $15^\circ$  Einfallswinkel). Diese Abhängigkeit der TR-Strahlungsdeposition in der Driftkammer vom Einfallswinkel der Teilchen war zum Zeitpunkt der Messungen in Bonn noch nicht bekannt.

In Abbildung 6.8 sind die Driftspektren der vier verschiedenen Radiatoren, die in Bonn zum Einsatz kamen, dargestellt. Die Anodenspannung für die Gasverstärkung in der Driftkammer betrug  $U_a = 1.52$  kV. Zum Vergleich ist das Kammerspektrum ohne Radiator aufgetragen. In den Spektren mit Radiator kann man eine

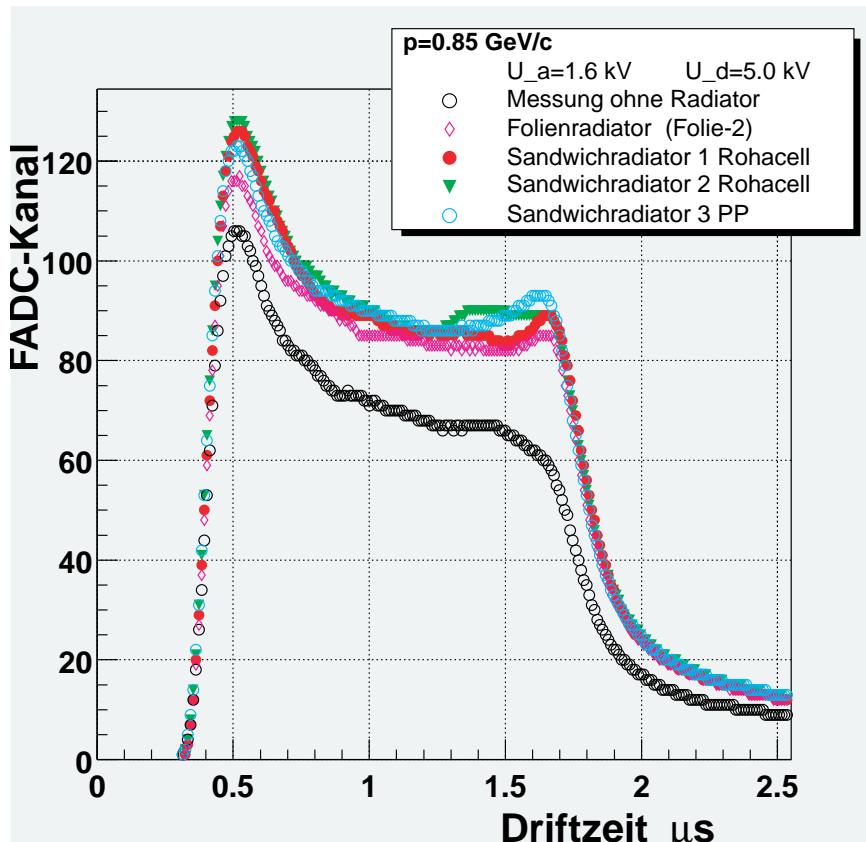


**Abbildung 6.8:** Gemittelte Driftspektren mit  $U_a = 1.52$  kV, jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

Überhöhung des FADC-Signals zu späten Driftzeiten erkennen. Die Überhöhung ist aber im Vergleich zu älteren Messungen an der GSI geringer als ursprünglich erwartet. Der während der Messungen am Bonner Synchrotron verwendete Positronenstrahl war senkrecht auf die Kammer gerichtet, was eine Erklärung für das relativ

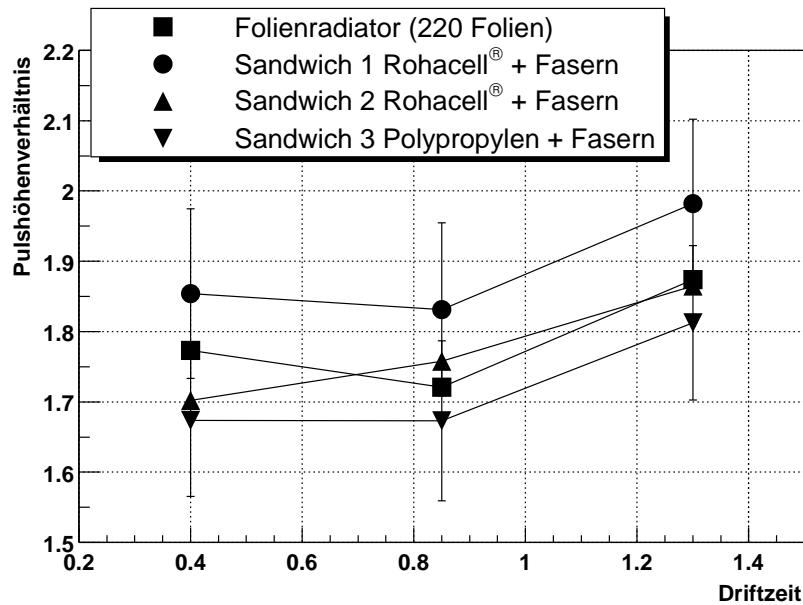
geringe TR-Signal ist.

Abbildung 6.9 stellt verschiedene Radiator-Spektren bei höherer Gasverstärkung ( $U_a = 1.6 \text{ kV}$ ) dar. Die beschädigten Einzelspektren sind mit der bereits erwähnten Overflow-Routine behandelt worden. Hier zeigt sich das gleiche charakteristische



**Abbildung 6.9:** Gemittelte Driftspektren bei hoher Gasverstärkung ( $U_a = 1.6 \text{ kV}$ ). Die Spektren sind jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert. Ein Großteil der Einzelspektren mit  $U_a = 1.6 \text{ kV}$  besitzt Nulleinträge aufgrund einer Übersteuerung der FADCs und wurde mit der Korrektur-Routine behandelt.

Verhalten der Spektren mit und ohne Radiator. Die glatteren Verläufe der Driftspektren verglichen mit denen bei niedrigerer Gasverstärkung resultieren aus der Kennlinie des nichtlinearen FADC. Zwecks Verbesserung der effektiven Dynamik beim Meßprozeß weisen die FADCs eine hyperbolische Kennlinie auf. Durch eine Linearisierungs-Routine (*look-up-table*) in der entwickelten Auslese-Software wird



**Abbildung 6.10:** Verhältnisse der FADC-Pulshöhen (FADC-Signal mit Radiator/FADC-Signal ohne Radiator) bei geringen Anodenspannungen (1.52 kV) in Abhängigkeit von größeren Driftzeitintervallen. Die Messung mit dem Sandwichradiator 1 liefert zu späten Driftzeiten das größte Pulshöhenverhältnis, allerdings sind die statistischen Fehler der Mittelwerte sehr groß.

dieser Effekt wieder kompensiert [Str87]. Die Auflösung der FADCs wird mit zunehmender Signalgröße immer größer, bis der Overflow-Bereich erreicht ist und das Signal nicht mehr verarbeitet wird.

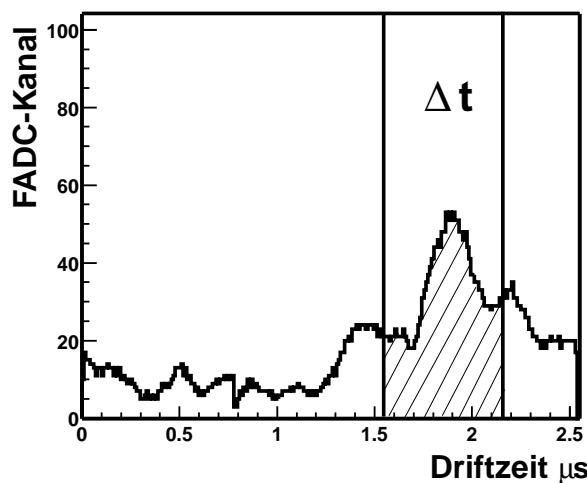
Auch bei höherer Gasverstärkung  $U_a = 1.6$  kV zeigt sich kein ausgeprägtes TR-Signal in den gemittelten Driftspektren mit Radiator. In die weiteren Analysen gehen nur noch Meßreihen ein, welche bei 1.52 kV Anodenspannung aufgenommen wurden. Diese Daten weisen nur geringe Overflow-Einträge auf.

Die relative Erhöhung der Driftspektren zu späten Zeiten kann nur als ein erstes Maß zur Klassifizierung der Radiatormaterialien benutzt werden. Speziell mit den hier gezeigten Driftspektren lässt sich die Qualität der Radiatoren nicht eindeutig unterscheiden. Dies zeigt auch das Verhältnis der FADC-Pulshöhen von den Messungen mit und ohne Radiator in Abhängigkeit von der Driftzeit, siehe Abbildung 6.10. Aufgrund der geringen Statistik der Messungen (pro Radiator ca. 1000 aufgezeichnete Ereignisse) überlappen die statistischen Fehler aller Mittelwerte, die hier nur für den Sandwichradiator 1 und 3 eingezeichnet sind.

