



Messung von Cherenkov-Photonen

Bachelorarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science (B.Sc) im Studiengang Physik

UNIVERSITÄT SIEGEN
NATURWISSENSCHAFTLICH TECHNISCHE FAKULTÄT
DEPARTMENT PHYSIK



vorgelegt von
Daniel Berker
Matrikelnur.: 1436314

Gutachter: Prof. Dr. Ivor Fleck
November 2022

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|------------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| I | Physikalische Grundlagen | 2 |
| 2 | Cherenkov-Effekt | 2 |
| 3 | Wechselwirkungen von Photonen mit Materie | 4 |
| 3.1 | Photoeffekt | 4 |
| 4 | Silizium-Photomultiplier (SiPM) | 5 |
| 4.1 | Halbleiter | 5 |
| 4.2 | Zugrundeliegende Effekte | 7 |
| 4.2.1 | pn-Übergang | 7 |
| 4.2.2 | Avalanche- / Lawineneffekt | 8 |
| 4.3 | Aufbau und Arbeitsprinzip | 9 |
| 4.3.1 | Avalanche Photodiode | 9 |
| 4.3.2 | Silizium- Photomultiplier | 9 |
| 4.4 | Eigenschaften eines SiPMs | 10 |
| 4.4.1 | Dunkelzählrate | 10 |
| 4.4.2 | Optischer Cross-Talk | 10 |
| 5 | β^- Zerfall | 10 |
| 6 | Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld | 11 |
| II | Experimenteller Aufbau | 12 |
| 7 | Versuchsaufbau | 12 |
| 7.1 | Komponenten | 13 |
| 8 | Selektion der Elektronen | 15 |
| 8.1 | Anpassung der Flugbahn der Elektronen | 16 |
| III | Ansteuerung des Quellenhalters | 18 |
| 9 | Potentiometer | 18 |
| 10 | Überprüfung der Potentiometer | 18 |
| 10.1 | Position | 19 |
| 10.2 | Winkel | 20 |
| 10.3 | Fazit | 21 |
| 11 | Kalibrierungen | 23 |
| 11.1 | Lineare Ausrichtung | 23 |
| 11.2 | Winkel | 31 |
| 11.3 | Zusammenfassung/Ergebnisse der Kalibrierungen | 36 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| IV | Photonenmessungen | 39 |
| 12 | Versuchsdurchführung | 39 |
| 13 | Messungen | 39 |
| 13.1 | Anzahl der Koinzidenzkanäle | 40 |
| 13.2 | Anzahl der Photonen pro Event | 44 |
| 14 | Fehlerdiskussion | 50 |
| 15 | Fazit | 50 |
| V | Zusammenfassung und Ausblick | 52 |
| 16 | Zusammenfassung und Ausblick | 52 |
| A | Messdaten Kalibrierung Winkel | 54 |

1 Einleitung

In vielen Bereichen der Medizin wird ionisierte Strahlung eingesetzt, so auch bei der Partikeltherapie, einer Alternative zur Chemotherapie bei der Krebsbehandlung. Dabei werden die Krebszellen mit ionisierenden Teilchen beschossen. Aufgrund des Bragg-Peaks kann der Großteil der kinetischen Energie der Teilchen in dem entsprechenden Gewebe deponiert werden. Im Vergleich zur Chemotherapie kann bei dieser Anwendung das gesunde Gewebe bestmöglich geschützt werden, jedoch ist eine kontinuierliche Überwachung und genaue Einstellung der Bestrahlung unabdingbar. Eine Methode liegt in der „Compton-Kamera“, mit welcher eine Aussage über die Strahlung auf Basis von emittierten Photonen möglich ist.

Die „Compton-Kamera“ besteht aus zwei Detektoren. Im ersten Detektor (Streudetektor) wechselwirken die Photonen mittels Compton-Streuung mit Elektronen und werden um einen Winkel Θ gestreut. Anschließend besitzen diese die Energie E_1 und werden im zweiten Detektor absorbiert. Auf Basis der bekannten Teilchenenergie und der absorbierten Energie E_1 kann der Winkel Θ bestimmt und der Entstehungsort des jeweiligen Photons zurückverfolgt werden [Nor05]. Am Beispiel der Partikeltherapie kann eine solche Rückverfolgung eine Aussage über die Genauigkeit der Bestrahlung getroffen werden.

Durch das Verwenden eines Radiators als „Streudetektor“ kann in der Compton-Kamera mittels einer Strahlungsquelle unter Ausnutzung des Cherenkov-Effekts Photonen erzeugt werden. Damit besteht mit einer Beta-Quelle die Möglichkeit, basierend auf der Anzahl dieser Photonen, die Energie der von der Quelle emittierten Elektronen zu rekonstruieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Detektion von Cherenkov-Photonen untersucht, um eine Relation zwischen den monoenergetischen Elektronen und den Cherenkov-Photonen herzustellen. Es handelt hierbei um eine Kalibration der „Compton-Kamera“. Von einer ^{90}Sr -Quelle emittierte niederenergetische Elektronen erzeugen nach einer Selektion in einem homogenen Magnetfeld in einem Radiator Photonen. Diese werden anschließend mittels Koinzidenzmessungen an einem Detektor gemessen. Für diese Selektion ist eine sehr präzise Ausrichtung der Quelle und somit eine genaue Einstellung des Quellenhalters notwendig. Bei dem Versuchsaufbau handelt es sich um eine Modifikation des Aufbaus von Reimund Bayerlein [Bay20]. Das Ziel ist der Einfluss der Elektronenenergie auf die Koinzidenzmessungen der resultierenden Cherenkov-Photonen.

Im ersten Teil wird auf die physikalischen Grundlagen, insbesondere den Cherenkov-Effekt, eingegangen. Anschließend wird der experimentelle Aufbau beschrieben. Danach geht es um die Ansteuerung des Quellenhalters für das Ausrichten der radioaktiven Quelle, bevor es zu den eigentlichen Messungen kommt. Hierbei handelt es sich um erste Vorergebnisse mit allgemeinen Schlussfolgerungen. Detailliertere Ergebnisse sind später in der Masterarbeit von Kaveh Kooshkjalali [Kav] zu finden.

Teil I

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel beschreibe ich im Folgenden wichtige physikalische Konzepte, die in diesem Experiment von essentieller Bedeutung sind.

2 Cherenkov-Effekt

Der Cherenkov-Effekt beschreibt die Emission elektromagnetischer Strahlung beim Durchqueren eines geladenen Teilchens durch Materie bei hoher Geschwindigkeit.

Die Lichtgeschwindigkeit innerhalb eines Mediums ist gegeben durch den Ausdruck

$$c_{\text{med}} = \frac{c_0}{n} = \frac{c_0}{n(\omega)} \quad (1)$$

wobei $c_0 = 2.997 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ die Lichtgeschwindigkeit in Vakuum und n den materialabhängigen Brechungsindex bezeichnet. Neben dem Material hängt der Brechungsindex auch von der Frequenz der elektromagnetischen Welle aufgrund von Dispersion ab. Im Folgenden wird die Frequenzabhängigkeit nicht explizit geschrieben.

Beim Durchqueren eines geladenen Teilchens wechselwirken die (neutralen) Atome des Mediums mit dem elektromagnetischen Feld des Teilchens. Die Atome entlang der Trajektorie des Teilchens polarisieren kurzzeitig, es entstehen atomare Dipole [KW16]. Anschließend relaxieren die Atome wieder. Folglich entstehen aufgrund der räumlichen Ladungsänderung innerhalb der Atome Elementarwellen, welche sich überlagern und gemäß des Huygen'schen Prinzips miteinander interferieren.

Im Falle von geringen Teilchengeschwindigkeiten $v \ll c_{\text{med}}$ liegen die Dipole annähernd axialsymmetrisch um das Teilchen (Abbildung 2.1 links). Es finden nur destruktive Interferenzen zwischen den entstehenden Elementarwellen statt, sodass an jedem beliebigen Punkt kein resultierendes Feld entsteht. Aber im Fall, dass die Teilchengeschwindigkeit in der Größenordnung von c_{med} liegt, bricht die symmetrische Anordnung der atomaren Dipole. Die Dipole benötigen für die Orientierung zu lange und ordnen sich hinter dem Teilchen entlang der Trajektorie an (Abbildung 2.1 rechts).

Trotz Asymmetrie der Ausrichtung der atomaren Dipole sind konstruktive Interferenzen zwischen kohärenten Elementarwellen nur möglich, wenn $v > c_{\text{med}}$. Die elektromagnetische Welle ist auch in größeren Entfernungen messbar. Unter Verwendung von Trigonometrie (Abbildung 2.2) kann der zur Wellenfront dazugehörige Cherenkov Winkel unter Verwendung von Formel 1 berechnet werden:

$$\cos \theta_c = \frac{c_{\text{med}} t}{v t} = \frac{c_0}{v n} = \frac{1}{\beta n} \quad (2)$$

Hierbei bezeichnet $\beta = \frac{v}{c_0}$ die normalisierte Geschwindigkeit des Teilchens.

Formel 2 ist eine vereinfachte Relation und vernachlässigt den Rückstoß der Photonenmission. Dies ist legitim, solange

1. $v > c_{\text{med}}$ UND

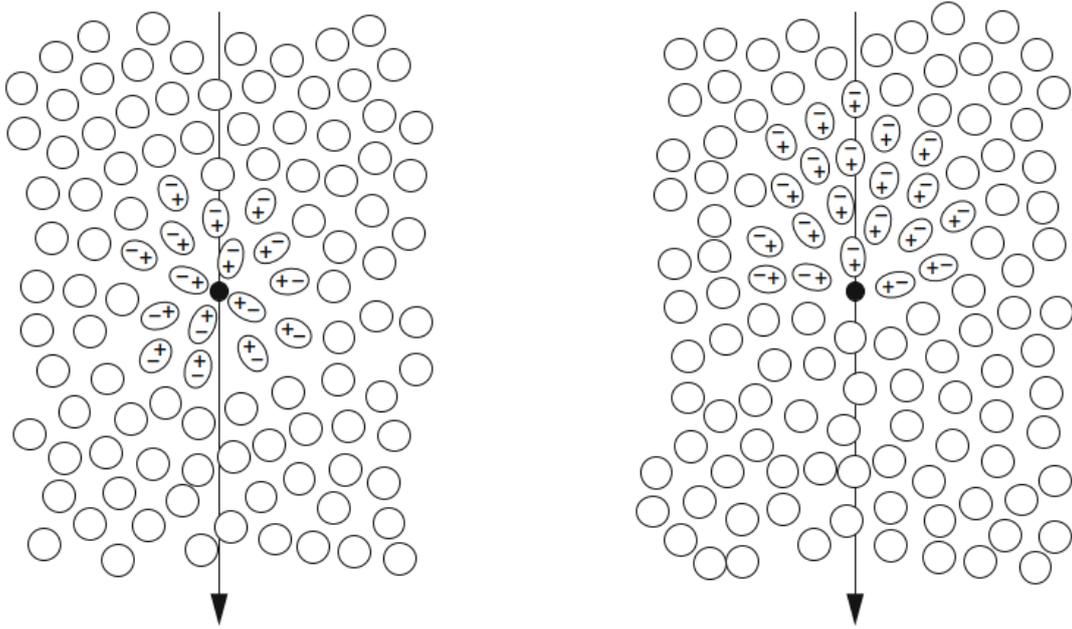


Abb. 2.1: Cherenkov-Effekt: Atomare Dipole [KW16]

Bildung von atomaren Dipolen entlang der Trajektorie im Umfeld des Teilchens. Links: Teilchengeschwindigkeit geringer als Lichtgeschwindigkeit im Medium. Rechts: Teilchengeschwindigkeit in Größenordnung der Lichtgeschwindigkeit im Medium.

2. das Medium transparent und größer ist als die Wellenlänge der entstehenden Cherenkov-Strahlung. [KW16]

Die zweite Bedingung garantiert zugleich die Kohärenz der überlagerten Elementarwellen und ist essentiell für die Entstehung von Cherenkov-Strahlung. Gemäß Gleichung 2 ergibt sich der theoretisch maximale Cherenkov-Winkel in einem Medium für $\beta = 1$ ($v = c_0$) zu

$$\cos \theta_c^{\max} = \frac{1}{n} \quad (3)$$

und hängt nur vom Brechungsindex n ab.

Der kleinstmögliche Cherenkov-Winkel für die Emission von Cherenkov-Strahlung ist $\theta_c^{\min} = 0^\circ$. Diese Bedingung impliziert mit Gleichung 2 und der Annahme eines konstanten Brechungsindex die Mindestanforderung des Teilchens für die Entstehung von Cherenkov-Licht:

$$\beta_{\text{th}} = \frac{1}{n} \quad (4)$$

Folglich entsteht Cherenkov-Strahlung nur, wenn die Teilchengeschwindigkeit über der benötigten Grenzgeschwindigkeit liegt, d.h. $\beta_{\text{par}} > \beta_{\text{th}}$. Über den Lorentzfaktor ergibt sich eine Verbindung zwischen der benötigten Schwellenenergie E_{th} des Teilchens und dem Brechungsindex:

$$\frac{E_{\text{th}}}{m c^2} = \gamma_{\text{th}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\text{th}}^2}} \stackrel{\text{Gl.(4)}}{=} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (5)$$

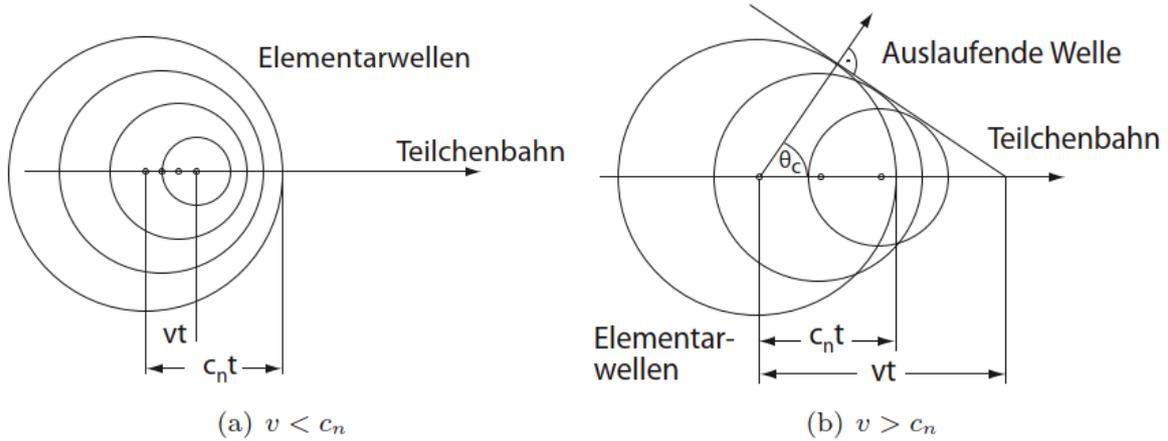


Abb. 2.2: Cherenkov-Effekt: Interferenz der Elementarwellen

Entstehung von Cherenkov-Strahlung mit festem Cherenkov-Winkel θ_c durch konstruktive Interferenz von Elementarwellen. Es gilt: $c_n \equiv c_{\text{med}}$ [KW16]

Des Weiteren beeinflusst β nicht nur, ob Cherenkov-Strahlung entsteht, sondern auch die Intensität der Strahlung. Die abgestrahlte Energie pro Frequenzintervall und Wegstrecke ist gegeben durch die Frank-Tamm-Formel [Jac09]:

$$\frac{d^2 E}{d\omega dx} = \frac{z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \omega \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right) = \frac{z^2 e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \omega \sin^2 \theta_c(\omega) \quad (6)$$

Hierbei ist z die Ordnungszahl des Teilchens, e die Elementarladung und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Bei gegebener Frequenz bewirkt ein schnelleres Teilchen eine höhere Intensität.

3 Wechselwirkungen von Photonen mit Materie

Neben geladenen Teilchen können auch Photonen mit Materie wechselwirken (z.B. Absorption, Streuung). Je nach gegebener Energie des Photons und der Kernladungszahl des Radiormaterials dominiert einer der folgenden Effekte: Photoelektrischer Effekt, Compton-Effekt oder Paarbildung.

Niederenergetische Photonen werden üblicherweise durch den Photoeffekt absorbiert, welcher im Folgendem kurz erläutert wird.

3.1 Photoeffekt

Der photoelektrische Effekt, kurz Photoeffekt, bezeichnet die vollständige Absorption von Lichtquanten in Materie. Dabei emittiert das Atom nach Absorption des Photons ein Elektron:



Bedingung des Effekts ist, dass die Energie des Photons

$$E_\gamma = h\nu \quad (8)$$

größer ist als die Bindungsenergie E_B des Elektrons im Atom. Als Resultat erhält man ein Photoelektron mit der kinetischen Energie

$$T_e = E_B - E_\gamma \quad (9)$$

und das nun ionisierte Atom. Der Photoeffekt ist im Vergleich zu anderen Wechselwirkungen (Compton-Effekt, Paarbildung) dominant für niederenergetische Photonen. Am häufigsten tritt der Photoeffekt bei Elektronen in der K-Schale auf (rund 80%), weil diese den höchsten Wirkungsquerschnitt aufweisen [Die]. Das im Anschluss emittierte Gammaquant nach Abregung des Atoms kann einen weiteren Photoeffekt auslösen. Der Photoeffekt ist zudem bei der Detektion von Photonen mittels Photodioden bzw. Avalanche-Photodioden essentiell.

4 Silizium-Photomultiplier (SiPM)

Genau wie für das Untersuchen von geladenen Teilchen werden spezielle Detektoren für das Zählen von Photonen benötigt. Eine wichtige Rolle spielen Silizium-Photomultiplier (SiPM), welche zum Beispiel einzelne Photonen detektieren können. SiPMs bilden das aus Halbleitern bestehende Gegenstück zu Photomultiplier-Röhren. Hauptsächlich sind SiPMs für die Detektion von sichtbarem und UV-Licht optimiert.

Der Text dieses Kapitels ist auf Basis folgender Quellen entstanden:

[Bay20] [Die][Din13] [KW16]. Bis auf wenige Ausnahmen wird im Folgenden auf diese Quellen nicht mehr explizit verwiesen.

4.1 Halbleiter

Halbleiter sind Materialien, deren Bindungsenergie benachbarter Atome schwächer ist als bei Isolatoren (Abbildung 4.1). Die Bandlücke ist gering genug, sodass Elektronen vom Valenz- in das Leitungsband gelangen können, z.B. durch äußere elektrische Felder oder thermischen Schwingungen. Die im Leitungsband befindlichen Elektronen fungieren als frei bewegliche Ladungsträger für den Stromfluss, wenn ein externes Feld angelegt ist. Währenddessen bleibt durch den Übergang im Valenzband ein Loch zurück.

