

# Präzisionsmessung der Elektronen-Driftgeschwindigkeit in NeCO<sub>2</sub>

## Diplomarbeit

Vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
in Frankfurt am Main



von

Jens Wiechula

Frankfurt am Main, Februar 2004



## Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Messung der Elektronen-Driftgeschwindigkeit in dem Gasgemisch Ne/CO<sub>2</sub> (90 % / 10 %). Durchgeführt wurde sie zur Optimierung der Spurendriftkammer des ALICE-Projektes am CERN. Mit dem Aufbau zur Driftgeschwindigkeitsmessung läßt sich eine Genauigkeit von 1 ‰ erzielen. Untersucht wurden mit diesem Anspruch die Abhängigkeiten von der Temperatur, von CO<sub>2</sub> Konzentrationsänderungen sowie von Stickstoffzugabe.

Für die genaue Messung der Driftgeschwindigkeit wurde eine kleine Driftkammer gebaut. Die Ionisation des Gases erfolgt mit Hilfe eines UV-Lasers, dessen Strahl zunächst aufgeweitet, und dann geteilt wird. Der Abstand der so erhaltenen zwei Laser-Strahlen wird mit Hilfe von zwei präzisen Doppelblenden definiert.

Zur Kontrolle der Gaszusammensetzung und -qualität wurde eine Gasanalysestation zusammengestellt. Die aufgenommenen Daten werden über ein ADC-System auf einem Computer gespeichert. Damit können in der Analyse die Driftgeschwindigkeitsdaten mit den Gasdaten zeitgleich ausgewertet werden. Das wird u.a. für die Korrektur der Daten auf den momentanen Druck und die Temperatur des Gases benötigt.

Die Driftgeschwindigkeit wurde bei Feldstärken von 100 - 900 V/cm in Schritten von 100 V/cm gemessen. Die Spurendriftkammer des ALICE-Experimentes soll bei einer Feldstärke von 400 V/cm arbeiten. Die dafür gemessenen Ergebnisse sind:

### Temperaturabhängigkeit:

Bei der erreichbaren Genauigkeit läßt sich über die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit  $v_{e^-}$  von der Teilchenzahldichte  $N$  des Gases  $v_{e^-} = f(E/N) = f(E \cdot T/P)$  keine weitere Temperaturabhängigkeit feststellen. Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit der Temperatur beträgt:

$$\frac{\Delta v_{e^-}^{400}}{\Delta T} = 3.1 \pm 0.23 \text{ ‰ / K}$$

### CO<sub>2</sub>-Abhängigkeit:

Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit dem CO<sub>2</sub>-Gehalt bei einer CO<sub>2</sub>-Konzentration um die 10 % beträgt:

$$\Delta v_{e^-, CO_2}^{400} = -7.69 \pm 0.39$$

Eine Erhöhung des CO<sub>2</sub>-Gehaltes um 1 ‰ (10.0 % → 10.1 %) führt also zu einer Herabsetzung der Driftgeschwindigkeit um ca. 7.7 ‰ .

### N<sub>2</sub>-Abhängigkeit:

Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit bei Stickstoffzugabe beträgt

$$\Delta v_{e^-, N_2}^{400} = -1.14 \pm 0.08$$

Eine Zugabe von 1 ‰ N<sub>2</sub> zur Driftgas Mischung führt damit zu einer Herabsetzung der Driftgeschwindigkeit um ca. 1.1 ‰ .



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Aufbau und Funktionsweise einer TPC . . . . .	5
2.2	Ionisation und Energieverlust geladener Teilchen . . . . .	7
2.3	Zwei-Photon-Ionisation durch einen UV-Laser . . . . .	9
2.4	Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen . . . . .	10
2.5	Diffusion von Elektronen in Gasen . . . . .	13
2.6	Gasverstärkung und Signalerzeugung . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Das ALICE Experiment</b>	<b>17</b>
3.1	Aufbau des ALICE Experimentes . . . . .	17
3.2	Die TPC . . . . .	21
3.2.1	Aufbau der TPC . . . . .	22
<b>4</b>	<b>Aufbau der Meßapparatur</b>	<b>31</b>
4.1	Optik zur Gasionisation . . . . .	31
4.2	Die Gasanalyse-Station . . . . .	33
4.2.1	Auslese . . . . .	33
4.2.2	Verwendete Instrumente . . . . .	34
4.3	Die Driftkammer . . . . .	42
4.3.1	Aufbau der Driftkammer . . . . .	42
4.3.2	Auslese der Testkammer . . . . .	48
4.4	Leckrate . . . . .	49
4.5	Einstellen der Gatespannung . . . . .	51
<b>5</b>	<b>Messung der Driftgeschwindigkeit und Ergebnisse</b>	<b>53</b>
5.1	Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit . . . . .	54
5.2	Die Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit . . . . .	55
5.3	Die CO <sub>2</sub> -Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit . . . . .	60
5.4	N <sub>2</sub> -Abhängigkeit . . . . .	63
5.5	Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>67</b>

<b>A</b>	<b>Korrekturen</b>	<b>69</b>
A.1	Korrektur der Driftgeschwindigkeit auf Druck und Temperatur . . . . .	69
<b>B</b>	<b>Fehlerbetrachtung</b>	<b>71</b>
B.1	Fehler bei der Driftgeschwindigkeitsmessung . . . . .	71
B.1.1	Fehler bei der Abstandsbestimmung der Laser-Strahlen . . . . .	71
B.1.2	Fehler bei der Driftzeitmessung . . . . .	74
B.1.3	Der Gesamtfehler der Driftgeschwindigkeitsmessung . . . . .	75
B.1.4	Fehler der Relativmessung von Driftgeschwindigkeiten . . . . .	76
B.2	Der Fehler aus der Driftfeld Bestimmung . . . . .	76
B.3	Der Fehler aus der Temperatur- und Druckkorrektur . . . . .	77
B.3.1	Der Fehler von $E \cdot T/P$ . . . . .	78
B.3.2	Der Fehler der korrigierten Daten . . . . .	78
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>79</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Seit jeher beschäftigt sich der Mensch mit der Frage nach dem Aufbau der Materie. Die Ersten von denen bekannt ist, daß sie von unteilbaren Bausteinen der Materie ausgingen, sind die frühen griechischen Philosophen Leukipp und Demokrit. Sie nannten diese Bausteine atomos (atomos: griechisch für unteilbar), woher das Wort Atom stammt.

Zu Beginn des 19. Jahrhunderts waren es Chemiker wie J.L. Proust und J. Dalton, die herausfanden, daß sich chemische Elemente stets in festen Verhältnissen ihrer Massen verbinden. Das waren die ersten Hinweise darauf, daß sich die Materie tatsächlich aus Atomen, also kleinsten Bausteinen, aufbaut.

1869 reichte der russische Chemiker Dimitrij Mendelejew eine Publikation ein, in der er die bekannten chemischen Elemente nach ihren chemischen Eigenschaften sortiert hatte. Eine verbesserte Version wurde von ihm 1871 publiziert, in der er Lücken für noch unbekannte Elemente ließ. Diese Tabelle ist heute als Periodensystem der Elemente bekannt und umfaßt die Atome, aus denen unsere Materie aufgebaut ist.

1897 entdeckte J.J. Thomson, daß es sich bei der Strahlung, die aus einer Glühelktrode austritt, um Teilchen handelt, die als Elektronen bekannt sind. Wie er zeigen konnte, sind diese Elektronen wesentlich kleiner als die Atome und damit war bewiesen, daß sich das Atom doch teilen läßt. Daraus entwickelte er ein Atommodell, bei dem positiv geladene Teilchen und negativ geladene Elektronen homogen in einer Kugel verteilt sind.

1911 führte Ernest Rutherford ein Experiment durch, welches das Thomson'sche Atommodell widerlegte. Indem er  $\alpha$ -Teilchen auf eine Goldfolie schoß, zeigte er, daß das Atom nahezu hohl ist, während seine gesamte Masse und auch die positive Ladung auf einen kleinen Raumbereich, den Kern des Atoms, konzentriert ist. Die negativ geladenen Elektronen umkreisen den Atomkern auf irgendeine Weise, sind dabei aber nur sehr dünn verteilt. 1920 führte Rutherford den Begriff „Proton“ für den geladenen Wasserstoffkern ein.

1932 konnte J. Chadwick zeigen, daß mit  $\alpha$ -Teilchen bestrahltes Beryllium nicht geladene Teilchen emittiert, die ungefähr die Masse von Protonen haben. Damit war das letzte Teilchen des Atoms gefunden, und die Beschreibung seines Aufbaus konnte vollendet werden. Demnach besteht ein Atom aus einem Kern, der aus Protonen und Neutronen aufgebaut ist und von einer Elektronenhülle umgeben wird.

In den Jahren von 1930 bis 1960 wurden in der Höhenstrahlung und ab 1952 auch verstärkt in Streuexperimenten an Teilchenbeschleunigern neue Arten von Teilchen gefunden. Diese wurden nach ihrer Masse in *Mesonen* und *Baryonen* unterteilt. Die *Nukleonen* (Protonen und Neutronen) gehören ebenfalls zur Gruppe der Baryonen. Zusammen bilden Mesonen und Baryonen die Gruppe der *Hadronen*. Es wurden hunderte solcher Hadronen gefunden, deren Zusammenhang anfangs nicht klar war.

1964 schlugen M. Gell-Mann und G. Zweig unabhängig voneinander ein Modell vor, in dem die bis dahin bekannten Hadronen sämtlich aus drei Grundbausteinen und ihren Antiteilchen zusammengesetzt werden können. Diese Bausteine werden *Quarks* genannt und wurden zunächst als rein theoretische Objekte eingeführt. Somit besitzen die bis dahin als elementar angenommenen Nukleonen eine Substruktur.

1968 konnten die Quarks erstmals am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) experimentell nachgewiesen werden. Heute weiß man, daß es nicht nur drei, sondern sechs verschiedene Quark-Sorten und ihre Antiteilchen gibt. Seit dem wurden immer leistungsstärkere Beschleuniger gebaut, um den Eigenschaften der Materie auf den Grund zu gehen. Die Quark-Sorten werden durch einen ihnen zugeordneten *Flavor* unterschieden, sie werden als **up**, **down**, **charm**, **strange**, **top** und **bottom** bezeichnet. Zusammen mit den Leptonen bilden die Quarks die Grundbausteine der Materie. Was die Quarks von den Leptonen unterscheidet ist, daß sie der starken Wechselwirkung unterliegen. Diese ist neben der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung sowie der Gravitation eine der fundamentalen Wechselwirkungen. In Anlehnung an die Theorie, welche die elektromagnetische Wechselwirkung beschreibt (**Quanten-Elektro-Dynamik**) wird die Theorie der starken Wechselwirkung als **Quanten-Chromo-Dynamik** (griechisch: chromo - Farbe) bezeichnet. Während die elektromagnetische Wechselwirkung durch die elektrische Ladung der Teilchen entsteht, so entsteht die starke Wechselwirkung durch die Eigenschaft, daß die Quarks eine *Farbladung* tragen. Es gibt drei verschiedene Arten der Farbladung, die aus Gründen der Anschaulichkeit, in Analogie zur Farbenlehre, als Rot, Grün und Blau sowie den jeweiligen Antifarben Antirot etc. bezeichnet werden. Im Fall der elektrischen Ladung wird die Wechselwirkung durch Photonen vermittelt. Bei der Farbladung werden die vermittelnden Austauscheteilchen als *Gluonen* bezeichnet. Eine grundlegende Eigenschaft der Gluonen ist, daß sich wie die Quarks ebenfalls Farbladung tragen und somit mit sich selbst wechselwirken können (im gegensatz zu den Photonen). Die starke Wechselwirkung bindet die Quarks zu den Hadronen zusammen, dabei sind diese nach außen immer farbneutral. Diese Neutralität läßt sich auf zwei Arten erzeugen. Entweder kombiniert man Farbe und Antifarbe, was den Mesonen entspricht, oder man kombiniert Rot, Grün und Blau bzw. Antirot, Antigrün und Antiblau, was den Baryonen entspricht. Die Tatsache, daß noch keine freien Teilchen beobachtet wurden die Farbe tragen, bzw. daß die Farbe in den Hadronen eingeschlossen ist, wird als *Confinement* bezeichnet.

Für extrem hohe Energiedichten und/oder Temperaturen sagt die QCD einen Phasenübergang voraus (s. Abb. 1.1), bei dem nicht mehr unterschieden werden kann, welches Quark welchem Hadron zugeordnet ist. In diesem Zustand der *asymptotischen Freiheit* können sich die Quarks und Gluonen quasifrei bewegen. Ein solcher Zustand der Materie wird als **Quark-Gluon-Plasma** bezeichnet. Man geht davon aus, daß einige  $10^{-5}$  s nach dem Urknall ein QGP geherrscht hat, bevor die uns vertraute Materie entstanden ist. Heute könnte das QGP noch eine Rolle im Kern kollabierender Neutronensterne spielen [1].



Zur Untersuchung solcher Materie und ihrer Eigenschaften im Labor ist es notwendig Teilchenbeschleuniger zu bauen, die es ermöglichen, Atomkerne mit hohen Energien kollidieren zu lassen. Durch die Kollision der Kerne lässt sich die Kernmaterie stark verdichten und auf extreme Temperaturen bringen. Der speziellen Fragestellung nach den Eigenschaften stark wechselwirkender Materie bei diesen extremen Energiedichten widmet sich das Feld der Hochenergie-Schwerionen-Physik.

Im Jahr 2007 wird am Europäischen Kernforschungszentrum CERN<sup>1</sup> der bis dahin leistungsfähigste Teilchenbeschleuniger der Welt, der Large Hadron Collider (LHC) in Betrieb genommen werden. Eines der Experimente, das den LHC nutzt, ist das ALICE<sup>2</sup> Experiment (s. Kap. 3), welches als einziges speziell für das Studium von Schwerionen-Kollisionen optimiert ist. Mit diesem Experiment möchte man die Eigenschaften des QGP studieren, um somit u.a. Erkenntnisse über die Entstehung des Universums zu sammeln. Das ALICE-Experiment besteht aus mehreren Subdetektoren. Einer der Hauptdetektoren ist die Spurendriftkammer (s. Kap. 2.1 & 3.2). Für die Erzielung aussagekräftiger Daten ist es notwendig, die Auflösung dieses Detektors zu optimieren. Die Spurendriftkammer stellt sehr hohe Ansprüche an ihre Umgebung (wie Temperaturstabilität, Zusammensetzung des Detektorgases, ...), um stabil funktionieren zu können. Mit der hochpräzisen Untersuchung dieser Ansprüche und den daraus resultierenden Anforderungen für das Experiment beschäftigt sich die vorliegende Arbeit.

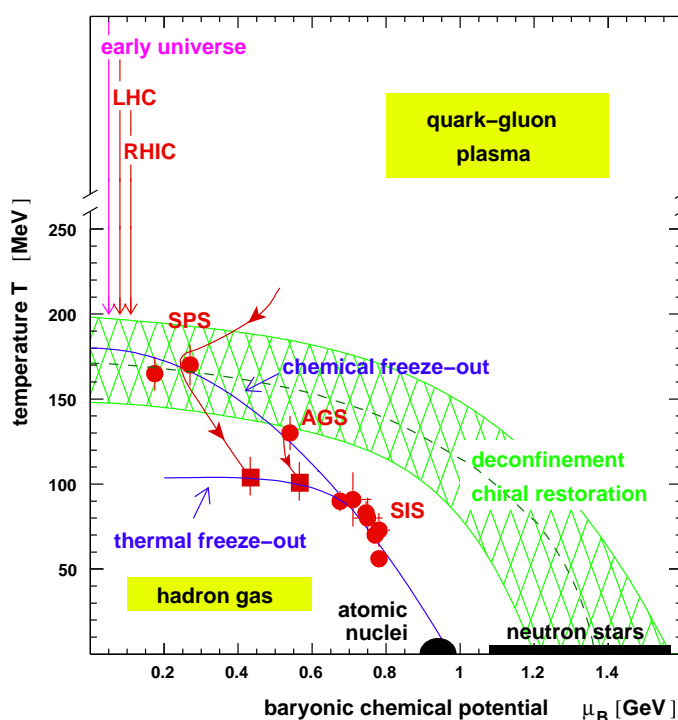


Abbildung 1.1: Das QCD Phasendiagramm, Temperatur über dem baryochemischen Potential bzw. der Baryondichte. Der schraffierte Bereich zeigt den Übergang von Kernmaterie zum QGP. Die gestrichelte Linie zeigt den wahrscheinlichsten Verlauf [2].

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

<sup>2</sup>A Large Ion Collider Experiment

Zunächst wird die Funktionsweise einer Spurendriftkammer beschrieben. Kapitel 3 beschreibt den Aufbau des ALICE-Experimentes, wobei auf die Spurendriftkammer etwas näher eingegangen wird. Das darauffolgende Kapitel stellt den Meßaufbau vor, der für diese Arbeit benutzt wurde. Danach wird die Meßmethode beschrieben und die Ergebnisse präsentiert. Das letzte Kapitel gibt eine kurze Zusammenfassung sowie einen Ausblick für weitere Optimierungsmöglichkeiten des Meßaufbaus.

# Kapitel 2

## Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel soll die Grundlage für das Verständnis der Funktionsweise einer Spurendriftkammer (TPC<sup>1</sup>) sowie den damit verbundenen physikalischen Prozessen geschaffen werden. Dazu wird zunächst der Aufbau einer TPC beschrieben und anschließend näher auf die physikalischen Prozesse, die in diesem Detektor stattfinden, eingegangen.

### 2.1 Aufbau und Funktionsweise einer TPC

Eine TPC besteht im wesentlichen aus zwei Teilen, einem Feldkäfig (siehe z.B. Abbildung 4.11(a)) und einer Auslesekommer (siehe z.B. Abbildung 4.12). Beide sind in einem gasdichten Volumen untergebracht, das mit einem Zählgas gefüllt ist. Fliegt ein geladenes Teilchen durch das Zählgas, so regt es das Gas entlang seiner Spur an, bzw. ionisiert es. Dabei erfährt das Teilchen einen spezifischen Energieverlust ( $dE/dx$ ).

Der Feldkäfig ist so aufgebaut, daß er ein homogenes elektrisches Feld erzeugt, das senkrecht zur Auslesekommer gerichtet ist. Das Feld wird erzeugt durch die auf 0 V liegende Auslesekommer und eine dazu parallele Elektrode, die auf eine negative Hochspannung gelegt wird. Dadurch driften Elektronen in Richtung der Auslesekommer, positive Ionen zur Hochspannungselektrode. Die Homogenität des Feldes wird dadurch erreicht, daß der Feldkäfig von Äquipotentialstreifen (Feldstreifen) begrenzt wird, die durch einen Spannungsteiler miteinander verbunden sind. Jeder Feldstreifen wird dadurch auf das Potential gelegt, das sein Mittelpunkt bei einem homogenen Feld haben würde. Das vom Feldkäfig eingeschlossene Volumen wird als „sensitives Volumen“ bezeichnet.

Die Auslesekommer ist eine Vieldraht-Proportionalkammer. Im Fall der ALICE-TPC besteht sie aus einer segmentierten Kathodenebene (Padebene), die aus Metallplättchen (Pads) besteht, über der drei Drahtebenen angeordnet sind (s. Abb. 2.1). Die Ebenen werden von der Padebene aus gesehen als Anoden-, Kathoden- und Gatingdrahtebene bezeichnet (daneben gibt es noch andere Arten der Drahtanordnung). Die Anodendrähte liegen auf einer positiven Hochspannung, an ihnen werden die gedrifteten Elektronen verstärkt. Dabei ist das erzeugte Signal, welches auf den Pads abgegriffen werden kann, pro-

---

<sup>1</sup>Time Projection Chamber

portional zur Anzahl der primären Elektronen. Die Kathodendrähte bilden den Gegenpol zu den Anodendrähten. Die bei der Gasverstärkung erzeugten Ionen driften in Richtung der auf 0 V liegenden Kathodendrähte. Die Gatingdrähte können abwechselnd auf positive und negative Spannung gelegt werden. In diesem Fall enden die Feldlinien auf den entsprechenden Drähten. Damit gelangen einerseits gedriftete Elektronen nicht mehr zu den Anodendrähten und es findet keine Gasverstärkung mehr statt, andererseits können die bei der Gasverstärkung erzeugten Ionen nicht durch das Driftfeld zur Hochspannungselektrode zurückdriften, was zu Feldverzerrungen führen könnte. Die Gatingdrahtebene kann auf diese Weise für geladene Teilchen geöffnet und geschlossen werden. Man öffnet sie nur dann, wenn man ein Ereignis auslesen möchte.

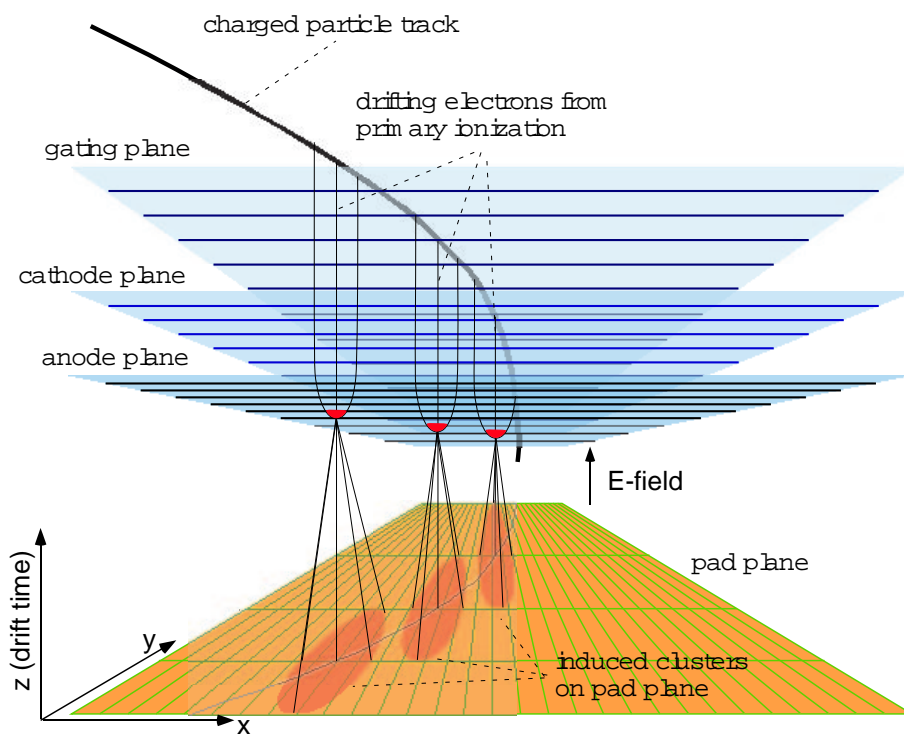


Abbildung 2.1: Aufbau einer Vieldrahtproportionalkammer

Eine TPC erlaubt es, die Spur eines geladenen Teilchens im Zählgas dreidimensional zu rekonstruieren. Zwei Dimensionen erhält man über die Pads, auf denen das Signal registriert wurde. Die Geometrie der Auslekammer und deren Gasverstärkung sind dabei so gewählt, daß sich das Signal über mehrere Pads erstreckt. Die Bestimmung des Ladungsschwerpunktes der Signalverteilung auf den Pads, erlaubt eine Ortsbestimmung, die wesentlich besser ist, als die Größe eines einzelnen Pads. Die dritte Dimension ist durch die Driftzeit  $\Delta t$  der Elektronen gegeben. Gestartet wird die Zeitmessung durch ein Triggersystem, das ein gültiges Event anzeigt. Ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen  $v_{e^-}$  im Zählgas bekannt, so erhält man aus  $z = v_{e^-} \cdot \Delta t$  die Komponente in Driftrichtung.

Von der von einem ADC gesampelten Ladungsverteilung in Zeitrichtung wird ebenfalls der Ladungsschwerpunkt bestimmt, der die Driftzeit angibt. Die dreidimensionale Ladungsverteilung auf den Pads und in Zeitrichtung wird als „Cluster“ bezeichnet. Entlang der Spur können viele solcher Cluster registriert werden, die es erlauben die Spur zu rekonstruieren.

Positioniert man die TPC zusätzlich in einem Magnetfeld, so läßt sich anhand der Krümmung der Spur der Impuls des Teilchens so wie das Vorzeichen der Ladung bestimmen. Das Magnetfeld ist im einfachsten Fall parallel zum Driftfeld, da dann die driftenden Elektronen keine zusätzliche Kraft erfahren.

TPCs lassen sich mit einer solchen technischen Genauigkeit produzieren, daß die Beschränkungen im Auflösungsvermögen alleine durch die statistischen Fluktuationen der am Detektionsprozess beteiligten Elektronen gegeben ist.

## 2.2 Ionisation und Energieverlust geladener Teilchen

Durchquert ein geladenes Teilchen das Detektorvolumen, so kann es auf mehrere Arten mit den Gasatomen wechselwirken. Das resultiert in Anregung und Ionisation der Gasatome. Von allen möglichen Wechselwirkungen hat die Elektromagnetische die größte Auswirkung, da diese viele Größenordnungen wahrscheinlicher ist als alle anderen. Von den elektromagnetischen Phänomenen hat die inkohärente Coulomb-Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld des geladenen Teilchens und dem des durchqueren Mediums den größten Effekt. Aus diesem Grund wird die Beschreibung der Wechselwirkung auf dieser Basis erfolgen, während alle anderen Phänomene vernachlässigt werden [3].

Der spezifische Energieverlust pro Weglänge ( $dE/dx$ ) eines geladenen Teilchens wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Formel (2.1) mit dem Sternheimer-Korrekturterm beschrieben [4]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N \rho}{mc^2} \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} z^2 \left( \ln \frac{2mc^2}{I} \beta^2 \gamma^2 - \beta^2 - \frac{\delta(\beta)}{2} \right) \quad (2.1)$$

Dabei ist  $N$  die Avogadrozahl,  $m$  und  $e$  die Elektronenmasse bzw. -ladung,  $Z$ ,  $A$  und  $\rho$  sind die Kernladungs- und Massenzahl, bzw. die Dichte des Mediums und  $I$  ist sein effektives Ionisationspotential;  $z$  ist die Ladung und  $\beta = v/c$  die Geschwindigkeit des Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit  $c$ ,  $\gamma^2 = 1/(1 - \beta^2)$ .

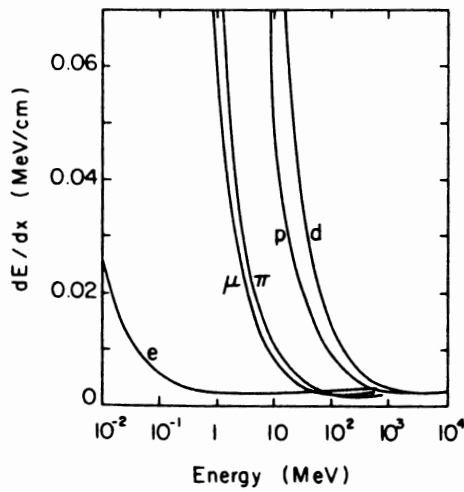
Eine Betrachtung der Formel (2.1) zeigt, daß sie nur von der Teilchengeschwindigkeit  $\beta$ , aber nicht der Masse des Teilchens abhängt. Der Energieverlust nimmt zunächst schnell ab, da der  $1/\beta^2$  Term dominiert, bevor er bei  $\beta \approx 0.97$  ein Minimum erreicht (s. Abb. 2.2(a)). Teilchen in diesem Bereich werden als minimal-ionisierend bezeichnet (MIP<sup>2</sup>). Für noch größere Geschwindigkeiten ( $\beta \rightarrow 1$ ) steigt der Energieverlust wieder an (*relativistic rise*), beschrieben durch den logarithmischen Term der Formel. Dieser Anstieg resultiert daraus, daß für Teilchen mit relativistischen Energien die Transversalkomponente

---

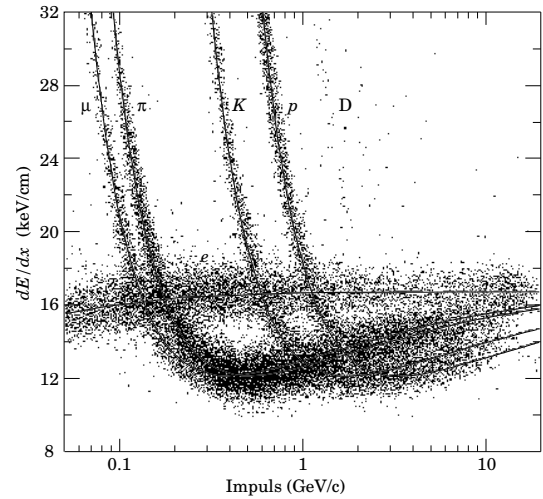
<sup>2</sup>Minimal Ionizing Particle

des elektromagnetischen Feldes wieder ansteigt, was den Wirkungsquerschnitt für Anregung und Ionisation vergrößert. Auf Grund von Polarisierungseffekten der umliegenden Atome, die das Feld des Teilchens abschirmen, ist der Anstieg nicht unbegrenzt, sondern endet im sogenannten „Fermi-Plateau“. In der Bethe-Bloch-Formel wird diese Tatsache durch den Dichtekorrekturen  $\delta(\beta)$  beschrieben. In Gasen liegt das Fermi-Plateau ca. 50 % über dem Wert der Minimalionisation.

Mißt man den spezifischen Energieverlust eines Teilchens, so kann mit Hilfe von (2.1) seine Geschwindigkeit bestimmt werden. Ist zusätzlich der Impuls bekannt, so läßt sich die Masse des Teilchens bestimmen und das Teilchen kann somit identifiziert werden (s. Abb. 2.2(b)).



(a)  $dE/dx$  in Abhängigkeit der Energie [3]



(b)  $dE/dx$  in Abhängigkeit des Impulses [5]

Abbildung 2.2: Der spezifische Energieverlust verschiedener Teilchen

Die Bethe-Bloch-Formel gibt lediglich den Mittelwert des spezifischen Energieverlustes an. Bei der Wechselwirkung eines geladenen Teilchens in einem dünnen Medium, ist der Bereich des möglichen Energieübertrags jedoch sehr groß. Die Verteilungsfunktion wurde in einer klassischen Formulierung zuerst von Landau beschrieben [3]:

$$f(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\lambda + e^{-\lambda})} \quad (2.2)$$

Die Größe  $\lambda$  bezeichnet die Abweichung des Energieverlustes  $\Delta E$  von seinem wahrscheinlichsten Wert  $\Delta E_{mp}$  normiert auf den mittleren Energieverlust  $\langle \Delta E \rangle$ :

$$\lambda = \frac{\Delta E - (\Delta E)_{mp}}{\langle \Delta E \rangle} \quad (2.3)$$

## 2.3 Zwei-Photon-Ionisation durch einen UV-Laser

Ionisation kann in einer Driftkammer auch durch gepulste Laser-Strahlen hervorgerufen werden. Dafür müssen jedoch im Kammergas Moleküle vorhanden sein, die sich ionisieren lassen. In den meisten Fällen ist dies der Fall, es handelt sich dabei um organische Verunreinigungen, die aus den verwendeten Materialien ausdampfen bzw. Rückstände aus der Produktion sind. Dabei reichen geringste Mengen bereits aus, abhängig von der Laser-Intensität [4].

Die Quantenenergie von Laser-Strahlen im nahen UV ist wesentlich geringer, als die Ionisationsenergien der beteiligten Moleküle. Aus diesem Grund werden für den Ionisationsprozeß zwei oder mehr Photonen benötigt. Um das Gas ionisieren zu können, müssen diese Photonen innerhalb der Lebensdauer der angeregten Zustände auf das Molekül treffen.

Abbildung 2.3 zeigt das Schema der Anregungszustände und ihrer möglichen Übergänge. Gezeigt ist der Grundzustand (Besetzungsdichte  $P_0$ ), der angeregte Zustand (Besetzungsdichte  $P_1$ ) und das Kontinuum bzw. Ionisationslevel (Besetzungsdichte  $P_2$ ).  $k_1$  bis  $k_4$  bezeichnen die Übergangsraten zwischen den Zuständen und bedeuten im einzelnen:  $k_1$ : stimulierter Übergang vom Grundzustand in den angeregten bzw. zurück;  $k_2$ : spontaner Übergang vom angeregten in den Grundzustand;  $k_3$  spontaner Übergang vom angeregten in andere Zustände;  $k_4$  stimulierter Übergang vom angeregten Zustand in das Kontinuum.

