Untersuchung eines Monitors zur Messung der Elektronendriftgeschwindigkeit in einem Ar/CO_2 Gasgemisch

Diplomarbeit am
Physik-Department der
Technischen Universität München

eingereicht von
Peter Maierbeck

angefertigt am
Max-Planck-Institut für Physik
(Werner-Heisenberg-Institut)
München

TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
MÜNCHEN

April 2003

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

1.1 Schwerionenkollisionen bei relativistischen Energien 1
1.2 Das STAR-Experiment 2
1.2.1 Der RHIC 2
1.2.2 Der STAR-Detektor 3
1.3 Die FTPCs 5
1.3.1 Mechanischer Aufbau 5
1.3.2 Der Driftgeschwindigkeitsmonitor 7

2 Der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit α-Quellen **9**

2.1 Prinzip 9
2.2 Mechanischer Aufbau 10
2.3 Ionisation mit α-Teilchen 13
2.4 Elektronik und Datenanalyse 14
2.5 Gassystem und Umwelteinflüsse 17

3 Messungen mit α-Teilchen **21**

3.1 Abschätzung der Fehler 21
3.1.1 Verbesserung der Messung durch Amplituden-Cuts 22
3.2 Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Messdauer 23
3.3 Langzeitmessungen mit α-Teilchen (MPI) 24
3.4 Ausschluss eines methodischen Analysefehlers 25
3.5 Messung mit Epoxy-beschichteten Trägern 27
3.6 Messung mit eingesetzten Metallringen 28
3.7 Langzeitmessungen mit α-Teilchen (BNL) 30
3.7.1 Unterschiede zwischen den Driftmonitoren am MPI und am BNL 32
3.7.2 Langzeitmessung 33
3.7.3 Einfluss der Zaponlackfolie auf die Driftgeschwindigkeit 34
3.7.4 Gastest 35
3.8 Einschaltverhalten des Driftgeschwindigkeitsmonitors 36

4 Der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser **41**

4.1 Motivation zum Umbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors 41
4.2 Mechanischer Aufbau 41
4.3 Ionisation mit Laserstrahlen 44
4.4 Elektronik und Datenanalyse für den Laser-Aufbau 44

5 Lasermessungen **49**
5.1 Behandlung der Fehler 49
5.2 Langzeitmessung 51
5.2.1 Reproduzierbarkeit 52
5.2.2 Einschaltverhalten 52
5.3 Vergleich der Ionisationsmethoden 53
5.4 Änderung der äußeren Parameter 53
5.4.1 Variation der Driftspannung 55
5.4.2 Variation des Gasgemischs 56

6 Vergleich mit Ergebnissen der FTPCs und Magboltz **59**
6.1 Das Simulationsprogramm Magboltz 59
6.2 α-Messungen am MPI 60
6.2.1 DGM-Grundausbau 60
6.2.2 DGM mit Abschirmelektroden 61
6.3 α-Messungen am BNL 62
6.3.1 Laserspuren zur Kalibration der Ortsauflösung der FTPC 62
6.3.2 Variation des Gasgemisches 64
6.4 Laser-Messungen am MPI 64
6.4.1 Langzeitmessung 64
6.4.2 Variation der Driftspannung und des verwendeten Gasgemischs . 65

7 Zusammenfassung **69**

Anhang **73**

A Abschätzung der freien Weglänge der Elektronen im Driftkanal **73**

B Kalibration der Gasdurchflussmesser **74**

C Konstruktionszeichnung der Abschirmelektroden **77**

D Aufnahmen des Laser-Aufbaus **78**

Tabellenverzeichnis **81**

Abbildungsverzeichnis **82**

Literaturverzeichnis **84**

1 Einleitung

Die uns umgebende sichtbare Materie ist zu mehr als 99,9% in Atomkernen konzentriert, die aus Protonen und Neutronen bestehen ([DPG00]). Diese Kernbausteine sind wiederum selbst aus Quarks und den Eichbosonen der starken Wechselwirkung, den Gluonen, zusammengesetzt. Die physikalischen Eigenschaften dieser Teilchen werden durch die Quanten-Chromo-Dynamik (QCD) beschrieben. Die QCD bildet zusammen mit der vereinheitlichten Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung das Standardmodell der Teilchenphysik.

1.1 Schwerionenkollisionen bei relativistischen Energien

Ein einzelnes freies Quark kann nicht beobachtet werden („Confinement"). Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass sowohl die Quarks wie auch die Gluonen sog. Farbladungen tragen. Je weiter zwei Quarks voneinander entfernt werden, desto mehr Energie wird durch die Selbstwechselwirkung der Eichbosonen im Gluonenfeld zwischen den Quarks gespeichert. Schließlich ist die Energie so groß, dass ein Quark-Antiquark-Paar gebildet werden kann. Das Entfernen eines einzelnen Quarks aus einem Hadron ist daher nicht möglich.

Bei sehr hohen Temperaturen T bzw. Baryonendichten ρ wird durch die QCD ein Phasenübergang vorausgesagt. Die hadronische Materie geht dabei in ein Quark-Gluon-Plasma (QGP) über, ein Plasma aus freien Quarks und Gluonen (siehe Abbildung 1.1). Als kritische Werte der Temperatur und der Baryonendichte werden $T \approx 200\,\mathrm{MeV}$ (bei $\rho = 0$) bzw. einige $\mathrm{GeV/fm^3}$ (bei $T = 0$) erwartet ([WON94]). Es wird vermutet, dass kurz nach dem Urknall (sehr hohe Temperaturen) und in Neutronensternen (sehr hohe Baryonendichten) ein QGP vorlag bzw. vorliegt. Durch Kollisionen schwerer Atomkerne wird versucht, im Labor ein QGP zu erzeugen. Abbildung 1.1 zeigt schematisch die Zustandskurven einiger Experimente (SPS[1], AGS[2], RHIC[3] und LHC[4]). Das durch den Zusammenstoß zweier Atomkerne erzeugte QGP hat eine Lebensdauer von 10^{-23} s. Nach dieser Zeitspanne ist die Temperatur wieder so weit gesunken, dass sich die Quarks zu zahlreichen Hadronen verbinden („ausfrieren"). Eine direkte Beobachtung des QGPs

[1] Super Proton Synchrotron
[2] Alternating Gradient Synchrotron
[3] Relativistic Heavy Ion Collider
[4] Large Hadron Collider

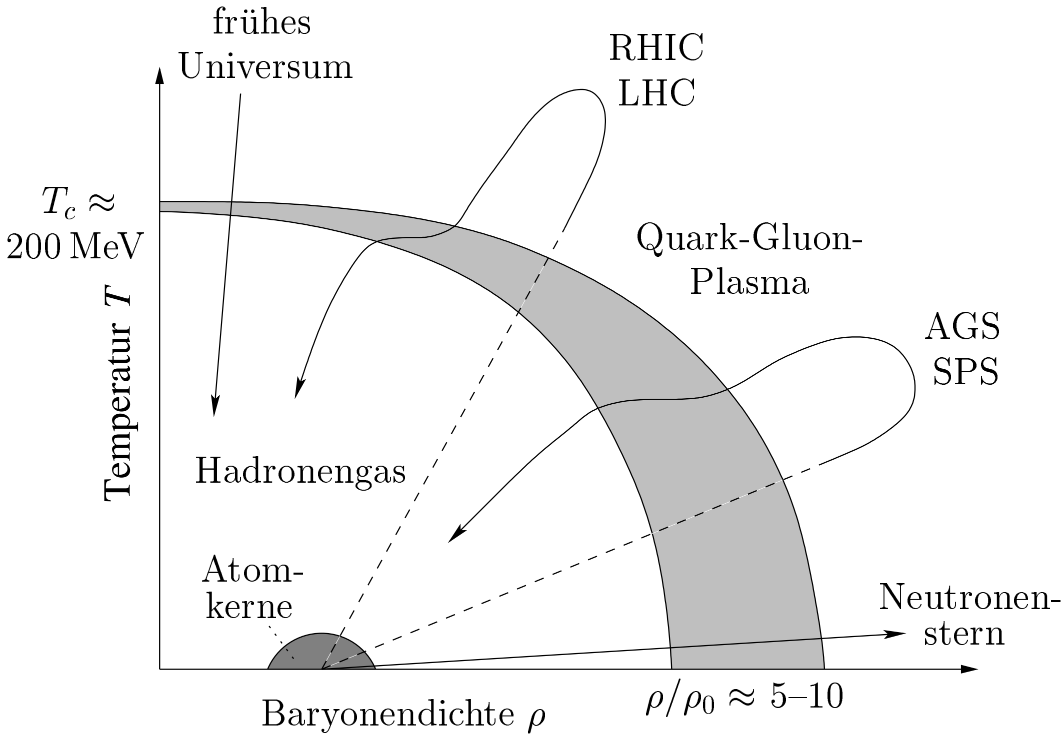


Abbildung 1.1: Phasendiagramm hadronischer Materie ([OLD01]).

ist deshalb nicht möglich. Theoretische Vorhersagen verschiedener Modelle ergeben allerdings Signaturen, die ein QGP im Endzustand einer Schwerionenkollision hinterläßt ([HÜM00]). Durch den Vergleich der Messungen physikalischer Größen der erzeugten Teilchen mit den theoretischen Erwartungen kann man eine Aussage über die mögliche Erzeugung eines QGPs treffen.

1.2 Das STAR-Experiment

1.2.1 Der RHIC

Der RHIC ist die Endstufe des Beschleunigerkomplexes am Brookhaven National Laboratory (BNL) (siehe Abbildung 1.2). Er stellt den ersten Speicherring dar, der von Anfang an für Schwerionen konzipiert wurde. Mit ihm wird die zur Zeit höchste Schwerpunktsenergie pro Nukleonenpaar ($\sqrt{s_{NN}}$) erreicht ([PER02]). Diese kann bei einer Kollision von zwei Goldkernen bis zu 200 GeV betragen.

Ein Speicherring wird mit bereits vorbeschleunigten Teilchenstrahlen betrieben. Der RHIC steht daher am Ende des Beschleuniger-Komplexes am BNL. In einer gepulsten Ionenquelle werden einfach negativ geladene Goldatome ($^{197}_{79}Au^-$) erzeugt. Nach Durchlaufen eines Tandem-Van de Graff-Beschleunigers und zweier „Stripper“-Folien besitzen sie eine Energie von 1 MeV pro Nukleon und sind 32-fach positiv geladen. Eine weitere Beschleunigung der Ionen erfolgt im Booster und im Alternating Gradient

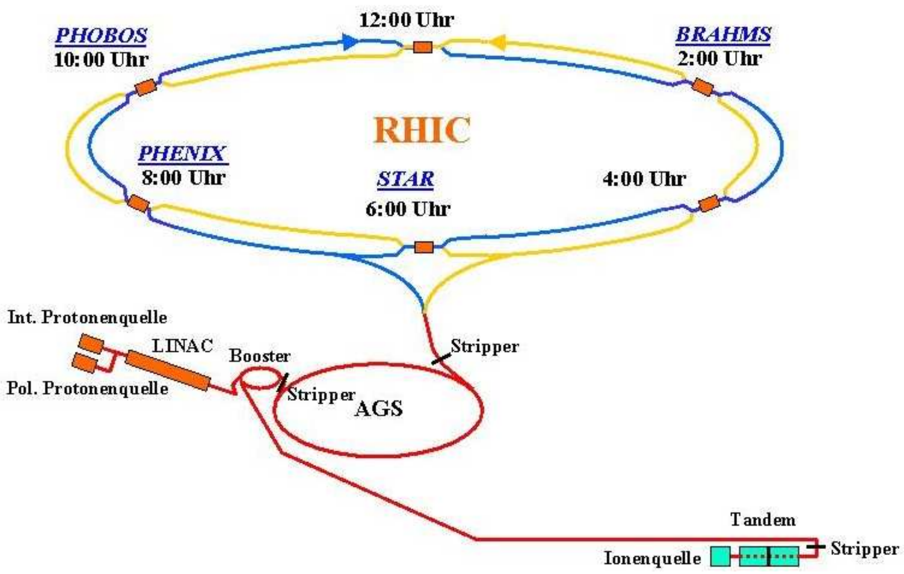


Abbildung 1.2: Der Beschleunigerkomplex am BNL ([OLD01])

Synchrotron (AGS). Über mehrere Stripper-Stationen vor und nach diesen Beschleunigerstufen werden die restlichen Elektronen entfernt. Die dann vollständig ionisierten Goldkerne ($^{197}_{79}\mathrm{Au}^{79+}$) werden mit einer Energie von 9 GeV pro Nukleon in den RHIC injiziert. Dort werden sie auf maximal 100 GeV pro Nukleon beschleunigt. Dies entspricht einer Energie von 19,7 TeV pro Goldkern. Der RHIC besteht aus zwei von den Ionen gegenläufig durchlaufenen Strahlrohren mit einem Umfang von über 3,8 km. Die Teilchenstrahlen werden durch supraleitende Magnete auf der erforderlichen Bahn gehalten. An vier der sechs Kreuzungspunkte der Strahlrohre sind Experimente aufgebaut: BRAHMS (**B**road **RA**nge **H**adron **M**agnetic **S**pectrometer), PHENIX (**P**ioneering **H**igh **E**nergy **N**uclear **I**nteraction e**X**periment), PHOBOS und STAR (**S**olenoidal **T**racker **A**t **R**HIC).

Über einen Linearbeschleuniger kann eine Protonenquelle an den Booster angekoppelt werden. Sie ermöglicht die Untersuchung von Proton-Proton-Kollisionen bei Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s}$) von bis zu 500 GeV. Dadurch können mit denselben Detektoren Referenzdaten gemessen werden. Eine Quelle mit polarisierten Protonen ermöglicht zusätzlich die Erforschung der Spinstruktur des Protons.

1.2.2 Der STAR-Detektor

Der Detektor des STAR-Experiments befindet sich an der sechs Uhr-Position des RHIC-Rings (siehe Abbildung 1.2). In seiner Konzeption gleicht er anderen Detektoren, die bei Speicherring-Experimenten eingesetzt werden. Abbildung 1.3 zeigt seinen schematischen Aufbau.

Der STAR Detektor setzt sich aus mehreren Einzeldetektoren zusammen ([STA92]). Der komplette Aufbau befindet sich in einer Magnetspule, die ein Solenoid-Feld mit einer Stärke von bis zu 0,5 T erzeugt. Größter Einzeldetektor ist eine zentrale Spurendriftkammer (**T**ime **P**rojection **C**hamber, TPC). Sie hat einen Außendurchmesser von 4,0 m und eine Länge von 4,2 m. Damit ist sie die zurzeit größte TPC weltweit.

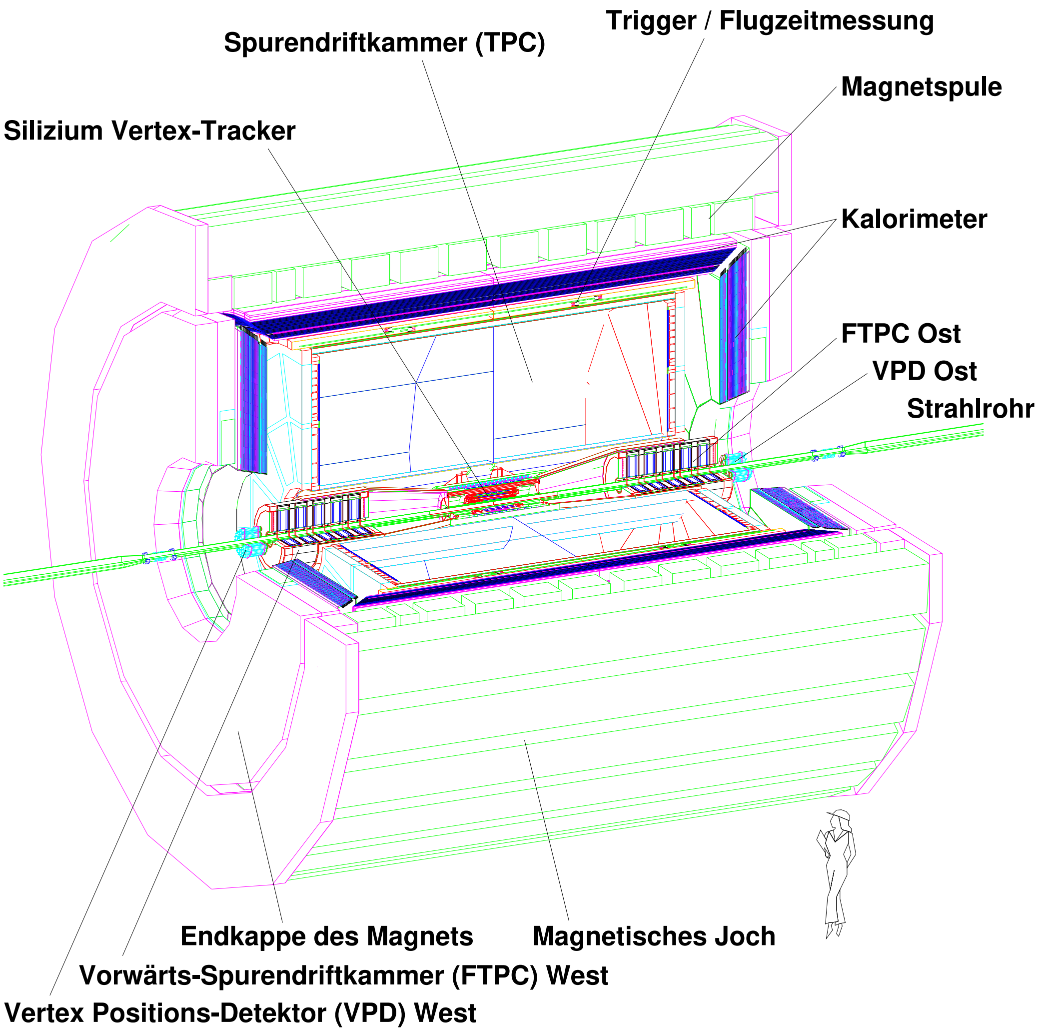


Abbildung 1.3: Aufbau des STAR-Detektors

Sie deckt einen Pseudorapiditätsbereich von $|\eta| < 1{,}5$ ab. Weitere Detektorsysteme ergänzen die Haupt-TPC. So verbessert z.B. der Silizium Vertex Tracker (SVT) durch seine Lage nahe am Strahlrohr die Ortsbestimmung des Kollisionspunktes (Vertex). Durch die beiden am Max-Planck-Institut für Physik in München gebauten Vorwärts-Spurendriftkammern (**F**orward **T**ime **P**rojection **C**hamber, FTPC) wird der überdeckte Pseudorapiditätsbereich um die Region $2{,}5 < |\eta| < 4{,}0$ erweitert (siehe Abschnitt 1.3).

Große räumliche Akzeptanz und hohe Impulsauflösung ermöglichen es, mit dem STAR-Detektor möglichst viele der in einer Schwerionenkollision erzeugten Teilchen aufzuzeichnen. Globale Messgrößen wie Multiplizität oder mittlerer Transversalimpuls der erzeugten Teilchen können dadurch für ein einzelnes Ereignis bestimmt werden. (Für eine Definition der physikalischen Begriffe siehe Tabelle 1.1.)

Rapidität	Die Rapidität y ist das relativistische Analogon zur Geschwindigkeit und wird definiert durch den Viererimpuls eines Teilchens: $y = \frac{1}{2}\ln(\frac{E+c\cdot p_z}{E-c\cdot p_z})$.
Pseudorapidität	Die Pseudorapidität η eines Teilchens wird definiert durch den Winkel θ, den die Strahlachse und die Impulsrichtung des Teilchens einschließen: $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$.
Multiplizität	Als Multiplizität wird die Anzahl der erzeugten Teichen bezeichnet.
Transversalimpuls	Der Transversalimpuls $\mathbf{p}_\mathrm{T}$ ist die Impulskomponente eines erzeugten Teilchens senkrecht zur Strahlachse.

Tabelle 1.1: Definition einiger physikalischer Begriffe

1.3 Die FTPCs

1.3.1 Mechanischer Aufbau

Die FTPCs sind im Abstand von je 1,5 m zum Wechselwirkungspunkt um das Strahlrohr positioniert. Sie werden nach ihrer Position innerhalb des STAR-Detektors als West- bzw. Ostkammer bezeichnet. In dem von ihnen überdeckten Pseudorapiditätsbereich werden 30% der bei einer Schwerionenkollision erzeugten Teilchen erwartet ([BIE98], [ACK02]). Die äußeren Abmessungen der Driftkammern werden durch die sie umgebenden anderen Detektorsysteme beschränkt. Diese Faktoren wurden bei der Konzeption der FTPCs berücksichtigt.

Die Driftkammern wurden als 120 cm lange Zylinder aus Aluminium mit einem Durchmesser von 75 cm realisiert (siehe Abbildung 1.4). Sie wurden mit einem radialen Driftfeld konzipiert. Der Feldkäfig wird in radialer Richtung durch die HV-Elektrode ($r = 7,73\,\mathrm{cm}$) und ein Frischgitter bei einem Radius von 30,05 cm bestimmt. Potenzialringe an beiden Enden der Kammer schliessen ihn in z-Richtung ab. Die speziell für diese Geometrie entwickelten gebogenen Auslesekammern ([MAR98]) sind in Aussparungen der Aluminiumstruktur eingesetzt. Auf Grund der kurzen Driftstrecke von 23 cm kann ein Füllgas mit niedriger Driftgeschwindigkeit verwendet werden. Es wird ein Gemisch aus 50% Argon und 50% CO_2 benutzt. Diese Zusammensetzung weist einen niedrigen Diffusionskoeffizienten auf. Dadurch wird das Auseinanderlaufen der driftenden Elektronen einer Spur vermieden. Tabelle 1.2 zeigt eine Übersicht der wichtigsten Unterschiede zwischen einer herkömmlichen Spurendriftkammer und der FTPC.

TPC	FTPC
homogenens Driftfeld	radiales Driftfeld
Driftfeld parallel zum Magnetfeld	Driftfeld senkrecht zum Magnetfeld
Auslesekammern in den Endkappen	Auslesekammern in der äußeren Zylinderfläche

Tabelle 1.2: Unterschiede zwischen einer herkömmlichen TPC und der FTPC

Die Teilchenspuren im durch die FTPCs abgedeckten Pseudorapiditätsbereich ver-

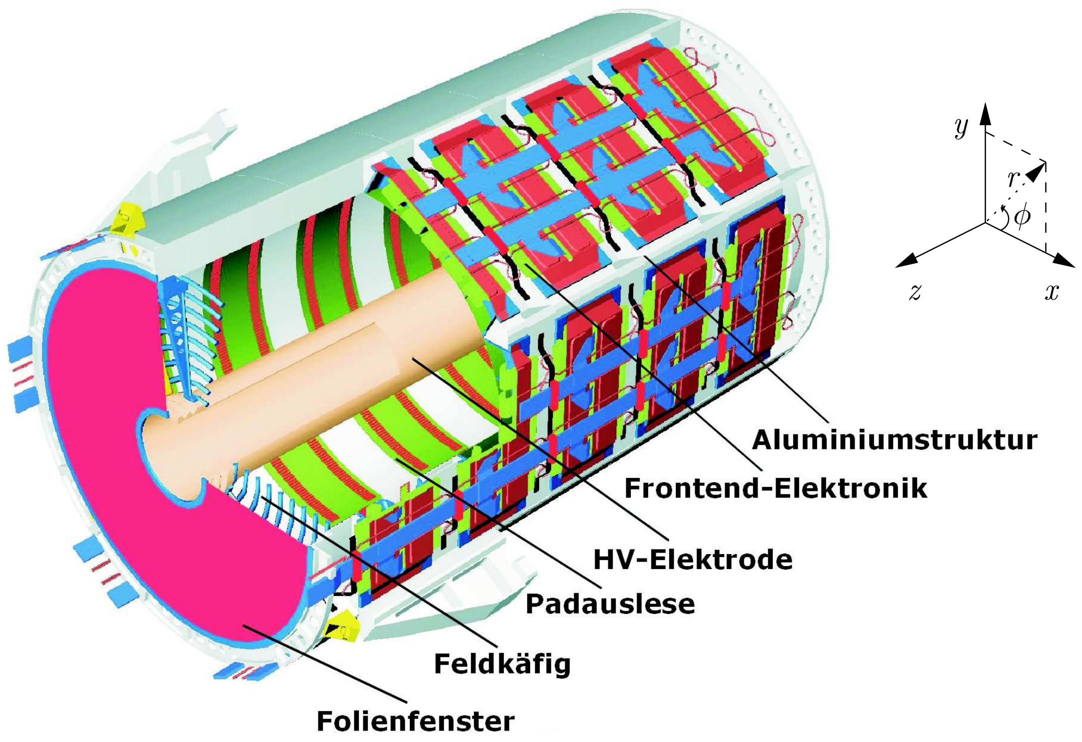


Abbildung 1.4: Aufbau einer Vorwärts-Spurendriftkammer des STAR-Detektors

laufen sehr flach, d.h. in einem kleinen Winkel gegenüber der Strahlachse ($2{,}1^\circ < \theta < 9{,}4^\circ$). Die Projektion einer solchen Spur auf die Mantelfläche ist damit deutlich länger als die bei einer herkömmlichen TPC verwendete Projektion auf eine Endkappe. Durch diese Konstruktionsmerkmale erreichen die FTPCs, bei gleicher Segmentierung der Auslesekammern, eine höhere Ortsauflösung als Spurendriftkammern mit homogenem Driftfeld. Sie liegt für die FTPCs bei $100\,\mu$m.

Desweiteren wird durch die radiale Driftgeometrie die Zweispurtrennung verbessert. Zwei Elektronenwolken, die im sensitiven Volumen der FTPC durch Teilchendurchgang nahe der HV-Elektrode erzeugt werden, werden durch das radiale Driftfeld separiert. Durch die Wahl eines Gasgemisches mit niedriger Diffusion erreichen FTPCs dadurch eine Zweispurtrennung von 1,5 mm.

Neben diesen Vorteilen ergeben sich durch die in Tabelle 1.2 angegebenen Unterschiede auch Eigenschaften der FTPC, die die Rekonstruktion der Teilchenspuren erschweren. Da die Elektronen entlang der elektrischen Feldlinien driften, bewegen sie sich senkrecht zum Magnetfeld des STAR-Detektors. Dies führt zu einer zusätzlichen azimutalen Komponente der Driftrichtung. Das radiale Driftfeld ist zusätzlich umgekehrt proportional zum Radius ($E(r) \sim 1/r$). Somit ist auch die Driftgeschwindigkeit abhängig von der Position der Elektronen in der FTPC. Sie liegt zwischen $2{,}0\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ (nahe an der HV-Elektrode) und $0{,}3\,\mathrm{cm}/\mu\mathrm{s}$ (nahe am Frisch-Gitter). Bei der Bestimmung des Orts der Teilchenspur aus Ankunftsort und Ankunftszeit der Elektronen an den Auslesekammern müssen daher umfangreiche Korrekturen angewandt werden. Eine

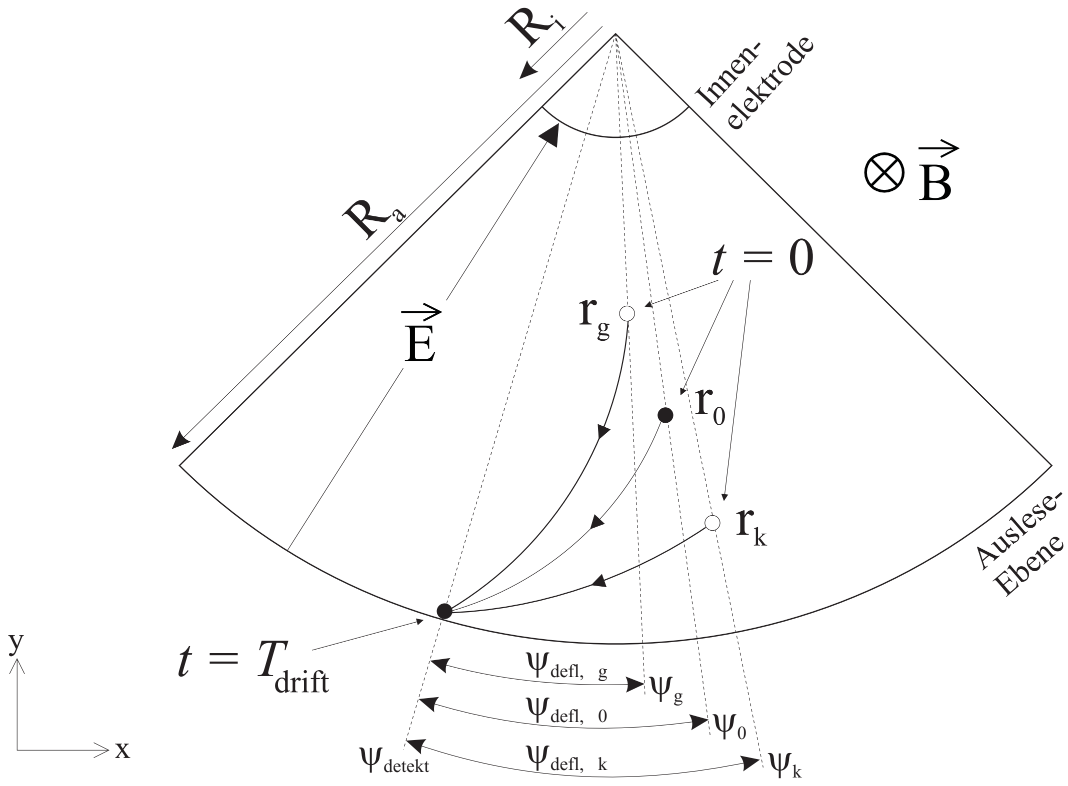


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung der Beeinflussung der Rekonstruktion durch die Driftgeschwindigkeit (Erläuterung siehe Text).

genaue Kenntnis des Driftgeschwindigkeitsprofils (der Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Radius) ist daher unbedingt notwendig. Für die Berechnung dieses Profils wird das Simulationsprogramm Magboltz ([BIA00]) verwendet.

Abbildung 1.5 zeigt den Effekt einer zu grossen oder zu kleinen Driftgeschwindigkeit auf die Rekonstruktion. Eine Elektronenwolke wird zum Zeitpunkt $t = 0$ am Ort (r_0, Ψ_0) erzeugt und bei der Zeit $t = T_{\mathrm{drift}}$ am Ort $(\mathrm{R}_{\mathrm{a}}, \Psi_{\mathrm{detekt}})$ nachgewiesen. Wird ein Profil benutzt, das eine zu hohe bzw. zu niedrige Driftgeschwindigkeit annimmt, so wird als Ursprungsort $(\mathrm{r}_{\mathrm{g}}, \Psi_{\mathrm{g}})$ bzw. $(\mathrm{r}_{\mathrm{k}}, \Psi_{\mathrm{k}})$ berechnet. Im Vergleich zu einer TPC mit homogenen Driftfeld, in der die Driftgeschwindigkeit konstant ist und ein Fehler δv zu einem Versatz aller Spuren um $\delta z = \delta v \cdot t$ führt, bewirkt bei der Rekonstruktion der Teilchenspuren in der FTPC ein Fehler im Driftgeschwindigkeitsprofil eine nicht-lineare Verzerrung.

1.3.2 Der Driftgeschwindigkeitsmonitor

Für eine externe Bestimmung der Driftgeschwindigkeit im Gassystem der FTPCs wurde am Max-Planck-Institut für Physik in München ein Driftgeschwindigkeitsmonitor (DGM) entwickelt ([GÄR02]). Durch die Messung der Driftgeschwindigkeit in einem konstanten, homogenen elektrischen Feld sollte ein externer Wert bereitgestellt werden, an dem das mit Magboltz berechnete Driftgeschwindigkeitsprofil verankert werden kann. Bei Vergleichen der Ergebnisse des DGMs mit Werten der Driftgeschwindigkeit, die durch interne Kalibrationsmethoden der FTPCs gemessen worden waren, zeigten sich allerdings deutliche Unterschiede.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit Untersuchungen dieses Monitors. In Kapitel 2 wird der Aufbau des Monitors vorgestellt. Kapitel 3 zeigt Ergebnisse der Messungen, die mit dem DGM im ursprünglichen Zustand durchgeführt wurden. Der Umbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors und die daraufhin durchgeführten Messungen werden in den Kapiteln 4 und 5 dargestellt. Im Kapitel 6 werden die Messergebnisse mit den Resultaten der Magboltz-Simulationen verglichen.

2 Der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit α-Quellen

Dieser Abschnitt befasst sich mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor, der am Max-Planck-Institut für Physik in München bereits vorhanden war (siehe [GÄR02]).

2.1 Prinzip

Mit einem Driftgeschwindigkeitsmonitor (DGM) wird die Driftgeschwindigkeit von Elektronen in einem homogenen elektrischen Feld gemessen. Dies ermöglicht die Kalibration des Driftgeschwindigkeitsprofils und damit die präzise Ortsbestimmung von Teilchenspuren in den FTPCs (siehe Abschnitt 1.3). Der prinzipielle Aufbau eines Driftgeschwindigkeitsmonitors wird in diesem Abschnitt erläutert.

Die Basis eines Driftgeschwindigkeitsmonitors bildet eine Gaszelle in einem homogenen elektrischen Feld. In dieser werden an einem definierten Ort Elektronen erzeugt. Es werden zur Ionisation der Atome des Gasgemisches α-Teilchen bzw. Laserimpulse (siehe Abschnitt 2.2 bzw. Abschnitt 4.2) eingesetzt. Die freigesetzten Elektronen driften anschließend mit konstanter Geschwindigkeit entlang der Feldlinien. Nach einer definierten Driftstrecke werden sie in einem geeigneten Zähler nachgewiesen. Wenn der Zeitpunkt der Ionisation bekannt ist, kann man daraus die Driftzeit errechnen. Aus dem Quotienten aus Driftstrecke und Driftzeit erhält man die Driftgeschwindigkeit (siehe Abbildung 2.1).

