

Steuerung und Analyse eines Gassystems für den ALICE-TRD

Controlling and analyzing of an
ALICE-TRD gas system

Bachelorarbeit

von

Paul Simeon Popp



Institut für Kernphysik
Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Vorgelegt am:

04.08.2011

Gutachter:

Herr Prof. Dr. J. P. Wessels

Herr Dr. C. Klein-Bösing

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Theoretischer Hintergrund | 2 |
| 2.1 | Das Standardmodell | 2 |
| 2.2 | Das Quark-Gluon-Plasma | 4 |
| 3 | Der ALICE-Detektor am LHC | 6 |
| 3.1 | Der Large Hadron Collider - LHC | 6 |
| 3.2 | A Large Ion Collider Experiment - ALICE | 7 |
| 4 | Wechselwirkung von Strahlung mit Materie und ihre Detektion | 10 |
| 4.1 | Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie | 10 |
| 4.1.1 | Energieverlust pro durchdrungene Wegstrecke - Bethe-Bloch Formel . . | 10 |
| 4.1.2 | Übergangsstrahlung - γ -Strahlung | 11 |
| 4.2 | Wechselwirkung von Photonen mit Materie | 12 |
| 4.2.1 | Primärprozesse | 12 |
| 4.2.2 | Sekundärprozesse | 13 |
| 4.3 | Gas-Ionisations-Detektoren | 15 |
| 4.3.1 | Ionisationskammer | 15 |
| 4.3.2 | Proportional-Zählrohr | 15 |
| 4.3.3 | Geiger-Müller-Zählrohr | 16 |
| 4.3.4 | Vieldrahtkammer - MWPC | 17 |
| 4.3.5 | Time Projection Chamber - TPC | 18 |
| 5 | Transition Radiation Detector und GOOFIE | 20 |
| 5.1 | Transition Radiation Detector - TRD | 20 |
| 5.1.1 | Design | 20 |
| 5.1.2 | Funktion und Eigenschaften des Detektors | 22 |
| 5.2 | Das GOOFIE-System | 23 |
| 5.2.1 | Funktionsweise | 24 |
| 5.2.2 | Driftkanal und Hochspannung | 25 |
| 5.2.3 | Elektronik und Datenauslese | 26 |
| 6 | Arbeitsmaterial - Programme | 27 |
| 6.1 | DIM-System | 27 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 6.2 | LabVIEW | 27 |
| 6.2.1 | Programm zur Driftmessung am GOOFIE | 28 |
| 6.3 | Schnittstelle LabVIEW - DIM | 29 |
| 7 | Programm No.1 - Driftgeschwindigkeit als Variable und Messwert | 30 |
| 7.1 | Driftgeschwindigkeit als Variable für das DIM-Interface | 30 |
| 7.1.1 | Struktur | 30 |
| 7.1.2 | Erweiterungen, Verbesserungen und Probleme | 32 |
| 7.2 | Driftgeschwindigkeit als Messwert | 32 |
| 7.2.1 | Voreinstellungen - Vorgabe von Startwerten | 32 |
| 7.2.2 | Auswertung der Langzeit-Messung bezüglich statistischem Fehler . . . | 35 |
| 7.2.3 | Auswertung der Messungen bezüglich Kontinuität | 35 |
| 8 | Programm No.2 - Relative Gasverstärkung | 38 |
| 8.1 | Idee und Messprinzip | 38 |
| 8.2 | Aufbau des Programms | 38 |
| 8.3 | Erste Ergebnisse | 40 |
| 8.4 | Erweiterungen und Ausbau des Programms | 43 |
| 9 | Zusammenfassung und Ausblick | 44 |
| | Literatur | 47 |

1 Einleitung

Das Standardmodell, welches heutzutage in der Kernphysik als grundlegende Theorie angesehen wird, beschreibt sehr gut die Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen, aber ebenso auch Vorgänge des frühen Universums und kann damit Vieles beantworten und erklären.

Der LHC (*Large Hadron Collider*) am CERN soll durch die Möglichkeit, Teilchen mit noch höherer Energie kollidieren zu lassen als in anderen Experimenten, bisher ungelöste Probleme und Fragen beantworten und beispielsweise Theorien über das Higgs-Teilchen, supersymmetrische Teilchen oder das Quark-Gluon-Plasma bestätigen. Letzteres stellt in der Urknall-Theorie eine Phase des frühen Universums dar und soll untersucht werden, indem Bleikerne aufeinander geschossen und die Ereignisse nach der Kollision mit geeigneten Detektoren gemessen und analysiert werden.

Der *Transition Radiation Detector* ist einer dieser Detektoren, der im Zusammenspiel mit vielen anderen diese Aufgabe erfüllen soll. Er wird derzeit an der Universität in Münster gefertigt und stellt die Basis dieser Arbeit dar. Für eine bessere und genauere Kalibration dieses Detektors und für Vergleiche der Ergebnisse mit MAGBOLTZ Simulationen ist dafür ein eigenes Experiment aufgebaut worden, das GOOFIE¹-Experiment.

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit sollen einerseits die vom Programm zur Messung der Driftgeschwindigkeit erzeugten Daten überprüft und andererseits diese von der Windows-basierten LabVIEW²-Oberfläche in das Linux-basierte DIM³-Interface transferiert werden. Zusätzlich wurden erste Ansätze zur Messung der relativen Gasverstärkung gemacht, um auch diese Variable letztlich in das DIM-Interface integrieren zu können.

In den folgenden Kapiteln sollen die theoretischen Grundlagen erläutert (Kapitel 2) und ein Überblick über den Large Hadron Collider und seine Experimente gegeben werden (Kapitel 3). Anschließend wird die Funktionsweise einiger Detektoren erklärt (Kapitel 4) und damit der theoretische Hintergrund für den Transition Radiation Detector und das GOOFIE-Experiment gegeben (Kapitel 5). Es folgen die für die eigenen Messungen benötigten Erklärungen der verwendeten Programme (Kapitel 6), sowie die Beschreibung der beiden selbst geschriebenen Programme und den dazugehörigen Messungen und Ergebnissen (Kapitel 7 und 8). Das letzte Kapitel enthält eine kurze Zusammenfassung aller Ergebnisse (Kapitel 9).

¹Gas proportional counter for drifting electrons

²Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench

³Distributed Information Management

2 Theoretischer Hintergrund

2.1 Das Standardmodell

Seit vielen Jahrzehnten gilt das Standardmodell als diejenige Theorie, die das Zusammenwirken von Teilchen und den fundamentalen Kräften am besten beschreibt. Nach ihr gibt es zwölf fundamentale Teilchen (Fermionen), welche die Materie ausmachen und ebenso zwölf Wechselwirkungsteilchen (Eichbosonen), welche die Verbindung der fundamentalen Teilchen darstellt und dafür sorgt, dass sie zusammengehalten werden beziehungsweise wieder zerfallen.

Die zwölf Fermionen sind Teilchen, aus denen beispielsweise alle sichtbare Materie besteht. Sie lassen sich unterteilen in sechs Quarks und sechs Leptonen. Zudem sind sie in drei Generationen geordnet, welche sie nach der Masse sortieren (siehe Tabelle 1). Die erste Generation der Quarks, die leichtesten, bilden das up- (u) und das down- (d) Quark. Sie sind zudem die Kernbausteine von Neutronen und Protonen (aber auch von anderen Teilchen wie beispielsweise Pionen) und bilden damit den größten Anteil aller Quarks. Die Quarks der zweiten und dritten Generation, charm (c) und strange (s), sowie top (t) und bottom (b), sind durch ihre kurze Lebensdauer und die daraus resultierende Instabilität am besten in Experimenten zu beobachten, in denen sie erzeugt werden können, aber auch als Produkt der kosmischen Höhenstrahlung. Alle Quarks tragen eine elektrische Ladung von entweder $\frac{2}{3}e$ oder $-\frac{1}{3}e$. Neben der elektrischen Ladung besitzen die Quarks auch eine Farbladung, die als rot, grün und blau gekennzeichnet ist.

Neben den Quarks gibt es die sechs Leptonen, welche sich aus dem Elektron (e), dem Myon (μ) und dem Tauon (τ) und den dazugehörigen Neutrinos, Elektron-Neutrino (ν_e), Myon-Neutrino (ν_μ) und Tauon-Neutrino (ν_τ) zusammensetzen. Elektron, Myon und Tauon tragen die Ladung $-e$, die Neutrinos sind neutral.

Zu jedem der 12 fundamentalen Teilchen existiert weiterhin auch ein entsprechendes Antiteilchen, welches sich durch entgegengesetzte Ladung auszeichnet (beispielsweise das Positron als Antiteilchen zum Elektron).

Die vier fundamentalen Kräfte sind die Gravitation, die starke Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die schwache Wechselwirkung. Alle Kräfte agieren über Wechselwirkungsteilchen, welche zwischen den Materieteilchen vermitteln, die sogenannten

Eichbosonen⁴ (siehe Tabelle 2).

| | Teilchen | Generation | Wechselwirkung | Ladung (e) |
|----------|------------|------------|----------------------|----------------|
| Quarks | u | 1 | Schwach, EM Stark | $\frac{2}{3}$ |
| | d | | | $-\frac{1}{3}$ |
| | c | 2 | | $\frac{2}{3}$ |
| | s | | | $-\frac{1}{3}$ |
| | t | 3 | | $\frac{2}{3}$ |
| | b | | | $-\frac{1}{3}$ |
| Leptonen | e | 1 | Schwach, EM | -1 |
| | μ | 2 | | -1 |
| | τ | 3 | | -1 |
| | ν_e | 1 | Schwach | 0 |
| | ν_μ | 2 | | 0 |
| | ν_τ | 3 | | 0 |

Tabelle 1 – Materie-Teilchen des Standard-Modells [WES10]

Für die schwache Wechselwirkung sind das die beiden geladenen W^\pm -Bosonen und das neutrale Z^0 -Boson. Durch ihre große Masse ($m_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$ und $m_Z \approx 91 \text{ GeV}/c^2$) hat die schwache Wechselwirkung eine Reichweite, die um ein Vielfaches kleiner als 1 fm ist. Sie koppelt an alle Fermionen und damit an alle zwölf fundamentalen Teilchen.

Die Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung sind die Photonen (γ). Sie besitzen weder Masse noch Ladung, woraus eine unendliche Reichweite dieser Kraft folgt. Ihre Wirkung beschränkt sich auf geladene Teilchen, also alle Quarks sowie das Elektron, Myon und Tauon.

Die starke Wechselwirkung besitzt als Austauschteilchen acht Gluonen (g_i), die wie die Photonen keine Masse und auch keine elektrische Ladung tragen. Sie sind jedoch farbgeladen. Aufgrund dessen ist auch die Reichweite der starken Wechselwirkung begrenzt auf $\sim 1 \text{ fm}$, wobei sie nur zwischen den sechs Quarks wirkt.

⁴Das Eichboson der Gravitation bedarf dabei noch eines experimentellen Nachweises.

| | Wechselwirkung | Ladung | koppelt an |
|-----------------------|-------------------|--------------|------------------------------|
| Gluonen (g_i) | Stark | 0 | Quarks und Gluonen |
| Photonen (γ) | Elektromagnetisch | 0 | elektrisch geladene Teilchen |
| W^\pm Z^0 | Schwach | ± 1 0 | Fermionen |

Tabelle 2 – Materie-Teilchen des Standard-Modells [WES10]

Das Standardmodell mit seinen fundamentalen Teilchen und Wechselwirkung ist keine allumfassende Theorie. Es gibt weitere Ansätze und Annahmen wie beispielsweise das Higgs-Teilchen, das Graviton als Austauschteilchen für die Gravitation oder auch supersymmetrische Teilchen zur Erklärung der dunklen Materie, die dieses Modell im Laufe der nächsten Jahrzehnte noch erweitern und ausbauen können [DWM11].

2.2 Das Quark-Gluon-Plasma

Betrachtet man Hadronen, so bestehen sie aus Quarks (3 Quarks bei Baryonen, 1 Quark-Antiquark-Paar bei Mesonen), Gluonen und virtuellen Quark-Antiquark Paaren. Dabei ist die Kraft zwischen Quarks und Gluonen so stark, dass es praktisch keine freien Quarks oder Gluonen gibt. Erhöht man jedoch den Druck oder die Temperatur, so kommt es zu einem Phasenübergang. Es bildet sich ein Quark-Gluon-Plasma (QGP). In diesem sind die Quarks und Gluonen nun quasi-frei. Da sich das QGP aber schnell abkühlt und ausdehnt, ist es nicht von Dauer und kann nur für einen kurzen Moment erzeugt werden.

Beim QGP handelt es sich um eine Phase kurz nach dem Urknall, bevor die Hadronisierung begann. Die Art und Weise, wie und welche Teilchen sich innerhalb des QGP gebildet haben, war ausschlaggebend für die folgende Entwicklung des Universums. Daher ist es Ziel, diesen Zustand genauer zu untersuchen. Dies ist mit den Teilchenbeschleunigern, die in den letzten Jahrzehnten gebaut wurden, möglich. Schon mit dem *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) sind Schwerpunktsenergien von bis zu 200 GeV möglich (Au-Au-Kollision). Diese Energie ist ausreichend, um ein QGP zu erzeugen und dessen Eigenschaften zu studieren [BRA01].

Am *Large Hadron Collider* (LHC) kann ein Vielfaches dieser Energie erreicht werden und damit das QGP noch genauer untersucht werden. Bei den Pb-Pb-Kollisionen werden die Blei-Ionen auf bis zu 2,76 TeV pro Ion beschleunigt. Die Dauer des QGP-Zustandes ist auch dabei so

kurz, dass das QGP nicht direkt untersucht werden kann, sondern nur die aus ihm entstehenden Teilchen. Anhand bestimmter Signaturen lässt sich dann darauf schließen, ob ein QGP erzeugt wurde [LHC11].

Abbildung 1 zeigt schematisch die Entstehung eines solchen QGP. Die Teilchenpakete sind

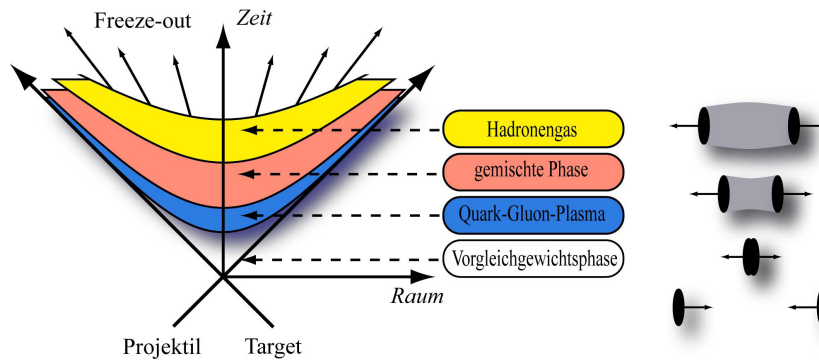


Abbildung 1 – Skizze einer Kern-Kern-Kollision bei relativistischen Energien und Bildung eines QGP: Relativistisches Raum-Zeit-Diagramm (links), Skizze der Kollision (rechts) [SCH93]

aufgrund ihrer hohen Energie durch die Längenkontraktion gestaucht und stoßen zusammen. Es bildet sich das QGP, welches sich ausdehnt und damit an Temperatur und Dichte verliert. Sind die kritischen Punkte überschritten, beginnt die Hadronisierung bis keine Wechselwirkungen mehr stattfinden (Freeze-Out) [MAR00].

3 Der ALICE-Detektor am LHC

3.1 Der Large Hadron Collider - LHC

Der bisher größte Teilchenbeschleuniger der Welt, der LHC, steht im Grenzbereich Schweiz-Frankreich. Der Tunnel, in dem sich der LHC-Speicherring befindet, liegt 50 bis 175 Meter unterhalb der Erde und hat einen Umfang von etwa 27 Kilometern.

Protonen und Blei-Ionen werden in verschiedenen Systemen der Reihe nach bis hin zur End-

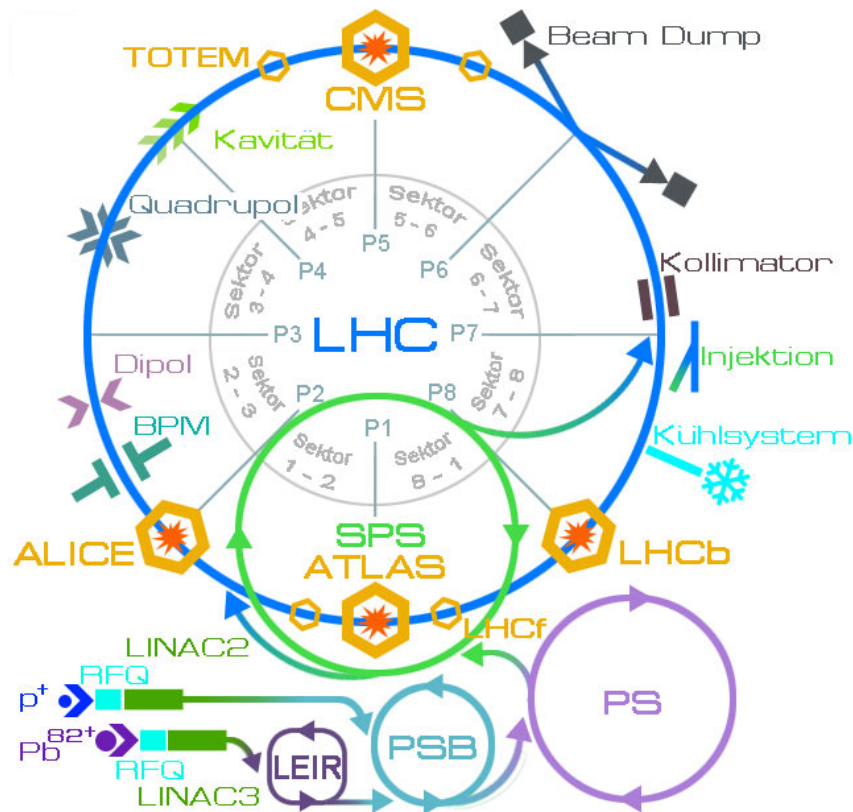


Abbildung 2 – Schematischer Grundriss des LHC mit allen Vorbeschleunigern, sowie der Protonen- und der Blei-Quelle. Angedeutet sind auch technische Details wie Dipolmagnete und Quadrupolmagnete sowie die Kühlung [LHC11]

energie immer weiter beschleunigt. Sie durchlaufen dabei einen *Radio Frequency Quadrupole* (RFQ) und einen *Linear Accelerator* (p: LINAC 2 - Pb: LINAC 3). Die Blei-Ionen werden im *Low Energy Ion Ring* (LEIR) in den ersten kleineren Ringbeschleuniger geleitet und von dort aus in den *Proton Synchrotron Booster* (PSB), während die Protonen direkt vom LINAC in den PSB injiziert werden. Über die beiden Ringbeschleuniger *Proton Synchrotron* (PS) und *Super Proton Synchrotron* (SPS) werden die Protonen oder Blei-Ionen in zwei verschiedenen Richtungen in

den LHC injiziert, wo die Strahlbündel an vier Punkten zur Kollision gebracht werden.