Damit lassen sich für die Besetzungsdichten folgende Gleichungen aufstellen [4]:

$$\begin{aligned} P_0'(t) &= -k_1 P_0(t) + (k_1 + k_2) P_1(t) \\ P_1'(t) &= +k_1 P_0(t) - (k_1 + k_2 + k_3 + k_4) P_1(t) \\ P_2'(t) &= k_4 P_1(t) \end{aligned} \quad (2.4)$$

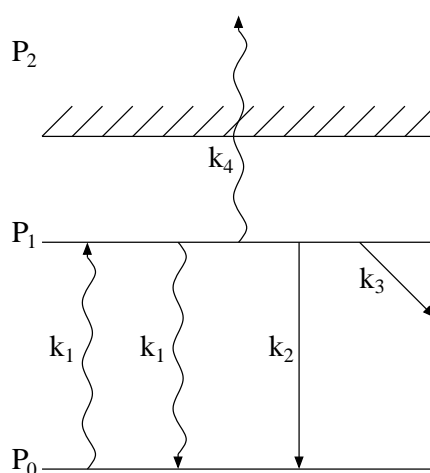


Abbildung 2.3: Schema der Übergänge bei der Zwei-Photon-Ionisation

Für die Raten der stimulierten Übergänge wird angenommen, daß sie proportional zum Photonenfluß  $\phi$  sind. Die Proportionalitätskonstante ist der jeweilige Wirkungsquerschnitt:

$$k_1 = \sigma_{01}\phi \quad (2.5)$$

$$k_2 = \sigma_{12}\phi \quad (2.6)$$

Die ersten beiden Gleichungen aus (2.4) bilden ein System homogener linearer Differentialgleichungen. Unter der Annahme, daß während eines Laser-Pulses  $P_1(t) \ll P_0(t)$  gilt, also nur wenige Moleküle angeregt werden, läßt sich  $P_0(t) = P_0$  als konstant, also unendliches Reservoir annehmen. Für die Lösung der zweiten Gleichung aus (2.4) findet man

$$P_1(t) = \frac{k_1 P_0}{\sum k} \left(1 - e^{-t \sum k}\right) \quad (2.7)$$

mit  $\sum k = k_1 + k_2 + k_3 + k_4$ . Mit (2.7) folgt die Ionisationsrate  $P_2(t)$  zu:

$$P_2'(t) = k_4 P_1(t) = \frac{k_1 k_4 P_0}{\sum k} \left(1 - e^{-t \sum k}\right) \quad (2.8)$$

Integriert man diese Gleichung über eine Laser-Pulslänge  $T$  findet man die totale Ionisationsdichte  $P_2(T)$ :

$$P_2(T) = \frac{k_1 k_4 P_0}{\sum k} \left(T - (1 - e^{-T \sum k}) / \sum k\right) \quad (2.9)$$

Da die Laser-Pulse i.A. sehr kurz sind, läßt sich die weitere Näherung  $T \ll 1 / \sum k$  machen. Entwickelt man die Exponentialfunktion bis zur zweiten Ordnung folgt damit

$$P_2(T) = \frac{1}{2} k_1 k_4 P_0 T^2 = \frac{1}{2} \sigma_{01} \sigma_{12} P_0 \phi^2 T^2 \quad (2.10)$$

wobei im letzten Schritt (2.5) und (2.6) ausgenutzt wurden.

Wegen der  $\phi^2$ -Abhängigkeit der Ionisationsdichte  $P_2$  ist es wichtig Laser mit einer guten Stabilität zu verwenden.

## 2.4 Driftgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen

In einem elektrischen Feld  $E$  driften Elektronen (Masse  $m$ , Ladung  $e$ ) mit einer konstanten Geschwindigkeit  $v_D$  entlang des Feldes. Dabei erfahren sie ständig Stöße mit den Atomen des Gases, durch das sie driften. Aufgrund ihrer geringen Masse streuen sie dabei isotrop, haben also direkt nach dem Stoß keine Vorzugsrichtung mehr. Kurz nach dem Stoß hat das Elektron, zusätzlich zu seiner zufällig orientierten, momentanen Geschwindigkeit  $u$ , die extra Geschwindigkeit  $w$  aufgenommen. Diese ist gleich der Beschleunigung  $a = F/m = eE/m$ , die es im Feld erfährt, multipliziert mit der mittleren Zeit  $\tau$ , die seit dem letzten Stoß vergangen ist [4]:

$$w = \frac{eE}{m} \tau = \mu E \quad (2.11)$$



Dabei bezeichnet man  $\mu = (e/m)\tau$  als die Elektronenmobilität. Die extra Geschwindigkeit  $w$  wird makroskopisch als Driftgeschwindigkeit wahrgenommen ( $w \equiv v_D$ ). Die durch das Feld aufgenommene Energie wird im Mittel an den Stoßpartner durch Rückstoß, oder Anregung verloren. Damit gibt es ein Gleichgewicht zwischen aufgenommener, und abgegebener Energie. Die Anzahl von Stößen  $n$ , die ein Elektron erfährt, wenn es die Distanz  $l$  zurücklegt, ist gegeben durch  $n = (l/v_d)(1/\tau)$ . Bezeichnet  $\lambda$  den Teil der Energie  $\varepsilon_E$ , der im Mittel pro Stoß übertragen wird, so lautet die Energiebilanz:

$$\frac{l}{v_D \tau} \lambda \varepsilon_E = eEl \quad (2.12)$$

Der Index  $E$  bedeutet, daß nur der Teil der Energie aus dem elektrischen Feld, nicht aber aus der thermischen Bewegung gemeint ist.

Für ein driftendes Teilchen mit der momentanen Geschwindigkeit  $u$ , läßt sich die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen auch durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und die Teilchendichte  $N$  ausdrücken:

$$\frac{1}{\tau} = N\sigma u \quad (2.13)$$

Die momentane Geschwindigkeit  $u$  hängt mit der Gesamtenergie  $\varepsilon$  über

$$\frac{1}{2}mu^2 = \varepsilon = \varepsilon_E + \frac{3}{2}kT \quad (2.14)$$

zusammen. Die Gesamtenergie setzt sich dabei aus der Energie  $\varepsilon_E$ , die das Elektron aus dem elektrischen Feld erhalten hat, und seiner thermischen Energie  $(3/2)kT$  zusammen ( $k$  ist die Boltzmann-Konstante;  $T$  die Gastemperatur).

Für Elektronen in Driftkammern gilt im Allgemeinen  $\varepsilon_E \gg (3/2)kT$ . Daher kann die thermische Energie vernachlässigt werden. Aus Gleichungen (2.11) - (2.14) findet man für die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  und die momentane Geschwindigkeit  $u$  im Gleichgewicht:

$$v_D = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{\lambda}{2}} \quad (2.15)$$

$$u = \frac{eE}{mN\sigma} \sqrt{\frac{2}{\lambda}} \quad (2.16)$$

Dabei sind sowohl  $\sigma$  als auch  $\lambda$  Funktionen der Energie  $\varepsilon$ .

Aus Gleichungen (2.15) und (2.16) ist zu erkennen, daß  $v_D$  eine Funktion von  $u$  ist. Da  $u$  aber von der Energie  $\varepsilon$  abhängt, läßt sich  $v_D$  als Funktion von  $\varepsilon$  schreiben. Mit der Näherung  $\varepsilon_E \gg (3/2)kT$  findet man aus Gleichungen (2.11), (2.13) und (2.14):

$$v_D = \frac{e}{\sqrt{2m}} \cdot \frac{E}{N} \frac{1}{\sigma(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon}} \quad (2.17)$$

Damit ist die Driftgeschwindigkeit direkt eine Funktion der Feldstärke  $E$  und der Teilchendichte  $N$  des Gases:  $v_D = f(E/N)$ . Der Wirkungsquerschnitt hängt wesentlich vom

verwendeten Gas, aber auch der Elektronenenergie ab. Nähert sich die Wellenlänge der driftenden Elektronen denen der Hüllenelektronen des Gases, so treten komplexe quantenmechanische Prozesse auf. Dabei durchläuft  $\sigma$  Maxima und Minima (s. Abb. 2.4). Diese Effekt wird als „Ramsauer-Effekt“ bezeichnet.

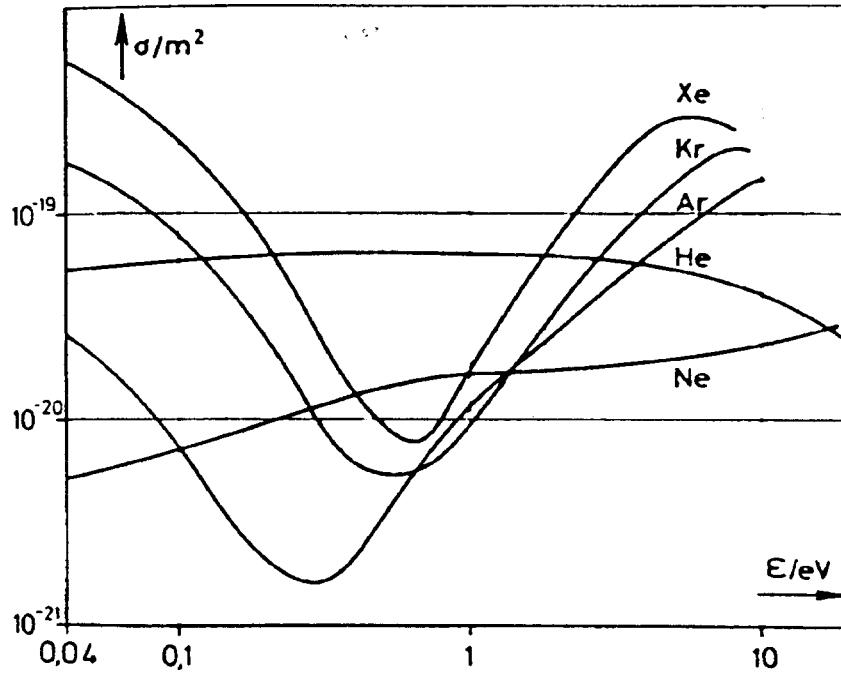


Abbildung 2.4: Ramsauer-Effekt

Bei den obigen Betrachtungen ist man davon ausgegangen, daß die momentane Geschwindigkeit  $u$  für ein driftendes Elektron stets dieselbe ist. Das ist jedoch nicht der Fall, vielmehr genügt sie einer Wahrscheinlichkeitsverteilung  $f_0(u)$ . Trägt man dieser Verteilung Rechnung, so wird der Ausdruck für die Driftgeschwindigkeit wesentlich komplizierter, und ist gegeben durch [4]:

$$v_D = \frac{4\pi e}{3m} \cdot \frac{E}{N} \int_0^\infty f_0(u) \frac{d}{du} \left[ \frac{u^2}{\sigma(u)} \right] du \quad (2.18)$$

Zu erkennen ist, daß die Driftgeschwindigkeit auch in diesem genaueren Ausdruck direkt von der Feldstärke und der Teilchendichte Abhängt, also ebenfalls  $v_D = f(E/N)$  gilt. Darüber hinaus können weitere Abhängigkeit von  $E$  und  $N$  durch das Integral gegeben sein.

## 2.5 Diffusion von Elektronen in Gasen

Die Driftgeschwindigkeit eines einzelnen Elektrons weicht von der mittleren Driftgeschwindigkeit der driftenden Elektronen ab. Das liegt an der statistischen Natur der Stoßprozesse und der damit verbundenen Streuung. Aus diesem Grund wird sich die Elektronenwolke mit der Zeit verbreitern. Im einfachsten Fall wird diese Verbreiterung in alle Raumrichtungen gleich sein. Eine zur Zeit  $t = 0$  punktförmige Elektronenwolke, die mit der Geschwindigkeit  $v_D$  in  $z$ -Richtung driftet, wird nach der Zeit  $t$  eine gaußförmige Dichteverteilung annehmen [4]:

$$n = \left( \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \right)^3 \exp \left( -\frac{r^2}{4Dt} \right) \quad (2.19)$$

mit  $r^2 = x^2 + y^2 + (z - v_D t)^2$  und  $D$  der Diffusionskonstante.

Mittelt man über eine große Anzahl von Kollisionen, so läßt sich in dem einfachsten Fall die Diffusionskonstante schreiben als:

$$D = \frac{2}{3} \frac{\varepsilon}{m} \tau \quad (2.20)$$

Führt man in diesen Ausdruck die Elektronenmobilität  $\mu = (e/m)\tau$  (siehe (2.11)) ein, so findet man, daß man über die Messung des Verhältnisses  $D/\mu$  die Energie der Elektronen bestimmen kann:

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \frac{De}{\mu} \quad (2.21)$$

Die minimale Energie, die die Elektronenwolke annehmen kann, ist die mittlere thermische Energie des Gases  $\varepsilon = (3/2)kT$ . In diesem Fall erhält man die *Nernst-Townsend-Formel*:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (2.22)$$

Für Elektronen stellt das nur eine sehr grobe Näherung da, da die Energie, die sie aus dem Driftfeld aufnehmen, i.A. größer ist als die thermische Energie.

Nach der Zeit  $t$  hat die Elektronenwolke die Strecke  $L = v_D \cdot t = \mu E t$  zurückgelegt. Mit Gleichung (2.20) läßt sich die Diffusion der Wolke in einer Raumrichtung  $\sigma_x$  schreiben als:

$$\sigma_x^2 = 2D_x t = \frac{2D_x}{v_D} L = \frac{2D_x}{\mu E} L = \frac{4\varepsilon}{3eE} L \quad (2.23)$$

Formel (2.22) setzt der Diffusion ein unteres Limit. Es ist gegeben durch

$$\sigma_x^2 = \frac{2kT}{eE} L \quad (2.24)$$

und wird als thermisches Limit bezeichnet.

Die Kollisionsrate  $1/\tau$ , die in den bisherigen Überlegungen als konstant angenommen wurde, ist i.A. aber eine Funktion der Energie des Elektrons. Daraus ergibt sich, daß

die Diffusion in Driftrichtung und transversal zu ihr verschieden sind. Man unterscheidet deshalb zwischen der longitudinalen ( $D_l$ ) und transversalen ( $D_t$ ) Diffusionskonstante. Beachtet man diese Tatsache, so muß Gleichung (2.19) umgeschrieben werden in

$$n = \left( \frac{1}{\sqrt{4\pi D_l t}} \right) \left( \frac{1}{\sqrt{4\pi D_t t}} \right)^2 \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{4D_t t} - \frac{(z - v_D t)^2}{4D_l t} \right] \quad (2.25)$$

Als charakteristische Größe für die Diffusion werden die von der Feldstärke abhängigen Diffusionskoeffizienten

$$D_L = \frac{\sigma_l}{\sqrt{L}} = \sqrt{\frac{2D_l}{\mu E}} \quad \text{und} \quad D_T = \frac{\sigma_t}{\sqrt{L}} = \sqrt{\frac{2D_t}{\mu E}} \quad (2.26)$$

mit der Einheit  $[\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}]$  verwendet. Abbildung 2.5 zeigt diese Koeffizienten für Ar und Ne Gasgemische.

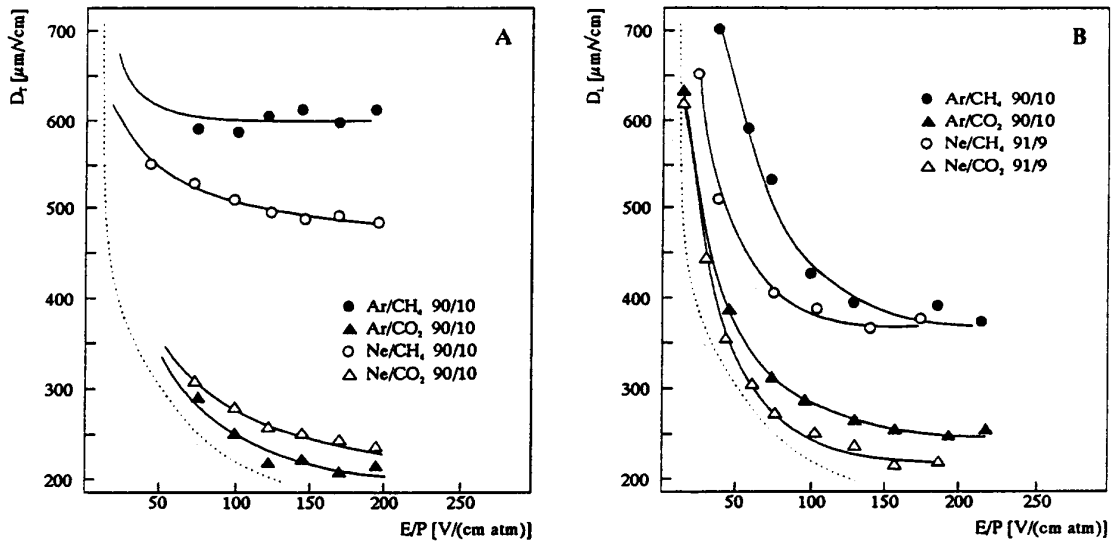


Abbildung 2.5: Transversaler (A) und longitudinaler (B) Diffusionskoeffizient als Funktion der reduzierten Feldstärke  $E/P$  für verschiedene Gasgemische. Die gepunktete Linie kennzeichnet die thermisch bedingte untere Grenze [6].

## 2.6 Gasverstärkung und Signalerzeugung

Nähern sich die gedrifteten Elektronen den positiv geladenen Anodendrähten, durchlaufen sie ein immer stärkeres Feld. Ist die Spannung an den Drähten groß genug, reicht ab einer bestimmten Entfernung vom Draht  $r_{L_{min}}$  die zwischen zwei Stößen von einem Elektron aufgenommene Energie aus, um das Gas zu ionisieren. Dabei wird ein zweites

Elektron erzeugt, welches in dem starken Feld seinerseits wieder Ionisation hervorruft. Auf diese Weise wird ein Lawineneffekt in Gang gesetzt, und die primär ankommende Ladung um ein vielfaches verstärkt.

Die Spannung an den Anodendrähten ist so gewählt, daß die Gasverstärkung linear ist. Die erzielten Verstärkungsfaktoren liegen typischerweise in der Größenordnung  $10^3 - 10^4$ . Bei zu niedriger Spannung können die neu erzeugten Elektronen wieder rekombinieren, bzw. es tritt kein Lawineneffekt ein. Ist die Spannung zu groß geht die Linearität der Verstärkung verloren. Der Grund hierfür ist, daß die Ladung der erzeugten Ionen das Feld immer mehr verzerrt. Diese Region eingeschränkter Proportionalität endet bei noch größeren Spannungen in einer Sättigung, wo stets das gleiche Signal unabhängig von der ursprünglich ankommenden Ladung erzeugt wird [3].

Während des Verstärkungsprozesses werden nicht nur Elektron-Ionen-Paare erzeugt, sondern auch Photonen. Das ist nicht vermeidbar, da die relevanten Wirkungsquerschnitte von der gleichen Größenordnung sind. Manche dieser Photonen werden sogar energiereich genug sein, um ihrerseits das Gas ionisieren zu können. Kritisch wird es dann, wenn sich solche Photonen im Mittel so weit bewegen können, daß sie erst außerhalb von  $r_{Lmin}$  ihre Energie abgeben. Ist dies der Fall, so erzeugt jedes dieser Photonen eine neue Lawine. Dabei kann das *Raether-Limit*<sup>3</sup> überschritten werden, und es kommt zu ungewollten Funkentladungen. Das ist der Grund, warum dem Driftgas ein sogenannter „Quencher“ hinzugefügt werden muß. Ein Quencher ist ein organisches Gas, das sich durch eine hohe Anzahl an Freiheitsgraden und damit verbunden einer großen Photoabsorption auszeichnet, die nicht zur Ionisation führt. Der Quencher ermöglicht so größere Verstärkungsfaktoren [4].

Die während der Gasverstärkung erzeugten Elektronen und Ionen bewegen sich in Richtung der Anoden- bzw. Kathodendrähte. Dadurch wird ein veränderliches elektrisches Feld hervorgerufen, welches eine Spiegelladung auf der Padebene influenziert. Diese influenzierte Ladung wird von den ladungsempfindlichen Vorverstärkern als Signal an den Pads abgegriffen.

---

<sup>3</sup>die Erzeugung von ca.  $10^8$  Elektron-Ionen-Paaren



# Kapitel 3

## Das ALICE Experiment

ALICE<sup>1</sup> ist das einzige Experiment am Large Hadron Collider (LHC) des CERN<sup>2</sup>, das sich vorwiegend mit der Schwerionenphysik beschäftigt. Es ist darauf optimiert, Kollisionen schwerer Kerne bis zu einer Kernladungszahl von 82 bei Energien von  $\sim 5.5$  TeV pro Nukleonpaar aufzeichnen zu können. Das Ziel ist die Untersuchung stark wechselwirkender Materie bei extrem hohen Energiedichten und Temperaturen nahe dem Nullpunkt des baryochemischen Potentials. Bei einer Energiedichte von  $\epsilon_c \simeq 1$  GeV/fm<sup>3</sup> sagt die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) einen Phasenübergang voraus. Die neu entstehende Phase wird als Quark-Gluon-Plasma (QGP) bezeichnet. Man geht davon aus, daß das QGP kurz nach dem Urknall geherrscht hat, und heute im Innern von Neutronensternen zu finden ist. Um dem Anspruch gerecht zu werden, besteht ALICE aus mehreren Subdetektoren, die es ermöglichen eine Vielzahl von Teilchen wie Hadronen, Elektronen, Muonen und Photonen simultan über einen großen Akzeptanzbereich zu beobachten.

Im Folgenden wird der Aufbau des ALICE Experimentes und der einzelnen Subdetektoren beschrieben werden. Dabei wird auf den Aufbau der Spurendriftkammer (TPC), zu deren Optimierung diese Arbeit durchgeführt wurde, genauer eingegangen.

### 3.1 Aufbau des ALICE Experimentes

Bei der Planung des ALICE Detektors waren folgende Kriterien wichtig:

- Es ist nur ein Detektor zur Untersuchung von Schwerionenkollisionen am LHC vorgesehen, deshalb muß die Menge abfragbarer Signaturen so erschöpfend wie möglich sein.
- Neben der gezielten Suche nach bestimmten Signalen soll der qualitative und der quantitative Unterschied zwischen Proton-Proton Stößen und Kern-Kern Stößen untersucht werden können

---

<sup>1</sup>A Large Ion Collider Experiment

<sup>2</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

- Der Detektor soll sich auf die Physik maximaler Energie- und minimaler Baryonendichte konzentrieren, was der Beobachtung von Observablen im mittleren Rapiditätsbereich entspricht.
- Der Aufbau soll so konzipiert sein, daß sowohl ein Ausbau als auch Modifikationen des Detektorsystems möglich sind.

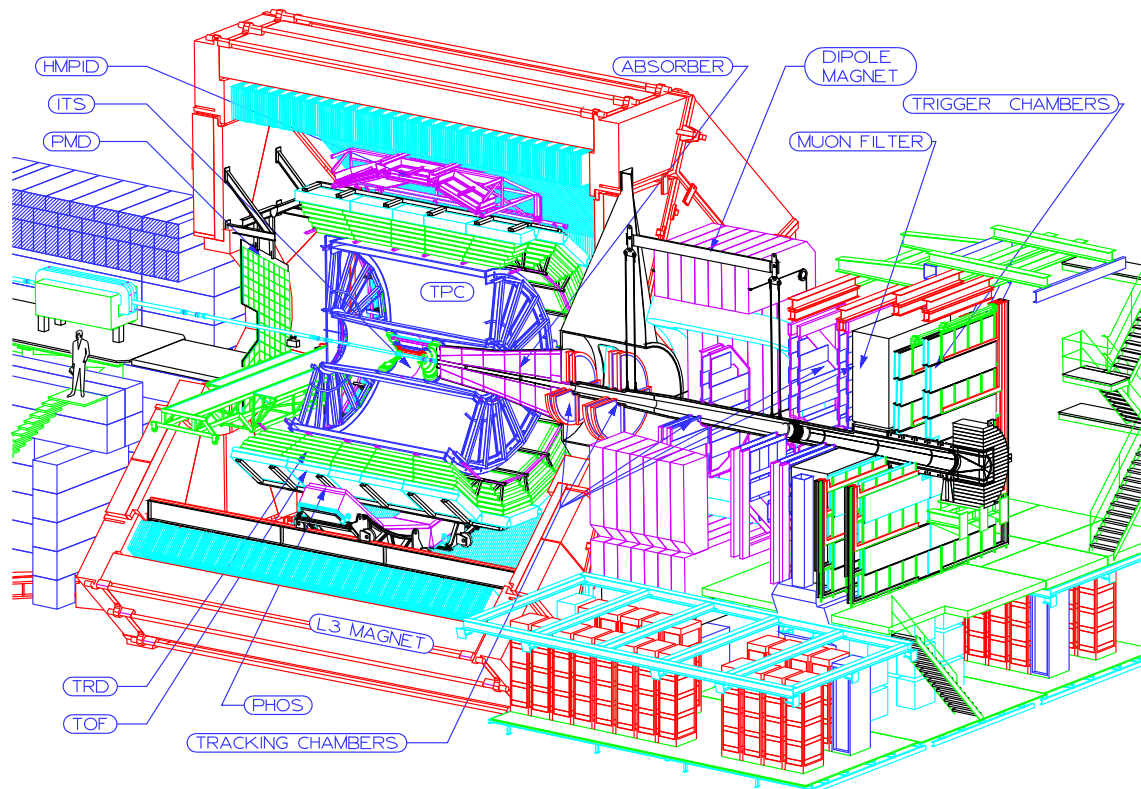


Abbildung 3.1: Aufbau des ALICE-Detektors [7]

Aus den oben genannten Überlegungen heraus entstand der Aufbau, wie er in Abbildung 3.1 dargestellt ist:

Der zentrale Teil des Detektorsystems, der den Pseudorapiditätsbereich  $|\eta| < 0.9$  über den gesamten Azimutalwinkelbereich abdeckt, ist in einen großen Magneten (aus dem vorigen L3-Experiment am LEP<sup>3</sup>) mit einem relativ schwachen Feld ( $\leq 0.5$  T) eingebettet. Es besteht, von innen nach außen, aus einem inneren System zur Spurrekonstruktion, einer zylinderförmigen Spurendriftkammer, einem Übergangsstrahlungsdetektor und einem großflächigen System zur Flugzeitbestimmung. Zusätzlich gibt es zwei kleinflächige Detektorarme: zum einen ein elektromagnetisches Kalorimeter, zum anderen einen Detektor, der für die Identifizierung von Teilchen mit großen Impulsen ausgelegt ist.

<sup>3</sup>Large Elektron Positron Collider; Vorgängerbeschleuniger des LHC am CERN



Das vorwärtsgerichtete Muonenspektrometer ( $2.4 < \eta < 4$ ) besteht aus einer komplexen Anordnung von Absorbern, einem großen Dipolmagneten und zahlreichen Trigger- und Spurenkammern.

Im Akzeptanzbereich  $|\eta| > 4$  gibt es weitere Detektoren, mit denen die Multiplizitäten von Photonen (PMD<sup>4</sup>) und geladenen Teilchen bestimmt werden können. Diese sind ein Stück weiter entfernt im Maschinentunnel platziert und können auch als schneller Trigger zur Zentralitätsbestimmung genutzt werden [1].

Die einzelnen Detektoren des ALICE-Experimentes sollen im folgenden kurz beschrieben werden. Im Anschluß daran wird auf den Aufbau der TPC in einem eigenen Unterkapitel genauer eingegangen.

Das ALICE-Detektorsystem ist aus folgenden Komponenten zusammengesetzt:

- **Das innerste System zur Spurrekonstruktion (ITS<sup>5</sup>):**

Das ITS besteht aus sechs zylindrischen Schichten von hochauflösenden ortssensitiven Siliziumdetektoren. Diese befinden sich in 4 bis 43.6 cm in radialer Richtung von der Strahlachse entfernt. Dabei kommen verschiedene Typen zum Einsatz: Die inneren beiden sind Silizium-Pixel-, die mittleren beiden Silizium-Drift- und die äußersten doppelseitige Silizium-Streifen-Detektoren.

Die Hauptaufgaben des ITS liegen bei der Bestimmung des primären Vertex, sowie dem auffinden sekundärer Vertizes, welche für die Rekonstruktion von Charm- und Hyperonen-Zerfällen notwendig sind. Durch eine gute Energieauflösung wird die Identifizierung und Spurrekonstruktion von Teilchen mit kleinen Impulsen ermöglicht. Außerdem trägt das ITS wesentlich zur Verbesserung der Impuls- und Winkelauflösung der TPC bei [8].

- **Die Spurendriftkammer (TPC<sup>6</sup>):**

Das Funktionsprinzip einer Spurendriftkammer wird in 2.1 beschrieben.

Der innere Radius der ALICE-TPC beträgt ca. 80 cm. Er wird bestimmt durch die maximal akzeptierbare Spurdichte. Der äußere Radius ist ca. 250 cm und wird von der benötigten Energieverlustauflösung ( $dE/dx$ ) bestimmt [8]. Die Länge beträgt in etwa 500 cm.

Beim ALICE-Experiment ist die TPC der Hauptdetektor zur Spurrekonstruktion. Zusammen mit dem ITS, dem TRD sowie dem TOF ermöglicht sie die Impulsbestimmung geladener Teilchen, sowie ihre Identifizierung und das Auffinden des primären Vertex. Mit Hilfe dieser Detektoren soll außerdem das generieren eines schnellen ‘High-Level’ Triggers zur Selektion von Signalen mit geringem Wirkungsquerschnitt und seltenen Signalen ermöglicht werden [9].

---

<sup>4</sup>Photon Multiplicity Detector

<sup>5</sup>Inner Tracking System

<sup>6</sup>Time Projection Chamber

- **Der Übergangsstrahlungsdetektor (TRD<sup>7</sup>):**

Ein TRD besteht aus einem Radiator und einer Proportionalkammer. Trifft im Radiator ein geladenes Teilchen mit einem Lorentzfaktor von  $\gamma > 1000$  auf die Grenzfläche zweier Medien verschiedener Dielektrizitätskonstante, so wird Übergangsstrahlung in Form von Röntgenstrahlung emittiert. Die in der Kammer beobachtete Ladung stammt sowohl aus der Ionisation des durchlaufenden Teilchens als auch aus den TR-Photonen. Beobachtet man die Verteilung der Ladungsdichte in der Proportionalkammer, läßt sich eine hohe Trennschärfe von Elektronen und Pionen erreichen.

Der TRD sitzt in radialer Richtung zwischen der TPC und dem TOF (2.9 - 3.7 m). Seine Aufgabe ist die Identifizierung von Elektronen mit Impulse größer als 1 GeV/c, da in der TPC in diesem Bereich die Unterscheidung von Elektronen und Pionen über eine Messung des spezifischen Energieverlustes nicht mehr effizient genug ist. Weiterhin kann der TRD als Trigger für seltene Ereignisse wie Jets mit großen Transversalimpulsen, oder die Messung von  $\Upsilon$ s und speziell ihrer Zentralitätsabhängigkeit benutzt werden [10].

- **Das System zur Flugzeitbestimmung (TOF<sup>8</sup>):**

Mit Hilfe einer Flugzeitmessung läßt sich, bei bekanntem Impuls, die Masse des Teilchens, und damit das Teilchen selber bestimmen. Das geschieht mit Hilfe des relativistischen Impulssatzes  $p = \gamma mv$  oder daraus abgeleitet  $m = p \cdot \sqrt{\frac{t^2}{l^2} - 1}$ , mit  $p$  dem Impuls,  $t$  der Flugzeit und  $l$  der Flugstrecke.

Das TOF ist bei einem Radius von 3.7 m in radialer Richtung platziert. Es dient der Teilchenidentifikation mit Impulsen kleiner 2.5 GeV/c. Da in der TPC die Teilchenidentifikation über eine Messung des spezifischen Energieverlustes erfolgt, besitzt man somit eine unabhängige Meßmethode, was zu einer wesentlichen besseren Separation von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen führt [11].

- **Das elektromagnetische Kalorimeter (PHOS<sup>9</sup>):**

Aufgebaut ist das PHOS aus zahlreichen szintillierenden Blei-Wolframat Kristallen, die von großflächigen PIN-Dioden ausgelesen werden. Fällt ein Teilchen auf das Szintillator-Material, so werden Photonen freigesetzt, die von den PIN-Dioden in ein elektrisches Signal umgewandelt werden, welches proportional zur Teilchenenergie ist.

Das PHOS ist am unteren Rand des ALICE-Experimentes bei einem Radius von 4.6 m platziert und deckt einen Pseudorapiditätsbereich von  $|\eta| < 0.12$  und Azimutalwinkelbereich von  $100^\circ$  ab.

Mit dem PHOS sollen vorwiegend Photonen,  $\pi^0$  und  $\eta$ -Mesonen gemessen werden. Besonders interessant ist die Beobachtung direkter Photonen, da sie in der Anfangsphase der Kollision entstehen und den Feuerball ungehindert verlassen können [12].

---

<sup>7</sup>Transition Radiation Detector

<sup>8</sup>Time Of Flight

<sup>9</sup>PHOton Spectrometer

- **Der Detektor zur Identifizierung von Teilchen mit großen Impulsen(HMPID<sup>10</sup>):**

Der HMPID-Detektor besteht aus Cherenkov-Ringbild-Zählern (RICH<sup>11</sup>). Tritt ein geladenes Teilchen durch den Detektor und hat eine Geschwindigkeit, die größer als die Lichtgeschwindigkeit im Detektormedium ist, so wird elektromagnetische Strahlung in Form eines Kegels emittiert. Der Radius des Ringes enthält die Information über die Teilchengeschwindigkeit [13].

Der Abstand des HMPID zur Strahlachse beträgt ca. 5 m, der abgedeckte Pseudorapiditätsbereich ist  $|\eta| < 0.49$  bei einem Azimutalwinkelbereich von  $\approx 58^\circ$ .

Für die Identifizierung von Teilchen mit großen Impulsen wird ein eigener Detektor benötigt, da das ITS und die TPC nur für Impulse bis  $p \approx 600 \text{ MeV}/c$ , das TOF bis  $p \approx 1.4 \text{ GeV}/c$  geeignet sind. Der HMPID übernimmt die Identifizierung von Teilchen, die diese Impulse übersteigen [14].

- **Das vorwärtsgerichtete Muonenspektrometer:**

Das Muonenspektrometer besteht aus mehreren Absorbern, Filtern, einem großflächigen Dipolmagneten und zehn Kathoden-Pad-Kammern zur Spurrekonstruktion. Das Funktionsprinzip dieser Kammern ist ähnlich dem der TPC, es wird jedoch nur eine zweidimensionale Information erhalten, da die Information über die Driftzeit nicht vorhanden ist.

Die Hauptaufgabe des Muonenspektrometers besteht in der Messung von schweren Quark Vektormesonen ( $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ,  $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$ ,  $\Upsilon''$ ) durch ihren Zerfall in  $\mu^+\mu^-$ -Paare. Die Unterdrückung dieser Mesonen gilt als starkes Indiz für das Auftreten eines QGP. Durch die Unterdrückungs-Schwellen der angesprochenen Teilchen erhält man außerdem Informationen über die Energiedichte des Mediums, aus dem sie stammen [15].