Ein Problem bei dieser direkten Methode ist der mögliche systematische Fehler beim Messen der Driftzeit und der Driftstrecke. Sowohl Start- als auch Endpunkt der Messung sind, bedingt durch die Fertigung, räumlich und zeitlich mit einer systematischen Ungenauigkeit behaftet. Als Beispiel sei der Unterschied zwischen Zeitpunkt der Erzeugung der Driftelektronen und Beginn der Zeitmessung genannt. Um diese systematischen Fehler, die bei jeder Einzelmessung gleich bleiben, zu beseitigen, wird eine Differenzmessung durchgeführt. Dazu läßt man Elektronen über zwei verschieden lange Strecken driften, deren Rahmenbedingungen (Driftfeld, Start-Zähler, Stop-Zähler) identisch oder zumindest baugleich sind. Die Differenz der beiden unterschiedlich langen Driftzeiten ergibt die Driftzeit der Elektronen zwischen den beiden Startpunkten. Die Fehler in der Zeitmessung im Stop-Zähler (identisch) und in den Start-Zählern (baugleich) heben sich dabei auf. Übrig bleiben nur noch statistische Schwankungen. Der Fehler im Abstand

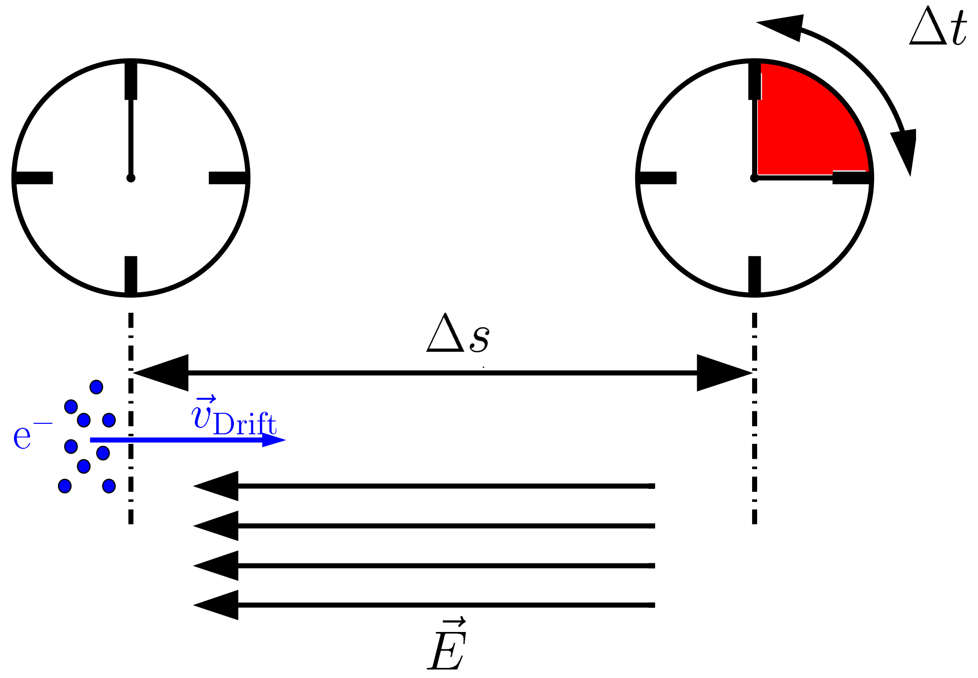


Abbildung 2.1: Grundprinzip der Driftgeschwindigkeitsmessung: Elektronen (e^-) driften über eine definierte Distanz Δs in einem homogenen elektrischen Feld $\vec{E}$. Gemessen wird die dafür benötigte Zeit (Δt). Der Absolutwert der Driftgeschwindigkeit $\vec{v}_{\mathrm{Drift}}$ ergibt sich aus dem Quotienten aus zurückgelegter Strecke und benötigter Zeit.

der beiden Ionisationspunkte wird durch die mechanische Genauigkeit bestimmt.

In den nächsten Abschnitten wird die technische Realisierung dieses Prinzips beschrieben.

2.2 Mechanischer Aufbau

Abbildung 2.2 zeigt eine Schemazeichnung des Driftgeschwindigkeitsmonitors. Der Feldkäfig befindet sich in einem licht- und luftdichten Alugehäuse. Dieses weist zwei Anschlüsse für die Gasversorgung auf. Der Monitor besteht aus 21 kreisförmigen Edelstahlplatten (Durchmesser 75 mm, Dicke 0,5 mm). Zwischen den Platten befinden sich Abstandshalter aus Kunststoff (Höhe 8 mm). An die oberste Platte ist die Hochspannungsversorgung (-8000 V, CAEN-Modul) angeschlossen. Die folgenden 19 Platten haben in der Mitte ein rundes Loch (Durchmesser 10 mm). Diese Öffnungen bilden den Driftkanal für die Elektronen. In der untersten Platte ist eine rechteckige Öffnung ($12 \times 20\,\mathrm{mm}^2$), die durch ein Frisch-Gitter aus acht Drähten (Durchmesser $75\,\mu$m) überspannt wird. Dieses liegt, wie die Platte selbst, auf Nullpotential. Eine Widerstandskette aus 20 Widerständen zu je 2,690 MΩ (Fehlertoleranz $<$ 0,1%) verbindet die Feldplatten untereinander. Dadurch bildet sich zwischen je zwei Platten eine konstante Potenzialdifferenz und im Driftkanal ein homogenes elektrisches Feld von 472,0 $\frac{\mathrm{V}}{\mathrm{cm}}$ aus. Durch die durchgehende oberste Platte und die unterste, deren Öffnung das Frischgitter überspannt, wird das Feld verzerrungsfrei abgeschlossen.

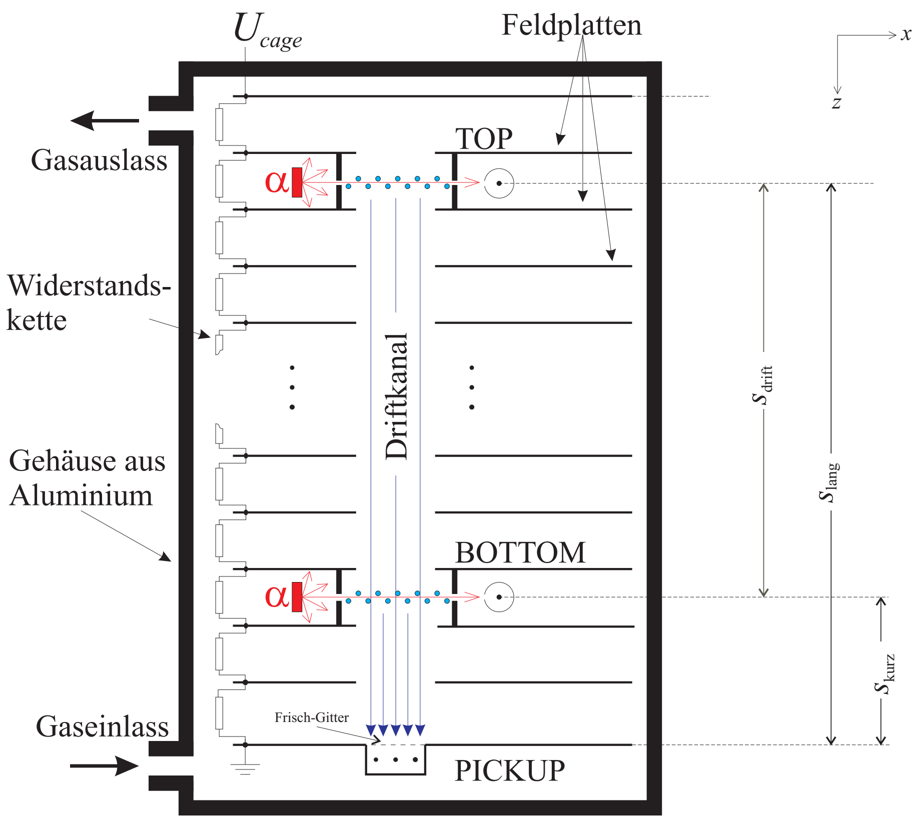


Abbildung 2.2: Prinzip des Driftgeschwindigkeitsmonitors: α-Teilchen erzeugen Elektronen durch Ionisation in der TOP- bzw. BOTTOM-Position. Durch die Zählröhrchen wird die Zeitmessung gestartet. Die Elektronen driften über zwei definierte Distanzen (s_{lang}, s_{kurz}) in einem homogenen elektrischen Feld. Der PICKUP-Zähler stoppt die Zeitmessung. Aus der Differenz der beiden Zeiten (t_{lang} und t_{kurz}) ergibt sich die Driftzeit t_{drift} zwischen TOP und BOTTOM (Abstand s_{drift}). Die Driftgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Quotienten s_{drift} durch t_{drift}.

Zwischen vierter und fünfter bzw. 18. und 19. Feldplatte befindet sich ein Kunststoffträger mit einer α-Quelle (^{241}Am, Aktivität 90 kBq) und einem Proportionalzähler. Diese sind zueinander diametral an der Driftöffnung positioniert, so dass α-Teilchen, die den Zähler erreichen, durch Ionisation (siehe Abschnitt 2.3) Elektronen im Driftkanal erzeugen. Die Ebene, in der die Bahn der ionisierenden Heliumkerne und damit der Beginn der Driftstrecke der Elektronen liegt, wird durch Blenden mit waagrechter Öffnung (300 μm) vor den Quellen und Zählern bestimmt. Die effektive Driftstrecke der Elektronen wird damit durch die Distanz dieser beiden Ebenen bestimmt:

$$s_{\text{drift}} = 118{,}80 \pm 0{,}03\,\text{mm} \tag{2.1}$$

Die α-Teilchen treten aus der mit einer Schutzschicht überzogenen Quelle mit einer Energie von etwa 4 MeV aus (siehe Abschnitt 2.3). Nach [GÄR02] haben sie daher eine Reichweite von ca. 25 bis 27 mm. Damit es zwischen den auf negativem Potenzial liegenden Feldplatten und den mit positiver Hochspannung betriebenen Zählröhrchen

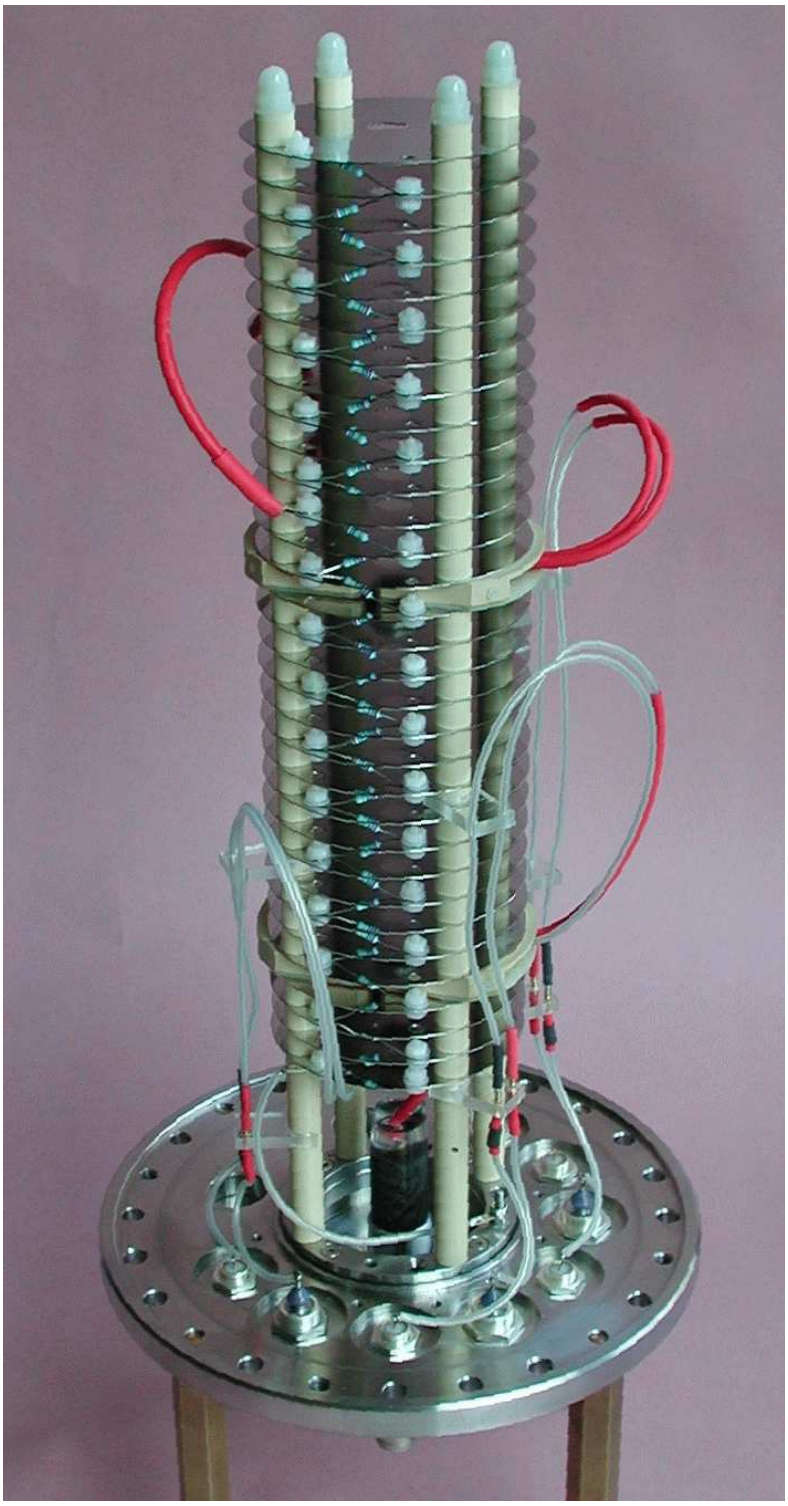


Abbildung 2.3: Foto des Driftgeschwindigkeitsmonitors: Die Hochspannungsversorgung ist an der 21. Feldplatte von unten angeschlossen. Die Signalleitungen von TOP- bzw. BOTTOM-Zähler sind deutlich zu erkennen. Die Feldplatten oberhalb der Hochspannungsversorgung sind für eine mögliche Vergrösserung der Driftstrecke vorgesehen.

zu keinen Überschlägen kommt, werden die Zähler möglichst weit innerhalb der Kunststoffträger platziert. Der Abstand zwischen Feldplatte und Zähldraht wird dadurch maximiert. Die Quellen werden direkt am Driftkanal angebracht. Die Einheiten aus Quelle und Röhrchen werden entsprechend ihrer Position im DGM mit TOP (lange Driftstrecke) bzw. BOTTOM (kurze Driftstrecke) bezeichnet.

Die Zähler bestehen aus einem auf Nullpotenzial liegenden Metallkäfig ($4 \times 4 \times 22\,\text{mm}^3$), in dem sich ein Zähldraht (Durchmesser $20\,\mu\text{m}$) befindet. An diesen wird eine positive Hochspannung angelegt. Die Röhrchen stehen mit dem DGM-Gas über eine kleine Öffnung in Verbindung, über die auch die α-Teilchen in das sensitive Volumen gelangen können. Elektronen, die innerhalb des Röhrchens erzeugt werden, werden zum Zähldraht hin beschleunigt. Ihre Energie ist nahe dem Draht so hoch, dass sie selbst Gasatome ionisieren können. Das ursprüngliche Signal wird dadurch lawinenartig verstärkt, wobei die endgültige Signalhöhe proportional zur Energieabgabe des α-Teilchens im sensitiven Volumen ist.

Unter dem Frisch-Gitter in der untersten Feldplatte liegt ein weiterer Proportionalzähler (PICKUP-Zähler). Er besteht aus drei Verstärkungsdrähten und funktioniert nach dem selben Prinzip wie TOP- und BOTTOM-Zähler. Er weist die Elektronen nach, die durch den Driftkanal nach unten gelangt sind.

Die Zähler in der TOP- bzw. BOTTOM-Position liefern jeweils das Startsignal für eine Messung und der PICKUP-Zähler das Stopsignal (siehe Abschnitt 2.4). Die Driftzeit zwischen den beiden Einheiten ergibt sich aus der Differenz

$$t_{\text{drift}} = t_{\text{lang}} - t_{\text{kurz}}. \tag{2.2}$$

Aus den Beziehungen 2.1 und 2.2 ergibt sich dann die Driftgeschwindigkeit:

$$v_{\text{drift}} = \frac{s_{\text{drift}}}{t_{\text{drift}}}. \tag{2.3}$$

Abbildung 2.3 zeigt ein Foto des Driftgeschwindigkeitsmonitors.

2.3 Ionisation mit α-Teilchen

Im Grundausbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors werden zur Ionisation des Gasgemisches α-Teilchen verwendet. Man benutzt dazu eine ^{241}Am Quelle (Americium-Isotop mit 95 Protonen und 146 Neutronen). Das benutzte Nuklid ist instabil und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 458 Jahren in ^{237}Np (Neptunium). Die Energie der emittierten α-Teilchens beträgt dabei 5,48 MeV. Je zwei Protonen und Neutronen bilden innerhalb des Mutterkerns bereits ein gebundenes, quasistabiles System mit einer festen Energie. Dies erklärt die Konstanz in der Energie der austretenden Strahlung (siehe [MAY92]). Die Quelle ist von einer Schutzschicht umgeben. In dieser verlieren die α-Teilchen einen Teil ihrer kinetischen Energie. Sie treten daher in das Gasgemisch mit einer Bewegungsenergie von etwa 4 MeV aus.

Diese α-Strahlen ionisieren die Atome des Gasgemisches. Sie stoßen mit den Elektronen der Atomhüllen, übertragen auf diese einen Bruchteil ihrer Energie und lösen sie so aus dem elektrischen Potenzial der Kerne. Da die α-Teilchen sehr viel schwerer ($m_\alpha \approx 8\times10^3 \times m_e$) als die Elektronen sind, ist der Energie- und Impulsübertrag gering, und ihre Bahn im Gasgemisch geradlinig. Die Reichweite der α-Teilchen reicht gerade noch aus, um die Top- bzw. Bottom-Zähler zu erreichen (siehe Abschnitt 2.2). Die Elektronen im Driftkanal werden entgegen den Feldlinien beschleunigt und treten mit den Atomen des Gasgemisches in Wechselwirkung. Da die Anzahl der Stöße während ihrer Drift sehr hoch ist ($\approx 1 \times 10^7$), ist ihre freie Weglänge entsprechend klein ($\approx$12 nm) (siehe Anhang A). Aus diesem Grund stellt sich ein Gleichgewicht ein und man kann von einer konstanten Driftgeschwindigkeit ausgehen.

2.4 Elektronik und Datenanalyse

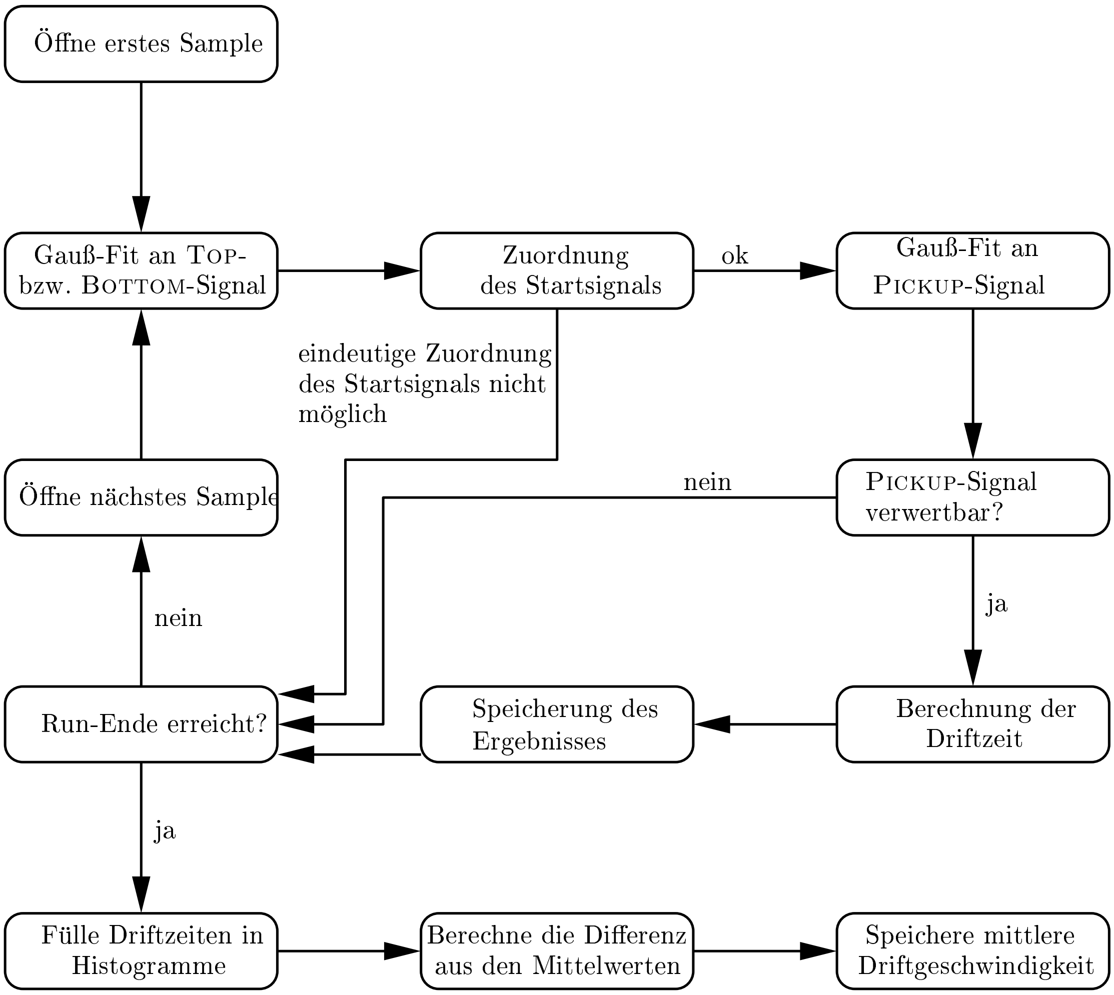
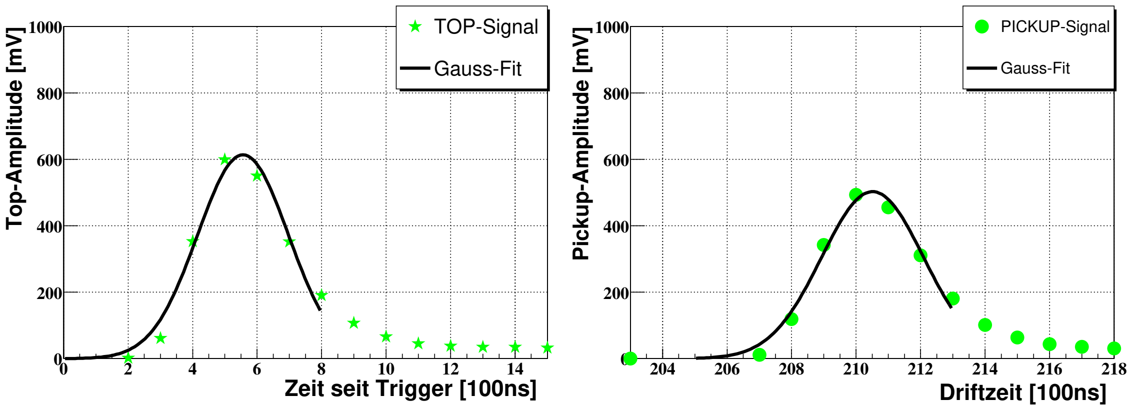


Abbildung 2.4: Flussdiagramm der Datenanalyse zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit für den DGM-Betrieb mit α-Quellen.

In den Zählröhrchen und im Pickup-Counter tragen sowohl Elektronen als auch die ionisierten Gasatome zum Signal bei. Die Elektronen bewegen sich auf den Zähldraht zu, an dem eine positive Hochspannung angelegt ist. Die Ionenrümpfe driften nach außen zu der auf Nullpotenzial liegenden Röhrchenwand. Da die Elektronen sehr viel leichter sind, benötigen sie dafür viel weniger Zeit. Die Signalform ist daher asymmetrisch. Des Weiteren ist die Höhe der Signale für eine direkte Verwendung zu klein. Um diese Probleme zu beheben, wurden Teile der Elektronik des Aleph-Experiments ([ALE90]) verwendet, ein Vorverstärker und ein Pulsformer (Shaper). Durch Einsatz dieser Bauteile erhält man gaußförmige Signale, deren Signalhöhe für eine Weiterverwendung ausreichend ist. Abbildung 2.5 zeigt Rohsignale der drei Zähler im Driftgeschwindigkeitsmonitor nach dem Durchlaufen der Elektronik. Für den Pickup-Zähler wird je ein Signal der langen und kurzen Driftstrecke gezeigt.

Top- und Pickup-Signale der langen Driftstrecke für ein Ereignis



Bottom- und Pickup-Signale der kurzen Driftstrecke für ein Ereignis

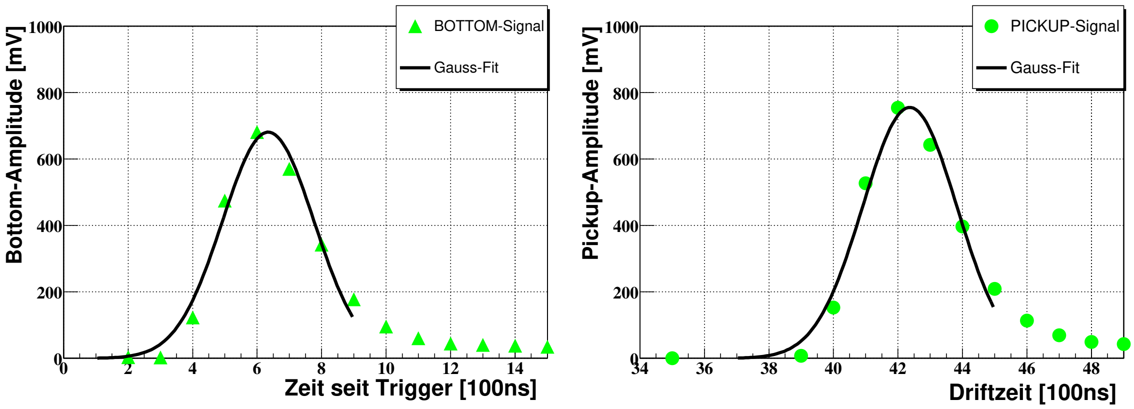


Abbildung 2.5: Rohsignale der Driftgeschwindigkeitsmessung mit Ionisation durch α-Teilchen und die jeweiligen, an die Datenpunkte angepassten Gauß-Kurven (ohne Druck- und Temperaturkorrektur). Die oberen Plots zeigen die Signale der langen Driftstrecke (Top und Pickup), die unteren die der kurzen (Bottom und Pickup). Die Trigger-Signale (Top und Bottom) werden mit der Verzögerung von 600 ns gezeigt.

Die eigentliche Datenerfassung erfolgt über eine Flash-ADC-Karte in einem handelsüblichen PC. Es werden vier Eingänge benutzt: einer für den Triggerimpuls und drei für die DGM-Signale:

1. Top-Zähler

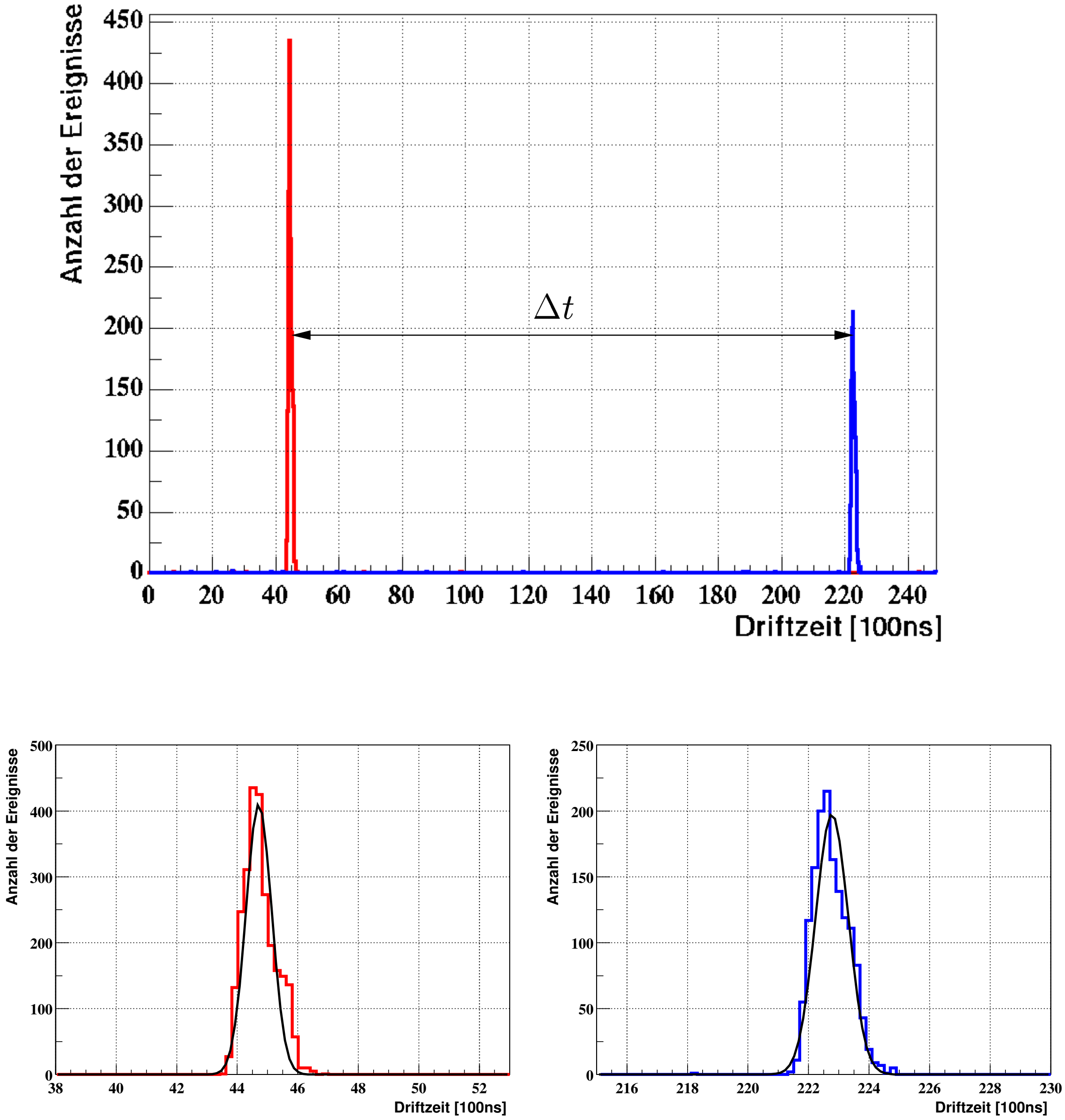


Abbildung 2.6: Histogramme der kurzen und langen Driftzeit: Die gemessenen Driftzeiten werden auf konstante Druck- und Temperaturwerte korrigiert (siehe Abschnitt 2.5) und für jeden Run in Histogramme gefüllt. An diese werden Gauß-Kurven angepasst. Die Differenz der Mittelwerte liefert die Driftzeit zwischen TOP- und BOTTOM-Position.
Die beiden unteren Plots zeigen die beiden Histogramme im Detail und die an diese angepassten Gauß-Kurven

2. BOTTOM-Zähler

3. PICKUP-Zähler.

Von diesen geht das Signal (3) direkt in die Flash-ADC-Karte. Die Signale (1) und (2) werden jeweils doppelt benutzt. Zum einen werden sie über ein logisches `ODER` verknüpft und dem Trigger-Eingang der Karte zugeführt. Dadurch wird der Messvorgang gestartet (getriggert). Zum anderen werden die Signale jeweils mit einer Verzögerung von 600 ns versehen und mit dem entsprechenden Eingängen der ADC-Karte für TOP und BOTTOM verbunden. Die Verzögerung stellt sicher, dass alle Signale aufgezeichnet werden, da die Karte nach dem Triggern erst mit einer Verzögerung mit dem Auslesen der Datenkanäle beginnt.

Die Karte wird über ein LABVIEW-Programm gesteuert. Nach dem Starten einer Messung werden über einen Zeitraum von 25 μs die drei Signalkanäle der Karte ausgelesen und gespeichert. Jeweils 5001 dieser Samples werden gemeinsam in ein Daten-File gespeichert (Run). Diese Daten werden anschließend mit in der ROOT-Umgebung ([BRU97]) geschriebenen C++-Makros analysiert. In diesen Programmen wird als Erstes überprüft, ob eine lange oder eine kurze Driftzeit vorliegt. Dazu wird an das TOP- bzw. BOTTOM-Signal eine Gaußkurve angepasst (siehe Abbildung 2.5). Diese wird nach bestimmten Qualitätsmerkmalen (Cuts) bewertet. Wenn eine eindeutige Entscheidung nicht möglich ist, wird das Sample verworfen und es wird mit dem nächsten fortgefahren. Ansonsten wird das Sample mit einer internen Markierung versehen (Flag), die es als lange bzw. kurze Driftzeit kennzeichnet. Anschließend wird an das PICKUP-Signal ebenfalls eine Gaußkurve gepasst. Aus der Differenz der Mittelwerte der angepassten Gaußkurven ergibt sich die dazugehörende Driftzeit. Ist ein ganzer Run (5001 Samples) auf diese Weise analysiert, werden die Messungen der beiden Driftzeiten jeweils in ein Histogramm gefüllt. Aus der Differenz der Mittelwerte dieser Verteilungen ergibt sich das endgültige Messergebnis, die Driftzeit zwischen TOP-und BOTTOM-Position (siehe Flussdiagramm in Abbildung 2.4). Abbildung 2.6 zeigt die Ergebnisse eines Runs, die Histogramme der gemessenen Zeiten für kurze und lange Driftstrecke.

2.5 Gassystem und Umwelteinflüsse

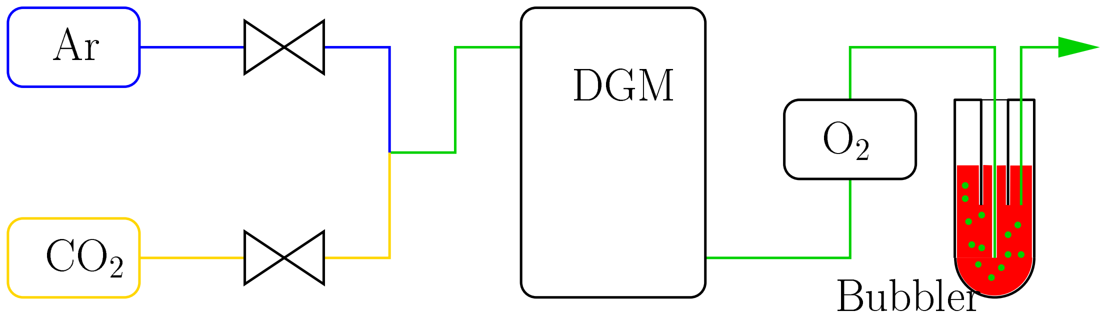


Abbildung 2.7: Das Gassystem des Driftgeschwindigkeitsmonitors in München.

