

Entwicklung einer Zeitprojektionskammer

Master-Arbeit
zur Erlangung des akademischen
Grades
Master of Science
(M.Sc.)

dem Fachbereich Physik der
Universität Siegen

vorgelegt von
Michael Scharun

September 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
I	Elementarteilchen- und Beschleunigerphysik	7
2	Elementarteilchenphysik	9
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	9
2.1.1	Der Higgsmechanismus	10
2.2	Jenseits des Standardmodells	11
2.2.1	Probleme des Standardmodells	11
2.2.2	Mögliche Theorien außerhalb des Standardmodells	13
3	Beschleunigerphysik	15
3.1	Vergleich von Leptonen- und Hadronenbeschleunigern	15
3.2	Vergleich von Ring- und Linearbeschleunigern	16
4	Der International Linear Collider ILC	19
4.1	Grundlegende Fakten	19
4.1.1	Paketstruktur	21
4.2	Detektorkonzepte	21
4.3	Physik mit dem ILC	23
II	Die Physik einer Zeitprojektionskammer	27
5	Grundlegender Aufbau einer TPC	29
6	Physik des Zählgases	31
6.1	Ionisation durch geladene Teilchen	31
6.2	Elektronendrift durch den Detektor	33
6.3	Diffusion	36
6.3.1	Dichte der Elektronenwolke und Diffusionskoeffizienten	38
6.3.2	Einfluss angelegter Felder	38
6.4	Gasverstärkung	39
7	Erzeugung von Spuren mit Hilfe eines UV-Lasers	42
7.1	Eigenschaften von mit UV-Lasern erzeugten Spuren	42

7.2	Ionisation des Zählgases durch einen UV-Laser	43
7.3	Doppelphotonabsorption	43
7.3.1	Absorption von mehr als zwei Photonen	45
7.4	Ionisation von Verunreinigungen im Zählgas	45
7.4.1	Reinigung des Zählgases	45
7.4.2	Ausgasen der Detektoraußenwand	47
7.5	Zusammenfassung der Resultate	49
III Messaufbau		51
8	Grundlegender Messaufbau	53
8.1	Die TPC in Siegen	53
8.2	Der UV-Laser	56
8.3	Der Gasmonitor	57
8.4	Aufbau der Messapparatur	58
8.4.1	Typische Pulsform	59
9	Die Zeitbestimmung	62
9.1	Anmerkungen zur Auswertung der TDC-Daten	63
9.1.1	Kalibrationsmessung	65
10	Die Bestimmung der deponierten Ladung	67
10.1	Vor- und Nachteile des verwendeten ADCs	67
10.2	Kalibration des ADC	70
10.2.1	Kalibrationsmessung	71
10.3	Skalierbarkeit des ADC	73
10.4	Weitere Bemerkungen	74
IV Messungen		75
11	Motivation der Messungen	77
12	Driftgeschwindigkeitsmessungen	78
12.1	Einfluss von Gasparametern auf die Driftgeschwindigkeit	78
12.1.1	Auswirkung von Druckänderungen	78
12.1.2	Einfluss der Temperatur	79
12.1.3	Auswirkung durch Verunreinigungen des Zählgases durch Luft	80
12.1.4	Zusammenfassung	81
12.2	Zeitliche Veränderung der Driftzeit	83
12.3	Gemessene Driftgeschwindigkeiten	84
12.4	Zusammenfassung	86
13	Pulshöhenmessungen	88

13.1 Messungen mit verschiedenen GEM-Spannungen	88
13.1.1 Ergebnisse mit Hilfe des Oszilloskops	88
13.1.2 ADC-Resultate	89
13.2 Messung mit einer β -Quelle	90
13.3 Zusammenfassung	95
14 Fazit und Ausblick	97
V Anhang	99
A TDC-Daten-Plots	100
B Datenblätter	103
C Genutzte Konventionen	108
Abbildungsverzeichnis	110
Literaturverzeichnis	111
D Danksagung	113
E Eidesstattliche Erklärung	115

1 Einleitung

Das Ziel jeder Naturwissenschaft ist es, die Vorgänge in der Natur zu untersuchen und die Gesetzmäßigkeiten und Mechanismen, die diesen zu Grunde liegen zu verstehen. Der Ansatz der Hochenergie- und Teilchenphysik liegt darin, die Charakteristik der Elementarteilchen zu studieren, aus denen sich die Materie, die uns umgibt, zusammensetzt und die fundamentalen Wechselwirkungen zwischen diesen zu beschreiben. Die präzise Beschreibung der fundamentalen Kräfte und Teilchen ist von nicht zu unterschätzender Wichtigkeit, da dies der Grundstein für das Verständnis der Natur von quantenmechanischen Vorgängen bis hin zur Bewegung von Galaxien ist.

Die Instrumente der Hochenergiephysik sind Teilchenbeschleuniger, welche die zu untersuchenden Proben liefern und Teilchendetektoren, mit deren Hilfe die Messungen durchgeführt werden. Dies sind präzise, aber auch extrem spezialisierte Maschinen, welche entwickelt und abgestimmt werden, um spezifische physikalische Fragestellungen zu beantworten. Daher ist es nötig, immer neue Konzepte für Beschleuniger und Detektoren zu entwickeln. Beschleuniger können sich in der Form, den genutzten Teilchen oder der untersuchten Energieskala unterscheiden. Typischerweise vergehen zwischen dem ersten Konzept und der Beendigung des Baus 15 Jahre, worauf etwa 10 Jahre Datennahme folgen. Datennahme mit dem aktuellen Beschleuniger und Entwicklung des Nachfolgers müssen daher parallel verlaufen.

Der Beschleuniger mit der aktuell höchsten Schwerpunktsenergie ist der Large Hadron Collider (LHC) in Genf. Ein allgemein anerkannter Konsens lautet, dass der nächste Großbeschleuniger ein Elektron-Positron-Linearbeschleuniger für Präzisionsmessungen sein wird. Dafür werden im Moment verschiedene Konzepte untersucht und mit Hilfe von Prototypen Erfahrungen gesammelt. Eines dieser Konzepte ist der International Linear Collider (ILC). Für diesen müssen neue Beschleunigungsmechanismen und neue Detektoren entwickelt werden, da seine Anforderungen denen des LHC wenig gleichen.

Eine Zeit-Projektions-Kammer weist hervorragende Eigenschaften in der Impulsauflösung bei extrem wenig Material auf. Die geringe Materialdichte unterscheidet sie von Halbleiterdetektoren, wie sie als Spurdetektor im LHC zum Einsatz kommen. Das Detektorkonzept des ILC benötigt eine sehr gute Impulsauflösung. Gleichzeitig sollen die Teilchen vor dem Kalorimeter nicht inelastisch gestreut werden, sodass es essentiell ist, die Materialmenge vor dem Kalorimeter zu minimieren. Eine Zeit-Projektions-Kammer eignet sich daher hervorragend als Spurdetektor für den Detektor des ILC.

An der Universität Siegen existiert ein Prototyp einer solchen Zeit-Projektions-Kammer. Diese wird genutzt, um Erfahrungen zu sammeln und Betriebsparameter zu effektivieren. Es wird ein UV-Laser installiert, der es möglich macht, gezielt Spuren zu erzeugen.

Weiterhin wird ein erstes Auslesesystem aufgebaut. Mit diesen Randbedingungen ist es möglich, erste Messungen durchzuführen und den Detektor besser zu verstehen.

In dieser Arbeit wird vornehmlich die Funktionalität und Machbarkeit untersucht. Themen hierbei sind die Spurerzeugung mit Hilfe des UV-Lasers, sowie Pulshöhen- und Driftzeitmessungen. Gleichzeitig werden ideale Werte für die Driftfeldstärke und die Gasverstärkung gesucht. Diese müssen auf das entsprechende Zählgas abgestimmt werden und müssen vor weiteren Analysen festgelegt werden.

Teil I

Elementarteilchen- und Beschleunigerphysik

Teilinhalte

2	Elementarteilchenphysik	9
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	9
2.1.1	Der Higgsmechanismus	10
2.2	Jenseits des Standardmodells	11
2.2.1	Probleme des Standardmodells	11
2.2.2	Mögliche Theorien außerhalb des Standardmodells	13
3	Beschleunigerphysik	15
3.1	Vergleich von Leptonen- und Hadronenbeschleunigern	15
3.2	Vergleich von Ring- und Linearbeschleunigern	16
4	Der International Linear Collider ILC	19
4.1	Grundlegende Fakten	19
4.1.1	Paketstruktur	21
4.2	Detektorkonzepte	21
4.3	Physik mit dem ILC	23

2 Elementarteilchenphysik

Das gesamte bisherige Wissen über Elementarteilchen ist in einem Modell, dem Standardmodell (SM), zusammengefasst. Es wurde im Verlauf des 20. Jahrhunderts auf der Grundlage von Daten aus Beschleuniger- und Astroteilchenphysikexperimenten entwickelt. Mittlerweile hat man das SM vielen experimentellen Überprüfungen unterzogen, denen es erfolgreich standhielt.

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

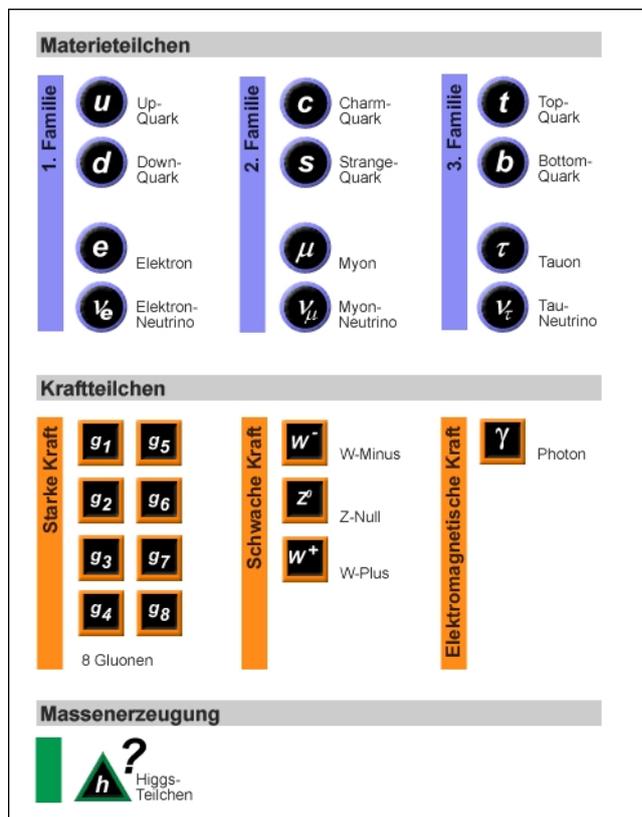


Abbildung 2.1: Standardmodell der Teilchenphysik [WdP10]

Der Aufbau der Materie sowie die Wechselwirkung der elementaren Teilchen kann durch eine quantenmechanische Feldtheorie beschrieben werden¹. Diese Theorie baut das Standardmodell der Teilchenphysik auf. Elementar bedeutet in diesem Zusammenhang unteilbar und fundamental.

Das SM beinhaltet zwei Arten von Teilchen, welche durch ihren Spin unterschieden werden. Dies sind Fermionen mit halbzahligem Spin und Eichbosonen, deren Spin ganzzahlig ist. Fermionen bauen die bekannte Materie auf, während Bosonen die Wechselwirkung der Teilchen untereinander vermitteln. Es existieren vier fundamentale Kräfte, von denen allerdings nur drei mit dem SM beschrieben werden. Diese sind die starke, die elektromagnetische sowie die schwache Wechselwirkung. Bisher fehlt eine Theorie, welche die Gravitation in das SM einbindet². Fermionen werden nochmals in Leptonen und Quarks unterteilt.

¹Beschreibungen des Standardmodells und des Higgsmechanismus finden sich in einschlägiger Literatur wie [Hal84] oder [Gri96].

²Dies ist eine große Schwäche des SM, auf diese und weitere wird in Abschnitt 2.2 noch eingegangen.

Die elektrische Ladung der geladenen Leptonen beträgt $-e$, die der Neutrinos 0. Quarks tragen eine elektrische Ladung von $+2/3e$ oder $-1/3e$. Quarks weisen neben der elektrischen noch eine zusätzliche Ladung, die Farbladung, auf.

Fermionen werden in drei Familien eingeteilt. Die Masse der Teilchen steigt mit steigender Familie an.

Die starke Kraft wird von acht masselosen Gluonen übertragen, welche an die Farbladung der Teilchen koppeln, sodass nur Quarks und die Gluonen selbst an dieser Wechselwirkung teilnehmen. Das Photon, das über die elektrische Ladung wechselwirkt, weist ebenfalls keine Masse auf und ist der Überträger der elektromagnetischen Kraft. Im Gegensatz dazu sind die beiden Austauscheteilchen der schwachen Kraft, das W - und das Z -Boson mit Massen von 80 GeV bzw. 92 GeV behaftet. Die beiden W -Bosonen sind die einzigen geladenen Eichbosonen.

Das letzte verbleibende Boson ist das Higgs-Boson, welches für die stark unterschiedlichen Massen der Teilchen verantwortlich ist. Dieses wurde bisher nur theoretisch vorhergesagt und konnte noch nicht experimentell nachgewiesen werden, sodass dessen Eigenschaften wie die Masse noch unbekannt sind. Auf den Higgsmechanismus wird in späteren Abschnitten noch eingegangen.

In Abbildung 2.1 sind die beschriebenen Teilchen sowie deren Aufteilung nochmals graphisch dargestellt.

Zu jedem beschriebenen Teilchen existiert noch ein weiteres Teilchen, sein Antiteilchen. Diese weisen die umgekehrte Ladung aber dieselbe Masse und denselben Spin auf. Sie werden entweder durch einen Balken oder durch Angabe ihrer Ladung dargestellt. Dies gilt auch für zusammengesetzte Teilchen, sodass z.B. ein Proton aus udd Quarks mit p und ein Antiproton mit $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ Quarks durch ein \bar{p} dargestellt werden. Bei Photon und Z -Boson sind Teilchen und Antiteilchen identisch.

2.1.1 Der Higgsmechanismus

Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen müssen lokal sein, d.h. nur Änderungen in der Nähe der Wechselwirkung dürfen für diese eine Rolle spielen. Dadurch lassen sich Wechselwirkungen mit einem Teilchenaustausch erklären. Um diese Eigenschaft zu gewährleisten, muss die Theorie des Standardmodells lokal eichinvariant sein. Es muss also möglich sein, eine ortsabhängige Phase an die Wellenfunktion anzufügen (s. Gl. 2.1), ohne das Resultat zu verändern.

$$\psi' = \psi \times \exp(-i\lambda(x)) \quad (2.1)$$

Durch die Forderung der lokalen Eichinvarianz der Lagrangefunktionen lassen sich die drei fundamentalen Kräfte samt Ihrer Austauscheteilchen herleiten. Beschrieben wird dies durch eine Quantenfeldtheorie der Form

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (2.2)$$

Die dabei auftretenden Terme $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$ sind mathematische Eichgruppen. Die $SU(3)_C$ beschreibt die starke Wechselwirkung (Quantenchromodynamik, QCD).

Ihr Generator ist die starke Farbladung. $SU(2)_L \times U(1)_Y$ stellt die Vereinheitlichung von schwacher und elektromagnetischer Kraft zur elektroschwachen Kraft dar. Der Generator der $SU(2)$ ist der schwache Isospin und der der $U(1)$ die schwache Hyperladung.

Um diese Charakterisierung zu ermöglichen, müssen alle expliziten Massenterme in der Lagrangefunktion null gesetzt werden, sodass Eichbosonen und Fermionen keine Masse aufweisen. Um den Elementarteilchen ihre Massen zurückzugeben, wird ein weiteres, skalares Feld, das sogenannte Higgsfeld Φ , eingeführt. Die Teilchen erhalten ihre Massen durch die Wechselwirkung mit diesem Feld.

Das Feld Φ ist im einfachsten Fall ein skalares, komplexes Isospin-Dublett. Es weist vier zusätzliche Freiheitsgrade auf. Das Higgspotential hat die Form:

$$V(x) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2. \quad (2.3)$$

Aufgrund der Randbedingungen³ ergibt sich $\lambda > 0$. Wird $\mu^2 < 0$ gewählt, so ist das Potential symmetrisch um den Ursprung, das Minimum des Potentials liegt aber nicht am Ursprung. Jeder Grundzustand bricht somit diese Symmetrie. Solch ein Verhalten wird spontane Symmetriebrechung genannt.

Drei der vier Freiheitsgrade beschreiben die nun existente, longitudinale Polarisation der drei massiven Eichbosonen⁴. Der vierte freie Parameter wird durch die Higgsmasse festgelegt.

2.2 Jenseits des Standardmodells

Das SM kann, obwohl es das erfolgreichste existierende Modell ist, noch nicht alle Phänomene der Teilchenphysik erklären. Um diese Lücken zu schließen, bedarf das Standardmodell einiger Erweiterungen⁵. Einige davon sollen im Folgenden beschrieben werden. In Sektion 4.3 wird erläutert, inwieweit der ILC⁶ bei der Aufklärung der Fragen helfen kann.

2.2.1 Probleme des Standardmodells

Der Aufbau einer Galaxie ähnelt dem eines Sonnensystems. Der Großteil der Masse befindet sich in Form eines schwarzen Loches im Zentrum, während leichte Körper - in diesem Fall Sterne - um dieses Zentrum kreisen. Laut drittem Keplerschen Gesetz sollte die Umlaufgeschwindigkeit der Sterne für große Abstände abnehmen (untere Kurve in Abb. 2.2), Experimente zeigen allerdings, dass die Geschwindigkeit einen nahezu konstanten Wert annimmt (obere Kurve in Abb. 2.2).

In den 30er Jahren des 20. Jahrhunderts wurden einige weitere astronomische Beobachtungen gemacht, die allein mit der sichtbaren Materie nicht zu erklären sind. So müsste die Masse der Milchstraße erheblich größer sein, um die Dicke ihrer Scheibe zu erklären.

³Die Stabilität des Potentials muss gewährleistet bleiben.

⁴Masselose Bosonen können nur transversal polarisiert werden.

⁵Physik jenseits des Standardmodells wird in einschlägiger Literatur wie [Gri96] oder [Hal84] beschrieben.

⁶International Linear Collider, siehe Kapitel 4

Es existieren einige astronomische Gebilde, wie zum Beispiel bestimmte Galaxienhaufen, deren Konstituenten sich so schnell um das jeweilige Zentrum bewegen, dass die sichtbare Masse nicht ausreicht, um sie durch Gravitation zu binden.

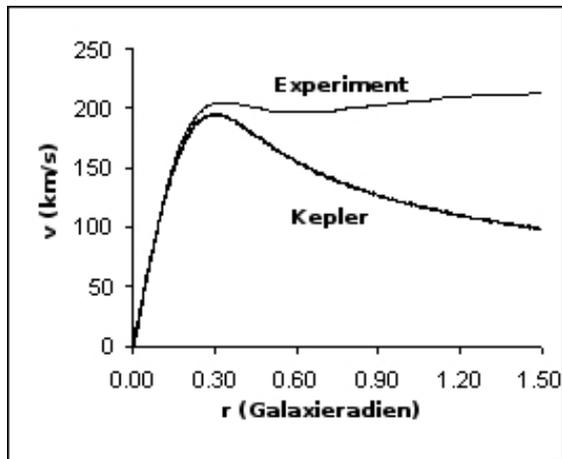


Abbildung 2.2: Rotationsgeschwindigkeit in Theorie (untere Kurve) und Experiment (obere Kurve) [HSF10]

Aus all diesen Erkenntnissen lässt sich schlussfolgern, dass neben der bekannten sichtbaren Materie eine weitere Form existieren muss. Diese ist elektrisch neutral, wechselwirkt nur schwach, ist aber sehr massiv. Diese Materie sendet auch kein Licht aus, weswegen sie Dunkle Materie genannt wird.

Insgesamt lassen sich nur etwa 4% des Inhalts des Universums mit Standardmodellteilchen erklären. Dunkle Materie macht 22% aus, der Rest ist Dunkle Energie. Sowohl für Dunkle Materie als auch für Dunkle Energie existieren keine Erklärungen im Rahmen des Standardmodells. Es sind also Erweiterungen nötig, welche z.B. neue Teilchen liefern, die die Beobachtungen erklären können.

Ein weiteres ungelöstes Rätsel ist das Hierarchieproblem. Die Masse des Higgsteilchens erhält divergente Beiträge aus Korrekturen von Feynmangraphen höherer Ordnung. Die Korrektur verhält sich wie

$$\Delta m_{Higgs} \propto \Lambda, \quad (2.4)$$

wobei Λ die Skala beschreibt. Sollte das SM bis zur Planck-Skala gültig sein, würde Λ einen Wert der Größenordnung der Planck-Skala ($\approx 10^{19}$ GeV) annehmen. Dieses Problem tritt aufgrund des großen Unterschieds zwischen der schwachen Skala (Massenregion von Z - und W -Boson) und der natürlichen Skala (Planck-Skala) auf. Um eine endliche Higgs-masse zu erzeugen, müssen einige Parameter des Modells sehr genau angepasst werden. Solch eine Lösung ist möglich, allerdings sehr unrealistisch.

Das Matrixelement, das in den Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden kann, divergiert für den Prozess $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ bei sehr hohen Energien (im Bereich von 1 TeV). Dies verletzt die Forderung nach Unitarität des Matrixelements, und die Deutung des Wirkungsquerschnitts als Wahrscheinlichkeit für einen Prozess ist nicht mehr möglich. Daher muss ein Teilchen existieren, das einen zusätzlichen Beitrag zum Matrixelement liefert und linear zur Masse des Elektrons koppelt. Zusätzlich müsste es eine isotrope Winkelverteilung im Matrixelement aufweisen, also Spin null- besitzen. Es muss also neue Physik bei Energien ≤ 1 TeV geben. Das Higgsboson ist solch ein mögliches Spin null Teilchen.

Ein großes Manko des SM ist das Fehlen der vierten fundamentalen Kraft, der Gravitation. Im Moment ist es nicht möglich, Gravitation in das SM einzufügen und dabei eine quantisierte, renormierbare Theorie zu erhalten. Die Kopplungsstärke der Gravitation ist um viele Größenordnungen kleiner als die der anderen Wechselwirkungen ist. Somit spielt sie bei den in der Teilchenphysik betrachteten Prozessen auf der Subnanometer-Skala keine Rolle. Sie wird erst bei sehr großen Entfernungen und ausgedehnten Objekten, deren Ladungen insgesamt neutral sind⁷ bedeutend. Eine vollständige Elementarteilchentheorie hat trotzdem den Anspruch, alle existenten Kräfte erklären zu können.

2.2.2 Mögliche Theorien außerhalb des Standardmodells

Für jedes der beschriebenen Probleme gibt es mehrere Theorien, die eine oder mehrere dieser Aufgaben lösen. Hier sollen nun einige dieser Theorien in Grundzügen vorgestellt werden.

Eine der wichtigsten Erweiterungen des SM ist die Supersymmetrie (SUSY). Jedem SM-Teilchen wird ein SUSY-Partner zugeordnet, dessen Spin sich um $1/2$ vom Spin des SM-Teilchens unterscheidet, sodass jedes Fermion einen Bosonpartner erhält und umgekehrt. SUSY bietet einen Kandidaten für dunkle Materie sowie Lösungen für das Hierarchie- und das Gravitationsproblem.

Das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP) ist aufgrund der Erhaltung der R-Parität stabil⁸. Es sollte daher häufig im Universum vorkommen. Zusätzlich muss es elektrisch neutral sein, da sonst bereits Effekte durch die Existenz dieses Teilchens beobachtet worden sein müssten. Das LSP könnte ein Gravitino oder ein Neutralino sein und wäre ein idealer Kandidat für dunkle Materie.

SUSY-Teilchen erzeugen zusätzliche Schleifendiagramme zu den SM-Schleifendiagrammen. Da der Typ (Fermion-Boson) des Teilchens jeweils umgekehrt zum SM-Ursprungsteilchen ist, ergibt sich laut Spinstatistik für die Schleifenbeiträge das umgekehrte Vorzeichen. Wären SM-Teilchen und sein SUSY-Partner exakt gleich schwer, würden auch die Beiträge gleich sein und die beiden Beiträge würden sich aufheben. Da der SUSY-Partner z.B. des Elektrons noch nicht gefunden wurde, kann dies ausgeschlossen werden. SUSY ist somit eine gebrochene Symmetrie. Die Schleifenbeiträge unterschiedlichen Vorzeichens heben sich zwar nicht komplett weg, lassen aber nur noch kleine Differenzen zu. Damit wäre das Hierarchieproblem gelöst.

Mit SUSY ist es möglich, eine große vereinheitlichende Theorie (Grand Unified Theory - GUT) zu entwickeln, worin nicht nur elektromagnetische und schwache Kraft, sondern auch noch die starke Kraft zu einer einzigen Kraft vereinheitlicht werden könnten. Zusätzlich wäre es möglich, Gravitation mit einzubeziehen und somit alle vier fundamentalen Wechselwirkungen zu erklären.

⁷z.B. bei Planetensystemen

⁸SM-Teilchen haben $R=1$, SUSY-Teilchen $R=-1$, sodass beim Zerfall eines SUSY-Teilchens mindestens ein SUSY-Teilchen entstehen muss.

Die uns bekannte Welt wird im Allgemeinen als vierdimensional (drei Raum- und eine Zeitkoordinate) angesehen. Es gibt allerdings auch Theorien, welche von mindestens fünf, wenn nicht mehr Dimensionen ausgehen. Der Erste, der eine Theorie mit zusätzlichen Dimension entwickelt hat, war Theodor Kaluza. Oskar Klein führte später ein, dass diese Dimension kompaktifiziert⁹ ist, und somit nicht beobachtet werden kann. Im späteren Verlauf entwickelten sich viele Theorien mit mehr als vier Dimensionen, welche in Analogie oft Kaluza-Klein-Theorien genannt werden. Ein Beispiel für eine mehrdimensionale Theorie ist die Stringtheorie, welche mindestens zehn Dimensionen verlangt.

Mit solch einer Theorie von zusätzlichen Dimensionen wäre es möglich, eine Quantengravitation zu formulieren und eine Vereinigung mit der Quantenfeldtheorie zu erreichen, sodass aller vier fundamentalen Kräfte in einer Theorie beschrieben werden könnten.

Es ist möglich, in die zusätzlichen Dimensionen anzuregen und somit Energie in diese Dimension zu transferieren. Solche Anregungen manifestieren sich als zusätzliche Teilchen. Das leichteste dieser neuen Teilchen ist stabil und neutral¹⁰. Des Weiteren würde es nur über Gravitation wechselwirken, da die anderen Wechselwirkungen nicht in diese Dimension vordringen können und ist somit ein idealer Kandidat für dunkle Materie.

⁹Man könnte es sich bildlich als aufgerollt vorstellen.

¹⁰aus vergleichbaren Gründen wie bei SUSY

3 Beschleunigerphysik

Teilchenbeschleuniger können in grundlegende Kategorien unterteilt werden. Besonders wichtige Eigenschaften sind die Bauform und die zu beschleunigenden Teilchen. Jedes Design hat Vor- und Nachteile, welche hier im Bezug auf den ILC und andere aktuelle Beschleuniger erläutert werden sollen. Der genutzte Beschleuniger definiert das physikalische Entdeckungs- bzw. Messpotential.

3.1 Vergleich von Leptonen- und Hadronenbeschleunigern

Die Art der genutzten Teilchen ist eine wesentliche Charakteristik. Daher lassen sich Beschleuniger in zwei Klassen unterteilen, Leptonen- und Hadronenbeschleuniger. Da die Beschleunigungsmechanismen über elektromagnetische Felder funktionieren, kommen nur geladene Teilchen in Frage. Dies schließt unter anderem Neutrinos und Neutronen aus. Um Primärteilchenzerfälle zu vermeiden, welche die Anzahl an Teilchen in einem Beschleuniger verringern¹ oder unerwünschte Effekte erzeugen könnten, werden vornehmlich stabile Teilchen verwendet. Somit kommen Protonen/Antiprotonen (Hadronen) und Elektronen/Positronen (Leptonen) in Frage. Für einige spezielle Experimente kommen auch schwerere Ionen wie Blei-Ionen zum Einsatz.

Es gibt drei mögliche Beschleunigertypen. Dies sind Lepton-Lepton-Collider (im Normalfall e^+e^- Beschleuniger, Beispiel LEP), Hadron-Hadron-Collider (möglich pp , wie der LHC oder $p\bar{p}$, Beispiel Tevatron) oder Hadron-Lepton-Collider ($e^{+/-}p$ Beschleuniger HERA).

Elektronen sind Elementarteilchen, Hadronen sind hingegen aus Partonen² zusammengesetzt. Ihr Verhalten ist daher unterschiedlich. Die Verwendung nicht elementarer Teilchen mit Substruktur hat verschiedene Vor- und Nachteile.

Werden Elektronen und Positronen mit bekannter Energie aufeinander geschossen, so ist die Schwerpunktsenergie bekannt. Bei Hadronkollisionen hingegen wechselwirkt jeweils nur ein Parton jedes Hadrons miteinander. Die Partonen tragen nur einen bestimmten Bruchteil des Gesamtimpulses des Hadrons. Dieser ist statistisch verteilt und steht nicht fest. Die Form der Verteilung wird als Parton-Verteilungsfunktion (Parton Distribution Function - PDF) bezeichnet und wurde z.B. mit HERA in Hamburg vermessen.

Wird nach neuer Physik, zum Beispiel neuen Teilchen, gesucht, so ist die ideale Schwerpunktsenergie unbekannt. Es ist daher ratsam, Hadronen zu verwenden, da dabei immer

¹Dies spielt vor allem in Ringbeschleunigern eine Rolle.

²Dies können Quarks oder Gluonen sein.

Partonen mit unterschiedlichen Energien zusammenstoßen. Es wird gleichzeitig bei vielen Energien und mit unterschiedlichen Partonen gemessen, wodurch die Wahrscheinlichkeit, Unbekanntes zu entdecken, erheblich gesteigert wird. Hadronenbeschleuniger werden daher als Entdeckungsmaschinen bezeichnet.

Bei Leptonenbeschleunigern ist die Schwerpunktsenergie bekannt, es existiert ein wichtiger unbekannter Parameter weniger. Da sich ablaufende Prozesse je nach Energiebereich unterscheiden, ist es dadurch einfacher, Ereignisse zuzuordnen. Dies erleichtert die Rekonstruktion. Gleichzeitig hängt die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit bei Leptonen von der Polarisation der Eingangsteilchen ab. Da Leptonen keine Farbladung aufweisen und somit nicht über Gluonaustausch wechselwirken können, spielt der Austausch von W -Bosonen eine wichtigere Rolle als bei Hadronen. Da die Kopplung des W -Bosons von der Händigkeit der Teilchen abhängt, können mit Hilfe entsprechender Strahlpolarisation unerwünschte Prozesse unterdrückt und somit der Untergrund verringert werden. Weiterhin sind bei Leptonenbeschleunigern die Kollisionspartner wohldefiniert, während bei Hadronenkollisionen die beiden Wechselwirkungspartner nicht feststehen. Diese Punkte führen dazu, dass Ergebnisse, die mit Leptonenbeschleunigern gewonnen werden, präziser sind als die mit Hadronen errungenen. Daher werden Leptonenbeschleuniger als Präzisionsmaschinen bezeichnet.

Da Protonenkomponenten eine Farbladung tragen, wechselwirken sie über die starke Wechselwirkung. Dies führt zu einem hohen QCD-Hintergrund. Vor allem die inneren Detektorcomponenten müssen daher sehr hohe Ereignisraten bearbeiten können. Dies ist z.B. bei einer Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber - TPC) problematisch. Solch ein Detektor bietet sich für einen Hadronenbeschleuniger nicht an, für den ILC ist er allerdings ideal geeignet. Zusätzlich müssen bei Hadronenbeschleunigern sehr gute Triggermechanismen existieren, um den starken QCD-Untergrund zu unterdrücken.

3.2 Vergleich von Ring- und Linearbeschleunigern

Um Teilchen auf die nötigen Energien zu bringen, sind sehr lange Beschleunigungsstrecken nötig. Zwei mögliche Realisierungen bieten sich an. Zum Einen kann die gesamte Beschleunigungsstrecke gerade hintereinander angeordnet werden, sodass ein Linearbeschleuniger entsteht, zum Anderen können die Teilchen im Kreis geführt werden, um eine kürzere Beschleunigungsstrecke mehrfach zu durchlaufen. Dies wird als Ringbeschleuniger bezeichnet.

Ein Ringbeschleuniger weist im Vergleich zum Linearbeschleuniger einige Vorteile auf. In ihm durchlaufen beide Kollisionsteilnehmer denselben Tunnel in entgegengesetzter Richtung. Im Linearbeschleuniger werden die beiden Projektile frontal aufeinander zu bewegt, sodass für jeden Strahl ein Tunnel benötigt wird.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion zwischen zwei Elementarteilchen ist gering. Daher werden nicht einzelne Teilchen sondern immer ganze Teilchenpakete zur Kollision

gebracht. Für den ILC werden in solch einem Paket etwa 10^{10} Elektronen bzw. Positronen enthalten sein, für den LHC bilden etwa 10^{11} Protonen ein Paket. Der Beschleuniger wird in gegebenem Abstand mit Paketen gefüllt, im LHC-Ring befinden sich bis zu 2808 Pakete gleichzeitig. Für den ILC wird auf die Paketstruktur in Abschnitt 4.1.1 genauer eingegangen.

Da mehr als ein Paket gleichzeitig im Strahlrohr existiert, ist es möglich, mehrere Paketkreuzungen im Kreis zu realisieren. Bei einem Ringbeschleuniger können daher mehrere Detektoren gleichzeitig betrieben werden, während an einem Linearbeschleuniger nur ein Punkt existiert, an dem sich beide Strahlen kreuzen.

Bei einer Kollision wechselwirkt nur ein kleiner Teil der Teilchen eines Paketes (beim LHC etwa 25 Wechselwirkungen pro Paketkreuzung), der Großteil des Strahles durchläuft einen Detektor, ohne eine Interaktion durchzuführen. Im Linearbeschleuniger wird das gesamte Paket nach dem Detektordurchlauf entsorgt, während bei einem Kreisbeschleuniger das Paket im Strahlrohr verbleibt und weiter verwendet wird.

Ringbeschleuniger weisen allerdings auch eine Schwäche auf. Die Projektile müssen auf ihren Kreisbahnen gehalten werden.

Werden geladene Teilchen beschleunigt, so strahlen diese Energie in Form von Photonen ab. Die erzeugte Strahlung wird Synchrotronstrahlung genannt. Dieser Prozess geschieht auch bei Beschleunigung senkrecht zur Bewegungsrichtung, also z.B. der Ablenkung in einem Magneten. Für den Energieverlust eines einfach geladenen, hochrelativistischen Teilchens ($\beta=1$) pro Umlauf in einem Ringbeschleuniger lässt sich zu

$$\Delta E_{Umlauf} = \frac{4\pi e^2}{3R} \left(\frac{E}{m_0} \right)^4 \quad (3.1)$$

herleiten. Der Energieverlust steigt also mit der vierten Potenz der Energie, fällt allerdings nur in erster Potenz mit dem Radius. Zusätzlich verringert sich der Energieverlust mit der vierten Potenz der Masse. Synchrotronstrahlung spielt also vornehmlich für leichte Teilchen wie Elektronen eine Rolle. Das Verhältnis des Energieverlusts von Elektronen zu Protonen selber Energie ergibt sich zu

$$\frac{\Delta E_{Elektron}}{\Delta E_{Proton}} = \left(\frac{m_{Proton}}{m_{Elektron}} \right)^4 \approx 10^{13}. \quad (3.2)$$

Um geladene Teilchen in Kreisbahnen zu zwingen, werden sehr starke, supraleitende Magnete verwendet. Für eine stabile Kreisbahn muss die Lorentzkraft gleich der Zentrifugalscheinkraft sein. Es gilt

$$\frac{m v^2}{R} = qvB, \quad (3.3)$$

wobei v die Geschwindigkeit des Teilchens, m seine Masse, q die elektrische Ladung, R der Kreisradius und B das senkrecht zur Bewegungsrichtung stehende Magnetfeld ist. Wird nun mv durch den Impuls p ersetzt, und die relativistische Näherung $E \approx p$ gemacht, so ergibt sich für die maximale Energie eines einfach geladenen Projektils

$$E_{max} = 2qB_{max}R_{max}. \quad (3.4)$$

Die maximal erreichbare Energie wird also durch den Radius des Beschleunigers und die Stärke der nutzbaren Ablenkmagnete bestimmt.

Für Elektronen und Positronen wird die maximal erreichbare Energie durch den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung bestimmt, während für Protonen die erreichbare Magnetfeldstärke eine Rolle spielt. Ab einer bestimmten Energie wird ein Ringbeschleuniger technisch bzw. finanziell nicht mehr realisierbar sein. Linearbeschleuniger stellen hier eine naheliegende und günstigere Alternative dar.

4 Der International Linear Collider ILC

Ende des Jahres 2009 ist mit dem LHC ein neuer Proton-Proton-Ringbeschleuniger in Betrieb genommen worden. Er wird momentan mit einer Schwerpunktsenergie von 7 TeV betrieben, im weiteren Verlauf soll die Energie auf 14 TeV erhöht werden. Mit ihm sollen unter anderem ein mögliches Higgsboson sowie weitere neue Teilchen gefunden werden, welche zu neuer Physik gehören. Aus den beschriebenen Gründe ist die Präzision für die Vermessung von Teilcheneigenschaften wie Masse, Spin oder Kopplungsstärken nicht hoch. Zur exakten Vermessung wird ein Leptonenbeschleuniger benötigt, der höhere Energien erreichen kann, als seine Vorgänger. Dieser Beschleuniger soll der ILC sein.

Der LHC ist der erste Beschleuniger, der die Teraskala erreicht, also eine Kollisionsenergie¹ ≥ 1 TeV ermöglicht. In diesem Energiebereich werden Anzeichen neuer Physik erwartet. Daher soll der ILC so konstruiert werden, dass eine Schwerpunktsenergie von 1 TeV erreicht werden kann. Wird gefordert, dass pro Umlauf maximal 10 % der Energie verloren gehen dürfen (entspricht bereits einer hohen Verlustrate), so kann ein nötiger Radius für einen Ringbeschleuniger abgeschätzt werden² zu

$$\frac{\Delta E}{E} = 0.1 \rightarrow R \geq 880000 \text{ m.} \quad (4.1)$$

Es wäre also ein Ring mit einem Radius von 880 km nötig, zum Vergleich der LHC-Tunnel weist einen Radius von 4.25 km auf. Eine zukünftige Elektron-Positron-Maschine muss demnach ein Linearbeschleuniger sein.

4.1 Grundlegende Fakten

In Abb. 4.1 ist der schematische Aufbau des ILC zu sehen. Alle hier dargestellten Fakten zum ILC, seinen Detektoren und der möglichen Physik können in [GDE07] wiedergefunden werden.

Der Aufbau hat eine Gesamtlänge von etwa 31 km. Ein Laserstrahl erzeugt polarisierte (bis 80 %) Elektronen. Diese werden in einen Speicherring injiziert, wo sie zu den Paketen zusammengefasst werden. Die Elektronenbündel werden ausgekoppelt und durchlaufen den etwa 11 km langen Hauptlinearbeschleuniger. Am Ende durchlaufen sie einen Undulator,

¹Das Tevatron erreicht auch Schwerpunktsenergien von 1.96 TeV, da er aber auch zusammengesetzte Teilchen verwendet ist die Kollisionsenergie zweier Partonen erheblich kleiner als 1 TeV.

²Für die Abschätzung wird von einer konstanten Energie im kompletten Umlauf ausgegangen, was natürlich durch den Energieverlust nicht stimmt.

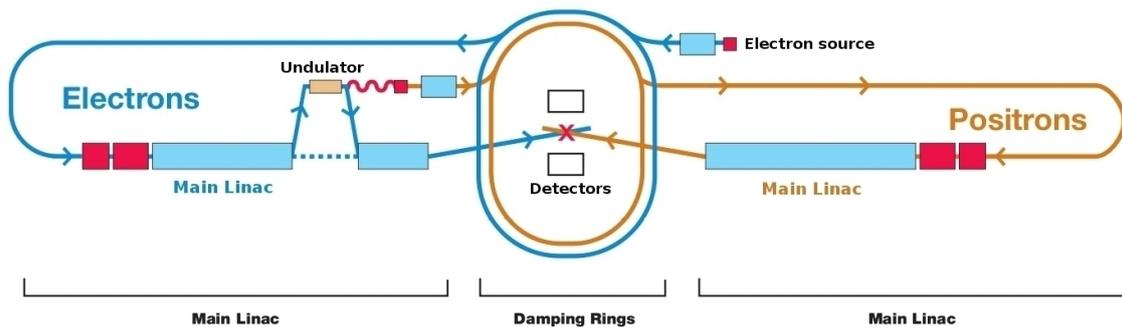


Abbildung 4.1: Nicht maßstabsgetreues Schema des ILC [LiC10]

in dem Photonen mit Energien von etwa 10 GeV erzeugt werden. Photonen und Elektronen werden danach getrennt. Die Elektronen laufen weiter zum Wechselwirkungspunkt (WWP), während die Photonen auf ein dünnes Ziel geleitet werden, wo sie Elektron-Positron-Paare erzeugen. Die dabei entstandenen Positronen werden extrahiert, zu etwa 40-60 % polarisiert und in den eigenen Speicherring injiziert. Sie werden gebündelt, ausgekoppelt, durch ihren Beschleuniger geführt und zum WWP gebracht. Dort kollidieren Elektronen und Positronen im Zentrum des Detektors. Diese Kollision erfolgt unter einem kleinen Winkel. Somit verlassen die Elektronen hinter dem Detektor das Strahlrohr der Positronen und können in einem Strahldump vernichtet werden. Abb. 4.2 zeigt den Aufbau auf einer Seite nahe dem Wechselwirkungspunkt.