## 3.2 Die TPC

Die ALICE TPC ist der Hauptdetektor für die Spurrekonstruktion und zur Beobachtung hadronischer Observablen bei Blei-Blei Stößen. Die zentralen Detektoren (ITS, TPC, TRD und TOF) müssen für die Untersuchung von hadronischen und leptonischen Observablen bei Transversalimpulsen  $< 10 \text{ GeV}/c$  und Pseudorapiditäten von  $|\eta| < 0.9$  für eine gute Impuls-, Zweispur- und  $dE/dx$ -Auflösung sowie Vertexbestimmung sorgen, um den physikalischen Ansprüchen gerecht zu werden.

Im Akzeptanzbereich der TPC wird eine maximale Anzahl von 8000 geladenen Teilchen pro Rapiditätseinheit ( $dN_{ch}/dy$ ) vorausgesagt. Das entspricht einer Anzahl von 20 000 Spuren primärer und sekundärer geladener Teilchen. Für diese Teilchendichte muß die TPC ausgelegt werden. Bei dem vorliegenden Design entspricht dies einer Belegungsdichte (Verhältnis der Ausleseseinheiten in Raum und Zeit über der Anspruchsschwelle zur

---

<sup>10</sup>High Momentum Particle IDentification

<sup>11</sup>Ring Imaging CHerenkov counter

Gesamtzahl aller Ausleseseinheiten) von etwa 40 % beim kleinsten und etwa 15 % beim größten Radius.

Hadronische Observable geben Aufschluß über die Flavorzusammensetzung, die Raum-Zeit-Größe beim Ausfrieren und ‘event-by-event’ Fluktuationen des Feuerballs. Die Korrelationsmessungen hadronischer Observablen stellen dabei die höchsten Ansprüche an die Zweispur-Separation, sowie die relative Impulsauflösung.

Für die Zwei-Pion Bose-Einstein Korrelationsmessungen muß die Zweispurauflösung so gut sein, daß eine relative Impulsauflösung  $< 5 \text{ MeV}/c$  möglich ist. Dafür könnte es erforderlich sein bei einem höheren magnetischen Feld, als für den Standardbetrieb vorgesehen, arbeiten zu müssen.

Aus Erfahrungen beim NA49 Experiment, ist zur Identifizieren der Hadronen über eine  $dE/dx$ -Messung eine Auflösung von  $< 8 \%$  wünschenswert.

Zur Messung von D-Mesonen über ihren hadronischen Zerfallskanal ist eine effektive Übereinstimmung der rekonstruierten Spuren aus TPC und ITS bzw. TOF notwendig. Je nach Transversalimpuls sollte die Effizienz bei 85 % - 95 % liegen.

Die Elektronenidentifikationsmöglichkeiten des TRD zusammen mit Daten aus der TPC und dem ITS ermöglichen es, die Produktion schwerer Vektor-Mesonen-Resonanzen im  $e^+e^-$ -Kanal messen zu können. Eine wichtige Aufgabe ist dabei die Unterscheidung von primär produzierten  $J/\Psi$  Vektormesonen zu solchen, die aus dem B-Zerfall stammen, da letztere die vorausgesagte  $J/\Psi$ -Unterdrückung bei einem QGP verschleiern könnten.

Die für die TPC entstehenden Anforderungen sind:

Die Effizienz bei der Spurrekonstruktion bei Transversalimpulsen  $> 1 \text{ GeV}/c$  sollte größer als 90 % sein, da das Hauptinteresse in Elektronenpaaren liegt.

Um die notwendige Auflösung bei der Massenbestimmung von  $\Upsilon$  Mesonen kleiner als  $100 \text{ MeV}$  zu halten, ist es notwendig die Impulsauflösung für Elektronen mit Impulsen von ca.  $4 \text{ GeV}/c$  kleiner als 2.5 % zu halten.

Für die Ansprüche der beim ALICE-Experiment geplanten Dielektronen Physik, muß die TPC zusammen mit dem TRD, für Elektronen mit Impulsen größer  $1 \text{ GeV}/c$ , eine Pionen-Unterdrückung  $> 100$  bei 90 %iger Effizienz bei der Elektronenbestimmung erzielen. Das führt für die TPC zu einer  $dE/dx$ -Auflösung, die besser als 10 % sein muß.

Desweiteren sollte die TPC bei zentralen Kollisionen mit Raten von bis zu 200 Hz betrieben werden können, um spezielle vom TRD identifizierte Elektronen-Kandidaten untersuchen zu können.

Die nächsten Unterkapitel beschäftigen sich mit dem aus diesen Überlegungen heraus entstandenen Aufbau der TPC.

### 3.2.1 Aufbau der TPC

Die TPC befindet sich im zentralen Teil des ALICE-Detektorsystems zwischen dem ITS und dem TRD. Sie ist, wie die anderen zentralen Detektoren, zylindrisch gebaut, um der Symmetrie der Stoßreaktion gerecht zu werden. Entsprechend wählt man zur geometrischen Beschreibung Zylinder-Koordinaten  $(r, \phi, z)$ , wobei die  $z$ -Achse der Strahlachse entspricht. Der Aufbau der TPC ist in Abbildung 3.2 gezeigt.

Begrenzt wird die TPC in radialer Richtung durch den inneren ( $r \approx 0.55$  m) bzw. äußeren ( $r \approx 2.8$  m) Begrenzungszylinder. Der innere Begrenzungszylinder weitet sich zu den Enden hin leicht konisch und besteht im Akzeptanzbereich der TPC ( $|\eta| < 0.9$ ) aus einem dünneren Material als an den Enden. Das verwendete Material ist ein Verbundstoff aus Aluminiumfolie, Tedlar, Prepreg und einer wabenförmigen Nomex-Struktur. An den Enden der 5.1 m langen Begrenzungszylinder wird die TPC von Endplatten aus einer Aluminiumlegierung abgeschlossen. An diesen werden auch die Ausleseammern montiert. Die beiden Endplatten der TPC sind in je 18 Segmente unterteilt.

Das sensitive Volumen der TPC wird durch zwei weitere Zylinder begrenzt: den inneren und äußeren Feldkäfigzylinder. Das Volumen zwischen den Begrenzungs- und Feldkäfigzylindern wird mit  $\text{CO}_2$  gespült. Dadurch wird die Hochspannungsfestigkeit sichergestellt. In dem durch die Feldkäfigzylinder begrenzten Volumen befinden sich der Feldkäfig, die zentrale Hochspannungselektrode und die Ausleseammern. An die Qualität dieser Zylinder werden hohe Ansprüche gestellt, da sie die Qualität des Drift-Gases sicherstellen müssen. Das Material muß gasdicht sein, um Sauerstoff und Wassergehalt des Gases kleiner als 5 bzw. 10 ppm halten zu können und darf selber keine Gase abdampfen, die eine Verschmutzung hervorrufen könnten. Um die Stabilität des Feldkäfigs zu gewährleisten muß das Material zusätzlich ein sehr guter Isolator sein.

Mit der Überlegung, daß die Endplatten ein beträchtliches Gewicht tragen müßten und somit großer mechanischer Belastung unterliegen würden, wird für die Befestigung der Ausleseelektronik, sowie deren Verkabelung und Kühlung eine eigene Unterstützungsstruktur (Service Support Wheel, s. Abbildung 3.2(b)) gebaut.

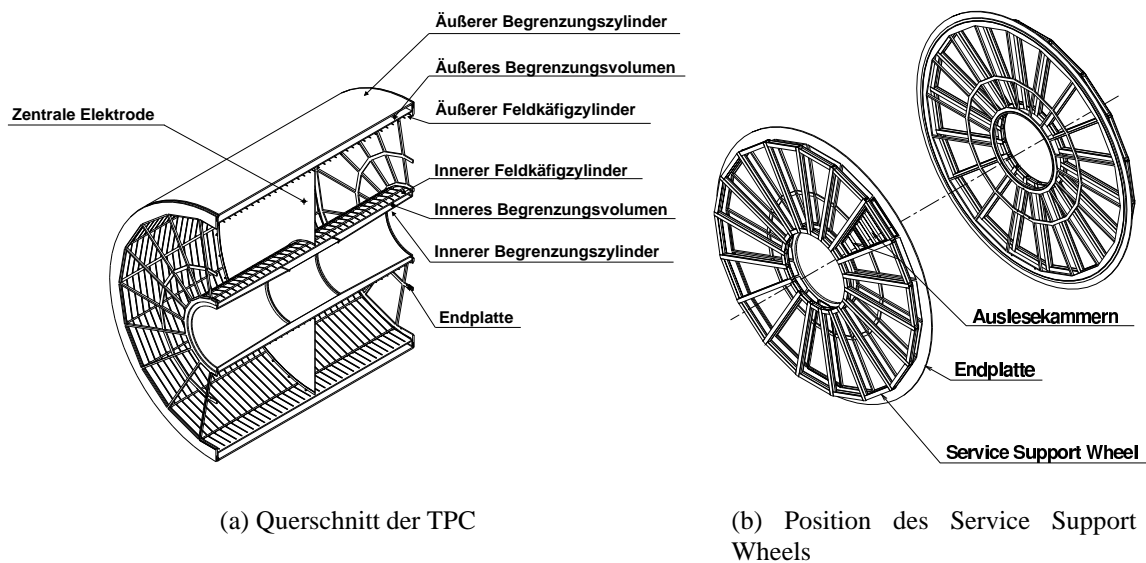


Abbildung 3.2: Aufbau der TPC [9]

### 3.2.1.1 Der Feldkäfig

Der Feldkäfig unterteilt sich in die zentrale Elektrode, die Feldstreifen und die Endplatte bzw. die Ausleseammern (s. Abb. 3.2(a)).

Die Aufgabe des Feldkäfig ist es im sensitiven Volumen der TPC für ein extrem homogenes Driftfeld zu sorgen. Die größten Abweichungen treten dabei an den Rändern des Feldes auf. Der radiale Anteil  $E_r$  soll dort in einigen cm Entfernung  $< 10^{-4}$  des longitudinalen Anteils  $E_z$  sein. Aufgrund der Stoßsymmetrie wurden zwei identische, Rücken an Rücken liegende Feldkonfigurationen gewählt, die in der Mitte von einer Hochspannungselektrode getrennt werden. Um die geforderte Homogenität zu erreichen muß die Parallelität der Elektrode und der Endplatten  $< 100 \mu\text{m}$  betragen. Die Feldstärke soll  $400 \text{ V/cm}$  betragen. Bei einer Driftlänge von  $2.5 \text{ m}$  entspricht das einer Hochspannung von  $100 \text{ kV}$ .

Erfahrungen bei der TPC des NA49-Experimentes haben gezeigt, daß es für die Homogenität des Feldes sinnvoll ist, den Feldkäfig physikalisch von den Feldkäfigzylindern zu trennen [16]. Da die Wände dieser Zylinder sehr gute Isolatoren sind, könnten sich dort statische Oberflächenladungen ausbilden, die das Feld verzerren würden. Um dies zu verhindern werden an den inneren und äußeren Wänden der Feldkäfigzylinder im äquidistanten Abstand Alustreifen angebracht.

Wie auch die Endplatten in 18 Segmente geteilt sind, ist der Feldkäfig ein 18-seitiges Polygon. Die Feldstreifen werden dabei von Unterstützungsröhren getragen: je 18 am äußeren bzw. inneren Rand auf beiden Seiten der Elektrode. Einige dieser Röhren erfüllen noch einen zusätzlichen Zweck. Vier tragen die Spannungsteiler für die Feldstreifen, auf jeder Seite jeweils einen für die inneren und äußeren Feldstreifen. Um die abgegebene Wärme der Widerstände des Spannungsteilers abzuführen, sind diese Röhren wassergekühlt. Darüber hinaus kann der Spannungsteiler samt Kühlung aus der Röhre herausgezogen werden, falls es notwendig sein sollte, einen Widerstand auszutauschen oder Lecks in der Kühlung zu reparieren. Zwei weitere Röhren dienen als Zuführung der Hochspannung zur zentralen Elektrode, wobei eine nur als Ersatz dient. Zur Erhöhung der Hochspannungsfestigkeit werden diese Röhren mit  $\text{CO}_2$  gespült.

Die Begrenzung des Feldes erfolgt auf beiden Seiten durch 167 Feldstreifen. Die Streifen sind  $25 \mu\text{m}$  dick und bestehen aus aluminisiertem Mylar. Der Spannungsteiler sorgt dafür, daß ein Streifen jeweils auf dem Potential liegt, den ein Punkt in seiner Mitte bei einem homogenen Feld haben sollte. Um die geforderte Homogenität des Feldes sicher zu stellen, werden die Streifen mit einer Präzision von  $< \pm 50 \mu\text{m}$  auf den Unterstützungsröhren plziert.

Für den Widerstand zwischen den Feldstreifen wurde  $7.5 \text{ M}\Omega$  gewählt, so daß der Gesamtstrom über die Widerstandskette von ca.  $160 \mu\text{A}$  nicht durch zur zentralen Elektrode driftende Ionen geändert wird. Eine solche Änderung hätte einen Einfluß auf die Spannung an den Feldstreifen, und würde damit das Feld ändern. Auf dem Spannungsteilersystemen werden dafür parallele Paare von  $15 \text{ M}\Omega$  Widerständen verwendet. Damit wird u.a. das Risiko für die Unterbrechung zwischen zwei Feldstreifen durch einen defekten Widerstand verringert.

### 3.2.1.2 Das Gassystem

Aufgrund der großen Driftlänge (2.5 m) in der ALICE-TPC und der Benutzung von  $\text{CO}_2$ , ist es erforderlich die Konzentration von Sauerstoff und Wasser im Driftgas auf ein Minimum zu reduzieren. Sauerstoffmoleküle in Verbindung mit  $\text{CO}_2$  neigen sehr zu dem unerwünschten Effekt Elektronen anzulagern. Vom physikalischen Standpunkt aus ist es daher notwendig den Sauerstoffgehalt kleiner als 5 ppm zu halten.

Das Gassystem muß außerdem  $\text{CO}_2$  liefern, um das Volumen zwischen den Feldkäfig- und Begrenzungszyllindern, welches als Hochspannungsisolation genutzt wird, zu spülen. Daneben werden noch die hochspannungsführenden Unterstützungsröhren mit  $\text{CO}_2$  gespült werden.

Als Driftgas wurde eine Gasmischung aus 90 % Ne und 10 %  $\text{CO}_2$  gewählt. Der Hauptgrund liegt in den Ladungstransporteigenschaften. Wegen der großen Driftlänge in der ALICE-TPC ist man darauf angewiesen ein „kaltes Gas“, das bedeutet ein Gas mit geringen Diffusionskoeffizienten zu wählen (s. Abb. 2.5). Zu große Diffusionskoeffizienten würden die Spurauflösung und die Zweispurtrennung zu stark einschränken.

Bedingt durch das große Detektorvolumen von  $88 \text{ m}^3$  und die Verwendung einer teuren Gasmischung wird ein rezirkulierendes Gassystem für die Driftgasmischung verwendet. Das System wird aus einzelnen Modulen aufgebaut, die für alle Gassysteme am LHC verwendet werden. Die Verteilung der einzelnen Module ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

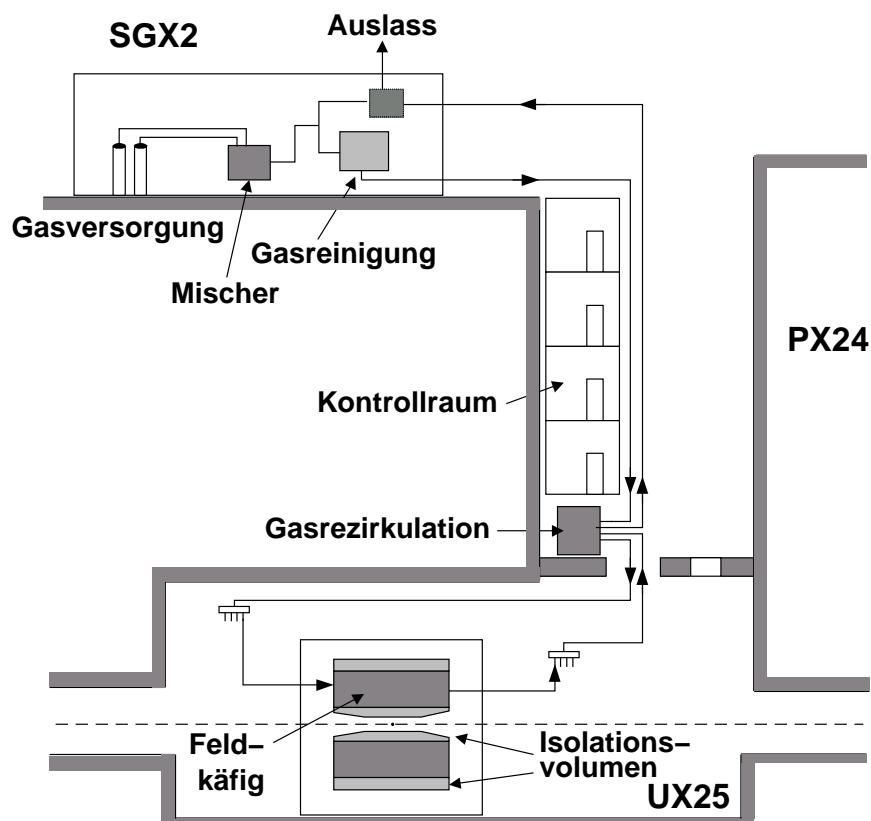


Abbildung 3.3: Verteilung der Module des Gassystems [9]

Für die Inbetriebnahme wird die TPC mit Frischgas gespült, bis das Volumen ca. 6-8 mal ausgetauscht wurde. In dieser Phase findet noch keine Rezirkulation statt. Bei einer Füllrate von  $4 \text{ m}^3/\text{h}$  dauert dieser Vorgang ca. eine Woche. Im Betrieb ist die Frischgasinspeisung um einen Faktor 20 niedriger, liegt also bei  $200 \text{ l/h}$ , während der Rezirkulationsfluß bei  $19.4 \text{ m}^3/\text{h}$  liegt. Damit liegt die Regenerationsrate bei 99 %. Der Druck in der TPC wird auf 1 mbar über dem Atmosphärendruck gehalten. Das geschieht mit Hilfe von drei unabhängigen Drucksensoren, die hinter dem Flußmesser am Gaseingang, am Feldkäfig und vor dem Kompressor, der das Gas rezirkuliert, messen. Aus Sicherheitsgründen ist zusätzlich ein Bubbler eingebaut.

Für den Fall eines Systemausfalls ist am Gasausgang ein Notsystem installiert, welches auf rasche Änderungen des Atmosphärendrucks reagieren kann, und entweder Gas aus einer vorgemischten Flasche injiziert, oder über einen Bubbler Gas abläßt. Dadurch wird auch bei einem Stoppen der Gaszufuhr die Gasmischung nicht geändert und auf 1 mbar Überdruck gehalten.

Um zu verhindern, daß sich durch die Rezirkulation Sauerstoff und Wasser im Gas anhäufen, wird es vor der erneuten Injektion gereinigt. Das geschieht mit Hilfe von Kartuschen, bei denen ein Teil aus einem Molekularsieb ( $3 \text{ \AA}$ ) zum entfernen von Wasser, der andere aus aktiviertem Kupfer für die Sauerstoff-Absorption besteht. Das System besitzt zwei Kartuschen, von denen eine in Betrieb ist, während die andere gereinigt werden kann. Das Reinigen erfolgt durch Erhitzen auf  $220^\circ\text{C}$  während mit einer Mischung aus 93 % Ar und 7 %  $\text{H}_2$  gespült wird.

Für die Kalibration der Verstärkungsfaktoren aller Auslesekanäle der TPC, ist ein Injektionssystem für  $^{83}\text{Kr}$  vorgesehen. Die Kalibration erfolgt über den Röntgenzerfall dieses Isotops [17].

Während dem Betrieb des Gassystems ist es notwendig die Gasverstärkung und die Driftgeschwindigkeit, die empfindlich von Druck, Temperatur, der Gaszusammensetzung und dem Wassergehalt abhängen, kontinuierlich aufzunehmen. Dafür sind an verschiedenen Stellen des Systems kleine Drift- und Proportionaldetektoren vorgesehen. Daneben werden der Sauerstoff und Wassergehalt vor und hinter den Reinigungskartuschen gemessen, und der  $\text{CO}_2$ -Gehalt im Gas detektiert.

### 3.2.1.3 Die Auslesekammern (ROC<sup>12</sup>)

Die gesamte Ausleseebene der TPC wurde darauf hin optimiert, die geforderte Impuls- und  $dE/dx$ -Auflösung bei der vorausgesagten Multiplizität einer zentralen Blei-Blei Kollision bei LHC-Energien über den gesamten Azimutalwinkelbereich zu erfüllen. Diese Anforderung führt dazu, daß die aktive Fläche maximiert werden muß. Aus praktischen Gründen ist es aber sinnvoll, die Auslesefläche in Module zu unterteilen. Wie oben bereits erwähnt, hat man sich für eine Unterteilung in 18 Segmente entschieden. Damit deckt jedes Segment einen Azimutalwinkelbereich von  $20^\circ$  ab (s. Abb. 3.4(a)).

---

<sup>12</sup>ReadOut Chamber



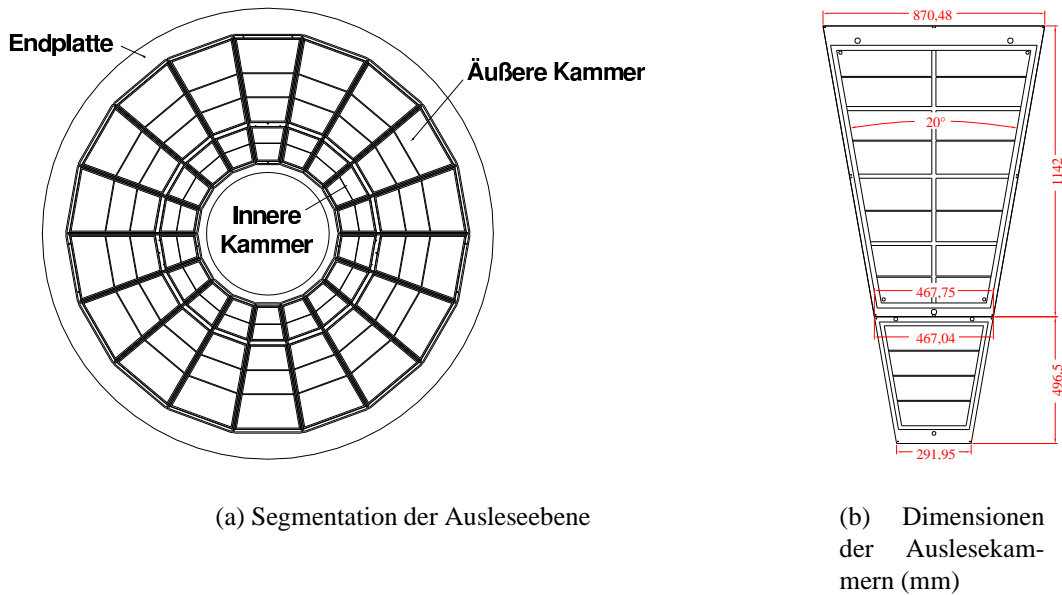


Abbildung 3.4: Aufbau der Ausleseebene [9]

Um der in radialer Richtung abnehmenden Spurdichte gerecht zu werden, wurde eine weitere Unterteilung der Segmente vorgenommen: Die Auslesekammern werden in innere (IROC<sup>13</sup>) und äußere (OROC<sup>14</sup>) Kammern unterteilt (s. Abb. 3.4), die unterschiedlichen Anforderungen genügen müssen. Die tote Fläche, die durch die Segmentierung entsteht wird dadurch minimiert, daß die einzelnen Kammern von innen an den Endplatten befestigt werden. Die aktive radiale Länge der Kammern reicht von 84.1 cm bis 132.1 cm bei der IROC bzw. 134.6 cm bis 246.6 cm bei der OROC. Der tote Bereich in azimuthaler Richtung beträgt 27 mm und besteht aus der Breite der Drahtalterahmen von 12 mm und dem Abstand zweier benachbarter Kammern von 3 mm. Die gesamte aktive Fläche der ALICE TPC beträgt 32.5 m<sup>2</sup>.

Eine Auslesekammer besteht im wesentlichen aus diesen drei Teilen: die Padplatte, sie ist eine dreischichtige Platine (PCB<sup>15</sup>), drei Drahtebenen und einem trapezförmigen Aluminiumkörper, der für die mechanische Stabilität sorgt. Zwischen Padplatte und Aluminiumkörper wird zusätzlich eine Glasfaser-Epoxy-Platte geklebt. Sie sorgt für die Isolierung und eine geringe Kapazität zwischen dem PCB-Board und dem Aluminiumkörper.

Das Pad-Muster auf dem PCB wird mit einer Genauigkeit von 50 µm geätzt. Die Pads sind mit Steckern, die sich auf der Rückseite befinden, verbunden, um ausgelesen werden zu können. Die Größe der Pads variiert mit dem Abstand zur Strahlachse, da die Spurdichte nach außen hin abnimmt. Tabelle 3.1 zeigt die Größe der jeweiligen Pads.

<sup>13</sup>Inner ReadOut Chamber

<sup>14</sup>Outer ReadOut Chamber

<sup>15</sup>Printed Circuit Board

	Pad-Größe [mm <sup>2</sup> ]	Anzahl der Reihen	Anzahl der Pads
IROC (81.1 - 132.1 cm)	$4 \times 7.5$	63	5504
OROC (134.6 - 198.6 cm)	$6 \times 10$	64	5952
OROC (198.6 - 246.6 cm)	$6 \times 15$	32	4032
TPC Gesamt		159	557 568

Tabelle 3.1: Abmessung und Zahl der Auslese-Pads [9]

Die drei Drahtebenen werden, von der Padebene aus gesehen, als Anodendrahtebene, Kathodendrahtebene und Gatingebene bezeichnet. Sie sind in azimuthaler Richtung gespannt. Das bedeutet, daß die Drähte von innen nach außen länger werden müssen. Bei der IROC variiert die Länge von 27 - 44 cm, bei der OROC von 45 - 84 cm. Die Anzahl der Drähte beträgt 200 (456) Anoden-, 201 (457) Kathoden- und 400 (912) Gatingdrähte bei der IROC (OROC). Die Drahtgeometrie ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Wie zu erkennen ist, sind die Drahtabstände der IROC und der OROC unterschiedlich. Dies ist wiederum eine Folge der nach außen abnehmenden Spurdichte, bzw. der daraufhin gewählten Padgröße. Für die Anodendrähte wurden goldplatierte Wolframdrähte mit  $20\text{ }\mu\text{m}$  Durchmesser, für Kathoden- und Gatingdrähte Kupfer-Berylliumdrähte mit  $75\text{ }\mu\text{m}$  Durchmesser gewählt.

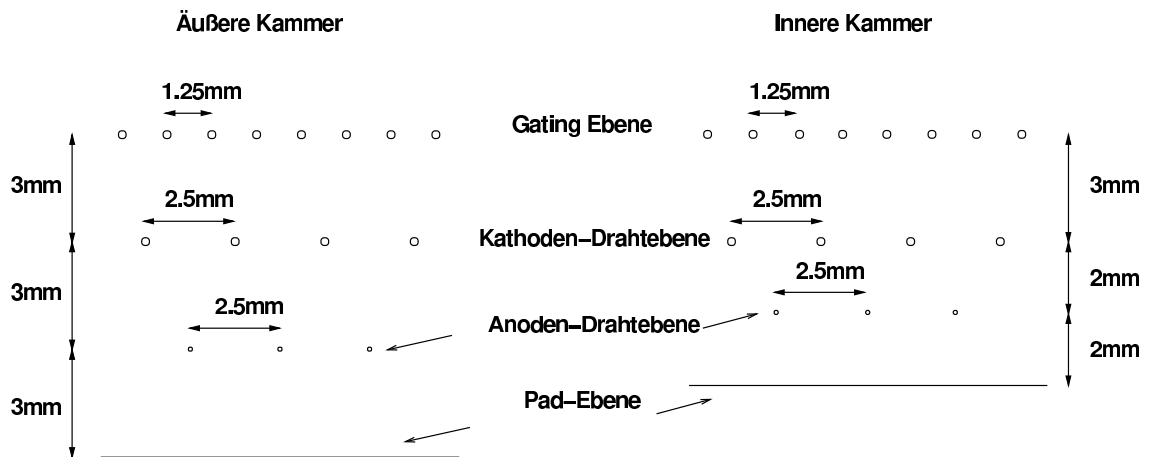


Abbildung 3.5: Drahtgeometrie der IROC und OROC der ALICE TPC [9]

Sämtliche Drähte werden mit Hilfe von Draht-Rahmen aus Fiberglas-Epoxy an dem Aluminiumkörper befestigt. Da durch diese Rahmen inaktive Flächen in der TPC entstehen, muß darauf geachtet werden, daß diese so klein wie möglich gehalten werden. Andererseits müssen sie groß genug sein, um die Drähte gut an ihnen befestigen zu können und einen guten elektrischen Kontakt zu gewährleisten. Darüber hinaus sollten sie sich nicht unter der Spannung der Drähte verformen und gut mit dem Aluminiumkörper verbunden sein. Die gewählte Konfiguration für die ALICE TPC ist in Abbildung 3.6 gezeigt.

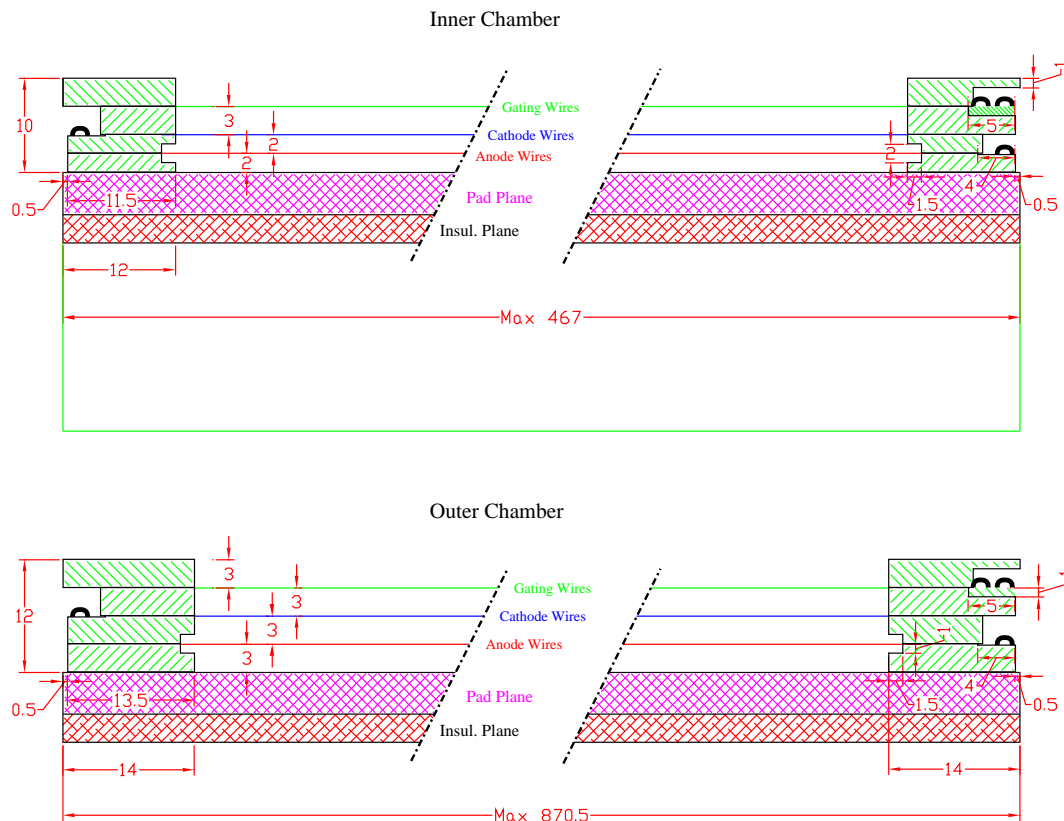


Abbildung 3.6: Befestigung der Drahtebenen bei der IROC und OROC [9]

Die Positionierung der Anodendrähte erfolgt relativ zur Padebene. Um Abweichungen bei der Gasverstärkung zu minimieren, wird über jedes Pad die gleiche Anzahl von Drähten platziert. Die Kathoden- und Gatingdrahtebene wird jeweils relativ zu der darunterliegenden Ebene ausgerichtet. Die Positionierungsgenauigkeit, die dabei erreicht wird ist ca. ein halber Drahtdurchmesser ( $10\mu\text{m}$ ).

### 3.2.1.4 Die Ausleseelektronik (FEE<sup>16</sup>)

Die Aufgabe der FEE ist es, die ankommende Ladung an den ca. 570000 Pads der TPC auszulesen. Dabei soll das Auflösungsvermögen des Detektors voll ausgeschöpft werden. Dieses ist begrenzt durch Diffusion und die Elektronen-Statistik sowohl in Drift-, als auch in Azimutalrichtung.

Aus Simulationen folgt, daß das Verhältnis von Signal zum Rauschen mindestens 30:1 sein muß, um das Limit zu erreichen. Für ein minimal-ionisierendes Teilchen (**Minimum Ionising Particle**), welches mit der angestrebten Gasverstärkung von ca.  $10^4$  und der vorgegebenen Pulsformzeit typischerweise eine maximale Ladung von 4.8 fC in einem Pad

<sup>16</sup>Front End Elektronik

und Zeit-Bin plziert, entspricht dies einem akzeptierbaren Rauschen von ca. 1000 Elektronen.

