Bau und Test einer Mini-TPC mit GEM-Auslese zur Messung des Ionen-Rückflusses

Diplomarbeit

Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

vorgelegt von

Thorsten Lux

9. Oktober 2001

Bau und Test einer Mini-TPC mit GEM-Auslese zur Messung des Ionen-Rückflusses

Zusammenfassung

Für den geplanten e^+e^--Linearbeschleuniger TESLA soll als zentraler Spurdetektor eine Zeit-Projektions-Kammer (TPC) verwendet werden. Zur Auslese dieser TPC möchte man Gas-Elektronen-Multiplier (GEM) verwenden, die verschiedende Vorteile gegenüber einem konventionellen Drahtkammersystem haben. Der Bau und der Test einer Mini-TPC zur Untersuchung der Eigenschaften von GEMs, speziell zur Messung des Ionen-Rückflusses, war das Ziel dieser Arbeit. Es werden die Ergebnisse der Messungen der Verstärkung und der relativen Energieauflösung in Abhängigkeit von den Betriebsparametern der Kammer vorgestellt. Außerdem werden erste Ergebnisse der Messung des Ionen-Rückflusses dargelegt.

Building and Testing of a Mini-TPC with GEM Readout to Measure the Ion-Feedback

Abstract

For the future Linear Collider TESLA it is intended to use a Time-Projection-Chamber (TPC) as the central tracking detector. For the readout of this TPC Gas-Electron-Multipliers (GEM) are investigated, which have a number of advantages compared to the more conventional wire chamber readout. The topic of this diploma thesis was the construction and testing of a Mini-TPC to study the properties of GEMs, in particular the ion feedback. In the following the results of the measurements of the gain and the relative energy resolution depending on field configuration over and between the GEMs are presented. Additionally first results of the measurement of the ion-feedback are shown.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**
- 1.1 TESLA . . . 2
- 1.2 Ziel des Versuchs . . . 3

2 Theoretische Grundlagen **5**
- 2.1 Radioaktivität . . . 5
  - 2.1.1 α Strahlung . . . 5
  - 2.1.2 β Strahlung . . . 5
  - 2.1.3 Elektronen-Einfang . . . 6
  - 2.1.4 γ Strahlung . . . 6
- 2.2 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie . . . 6
  - 2.2.1 „Schwere", geladene Teilchen . . . 6
  - 2.2.2 Elektronen . . . 8
  - 2.2.3 Photonen . . . 10
- 2.3 Energieauflösung . . . 13
- 2.4 Ladungsträger in Gas . . . 14
  - 2.4.1 Diffusion . . . 15
  - 2.4.2 Diffusion in einem elektrischen Feld . . . 16
  - 2.4.3 Gasverstärkung . . . 17
- 2.5 Zeit-Projektions-Kammer . . . 19
  - 2.5.1 Aufbau und Funktionsweise einer TPC . . . 19
- 2.6 Auslese einer TPC . . . 21
  - 2.6.1 Proportionaldrähte . . . 22
  - 2.6.2 Gas-Elektronen-Multiplier . . . 22
  - 2.6.3 Vor- und Nachteile der beiden Optionen . . . 26
- 2.7 Wahl des Gases für eine TPC . . . 28

3 Experimenteller Aufbau **31**
- 3.1 Mini-TPC . . . 32
- 3.2 Versuchsaufbauten . . . 34
  - 3.2.1 Spannungsversorgung und Signalauslese . . . 34
  - 3.2.2 Aufbau zur Messung der effektiven Verstärkung . . . 35
  - 3.2.3 Signalauslese bei Messung des Ionen-Rückflusses . . . 36
- 3.3 Elektronik . . . 36
  - 3.3.1 Hochspannungsversorgung . . . 36
  - 3.3.2 Vorverstärker . . . 37

3.3.3 Verstärker . . . 38
3.3.4 Viel-Kanal-Analysator-Karte . . . 38
3.3.5 Oszilloskop . . . 38
3.3.6 Pulsgenerator . . . 38
3.3.7 Pulskonverter . . . 39
3.3.8 Differentiell-Unipolar-Konverter . . . 39
3.3.9 Amperemeter . . . 39
3.4 Strahlungsquellen . . . 40
3.4.1 ^{55}Fe . . . 40
3.4.2 ^{90}Sr . . . 41

4 Messung und Auswertung **43**
4.1 Vorbereitende Messungen . . . 43
4.1.1 Nullpunktsbestimmung der VKA-Karte . . . 43
4.1.2 Kalibration des OPAL-Nanoamperemeters . . . 45
4.2 Spektroskopie . . . 45
4.2.1 ^{55}Fe -Spektrum und Rauschen . . . 45
4.2.2 ^{90}Sr -Spektrum . . . 47
4.3 Verstärkung und relative Energieauflösung . . . 48
4.3.1 Messung mit Spannungsteiler . . . 49
4.3.2 Induktionsfeld . . . 49
4.3.3 Transferfeld . . . 51
4.3.4 Vergleich der Variation des Induktions- und Transferfeldes . . . 52
4.3.5 Driftfeld . . . 52
4.3.6 Spannung über die untere GEM . . . 53
4.3.7 Spannung über die obere GEM . . . 54
4.3.8 Variation beider GEM-Spannungen . . . 54
4.3.9 Vergleich der Spannungen . . . 55
4.3.10 Messung der effektiven Verstärkung . . . 56
4.4 Ionen-Rückfluß . . . 58
4.5 Fehlerbetrachtungen . . . 61
4.5.1 Messungen der Verstärkung . . . 61
4.5.2 Relative Energieauflösung . . . 61
4.5.3 Ionen-Rückfluß . . . 62

5 Zusammenfassung und Ausblick **65**

A Bildung von Spannungsüberschlägen **67**

B ^{55}Fe -Spektrum in Argon **69**

C Vorschläge zur Optimierung **71**

Literaturverzeichnis **73**

Tabellenverzeichnis

1.1 Generationen von Leptonen und Quarks 1
1.2 Die vier fundamentalen Kräfte 1

2.1 Fano-Faktoren 14
2.2 Übersicht über verschiedene TPCs 21

3.1 Energien zur Erzeugung von Elektron-Ion-Paaren 38

4.1 Parameter für die Kalibration des OPAL-Nanoamperemeters 45
4.2 *Offset*-Ströme und Mittelwerte 58
4.3 Übersicht der Fehler des Strommessung 62

Abbildungsverzeichnis

1.1 Modell des TESLA Beschleunigers 3
1.2 Modell des TESLA Detektors 4

2.1 Teichenidentifikation anhand von dE/dx-Messungen 8
2.2 Bethe-Bloch-Formel 9
2.3 Energieverlust von Elektronen in Blei 10
2.4 Massenabschwächungskoeffizient von Photonen in Wasser 12
2.5 Massenabschwächungskoeffizient von Photonen in Blei 13
2.6 Verlauf des Gasverstärkungsfaktors 18
2.7 STAR-TPC 20
2.8 Aufbau eines *Gates* mit Proportionaldrähten 23
2.9 Auslese mit Drähten 24
2.10 Seitenansicht einer GEM 25
2.11 Auslese mit GEMs 26
2.12 Chevron-Segmente 27
2.13 Oberfläche einer GEM 28
2.14 Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Driftfeldes 29
2.15 D_{long} in Abhängigkeit des Driftfeldes 30
2.16 D_{trans} in Abhängigkeit des Driftfeldes 30

3.1 TPC-Protyp in Hamburg 31
3.2 Geöffnete Mini-TPC 32
3.3 GEM-Turm 32
3.4 Schematische Darstellung der Kammer (Aufsicht) 33
3.5 Schaltung zur Messung der Verstärkung 34
3.6 Aufbau zur Messung der effektiven Verstärkung 35
3.7 Schaltung zur Messung des Ionen-Rückflusses 36
3.8 Schaltplan des Spannungsteilers 37
3.9 Schematischer Schaltplan des Pulskonverters 39
3.10 OPAL-Nanoamperemeter 40
3.11 Theoretisches ^{90}Sr -Spektrum 41

4.1 Nullpunktsbestimmung der VKA-Karte 44
4.2 Kalibrationskurven des OPAL-Nanoamperemeters 46
4.3 ^{55}Fe Spektrum 47
4.4 ^{90}Sr Spektrum 48
4.5 Verstärkung in Abhängigkeit der Gesamtspannung 50

4.6 Ergebnisse für das Induktionsfeld 51
4.7 Ergebnisse für das Transferfeld 52
4.8 Vergleich der Ergebnisse für Induktions- und Transferfeld 53
4.9 Verstärkung und Energieauflösung in Abhängigkeit des Driftfeldes . . . 53
4.10 Verstärkung und Energieauflösung in Abhängigkeit der Spannung über GEM 1 54
4.11 Verstärkung und Energieauflösung in Abhängigkeit der Spannung über GEM 2 55
4.12 Verstärkung und Energieauflösung bei Variation beider GEM-Spannungen 56
4.13 Vergleich beider GEM-Spannungen 56
4.14 Messung der effektiven Verstärkung 57
4.15 Messung der Ströme 59
4.16 Summe aller Ströme 60
4.17 Messung des Ionen-Rückflusses 60

A.1 Oberfläche einer GEM nach Spannungsüberschlägen 67

B.1 Photoabsorption in Argon 70

Kapitel 1

Einleitung

,,Die Antwort auf die Große Frage ...",,Ja ...!",,... nach dem Leben, dem Universum und allem ...", sagte Deep Thought. ,,Ja ...!",,... lautet ...", sagte Deep Thought und machte eine Pause. ,,Ja ..!!...???",,Zweiundvierzig", sagte Deep Thought mit unsagbarer Erhabenheit und Ruhe.[1]

Die Frage nach dem Aufbau des Universums beschäftigt die Menschheit seit jeher. Die Hochenergiephysik, die sich mit diesem Thema beschäftigt, kann zwar noch keine abschließende Erklärung geben, jedoch ist es gelungen ein Modell zu entwickeln, das alle bisherigen experimentellen Ergebnisse zufriedenstellend beschreiben kann. Nach diesem Standardmodell setzt sich die gesamte Materie im Universum aus 12 Teilchen, den Quarks und Leptonen, und deren Antiteilchen zusammen (Tab. 1.1). Zwischen den Teilchen wirken über die jeweiligen Austauschteilchen vier fundamentale Kräfte, die Gravitation, die elektromagnetische, die schwache und die starke Kraft (Tab. 1.2)..

	1. Generation	2. Generation	3. Generation	Ladung
Quarks	u(p)	c(harm)	t(op)	+2/3
	d(own)	s(trange)	b(ottom)	-1/3
Leptonen	e	μ	τ	1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabelle 1.1: *Die drei Generationen von Leptonen und Quarks [2]*

Kraft	Austauschteilchen	Reichweite (m)	Masse (GeV/c^2)
starke	Gluon	10^{-15}	0
elektromag.	Photon	∞	0
schwache	$Z^0/W^\pm$	10^{-18}	91.17/80.22
Gravitation	Graviton	∞	0

Tabelle 1.2: *Die vier fundamentalen Kräfte [2]*

Zur Untersuchung dieser Teilchen und vor allem bei der Erforschung der offenen Fragen des Standardmodells bedarf es Teilchenbeschleuniger, die Teilchen und Antiteilchen auf nahezu Lichtegeschwindigkeit beschleunigen und miteinander kollidieren lassen. Ein Beschleuniger mit dem man die möglichen Erweiterungen des Standardmodells untersuchen könnte, ist der geplannte e^+e^--Linearbeschleuniger TESLA (*Tera Electron Volt Energy Superconducting Linear Accelerator*). Im folgenden wird kurz auf das TESLA Projekt und seinen Sinn eingegangen und das Ziel dieser Diplomarbeit dargelegt, bevor im Kapitel 2 die für diese Arbeit relevanten physikalischen Grundlagen erläutert werden. Der Versuchsaufbau und die verwendeten Geräte werden in Kapitel 3 vorgestellt. In Kapitel 4 werden die Messungen und Ergebnisse erläutert, die in Kapitel 5 zusammengefasst und diskutiert werden.

1.1 TESLA

Der TESLA Beschleuniger soll eine Schwerpunktsenergie von 500 GeV bis 800 GeV haben [3]. Mit seinem integrierten Freien-Elektronen-Laser (FEL) ist er nicht nur für die Teilchenphysik von Interesse, sondern auch die Festkörperphysik, Chemie, Materialforschung und Biologie würden profitieren.
Für die Teilchenphysik spielt TESLA vor allem für die Veriferzierung des Standardmodells und den Test möglicher Erweiterungen eine große Rolle. Dem Standardmodell liegt das Prinzip der Eichtheorie zugrunde, das jedoch fordert, daß alle Austauschteilchen masselos sind. Wie man Tab. 1.2 entnehmen kann, trifft das für die Austauschteilchen der schwachen Kraft, dem Z und W Boson, nicht zu. Eine Erklärung im Rahmen des Standardmodells wird vom Higgs-Mechanismus geliefert. Demnach erhalten die Teilchen eine „effektive" Masse durch die Wechselwirkung mit einem Hintergrundfeld, dem Higgs-Feld. Der Higgs-Mechanismus sagt im Standardmodell ein neues physikalisches Teilchen, das Higgs-Teilchen, voraus. Der direkte Nachweis dieses Teilchens ist bisher noch nicht gelungen, womit es das einzige Teilchen des Standardmodells ist, das noch nicht entdeckt wurde. Auch wenn der direkte Nachweis noch nicht gelungen ist, so läßt sich durch indirekte Methoden, die auch bei der Bestimmung der Masse des Top-Quarks zur Anwendung kamen, die Aussage machen, das die Masse des Higges kleiner als 200 GeV sein muß [3]. Ein statistisch nicht ausreichend signifikantes Signal wurde in den letzten Monaten des LEP2-Programms bei 115 GeV gefunden. Die Aufgabe von TESLA wird nicht der Existensnachweis dieses Teilchens sein, das wird an dem pp Beschleuniger LHC (*Large Hadron Collider*) oder dem $p\overline{p}$ Beschleuniger Tevatron geschehen, sondern die präzise Vermessung seiner physikalischen Eigenschaften. Dieses ist mit der geforderten Präzision nur an einem e^+e^--Beschleuniger möglich, da nur hier die Anfangsbedingungen genau genug bekannt sind und die Zerfälle genau genug vermessen werden können. Insofern stellt TESLA eine ideale Ergänzung zu LHC und Tevatron dar. Das Higgs-Teilchen ist nicht das einzige interessante Forschungsgebiet, welches sich mit TESLA erforschen ließe. So zufriedenstellend das Standardmodell die experimentellen Tatsachen auf mikroskopischen Niveau beschreiben kann, muß es eine Erweiterung dazu geben, die viele der Voraussetzungen, die für das Standardmodell gemacht werden müssen, zwingend fordert. Eine der möglichen Theorien ist die Supersymmetrie (SUSY). Nach

dieser Theorie besitzen alle Teilchen des Standardmodells ein supersymmetrisches Partnerteilchen. Mindestens das leichteste dieser Partnerteilchen, welches stabil sein muß, sollte im Energiebereich von TESLA zu finden sein. Ziel des Ganzen ist die Erlangung eines tieferen Verständnisses der Welt und somit ein Schritt auf die Beantwortung der ,,Großen Frage nach dem Leben, dem Universum und allem".
Natürlich werden aufgrund der Präzision, mit der die Parameter vermessen werden sollen, hohe Anforderungen an den Beschleuniger und den Detektor gestellt.

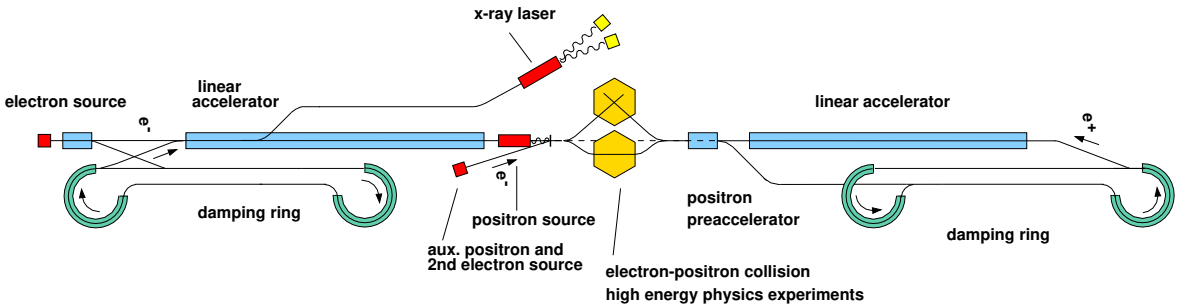

Abbildung 1.1: *Modell des TESLA Beschleunigers [3]*

Der Beschleuniger muß eine hohe Luminosität, das ist ein Maß für die Ereignisrate, liefern. Um dieses zu gewährleisten, sieht das Konzept vor, daß ca. 2000 Ladungspakete innerhalb von ca. 1 ms zur Kollision gebracht werden. Der Abstand zwischen den Kollision beträgt dabei 337 ns bei 500 GeV und 180 ns bei 800 GeV. Das hat zur Folge, daß einzelne Ereignisse nicht selektiert werden können, da eine Echtzeitauslese immer mit einer gewissen Totzeit verbunden ist, sondern die gesamten Daten müssen gespeichert und später verarbeitet werden. Dieses *No-Trigger-Prinzip* stellt neben den bereits hohen Anforderungen an den Detektor noch ein weiteres Problem dar. Die Anforderungen an den Detektor sind unter anderem die Abdeckung eines möglichst großen Raumwinkels, eine hohe räumliche Auflösung und eine hohe Energieauflösung. Um dieses realisieren zu können, ist als zentraler Spurdetektor für TESLA eine Zeit-Projektions-Kammer (TPC - *Time-Projection-Chamber*) geplant. Untersuchungen an dieser Art von Detektor ist Teil der vorliegenden Diplomarbeit. In Abschnitt 2.5 wird dieser Detektortyp näher vorgestellt.

1.2 Ziel des Versuchs

Wie bereits erwähnt, sieht das Konzept von TESLA als zentralen Spurdetektor eine Zeit-Projektions-Kammer vor. Bei früheren Experimenten wurde zur Auslese einer TPC Proportionaldrähte verwendet. Dieses Konzept läßt sich jedoch nicht ohne weiteres auf TESLA übertragen, da bei der Verwendung von Proportionaldrahtkammern eine größe Anzahl von Ionen entsteht, die in das Driftvolumen zurückdriften und dort das elektrische Feld stören würden. Die klassische Methode, um diesen Effekt zu unterdrücken, wird durch eine Drahtebene (*Gate*) realisiert, die die Ionen abgesaugt. Dazu ist es jedoch nötig, das *Gate* durch ein externes Signal an- bzw. auszuschalten.

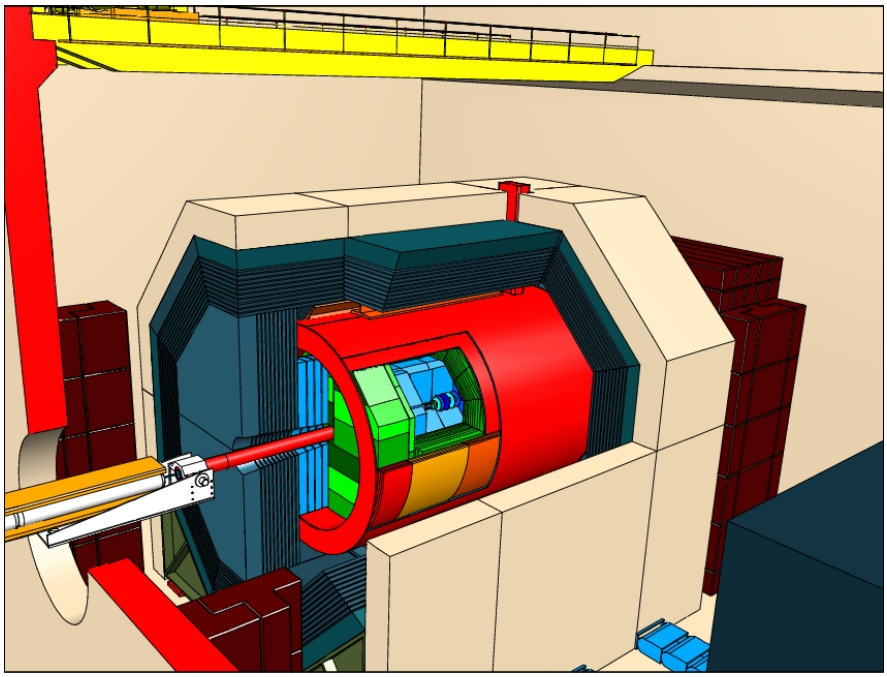

Abbildung 1.2: *Modell des TESLA Detektors [3]*

Wie jedoch in Abschnitt 1.1 erläutert, sollen die Daten bei Tesla über 1 ms kontinuierlich ausgelesen werden, so daß dieses Prinzip in dieser herkömmlichen Form nicht anwendbar ist. Eine Alternative zu den Proportionaldrähten stellen Gas-Elektronen-Multiplier (GEM) dar, die neben anderen Vorteilen eine natürliche Unterdrückung des Ionen-Rückflusses besitzen.
Ziel dieser Arbeit war der Bau und Test einer Mini-TPC zur Bestimmung des Ionen-Rückflusses bei der Verwendung von GEMs zur Auslese einer TPC und erste Messungen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Im folgenden werden die bei dieser Diplomarbeit relevanten physikalischen Prozesse und der verwendete Detektortyp vorgestellt. Zuerst werden die der ionisierenden Strahlung zugrunde liegenden Prozesse erläutert. Anschließend wird auf die Wechselwirkung von Strahlung mit Materie und das Verhalten von freien Ladungsträgern eingegangen. Abschließend wird auf die Funktionsweise einer Zeit-Projektions-Kammer und deren Auslese dargelegt.

2.1 Radioaktivität

Viele Elemente besitzen Isotope, die nicht stabil sind. Diese Elemente zerfallen indem sie Strahlung emittieren. Diese radioaktiven Quellen spielen eine große Rolle beim Testen und Kalibrieren von Detektoren. Im folgenden werden kurz einige wichtige Strahlungsprozesse vorgestellt:

2.1.1 α Strahlung

Bei α-Strahlern werden ^{4}He Kerne emittiert.

$$(Z, A) \rightarrow (Z-2, A-4) +^4 \mathrm{He} \tag{2.1}$$

Dieser Prozeß ist typisch für Kerne mit einer großen Anzahl von Nukleonen im Kern. Die Reichweite der Strahlung ist aufgrund der +2e Ladung und dem damit verbundenen hohen Energieverlust in Materie sehr begrenzt und nur durch die anfängliche Energie gegeben. Da es sich beim α Zerfall um einen Zweikörperzerfall handelt, ist das Energiespektrum diskret.

2.1.2 β Strahlung

Der β Zerfall ist ein Prozeß der schwachen Wechselwirkung bei dem ein Elektron e^- bzw. ein Positron e^+ emittiert wird. Die Reaktionsgleichungen für diese Prozesse lauten:

$$\begin{aligned} \beta^- &: (Z, A) \rightarrow (Z+1, A) + e^- + \bar{\nu} \\ \beta^+ &: (Z, A) \rightarrow (Z-1, A) + e^+ + \nu \end{aligned} \tag{2.2}$$

Die Reichweite dieser Strahlung beträgt in Luft, je nach Anfangsenergie, bis zu einigen Metern. Im Gegensatz zur α-Strahlung ist das Energiespektrum der Elektronen bzw. Positronen kontinuierlich.

2.1.3 Elektronen-Einfang

Der gegensätzliche Prozeß zur β-Strahlung ist der Elektronen-Einfang, bei dem ein Proton aus dem Kern ein Hüllenelektron einfängt. Die größte Wahrscheinlichkeit für diese Reaktion besteht für K- und L-Schalenelektronen.

$$(Z, A) + e^- \rightarrow (Z - 1, A) + \nu \tag{2.3}$$

Im Anschluß an den Elektronen-Einfang wird in der Regel γ-Strahlung emittiert, die beim Übergang eines Hüllenelektrons zwischen einer höheren Schale und dem in der K- oder L-Schale befindlichen Loch entsteht.

2.1.4 γ Strahlung

γ-Strahlung tritt in der Regel nach einem der oben genannten Prozesse auf, wenn die Zerfallsprodukte sich in einem angeregten Zustand befinden. Beim Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand wird die Strahlung emittiert. Im Gegensatz zu den bisher genannten Prozessen bleibt das Anfangsselement dabei erhalten. γ-Strahlung hat im Vergleich zu α- und β-Strahlung eine relativ große Reichweite. Das Energiespektrum ist diskret.

2.2 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Teilchen und Photonen werden über ihre Wechselwirkung mit der umgebenden Materie nachgewiesen. Dabei muß unterschieden werden zwischen neutralen Teilchen, geladenen und Photonen. Die neutralen Teilchen wie das Neutron und das Neutrino werden nicht direkt nachgewiesen, sondern über die geladenen Teilchen, die entstehen, wenn das Neutron über die starke Kraft bzw. das Neutrino über die schwache Kraft mit dem Detektormaterial wechselwirkt. Die Wahrscheinlichkeit für eine Reaktion ist für das Neutrino allerdings verschwindend klein, weshalb es normalerweise über den fehlenden Impuls bzw. die fehlende Energie identifiziert wird. Im folgenden wird deshalb nur auf die elektromagnetische Wechselwirkung geladener Teilchen und Photonen mit Materie näher eingegangen. Aus Gründen, die in Abschnitt 2.2.2 näher erläutert werden, wird dabei unterschieden zwischen „schweren", geladenen Teilchen ($m \gg m_e$) und Elektronen.

2.2.1 „Schwere", geladene Teilchen

Wenn „schwere", geladene Teilchen in Materie eindringen, wird ihr Verhalten hauptsächlich durch zwei Prozesse bestimmt, die dazu führen, daß das Teilchen Energie abgibt und von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt wird.

- inelastische Streuung an den Hüllenelektronen

- elastische Streuung an den Kernen

Der erste Prozeß ist hauptsächlich für den Energieverlust pro Wegstrecke $\frac{dE}{dx}$ der Teilchen in Materie verantwortlich. Die Energie des Teilchens wird dabei in Anregungs- bzw. Ionisationsenergie umgewandelt. Beim zweiten Prozeß wird, aufgrund der großen Masse der Kerne, nur sehr wenig Energie übertragen. Für beide Prozesse gilt, daß die übertragene Energie sehr klein ist im Vergleich zur kinetischen Energie der Teilchen. Die hohe Anzahl von Kollisionen in Materie führt jedoch selbst in relativ dünnen Schichten zur Deponierung eines nennenswerten Energiebetrags.

Bethe-Bloch-Formel

Der mittlere Energieverlust eines Teilchens in Materie läßt sich durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben. Dabei wird angenommen, daß das Hüllenelektron frei und anfänglich in Ruhe ist. Außerdem wird der Ansatz gemacht, daß das stoßende Teilchen nicht abgelenkt wird durch die Kollision ($m_{Teilchen} \gg m_e$).

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^2 N_A}{\epsilon_0} z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 \right] \tag{2.4}$$

e : Elementarladung
$e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$
z : Ladung des einfallenden Teilchens in Einheiten der Elementarladung
Z, A : Kernladungs- und Massenzahl des Absorbers
m_e : Elektronmasse
ϵ_0 : Dielektrizitätskonstante
N_A : Avogadro-Zahl
I : Ionisationskonstante (mittlere Ionisationsenergie)
β : β-Faktor des einfallenden Teilchens

Über die Beziehung $\beta = \frac{p}{mc}$ ergibt sich für jede Teilchensorte eine spezifische Kurve. Durch gleichzeitiges Messen des $\frac{dE}{dx}$ und des Impulses p läßt sich auf diesem Wege das Teilchen identifizieren, da sich Gl. 2.4 für unterschiedliche Massen in verschiedene Kurven aufspaltet (Abb. 2.1). Für kleine und vor allem für hohe Energien müssen Korrekturen zu Gl. 2.4 berücksichtigt werden. Bei kleinen Energien muß beachtet werden, daß die Annahme, daß das Elektron sich anfänglich in Ruhe befindet nicht gemacht werden kann (Schaleneffekt), und bei hohen Energien ist der sogenannte Dichteeffekt zu berücksichtigen. Eine detailliertere Behandlung dieses Themas kann man in [4] finden. Die Bethe-Bloch-Formel mit diesen Korrekturen lautet:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^2 N_A}{\epsilon_0} z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2 m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \tag{2.5}$$

δ : Parameter für den Dichteeffekt
C : Parameter für den Schaleneffekt

In Abb. 2.2 werden Gl. 2.4 und Gl. 2.5 vergleichend dargestellt.

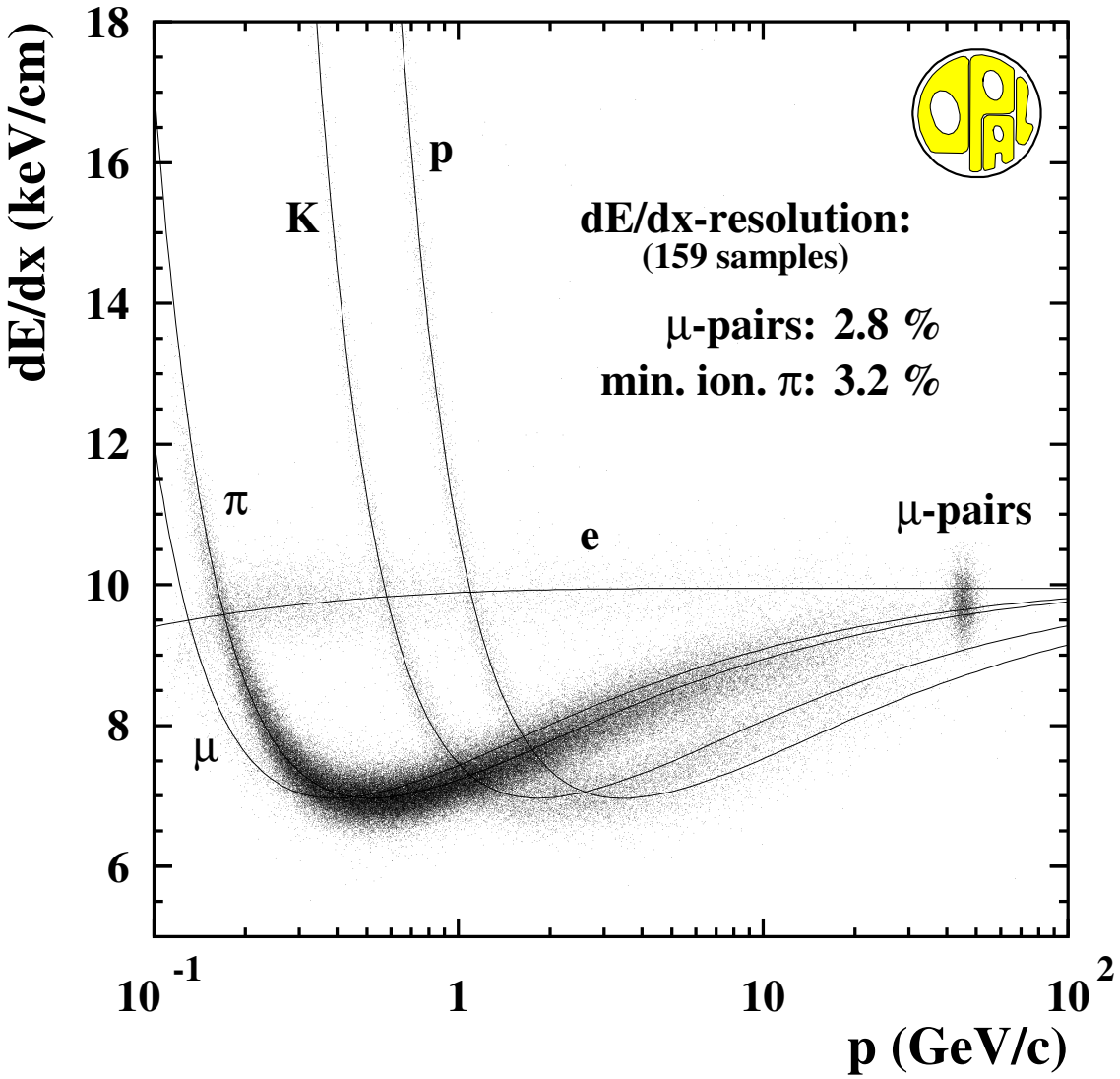

Abbildung 2.1: *Teilchenidentifikation anhand von dE/dx-Messungen vom OPAL-Detektor[5]*

2.2.2 Elektronen

Während bei „schweren", geladenen Teilchen der Energieverlust fast ausschließlich durch Streueffekte erfolgt, spielt bei Elektronen ein weiterer Prozeß, die Bremsstrahlung, eine wichtige Rolle.