Eine quantitative Aussage über die  $\pi/e$ -Separationsleistung des TRD-Prototypen in Abhängigkeit der untersuchten Radiatoren, hochgerechnet auf 6 TRD-Module, kann durch Extrapolationen gemacht werden, siehe Kapitel 6.7.1.

#### 6.6.4 Berechnung der Pioneneffizienz

Der erste Schritt zur Bestimmung der Pioneneffizienz der verschiedenen Radiatoren besteht in einer Skalierung des Positronensignals der Driftkammer ohne Radiator, um vergleichbare Pionendaten zu generieren. Der Energieverlust von Pionen durch Stoßionisation ( $dE/dx$ ) bei hochrelativistischen Impulsen ist, wie im Anhang gezeigt, geringer als der von Positronen im gleichen Impulsbereich. Berechnungen, die auf der Bethe-Bloch-Formel basieren, ergeben einen Skalierungsfaktor  $\sigma = 0.70327$  für einen Impuls von 0.85 MeV/c. Mit diesem Strahlimpuls wurde in Bonn gearbeitet. Der mittlere Energieverlust durch Stoßionisation von Pionen ist bei diesem Impuls um ca. 30 % geringer als für die Positronen. Der ermittelte Faktor  $\sigma$  wird in den weiteren Analysen zur Skalierung der Einzelspektren ohne Radiator benutzt. Die behandelten Spektren werden dann als Pionendaten in den Analysen benutzt.

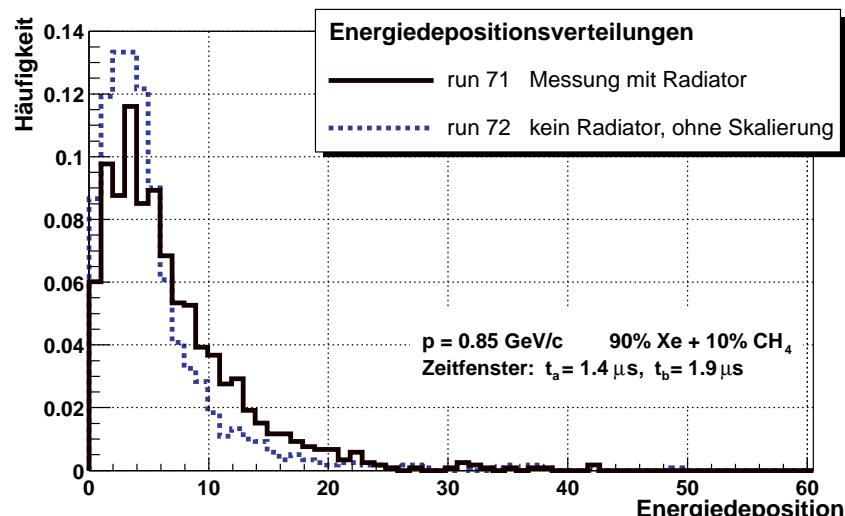


**Abbildung 6.11:** Integration über das FADC-Signal in einem Zeitfenster der Breite  $\Delta t$  zu späten Driftzeiten, um mit einer hohen Wahrscheinlichkeit das Signal der TR-Elektronen zu messen.

### 6.6.5 TR-Energiedeposition in der Driftkammer

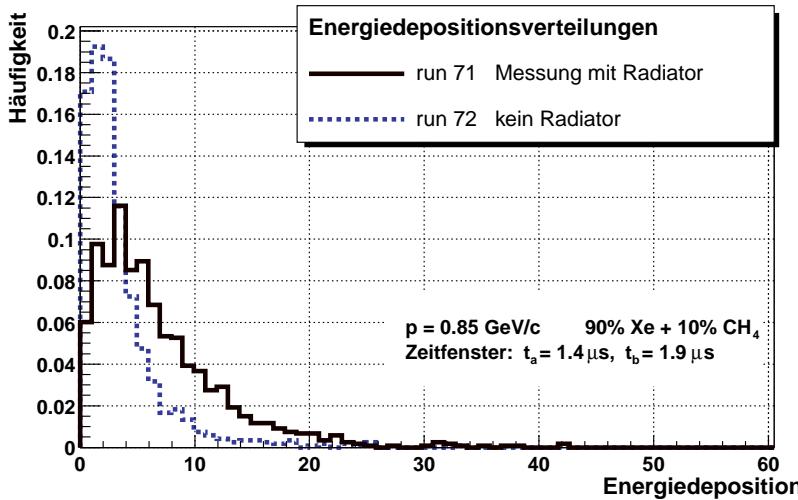
Die Energiedeposition der TR-Photonen tritt hauptsächlich zu späten Driftzeiten auf, da die Photonen praktisch sofort im Kammergas absorbiert werden und die erzeugten TR-Elektronen die gesamte Driftstrecke passieren müssen. Berücksichtigt man diese Zeitinformation, so kann eine aussagekräftige Energieverteilung bestimmt werden, indem man die FADC-Pulse in einem hinteren Zeitfenster integriert, siehe Abbildung 6.11.

In Abbildung 6.12 ist eine Energieverteilung für ein gewähltes Zeitfenster zwischen  $t_a = 1.4 \mu\text{s}$  und  $t_b = 1.9 \mu\text{s}$  in der Driftzeit dargestellt. Die gemessene Energiedistributionsverteilung der Positronen in der Driftkammer ohne Radiator ist noch nicht auf das Pionensignal skaliert. Eine Skalierung der Einzelspektren, welche ohne Radiator gemessen wurden, bewirkt eine Verschiebung der Verteilung zu niedrigeren Energien und beschreibt so approximativ eine Messung mit Pionen. Das Radiatorspektrum zeigt dagegen eine Verschiebung der Energiehäufigkeit zu höheren Energien aufgrund einer zusätzlichen Energiedeposition der TR-Photonen. Die Verschiebung zu hohen



**Abbildung 6.12:** Gemessenes Energiespektrum mit und ohne Folienradiator für ein Zeitfenster im Bereich von  $1.4 \mu\text{s}$  bis  $1.9 \mu\text{s}$  in der Driftzeit. Die Häufigkeit der gemessenen Energiedeposition pro Einzelereignis ist gegen den Energiewert aufgetragen. Für die Energiedeposition im Detektor werden willkürliche Einheiten verwendet. Eine Verschiebung des Radiatorsignals zu höheren Energien ist zu erkennen. Das Spektrum ohne Radiator (run 72) ist noch nicht für Pionen skaliert.

Energien ist allerdings wegen des senkrechten Einfalls der Positronen in die Driftkammer und der damit verbundenen Raumladungseffekte gering. Die skalierte Energieverteilung ohne Radiator, siehe Abbildung 6.13, wird benötigt, um eine Aussage über die Güte der Detektorkonfiguration mit 6 Ebenen zur  $\pi/e$ -Teilchenseparation, wie sie im ALICE-Experiment vorgesehen ist, zu treffen. Die Extrapolationen können



**Abbildung 6.13:** Hier sind die gleichen Energiespektren wie in Abbildung 6.12 gezeigt. Allerdings ist das Positronensignal ohne Radiator skaliert worden. Die so behandelten Daten liefern die Grundlage für einen Vergleich mit den GSI-Extrapolationen einer Pioneneffizienz für 6 TRD-Ebenen, die auf den Energieverteilungen basieren, vergleiche Abbildung 5.9.

dann mit den Ergebnissen der GSI-Messungen verglichen werden.

Mit einem Schnitt bei einer Energie  $E_{cut}$  kann das skalierte Positronenspektrum (Pionensignal) vom Positronenspektrum mit Radiator (Elektronensignal) getrennt werden, siehe Abbildung 6.14. Mit diesem Verfahren lässt sich die Pioneneffizienz des eingesetzten Prototyps berechnen. Die Elektroneneffizienz  $\varepsilon_e$  und Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  für ein Modul ist dann gegeben durch:

