

---

# Optimierung der Feldeinstellungen in einem Triple- GEM-Detektor

---

Bachelorarbeit in Physik

von

Maximilian Thomas Spors

angefertigt am

Helmholtz Institut für Strahlen und Kernphysik

vorgelegt an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Bonn

09/2024

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Bonn, der .....

Unterschrift: .....

1. Gutachter: Prof. Dr. Bernhard Ketzer
2. Gutachter:

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>I. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>II. Das Prinzip von Gasdetektoren</b>	<b>2</b>
1. Wechselwirkungen von ionisierender Strahlung mit Materie . . . . .	2
1.1. Photonen in Materie . . . . .	2
1.2. Sekundärionisation . . . . .	4
2. Bewegungen von Ladungen . . . . .	5
2.1. Diffusion . . . . .	5
2.2. Bewegung von Ladungsträgern in Feldern . . . . .	5
3. Gasdetektorklassen . . . . .	6
3.1. Ladungsmultiplikationsmechanismen . . . . .	6
3.2. Ionisations- und Proportionalkammern . . . . .	7
3.3. Parameter von Gasdetektoren . . . . .	8
<b>III. Gas Electron Multiplier</b>	<b>10</b>
1. Aufbau und Funktionsweise einer GEM-Verstärkungsstufe . . . . .	10
2. Multi-GEM-Strukturen . . . . .	11
3. Effektive Gain und Transfereffizienzen . . . . .	12
<b>IV. Optimierung der Verstärkung eines Triple GEM Detektors</b>	<b>13</b>
1. Vorbereitung: Aufbau und Qualitätssicherung des Detektors . . . . .	13
2. Messmethodik . . . . .	13
2.1. Über die Eignung von $^{55}\text{Fe}$ -Isotopen . . . . .	13
2.2. Experimentelle Bestimmung der Verstärkung . . . . .	14
3. Optimierungsmethodik . . . . .	15
4. Referenzbestimmung . . . . .	15
5. Parameterscans für die einzelnen Felder . . . . .	15
5.1. Untersuchung der Wirkung der Felder auf die Transfereffizienzen . . . . .	15
5.2. Bestimmung der Auswahlintervalle . . . . .	15
6. Konstruktion und Überprüfung interessanter Detektorkonfigurationen . . . . .	15
<b>V. Optimierung der Energieauflösung eines Triple-GEM-Detektors</b>	<b>16</b>
1. Messmethodik . . . . .	16
2. Optimierungsmethodik . . . . .	16
3. Parameterscans für die einzelnen Felder . . . . .	16
4. Konstruktion und Überprüfung interessanter Detektorkonfigurationen . . . . .	16
<b>VI. Bestimmung des Operations-Optimums</b>	<b>17</b>
1. Konstruktion von Feldkonfigurationen unter Berücksichtigung von Auflösung und Verstärkung . . . . .	17
2. Experimentelle Analyse der Konstruierten Konfigurationen . . . . .	17
<b>VII. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>18</b>
1. Zusammenfassung . . . . .	18
2. Ausblick: Optimierung auf Orts- und Zeitauflösung . . . . .	18

# Kapitel I

## Einleitung

---

Die systematische Untersuchung der Welt erfordert eine Möglichkeit individuelle Sinneseindrücke quantitativ und reproduzierbar zu erfassen und in eine verarbeitbare Form zu bringen, eine Aufgabe, die von Messgeräten erfüllt wird. Die Messgeräte, die zum Nachweis und zur Vermessung von ionisierender Strahlung oder zur Rekonstruktion von Teilchenzerfällen verwendet werden sind Detektoren.

Moderne Detektoren können dabei in drei grobe Gattungen eingeteilt werden, die sich aufgrund der Materialien, auf denen sie basieren, in ihren Anwendungsbereichen unterscheiden: Szintillationsdetektoren wandeln Detektionsereignisse in Licht um. Sie sind besonders für Messungen geeignet, die präzise Zeitinformationen erfordern. Halbleiterdetektoren nutzen Ionisationsprozesse, um Wechselwirkungen mit ionisierender Strahlung in elektronische Signale umzuwandeln. Da Halbleiter vergleichsweise dichte Medien sind und da die Ionisationsenergie in Halbleitern im Vergleich zu Gasen um den Faktor 10 geringer ist, ermöglichen sie eine sehr präzise Energiebestimmung. Gasdetektoren nutzen ähnliche physikalische Grundprinzipien, sind aber einfacher zu unterhalten. Daher fallen ihre Limitationen, wie die höhere Ionisationsenergie und die geringere Dichte des Mediums deutlich schwerer ins Gewicht, da es unter Berücksichtigung des Aufwandes vergleichsweise einfach ist hinreichend gute Detektoren zu konstruieren [9].

Mit den wachsenden Anforderungen, die für Experimente mit größerer Ereignisrate oder in speziellen Energieregimen an die Detektoren gestellt werden, müssen innovative Detektorkonzepte erdacht und optimiert werden. In diese Entwicklung gliedert sich die Konzeption der Gas Electron Multiplier ein, die die Unzulänglichkeiten der zu diesem Zeitpunkt vorherrschenden Multiwire Proportional Chambers (MWPC) [13] [12] in Teilen kompensieren sollte. Der Optimierungsprozess für Gas Electron Multiplier erstreckt sich bisher auf extensive Untersuchungen zur Detektorgeometrie [1],[2], auf die Wahl des aktiven Mediums [5] und auf die Verbesserung der Stabilität der Detektorkonfiguration im Hinblick auf Gasentladungen [3], erste Untersuchungen für die Einstellungen der Feldkonfiguration wurden bereits angestellt [2],[8], eine extensive experimentelle Untersuchung, Analyse und Optimierung der Feldeinstellungen steht dennoch aus. An diesem Punkt setzt diese Arbeit an.

In dieser Arbeit soll die Wirkung der elektrischen Felder, die zum Betrieb des Gas Electron Multiplier verwendet werden, auf die Energieauflösung und die Signalverstärkung untersucht werden. Auf Basis dieser Ergebnisse, sollen dann Detektorkonfigurationen bestimmt werden, die es ermöglichen eine ähnliche, wenn nicht bessere Performance des Detektors bei geringerem Aufwand zu ermöglichen.

Zu diesem Zweck wird in Kapitel II die grundlegende Funktionsweise von Gasdetektoren erörtert, wobei diese auf die zugrundeliegenden physikalischen Prinzipien reduziert werden. Damit kann dann die Spezielle Geometrie und Funktionsweise der Gas Electron Multiplier in Kapitel III skizziert werden, sodass in den Kapiteln IV und V die Wirkung des Feldes auf die Verstärkung und die Energieauflösung verstanden werden kann. Mit den Ergebnissen aus diesen Analysen lassen sich dann in Kapitel VI verschiedene interessante Detektorkonfigurationen bestimmen, die für weitere Analysen interessant sind.