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{total} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brems} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{streu} \tag{2.6}$$

Welcher Prozeß bei welcher Energie dominant ist kann Abb. 2.3 entnommen werden. Für kleine Energien spielt nur der Energieverlust aufgrund von Streuprozessen eine Rolle. Dieser Energieverlust läßt sich jedoch nicht mit Gl. 2.4 berechnen, da zum einen beide Stoßpartner die gleiche Masse besitzen und zum anderen Elektronen ununter-

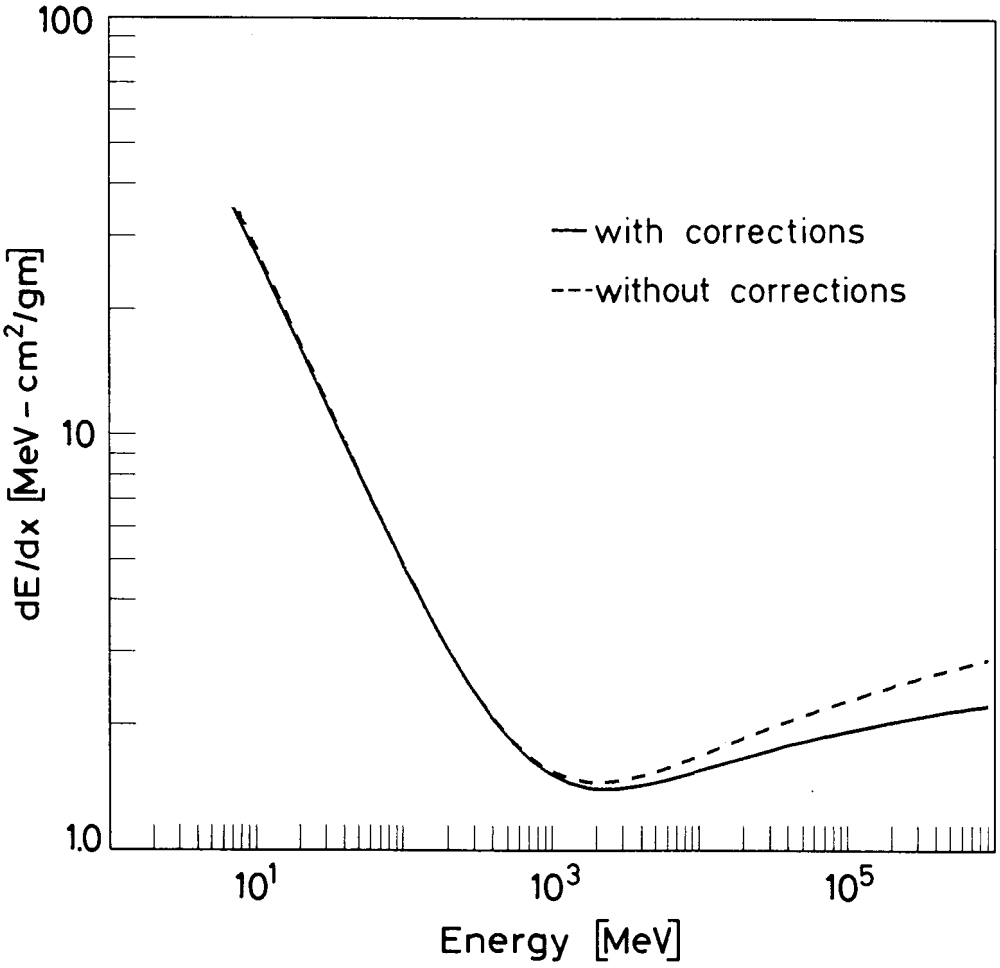

Abbildung 2.2: *Bethe-Bloch-Formel mit und ohne Korrekturen für ,,schwere" Teilchen [4]*

scheidbar sind. Berücksichtigt man dieses, so erhält man folgende Näherungsformel:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{streu} \approx \frac{e^2 N_A}{\epsilon_0}\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\left(\frac{m_e c^2 \gamma^2}{2I}\right) - \beta^2 - \frac{\delta^*}{2}\right] \tag{2.7}$$

δ^* : Parameter für den Dichteeffekt bei Elektronen

Bei höheren Energien ist der Energieverlust aufgrund von Bremsstrahlung dominant. Hervorgerufen wird Bremsstrahlung durch die Ablenkung der Elektronen von der geradlinienigen Bewegung im elektrischen Feld der Kerne. Das Bremsstrahlung bei Energien unter einigen hundert GeV nur bei Elektronen eine Rolle spielt, hängt über $\sigma_{brems} \propto \frac{1}{m^2}$

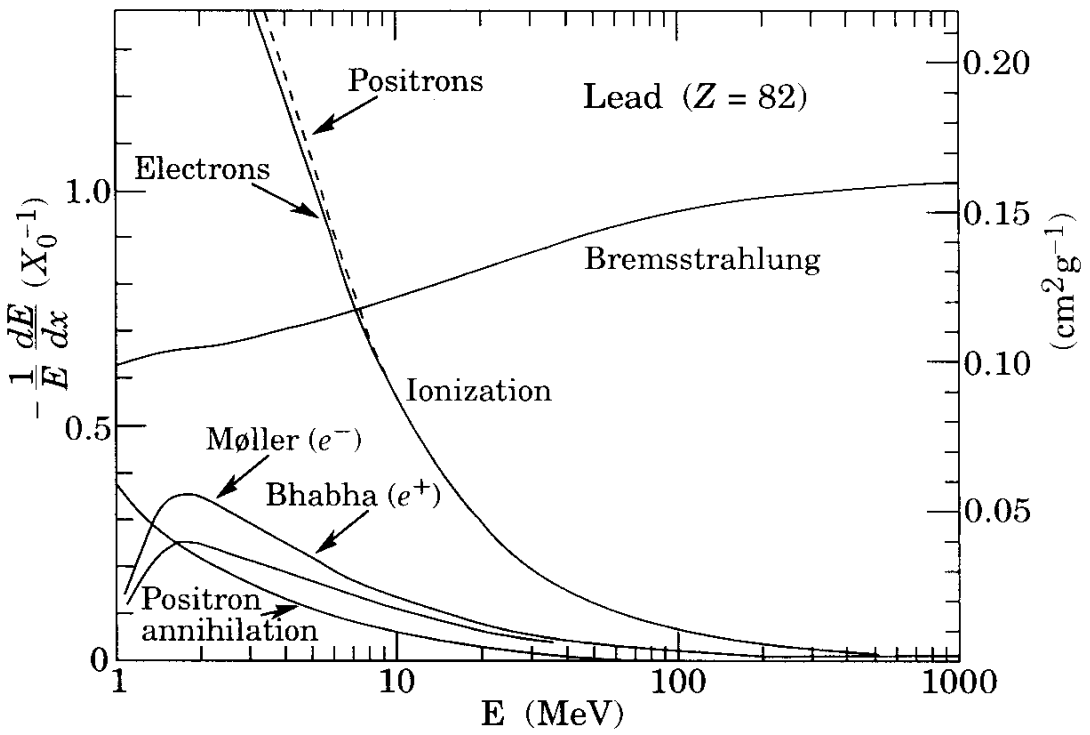

Abbildung 2.3: *Energieverlust von Elektronen in Blei, Møller- und Bhabba-Strahlung wird bei der Streuung von e^- bzw. e^+ an den e^- in der Materie emittiert [6]*

mit dem Wirkungsquerschnitt σ_{brems} zusammen, da das nächst schwere Teilchen, das Myon, eine etwa 200fach größere Masse hat und somit einen ca. 40000fach kleineren Wirkunsquerschnitt für Bremsstrahlung besitzt. Ein wichtiger Begriff bezüglich des Energieverlustes von Elektronen in Materie ist die Strahlunglänge X_0. Sie gibt die Strecke an, auf der die Energie der Elektronen auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist.

2.2.3 Photonen

Photonen wechseln elektromagnetisch mit dem Detektormaterial, wobei sie je nach Energie hauptsächlich über einen der folgenden Effekte ihre Energie abgeben:

- Photoeffekt ($E_\gamma \leq 0,5$ MeV)
- Comptoneffekt ($E_\gamma \sim 1$ MeV)
- Paarerzeugung ($E_\gamma > 2$ MeV)

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Energie und die jeweiligen Anteile der oben genannten Prozesse am Gesamtwirkungsquerschnitt sind in Abb. 2.4 für Wasser dargestellt. Diese Wechselwirkungen führen dazu, daß die Intensität eines Photonenstahls exponentiell mit der Eindringtiefe x abnimmt:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \tag{2.8}$$

I_0 : urspüngliche Intensität
μ : Massenabsorptionskoeffizient

Der Massenabsorptionkoeffizient μ hängt über die folgende Beziehung mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma = \sigma_{Photo} + \sigma_{Compton} + \sigma_{Paarbildung}$ zusammen:

$$\mu = \frac{\sigma N_A}{A} \tag{2.9}$$

N_A : Avogadro-Zahl
A : Molmasse

In diesem Zusammenhang sei der Unterschied zu Teilchenstrahlen hervorgehoben, bei denen die Energie der Teilchen abnimmt, während bei Photonen sich die Anzahl der Photonen verringert. Analog zur Strahlungslänge bei den Elektronen $X_0^{e^-}$ wird eine Strahlungslänge bei den Photonen X_0^{γ} definiert. Der Zusammenhang zwischen beiden ist gegeben durch:

$$X_0^{\gamma} = \frac{9}{7} X_0^{e^-} \tag{2.10}$$

Photoeffekt

Beim Photoeffekt, der bei Energien bis zu einigen hundert keV dominant ist, trifft das Photon auf ein Hüllenelektron und ionisiert das Gas. Dieser Prozeß ist aufgrund der Impulserhaltung nur bei einem gebundenen Elektron möglich, da nur in diesem Fall der Atomkern den Rückstoß absorbieren kann. Abb. 2.5 zeigt den Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts in Abhängigkeit von der Photonenenergie für Blei. Deutlich ist das Anwachsen des Wirkungsquerschnitts zu beobachten, sobald die Energie größer als das nächste Energieniveau des Atoms wird. Die Energie der dabei frei werdenden Elektronen ergibt sich aus der folgenden Formel zu:

$$E_e = E_\gamma - E_{Bindung} \tag{2.11}$$

Für eine detailliertere Behandlung des Photoeffekts sei auf [4] verwiesen.

Comptoneffekt

Die Streuung eines hochenergetischen Photon an einem freien Elektron wird als Comptoneffekt bezeichnet. Für Elektronen in Materie kann man die Näherung machen, daß sie frei sind, wenn die Energie der Photonen viel größer ist als die Bindungsenergie des Elektrons. Bei der Compton-Streuung gibt das Photon, in Abhängigkeit vom Streuwinkel φ einen Teil seiner Energie an das streuende Elektron ab. Dadurch wird die

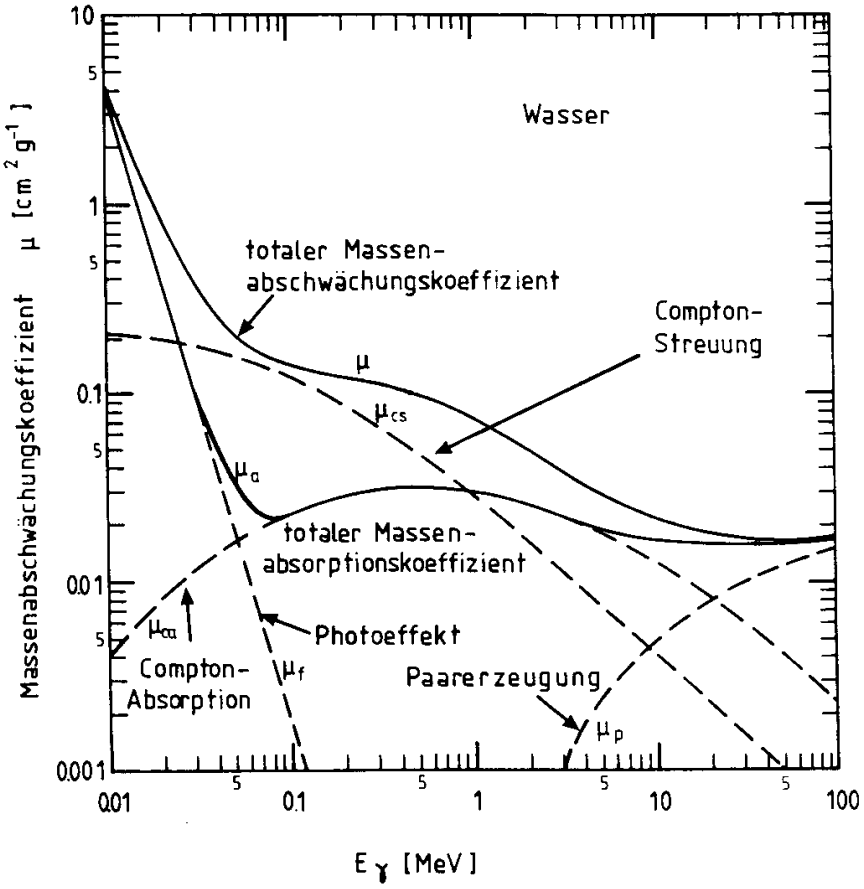

Abbildung 2.4: *Massenabschwächungskoeffizient von Photonen in Wasser [7]*

Wellenlänge λ_0 zu größeren Werten verschoben. Die Wellenlänge λ_s des gestreuten Photons ergibt sich aus der folgenden Formel [8]:

$$\lambda_s = \lambda_0 + 2\lambda_c \sin^2(\frac{\varphi}{2}) \tag{2.12}$$

λ_0 : Wellenlänge des einfallenden Photons
λ_c : Comptonwellenlänge
$\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 2,4262\ 10^{-12} m$
φ : Streuwinkel des Photons

Paarerzeugung

Sobald die Energie der Photonen größer als $2m_e c^2 \geq 1,022$ MeV wird, kann das Photon seine Energie auch durch die Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares abgeben. Ein Energieüberschuß wird in Form von kinetischer Energie auf beide Teilchen verteilt. Aufgrund der Impuls- und Energieerhaltung ist dieser Prozeß nicht im Vakuum möglich, sondern ein weiteres Teilchen, zumeist der Atomkern, muß die Impulsdifferenz übernehmen ([9]).

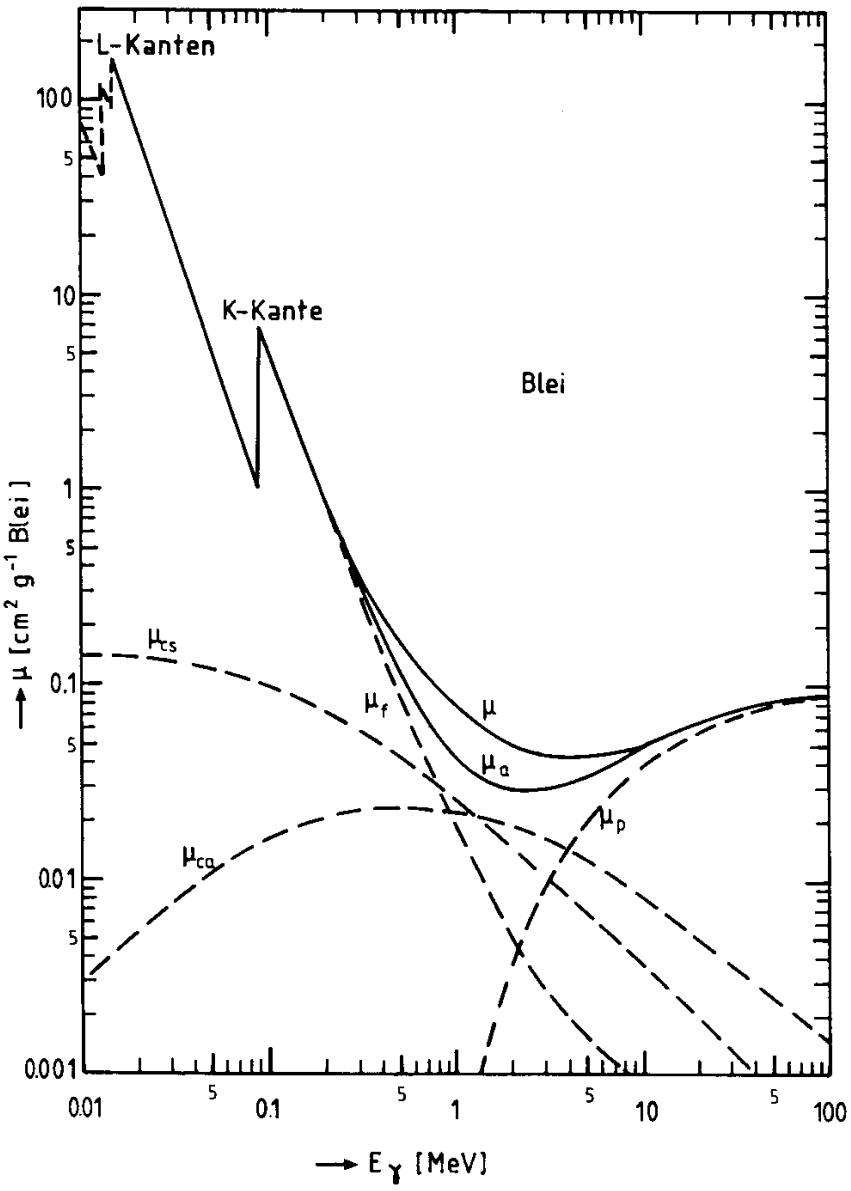

Abbildung 2.5: *Massenabschwächungskoeffizient von Photonen in Blei [7]*

2.3 Energieauflösung

Für Detektoren, die entworfen wurden, um die Energie von Teilchen zu messen, ist die Energieauflösung ein wichtiger Faktor. Sie ist ein Maß dafür, wie gut ein Detektor zwei dicht beieinanderliegende Energien trennen kann. Die Energieauflösung kann gemessen werden, indem monoenergetische Strahlung in den Detektor eingestrahlt und das Spektrum gemessen wird. Im Idealfall würde ein *δ-Peak* beobachtet werden. In Wirklichkeit variiert die Zahl der dabei freigesetzten Elektronen um einen Mittelwert.

Dieser Mittelwert n ist gegeben durch

$$n = \frac{E}{\epsilon} \tag{2.13}$$

E : Energie der einfallenden Strahlung
ϵ : Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ion-Paares

Um diesen Mittelwert ist die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare einer Poisson-Statistik verteilt. Da als zusätzliche Bedingung die Energieerhaltung erfüllt sein muß, ist die Standardabweichung allerdings nicht $\sqrt{n}$, sondern um den Faktor $\sqrt{F}$ kleiner. Der materialabhängige Faktor F heißt Fano-Faktor. Tab. 2.1 enthält eine Übersicht über einige Gase und deren Fano-Faktor.

Gas	Fano-Faktor
Ar	0,2
Xe	0,15
Kr	0,23

Tabelle 2.1: *Die Fano-Faktoren für einige Gase [4]*

Für die die Standardabweichung σ gilt dementsprechend:

$$\sigma = \sqrt{F \cdot n} \tag{2.14}$$

Die relative Energieauflösung $\frac{\delta E}{E}$ ist definiert, als das Verhältnis der vollen Halbwertsbreite (FWHM - *Full Width Half Maximum*) zum Mittelwert.

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{FWHM}{n} \tag{2.15}$$

Die Beziehung zwischen Standardabweichung und FWHM für eine Gaußkurve ist durch $FWHM = 2,355 \cdot \sigma$ gegeben [7]. Der so gewonnene Wert für die Energieauflösung stellt nur eine theoretisch mögliche untere Grenze dar.

2.4 Ladungsträger in Gas

Das Verhalten, der bei den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Prozessen freigesetzten Elektronen und Ionen in Gasen, soll nun näher dargestellt werden. Dabei wird unterschieden zwischen der Bewegung von Elektronen und Ionen ohne äußeres elektrisches Feld, in einem schwachen elektrischen Feld und in einem sehr starken Feld, in dem es zu Gasverstärkung kommt.
Die Kenntnis dieses Verhaltens ist von großer Bedeutung für das Verständnis von Gasdetektoren.

2.4.1 Diffusion

Ohne eine äußeres elektrisches Feld diffundieren Elektronen isotrop von ihrem Entstehungsort weg. Dabei geben sie durch Stöße sehr schnell ihre Energie an die Atome und Moleküle des Gases ab, bis sie sich im thermischen Gleichgewicht mit dem Gas befinden.
In diesem Fall gehorcht die Energie ϵ einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$F(\epsilon) = \text{const} \cdot \sqrt{\epsilon} \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}} \tag{2.16}$$

k : Boltzmann-Konstante
T : Temperatur

Daher gilt für die mittlere Geschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\left(\frac{8kT}{\pi m}\right)} \tag{2.17}$$

m : Masse des Elektrons bzw. Ions

Da die Masse der Elektronen viel geringer ist als die Masse der Ionen ist die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen viel größer als die der Ionen. Bei Raumtemperatur liegt sie für Elektronen bei einigen $10^6 \frac{cm}{s}$ und für Ionen im Bereich von $10^4 \frac{cm}{s}$ [4]. Die Diffusion nach einer Zeit t einer punktförmig entstandenen Ionisation läßt sich durch eine Gaußverteilung beschreiben:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} \tag{2.18}$$

N_0 : Gesamtanzahl der Ladungen
x : Abstand vom Entstehungsort
D : Diffusionskoeffizient

Für die lineare Ausdehnung in x gilt:

$$\sigma_x = \sqrt{2Dt} \tag{2.19}$$

bzw. für die räumliche Ausdehnung:

$$\sigma_{vol} = \sqrt{6Dt} \tag{2.20}$$

Neben dem Diffusionskoeffizienten D ist die mittlere freie Weglänge λ ein weiterer wichtiger Parameter, der angibt nach welcher Strecke im Mittel ein Elektron bzw. Ion mit einem Gasmolekül kollidiert. λ hängt neben dem totalen Wirkungsquerschnitt σ_{total} für eine Kollision mit einem Gasmolekül von der Temperatur T und dem Druck p des Gases ab. Die genaue Beziehung lautet:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{kT}{p\sigma_{total}} \tag{2.21}$$

Die beiden Parameter D und λ sind nicht unabhängig voneinander, sondern hängen über

$$D = \frac{1}{3} v \lambda \tag{2.22}$$

zusammen. Setzt man Gl. 2.17 und Gl.2.21 in Gl. 2.22 ein, so ergibt sich die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von den verschieden Gasparametern.

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_{total}} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}} \tag{2.23}$$

Diese Abhängigkeit spielt bei der Wahl des optimalen Gasgemisches für einen Gasdetektor eine wichtige Rolle.
Die erhaltenen Formeln spiegeln allerdings nicht den wirklichen physikalischen Sachverhalt wieder, da bei ihrer Herleitung die Erhaltung der freien Ladungsträger angenommen wurde. Dieses ist jedoch zum einen aufgrund der Rekombination von Elektronen und Ionen und zum anderen durch die Anlagerung, vor allem von Elektronen, an elektronegative Moleküle, wie z.B. H_2O nicht gegeben. Dieses unterstreicht, wie wichtig eine überlegte Wahl des Gasgemisches und dessen Reinheit ist.

2.4.2 Diffusion in einem elektrischen Feld

Wird ein äußeres elektrisches Feld angelegt, so überlagern sich die statistische Diffusion und die gerichtete Driftbewegung aufgrund des elektrischen Feldes. Für die Geschwindigkeit v_{drift} aufgrund des Driftfeldes gilt:

$$v_{drift} = \mu E \frac{p_0}{p} \tag{2.24}$$

μ : Beweglichkeit der Ladungsträger
E : elektrische Feldstärke
$\frac{p_0}{p}$: auf Normalbedingungen normierter Druck
p_0 = $1013,25\ mbar$

Während die Beweglichkeit für positive Ionen konstant ist und nur von der Art der Ionen und des Gasgemisches abhängt, variiert sie für Elektronen mit der elektrischen Feldstärke. Allgemein gilt, daß die Beweglichkeit der Ionen ungefähr drei Größenordnungen unter der der Elektronen liegt. Das elektrische Feld beeinflußt die Diffusion nur in longitudinale Richtung, während in transversaler Richtung nur die statistische Diffusion wirkt. Diese transversale Diffusion spielt jedoch in der Regel bei der Beschränkung der Ortsauflösung nur eine untergeordnete Rolle, da bei der in dieser Arbeit behandelten Zeit-Projektions-Kammer (Abschnitt 2.5) in den meisten Fällen ein Magnetfeld parallel zum elektischen Feld angelegt wird. Das führt dazu, daß geladene Teilchen, die sich senkrecht zum elektrischen und magnetischen Feld bewegen, aufgrund der Lorentzkraft F_L:

$$\vec{F_L} = q\vec{E} + q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \tag{2.25}$$

q : Ladung des Teilchens
$\vec{v}$: Geschwindigkeit
$\vec{B}$: magnetische Feldstärke
$\vec{E}$: elektrische Feldstärke

auf eine Spiralbahn gezwungen werden. Bei einem Magnetfeld B von 3 Tesla und einer Geschwindigkeit von $v = 10^6 \frac{cm}{s}$ erhält man für ein Elektron einen Krümmungsradius r von:

$$r = \frac{mv}{eB} = 0,02\ \mu m \tag{2.26}$$

In longitudinaler Richtung gilt für die Ausdehnung σ_{long} der Elektronenwolke:

$$\sigma_{long} = D_{long} \cdot \sqrt{l} \tag{2.27}$$

l : Driftstrecke
D_{long} : Diffusionskoeffizient in longitudinaler Richtung

D_{long} hängt vom ausgewählten Gasgemisch und vom angelegten elektrischen Feld ab. Um ein präzises Signal zu erhalten, sollte D_{long} möglichst klein sein. Für die transversale Ausdehnung σ_{trans} gilt Gl. 2.27 entsprechend mit dem Diffusionskoeffezienten D_{trans} in transversaler Richtung. D_{trans} ist jedoch in einem Magnetfeld stark unterdrückt. Die Beziehung zwischen $D_{trans}(B = 0)$ und $D_{trans}(B \neq 0)$ lautet [10]:

$$\frac{D_{trans}(B \neq 0)}{D_{trans}(B = 0)} = \frac{1}{1 + \mu^2 \cdot B^2} \tag{2.28}$$

2.4.3 Gasverstärkung

Bei elektrischen Felstärken von einigen $10 \frac{kV}{cm}$ werden die Primärelektronen, das sind die Elektronen, die durch die Strahlung direkt erzeugt werden, auf Energien beschleunigt, die ausreichen das Gas zu ionisieren. Die Primär- und die dabei entstandenen Sekundärelektronen werden wiederum auf Energie beschleunigt, die ausreichen das Gas zu ionisieren. Dieser Prozeß setzt sich fort, solange die Feldstärke groß genug ist die Elektronen auf Energien oberhalb der Ionisationsenergie des Gases zu beschleuigen. Wenn λ die mittlere freie Weglänge zwischen zwei ionisierenden Stößen ist, so ist $\alpha = \frac{1}{\lambda}$ die Wahrscheinlichkeit für eine Ionisitation auf einer Einheit der Weglänge und wird erster Townsendkoeffizient genannt. Die Anzahl der Elektronen $N(x)$, die in einer Entfernung x vom Startpunkt der Gasverstärkung vorhanden sind, gehorcht einem exponentiellen Gesetz:

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \tag{2.29}$$

N_0 : Anzahl der Primärelektronen

Gl. 2.29 stellt eine grobe Vereinfachung dar, da α neben dem Gasgemisch vor allem von der elektrischen Feldstärke abhängt. Ein sehr wichtiger Parameter für den Detektorbau

ist der Gasverstärkungsfaktor G. Im Falle eines inhomogenen Feldes ist die Verstärkung zwischen zwei beliebigen Punkten x_0 und x gegeben durch:

$$G = \frac{N(x)}{N_0} = exp\left(\int_{x_0}^{x} \alpha(x)dx\right) \tag{2.30}$$

Dieser Verstärkungsfaktor unterliegt statistischen Schwankungen, so daß wenn im folgenden von dem Verstärkungsfaktor die Rede ist, der mittlere Verstärkungsfaktor gemeint ist. Abb. 2.6 zeigt die Abhängigkeit des Gasverstärkungsfaktors von der elektrischen Feldstärke.

