

Gasmonitorkammern der T2K-Bauart - Datennahme und Datenanalyse

von
Paul Malek

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der
RWTH Aachen

im August 2011

angefertigt im
III. Physikalischen Institut B
bei
Priv. Doz. Dr. Stefan Roth
Zweitgutachter: Prof. Dr. Achim Stahl

Inhaltsverzeichnis

1 Die Gasmonitorkammer	3
1.1 Gasdetektoren	3
1.2 Verwendete Gase	6
1.3 Aufbau	7
1.4 Die Micromegas	7
2 Grundlegende Messungen	9
2.1 Driftgeschwindigkeit	9
2.1.1 ILC-Gas	10
2.1.2 T2K-Gas	10
2.1.3 P5-Gas	11
2.2 Gasverstärkung	12
2.2.1 ILC-Gas	12
2.2.2 T2K-Gas	13
2.2.3 P5-Gas	14
3 Messungen mit dem QDC	15
3.1 Messung der Gasverstärkung	15
3.1.1 Kalibration des QDC-Signals	16
3.2 Messung der transversalen Diffusion	17
4 Feldabhängigkeit bei der Messung der Gasverstärkung	19
4.1 Messungen für die verschiedenen Gase	19
4.2 Mögliche Ursachen	22
4.2.1 Simulation der Ladungsdiffusion	24
4.2.2 Einfluss der longitudinalen Diffusion	26
4.2.3 Untersuchung der transversalen Diffusion	29
4.2.4 Zusammenfassung	34
Literaturverzeichnis	35

1 Die Gasmonitorkammer

Die Gasmonitorkammern für die TPCs des ND280 im T2K-Experiments wurden von Dr. Stefan Roth, Dr. Karim Laihem, Prof. Dr. Achim Stahl, Dennis Terhorst und Jochen Steinmann entwickelt. In Japan werden zwei Kammern eingesetzt, um dauerhaft Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung des Gases der TPCs im ND280 zu überwachen. Eine zusätzliche Kammer, mit der die Messungen dieser Arbeit durchgeführt werden, steht zur Zeit in Aachen und eine vierte wurde parallel zur vorliegenden Arbeit aufgebaut und in Betrieb genommen.

Zum besseren Verständnis wird zunächst allgemein die Funktionsweise von Gasdetektoren dargestellt. Zudem werden die im Laufe dieser Arbeit verwendeten Gasgemische vorgestellt.

1.1 Gasdetektoren

Gasdetektoren sind ein wichtiger Bestandteil vieler Experimente der Teilchenphysik, da sie es ermöglichen, eine Vielzahl von Teilcheneigenschaften in einem Detektor zu bestimmen [2, S. 9f], und so entscheidend zu Teilchenidentifikationen beitragen.

Die Signalerzeugung und damit der Nachweis von Teilchen erfolgt für alle Gasdetektoren nach dem gleichen Prinzip: Durchfliegt ein geladenes Teilchen das Gasvolumen des Detektors, erfährt es durch Ionisation und Anregung der Gasatome und -moleküle einen spezifischen Energieverlust pro Strecke, der durch die Bethe-Bloch-Formel (Gl. 1.1) beschrieben wird:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 \right] \quad (1.1)$$

Dabei ist

$$\begin{aligned} K &= 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,307 \text{ MeV/cm}^2 \\ z &= \text{Ladungszahl des Teilchens} \\ Z &= \text{Ordnungszahl des Absorbers} \\ A &= \text{Molare Masse des Absorbers} \\ \beta &= \frac{v}{c} \\ m_e &= \text{Masse des Elektrons} \\ c &= \text{Lichtgeschwindigkeit} \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned}$$

1 Die Gasmonitorkammer

Daraus folgt, dass je nach Teilchenart und -energie eine bestimmte Energiemenge im Gas deponiert wird, die man durch Integration der Formel über die Flugstrecke erhält. Zusammen mit der mittleren Ionisationsenergie des Gases kann die Anzahl der Elektron-Ion-Paare berechnet werden, die erzeugt worden sind. Baut man das Gasvolumen in einen Kondensator ein, driften die freien Elektronen und die Ionen zu den Elektroden. Dort erzeugen sie einen Spannungspuls:

$$\delta U = \frac{\delta Q}{C} \quad (1.2)$$

Da die Elektronen beim Driften im elektrischen Feld Energie gewinnen, können sie bei ausreichend hohen Feldstärken selbst weitere Gasatome/-moleküle ionisieren. Dieser Vorgang wiederholt sich mit allen freigewordenen Elektronen und es bildet sich eine Lawine, sodass die Elektronenwolke im Gas verstärkt wird. Deshalb heißt dieser Prozess Gasverstärkung (Gain). Die Abhängigkeit des an der Anode eintreffenden Signals von der angelegten Spannung ist in Abbildung 1.1 dargestellt.

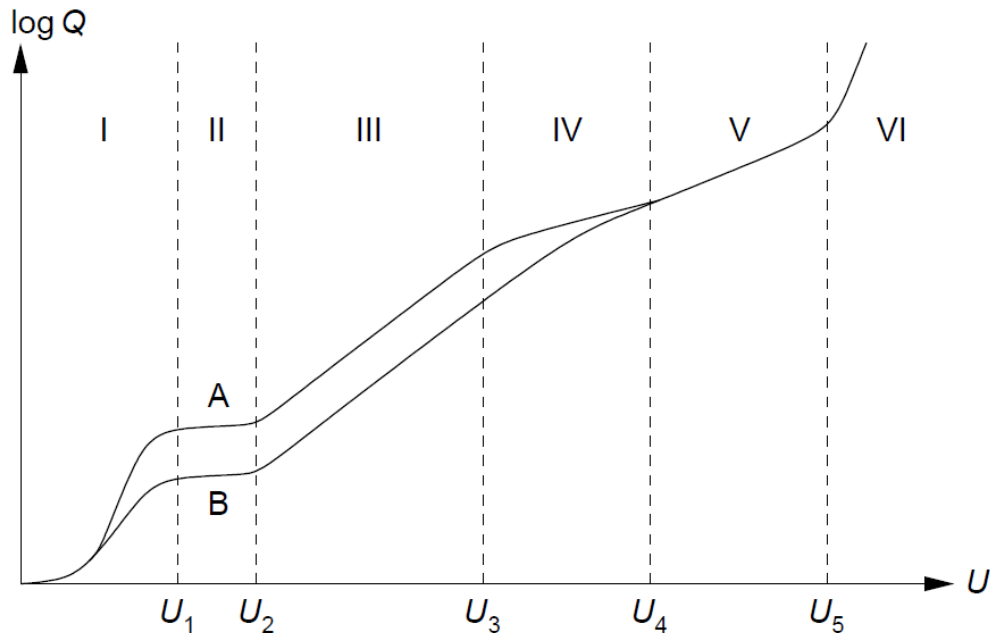


Abbildung 1.1: Arbeitsbereiche von Gasdetektoren

Bereich I Mit steigender Spannung sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass Elektron und Ion wieder rekombinieren.

Bereich II Übersteigt die angelegte Spannung einen Wert U_1 , so findet keine Rekombination mehr statt. Die gemessene Ladungsmenge bleibt über einen Bereich konstant. Sie ist gleich der Summe der erzeugten Ladungsträger. Es findet keine Gasverstärkung statt. In diesem Bereich arbeitet die **Ionisationskammer**.

Bereich III Ab einer Spannung U_2 werden die Elektronen in der Nähe der Anode so stark beschleunigt, dass ihre Energie ausreicht, um durch Stöße weitere Gasatome zu ionisieren. Es bauen sich Ladungslawinen auf. Jedoch bleibt die nachgewiesene Ladungsmenge proportional zur primär erzeugten Ladungsmenge. Die durch Stoßionisation hervorgerufene Vervielfachung der Ladung heißt Gasverstärkung. Eine Kammer, die in diesem Arbeitsbereich betrieben wird, heißt **Proportionalkammer**.

Bereich IV In diesem Bereich ist die gemessene Ladung nur bedingt proportional zur Primärionisation.

Bereich V Ab einer Spannung U_4 beginnt der Auslösebereich. Ein Hinweis für diesen Bereich ist, dass alle ionisierenden Teilchen, unabhängig von Teilchenart und Energie, den gleichen Spannungspuls erzeugen. Die Zählrohre, die in diesem Bereich arbeiten, nennt man **Geiger-Müller-Zählrohre**. Die Gasverstärkung ist in diesem Bereich schon so groß, dass ohne vorherige Verstärkung Signale mit einer Amplitude von einigen Volt erzeugt werden können.

Bereich VI Steigt die Spannung noch weiter an, so werden auch die Signale immer größer. Irgendwann tritt jedoch eine kontinuierliche Entladung auf, die das Zählrohr/die Kammer beschädigen kann.

Nach den Arbeitsbereichen des Detektors unterscheidet man drei Typen von Gasdetektoren.

- Ionisationskammer
- Proportionalzählrohr/-kammer
- Geiger-Müller-Zählrohr

Der in den Gasmonitorkammern verwendete Detektor, die Micromegas¹, kann den Proportionalkammern zugeordnet werden, während der Driftbereich der Kammern im Ionisationsbereich betrieben wird. Insgesamt ist die Kammer eine sogenannte Driftkammer, oder genauer Zeitprojektionskammer (TPC):

Die bei einem Teilchendurchgang erzeugte Ionisationsspur driftet in Form freier Elektronen in Richtung Anode, wo sie verstärkt wird. Durch eine Segmentierung der Nachweisebene kann die Ionisationsspur in zwei Dimensionen bestimmt werden. Die dritte Dimension, parallel zur Driftrichtung, erhält man bei genauer Kenntnis der Driftgeschwindigkeit (2.1) aus der Ankunftszeit der Elektronenwolke nach dem Teilchendurchgang.

Gleichzeitig kann aus der gemessenen Ladung bei bekannter Gasverstärkung (2.2) die Anzahl der Primärelektronen und damit die im Gas deponierte Energie bzw. der spezifische Energieverlust dE/dx berechnet werden (s.o.). Befindet sich die TPC zusätzlich in einem Magnetfeld, kann aus der Krümmung der Spur der Impuls des Teilchens bestimmt werden [2, S. 13f].

¹Micro Mesh Gaseous Structure

1.2 Verwendete Gase

Gasgemische für Gasdetektoren basieren zumeist auf Edelgasen, da diese nicht mit anderen Komponenten reagieren. Dadurch wird die Konstanz der Nachweiseigenschaften des Detektors sichergestellt. Zusätzlich enthalten die Gasgemische langkettige Molekülgase, wie Methan, die Energie in einer Vielzahl von Rotations- und Schwingungszuständen aufnehmen können. Das ist nötig, da die Edelgasatome nach der Ionisation oft in einem angeregten Zustand zurückbleiben und beim Übergang in den Grundzustand ein Photon aussenden, das wiederum abseits der Spur des Teilchendurchgangs Ionisation auslösen kann. Die Molekülgase absorbieren diese Photonen und geben die Energie strahlungslos ab.

Für diese Arbeit wurden drei Gase auf der Basis von Argon verwendet. Zunächst wurde das Gas aus dem Technical Design Report des International Linear Colliders (ILC) verwendet. Es wird in der restlichen vorliegenden Arbeit als ILC-Gas bezeichnet. Die Gaskomponenten mit ihren Anteilen sind in Tabelle 1.1 aufgelistet.

Gas	Anteil im Gas	relativer Fehler auf den Anteil
Argon(<i>Ar</i>)	93 %	± 10 %
Methan (<i>CH</i> ₄)	5 %	± 10 %
Kohlenstoffdioxid (<i>CO</i> ₂)	2 %	± 10 %

Tabelle 1.1: Zusammensetzung von ILC-Gas [2]

Außerdem wurden Messungen mit dem Driftgas der TPCs des ND280-Detektors des T2K-Experiments, im weiteren als T2K-Gas bezeichnet, durchgeführt. Die Zusammensetzung zeigt Tabelle 1.2.

Gas	Anteil im Gas	relativer Fehler auf den Anteil
Argon(<i>Ar</i>)	95 %	± 10 %
Tetraflourmethan (<i>CF</i> ₄)	3 %	± 10 %
Isobutan (<i>iC</i> ₄ <i>H</i> ₁₀)	2 %	± 10 %

Tabelle 1.2: Zusammensetzung von T2K-Gas [2]

Das dritte verwendete Gas ist sogenanntes P5-Gas, eine Mischung aus Argon und Methan (Tab. 1.3).

Gas	Anteil im Gas	relativer Fehler auf den Anteil
Argon(<i>Ar</i>)	95 %	± 10 %
Methan (<i>CH</i> ₄)	5 %	± 10 %

Tabelle 1.3: Zusammensetzung von P5-Gas

1.3 Aufbau

Der Aufbau der Gasmonitorkammern entspricht dem einer TPC. Das bedeutet, den größten Teil der Kammer nimmt der Driftbereich ein, in dem ein elektrisches Feld (je nach Messung 150 V/cm bis 370 V/cm) angelegt werden kann. Feldformungsstreifen, die orthogonal zu den Feldlinien um die Kammer verlaufen, halten das Feld homogen. Außen, am Driftbereich, befinden sich zudem drei Halterungen für die radioaktiven Quellen (Abb. 1.2), durch die das für die Messungen benötigte regelmäßige Signal erzeugt wird. Für die Messung der Gasverstärkung (Gainmessung) wird eine ^{55}Fe -Quelle verwendet, die parallel zur Driftrichtung in die Kammer strahlt. Für die Driftgeschwindigkeitsmessung werden zwei ^{90}Sr -Quellen in die beiden Halterungen senkrecht zur Driftrichtung angebracht.