Die Ionisation, die in einem Pad gemessen wird, kann dennoch wesentlich größer sein, z.B. bei Protonen mit einem transversalen Impuls, der dem mit der größten Wahrscheinlichkeit entspricht (550 MeV/c). Daher sollte die Elektronik bei Signalen von 30 MIP noch nicht saturieren. Das Erfordert einen dynamischen Bereich des ADCs von mindestens 10 Bit.

In Driftrichtung soll eine Unterteilung in 500 Zeitbins geschehen, was einer Driftstrecke von ca. 5 mm pro Bin entspricht. Das erfordert eine Sempelrate von 5.66 MHz. Es soll aber offen gehalten werden bei einer Rate von 7.69 MHz sampeln zu können, evtl. auch nur bei kleinen Radien.

Ein weiteres wichtiges Kriterium ist die Erwärmung durch die Elektronik, da zum stabilen Betrieb der TPC im Gasvolumen eine Temperaturstabilität von 0.1 °C notwendig ist. Der gesamten Leistungsbedarf der FEE liegt bei ca. 30 kW (50 mW/Kanal). Um die dabei entwickelte Wärme abzuführen wird die Elektronik gekühlt.

Aus diesen und noch vielen anderen Überlegungen heraus entstand das in Abbildung 3.7 gezeigte Schema. Jeder Auslesekanal besteht aus drei Hauptelementen: ein ladungsempfindlicher Vorverstärker und Signalformer (**PreAmplifier/ShAper**, PASA), ein 10 Bit 10 MHz ADC, digitale Schaltkreise zur Filterung und Nullenunterdrückung und einem Event-Puffer. Der ADC, die digitalen Schaltkreise und der Event-Puffer befinden sich dabei auf einem einzigen Chip, dem **ALICE TPC ReadOut chip (ALTRO)**.

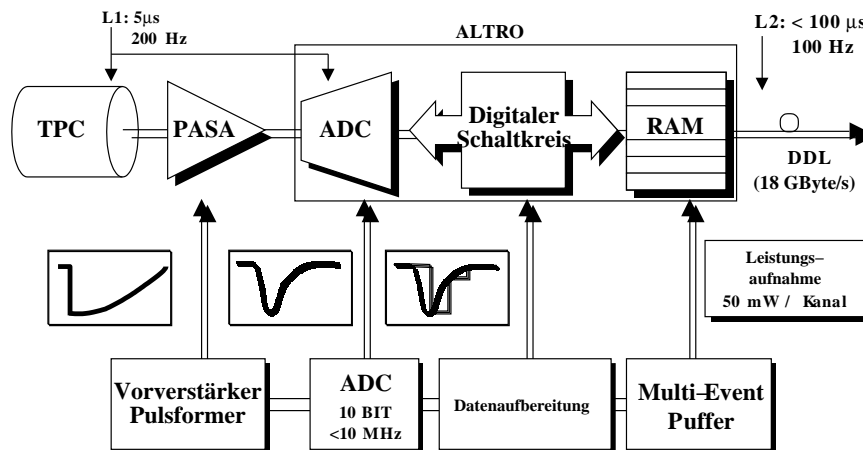


Abbildung 3.7: Hauptkomponenten der TPC Front-End-Elektronik [9]

# Kapitel 4

## Aufbau der Meßapparatur

Es ist für die Spurendriftkammer des ALICE-Experimentes wichtig die Elektronen-Driftgeschwindigkeit genau zu kennen, da von ihr die Bestimmung einer Raumrichtung abhängt (siehe 2.1). Zur Messung der Driftgeschwindigkeit in dem Gasgemisch  $\text{NeCO}_2$  wurde eine kleine Driftkammer gebaut. Mit ihr ist es möglich, die Driftgeschwindigkeit bis zu einer Driftfeldstärke von 900 V/cm zu messen. Die Meßapparatur ist darauf hin optimiert, die Elektronen-Driftgeschwindigkeit mit einer Präzision von 1 % genau messen zu können. Während einer Messung werden die Gaskomponenten mit großer Präzision überwacht, um deren Einfluß auf die Driftgeschwindigkeit mit der vorgegebenen Genauigkeit untersuchen zu können. Die eigentliche Messung erfolgt mit Hilfe von zwei parallelen Laser-Strahlen, die durch die Kammer hindurchtreten und das Gas entlang ihrer Spur ionisieren. Aus der Differenz der Ankunftszeiten und bei gegebenem Abstand der Strahlen läßt sich die Driftgeschwindigkeit berechnen. Da zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit eine Differenzmessung verwendet wird, werden systematische Fehler, die auf die driftenden Elektronen beider Laser-Spuren in gleiche Weise wirken, minimiert.

Abbildung 4.1 zeigt ein Bild des Aufbaus. Er besteht im wesentlichen aus den drei Teilen Laser/Optik, Gasanalysestation und Driftkammer, deren Aufbau und Auslese im Folgenden beschrieben werden.

### 4.1 Optik zur Gasionisation

Zur Gasionisation wird ein gepulster Nd:YAG-Laser verwendet, der bei einer Basiswellenlänge von 1064 nm abstrahlt. Nach dem Resonator tritt der Strahl durch zwei Kristalle, die jeweils die Frequenz verdoppeln, so daß mit einer Wellenlänge von 266 nm gearbeitet wird. Die gesamte Optik ist auf einer optischen Bank montiert. Der Laser-Strahl wird zunächst mit Hilfe von drei Linsen auf eine Höhe von 15 cm parallel zum Tisch gebracht. Dann wird der Strahl mit einem Galileo-Teleskop<sup>1</sup> aufgeweitet. Eine dahinter platzierte Irisblende läßt nur den innersten Teil (5 mm) des aufgeweiteten Strahls durch,

---

<sup>1</sup>Eine Anordnung aus einer defokussierenden und einer fokussierenden Linse, die aus einem parallelen Lichtstrahl, einen ebensolchen, aber mit größerem Querschnitt erzeugt

dessen Intensitätsverteilung sehr flach ist. Dieser ausgeschnittene Teil fällt erst durch einen halbdurchlässigen Spiegel und danach auf einen in 15 cm Abstand davon stehenden totalreflektierenden Spiegel. Beide Spiegel stehen unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur ursprünglichen Strahlrichtung. Somit erhält man zwei Laser-Strahlen nahezu gleicher Intensität. Beide Strahlen fallen nun auf eine Doppelblende, die in einem Abstand von 15 cm jeweils eine 1 mm große Öffnung besitzt. In 40 cm hinter dieser Blende ist eine zweite Blende gleicher Geometrie auf dem Tisch befestigt. Mit ihr soll sichergestellt werden, daß beide Laser-Strahlen parallel verlaufen und ihr Abstand genau bekannt ist. Eine genauere Betrachtung der Parallelität und daraus entstehender Fehler befindet sich in B.1.1.

Die beiden so erzeugten parallelen Strahlen durchqueren die Driftkammer, wo sie das Gas entlang ihrer Spur ionisieren.

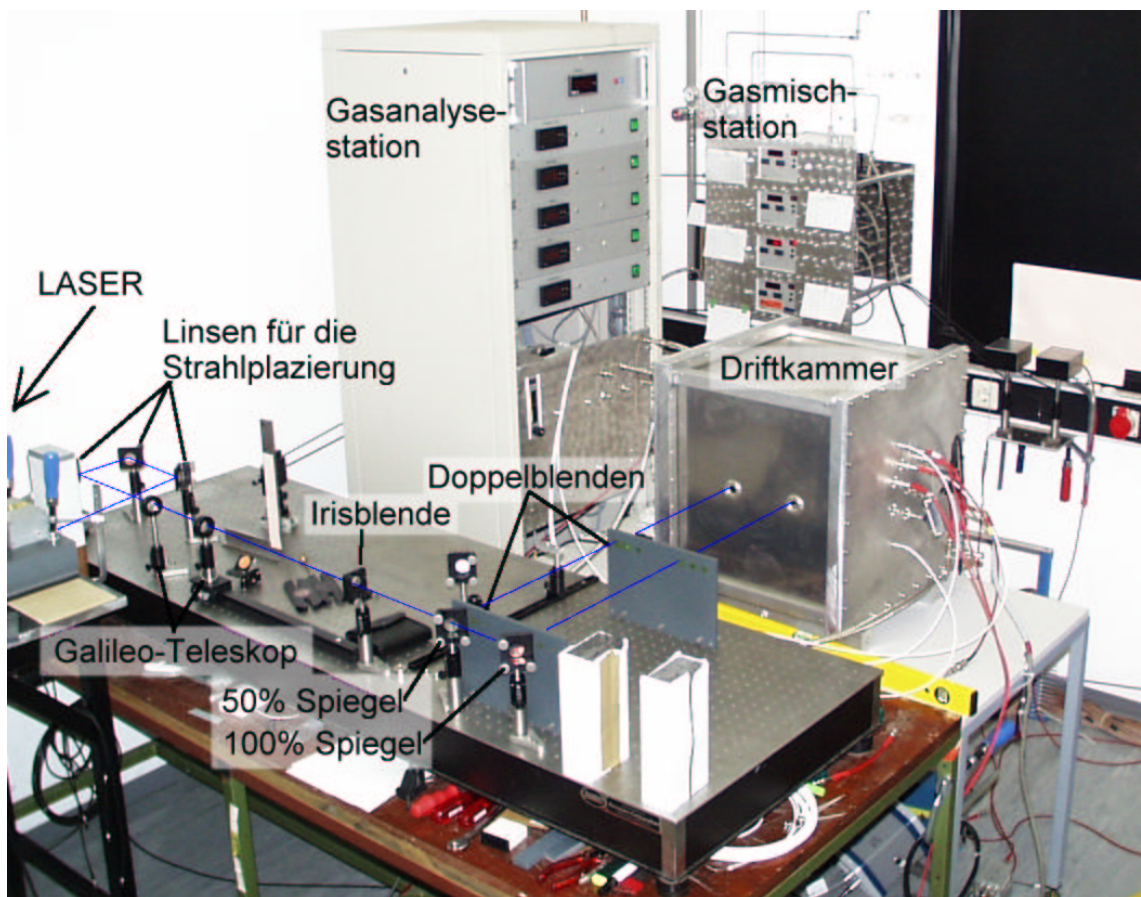


Abbildung 4.1: Aufbau der Meßapparatur

## 4.2 Die Gasanalyse-Station

Um die Zusammensetzung und die Qualität des Gases überprüfen zu können wurde eine Analysestation gebaut. Die gemessenen Daten werden mit Hilfe von ADCs digitalisiert und zu einem Computer übertragen, der die Meßwerte zur weiteren Auswertung in eine Datei schreibt.

Gemessen werden:

- der CO<sub>2</sub>-Gehalt des Gases
- der Druck in der Driftkammer
- der Sauerstoffgehalt des Gases
- die Temperatur im Sauerstoffsensor
- die Temperatur in der Driftkammer

Im Folgenden wird das System zur Datenauslese, sowie die verwendeten Meßinstrumente und deren Eigenschaften beschrieben.

### 4.2.1 Auslese

Zur Auslese der Meßinstrumente wird ein ADC-System der Firma WAGO (WAGO-I/O-SYSTEM 750) [18] verwendet. Die digitalisierten Daten werden via Profibus zu einem Computer übertragen, der eine ApplicomIO-Karte [19] zur Verarbeitung der Daten enthält. Im Computer werden die Daten von der zur Karte gehörigen Software so aufbereitet, daß sie anderen Programmen über einen *OPC-Server* zur Verfügung stehen, die sich als *OPC-Client* mit diesem Server verbinden können. Die weitere Verarbeitung der Daten geschieht mit Hilfe von *LabView* [20], einer graphischen Programmiersprache. Die Meßdaten des CO<sub>2</sub>-Sensors und des Drucksensors können zusätzlich auf einer Digitalanzeige dargestellt werden.

Den schematischen Aufbau der Auslese zeigt Abbildung 4.2.

Zur Analyse werden zwei Arten von Meßinstrumenten verwendet. Die eine Art der Instrumente wandelt den Meßwert in ein analoges Signal zwischen 4 und 20 mA um, welches im Meßbereich des Instrumentes linear ist. Die andere Art sind Temperatursensoren (PT1000), die ihren Widerstand mit der Temperatur ändern.

Somit kommen zur Auslese zwei verschiedene Typen von ADCs zum Einsatz, die jeweils ein verschiedenes Datenformat haben:

#### 4.2.1.1 Der 4-20mA ADC

Der ADC zum Wandeln der 4-20 mA (750-454 & 750-466) hat eine Auflösung von 12 Bit. Das gewandelte Signal hat eine Länge von 16 Bit, wobei die letzten drei Bits Status-Bits sind und nicht zum Meßwert gehören. Die nächsten 12 Bit enthalten den Meßwert, der linear in 4096 Werte gewandelt wurde [21]:  $0 \triangleq 4 \text{ mA}$ ;  $4095 \triangleq 20 \text{ mA}$ . Da das vom Instrument ausgegebene Signal in seinem Meßbereich ( $x_{min} - x_{max}$ ) ebenfalls linear ist,

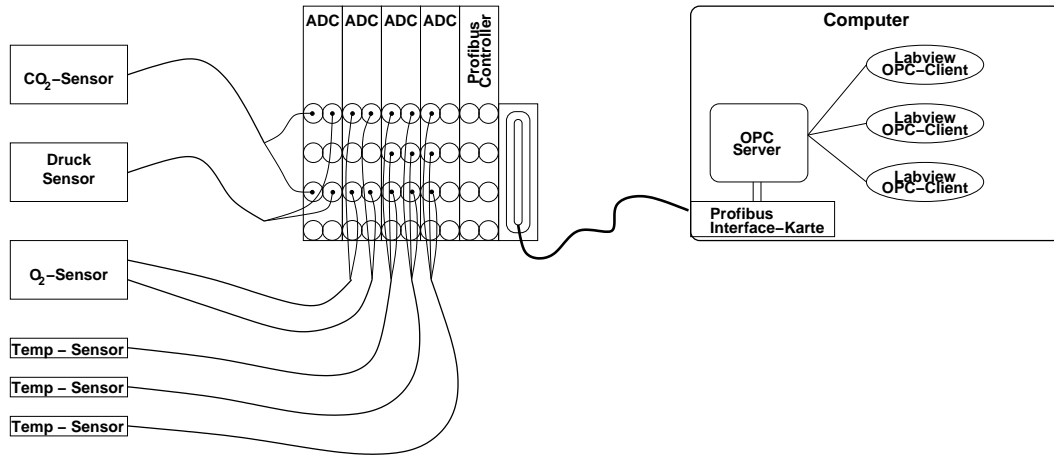


Abbildung 4.2: Schema der Datenauslese

gilt direkt die Zuordnung  $0 \hat{=} x_{min}$ ;  $4095 \hat{=} x_{max}$ . Damit berechnet sich der gemessene Wert  $x$  aus dem ADC-Kanal  $k$  wie folgt:

$$x = x_{min} + \frac{x_{max} - x_{min}}{ADC_{max} - ADC_{min}} * k \quad (4.1)$$

Dabei ist  $ADC_{min}(ADC_{max})$  der  $x_{min}(x_{max})$  zugeordnete ADC-Kanal.

#### 4.2.1.2 Der widerstandsmessende ADC

Der widerstandsmessende ADC (750-461/000-002) linearisiert den gemessenen Widerstand mit Hilfe eines Mikroprozessors. Der ausgegebene Wert hat eine Länge von 16 Bit. Er hat dabei eine Auflösung von  $0.1 \Omega$ , so daß der ausgegebene Wert '10' gerade  $1 \Omega$  entspricht [21]. Damit ist die Umrechnung des ADC-Kanals  $k$  in den Widerstandswert  $x$  sehr einfach:

$$x = \frac{1}{10} \cdot k \quad (4.2)$$

### 4.2.2 Verwendete Instrumente

#### 4.2.2.1 Der CO<sub>2</sub>-Sensor

Der verwendete CO<sub>2</sub>-Sensor ist ein XMTC der Firma Panametrics[22]. Er mißt den CO<sub>2</sub> Gehalt mit Hilfe der thermischen Leitfähigkeit des durch ihn strömenden Gases. Die Leitfähigkeit hängt von den Gaskomponenten ab, deshalb ist der Sensor speziell für eine NeCO<sub>2</sub> Gasmischung geeicht.

Da die Driftgeschwindigkeit empfindlich von dem CO<sub>2</sub>-Gehalt des Gases abhängt, wurde versucht die Genauigkeit des Meßgerätes zu optimieren. Dazu wurde der CO<sub>2</sub>-Sensor vor jeder Messung mit einem Gas bekannter Zusammensetzung neu kalibriert,



und nach der Messung erneut überprüft, ob sich der Anzeigewert verändert hat. Weiterhin wurde in der Auswertung festgestellt, daß sich der gemessene CO<sub>2</sub>-Gehalt mit der Temperatur ändert, deshalb wurde nach einer Möglichkeit gesucht diese Änderungen zu korrigieren. Abbildung 4.3 zeigt den gemessenen CO<sub>2</sub>-Gehalt nach der Umstellung von 10.25 % auf 10.5 %. Die Abweichungen von dem erwarteten Verlauf sind auf Temperaturschwankungen im Raum zurückzuführen, die ca. 2 °C betragen.

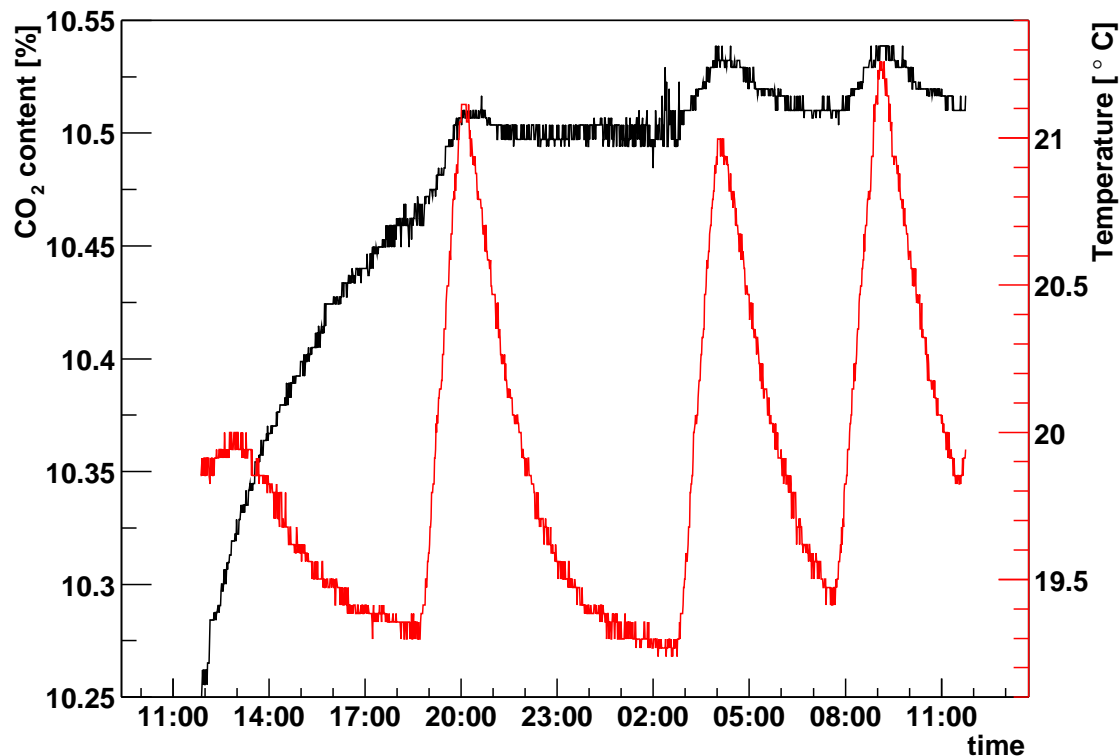


Abbildung 4.3: Änderung des CO<sub>2</sub>-Gehaltes und der Temperatur als Funktion der Zeit

**Temperaturkorrektur** Zur Korrektur der CO<sub>2</sub>-Meßwerte auf Temperaturänderungen wurde folgende Überlegung angestellt:

Da der CO<sub>2</sub>-Gehalt über die thermische Leitfähigkeit des Gases gemessen wird, ist es interessant zu untersuchen, wie sich diese mit der Temperatur ändert. Im einfachsten Fall eines einatomigen Gases ergibt sich die thermische Leitfähigkeit  $\kappa$  zu [23]:

$$\kappa = \frac{1}{2} k \bar{v} \lambda n \quad (4.3)$$

Dabei ist  $n$  die Teilchendichte,  $\bar{v}$  die mittlere Geschwindigkeit der Teilchen,  $\lambda$  die mittlere freie Weglänge und  $k$  die Boltzmann-Konstante.

Die Geschwindigkeitsverteilung des Gases ist eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  einer solchen Verteilung ist gegeben durch:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (4.4a)$$

Mit der Teilchenmasse  $m$ , der Temperatur  $T$  und der Boltzmann-Konstante  $k$ . Die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  ist gegeben durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und die Teilchendichte  $n$ :

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n} \quad (4.4b)$$

Setzt man (4.4a) und (4.4b) in (4.3) ein, so erhält man:

$$\kappa = \frac{1}{2}k \cdot \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \cdot \frac{1}{\sigma n} \cdot n = \sqrt{\frac{4k^3}{\pi m \sigma^2}} \cdot \sqrt{T} \quad (4.5)$$

Da sich der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  bei den geringen Temperaturschwankungen nicht ändert folgt, daß  $\kappa \propto \sqrt{T}$ . Damit ist  $\frac{\kappa}{\sqrt{T}} = \text{const.}$ . Wurde der Sensor bei der Temperatur  $T_{\text{eich}}$  kalibriert, so lautet die Korrektur für die momentan gemessene Temperatur  $T$ :

$$\kappa_{\text{kor}} = \frac{\kappa}{\sqrt{T}} \sqrt{T_{\text{eich}}} \quad (4.6)$$

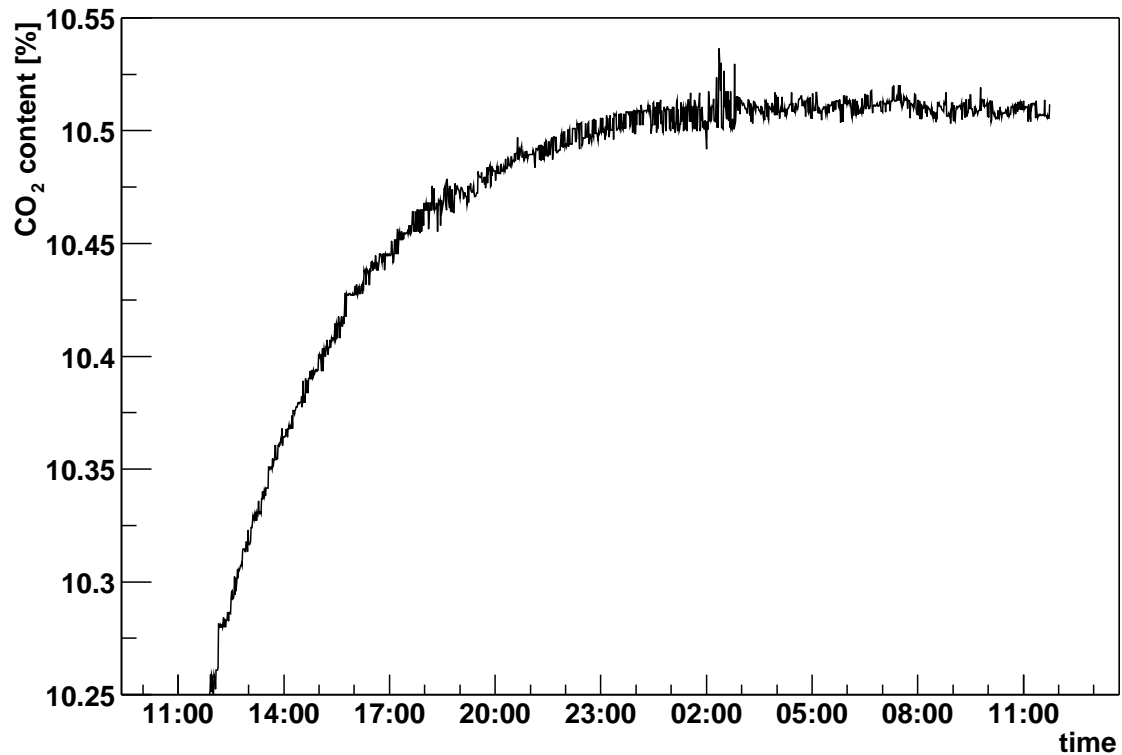
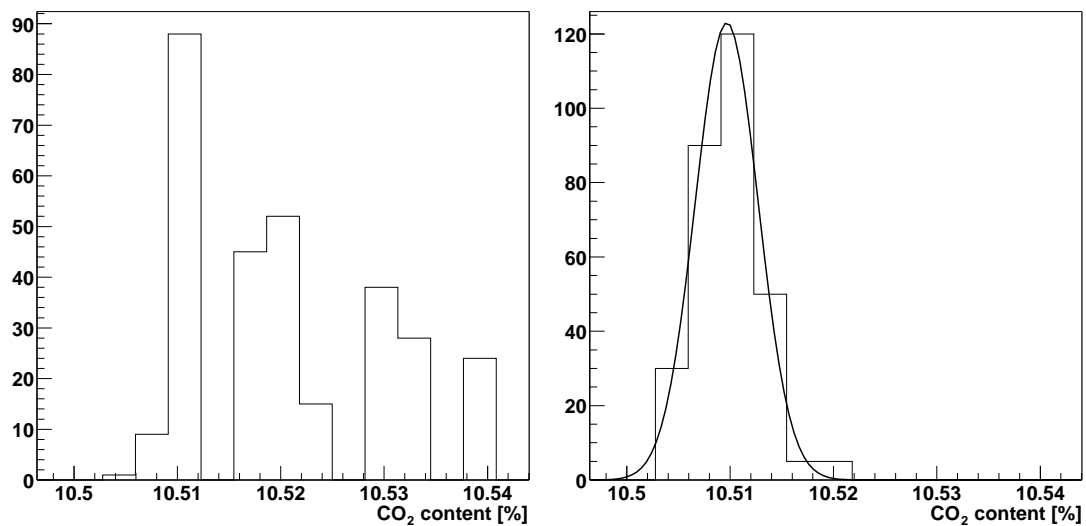
Ein Ansatz zur Korrektur des CO<sub>2</sub>-Gehaltes auf Temperaturänderungen ist somit

$$CO_{2\text{kor}} = \frac{CO_2}{\sqrt{T}} \sqrt{T_{\text{eich}}} \quad (4.7)$$

Wendet man diese Korrektur auf die Daten aus Abbildung 4.3 an, so sieht man, daß die Korrektur die Schwankungen sehr gut korrigiert (s. Abb. 4.4). Für alle weiteren Messungen wurde deshalb der gemessene CO<sub>2</sub>-Gehalt mit Hilfe von (4.7) korrigiert.

Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der gemessenen CO<sub>2</sub>-Werte innerhalb der letzten vier Stunden der Messung aus Abbildung 4.3 bzw. 4.4. In diesem Bereich wird erwartet, daß der CO<sub>2</sub>-Gehalt konstant ist. Während die Verteilung der unkorrigierten Werte große Schwankungen aufweist (Abb. 4.5(a)) folgen die korrigierten Werte einer Gaußverteilung (Abb. 4.5(b)).

In Abbildung 4.5(a) sind Lücken im Histogramm zu erkennen. Das bedeutet, daß einige der ADC-Kanäle nicht gefüllt werden. Der Grund hierfür ist, daß das CO<sub>2</sub> Meßgerät die Meßwerte intern digital verarbeitet und sie anschließend für den Meßausgang in ein analoges Signal umwandelt. Die Schrittweite des CO<sub>2</sub> Meßgerätes stimmt nicht ganz mit der Schrittweite des ADCs überein, daher werden manche Kanäle des ADCs nicht gefüllt. In Abbildung 4.5(b) treten diese Lücken auf Grund der Temperaturkorrektur nicht mehr auf.

Abbildung 4.4: Auf Temperaturänderungen korrigierter CO<sub>2</sub>-Gehalt

(a) Ohne Temperaturkorrektur

(b) Mit Temperaturkorrektur

Abbildung 4.5: Verteilung der CO<sub>2</sub>-Meßwerte mit und ohne Temperaturkorrektur

**Auflösung** Der CO<sub>2</sub>-Sensor hat einen Meßbereich von 0 - 13 % CO<sub>2</sub>. Dieser Meßwert wird (wie oben schon beschrieben) in ein Signal von 4 - 20 mA gewandelt, welches linear ist im Meßbereich. Der ADC wandelt die Daten mit einer Auflösung von 12 Bit. Die Schrittweite  $s_{CO_2}$ , die minimal aufgelöst werden kann ist ein ADC Kanal, das entspricht:

$$s_{CO_2} = \frac{13\%}{4096} \approx 0.0032\%$$

Zur Abschätzung des Fehlers der CO<sub>2</sub> Messung kann der Breite der korrigierten Verteilung (s. Abb. 4.5(b)) herangezogen werden. Sie wurde bestimmt zu:

$$\sigma_{CO_2} = 0.0031\%$$

Für die Kalibration des Sensor stand ein Eichgas mit einer relativen Abfüllgenauigkeit von 1 % zur Verfügung. Damit liegt der relative Fehler der Absolutmessung des CO<sub>2</sub>-Gehaltes bei maximal 1 %. Für die Relativmessung, die in dieser Arbeit durchgeführt wurde, hebt sich dieser Fehler heraus, so daß dort der Fehler der Einzelmessung entscheidend ist.

#### 4.2.2.2 Der O<sub>2</sub>-Sensor

Der verwendete Sensor ist ein Sauerstoffsensor der Serie 3600 von Orbisphere.

Der Meßkopf besteht aus einer topfförmigen Anode und einer in ihrem Zentrum sitzenden Kathode. Der Meßkopf wird mit einem Elektrolyten gefüllt, und einer sauerstoffdurchlässigen Membran überzogen. Die Anode ist gegenüber der Kathode positiv geladen und wird auf einem konstanten Potential gehalten. Der Strom, der durch die Sauerstoffreduktion an der Kathode entsteht, wird im Verstärker in ein Spannungssignal umgewandelt, welches proportional zum Strom ist und durch die Feedback-Widerstände des Verstärkers bestimmt wird.

Die Ausgangsspannung ist im wesentlichen eine Funktion der Sauerstoffaktivität (Partialdruck), der Temperatur und der Membrandurchlässigkeit. Das System korrigiert die Spannung auf die Temperatur und die aufgespannte Membran, so daß die Meßspannung nur durch die Sauerstoffkonzentration bestimmt wird [24].

Das Gerät stellt den gemessenen Sauerstoffgehalt, die Gastemperatur und noch andere Meßgrößen als linearisierte 4-20 mA Signale zur Verfügung.

#### 4.2.2.3 Der Drucksensor

Der Drucksensor (4364-242/091) ist von der Firma JUMO. Mit seiner Auslieferung erhält man ein Kalibrierzeugnis, welches Abweichungen vom Sollwert angibt (s. Tab. 4.1).

Druck [bar]	Ausgang soll [mA]	Ausgang ist [mA]
0.0	4.000	3.997
0.4	8.000	7.995
0.8	12.000	11.999
1.2	16.000	16.005
1.6	20.000	20.008

Tabelle 4.1: Kalibrierwerte des Drucksensors

**Korrekturgerade** Auf dem Kalibrierzeugnis sind einige Meßwertpaare (Druck - Ausgangssignal) angegeben. Um den gemessenen Wert damit korrigieren zu können wurden an diese Punkte eine Gerade angepaßt (s. Abbildung 4.6).

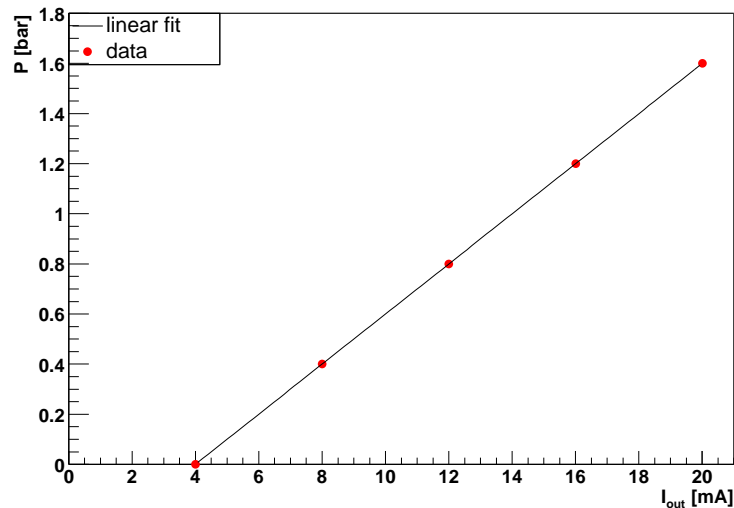


Abbildung 4.6: Kalibrierpunkte des Drucksensors und angepaßte Gerade

Die Parameter  $a_i$  der Geraden  $P = a_0 + a_1 \cdot I$  lauten:

$$a_0 = -0.399121; \quad a_1 = 0.0999201$$

Daraus ergibt sich der Meßbereich des Sensors von

$$\begin{aligned} P_{min} &= 0.00056bar (\hat{=} 4mA) \text{ bis} \\ P_{max} &= 1.59928bar (\hat{=} 20mA) \end{aligned}$$

**Auflösung** Aus dem Meßbereich des Drucksensors von  $P_{min}$  bis  $P_{max}$  und der Auflösung des ADCs von 12 Bit ergibt sich eine minimale Schrittweite  $s_P$  von

$$s_P = \frac{P_{max} - P_{min}}{4096} \approx 0.39mbar$$

Zur Abschätzung der Auflösung des Drucksensors wurden bei konstantem Druck ca. 1000 Daten aufgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

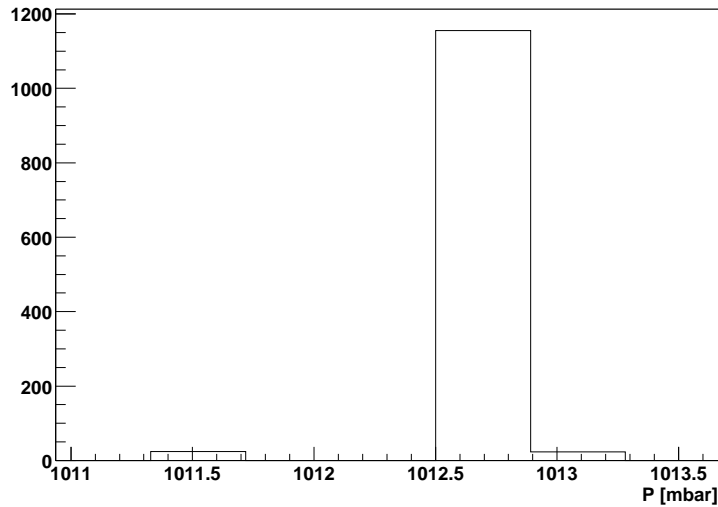


Abbildung 4.7: Auflösung des Druck-Sensors.

