

Oliver Zaudtke

Simulationen einer TRD-Driftkammer
des ALICE-Experiments
mit GARFIELD

— 2003 —

EXPERIMENTELLE PHYSIK

Simulationen einer TRD-Driftkammer
des ALICE-Experiments
mit GARFIELD

Diplomarbeit
von
Oliver Zaudtke

Westfälische Wilhelms-Universität Münster
Institut für Kernphysik

— 2003 —

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Der Aufbau der Materie	3
2.2	Die Theorie der starken Wechselwirkung	4
2.3	Das Quark-Gluon-Plasma	6
2.4	Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen	8
2.5	Nachweis eines Quark-Gluon-Plasmas	9
3	Das ALICE-Experiment	11
3.1	Experimente am LHC	11
3.2	Aufbau des ALICE-Detektors	13
3.3	Aufbau des TRD	17
3.4	Anwendungsgebiete des TRD in ALICE	20
4	Übergangsstrahlung und Elektronenidentifizierung	23
4.1	Theorie der Übergangsstrahlung	24
4.2	Elektronenidentifizierung im TRD	26
4.2.1	Bethe-Bloch-Formel	28
4.2.2	Photoabsorption	30
4.2.3	Entstehung der Driftspektren im ALICE TRD	30
5	Simulationen mit GARFIELD	35
5.1	Der Simulationsablauf	36
5.2	Signalberechnung in GARFIELD	37
5.3	Die Fragestellung	38
5.4	Umsetzung in GARFIELD	42

5.5	Bestimmung der Kammerkonfiguration	44
5.5.1	Die Gasverstärkung	47
5.5.2	Deponierte Ladung und Driftzeit	48
5.5.3	Optimale Größe des simulierten Kammerausschnitts	56
5.6	Simulation der gekrümmten ALICE-Driftkammer	60
5.6.1	Elektronen-Spuren und <i>Cluster</i> -Modell	63
5.6.2	Bestimmung der Driftzeit	65
5.6.3	Ergebnisse der Simulationen	67
6	Zusammenfassung	73
A	Kinematische Variablen	75
	Literaturverzeichnis	76
	Danksagung	81

1. Einleitung

Ziel der hochenergetischen Schwerionenphysik ist es, stark wechselwirkende Materie unter extremen Bedingungen zu untersuchen. Dabei erhofft man sich, die die starke Wechselwirkung beschreibende Theorie, die Quantenchromodynamik (QCD), besser zu verstehen und ihre Vorhersagen überprüfen zu können. Eine der Vorhersagen der QCD ist ein neuer Materiezustand, das Quark-Gluon-Plasma (QGP), der sich bei extrem hohen Energiedichten ausbilden soll. Normalerweise sind die Quarks und Gluonen aufgrund ihrer Farbladung in farbneutralen Zuständen gebunden (in Baryonen und Mesonen). In einem QGP hingegen können sie sich über einen begrenzten Raumbereich quasi-frei bewegen. Die Schwierigkeit bei der theoretischen Beschreibung dieses Materiezustands ist die Tatsache, daß hier die Störungsrechnung versagt. Stattdessen sind sehr aufwendige Gittereichrechnungen notwendig, die nur für spezielle Fälle durchgeführt werden können. Daher sind vereinfachende Modelle, wie beispielsweise das Bag-Modell notwendig, um die Ergebnisse der Gittereichrechnungen auf allgemeinere Szenarien zu extrapolieren. Ob die Rechnungen und Modelle die Natur richtig beschreiben, muß in Experimenten überprüft werden.

Es sollte möglich sein, ein Quark-Gluon-Plasma unter kontrollierten Bedingungen im Labor zu erzeugen, indem man schwere Ionen (zum Beispiel Pb -Kerne) bei extrem hohen Energien zur Kollision bringt. Seit den achtziger Jahren werden solche Schwerionen-Experimente an verschiedenen Beschleunigern, wie zum Beispiel dem SPS am CERN oder dem RHIC am BNL, durchgeführt, mit dem Ziel ein Quark-Gluon-Plasma nachzuweisen und zu untersuchen. Bisher ist es allerdings nicht gelungen, Ergebnisse vorzulegen, die eindeutig auf ein QGP hinweisen. Da die Lebensdauer eines QGP von der anfangs erzeugten Energiedichte abhängt, werden immer neue Beschleuniger konzipiert, die in höhere Energiebereiche vorstoßen. Der modernste Beschleuniger, der *Large Hadron Collider* (LHC), befindet sich zur Zeit im Bau und soll im Jahr 2007 am CERN fertiggestellt werden. Die mit diesem *Collider* erreichbare Energiedichte in Schwerionenkollisionen soll weit jenseits der Phasengrenze liegen, bei der sich ein Quark-Gluon-Plasma ausbildet. Die Lebensdauer des QGP sollte daher groß genug sein, um dieses zu untersuchen.

Das einzige Experiment am LHC, das speziell für die Untersuchung von $Pb + Pb$ -Reaktionen ausgelegt ist, ist das sogenannte ALICE-Experiment. Will man ein QGP nachweisen, müssen eine Reihe verschiedener Signale, die auf dieses hinweisen, gleichzeitig gemessen werden. Daher sind in ALICE viele verschiedene Detektorsysteme

me untergebracht, die unterschiedliche Aufgaben erfüllen sollen. Eines dieser Detektorsysteme ist ein Übergangsstrahlungsdetektor (*Transition Radiation Detector*, *TRD*), mit dem hochenergetische Elektronen nachgewiesen werden können. Elektronen stellen eine hervorragende Sonde dar, da sie als Leptonen nicht an der starken Wechselwirkung teilnehmen und daher nahezu ungestört das QGP verlassen können. Elektronen können somit unverfälschte Informationen über diesen Materiezustand liefern. Teil des TRD ist eine Driftkammer, in der Elektronen ein charakteristisches Signal (Driftspektrum) hinterlassen, anhand derer diese identifiziert werden können. Konstruktionsbedingt wird die Driftelektrode der Driftkammer nach außen gekrümmt, wodurch das elektrische Feld in der Kammer verzerrt wird. Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Auswirkungen dieser Krümmung auf die Driftspektren von Elektronen mit dem Simulationsprogramm GARFIELD.

Der Aufbau der Arbeit gliedert sich wie folgt: Zu Anfang wird auf die physikalischen Grundlagen stark wechselwirkender Materie und das QGP eingegangen (Kap. 2). Daraufhin wird der LHC und insbesondere das ALICE-Experiment vorgestellt (Kap. 3), bevor dann auf die Theorie der Übergangsstrahlung eingegangen und deren Ausnutzung in Übergangsstrahlungsdetektoren zur Identifizierung von hochenergetischen Elektronen erläutert wird (Kap. 4). In Kapitel 5 werden schließlich das Simulationsprogramm GARFIELD und die durchgeführten Simulationen zur Untersuchung der Auswirkung der Krümmung, sowie deren Ergebnisse beschrieben.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Der Aufbau der Materie

Im 5. Jahrhundert vor Christus war der griechische Philosoph Demokrit der Ansicht, daß alle Materie aus kleinsten Einheiten bestehe. Diese Atome¹ sollten keine innere Struktur besitzen und wegen ihrer geringen Größe unsichtbar sein. Und auch noch vor etwas mehr als 100 Jahren existierte das Atommodell in der Form, in der es heute in der Schule unterrichtet wird, nicht. Atome waren eine Erfindung der Chemie und viele Physiker taten sich schwer mit diesem Konzept. Protonen und Neutronen, die Bausteine der Atomkerne, waren noch nicht entdeckt. Und auch das Elektron hatte noch niemand beobachtet. Im letzten Jahrhundert gelang es aber, die Materie auf immer kleineren Skalen zu untersuchen. Bis heute hat sich unser Wissen über den Aufbau der Materie, insbesondere durch Streuexperimente mit hochenergetischen Elektronen, stark weiterentwickelt. Mittlerweile wissen wir, daß Protonen und Neutronen aus noch kleineren Teilchen aufgebaut sind, den Quarks. Nach dem derzeitigen Kenntnisstand werden die Quarks, ähnlich wie die Elektronen, als punktförmige Teilchen angesehen, das heißt, sie besitzen keine innere Struktur. Daher werden Quarks und Elektronen auch als Elementarteilchen bezeichnet. Alle bisher bekannten Elementarteilchen und die fundamentalen Wechselwirkungen, denen diese Teilchen unterliegen, sind im sogenannten Standardmodell der Elementarteilchen zusammengefaßt. Nach dieser Theorie ist die ganze Materie aus Quarks und Leptonen² aufgebaut. Da diese Teilchen alle den Spin $1/2$ haben, unterliegen sie der Fermi-Dirac-Statistik und werden daher als Fermionen bezeichnet. Es gibt sechs Quarks und ebensoviele Leptonen, die in drei Familien eingeordnet werden können, wie in Tabelle 2.1 aufgelistet. Zu jedem dieser Teilchen gibt es ein entsprechendes Anti-Teilchen. Mit Ausnahme der Neutrinos besitzen alle Elementarteilchen eine endliche Ruhemasse und tragen elektrische Ladung. Ob Neutrinos wirklich masselos sind, ist noch nicht eindeutig geklärt. Neuere Experimente weisen allerdings auf eine, wenn auch sehr kleine, von Null verschiedene Ruhemasse hin. In der Natur hat man bisher noch keine isolierten Quarks beobachtet. Entweder sind Quarks in Quark-Anti-Quark-Zuständen, den Mesonen³ oder in Drei-Quark-Zuständen, den

¹atomos - griech. unteilbar

²griech. leichte Teilchen

³griech. mittel-schwere Teilchen

	1. Familie	2. Familie	3. Familie
Quarks	<i>up</i>	<i>charm</i>	<i>top</i>
	<i>down</i>	<i>strange</i>	<i>bottom</i>
Leptonen	Elektron (e)	Muon (μ)	Tau(τ)
	ν_e	ν_μ	ν_{τ}

Tabelle 2.1: Die Elementarteilchen im Standardmodell. Zu den Leptonen Elektron, Muon und Tau gibt es jeweils ein entsprechendes Neutrino [Fra95].

Baryonen⁴, gebunden. Das liegt an einer speziellen Eigenschaft der Quarks, der Farbladung. Jedes Quark kommt in den Farben rot, grün oder blau vor⁵. Die Natur scheint nun so beschaffen zu sein, daß sich nur farbneutrale Zustände in Form von Mesonen und Baryonen bilden. Die Mesonen und die Baryonen werden zusammen als Hadronen⁶ bezeichnet.

Es gibt vier fundamentale Wechselwirkungen, die durch den Austausch von Bosonen vermittelt werden. Bosonen besitzen ganzzahligen Spin und unterliegen daher der Bose-Einstein-Statistik. Die stärkste der vier Wechselwirkungen ist die starke oder auch hadronische Wechselwirkung. Ihr unterliegen alle Teilchen, die Farbladung tragen, also die Quarks und wird vermittelt durch die Gluonen. Da diese selbst Farbladung tragen, wechselwirken die Gluonen auch untereinander. Die elektromagnetische Wechselwirkung wirkt auf alle Teilchen, die elektrische Ladung tragen, also sowohl auf Quarks als auch auf Leptonen (mit Ausnahme der Neutrinos). Das Austauscheteilchen dieser Kraft ist das Photon. Der schwachen Wechselwirkung unterliegen ohne Ausnahme alle Elementarteilchen. Vermittelt wird die Kraft durch drei Vektorbosonen, dem W^+ , dem W^- und dem Z^0 . Die schwächste der vier Wechselwirkungen ist schließlich die Gravitation. Sie wirkt auf alle Teilchen, die Masse tragen und wird vermittelt durch das Graviton. Die fundamentalen Wechselwirkungen und ihre Austauscheteilchen sind ihrer Stärke nach in Tabelle 2.2 aufgelistet.

2.2 Die Theorie der starken Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Sie ist in Analogie zur Quantenelektrodynamik (QED), der sehr erfolgreichen

⁴griech. schwere Teilchen

⁵Die Wahl der Namen ist rein willkürlich und hat nichts mit der optischen Erscheinung zu tun.

⁶griech. stark wechselwirkende Teilchen

	Wechselwirkung	Austauschteilchen
1.	Starke Wechselwirkung	Gluon
2.	Elektromagnetische Wechselwirkung	Photon
3.	Schwache Wechselwirkung	Vektorbosonen W^\pm, Z^0
4.	Gravitation	Graviton

Tabelle 2.2: Die fundamentalen Wechselwirkung und ihre Austauschteilchen im Standardmodell. Die Wechselwirkungen sind in der Reihenfolge abnehmender Stärke aufgelistet [Fra95].

Quantentheorie der Elektrizität und des Magnetismus, entwickelt worden. Der Begriff „Chromodynamik“ weist auf den Hauptbestandteil dieser Theorie, die Farbe, hin. Dieser zusätzliche Freiheitsgrad ist verantwortlich für die Kraft zwischen den Quarks. Ziel vieler Hochenergie-Experimente ist die Untersuchung der Vorhersagen der QCD. Das Potential zwischen zwei Quarks wird häufig in folgender Form angegeben [Per90]:

$$V_s = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr$$

α_s ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, k ist ein konstanter Faktor und r ist der Abstand zwischen den beiden Quarks. Bei kleinen Abständen r dominiert der erste Term. Das Potential verhält sich dann wie das Coulomb-Potential zwischen zwei elektrischen Ladungen. In diesem Fall kann die Wechselwirkung in guter Näherung durch einen Ein-Gluon-Austausch zwischen den beiden beteiligten Quarks beschrieben werden. Sind die Abstände zwischen den Quarks groß, so muß ein zweiter, linearer Term berücksichtigt werden. Dieses Verhalten ist durch Gluon-Gluon-Wechselwirkungen zu erklären. Der lineare Term führt zum Einschluß der Quarks in den Hadronen („*Confinement*“). Entfernt man zwei Quarks voneinander, so nimmt das Farbfeld zwischen den beiden Quarks durch die Gluon-Gluon-Wechselwirkung eine schlauchähnliche Form an. Das Farbfeld zwischen den beiden Quarks wird als *String*⁷ bezeichnet. Wird der Abstand zwischen den Quarks weiter vergrößert, so erreicht die gespeicherte Energie irgendwann einen Wert, bei dem es energetisch günstiger ist, ein neues Quark-Anti-Quark-Paar (Meson) mit kürzeren *Strings* zu erzeugen, als die beiden Quarks weiter voneinander zu entfernen.

Die Stärke der Wechselwirkung, wird durch die Kopplungskonstante α_s beschrieben. Der Begriff „Konstante“ ist etwas irreführend, da α_s abhängig ist vom Im-

⁷Die Quarks sind wie durch ein Gummiband oder eine Saite (engl. *String*) verbunden.

pulsübertrag oder, gleichberechtigt, von der Entfernung zwischen den beteiligten Quarks. Näherungsweise kann die Kopplungskonstante durch

$$\alpha_s(q^2) = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0 \frac{(33-2n_f)}{12\pi} \ln\left(\frac{-q^2}{\mu^2}\right)}$$

beschrieben werden [Won94]. α_0 ist die Kopplungskonstante bei einem Impulsübertrag von μ . n_f ist die Zahl der unterschiedlichen Quarksorten (sechs) und q ist der Viererimpulsübertrag. Ist der Impulsübertrag groß (kleine Abstände), so ist die Kopplungskonstante klein. Man spricht von „asymptotischer Freiheit“. In diesem Fall kann die starke Wechselwirkung störungstheoretisch behandelt werden. Für kleine Impulsüberträge (große Abstände) ist die Kopplungskonstante groß, was den Quarkeinschluß widerspiegelt. Dieser Fall kann nicht mehr störungstheoretisch behandelt werden. Stattdessen werden die numerischen Rechnungen auf einem diskreten Raum-Zeit-Gitter durchgeführt. Dieser Ansatz wird als Gittereichtheorie bezeichnet.

2.3 Das Quark-Gluon-Plasma

Gittereichrechnungen lassen sich nur für eine verschwindende Netto-Baryondichte ρ_B durchführen, das heißt für ein System, das aus gleich vielen Baryonen wie Anti-Baryonen besteht. Eine wichtige Voraussage dieser Rechnungen ist der Übergang hadronischer Materie in einen neuen Phasenzustand bei einer kritischen Temperatur T_C . Dieser Phasenübergang wird auch bei einem Anstieg der Dichte der Quarks und Gluonen vermutet. In dieser neuen Phase können die Quarks und Gluonen nicht mehr einzelnen Hadronen zugeordnet werden, sondern können sich quasi-frei über einen sehr viel größeren Raumbereich bewegen. Man spricht in diesem Zusammenhang von der Aufhebung des Quark-Einschlusses oder vom *Deconfinement*. Dieser neue Materiezustand wird als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet.

In Abbildung 2.1 ist der Zustand der Kernmaterie in Abhängigkeit von Temperatur und baryochemischem Potential μ_B aufgetragen. Das baryochemische Potential μ_B gibt an, wieviel Energie aufgebracht werden muß, um dem System ein weiteres Baryon hinzuzufügen. Sie ist gleichzeitig ein Maß für die Nettobaryondichte ⁸ ρ_B . Die Phasengrenze zwischen Hadronengas und QGP ist als Funktion der Nettobaryondichte aber nicht scharf definiert, da sich diese während des Phasenübergangs ändert. Die QCD liefert bei $\mu_B = 0$ eine kritische Temperatur von etwa

⁸Für $\mu_B = 0$ ist die Zahl der Quarks gleich der Zahl der Anti-Quarks. Je größer der Überschuß an Quarks im Vergleich zu Anti-Quarks ist, desto größer ist das baryochemische Potential μ_B .

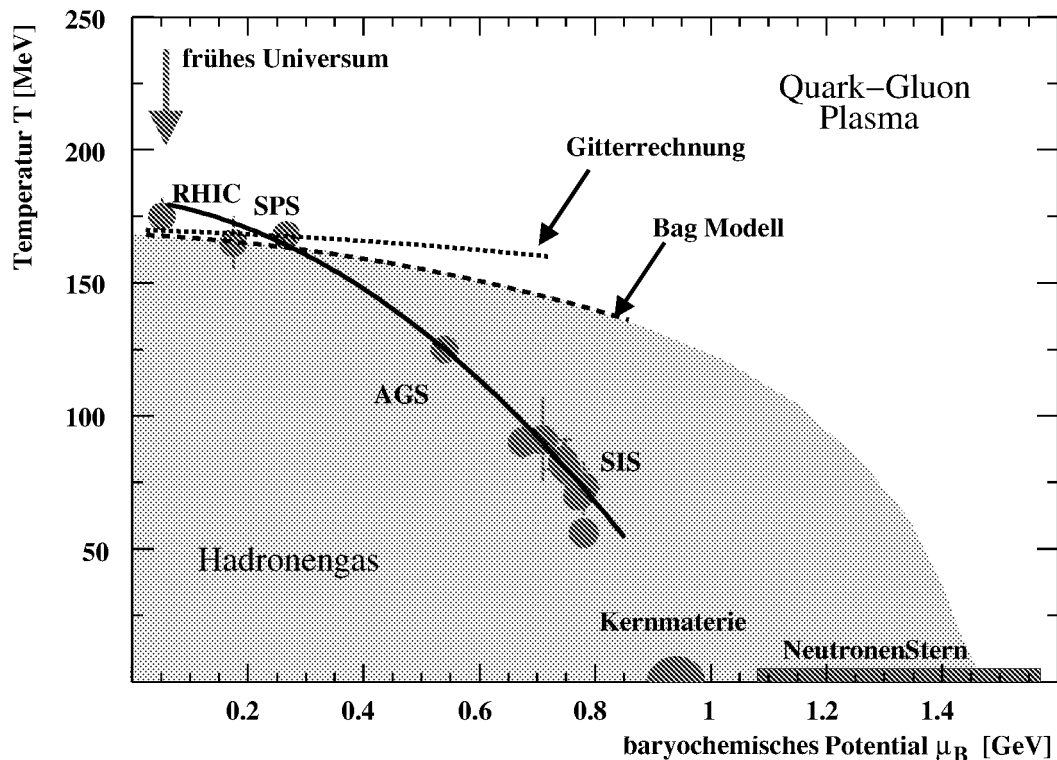


Abbildung 2.1: Phasendiagramm hadronischer Materie als Funktion von Temperatur T und baryochemischen Potential μ_B . Gezeigt ist die Phasengrenze zwischen dem Hadronengas (grau schattierter Bereich) und dem Quark-Gluon-Plasma (weißer Bereich) [Cle98, Bra01]. Der Zustand der Kernmaterie unter „normalen“ Bedingungen ist ebenfalls eingezeichnet.

$T_C = 170$ MeV. Bei endlichen Werten des baryochemischen Potentials muß die Phasengrenze extrapoliert werden. Zu diesem Zweck bedient man sich eines einfachen phänomenologischen Modells, des sogenannten *Bag*-Modells (eine nähere Beschreibung des *Bag*-Modells findet sich zum Beispiel in [Pei97]). In diesem Modell sind die Quarks und Gluonen in einem *Bag* mit endlicher Farb-Dielektrizitätskonstante⁹ eingeschlossen, in dem sie sich aber frei bewegen können. Das umgebende Medium mit verschwindender Dielektrizitätskonstante übt einen Druck nach innen aus, welcher durch den kinetischen Druck der Quarks im Innern des *Bags* kompensiert wird. Nähert man nun mehrere *Bags* einander so stark an, daß sie sich überlappen, so kann man die Quarks und Gluonen nicht mehr einzelnen *Bags* zuordnen. Der Quark-Einschluß ist aufgehoben, ein QGP liegt vor.

⁹Die Farb-Dielektrizität wird analog zur „normalen“ Dielektrizität des elektrischen Feldes definiert.

In Abbildung 2.1 sind zwei natürliche Szenarien gezeigt, in denen die Existenz eines QGP vermutet wird. Zum einen könnte sich das Universum aus einem Quark-Gluon-Plasma entwickelt haben. Dieses QGP könnte kurz nach dem Urknall bei sehr kleiner Nettobaryondichte aber hoher Temperatur existiert haben, bevor es durch Expansion und dadurch bedingter Abkühlung in ein Hadronengas übergegangen ist. Und zum anderen wird vermutet, daß im Innern von Neutronensternen ein QGP bei sehr niedriger Temperatur aber sehr hoher Dichte vorliegt.

Die QCD sagt noch einen weiteren Phasenübergang voraus, der nicht notwendigerweise mit dem *Deconfinement* identisch sein muß. Die Gitterrechnungen zeigen, daß die chirale Symmetrie, die in normaler Kernmaterie gebrochen ist, in einem QGP wieder hergestellt ist. Das hat zur Folge, daß es keine Kopplung zwischen links- und rechtshändigen Quarks in einem QGP gibt. Diese Eigenschaft sollte sich in einer Veränderung der Quarkmassen in einem QGP widerspiegeln (für nähere Informationen siehe zum Beispiel [Gri96]).

2.4 Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen

Die einzige Möglichkeit, ein Quark-Gluon-Plasma unter kontrollierten Bedingungen im Labor zu erzeugen, stellt die Kollision von Atomkernen hoher Energie dar. Haben die einlaufenden Ionen eine Energie oberhalb von 10 GeV pro Nukleon, so bezeichnet man die Reaktion als ultrarelativistisch. Aus dem Studium ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen erhofft man sich ein besseres Verständnis der starken Wechselwirkung und vom Aufbau der Materie. In Abbildung 2.1 sind die Parameter zum Zeitpunkt des hadrochemischen Ausfrierens einiger Experimente an verschiedenen Beschleunigern eingezeichnet. Zu diesem Zeitpunkt verändert sich das Zahlenverhältnis der Teilchensorten untereinander nicht mehr. Liegt der bestimmte Punkt des hadrochemischen Ausfrierens an oder sogar oberhalb der berechneten Phasengrenze, so kann man mit hoher Wahrscheinlichkeit davon ausgehen, daß in der Anfangsphase der Reaktion ein QGP existiert hat. Um ein QGP im Detail studieren zu können, ist außerdem von entscheidender Bedeutung, wie lange dieses existiert, bevor es zum Phasenübergang zurück zum Hadronengas kommt. Daher wurden immer neue Beschleuniger entwickelt, an denen höhere Energiedichten in den Kollisionen erreicht werden, um den Startpunkt der Reaktion immer weiter in die Plasmaphase zu treiben, um so lange Lebensdauern des QGP zu gewährleisten. Experimente am SPS¹⁰ und am RHIC¹¹ geben Anlaß zu der Vermutung, daß man ein QGP am Anfang

¹⁰Super Proton Synchrotron am CERN

¹¹Relativistic Heavy Ion Collider in Brookhaven, USA

der Reaktion erzeugt hat. Während die Lebensdauer des erzeugten QGP am SPS vermutlich viel zu klein für genauere Untersuchungen ist, sollte die Lebensdauer am RHIC deutlich größer sein und ein genaueres Studium des neuen Materiezustands ermöglichen. Der LHC¹² sollte die Situation nochmal um einiges verbessern, da die zur Verfügung stehende Energie um etwa einen Faktor 30 höher ist als am RHIC.

Das Quark-Gluon-Plasma ist nur eine Phase in der zeitlichen Entwicklung einer Schwerionenkollision. Um die Signale, die in einer solchen Reaktion mit Plasma-Phase ausgesandt werden, interpretieren zu können, ist es notwendig, die ganze Reaktion zu verstehen. Bei hohen Schwerpunktsenergien pro Nukleon-Nukleon-Paar ($\sqrt{s_{NN}} > 100$ GeV), wie sie am RHIC erreicht werden und am LHC geplant sind, geben die an der Reaktion beteiligten Nukleonen durch Mehrfachstöße nur einen Teil ihrer Bewegungsenergie ab und durchqueren die heiße Reaktionszone, die auch als Feuerball bezeichnet wird. Dieses Verhalten bei hoher Strahlenergie wird als Transparenz bezeichnet. Die Transparenz führt dazu, daß in Schwerionenreaktionen mit hoher Schwerpunktsenergie die Nettobaryondichte im Zentrum des Feuerballs sehr gering ist. Innerhalb des Feuerballs entstehen neue Teilchen. Am Anfang der Kollision befindet sich das System in einer Vorgleichgewichtsphase. Durch Streuprozesse geht die Reaktionszone in einen Gleichgewichtszustand über. Ist die deponierte Energiemenge groß genug, so bildet sich ein QGP. Durch den aufgebauten Druck in der Reaktionszone fängt das Plasma an zu expandieren und kühlt sich dabei ab. Nach einer gewissen Zeit kommt es zum Phasenübergang und das System läuft durch eine gemischte Phase, in der sich die Hadronen aus den Quarks und Gluonen bilden, bis schließlich ein Hadronengas vorliegt. Durch die Expansion ist die Ausdehnung des Systems schließlich so groß, daß die Hadronen nicht mehr miteinander wechselwirken. Dieser Punkt wird als thermisches Ausfrieren bezeichnet. Der Zeitpunkt des hadrochemischen Ausfrierens muß nicht mit dem des thermischen Ausfrierens identisch sein, sondern kann viel früher in der zeitlichen Entwicklung liegen.

2.5 Nachweis eines Quark-Gluon-Plasmas

In der Plasmaphase entstehen durch Wechselwirkung der Quarks und Gluonen untereinander neue Teilchen. Durch Messung dieser Teilchen ist es möglich, Informationen über den Zustand des Plasmas zu erhalten. Die Mehrheit der Signaturen, die auf ein QGP hinweisen, können einzeln betrachtet durch andere Szenarien, die ohne die Existenz eines QGP auskommen, erklärt werden. Erst durch die gleichzeitige

¹²Large Hadron Collider am CERN

Messung verschiedener Signaturen kann ein QGP nachgewiesen werden, da für die gleichzeitige Beschreibung die Modelle ohne Phasenübergang versagen [Won94].

Die Signaturen lassen sich in zwei Klassen unterteilen: In hadronische und in elektromagnetische Signale. Hadronen unterliegen der starken Wechselwirkung. Auch nach der Plasmaphase wechselwirken diese Teilchen miteinander. Daher können hadronische Signale keine unverfälschten Informationen über die frühe Phase der Reaktion liefern. Stattdessen geben sie vor allem den Zustand des Systems zum Zeitpunkt des thermischen Ausfrierens wieder. Leptonen und Photonen hingegen nehmen nicht an der starken Wechselwirkung teil. Daher ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß sie die Reaktionszone nahezu ungestört verlassen und somit Informationen über die frühe, heiße Phase der Reaktion liefern können.

Mit dem ALICE TRD sollen sowohl hadronische als auch leptonische Signaturen untersucht werden. Die wichtigsten finden in Kapitel 3.4 eine nähere Beschreibung.

3. Das ALICE-Experiment

Der LHC wird zur Zeit im 27 km langen LEP¹-Tunnel am CERN² gebaut und soll voraussichtlich im Jahr 2007 fertiggestellt werden [LHC99]. In diesem Hadronen-Beschleuniger können sowohl zwei gegenläufige Protonen-Strahlen als auch Schwerionen-Strahlen an vier verschiedenen Punkten zur Kollision gebracht werden. Als einziges der fünf geplanten Experimente am LHC ist das ALICE³-Experiment speziell dem Studium von Schwerionenkollisionen gewidmet.

Während am RHIC eine Schwerpunktsenergie von 200 GeV pro Nukleon-Nukleon-Paar in $Au + Au$ -Kollisionen erreicht wird, soll die Schwerpunktsenergie am LHC in $Pb + Pb$ -Kollisionen $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV betragen. Es sollte daher am LHC möglich sein, Bereiche der Physik zu studieren, die bisher noch nicht untersucht werden konnten.