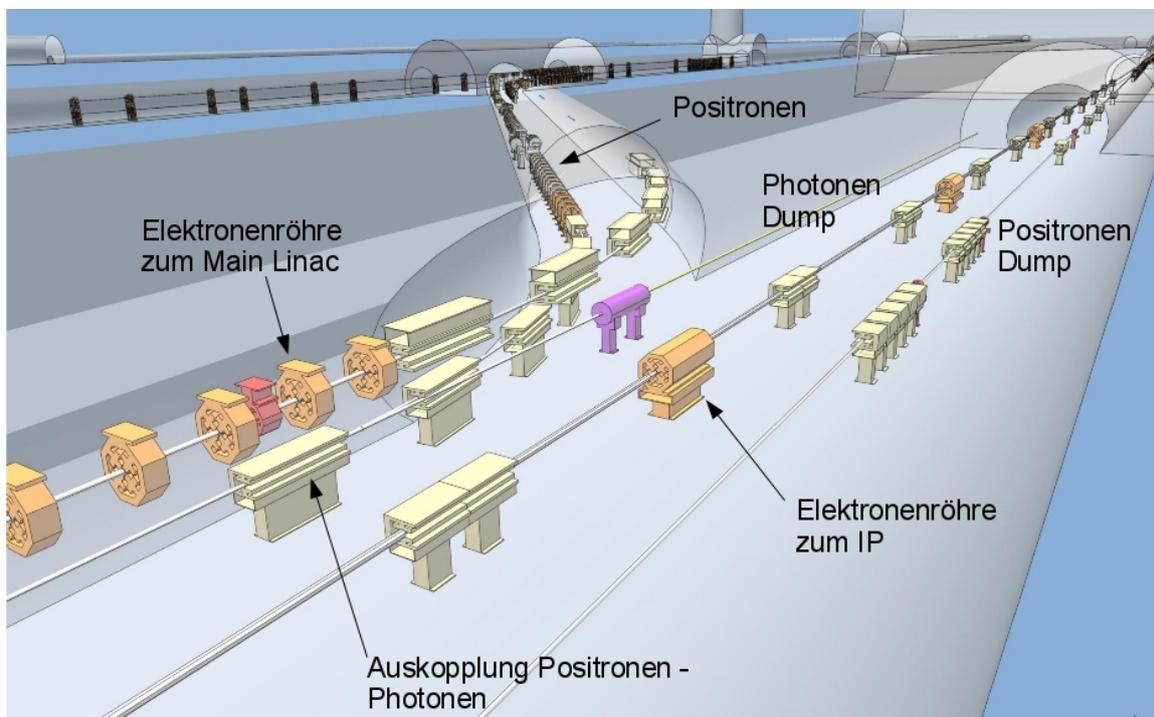


Abbildung 4.2: Schema der Region vor dem Wechselwirkungspunkt [Fos10]

Der ILC soll so entworfen werden, dass es möglich ist, Schwerpunktsenergien von 200 GeV bis 500 GeV zu untersuchen. Des Weiteren muss es möglich sein, den Beschleuniger zu erweitern, sodass Energien bis 1 TeV erreicht werden können. Dabei soll eine Luminosität von $\mathcal{L}=2\times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erzielt werden.

4.1.1 Paketstruktur

Für den LHC wird eine sich immer wiederholende, gleichförmige Paketstruktur genutzt. Die 2808 Pakete sind im Ring gleichmäßig verteilt, zwischen zwei Paketen ist also immer ein Abstand von 9.5 m oder 30 ns. Der ILC erhält eine andere, an seine Bedürfnisse angepasste Paketstruktur. Diese ist in Abb. 4.3 zu sehen.

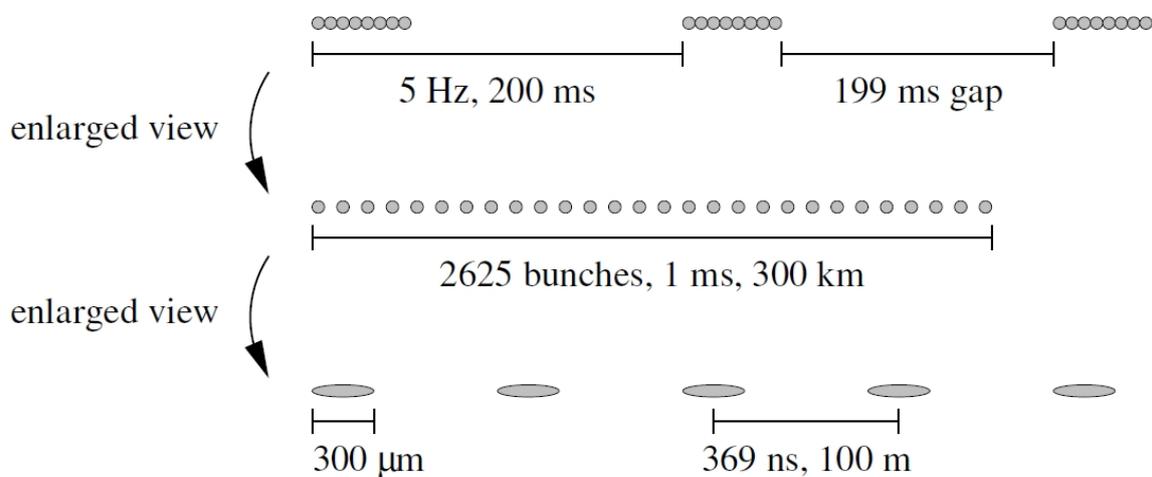


Abbildung 4.3: Bunchstruktur des ILC [Hal10]

Innerhalb von einer Millisekunde wird ein Teilchenzug, bestehend aus 2625 Paketen zur Kollision gebracht. Der Abstand zwischen zwei Kollisionen beträgt hierbei 369 ns oder 100 m. Nach diesen 2625 Paketen existiert eine Lücke von 199 ms, in denen sich keine Pakete im Beschleuniger befinden. Danach folgen wieder 2625 Pakete, sodass sich ein Muster aus Ereignissen und Pausen mit einer Wiederholrate von 5 Hz ergibt.

4.2 Detektorkonzepte

Für den ILC ist der Betrieb mit zwei Detektoren im sogenannten Push-Pull-Verfahren vorgesehen. Ein Detektor befindet sich dafür am Wechselwirkungspunkt und nimmt Daten, während der zweite Detektor in seine Parkposition gebracht wird. Ein Austausch der beiden Detektoren muss möglichst einfach sein, sodass ein Wechsel innerhalb weniger Tage vonstatten gehen kann. Damit ist es möglich, zwei verschiedene Detektorkonzepte zu verwirklichen und verschiedene Studien durchzuführen.

Die angestrebten Detektoren sind der International Large Detector (ILD) und der Silicon

Detector (SiD). Beides sind typische Hochenergiephysik- 4π -Detektoren. Ein solcher Detektor besteht aus einem Vertexdetektor, einem Spurdetektor, dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter sowie einem Myondetektor. ILD und SiD unterscheiden sich in der Realisierung dieser Komponenten. In Abb. 4.4 ist der ILD schematisch dargestellt.

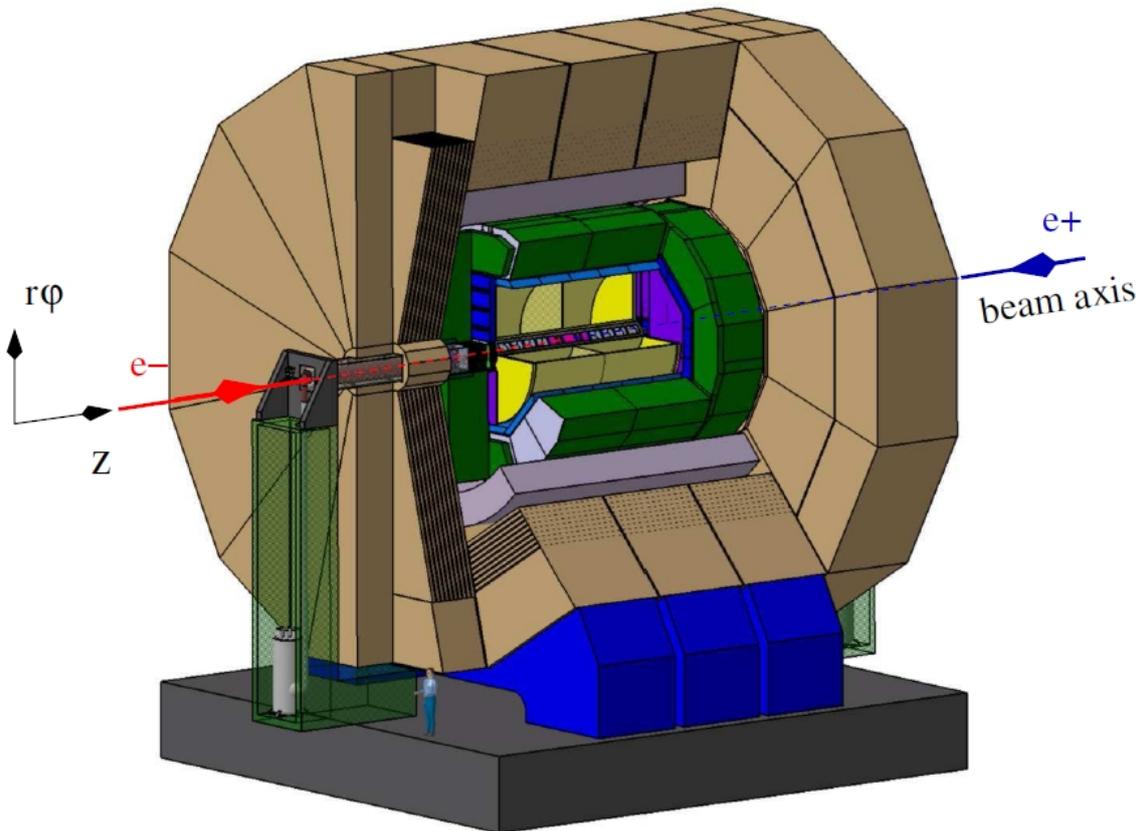


Abbildung 4.4: Schema des geplanten International Large Detectors
 Komponenten von innen nach außen: Pixeldetektor, Spurdetektor (gelb), E-Kalorimeter (blau), H-Kalorimeter (grün), Solenoidmagnet (grau) und Myondetektor+Rückführjoch (braun) [GDE07]

Der Vertexdetektor ist sehr fein strukturiert um Zweitvertices nahe des WWP auflösen zu können. Damit können Lebensdauern von schnell zerfallenden Teilchen gemessen und somit z.B. die Art der Quarks³ unterschieden werden.

Der Spurdetektor misst die Spuren geladener Teilchen. Damit ist es möglich, Ladung und Impuls dieser Teilchen zu bestimmen. Wird zusätzlich noch eine Energieverlustmessung durchgeführt, so kann die Teilchenart⁴ ermittelt werden.

An den Spurdetektor schließen sich elektromagnetisches und hadronisches Kalorimeter an. Dort wird die Energie der Teilchen bzw. Jets bestimmt.

³Dieser Prozess wird als Flavor Tagging bezeichnet.

⁴Der spezifische Energieverlust in Gasen hängt vom durchgehenden Teilchen ab, siehe Abschnitt 6.1.

Schlussendlich folgen das magnetische Rückführjoch⁵, welches die magnetischen Feldlinien schließt, und der Myondetektor. Alle nicht myonischen Teilchen sind in den vorherigen Detektorteilen zerfallen oder gestoppt wurden. Jedes im Myondetektor identifizierte Ereignis entspricht daher einem Myon, dessen spezifischer Energieverlust durch die höhere Masse kleiner als der der Elektronen ist.

Der SiD verwendet einen Pixel-Vertexdetektor, einen Silizium-Mikrostreifen-Spurdetektor und ein elektromagnetisches Kalorimeter bestehend aus Wolfram-Absorbern und Silizium-pixelsensoren. Das anschließende hadronische Kalorimeter wird aus sich abwechselnden Eisenabsorbern und Widerstandsplattenkammern, Szintillatoren oder Gasverstärkerkammern aufgebaut. Abschließend folgen ein Solenoidmagnet und das Myonsystem.

Der ILD verwendet ebenfalls Silizium-Pixel-Vertexdetektoren. Als Spurdetektor kommt eine Zeitprojektionskammer zum Einsatz, sodass der Detektor für diese Arbeit von höherem Interesse ist. Jeweils innerhalb und außerhalb der TPC existieren Siliziumdetektoren als zusätzliche, unterstützende Spurdetektoren. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus Wolfram-Absorbern und Siliziumdetektoren hoher Granularität, das hadronische Kalorimeter nutzt Eisenabsorber und Szintillatoren. Ein Solenoidmagnet und das Rückführjoch, in welches gleichzeitig der Myondetektor integriert ist, komplettieren den Aufbau des ILD⁶.

4.3 Physik mit dem ILC

Um Beschleuniger und Detektoren im Detail zu verstehen und zu charakterisieren werden die Maschinen zuerst bei Energien in der Nähe einer bekannten Resonanz betrieben. Für den ILC werden diese Prozesse die resonante Erzeugung von Z - bzw. W -Paaren sein.

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZZ \quad (4.2)$$

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow W^+W^- \quad (4.3)$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow W^+W^- \quad (4.4)$$

Die beiden Bosonen haben eine Masse von $80.4 \text{ GeV}(W)$ bzw. $91.2 \text{ GeV}(Z)$, sodass diese Prozesse bei einer Energie $\sqrt{s} \approx 180\text{-}200 \text{ GeV}$ resonant sind. Die so gewonnenen Daten können nicht nur zum Verständnis des Detektors beitragen, sondern auch genutzt werden, die Massen genauer zu bestimmen. Zusätzlich kann auch die Leistungsfähigkeit der Maschine untersucht werden, da beide Teilchenmassen nahe beieinander liegen, sodass die Trennung beider Teilchen als erste Aufgabe besteht.

Frühere Experimente haben einen möglichen Massebereich für das Higgs definiert. Aufgrund von Messungen von LEP2 kann eine Masse kleiner als 115 GeV ausgeschlossen werden [LEP03]. Indirekte Beschränkungen aufgrund von Schleifen-Korrektur-Messungen geben als obere Grenze einen Wert von etwa 170 GeV [Tev09]. Sollte das Higgs-Boson

⁵abhängig vom Aufbau des Magneten

⁶Die jüngsten Daten und Fakten zu den Detektorkonzepten finden sich in [LOI10].

erheblich schwerer sein, so müssten weitere Mechanismen für die Massenerzeugung existieren.

Für den ILC ist der goldene Kanal zur Erzeugung des Higgs-Bosons die sogenannte Higgsstrahlung ausgehend von einem virtuellen Z -Boson, wobei das Z in zwei geladene Leptonen und das Higgs je nach Masse⁷ zerfällt.

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH \rightarrow l^+l^-X \quad (4.5)$$

Die Masse des Higgs kann dann aus dem Rückstoß, den das Z erfährt, berechnet werden. Dies macht die Messung unabhängig von der Kenntnis der Higgszerfallsmechanismen.

Um die Higgsmasse präzise bestimmen zu können, ist eine gute Trennung der Resonanz vom Untergrund bedeutend. Für die Trennung spielt die Impulsbestimmung eine entscheidende Rolle. Diese wird im Spurdetektor vorgenommen, im Falle des ILD also in der TPC. Für eine Masse von maximal 180 GeV für das Higgs und 90 GeV für das Z ist eine minimale Energie von 270 GeV nötig. Daher wird geplant, den ILC zuerst mit einer Energie von $\sqrt{s} \approx 300$ GeV zu betreiben, bevor diese auf 500 GeV gesteigert wird.

Da die Schwerpunktsenergie sowie die Masse des Z bekannt sind und der Zerfall des Z^* ein Zweiteilchenzerfall ist, ergibt sich für die Higgsmasse ein eindeutiges Maximum in der Rückstoßverteilung.

Ein weiterer Kanal ist die Fusion zweier W -Bosonen:

$$e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e W^+W^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H. \quad (4.6)$$

Dieser Prozess weist den Vorteil auf, dass die Erzeugung von W -Bosonen von der Händigkeit der Ausgangs-Leptonen abhängt, sodass die Polarisierbarkeit der Strahlen für die Verbesserung der Analyse eingesetzt werden kann. Leichte Higgs-Bosonen zerfallen vornehmlich in zwei b -Quarks. Somit spielt für diesen Prozess Flavortagging eine wichtige Rolle, um die b -Jets von anderen Jets unterscheiden zu können. Des Weiteren müssen Untergrundprozesse, die auch zu zwei b -Jets plus fehlender Energie führen, gut verstanden werden. Neben der exakten Bestimmung der Higgsmasse ist die Vermessung weiterer Eigenschaften von Bedeutung. Dazu zählt unter anderem die Bestimmung der Higgs-Selbstkopplung. Dafür sind Prozesse höherer Ordnung wie z.B.

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZH^* \rightarrow ZHH \quad (4.7)$$

$$e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e W^*W^* \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e H^* \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e HH \quad (4.8)$$

relevant.

Zur Untersuchung des Higgsspins kann der erste Prozess ebenfalls genutzt werden. Die Verteilung des Winkels zwischen Higgs und Z ist sensitiv auf den Spin des Higgsbosons. Auf solche oder ähnliche Weise können weitere Eigenschaften des Higgs wie Parität oder Higgs-Teilchenkopplungen vermessen werden. Auf diese Analysen soll hier nicht weiter eingegangen werden.

⁷Für Massen kleiner als 160 GeV zerfällt das Higgs-Boson vornehmlich in zwei b -Quarks, danach in zwei W -Bosonen oder für rund 180 GeV in zwei Z .

Ein weiteres interessantes Gebiet ist die Vermessung von Eichbosonkopplungen, vor allem von Eichboson-Selbstkopplungen höherer Ordnung. Diese sollten im Bereich von $\sqrt{s}=1$ TeV stark werden. Präzise Messungen dieser anomalen Selbstkopplungen ermöglichen es, die Energieskala für eine weitere Wechselwirkung, welche die quantenmechanische Unitarität wiederherstellt, zu bestimmen.

Viele Theorien jenseits des Standardmodells erfordern die Existenz eines schweren Z' -Bosons. Der ILC sollte bei einer Energie von $\sqrt{s}= 500$ GeV sensitiv auf Effekte solch eines Teilchens werden. Die Ruhemasse des Z' sollte dafür eine Masse von 1 TeV nicht überschreiten.

Momentan sind die Wechselwirkungskonstanten für die schwache und die elektromagnetische Wechselwirkung sowie ihre Energieabhängigkeit sehr gut bekannt. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung hingegen weist einen Fehler im Bereich einiger Prozent, sowie Unsicherheiten in der Energieentwicklung auf. Ein e^+e^- -Beschleuniger kann die Kopplungskonstante genau vermessen. Eine verbesserte Kenntnis der Konstanten sowie ihrer Entwicklung macht es möglich, die Skala für GUT besser vorherzusagen.

Da die Parameter von SUSY nicht bekannt sind, sind die zu erwartenden Massen der SUSY-Teilchen nur schwer abzuschätzen. Für theoretische Untersuchungen müssen daher realistische Parameterbereiche gewählt werden. Dies führt zu vielen unterschiedlichen Szenarien innerhalb einer Theorie wie SUSY.

Mit den momentan favorisierten Werten wird es möglich sein, bei Energien von 500 GeV bis 1 TeV die ersten SUSY-Teilchen zu erzeugen. Die Erzeugung von LSP-Paaren, also von Neutralino- oder Charginopaaren, ist umsetzbar. Für diese Reaktionen existieren jeweils ein s -Kanal/Vernichtungsprozess

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^* \rightarrow \chi_i^+ \chi_j^- \quad (4.9)$$

$$e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0 \quad (4.10)$$

und ein t/u -Kanal-Prozess

$$e^+e^- \xrightarrow{\tilde{\nu}} \chi_i^+ \chi_j^- \quad (4.11)$$

$$e^+e^- \xrightarrow{\tilde{e}_{l,r}} \chi_i^0 \chi_j^0. \quad (4.12)$$

Die Indizes i und j beschreiben jeweils die Familie der Teilchen, da sowohl von Neutralinos als auch von Charginos mehr als eines existiert. Der Wirkungsquerschnitt der t/u -Kanal-Prozesse hängt von der Polarisierung der Ausgangsteilchen ab, sodass diese Prozesse z.B. unterdrückt oder die Anzahl der gemessenen Events in Abhängigkeit der Polarisierung der Projektile bestimmt werden können. Die Charginos sowie die Neutralinos der höheren Generationen zerfallen in zwei Leptonen sowie ein leichteres Neutralino χ_1^0 bis das LSP erreicht ist, welches aufgrund der R -Paritätserhaltung stabil ist.

$$\chi_i^+ \rightarrow l^+ \nu_l \chi_j^0 \quad (4.13)$$

$$\chi_j^0 \rightarrow l \bar{l} \chi_i^0 \quad j > i \quad (4.14)$$

$$\chi_2^0 \rightarrow l \bar{l} \chi_1^0 \quad (4.15)$$

Da das Neutralino ein schwach interagierendes, massives Teilchen ist, wird es im Detektor keine Spuren erzeugen. Die Signatur eines solchen Prozesses besteht demnach aus einigen Leptonspuren sowie einem extrem hohen Teil fehlender Energie. Dafür existiert nur wenig Untergrund. Die Existenz von SUSY sollte also mit dem ILC beweisbar sein. Durch Reaktionen wie

$$e^+e^- \rightarrow \chi_1^+\chi_1^- \rightarrow l^\pm\nu_l q\bar{q}'\chi_1^0\chi_1^0 \quad (4.16)$$

$$e^+e^- \rightarrow \chi_2^0\chi_1^0 \rightarrow l^+l^-\chi_1^0\chi_1^0 \quad (4.17)$$

können Massendifferenzen bzw. Massenverhältnisse der Charginos bzw. der höheren Neutralinos in Bezug auf die Masse des LSP ermittelt werden. Je nach Modell (z.B. unter Annahme der fast-Entartung von Neutralino und Chargino) ist es über Eingangszustandstrahlung oder Abstrahlung weicher Pionen möglich, die Masse des LSP zu ermitteln und somit auch die Massen der anderen genannten Teilchen zu bestimmen.

Für die Messung der leichtesten Sleptonen oder Squarks existieren weitere Modelle. Sollte der LHC erste Anzeichen für die Existenz von SUSY entdecken oder sogar erste SUSY-Teilchen nachweisen, wird es dem ILC zufallen, deren Eigenschaften zu vermessen bzw. nach weiteren Teilchen zu suchen.

Für ein Modell großer Extradimensionen ergibt sich eine Abhängigkeit zwischen der Masse M_D , welche die Skala der Kaluza-Klein-Gravitation beschreibt, und der Planckmasse M_P . Diese verhält sich wie

$$M_P^2 = V_\delta M_D^{2+\delta}, \quad (4.18)$$

wobei δ die Anzahl an Zusatzdimensionen und V_δ das Volumen der Extradimensionen beschreibt. Für die Teraskala ($M_D=1$ TeV) ergibt sich hieraus ein nahezu kontinuierliches Spektrum für die Kaluza-Klein-Graviton-Moden. Eine Möglichkeit solch einen Prozess zu sehen ergibt sich aus der Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow G_{KK}\gamma, \quad (4.19)$$

also der Abstrahlung eines Photons durch ein Kaluza-Klein-Graviton. Der bedeutendste SM-Untergrundprozess hierfür ist

$$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma, \quad (4.20)$$

wie er hauptsächlich durch die Abstrahlung zweier W -Bosonen, die zu einem Photon fusionieren, realisiert wird. Dieser Prozess kann sehr gut durch die Polarisierung der Strahlen unterdrückt werden, sodass ein klares Graviton-Signal übrig bleibt.

Neben den hier beschriebenen Modellen für neue Physik existieren viele weitere. Welche davon interessant werden oder von der Natur verwirklicht wurden, können nur die Zeit und mögliche Resultate von LHC und ILC zeigen.

Teil II

Die Physik einer Zeitprojektionskammer

Teilinhalte

5	Grundlegender Aufbau einer TPC	29
6	Physik des Zählgases	31
6.1	Ionisation durch geladene Teilchen	31
6.2	Elektronendrift durch den Detektor	33
6.3	Diffusion	36
6.3.1	Dichte der Elektronenwolke und Diffusionskoeffizienten	38
6.3.2	Einfluss angelegter Felder	38
6.4	Gasverstärkung	39
7	Erzeugung von Spuren mit Hilfe eines UV-Lasers	42
7.1	Eigenschaften von mit UV-Lasern erzeugten Spuren	42
7.2	Ionisation des Zählgases durch einen UV-Laser	43
7.3	Doppelphotonabsorption	43
7.3.1	Absorption von mehr als zwei Photonen	45
7.4	Ionisation von Verunreinigungen im Zählgas	45
7.4.1	Reinigung des Zählgases	45
7.4.2	Ausgasen der Detektoraußenwand	47
7.5	Zusammenfassung der Resultate	49

5 Grundlegender Aufbau einer TPC

Eine Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber, TPC) ist ein Detektortyp, welcher in der Hochenergiephysik zum Einsatz kommt. Sie wurde in den siebziger Jahren von einem Team um David R. Nygren in Berkeley entwickelt und 1976 vorgestellt. Eine TPC weist Ionisationsspuren geladener Teilchen nach, die das Detektorvolumen durchfliegen. Aufbau und Funktionsweise sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

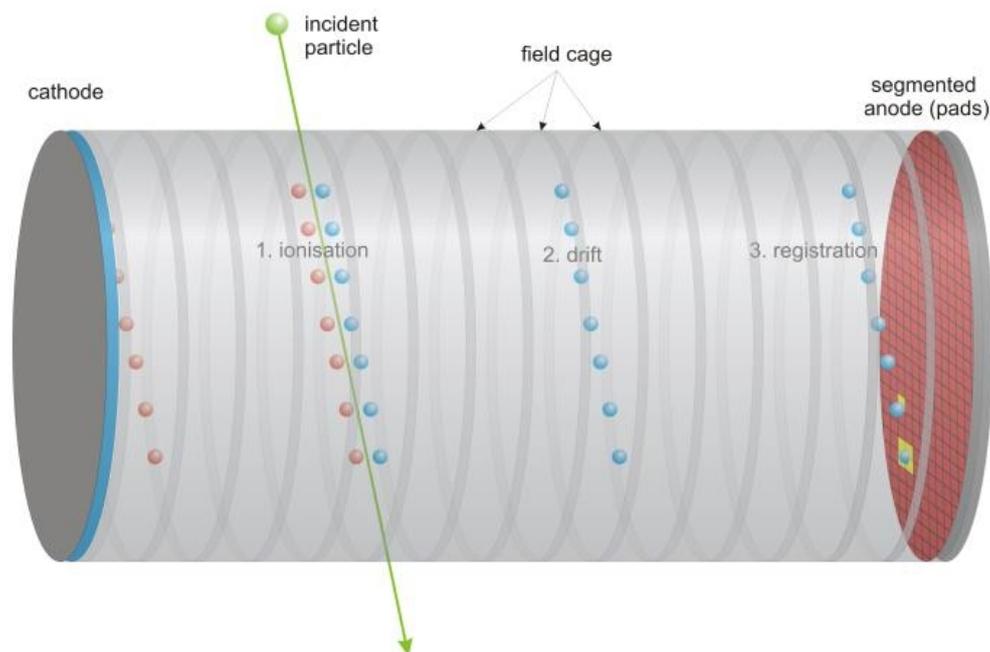


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer TPC [FLC10]

Abb. 5.1 zeigt den grundlegenden Aufbau einer TPC. Sie besteht aus einem zylindrischen Mantel mit Elektrodenplatten als Deckelflächen. Das gesamte Zylindervolumen ist mit einem Zählgas gefüllt. Das Innere des Mantels ist als Feldkäfig aufgebaut. Dieser besteht aus parallel in immer gleichen Abständen angeordneten Metallbändern, die über hochohmige (im Bereich von $M\Omega$) Widerstände gleicher Größe miteinander verbunden sind. Der kathodennaheste Feldstreifen berührt die Kathode, sodass beide elektrisch miteinander verbunden sind. Wird zwischen Kathoden- und Anodenplatte eine Hochspannung angelegt, so wird diese durch die Spannungsteilerschaltung der Feldstreifen heruntergeteilt. Zwischen zwei Feldstreifen bildet sich daher immer die gleiche Spannungsdifferenz aus. Somit erhält man ein homogenes Feld im Detektorvolumen zwischen den beiden Elektroden. Typische Feldstärken liegen im Bereich von 100 - 1000 V/cm.

Einige mm vor der Anode wird eine Gasverstärkungsstruktur installiert. Die Anode selbst ist segmentiert und dient als Auslese. In der Anfangszeit wurde dies über Vieldraht-Proportionalkammern realisiert, sodass Verstärkung und Auslese zusammenhingen. Aktuell wird die Verstärkung über GEM-Folien¹ oder MicroMegas erzeugt. Die Anodenplatte besteht entweder aus Pads, d.h. einigen Quadratmillimeter großen Anodensegmenten, oder aus Pixelchips, welche Segmente in der Größenordnung von einigen Quadratmikrometern aufweisen und somit viel feiner als Pads aufgeteilt sind. An die Anodenplatte schließt sich das elektronische Auslesesystem an.

Die TPC für einen Beschleuniger-Großdetektor wie den zukünftigen ILD besteht aus zwei Kammern. In der Zylinderachse der Kammer verläuft die Strahlröhre. Die gemeinsame Kathodenplatte ist auf Höhe des Wechselwirkungspunktes installiert. Somit werden alle möglichen Raumwinkel abgedeckt.

Abb. 5.1 zeigt auch die Funktionsweise des Detektors. Geladene Teilchen ionisieren das Zählgas, wenn sie es durchdringen. Somit wird ihre Spur im Gasvolumen nachgebildet. Durch das erzeugte elektrische Feld driften die Elektronen zur Anode, während die Ionen zur Kathode wandern. Die Feldstärke ist so gewählt, dass keine Sekundärionisation möglich ist und daher keine Gasverstärkung einsetzt. Diese wird für die Elektronen in den GEMs bzw. MicroMegas realisiert. Nach der Verstärkung erzeugen die produzierten Elektronen ein Signal auf der Anodenplatte. Durch die Segmentierung der Anode enthalten die so gewonnenen Daten Informationen über x - und y -Koordinate bzw. φ - und r -Koordinate (je nachdem, ob die Segmente rechtwinklig oder konzentrisch angeordnet sind) der Spur. Die fehlende z -Koordinate, welche entlang der Zylinderachse zeigt, kann über die Driftzeit ermittelt werden. In einem Beschleunigerexperiment ist der Zeitpunkt der Kollision bekannt. Wird der Ankunftszeitpunkt der signalerzeugenden Elektronen gemessen, kann aus diesen beiden Informationen die Driftzeit ermittelt werden. Mit bekannter mittlerer Driftgeschwindigkeit der Elektronen kann somit die Driftstrecke, also die z -Koordinate ermittelt werden. Dadurch erhält man eine dreidimensionale Rekonstruktion der Primärteilchenspur.

Neben dem elektrischen Feld wird meist noch ein magnetisches Feld parallel zum elektrischen angelegt. Dies bewirkt zum einen, dass die Spur der Primärteilchen gebogen ist, sodass auf Ladung oder Impuls geschlossen werden kann. Gleichzeitig erzeugt dieses Magnetfeld eine Helixtrajektorie der driftenden Elektronen. Durch diese Spurform wird die transversale Diffusion verringert und somit die Impuls-Auflösung der TPC verbessert.

Neben der hervorragenden Impulsauflösung weist eine TPC den Vorteil auf, dass sie nur sehr wenig Material benötigt. Dadurch werden weniger ungewünschte Streuungen durchgeführt, welche die Datenqualität der folgenden Detektoren vermindern würden. Lediglich auf der Ausleseseite existiert eine Ansammlung von Material. Zusätzlich kann auch eine Energieverlustmessung durchgeführt werden, welche der Teilchenidentifikation zu Gute kommt. Daher eignet sich eine TPC hervorragend als Spurdetektor.

¹Gas Electron Multiplier werden in Abschnitt 6.4 beschrieben.

6 Physik des Zählgases

Das Verhalten einer TPC wird vornehmlich durch die Wahl des richtigen Zählgases beeinflusst. Dieses muss ein gutes Verhalten bezüglich Signalerzeugung, Ladungstransport und Gasverstärkung aufweisen. Das verwendete Gas sollte außerdem chemisch stabil und reaktionsträge sein, um nicht den Detektor anzugreifen. Daher kommen hauptsächlich Edelgase wie Argon zum Einsatz.

Zum eigentlichen Zählgas wird ein geringer Anteil (meist 5-10 %) Löschgas zugefügt. Dieses fängt UV-Photonen ab, die bei der Gasverstärkung entstehen. Ein solches Photon würde weitere Gasatome oder die Hüllwand ionisieren und somit zusätzliche ungewollte Spuren erzeugen oder die Detektorstruktur angreifen. Die Energie des UV-Quants wird in Schwingungs- und Rotationsanregungen der Löschgasmoleküle überführt und somit neutralisiert. Als Löschgase kommen z.B. Methan oder Kohlendioxid zum Einsatz.

Im Bereich des Zählgases existieren viele Parameter, welche angepasst und optimiert werden müssen. Es muss für jeden Anwendungsbereich das ideale Gas gefunden werden, es existiert allerdings keine „perfekte“ Gasmischung.

6.1 Ionisation durch geladene Teilchen

Durchdringt ein geladenes Teilchen das Gas, so wird es mit dem Coulombfeld eines Gasatoms wechselwirken und dabei Energie verlieren¹. Dieser Energieverlust geschieht durch Ionisation oder Anregung. Ein gasbetriebener Detektor funktioniert auf der Grundlage der Ionisation. Diese kann als Austausch eines virtuellen Photons mit einem Atom des durchdrungenen Materials beschrieben werden. Dabei wird ein Hüllenelektron aus dem Atomverband ausgelöst, sodass ein Elektron-Ion-Paar entsteht.

Der Energieverlust pro durchflogener Wegstrecke ($\frac{dE}{dx}$) wird mit der Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Diese ergibt sich aus der Betrachtung der elektromagnetischen Wechselwirkung eines Teilchens, welches ein Medium mit einer komplexen Dielektrizitätskonstante $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ durchdringt. Hierbei gilt für den realen Teil die typische Beziehung $\epsilon_1^2 = n^2$ zum Brechungsindex. Unter dieser Voraussetzung ergibt sich nach längerer Rechnung die Bethe-Bloch-Formel:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e} z^2 e^4 \frac{Z \rho}{A u \beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]. \quad (6.1)$$

Hierbei ist z die Ladungszahl des Projektils, Z und A die Kernladungszahl bzw. Massenzahl des Mediums, $\frac{\rho}{u}$ die Dichte des Mediums in Einheiten der atomaren Masseneinheit und I die Ionisationskonstante des Materials, welches mit $I = I_0 \cdot Z$ beschrieben werden

¹Informationen zum Ionisationsprozess finden sich in einschlägiger Literatur wie [Kle05] oder [Gru93].

kann. I_0 ist das effektive Ionisationspotential eines Hüllenelektrons, welches in Tabellen (für einige ausgesuchte Materialien in Tabelle 6.1 dargestellt) nachgeschlagen werden kann. Häufig wird statt der zurückgelegten Wegstrecke x auch die Massenbelegung X genutzt. Diese ergibt sich durch $X = x \times \rho$, sodass

$$\frac{dE}{dX} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (6.2)$$

gilt.

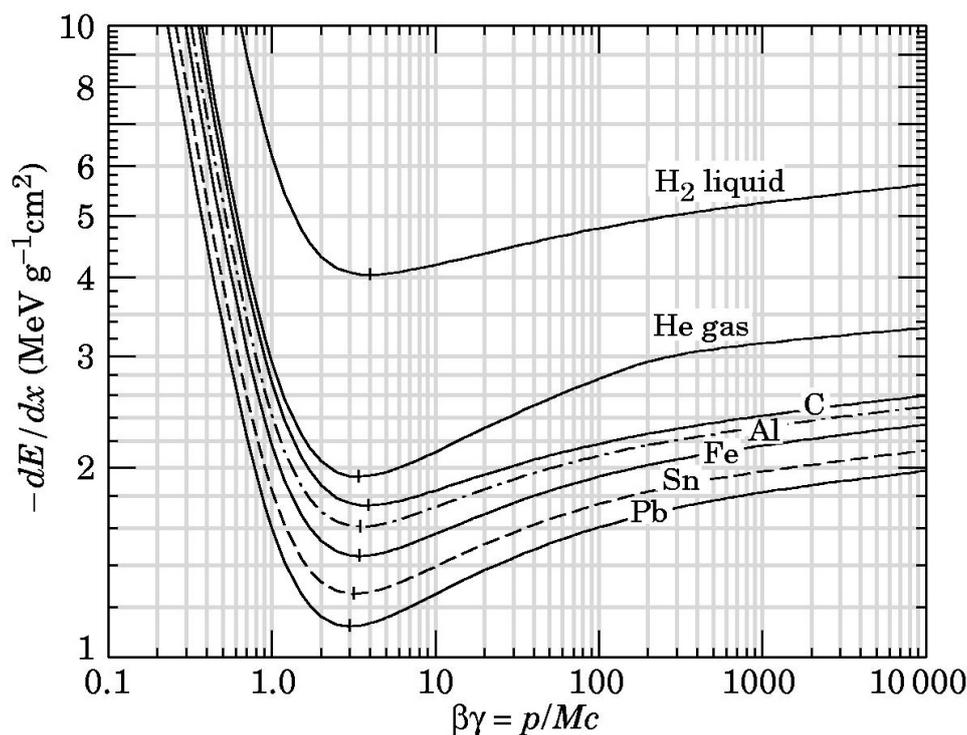


Abbildung 6.1: Energieverlust durch Ionisation nach Bethe-Bloch für einige Materialien [PDG10]

In Abb. 6.1 ist der Verlauf der Bethe-Bloch-Formel für verschiedene Materialien als Funktion von $\beta\gamma = \frac{p}{m_0}$ dargestellt. Für niedrige Impulse fällt der Energieverlust mit β^{-2} . Für einen Wert von $\beta\gamma \approx 4$ erreicht die Kurve ihr Minimum. Teilchen mit dieser Energie werden minimal ionisierende Teilchen (MIPs) genannt. Teilchen mit Energien jenseits des MIP-Bereichs sind bereits stark relativistisch. In diesem Bereich steigt der Energieverlust logarithmisch an, bevor er ein Plateau, das sogenannte Fermiplateau, erreicht.

Elektronen können zusätzlich im Coulombfeld des Atomkerns abgebremst werden. Dieser Prozess führt zum Aussenden von Photonen und wird Bremsstrahlung genannt. Eine Näherungsformel, die das Verhältnis zwischen Bremsstrahlung und Ionisationsverlust beschreibt, ist

$$\left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{brems}} \propto \frac{ZE}{580 \text{ MeV}} \left(\frac{dE}{dX}\right)_{\text{ion}} \quad (6.3)$$

Die Energie, bei der der Energieverlust beider Prozesse gleich ist, wird als kritische Energie E_C bezeichnet. Aus Formel 6.3 lässt sich ablesen, dass diese im Bereich 10-100 MeV liegt. Für die meisten β -Strahlenquellen spielt somit nur Ionisation eine Rolle.

Ein hochenergetisches Teilchen gibt kontinuierlich Energie ab, während es das Material durchdringt. Dabei erzeugt es stetig Elektron-Ion-Paare im Gasvolumen, die seine Spur nachzeichnen. Die Anzahl der primären Ionisationen (n_e) ist proportional zur Gesamtkernladungszahl (für Moleküle Summe aller Kernladungszahlen) eines Gasmoleküls, da diese auch die mittlere Menge an Hüllenelektronen und somit die Anzahl an potentiellen Zielen beschreibt. Bei der Ionisation wird an das ausgelöste Elektron, sowie an den Ionenrumpf kinetische Energie abgegeben. Ist diese Energie höher als I_0 , so wird durch inelastische Streuung an einem weiteren Gasmolekül ein Sekundärelektron-Ion-Paar erzeugt. Die totale Anzahl n_{tot} an erzeugten Ladungsträgern lässt sich errechnen, indem der gesamte Energieverlust ΔE durch die mittlere Energie, welche benötigt wird, um ein Ladungsträgerpaar zu erzeugen, geteilt wird. Diese Energie W_I ist höher als das Ionisationspotential I_0 , da ein Teil der Energie in Anregung von Hüllennatomen sowie die kinetische Energie von Ionrumpf und ausgelöstem Elektron geht.

$$n_{tot} = \frac{\Delta E}{W_I} \quad (6.4)$$

Einige Werte für die mittlere Kernladungszahl, das Ionisationspotential, die benötigte Energie pro Ladungsträgerpaar sowie die kritische Energie sind in Tabelle 6.1 dargestellt.