Da im wesentlichen nur ein Bin des ADCs gefüllt ist, wird als Auflösung des Druck-Sensors der mittlere quadratische Fehler einer Rechteckfunktion ( $1/\sqrt{12}$ · Breite) gewählt und beträgt damit

$$\sigma_P = \frac{1}{\sqrt{12}} \cdot 0.39 \text{ mbar} \approx 0.11 \text{ mbar}$$

#### 4.2.2.4 Die Temperatursensoren

Die verwendeten Temperatursensoren sind PT1000<sup>2</sup> Sensoren der Firma JUMO. Das Meßprinzip basiert auf der Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Metallen. Am häufigsten wird hierfür Platin verwendet, das sich im wesentlichen durch seine chemische Beständigkeit und eine gute Reproduzierbarkeit der elektrischen Eigenschaften auszeichnet [25].

Wie die Temperatur aus dem gemessenen Widerstand zu berechnen ist, läßt sich aus der Kennkurve für Platin Sensoren aus DIN EN 60751 ableiten. Für Temperaturen größer 0 °C gilt:

$$T = \frac{-R_0 \cdot A + [(R_0 \cdot A)^2 - 4R_0 B \cdot (R_0 - R)]^{1/2}}{2R_0 B} \quad (4.8)$$

Hierbei sind  $A = 3.9083 \cdot 10^{-3} \text{ °C}^{-1}$ ;  $B = -5.775 \cdot 10^{-7} \text{ °C}^{-2}$ ;  $R_0$  der Nennwert bei 0 °C und  $R$  der gemessene Widerstand.

**Auflösung** Die Auflösung eines Sensors läßt sich am besten bestimmen, wenn man zwei identische Sensoren zur Verfügung hat, von denen man ausgeht, daß sie das gleiche Meßverhalten sowie den gleichen Meßfehler haben. Führt man eine Differenzmessung durch, so ist man von Schwankungen der Meßgröße unabhängig, da beide Sensoren den gleichen Änderungen unterworfen sind. Durch Differenzbildung fallen diese Änderungen heraus und man erhält die Auflösung der Differenz  $\sigma_{x_{diff}}$ . Da beide Sensoren den gleichen

<sup>2</sup>Platinsensoren mit einem Nennwert von 1000 Ω bei 0 °C

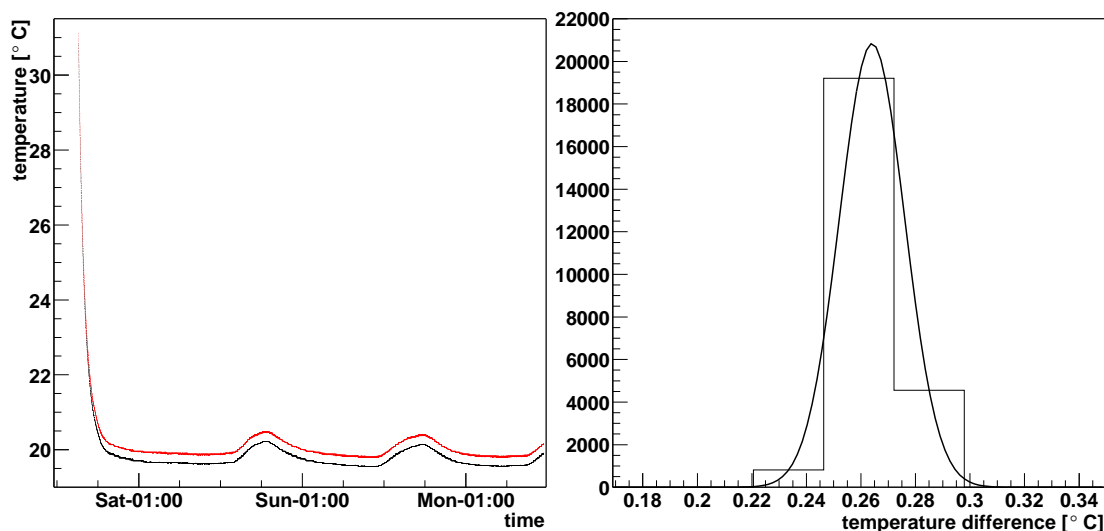
Meßfehler haben ( $\sigma x_1 = \sigma x_2 = \sigma x$ ), folgt aus der Fehlerfortpflanzung für eine Differenzmessung:

$$\begin{aligned}\sigma x_{diff} &= \sqrt{(\sigma x_1)^2 + (\sigma x_2)^2} \Rightarrow \\ \sigma x_{diff} &= \sqrt{2 \cdot (\sigma x)^2} \Rightarrow \\ \sigma x &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma x_{diff}\end{aligned}\quad (4.9)$$

Formel (4.8) zur Umrechnung des gemessenen Widerstandes in eine Temperatur gilt nur für  $T > 0^\circ\text{C}$  bzw.  $R > R_0$ . In dem benutzten Meßbereich von  $1000\ \Omega$  ( $\hat{=}$   $0^\circ\text{C}$ ) bis  $1200\ \Omega$  ( $\hat{=}$   $51.566^\circ\text{C}$ ) ist (4.8) nahezu linear. Daher erhält man als minimale Schrittweite  $s_T$  des ADCs:

$$s_T = \frac{51.566 - 0}{12000 - 10000} \approx 0.026^\circ\text{C}$$

Zur Bestimmung der Auflösung wurden zwei der Temperatursensoren fest miteinander verschraubt und in ein Wasserbad gelegt. Dadurch sollte sichergestellt werden, daß sie den gleichen Wert messen. In Abbildung 4.8(a) ist eine Messung mit zwei Sensoren über ca. drei Tage zu sehen; Abbildung 4.8(b) zeigt die Differenz der Sensoren und eine an die Daten angepaßte Gauß-Funktion.



(a) Temperaturmessung zweier Sensoren

(b) Differenz der Sensoren

Abbildung 4.8: Auflösung der Temperatursensoren

Als Fehler der Differenzmessung wird die Breite  $\sigma = 0.012^\circ\text{C}$  der Gaußverteilung gewählt. Mit (4.9) ergibt sich für die Auflösung der Temperatursensoren:

$$\sigma_T = 0.0085^\circ\text{C}$$

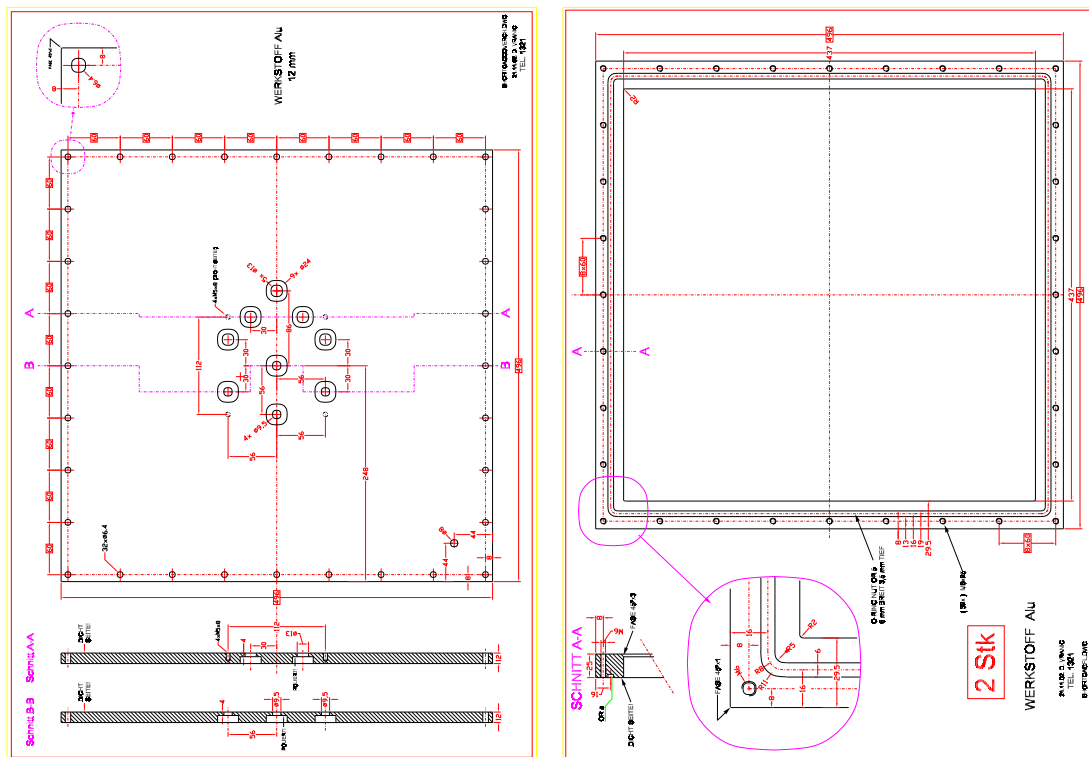
### 4.3 Die Driftkammer

Zur präzisen Messung der Driftgeschwindigkeit wurde im Detektorlabor der GSI<sup>3</sup> eine Driftkammer gebaut. Diese hat das selbe Funktionsprinzip wie die ALICE-TPC ist nur wesentlich kleiner.

Im Folgenden wird der genaue Aufbau, sowie die Auslese dieser Driftkammer beschrieben.

#### 4.3.1 Aufbau der Driftkammer

Die Driftkammer besteht im wesentlichen aus den drei Komponenten: Gehäuse, Feldkäfing und Auslesekammer. Zusätzlich sind um den Feldkäfing drei Temperatursensoren angebracht. Einen Querschnitt durch die Driftkammer zeigt Abbildung 4.10. Hier sind das Gehäuse blau, der Feldkäfing pink und die Auslesekammer türkis dargestellt.



(a) Endplatte mit Durchführungen

(b) Rahmen des mittleren Körpers der Driftkammer

Abbildung 4.9: Teile der Driftkammer

<sup>3</sup>Gesellschaft für SchwerIonenforschung in Darmstadt



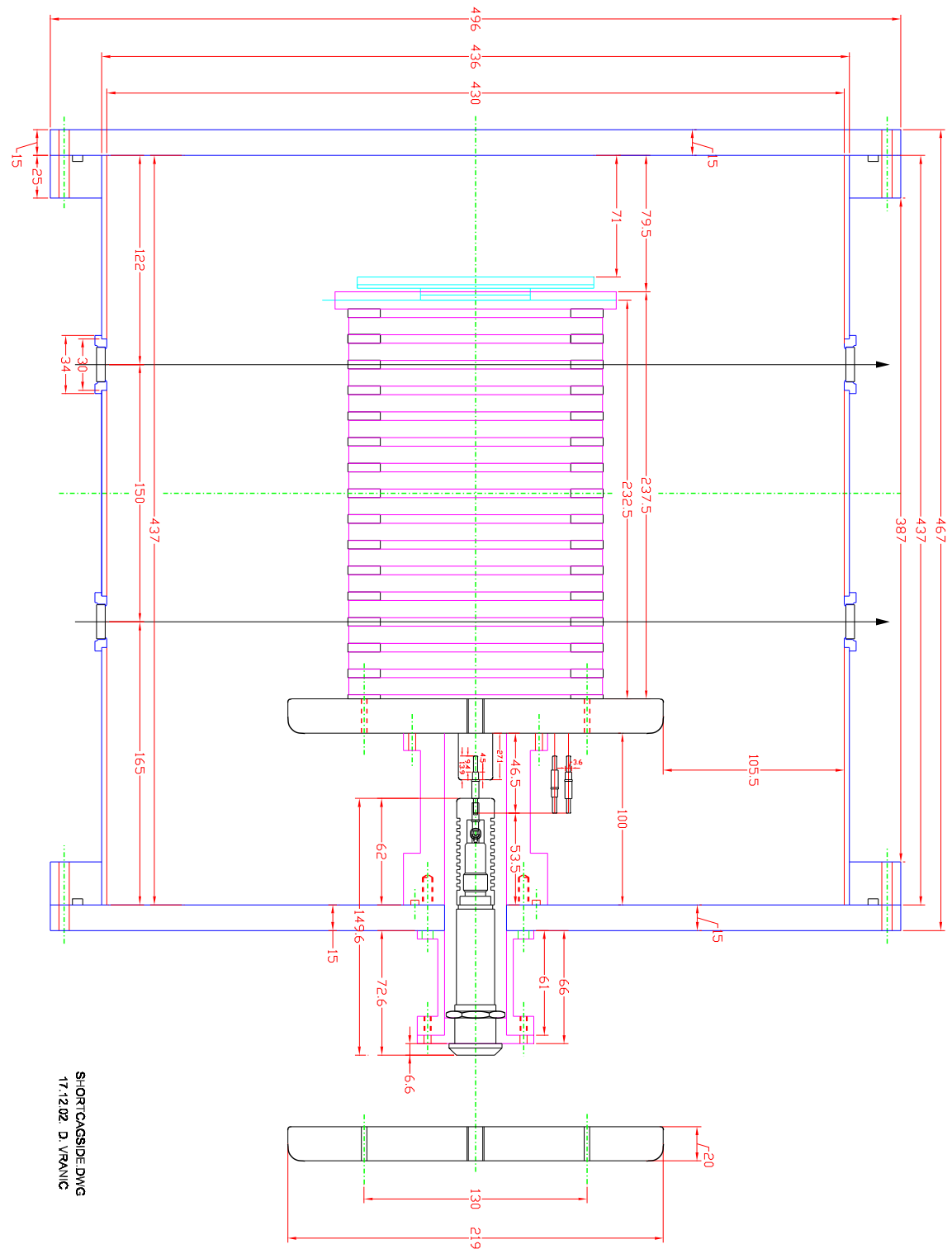


Abbildung 4.10: Aufbau der Driftkammer

#### 4.3.1.1 Das Gehäuse

Das Gehäuse ist vollständig aus Aluminium gefertigt. Es besteht aus einem würfelförmigen Körper, der an beiden Enden durch einen quadratischen Flansch (Endplatte) mit einem Dichtungsring gasdicht verschlossen werden kann. In den mittleren Teil sind auf zwei gegenüberliegenden Seiten je zwei runde Quarzgläser eingelassen, durch die der Laser-Strahl zur Ionisation des Gases ein- bzw. austreten kann. Die Laser-Strahlen sind in Abbildung 4.10 durch Pfeile dargestellt. Hier erkennt man auch sehr gut die Lage der Quarzfenster im mittleren Teil der blauen Box und die Endplatten rechts und links.

Der Körper besteht aus zwei quadratischen Rahmen (s. Abb. 4.9(b)), die durch vier 3 mm starke quadratische Aluminium-Bleche der Seitenlänge 437 mm verbunden sind. Die Endplatten sind quadratische 15 mm starke Aluminiumplatten der Seitenlänge 496 mm. Das Innenvolumen der Box beträgt

$$V = 43.7 \text{ cm} \times 43 \text{ cm} \times 43 \text{ cm} = 80801.3 \text{ cm}^3 \approx 811$$

An einer der Endplatten ist der Feldkäfig befestigt (s. Abb. 4.10 und 4.11(a)). Hier befindet sich ebenfalls die Durchführung für die Hochspannung, die für das Driftfeld benötigt wird. Ebenfalls auf dieser Platte ist der Einlaß für das Gas, mit dem die Driftkammer gespült werden soll. Dieser ist so gewählt, daß er in der Ecke sitzt, die am nächsten zum Spannungsteiler liegt.

An der anderen Endplatte ist die Auslesekammer, sowie die drei Temperatursensoren befestigt (s. Abb. 4.12(a)). Auf dieser Platte befinden sich auch sämtliche Durchführungen, die für die Auslesekammer und die Temperatursensoren benötigt werden. Im einzelnen sind das folgende Anschlüsse:

- Anode
- 2x Gate
- 3x Pads
- 3x Temperatursensor

Das Layout dieser Platte ist in Abbildung 4.9(a) zu sehen, allerdings fehlen hier die Positionen der Temperatursensoren, sowie die Durchführungen ihrer Anschlüsse. Auf dieser Platte befindet sich auch der Gasauslaß. Dieser liegt dem Gaseinlaß diagonal mit größtmöglichem Abstand gegenüber.

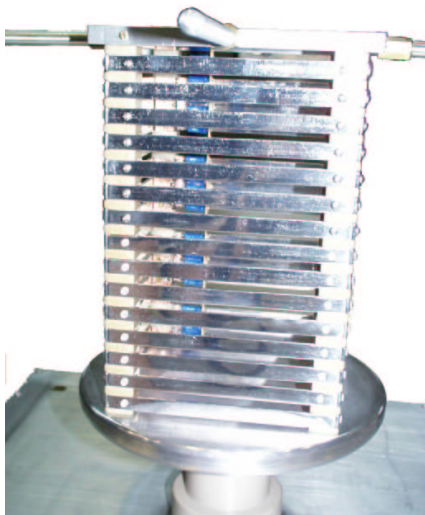
#### 4.3.1.2 Der Feldkäfig

Der Feldkäfig ist auf der Hochspannungselektrode, einer runden Aluminiumplatte mit 219 mm Durchmesser und 20 mm dicke, montiert. Er besteht aus vier Stesalit Stangen, 60 Aluminium-Plättchen + 4 Aluminium-Stangen und 31 Präzisionswiderständen (s. Abb. 4.11(a)).

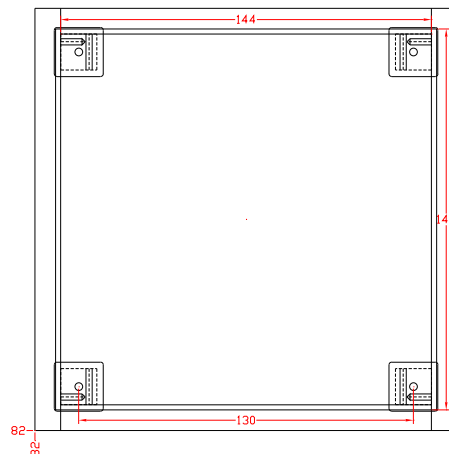
Die Stesalit-Stangen haben eine quadratische Grundfläche und sind an den Ecken abgerundet. An zwei Seiten haben sie jeweils in 5 mm Abstand eine 10 mm lange und 2mm tiefe Einkerbung, in die die Al-Plättchen eingesetzt werden können. Um die später eingesetzten Plättchen mit einer guten Leitfähigkeit zu verbinden, wurde in die Einkerbungen komplett um den Stab herum Kupferfolie mit 10 mm Breite geklebt, auf die dann die Aluminiumplättchen geschraubt werden.

Eine Hälfte dieser Plättchen hat die Abmessungen 148x10x2 mm, die andere Hälfte ist um 4 mm kürzer. Auf eine Ebene kommen je zwei gleiche Plättchen, die sich gegenüber liegen (s. Abb. 4.11(b)). Damit es keine spitzen Ecken gibt, an denen Feldstärken entstehen, die ein Durchschlag zum Gehäuse verursachen könnten, wurden alle Aluminiumplättchen poliert und an den Ecken abgerundet. Weiterhin wurden zur Befestigung an den Stesalit-Stäben Plastikschrauben verwendet.

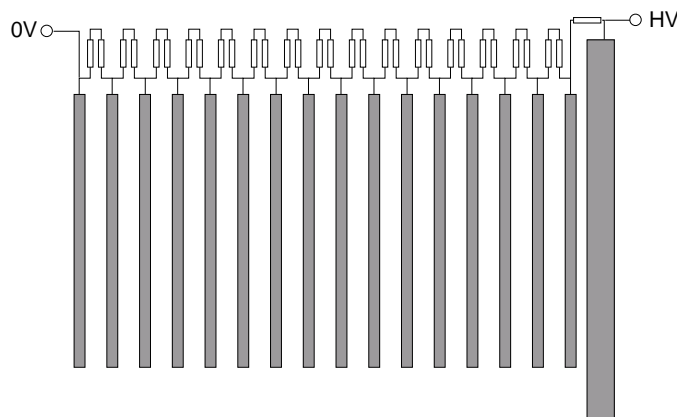
Die einzelnen Plättchenebenen sind durch einen Spannungsteiler verbunden. Dafür wurden zwischen zwei Ebenen je zwei der Widerstände in Reihe gelegt (s. Abb. 4.11(c)). Ausnahmen sind die erste Ebene, die auf 0 V liegt und die letzte Ebene, die nur durch einen Widerstand mit der Hochspannungselektrode verbunden ist. Letzteres hat den Grund, daß der Abstand zwischen der Elektrode und der ersten Plättchenebene nur halb so groß ist, wie der zwischen den Ebenen.



(a) Montage des Feldkäfigs



(b) Maße und Aufbau des Feldkäfigs



(c) Andordnung der Widerstände am Feldkäfig

Abbildung 4.11: Der Feldkäfig

Die Hochspannung für den Feldkäfig wird von einem Hochspannungsgerät (HCN 35-35000) der Firma FUG [26] erzeugt. Diese Gerät hat einen Ausgangsspannungsbereich von 0 - 35 kV bei negativer, oder positiver Polarität. Zum externen Ansteuern der Hochspannung besitzt es einen 0 - 10 V Eingang, der linear auf den Ausgangsspannungsbereich umgesetzt wird. Zur Erzielung einer guten Reproduzierbarkeit der Hochspannungseinstellung, wird der 0 - 10 V Eingang von einem DAC angesprochen. Der hierfür verwendete DAC (750-552) ist ebenfalls von der Firma WAGO [18], und wird durch ein LabView Programm über einen OPC-Server angesteuert.

Der verwendete DAC hat eine Auflösung von 12 Bit und wandelt den digitalen Wert in ein lineares Ausgangssignal von 0 - 20 mA um. Für die Umsetzung in eine Spannung wird ein Widerstand verwendet. Dieser wurde so gewählt, daß der Bereich (0 - 900 V/cm) in dem die Driftgeschwindigkeit gemessen werden soll gut ausgenutzt wird. Die höchste Feldstärke von 900 V/cm entspricht einer Hochspannung von ca. 21 kV. Für den 0 - 10 V Eingang entspricht das einer Spannung von 6 V. Nach dem Ohmschen Gesetz folgt daraus, daß bei dem maximalen Ausgangsstrom des DAC von 20 mA der benötigte Widerstand um diese Spannung zu erzeugen 300  $\Omega$  betragen müßte. Der daran am nächsten liegende, zur Verfügung stehende Widerstand beträgt 330  $\Omega$ . Bei 20 mA liegen an diesem Widerstand 6.6 V an, was einer Hochspannung von 23.1 kV entspricht. Mit der Auflösung des DAC von 12 Bit läßt sich damit eine minimale Schrittweite der Hochspannung von

$$s_{HV} = 5.6 \text{ V}$$

erreichen.

Mit der so gewählten Konfiguration (DAC - Hochspannungsgerät) wurde eine Eichung zwischen angelegtem DAC-Kanal und der gemessenen Hochspannung vorgenommen. Dies geschah im Bereich von 0 - 5 kV. An die gemessenen Daten wurde eine Gerade angepaßt und der DAC-Kanal für größere Spannungen extrapoliert. Die gefundene Eichgerade wurde in das LabView Programm, welches den DAC ansteuert, eingearbeitet, und erlaubt es direkt die gewünschte Feldstärke einzustellen.

Die Reproduzierbarkeit der Hochspannungseinstellung beträgt im Schnitt 1.35 % , der systematisch Fehler beträgt 1 % (siehe B.2).

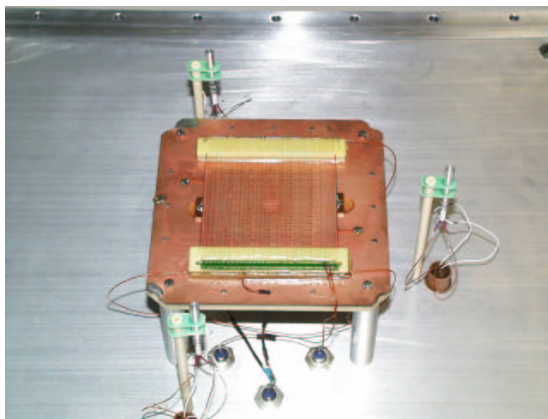
#### 4.3.1.3 Die Auslesekommer

Die verwendete Auslesekommer wurde zu Testzwecken für die ALICE-TPC gebaut und besitzt deshalb die gleiche Drahtgeometrie wie die Auslesekommer der IROC (s. Tab. 4.2 und Abb. 3.5).

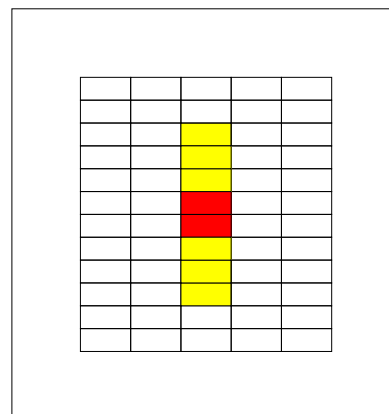
Drahtebene	Abstand zur Padebene [mm]	Drahtabstand [mm]	Drahtdicke [ $\mu\text{m}$ ]
Anode	2	2.50	20
Kathode	2	2.50	75
Gate	3	1.25	75

Tabelle 4.2: Drahtgeometrie der Testkammer

Die Padebene der verwendeten „Testkammer“ besteht aus 5 Reihen mit je 12 Pads (s. Abb. 4.12). Die Größe eines Pads beträgt  $5 \times 12$  mm. Da bei dieser Arbeit die Driftgeschwindigkeit gemessen werden soll, also die Ankunftszeiten der Elektronen, und nicht etwa eine Spur zu rekonstruieren ist, ist es nicht notwendig jedes Pad einzeln auszulesen. Deshalb werden bei diesem Versuchsaufbau nur die mittleren zwei Pads der mittleren Padreihe ausgelesen (in Abb. 4.12(b) rot dargestellt). Die Verwendung dieser Pads hat den Vorteil, daß dort die Verzerrungen des Driftfeldes am geringsten sind: Die in der Mitte des Feldes gedrifteten Elektronen haben den größten Abstand zu allen Rändern sowohl des Feldkäfigs, als auch der Auslekammer. An Rändern sind die auftretenden Verzerrungen am größten.



(a) Auslekammer und die drei Temperatursensoren



(b) gleichfarbige Pads sind miteinander verbunden

Abbildung 4.12: Die Auslekammer

#### 4.3.1.4 Die Temperatursensoren

Um die Gastemperatur während der Messung bestimmen zu können, wurden drei Temperatursensoren in die Driftkammer eingebaut. Dabei befindet sich einer unter, einer neben und einer direkt über dem Feldkäfig. Ihre Lage zeigt Abbildung 4.12. Die verwendeten Temperatursensoren (PT1000) und deren Auslese sind unter 4.2.2 beschrieben.

Um die Temperatur des Gases und nicht der Kammer, oder des Gegenstandes an dem sie befestigt sind zu messen, wurden die Sensoren so befestigt, daß sie möglichst wenig thermischen Kontakt zur Befestigungsstange haben.

Damit die Kombination Sensor – ADC für alle drei Temperaturfühler bei gleicher Temperatur den gleichen Wert liefert, wurden die Sensoren aufeinander abgeglichen. Dafür wurden sie in ein Wasserbad gegeben. Aus der Differenz der gemessenen Temperaturen ergeben sich Korrekturwerte.

Der über dem Feldkäfig befindliche Sensor ist genau über dem Spannungsteiler platziert. Durch den Vergleich mit den beiden anderen Sensoren kann man sehen, wie groß der Einfluß der von den Widerständen abgegebenen Wärme auf die Temperatur in der gesamten Box ist. Abbildung 4.13 zeigt den Temperaturverlauf bei der Messung bei einer Feldstärke von ca. 400 V/cm.

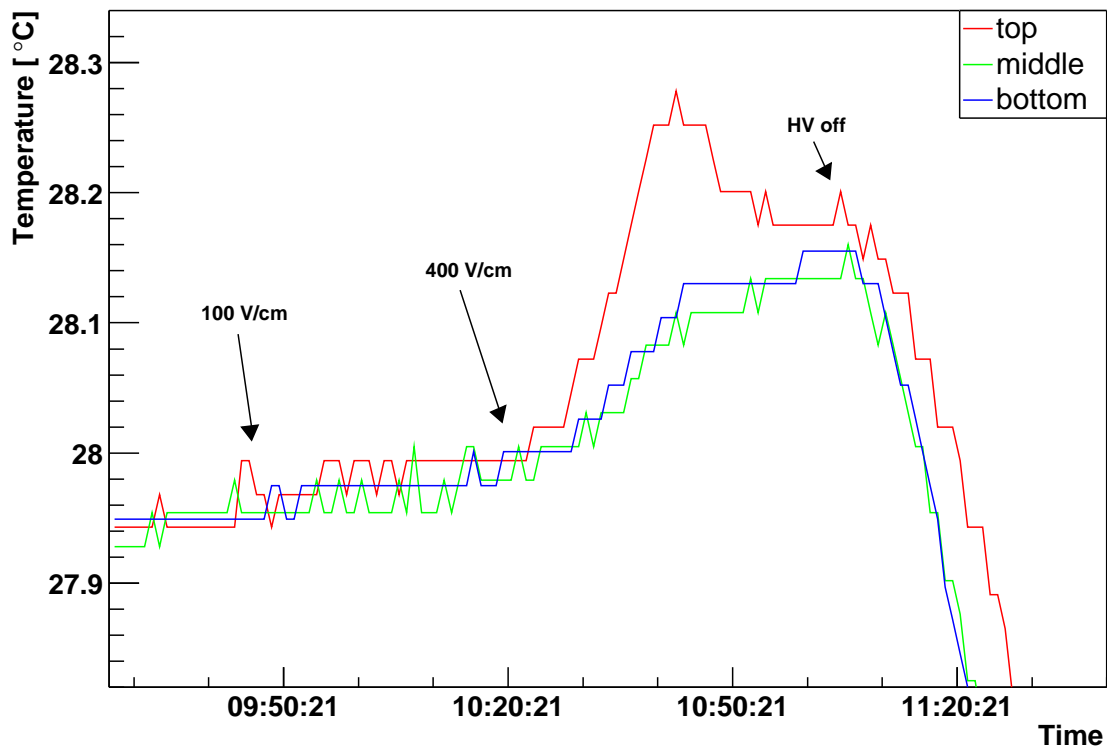


Abbildung 4.13: Temperaturverlauf innerhalb der Driftkammer bei ca. 400 V/cm

Direkt überhalb des Spannungsteilers erhöht sich die Temperatur, wie erwartet, stärker als in der Mitte oder unterhalb des Feldkäfigs; hier ist der Verlauf der Temperaturen identisch. Für die aktuelle Temperatur während der Messung wird später in der Auswertung deshalb der Mittelwert dieser beiden Temperatursensoren verwendet.

### 4.3.2 Auslese der Testkammer

Die Auslese der Signale, die an den Pads der Testkammer erzeugt werden, geschieht in mehreren Schritten. Die Ausleseketten sieht wie folgt aus: Vorverstärker → Shaper & Hauptverstärker → ADC → Computer. Gestartet wird die Auslese von einem Triggersystem.

Der Vorverstärker sitzt direkt an dem Flansch, an dem sich die Ausgänge für die Testkammer befinden. Dadurch werden Streukapazitäten klein gehalten, was ein ungewolltes Rauschen minimiert. Das vom Vorverstärker erzeugte Ausgangssignal ist differentiell, und kann auf diese Weise größere Strecken ohne Qualitätsverlust zurücklegen.

Vom Hauptverstärker wird das Signal zunächst geformt und anschließend noch weiter verstärkt, um den ADC-Bereich möglichst optimal zu nutzen. Der verwendete Vor- und Hauptverstärker stammt aus dem NA35 Experiment [27], das am SPS<sup>4</sup> des CERN durchgeführt wurde.

Das so erhaltene Signal wird von den ADCs mit einer Rate von 10 MHz gesampelt, wobei die Sempelrate von einem externen Frequenzgenerator erzeugt wird. Die Sempelzeit beträgt somit  $0.1 \mu\text{s}$ . Die verwendeten ADC-Module besitzen eine Vorgängerversion der ALTROs<sup>5</sup>, die in der Front End Elektronik (FEE) der ALICE TPC zum Einsatz kommen. Die Module sind als Einschübe für ein VME-Crate gebaut, welches über eine VME to PCI Bridge an einen Windows-Rechner angeschlossen ist.