Durch das Hinzufügen von Verunreinigungen (Doping) in natürlich vorkommenden, intrinsischen Halbleitern kann die Bandlücke verringert werden und die Eigenschaften dieser extrinsischen Halbleiter angepasst werden. Beim Dotieren gilt es Donoren und Akzeptoren zu unterscheiden. Ein Donor ist ein zugefügtes Atom, welches mehr Elektronen in der äußeren Schale besitzt als die anderen Atome. Folglich erhöht das Hinzufügen von Donoren die Anzahl von freien Elektronen. Das Energieniveau der Donoren liegt direkt unter dem Energielevel des Leitungsbandes. Somit ist bei diesen n-dotierten Halbleitern aufgrund der Anwesenheit von freien Elektronen die Bandlücke verringert. Das Pendant zu n-dotierten sind die p-dotierten Halbleitern. Hierbei liegt kein Überschuss von Elektronen, sondern eine vermehrte Anzahl von Löchern vor. Dies wird erreicht, indem Akzeptoren, d.h. Atome mit weniger Außenelektronen, hinzugefügt werden. Hier liegt eine hohe Konzentration von Löchern vor, welche das Energielevel des Valenzbandes erhöhen und ebenfalls die Bandlücke reduzieren. Im Folgendem ein kleines Beispiel: Gegeben sei ein intrinsischer Halbleiter aus Silizium. Die Bandlücke beträgt rund 1,1eV. Das Hinzufügen von Phosphor oder Arsen ergibt einen n-dotierten Halbleiter, während Bor und Indium mögliche Akzeptoren sind (vgl. Abbildung 4.2).

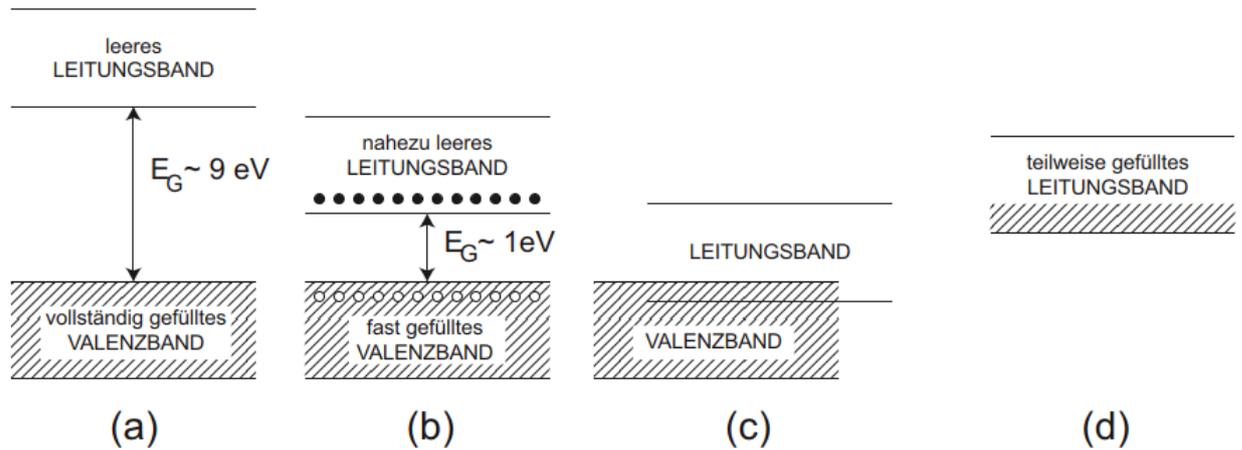


Abb. 4.1: Übersicht schematischer Energiebandstrukturen

- (a) Isolator: sehr große Bandlücke, enthält keine Leitungselektronen
- (b) Halbleiter: geringe Bandlücke, enthält eine geringe Anzahl von Leitungselektronen
- (c) und (d) Leiter: Überlappung Valenz- und Leitungsband [KW16]

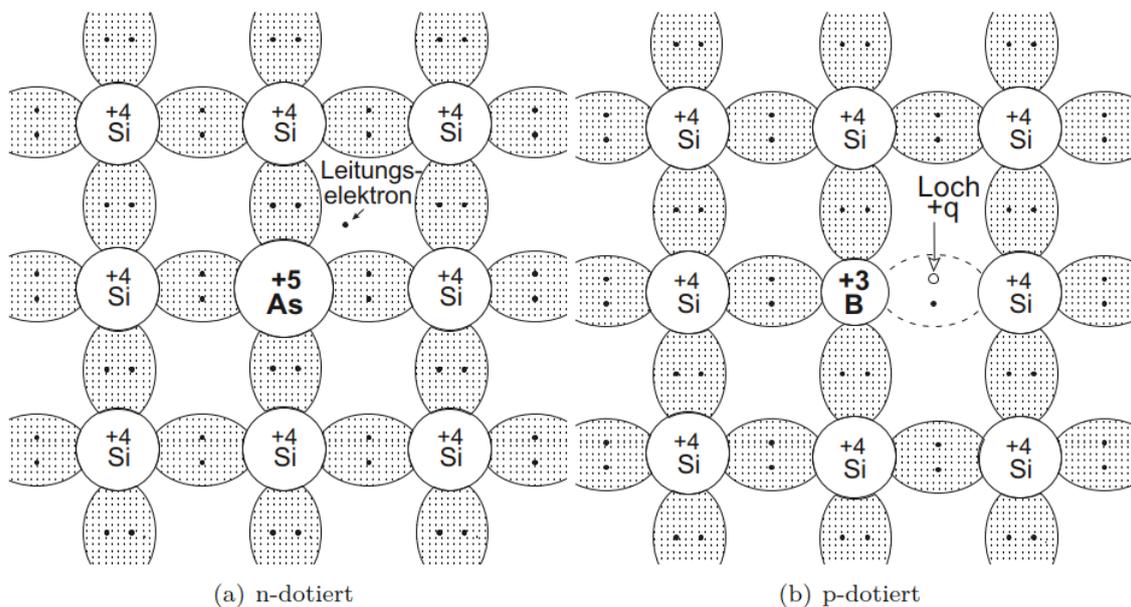


Abb. 4.2: Bindungsverhältnisse in p- und n- dotierten Halbleitern

N-dotierte Halbleiter besitzen zusätzliche negative Ladungsträger (Leitungselektronen) und p-dotierte zusätzliche positive Ladungsträger (Löcher) [KW16]

4.2 Zugrundeliegende Effekte

4.2.1 pn-Übergang

Die Kombination zweier Halbleitermaterialien mit entgegengesetzter Dotierung wird als Diode bezeichnet. Es bildet sich ein pn-Übergang. Hierbei diffundieren Elektronen/Löcher entlang ihres Gradienten zur anderen Schicht.

Das System kann in drei Abschnitte unterteilt werden, da im Bereich der Grenzfläche nur eine sehr niedrige Dichte von freien Ladungsträgern vorzufinden ist (siehe Abbildung 4.3). In dieser elektrisch nicht-neutralen Raumladungszone, auch Verarmungszone genannt, rekombinieren nach Diffusionen freie Elektronen und Löcher. Folglich bildet sich dort an der p-dotierten Grenzschicht eine negative Raumladung aus und analog umgekehrt im n-dotierten Bereich. Das hierdurch entstehende (intrinsische) elektrische Feld bewirkt eine Driftspannung (built-in voltage) bzw. -strom (built-in current). Für einen stabilen Gleichgewichtszustand im Halbleiter muss der durch die Diffusion entstehende Strom betragsgleich entgegengesetzt zum Driftstrom sein. Des Weiteren gilt aufgrund der Neutralität des Halbleiters die "Neutralitätsbedingung" [KW16]:

$$N_A x_p = N_D x_n \quad (10)$$

Dies bedeutet, dass das Produkt aus Dotierungsdichte der Akzeptoren (N_A) und der Eindringtiefe der Raumladungszone in die p-dotierte Schicht (x_p) mit dem der Donatoren (N_D) im n-dotierten Bereich der Raumladungszone (x_n) übereinstimmen muss. Bei ungleicher Dotierungsstärke erstreckt sich die Raumladungszone stärker in das Gebiet mit der schwächeren Dotierung.

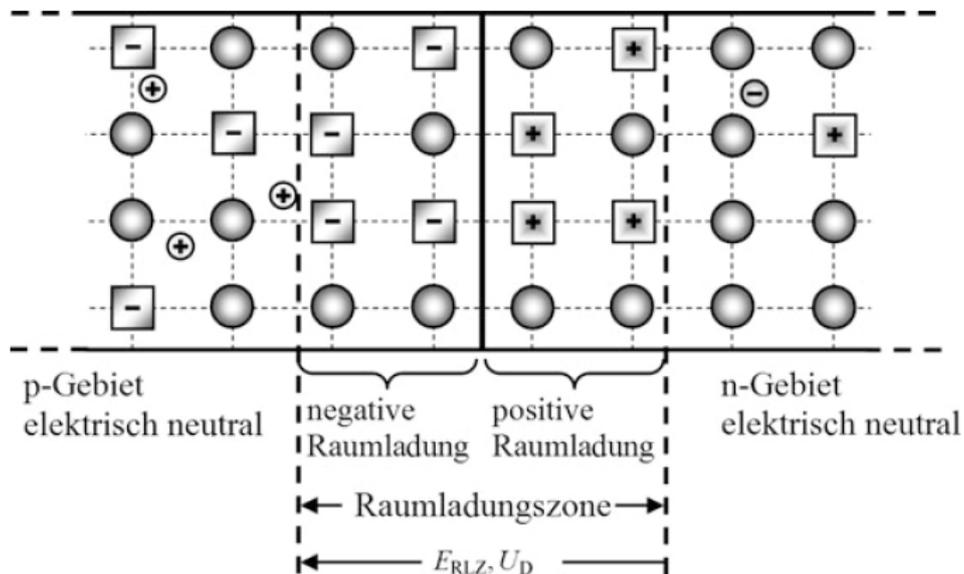


Abb. 4.3: Schematischer Aufbau eines pn-Übergangs

Frei bewegliche Löcher und Elektronen rekombinieren in der Raumladungszone. In dieser Zone existiert ein elektrisches Feld. [Sti15]

Das Anlegen einer externen Spannung U_{ext} sorgt je nach Polarisation und Stärke zu Änderungen der Raumladungszone. Zudem verlässt das System den Zustand des thermischen

Gleichgewichtes. Bei identischer Polung zur Dotierung (Durchlassrichtung), d.h. positive Spannung an p-Seite bzw. negative Spannung an n-Dotierung, steigt aufgrund der zusätzlichen freien Ladungsträger die Diffusionsspannung U_{dif} um die externe Spannung, sodass für die gesamte Spannung in der Zone gilt

$$U_{\text{ges}} = U_{\text{dif}} + U_{\text{ext}} \quad (11)$$

Damit geht eine Verkleinerung der Raumladungszone einher. Bei entgegengesetzter Polung vergrößert sich die Raumladungszone, weil im Vergleich weniger Ladungsträger diffundieren.

Die einfachsten und bekanntesten Halbleiter, die auf dem Prinzip des pn-Übergangs arbeiten, sind Dioden. Im Prinzip handelt es sich hierbei um einen einfachen pn-Übergang. Ihr Arbeitsverhalten lässt sich mithilfe der Kennlinie (Abbildung 4.4) zeigen. In Durchlassrichtung fließt ein Strom in Vorwärtsrichtung durch die Diode, während in Sperrrichtung ein „reverse bias“ vorliegt. Dies bedeutet, dass die Polung von Anode und Kathode vertauscht ist. Bis auf einen kleinen Leckstrom gibt es keinen Stromfluss bei geringen Spannungen. Dieser „Sperrbereich“ ist relevant für Dioden, die als Photodetektoren verwendet werden. Mit zunehmender externer Spannung arbeitet die Diode schließlich im Durchbruchbereich, in welcher der Strom exponentiell ansteigt.

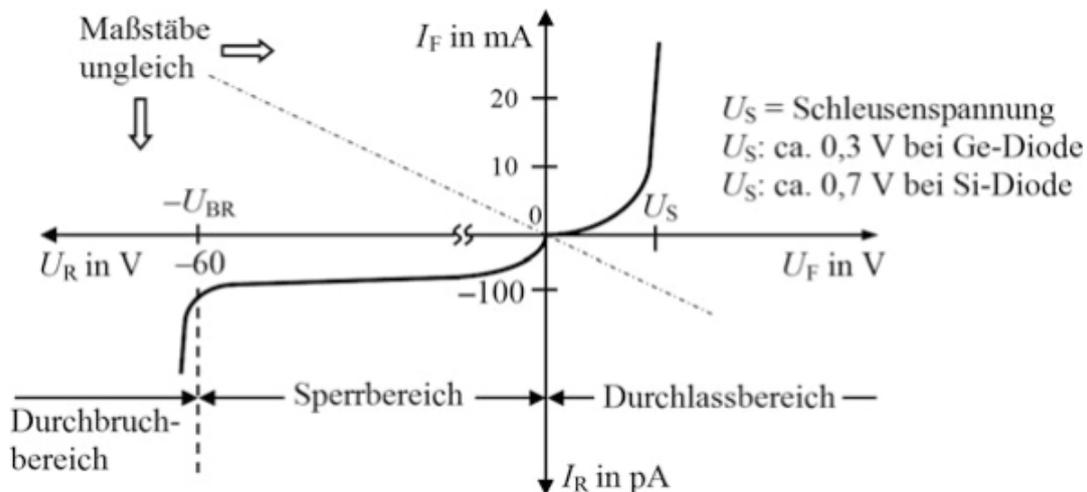


Abb. 4.4: Dioden-Kennlinie

Typische Strom-Spannungs-Charakteristik einer Diode.

Arbeitsbereich von Photodioden: Sperrbereich (reversed bias) [Sti15]

4.2.2 Avalanche- / Lawineneffekt

Bestimmte Detektoren können in verschiedenen Arbeitsmodi arbeiten, welche unterschiedliche Auswirkungen haben. Für die Detektion einzelner Photonen mithilfe eines SiPMs bietet sich der Geiger-Modus an, in welchem das gemessene Signal verstärkt wird und die Proportionalität zur ursprünglichen primären Detektion verloren geht.

Die Absorption eines Photons am SiPM erzeugt ein freies Elektron-Loch-Paar innerhalb der Raumladungszone der Diode, in der ein hohes elektrisches Feld existiert. Durch die Beschleunigung innerhalb des Feldes regt das Elektron Atome über Stoßprozesse an. Bei hinreichend starken elektrischen Feldern überträgt das Elektron genügend Energie, dass

durch die Absorption der resultierenden, emittierten Photonen andere Atome ionisiert werden können. Diese dadurch zusätzlich entstehenden freien Elektronen werden ebenfalls im Feld beschleunigt und erreichen ebenso ausreichende Energien, sodass eine exponentiell steigende Anzahl von freien Ladungsträgern entsteht. Daraus ergibt sich eine Vervielfachung des elektrischen Stroms. Die Diode arbeitet nun nicht mehr im Sperr-, sondern im Durchbruchbereich. Ohne äußeres Eingreifen kann der Effekt nicht unterbrochen werden. Gemäß der Strom-Spannungs-Kennlinie kann der Lawineneffekt nur unterbrochen werden, indem die Spannung reduziert wird.

Die „breakdown voltage“ U_{bd} , auch Geigerspannung genannt, bezeichnet die Spannung, ab dem der SiPM in den Geigermodus wechselt. Die Differenz zur angelegten Spannung der Diode U_{bias} ergibt die „over voltage“:

$$U_{\text{over}} = U_{\text{bias}} - U_{\text{bd}} \quad (12)$$

4.3 Aufbau und Arbeitsprinzip

4.3.1 Avalanche Photodiode

Die Avalanche-Photodiode (APD) ist eine Weiterentwicklung der einfachen Photodiode und besitzt im Vergleich eine zusätzliche intrinsische Halbleiterschicht zur Verstärkung des Signals. Sie wird unter anderem verwendet, um die Anwesenheit einzelner bzw. weniger Photonen zu detektieren. Betrieben wird die APD im Sperrbereich.

Das Photon trifft auf die APD und wird im n-dotierten Bereich der Raumladungszone absorbiert. Aufgrund des Betriebs im Sperrbereich ist die Größe der Raumladungszone maximal. Durch den Photoeffekt entsteht ein freies Elektron-Loch-Paar. Aufgrund des in der Raumladungszone befindlichen elektrischen Feldes erfährt das Elektron eine ausreichend große Beschleunigung, sodass der Lawineneffekt (Kapitel 4.2.2) eintritt. Durch den plötzlichen Anstieg an Leitungselektronen verstärkt sich das Messsignal signifikant. Anschließend erzeugen die Leitungselektronen an dem hinter der Diode befindlichen Quench-Widerstand R eine Spannung U_A , sodass

$$U_A = U_0 - IR \quad (13)$$

unterhalb die Geigerspannung U_{Geiger} fällt. In diesem Fall wird der Lawinen-Effekt unterbrochen und der Arbeitsbetrieb der Diode geht wieder über in den Sperrbereich. Ohne den Widerstand könnte der Lawineneffekt nicht von alleine unterbrochen werden und die APD wäre unbrauchbar. Sobald die APD wieder im Sperrbereich arbeitet kann ein weiteres Photonensignal detektiert werden. Während der Zeit, in der die APD im Durchbruchbereich arbeitet, nimmt diese keine weiteren Photonen wahr.

4.3.2 Silizium- Photomultiplier

Ein Silizium-Photomultiplier (SiPM) besteht aus vielen hundert Pixeln, die zusammen eine Substruktur bilden. Die Pixel sind parallel zueinander verschaltet, über ein Silizium-Substrat miteinander verbunden und arbeiten unabhängig voneinander. Jeder Pixel besitzt eine APD (Kapitel 4.3.1), seriell geschaltet mit einem „Quench-Widerstand“ R .

Das Funktionsprinzip eines Pixels ist analog zu dem der APD (siehe Kapitel 4.3.1). Der

Unterschied liegt in der Addition der Einzelsignale aller Pixel. Anhand des Gesamtsignals kann auf die Anzahl der detektierten Photonen geschlossen werden. Im Vergleich zu APDs, welche die Anwesenheit einzelner Photonen detektieren können, kann mithilfe von SiPMs zusätzlich die Anzahl der Photonen ermittelt werden.

Allerdings müssen bestimmte Faktoren berücksichtigt werden, welche die Signale beeinflussen. Diese werden im nächsten Abschnitt (4.4) erläutert.

4.4 Eigenschaften eines SiPMs

Im Folgenden wird kurz auf wichtige Eigenschaften von SiPMs eingegangen.