# Kapitel II

## Das Prinzip von Gasdetektoren

Gasgefüllte Detektoren sind eine effiziente Methode zur Untersuchung ionisierender Strahlung und physikalischer Wechselwirkungen, die zu Teilchenzerfällen führen. Das Verständnis ihrer Funktionsweise und ihrer inhärenten Grenzen erfordert die Diskussion der ihnen zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen. In diesem Kapitel wird daher die Funktionsweise von Gasdetektoren auf Basis dieser Prinzipien erläutert.

### 1. Wechselwirkungen von ionisierender Strahlung mit Materie

Ionisierende Strahlung kann mit dem durchstrahlten Medium wechselwirken und so Ionisationen verursachen. Die Wechselwirkungen unterscheiden sich für Photonen und geladenen Teilchen, masselose, neutrale Teilchen haben demnach andere Wechselwirkungsmechanismen als geladene Teilchen: Geladene Teilchen deponieren den Großteil ihrer Energie durch inelastische Stöße mit den Elektronen des Materials [9]. Dieser Prozess hinterlässt eine Spur von Elektron-Ion-Paaren im Material, was prinzipiell eine Rekonstruktion der Teilchenspur ermöglicht, und so beispielsweise die Analyse von Zerfallsprozessen erlaubt.

Da die Spurrekonstruktion in dieser Arbeit keine zentrale Rolle spielt, werden im Folgenden die relevanten Wechselwirkungsphänomene fokussiert behandelt. Eine umfassende und detaillierte Behandlung der Teilchenwechselwirkungen findet sich exemplarisch in [9] und [13].

#### 1.1. Photonen in Materie

Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie belaufen sich im Wesentlichen auf den photoelektrische Effekt, Compton-Streuung und Paarbildung. Die Wahrscheinlichkeit dieser Prozesse hängt vom Material und der Photonenenergie  $E_\gamma$  ab. Abbildung II.1 veranschaulicht diesen Zusammenhang, indem sie die Übergangsbereiche darstellt, in denen die einzelnen Prozesse in Abhängigkeit von der Kernladungszahl und der Photonenenergie dominieren. Im Folgenden werden diese Prozesse kurz erläutert:

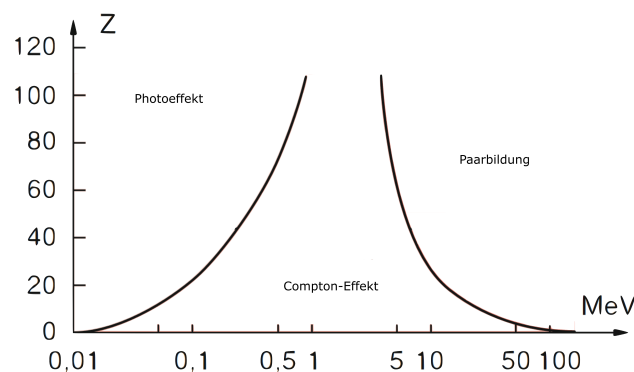


Abbildung II.1.: Dominante Wechselwirkungen von Photonen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  des Absorbermaterials und der Photonenenergie. Die durchgezogenen Linien markieren die Grenzbereiche der dominierenden Effekte (modifiziert nach [6])

## Photoelektrischer Effekt

Der photoelektrische Effekt beschreibt die Absorption eines Photons durch ein gebundenes Elektron, wodurch das Atom angeregt oder ionisiert wird. Dieser Effekt dominiert im niederenergetischen Bereich (siehe Abbildung II.1). Mit der Bindungsenergie  $\phi_A$  des Elektrons gilt für die Energie des ausgelösten Elektrons:

$$E_{e^-} = E_\gamma - \phi_A$$

Der Wirkungsquerschnitt ist sowohl kernladungszahl- als auch energieabhängig und tritt besonders stark bei Energien auf, die den Absorptionskanten der Atome entsprechen, insbesondere bei Atomen mit hoher Kernladungszahl [9].

## Compton-Streuung

Compton-Streuung ist die Streuung eines Photons an einem lose gebundenen Elektron. Ein Teil der Photonenenergie wird dabei auf das Elektron übertragen, das Photon wird nicht absorbiert. Man unterscheidet zwischen Rayleigh-, Thomson- und Compton-Streuung. Diese Phänomene werden durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben, wobei die klassische Streuung den niederenergetischen Grenzfall der Compton-Streuung darstellt. Der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung ist primär energieabhängig [9]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{m^2} \left( \frac{E'}{E} \right)^2 \left( \frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \theta \right)$$

wobei  $\theta$  den Streuwinkel bezeichnet,  $\alpha \approx 1/137$  die Feinstruktur-Konstante und  $E'$  die Energie des gestreuten Photons. Als ein Fall der elastischen Streuung existiert ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der deponierten Energie und dem Streuwinkel.

## Paarbildung

Photonen deren Energie einen Wert von 1,02 MeV überschreiten, können sich im Feld eines Kerns zu Elektronen-Positronen-Paaren umwandeln. Eine Umwandlung ohne einen dritten Wechselwirkungspartner ist aufgrund der Impulserhaltung nicht möglich. Paarbildung wird damit nur für hochenergetische Strahlung relevant. Der Wirkungsquerschnitt skaliert mit [6]:

$$\sigma \propto Z^2 \ln(E_\gamma)$$

## 1.2. Sekundärionisation

ap: Sekundär) Nach der Primärionisation durch das tatsächliche Detektionsereignis gibt es einige Effekte, die zu weiteren Ionisationen durch dasselbe Ereignis beitragen können. In diesem Zusammenhang spricht man von Sekundärionisationen. Ein Verständnis dieser Effekte ist fundamental für die korrekte Beurteilung der Arbeitsparameter von Detektoren (siehe Abschnitt 3.3).