Die beiden FTPCs des STAR-Experiments werden mit einem Gemisch aus 50% Argon (Ar) und 50% Kohlendioxid (CO_2) betrieben. Der Driftgeschwindigkeitsmonitor befindet sich dabei im Gasauslaß der Westkammer. Ein analoges System befindet sich in München. An zwei Durchflussmeßgeräten wird für jedes Gas separat die Durchflussmenge eingestellt. Es ist also möglich, die Zusammensetzung des Gemisches zu variieren. Nach dem Zusammenmischen gelangt das Gas in den Monitor. Bevor es nach Durchströmen eines Bubblers ins Freie gelangt, wird noch mit einem Sensor der Sauerstoffgehalt geprüft. Sauerstoff würde die sich im Driftkanal befindenden Elektronen einfangen und so die Signalhöhe deutlich verkleinern ([GÄR02]). Eine Messung der Driftgeschwindigkeit wird dadurch behindert bzw. unmöglich gemacht. Eine hohe Reinheit der Gase ist deshalb unbedingt erforderlich. Verwendet wird Argon bzw. CO_2 mit einer Reinheit von 99,998%. Der Sauerstoffgehalt lag während aller Messungen unter 10 ppm.

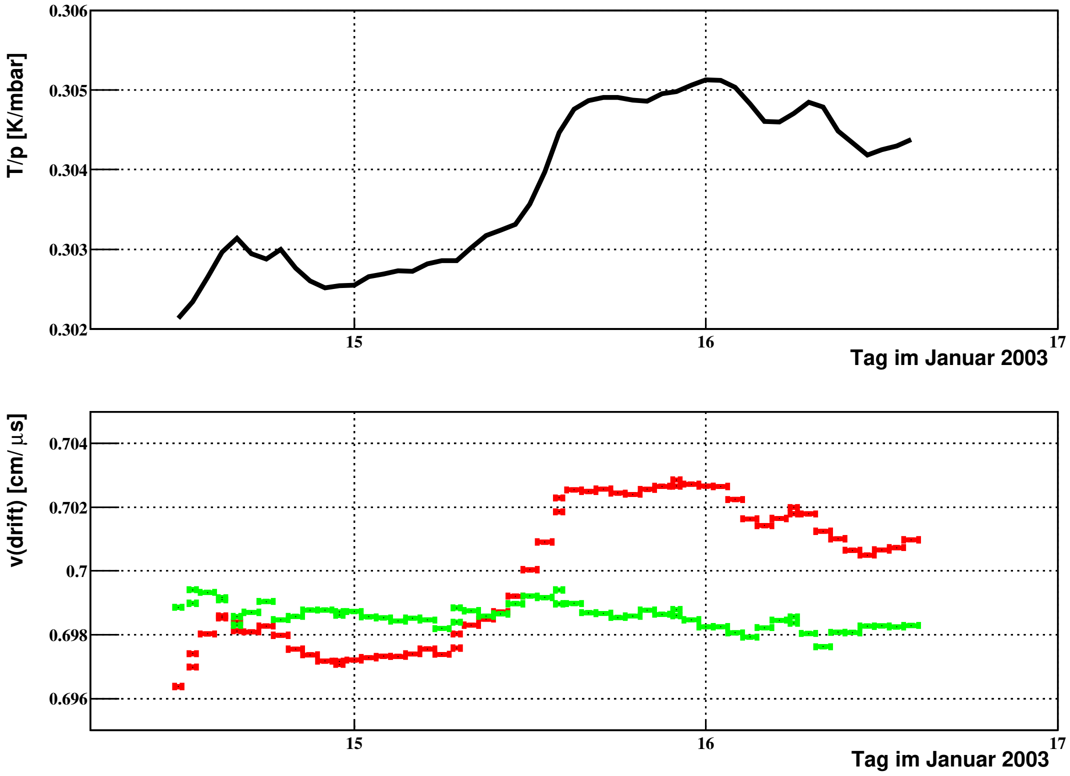


Abbildung 2.8: Die gemessene Driftgeschwindigkeit ist proportional zum Quotienten aus Gastemperatur (T) und -druck (p). Im oberen Plot sieht man das Produkt aus Temperatur und inversem Druck in Abhängigkeit von der Zeit. Die untere Grafik zeigt die unkorrigierten (rot) und korrigierten (grün) Driftgeschwindigkeitsmesspunkte. Die Werte waren in diesem Beispiel auf 24° C und 980 mbar korrigiert. Nach der Korrektur ist so gut wie keine Abhängigkeit von Druck und Temperatur mehr erkennbar.

Der DGM steht über den Bubbler mit der Außenwelt in Verbindung. Der Druck innerhalb ist deshalb mit dem Umgebungsdruck nahezu gleichzusetzen. Auch Temperaturunterschiede im Labor haben einen Einfluss auf den Driftgeschwindigkeitsmonitor. Die Driftgeschwindigkeit ist proportional zur Temperatur und umgekehrt proportional zum Druck und damit zur Dichte des Driftgases (siehe Abbildung 2.8). Eine Korrektur auf Standardwerte (1013 mbar, 24° Celsius) ist deshalb unabdingbar. Die für die Korrektur benötigten Druck- und Temperaturwerte werden deshalb gemessen[1] und auf dem Rechner abgespeichert.

[1] OPUS 10 TPR, G. Lufft, Mess- und Regeltechnik GmbH

3 Messungen mit α-Teilchen

Alle Messungen in diesem Kapitel wurden am Max-Planck-Institut für Physik[1] (Werner-Heisenberg-Institut) durchgeführt. Einzige Ausnahme bilden die Daten im Abschnitt 3.7, die am Brookhaven National Laboratory[2] gemessen wurden. Des Weiteren sind alle Messreihen auf konstante Temperatur- und Druckwerte (24° C bzw. 1013 mbar) korrigiert.

3.1 Abschätzung der Fehler

Zum Gesamtfehler jeder Einzelmessung der Driftgeschwindigkeit tragen mehrere Messunsicherheiten bei:

- Durch den modularen Aufbau aus Feldplatten (Dicke 0,5 mm) und Abstandshalter (Höhe 8 mm) hat der Abstand zwischen Top- und Bottom-Einheit eine systematische Unsicherheit von 30 μm ($\delta s_{\mathrm{Abstand}}$).

- Die Schlitzblenden (Öffnung 300 μm) vor den Quellen und Startzählern schränken den Ionisationsbereich sowohl in der Top- als auch in der Bottom-Region nur auf $\pm 150\,\mu$m genau ein. Diese Unsicherheit im Startpunkt der Messung geht in die Breite der Driftzeitverteilung ein und wird dadurch bei der Bestimmung des Zeit-Messfehlers bereits berücksichtigt. Zum systematischen Fehler der Driftstrecke trägt daher nur die Einbaugenauigkeit (20 μm) der Blenden bei ($\delta s_{\mathrm{Blende}}$).

- Für jeden Run werden alle langen und kurzen Driftzeiten in Histogramme gefüllt. Die Breite der sich ergebenden Verteilungen bestimmt die Messungenauigkeit jeder einzelnen Zeitmessung. Die typische Größe der Fehler wurde für den Driftgeschwindigkeitsmonitor im Grundausbau zu 31 ns ($\delta t_{\mathrm{Bottom}}$) bzw. 48 ns ($\delta t_{\mathrm{Top}}$) bestimmt (siehe Abschnitt 3.1.1).

- Systematische Fehler in der Zeitmessung, z.B. Laufzeitunterschiede in den Kabeln oder der Elektronik, können vernachlässigt werden (<1 ns).

[1] MPI für Physik, Föhringer Ring 6, 80805 München, Deutschland
[2] BNL, Upton, NY 11973, USA

Mit diesen Werten ergibt sich aus dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz (siehe hierzu z.B. [STÖ98]) bei einer Einzelmessung für die Gesamtfehler von Driftstrecke (systematisch) und Driftzeit (statistisch):

$$\begin{aligned}\delta s_{\mathrm{Drift}} = \sqrt{(\delta s_{\mathrm{Abstand}})^2 + 2 \cdot (\delta s_{\mathrm{Blende}})^2} &= 41{,}2\,\mu\mathrm{m} \\ \delta t_{\mathrm{Drift}} = \sqrt{(\delta t_{\mathrm{Top}})^2 + (\delta t_{\mathrm{Bottom}})^2} &= 57{,}1\,\mathrm{ns}\end{aligned}$$

Um den Einfluss der Fehler auf die Driftgeschwindigkeitsmessung zu vergleichen, bestimmt man den relativen Fehler, d.h. das Verhältnis von Fehler zu Meßgröße. Für diese Abschätzung wird $s_{\mathrm{Drift}} = 119\,\mathrm{mm}$ und $t_{\mathrm{Drift}} = 17{,}9\,\mu\mathrm{s}$ verwendet (Ergebnisse wurden gerundet):

$$\begin{aligned}\frac{\delta s_{\mathrm{Drift}}}{s_{\mathrm{Drift}}} &= 0{,}035\% \\ \frac{\delta t_{\mathrm{Drift}}}{t_{\mathrm{Drift}}} &= 0{,}319\%.\end{aligned}$$

Der systematische Fehler der Driftstrecke ist bei allen Messungen unverändert. Durch viele Wiederholungen der Datennahme kann nur der statistische Fehler der Driftzeitmessung verkleinert werden. In einem Run werden viele Einzelmessungen zusammengefasst und die Driftzeit zwischen TOP- und BOTTOM-Position aus den Mittelwerten der Verteilungen der langen bzw. kurzen Driftzeiten bestimmt. Der mittlere Fehler dieses Mittelwertes entspricht dabei dem mittleren Fehler der Einzelmessung, dividiert durch die Wurzel der Anzahl der Einträge ([STÖ98]). Ein Run beinhaltet etwa 2600 kurze und 1300 lange Driftzeitmessungen. Für den statistischen Fehler der Mittelwerte der Driftzeitverteilungen ergibt sich daher als Abschätzung

$$\begin{aligned}\overline{\delta t}_{\mathrm{Bottom}} = \frac{31\,\mathrm{ns}}{\sqrt{2600}} &= 0{,}61\,\mathrm{ns} \\ \overline{\delta t}_{\mathrm{Top}} = \frac{48\,\mathrm{ns}}{\sqrt{1300}} &= 1{,}33\,\mathrm{ns} \\ \overline{\delta t}_{\mathrm{Drift}} = \sqrt{(\overline{\delta t}_{\mathrm{Top}})^2 + (\overline{\delta t}_{\mathrm{Bottom}})^2} &= 1{,}46\,\mathrm{ns}\end{aligned}$$

Bei allen in diesem Kapitel gezeigten Driftgeschwindigkeitsmesspunkten sind die dargestellten Symbole größer als die Fehlerbalken.

3.1.1 Verbesserung der Messung durch Amplituden-Cuts

Die Verteilungen der kurzen und langen Driftzeiten (siehe z.B. Abbildung 2.6) weisen neben einem ausgeprägten Maximum beim realen Wert der Driftzeit eine oft nicht zu vernachlässigende Anzahl von Einträgen bei größeren Zeiten auf. Diese Ereignisse haben häufig PICKUP-Amplituden, die sich von den Amplituden der „guten" Ereignisse unterscheiden. Aus diesem Grund kann man durch eine Beschränkung (Cut) der Daten auf einen geeigneten Amplituden-Bereich die Verteilung der Driftzeiten verschmälern.

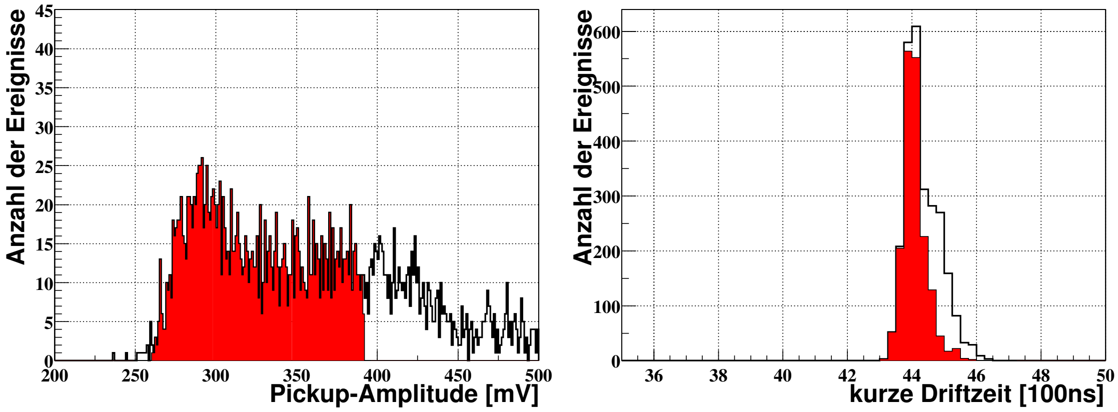


Abbildung 3.1: Anwendung eines Amplituden-Cuts: Durch die Einschränkung der verwendeten Messdaten auf einen kleinen Amplitudenbereich kann die Messgenauigkeit in der Driftzeitmessung verbessert werden. Der linke Plot zeigt den verwendeten Amplitudenbereich in rot, der rechte Plot das Histogramm der kurzen Driftzeit vor (Umriss) und nach Anwendung des Cuts (rot). Der asymmetrische Ausläufer der Verteilung bei höheren Driftzeiten wird deutlich unterdrückt.

Die Breite der angepassten Gaußkurve, und damit der Fehler der Einzelmessung (siehe Abschnitt 2.4), wird dadurch kleiner. Abbildung 3.1 zeigt exemplarisch für die kurze Driftzeit den verwendeten Amplitudenbereich in rot und die Driftzeitverteilung vor und nach dem Cut. Die Cuts wurden so gewählt, dass der mittlere Fehler der mittleren Driftgeschwindigkeit ($\overline{\delta v}_{\mathrm{Drift}}$) kleiner wurde, d.h. dass einerseits die Verteilung schmäler wurde, andererseits aber nicht zu viele Einträge der Histogramme verloren gingen. Durch den Einsatz der Amplituden-Cuts konnte $\overline{\delta v}_{\mathrm{Drift}}$ für das DGM-Grundmodell um durchschnittlich 5% verbessert werden.

3.2 Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Messdauer

Die Geschwindigkeit der Elektronen ist abhängig von der Zusammensetzung des Gasgemisches. Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Driftgeschwindigkeitsmonitor sollte proportional zum Anteil an Argon sein (siehe Abschnitt 1.3 bzw. Abschnitt 6.4.2).

Eine erste Messreihe sollte dieses Verhalten verifizieren. Die Daten wurden vom 24. bis zum 27. Juni 2002 aufgenommen. Die Driftspannung betrug 8000 V, die Verstärkungsspannung an den Top- und Bottom-Röhrchen war jeweils 1100 V. Am Pickup-Zähler lag eine Spannung von 1375 V an. Die Messungen wurden tagsüber durchgeführt. Nach Abschluss der Datenaufnahme für eine Gaszusammensetzung wurde der CO_2-Durchflussmesser auf den nächsten Wert eingestellt (der Argon-Fluss blieb über die gesamte Messung unverändert) und der Driftgeschwindigkeitsmonitor über Nacht mit der neuen Zusammensetzung gespült. Dabei blieben die Drift- und Verstärkungsspannungen angeschaltet. Gemessen wurde die Driftgeschwindigkeit für Gaszusammensetzungen mit einen Argon-Gehalt von 50,2, 48,7 und 51,7% (geordnet nach der zeitlichen Reihenfolge der Messungen). Die Messreihe ergab das erwartete Ergebnis, die Driftgeschwindigkeit nahm mit steigendem Argon-Gehalt im Gasgemisch zu. Allerdings gab es weitere Beobachtungen:

- Die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Argon-Gehalt war nicht linear: Der Zuwachs war zwischen 48,7 und 50,2% deutlich größer als zwischen 50,2 und 51,7%.
- Die Breite der langen und kurzen Driftzeitverteilung, d.h. die Unsicherheiten der Einzelmessungen der Messpunkte für eine Gaszusammensetzung nahm mit der Dauer der gesamten Messreihe ab.

Im Anschluss wurde eine weitere Messung für die Gaszusammensetzung mit 50,2% Argon durchgeführt. Die Driftgeschwindigkeit, die sich aus dieser Messung ergab, war deutlich kleiner als die, die am Anfang der Messreihe ermittelt worden war. Da die äußeren Parameter wie Driftspannung und Gaszusammensetzung nicht verändert worden waren, konnte ein Zusammenhang zwischen Dauer der Gesamtmessreihe und der gemessenen Driftgeschwindigkeit nicht ausgeschlossen werden.

3.3 Langzeitmessungen mit α-Teilchen (MPI)

Um die Abnahme der Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messreihe zu untersuchen, wurden im Anschluss daran Messungen mit gleichbleibenden äußeren Bedingungen über mehrere Tage durchgeführt. Der Gasfluss blieb dabei unverändert bei 21,2 Liter pro Stunde Argon und 21,0 Liter pro Stunde CO_2. Die Driftspannung betrug 8000 V, die Verstärkungsspannungen waren 1175 V (Top), 1100 V (Bottom) und 1500 V (Pickup). Die Driftgeschwindigkeit nahm nach einem anfänglichen leichten Anstieg (für Erklärung siehe Abschnitt 3.8) während des ersten Tages ab und stabilisierte sich anschließend auf einem niedrigeren Niveau (siehe Abbildung 3.2). Die Abnahme betrug etwa 1,5%. Die Messung wurde mehrmals wiederholt, wobei eine Abhängigkeit der gemessenen Driftgeschwindigkeit von der Dauer der Messung reproduziert werden konnte. Außerdem wurde untersucht, ob die Anfangswerte der Messung des Driftgeschwindigkeitsmonitors nach einem Einschalten vergleichbar sind. Es wurden dazu zwei Arten des Ab- und Einschaltens überprüft (Gasgemisch 50,2% Ar, 49,8% CO_2, Spannungen wie oben):

1. Aus- und Einschalten der Driftspannung inkl. Verstärkungsspannungen an den Zählern
2. Aus- und Einschalten des kompletten Driftgeschwindigkeitsmonitors (Gasfluss und alle Hochspannungen).

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor wurde für beide Messreihen je fünfmal aus- und wieder eingeschaltet. Anschließend wurden zwei Runs mit jeweils 5001 Samples aufgenommen. Zwischen den einzelnen Messpunkten der ersten Reihe lagen mindestens 30 Minuten, in denen am Monitor keine Spannungen anlagen. Bei Messungen der Art (2) wurde zusätzlich die Gaszufuhr für mindestens eine Stunde unterbrochen. Anschließend wurde der Driftgeschwindigkeitsmonitor vor der eigentlichen Messung zwei Stunden mit dem Gasgemisch gespült, um sicherzustellen, dass das Gasgemisch auch die gewünschte Zusammensetzung aufwies. Die Anfangswerte waren sowohl innerhalb einer Messreihe vergleichbar als auch zwischen den beiden Arten der Deaktivierung (nur Spannungen

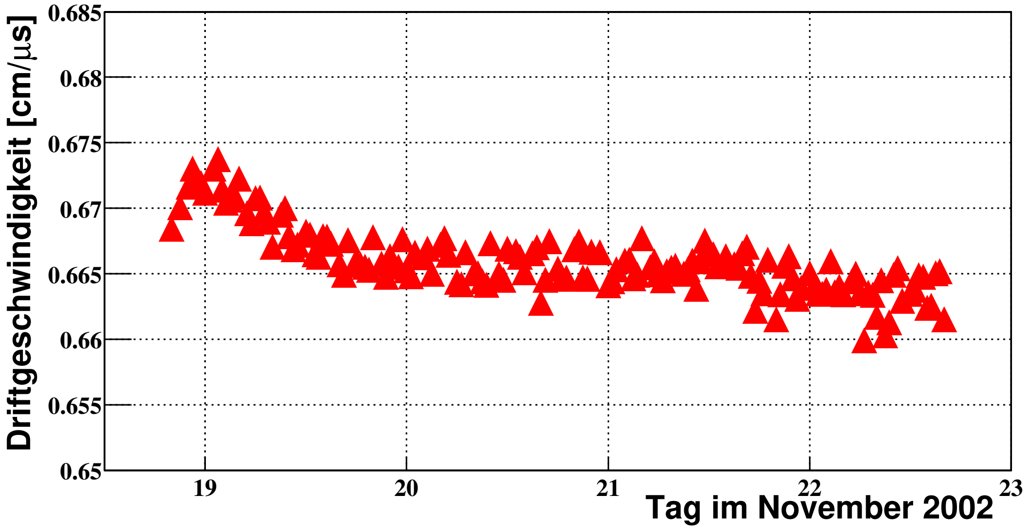


Abbildung 3.2: Die auf konstante Druck- und Temperaturverhältnisse (1013 mbar bzw. 24° C) korrigierte Driftgeschwindigkeit verringert sich am Anfang der Messung. Dieser Vorgang dauert etwa einen Tag, dann stabilisiert sich ihr Wert auf einem fast konstanten Niveau. Die gezeigten Werte wurden zwischen 18. und 22. November 2002 gemessen.

oder komplett). Die gemessene Driftgeschwindigkeit beginnt also bei jedem Einschalten des Driftgeschwindigkeitsmonitors mit vergleichbaren Werten, ein Auschalten hat keinen Einfluss auf die Messgröße (siehe Abbildung 3.3).

3.4 Ausschluss eines methodischen Analysefehlers

Eine weitere Messgröße, die sich mit der Dauer der Messung änderte, war die Höhe des Signals im PICKUP-Zähler; sie nahm mit wachsender Dauer ab. Dabei war zu beobachten, dass der Abfall der Amplitude bei Signalen der langen Driftstrecke prozentual größer war als bei Signalen der kurzen Driftstrecke (siehe Abbildung 3.4).

Eine mögliche Erklärung des Abfalls der Driftgeschwindigkeit ist, dass sich durch die kleineren Signale der Mittelwert des Gauß-Fits (siehe Abschnitt 2.4) an die Rohdaten verschiebt. Durch eine Überprüfung der Rohsignale konnte diese Möglichkeit ausgeschlossen werden. Abbildung 3.5 zeigt zwei typische Samples. Man sieht, dass sich die Amplitude sowohl im TOP- als auch im BOTTOM-Kanal verkleinert. Bei den Signalen der langen Driftstrecke ist eine deutliche Verschiebung des Gauß-Fits an die Rohdaten zu höheren Driftzeiten hin erkennbar. Die Driftzeit wird also nicht dadurch länger (und damit die Driftgeschwindigkeit geringer), dass sich der Schwerpunkt des Gauß-Fits nur durch den Rückgang an Signalhöhe verschiebt. Die Ursache liegt im TOP-Rohsignal (der Driftzeit von TOP- zu PICKUP-Position), das dem Fit zugrunde liegt und sich mit der Dauer der Messung zu höheren Driftzeiten verschiebt.

Um den Einfluss der Signalhöhe auf die Driftzeitmessung weiter zu untersuchen, wurde am Ende der Langzeitmessung die Verstärkungsspannung am PICKUP-Counter

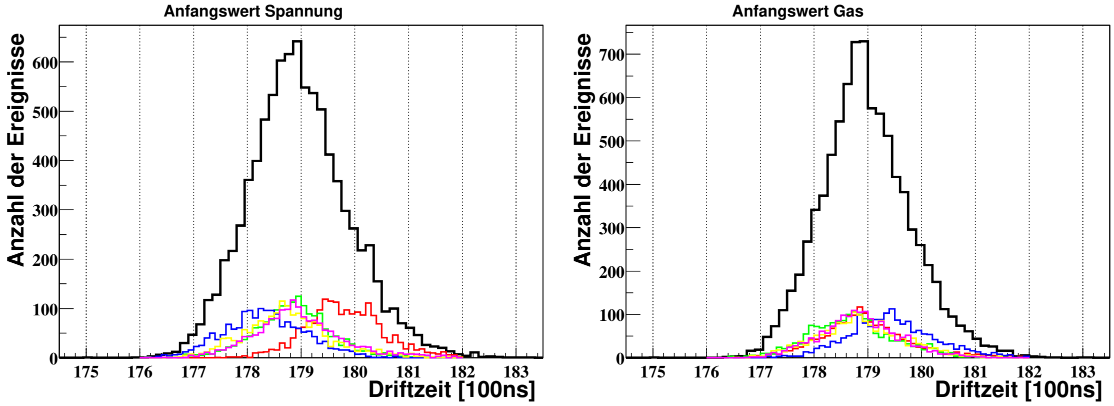


Abbildung 3.3: Reproduzierbarkeit der Anfangswerte: Sowohl nach Abschaltung der Spannungen (links) als auch nach kompletter Deaktivierung des Driftgeschwindigkeitsmonitors (rechts) liegen nach erneuter Inbetriebnahme die Werte der Driftzeit für die jeweils ersten beiden Runs innerhalb enger Grenzen. Die farbigen Histogramme entsprechen jeweils einem Run-Paar, die schwarzen Histogramme stellen die Summe aller 10 Runs dar (Für diese Histogramme wurde die Driftgeschwindigkeit direkt bestimmt, d. h. aus einer langen und kurzen Driftzeit, die unmittelbar nacheinender gemessen wurden, wurde die Differenz ermittelt und gespeichert).

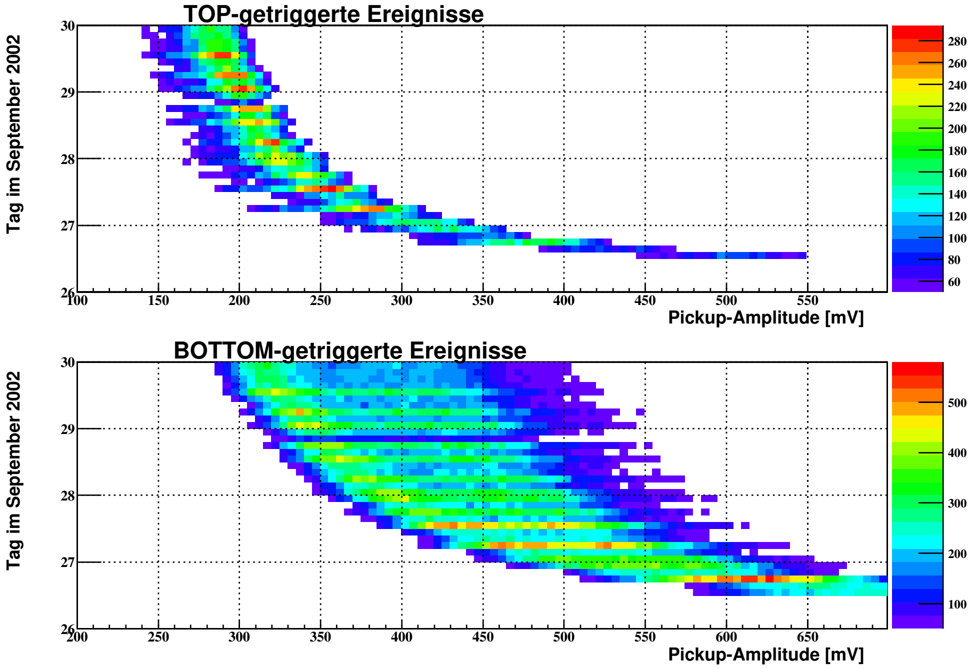


Abbildung 3.4: Abnahme der Amplitude im PICKUP-Zähler in Abhängigkeit von der Dauer der Messung. Der obere Plot zeigt die Amplituden von TOP-getriggerten Ereignissen, der untere von BOTTOM-getriggerten. Die Farbgebung entspricht der Auftrittshäufigkeit der jeweiligen Amplitude. Der Rückgang an Signalhöhe ist bei Signalen der langen Driftstrecke deutlicher ausgeprägt. (Gezeigt werden nur Bins mit mehr als 50 Einträgen).

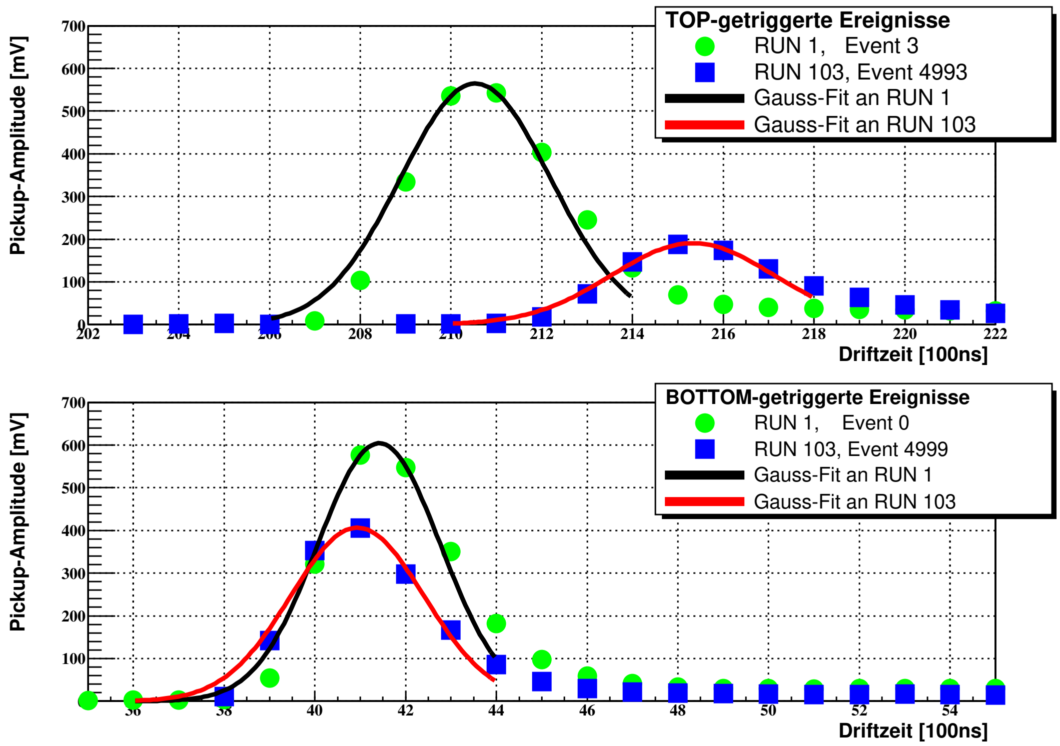


Abbildung 3.5: Sichtbare Änderung in den Rohsignalen einzelner Ereignisse: Verglichen wurden Daten vom Anfang (Run 1) und Ende (Run 103) der Epoxy-Messung (siehe Abschnitt 3.5). Die Abnahme an Amplitude ist deutlich erkennbar. Während die Mittelwerte der Gauß-Fits an die Driftzeiten der kurzen Strecke innerhalb ihrer Unsicherheiten vereinbar sind ($41{,}4 \pm 1{,}35$ bzw. $40{,}9 \pm 1{,}47$), hat sich die lange Driftzeit deutlich vergrößert: von $210{,}5 \pm 1{,}65$ auf $215{,}3 \pm 1{,}79$ (alle Zeitangaben in Vielfachen von 100 ns). Mit diesem Anstieg der langen Driftzeit konnte die Abnahme der Driftgeschwindigkeit erklärt werden.

erhöht (siehe Abbildung 3.6). Es wurden Daten mit einer Spannung von 1500 V, 1650 V und 1800 V aufgenommen. Bei 1800 V erreichte die Amplitude des Pickup-Signals für lange Driftstrecken wieder in etwa die Höhe des Signals am Beginn der Messreihe. Eine Verkleinerung der Driftzeit konnte allerdings nicht festgestellt werden. Mit diesen Ergebnissen konnte zumindest ein direkter Zusammenhang zwischen Rückgang der Signalhöhe im Pickup-Zähler und der Abnahme der Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messung ausgeschlossen werden.

3.5 Messung mit Epoxy-beschichteten Trägern

Eine Aufladung der Kunststoffoberflächen am Driftkanal könnte die mit der Dauer der Messung zunehmende Driftzeit erklären. Die positiv geladenen Ionen lagern sich dabei an den Halterungen der α-Quellen und der Zähler an. Dadurch vermindert sich die Feldstärke in diesem Bereich. Die zum elektrischen Feld proportionale Kraft auf die driftenden Elektronen ist geringer und die Driftgeschwindigkeit nimmt ab. Um diese

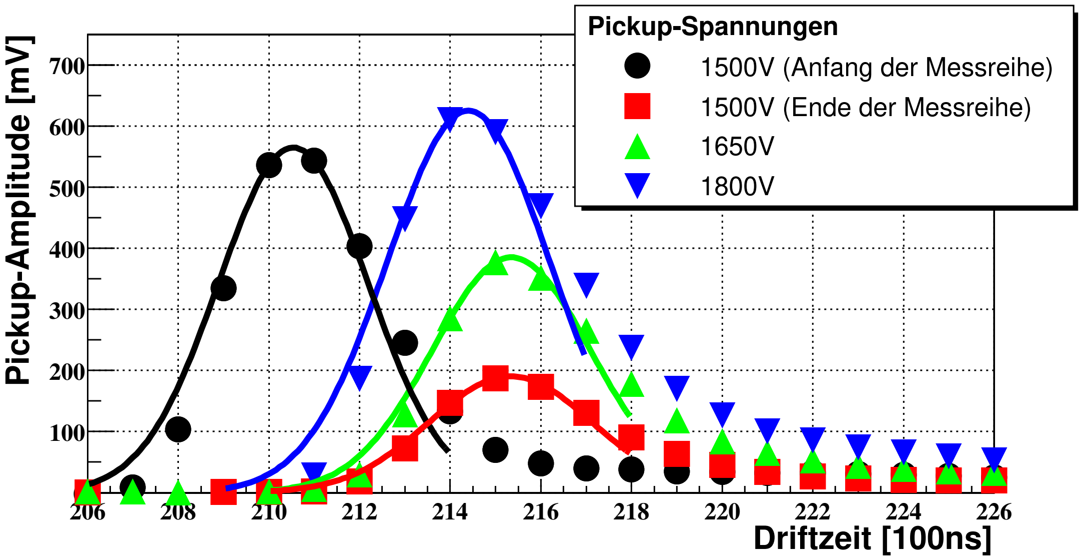


Abbildung 3.6: Im Anschluß an eine Langzeitmessung wurde die Verstärkungsspannung am PICKUP-Zähler erhöht, um eine Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Amplitude der Signale zu untersuchen. Die Grafik zeigt jeweils einzelne Ereignisse und die an sie angepassten Gauß-Kurven. Es wurden Daten bei Spannungen von 1500 V, 1650 V und 1800 V genommen. Die Amplitude der PICKUP-Signale bei 1800 V war mit der bei Messreihenbeginn vergleichbar. Die Driftzeiten nahmen jedoch nicht ihren Ursprungswert an. Eine reine Amplitudenabhängigkeit der Driftzeit konnte damit ausgeschlossen werden.