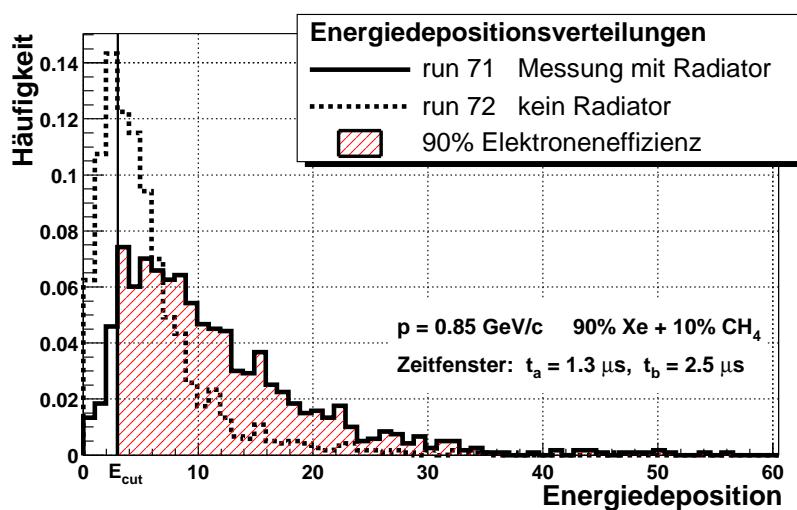
$$\varepsilon_e = \int_{E_{cut}}^{\infty} dE P_e(E) \quad \text{und} \quad (6.2)$$

$$\varepsilon_\pi = \int_{E_{cut}}^{\infty} dE P_\pi(E) . \quad (6.3)$$

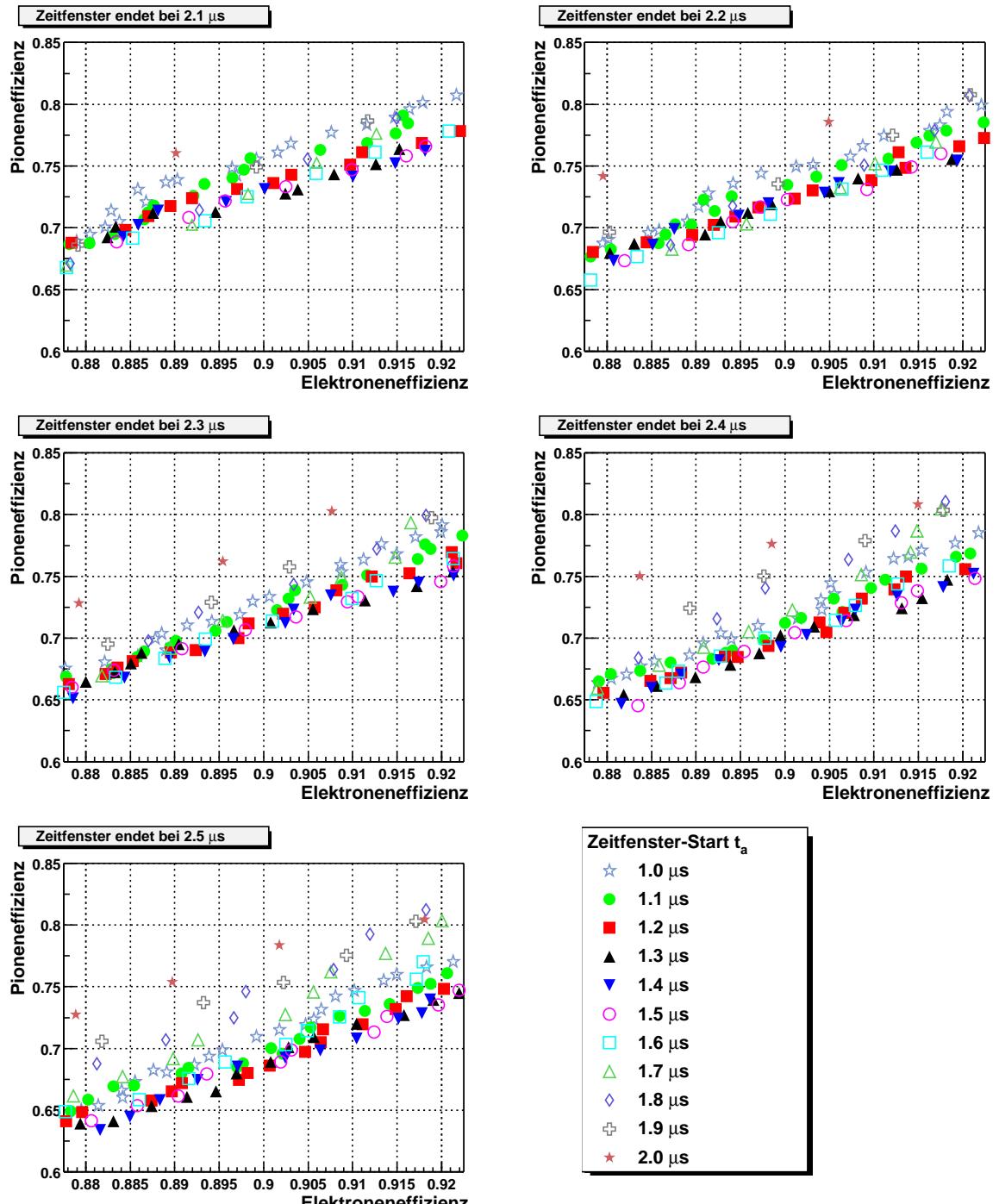
$P_e(E)$  ( $P_\pi(E)$ ) ist die Wahrscheinlichkeit einer Energiedeposition eines Elektrons (Pions) in der Driftkammer mit dem Energiebetrag  $E$ . Die Wahrscheinlichkeiten  $P_e(E)$  ( $P_\pi(E)$ ) lassen sich aus den gemessenen Energiedepositionsverteilungen des Detektors bestimmen, siehe Abbildung 6.13. Elektronen- und Positroneneffizienz werden aufgrund des fast gleichen Energieverlusts der Teilchen als identisch angenommen (siehe Anhang). Das gesamte Integral über die Verteilung für das Pionen- und Positronensignal ist auf eins normiert.

$$\int_0^\infty dE P_e(E) = \int_0^\infty dE P_\pi(E) = 1 \quad (6.4)$$

Um  $\pi/e$ -Trennleistungen von Übergangsstrahlungsdetektoren quantitativ zu vergleichen, wird die Pioneneffizienz, üblicherweise bei einer 90 %igen Elektroneneffizienz, angegeben. Eine optimale Pioneneffizienz kann durch eine Variation der Zeitfensterparameter Breite und Position bestimmt werden. Die geringste Pioneneffizienz für den TRD-Prototyp mit Folienradiator erhält man durch ein Zeitfenster von  $1.3 \mu\text{s}$  bis  $2.5 \mu\text{s}$  in der Driftzeit. Abbildung 6.14 zeigt die Energiedepositionen mit diesen Parametern. Die Pioneneffizienz hat hier einen Wert von  $\varepsilon_\pi = 67.6 \%$ . Andere Kombinationen von Position und Breite des Fensters liefern geringere Pionenunterdrückungen, siehe Abbildung 6.15. Diese Rechnung mit den Bonn-Daten für die Pionenunterdrückung eines Prototypmoduls mit Folienradiator ist eine sehr einfache Abschätzung. Demnach könnten Pionen und Elektronen nur schlecht voneinander getrennt werden. Die geplanten 6 Ebenen des TRD-Systems sollen zu einer wesentlich geringeren Pioneneffizienz führen.



**Abbildung 6.14:** Gemessenes Energiespektrum mit dem Folienradiator (run 71) und das skalierte Spektrum ohne Radiator (run 72). Das Zeitfenster liegt zwischen  $1.3 \mu\text{s}$  und  $2.5 \mu\text{s}$  und liefert bei 90 %iger Elektroneneffizienz die geringste Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi = 67.6 \%$ . Die approximierte Pionenverteilung aus den Positronendaten reicht noch weit in die Energieverteilung der Elektronen hinein und verhindert so eine eindeutige Identifizierung der Elektronen. Man spricht von einer Pionen-Kontamination des Elektronensignals.



**Abbildung 6.15:** Variation der Position und Länge des Zeitfensters und die daraus resultierenden Pioneneffizienzen. Ein Zeitfenster zwischen  $t_a = 1.3 \mu\text{s}$  und  $t_b = 2.5 \mu\text{s}$  liefert eine optimale Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi = 67.6 \%$  mit  $\varepsilon_e = 90 \%$ .

## 6.7 Extrapolation der Pioneneffizienz für 6 TRD-Detektormodule

Um eine Vorhersage über die Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  der geplanten sechs Detektormodule des TRD in ALICE machen zu können, sind Rechnungen durchgeführt worden, deren Grundlage die gemessenen Energieverteilungen der Teilchen mit der Driftkammer sind. So ist eine Extrapolation der Pioneneffizienz auf den vollständigen Detektor möglich.