An diesen vier Punkten stehen die großen Experimente (ATLAS, LHCf, LHCb, CMS, TOTEM und ALICE), in denen die entstehenden Teilchenschauer der Kollisionen untersucht werden können.

Die Protonen erreichen im LHC eine Energie von 7 TeV, die Blei-Ionen 2,76 TeV pro Ion. Sie sind in Teilchenpaketen zusammengeschlossen, welche mehrere Millionen einzelne Teilchen enthalten. Eine Protonenfüllung kommt dabei auf 2808 Pakete mit jeweils 115 Milliarden Protonen pro Paket, eine Bleifüllung besteht aus 592 Paketen mit jeweils 70 Millionen Teilchen pro Paket. Stößt ein solches Teilchenpaket mit einem anderen zusammen, kommt es beispielsweise bei p-p-Reaktionen im Schnitt zu 20 Kollisionen, die detektiert werden können [LHC11].

3.2 A Large Ion Collider Experiment - ALICE

Eines der großen Experimente an einem der Kollisionspunkte ist der ALICE-Detektor. Er ist zum genaueren Studium des QGP gebaut und entwickelt worden und soll hauptsächlich die Kollision von Bleikernen untersuchen. Die Detektoren von ALICE befinden sich fast alle innerhalb oder hinter den beiden Magneten, dem L3-Solenoid-Magneten und dem Dipol-Magneten, welche die Teilchen ablenken und so eine Bestimmung der Masse erlauben.

Er ist aus einer Vielzahl unterschiedlichster Detektoren aufgebaut, die sich im zentralen Bereich schalenförmig um den Kollisionspunkt legen. Teilchen, die bei einer Kollision entstehen, durchlaufen zunächst das *Inner Tracking System* (ITS) bestehend aus drei verschiedenen Halbleiterdetektoren, *Silicon Pixel Detector* (SPD), *Silicon Drift Detector* (SDD) und *Silicon Strip Detector* (SSD). Dieser Detektor soll den Kollisionspunkt beziehungsweise die Zerfallspunkte feststellen, Teilchen mit kleineren Impulsen identifizieren und die TPC-Daten bezüglich Impuls und Winkel optimieren [ALI99-ITS].

Die *Time Projection Chamber* (TPC) ist ein mit Gas gefüllter Detektor, an dessen beiden Enden insgesamt 36 MWPCs (*Multi Wire Proportional Chamber*; siehe Kapitel 4.3.4) mit etwa 570.000 einzelnen Pads sitzen, welche die Teilchen auf Ort und Impuls untersuchen können. Die durch Ionisation des Gases entstandenen Elektronen driften durch ein hohes elektrisches Feld zu den Enden, wobei die Driftgeschwindigkeit die entscheidende Komponente ist. Die TPC ist im ALICE einer der wichtigsten Unterdetektoren und produziert die meisten Daten. Hauptaufgabe ist hierbei die Teilchenidentifikation und Impulsbestimmung, aber auch die Verbindung der Spuren vom ITS bis zum *Time of Flight*-Detektor [ALI00-TPC].

Der *Transition Radiation Detector* (TRD) ist durch den Bezug zu dieser Arbeit in Kapitel 5 ge-

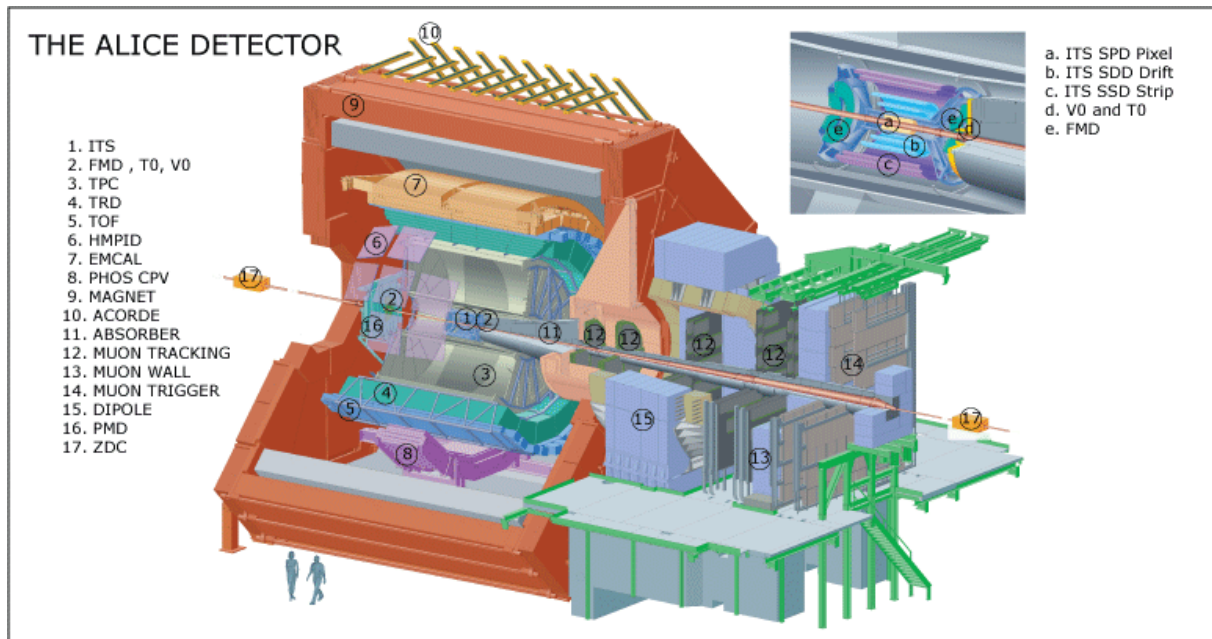


Abbildung 3 – Skizze des ALICE-Detektors am LHC. Innerhalb des großen L3-Magneten (9) mit einer Feldstärke von 0,5 T befinden sich die Detektoren des Zentralbereichs, hinter dem Dipolmagneten (15) mit einer Feldstärke von 0,7 T der Myon-Arm [ALI11]

nauer beschrieben. Er besteht wie die TPC aus vielen MWPCs, die so geschichtet sind, dass die Driftzeit eines Elektrons mit $\sim 2 \mu\text{s}$ weit unterhalb der Driftzeit eines Elektrons in der TPC ($\sim 100 \mu\text{s}$) liegt. Daher dient der TRD auch als Trigger für die TPC, da diese aufgrund der kleinen Ausleserate viele Ereignisse verlieren würde [LHC11].

Hinter dem TRD durchlaufen die Teilchen den schon erwähnten *Time of Flight*-Detektor (TOF), welcher mit einer Genauigkeit von $\sim 100 \text{ ps}$ die Zeit eines Teilchens auf der Strecke zwischen Kollisionspunkt und TOF-Detektor bestimmen kann. Dabei dient er vor allem dazu, zusammen mit dem ITS Teilchen mit hohem Impuls zu identifizieren, während die Teilchen mit kleineren Impulsen durch das ITS und die TPC identifiziert werden können [LHC11].

Der Energiebereich zwischen den vom ITS und TPC und den vom TOF erfassten Teilchen wird vom *High-Momentum Particle Identification Detector* (HMPID) untersucht. Er besteht aus *Ring-Imaging Cherenkov*-Zählern (RICH), die in 7 großen Modulen zwischen TOF und L3-Magnet angebracht sind [ALI11].

Das *Photon Spectrometer* (PHOS) und das *Electromagnetic Calorimeter* (EMCal) sind beides elektromagnetische Kalorimeter. Das PHOS besteht aus über 17.000 Blei-Wolfram-Szintillator-Kristallen, welche hauptsächlich die Energie beziehungsweise die Temperatur der Kollision bestimmen soll [ALI99-PHOS]. Das EMCal dagegen besteht aus über 12.000 Blei-Szintillatoren und dient der genaueren Untersuchung des Jet-Quenching [ALI08-EMCal].

Im *Myon-Spektrometer*, welches durch zwei Absorber vor den Hadronen und Photonen geschützt ist, können Myonen nachgewiesen werden, um so auf Resonanzen schwerer Quarkonia (Quark-Antiquark-Paare ohne Farb- und elektrische Ladung) zu schließen.

Weitere Detektoren zum Triggern, Bestimmen der Kollisions-Parameter oder für andere Messungen sind der *Photon Multiplicity Detector* (PMD) am entgegengesetzten Ende vom Myon-Spektrometer, der *Forward Detector* (FD) bestehend aus dem *Forward Multiplicity Detector* (FMD) und dem *T0*- und dem *V0*- Detektor, sowie die beiden *Zero-Degree Calorimeter* (ZDC) in jeweils 115 m Entfernung vom Kollisionspunkt [ALI11].

4 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie und ihre Detektion

Die entscheidenden Teilchen, die mit dem TRD analysiert werden sollen, sind die Elektronen (Signal) und Pionen (Background). Zur Unterscheidung dieser beiden Teilchen bedient man sich der durch die Elektronen im TRD erzeugten Übergangsstrahlung, also Photonen. Alle drei Teilchen besitzen die Fähigkeit, Hüllenelektronen eines Atoms anzuregen oder diese herauszuschlagen und die Atome damit zu ionisieren. Das folgende Kapitel gibt einen kurzen Überblick über die Wechselwirkung von geladenen Teilchen und von Photonen mit Materie.

4.1 Wechselwirkung von geladenen Teilchen mit Materie

4.1.1 Energieverlust pro durchdrungene Wegstrecke - Bethe-Bloch Formel

Die nach der Kollision und durch Zerfälle entstehenden Teilchen (z.B. Elektronen und Pionen) sind meist geladene Teilchen. Für geladene Teilchen, die schwerer als ein Elektron sind, gilt für den Energieverlust beim Durchgang durch Materie die Bethe-Bloch Formel [LEO94]

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2 W_{max}}{I^2 (1 - \beta^2)} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (1)$$

mit der Kernladungszahl Z , Massenzahl A , Ionisationsenergie I und Dichte ρ des Mediums, dem maximalen Energieübertrag eines einzelnen Stoßes W_{max} , dem klassischen Radius r_e und der Masse m_e eines Elektrons, der Avogadrokonstante N_A und der Lichtgeschwindigkeit c , der Ladung z und Geschwindigkeit v des Teilchens und mit $\beta = v/c$. In den letzten Termen sind δ (Dichtekorrekturterm) und C (Schalenkorrekturterm) Korrekturfaktoren, die bei sehr hohen beziehungsweise sehr niedrigen Geschwindigkeiten zum Tragen kommen.

Für kleine Geschwindigkeiten hat das Teilchen genügend Zeit, mit den Atomen des Mediums zu interagieren und hat daher einen hohen Energieverlust. Wird durch die Geschwindigkeit das Produkt $\beta \cdot \gamma \sim 3$ (mit $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, Lorentzfaktor), so erreicht der Energieverlust ein charakteristisches Minimum bei etwa $1 - 2 \frac{\text{MeV}}{\text{g/cm}^2}$. Teilchen in diesem Bereich werden auch *Minimum Ionizing Particles* (MIPs) genannt.

Für Elektronen gilt ein etwas anderer Energieverlust, da sie gerade bei Wechselwirkung mit Hüllenelektronen in den Bereich der Ununterscheidbarkeit kommen. Zudem verlieren sie aufgrund ihrer geringen Masse wesentlich mehr Energie durch Bremsstrahlung.

Abbildung 4 zeigt, wie groß der Energieverlust pro Längeneinheit in einem Medium in Abhängigkeit vom Impuls des Teilchens ist. Geladene Teilchen (außer Elektronen) zeigen denselben charakteristischen Abfall und leichten Anstieg zu höheren Impulsen hin. Bei Elektronen ist der Abfall aus genannten Gründen nicht zu sehen. Dadurch lassen sich beispielsweise Pionen und Elektronen voneinander unterscheiden

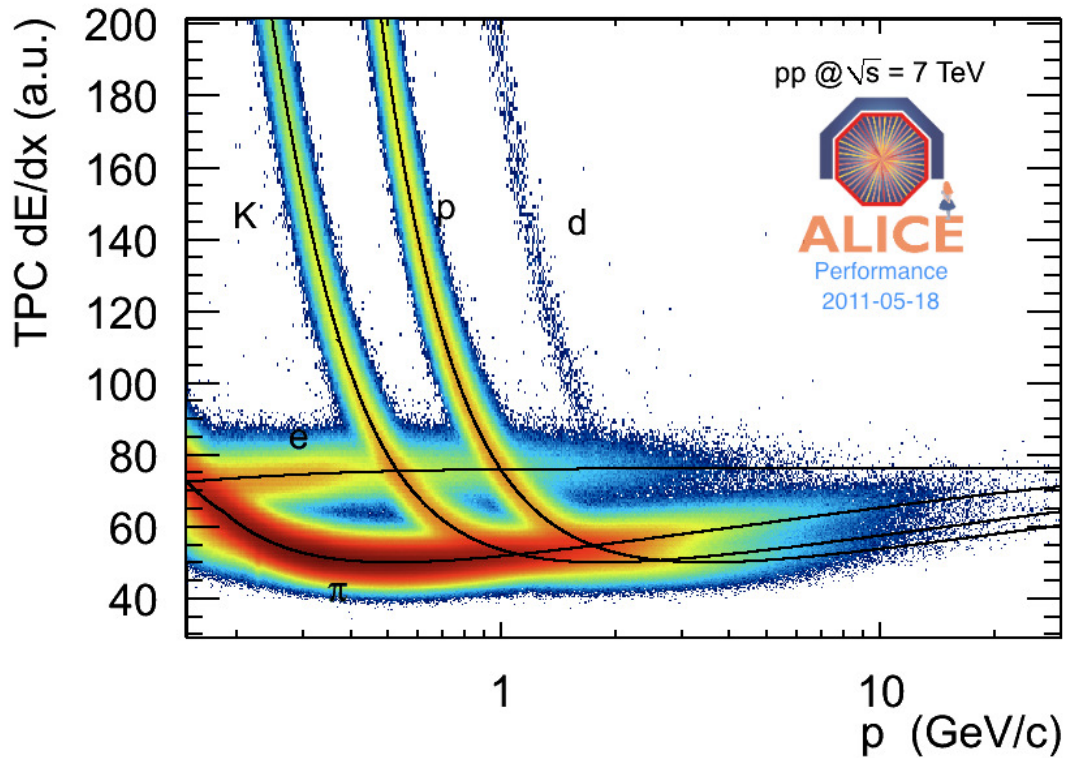


Abbildung 4 – Energieverlust von Pionen, Kaonen, Protonen und Elektronen pro Längeneinheit, aufgetragen gegen den Impuls des Teilchens [KAL11]

4.1.2 Übergangsstrahlung - γ -Strahlung

Der *Transition Radiation Detector* detektiert, wie der Name schon sagt, Übergangsstrahlung. Diese entsteht, wenn hochenergetische Teilchen durch Medien verschiedener Permittivität fliegen. Es lässt sich in etwa so vorstellen, dass die hochenergetischen Teilchen die Dipole im Medium zu Strahlung anregen, deren Strahlung sich normalerweise destruktiv überlagert. Beim Übergang an einer Grenzschicht in ein Medium einer anderen Permittivität ändert sich auch die Phase der Wellenzüge der Strahlung und sie interferieren nicht mehr vollständig destruktiv. Im Falle des TRD wird dies durch den Radiator erreicht, welcher in Kapitel 5.1.1

genauer erläutert ist. Ab einem Lorentz-Faktor von etwa $\gamma \sim 1000$ lassen sich damit Pionen und Elektronen sehr gut unterscheiden [ALI01-TRD], da sich dann die Wellenzüge konstruktiv überlagern.

Die Strahlung, die bei solchen Übergängen entsteht, ist γ -Strahlung (Photonen) im Bereich des Röntgenspektrums. Die Wechselwirkung dieser Strahlung mit Materie ist im Folgenden erläutert.