Material	\bar{Z}	I_0 in eV	W_I in eV	E_C in MeV
Edelgase				
Argon	18	15.8	26	35
Krypton	36	14.0	24	21.5
Xenon	54	12.1	22	14.5
Löschgase				
Methan	10	13.1	28	
Kohlendioxid	22	13.7	33	

Tabelle 6.1: Eigenschaften einiger ausgesuchter Gase **Quelle:** [Kle05]

6.2 Elektronendrift durch den Detektor

Die erzeugten Elektronen und Ionen besitzen nach dem Ionisationsprozess eine definierte kinetische Energie. Diese verlieren sie durch weitere Stöße mit dem Detektionsmedium, sodass sie nur noch ungerichtete, thermische Bewegungen durchführen. Um die Elektronen vom Erzeugungsort zu den Auslesepaden zu leiten, wird ein elektrisches Feld parallel zur Zylinderachse angelegt. Zusätzlich existiert in TPCs meist noch ein magnetisches Feld, welches ebenfalls in die Richtung des elektrischen Feldes zeigt. Dieses hat keinen Einfluss

auf die Driftgeschwindigkeit, da die Lorentzkraft senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung steht. Es spielt jedoch bei der Diffusion² der Teilchen eine Rolle³.

Die Bewegung eines Elektrons in Anwesenheit eines elektrischen und eines magnetischen Feldes durch ein Gasmedium lässt sich mit der Langevin-Gleichung beschreiben

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e(\vec{v} \times \vec{B}) + \vec{F}_{coll}(t), \quad (6.5)$$

wobei $\vec{F}_{coll}(t)$ ein zeitabhängiger Term ist, welcher der Kollisionskraft entspricht. Der mittlere Abstand zwischen zwei Stößen wird als mittlere freie Weglänge l bezeichnet, die mittlere Zeit, die zwischen zwei Stößen vergeht, heißt τ . Werden sehr viele Stöße, also ein Zeit $t \gg \tau$, betrachtet, so wird sich eine konstante Geschwindigkeit einstellen. Diese wird als Driftgeschwindigkeit v_D bezeichnet, für die die Ableitung nach der Zeit verschwinden muss. Es gilt

$$0 = m_e \left\langle \frac{d\vec{v}}{dt} \right\rangle = e\vec{E} + e(\vec{v}_D \times \vec{B}) + \left\langle \vec{F}_{coll} \right\rangle. \quad (6.6)$$

Nun muss die Zeitmittelung für den Kollisionsterm bestimmt werden, welche sich für viele Stöße schreiben lässt als

$$\left\langle \vec{F}_{coll} \right\rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T dt \vec{F}_{coll}. \quad (6.7)$$

Dies lässt sich umschreiben in den mittleren Impulstransfer pro Stoßzeit

$$\left\langle \vec{F}_{coll} \right\rangle = \frac{1}{\tau} \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N m \Delta \vec{v} = \frac{1}{\tau} \langle m \Delta \vec{v} \rangle. \quad (6.8)$$

Das kann gelesen werden als Mittelwertbildung der Streuwinkel zuerst über eine Gruppe ähnlicher Impulse, danach gemittelt über die Gruppen. Das hieraus resultierende Ergebnis hat die Form eines Reibungsterms

$$\left\langle \vec{F}_{coll} \right\rangle = -\frac{1}{\tau} m_e \langle \vec{v} \rangle = -\frac{1}{\tau} m_e \vec{v}_D. \quad (6.9)$$

In Gleichung 6.6 eingesetzt liefert dies die zeitgemittelte Langevin-Gleichung

$$\underbrace{\left[1 - \tau \frac{(-e\vec{B})}{m_e} \times \right]}_{\mathcal{M}} \vec{v}_D = \frac{e\tau}{m_e} \vec{E}. \quad (6.10)$$

In Abwesenheit eines magnetischen Feldes existiert ein linearer Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und konstanter Bewegungsgeschwindigkeit mit der Beweglichkeit μ als Proportionalitätskonstanten.

$$\vec{v}_D = \mu \vec{E} \quad (6.11)$$

²Diffusion wird in Abschnitt 6.3 beschrieben.

³Die Theorie des Elektronendriffs in TPCs ist in [Fuj08] dargestellt.

Für $\vec{B} = 0$ ist dieser Zusammenhang in Gleichung 6.10 ablesbar und für die Beweglichkeit kann

$$\mu(\vec{B} = 0) = \frac{e\tau}{m_e} \quad (6.12)$$

bestimmt werden. In Anwesenheit des Magnetfelds wird die Zyklotronfrequenz als

$$\vec{\omega} = \frac{(-e)\vec{B}}{m_e} \quad (6.13)$$

definiert. Somit lässt sich

$$\mu(\vec{B} = 0)\vec{E} = (1 - \tau\vec{\omega} \times)\vec{v}_D \quad (6.14)$$

schreiben. Dies ist eine einfache lineare Gleichung. Die Lösung für \vec{v}_D kann durch Matrixinversion von \mathcal{M} erlangt werden. Werden außerdem noch die Einheitsvektoren der beiden Felder \hat{E} und \hat{B} verwendet, so ergibt sich für die Driftgeschwindigkeit

$$\vec{v}_D = \frac{\mu E}{1 + \omega^2 \tau^2} \left[\hat{E} + \omega\tau \hat{E} \times \hat{B} + \omega^2 \tau^2 (\hat{E} \cdot \hat{B}) \hat{B} \right]. \quad (6.15)$$

Für den Spezialfall einer TPC gilt $\hat{E} \times \hat{B} = 0$ und $(\hat{E} \cdot \hat{B})\hat{B} = \hat{B} = \hat{E}$, sodass sich Gleichung 6.15 vereinfacht zu

$$\vec{v}_D(\vec{B} \neq 0) = \frac{\mu(\vec{B} = 0)E}{1 + \omega^2 \tau^2} \hat{E} (1 + \omega^2 \tau^2) = \mu(\vec{B} = 0)\vec{E} = \vec{v}_D(\vec{B} = 0). \quad (6.16)$$

Die anfängliche Behauptung, dass die Driftgeschwindigkeit nicht vom Magnetfeld abhängt, ist somit bestätigt. Die Driftgeschwindigkeit zeigt parallel zum elektrischen Feld und ist nur von dessen Stärke sowie der spezifischen Beweglichkeit des Teilchens abhängig. Die spezifische Beweglichkeit wiederum ist sowohl von der Art des Teilchens als auch von den Eigenschaften des Gases abhängig. So spielt zum einen z.B. die Masse und die Ladung des Teilchens eine Rolle. Ein Argon-Ion ist etwa 80,000 mal schwerer als ein Elektron und wird erheblich langsamer driften. Weiterhin werden der Gasdruck, die Gastemperatur und die Zusammensetzung des Gasgemischs die Driftgeschwindigkeit beeinflussen.

Die Form der v_D -Kurve kann durch die Betrachtung des Wirkungsquerschnitts für elastische Streuung eines Elektrons an einem Gasteilchen beschrieben werden. Die Driftgeschwindigkeit ist antiproportional zum Wirkungsquerschnitt, da seltenere Stöße zu längeren Beschleunigungsstrecken führen. Betrachtet man diesen Vorgang klassisch, also die Streuung zweier solider Sphären aneinander, so erwartet man einen monotonen Abfall des Wirkungsquerschnitts mit der kinetischen Energie des Elektrons. Dies führt zu einem monotonen Anstieg der Driftgeschwindigkeit mit dem elektrischen Feld.

Carl Ramsauer [Ram21] und John Sealy Townsend [Tow28] konnten unabhängig voneinander nachweisen, dass für die Streuung von Elektronen an Edelgasen wie Argon, Krypton oder Xenon diese theoretische Betrachtung nicht ausreicht. Es zeigt sich, dass für eine bestimmte Energie ein lokales Minimum im Wirkungsquerschnitt existiert, sodass die v_D -Kurve ein lokales Maximum aufweist. Dieses wird als Ramsauer-Kerbe (Raumsauer-Townsend-Dip) bezeichnet und lässt sich mit der Wellencharakteristik des Elektrons erklären. An diesem Punkt verschwindet der Wirkungsquerschnitt für die S -Wellenstreuung

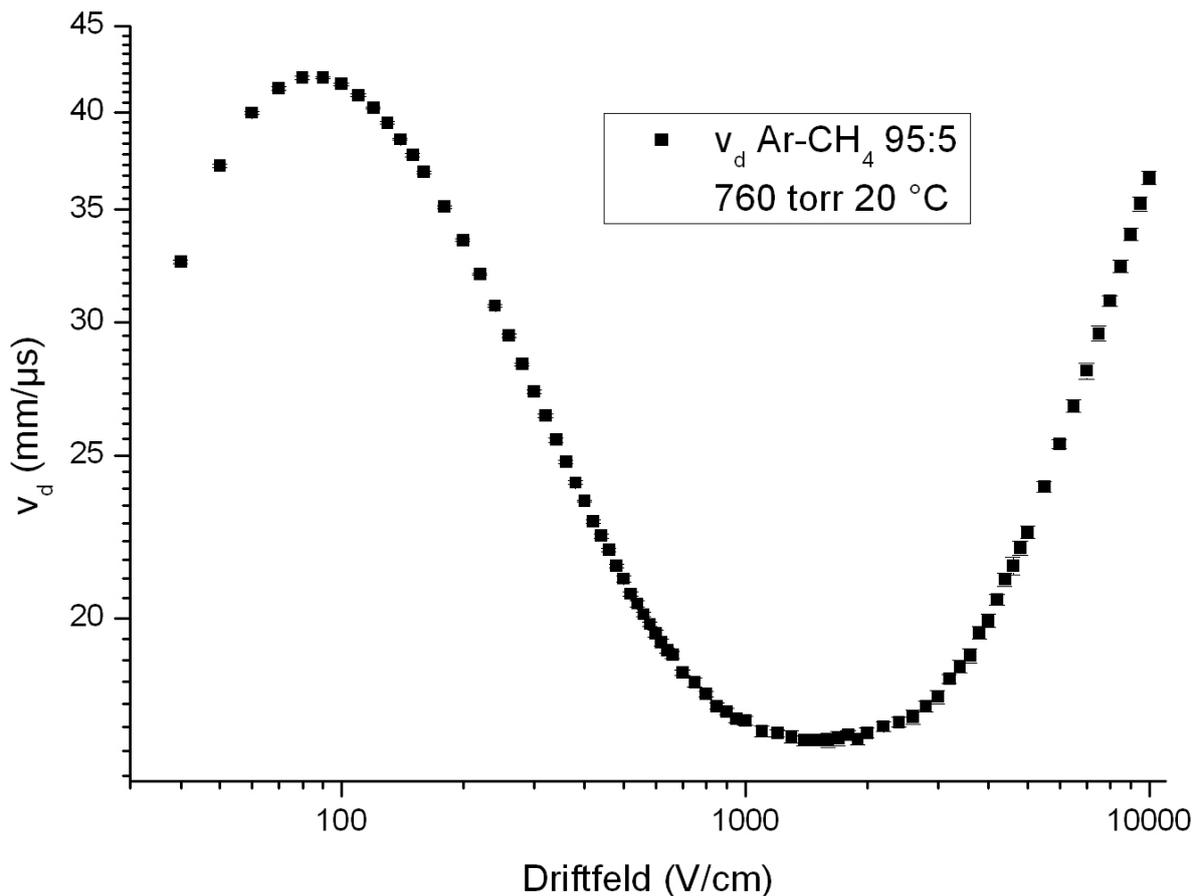


Abbildung 6.2: Verlauf der v_d -Kurve in Abhängigkeit des Driffeldes für Ar-CH₄ 95:5 bei 760 torr und 20 °C

und der Wirkungsquerschnitt für die P -Wellenstreuung ist noch sehr klein. Dies tritt für Elektronen auf, deren de-Broglie-Wellenlänge im Bereich der Größe des Gasatoms liegt. Für diese Energie wird das Gas transparenter.

Der Verlauf der Driftgeschwindigkeitskurve ist in Abb. 6.2 dargestellt.

Für eine TPC sollte die Driftgeschwindigkeit so hoch wie möglich sein, um erzeugte Ladungsträger so schnell wie möglich zum Auslesebereich zu transportieren und somit wieder sensitiv auf weitere Spuren zu werden. Außerdem sollte die Driftgeschwindigkeit unempfindlich auf leichte Schwankungen des elektrischen Feldes sein. Daher ist die Nutzung eines Driffeldes nahe des Ramsauer-Maximums ratsam.

6.3 Diffusion

Die Kollision der Elektronen mit den Gasatomen führt neben dem Erreichen einer stabilen Driftgeschwindigkeit außerdem zur Diffusion. Die unterschiedlichen Elektronen einer Ladungswolke werden an den Gasatomen statistisch verschieden stark gestreut, sodass die

Ausdehnung der Wolke mit der zurückgelegten Strecke anwächst. Dies führt dazu, dass das eigentlich punktförmige Signal mit steigender Driftdistanz immer weiter verschmiert wird. Die Ladung wird auf eine größere Fläche und möglicherweise auf mehreren Pads verteilt. Um eine Rekonstruktion der Ereignisse gewährleisten zu können, muss dieser Prozess verstanden werden.

Die Diffusion kann als Random Walk betrachtet werden⁴. Dabei wird ein fester Wert für die mittlere freie Zeit $\bar{\tau}$ zwischen zwei Stößen angenommen. Zusätzlich wird ein vorhandenes magnetisches Feld in z -Richtung erlaubt, die Bewegungen verlaufen allerdings nur thermisch, es existiert kein beschleunigendes elektrisches Feld. Es gilt

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\nu(v)}. \quad (6.17)$$

Die Wahrscheinlichkeit, nach einer Zeit t von einem Gasatom um den Winkel Ω gestreut zu werden, ist

$$P(t, \Omega) = \frac{1}{\bar{\tau}} e^{-\frac{t}{\bar{\tau}}} dt \frac{d\Omega}{4\pi}. \quad (6.18)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron nach N Stößen am Ort \vec{x} zu finden, ergibt sich als Produkt der Wahrscheinlichkeiten der Einzelstöße

$$P(\vec{x}) = \prod_{i=1}^N \left(\int_0^\infty dt_i \frac{1}{\bar{\tau}} e^{-\frac{t_i}{\bar{\tau}}} \int \frac{d\Omega_i}{4\pi} \right) \cdot \delta^3 \left(\vec{x} - \sum_{i=1}^N \vec{x}_i \right), \quad (6.19)$$

wobei angenommen wurde, dass die Geschwindigkeitsverteilung einer δ -Funktion entspricht und der Ort der Ladungserzeugung der Koordinatenursprung ist. Zusätzlich gilt, dass das magnetische Feld in Bewegungsrichtung zeigt. Es können die longitudinale und transversale quadratische Abweichung bestimmt werden. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit wird die Bewegungsrichtung in z -Richtung gewählt. Für die transversale Abweichung ergibt sich

$$\sigma_\perp^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2 = \int d^3\vec{x} P(\vec{x}) (x^2 + y^2) \quad (6.20)$$

$$= 2 \cdot 2t \underbrace{\frac{1}{3} \frac{(\vec{v}\bar{\tau})^2}{\bar{\tau} [1 + (\omega\bar{\tau})^2]}}_{\tilde{D}_T} \quad (6.21)$$

$$= 2\sigma_T^2 = 2 \cdot 2t\tilde{D}_T, \quad (6.22)$$

mit dem transversalen Koeffizienten \tilde{D}_T . Eine ähnliche Rechnung kann für die longitudinale Diffusion gemacht werden. Wird zusätzlich $\lambda = v\bar{\tau}$ substituiert, so erhält man insgesamt

$$\tilde{D}_L = \frac{1}{3} \lambda v \quad (6.23)$$

$$\tilde{D}_T = \frac{1}{3} \frac{\lambda \cdot v}{1 + (\omega\bar{\tau})^2} = \frac{\tilde{D}_L}{1 + (\omega\bar{\tau})^2}. \quad (6.24)$$

⁴Eine Herleitung der Diffusion als Random Walk findet sich z.B. in [Fuj08] oder [Sch06].

6.3.1 Dichte der Elektronenwolke und Diffusionskoeffizienten

Ausgehend von der Boltzmann-Transport-Gleichung kann für eine punktförmige Quelle eine Diffusionsgleichung hergeleitet werden. Diese ergibt sich zu

$$\frac{\partial}{\partial t}n + \vec{v} \frac{\partial}{\partial \vec{x}}n - \begin{pmatrix} \tilde{D}_T & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{D}_T & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{D}_L \end{pmatrix} \left(\frac{\partial}{\partial \vec{x}} \right)^2 n = 0. \quad (6.25)$$

Hierbei ist n die Elektronendichte zur Zeit t am Ort \vec{x} . Die Lösung dieser Gleichung ist

$$n = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi(2\tilde{D}_T t)}} \right)^2 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2(2\tilde{D}_T t)}\right) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi(2\tilde{D}_L t)}} \right) \exp\left(-\frac{z^2}{2(2\tilde{D}_L t)}\right). \quad (6.26)$$

Die Ladungswolke zeigt eine gaußförmige Verschmierung. Die Breite ist gegeben durch

$$\sigma_{x/y}^2 = 2\tilde{D}_T t = 2\tilde{D}_T \frac{L}{v} \quad (6.27)$$

$$\sigma_z^2 = 2\tilde{D}_L t = 2\tilde{D}_L \frac{L}{v}, \quad (6.28)$$

wobei L die Driftlänge darstellt. Nun können die Diffusionskoeffizienten D_T und D_L definiert werden, sodass keine Geschwindigkeitsabhängigkeit enthalten bleibt. Man definiert $D_i = \sqrt{\frac{2\tilde{D}_i}{v}}$. Somit erhält man für die Breiten der Gaußverteilungen

$$\sigma_T = D_T \sqrt{L} \quad (6.29)$$

$$\sigma_L = D_L \sqrt{L}. \quad (6.30)$$

Bei bekannten Koeffizienten muss die Driftlänge eingesetzt werden, um die Verschmierung zu bestimmen. Bei gemessenen Verschmierungen und Driftlängen können die Diffusionskoeffizienten ermittelt werden. Für diese ergibt sich mit den Ergebnissen aus den Gleichungen 6.23 und 6.24

$$D_L = \sqrt{\frac{2}{3}}\lambda \quad (6.31)$$

$$D_T = \sqrt{\frac{2}{3}}\lambda \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + (\omega\tau)^2}}. \quad (6.32)$$

6.3.2 Einfluss angelegter Felder

Liegt kein magnetisches Feld an, so ist $\omega = 0$. Betrachtet man den Fall eines nicht verschwindenden Magnetfeldes, so ergibt sich aus Gleichung 6.32 das Verhältnis beider Fälle

$$D_T(B = 0) = D_T(B \neq 0) \cdot [1 + (\omega\tau)^2]. \quad (6.33)$$

Die Anwesenheit eines magnetischen Feldes verringert also die transversale Diffusion. Je größer das Feld wird, desto kleiner ist die Diffusion in x - und y -Richtung. Die Diffusion entlang der Bewegungsrichtung wird nicht beeinflusst.

Wird ein elektrisches Feld angelegt, so ergibt sich eine Superposition der thermischen ungerichteten und der gerichteten Bewegung, verursacht durch die Coulombkraft. Damit sind v_T und v_L nicht mehr gleich groß, sodass sich die Diffusion longitudinal und transversal unterscheiden wird.

6.4 Gasverstärkung

Die Menge an Elektronen, die beim Teilchendurchgang erzeugt werden, ist nicht ausreichend, um auf einem Pad ein auslesbares Stromsignal zu erzeugen. Die Primärelektronen müssen im Gas weiter verstärkt werden. Um Material im Detektorvolumen zu sparen und nicht im gesamten Detektor störende Ionen zu erzeugen, wird die Verstärkung am Ende des Driftweges kurz vor der Anode vorgenommen. Für diesen Prozess können z.B. Gas Electron Multiplier (GEMs) genutzt werden⁵.

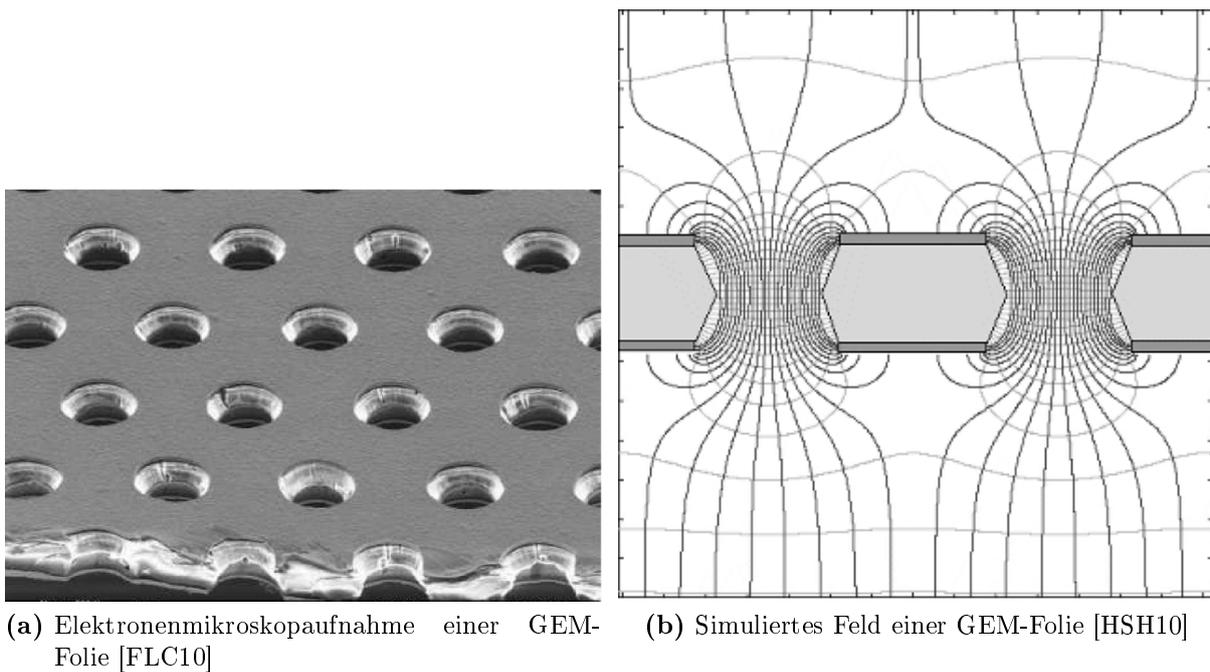


Abbildung 6.3: Struktur und Feld einer Gas Electron Multiplier Folie

Abb. 6.3a zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme einer solchen GEM-Folie. Es ist eine $50\ \mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie, die auf beiden Seiten mit $5\ \mu\text{m}$ Kupfer beschichtet ist. In diese

⁵Informationen über GEMs sind z.B. auf der Homepage des CERN [GDG10] oder des DESY [FLC10] zu finden.

Folie werden in regelmäßiger hexagonaler Form doppelt konische Löcher geätzt. Die Löcher auf dem Bild haben einen Abstand von $140 \mu\text{m}$ und einen Außendurchmesser von $70 \mu\text{m}$.

Zwischen Ober- und Unterseite der Folie wird eine Spannung von 300-400 V angelegt. Dadurch entsteht im Inneren des Lochs ein starkes elektrisches Feld (bis zu 100 kV/cm). Die Feldlinien sind in Abb. 6.3b zu sehen. Ein eindringendes Elektron erhält genug Energie, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Dieser Prozess wiederholt sich und führt zu einer Elektron-Lawinenbildung im Loch.

Die gesamte Verstärkung kann in drei Schritte unterteilt werden:

- Elektronen driften durch die Kammer zur Oberseite der GEM. Dort werden sie durch das elektrische Feld in das Loch gelenkt. Einige der Feldlinien enden jedoch auch auf der Oberseite der GEM, sodass die Elektronen dort aufgenommen werden und für den weiteren Prozess nicht mehr zur Verfügung stehen. Dafür lässt sich ein Sammelkoeffizient

$$C_{\text{sammel}}^- = \frac{N_{\text{einlass}}}{N_{\text{einlauf}}} \quad (6.34)$$

definieren, mit N_{einlass} der Anzahl der Elektronen, die in das Loch driften, geteilt durch N_{einlauf} der Gesamtzahl an Elektronen, die die GEM erreichen. Das Minuszeichen im Exponenten zeigt, dass es sich um den Elektronensammelkoeffizienten handelt. Für Ionen wird er einen anderen Wert annehmen. Der Koeffizient hängt vom Verhältnis des Feldes über der GEM und dem Feld im Inneren des Lochs ab.

- Nach dem Aufsammeln läuft der eigentliche Verstärkungsvorgang ab. Die Verstärkung ist eine Funktion des Feldes im Inneren des Lochs. Der Ertrag ist durch die Spannung zwischen Ober- und Unterseite gegeben und hängt weiterhin von der GEM-Bauform und der Gasmischung ab. Es ergibt sich ein exponentieller Zusammenhang

$$G_{\text{loch}}^- = a \times e^{b\Delta U_{\text{GEM}}}, \quad (6.35)$$

mit a und b als Parametern, die von Bauform und Gasmischung abhängen.

- Nach dem Verstärken verlassen die Elektronen die GEM-Folie. Wiederum enden einige Feldlinien auf der unteren Kupferschicht der GEM. Somit wird ein Teil der Elektronen abgefangen. Es lässt sich ein Extraktionskoeffizient

$$C_{\text{extrakt}}^- = \frac{N_{\text{auslauf}}}{N_{\text{lochende}}} \quad (6.36)$$

definieren, mit N_{auslauf} der Anzahl an Elektronen, die das Loch verlassen, durch N_{lochende} der Anzahl der Elektronen am Ende des Lochs. Dieser Koeffizient hängt von der optischen Transparenz sowie dem Verhältnis zwischen dem Feld im Loch und demjenigen unter dem Loch ab. Die optische Transparenz ist das Verhältnis der Lochfläche zur Gesamt-GEM-Fläche.

Sowohl $C_{extrakt}$ als auch C_{sammel} sind kleiner oder gleich eins, während G größer als eins ist.

Die Gesamtverstärkung einer GEM ergibt sich als Produkt dieser drei Kenngrößen

$$G_{GEM} = C_{sammel}^- \times G_{loch}^- \times C_{extrakt}^- \quad (6.37)$$

Werden mehrere (N) GEMs hintereinander geschaltet, ergibt sich die Verstärkung des Stapels als Produkt der Einzelverstärkungen

$$G_{stapel} = \prod_{i=1}^N G_{GEM_i} \quad (6.38)$$

Mit einer GEM können Verstärkungen von bis zu 100 erreicht werden. Bei dieser Verstärkung wird nahezu kein Rauschen erzeugt. Daher wird die Hauptverstärkung durch die GEMs vorgenommen.

7 Erzeugung von Spuren mit Hilfe eines UV-Lasers

Ende der 70er Jahre konnte gezeigt werden, dass es mit Hilfe eines hochintensiven UV-Lasers möglich ist, thermische Elektronen in einem Zählgas auszulösen. Somit ist es möglich, Spuren in einem Gasdetektor zu erzeugen, welche für Messungen von Gaseigenschaften und zur Untersuchung und Kalibration von Detektoren genutzt werden können.

7.1 Eigenschaften von mit UV-Lasern erzeugten Spuren

Ein UV-Laser hat relativ geringe Dimensionen. Im Gegensatz zu einem Teilchenstrahl kann er günstig angeschafft und installiert werden. Er emittiert nur in eine vorgegebene Richtung und ist für die menschliche Gesundheit im Gegensatz zu radioaktiven Quellen ungefährlich¹. Ein Laser ist eine kostengünstige, gut verfügbare und sichere Möglichkeit, Teilchenspuren in einer TPC zu erzeugen.

Ein Laser erzeugt einen sehr dünnen, gut kollimierten und räumlich definierten Strahl. Zeitpunkt und Dauer, in der er emittiert, sind wohlbekannt, sodass eine räumlich und zeitlich definierte Spur erzeugt wird.

Die Ionisation von Atomen durch Photonen verläuft nicht kontinuierlich, sondern statistisch verteilt entlang des Strahlwegs. Die ausgelösten Elektronen sind ebenso statistisch auf dem Strahlweg verteilt. Dies entspricht der Situation eines Teilchendurchgangs nach einer Kollision.

Ein Photonenstrahl wird nicht von einem Magnetfeld beeinflusst. Er kann mit und ohne Magnetfeld dieselben Spuren erzeugen. Dadurch ist es möglich, die Leistung des Detektors mit und ohne Magnetfeld genau zu untersuchen. Bei geladenen Teilchen beeinflusst das Magnetfeld sowohl das spurerzeugende Teilchen als auch die Weiterentwicklung der Spur. Es ist nicht möglich, beide Prozesse separat zu untersuchen.

Je nach Installation kann die Richtung und Position der Spur frei gewählt und das räumliche Verhalten des Detektors untersucht werden. Es können lokale Unterschiede z.B. der Auslese vermessen werden. Dies macht es möglich, z.B. die Uniformität der GEM-Verstärkung oder die Homogenität des Drift- und Magnetfeldes zu untersuchen.

Ein Laser emittiert Photonen einer bestimmten Wellenlänge und bekannter Energie.

¹Das einzige Organ des menschlichen Körpers, das durch den Laser gefährdet ist, ist das Auge. Dieses kann aber sehr gut durch das Tragen einer entsprechenden Schutzbrille vollständig geschützt werden.

Beim Durchgang durch Materie wird die Intensität, nicht aber die Energie, beeinflusst². Dies ist bei z.B. Elektronen anders, da sie kontinuierlich Energie abgeben. Die Energieabgabe eines ausreichend intensiven³ Laserstrahls ist uniform entlang einer großen Strecke, sodass auch in großen Detektoren Spuren erzeugt werden können.

7.2 Ionisation des Zählgas durch einen UV-Laser

In dieser Arbeit kommt ein Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda=266$ nm zum Einsatz. Dies entspricht einer Energie von

$$E = 2\pi\nu = \frac{2\pi}{\lambda} = 4.66 \text{ eV}. \quad (7.1)$$

Das Zählgas setzt sich aus 95 % Argon und 5 % Methan zusammen. Die Ionisationspotentiale betragen 15.7 eV für Argon [Sad80], sowie 13.6 eV für Methan [Ham68]. Die Ionisationsenergie ist also 2.9 respektive 3.4 mal höher als die Photonenergie. Einzelphoton-Photoeffekt ist nicht möglich. Es müssen drei bzw. vier Lichtteilchen nahezu gleichzeitig absorbiert werden. Dies ist durch einen Mehrschrittprozess oder die Mehrphotonabsorption möglich. Beim sogenannten Mehrschrittprozess wird das Atom von jedem Photon in einen höheren, existenten Anregungszustand versetzt. Dies geschieht, bis es stark genug angeregt ist, um von einem Photon ionisiert zu werden. Solch ein Prozess ist für einen Zweischrittvorgang realistisch. Ein Vorgang mit drei oder sogar vier Schritten ist unwahrscheinlich, da jedes Mal ein reeller Zwischenzustand existieren muss, der energetisch passend ist.

Bei der Mehrphotonabsorption wird das Atom schrittweise jeweils in einen virtuellen Zustand angeregt. Nach der Anregung muss innerhalb der Lebensdauer dieses Zustands ein weiteres Photon absorbiert werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist relativ gering. Die Gesamtwahrscheinlichkeit wird daher mit jedem weiteren Schritt erheblich kleiner. Dieser Prozess wird in Abschnitt 7.3 für zwei Schritte beschrieben.

Es ist nicht möglich, mit diesen Prozessen genügend Elektron-Loch-Paare zu erzeugen, um ein ausreichend hohes Signal in der TPC zu erzeugen. Daher müssen andere Vorgänge für die Spurentstehung verantwortlich sein.

7.3 Doppelphotonabsorption

Bei der Doppelphotonabsorption ist es möglich, Energieniveaus zu erreichen, deren Energielücke doppelt so hoch ist wie die Energie des einzelnen Photons. Mit dem beschriebenen UV-Laser sind dies also $\Delta E = 9.32$ eV. Die Beschreibung wird hier für ein Atom durchgeführt, ist für ein Molekül aber identisch.

²Der einzige Prozess, der die Energie des Photons verändert, ohne es zu zerstören, ist Compton-Streuung, welche bei den beschriebenen Energien keine Rolle spielt.

³Die Anzahl an absorbierten Photonen ist klein im Verhältnis zur Gesamtzahl.

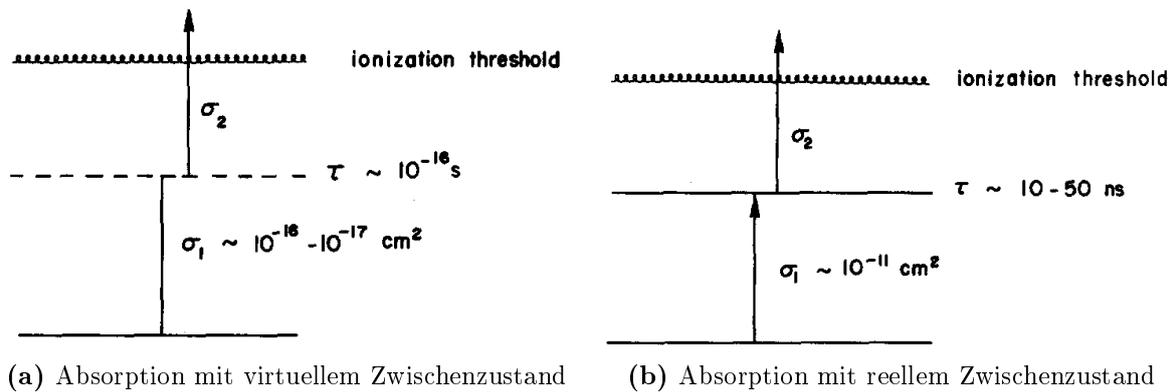


Abbildung 7.1: Ionisation durch Aufnahme zweier Photonen [Sad80]

Ein erstes einlaufendes Photon regt das Atom in einen virtuellen Zustand an, der Wirkungsquerschnitt hierfür ist σ_1 . Dieser Zwischenzustand lebt die Zeit τ , bevor er zurückrelaxiert. Während dieser Zeit wird ein zweites Photon absorbiert, das das Elektron auslöst. Der Wirkungsquerschnitt für diese Absorption ist σ_2 . Die Gesamtwahrscheinlichkeit hängt linear von den Wirkungsquerschnitten, der Zeit, in der der Zwischenzustand vorgefunden werden kann, und der Anzahl an Photonen, die während dieser Zeit die aktive Fläche durchlaufen (Fluss F), ab. Es ergibt sich als Wirkungsquerschnitt für den gesamten Vorgang [Sad80]

$$\sigma = \sigma_1 \sigma_2 \tau F, \quad (7.2)$$

wobei sich F aus der Gesamtzahl der Photonen geteilt durch Strahlfläche A und Pulslänge T ergibt. Die Gesamtzahl der Photonen ist die Gesamtenergie eines Laserpulses E geteilt durch die Energie eines Photons E_γ .

Die Anzahl an erzeugten Elektronen pro Einheitsstrecke (n_e) ergibt sich als Produkt aus Wirkungsquerschnitt, Dichte der möglichen Ziele ($\rho_i = \rho \frac{p_i}{p}$ mit Partialdruck p_i und Kerndichte ρ) und Anzahl an Photonen (n_γ) zu

$$n_e = \rho_i \sigma n_\gamma. \quad (7.3)$$

Werden σ durch Beziehung 7.2 und der Fluss sowie ρ_i jeweils durch ihre Pendanten ersetzt, so ergibt sich eine Formel für die Anzahl an erzeugten Elektronen pro Einheitslänge.

$$n_e = \frac{E^2 \rho}{E_\gamma^2 A T} \times \sigma_1 \sigma_2 \tau p_i \quad (7.4)$$

In [Sad80] findet sich ein typischer Wirkungsquerschnitt $\sigma_1 \approx \sigma_2 \approx 10^{-17} \text{ cm}^2$ und eine typische Lebensdauer $\tau \approx 0.1 \text{ fs}$ für solch einen virtuellen Zwischenzustand (siehe Abb. 7.1). Der in Siegen verwendete Laser weist eine Pulsenergie von $10 \mu\text{J}$ bei einer Pulslänge von 1 ns auf. Der Strahldurchmesser beträgt $1040 \mu\text{m}$ und somit ergibt sich eine Fläche von 0.85 mm^2 .

Sollte ein reeller Zwischenzustand existieren, so erhöhen sich Lebensdauer und Wirkungsquerschnitt drastisch (vgl. Abb. 7.1b). Die Anzahl an erzeugten Elektronen steigt an. Es

ist also durchaus sinnvoll, eine entsprechend gewählte Beimischung zum Zählgas hinzuzugeben. Es ist möglich, mit Beimischung der Größenordnung 10^{-10} bis 10^{-15} in stetigen Abständen Online-Kalibrationen durchzuführen, ohne den Betrieb der TPC zu stören.

7.3.1 Absorption von mehr als zwei Photonen

Es wurde gezeigt, dass für zwei Schritte der Gesamtwirkungsquerschnitt linear in F und somit auch in E ist. Die Anzahl an erzeugten Elektronen weist eine Abhängigkeit der Laser-Gesamtenergie auf, die eine Potenz höher ist als die des Gesamtwirkungsquerschnitts. Für den Fall mit N Absorptionen ergibt sich der Wirkungsquerschnitt analog durch

$$\sigma = \sigma_N \prod_{i=1}^{N-1} \sigma_i \tau_i F \propto F^{N-1} \propto E^{N-1}. \quad (7.5)$$

Der Gesamtwirkungsquerschnitt ist proportional zu E^{N-1} , sodass die Gesamtanzahl der erzeugten Ladungsträger mit E^N läuft. Die Signalhöhe (S) ist direkt proportional zur Anzahl der erzeugten Ladungsträger.

$$S = \alpha n_e = \beta E^N \quad (7.6)$$

Wird die Intensität des Lasers variiert, ergibt sich im doppelt logarithmischem Diagramm von Gleichung 7.6 eine Gerade. Der Anstieg entspricht der Absorptionsschrittzahl.

$$\ln S = \ln(\beta E^N) = \ln E^N + \ln \beta = N \ln E + \ln \beta \quad (7.7)$$

Für die Richtigkeit von Gleichung 7.5 und somit auch 7.6 muss allerdings ein ausreichend hoher Photonen-Fluss vorhanden sein. Der benötigte Fluss steigt mit jedem Absorptionsschritt.

7.4 Ionisation von Verunreinigungen im Zählgas

Mit dem verwendeten Laser und dem genutzten Zählgasgemisch ist es nicht möglich, Elektronen-Ionen-Paare in ausreichender Menge zu erzeugen. Es muss ein anderer Prozess für die Existenz der Spuren verantwortlich sein. Der wahrscheinlichste Kandidat hierfür ist Doppelphotonabsorption mit virtuellem Zwischenzustand durch kleinste Verunreinigungen des Zählgases ([Kle05]). Zu diesem Thema wurden viele Experimente durchgeführt. Einige Ergebnisse von Messungen von Hubricht ([Hub85]) und Raine ([Rai83]) sollen hier kurz vorgestellt werden. Diese zeigen klar, dass Verunreinigungen für die Spuren in einer TPC verantwortlich sind.

7.4.1 Reinigung des Zählgases

Mit zwei verschiedenen Lasern (337 nm und 266 nm) wurden Spuren in einer Kammer erzeugt, die mit Argon-Methan 90:10 gefüllt war. Die Auslese erfolgte über Zähldrähte. Es wurde die Intensität des Laserstrahls variiert und die Pulshöhe bzw. die Ionisationsdichte gemessen.