Vermutung zu testen, wurden die am Driftkanal anliegenden Oberflächen eines Trägerpaares mit Epoxy-Kleber[3] beschichtet. Dieses wurde in die TOP-Position eingebaut, da sich mit der Dauer der Messreihe vor allem die lange Driftzeit veränderte. Durch die Beschichtung ändert sich der Oberflächenwiderstand der Träger. Aufladungserscheinungen als Grund für den Abfall der Driftgeschwindigkeit sollten dadurch merklich beeinflusst werden. Es wurden mehrere Langzeitmessungen durchgeführt, um die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu gewährleisten. Am ersten Tag der Messreihe nahm die Driftgeschwindigkeit analog zu Messungen mit unbeschichteten Trägern ab. Anders als bei diesen stabilisierte sie sich allerdings auf einem etwas tiefer liegenden Niveau (siehe Abbildung 3.7). Der relative Abfall betrug etwa 2,6 %, im Vergleich zu 1,5 % bei Trägern ohne Epoxy-Beschichtung (siehe Abschnitt 3.3). Die Prozentangaben beziehen sich dabei auf die Messungen, die den Abbildungen 3.2 bzw. 3.7 zugrundeliegen.

3.6 Messung mit eingesetzten Metallringen

Das Ergebnis aus Abschnitt 3.5 legt nahe, dass für die Abnahme der Driftgeschwindigkeit und das Langzeitverhalten des Driftgeschwindigkeitsmonitors Aufladungserscheinungen an den Kunststoffträgern ausschlaggebend sind. Um diese Vermutung zu untermauern und um zu entscheiden, ob der wirkliche Wert der Driftgeschwindigkeit am Anfang oder

[3]Araldite 2011 (AW106/HV953U), Hersteller Ciba Geigy

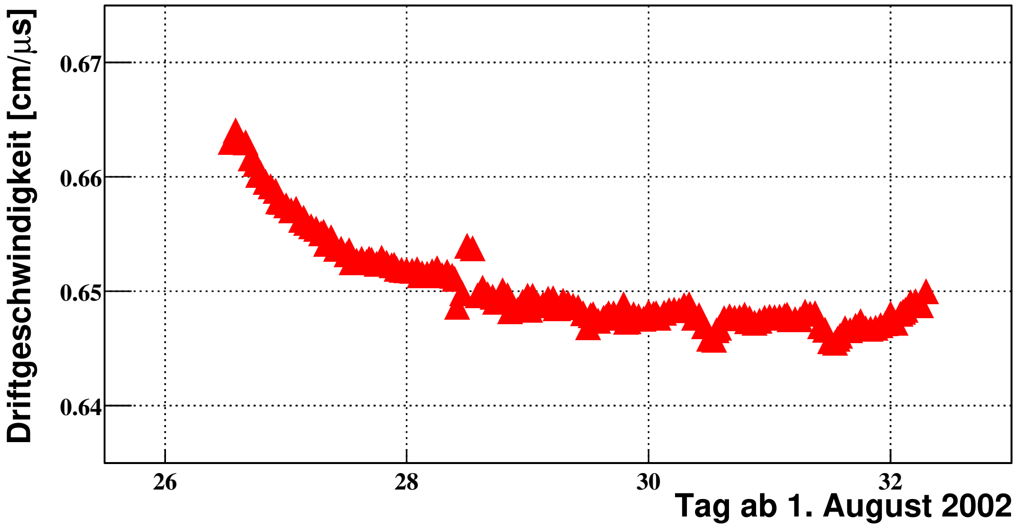


Abbildung 3.7: Langzeitmessung nach Beschichtung der Träger in der TOP-Position mit Epoxy-Kleber. Die Abnahme der Driftgeschwindigkeit ist noch deutlicher. Bis zu einem stabilen Niveau dauert es ebenfalls etwa einen Tag, es liegt aber tiefer als mit unbeschichteten Trägern (die auffällig abweichenden Messpunkte am 28. August sind auf unkorrekte Temperaturmessungen zurückzuführen).

nach deren Stabilisierung gemessen wird, wurden die Halterungen aus Plastik entfernt und zur Ionisation des Gases ein Laser-Aufbau verwendet. Auf diese Umbauten und die daraufhin durchgeführten Messungen wird in den Kapiteln 4 und 5 eingegangen. Ohne Kunststoffoberflächen am Driftkanal war eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit am Beginn einer Langzeitmessung nicht mehr vorhanden (siehe Abschnitt 5.2). Die gemessene Driftgeschwindigkeit war mit dem Anfangswert der α-Messungen vergleichbar.

Aufbauend auf dieses Ergebnis wurde im Anschluss an die Messungen mit Laser-Ionisation eine Modifikation am Aufbau mit α-Quellen vorgenommen. Es wurden Metallhohlzylinder (Innendurchmesser 8 mm, Außendurchmesser 10 mm, Höhe 6 mm, mit zusätzlichem, 2 mm hohem und 1 mm tiefem Rezess an einem Ende) angefertigt, die als Abschirmelektroden in den Driftgeschwindigkeitsmonitor eingebaut wurden (siehe Abbildung 3.8). Sie wurden in die Öffnung der Feldplatten ober- und unterhalb der TOP- bzw. BOTTOM-Einheit eingeklebt, so dass sie die Kuststoffoberflächen am Driftkanal abschirmten. Mit Leitsilber wurde die elektrische Verbindung zu den Metallplatten sichergestellt. Die Abmessungen waren so gewählt, dass zwischen einem Paar von Abschirmringen ein Abstand von 1 mm blieb, um die α-Teilchen durchzulassen. Alle Kanten des Werkstücks wurden abgerundet, um hohe Feldstärken an den Rändern zu vermeiden. Ein elektrischer Überschlag war deshalb bei dieser Entfernung und der angelegten Spannungsdifferenz (400 V) nicht zu befürchten. Die Abschirmelektroden sollten diejenige Ladung ableiten, die sich ohne sie auf den Kunststoffoberflächen angesammelt hätte. Ein Aufladungsverhalten und die damit verbundene Abnahme der Driftgeschwindigkeit sollte nicht mehr vorhanden sein. Feldstörungen, die durch Anlagerung von Ladungen an die Innenseite der Kunststoffträger entstehen, werden ebenfalls

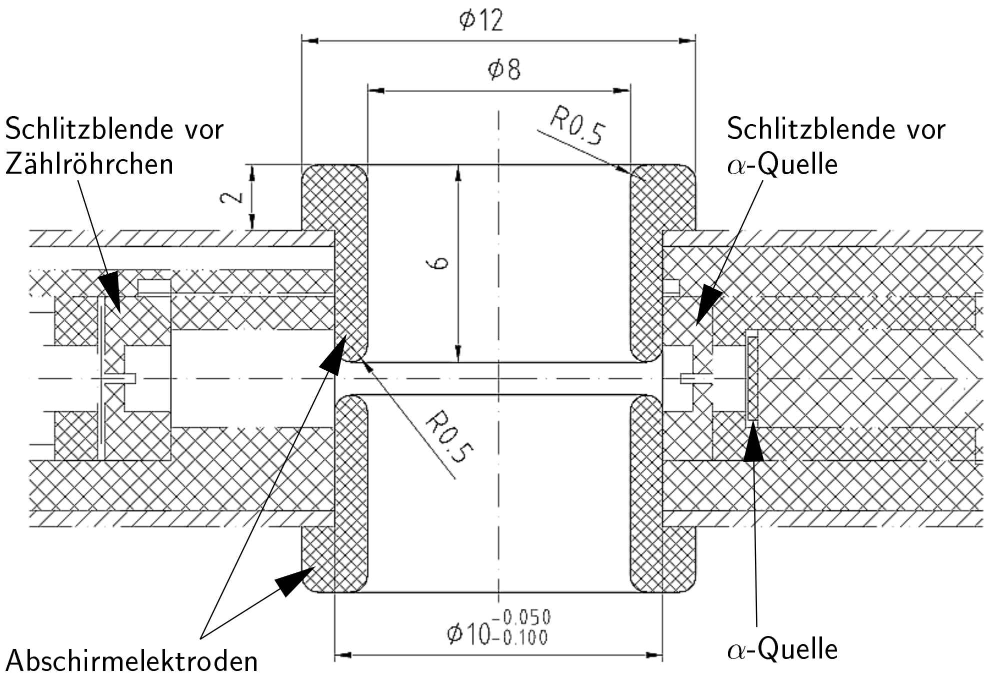


Abbildung 3.8: Konstruktionszeichnung der Abschirmelektroden (Detail). Die Abschirmringe (eng schraffiert) werden in die Öffnungen der Feldplatten eingeklebt und mit diesen zusätzlich mit Leitsilber verbunden. Die Kunststoffoberflächen am Driftkanal werden durch sie abgeschirmt (Für die komplette Zeichnung siehe Anhang C).

durch die Elektroden abgeschirmt.

Die Messung wurde mit einer Driftspannung von 8000 V durchgeführt. An den Zählern lagen 1100 V (Top-, Bottom-) bzw. 1600 V (Pickup-Zähler) an. Als Gasmischung war 50,2% Ar und 49,8% CO_2 eingestellt. Eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messung war nicht mehr feststststellbar (siehe Abbildung 3.9). Allerdings war die Breite der Driftzeitverteilungen deutlich größer als bei vergleichbaren Mesungen mit den Epoxy-beschichteten oder den ursprünglichen Kunststoffträgern (siehe Abbildung 3.10). Als Ursache dafür kommt die jetzt vorhandene Verzerrung des Driftfeldes im Bereich der Abschirmelektroden in Frage, die neben dem geradlinigen Weg zwischen α-Quelle und Start-Zähler auch komplizierte Bahnen ermöglicht. Dadurch wird ein größerer Unterschied im zeitlichen Abstand zwischen Ionisation und Trigger-Signal von Ereignis zu Ereignis möglich. Dies führt zu einer Verbreiterung der Driftzeitverteilung.

3.7 Langzeitmessungen mit α-Teilchen (BNL)

Mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor soll das Driftgeschwindigkeitsprofil und damit die Ortsauflösung der FTPCs kalibriert werden (siehe Abschnitt 1.3). Die Messungen in diesem Abschnitt wurden mit dem Monitor durchgeführt, der am BNL im Gassystem

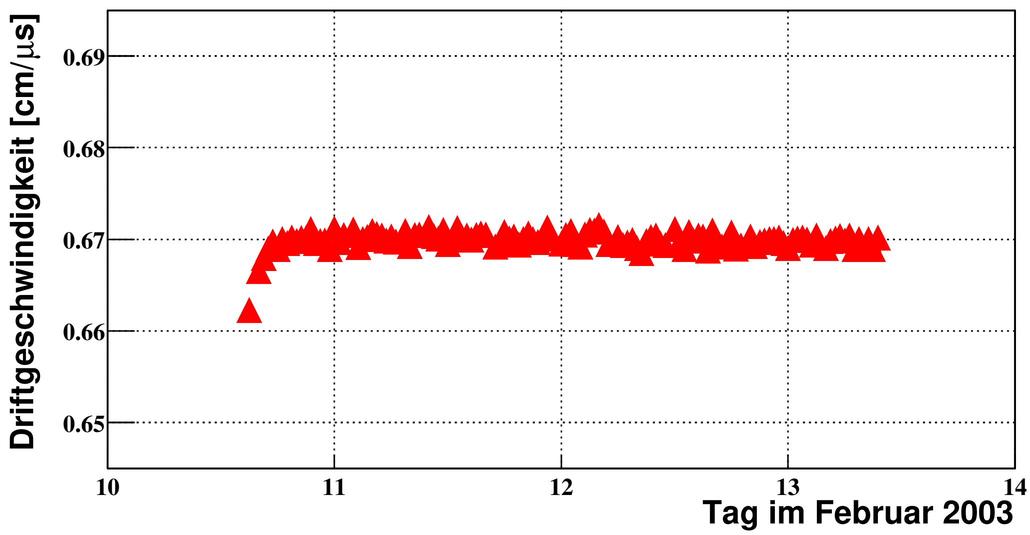


Abbildung 3.9: Langzeitmessung mit eingebauten Abschirmelektroden. Eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messung ist nicht mehr vorhanden. Allerdings war eine Verbreiterung der Verteilung der Driftzeiten feststellbar (siehe Abbildung 3.10).

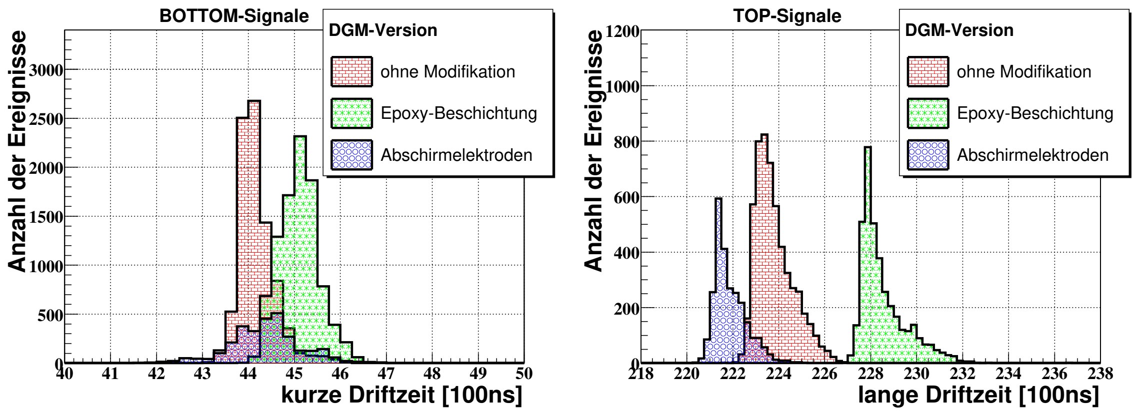


Abbildung 3.10: Driftzeitverteilungen der verschiedenen DGM-Modifikationen. Die Histogramme zeigen Verteilungen der langen und kurzen Driftzeit für fünf Runs am Ende der jeweiligen Messreihe (siehe Abbildung 3.2, 3.7 und 3.9). Die Verbreiterung der Verteilung der kurzen Driftzeit bei eingebauten Abschirmelektroden ist deutlich erkennbar. Die voneinander abweichenden Mittelwerte der langen Driftzeit ist auf das unterschiedliche Langzeitverhalten der verschiedenen DGM-Umbauten zurückzuführen.

der FTPCs installiert war.

3.7.1 Unterschiede zwischen den Driftmonitoren am MPI und am BNL

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor am BNL unterscheidet sich in einigen Details von seinem Münchner Pendant. Er ist an das Gassystem der FTPCs angeschlossen und befindet sich zwischen dem Auslass der Westkammer und einem Bubbler. Letzterer schließt das System gegenüber der Umwelt ab und bewirkt, dass der Druck innerhalb des Gassystems etwa 3 mbar über dem Umgebungsdruck liegt. Der Gasfluss beträgt im Normalfall 70 Liter pro Stunde mit einem Gasgemisch von 50,2% Ar, 49,8% CO_2. Der Driftgeschwindigkeitsmonitor ist an das Kühlwassersystem der Haupt-TPC angeschlossen. Seine Temperatur beträgt deshalb konstant 23,9° C (75° F). Aus diesem Grund ist beim Auswerten der Messdaten nur eine Korrektur auf den Umgebungsdruck notwendig.

Position	MPI	BNL
Top	1100 V	950 V
Bottom	1175 V	1150 V
Pickup	1500 V	1400 V

Tabelle 3.1: Typische Verstärkungsspannungen des Driftgeschwindigkeitsmonitors. Da das BNL in etwa auf Meereshöhe liegt (München auf etwa 515 m ü. NN), ist dort die Gasdichte höher und damit die Anzahl der Primärionisationen in den Proportionalzählern größer. Diese können deshalb mit niedrigerer Verstärkungsspannung betrieben werden.

Das BNL befindet sich in etwa auf Meereshöhe (München auf etwa 515 m ü. NN). Der Luftdruck ist dort dementsprechend höher. Aus diesem Grund ist die Dichte des Gasgemisches ebenfalls größer. Obwohl die Verstärkung der Signale in den Zählröhrchen mit zunehmender Gasdichte abnimmt (siehe hierzu z. B. [BLU93]), kann der Driftgeschwindigkeitsmonitor am BNL mit niedrigereren Verstärkungsspannungen betrieben werden (siehe Tabelle 3.1). Dies kann durch die bei höherer Dichte größere Anzahl von Gasatomen, und damit der stärkeren Ionisation pro Volumeneinheit, erklärt werden. Da sich die Driftgeschwindigkeit selbst umgekehrt proportional zum Gasdruck verhält, wird auch die gemessene Driftgeschwindigkeit kleiner sein als in München. Die Ergebnisse der Messungen werden auf konstante Umweltwerte (24° C, 1013 mbar) korrigiert und können somit direkt verglichen werden.

Auch bei mechanischen Komponenten des Driftgeschwindigkeitsmonitors gibt es Unterschiede. Der Feldkäfig besteht, anders als der des DGMs in München, nur aus 20 Feldplatten und 19 Abstandshaltern. Seine Länge beträgt 16,1 cm. Die Driftspannung am BNL ist 8000 V. Damit ergibt sich ein höheres Driftfeld von $496,9\,\mathrm{V/cm}$. Aus diesem Grund wird eine höhere Driftgeschwindigkeit erwartet.

Eine weitere Modifikation besteht darin, dass vor den Zählröhrchen Folienfenster angebracht sind. Bei der Entwicklung des DGMs wurde das Auftreten des sogenannten Sog-Effekts festgestellt. Dabei werden Ionisationselektronen eines α-Teilchens, das die Öffnung des Proportionalzählers verfehlt, durch die aus dem Schlitz austretenden Feldlinien in das Röhrchen gesaugt. Dort lösen sie einen Trigger-Impuls aus, dem kein Pickup-Signal zugeordnet werden kann. Um diese Elektronen aufzuhalten, wurden zum einen Blenden vor Quellen und Zählern eingebaut. Dies verhindert den Sog-Effekt bei niedrigen und mittleren Driftfeldern. Da ein Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors bei 15 kV geplant war, wurden zum Anderen vor den Öffnungen der Zähler Fenster aus Zaponlackfolie[4] auf einer Halterung aus Schrumpfschlauch installiert. Dies verhinderte den Sogeffekt auch bei höheren Spannungen (siehe [GÄR02]). Bei der Inbetriebnahme des Driftgeschwindigkeitsmonitors in München für diese Diplomarbeit waren nur die Blenden vorhanden. Da der Sogeffekt bei der verwendeten Driftspannung von 8000 V die Datennahme nicht zu sehr beeinträchtigte (der Anteil von nicht verwertbaren Trigger-Signalen lag bei etwa 20%), wurde auf den Einbau der Zaponlack-Fenster verzichtet.

3.7.2 Langzeitmessung

Nachdem die Abnahme der gemessenen Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messung in München bemerkt worden war, wurden deshalb auch am BNL Langzeitmessungen durchgeführt, um das Verhalten des dortigen Driftgeschwindigkeitsmonitors zu untersuchen.

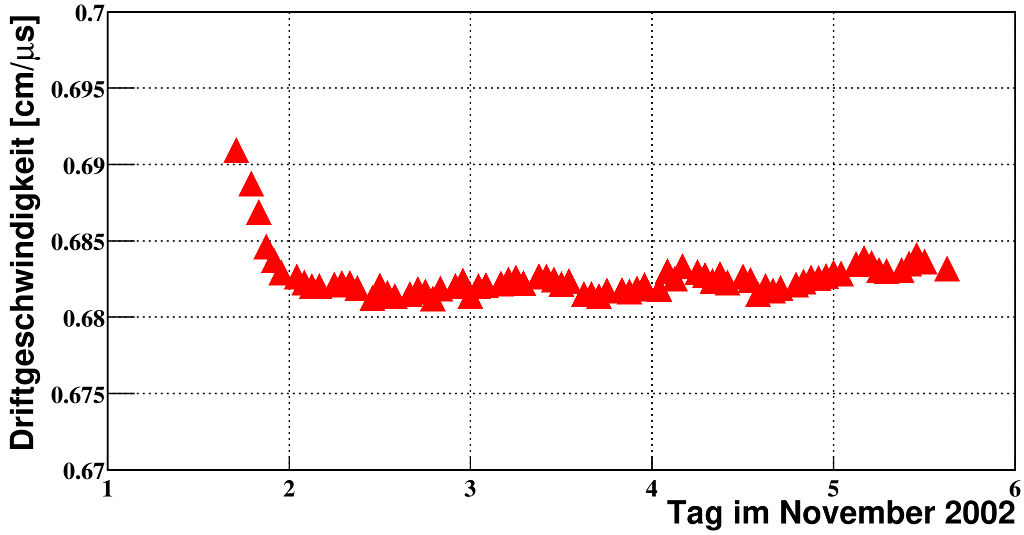


Abbildung 3.11: Langzeitverhalten des Driftgeschwindigkeitsmonitors am BNL: die Abnahme der Driftgeschwindigkeit am Anfang einer Messung ist ebenfalls deutlich erkennbar. Die Fehler der Messpunkte sind in vergleichbarere Größenornung wie beim Münchner Ergebnis.

Die Abbildung 3.11 zeigt die Messung vom 1. bis zum 5. November 2002. Auch hier war eine deutliche Abnahme der Driftgeschwindigkeit am ersten Tag festzustellen. Die Messunsicherheit entsprach in etwa der des unmodifizierten Münchner Driftgeschwindigkeitsmonitors. Die gemessene Driftgeschwindigkeit war wie erwartet (siehe Abschnitt 3.7.1) höher als in München, wo sie von etwa 0,6725 cm/μs auf 0,665 cm/μs abfiel (siehe Abbildung 3.2). Am BNL betrug der Startwert 0,691 cm/μs und die Driftgeschwindigkeit stabilisierte sich auf etwa 0,6825 cm/μs (siehe Abbildung 3.11). Sie lag damit um 2,8% (Anfangswert) bzw. 2,6% (Plateauwert) höher als die am MPI gemessenen Werte.

[4]Material: CLOU Zaponlack matt Nr. 18372, Hersteller: CLOU, Offenbach a. M.

Der Unterschied der angelegten Driftfelder betrug 5,3%. Da die Driftgeschwindigkeit bei kleinen Änderungen des Driftfelds proportional zu diesem ist, wurde die gleiche prozentuale Zunahme auch für die ermittelte Geschwindigkeit erwartet. Die gemessene Driftgeschwindigkeit am BNL war damit niedriger, als nach den Messungen in München zu erwarten war.

3.7.3 Einfluss der Zaponlackfolie auf die Driftgeschwindigkeit

Die Zaponlack-Folien vor den Trigger-Zählröhrchen sind, neben der unterschiedlichen Länge des Feldkäfigs, der andere Unterschied im mechanischen Aufbau der Driftgeschwindigkeitsmonitore am MPI und BNL. Eine hierdurch verursachte mögliche Beeinflussung der gemessenen Driftgeschwindigkeit, zum Beispiel durch Aufladungseffekte, kann daher nicht ausgeschlossen werden.

Mit Zaponlackfolie Ohne Zaponlackfolie

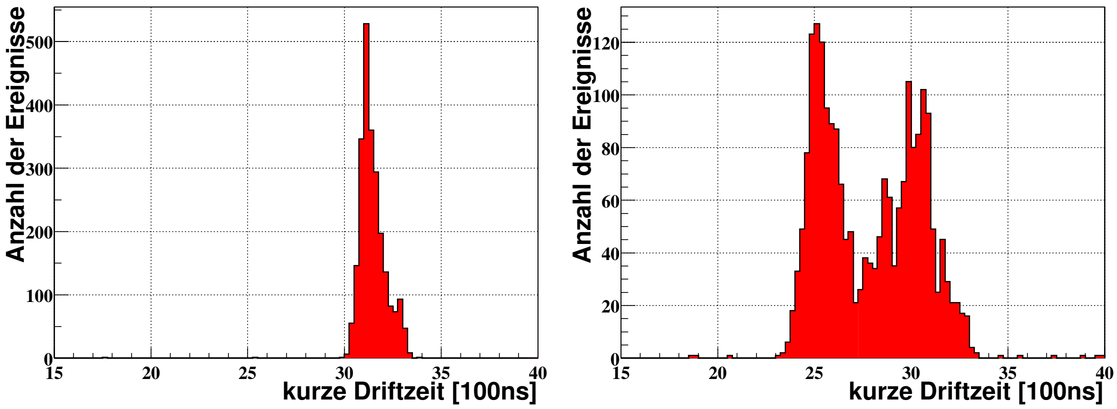


Abbildung 3.12: Änderung des Histogramms der kurzen Driftzeiten nach Ausbau der Zaponlackfolien: Nach dem Ausbau der Folie weist das Histogramm eine ausgeprägte Struktur mit zwei Maxima auf. Der Peak bei kleineren Driftzeiten ist bei Messungen mit Zaponlackfolie nicht vorhanden.

Im März 2003 wurden die Zaponlack-Folien entfernt und Driftgeschwindigkeitsmessungen am BNL durchgeführt. Bei der Analyse der Daten wurde festgestellt, dass das Histogramm der kurzen Driftzeiten bei allen Runs eine Struktur mit zwei Maxima aufwies (siehe Abbildung 3.12). Der Peak bei kleineren Zeiten war bei Messungen mit eingebauter Zaponlackfolie nicht vorhanden. Im Histogramm der langen Driftzeiten zeigten sich keine signifikanten Unterschiede zwischen Messungen mit und ohne Zaponlackfolie. Bei Messungen mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor am MPI in München, in den keine Folien eingebaut sind, war eine vergleichbare Struktur ebenfalls nicht feststellbar (siehe Abbildung 3.1, rechter Plot).

Abbildung 3.13 zeigt die Driftgeschwindigkeit für die Messreihe nach Ausbau der Zaponlackfolie. Dabei wurde für jedes der beiden Maxima der kurzen Driftzeitverteilung ein Messwert ermittelt. Beide Messreihen zeigen die Abnahme der Driftgeschwindigkeit am Anfang einer Messreihe. Die Datenpunkte des Peaks bei kleineren kurzen Driftzeiten („linker Peak“) ergeben kleinere Driftgeschwindigkeiten als die des Peaks bei größeren

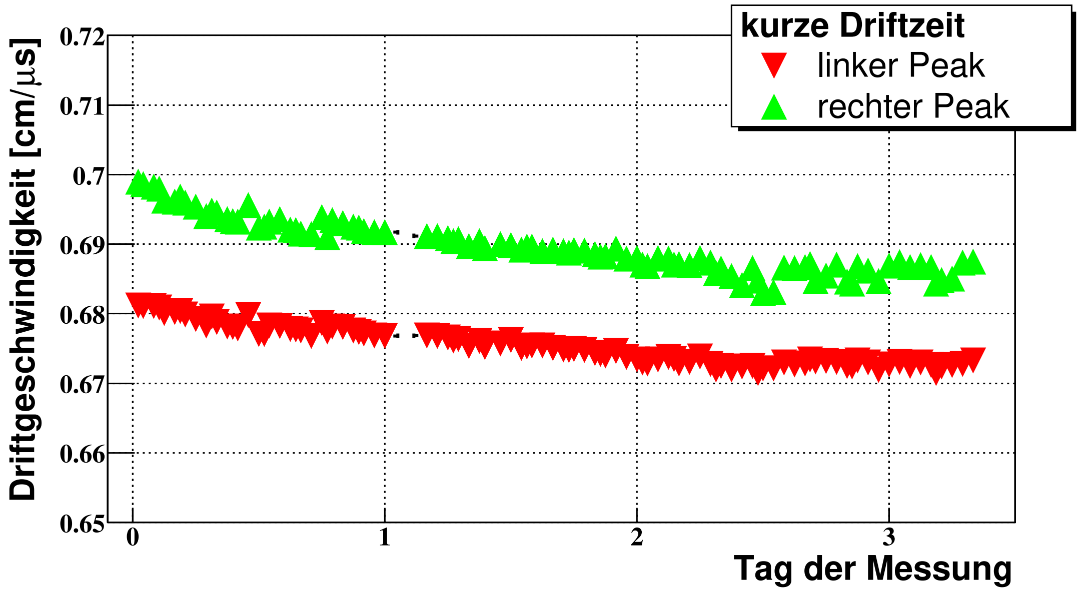


Abbildung 3.13: Driftgeschwindigkeitsmessung am BNL nach Ausbau der Zaponlackfolien: Bei jedem Run wurde für beide Peaks (siehe Abbldung 3.12) eine Driftgwschwindigkeit berechnet. Die Datenpunkte sind für den rechten Peak in vergleichbarer Größenordnung mit den Messwerten mit Zaponlackfolie. Die Messerte des linken Peaks liegen deutlich niedriger aber noch etwa 0,005 bis 0,01 cm/μs höher als die des DGMs in München ohne Folie.

(„rechter Peak"), da eine kleinere kurze Driftzeit durch die Differenzbildung in einer größeren Gesamtdriftzeit und damit in einer niedrigeren Driftgeschwindigkeit resultiert. Die Ergebnisse liegen dabei für den rechten Peak erwartungsgemäß in der Größenordnung der Messungen mit Zaponlackfolie (siehe Abbildung 3.11). Die Geschwindigkeiten, die mit den kurzen Driftzeiten des linken Peaks bestimmt worden waren, liegen niedriger. Die Werte unterschieden sich damit noch deutlicher von der Erwartung, dass der Monitor am BNL eine um 5,3% höhere Driftgeschwindigkeit messen sollte. Der Einbau der Zaponlackfolien kann damit als mögliche Ursache für die Abweichung der am BNL gemessenen Driftgeschwindigkeit vom erwarteten Wert ausgeschlossen werden.

Zwischen den kurzen Driftzeiten und den Pickup-Amplituden der jeweiligen Ereignisse kann keine Korrelation festgestellt werden (siehe Abbildung 3.14). Eine Einschränkung der Ereignisse auf einen Amplitudenbereich, analog zu dem in Abschnitt 3.1 angewandten Verfahren, ist daher nicht möglich.

Der Ausbau der Zaponlackfolien wurde erst vorgenommen, nachdem alle weiteren in dieser Arbeit diskutierten Messungen am BNL bereits abgeschlossen waren.

3.7.4 Gastest

Mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor am BNL wurden zusätzlich noch zwei Messreihen mit veränderter Zusammensetzung des Gasgemisches durchgeführt (51% Ar, 49% CO_2 und 52% Ar, 48% CO_2). Die restlichen Einstellungen (Driftspannung 8000 V, Verstärkungsspannungen an Top- (950 V), Bottom- (1150 V) und Pickup-Zähler (1400 V)) blieben unverändert. Die Messungen wurden zwischen dem 19. und 22. bzw. zwischen dem 24. und 27. November durchgeführt (siehe Abbildung 3.15). Zwischen den einzelnen

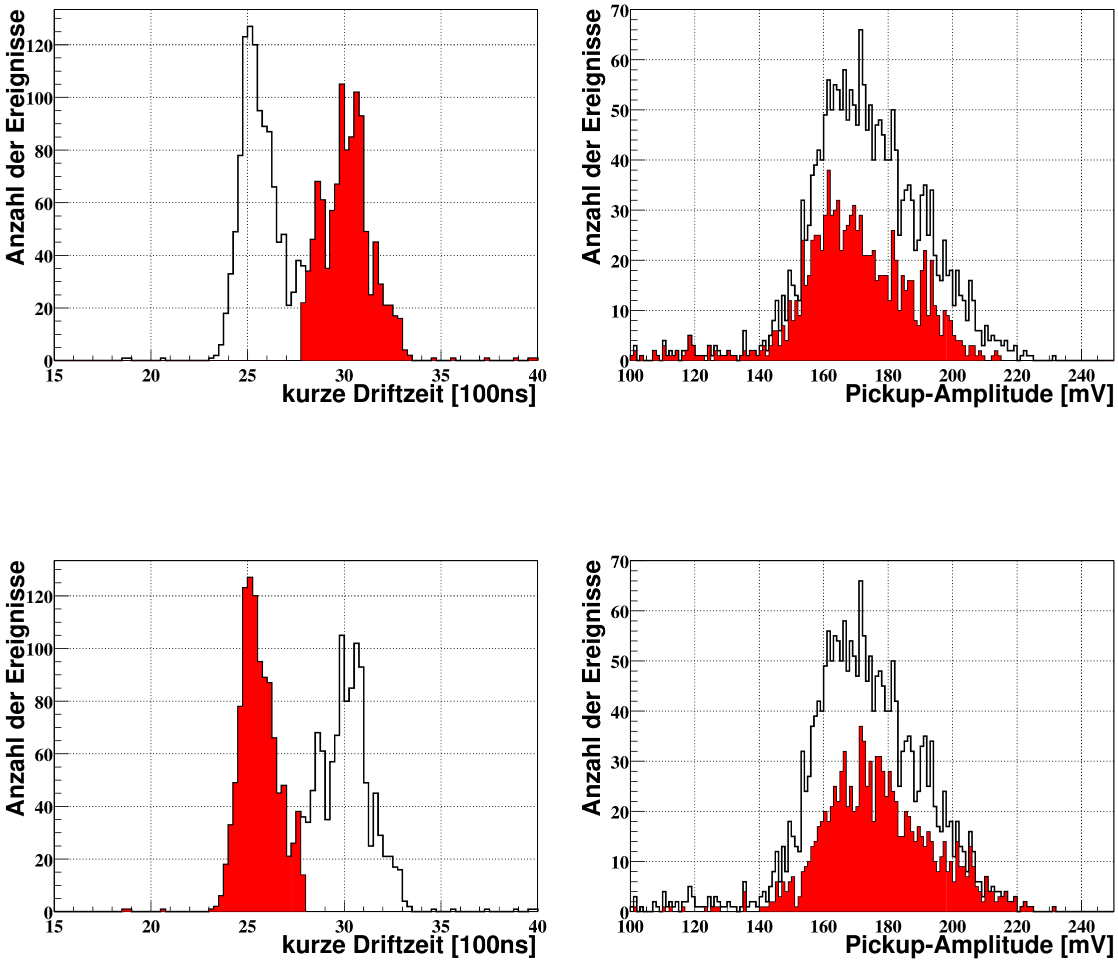


Abbildung 3.14: Pickup-Amplitudenverteilung der beiden Maxima des Histogramms der kurzen Driftzeit: Im Gegensatz zu den Driftzeiten zeigen die Amplituden der Ereignisse keine erkennbare Aufspaltung. Ein Amplituden-Cut zur Selektion eines der beiden Peaks ist daher nicht möglich.

Messreihen wurde der Driftgeschwindigkeitsmonitor jeweils komplett ausgeschaltet und das Gassystem mehrere Stunden mit der neuen Einstellung gespült. Mit zunehmendem Argongehalt nimmt wie erwartet auch die Driftgeschwindigkeit zu (siehe Tabelle 3.2). Allerdings bleibt die Abnahme der Driftgeschwindigkeit am Anfang einer jeden Messreihe deutlich sichtbar. Eine qualitative Einordnung der Ergebnisse dieser Messung mit verschiedenen Gaszusammensetzungen wird in Kapitel 6 vorgenommen.