An der Anodenseite der Gasmonitorkammer befindet sich innerhalb der Micromegas, die den eigentlichen Detektor bildet, der Nachweisbereich, wo die Gasverstärkung stattfindet.

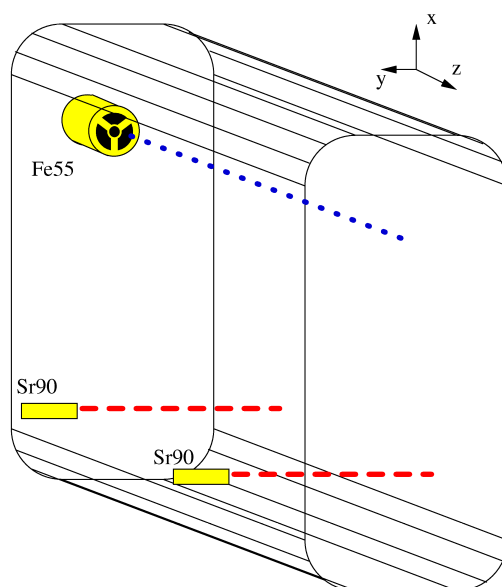


Abbildung 1.2: Driftbereich der Kammer mit Quellenpositionen [3]

1.4 Die Micromegas

Die Micromegas besteht aus einem Metallgitter (Mesh) mit einer Maschenweite von $36\ \mu\text{m}$, das sich $128\ \mu\text{m}$ vor der Anode befindet. Wird an das Mesh eine Spannung angelegt (300 V bis 470 V, abhängig vom Gas), erzeugt dies ein sehr hohes elektrisches Feld zwischen Mesh und Anode (bis zu ca. $37\ \text{kV/cm}$), das in diesem kleinen Bereich die Gasverstärkung ermöglicht. Gleichzeitig trennt das Mesh Nachweis- und Driftbereich elektrisch voneinander, sodass die Feldstärken in beiden Bereichen unabhängig voneinander geregelt werden können.

1 Die Gasmonitorkammer

Die Anode ist in $4,5\text{ mm} \cdot 4,5\text{ mm}$ große Pads unterteilt, die getrennt ausgelesen werden können, aber für die beiden Messungen, Driftgeschwindigkeit und Gasverstärkung, zu Auslesebereichen zusammenschaltet werden (Abb. 1.3). Um für die Messung der Gasverstärkung die gesamte Elektronenlawine erfassen zu können, werden vier Pads zu einem größeren Quadrat verbunden (Gainpad, 1). Da die Lawine ihre gesamte Ladung auf den vier Pads deponieren sollte, können mit dem Vetoring (Ring, 2) um das Gainpad Störsignale von den ^{90}Sr -Quellen und Signale der ^{55}Fe -Quelle, die das Gainpad nicht vollständig treffen, unterdrückt werden. Zur Driftgeschwindigkeitsmessung werden je vier Pads zu insgesamt vier Streifen zusammenschlossen (v_d -Pads, 3-6), die auch für die Messung der transversalen Diffusion mit dem QDC (3.2) verwendet werden.

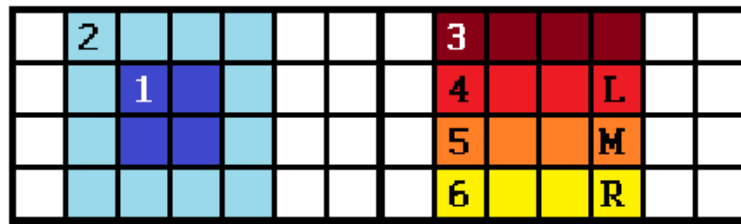


Abbildung 1.3: Einteilung der Micromegas

Die Signale der einzelnen Pad-Gruppen werden durch einen Vorverstärker (Preshape32) verstärkt und an die Ausleseelektronik weitergeleitet (Abb. 1.4).

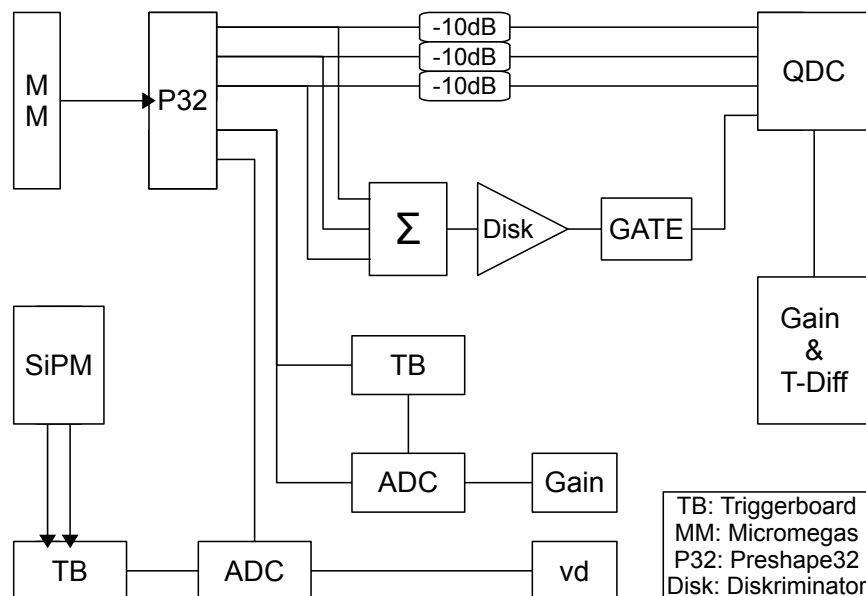


Abbildung 1.4: Schaltung der Ausleseelektronik

2 Grundlegende Messungen

Um die Eigenschaften der drei verwendeten Gase kennenzulernen und so Betriebsbereiche für Meshspannung und Driftfeld für andere Messungen festlegen zu können, wurden zunächst immer Gasverstärkungs- und Driftgeschwindigkeitskurven aufgenommen.

2.1 Driftgeschwindigkeit

Die Driftgeschwindigkeit v_d ist die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen im Driftbereich entlang der z-Achse (Abb. 1.2), die aus der Beschleunigung durch das elektrische Feld und den Stößen der Elektronen mit den Gasatomen resultiert.

Die Messung der Driftgeschwindigkeit erfolgt anhand der Signale der ^{90}Sr -Quellen. ^{90}Sr ist ein β^- -Strahler, zerfällt also unter Aussendung eines 0,5 MeV-Elektrons in ^{90}Y , das wiederum in ^{90}Zr zerfällt. Bei diesem zweiten Zerfall wird ein Elektron mit einer mittleren Energie von 2,2 MeV erzeugt. Die so abgestrahlten Elektronen hinterlassen eine Ionisationsspur im Gas, die zur Micromegas driftet und dort ein Signal erzeugt. Werden Zerfälle aus beiden Quellen aufgezeichnet, kann aus der Differenz der mittleren Ankunftszeiten die Driftgeschwindigkeit bestimmt werden, da der Abstand der Quellen bekannt ist.

Der Trigger erfolgt über eine szintillierende Faser, die in der anderen Seite der Kammer verläuft und an deren Enden jeweils ein SiPM angebracht ist. Genau gegenüber der beiden Quellen befindet sich eine Öffnung, durch die die β -Elektronen auf die Faser treffen und ein Lichtsignal erzeugen. Eine Messung erfolgt nur, wenn beide SiPMs gleichzeitig ein Signal erhalten. Die Ankunftszeiten beider Ladungsspuren auf der Micromegas werden dann in ein Histogramm eingetragen. Nach ca. 2000 Ereignissen wird die Zeitdifferenz der Mittelwerte der so entstandenen Gaußpeaks bestimmt. Damit ist die Driftgeschwindigkeit gegeben als:

$$v_d = \frac{\Delta l}{\Delta t} \quad (2.1)$$

$\Delta l = 120,4 \pm 0,1$ mm ist dabei der Abstand der Quellen, dessen Fehler aus der Dicke der Szintillationsfaser resultiert [2, S. 18]. Die Messunsicherheit auf die Driftgeschwindigkeit berechnet sich über Gaußsche Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_{v_d} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\Delta l}}{\Delta t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l \cdot \sigma_{\Delta t}}{\Delta t^2}\right)^2} \quad (2.2)$$

Dabei ergibt sich die Unsicherheit der Zeitdifferenz aus den Unsicherheiten der Fits zur Bestimmung der Peakpositionen.

Da der so berechnete Fehler die Streuung bei wiederholten Messungen meist deutlich unterschätzt, werden in der weiteren Arbeit Profile der Messdaten verwendet. Deren Fehlerbalken geben die Streuung der Messwerte in diesem Punkt an.

2.1.1 Driftgeschwindigkeit in ILC-Gas

Die Driftgeschwindigkeitskurve in ILC-Gas (Abb. 2.1) erreicht bei ungefähr 250 V/cm ein Maximum von ca. 46 mm/μs. Die Messergebnisse, auf die bereits eine von Teja Wrobel erstellte T/p-Korrektur [2] angewandt wurde, stimmen im Rahmen der Streuung mit den simulierten Werten überein. Die leichte Verschiebung der Mittelwerte nach oben kann damit erklärt werden, dass die Driftgeschwindigkeit stark vom Wassergehalt des Gases abhängt [2, S. 63f], für den keine Korrekturmessung vorliegt.

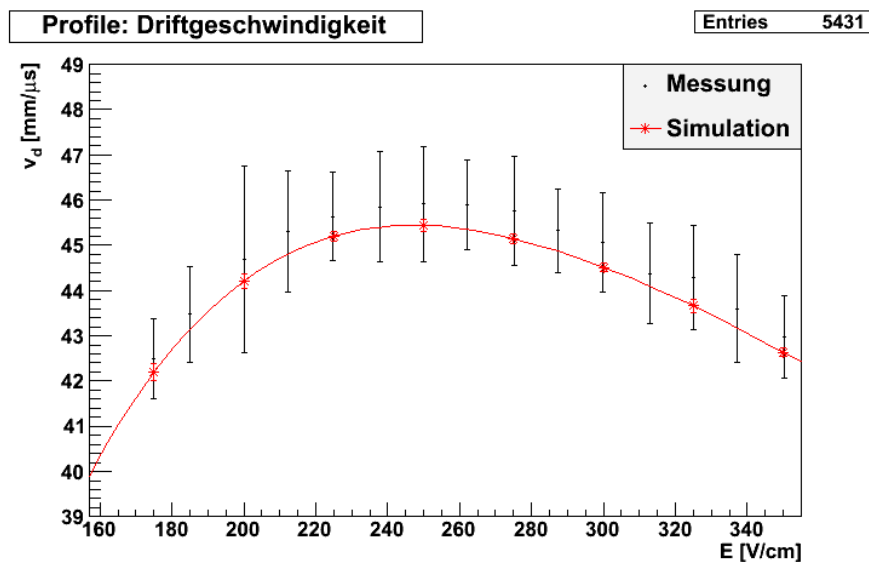


Abbildung 2.1: Profil der Driftgeschwindigkeitskurve in ILC-Gas

2.1.2 Driftgeschwindigkeit in T2K-Gas

Auch auf die Driftgeschwindigkeitsdaten der Messung mit T2K-Gas (Abb. 2.2) wurde eine T/p-Korrektur angewendet [2]. Die Driftgeschwindigkeit in T2K-Gas weist ein Maximum von 78 mm/μs bei einer Feldstärke von ca. 275 V/cm auf. Im gesamten vermessenen Feldbereich ist die Driftgeschwindigkeit in T2K-Gas deutlich höher als in ILC- und P5-Gas. Unterhalb von 100 V/cm kann aber auch mit T2K-Gas nicht mehr gemessen werden, da die Driftgeschwindigkeit so klein wird, dass nicht mehr beide Signale der ⁹⁰Sr-Quellen im Aufnahmezeitraum des ADC ankommen.

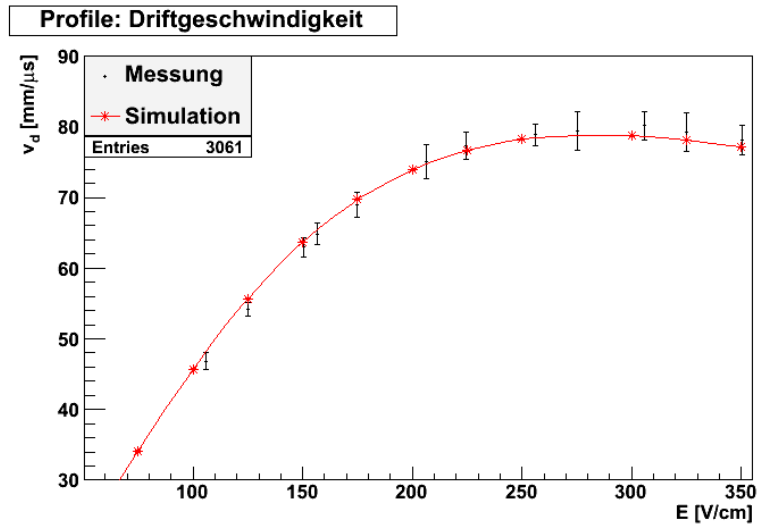


Abbildung 2.2: Profil der Driftgeschwindigkeitskurve in T2K-Gas

2.1.3 Driftgeschwindigkeit in P5-Gas

Für P5 lagen während dieser Arbeit weder T/p- noch Wasser-Korrekturen vor, wodurch die Abweichungen zwischen den Messungen und der Simulation zu erklären sind. Das Maximum liegt bei ca. 85 V/cm, wobei die Messwerte hier mit ungefähr 40 mm/μs stärker von der Simulation (42 mm/μs) abweichen als bei höheren Feldstärken. Die Driftgeschwindigkeit in P5 ist langsamer als in ILC-Gas, was dazu führt, dass der Bereich der Driftfeldstärke, in dem Messungen durchgeführt werden können, der kleinste der drei Gase ist.