### Lokale Clusterbildung

Wird ein Elektron-Ionen-Paar durch Strahlung erzeugt, hat dieses Elektron oft noch so viel Energie, dass weitere Stoßwechselwirkungen mit den Atomen zu Sekundärionisationen führen können. Es bildet sich ein lokales Cluster aus Elektronen, die zu einem Detektionsereignis gehören, da der Ionisationsprozess so lange geht, bis die Energie des Elektrons für weitere Ionisationen nicht mehr ausreicht. Bei bekannter Ionisationsenergie des Mediums kann die Zahl der durch ein Detektionsereignis erzeugten Elektronen-Ionen-Paare wie folgt approximiert werden [13]:

$$N_e = \frac{E_\gamma}{\phi_{\text{ion}}} \quad (\text{II.1}) \quad \text{eq:Primärion}$$

Der Wert, der aus dieser Formel folgt, ist offenbar ein Erwartungswert. Da die Wechselwirkungsprozesse statistischer Natur sind, fluktuiert die Zahl der erzeugten Elektronen-Ionen-Paare gemäß einer Polya-Verteilung [8].

### Penning-Effekt

Man kann nun ein anderes Molekül in das Medium geben, dessen Ionisationsenergie unterhalb der Anregungsniveaus des ursprünglichen Mediums liegt. Auf diese Weise kann man die Energie, die in Anregungen „verloren“ geht wiederum durch Stoßwechselwirkungen zwischen den Atomen im Elektronen-Ionen-Paare umwandeln. In dieser Gasmischung wird die Effektive Ionisationsenergie quasi heruntersetzt, sodass mehr Ionisationen stattfinden. Man bezeichnet dieses Gas als Quencher und den illustrierten Prozess als Penning Effekt [8].

### Auger-Meitner-Effekt

Im Kontext des Photoeffektes ist es wahrscheinlich, dass das ausgelöste Elektron aus einer unteren Schale stammt. Neben der Rekombination unter Emission von Strahlung oder internen Übergängen unter Photonenemission ist auch ein strahlungsloser interner Übergang möglich. Dabei kann ein weniger stark gebundenes Elektron der äußeren Schalen auf die innere zurückfallen und seine Energie an ein anderes Elektron im System abgeben, was zu einer weiteren Ionisation führen kann [13].

### $\delta$ -Elektronen und nicht-lokale Clusterbildung

Die statistische Natur der Wechselwirkungsprozesse erlauben es, dass ein ein hochenergetisches freies Elektron entstehen kann, das durch das Medium propagiert und in Übereinstimmung mit einer Modifizierten Bethe-Bloch-Formel [9] Energie verliert. Hierbei können weitere Elektronen-Ionen-Paare erzeugt werden, die Position dieser Sekundärerzeugung muss allerdings nicht mit dem Ort der Primärionisation übereinstimmen, sondern kann deutlich entfernt stattfinden. Daher können mehrere Cluster entstehen, die zu einem Ereignis gehören. Delta-Elektronen können daher nicht nur die Ortsauflösung des Detektors beeinflussen, sondern auch für größere Fluktuationen bei der Messung der deponierten Energie sorgen.

## 2. Bewegungen von Ladungen

Wenn Elektronen-Ionen-Paare erzeugt wird, müssen diese gemessen werden, um daraus Erkenntnisse über die Strahlung zu gewinnen. Dafür müssen die Ladungen von der Rekombination aufgehalten und getrennt werden, weswegen die Bewegung von Ladungsträgern und damit verbundene Größen definiert und verstanden werden müssen.

Die Bewegung eines Ladungsträgers setzt sich zusammen aus der Eigenbewegung des Teilchens, die durch zahlreiche Stöße in thermische Bewegung (Diffusion) übergeht und die Driftbewegung in elektromagnetischen Feldern.

### 2.1. Diffusion

Ohne Elektrische Felder bewegt sich das Elektron entsprechend der Energie- und Impulserhaltung nach der Ionisationswechselwirkung. Durch die Stöße mit den Gasatomen wird die Bewegung verlangsamt und so umgelenkt, dass die Bewegung eines Elektronenensembles nunmehr ungerichtet ist, die Elektronenwolke diffundiert. Die Beschreibung dieser Prozesse im Rahmen der kinetischen Gastheorie zeigt, dass die räumliche Verteilung um den Primären Ionisationspunkt gauß'sch ist, wobei die räumliche Ausdehnung aus der Standardabweichung der resultierenden Verteilung abgeschätzt werden kann [13]. Die Diffusionsbewegung begrenzt also die räumliche Auflösung des Detektors auf natürliche Weise.

Die Bewegung des Teilchens lässt sich durch die mittlere freie Weglänge beschreiben, die als Maß für die Strecke fungiert, die ein Teilchen zwischen zwei Wechselwirkungen zurücklegt. Sie ergibt sich aus der Teilchendichte des Mediums  $n$  und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  über:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (\text{II.2}) \{?\}$$

Insbesondere lässt sich die mittlere freie Weglänge als Maß für die Interaktionsrate für Ionisation und Rekombination verwenden [13]. Für Elektronen ist die thermische Geschwindigkeit und die Mittlere Freie Weglänge mehrere Größenordnungen größer als für Ionen, es ist daher deutlich angemessener die Elektronen für die Signalerzeugung am Detektor zu Verwenden.

### 2.2. Bewegung von Ladungsträgern in Feldern

in Feldern) Aufbewegte Ladungen in elektromagnetischen Feldern wirkt die Lorentzkraft und beschleunigt das Elektron entlang oder senkrecht zur Bewegungsrichtung. In der folgenden Detektorkonfiguration (siehe Abschnitt [GEM Design]) wird kein magnetisches Feld verwendet. Daher wird im Folgenden der Spezialfall mit Lorentzkraft für  $\vec{B} = 0$  betrachtet. Die Bewegung setzt sich zusammen aus den Stößen mit den Gasatomen und dem Drift im elektrischen Feld, das Problem wird damit beschrieben durch einen Spezialfall der Langevin-Gleichung [15]:

$$m\dot{v} = q\vec{E} - f(t)$$

Wobei  $m$  die Teilchenmasse,  $q$  die Ladung und  $\vec{E}$  das elektrische Feld beschreibt, während  $v$  die Geschwindigkeit und  $f(t)$  eine zeitabhängige Kraft ist, die aus den Stoßwechselwirkungen resultiert. Nach einer charakteristischen Zeit  $\tau$  stellt sich indes ein Gleichgewicht ein, mit dem die Bewegung näherungsweise gleichförmig wird, für diesen Fall löst sich die Langevin-Gleichung dann über:

$$\vec{v} = \mu\vec{E}$$

Wobei man  $\mu = q/m\tau$  als Beweglichkeit des Teilchens bezeichnet, die mit der mittleren Stoßzeit  $\tau$  und so mit der mittleren freien Weglänge zusammenhängt [8]. In erster Näherung wird damit klar, dass die Geschwindigkeit und so die kinetische Energie ausschließlich vom anliegenden Elektrischen Feld abhängt.