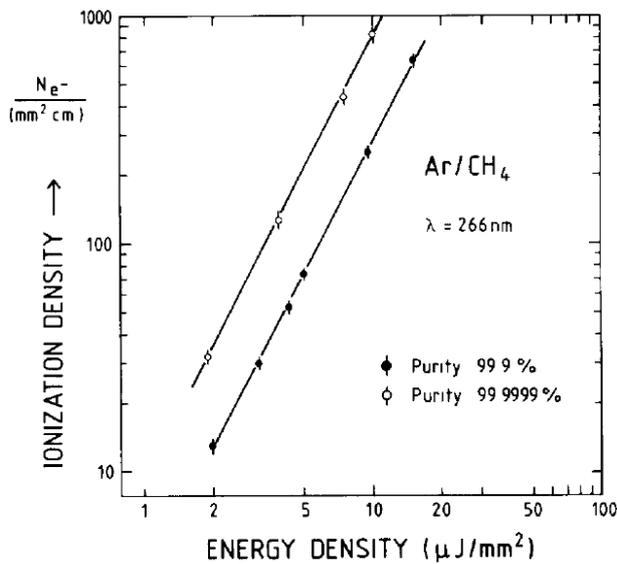
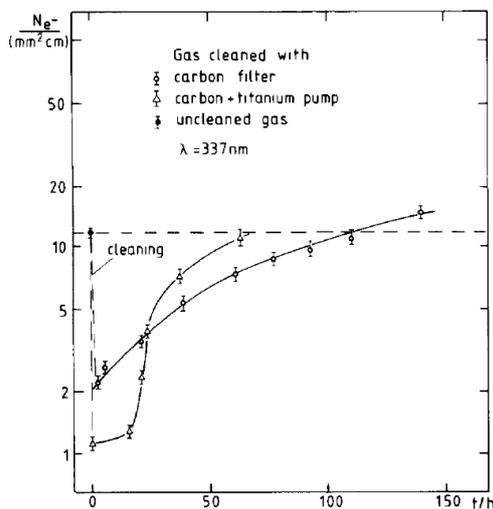


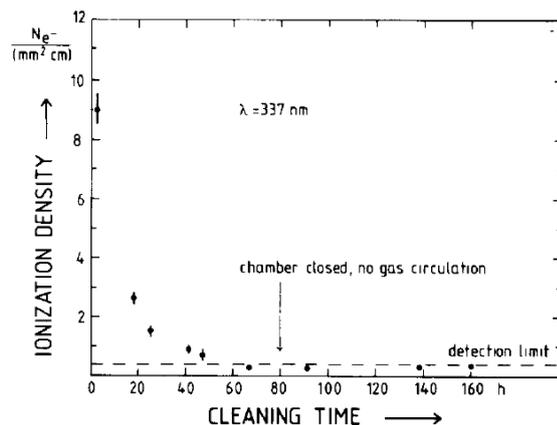
Abbildung 7.2: Ionisationsdichte für zwei verschiedene Reinheiten [Hub85]

Es wurde eine Messung mit zwei industriell unterschiedlich gut gereinigten Gasen durchgeführt. Zum Einsatz kamen ein Gemisch mit einer Reinheit von 99.9% sowie ein Gemisch mit Reinheit 99.9999%. Die gemessenen Ergebnisse für den 266 nm Laser sind in Abb. 7.2 zu sehen. Im doppelt logarithmischen Diagramm sind zwei Geraden mit nahezu identischem Anstieg zu sehen. Die gemessenen Anstiege sind 1.93 ± 0.15 sowie 1.96 ± 0.10 für das reinere Gas. Beide Messungen sind mit Doppelphtonabsorption vereinbar. Des Weiteren ist erkennbar, dass die Ionisationsdichte für das reinere Gas höher liegt als für das schlechtere Gas. Bei der industriellen Reinigung werden die für den Effekt verantwortlichen Partikel also nicht entfernt.

Da industrielle Reinigung keinen Unterschied hervorrief, wurde ein eigenes Reinigungsverfahren angewandt. Dazu wurden eine Titanium-Getter-Pumpe und ein Aktivkohlefilter genutzt. In der Titaniumpumpe werden einige Kontaminationen wie Sauerstoff absorbiert und große organische Moleküle aufgebrochen, während der Kohlefilter einen Teil der organischen Komponenten entfernt.



(a) Verringerung der Ionisationsdichte durch Reinigung und Wiederanstiegen nach Beendigung der Reinigung



(b) Abfallende Ionisationsdichte durch stetiges Reinigen

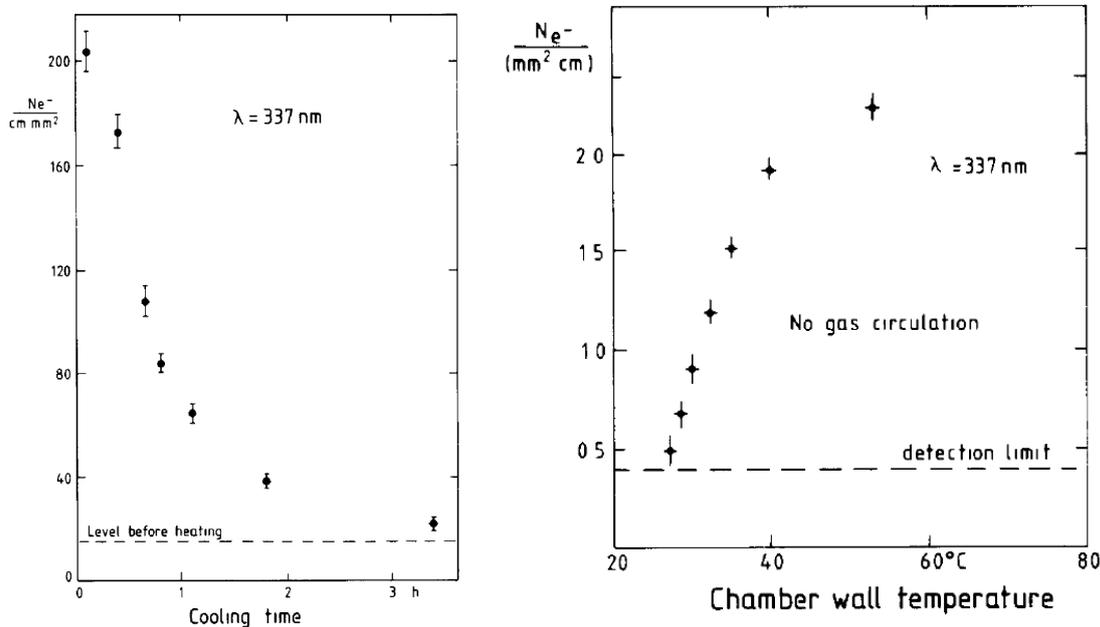
Abbildung 7.3: Ergebnisse für den Gasreinigungsprozess für 337 nm [Hub85]

In Abbildungen 7.3 sind die Ergebnisse dieser Reinigungsmessung zu sehen, welche jeweils mit dem 337 nm Laser durchgeführt wurden. Für Abb. 7.3a wurde das Gas jeweils zehn Minuten gereinigt. Dies erfolgte einmal nur mit dem Kohlefilter und einmal mit beiden Mechanismen. Danach wurde die Kammer verschlossen und kein neues Gas zugeführt. Die Ionisationsdichte wurde durch beide Reinigungsmechanismen stark verringert (Faktor 5 respektive 10). Nach Beendigung der Reinigung stieg sie langsam wieder an und schien den ursprünglichen Wert zu erreichen. Die Wirkung der doppelten Reinigung ist etwa doppelt so stark. Die Effekte ergänzen sich also.

Für Abb. 7.3b ist der Reinigungsprozess genauer vermessen worden. Hierfür wurde die Kammer mit Gas gefüllt. Dieses durchlief dann einen Kreislauf aus Kammer und Filtern. Nach 80 Stunden wurde die Filterung eingestellt und die Kammer für weitere 80 Stunden betrieben. Die Ionisationsdichte fällt mit der Filterdauer exponentiell ab und erreicht nach etwa 60 Stunden die Detektiergrenze. Selbst 80 Stunden nach Beendigung des Filtervorganges ist kein Anstieg über dieses Limit erfolgt.

7.4.2 Ausgasen der Detektoraußenwand

Neben bereits im Gas enthaltenen Verunreinigungen stellt auch die Außenwand eine mögliche Quelle für Fremdpartikel dar. Um diesen Effekt zu untersuchen, kann z.B. die Temperatur der Außenwand bei geschlossener Kammer variiert werden. Sollten Partikel aus der Hülle ausdampfen, so wird sich nach einiger Zeit ein Gleichgewicht einstellen. Die Position dieses Gleichgewichts ist temperaturabhängig. Bei Erhöhung der Temperatur werden mehr Teilchen im Gas sein und die Ionisationsdichte wird sich erhöhen.



(a) Verringerung der Ionisationsdichte durch Kühlung der Detektorhülle (b) Effekt der Temperaturerhöhung der Außenwand

Abbildung 7.4: Auswirkungen der Außenwandtemperatur auf die Ionisationsdichte für den 337 nm Laser [Hub85]

In den Abbildungen 7.4 sind die Auswirkungen der Wandtemperatur auf die Ionisationsdichte dargestellt. Für Abb. 7.4a wurde die Kammerhülle zunächst auf 48 °C erhitzt. Die Kammer wurde mit ungereinigtem Gas gefüllt und geschlossen. Die Ionisationsdichte stieg etwa um einen Faktor 20. Danach konnte die Kammer wieder auskühlen. Die Ionisationsdichte fiel daraufhin exponentiell ab und nimmt nach etwa 3 h den ursprünglichen Wert an.

Für Abb. 7.4b wurde der gegenteilige Prozess durchgeführt. Die Kammer wurde mit vorher gereinigtem Gas gefüllt und verschlossen. Nun wurde die Außenhülle erwärmt. Ein linearer Anstieg ist zu erkennen, welcher bei etwa 40 °C abknickt. Es existiert also eine Sättigungsgrenze für den Ausgasungsprozess.

Diese beiden Experimente zeigen eindeutig, dass neben bereits im Gas vorhandenen Verunreinigungen auch aus der Hülle diffundierende Teilchen zum Ionisationseffekt beitragen. Die Signalhöhe der Laserspuren weist eine deutliche Temperaturabhängigkeit auf.

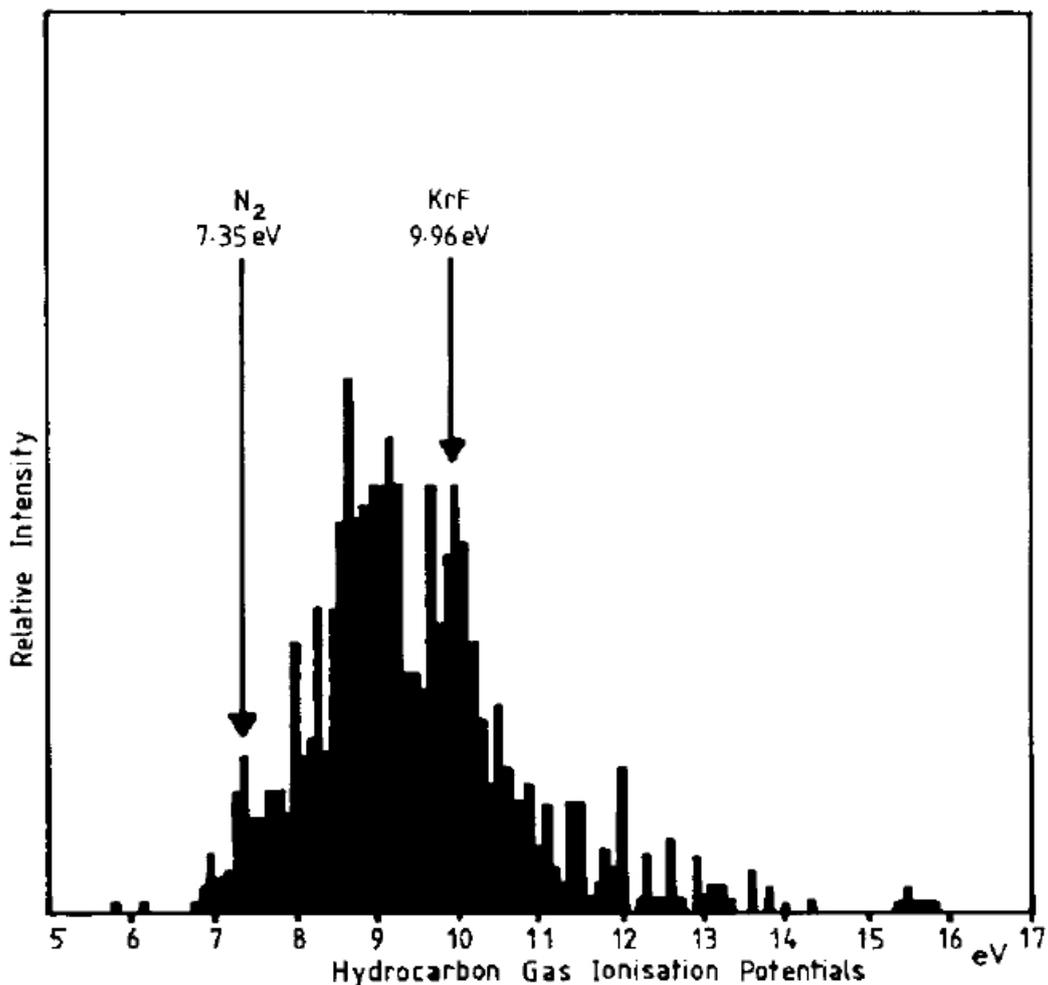


Abbildung 7.5: Auftrittsintensität von verschiedenen Kohlenwasserstoffen als Funktion des Ionisationspotentials [Rai83]

Abb. 7.5 zeigt die relative Auftrittintensität für Kohlenwasserstoffe als Funktion des Ionisationspotentials. Es ist außerdem eine Linie eingezeichnet, die der Energie zweier KrF-Laserphotonen ($\lambda = 249 \text{ nm}$) entspricht. Bis dorthin ist Doppelphotonabsorption möglich. Für den in Siegen verwendeten 266 nm Laser liegt die Linie leicht links von der eingezeichneten (9.96 eV zu 9.32 eV). Zum Vergleich existiert eine weitere Linie für einen Stickstofflaser mit einer Wellenlänge von 337 nm und einer Doppelphotonenergie von 7.35 eV. Die Ionisationsdichte wird bei gleicher Intensität mit der Laserfrequenz ansteigen, da mehr ionisierbare Verunreinigungen vorhanden sind.

7.5 Zusammenfassung der Resultate

Es wurde gezeigt, dass mit Hilfe eines UV-Lasers Spuren erzeugt werden können. Die Existenz der vorhandenen Signale kann allerdings nicht auf die Ionisation der primären Zählgase zurückgeführt werden, da deren Ionisationspotentiale eine Absorption von drei oder mehr Photonen erfordern. Es konnte allerdings gezeigt werden, dass kleinste Verunreinigungen von Substanzen mit geringeren Ionisationspotentialen genügen, um ausreichend viele Elektron-Ion-Paare zu erzeugen. Laut [DeS82] reichen Anteile von etwa 10^{-10} bis 10^{-15} aus, um nutzbare Spuren zu erzeugen.

Weiterhin wurde dargestellt, dass entsprechende Verfahren zur Gasreinigung diesen Effekt stark beeinflussen können. Neben bereits im Gas vorhandenen Verunreinigungen tragen auch die Detektorhülle verlassende Partikel stark zur Spurbildung bei. Die Temperatur der Detektorwand beeinflusst daher die Signalhöhe.

Eine Laserspur lässt sich zur Analyse von Driftzeiten, Feldformen oder Auswirkungen von Magnetfeldern nutzen, zur Energiekalibration hingegen ist sie weniger geeignet, da die Konzentration der Fremdpartikel schwierig zu bestimmen ist.

Teil III

Messaufbau

Teilinhalte

8	Grundlegender Messaufbau	53
8.1	Die TPC in Siegen	53
8.2	Der UV-Laser	56
8.3	Der Gasmonitor	57
8.4	Aufbau der Messapparatur	58
8.4.1	Typische Pulsform	59
9	Die Zeitbestimmung	62
9.1	Anmerkungen zur Auswertung der TDC-Daten	63
9.1.1	Kalibrationsmessung	65
10	Die Bestimmung der deponierten Ladung	67
10.1	Vor- und Nachteile des verwendeten ADCs	67
10.2	Kalibration des ADC	70
10.2.1	Kalibrationsmessung	71
10.3	Skalierbarkeit des ADC	73
10.4	Weitere Bemerkungen	74

8 Grundlegender Messaufbau

Für die Messungen steht eine eigens konstruierte TPC zur Verfügung, welche in Abbildung 8.1 zu sehen ist. Für die Verstärkung sind zwei Gas Electron Multiplier (GEMs) hintereinander montiert, für die Auslese wird eine Padebene verwendet. Als Zählgas kommt eine Mischung aus 95 % Argon und 5 % Methan zum Einsatz¹. Die Kammer wird während der Messungen dauerhaft mit frischem Gas gespült und gegen den normalen Luftdruck betrieben. Der Kammerinnendruck liegt somit leicht über dem Außenluftdruck. Des Weiteren existiert ein UV-Laser, mit dem Spuren erzeugt werden können.

8.1 Die TPC in Siegen

Die verwendete TPC hat eine maximale Driftlänge von 400 mm und einen Durchmesser von 240 mm.

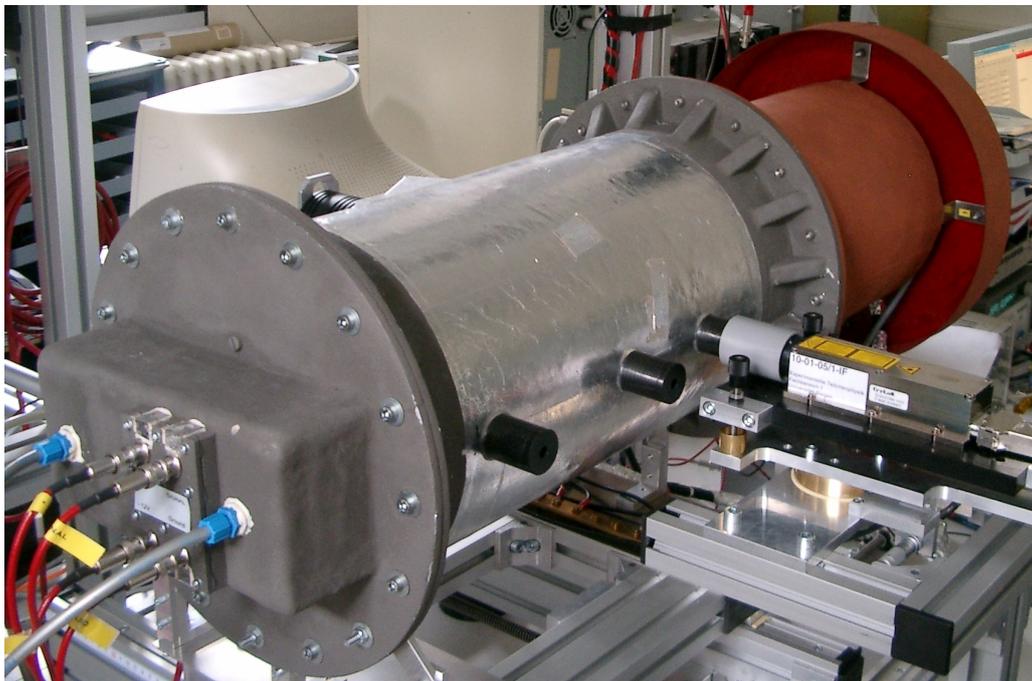


Abbildung 8.1: Foto des Aufbaus in Siegen

¹Angegeben werden immer die genutzten Standardwerte. Sollten aus bestimmten Gründe andere Werte genutzt werden, wird dies explizit angegeben.

Vor der Anodenplatte liegen die beiden quadratischen GEMs² mit 100 mm Kantenlänge. Der Abstand zwischen Anode und GEM bzw. zwischen den beiden GEMs beträgt jeweils 2 mm. Zwischen GEM-Oberseite und GEM-Unterseite liegt eine Spannung von 330 V für GEM1 und 320 V für GEM2 an, wobei von der Anode aus nummeriert wird. Das verwendete Induktionsfeld und das Transferfeld³ haben eine Stärke von 205 V/mm bzw. 200 V/mm. Dies führt zu einer Gasverstärkung von etwa 625 und einer maximalen Driftzeit von rund 10 μ s. Der Aufbau ist nochmals schematisch in Abb. 8.2 zu sehen. Für den Drift der Elektronen wird ein Feld von 60 V/cm erzeugt.

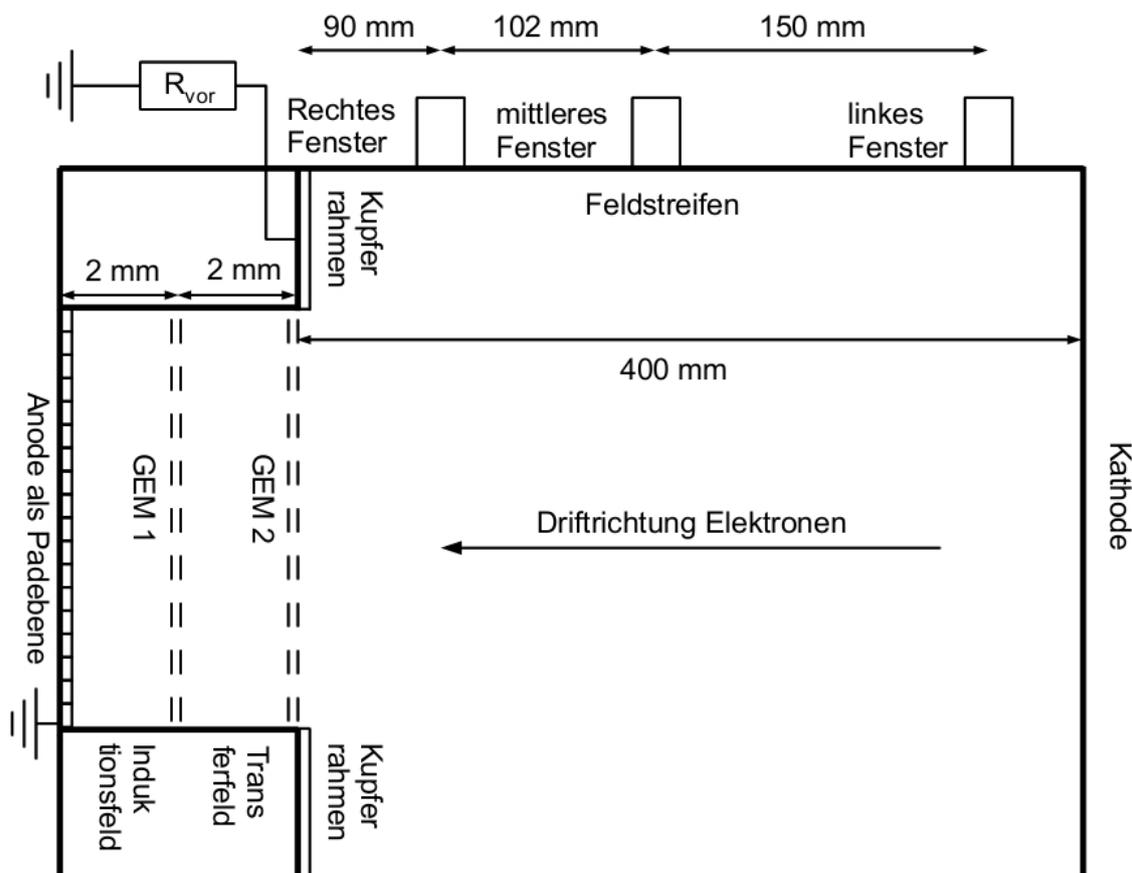


Abbildung 8.2: Schematische nicht maßstabsgetreue Zeichnung der TPC

Jede Spannung wird von einem separaten Netzteil geliefert, es ist also möglich einzelne Spannungen während des Betriebs zu ändern. Um Überschlüge zu vermeiden, müssen die Kathode von GEM2 und der Kupferrahmen, der mit dem letzten Feldstreifen verbunden ist, auf demselben Potential liegen. Dies wird durch eine Spannungsteilerschaltung mit

²Die verwendeten GEMs sind Standard-CERN-GEMs; Näheres unter [GDG10].

³Für die Position der Felder siehe Abb. 8.2.

einem Vorwiderstand erreicht. Dieser kann nur vor dem Hochfahren verändert werden, da sonst auch Hochspannung am Widerstand anliegt. Das Driftfeld ist vorgegeben durch

$$E_{drift} = \left(1 + \frac{R_{Kammer}}{R_{vor}}\right) \frac{1}{L_{Kammer}} \times U_{GEM2K}, \quad (8.1)$$

mit einem Kammerwiderstand R_{Kammer} von 200 M Ω . Dieser ergibt sich aus den in Reihe geschalteten Widerständen, die genutzt werden, um die Spannung jedes Feldstreifens einzustellen. Die Nutzung dieser Feldstreifen wird benötigt, um die Homogenität des angelegten Driftfeldes im gesamten Detektorvolumen zu gewährleisten.

Für die Auslese der erzeugten Signale werden Pads benutzt. Dafür ist die quadratische Anodenplatte segmentiert⁴. Sie besitzt zwölf Zeilen und 36 Spalten, wie in Abb. 8.3 zu sehen ist. Insgesamt stehen also 432 Pads mit Abmessungen von 7.4 \times 2.3 mm² zur Verfügung, um auch ausgedehnte Ereignisse vermessen zu können.

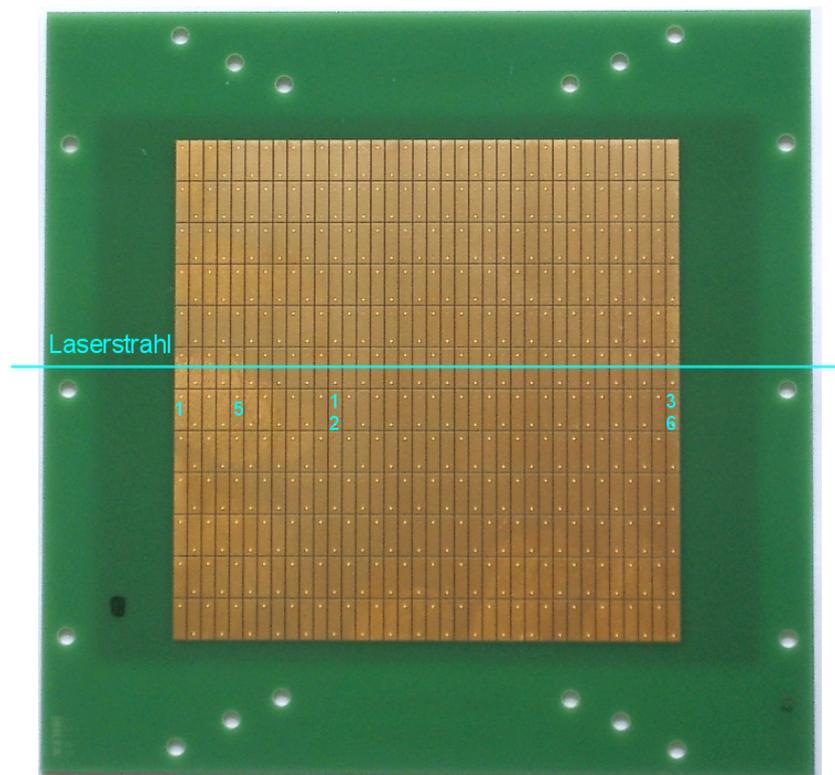


Abbildung 8.3: Foto der verwendeten Padebene, y-Achse zeigt nach oben
Laserweg in blau dargestellt

Nachdem die erzeugte Ladung auf den Pads deponiert ist, wird das daraus entstandene Signal mit einem Feldeffekttransistor vor- und mit einem Operationsverstärker weiter verstärkt. Beide Komponenten sind Teil der in Siegen entwickelten Elektronik. Diese sitzt direkt hinter den Pads um den Signalweg so kurz wie möglich zu halten und kein Rauschen

⁴Eines solcher Segmente wird Pad genannt.

aufzusammeln. Nach der Karte werden die Signale differentiell via Twisted Pair-Kabel zu einem Empfänger gesendet. Dort wird das Signal stabilisiert und in beiden Polaritäten bereitgestellt. Der Signalweg ist in Abb. 8.6 dargestellt.

Momentan existiert eine Empfängerkarte mit acht Kanälen, das heißt, es werden acht der vorhandenen Pads ausgelesen, alle weiteren sind geerdet. Die acht ausgelesenen Pads sind parallel zur Erdoberfläche angeordnet und liegen somit parallel zum Laserstrahl und senkrecht zu vertikal einfallenden Myonen. Der Laser wurde so montiert, dass er genau in der Mitte des Auslesepads verläuft. Vom Lasereinlass aus gesehen werden die Pads fünf bis zwölf ausgelesen. Bei Messungen werden die Kanäle genauso durchnummeriert. Abb. 8.3 zeigt die Position der Laserspür auf der Padebene.

8.2 Der UV-Laser

Zur Erzeugung von Spuren steht ein gepulster UV-Laser mit einer Wellenlänge von 266 nm zur Verfügung. Er erzeugt 1 ns lange Pulse mit einer Energie von $10 \mu\text{J}$ und einer Fläche von 0.85 mm^2 bei einer Wiederholrate von maximal 2.5 kHz



(a) Halterung für die Triggerdiode aus Acetal zum Aufstecken samt Lemo-Buchse für die Auslese

(b) Triggerdiode in der Haltevorrichtung

Abbildung 8.4: Triggerdiode

Im Gegensatz zu γ -Strahlen oder kosmischen Myonen können UV-Photonen die Kammerhülle nicht durchdringen. Daher wurden jeweils drei Ein- und Auslassöffnungen in die TPC gebohrt. Der Strahlweg verläuft parallel zur Padebene. Zur Unterscheidung wird das Fenster nahe der Anode „rechtes Fenster“ und das nahe der Kathode „linkes Fenster“ genannt (s. Abb. 8.2). Die Fenster bestehen aus einem hochspannungsfestem Acetalzylinder und Quarzglasfenstern, welche transparent für die gegebene Wellenlänge sind. Das System ist komplett gasdicht.

Am Auslassfenster kann eine Laserdiode installiert werden. Die Halterung ist in Abb. 8.4 zu sehen. Diese kann auf das Auslassfenster geschoben werden, sodass der Steg, auf dem die Diode sitzt, im Strahlweg steckt. Die Diode erzeugt für jeden auftreffenden Laserpuls ein definiertes Signal. Der Impuls wird weiter verstärkt. Angeschlossen ist ein Diskriminator, welcher den Puls in ein logisches Signal verwandelt. Dieses steht dann als Trigger zur Verfügung.

Die Wiederholrate des Lasers kann mit Hilfe eines PCs oder eines externen Pulsgenerators eingestellt werden. Die Nutzung des Pulsgenerators bietet die Möglichkeit, eigene Pulsmuster zu erstellen.

8.3 Der Gasmonitor

Die Eigenschaften eines Gasdetektors hängen von der Zusammensetzung des genutzten Zählgases ab. Für den Betrieb einer TPC ist vor allem der Anteil an Luft, welche von außen in die Kammer eindringt, von Bedeutung. Um die Qualität des Gases zu beobachten, wurde ein Gasmonitor aufgebaut.

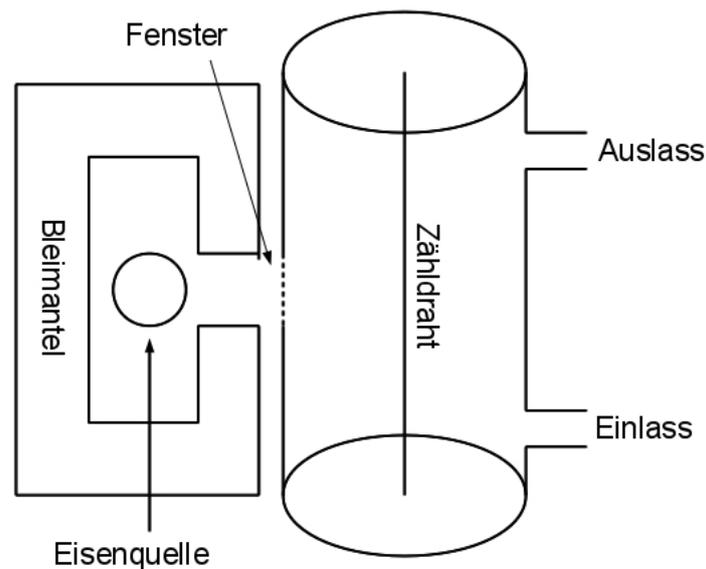


Abbildung 8.5: Schema des genutzten Gasmonitors

Der Aufbau besteht aus einem Proportionalzählrohr und einer Eisen-55-Quelle. Abb. 8.5 zeigt diesen Aufbau. In einem Messingzylinder ist ein Zählrohr gespannt, welches auf einem Potential von 1350 V liegt. Der Zylinder kann entweder mit frischem Gas direkt aus der Flasche oder mit dem Gas, das die TPC verlässt, gefüllt werden. In den Messingzylinder ist ein Einlassfenster aus kupferbeschichtetem Kapton eingelassen.

Eisen-55 fängt ein Elektron aus der K-Schale ein und zerfällt so in Mn-55. Nachfolgend kann ein Elektron aus einem höheren Niveau den freien Platz einnehmen. Dabei wird ein Röntgenphoton abgestrahlt. Es existieren zwei Röntgenlinien. Die K_{α} -Linie weist

eine Energie von 5.89 keV auf. Die Wahrscheinlichkeit für die Abstrahlung eines K_{β} -Röntgenphotons mit einer Energie von 6.49 keV ist um einen Faktor zehn geringer. Die Röntgenphotonen werden durch das Fenster eingestrahlt. Durch einen zusätzliche Bleimantel mit Öffnung wird sichergestellt, dass nur dort Photonen in das Zählrohr gelangen. Die einfallenden Photonen ionisieren das Gas. Die dabei entstehenden Elektronen werden zum Zählrohr hin beschleunigt. Das Feld ist dabei ausreichend hoch, sodass die Elektronen genug Energie gewinnen, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren. Es findet eine Gasverstärkung statt. Am Zählrohr wird das erzeugte Stromsignal abgegriffen. Dieses wird dann mit einem Multi Channel Analyser (MCA) vermessen. Da Eisen-55 nahezu monoenergetisch ist, erhält man eine charakteristische Linie sowie einen Escape-Peak. Die Position der Eisen-Linie kann zur Beobachtung der Gasqualität genutzt werden.

Im Zählrohr enthaltener Sauerstoff fängt einige der erzeugten Elektronen ein. Daher kommen weniger Ladungsträger am Zählrohr an. Das MCA-Messergebnis wird dementsprechend kleiner ausfallen. Vergleicht man die Position der Eisenlinie für das Gas direkt aus der Flasche mit dem des Gases, das die Kammer nach dem Durchspülen verlässt, so kann eine vorhandene Sauerstoffverunreinigung detektiert werden.

Weiterhin kann das System genutzt werden, um beim Spülen die Qualitätsänderung zu untersuchen. Sollte sich die Position nicht mehr verändern, ist ein stabiler Arbeitspunkt erreicht und Messungen können durchgeführt werden.

Der Druck des Gases spielt sowohl bei der Ionisation als auch bei der Gasverstärkung eine Rolle. Da der Druck nicht gemessen wird, kann das beschriebene Verfahren nur für qualitative, nicht aber für quantitative Messungen genutzt werden.

8.4 Aufbau der Messapparatur

Alle dem Empfänger nachfolgenden Geräte benötigen ein negatives Signal. Daher wird der positive Ausgang mit $50\ \Omega$ abgeschlossen und nicht weiter genutzt. Der Fakt, dass positiver und negativer Ausgang gleiche Werte liefern müssen, konnte zur Kontrolle der Funktionalität der Empfänger genutzt werden.

Das negative Signal wird mit Hilfe eines linearen FANs (englisch FAN=Fächer, beschreibt einen elektronischen Signalauffächerer) vervierfacht, um es gleichzeitig für mehrere Anwendungen nutzen zu können. Ein Ausgang wird für die Driftzeitmessung genutzt und ein weiterer für die Pulshöhenmessung. Die anderen beiden Ausgänge stehen z.B. zur Erzeugung eines weiteren Triggersignals zur Verfügung. Die Auslese basiert auf dem CAMAC-System (Computer Automated Measurement And Control). Als Zeit-zu-Digital-Konverter (time-to-digital-converter TDC) kam das Modell 2228A, als ADC (Amplitude-zu-Digital-Konverter) das Modell 2249A von LeCroy zum Einsatz. Die Datenblätter finden sich im Anhang auf Seite 103. Der komplette Aufbau ist in Abb. 8.6 zu sehen und wird im weiteren Verlauf näher erklärt.

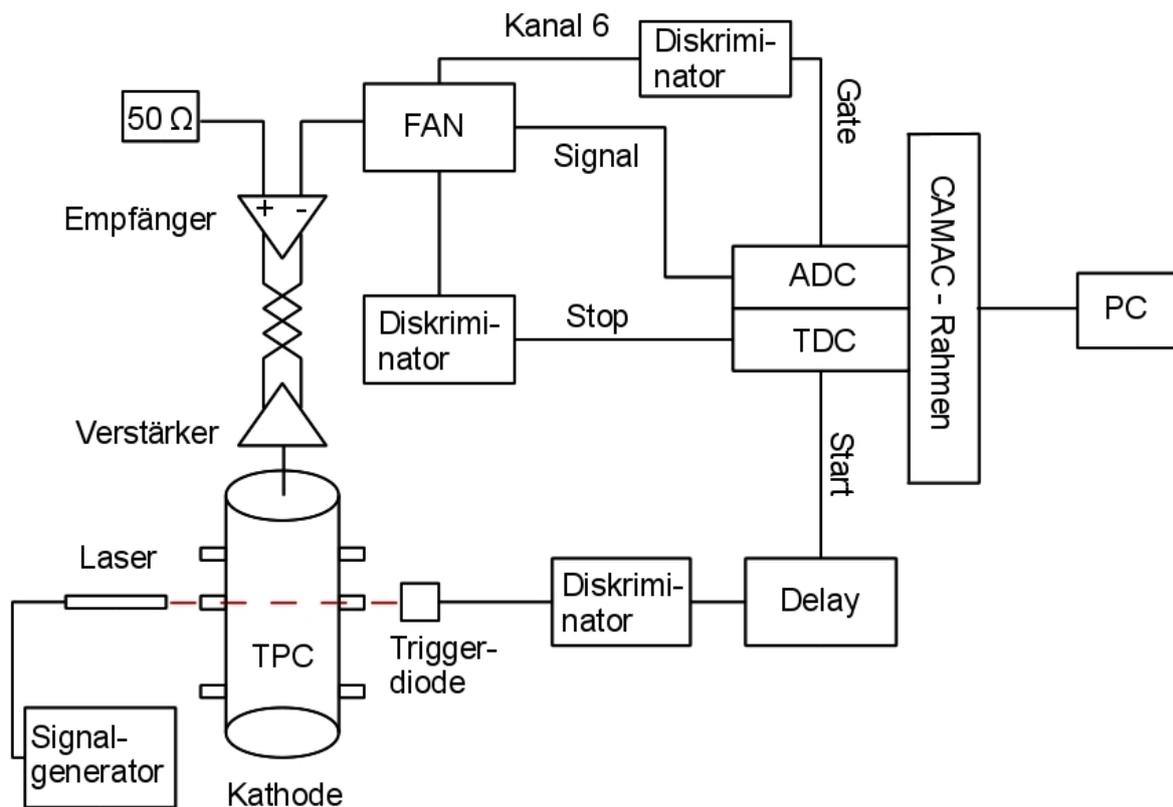


Abbildung 8.6: Schematische Darstellung des Messaufbaus

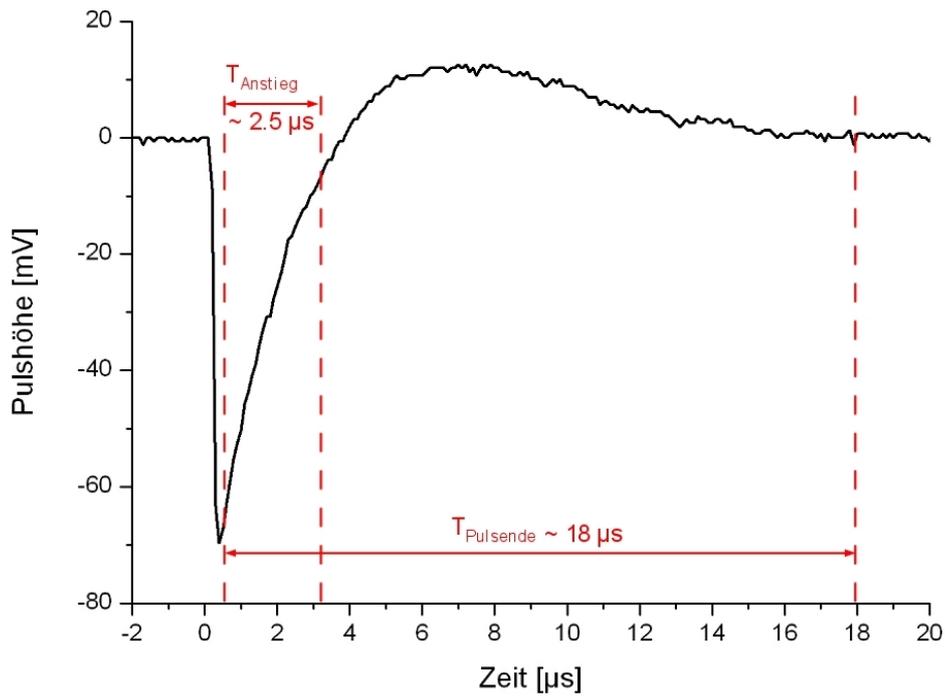
8.4.1 Typische Pulsform

In Abb. 8.7a ist ein Signal von einem Laserpuls, gemessen mit Kanal sechs zu sehen. Abb. 8.7b zeigt die abfallende Flanke im Detail. Die typische Pulshöhe beträgt 60-80 mV für das rechte und 45-60 mV für das mittlere Fenster. Wird das linke Fenster genutzt, beträgt die Pulshöhe lediglich 25-30 mV. Die minimale Schwellenspannung der verwendeten Diskriminatoren beträgt 30 mV. Um das linke Fensters benutzen zu können, müsste die Verstärkung erhöht werden.