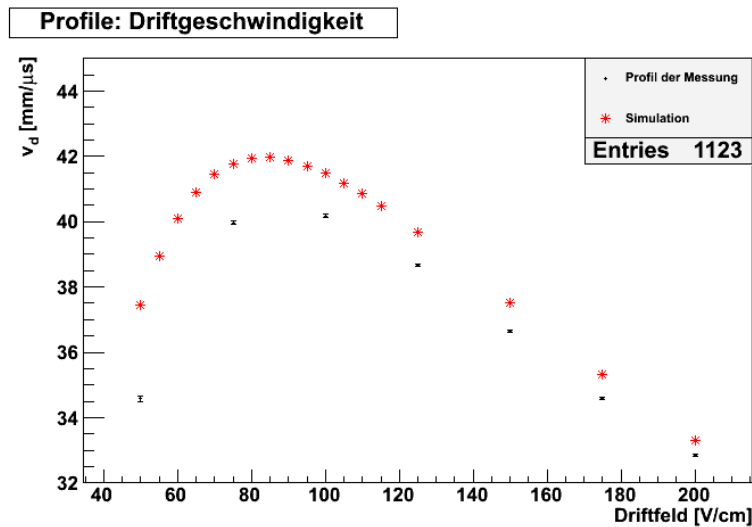


Abbildung 2.3: Profil der Driftgeschwindigkeitskurve in P5-Gas

2.2 Gasverstärkung

Die für die Gasverstärkungsmessung verwendete ^{55}Fe -Quelle ist ein γ -Strahler, dessen abgestrahlte Photonen eine Energie von 5,9 keV besitzen. Die Photonen ionisieren jeweils ein Gasatom und erzeugen damit ein hochenergetisches Elektron. Dieses erzeugt durch Stoßionisation an den Gasatomen weitere freie Elektronen bis seine Energie aufgebraucht ist. Die mittlere benötigte Energie pro Ionisation beträgt 26,3 eV in reinem Argon [1, S. 62]. Da für Gasgemische die mittleren Ionisationsenergien der einzelnen Komponenten entsprechend ihrem Anteil gewichtet in die Gesamtenergie eingehen und alle verwendeten Gase hauptsächlich aus Argon bestehen, wird der Unterschied hier vernachlässigt. Damit ergibt sich die Anzahl der Primärelektronen zu

$$N_p = \frac{5,9 \text{ keV}}{26,3 \text{ eV}} \approx 224 \quad (2.3)$$

[1, S. 62]. Diese driften durch die Kammer zur Anode, wo die ankommende Ladung gemessen wird. Die Gasverstärkung im Nachweisbereich berechnet sich dann aus

$$\Gamma = \frac{N_e}{N_p} = \frac{Q/e}{N_p} \quad (2.4)$$

mit der Elementarladung e . Allerdings sind durch die Verwendung einer einheitlichen Primärionisation für alle Gase die Messwerte für verschiedene Gase nicht vergleichbar.

Um ein aussagekräftiges Messergebnis zu erhalten, werden die ADC-Messwerte von ca. 2900 Messungen in ein Histogramm eingetragen, woraus dann mit einem Gaußfit an den Photopeak Mittelwert und Sigma der Messwerte bestimmt werden. Auch hier werden, wie bei der Driftgeschwindigkeitsmessung, wieder Profile der Messdaten verwendet, da der Fehler auf den Mittelwert die Streuung der Messwerte bei wiederholten Messungen deutlich unterschätzt.

Zur Umrechnung des vom ADC gemessenen Wertes in eine Ladung ist eine Kalibration des Messaufbaus nötig. Diese müsste für jeden Kanal des Preshape32 und auch bei einem Austausch des Preshape32 wiederholt werden [1, S. 63]. Aus Zeitgründen wurde im Laufe dieser Arbeit trotz der Verwendung mehrerer Preshape32 - zu Beginn der Messungen mit T2K-Gas wurde der Preshape32 aufgrund eines Defekts ausgetauscht - keine Kalibration durchgeführt und deshalb nur das relative Verhalten gemessen.

2.2.1 Gasverstärkung in ILC-Gas

Die hier mit dem ADC aufgenommene Gasverstärkung steigt wie erwartet exponentiell mit der Mesh-Spannung (1.1) und zeigt bis zur maximal möglichen Spannung von 470 V keine Sättigung des ADC. Damit ist es möglich, im gesamten Spannungsbereich Messungen durchzuführen, ohne Verfälschungen der Ergebnisse bei hohen Spannungen befürchten zu müssen.

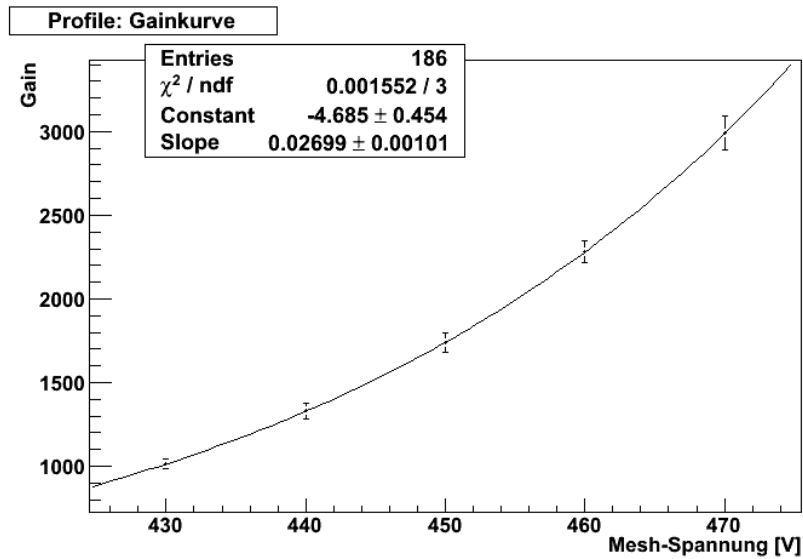


Abbildung 2.4: Profil der Gainkurve von ILC-Gas

2.2.2 Gasverstärkung in T2K-Gas

Die Gasverstärkungskurve von T2K-Gas wurde mit dem QDC (3.1) aufgenommen. Bis zu Mesh-Spannungen von 345 V zeigt sich auch hier im Profil (Abb. 2.5) der erwartete exponentielle Anstieg. Bei höheren Spannungen wird aber die Sättigung des QDC erreicht, sodass Messungen mit Spannungen oberhalb von 345 V nicht sinnvoll durchgeführt werden können.

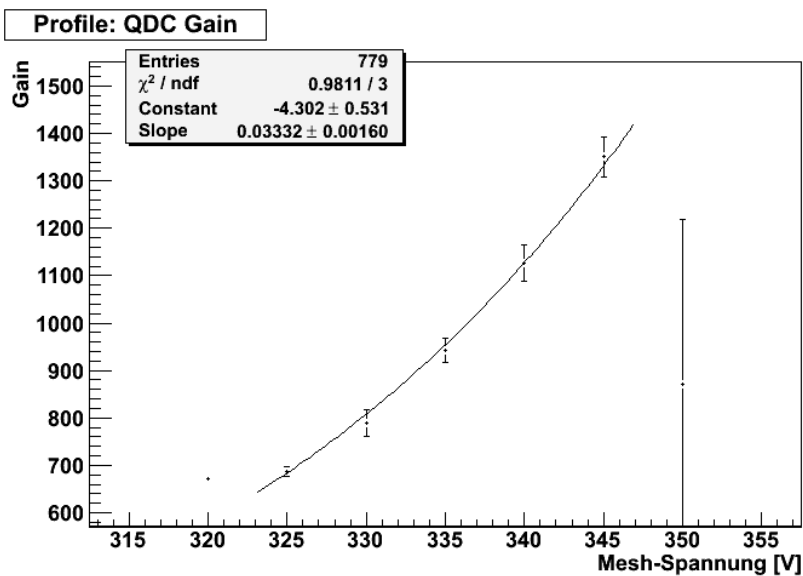


Abbildung 2.5: Profil der Gainkurve von T2K-Gas

2.2.3 Gasverstärkung in P5-Gas

Auch die Gasverstärkung in P5-Gas wurde mit dem ADC gemessen. Das erwartete exponentielle Verhalten ist auch hier wieder bis zur maximalen Mesh-Spannung von 470 V zu beobachten, ohne dass eine Sättigung des ADC eintritt. Damit kann der gesamte Bereich für Messungen verwendet werden.

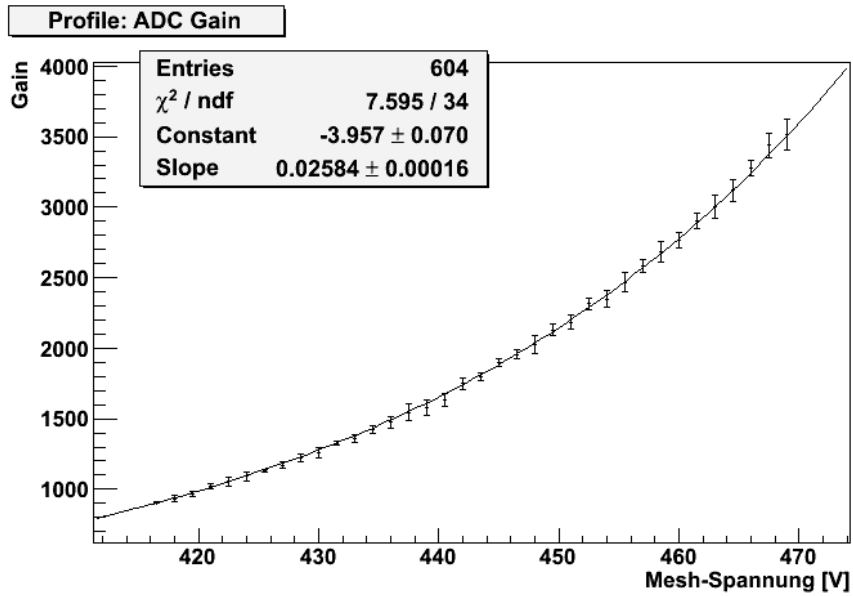


Abbildung 2.6: Profil der Gainkurve von P5-Gas

3 Messungen mit dem QDC

Der für die Messungen verwendete QDC CAEN V965 [5] ist ein 16-Kanal-QDC mit einer Auflösung von 4096 Bit und einem für alle Kanäle geltenden Gate-Eingang. Mit dem Ziel, die Genauigkeit der Gasverstärkungsmessung gegenüber der Messung mit dem ADC zu verbessern, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Messung der Gasverstärkung mit diesem QDC implementiert. Zudem wurde zur Untersuchung der Feldabhängigkeit der Gasverstärkungsmessung (4.2) eine Messung der transversalen Diffusion eingerichtet.

3.1 Messung der Gasverstärkung

Zur Messung der Gasverstärkung mit der ^{55}Fe -Quelle werden die Signale des Gainpads und des Rings auf je einem Kanal des QDC gemessen. Anders als beim Triggerboard des ADC [1, S. 59] wird der Messzeitraum des QDC (Gate) nicht aus einer Antikoinzidenz von Gainpad und Ring getriggert, sondern nur über das Signal des Gainpads, das in einen Diskriminator geschickt wird. Das Veto des Ring-Signals wird deswegen in der Auslesesoftware implementiert. Die Gateweite wird so eingestellt, dass beide Signale bei entsprechender Verzögerung vollständig innerhalb dieses Zeitfensters liegen.

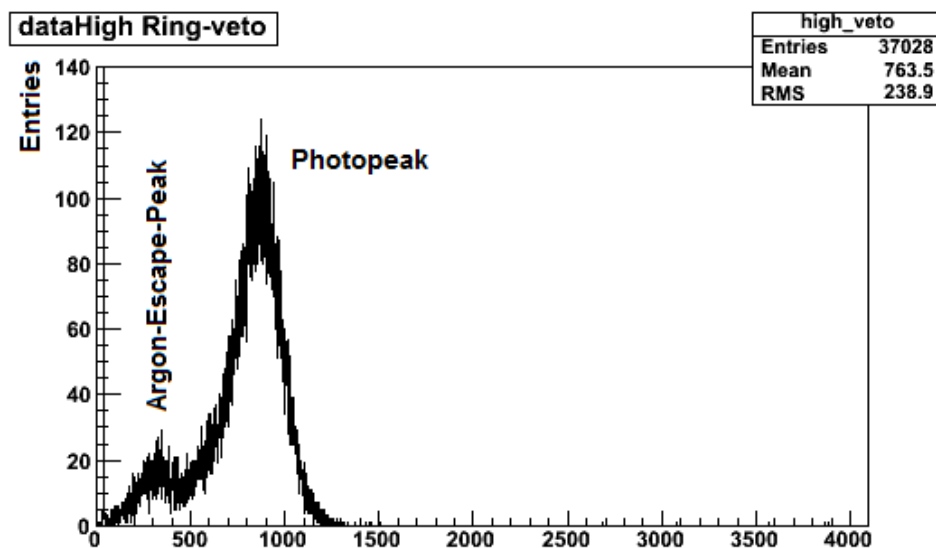


Abbildung 3.1: Gainspektrum aufgenommen mit dem QDC

3 Messungen mit dem QDC

In der Auslesesoftware wird die Ausgabe des QDC auf das Gainsignal in ein Histogramm gefüllt, sofern kein Signal auf dem Ring gemessen wird. An den Photopeak des so gewonnenen Spektrums (Abb. 3.1) wird nach Erreichen einer festgelegten Anzahl von Einträgen eine Gaußfunktion angepasst (Abb. 3.2), deren Mittelwert das QDC-Bit angibt, dem die gemessene Ladung entspricht. Um die wirkliche Ladung und damit die Gasverstärkung zu erhalten, ist deshalb eine Kalibration des QDC-Signals nötig.