Neben der hohen Schwerpunktsenergie soll auch die Luminosität am LHC um mehrere Größenordnungen höher liegen als an existierenden Beschleunigern. Somit könnten auch seltene Ereignisse besser untersucht werden. Für pp -Reaktionen soll die Luminosität einen Wert von $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreichen, während für Schwerionen-Experimente ein Wert von $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ am LHC angestrebt wird.

3.1 Experimente am LHC

Die Experimente (CMS, TOTEM, ATLAS, LHCb und ALICE) befinden sich zur Zeit in der Vorbereitung und Entwicklung. Diese sollen an den vier Kollisionspunkten des LHC installiert werden und verschiedenen physikalischen Fragestellungen nachgehen. Bis auf ALICE konzentrieren sich die Experimente auf die Untersuchung von pp -Stößen. Neuere Überlegungen ziehen allerdings in Erwägung, mit CMS und ATLAS auch $Pb + Pb$ -Kollisionen zu untersuchen. Die entsprechenden Detektoren sollen im Jahr 2005 fertiggestellt sein. Im folgenden werden die verschiedenen Experimente näher beschrieben.

¹Large Electron Positron Collider

²Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

³A Large Ion Collider Experiment

CMS

Hauptziel des CMS⁴-Experiments soll der Nachweis des Higgs-Bosons und die Bestimmung seiner Masse sein [CMS94]. Im Standardmodell der Teilchenphysik erhalten Teilchen ihre Masse durch die Wechselwirkung mit dem sogenannten Higgs-Feld. Die Wirkung dieses Feldes wird durch ein Austauschboson, das Higgs-Boson H^0 , vermittelt. Durch die Kopplung des Higgs-Bosons an ein Teilchen erhält dieses seine Masse. Die Größe der Masse ist dabei durch die Stärke der Kopplung bestimmt. Die Theorie gibt für die Masse des Higgs-Bosons eine Obergrenze von $m_{H^0} < 1$ TeV an. Das Higgs-Boson wurde schon vor über dreißig Jahren postuliert, konnte in existierenden Beschleunigern aber bisher nicht nachgewiesen werden. Am LHC wird es nun zum ersten Mal möglich sein, den kompletten Energiebereich bis 1 TeV nach dem Higgs-Boson abzusuchen.

Weitere Aufgaben des CMS-Experiments sind die Suche nach supersymmetrischen Teilchen, die im supersymmetrischen Standardmodell postuliert werden, und die Untersuchung der CP-Verletzung in B-Mesonen-Systemen.

TOTEM

Mit dem TOTEM-Experiment (*Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC*) soll neben anderen Untersuchungen der totale Wirkungsquerschnitt der Kollisionen am LHC bestimmt werden [TOT99]. Zu diesem Zweck wird der elastische und der inelastische Wirkungsquerschnitt gleichzeitig bei niedrigen Impulsüberträgen gemessen. Es ist das kleinste der fünf geplanten Experimente und soll in das CMS-Experiment integriert werden. Da TOTEM keinen Strahl hoher Intensität und keine hohe Luminosität benötigt, ist die Durchführung des Experiments insbesondere für die Anfangsphase des LHC geeignet.

ATLAS

Das zentrale Ziel von ATLAS⁵ ist der Nachweis des Higgs-Teilchens [ATL94]. Außerdem ist der Detektor, unter anderem, der Suche nach supersymmetrischen Teilchen und der Erforschung des Top-Quarks und der CP-Verletzung in B-Mesonen-Zerfällen gewidmet. Auf Grund der hohen Schwerpunktsenergie, die am LHC erreicht werden soll, erhofft man sich die Entdeckung physikalischer Phänomene, die über den derzeitigen Wissensstand hinausgehen. Das ATLAS-Experiment soll die Möglichkeit bieten, unerwartete physikalische Prozesse zu messen. Da es sich bei den zu untersuchenden physikalischen Fragen um seltene Ereignisse handelt, soll ATLAS

⁴Compact Muon Solenoid

⁵A Toroidal LHC Apparatus

hauptsächlich bei maximaler Strahl-Luminosität ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) betrieben werden.

LHCb

LHCb⁶ soll die CP-Verletzung in den in pp -Reaktionen entstehenden B-Mesonen und spezielle seltene Zerfälle untersuchen [LHb98]. Die CP-Verletzung in der schwachen Wechselwirkung des Standardmodells kann teilweise erklären, weshalb es mehr Materie als Antimaterie im Universum gibt. Die CP-Verletzung in B-Mesonen-Zerfällen ist erst kürzlich im BABAR⁷-Experiment nachgewiesen worden [Aub01]. Das Standardmodell macht genaue Voraussagen über CP-Verletzung in einigen Zerfallsmechanismen des B-Mesons. Diese sollen mit dem LHCb-Detektor untersucht werden.

ALICE

ALICE ist das einzige Experiment am LHC, das speziell der Schwerionenphysik gewidmet ist. Seine Hauptaufgabe ist der Nachweis und das detaillierte Studium des Quark-Gluon-Plasmas in $Pb + Pb$ -Stößen [ALI95]. Der LHC wird in der Lage sein, Pb -Ionen so stark zu beschleunigen, daß Schwerpunktsenergien von etwa 5.5 TeV pro Nukleon-Nukleon-Paar erreicht werden. So hohe Energien können weder am SPS noch am RHIC erreicht werden. Die Theorie sagt voraus, daß bei diesen Energien die Energiedichte in den Kern-Reaktionen die Grenze, an der der Phasenübergang zum QGP stattfinden soll, bei weitem übertreffen wird. Um die verschiedenen Signaturen des QGP gleichzeitig messen zu können sind verschiedene Detektorsysteme notwendig. Der Aufbau des ALICE-Detektors und die Aufgabe der einzelnen Detektorsysteme werden im nächsten Abschnitt kurz beschrieben.

3.2 Aufbau des ALICE-Detektors

Das ALICE-Experiment wird in der Experimentierhalle 2 des LEP-Rings aufgebaut, wobei der Detektor größtenteils im Magneten des L3-Experiments installiert wird. Eine schematische Darstellung des Experiments ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Der gesamte Detektor hat eine Länge von etwa 25 m und eine Höhe von etwa 16 m. Er besteht aus zwei Teilen: Der Muon-Arm befindet sich außerhalb des Magneten und soll das Verhalten von Quarkonium-Zuständen in dichter Materie untersuchen.

⁶A Large Hadron Collider Beauty Experiment for Precision Measurements of CP-Violation and Rare Decays

⁷Der BABAR-Detektor untersucht $B\bar{B}$ -Systeme, die im PEP-II *Collider* am SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) in den USA erzeugt werden.

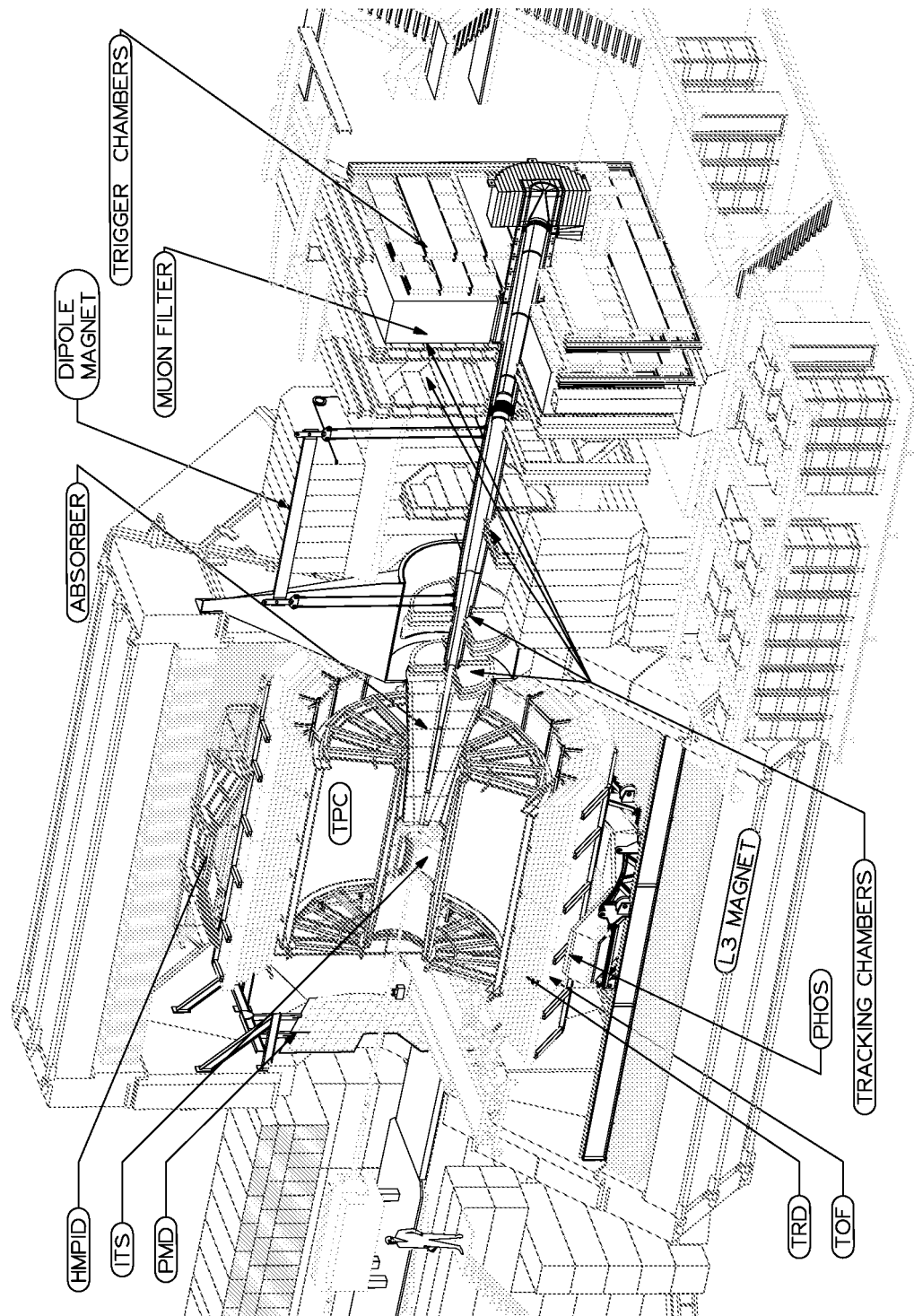


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des ALICE-Detektors am Large Hadron Collider.

Der zentrale Teil befindet sich innerhalb des L3-Magneten und ist sowohl dem Studium hadronischer und als auch elektromagnetischer Signale gewidmet. Der Muon-Detektor besitzt seinen eigenen Dipol-Magneten und soll das komplette Spektrum der schweren Quark-Resonanzen im Pseudorapiditätsintervall⁸ $2.5 \leq \eta \leq 4.0$ sowohl in pp - als auch in Schwerionenkollisionen messen. Der zentrale Detektor deckt den kompletten azimuthalen Winkel ab und besitzt eine Akzeptanz von $|\eta| \leq 0.9$. Die einzelnen Detektorsysteme sind dabei zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet.

Da sich der in dieser Arbeit behandelte Detektor innerhalb des zentralen Detektors befindet, werden dessen einzelne Detektorsysteme im folgenden etwas näher beschrieben.

Inner Tracking System (ITS)

Das *Inner-Tracking-System* besteht aus sechs zylindrischen, hochauflösenden Silizium-Detektoren, welche unmittelbar um die Strahlachse angeordnet sind [ITS99]. Es dient der Bestimmung des primären Vertex und der sekundären Zerfallspunkte, mit deren Hilfe Charm- und Hyperon-Zerfälle rekonstruiert werden sollen. Außerdem wird durch das ITS das Impulsspektrum, in dem Teilchen gemessen werden können, zu niedrigen Werten erweitert, da das ITS in der Lage ist, Teilchen mit sehr niedrigem Impuls (< 100 MeV/c) nachzuweisen.

Time Projection Chamber (TPC)

Die Zeit-Projektions-Kammer (*Time-Projection-Chamber*) ist das zentrale Detektorsystem in ALICE und nimmt den größten Platz ein [TPC00]. Hauptaufgabe der TPC ist die Spurverfolgung in ALICE. Sie soll auch bei Multiplizitäten von bis zu 8000 geladenen Teilchen pro Rapiditätseinheit eine gute Spurrekonstruktion gewährleisten. Mit der angestrebten dE/dx -Auflösung können Elektronen bis zu einem Impuls von ~ 2.5 GeV/c identifiziert werden. Der innere Radius ($r_i = 90$ cm) und der äußere Radius ($r_a = 250$ cm) werden durch die erwartete Spurdichte und die angestrebte dE/dx -Auflösung von weniger als 7% bestimmt.

Particle Identification Detector (PID)

In ALICE gibt es zwei verschiedene Detektorsysteme, die ausschließlich der Teilchenidentifizierung gewidmet sind. Eine Anordnung von *Time-Of-Flight* (TOF) Detektoren soll die Teilchenidentifizierung in einem Impulsbereich von etwa 0.5 GeV/c bis 2.5 GeV/c übernehmen. Die Detektoren werden bei einem Abstand von etwa 3.5 m

⁸Zur Definition der Pseudorapidität η siehe Anhang A.

zylindersymmetrisch um die Strahlachse installiert und sollen eine Zeitauflösung von bis zu 150 ps erreichen. Zum Nachweis von Teilchen mit höheren Impulsen wird ein *High-Momentum-Particle-Identification-Detector* (HMPID) verwendet. Dieser soll aus *Ring-Imaging-Cherenkov* (RICH) Detektoren aufgebaut sein, die als Radiator flüssiges Freon verwenden. Der HMPID wird eine kleinere Akzeptanz als die TOF-Detektoren aufweisen und weiter entfernt von der Strahlachse montiert [TOF00].

Photon Spectrometer (PHOS)

PHOS ist ein hochauflösendes elektromagnetisches Kalorimeter, das im Abstand von etwa 5 m vom Vertex installiert werden und eine Fläche von etwa 18 m² abdecken soll. Das Kalorimeter wird eine Akzeptanz von $-0.12 \leq \eta \leq 0.12$ aufweisen und einen azimutalen Winkel von etwa 100° abdecken. Mit dem PHOS-Detektor sollen Photonen gemessen werden, aus denen π^0 -Mesonen und η -Mesonen rekonstruiert werden. Außerdem sollen direkte Photonen nachgewiesen werden [PHO99].

Transition Radiation Detector (TRD)

Wie in Kapitel 2.5 erwähnt stellen Elektronen, die unter anderem als Zerfallsprodukte massereicherer Teilchen entstehen oder auch thermisch produziert werden, ein wichtiges Hilfsmittel dar, um die frühe Phase eines Quark-Gluon-Plasmas zu untersuchen. Diese sollen daher in ALICE gemessen werden. Dies wird erschwert durch Pionen. Als leichteste Hadronen, werden sie in sehr großer Zahl in den $Pb + Pb$ -Kollisionen erzeugt. Während neutrale Pionen eine sehr kurze Lebensdauer haben und praktisch am Entstehungsort wieder zerfallen, besitzen geladene Pionen eine Reichweite von mehreren Metern. Es ist daher notwendig, die Elektronen in einem starken Hintergrund von geladenen Pionen nachzuweisen. Die TPC kann eine effiziente Separation nur in einem Impulsbereich unter 2.5 GeV/c leisten. Aus diesem Grund wird ein weiteres Detektorsystem, der TRD, in den zentralen Teil von ALICE integriert. Dieses wird zwischen TPC und PID installiert. Durch Ausnutzung der Übergangsstrahlung können hochenergetische Elektronen mit Impulsen über 1 GeV/c effizient identifiziert werden. Der TRD in ALICE soll den vollständigen azimutalen Winkel und den gleichen Pseudorapiditätsbereich wie die TPC abdecken. Die J/Ψ Messung⁹ erfordert eine Pioneneffizienz¹⁰ von 10^{-2} für transversale Elektronenimpulse von über 3 GeV/c bei gleichzeitiger Elektroneneffizienz von 90%¹¹.

⁹Auf die Bedeutung der schweren J/Ψ -Mesonen wird in Kapitel 3.4 näher eingegangen.

¹⁰Die Pioneneffizienz gibt an, wie viele der in den Detektor eintretenden Pionen fälschlicherweise als Elektronen mißidentifiziert werden.

¹¹Die Elektroneneffizienz gibt an, wieviele der in den Detektor eintretenden Elektronen auch als solche identifiziert werden.

Die Impulsauflösung des TRD soll 5% bei einer Energie von 5 GeV betragen. Die Dicke des Detektors muß minimiert werden, da zusätzliches Material zu unerwünschten Hintergrundsignalen führt, hauptsächlich verursacht durch Photonenkonversion. Außerdem nimmt der Energieverlust der Elektronen durch Bremsstrahlung mit zunehmender Detektordicke zu, wodurch die Anzahl brauchbarer Elektronen zur Rekonstruktion von Resonanzen verringert wird. Die Auslese-Elektrode des TRD soll segmentiert werden. Die Feinheit der Auslese-Pads auf der Auslese-Elektrode wird bestimmt durch die benötigte Ortsauflösung¹² und die Effizienz bei der Spurverfolgung und Identifizierung der Elektronen bei den erwarteten Multiplizitäten. Die theoretisch vorhergesagte, maximale Teilchenmultiplizität führt dazu, daß in zentralen Kollisionen ca. 34% der Auslese-Pixel belegt sein werden [TRD01].

Da der TRD Thema dieser Arbeit ist, wird sein Aufbau im folgenden näher beschrieben.

3.3 Aufbau des TRD

Das Design des TRD in ALICE wird durch die im vorherigen Abschnitt vorgestellten Anforderungen bestimmt, die der Detektor zu erfüllen hat. Ein TRD-Modul¹³ besteht aus einem Radiator und einer *Time Expansion Chamber* (TEC), wobei die TEC wiederum aus einem Drift- und einem Verstärkungsbereich aufgebaut ist (vgl. Abbildung 3.2), die durch geerdete Potentialdrähte voneinander getrennt sind. Die Kammer ist mit einem Xe/CO₂ Gasgemisch im Verhältnis 85 : 15 gefüllt. Das Gas wird über einen geschlossenen Kreislauf permanent ausgetauscht und gereinigt. Durch die Aufrechterhaltung des Gasflusses und die Gravitationswirkung herrscht in der Kammer, abhängig von der Position des Moduls im ALICE-Detektor, ein Überdruck von bis zu 1 mbar. Das Eintrittsfenster der Driftkammer dient gleichzeitig als Driftelektrode und wird auf ein Potential von $U_d = -2.1$ kV gelegt. Die Driftelektrode wird auf den Radiator geklebt und mit diesem an der Driftkammer befestigt. Auf diese Weise wird das Eintrittsfenster zusätzlich stabilisiert. An die Anodendrähte im Verstärkungsbereich wird ein positives Potential von $U_a = 1.6$ kV gelegt, wodurch die Gasverstärkung etwa 10^4 Elektronen pro Lawine beträgt. Bei einer Gasverstärkung dieser Größenordnung sind Kammerströme von etwa $1 \mu\text{A}/\text{m}^2$ zu erwarten. Die Anodendrähte haben sowohl zur Auslese-Elektrode als auch zu den Potentialdrähten einen Abstand von 3.5 mm (siehe Abbildung 3.3). Während der Abstand zwischen den Anodendrähten 5 mm beträgt, ist dieser bei den Po-

¹²Die Orstauflösung bestimmt die Auflösung der rekonstruierten Impulse.

¹³Auf die Funktionsweise des TRD wird in Kapitel 4.2 eingegangen.

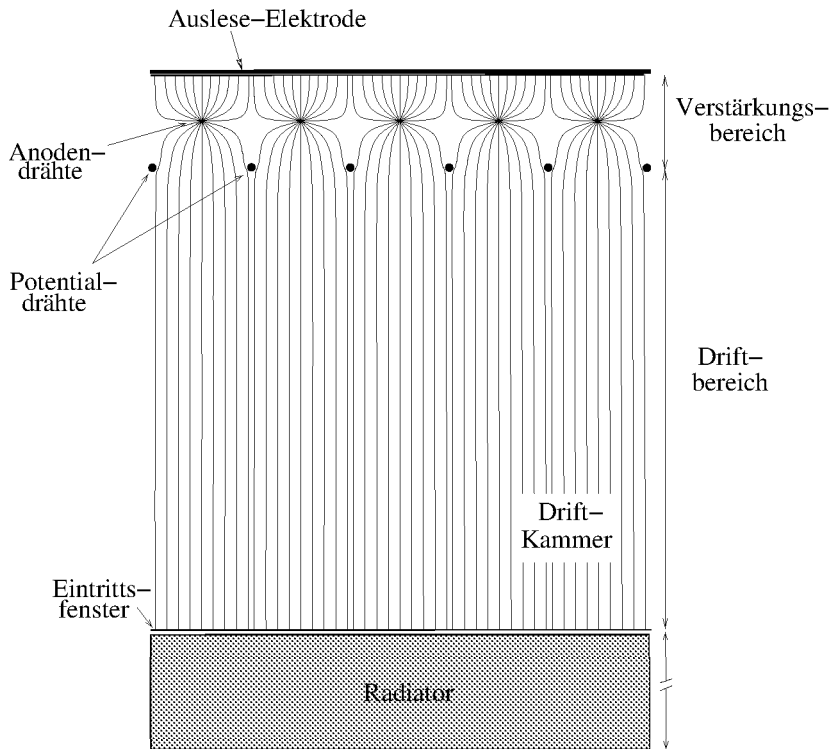


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau eines TRD-Moduls [TRD01]. Bei dieser veralteten Darstellung fehlen die Potentialdrähte unterhalb der Anodendrähte (vgl. Abbildung 3.3).

tentialdrähten nur halb so groß. Sowohl die Potentialdrähte als auch die Auslese-Elektrode liegen auf Potential Null. Der Driftbereich erstreckt sich vom Eintrittsfenster bis zu den Potentialdrähten und hat eine Länge von 3 cm. Somit hat die ganze Kammer eine Tiefe von 3.7 cm. Die influenzierten Ströme werden über *Pads*, die auf der Rückseite der Kammer angebracht sind, ausgelesen. Sechs Ebenen mit je fünf Kammern werden zu einem Supermodul zusammengefaßt. 18 dieser Supermodule werden zylindersymmetrisch um die Strahlachse angeordnet, so daß der vollständige azimutale Winkel abgedeckt wird. Insgesamt sind also 540 TRD-Module in ALICE

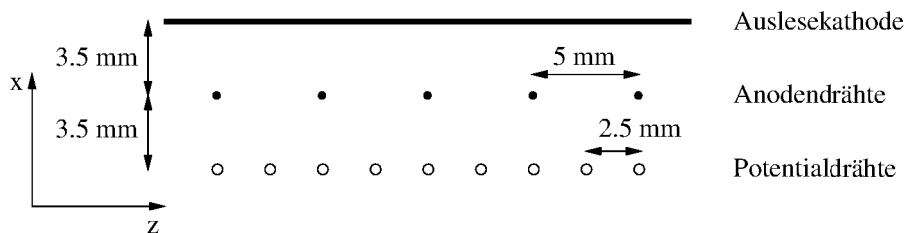


Abbildung 3.3: Geometrie der Anoden- und Potentialdrähte im ALICE TRD.

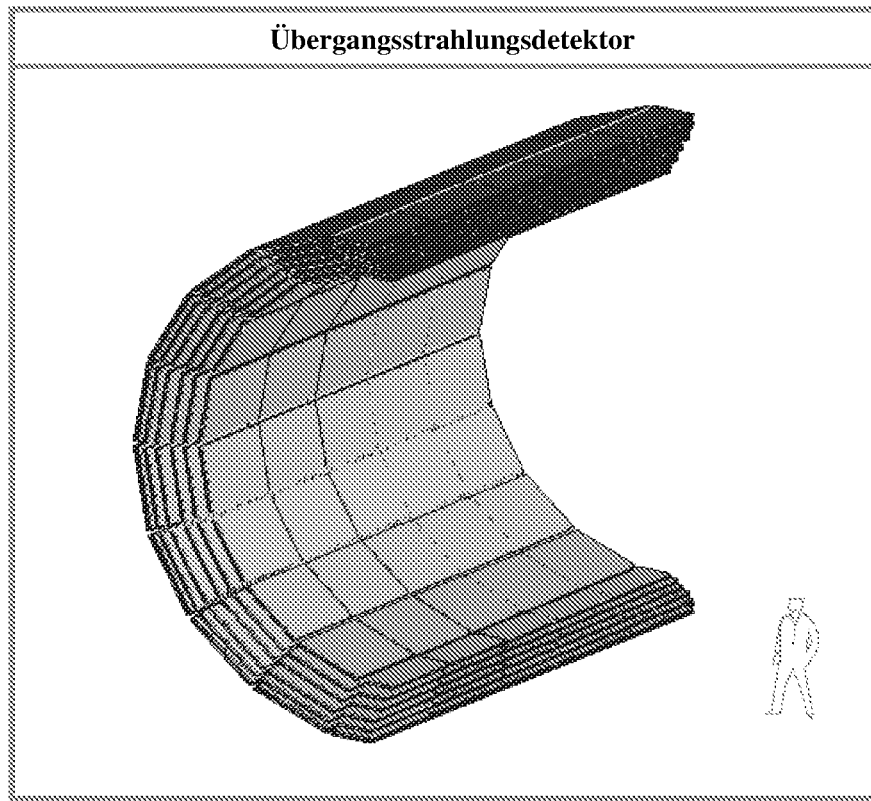


Abbildung 3.4: Querschnitt durch die zylindersymmetrische Anordnung der TRD-Supermodule in ALICE [TRD01].

geplant. Ein Querschnitt durch die Anordnung der Supermodule ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Ausdehnung entlang der z -Achse der einzelnen Ebenen ist so abgestimmt, daß ein Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| \leq 0.9$ abgedeckt wird. Das größte Modul soll eine Ausdehnung von $117.8 \times 160.5 \text{ cm}^2$ (azimuthal $\times z$ -Ausdehnung) besitzen, während das kleinste Modul immer noch eine Abmessung von $95.6 \times 110 \text{ cm}^2$ erreichen soll. Die aktive Detektorfläche beträgt 736 m^2 mit einem gesamten Gasvolumen von 27 m^3 . Die TRD-Module werden direkt hinter der TPC installiert. Der TRD hat einen inneren Radius von 2.9 m und einen äußeren Radius von 3.7 m . Die Gesamtlänge entlang der z -Achse beträgt 7 m . Insgesamt werden ca. 1.2 Millionen Datenkanäle ausgelesen. Das geplante Material in den sechs TRD-Ebenen in ALICE entspricht in etwa 14.3% einer Strahlungslänge.

Im folgenden Abschnitt werden nun kurz die physikalischen Anwendungsgebiete des TRD in ALICE erläutert.

3.4 Anwendungsgebiete des TRD in ALICE

Mit dem ALICE TRD sollen sowohl hadronische als auch leptonische Signale des Quark-Gluon-Plasmas untersucht werden. In den Pb - Pb -Stößen entsteht eine Vielzahl von Teilchen. Theoretische Rechnungen sagen Multiplizitäten von bis zu 8000 geladenen Teilchen pro Rapiditätseinheit in zentralen Reaktionen voraus¹⁴ [TDR99]. Einige dieser Teilchen werden über ihren Dielektronen-Zerfallskanal nachgewiesen. Neben dem Zerfall in Dielektronen gibt es weitere Prozesse im Plasma, in denen Elektronen erzeugt werden (zum Beispiel Quark-Anti-Quark-Annihilation oder thermische Produktion), welche dann interessante Informationen über die Plasma-Phase liefern können. Aufgabe des ALICE TRD ist es, diese Elektronen nachzuweisen. Im folgenden werden die für den ALICE TRD relevanten QGP-Signaturen und weitere Einsatzbereiche des TRD kurz beschrieben.

Unterdrückung von J/Ψ und Υ

Die schweren Vektormesonen J/Ψ und Υ gehören zur Klasse der Quarkonium-Zustände. Diese wegen ihrer Kurzlebigkeit als Resonanzen bezeichneten Zustände bestehen aus einem schweren Quark und dem entsprechenden Antiquark. Das J/Ψ besteht aus $c\bar{c}$, während sich das Υ aus $b\bar{b}$ zusammensetzt. Diese Vektormesonen werden in $Pb + Pb$ -Kollisionen erzeugt und können über ihren Dileptonen-Zerfallskanal identifiziert werden. Sollte sich in den Reaktionen ein Quark-Gluon-Plasma ausbilden, wird erwartet, daß die Zahl der gemessenen J/Ψ - und Υ -Mesonen geringer ist als ohne Plasma: Im Quark-Gluon-Plasma ist das *Confinement*¹⁵ aufgehoben. Die Quarks sind in einem begrenzten Raumbereich frei beweglich. In diesem Phasenzustand können sich keine gebundenen Quarkonium-Zustände ausbilden. In der anschließenden Hadronisierung ist die Wahrscheinlichkeit gering, daß sich Charm- und Bottom-Quarks zu J/Ψ - und Υ -Mesonen binden. Die Wahrscheinlichkeit ist größer, daß leichtere Vektormesonen entstehen, die aus Charm- bzw. Bottom-Quark und einem leichteren Quark bestehen. Die Produktion der Quarkonium-Zustände wird somit durch das QGP unterdrückt.