### 6.7.1 Beschreibung der L-Q-Methode

Die Rechnungen basieren auf einer Verteilungsfunktion der Wahrscheinlichkeitswerte für die Energiedepositionen der Teilchen in den Detektormodulen [And99]. Die gemessenen Energieverteilungen, siehe Abbildung 6.13, werden als Wahrscheinlichkeitsverteilungen aufgefaßt. Ein Elektron oder ein Pion besitzt eine Wahrscheinlichkeit  $P(E)$ , einen bestimmten Energiebetrag  $E$  im Detektor zu deponieren.  $P^n(E_n|e)$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron im TRD-Modul n ( $n = 1, \dots, 6$ ) ein Energiesignal der Größe  $E_n$  erzeugt, siehe Abbildung 6.16. Eine analoge Wahrscheinlichkeitsfunktion  $P^n(E_n|\pi)$  läßt sich für die Pionen aufstellen. Jedes Teilchen erzeugt beim Durchgang durch die sechs Module einen Satz von  $E_n$  ( $n = 1, \dots, 6$ ) Signalen, welche statistisch unabhängig voneinander sind. Als erster Schritt in der Extrapolation werden mit den gemessenen Energieverteilungen (Wahrscheinlichkeitsdichten) für Elektronen und Pionen sechs Zufallszahlen  $E_n^e$  und  $E_n^\pi$  ( $n = 1, \dots, 6$ ) erzeugt. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron diesen Satz von Meßwerten erzeugt, ist durch ein Produkt der Wahrscheinlichkeiten  $P^n(E_n^e|e)$  über alle 6 Module gegeben:

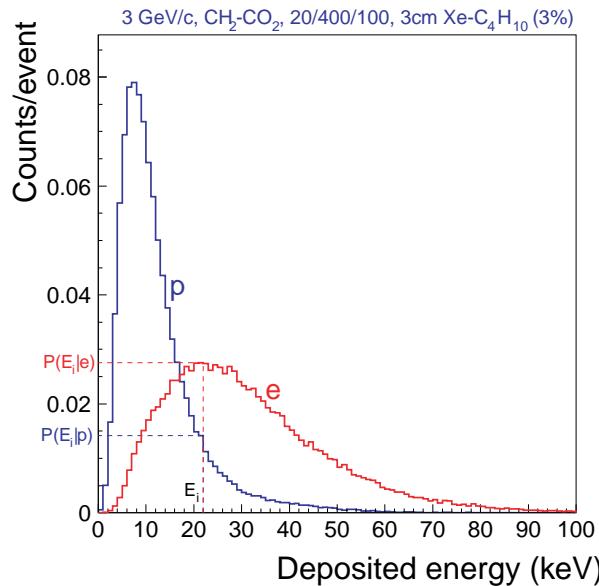
$$P_e(E^e) = \prod_{n=1}^6 P^n(E_n^e|e) = \prod_{n=1}^6 P(E_n^e|e) . \quad (6.5)$$

Alle TRD-Module besitzen in Abhängigkeit des verwendeten Radiators die gleiche, aus der Teststrahlzeit bekannte, Wahrscheinlichkeitsverteilung der Energie.

$$P = P^n \quad (n = 1, \dots, 6) \quad (6.6)$$

Eine analoge Formel gilt für die Pionen mit der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $P(E|\pi)$ :

$$P_\pi(E^\pi) = \prod_{n=1}^6 P^n(E_n^\pi|\pi) = \prod_{n=1}^6 P(E_n^\pi|\pi) . \quad (6.7)$$



**Abbildung 6.16:** Energiedepositionsverteilung von Elektronen und Pionen aufgrund von Meßdaten mit einem Folienradiator [And99]. Aufgrund der TR-Produktion der Elektronen ist die Wahrscheinlichkeit, daß größere Energiedepositionen von Elektronen stammen, viel höher als im Vergleich zu Pionen. In den Rechnungen für die Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  des TRD mit sechs Modulen werden die gemessenen Energiedepositionsverteilungen verwendet.

Mit den Wahrscheinlichkeitswerten  $P_e$  und  $P_\pi$  für den Energieverlust der Teilchen in den sechs Detektormodulen lässt sich eine Aussage über die Identifizierungswahrscheinlichkeit der Elektronen machen. In einer Mischung aus Elektronen und Pionen eines impulsselektierten Strahls beträgt die relative Wahrscheinlichkeit  $L_e$  (Likelihood), daß ein Elektron richtig identifiziert wird:

$$L_e = \frac{P_e(E^e)}{P_e(E^e) + P_\pi(E^e)} \quad (0 \leq L_e \leq 1). \quad (6.8)$$

Für ein Pion besteht die relative Wahrscheinlichkeit  $L_e = 1 - L_\pi$  als Elektron mißidentifiziert zu werden:

$$L_e = \frac{P_e(E^\pi)}{P_e(E^\pi) + P_\pi(E^\pi)} \quad (0 \leq L_e \leq 1). \quad (6.9)$$

Um eine Verteilung zu erstellen, mit der sich die Pioneneffizienz der 6 TRD-Module bestimmen lässt, werden Likelihood-Werte  $L_e$  für Elektronenidentifizierung und Pionenmißidentifizierung für jeweils 100000 Elektronen- und 100000 Pionenereignisse<sup>3</sup> berechnet. Die Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  ist dann die relative Anzahl von mißidentifizierten Pionen bei einer festen Elektroneneffizienz  $\varepsilon_e$  (gewöhnlich 90 %):

$$\varepsilon_\pi = \frac{\int_{L(90\% \varepsilon_e)}^1 f^\pi(L_e) dL_e}{\int_0^1 f^\pi(L_e) dL_e}. \quad (6.10)$$

Die Funktion  $f^\pi(L_e)$  ist die Verteilung der Likelihood-Werte für die Pionen. Der Wert  $L(90\% \varepsilon_e)$  ergibt sich aus der Integration über die Likelihood-Verteilung der Elektronen  $f^e(L_e)$ :

$$0.9 = \frac{\int_{L(90\% \varepsilon_e)}^1 f^e(L_e) dL_e}{\int_0^1 f^e(L_e) dL_e}. \quad (6.11)$$

Die Likelihood-Verteilungen einer solchen Extrapolation auf der Basis der Energieverteilungen der Elektronen und Pionen für einen Folienradiator ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Die Verteilungen für die beiden Teilchensorten besitzen im günstigen Fall (hohe Elektronenidentifizierung und geringe Pionenmißidentifizierung) ein Maximum nahe 1 für Elektronen und ein Maximum nahe 0 für Pionen. Ergebnisse der L-Q-Methode für die Energieverteilungen von Fasermaterial-Radiatoren wurden bereits in Kapitel 5 vorgestellt, siehe Abbildung 5.12.

Eine äquivalente Möglichkeit der Formulierung einer Likelihood-Funktion  $L_e$  für Elektronen und Pionen, mit der sich die Pioneneffizienz der Detektorkonfiguration bestimmen lässt, ist [And99]:

$$L_e = \sum_{n=1}^6 \log \frac{P(E_n^e | e)}{P(E_n^e | \pi)} \quad \text{für richtig identifizierte Elektronen und} \quad (6.12)$$

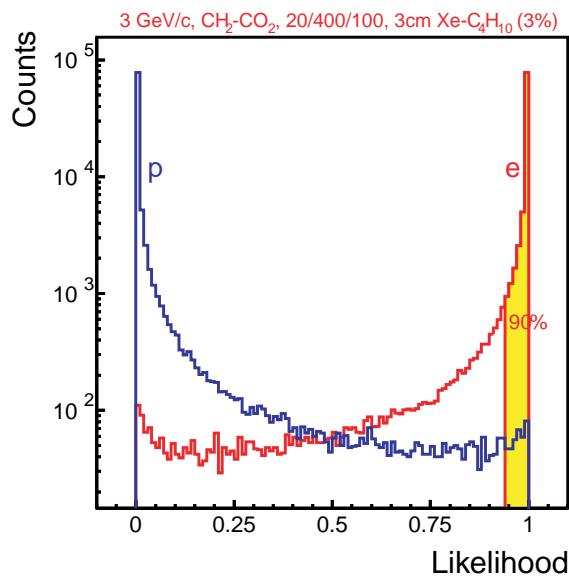
$$L_e = \sum_{n=1}^6 \log \frac{P(E_n^\pi | e)}{P(E_n^\pi | \pi)} \quad \text{für mißidentifizierte Pionen.} \quad (6.13)$$

Die mit dieser Funktion erzeugten Verteilungen für Elektronen und Pionen zeigen zwei Peaks, die die Pioneneffizienz des Detektors noch einmal verdeutlichen, siehe

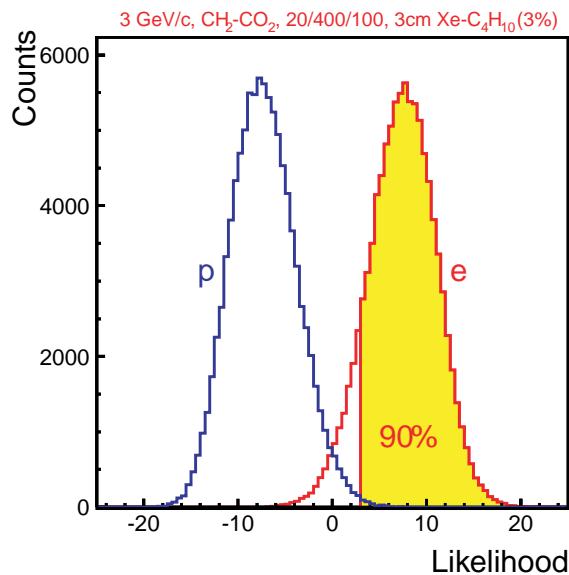
---

<sup>3</sup>In den Extrapolationsrechnungen erzeugt ein Elektronen- bzw. Pionenereignis aufgrund der gemessenen Elektronen- und Pionen-Wahrscheinlichkeitsdichte sechs Zufallsenergiwerte  $E_n^e$  bzw.  $E_n^\pi$  ( $n = 1, \dots, 6$ ).