### 3. Gasdetektorklassen

Mit dem Wissen über die Erzeugung und das Verhalten von freien Ladungsträgern in Gasen ist es nun möglich die Grundzüge der Gas-Detektorklassen zu erörtern. Hierbei werden zunächst allgemeine Anmerkungen über die grundlegenden Konzepte gemacht, wobei im Besonderen auf den Anwendungsbereich und Limitationen geachtet wird, formale Überlegungen zum Aufbau werden indes nicht gemacht, da der Konzeptionelle Aufbau im Allgemeinen recht ähnlich ist, sofern es keine besonderen Detektorkonzepte benötigt. Die Hauptunterscheidung der Klassen liegt in der Betriebsspannung [9].

#### 3.1. Ladungsmultiplikationsmechanismen

Multiplikation)? Wenn die kinetische Energie eines Teilchens die Ionisationsenergie eines Atoms überschreitet, können Ionisationen auftreten. Ausgehend davon, dass die kinetische Energie geladener Teilchen in Feldern wesentlich von den anliegenden Feldern abhängt (siehe Abschnitt 2.2), kann das Feld so eingestellt werden, dass Sekundärionisationen stattfinden. Je nach Feldstärke und Größe der Multiplikationsregion können dann auch in derselben Region ausgelöste Elektronen bereits zur Verstärkung der Elektronenwolke beitragen, es entsteht eine Elektronenlawine [16], [9].

Die Zahl der Ladungsträger, die pro Längeneinheit entstehen sind eng mit der Zahl der Wechselwirkungen und damit mit der mittleren freien Weglänge verbunden. Man bezeichnet die Zahl der entstehenden Ladungsträger als ersten Townsend-Koeffizienten, für den gilt:

$$\alpha = \frac{1}{\lambda}$$

Die Wachstum der Elektronenlawine ist offenbar ein exponentieller Prozess, wobei der Townsend-Koeffizient sowie die Länge der Lawinenentstehungsgebietes relevante Größen sind, um die Lawinenentstehung zu beschreiben. Als Multiplikationsparameter wird die Verstärkung (im Folgenden Gain) definiert, die die Zahl der entstehenden Ladungen beschreibt:

$$G = \frac{N}{N_0} = e^{\alpha d} \quad (\text{II.3}) \quad \{?\}$$

Der erste Townsendkoeffizient ist abhängig vom verwendeten Medium und steigt mit der Feldstärke an, das Verhalten des Koeffizienten als Funktion der Feldstärke ist in [Abbildung: Townsend-Koeffizienten](#) zu sehen. Um Gasentladungen zu verhindern, kann die Zahl der Elektronen im Verstärkungsvolumen nicht beliebig ansteigen. Ein empirisch bestimmtes Limit für einen stabilen Betrieb ist das Raether-Limit nach dem gilt  $\alpha d < 20$  [13].

### 3.2. Ionisations- und Proportionalkammern

onalkammern) Grundsätzlich unterscheidet man für Gasdetektoren, die nicht nur zum Nachweis, sondern auch zur Vermessung der Strahlung genutzt werden können, Ionisations- und Proportionalkammern.

Ionisationskammern werden von elektrischen Feldern durchzogen, die nicht stark genug sind, um systematisch Ladungsmultiplikation auszulösen und dennoch (fast) alle entstehenden Elektronen-Ionen-Paare trennen und zur Ausleseelektronik zu überführen. Wird die Auslese segmentiert, ist es prinzipiell möglich die Spur des Teilchens zu rekonstruieren, in der Praxis sind die Signale allerdings zu schwach um adäquat vermessen zu werden. Es braucht eine zusätzliche Verstärkung, bevor die Elektronen die Auslese erreichen. Ausgehend davon, dass die Funktionsweise der Spurrekonstruktion für diese Arbeit nur peripher relevant ist, wird auf eine extensive Diskussion verzichtet, stattdessen reicht ein Verweis auf die dafür vorgesehene Fachliteratur **Zitation: Funktionsweise TPC**

Um die Unzulänglichkeiten der Ionisationskammer zu kompensieren, kann man das Elektrische Feld so wählen, dass eine Ladungsmultiplikation einsetzt, eine Minimalschätzung kann hierbei durch die Townsend-Koeffizienten geschehen, nach Abbildung **Abbildung: Townsend-Koeffizienten** beginnt das Multiplikationsregime bei [ZAHLENWERT].

Bei alleiniger Nutzung einer Proportionalkammer ist die Verstärkung im Allgemeinen auch Funktion des Entstehungsortes des Elektronen-Ionen-Paares. Um diese Limitation zu überwinden, können die Ionisationszone und die Verstärkungszone durch eine vorgelagerte Ionisationskammer getrennt werden, wodurch die Abhängigkeit vom Entstehungsort wegfällt, da alle Elektronen an der gleichen Stelle an die Verstärkungsregion übergeben werden.

Eine weitere Limitation tritt genau dann zu Tage, wenn die Felder zu groß gewählt werden. In diesem Fall ist die Verstärkung so stark, dass eine wohllokalisierte Ladungszone aus Ionen entsteht, die das elektrische Feld verzerrt und so weitere Multiplikation temporär unterbinden kann, da sie deutlich langsamer als Elektronen driften. In diesem Fall encoded das Ausgangssignal keine genaue Information zu der im Detektor deponierten Energie, die Proportionalität des Detektors geht verloren, sodass es eine natürliche Gain-Limitation gibt, mit der der Betrieb als Proportionalkammer möglich ist.

### 3.3. Parameter von Gasdetektoren

Zum Abschluss des Grundlagenkapitels für Gasdetektoren sollen nun einige finale Überlegungen zu generellen Eigenschaften und Parametern von Gasdetektoren angestellt werden. Im folgenden werden demnach die Ionisationseigenschaften des Aktiven Mediums, sowie die Energieauflösung von Gasdetektoren diskutiert,

#### Wahl des Gases

Die Townsend-Koeffizienten sind aufgrund der unterschiedlichen Ionisationsnergien der verschiedenen Elemente materialspezifisch [Abbildung: Townsend-Koeffizienten](#). Die Ladungsverstärkung ist demnach abhängig von der Wahl des Aktiven Mediums und ist ihrerseits Thema kontinuierlicher Untersuchung [5]. Diese Untersuchungen erlauben nun eine informierte Wahl des Aktiven Mediums, indem man einige Auswahlkriterien definiert und die Mixtur auswählt, die diese Kriterien erfüllt:

Ausgehend davon, dass das aktive Medium immer einer externen Energie ausgesetzt ist, sind chemische Reaktionen mit der Detektorbegrenzung oder dem Quencher-Gas im Allgemeinen nicht auszuschließen. Entsprechend können sich durch Reaktionen Alterungserscheinungen ausbilden, die den Detektorbetrieb beeinträchtigen [4]. Daher ist ein möglichst reaktionsträges Element als Basis des aktiven Mediums zu verwenden. Edelgase sind in dieser Hinsicht bestens geeignet.