4.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Tritt γ -Strahlung (Photonen) in ein Medium, fällt die Intensität in Abhängigkeit der zurückgelegten Strecke im Medium oder der Schichtdicke des Mediums x exponentiell ab. Es gilt das Absorbtionsgesetz [WES10]

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\frac{x \cdot \sigma \cdot N_A}{A}} \quad (2)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt σ für Photon-Absorption, N_A als Avogadro-Konstante und der Molmasse A der durchstrahlten Materie. Der Wirkungsquerschnitt σ ist von der Ladungszahl Z abhängig. Die Größe

$$\mu = \frac{\sigma \cdot N_0}{A} \quad (3)$$

wird definiert als Massenabsorptionskoeffizient. Er gilt jedoch nur für monochromatische Strahlung, da σ stark wellenlängen- und damit energieabhängig ist. Dies hängt mit den möglichen Wechselwirkungsarten der Absorption zusammen, die γ -Quanten auf Materie ausüben. Die Wichtigsten sind dabei Photo-Effekt, Compton-Effekt und Paarbildung. Diese drei Formen der Wechselwirkung tragen in bestimmten Energiebereichen verschieden stark bei.

4.2.1 Primärprozesse

- **Photo-Effekt**

Trifft ein γ -Quant mit einer Energie $\lesssim 100$ keV auf ein Atom, so wird dieses von einem Elektron absorbiert, sodass das Elektron aus der Bindung gelöst wird [PRA04]



Dazu muss die Energie des γ -Quants $E_\gamma = h\nu$ mindestens so groß sein wie die Bindungsenergie des Elektrons E_B . Durch die verschiedenen Schalen, auf denen sich die Elektronen befinden, entstehen so die typischen Absorptionskanten. Die kinetische Energie des

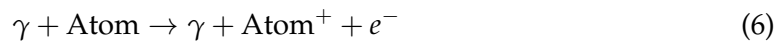
Elektrons folgt aus der Differenz der Energie des γ -Quants und der Bindungsenergie, also:

$$E_{kin,e^-} = h\nu - E_B \quad (5)$$

Für den Wirkungsquerschnitt σ ergibt sich beim Photo-Effekt eine Proportionalität zu Z^5 .

- **Compton-Streuung**

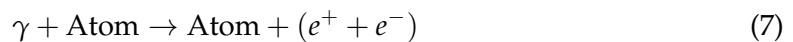
Stößt ein γ -Quant an ein freies Elektron, so werden beide Teilchen gestreut. Dabei gibt das Quant einen Teil seiner kinetischen Energie an das Elektron ab. Die Energie des γ -Quants verändert sich zu $h\nu'$ und besitzt damit eine kleinere Frequenz als vorher ($\nu' < \nu$). Im Fall eines Elektrons aus einer Schale eines Atoms kann das γ -Quant dem Elektron so viel Energie geben, dass dieses die Hülle verlassen kann und somit zu einem freien Elektron wird [PRA04].



Der Bereich, in dem die Compton-Streuung die anderen Effekte überwiegt, liegt in etwa bei $100 \text{ keV} \lesssim E_\gamma \lesssim 1 \text{ MeV}$. Der Wirkungsquerschnitt σ ist proportional zu Z .

- **Paarbildung**

Erreicht ein γ -Quant mindestens die Gesamtenergie aus der Summe der Ruhemassen von Elektron und Positron ($2 \cdot 511 \text{ keV} = 1022 \text{ keV}$) bedingt durch die Energieerhaltung, dann können sich aus einem γ -Quant eben genannte Teilchen bilden. Die Impulserhaltung fordert zusätzlich ein drittes Teilchen, zum Beispiel ein Atomkern, mit dem das γ -Quant wechselwirkt [PRA04].



Die übrige Energie wandelt sich in die kinetische Energie des entstandenen Positrons und Elektrons um.

Der inverse Vorgang zur Paarbildung ist die Paarvernichtung:



Der Wirkungsquerschnitt σ der Paarbildung ist proportional zu Z^2 .

4.2.2 Sekundärprozesse

- **Auger-Prozess**

Wird beim Photoeffekt ein Elektron aus einer inneren Schale herausgelöst, so kann das

dadurch entstehende Loch aufgrund der niedrigen energetischen Lage durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt werden. Dabei wird Energie emittiert, die gerade so groß ist, dass ein weiteres Elektron durch diese Energie die Atomhülle verlassen kann. Dieses Elektron wird dann als Auger-Elektron bezeichnet.

Dieser Prozess tritt primär bei Atomen einer Ordnungszahl $Z \leq 32$ auf. Bei höheren Ordnungszahlen ist der Röntgenübergang wahrscheinlicher.

• Röntgenübergänge

Statt eines Elektrons kann beim Übergang eines Elektrons von einer höheren in eine tiefere Schale die Energie als Photon emittiert werden. Dabei gelten die Dipolauswahlregeln:

$$\Delta l = \pm 1 \quad \Delta j = 0, \pm 1 \quad (9)$$

Durch die Emission dieser Strahlung entsteht die charakteristische Röntgenstrahlung (K-Linien, L-Linien, ...)

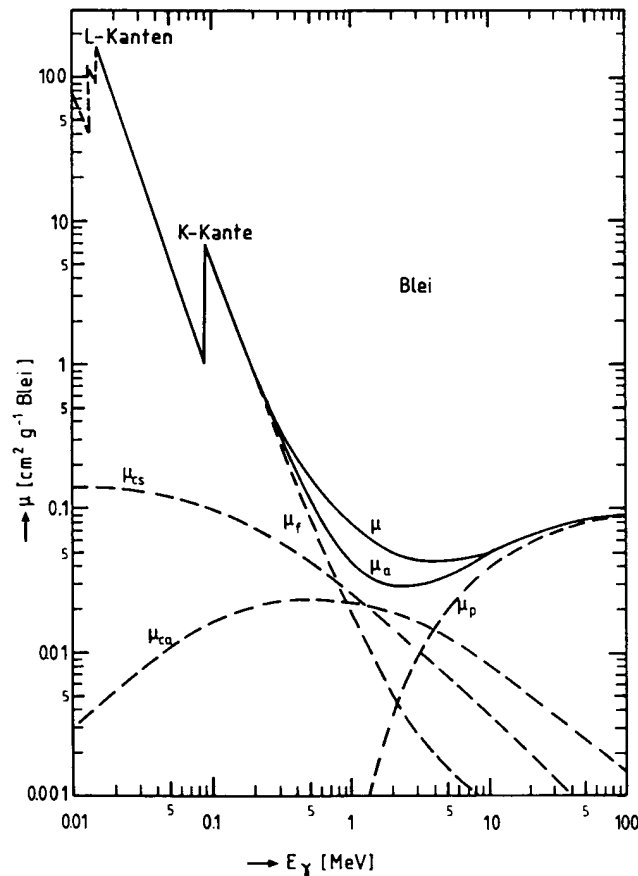


Abbildung 5 – Gesamter Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Blei (durchgezogene Linie) und die einzelnen Bestandteile (gestrichelte Linien) in Abhängigkeit der Energie des Photons [FAB08]

4.3 Gas-Ionisations-Detektoren

Zur Detektion und Analyse geladener Teilchen oder von γ -Strahlung benutzt man häufig Gas-Detektoren. Sie bestehen im Groben aus einer Kammer, in der ein Gas oder Gasgemisch enthalten ist. In der Kammer befinden sich weiterhin eine Anode und eine Kathode (wobei meistens das Gehäuse selbst die Kathode ist), die über eine Spannung aufgeladen sind und so innerhalb der Kammer ein elektrisches Feld erzeugen. Die hochenergetischen geladenen Teilchen oder Photonen, die durch das Gas dringen, ionisieren dieses und erzeugen Elektron-Ionen-Paare, die zu den beiden Elektroden driften. Das Signal, welches dadurch entsteht, gibt anschließend je nach Detektor Aufschluss über die durch Ionisation abgegebene Energie, oder nur über die Tatsache, dass ein Teilchen detektiert wurde.

4.3.1 Ionisationskammer

Die einfachste Art der Detektion ist eine Ionisationskammer. Sie ist entweder mit zwei Platten als Elektroden realisiert, welche wie bei einem Plattenkondensator ein elektrisches Feld erzeugen, oder mit einem Draht als Elektrode (Anode) auf der Achse eines zylinderförmigen Gehäuses (Gegenelektrode, Kathode). Bei letzterem bildet sich um den Draht je nach anliegender Spannung ein höheres Feld als im Bereich des Gehäuses. Als Zählgas kann sowohl Luft als auch andere Gase wie zum Beispiel Edelgase genommen werden.

Bei einer Ionisationskammer ist die angelegte Spannung nur so hoch, dass noch keine Gasverstärkung stattfindet. Es tragen also genau die durch die Ionisation erzeugten Elektronen und Ionen dazu bei, dass ein Stromimpuls gemessen werden kann, welcher damit proportional zur durch das Teilchen abgegebenen Energie ist.

Ein Nachteil der Ionisationskammer ist, dass das Signal je nach abgegebener Energie im Extremfall sehr klein sein kann und damit schwer zu detektieren ist.

4.3.2 Proportional-Zählrohr

Ein Proportional-Zählrohr ist wie eine Ionisationskammer aus einem zylindrischen Gehäuse (Kathode) aufgebaut, in dem sich ein Draht (Anode) befindet. Die angelegte Hochspannung ist hier jedoch so groß, dass in der Nähe des Drahtes die Elektronen derart beschleunigt werden, dass sie eine Lawine an Elektronen auslösen, die sich als Elektronenwolke auf den Draht

zubewegt. Die positiven Atomrümpfe driften um ein Vielfaches langsamer in Richtung Gehäuse. Dieser Effekt wird als Gasverstärkung bezeichnet.

Als Zählrohrgas dient ein Edelgas, welches hauptsächlich ionisiert wird. Neben dem Edelgas ist zusätzlich ein sogenanntes Löschgas zu einem kleinen Prozentsatz eingelassen, da bei der Gasverstärkung durch das Ionisieren des Edelgases weitere Photonen durch die Sekundärprozesse entstehen, die eine Sekundäremission von Elektronen hervorrufen und damit eine permanente Gasentladung zur Folge haben könnten. Das Löschgas, in der Regel ein mehratomiges, unpolares Gas wie Ethanol oder Kohlenstoffdioxid, verhindert diesen Effekt, in dem es diese Photonen absorbiert.

Das Signal, welches gemessen wird, ist proportional zur im Detektor deponierten Energie des Teilchens, welches das Gasvolumen durchkreuzt hat, und gibt daher beispielsweise bei bekanntem Teilchen (also bekannter Masse) Rückschluss auf den Impuls des Teilchens. Da außerdem die Signale aufgrund der Gasverstärkung um ein Vielfaches größer als in einer Ionisationskammer sind (bei gleichem Impuls des Teilchens), ist das Proportional-Zählrohr in diesem Sinne eine optimierte Ionisationskammer.

In Abbildung 6 sind die verschiedenen Bereiche eines Zählrohres zu sehen. Bei kleinen Spannungen ist das Feld nicht groß genug, um die Rekombination von Elektron und Ion zu verhindern (I). Anschließend kommt das Plateau, in dem Ionisationskammern arbeiten (II) und schließlich der proportionale Bereich (beziehungsweise der Bereich der beschränkten Proportionalität) (III).

4.3.3 Geiger-Müller-Zählrohr

Geht man zu noch höheren Spannungen über (siehe Abbildung 6), so kommt man in den Bereich des Geiger-Müller-Zählrohres (IV). Hier löst das einfallende Teilchen die Ionisation aus, wobei jedes dabei entstehende Elektron für sich eine lawinenartige Reaktion hervorruft und so das Zählrohr in eine Sättigung bringt, in der keine Trennung nach der Energie mehr möglich ist. Es ist somit nur noch detektierbar, *ob* ein Teilchen durch das Zählrohrvolumen geflogen ist und einen Puls verursacht hat.

Typischerweise sind Geiger-Müller-Zählrohre mit einem Lautsprecher ausgestattet und werden für konventionelle Messungen von Radioaktivität genutzt, da die Signale sehr groß und damit elektronisch leicht zu messen sind. Es ist jedoch zu beachten, dass die Spannung nicht über den Arbeitsbereich des Geiger-Müller-Zählrohres hinaus geht, da dies eine vollständige und vor allem dauerhafte Entladung zur Folge haben kann, was eine weitere Detektion von

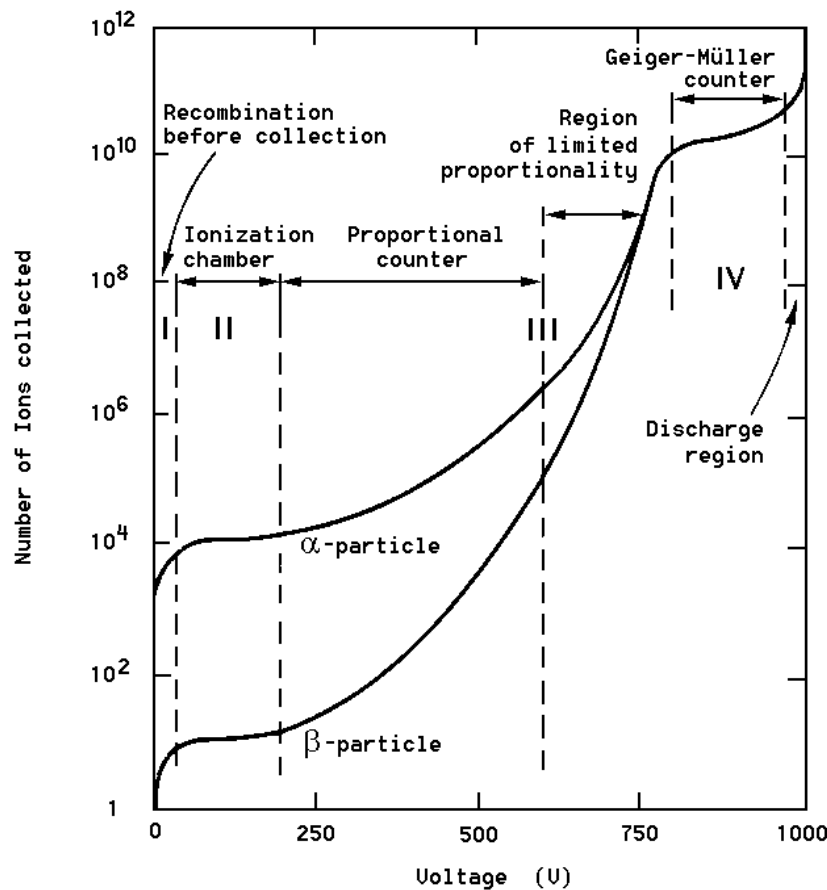


Abbildung 6 – Zählrohrcharakteristik eines Gas-Ionisation-Zählrohres. Aufgetragen ist die Zahl der Ionen gegen die angelegte Hochspannung [SAU77]

Teilchen verhindern würde.

4.3.4 Vieldrahtkammer - MWPC

Die Weiterentwicklung einfacher Zählrohre wie die bisher genannten ist die Vieldrahtkammer (Multiwire Proportional Chamber, MWPC). Mit dem Bestreben, nicht nur den Energieverlust des Teilchens, sondern auch den Ort bestimmen zu wollen, kann man entweder viele Zählrohre nebeneinander stellen, oder (vom Prinzip her identisch) statt einem Draht im Zählrohrvolumen mehrere Drähte einbauen.

Das resultierende elektrische Feld, in dem die Elektronen driften, ist über weite Strecken nahezu parallel und zeigt nur in der Nähe der Drähte eine Krümmung zu diesen auf (siehe Abbildung 7). Auf diese Art und Weise driften die auf der gesamten durchkreuzten Strecke erzeugten Elektronen nicht mehr nur zu einem Draht, sondern jedes Elektron bis zur Auflösungsgrenze des Detektors entlang des Feldes an den entsprechenden Draht, dessen Feldlinien

den Punkt kreuzen, an dem sie erzeugt worden sind. Unterteilt man zudem die Kathode in Streifen quer zu den Drähten, so bekommt man eine zweidimensionale Ortsauflösung.

Um eine dreidimensionale Auflösung zu erzeugen, können mehrere Vieldrahtkammern so übereinander gelegt werden, dass die Anoden-Drähte jeweils um 90° gedreht sind und somit quasi ein Gitter aus Drähten entsteht.

Neben der Geschwindigkeit des Teilchens, die sich aufgrund der Proportionalität feststellen lässt, kann man nun auch die Bahn des Teilchens rekonstruieren. Legt man zusätzlich noch ein magnetisches Feld an, so krümmen sich die Trajektorien der Teilchen derart, dass auch eine Bestimmung der Masse des Teilchens möglich ist und so ein Teilchen identifiziert werden kann.