Bei der Messung der J/Ψ -Unterdrückung ist allerdings zu berücksichtigen, daß sowohl B-Mesonen, als auch D-Mesonen zu einer erhöhten J/Ψ -Produktion führen können. B- und D-Mesonen besitzen ein einzelnes Bottom- bzw. Charm-Quark. Ihre Produktion wird als *open-charm*- bzw. *open-beauty*-Produktion bezeichnet. Das

¹⁴Die meisten der produzierten Teilchen sind π^\pm -Mesonen.

¹⁵Die Stärke der Wechselwirkung der Quarks untereinander nimmt mit der Entfernung zu. Es ist daher nicht möglich einzelne freie Quarks zu beobachten. Diesen Umstand bezeichnet man als *Confinement*.

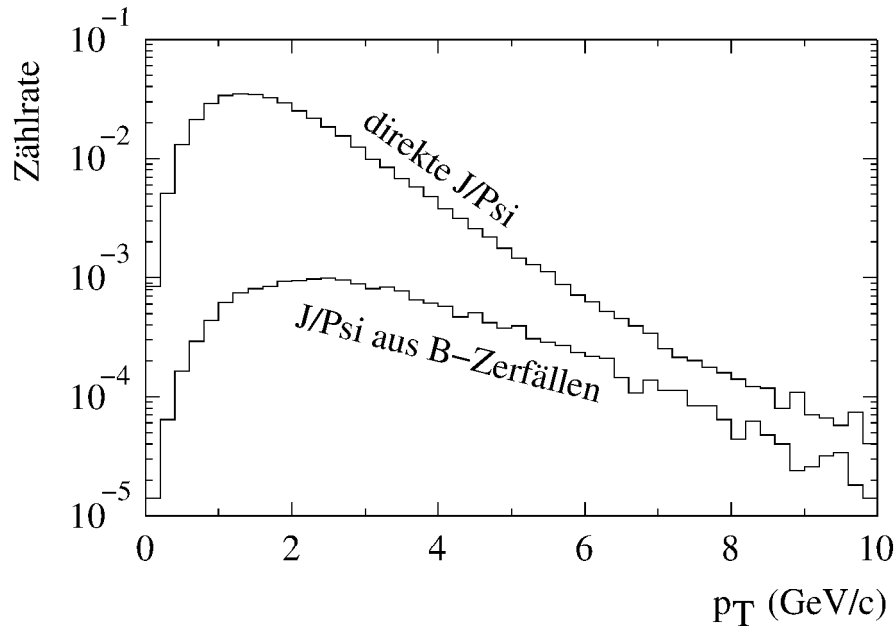


Abbildung 3.5: Vergleich der Simulationsrechnungen der p_T -Spektren von direkt erzeugten J/Ψ 's mit denen aus semileptonischen B-Meson-Zerfällen in $Pb + Pb$ -Stößen bei LHC Energien [Bra99]. Das direkte Spektrum enthält keine Unterdrückung durch ein QGP.

B-Meson zerfällt in ein J/Ψ mit einem Verzweigungsverhältnis von 1.3 %, während das D-Meson über einen Annihilations-Prozeß ebenfalls zu einem J/Ψ führen kann. Diese sekundär erzeugten Quarkonium-Zustände können die direkt erzeugten überdecken. In Abbildung 3.5 werden das p_T -Spektrum¹⁶ der direkt produzierten J/Ψ -Mesonen ohne Unterdrückung mit dem Spektrum der J/Ψ 's aus B-Meson-Zerfällen verglichen. Es ist unschwer zu erkennen, daß insbesondere bei hohem p_T der Beitrag der sekundär erzeugten J/Ψ -Mesonen berücksichtigt werden muß. Um die J/Ψ -Unterdrückung also sicher messen zu können, müssen auch die *open-charm*- und *open-beauty*-Produktion bestimmt und von der J/Ψ -Rekonstruktion getrennt werden.

Verschiebung der Massen leichter Vektormesonen

Die Massen der Quarks sind eine Konsequenz der Brechung der *chiralen Symmetrie*. Der Begriff der chiralen Symmetrie kommt daher, daß in der Theorie die Masse-

¹⁶Zur Definition des Transversalimpulses p_T siehe Anhang A.

losigkeit der Quarks zur Folge hat, daß es keine Kopplung zwischen rechts- und linkshändigen Zuständen gibt (Händigkeit = Chiralität). Die Theorie sagt voraus, daß es bei hadronischen Systemen hoher Temperatur oder Dichte neben dem *Deconfinement* auch zur Wiederherstellung der chiralen Symmetrie kommen sollte. Diese beiden Phasenübergänge müssen nicht notwendigerweise identisch sein [Pei97]. Kommt es in den Schwerionenreaktionen zu einer Herstellung der chiralen Symmetrie, so würde dies die Massen der Quarks beeinflussen. Ihre Massen sollten zu kleineren Werten verschoben sein [Won94]. In ALICE soll dieses Verhalten durch die Rekonstruktion leichter Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) nachgewiesen werden. Ihre Massen werden aus den e^+e^- -Paaren bestimmt, in die sie teilweise zerfallen. Verschiebungen ihrer Massen würden auf die Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in ihrer Umgebung hindeuten.

Das Dileptonen-Kontinuum

Im Quark-Gluon-Plasma kommt es zur Quark-Anti-Quark-Annihilation, bei der ein virtuelles Photon entsteht, das wiederum in ein Dileptonenpaar zerfällt. Diese Dileptonen tragen Informationen über die thermodynamischen Eigenschaften des Quark-Gluon-Plasmas. Da Dileptonenpaare auch in anderen Prozessen entstehen (Drell-Yan, Zerfall von Vektormesonen), müssen diese Beiträge in dem Spektrum berücksichtigt werden.

Dielektron-Trigger

Das TRD-System kann als Trigger für Dielektronen-Ereignisse verwendet werden, in denen die Elektronenpaare hohe transversale Impulse besitzen ($\geq 3 \text{ GeV}/c$). Der TRD-Trigger verbessert die Statistik insbesondere bei speziellen Ereignissen wie der Υ -Produktion.

4. Übergangsstrahlung und Elektronenidentifizierung

Will man Elektronen mit Impulsen $p < 1$ GeV nachweisen, greift man meist auf geschwindigkeitsabhängige Verfahren wie *Time-Of-Flight*, Energieverlust durch Ionisation (dE/dx) oder den Čerenkov-Effekt zurück. Wird gleichzeitig der Impuls des Teilchens bestimmt, kann auf die Masse zurückgeschlossen werden. Allerdings reichen bei hohen Impulsen die mit diesen Verfahren möglichen Geschwindigkeitsauflösungen für eine sichere Identifizierung nicht mehr aus. Hier bietet das Phänomen der Übergangsstrahlung eine Möglichkeit der besseren Elektronenidentifizierung.

Erstmals wurde die Übergangsstrahlung (*Transition Radiation, TR*) 1946 von Ginzburg und Frank im optischen Bereich vorhergesagt [Gin46]. Die Strahlung wird emittiert, wenn ein geladenes Teilchen mit ausreichend hoher Geschwindigkeit die Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichen dielektrischen Eigenschaften durchquert (vgl. Abbildung 4.1). Eine anschauliche Erklärung liefert die Vorstellung, daß das auf die Grenzfläche zuffliegende Teilchen mit seiner influenzierten Spiegelladung einen elektrischen Dipol bildet. Durch die Bewegung der Ladung ändert sich das Dipolfeld. Nach den Gesetzen der Elektrodynamik emittiert ein sich zeitlich ändernder elektrischer Dipol elektromagnetische Strahlung. Da die Intensität der Übergangsstrahlung im optischen Bereich sehr gering ist, schien die praktische Anwendung zum Nachweis einzelner Teilchen wenig erfolgversprechend. Allerdings zeigte Garibian 1957, daß für ultrarelativistische Teilchen das Spektrum

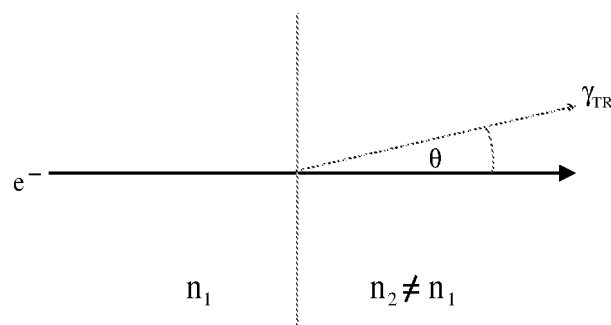


Abbildung 4.1: Emission eines Übergangsstrahlungsphotons (γ_{TR}) beim Durchgang eines geladenen Teilchens (hier: Elektron) durch die Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlicher Brechzahl.

der Übergangsstrahlung bis in den Röntgenbereich reicht [Gar57]. Da gleichzeitig die Intensität der Strahlung zunimmt, kann die Übergangsstrahlung ultrarelativistischer Teilchen zur Teilchenidentifizierung genutzt werden.

Im folgenden wird nun auf die Theorie der Übergangsstrahlung eingegangen. Desweiteren wird erläutert, wie dieses Phänomen im ALICE TRD ausgenutzt wird, um ultrarelativistische Elektronen von Pionen zu unterscheiden.

4.1 Theorie der Übergangsstrahlung

Die Entstehung von Übergangsstrahlung hat einen ähnlichen Ursprung wie die Bremsstrahlung. Im Falle der Bremsstrahlung bewegt sich ein geladenes Teilchen durch ein Dielektrikum mit konstanter Brechzahl und ändert rapide seine Geschwindigkeit. Dabei wird elektromagnetische Strahlung emittiert. Bei der Übergangsstrahlung ist es genau umgekehrt: Ein geladenes Teilchen durchquert mit konstanter Geschwindigkeit ein Medium, in dem sich die Brechzahl sprunghaft ändert, zum Beispiel an einer Grenzfläche. Auch in diesem Fall wird elektromagnetische Strahlung von dem Teilchen emittiert.

Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche

Ginzburg und Frank haben für den Fall ultrarelativistischer Teilchen ($\gamma \gg 1$) und kleiner Emissionswinkel ($\theta \ll 1$) ein doppelt differentielles Energiespektrum für die Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche abgeleitet [Dol92]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = \frac{2\alpha\hbar\theta^3}{\pi} \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_1^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_2^2} \right)^2 \quad (4.1)$$

α ist die Feinstrukturkonstante ($1/137$), $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ ist der relativistische Lorentz-Faktor des geladenen Teilchens, θ ist der Winkel zur Teilchenachse, unter dem das TR-Photon emittiert wird (vgl. Abbildung 4.1) und $\xi_i = \frac{\omega_{p_i}}{\omega}$ ist das Verhältnis der Plasmafrequenz ω_{p_i} des jeweiligen Mediums zur Frequenz ω des abgestrahlten Photons. Dabei ist ω_{p_1} die Plasmafrequenz des weniger dichten Materials (zum Beispiel ein Gas) und ω_{p_2} die Plasmafrequenz des dichteren Materials (zum Beispiel eine Folie).

Die Dielektrizitätskonstante ist im allgemeinen eine komplexe Größe

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2 \quad (4.2)$$

und hängt von der Frequenz des durchgehenden Photons ab. Für den Brechungsindex gilt der Zusammenhang $n^2 = \epsilon_1^2$. Bei Frequenzen im Röntgenbereich ist das

Medium nahezu transparent für die Strahlung. In diesem Fall kann das Medium als elektrisch neutrales System angesehen werden, in dem die Elektronen verschobene Raumladungen darstellen und eine Schwingung um ihre Ruhelage mit der Frequenz ω_p ausführen. ϵ liegt dann sehr nahe bei Eins und kann näherungsweise geschrieben werden als:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \xi^2 \quad (4.3)$$

Die Verteilung 4.1 hat ein Maximum bei einem Winkel θ von $\theta \approx 1/\gamma$. Übergangsstrahlung im Röntgenbereich wird daher in einen engen Kegel um die Bewegungsrichtung des erzeugenden Teilchens emittiert.

Integration der Gleichung 4.1 über alle Emissionswinkel θ und über alle Frequenzen ω liefert die ganze abgestrahlte Energie eines ultrarelativistischen, geladenen Teilchens an einer Grenzfläche:

$$W_{TR} = \frac{\alpha \hbar (\omega_{p1} - \omega_{p2})^2}{3 (\omega_{p1} + \omega_{p2})} \gamma \quad (4.4)$$

Wählt man die Medien so, daß der Unterschied in den Plasmafrequenzen groß ist, zum Beispiel $\omega_{p2} \gg \omega_{p1}$, so wird der Ausdruck 4.4 maximiert und es gilt:

$$W_{TR} = \frac{1}{3} \alpha \hbar \omega_{p2} \gamma \quad (4.5)$$

An den Gleichungen 4.4 und 4.5 kann man nun wichtige Eigenschaften der Übergangsstrahlung ultrarelativistischer Teilchen ablesen: Die Anzahl der emittierten TR-Photonen pro Grenzfläche liegt in der Größenordnung $\alpha = 1/137$. Für praktische Anwendungen ist dieser Wert zu klein. Daher werden in der Praxis viele Grenzflächen benutzt, um die Ausbeute an TR-Photonen zu steigern. Außerdem ist die gesamte abgestrahlte Energie in der Größenordnung $\hbar\alpha$. Dieser Energieverlust des hochenergetischen Primärteilchens durch Übergangsstrahlung kann vernachlässigt werden. Das die Übergangsstrahlung erzeugende Teilchen wird also praktisch nicht verändert. Die entscheidende Eigenschaft der Übergangsstrahlung ist allerdings die Proportionalität zum Lorentz-Faktor γ in Gleichung 4.4 und 4.5. Dieses Verhalten macht den Einsatz von Übergangsstrahlungsdetektoren zur Teilchenseparation möglich. Teilchen mit gleichem Impuls (oder Energie) aber unterschiedlicher Ruhemasse besitzen unterschiedliche Geschwindigkeiten und damit auch verschiedene Lorentz-Faktoren ($\gamma = E/m_0c^2$). Der Massenunterschied von Elektronen und Hadronen ist so groß, daß sich ihre Lorentz-Faktoren bei gleichem Impuls um mehrere Größenordnungen unterscheiden. Es sollte daher möglich sein, bei bekanntem

Impuls, durch Messung der abgestrahlten Energie, Elektronen von Hadronen unterscheiden zu können.

Übergangsstrahlung an vielen Grenzflächen

Um eine höhere Ausbeute an TR-Photonen zu erhalten, verwendet man Radiatoren¹, die eine Vielzahl an Grenzflächen besitzen. In diesem Fall kann die Absorption der TR-Photonen im Radiatormaterial nicht mehr vernachlässigt werden. Die TR-Ausbeute kann daher nicht beliebig gesteigert werden, sondern geht für hinreichend viele Grenzflächen in eine Sättigung über. Zusätzlich entstehen Interferenzeffekte, da sich die an verschiedenen Grenzflächen erzeugte Übergangsstrahlung überlagert. Für den Fall einer einzelnen Folie (zwei Grenzflächen) ist das Interferenzverhalten in Abbildung 4.2 dargestellt. In Radiatoren mit vielen Grenzflächen führen die Interferenzeffekte zu einem besonderen Verhalten: Geladene Teilchen emittieren Übergangsstrahlung erst oberhalb eines bestimmten Lorentz-Faktors. Dieses effektive Schwellenverhalten ist günstig, da die Unterscheidung von Teilchen mit ähnlichem Impuls aber stark abweichendem γ verbessert wird (vgl. Kapitel 4.2.3).

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, Radiatoren mit vielen Grenzflächen zu verwirklichen. Der einfachste Fall, weil analytisch behandelbar, ist der Folienstapel. Dieser besteht aus vielen Einzelfolien, die periodisch hintereinander angeordnet sind, wobei die Zwischenräume meist mit einem Gas gefüllt sind. Andere Radiatoren bestehen aus Schäumen oder Fasermaterialien. Aufgrund der unregelmäßigen Anordnung der Grenzflächen ist die analytische Beschreibung dieser Radiatoren allerdings nicht mehr möglich. TR-Ausbeute, Absorptions- und Schwellenverhalten müssen in gezielten Messungen ermittelt werden.

Eine detaillierte Beschreibung der Übergangsstrahlung für ultrarelativistische Teilchen an einer und an mehreren Grenzflächen findet sich, zum Beispiel, in [Dol92, Wah00].

4.2 Elektronenidentifizierung im TRD

Wie in Kapitel 3.2 erwähnt, müssen in ALICE Elektronen in einem starken Pionen-Untergrund nachgewiesen werden. Das effektive Schwellenverhalten der Übergangsstrahlung führt dazu, daß TR-Photonen erst ab einem Lorentz-Faktor von $\gamma \approx 1000$ erzeugt werden. Für Elektronen ist dies ab einem Impuls von $p_e \approx 0.5 \text{ GeV}/c$ gewähr-

¹Die die Übergangsstrahlung erzeugenden Medien werden auch als Radiatoren (engl. *radiator* - der Strahler) bezeichnet

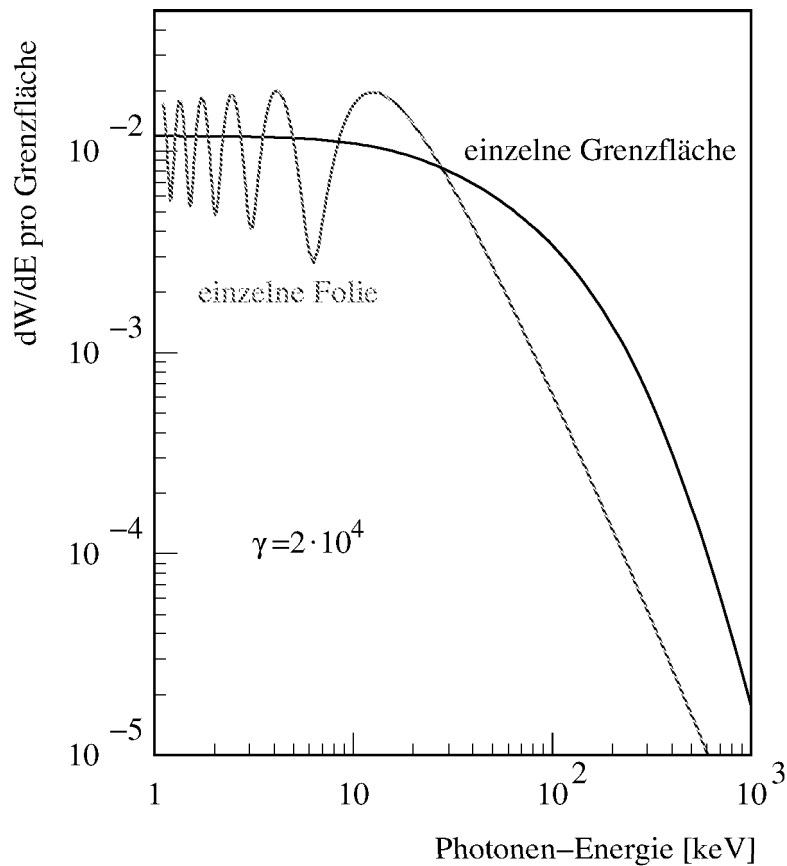


Abbildung 4.2: Das differentielle Energiespektrum der Übergangsstrahlung an einer Grenzfläche und an einer Folie (zwei Grenzflächen). Durch Interferenz oszilliert das Spektrum der Folie um das der einzelnen Grenzfläche [Wah00].

leistet. Aufgrund der viel größeren Ruhemasse² benötigen Pionen hingegen einen Impuls von mindestens $p_\pi \approx 140 \text{ GeV}/c$, um überhaupt TR-Photonen im Radiator zu emittieren. Es ist also möglich, Elektronen und Pionen in diesem Impulsbereich durch Übergangsstrahlung voneinander zu unterscheiden.

Der Nachweis der TR-Photonen im ALICE TRD findet in der Driftkammer, die sich an den Radiator anschließt, statt. Da die TR-Photonen unter einem Winkel von etwa $\theta \approx 1/\gamma$ emittiert werden, also praktisch in die Bewegungsrichtung des erzeugenden Teilchens, setzt sich das gemessene Spektrum aus einem dE/dx -Signal, welches durch den Energieverlust des nachzuweisenden Teilchens in der Driftkammer entsteht und dem TR-Signal zusammen. Durch Messung dieser Driftspektren kann man Elektronen von π -Mesonen unterscheiden. Einerseits deponieren hochenergeti-

² $m_{\pi^\pm} \approx 273 \times m_e$

sche Elektronen schon allein durch Ionisation mehr Energie im Detektor als Pionen (vgl. Abschnitt 4.2.1), andererseits emittieren letztere im betrachteten Impulsbereich keine TR-Strahlung, wodurch der Unterschied in der deponierten Energie zusätzlich deutlich größer wird.

Im folgenden wird kurz der Energieverlust geladener Teilchen in Materie und die Photoabsorption erläutert, da dies die beiden grundlegenden Prozesse in der Entstehung der Driftspektren darstellen. Danach wird auf die Entstehung der Driftspektren im ALICE TRD eingegangen.

4.2.1 Bethe-Bloch-Formel

Durchquert eine geladenes Teilchen ein Medium, so verliert dieses Energie durch elastische und unelastische Stöße mit den Elektronen und Atomkernen des Mediums. Welche Prozesse überwiegen, hängt sowohl von der Ruhemasse des Teilchens, als auch von dessen Energie ab. Eine exakte, quantenmechanische Beschreibung des Energieverlustes pro Wegstrecke (dE/dx) geladener Teilchen in Materie, wird durch die Bethe-Bloch-Formel geliefert [Mus88]:

$$\frac{dE}{dx} = -\mathcal{C}z^2\rho\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{\langle I \rangle}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2\right] \quad (4.6)$$

mit $\beta = v/c$, wobei v die Geschwindigkeit des geladenen Teilchens ist. z ist die Ladung des Teilchens in Einheiten der Elementarladung e . ρ ist die Stoffdichte, Z die Ordnungszahl, A die Atommasse und $\langle I \rangle$ das mittlere Ionisationspotential des abbremsenden Mediums. m_e ist schließlich die Ruhemasse des Elektrons und \mathcal{C} ist ein Faktor aus Naturkonstanten. Der Verlauf des Energieverlustes als Funktion des Lorentz-Faktors γ ist in Abbildung 4.3 für drei verschiedene Gase skizziert. Der qualitative Verlauf ist wie folgt zu verstehen: Der Energieverlust fällt anfangs, da mit steigender Geschwindigkeit des geladenen Teilchens die Wechselwirkungszeit zwischen geladenem Teilchen und Hüllenelektronen abnimmt. Daher sinkt auch der übertragene Impuls. Die Kurve durchläuft ein Minimum und steigt dann wieder an. Dieser Anstieg hängt mit den relativistischen Eigenschaften des Teilchens bei hohen Geschwindigkeiten zusammen. Für $v \approx c$ ist die Wechselwirkungszeit etwa konstant. Allerdings erscheint das Coulomb-Feld des Teilchens im Laborsystem infolge der relativistischen Koordinatentransformation in Bewegungsrichtung gestaucht und senkrecht dazu gedehnt. Aus diesem Grund nimmt die Zahl der Hüllenelektronen, mit denen das vorbeifliegende Teilchen wechselwirkt, und damit auch der Energieverlust zu. Schließlich geht der Energieverlust in eine Sättigung über, was mit einer elektrischen Polarisierung des Mediums durch das durchfliegende Teilchen zu tun hat,

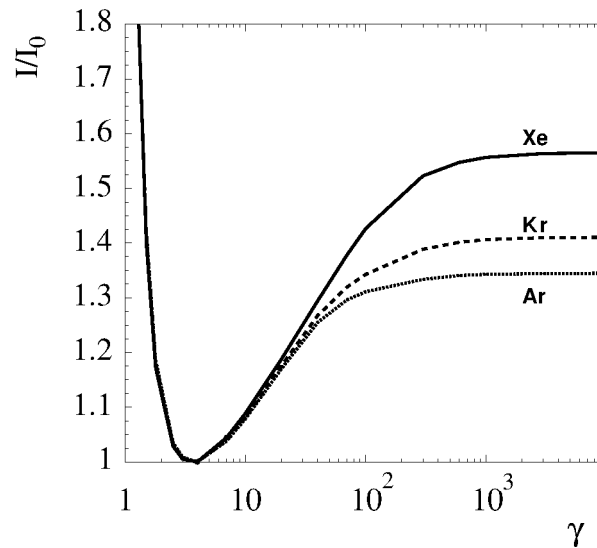


Abbildung 4.3: Der Energieverlust geladener Teilchen in Materie, wie er durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben wird, in drei verschiedenen Gasen. Die Kurven sind auf den Energieverlust im Minimum der Kurve normiert.

wodurch weiter entfernt liegende Hüllenelektronen abgeschirmt werden. Dieser Bereich, in dem der Energieverlust unabhängig von der Geschwindigkeit ist, wird als Fermi-Plateau bezeichnet. Aus diesem Grund können ultrarelativistische Teilchen nur schwer durch ihr dE/dx -Signal unterschieden werden, da bei unterschiedlichen Lorentz-Faktoren, die beide im Fermi-Plateau liegen, der Energieverlust im Medium nahezu der gleiche ist.

Hadronen befinden sich bei Impulsen von etwa 1-30 GeV aufgrund ihrer großen Ruhemasse im Minimum der Verteilung und werden daher auch als “minimal ionisierende Teilchen“ (*minimum ionizing particles, MIP*) bezeichnet. Elektronen hingegen befinden sich schon bei Impulsen ab etwa 1 GeV im Fermi-Plateau. Elektronen haben folglich in diesem Impulsbereich einen höheren Energieverlust, was man in den Driftspektren des ALICE TRD sehen kann (vgl. Abschnitt 4.2.3). Allerdings reicht dieser Unterschied nicht aus, um Elektronen mit ausreichender Genauigkeit von geladenen π -Mesonen unterscheiden zu können. Der Unterschied wird allerdings deutlich durch die von den Elektronen emittierten TR-Photonen verstärkt.

Anzumerken ist, daß die Bethe-Bloch-Formel in der Form 4.6 den Energieverlust schwerer geladener Teilchen beschreibt. Für den Fall leichter Teilchen (Elektronen) müssen einige Korrekturen vorgenommen werden, wie zum Beispiel Strahlungsverluste durch Bremsstrahlung. Auf diese Unterschiede soll hier aber nicht weiter einge-

gangen werden. Eine ausführliche Beschreibung des Energieverlusts leichter Teilchen findet sich in [Mus88].

4.2.2 Photoabsorption

Die von ultrarelativistischen Elektronen emittierten TR-Photonen besitzen typische Energien, die im Bereich von 2-20 keV liegen [PDG02]. In diesem Energiebereich ist der Photoeffekt der dominierende Absorptionsprozeß für die TR-Photonen in der Driftkammer. Energieabgabe durch Compton-Streuung oder Paarbildung ist dagegen vernachlässigbar, beziehungsweise findet noch gar nicht statt. Für den Wirkungsquerschnitt der Photoabsorption gilt der Zusammenhang [Mus88]:

$$\sigma_{ph} \propto \frac{Z^5}{E_\gamma}$$

wobei Z die Ordnungszahl des Gases und E_γ die Energie des Photons ist. Durch die Wahl von Xe als Kammergas ($Z = 54$) erreicht man, daß die TR-Photonen mit hoher Wahrscheinlichkeit gleich beim Eintritt in die Driftkammer absorbiert werden. Der Zusatz von CO_2 dient als Löschgas, das die von angeregten Gasatomen emittierten UV-Photonen absorbiert und so Störsignale verhindert.

4.2.3 Entstehung der Driftspektren im ALICE TRD

Da TR-Photonen ultrarelativistischer Elektronen praktisch in Vorwärtsrichtung der Teilchen emittiert werden, ist das gemessene Signal eine Überlagerung von dE/dx - und TR-Signal. Rein theoretisch besteht die Möglichkeit, durch starke Magnetfelder die Übergangsstrahlung von den Elektronen zu trennen, um so die Übergangsstrahlung isoliert nachzuweisen. Da man in ALICE allerdings auch an den Spuren der Elektronen interessiert ist und außerdem der vorhandene Platz nicht ausreicht, ist der getrennte Nachweis nicht geeignet. Wie ein typisches, von einem Elektron erzeugtes Signal, im ALICE TRD entsteht und wie sich dieses von einem Pionen-Signal unterscheidet, soll nun im folgenden erläutert werden.