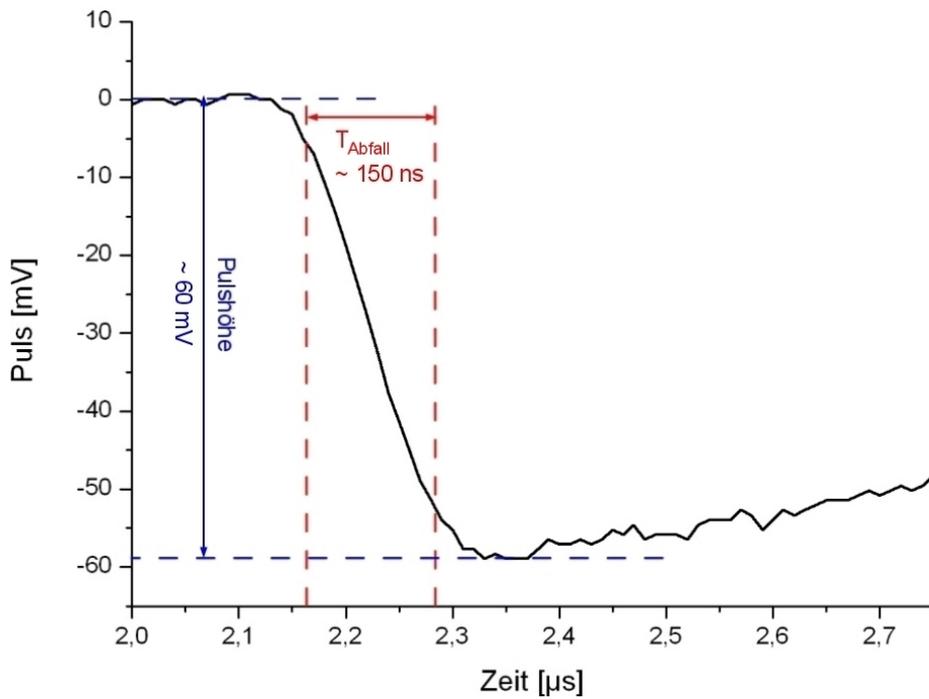
Die Abfallzeit T_{Abfall} beträgt etwa 150 ns, die Anstiegszeit $T_{Anstieg}$ dann etwa 2.5 μ s. Die komplette Signaldauer ist 18 μ s ($T_{Pulsende}$).

Da der ADC integriert, muss das Gate komplett im linearen Bereich der abfallenden Flanke liegen. Dieser ist etwa 150 ns lang.

Es wurde auch versucht, das Gate direkt in das Signalminimum zu legen. Dort ist das Signal etwa 50 ns nahezu konstant, sodass auch dort die Fläche linear mit der Pulshöhe skalieren würde. Dafür muss das Gate allerdings so lange verzögert werden, bis es im Minimum liegt. Die manuelle Verzögerung weist einen erheblichen Nachteil auf, der in Abschnitt 10.1 erklärt wird. Daher wurde die Positionierung des Gates im Maximum wieder verworfen.



(a) kompletter Puls



(b) fallende Flanke des Pulses

Abbildung 8.7: Typische TPC-Pulse, mit dem UV-Laser im rechten Fenster bei typischen Spannungen erzeugt

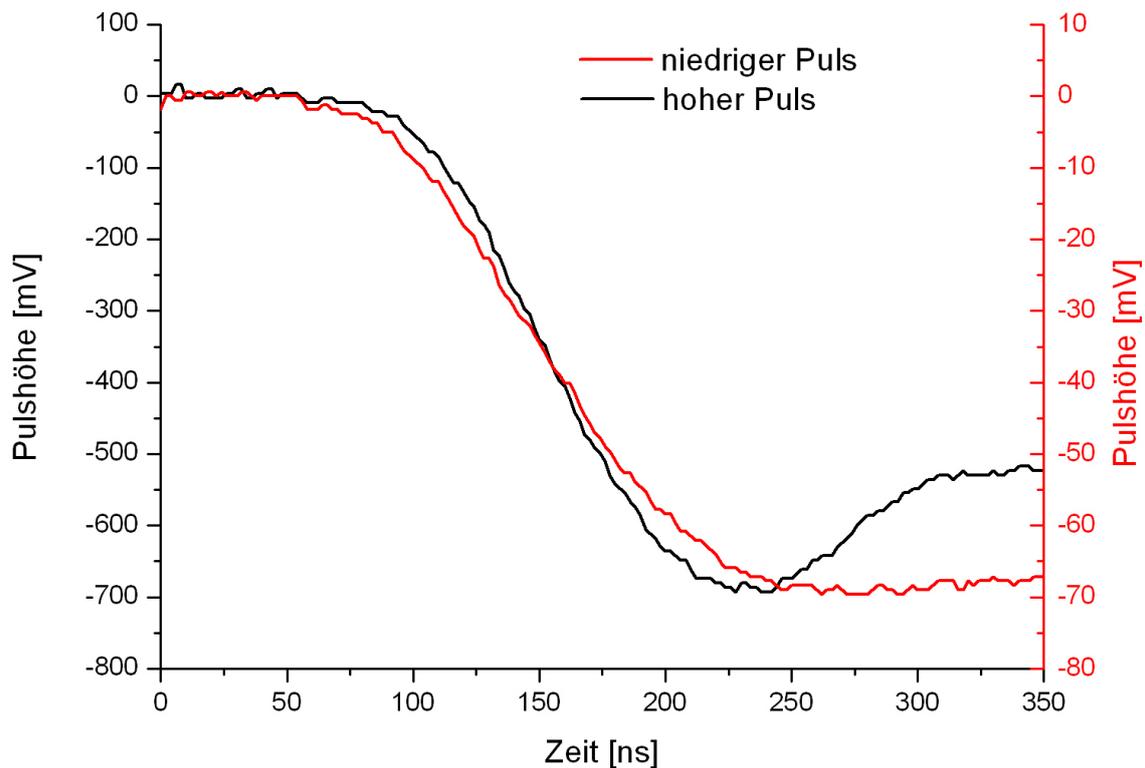


Abbildung 8.8: Vergleich eines sehr hohen Pulses (höhere GEM-Verstärkung) mit einem Puls, welcher mit den angegebenen Spannungen gemessen wurde

In Abb. 8.8 sind ein etwa 70 mV hoher und ein zehnmals höherer Puls zu sehen. Die linke Achse gehört zum hohen, die rechte zum niedrigen Puls. Auch die beiden Skalen unterscheiden sich um den Faktor zehn. Es ist gut zu erkennen, dass die Form der abfallenden Flanke für beide Pulse nahezu identisch ist. Abfallzeit und Form des Abfalls sind von der Pulshöhe nahezu unabhängig. Die Fläche unter der Kurve ist somit nur linear von der Pulshöhe abhängig und kann als Größe zur Quantisierung der deponierten Ladung genutzt werden.

9 Die Zeitbestimmung

Durch den Nachweis des Laserpulses mit der Triggerdiode ist der Zeitpunkt bekannt, an dem eine Spur erzeugt wurde. Nachdem die Signale der Padebene einen Diskriminator passiert haben, kann aus dem Diskriminatorsignal die Ankunftszeit der Elektronen auf der Padebene bestimmt werden. Aus diesen beiden Informationen lässt sich die Driftzeit ermitteln.

Durch die Kenntnis der Position des Lasers ist die Driftstrecke bestimmt. Die Driftgeschwindigkeit kann nun errechnet werden. Soll die Position einer unbekanntenen Spur rekonstruiert werden, so benötigt man eine bekannte Driftgeschwindigkeit und bestimmt dann die zurückgelegte Strecke, sodass die z-Koordinate erhalten wird.

Zur Messung der Driftzeit kommt ein TDC zum Einsatz. Der verwendete TDC verarbeitet ein gemeinsames Startsignal und bis zu acht separate Stopps, kann also alle unsere Kanäle auslesen. Er weist eine Datentiefe von 11 bit auf und hat einen dynamischen Bereich von bis zu $10\ \mu\text{s}$, was unserer maximalen Driftzeit entspricht.

Nach dem Start durch die Diode zählt der TDC solange hoch, bis ein Stoppsignal erfolgt. Dieses wird für jeden Kanal mit Hilfe eines Diskriminators aus dem jeweiligen Padsignal erzeugt. Die genutzte Schwelle beträgt $30\ \text{mV}$. Der Diskriminator unterstützt keine kleineren Schwellenwerte. Dieser Wert liegt ausreichend hoch über dem Rauschen (etwa $10\ \text{mV}$) aber niedrig genug für Pulse des mittleren Fensters. Sollte kein Stopp erfolgen, geht der TDC nach den $10\ \mu\text{s}$ in den Überlauf. Nach Beendigung der Messung werden die Daten digitalisiert und an den PC gesendet. Der komplette Prozess dauert etwa $600\ \mu\text{s}$, sodass Raten bis $1.5\ \text{kHz}$ möglich sind.

Indem der Triggerpuls vor dem TDC in eine Verzögerungseinheit gegeben wird, können Verzögerungen durch z.B. die Laufzeit der TPC-Signale durch die Verstärker ausgeglichen werden. Dies ermöglicht, den dynamischen Bereich des TDC effektiver zu nutzen. Da die genaue Verzögerungszeit für die Messungen keine Rolle spielt, wird kein Zahlenwert bestimmt. Die Verzögerung wird mit Hilfe eines Oszilloskops so eingestellt, dass für die jeweilige Messung mit geringster Driftzeit das TDC Ergebnisse im vorderen Teil des dynamischen Bereichs liegt. Der schematische Aufbau des Signalwegs ist in Abb. 8.6 zu sehen.

Abb. 9.1 zeigt eine solche Messung. Der rote Puls beschreibt das Start- der blaue das Stoppsignal. Beide wurden kleiner skaliert, um die Übersichtlichkeit der Grafik zu verbessern. Der zugehörige TPC-Puls ist in schwarz dargestellt. Im abgebildeten Fall ist die ermittelte Driftzeit $850\ \text{ns}$.

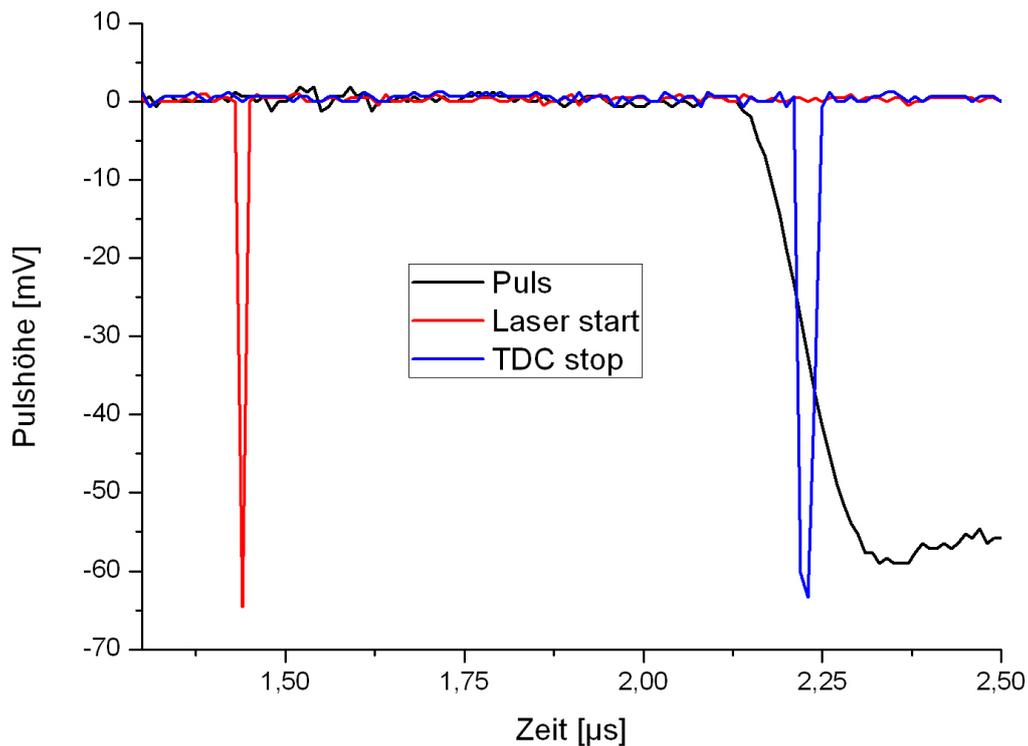


Abbildung 9.1: Messung der Driftzeit

9.1 Anmerkungen zur Auswertung der TDC-Daten

Die Ergebnisse liegen auf dem PC nur in Einheiten des TDC vor. Um daraus eine Driftzeit bestimmen zu können, muss eine Zeitkalibration vorgenommen werden. Dazu wurde ein Rechtecksignal erzeugt und verdoppelt. Einer der beiden Pulse wurde als Start genutzt, das andere um einen bekannten Wert verzögert und als Stopp angelegt. Daraus wurde eine Kalibrationsgerade ermittelt. Diese ist in Abschnitt 9.1.1 zu finden.

Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wurde jeweils die Differenz zwischen der Driftzeit vom rechten und vom mittleren Fenster genutzt. Diese Methode weist einige Vorteile auf. Zum einen reicht es, den Abstand der Fenster zueinander zu kennen. Der Abstand des rechten Fensters zur Anode spielt keine Rolle. Die Laufzeit durch die GEMs, die Verstärker sowie die Auslese ist für alle Messungen gleich. Daher fällt sie bei der Differenzbestimmung weg und muss nicht untersucht werden. Da Abb. 9.3 einen linearen Verlauf im relevanten Bereich zeigt spielt bei der Umrechnung der Differenzen nur der Anstieg der Kalibrationsgeraden eine Rolle.

Das Stoppsignal wurde für jede Messung mit derselben Schwelle erzeugt. Hohe Signale erreichen die nötigen 30 mV eher als kleinere, sodass deren Stopp früher im Puls liegt. Die gemessene Driftzeit wird für kleine Signale also höher sein als für größere. Da die Pulshöhe des mittleren Fensters geringer ist als die des rechten, wird eine zu hohe Differenz ermittelt.

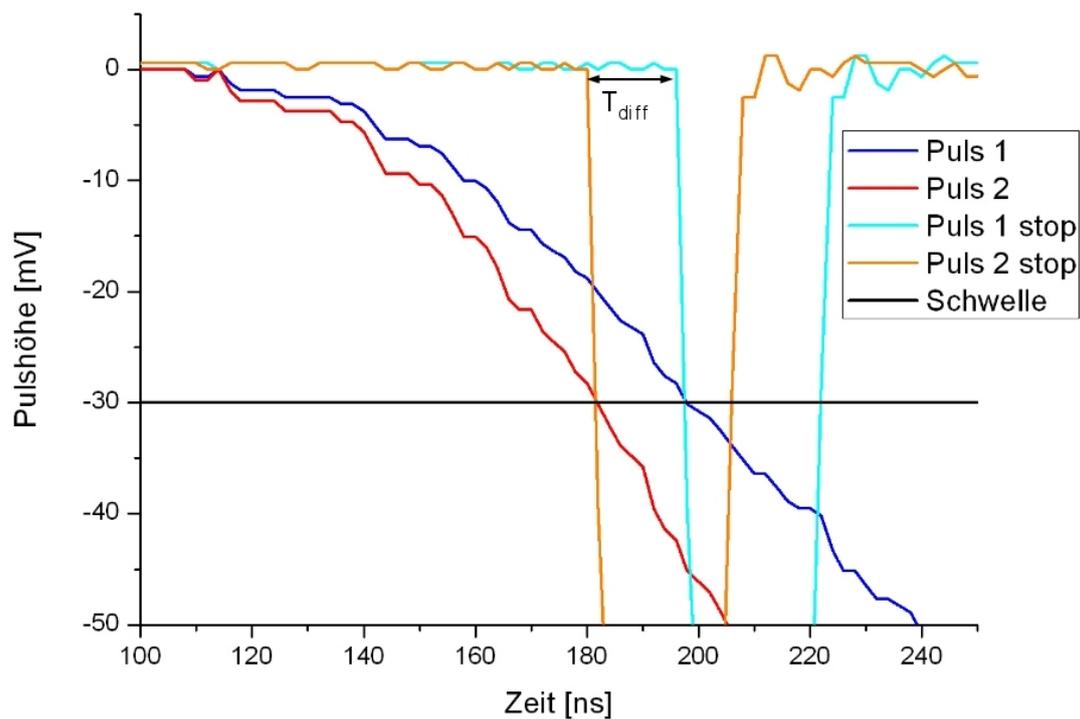


Abbildung 9.2: Driftzeitverschiebung durch verschiedene Pulshöhen

Dieser Effekt wurde mit Oszilloskopmessungen herausgerechnet. Dafür wurde für jede Messreihe der Abstand zwischen Pulsbeginn¹ und Stopptriggerpuls vermessen. Für eine feste Pulshöhe ist dieser Abstand immer gleich. Die Differenz der Abstände für die Messungen an den beiden Fenstern wurde ermittelt und von der gemessenen Driftzeitdifferenz abgezogen. Für die gegebenen Bedingungen lag die Auswirkung dieses Effekts im Bereich von 40 ns. Die erwartete Driftzeitdifferenz ist etwa 2500 ns, sodass dieser Effekt rund 1.5 % ausmacht. In Abb. 9.2 ist dieser Effekt für einen Puls und einen 1.5 mal so hohen Puls dargestellt. Die Stopposition ist um die Zeit T_{diff} verschoben, obwohl beide Pulse zum selben Zeitpunkt beginnen.

Pulshöhe sowie Driftgeschwindigkeit hängen von Zusammensetzung, Druck und Temperatur des Zählgases ab. Die Kammer ist im Prinzip ein offenes System. Kleine Mengen Sauerstoff können ins Detektorvolumen gelangen. Sauerstoff ist ein Elektronfänger, sodass das erzeugte Signal kleiner wird. Zusätzlich verändert sich die Driftgeschwindigkeit. Bei höherem Druck ist die Dichte an Gasatomen größer. Dies erhöht die Anzahl der ionisierbaren Ziele, was zu mehr Primärteilchen führt. Gleichzeitig verringert sich die mittlere freie Weglänge der Elektronen. Somit führen die Elektronen sowohl beim Drift als auch bei der Verstärkung in den GEMs mehr Stöße aus. Dies wird zur Veränderung des Verstärkungsverhältnisses sowie zur Veränderung der Driftgeschwindigkeit führen.

¹Der Pulsbeginn wurde mit bloßem Auge vom Experimentator bestimmt, da keine andere Möglichkeit besteht. Daher weist die Position eine Unsicherheit von etwa 5-10 ns auf.

Um mögliche Sauerstoffverunreinigungen zu entfernen, wurde vor dem Beginn einer Messung die TPC etwa 48 h intensiv gespült. Nach dieser Zeit konnte eine Stabilisierung der Gasqualität beobachtet werden. Um Temperatureffekte zu vermeiden, wurde mit einer Klimaanlage eine konstante Raumtemperatur von 20 °C geschaffen.

Um den Effekt langsamer Änderungen auf eine Einzelmessung zu verringern, wurden die Messungen mit hoher Laserwiederholrate durchgeführt. Eine Datennahme von 100 000 Ereignissen dauerte nur knapp 2 min.

Für das Wechseln des Laserfensters waren etwa 10 min notwendig. Um die Änderung des Gases für solch eine Zeitspanne zu untersuchen, wurde jede Einzelmessung zweimal hintereinander im Abstand von etwa 10 min wiederholt und die genaue Startzeit gespeichert. Die festgestellte Driftzeitveränderung variierte teilweise stark, führte aber immer zu höheren Driftzeiten. Die Veränderung wurde für jede Messung einzeln ermittelt und herausgerechnet. Die Daten zu diesen Messungen finden sich in Abschnitt 12.2.

Es wurde auch versucht, den Laser extern zu triggern und dieses Signal gleichzeitig als Startsignal für den TDC zu nutzen. Es musste allerdings festgestellt werden, dass zwischen Bereitstellen des Triggers und der zugehörigen Emission des Lasers etwa 190 μs liegen. In dieser Zeit wird der Trigger in der Steuerbox des Lasers aufbereitet. Die Zeitspanne weist eine Variation von einigen hundert Nanosekunden auf, sodass die Driftzeit mit dieser Methode erheblich ungenauer bestimmt werden konnte als es mit der Triggerdiode möglich war.

Sollten in Zukunft Messungen mit kosmischen Myonen oder radioaktiven Quellen gemacht werden, kann die Laserdiode natürlich nicht als Trigger genutzt werden. Für kosmischen Myonen würde sich z.B. der Aufbau eines Hodoskops eignen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Driftzeitmessungen nur mit dem Laser durchgeführt.

9.1.1 Kalibrationsmessung

Abb. 9.3 zeigt die Kalibrationsgeraden für den TDC. Es ist gut zu erkennen, dass alle acht Geraden nahezu aufeinander liegen, die Kalibrationsparameter also nahezu identisch sind. Für die Kalibrationsmessung werden Verzögerungen von 740 ns bis 11 100 ns eingestellt. Dafür wird der verzögerte Ausgang eines Gate-Generators verwendet.

Tabelle 9.1 zeigt die Kalibrationskonstanten für alle acht TDC-Kanäle. Die ermittelten Faktoren sind nahezu identisch, lediglich Kanal neun weicht um etwa 2 % nach unten ab. Da die Nullpunktverschiebung für die späteren Messungen keine Rolle spielt, wird sie auch nicht genau gemessen. Es kann allerdings bei den Messungen beobachtet werden, dass diese sich bei den einzelnen Kanälen nahezu nicht unterscheiden. Somit unterscheiden sich auch die Messbereiche der einzelnen Kanäle kaum.

Wird der Umrechnungsfaktor mit dem maximalen Ausgabewert des TDC multipliziert, so erhält man eine messbare Zeitdifferenz von rund 13 μs und somit etwas mehr als die angegebenen 10 μs .

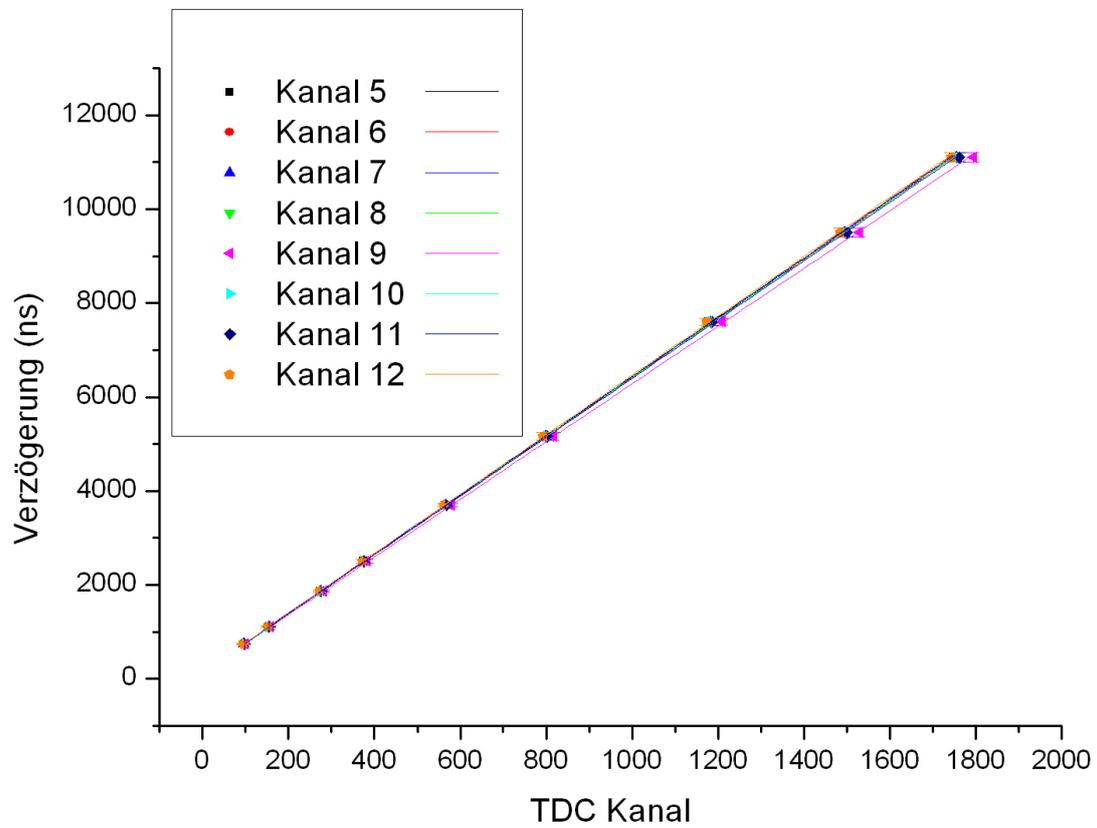


Abbildung 9.3: TDC-Kalibrationsgeraden

Kanal	Kalibrationskonstante (ns/TDC-Kanal)
5	6.31 ± 0.03
6	6.29 ± 0.03
7	6.28 ± 0.03
8	6.28 ± 0.03
9	6.15 ± 0.03
10	6.28 ± 0.03
11	6.26 ± 0.03
12	6.32 ± 0.03

Tabelle 9.1: Ergebnisse der Kalibration des TDC

10 Die Bestimmung der deponierten Ladung

Neben Position und Zeit wird noch eine Pulshöheninformation benötigt. Der in dieser Arbeit genutzte ADC weist 12 separate Kanäle und eine Speichertiefe von 10 bit auf. Der dynamische Bereich liegt fest bei einer maximalen deponierten Ladung von 256 pC. Die Nullpunkte der Kanäle können einzeln verstellt werden. Der ADC sammelt Daten, solange am Gate-Anschluss ein logisch-1 Signal anliegt. Die Breite des Gates ist variabel und wird von außen vorgegeben.

Solange ein Gate anliegt, wird ein Kondensator mit dem eingekoppelten Signal geladen. Anschließend wird der Kondensator mit einer konstanten Rate entladen, sodass Entladezeit und Pulshöhe korreliert sind. Das Ergebnis wird digitalisiert und zum PC gesandt. Wird zuviel Ladung deponiert, wird ein Überlaufbit gesetzt.

Der ADC integriert die Fläche unter der Signalkurve. Damit ist das gemessene Ergebnis neben der Pulshöhe auch von der Form des Pulses und der Länge des Gates abhängig. Die Gatezeit kann also genutzt werden, um den dynamischen Bereich an das eigene Signal anzupassen. Für hohe Signale kann ein kurzes, für kleinere Signale ein längeres Gate verwendet werden.

10.1 Vor- und Nachteile des verwendeten ADCs

Der ADC benutzt ein gemeinsames Gate für alle Kanäle. Für die gegebenen Verstärkungseinstellungen kann dies etwa 50-100 ns lang sein, um nicht in den Überlauf zu geraten. Zusätzlich wirkt der ADC integrierend und ist nicht peaksensitiv. Dies führt zu einigen Schwierigkeiten bei der Pulshöhenbestimmung, auf die im Folgenden näher eingegangen wird.

Es gibt zwei Möglichkeiten, ein Gate zu erzeugen. Möglich ist die Verwendung eines externen Triggers oder die Erzeugung des Gates aus einem angelegten Kanal. Beide Methoden weisen Vorteile aber auch Beschränkungen auf. Es musste die für die Messungen sinnvollere Variante gewählt und mit den Einschränkungen hingenommen werden.

Die erste Möglichkeit ist ein externer Trigger, der wiederum der Lasertrigger sein könnte. Dieser müsste so verzögert werden, dass das Gate im linearen Bereich des Pulses liegt. Vorteil eines externen Triggers ist, dass die einzelnen Kanäle völlig unabhängig voneinander bleiben. Der Nachteil dieser Methode ist, dass für jede Messreihe die Verzögerung per Hand angepasst werden muss, um an der richtigen Stelle im Puls zu liegen. Somit sind

die Ergebnisse vom Experimentator abhängig und die Messungen nicht uneingeschränkt wiederholbar. Dies machte außerdem eine geeignete Kalibration nahezu unmöglich. Daher sind Ergebnisse für unterschiedliche Einstellungen der Kammerparameter nicht miteinander vergleichbar.

Die Messung kosmischer Myonen ist mit einem externen Trigger gar nicht möglich. Zum Triggern wäre wieder ein Hodoskop¹ nötig. Selbst bei der Verwendung schmaler Paddel (1 cm) ergibt sich durch die Driftzeit eine Unsicherheit von etwa 250 ns, was mehr als der lineare Bereich des Pulses ist.

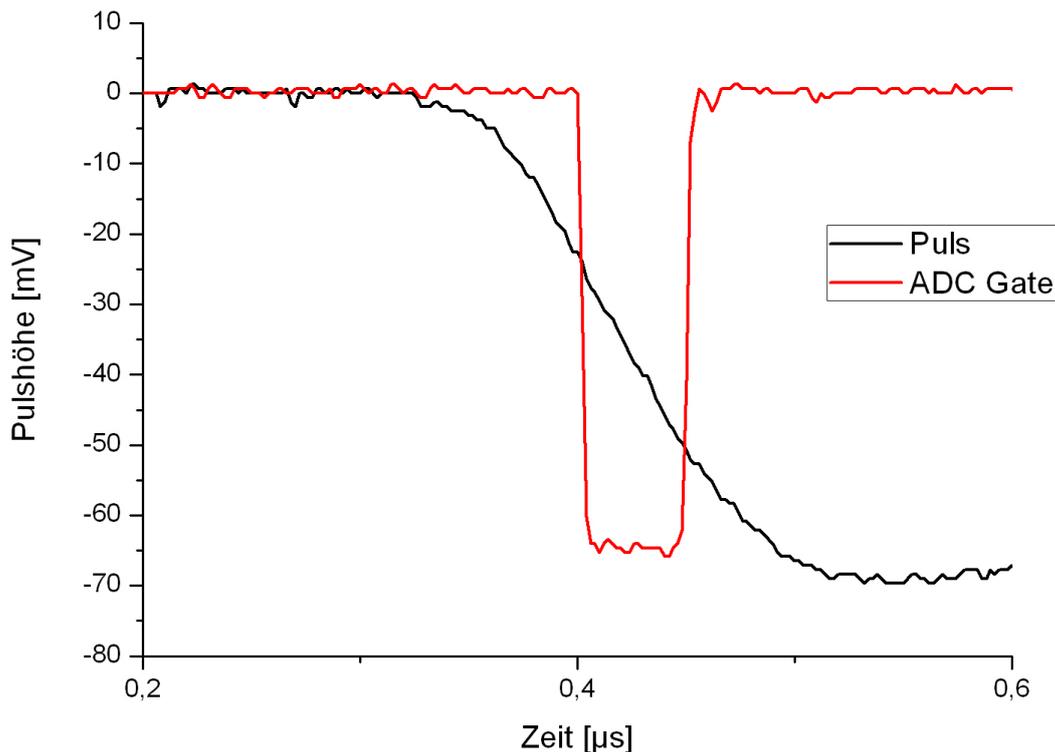


Abbildung 10.1: Positionierung des Gates

Die zweite Möglichkeit ist die Verwendung des Signals eines Auslesekanals zur Erzeugung des Gates für alle acht Auslesekanäle. Diese Methode ist vom Experimentator unabhängig. Es ist auch keine Zeitanpassung nötig, sodass also Spuren in jeglicher Entfernung zur Padebene mit derselben Einstellung vermessen werden können.

Der Nachteil dieser Methode ist die Abhängigkeit der Ergebnisse der Einzelkanäle vom Gate-Kanal. Sollte eine Spur vermessen werden, die in Richtung Padebene zeigt, so sind die Driftzeiten für verschiedene Pads unterschiedlich und die Position des Gates im linearen Pulsteil nicht mehr gewährleistet. Solch eine Spur ist in Abb. 10.2 zu sehen.

¹Ein Hodoskop ist eine Kombination von mehreren Szintillatoren über und unter der TPC, die logisch miteinander verschaltet sind.

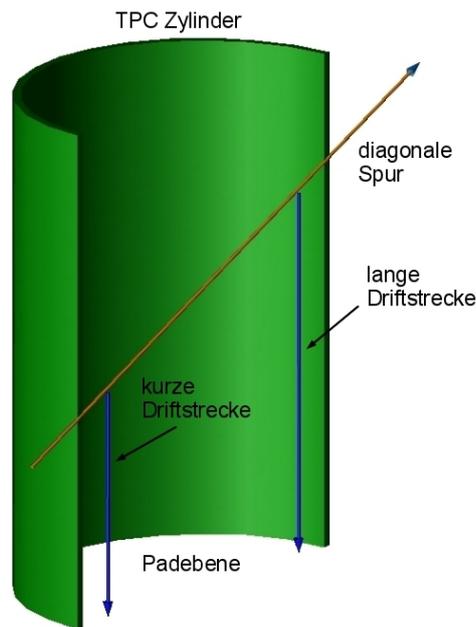


Abbildung 10.2: Unterschiedliche Driftwege für eine diagonale Spur

Verläuft eine Spur diagonal und nicht parallel zu einer Padreihe, so unterscheiden sich die Pulshöhen der einzelnen Kanäle, je nach überstrichener Padfläche. Zusätzlich wird aufgrund der Diffusion auch die Stelle des Überstreichens (nah am Rand, zentral) eine Rolle spielen. Eine die Pads diagonal überstreichende Spur ist in Abb. 10.3 zu sehen. Für die Pulshöhen wird gelten: $PH_A < PH_B < PH_C$.

Die Signalhöhe des Triggerkanals wird nun die zeitliche Position des Gates für die anderen Kanäle beeinflussen. Für ein kleines Signal ist das Gate zeitlich nach hinten verschoben und das Ergebnis der anderen Kanäle fällt anders aus.

Diese Möglichkeit der Gateerzeugung ist jedoch geeignet für Spuren, die parallel zur Padebene verlaufen sowie Spuren, die immer gleiche Verhältnisse zwischen den Pulshöhen der einzelnen Kanäle liefern. Dies ist bei der Messung mit dem UV-Laser der Fall. Daher wurde diese Methode für die durchgeführten Messungen gewählt.

Elektronen von niederenergetischen β -Strahlern können den TPC-Mantel nahezu nicht durchdringen. Sie müssen genauso wie die Laserphotonen durch ein Fenster eingekoppelt werden. Die Messmethode kann also die gleiche wie bei der Verwendung des Lasers sein. Kosmische Myonen hingegen weisen unbekannte Winkel auf, sodass diese so nicht vermessen werden können.

Abb. 8.6 zeigt den ADC-Aufbau. Für die Gateerzeugung wurde Kanal sechs ausgewählt, die Diskriminatorschwelle ist aus den genannten Gründen 30 mV und die Gatebreite beträgt 50 ns. Alle acht Kanäle weisen ähnliches Verhalten auf. Die Gatebreite wurde so gewählt, dass das Ergebnis für einen Laserpuls des rechten Fensters etwa in der Mitte des dynamischen Bereichs liegt.

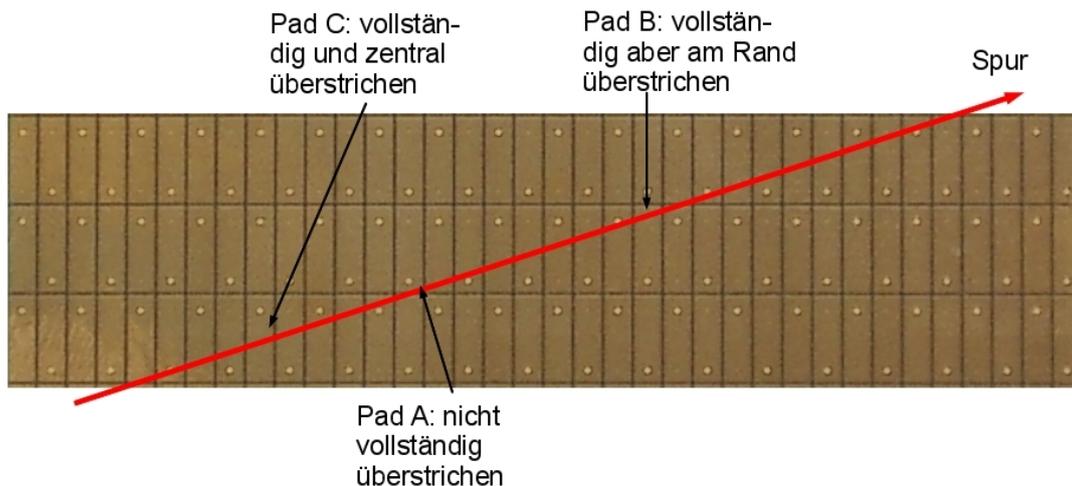


Abbildung 10.3: Diagonal über die Padebene verlaufende Spur

10.2 Kalibration des ADC

Der ADC gibt die gewonnenen Ergebnisse in ADC-Einheiten aus. Diese müssen nun noch in deponierte Ladung umgerechnet werden. Da die Verstärkung der einzelnen Kanäle variiert, reicht es nicht, nur den ADC zu kalibrieren, sondern es muss das vollständige Auslesesetup kalibriert werden. Man erhält dadurch absolute Ladungswerte und kann die Ergebnisse der einzelnen Kanäle vergleichen.

Da die ADC-Ergebnisse pulsformabhängig sind, muss für die Kalibration ein möglichst realer Strompuls simuliert werden. Dies wird mit einem Kondensator erreicht, welcher mit einer Trapezspannung geladen wird. Die Abfallzeit des Pulses kann durch die richtige Wahl des Kondensators sowie durch die Abfallzeit der Trapezspannung eingestellt werden. Die Höhe der Eingangsspannung definiert die erzeugte Pulshöhe.

Mit der Formel

$$Q = CU, \quad (10.1)$$

kann aus Kapazität und Eingangsspannung die deponierte Ladung bestimmt werden.

Die Situation während der Kalibration muss der während der Messung entsprechen. Das heißt, Kanal sechs erzeugt das Gate während ein anderer Kanal kalibriert wird. Beide Pulse müssen gleich hoch sein. Um dies zu erreichen, werden zwei Kondensatoren gleicher Kapazität benötigt. Der Aufbau für die reale Messung sowie für die Kalibration sind in Abb. 10.4 dargestellt. Um exakt gleiche Werte sicherzustellen, wurden verschiedene Kondensatoren mit einem hochsensiblen Kapazitätsmessgerät vermessen, bis zwei gefunden wurden, deren Kapazität nahezu identisch ist. Für die Messung waren Kapazitäten im pF-Bereich notwendig. Neben dem Kondensator selbst spielt in diesem Bereich auch die Länge der Anschlusskontakte sowie die Stellung der beiden Kontakte zueinander eine Rolle. Veränderung der Kontaktlänge oder des Kontaktabstands um ein paar mm macht einen

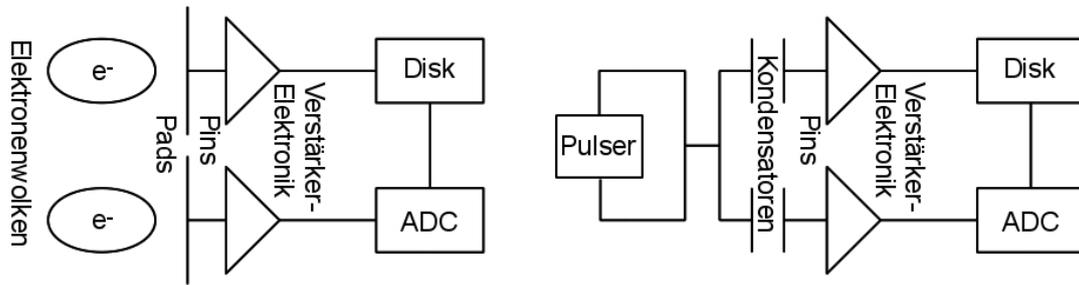


Abbildung 10.4: normaler Messaufbau (links) und für die Kalibration nachgestellte Variante (rechts)

Kapazitätsunterschied im Bereich von 50 fF aus. Daher muss bei der Kalibration sorgfältig gearbeitet werden. Es ist allerdings klar, dass dieser Effekt nicht vollständig ausgeblendet werden kann, sodass mit leichten Ungenauigkeiten zu rechnen ist. Diese können leider nicht vermieden werden. Zusätzlich kann es zu einer Nullpunktverschiebung kommen.

10.2.1 Kalibrationsmessung

Für die Kalibration kommt die oben beschriebene Messmethode zum Einsatz. Dafür werden zwei handverlesene 2.35 pF-Kondensatoren genutzt. Einer der beiden Kondensatoren erzeugt das Signal in Kanal sechs, mit dem das Gate erzeugt wird, der andere produziert das Signal des zu kalibrierenden Kanals. Die Eingangsspannung weist eine Anstiegszeit von 10 ns auf. Die Wahl dieser Parameter liefert die beste Rekonstruktion der Signalfanke. Die Eingangsspannung wird von 1.75 mV bis maximal 8.25 mV variiert.

Abb. 10.5 zeigt die Kalibrationsgeraden für die durchgeführte Messung. Alle acht Kanäle weisen die erwartete Linearität auf. Daher ist die Verwendung einer Kalibrationsgeraden gerechtfertigt.