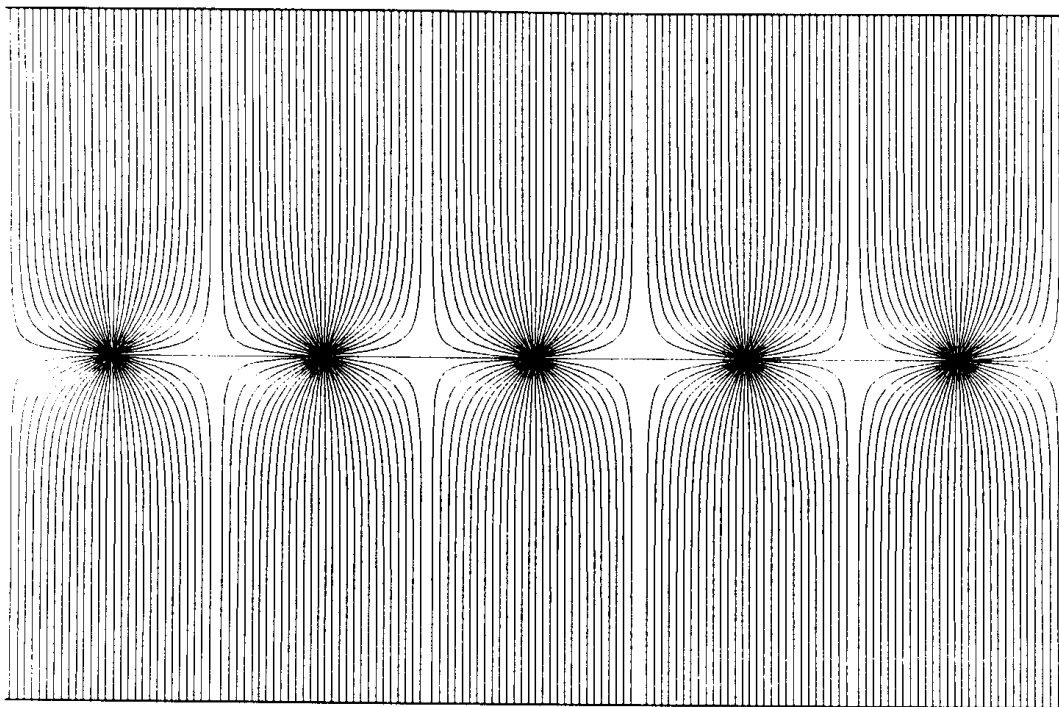


Abbildung 7 – Schema der Feldlinien einer Vieldrahtkammer mit den Drähten in der Mitte und der Kathode am oberen und unteren Ende [FAB08]

4.3.5 Time Projection Chamber - TPC

Eine weitere Möglichkeit, um eine dreidimensionale Spur-Rekonstruktion zu erhalten, ist die TPC (oder auch Driftkammer). Sie ist vom Prinzip her wie eine Vieldrahtkammer aufgebaut. Die Primärelektronen driften in einem homogenen elektrischen Feld in Richtung Anoden-Draht und erzeugen dort durch Gasverstärkung das Signal. Ein externer Trigger erzeugt ein

Startsignal für eine Zeitmessung, welche durch das Signal beendet wird. Ist die Driftgeschwindigkeit im verwendeten Gas bekannt, kann so der Ort bestimmt werden, an dem das Teilchen das Gas ionisiert hat. Die Driftgeschwindigkeit hängt dabei von mehreren Parametern ab, die mehr oder weniger steuerbar sind. Sowohl der Außendruck als auch die Temperatur, im Übrigen also das Wetter, sowie die genaue Gaszusammensetzung der Gasmischung (indirekt auch die Durchfluss-Rate), als auch die elektrische (und magnetische) Feldstärke, in der die Elektronen driften spielen eine Rolle.

Im Falle des ALICE-Experimentes kann das ITS beispielsweise das externe Startsignal für die TPC liefern, welche eine Driftstrecke von bis zu zweieinhalb Meter zum jeweiligen Detektorende hat, in der die Elektronen bis zu $90\ \mu\text{s}$ in Richtung Anodendrähte driften. Auch der TRD ist ein Detektor mit einer Driftstrecke, welche, verglichen mit der TPC, um ein Vielfaches kleiner ist und erlaubt durch die Bauweise ein dreidimensionales Tracking. Um im verwendeten System in Münster die Driftgeschwindigkeit genau bestimmen zu können, wurde die GOOFIE-Apparatur gebaut, die ebenfalls im nächsten Kapitel erklärt wird.

5 Transition Radiation Detector und GOOFIE

5.1 Transition Radiation Detector - TRD

5.1.1 Design

Der TRD ist zwischen TPC und TOF installiert. Er besteht aus insgesamt 18 Supermodulen, die zusammengesetzt die ringförmige Struktur ergeben. Jedes dieser Supermodule besteht seinerseits aus kleineren Segmenten, den *Auslesekkammern*, welche in 6 Lagen (radiale Richtung, r) und 5 Stacks (longitudinale Richtung, z) angeordnet sind (siehe Abbildung 8). Von den insgesamt 540 Segmenten sind nur 522 eingebaut, da für den PHOS-Detektor drei komplette Stacks weggelassen wurden, um die Strahlungslänge zum Detektor zu minimieren [EMS10]. Jede Auslesekkammer ist eine Zusammenstellung mehrerer Elemente: Radiator, einer MWPC mit ausgedehnter Driftstrecke und der Ausleseelektronik. Die Vieldrahtkammern sind in Pads unterteilt, in z -Richtung im inneren Stack 12 und in den anderen vier Segmente je 16. In radialer Richtung befinden sich pro Kammer 144 Anodendrähte. Insgesamt ergeben sich damit für jede Kammer 1728-2304 Kanäle, also für den gesamten TRD ca. $1,15 \times 10^6$ Kanäle [ALI01-TRD].

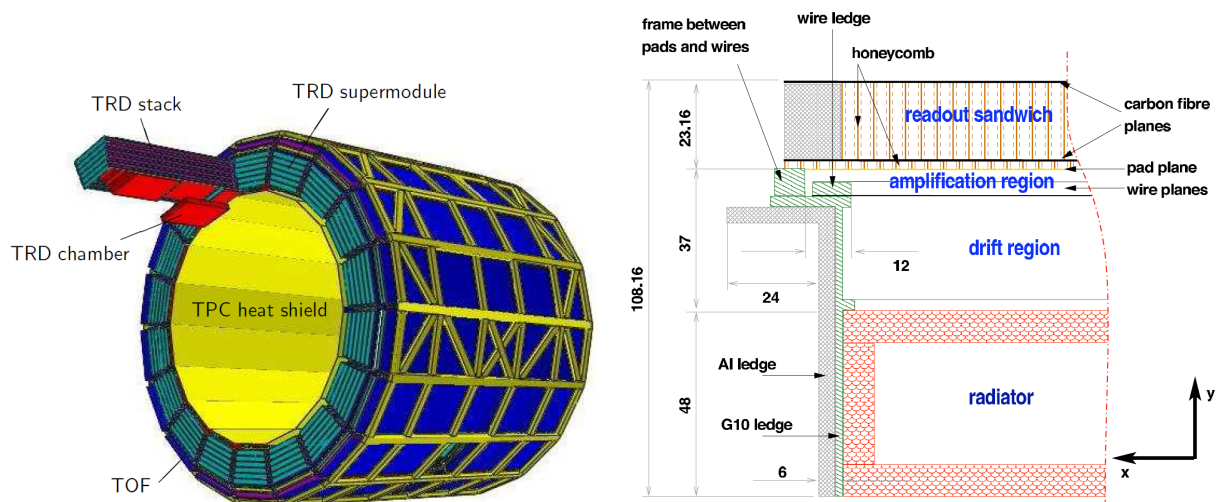


Abbildung 8 – Links: Schematischer Aufbau des gesamten TRD-Moduls im ALICE-Detektor mit insgesamt 540 einzelnen Segmenten, verteilt auf 18 Supermodule [ALI08]. Rechts: Auslesekkammer mit Radiator, Drift-Strecke, Verstärkungsbereich und der Elektronik [EMS10]

- Radiator

Der Radiator erfüllt mehrere Funktionen gleichzeitig. Im Kern besteht er aus Polypropylen-Fasern, welche den Hauptanteil der Übergangsstrahlung erzeugen. Sie sind in einem Gitter aus Rohacell-Schaum eingebettet, welcher diese Zellen auch gleichzeitig von oben und unten verschließt und so Stabilität und Festigkeit bietet, ohne die Übergangsstrahlung wieder zu absorbieren. Verstärkt wird dieses Sandwich durch eine Glasfaser-Schicht. Zusammen mit der letzten Schicht auf dem Radiator, einer dünnen Lage mit Aluminium beschichtetem Mylar, welche neben hoher mechanischer und thermischer Stabilität auch Transparenz aufweist und so sowohl Eintrittsfenster für die Strahlung als auch Elektrode für die Driftkammer und Dichtung für das Gasvolumen darstellt, nimmt der Radiator eine gesamte Höhe von nur 48 mm ein.

Die im Radiator erzeugte Übergangsstrahlung weist typischerweise Energien von 1-30 keV auf [ALI01-TRD].

- Drift- und Verstärkungsbereich

Die Elektronen, die einerseits direkt durch die Teilchen durch Ionisation und andererseits durch die Photonen der Übergangsstrahlung erzeugt werden, driften in einem Driftbereich von 30 mm und in einem elektrischen Feld von 700 V/cm zwischen der geerdeten Elektrode und den Kathoden-Drähten in Richtung Anodendrähte. Diese sind wie bei einer MWPC parallel angeordnet und mit den Kathodenstreifen in Pads unterteilt (siehe auch Abbildung 9). Zwei für diesen Bereich wichtige Parameter sollen in dieser Arbeit untersucht werden. Zum einen die Driftgeschwindigkeit, mit der sich die Elektronen durch das Gas (unter bestimmten Bedingungen) bewegen und zum anderen die Gasverstärkung, die im Verstärkungsbereich durch das hohe Feld um die Anodendrähte entsteht.

Im ALICE-Detektor wird die Driftkammer mit einem Gasgemisch aus 85% Xenon und 15% CO₂ gefüllt sein und eine Höhe von 37 mm haben. Für die notwendigen Test vor Ort in Münster ist eine kostengünstigere Variante aus 82% Argon und 18% CO₂ gewählt worden⁵.

Über eine weitere honigwabenförmige Struktur über dem Drift- und Verstärkungsbereich sitzen die Chips zum Auslesen, neben den Glasfasern für die Datenübertragung und der

⁵Für eine ausführliche Beschreibung des in Münster installierten Gassystems ist die Diplomarbeit von Helge Grimm zu empfehlen [GRI09]

Wasserkühlung. Diese Struktur bildet zusammen mit dem Radiator eine genügend stabile Konstruktion, dass die Driftkammer bei leichtem Überdruck betrieben werden kann, ohne übermäßig mechanisch beeinträchtigt zu werden.

5.1.2 Funktion und Eigenschaften des Detektors

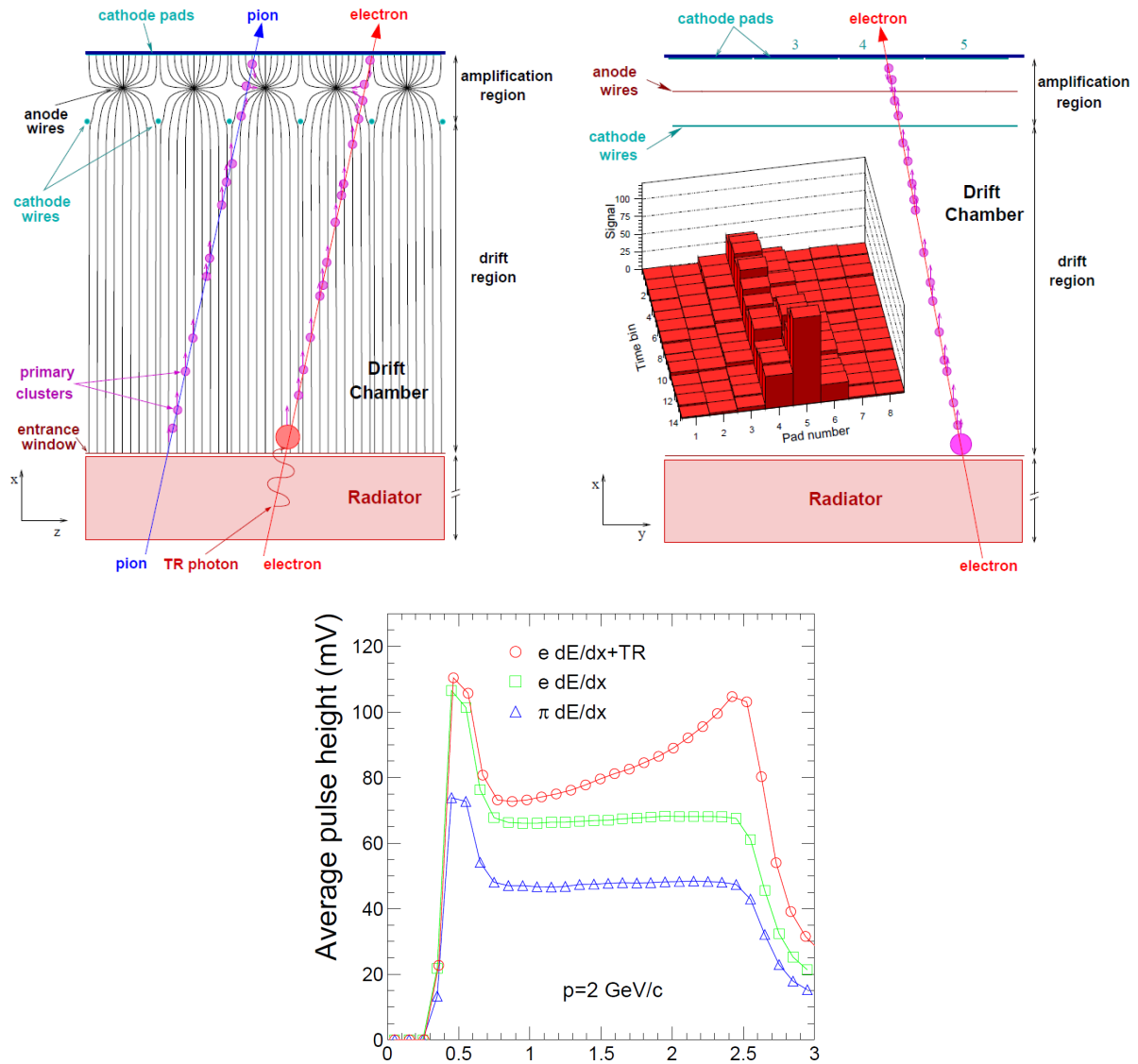


Abbildung 9 – Schematischer Schnitt durch eine Kammer (Links oben: rz -Richtung. Rechts oben: ry - bzw. rp -Richtung). Sowohl Pionen als auch Elektronen ionisieren das Gas und hinterlassen eine Elektronenspura (kleine Punkte), die Elektronen erzeugen zudem noch Übergangsstrahlung (großer Punkt). Unten: Pulshöhe des Signals aufgetragen gegen die Driftzeit für Pionen und Elektronen (mit und ohne Übergangsstrahlung) bei einem Impuls von 2 GeV/c [ALI08]

Eine der Hauptaufgaben des TRD ist es, Pionen und Elektronen voneinander zu trennen. Relativistische Teilchen erzeugen beim Durchqueren der Kammer eine Spur aus Elektronen durch Ionisation des Gases. Ab einem Lorenz-Faktor von $\gamma \sim 1000$ erzeugen leichte Teilchen zudem noch Übergangsstrahlung im Radiator, deren Photonen ebenfalls Elektronen im Driftbereich erzeugen. Typischerweise entsteht dabei ein Elektron pro Photon. Sowohl die von den Photonen erzeugten Elektronen als auch die direkt erzeugten Elektronen driften im homogenen elektrischen Feld des Driftbereiches mit konstanter Geschwindigkeit bis hin zum Verstärkungsbereich. Dort lösen sie am Anodendraht das Signal aus [ALI01-TRD].

Betrachtet man nun Pionen und Elektronen im vom TRD untersuchten Impuls-Bereich (siehe Abbildung 9), so liegt ein Unterschied in der im Detektor deponierten Energie vor. Sie ist (bei gleichem Impuls) bei Elektronen deutlich höher als bei Pionen. Aufgrund der höheren Masse (und der damit verbundenen niedrigeren Geschwindigkeit) der Pionen sind die Elektronen schneller und geben nach Bethe-Bloch pro Wegstrecke mehr Energie ab (siehe Gleichung 1). Der Peak bei $\sim 0,5 \mu\text{s}$ stellt dabei die Elektronen dar, die direkt im Verstärkungsbereich erzeugt werden und sich so von oben und unten auf die Anodendrähte zubewegen können. Ein zweites Kriterium liefert die Übergangsstrahlung. Da die Pionen langsamer als die Elektronen sind, erzeugen nur die Elektronen (im vorgesehenen Impulsbereich von $\geq 1 \text{ GeV}/c$) Übergangsstrahlung. Die dadurch von den Photonen erzeugten Elektronen bewegen sich durch die volle Driftstrecke. Es resultiert im Diagramm in Abbildung 9 ein zweiter Peak bei $\sim 2,5 \mu\text{s}$ Driftzeit. Elektronen lassen sich anhand dieser Kriterien identifizieren und analysieren.

5.2 Das GOOFIE-System

Um am Standort Münster die zusammengebauten Supermodule fortwährend überprüfen, testen und kalibrieren zu können, ist der 2001 in Heidelberg konstruierte Messaufbau zur Messung der Driftgeschwindigkeit als Diplomarbeit von F. Poppenborg [POP11] weiterentwickelt und optimiert worden. Die Abkürzung GOOFIE steht dabei für „*Gas prOportional cOunter For drIfting Electrons*“. Der GOOFIE-Aufbau besteht wie auch der TRD aus einer Driftstrecke, in der ein homogenes und konstantes elektrisches Feld variabler Stärke erzeugt wird. An bestimmten Stellen sind Proportionalzählrohre angebracht, mit denen die Driftzeit bestimmt werden kann [POP11].

5.2.1 Funktionsweise

Abbildung 10 zeigt schematisch den Aufbau des GOOFIE-Experiments: Im Abstand von 102 mm sind zwei radioaktive Quellen angebracht, deren Strahlung durch eine Blende quer durch die Driftstrecke geht und am anderen Ende des Driftvolumens durch das 17 mm entfernte und 4 mm² große Eintrittsfenster eines Proportionalzählrohres detektiert wird. Als Quelle dienen zwei Americium-241 α -Strahler mit einer Aktivität von 41,4 kBq und 45,6 kBq. Die α -Strahlung ionisiert im Driftbereich die Gasmoleküle und erzeugt dadurch Elektronen, welche sich in Richtung Stopp-Zähler bewegen, der ebenfalls durch ein Proportional-Zählrohr realisiert ist. Sowohl der Driftkanal als auch die drei Proportionalzählrohre sind über ein zusammenhängendes Gasvolumen mit einer Gasmischung befüllt.