Abbildung 6.18. Je weniger die Pionenverteilung in die Elektronenverteilung ab dem Schnitt für  $\varepsilon_e = 90\%$  hineinlappt, um so geringer ist die Pioneneffizienz, also die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion als Elektron durch den Detektor mißidentifiziert wird.



**Abbildung 6.17:** Verteilung des Likelihood-Werts  $L_e$  für Elektronen und Pionen [And99], berechnet nach den Formeln 6.8 und 6.9 mit der Elektronen- und Pionenenergieverteilung in Abbildung 6.16. Bei einer Elektroneneffizienz  $\epsilon_e$  von 90 % wird nur ein sehr kleiner Bruchteil der Pionen als Elektronen mißidentifiziert.

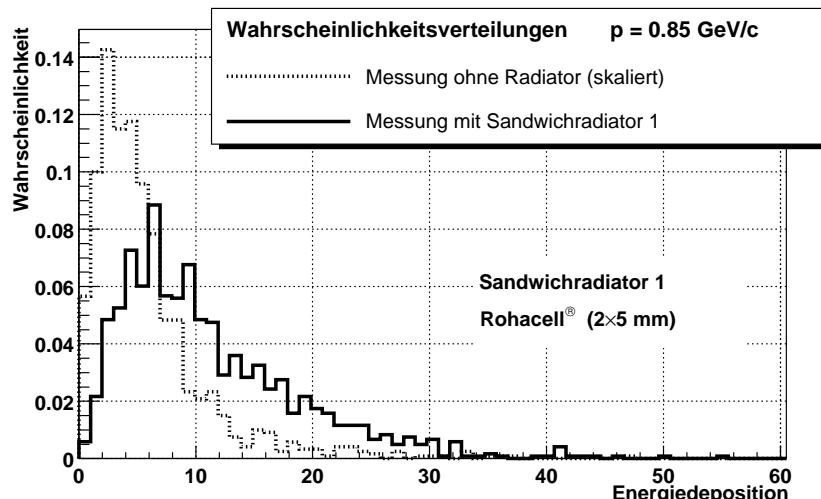


**Abbildung 6.18:** Verteilung des Likelihood-Werts  $L_e$  für Elektronen und Pionen [And99], berechnet nach den Formeln 6.12 und 6.13. Die Pioneneffizienz  $\epsilon_\pi$  ist durch den Bruchteil der Pionenverteilung gegeben, der noch rechts vom 90 %  $\epsilon_e$ -Schnitt liegt. Durch eine weitere Verschiebung des Schnitts nach rechts lässt sich die Pioneneffizienz  $\epsilon_\pi$  noch weiter verkleinern, was allerdings zu Lasten der Elektroneneffizienz des Detektors geht.

### 6.7.2 Bestimmung der Pioneneffizienzen aus den Bonn-Daten

Im Rahmen dieser Arbeit sind Rechnungen zur Bestimmung der Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  (L-Q-Methode) mit den Testdaten aus Bonn durchgeführt worden. Generelle Schwierigkeit dieser Rechnungen waren die fehlenden Pionendaten, so daß auf eine Approximation des Energieverlusts mit der Bethe-Bloch-Formel zurückgegriffen wurde (siehe Anhang A). Als Pionendaten dienen die skalierten Energiedepositionsspektren der Positronen ohne Radiator. Als Elektronendaten dienen die Positronenspektren mit Radiator.

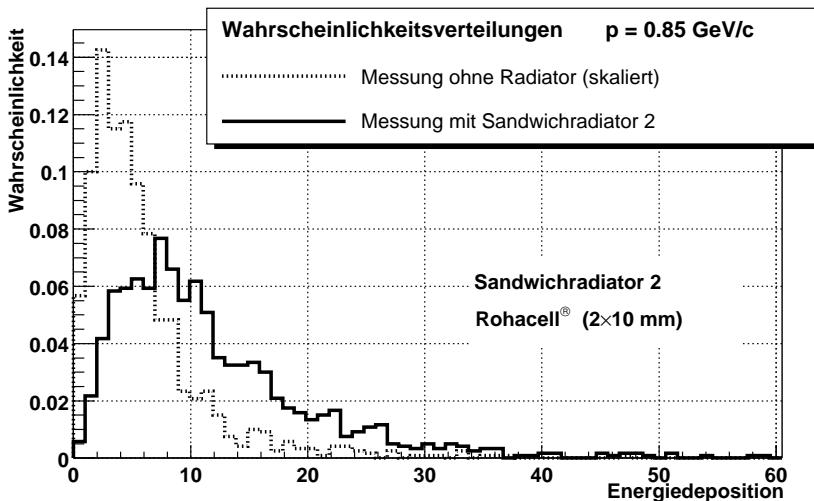
In Abbildung 6.19 und 6.20 sind die normierten Energieverteilungen der Rohacell®-Sandwichradiatoren dargestellt, die für die Extrapolationen als Wahrscheinlichkeitsdichten dienen. Die Energieverteilungen der Positronen mit dem Sandwichradiator 3



**Abbildung 6.19:** Gemessene Energiedepositionsverteilung mit einem Sandwichradiator bei  $0.85 \text{ MeV}/c$  Strahlimpuls (durchgezogene Linie). Die Verteilung, welche ohne Radiator gemessen wurde, wird nach einer Skalierung in den Rechnungen zur Bestimmung der Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  als Pionenverteilung benutzt.

und dem Folienradiator besitzen eine ähnliche Gestalt wie die Energieverteilungen der Rohacell®-Radiatoren und wurden nicht extra abgebildet.

Im Vergleich zur Messung 6.16 liegen die Maxima der Verteilungen in Abbildung 6.19 bzw. 6.20 näher beieinander und die skalierte  $e^+$ -Energieverteilung ohne Ra-

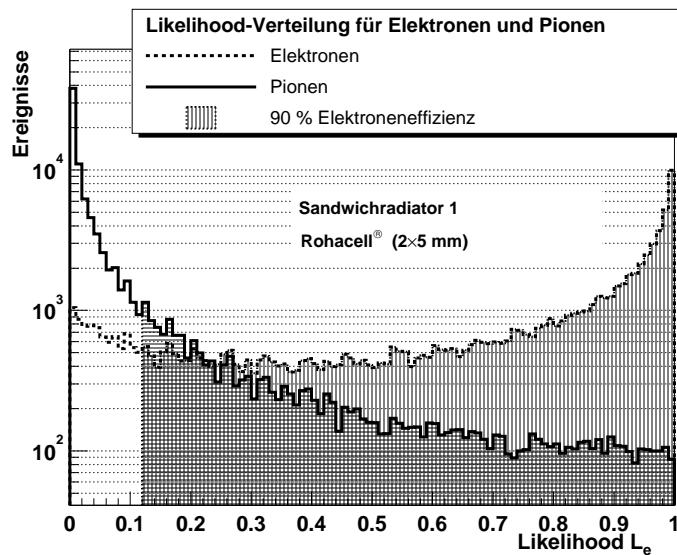


**Abbildung 6.20:** Analoge Messung wie in Abbildung 6.19, allerdings mit dem Sandwichradiator 2. Die beiden Energieverteilungen der Rohacell®-Radiatoren (Sandwichradiatoren 1 und 2) sind sich sehr ähnlich, vgl. Abbildung 6.19.

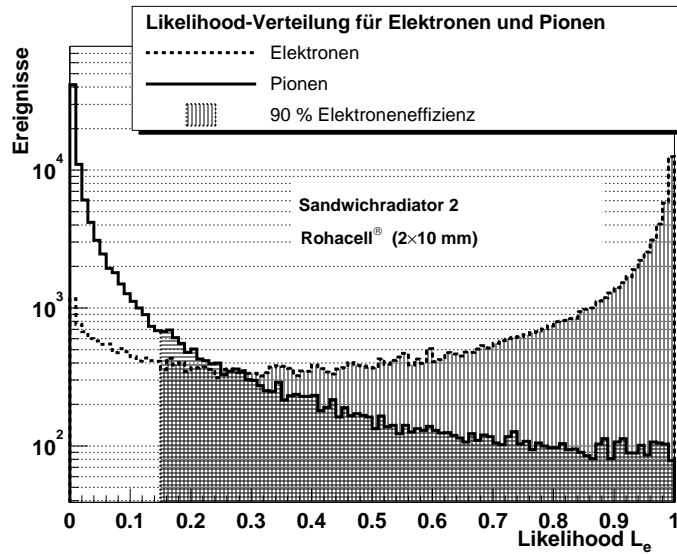
diator (Pionenverteilung) überdeckt eine größere Fläche der  $e^+$ -Energieverteilung mit Radiator (Elektronenverteilung). Das beeinflußt die Ergebnisse der L-Q-Extrapolationen stark. Die große Überlappung der Verteilungen ist auf das geringe Übergangsstrahlungssignal zurückzuführen. Letzteres ist dadurch entstanden, daß der Strahl während der Messungen senkrecht auf die Kammer gerichtet war, siehe Abbildung 6.7. Zudem stellen die Skalierungen der Energiespektren der Positronen ohne Radiator nur eine Abschätzung des Pionensignals dar. Ein weiteres Problem ist die geringe Statistik der Messungen. Die einzelnen Meßreihen der Radiatoren liefern nur jeweils ca. 2000 FADC-Einzelspektren, was sich deutlich in den Fluktuationen der gemessenen Energiedepositionsverteilungen bemerkbar macht.