Durchquert ein geladenes Teilchen (siehe Abbildung 4.4) den TRD, so emittiert es, abhängig vom Lorentz-Faktor γ , Übergangsstrahlung im Radiator oder nicht. Handelt es sich bei dem geladenen Teilchen um ein Elektron, so ist die Wahrscheinlichkeit der TR-Emission sehr groß. TR-Photon und Elektron treten praktisch kollinear (Emissionswinkel $\theta \approx 1/\gamma$) in die Driftkammer ein. Wegen der hohen Ordnungszahl des Kammergases wird das TR-Photon mit hoher Wahrscheinlichkeit direkt nach Eintritt in die Kammer absorbiert. Dabei entsteht ein Elektronen-*Cluster*,

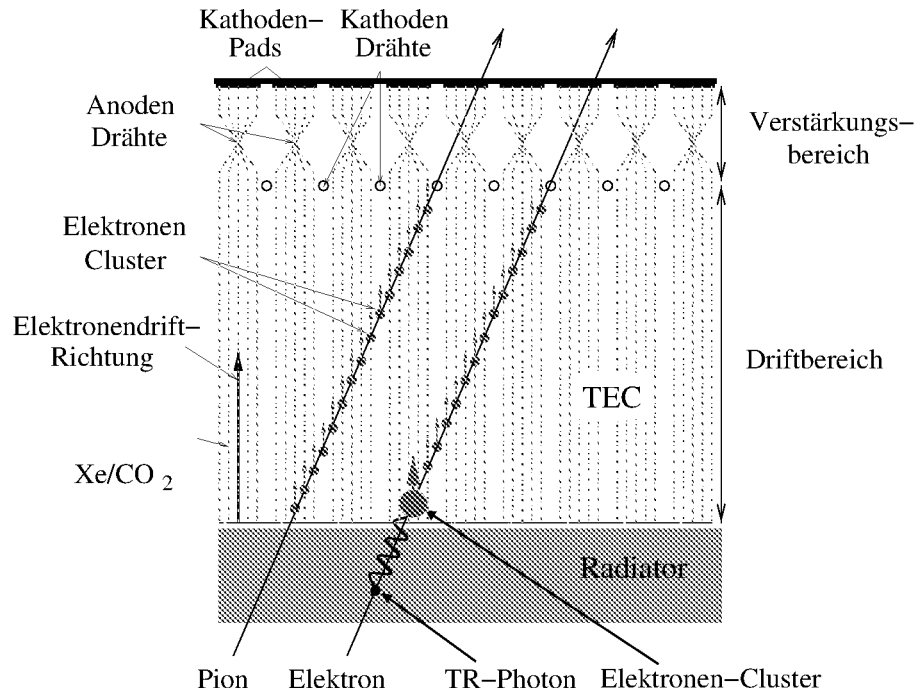


Abbildung 4.4: Illustration zur Erzeugung des dE/dx - und des TR-Signals durch Elektronen und Pionen im ALICE TRD [TRD01].

der dann in Richtung des Verstärkungsbereichs driftet und dort in Richtung der Anodendrähte beschleunigt wird, wodurch sich Elektronenlawinen ausbilden³. Entlang der Spur des primären Elektrons verliert dieses Energie durch Ionisation des Kammergases. Die dabei erzeugten Elektronen (Primärelektronen) driften ebenfalls in Richtung der Anodendrähte und werden dort verstärkt. Der Hauptanteil des Signals entsteht durch die Bewegung der in den Lawinen erzeugten Ionen. Diese induzieren in den Kathoden-Pads einen Strom, der ausgelesen wird. Durch die Verwendung einer TEC anstelle einer einfachen Vieldrahtkammer wird der zeitliche Verlauf der Energiedeposition in der Kammer aufgelöst. Das mittlere Signal von Elektronen und Pionen aus vielen Einzelspektren ist in Abbildung 4.5 illustriert. Der Peak bei niedrigen Driftzeiten wird durch Primärelektronen erzeugt, die im Verstärkungsbereich auf beiden Seiten der Anodendrähte entstehen. In diesem Bereich gibt es zu gleichen Driftzeiten doppelt so viele Elektronen, die zu den Anodendrähten beschleunigt werden. Da der vom TR-Photon direkt nach Kammereintritt erzeugte Elektronen-Cluster fast den vollständigen Driftbereich durchqueren muß, bevor er verstärkt und ausgelesen wird, erscheint das TR-Signal am Ende des Driftspektrums. Das Signal

³Der Verstärkungsprozeß durch Lawinenbildung wird in Kapitel 5.5.1 näher beschrieben.

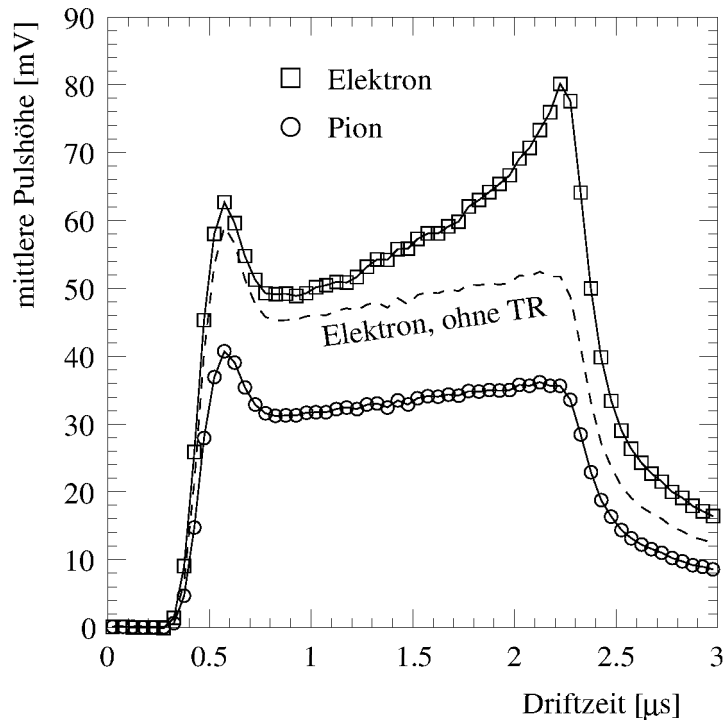


Abbildung 4.5: Experimentelles mittleres Driftspektrum von Elektronen und Pionen. Dargestellt ist die mittlere Pulshöhe, die von Elektronen und Pionen (Impuls $p = 1 \text{ GeV}/c$) als Funktion der Driftzeit in den Kathodenpads induziert wird. Die gestrichelte Linie zeigt die reine Energiedeposition eines Elektrons durch Ionisation (dE/dx -Signal) in der Kammer [TRD01].

zwischen den beiden Peaks wird von Primärelektronen erzeugt, die innerhalb des Driftbereichs entstehen und zu verschiedenen Zeiten den Verstärkungsbereich erreichen. Handelt es sich bei dem geladenen Teilchen um ein Pion, so entsteht keine Übergangsstrahlung im Radiator und der Übergangsstrahlungsspeak zu hohen Driftzeiten im Driftspektrum fehlt. Es fällt außerdem in Abbildung 4.5 auf, daß Pionen deutlich weniger Energie in der Driftkammer deponieren als Elektronen, was daran liegt, daß Pionen, wenn sie Impulse von ein paar GeV/c oder weniger haben, zu den minimal ionisierenden Teilchen gehören. Das heißt, sie liegen im Minimum der Bethe-Bloch-Verteilung. In der gleichen Abbildung ist außerdem das reine dE/dx -Signal der Elektronen, durch Skalierung des Pionen-Signals mit einem Faktor von 1.45, gezeigt.

Will man durch Analyse der Driftspektren Elektronen von Pionen unterscheiden, so gibt es verschiedene Methoden. In einer klassischen Methode wird die gesamte deponierte Energie in der Kammer durch Integration über das gesamte Spektrum bestimmt. Diese ist für Elektronen zum einen durch das größere dE/dx -Signal als

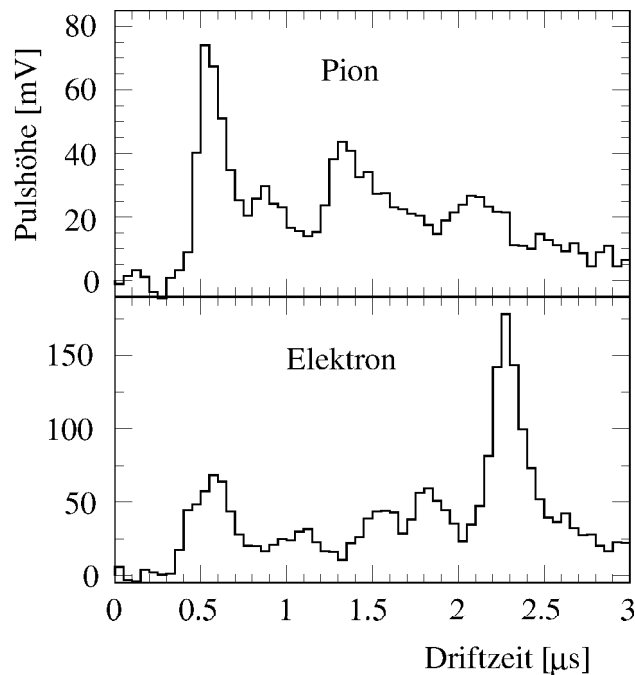


Abbildung 4.6: Typische Einzelsignale eines Pions und eines Elektrons als Funktion der Driftzeit. Der Impuls beider Teilchen beträgt $1 \text{ GeV}/c$ [TRD01].

auch durch den TR-Cluster wesentlich größer als für Pionen. Diese Methode nutzt allerdings nicht die Zeitinformation der Signale. Durch Bestimmung der Energiedeposition oberhalb einer bestimmten Driftzeitschwelle, kann die Genauigkeit der Identifizierung wesentlich gesteigert werden. Im ALICE-Experiment wird der Elektronennachweis auf Basis der Einzelimpulse durchgeführt, da man für jede Spur wissen will, ob es sich um ein Elektron gehandelt hat oder nicht. Auf das dabei entstehende Problem im Zusammenhang mit dem zu setzenden Zeitfenster wird in Kapitel 5.3 näher eingegangen. Abbildung 4.6 zeigt beispielhaft Einzelsignale eines Pions und eines Elektrons. Wieder erkennt man die höhere Energiedeposition der Elektronen durch Ionisation im Vergleich zu den Pionen. Im Elektronenspektrum erkennt man bei hohen Driftzeiten einen Peak, der von einem TR-Photon stammen könnte. Die Analyse solcher Einzelspektren kann durch sogenannte δ -Elektronen verschlechtert werden. Diese entstehen bei seltenen harten Stößen des Primärteilchens mit den Gasatomen. Da δ -Elektronen Energien von einigen keV besitzen können, die diese schnell wieder durch Ionisationsprozesse abgeben, entstehen sogenannte δ -Cluster, die als TR-Cluster mißidentifiziert werden können. δ -Elektronen entstehen gleichverteilt entlang der primären Elektronenspur. Daher können δ -Cluster zu beliebigen Zeiten im Driftspektrum auftauchen. Durch Ausnutzung der Zeitinfor-

mation der TEC ist es aber möglich, δ -Elektronen mit großer Wahrscheinlichkeit als solche zu identifizieren und nicht in der Analyse zu berücksichtigen.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Elektronen-Driftspektren simuliert, die aus dem reinen dE/dx -Signal bestehen, also ohne den TR-Peak. Im folgenden Kapitel wird das dazu verwendete Simulationsprogramm vorgestellt. Außerdem wird die zu untersuchende Fragestellung erläutert und die zu deren Klärung durchgeführten Simulationen beschrieben.

5. Simulationen mit GARFIELD

GARFIELD ist ein in FORTRAN-77 geschriebenes, frei verfügbares Programm, mit dem Driftkammern sowohl in zwei, als auch in drei Dimensionen simuliert werden können [Ven84]. Die erste Version wurde 1984 für die Optimierung der Driftkammern im HELIOS-Experiment (NA34) am CERN geschrieben. Seitdem ist der Umfang des Programms beträchtlich gestiegen.

Mit GARFIELD können Kammern simuliert werden, die aus dünnen Drähten endlicher Länge und unendlich ausgedehnten Äquipotentialflächen bestehen. In diesem Fall kann die elektrische Feldverteilung exakt berechnet werden. GARFIELD bietet mittlerweile auch die Möglichkeit, zylindrische Komponenten in die Kammer einzubauen. Außerdem können Feldkarten eingelesen werden, die die Feldverteilungen in komplizierteren Anordnungen, insbesondere im 3-Dimensionalen, beschreiben.

Das Verhalten von Driftkammern kann mit GARFIELD mittlerweile sehr detailliert studiert werden. Hier sollen nur einige wenige Aspekte aufgelistet werden, die mit GARFIELD untersucht werden können:

- Die Drift von geladenen Teilchen (Diffusion, Gasverstärkung, induzierte Ströme, usw.) kann simuliert werden.
- Der Durchhang der Drähte, hervorgerufen durch Schwerkraft und elektrostatische Anziehung, kann untersucht werden.
- Eine detaillierte Darstellung der Feldverteilungen und Potentiallinien ist möglich.

GARFIELD bietet eine Schnittstelle zu den Programmen MAGBOLTZ [MAG95] und HEED [HEE95]: MAGBOLTZ berechnet die Transporteigenschaften von Elektronen in Gasgemischen unter dem Einfluß von elektrischen und magnetischen Feldern, während HEED die Ionisation von schnellen geladenen Teilchen in einem Gasgemisch berechnet und dabei auch δ -Elektronen und Vielfachstreuungen berücksichtigt.

GARFIELD wird häufig vom Autor modifiziert. Aus Gründen der Konsistenz wurden alle Simulationen mit der gleichen Version (Version 7.04) durchgeführt.

5.1 Der Simulationsablauf

Für die Simulation einer Driftkammer benötigt GARFIELD Informationen über die Transporteigenschaften und das Ionisationsverhalten des Kammergases. Diese können mit den Programmen MAGBOLTZ und HEED, die von GARFIELD aufgerufen werden, neu berechnet werden. Da dieser Vorgang viel Rechenzeit benötigt, ist es sinnvoll, die Berechnung der Gaseigenschaften einmal für eine bestimmte Konfiguration durchzuführen und dann die Informationen in einer Datei abzuspeichern, welche dann immer wieder von GARFIELD eingelesen werden kann. Außerdem können Daten dieser Datei durch Werte ersetzt werden, die mit anderen Programmen berechnet oder gemessen wurden oder weitere Gaseigenschaften können der Datei hinzugefügt werden. In den hier beschriebenen Simulationen werden die Mobilität der Xenon-Ionen und die Townsend-Koeffizienten hinzugefügt¹, beziehungsweise ersetzt. Die Mobilität μ wird benötigt, um die Driftgeschwindigkeit v gemäß $v = \mu \frac{E}{p}$ zu berechnen. Dabei ist E die elektrische Feldstärke und p der Gasdruck. Mit Hilfe der Townsend-Koeffizienten $\alpha(x)$ wird die Gasverstärkung M gemäß $M = \exp\left(\int_0^L \alpha(x) dx\right)$ berechnet (vgl. Abschnitt 5.5.1). Der Townsend-Koeffizient ist eine vom Ort x abhängige Größe.

GARFIELD kann sowohl interaktiv als auch durch Makro-Steuerung betrieben werden. Der Aufbau eines typischen GARFIELD-Makros kann wie folgt beschrieben werden: Zuerst wird die Kammer (Zelle), für die die Feldverteilung berechnet werden soll, definiert. Das heißt, die Positionen der Drähte und Platten, sowie deren Potentiale werden festgelegt. Als nächstes kann ein magnetisches Feld eingestellt werden, bevor dann die Gaszusammensetzung definiert wird, d.h. die Gaseigenschaften werden berechnet oder eingelesen. Danach kann GARFIELD mit den eigentlichen Aufgaben beginnen. Das Driftverhalten der Elektronen kann simuliert, die Gasverstärkung oder die Diffusion bestimmt werden. Die Feldverteilung und der Potentialverlauf können auf verschiedene Weise visualisiert und die induzierten Signale berechnet werden. Die dabei erzeugten Daten und Diagramme können abgespeichert und später zur Weiterverarbeitung wieder eingelesen werden. Wie die Makros der Simulationen im einzelnen aufgebaut sind, soll hier nicht näher erläutert werden.

In den Simulationen müssen verschiedene Parameter vorgegeben werden, die GARFIELD benötigt, um beispielsweise numerische Berechnungen durchzuführen. Falsch gewählte Parameter können zum Abbruch oder zu falschen Ergebnissen

¹Sowohl die Gaseigenschaften für Xe/CO₂, als auch die zusätzlichen Daten wurden von [Mah01] übernommen.

führen. Verschiedene Tests sind daher erforderlich, um einen Satz von Parametern zu finden, bei dem weder die Simulationen abgebrochen, noch falsche oder ungenaue Ergebnisse produziert werden. Ein häufig auftretendes Problem stellt zum Beispiel der Verlust von Elektronen-*Clustern* dar. Bei der Berechnung der Elektronen-Driftlinien bestimmt ein Parameter die Schrittweite zwischen den einzelnen berechneten Punkten der Driftlinie. GARFIELD läßt nur eine begrenzte Anzahl von Schritten entlang einer Driftlinie zu. Wird der entsprechende Parameter zu klein gewählt, so sind mehr Schritte nötig als GARFIELD erlaubt und die Berechnung wird abgebrochen. Der Elektronen-*Cluster* geht verloren. GARFIELD gibt in solchen Fällen standardmäßig keine Fehlermeldung oder Warnung aus. Die Driftlinienberechnung muß daher vom Benutzer bewußt kontrolliert werden. Diese technischen Details sind aber von geringer Bedeutung für die eigentliche Aufgabenstellung dieser Arbeit und werden daher nicht näher erläutert.

5.2 Signalberechnung in GARFIELD

Das Signal wird durch die Bewegung der Ladungen in der Kammer erzeugt. In GARFIELD wird eine Elektrode ausgewählt, in der der influenzierte Strom berechnet werden soll. GARFIELD teilt dabei das Signal in zwei Teile auf: Das „direkte“ Signal wird durch Ionisations-Elektronen², die die Elektrode treffen und Lawinen-Ionen³, die von dieser wegdriften, influenziert. Der Rest des Signals wird als „indirektes“ oder auch „*cross induced*“ Signal bezeichnet (also zum Beispiel Lawinen-Ionen, die die Auslese-Elektrode treffen) [Ven84]. Die Bewegung der Ladungen im ALICE TRD bezüglich der Auslese-Elektrode sind gerade so, daß das direkte Signal in der ALICE-Driftkammer verschwindet. Daher wird in allen Simulationen dieser Arbeit nur das indirekte Signal berechnet.

GARFIELD kennt zwei verschiedene Integrationsverfahren: Die Runge-Kutta-Fehlberg(RKF)-Integrationsmethode [Pr92a] und die Monte-Carlo(MC)-Methode [Pr92b]. Die RKF-Methode liefert immer dann gute Ergebnisse, wenn GARFIELD es mit glatten Feldern zu tun hat (wie in der ALICE-Driftkammer). Bei Feldern, die zum Beispiel nicht kontinuierlich sind und über Feldkarten eingelesen werden, ist es sinnvoller, die MC-Methode zur Integration zu verwenden.

Die Driftlinien werden wie folgt berechnet: Am Startpunkt des geladenen Teilchens wird ein Geschwindigkeitsvektor bestimmt. Dieser Vektor und verschiede-

²Die vom primären Elektron erzeugten Elektronen entlang der Spur werden Ionisations-Elektronen genannt.

³Die in den Lawinen erzeugten Ionen werden Lawinen-Ionen genannt.

ne Parameter, die GARFIELD vorgegeben werden müssen, bestimmen, wo der nächste Geschwindigkeitsvektor der Driftlinie berechnet wird. Die Stärke des RKF-Algorithmus liegt nun in der variablen Schrittweite während der Berechnung der Driftlinie. In Bereichen, in denen das Feld nahezu konstant ist, liegen die Punkte, an denen die Driftlinie berechnet wird, weiter auseinander als in Bereichen, wo das Feld sich ändert. Auf diese Weise wird Rechenzeit gespart und die Genauigkeit verbessert. An den berechneten Punkten der Driftlinie, die bestimmten Zeitpunkten im Signal entsprechen, wird der influenzierte Strom von GARFIELD berechnet. Der Benutzer gibt GARFIELD ein Zeitintervall mit einer gewünschten *Bin*-Einteilung vor, in dem das influenzierte Signal berechnet werden soll. Da die Zeitpunkte des Intervalls nicht mit den berechneten Punkten der Driftlinie übereinstimmen müssen, wird das Signal an den fehlenden Zeitpunkten interpoliert. Die Parameter müssen, wie schon erwähnt, an die Simulation angepaßt werden, um einerseits zu vermeiden, daß Berechnungen abgebrochen werden und damit andererseits die Driftlinie mit möglichst hoher Genauigkeit berechnet wird.

5.3 Die Fragestellung

Wie in der Beschreibung des TRD-Aufbaus bereits in Abschnitt 3.3 erwähnt, herrscht in der Kammer ein Überdruck von bis zu 1 mbar. Das führt dazu, daß sich das Eintrittsfenster des TRD, welches gleichzeitig als Driftelektrode dient, nach außen krümmt. Zusätzlich zu der vom Druck erzeugten Krümmung, kommt noch eine weitere, mechanisch bedingte Krümmung hinzu: Durch die unter mechanischer Spannung stehenden Drähte⁴ wird die Kammer so verformt, daß die Driftelektrode noch stärker nach außen gekrümmt wird. Beide Effekte summieren sich zu einer Gesamtkrümmung von etwa 0.8 mm über die gesamte Kammerlänge in z -Richtung.⁵ Abbildung 5.1 illustriert dieses Verhalten. Die tatsächliche Kammerbreite in z -Richtung liegt zwischen 110 cm und 160.5 cm. Um den Extremfall zu untersuchen, wurden die Simulationen nur für eine Breite von 120 cm durchgeführt bei einer Krümmung von 0.8 mm.

Durch die Krümmung der Driftelektrode kommt es zu einer Veränderung des elektrischen Feldes. Einerseits sind die Feldlinien in der Nähe der Elektrode nicht mehr parallel. Andererseits ändert sich die Länge der Driftstrecke und somit die

⁴Die Drähte verlaufen in azimuthaler Richtung.

⁵Dieser Wert ist in Simulationen und Testmessungen sowohl in Heidelberg als auch in Münster bestimmt worden [Buc01, Mah02, Win02a]. Er gilt streng genommen nur für die größte Kammer, da für diese die Krümmung abgeschätzt wurde. Für schmalere Kammern ist die Krümmung vermutlich geringer.

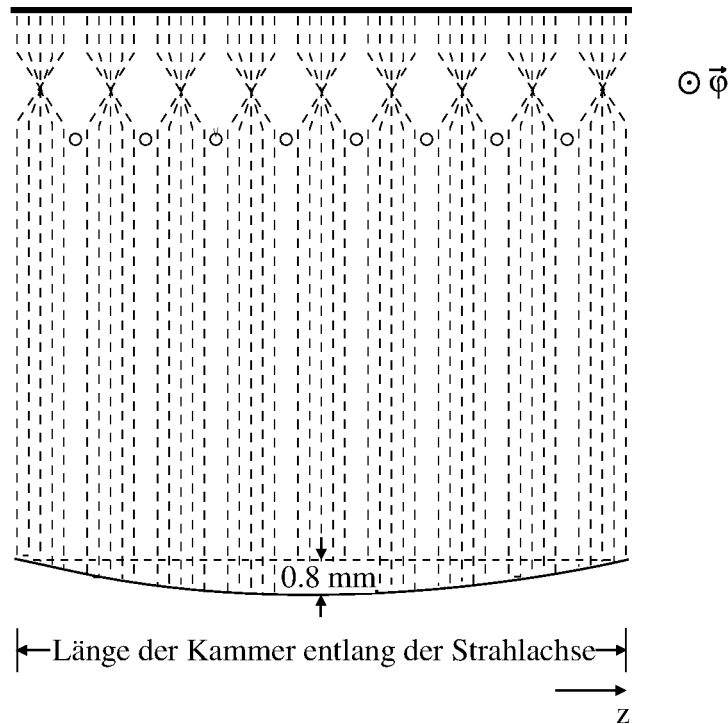


Abbildung 5.1: Durchbiegung der Driftelektrode eines TRD in ALICE durch Überdruck und mechanische Spannung der Anoden- und Kathodendrähte (übertrieben dargestellt). Eingezeichnet sind die azimutale und die z -Richtung. Der Vektor der azimuthalen Richtung $\vec{\varphi}$ zeigt in die Ebene hinein.

Stärke des elektrischen Feldes. Folglich sind die Driftzeiten nicht mehr unabhängig vom Ort des Teilchendurchgangs durch die Kammer. Das hat nun zwei wichtige Konsequenzen: Der erste Punkt bezieht sich auf die Position des TR-Peaks im Driftspektrum. Ist die Driftelektrode der TEC eben, so hängt die Position des TR-Peaks im Driftspektrum nur davon ab, wie tief das TR-Photon in die Driftkammer eindringen kann, bevor es absorbiert wird, nicht aber vom Ort des Eintritts in die Kammer. Ist die Driftelektrode hingegen gekrümmt, so ist die Position des TR-Peaks zusätzlich davon abhängig, wo das TR-Photon in die Kammer eintritt. Liegt der Eintrittsort am Rand der Kammer, so ist die Driftstrecke nur unwesentlich länger als im ungekrümmten Fall. Der TR-Peak liegt dann in etwa an der gleichen Stelle im Driftspektrum. Befindet sich der Eintrittsort jedoch im Zentrum der Kammer, so ist die Driftstrecke maximal verlängert und die Stärke des elektrischen Feldes entsprechend verringert. Die Folge ist, daß der TR-Peak im Driftspektrum zu späteren Zeiten auftaucht. Da der Eintrittsort statistisch fluktuiert, wird der TR-Peak

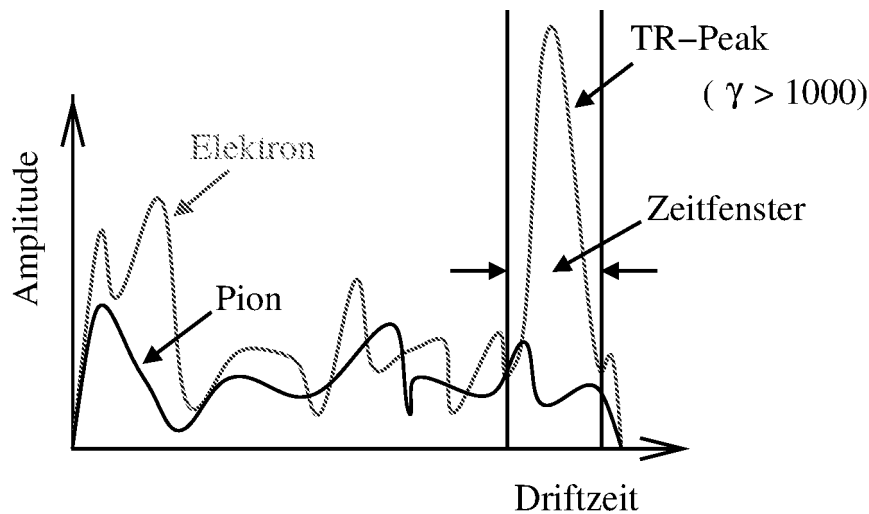


Abbildung 5.2: Typische Einzelspektren von Elektron und Pion [TRD01]. Exemplarisch ist ein Zeitfenster eingezeichnet, in dem der TR-Peak des Elektrons erwartet wird. Die Pulse von Elektron und Pion sind in diesem Bereich deutlich verschieden.

im gemittelten Driftspektrum verbreitert und der Mittelwert zu höheren Driftzeiten verschoben. Elektronen und Pionen werden durch die Analyse ihrer Einzelspektren unterschieden. Es gibt verschiedene Methoden, mit denen die Teilchenseparation durchgeführt werden kann. Diese haben alle gemeinsam, daß sie die Zeitinformation der Driftkammer auf irgendeine Weise ausnutzen, d.h. daß der TR-Peak bei hohen Driftzeiten im Spektrum auftaucht. Eine dieser Methoden legt ein Zeitfenster um den TR-Peak und integriert über diesen Bereich (siehe Abbildung 5.2). Da die Elektronenpulse durch die Übergangsstrahlung in diesem Bereich wesentlich größer sind als Pionenpulse, können die beiden Teilchensorten auf diese Weise unterschieden werden. Dies ist zum Beispiel in [Win02b] ausführlicher beschrieben. Die Genauigkeit der Teilchenseparation hängt bei dieser Methode entscheidend von der Größe des Zeitfensters ab. Je größer das Fenster gewählt werden muß, desto weniger deutlich hebt sich der Überschuß durch die Übergangsstrahlung ab. Führt die Krümmung der Driftelektrode nun zu einer vom Ort des Elektronen-Durchgangs durch die Kammer abhängigen Verschiebung des TR-Peaks im Driftspektrum, so muß das Zeitfenster in der Analyse größer gewählt werden, um den TR-Peak sicher zu treffen. Dadurch würde die Teilchenseparation verschlechtert werden.

Der zweite wichtige Punkt bezieht sich auf die Rekonstruktion der Spuren im TRD. Ist die Driftelektrode eben, so sind die Driftzeiten nur von der Entfernung zur Driftelektrode abhängig. Unabhängig vom Ort des Elektronendurchgangs durch die

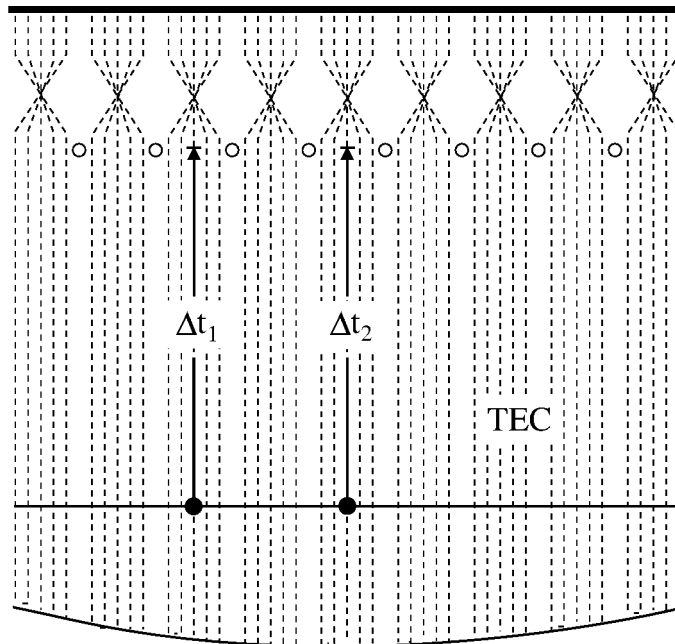


Abbildung 5.3: Illustration zur Auswirkung der gekrümmten Driftelektrode auf die Driftzeiten an verschiedenen Stellen in einer horizontalen Ebene.