Die beiden α -Strahler liefern in den Start-Zählern S1 und S2 jeweils ein Startsignal, die im

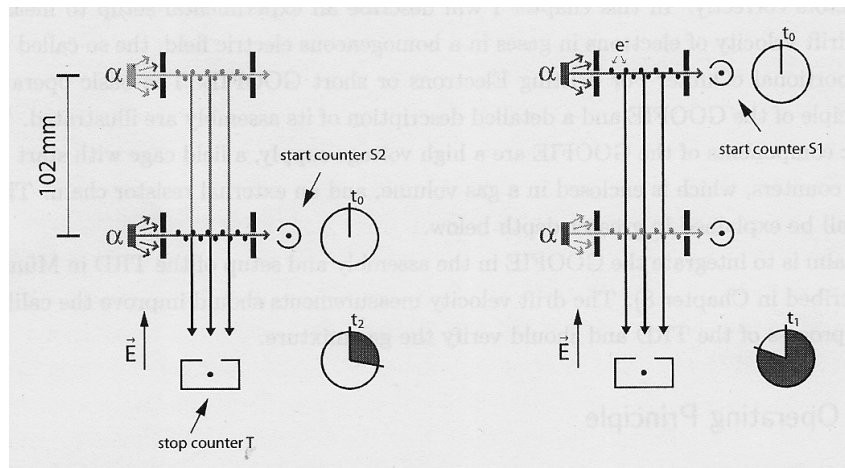


Abbildung 10 – Schematischer Aufbau des GOOFIE. Links: Start-Zähler S2 verursacht eine Driftgeschwindigkeit t_2 . Rechts: Start-Zähler S1 verursacht eine Driftgeschwindigkeit $t_1 > t_2$. Die Differenz ergibt die Driftzeit auf der Strecke zwischen beiden Start-Zählern [POP11]

Driftkanal bis zum Stopp-Zähler T gedrifteten Elektronen das Stopp-Signal. Es ergeben sich zwei verschiedene Driftzeiten, die, wenn sie voneinander subtrahiert werden, die Driftzeit der Elektronen auf der Strecke zwischen den beiden Start-Zählern ergeben. Aus dem Abstand und der Zeit ergibt sich schließlich die gesuchte Driftgeschwindigkeit.

Der Vorteil von zwei Start-Zählern (im Gegensatz zu einem Start-Zähler) ist einmal, dass Unterschiede und Zeitdifferenzen, die durch die Start-Zähler verursacht werden durch die Subtraktion wegfallen, da die beiden Zähler identisch aufgebaut sind. Zweitens wird als Driftstrecke auch nur ein Bereich genommen, in dem wirklich ein homogenes Feld anliegt und

nicht noch der Verstärkungsbereich des Stopp-Zählers.

5.2.2 Driftkanal und Hochspannung

Der Feldkäfig ist wie ein Turm aus 24 Stahlplatten aufgebaut, die alle einen Abstand von 5,5 mm zueinander haben und in deren Mitte sich ein Loch mit 12 mm Durchmesser für den Driftkanal befindet. Bei Position 4 und 21 sitzen spezielle Platten, die das radioaktive Präparat und das Proportional-Zählrohr enthalten. Am unteren Ende ist der Stopp-Zähler mit einem Abstand von 5,5 mm zwischen Detektor und letzter Stahlplatte angebracht (siehe Abbildung 11, links).

An der obersten Stahlplatte liegt eine negative Hochspannung an, an der unteren eine positi-

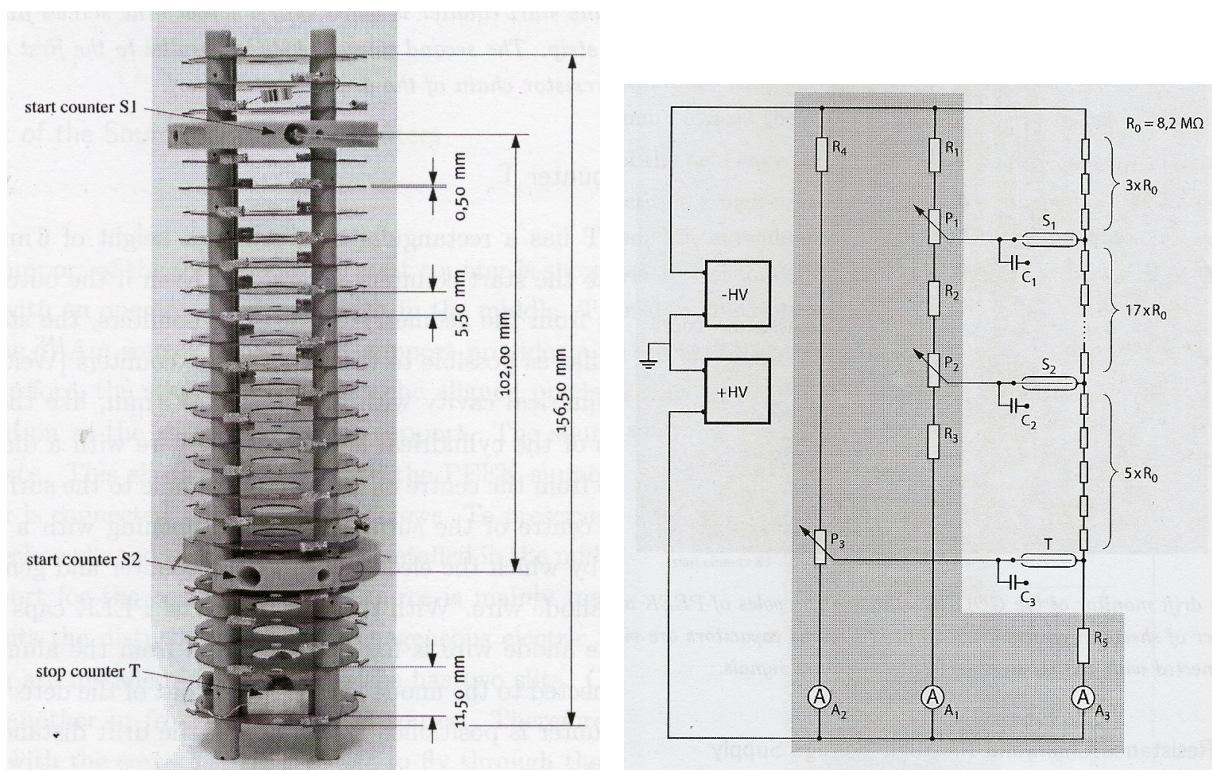


Abbildung 11 – Links: Innenansicht der Driftstrecke mit exakten Maßangaben und den drei Proportional-Zählrohren. Rechts: Schaltbild des GOOFIE; alle im grau umrahmten Feld befindlichen Elemente sind von außen zugänglich und regel- bzw austauschbar [POP11]

ve Hochspannung. Diese lässt sich von außen über zwei Steuergeräte einstellen, die negative Spannung bis maximal -35000 V, die positive bis maximal +20000 V. Sowohl die Stahlplatten als auch die Gehäuse der Proportional-Zählrohre sind über 8,2 MΩ-Widerstände miteinander verbunden. Damit ist für jedes Zählrohr die Spannung der Kathode (also der Außenhülle)

durch die Widerstandskette je nach angelegter Hochspannung vorgegeben.

Die Hochspannung zwischen Kathode und Anoden-Draht der Proportional-Zählrohre kann ebenfalls von außen über Potentiometer auf eine maximale Differenz von 1200 V gestellt werden. Um die Anodendrähte nicht durch Überschlüsse zu zerstören, gibt es für die verschiedenen Hochspannungsbereiche des Feldbereiches im Abstand von 1500 V jeweils ein eigenes Schaltmodul aus mehreren Widerständen, welches austauschbar ist. Während der Messungen dieser Arbeit war ein Modul eingebaut, welches eine gesamte Hochspannungen von maximal 5700 V erlaubte.

5.2.3 Elektronik und Datenauslese

Die Signale aus den Start- und Stopp-Zählern werden über einen Vorverstärker verstärkt und in die NEMbox (Nuclear Electronics Miniatur Box) geleitet. Dort werden die Daten erfasst, digitalisiert (TDC - Time to digital converter) und via USB an den Computer geleitet. Die NEMbox kann mit LabVIEW programmiert werden und so beispielsweise der Diskriminator eingestellt, Signale mit einem Pulser erzeugt oder mit einem Counter gezählt oder auch zwei Signale mit einem TDC verglichen werden.

6 Arbeitsmaterial - Programme

6.1 DIM-System

Das DIM-System (*Distributed Information Management*), entwickelt am CERN, basiert auf dem Prinzip Client/Server.

Ein *Server* mit allen Datensätzen, gespeichert als *Services*, registriert diese im *Name server*. Soll ein Datensatz abgefragt werden, so fragt der *Client* den *Name server* nach den *Service*-Informationen. Mit diesen Informationen wird dann der *Server* nach dem *Service* abgefragt, welcher die gewünschten Daten liefert (siehe Abbildung 12). Die Daten werden dabei entweder in einem festen Zeitintervall oder auch nach anderen Vorgaben aktualisiert (beispielsweise bei Veränderung der Daten).

Das in Münster installierte DIM-Interface läuft auf einer Linux-Distribution im Gegensatz zu LabVIEW (und damit auch GOOFIE), welches auf einer Windows-Plattform läuft.

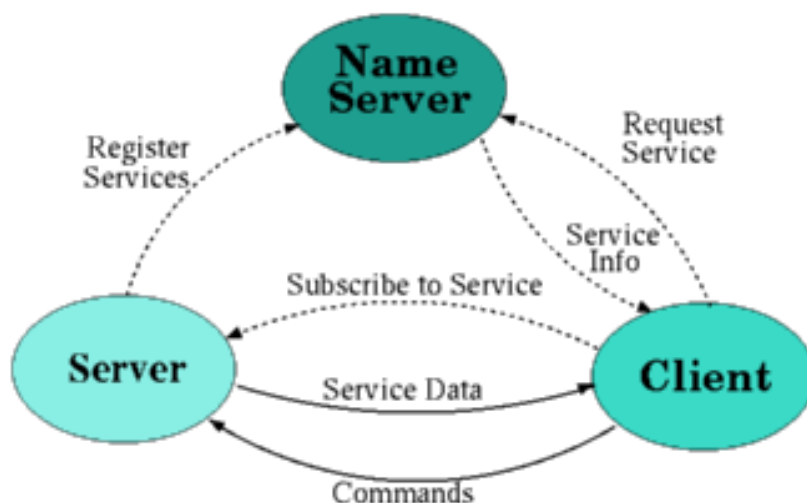


Abbildung 12 – Struktur des DIM-Systems mit einem Server und einem Client sowie einem zusätzlichen Name Server [DIM09]

6.2 LabVIEW

LabVIEW (**L**aboratory **V**irtual **I**nstrumentation **E**ngineering **W**orkbench) ist ein graphisches Programmiersystem von National Instruments.

Über die Programme, oder auch Virtuelle Instrumente (*virtual instruments*, VIs) genannt und

deren Unterprogramme (Sub-VIs) lassen sich mit LabVIEW vergleichsweise einfach Daten erfassen und verarbeiten sowie Geräte ansteuern und bedienen. Die Programmierung erfolgt über ein Frontpanel, der graphischen Benutzerschnittstelle und/oder mit dem Blockdiagramm, dem graphischen Programmcode.

Jedes eigenständige VI lässt sich als Sub-VI in ein anderes Programm einbauen. Andersrum ist aber auch jedes Sub-VI ein eigenständiges, lauffähiges Programm. Verbindungen einzelner Elemente in einem Programm (also VIs, Operatoren, feste Zahlenwerte, Schalter, Arrays etc.) werden über Drähte hergestellt, die gleichzeitig den verwendeten Datentyp kennzeichnen. Die Elemente sind über eine Vielzahl an Funktionsbibliotheken innerhalb des Programms direkt verfügbar und beinhalten beispielsweise Elemente zur Datenanalyse und Mathematik oder I/O-Schnittstellen.

Elemente ohne eingehende Verbindung werden beim Start des Programms ausgeführt. Weitere Elemente folgen in der Reihenfolge, in der sie miteinander verbunden sind. Elemente ohne Ausgänge liefern die Graphen oder Daten, die entweder verworfen, gespeichert oder angezeigt werden können.

Auf dem Frontpanel lassen sich auch LEDs, Kippschalter, Drehknöpfe, Auswahlmenüs und vieles mehr realisieren, was für ein übersichtliches und einfaches Programm oft sehr hilfreich ist. Ebenso lassen sich Graphen und Kurvenverläufe oder Messdaten in einem Diagramm zeichnen.

6.2.1 Programm zur Driftmessung am GOOFIE

Das im Rahmen der Diplomarbeit von F. Poppenborg [POP11] in LabVIEW geschriebene Programm zur Bestimmung der aktuellen Driftgeschwindigkeit besteht aus einer anfänglichen Kalibrierung und der anschließenden, fortlaufenden Messung.

Bei den Messungen werden mit dem TDC die Signale von den Start- und Stopp-Zählern verglichen und so zwei Driftzeiten bestimmt (mittels eines Gauß-Fits). Voneinander abgezogen ergibt sich dann die Driftgeschwindigkeit. Die Messung selbst läuft als Sub-VI innerhalb des Programms für die Kalibration und liefert die Daten der Driftgeschwindigkeit.

Für die Kalibration ist für beide Start-Zähler der Bereich der Diskriminatorschwelle anzugeben, in dem das Programm bei ebenfalls angegebener Schrittweite nacheinander für jede Schwelle die Driftzeit beider Zähler misst und versucht, die Verteilung der Driftzeiten mit einem Gauß zu fitten. Für den Fit müssen ebenfalls Start-Parameter angegeben werden: der Bereich, in dem die Fitfunktion nach einem Maximum suchen soll und der grobe Wert dieses

Maximums.

Die letzten Angaben sind die der Dateien, in der sowohl die Werte der Kalibration als auch die Driftgeschwindigkeiten gespeichert werden sollen. Extern müssen zudem natürlich die Hochspannungen eingeschaltet und die Gaszufuhr geregelt werden.

6.3 Schnittstelle LabVIEW - DIM

Für den Transfer von Daten aus einem LabVIEW-Programm an ein DIM-Interface wird auf der Webseite des DIM-Systems [DIM09] ein ganzes Paket an kleineren VIs, Sub-VIs und Beispielen angeboten, mit dem in LabVIEW das Erstellen eines Servers, eines Services und auch das Abrufen schon vorhandener Services möglich ist. Da die LabVIEW-Programme nicht selbst mit dem DIM-Interface „kommunizieren“ können, muss zudem *DimWrapper* installiert werden, welcher über Bibliotheken arbeitet und so die Daten zwischenspeichert und austauscht. Auf diese Weise sind auch die zwei verschiedenen Betriebssysteme kein Problem mehr.

7 Programm No.1 - Driftgeschwindigkeit als Variable und Messwert

Ziel dieses Programms ist es, die Driftgeschwindigkeit aus dem Programm zur Messung der Driftgeschwindigkeit mit dem GOOFIE als Variable für das DIM-Interface zur Verfügung zu stellen, also einen Service zu erstellen, dem man diese Variable sofort entnehmen kann und der fortwährend aktualisiert wird.

Ein zweiter Teil dieses Abschnitts beschäftigt sich mit der Untersuchung der Driftgeschwindigkeit selbst beziehungsweise mit dem Programm und dessen Funktionalität.

7.1 Driftgeschwindigkeit als Variable für das DIM-Interface

7.1.1 Struktur

Das Programm ist in drei Sequenzen geteilt, wobei zwei dieser Sequenzen ein Sub-VI enthalten. Abbildung 13 zeigt das Blockdiagramm mit den Sequenzen rechts oben, links oben und unten

Die erste Sequenz (links oben) enthält das Unterprogramm „LVDimInterface.dim_operate.vi“

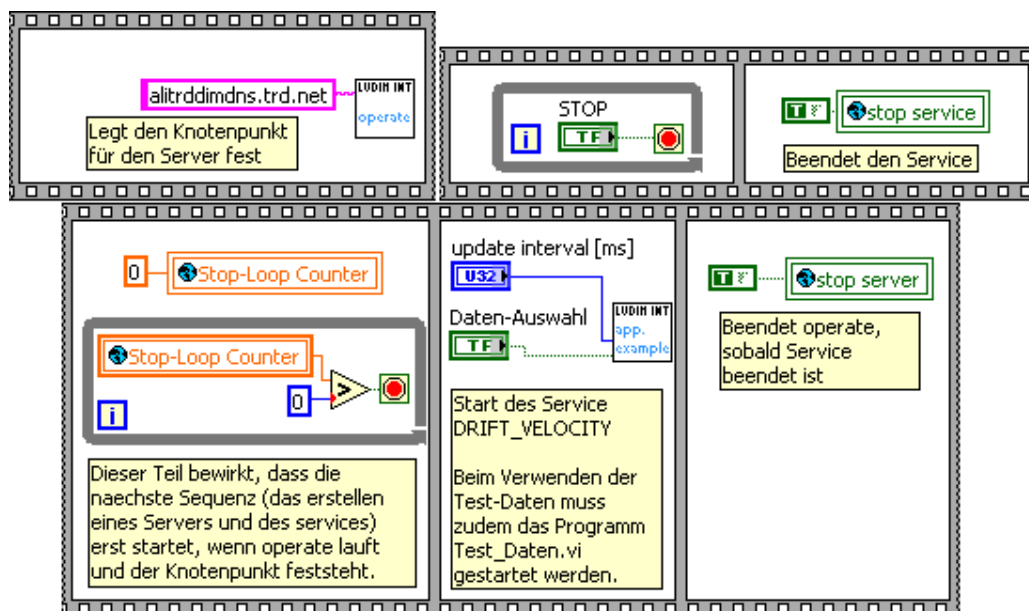


Abbildung 13 – Blockdiagramm des Programms mit beiden Sub-VIs zum Herstellen einer Verbindung (operate) und des services im DIM-Interface (server)

(im Folgenden nur noch *operate*). Dieses Programm initialisiert die Verbindung und legt beispielsweise den Knotenpunkt fest. Sind alle Einstellungen innerhalb dieses Sub-VIs erfolgt, läuft das Programm in einer Schleife solange weiter, bis über den Stopp-Button des Sub-VIs abgebrochen und damit die Verbindung getrennt und das Sub-VI beendet wird.