3.8 Einschaltverhalten des Driftgeschwindigkeitsmonitors

Im Gegensatz zur Abnahme der Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messreihe zeigt der Driftgeschwindigkeitsmonitor beim Einschalten das gegenteilige Verhalten. Die Driftgeschwindigkeit steigt in den ersten Stunden nach Beginn der Messung an, um dann die in den vorangegangenen Abschnitten beschriebene Abnahme zu zeigen. Dieses

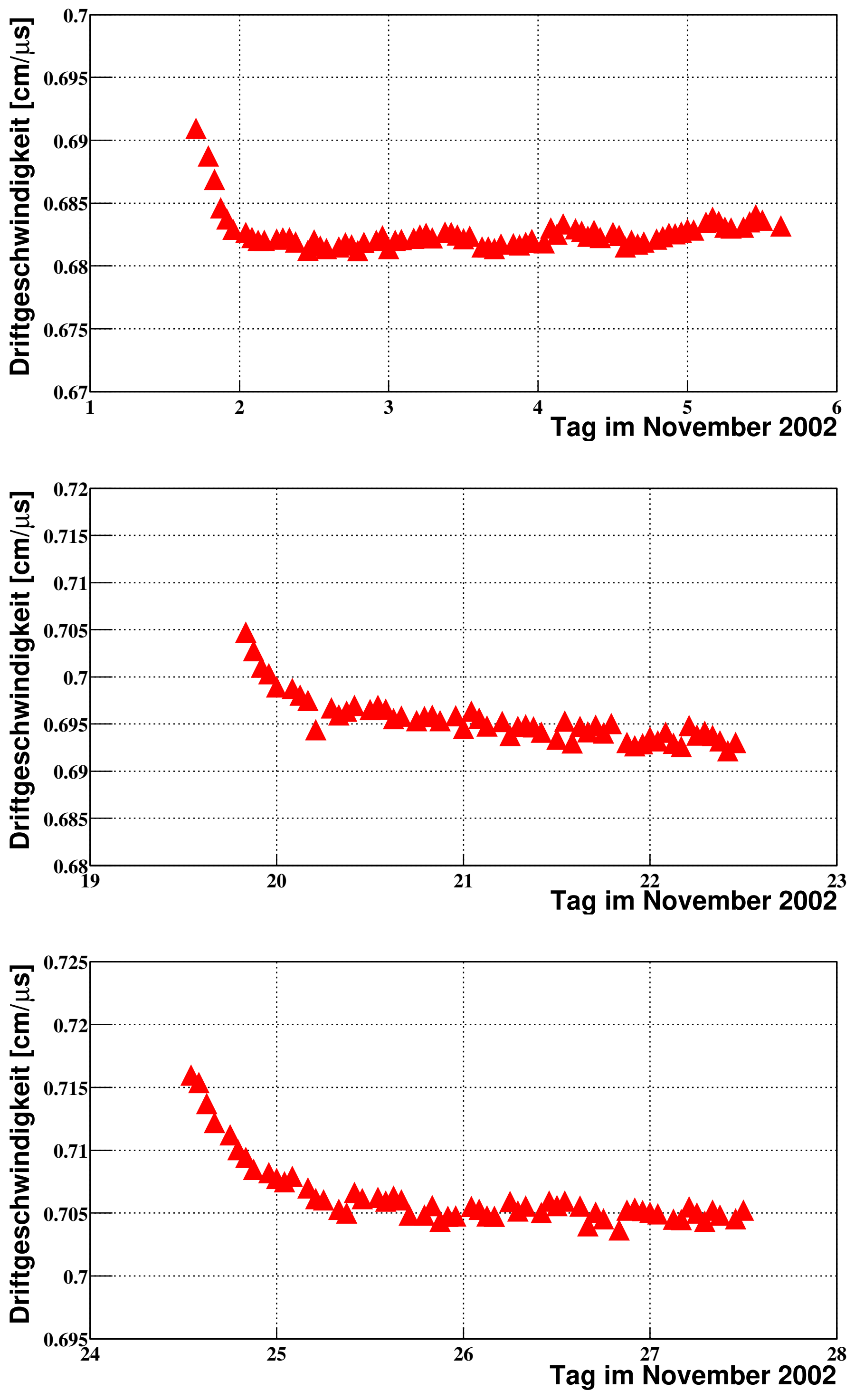


Abbildung 3.15: Messreihen am BNL mit unterschiedlichen Gasgemischen (der Anteil an Argon steigt von oben nach unten: 50%, 51% und 52%). Mit zunehmendem Argongehalt steigt auch die Driftgeschwindigkeit an. Bei allen Messungen ist jedoch die Abnahme der Driftgeschwindigkeit am Anfang der Messreihe deutlich sichtbar.

Gasgemisch	Anfangswert [cm/μs]	Plateau-Wert [cm/μs]
50% Ar, 50% CO_2	0,691	0,682
51% Ar, 49% CO_2	0,705	0,695
52% Ar, 48% CO_2	0,715	0,705

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Messungen mit verschiedenen Gaszusammensetzungen am BNL (siehe Abbildung 3.15): Die Driftgeschwindigkeit nimmt mit steigendem Argon-Gehalt im Gasgemisch zu. (Der Plateau-Wert wurde jeweils durch einen Fit mit einem Polynom nullten Grades bestimmt. Der Fehler der Fits lag in der Größenordnung von $1{,}5 \cdot 10^{-5}$ cm/μs.)

Verhalten ist bei allen Messungen zu beobachten (siehe Abbildungen 3.2 (DGM Grundausbau), 3.7 (DGM mit Epoxy-Beschichtung) und 3.9 (DGM mit Abschirmelektroden)). Auch der Driftgeschwindigkeitsmonitor am BNL zeigte dieses Verhalten. Ein Run am BNL dauert mit etwa 75 Minuten deutlich länger als ein Run in München (etwa 35 Minuten). Dieser Unterschied ist auf die in Brookhaven zusätzlich eingebaute Zaponlackfolie zurückzuführen (siehe Abschnitt 3.7.1). Diese stoppt einen Teil der ankommenden α-Teilchen. Dadurch erniedrigt sich die Trigger-Rate, die Dauer eines Runs wird länger. Die anfängliche Zunahme der Driftgeschwindigkeit, die in München etwa zwei bis drei Runs dauert, wird am BNL durch die längere Run-Dauer innerhalb eines Runs verborgen. Wird die Driftgeschwindigkeit für Teile der ersten beiden Runs bestimmt, so ist der Anstieg auch in diesen Messungen sichtbar (siehe Abbildung 3.16). Die Zunahme der Driftgeschwindigkeit dauert in München etwa 105 und am BNL etwa 75 Minuten. Dieses Verhalten des Driftgeschwindigkeitsmonitors läßt sich auch durch Aufladungen

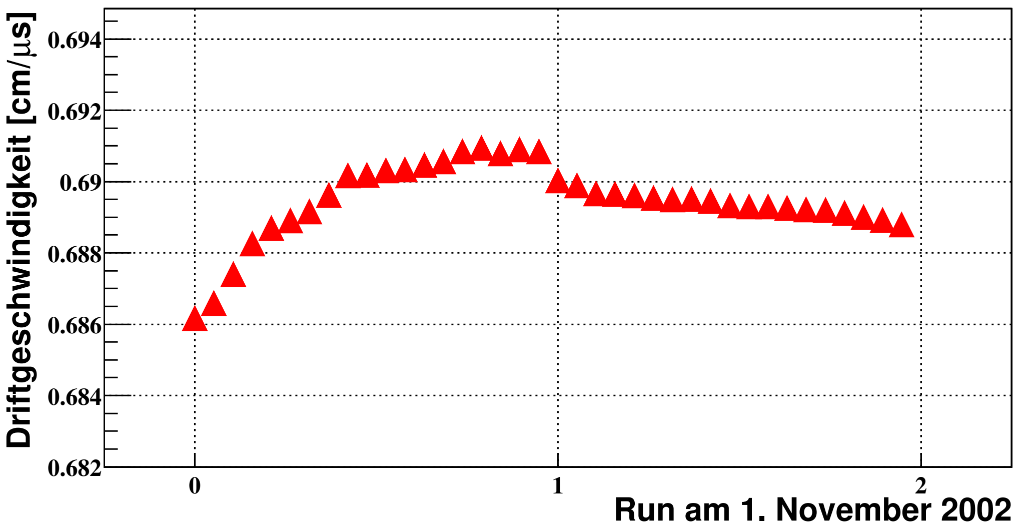


Abbildung 3.16: Anstieg der Driftgeschwindigkeit am Anfang der Messung am BNL: Für diesen Plot wurde bei den ersten beiden Runs einer Messung am BNL für jeweils 250 Ereignisse die Driftzeit bestimmt. Der Anstieg der Driftgeschwindigkeit innerhalb des ersten Runs ist deutlich erkennbar.

erklären. Da die Zählröhrchen in Top- und Bottom-Position vom Driftkanal zurückgesetzt sind (siehe Abschnitt 2.2), befindet sich ein Teil der Bahn der α-Teilchen innerhalb der Kunststoffträger. Deren Oberflächen laden sich durch Anlagerung der positiven Gasionen ebenfalls auf. Durch diese Ladung werden die α-Teilchen verlangsamt (siehe Abschnitt 3.7.2). Der zeitliche Abstand zwischen Ionisationszeitpunkt und Startpunkt der Messung vergrößert sich dabei an der Top-Position mehr, da Aufladungserscheinungen bei höheren Feldstärken deutlicher ausgeprägt sind (siehe Abbildung 3.5). Dadurch verkleinert sich die Differenz der langen und kurzen Driftzeit und die Driftgeschwindigkeit wird scheinbar größer.

4 Der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser

4.1 Motivation zum Umbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors

Durch Messungen mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor mit beschichteten Kunststoffoberflächen am Driftkanal (siehe Abschnitt 3.5) wurde die Aufladungs-Hypothese bekräftigt. Dabei wurde angenommen, dass sich positiv geladene Ionen des Gasgemisches an den Plastikträgern der α-Quellen und Trigger-Zählröhrchen anlagern. Durch diese zusätzliche Ladung wird das elektrische Feld und damit die Kraft, die auf die Driftelektronen wirkt, geringer. Eine kleinere Kraft bedeutet aber eine größere Driftzeit und damit eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit.

Um einen Beweis für diese Vermutung zu erbringen, wurde der Driftgeschwindigkeitsmonitor auf Laser-Betrieb umgerüstet. Ziel dieses Umbaus war es, die Ionisationsspuren im Gasgemische anstatt durch α-Teilchen durch einen externen Laser zu erzeugen. Dies ermöglichte den Ausbau der Kunststoffträger aus Top bzw. Bottom-Position und somit die Entfernung der Plastikoberflächen vom Driftkanal. Da ein Aufladungsprozess der Kunststoffträger der Abnahme der Driftgeschwindigkeit zugrundeliegt, sollte diese bei einer Messung am Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser-Aufbau nicht mehr vorhanden sein.

4.2 Mechanischer Aufbau

Im ursprünglichen Aufbau befindet sich der Driftgeschwindigkeitsmonitor in einem gas- und lichtdichten Edelstahlzylinder. Der modifizierte Aufbau ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Um die Benutzung eines externen Lasers zur Ionisation der Gasatome zu ermöglichen, wurden vier Löcher (Durchmesser 19 mm) in den Behälter gebohrt und in diese Kleinflansche (Leiphold NW10) eingeschweißt. Diese wurden durch Deckel mit eingeklebten Quarzfenster (Durchmesser 7 mm) gasdicht verschlossen. Je zwei dieser Öffnungen befanden sich diametral gegenüber. Der Abstand der beiden Loch-Paare, gemessen von den Mittelpunkten der Öffnungen, beträgt 119 mm, der zur Außenseite der DGM-Grundplatte 102 mm. Bei eingebautem Driftgeschwindigkeitsmonitor befinden sich die möglichen Laserpfade zwischen vierter und fünfter bzw. 18. und 19. Feldplatte, also an den ursprünglichen Einbaupositionen der Kunststoffträger (siehe Abschnitt 2.2). Letztere wurden ausgebaut und durch Abstandshalter (Höhe 8 mm) ersetzt. Damit wurden die Kunststoffoberflächen vom Driftkanal entfernt. Um den vorhandenen Laseraufbau nutzen zu können, wurde der komplette Driftgeschwindigkeitsmonitor um 90° gedreht und in einer Halterung befestigt, die über drei Spindeltische höhen- und winkelverstellbar war (für Aufnahmen siehe Anhang D). Es wurde ein Stickstoff-Laser[1] mit einer

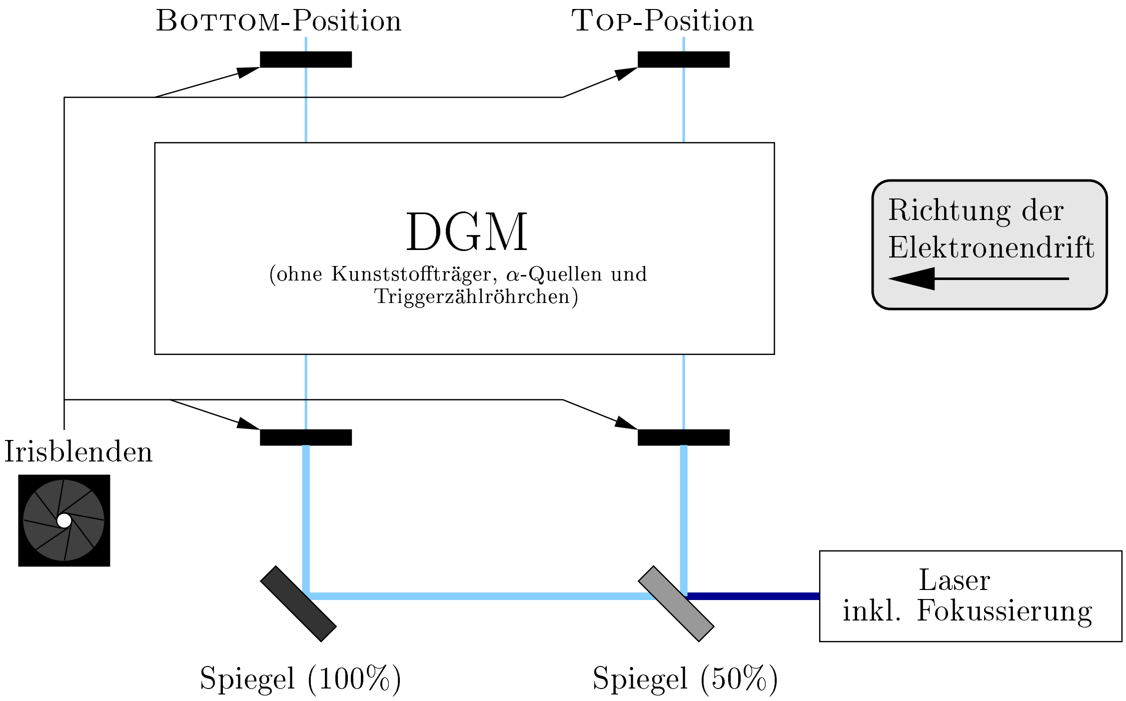


Abbildung 4.1: Prinzipieller Aufbau der Laser-Messungen: 50% der Intensität des Laser-Strahls wird nach Durchlaufen eines Fokussierungssystems durch einen halbdurchlässigen Spiegel in die TOP-Position des Driftgeschwindigkeitsmonitors geleitet. Der restliche Strahl wird durch einen Vollspiegel an der BOTTOM-Position durch den DGM geschickt. Jeweils zwei Irisblenden pro Strahl (vor und nach dem DGM) legen den Ort der Laserstrahlen fest und ermöglichen damit die Messung der Driftstrecke der Elektronen. (Die unterschiedlichen Blautöne symbolisieren die verschiedenen Intensitäten des Laser-Lichtes)

Wellenlänge von 337,1 nm verwendet. Die halbe Intensität des Laserstrahls wurde durch einen halbdurchlässigen Spiegel, der in einem Winkel von 45° zur Strahlachse positioniert war, durch das zur TOP-Position gehörende Quarzfenster-Paar abgelenkt. Das durchgehende Laser-Licht wurde durch einen ebenfalls im 45° Winkel zur Strahlachse stehenden Vollspiegel der BOTTOM-Position des DGMs zugeführt (Prinzipskizze siehe Abbildung 4.1, Detailfoto siehe Abbildung 4.2).

Noch vor den Spiegeln befand sich direkt nach der Laserquelle zusätzlich eine Fokussiereinheit aus einer Sammel- und einer Streulinse (in dieser Reihenfolge). Diese wurden

[1] VSL-337ND-S, Hersteller: LASER SCIENCE INC.

zueinander so positioniert, dass der Brennpunkt des Systems innerhalb des Driftgeschwindigkeitsmonitors lag. Um diese Einstellung zu überprüfen, wurde verifiziert, dass der Durchmesser des Laserstrahls vor dem DGM kleiner und nachher wieder größer wird. Da für den TOP- und BOTTOM-Strahl nur ein gemeinsames Linsensystem verwendet wurde, war eine genaue Einstellung des Brennpunktes in die Region des Driftkanals für beide Positionen gleichzeitig nicht möglich. Die Linsenpositionen wurden so eingestellt, dass die Fokus-Punkte für beide Laser-Pfade innerhalb des DGMs lagen.

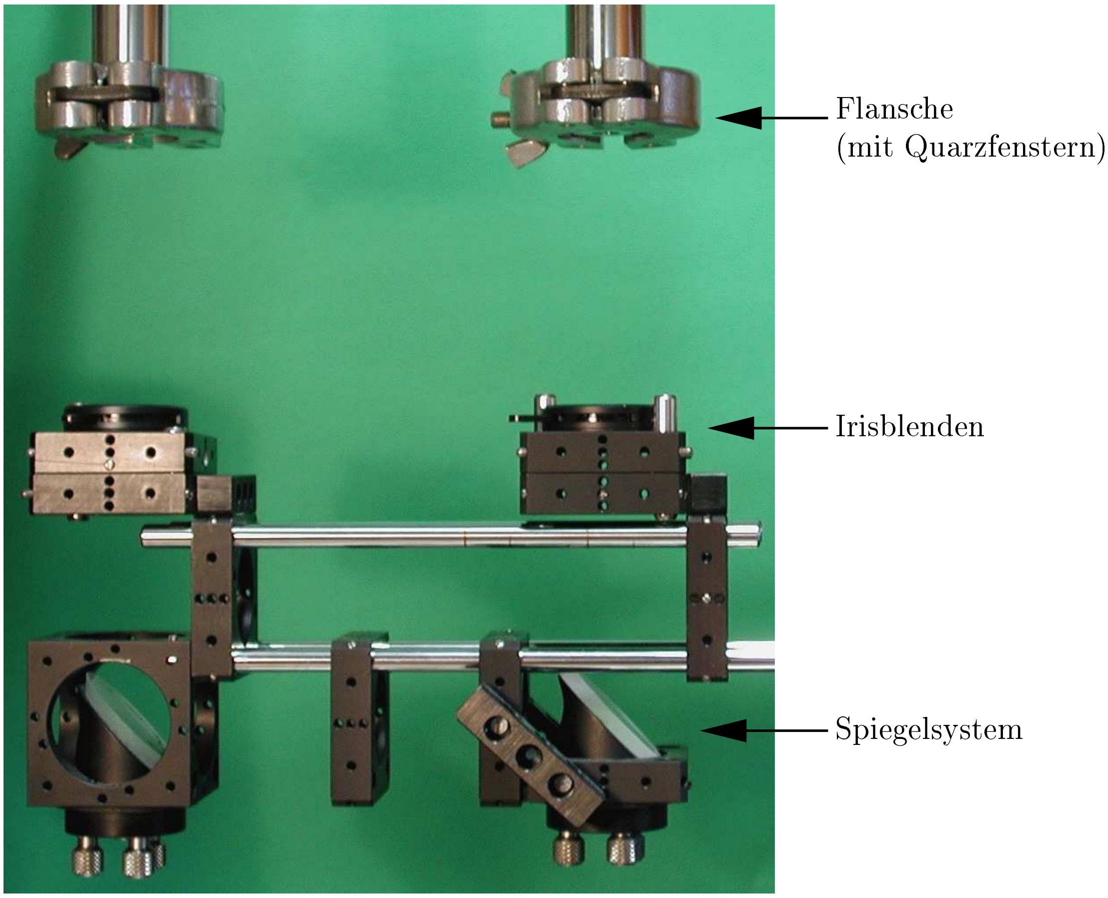


Abbildung 4.2: Detailaufnahme des Laser-Aufbaus: Der Laserstrahl trifft, von rechts kommend, auf die Spiegel und wird senkrecht nach oben durch die Irisblenden und die Quarzfenster in den Driftgeschwindigkeitsmonitor abgelenkt. Weitere Aufnahmen des Laser-Aufbaus siehe Anhang D.

Um die Driftstrecke der Elektronen im Driftgeschwindigkeitsmonitor festzulegen, wurden vier Irisblenden eingesetzt (für die Berechnung des Messfehlers der Lasermessungen siehe Abschnitt 5.1). Dabei waren die Blenden oberhalb des DGMs gemeinsam auf einem Metallträger montiert. Der Abstand ihrer Mittelpunkte war $119{,}0 \pm 0{,}1$ mm. Sie waren bei allen Messungen maximal geschlossen, ihre Öffnung hatte einen Durchmesser von 0,2 mm. Da die Intensität für die Ionisation des Gasgemsiches groß genug sein muss, konnten die unteren Blenden nur auf einen Durchmesser von 3,5 mm verengt werden. Ihr gegenseitiger Abstand betrug $119{,}0 \pm 0{,}5$ mm. Der Abstand der Laser-Strahlen in den unteren Irsiblenden wurde durch eine Messung der Strahlzentren zu $119{,}7 \pm 0{,}5$ mm bestimmt. Die Irisblenden jedes Paares waren 353,5 mm voneinander entfernt. Daraus ergibt sich für die Driftstrecke der Elektronen eine Distanz von 119,3 mm. Während der Messung wurde in regelmäßigen Abständen überprüft, dass die Laserstrahlen die Irisblenden passieren. Dadurch war sichergestellt, dass die Laserstrahlen den Driftgeschwindigkeitsmonitor durchlaufen, ohne diesen zu berühren.

Der Laser verfügt über einen mit der Laser-Emission korrelierten TTL-Ausgang (Transistor-Transistor-Logik). Dieses Rechtecksignal mit einer Amplitude von etwa 4 V liefert das Startsignal für jedes Ereignis und ersetzt so beim Laser-Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors die Triggerzählröhrchen (siehe Abschnitt 4.4).

4.3 Ionisation mit Laserstrahlen

Die Ionisation des Gasgemisches durch einen Laserimpuls unterscheidet sich grundlegend von der durch eine α-Quelle (siehe Abschnitt 2.3). Während die α-Teilchen mit einer kinetischen Energie von etwa 4 MeV in das Gasgemsich eintreten, beträgt die Energie eines Laser-Photons der Wellenlänge $\lambda = 337{,}1$ nm nur $\mathrm{E}_\lambda = h \cdot \frac{c}{\lambda} = 3{,}67$ eV. Bei einem Vergleich mit den Ionisationsenergien der verwendeten Gase, 15,76 eV für Argon bzw. 13,79 eV für CO_2 (siehe [STÖ98]), wird deutlich, dass ein einzelnes α-Teilchen sehr viele Elektron-Ionenpaare erzeugen kann, bevor es das Triggerzählröhrchen erreicht. Im Gegensatz dazu kann eine Ionisation durch Laserstrahlung nur durch Mehrfachanregung durch mehrere Photonen erreicht werden (siehe [BLU93]). Dabei muss die zur Ionisation nötige Anzahl an Photonen innerhalb der Lebensdauer des angeregten Zustands auf das Gasatom bzw. -molekül einstrahlen. Eine ausreichend hohe Energie- und damit Photonendichte (Intensität) des Laserlichts ist deshalb sicherzustellen. Den Werksangaben zufolge ist die Gesamtenergie eines Impulses des verwendeten Lasers 300 μJ bei einer Impulslänge von 4 ns. Dies entspricht einer Leistung von etwa $7{,}5 \cdot 10^4$ W. Dieser Wert ist ausreichend für einen Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors mit Ionisation durch einen externen Laser.

4.4 Elektronik und Datenanalyse für den Laser-Aufbau

Der elektronische Aufbau bei Messungen mit dem Laser als Ionisationsquelle weicht in einigen Punkten von dem in Abschnitt 2.4 beschriebenen Aufbau für Ionisation durch α-Teilchen ab. Unverändert bleibt lediglich die Verarbeitung der Pickup-Signale. Sie werden wiederum vom Driftgeschwindigkeitsmonitor kommend durch den Aleph-Vorverstärker und -Shaper vergrößert und geformt und gelangen anschließend in einen Eingang der Flash-ADC-Karte des Datennahme-PCs. Alle anderen Signale (Trigger, Top, Bottom), die durch α-Teilchen in den beiden Proportionalzählern des DGMs erzeugt wurden, werden durch das TTL-Signal des Lasers ersetzt. Dies ist möglich wegen der Korrelation des Signals mit dem Zeitpunkt des Laserpulses. Um die vorhandene Elektronik und Analysesoftware auch für den Laser-DGM verwenden zu können, wird die Amplitude des Rechtecksignals durch ein Dämpfungselement verringert. Dies ermöglicht die erneute Verwendung der Aleph-Bauteile. Das durch diese geformte Signal wird geteilt. Ein Teil wird direkt an den Trigger-Eingang der Flash-ADC-Karte angelegt. Der andere wird mit einer Verzögerung von 600 ns versehen, abermals aufge-

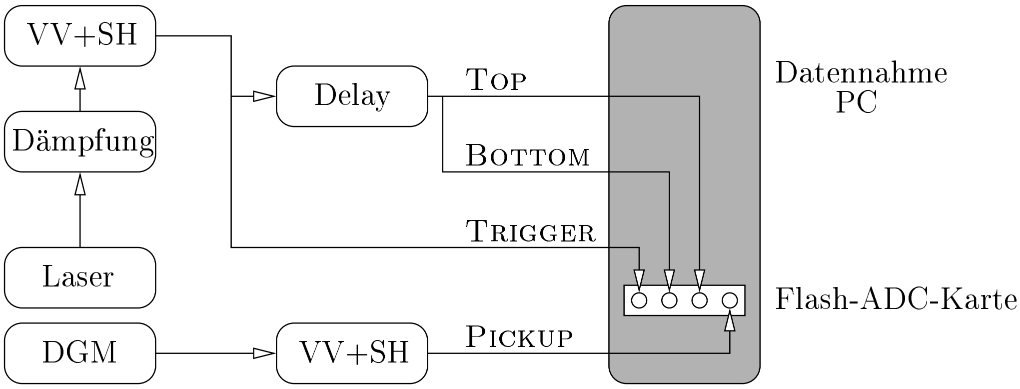


Abbildung 4.3: Schematischer elektronischer Aufbau der Laser-Messungen: Das TTL-Signal des Laser wird über ein Dämpfungselement abgeschwächt und in der Aleph-Elektronik geformt. Es wird ohne Verzögerung in den Trigger-Eingang der Flash-ADC-Karte des Datennahme-PCs geleitet. Über eine Verzögerung von 600 ns gelangt es in den Top bzw. Bottom-Eingang. Das Pickup-Signal durchläuft die Aleph-Elektronik und wird anschließend im Datennahme-PC verarbeitet. (VV: Aleph-Vorverstärker, SH: Aleph-Shaper)

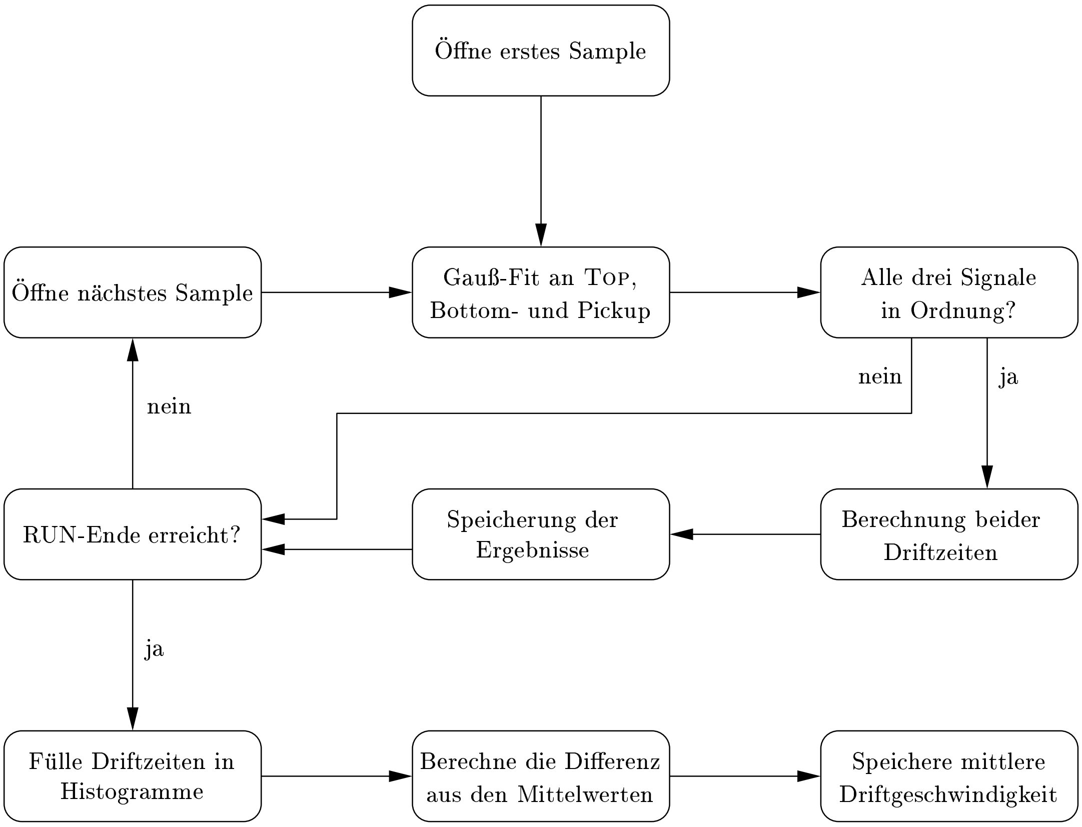
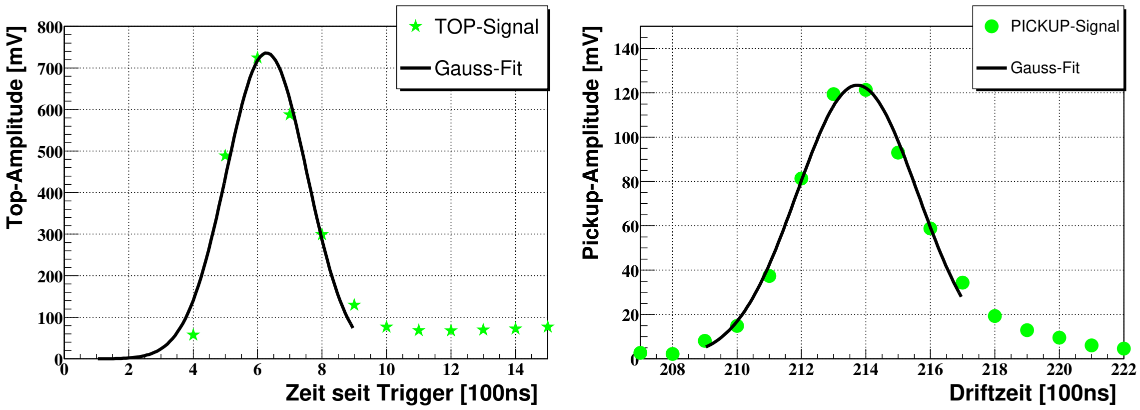


Abbildung 4.4: Flussdiagramm der Datenanalyse zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit für den DGM-Betrieb mit dem Laser als Ionisationsquelle.

teilt und mit den Eingängen für Top bzw. Bottom verbunden (siehe Abbildung 4.3). Analog zur Verarbeitung der α-Daten werden nach einem Trigger-Signal für $25\,\mu$s die drei Datenkanäle der Flash-ADC-Karte ausgelesen und gespeichert. Der größte Unter-

Top- und Pickup-Signale der langen Driftstrecke für ein Ereignis



Bottom- und Pickup-Signale der kurzen Driftstrecke für ein Ereignis

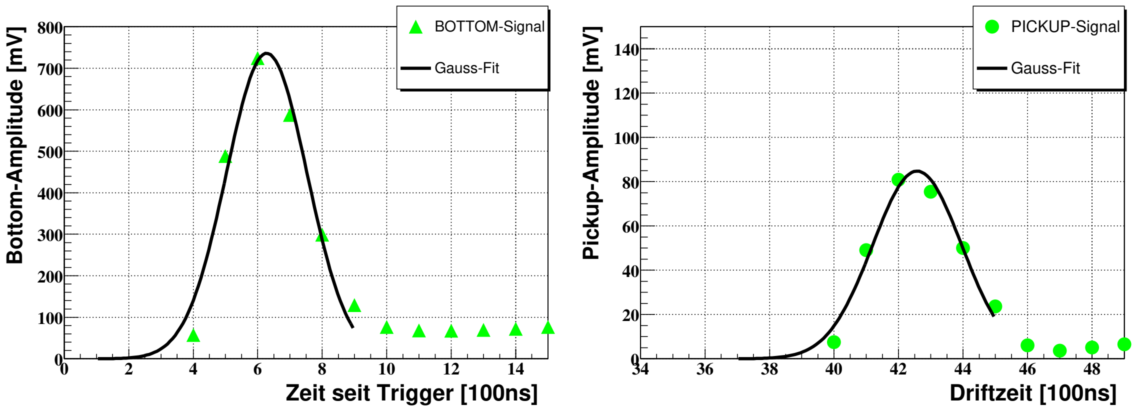


Abbildung 4.5: Rohsignale der Driftgeschwindigkeitsmessung mit Laser-Ionisation und die jeweiligen an die Datenpunkte angepassten Gauß-Kurven (ohne Druck- und Temperaturkorrektur). Die oberen Plots zeigen die Signale der langen Driftstrecke (Top- und Pickup), die unteren die der kurzen (Bottom- und Pickup). Die Startsignale (Top- und Bottom-Signal) sind identisch und beinhalten die Verzögerung von 600 ns.

schied der beiden Ionisationsmethoden (α-Teilchen und Laser) besteht darin, dass durch die Aufspaltung des Laserstrahls in Top- und Bottom-Position mit jedem Trigger sowohl eine kurze wie auch eine lange Driftzeit gemessen werden kann. Dieser Umstand wird in der Analyse-Software berücksichtigt.