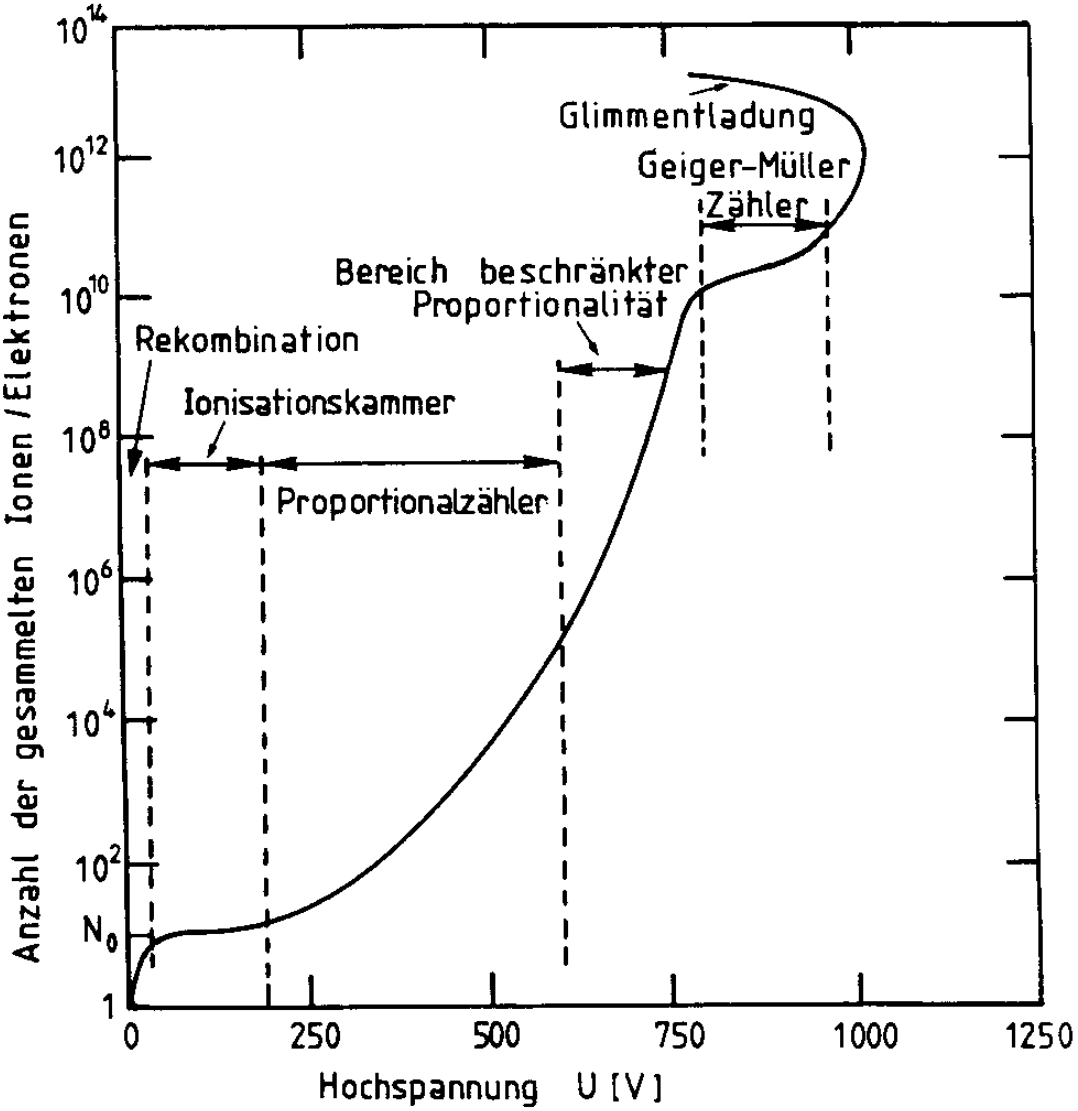

Abbildung 2.6: *Verlauf des Gasverstärkungsfaktors in Abhängigkeit des angelegten Feldes [7]*

Im folgenden werden kurz die in Abb. 2.6 dargestellten Bereiche erläutert:

Rekombination In diesem Bereich reicht die angelegte Spannung nicht aus, um alle Elektron-Ion-Paare zu trennen.

Ionisationskammer Die angelegte Spannung reicht aus, um alle Elektron-Ion-Paare zu trennen. Es findet jedoch keine Gasverstärkung statt.

Proportionalzähler In diesem Bereich gilt Gl. 2.29, d.h. die Anzahl der gemessenen Elektronen ist proportional zur Anzahl der Primärelektronen, die wiederum von dem Energieverlust der ionisierenden Strahlung abhängt.

Bereich beschränkter Proportionalität Es werden auch Elektronen aus den inneren Schalen herausgeschlagen und Photonen erzeugt, die das Gas ionisieren können, so daß Gl. 2.29 ihre Gültigkeit verliert.

Geiger-Müller-Zählrohr Es werden viele Photonen freigesetzt, die wiederum Ionisationen im Zählgas bewirken.

Glimmentladung Es kommt zu Dauerentladungen im gesamten Volumen.

Der genaue Verlauf der Kurve hängt stark von den verwendeten Gasen ab. Bei Edelgasen, wie z.B. Argon, die aufgrund ihrer geringen Ionisationsenergie häufig als Zählgas verwendet werden, gibt es das Problem, daß ein Teil der ebenfalls bei der Gasverstärkung erzeugten Photonen genug Energie besitzen, um das Gas zu ionisieren. Dadurch kann eine weitere Elektronenlawine erzeugt werden, bei der sich der Prozeß ebenfalls wiederholt. Als Folge davon würde es zu einer Dauerentladung kommen. Dieses kann vermieden werden, indem sogenannte Löschgase dem Zählgas beigemischt werden. Diese Löschgase haben die Eigenschaft einen großen Wirkungsquerschnitt für Photoabsorption über einen großen Wellenlängenbereich zu besitzen. Die absorbierte Energie wird anschließend über Rotations- und Schwingungsfreiheitsgrade abgegeben.

2.5 Zeit-Projektions-Kammer

Die Zeit-Projektions-Kammer (TPC - *Time-Projection-Chamber*) gehört zur Gruppe der zylindrischen Driftkammern. Diese Gruppe von Driftkammern, welche Ende der 60ziger Jahre von Charpak [11] eingeführt wurden, ermöglichen die gleichzeitige Vermessung der Teilchenspuren und die Bestimmung des spezifischen Energieverlustes $\frac{dE}{dx}$. Beim Vorhandensein eines Magnetfeldes senkrecht zur Spur läßt sich zudem aus dem Krümmungsradius $\rho\,(m)$ der Teilchenspur und der Stärke des Magnetfeldes $B\,(Tesla)$ der Transversalimpuls $p_T\,(GeV/c)$ des Teilchens bestimmen:

$$p = 0,3 \cdot B \cdot \rho \tag{2.31}$$

2.5.1 Aufbau und Funktionsweise einer TPC

Die TPC besteht aus einem zylindrischen Volumen, das neben einer Gasmischung keine weiteren Bauelemente enthält. Abb. 2.7 zeigt anhand der STAR-TPC schematisch den Aufbau einer TPC [12].

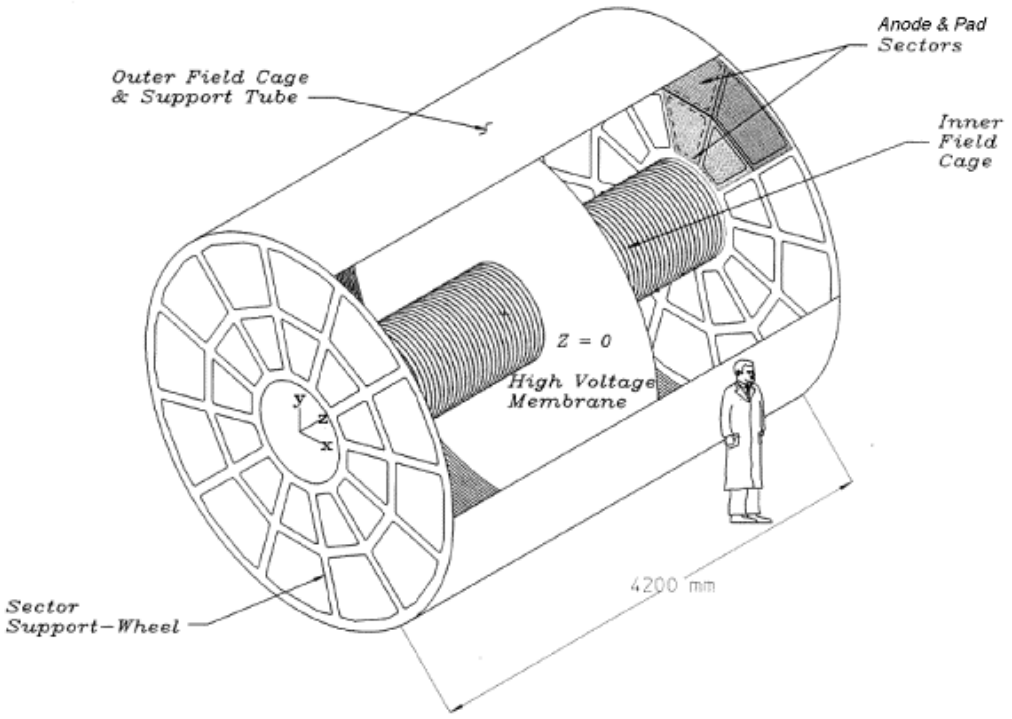

Abbildung 2.7: *Schematische Darstellung der STAR-TPC ([12])*

Die Kammer wird durch eine Kathode, an der eine Spannung von einigen 10 kV anliegt, in zwei Hälften geteilt. Zwischen der Kathode und den geerdeten Anoden wird mittels eines Feldkäfigs, der durch parallele Metallstreifen realisiert wird, ein sehr homogenes elektrisches Feld parallel zur Zylinderachse erzeugt. In der Kammer befindet sich ein Gasgemisch aus einem Edelgas, meistens Argon, und sogenannten Löschgasen, wie z.B. CO_2 und CH_4. Auf die Faktoren die bei der Wahl des Gasgemisches eine Rolle spielen wird in Abschnitt 2.7 näher eingegangen. Durchquert ein geladenes Teilchen den Detektor, so wird das Gas entlang der Spur ionisiert. Die dabei freigesetzten Elektronen driften entlang der elektrischen Feldlinien in Richtung Anode. Da nur ungefähr 100 Elektronen pro cm von den ionisierenden Teilchen erzeugt werden, ist das durch die Primärelektronen hervorgerufene Signal zu schwach zum Auslesen. Daher werden die Elektronen mittels einer Gasverstärkung vervielfacht. Welche Bauelemente für die Gasverstärkung verwendet werden und ihre jeweiligen Vor- und Nachteile wird in Abschnitt 2.6 näher erläutert. Parallel zu den elektrischen Feldlinien wird normalerweise ein magnetisches Feld angelegt. Dieses hat verschiedene Vorteile. Zum einen läßt sich aus dem Krümmungsradius der Teilchenspur der transversale Impuls des Teilchens bestimmen, zum anderen wird durch das Magnetfeld, wie im Abschnitt 2.4 bereits diskutiert, die transversale Diffusion der Driftelektronen unterdrückt, was zu einer Verbesserung der räumlichen Auflösung führt. Die räumliche Rekonstruktion der Spuren erfolgt in der r- und ϕ-Ebene durch eine Segmentierung der Anode und in der z-Richtung durch Messung der Driftzeit. Im Falle eines Beschleunigers ist der Zeitpunkt der Kollision der Teilchenpakete sehr genau bekannt und kann als Startzeitpunkt

t_0 verwendet werden. Im Falle von kosmischen Teilchen, die z.B. zum Testen von Versuchsaufbauten verwendet werden, kann man davon ausgehen, daß sich das ionisierende Teilchen mit einer Geschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit durch die Kammer bewegt, so daß der Startzeitpunkt t_0 durch einen externen *Trigger*, z.B. Szintillatoren, bestimmt werden kann. Aus der Differenz zwischen dem Zeitpunkt t_S, an dem die Elektronenlawine die Anode erreicht und dem Startzeitpunkt läßt sich mittels Gl. 2.32 die z-Koordinate bestimmen. Dabei wird verwendet, daß die Driftgeschwindigkeit v_D konstant und bekannt ist:

$$z = v_D(t_S - t_0) \tag{2.32}$$

Der Vorteil dieses Detektortyps liegt in der Minimierung von Vielfachstreuungen und Photonenkonversionen. Weitere Vorteile der TPC im Vergleich zu den ebenfalls zur Gruppe der zylindrischen Driftkammern gehörenden Viel-Draht-Kammern sind die Vermeidung von $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekten, die bereits in Abschnitt 2.4 erwähnt wurden, und die Möglichkeit der 3 dimensionalen Rekonstruktion der Spuren, was in Viel-Draht-Kammern bezüglich der z-Achse, der Achse senkrecht zu den Endkappen, nur mit einer geringen Präzision möglich ist.

Experiment	Länge (m)	Auslese	Anzahl der Ausleseflächen pro Anode	Gas	Magnetfeld (Tesla)
Aleph [13]	2 x 2	Drähte	41004	91% Ar 9% CH_4	1,5
Delphi [14]	2 x 1,3	Drähte	20160	80% Ar 20% CO_2	1,2
CERES [15]	2	Drähte	15360	80% Ne 9% CH_4	?
STAR [12]	2 x 2	Drähte	42000	90% Ar 10% CH_4	0,5
TESLA (geplant) [16]	2 x 2,5	GEMs Micromesh Drähte	600000	93% Ar 5% CH_4 2% CO_2	4,0

Tabelle 2.2: *Übersicht über einige in der Hochenergiephysik verwendete TPCs ([12, 13, 14, 15, 16])*

2.6 Auslese einer TPC

Bereits in Abschnitt 2.5 wurde erwähnt, daß die TPC Bauelemente enthält, die eine Gasverstärkung bewirken. Wie man Tabelle 2.2 entnehmen kann, wurden bisher Drähte für diese Aufgabe verwendet. Eine Alternative dazu, stellen Gas-Elektronen-Multiplier (GEM) dar. Im folgenden soll kurz, der jeweilige Aufbau und die Funktionsweise vorgestellt werden.

2.6.1 Proportionaldrähte

Proportionaldrahtkammern zur Detektierung von Teilchen gibt es bereits seit 1948 [10]. Sie sind das klassische Instrument zur Auslese einer Driftkammer und werden und wurden in vielen Hochenergieexperimenten eingesetzt (Tab. 2.2), auch wenn es gute Gründe gibt, für die Hochenergieexperimente der nächsten Generation nach Alternativen zu suchen.

Aufbau und Funktionsweise

Die Auslesestruktur bei der Verwendung von Proportionaldrähten besteht aus drei Ebenen von Drähten (Abb. 2.8), der Auslesebene, der Abschirmebene, die den Feldkäfig abschließt, und der *Gating*-Ebene, die das Zurückdriften der Ionen unterbindet. Die Ausleseebene setzt sich wiederum aus den Auslese- und den Felddrähten zusammen. An den Auslesedrähten wird eine positive Spannung angelegt. Die Primärelektronen aus dem Driftraum folgen den Feldlinien und gelangen in der Umgebung der Drähte in Bereiche großer Feldstärke, die ausreicht, um eine Gasverstärkung zu erzeugen. Das Signal kann am Anodendraht ausgelesen werden. Die damit erzielte Auflösung ist jedoch nicht zufriedenstellend. Deshalb liest man zusätzlich das von den Drähten auf die segmentierte Auslesefläche induzierte Signal aus (Abb. 2.9). Die Felddrähte liegen auf einem niedrigeren Potential und haben einen größeren Radius, wodurch es an ihrer Oberfläche nicht zu einer Gasverstärkung kommt. Sie dienen dazu, eine stabile Feldkonfiguration zu gewährleisten. Neben den Elektronen entstehen bei der Gasverstärkung auch Ionen. Diese würden ohne *Gating*-Ebene, die die Ionen absaugt, den Feldlinien folgend in das Driftvolumen zurückdriften und dort das elektrische Feld stören, zumal sie aufgrund ihrer geringeren Driftgeschwindigkeit (Abschnitt 2.4) lange im Driftvolumen verweilen. Im geöffneten Zustand wird an den Gating-Drähten ein Potential äquivalent zum Feldpotential angelegt, während im geschlossenen Zustand die Spannung abwechselnd um $\pm$ 50 - 100 V variiert wird, wodurch die Feldlinien auf den Drähten enden (Abb. 2.8). Mittels externer *Trigger*, wie z.B. Szintillatoren, wird entschieden, ob ein Ereignis ausgelesen werden soll und dementsprend wird das *Gate* geschaltet. Normalerweise ist das *Gate* geschlossen und nur falls das Ereignis ausgelesen werden soll, wird es geöffnet. Aus den in Abschnitt 1.1 genannten Gründen ist dieses Konzept nicht ohne weiteres für TESLA zu übernehmen. Auch wenn das Konzept für TESLA kein *Triggern* auf einzelne Ereignisse zuläßt, so ist es doch möglich nach jedem Zug (*train*) das *Gate* zu schließen. Ein Zug umfaßt ca. 2000 Teilchenpaketen, die innerhalb von 1 ms zur Kollision gebracht werden. Die Zeit zwischen zwei Zügen beträgt 200 ms, was ausreicht um einen Großteil der Ionen abzufangen bevor sie ins Driftvolumen gelangen. Da die Ionen während 1 ms zwischen 1 und 2 cm driften, muß sich die *Gating*-Ebene in entsprechenden Abstand zur Abschirmebene befinden.

2.6.2 Gas-Elektronen-Multiplier

Seit ihrer Einführung 1997 durch F. Sauli fanden die Gas-Elektronen-Multiplier (GEM) Verwendung in verschiedenen Bereichen der Hochenergiephysik und der medizinischen Physik [17, 18, 19].

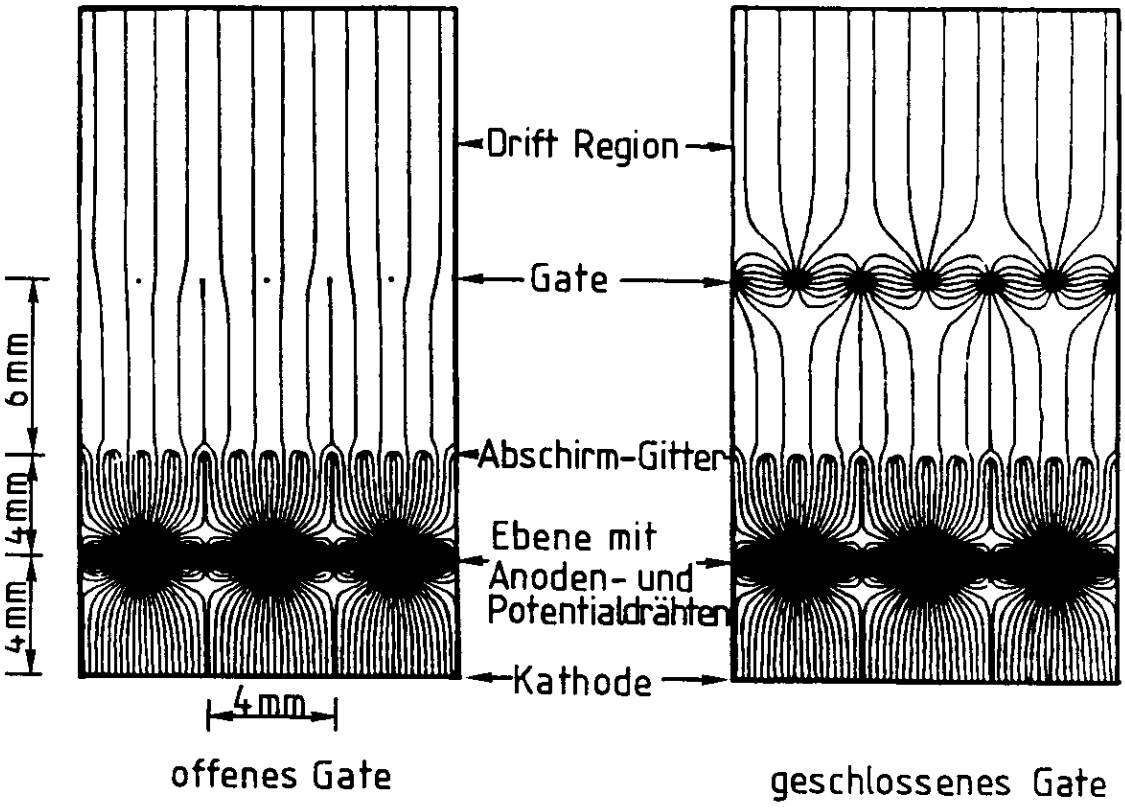

Abbildung 2.8: *Prinzipieller Aufbau bei der Verwendung von Proportionaldrähten [7]*

Aufbau und Funktionsweise

Die GEM besteht aus einer ca. 50 μm dicken Kaptonfolie, die beidseitig mit ca. 5 μm Kupfer beschichtet ist. Die Folie ist perforiert mit einer hohen Dichte von Löchern, die Durchmesser zwischen 40 und 140 μm besitzen. Der Abstand zwischen den Löchern beträgt zwischen 90 und 200 μm. Aufgrund des Herstellungsprozeßes haben die Löcher eine doppelkonische Form. Die von F. Sauli eingeführte Standard-GEM besteht aus einer 50 μm dicken Kaptonfolie und 5 μm Kupferschichten. Der innere Durchmesser der Löcher beträgt ungefähr 55 μm und der äußere ca. 70 μm. Der Abstand zwischen den Löchern beträgt dabei 140 μm, wobei die Anordnung hexagonal ist [20]. Um mit einer GEM als Verstärker zu arbeiten, muß eine Spannung von einigen hundert Volt zwischen den Kupferschichten angelegt werden, wodurch die Primärelektronen in die Löcher gelenkt werden. Innerhalb der Löcher reicht die elektrische Feldstärke aus, um die Elektronen auf Energien oberhalb der Ionisationsenergie des Gases zu beschleunigen. Dadurch kommt es zu einer Gasverstärkung. Für den Transport der Elektronen sind zusätzliche Elektroden notwendig, die die äußeren Felder erzeugen [21]. Anhand Abb. 2.10 läßt sich ein weiterer Vorteil von GEMs anschaulich machen, die natürliche Unterdrückung des Ionen-Rückflusses ins Driftvolumen. Wählt man die Felder so, daß die Feldstärke des Driftfeldes viel geringer ist, als die Feldstärke des Induktionsfeldes so enden eine große Anzahl von Feldlinien auf der Oberseite der GEM, was zur Folge hat,

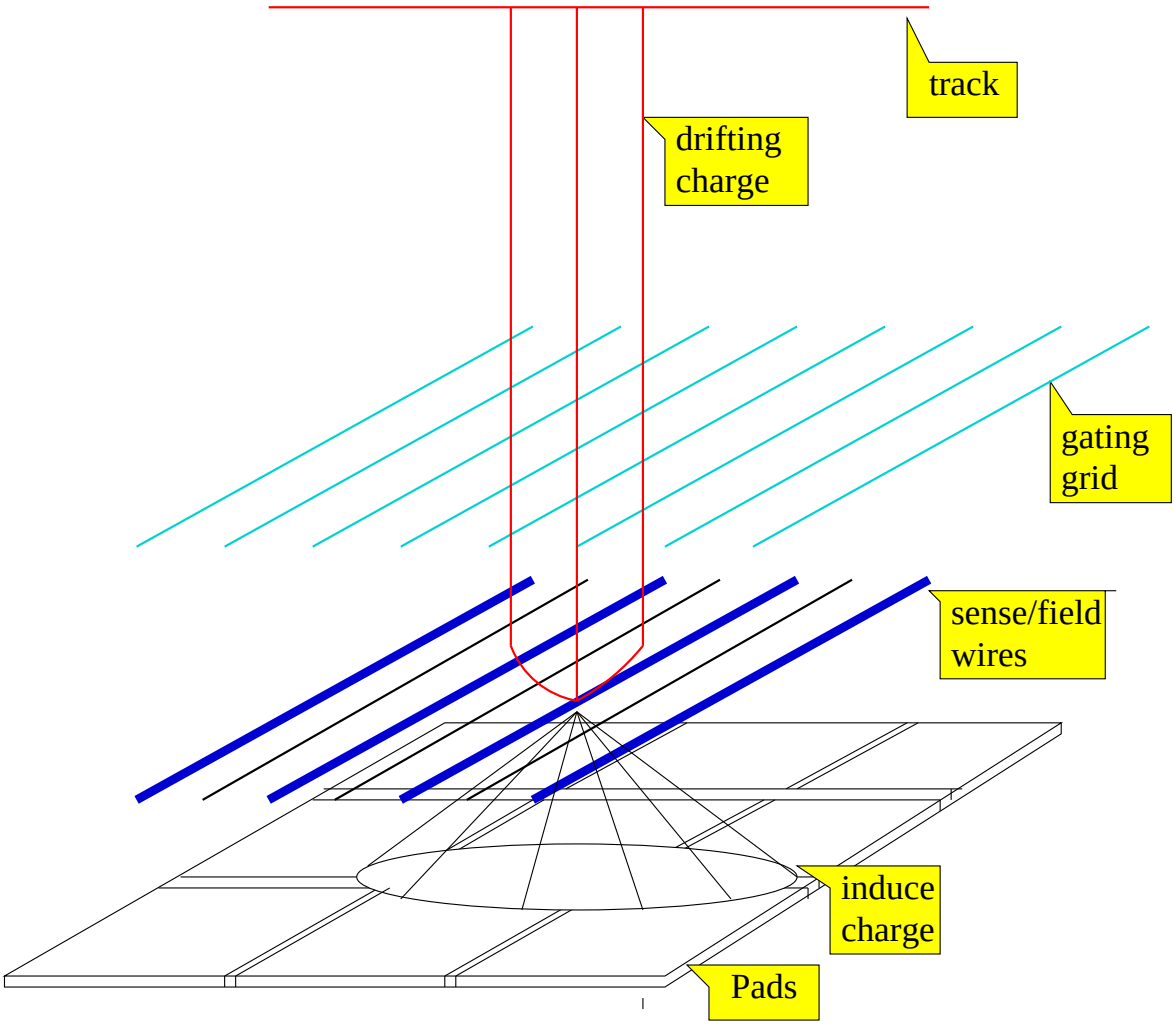

Abbildung 2.9: *Auslese mit Drähten*

daß ein großer Teil der den Feldlinien folgenden Ionen nicht ins Driftvolumen gelangen. Ein Teil der Feldlinien endet auch auf der Unterseite der GEM, was dazu führt, daß ein Teil der Richtung Induktionsfeld driftenden Elektronen auf der Unterseite abgefangen werden. Aus diesem Grund führt man den Begriff der effektiven Verstärkung ein. Darunter versteht man den Verstärkungsfaktor bezogen auf den Anteil der Elektronen, die an der Anode ausgelesen werden. Wenn im folgenden vom Verstärkungsfaktor die Rede ist, so ist der effektive Verstärkungsfaktor damit gemeint. Mit einer einzelnen GEM wurden Verstärkungen von 10^3 erzielt, jedoch ist es unter Stabilitätskriterien von Vorteil GEMs kaskadenartig bei niedrigeren Betriebsspannungen zu verwenden.

Mehrfach-GEM-Systeme

Abb. 3.3 zeigt den Aufbau eines Zwei-GEM-Systems. Das obere Feld, zwischen Kathode und GEM 2, heißt Driftfeld, das Feld zwischen GEM 2 und GEM 1 Transferfeld und das Feld zwischen GEM 1 und Anode Induktionsfeld. Neben den Vorteilen der größeren Stabilität lassen sich mit diesen Systemen größere Verstärkungen erzielen. Zudem ist

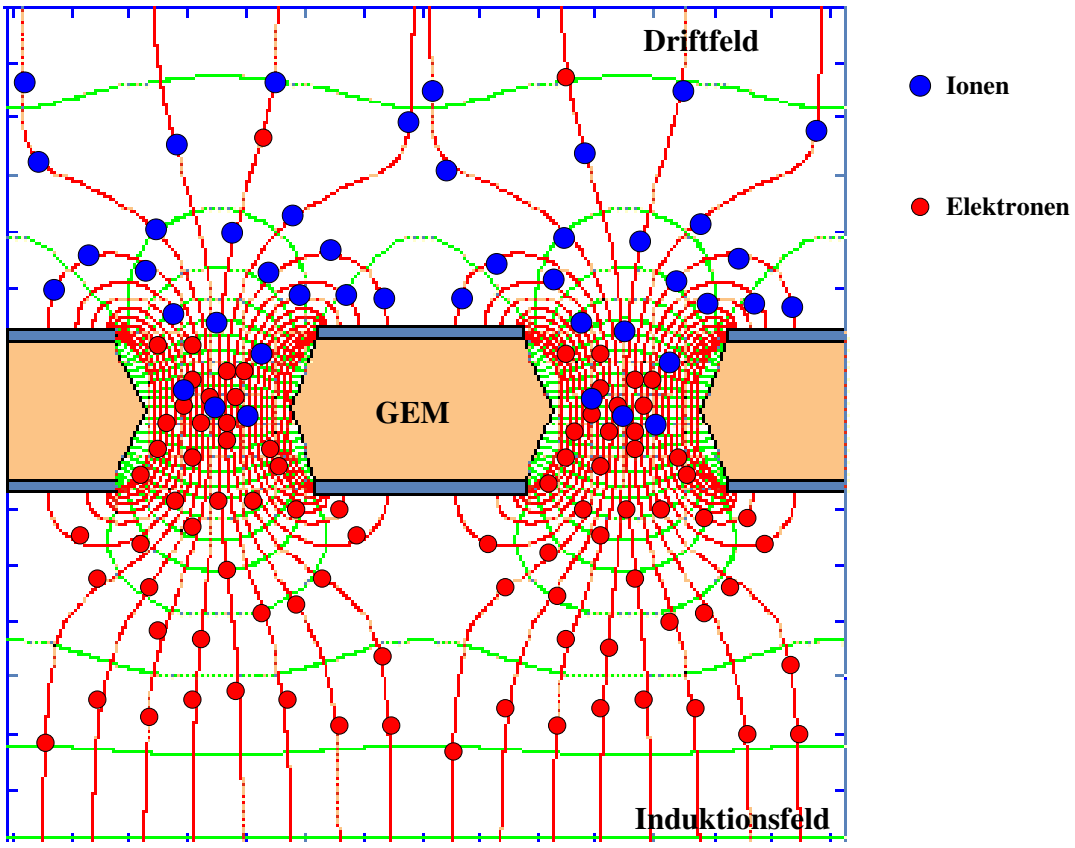

Abbildung 2.10: *Schematische Seitenansicht einer GEM, n eben dem Feldlinienverlauf ist die natürliche Unterdrückung des Ionen-Ruckflusses dargestellt. (Original von [22])*

bei geschickter Wahl der GEM-Spannungen, d.h. die Spannung über GEM 1 ist höher als die Spannung über GEM 2, eine verstärkte Unterdrückung des Ionen-Rücklusses zu beobachten [20, 23, 24].