Innerhalb dieser Schleife sind zwei globale Variablen eingefügt worden, *Stop-Loop Counter* und *stop-server*. Eine Eigenschaft von Sub-VIs ist, dass sie Daten und Werte nur einmal beim Start annehmen und auch erst ausgeben und weiterführen, wenn sie beendet sind. Das Sub-VI *operate* ließe sich so beispielsweise nur über den internen Stopp-Button des Programms beenden und nicht mit einer von außen verbundenen Variable, die beispielsweise vom Hauptprogramm in das *operate* integriert ist. Da *operate* vom Hauptprogramm aus gestoppt werden soll, kann man sich, um dieses Problem zu umgehen, globalen Variablen bedienen, die von anderen Programmen abgefragt werden können. Bei den eingefügten Variablen handelt es sich um einen Counter, der die Anzahl der Schleifendurchläufe mitzählt und einen booleschen Wert für den Stopp-Funktion.

In der zweiten Sequenz (unten) befindet sich das Sub-VI „*LVDimInterface.application example serv buffer.vi*“ (im Folgenden nur noch *server*), welches allerdings erst ausführbar ist, wenn *operate* läuft. Mit einer Abfrage nach dem *Stop-Loop Counter* kann dies auf einfachstem Wege realisiert werden, da so der nächste Teil der Sequenz erst startet, wenn *operate* die Verbindung hergestellt hat. Im Sub-VI *server* selbst wird dann der Server und der Service für das DIM-Interface erstellt und in bestimmten, vom Benutzer festgelegten Zeitintervallen die Daten aktualisiert. Zudem kann der Benutzer wählen, welche Daten in das DIM-Interface eingebunden werden sollen. Es stehen einmal eine Variable aus einem Testprogramm, welches zufällige Werte generiert und mit dem die Funktion des Programms getestet werden kann und die eigentliche Variable *Driftgeschwindigkeit* zur Verfügung. Dabei wird auch hier wieder auf globale Variablen zurückgegriffen.

Die letzte Sequenz (rechts oben) dient zum ordnungsgemäßen Stoppen beider Sub-VIs. Beim Start des gesamten Programms läuft die Schleife dieser Sequenz solange, bis der Stopp-Button des Hauptprogramms gedrückt wird. Anschließend schaltet diese Sequenz im nächsten Abschnitt die globale Variable *stop service* auf *True* und beendet damit das Sub-VI *server*. Dadurch kann auch in dieser Sequenz der nächste Abschnitt abgearbeitet werden, in dem die globale Variable *stop server* umgeschaltet wird und so das Sub-VI *operate* beendet. Danach sind alle Sequenzen durchlaufen und das ganze Programm ist beendet.

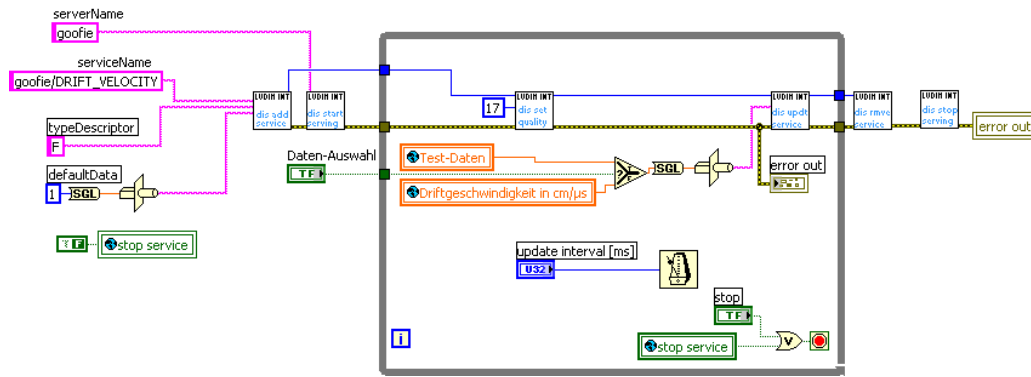


Abbildung 14 – Blockdiagramm des Sub-VIs server mit den beiden Möglichkeiten der Datenauswahl und der Stopp-Funktion über globale Variablen

7.1.2 Erweiterungen, Verbesserungen und Probleme

Das Programm lässt sich beliebig mit weiteren Services erweitern und ist damit Grundlage für die Variable *Driftgeschwindigkeit* und für weitere folgende Variablen wie beispielsweise für die relative Gasverstärkung.

Eine Unsicherheit des Programms liegt in der Wahl des Knotenpunktes. Es wurde mit mehreren Knotenpunkten gearbeitet (trd01.trd.net; alitrddimdns; alitrddimdns.trd.net), wobei jeder Knotenpunkt für sich funktionierte und im DIM-Interface die Variable anzeigte. Ungewöhnlicherweise dauert es unverhältnismäßig lange, bis die Variable angezeigt und Werte sichtbar werden. Ursache dafür könnten beim Programm selbst, aber auch an der Hardware (also dem GOOFIE-Rechner), der Kommunikation zwischen Windows und Linux oder auch an der Tatsachen liegen, dass LabVIEW alle verfügbaren Ressourcen nimmt und damit bei laufenden Programmen den PC immer voll auslastet.

Möglich wäre auch in der Sequenz rechts oben den Stopp-Button nicht über eine Schleife abzufragen, sondern über eine Event-Struktur laufen zu lassen. Dies hätte den Vorteil, dass das Programm an dieser Stelle nicht so viel Kapazität durch Polling verbraucht, was damit anderen Prozessen zu Gute kommt.

7.2 Driftgeschwindigkeit als Messwert

7.2.1 Voreinstellungen - Vorgabe von Startwerten

Um die Funktion des Programms zur Messung der Driftgeschwindigkeit auf Konstanz und Ausdauer zu testen, wurden mehrere kürzere Messungen und einige Langzeitmessungen

durchgeführt.

Die Gaszusammensetzung während aller Experimente (auch die des folgenden Programms) war konstant 80% Argon und 20% CO₂, da eine eigene Gasflasche benutzt wurde, in der beide Gase bereits gemischt enthalten waren.

Die Hochspannung der Driftstrecke lässt sich über eine Stellschraube auf einer Skala zwischen 0 V und 10 V einstellen, wobei 10 V jeweils für die maximale Spannung steht (siehe Kapitel 5.2.2). Bei den ersten Messungen waren Spannungen von $(1,3019 \pm 0,0001)$ V und $(0,7429 \pm 0,0001)$ V eingestellt, was einer Hochspannung von $(+2603,8 \pm 0,2)$ V und $(-2600,2 \pm 0,2)$ V entspricht. In den folgenden Messungen musste die Spannung aufgrund anderer Messungen erneut auf diesen Wert eingestellt werden, wobei sich geringe Abweichungen ergaben (+2603 V und -2590 V).

Die Spannungen der beiden Start-Zähler waren bei jeder Messung voll aufgedreht, also bis zu einer Spannungsdifferenz von 1200 V, der Stopp-Zähler nur bis 900 V, da hier diese Spannung schon ausreicht, um genügend hohe Signale zu erreichen und so die Gefahr für Überschläge am Detektor verringert wird.

Um eine Messung starten zu können, müssen innerhalb des Programms für die Kalibration einige Parameter vorgegeben werden. Es wird für beide Start-Zähler der Bereich benötigt, in dem die Diskriminatorschwelle variiert wird. Ist dabei die Startschwelle zu klein gewählt, kann es zu unerwünschten Nebeneffekten oder auch zu mehreren Peaks kommen, was die Fit-Funktion abstürzen lässt und damit eine Messung verhindert. Es kann dann zwar durch „continue“ immer noch mit der Kalibration fortgefahren werden, allerdings sind die Ergebnisse dann nicht mehr aussagekräftig. Wählt man weiterhin die Endschwelle zu niedrig, so gelingt zwar eine saubere Kalibration, jedoch führt das Programm nach der Kalibration die eigentliche Messung dann mit festgelegten Werten durch. Dies ist notwendig, um auch bei einer schlechten Kalibration eine gute Messung zu erreichen. Beispielsweise werden die Diskriminatorschwellen bei beiden Start-Zählern in diesem Fall auf -700 mV gesetzt.

Weiterhin muss dem Programm relativ genau gesagt werden, in welchem Bereich die Driftzeit gefittet werden soll. Auch hier kann es zu mehreren Peaks kommen. Sind innerhalb des gewählten Bereiches mehrere Peaks vorhanden, kann auch hier die Fit-Funktion abstürzen und verhindert ebenso eine Messung.

Im Allgemeinen muss also vorher ausprobiert werden, welche Werte am besten passen um eine Messung sauber durchführen zu können.

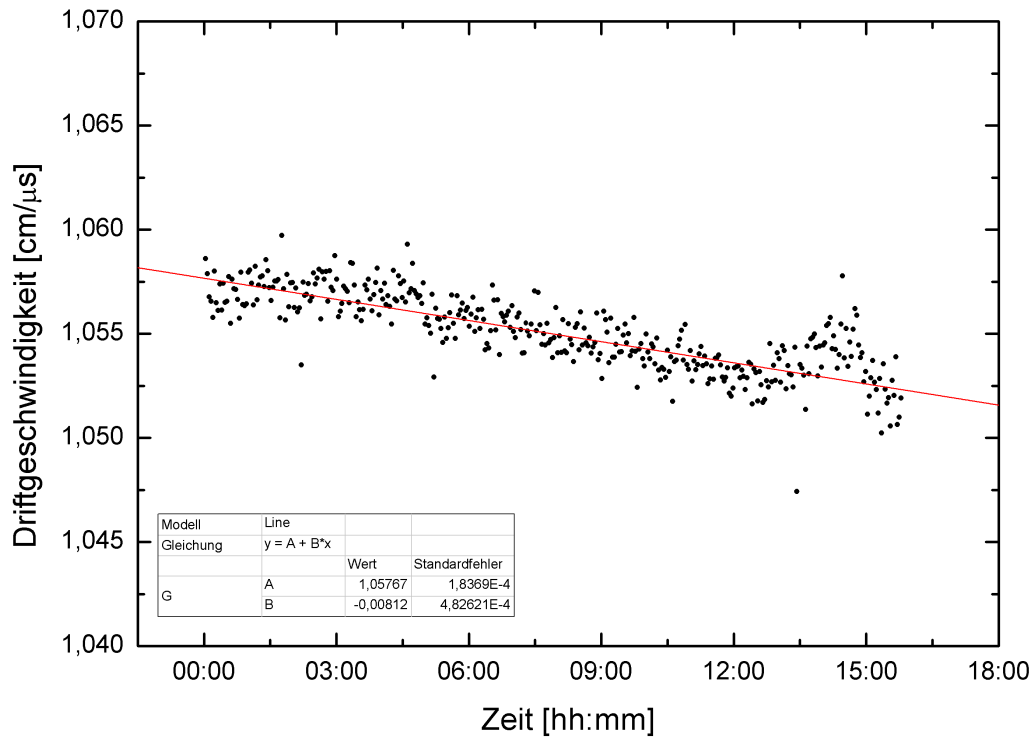


Abbildung 15 – Langzeitmessung (Nr. 6) der Driftgeschwindigkeit mit Regressionsgeraden zur statistischen Auswertung

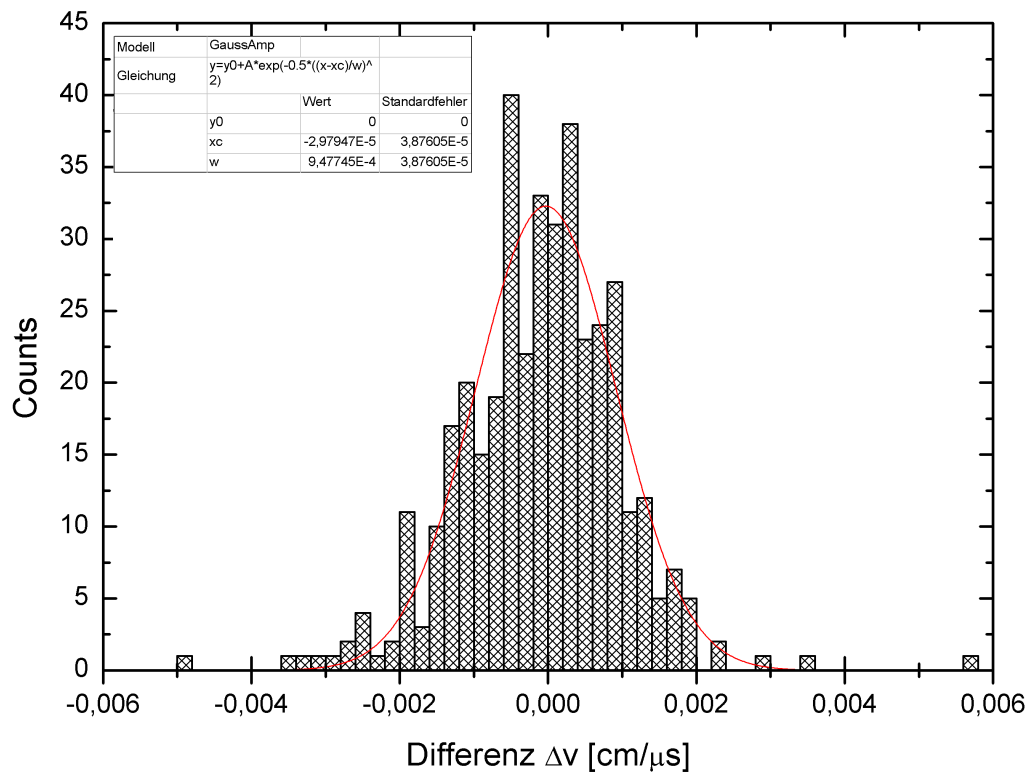


Abbildung 16 – Histogramm zur Differenz zwischen Messwerten der Driftgeschwindigkeit und Regressionsgeraden

7.2.2 Auswertung der Langzeit-Messung bezüglich statistischem Fehler

Die längste statistisch auswertbare Messung konnte am 20.07.11 aufgenommen werden und dauerte knapp 16 Stunden (siehe Abbildung 15). Mit einem linearen Fit wurde der zeitliche Verlauf der Driftgeschwindigkeit genähert und anschließend die Differenz zwischen jedem Messpunkt und der gefitteten Geraden als Histogramm aufgetragen (siehe Abbildung 16). Das Histogramm wiederum lässt sich mit einer Gauß-Kurve fitten, dessen Parameter w gerade den statistischen Fehler der Driftgeschwindigkeit wiedergibt. Es ergibt sich also ein statistischer Fehler von

$$\sigma_{stat}(v_{drift}) = 0,001 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$$

Die Werte der Driftgeschwindigkeit sind zusammen mit denen der anderen Messungen in Tabelle 3 im folgenden Kapitel zu finden.

7.2.3 Auswertung der Messungen bezüglich Kontinuität

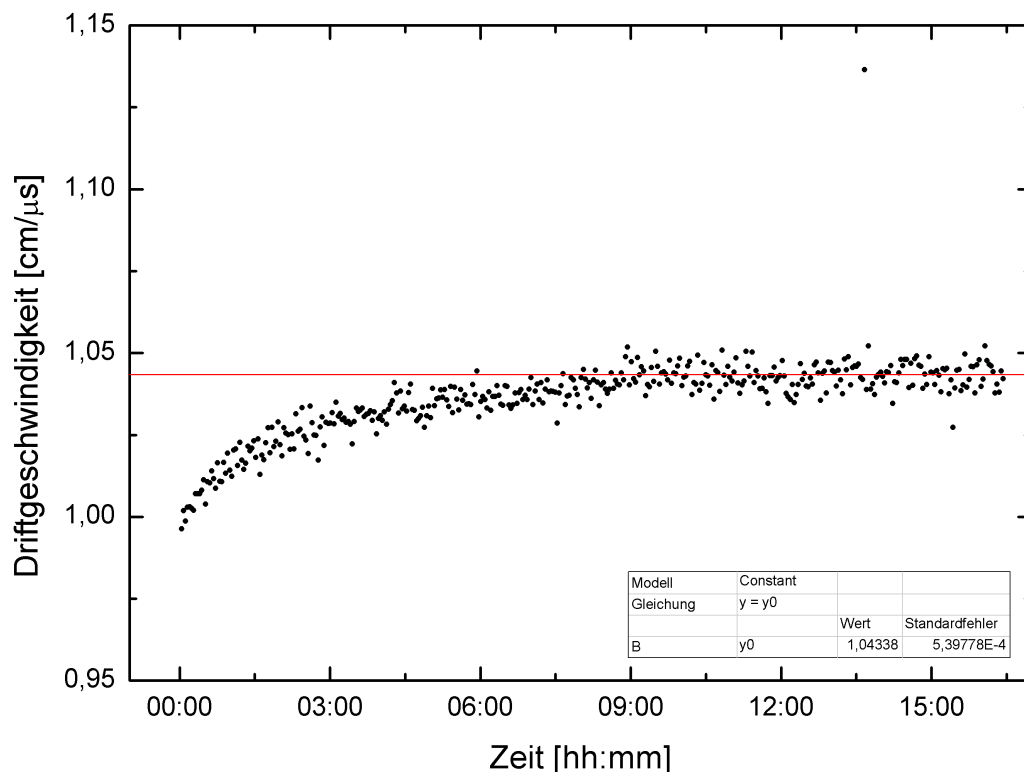


Abbildung 17 – Erste Messung der Driftgeschwindigkeit mit konstantem Fit

Vor der ersten Messung am 14.07.11 musste die Gasflasche wieder aufgedreht werden. Der Effekt des Spülens im Gasvolumen ist in dieser ersten Messung direkt zu sehen, da sich die Driftgeschwindigkeit, abgesehen von den statistischen Fluktuationen, langsam bis auf einen

Wert annähert (siehe Abbildung 17). Für den Mittelwert der Driftgeschwindigkeit wurden die letzten 200 Messwerte gefittet. Das Ergebnis dieser Messung und die der anderen Messungen sind ebenfalls in Tabelle 3 zusammen mit den Zeiten gezeigt.