Kanal	Anstieg (fC/ADC-Kanal)	Achsenabschnitt (fC)	ADC-Pedestal (fC)	max. U_{ein} (mV)
5	0.0231 ± 0.0003	-3.34 ± 0.20	-1.578 ± 0.022	8.25
6	0.0221 ± 0.0003	-2.94 ± 0.20	-1.753 ± 0.024	8.25
7	0.0179 ± 0.0003	-2.95 ± 0.24	-1.312 ± 0.023	6.8
8	0.0172 ± 0.0003	-1.79 ± 0.19	-0.057 ± 0.005	6.8
9	0.0189 ± 0.0004	-3.02 ± 0.33	-1.520 ± 0.035	6.8
10	0.0197 ± 0.0002	-3.46 ± 0.09	-1.621 ± 0.012	7.0
11	0.0187 ± 0.0004	-3.87 ± 0.29	-1.707 ± 0.034	6.5
12	0.0182 ± 0.0004	-3.12 ± 0.28	-1.409 ± 0.029	6.5

Tabelle 10.1: Ergebnisse der Kalibration des ADC

In Tabelle 10.1 sind die Ergebnisse der Kalibrationsmessung dargestellt. Anstieg und Achsenabschnitt sind aus den Parametern des Geradenfits bestimmt. Der ADC-Pedestal

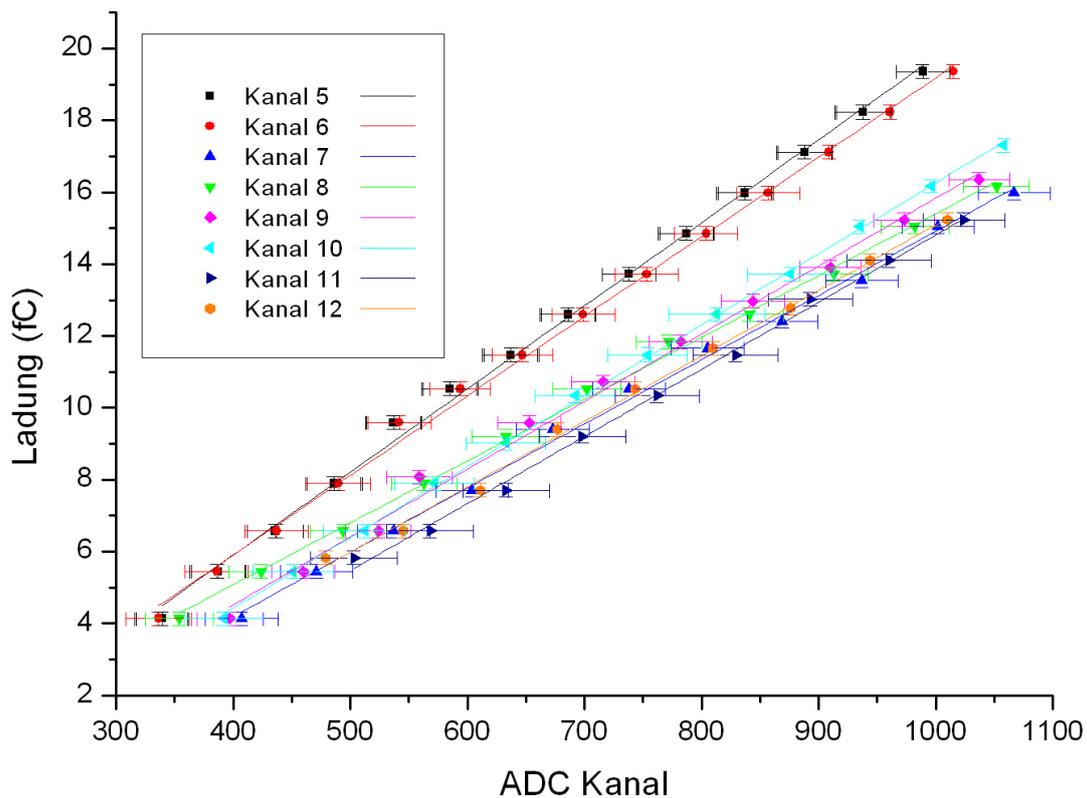


Abbildung 10.5: ADC-Kalibrationsgeraden

beschreibt den ADC-Ausgabewert, wenn kein Signal angelegt wird, also keine Ladung auf die Pads deponiert wurde. Zusätzlich ist die Eingangsspannung angegeben, die maximal angelegt werden konnte, ohne dass das Ergebnis außerhalb des dynamischen Bereichs des ADC liegt. Die genutzten FANs werden für jede Messung so geregelt, dass die Grundlinie des Verstärkers auch bei 0 mV liegt, bei verschwindender deponierter Ladung also keine Ausgangsspannung gemessen wird. Somit sollten Achsenabschnitt und ADC-Pedestal identisch sein.

Die gemessenen Daten zeigen nicht das erwartete Verhalten. Die Achsenabschnitte sind gegenüber den Pedestals um 1.2-2.2 fC zu negativeren Ladungen verschoben. Eine mögliche Erklärung ist die unperfekte Rekonstruktion der Messanordnung für die Kalibration. Da neben den Pedestals der ADCs kein logischer Ursprung für Nullpunktverschiebungen vorhanden ist, wird für die folgenden Umrechnungen der ADC-Pedestal verwendet. Dadurch werden auch Effekte entfernt, die aufgrund einer möglichen, nicht perfekt nachgestellten Pulsform entstehen. Folgende Messungen deuten darauf hin, dass diese Wahl korrekt ist, da bei der Nutzung des stärker negativen Achsenabschnitts deponierte Ladungen kleiner als null rekonstruiert werden. Dies kann z.B. bei Messungen mit einer β -Quelle in Abschnitt 13.2 beobachtet werden. Aufgrund der kurzen Reichweite der Elektronen werden die hinteren Kanäle nur selten erreicht. Diese Kanäle zeigen ein Maximum an der Position des ADC-Pedestals, sodass dort auch der Nullpunkt einer Messung liegt.

Die unterschiedlichen Steigungen sind auf unterschiedliche Verstärkungen zurückzuführen. Ein höherer Anstieg bedeutet, dass für eine gleich große Änderung des ADC-Ergebnisses eine größere Änderung der deponierten Ladung benötigt wird. Die ermittelten Anstiege weisen darauf hin, dass Kanal fünf und Kanal sechs eine geringere Verstärkung aufweisen. Oszilloskopmessungen zeigen dasselbe Ergebnis. Die gemessene Pulshöhe der beiden Kanäle lag um rund 17% (70 mV zu 85 mV für die Standard-GEM-Spannungen und den Laser eingekoppelt im rechten Fenster) niedriger als bei den anderen sechs Kanälen. Ein weiterer Indikator dafür ist die maximale Eingangsspannung. Je höher diese Maximalspannung ist, desto kleiner ist die Verstärkung des Kanals. Wiederum zeigt sich, dass Kanal fünf und sechs höhere Werte als die anderen sechs Kanäle aufweisen und somit eine geringere Verstärkung signalisieren.

Ein ADC gibt nur Werte, die größer als null sind, aus. Selbst wenn keine Ladung deponiert wird, ist der Ausgabewert des ADC größer als null. Dieser Wert kann in der Kalibrationsgeraden als x-Achsenabschnitt abgelesen werden. Zusätzlich ist der Anstieg der Kalibrationsgeraden größer als null. Dies führt dazu, dass sich eine negative Nullpunktverschiebung für die Umrechnung von ADC-Einheiten in deponierte Ladung ergibt.

10.3 Skalierbarkeit des ADC

Der ADC sollte in der Lage sein, einen weiten Bereich an Signalhöhen korrekt vermessen zu können, um sowohl für sehr kleine als auch sehr hohe Pulse nutzbar zu sein. Es sollte möglich sein, den Aufbau bei Änderung der TPC-Parameter wie Driftfeld oder GEM-Verstärkung im selben Modus weiter nutzen zu können, oder zumindest nur geringe Änderungen vornehmen zu müssen. Ein doppelt so hohes Signal sollte also auch einen doppelt so hohen ADC-Ausgabewert erzeugen.

Um eine ideale Skalierbarkeit zu gewährleisten, spielt die Wahl der Betriebsparameter eine entscheidende Rolle. Die Diskriminatorschwelle ist einer dieser Parameter. Die Höhe der Schwelle definiert die minimal auslesbare Signalhöhe. Gleichzeitig darf die Schwelle nicht zu klein sein, da das Gate sonst im vorderen nicht linearen Bereich liegt und ein zu kleines Ergebnis gemessen wird.

Die Gatebreite spielt eine wichtige Rolle. Je kürzer die Integrationszeit ist, desto höher darf das Signal sein um noch im dynamischen Bereich des ADC zu liegen. Gleichzeitig sollte der gesamte dynamische Bereich genutzt werden, um die Auflösung zu verbessern. Sollten extrem unterschiedliche Pulshöhen bei verschiedenen Messungen, also nacheinander auftreten, könnten verschiedene Setups aufgebaut werden und das passende für jede Messung ausgesucht werden. Dies könnte z.B. durch mehrere Diskriminatoren mit verschiedenen Schwellen- und Gatebreiteinstellungen realisiert werden. Je nach Messung wird der passende Diskriminator angeschlossen.

10.4 Weitere Bemerkungen

Die Messung von Teilchen unbekanntem Durchgangswegs ist mit diesem Aufbau nicht möglich. Sollte dies im späteren Verlauf erwünscht sein, müssen Änderungen am Aufbau vorgenommen werden.

Mögliche Änderungen sind:

- Die Nutzung eines ADCs mit separatem Gate für jeden Kanal. Somit ist die Abhängigkeit der Kanäle untereinander aufgehoben.
- Die Nutzung eines peaksensitiven ADCs. Solch ein ADC vermisst nicht die Fläche, sondern nur der Peak eines Pulses wird ermittelt. Dies macht die Messung unabhängig von der Pulsform sowie der Lage und Form des Gates. Es muss nur sichergestellt sein, dass das Gate den gesamten Puls abdeckt.
- Die Nutzung eines ADCs mit erheblich größerem Gate. So kann die vollständige Driftzeit der TPC abgedeckt und der gesamte Puls vermessen werden.
- Die Erzeugung eines globalen, zeitlich immer gleich zu den Signalen positionierten Triggers. Dies ist z.B. durch das Abgreifen eines Signals von der Kathode der obersten GEM möglich. Bei jeder Verstärkung ändert sich dort der Strom. Diese Änderung kann als Trigger genutzt werden. Allerdings ist das Auskoppeln und Vermessen dieses Signals problematisch, sodass es noch nicht umgesetzt wurde. Diese Methode eignet sich nur für Spuren parallel zur Ausleseebene.

Die Erzeugung des Gates mit Kanal sechs hat Einfluss auf die Genauigkeit der einzelnen Kanäle. Energieverlust der Primärteilchen, die Diffusion sowie die Verstärkung unterliegen statistischen Schwankungen. Daher werden die Ergebnisse der ADC-Messungen verschmiert sein.

Für Kanal sechs liegt das Gate immer an derselben Stelle. Daher sind auf diesem Kanal nur die Schwankung des eigenen Signals zu sehen. Für die anderen Kanäle schwankt die Position des Gates mit der Pulshöhe von Kanal sechs. Somit ist die Verschmierung, die auf diesen Kanälen gesehen wird ein Produkt aus der Schwankung des eigenen Signals und des Signals von Kanal sechs. Daher wird Kanal sechs kleinere Fehler aufweisen als die anderen sieben Kanäle.

Der Laser erzeugt eine Spur parallel zur Padebene genau in der Mitte der ausgelesenen Padzeile. Nach einer idealen Kalibration wird erwartet, dass die Ergebnisse aller acht ADC-Kanäle gleich sind. Durch die beschriebene Kalibrationsproblematik wird dies nicht der Fall sein. Es müssen also leichte Abweichungen in Kauf genommen werden.

Eine Möglichkeit, dies zu umgehen, ist eine andere Art der Kalibration. Es kann eine Kalibration mit verschiedenen GEM-Spannungen und dem Laser vorgenommen werden. Dies hat den Vorteil, dass keine Signale nachgestellt werden müssen. Dies wird eine bessere Vergleichbarkeit der Werte der einzelnen Kanäle ermöglichen, hat aber den Nachteil, dass keine Information über die deponierte Ladung vorhanden ist. Eine solche Kalibration ist z.B. bei der Vermessung von Diffusionsprozessen von Vorteil, wo das Verhältnis der Pulshöhen, nicht aber der Wert der deponierten Ladung eine Rolle spielt.

Teil IV

Messungen

Teilinhalte

11 Motivation der Messungen	77
12 Driftgeschwindigkeitsmessungen	78
12.1 Einfluss von Gasparametern auf die Driftgeschwindigkeit	78
12.1.1 Auswirkung von Druckänderungen	78
12.1.2 Einfluss der Temperatur	79
12.1.3 Auswirkung durch Verunreinigungen des Zählgases durch Luft . . .	80
12.1.4 Zusammenfassung	81
12.2 Zeitliche Veränderung der Driftzeit	83
12.3 Gemessene Driftgeschwindigkeiten	84
12.4 Zusammenfassung	86
13 Pulshöhenmessungen	88
13.1 Messungen mit verschiedenen GEM-Spannungen	88
13.1.1 Ergebnisse mit Hilfe des Oszilloskops	88
13.1.2 ADC-Resultate	89
13.2 Messung mit einer β -Quelle	90
13.3 Zusammenfassung	95

11 Motivation der Messungen

Das Ziel der Messungen ist es, die optimalen Betriebsparameter der TPC zu finden, um so die erforderliche Datenqualität für zukünftige Analysen zu gewährleisten.

Mit Hilfe von Funktionstests soll sichergestellt werden, dass Driftzeit- und Pulshöhenmessungen mit dem Kammerprototypen und der aufgebauten Auslese-Elektronik möglich sind. Um die optimalen Betriebsparameter zu finden, werden in diesem Rahmen Driftzeitmessungen für verschiedene Driftfelder durchgeführt und mit verschiedenen GEM-Verstärkungen und Driftlängen gearbeitet. Dies macht es möglich, die Leistungsfähigkeit der Auslese-Elektronik und die Funktionalität der TPC getrennt zu untersuchen. Es kann somit der Einfluss der Diffusion untersucht, das Modell der GEM-Verstärkung kontrolliert und die Linearität der Auslese getestet werden.

Neben der Durchführung von Funktionstests steht die Ermittlung der optimalen Betriebsparameter der TPC im Vordergrund. Dies bedeutet in erster Linie, die besten Driftfeld- und Verstärkerwerte für die gewählte Gasmischung zu ermitteln.

Es soll die optimale Verstärkung gefunden werden, sodass Spuren im gesamten Detektorvolumen untersucht werden können, gleichzeitig aber kein Überlauf der Auslese-Elektronik erzeugt wird.

Das Driftfeld soll so gewählt werden, dass die Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von Umgebungs-Parametern wie Druck und Temperatur minimal, die Driftgeschwindigkeit selbst dabei aber maximal wird.

12 Driftgeschwindigkeitsmessungen

Das genaue Verständnis der Driftgeschwindigkeit ist essentiell für den Betrieb einer TPC. Jede Unsicherheit wirkt sich direkt auf die Rekonstruktion der Teilchenspur aus. Es müssen die bestmöglichen Werte für die Betriebsparameter gefunden werden. Dafür ist vor allem interessant, wie stark die Driftgeschwindigkeit von Fluktuationen in Gasdruck, Temperatur oder Driftfeldstärke abhängt.

12.1 Einfluss von Gasparametern auf die Driftgeschwindigkeit

Um den Einfluss von Gasdruck, Gastemperatur sowie Verunreinigungen durch einströmende Luft zu untersuchen, werden Simulationen mit MAGBOLTZ v8.9 [Mag10] durchgeführt. Dieses mit Fortran77 geschriebene Programm löst numerisch die Boltzmann-Transportgleichung für Elektronen in Gasmischungen unter Einfluss eines elektrischen und eines magnetischen Feldes. Ausgabegrößen sind neben der Driftgeschwindigkeit z.B. die Diffusionskoeffizienten.

12.1.1 Auswirkung von Druckänderungen

Abb. 12.1 zeigt die relative Auswirkung von Druckänderungen auf die Driftgeschwindigkeit. Dazu wird die relative Abweichung y von Standarddruck 760 torr ermittelt.

$$y(p) = \frac{v_d(p)}{v_d(760 \text{ torr})} - 1 \quad (12.1)$$

Die Temperatur beträgt dabei konstant 20 °C, das Gasgemisch ist Argon-Methan 95:5 ohne Luftbeimischung. Der Druck wird jeweils um 10 %, also 80 torr in beide Richtungen variiert.

Die Driftgeschwindigkeit zeigt eine Insensibilität auf Druckänderungen nahe der Ramsauer-Kerbe bei einem Driftfeld von 85 V/cm. Bei 80 V/cm zeigt die Driftgeschwindigkeitskurve einen konstanten Verlauf für niedrige Drücke. Für Drücke größer als 760 torr fällt sie hingegen ab. Für 90 V/cm ist das gegenteilige Verhalten zu beobachten. Bis 760 torr ist ein leichter Anstieg zu verzeichnen, bevor die Driftgeschwindigkeit konstant wird.

Nutzt man Driftfelder, die stärker von 85 V/cm differieren, so wird die Driftgeschwindigkeit immer sensibler auf Druckänderungen. Für kleinere Felder verringert sich die Geschwindigkeit mit dem Druck, bei höheren Feldern nimmt sie mit dem Druck zu. Je stärker

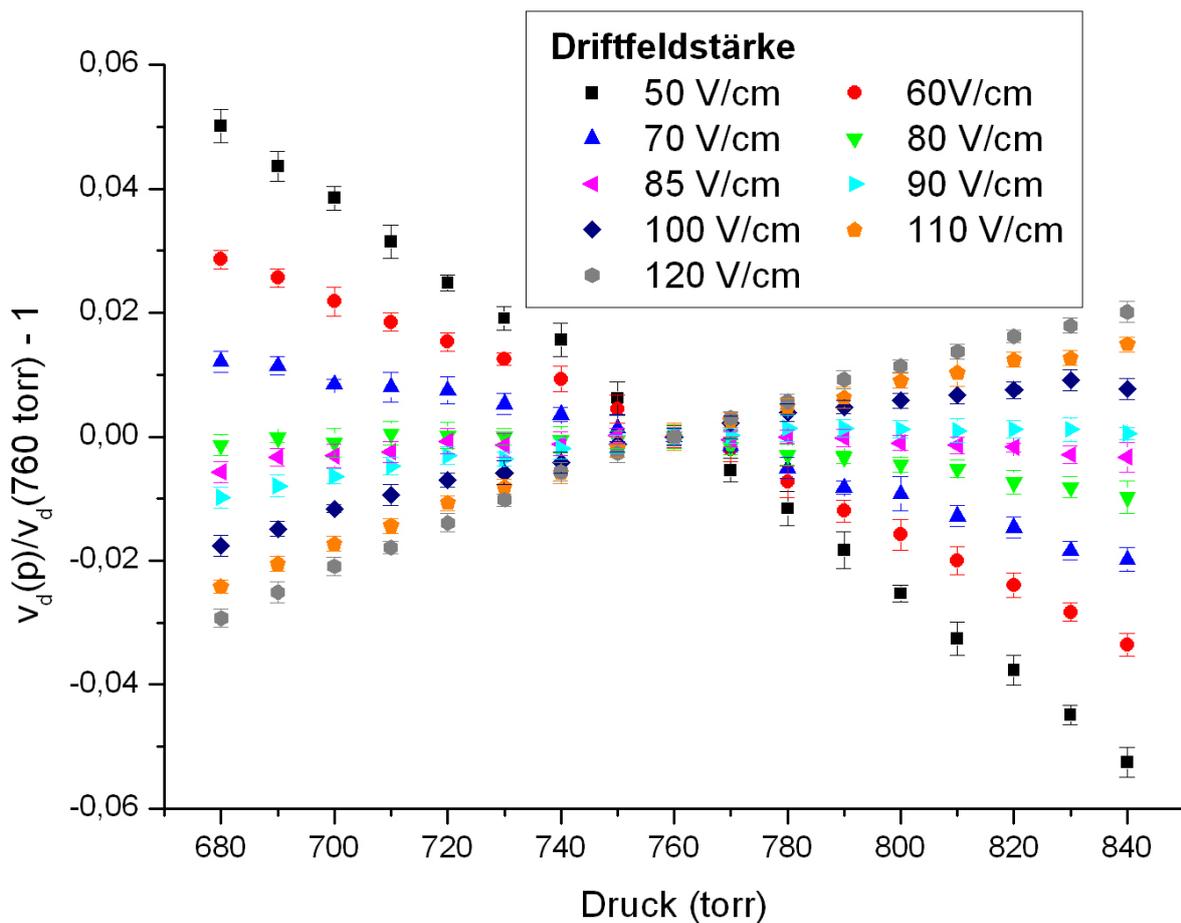


Abbildung 12.1: Veränderung der Driftgeschwindigkeit mit dem Kammerinnendruck für Ar-CH₄ 95:5 bei $T = 20^\circ\text{C}$ und verschiedenen Driftfeldern

die Abweichung von 85 V/cm ist, desto stärker ist die Änderung. Für 50 V/cm beträgt sie 5 % für eine Druckänderung von 80 torr, für 120 V/cm 3 %.

12.1.2 Einfluss der Temperatur

Die Darstellung der relativen Driftgeschwindigkeitsänderung bei Temperaturvariation ist in Abb. 12.2 gezeigt. Als Bezugspunkt werden 20°C verwendet. Die Temperatur wird um $\pm 10^\circ\text{C}$ variiert. Der Druck liegt konstant bei 760 torr und es wird mit reinem Zählgas simuliert.

Wiederum zeigt sich im Bereich der Ramsauer-Kerbe eine Insensibilität. Für 85 V/cm ist nahezu eine Konstante zu sehen. Bei einem Driftfeld von 80 V/cm ist ein leichter Anstieg um etwa 0.3 %, für 90 V/cm ein Abfall um maximal 0.3 % auszumachen.

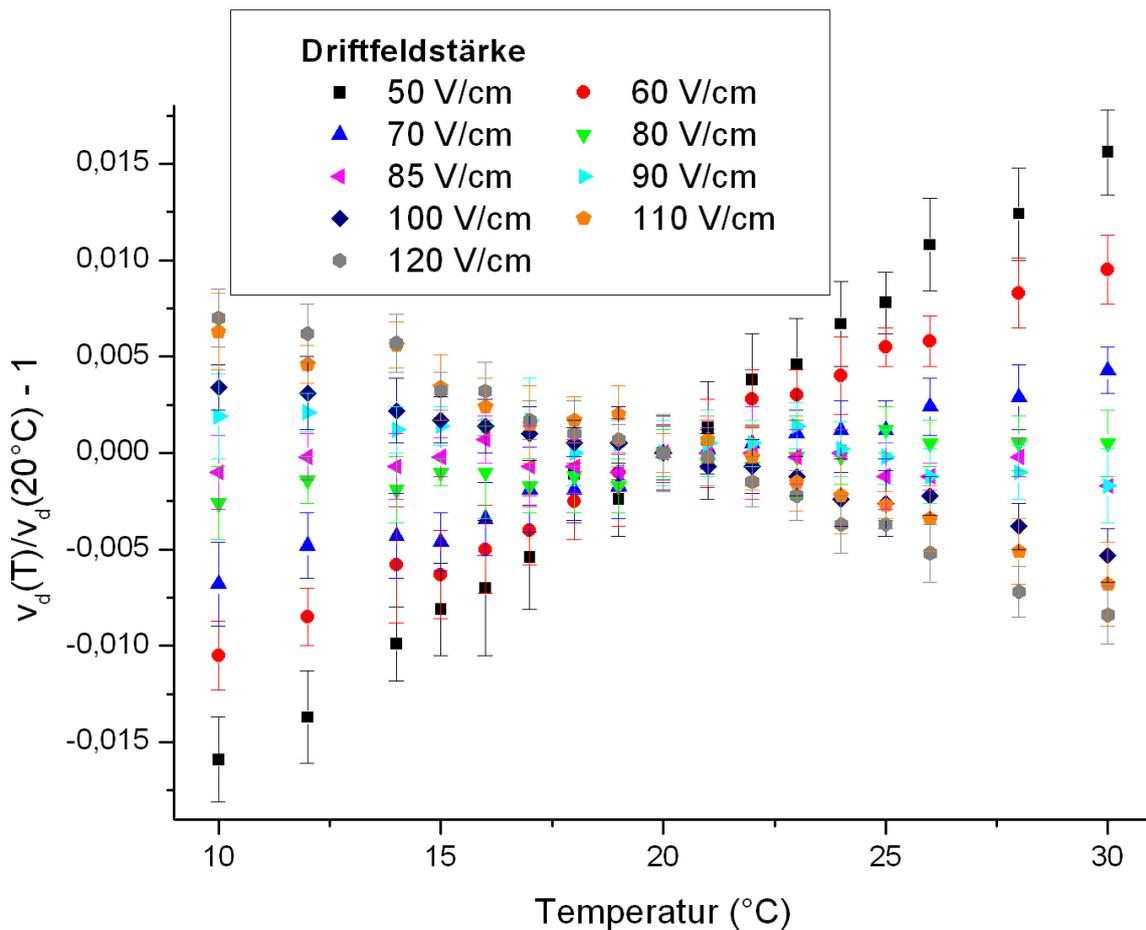


Abbildung 12.2: Veränderung der Driftgeschwindigkeit mit der Gastemperatur für $p = 760$ torr und Ar-CH₄ 95:5 bei verschiedenen Driftfeldern

Für Felder, die sich stärker von 85 V/cm unterscheiden, variiert die Driftgeschwindigkeit deutlicher. Die Richtung dieser Änderung ist umgekehrt zu der bei Druckänderung. Für kleine Driftfelder steigt die Geschwindigkeit mit steigender Temperatur, für höhere Felder nimmt sie ab. Die Stärke ist mit 1,6 % für 50 V/cm bzw. 0,8 % bei 120 V/cm bei einer Temperaturänderung von 10 °C allerdings etwa drei- bis viermal geringer als bei der Variation des Gasdrucks.

12.1.3 Auswirkung durch Verunreinigungen des Zählgases durch Luft

Durch feine Öffnungen in der TPC ist es möglich, dass Luft eindringt. Die Auswirkung einer Luftbeimischung zum Zählgas ist in Abb. 12.3 dargestellt. Hierzu wird ein Luftanteil von bis zu 1 % simuliert. Die Zusammensetzung von Luft wird mit 80 % Stickstoff und 20 % Sauerstoff angenähert. Die simulierte Temperatur beträgt 20 °C, der Druck 760 torr.

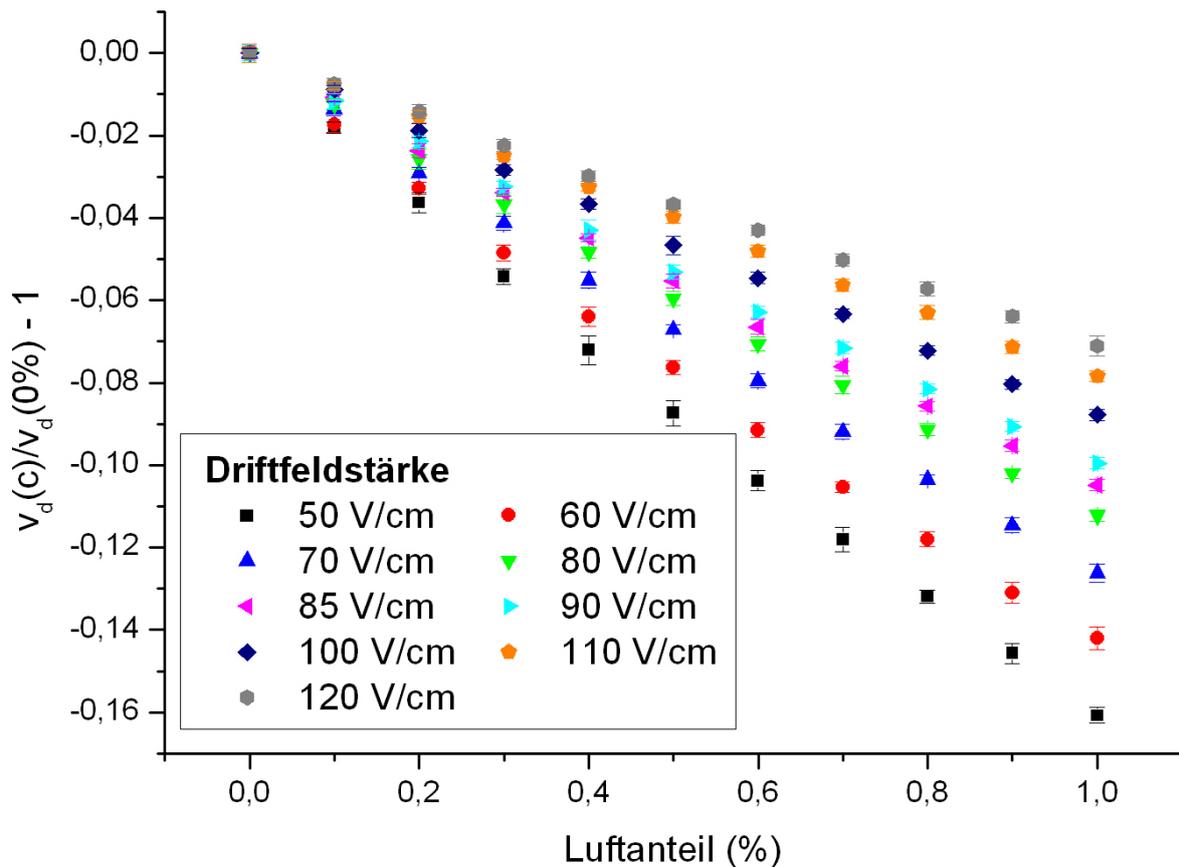


Abbildung 12.3: Effekt von Luftbeimischungen auf die Driftgeschwindigkeit für Ar-CH₄ 95:5 bei verschiedenen Driftfeldern und $T = 20\text{ °C}$ sowie $p = 760\text{ torr}$

Die Driftgeschwindigkeit verringert sich linear mit steigender Luftbeimischung. Es ist zu erkennen, dass der Abfall schwächer wird, je höher das genutzte Driftfeld war. Der Effekt von Luftverunreinigung im Zählgas ist mit bis zu 16 % für 50 V/cm und maximal 7 % für 120 V/cm für einen Luftanteil von 1 % höher als die Auswirkung von Temperatur und Druck. Die Vermeidung von Luft im Zählgas durch Maximierung der Dichtigkeit der TPC oder durch ausreichendes Spülen ist daher von hoher Bedeutung.

12.1.4 Zusammenfassung

Abb. 12.4 zeigt den Verlauf der Driftgeschwindigkeitskurve im Bereich des Ramsauer-Maximums. Die Angabe in der Legende beschreibt jeweils die Änderung, die im Vergleich zu den Standardbedingungen (20 °C , 760 torr , 0% Luft) vorgenommen wird. Die anderen beiden Größen bleiben dabei jeweils unverändert.

Das Driftfeld soll im Bereich von 80 V/cm bis 90 V/cm gewählt werden. Dort ist die Driftgeschwindigkeit robust gegen Änderungen von Druck, Temperatur oder Driftfeld. In diesem Bereich liegt außerdem das lokale Maximum und die Driftgeschwindigkeit wird maximal. Dies führt zu minimalen Driftzeiten. Die erzeugten Ladungsträger verbleiben

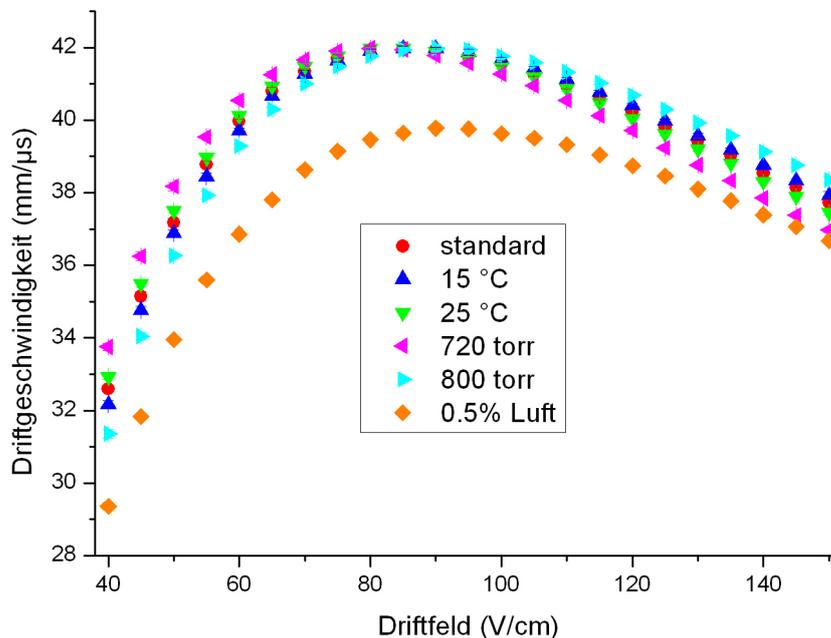


Abbildung 12.4: Verlauf der Driftgeschwindigkeitskurve nahe der Ramsauer-Kerbe für verschiedene Gasparameter

somit weniger lange im Detektor. Da driftende Ladungsträger einer Spur die Propagation der Elektronen einer anderen Spur beeinflussen können, bedeutet eine kürzere Verweildauer eine höhere maximal auslesbare Rate.

Die maximale Geschwindigkeit für das Gas mit 0.5% Luftbeimischung liegt niedriger als jene für das Standardzählgas. Nach dem Maximum fällt die Kurve langsamer ab, sodass sich die Driftgeschwindigkeitskurve bei Standardbedingungen und die mit einer Luftbeimischung bei höheren Driftfeldern näher kommen. Um toleranter gegenüber Luftbeimischungen zu sein, soll das Driftfeld größer als 85 V/cm sein.

Da der genaue Anteil an Luft in der TPC nicht bekannt ist, ist es nicht möglich, die ideale Driftfeldstärke zu bestimmen.

Werden alle beschriebenen Eigenschaften einbezogen, so wird das Driftfeld zu 85 V/cm gewählt. Bis auf die Problematik der Luftbeimischung zeigt das Gas an dieser Stelle das stabilste Verhalten.

Andere Parameter wie die Diffusionskoeffizienten werden hier nicht berücksichtigt. Um diese mit in Betracht zu ziehen, müssen weitere Studien durchgeführt werden. Es wird angenommen, dass diese auch in der Nähe des Ramsauermaximums ideal werden, da sie von der mittleren freien Stoßlänge abhängen.

12.2 Zeitliche Veränderung der Driftzeit

In Abschnitt 9.1 wird beschrieben, dass die gemessene Driftzeit nicht konstant ist sondern mit der Tages- bzw. Messzeit leicht schwankt. Um dieses Verhalten zu untersuchen und zu kompensieren werden alle Messungen zweimal mit etwa 10 min Zeitunterschied wiederholt. Tabelle 12.1 zeigt die Verlaufsmessungen, die für die Driftgeschwindigkeitsmessungen durchgeführt werden. Für jede Messreihe werden 100 000 Ereignisse erfasst.

E_{drift} (V/cm)	Δt_{end} (mm:ss)	$\Delta K5$ (ns)	$\Delta K6$ (ns)	$\Delta K7$ (ns)	$\Delta K8$ (ns)	$\Delta K9$ (ns)	$\Delta K10$ (ns)	$\Delta K11$ (ns)	$\Delta K12$ (ns)
50 r	11:20	13	19	13	19	19	13	19	19
50 m	11:51	32	32	25	25	32	25	32	25
60 r	20:41	6	0	0	0	0	6	0	0
60 m	48:43	13	13	13	13	13	13	19	13
70 r	06:56	13	13	6	6	13	13	6	6
70 m	20:13	25	32	25	25	32	32	32	25
80 r	17:17	0	0	0	0	0	0	0	6
80 m	4:35	6	6	6	6	6	6	6	6
85 r	9:51	13	13	6	6	6	6	6	6
85 m	12:01	19	19	13	19	13	13	13	13
90 r	9:58	13	13	13	13	13	13	6	13
90 m	10:33	6	13	0	0	6	6	0	0
100 r	10:36	6	6	0	0	0	0	6	0
100 m	10:00	19	13	13	6	13	6	6	6
110 r	10:11	19	13	6	6	13	6	13	13
110 m	9:40	13	13	6	6	6	6	6	6
120 r	9:41	13	13	13	13	13	13	13	13
120 m	9:55	13	13	13	6	6	6	6	6
130 r	18:13	19	13	13	13	13	13	13	6
130 m	10:14	13	13	0	6	6	6	6	6

Tabelle 12.1: Zeitliche Veränderung der Driftzeit für die Messungen bei verschiedenen Feldstärken für das rechte und das mittlere Fenster

In der ersten Spalte ist neben dem Driftfeld auch das Kürzel für das genutzte Fenster (r:rechts, m:mitte) angegeben. Alle anderen Angaben sind jeweils die Differenzen zwischen erster und zweiter Messung. $K5$ bis $K12$ stehen für den jeweiligen Kanal. $\Delta K_x > 0$ bedeutet, dass sich die gemessene Driftzeit erhöht hat, die Driftgeschwindigkeit also kleiner geworden ist.

Die Differenz nimmt Werte zwischen null und fünf TDC-Kanälen an. Da die Driftzeiten in ganzen Kanälen gemessen werden, ist die Abweichung quantisiert. Ein TDC-Kanal entspricht etwa 6.3 ns. Somit ist dies auch die maximal mögliche Genauigkeit.

Es ist gut zu erkennen, dass alle acht Kanäle für eine gegebene Driftfeldstärke etwa dieselbe Abweichung zeigen. Der Unterschied beträgt maximal zwei Kanäle.

Auffällig ist, dass alle Abweichungen zu höheren Driftzeiten führen. Der gegenteilige Effekt ist nicht aufgetreten. Dies deutet auf einen systematischen Effekt hin. Dabei können Einfluss von Temperatur und Druck ausgeschlossen werden. In Abschnitt 12.1 wird gezeigt, dass eine Druck- oder Temperaturänderung für die niedrigeren Driftfelder zu einer anderen Variation führt, als für die höheren Driftfelder. Die Änderung von Druck oder Temperatur hätte also für die höheren Driftfelder in die eine und für die niedrigeren in die andere Richtung weisen müssen.

Eine Verbesserung der Gasqualität durch eine Verringerung des Luftanteils ist auch auszuschließen, da dann die Driftgeschwindigkeit anwachsen müsste. Ebenso kann ein Effekt durch die Erwärmung des Lasers, die Ansammlung von Ladung oder den Rückdrift von Ionen ausgeschlossen werden. Um dies zu analysieren, wird bei mehreren verschiedenen Driftfeldern die Driftzeitänderung untersucht. Einmal wird 10 min mit ein-, einmal mit abgeschaltetem Laser gewartet. Für beide Fälle zeigt die Änderung zu kleineren Driftgeschwindigkeiten.

Um den Effekt herausrechnen zu können, wird eine Korrektur für die Driftzeitdifferenz ermittelt. Diese wird für jede vermessene Feldstärke separat, aber für alle acht Kanäle gemeinsam ermittelt. Hierfür wird aus den 16 bestimmten Werten einer Messung die mittlere Driftzeitveränderung pro Messzeit ermittelt. Mit Hilfe der bekannten Zeit, die für das Wechseln des Eintrittsfensters benötigt wird, kann dann eine Korrektur bestimmt werden. Diese liegt im Bereich von 10 ns und hat somit nur einen kleinen Einfluss.

12.3 Gemessene Driftgeschwindigkeiten

Die Tabellen 12.2 zeigen die ermittelten Driftgeschwindigkeiten für Driftfelder von 50 V/cm bis 130 V/cm. Dies sind gleichzeitig die minimal bzw. maximal erreichbaren Feldstärke. Für kleinere Felder muss die Vorwiderstandsbox angepasst werden, für höhere Felder müssen hochspannungsfestere Stecker genutzt werden. Zusätzlich ist der Tag der Messung angegeben.

Der Fehler der Driftzeiten wird aus der Breite der Gaußverteilung ermittelt. Hinzu kommen Fehler aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Kalibration und der Bestimmung der Driftlänge. Insgesamt ergibt sich ein Fehler im Bereich von etwa 2 %. Einige Beispiele der gemessenen Gaußverteilungen finden sich im Anhang im Abschnitt A ab Seite 100.

Es ist sehr gut zu erkennen, dass die ermittelten Driftgeschwindigkeiten der acht Kanäle innerhalb der Fehler übereinstimmen. Es ist damit sichergestellt, dass der Laser wirklich parallel zur Ausleseebene ausgerichtet ist. Somit können die acht unabhängigen Einzelmessungen genutzt werden, um eine Geschwindigkeit zu errechnen.

Die ermittelten Driftgeschwindigkeiten sind in Abb. 12.5 dargestellt. Zusätzlich sind theoretische Kurven in das Diagramm eingezeichnet. Diese beschreiben den erwarteten Verlauf der Kurve für verschiedene Temperaturen, Drücke und für eine Luftbeimischung von 0.5 %.