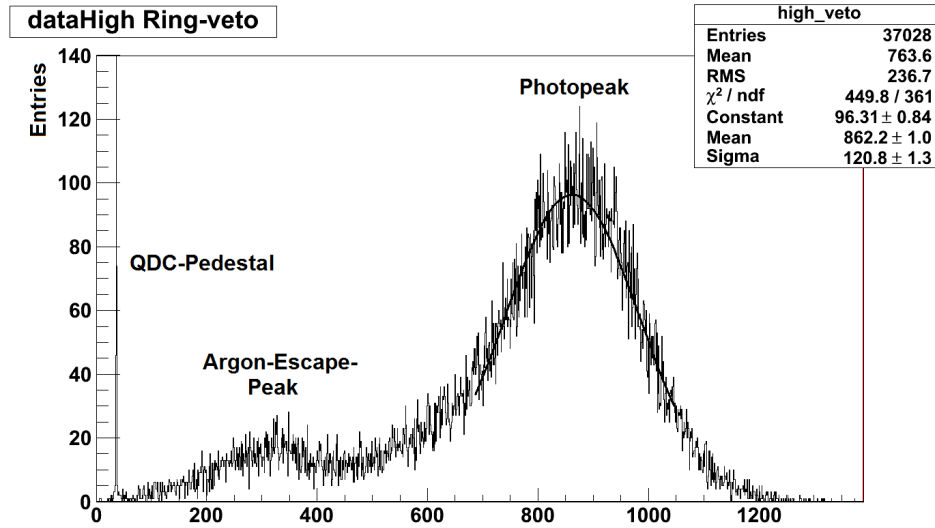


Abbildung 3.2: Gainspektrum mit Gaußfit

3.1.1 Kalibration des QDC-Signals

Die Kalibration des QDC erfolgt durch Testpulse unterschiedlicher Amplituden, die von einem Pulsgenerator erzeugt und über einen 4,7 pF-Kondensator in den Preshape32 gegeben werden. Dessen Ausgangssignal wird wie oben beschrieben mit dem QDC gemessen, während gleichzeitig mit einem digitalen Oszilloskop das Ausgangssignal des Pulsgenerators aufgezeichnet wird. Integration über dieses Pulssignal liefert die Amplitude U des Eingangssignals am Preshape32. Mit der Kapazität C des Kondensators und der Elementarladung e kann daraus die dem Puls entsprechende Ladung bzw. die Anzahl an Elektronen berechnet werden.

$$N_e = \frac{C \cdot U}{e} \quad (3.1)$$

Mit der mittleren Zahl von Primärelektronen pro Photon von $N_p \approx 224$ (2.2) ergibt sich die Gasverstärkung nach Formel 2.4. Diese wird gegen die Ausgabe der QDC-Messung aufgetragen (Abb. 3.3). Durch Anpassen einer Gerade erhält man die Kalibrationsfunktion, die in allen Auswertungen dieser Arbeit verwendet wurde.

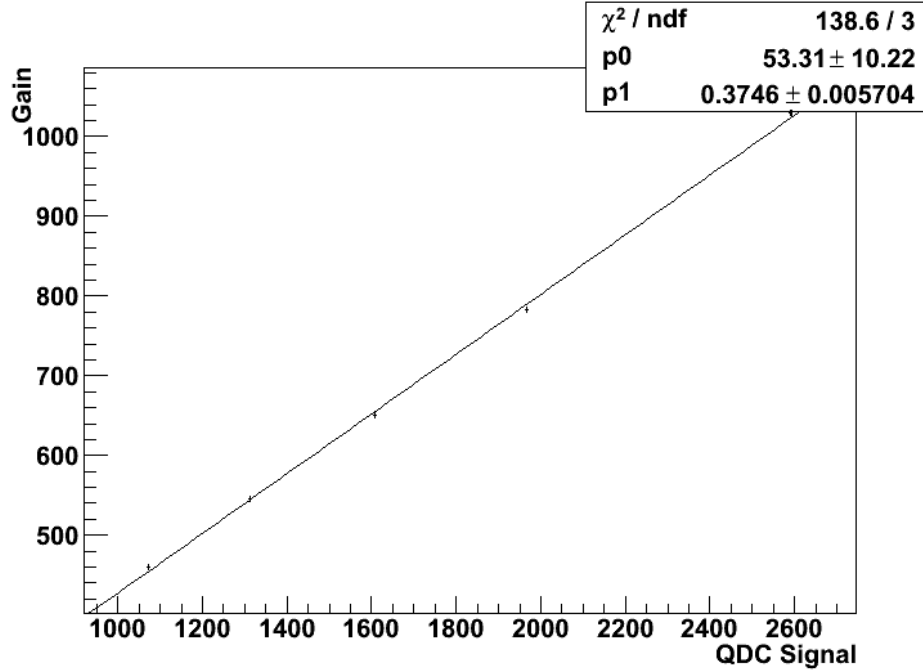


Abbildung 3.3: Geradenfit zur QDC Kalibration

3.2 Messung der transversalen Diffusion

Zur Messung der transversalen Diffusion wird die ankommende Ladung auf drei benachbarten v_d -Pads beobachtet, wenn man die ^{55}Fe -Quelle in einer der ^{90}Sr -Halterungen anbringt. Der Trigger des Gatesignals erfolgt, wenn die Summe dieser drei Signale den am Diskriminator eingestellten Schwellwert überschreitet. In der Auslesesoftware werden dann jeweils die Ladungsmengen auf zwei benachbarten Pads nach folgenden Formeln verglichen und in Histogramme eingetragen:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{R - M}{M + R} + 1 \right) \qquad \frac{1}{2} \left(\frac{M - L}{M + L} - 1 \right) \qquad (3.2)$$

M , R und L sind die Ladungen der entsprechenden Pads in Abbildung 1.3. Die Eintragung der Ladungsverteilung nach diesen Formeln ermöglicht es, direkt die Anzahl an Ereignissen abzulesen, bei denen ein bestimmter Anteil der Ladung auf dem Pad L (-1 bis 0) bzw. R (0 bis 1) ankommt. Trifft die Elektronenlawine immer nur ein einzelnes Pad, ergeben sich nur Einträge bei -1 , 0 und 1 , bei breiteren Lawinen entstehen immer mehr Einträge zwischen diesen Punkten.

In der Summe dieser Histogramme (Abb. 3.4) wird das Maximum ausgelesen. Zudem wird durch je einen quadratischen Fit, dessen Minimum bestimmt wird, das Minimum der beiden Bereiche rechts und links festgestellt, wobei die negative Hälfte den Vergleich von L und M und die positive den zwischen R und M enthält.

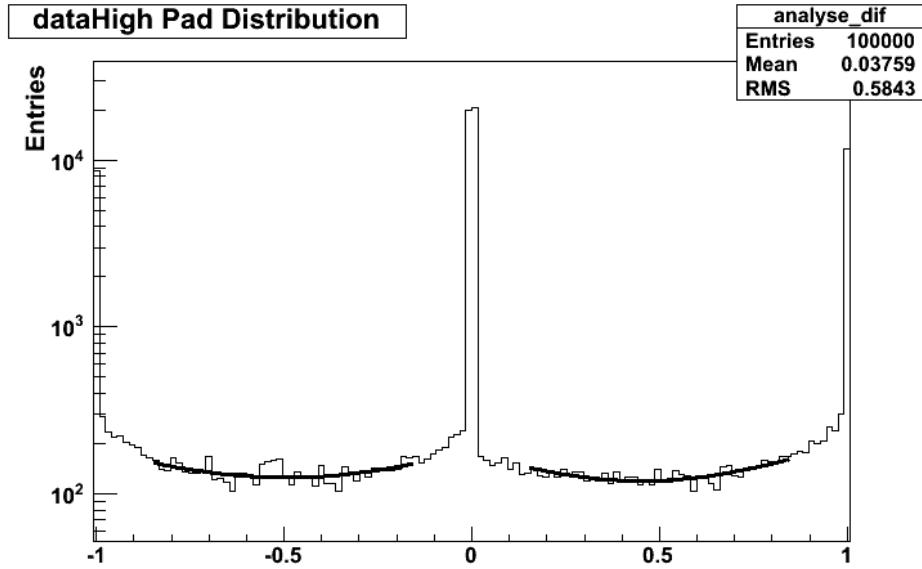


Abbildung 3.4: Histogramm mit Fits zur Bestimmung der transversalen Diffusion

Der Quotient aus Minimum und Maximum ist eine Richtgröße für die Breite der Ladungswolke. Misst man die Breite für verschiedene Abstände der Quelle zur Microegas, also in der vorderen und der hinteren ^{90}Sr -Halterung, erhält man durch Auftragen der Breite der Ladungswolke gegen den Abstand der Quelle und Anlegen einer Geraden durch die beiden Punkte eine Richtgröße für die transversale Diffusion. Zur Untersuchung der Driftfeldabhängigkeit der Diffusion reicht es allerdings, die Breite der Ladungswolke vorne und hinten in Abhängigkeit von der Feldstärke zu betrachten, sodass dieser letzte Schritt nicht angewendet wurde.

In diesem Messaufbau kann auch weiterhin die Gasverstärkung gemessen werden, indem die Summe der Ladung auf den drei verwendeten v_d -Pads aufgezeichnet wird, wenn das mittlere Pad den höchsten Ladungsanteil erhält. Ein zusätzliches Veto wie bei den Gasverstärkungsmessungen vorher (siehe 1.4 und 3.1) ist nicht nötig, da keine ^{90}Sr -Quellen eingebaut und somit kaum Störsignale vorhanden sind.

4 Feldabhängigkeit bei der Messung der Gasverstärkung

Die Gasverstärkung sollte unabhängig von der Stärke des Driftfeldes sein, da sie nur im Nachweisbereich innerhalb der Micromegas stattfindet, der durch das Mesh vom Driftbereich abgeschlossen ist. Trotzdem war in einigen Messungen der Gasverstärkung eine eindeutige Abhängigkeit der Messergebnisse von der Driftfeldstärke zu erkennen. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine genauere Messreihe zu diesem Phänomen durchgeführt.

4.1 Messungen für die verschiedenen Gase

Um einen Überblick zu erhalten und den Effekt eingrenzen zu können, wurden mit den drei verschiedenen Gasen, ILC, T2K und P5, zunächst Messungen der Gasverstärkung mit variierender Driftfeldstärke durchgeführt.

Die Messungen für T2K- und ILC-Gas zeigen beide ein lineares Abnehmen der Gasverstärkung mit steigendem Driftfeld (Abb. 4.1 bis 4.3). Die Abhängigkeit ist in ILC-Gas allerdings deutlich stärker als in T2K-Gas. So nimmt die Messung der Gasverstärkung in ILC-Gas um ca. 10 % bei 200 V/cm Driftfeldänderung ab, während die Änderung in T2K-Gas 6 % bei 220 V/cm beträgt.

Ein deutlich anderes Ergebnis liefert die Gasverstärkungsmessung mit P5-Gas, denn hier ist keine Abhängigkeit vom Driftfeld zu erkennen (Abb. 4.4). Aus diesem Grund wurden alle weiteren Messungen zur Feldabhängigkeit hauptsächlich mit ILC- und T2K-Gas durchgeführt.

Zu beachten sind die stark voneinander abweichenden Absolutwerte der Gasverstärkung zwischen den Messungen mit QDC und ADC (vgl. Abb. 4.1 und 4.2), die auf eine ungenügende Kalibration der ADC-Messung, vor allem bei den Messungen mit T2K-Gas, zurückzuführen sind (2.2). Zudem muss die Kalibration der Messungen auf eine feste Primärelektronenzahl berücksichtigt werden (2.2 und 3.1.1). Deshalb wird die Feldabhängigkeit der Gasverstärkungsmessung in Relativwerten betrachtet, um einen Vergleich zwischen den unterschiedlichen Messungen herstellen zu können.