Driftkammer kann man für die Rekonstruktion die gleichen Driftzeiten zugrunde legen. Ist die Driftelektrode allerdings gekrümmt, so unterscheiden sich die Driftzeiten in einer horizontalen Ebene in der Kammer. Dies ist in Abbildung 5.3 illustriert. Zwei Elektronen-Cluster, die an verschiedenen Orten der Kammer, aber in der gleichen horizontalen Ebene, erzeugt werden, unterliegen verschieden starken elektrischen Feldstärken und haben daher unterschiedliche Driftgeschwindigkeiten. Die Driftzeiten Δt_1 und Δt_2 sind daher verschieden. Ist der Unterschied in den Driftzeiten zweier benachbarter Punkte nicht vernachlässigbar, so sind die rekonstruierten Spuren verzerrt, falls dies nicht berücksichtigt wird. In Abbildung 5.4 ist dieses Problem schematisch skizziert. Nicht nur der Unterschied in den Driftzeiten zweier benachbarter Punkte verändert die rekonstruierte Spur, auch eine gleichmäßig vergrößerte Driftzeit in allen Punkten der Spur wirkt sich auf die Rekonstruktion aus. In diesem Fall ist die rekonstruierte Spur verschoben, wie in Abbildung 5.5 illustriert.

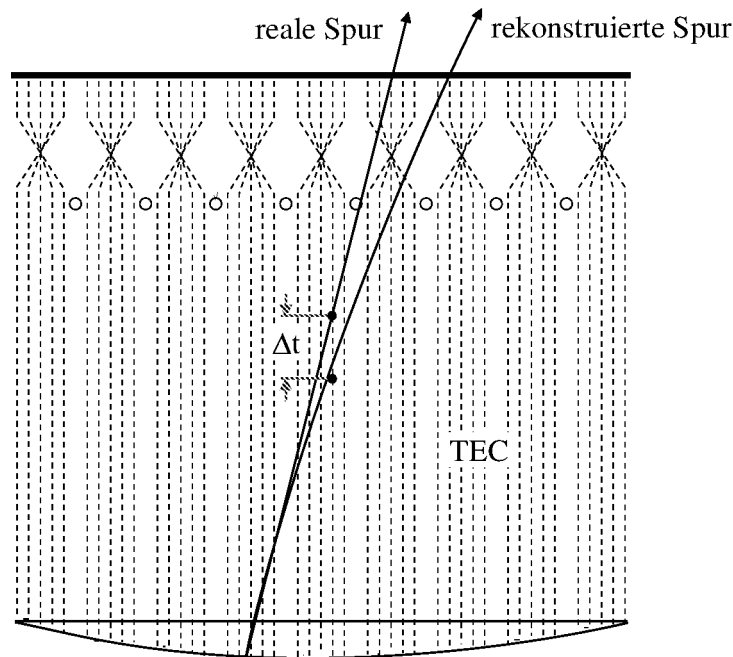


Abbildung 5.4: Verzerrung der rekonstruierten Spur im ALICE TRD, wenn die Krümmung der Driftelektrode dazu führt, daß sich die Driftzeiten in zwei benachbarten Punkten in einer horizontalen Ebene deutlich unterscheiden.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Auswirkung der Krümmung der Driftelektrode im ALICE TRD im Hinblick auf die beiden geschilderten Aspekte mit Hilfe von GARFIELD-Simulationen zu untersuchen.

5.4 Umsetzung in GARFIELD

GARFIELD bietet keine Möglichkeit, Äquipotentialflächen zu krümmen. Da keine alternativen Programme zu GARFIELD bekannt sind, mit denen das Verhalten von Driftkammern simuliert werden kann, muß ein Weg gefunden werden, diese Einschränkung zu umgehen, um so die in Abschnitt 5.3 vorgestellte Fragestellung dennoch mit GARFIELD untersuchen zu können. Ein möglicher Ansatz ist, die Äquipotentialfläche, mit der die Driftelektrode beschrieben wird, durch Drähte zu ersetzen und diese auf einer Parabel anzuordnen, die die Krümmung näherungsweise beschreibt (siehe Abbildung 5.6). Da eine durch Drähte ersetzte Driftelektrode nur

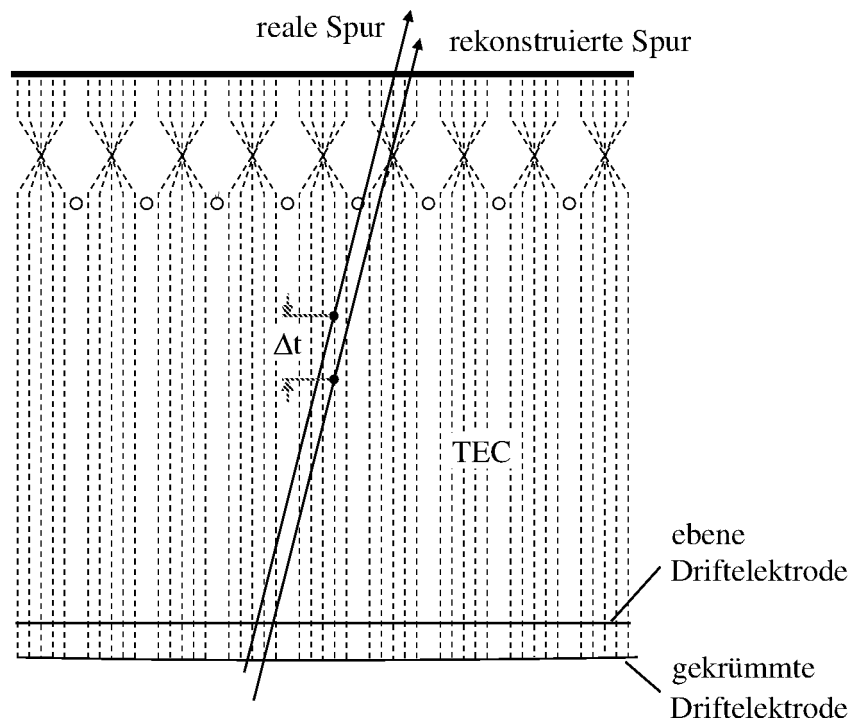


Abbildung 5.5: Mögliches Problem bei der Spurrekonstruktion. Durch die gleiche Vergrößerung der Driftzeit in allen Punkten der Spur ist die rekonstruierte Spur verschoben.

eine Näherung an die reale Driftelektrode darstellt, sind Tests notwendig, um diesen Ansatz zu rechtfertigen. Ersetzt man die Driftelektrode durch Drähte, so gibt es zwei Parameter, die die Qualität der Näherung beeinflussen:

- Drahtdichte, d.h. Anzahl der Drähte pro Streckenintervall.
- Drahtdurchmesser.

In GARFIELD ist die maximale Anzahl der Drähte, die in einer Zelle definiert werden können, auf 2000 beschränkt. Es ist zu beachten, daß die numerische Genauigkeit der Berechnungen ab- und die Rechenzeit beträchtlich zunimmt, je mehr Drähte in der Simulation berücksichtigt werden müssen. Andererseits führt eine zu geringe Drahtdichte zu starken Feldverzerrungen in der Nähe der Drahtebene. Folglich muß bei der Wahl der Drahtdichte ein Kompromiß zwischen diesen Faktoren eingegangen werden.

Untersuchungen der Feldverteilung in der Nähe der Drähte zeigen, daß die Wahl des Drahtdurchmessers von geringerer Bedeutung ist, als die der Drahtdichte. Das

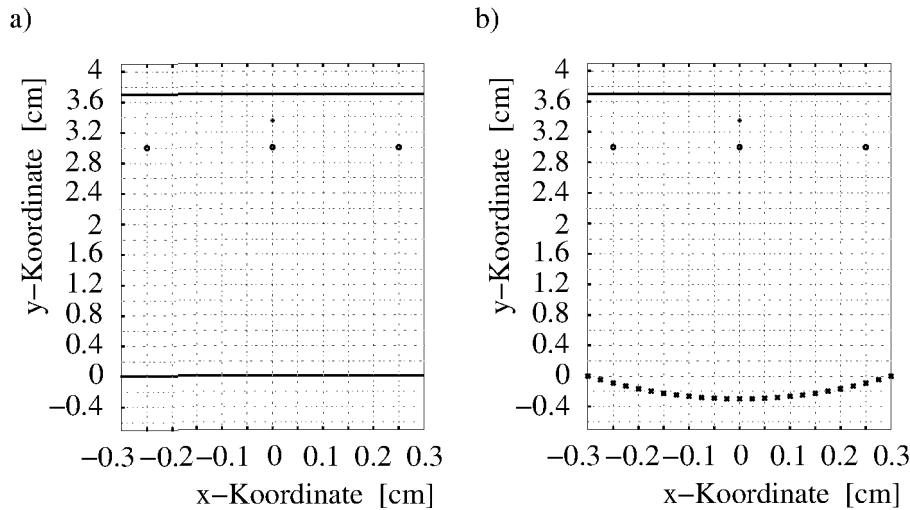


Abbildung 5.6: Übergang von der ebenen Driftelektrode zur gekrümmten Driftelektrode in GARFIELD (nicht maßstabsgetreu). Schematisch gezeigt sind ein kleiner Ausschnitt der Kammer mit a) einer Äquipotentialfläche als Driftelektrode und b) einer aus auf einer Parabel angeordneten Drähte bestehenden Driftelektrode. In den GARFIELD-Simulationen entspricht die x -Richtung immer der z -Richtung im ALICE-Experiment, d.h. der Richtung der Strahlachse. Die y -Richtung entspricht der radialen Richtung von der Strahlachse aus gesehen.

elektrische Feld in der Kammer wird stärker von der Drahtdichte beeinflusst. Es muß entschieden werden, ob sich die Drähte berühren sollen oder ob der Durchmesser wesentlich kleiner gewählt wird, so daß relativ große Lücken vorhanden sind.

5.5 Bestimmung der Kammerkonfiguration

Bevor die eigentlichen Simulationen durchgeführt werden können, mit denen die Auswirkung der Krümmung auf die Driftspektren untersucht werden soll, muß eine Kammer simuliert werden, deren Driftelektrode durch Drähte ersetzt wird, die in einer Ebene angeordnet werden. Solche Driftkammern werden im folgenden als Drahtmodell bezeichnet. Die Ergebnisse dieser Simulationen müssen dann mit den Ergebnissen verglichen werden, die man mit einer Kammer erhält, deren Driftelektrode aus einer Äquipotentialfläche besteht. Diese Kammer wird im folgenden als Flächenmodell bezeichnet. Zeigt der Vergleich, daß die Abweichungen vernachlässigbar sind, so kann der Ansatz als gerechtfertigt angesehen werden.

Dichteparameter x	Drahtdurchmesser [cm]
1	0.004999
5	0.004999
20	0.004999, 0.014999, 0.024999
40	0.004999
60	0.004999
80	0.004999
100	0.004999

Tabelle 5.1: Simulierte Drahtdichten und Drahtdurchmesser.

Sieben verschiedene Drahtdichten und drei verschiedene Drahtdurchmesser werden simuliert. Die Werte sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Es wird ein Dichteparameter x definiert, der ein Maß für die Dichte ρ_D darstellt:

$$\rho_D = \frac{x}{0.5 \text{ cm}}$$

Bei der Beschreibung der Driftkammer im GARFIELD-Makro wird nicht jeder einzelne Draht definiert. GARFIELD bietet die Möglichkeit bei periodisch aufgebauten Kammern (wie der ALICE-Driftkammer) eine Basis-Zelle zu definieren, welche dann periodisch fortgesetzt wird. Diese Methode hat den Vorteil, daß nur die in der Zelle definierten Drähte numerisch berücksichtigt werden müssen. Zum einen verkürzt sich dadurch die Rechenzeit, zum anderen wird die Rechengenauigkeit erhöht. Im Falle der hier beschriebenen Simulationen der ALICE-Driftkammer hat diese Basis-Zelle eine Breite von 0.5 cm. In dieser Zelle müssen auch die Drähte definiert werden, die die Driftelektrode ersetzen sollen. Daher steht der Wert 0.5 cm in der Gleichung für ρ_D . Führt man erst die Simulationen mit verschiedenen Drahtdichten durch, so kann man die Drahtdichte auswählen, die die geringsten Abweichungen zur Folge hat und dann für diese Dichte die verschiedenen Drahtdurchmesser untersuchen. Ein Drahtdurchmesser von 0.024999 cm führt bei einem Dichteparameter von $x = 20$ dazu, daß sich die Drähte fast berühren⁶. Die drei verschiedenen Durchmesser für eine Drahtdichte von 20 und das elektrische Feld in der Umgebung der Drähte, sind in Abbildung 5.7 illustriert. Es gibt verschiedene Kriterien, anhand derer die Kammern mit den verschiedenen Driftelektroden verglichen werden können. Als erstes wird untersucht, ob sich die Gasverstärkung der Driftkammern in Abhängigkeit von der Beschaffenheit der Driftelektrode verändert. Desweiteren wird ein Elektron simuliert, das die Kammer parallel zur Driftelektrode durchquert. Die dabei depo-

⁶In GARFIELD dürfen sich die Drähte nicht berühren, da sonst die Simulationen abgebrochen werden. Daher wird ein Wert gewählt, der etwas kleiner ist als zum Beispiel $d = 0.025$ cm.

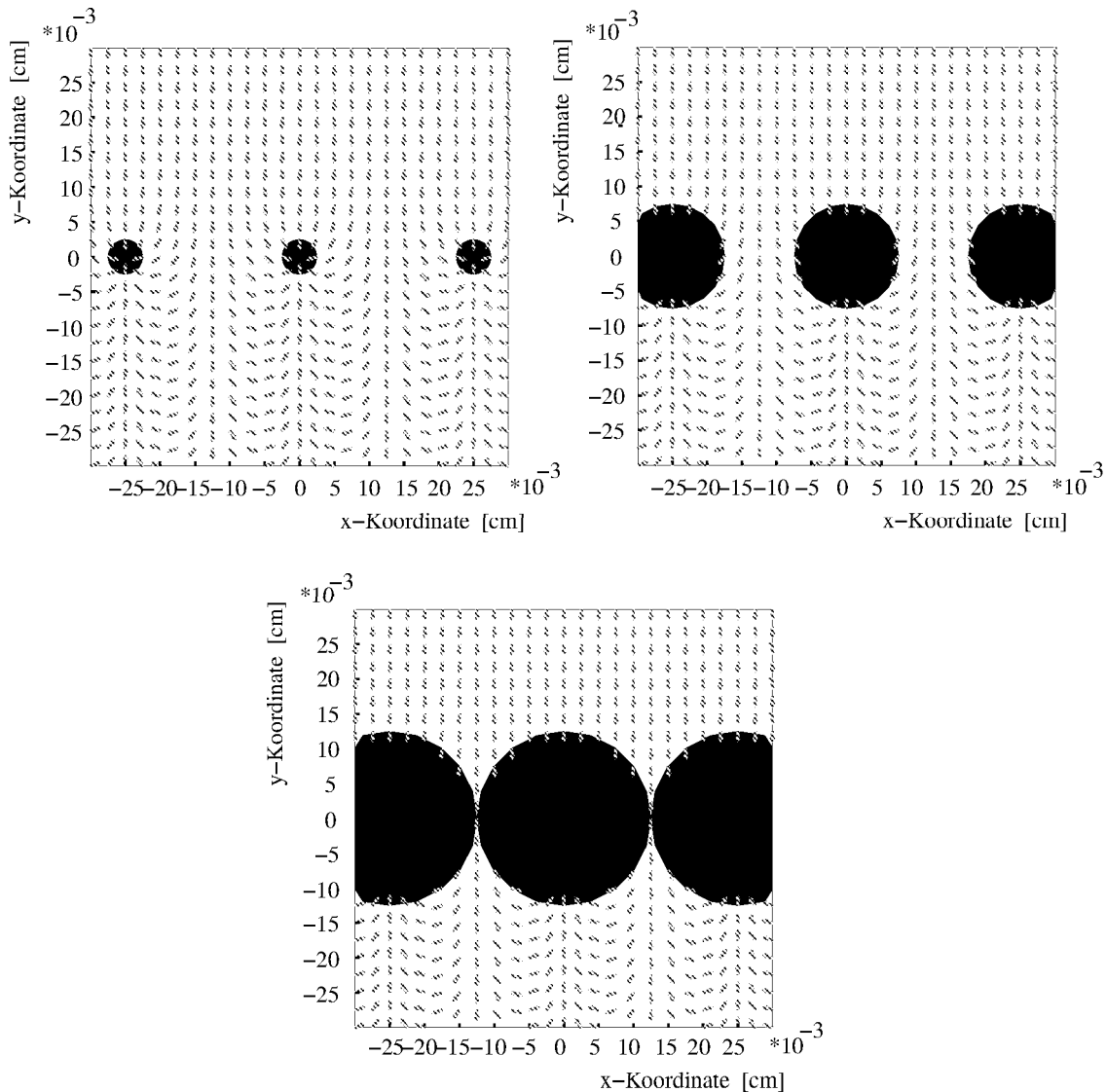


Abbildung 5.7: Drei verschiedene Drahtdurchmesser (von links nach rechts: 0.004999 cm, 0.014999 cm und 0.024999 cm) bei einem Dichteparameter von $x = 20$. Die elektrischen Feldvektoren geben nur die Richtung wieder, nicht aber die Stärke des Feldes.

nierte Ladung und die mittlere Driftzeit der erzeugten Elektronen-*Cluster* wird in Abhängigkeit von den verschiedenen Driftelektroden bestimmt. Der Vergleich dieser Werte läßt Rückschlüsse auf die zu wählenden Parameter, Drahtdichte und Drahtdurchmesser, zu. Die entsprechenden Simulationen und ihre Ergebnisse werden im folgenden erläutert.

5.5.1 Die Gasverstärkung

Als erstes Gütekriterium wird die Gasverstärkung für verschiedene Dichteparameter untersucht. Ein Elektron wird in einem elektrischen Feld beschleunigt. Nach einer gewissen Strecke stößt das Elektron mit einem Gasmolekül zusammen und gibt einen Teil seiner kinetischen Energie ab. Danach wird das Elektron wieder beschleunigt, bevor es durch einen erneuten Stoß wieder einen Teil seiner Energie verliert. Bei niedrigen Feldstärken reicht die kinetische Energie des Elektrons nicht aus, um das Gasmolekül zu ionisieren. Liegt die kinetische Energie allerdings oberhalb der Ionisationsgrenze des Gasmoleküls, so kann das Elektron durch den Stoß ein Elektron-Ionen-Paar erzeugen. Ein typischer Wert für die elektrische Feldstärke, ab der dieser Ionisationsprozeß auftritt, liegt bei etwa 10^6 V/m [Kno89]. Das in der Kollision erzeugte sekundäre Elektron wird ebenfalls beschleunigt und kann in der Folge selbst durch Stöße ein neues Elektron erzeugen. Dieser lawinenartige Prozeß wird als Gasverstärkung bezeichnet. Der zugeordnete Wert der Gasverstärkung gibt an, wie viele Sekundärelektronen durch ein primäres Elektron entlang seines Weges im Verstärkungsbereich erzeugt werden. In der Umgebung eines Anodendrahtes ist das elektrische Feld so stark, daß die erzeugten Elektronen sehr schnell hohe kinetische Energien erreichen und durch Stöße neue Elektronen erzeugen, die wiederum neue Elektronen erzeugen. In diesen Lawinen werden im Falle des ALICE-TRD Gasverstärkungen von bis zu $M = 10^4$ erreicht. Eine detaillierte Beschreibung dieser Prozesse befindet sich z.B. in [Kno89]. In GARFIELD wird die Gasverstärkung M gemäß

$$M = \exp \left(\int_0^L \alpha(x) dx \right)$$

bestimmt. Dabei beschreibt L die zurückgelegte Strecke des primären Elektrons und $\alpha(x)$ die von Ort und Gas abhängigen Townsend-Koeffizienten. Diese müssen in der Datei mit den Gaseigenschaften bereitgestellt werden.

GARFIELD stellt eine Routine zur Verfügung, mit der es möglich ist, die Gasverstärkung für eine bestimmte Kammerkonfiguration zu berechnen. Die Gasverstärkung wird für 360 verschiedene Elektronenspuren, die kreisförmig um einen Anodendraht angeordnet sind, bestimmt und der Mittelwert berechnet. Der Fehler $\varepsilon(\bar{x})$ des Mittelwerts ergibt sich aus $\varepsilon(\bar{x}) = \frac{\sigma(x)}{\sqrt{N}}$, wobei σ die Streuung (Standardabweichung) der Gasverstärkungen um den Mittelwert \bar{x} und N die Anzahl der berechneten Werte ist. Die Ergebnisse für die verschiedenen Kammerkonfigurationen sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Man erkennt, daß beim Übergang von der Äquipotentialfläche zu den einzelnen Drähten die Gasverstärkung ab einem Dichteparameter von $x \geq 20$ nur um etwa 0.03 % variiert. Diese Abweichung ist sehr gering

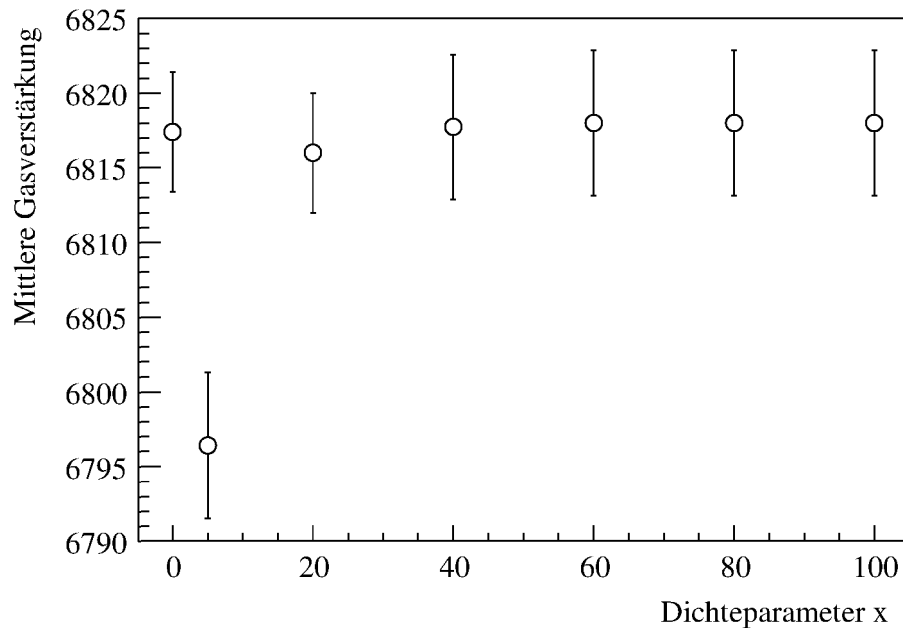


Abbildung 5.8: Die Gasverstärkung für verschiedene Kammerkonfigurationen. Die mittlere Gasverstärkung ist für die Dichteparameter $x = 5, 20, 40, 60, 80$ und 100 angegeben. Der Dichteparameter $x = 0$ entspricht der Kammer mit einer Äquipotentialfläche als Driftelektrode. Der Drahtdurchmesser ist in allen Simulationen $d = 0.004999$ cm.

und zeigt, daß der Einsatz von Drähten die Gasverstärkung kaum beeinflusst. Dieses Verhalten ist dadurch zu erklären, daß die Driftelektrode zwar den Driftbereich stark beeinflusst, nicht aber den Verstärkungsbereich, indem es erst zur Elektronenvervielfachung kommt. Eine größere Abweichung ist erst bei einem Dichteparameter von $x = 5$ zu erkennen (etwa 0.3 %).

5.5.2 Deponierte Ladung und Driftzeit

Neben der Gasverstärkung bieten die deponierte Ladung eines Elektrons, das die Kammer durchquert und die Driftzeit gute Kriterien, mit denen man überprüfen kann, ob das Ersetzen der Driftelektrode durch Drähte zulässig ist. In Abbildung 5.9 ist a) eine exemplarische Elektronenspur und b) das influenzierte Signal dargestellt. Um eine definierte Driftzeit zu erhalten, werden die Elektronenspuren parallel zur Driftelektrode ausgerichtet. Wegen der hohen Energie des Elektrons von 1 GeV werden alle sekundären Elektronen etwa zur gleichen Zeit erzeugt und driften in Richtung des Verstärkungsbereichs. Variiert man den Abstand der Elektronenspur zur Elektrode und bestimmt mittlere Driftzeit und deponierte Ladung aus dem si-

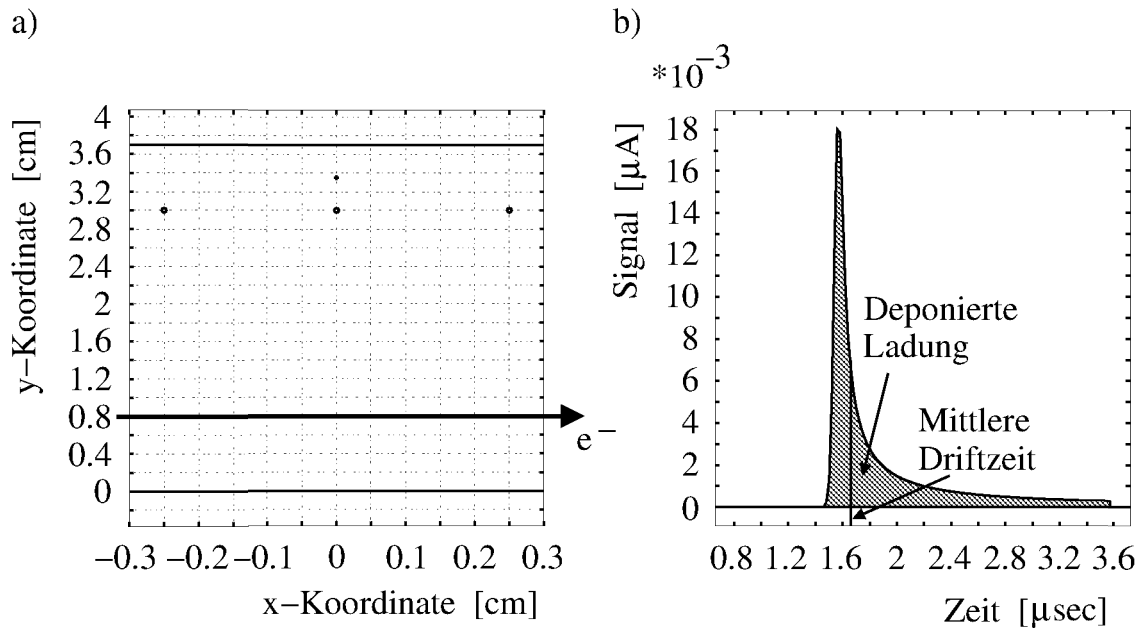


Abbildung 5.9: Eine zur Driftelektrode parallele Spur (a) eines 1 GeV Elektrons beeinflusst in der Auslese-Elektrode einen Strom der Form (b). Die exemplarische Spur befindet sich 0.8 cm von der Driftelektrode entfernt. Entlang der Spur werden in äquidistanten Abständen zehn Elektronen-Cluster erzeugt. Die vom Elektron entlang der Spur deponierte Ladung ist durch das Integral über das Signal gegeben. Die mittlere Driftzeit wird durch den Mittelwert der Verteilung bestimmt.

mulierten Signal, so kann man die Auswirkung der ersetzten Driftelektrode auf das elektrische Feld an verschiedenen Stellen der Kammer studieren. Die deponierte Ladung ist durch das Integral über das induzierte Signal gegeben. Als Driftzeit wird der Mittelwert der Verteilung definiert (beides ist in Abbildung 5.9 b) skizziert). Diese Definition der Driftzeit ist legitim, da in diesen Simulationen nur Driftzeitdifferenzen betrachtet werden. Die Driftzeiten, die mit dem Flächenmodell bestimmt werden, dienen als Referenzwerte und die Abweichung der Driftzeiten, die mit den verschiedenen Konfigurationen des Drahtmodells bestimmt werden, von diesen Referenzwerten stellen ein Maß für die Qualität des jeweiligen Drahtmodells dar.

Entlang der Spur werden durch Stöße neue Elektronen erzeugt, die dann in Richtung des Verstärkungsbereichs driften und dort die Ladungslawinen erzeugen. Wie dieser Prozeß stattfinden soll, wird GARFIELD über ein sogenanntes *Cluster*-Modell vorgegeben. Für die Bestimmung der Kammerkonfiguration ist es ausreichend, das unphysikalische *Cluster*-Modell „Fixed-Number“ zu verwenden. Bei diesem Modell gibt man die Anzahl der Elektronen-Cluster an, die entlang der primären Elektronenspur erzeugt werden sollen. Jeder *Cluster* besteht aus einem einzigen Elektron.