4.4.1 Dunkelzählrate

Selbst in kompletter Dunkelheit werden Pulse im Detektor wahrgenommen. Diese Signale werden als Dunkelzählrate („dark count rate“) bezeichnet. Der Hauptgrund liegt in der thermischen Entstehung von Ladungsträgern innerhalb eines Materials und hängt unter anderem stark von der Temperatur ab. Hohe Temperaturen erhöhen die Wahrscheinlichkeit eines frei beweglichen Valenzelektrons durch thermische Ionisation. Zudem existiert eine Proportionalität zur anliegenden Überspannung U_{over} (Gleichung 12) [Din13].

4.4.2 Optischer Cross-Talk

Beim optischen Cross-Talk wird ein sekundäres, durch den Avalanche-Effekt entstehendes Photon von einer benachbarten Zelle des SiPMs absorbiert und löst eine zusätzliche Detektion aus. Dieser Effekt ist nicht auf eine benachbarte Zelle beschränkt, sondern es können aufgrund der hohen Anzahl von sekundären Elektronen in einem beliebigen kleinen Zeitraum mehrere Zellen betroffen sein. Jeder optische Cross-Talk erhöht die Amplitude des entstehenden Signals, weil die einzelnen Signale innerhalb von wenigen Nanosekunden produziert werden.

Der Effekt hängt quadratisch von U_{over} (siehe Gleichung 12) ab. Eine höhere U_{over} sorgt für mehr Sekundärelektronen und erhöht somit die Wahrscheinlichkeit. Im Falle einer konstanten Überspannung entfällt die Temperaturabhängigkeit beim Cross-Talk. Des Weiteren hängt der Effekt auch von der Geometrie des SiPMs ab, insbesondere von dem Abstand zwischen den einzelnen Zellen [Din13].

5 β^- Zerfall

Radioaktive Teilchen zerfallen (im Mittel) basierend auf ihrer Halbwertszeit τ ohne äußeren Einfluss zu anderen Elementen durch einen von drei möglichen Zerfällen: α , β^- oder β^+ . Alle Zerfälle sind exotherm und führen am Ende der Zerfallskette zu einem stabilen Element.

Der für das Experiment relevante β^- -Zerfall, einem Dreikörperzerfall, kann durch folgende Reaktionsgleichung beschrieben werden:



Das Ausgangselement zerfällt in das benachbarte isobare Element mit einer um eins erhöhten Ordnungszahl Z und ein Elektron e^- sowie ein Anti-Elektron-Neutrino $\bar{\nu}_e$. Die Umwandlung des Neutrons wird wie folgt beschrieben:



Des Weiteren wird die Differenz der Bindungsenergien ΔE der beiden Elemente als Energie frei. In diesem Dreikörperzerfall wird ΔE auf die kinetischen Energien von e^- und $\bar{\nu}_e$. Damit haben die emittierten Elektronen ein kontinuierliches Energiespektrum.

Das Isotop ${}^{90}_{38}\text{Sr}$ (Strontium 90) besitzt eine Halbwertszeit von etwa 28,79 Jahren und zerfällt in ${}^{90}_{39}\text{Y}$:



Beim Zerfall werden 0,546 MeV an Energie frei. Die Halbwertszeit von ${}^{90}_{39}\text{Y}$ beträgt ca. 64 Stunden. Als reiner β^- -Strahler zerfällt der Kern anschließend mit einer Wahrscheinlichkeit von 100 % zum stabilen ${}^{90}_{40}\text{Zr}$:



Pro Zerfall werden 2,28 MeV an Energie frei [22]. Da ${}^{90}_{40}\text{Zr}$ ein stabiles Isotop ist, treten anschließend keine weiteren Zerfälle auf.

6 Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld

Ein geladenes Teilchen mit Geschwindigkeit \vec{v} erfährt in einem Magnetfeld mit Feldstärke \vec{B} die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q \left(\vec{v} \times \vec{B} \right) = q|\vec{v}||\vec{B}| \sin(\angle(\vec{v}, \vec{B})) \vec{e}_r, \quad (18)$$

wobei q die Ladung des Teilchens ist. Ungeladene Teilchen werden vom Feld nicht beeinflusst. Die Lorentzkraft ist proportional zur Teilchengeschwindigkeit, sodass identische Teilchen mit einer höheren kinetischen Energie eine stärkere Lorentzkraft erfahren.

Im Fall eines homogenen Magnetfeldes senkrecht zur Teilchengeschwindigkeit $\vec{B} \perp \vec{v}$ ergibt sich unter Verwendung der Zentripetalkraft

$$|\vec{F}_p| = \frac{m \cdot v^2}{R} \quad (19)$$

der Krümmungsradius

$$R = \frac{mv}{qB} = \frac{p}{qB}. \quad (20)$$

Identische Teilchen mit unterschiedlichen Impulsen weisen in einem vorgegebenem Magnetfeld unterschiedliche Krümmungsradien auf. Je größer der Impulsbetrag, umso geringer ist der Krümmungsradius. Diese Tatsache ist später im Experiment für die Selektion des Energiespektrums der Elektronen relevant und wird genauer in Kapitel 8 betrachtet.

Teil II

Experimenteller Aufbau

7 Versuchsaufbau

Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 7.1 skizziert. Ein Foto der Aufbaus ist in Abbildung 7.2 zu sehen.

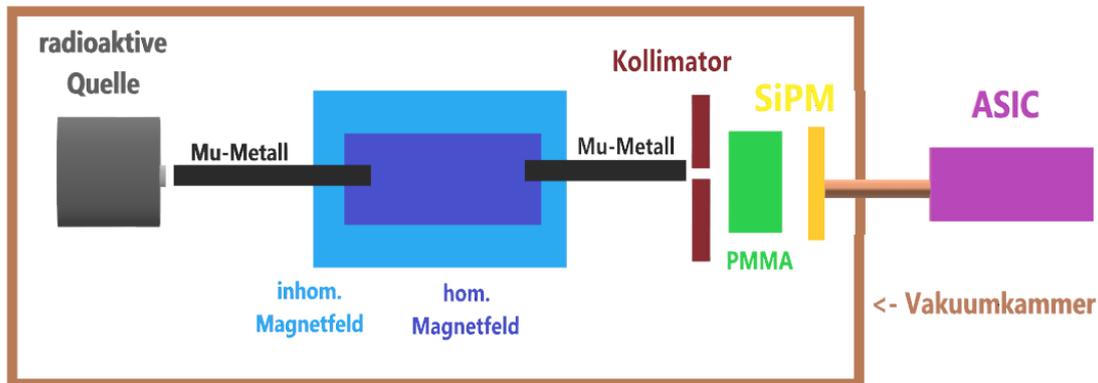


Abb. 7.1: Versuchsaufbau: Schema

Die von der Quelle emittierten Elektronen produzieren im PMMA Cherenkov-Strahlung, welche im SiPM (gelb) detektiert werden. Zwei miteinander verbundene Spulen erzeugen das magnetische Feld. Für die Signalauswertung ist der SiPM über ein ASIC und FPGA mit dem Computer verbunden. Die Ausrichtung der Quelle wird über eine Servosteuerung angepasst.

Das Experiment findet in einer Vakuummkammer statt, in der ein Druck von rund 7 mbar herrscht. Eine Strontium-90 Quelle dient zur Erzeugung polyenergetischer Elektronen, welche isotrop emittiert werden. Der durch die Quellenöffnung emittierte Anteil gelangt in ein Magnetfeld, erzeugt durch zwei parallel miteinander verbundene Spulen. Im homogenen Feld findet die Selektion der Elektronen anhand ihrer Energien statt. Mu-Metalle sorgen für die Abschirmung der Elektronen vom inhomogenen Magnetfeld. Der hinter dem Magnet befindliche Kollimator grenzt die Breite des Elektronenspektrums weiter ein. Als Nächstes gelangen die Elektronen in das Radiatormaterial, bestehend aus Polymethylmethacrylat (PMMA). Die hier entstehenden Cherenkov-Photonen detektiert ein dahinter liegender SiPM. Anschließend werden die Signale über einen ASIC und FPGA an den Computer übermittelt und ausgewertet. Zur Untersuchung von unterschiedlichen Energien befindet sich der Betastrahler auf einem Quellenhalter. Die Einstellung von Position und Ausrichtung erfolgt über einen Servo-Controller, welcher die entsprechenden DC Motoren ansteuert (Kapitel 8.1). Des Weiteren kann die Magnetfeldstärke des Magneten variiert werden.

Zur Reduzierung von Noise im SiPM befindet sich der Aufbau während der Durchführung in einer Metallbox (Abbildung 7.3). Zudem wird der SiPM durch geeignetes Kühlen auf einem niedrigen Temperaturniveau gehalten und mit einem Temperatursensor (PT100) überwacht. Um Beschädigungen der Spulen zu vermeiden werden diese ebenfalls gekühlt.

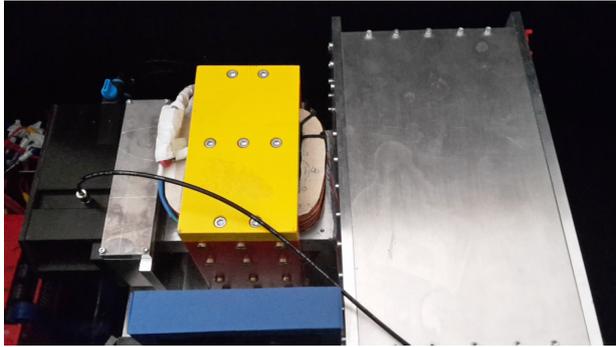


Abb. 7.2: Versuchsaufbau: Foto

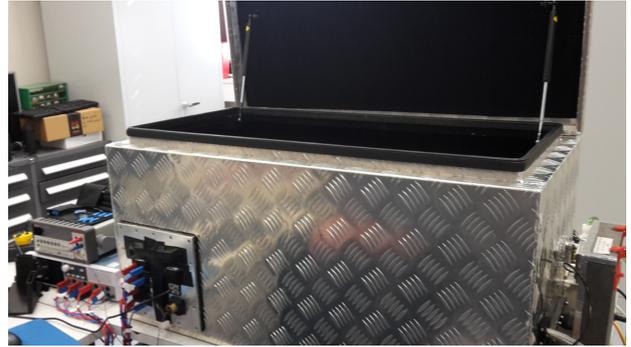


Abb. 7.3: Versuchsaufbau: Box

7.1 Komponenten

Im Folgenden werden die Komponenten des Experiments kurz beschrieben.

Strahlungsquelle

Für die Erzeugung freier Elektronen wird der Betastrahler $^{90}_{38}\text{Sr}_{52}$ verwendet. Die Aktivität der Quelle beträgt ca. 1 MBq (Produktionszeitpunkt). Dieses instabile Isotop mit einer Halbwertszeit von 28,79 Jahren zerfällt über den β^- -Zerfall (siehe Kapitel 5) zu $^{90}_{39}\text{Y}_{51}$. Des Weiteren entstehen durch den Zerfall von $^{90}_{39}\text{Y}_{51}$ zu $^{90}_{40}\text{Zr}_{50}$ weitere zusätzliche Elektronen. Diese werden für die Erzeugung der Cherenkov-Strahlung benötigt. In Abbildung 7.4 ist das gemeinsame Beta-Spektrum für $^{90}_{38}\text{Sr}_{52}$ und $^{90}_{39}\text{Y}_{51}$ dargestellt.

Eine Abschirmung aus Blei verhindert die Ausbreitung der Strahlung in die Umgebung. Nur durch eine kleine Öffnung können die Elektronen in die Vakuumkammer gelangen.

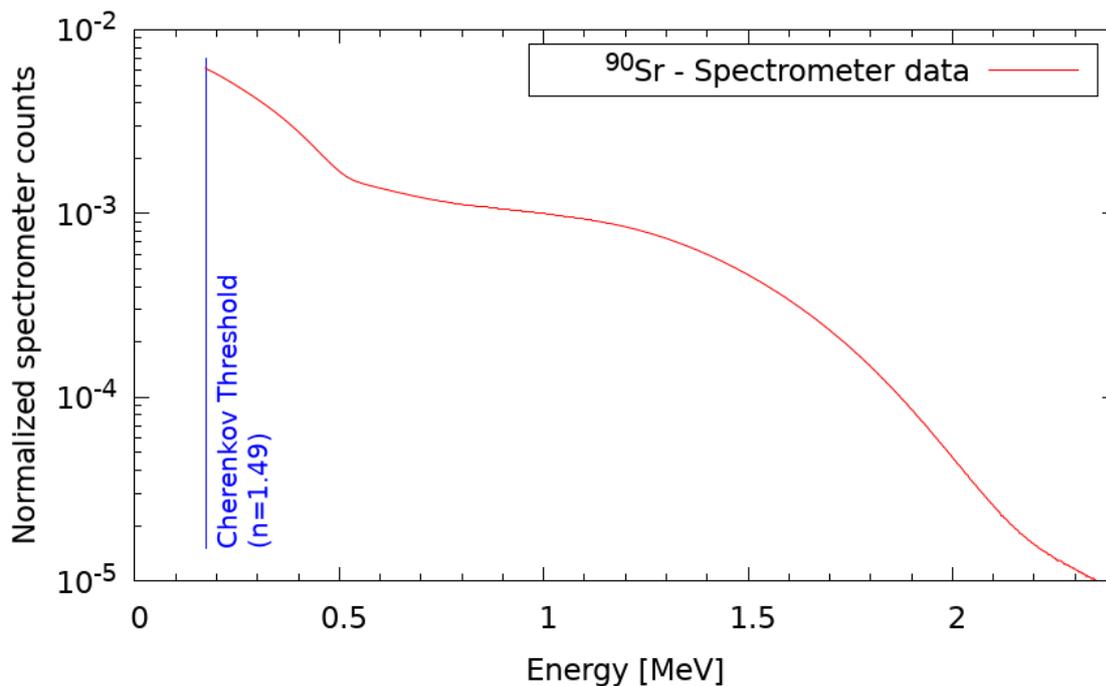


Abb. 7.4: Kontinuierliches β -Spektrum der $^{90}_{38}\text{Sr}_{52}$ -Quelle [Bay20].

Magnetfeld und Mu-Metall

Das magnetische Feld entsteht auf Basis zweier miteinander verbundener identischer Spulen (Abbildung 7.5). Bei konstantem Strom in den Spulen entsteht ein Feld mit einem homogenen Anteil und einem äußeren, inhomogenen Teil. Damit die Spulen vor allem bei höheren Strömen nicht zu heiß werden, müssen diese während der Messungen gekühlt werden. Aufgrund von Hysterese ist das Entmagnetisieren der Spulen nach jeder bzw. vor jeder Messung erforderlich.

Die im Magnetfeld stattfindende Selektion der Elektronen entsteht durch die wirkende Lorentzkraft auf die Elektronen im Magnetfeld. Damit die Elektronen vom inhomogenen Magnetfeld nicht beeinflusst werden, dienen zur Abschirmung desselben Verbindungsstücke aus Mu-Metall. Dieses aus Eisen und Nickel bestehende Material besitzt eine sehr hohe Permeabilität und eignet sich somit sehr gut für die Abschirmung magnetischer Felder.

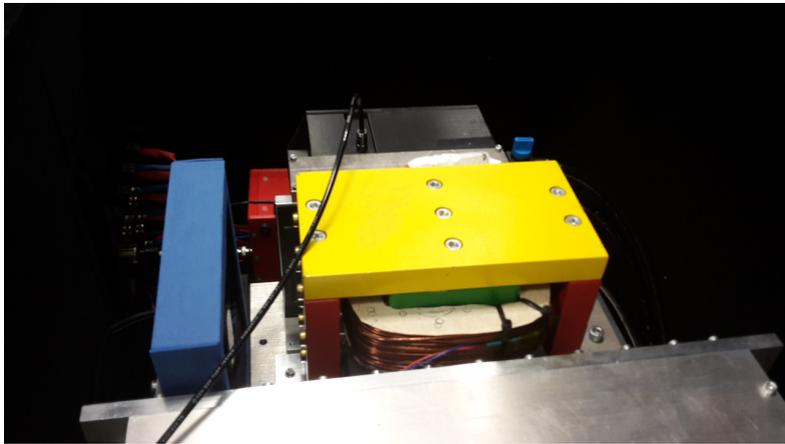


Abb. 7.5: Magnet

Quellenhalter und Servo-Steuerung

In dem Experiment wird eine analoge RC-Steuerung mit einer Betriebsspannung von 12 V verwendet. Position und Winkel der Quelle können unabhängig voneinander eingestellt werden. Der Ist-Wert wird jeweils über einen Präzisions-Drehpotentiometer eingestellt. Anschließend wird mittels Pulsweitenmodulation (PWM), entstehend über eine Schaltung von Widerständen und Kapazitäten, ein DC-Motor angesteuert. Als Feedback-System fungiert ein weiterer Potentiometer.

Der Quellenhalter (Abbildung 7.6) befindet sich beweglich auf einer Schiene und Nockenwelle, über welche die Position eingestellt wird. Für die Winkeländerung transformiert ein Getriebe die resultierende Bewegung des zweiten DC-Motors in eine Drehbewegung.

PMMA

PMMA steht für „Polymethylmethacrylat“, auch Acrylglas genannt und bezeichnet ein synthetisches, transparentes Material. Diese splittersichere Alternative zu Glas besitzt einen Brechungsindex von 1,492 und eignet sich sehr gut als Radiatormaterial für die Erzeugung von Cherenkov-Photonen [Bay20].

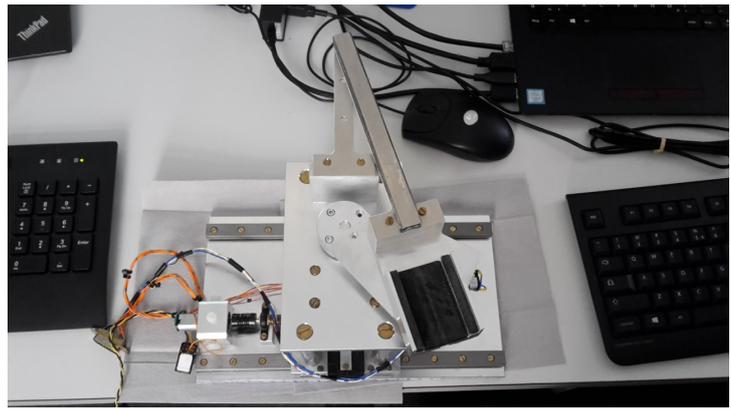
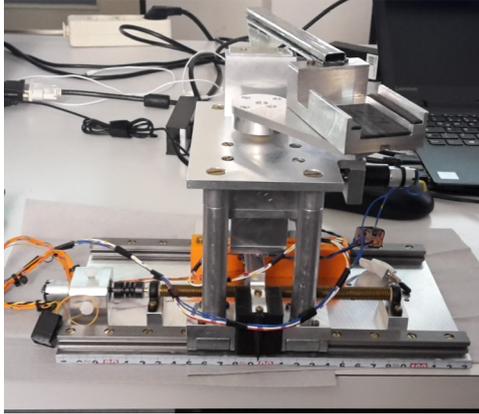


Abb. 7.6: Quellenhalter Links: Vorderansicht, Rechts: Ansicht von oben

SiPM

Der SiPM-Array S13361-3075AS von Hamamatsu besteht aus 8×8 SiPMs, unterteilt in vier 4×4 Arrays [KF]. Es handelt sich hierbei um einen Detektor zum Nachweis einzelner Photonen. Jeder SiPM besitzt mehrere hundert Pixel zum Detektieren der Photonen. Im Wellenlängenbereich der Cherenkov-Photonen beträgt die maximale Effizienz ca. 60%. Betrieben wird der SiPM-Array mit einer Überspannung von 4 V.