Likelihood-Verteilungen für die beiden Rohacell®-Sandwichradiatoren sind in Abbildung 6.21 und 6.22 dargestellt. Sie sind mit den Formeln 6.8 und 6.9 berechnet worden. Das Maximum bei 0 für die Pionenverteilung (geringe Pionenmissidentifizierung) und das Maximum bei 1 für die Elektronenverteilung (hohe Elektronenidentifizierung) sind schlechter ausgeprägt als bei Abbildung 6.17, so daß die Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  im Vergleich zu den GSI-Extrapolationen wesentlich größer ist. Die offensichtlich hohe Pioneneffizienz der Likelihood-Verteilungen in den Abbildungen 6.21 und 6.22

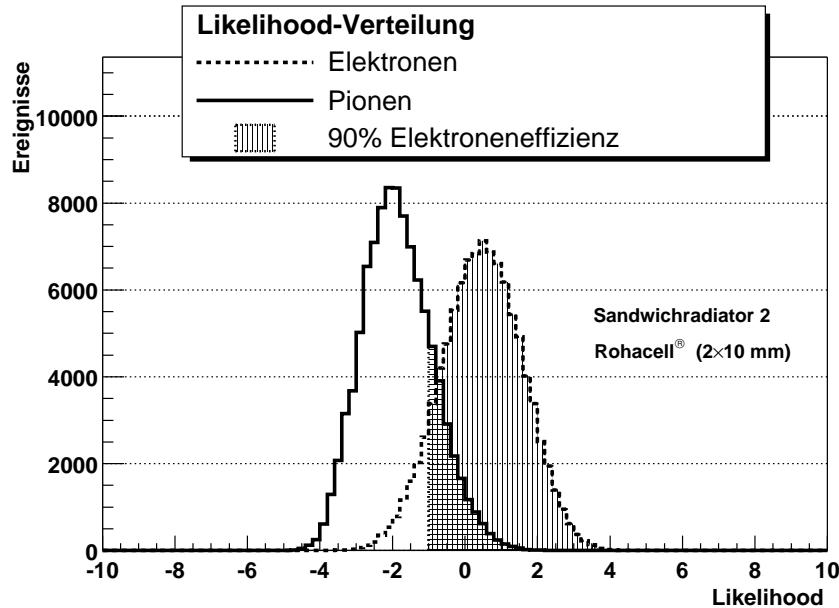
kann mit Rechnungen, die auf den Formeln 6.12 und 6.13 basieren, bestätigt werden. Abbildung 6.23 zeigt das Ergebnis einer solchen Likelihood-Verteilung für einen Rohacell®-Radiator.



**Abbildung 6.21:** Likelihood-Verteilung berechnet mit der Energiedepositionsverteilung des Sandwichradiators 1 bei  $0.85 \text{ MeV}/c$  Strahlimpuls. Man erkennt deutlich eine Verschiebung der Elektroneneignisse in den Bereich kleinerer Likelihoodwerte. Dies entspricht im Vergleich zu Abbildung 6.17 einer geringeren Identifizierungswahrscheinlichkeit.



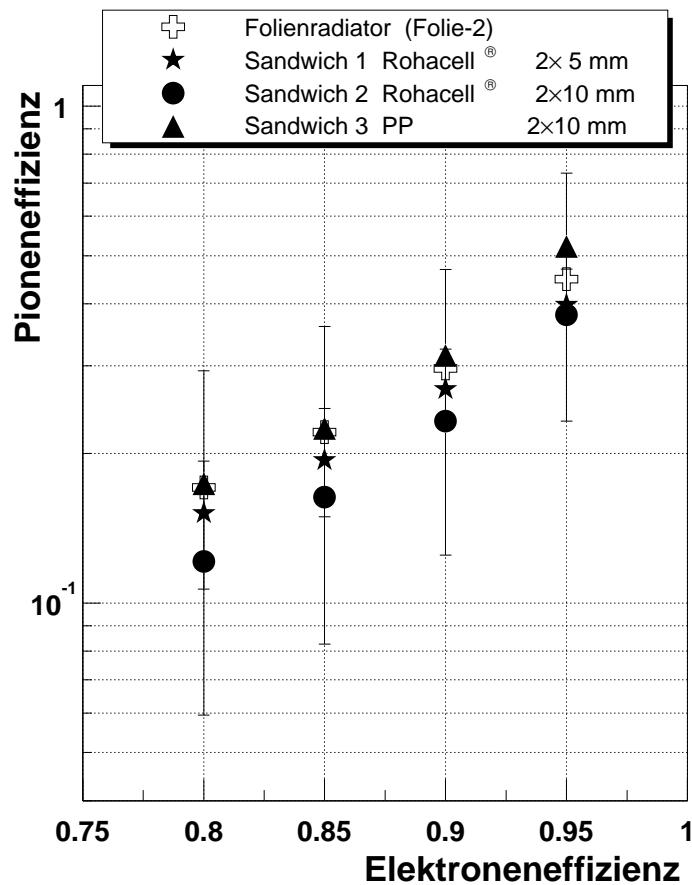
**Abbildung 6.22:** Likelihood-Verteilung berechnet mit den Energiedepositionsverteilungen des Sandwichradiators 2. Die Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  liegt in einer ähnlichen Größenordnung wie beim Sandwichradiator 1.



**Abbildung 6.23:** Likelihood-Verteilung für den Sandwichradiator 2. Für diese Verteilung wurden die Formeln 6.12 und 6.13 benutzt. Die Verteilungen für Pionen und Elektronen überlappen sehr stark. Wie nach den Likelihood-Verteilungen in Abbildungen 6.21 und 6.22 zu erwarten, ist die Elektronenverteilung breiter als die Pionenverteilung. Die kariert gekennzeichnete Fläche stellt die extrapolierte Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  dar.

### 6.7.3 Ergebnisse der Extrapolationen für 6 TRD-Module

Entsprechende L-Q-Extrapolationen wurden für alle vier in Bonn untersuchten Radiatoren gemacht, siehe Abbildung 6.24. Die bestimmten Pioneneffizienzen liegen nahe aneinander und deutlich über den an der GSI berechneten Werten, vergleiche z.B. Abbildung 5.12 (L-Q-Methode). Eine Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$  unter  $10^{-1}$  bei 90 %iger Elektroneneffizienz wurde in den Extrapolationen mit den Strahlzeitdaten aus Bonn nicht erreicht. Ein Vergleich zwischen den in Bonn und an der GSI durchgeführten Messungen ist aufgrund der Tatsache, daß jeweils ein anderer Teilchenstrahl benutzt wurde, schwierig. Ob die vorgenommenen Skalierungen an den FADC-Spektren den Energieverlust von Pionen genau wiedergeben können, kann nicht gesagt werden. Die eingetragenen Balken in Abbildung 6.24 zeigen die Variation der Pioneneffizienz der Sandwichradiatoren 2 und 3 bei einer Abweichnung des Skalierungsfaktors  $\sigma$  um  $\pm 10\%$ . Zwei weitere wichtige Parameter während der Messungen in Bonn waren



**Abbildung 6.24:** Ergebnisse der Pioneneffizienzen für die untersuchten Radiatoren, ermittelt aus den Likelihood-Verteilungen der einzelnen Radiatoren (L-Q-Methode). Die bestimmten Werte von  $\epsilon_\pi$  würden eine relativ geringe Pionenunterdrückung für 6 TRD-Module bedeuten.

der relativ geringe Strahlimpuls und der senkrechte Eintrittswinkel des Strahls in die Kammer. Diese beeinflussen die Pioneneffizienz des Detektors stark. Am Bonner Synchrotron wurde mit einem Strahlimpuls von  $0.85 \text{ GeV}/c$  gearbeitet. Die gezeigten Ergebnisse für die Pioneneffizienz des Faserradiators an der GSI in Abbildung 5.12 basieren dagegen auf Messungen bei  $1 \text{ GeV}/c$ . Extrapolationen mit Datensätzen, die bei verschiedenen Strahlimpulsen an der GSI aufgenommen wurden, vergleiche Abbildung 5.13, zeigen das Ansteigen von  $\epsilon_\pi$  zu niedrigen Teilchenimpulsen. Die Pioneneffizienz der Detektorkonfiguration mit Fasermatten als Radiator liegt über  $10^{-2}$  für  $0.85 \text{ GeV}/c$  (L-Q-Methode).