Auf diesem Computer läuft ein LabView Programm, das die Daten von den ADC-Modulen ausliest und in ein bestimmtes Format packt. Diese Daten werden über eine TCP/IP Verbindung zu einem Linux-Rechner gesendet. Auf diesem läuft ein Programm, welches die Daten speichern kann, und/oder sie weiteren Programmen zur Verfügung stellt, die die Möglichkeit bieten sich die Daten direkt anzusehen. Dafür wurde ein Softwarepaket geschrieben, welches auf ROOT<sup>6</sup>-Bibliotheken aufgebaut ist. Mit Hilfe dieser Software ist es auch möglich die Daten zu einem späteren Zeitpunkt zu analysieren. Ein Beispiel für die digitalisierten Signale ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

## 4.4 Leckrate

Die Bestimmung der Leckrate basiert auf folgender Überlegung: Das Frischgas, mit dem gespült wird, hat keine Sauerstoffverunreinigungen. Der gemessene Sauerstoffgehalt am Ausgang der Kammer kommt demnach nur durch Lecks zustande. Er ist gegeben durch das Verhältnis aus einströmendem Leckvolumen  $l \cdot t$  und der Summe des Volumens  $V$ , das betrachtet wird, mit dem eingeströmten Frischgasvolumen  $F \cdot t$ . Das Ergebnis muß noch mit dem normierten Sauerstoffanteil in Luft ( $O_{2,\text{in}} = 0.2$ ) gewichtet werden:

$$[O_2] = 0.2 \cdot \frac{l \cdot t}{V + F \cdot t} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0.2 \frac{l}{F} \quad (4.10)$$

Hier bezeichnen  $[O_2]$  den gemessenen Sauerstoffanteil am Ausgang der Kammer ( $O_{2,\text{out}}$ ),  $l$  die Leckrate,  $F$  den Frischgasfluß und  $t$  die Zeit (s. Abb. 4.14). Wie an (4.10) zu erkennen ist, hängt im Gleichgewicht ( $t \rightarrow \infty$ )  $O_{2,\text{out}}$  nicht mehr von dem Volumen der Kammer, sondern nur noch von dem Quotienten  $l/F$  ab.

Damit folgt die Leckrate zu

$$l = \frac{[O_2]}{0.2} F \quad (4.11)$$

---

<sup>4</sup> Super Proton Synchrotron

<sup>5</sup> ALICE TPC ReadOut chip (siehe 3.2.1.4)

<sup>6</sup> am CERN entwickeltes Softwarepaket zum analysieren von Daten [28]

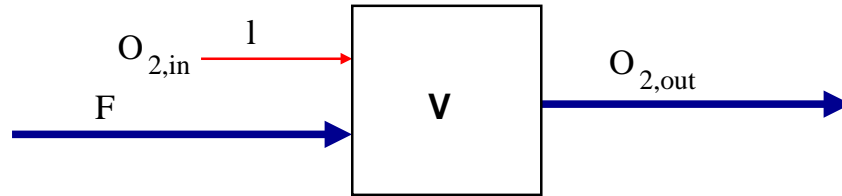


Abbildung 4.14: Bestimmung der Leckrate  $l$  mit Hilfe des Sauerstoffgehaltes  $O_{2,out}$  am Ausgang eines Volumens  $V$  mit dem Frischgaszufluß  $F$ .

Zur Bestimmung der Leckrate der Driftkammer wurde der Sauerstoffgehalt in der Kammer bei zwei verschiedenen Frischgasflüssen gemessen. Die Leckrate ist unabhängig vom Frischgasfluß. Abbildung 4.15 zeigt den Verlauf des Sauerstoffgehaltes nach dem Umschalten des Flusses von 11.14 l/h auf 4.7 l/h

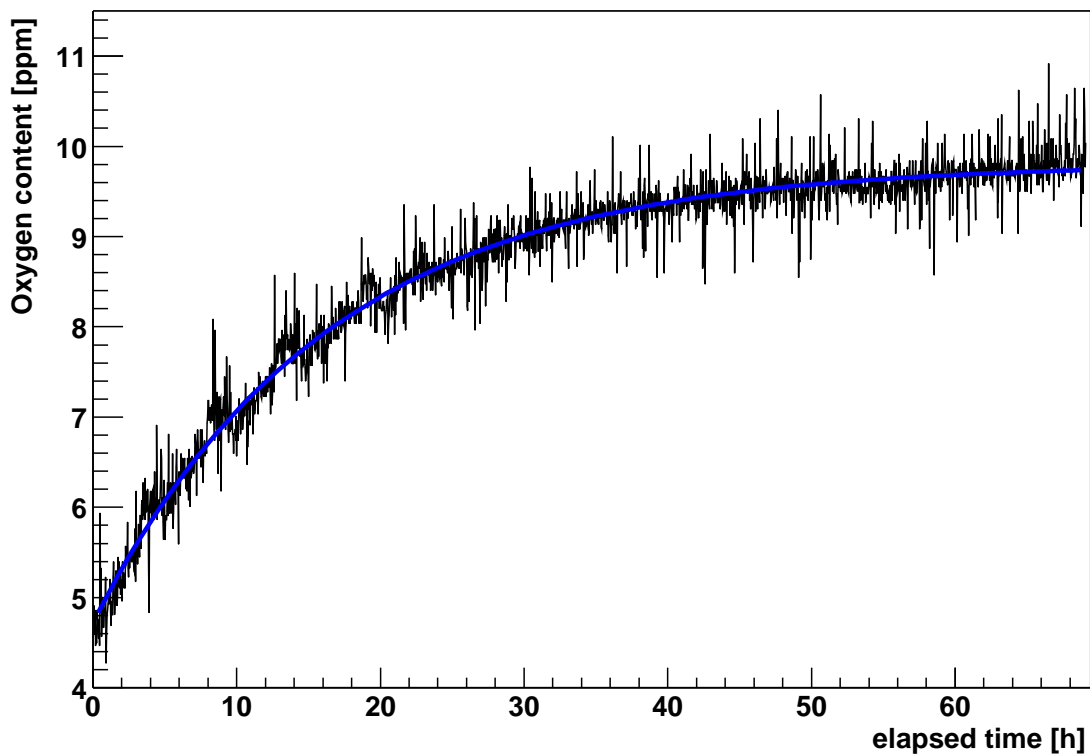


Abbildung 4.15: Messung des Sauerstoffgehaltes in der Driftkammer bei einer Flußänderung des Frischgases von 11.14 l/h auf 4.7 l/h. Die blaue Kurve zeigt eine Anpassung von Formel (4.12) an die Meßdaten.

An die Meßwerte wurde eine Exponentialfunktion angepaßt, die dem erwarteten Zeitverlauf entspricht:

$$O_2(t) = a + b(1 - e^{-ct}) \quad (4.12)$$



Die Sauerstoffkonzentration bei 11.14 l/h Frischgasfluß entspricht dem Wert zur Zeit  $t = 0$  und ist damit durch den Parameter  $a$  gegeben. Der Wert für den Fluß bei 4.7 l/h findet man für  $t \rightarrow \infty$  und beträgt somit  $a + b$ .

Die gemessenen Sauerstoffkonzentrationen nach Einstellung des Gleichgewichtes in der Kammer und die daraus nach (4.11) bestimmten Leckraten betragen:

Fluß [l/h]	O <sub>2</sub> [ppm]	Leckrate [ml/h]
11.14	4.72	0.234
4.7	9.81	0.231

Die Abweichungen stammen aus der Unsicherheit der angepaßten Funktion. Als Wert für die Leckrate wird der Mittelwert der beiden Messungen gewählt.

$$l \approx 0.233 \text{ ml/h}$$

Die Messungen wurden bei einem Frischgasfluß von ca. 20 l/h durchgeführt. Mit Hilfe von (4.11) und der bestimmten Leckrate findet man für den Sauerstoff- und Stickstoffgehalt im Gleichgewicht:

$$\begin{aligned} \text{O}_2 &\approx 2.3 \text{ ppm} \\ \text{N}_2 &\approx 9.3 \text{ ppm} \end{aligned}$$

## 4.5 Einstellen der Gatespannung

Für das ALICE-Experiment ist es wichtig die Spannung an den Gatingdrähten so einzustellen, daß die Elektronentransparenz so groß wie möglich ist. Das bedeutet, daß möglichst keine Elektronen an den Gatingdrähten absorbiert werden.

Für die Messung der Driftgeschwindigkeit, worum es bei dieser Arbeit geht, ist die Elektronentransparenz nicht der wichtigste Faktor. Für die genaue Messung möchte man eine Einstellung finden, die sich mit guter Genauigkeit reproduzieren läßt. Das Einfachste ist die Gatingdrähte zu erden, da dann kein weiteres Netzgerät benötigt wird, dessen Einstellung für jede Messung reproduziert werden muß. Darüber hinaus haben elektrostatische Simulationen gezeigt, daß bei geerdeten Gatingdrähten für die nominelle Driftfeldstärke der ALICE-TPC (400 V/cm), die Nullebene der Hochspannung in guter Übereinstimmung mit der Gatingdrahtebene ist und Feldverzerrungen gering sind (s. Abb. 4.16). Hier ist auch gut der Durchgriff der Anodendrähte zu sehen. Die elektrostatischen Rechnungen wurden mit GARFIELD [29] durchgeführt.

Für die Driftgeschwindigkeitsmessung wurden die Gatingdrähte geerdet.

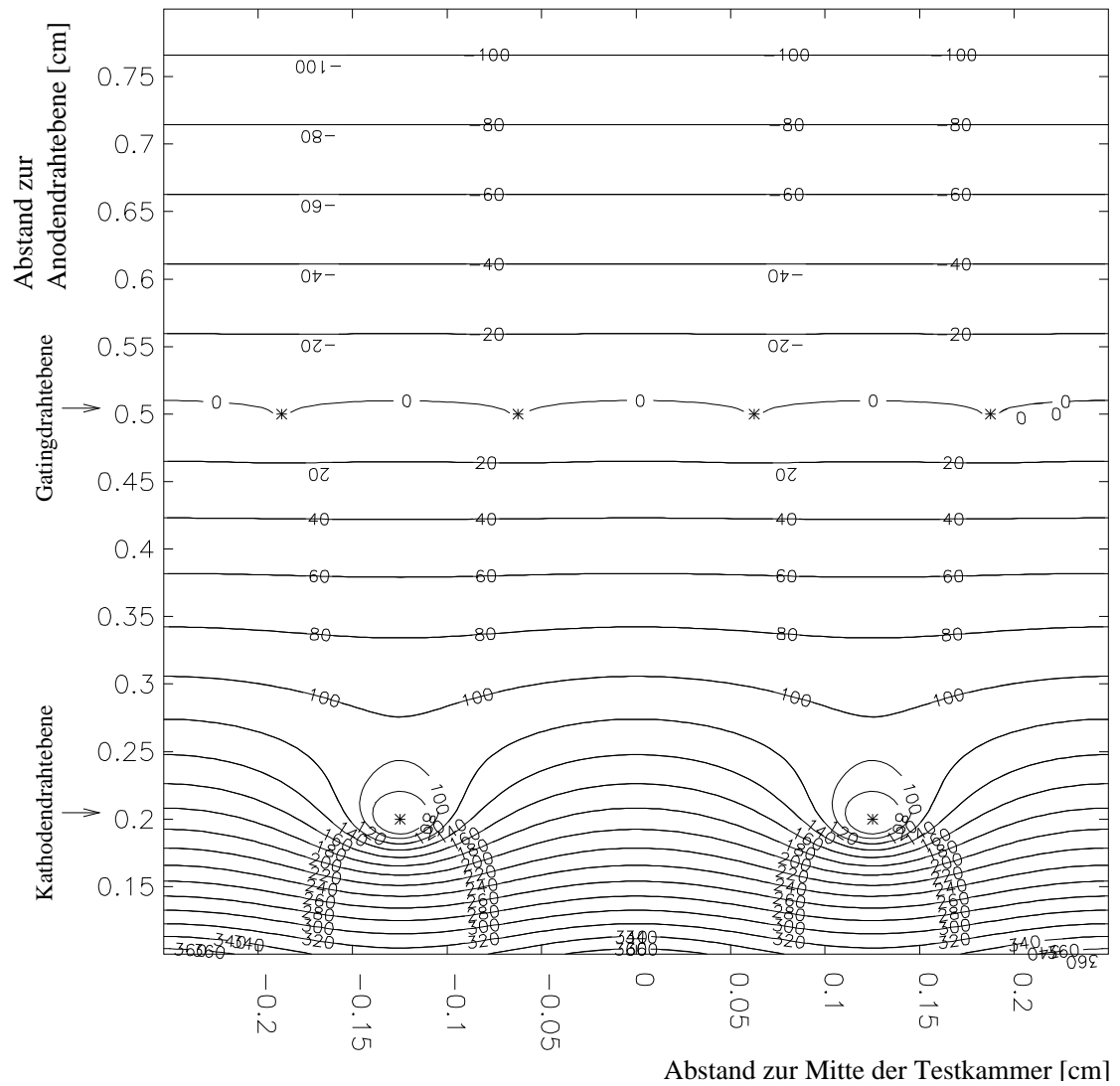


Abbildung 4.16: Äquipotentiallinien in der Nähe der Gatingdrahtebeine bei 400 V/cm

## Kapitel 5

# Messung der Driftgeschwindigkeit und Ergebnisse

Die Driftgeschwindigkeit hängt von vielen Parametern ab. Um diese Abhängigkeiten zu untersuchen wurde jeweils ein Parameter variiert, wobei die anderen konstant gehalten wurden. Für das ALICE-Experiment interessierende Abhängigkeiten sind die Veränderungen des Drucks, der nicht beeinflussbar ist, der Temperatur, des CO<sub>2</sub>-Gehaltes im Gas und des Stickstoffgehaltes im Gas. Weitere Abhängigkeiten sind die von Sauerstoff und Wasser, die aber, da das rezirkulierende Gas von diesen gereinigt wird (siehe 3.2.1.2) keine Rolle spielen.

Die Driftgeschwindigkeit eine direkt Funktion der Feldstärke und der Dichte des Gases ist (siehe 2.4). Die Dichte wiederum ist eine Funktion von Druck und Temperatur. Durch die laufende Spülung der Driftkammer mit Frischgas ist der N<sub>2</sub>-Gehalt im Driftgas kleiner 10 ppm (siehe 4.4) und damit vernachlässigbar. Der CO<sub>2</sub>-Gehalt läßt sich während einer Messung mit den verwendeten Massflowmetern der Gasmischstation mit hinreichender Genauigkeit konstant halten, so daß er sich während einer Meßreihe nicht relevant ändert. Der Druck läßt sich nicht kontrollieren, aber mit guter Genauigkeit messen. Aus diesem Grund wurde zunächst die Temperaturabhängigkeit untersucht, da die Temperatur trotz Klimatisierung Änderungen unterworfen ist, und eventuell für weitere Messungen eine Korrektur der Driftgeschwindigkeit notwendig wird.

Mit der Bestimmung der Temperaturabhängigkeit wurde eine Methode gefunden, um die gemessene Driftgeschwindigkeit auf Druck und Temperatur zu korrigieren (siehe A.1). Als Korrekturwerte wurden  $P_{corr} = 1$  bar und  $T_{corr} = 300$  K gewählt. Diese Werte wurden gewählt, um die Messungen mit theoretischen Berechnungen [30] vergleichen zu können.

## 5.1 Die Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Die Bestimmung der Elektronen-Driftgeschwindigkeit  $v_{e^-}$  erfolgt über den Abstand der ionisierenden Laser-Strahlen  $\Delta l$  und das Zeitintervall  $\Delta t = t_2 - t_1$  der Ankunftszeiten der Elektronenwolken an der Ausleseebene:  $v_{e^-} = \frac{\Delta l}{\Delta t}$ . Der Abstand der Laser-Strahlen ist durch zwei Doppelblenden festgelegt (siehe B.1) und beträgt

$$\Delta l = (15.020 \pm 0.022) \text{ cm}$$

Für die Bestimmung des Driftzeitunterschiedes der durch die Laser-Strahlen ausgelösten Elektronen, wird der zeitliche Verlauf der Ladungsverteilung an den Pads aufgenommen. Dabei wird, um eine ausreichende Statistik zu erreichen, über 1000 Messungen gemittelt. Der verwendete Laser pulst mit einer Frequenz von 10 Hz, das bedeutet, daß eine Messung 100 s dauert. Bei jeder Driftgeschwindigkeitsmessung wird eine Meßreihe aufgenommen, bei der die Feldstärke von 100 - 900 V/cm in Schritten von 100 V/cm variiert wird. Vor jeder Meßreihe wird ein „Pedestal“-Datensatz aufgenommen. Das ist ein Datensatz, bei dem die Elektronik voll eingeschaltet ist, aber die Laser-Strahlen blockiert sind, so daß keine Elektronen ausgelöst werden. Dieser Datensatz beinhaltet nur eventuelle Offsets der Elektronik, und wird bei jeder Messung von den Daten subtrahiert. Abbildung 5.1 zeigt ein Beispiel für die an den Pads aufgenommenen Signale bei 100 und 400 V/cm, gemittelt über 1000 Messungen und unter Berücksichtigung der Pedestals. Die ersten beiden Peaks stammen von den Laser-Spuren, die zur Bestimmung von  $\Delta t$  benötigt werden. Der letzte Peak entsteht durch gestreute Photonen, die an der Hochspannungselektrode Photoelektronen erzeugen, und ist bei der Driftgeschwindigkeitsbestimmung nicht von Interesse.

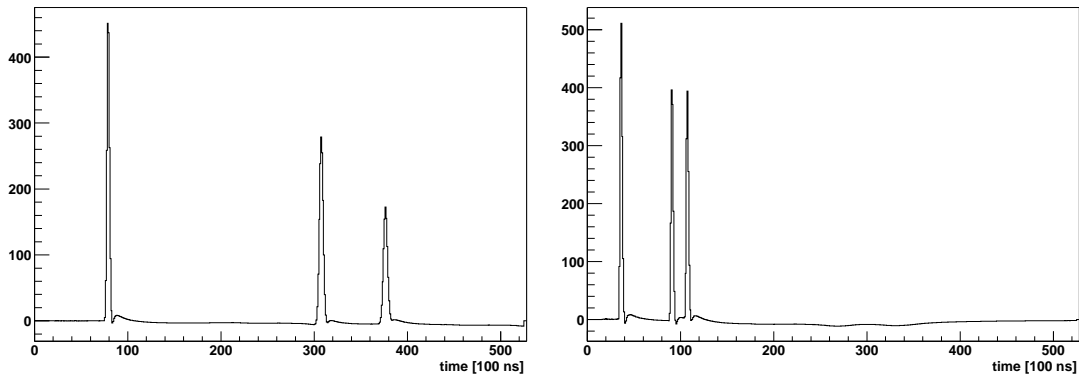


Abbildung 5.1: Beispiel für die an den Pads der Auslekammer registrierten Signale; links: bei 100 V/cm, rechts: bei 400 V/cm

Aus den gemessenen Daten wird der Driftzeitunterschied bestimmt, indem an den zentralen Bereich des ersten und zweiten Peaks je eine Gaußfunktion angepaßt wird (s. Abb. 5.2). Für  $\Delta t$  wird die Differenz der Mittelwerte dieser Gaußfunktionen verwendet.

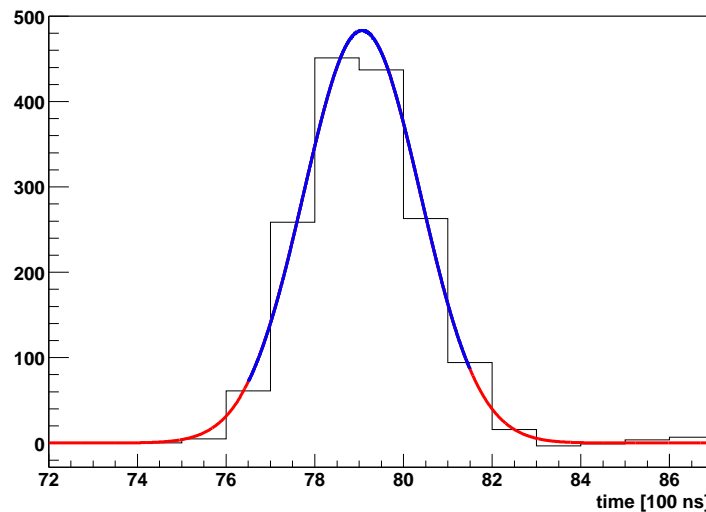


Abbildung 5.2: Anpassung einer Gaußfunktion an den zentralen Bereich der Verteilung

Zur Automatisierung der Analyse wurden Funktionen geschrieben, die das Auffinden der Peaks ermöglichen und die Driftgeschwindigkeit, wie oben beschrieben, berechnen. Für jede Meßreihe wird so eine Datei angelegt, die die Feldstärke, die Uhrzeit und die Driftgeschwindigkeit der neun Einzelmessungen beinhaltet.

## 5.2 Die Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit

Der Aufbau befindet sich in einem klimatisierten Raum. Dabei wird eine Temperaturstabilität von ca.  $2^\circ\text{C}$  erreicht. Um die Temperaturabhängigkeit bei einem größeren Temperaturunterschied zu messen, wurde einmal mit eingeschalteter, und einmal mit ausgeschalteter Klimaanlage gemessen. Der dabei erzielte Temperaturunterschied beträgt ca.  $6^\circ\text{C}$ .

Die Ergebnisse beider Messungen sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Aufgetragen ist die gemessene Driftgeschwindigkeit über der reduzierten Feldstärke  $E/P$ . Dabei wurde in Abhängigkeit des Drucks  $P$  die Hochspannung des Driftfeldes so gewählt, daß für beide Messungen bei reduzierten Feldstärken von  $100\text{ V}/(\text{cm bar})$  bis  $900\text{ V}/(\text{cm bar})$  in Schritten von  $100\text{ V}/(\text{cm bar})$  gemessen wurde. Das hat den Vorteil, daß man die Messungen, falls sie bei einem unterschiedlichen Luftdruck stattgefunden haben, direkt miteinander vergleichen kann. Eine Erhöhung der Temperatur hat eine Erhöhung der Driftgeschwindigkeit zur Folge.

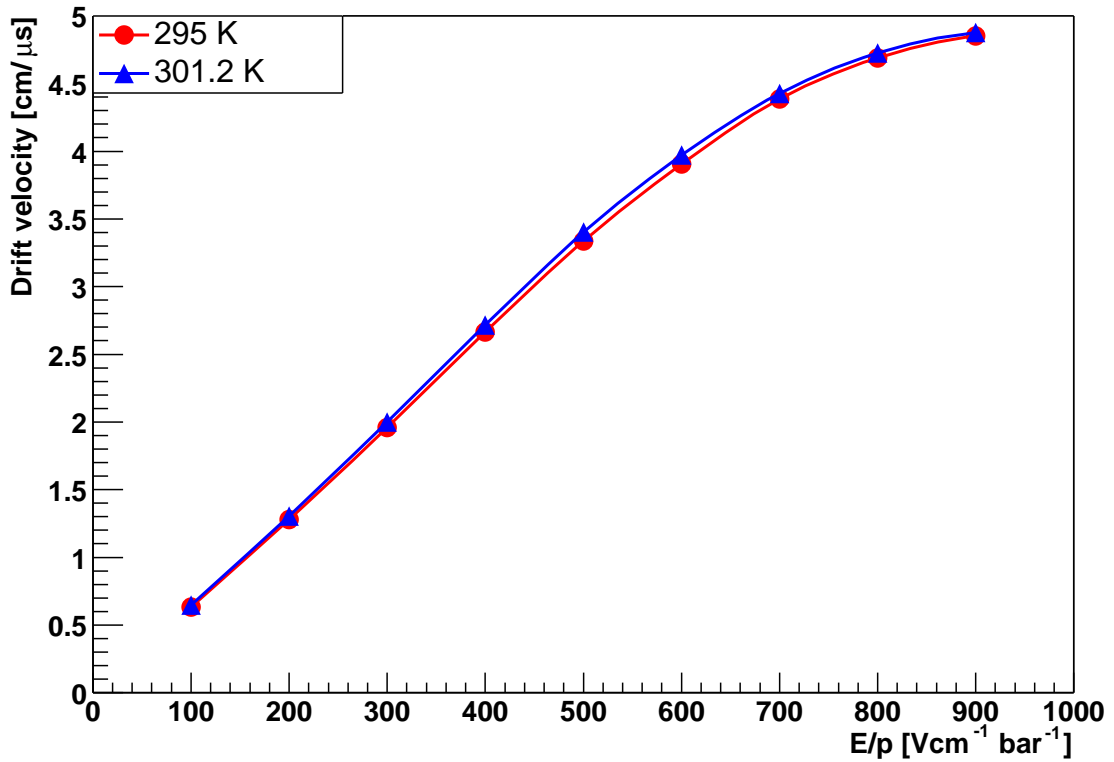


Abbildung 5.3: Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit

Die Größe, die bei dieser Messung von Interesse ist, ist die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit pro Kelvin:

$$\Delta v_{e^-,T} = \frac{\Delta v_{e^-}}{\Delta T}$$

Dabei bezeichnet  $v$  die Geschwindigkeit und  $T$  die Temperatur. Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit wird für jede Feldstärke durch

$$\Delta v_{e^-} = \frac{v_2 - v_1}{v_1} \quad (5.1)$$

bestimmt. Als Temperaturunterschied für die beiden Messungen wurde

$$\Delta T = 301.2\text{K} - 295\text{K} = 6.2\text{K}$$

gemessen. Die Ergebnisse dieser Betrachtung werden in Abbildung 5.4 mit theoretischen Rechnungen verglichen. Eine Fehlerbetrachtung ist in B.1.4 zu finden.

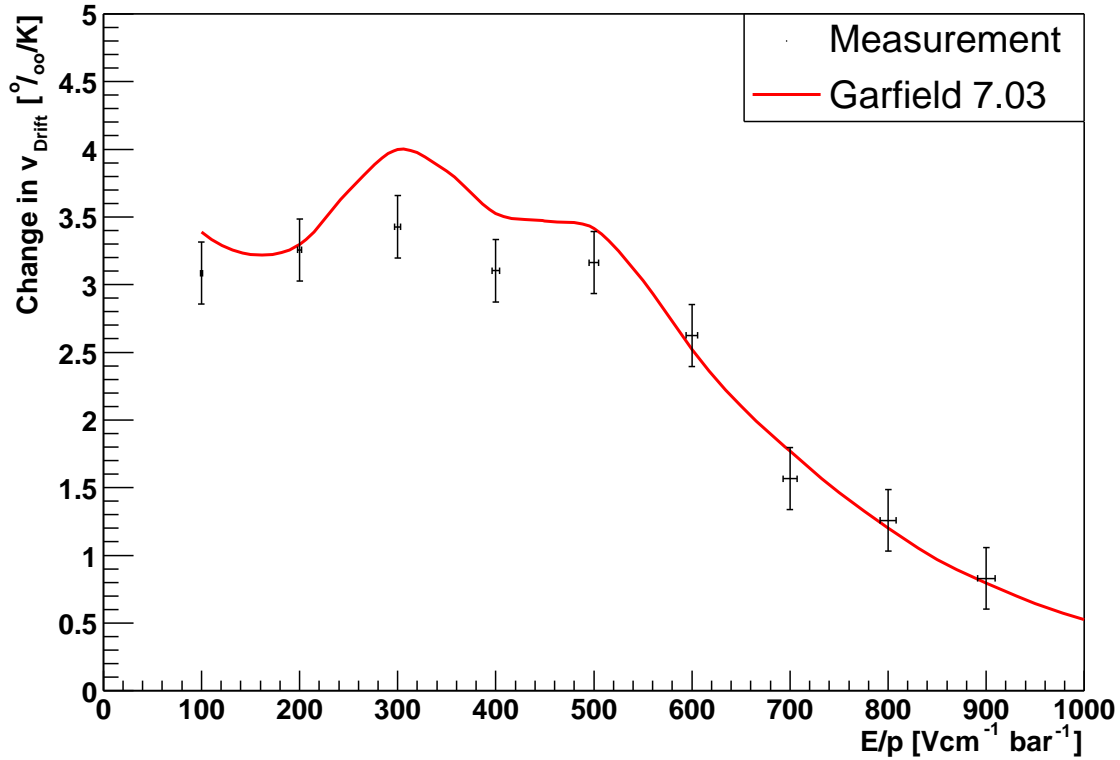


Abbildung 5.4: relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit der Temperatur

Der Vergleich aus Rechnung und Messung zeigt eine gute Übereinstimmung. Bei der für das ALICE-Experiment vorgesehenen Driftfeldstärke von 400 V/cm beträgt die Driftgeschwindigkeitsänderung

$$\frac{\Delta v_{e^-}^{400}}{\Delta T} = (3.1 \pm 0.23) \% / \text{K}$$

Möchte man die Driftgeschwindigkeitsschwankungen  $< 1 \%$  halten, so muß die Temperaturstabilität besser als 0.3 K sein. Für das ALICE-Experiment ist eine Stabilität von 0.1 K vorgesehen.

Aufgrund der Sensitivität der Driftgeschwindigkeit auf Temperaturschwankungen, bedeutet das für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen, daß eine Methode gefunden werden muß, mit der die Driftgeschwindigkeit auf die Temperatur korrigiert werden kann. Das ist notwendig, um die gewollte Präzision zu erreichen, und verschiedene Meßreihen direkt miteinander vergleichen zu können.

Es ist bekannt, daß die Driftgeschwindigkeit direkt eine Funktion von  $E/N$  ist (siehe 2.4):  $v = f(E/N)$  bzw. mit der idealen Gasgleichung  $v = f(E \cdot T/P)$ . Eine interessante Frage ist, ob über diese Abhängigkeit hinaus bei der angestrebten Genauigkeit von 1 %, noch weitere Abhängigkeiten von  $N$  zu sehen sind.

Trägt man die gemessenen Daten aus Abbildung 5.3 als Funktion von  $E \cdot T/P$  auf, so erhält man das in Abbildung 5.5 dargestellte Ergebnis.

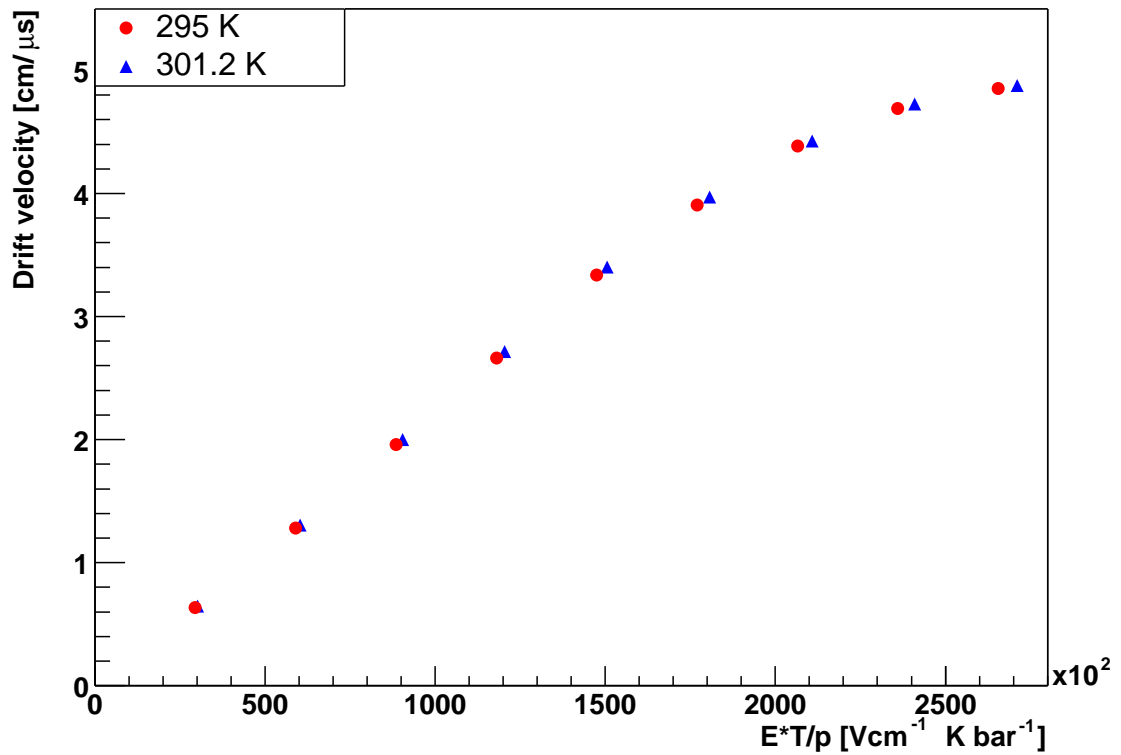
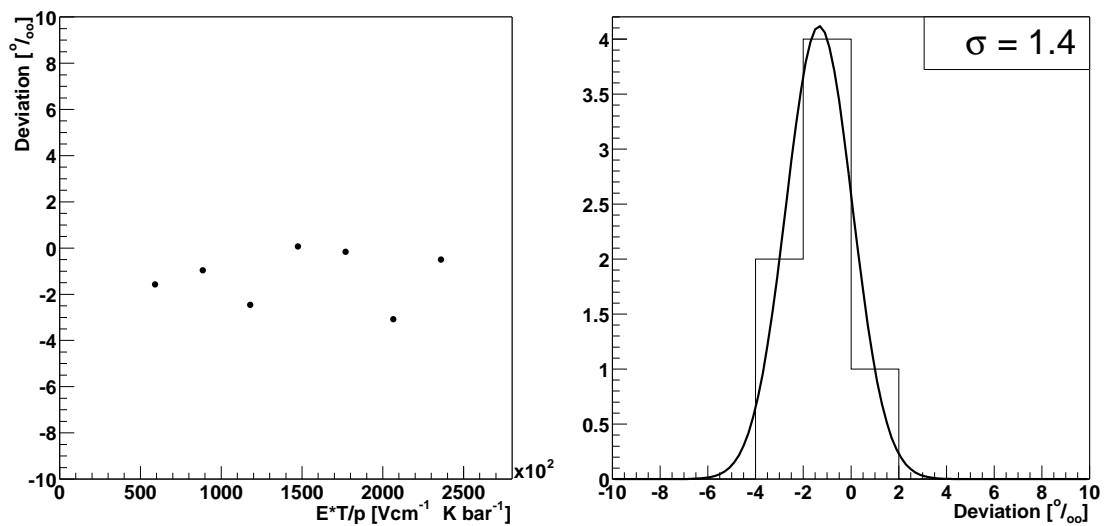


Abbildung 5.5: Auf Temperaturänderungen korrigierte Driftgeschwindigkeit



(a) relative Abweichung der Driftgeschwindigkeiten

(b) Verteilung der Meßwerte

Abbildung 5.6: Korrektur der Temperaturabhängigkeit der Driftgeschwindigkeit



Hier ergibt sich das Problem, daß die gemessenen Werte nicht direkt miteinander verglichen werden können, da sie bei unterschiedlichen Werten auf der Abszisse liegen. Um das Problem zu lösen, wird das in A.1 beschriebene Verfahren angewendet.