Unter den Edelgasen gibt es neben Kriterien wie Verfügbarkeit und damit verbunden den Kosten noch andere physikalische Einschränkungen, die die Kandidaten für die Basis des aktiven Mediums begrenzen. Neben einer hinreichend kleinen Ionisationsenergie sind daher Diffusionskoeffizienten und Molekülmobilität weitere Einschränkungen an das Gas.

Um eine möglichst große Elektronenausbeute zu garantieren, wird im folgenden Argon verwendet, das Argon vergleichsweise niedrige Ionisationsnergien hat (siehe Tabelle II.1), wobei  $\text{CO}_2$  als Quench-Gas beigemischt wird. Das Mischungsverhältnis der Gase wird im Folgenden 90% – 10% sein, dies erlaubt eine adäquate Ausnutzung der in 1.2 erwähnten Effekte.

Gas	He	Ne	Ar	Kr	Xe	$\text{CO}_2$	$\text{CH}_4$	Ar– $\text{CO}_2$ (90 – 10)
$W_{\text{ion}}/\text{eV}$	42,7	36,8	26,4	24,1	21,9	34,5	29,2	27,2

Tabelle II.1.: mittlere Ionisierungsenergie für ausgewählte Gase nach [7]

## Energieauflösung eines Detektors

Wird monochromatische Strahlung in einen Detektor gestrahlt, sollte dieser ein Signal erzeugen, welches zu der Energie des monochromatischen Strahlung passt. Das Messergebnis ist allerdings keinesfalls eine diskrete Linie, sondern hat ein Semi-Gaußprofil. Für einen Gasdetektor (ohne Ausleseelektronik) gibt es einige Mechanismen, die zu dieser Form beitragen. Die wichtigsten sollen hier kurz umrissen werden:

1. **Primär-Ionisationsfluktuationen:** Die Zahl der durch ein Photon der Energie  $E_\gamma$  erzeugten Elektronen-Ionen-Paare kann mit Gleichung II.1 abgeschätzt werden. Aus der statistischen Natur der Prozesse folgen allerdings Fluktuationen um den Mittelwert. Um diese adäquat abzuschätzen, muss beachtet werden, dass die Ionisationsprozesse in diesem Fall nicht gänzlich unabhängig sind, sodass die Abschätzung der rein statistischen Fluktuationen (Poisson) um den Fano-Faktor  $F$  korrigiert werden muss [8],[9]. Insgesamt ergibt sich dann eine Energieauflösung der folgenden Form:

$$R = \frac{\sqrt{F}}{N}$$

2. **Verstärkungsfluktuationen:** In Proportionalkammern kommt eine Fluktuation für die Sekundärionisationsprozesse der einzelnen Elektronen dazu. Unter der Annahme, dass das  $i$ -te Elektron eine Zahl  $G_i$  von Sekundärelektronen produziert, stellt sich die Gain offenbar als Mittelwert der Sekundärelektronen über alle Prozesse dar. Die Fluktuationen aus dem einzelnen Prozess pflanzen sich dann entsprechend auf die Gain fort. Unter der Annahme, dass die Fluktuationen  $\sigma_{G_i}$  gleich sind gilt demnach:

$$\sigma_G = \frac{\sigma_{G_i}}{\sqrt{N}}$$

Für den Anteil durch die Verstärkungsfluktuationen gilt demnach dann [8]:

$$R = \frac{\sigma_G}{G}$$

Die Kombination beider Fluktuationsbeiträge ergibt zusammen mit einem Rauschbeitrag durch elektronisches Rauschen die Energieauflösung. Experimentell bestimmt sie sich durch die Auswertung eines wohlbekannten Spektrums, bei dem man eine bekannte Linie messen kann, um anschließend eine Kurve daran anzupassen und aus der Halbwertsbreite folgende Abschätzung zu verwenden:

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma_{\text{Photo}}}{\mu_{\text{Photo}}}$$

Detaillierte Darstellungen zur Verwendeten Strahlung, mit der diese Bestimmung durchgeführt werden finden sich in Abschnitt 2.1. In diesem Zusammenhang wird die Nomenklatur der einzelnen Signalanteile sowie die Benennung der hier bereits verwendeten Formelzeichen durchgeführt.

# Kapitel III

## Gas Electron Multiplier

---

Ordinäre Proportionalkammern sind natürlichen Problemen und Limitationen unterworfen, die in Abschnitt 3.2 allgemein diskutiert wurden. Genauere Untersuchungen erzwingen allerdings elaborierte Detektorkonzepte, die dann ggf. die Orts- und Spurrekonstruktion ermöglichen, um Zerfälle zu Berücksichtigen. Eine erste Möglichkeit dies zu realisieren waren Vieldraht-Proportionalkammern (MWPC), bei denen die Rekonstruktion durch die Verwendung und Auslese von vielen Proportionalzählern ermöglicht wurde. Eine extensive Erklärung der Funktionsweise findet sich in [13].

Um präzisere Rekonstruktionen zu ermöglichen, ist es in diesem Falle sinnig die Auslesestruktur genauer zu segmentieren, wobei genauere Ergebnisse genau dann möglich sind, wenn die Verstärkerstufen gleichermaßen mikrostrukturiert sind. In diesem Kontext treten die Gas Electron Multiplier (GEMs) auf, die dies ermöglichen. Im folgenden Kapitel soll das Konzept dieser Detektorgeometrie diskutiert werden, um auf diese Weise die weitreichenden Vorteile dieser Anordnung zu erläutern.

### 1. Aufbau und Funktionsweise einer GEM-Verstärkungsstufe

Ganz allgemein sind GEMs mikrostrukturierte Versionen von Proportionalkammern. Da man sie in diesem Format „hintereinanderschalten“ kann wird im Folgenden von Verstärkerstufen gesprochen. GEM-Verstärkerstufen sind dünne Isolatorfolien bestehend aus Polyamiden, an deren Ober- und Unterseite je eine Kupferbeschichtung anliegt. Die Strukturierung der Stufe erfolgt dadurch, dass Löcher in die Folien geätzt werden, sodass sich eine hexagonale Struktur ausbildet (siehe Abbildung III.1). Der Abstand zweier paarweise benachbarter Löcher, im Folgenden Pitch, ist daher stets gleich. Die Eigenschaften der Foliengeometrie (Pitch und Lochradien) wurden in der Vergangenheit bereits intensiv studiert [14], auf Basis dieser Untersuchungen haben sich spezielle Konfigurationen etabliert, entsprechend dieser Konvention werden für diese Folien GEM-Folien im Standardformat verwendet, die Parameter der Folie sind als Querschnitt der Folie in Abbildung III.2 zu sehen.