Bisher wurden noch keine Pioneneffizienzen  $\varepsilon_\pi$  für senkrechten Strahleinfall aus den GSI-Daten bestimmt. Die Werte in Abbildung 6.24 stellen erste Abschätzungen einer Pioneneffizienz für niedrige Impulse bei 0.85 GeV/c und senkrechten Strahleinfall dar.

Tabelle 6.2 stellt die Ergebnisse der extrapolierten Pionenunterdrückung für die untersuchten Radiatoren noch einmal dar.

Untersuchter Radiatortyp am Synchrotron in Bonn	Pioneneffizienz ( $\varepsilon_e = 90\%$ )
Folienradiator ( <i>Folie-2</i> )	$0.296^{+0.132}_{-0.090}$
Sandwichradiator 1 Rohacell® ( $2 \times 5$ mm) + Fasermaterial	$0.269^{+0.108}_{-0.107}$
Sandwichradiator 2 Rohacell® ( $2 \times 10$ mm) + Fasermaterial	$0.232^{+0.092}_{-0.108}$
Sandwichradiator 3 PP ( $2 \times 10$ mm) + Fasermaterial	$0.315^{+0.154}_{-0.085}$

**Tabelle 6.2:** Pioneneffizienzen  $\varepsilon_\pi^{+10\% \sigma}_{-10\% \sigma}$  der in Bonn untersuchten Radiatoren. Der obere und untere Wert von  $\varepsilon_\pi$  gibt die Variation der Pioneneffizienz bei einer Abweichnung des Skalierungsfaktors  $\sigma$  um  $\pm 10\%$  an.



## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit behandelt die Teststrahlzeiten, welche im Jahr 2000 und 2001 an der GSI und in Bonn durchgeführt worden sind. In den dort gemachten Messungen hat man mögliche Radiatormaterialien untersucht, die später im ALICE-TRD zum Einsatz kommen könnten. Die Ergebnisse der Strahlzeiten zeigen, daß Fasermaterialien vergleichbare Radiatoreigenschaften wie Folienstapel besitzen können. Schäume sind ebenfalls Übergangsstrahlungsquellen, erreichen allerdings nicht so hohe Übergangsstrahlungsintensitäten wie die untersuchten Fasermatten. Dies haben insbesondere die Messungen an der GSI gezeigt.

Eine wichtige Größe zur Charakterisierung der einzelnen Radiatoren ist die Pioneneffizienz  $\varepsilon_\pi$ , die eine Aussage über den Anteil der vom Detektor mißidentifizierten Pionen macht. Grundlage der durchgeführten Rechnungen zur Bestimmung von  $\varepsilon_\pi$  in dieser Arbeit sind die Messungen am Synchrotron in Bonn. Die extrapolierten Pioneneffizienzen für 6 TRD-Module liegen im Bereich von  $\varepsilon_\pi \approx 2\text{--}3 \cdot 10^{-1}$  bei 90 %iger Elektroneneffizienz und sind wesentlich höher als die GSI-Ergebnisse. Dies hätte eine höhere Pionenkontamination zur Folge. Effekte, welche diese Ergebnisse erklären, sind die vorgenommene Skalierung der Positronenspektren, womit das Pionensignal nur approximativ beschrieben werden kann, der relativ geringe Strahlimpuls von 0.85 GeV/c und Raumladungseffekte in der Driftkammer aufgrund des Einstrahlwinkels. Die extrapolierten Pioneneffizienzen der GSI-Messungen liegen in der Größenordnung von  $10^{-2}$  bis  $10^{-3}$  und kommen den geplanten Werten für  $\varepsilon_\pi$  [TRD99] sehr nahe.

Nachdem geeignete Radiatormaterialien getestet worden sind, soll die mechanische Konstruktion des TRD-Systems fertiggestellt werden. Die TRD-Module, die in ALICE zum Einsatz kommen werden, sind wesentlich größer dimensioniert als der während der Teststrahlzeiten benutzte Prototyp. Zur Zeit wird an großen Sandwichradiatoren gearbeitet, deren Abmessungen den realen Anforderungen des ALICE-Experiments genügen [TDR01]. Der nächste Schritt in der Entwicklung sind Teststrahlzeiten mit großen TRD-Modulen, um schließlich den endgültigen Detektor für seinen Einsatzzweck - die Erforschung von Dileptonen-Physik in ALICE - fertigstellen zu können.



## A. Energieverlust für Positronen und Pionen

Für einen Vergleich der Daten der Bonn-Teststrahlzeit mit den GSI-Daten ist eine entsprechende Skalierung des Energieverlusts notwendig. Elektronen bzw. Positronen zeigen bei einem Impuls von  $p = 0.85 \text{ GeV}/c$  einen wesentlich höheren Energieverlust als Pionen. Dies beruht auf den unterschiedlichen Ruhemassen der Teilchen. Der Ionisationsverlust für geladene Teilchen pro Wegstrecke wird durch die Bethe-Bloch-Formel 4.8 beschrieben. Diese wird in den folgenden Rechnungen benutzt, um den Energieverlust von Pionen im Kammergas zu berechnen. Die Bethe-Bloch-Formel besitzt für Positronen und Elektronen wegen deren relativ geringeren Ruhemassen eine etwas andere Gestalt. Die Ununterscheidbarkeit der Teilchen (einfallende Elektronen, die mit den Hüllenelektronen der Gasatome wechselwirken) erzeugt weitere Korrekturen im Elektronenterm, die quantenmechanischer Natur sind. Der mittlere Energieverlust pro Wegstrecke durch Stoßionisation für Positronen bzw. Elektronen ist demnach durch folgende Gleichung gegeben [Leo87]:

$$-\frac{dE}{dx} = C \cdot \varrho \cdot \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \cdot \left[ \ln \left( \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(\frac{I}{m_e c^2})^2} \right) + F(\tau) - \delta \right], \text{ mit} \quad (\text{A.1})$$

$$C = 0.1535 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2},$$

$$\tau(v) = m_e c^2 \gamma(v) - m_e c^2 \quad \text{kinetische Energie der } e^+ \text{ und } e^-,$$

$$F(\tau) = 1 - \beta^2 + \frac{\frac{\tau^2}{8} - (2\tau + 1) \cdot \ln 2}{(\tau + 1)^2} \quad \text{Positronenterm und}$$

$$F(\tau) = 2\ln(2) - \frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\tau + 2} + \frac{10}{(\tau + 2)^2} + \frac{4}{(\tau + 2)^3} \right) \quad \text{Elektronenterm.}$$

Der Impuls des Positronenstrahls betrug im Versuch  $p = 0.85 \text{ GeV}/c$ . Der Zusammenhang zwischen Impuls  $p$  und Geschwindigkeit  $v$  ist durch die Beziehung

$$v(p) = \frac{cp}{\sqrt{m_0^2 c^2 + p^2}}$$

gegeben. Die Massen  $m_\pi = 139.6 \text{ MeV}/c^2$  und  $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$  ergeben folgende Werte für die Geschwindigkeiten:

$$\begin{aligned} v_\pi &= 0.98678 \cdot c \quad \text{und} \\ v_e &= 0.99999 \cdot c \quad . \end{aligned}$$

Die Geschwindigkeiten der Teilchen unterscheiden sich nur um ca. 1.2 %. Das Verhältnis des Ionisationsverlustes zwischen Elektronen und Pionen pro Wegstrecke ist jedoch aufgrund des unterschiedlichen Anstiegs der Funktion  $dE/dx$  mit wachsendem  $\beta = v/c$  ( $\beta \rightarrow 1$ ) wesentlich größer.

Die Gaseigenschaften der Driftkammer werden entsprechend dem verwendeten Xenon-Methan-Gemisch durch folgende Werte in der Bethe-Bloch-Formel parametrisiert [Ste84]:

$I_{Xe} = 482.0 \cdot 10^{-6} \text{ MeV}$	$I_{CH_4} = 41.70 \cdot 10^{-6} \text{ MeV}$
$\varrho_{Xe} = 54.854 \cdot 10^{-4} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$\varrho_{CH_4} = 6.6715 \cdot 10^{-4} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$
$(Z/A)_{Xe} = 41.130 \cdot 10^{-2}$	$(Z/A)_{CH_4} = 62.334 \cdot 10^{-2}$

Der Dichteefekt  $\delta$  ist bei  $p = 0.85 \text{ GeV}/c$  ebenfalls zu berücksichtigen. Eine entsprechende Formel findet sich in [Leo87]:

$$\delta = \begin{cases} 0 & X < X_0 \\ 4.6052X + C + a(X_1 - X)^m & X_0 < X < X_1 \\ 4.6052X + C & X > X_1 \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Der Wert  $X$  ist gegeben durch  $X = \log_{10}(\beta\gamma)$ . Werte für die benötigten Materialkonstanten  $X_0$ ,  $X_1$ ,  $C$ ,  $a$  und  $m$  findet man ebenfalls in [Ste84].