Definition des Ionen-Rückflusses

Um einen qualitv verwendbaren Begriff für den Ionen-Rückfluß IR zu erhalten, definiert man den Ionen-Rückfluß als den prozentualen Anteil aller entstandener Ionen, die zur Kathode gelangen. Die Definition, die in dieser Diplomarbeit verwendet wird, folgt der Argumentation von Sauli et al. [20].

$$IR = \frac{I(Kathode)}{I(GEM1, oben) + I(GEM2, oben) + I(Kathode)} \tag{2.33}$$

Die Definition der Ströme kann Abb. 3.3 entnommen werden. Bei dieser Definition des Ionen-Rückflusses wird angenommen, daß auf der Oberseite der GEMs und der Kathode nur Ionen zum Stromfluß beitragen, d.h. der Verlust von Elektronen beim Eintritt in die GEM-Löcher wird vernachlässigt. Diese Annahme ist berechtigt, da

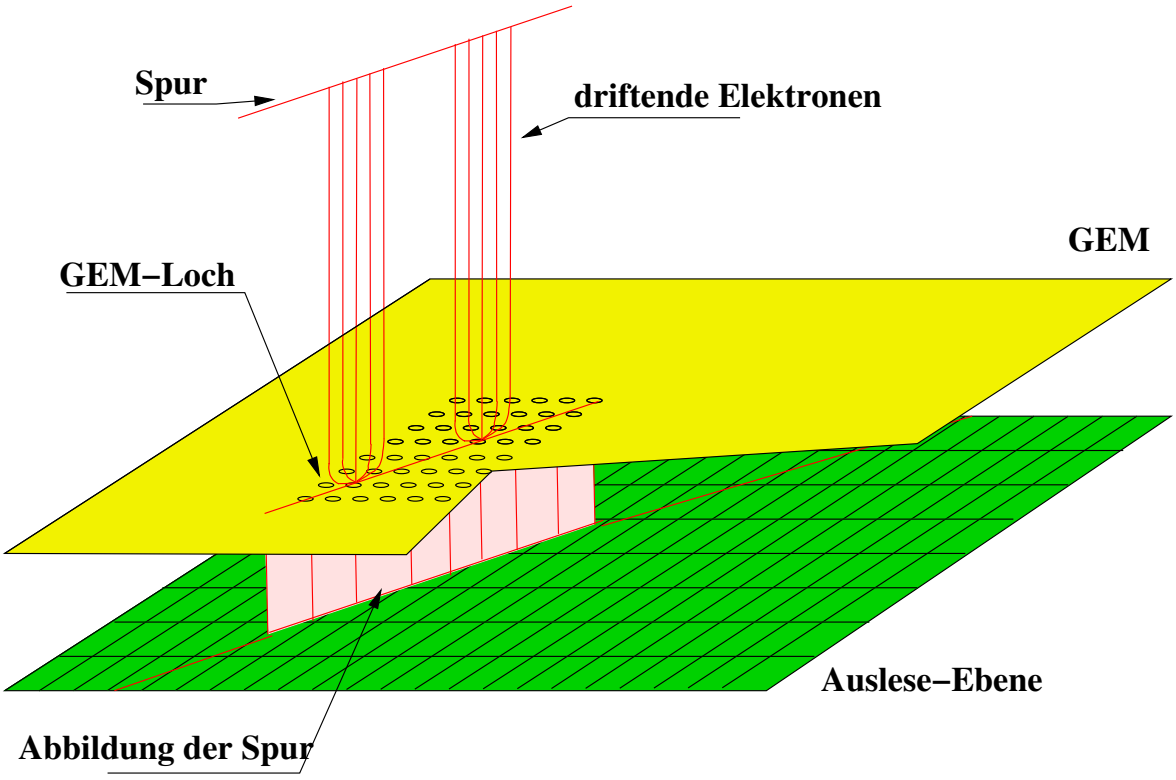

Abbildung 2.11: *Auslese mit GEMs*

der Ionen-Rückfluß bei diesem Ansatz lediglich überschätzt werden kann. Der Grund hierfür liegt darin, daß in Wirklichkeit die Ströme auf den Oberseiten der GEMs nicht nur von den Ionen hervorgerufen werden, sondern ein Teil der Richtung Anode driftenden Elektronen werden ebenfalls auf den Oberseiten absorbiert und kompensieren somit teilweise den Strom aufgrund der Ionen.

2.6.3 Vor- und Nachteile der beiden Optionen

Für die Verwendung von Proportionaldrähten zur Auslese einer TPC spricht zum einen, daß sie ein bewährtes Prinzip darstellen, daß in vielen Experimenten bereits verwendet wurde und wird (Tab. 2.2). Ein weitere Vorteil liegt darin, daß das auf die Segmente induzierte Signal verwendet wird. Dieses Signal erstreckt sich über mehere Auslesefläche, wodurch das Zentrum der Ladungsverteilung sehr präzise berechnet werden kann und somit die Spur des Teilchens sehr genau vermessen werden kann (Abb. 2.11). Bei GEMs dagegen wird die Elektronenwolke selber zum Auslesen verwendet. Wie in Abschnitt 2.4.2 erläutert, ist die transversale Diffusion in einem Magnetfeld stark unterdrückt, was dazu führt, daß die Elektronen auf einer einzelnen Segment enden, die Ausmaße von einigen mm^2 haben. Eine Verkleinerung der Segmente in der Art, daß sich die Elektronenwolke auf mehrere verteilt, würde eine drastische Erhöhung der Auslesekanäle zur Folge haben, was mit zusätzlichen hohen Kosten verbunden ist. Eine Lösung für dieses Problem sind möglicherweise Chevron-Segmente, die eine gezackte Form haben (Abb. 2.12) [25].

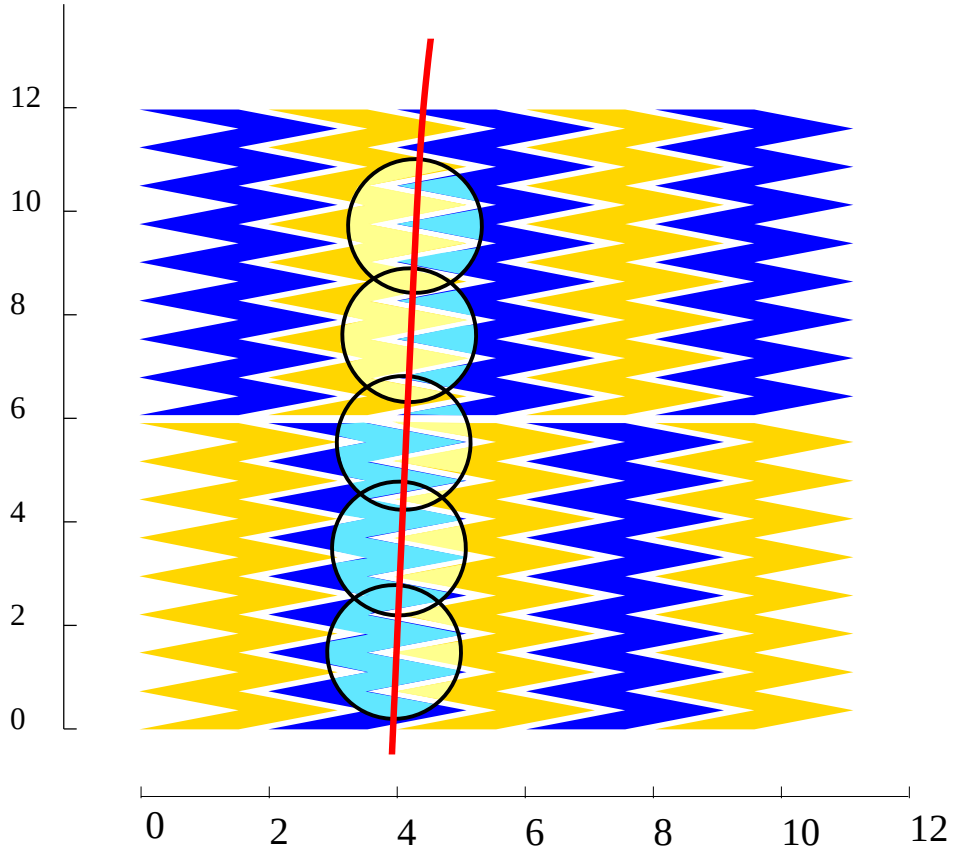

Abbildung 2.12: *Schematische Darstellung der Chevron-Segmente [16]*

Ein weiterer Vorteil neben der bereits erwähnten Unterdrückung des Ionen-Rückflusses ist, daß für die gespannten Drähte mehr Material zur Befestigung benötigt wird, wodurch die Wahrscheinlichkeit für die Aufschauerung einer Teilchenspur vor dem Kalorimeter verringert wird. Der Nachteil von diesen Aufschauerungen, bei denen aus einem Teilchen mittels Wechselwirkung mit dem Detektormaterial viele Teilchen entstehen, ist, daß sie eine Verschlechterung der Energieauflösung der Kalorimeter zur Folge haben. Während die Drähte parallel gespannt werden und somit eine Richtung auszeichnen, was sich in einem Variation der Auflösung in Abhängigkeit der Richtung der Teilchenspur wiederspiegelt, sind GEMs gleichförmig in 2 Dimensionen und somit ist auch das Auflösungsvermögen unabhängig von der Lage der Teilchenspur. Ein Nachteil der Proportionaldrähte stellt der relativ große Abstand zwischen den Drähten dar, der im Bereich weniger mm liegt. Im Bereich kurz vor den Drähten vom Driftvolumen aus gesehen sind $\vec{E}$ und $\vec{B}$ nicht mehr parallel, wie man Abb. 2.8 entnehmen kann. Dieses führt zu einer Verzerrung gemäß Gl. 2.25 der ansonsten geraden Bahn der Primärelektronen und führt zu systematischen Effekten bei der räumlichen Auflösung der Teilchenspur. Bei GEMs treten diese $\vec{E} \times \vec{B}$-Effekte ebenfalls auf, aber da der Abstand zwischen den Löchern nur ca. 140 μm beträgt, ist der Einfluß auf die räumliche Auflösung geringer.

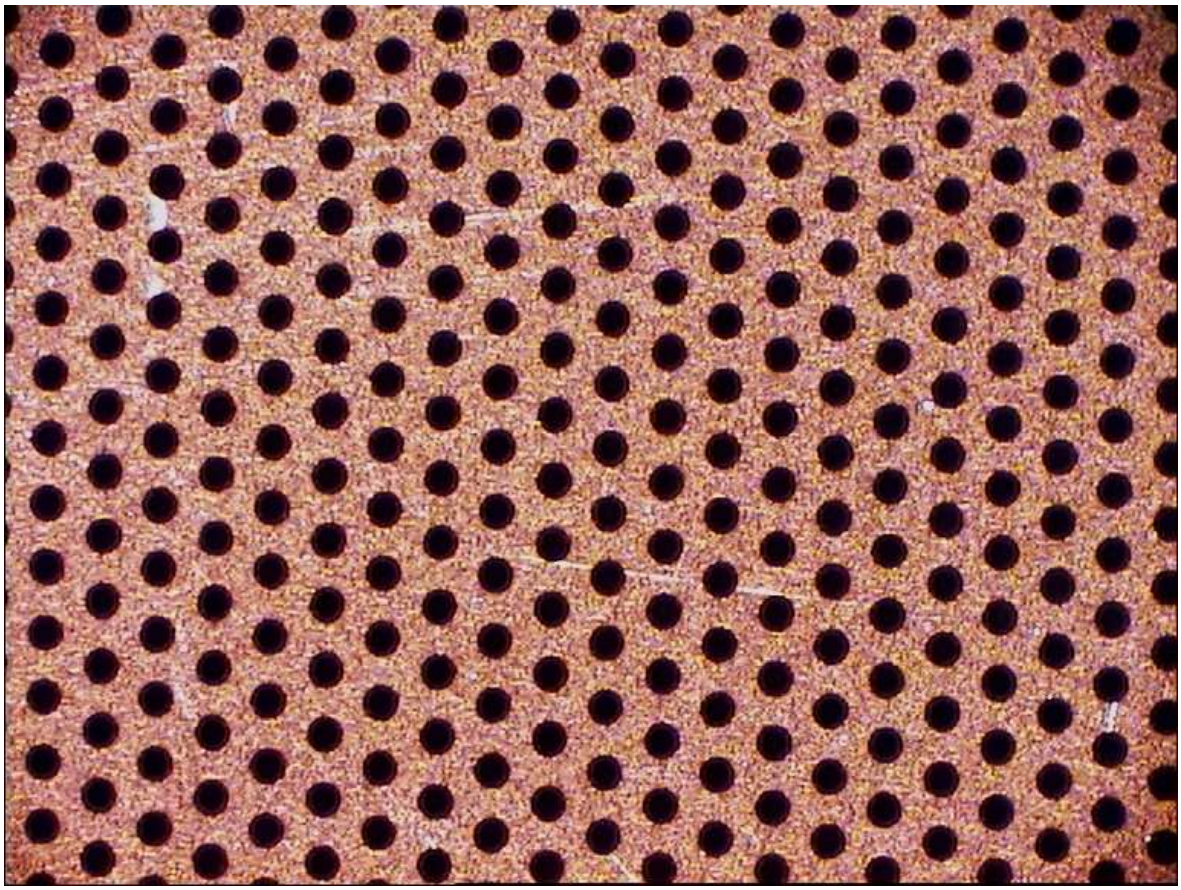

Abbildung 2.13: *Oberfläche einer GEM (50fache Vergrößerung, mit freundlicher Unterstützung von A. Imhof)*

2.7 Wahl des Gases für eine TPC

Wie schon in Abschnitt 2.4 angedeutet, spielt die Wahl des Gasgemisches eine wichtige Rolle beim Erzielen einer optimalen Leistungsfähigkeit des Detektors bezüglich der physikalischen Fragestellung. Neben den bereits erwähnten Diffusionskoeffizienten und der Driftgeschwindigkeit (Abschnitt 2.4), haben die Strahlungslänge X_0, das ist die Strecke nach der die Energie von geladenen Teilchen auf $\frac{1}{e}$ abgefallen ist, die Gesamtanzahl N_t der pro cm freigesetzten Elektronen und der totale Wirkungsquerschnitt für Neutronenstreuung σ_n Einfluß auf die Wahl der Gasmischung. Im folgenden werden einige Anforderungen vorgestellt, die an das Gasgemisch gestellt werden:

1. Der Wert von N_t sollte möglichst groß sein, um eine gute $\frac{dE}{dx}$ Auflösung zu gewährleisten.

2. Die Driftgeschwindigkeit v_{drift} sollte möglichst groß sein, um eine Anreicherung von Ladung im Driftvolumen zu vermeiden.

3. v_{drift} in Abhängigkeit des elektrischen Feldes E sollte ein Maximum bei einem möglichst kleinen elektrischen Feld E_{max}, dem Feld unter Betriebsbedingungen,

besitzen und um dieses Maximum möglichst flach sein, damit das System stabil gegenüber Variationen des Feldes ist.

4. Die verwendeten Gase sollten eine geringe Elektronegativtät besitzen, um die Anlagerung von Elektronen zu vermeiden.

5. Mögliche Verunreinigungen, wie z.B. Sauerstoff, sollten nur einen kleinen Einfluß auf die Messung haben.

6. Die Anzahl von H Atomen sollte minimiert werden, da sie einen großen Wirkungsquerschnitt für Neutronen besitzen.

Eine Übersicht, welche Gasgemische bei Experimenten eingesetzt wurden, kann man Tab. 2.2 entnehmen. In dieser Arbeit wird die auch für TESLA geplante Gasmischung 93% Ar, 5% CH_4 und 2% CO_2 verwendet [26]. Als Zählgas dient dabei Argon, während Methan und Kohlendioxid als Löschgas (*quencher*) verwendet werden. Die Abhängigkeit von Driftgeschwindigkeit, D_{long} und D_{trans} vom Driftfeld ist in den Abbildungen 2.14, 2.15 und 2.16 zu dargestellt.

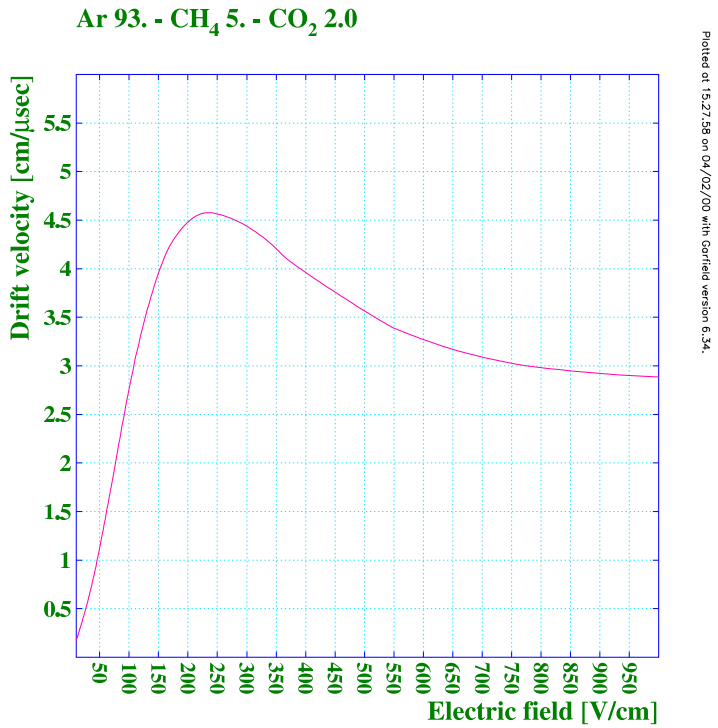

Abbildung 2.14: *Driftgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Driftfeldes für das TESLA Gasgemisch (Simulation von M. Gruwe)*

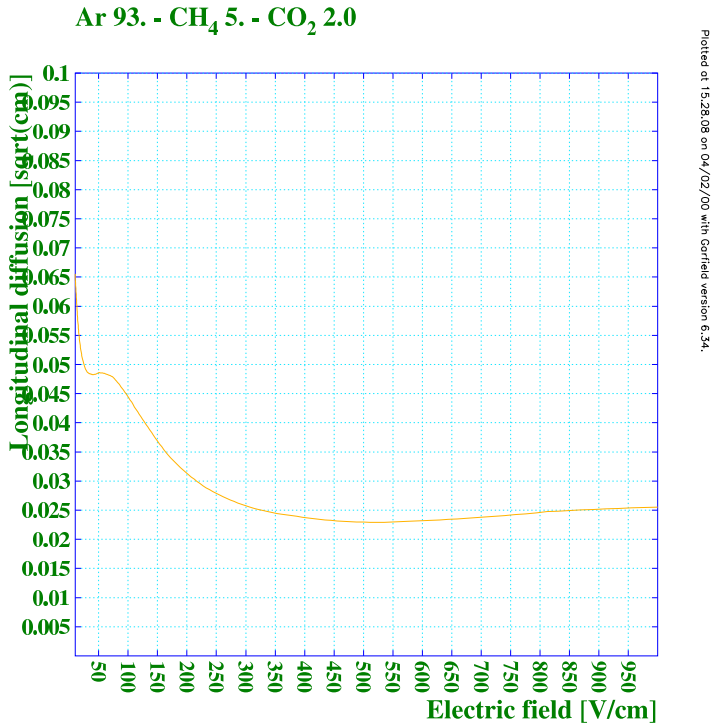

Abbildung 2.15: *D_{long} in Abhängigkeit des Driftfeldes für das TESLA Gasgemisch (Simulation von M. Gruwe)*

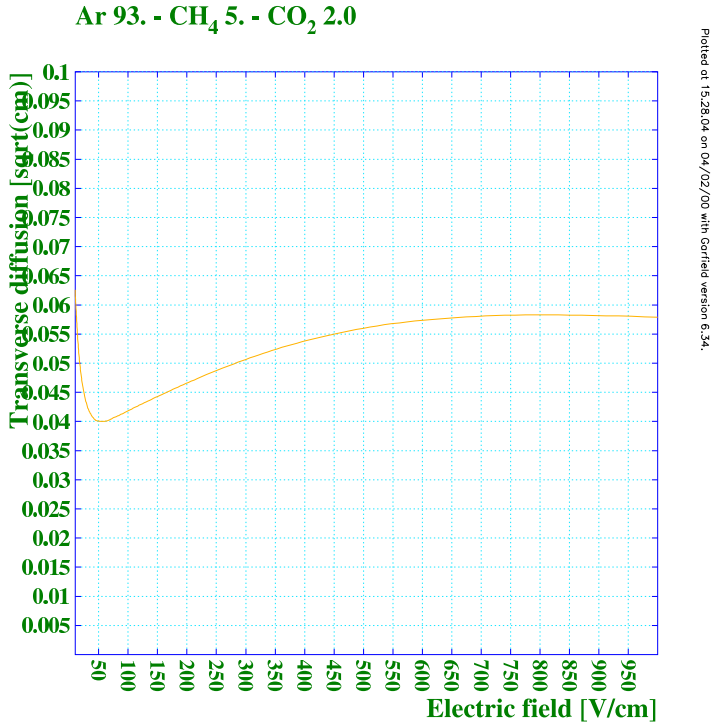

Abbildung 2.16: *D_{trans} in Abhängigkeit des Driftfeldes für das TESLA Gasgemisch (Simulation von M. Gruwe)*

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Da eine in Hamburg bereits vorhandene TPC (Abb. 3.1) aufgrund der verwendeteten Ausleseelektronik nicht für diese Messung geeignet war, war die Entwicklung eines geeigneten Versuchsaufbaus ein wichtiger Bestandteil dieser Diplomarbeit. Im folgenden wird zuerst kurz auf die Mini-TPC eingegangen, bevor die verwendeten Versuchsaufbauten vorgestellt werden. Abschließend wird kurz die verwendete Elektronik und die Strahlenquellen vorgestellt.

Abbildung 3.1: *TPC-Protyp in Hamburg*

3.1 Mini-TPC

Kernstück des Versuchsaufbaus ist die Mini-TPC, die aus einem 25x25x5 cm^3 großen Aluminiumkasten besteht, in dem der GEM-Turm aufgebaut ist. Abb. 3.2 zeigt die Mini-TPC im geöffneten Zustand. Der GEM-Turm setzt sich aus zwei kupferbeschichteten Platinen, die als Anode und Kathode dienen, und zwei GEMs zusammen. Der Aufbau des Turms ist schematisch in Abb. 3.3 dargestellt. Der Abstand sowohl zwi-

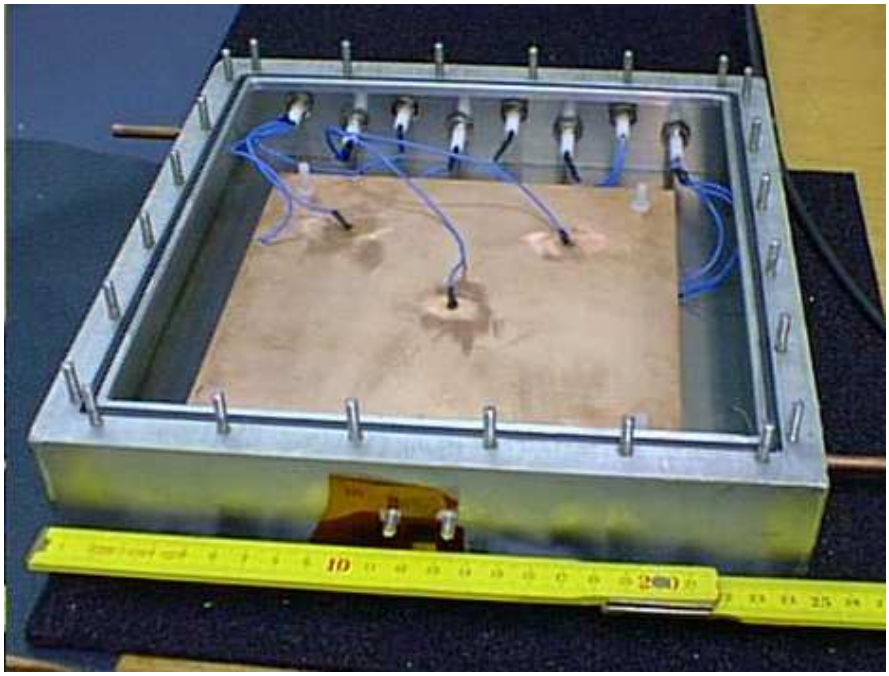

Abbildung 3.2: *Mini-TPC im geöffneten Zustand*

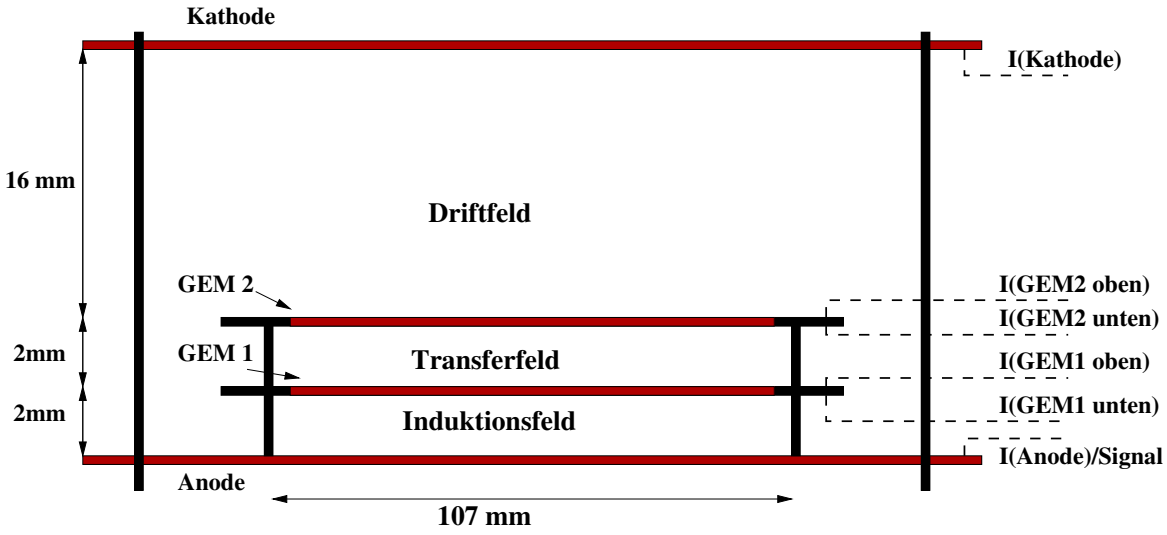

Abbildung 3.3: *Schematische Darstellung des GEM-Turms*

schen Anode und erster GEM, als auch zwischen den beiden GEMs beträgt 2 mm. Das Feld zwischen Anode und der unteren GEM heißt Induktionsfeld und das Feld zwischen den GEMs Transferfeld. Das Driftfeld erstreckt sich über 16 mm zwischen der oberen GEM und der Kathode. Die Abstände zwischen Anode und GEM 1 bzw. zwischen den GEMs sind im Vergleich zum Abstand zwischen GEM 2 und Kathode klein, um zu gewährleisten, daß die Ionisation des Gases vor allem im Driftvolumen stattfindet. Um ein möglichst homogenes elektrisches Feld zu erhalten, sind zudem die Flächen von Anode und Kathode groß im Vergleich zu den Ausleseflächen, die sich im der Mitte der jeweiligen Elektrode befinden. Um auch Messungen über längere Zeit machen zu können, wurde auf Stoffe verzichtet, die mit der Zeit ausgasen und somit das Gasgemisch verändern. Eine schematische Darstellung der Kammer in der Aufsicht ist in Abb. 3.4 zu sehen.

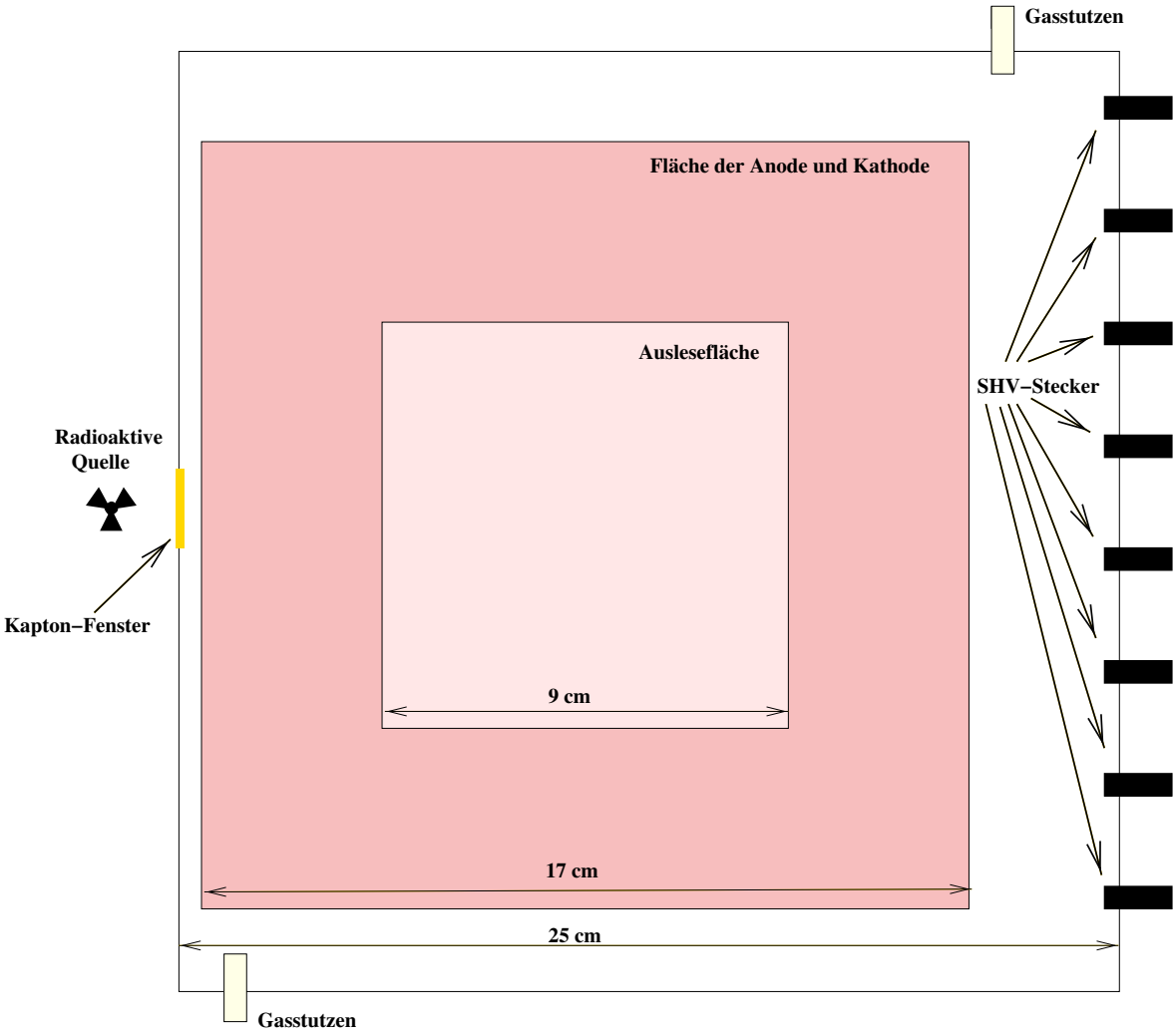

Abbildung 3.4: *Schematische Darstellung der Kammer (Aufsicht)*

Die Spannungsversorgung bzw. die Signalauslese erfolgt mittels 8 Hochspannungs-Steckern (SHV Steckern). Zwischen den SHV Steckern und den GEMs bzw. Elektroden wurden zur Begrenzung des maximalen Stromflußes bei Spannungsüberschlägen

jeweils 10 MΩ Widerstände eingebaut. Die Gasversorgung wird durch zwei diagonal gegenüberliegende Stutzen gewährleistet. Die ionisierende Strahlung wird seitlich durch eine mit Kapton abgeklebte, 8×13 mm^2 große Öffnung eingestrahlt. Dabei beträgt der Abstand zwischen Kaptonfenster und Anfang der Auslesefläche ca. 5 cm. Die verwendeten GEMs stammen von der GDD-Gruppe vom CERN. Der Lochabstand beträgt 140 μm, der äußere Durchmesser 80 μm und der innere 60 μm. Die Kaptonfolie hatte eine Dicke von 50 μm und auf beiden Seiten sind 5 μm Kupfer aufgebracht. Die verwendeten GEMs stimmen in ihrer Geometrie nicht mit den in Abschnitt 2.6.2 definierten Standard-GEMs überein.