4 Feldabhängigkeit bei der Messung der Gasverstärkung

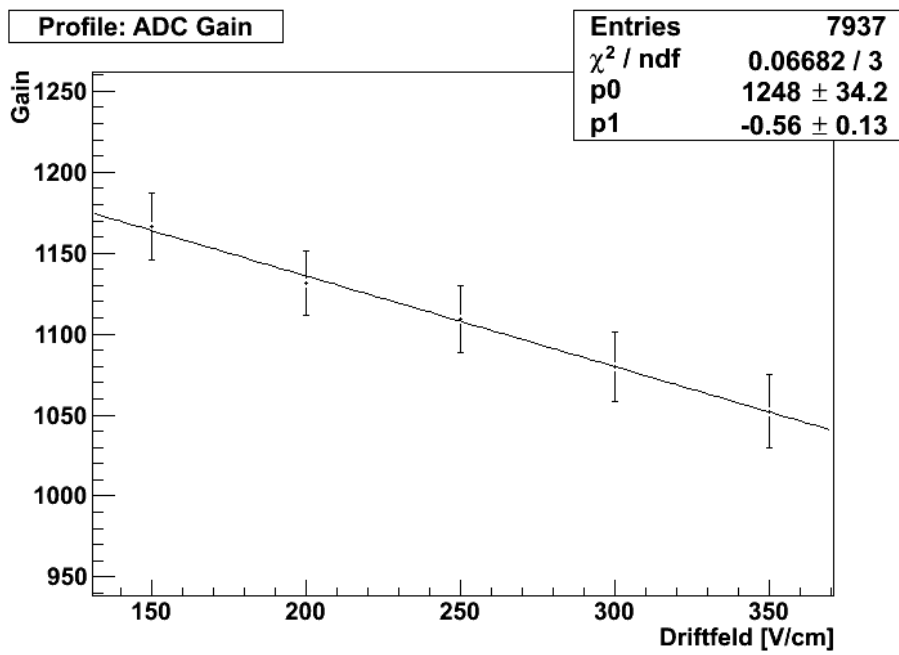


Abbildung 4.1: Profil der ADC Gaindaten zur Driftfeldabhängigkeit in ILC-Gas

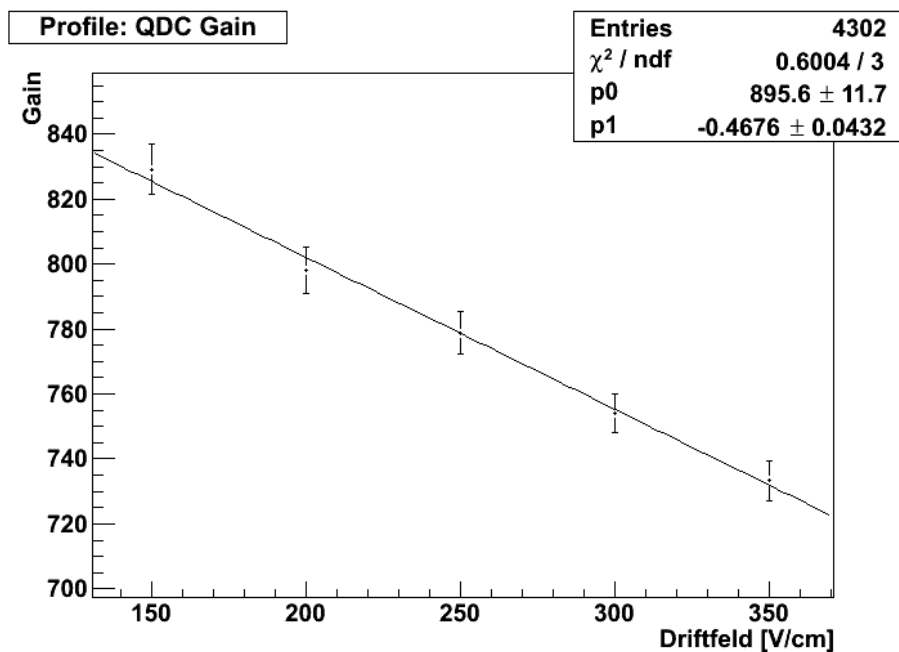


Abbildung 4.2: Profil der QDC Gaindaten zur Driftfeldabhängigkeit in ILC-Gas

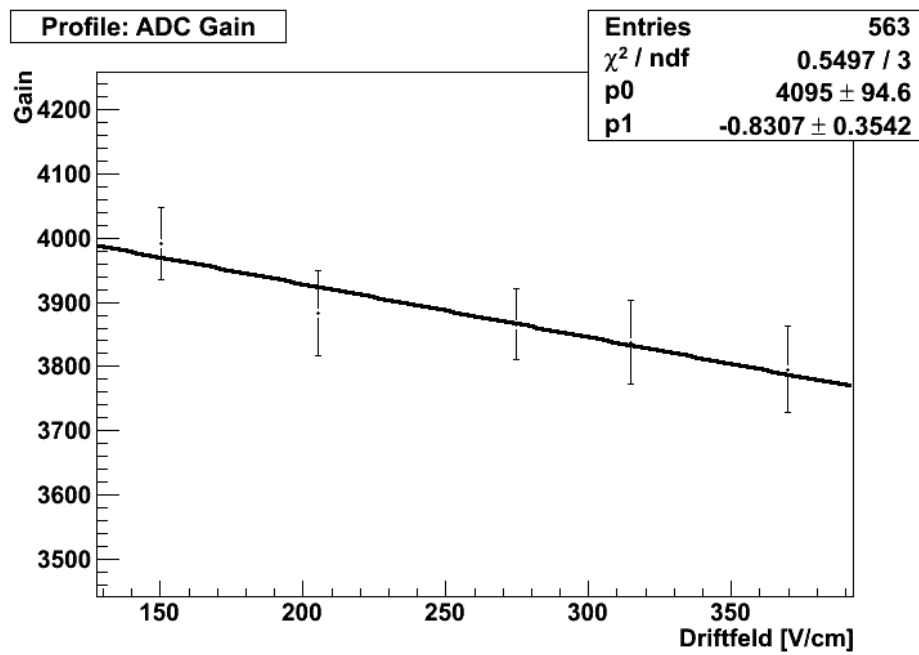


Abbildung 4.3: Profil der ADC Gaindaten zur Driftfeldabhängigkeit in T2K-Gas

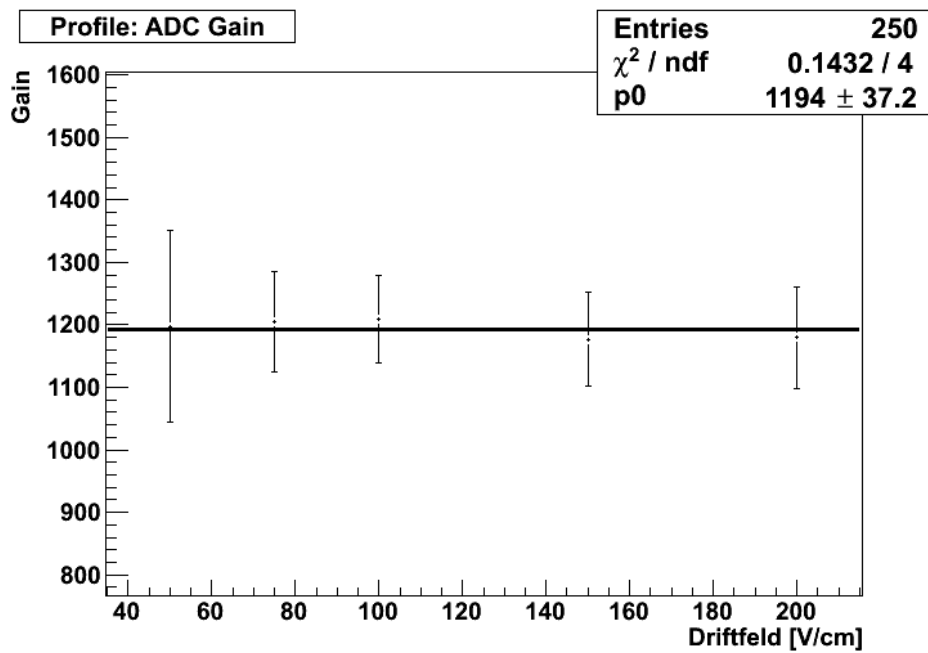


Abbildung 4.4: Profil der ADC Gaindaten in P5-Gas

4.2 Mögliche Ursachen der Feldabhängigkeit

Die bisher durchgeführten Simulationen zur Gasverstärkung berücksichtigen nicht den Driftbereich der Kammer [2, S. 24f] und können somit keine feld- und abstandsabhängigen Effekte sichtbar machen. Um zu überprüfen, ob die Feldabhängigkeit der Gasverstärkungsmessung vom Abstand der ^{55}Fe -Quelle zur Micromegas abhängt, wurden zwei Messreihen durchgeführt, bei denen die Quelle jeweils einmal in der hinteren und einmal in der vorderen ^{90}Sr -Halteung angebracht war. Dazu wurde die in Abschnitt 3.2 beschriebene Methode verwendet. Es zeigt sich im Vergleich der beiden Messreihen eine eindeutige Abstandsabhängigkeit: Während sich die Quelle in der hinteren Halteung befindet, ist wieder die oben (4.1) gezeigte Feldabhängigkeit von ca. 12 % auf 200 V/cm zu sehen. Ist die Quelle jedoch in der vorderen Halteung angebracht, beträgt die Änderung nur noch ca. 6,5 % auf 200 V/cm (Abb. 4.5 und Abb. 4.6).

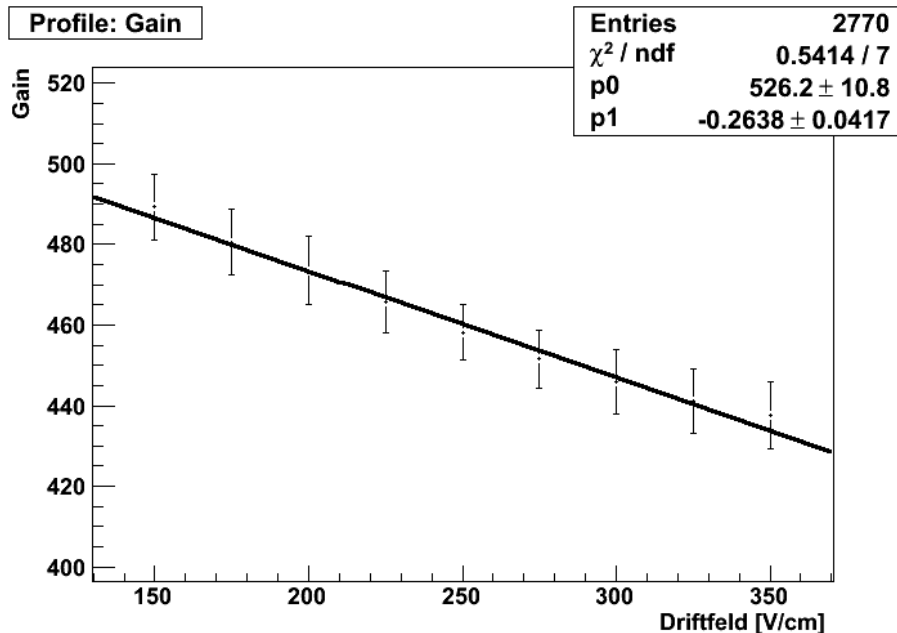


Abbildung 4.5: Feldabhängigkeit der Gasverstärkung in ILC-Gas bei großem Abstand

Eine Wiederholung der Messung für T2K-Gas zeigt eine Übereinstimmung. Bei großem Abstand der Quelle zur Micromegas ergibt sich wieder eine Feldabhängigkeit von 7 % auf 220 V/cm, während bei kleinem Abstand keine Abhängigkeit messbar ist (Abb. 4.7 und Abb. 4.8).

Aus diesem Verhalten kann man schließen, dass auf dem Weg durch die Kammer Ladung verloren geht. Da Diffusion der Primärelektronen als naheliegende Ursache erscheint, wird diese im Folgenden genauer auf ihre Feldabhängigkeit untersucht.

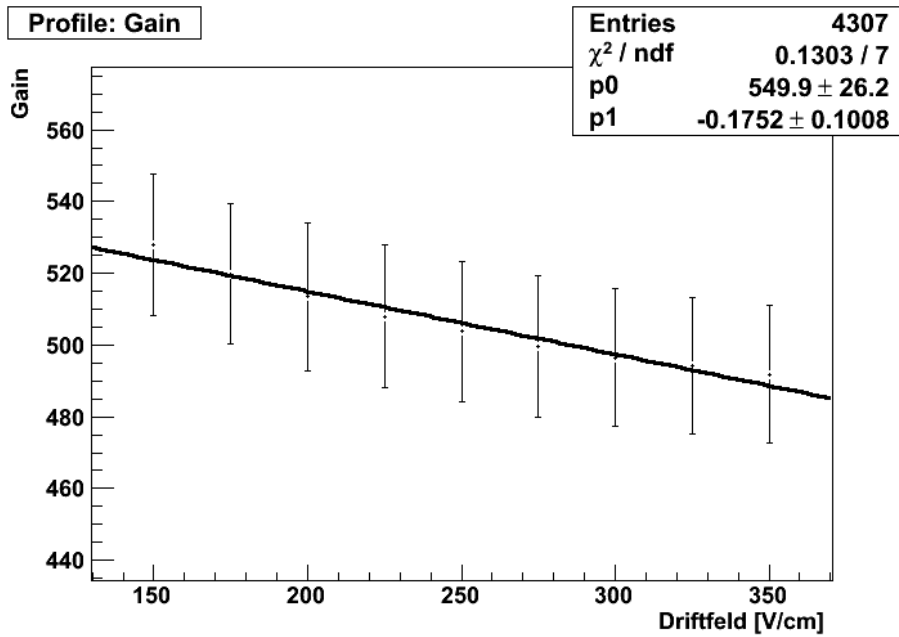


Abbildung 4.6: Feldabhängigkeit der Gasverstärkung in ILC-Gas bei kleinem Abstand