Die sich aus Abbildung 5.5 ergebenden relativen Änderungen der Driftgeschwindigkeit sind in Abbildung 5.6(a) dargestellt. Abbildung 5.6(b) zeigt die Streuung der relativen Änderungen nach der Temperaturkorrektur, also eine Projektion der Daten aus Abbildung 5.6(a) auf die Ordinate.

Die Meßwerte sind relative Änderungen der Driftgeschwindigkeit nach Formel (5.1). Es handelt sich also um den Quotienten zweier unabhängiger Messungen, die aber beide den gleichen relativen Fehler  $\sigma_{v_1^{rel}} = \sigma_{v_2^{rel}} = \sigma_{v^{rel}}$  haben. Nach der Fehlerfortpflanzung addiert sich dieser quadratisch, so daß für den Fehler des Quotienten gilt

$$\begin{aligned}\sigma_{\Delta v_{e^-}^{rel}} &= \sqrt{(\sigma_{v_1^{rel}})^2 + (\sigma_{v_2^{rel}})^2} \Rightarrow \\ \sigma_{\Delta v_{e^-}^{rel}} &= \sqrt{2} \cdot \sigma_{v^{rel}}\end{aligned}$$

Daraus folgt schließlich der Fehler der Einzelmessung zu

$$\sigma_{v^{rel}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\Delta v_{e^-}^{rel}}$$

Der gefundene Fehler der Einzelmessung bei einer Korrektur der Driftgeschwindigkeit auf die Dichte des Driftgases beträgt damit

$$\sigma_{v^{rel}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot 1.4 \text{ ‰} \approx 1 \text{ ‰}$$

Dieser Fehler entspricht der angestrebten Genauigkeit der Messung. Deshalb werden die folgenden Messungen mit Hilfe des unter A.1 beschriebenen Verfahrens auf die Dichte des Gases korrigiert. Eine über die Dichte hinausgehende Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Gastemperatur, ist bei der hier erreichten Genauigkeit nicht zu erkennen.

### 5.3 Die CO<sub>2</sub>-Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit

Wie unter 3.2.1.2 beschrieben, wird das Driftgas NeCO<sub>2</sub> beim ALICE-Experiment vor Ort gemischt. Interessant ist es daher zu wissen, wie stabil das Mischverhältnis sein muß, um die geforderte Stabilität von 1 ‰ für die Driftgeschwindigkeit zu erreichen. Dieser Fragestellung widmet sich diese Kapitel.

Um die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom CO<sub>2</sub>-Gehalt des Gases zu untersuchen, wurde die Driftgeschwindigkeit bei Feldstärken von 100 - 900 V/cm in Schritten von 100 V/cm bei verschiedenem CO<sub>2</sub>-Gehalt gemessen. Die auf Druck und Temperatur korrigierte Daten sind in Abbildung 5.7 dargestellt.

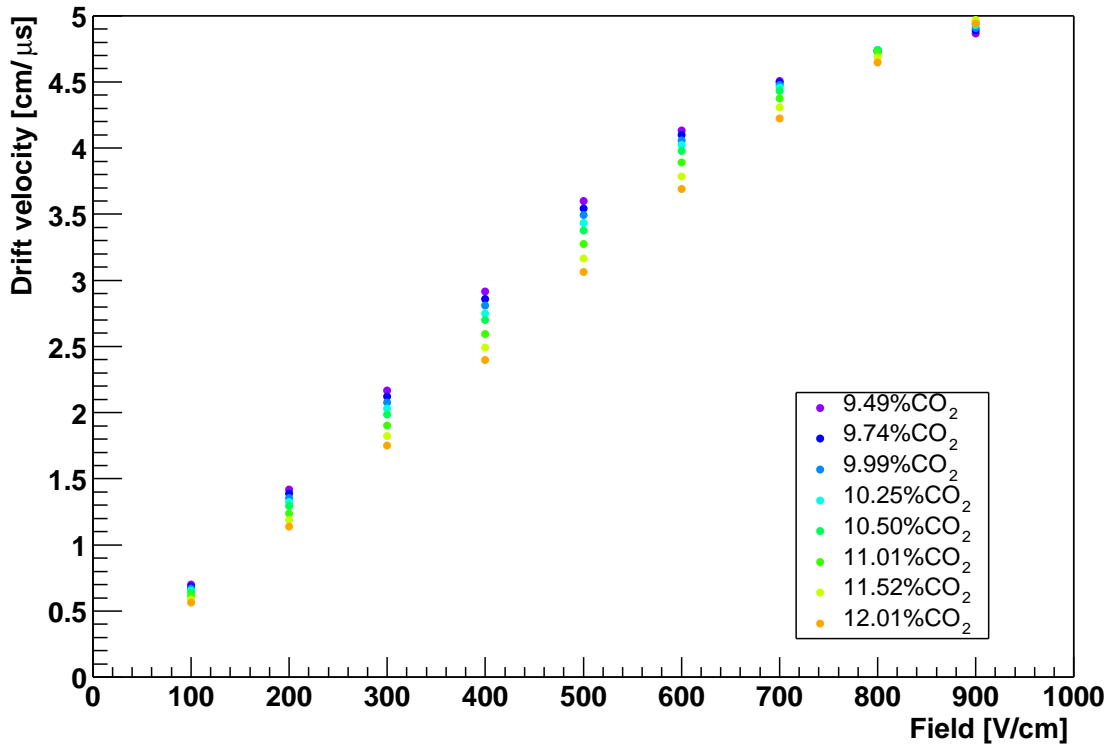
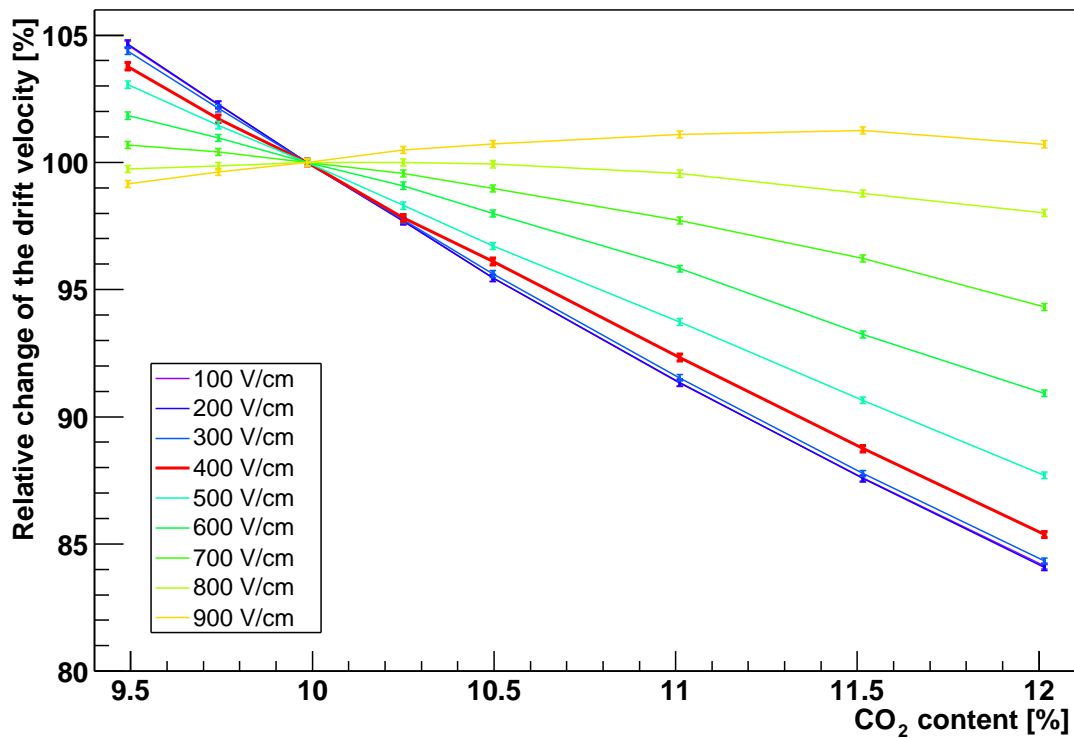


Abbildung 5.7: Korrigierte Driftgeschwindigkeitsmessungen bei unterschiedlichem CO<sub>2</sub>-Gehalt.

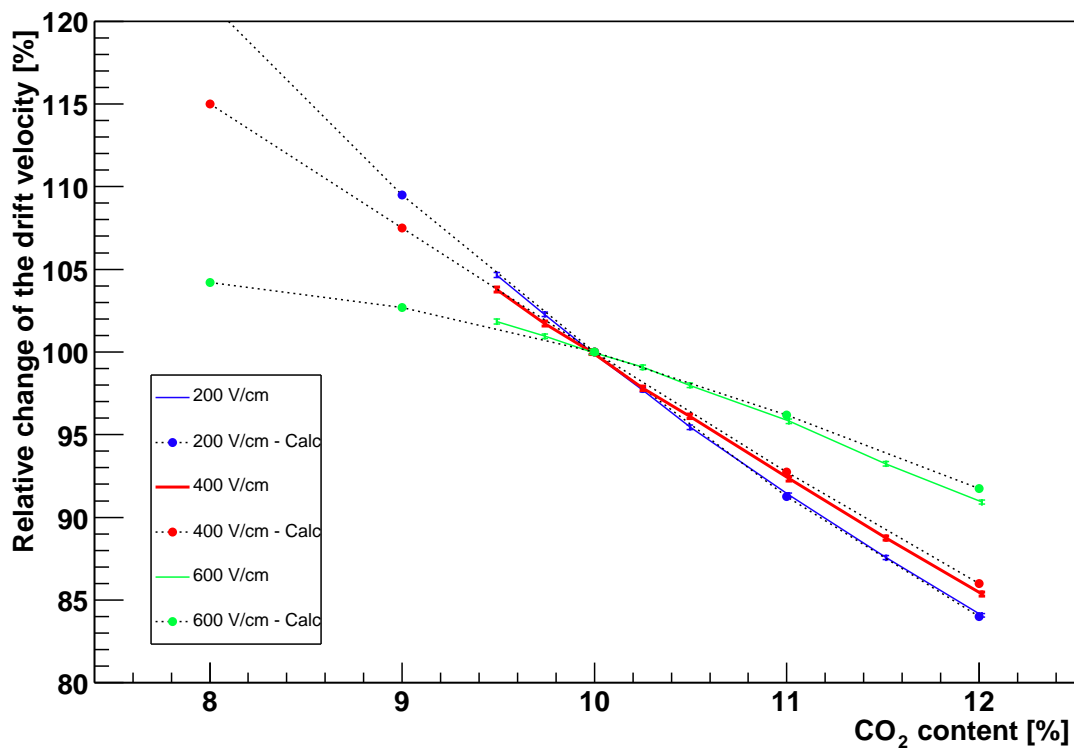
Die relative Änderung der der Driftgeschwindigkeit  $\Delta v_{e^-}$  ist gegeben durch

$$\Delta v_{e^-} = \frac{v - v_{Ref}}{v_{Ref}}$$

Als Referenzgeschwindigkeit  $v_{Ref}$  wurde hier die Driftgeschwindigkeit bei dem nominalen CO<sub>2</sub>-Gehalt von 10 % gewählt. In Abbildung 5.8(a) ist die relative Änderung als Funktion des CO<sub>2</sub>-Gehaltes bei den gemessenen Feldstärken dargestellt. Abbildung 5.8(b) zeigt einen Vergleich von Messung und theoretischen Berechnungen bei Feldstärken von 200, 400 und 600 V/cm.



(a) Alle gemessenen Feldstärken



(b) Vergleich mit Berechnungen

Abbildung 5.8: Relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit dem CO<sub>2</sub>-Gehalt bei verschiedenen Feldstärken

Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit dem  $\text{CO}_2$ -Gehalt ergibt sich zu:

$$\Delta v_{e^-, \text{CO}_2} = \frac{\Delta v_{e^-}}{\Delta \text{CO}_2}$$

Gesucht wird diese Größe für kleine Änderungen des  $\text{CO}_2$ -Gehaltes um den Punkt von 10 %  $\text{CO}_2$ , was der Ableitung der Meßkurve an diesem Punkt entspricht. Als gute Näherung für diesen Wert wurde an die drei am nächsten an den 10 % liegenden Datenpunkten aus Abbildung 5.8(a) eine Gerade angepaßt. Die gesuchte Größe entspricht dann der Steigung dieser Geraden. So wurde für die Daten jeder Driftfeldstärke vorgegangen. In Abbildung 5.9 werden diese Größen mit den theoretischen Berechnungen aus Abbildung 5.8(b) verglichen.

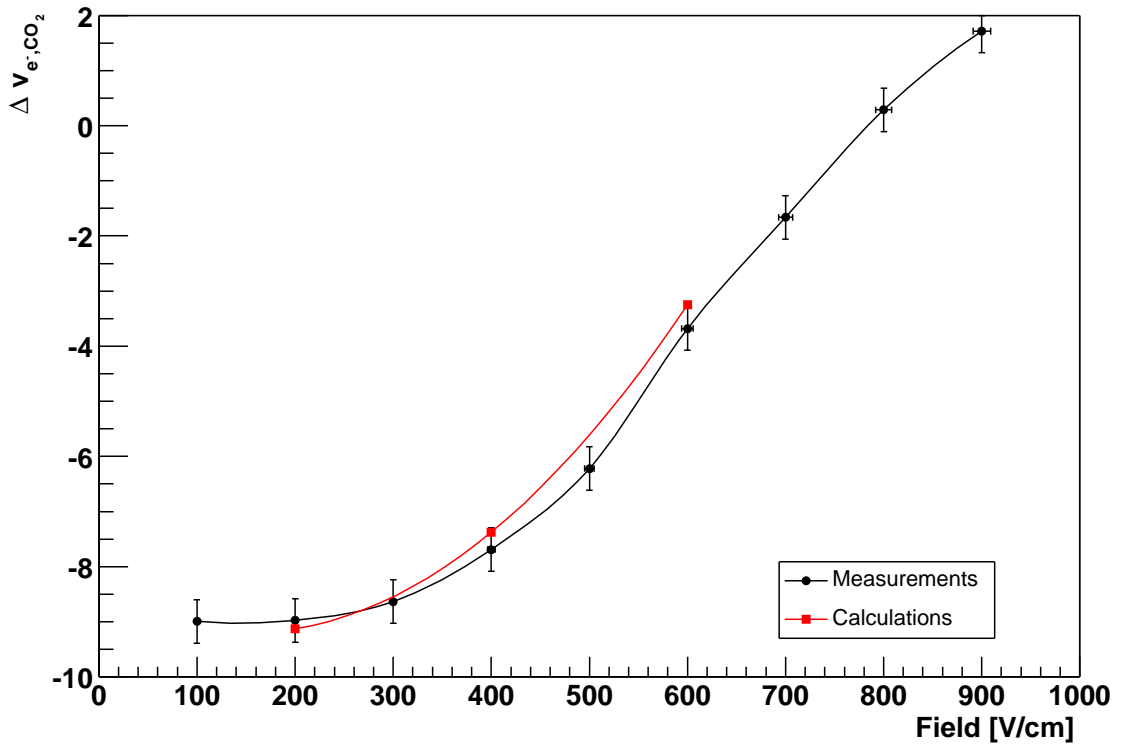


Abbildung 5.9: Relative Änderung der Driftgeschwindigkeit pro  $\text{CO}_2$ -Änderung in Abhängigkeit der Feldstärke

Die für das ALICE-Experiment interessante Größe ist die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit dem  $\text{CO}_2$ -Gehalt bei der nominellen Driftfeldstärke von 400 V/cm:

$$\Delta v_{e^-, \text{CO}_2}^{400} = -7.69 \pm 0.39$$

Eine Erhöhung des  $\text{CO}_2$ -Gehaltes um 1 ‰ (10.0 %  $\rightarrow$  10.1 %) führt also zu einer Erniedrigung der Driftgeschwindigkeit um ca. 7.7 ‰.

Für das ALICE-Experiment, welches eine Driftgeschwindigkeits-Stabilität  $< 1$  ‰ fordert, bedeutet dies, den  $\text{CO}_2$ -Gehalt des Gases mit einer Stabilität von 0.13 ‰ ( $(10.000 \pm 0.013)$  %) extrem stabil halten zu müssen.

## 5.4 N<sub>2</sub>-Abhängigkeit

Durch die Verwendung eines rezirkulierenden Gassystems beim ALICE-Experiment besteht die Gefahr, daß sich durch Lecks im System nicht gewollte Gase aus der Umgebungsluft anreichern. Um die Anreicherung von Sauerstoff und Wasser zu verhindern, wird das Gas deshalb vor der Neuinjektion gereinigt (siehe 3.2.1.2). Stickstoff läßt sich allerdings nicht filtern, sondern nur über die Frischgasinjektion kontrollieren. Aus diesem Grund wird die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Stickstoffgehalt der NeCO<sub>2</sub>-Gasmischung untersucht. Mit dem Ergebnis läßt sich bei der bekannten Leckrate des Systems bestimmen, wie groß die Frischgasrate sein muß, damit die geforderte Driftgeschwindigkeitsstabilität von 1 ‰ erreicht wird.

Für die Untersuchung der Driftgeschwindigkeit bei verschiedenem N<sub>2</sub>-Gehalt wurde der Driftgasmischung NeCO<sub>2</sub> 1 ‰ und 2 ‰ Stickstoff zugegeben. Gemessen wurde die Driftgeschwindigkeit bei Feldstärken von 100 - 900 V/cm in Schritten von 100 V/cm. Die auf Druck und Temperatur korrigierten Daten sind in Abbildung 5.10 dargestellt.

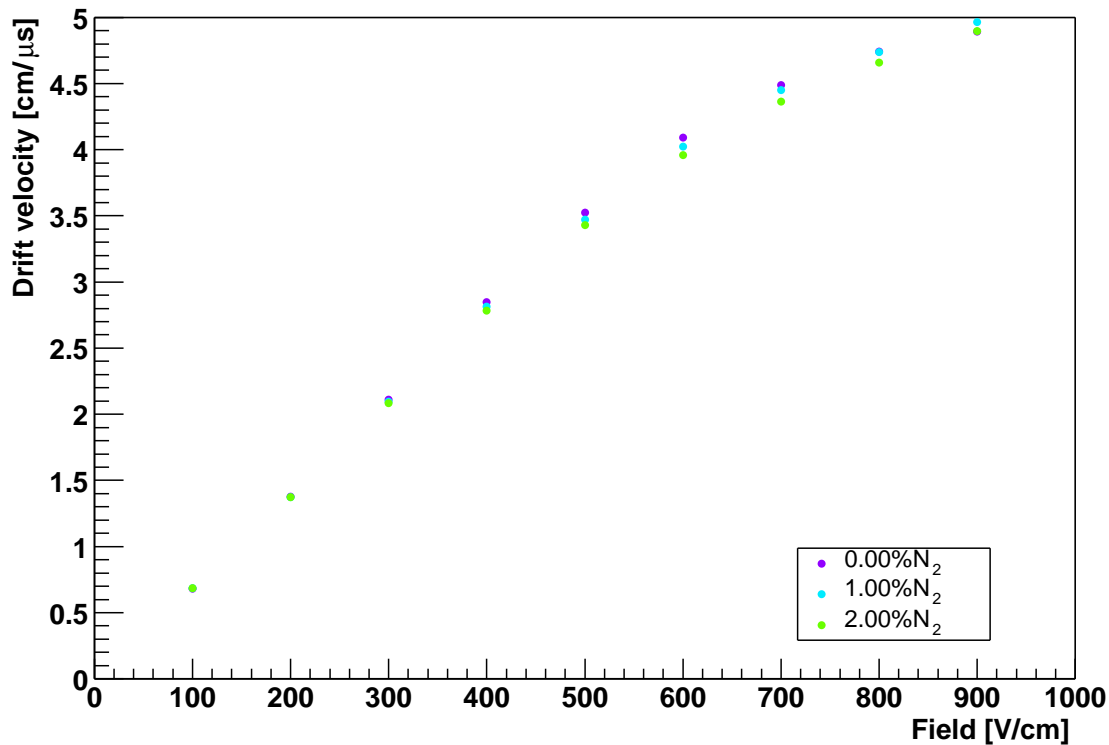
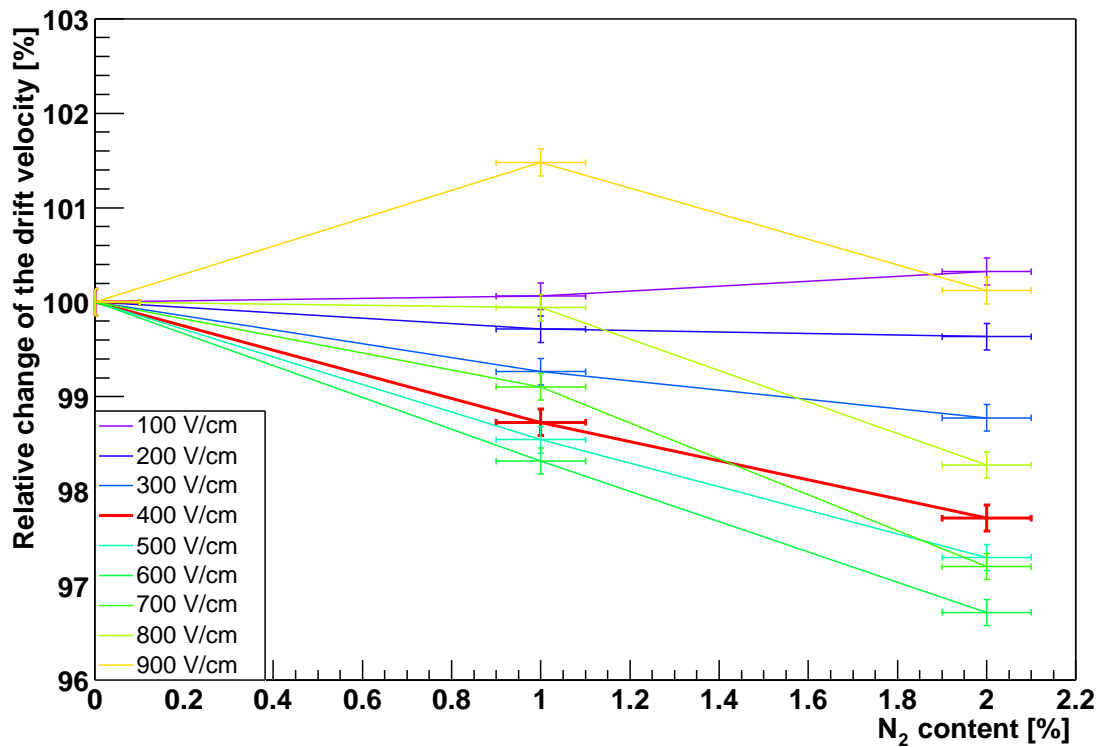
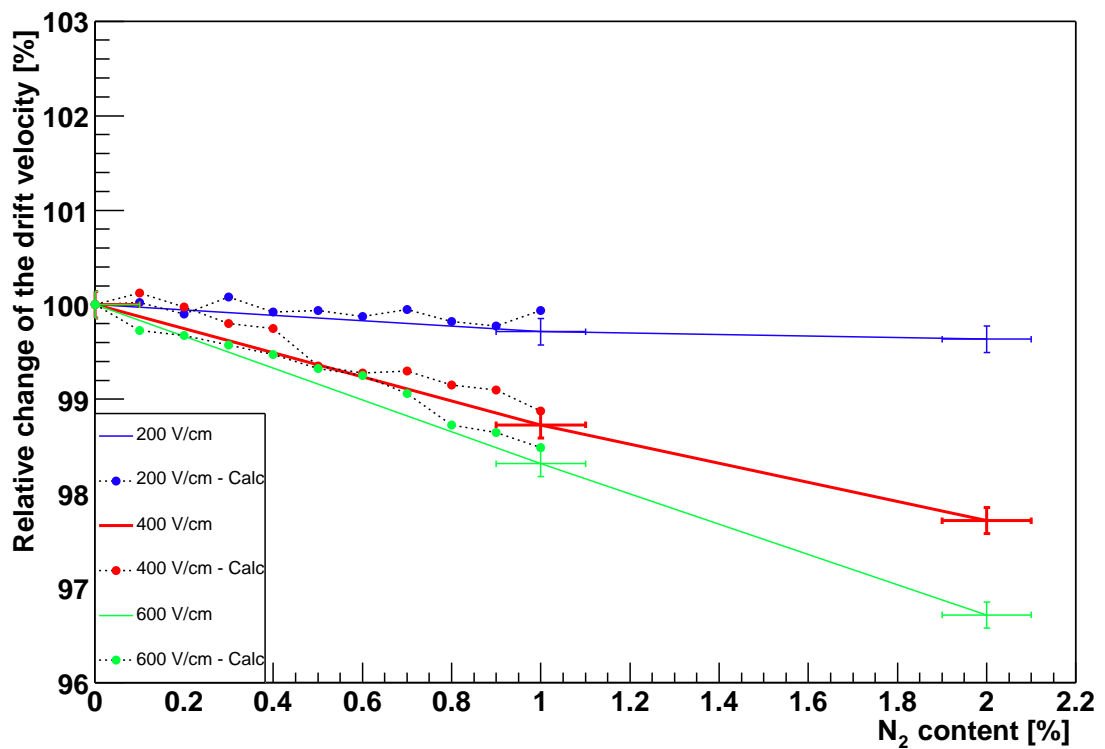


Abbildung 5.10: Korrigierte Driftgeschwindigkeitsmessungen bei unterschiedlichem N<sub>2</sub>-Gehalt

Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit  $\Delta v_{e-} = \frac{v - v_{Ref}}{v_{Ref}}$  ist in Abbildung 5.11(a) für alle gemessenen Feldstärken gezeigt. Als Referenzgeschwindigkeit  $v_{Ref}$  wurde die Driftgeschwindigkeit bei 0 ‰ N<sub>2</sub> gewählt. In Abbildung 5.11(b) werden die Messungen mit theoretischen Berechnungen bei Feldstärken von 200, 400 und 600 V/cm verglichen.



(a) Alle gemessenen Feldstärken



(b) Vergleich mit Berechnungen

Abbildung 5.11: Relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit dem  $N_2$ -Gehalt bei verschiedenen Feldstärken

Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit dem N<sub>2</sub>-Gehalt

$$\Delta v_{e^-,N_2} = \frac{\Delta v_{e^-}}{\Delta N_2}$$

wird in Abbildung 5.12 mit den theoretischen Berechnungen aus Abbildung 5.11(b) verglichen. Die Größe  $\Delta v_{e^-,N_2}$  wurde erhalten, indem eine Gerade an die Daten aus Abbildung 5.11 über den gesamten gemessenen Bereich angepaßt wurde. Die gesuchte Größe entspricht der Steigung dieser Geraden. Da der Verlauf nur für Driftfeldstärken von 200 - 600 V/cm linear zu sein scheint, wurde  $\Delta v_{e^-,N_2}$  nur für diese Größen bestimmt.

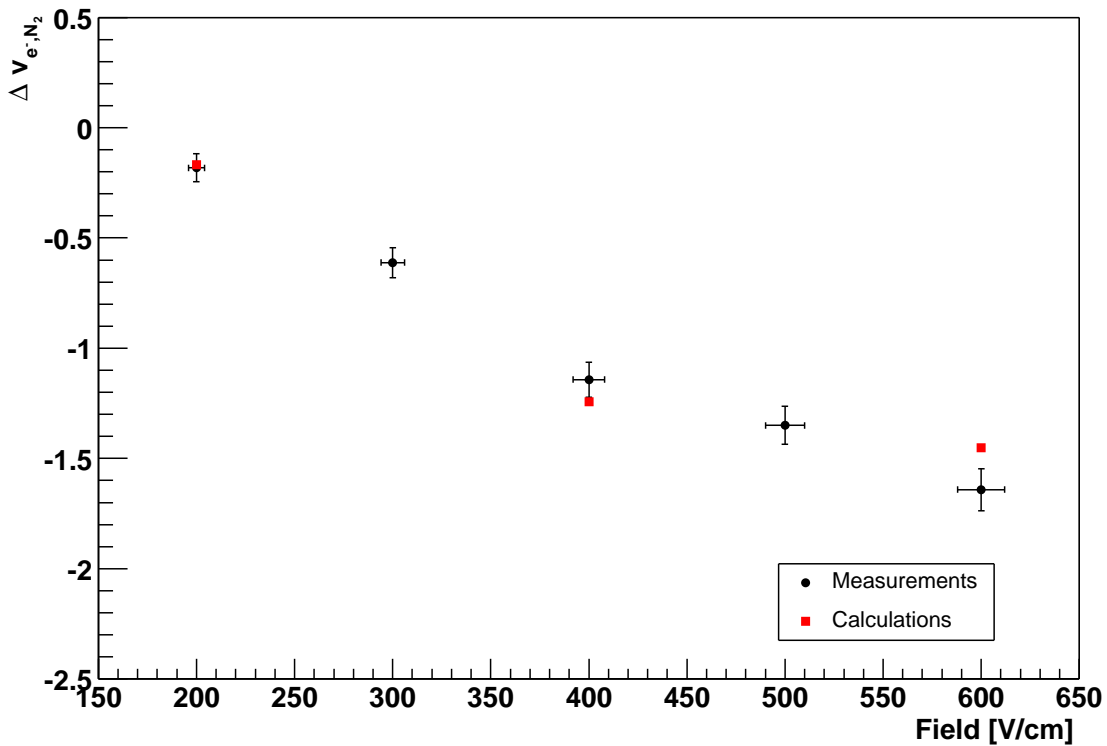


Abbildung 5.12: Relative Änderung der Driftgeschwindigkeit pro N<sub>2</sub>-Änderung in Abhängigkeit der Feldstärke

Bei der nominellen Driftfeldstärke von 400 V/cm beim ALICE-Experiment ist die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit mit dem N<sub>2</sub>-Gehalt

$$\Delta v_{e^-,N_2}^{400} = -1.14 \pm 0.08$$

Eine Beimischung von 1 ‰ zur Driftgas Mischung führt damit zu einer Erniedrigung der Driftgeschwindigkeit von ca. 1.1 ‰.

Soll eine Driftgeschwindigkeits-Stabilität < 1 ‰ erreicht werden, bedeutet das, daß der N<sub>2</sub>-Gehalt im Gas < 0.9 ‰ gehalten werden muß.

## 5.5 Tabellarische Zusammenfassung der Ergebnisse

Feldstärke [V/cm]	Driftgeschwindigkeitsänderung [‰ / K]
100 ± 1	3.09 ± 0.23
200 ± 2	3.26 ± 0.23
300 ± 3	3.43 ± 0.23
400 ± 4	3.10 ± 0.23
500 ± 5	3.16 ± 0.23
600 ± 6	2.62 ± 0.23
700 ± 7	1.57 ± 0.23
800 ± 8	1.26 ± 0.23
900 ± 9	0.83 ± 0.23

Tabelle 5.1: Ergebnisse der Temperatur-Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit

Feldstärke [V/cm]	Driftgeschwindigkeitsänderung
100 ± 1	-8.99 ± 0.40
200 ± 2	-8.98 ± 0.40
300 ± 3	-8.63 ± 0.40
400 ± 4	-7.69 ± 0.39
500 ± 5	-6.22 ± 0.39
600 ± 6	-3.68 ± 0.39
700 ± 7	-1.66 ± 0.39
800 ± 8	0.29 ± 0.39
900 ± 9	1.72 ± 0.39

Tabelle 5.2: Ergebnisse der CO<sub>2</sub>-Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit

Feldstärke [V/cm]	Driftgeschwindigkeitsänderung
200 ± 2	-0.18 ± 0.06
300 ± 3	-0.61 ± 0.07
400 ± 4	-1.14 ± 0.08
500 ± 5	-1.35 ± 0.09
600 ± 6	-1.64 ± 0.10

Tabelle 5.3: Ergebnisse der N<sub>2</sub>-Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit



# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Mit dieser Diplomarbeit ist eine Meßapparatur aufgebaut worden, die es erlaubt, Driftgeschwindigkeiten relativ mit einer Präzision von 1 ‰ messen zu können. Dafür war es notwendig, die genommenen Daten auf Druck und Temperatur zu korrigieren, was bei der angegebenen Genauigkeit möglich ist. Die gebaute Driftkammer hat eine sehr geringe Leckrate, was ein Betrieb mit kleinen Gasflüssen ermöglicht.

Die benutzte Apparatur ist speziell auf eine NeCO<sub>2</sub>-Gasmischung abgestimmt, läßt sich aber durch eine Erweiterung der Gasanalysestation prinzipiell für jede Gasmischung verwenden.