Zwei Elektronen-*Cluster* liegen am Anfangs- und am Endpunkt der primären Spur. Die restlichen Elektronen werden in äquidistanten Abständen zwischen Anfangs- und Endpunkt erzeugt. In diesen Simulationen ist das *Cluster*-Modell so eingestellt, daß 20 Elektronen entlang der primären Spur erzeugt werden.

Für die jeweiligen Kammerkonfigurationen werden acht verschiedene Spuren simuliert, die sich nur durch den Abstand zur Driftelektrode unterscheiden. Die Abstände liegen in einem Intervall von 0.2 bis 1.6 cm, wobei in Schritten von 0.2 cm variiert wird. Die Länge der Spur von 0.49 cm ist so gewählt, daß sie die Basiszelle ausfüllt. Entspricht die Länge der Spur der Breite der Zelle (0.5 cm), so gehen aus numerischen Gründen (Abbruch der Driftlinienberechnungen) die Elektronen-*Cluster* am Anfang und am Ende der Spur verloren. Daher wird die Länge der Spur etwas kürzer gewählt.

Für die Erzeugung der Elektronen-Lawinen im Verstärkungsbereich stellt GARFIELD ebenfalls verschiedene Modelle zur Verfügung. Diese Lawinenmodelle stellen Wahrscheinlichkeitsverteilungen dar, mit denen der Multiplikationsfaktor der Lawine bestimmt wird. In allen Simulationen dieser Arbeit wird ein Modell verwendet, in dem die Multiplikationsfaktoren exponentiell um einen Mittelwert verteilt sind. Der Mittelwert muß vom Benutzer vorgegeben werden (im Falle der ALICE-Driftkammer: $M = 10^4$).

Das Zeitintervall, in dem das influenzierte Signal berechnet wird, liegt zwischen 0.8 - 3.6 μs . Für jede Spuranordnung werden jeweils 1000 Einzelsignale in diesem Zeitfenster simuliert, aus denen dann ein gemittelttes Signal berechnet wird. Die deponierte Ladung und die Driftzeit werden dann aus diesem Signal extrahiert. Die deponierte Ladung wird schon in der GARFIELD-Simulation bestimmt. Um den Mittelwert der Verteilung und damit die Driftzeit zu bestimmen, wird das gemittelte Spektrum mit dem Analyse-Programm *ROOT* weiterverarbeitet [ROO01].

Verschiedene Drahtdichten

Das Ergebnis der Simulationen für die verschiedenen Drahtdichten bei einem Drahtdurchmesser von 0.004999 cm ist in Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11 dargestellt. In der Darstellung der deponierten Ladung als Funktion des Spurbabstands läßt sich keine eindeutige Aussage bezüglich der optimalen Drahtdichte treffen⁷, da eine deutliche Diskrepanz (etwa 7 %) zwischen dem Drahtmodell und dem Flächenmodell zu erkennen ist. Außerdem zeigt der vergrößerte Ausschnitt (vgl. Abbildung 5.10 b)), daß keines der Drahtmodelle im Hinblick auf die deponierte Ladung hervorsticht.

⁷Aus diesem Grund sind auch keine Fehler angegeben.

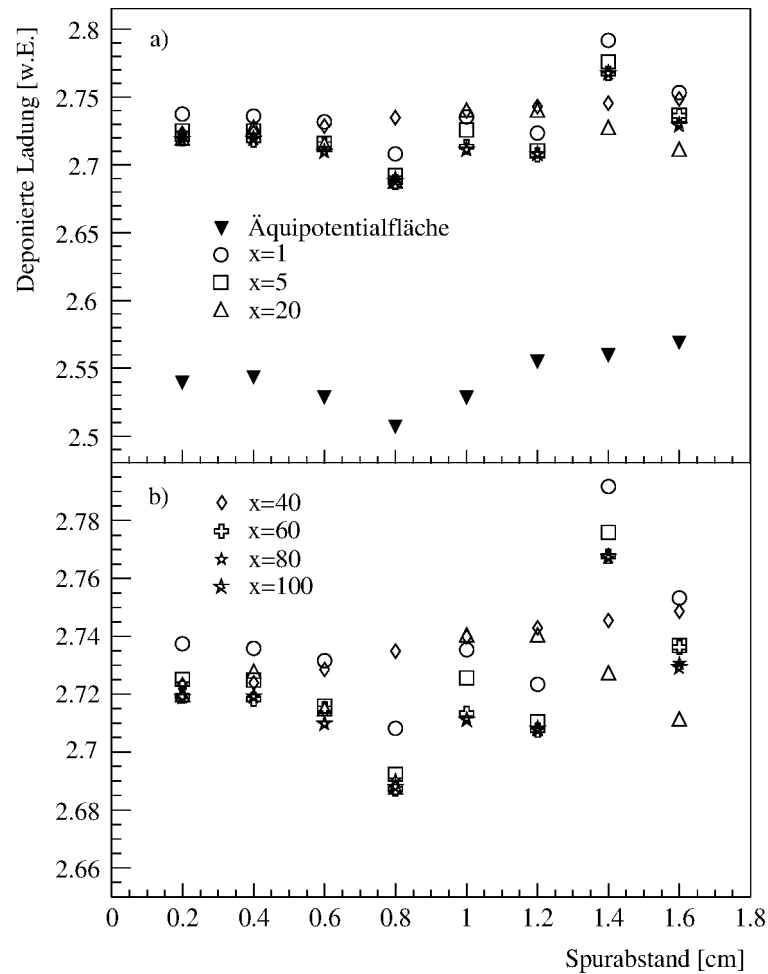


Abbildung 5.10: Deponierte Ladung (in willkürlichen Einheiten) einer zur Driftelektrode parallelen Spur für verschiedene Dichteparameter x und einen Drahtdurchmesser von 0.004999 cm. Die deponierte Ladung ist gegen den Spurbstand von der Driftelektrode aufgetragen. In der oberen Abbildung (a) werden die Resultate des Drahtmodells verschiedener Konfigurationen mit dem Flächenmodell verglichen. Die untere Abbildung (b) zeigt eine Vergrößerung von (a), um die verschiedenen Konfigurationen des Drahtmodells besser miteinander vergleichen zu können (Die Punkte der Äquipotentialfläche fehlen). Die Fehler der simulierten Punkte sind nicht eingezeichnet, da diese die Aussage dieser Darstellung nicht beeinflussen. Die angegebenen Legenden gelten für beide Darstellungen.

Anders verhält es sich in der Darstellung der Driftzeitdifferenzen als Funktion des Spurbstands. Hier erkennt man, daß Dichteparameter kleiner 20 deutliche Differenzen in der Driftzeit zur Folge haben. Die angegebenen Fehler ergeben sich über das Fehlerfortpflanzungsgesetz aus der Standardabweichung σ der Verteilung (vgl.

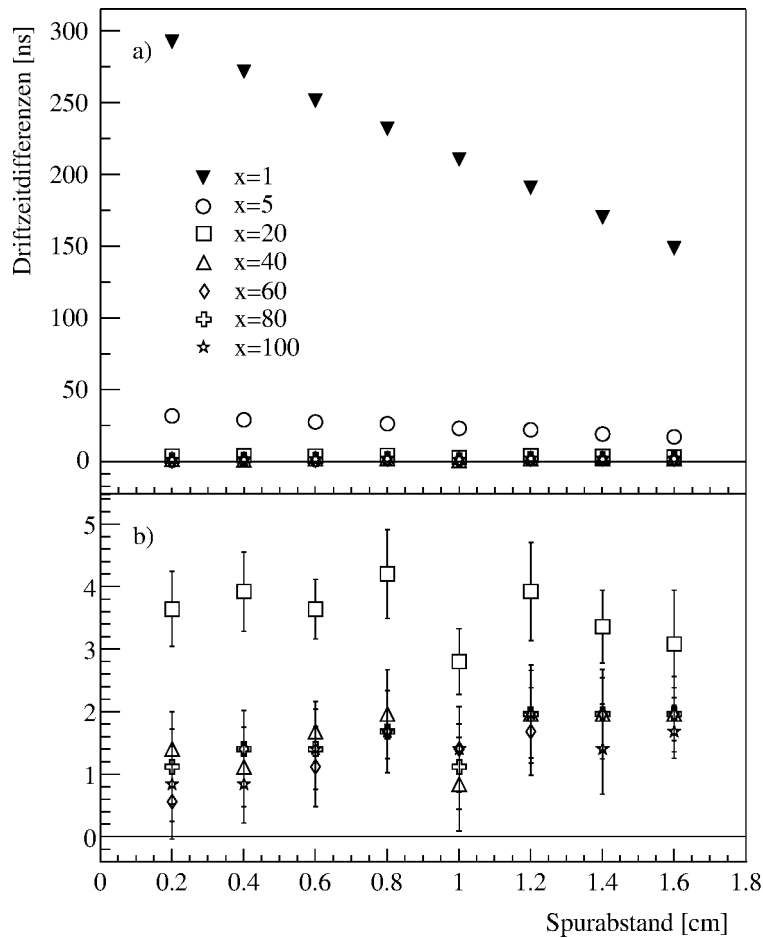


Abbildung 5.11: Driftzeitdifferenzen der verschiedenen Drahtmodelle mit den Driftzeiten des Flächenmodells als Referenz. Der Drahtdurchmesser beträgt in allen Simulationen $d = 0.004999$ cm. In der oberen Abbildung (a) sind alle simulierten Dichteparameter dargestellt, während in der unteren Abbildung (b) die Dichteparameter $x = 1$ und $x = 5$ fehlen, um die Unterschiede in den Drahtmodellen mit den Dichteparametern $x = 20$ bis 100 zu verdeutlichen. Auf Grund der Skalengröße sind die Fehler in der Abbildung (a) nicht zu sehen.

Abbildung 5.9 b)). Aufgrund der Größenordnung der Skala sind diese Fehler in Abbildung 5.11 a) nicht zu sehen. Das Drahtmodell mit einem Dichteparameter von $x = 20$ zeigt nur noch eine Abweichung von maximal 4 ns. Die Driftspannung in der ALICE Driftkammer ist so gewählt, daß die maximale Driftzeit eines Elektrons etwa $2 \mu\text{s}$ beträgt. Eine Abweichung von 4 ns entspricht also einer relativen Abweichung von nur 0.2 %. Dieser Wert ist akzeptabel, so daß höhere Drahtdichten, die zwar kleinere Abweichungen zur Folge haben, in der Simulation nicht notwendig sind.

In der bisherigen Diskussion wurde nicht näher auf die deutliche Diskrepanz der deponierten Ladung zwischen Drahtmodell und Flächenmodell eingegangen. Die deponierte Ladung in den Drahtmodellen ist etwa 7 % größer als im Flächenmodell. Die Ursache für diese Abweichung ist nicht klar. Eine Erklärung könnte die möglicherweise geänderte Kapazität der Kammer liefern, wenn die Driftelektrode durch Drähte ersetzt wird. Positioniert man direkt hinter der Drahtebene eine Äquipotentialfläche, die auf demselben Potential liegt wie die Driftelektrode, so wird die Abweichung wesentlich kleiner. In Abbildung 5.12 ist dies gezeigt für das Drahtmodell mit dem Dichteparameter $x = 20$. In der Simulation werden keine statistischen Prozesse berücksichtigt (fester Multiplikationsfaktor, keine Diffusion, usw.). Daher genügt es, einzelne Signale zu betrachten, da diese keine Fluktuationen zeigen. Die Äquipotentialfläche hinter der Drahtebene hat zu dieser einen Abstand von 0.01 cm. Die Abbildung 5.12 zeigt, daß die deponierte Ladung im Fall der zusätzlichen Äquipotentialfläche hinter der Driftelektrode um etwa 0.6% geringer ist als die deponierte Ladung im Flächenmodell. Dies kann als Hinweis auf eine Kapazitätsänderung der Kammer durch die zusätzliche Platte gedeutet werden. Dieser Ansatz wurde aber nicht weiter verfolgt.

Die systematische Abweichung in der deponierten Ladung zwischen Drahtmodell und Flächenmodell hat nun Konsequenzen für die Untersuchung der Krümmung. Die Simulationen der Driftkammer mit gekrümmter Driftelektrode dürfen nicht mit der Driftkammer des Flächenmodells verglichen werden. Stattdessen muß die Driftelektrode der ungekrümmten Kammer ebenfalls aus Drähten bestehen, welche allerdings auf einer Geraden angeordnet sind.

Verschiedene Drahtdurchmesser

In den bisher durchgeführten Simulationen wurde nur die Drahtdicke im Drahtmodell variiert. Der Durchmesser war immer der gleiche ($d = 0.004999$ cm). Diese Simulationen haben gezeigt, daß ein Dichteparameter von $x = 20$ Abweichungen vom Flächenmodell zeigt, die vernachlässigt werden können, sieht man einmal von der systematischen Abweichung in der deponierten Ladung ab. In den folgenden Simulationen wird nun ein Drahtmodell mit festem Dichteparameter ($x = 20$) simuliert und dafür der Einfluß verschiedener Drahtdurchmesser (siehe Tabelle 5.1) untersucht. Die Ergebnisse der Simulationen sind in Abbildung 5.13 gezeigt. Für die Fehler gilt das gleiche, wie schon bei der Untersuchung der verschiedenen Drahtdichten. Die Darstellung der deponierten Ladung als Funktion des Spurabstands läßt wieder keine eindeutige Aussage zu, welcher Drahtdurchmesser die beste Wahl

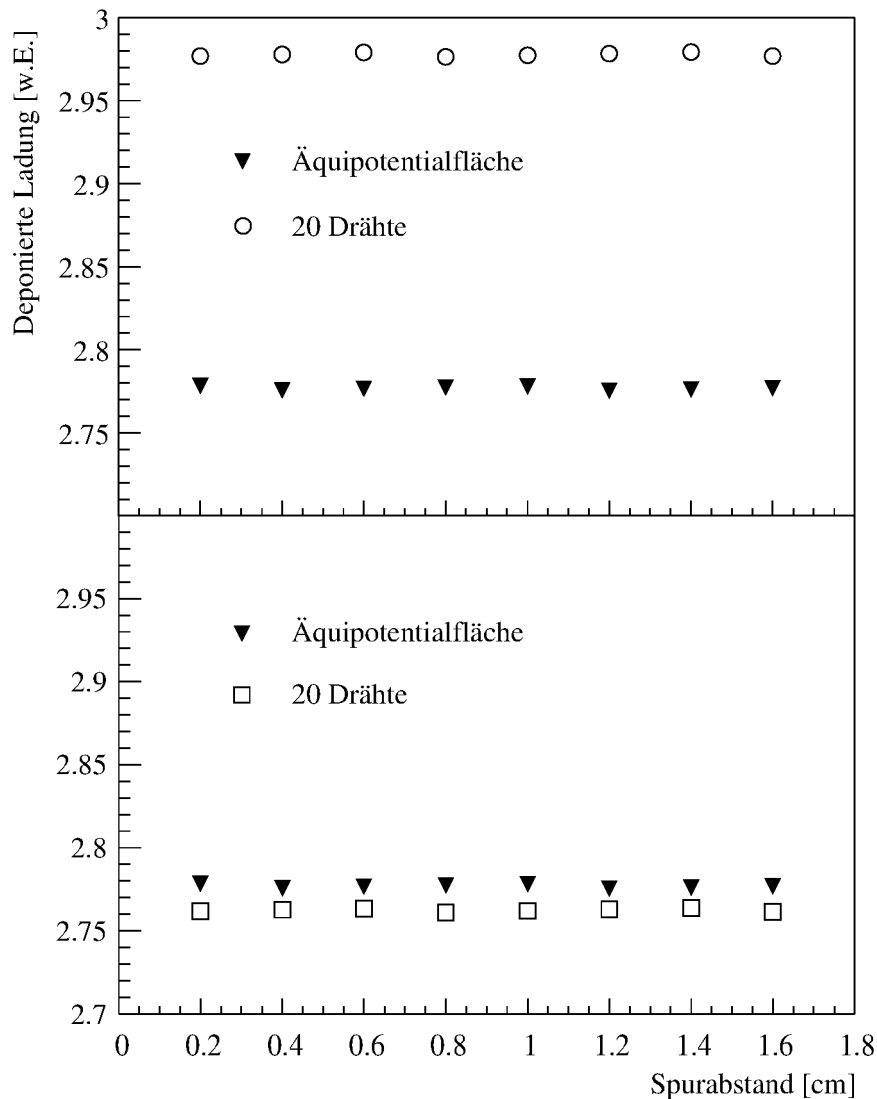


Abbildung 5.12: Deponierte Ladung eines primären Elektrons in der Driftkammer (in willkürlichen Einheiten). In beiden Abbildungen wird das Drahtmodell mit dem Drahtparameter $x = 20$ mit dem Flächenmodell verglichen. In der unteren Abbildung ist zusätzlich hinter der Driftelektrode aus 20 Drähten eine Äquipotentialfläche auf gleichem elektrischem Potential im Abstand von 0.01 cm angebracht. In der Simulation werden keine statistischen Prozesse berücksichtigt, weshalb auch kein statistischer Fehler angegeben werden kann.

darstellt⁸. Die Darstellung der Driftzeitdifferenzen als Funktion des Spurabstands hingegen zeigt, daß bei einem Drahtdurchmesser von $d = 0.014999$ cm die Ab-

⁸Die deponierte Ladung im Flächenmodell ist aus Gründen der Übersicht in der Abbildung 5.13 nicht dargestellt

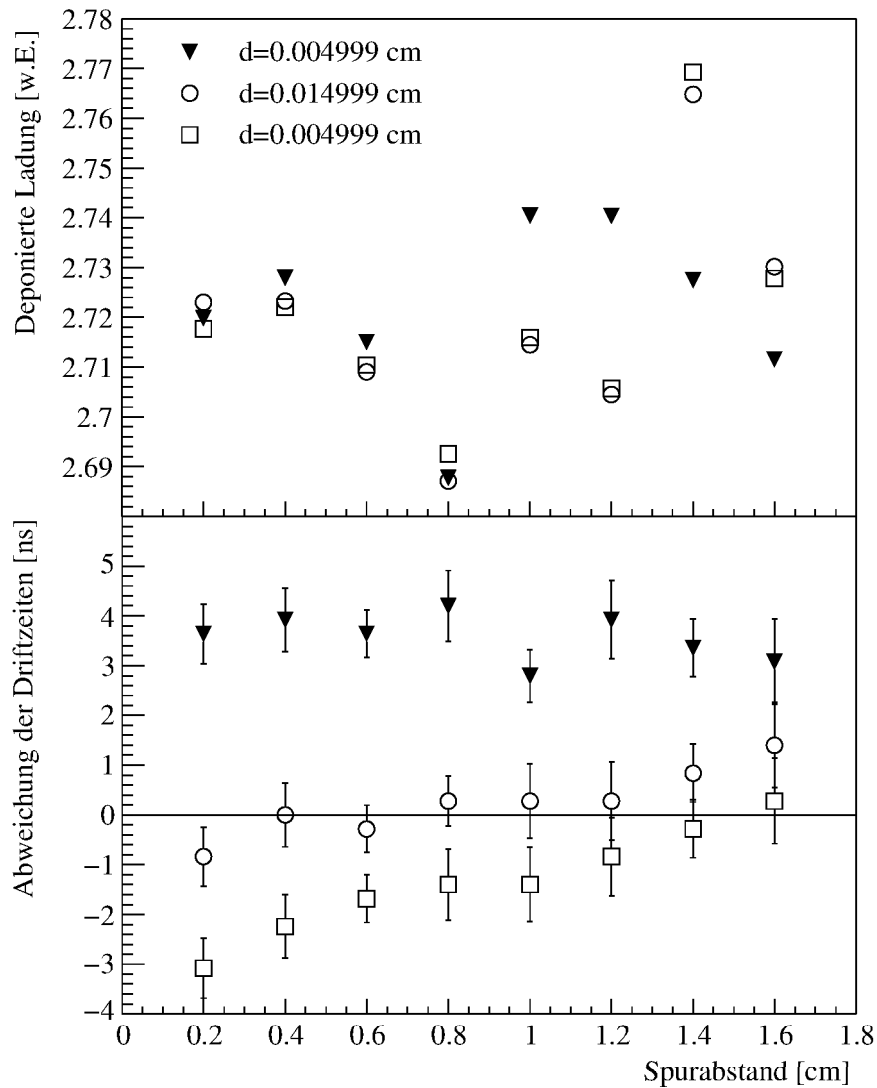


Abbildung 5.13: Deponierte Ladung und Driftzeitdifferenz für verschiedene Drahtdurchmesser als Funktion des Spurbstands. Das Drahtmodell hat einen Dichteparameter von $x = 20$. Die Fehler der deponierten Ladung sind wieder nicht angegeben, da sie die Aussage der Darstellung nicht beeinflussen. Die Fehler der Driftzeitdifferenzen berechnen sich wie schon zu Abbildung 5.11 erläutert.

weichungen minimal sind. Dennoch werden die Simulationen zur Untersuchung der Auswirkung der Krümmung mit einem Drahtdurchmesser von $d = 0.004999$ cm durchgeführt. Das liegt daran, daß die endgültigen Simulationen zu Abbildung 5.13 erst zu einem Zeitpunkt abgeschlossen wurden, als die Wahl des Drahtdurchmessers schon getroffen war. Wie bereits erwähnt, stellt die Abweichung der Driftzeiten bei

einem Durchmesser von $d = 0.004999$ cm nur 0.2 % von der maximalen Driftzeit dar. Es ist somit zu erwarten, daß Simulationen mit $d = 0.014999$ cm keine wesentlichen Änderungen zur Folge haben.

Mit den bisher vorgestellten Simulationen ist es möglich, eine Aussage darüber zu machen, ob der gewählte Ansatz, die Driftelektrode durch Drähte zu ersetzen, erlaubt ist. Die Simulationen zu Gasverstärkung und Driftzeit zeigen, daß das Drahtmodell mit einem Dichteparameter $x = 20$ und einem Drahtdurchmesser $d = 0.004999$ cm Abweichungen vom Flächenmodell aufweist, die vernachlässigbar sind. Höhere Dichteparameter zeigen zwar noch geringere Driftzeitdifferenzen, haben aber wesentlich höhere Rechenzeiten zur Folge. Die systematische Abweichung der deponierten Ladung macht es allerdings notwendig, daß in der Untersuchung der Krümmung als Referenz nicht das Flächenmodell herangezogen wird, sondern stattdessen das Drahtmodell, in dem die Drähte auf einer Geraden angeordnet sind.

Bevor die Simulationen zur Krümmung der Driftelektrode durchgeführt werden können, soll im nächsten Abschnitt die optimale Größe des Kammerausschnitts, der mit GARFIELD simuliert werden kann, bestimmt werden.

5.5.3 Optimale Größe des simulierten Kammerausschnitts

GARFIELD schränkt, wie schon in Abschnitt 5.4 erwähnt, die maximale Anzahl an Drähten, die in einer Zelle verwendet werden dürfen, auf 2000 ein. Ist die zu simulierende Kammer periodisch aufgebaut, so stellt diese Einschränkung kein Problem dar. Die Basis-Zelle für die ALICE-Driftkammer mit ebener Driftelektrode enthält nur 23 Drähte (ein Anodendraht, zwei Potentialdrähte und 20 Drähte, die die Driftelektrode ersetzen). Die Driftkammer mit gekrümmter Driftelektrode ist allerdings nicht mehr periodisch. Daher kann die periodische Fortsetzung nicht verwendet werden. In diesem Fall muß die komplette, zu simulierende Kammer in einer Zelle definiert werden. Durch die Wahl des Drahtparameters von $x = 20$ kann die Zelle maximal eine Breite von 50 cm haben. Da in den Simulationen zur Krümmung der Driftelektrode eine Driftkammer mit einer Breite von 120 cm untersucht werden soll, kann nur ein Ausschnitt dieser Kammer simuliert werden.

Es muß allerdings berücksichtigt werden, daß sowohl der numerische Fehler als auch die Rechenzeit mit der Anzahl der Drähte zunimmt. Auf der anderen Seite führt die Begrenzung der Driftelektrode dazu, daß zusätzlich eine elektrische Feldkomponente in x -Richtung innerhalb der Kammer entsteht. Dies wird im folgenden als Randeffect bezeichnet. Da die Krümmung der Driftelektrode ebenfalls eine elektrische Feldkomponente in x -Richtung erzeugt, muß der simulierte Ausschnitt mindestens so breit gewählt werden, daß die x -Komponente durch die Krümmung der Driftelektrode

Modell	Breite und Form der Driftelektrode
Flächenmodell	unbegrenzt
Drahtmodell 1	unbegrenzt
Drahtmodell 2	440 Drähte (11 cm), eben
Drahtmodell 3	840 Drähte (21 cm), eben
Drahtmodell 4	1240 Drähte (31 cm), eben
Drahtmodell 5	840 Drähte (21 cm), gekrümmt

Tabelle 5.2: Die verschiedenen Kammerkonfigurationen (Modelle) für die die x -Komponente des elektrischen Feldes untersucht wird. Nur in den begrenzten Modellen ist es möglich, die Driftelektrode auf einer Parabel anzuordnen.

nicht vom Randeffect überdeckt wird. Die gewählte Kammerbreite stellt also einen Kompromiß zwischen diesen beiden Aspekten dar.

Um diese Frage zu klären, werden im folgenden verschiedene Simulationen vorgestellt, in denen die x -Komponente des elektrischen Feldes in verschiedenen Kammerkonfigurationen (Modellen) untersucht wird. Ein Flächenmodell und fünf verschiedene Drahtmodelle werden simuliert. Das Drahtmodell 1 entspricht der schon simulierten Kammerkonfiguration mit dem Dichteparameter $x = 20$ (alle folgenden Drahtmodelle haben diesen Dichteparameter und den Drahtdurchmesser $d = 0.004999$ cm). Die Drahtmodelle 2 bis 4 entsprechen dem Drahtmodell 1 mit dem Unterschied, daß die Driftelektrode zwar eben aber begrenzt ist. In diesen Modellen wird keine Basis-Zelle periodisch fortgesetzt, sondern alle Komponenten der Kammer einzeln definiert. Die Breite der Driftelektrode ergibt sich aus der verwendeten Anzahl an Drähten und dem Dichteparameter. Das Drahtmodell 5 schließlich entspricht dem Drahtmodell 3 mit dem Unterschied, daß die Drähte der Driftelektrode auf einer Parabel angeordnet sind. Die verwendete Parabel beschreibt die Krümmung einer Driftelektrode von 120 cm Breite und einer maximalen Durchbiegung von 0.8 mm. Die simulierten Modelle sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt.

In Abbildung 5.14 ist die E_x -Verteilung in verschiedenen Konfigurationen dargestellt. Betrachtet wird ein kleiner Ausschnitt von 1 cm Breite (x -Richtung) und 2.45 cm Tiefe (y -Richtung). Bei den begrenzten Kammern liegt dieser Ausschnitt genau im Zentrum der Anordnung. Es genügt, die Feldverteilung in einem solch kleinen Ausschnitt zu betrachten, da, wie noch gezeigt wird, die Spuren der Elektronen, die in der Untersuchung der Krümmung simuliert werden, genau in diesen Ausschnitt hineinpassen.

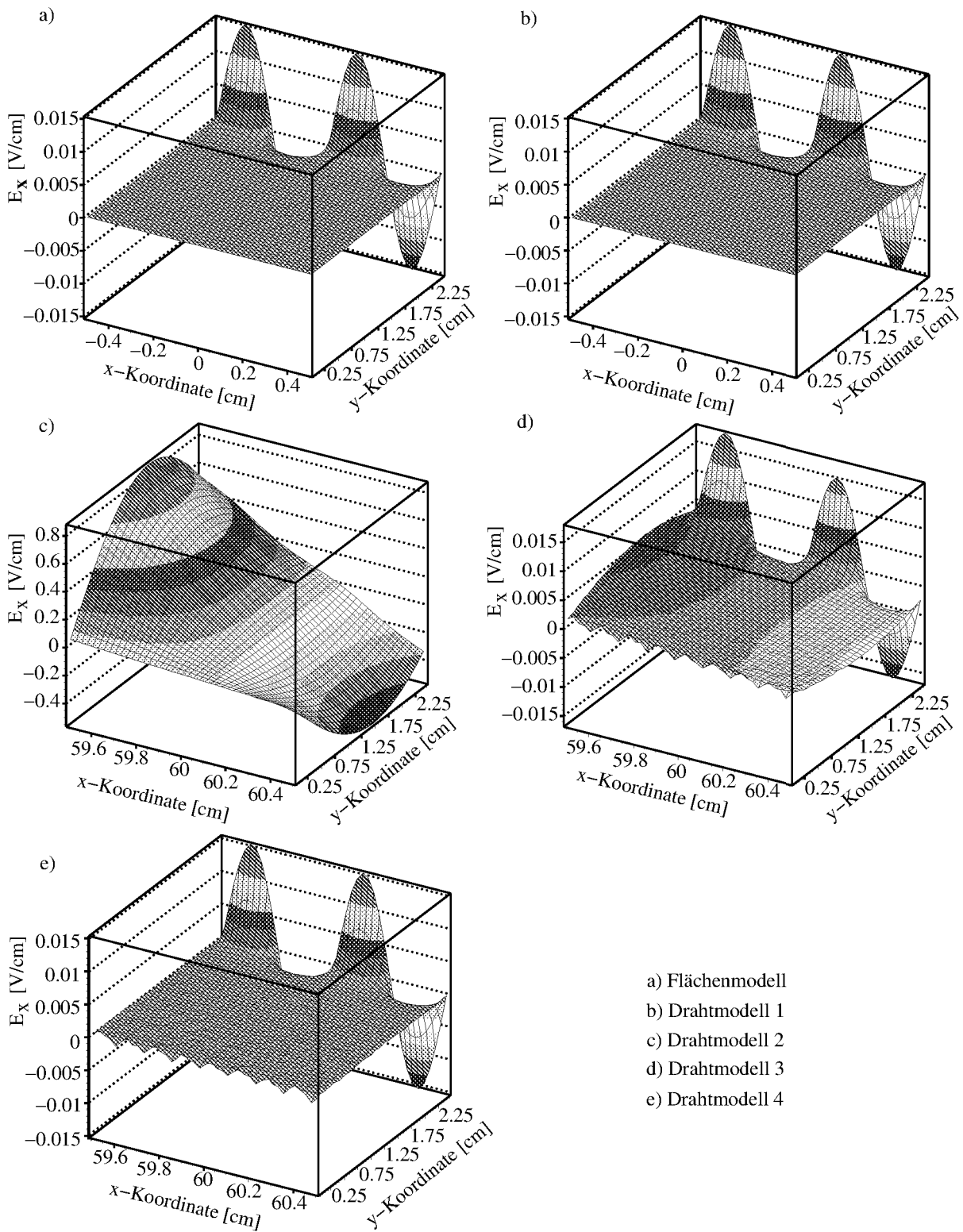


Abbildung 5.14: Verteilung der x -Komponente des elektrischen Feldes in einem Kammerausschnitt von 1 cm Breite (x -Richtung) und 2.45 cm Tiefe (y -Richtung). Die Verteilungen sind für verschiedene Kammerkonfigurationen dargestellt, die in Tabelle 5.2 aufgelistet sind.