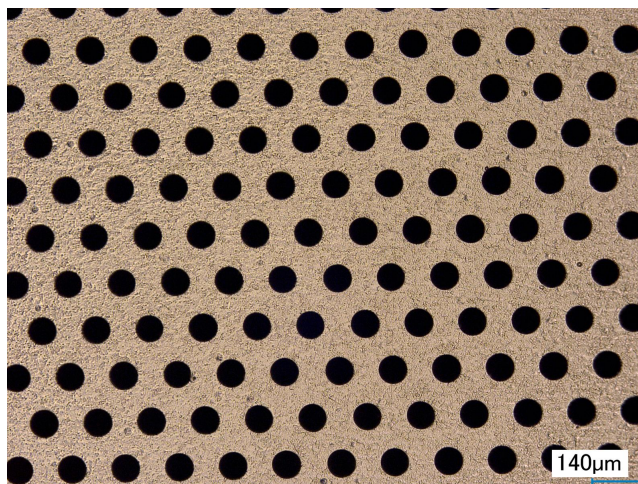


Abbildung III.1.: Draufsicht auf einen Folienausschnitt aufgenommen mit einem Mikroskop [MODELL?], ausgezeichnet ist der ein Maßstab von  $140\mu\text{m}$

;Draufsicht)

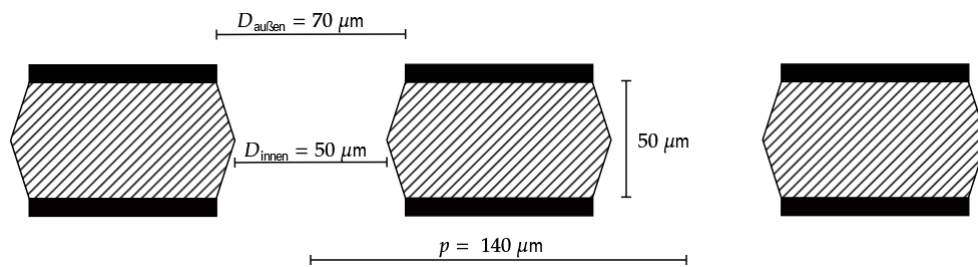


Abbildung III.2.: Querschnitt der Folie

Querschnitt)

Die Wesentliche Stärke dieses Ansatzes ist der Umstand, dass man nur eine vergleichsweise kleine Spannung zwischen den Kupferplatten anlegen muss, um große Felder innerhalb der Löcher zu erzeugen. So führt bspw. eine Potentialdifferenz von 100 V zu einem Feld der Größenordnung von 20.000 V/cm. Ein Vergleich mit [Abbildung Townsend-Koeffizient](#) offenbart, dass in dieser Region eine starke Ladungsmultiplikation auftritt. Durch die starke räumliche Begrenzung der einzelnen Verstärkungsvolumina wird ebenfalls der störende Einfluss der Ionen reduziert, da die Distanzen, die die Ionen zurücklegen müssen, um an einer Elektrode mit einem Elektron zu rekombinieren vergleichsweise gering ist. Um das Einzusehen, sind die Äquipotentialflächen eines GEM-Feldes in [Abbildung GEM-Feld](#) dargestellt. Diese Konstruktion erlaubt es demnach bei potentiell höheren Verstärkungen zu operieren, ohne dass Informationen über die im Detektor deponierte Energie verloren gehen.

Da es sich bei den einzelnen GEM-Löchern im Wesentlichen um Proportionalkammern handelt, gelten die in Abschnitt 3.2 diskutierten Grenzen für jedes der Löcher individuell. Es ist allerdings so, dass die Verstärkung in den Folien, also entsprechend elektronisch getrennt von der Ausleseelektronik insofern vorteilhaft ist, dass Gasentladungen die Ausleseelektronik im Allgemeinen nicht erreichen und sie so nicht zerstören können. Es ist allerdings möglich, dass Gasentladungen in den Löchern der Folie auftritt und auf diese Weise die Folie schädigt. Es ist also geboten die Folie bei moderater Verstärkung, in Einklang mit den diskutierten Limits zu verwenden.

## 2. Multi-GEM-Strukturen

Neben den bisher erörterten Vorteilen wird das tatsächliche Potential von GEM-Stufen erst dann voll ausgeschöpft, wenn man mehrere von ihnen hintereinander verwendet. Auf diese Weise können die Elektronen, die aus einer ersten Verstärkungsstufe kommen an eine zweite übergeben werden, um dort weitere Multiplikationsschritte zu durchlaufen. Dies ermöglicht das Erreichen vergleichbarer Verstärkungen bei kleinerem Aufwand und so vergleichsweise seltener Gasentladungen.

Die Verwendung einer solchen Anordnung wird genau dann noch potenter, wenn man Driftkammern zwischen die Proportionalkammern setzt, da auf diese Weise Gasentladungen zwischen den Folien unterbunden werden und Diffusionserscheinungen dafür sorgen, dass die Elektronen aus einer Verstärkungsstufe nicht in ein GEM-Loch der darauffolgenden Stufe geraten, sondern in Mehrere. Damit wird das Raether-Limit für Proportionalkammern effektiv umgangen, und es ist möglich, höhere Verstärkungen zu erzielen, ohne dass Gasentladungen signifikant wahrscheinlicher werden. Eine solche Konfiguration bezeichnet man als Multi-GEM-Detektor. In [Abbildung Schematischer Aufbau Triple-GEM](#) wird der schematische Aufbau eines Triple-GEM Detektors gezeigt. Hierbei definieren wir direkt die Namen der Felder, die im folgenden von Interesse sein werden. Die exakte Anordnungen der Folie war in der Vergangenheit bereits Thema zahlreicher Optimierungsversuche. In diesem Kontext hat sich gezeigt, dass der Störeinfluss durch die Ionen noch effektiver reduziert werden kann, wenn die Folien um 90° gegeneinander rotiert werden. Dies limitiert die Ionen auf den Bereich zwischen zwei GEM-Folien und verhindert so erhebliche Störungen durch die Propagation der Ionen durch den Detektor.