Kanal	50.20 V/cm v_d (mm/ μ s)	60.71 V/cm v_d (mm/ μ s)	70.01 V/cm v_d (mm/ μ s)	80.17 V/cm v_d (mm/ μ s)	85.03 V/cm v_d (mm/ μ s)
Messtag	11.06.	17.05.	19.05.	18.05.	06.08.
5	25.2 ± 0.3	37.9 ± 0.8	37.9 ± 0.8	41.3 ± 0.8	39.4 ± 0.9
6	25.2 ± 0.3	37.9 ± 0.6	37.9 ± 0.6	41.1 ± 0.6	39.4 ± 0.7
7	25.2 ± 0.3	38.1 ± 0.5	37.8 ± 0.5	41.1 ± 0.6	39.5 ± 0.6
8	25.2 ± 0.3	38.0 ± 0.5	37.9 ± 0.5	41.0 ± 0.6	39.5 ± 0.6
9	25.2 ± 0.3	38.0 ± 0.5	38.0 ± 0.5	41.0 ± 0.6	39.1 ± 0.6
10	25.2 ± 0.3	37.9 ± 0.5	38.1 ± 0.5	41.1 ± 0.6	39.2 ± 0.6
11	25.2 ± 0.3	38.1 ± 0.5	38.0 ± 0.5	41.1 ± 0.6	39.4 ± 0.6
12	25.2 ± 0.3	38.1 ± 0.5	38.0 ± 0.5	41.1 ± 0.6	39.4 ± 0.6
Kanal	89.88 V/cm v_d (mm/ μ s)	100.10 V/cm v_d (mm/ μ s)	109.70 V/cm v_d (mm/ μ s)	119.90 V/cm v_d (mm/ μ s)	130.48 V/cm v_d (mm/ μ s)
Messtag	06.08.	04.08.	04.08.	05.08.	05.08.
5	39.5 ± 0.9	39.1 ± 0.7	40.2 ± 0.7	39.8 ± 0.9	40.5 ± 0.8
6	39.5 ± 0.9	39.1 ± 0.7	40.2 ± 0.6	39.8 ± 0.7	40.3 ± 0.6
7	39.4 ± 0.6	39.2 ± 0.6	40.5 ± 0.6	39.7 ± 0.6	40.3 ± 0.6
8	39.4 ± 0.6	39.1 ± 0.6	40.5 ± 0.6	39.7 ± 0.6	40.3 ± 0.5
9	39.4 ± 0.6	39.1 ± 0.6	40.3 ± 0.6	39.7 ± 0.6	40.2 ± 0.6
10	39.4 ± 0.6	39.1 ± 0.6	40.5 ± 0.6	39.7 ± 0.6	40.3 ± 0.6
11	39.4 ± 0.6	39.2 ± 0.6	40.3 ± 0.6	39.8 ± 0.6	40.3 ± 0.6
12	39.5 ± 0.6	39.2 ± 0.6	40.3 ± 0.6	40.0 ± 0.6	40.3 ± 0.5

Tabelle 12.2: Ermittelte Driftgeschwindigkeit für Feldstärken von 50 V/cm bis 130 V/cm

Die gemessene v_d -Kurve beginnt bei 50 V/cm sehr niedrig und steigt dann an. Bei 80 V/cm erreicht die Kurve ihr Maximum von 41.0 ± 0.4 mm/ μ s. Der kombinierte Fehler skaliert nicht mit der Wurzel der Anzahl der Einzelmessungen, da auch systematische Fehler wie die Unsicherheit der Driftlänge enthalten sind. Nach dem Maximum fällt die Kurve ab und erreicht dann ein Plateau bei 40 mm/ μ s.

Die Fehlerbalken beschreiben die oben genannten Fehlerquellen. Da Druck, Temperatur und Luftbeimischung nicht ermittelt werden, ist eine Bestimmung der systematischen Fehler durch diese Ursachen nur schwer möglich. Eine Abschätzung ist mit den eingezeichneten, simulierten Kurven möglich. Bis auf den ersten und den letzten Messpunkt sind alle Resultate mit der Kurve bei 0.5 % Luftbeimischung vereinbar. Bei 50 V/cm ist eine größere Luftbeimischung, bei 130 V/cm eine geringere vorstellbar.

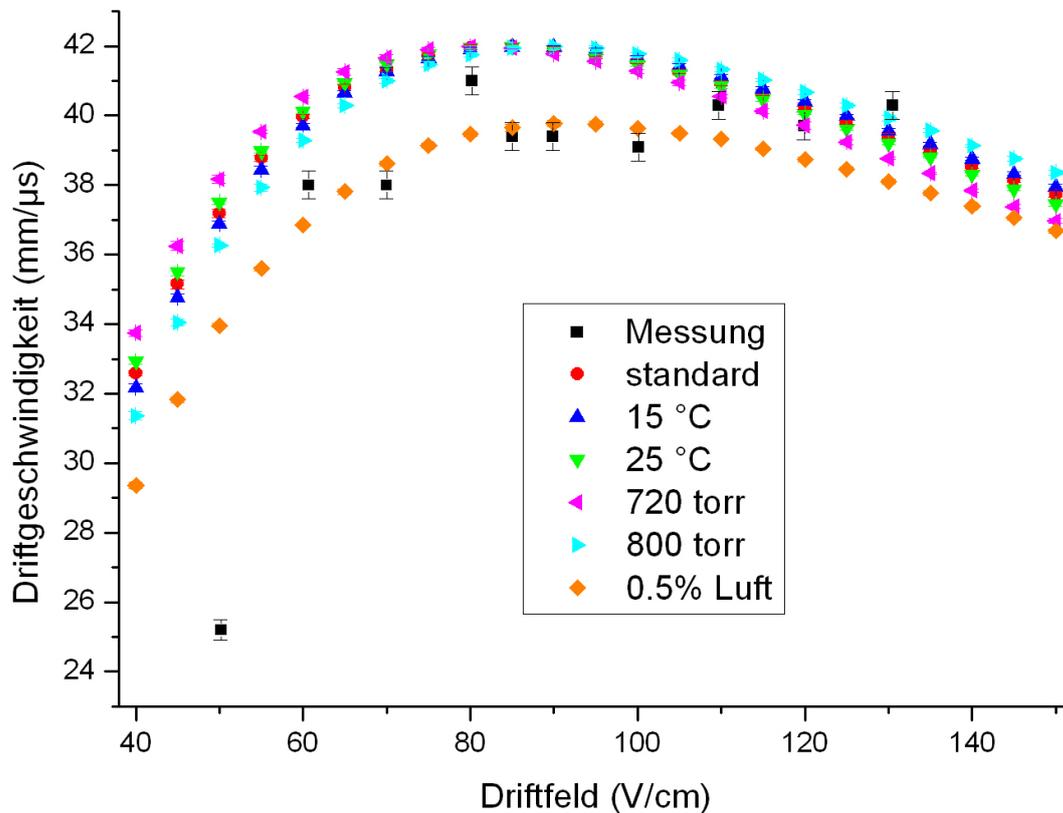


Abbildung 12.5: Verlauf der gemessenen Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit der Driftfeldstärke
 Theoretische Erwartung der Geschwindigkeitsentwicklung für verschiedene Gasparameter

12.4 Zusammenfassung

Die Simulationen für den Einfluss von Temperatur und Druck legen nahe, eine Driftfeldstärke von etwa 80 V/cm bis 90 V/cm zu nutzen. Dieser Bereich ist auch der Bereich des theoretischen Ramsauer-Maximums.

Die Messungen zeigen ein Plateau ab etwa 80 V/cm. Folgt man diesen Ergebnissen, sollte eine Driftfeldstärke von 80 V/cm oder höher gewählt werden, wobei höhere Driftfelder keine Vorteile bringen.

Die Auswirkungen der in Abschnitt 9.1 beschriebenen systematischen Verschiebungen der Driftzeit wurden bestimmt. Aufgrund unterschiedlicher Pulshöhen wird eine um 40 ns zu hohe Driftzeit gemessen.

Eine Verschiebung der Driftzeit zu höheren Werten kann beobachtet werden. Dafür kann keine eindeutige Ursache angegeben, aber einige ausgeschlossen werden. Eine vorstellbare Ursache können die elektronischen Komponenten wie z.B. den Verzögerern sein. Verände-

rungen der Verzögerungszeit im Bereich von 10 ns bei einer Gesamtverzögerung im Bereich von $2 \mu\text{s}$ sind denkbar. Beide Veränderungen können kompensiert werden, wobei vor allem der zweite Effekt nahezu keinen Einfluss auf die Ergebnisse hat.

Werden die Ergebnisse aus Simulation und Messung zusammengenommen, so bietet ein Driftfeld von 85 V/cm die meisten Vorteile. Daher soll die TPC bei Nutzung von Argon-Methan 95:5 bei diesem Driftfeld betrieben werden.

Mit den gewählten GEM-Spannungen ist es möglich, Ereignisse zu vermessen, die mit dem Laser am rechten oder mittleren Fenster erzeugt werden. Es ist ratsam, diese Spannungen um jeweils 10 V zu erhöhen. Dies erhöht die Verstärkung um den Faktor 1.6, sodass es möglich ist, auch Spuren des linken Fensters zu vermessen. Somit kann man z.B. bei der Bestimmung der Driftgeschwindigkeit drei Messungen durchführen und erhält somit zwei unabhängige Messwerte. Werden ähnliche Werte ermittelt, können diese genutzt werden, um die Genauigkeit zu verbessern. Zeigt sich eine Abweichung, deutet dies auf einen Fehler im Aufbau hin.

13 Pulshöhenmessungen

Die Kenntnis der Pulshöhe ermöglicht es, ein gewichtetes Mittel von Signalen benachbarter Pads zu bilden und somit die Genauigkeit der x-y-Rekonstruktion zu verbessern. Dafür ist das genaue Verständnis des Verhaltens des ADC-Auslesesystems wichtig. Dazu gehören das Verständnis des Verstärkungsvorgangs in den GEMs, die unterschiedlichen Verstärkungen der einzelnen elektronischen Kanäle sowie das unterschiedliche Verhalten der einzelnen ADC-Kanäle.

13.1 Messungen mit verschiedenen GEM-Spannungen

Für das Verständnis des GEM-Verstärkungsvorganges werden Messungen mit verschiedenen Spannungen vorgenommen. Mit Hilfe eines theoretischen Modells ist es möglich, aus bekannter Geometrie und bekannten Spannungen die erwartete Verstärkung zu berechnen. Mit Messungen bei verschiedenen GEM-Spannungen ist es möglich, GEM-Modell und ADC-Auslese zu untersuchen. Bei gleicher Signalerzeugung ergibt sich zwischen theoretischer Verstärkung und vermessener Signalhöhe ein linearer Zusammenhang.

13.1.1 Ergebnisse mit Hilfe des Oszilloskops

Mit Hilfe eines Oszilloskops wird die Signalhöhe von Kanal sechs vermessen. Zur Spurerzeugung wird der Laser am rechten Fenster bei einer Wiederholrate von 1000 Hz genutzt. Abb. 13.1 zeigt die dabei erzielten Ergebnisse. Die Fehlerbalken in y-Richtung ergeben sich aus der Messgenauigkeit des Oszilloskops. Diese nimmt bei Erhöhung des Messbereichs ab, sodass die Fehler mit steigender Signalhöhe schrittweise zunehmen. Der Fehler der theoretischen Verstärkung ergibt sich aus der Genauigkeit der Spannungseinstellung. Diese beträgt ein Volt. Somit kann die real anliegende Spannung von der eingestellten Spannung um $\pm 0.5\text{ V}$ variieren. Es wird die theoretische Verstärkung einmal mit den gemessenen Werten ermittelt. Zusätzlich werden zwei Rechnungen durchgeführt, für eine werden beide GEM-Spannungen um 0.5 V verringert, für die andere um den selben Betrag erhöht. Der Einfluss der Änderung der Felder ist um zwei Größenordnungen geringer, sodass diese Schwankungen nicht berücksichtigt werden. Aus der Abweichung der variierten Verstärkungen zu der der Messwerte wird der Fehler ermittelt.

Die Daten zeigen exakt das lineare Verhalten, das erwartet wird. Die Verstärkerausgabe bei verschwindender Verstärkung kann zu $-15 \pm 6\text{ mV}$ extrapoliert werden. In Tabelle 13.1 sind die genutzten GEM-Spannungen und Feldstärken sowie die daraus ermittelten Verstärkungen angegeben.

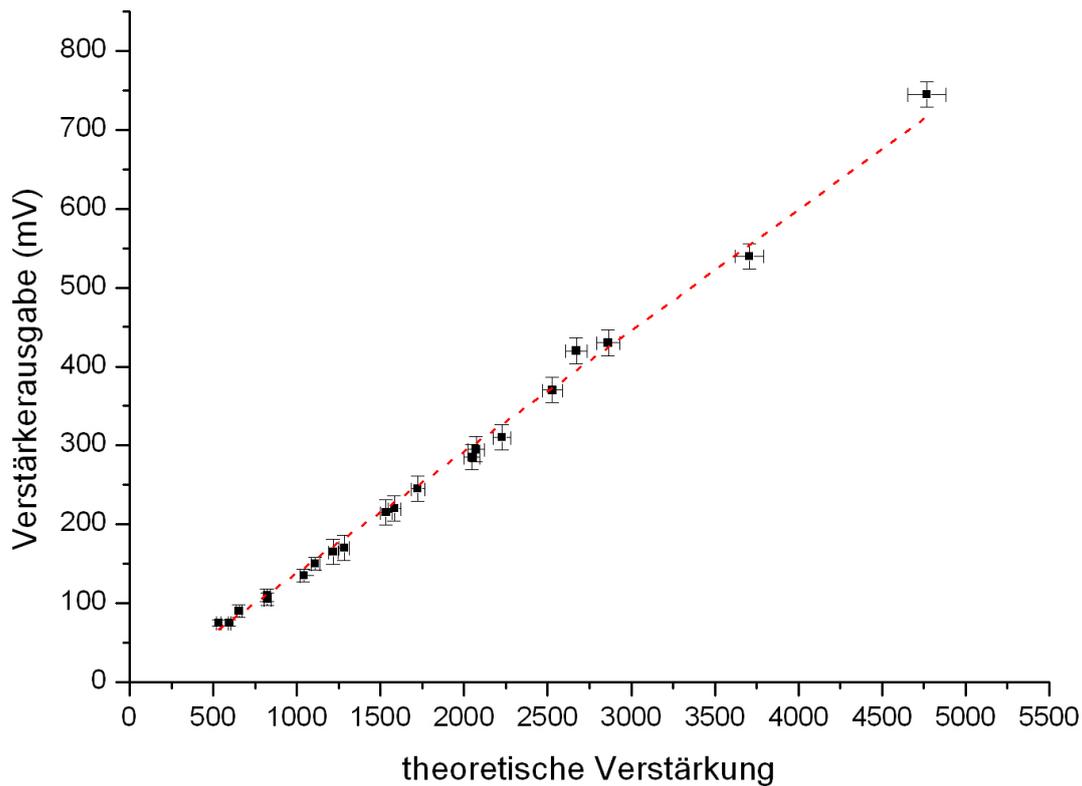


Abbildung 13.1: Signalhöhe von Kanal sechs für verschiedene GEM-Spannungen, gemessen mit dem Oszilloskop

13.1.2 ADC-Resultate

Parallel zur Messung mit dem Oszilloskop werden alle acht Kanäle per ADC ausgelesen. Für jede Messung werden 100 000 Einträge genommen. Abb. 13.2 zeigt die gewonnenen Ergebnisse.

Alle Kanäle weisen einen ähnlichen Signalverlauf auf. Sie beginnen mit einem langen linearen Teil und knicken bei den höchsten Verstärkungen zu kleineren Anstiegen ab. Dies ist auf die für diese Signalhöhe zu kleine Diskriminatorschwelle zurückzuführen. Wie in Abschnitt 10.3 beschrieben ist, liegt das Gate zu früh im Puls und dadurch nicht völlig im linearen Bereich und es werden zu geringe Werte gemessen.

Die gezeigten Fehlerbalken in y-Richtung werden aus der Breite der Gaußverteilungen der jeweiligen Maxima ermittelt. Somit sind nicht nur statistische, sondern auch systematische Einflüsse enthalten. Es lässt sich z.B. erkennen, dass Kanal sechs den geringsten Fehler aufweist, wie es in Abschnitt 10.4 beschrieben wird. Die Fehler der theoretischen Verstärkung ergeben sich ebenso wie bei den Oszilloskopmessungen. Dieser Fehler wurde nur einmal eingezeichnet, da die Ergebnisse alle acht Kanäle gleichzeitig bei den selben Spannungen gemessen werden und somit gleiche Fehler aufweisen.

GEM1 (V)	GEM2 (V)	Driftfeld (V/mm)	Transferfeld (V/mm)	Induktionsfeld (V/mm)	theo. Verstärkung
329	315	6.04	200.5	205.0	532 ± 13
328	325	6.10	201.0	205.0	654 ± 16
328	335	6.14	201.0	205.0	824 ± 20
328	345	6.18	201.0	205.0	1040 ± 24
328	354	6.23	201.0	205.0	1283 ± 32
328	363	6.28	201.0	205.0	1583 ± 38
328	374	6.33	201.0	205.0	2047 ± 48
328	383	6.37	201.0	205.0	2528 ± 60
328	321	6.11	201.0	205.0	596 ± 14
340	322	6.16	201.0	205.0	823 ± 20
351	323	6.21	200.5	205.0	1109 ± 26
364	323	6.26	200.5	205.0	1534 ± 36
376	323	6.32	199.5	205.0	2072 ± 49
388	321	6.37	199.5	205.0	2671 ± 63
339	340	6.26	199.5	205.0	1218 ± 29
351	342	6.30	199.5	205.0	1723 ± 41
351	353	6.35	198.5	205.0	2225 ± 53
362	352	6.40	198.5	205.0	2862 ± 68
363	362	6.44	198.0	205.0	3706 ± 87
374	361	6.49	198.5	205.0	4767 ± 113

Tabelle 13.1: Genutzte Spannungen und die daraus resultierende Verstärkung

Abb. 13.3 zeigt die Verschiebung der Maximaposition von Kanal sechs für verschiedene Verstärkungen. Die Zahl in der Legende gibt jeweils die theoretische Verstärkung an. Es ist klar zu erkennen, dass die Verteilung mit steigender Verstärkung zu höheren deponierten Ladungen wandert. Gleichzeitig wird sie mit steigender Verstärkung breiter.

13.2 Messung mit einer β -Quelle

Die bisher beschriebenen Messungen wurden ausschließlich mit dem monoenergetischen UV-Laser durchgeführt. Um zu überprüfen, ob das Auslesesystem auch in der Lage ist, kontinuierliche Spektren wiederzugeben, wird eine Messung mit einer β -Quelle durchgeführt.

Strontium-90 ist ein β^- -Strahler mit einer maximalen Elektron-Energie von 546 keV. Die Halbwertszeit beträgt 28.78 a. Yttrium-90, das dabei entstehende Zerfallsprodukt, ist ebenfalls ein β^- -Strahler mit einer Maximalenergie von 2.28 MeV und einer Halbwertszeit von 64 h. Das Tochternuklid Zirkonium-90 ist stabil. Bei einer Messung mit Strontium-90 erhält man also eine Überlagerung zweier β -Spektren.

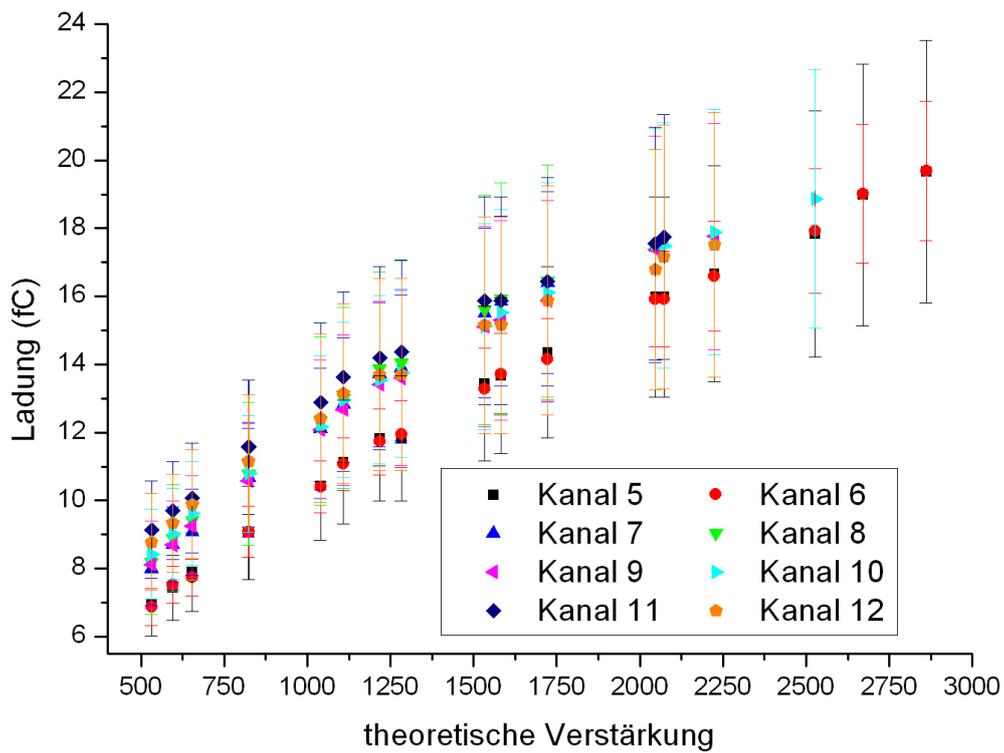


Abbildung 13.2: ADC-Signalhöhe für verschiedene GEM-Spannungen

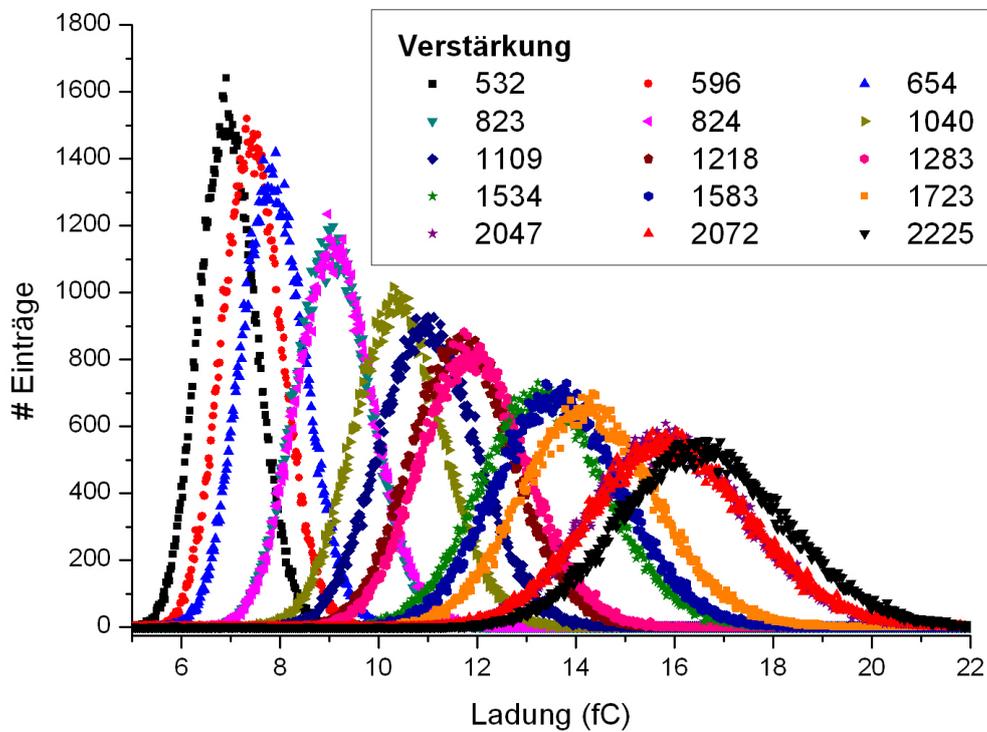


Abbildung 13.3: Maximaposition für Kanal sechs bei verschiedenen Verstärkungen

Für $\beta \cdot \gamma = \frac{p}{m_0}$ ergibt sich für Strontium ein Wert von 1.07 und für Yttrium 4.46. Somit liegt der gesamte Spektralbereich des Strontium niedriger als die Energie minimal ionisierender Teilchen, während Yttriumelektronen mit maximaler Energie MIPs sind. Es folgt daraus, dass der Energieverlust für die Elektronen mit maximaler Energie minimal ist und mit kleinerer Anfangsenergie anwächst. Zusätzlich wird der Energieverlust beim Durchlaufen der TPC immer höher, bis das Elektron eingefangen wird.

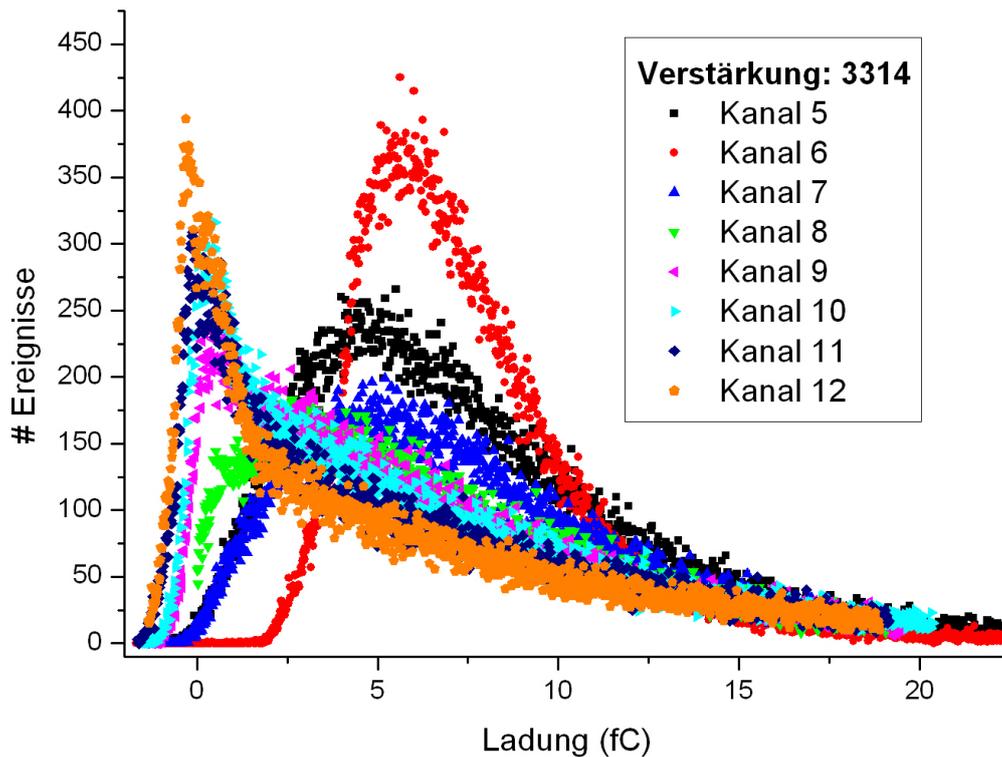


Abbildung 13.4: Strontium-90-Spektren aller acht Kanäle für eine Verstärkung von 3314

Abb. 13.4 zeigt, dass nur auf den ersten drei Pads die gesamten Spektren zu sehen sind. Bei den nachfolgenden Kanälen kann lediglich das Ende des Spektrums vermessen werden. Der Großteil der Ereignisse hat auf diesen Pads keine Ladung mehr deponiert. Die Reichweite der Elektronen reicht somit also bis zum dritten ausgelesenen Pad. Dies entspricht einer Länge von etwa 10 cm.

Kanal sechs dient wiederum als Trigger. Somit sind bei diesem Kanal alle Ereignisse, die weniger als 30 mV Ausgangsspannung aufweisen, abgeschnitten. Für die Auswertung werden daher nur die Ergebnisse von Kanal fünf und sieben genutzt.

Für die Messung wird eine kollimierte Strontiumquelle vor dem rechten Einlassfenster befestigt. Da der Energieverlust in der Detektorverkleidung sehr hoch ist, kann davon ausgegangen werden, dass die Elektronen nur durch das Fenster in die Kammer eindringen.

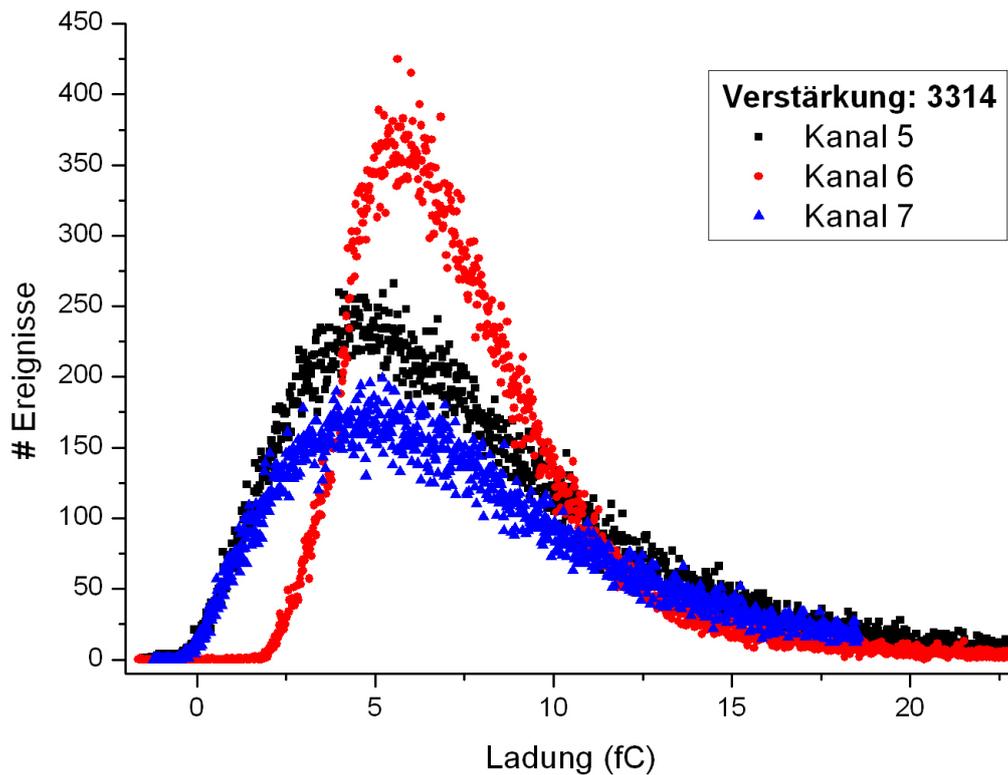


Abbildung 13.5: Strontium-90 Spektrum der Kanäle 5,6 und 7 für eine Verstärkung von 3314

Das Fenster selbst wurde auch angepasst. Statt dem Quarzglasfenster wurde ein Fenster mit einer $6\ \mu\text{m}$ Polymer-Folie eingeschraubt. Das Elektron verliert beim Durchdringen der Folie nur sehr wenig Energie.

GEM1 (V)	GEM2 (V)	Driftfeld (V/mm)	Transferfeld (V/mm)	Induktionsfeld (V/mm)	theo. Verstärkung
342	332	6.17	199.0	205.0	1090 ± 26
342	341	6.21	199.0	205.0	1344 ± 32
354	342	6.26	198.0	205.0	1856 ± 44
354	353	6.30	197.5	205.0	2398 ± 69
366	354	6.35	197.5	205.0	3314 ± 89
366	365	6.40	197.0	205.0	4285 ± 102
378	365	6.45	196.5	205.0	5784 ± 137
378	376	6.49	196.0	205.0	7484 ± 177

Tabelle 13.2: Genutzte Spannungen und die daraus resultierende Verstärkung

Die Abb. 13.7a und 13.7b zeigen die aufgenommenen Spektren für Kanal fünf respektive sieben. Die in der Legende angegebenen Zahlen beschreiben die theoretische Verstärkung,

die aus den angelegten Spannungen errechnet wurde. Die genutzten Spannungen sind in Tabelle 13.2 angegeben.

Es ist gut zu erkennen, dass beide Kanäle ähnliche Verhalten zeigen. Je höher die Verstärkung gewählt wird, desto breiter wird das vermessene Spektrum. Die Position des Maximums wandert zu höheren Ladungsmengen. Die Position des Maximums kann aus den Daten bestimmt werden.

Es wird ein linearer Zusammenhang zwischen Maximaposition und Verstärkung erwartet. Die Messwerte sind in Abb. 13.6 graphisch dargestellt. Die Fehler in y-Richtung ergeben sich durch die Unsicherheit bei der Abschätzung der Maximaposition. Der Fehler der Verstärkung bestimmt sich wiederum über die Ungenauigkeit der Spannungseinstellung.

Beide Kurven zeigen innerhalb der Fehler einen linearen Verlauf. Außerdem sind die Werte von Kanal fünf und sieben innerhalb der Fehler miteinander vereinbar. Die Messung erfüllt somit die Erwartungen. Es zeigt sich also, dass es mit dem beschriebenen Aufbau möglich ist, auch kontinuierliche Spektren zu vermessen und korrekt wiederzugeben. Lediglich die begrenzte Reichweite der verwendeten Elektronen verhindert eine genauere Messung. Mit diesem Messaufbau ist ein Strahl parallel zur Ausleseebene, ähnlich dem Laser, gegeben. Für die Messung wird die GEM-Spannung variiert.

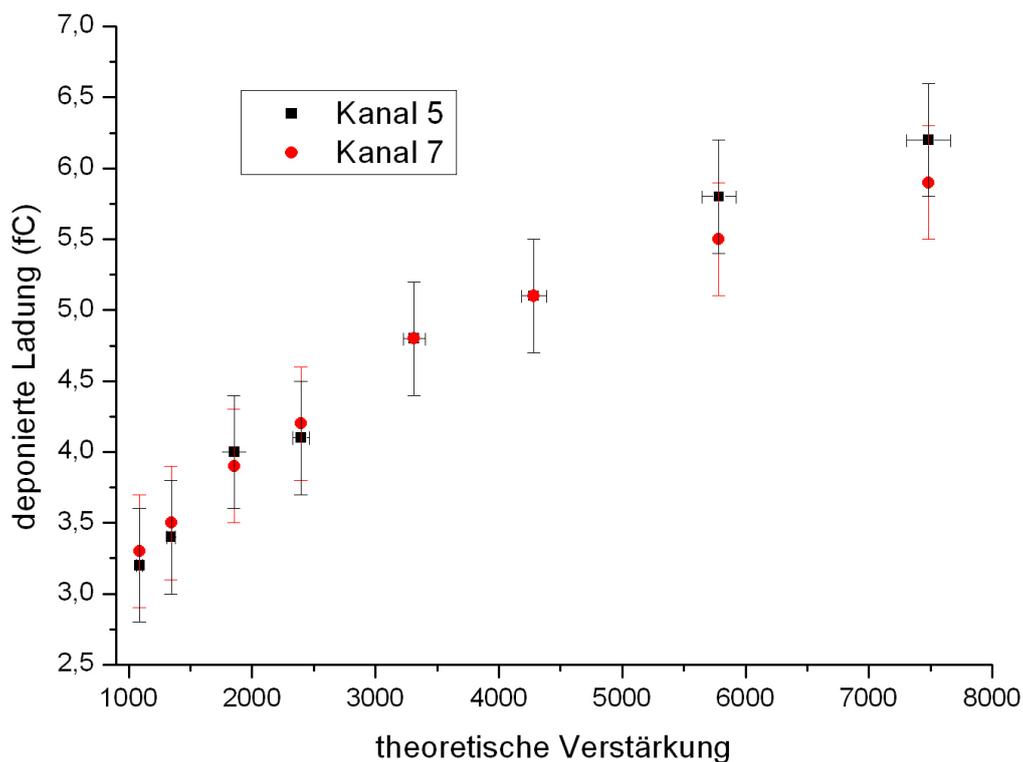


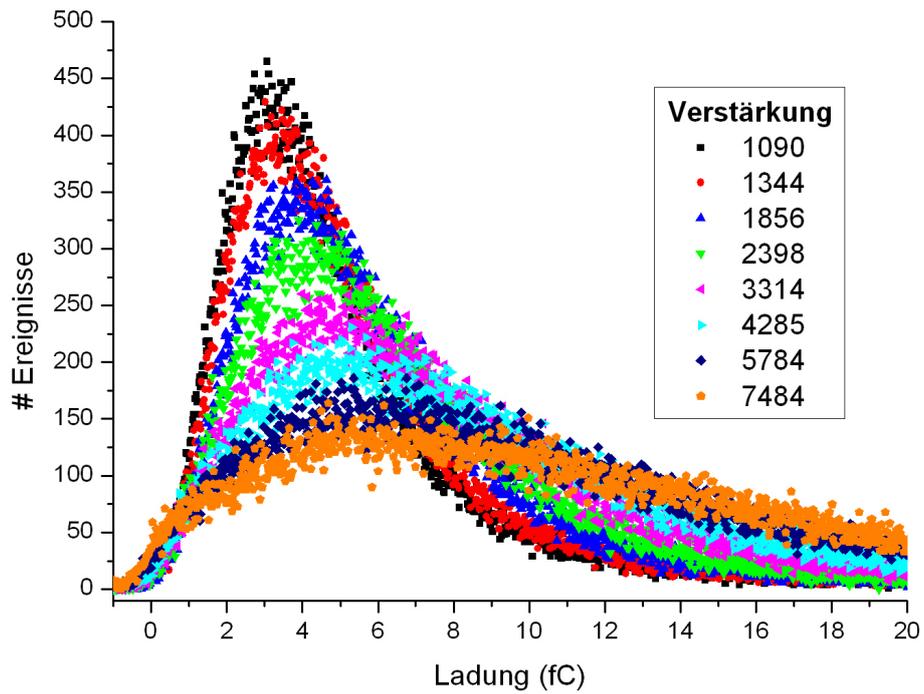
Abbildung 13.6: Position des Spektrum-Maximums in Abhängigkeit der erzeugten Verstärkung

13.3 Zusammenfassung

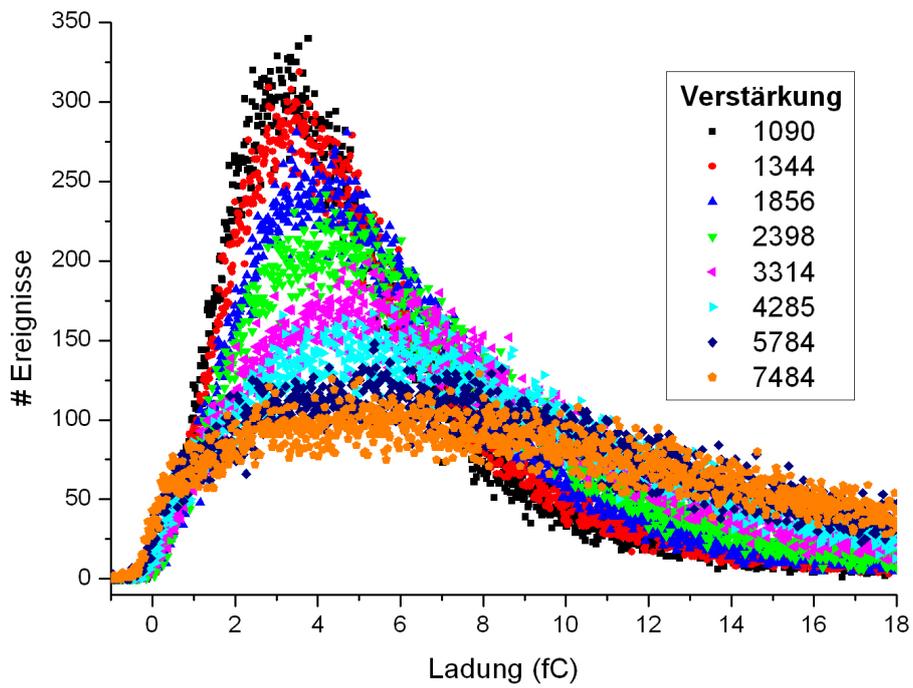
Es wurde gezeigt, dass es mit dem genutzten Auslesesystem möglich ist, Pulshöhen zu vermessen. Für die Spurerzeugung können sowohl monoenergetische Quellen in Form des UV-Lasers als auch Sr -Quellen mit kontinuierlichem Spektrum genutzt werden.

Weiterhin wurde gezeigt, dass die gemessenen Pulshöhen mit der erzeugten GEM-Verstärkung linear korreliert sind. Dies dokumentiert zum einen die Linearität des ADCs als auch das gute Verständnis der GEM-Verstärkung.

Die Beschränkung auf acht Kanäle verhinderte die Messung von Diffusionskoeffizienten oder die Untersuchung von Spuren jeglicher Ausrichtung.



(a) Kanal 5



(b) Kanal 7

Abbildung 13.7: Aufgenommene Strontium-90 Spektren für verschiedene GEM-Verstärkungen

14 Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen mit einem TPC-Prototypen durchgeführt. Dazu wurden ein achtkanäliges Auslesesystem sowie ein UV-Laser zur kontrollierten Spurerzeugung installiert. Die so gewonnenen Daten konnten zur Untersuchung der TPC-Betriebsparameter genutzt werden. Die Funktionalität der aufgebauten Komponenten konnte überprüft und verifiziert werden. Eine Datennahme ist somit möglich. Neben der Analyse der Kammerdaten wurden Simulationen durchgeführt, um weitere Anhaltspunkte für die Verbesserung der TPC-Parameter zu erhalten.

Messungen und Simulationen zeigen übereinstimmend, dass die ideale Driftfeldstärke für das genutzte Argon-Methan-Gemisch im Bereich von 80 V/cm bis 90 V/cm liegt. In diesem Bereich ist der Einfluss der Änderungen von Gasdruck und Gastemperatur minimal und die erzielte Driftgeschwindigkeit selbst wird maximal.

Die Messungen legen weiterhin nahe, dass die Erhöhung der GEM-Spannungen auf mindestens 340 V für GEM1 und 330 V für GEM2 ratsam ist, um das gesamte Detektorvolumen nutzen zu können. Diese Steigerung um jeweils 10 V bedeutet eine Steigerung der Verstärkung um einen Faktor 1.6. Dies würde die Pulshöhe der durch den Laser im linken Fenster erzeugten Spuren auf etwa 50 mV erhöhen, sodass auch Analysen für diese lange Driftstrecke durchgeführt werden können.