Besteht die Driftelektrode aus einer unendlich ausgedehnten Äquipotentialfläche (Flächenmodell), so ist die x -Komponente des elektrischen Feldes in nicht allzu großer Entfernung (< 1.5 cm) von der Elektrode gleich Null, d.h. die elektrischen Feldlinien stehen senkrecht auf der Kathodenplatte. Die Peaks in der Verteilung bei großen x -Werten werden durch die Potentialdrähte erzeugt. Diese Feldverteilung spiegelt in guter Näherung die Verteilung der x -Komponente des elektrischen Feldes in der realen Kammer wider, wenn die Driftelektrode in dieser nicht gekrümmt ist, und wird im folgenden als Idealfall bezeichnet. Vergleicht man nun diese Verteilung mit den übrigen Konfigurationen, so erkennt man, daß periodisch fortgesetzte Drähte (Drahtmodell 1) das gleiche Ergebnis erzielen. Die begrenzten Kammern liefern hingegen ein mehr oder minder abweichendes Bild. Besteht die Driftelektrode nur aus 440 Drähten, das entspricht einer Breite von 11 cm (Drahtmodell 2), so weicht die Verteilung sowohl in der Form als auch in der Größenordnung deutlich vom Idealfall ab. Wird die Driftelektrode zu beiden Seiten um 5 cm verlängert (Driftelektrode aus 840 Drähte, Drahtmodell 3), so ist die Struktur der Feldverteilung nahezu dieselbe wie im Idealfall. Dennoch ist der Einfluß durch die Begrenzung der Driftelektrode immer noch deutlich sichtbar. Wird die Driftelektrode um weitere 5 cm zu beiden Seiten verlängert (Driftelektrode aus 1240 Drähte, Drahtmodell 4), so lassen sich nur noch sehr kleine Schwankungen in der x -Komponente des Feldes erkennen⁹. Diese Betrachtungen legen nahe, die endgültigen Simulationen mit einer Kammerbreite von 31 cm durchzuführen. Dies berücksichtigt allerdings nicht die Rechenzeiten. Diese unterscheiden sich beträchtlich in den beiden Drahtmodellen 3 und 4. Daher wird im folgenden untersucht, ob die Qualität des elektrischen Feldes im Drahtmodell 3 nicht schon ausreicht. Wie schon erwähnt, muß die x -Komponente durch die Randeffekte vernachlässigbar sein gegenüber der x -Komponente durch die Krümmung der Driftelektrode. In Abbildung 5.15 wird daher die E_x -Verteilung im Drahtmodell 3 mit der E_x -Verteilung im Drahtmodell 5 verglichen. Der Einfluß der Krümmung auf die x -Komponente des elektrischen Feldes hebt sich deutlich von der x -Komponente des Feldes durch die Randeffekte, ab. Das bedeutet, daß im Drahtmodell 3 der Einfluß durch die Krümmung nicht von den Folgen der Begrenzung der Kammer verdeckt wird. Drahtmodelle, in denen die Driftelektrode aus 760, 800 und 880 Drähten besteht, zeigen eine Verschlechterung bzw. keine deutliche Verbesserung.

⁹Es fällt auf, daß in den Drahtmodellen 3 und 4 die Feldverteilung der x -Komponente des elektrischen Feldes in der Nähe der Driftelektrode Schwankungen aufweist (vgl. Abbildung 5.14 d) und e)), die im Drahtmodell 1 nicht auftauchen (vgl. Abbildung 5.14 b)). Diese Schwankungen sind ebenfalls auf Randeffekte zurückzuführen und nicht auf die Verwendung von Drähten als Driftelektrode, da andernfalls diese Schwankungen auch im Drahtmodell 1 auftauchen müßten.

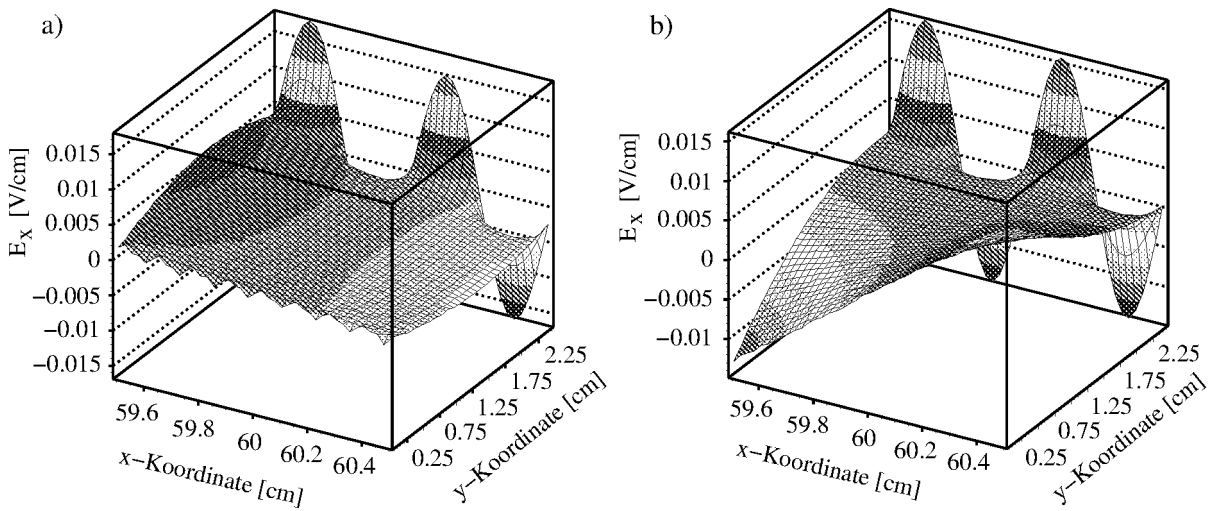


Abbildung 5.15: Die E_x -Feldverteilung in a) Drahtmodell 3 und b) Drahtmodell 5. Simuliert wird ein kleiner Kammerausschnitt von 1 cm Breite (x -Richtung) und 2.45 cm Tiefe (y -Richtung).

Die vorgestellten Simulationen zeigen, daß die endgültigen Simulationen, mit denen die Krümmung der Driftelektrode untersucht wird, in einem Kammerausschnitt von 21 cm Breite durchgeführt werden sollten. Mit dem Dichteparameter $x = 20$ bedeutet dies, daß die Elektrode aus 840 Drähten besteht. Da die Qualität des elektrischen Feldes mit der Entfernung vom Zentrum des Ausschnitts abnimmt (E_x durch die Randeffekte nimmt zu), dürfen die Elektronenspuren nur ein kleines Fenster von 2 cm Breite im Zentrum des Ausschnitts abdecken. Dies stellt allerdings, in Bezug auf die realistischen Spuren, wie sie im ALICE-Experiment erwartet werden, keine Einschränkung dar, wie im nächsten Abschnitt noch näher erläutert wird.

5.6 Simulation der gekrümmten ALICE-Driftkammer

In diesem Abschnitt werden die GARFIELD-Simulationen vorgestellt, mit denen die Auswirkung der gekrümmten Driftelektrode im ALICE TRD auf die Driftspektren untersucht wird. Es werden nur die reinen dE/dx -Signale von Elektronen in der Driftkammer simuliert, nicht aber der Übergangsstrahlungspeak durch die TR-Photonen. Daß dies keinen Unterschied macht, wird später noch näher erläutert. Die Simulationen werden für zwei verschiedene Krümmungen durchgeführt:

- Die realistische Krümmung von 0.8 mm (das Drahtmodell 5 aus dem vorherigen Abschnitt).
- Ein übertriebenes Szenario einer Krümmung von 3.0 mm (Drahtmodell 6).

Zwar ist in Tests gezeigt worden, daß die Durchbiegung nicht größer als 0.8 mm zu erwarten ist. Dennoch hilft die Simulation der 3.0 mm-Krümmung abzuschätzen, welche Auswirkungen eine starke (wenn auch unerwartete) Krümmung zur Folge hätte.

Wie schon in Abschnitt 5.3 erwähnt, wird eine Driftkammer mit einer Breite von 120 cm simuliert. Da, wie im vorherigen Abschnitt erläutert, die Breite des simulierten Kammerausschnitts nur 21 cm beträgt, muß die Simulation an verschiedenen Stellen der Kammer durchgeführt werden, um ein Bild von der gesamten Kammer zu erhalten. In Abbildung 5.16 sind die sechs verschiedenen Kammerausschnitte, die untersucht werden, im Drahtmodell 6 dargestellt. Als Referenzkammer mit ebener Driftelektrode dient das Drahtmodell 3 aus Abschnitt 5.5.3. Die Driftspektren, die in diesem Modell in den sechs verschiedenen Kammerausschnitten simuliert werden, dienen als Referenzspektren. Abweichungen zu diesen Spektren spiegeln die Auswirkung der gekrümmten Driftelektrode wider.

Bevor die Analyse der simulierten Driftspektren und ihre Ergebnisse vorgestellt werden, soll im nächsten Abschnitt auf zwei Veränderung in diesen Simulationen im Vergleich zu den Simulationen zur Bestimmung der Kammerkonfiguration (deponierte Ladung und Driftzeit) eingegangen werden.

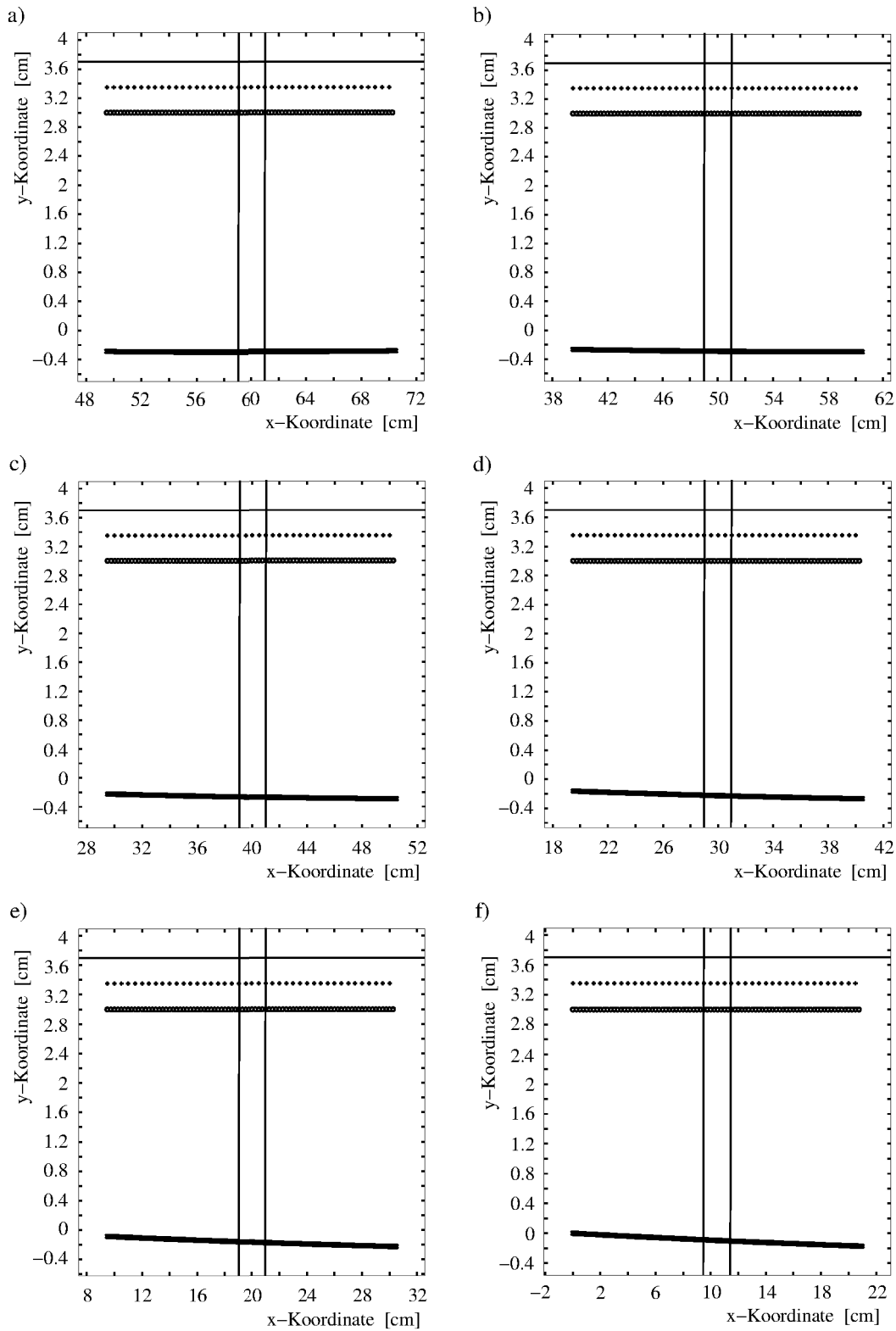


Abbildung 5.16: Die sechs verschiedenen Kammerausschnitte, in denen Driftspektren simuliert werden, um den Einfluß der Krümmung an unterschiedlichen Stellen der Kammer zu untersuchen. Der Mittelpunkt der Driftelektrode liegt in den verschiedenen Ausschnitten bei a) $x=60$ cm, b) $x=50$ cm, c) $x=40$ cm, d) $x=30$ cm, e) $x=20$ cm und f) $x=10.5$ cm. Zusätzlich ist der Bereich im Zentrum des Ausschnitts eingezeichnet, in dem die simulierten Spuren der Elektronen liegen.

5.6.1 Elektronen-Spuren und *Cluster-Modell*

Die Elektronenspuren in den Simulationen zur Bestimmung der Kammerkonfiguration sind parallel zur Driftelektrode ausgerichtet, um das elektrische Feld in verschiedenen Entfernungen zur Driftelektrode untersuchen zu können. Ziel dieser Arbeit ist es aber, die Auswirkung der Krümmung der Driftelektrode auf realistische Elektronen-Driftspektren zu untersuchen. Durch die zylindersymmetrische Anordnung des TRD in ALICE (siehe Abschnitt 3.2) fallen die Elektronen unter einem Winkel $\phi \leq 15^\circ$ in die Driftkammer ein. Der Winkel ϕ ist, wie in Abbildung 5.17 gezeigt, definiert. Aus geometrischen Gründen decken Elektronen, die unter einem Winkel von $\phi = 15^\circ$ in die Driftkammer eintreten, nur einen Bereich von etwa 1 cm Breite in x -Richtung ab. Daher stellt es kein Problem dar, die simulierten Elektronenspuren auf ein Fenster von 2 cm Breite zu beschränken, wie in Abschnitt 5.5.3 gefordert. Um eine Spur in GARFIELD zu definieren, müssen Anfangs- und Endpunkt der Spur vorgegeben werden. In den endgültigen Simulationen sind die x -Koordinaten so gewählt, daß der Abstand von Anfangs- und Endpunkt in x -Richtung 1 cm beträgt. Die y -Koordinaten sind gerade so gewählt, daß die Spur auf der Driftelektrode startet und auf der Auslese-Elektrode endet (siehe Abbildung 5.17). Da der Verlauf der Driftelektrode im simulierten Ausschnitt in den einzelnen Simulationen verschieden ist, variiert auch die y -Koordinate des Startpunktes dementsprechend. Daher variiert

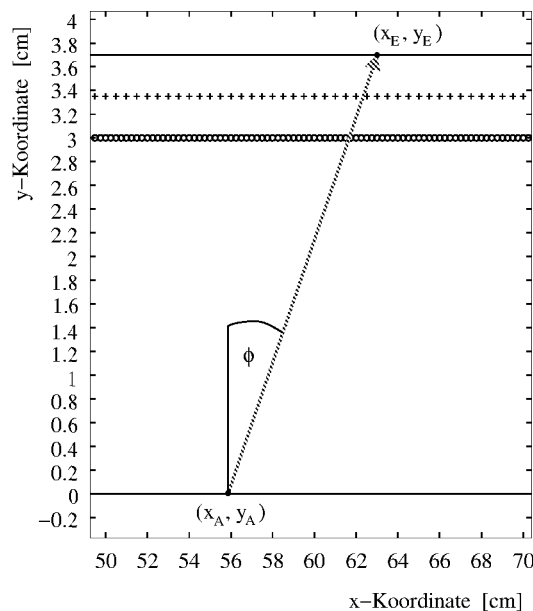


Abbildung 5.17: Zur Illustration des Winkels unter dem die Elektronen in den TRD eintreten. Außerdem sind Anfangs- und Endpunkt der Spur eingezeichnet.

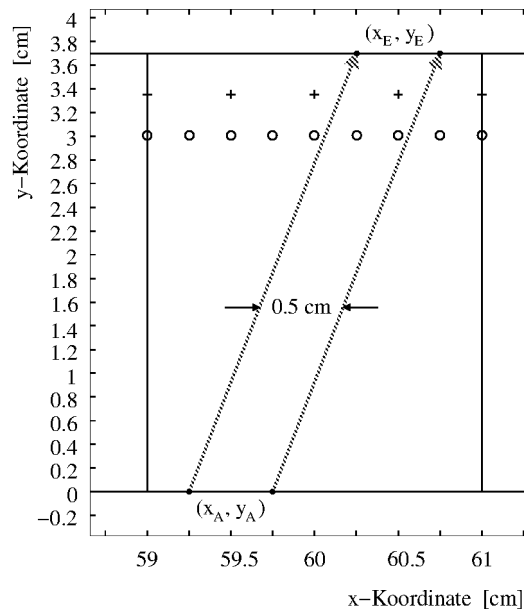


Abbildung 5.18: Die Wahl der statistisch fluktuierenden Spuren innerhalb des 2 cm breiten Fensters im Zentrum des Kammerausschnitts. Anfangs- und Endpunkt schwanken gleichverteilt in einem 0.5 cm breiten x -Intervall. Der Einfallswinkel ist für alle Spuren gleich.

der Eintrittswinkel ϕ der simulierten Spuren¹⁰ zwischen 14° und 15° . Zwar ist der Abstand zwischen den x -Koordinaten von Anfangs- und Endpunkt konstant, nicht aber die Koordinaten selbst. Die x -Koordinate des Anfangspunktes liegt gleichverteilt in einem 0.5 cm breiten Intervall, um Artefakte im Driftspektrum zu vermeiden, die eine Folge der Anordnung der Potentialdrähte in der Basis-Zelle sind¹¹. Die Position des Intervalls wird so gewählt, daß der Mittelpunkt der Spuren gleichmäßig um das Zentrum des Kammerausschnitts schwankt. Die x -Koordinate des Endpunktes wird 1 cm größer gewählt. Die Spuren schwanken also statistisch innerhalb des Fensters im Zentrum der Kammer, ohne daß dabei der Einfallswinkel variiert wird. Die Wahl der Spur ist in Abbildung 5.18 illustriert. Um ein Driftspektrum mit guter Statistik zu erhalten, werden 1000 einzelne Elektronenspuren simuliert. Die Energie der Elektronen beträgt wieder 1 GeV. Aus den Einzelsignalen, die auf der Auslese-Elektrode influenziert werden, läßt sich dann ein gemitteltetes Driftspektrum berechnen, welches dann analysiert wird.

¹⁰In den hier betrachteten Simulationen werden nur Winkel nahe $\phi = 15^\circ$ betrachtet, um den Extremfall zu untersuchen.

¹¹Die Potentialdrähte verzerren das elektrische Feld im Driftbereich, was eine Auswirkung auf die Driftgeschwindigkeit der Elektronen unterhalb der Potentialdrähte hat. Diesen Effekt kann man im Driftspektrum statistisch nicht fluktuierender Spuren sehen.

Das *Cluster*-Modell, das in den Simulationen zur Bestimmung der Kammerkonfiguration verwendet wird, zeichnet sich durch seine Einfachheit aus, ist aber unphysikalisch, siehe Abschnitt 5.5.2. In der Simulation realistischer Driftspektren ist dieses Modell ungeeignet. Daher wird im folgenden ein Modell benutzt, das mehr der Realität entspricht. In diesem Modell sind sowohl die Orte, an denen das primäre Elektron entlang der Spur neue Elektronen-*Cluster* erzeugt, als auch die Größe der erzeugten *Cluster*, das heißt, die Anzahl der erzeugten Elektronen, wahrscheinlichkeitsverteilt. Damit dieses Modell benutzt werden kann, müssen ein Parameter und eine Funktion an GARFIELD übergeben werden. Die Abstände zwischen den einzelnen *Cluster*-Orten folgen einer exponentiellen Verteilung. Der Mittelwert dieser Verteilung muß GARFIELD vorgegeben werden. Außerdem benötigt GARFIELD eine Funktion, die die Wahrscheinlichkeitsverteilung der *Cluster*-Größen beschreibt. Beide Informationen sind [TRD01] entnommen. Der Mittelwert der exponentiellen Verteilung entspricht der mittleren freien Weglänge D :

$$D = \frac{1}{\langle N_{prim} \rangle f(\beta\gamma)}$$

wobei N_{prim} die mittlere Anzahl von primären Elektronen darstellt, die pro cm von einem geladenen, minimal ionisierenden Teilchen (*MIP*) erzeugt werden und $f(\beta\gamma) = I/I_{MIP}$ die Bethe-Bloch-Kurve darstellt (siehe Abschnitt 4.2.1). Die entsprechenden Werte werden dem Ermilova-Modell [Erm77] und GEANT-Simulationen entnommen. Die *Cluster*-Größenverteilung ergibt sich aus der Gleichung für die Gesamtanzahl der Elektronen pro *Cluster*, $N_{tot} = \frac{E-I_{pot}}{W} + 1$, wobei E die Energie des primär erzeugten Elektrons, I_{pot} das niedrigste Ionisationspotential und W die effektive Energie zur Erzeugung eines freien Elektrons in Xe ist. Legt man eine $1/E$ -Verteilung für die Energie des primär erzeugten Elektrons zugrunde, so erhält man für die Wahrscheinlichkeit der *Cluster*-Größe N folgenden Zusammenhang:

$$p(N) = \frac{1}{W(N-1) + I_{pot}}$$

Mit diesen Informationen ist GARFIELD in der Lage, realistische Elektronen-*Cluster* zu erzeugen.

Im folgenden wird nun erläutert, wie die erzeugten Driftspektren ausgewertet, das heißt, wie die Driftzeit und ihr Fehler bestimmt werden.

5.6.2 Bestimmung der Driftzeit

In Abbildung 5.19 ist ein mit GARFIELD simuliertes, typisches mittleres Driftspektrum aus 1000 Einzelsignalen gezeigt. Die Zeitachse ist in 1000 *Bins* unterteilt. Jedes

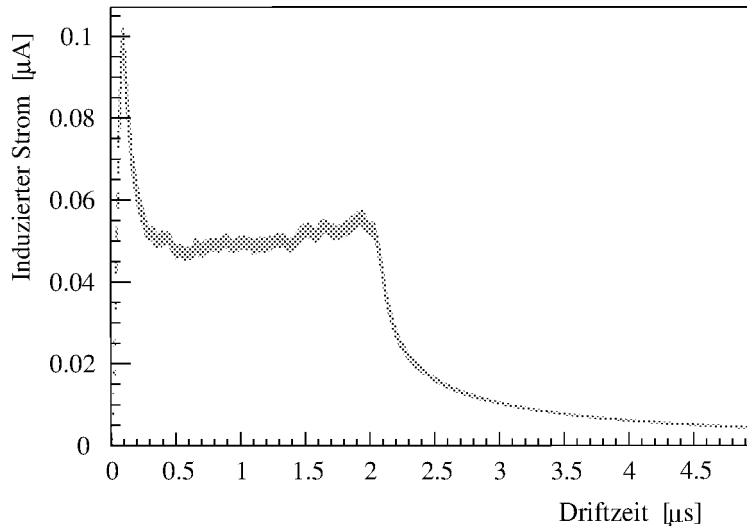


Abbildung 5.19: Typisches, mit GARFIELD simuliertes, mittleres Driftspektrum. Gezeigt ist nur das dE/dx -Signal, der Übergangsstrahlungspeak wird nicht simuliert. Das Spektrum ist aus 1000 Einzelsignalen gemittelt. Jeder *Bin*-Eintrag ist mit einem Fehler behaftet (graues Band), der sich aus der Verteilung der 1000 Einzelwerte in jedem *Bin* ergibt. Die simulierten Punkte sind nicht eingezeichnet.

dieser *Bins* enthält den Mittelwert der 1000 entsprechenden Werte der Einzelsignale. Der Mittelwert ist mit dem Fehler $\varepsilon(\bar{x}) = \frac{\sigma(x)}{\sqrt{N}}$ behaftet, wobei $\sigma(x)$ die Streuung (*root mean square, RMS*) in jedem *Bin* darstellt und N die Anzahl der Einzelwerte, in diesem Fall also 1000, ist. Der Fehler wird für jeden Eintrag im gemittelten Spektrum berechnet. Wie schon im vorherigen Abschnitt erläutert, wird in den Simulationen kein Übergangsstrahlungspeak simuliert, da dies nicht ohne weiteres in GARFIELD möglich ist. Zwar soll die Auswirkung der gekrümmten Driftelektrode auf die Position des TR-Peaks im Driftspektrum untersucht werden, allerdings ist der TR-Peak dazu gar nicht nötig. Da das TR-Photon gleich beim Eintritt in die Driftkammer absorbiert wird, erscheint es im Driftspektrum am Ende des Plateaus¹² bei hohen Driftzeiten. Da die Position des TR-Peaks und das Ende des Plateaus gekoppelt sind, reicht es zu untersuchen, wie sich die Länge des Plateaus in Abhängigkeit von der Krümmung der Driftelektrode verändert. Das Ende des Plateaus, im folgenden vereinfacht als Driftzeit bezeichnet, wird mit dem Analyse-Programm *ROOT* bestimmt. Zu diesem Zweck werden in jedem gemittelten Driftspektrum zwei Bereiche

¹²Der Einfachheit halber wird hier von einem Plateau gesprochen, obwohl das induzierte Signal in diesem Bereich leicht monoton ansteigt.

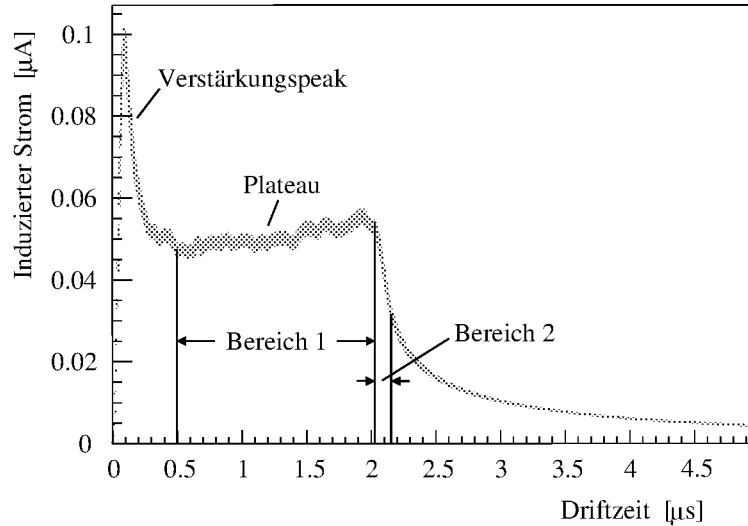


Abbildung 5.20: Definition der beiden Bereiche im simulierten Driftspektrum.

definiert. Der erste beginnt kurz hinter dem Verstärkungsspeak und erstreckt sich bis zum Ende des Plateaus. Der zweite beginnt dort, wo der erste Bereich aufhört und endet, kurz bevor das Signal nicht mehr durch eine Gerade beschrieben werden kann. Dies ist in Abbildung 5.20 illustriert. In diesen beiden Bereichen wird, wie in Abbildung 5.21 gezeigt, jeweils eine Gerade an die Daten angepaßt. Der Schnittpunkt dieser beiden Geraden wird als Driftzeit definiert. Die Analyse mit *ROOT*, liefert für die vier optimierten Parameter der beiden Geradengleichungen (zwei Steigungen und zwei y -Achsenabschnitte), auch die entsprechenden Fehler. Über das Fehlerfortpflanzungsgesetz wird der Fehler des Schnittpunktes und somit der Driftzeit bestimmt.