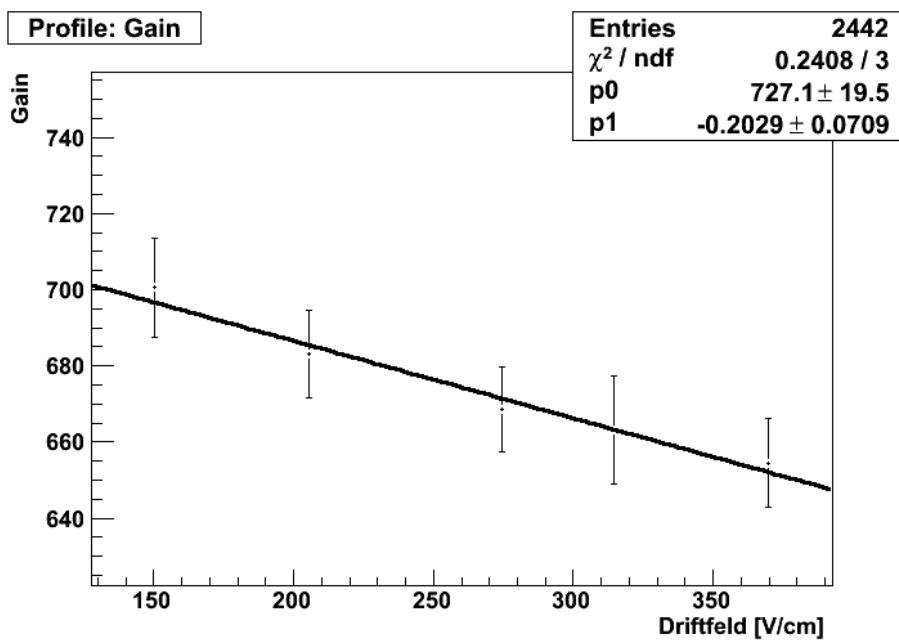


Abbildung 4.7: Feldabhängigkeit der Gasverstärkung in T2K-Gas bei großem Abstand

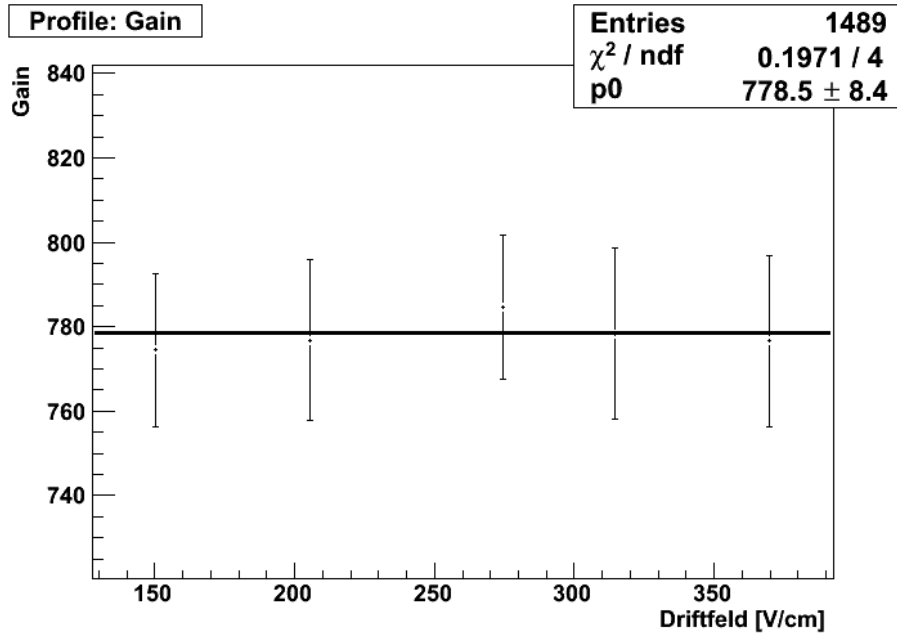


Abbildung 4.8: Gasverstärkung in T2K-Gas bei kleinem Abstand

4.2.1 Simulation der Ladungsdiffusion

Mit Hilfe von MAGBOLTZ [2, S. 21] wurden Simulationen zur transversalen und longitudinalen Diffusion der Primärelektronen in den drei verwendeten Gasen für verschiedene Driftfeldstärken erstellt. Um einen Vergleich mit dem Verhalten der Gasverstärkung zu ermöglichen, sind neben den simulierten Diffusionswerten auch Messwerte der Gasverstärkung in die Diagramme eingetragen. Alle Datensätze sind bei einer je nach Gasgemisch unterschiedlichen Feldstärke normiert (Abb. 4.9 bis 4.11).

Die transversale Diffusion zeigt in den Simulationen für P5-Gas keine Feldabhängigkeit. Nur für ILC-Gas ist ein linearer Anstieg in den Daten zu erkennen (Abb. 4.9). Dass bei T2K-Gas keine Abhängigkeit vorliegt, spricht gegen die Vermutung, dass ein Verlust von Primärelektronen durch Diffusion zu einem Ladungsverlust bei der Gasverstärkungsmessung führt. Allerdings machen es die Unsicherheiten der Simulationen schwierig, die zu erwartende Feldabhängigkeit zu erkennen, da beides in der Größenordnung von 10 % liegt.

Ganz anders verhält sich die longitudinale Diffusion. Diese nimmt in allen drei Gasen mit steigender Driftfeldstärke stark ab und weist damit eine Übereinstimmung mit dem Verhalten der Gasverstärkungsmessung in ILC- und T2K-Gas auf. Widersprüchlich ist aber, dass sich für P5-Gas das gleiche Verhalten zeigt, während die Gasverstärkung hier unabhängig von der Feldstärke ist.

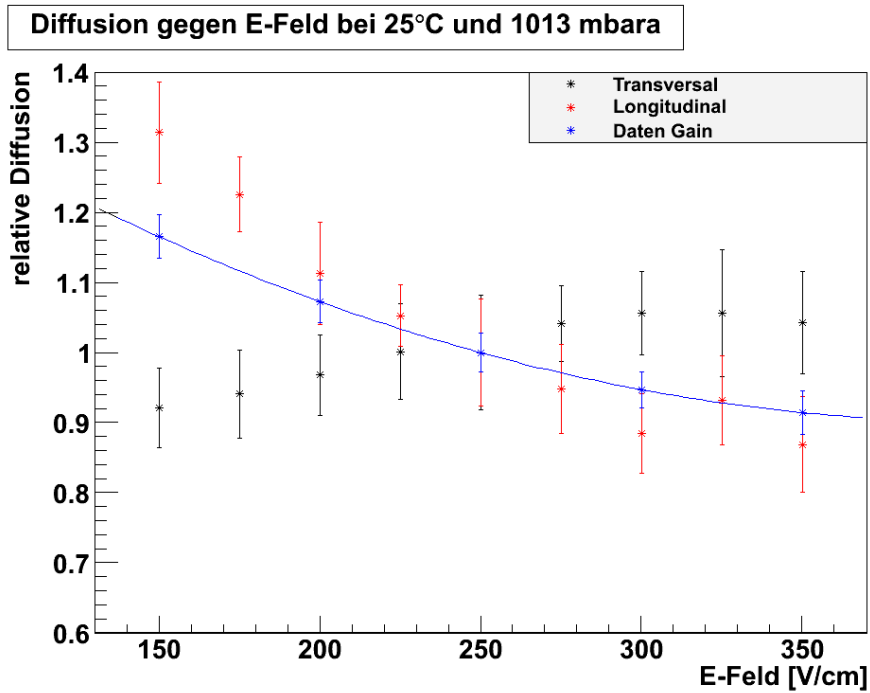


Abbildung 4.9: Simulation der Diffusion in ILC-Gas normiert bei 250 V/cm

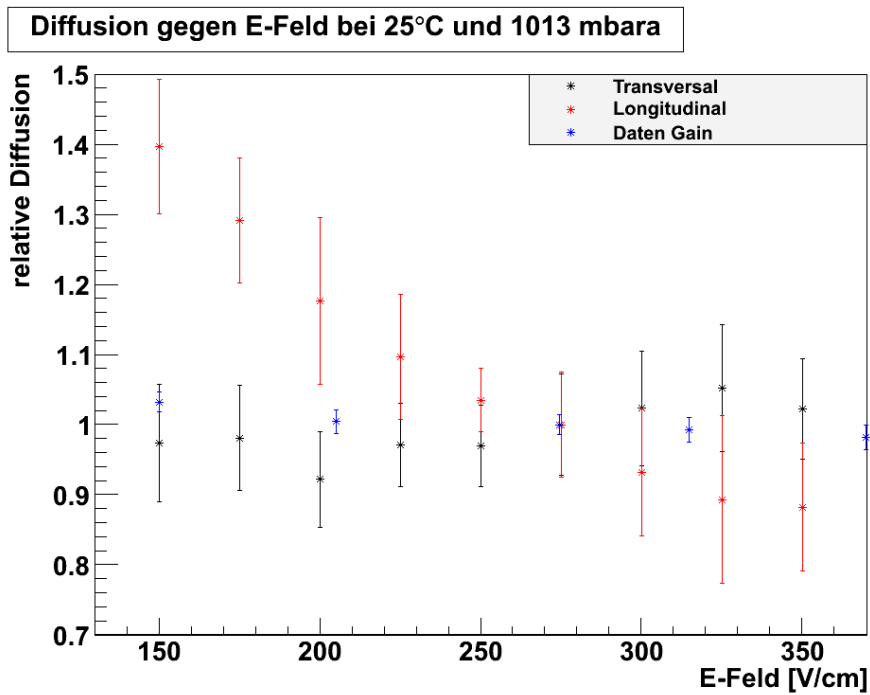


Abbildung 4.10: Simulation der Diffusion in T2K-Gas normiert bei 275 V/cm

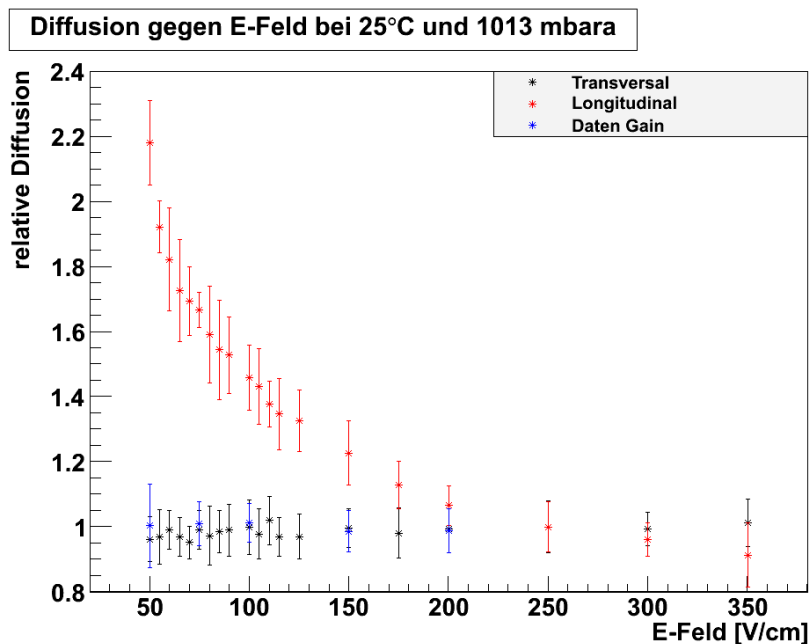


Abbildung 4.11: Simulation der Diffusion in P5-Gas normiert bei 250 V/cm

4.2.2 Einfluss der longitudinalen Diffusion

Da die longitudinale Diffusion in den Simulationen ein Verhalten zeigt, das zumindest die Feldabhängigkeit der Gasverstärkungsmessung mit ILC- und T2K-Gas erklären könnte, wurde eine genauere Untersuchung durchgeführt. Zunächst musste aber geklärt werden, wie die longitudinale Diffusion auf die Gasverstärkungsmessung einwirken kann, wenn die gesamte Ladungswolke innerhalb der Aufnahmezeiträume von ADC bzw. QDC eintrifft. Hier wurde vermutet, dass der Preshape32 je nach Anstiegszeit des Ladungspulses bei gleicher Ladung ein anderes Signal ausgibt.

Zur Überprüfung dieser Vermutung werden Testpulse mit unterschiedlichen Anstiegszeiten aber gleicher Amplitude mit einem Pulsgenerator erzeugt und über einen Kondensator an den Eingang des Preshape32 gesendet. Das Eingangssignal des Preshape32 wird mit einem Digitaloszilloskop aufgezeichnet, um daran die Anstiegszeit von 10% auf 90% Pulsamplitude zu bestimmen. Die Ausgabe des Preshape32 wird mit dem QDC gemessen und gegen die Anstiegszeiten aufgetragen (Abb. 4.12).

Schätzt man die Driftstrecke der Primärelektronen mit 10 cm ab, erhält man aus den Simulationen der longitudinalen Diffusion eine zeitliche Dehnung der Ladungswolke zwischen 7 ns und 30 ns für ILC- und T2K-Gas (Abb. 4.13 und Abb. 4.14).

Die Änderung der Anstiegszeiten durch die Diffusion liegt folglich in der gleichen Größenordnung. Ein Vergleich mit Abbildung 4.12 zeigt, dass daraus eine Änderung der Gasverstärkungsmessung um weniger als 1% resultiert. Hinzu kommt, dass die Streckung der Elektronenwolke in P5-Gas noch größer ist als bei den anderen Gasen (Abb. 4.15). Damit wird deutlich, dass die longitudinale Diffusion auf diese Weise nicht die beobachtete Feldabhängigkeit verursacht.