8 Selektion der Elektronen

Die Bereitstellung der benötigten Elektronen erfolgt durch eine radioaktive Quelle über den Betazerfall (siehe Kapitel 5). Die bei einem Betazerfall freiwerdende Energie basiert auf der Differenz der Bindungsenergien des Ausgangselements und des Endprodukts. Alle Betazerfälle eines identischen Elements (z.B. Strontium-90) setzen dieselbe Menge an Energie frei. Im Gegensatz dazu sind die Energien der entstehenden freien Elektronen nicht fest definiert. Diese Elektronen weisen ein polyenergetisches Spektrum auf. Des Weiteren existiert keine Vorzugsrichtung, in der sich die freien Elektronen bewegen. Demnach gelangt nur ein geringer Bruchteil der Elektronen von der Quelle nach außen, der Rest der Elektronen wird vom bleihaltigen Gehäuse absorbiert. Um eine Relation zwischen monoenergetischen Elektronen und der detektierten Photonenzahl messen zu können, muss eine Selektion der Elektronen nach deren Energie erfolgen. Dies geschieht mittels des homogenen Magnetfeldes.

Im Folgenden werden die Elektronen betrachtet, die sich entlang der Ideallinie bewegen oder minimal davon abweichen. Diese Elektronen bewegen sich senkrecht zum Querschnitt der Quellöffnung und gelangen in das homogene Magnetfeld. Innerhalb der Toleranzen zeigen die Geschwindigkeitsvektoren aller Elektronen in dieselbe Richtung. Im homogenen Magnetfeld der Spulen sorgt die Lorentzkraft für eine Ablenkung der Elektronen, abhängig von deren kinetischen Energien. Da sich die Elektronen im Magnetfeld näherungsweise senkrecht zu diesem bewegen, kann der Krümmungsradius R nach Gleichung 20 bestimmt werden.

R ist proportional zur Teilchengeschwindigkeit und invers proportional zur magnetischen Feldstärke B . Dies impliziert bei einer festen Magnetfeldstärke eine Aufspaltung der Bahn-

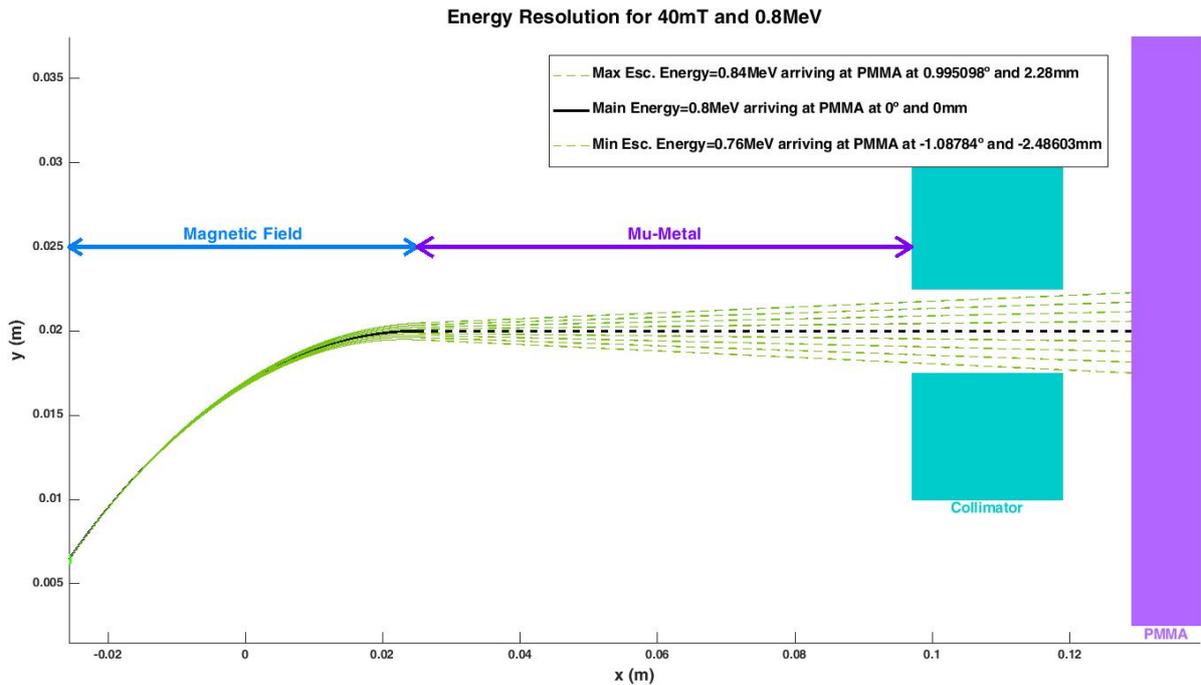


Abb. 8.1: Aufspaltung Flugbahn eines geladenen Teilchens im Magnetfeld

Diese Abbildung ist Teil einer noch bevorstehenden Publikation aus der Arbeit von Kaveh Kooshkjalali [Kav]. ©Kaveh Kooshkjalali

kurven der Elektronen. Je nach kinetischer Energie der Elektronen variiert der Krümmungsradius.

Aufgrund der Größe der Vakuumkammer bedarf es für eine signifikante Unterscheidung der Energien der Elektronen einen kleinen Krümmungsradius. Je kleiner der erwartete Krümmungsradius, desto früher ist eine Aufteilung der Bahnkurven für verschiedene Energien erkennbar und desto geringer ist der Energiebereich der Elektronen, welche anschließend durch den Kollimator gelangen und Cherenkov-Strahlung erzeugen. Die Auflösung verbessert sich, je kleiner der erwartete Krümmungsradius ist. Dieser kann mittels der Magnetfeldstärke B variiert werden.

Abbildung 8.1 demonstriert die Aufspaltung am Beispiel von 0,8 MeV Elektronen und einem Magnetfeld von 40 mT. Die dunkle, gestrichelte Linie stellt die Sollbahn eines 0,8 MeV-Elektrons dar. Nach der Ablenkung im Magnetfeld fächert sich das Spektrum auf, da die wirkende Lorentzkraft von der kinetischen Energie der Elektronen abhängig ist. Innerhalb einer gewissen Energietoleranz gelangen neben den Elektronen mit der Sollenergie weitere Elektronen durch die Kollimatoröffnung und erzeugen anschließend Cherenkov-Photonen.

8.1 Anpassung der Flugbahn der Elektronen

Auf Basis des Krümmungsradius kann zwar eine Selektion der Elektronen vorgenommen werden, allerdings muss für verschiedene Elektronenenergien bzw. Magnetfelder die Trajektorie der Elektronen jeweils angepasst werden. Hierzu bietet sich eine variable Ausrichtung der Quelle an, welche über eine Servosteuerung gesteuert werden kann.

Der folgende Teil basiert auf den Quellen [Ell18] und [Inf22]. Servoantriebe dienen zur Ansteuerung von Maschinen mittels Umwandlung von elektrischer in mechanische Energie. Im Vergleich zu anderen Antrieben benötigt ein Servoantrieb nicht zwingend komplexe Elektronik, sondern arbeitet mit einem Feedback-System. Grundlegend für alle Feedback-Systeme ist der Abgleich zwischen eingestellter Spannung und der Spannung am Motor. Letztere wird an die eingestellte Spannung angepasst und darauf basierend der Motor gesteuert. Bei analogen Servoantrieben erfolgt der Abgleich ohne zusätzliche digitalen Komponenten (z.B. Encoder).

Servoantriebe können in zwei Bereiche unterteilt werden: Servoregler und Servomotor.

Servomotor

Servomotoren wandeln die vom Servoregler erhaltende elektrischen Signale in mechanische Bewegung um. Als Motoren dienen meist DC-Motoren, Schrittmotoren sind ebenfalls möglich. Die aktuell am Servomotor anliegende Spannung (Ist-Spannung) wird über ein Feedback-System dem Servoregler übermittelt.

Servoregler / Servolenkung

Die Servolenkung ist der aktiv beeinflussbare Teil eines Servoantriebs. Das Variieren des Widerstands beeinflusst die anliegende Spannung (Soll-Wert). Über das Feedbacksystem werden Ist- und Soll-Spannung miteinander verglichen und dementsprechend der Motor angesteuert. Bei identischem Ist- und Soll-Wert wird kein Signal an den Motor gesendet, es findet keine mechanische Bewegung statt.

Teil III

Ansteuerung des Quellenhalters

Sowohl das Variieren der Magnetfeldstärke als auch die Betrachtung einer anderen Elektronenenergie beeinflusst die Flugbahn der Elektronen und damit die Position und Ausrichtung der radioaktiven Quelle. Mittels eines Servoantriebs sollen Position und Winkel der Quelle von außen eingestellt werden. Hierzu müssen allerdings vorher Kalibrierungen durchgeführt werden, von welchen es in diesem Kapitel handelt.

Für den Servoregler wird je ein mechanischer, linearer $10\text{ k}\Omega$ Präzisionspotentiometer der 3590er Serie der Marke Bourns verwendet. Diese besitzen gemäß Datenblatt [BI] einen Gesamtdrehwinkel von 3600° (Toleranz: $+10^\circ$), eine Toleranz auf den maximalen Widerstand von $\pm 5\%$ (entspricht einer Abweichung von maximal $500\ \Omega$) sowie eine Auflösung von $0,020\%$. Die Abweichung des linearen Verlaufs ist mit $\pm 0,25\%$ angegeben. Für die Widerstandsmessung wird ein Multimeter verwendet.

9 Potentiometer

Potentiometer sind veränderbare elektrische Widerstände und eignen sich für Situationen, in denen die Leistung variiert werden muss. Es ist zwischen linearen und logarithmischen Potentiometern zu unterscheiden. Des Weiteren gibt es analoge und digitale Potentiometer. Befasst wird sich hier mit einem linearen, analogen Potentiometer.

Verwendet werden analoge Präzisionspotentiometer (siehe oben). Jeder dieser Potentiometer besitzt drei Anschlüsse (Abbildung 9.1): CCW (Pin 1), S (Pin 2) und CW (Pin 3). CCW bedeutet „counter clock-wise“ und CW „clock-wise“. Pin 1 und Pin 3 sind mit der äußeren Hülle verbunden. Der Widerstand zwischen den beiden Kontakten ist maximal aufgrund der maximalen Potentialdifferenz. Für einen variablen Widerstand muss einer der beiden Pins mit Pin 2, dessen Kontakt an der Schleife liegt, verbunden werden. Dabei ergibt die Summe beider möglicher Widerstände den Maximalwiderstand.

Ein passender Drehknopf besitzt eine Skala, auf welcher der aktuelle Drehwinkel und somit die Ausrichtung des Schleifers eingestellt werden kann. Aus der Einstellung ergibt sich der Widerstand.

10 Überprüfung der Potentiometer

Zur Überprüfung der Potentiometer wird zunächst der maximale Widerstand mit dem Multimeter gemessen. Anschließend wird durch das Einstellen verschiedener Widerstände das lineare Verhalten untersucht. Durchgeführt werden Messungen an beiden vorliegenden Potentiometern, welche im weiteren Verlauf als Bestandteile der Servosteuerung für das Einstellen der Position bzw. des Winkels der radioaktiven Quelle dienen.

Die Widerstandsmessungen finden bei Raumtemperatur statt. Hierbei werden die Potentiometer mittels der befestigten Drehknöpfe eingestellt, auf denen jeweils die Anzahl der Umdrehungen abgelesen werden kann. Beide Drehknöpfe sind so eingestellt, dass Widerstände zwischen 0 (kleinster Drehwinkel) und 10 (größter Drehwinkel) eingestellt werden

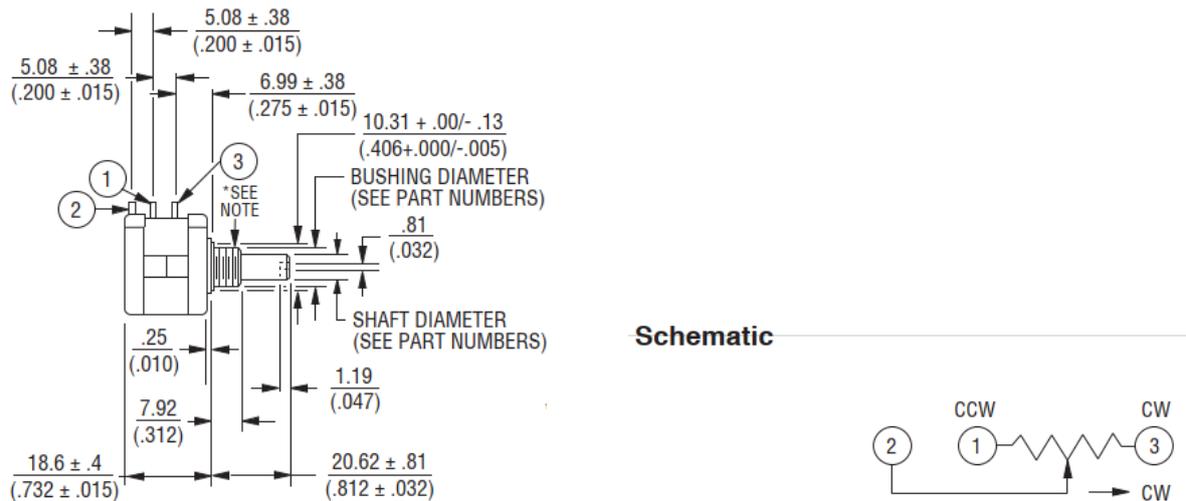


Abb. 9.1: Dimension und Anschlüsse eines analogen Drehpotentiometers der 3590er Serie von Bourns

Der Pin S steht für Schleife, Pin 1 für CCW und Pin für 3 CW [BI].

können.

10.1 Position

Der maximal gemessene Widerstand, gemessen zwischen den Pins 1 und 3, beträgt $(9961 \pm 13) \Omega$ und entspricht einer Abweichung zum Sollwert von 39Ω . Der gemessene Wert liegt gemäß Datenblatt des Potentiometers [BI] im Toleranzbereich. Die Fehlerangabe basiert auf der Genauigkeit des Multimeters [Agi]. Auf Basis des Gesamtwiderstands ist pro voller Umdrehung eine durchschnittliche Widerstandsänderung ΔR_u^p von

$$\Delta R_u^p = \frac{9961}{10} \frac{\Omega}{\text{Umdrehung}} = 996,1 \frac{\Omega}{\text{Umdrehung}} \quad (21)$$

zu erwarten.

Für die Bestimmung der Linearität wurde der Widerstand zwischen Pin 2 (S) und Pin 3 (CW) gemessen. Der Widerstand wurde stets nur in eine Richtung geändert. Es wurde jeweils einmal eine Messreihe mit Erhöhung bzw. Verringerung des Widerstands durchgeführt und einzeln ausgewertet.

Abbildung 10.1 stellt den Vergleich der Messungen graphisch dar. Hierbei sind neben den Messpunkten die resultierenden approximierten Funktionen zu sehen. In der Größenordnung der Skala sind beide Messreihen nahezu identisch. Die Messungen weisen einen linearen Zusammenhang zwischen der Einstellung des Potentiometers (Drehung) und der sich ergebenden Widerstandsänderung auf. Als Parameter für die Steigung m und den y-Achsen-Abschnitt b der Regressionsgeraden erhält man

$$\begin{aligned} 0 \rightarrow 10 : & \quad m = 995,35 \pm 0,33 \quad b = 0,0 \pm 1,6 \\ 10 \rightarrow 0 : & \quad m = 994,87 \pm 0,32 \quad b = 10,2 \pm 1,6 \end{aligned}$$

Dabei lässt sich m interpretieren als die Widerstandsänderung pro voller Umdrehung. Der Vergleich mit ΔR_u^p (siehe Gleichung 21) ergibt für das Erhöhen des Widerstands

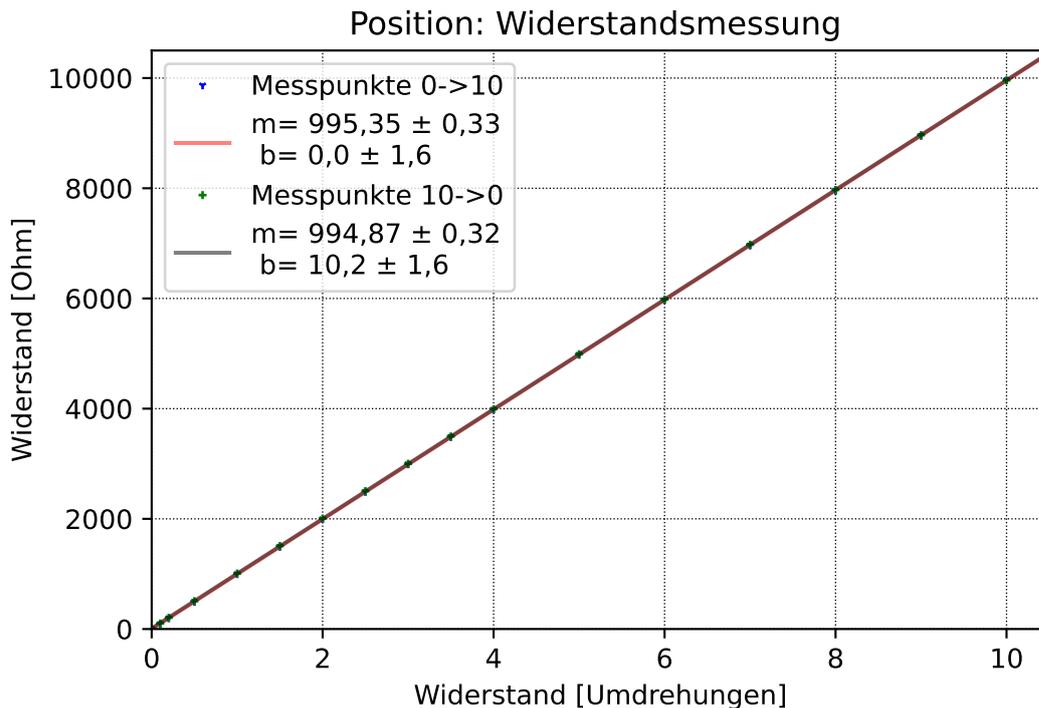


Abb. 10.1: Charakteristik Potentiometer für Position
 Widerstand in Abhängigkeit zum eingestellten Drehwinkel.
 Gemessen wurde zwischen den Pins S und CW.