Zur Auswertung der Daten werden für jedes Sample Gaußkurven an die Messwerte angepasst (siehe Abbildung 4.5). Dabei wird das Pickup-Signal sowohl im Intervall $0\,\mu\text{s} < t < 12{,}5\,\mu\text{s}$ als auch $12{,}5\,\mu\text{s} < t < 25\,\mu\text{s}$ durch eine Gaußkurve gefittet. Diese Aufteilung ermöglicht es, bei jedem Sample sowohl eine lange als auch eine kurze Driftzeit aufzuzeichnen. Anschließend wird geprüft, ob alle drei Signale (alle vier Fits) vorhanden sind und ob ihre Amplituden groß genug sind, um die Signale eindeutig vom Untergrund zu unterscheiden. Sind beide Voraussetzungen erfüllt, werden lange und kurze Driftzeit als Differenz der Mittelwerte des jeweiligen PICKUP-Fits und des zugehörigen TOP bzw. BOTTOM-Fits (identische Signale und Gaußkurven) berechnet und gespeichert. Diese Analyse wird für alle Samples eines Runs durchgeführt. Anschließend werden die Driftzeiten analog zum Ablauf der Datenanalyse des α-DGMs in Histogramme gefüllt. Aus der Differenz der Schwerpunkte dieser Verteilungen ergibt sich das Messergebnis für die Driftzeit des Runs (siehe Flussdiagramm in Abbildung 4.4).

5 Lasermessungen

Der verwendete Laser wies, wenn er länger abgeschaltet war, nach dem Einschalten eine leichte Instabilität auf. Die gemessene Driftgeschwindigkeit zeigte am Anfang Schwankungen, die nach etwa zwei Stunden verschwanden. Dies kann auf kleine Änderungen der Position und Richtung des Laserstrahls zurückgeführt werden. Wenn der Strahl wandert, trifft er an leicht verschiedenen Punkten auf die Spiegel und der Abstand der beiden Teilstrahlen im Driftgeschwindigkeitsmonitor wird dadurch größer oder kleiner. Dadurch ergibt sich eine scheinbare Änderung der Driftgeschwindigkeit. Die Schwankung des Lasers kann darauf zurückgeführt werden, dass der Apparat erst ein thermisches Gleichgewicht mit seiner Umgebung erreichen muss, um einen gleichbleibenden Strahl zu liefern. Nach der Anlaufphase war der Laser über die restliche Messdauer stabil. Der Abstand der Laserstrahlen in Top- und Bottom-Position betrug für alle gezeigten Messungen 119,3 mm.

5.1 Behandlung der Fehler

Die Unsicherheit einer einzelnen Driftgeschwindigkeitsmessung beim Aufbau mit Laser-Ionisation wird analog zum Aufbau mit α-Quellen aus den Messfehlern der Driftzeit und der Driftstrecke bestimmt. Der Fehler in der Zeitmessung wird dabei wiederum für jeden Run aus der Breite der Verteilungen der langen und kurzen Driftzeit ermittelt (siehe Abbildung 5.1). Typische Größe dieser Unsicherheiten liegen bei 27 ns ($\delta t_{\mathrm{Bottom}}$) bzw. 29 ns ($\delta t_{\mathrm{Top}}$). Sie unterscheiden sich in zwei Punkten von den entsprechenden Fehlern bei α-Betrieb (siehe Abschnitt 3.1):

- Der absolute Wert der Breiten der Verteilungen ist in etwa gleich groß.
- Sie liegen bereits ohne Amplituden-Cuts bei etwa dem gleichen ($\delta t_{\mathrm{Bottom}}$) bzw. drei Fünftel ($\delta t_{\mathrm{Top}}$) des vergleichbaren Wertes bei α-Messungen.

Die Ursache dieser Veränderung liegt darin, dass es beim Laser-Betrieb für beide Driftzeiten nur ein Trigger-Signal gibt. Damit kann die Übereinstimmung im Absolutwert der Fehler erklärt werden. Die Ausläufer zu hohen Driftzeiten in den Histogrammen der α-Messungen werden durch nicht verwertbare Trigger verursacht. Diese „falschen“ Signale fehlen bei der Messung mit Ionisation durch einen externen Laser. Auf eine Beschränkung der Messdaten durch einen Amplituden-Cut kann daher verzichtet werden.

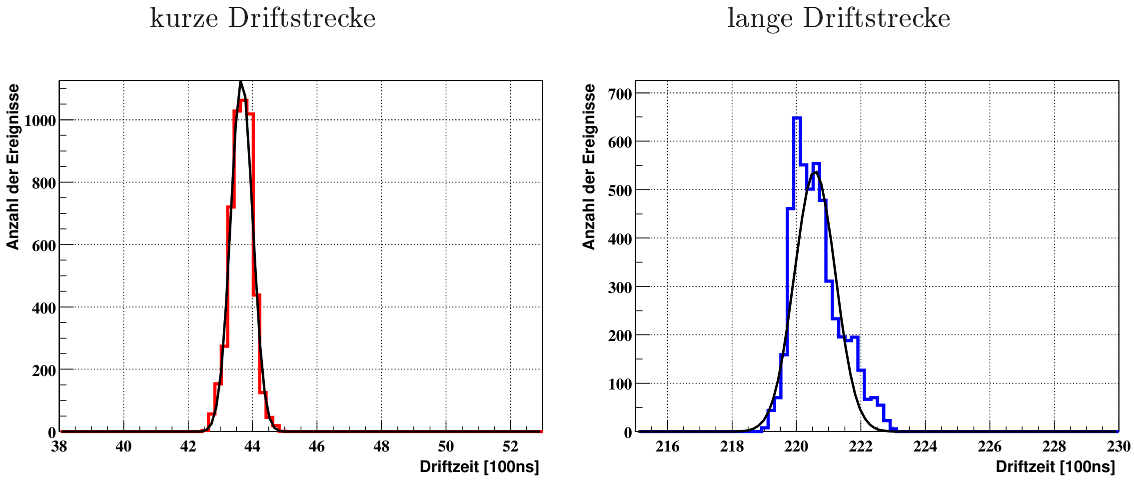


Abbildung 5.1: Driftzeitverteilungen der Messung mit Laser-Ionisation: Die Abbildungen zeigen die Histogramme der langen und kurzen Driftzeit und die an sie angepassten Gauß-Kurven. (Die Driftzeiten sind auf konstante Druck- und Temperaturwerte korrigiert.)

Der Gesamtfehler der Driftzeit bei einer Einzelmessung ergibt sich zu

$$\delta t_{\mathrm{Drift}} = \sqrt{(\delta t_{\mathrm{Top}})^2 + (\delta t_{\mathrm{Bottom}})^2} = 39{,}6\,\mathrm{ns}.$$

Ein weiterer Unterschied zwischen einer Messung mit Laser- und einer mit α-Ionisation liegt darin, dass ein Laser-Run deutlich mehr Samples als ein α-Run beinhaltet. Dies ist darauf zurückzuführen, dass zu jedem Trigger-Signal des Lasers eine lange und eine kurze Driftzeit gemessen wird. Beim Betrieb mit α-Quellen ist nur die Messung einer Zeitinformation möglich. Zusätzlich treten deutlich weniger „falsche“ Trigger auf: Signale, die den Messvorgang starten, die aber nicht mit einem wirklichen Sample korreliert sind. So werden bei 5001 Samples einer α-Messung ohne Amplituden-Cuts in etwa 2600 kurze und 1300 lange Driftzeiten gemessen. Bei einer Messung im Laser-Betrieb liegt die Anzahl beider Driftzeiten in der Größenordnung von 4930.

Um den mittleren Fehler ($\overline{\delta t}_{\mathrm{Drift}}$) der mittleren Driftgeschwindigkeit zu erhalten, muss man δt_{Top} und $\delta t_{\mathrm{Bottom}}$ durch die Wurzel der Anzahl der Messpunkte teilen und quadratisch addieren:

$$\overline{\delta t}_{\mathrm{Drift}} = \sqrt{\left(\frac{\delta t_{\mathrm{Top}}}{\sqrt{4930}}\right)^2 + \left(\frac{\delta t_{\mathrm{Bottom}}}{\sqrt{4930}}\right)^2} = 0{,}56\,\mathrm{ns}$$

Der systematische Messfehler der Driftstrecke setzt sich aus den Einzelfehlern der Abstandsmessung der Laserstrahlen zusammen. Die Mitte des Driftkanals befindet sich 149,5 mm unterhalb des oberen Irisblendenpaars, der Abstand der Blenden-Paare beträgt 353,5 mm. Die Unsicherheiten in der Abstandsmessung waren $\delta s_{\mathrm{oben}} = 0{,}1$ mm bzw. $\delta s_{\mathrm{unten}} = 0{,}5$ mm. Die unterschiedlichen Messmethoden, oben geschlossene Irisblenden und unten direkte Messung des Strahlabstands, erklären den Unterschied in den Unsicherheiten. Durch die Gauß'sche Fehlerfortpflanzung ergibt sich eine Gewichtung der einzelnen Messunsicherheiten, abhängig vom Abstand des jeweiligen Irisblendenpaares vom Driftkanal. Als Gesamtfehler der Abstandsmessung erhält man:

$$\begin{aligned}\delta s_{\text{Abstand}} &= \sqrt{\left(\frac{149{,}5}{353{,}5}\cdot\delta s_{\text{oben}}\right)^2 + \left(\left(1-\frac{149{,}5}{353{,}5}\right)\cdot\delta s_{\text{unten}}\right)^2} \\ &= 0{,}291\,\text{mm}.\end{aligned}$$

Die Laserstrahlen werden von außen durch den Driftgeschwindigkeitsmonitor geleitet. Es ist daher möglich, dass die Laserstrahlen innerhalb des DGMs nicht parallel zu den Feldplatten und damit nicht senkrecht zum Driftfeld verlaufen. Außerdem sind sie zueinander nicht exakt parallel. Beide Effekte erzeugen eine effektive Vergrößerung der Ionisationsregion. Diese Unsicherheiten bewirken eine Verbreiterung der Driftzeitverteilungen und werden bereits durch die Fehlerbehandlung der Zeitmessung abgedeckt.

Die relativen Fehler der Zeit- und Abstandsmessung und der sich daraus errechnende relative Gesamtfehler der Driftgeschwindigkeitsmessung ergeben sich zu (Ergebnisse auf zwei Nachkommastellen gerundet)

$$\begin{aligned}\frac{\overline{\delta t}_{\text{Drift}}}{t_{\text{Drift}}} &= & &0{,}003\% \\ \frac{\delta s_{\text{Drift}}}{s_{\text{Drift}}} &= & &0{,}24\% \\ \frac{\delta v_{\text{Drift}}}{v_{\text{Drift}}} &= \sqrt{\left(\frac{\overline{\delta t}_{\text{Drift}}}{t_{\text{Drift}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta s_{\text{Drift}}}{s_{\text{Drift}}}\right)^2} &= &0{,}24\%\end{aligned}$$

Der statistische Fehler der Driftzeitmessung ist gegenüber der systematischen Unsicherheit in der Driftstrecke vernachlässigbar.

5.2 Langzeitmessung

Die Benutzung eines Lasers als Ionisationsquelle ermöglichte eine Überprüfung der Vermutung, dass Aufladungseffekte an den Oberflächen der Kunststoffträger die Abnahme der Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messreihe verursachen (siehe Abschnitt 4.1). Der Anstieg der Driftgeschwindigkeit in den ersten Stunden der Messung sollte ebenfalls nicht mehr vorhanden sein. Die Messungen wurden ab Mitte Dezember 2002 durchgeführt. Es wurde eine Gasmischung von 50,2% Ar, 49,8% CO_2 verwendet. Der Pickup-Zähler wurde mit einer Verstärkungsspannung von 1600 V betrieben. Abbildung 5.2 zeigt das Ergebnis einer Langzeitmessung mit Laser-Ionisation.

Es wurden mehrere Langzeit-Messungen durchgeführt. Bei allen blieb die gemessene Driftgeschwindigkeit konstant. Diese Messungen bestätigten die Aufladungshypothese. Die Messreihen zeigten außerdem, dass der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit α-Quellen bei Beginn einer Messreihe den physikalisch wahren Wert der Driftgeschwindigkeit misst (siehe Abschnitt 5.3). Durch diese beiden Ergebnisse wurde der Einbau der Abschirmelektroden motiviert (siehe Abschnitt 3.6).

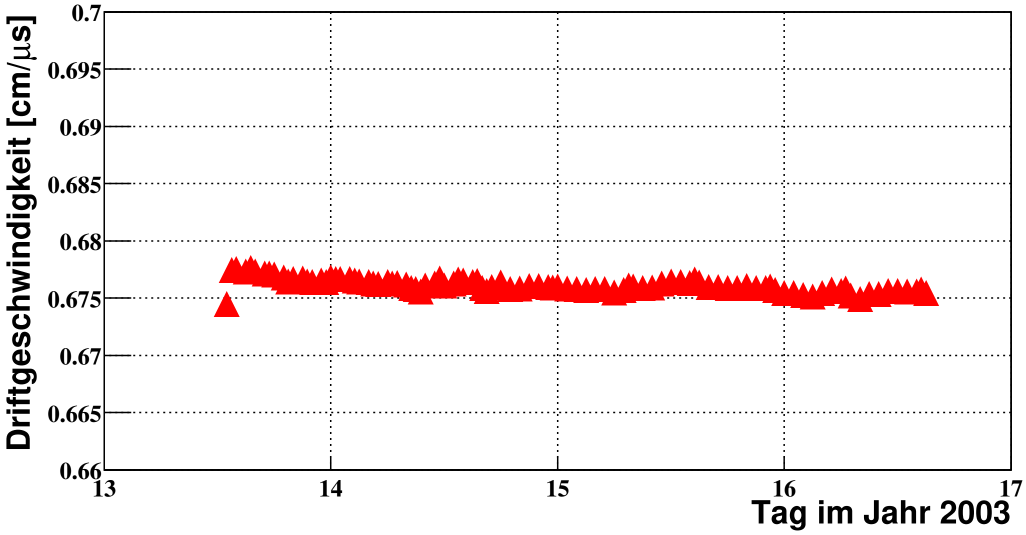


Abbildung 5.2: Langzeitmessung mit einem Laser als Ionisationsquelle: Innerhalb des Fehlers bleibt die gemessene Driftgeschwindigkeit über die gesamte Messdauer konstant.

5.2.1 Reproduzierbarkeit

Um sicherzustellen, dass der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser-Ionisation reproduzierbar aus- und eingeschaltet werden kann, wurden, analog zu Untersuchungen des DGMs mit α-Quellen (siehe Abschnitt 3.3), Messungen der Startwerte durchgeführt. Es wurden wiederum zwei Stufen des Abschaltens getestet:

- nur Driftspannung und Verstärkungsspannung am PICKUP-Zähler,
- Spannungen und Gaszufuhr.

Um den Einschalteffekt des Lasers auszuschließen, blieb dieser während der Messreihe angeschaltet.

Durch diese Messungen wurde das Ergebnis der analogen Untersuchungen am DGM mit α-Quellen bestätigt (siehe Abbildung 3.3). Der Driftgeschwindigkeitsmonitor liefert nach dem Ab- und wieder Einschalten der anliegenden Spannungen und des Gasflusses reproduzierbare Messwerte. Bei der Inbetriebnahme des DGMs muss also nur darauf geachtet werden, dass der Laser bei Beginn der Messung einen stabilen Strahl liefert. Durch das Einschalten des Lasers zwei bis drei Stunden vor Messbeginn kann dies sichergestellt werden.

5.2.2 Einschaltverhalten

Allerdings zeigt auch der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser-Ionisation ein Einschaltverhalten. Die gemessene Driftgeschwindigkeit nimmt vom ersten zum zweiten Run zu. Der Anstieg beträgt etwa 0,5%. Der Effekt konnte durch mehrere Messungen reproduziert werden. Durch ein Einschalten des Lasers zwei Stunden vor den Messungen konnte dieser als Auslöser für die Zunahme der Driftgeschwindigkeit ausgeschlossen werden. Diese kann daher nur durch den Aufbau des DGMs selbst verursacht werden. Da die Kunststoffträger aus der Top- und Bottom-Position entfernt worden sind, verbleiben als mögliche Oberflächen für eine Aufladung nur die Abstandshalter zwischen den Feldplatten. Eine Aufladung würde eine Veränderung des elektrischen Driftfeldes und damit der Driftgeschwindigkeit erklären. Weitere Untersuchungen sind allerdings nötig, um diese Vermutung zu bestätigen.

5.3 Vergleich der Ionisationsmethoden

Der Einsatz des Lasers zur Ionisation des Gasgemisches im Driftgeschwindigkeitsmonitor lieferte einen Vergleichswert für die Messungen mit α-Quellen. Abbildung 5.3 zeigt eine Messung mit Laser-Ionisation und zwei für den DGM mit α-Quellen, eine für das Grundmodell und eine für die Messung mit Epoxy-beschichteten Kunststoffträgern. Die mit dem Laser-DGM gemessene Driftgeschwindigkeit ist etwas ($< 1\%$) höher als der Anfangswert der α-Messung am DGM-Grundmodell. Die Messung mit Epoxy-beschichteten Plastikoberflächen liefert einen um etwa 2% niedrigeren Anfangswert. Wegen der Abnahme der Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messung (siehe Abschnitt 3.3), liegen die gemessenen Werte für v_{Drift} am Ende der Messung noch tiefer. Der Plateau-Wert der α-Messungen kann deshalb als wahrer Wert der Driftgeschwindigkeit ausgeschlossen werden.

Abbildung 5.4 zeigt den Vergleich einer Laser-Messung und einer Messung, bei der in den Driftgeschwindigkeitsmonitor die Abschirmelektroden eingebaut waren (siehe Abschnitt 3.6). Beide Messungen zeigen eine konstante Driftgeschwindigkeit über die gesamte Messung. Eine Ausnahme bildet nur der Einschaltvorgang des Driftgeschwindigkeitsmonitors mit Abschirmelektroden (siehe Abschnitt 3.8). Auch bei diesem Vergleich wird deutlich, dass bei Benutzung des Lasers zur Ionisation des Gasgemisches die Driftgeschwindigkeit um etwa 1% höher liegt als bei der Version des DGMs mit α-Quellen. Da die äußeren Bedingungen wie zum Beispiel Driftspannung, Gaszusammensetzung, Umgebungstemperatur und -druck, bei der Berechnung der Driftgeschwindigkeit berücksichtigt worden sind, ist dieser Effekt vermutlich auf den Einfluss der Kunststoffträger im Driftgeschwindigkeitsmonitor mit α-Quellen zurückzuführen. Um zu klären, ob die Plastik-Oberflächen die Driftgeschwindigkeit zusätzlich zum Einschalt- und Langzeitverhalten noch weitergehend beeinflussen, sind weitere Untersuchungen nötig, die im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt werden konnten.

5.4 Änderung der äußeren Parameter

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser-Ionisation zeigt im Langzeitverhalten konstante Messergebnisse für die Driftgeschwindigkeit.

Die Stabilität der Messung ermöglicht, den Einfluss der externen Parameter auf den Wert der Driftgeschwindigkeit zu untersuchen. Es wurde eine Messreihe mit verschiedenen Driftspannungen und eine mit unterschiedlichen Gaszusammensetzungen durchgeführt. In diesem Abschnitt werden die quantitativen Ergebnisse dieser Messungen vorgestellt. Die qualitative Bewertung durch den Vergleich mit dem Simulationsprogram Magboltz wird in Abschnitt 6.4.2 diskutiert.

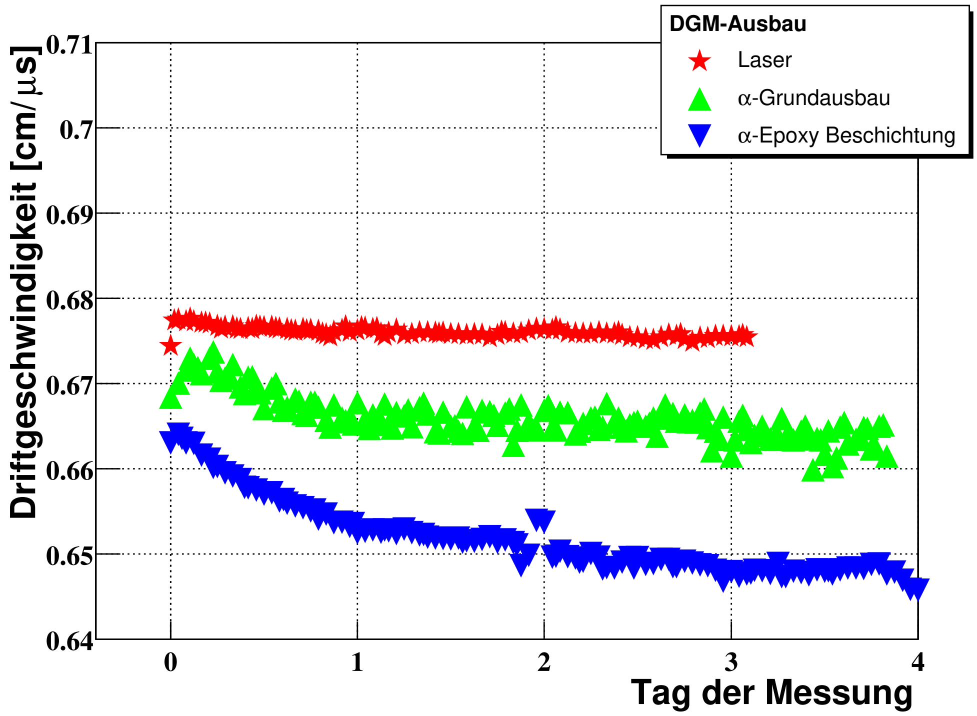


Abbildung 5.3: Vergleich der Laser- mit den α-Messungen: Die mit Laser gemessene Driftgeschwindigkeit liegt etwas höher als der Anfangswert der Messung mit α-Teilchen. Der Plateau-Wert am Ende der α-Messungen kann als wahrer Driftgeschwindigkeitswert ausgeschlossen werden. Gezeigt werden die ersten drei Tage der jeweiligen Messung

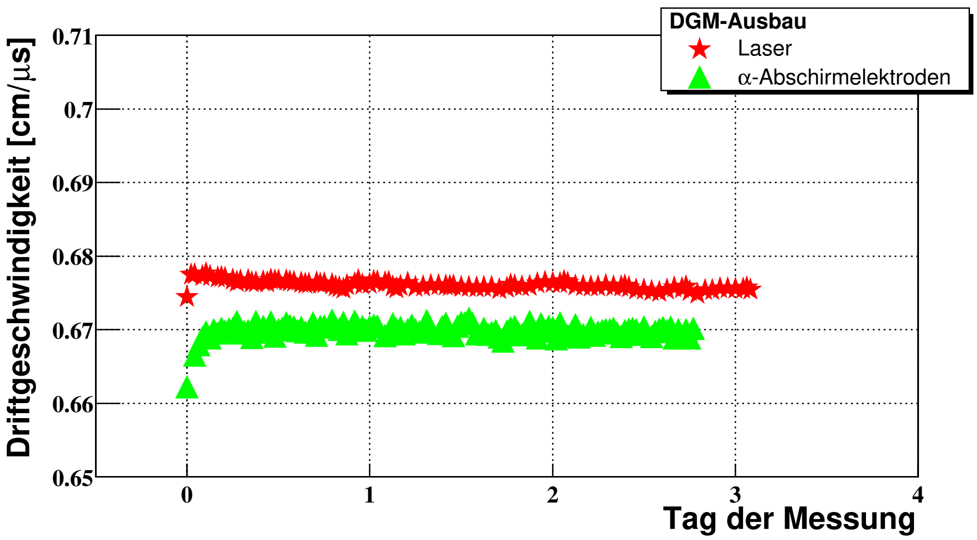


Abbildung 5.4: Driftgeschwindigkeit, gemessen mit Laser-Ionisation und α-Strahlen im DGM mit Abschirmelektroden. Die Werte liegen bei der α-Messung etwa 1% niedriger.

5.4.1 Variation der Driftspannung

Der Quotient aus angelegter Driftspannung und Länge des Feldkäfigs ergibt das elektrische Feld im Driftgeschwindigkeitsmonitor. Die Kraft, die auf die erzeugten Elektronen wirkt, ist proportional zu deren Ladung und zur elektrischen Feldstärke. Eine höhere Driftspannung bewirkt daher, dass eine größere elektrische Kraft auf die Driftelektronen wirkt. Aus diesem Grund wird qualitativ bei Erhöhung der Driftspannung auch eine Zunahme der Driftgeschwindigkeit der Elektronen erwartet.

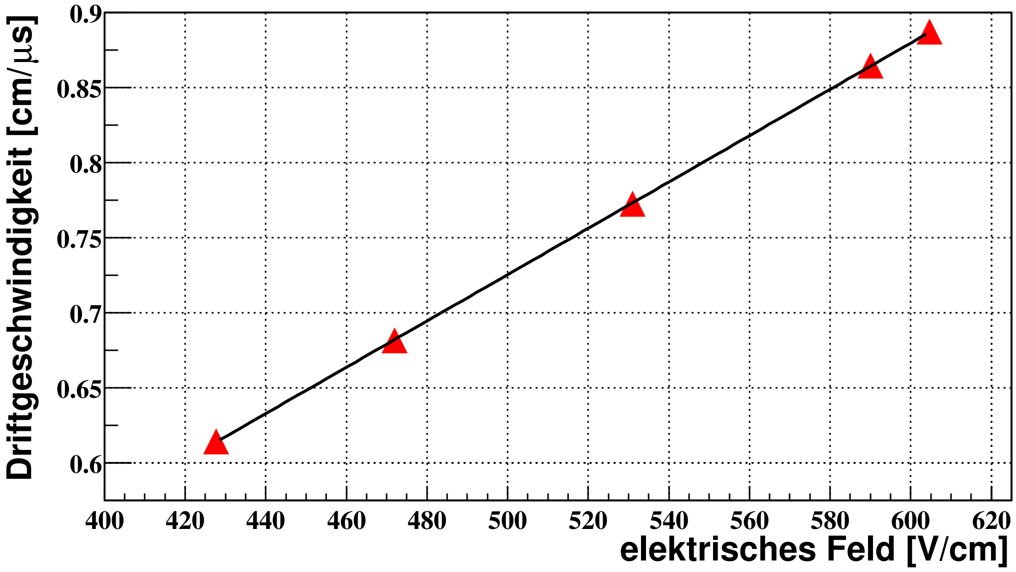


Abbildung 5.5: Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Driftspannungen: Die Geschwindigkeit der driftenden Elektronen nimmt zu, wenn eine höhere Driftspannung angelegt wird. (Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbole der Datenpunkte.)

Es wurden Daten für fünf Driftspannungen genommen. Der Bereich der einstellbaren Spannungen war dabei durch zwei Faktoren begrenzt:

- Die Flash-ADC-Karte im Datennahme-PC liest nach einem Trigger-Signal für 25 μs ihre Eingänge aus. Die Elektronen, die in der Top-Region erzeugt werden, müssen in dieser Zeit den Pickup-Zähler erreichen. Dies ergibt eine untere Grenze der Driftspannung von 7250 V (elektrische Feldstärke 427,7 V/cm).

- Bei angelegter Driftspannung fließt durch die Widerstandskette (Gesamtwiderstand: $R_{\mathrm{gesamt}} = 20 \cdot 2{,}690\,\mathrm{M}\Omega = 53{,}8\,\mathrm{M}\Omega$) ein Strom. Das für die Driftspannung verwendete Netzteil[1] liefert eine maximale Stromstärke von 200 μA . Dadurch wird die Driftspannung nach oben beschränkt ($\mathrm{U_{max}} = 10760\,\mathrm{V}$). Es wurde eine maximale Spannung von 10250 V (604,7 V/cm) verwendet.

Zusätzlich zu diesen beiden Spannungen wurden Daten für 8000 V (472,0 V/cm), 9000 V (531,0 V/cm) und 10000 V (590,0 V/cm) gemessen. Der Ausgang der Spannungsquelle

[1] Modul A429, Hersteller CAEN

hat eine Spannungsunsicherheit von 4 V. Es wurden für jeden Messpunkt fünf Runs mit jeweils 5001 Laser-Triggern aufgezeichnet.

Abbildung 5.5 zeigt die Ergebnisse der Messreihe. Die Driftgeschwindigkeit nimmt mit steigender Driftspannung und damit größerer Feldstärke zu. Eine lineare Regression ergibt einen Steigungsparameter mit einem Fehler von 0,5% (siehe Tabelle 5.1). Die Driftgeschwindigkeit ist also proportional zur Driftspannung.

Parameter	Wert	Fehler (χ^2)
Steigung	$1{,}543 \cdot 10^{-3}\ \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{V}\mu\mathrm{s}}$	$8{,}1 \cdot 10^{-6}\ \frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{V}\mu\mathrm{s}}$
Achsenabschnitt	$-0{,}0461\ \frac{\mathrm{cm}}{\mu\mathrm{s}}$	$-0{,}0041\ \frac{\mathrm{cm}}{\mu\mathrm{s}}$

Tabelle 5.1: Parameter der linearen Regressionsgeraden an die Messpunkte für verschiedene Driftspannungen.

5.4.2 Variation des Gasgemischs

Der DGM soll durch die Messung der Driftgeschwindigkeit im Gassystem der FTPCs Abweichungen der Zusammensetzung des Gasgemisches vom Idealwert (50% Ar, 50% CO_2) feststellen und so bei der Rekonstruktion der Teilchenspuren in den Driftkammern eine Berücksichtigung dieser Veränderungen ermöglichen. Um das Verhalten des Driftgeschwindigkeitsmonitors bei unterschiedlichen Gaszusammensetzungen zu untersuchen, wurden für fünf Werte des Argongehalts zwischen 48,7% und 53,2% Messreihen aufgenommen. Es wurde dabei der Argon-Fluss konstant gehalten und durch Veränderung des CO_2-Flusses die jeweilige Gasmischung eingestellt (siehe Tabelle 5.2).

Argon-Anteil [%]	Argon-Fluss [$\frac{\mathrm{ml}}{\mathrm{min}}$]	CO_2-Fluss[$\frac{\mathrm{ml}}{\mathrm{min}}$]
48,7	353,6	372,6
50,2	353,6	350,3
51,2	353,6	337,4
52,2	353,6	324,4
53,2	353,6	311,4

Tabelle 5.2: Einstellungen des Gasdurchflusses für die jeweilige Argon-Konzentration im Gasgemisch. (Gezeigt werden die durch die Kalibration der Durchflussmesser (siehe Anhang B) errechneten Werte ohne Fehler.)

Vor der jeweiligen Messreihe wurde der DGM mindestens zwei Stunden mit dem zu messenden Gasgemisch gespült, um Abweichungen vom eingestellten Wert zu vermeiden. Für jeden Datenpunkt wurden vier Runs aufgenommen. In Abbildung 5.6 wird das Ergebnis der Messungen gezeigt. Die Unsicherheiten im Argon-Anteil ergeben sich mit Gauß'scher Fehlerfortpflanzung aus der Unsicherheit der Einstellung am digitalen Regler und der Kalibration der Flussmesser (siehe Anhang B). Mit steigendem Argon-Gehalt in der Gasmischung nimmt die Driftgeschwindigkeit zu. Eine lineare Regression hat allerdings eine Unsicherheit von 2,9% (siehe Tabelle 5.3).

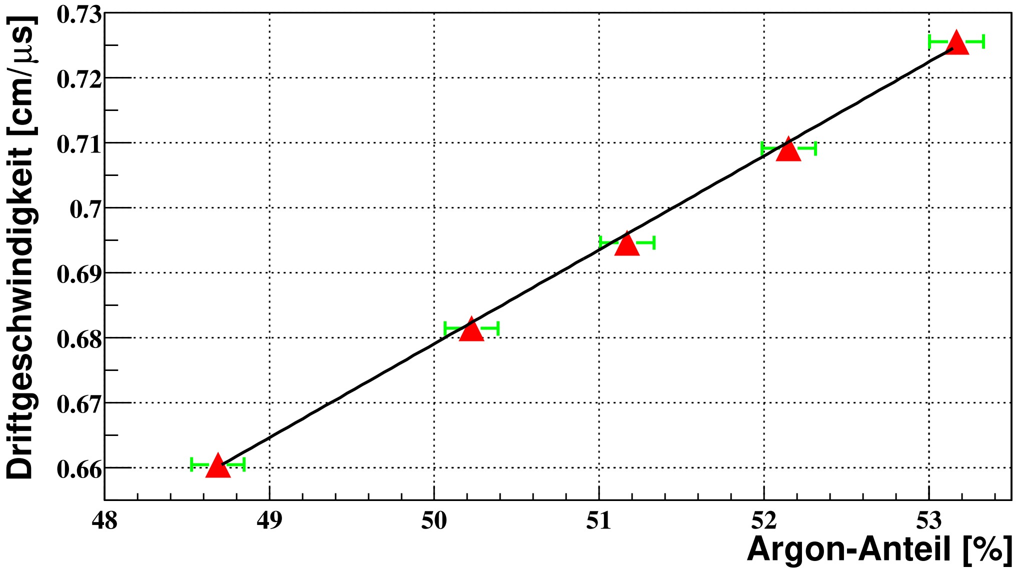


Abbildung 5.6: Driftgeschwindigkeit bei verschiedenen Gaszusammensetzungen: Beim Betrieb des Driftgeschwindigkeitsmonitors mit Gasgemischen mit verschiedenen Zusammensetzungen nimmt die Driftgeschwindigkeit mit steigenden Argon-Gehalt annähernd linear zu.

Parameter	Wert	Fehler (χ^2)
Steigung	$1{,}446 \cdot 10^{-2}\,\frac{\mathrm{cm}}{\mu\mathrm{s}} \cdot \frac{1}{\%_{\mathrm{Ar}}}$	$4{,}2 \cdot 10^{-4}\,\frac{\mathrm{cm}}{\mu\mathrm{s}} \cdot \frac{1}{\%_{\mathrm{Ar}}}$
Achsenabschnitt	$-0{,}0437\,\frac{\mathrm{cm}}{\mu\mathrm{s}}$	$-0{,}0212\,\frac{\mathrm{cm}}{\mu\mathrm{s}}$

Tabelle 5.3: Parameter der linearen Regressionsgeraden an die Messpunkte für verschiedenene Gaszusammensetzungen.

6 Vergleich mit Ergebnissen der FTPCs und Magboltz

6.1 Das Simulationsprogramm Magboltz

Für die Berechnung des Driftgeschwindigkeitsprofils und der Lorentzablenkung der Elektronen in der FTPC wird das Simulationsprogramm MAGBOLTZ1 verwendet ([BIA00]). Dieses Programm berechnet die Driftgeschwindigkeit und den Lorentzwinkel, der den Winkel zwischen der auf das Elektron wirkenden elektrischen Kraft und dessen Driftrichtung beschreibt. Es werden weitere Größen, wie zum Beispiel Diffusionkoeffizienten, bestimmt. Eingabeparameter sind dabei die Zusammensetzung, Druck und Temperatur des Gases und das elektrische bzw. magnetische Feld. Es werden Simulationen für magnetische Felder von 0 und ±0,5 T (den Einstellungen des STAR-Magneten (siehe Abschnitt 1.2.2)) durchgeführt. Es werden elektrische Feldstärken von 245 V/cm (äußerer Radius) bis einschließlich 961 V/cm (innerer Radius) in 1 V/cm-Schritten als Eingabeparameter verwendet, um die Werte des radialen Driftfelds der FTPCs zu überdecken. Die verwendeten Parameter und die Ergebnisse der Berechnungen wie Driftgeschwindigkeit und Lorentzwinkel werden in eine Tabelle geschrieben und gespeichert. Diese Driftmaps genannten Tabellen wurden für Argon-Anteile im Gasgemisch von 47% bis 53% (Schrittweite 0,25%) gerechnet.