### 3. Effektive Gain und Transfereffizienzen

In einem Idealen System würden alle Elektronen, die bei der Verstärkung erzeugt werden auch in die nächste Verstärkerstufe und so zur Ausleseelektronik gelangen. In der Praxis ergeben sich im Wesentlichen drei Wege, über die Elektronen für die anderen Stufen verloren gehen können:

1. Wechselwirkung mit der oberen Kupferplatte: Die Elektronen werden von dem GEM-Feld im Allgemeinen in das Loch gesaugt, es gibt jedoch einen Teil der Elektronen, die nicht eingesaugt werden, sondern von der Kupferplatte abgefangen werden. Diese Elektronen stehen offenbar nicht mehr für die Verstärkung zur Verfügung
2. Verluste durch Polymid-Interaktion: Elektronen, die in die Verstärkerstufe aufgenommen wurden, können von der Berandung der Löcher aufgenommen werden und stehen so nicht mehr zur Verfügung
3. Wechselwirkungen mit der unteren Kupferplatte: Die Elektronen, die aus der Verstärkerstufe extrahiert werden, können bei der Extraktion durch das GEM-Feld auf die untere Platte beschleunigt werden. Diese können dann offenbar nicht mehr weiterverwendet werden.

Physikalisch steht dahinter die Intuition, ob die Felder in einer Art zusammenwirken, die die Übergabe der Elektronen der Drift- und Transferfelder an GEM-Stufen begünstigen oder erschweren. Zu diesem Zweck definieren wir die Transfereffizienzen:

$$\epsilon_{\text{coll}} = \frac{N_{\text{gesammelt}}}{N_{\text{ein}}} \quad \epsilon_{\text{extr}} = \frac{N_{\text{extr}}}{N_{\text{extr}} + N_{\text{verl}}}$$

Hierbei bezeichnet die Kollektionseffizienz  $\epsilon_{\text{coll}}$  die Zahl der aus einer Stufe eingesammelten Ladungen normiert auf die Zahl der gesamt-einfallenden Ladungen und die Extraktionseffizienz  $\epsilon_{\text{extr}}$  das Verhältnis der extrahierten Ladung normiert auf die Gesamtladung, die sich aus der extrahierten und der verlorenen Ladung zusammensetzt. Die Transfereffizienzen verändern dabei offenbar die Verstärkung. Unter der Annahme, dass eine GEM-Stufe eine Absolute Verstärkung  $G_{\text{abs}}$  hat, ergibt sich unter Verwendung der Transfereffizienzen folgender Zusammenhang:

$$G_{\text{eff}} = \epsilon_{\text{coll}} \epsilon_{\text{extr}} G_{\text{abs}} \quad (\text{III.1}) \{?\}$$

Die effektive Verstärkung ist hierbei offenbar die Messbare Quantität und ist im Allgemeinen kleiner als die Absolute Verstärkung. Die Transfereffizienzen waren in der Vergangenheit bereits Thema von unterschiedlichen Verständnis und Optimierungsprozessen. In diesem Zusammenhang konnte gezeigt werden, dass die Transfereffizienzen vom Verhältnis der angrenzenden Felder abhängig ist. Insbesondere sind die Kollektionseffizienzen also abhängig von dem GEM-Feld und dem Feld, dass die Teilchen übergibt; die Extraktionskoeffizienten sind abhängig vom den GEM-Feldern und dem Feld, dass die Elektronen extrahiert.



# Kapitel IV

## Optimierung der Verstärkung eines Triple GEM Detektors

---

### 1. Vorbereitung: Aufbau und Qualitätssicherung des Detektors

### 2. Messmethodik

#### 2.1. Über die Eignung von $^{55}\text{Fe}$ -Isotopen

(sec:Fe55) Die Untersuchung der Effekte der einzelnen Felder eines Triple-GEM-Detektors auf seine Energieauflösung und Verstärkung erfordert eine fundierte Kenntnis der zur Messung verwendeten Strahlung. Eine geeignete Strahlenquelle muss daher einige Anforderungen erfüllen, um den Optimierungsprozess zu ermöglichen. Die Eignung einer  $^{55}\text{Fe}$  Quelle kann dabei wie folgt begründet werden:

Das Isotop  $^{55}\text{Fe}$  zerfällt durch K-Einfang zu Mangan, welches durch Emission von Röntgenstrahlung in seinen Grundzustand übergeht, das resultierende Mangan-Isotop  $^{55}\text{Mn}$  ist stabil. Mit einer Halbwertszeit von 2,75 Jahren [11] gewährleistet die Quelle während des gesamten Optimierungsprozesses eine konstante Strahlleistung und so einen stabilen Energiepegel. Insbesondere sind Verzerrungen durch Sekundärzerfälle ausgeschlossen.

Das Spektrum wird hauptsächlich von den  $K_\alpha$ - und  $K_\beta$ -Linien dominiert, was sicherstellt, dass die gesamte Energie im System deponiert wird (siehe Kapitel ??). Dadurch werden statistische Unsicherheiten in der Energiedeposition und damit verbundene Einflüsse auf die Energieauflösung minimiert. Eine Sammlung der relevanten Eisenlinien findet sich in Tabelle IV.1.

Linie	Energie / keV	Rel. Intensität
$K_\alpha$ -Photo 1	5,755	0,540
$K_\alpha$ -Photo 2	5,716	0,117
$K_\alpha$ -Photo 3	5,815	0,078
<b><math>K_\alpha</math>-Photo</b>	5,755	0,777
<b><math>K_\alpha</math>-Escape</b>	2,892	0,121
$K_\beta$ -Photo 1	6,351	0,061
$K_\beta$ -Photo 2	6,312	0,013
$K_\beta$ -Photo 3	6,411	0,009
<b><math>K_\beta</math>-Photo</b>	6,351	0,088
<b><math>K_\beta</math>-Escape</b>	3,488	0,014

Tabelle IV.1.: Dominierende Linien des Eisenspektrums einer  $^{55}\text{Fe}$ -Quelle, entnommen aus [8]

Eisenlinien)

Die im Optimalfall erreichbare Energieauflösung überschreitet die Energieabstände der einzelnen  $K$  Linien. Diese Aussage trifft sowohl für den Photopeak, als auch für den Escape-Peak zu, sodass diese offenbar nicht eindeutig auflösbar sind. Die Bestimmung der Detektorparameter stützt sich auf die Bestimmung der Parameter des Photopeaks, es wird demnach das Spektrum angepasst, das aufgrund der Nähe der Linien vollumfänglich durch folgende Funktion beschrieben werden kann [10]



## 2.2. Experimentelle Bestimmung der Verstärkung

Die Bestimmung der Verstärkung wird im folgenden auf zwei unterschiedliche Wege durchgeführt. Die Methoden sind hierbei auf ihren jeweiligen Zweck, nämlich der quantitativeren oder qualitativeren Verstärkungsbestimmung zugeschnitten.