3.2 Versuchsaufbauten

3.2.1 Spannungsversorgung und Signalauslese

Zum Testen der Kammer wurde zuerst ein Spektrum von ^{55}Fe aufgenommen und das Verhalten der Verstärkung bei Variation der elektrischen Felder und Spannungen untersucht. Dazu wurde der Detektor über einen Vorverstärker und einen Verstärker mit einer Viel-Kanal-Analysator-Karte verbunden. Parallel zur PC-Karte wurde zum Betrachten der Signale ein Oszilloskop geschaltet. Die Spannungsversorgung wurde anfänglich über einen Spannungsteiler realisiert. Mit dieser Schaltung wurden Spektren und die Variation der Verstärkung mit der angelegten Gesamtspannung gemessen. In der folgenden Phase wurde der Spannungsteiler entfernt und jede Oberfläche wurde separat mit einer Hochspannungs-Quelle (HV-Quelle) versorgt. Bei Variation aller Felder und Spannungen separat wurde das Verhalten der Verstärkung unter unterschiedlichen Einstellungen studiert.

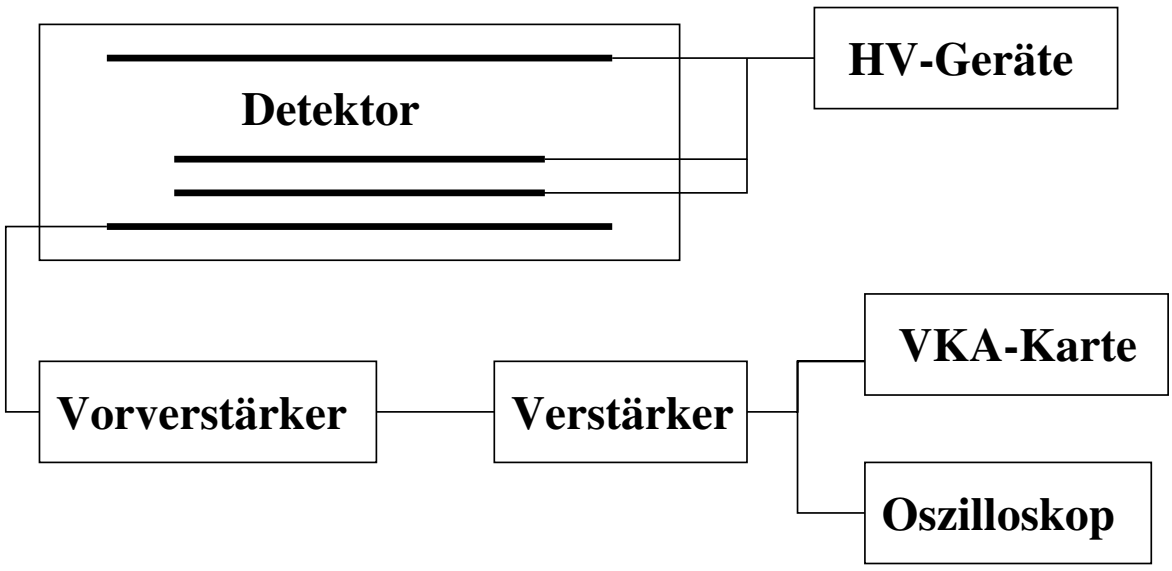

Abbildung 3.5: *Schaltung zur Spektroskopie und Messung der Verstärkung (VKA: Viel-Kanal-Analysator)*

3.2.2 Aufbau zur Messung der effektiven Verstärkung

Unter der effektiven Verstärkung versteht man das Verhältnis von an der Anode gemessener Ladung zur im Driftvolumen erzeugten Ladung. Zur Bestimmung der effektiven Verstärkung wurde zuerst ein Referenzmeßpunkt mittels Pulsgenerator und Pulskonverter aufgenommen. Die dabei ins Auslesesystem eingespeiste maximale Ladung ergibt sich aus der mittels eines Oszilloskops gemessenen Spannungsspitze U_{Pg} und der im Pulskonverter verwendeten Kapazität C_{Pk}.

$$Q_P = C_{Pk} \cdot U_{Pg} \tag{3.1}$$

Die Kapazität für den verwendeten Pulskonverter betrug 1 pF. Der Zusammenhang zwischen angesprochenen Kanal K_P und Q_P ist linear.

$$K_P = \alpha \cdot C_{Pk} \cdot U_{Pg} \tag{3.2}$$

Die Messung wurde danach mit der ^{55}Fe -Quelle und der Kammer durchgeführt. Nach [27, 28] ist die im Detektor deponierte Ladung Q_D gegeben durch (Abschnitt 3.3.2):

$$Q_D = \left(\frac{E \cdot e}{\epsilon}\right) \cdot G \tag{3.3}$$

G : effektive Verstärkung

Da lediglich die Ladung erzeugende Quelle ausgetauscht wurde, besteht zwischen angesprochenen Kanal und deponierter Ladung derselbe lineare Zusammenhang. Die Schaltung ist in Abb. 3.6 dargestellt. Die Spannungsversorgung wurde bei dieser Messung mittels Spannungsteiler realisiert.

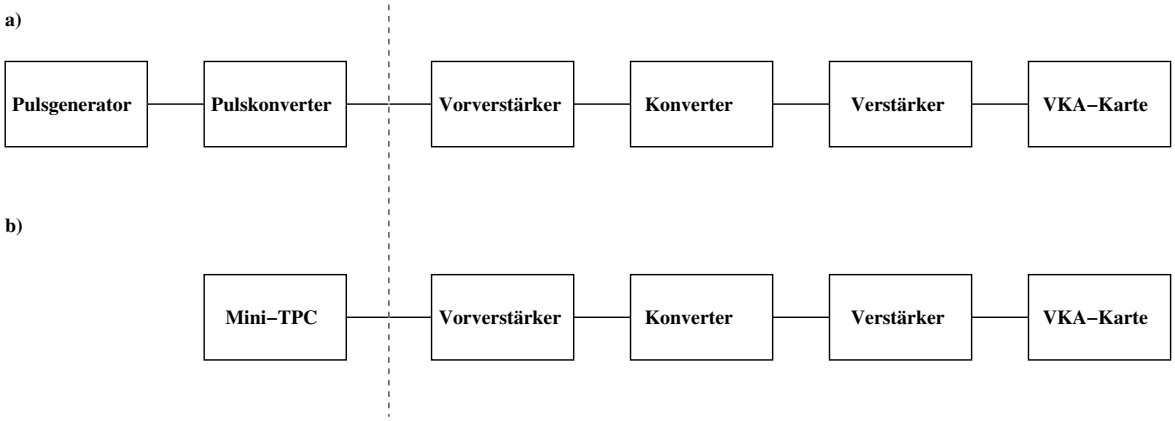

Abbildung 3.6: *a) Betrieb mit Pulsgenerator, b) Messung mit Detektor*

3.2.3 Signalauslese bei Messung des Ionen-Rückflusses

Zur Messung des Ionen-Rückflusses wurde die Viel-Kanal-Analysator-Karte und das Oszilloskop entfernt. Danach wurde zwischen den Oberflächen und der Spannungsversorgung bzw. der Erde ein Nanoamperemeter mit 6 Kanälen geschaltet um alle Ströeme (Abb. 3.3) gleichzeitig zu messen. Das entsprechende Schaltbild ist in Abb. 3.7 zu sehen.

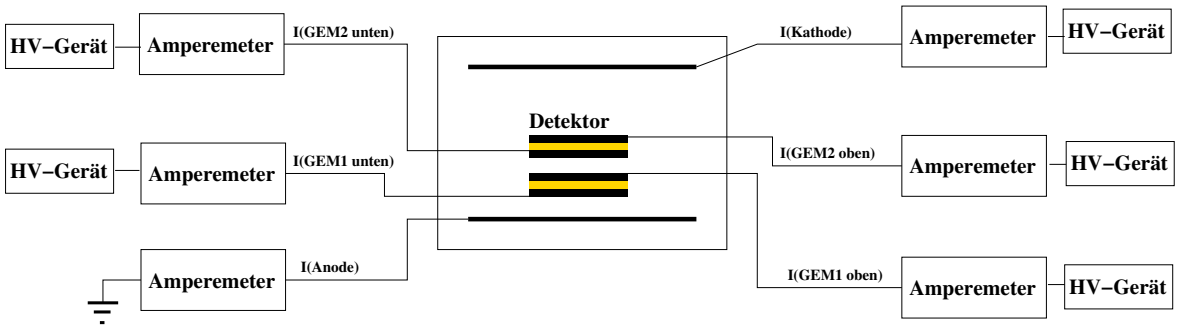

Abbildung 3.7: *Schaltung zur Messung des Ionen-Rückflusses*

3.3 Elektronik

3.3.1 Hochspannungsversorgung

Die Versorgung der Kammer mit Hochspannung wurde auf zwei unterschiedliche Arten realisiert. Aus Stabilitäts- bzw. Sicherheits- und Handhabungsgründen wurde die Spannungsversorgung anfänglich durch einen Spannungsteiler gewährleistet. Den entsprechenden Schaltplan kann man Abb. 3.8 entnehmen. Durch entsprechende Wahl der Widerstände R_i lassen sich die Felder und GEM-Spannungen einstellen. Vorteile dieser Betriebsweise sind die einfache Steuerung und die Vermeidung großer Spannungsdifferenzen, da alle Potentialflächen von einer HV-Quelle erzeugt werden. Ein großer Nachteil ist die relativ komplizierte Variation der Felder und Spannungen, die nur durch einen Austausch der Widerstände erreicht werden kann. Alternativ wurde die Kammer mit 5 HV-Kanälen betrieben, wobei die Spannungen auf den Oberflächen jeweils durch einen HV-Kanal erzeugt wurden. Mit dieser Schaltung wurde das Verhalten der Verstärkung bei Variation jeweils eines Parameters, wie z.B. eines Feldes oder einer Spannung, und der Ionen-Rückfluß untersucht. Die Gefahr bei dieser Betriebsweise liegt bei der kaskadenartigen Ausbreitung von Spannungsüberschlägen, falls ein Kanal ausfällt und es so zu einer großen Spannungsdifferenz kommen kann. Um dieses zu vermeiden, wurden alle Kanäle über die entsprechenden *Trip*-Ausgänge verbunden. Dadurch wird sichergestellt, daß im Falle eines hohen Stromflusses, alle Spannungen gleichzeitig runterreguliert werden. Als Hochspannungs-Quellen (HV Quellen) wurden das Model 1792N (0-10 kV/ 2 Kanäle) von Bertran, das NHQ203M (0-3 kV/ 2 Kanäle) von RISYS und für die Kathode das HIGHPAC A2K5-20HR (0-2,5 kV/ 1 Kanal) von Oltronix verwendet.

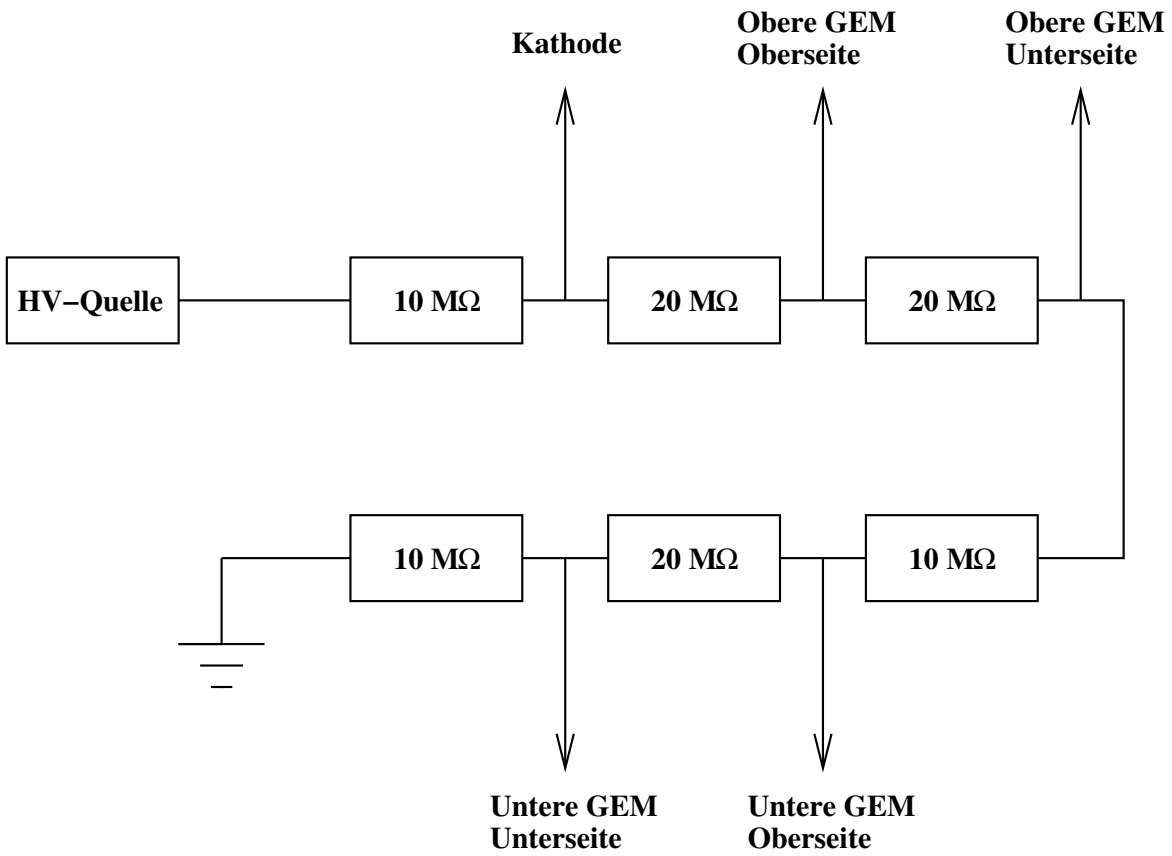

Abbildung 3.8: *Schaltplan bei Betrieb der Kammer mit dem Spannungsteiler*

3.3.2 Vorverstärker

Bei ladungsempfindlichen Vorverstärkern wird die Ladung über einen Rückkopplungskondensator integriert. Dieses führt dazu, daß die Verstärkung unabhängig von einer Änderung der Detektorkapazität ist und außerdem ist im Idealfall die Anstiegszeit des Ausgangssignals gleich der Pulsbreite des Detektorsignals. Die Ausgangsspannung des Vorverstärkers hat eine Amplitude V_0 und eine Abfallzeit τ_f, welche gegeben sind durch:

$$V_0 = \frac{Q_D}{C_f} \tag{3.4}$$

$$\tau_f = R_f \cdot C_f \tag{3.5}$$

Q_D : Ladung vom Detektor
C_f : Rückkopplungskondensator
R_f : Rückkopplungswiderstand

Für die vom Detektor kommende Ladung Q_D gilt im vorliegenden Fall:

$$Q_D = \frac{E \cdot e}{\epsilon} \cdot G \tag{3.6}$$

E : Energie der eingestrahlten Photonen
e : Elementarladung $e = 1,6 \times 10^{-19}$C
ϵ : Energie zur Erzeugung einen Elektron-Ion-Paares
G : Verstärkungsfaktor

Tabelle 3.1 zeigt die Werte für ϵ für die in diesem Versuch hauptsächlich verwendeten Materialien.

Gas	ϵ (eV)
Ar	26
CO_2	33
CH_4	28

Tabelle 3.1: *Benötigte Energien zur Erzeugung von Elektron-Ion-Paaren [7]*

Es wurde ein Ortec 142AH Vorverstärker verwendet [29]. Für die Messung der effektiven Verstärkung wurde zudem ein Vorverstärker vom ALEPH Experiment am LEP-Ring verwendet [30].

3.3.3 Verstärker

Für Pulshöhen-Spektroskopie eignet sich vor allem ein linearer Verstärker, dessen Hauptaufgabe die Verstärkung des Signals vom mV Bereich in den Bereich von 0,1 bis 10 V ist. Außerdem wird duch eine Kombination von Hoch- und Tiefpaß die Unterdrückung von hoch- und niederfrequenten Signalen erreicht. Dadurch wird das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis positiv beeinflußt. Den durchzulassenden Frequenzbereich läßt sich über die Wahl einer Zeitkonstante τ steuern. Für Gasdetektoren wird eine Zeitkonstante zwischen 2 und 10 μs empfohlen. Die Messung erfolgte bei $\tau = 4\ \mu s$. Als Verstärker wurde ein Canberra 2022 genommen, mit dem eine Verstärkung von 3 bis 3900 eingestellt werden konnte.

3.3.4 Viel-Kanal-Analysator-Karte

Zur Aufnahme des Pulshöhen-Spektrums wurde die VKA-Karte PCAII von der Firma Tennelec USA verwendet. Es konnten Pulse bis zu einer Höhe von ca. 1,54 V detektiert werden, die je nach Pulshöhe auf 2048 Kanäle verteilt wurden.

3.3.5 Oszilloskop

Zur Betrachtung der Signale wurde ein Oszilloskop TD 335 von Tektronix verwendet.

3.3.6 Pulsgenerator

Zur Kalibration der MCA-Karte sowie dem Testen der übrigen Elektronik wurde ein Präzisionspulser Modell BH-1 der Firma BNC verwendet. Dieser Puls-Generator er-

zeugt einen sehr genau definierten Puls, mit dem man die Eigenschaften der Ausleseelektronik sehr genau testen kann.

3.3.7 Pulskonverter

Da der Puls-Generator ein Spannungspuls erzeugt, während vom Detektor ein Ladungspuls freigesetzt wird, wird ein Pulskonverter verwendet um den Spannungspuls mittels Kondensatoren in einen Ladungspuls umzuwandeln. Eine schematische Ansicht des Schaltbilds ist in Abb. 3.9 zu sehen.

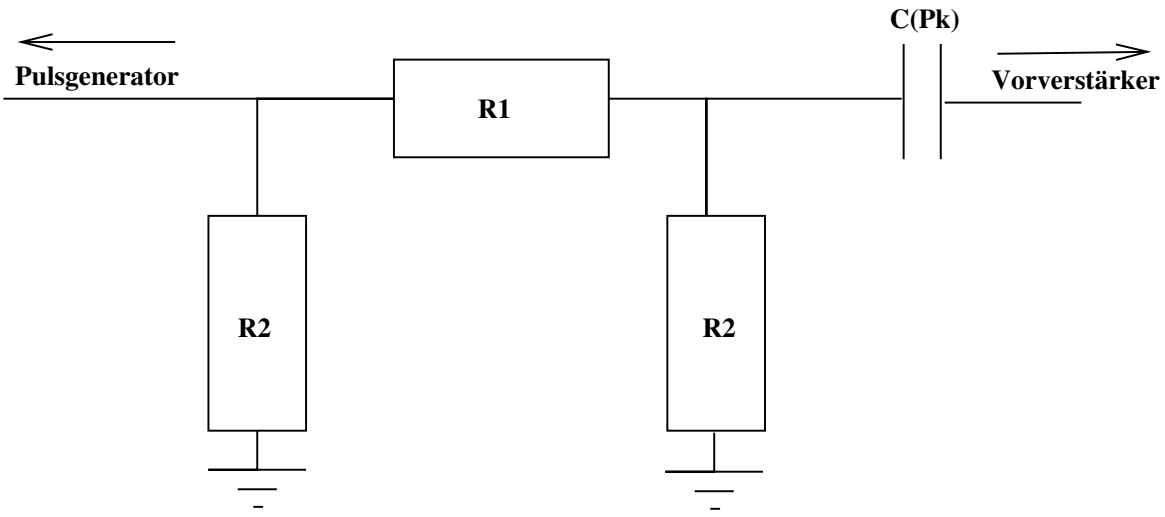

Abbildung 3.9: *Schematischer Schaltplan des Pulskonverters*

3.3.8 Differentiell-Unipolar-Konverter

Für die Messung der effektiven Verstärkung wurde der ALEPH-Vorverstärker verwendet, der als Ausgangssignal ein differentielles Signal verwendet [30]. Da die VKA-Karte als Eingangssignal nur unipolare Signale akzeptierte, wurde ein selbstgebauter Differentiell-Unipolar-Konverter verwendet.

3.3.9 Amperemeter

Zur Bestimmung des Ionen-Rückflusses ist die präzise Messung aller Ströme bei Hochspannung nötig. Die zu messende Stromstärke liegt im Bereich von einigen Nanoampere. Es wurden zwei verschiedennde Nanoamperemeter verwendet:

OPAL-Nanoamperemeter

Es stand ein Nanoamperemeter vom OPAL-Experiment am LEP-Ring zur Verfügung (Abb. 3.10). Mit diesem ist es möglich Ströme im Bereich von -50 bis 150 nA bei bis zu 2,5 kV zu messen. Das Gerät besitzt 8 HV-Eingänge, die sich auf ingesamt 72 Kanäle verteilen. Die 8 Eingänge werden mit *Slot* 1 bis *Slot* 6, *BIAS IN* und

BIAS OUT bezeichnet. Für die Messung wurden lediglich 6 HV-Eingänge verwendet. Die gemessenen Ströme werden intern in Frequenzen umgewandelt, die anschließend ausgelesen werden können. Die Auslese des Geräts erfolgte über einen integrierten Frequenz-zu-Spannungs-Konverter mittels eines Multimeters [31].

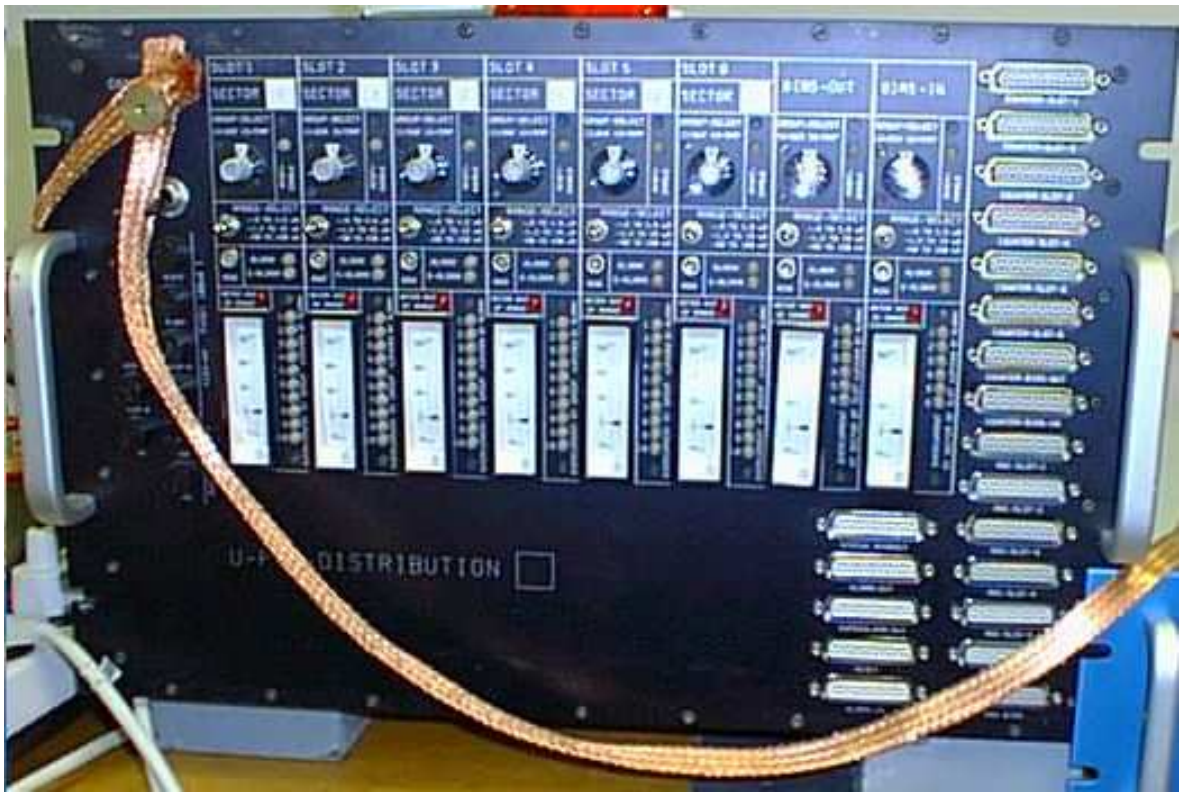

Abbildung 3.10: *Das OPAL-Nanoamperemeter*

Keithley

Zur Kalibrierung des OPAL-Nanoamperemeters wurde zudem ein Keithley 6514 verwendet.

3.4 Strahlungsquellen

3.4.1 ^{55}Fe

Als ionisierende Quelle wurde hauptsächlich ^{55}Fe verwendet. Dabei handelt es sich um einen γ-Strahler mit einem diskreten Energiespektrum und einer Halbwertszeit von 2,73 Jahren [6]. Die Zerfallsgleichung für den zugrundeliegenden Prozeß lautet:

$$^{55}\mathrm{Fe} + e^- \rightarrow ^{54}\mathrm{Mn} + \nu_\mathrm{e} \tag{3.7}$$

Die γ Strahlung wird nach dem Elektroneneinfang emittiert, wenn die angeregten Manganatome in den Grundzustand übergehen. Die Energie der freigesetzten Photonen beträgt überwiegend 5,9 keV. Die Aktivität der Quelle betrug $\approx$ 3 MBq. In Argon wird

ein weiterer *Peak* bei 3,0 keV beobachtet, da Photonen von 2,9 keV eine große Reichweite in Argon haben und somit dem Detektor entkommen können. Das Zerfallsschema und das Spektrum in Argon ist im Anhang B detaillierter dargestellt.

3.4.2 ^{90}Sr

Zu Vergleichszwecken und zur Messung des Ionen-Rückflusses wurde eine ^{90}Sr Quelle verwendet. Bei dem Spektrum handelt es sich um die Überlagerung zweier kontinuierlicher β-Spektren mit einer maximalen Energie von 0,546 MeV bzw. 2,283 MeV. Die verwendete Quelle hatte eine Aktivität von $\approx$ 7 MBq. Die Zerfallsgleichungen lauten:

$$^{90}\mathrm{Sr} \rightarrow ^{90}\mathrm{Y} + \mathrm{e}^- + \nu_\mathrm{e} \tag{3.8}$$

$$^{90}\mathrm{Y} \rightarrow ^{90}\mathrm{Zr} + \mathrm{e}^- + \nu_\mathrm{e} \tag{3.9}$$

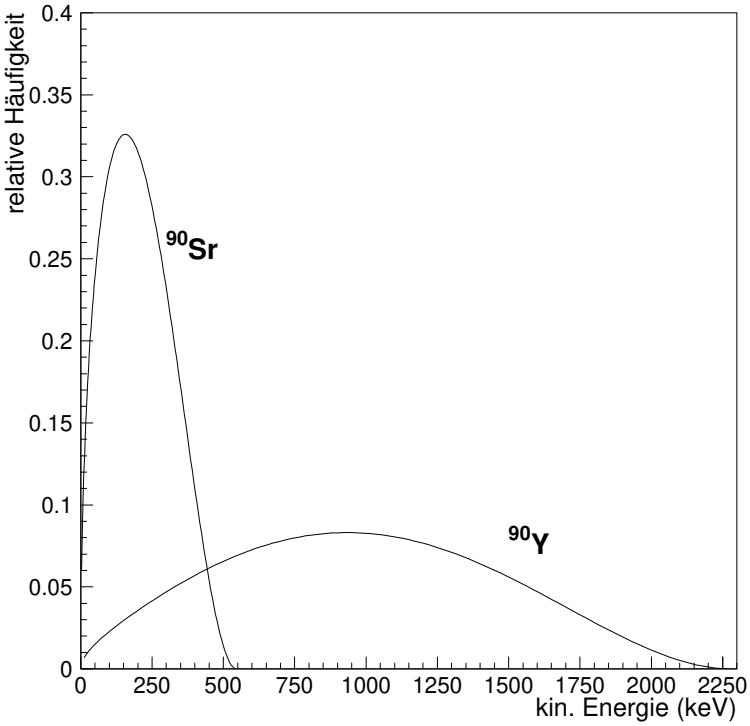

Abbildung 3.11: *Theoretisches ^{90}Sr -Spektrum [32]*

Kapitel 4

Messung und Auswertung

Die Messung gliedert sich in mehere Bereiche. Vorbereitende Messungen, die Messung des Spektrums von ^{55}Fe bzw. ^{90}Sr , die Messungen der Verstärkung und der relativen Energieauflösung und die Messung des Ionen-Rückflusses.

4.1 Vorbereitende Messungen

Bevor Spektren von ^{55}Fe und ^{90}Sr aufgenommen und das Verhalten der Verstärkung und der relativen Energieauflösung bzw. der Ionen-Rückfluß untersucht werden konnten, waren einige vorbereitende Messungen nötig. Die VKA-Karte mußte kalibriert und der Einfluß des Rauschens auf das Spektrum untersucht werden. Sofern nicht explizit angeben, wurden die Standardeinstellungen verwendet, nach denen die Feldstärke des Induktions- und des Transferfeldes 1 kV/cm und die des Driftfeldes 250 V/cm betrug. Die GEM-Spannungen betrugen 400 V. Für die Messung des Ionen-Rückflusses mußte zudem das Nanoamperemeter kalibriert werden.