Das Simulationsprogramm gibt es in zwei Varianten ([BIA99]):

- MAGBOLTZ1: Zur Lösung der Boltzmann-Transport-Gleichung wird eine Entwicklung der Energieverteilungsfunktion in Legendre-Polynome bis zum dritten Term benutzt.
- MAGBOLTZ2 verwendet eine Monte-Carlo-Rechnung, um den Elektronentransport im Driftgas zu simulieren.

Für die aktuelle (2003) Rekonstruktion und Analyse der FTPC-Daten werden mit MAGBOLTZ1 berechnete Driftmaps verwendet. Zur Zeit wird untersucht, ob eine Berechnung der Driftgeschwindigkeit- und Lorentzwinkel-Tabellen mit MAGBOLTZ2 eine bessere Rekonstruktion ermöglichen. Abbildung 6.1 zeigt als Beispiel die mit MAGBOLTZ1 berechnete Driftgeschwindigkeit als Funktion der elektrischen Feldstärke bei einem Argon-Anteil von 50,25%. In diesem Kapitel werden die Messergebnisse der

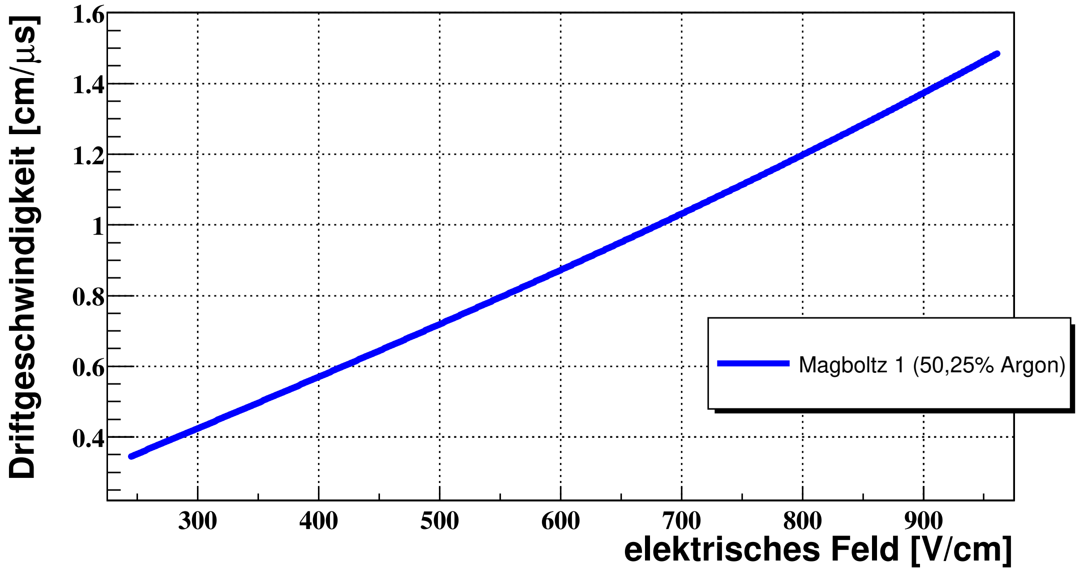


Abbildung 6.1: Driftgeschwindigkeitsprofil der Elektronen in den FTPCs: Die Abbildung zeigt das Ergebnis der Berechnungen mit MAGBOLTZ1 bei einem Argon-Gehalt von 50,25%.

Driftgeschwindigkeitsmonitor-Versionen mit α- und Laser-Ionisation mit MAGBOLTZ1-Simulationen verglichen. Außerdem werden Kalibrations-Daten der FTPCs bezüglich der Gaszusammensetzung und die zur gleichen Zeit gemessenen Daten des DGMs am BNL gezeigt. Alle Simulationsdaten für Vergleiche mit Messungen in München wurden, falls nicht gesondert angegeben, mit folgenden Eingabeparameter berechnet:

- elektrische Feldstärke: 472 V/cm
- magnetische Feldstärke: 0,0002 T
- Gaszusammensetzung: 50,25% Ar, 49,75% CO_2
- Druck und Temperatur: 1013 mbar bzw. 24°C

6.2 α-Messungen am MPI

6.2.1 DGM-Grundausbau

Die Messungen mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor mit α-Ionisation haben gezeigt, dass sich die gemessene Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messung ändert. Sie wird in den ersten Stunden größer und nimmt dann etwa einen Tag lang ab. Anschließend stabilisiert sie sich auf einem Niveau, das etwa 1% unter dem größten gemessenen Wert der Driftgeschwindigkeit liegt (siehe Abschnitt 3.3).

Abbildung 6.2 zeigt die Messreihe von 18. bis 22. November 2002. Bei dieser Messung wurde eine Gaszusammensetzung von 50,2% Ar, 49,8% CO_2 verwendet. Der Fehler im Argon-Anteil beträgt 0,15 Prozentpunkte (siehe Anhang B). Das Langzeitverhalten des Driftgeschwindigkeitsmonitors ist deutlich zu erkennen. Zusätzlich ist das Ergebnis der Simulation mit MAGBOLTZ1 eingetragen. Es werden die auf Seite 60 aufgezählten Eingabeparameter verwendet. Die gestrichelten Linien zeigen Simulationen für einen um 0,25% variierten Argon-Anteil im Gasgemisch.

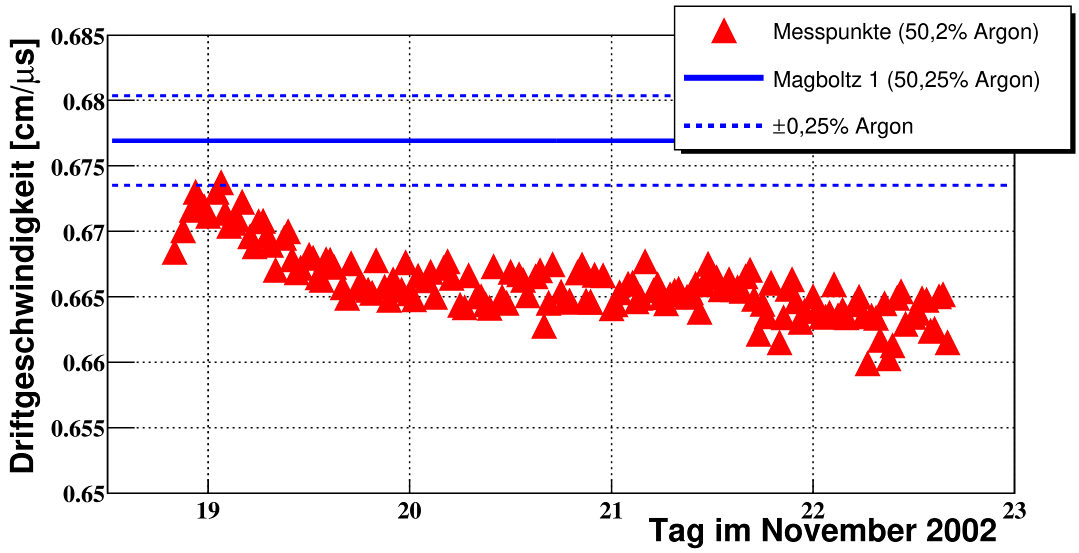


Abbildung 6.2: Vergleich einer Messung des Driftgeschwindigkeitsmonitor-Grundausbaus mit Ergebnissen der MAGBOLTZ1-Simulation: Der Driftgeschwindigkeitswert des Plateaus am Ende der Messung ist mit dem berechneten Ergebnis der Simulation nicht vereinbar.

Der Unterschied zwischen Plateauwert der gemessenen Driftgeschwindigkeit und Simulation ist deutlich zu erkennen. Die beste Übereinstimmung der Daten mit MAGBOLTZ1 findet sich am Ende des Einschaltvorgangs. Der konstante Wert der Driftgeschwindigkeit nach der Abnahme entspräche einer MAGBOLTZ1-Simulation mit einem Argon-Anteil zwischen 49,25 und 49,5%. Der Wert liegt damit weit außerhalb des Fehlerintervalls der Einstellungen an den Gasdurchflussmessern. Dies bestätigt das Resultat des Vergleichs der α- mit den Laser-Messungen, wonach der Plateau-Wert als reale Driftgeschwindigkeit ausgeschlossen werden kann (siehe Abschnitt 5.3).

6.2.2 DGM mit Abschirmelektroden

Durch den Einbau von Metallringen wurde der Driftgeschwindigkeitsmonitor modifiziert (siehe Abschnitt 3.6). Da die eingebauten Kunststoffträger dadurch abgeschirmt wurden, konnte eine Abnahme der Driftgeschwindigkeit mit der Dauer der Messung vermieden werden. Das Einschaltverhalten trat allerdings auch nach diesem Umbau auf. In Abbildung 6.3 wird eine Messreihe mit dieser DGM-Version mit Ergebnissen der MAGBOLTZ1-Simulation verglichen.

Die gemessene Driftgeschwindigkeit ist auch bei diesem Aufbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors kleiner als die mit MAGBOLTZ1 simulierten Daten. Da, im Gegensatz zur Grundversion des Driftgeschwindigkeitsmonitors, die Driftgeschwindigkeit nach dem

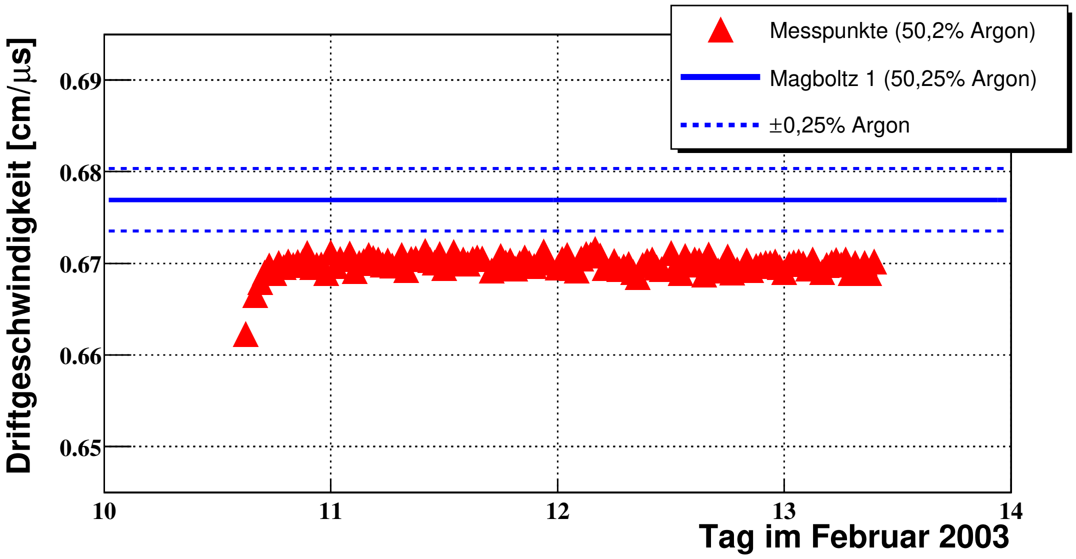


Abbildung 6.3: Vergleich einer Messreihe mit eingebauten Abschirmelektroden und MAGBOLTZ1-Rechnungen: Die gemessene Driftgeschwindigkeit ist kleiner als die simulierte. Eine Berechnung mit einem Argon-Anteil von 49,75% reproduziert die Messwerte.

Anstieg des Einschaltvorgangs konstant bleibt, ist der Unterschied deutlich geringer. Ein Argon-Anteil am Gasgemisch von 49,75% als Eingabeparameter für MAGBOLTZ1 würde die gemessenen Werte ergeben. Daraus ergibt sich ein Unterschied von 0,9%.

6.3 α-Messungen am BNL

6.3.1 Laserspuren zur Kalibration der Ortsauflösung der FTPC

Die beiden FTPCs sind mit einem Laser-System ausgestattet ([ACK02]). Es wird ein Nd:YAG-Laser benutzt, dessen Strahl nach einer Frequenz-Vervierfachung eine Wellenlänge von $\lambda = 266\,\mathrm{nm}$ aufweist. Der Strahl wird auf 30 mm aufgeweitet und über ein teilweise steuerbares und sensor-überwachtes Spiegelsystem zu den FTPCs geleitet. Er wird dort an jeder der beiden Kammern in insgesamt 15 Teilstrahlen mit je 1 mm Durchmesser aufgeteilt und in das aktive Volumen der FTPCs gespiegelt. In jeden zweiten Sektor werden dabei fünf in einer Ebene liegende Laserstrahlen gelenkt. Von diesen sind drei parallel zur Strahlachse mit den Abständen 119,1 mm, 195,5 mm und 285,6 mm. Die beiden anderen laufen diagonal durch das Detektorvolumen und überstreichen so alle Radien.

Dieses System liefert gerade ionisierende Strahlen mit bekannten Positionen. Diese ermöglichen es, das Driftgeschwindigkeitsprofil innerhalb der FTPC zu bestimmen. Dazu wird bei der Rekonstruktion der Laser-Spuren, nach einer Druck- und Temperaturkorrektur, eine Gaszusammensetzung mit zugehöriger Driftmap gewählt, mit der alle durch die Laser erzeugten Spuren gerade werden. Die Kalibration mit dem Laser-System der FTPC bestimmt damit auch die Gaszusammensetzung. Abbildung 6.4 zeigt ein rekonstruiertes Laser-Ereignis. Im oberen rechten Teil sind die fünf Laser-Strahlen

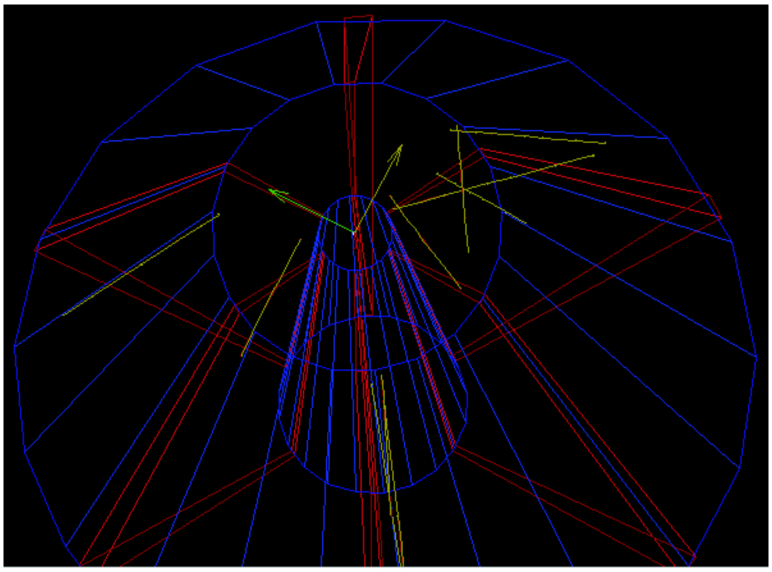


Abbildung 6.4: Rekonstruiertes Laser-Ereignis (West-FTPC, Blick entlang des Strahlrohrs in Richtung des Wechselwirkungspunkts): Im rechten Teil sind die fünf Laser-Spuren (gelb) gut zu erkennen. Im Sektor links wurden nur zwei der parallelen Strahlen rekonstruiert. Die Strahlen im unteren Sektor liegen in dieser Ansicht übereinander. (FTPC: blau, Sektorgrenzen: rot)

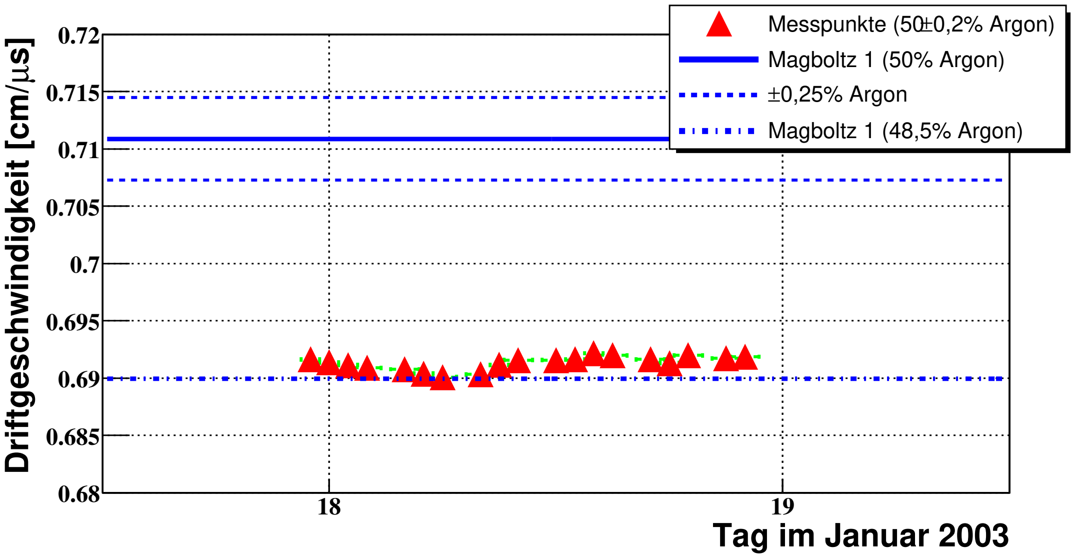


Abbildung 6.5: Ergebnisse der Driftgeschwindigkeitsmessung am 18. Januar 2003: Durch die FTPC-Laser-Kalibration wurde für diesen Zeitraum ein Argon-Gehalt von $50{,}0 \pm 0{,}2\%$ ermittelt. Um die mit dem Driftgeschwindigkeitsmonitor gemessene Driftgeschwindigkeit mit MAGBOLTZ1 zu simulieren, wird ein Gasgemisch von etwa 48,5% Ar, 51,5% CO_2 benötigt.

gut zu erkennen.

Die Rekonstruktion der Laserspuren vom 18. Januar 2003 ergab einen Argon-Anteil von 50,0 ± 0,2% ([PUT03]). Der Magnet des STAR-Detektors war während der Aufzeichnung der Kalibrations-Daten nicht in Betrieb. Das Ergebnis kann daher direkt mit Messungen des Driftgeschwindigkeitsmonitors verglichen werden. Das Ergebnis der FTPC-Kalibration wird in Abbildung 6.5 mit Messdaten des Driftgeschwindigkeitsmonitors gezeigt, die am gleichen Tag genommen wurden.

Ein Ergebnis in Abschnitt 3.7.2 war, dass der DGM am BNL eine niedrigere Driftgeschwindigkeit misst als auf Grund des kürzeren Feldkäfigs erwartet wird. Durch den Vergleich mit der durch die Laser-Kalibration der FTPC ermittelten Gaszusammensetzung kann diese Beobachtung bestätigt werden (siehe Abbildung 6.5). Während die dem Plateauwert entsprechende Driftgeschwindigkeit in München durch Ergebnisse von MAGBOLTZ1-Rechnungen mit einem Argon-Gehalt von etwa 49,25% bis 49,5% simuliert werden kann (siehe Abschnitt 6.2), ist am BNL ein Argon-Anteil von etwa 48,5% bis 48,75% nötig. Dieser Wert unterscheidet sich deutlich vom Ergebnis aus [GÄR02]. Dort wird ein Argon-Gehalt im Gasgemisch, bestimmt durch Vergleiche der gemessenen Driftgeschwindigkeit und MAGBOLTZ1-Rechnungen, zwischen 51,0% und 51,5% angegeben.

6.3.2 Variation des Gasgemisches

Im November 2002 wurde am BNL die Driftgeschwindigkeit für unterschiedliche Gasgemische gemessen (siehe Abschnitt 3.7.4). In Abbildung 6.6 werden die Ergebnisse dieser Messungen mit MAGBOLTZ1-Simulationen für die jeweiligen Argon-Anteile verglichen. Die Zunahme der Driftgeschwindigkeit bei steigender Argonkonzentration im Gasgemisch ist sowohl am Startpunkt der Messung wie auch nach Erreichen eines konstanten Niveaus deutlich zu erkennen. Allerdings liegen alle gemessenen Driftgeschwindigkeitswerte, in Übereinstimmung mit dem Ergebnis des Vergleichs mit Daten der FTPC-Laser-Kalibration (siehe Abschnitt 6.3.1), niedriger als die Resultate der Berechnungen mit MAGBOLTZ1.

6.4 Laser-Messungen am MPI

6.4.1 Langzeitmessung

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser-Ionisation liefert, mit Ausnahme der ersten halben Stunde, einen innerhalb der Fehler konstanten Wert der Driftgeschwindigkeit (siehe Abschnitt 5.2). Verglichen mit Messungen des α-DGMs ist die gemessene Driftgeschwindigkeit um etwa 1% (DGM mit eingebauten Abschirmelektroden) bzw. 0,5% (DGM im Grundausbau nach Anstieg durch das Einschaltverhalten) höher (siehe Abschnitt 5.3). Da diese Messungen eine in Bezug auf die Simulationen zu niedrige Driftgeschwindigkeit liefern, wird für den Laser-Ausbau des Driftgeschwindigkeitsmonitors eine bessere Übereinstimmung der gemessenen Daten mit dem Ergebnis der MAGBOLTZ1-Berechnungen erwartet.

Abbildung 6.7 zeigt eine Messreihe des Laser-DGMs und Ergebnisse der MAGBOLTZ1-Berechnung. Das verwendete Gasgemisch war 50,2% Ar, 49,8% CO_2. Die Unsicherheit in der eingestellten Argon-Konzentration beträgt 0,15% (siehe Anhang B). Die gezeigte

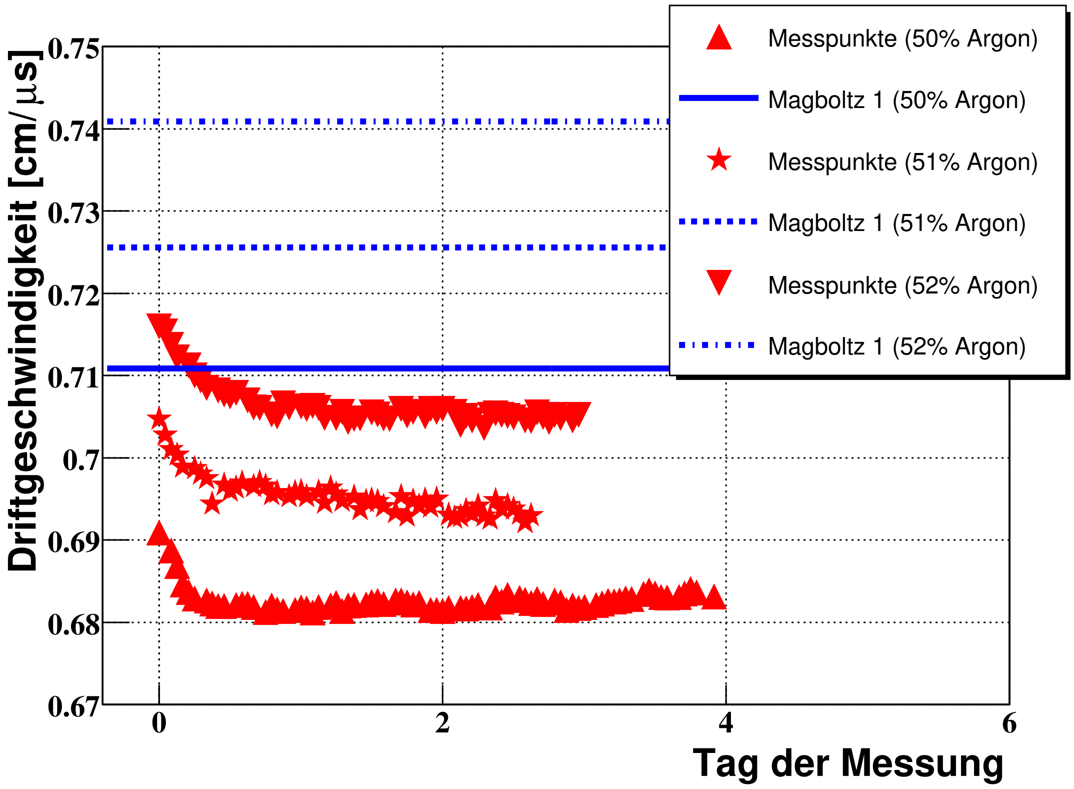


Abbildung 6.6: Gemessene Driftgeschwindigkeiten am BNL bei verschiedenen Argon-Konzentrationen: Die ermittelten Werte liegen, auch am Anfang der Messdauer, unter den Voraussagen der MAGBOLTZ1-Simulationen. Gezeigt werden die gemessenen Driftgeschwindigkeiten für einen Argon-Anteil von 50%, 51% und 52% und die berechneten Werte der jeweiligen MAGBOLTZ1-Rechnung. Die Messungen wurden im November 2002 durchgeführt.

Messung wurde zwischen 13. und 17. Januar 2003 durchgeführt. Für die Simulation wurden die auf Seite 60 aufgeführten Eingabeparameter verwendet.

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor wurde mit einer um 0,05% niedrigeren Argon-Konzentration betrieben als für die Simulation verwendet wurde. Damit ist die gemessene Driftgeschwindigkeit, bis auf den ersten Datenpunkt, mit den Ergebnissen der MAGBOLTZ1-Berechnung vereinbar. Der Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser-Ionisation ermöglicht also die Bestimmung des Argon-Anteils im benutzten Gasgemisch mit einer Genauigkeit von 0,29%[1].

6.4.2 Variation der Driftspannung und des verwendeten Gasgemischs

Ausgehend von den Ergebnissen der Langzeitmessungen mit dem Laser-DGM wurden Messreihen mit Änderung eines äußeren Parameters vorgenommen, nämlich für verschie-

[1] Der Fehler wurde über Gauß'sche Fehlerfortpflanzung aus der Unsicherheit des Gasflusses und der Schrittweite der MAGBOLTZ1-Simulationen berechnet. Angenommen wurde dabei, dass der Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit und Argon-Gehalt in erster Näherung linear ist.

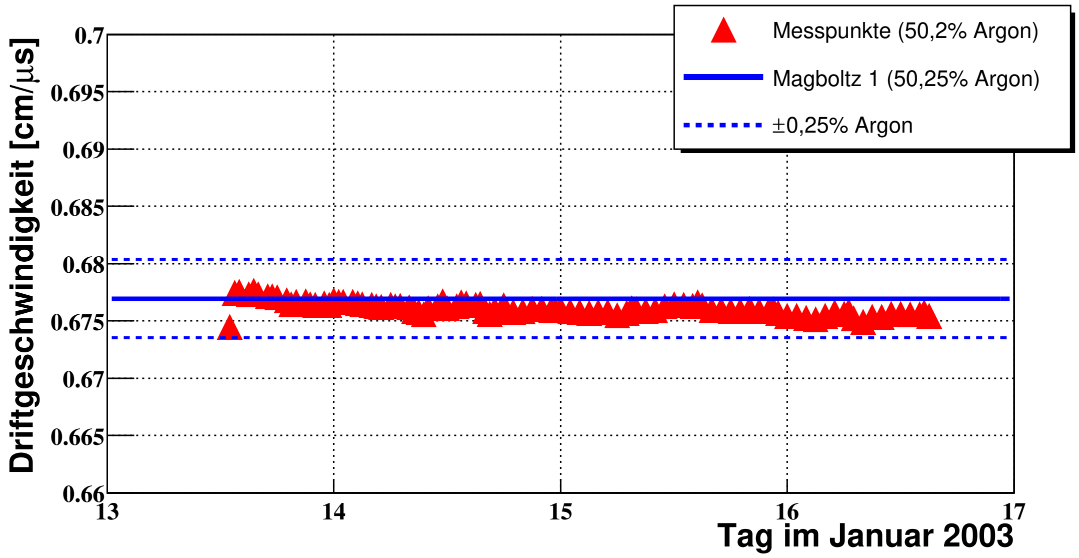


Abbildung 6.7: Vergleich einer Laser-Messung mit MAGBOLTZ1: Bis auf den ersten Datenpunkt sind Messung und Simulation miteinander vereinbar.

dene Driftspannungen und für unterschiedliche Gaszusammensetzungen (siehe Abschnitt 5.4).

In Abbildung 6.8 werden die Ergebnisse der Spannungs-Messreihe mit Simulations-Ergebnissen verglichen. Es wurde ein Gasgemisch mit 50,2% Argon verwendet. Die gemessenen Driftgeschwindigkeiten liegen bei 472 V/cm etwas (< 1%) höher als bei der Messung in Abschnitt 6.4.1. Sie sind mit dem Ergebnis der MAGBOLTZ1-Rechnungen für einen Argon Anteil zwischen 50,25 und 50,5% vereinbar. Mit zunehmender elektrischer Feldstärke wurden jedoch leicht höhere Geschwindigkeiten gemessen als durch die Simulation berechnet. Die Abweichung ist für alle gemessenen Driftgeschwindigkeiten kleiner als 1% in der Driftgeschwindigkeit bzw. 0,5 Prozentpunkte im Argon-Anteil.

Abbildung 6.9 zeigt die Ergebnisse der Messung für verschiedene Gaszusammensetzungen und den Vergleich mit MAGBOLTZ1-Berechnungen. Die verwendete Driftspannung betrug 8000 V (472, 0 V/cm). Auch hier sind die gemessenen Driftgeschwindigkeiten etwas größer als die in Abschnitt 6.4.1 gemessenen bzw. die durch die Simulation ermittelten Werte. Eine MAGBOLTZ1-Berechnung mit einer Driftspannung von 8050 V ist mit den gemessenen Datenpunkten verträglich. Die Abweichung der Messung zur Simulation beträgt damit 0,6%.

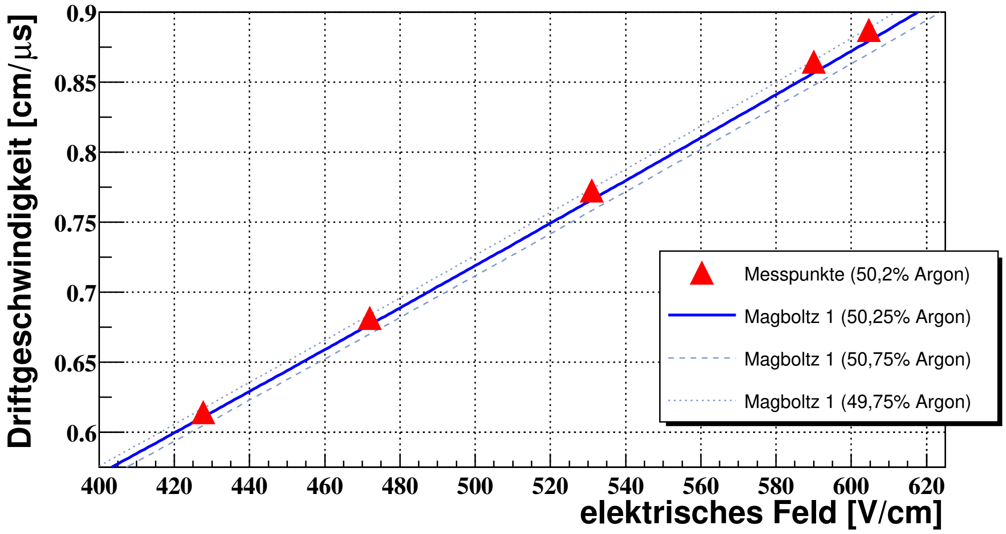


Abbildung 6.8: Vergleich des Lasermessungen bei verschiedenen Spannungen mit MAGBOLTZ1: Bei $472{,}0$ V/cm (Driftspannung 8000 V) liefert die Simulation leicht niedrigere Werte als die gemessene Driftgeschwindigkeit. Bei höheren Feldstärken liegt der gemessene Wert etwas ($< 1\%$) höher als der simulierte. (Die Datenpunkte der Simulation wurden durch Linien verbunden.)

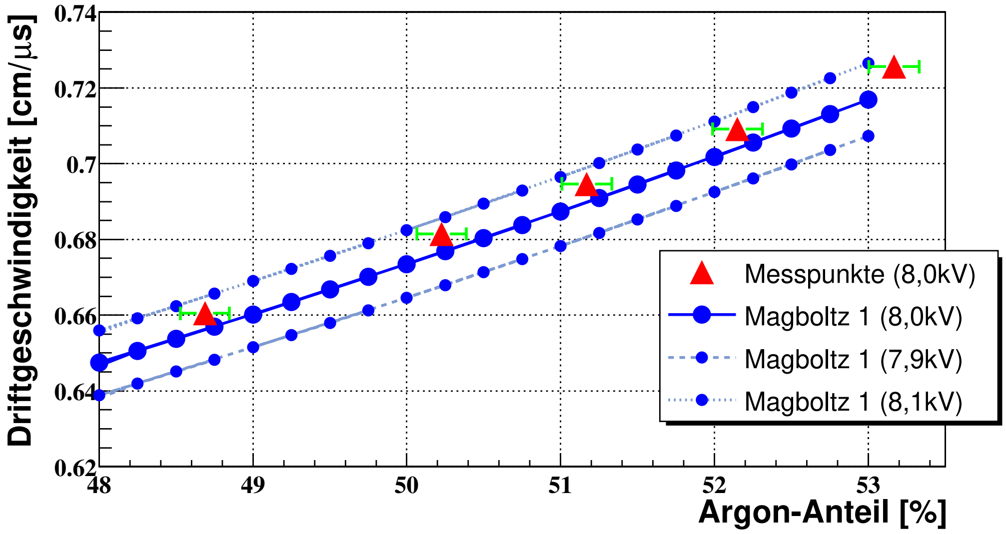


Abbildung 6.9: Vergleich der Messung für verschiedene Gaszusammensetzungen mit MAGBOLTZ1-Simulationen: Die gemessenen Driftgeschwindigkeiten sind etwas größer als die mit äquivalenten Eingabeparametern simulierten. Berechnungen bei einer Driftspannung von 8050 V können die Messdaten reproduzieren. Die Abweichung zwischen Messung und Simulation beträgt damit $0{,}6\%$. (Die Datenpunkte der Simulation wurden durch Linien verbunden.)