Die wichtigsten Ergebnisse für die ALICE-TPC sind, daß die Simulationsrechnungen, auf deren Grundlage sie entwickelt wurde, mit guter Genauigkeit bestätigt wurden. Bei den Messungen hat sich herausgestellt, daß die verwendete Gasmischung NeCO<sub>2</sub> (90 % / 10 %) sehr hohe Anforderungen stellt. So ist es erforderlich, die Umgebung, in der sich die TPC befindet, auf 0.1 °C stabil zu halten um die notwendige Driftgeschwindigkeitsstabilität < 1 ‰ zu erreichen. Für diese Genauigkeit muß zusätzlich der CO<sub>2</sub>-Gehalt im Gas extrem stabil gehalten werden. Die Abweichung von 10 % darf nur 0.013 % betragen. Durch die Verwendung eines rezirkulierenden Gassystems kommt es zu einer Stickstoffanreicherung in der TPC. Für die geforderte Stabilität der Driftgeschwindigkeit muß die Frischgaseinspeisung so gewählt werden, daß der Stickstoffgehalt < 0.9 ‰ bleibt.

Der für diese Arbeit verwendete CO<sub>2</sub>-Sensor wird auch später für die Überwachung der ALICE-TPC verwendet. Es wurde gezeigt, daß mit der vorgenommenen Temperaturkorrektur die Auflösung dieses Instrumentes ausreicht, um die oben genannten Veränderungen in der Gasmischung beobachten zu können.

Für die Überwachung der Gasqualität der ALICE-TPC ist geplant, Driftgeschwindigkeitsmonitore einzusetzen, wie z.B. das an der GSI entwickelte System Goofie [31], oder die Weiterentwicklung [32] für die TPC des STAR-Experimentes am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). Durch die Kontrolle der Driftgeschwindigkeit lassen sich, wie in dieser Arbeit gezeigt, bereits kleinste Änderungen in der Gaszusammensetzung erkennen.

Damit der Betrieb der TPC bei den hohen Verstärkungsfaktoren und der vorgesehenen Gasmischung stabiler wird, ist die Beimischung von 5 % N<sub>2</sub> in Erwägung gezogen worden [33].

Eine weitere Entwicklung der Meßapparatur wäre wünschenswert, damit auch Absolutmessungen mit einer Genauigkeit von einigen Promill möglich sind. Die größte Fehlerquelle liegt in der Genauigkeit der Hochspannung, die mit den Mitteln, die zur Verfügung standen, nur mit einer absoluten Genauigkeit von ca. 1 % angegeben werden konnte. Eine Messung der Hochspannung mit einer Präzision von 0.5 % ist geplant. Eine weitere Fehlerquelle ist, daß sich die Position der virtuellen Null-Ebene für das elektrische Feld mit der Feldstärke ändert. Um diese Änderung zu verstehen, sind genaue elektrostatische Simulationsrechnungen notwendig, welche die Geometrie des Aufbaus berücksichtigen. Damit ist es möglich, den dadurch entstehenden Fehler zu korrigieren. Für genauere Absolutmessungen der  $\text{CO}_2$ -Abhängigkeit ist ein Kalibriergas mit einer Herstellgenauigkeit von 1 ‰ bestellt worden.

Für die Zukunft könnte man die Driftkammer dahingehend verändern, daß jedes Pad der Testkammer einzeln ausgelesen werden kann. Damit ergäbe sich zusätzlich die Möglichkeit, die Diffusionskonstanten der verwendeten Gasmischung zu messen.

Denkbar ist auch die Verwendung der Meßapparatur zur Bestimmung der Elektronen-Anlagerung („Attachment“) des Gases.

# Anhang A

## Korrekturen

### A.1 Korrektur der Driftgeschwindigkeit auf Druck und Temperatur

Die Driftgeschwindigkeit ist direkt eine Funktion der Feldstärke  $E$  und der Teilchendichte  $N \propto P/T$  des Gases:  $v = f(E/N) = f(E \cdot T/P)$ . Um die Meßpunkte einer Messung auf bestimmte Werte für das Feld  $E_{Korr}$ , die Temperatur  $T_{Korr}$  und den Druck  $P_{Korr}$  zu korrigieren, wird das folgende Verfahren angewendet:

1. An je drei benachbarte Meßpunkte wird ein Polynom zweiten Grades angepaßt (s. Abb. A.1).
2. Der mittlere der drei Meßpunkte wird auf dem angepaßten Polynom auf den gewünschten Wert  $E_{Korr} \cdot T_{Korr}/P_{Korr}$  verschoben. Eine Ausnahme sind hier die Randwerte, bei denen jeweils um den äußeren Punkt verschoben wird.

Das Ergebnis einer solchen Korrektur ist in Abbildung A.2 dargestellt.

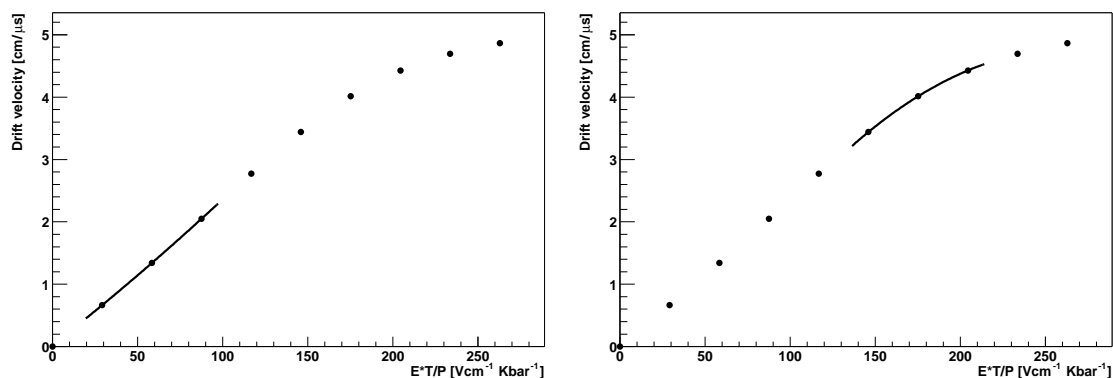


Abbildung A.1: Anpassen eines Polynoms zweiten Grades zur Korrektur auf Druck und Temperatur

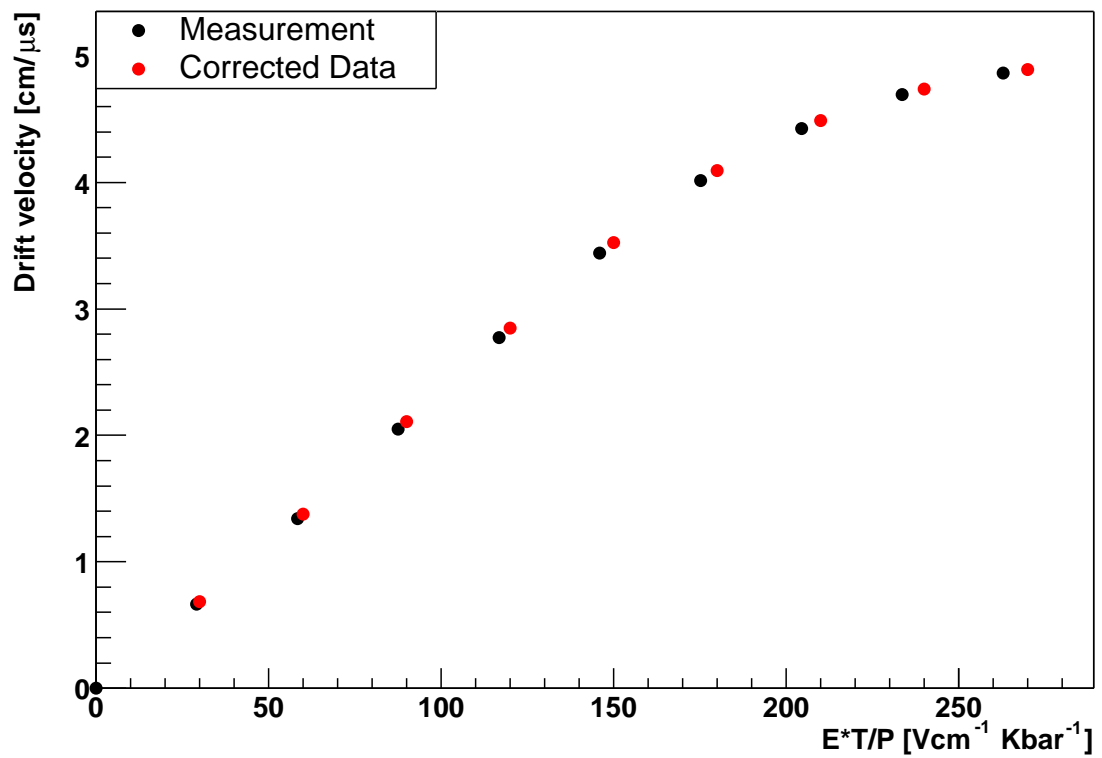


Abbildung A.2: Ergebnis der Korrektur auf Druck und Temperatur

# Anhang B

## Fehlerbetrachtung

In diesem Kapitel soll besprochen werden, mit welchem Fehler die einzelnen Messungen und die daraus resultierenden Ergebnisse der Auswertung behaftet sind. Die Fehler eines Wertes  $x$  werden dabei mit  $\sigma(x)$  bezeichnet. Der relative Fehler ergibt sich aus  $\frac{\sigma(x)}{x}$

### B.1 Fehler bei der Driftgeschwindigkeitsmessung

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen  $v_{e^-}$  wird gemessen durch den Abstand der Laser-Strahlen  $\Delta l$  und die Differenz der Driftzeiten  $\Delta t$  der von den Laser-Strahlen ausgelösten Elektronen im Driftgas:

$$v_{e^-} = \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (\text{B.1})$$

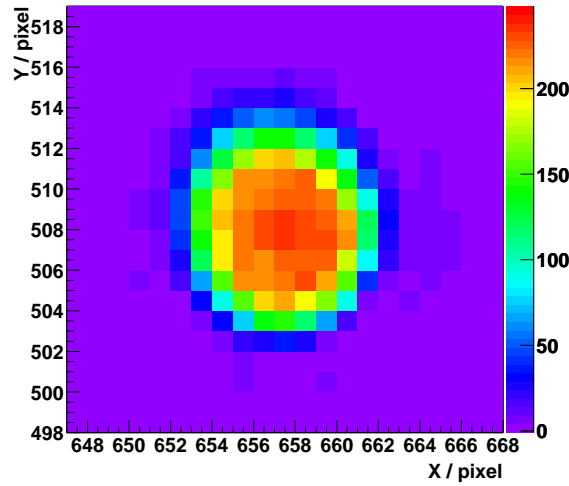
Damit zerfällt die Fehlerbetrachtung zunächst in zwei Teile:

1. der Fehler bei der Abstandsbestimmung der Laser-Strahlen  $\sigma(\Delta l)$
2. der Fehler bei der Zeitmessung der Signale  $\sigma(\Delta t)$

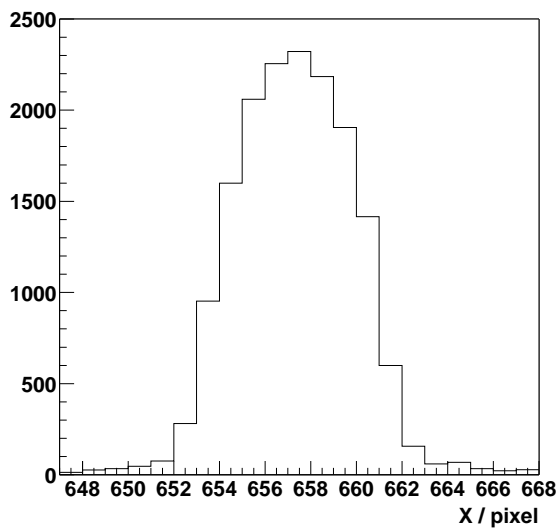
Es soll nun zunächst die erste Fehlerquelle betrachtet werden:

#### B.1.1 Fehler bei der Abstandsbestimmung der Laser-Strahlen

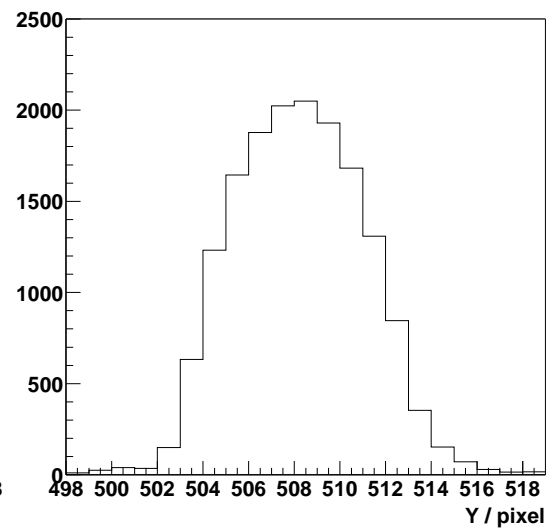
Der Abstand beider Strahlen wird definiert durch zwei Doppelblenden, die auf einem optischen Tisch im Abstand von 40 cm montiert sind (s. Abb. B.2). Messungen haben gezeigt, daß das Intensitätsmaximum des Laser-Strahls nach der ersten Blende nahezu zentriert ist (s. Abb. B.1).



(a) zweidimensionale Intensitätsverteilung



(b) Projektion in x-Richtung



(c) Projektion in y-Richtung

Abbildung B.1: Intensitätsverteilung des Laser-Strahls nach der ersten Blende

Die Löcher der zweiten Doppelblende wurden mit einem fluoreszierenden Stift umrandet. Daraufhin wurde versucht mit den durch die erste Blende kollimierten Strahlen möglichst genau die Löcher der zweiten Blende zu treffen. Da nicht gemessen werden konnte, wie genau die Löcher der zweiten Blende getroffen werden, wurde zur Kontrolle des Strahlabstandes hinter der Auslesekommer ein mm-Papier angebracht. Die Ablesegenauigkeit beträgt  $\pm 0.5$  mm.

Ein eventueller Höhenunterschied der Lochpaare in beiden Blenden hat keinen Effekt auf den Abstand der Strahlen, erzeugt somit auch keinen Fehler. Ein Höhenunterschied der Löcher einer Blende spielt bei der Präzision, mit der die Blenden hergestellt wurden, auch keine Rolle. Sind beide Blenden parallel verschoben (s. Abb. B.2(a)) ändert sich der Strahlabstand ebenfalls nicht.

Was jedoch einen Effekt auf den Strahlabstand haben könnte ist, falls die Driftkammer gegenüber den Laser-Strahlen gekippt ist (s. Abb. B.2(b)). Die Kammer wurde so ausgerichtet, daß die Laser-Strahlen beim Ein- und Austritt jeweils die Mitte der Quarzgläser treffen. Bei einer Platzierungsgenauigkeit der Kammer von  $\pm 5$  mm und einer Länge der Kammer von 430 mm, ist der Drehwinkel  $\alpha$  maximal

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{5}{430}\right) \approx 0.7^\circ.$$

Mit  $l' = \frac{l}{\cos\alpha}$  folgt für die Änderung der Driftlänge  $l$ :

$$\Delta l = \frac{l' - l}{l} = \frac{1}{\cos\alpha} - 1 \quad (\text{B.2})$$

Bei einem Winkel  $< 0.7^\circ$  ist  $\Delta l < 0.07\text{‰}$ , also zu vernachlässigen.

Die Lochabstände der beiden Blenden unterscheiden sich geringfügig ( $dl = l_2 - l_1$ ). Dadurch weitet sich der Abstand der Strahlen leicht auf, so daß er am Ort der Auslese nicht genau den gewollten Abstand, sondern  $l_1 + dx$  hat (s. Abb. B.2(c)). Aus der Messung des Strahlabstandes auf dem mm-Papier läßt sich der Strahlabstand in der Kammer bestimmen.

Mit dem Strahlensatz folgt der Driftstreckenunterschied zu  $dx = a_P \cdot dl' / a_S$ . Damit ist die Driftlänge an der Stelle der Auslesepads:

$$l_P = l_1 + dx = l_1 + a_P \cdot dl' / a_S$$

Aus der Fehlerfortpflanzung ergibt sich für diese Größe folgender Fehler:

$$\sigma(l_P) = \sqrt{(\sigma(l_1))^2 + \left(\frac{a_P}{a_S} \sigma(dl')\right)^2 + \left(\frac{dl'}{a_S} \sigma(a_P)\right)^2 + \left(\frac{a_P dl'}{a_S^2} \sigma(a_S)\right)^2}$$

Die gemessenen Strecken und ihren Unsicherheiten betragen:

$$a_P = (975 \pm 5) \text{ mm}, \quad l_1 = (149.97 \pm 0.005) \text{ mm}, \quad a_S = (2210 \pm 5) \text{ mm} \quad \text{und} \\ dl' = (0.53 \pm 0.5) \text{ mm}$$

Damit folgt für den Strahlenabstand in Höhe der ausgelesenen Pads:

$$l_P \approx (150.20 \pm 0.22) \text{ mm}$$

Das entspricht einem relativer Fehler von

$$\sigma(l_P)^{rel} = 1.47\text{‰}$$





Feldstärke [V/cm]	$D_L$ [ $\mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ ]
200	214
400	217

Betrachtet man zunächst ein einzelnes Elektron, so ist die Unsicherheit seiner Position  $\sigma(s)$  nach zurücklegen der Strecke  $s$  gegeben durch

$$\sigma(s) = D_L \cdot \sqrt{s} \quad (\text{B.3})$$

Die Elektronen des ersten Laser-Strahls driften eine Strecke von  $s_1 \approx 4,3 \text{ cm}$ , die des zweiten von  $s_2 \approx 19,3 \text{ cm}$ . Für die Differenzmessung  $\Delta s = s_2 - s_1$  wird der Fehler durch

$$\sigma(\Delta s) = \sqrt{\sigma(s_1)^2 + \sigma(s_2)^2} = \sqrt{(D_L \cdot \sqrt{s_1})^2 + (D_L \cdot \sqrt{s_2})^2} = \sqrt{s_1 + s_2} \cdot D_L \quad (\text{B.4})$$

bestimmt. Dabei wurde (B.3) ausgenutzt.

In Wirklichkeit driftet aber nicht nur ein Elektron, sondern eine ganze Wolke von  $n_E$  Elektronen, deren Aufweitung ebenfalls statistisch ist, und sich um einen Mittelwert verteilt. Zusätzlich wird über 1000 Messungen gemittelt. Der Fehler des Mittelwertes  $\bar{\sigma}(\Delta s)$  bestimmt sich dadurch zu

$$\bar{\sigma}(\Delta s) = \frac{\sigma(\Delta s)}{\sqrt{n_E} \sqrt{1000}} \quad (\text{B.5})$$

In Ne beträgt die totale Anzahl ausgelöster Elektronen für ein MIP pro cm ca. 40. Damit ergeben sich folgende absolute und relative Fehler des Mittelwertes:

Feldstärke [V/cm]	$\bar{\sigma}(\Delta s)$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\bar{\sigma}(\Delta s)^{rel}$ [ppm]
200	5.2	3.46
400	5.3	3.53

Da die Driftzeit proportional zur Driftstrecke ist, ist der relative Fehler der durch die Diffusion verursacht wird gleich dem relativen Fehler der Zeitmessung:  $\frac{\sigma(\Delta t)}{\Delta t} = \bar{\sigma}(\Delta s)^{rel}$ . Der Fehler der Zeitmessung beträgt damit ungefähr

$$\frac{\sigma(\Delta t)}{\Delta t} \approx 3.5 \text{ ppm}$$

und ist somit vernachlässigbar.

### B.1.3 Der Gesamtfehler der Driftgeschwindigkeitsmessung

Der aus den Regeln der Fehlerfortpflanzung folgende Fehler  $\sigma(v_{e^-})$  für die Driftgeschwindigkeit, die nach (B.1) bestimmt wird, ist:

$$\frac{\sigma(v_{e^-})}{v_{e^-}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(\Delta l)}{\Delta l}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(\Delta t)}{\Delta t}\right)^2} \quad (\text{B.6})$$

### B.1.4 Fehler der Relativmessung von Driftgeschwindigkeiten

Systematische Fehler spielen bei einer Relativmessung keine Rolle, da sie auf jede gemessene Driftgeschwindigkeit in gleichem Maße wirkt. Die relative Änderung der Driftgeschwindigkeit ist gegeben durch

$$\Delta v_{e^-} = \frac{v_2 - v_1}{v_1} = \frac{v_2}{v_1} - 1 \quad (\text{B.7})$$

wobei  $v_1$  und  $v_2$  unabhängig voneinander gemessene Driftgeschwindigkeiten sind.

Aus den Regeln der Fehlerfortpflanzung folgt mit  $\frac{\sigma(v_1)}{v_1} = \frac{\sigma(v_2)}{v_2} = \frac{\sigma(v)}{v}$  der Fehler zu:

$$\begin{aligned} \sigma(\Delta v_{e^-}) &= \sqrt{\left(\frac{1}{v_1} \sigma(v_2)\right)^2 + \left(\frac{v_2}{v_1^2} \sigma(v_1)\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{v_2}{v_1} \frac{\sigma(v_2)}{v_2}\right)^2 + \left(\frac{v_2}{v_1} \frac{\sigma(v_1)}{v_1}\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{v_2}{v_1} \frac{\sigma(v)}{v}\right)^2 + \left(\frac{v_2}{v_1} \frac{\sigma(v)}{v}\right)^2} = \sqrt{2 \cdot \left(\frac{v_2}{v_1} \frac{\sigma(v)}{v}\right)^2} = \\ &= \sqrt{2} \frac{\sigma(v)}{v} \frac{v_2}{v_1} = \sqrt{2} \frac{\sigma(v)}{v} (\Delta v_{e^-} + 1) \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

## B.2 Der Fehler aus der Driftfeld Bestimmung

Die Größe des Driftfeldes  $E$  setzt sich zusammen aus der angelegten Spannung  $U$ , und dem Abstand zwischen der 0 V - und der Hochspannungsebene  $d$ .

$$E = \frac{U}{d} \quad (\text{B.9})$$

Die Position der Hochspannungsebene ist klar durch ihre Position festgelegt, während die Position der 0 V - Ebene nicht so einfach zu bestimmen ist. Sie liegt frei im Raum, in der Nähe der Kathodendrähte, und wird wesentlich durch die Spannung an den Anoden- und Gatingdrähten bestimmt. Gäbe es keine Anoden- und Gatingdrähte, so wäre die 0 V - Ebene mit der auf 0 V liegenden Kathodendrahtebene identisch. Durch die auf positivem Potential liegenden Anodendrähte greift das Feld jedoch durch die Kathodendrahtebene durch und verschiebt die 0 V - Ebene in Richtung der Hochspannungsebene. Elektrostatistischen Simulationsrechnungen haben gezeigt (siehe 4.5), daß die 0 V - Ebene in guter Näherung ( $\pm 200 \mu\text{m}$ ) durch die Gatingdrahtebene definiert wird, wenn diese ebenfalls auf 0 V liegt. Der Abstand von der Hochspannungselektrode zur Gatingdrahtebene beträgt  $(232.5 \pm 0.2) \text{ mm}$ . Der Fehler entspricht der Platzierungsgenauigkeit der Auslesekommer innerhalb der Driftkammer. Damit beträgt der Abstand  $d$  mit maximalem Fehler

$$d = (232.5 \pm 0.4) \text{ mm} = 232.5 \text{ mm} \pm 1.7 \text{ ‰}$$

Die Hochspannung wird wie unter 4.3.1.2 beschrieben eingestellt. Der absolute Fehler der Spannung  $U$  wird als maximal 1 % des gewollten Wertes angenommen. Das liegt

daran, daß das System DAC - Hochspannungsgerät nur für kleine Spannungen (bis 5 kV) kalibriert wurde, für größere Spannungen der gesuchte Wert eine Extrapolation darstellt. Die eingebaute Digitalanzeige des Hochspannungsgerätes hat eine Ablesegenauigkeit von 100 V, was bei der Feldstärke von 400 V/cm (9.3 kV) eben diesem Fehler entspricht.

Der relative Gesamtfehler  $\sigma(E)^{rel}$  für das Feld  $E$  folgt aus der Fehlerfortpflanzung zu

$$\sigma(E)^{rel} = \frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(U)}{U}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(d)}{d}\right)^2} \quad (B.10)$$

Damit ergibt sich ein Wert von

$$\sigma(E)^{rel} \approx 1 \%$$

Der oben besprochen Fehler ist als systematischer Fehler zu verstehen, und nur bei einer Absolutmessung von Interesse. Bei Relativmessungen der Driftgeschwindigkeit fällt dieser Fehler heraus, da er auf jede Messung in gleicher Weise wirkt. Was hier von Interesse ist, ist die wesentlich genauere Reproduzierbarkeit des Feldes.

Die Abstände innerhalb der Testkammer ändern sich nur durch eventuelle mechanische Beanspruchung, oder Temperaturänderungen. Beides ist jedoch nicht (oder nur in äußerst geringem Maß) vorhanden, so daß eine Veränderung, die hierdurch von einer Messung zur nächsten entstehen könnte, vernachlässigbar ist. Die Position der 0 V - Ebene in der Kammer ändert sich auch nicht zwischen den einzelnen Messungen, da bei jeder Messung die gleichen Parameter eingestellt werden. Somit ist eine Änderung des Abstands zwischen zwei Messungen  $\sigma(d)^{rep}$  vernachlässigbar klein.

Die Reproduzierbarkeit der Hochspannung hängt von der Genauigkeit des DAC ab. Nimmt man hier eine Genauigkeit von  $\pm 1$  DAC - Kanal ( $\pm 5.6$  V) an, so folgt ein Maximaler Fehler von 2.4 ‰ bei 100 V/cm über 0.6 ‰ bei 400 V/cm bis 0.3 ‰ bei 900 V/cm. Damit ergibt sich für die Reproduzierbarkeit im Schnitt ein relativer Fehler von

$$\sigma(E)_{rep}^{rel} = 1.35 \%$$

## B.3 Der Fehler aus der Temperatur- und Druckkorrektur

Das Verfahren zur Korrektur der Driftgeschwindigkeit auf Druck und Temperatur ist unter A.1 beschrieben. Die eingehenden Fehler sind:

1. Der Fehler der Driftgeschwindigkeitsmessung (Ordinate) siehe B.1
2. Der Fehler der Größe  $E \cdot T/P$  (Abszisse)
3. Daraus resultierend der Fehler für die korrigierten Daten

### B.3.1 Der Fehler von $E \cdot T / P$

Für die Größe  $x_A = E \cdot T / P$  ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung der folgende Fehler:

$$\frac{\sigma(x_A)}{x_A} = \sqrt{\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(T)}{T}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(P)}{P}\right)^2}$$

Der Fehler der Größe  $E$  ist unter B.2 behandelt, die Fehler der Größen  $T$  und  $P$  werden in 4.2.2.4 bzw. 4.2.2.3 besprochen.

Die Korrektur des Feldes wird vorgenommen, um die gemessenen Daten miteinander vergleichen zu können. Da es sich bei den Folgeuntersuchungen um Relativmessungen handelt, wird für  $\frac{\sigma(E)}{E}$  der relative Fehler der Reproduzierbarkeit  $\sigma(E)_{rep}^{rel}$  verwendet.

Für den relativen Fehler der Temperaturmessung findet man bei  $T \approx 293 \text{ K}$

$$\frac{\sigma(T)}{T} = \frac{0.0085}{293} = 0.03 \text{ ‰}$$

Für den relativen Fehler bei der Druckmessung erhält man bei einem Druck um die 1000 mbar

$$\frac{\sigma(P)}{P} = \frac{0.11}{1000} = 0.11 \text{ ‰}$$

Damit findet man einen Gesamtfehler der Größe  $x_A$  von

$$\frac{\sigma(x_A)}{x_A} \approx 1.21 \text{ ‰}$$

### B.3.2 Der Fehler der korrigierten Daten

Die Korrektur der Meßdaten auf Druck und Temperatur geschieht, indem ein Meßpunkt entlang der Meßkurve leicht verschoben wird. Dabei wird davon ausgegangen, daß sich die Fehler des verschobenen Meßwertes nicht wesentlich verändern. Daher hat der korrigierte Meßwert dieselben Fehler, wie der ursprüngliche:

$$\frac{\sigma(v_{e-})}{v_{e-}} = 1 \text{ ‰}$$

$$\frac{\sigma(x_A)}{x_A} = 1.21 \text{ ‰}$$

# Literaturverzeichnis

- [1] ALICE COLLABORATION: *Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*. CERN/LHCC 95-71, (1995).
- [2] U. HEINZ: *Searching for quark-gluon matter in relativistic heavy-ion collisions*. In: *Nucl. Phys.*, Band **A685**, Seiten 414 – 431. (2001).
- [3] F. SAULI: *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*. In: *CERN Report 77-09*, Seiten 79 – 183. (1977).
- [4] W. BLUM, L. ROLANDI: *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer-Verlag, (1994).
- [5] K. HAGIWARA et. al.: *Particle Detectors*. Phys. Rev. **D66**, (2002).
- [6] A. KÜHMICHEL: *New developments in high precision, high particle density tracking with time projection chambers*. In: *Nucl. Instr. and Meth.*, Band **A360**, Seiten 52 – 56. (1995).
- [7] ALICE COLLABORATION: *Addendum to the Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer*. CERN/LHCC 2000-046, (2000).
- [8] ALICE COLLABORATION: *Technical Design Report of the Inner Tracking System*. CERN/LHCC 99-12, (1999).
- [9] ALICE COLLABORATION: *Technical Design Report of the Time Projection Chamber*. CERN/LHCC 2000-001, (2000).
- [10] ALICE COLLABORATION: *Technical Design Report of the Transition Radiation Detector*. CERN/LHCC 2001-021, (2001).
- [11] ALICE COLLABORATION: *Technical Design Report of the Time of Flight System*. CERN/LHCC 2000-012, (2000).
- [12] ALICE COLLABORATION: *Technical Design Report of the Photon Spectrometer*. CERN/LHCC 99-4, (1999).
- [13] K. KLEINKNECHT: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Studienbücher, (1987).

- [14] ALICE COLLABORATION: *Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector*. CERN/LHCC 98-19, (1998).
- [15] ALICE COLLABORATION: *Technical Design Report of the Dimuon Spectrometer*. CERN/LHCC 99-22, (1999).
- [16] S. AFANASIEV et. al.: *The NA49 large acceptance hadron detector*. In: *Nucl. Instr. and Meth.*, Band **A430**, Seiten 210 – 244. (1999).
- [17] V. ECKARDT et. al.: *Calibration of the STAR Forward Time Projection Chamber with Krypton-83m*. nucl-ex/0101013, (2001).
- [18] WAGO KONTAKTTECHNIK GMBH: *WAGO-I/O-SYSTEM 750*. <http://www.wago.com>, (2003).
- [19] WOODHEAD INDUSTRIES, INC.: *Applicom-IO*. <http://www.applicom-int.com>, (2003).
- [20] NATIONAL INSTRUMENTS: *LabView*. <http://www.ni.com/labview/>, (2003).
- [21] WAGO-I/O-SYSTEM 750: *Handbuch Version 2.4.0*. WAGO Kontakttechnik GmbH, (1999).
- [22] GENERAL ELECTRIC COMPANY: *Panametrics*. [http://www.gepower.com/businesses/ge\\_pametrics/en/index.htm](http://www.gepower.com/businesses/ge_pametrics/en/index.htm), (2003).
- [23] PROF. DR. H. STÖCKER: *Taschenbuch der Physik*. Harri Deutsch, 4. korrigierte Auflage, (2000).
- [24] ORBISPHERE: *Analysator Modell 3600 für Sauerstoff: Bedienungsanleitung*. ORBISPHERE GmbH, (2000).
- [25] JUMO: *Typenblatt 90.2000*. JUMO GmbH & Co. KG, <http://www2.jumo.de/prdukte/PL90/90.2000/pdf/t90.2000d.pdf>, (2000).
- [26] F.U.G. ELEKTRONIK GMBH: <http://www.fug-elektronik.de>, (2003).
- [27] J.W. HARRIS et. al.: *First Experience with the NA35 TPC in Heavy Ion Collisions*. In: *Nucl. Instr. and Meth.*, Band **A315**, Seiten 33 – 38. (1992).
- [28] R. BRUN, F. RADEMAKERS, et. al.: *ROOT: An Object-Oriented Data Analysis Framework*. <http://root.cern.ch>, (2003).
- [29] GARFIELD: *Version 7.08*. <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>, (2001).
- [30] VEENHOF, ROB: *Calculations for the Alice TPC read-out*. <http://rjd.home.cern.ch/rjd/Alice/>, (2001).

- [31] C. MARKERT: *Driftgeschwindigkeitsmessung zur Gasüberwachung im NA49-Experiment*. Diplomarbeit, Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, (1995).
- [32] A.O. GÄRTNER: *Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Kammergas der Vorwärts-Spurendriftkammern des Experiments STAR*. Diplomarbeit, Technische Universität München, (2002).
- [33] C. GARABATOS: *The Alice TPC*. Proc. 10th Vienna Conference on Instrumentation Feb. 2004, to be published in NIM A. (<http://wwwhephy.oeaw.ac.at/u3w/w/wcc/www/VCI-program4.htm>).





# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. R. Stock für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Unterstützung in jeglicher Hinsicht
- Herrn Dr. H.R. Schmidt und besonders Herrn Dr. U. Frankenfeld für die fabelhafte Betreuung an der GSI
- Herrn Dr. D. Vranic für die Konstruktion und den Bau der Driftkammer sowie zahlreiche CAD-Zeichnungen
- Herrn Dr. H. Stelzer für die Hilfsbereitschaft und Unterstützung im Detektorlabor
- Herrn Dr. J.C. Garabatos für die Hilfe bei vielen Fragen
- Herrn Dr. L. Betev für die Betreuung am CERN
- Der IKF-Gruppe für die schöne gemeinsame Zeit vor allem auch bei den CERN-Aufenthalten

Zuletzt danke ich meinen Eltern, die mich immer unterstützt haben und das Studium überhaupt erst ermöglichten. Vor allem möchte ich meiner Mutter danken, die mir während der ganzen Zeit den Rücken freigehalten hat und es mir damit ermöglichte, mich voll auf das Studium zu konzentrieren.