Abbildung 15 zeigt ein Beispiel einer Messreihe, bei der sich die äußeren Umstände (Temperatur, Druck) so sehr geändert haben, dass eine Konstante als Fit nicht mehr sinnvoll gewesen wäre und so eine Gerade mit einer gewissen Steigung gewählt worden ist. In der Tabelle mit den Ergebnissen sind entsprechend zwei Werte für die Driftgeschwindigkeit aufgeführt, jeweils der Wert der Geraden am Anfang der Messreihe und am Ende.

Abbildung 18 zeigt eine der letzten Messung, in der deutlich Sprünge zu verzeichnen sind, die

| # | Datum | Start- und Endzeit [hh:mm] | | Messpunkte | v_{drift} [cm/ μ s] |
|---|----------|----------------------------|-------|------------|----------------------------------|
| 1 | 14.07.11 | 17:00 | 09:30 | 411 | 1,053 |
| 2 | 15.07.11 | 15:30 | 16:15 | 18 | 1,064 |
| 3 | 16.07.11 | 12:15 | 20:30 | 203 | 1,052 1,068 |
| 4 | 18.07.11 | 11:15 | 22:15 | 273 | 1,061 1,060 |
| 5 | 19.07.11 | 12:00 | 17:30 | 136 | 1,058 1,061 |
| 6 | 20.07.11 | 00:15 | 16:00 | 395 | 1,058 1,052 |
| 7 | 20.07.11 | 16:30 | 22:30 | 150 | 1,047 1,081 |
| 8 | 20.07.11 | 22:45 | 23:30 | 18 | 1,052 |
| 9 | 21.07.11 | 12:00 | 21:30 | 230 | 1,057 1,058 |

Tabelle 3 – Messergebnisse der einzelnen Messungen der Driftgeschwindigkeit mit Datum, Zeiten und Anzahl der Messpunkte. Der Fehler der Driftgeschwindigkeiten ist gleich dem statistischen Fehler $\sigma_{\text{stat}}(v_{\text{drift}}) = 0,001 \frac{\text{cm}}{\mu\text{s}}$. Die Zeit wurde jeweils auf Viertelstunden gerundet

auf den ersten Blick so nicht erklärbar sind. Da zum Zeitpunkt der Messung die Temperatur und der Druck nicht elektronisch überwacht wurden, liegen keine expliziten Daten diesbezüglich vor, jedoch sind Schwankungen dieser Variablen unwahrscheinlich als Ursache dieser Sprünge. Da eine eigene Gasflasche verwendet wurde, die nicht mit dem TRD-Supermodul zusammenhing, kann auch hier eine Schwankung als Ursache ausgeschlossen werden. Eine mögliche Ursache ließe sich darin sehen, dass zur Zeit dieser Messung zum ersten Mal (seit Start der Messungen) wieder am Supermodul gearbeitet wurde und die Hochspannung ab- und angeschaltet wurde. Da bei einer weiteren Messung, bei der explizit auf ein solches Verhalten geachtet wurde, dieser Effekt nicht mehr auftrat, kann die Ursache nicht festgestellt werden und bleibt vorerst ungeklärt.

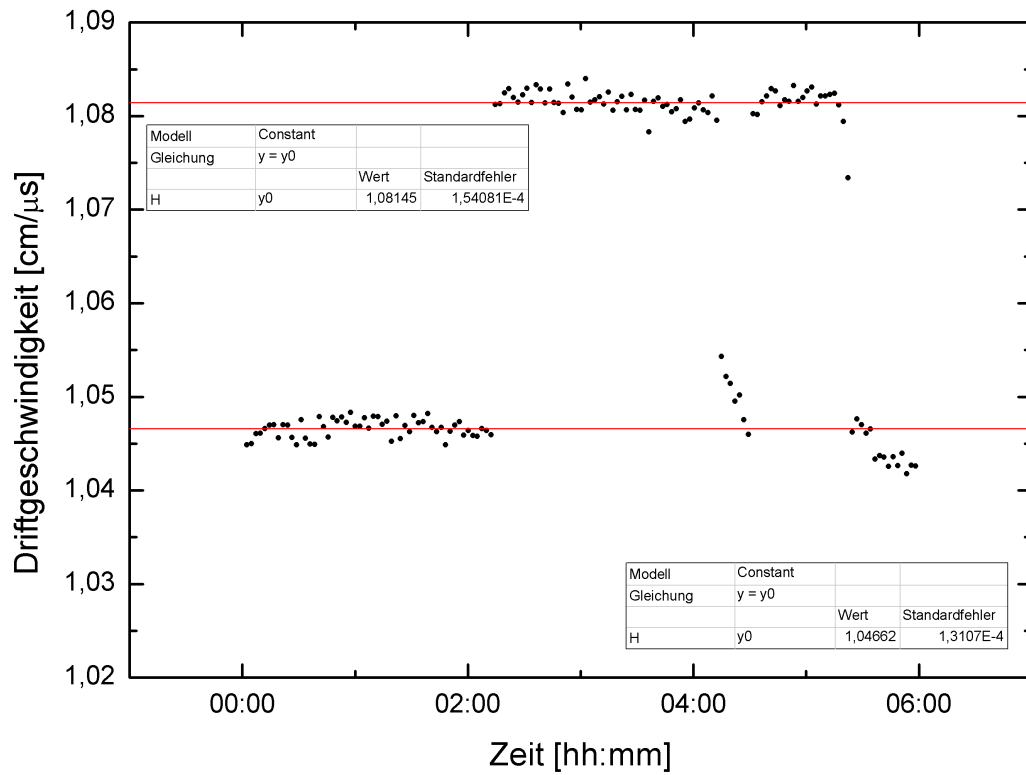


Abbildung 18 – Messung (Nr. 7) der Driftgeschwindigkeit mit zwei konstanten Fits aufgrund Sprüngen innerhalb der Messwerte

8 Programm No.2 - Relative Gasverstärkung

Ziel dieses Projektes ist es, die relative Gasverstärkung zu messen. Da nicht bekannt ist, wie viele Elektronen vom α -Teilchen im Gasvolumen „erzeugt“ werden, kann die Gasverstärkung nicht direkt gemessen, sondern nur deren Änderung analysiert werden. Das fertige Programm soll bei gleicher Detektorspannung dauerhaft laufen können und so die Veränderung der Gasverstärkung mit der Veränderung von äußeren Parametern wie Temperatur, Druck und Gas-Zusammensetzung in Zusammenhang bringen können.

In der noch verbleibenden Zeit dieser Arbeit wurde damit begonnen, dieses Problem anzugehen und ebenfalls mit einem LabVIEW-Programm zu lösen.

8.1 Idee und Messprinzip

Da die Amplitude des Signals von LabVIEW nicht direkt gemessen werden kann, muss dies indirekt geschehen. Es wird also stückweise die Diskriminatorschwelle erhöht und gemessen, wie viele Signale ab dieser Schwelle noch detektiert werden können.

Die Amplitude des Signals selbst ist dabei nicht konstant, sondern statistisch verteilt. Das Amplitudenspektrum gleicht in diesem Fall einer Landau-Verteilung. Misst man jedoch die Signale mit dem Diskriminator, beziehungsweise zählt sie mit einem Counter, so entspricht dies der Integration eines Amplitudenspektrums von der eingestellten Diskriminatorschwelle bis unendlich. Aus dieser Information lässt sich durch Vergleich zweier benachbarter Bins das Amplitudenspektrum rekonstruieren, welches im Idealfall den Noise bei kleineren und den Peak des eigentlichen Signals bei höheren Diskriminatorschwellen zeigen sollte. Aufgrund der Größe des Sichtfensters am Detektor (Start-Zähler S1, 4 mm²) und dem Abstand zur Alpha-Quelle (17 mm) ist von der ursprünglichen Aktivität (45,6 kBq) nur eine Count-Rate von maximal 50 Hz zu erwarten.

8.2 Aufbau des Programms

Abbildung 19 zeigt das Blockdiagramm des Hauptprogramms. Vom Prinzip her ist der grundlegende Aufbau dieses Programms ähnlich dem Programm zur Messung der Driftgeschwindigkeit. Nach Aktivieren der Schnittstelle zwischen NEMbox und PC via USB (angezeigt durch die LED *NIMbox online*) im oberen Teil des Hauptprogramms wird der untere Teil, die eigentliche Messung, durchlaufen.

Hier werden als erstes im Sub-VI *Init_Params.vi* (siehe Abbildung 20) die Parameter, ausgehend von den am Anfang eingegebenen Werten für Start- und Endschwelle des Diskriminators und der Schrittweite, in ein Cluster geschrieben. Das Cluster beinhaltet dann eine Reihe von zweidimensionalen Arrays, in denen einmal in aufsteigender Reihenfolge die einzelnen Diskriminatorschwellen und als zweites ein Wert für die Hysterese (in diesem Fall jeweils das Maximum mit 60) steht.

[illegible]

gebenen Diskriminatorschwellen die Signale gezählt. Zur Bestimmung der Count-Rate dient das Sub-VI *Counter_Messung.vi*, welches nach Zurücksetzen des Counters in einer weiteren

Schleife den Counter solange abfragt bis die gewünschte Messdauer pro Schwelle erreicht ist und so möglichst genau die Zeit und die registrierten Counts misst (siehe Abbildung 21).

In den beiden letzten Abschnitten des Hauptprogramms werden einmal in einem weiteren

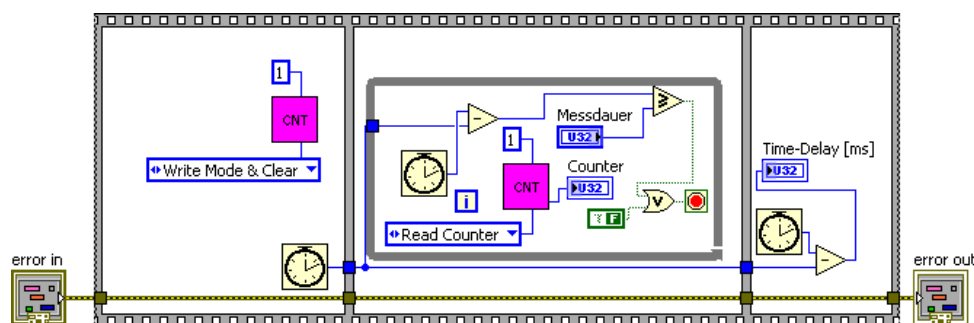


Abbildung 21 – Blockdiagramm des Sub-VIs Counter_Messung. Nach Zurücksetzen des Counters beginnt die Zeitmessung und die Schleife

kleinen Sub-VI zwei aufeinanderfolgende Count-Raten subtrahiert und im letzten sowohl ursprüngliche Count-Rate (in Counts/ms) als auch die voneinander subtrahierten Count-Raten gegen die Diskriminatorschwelle aufgetragen.

Die eingefügte Occurrence dient dazu, die Verbindung erst dann wieder zu schließen, wenn das Programm durchgelaufen ist. Weiterhin wird auf dem Front-Panel mit einer Fortschrittsanzeige der Fortschritt der laufenden Messung angezeigt, sodass die Dauer leicht abgeschätzt werden kann.

8.3 Erste Ergebnisse

Anhand der Messungen konnten einige Rückschlüsse auf die Funktion des Programms geschlossen werden. Abbildung 22 zeigt ein Beispiel einer Messung mit Parametern, die sich in den ersten Messreihen als die besten erwiesen.

Deutlich zu sehen ist in diesem Bild das Rauschen, welches wie erwartet bei kleinen Amplituden ein großes Maximum aufweist. Ab einer Diskriminatorschwelle von ungefähr -600 mV ist das Rauschen nahezu vollständig unterdrückt und es sind nur noch die Counts der eigentlichen Signale zu sehen.

Die erwartete zu detektierende Aktivität der α -Quelle konnte in der Diplomarbeit von F. Poppenborg [POP11] experimentell mit 36 Hz bestätigt werden. Bei der verwendeten Skala in diesem Programm bedeutet dies weniger als 0,04 Counts/ms. In den darauf folgenden Messungen wurde daher der Bereich unterhalb einer Diskriminatorschwelle von -700 mV bis hin

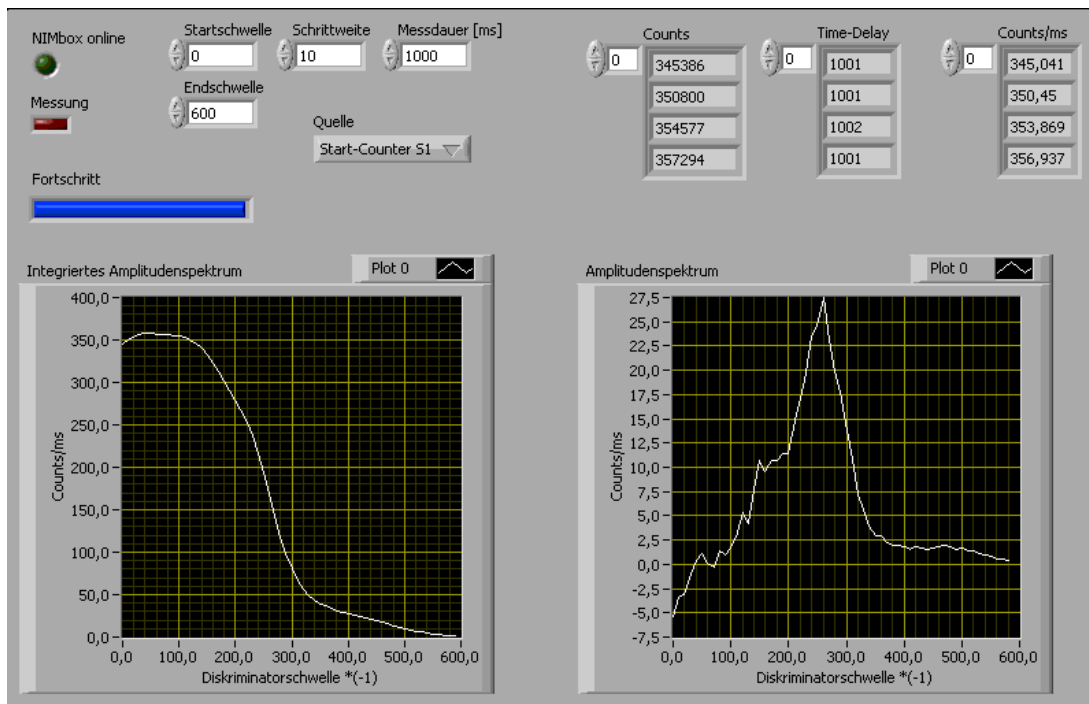


Abbildung 22 – Frontpanel des Programms nach Durchlauf einer Messung mit 10 mV Schrittweite und 1000 ms Messdauer. Links das integrierte Amplitudenspektrum, rechts das normale Amplitudenspektrum

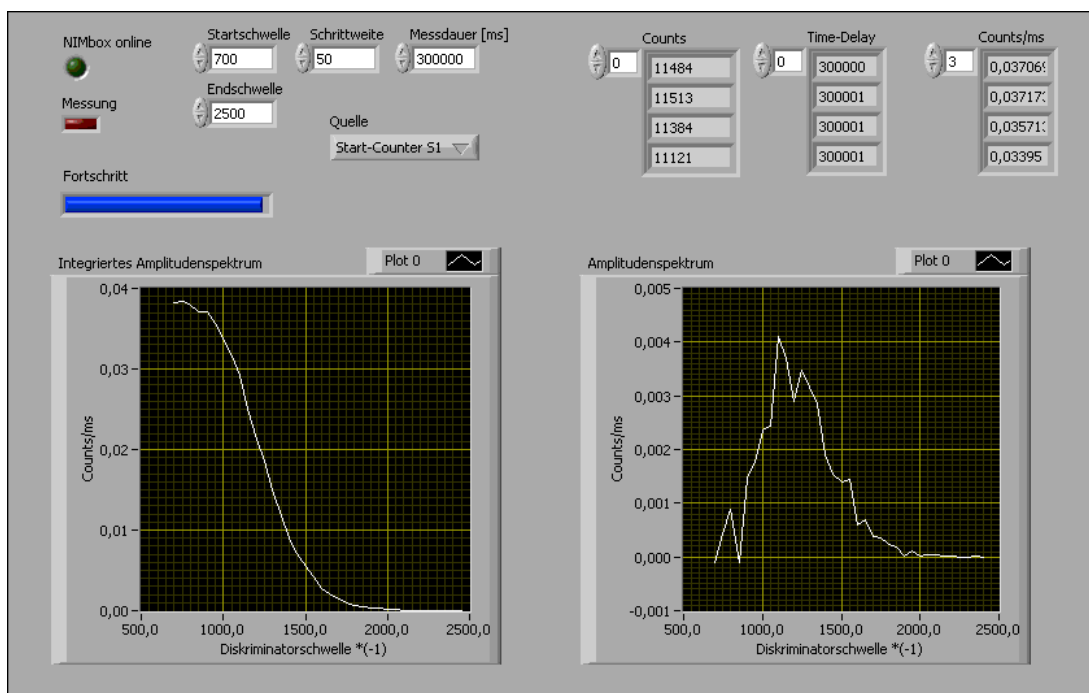


Abbildung 23 – Messung im Bereich -700 bis -2500 mV mit einer Schrittweite von 50 mV, einer Messdauer pro Schwelle von 5 min und einer Detektorspannung von (975 ± 75) V

zur maximalen Grenze von -2500 mV vermessen, um das Signal ohne das Rauschen aufnehmen zu können.