(0 → 10) eine Abweichung von $0,75 \Omega/\text{Umdrehung}$. Somit stimmen die Werte innerhalb von 3σ überein. Analog erhält man für die Verringerung des Widerstands eine Abweichung von $1,23 \Omega/\text{Umdrehung}$, sodass $\Delta R_{\text{u}}^{\text{p}}$ hier außerhalb des 3σ -Bereichs liegt.

Beim Gegenüberstellen der einzelnen Messpunkte (Tabelle 1) fällt auf, dass im Fall der Verringerung ein höherer Widerstand gemessen wurde. Mit Ausnahme der Start- und Endwerte (0,0 und 10,0 Umdrehungen) beläuft sich der Unterschied auf zwischen 8Ω und 13Ω was dem Unterschied im Parameter b entspricht (s.o.). Eine Widerstandsänderung von 13Ω entspricht einer Drehung von etwas mehr als 0,01 Umdrehungen (0,013) und liegt damit im Bereich der abgeschätzten Fehlertoleranz (0,02), sodass diese Abweichung vernachlässigt werden kann. Somit ist der Potentiometer funktionsfähig und kann verwendet werden.

10.2 Winkel

Aufgrund von Dysfunktion des vorher eingebauten Potentiometers und zwischenzeitlichen Problemen bei der Kalibrierung wurde der hier untersuchte Potentiometer genauer überprüft (auch nachträglich). Neben der Messung des Widerstands R_{CW} zwischen S und CW wurde zudem auch der Widerstandswert zwischen S und CCW (Counter-Clockwise) betrachtet. Zu erwarten ist, dass der Widerstand R_{CCW} zwischen S-CW der Differenz vom maximalem Widerstand und R_{CW} entspricht.

Die Messung des Maximalwiderstands ergibt einen Wert von $(9962 \pm 13) \Omega$. Daraus folgt als Erwartung pro voller Umdrehung eine Widerstandsänderung R_{u}^{w} von etwa $996,2 \Omega$. Die

| Umdrehung Potentiometer ($\pm 0,02$ Umdrehung) | Widerstand in Ω | |
|--|------------------------|--------------------|
| | $0 \rightarrow 10$ | $10 \rightarrow 0$ |
| 0,0 | 2,05 | 2,91 |
| 0,1 | 91,1 | 101,8 |
| 0,2 | 196,7 | 205,6 |
| 0,5 | 496,2 | 506,6 |
| 1,0 | 997,7 | 1007,6 |
| 1,5 | 1494,4 | 1507,9 |
| 2,0 | 1993,4 | 2005,6 |
| 2,5 | 2490,7 | 2502,7 |
| 3,0 | 2991,1 | 3000,5 |
| 3,5 | 3486,9 | 3495,4 |
| 4,0 | 3981,0 | 3990,7 |
| 5,0 | 4978,3 | 4988,0 |
| 6,0 | 5971 | 5980 |
| 7,0 | 6963 | 6976 |
| 8,0 | 7957 | 7970 |
| 9,0 | 8954 | 8964 |
| 10,0 | 9961 | 9959 |

Tab. 1: Widerstandsmessung Position: Messergebnisse

Die angegebenen Fehler gelten als Abschätzung für beide Messreihen

Abweichung zum Sollwert des Maximalwiderstands beträgt 38Ω und liegt im Rahmen der Herstellerangabe [BI].

Das Vorgehen zur Messung der Widerstandsänderung ist analog zu in Abschnitt 10.1. Es wurden jeweils 2 Messreihen durchgeführt (4x 2 Messungen). Die resultierenden Mittelwerte sind in Tabelle 2 aufgelistet. Wie zu erwarten ist der Widerstand unabhängig von der Art der Drehung. Bildet man die Summe aus jeweils einer S-CW und und einer S-CCW Messung von derselben Einstellung, so erhält man stets den zuvor gemessenen Gesamtwiderstand (9962Ω) mit einer Abweichung von maximal 10Ω .

In der graphischen Übersicht (Abbildung 10.2) ist der lineare Verlauf gut zu erkennen. Hierbei wurden nur jeweils die beiden Hinrichtungen ($0 \rightarrow 10$) gezeichnet. Die Parameter m und b der Kurven können der Abbildung entnommen werden. Die ermittelten Widerstandsänderungen liegen innerhalb des 1σ -Intervalls des gemessenen Maximalwiderstands R_u^w und stimmen somit überein. Die absoluten Abweichungen betragen $1,24 \Omega$ (CW) und $1,06 \Omega$ (CCW). Damit kann dieser Potentiometer ebenfalls verwendet werden.

10.3 Fazit

Zwei für das Experiment benötigte Potentiometer wurden auf ihre Funktionstüchtigkeit untersucht. Es wurde gezeigt, dass beide den Angaben des Hersteller entsprechen und für die Ansteuerung des Quellenhalters im Servo-Controller verwendet werden können.

| Umdrehung Potentiometer ($\pm 0,02$) | Widerstand in Ω S-CW | | Widerstand in Ω S-CCW | |
|--|--------------------------------|--------------------|---------------------------------|--------------------|
| | 0 \rightarrow 10 | 10 \rightarrow 0 | 0 \rightarrow 10 | 10 \rightarrow 0 |
| | 0,0 | 8,43 | 8,39 | 9952 |
| 0,1 | 103,95 | 105,85 | 9719 | 9852 |
| 0,2 | 200,42 | 204,45 | 9455 | 9453 |
| 0,5 | 501,53 | 503,35 | 9753 | 9756 |
| 1,0 | 1003,0 | 1004,9 | 8953 | 8954 |
| 1,5 | 1498,0 | 1499,8 | 8459 | 8459 |
| 2,0 | 1996,7 | 1996,7 | 7958 | 7959 |
| 3,0 | 2994,0 | 2993,1 | 6964 | 6967 |
| 4,0 | 3987,3 | 3984,4 | 5971 | 5972 |
| 5,0 | 4983 | 4981 | 4978,0 | 4980,0 |
| 6,0 | 5973 | 5974 | 3982,4 | 3985,3 |
| 7,0 | 6971 | 6967 | 2989,0 | 2990,8 |
| 8,0 | 7965 | 7963 | 1993,2 | 1992,7 |
| 8,5 | 8458 | 8462 | 1496,9 | 1496,0 |
| 9,0 | 8960 | 8959 | 996,2 | 998,0 |
| 9,5 | 9457 | 9459 | 500,2 | 499,3 |
| 10,0 | 9960 | 9960 | 0,68 | 0,68 |

Tab. 2: Widerstandsmessung Winkel: Messergebnisse

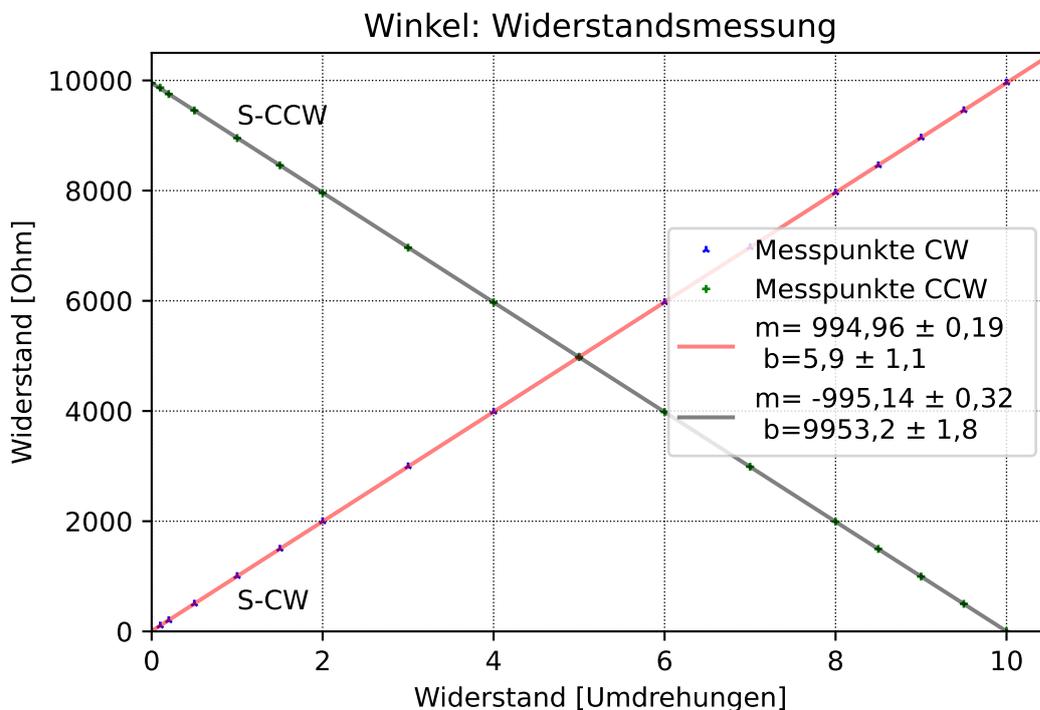


Abb. 10.2: Charakteristik Potentiometer für Winkel

11 Kalibrierungen

Im Folgenden wird der Zusammenhang zwischen dem Servoantrieb mit der damit verbundenen Änderung des elektrischen Widerstands und der Auswirkung auf die lineare Position und Winkel der Quelle untersucht. Aufgrund der Verwendung von linearen Potentiometern wird erwartet, dass sich lineare Kalibrierungen sowohl für Position als auch für den Winkel ergeben. Die Widerstandsänderungen werden in diesem Kapitel als Umdrehungen (Skalaeinheiten des Drehknopfes) angegeben.

Alle Messreihen verfolgen das Prinzip einer der beiden folgenden Arten:

1. Messung in Reihe

Das Potentiometer wird stets nur in eine Richtung geändert, analog zu der Überprüfung der Charakteristik der Potentiometer (Abschnitt 10). In allen Fällen werden Messreihen für positive und negative Widerstandsänderungen erstellt.

2. Messung mit Referenzpunkt

Nach jedem Messpunkt wird das Potentiometer zurück auf einen vorher festgelegten Referenzpunkt zurückgesetzt. Der Referenzpunkt selbst befindet sich außerhalb des Messbereichs. Anschließend werden die Mittelwerte der Positionen gebildet.

Gerade bei größeren Widerstandsänderungen hat offensichtlich Methode 1 gegenüber Methode 2 einen zeitlichen Vorteil, weshalb diese sowohl für die lineare Bewegung als auch für den Winkel als Erstes analysiert wird.

11.1 Lineare Ausrichtung

Für die Kalibrierung der linearen Ausrichtung wird ein Messschieber der Firma Mitutoyo mit einer Auflösung von $50\ \mu\text{m}$ verwendet. Der Ablesefehler wird auf $100\ \mu\text{m}$ gesetzt. Damit eine präzise Positionsmessung möglich ist, wird ein passender Fixpunkt am Quellenhalter für den Messschieber ausgewählt, welcher in allen Messungen identisch ist. Gemessen wird der Abstand von diesem zu einem variablen Bezugspunkt, welcher seine Position je nach Einstellung verändert. In diesem Abschnitt wird als Position der Abstand zwischen den zwei Bezugspunkten bezeichnet.

Methode 1: Änderung in eine Richtung

Für die Untersuchung der Reproduzierbarkeit wurden für beide Richtungen jeweils 2×2 Messreihen im Bereich von 0,0 und 10,0 (bzw. 9,0) Umdrehungen (Skala des Potentiometerknopfes) erstellt (Tabelle 3). Die Messreihen 0,0 \rightarrow 10,0 Umdrehungen weisen positive Positionsänderungen und werden mit „positiv“, die anderen Messreihen dementsprechend als „negativ“ bezeichnet. Die Analyse der Daten bietet verschiedene Ergebnisse, welche im Folgenden nacheinander betrachtet werden.

„Randeffekt“

Eine ganze Umdrehung ändert den Abstand der Bezugspunkte zwischen 5 und 7 mm (2,50 mm bis 3,50 mm bei einer halben Umdrehung). Ausnahmen hiervon bilden jedoch die Messwerte im Startbereich. So beträgt z.B. die Positionsänderung für die positive Messreihe 1 von 0,0 auf 0,5 Umdrehungen nur 0,85 mm und ist deutlich geringer als

| Potentiometer [Umdrehungen] ($\pm 0,01$) | Position in mm positiv (0,0 \rightarrow 10,0) | | | | Position in mm negativ (10,0 \rightarrow 0,0) | | | |
|--|--|--------|--------|--------|--|--------|--------|--------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 | 1 | 2 | 3 | 4 |
| 0,0 | -14,75 | -14,40 | -14,40 | -14,25 | -14,35 | -14,40 | -14,25 | -14,40 |
| 0,5 | -13,90 | | | | -11,80 | -11,80 | | |
| 0,7 | | -11,90 | | | | | | |
| 1,0 | -10,70 | -10,20 | -11,40 | -11,15 | -8,70 | -9,00 | -9,30 | -9,10 |
| 1,5 | -7,70 | -7,60 | | | -5,90 | -5,80 | | |
| 2,0 | -5,25 | -4,60 | -5,15 | -5,10 | -2,70 | -3,05 | -6,50 | -3,45 |
| 2,5 | -2,30 | -2,10 | | | 0,00 | -0,15 | | |
| 3,0 | 0,60 | 0,10 | 0,75 | 0,70 | 2,90 | 2,95 | 2,50 | 2,20 |
| 3,5 | 3,30 | 3,55 | | | 5,75 | 5,65 | | |
| 4,0 | 6,95 | 7,05 | 5,95 | 6,25 | 8,40 | 8,45 | 8,10 | 8,15 |
| 4,5 | 8,85 | 8,60 | | | 11,20 | 11,30 | | |
| 5,0 | 11,80 | 11,45 | 11,70 | 11,80 | 14,00 | 14,05 | 13,80 | 13,55 |
| 5,5 | 14,40 | 14,70 | | | 16,80 | 16,95 | | |
| 6,0 | 17,15 | 17,05 | 17,25 | 17,50 | 19,45 | 19,60 | 19,15 | 19,10 |
| 6,5 | 20,20 | 20,15 | | | 22,45 | 22,55 | | |
| 7,0 | 22,80 | 23,05 | 23,55 | 23,00 | 25,00 | 25,20 | 24,45 | 24,90 |
| 7,5 | 25,85 | 25,85 | | | 28,00 | 28,20 | | |
| 8,0 | 28,85 | 28,95 | 28,50 | 28,85 | 30,90 | 31,10 | 30,45 | 30,40 |
| 8,5 | 31,60 | 31,60 | | | 33,95 | 33,55 | | |
| 9,0 | 34,70 | 34,65 | 34,65 | 34,65 | 37,10 | 36,75 | 34,50 | 35,00 |
| 9,5 | 37,80 | 37,65 | | | 39,90 | 38,40 | | |
| 10,0 | 40,25 | 39,95 | | | 40,25 | 39,95 | | |

Tab. 3: Kalibrierung Position: Messreihen Methode 1

Links: positive Widerstandsänderungen, Rechts: negative Widerstandsänderungen

2,50 mm. Ebenso ändert sich bei Messreihe 3 (positiv) die Position nach der ersten kompletten Umdrehung ($0,0 \rightarrow 1,0$) um 3,00 mm (etwa 50% weniger als sonst). Ähnliche Abweichungen sind auch bei den Messreihen 2 und 4 sowie bei den negativen Messreihen (10,0 auf 0,5 Umdrehungen bzw. 9,0 auf 1,0 Umdrehungen) zu beobachten.

Diese einseitigen „Randeffekte“ treten unabhängig vom Startwert immer auf und hängen nicht von der Richtung der Änderung ab. Das stützt die Annahme, dass das Problem immer dann auftritt, wenn die Richtung geändert wird, d.h. wenn der Widerstand erst erhöht und anschließend verringert wird oder umgekehrt. Es ist davon auszugehen, dass das Problem systematischer Natur ist. In Abschnitt 11.1 werden mögliche Ursachen diskutiert.

Vergleich Messreihen global

Aufgrund der Verwendung von linearen Potentiometern (der bereits eingebaute Potentiometer wird als linear angenommen) ist eine lineare Proportionalität zwischen Potentiometer und Position zu erwarten. Die Ergebnisse (Abbildungen 11.1 und 11.2) entsprechen den Erwartungen. Hierbei sind wegen der vorher festgestellten „Randeffekte“ die Startwerte der Messreihen nicht berücksichtigt. Jedes Diagramm enthält jeweils die Messreihen mit denselben Schrittweiten, welche global keine Unterschiede aufweisen.

Anhand der resultierenden Parameter (Tabelle 4) ist zu erkennen, dass alle Messreihen derselben Richtung global ähnliche Parameter aufweisen. Insbesondere die Steigungen m , welche eine Aussage über die Positionsänderung nach einer kompletten Umdrehung machen, weichen maximal nur 0,1 mm voneinander ab. Diese Werte stimmen sehr gut miteinander überein und untermauern, dass die Positionsänderungen global unabhängig von der Richtung sind.

| Messreihe | Steigung m (mm/Umdrehung) | y-Achsenabschnitt b (mm) |
|-----------|--------------------------------|-------------------------------|
| positiv 1 | $5,67 \pm 0,03$ | $-16,49 \pm 0,13$ |
| positiv 2 | $5,61 \pm 0,03$ | $-16,09 \pm 0,17$ |
| positiv 3 | $5,70 \pm 0,04$ | $-16,75 \pm 0,23$ |
| positiv 4 | $5,61 \pm 0,03$ | $-16,65 \pm 0,16$ |
| negativ 1 | $5,68 \pm 0,02$ | $-14,33 \pm 0,13$ |
| negativ 2 | $5,64 \pm 0,03$ | $-14,29 \pm 0,13$ |
| negativ 3 | $5,61 \pm 0,04$ | $-14,51 \pm 0,17$ |
| negativ 4 | $5,63 \pm 0,02$ | $-14,60 \pm 0,09$ |

Tab. 4: Kalibrierung Position: Parameter der Fit-Funktionen

Unterschiede zwischen positiven und negativen Messungen

Wie oben erwähnt ist die durchschnittliche Positionsänderung unabhängig von der Richtung. Jedoch erkennt man einen deutlichen Unterschied im Parameter b (Tabelle 4). Für die Messreihen einer Richtung stimmt dieser immer innerhalb des 3σ -Intervalls überein. Der maximale Unterschied liegt bei 0,66 mm (positiv, Messreihen 2 und 3) bzw. bei 0,31 mm (negativ, Messreihen 2 und 4).