4.1.1 Nullpunktsbestimmung der VKA-Karte

Zuerst wurde als vorbereitende Messung überprüft, ob die Karte der Gleichung:

$$P_H = a \cdot K_{Nr} + b \tag{4.1}$$

gehorcht. Dabei ist a der Proportionalitätsfaktor zwischen Pulshöhe P_H (in beliebigen Einheiten) und Kanal K_{Nr} und b der *Offset*. Für die Messung wurde der Pulsgenerator anfangs direkt mit der VKA-Karte und dem parallel geschalteten Oszilloskops verbunden, so daß gleichzeitig die Pulshöhe am Oszilloskop und der angesprochene Kanal gemessen werden konnten. Diese Weise der Kalibration ist jedoch problematisch, da ein *Offset* im Oszilloskop das Ergebnis verfälscht. Deshalb wurde eine feste Pulshöhe am Pulsgenerator eingestellt und mit dem eingebauten Abschwächer auf 50%, 20% und 10% des Anfangssignals abgeschwächt. Die so gewonnene Nullpunktsverschiebung liefert zufriedenstellende Ergebnisse. Die Parameter a und b wurden zu den folgenden Werten bestimmt:

$$a = (0,0004746 \ \pm \ 0,0000003) \text{ Kanal}^{-1} \tag{4.2}$$

$$b = 0,0397 \pm 0,0004 \tag{4.3}$$

Dabei wurde die Pulshöhe des unabgeschwächten Signals gleich 1 gesetzt. Die Fehler ergaben sich aus der linearen Regression. Die Nullpunktsverschiebung N_0, um welche die Daten korrigiert werden müssen, ergibt sich aus

$$N_0 = \frac{b}{a} \tag{4.4}$$

$$\Downarrow$$

$$N_0 = (-83.3 \pm 0,8)\ \text{Kanal} \tag{4.5}$$

Der Fehler wurde mittels Fehlerfortpflanzung aus Gl. 4.2 und Gl. 4.3 berechnet. Die Daten sind in Abb. 4.1 graphisch dargestellt.

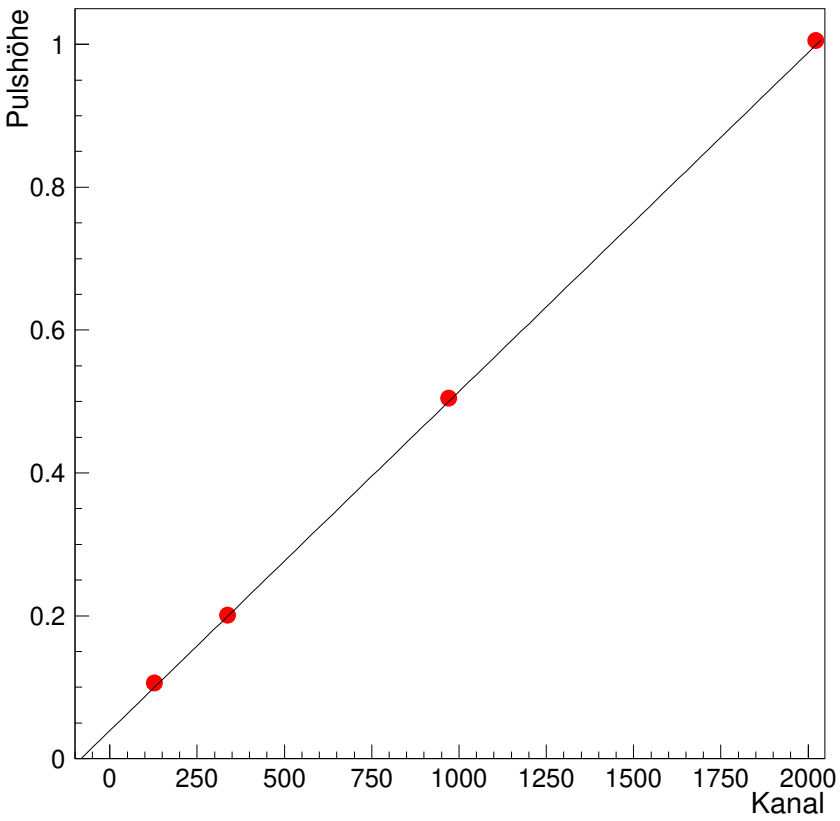

Abbildung 4.1: *Graphische Darstellung der Nullpunktsbestimmung*

4.1.2 Kalibration des OPAL-Nanoamperemeters

Es mußte eine Kalibration der einzelnen Kanäle durchgeführt werden. Dazu wurde das werksseitig kalibrierte Nanoamperemeter Keithley 6514 in Reihe mit jeweils einem Kanal des OPAL-Nanoamperemeters geschaltet und der anhand des Keithley gemessene Strom und die mittels eines Multimeters festgestellte Spannung vom im Gerät integrierten Frequenz-zu-Spannungs-Konverter notiert. Die Ergebnisse für die verwendeten Kanäle sind in Abb. 4.2 dargestellt. Man erkennt den linearen Zusammenhang zwischen Anzeige und Strom. Die entsprechenden Ausgleichsgeraden für die einzelnen Kanäle werden durch die folgende Funktion beschrieben:

$$I = \alpha_i \cdot U + \beta_i \tag{4.6}$$

I : gemessene Stromstärke (nA)
U : Spannung am Multimeter (V)

Die Werte für α_i und β_i für die einzelnen Kanäle sind in Tab. 4.1 dargestellt. Die Fehler sind der Anpassung entnommen worden.

Kanal	$\alpha_i \left(\frac{nA}{V}\right)$	$\sigma_{\alpha_i} \left(\frac{nA}{V}\right)$	$\beta_i \left(nA\right)$	$\sigma_{\beta_i} \left(nA\right)$
Slot 1	57,34	± 0,06	8,37	± 0,02
Slot 2	57,78	± 0,05	3,65	± 0,02
Slot 3	57,50	± 0,07	2,97	± 0,02
Slot 4	56,98	± 0,06	− 5,77	± 0,02
BIAS IN	58,14	± 0,06	1,68	± 0,02
BIAS OUT	57,84	± 0,04	− 2,58	± 0,01

Tabelle 4.1: *Ergebnisse der Parameter für die Kalibration des OPAL-Nanoamperemeters*

4.2 Spektroskopie

4.2.1 ^{55}Fe -Spektrum und Rauschen

Um den Einfluß des Rauschens auf das Signal zu untersuchen, wurden Pulshöhenspektren mit und ohne Fe^{55} Quelle aufgenommen und die Differenz der beiden gebildet. Dazu wurde die Kurve für das Rauschen in der Art skaliert, daß sie die Kurve von Signal und Rauschen tangiert und nicht schneidet. Die entsprechenden, um die Nullpunktsverschiebung korrigierten Kurven sind in Abb. 4.3 zu sehen. Da Rauschen und Signal gut getrennt sind, wie man daran erkennt, daß das Maximum und die Breite des *Peaks* durch die Korrektur kaum verändert wird, wird bei den weiteren Messungen auf eine Reduktion des Signals um das Rauschen verzichtet. Dieses Vereinfachung hat fast keinen Einfluß auf die Ergebnisse der Verstärkung und nur einen kleinen negativen Effekt auf die Messung der Energieauflösung. Der bei der höheren Kanalnummer liegende *Peak*, ist der sogenannte *Photopeak*, der durch die Photonen von 5,9 keV erzeugt

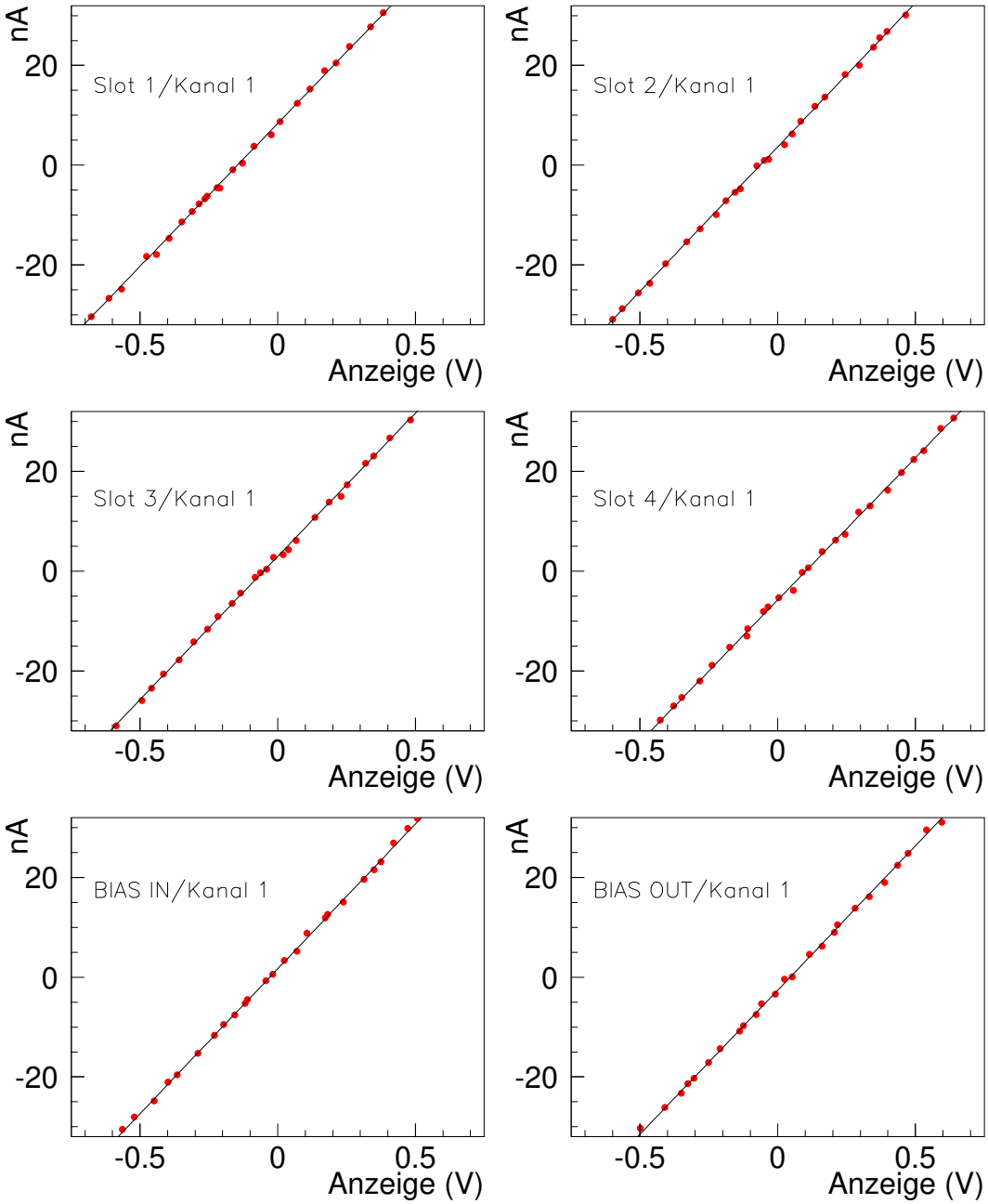

Abbildung 4.2: *Kalibrationskurven des OPAL-Nanoamperemeters*

wird. Der etwa bei der Hälfte liegende *Peak* ist der sogenannte *Escapepeak*, mit einer Energie von 3,0 keV, bei dem ein Photon mit einer Energie von 2,9 keV dem Detektor entkommt. Das Spektrum von ^{55}Fe wird in Anhang B näher erläutert.

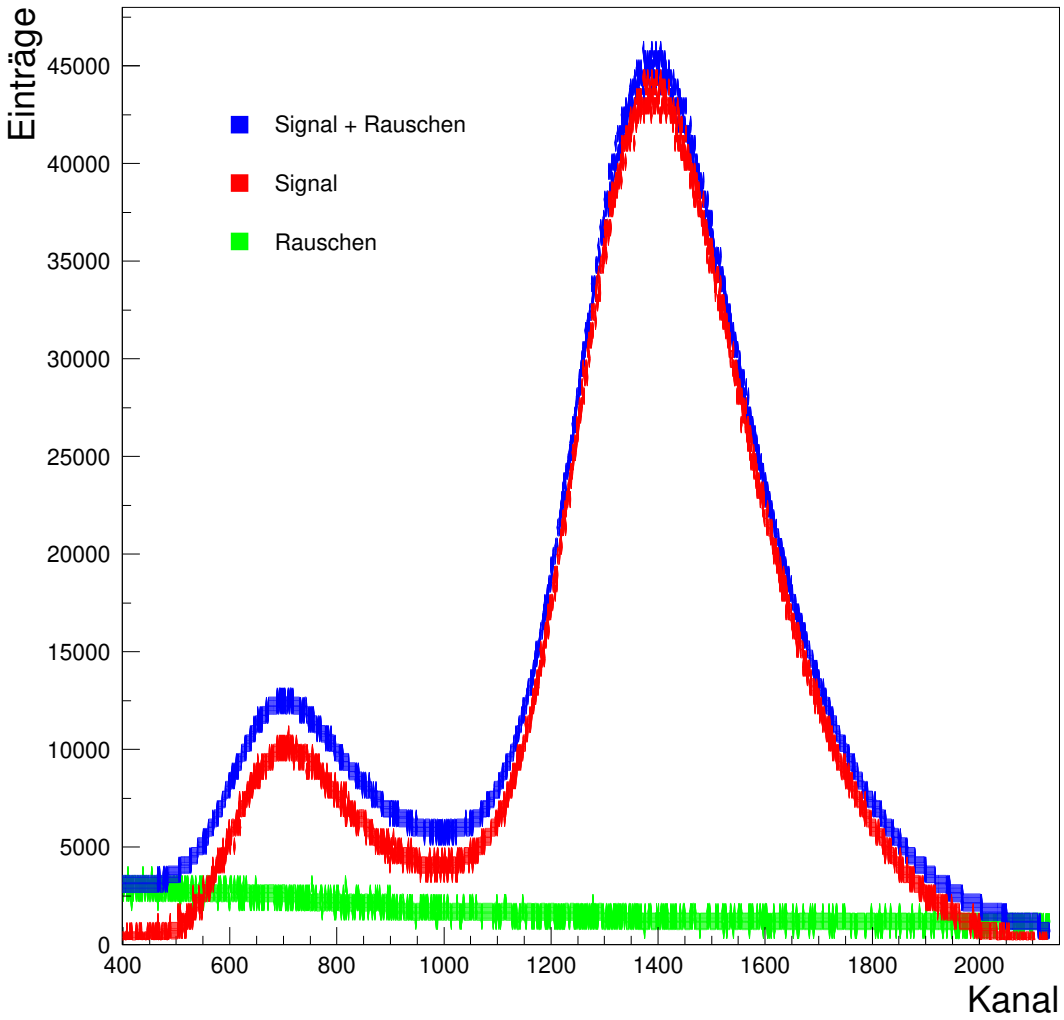

Abbildung 4.3: *^{55}Fe Spektrum und Rauschen*

4.2.2 ^{90}Sr -Spektrum

Abb. 4.4 zeigt das aufgenommene ^{90}Sr -Spektrum. Deutlich ist ein *Peak* zu erkennen. Allerdings wird nicht, wie nach dem Zerfallschema von ^{90}Sr (Abschnitt 3.4.2) zu erwarten, ein zweiter *Peak* beobachtet. Es nach dem Verlauf des Spektrums ist zu vermuten, daß der *Peak* von den Elektronen mit einer maximalen Energie von 0,546 MeV im Rauschen verschwindet. Der beobachtete *Peak* rührt demnach von den e^- des ^{90}Y Zerfalls her. Die entsprechenden e^- haben eine maximale Energie von 2,283 MeV. Das Spektrum füllt den gesamten verfügbaren Meßbereich aus, so daß es bei der Aufnahme des ^{90}Sr -Spektrums keine Kanäle gibt, in denen nur das Rauschen zur aufgenommenen Kurve beiträgt. Aus diesem Grund war eine Reduktion um das Rauschen, wie beim ^{55}Fe -Spektrum geschehen, nicht möglich.

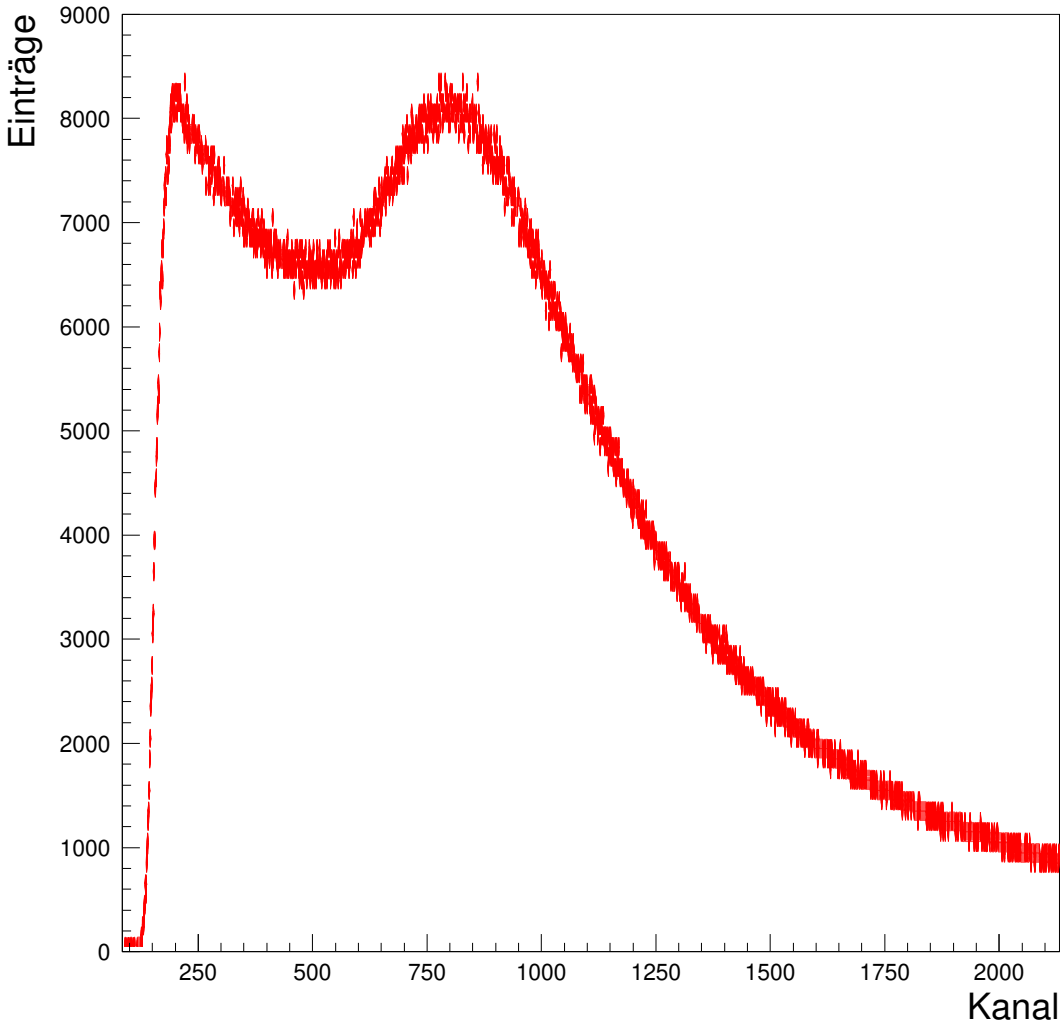

Abbildung 4.4: ^{90}Sr *Spektrum*

4.3 Verstärkung und relative Energieauflösung

Zur Erlangung der Meßdaten wurde an den *Photopeak* und soweit möglich in den *Escapepeak* des ^{55}Fe -Spektrums eine Gaußkurve angepaßt und Mittelwert und Standardabweichung festgehalten. Um die Ergebnisse von *Photo-* und *Escapepeak* besser vergleichen zu können und ein Maß für die Verstärkung zu haben, wurde der um die Nullpunktsverschiebung korrigierte Mittelwert durch die Energie in keV dividiert. Dieses Maß für die Verstärkung wird im folgenden abkürzend mit Verstärkung bezeichnet. Mit der in Abschnitt 4.3.10 angegebenen effektiven Verstärkung ist der in Abschnitt 3.2.2 definierte Begriff gemeint. Für den *Photopeak* wurde 5,9 keV angenommen und für den *Escapepeak* 3,0 keV. Zur Messung der relativen Energieauflösung wurde die

volle Halbwertsbreite (FWHM) durch den korrigierten Mittelwert dividiert. Da der Einfluß des Rauschens beim *Escapepeak* größer ist, und vor allem die Breite des *Peaks* beeinflußt, wurde die relative Energieauflösung nur anhand des *Photopeaks* bestimmt.

4.3.1 Messung mit Spannungsteiler

Zuerst wurde die Abhängigkeit der Verstärkung von der angelegten Gesamtspannung untersucht. Abb. 4.5 zeigt den Verlauf. Auf der x-Achse wurde die Spannung über den GEMs und auf der y-Achse die in Abschnitt 4.3 definierte Verstärkung in [Kanal/keV] aufgetragen. Die an den Spannungsteiler angelegte Gesamtspannung beträgt jeweils das 4,5fache der angegebenen GEM-Spannung. Man erkennt deutlich den exponentiellen Zusammenhang zwischen Verstärkung und Spannung. Die Ausgleichskurve wurde anhand der Daten des *Photopeaks* berechnet und ist gegeben durch:

$$G = 10^{\alpha \cdot U_{GEM} + \beta} \, \frac{Kanal}{KeV} \tag{4.7}$$

Die Werte für α und β ergeben sich zu:

$$\alpha = (0,0224 \pm 0,0004) \, \frac{1}{V} \tag{4.8}$$

$$\beta = -7,1 \pm 0,2 \tag{4.9}$$

Sie wird bei der Abschätzung des Fehlers der Verstärkung verwendet (Abschnitt 4.5). Die Fehlerbalken in Abb. 4.5 liegen, wie bei allen übrigen Meßreihen, meistens innerhalb der Meßpunkte.

4.3.2 Induktionsfeld

Bei der Messung von Verstärkung und relativer Energieauflösung in Abhängigkeit des Induktionsfeldes, wie auch bei allen weiteren Messungen, wurde die Hochspannungsversorgung durch fünf unabhängige HV-Quellen gewährleistet. Abb. 4.6 zeigt die Verstärkung und die relative Energieauflösung in Abhängigkeit des Induktionsfeldes. Es ist ein linearer Verlauf zwischen Verstärkung und Feldstärke zu erkennen, der nach [25] auch erwartet wird. Außerdem fällt die gute Übereinstimmung zwischen den anhand des *Photopeaks* und des *Escapepeaks* gewonnenen Daten auf. Die relative Energieauflösung ist, abgesehen von sehr kleinen Induktionsfeldern, bei denen ein großer Teil der Elektronen auf der Unterseite von GEM 1 absorbiert, konstant bei ca. 29 %. Ab Feldstärken von ca. 1200 V/cm waren Spannungsüberschläge in großer Zahl zu beobachten, so daß es nicht möglich war bei Feldstärken über 1400 V/cm zu messen. Diese Spannungsüberschläge sind vermutlich auch für die Abweichung vom linearen Verlauf der Kurve verantwortlich. Das nur bei Feldstärken bis zu 1400 V/cm gemessen werden konnte, widerspricht scheinbar den Meßergebnissen aus [20], läßt sich jedoch auf die unterschiedlichen Gasgemische zurückführen. Bei Messungen mit Ar:CO_2 im Verhältnis 70:30 konnte das Induktionsfeld bei Feldstärken von 2500 V/cm betrieben werden, ohne das Funken auftraten. Die Ausgleichsgerade ist gegeben durch:

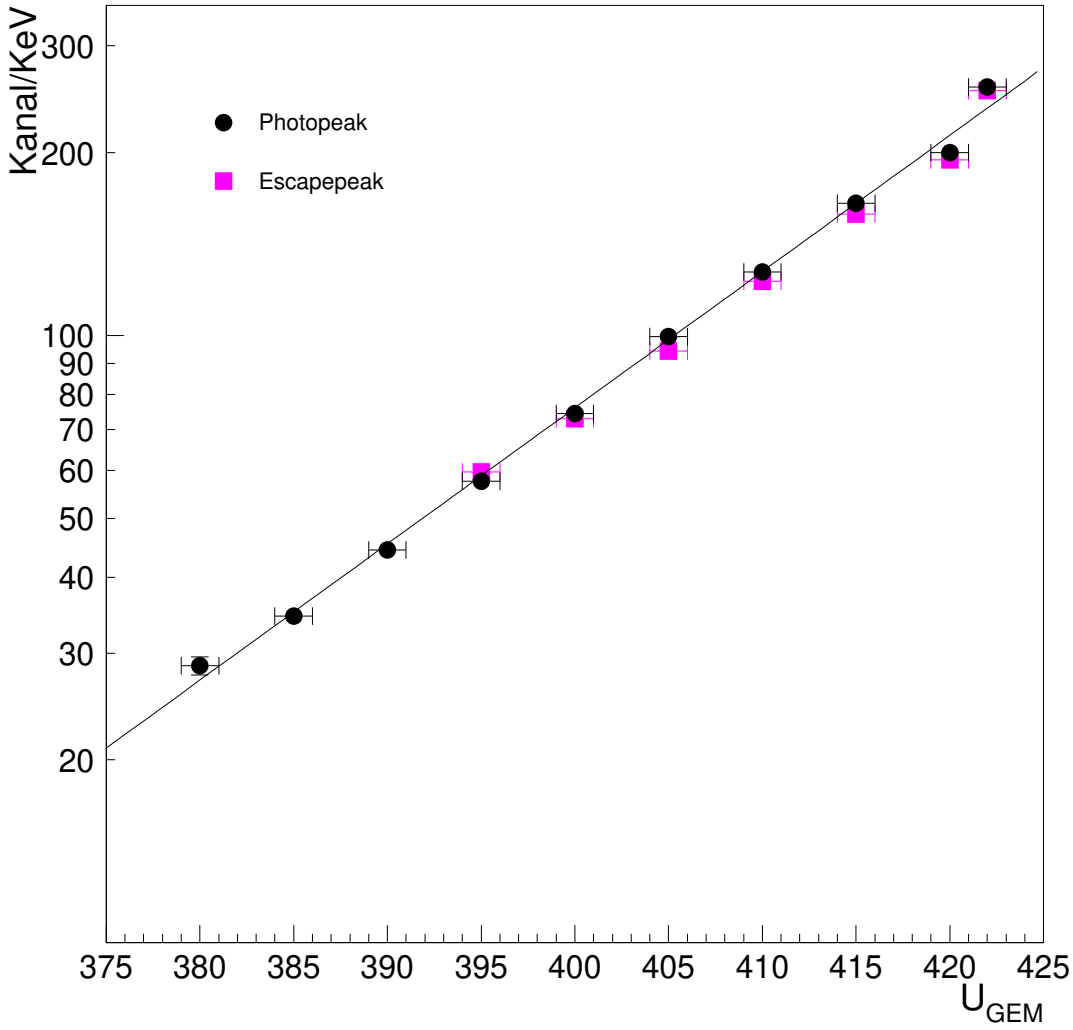

Abbildung 4.5: *Verhalten der Verstärkung bei Variation der Gesamtspannung*

$$G = \alpha_{Ind} \cdot \ E_{Ind} + \beta_{Ind} \tag{4.10}$$

Als Ergebnis der Anpassung bestimmen sich die Werte von α_{Ind} und β_{Ind} zu:

$$\alpha \ = \ (0,1371 \ \pm \ 0,004) \ \frac{cm \cdot Kanal}{V \cdot keV} \tag{4.11}$$

$$\beta \ = \ (28,7 \ \pm \ 2,5) \ \frac{Kanal}{keV} \tag{4.12}$$

Aufgrund der guten Übereinstimmung der Meßdaten für *Photo-* und *Escapepeak* wurden nur die Daten des *Photopeaks* von 100 bis 1100 V/cm für die Feldstärke des Induktionsfeldes zu Grunde gelegt für die Anpassung. Die Abschätzung der Fehler wird in

Abschnitt 4.5.1 behandelt. Die relative Energieauflösung wurde dabei, wie auch bei den folgenden Messungen, nach Gl. 2.15 berechnet.

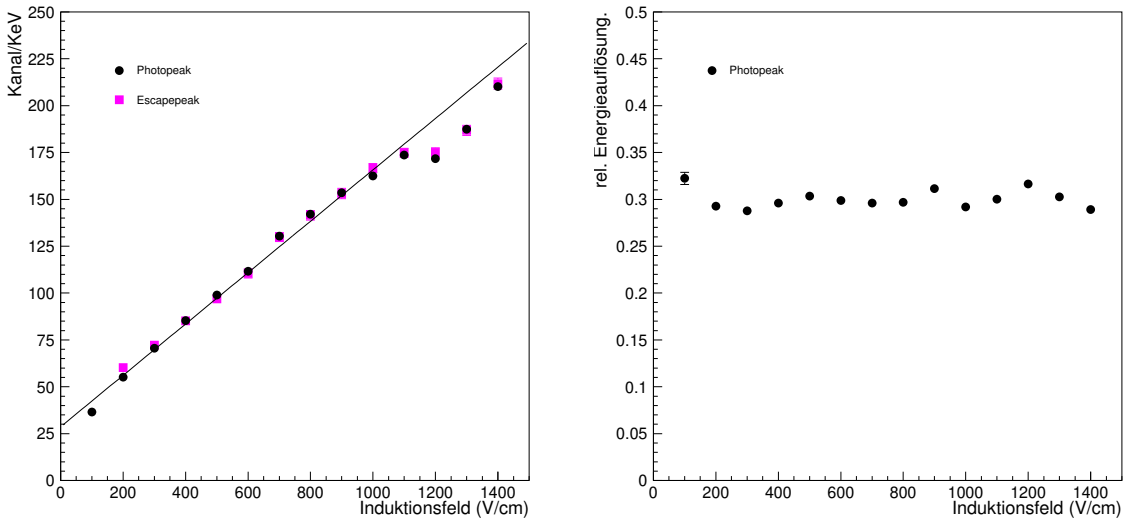

Abbildung 4.6: *Verhalten von Verstärkung und relativer Energieauflösung in Abhängigkeit vom Induktionsfeld. Die Fehlerbalken liegen meistens innerhalb der Meßpunkte.*

4.3.3 Transferfeld

Die Abhängigkeit der Verstärkung und der relativen Energieauflösung vom Transferfeld ist in Abb. 4.7 dargestellt. Bis 1600 V/cm ist ein linearer, erwarteter Verlauf festzustellen, der sich durch die Funktion

$$G = \alpha_{Tra} \cdot \ E_{Tra} + \beta_{Tra} \tag{4.13}$$

beschreiben läßt. Die Werte von α_{Tra} und β_{Tra} ergeben sich zu:

$$\alpha \ = \ (0,110 \ \pm \ 0,002) \ \frac{cm \cdot Kanal}{V \cdot keV} \tag{4.14}$$

$$\beta \ = \ (24,4 \ \pm \ 1,6) \ \frac{Kanal}{keV} \tag{4.15}$$

Bei höheren Feldstärken waren Spannungsüberschläge und relativ hohe Ströme auf den GEMs zu beobachten, die vermutlich für den Verlauf der Kurve über 1600 V/cm verantwortlich sind. Für die Ausgleichskurve wurden die Daten des *Photopeaks* im Bereich der Feldstärke von 100 bis 1600 V/cm verwendet. Wie beim Induktionsfeld ist bei der relativen Energieauflösung eine Verschlechterung bei sehr kleinen Feldstärken zu beobachten. Eine Erklärung für das sprunghafte Verhalten bei höheren Feldstärken kann nicht gegeben werden.