7 Zusammenfassung

Die FTPCs des STAR-Detektors überdecken den Pseudorapiditätsbereich $2{,}5 < |\eta| < 4{,}0$. Um eine hohe Ortsauflösung und eine gute Zweispurtrennung zu erreichen, wurden sie mit einem radialen Driftfeld konzipiert. Die Parameter der Elektronendrift (Driftgeschwindigkeitsprofil und Lorentzwinkel) in der Kammer werden durch das Simulationsprogramm MAGBOLTZ1 bestimmt. Für eine externe Messung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Gassystem der FTPCs wurde ein Driftgeschwindigkeitsmonitor entwickelt und in Betrieb genommen. Mit dessen Messwert sollten die MAGBOLTZ-Berechnungen verankert werden. Die Messergebnisse des DGMs unterschieden sich jedoch von internen Driftgeschwindigkeitsmesungen in den FTPCs. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden mit diesem Monitor systematische Messungen durchgeführt.

Bei Messreihen über mehrere Tage wurde zuerst das Langzeitverhalten des Münchner Driftgeschwindigkeitsmonitors untersucht. Die Werte der gemessenen Driftgeschwindigkeit nahmen in den ersten beiden Stunden leicht zu. Anschließend nahmen sie etwa einen Tag ab und stabilisierten sich auf einem um etwa 1,5% niedrigeren Niveau. Durch Messreihen mit verschiedenen Modifikationen am DGM wurden Aufladungserscheinungen an den Oberflächen der Kunststoffträger als Ursache dieses Verhaltens erkannt.

Der Feldkäfig des Driftgeschwindigkeitsmonitors am BNL ist kürzer als der des DGMs in München. Die mit dem DGM am BNL gemessene Driftgeschwindigkeit war allerdings niedriger, als nach Berücksichtgung dieses Unterschieds erwartet. Durch den Ausbau der Zaponlackfolie, dem einzigen weiteren baulichen Unterschied der beiden Modelle, konnte die Diskrepanz nicht erklärt werden.

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor in München wurde für den Betrieb mit Laser-Ionisation umgerüstet. Messungen mit diesem Aufbau lieferten eine konstante Driftgeschwindigkeit ohne Abnahme am ersten Tag. Ein Vergleich einer Messung mit Laser-Ionisation mit einer Messung mit Ionisaton durch α-Teilchen zeigte, dass die Werte der α-Messreihe am Anfang mit den Laser-Werten konsistent waren.

Die Messungen wurden mit dem Simulationsprogramm MAGBOLTZ1 verglichen. Dabei ergaben sich folgende Ergebnisse:

- Der Wert der Driftgeschwindigkeit, welcher am BNL mit eingebauter Zaponlackfolie gemessen wird, ist deutlich zu klein.

- Der DGM mit Ionisation durch α-Teilchen am MPI stimmt am Beginn einer Messreihe in etwa mit der MAGBOLTZ1-Simulation überein.

- Die Messergebnisse des Driftgeschwindigkeitsmonitor mit Laser-Ionisation sind mit MAGBOLTZ1 vereinbar.
- Messreihen des Laser-DGMs mit unterschiedlicher Gaszusammensetzung bzw. Driftspannung liefern Ergebnisse, die sich weniger als 1% von den MAGBOLTZ1-Werten unterscheiden.

Ausblick

Der Driftgeschwindigkeitsmonitor wurde entwickelt, um für die Kalibration der FTPCs einen externen Eichwert zu liefern. Dies ist mit der DGM-Version, die zur Zeit am BNL installiert ist, nicht möglich. Eine zukünftige Realisierung ist in mehreren Versionen denkbar:

- Der DGM am BNL wird auf Laser-Betrieb umgerüstet. Dadurch erhält man bei gleichbleibenden äußeren Parametern eine konstante Driftgeschwindigkeit. Allerdings ist diese Variante mit aufwändigen Umbaumaßnahmen verbunden.
- Es werden in den Driftgeschwindigkeitsmonitor Abschirmelektroden eingebaut. Dadurch erhält man ebenfalls einen konstanten Messwert. Allerdings muss der Absolutwert der Driftgeschwindigkeit korrigiert werden. Dies kann durch Eichmessungen bei bekanntem Gasfluss realisiert werden.
- Durch die Benutzung eines β-Strahlers zur Ionisation des Gases könnten, aufgrund der deutlich höheren Reichweite der Strahlung, die Kunststoffoberflächen vom Driftkananl entfernt werden. Aufladungserscheinungen sollten dann nicht mehr auftreten. Da im Vergleich zu α-Teilchen die Ionisationsfähigkeit dieser Strahlen deutlich geringer ist und damit weniger Driftelektronen erzeugt werden, wird allerdings eine höhere Verstärkungsspannung am PICKUP-Zähler nötig sein.

Anhang

A Abschätzung der freien Weglänge der Elektronen im Driftkanal

Die Driftstrecke zwischen TOP- und BOTTOM-Position wird in n gleiche Teile zerlegt, auf denen die Elektronen ohne Stöße mit den Gasatomen beschleunigt werden. Am Ende eines jeden Teilstücks sollen die Elektronen durch Wechselwirkung mit dem Gasgemisch abrupt zum Stillstand gebracht werden. Es wird angenommen, dass die Beschleunigung a der Elektronen über die gesamte Driftstrecke konstant ist. Die Zeit Δt, die sie für die gesamte Driftstrecke Δs benötigen, ist bekannt. Die Beschleunigung kann man aus der maximalen Endenergie (nach Durchlaufen der gesamten Spannungsdifferenz ohne Verluste), der Masse der Elektronen und Δs berechnen:

$$\mathrm{E}_{\mathrm{kin}} = \frac{1}{2} \cdot m_{\mathrm{e}} \cdot v_{\mathrm{e}}^2 \qquad v_{\mathrm{e}}^2 = 2 \cdot a \cdot \Delta s$$

$$\Rightarrow a = \frac{E_{\mathrm{kin}}}{m_{\mathrm{e}} \cdot \Delta s}$$

Ein relativistischer Massenzuwachs muss nicht berücksichtigt werden, da die maximale Endenergie nur etwa 1,3% des Massen-Energie-Äquivalents der Elektronen erreicht.

$$\begin{aligned} \Delta s &= \frac{1}{2} \cdot a \cdot \left(\frac{\Delta t}{n}\right)^2 \cdot n \\ \Longrightarrow n &= \frac{1}{2} \cdot \frac{E \cdot (\Delta t)^2}{m_{\mathrm{e}} \cdot (\Delta s)^2} \end{aligned}$$

Mit den Werten $E = 6400\,\mathrm{eV}$, $m_{\mathrm{e}} = 511\,\mathrm{keV/c^2}$, $\Delta s = 119\,\mathrm{mm}$ und $\Delta t = 16\,\mu\mathrm{s}$ erhält man für die Anzahl der Teilstrecken

$$n \approx 1 \times 10^7$$

und damit als Abschätzung für die freie Weglänge der Elektronen

$$s_{\mathrm{frei}} = \frac{\Delta s}{n} \approx 12\,\mathrm{nm}$$

B Kalibration der Gasdurchflussmesser

Die Zusammensetzung des Driftgases wurde über zwei Durchflussmesser[1] geregelt. Dabei wurde über einen Regler mit Digitalanzeige der prozentuale Bruchteil des maximal möglichen Gasflusses eingestellt. Laut Werksangabe waren diese 90 bzw. 180 Liter Argon pro Stunde. Das erstere wurde für die Einstellung des Argonflusses verwendet, das zweite für den Fluss an CO_2. Für die Benutzung mit CO_2 kann der Durchfluss an Argon durch einen vom Hersteller angegebenen Korrekturfaktor von 0,529 auf den CO_2-Fluss umgerechnet werden. Beim Betreiben des Driftgeschwindigkeitsmonitors wurde der Argonfluss auf 20% ($\hat{=}$18 l/h) eingestellt. Der Durchfluss an CO_2 wurde variiert, um die Driftgeschwindigkeit bei verschieden Gaszusammensetzungen zu messen.

eingestelltes Gasgemisch [$\%_{\mathrm{Argon}}/\%_{\mathrm{CO_2}}$]	Einstellung [%]		erwarteter fluss [ml/min]		gemessener fluss [ml/min]		tatsächliches Gasgemisch [$\%_{\mathrm{Argon}}/\%_{\mathrm{CO_2}}$]
	Argon	CO_2	Argon	CO_2	Argon	CO_2	
48,5/51,5	20,0	20,1	300,0	319,0	353,6	372,6	48,7/51,3
50/50	20,0	18,9	300,0	300,0	353,6	350,3	50,2/49,8
51/49	20,0	18,2	300,0	288,8	353,6	337,4	51,2/48,8
52/48	20,0	17,5	300,0	277,7	353,6	324,4	52,2/47,8
53/47	20,0	16,8	300,0	266,6	353,6	311,4	53,2/46,8

Tabelle B.1: Zusammenhang zwischen Einstellung der Durchflussmesser und dem tatsächlich eingestellten Gasgemisch.

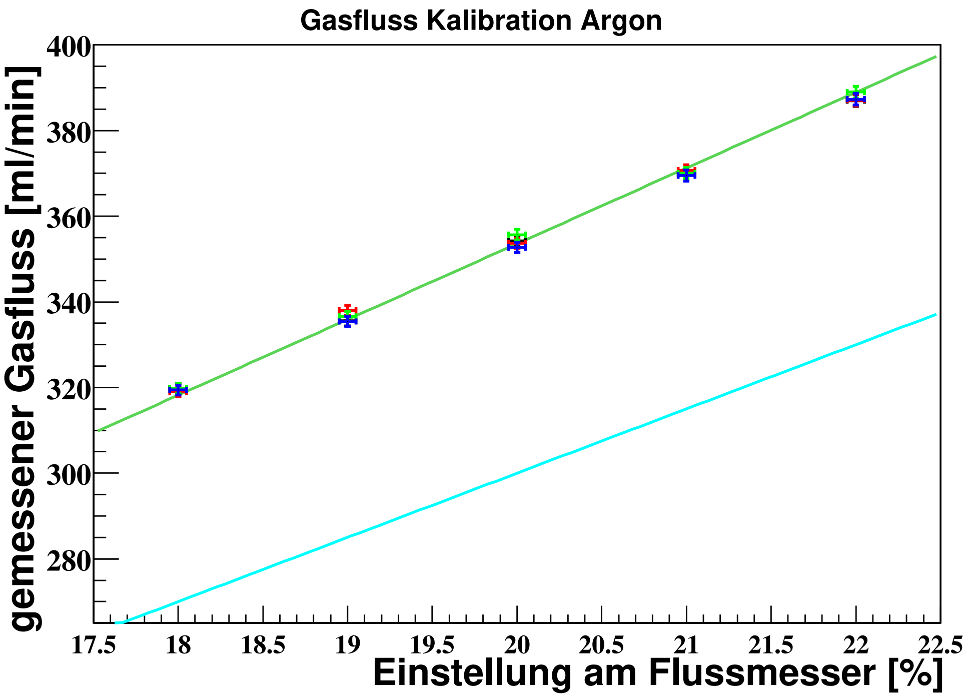
Gas	Steigung
Argon	17,68±0,066
CO_2	18,54±0,070

Tabelle B.2: Parameter der Fits an die Messpunkte der Durchflussmesser-Kalibration. Es wurde dabei jeweils eine Ursprungsgerade an die Mittelwerte der einzelnen Einstellungen angepasst.

Bei der Überprüfung der Durchflussmesser mit einem Kalibrierungsgerät[2] zeigten sich allerdings große Abweichungen des wirklichen Gasflusses von den Werksangaben (siehe Abbildung B.1). Dadurch, dass die Abweichungen bei beiden Geräten in etwa gleich waren, unterschieden sich die tatsächlich verwendeten Gasgemische nur wenig

[1] Hersteller: Bronkhorst
[2] Modell SAGA 5000 DFC, Hersteller: IonScience

von den eingestellten Werten (Siehe Tabelle B.1). Unter Verwendung des Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetzes ergab sich für alle Argon-Anteile ein Fehler unter 0,15 Prozentpunkten.



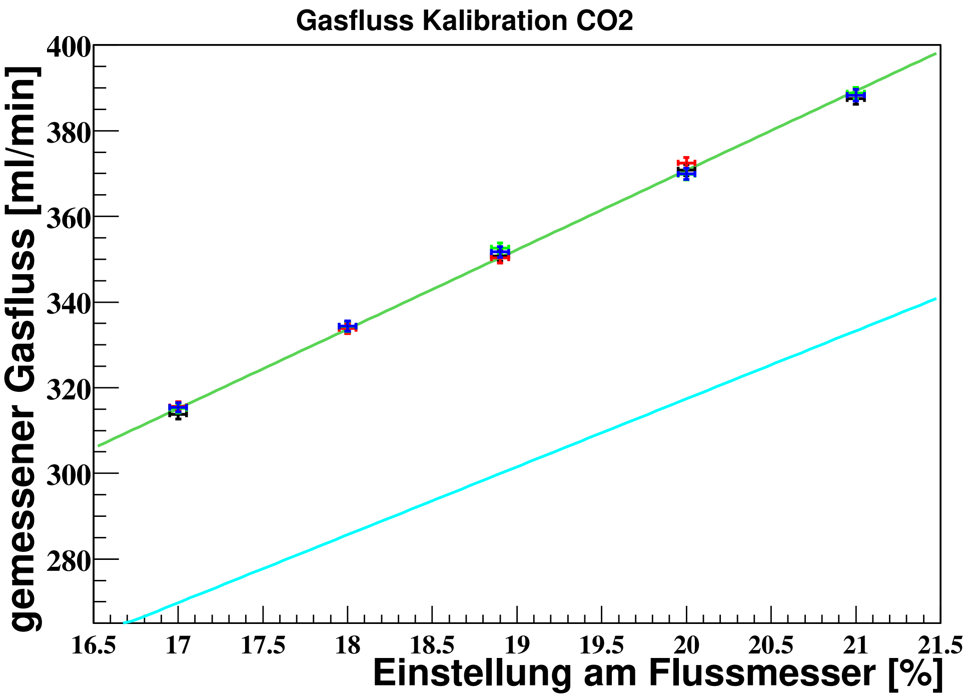


Abbildung B.1: Kalibration der Durchflussmesser: Der obere Plot zeigt die Daten für den Argonfluss, der untere beschreibt den CO_2-fluss. Die türkise Gerade zeigt in beiden Grafiken die Werksangabe für den Durchfluss. Jeder Messpunkt stellt den Mittelwert aus jeweils 25 Einzelmessungen dar. Die Fehler waren 0,05 bei der Einstellung (bedingt durch die Digitalanzeige mit einer Nachkommastelle) bzw. 0,35% des Messwertes beim Gasfluss (Kalibrations-Angabe des Herstellers). Es wurden für jeden Messpunkt vier Werte aufgenommen zwischen denen der Durchflussmesser ausgeschaltet wurde. Die Reproduzierbarkeit der Messwerte wurde somit überprüft. Die grüne Gerade stellt einen linearen Fit an die einzelnen Messwerte dar (siehe Tabelle B.2)

C Konstruktionszeichnung der Abschirmelektroden

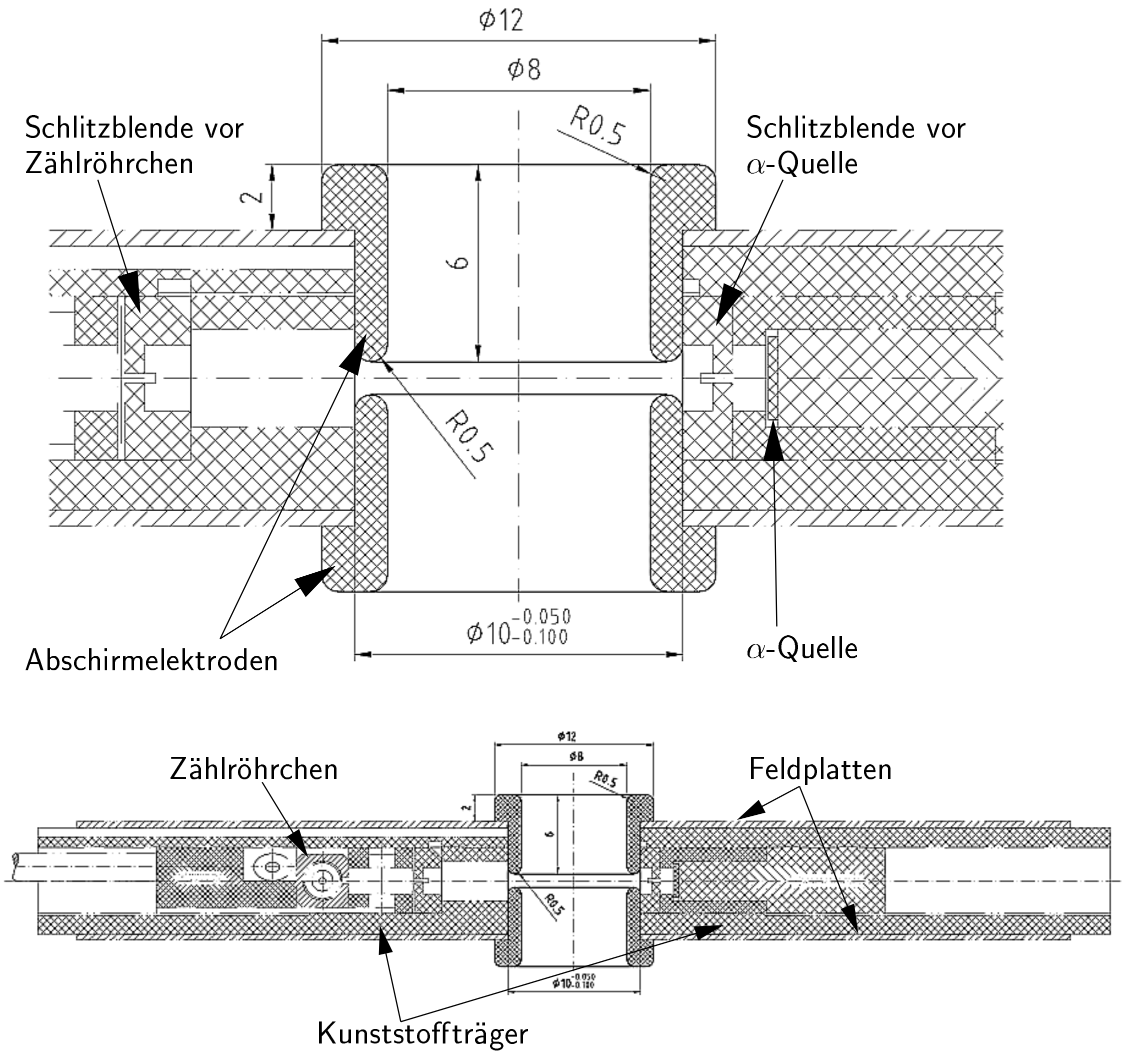


Abbildung C.1: Konstruktionszeichnungen für den Einbau der Abschirmelektroden (eng schraffiert): Detailansicht und komplette Zeichnung

D Aufnahmen des Laser-Aufbaus

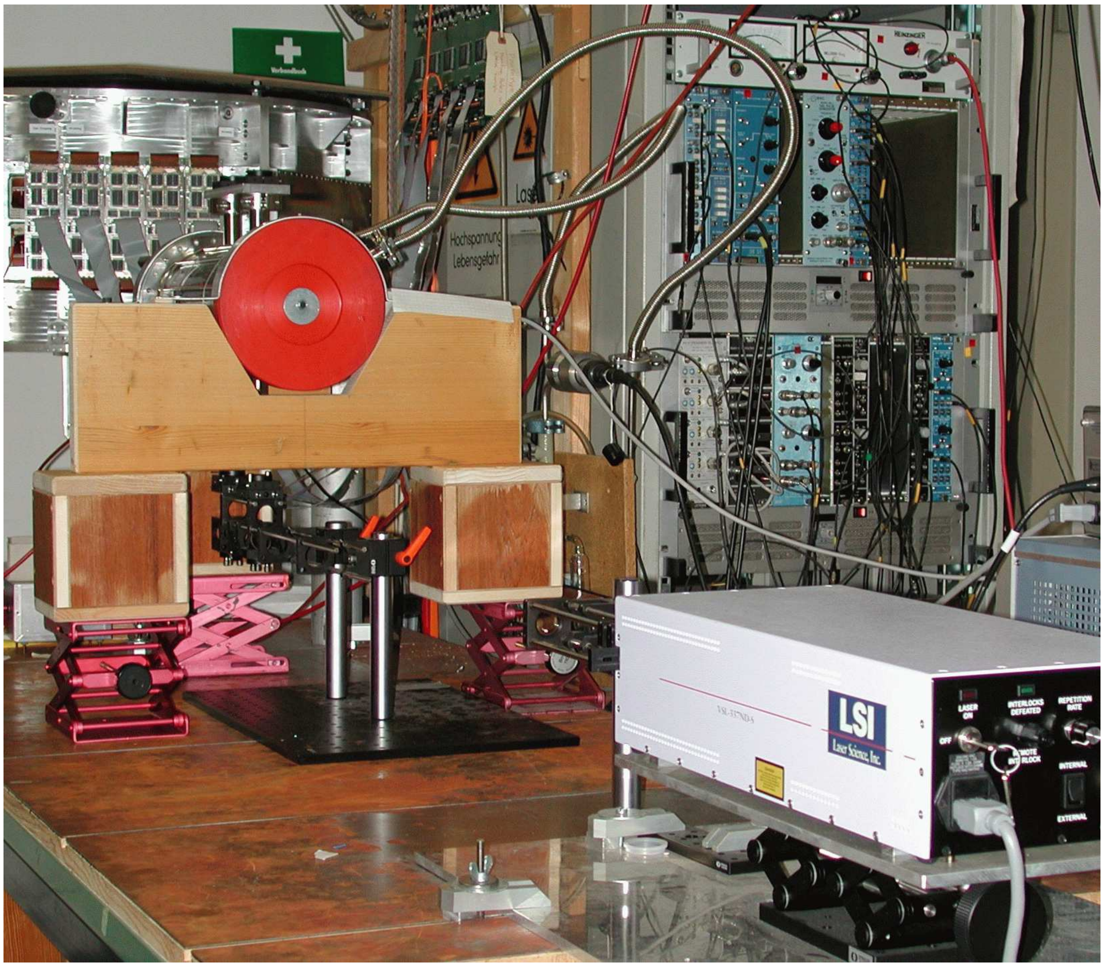


Abbildung D.1: Gesamt-Ansicht des Laser-Aufbaus: Rechts im Vordegrund steht die Laserquelle, in der linken Bildhälfte sieht man den Driftgeschwindigkeitsmonitor in seiner auf drei Spindeltischen stehenden Halterung. Unterhalb des DGMs ist das Spiegelsystem positioniert.

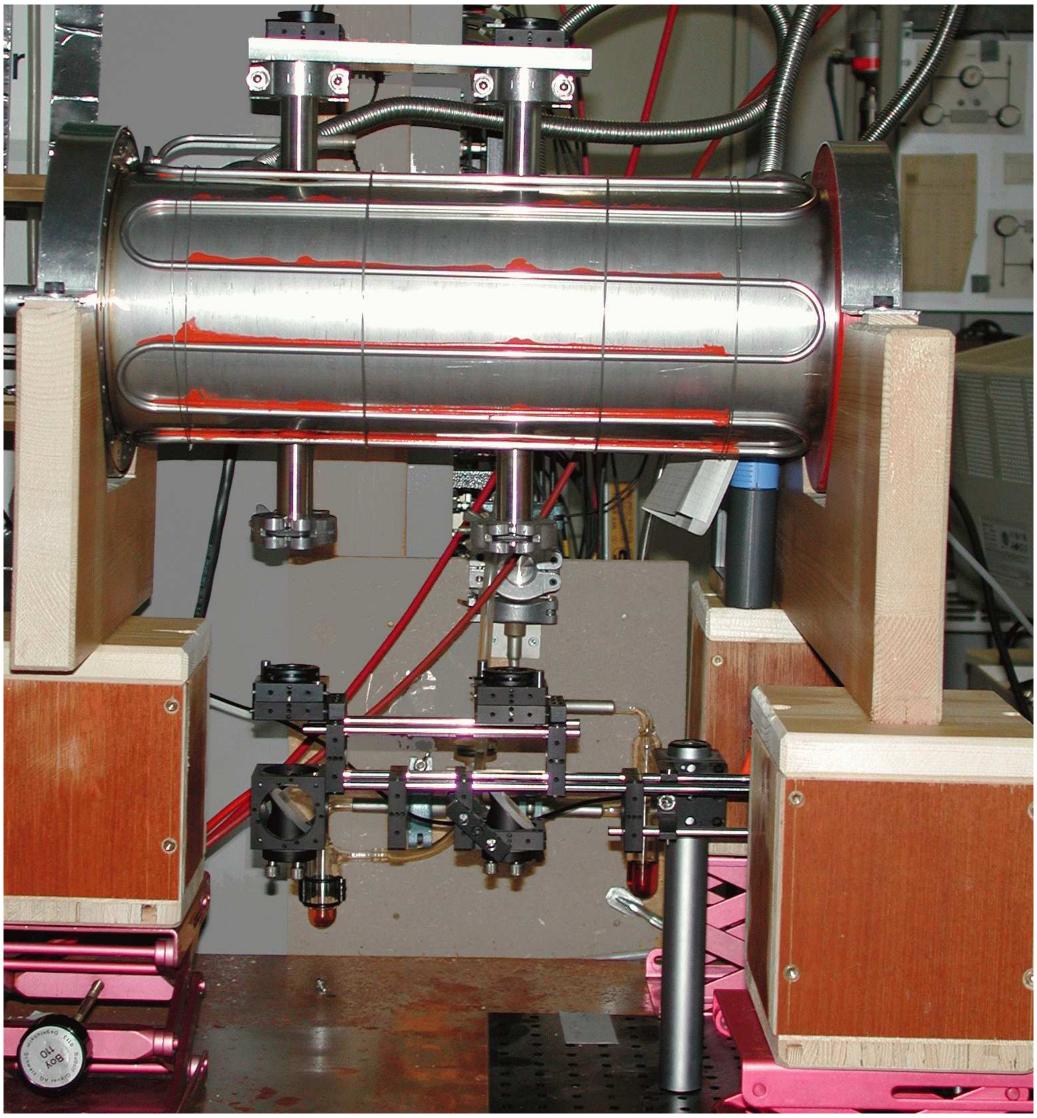


Abbildung D.2: Ansicht des Driftgeschwindigkeitsmonitors inklusive Spiegelsystem.

Tabellenverzeichnis

1.1 Definition physikalischer Begriffe 5
1.2 Unterschiede zwischen einer TPC und der FTPC 5

3.1 Verstärkungsspannungen des DGM 32
3.2 Gas-Scan am BNL 38

5.1 Fitparameter Spannungs-Scan 56
5.2 Durchfluss-Einstellungen des Gas-Scans 56
5.3 Fitparameter Gas-Scan 57

B.1 Einstellung des Gasgemisches 74
B.2 Fitparameter Durchflussmesser 74

Abbildungsverzeichnis

1.1 Phasendiagramm hadronischer Materie 2
1.2 Der Beschleunigerkomplex am BNL 3
1.3 Der STAR-Detektor 4
1.4 Aufbau der FTPC 6
1.5 Schema der radialen Drift 7

2.1 Grundprinzip der Driftgeschwindigkeitsmessung 10
2.2 Prinzip des Driftgeschwindigkeitsmonitors 11
2.3 Foto des Driftgeschwindigkeitsmonitors 12
2.4 Flussdiagramm Datenanalyse (α-Messung) 14
2.5 Rohsignale der α-Messungen 15
2.6 Kurze und lange Driftzeit 16
2.7 Gassystem des DGMs in München 17
2.8 Druck- und Temperaturkorrektur 18

3.1 Amplituden-Cut 23
3.2 Zeitverhalten der Driftgeschwindigkeit 25
3.3 Anfangswerte bei Messung mit α-Teilchen 26
3.4 Abnahme der Amplitude im Pickup-Zähler 26
3.5 Driftzeitänderung in Rohsignalen 27
3.6 Amplitudenunabhängigkeit der Driftzeitverlängerung 28
3.7 Langzeitmessung mit Epoxy-beschichteten Trägern 29
3.8 Konstruktionszeichnung Abschirmelektroden (Detail) 30
3.9 Langzeitmessung mit Abschirmelektroden 31
3.10 Vergleich der Verteilung der Driftzeiten 31
3.11 Zeitverhalten der Driftgeschwindigkeit am BNL 33
3.12 Kurze Driftzeit mit und ohne Zaponlackfolien 34
3.13 Driftgeschwindigkeit ohne Zaponlackfenster 35
3.14 Pickup-Amplitudenverteilung der Zwei-Peak-Struktur 36
3.15 Driftgeschwindigkeiten bei verschiedenen Gasgemischen am BNL 37
3.16 Anstieg der Driftgeschwindigkeit am Anfang der Messung 38

4.1 Laser-Aufbau (Prinzip) 42
4.2 Foto des Laser-Aufbaus (Detail) 43
4.3 Elektronik des Laser-Aufbaus (Schema) 45
4.4 Flussdiagramm Datenanalyse (Laser-Messung) 45
4.5 Rohsignale der Laser-Messungen 46

5.1 Kurze und lange Driftzeit (Laser-Messung) 50

5.2 Driftgeschwindigkeitsmessung mit Laser-Ionisation 52
5.3 Vergleich der Driftgeaschwindigkeit einer α- und einer Laser-Messung . 54
5.4 Vergleich der Driftgeschwindigkeit einer Messung mit Abschirmelektroden und einer Laser-Messung 54
5.5 Spannungs-Scan mit Laser 55
5.6 Gas-Scan mit Laser 57

6.1 Driftgeschwindigkeitsprofil (Magboltz1, 50,25% Argon) 60
6.2 Vergleich α-Messung (Grundausbau) und Magboltz1 61
6.3 Vergleich α-Messung mit Abschirmelektroden und Magboltz1 62
6.4 FTPC Laser Ereignis 63
6.5 Vergleich BNL-Messung und Ergebnisse der FTPC-Laser-Kalibration . . 63
6.6 Vergleich Gas-Scan am BNL und Magboltz1 65
6.7 Vergleich Laser-Messung und Magboltz1 66
6.8 Vergleich Spannungs-Scan mit Magboltz1 67
6.9 Vergleich Gas-Scan mit Magboltz1 67

B.1 Kalibrierung der Durchflussmesser 76

C.1 Konstruktionszeichnung Abschirmelektroden 77

D.1 Laser Aufbau: Gesamt-Ansicht 78
D.2 Laser Aufbau: Seitenansicht 79

Literaturverzeichnis

[ACK02] ACKERMANN, Karlheinz *et al.*:
The forward time projection chamber in STAR,
`nucl-ex/0211014`, 2002
siehe auch:
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Im Druck, 2002

[ALE90] The Aleph Collaboration:
ALEPH: A detector for electron-positron annihilations at LEP,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A294, 121-178, 1990

[BIA99] BIAGI, Stephen:
Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A421, 234-240, 1999

[BIA00] BIAGI, Stephen:
Magboltz: Transport of electrons in gas mixtures,
`http://consult.cern.ch/writeup/magboltz/`, 2000

[BIE98] Bieser, F. *et al.*:
The Forward Time Projection Chamber for the STAR Detector: Proposal,
Max-Planck-Institut für Physik, MPI-PhE/98-3, München, 1998

[BLU93] BLUM, Walter, ROLANDI, Luigi:
Particle Detection with Drift Chambers,
Berlin, Springer, 1993

[BRU97] BRUN, Rene, RADEMAKERS, Fons:
ROOT- An object oriented data analysis framework,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A389, 81-86, 1997

[DPG00] Deutsche Physikalische Gesellschaft (Hrsg):
Physik: Themen Bedeutung und Perspektiven physikalischer Forschung,
Bad Honnef, 2000

[GÄR02] GÄRTNER, Andreas:
Kalibrierung der Driftgeschwindigkeit von Elektronen im Kammergas der Vorwärts-Spurdriftkammern (FTPCs) des Experiments STAR,
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, 2002

[HÜM00] HÜMMLER, Holm:
Development of a Detector and Data Analysis for Particles in the Rapidity

Range $2.5 < |y| < 4$ *at the Relativistic Heavy Ion Collider in Brookhaven*, Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, MPI-PhE/2001-04, München, 2001

[MAR98] MARSTALLER, R.:
Bau und Test einer hochauflösenden, gebogenen Proportionaldriftkammer zum Auslesen einer purendriftkammer (TPC) mit radialem Driftfeld,
Diplomarbeit, Max-Planck-Institut für Physik, 1998

[MAY92] MAYER-KUCKUK, THEO:
Kernphysik: Eine Einführung,
5., überarbeitete und Ergänzte Auflage, Stuttgart, B. G. Teubner, 1992

[PER02] PERNEGGER, HEINZ:
Heavy ion experiments at the relativistic heavy ion collider,
Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A478, 68-79, 2002

[PUT03] PUTSCHKE, JÖRN:
Gruppeninterner Kalibrationsbericht, 2003

[OLD01] OLDENBURG, MARKUS D.:
Schnelle Spurrekonstruktion und Messung von anisotropem Fluss mit den Vorwärts-Spurendriftkammern des Experimentes STAR,
Dissertation, Max-Planck-Institut für Physik, München, 2001

[STA92] THE STAR COLLABORATION:
Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker At RHIC,
Interner Bericht, LBL PUB-5347, 1992

[STÖ98] STÖCKER, HORST (HRSG):
Taschenbuch der Physik: Formeln, Tabellen Übersichten,
3.,völlig überarbeitete und erweiterte Auflage, Frankfurt am Main, Harri Deutsch, 1998

[WON94] WONG, CHEUK-YIN:
Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions,
Singapore, World Scientific, 1994

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei denen bedanken, die mich im Laufe des letzten Jahres auf vielfältige Art und Weise unterstützt haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Prof. Dr. Norbert Schmitz für die Aufnahme in die STAR-Gruppe und die Themenstellung meiner Diplomarbeit,
- Dr. Volker Eckhardt und Dr. Peter Seyboth für die Betreuung meiner Arbeit und die vielen Ratschläge und Anregungen,
- Dr. Maria Mora-Coral und Dr. Markus Oldenburg, die für meine physikalischen Probleme immer ein offenes Ohr hatten,
- Jörn Putschke und Frank Simon für die gute Zusammenarbeit und die vielen Diskussionen,
- Janet Seyboth und Michael Vidal, bei denen meine Computer-Probleme immer eine Lösung fanden,
- Karl-Heinz Ackermann, Reinhard Hofmann und Lothar Weiss, stellvertretend für die technische Abteilung des MPIs, die an der Konstruktion und dem Bau des Driftgeschwindigkeitsmonitors maßgeblich beteiligt war.

Zuletzt geht mein Dank an meine Eltern, ohne deren Unterstützung mein Physikstudium nicht möglich gewesen wäre und an meine Freundin Evi Keglmaier, die mir vor allem in der Endphase meiner Arbeit eine große Stütze war.