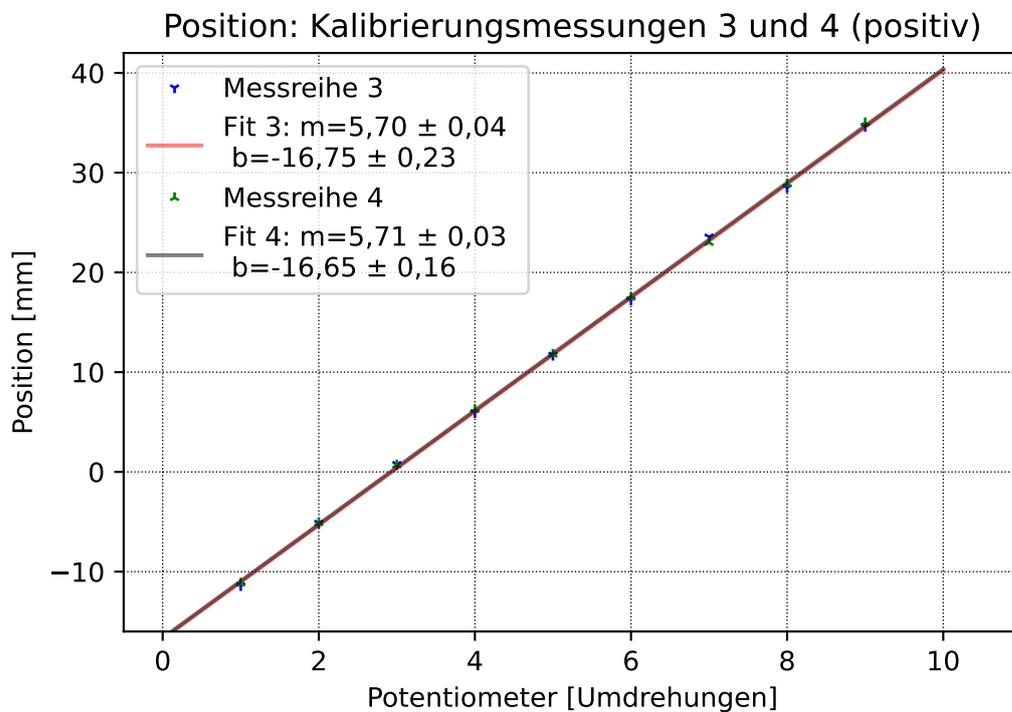
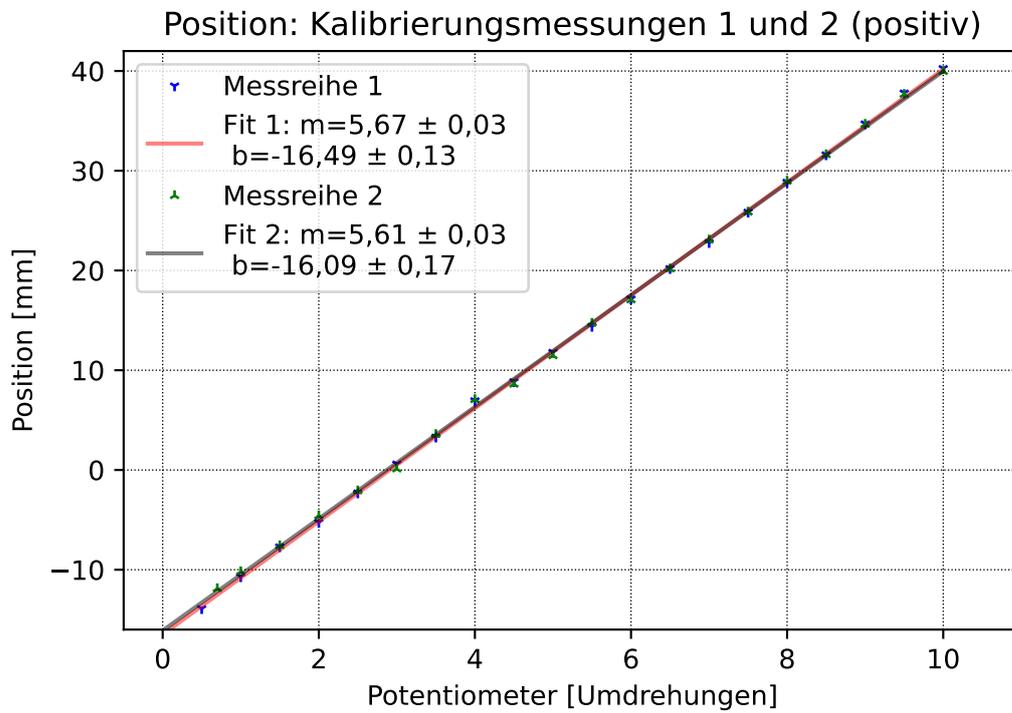


Abb. 11.1: Kalibrierung Position: positive Messreihen
oben: Messreihen 1+2; unten: Messreihen 3+4

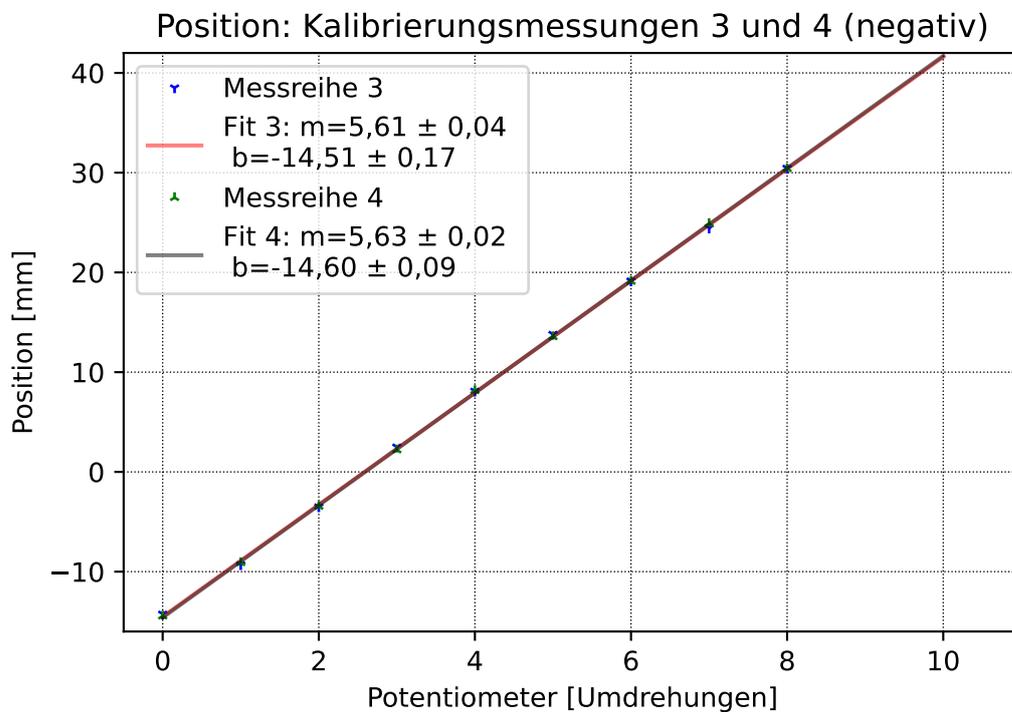
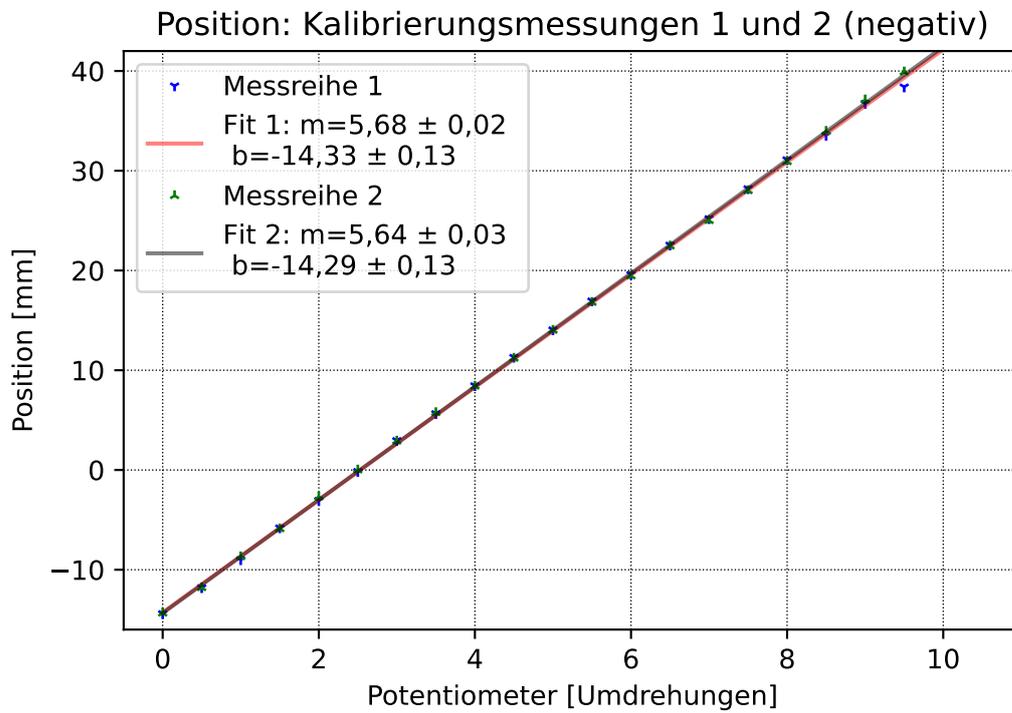


Abb. 11.2: Kalibrierung Position: negative Messreihen
oben: Messreihen 1+2; unten: Messreihen 3+4

Vergleicht man allerdings die positiven und negativen Messreihen bzgl. des Parameters b miteinander, dann erkennt man einen signifikanten Unterschied. Die geringste Diskrepanz ergibt sich für die positive Messreihe 2 und die negative Messreihe 4 mit einem Wert von 1,49 mm. Da dies nur der geringste Abstand bezogen auf die Messdaten ist, muss mit einer größeren Abweichung gerechnet werden. Im graphischen Vergleich (Abbildung 11.3) sind die beiden ersten Messreihen gegenübergestellt. In dem Diagramm sind die beiden Startwerte als Messpunkte berücksichtigt. Der Unterschied im Parameter b ist deutlich erkennbar. Zudem fällt auf, dass die Startwerte der beiden Messreihen auf der Regression der jeweils anderen Messreihe liegen. Es ist anzunehmen, dass der „Randeffekt“ einen Einfluss auf den Offset hat. Dies würde bedeuten, dass der Unterschied im Parameter b ebenfalls systematisch bedingt ist und sorgt für eine Einschränkung dieser Messmethode. Messmethode 1 kann nur verwendet werden, wenn die Positionen nur von einer Richtung ausgehend eingestellt werden. Muss die Quellhalterung in die andere Richtung bewegt werden, dann muss dieser vor der neuen Einstellung zunächst weit genug zurückgefahren werden. Gerade für größere Positionsänderungen von mehreren Millimetern kann das einige Zeit dauern.

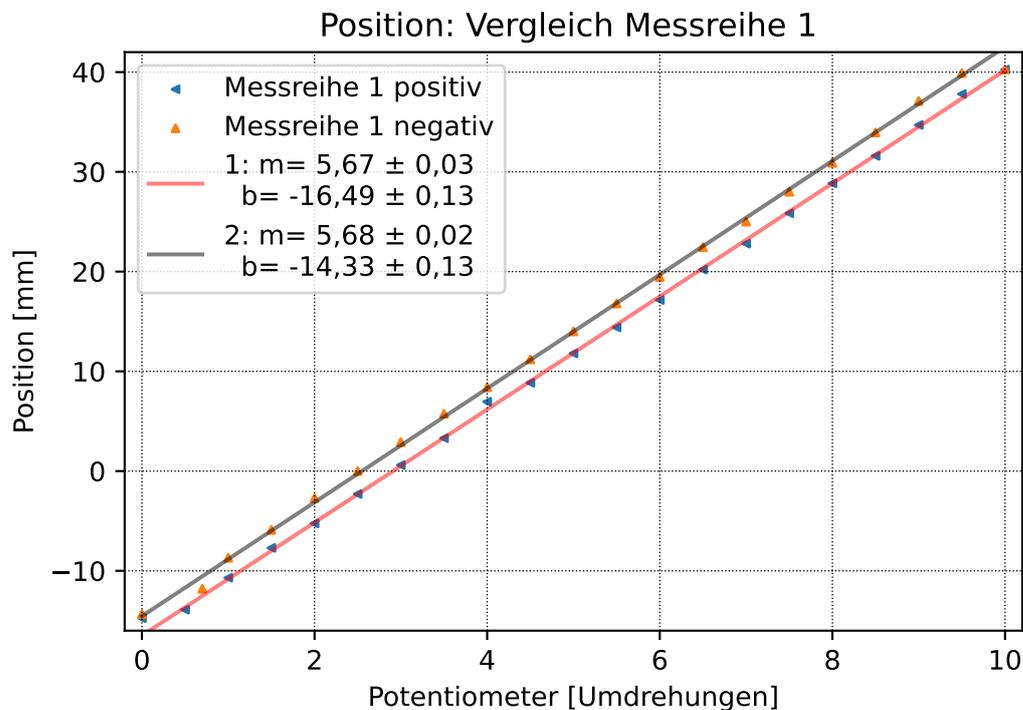


Abb. 11.3: Kalibrierung Position: Vergleich Messreihe 1 positiv und negativ

Methode 2: Änderung von einem festen Referenzpunkt

Für die zweite Messmethode wird ein fester Referenzpunkt gewählt, zu dem die Halterung nach jeder Einstellung zurückgefahren wird. Der Referenzpunkt befindet sich außerhalb des Bereichs, in dem Positionen eingestellt werden. Alle Messungen sind dadurch unabhängig, sodass aus den Messdaten Mittelwerte ermittelt werden können (Tabelle 5). Die Mittelwerte sorgen für einen geringeren statistischen Fehler und verbessern damit die Genauigkeit. Anhand der Daten ist eine ähnliche lineare Abhängigkeit wie bei Messmethode 1

zu erkennen. Die resultierende Regressionsgerade besitzt eine Steigung m von $5,61 \pm 0,03$, der y-Achsenabschnitt b liegt bei $-15,85 \pm 0,15$. Dies entspricht einer Positionsänderung von $(5,61 \pm 0,03)$ mm pro Umdrehung.

| Potentiometer Widerstand (Umdrehungen) | Position in mm | | | | | | |
|--|------------------------------|--------|--------|--------|------------|--------|------|
| | Bezugspunkt: 0,4 Umdrehungen | | | | Mittelwert | Fehler | |
| | Messwerte | | | | | | |
| 1,0 | -9,85 | -10,10 | -10,00 | -10,20 | -10,20 | -10,07 | 0,07 |
| 1,5 | -7,50 | -7,55 | -7,55 | | | -7,55 | 0,02 |
| 2,0 | -4,60 | -4,50 | -4,80 | | | -4,63 | 0,09 |
| 3,0 | 1,25 | 1,20 | 1,10 | | | 1,18 | 0,04 |
| 5,0 | 11,85 | 11,85 | 11,85 | | | 11,85 | 0,02 |
| 6,7 | 21,55 | 21,55 | | | | 21,55 | 0,02 |
| 7,5 | 26,35 | 26,10 | 26,10 | 26,10 | | 26,16 | 0,06 |
| 8,0 | 29,15 | 28,95 | 28,95 | | | 29,02 | 0,07 |
| 9,0 | 34,95 | 35,15 | 34,75 | | | 34,95 | 0,12 |

Tab. 5: Kalibrierung Position: Messdaten Messmethode 2
Minimaler Fehler auf 0,02 mm gesetzt.

Im Folgenden findet der Vergleich zwischen den beiden Messmethoden statt.

Vergleich der Messmethoden

Als Vergleich dienen beide Messreihen 1 von der Methode 1 sowie die Mittelwerte von Methode 2. Der Vergleich mit Messreihe 1 beider Widerstandsänderungen ist graphisch in Abbildung 11.4 dargestellt. Messmethode 2 stimmt mit den Daten der positiven Widerstandsänderungen überein. Dies ist auch zu erwarten, weil sich bei diesen beiden Messreihen die Widerstände immer positiv verändern. Würde der Referenzpunkt im höheren Bereich liegen (z.B. bei 9,6), dann würde eine Übereinstimmung mit der anderen Messreihe zu erwarten sein.

Beim Vergleichen der reinen Messdaten ist eine geringere Streuung der Positionen bei Messmethode 2 zu sehen. In den meisten Fällen liegen die maximalen Unterschiede zwischen Messwerten bei Methode 2 maximal bei 0,3 mm, häufig sogar unter 0,2 mm (0,4 mm bei Messmethode 1).

Weitere Beobachtungen und Fehlerdiskussion

Je nach Größe der Positionsänderung kann es mehrere Minuten dauern, bis die eingestellte Position erreicht wird. Während einigen Messungen Bei Messmethode 2 wurde nebenbei die Dauer des Vorgangs gemessen. Am meisten Zeit benötigte die Positionsänderung von 0,4 auf 9,0 Umdrehungen, bei der sich die Position um etwa 47,15 mm änderte. Etwas mehr als 5 Minuten (303 Sekunden) hat der Vorgang benötigt. Das bedeutet, dass mit Messmethode 2 Positionseinstellungen bis zu 10 Minuten dauern können, wenn die vorherige und die einzustellende Position große Distanzen zum Referenzwert haben. Die Zeitdauer bei Messmethode 1 ist hingegen in den meisten Fällen maximal halb so lang, weil vorher nicht noch der Referenzwert eingestellt werden muss.