Im folgenden werden nun die Ergebnisse der Simulationen, mit denen die Auswirkung der Krümmung auf die Driftspektren untersucht wird, vorgestellt.

5.6.3 Ergebnisse der Simulationen

In Tabelle 5.3 sind noch einmal die mit GARFIELD simulierten Kammerkonfigurationen aufgelistet.

Die Absolutwerte der bestimmten Driftzeiten aus den Driftspektren der drei Modelle, sind in Abbildung 5.22 in Abhängigkeit von der Spurposition aufgetragen. In dieser Darstellung wird deutlich, daß das Drahtmodell 6 eine klare Abweichung vom Referenzmodell 3 zeigt. Die Auswirkung der gekrümmten Driftelektrode wird umso stärker, je näher die Spur am Zentrum der Driftkammer liegt, da hier die Drift-

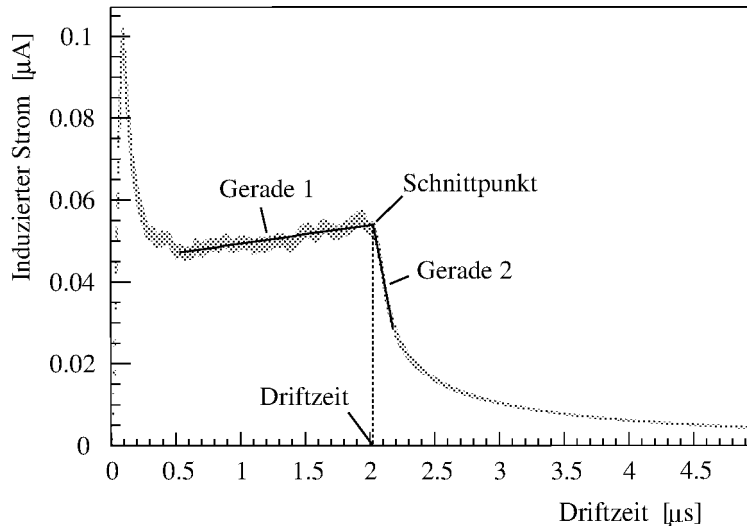


Abbildung 5.21: Bestimmung der Driftzeit in einem simulierten Driftspektrum. Es werden zwei Geraden an das Spektrum angepaßt. Der Schnittpunkt dieser beiden Geraden wird als Driftzeit definiert.

strecke durch die Krümmung der Driftelektrode am längsten und damit auch das Driftfeld am niedrigsten ist. Das Drahtmodell 5, welches die realistische Krümmung beschreibt, läßt hingegen im Rahmen der Fehler keine eindeutige Aussage zu einer möglichen Abweichung zu. Es fällt lediglich auf, daß die Driftzeiten systematisch höher liegen und daß diese Abweichung ebenfalls zum Zentrum der Driftkammer zunimmt. Die Driftzeiten im Drahtmodell 3 sind unabhängig von der mittleren Spurposition, da die Driftelektrode in diesem Modell eben ist und somit die Länge der Driftstrecke nicht von der Position in der Kammer abhängt.

Noch etwas deutlicher werden die Auswirkungen der Krümmung, wenn die Verhältnisse der gekrümmten Drahtmodelle zum Referenzmodell aufgetragen werden. Dies ist in Abbildung 5.23 gezeigt. Die Fehler ergeben sich alle aus dem Fehler-

Modell	Breite und Form der Driftelektrode
Drahtmodell 3	840 Drähte (21 cm), eben
Drahtmodell 5	840 Drähte (21 cm), gekrümmt (0.8 mm)
Drahtmodell 6	840 Drähte (21 cm), gekrümmt (3.0 mm)

Tabelle 5.3: Die verschiedenen Kammerkonfigurationen (Modelle), in denen mit GARFIELD die Driftspektren simuliert werden.

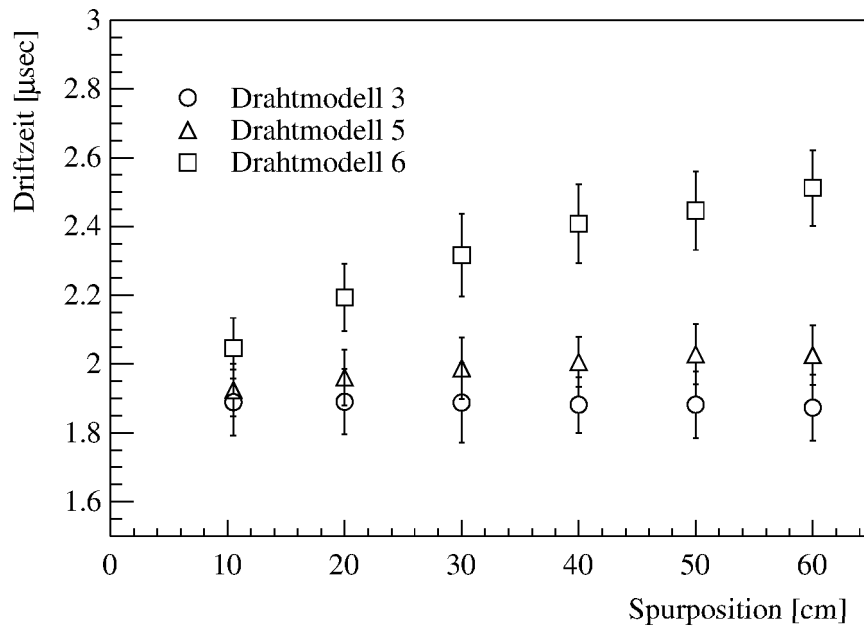


Abbildung 5.22: Die absoluten Driftzeiten in den drei verschiedenen Kammerkonfigurationen als Funktion der mittleren Position der Elektronenspur in der Kammer.

fortpflanzungsgesetz. Es fällt auf, daß die berechneten Punkte keine großen Schwankungen zeigen, die berechneten Fehler allerdings sehr groß sind. Es muß nun aber berücksichtigt werden, daß es sich bei den Fehlern nicht um rein statistische Fehler handelt, sondern diese auch von der Methodik der Driftzeitbestimmung abhängen. Durch die Kombination dieses systematischen und des statistischen Fehlers sind die berechneten Fehler größer, als die beobachteten Schwankungen der Driftzeiten erwarten lassen. Da sich die Fehler aber aus dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung ergeben und es auch keinen Grund gibt die Methodik zu ändern, können die hier berechneten Werte akzeptiert werden.

Abbildung 5.23 a) zeigt, daß die Abweichung in der Driftzeit im Falle einer um 3.0 mm durchgebogenen Driftelektrode bis zu etwa 35 % im Zentrum der Driftkammer betragen kann. Abbildung 5.23 b) zeigt, daß die maximale Abweichung für die realistische Krümmung nur etwa 8 % beträgt.

Mit diesen Ergebnissen kann nun eine Aussage über die in Abschnitt 5.3 beschriebenen, möglichen Konsequenzen gemacht werden. Der Zusammenhang mit der Position des TR-Peaks ist klar, da dieser direkt mit der bestimmten Driftzeit korreliert ist. Ist der TR-Peak um 35 % zu höheren Driftzeiten verschoben, so muß auch das Zeitfenster dementsprechend angepaßt werden. Dies hätte eine deutliche Verschlechterung der Genauigkeit der Teilchenseparation zur Folge. Eine Vergröße-

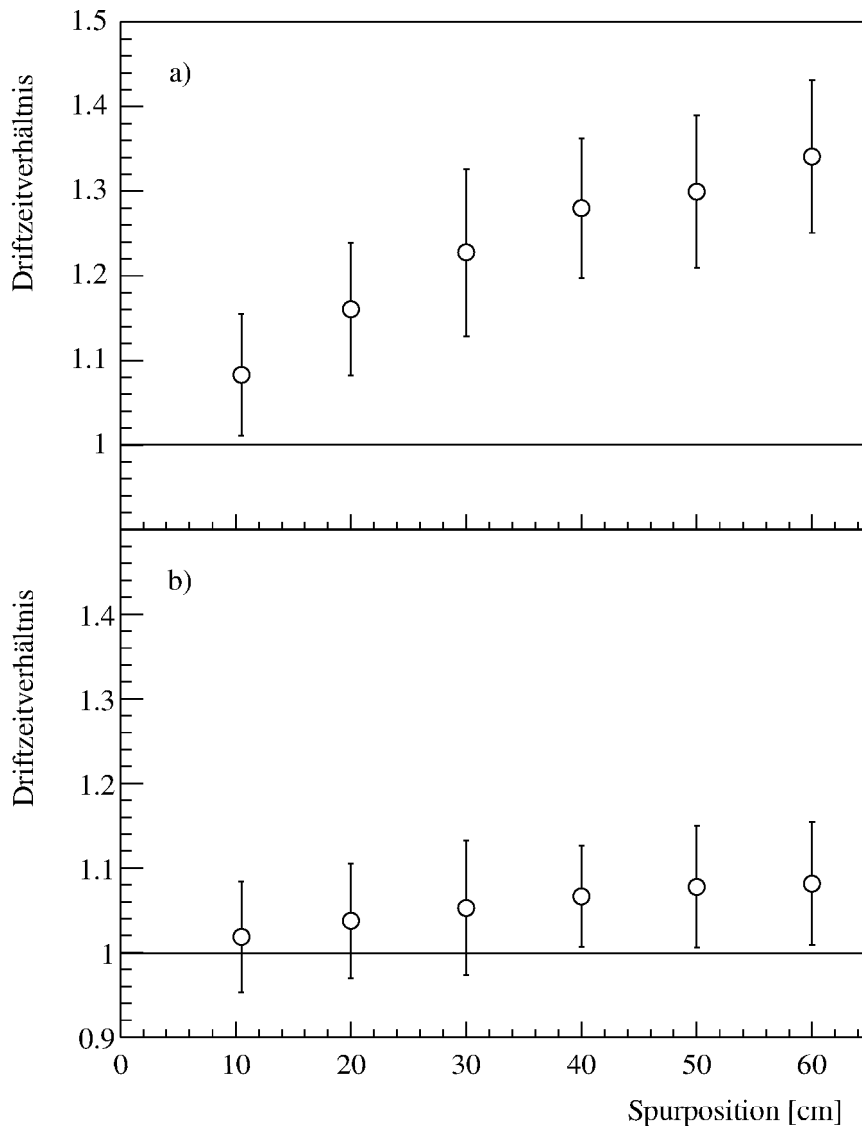


Abbildung 5.23: Driftzeitverhältnisse als Funktion der Spurposition. a) Verhältnis der Driftzeiten in Modell 6 zu Modell 3, b) Verhältnis der Driftzeiten in Modell 5 zu Modell 3.

rung entsprechend einer Verschiebung um 8 % würde wesentlich weniger ins Gewicht fallen.

Um die Auswirkung auf die Spurrekonstruktion beurteilen zu können, müssen die Driftzeiten näher betrachtet werden. Durch die Abweichung von bis zu 35 % im Drahtmodell 6 ist klar, daß die rekonstruierten Spuren zumindest verschoben wären. Im Falle der realistischen Krümmung wäre die Verschiebung weniger dramatisch. Ob die rekonstruierten Spuren zusätzlich noch verzerrt würden, muß abgeschätzt

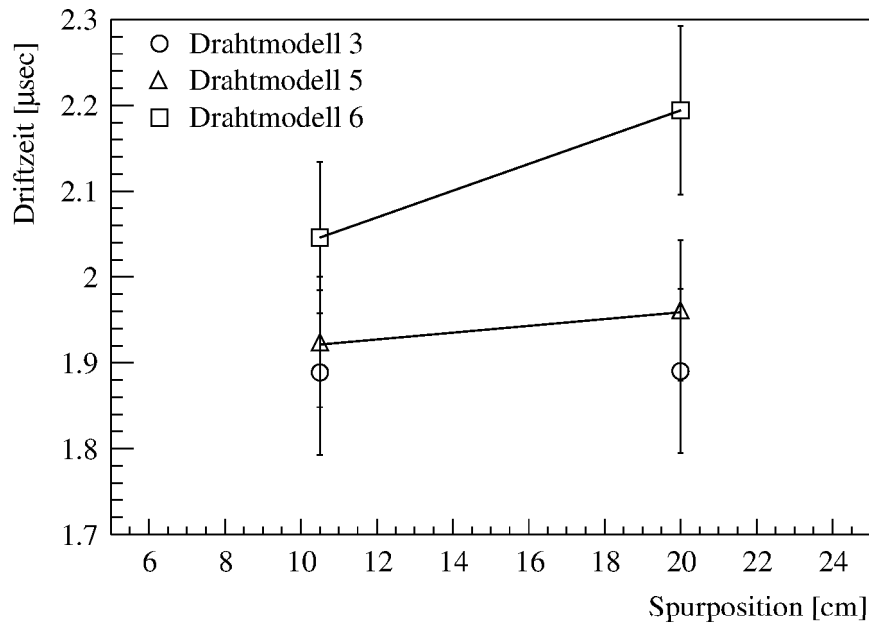


Abbildung 5.24: Die simulierten Driftzeiten in den drei verschiedenen Drahtmodellen für die Spurpositionen 10.5 cm und 20 cm. Vereinfachend wird ein linearer Anstieg zwischen den Punkten angenommen.

werden. Die im Experiment erwarteten Spuren haben einen maximalen Eintrittswinkel von etwa 15° , was einer maximalen Strecke von etwa 1 cm in x -Richtung entspricht. Eine Verzerrung träte nur dann auf, wenn sich die Driftzeiten in zwei benachbarten Punkten, die auf einer zur Driftelektrode parallelen Linie (siehe Abbildung 5.3 in Abschnitt 5.3) und weniger als 1 cm auseinander liegen, deutlich unterscheiden würden. Dies kann abgeschätzt werden, indem man die Driftzeitunterschiede an zwei Punkten im Abstand von 1 cm bestimmt. Da in den Simulationen die Abstände zwischen zwei simulierten Punkten etwa 10 cm betragen, müssen die dazwischenliegenden Driftzeiten interpoliert werden. Vereinfachend wird dabei von einem linearen Zusammenhang zwischen den bestimmten Driftzeiten ausgegangen. Der Anstieg der Driftzeiten ist am Rand der Kammer am stärksten, daher wird der Driftzeitunterschied zwischen zwei Punkten, die nur 1 cm auseinanderliegen, in diesem Bereich bestimmt, um somit den Extremfall untersuchen zu können. In Abbildung 5.24 ist der Bereich zwischen den Spurpositionen bei 10.5 cm und bei 20 cm aus Abbildung 5.22 vergrößert dargestellt und der lineare Zusammenhang skizziert. Der Unterschied zwischen den beiden eingezeichneten Punkten im Drahtmodell 6 beträgt etwa $0.14 \mu\text{s}$. Zwischen zwei Punkten im Abstand von 1 cm liegt somit ein Unterschied von etwa $0.014 \mu\text{s}$ vor. Auf die maximale Driftzeit im Drahtmodell 3 von

etwa $1.9 \mu\text{s}$ bezogen (diese stellt die erwartete Driftzeit dar, die in der Spurrekonstruktion zugrunde gelegt werden würde), ist dies nur eine Abweichung von 0.7 %. Somit ist selbst bei einer extremen Durchbiegung von 3.0 mm keine Verzerrung der rekonstruierten Spuren zu erwarten. Noch geringer ist die Abweichung im Modell der realistischen Krümmung. Der Unterschied in den bestimmten Driftzeiten beträgt hier nur etwa $0.04 \mu\text{s}$. Zwei Punkte im Abstand von 1 cm unterscheiden sich folglich nur um etwa $0.004 \mu\text{s}$, was auf die maximale Driftzeit bezogen nur eine Abweichung von 0.2 % ausmacht. Diese Abweichung spielt bei der Spurrekonstruktion nur eine untergeordnete Rolle.

Abschließend ist somit zu sagen, daß bei einer erwarteten Krümmung der Drift-elektrode im ALICE TRD von etwa 0.8 mm, selbst bei Vernachlässigung der bestimmten Fehler, die Auswirkungen auf die Analyse der Driftspektren und die Spurrekonstruktion so minimal sind, daß sie vernachlässigt werden können. Sollte die Durchbiegung aber entgegen der Erwartung deutlich größer sein (um die 3.0 mm), so wäre die Auswirkung der Krümmung auf die Spurrekonstruktion und auf die Analyse des TR-Peaks nicht mehr zu vernachlässigen und müßte entsprechend korrigiert werden.

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird in Simulationen mit dem Programm GARFIELD die Auswirkung einer gekrümmten Driftelektrode im ALICE TRD auf die Driftspektren von Elektronen untersucht.

In dem Schwerionen-Experiment ALICE, welches am CERN-LHC durchgeführt werden soll, kommt ein Übergangsstrahlungsdetektor zum Einsatz, mit dem hochenergetische Elektronen in einem starken Pionen-Hintergrund nachgewiesen werden sollen. In Testmessungen und Computer-Simulationen hat sich gezeigt, daß sich aufgrund des Gasdrucks und der gespannten Drähte in der Kammer, die Driftelektrode bis zu etwa 0.8 mm nach außen gekrümmt wird. Dadurch wird das Driftfeld in der Kammer verzerrt. Diese Verzerrung kann zum einen die maximalen Driftzeiten verändern, was bei der Analyse des Übergangsstrahlungspeaks im Elektronen-Driftspektrum eine Rolle spielt und zum anderen kann die Spurrekonstruktion verschlechtert werden.

GARFIELD ist das einzige bekannte Programm, mit dem das Verhalten von Driftkammern simuliert werden kann. Ein Nachteil ist, daß in GARFIELD Elektroden-Platten nicht gekrümmt werden können. Ein möglicher Ansatz, dieses Problem zu umgehen, um GARFIELD dennoch für die Simulationen zu verwenden, ist die Ersetzung der Driftelektrode durch Drähte, die auf einer Parabel angeordnet werden, um die Krümmung zu simulieren. Dieser Möglichkeit wird nachgegangen, mit dem Ergebnis, daß eine Driftelektrode aus Drähten mit einem Dichteparameter von $x = 20$ und einem Drahtdurchmesser von $d = 0.004999$ cm Ergebnisse liefert, die näherungsweise der realen Kammer entsprechen. Eine weitere Einschränkung in GARFIELD (die Driftelektrode darf nicht aus mehr als 2000 Drähten bestehen) verlangt, daß der simulierte Ausschnitt begrenzt wird. Hier muß ein Optimum gefunden werden zwischen Rechengenauigkeit und vertretbaren Randeffekten. Die Untersuchung der Feldverteilungen in verschiedenen großen Ausschnitten zeigt, daß eine Driftelektrode aus 840 Drähten, was einem Ausschnitt von 21 cm Breite entspricht, einen guten Kompromiß darstellt.

Durch diese Untersuchungen ist es möglich, der eigentlichen Fragestellung dieser Arbeit nachzugehen. Es werden zwei Krümmungen untersucht: Erstens die realistische mit einer Durchbiegung von 0.8 mm und zweitens eine übertriebene Durchbiegung von 3.0 mm. Die Auswertung der simulierten Elektronen-Driftspektren zeigt im Fall der realistischen Krümmung, daß die Auswirkungen minimal sind. In der

Analyse der im ALICE-Experiment erhaltenen Driftspektren und in der Spurrekonstruktion spielen die beobachteten Abweichungen nur eine untergeordnete Rolle und können vermutlich vernachlässigt werden. Die Simulationen der übertriebenen Durchbiegung zeigen allerdings, daß sich die Spurrekonstruktion und die Position des TR-Peaks im Spektrum, abhängig vom Ort des Elektronendurchgangs durch die Kammer, deutlich ändern. Dies müßte im realen Experiment berücksichtigt und korrigiert werden.

Die hier durchgeführten Simulationen helfen, die Konsequenzen einer gekrümmten Driftelektrode im ALICE TRD besser einzuschätzen und zeigen, daß die erwartete Durchbiegung unter den genannten Gesichtspunkten tolerabel ist.

A. Kinematische Variablen

Zur Beschreibung ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen werden in der Regel kinematische Größen verwendet, die ein einfaches Verhalten unter Lorentztransformationen aufweisen. Dazu gehören die Rapidität y , sowie die Pseudorapidität η .

Der Impuls p eines Teilchens kann bezüglich der Strahlachse in einen transversalen (p_T) und in einen longitudinalen Anteil (p_L) zerlegt werden:

$$p = \sqrt{p_L^2 + p_T^2} \quad (\text{A.1})$$

Während der Transversalimpuls lorentzinvariant ist, gilt dies nicht für den Longitudinalimpuls. Aus diesem Grund wird anstelle des longitudinalen Impulses die Rapidität y verwendet:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L} \quad (\text{A.2})$$

E ist die Energie des Teilchens. Die Rapidität ist zwar ebenfalls abhängig vom Bezugssystem, die Transformationseigenschaft ist allerdings einfach. Die Rapiditäten unterscheiden sich nach einer Lorentztransformation nur durch eine additive Konstante. Das bedeutet, dass sich die Form der Rapiditätsverteilung bei einem Wechsel des Bezugssystems nicht ändert.

Will man die Rapidität eines Teilchens bestimmen, so müssen zwei Größen, wie zum Beispiel die Energie und der Longitudinalimpuls des Teilchens, gemessen werden. Da in den meisten Experimenten nur der Emissionswinkel θ des Teilchens zur Strahlachse bekannt ist, wird häufig eine andere Größe zur Charakterisierung des Teilchens herangezogen:

$$\eta = -\ln [\tan(\theta/2)] \quad (\text{A.3})$$

Diese sogenannte Pseudorapidität ist wesentlich einfacher zugänglich. Für den Fall relativistischer Geschwindigkeiten stimmt die Pseudorapidität mit der Rapidität überein.

Literaturverzeichnis

- [ALI95] ALICE, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 95-71, LHCC/P3, 1995.
- [And02] A. Andronic, Schematische Zeichnung des ALICE-Detektors, <http://www-linux.gsi.de/~andronic/trd/pict/alice/alice.html>, 2002.
- [ATL94] ATLAS, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-43, LHCC/P2, 1994.
- [Aub01] B. Aubert *et al.*, *Observation of CP violation in the B^0 meson system*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 091801.
- [Bra99] P. Braun-Munzinger, *Physics of Ultra-Relativistic Nuclear Collisions with Heavy Beams at LHC Energy*, Preprint nucl-ex/9908007, 1999.
- [Bra01] P. Braun-Munzinger und J. Stachel, Preprint nucl-th/0112051.
- [Buc01] Persönliche Mitteilung von D. Bucher, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2001.
- [Cle98] J. Cleymans und K. Redlich, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5284.
- [CMS94] CMS, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1, 1994.
- [Dol92] B. Dolgoshein, *Transition radiation detectors*, NIM A236, **434-469**, 1992.
- [Erm77] V. C. Ermilova et al., *Fluctuations and the most probable values of relativistic charged particle energy loss in thin gas layers.*, Nucl. Instr. Meth. 145:555-563, 1977.
- [Fra95] H. Frauenfelder, E. M. Henley, *Teilchen und Kerne*, R. Oldenbourg Verlag GmbH, München, 1995.
- [Gar57] G. M. Garibian, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33**, 1043 (1957).

- [Ven84] R. Veenhof, *Simulation of gaseous detectors*, User Guide, <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>, 1984.
- [Gin46] V. L. Ginzburg und I. M. Frank, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **16**, 15 (1946).
- [Gri96] D. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag, Berlin, 1996.
- [HEE95] Igor Smirnov, *Interactions of Particles with Gases*, User Guide, <http://consult.cern.ch/writeup/heed/>, 1995.
- [ITS99] *ALICE, Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS)*, CERN/LHCC 99-12, ALICE TDR 4, 1999.
- [Kno89] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Inc., 1989.
- [LHb98] LHCb, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 98-4, LHCC/P4, 1998.
- [LHC99] L. R. Evans, *LHC Accelerator Physics and Technology Challenges*, Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference, New York, 1999.
- [MAG95] Rob Veenhof, *MAGBOLTZ: Transport of Electrons in Gas Mixtures*, User Guide, <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/>, 1995.
- [Mah01] Persönliche Mitteilung von T. Mahmoud, Universität Heidelberg, 2001.
- [Mah02] Persönliche Mitteilung von T. Mahmoud, Universität Heidelberg, 2002.
- [Mus88] G. Musiol et al., *Kern- und Elementarteilchenphysik*, VCH Verlagsgesellschaft, 1988.
- [PDG02] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, Springer, 2002.
- [Pei97] T. Peitzmann, *Kernmaterie unter extremen Bedingungen - Die experimentelle Suche nach dem Quark-Gluon-Plasma -*, Habilitationsschrift, Institut für Kernphysik, Münster, 1997.
- [Per90] D. H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, 1990.
- [PHO99] *ALICE, Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)*, CERN/LHCC 99-4, ALICE TDR 2, 1999.

- [Pr92a] W. H. Press, et al *Numerical Recipes in FORTRAN 77: The Art of Scientific Computing, 2nd ed.*, “Simple Monte Carlo Integration” (§7.6), Cambridge University Press, England, 1992.
- [Pr92b] W. H. Press, et al *Numerical Recipes in FORTRAN 77: The Art of Scientific Computing, 2nd ed.*, “Runge-Kutta Method” (§16.1), Cambridge University Press, England, 1992.
- [ROO01] *ROOT, An Object-Oriented Data Analysis Framework*, Users Guide 3.1c, <http://root.cern.ch/root/RootDoc.html>, 2001.
- [TDR99] TRD, *A Transition Radiation Detector for Electron Identification within the ALICE Central Detector*, CERN/LHCC 99-13, LHCC/P3-Addendum 2, 1999.
- [TOF00] *ALICE, Technical Design Report of the Time Of Flight System (TOF)*, CERN/LHCC 2000-12, ALICE TDR 8, 2000.
- [TOT99] TOTEM, *Technical Proposal*, CERN/LHCC 99-7, LHCC/P5, 1999.
- [TPC00] *ALICE, Technical Design Report of the Time Projection Chamber*, CERN/LHCC 2000-001, ALICE TDR 7, 2000.
- [TRD01] TRD, *Technical Design Report of the Transition Radiation Detector*, CERN/LHCC 2001-021, ALICE TDR 9, 2001.
- [Wah00] M. Wahn, *Teststrahlzeit und Simulationen mit einem Übergangsstrahlungsdetektor für das ALICE-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 2000.
- [Win02a] B. Windelband et al, *First measurements of the deflection of the ALICE TRD Prototype chamber frame under the load of the wire tension.*, Internes Dokument, Universität Heidelberg, 2002.
- [Win02b] O. Winkelmann, *Teststrahlzeiten mit einem Übergangsstrahlungsdetektor zur e/π -Separation*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, WWU Münster, 2002.
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing Co., Singapur, 1994.

Danksagung

Zum Schluß möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Rainer Santo danke ich für die Möglichkeit, die Arbeit am Institut für Kernphysik zu verfassen, die interessante Aufgabenstellung und die hervorragenden Arbeitsbedingungen. Desweiteren danke ich ihm für die Möglichkeit in einer internationalen Kollaboration mitarbeiten zu können und die zahlreichen und äußerst lehrreichen Aufenthalte am CERN, der GSI und am BNL.

Prof. Dr. Thomas Peitzmann danke ich für die Betreuung meiner Arbeit und die zahlreichen Hilfestellungen und Anregungen, die notwendig waren um diese Arbeit in die richtige Bahn zu lenken.

Dr. Damian Bucher und Dr. Klaus Reygers möchte ich für ihre stete Diskussionsbereitschaft danken, wenn es Probleme zu überwinden galt oder sich neue Aspekte auftaten. Ihre Kommentare und Hilfestellungen haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Tariq Mahmoud bin ich zu großem Dank verpflichtet, da er sich die Zeit genommen hat, mich in das Simulationsprogramm GARFIELD einzuarbeiten und mich mit seinen Ideen, insbesondere in der Anfangsphase meiner Arbeit, auf den richtigen Weg gebracht hat.

Dr. Rob Veenhof danke ich für die geduldige Beantwortung meiner zahlreichen Fragen zu GARFIELD.

Ich möchte mich bei Dr. Stefan Bathe, Dr. Henner Büsching und Christian Klein-Bösing dafür bedanken, daß sie mir immer wieder geduldig bei kleineren und größeren Problemen geholfen haben, die sich auf technischer und physikalischer Seite aufgetan haben.

Dr. R. Glasow, M. Hoppe, S. Keßen, Dr. A. Khoukaz, T. Korfsmeier, N. Lang, R. Menke, T. Mersmann, T. Rausmann, J. Stewering, A. Täschner, A. Wilk und O. Winkelmann danke ich für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre in der Gruppe.

Dank schulde ich Dr. D. Bucher, Dr. H. Büsching, Dr. K. Reygers und M. Aicher für die kritische Durchsicht der Arbeit.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern, die es mir ermöglicht haben, mich ganz auf mein Studium zu konzentrieren.

Außerdem danke ich all denen, die ich aus unentschuldbaren Gründen vergessen habe. Ich bitte, mir diese Vergeßlichkeit nachzusehen.

Erklärung

Ich versichere, diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben.

Münster, 25. Februar 2003

Oliver Zaudtke