Beim Verstärkungsprozess in den GEMs entstehen neben Elektronen auch Ionen. Der Großteil dieser Ionen wird direkt auf der Kathode der GEM gefangen. Ein geringer Teil kann allerdings die GEM verlassen und driftet durch das gesamte Detektorvolumen bis zur Kathodenplatte der TPC. Dabei stören die geladenen Ionen das homogene Driftfeld im Kammervolumen. Dies beeinflusst die Propagation der Elektronen folgender Spuren. Um die Stärke dieses Effekts zu untersuchen, wurde ein System aufgebaut, mit dem der Kathodenstrom gemessen werden kann. Dieses macht es möglich, die Anzahl der Ionen, die die Kathode erreichen, zu ermitteln. Zusätzlich können mögliche Methoden zur Unterdrückung des Ionendriffs getestet werden. Bisher ist es nur möglich, durch Spannungsänderungen erzeugte Stromänderungen zu messen. Durch Ionen erzeugte Ströme konnten bisher nicht vermessen werden. Mehrere Ursachen für diese Problematik sind denkbar. Die Anzahl an Ionen, die die GEMs verlassen können, könnte zu gering sein, um ein von ihnen erzeugtes Signal vermessen zu können. Möglich ist auch, dass bei der Propagation durch den Detektor das Signal durch die longitudinale Diffusion zu lang wird und somit nicht beobachtet werden kann. Schlussendlich könnten auch die Betriebsparameter der genutzten Auslese-Elektronik unpassend gewählt sein, sodass ein vorhandenes Signal dort verloren geht.

Die Beschränkung auf acht Kanäle verhindert eine Analyse weiterer Betriebsgrößen. Die Erweiterung der Elektronik auf zusätzliche Kanäle ist für weitere Analysen zwingend notwendig. Weiterhin wird eine Auslese, basierend auf Silizium-Pixelchips, untersucht. Diese Chips weisen eine hohe Segmentierung auf. Durch diese ist es möglich, primäre Ionisationscluster zu messen und somit durch Zählen dieser Cluster eine Energieverlustmessung durchzuführen. Es wird eine Auslese, kombiniert aus Pixelchips und Pads, untersucht. Dafür werden in die Mitte einer Padebene ein bis vier Chips integriert. Dies macht es möglich, die gesamte Spur zu vermessen und gleichzeitig im Zentrum der Kammer eine Bestimmung des Energieverlustes durchzuführen und somit die Vorteile beider Methoden zu verbinden.

Um den Nachweis der rückdriftenden Ionen zu ermöglichen, können einige Untersuchungen durchgeführt werden. Eine Simulation rückdriftender Ionen kann Aufschluss darüber geben, wie viele Ionen die GEMs verlassen können. Zusätzlich kann die Diffusion simuliert werden. Parallel dazu könnte mit einem Testdetektor, der eine Driftstrecke von ein paar Millimetern aufweist, versucht werden, dort Ionen nachzuweisen. Sollten Parameter wie Verstärkung oder Filterschwelle der Auslese-Elektronik nicht passend für das Ionensignal sein, so könnten auch diese angepasst werden.

Der momentane Zeitplan des ILC sieht ein endgültiges Design-Konzept bis 2013 vor. Dieses soll den Regierungen der Partnerstaaten zur Entscheidung der Finanzierung und Finanzierbarkeit vorgelegt werden. Als frühestmöglicher Termin für den Baubeginn wird das Jahr 2020 angesehen. Somit bleiben noch mindestens zehn Jahre, um weitere Leistungsstudien der einzelnen Beschleuniger- und Detektorkomponenten durchzuführen.

Teil V
Anhang

A TDC-Daten-Plots

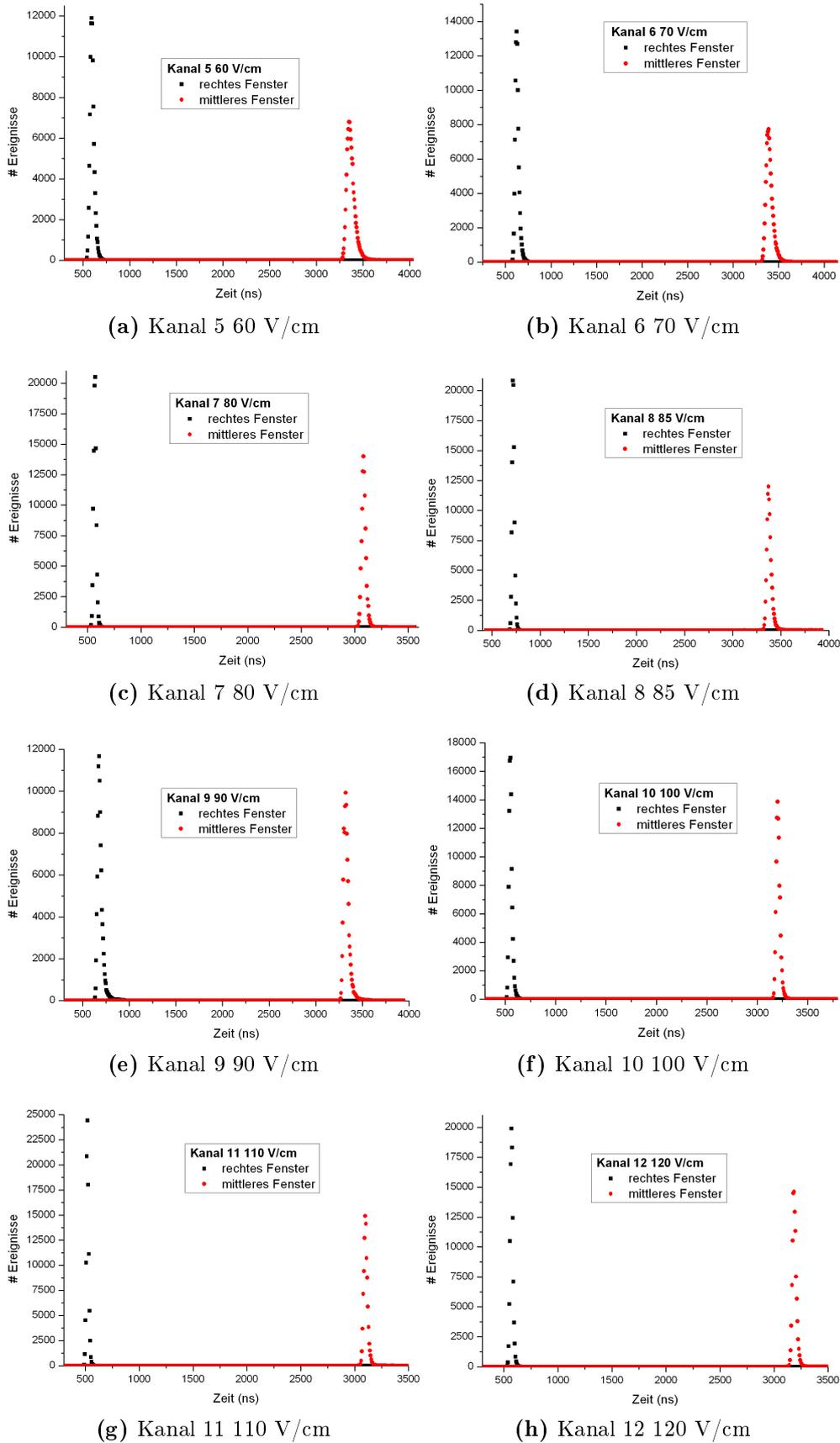
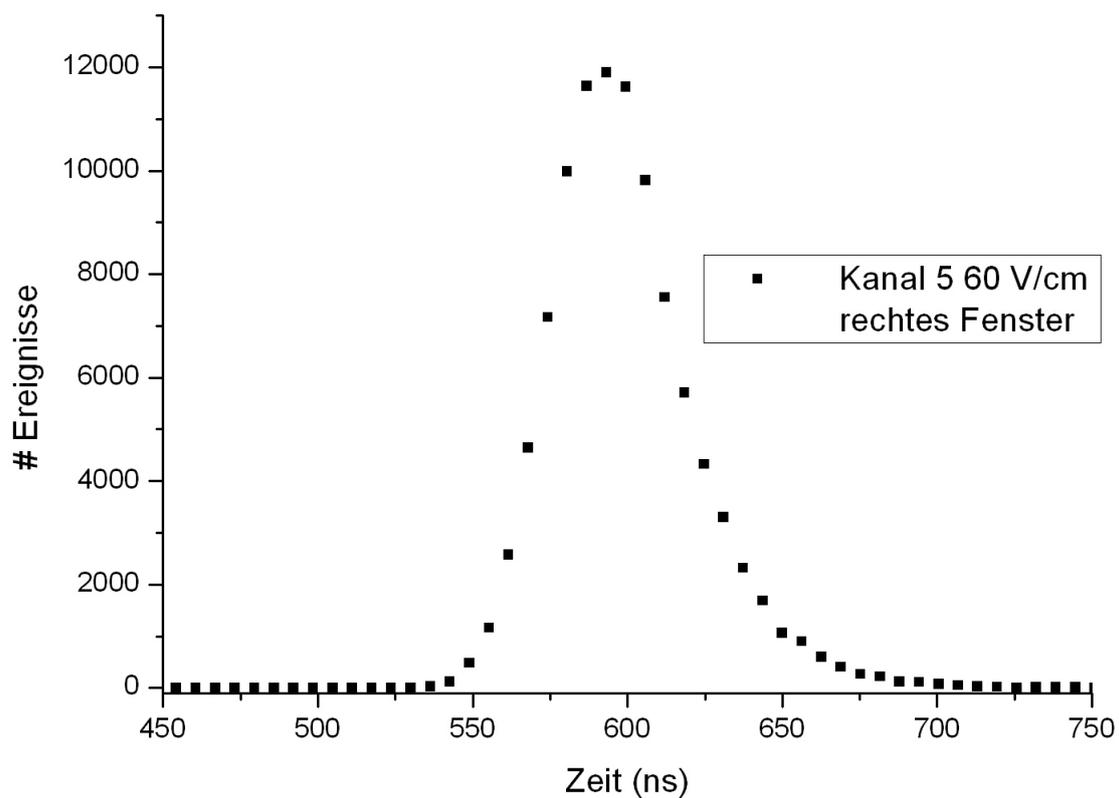
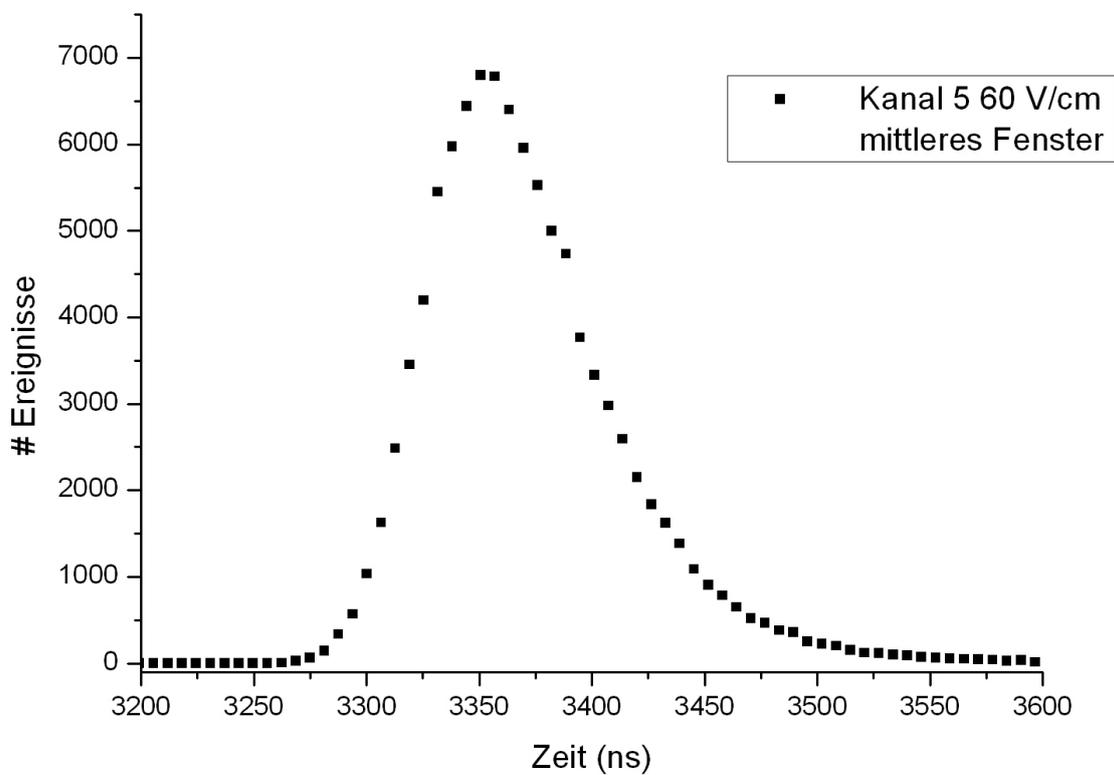


Abbildung A.1: TDC-Daten-Plots



(a) rechtes Fenster



(b) mittleres Fenster

Abbildung A.2: TDC-Daten-Plots Kanal 5 60 V/cm

B Datenblätter

TECHNICAL DATA



CAMAC Model 2228A Octal Time-to-Digital Converter

- * 8 channels in single-width module
- * 11-bit resolution
- * Switch-selectable 100, 200, and 500 nsec full-scale time ranges
- * Time resolutions of 50, 100, or 250 psec/count
- * Rejects stops before starts
- * Fast clear input
- * Internal test capability
- * Common stop input for precision on-line testing
- * Full LAM functions
- * Fast digitizing time
- * Q and LAM suppression

The LeCroy Model 2228A Octal Time-To-Digital Converter, the state-of-the-art successor to the popular Model 2228 Octal TDC, incorporates all the advanced operating characteristics which experience has indicated necessary for accurate and reliable measurement of nanosecond time intervals.

The Model 2228A has 8 independent channels, each of which measures the time from the leading edge of a common start pulse to the leading edge of its individual stop pulse. Each 2228A channel disregards any stop pulses received before a start signal and will accept only one stop for every start.

Conversion begins upon receipt of the start signal and proceeds until one of the following: a stop signal is received; the cycle is terminated by the application of a front-panel clear signal; or the TDC reaches full scale.

The 2228A converts the measured time intervals into a 11-bit digital number at the rate of 20 MHz, for a full scale digitizing time of 100 microseconds. Rear-panel control of full-scale and conversion slope permits digitization to fewer bits and a shorter conversion time if desired. The conversion clock is started in phase with the TDC start signal to assure synchronization and eliminate the inaccuracy introduced by the free-running oscillators in conventional designs. LAM, if enabled, is generated at the end of the conversion interval.

The 2228A has three switch-selectable full-scale time ranges, 100, 200, and 500 nsec, which are digitized to 95% of 11 bits (2048 channels) and provide 50, 100, and 250 psec resolutions respectively. Longer time ranges (up to 10 microseconds) may be provided on request at slight expense of stability and accuracy.

On line testing is facilitated by either a front-panel common stop input or F(25). A signal at the common stop input generates simultaneous stops for each channel, permitting accurate testing of both front end and scaler section of the module and uniform system testing and time calibration. F(25) is provided for a quick test of the front end and scaler sections with a time measurement of 80% of full scale.

In higher rate or colliding beam experiments, excessive system deadtime due to false starts may be eliminated through use of the 2228A's fast clear input. Accepting NIM level signals, this input allows the TDC to be cleared at any point in its conversion cycle without the necessity for any Dataway operations.

All standard LAM functions are available in the 2228A to facilitate data readout. To minimize readout time, both Q and LAM may be suppressed if the module does not contain data. Additionally, the 2228A offers a switch-selectable fast readout mode which permits the readout of only channels containing valid data when used with a special controller.

August 1977

Innovators in Instrumentation

LeCROY RESEARCH SYSTEMS CORPORATION • 700 SOUTH MAIN STREET • SPRING VALLEY, NEW YORK 10977
TWX: 710-577-2832 CABLE: LERESCO TELEPHONE: (914) 425-2000

Abbildung B.1: Datenblatt des TDC Seite 1

SPECIFICATIONS

CAMAC Model 2228A

OCTAL TIME-TO-DIGITAL CONVERTER

Stop Inputs:	8, one per channel, 50 Ω impedance; Lemo-type connectors; direct-coupled; input amplitude > -450 mV; ineffective unless preceded by a "Start" input.
Common Start Input:	One, common to all channels, 50 Ω impedance; Lemo-type connector; input amplitude > -450 mV.
Common Stop Input:	One, common to all channels, 50 Ω impedance; Lemo-type connector; > -450 mV; functions identical to individual "Stop Inputs" above; used for on-line testing.
Fast Clear	One input, common to all channels; Lemo-type connector; 50 Ω impedance; -450 mV or greater clears; minimum duration 50 nsec. Requires 1.4 μ sec after start of clear signal to settle to 1 ± 1 counts. (However, if the unit is always cleared at a fixed time before each start, it will settle to a constant offset with a small uncertainty, effectively permitting fast reset times on the order of 500 nsec.)
Full-Scale Time Range:	11-bit binary output corresponds to 100, 200, and 500 nsec nominal, switch-selectable (with longest range field-adjustable up to 1 μ sec). Larger full-scales possible by factory option up to 10 μ sec. Both the full-scale value and conversion slope are rear-panel adjustable, permitting faster conversion at the expense of range.
Integral Non-linearity:	± 2 counts (20 nsec to full scale).
Differential Non-linearity:	Channel widths vary by $\pm 10\%$ (10 nsec to full scale).
Time Resolution:	50 psec on 100 nsec range; 100 psec on 200 nsec range; 250 psec on 500 nsec range.
Temperature Coefficient:	Typically ($\pm 0.02\%$ of full scale $\pm 0.01\%$ of reading) per degree C.
Digitizing Time:	CAMAC modes conversion is initiated by receipt of "Start" input. Approximately 100 μ sec for 11 bits; rear-panel adjustable for fewer bits, shorter conversion time.
Readout Time:	Readout may proceed at the fastest rate permitted by the CAMAC standard after digitizing is complete.
Optional Fast Readout Mode:	Selectable via side-panel switches. Permits only channels with valid data to be read out via use of a special controller. (All units in crate are addressed in common, one subaddress at a time. LAM's reflect status of each channel. F and A lines are then held to proper state and the units with valid data are strobed by N. Data appears on R lines within 50 nsec (faster with Schottky IC's). More information available on request.
Test Functions:	An internal start/stop is generated by F(25) with approximately 80% of full scale spacing. On-line testing and calibrations can be done with common start and common stop above.
Data:	The proper CAMAC function and address command gates the binary data of the selected channel onto the R(1) to R(11) (2^0 to 2^{10}) Dataway bus lines. The full-scale number of bits, and thus the conversion time, can be selected by a rear-panel pot and test point. (Conversion curve provided with unit.) The overflow flag is always presented on R(12).
CAMAC Commands:	Z or C: All registers are simultaneously cleared by the CAMAC "Clear" or "Initialize" command. Requires "S2". I: "Start" input is inhibited during CAMAC "inhibit" command. Q: A Q=1 response is generated in recognition of an F0 or F2 Read function, or an F8 function if LAM is set for a valid "N" and "A", but there will be no response (Q=0) under any other condition. The Q response for empty modules is suppressed (see Q and LAM suppression). X: An X=1 (Command Accepted) response is generated when a valid F, N, and A command is generated. L: Look-At-Me signal is generated from end of digitizing until a module Clear or Clear LAM. LAM is disabled for duration of N, can be permanently enabled or disabled by the Enable or Disable function command, and can be tested by Test LAM. Switch-selectable option causes LAM to be suppressed by empty modules.
CAMAC Function Codes:	F(0): Read registers; requires N and A. A(0) through A(7) are used for channel address. F(2): Read registers and clear module; requires N, A, and S2. Clears on A(7) only. F(8): Test Look-At-Me; requires LAM, N and any A from A(0) to A(7). Q is Generated if LAM is present and enabled. F(9): Clear module (and LAM); requires N and any A from A(0) to A(7), and S2. F(10): Clear Look-At-Me; requires N, S2 and any A from A(0) to A(7). F(24): Disable Look-At-Me; requires N, S2 and any A from A(0) to A(7). F(25): Test module; requires N, S2 and any A from A(0) to A(7). F(26): Enable Look-At-Me; requires N, S2 and any A from A(0) to A(7). Remains enabled until Z or F(24) applied. Caution: The state of the LAM mask will be arbitrary after power turn-on.
Q and LAM Suppression:	A module receiving no stop inputs will produce no Q response or LAM and appears during readout as an empty CAMAC slot, thus reducing readout time. A Command Accepted response is still generated. The Q and LAM suppress features can be disabled with side-panel switches.
Packaging:	In conformance with CAMAC standard for nuclear modules. (ESONE Report EUR4100 or IEEE Report #583.) RF-shielded CAMAC #1 module.
Power Requirements:	+24V at 25 mA; -24V at 140 mA; +6V at 600 mA; -6V at 550 mA.

Abbildung B.2: Datenblatt des TDC Seite 2




CAMAC Model 2249A 12 Channel A-to-D Converter

FEATURES:

- **COMPACT PACKAGING**
12 channels per single-width module means fewer crates, smaller systems, less gate fan-out.
- **WELL-CONTROLLED PEDESTAL**
Advanced hybrid circuit front end eliminates peak shifts and/or constant calibration.
- **EXCELLENT INPUT IMPEDANCE MATCH**
Minimizes possibility of digitizing input reflections.
- **10-BIT RESOLUTION**
One part in 1024.
- **WIDEST DYNAMIC RANGE**
4 times the range of 8-bit ADC's allows broader spectra, better accuracy, simplified setup, prevents small gain shifts from exceeding range of ADC.
- **HIGH SENSITIVITY**
0.25 picocoulomb per count.
- **NO FEEDTHROUGH**
Up to 1,000-fold overloads are rejected by fast gate, eliminating spurious data due to out-of-time chamber firings, noise, etc.
- **UNIFORM SENSITIVITY THROUGHOUT GATE INTERVAL**
No modulation of measurement with position of signal within gate.
- **NO INTERCHANNEL CROSSTALK** regardless of input amplitude.
- **WELL-VENTILATED MODULE**
Low component count, less than one-fifth of competing designs, permits free circulation of air for cooler, more reliable, and longer-lasting operation.
- **FAST CLEAR INPUT**
enables fast rejection of unwanted data.
- **FULL TEST CAPABILITY**
F(25) simultaneously injects charge into all ADC's proportional to DC level on front panel (or patch pins on Dataway).
- **FULL LAM FUNCTIONS.**
- **HIGH DIGITIZING SPEED**
without sacrifice in differential linearity.
- **LAM AND Q SUPPRESSION**
eliminates readout of empty modules.

The LRS Model 2249A 12-Channel Analog-to-Digital Converter embodies all the operational characteristics which have proved important for general-purpose use in high energy particle physics, including expanded resolution (0.1%), higher sensitivity, excellent stability, faster digitizing rate, LAM and Q suppression, provision for fast clear, calibrating test mode, and flexible LAM options.

These ADCs are specifically intended for use in demanding applications such as particle identification using dE/dx counters, recording x-ray, neutron, or recoil proton energies using lead glass or other total energy absorption counters, improving time resolution by correcting for slewing due to variances in counter output amplitudes, monitoring gas threshold Cerenkov counters, and debugging or monitoring proportional or drift chambers.

The Model 2249A contains twelve complete ADC's in a single-width CAMAC module. Each ADC offers a resolution of ten bits to provide 0.1% resolution over a wide 1024-channel dynamic range. The factor of 4 wider range allows operations with broad signal spectra such as are encountered in experiments anticipating fractionally charged particles or covering extensive energy ranges. It also greatly reduces the necessity for careful adjustment of signal strengths to match the limited range of an 8-bit, 256-channel instrument. The input sensitivity of the Model 2249A is 0.25 pC/count for a full-scale range of 256 pc. This is compatible with most available signal sources and no additional buffering or reshaping of any kind is required to digitize nanosecond pulses.

The excellent long-term stability, temperature characteristics, and isolation between ADC channels assure accurate and reliable performance under the demanding conditions encountered in actual experiments. Confirmation of operation and calibration is provided by the unique test feature which allows all twelve ADC's or an entire system to simultaneously digitize a charge proportional to a dc level provided to a front-panel Lemo connector or patched into P₁, P₂ or P₃ of the Dataway connector.

The Model 2249A offers excellent event rate capability through the incorporation of a fast clear and a fast digitizing rate. The fast clear input enables the ADC to begin digitizing on the command of a prompt gate and be reset, if necessary, before the end of conversion on the basis of delayed logic or chamber information. This feature eliminates the long input delay cables now required in these situations.

End of conversion of modules which contain data is flagged by generation of a CAMAC LAM. Readout of modules which do not contain information can be eliminated either by use of the LAM signals or through Q suppression.

August 1982

Innovators in Instrumentation

LeCROY RESEARCH SYSTEMS CORPORATION • 700 SOUTH MAIN STREET • SPRING VALLEY, N.Y. 10977
 TWX: 710-577-2832 CABLE: LERESCO TELEPHONE: (914) 425-2000

Abbildung B.3: Datenblatt des ADC Seite 1

SPECIFICATIONS Model 2249A 12 CHANNEL ADC

Analog Inputs:	Twelve; Lemo-type connectors; charge-sensitive (current-integrating); direct-coupled, quiescently at approximately +4 mV; 50 Ω impedance; linear range normally -2 mV to -1 V; protected to \pm 50 volts against 1 μ sec transients.
Full-Scale Range:	256 pC \pm 5%.
Full-Scale Uniformity:	\pm 5%.
Integral Non-linearity:	\pm .25% of reading \pm 0.5 pC (12 pC to 256 pC) for > 500 Ω source.
ADC Resolution:	10 bits actual, (0.1%).
Long-Term Stability:	Better than 0.25% of reading \pm 0.5 pC/week (at constant temperature).
Temperature Coefficient:	Typical, 0; max., \pm [.03% of reading (in pC) + .002t] pC/ $^{\circ}$ C (where t = gate duration in nanoseconds, with 50 Ω reverse termination).
ADC Isolation:	A 5-volt, 20 ns overload pulse in any one ADC disturbs data in any other ADC by no more than 0.25 pC.
Gate Input:	One gate common to all ADC's; LEMO-type connectors; 50 Ω impedance; -600 mV or greater enables; minimum duration, 10 ns; maximum recommended duration, 200 ns (actual limit approximately 2 microseconds with reduced accuracy; partial analog input must occur within 0.5 μ sec after opening gate to preserve accuracy), effective opening and closing times: 2 ns; internal delay, 2 ns.
Fast Clear:	One front-panel input common to all ADC's; LEMO-type connector; 50 Ω impedance; -600 mV or greater clears, minimum duration, 50 ns. (Caution: narrower pulses cause partial clearing.) Requires additional 2.0 μ s settling time after clear.
Residual Pedestal:	Typically 1 + 0.03t picocoulombs (where t = gate duration in nanoseconds) with 50 Ω reverse termination.
Test Function:	With CAMAC I present, the positive DC level applied to front panel "Test" input (internal high impedance connection to +12 volts) or optional rear connector P1, P2, or P5 patch points will inject charge with a proportionality constant of -12.5 pC/volt into all inputs at F(25) * S2 time. (With CAMAC I not present, F(25) * S2 will generate the \approx 80 ns gate only, providing a measure of residual pedestal only.)
Digitizing Time:	60 μ s. By factory option, 8-bit operation at 12.5 μ s digitizing time may be provided.
Readout Time:	Readout may proceed at the fastest rate permitted by the CAMAC standard after digitization is complete.
Readout Control:	Ready for readout when LAM signal appears. Refer to ESONE Committee Report EUR4100e and EUR4600e for additional timing details, voltages, logic levels, impedances, and other standards.
Data:	The proper CAMAC function and address command normally gates the 10 binary bits plus overflow bit of the selected channel onto the R1 to R11 (2 ⁰ to 2 ¹⁰) Dataway bus lines.
CAMAC Commands:	Z or C: ADC's and LAM are cleared by the CAMAC "Clear" or "Initialize" command; requires S2. Z also disables LAM. I: Gate input is inhibited during CAMAC "Inhibit" command. (Test Function is enabled.) Q: A Q=1 response is generated in recognition of an F(0) or F(2) Read function or an F(8) function if LAM is set for a valid "N" and "A", but there will be no response (Q=0) under any other condition. The Q response for empty modules can be suppressed. (See Q and LAM suppression.) X: An X=1 (Command Accepted) response is generated when a valid F, N, and A command is generated. L: A Look-At-Me signal is generated from end of conversion until a module Clear or Clear LAM. LAM is disabled for the duration of N, can be permanently enabled or disabled by the Enable and Disable function command, and can be tested by Test LAM. Standard option causes LAM to be suppressed for empty modules.
CAMAC Function Codes:	F(0): Read registers; requires N and A, A(0) through A(11) are used for channel addresses. F(2): Read registers and Clear module and LAM; requires N and A; (Clears on A(11) only.) F(8): Test Look-At-Me; requires N and any A from A(0) to A(11) independent of Disable Look-At-Me. Q response is generated if LAM is set. F(9): Clear module and LAM; requires N, S2, and any A from A(0) to A(11). F(10): Clear Look-At-Me; requires N, S2, and any A from A(0) to A(11). F(24): Disable Look-At-Me; requires N, S2, and any A from A(0) to A(11). F(25): Test module; requires N, S2, and any A from A(0) to A(11). F(26): Enable Look-At-Me; requires N, S2, and any A from A(0) to A(11). Remains enabled until Z or F(24) applied. Caution: The state of the LAM mask will be arbitrary after power turn-on.
Q and LAM Suppression:	Adjustable potentiometer (accessed from side of module) sets count level required (from 0 to 100) before data is considered useful. A module in which all channels contain less than set amount will produce no Q-response or LAM and appears during readout as an empty CAMAC slot, thus reducing readout time. A Command Accepted response is still generated. The LAM suppress portion can be disabled with a solder jumper option.
Packaging:	In conformance with CAMAC standard for nuclear modules (ESONE Committee Report EUR4100e). RF shielded CAMAC #1 module.
Current Requirements:	+24 V at 35 mA; -24 V at 15 mA; +6 V at 850 mA; -6 V at 200 mA.

SPECIFICATIONS SUBJECT TO CHANGE.

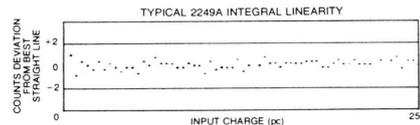


Abbildung B.4: Datenblatt des ADC Seite 2

C Genutzte Konventionen

Zur Vereinfachung von Rechnungen und zur Verbesserung der Übersicht und Lesbarkeit von Formeln, wird in dieser Arbeit die übliche Konvention für elementare Konstanten genutzt. Falls nicht anders angegeben gilt ab hier:

$$\begin{aligned}c &= 1 \\ \hbar &= 1 \\ h &= 2\pi \\ \epsilon_0 &= \frac{1}{4\pi} \\ \mu_0 &= 4\pi\end{aligned}$$

Desweiteren wird hier die englische Zahlennotation verwendet, sodass also Nachkommastellen mit `.` abgetrennt werden, während 1000er Potenzen mit `,` markiert werden. Dies geschieht aus persönlichem Geschmack und weist keine tiefere Bedeutung auf.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Standardmodell der Teilchenphysik	9
2.2	Rotationsgeschwindigkeit in Theorie und Experiment	12
4.1	Schema des ILC	20
4.2	Schema der Region vor dem Wechselwirkungspunkt	20
4.3	Bunchstruktur des ILC	21
4.4	Der International Large Detector	22
5.1	Schematischer Aufbau und Funktionsweise einer TPC	29
6.1	Energieverlust durch Ionisation	32
6.2	Verlauf der v_d -Kurve	36
6.3	Gas Electron Multiplier	39
7.1	Ionisation durch Aufnahme zweier Photonen	44
7.2	Ionisationsdichte für zwei verschiedene Reinheiten	46
7.3	Gasreinigung	46
7.4	Effekt der Wandtemperatur	47
7.5	Intensität verschiedener Kohlenwasserstoffe	48
8.1	Foto des Aufbaus in Siegen	53
8.2	Schema der TPC	54
8.3	Foto der verwendeten Padebene	55
8.4	Triggerdiode	56
8.5	Schema des genutzten Gasmonitors	57
8.6	Schematische Darstellung des Messaufbaus	59
8.7	Typische TPC-Pulse	60
8.8	Vergleich zweier unterschiedlich hoher Pulse	61
9.1	Messung der Driftzeit	63
9.2	Driftzeitverschiebung durch verschiedene Pulshöhen	64
9.3	TDC-Kalibrationsgeraden	66
10.1	Positionierung des Gates	68
10.2	Unterschiedliche Driftwege für eine diagonale Spur	69
10.3	Diagonal über die Padebene verlaufende Spur	70
10.4	realer und für Kalibration genutzter Aufbau	71
10.5	ADC-Kalibrationsgeraden	72

12.1	Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Kammerdruck	79
12.2	Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit von der Gastemperatur	80
12.3	Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeit vom Luftanteil	81
12.4	Simulierter v_d -Verlauf	82
12.5	Verlauf der gemessenen Driftgeschwindigkeit	86
13.1	Signalhöhe gegen GEM-Spannung - Scope	89
13.2	Signalhöhe gegen GEM-Spannung - ADC	91
13.3	Maximaposition für Kanal sechs bei verschiedenen Verstärkungen	91
13.4	Strontium-90-Spektren aller acht Kanäle für eine Verstärkung von 3314	92
13.5	Strontium-90 Spektrum der Kanäle 5,6 und 7 für eine Verstärkung von 3314	93
13.6	Position der β Spektrum-Maxima	94
13.7	Strontium-90 Spektrum	96
A.1	TDC-Daten-Plots	101
A.2	TDC-Daten-Plots groß	102
B.1	Datenblatt des TDC Seite 1	104
B.2	Datenblatt des TDC Seite 2	105
B.3	Datenblatt des ADC Seite 1	106
B.4	Datenblatt des ADC Seite 2	107

Literaturverzeichnis

- [DeS82] DeSalvo, M. und DeSalvo, R.: **Nuclear Instruments and Methods 201:** *Measurement of laser induced ionization in an Argon-Ethane gas mixture*, Seite 357-360, 1982
- [FLC10] *Forschung mit Lepton Collidern DESY* <www-flc.desy.de>
Stand: 17.09.2010
- [Fos10] Foster, Brian: *ILC Global Overview*. Talk, Helmholtz Allianz LC Forum, Hamburg, 2010
- [Fuj08] Fujii, Keisuke: *Basic Physics Behind Operation of TPC*. Talk, ILC-TPC School, Beijing, 2008
- [GDE07] ILC Global Design Effort and World Wide Study: *International Linear Collider Reference Design Report*. August 2007
- [GDG10] *Gas Detector Development Group CERN* <gdd.web.cern.ch/GDD>
Stand: 17.09.2010
- [Gri96] Griffiths, David: *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. 1. Auflage, Akademischer Verlag, Berlin, 1996
- [Gru93] Grupen, Claus: *Teilchendetektoren*. 1. Auflage, BI-Wiss.-Verlag, Mannheim, 1993
- [Hal10] Hallermann, Lea: *Analysis of GEM Properties and Development of a GEM Support Structure for the ILD Time Projection Chamber*. Dissertation, Hamburg, 2010
- [Hal84] Halzen, Francis & Martin, Alan: *Quarks and Leptons*. 1. Auflage, Wiley Verlag, New York, 1984
- [Ham68] Hamrin, Kjell et al.: **Chemical Physics Letters 1:** *Ionization energies in Methane and Ethane measured by means of ESCA*, Seite 613-615, 1968
- [Hig66] Higgs, Peter: **Physics Revue 145:** *Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons*, Seite 1156-1163, 1966
- [HSF10] *Hochschule Furtwangen* <www.hs-furtwangen.de>
Stand: 17.09.2010

- [HSH10] *Universität Heidelberg* <www.physi.uni-heidelberg.de>
Stand: 17.09.2010
- [Hub85] Hubricht, G. et al.: **Nuclear Instruments and Methods 228**: *Ionization of counting gases and ionizable gaseous additives in proportional chambers by UV lasers*, Seite 327-333, 1985
- [Kle05] Kleinknecht, Konrad: *Detektoren für Teilchenstrahlung*. 4. Auflage, B.G.Teubner-Verlag, Wiesbaden, 2005
- [LEP03] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations The LEP Working Group for Higgs Boson Searches: *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, 2003
- [LiC10] *International Linear Collider* <www.linearcollider.org>
Stand: 17.09.2010
- [LOI10] ILC LOI Common Tasks Group Physics Panel: *International Linear Collider Letter of Intend.* August 2010
- [Mag10] *Magboltz - transport of electrons in gas mixtures*
<consult.cern.ch/writeups/magboltz>
Stand: 17.09.2010
- [PDG10] *Particle Data Group* <pdg.lbl.gov>
Stand: 17.09.2010
- [Rai83] Raine, Colin et al.: **Nuclear Instruments and Methods 217**: *Laser induced ionisation in proportional counters*, Seite 305-310, 1983
- [Ram21] Ramsauer, Carl: **Annalen der Physik 369**: *Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen*, Seite 513-540, 1921
- [Sad80] Sadoulet, Bernard und Bourotte, J.: **Nuclear Instruments and Methods 173**: *Ionization of multiwire proportional chamber gas by double photon absorption*, Seite 463-470, 1980
- [Sch06] Schwabl, Fritz: *Statistische Mechanik*. 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 2006
- [Tev09] Tevatron New-Phenomena and Higgs Working Group: *Combined CDF and D0 Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with up to 4.2 fb⁻¹ of Data*, 2009
- [Tow28] Townsend, John Sealy: **Proceedings of the Royal Society of London 120**: *Motion of Electrons in Gases*, Seite 511-523, 1928
- [WdP10] *Welt der Physik* <www.weltderphysik.de>
Stand: 17.09.2010

D Danksagung

Bei der Erstellung dieser Arbeit wurde ich von einigen Leuten in verschiedener Art und Weise unterstützt. Diesen sollen nun die letzten Worte meiner Masterarbeit gehören.

Zuerst soll natürlich Prof. Dr. Ivor Fleck genannt werden, der es mir ermöglichte, spannende Forschung im Bereich der Linearbeschleunigerphysik durchzuführen. Er hat somit diese Arbeit erst ermöglicht. Ihm ist es auch zu verdanken, dass ich meinen wissenschaftlichen und menschlichen Horizont in Japan erweitern konnte. Dafür vielen Dank!

Weiterhin möchte ich Prof. Dr. Claus Grupen dafür danken, dass er so kurzfristig die Zweitkorrektur meiner Arbeit übernommen hat. Durch sein Fachwissen und seine große Erfahrung konnte er teilweise kleinere und größere Denkfehler aufdecken und zu einem besseren Verständnis beitragen. Dies tat er teilweise durch kleine Anekdoten und teilweise durch kleine improvisierte mündliche Prüfungen in der Mensa.

Nicht vergessen werden dürfen die Kollegen vom KEK in Tsukuba, Japan, und hierbei vor allem Dingen Prof. Dr. Keisuke Fujii. Durch seine nahezu unendliche Geduld und sein physikalisches Verständnis brachte er mir viele Punkte der Hochenergie- und Detektorphysik nahe. Für die wunderbare Betreuung am KEK danke ich ihm recht herzlich!

Ein ganz besonderer Dank gilt Dr. Ulrich Werthenbach. Ohne ihn wäre diese Arbeit gar nicht möglich gewesen. Er war immer bereit, mir weiterzuhelfen, sei es mit einer Idee, wie man etwas machen kann, wo man etwas bekommen kann oder wer einem dabei weiterhelfen könnte. War eine Konstruktion nötig, half er auch da gern weiter, solange man die Worte malen und Jade nicht gebrauchte. Schlussendlich konnte man bei ihm auch immer einen Tee und ein paar Kekse erhalten, wenn mal wieder etwas nicht funktionierte und die Stimmung dementsprechend getrübt war. Dafür unendlich vielen Dank.

Nicht unerwähnt bleiben dürfen die fleißigen Herren der feinmechanischen Werkstatt, allen voran Olaf Meyer. Die kleinen Meisterwerke, die Sie aus unseren Zeichnungen fertigten, haben unsere physikalische Arbeit erst ermöglicht. Auch wenn wir mal wieder etwas unbeding bis gestern brauchten, waren Sie gerne bereit, uns zu helfen. Für die schnelle und perfekte Arbeit sowie die positive Atmosphäre vielen Dank.

Auch Rudi Seibert aus der elektronischen Werkstatt soll hier erwähnt werden. Er half uns bei der ein oder anderen Jagd nach Bugs und schwingenden Bauteilen auf seine unverwechselbare Weise weiter.

Meinen Korrekturlesern Hendrik Czirr, Uwe Fröhlich und Anja Schuster ist es zu verdanken, dass diese Arbeit weniger Fehler als Buchstaben enthält und sich somit halbwegs lesbar darstellt.

Den Mitgliedern der Hochenergiephysikarbeitsgruppe der Universität Siegen möchte ich für die gute Stimmung und die positiven und oftmals humorvollen Gespräche danken. Neben meinen Korrekturlesern sollen vor allen Dingen Dr. Thomas Bäcker und Bakul Gaur hier Erwähnung finden. Ihr habt mir so manchen grauen Tag gerettet.

Schlussendlich möchte ich noch meiner Familie danken, die mich immer unterstützt hat und mir das Studium und somit diese Arbeit erst ermöglichte. Meinen Eltern kann in diesem Zusammenhang nicht genug gedankt werden.

E Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Master-Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate und Ergebnisse Anderer kenntlich gemacht habe.

(Ort)

(Datum)

(Unterschrift)