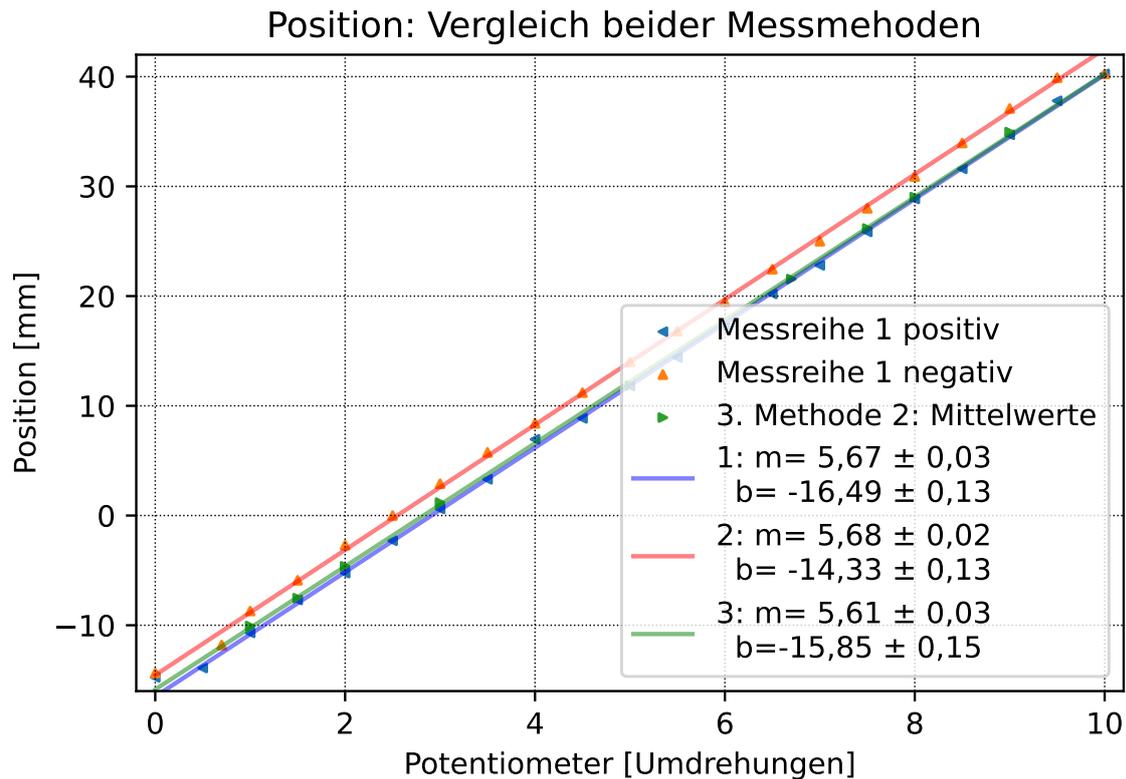


Abb. 11.4: Kalibrierung Position: Vergleich Messmethoden 1 und 2

Des Weiteren kann beobachtet werden, dass kleine Einstellungsänderungen (bis zu 0,3 oder 0,4 Umdrehungen) keine Positionsänderungen hervorrufen. Im Bereich der Startwerte sowie nach einem Richtungswechsel ist dieser Bereich größer (bis zu 0,7 Umdrehungen). Jedoch können bei geringen Änderungen auch vereinzelt Positionsänderungen auftreten. Eine mögliche Ursache für die fehlenden Positionsänderungen in diesen Bereichen könnte eine zu geringe Stromversorgung für den Gleichstrommotor sein. Zwar arbeiten Servoantriebe im Allgemeinen sehr präzise, allerdings könnte die resultierende Leistung zu gering für den Motor sein. Anstatt dass der Motor die Position verändert, fällt die elektrische Leistung in Form von Wärme ab.

Eine potentielle Fehlerquelle für Abweichungen gleicher Messpunkte liegt in der Beschaffenheit des Bezugspunktes, an dem der Messschieber angelegt wurde. Diese ist zwar flach, aber nicht ganz eben, sodass bei erneutem Ansetzen des Messschiebers Differenzen von wenigen Zehntel Millimeter entstehen können. Differenzen in dieser Größenordnung müssen in Anbetracht der benötigten Genauigkeit berücksichtigt werden. Die Diskrepanz der Messreihen der beiden Richtungen bei Methode 1 beträgt wenige Millimeter. Zudem sind Randeffekte beim Messstart beobachtet worden. Eine mögliche Fehlerquelle dieser beiden Phänomene liegt im verwendeten Getriebe des Quellenhalters, über welches die Position auf Basis des Servoantriebes mechanisch verändert wird. Alle Getriebeteile besitzen im Allgemeinen unterschiedliche Spurgrößen (Nockenwelle) bzw. Zahnabstände (Zahnrad). In einem realen Aufbau mit mehreren Getriebeteilen existieren minimale Lücken in den Übergängen. Solange sich das Getriebe in dieselbe Richtung dreht muss keine Lücke überwunden werden. Als Folge dessen bleibt die Änderung konstant, welche in den Messreihen

beobachtet werden kann. Bei einem Richtungswechsel der Drehbewegung muss allerdings erst diese Lücke überwunden werden, damit der Kontakt hergestellt ist und die mechanische Energie übertragen werden kann. Größere Lücken sorgen für geringere Änderungen in derselben Zeit. Als Folge kann bei gleicher Änderung des Widerstands nicht die gleiche Positionsänderung erfolgen. Das Resultat sind geringere Positionsänderungen zu Beginn einer Messreihe, wenn vorher das Getriebe in die entgegengesetzte Richtung gewirkt hat. Der Offset kann aber auch potentiell durch eine Fehlfunktion elektronischer Natur zustande kommen, z.B. durch einen Fehler beim Vergleichen von Soll- und Ist-Spannung.

Fazit

Insgesamt konnte durch beide Messmethoden eine lineare Beziehung zwischen Potentiometer und Position festgestellt werden, wobei im Bereich der Anfangswerte geringere Änderungen im Vergleich zum globalen Verlauf gemessen wurden. Ein Offset von etwa 2 mm zwischen den beiden Richtungen verhindert den zwischenzeitlichen Richtungswechsel, wenn für die neu einzustellende Position der Potentiometer in die entgegengesetzte Richtung gedreht werden muss. Des Weiteren kann die Reproduzierbarkeit nur gewährleistet werden, wenn immer derselbe Startpunkt verwendet wird. Die Messergebnisse von Messmethode 2 weisen eine geringere Streuung bei wiederholter Messung auf als mit Messmethode 1. Daher ist das Einstellen der Position von einem festen Referenzpunkt aus gemäß Methode 2 zu bevorzugen, auch wenn mehr Zeit benötigt wird.

11.2 Winkel

Für die Winkelkalibrierung wird eine Winkelskala mit einer Auflösung von 1° verwendet. Der Bereich der Skala reicht von 0° bis 35° . Analog zu den Positionsmessungen wurden mehrere verschiedene Messreihen durchgeführt (Messdaten siehe Anhang A).

Änderung der Ausrichtung

Auf Basis von Messerfahrungen konnte eine signifikante Änderung der Ausrichtung des Quellenhalters beobachtet werden. Diese ist unabhängig vom verwendeten Potentiometer. Das Phänomen tritt bei nahezu allen Messungen auf, wobei die Änderung nicht konstant ist. Etwa 10 Sekunden nach dem Stopp des Quellenhalters änderte sich der Drehwinkel in die entgegengesetzte Richtung. Dieses Phänomen trat mit Ausnahme des Startwertes bei allen Messpunkten auf. Die Drehwinkeländerung beträgt bis zu 2° , in den meisten Fällen ca. $0,5^\circ$. Bei größeren Einstellungen konnten mehrere nachträgliche Änderungen festgestellt werden. Aufeinander folgende Winkeländerungen wirken sich immer entgegengesetzt zueinander aus. Die sichtbare Winkeländerung ähnelt einer Schwingbewegung eines Fadenpendels.

Um zu untersuchen, ob es sich um eine mechanische oder elektronische Ursache handelt, wurde vor dem Motor (analog auch für den Motor der Positionssteuerung) ein Schalter eingebaut. Das Betätigen des Schalters soll sofort die Stromzufuhr des Motors unterbrechen. Anschließende Messungen ergeben nach Betätigen des Schalters keine nachträgliche Änderung des Winkels. Daraus folgt, dass es sich bei der Änderung um ein elektronisches Problem handelt.

Messungen

Ebenso wie bei der linearen Ausrichtung werden die Winkelmessungen auf Basis von Messmethode 1 (Änderung des Potentiometerwiderstands in eine Richtung) und Messmethode 2 (Einstellung des Widerstands von einem festen Referenzpunkt) durchgeführt.

Die Messreihen mit Messmethode 1 sind in den Abbildungen 11.5 und 11.6 dargestellt, Abbildung 11.7 zeigt den Vergleich der positiven Widerstandsänderung-Messungen von Methode 1 mit Messmethode 2. Neben der Linearität ist auch die nachträgliche Änderung des Winkels bei den Messungen ohne Schalter gut erkennbar. Bei negativer Widerstandsänderung fällt der Unterschied geringer aus als bei positiver Änderung.

Die Steigungen der Regressionsgeraden ähneln sich bei allen Messungen. Diese liegt im Bereich zwischen $-12,20^\circ$ und $-12,55^\circ$ pro ganzer Umdrehung (Widerstands-erhöhung/-abfall um $1/10$ des Gesamtwiderstands). Dennoch besitzt jede Messung einen unterschiedlichen Offset. Ohne Schalter sind Abweichungen bis zu 3° möglich, mit Schalter 1° . Die nachträgliche Winkeländerung beträgt für eine Widerstandseinstellung von 4,0 Umdrehungen ca. 1° , während Abbildung 11.5 eine Diskrepanz von $3,75^\circ$ zwischen den beiden Messreihen zeigt. Ausgenommen von dieser Beobachtung sind die Messungen mit dem zusätzlichen Schalter. Auf Basis der Winkelauflösung (Messreihen 5 und 6) ergeben sich identische Messergebnisse.

Die Regression für die zweite Messmethode (Abbildung 11.7) besitzt größere Fehler auf die Parameter als die anderen Messreihen. Ein möglicher Grund ist die schwache Auflösung der Skala.

Mitunter haben mehrere Tage zwischen den Messreihen gelegen. Die Messreihe unter Verwendung von Methode 2 zeigt aber, dass gleiche Widerstandseinstellungen keine Winkeldiskrepanzen von mehreren Grad verursachen können. Dies legt die Vermutung nahe, dass der Winkel am Quellenhalter verstellt wurde.

Weitere Beobachtungen und Fehlerdiskussion

Einschaltvorgang und Ausschaltvorgang

Beim Einschalten der Stromversorgung fällt auf, dass der DC-Motor kurzzeitig Ansteuerungssignale erhält, da sich der Winkel trotz identischem Widerstand verändert. Beobachtbar ist das Phänomen jedes Mal, wenn die Stromversorgung des Motors wiederhergestellt wird. Dabei spielt es keine Rolle, welchen Grund die vorherige Stromunterbrechung hatte. In wenigen Fällen ist auch keine Winkeländerung wahrnehmbar. Die Änderung variiert jedes Mal und kann bis zu einem oder zwei Grad betragen. Eine mögliche Ursache könnten die eingebauten Kondensatoren sein. Die Kondensatoren sind vor dem DC-Motor eingebaut und dienen der Filterung der Versorgungsspannung. Hiermit werden Wechselspannungsanteile herausgefiltert und eine Gleichspannungsversorgung für den Motor gewährleistet.

Beim Abschalten der Versorgungsspannung können ebenfalls Winkelveränderungen stattfinden. Das Unterbrechen des Stromkreises mittels dem zusätzlichen Schalter bewirkt hingegen keine Änderungen. Da der Schalter zwischen DC-Motor und den Kondensatoren eingebaut ist, ist davon auszugehen, dass die Ursache bei den Kondensatoren liegen muss.

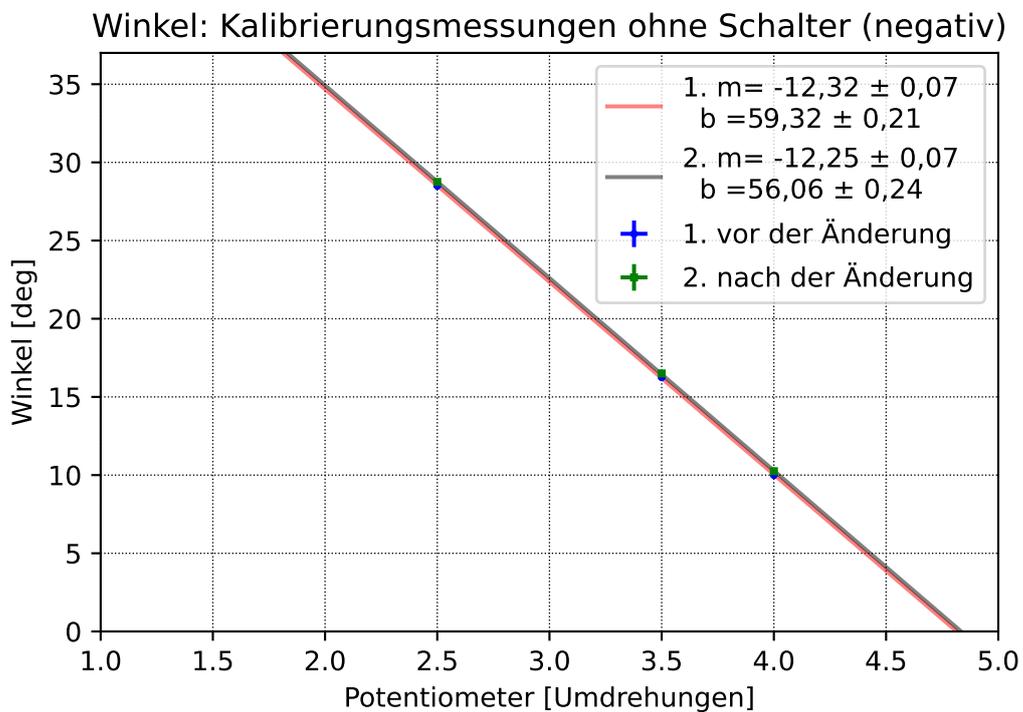
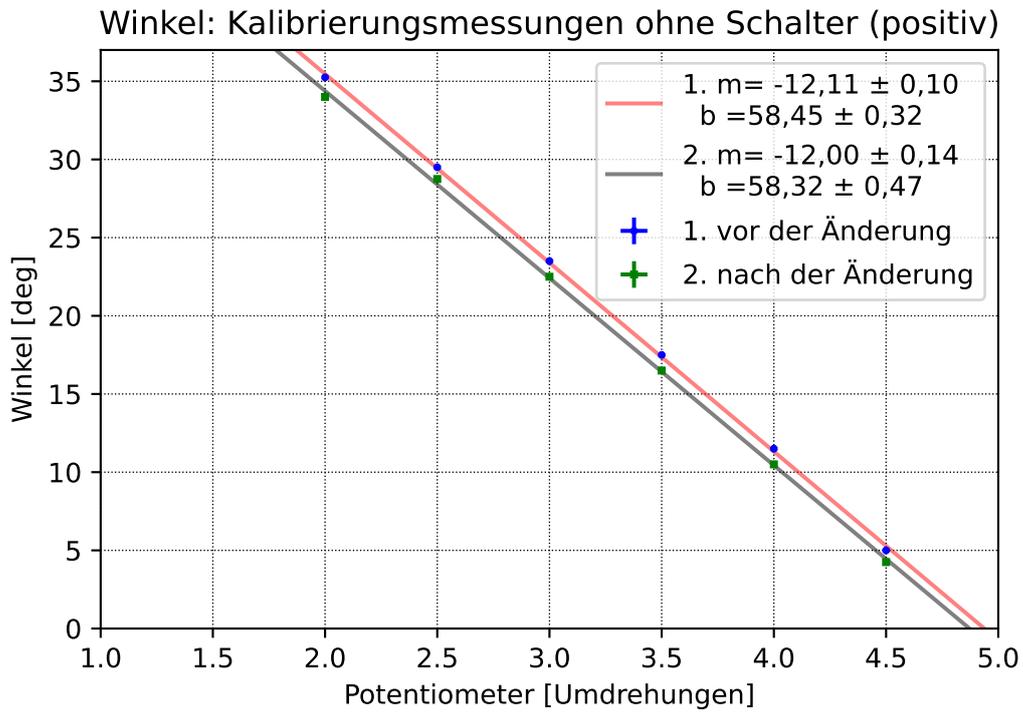


Abb. 11.5: Kalibrierung Winkel: ohne Schalter

Die Graphen beinhalten sowohl den Winkel vor der ersten als auch den Winkel nach der letzten signifikanten Änderung

oben: Widerstand wird erhöht, unten: Widerstand wird verringert

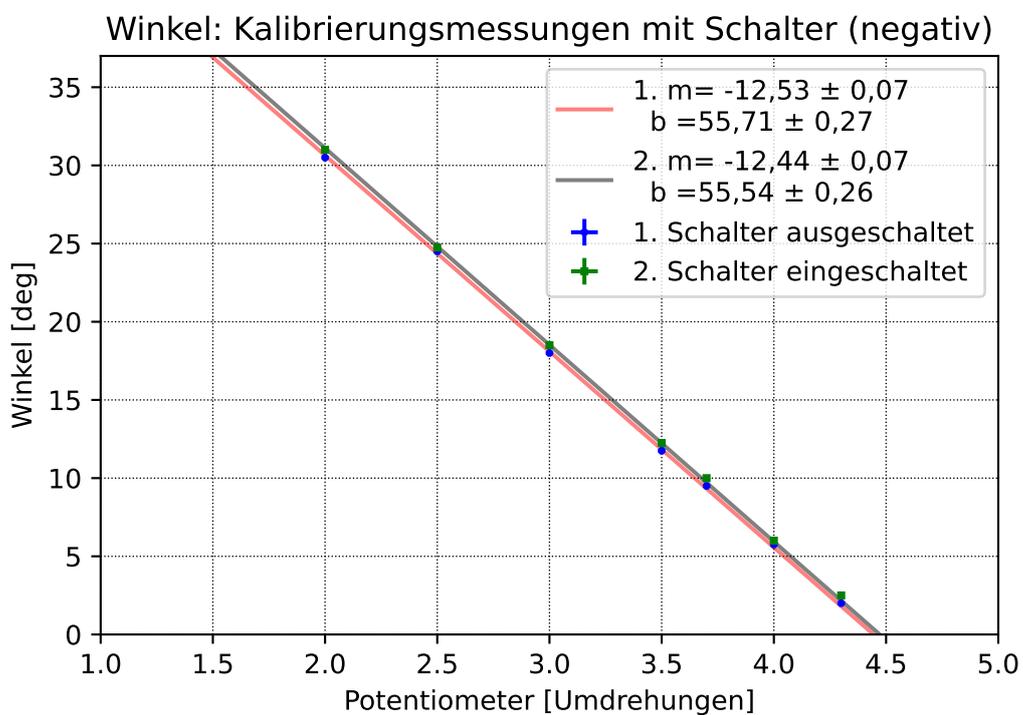
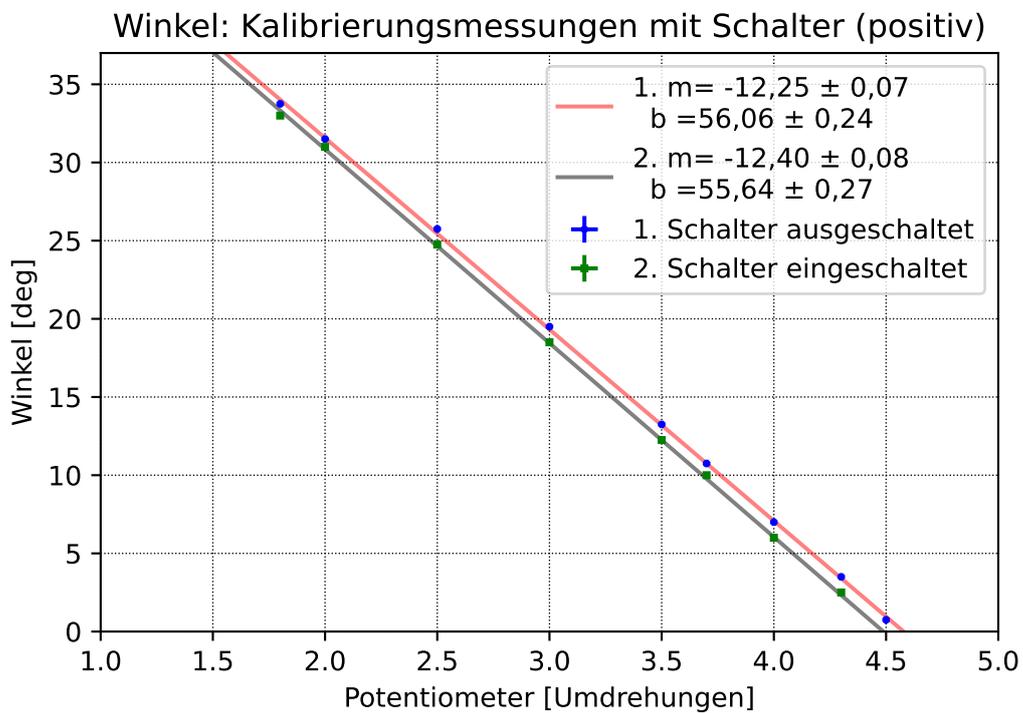


Abb. 11.6: Kalibrierung Winkel: mit Schalter

Dargestellt werden sowohl die Messpunkte vor der Änderung als der Endwinkel.
 Oben: Widerstand wird erhöht. Unten: Widerstand wird verringert.