Die mittleren Energieverluste in Xenon und Methan sind anschließend mit dem Gewichtsbruchteil der Einzelkomponenten des Gemisches,  $w_{Xe}$  und  $w_{CH_4}$  zu multiplizieren, um den Gesamtenergieverlust zu bestimmen (Braggs's Rule) [Leo87]:

$$\frac{dE}{dx} = \varrho_{Gemisch} \cdot \left[ \frac{w_{Xe}}{\varrho_{Xe}} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{Xe} + \frac{w_{CH_4}}{\varrho_{CH_4}} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{CH_4} \right] \quad (\text{A.3})$$

Für den spezifischen Energieverlust  $dE/dx$  ergeben sich mit den Bethe-Bloch-Formeln für schwere Teilchen (Pionen) 4.8 und Positronen (bzw. Elektronen) A.1 folgende Werte:

$v_\pi = 0.98678 \text{ c}$	$(dE/dx)_\pi = 6.7463 \text{ keV}/\text{cm}$
$v_{e^+} = 0.99999 \text{ c}$	$(dE/dx)_{e^+} = 9.8010 \text{ keV}/\text{cm}$
$v_{e^-} = 0.99999 \text{ c}$	$(dE/dx)_{e^-} = 9.5927 \text{ keV}/\text{cm}$

Aus dem errechneten spezifischen Energieverlust kann ein Quotient bestimmt werden, der als Skalierungsfaktor  $\sigma$  für die FADC-Spektren dient, um ein vergleichbares Pionensignal zu erhalten:

$$\sigma = \frac{(dE/dx)_\pi}{(dE/dx)_{e^+}} = 0.70327 \quad \text{bei } p = 0.85 \frac{\text{GeV}}{c} \quad . \quad (\text{A.4})$$

Außerdem kann gezeigt werden, daß ein Positronenstrahl mit einem Impuls von  $p = 0.85 \text{ GeV}/c$  sich in der Ionisationswirkung ähnlich wie ein Elektronenstrahl mit gleichem Impuls verhält:

$$\frac{(dE/dx)_{e^-}}{(dE/dx)_{e^+}} = 0.97872 \quad \text{bei } p = 0.85 \frac{\text{GeV}}{c} \quad . \quad (\text{A.5})$$



# Literaturverzeichnis

- [ALI95] ALICE, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, 15 December 1995
- [And99] A. Andronic, *Transition Radiation Detector study*, Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt
- [And00a] A. Andronic et. al., *Prototype tests for the ALICE TRD*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 48, No. 4, August 2001 1259-1264
- [And00b] A. Andronic, *IEEE, NSS Lyon 2000, Oct. 15-20*, Vortrag über TRD-Teststrahlzeiten an der GSI, 2000, <http://www-aix.gsi.de/~alice/>
- [And01a] A. Andronic, private Mitteilung, 2001
- [And01b] A. Andronic, *TRD Teststrahlzeit GSI April 2001*, Online TRD Experiment Logbook <http://www-aix.gsi.de/~alice/>
- [App88] R. D. Appuhn et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. **270**, 387 (1988)
- [ATL94] ATLAS, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-43, LHCC/P2, 15 December 1994
- [Bru96] R. Brun et al, *ROOT Overview*, Download unter <http://root.cern.ch>, CERN, 1996
- [CMS94] CMS, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1, 15 Dezember 1994
- [Dol93] B. Dolgoshein, *Transition Radiation Detectors*, NIM A236 (1993) 434-469
- [Eme93] J. V. Emerson, *Modeling of the HERMES Transition Radiation Detector*, Department of Physics, Simon Fraser University, August 1995

- [Gar57] G. M. Garibian, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33** (1957)
- [Gin46] V. L. Ginzburg und I. M. Frank, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **16**, 15 (1946)
- [Har96] J. W. Harris, B. Müller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71
- [Hil96] H. Hilscher, *Elementare Teilchenphysik*, Vieweg, 1996
- [ITS99] Inner Tracking System (ITS), *Technical Design Report*, CERN/LHCC 99-12, ALICE TDR 4, 18 June 1999
- [Jac85] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, de Gruyter, Berlin 1985
- [Kle92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1992
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer, 1987
- [LHCb98] LHCb, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 98-4, LHCC/P4, 20 February 1998
- [Loh92] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner, 1992
- [PDG98] Particle Data Group, *PARTICLE PHYSICS BOOKLET*, Springer, 1998
- [Per90] D. W. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesely, 1990
- [PHO99] PHOS, *Technical Design Report*, CERN/LHCC 99-4, ALICE TDR 2, 5 March 1999
- [Pov96] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer, 1996
- [Sau77] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN 77-09, Genf 1977
- [Sin90] B. Sinha, S. Pal und S. Raha, *Quark-Gluon-Plasma*, Springer, 1990
- [Ste84] R. M. Sternheimer et al., Atomic Data and Nucl. Data Tables **30** (1984), 262-271
- [Sto99] R. Stock, *The Parton-Hadron Phase Transition in Central Nuclear Collisions at the CERN SPS*, Preprint hep-ph/9901414 (1999)

- [Str87] B. Struck, *TECHNICAL MANUAL DL310 FADC DL300 MODULE*, Hamburg, 1987
- [Tan99] J. Tandler, *Simulation des Zeus-Übergangsstrahlungsdetektors und erste Vergleiche mit Daten*, Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Universität Bonn, 1999, BONN-IB-99-02
- [TDR01] ALICE TRD, *Technical Design Report*, CERN/LHCC, 2001-021, ALICE TDR 9, 3 October 2001
- [Ter72] M. L. Ter-Mikaelian, *High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media*, John Wiley, New York 1972
- [TOT99] TOTEM, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 99-7, LHCC/P5, 15 March 1999
- [TPC00] ALICE TPC, *Technical Design Report*, CERN/LHCC 2000-001, ALICE TDR 7, 7 January 2000
- [TRD99] TRD, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 99-13, LHCC/P3-Addendum 2, 7 May 1999
- [Wah00] M. Wahn, *Teststrahlzeit und Simulationen mit einem Übergangsstrahlungsdetektor für das ALICE-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2000
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., Singapur, 1994
- [Yu91] B .Yu et al., IEEE Trans. in Nucl. Sci. **38** (1991) 454



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die durch ihre Unterstützung zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. R. Santo für die interessante Aufgabenstellung, die Ermöglichung lehrreicher Aufenthalte an der GSI sowie am Physikalischen Institut der Universität Bonn, der Teilnahme an der Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft in Erlangen und der Mitarbeit in einer internationalen Kollaboration,
- Dr. T. Peitzmann für die vielen Anregungen zu dieser Arbeit und seine stete Bereitschaft zur Diskussion auftretender Fragen und Probleme,
- Dr. D. Bucher, Dr. J. Langheinrich und Dipl.-Phys. A. Wälte für die gute Zusammenarbeit während der Teststrahlzeit am Synchrotron des Physikalischen Instituts in Bonn,
- Dr. A. Andronic für die entgegenkommende Zusammenarbeit während verschiedener Teststrahlzeiten an der GSI und die geduldige Beantwortung meiner Fragen,
- N. Heine und W. Verhoeven für die Arbeiten an den Radiatoren und am Gassystem des TRD-Prototypen,
- Dr. R. Glasow für die Arbeiten am FADC-System, ohne die eine Strahlzeit in Bonn nicht möglich gewesen wäre,
- Dr. D. Bucher, Dr. K. Reygers und Dr. T. Lister für die vielen konstruktiven Vorschläge und Hilfestellungen im Verlauf dieser Arbeit,

- allen weiteren Mitgliedern der Arbeitsgruppe, Dipl.-Phys. H.-H. Adam, Dipl.-Phys. S. Bathe, Dipl.-Phys. H. Büsching, I. Geck, S. Keßen, Dr. A. Khoukaz, Dipl.-Phys. C. Klein-Bösing, Dipl.-Phys. S. Knoche, Dipl.-Phys. N. Lang, Dipl.-Phys. M. Merschmeyer, T. Mersmann, A. Nustede, Dr. C. Quentmeier, S. Steltenkamp, J. Stewering, O. Zandtke für ihre angenehme Zusammenarbeit und
- Dr. D. Bucher und Dr. T. Lister für die kritische Durchsicht des Manuskripts.
- Ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglicht haben.

## **Erklärung**

Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbstständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt habe.

Münster, den 29.Januar 2002

Oliver Winkelmann