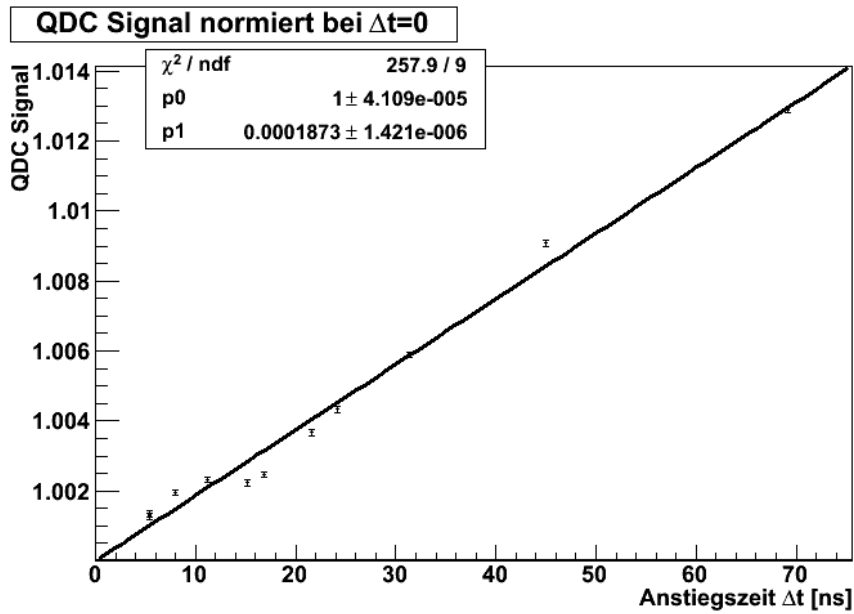


Abbildung 4.12: Abhängigkeit des Preshape32-Signals von der Anstiegszeit

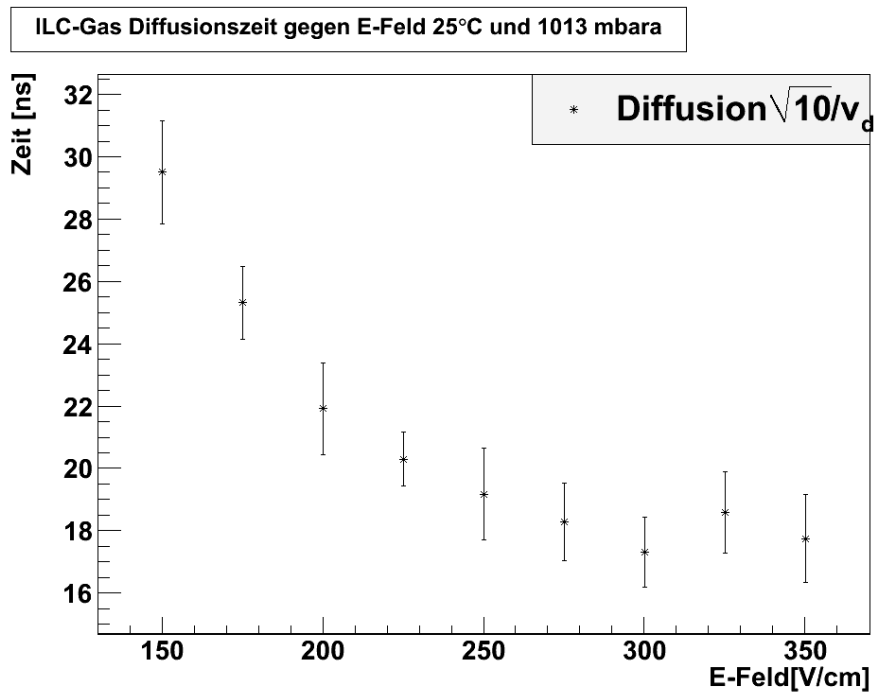


Abbildung 4.13: Zeitliche Dehnung der Elektronenwolke in ILC-Gas

4 Feldabhängigkeit bei der Messung der Gasverstärkung

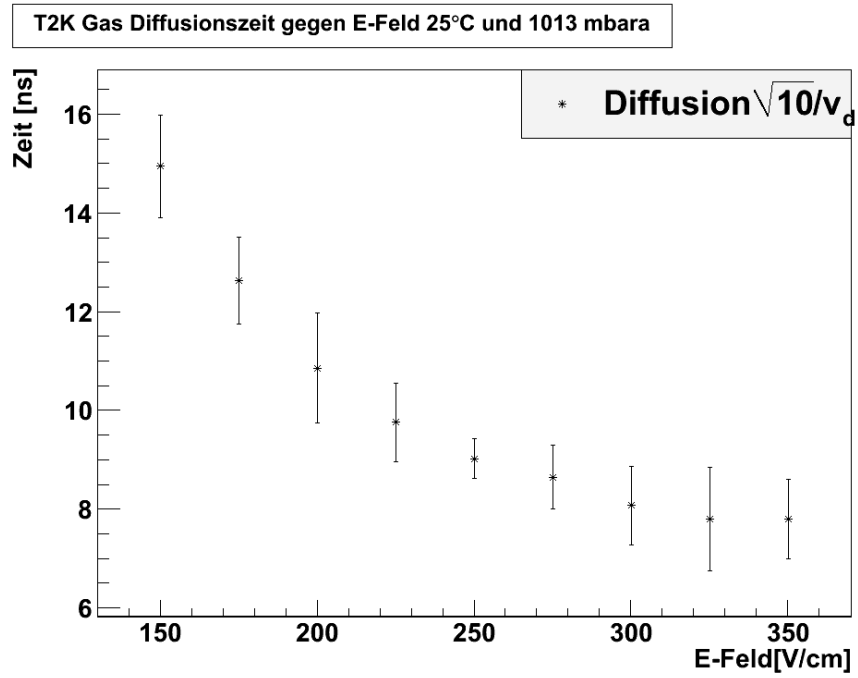


Abbildung 4.14: Zeitliche Dehnung der Elektronenwolke in T2K-Gas

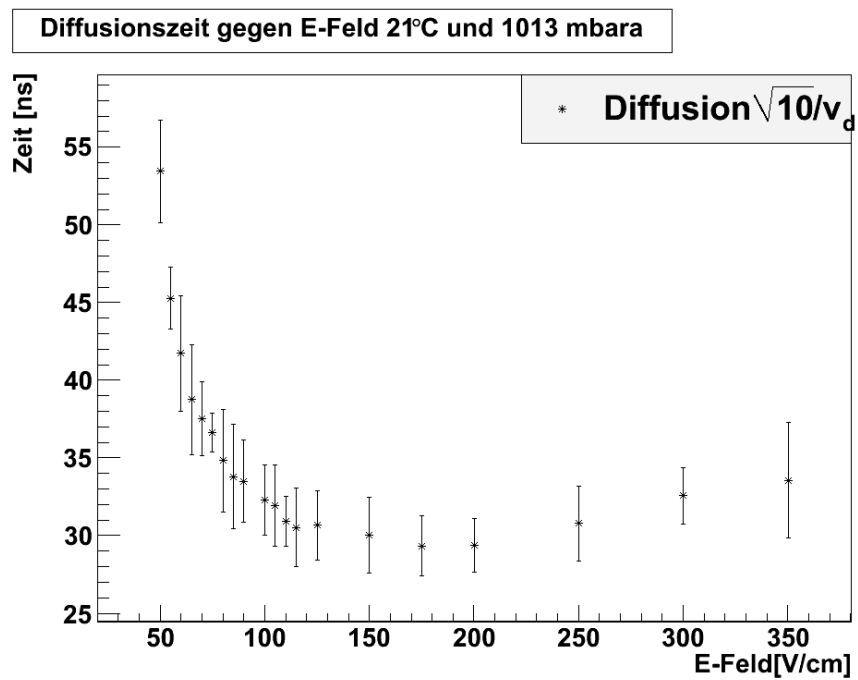


Abbildung 4.15: Zeitliche Dehnung der Elektronenwolke in P5-Gas

4.2.3 Untersuchung der transversalen Diffusion

Die Simulationen in Abschnitt 4.2.1 zeigen zwar keine eindeutige Abhängigkeit der transversalen Diffusion von der Feldstärke, aber aufgrund der großen Fehler, die eine Abhängigkeit der gesuchten Größenordnung überdecken können, wurde eine genauere Untersuchung durchgeführt. Mit dem Aufbau aus Abschnitt 3.2 wurde deshalb die Breite der Elektronenwolke für die beiden Abstände der Quelle zur Micromegas gemessen.

T2K-Gas

Die Messungen mit T2K-Gas bei großem Abstand der Quelle ergeben, dass die Breite der Elektronenwolke bei variierendem Feld im Rahmen der Streuung von 5% konstant bleibt (Abb. 4.16). Wird die Quelle in der vorderen Halterung angebracht, lässt sich eine lineare Abhängigkeit erkennen (Abb. 4.17). Da die Streuung der Messwerte hier allerdings ca. 50% des Messwertes beträgt, ist es auch möglich eine konstante Breite zu interpretieren (Abb. 4.18).

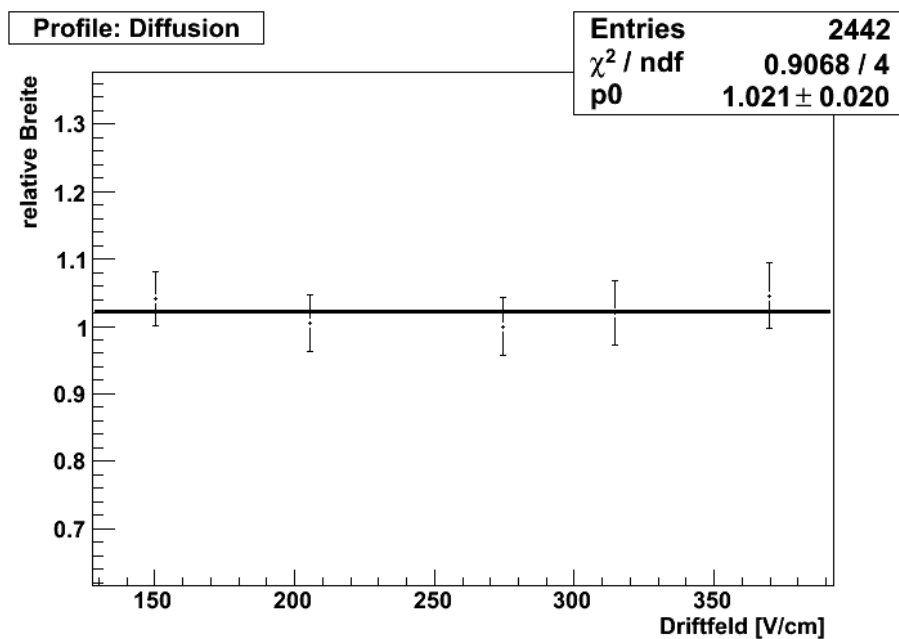


Abbildung 4.16: Breite der Elektronenwolke in T2K-Gas bei großem Quellenabstand normiert bei 275 V/cm

Um die Ursache der starken Streuung zu finden, wurden zunächst die Histogramme und die quadratischen Anpassungen zur Bestimmung des Minimums (vgl. Abb. 3.4) betrachtet. Dabei wurde deutlich, dass die Anpassungen keine sinnvollen Minima liefern (Abb. 4.19).

4 Feldabhängigkeit bei der Messung der Gasverstärkung

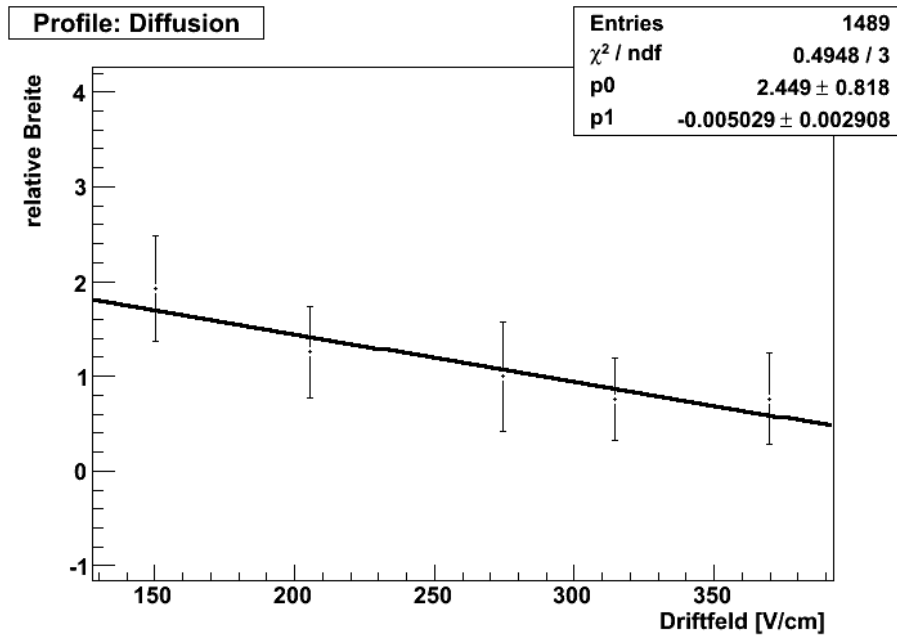


Abbildung 4.17: Breite der Elektronenwolke in T2K-Gas bei kleinem Quellenabstand mit Geradenfit normiert bei 275 V/cm

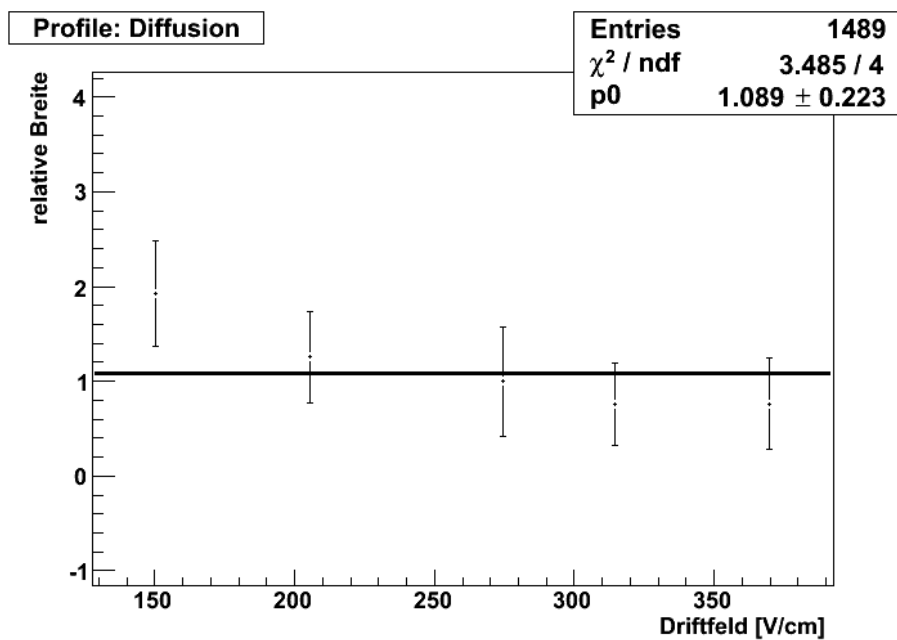


Abbildung 4.18: Breite der Elektronenwolke in T2K-Gas bei kleinem Quellenabstand mit konstantem Fit normiert bei 275 V/cm