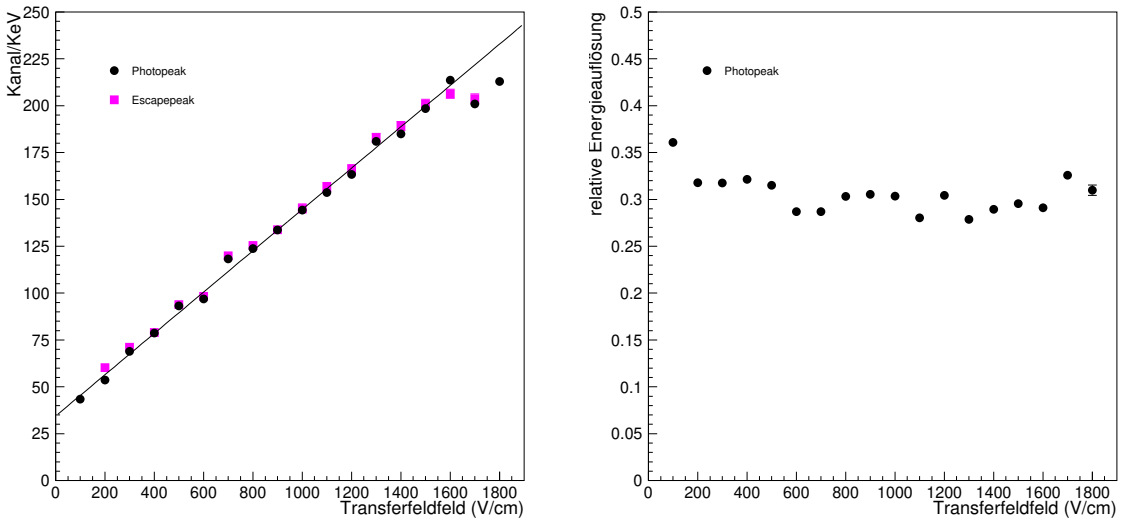

Abbildung 4.7: *Verhalten von Verstärkung und relativer Energieauflösung in Abhängigkeit vom Transferfeld. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Meßpunkte.*

4.3.4 Vergleich der Variation des Induktions- und Transferfeldes

Anhand Abb. 4.8 läßt sich gut erkennen, das Induktions- und Transferfeld einen ähnlich großen Einfluß auf den Verstärkung haben. Auch das Verhalten bezüglich der relativen Energieauflösung stimmt gut überein. Die kleineren Abweichungen lassen sich auf unterschiedliche Feldstärken der benachbarten Felder zurückführen, die nach [33] Einfluß auf die Verstärkung haben. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus [25] zeigt, daß bei dem TPC Prototyp in Hamburg zu höheren Feldern gegangen werden konnte. Der Betrieb erfolgte allerdings mittels Spannungsteiler und anderen GEMs. Es ist jedoch auch bei der Messung ein linearer Zusammenhang zwischen Feldstärke und Verstärkung zu beobachten.

4.3.5 Driftfeld

Die Verstärkung und die relative Energieauflösung variieren stark mit dem Driftfeld (Abb. 4.9). Bei sehr kleinen Feldstärken fällt scheinbar die Verstärkung stark ab und auch die relative Energieauflösung verschlechtert sich deutlich. Dieses Verhalten läßt sich dadurch erklären, daß bei geringen Feldstärken die statistische Diffusion eine immer größere Rolle spielt, was dazu führt, daß ein immer kleiner werdender Anteil der Primärelektronen in Richtung der Anode driftet bzw. aufgrund des geringen Driftfeldes nicht in die Löcher driften, sondern auf der Oberfläche der GEM absorbiert werden. Bei hohen Feldstärken tritt ein Sättigungseffekt in Erscheinung. Dieses läßt sich dadurch erklären, daß alle im Driftvolumen freigesetzten Elektronen in Richtung Anode driften.

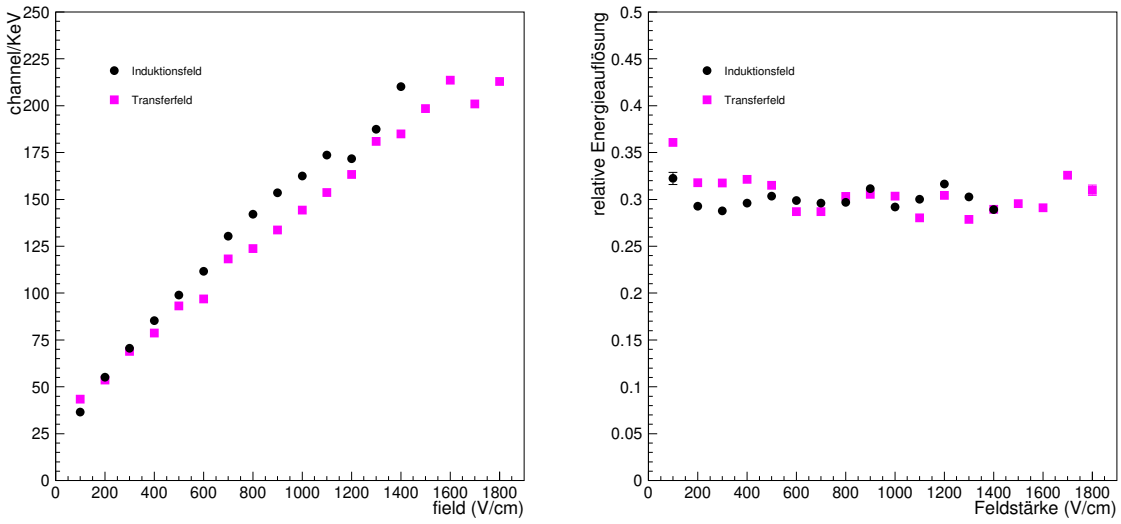

Abbildung 4.8: *Gegenüberstellung der Abhängigkeit der Verstärkung (links) und der relativen Energieauflösung (rechts) von Induktions- und Transferfeld*

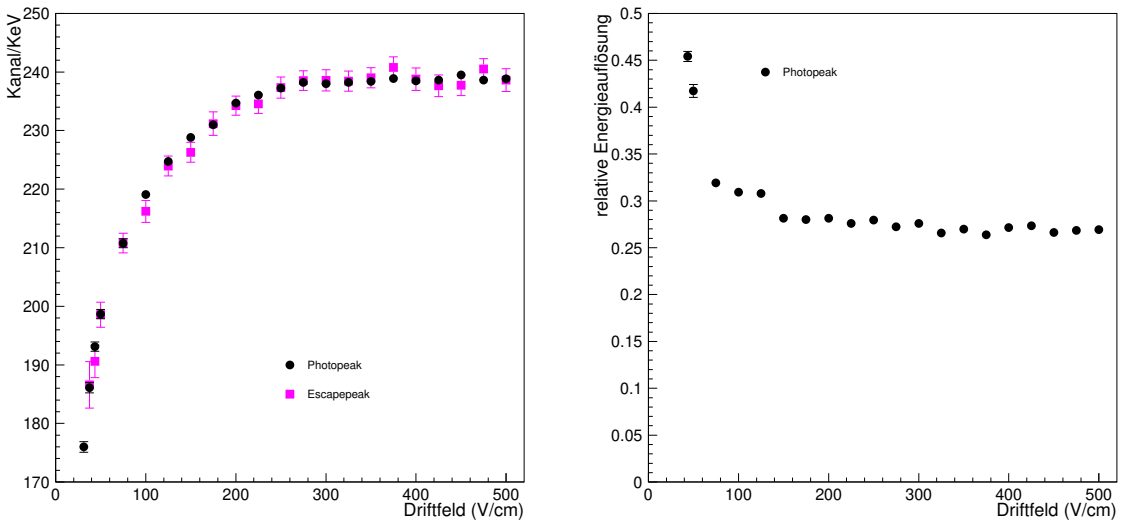

Abbildung 4.9: *Abhängigkeit von Verstärkung und relativer Energieauflösung vom Driftfeld*

4.3.6 Spannung über die untere GEM

Abb. 4.10 zeigt den exponentiellen Verlauf der Verstärkung in Abhängigkeit der an der unteren GEM angelegten Spannung. Die Ausgleichskurve ist gegeben durch:

$$G = 10^{\alpha_{unt} \cdot U_{GEM} + \beta_{unt}} \frac{Kanal}{KeV} \tag{4.16}$$

Die Werte für α_{unt} und β_{unt} ergeben sich zu:

$$\alpha_{unt} = (0,0108 \pm 0,0002)\,\frac{1}{V} \tag{4.17}$$

$$\beta_{unt} = -2,16 \pm 0,07 \tag{4.18}$$

Die relative Energieauflösung fällt anfangs ab und ist ab 380 V konstant bei ca. 28 %.

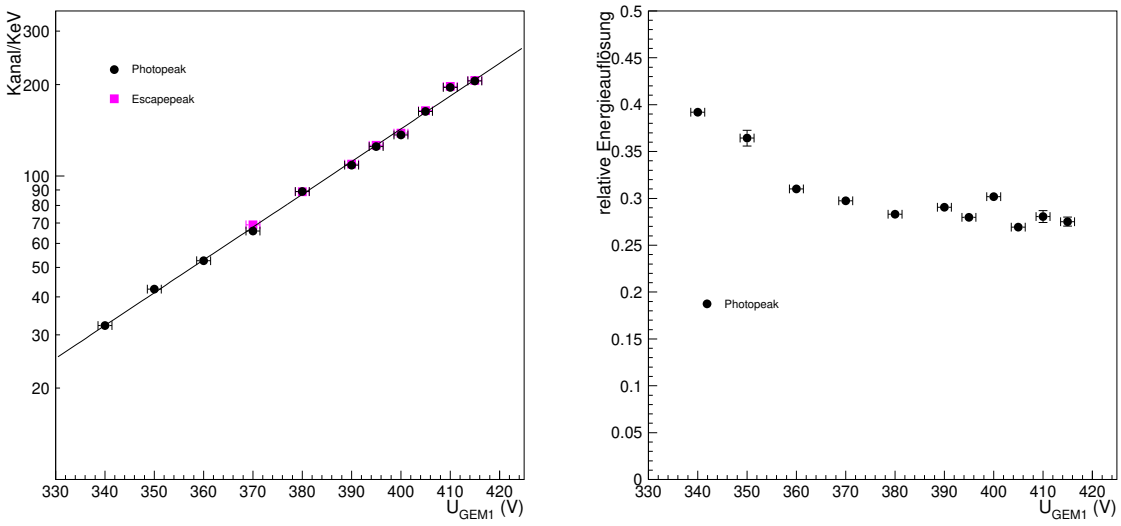

Abbildung 4.10: *Abhängigkeit von Verstärkung und relativer Energieauflösung von der Spannung über die untere GEM*

4.3.7 Spannung über die obere GEM

Auch bei der Spannung über die obere GEM ist ein exponentieller Verlauf bezüglich der Verstärkung zu beobachten (Abb. 4.11). Die Daten lassen sich durch:

$$G = 10^{\alpha_{ob} \cdot U_{GEM} + \beta_{ob}}\ \frac{Kanal}{KeV} \tag{4.19}$$

beschreiben. α_{ob} und β_{ob} ergeben sich aus der Ausgleichskurve zu:

$$\alpha_{ob} = (0,0101 \pm 0,0001)\,\frac{1}{V} \tag{4.20}$$

$$\beta_{ob} = -1,87 \pm 0,03 \tag{4.21}$$

4.3.8 Variation beider GEM-Spannungen

Bei gleichzeitiger Variation beider GEM-Spannungen stellt man einen exponentiellen Zusammenhang fest, der sich durch

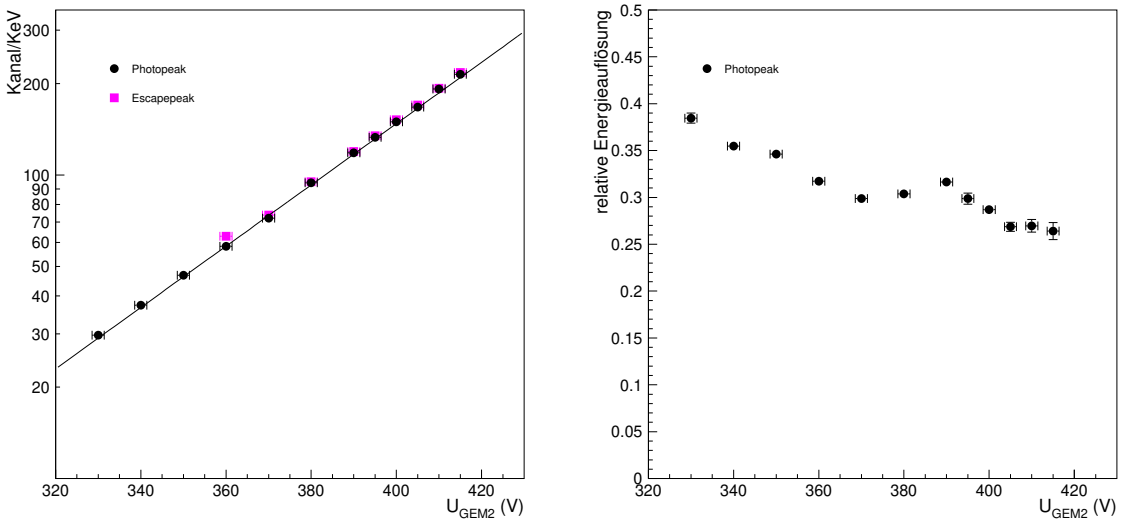

Abbildung 4.11: *Abhängigkeit von Verstärkung und relativer Energieauflösung von der Spannung über die obere GEM*

$$G = 10^{\alpha_{beide} \cdot U_{GEM} + \beta_{beide}} \frac{Kanal}{KeV} \tag{4.22}$$

beschreiben läßt. Die Werte für α_{beide} und β_{beide} ergeben sich zu:

$$\alpha_{beide} = (0,0254 \pm 0,0006) \frac{1}{V} \tag{4.23}$$

$$\beta_{beide} = -7,3 \pm 0,2 \tag{4.24}$$

Die relative Energieauflösung zeigt bei geringen GEM-Spannungen einen stärkeren Abfall als bei Variation der Einzelspannungen.

4.3.9 Vergleich der Spannungen

Um die Variationen der Einzelspannungen mit der gleichzeitigen Variation beider GEM-Spannungen vergleichen zu können, wurde die Summe der über die GEMs angelegten Spannungen gebildet und gegen die Verstärkung bzw. der relativen Energieauflösung aufgetragen. Die Kurven für das Verhalten der Verstärkung (Abb. 4.13) stimmen für alle drei Messungen gut überein. Kleinere Abweichungen lassen sich durch die unterschiedlichen Feldstärken der benachbarten Felder erklären. Für die Verstärkung ist folglich in erster Linie nur die Summe der Spannungen von Bedeutung. Dieses läßt sich erklären, wenn man annimmt, daß die Gesamtverstärkung sich multiplikativ aus den Verstärkungen der einzelnen GEMs ergibt. Dieses Ergebnis stimmt mit den Aussagen aus [16] und [20] überein. Die Übereinstimmung bezüglich der relativen Energieauflösung ist nicht so gut. Welche Effekte dabei eine Rolle spielen bedarf einer detailierten Untersuchung.

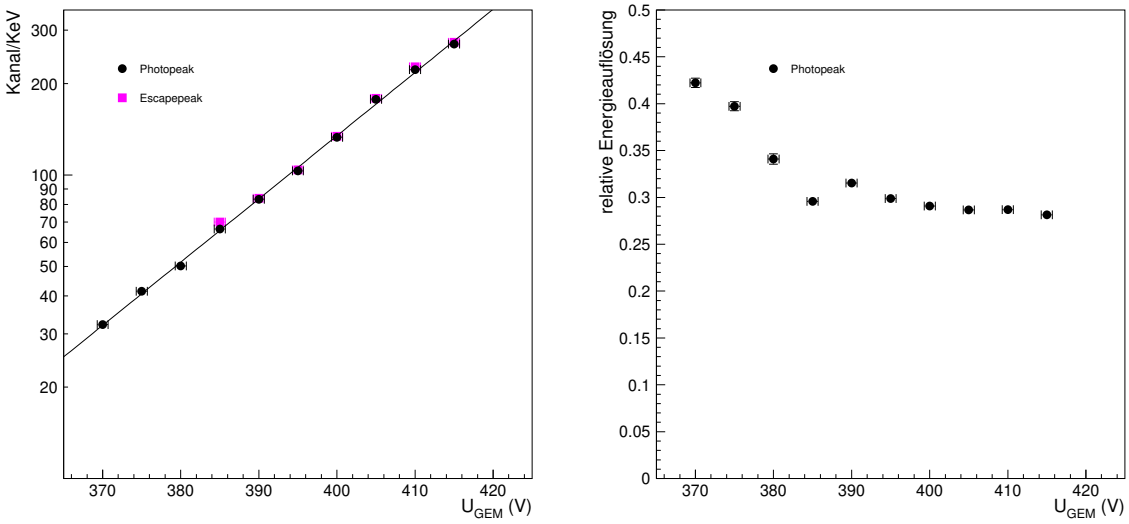

Abbildung 4.12: *Verstärkung und relative Energieauflösung bei der Variation beider GEM-Spannungen*

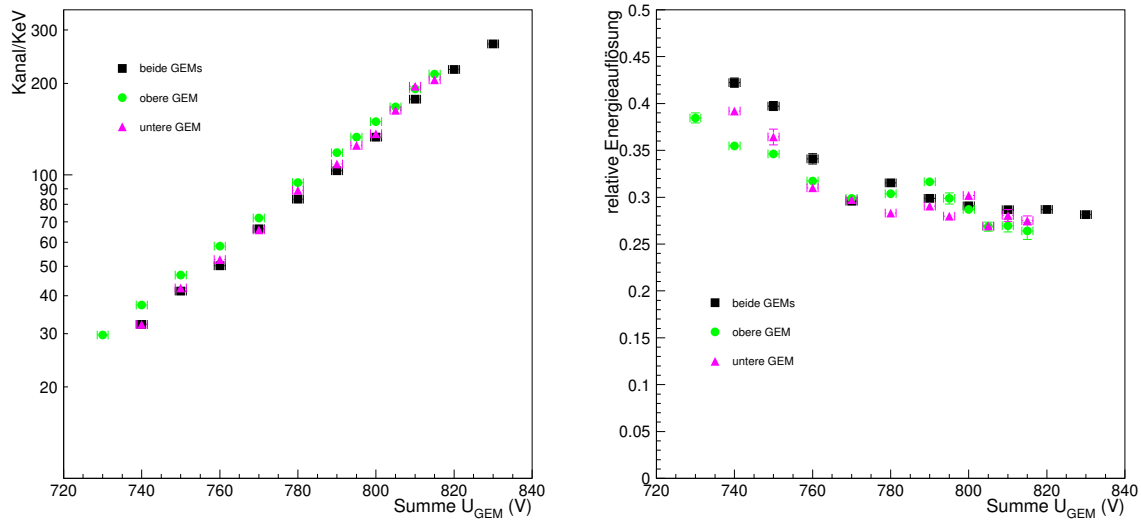

Abbildung 4.13: *Gegenüberstellung der Ergebnisse für die Variation der Spannungen*

4.3.10 Messung der effektiven Verstärkung

Bei den bisher erwähnten Ergebnisse wurde nur der prinzipielle Verlauf der Verstärkung gemessen, aber nicht angegeben, wie groß der Faktor ist zwischen im Driftvolumen entstandenen Elektronen und den an der Anode angelangten Zahl der Elektronen. Die Ergebnisse der Messung der effektiven Verstärkung sind in Abb. 4.14 dargestellt. Auf der x-Achse ist die angelegte GEM-Spannung und auf der y-Achse der effektive Verstärkungsfaktor aufgetragen. Bei der Messung erfolgte die Spannungsversorgung

mittels Spannungsteiler. Die Auswertung erfolgte nach:

$$G = K_D \cdot \frac{C_{Pk} \cdot U_{Pg}}{K_P \cdot \left(\frac{E \cdot e}{\epsilon}\right)} \tag{4.25}$$

K_D = Kanal, der beim Anschluß des Detektors angesprochen wird

Gl. 4.25 folgt aus Gl. 3.2 und Gl. 3.3. Es wurde $U_{Pg} = 1\ V$ verwendet. Der um die Nullpunktsverschiebung korrigierte Kanal ist dabei $K_P = 656$. Die Ergebnisse weichen stark von den in [25] anhand von Messungen mit kosmischen Müonen abgeschätzten Werten ab, stimmen jedoch größenordnungsmäßig mit den Ergebnissen aus [34] überein. Aufgrund dieser großen Unterschiede zu den Referenzmessungen wurde auf eine Fehlerbetrachtung verzichtet. Der geringere Abfall der Verstärkung zu niedrigen Spannungen läßt sich durch systematische Effekte erklären. Die verwendete VKA-Karte besitzt eine integrierte Rauschunterdrückung, so daß Signale in den ca. ersten 100 Kanälen nicht detektiert werden können. Liegt der *Peak* nur teilweise in diesem Bereich, so wird der niederenergetische Anteil unterdrückt, was zur einer Verschiebung des Maximums zu einem höheren Kanal führt.

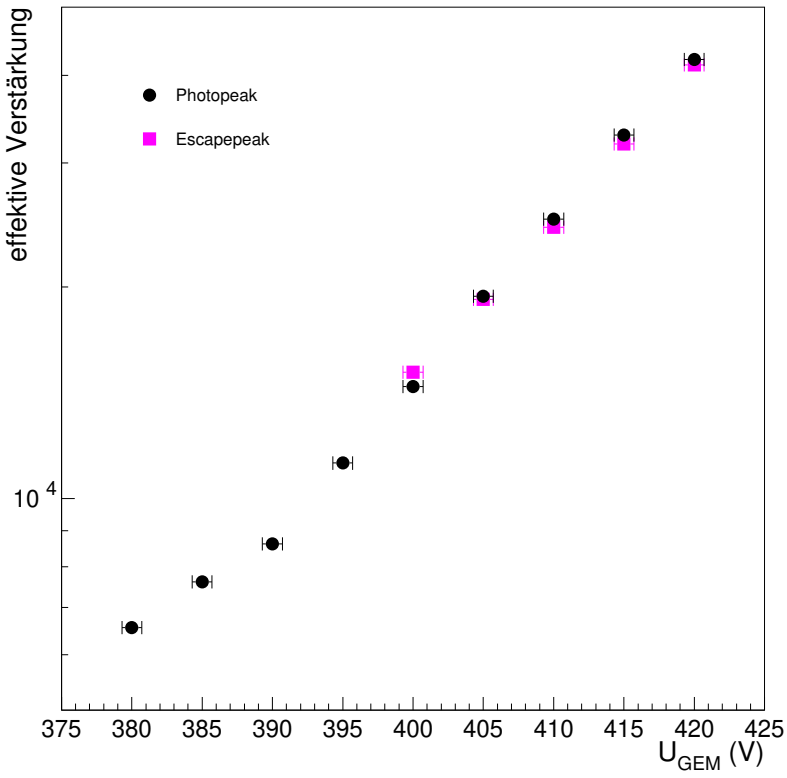

Abbildung 4.14: *Messung der effektiven Verstärkung*

4.4 Ionen-Rückfluß

Der Ionen-Rückfluß ist definiert als der Anteil an allen Ionen, der in das Driftvolumen zurückdriftet (Abschnitt 2.6.2). Es wurden die Ströme in Abhängigkeit des Driftfeldes gemessen, wobei die Feldstärke von Induktions- und Transferfeld 1 kV/cm, die Spannung über GEM 1 370 V und über GEM 2 390 V betrug. Zuerst wurde eine Meßreihe mit der ^{90}Sr -Quelle aufgenommen. Da die Messung in der Summe aller Ströme einen *Offset* von ca. 12 nA zeigte, welcher die Ergebnis für den Ionen-Rückfluß verfälschen würde, wurde eine weitere Meßreihe ohne radioaktive Quelle aufgenommen. Da die Variation der Stromstärken bei dieser Messung minimal war, wurde für jeden Meßkanal der jeweilige Mittelwert der gemessenen Werte gebildet und dieser von den mit Quelle gewonnenen Strömen abgezogen. Die Meßergebnisse für diese *Offset*-Messung sind in Tab. 4.2 dargestellt.

Driftfeld (V/cm)	Kathode (nA)	GEM 2 Obers. (nA)	GEM 2 Unters. (nA)	GEM 1 Obers. (nA)	GEM 1 Unters. (nA)	Anode (nA)	Σ (nA)
0	2,12	1,36	0,79	3,21	3,14	0,64	11,25
12,5	2,18	1,30	0,67	3,21	3,08	0,64	11,08
25	2,29	1,42	0,79	3,21	3,31	0,64	11,66
50	2,24	1,25	0,96	3,38	3,31	0,64	11,77
75	2,35	1,48	0,79	3,38	3,43	0,76	12,18
100	2,29	1,30	0,79	3,21	3,54	0,58	11,72
150	2,35	1,25	0,79	3,50	3,43	0,64	11,95
200	2,35	1,36	0,90	3,50	3,43	0,64	12,17
275	2,47	1,25	0,85	3,21	3,31	0,58	11,65
325	2,64	1,25	0,85	3,50	3,66	0,64	12,52
$\overline{I}$	2,33	1,32	0,82	3,33	3,36	0,64	11,79
$\sigma_{\overline{I}}$	0,15	0,05	0,08	0,14	0,17	0,05	0,43

Tabelle 4.2: Offset-*Ströme und Mittelwerte*

Das Ergebnis nach der *Offset*-Korrektur ist in Abb. 4.15 dargestellt. Die Summe der Ströme in annähernd gleich Null (Abb. 4.16).
Ein weitere Effekt, der an diesem Graphen beobachtet werden kann, ist der Einfluß des Verhältnisses zweier benachbarter Felder auf den Ionen-Rückfluß. Das Verhältnis von Induktions- zu Transferfeld ist ungefähr eins und dementsprechend sollten auf der Ober- und Unterseite der GEM 1 gleich viel Feldlinien enden. Dieses wird auch beobachtet, da der Strom auf der Oberseite ungefähr gleich dem Strom auf der Unterseite ist. Da die Feldstärke des Driftfeldes viel geringer ist als die Feldstärke des Transferfeldes, wird erwartet, daß die GEM 2 eine höhere Transparenz für Elektronen als für Ionen besitzt (Abschnitt 2.6.2). Dementsprechend sollte auf der Oberseite der GEM 2 ein höherer Strom gemessen werden als auf der Unterseite. Die gemessenen Stromstärken entsprechen diesen Erwartungen. Aus den so gewonnen Stromstärken wurde anschließend nach Gl. 2.33 der Ionen-Rückfluß bestimmt. Das Ergebnis ist in

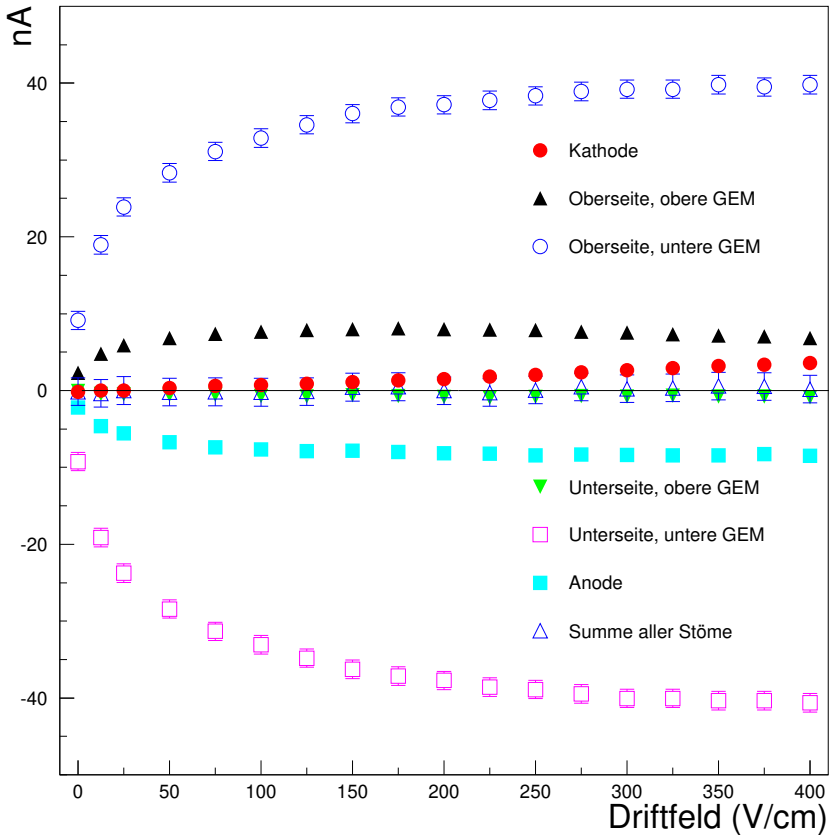

Abbildung 4.15: *Messung der Ströme. Die Fehlerbalken liegen meistens innerhalb der Meßpunkte.*

Abb. 4.17 dargestellt. Im Bereich des Driftfeldes von 200 - 250 V/cm wurde ein Ionen-Rückfluß von 3 bis 4 Prozent gemessen. Mit einer Optimierung der Wahl der Felder und Spannungen läßt sich dieser Wert sicherlich noch weiter reduzieren. Es bleibt aber zu bezweifeln, daß eine Unterdrückung des Ionen-Rückflusses im Bereich vom Inversen des Verstärkungsfaktors, wie er angestrebt wird, mit einer 2-GEM-Struktur erreichbar ist. Die Gründe für diese angestrebte, starke Unterdrückung des Ionen-Rückflusses sind in Abschnitt 2.6 erläutert. Eine detailierte Untersuchung des Ionen-Rückflusses war nicht möglich, da nach der ersten Messung Kriechströme auftraten, die im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr vollständig unter Kontrolle gebracht werden konnten. Diese Kriechströme zeigten kein lineares Verhalten mit der angelegten Spannung, sondern es wurden teilweise sprunghafte Änderungen bei den Stromstärken an der Kathode beobachtet. Aufgrund dessen war auch eine detaillierte Analyse der systematischen Fehler nicht möglich. Deshalb wurde in Abb. 4.15 nur der Fehler aufgrund der Ableseungenauigkeit verwendet. Der nach Fehlerfortpflanzung berechnete Fehler des Ionen-Rückflusses (Abschnitt 4.5.3) überschätzt offentsichtlich den wahren Meßfehler, wie anhand Abb. 4.17 zu sehen ist.