Die qualitative Bestimmung der Verstärkung nutzt aus, dass der MCA die Zuordnung zu seinen Bins proportional zur Amplitude des eintreffenden Signals durchführt. Nimmt man für die einzelnen Feldeinstellungen dann ein Spektrum auf, und passt eine Funktion nach Gleichung [REFERENZ] an, dann kann der Peakschwerpunkt des Photopeaks als Funktion der Felder als Proxy für die Verstärkung gewählt werden. Wandert der Schwerpunkt zu höheren Bins, sind die Signalamplituden offenbar größer und die Signale wurden vorher stärker verstärkt. Eine solche Methode ist offenbar nur dann sinntragend, wenn es eine Referenz gibt, zu der die Verstärkung relativ untersucht werden kann es handelt sich daher um eine qualitative Messmethode.

Quantitativ kann die Verstärkung aus einer Messung des Spektrums und einer Messung des an der Ausleseelektronik induzierten Stromes bestimmt werden. Dazu kann die Auslese des Detektors mit einem Picoamperemeter (MODELL) verbunden werden, sodass die induzierten Ströme gemessen werden. In einer darauffolgenden Messung muss dann in derselben Einstellung ein Spektrum gemessen werden; eine parallele Messung ist nicht möglich, da Rauscherscheinungen, die mit den Bauteilen einhergehen einen sehr erheblichen Störeinfluss implizieren, der die Messung nahezu unbrauchbar macht.

Da die Linien der Eisenquelle [ABSCHNITT] hinreichend bekannt sind, können die Linien für eine Energiekalibrierung des MCA für eine gegebene Detektorkonfiguration durchgeführt werden. Damit wird das mit dem MCA gemessene Spektrum zu einem Energie-Histogramm gegebener Bin-weite. Summiert man die einzelnen Ereigniszahlen, gewichtet mit den Energien des jeweiligen Bins auf, erhält man eine Approximation für die im Detektor deponierte Energie und so, unter Berücksichtigung der mittleren Ionisationsenergie (Tabelle II.1) eine Näherung für den primären Ionisationsstrom, sofern man die Messdauer berücksichtigt. Die Verstärkung ergibt sich dann entsprechend über den folgenden Zusammenhang:

$$G = \frac{I_{\text{Readout}}}{I_{\text{Ion}}}$$

Es ist offenbar so, dass die quantitative Messung

### **3. Optimierungsmethodik**

### **4. Referenzbestimmung**

### **5. Parameterscans für die einzelnen Felder**

#### **5.1. Untersuchung der Wirkung der Felder auf die Transfereffizienzen**

#### **5.2. Bestimmung der Auswahlintervalle**

### **6. Konstruktion und Überprüfung interessanter Detektorkonfigurationen**

# **Kapitel V**

## **Optimierung der Energieauflösung eines Triple-GEM-Detektors**

---

- 1. Messmethodik**
- 2. Optimierungsmethodik**
- 3. Parameterscans für die einzelnen Felder**
- 4. Konstruktion und Überprüfung interessanter Detektorkonfigurationen**

# **Kapitel VI**

## **Bestimmung des Operations-Optimums**

---

- 1. Konstruktion von Feldkonfigurationen unter Berücksichtigung von Auflösung und Verstärkung**
- 2. Experimentelle Analyse der Konstruierten Konfigurationen**

# Kapitel VII

## Zusammenfassung und Ausblick

---

1. Zusammenfassung
2. Ausblick: Optimierung auf Orts- und Zeitauflösung

# Literatur

---

- [1] C. Büttner et al. „Progress with the gas electron multiplier“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 409.1 (1998), S. 79–83. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)01240-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(97)01240-0). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900297012400>.
- [2] S. Bachmann et al. „Charge amplification and transfer processes in the gas electron multiplier“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 438.2 (1999), S. 376–408. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00820-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00820-7). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299008207>.
- [3] S. Bachmann u. a. „Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM)“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 479.2 (2002), S. 294–308. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00931-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00931-7). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201009317>.
- [4] R. Bouclier u. a. „Ageing of microstrip gas chambers: problems and solutions“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 381.2 (1996), S. 289–319. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)00268-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)00268-9). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296002689>.
- [5] A. Buzulutskov u. a. „The GEM photomultiplier operated with noble gas mixtures“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 443.1 (2000), S. 164–180. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01011-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01011-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299010116>.
- [6] Wolfgang Demtroder. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. ger ; eng. 5. Aufl. 2017 edition. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2017. ISBN: 9783662528839.
- [7] William P. Jesse und John Sadauskis. „Alpha-Particle Ionization in Pure Gases and the Average Energy to Make an Ion Pair“. eng. In: *Physical review* 90.6 (1953), S. 1120–1121. ISSN: 0031-899X.
- [8] Jonathan Ottnad. „Optimierung der GEM-basierten Verstärkungsstufe einer TPC für das CB/TAPS-Experiment“. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Aug. 2020. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.11811/8516>.
- [9] William R Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-To Approach*. eng. Second Revised Edition. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin / Heidelberg, 1994. ISBN: 9783540572800.
- [10] Philip Hauer. „Gain Calibration of the Upgraded ALICE TPC“. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Nov. 2022. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.11811/10464>.
- [11] S. Pommé, H. Stroh und R. Van Ammel. „The 55Fe half-life measured with a pressurised proportional counter“. In: *Applied Radiation and Isotopes* 148 (2019), S. 27–34. ISSN: 0969-8043. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2019.01.008>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804318310121>.
- [12] F. Sauli. „GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 386.2 (1997), S. 531–534. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296011722>.

- 
- [13] Fabio Sauli. *Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers*. Techn. Ber. CERN, Geneva, 1975 - 1976. Geneva, 1977. DOI: 10.5170/CERN-1977-009. URL: <http://cds.cern.ch/record/117989>.
  - [14] Fabio Sauli. „The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 805 (2016). Special Issue in memory of Glenn F. Knoll, S. 2–24. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008980>.
  - [15] Franz Schwabl. *Statistische Mechanik*. eng. Second Edition. Springer-Lehrbuch. Springer, 2013. ISBN: 3540203605.
  - [16] Dengming Xiao. „Fundamental Theory of Townsend Discharge“. eng. In: *Gas Discharge and Gas Insulation*. Bd. 6. Energy and Environment Research in China. Germany: Springer Berlin / Heidelberg, 2015, S. 47–88. ISBN: 9783662480403.