Abbildung 23 zeigt eine Messung in diesem Bereich mit 50 mV Schritten und 5 Minuten

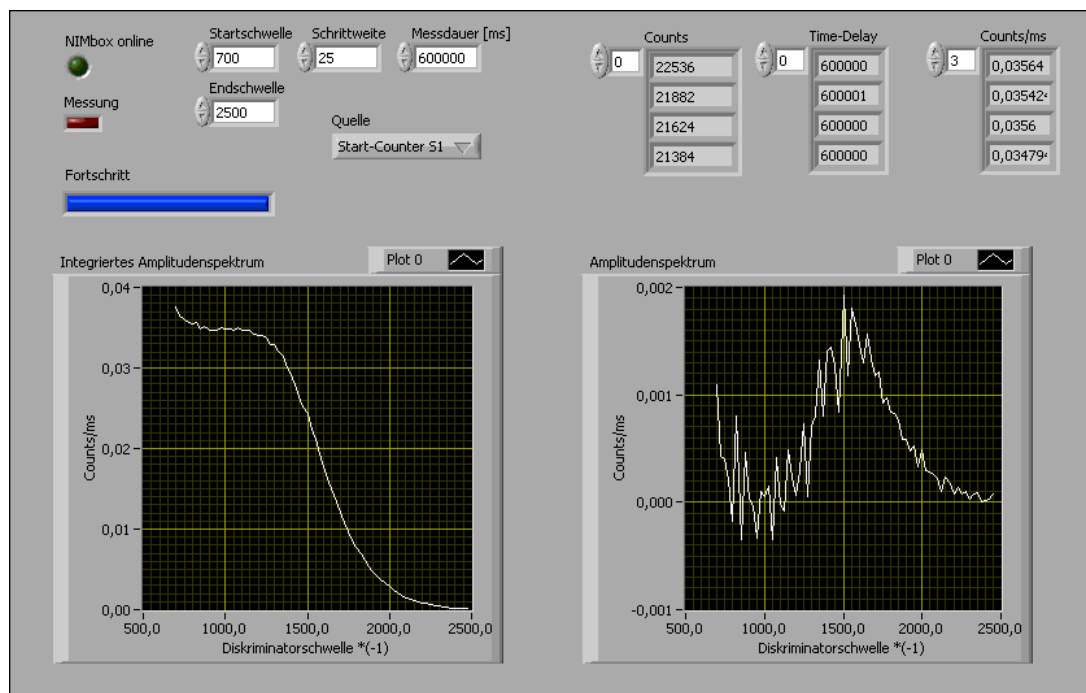


Abbildung 24 – Messung im Bereich -700 bis -2500 mV mit einer Schrittweite von 25 mV, einer Messdauer pro Schwelle von 10 min und einer Detektorspannung von (1050 ± 75) V

Messdauer pro Schwelle. Die Hochspannung des Detektors U_{Poti} , die an den Potentiometern eingestellt werden kann, wurde dabei auf $U_{Poti} = (975 \pm 75)$ V gestellt. Da sich die Potentiometer mechanisch nur sehr schwer genau justieren lassen, ist der Fehler in dieser Größenordnung gewählt worden. Es zeigen sich an den beiden Graphen mehrere Effekte. Im linken, integrierten Amplitudenspektrum ist gut der kontinuierliche Abfall der Counts zu sehen bis hin zum Nullpunkt der Achse, während sich im rechten Graph ein deutlicher Peak herausbildet, dessen Zentrum bei etwa -1200 mV liegt. In dieser Messung ist auch die charakteristische Asymmetrie der Landau-Verteilung des Amplitudenspektrums am besten zu sehen.

Abbildung 24 zeigt die Messung bei $U_{Poti} = (1050 \pm 75)$ V. Mit dieser Einstellung wurden zwei Messungen gemacht, eine mit einer Schrittweite von 50 mV und einer Messdauer von 5 Minuten und eine zweite Messung mit einer Schrittweite von 25 mV und mit einer Messdauer von 10 Minuten pro Messung (um dieselbe Statistik zu bekommen). Bei dieser Messung kann im linken Graphen sehr deutlich bei kleineren Schwellen ein Plateau ausgemacht werden, bei dem das Rauschen gerade unterdrückt, das Signal jedoch noch nicht zu sehen ist. Das Signal schließlich liegt im rechten Graphen bei etwa -1550 mV.

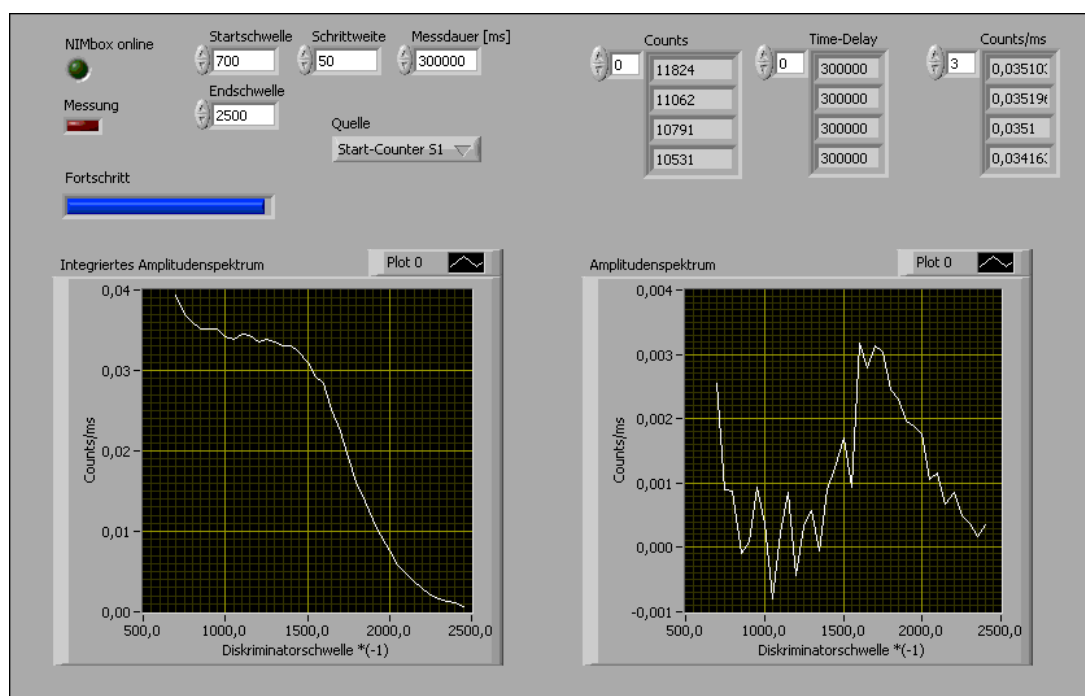


Abbildung 25 – Messung im Bereich -700 bis -2500 mV mit einer Schrittweite von 50 mV, einer Messdauer pro Schwelle von 5 min und einer Detektorspannung von (1125 ± 75) V

Mit der dritten Einstellung der Detektorspannung ($U_{poti} = (1125 \pm 75)$ V) verschiebt sich der Peak des Signals wieder. Abbildung 25 zeigt diese Messung, in der das Signal bei etwa -1750 mV auszumachen ist.

Anhand dieser Ergebnisse kann gezeigt werden, dass sich bei höherer Detektorspannung das Signal verstärkt, die Gasverstärkung also zunimmt. Eine Erhöhung der Detektorspannung um ~ 150 V bewirkte dabei eine relative Verstärkung des Signals um ~ 50 %.

8.4 Erweiterungen und Ausbau des Programms

Mit dem beschriebenen Programm kann gut das erwartete Rauschen gezeigt werden und ebenso das Signal, wenn man den Bereich, in dem Rauschen zu detektieren ist, weglässt (andernfalls muss die Skala nachträglich geändert werden, um das Signal sehen zu können). Dies kann in dem Sinne optimiert werden, als das nicht nur der Start-Zähler, sondern auch der Stopp-Zähler erfasst wird und beide durch das TDC-Modul verglichen werden. Die so erfassten Koinzidenzen sind rauschfrei und würden auch die Detektion von Signalen erlauben, die andernfalls im Rauschen verschwinden würden. Ein entsprechendes Sub-VI wäre leicht in das vorhandene Programm zu integrieren, da nur ein Sub-VI ausgetauscht werden muss.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Das in dieser Arbeit untersuchte Programm zur Messung der Driftgeschwindigkeit lieferte aufschlussreiche Ergebnisse, die sowohl die Funktionalität des Programms als auch die Kontinuität betreffen. Des Weiteren wurde ein Programm geschrieben, mit dem die Variable „Driftgeschwindigkeit“ in das DIM-Interface transferiert und von dort aus in die verwendeten Überwachungsprogramme integriert werden kann. Der letzte Teil dieser Arbeit umfasst die ersten Überlegungen und ein Programm zur Messung der relativen Gasverstärkung.

Das Programm zur Messung der Driftgeschwindigkeit konnte erfolgreich getestet werden, es bedarf jedoch noch einer Überarbeitung. Aus den Messungen, die ohne Fehlfunktion beendet werden konnten, kann geschlossen werden, dass sich im Allgemeinen die gemessene Driftgeschwindigkeit immer in der selben Größenordnung befindet, das Programm also auch nach tagelangem, wiederholtem Gebrauch vergleichbare Werte liefert (bei den selben Einstellungen von Hochspannungen und Gaszufuhr). Schwankungen, die während der Messungen aufgetreten sind, sind einerseits durch Schwankungen von Temperatur und Druck zu erklären (langfristige Änderung), andererseits durch statistische Fluktuationen. An dieser Stelle wäre eine genauere Untersuchung bezüglich Abhängigkeit von Druck und Temperatur sinnvoll, sowie Messreihen mit höheren Feldstärken.

Eine Langzeitmessung zur Untersuchung des statistischen Fehlers konnte diesen auf

$$\sigma_{stat}(v_{drift}) = 0,001 \frac{\text{cm}}{\mu\text{ s}}$$

festlegen, was um mindestens eine Größenordnung kleiner ist, als Schwankungen durch äußere Einflüsse wie Temperatur oder Druck.

Die Driftgeschwindigkeit kann weiterhin mit dem in dieser Arbeit geschriebenen Programm zuverlässig dem DIM-Server zur Verfügung gestellt werden, wobei das DIM-System diese Daten automatisch speichert. Vom Benutzer kann dabei gewählt werden, in welchen Abständen nach einem neuen Wert für die Driftgeschwindigkeit gefragt werden soll.

Zusätzlich zum Zahlenwert der Driftgeschwindigkeit hat damit im Gegensatz zu den ursprünglichen Werten jede Driftgeschwindigkeit einen Zeitstempel, der je nach Einstellung eine sekundengenaue Zeitauflösung haben kann. Das Programm transferiert auf einfachem Wege nicht nur die Driftgeschwindigkeit aus der LabVIEW-Oberfläche direkt in das DIM-Interface, sondern erlaubt es zudem, weitere Variablen einzufügen und zu übertragen.

Mit dem zweiten in dieser Arbeit geschriebenen Programm konnte einerseits das Rauschen in erwarteter Form und andererseits bei höheren Diskriminatorschwellen (ab -700 mV) und längeren Messzeiten auch der eigentliche Peak des Signals sichtbar gemacht werden. Ersten Messungen ergaben dabei einer relative Änderung der Gasverstärkung um $\sim 50\%$ bei einer Erhöhung der Detektorspannung um 150 ± 75 V.

Eine Änderung des Programms in der Hinsicht, dass anstatt der rohen Signale die Koinzidenzen zwischen Start- und Stopp-Zähler ausgewertet werden, würde das Rauschen vollständig eliminieren und so die Messung in einem größeren Bereich erlauben, da sonst unter einer Detektorspannung von 900 V das Signal im Rauschen verschwinden würde. Weiterhin sollte eine Lösung gefunden werden, dass Programm in kürzester Zeit laufen zu lassen, ohne dabei an Statistik zu verlieren, da die Messungen bisher noch über 3 Stunden dauerten. Mit mehr verwendbaren Diskriminatoren und einer zeitlichen Optimierung jeder einzelnen Messung ließe sich die gesamte Messdauer erheblich verkürzen.

Literatur

- [ALI99-ITS] ALICE Collaboration: *ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS)*, CERN/LHCC 99-12, 1999
- [ALI99-PHOS] ALICE Collaboration: *ALICE Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS)*, CERN/LHCC 99-4, 1999
- [ALI00-TPC] ALICE Collaboration: *ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber (TPC)*, CERN/LHCC 2000-001, 2000
- [ALI01-TRD] ALICE Collaboration: *ALICE Technical Design Report of the Transition Radiation Detector (TRD)*, CERN/LHCC 2001-021, 2001
- [ALI08-EMCal] ALICE Collaboration: *ALICE Electromagnetic Calorimeter Technical Design Report*, CERN/LHCC 2008-014, 2008
- [ALI08] ALICE Collaboration: *The ALICE Experiment at the CERN LHC*, JINST 3 S08002, CERN (Genf), 2008
- [ALI11] Website des ALICE-Detektors: <http://aliceinfo.cern.ch/Public/Welcome.html>, Juli 2011
- [BRA01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich und J. Stachel: *Hadron production in Au–Au collisions at RHIC*, Physics Letters B, 2001
- [DIM09] Website des Distributed Information Management Systems: <http://dim.web.cern.ch/dim/>, Juli 2011
- [DWM11] Website „Die Weltmaschine“ des Deutschen Elektron Synchrotrons: <http://www.weltmaschine.de/>, Juli 2011
- [EMS10] D. Emschermann: *Construction and Performance of the ALICE Transition Radiation Detector*, Dissertation, Universität Heidelberg, 2010
- [FAB08] C.W. Fabjan: *Grundlage der Teilchendetektoren*, Vorlesungs-Script, CERN (Genf), 2008
- [GEO09] W. Georgi, E. Metin: *Einführung in LabVIEW*, 4. neu bearbeitete Auflage, Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2009
- [GRI09] Helge Grimm: *Entwicklung eines Gassystems zur Ansteuerung, Überwachung und Qualitätskontrolle eines ALICE TRD Supermodules*, Diplomarbeit, Universität Münster, 2009

- [KAL11] Alexander Philipp Kalweit, *Particle identification in the ALICE experiment*, Vortrag (QM-Talk), Technische Universität Darmstadt, Mai 2011
- [LEO94] W. R. Leo: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. überarbeitete Auflage, Springer Verlag, 1994
- [LHC11] Website des Large Hadron Collider: <http://www.lhc-facts.ch/index.php?page=home>, Juli 2011
- [MAR00] C. Markert: *Λ -(1520) Produktion in p-p- und zentralen Pb-Pb-Reaktionen bei 158 GeV pro Nukleon*, Dissertation, Göthe-Universität Frankfurt a. M., 2000
- [POP11] Friederike Poppenborg: *A Drift Velocity Monitor for the ALICE TRD*, Diplomarbeit, Universität Münster, 2011
- [PRA04] R.H Pratt, *Tutorial on fundamentals of radiation physics: interactions of photons with matter*, Department of Physics and Astronomy, University of Pittsburgh, 2004
- [SAU77] F. Sauli, *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*, CERN (Genf), 1977
- [SCH93] H. R. Schmidt and J. Schukraft, *The physics of ultra-relativistic heavy-ion collisions*, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 1993
- [WES10] Prof. J. P. Wessels: *Kern- und Teilchenphysik*, Vorlesung, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2010

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die während dieser Arbeit ihren Beitrag dazu geleistet haben und mir geholfen haben, diese Aufgabe zu bewältigen.

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. J. P. Wessels dafür, dass ich die Möglichkeit hatte, in seiner Arbeitsgruppe diese interessante Bachelorarbeit schreiben zu können, was mir so einen Einblick in die Welt der großen Experimente an Teilchenbeschleunigern, insbesondere jedoch in das ALICE-Projekt gab.

Ebenso bedanke ich mich für die fortwährende Betreuung und Aufsicht dieser Arbeit bei Dr. T. Dietel.

Ein besonderer Dank geht an alle, die meine Arbeit mehrfach korrigiert haben und mir hilfreiche Tipps und Anregungen gegeben haben: Meinem Bürokollege Linus Feldkamp, meinem Großonkel Prof. em. Dr. Rainer Santo, meinem Betreuer Dr. Tom Dietel und meinem langjährigen Kommilitonen und Bürokollegen David Baumeier.

Danken möchte ich auch Friederike Poppenborg für die vielen Erläuterungen und Erklärungen zu ihrem Aufbau und dem Programm, ohne die ich ein Vielfaches der Zeit benötigt hätte, und auch Martin Kohn, der mir bei vielen Probleme am PC geholfen hat.

Danke auch an die tolle Atmosphäre in der gesamten Arbeitsgruppe, besonders unser kleines Büro mit Linus Feldkamp und David Baumeier. Es war eine kurze, aber schöne und vor allem hilfreiche Zeit.

Als letztes spreche ich einen Dank an meine Familie beziehungsweise an meine Eltern aus, die mir dieses Studium ermöglichen und mir in allen Dingen stets zur Seite stehen und mich in jeder Hinsicht unterstützen.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, den 4. August 2011

Paul Simeon Popp