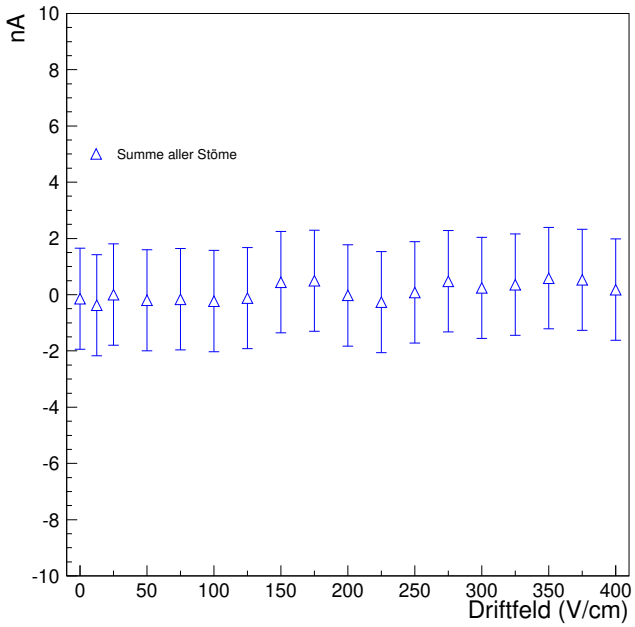

Abbildung 4.16: *Summe aller Ströme*

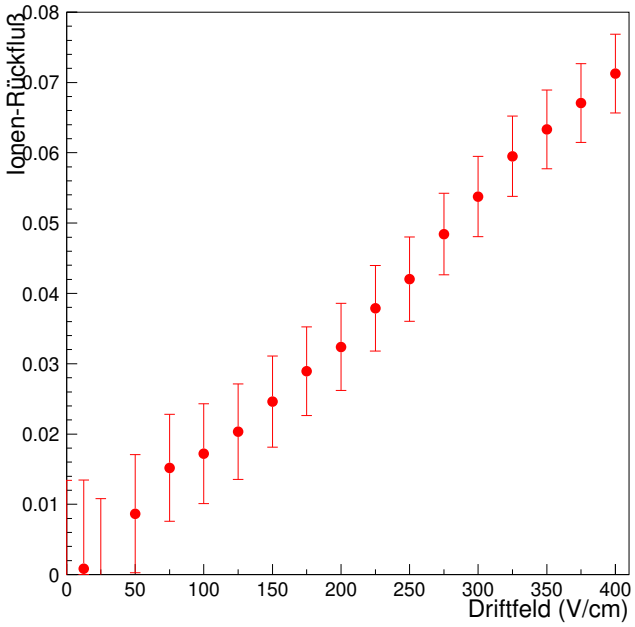

Abbildung 4.17: *Messung des Ionen-Rückflusses*

4.5 Fehlerbetrachtungen

4.5.1 Messungen der Verstärkung

Für den Fehler des Mittelwerts M gibt es verschiedene Quellen.

statistische Fehler:

- Fehler aufgrund der Gaußanpassung σ_{Fit}

systematische Fehler:

- Fehler aufgrund der Wahl der Grenzen der Anpassung σ_{FG}
- Fehler aufgrund der unpräzisen Einstellung der Spannungen σ_{MU}

σ_M wurde den Ergebnissen des Ausgleichskurve entnommen. Der Wert von σ_{FG} wurde zu $\pm$ 3 abgeschätzt. Der Wert für σ_{MU} wurde mittels Fehlerfortpflanzung aus Gl. 4.7 bestimmt, wobei der Fehler für die GEM-Spannung nach Fehlerfortpflanzung $\sigma_U = \frac{\sqrt{(1\,V)^2+(1\,V)^2)}}{2} = 0,707$ V beträgt. Dabei wurde angenommen, daß sich jede Spannung auf 1 V genau einstellen läßt.

$$\sigma_{MU} = 0,0224 \cdot \ln(10) \cdot 10^{0,0224 \cdot U_{GEM} - 7,0904} \cdot \sigma_U \tag{4.26}$$

Die Fehler aufgrund der Fehler der Parameter α und β (Gl. 4.7) sind vernachlässigbar. Im Fall des Driftfeldes wurde σ_{MU} nicht berücksichtigt, da nur die Kathodenspannung variiert wurde. Der Fehler setzt sich in diesem Fall aus σ_{Fit} und σ_{FG} zusammen. Ansonsten gilt für den Gesamtfehler des Mittelwerts σ_{Mges} unter der Annahme, daß die Einzelfehler unkorreliert sind [37]:

$$\sigma_{Mges} = \sqrt{\sigma_{Fit}^2 + \sigma_{MU}^2 + \sigma_{FG}^2} \tag{4.27}$$

Der Fehler für die Verstärkung ergibt sich aus dem so gewonnenen Fehler durch Normierung auf die deponierte Energie.

$$\sigma_{Gges} = \frac{\sigma_{Mges}}{E} \tag{4.28}$$

Die entsprechenden Fehler wurden für die Darstellung der Fehlerbalken verwendet.

4.5.2 Relative Energieauflösung

Für den Fehler der relativen Energieauflösung wurde lediglich der statistische Fehler aufgrund des Ausgleichskurve berücksichtigt. Da für die Energieauflösung $\frac{\delta E}{E}$ gilt:

$$\frac{\delta E}{E} = 2,355 \cdot \frac{\sigma_{Gauß}}{M} \tag{4.29}$$

folgt für den Fehler:

$$\sigma_{\delta E/E} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{Gauß}}{M^2} \cdot \sigma_{Fit}\right)^2 + \left(\frac{1}{M} \cdot \sigma_{\sigma Gauß}\right)^2} \tag{4.30}$$

$\sigma_{Gauß}$: Standardabweichung der Gaußanpassung

$\sigma_{\sigma_{Gauß}}$: Fehler der Standardabweichung

Da der erste Term 1 bis 2 Größenordnungen kleiner ist, als der zweite, wurde er bei der Berechnung der Fehler vernachlässigt.

$$\sigma_{\delta E/E} \approx 2,355 \cdot \frac{\sigma_{\sigma Gauß}}{M} \tag{4.31}$$

4.5.3 Ionen-Rückfluß

Aus den in Abschnitt 4.4 aufgeführten Gründen, war eine systematische Untersuchungen der Fehler nicht möglich. Deshalb wurde für die Ströme lediglich der abgeschätzte Ablesefehler σ_{Ablese} am Multimeter verwendet. Anhand dieser Fehler, der Gl. 4.6 und Tab. 4.1 wurde mittels Fehlerfortpflanzung der Fehler σ_{Str} der Ströme in nA bestimmt: Die Fehler aufgrund der Fehler der Kalibrationsgeraden waren gegenüber diesen vernachlässigbar.

$$\sigma_{Str} = \alpha_i \cdot \sigma_{Ablese} \tag{4.32}$$

α_i ist der kanalabhängige Proportionalfaktor. Die Ergebnisse für σ_{Ablese} und σ_{Str} sind in Tab. 4.3 aufgeführt. Der Fehler der Summe wurde mittels Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der einzelnen Ströme berechnet.

Fläche	Eingang am Nanoamperemeter	σ_{Ablese} (V)	σ_{Str} (nA)
Anode	Slot 2	$\pm 0,003$	$\pm 0,2$
Unterseite GEM 1	BIAS IN	$\pm 0,020$	$\pm 1,2$
Oberseite GEM 1	BIAS OUT	$\pm 0,020$	$\pm 1,2$
Unterseite GEM 2	Slot 4	$\pm 0,005$	$\pm 0,3$
Oberseite GEM 2	Slot 3	$\pm 0,003$	$\pm 0,2$
Kathode	Slot 1	$\pm 0,005$	$\pm 0,3$
Summe			± 1.8

Tabelle 4.3: *Übersicht der Fehler der Strommessung*

Der Fehler des Ionen-Rückflusses σ_{IR} bestimmt sich aus Gl. 2.33 und den Fehlern aus Tab. 4.3 mittels:

$$\begin{aligned} \sigma_{IR} \;=\; & \Big[\Big(\frac{\partial IR}{\partial I(Kath)} \cdot \sigma_{I(Kath)}\Big)^2 + \Big(\frac{\partial IR}{\partial I(GEM1,oben)} \cdot \sigma_{I(GEM1,oben)}\Big)^2 \\ & + \Big(\frac{\partial IR}{\partial I(GEM2,oben)} \cdot \sigma_{I(GEM2,oben)}\Big)^2\Big]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \tag{4.33}$$

Der zweite und der dritte Term sind gegenüber dem ersten Term vernachlässigbar, da sie um den Faktor 10 bis 50 kleiner sind als der erste. Daher wurden die Fehlerbalken in Abb. 4.17 nur anhand des ersten Terms berechnet:

$$\begin{aligned}\sigma_{IR} &= \frac{1}{I(Kath)+I(GEM2,oben)+I(GEM1,oben)} \\ &\quad -\frac{I(Kath)}{(I(Kath)+I(GEM2,oben)+I(GEM1,oben))^2}\cdot\sigma_{I(Kath)} \end{aligned} \tag{4.34}$$

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war der Bau und Test einer Mini-TPC mit Gas-Elektronen-Multipliern und erste Messungen des Ionen-Rückflusses. Zum Testen der Kammer wurde das Spektrum von ^{55}Fe und ^{90}Sr aufgenommen. Zudem wurde das Verhalten der Verstärkung und der relativen Energieauflösung untersucht. Die Ergebnisse stimmen mit den Erwartungen ([20, 25]) prinzipiell überein. Die Kammer erfüllt somit die in Hinblick auf diesen Punkt an sie gestellte Anforderungen. Die erste Messung des Ionen-Rückflusses liefert einen Wert von 3 - 4 % bei einem Driftfeld von 200 - 250 V/cm. Dieser Wert läßt sich durch eine Optimierung der Betriebsparameter sicherlich noch weiter reduzieren. Es erscheint aber unwahrscheinlich, daß eine Reduktion wesentlich unter 1 % möglich ist. Dieser Sachverhalt muß aber durch genauere Messungen bestätigt werden. Sollte sich dieses bewahrheiten, muß auch bei der Verwendung von GEMs eine Methode gefunden werden, die Ionen aus dem Driftvolumen der TPC fernzuhalten. Eine Möglichkeit, die mit der Kammer in Zukunft untersucht werden soll, ist der Einsatz einer weiteren GEM-Ebene als *Gate*. Auch die Verwendung von anderen Gasgemischen ist geplant.
Zusammenfassend konnte gezeigt werden, daß eine TPC mit GEM Auslese stabil betrieben werden kann. Der Ionen-Rückfluß wird ohne zusätzliche Maßnahmen auf einige Prozent reduziert.

Anhang A

Bildung von Spannungsüberschlägen

Spannungsüberschläge stellen bei der Verwendung von GEMs ein großes Problem dar, da sie unter ungünstigen Umständen zu einer dauerhaften Beschädigung der GEM führen können. So wurde bei einer GEM nach Spannungsüberschlägen ein Widerstand von 2 Ω gemessen, der stark vom idealen Widerstand von ∞ abweicht. Eine Erklärung für diese Verhalten ist, daß es durch Spannungsüberschläge zu dauerhaften Kupferverbindungen zwischen den GEM Oberflächen kommen kann, vor allem wenn der maximale Stromfluß nicht durch hochohmige Schutzwiderstände begrenzt wird. Im folgenden sind einige Gründe für Spannungsüberschläge aufgeführt. Auf Spannungsüberschläge und ihre Vermeidung wird in [34] näher eingegangen. Wie die Oberfläche einer GEM nach Spannungsüberschlägen aussieht, zeigt Abb. A.1.

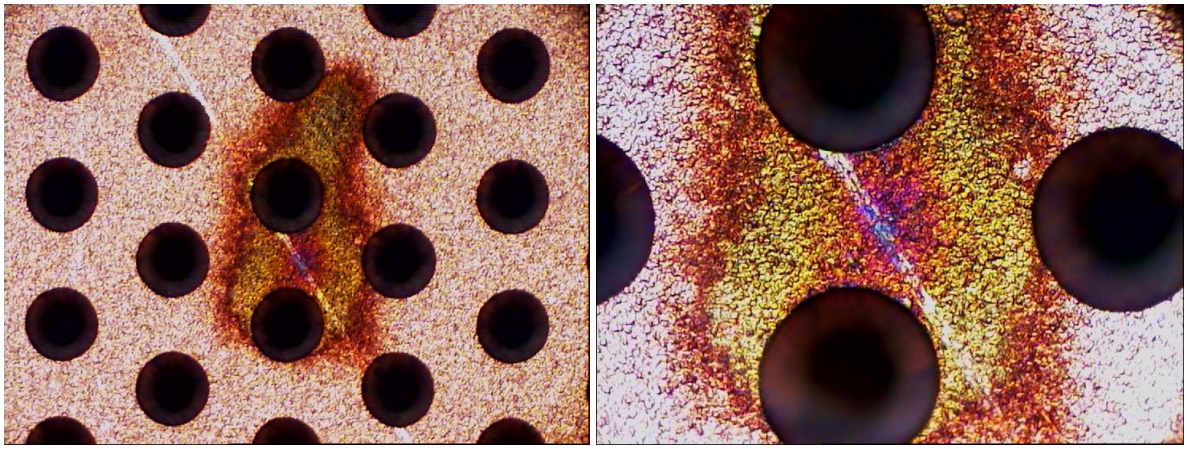

Abbildung A.1: *Oberfläche einer GEM nach Spannungsüberschlägen (links: 200fache Vergrößerung, rechts: 500fache Vergrößerung, mit freundlicher Unterstützung von A. Imhof)*

Erstes Hochfahren

Wird eine GEM zum ersten Mal auf Betriebsspannung gebracht, so treten vereinzelt Spannungsüberschläge auf, wobei die Grenzspannung bei der Spannungsüberschläge auftreten sich nach jedem Spannungsüberschlag zu einem höheren Wert verschiebt. Diese Art der Bildung von Spannungsüberschlägen ist praktisch nicht zu vermeiden, da sie vermutlich durch Verunreinigungen und Kanten, die beim Herstellungsprozeß entstehen, verursacht werden.

Feuchtigkeit in der Kammer

Ein Problem in Bezug auf Bildung von Spannungsüberschlägen stellt der Gas-*Bubbler* dar, der verhindern soll das verbrauchtes Gas in die Kammer zurückdiffundieren kann. Bei den ersten Tests wurde festgestellt, das bereits bei geringen Spannungen von 350 - 380 V verstärkt Spannungsüberschläge auftraten und sich diese Schwelle auch nicht mit der Zeit erhöhte. Erst das Entfernen des Gas-*Bubblers* brachte Abhilfe. Vermutlich verdampft ein Teil des im *Bubbler* enthaltenen Öls und diffundiert in die Kammer, wo es sich in den GEM Löchern festsetzt.

Einfluß des Gases

Wie in 4.3 erwähnt, war bei hohen Feldstärken des Induktions- bzw. Transferfeldes sowie bei hohen Spannungen über die GEMs ein verstärktes Auftreten von Spannungsüberschlägen zu beobachten, welches bei den in [20, 23, 35] durchgeführten Messungen nicht auftrat. Der hauptsächliche Grund hierfür ist die unterschiedliche Wahl des Gases, wie eine Referenzmessung mit Ar:CO_2 zeigte. Beim TESLA Gemisch setzte die verstärkte Bildung von Spannungsüberschlägen bei Induktionsfeldern von ca. 1,2 kV/cm, bei Transferfeldern von 1,4 kV/cm und GEM-Spannungen von 415 Volt ein. Bei der Referenzmessung mit Ar:CO_2 konnte zu Feldstärken von 2,5 kV/cm und GEM-Spannungen von 440 V gegangen werden, ohne das Spannungsüberschläge auftraten, was vermutlich an dem erhöhten Anteil von Löschgas liegt.

Einfluß der Hochspannungsversorgung

Es wurde beobachtet das bei der Verwendung eines Spannungsteilers zur HV Versorgung die Bildung von Spannungsüberschlägen erst bei höheren GEM-Spannungen, 420 - 422 V, bei gleichzeitig höheren Feldstärken, auftraten, während bei der Einzelsteuerung aller Kanäle, bereits ab spätestens 415 V eine verstärkte Bildung von Spannungsüberschlägen zu beobachten war. Das der Effekt durch die Wahl der Spannungsversorgung hervorgerufen wird, wurde verifiziert, indem mehrmals die Spannungsversorgungen ausgetauscht wurden und sich die jeweils maximal mögliche GEM-Spannung dabei nicht änderte.

Anhang B

^{55}Fe -Spektrum in Argon

Wie in Abschnitt 3.4.1 erwähnt wird beim Zerfall von ^{55}Fe vor allem Strahlung mit einer Energie von 5,9 keV emittiert. Dementsprechend erwartet man im Spektrum lediglich einen *Peak*, der die Energie von 5,9 keV repräsentiert. Wie man jedoch Abb. 4.3 entnehmen kann, beobachtet man zwei *Peaks*, einen bei einer hohen Kanalnummer und einen weiteren bei ungefähr der halben Kanalnummer. Während der *Peak* bei der höheren Kanalnummer die Energie von 5,9 keV darstellt, entsteht der zweite *Peak* durch die physikalischen Eigenschaften des Argons. Die Absorption der Photonen erfolgt zu ca. 96 % an der K-Schale des Argons, welche bei 3,2 keV liegt. In 80 % der aller Fälle entsteht dabei ein Photoelektron mit einer Energie von 2,7 keV und ein Auger-Elektron mit einer Energie von 3,2 keV. Dabei wird die gesamte Energie im Detektor deponiert. In weiteren 16 % aller Fälle entsteht ein Photoelektron (2,7 keV) und über Fluoreszensprozesse zwischen den Schalen zwei Photonen mit einer Energie von 0,3 keV bzw. 2,9 keV. Letzteres hat eine größere Reichweite und kann aus kleineren Aufbauten entkommen. Der kleinere *Peak* hat demnach eine Energie von 3,0 keV. Der *Peak* bei einer Energie von 5,9 keV wird *Photopeak* genannt und der *Peak* bei einer Energie von 3,0 keV *Escapepeak*. Abb. B.1 demonstriert die beiden zugrundeliegende Prozesse ([35, 36]).

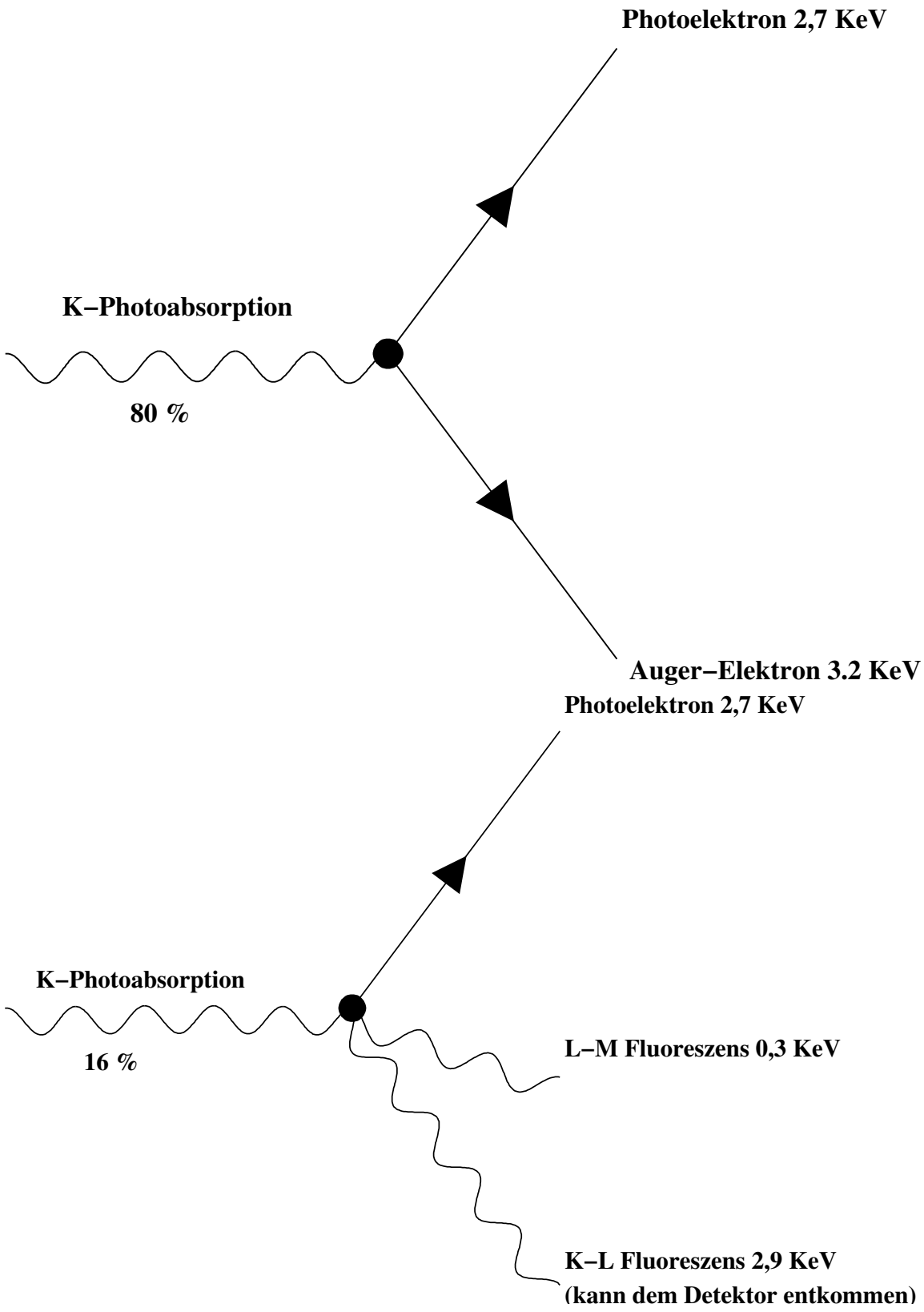

Abbildung B.1: *Die beiden wichtigsten Prozesse bei der Absorption von 5,9 keV Photonen in Argon*

Anhang C

Vorschläge zur Optimierung

Spannungsversorgung und Strommessung

Eine Verbesserungsmöglichkeit stellt die Automatisierung der Spannungsversorgung und Strommessung dar. So ließe sich dadurch die Spannungen präziser einstellen, was vor allem die Fehlergrenzen aufgrund der Ungenauigkeit der GEM-Spannung verringern würde. Bei der Strommessung hätte eine Automatisierung den Vorteil, daß die Daten schneller genommen werden könnten, was vor allem bei hohen Spannungen die Gefahr von Spannungsüberschlägen vermindern würde. In Bezug auf die Strommessung wären die Messungen auch reproduzierbarer, da schon kleine Variationen der GEM-Spannungen einen merklichen Einfluß auf die Ströme haben.

Feuchtigkeit

Bei hoher Luftfeuchtigkeit im Labor, wurden teilweise Sprünge bei den gemessenen Strömen beobachtet. Die Ummantelung der Kammer und Teile der Elektronik mit einer größeren Box, die mit Stickstoff und Trockenperlen gefüllt wird, könnte dieses Problem beheben.

Literaturverzeichnis

[1] D. Adams, *Per Anhalter durch die Galaxis*, Ullstein, 1988

[2] D. Griffiths, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Akademie Verlag, 1996

[3] F. Richard, J.R. Schneider, D. Trines, A. Wagner, *TESLA: The superconducting electron positron linear collider with an integrated X-ray laser laboratory. Technical design report. Pt. 1: Executive Summary*, DESY-01-011A, 2001

[4] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1994

[5] R. Akers et al., The OPAL Collaboration, *Measurement of the Production Rates of Charged Hadrons in e+e- Annihilation at the Z0*, Zeitschrift für Physik C63(1994) 181-195, 1994

[6] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, Springer, Juli 2000, *http://pdg.lbl.gov/*

[7] C. Grupen, *Teilchendetektoren*, B.I. Wissenschaftsverlag, 1993

[8] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer Verlag, 1996

[9] C. Gerthsen, H. Vogel, *Physik*, Springer Verlag, 1993

[10] W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, Springer-Verlag, 1993

[11] G. Charpak et al., *The use of multiwire proportional chambers to select and localize charged particles*, Nucl. Instrum. Methods 62,262, 1968

[12] *http://www.star.bnl.gov/STAR/html/tpc_l/tpc.html*

[13] *http://alephwww.cern.ch/ALEPHGENERAL/reports/alephnum/tpc.ps*

[14] *http://delphiwww.cern.ch/ offline/physics/delphi-detector.html*

[15] *http://ceres6.physi.uni-heidelberg.de/ceres/publications/tpc_qm99.ps.gz*

[16] T. Behnke, S. Bertolucci, R. D. Heuer and R. Settles, *TESLA: The superconducting electron positron linear collider with an integrated X-ray laser laboratory. Technical design report. Pt. 4: A detector for TESLA*, DESY-01-011D, 2001

[17] F.A.F. Frage et. al, *Performance of a Tracking Device Based on the GEM Scintillation*, IEEE Nucl. Sc. Symposium Lyon 2000, http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/EP/TA-1/GDD/applications.res/FragaNSS.pdf

[18] D. Pacella et al., *Ultrafast soft x-ray two-dimensional plasma imaging system based on the Gas Electron Multiplier detector with pixel readou*t, Rev. Scient. Instrum. 72 (2001)1372, http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/EP/TA-1/GDD/applications.res/PacellaRSI72.pdf

[19] A. Breskin et al., *Sealed GEM photomultiplier with a CsI photocathode*, Vienna Conf. on Instrumentation, Feb. 19-23, 2001, http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/EP/TA-1/GDD/applications.res/BreskinVienna01

[20] S. Bachmann, F. Sauli et al., *Charge Amplification and Transfer Processes in the Gas Electron Multiplier*, CERN-EP/99-48, CERN, 1999

[21] C.R. Richter *Entwicklung von Mikrostruktur-Gasdetektoren für Hochraten-Experimente*, Doktorarbeit, Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 2000

[22] *http://cern.web.cern.ch/CERN/Divisions/EP/TA-1/GDD/*

[23] S. Lotze, *Aufbau eines Teststandes und Messungen zum Betrieb einer TPC mit GEMs*, Diplomarbeit III. Physikalisches Institut, RWTH Aachen, Juli 2001

[24] H.R. Schmidt, H. Stelzer,*Current Balance Measurements of a Double GEM*, GSI Darmstadt
http://pestof.gsi.de/source/tpc/GEM%20downloads/
GEM%20ion%20feedback%20HTML/GEM%20ion%20feedback.HTML

[25] T. Behnke, M. Hamann, M. Schumacher, *Development of a TPC with GEM readout*, LC-DET-2001-06, Januar 2001, http://www.desy.de/ lcnotes/2001/006/lcntpc.ps.gz

[26] M. Gruwe, *Gas Studies for a TPC of a detector for the future linear collider TESLA*, LC-DET-1999-003-TESLA, 1999

[27] *http://www.ortec-online.com/pdf/preamptut.pdf*

[28] R. Müllerwiebus, *Photonenzählende Detektoren für Computertomographen*, Diplomarbeit, I. Institut für Experimentalpysik, Universität Hamburg, Februar 2000

[29] *http://www.ortec-online.com/electronics/preamp/142ah.htm*

[30] C. Bowdery, *ALEPH Handbook Vol. 1*, ISBN-92-9083-072-7, CERN, 1995

[31] C. Wahl, *Die Hochspannungsversorgung für die Jet-Driftkammer des OPAL Experiments*, Doktorarbeit, Universität Freiburg(Breisgau), 1994

[32] K. Büsser, *Entwicklung der Detektorkomponenten eines Polarimeters für das EDDA-Experiment am Protonensynchrotron COSY*, Diplomarbeit, I. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Mai 1996

[33] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, F. Sauli and D. Mörmann, *Operating Properties of Detectors based on GEM*,Proc. Int. Workshop on Micro-Pattern Gas Detectors, Orsay June 28-30, 1999

[34] F. Sauli et al., *Discharge Studies and Prevention in the Gas Electron Multiplier (GEM)*, CERN-EP/2000-151, Dezember 2000

[35] J. Kaminski, *Aufbau und Test einer Zeit-Projektionskammer mit GEM-Folien*, Diplomarbeit, Institut für experimentelle Kernphysik, Universität Karlsruhe, November 2000

[36] D. Mörmann, *Entwicklung eines hochauflösenden Spurdetektors mit zweidimensionaler Ortsbestimmung*, IEKP-KA/99-14

[37] V. Blobel, E. Lohrmann, *Statistische und numerische Methoden der Datenanalyse*, Teubner Studienbücher, 1998

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei denen bedanken, die mich während meiner Diplomarbeit und meines Studiums unterstützt haben:

- Herrn Prof. Dr. Rolf-Dieter Heuer dafür, daß er mir die Möglichkeit gegeben hat, in freundlicher Atmosphäre meine Diplomarbeit zu schreiben.
- Herrn Prof. Dr. V. Blobel für das Zweitgutachten
- Meinem Betreuer Dr. Ties Behnke für die vielen Tipps und Ratschläge bezüglich Hardware und Elektronik und das Korrekturlesen.
- Meinem Betreuer Dr. Markus (,,heavy" Postdoc) Schumacher für die vielen Erläuterungen zu GEMs, die Antworten auf meine theoretischen Fragen, dem Korrekturlesen und vor allem für die spaßige Zusammenarbeit.
- Dipl.-phys. Markus Hamann für die vielen gemeinsamen Stunden im Labor und seine Hilfe bei den vielen kleinen und großen Problemen.
- Herrn Göttlicher, Herrn Krause, Thomas Hott und Michael Hauschild für die von ihnen zur Verfügung gestellten Geräte und für ihre Tipps und Ratschläge zur Elektronik.
- Herrn Seidel für die vielen kleinen und größeren handwerklichen Arbeiten, die der Versuchsaufbau mit sich brachte und die er schnell für mich erledigte.
- Für die Simulationen, die sie für mich gemacht haben und die mein Verständnis von GEMs gefördert haben, Frau Dr. A. Sharma und Herrn Dipl.-phys. Peter Cwetanski.
- Der gesamten FLC-Gruppe für die nette Atmosphäre und Zusammenarbeit.
- Meinen Freunden, die mich während meines Studiums begleitet haben.
- Meiner Freundin Maria Rey Rodriguez für ihre Geduld, vor allem in letzter Zeit, als ich mehr Zeit am DESY als zu Hause verbrachte.
- Meinen Eltern, Schwestern, einschließlich Familie, und meinen Großeltern für ihre moralische und finanzielle Unterstützung.

Erklärung

Hiermit versichere ich, die Arbeit selbstständig verfaßt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet zu haben.

Hamburg, den 9. Oktober 2001

(Thorsten Lux)