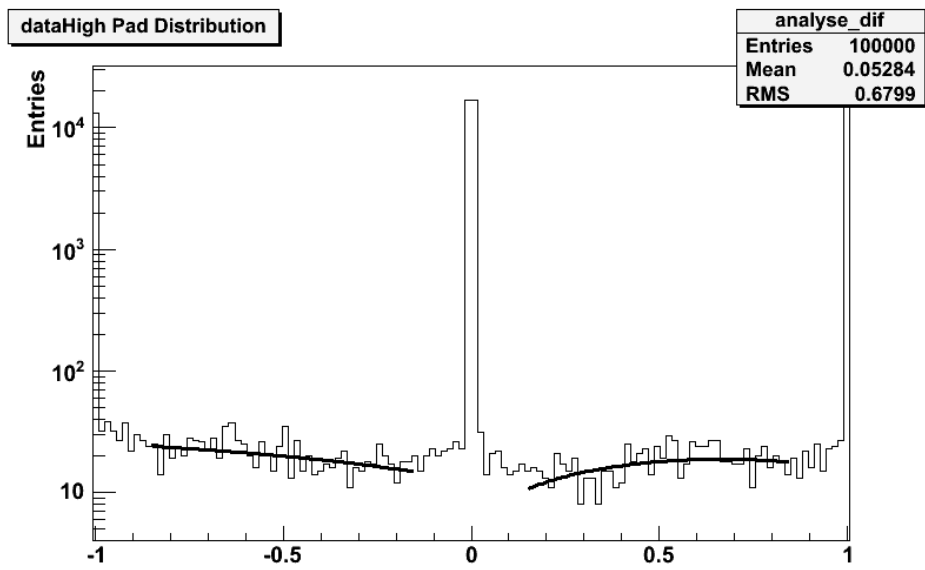


Abbildung 4.19: Ladungsverteilung mit missglückten Fits

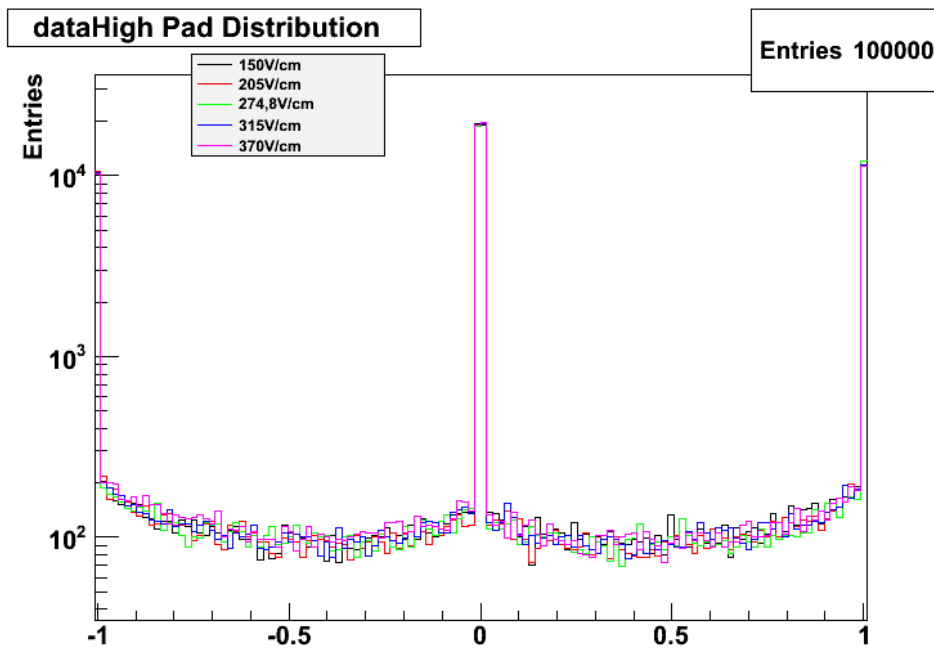


Abbildung 4.20: Vergleich der Histogramme bei großem Quellenabstand

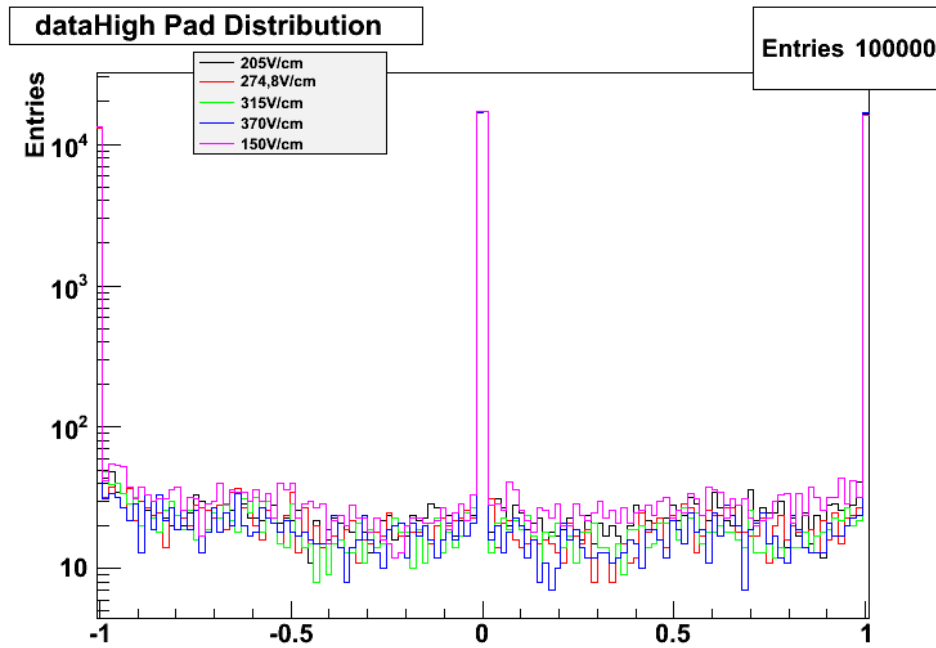


Abbildung 4.21: Vergleich der Histogramme bei kleinem Quellenabstand

Damit trotzdem eine Aussage über die Feldabhängigkeit der transversalen Diffusion gemacht werden kann, wurde für beide Quellenpositionen und alle Feldstärken zufällig jeweils ein Histogramm zum Vergleich ausgewählt. Wie zu erwarten zeigen die Verteilungen bei großem Quellenabstand für alle Feldstärken eine deutliche Übereinstimmung (Abb. 4.20). Bei den Verteilungen bei kleinem Quellenabstand (Abb. 4.21) ergibt sich jedoch der Eindruck, dass bei kleineren Feldstärken mehr Einträge zwischen den drei Maxima vorhanden sind als bei stärkerem Feld. Das würde bedeuten, dass die Breite der Elektronenwolke bei kleiner Driftstrecke mit steigender Feldstärke kleiner wird und damit die transversale Diffusion in T2K-Gas mit der Feldstärke wächst.

ILC-Gas

Wird die Messung mit ILC-Gas wiederholt, zeigt sich ein deutlicheres Ergebnis. Die Breite der Ladungswolke steigt bei großem Abstand der Quelle zur Micromegas um 16% bei einer Driftfelderhöhung von 200 V/cm (Abb. 4.22). Beim kleineren Abstand lässt sich keine Abhängigkeit von der Feldstärke feststellen, die Breite der Elektronenwolke ist im Rahmen der Streuung von 10% konstant (Abb. 4.23). Dieses Ergebnis zeigt, dass die transversale Diffusion in ILC-Gas mit steigender Driftfeldstärke zunimmt.

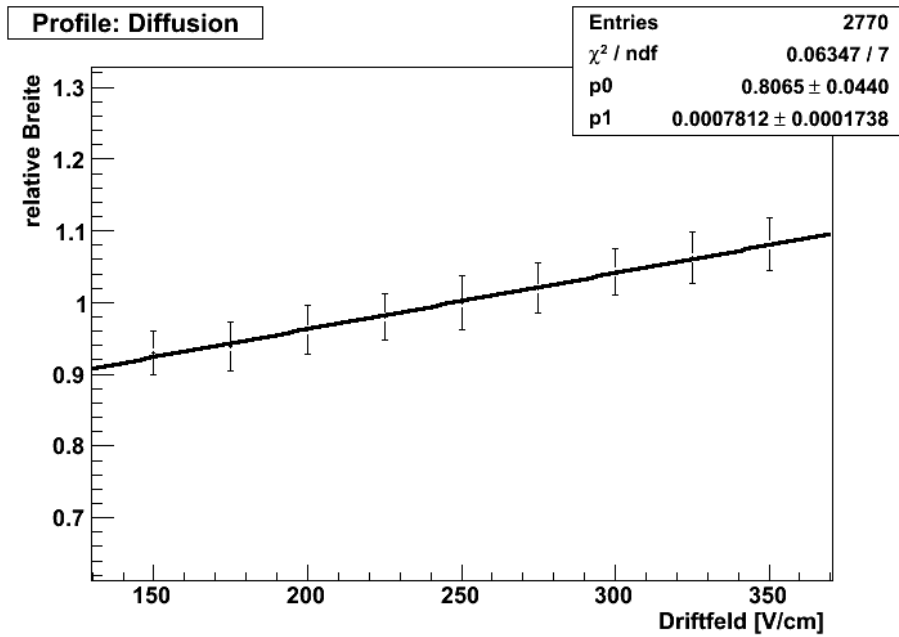


Abbildung 4.22: Breite der Elektronenwolke in ILC-Gas bei großem Quellenabstand normiert bei 250 V/cm

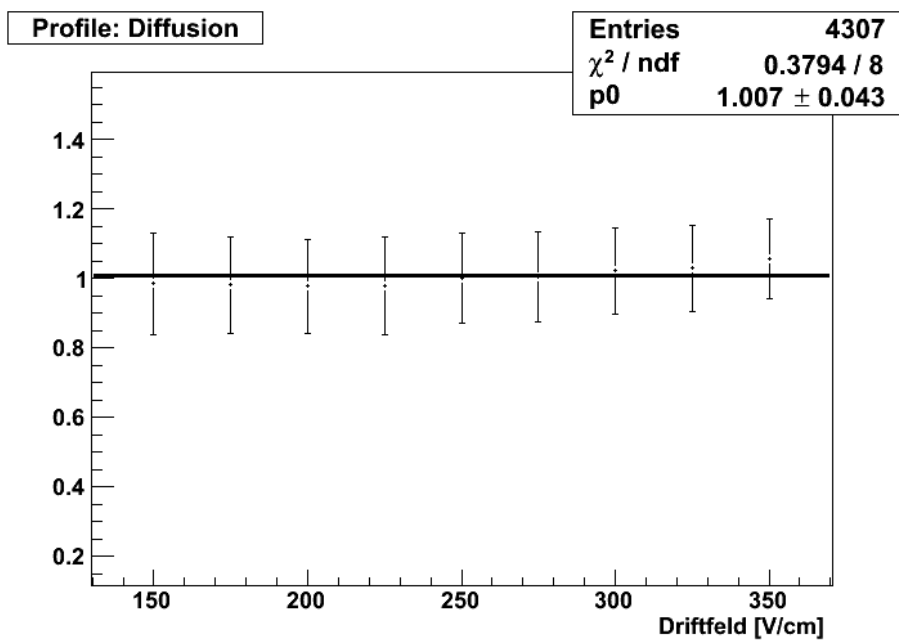


Abbildung 4.23: Breite der Elektronenwolke in ILC-Gas bei kleinem Quellenabstand normiert bei 250 V/cm

4.2.4 Zusammenfassung

Die Ursache für die Abhängigkeit der Gasverstärkungsmessung von der Stärke des Driftfeldes konnte nicht abschließend identifiziert werden. Allerdings wurde gezeigt, dass die longitudinale Diffusion der Primärelektronen wahrscheinlich keinen Einfluss auf die Messung hat. Die transversale Diffusion könnte zumindest in ILC-Gas einen Teil der Feldabhängigkeit verursachen, während für T2K-Gas mit den verwendeten Messverfahren dazu keine eindeutige Aussage getroffen werden kann.

Literaturverzeichnis

- [1] Jochen Steinmann. Inbetriebnahme der Monitorkammern für die TPC des T2K-Experiments. Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH-Aachen, 2010.
- [2] Teja Wrobel. Systematische Messungen der Driftgeschwindigkeit und der Gasverstärkung mithilfe einer Gasmonitorkammer für das T2K-Experiment. Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTH-Aachen, 2011.
- [3] Dennis Terhorst. Entwicklung einer Monitorkammer zur Überwachung des Driftkammergases der T2K-TPC. Diplomarbeit, III. Physikalisches Institut B, RWTHAachen, 2009.
- [4] Oliver Pooth. Experimentalphysik V - Einführung in die Teilchen- und Astroteilchenphysik. Vorlesung, RWTH-Aachen, 2011.
- [5] CAEN Mod. V965/V965A, Handbuch. <http://www.caen.it>.
- [6] particle data group. *Particle Physics Booklet*. IOP, 2010.

Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Aachen, 30. August 2011

Paul Malek