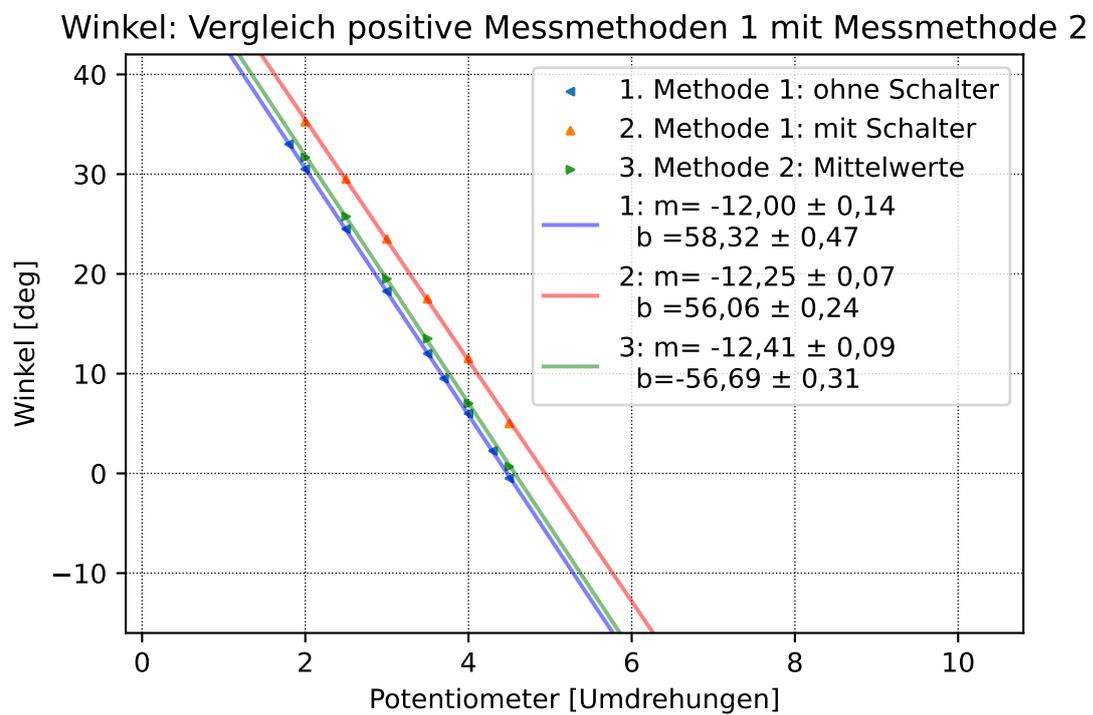


Abb. 11.7: Kalibrierung Winkel: Vergleich der Messmethoden

Messung 1: Methode 1 ohne Schalter, Winkel nach Änderung

Messung 2: Methode 1 mit Schalter, Winkel nach Betätigen des Schalters

Messung 3: Methode 2, berechnete Mittelwerte, Referenzpunkt: 4,7

Auflösung

Die Auflösung der Skala für das Ablesen der Winkel ist sehr gering. Der Winkel kann hiermit bis $0,5^\circ$ genau abgelesen werden, im besten Fall in $0,25^\circ$. Dadurch ist der Fehler auf die Einzelmessung recht hoch. Für bessere Kalibrierungen sollte eine feinere Skala verwendet werden.

Getriebe und Halterung

Im Vergleich zur Positionssteuerung enthält dieses Getriebe mehr Komponenten. Die letzten beiden Zahnräder besitzen ein gröberes Profil und greifen nicht exakt ineinander, sodass es etwas Spielraum gibt. Aufgrund dieser Lücke ergeben sich geringere Änderungen an den Startwerten (Randeffekte). Des Weiteren kann der Winkel innerhalb des Spielraums durch äußere Einflüsse, z.B. beim Platzieren der Quelle, um bis zu einen halben Grad geändert werden. Zudem ist es möglich, durch seitliche Krafteinwirkung an der Platte, auf der später die Quelle liegen wird, den Winkel mechanisch zu verändern. Im Verhältnis zu den später benötigten Genauigkeiten kann solch eine unbeabsichtigte Winkeländerung großen Einfluss auf die Messergebnisse haben.

Höhe der benötigten Änderung

Neben den Randeffekten ist außerdem auffällig, dass nicht bei jeder neuen Einstellung der Winkel angepasst wird. Eine Widerstandsveränderung von weniger als 0,2 Umdrehung bewirkt keinen Effekt. Richtungswechsel können den Effekt negativ beeinflussen, sodass noch größere Änderungen im Widerstand benötigt werden. Als Resultat leidet aufgrund fehlender Feineinstellung die Präzision.

Fazit

Festgestellt werden konnte analog zu den Positionsmessungen (Kapitel 11.1) ein linearer Zusammenhang zwischen Widerstand und Winkel. Die Winkeländerung liegt zwischen 12° und $12,6^\circ$ pro Umdrehung. Das Verwenden des eingebauten Schalters verringert die Abweichungen gleicher Messreihen. Allerdings gibt es zwischen dem Großteil der Messreihen verschiedene Offsets. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, den Winkel auch manuell zu verändern. Dadurch wird die Erstellung einer verwendbaren Kalibrierung erschwert.

11.3 Zusammenfassung/Ergebnisse der Kalibrierungen

Als Vorbereitung für die Hauptmessungen wurden Kalibrierungen für die Ausrichtung der Quelle durchgeführt. Die Ergebnisse der Kalibrierungen bei einer vollen Umdrehung sind in Tabelle 6 aufgelistet.

Die Kalibrierungsgleichungen zeigen sowohl Gemeinsamkeiten als auch Unterschiede für Position und Winkel auf. Auf der einen Seite verhalten sich beide linear zum Widerstand. Eine weitere Gemeinsamkeit sind Randeffekte in Form von geringen Veränderungen. Diese treten im Bereich um den Startwert (Messmethode 1) sowie bei Richtungsänderungen, d.h. eine auf positiver Widerstandsänderung gefolgte negative Widerstandsänderung (oder umgekehrt), auf. Letzteres ist für Messungen mit festen Bezugspunkt (Messmethode 2) relevant. Der Bezugspunkt sollte deshalb außerhalb und mit genügend Abstand zum Messbereich liegen. In diesem Fall ist das Einstellen mit Methode 2 genauer reproduzierbar als

| Messmethode | Steigung m (pro Umdrehung) | y-Abschnitt b |
|-----------------------------|---------------------------------|--------------------------|
| Linear: 1 positiv | $(5,67 \pm 0,03)$ mm | $(-16,49 \pm 0,13)$ mm |
| | $(5,61 \pm 0,03)$ mm | $(-16,09 \pm 0,17)$ mm |
| | $(5,70 \pm 0,04)$ mm | $(-16,75 \pm 0,23)$ mm |
| | $(5,71 \pm 0,03)$ mm | $(-16,65 \pm 0,16)$ mm |
| Linear: 1 negativ | $(5,68 \pm 0,02)$ mm | $(-14,33 \pm 0,13)$ mm |
| | $(5,64 \pm 0,03)$ mm | $(-14,29 \pm 0,13)$ mm |
| | $(5,61 \pm 0,04)$ mm | $(-14,51 \pm 0,17)$ mm |
| | $(5,63 \pm 0,02)$ mm | $(-14,60 \pm 0,09)$ mm |
| Linear: 2 | $(5,61 \pm 0,03)$ mm | $(-15,85 \pm 0,15)$ mm |
| Winkel: 1 positiv | $(-12,00 \pm 0,14)^\circ$ | $(58,32 \pm 0,47)^\circ$ |
| Winkel: 1 positiv, Schalter | $(-12,40 \pm 0,08)^\circ$ | $(55,64 \pm 0,27)^\circ$ |
| Winkel: 1 negativ | $(-12,25 \pm 0,07)^\circ$ | $(56,06 \pm 0,24)^\circ$ |
| Winkel: 1 negativ, Schalter | $(-12,44 \pm 0,07)^\circ$ | $(55,54 \pm 0,26)^\circ$ |
| Winkel: 2 | $(-12,41 \pm 0,09)^\circ$ | $(56,69 \pm 0,31)^\circ$ |

Tab. 6: Kalibrierungen: Ergebnisübersicht

Alle hier aufgelisteten Parameter basieren auf den Messwerten, nachdem keine signifikanten Änderungen mehr festgestellt werden konnten (insbesondere wichtig für die Winkelmessungen).

Linear = lineare Ausrichtung.

mit Methode 1, auch wenn mehr Zeit benötigt wird. Der Randeffect bewirkt zudem Offsets in den linearen Messungen, wenn die Richtung entgegengesetzt ist. Außerdem findet bei einer zu geringen Widerstandsdifferenz ($< 0,2$ Umdrehungen, bei Richtungsänderungen bei Position mindestens $0,5$ bis $0,7$ benötigt) zum vorherigen Wert keine Änderung statt.

Auf der anderen Seite unterscheiden sich die Messreihen von den Auswirkungen durch äußere Einwirkungen. Während die Position keine signifikanten Änderungen aufweist, kann der Winkel aufgrund des Getriebes in einem Bereich von bis zu einem Grad verändert werden. Größere Winkelveränderungen sind unter Umständen möglich, wodurch Offsets von mehreren Grad messbar sind. Ein weiterer Punkt liegt in der Messgenauigkeit. Bezogen auf die späteren richtigen Messungen entspricht die Auflösung der Winkelskala nicht der benötigten Genauigkeit.

Insgesamt ist für eine bestmögliche Genauigkeit sowohl für die lineare Ausrichtung als auch für die Winkelausrichtung Messmethode 2 zu bevorzugen. Die Kalibrierung der Position beträgt hierbei

$$m = (5,61 \pm 0,03) \text{ mm/Umdrehung} \quad (22)$$

$$b = (-15,85 \pm 0,15) \text{ mm} \quad (23)$$

unter Verwendung des Referenzpunktes von $0,4$ Umdrehungen. Für den Winkel gilt:

$$m = (-12,41 \pm 0,09)^\circ/\text{Umdrehung} \quad (24)$$

$$b = (56,69 \pm 0,31)^\circ \quad (25)$$

Die Kalibrierung des Winkels ist aufgrund der Fehler des Getriebes und der Änderungen des Winkels nur schwer möglich. Je nach Messreihe liegt die durchschnittliche Winkeländerung zwischen 5 und 6,5 Grad pro Umdrehung. Zudem kann der Winkel bei Kontakt mit dem Quellenhalters verändert werden. Für genaue Winkeleinstellungen sollte eine präzisere Skala verwendet werden. Des Weiteren sollte jede neue Winkeleinstellung bei den derzeitigen Gegebenheiten bevorzugt händisch erfolgen.

Teil IV

Photonenmessungen

In diesem Abschnitt geht es um die eigentlichen Photonmessungen. Hierbei werden die in einem Event detektierten Cherenkov-Photonen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie der durch die ^{90}Sr -Quelle emittierten Elektronen untersucht. Die vorangegangenen Kalibrierungen (Kapitel 11) dienen der korrekten Ausrichtung der Quelle. Auf dieser Basis kann die Quelle so positioniert werden, sodass Elektronen mit einer bestimmten Energie vermessen werden können.

Der Schwerpunkt der Analyse liegt auf dem Verhalten der Koinzidenzen sowie der Messung der Anzahl der Photonen pro Event. Grundlage bietet der in Kapitel 7 dargestellte Versuchsaufbau.

12 Versuchsdurchführung

Im Dokument [KF] steht detailliert die allgemeine Vorgehensweise zur Durchführung einer Messung. Als Erstes muss der Triggerlevel jedes einzelnen Kanals des SiPMs festgelegt werden, um die Signaldetektion zu maximieren und gleichzeitig den Noise (Dunkelanteil) zu minimieren. Hierfür dient die „Time-Over-Threshold-Calibration“ [KF], in der die Dunkelzählrate (siehe Kapitel 4.4.1) betrachtet wird. Für jeden der 64 Kanäle (mit Ausnahme des Defekten) wird der Triggerlevel auf 1 pe (Photoelektron) gesetzt, sodass ein Signal detektiert wird, sobald mindestens ein einzelnes Photon auf einen Kanal trifft.

Nach diesen Vorbereitungen wird anschließend eine Dunkelmessung ohne Quelle als Referenz für den „Dark-Count“ durchgeführt (nicht zu verwechseln mit der obigen „Kalibrierung“). Im Anschluss dieser Messung finden die Messungen mit der Quelle statt. Ausgerichtet wird die Quelle derart, dass nach der Selektion im Magnetfeld die Elektronen mit der zu untersuchenden Energie auf den Radiator treffen.

13 Messungen

Durchgeführt werden Messungen mit einem Magnetfeld von 40 mT für folgende Elektronenenergien: 0,8 MeV, 1,2 MeV und 1,6 MeV. Der Druck in der Vakuumkammer beträgt bei allen Messungen (7 ± 3) mbar. Die Zeitdauer einer Messung beträgt 8 Minuten. Für die nachfolgende Analyse liegt die Untergrenze der Koinzidenzmessungen bei 10 SiPMs (im Folgenden Kanäle genannt) und der Zeitrahmen eines Events bei 10 ns.

Aufgrund des Spektrums der Quelle und der dadurch zu erwartenden geringeren Anzahl von energetischen Elektronen (siehe dazu Kapitel 7.1), werden für die höheren Energien mehr als eine Messung nacheinander durchgeführt. Die Systemparameter Temperatur und Druck werden in allen Messungen auf einem gleichen Niveau gehalten. In Tabelle 7 sind die wichtigsten Parameter für alle Messungen aufgelistet. Neben den Parametern der Ausrichtung der Quelle (Position und Winkel) stehen dort die Öffnung des Kollimators sowie die gesamte Messdauer der Messreihen. Zudem sind auch die berechneten Energie-

auffösungen und der daraus resultierende Energiebereich zu finden [Kav].¹ In Tabelle 8 stehen die während den einzelnen Messungen gemessenen Temperaturen, der Druck sowie die Anzahlen der detektierten Ereignisse.

| | Dark | 0,8 MeV | 1,2 MeV | 1,6 MeV |
|---|------|--------------|--------------|--------------|
| Sr-90 Quelle | nein | ja | ja | ja |
| Position in mm ($\pm 0,1$) | — | -0,20 | 3,60 | 11,90 |
| Winkel in deg ($\pm 0,25$) | — | 29,60 | 21,40 | 16,90 |
| Energieauflösung in % | — | $\pm 5,00$ | $\pm 7,00$ | $\pm 8,75$ |
| Energiebereich in MeV | — | [0,76, 0,84] | [1,12, 1,28] | [1,46, 1,74] |
| Kollimatoröffnung in mm (± 1) | 5 | 5 | 5 | 5 |
| Messdauer in s | 480 | 480 | 2x 480 | 3x 480 |

Tab. 7: Photonen pro Event: Messbedingungen

| | Dark | 0,8 MeV | 1,2 MeV | | 1,6 MeV | | |
|--|-------|---------|---------|-------|---------|-------|-------|
| | | | 1,2a | 1,2b | 1,6a | 1,6b | 1,6c |
| Temperatur in °C ($\pm 0,3$) | -16,6 | -17,1 | -17,1 | -16,9 | -17,1 | -17,1 | -16,3 |
| Druck in mbar (± 3) | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 | 7 |
| Ereignisse (Rohdaten) | 162 | 4811 | 663 | 658 | 262 | 245 | 332 |

Tab. 8: Photonen pro Event: Messergebnisse der Einzelmessungen

13.1 Anzahl der Koinzidenzkanäle

Zunächst wird der Einfluss der Elektronenenergie auf die Detektierbarkeit der Signale untersucht. Ein Maß hierfür ist die Anzahl der Photozellen des SiPMs, welche dasselbe Signal koinzident detektieren. Je mehr Kanäle des Detektors ein Signal koinzident detektieren, umso höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass es sich bei dem Signal um Cherenkov-Photonen handelt.

Alle folgenden Histogramme in diesem Abschnitt sind identisch aufgebaut: Auf der x-Achse steht jeweils die Anzahl der Kanäle des Detektors, die dasselbe Signal registriert haben. Die maximale Anzahl an Koinzidenzen ist durch die Anzahl der Kanäle des SiPMs auf 64 beschränkt. Die Bingröße beträgt dabei jeweils 1. Dargestellt werden sowohl absolute Häufigkeiten als auch relative Häufigkeiten, normiert auf die jeweilige Gesamtanzahl der Einträge.

Dunkelmessung und einzelne Messreihen

Die graphische Darstellung der Dunkelmessung bzw. des Untergrunds (Dark) ist in Abbildung 13.1 gezeigt. Dargestellt sind die gemessenen Signale in Abhängigkeit der koinzidenten Kanäle. Koinzident gemessen werden 34 Ereignisse von 10 Kanälen, 19 von 11

¹Diese Daten entstammen aus den noch nicht veröffentlichten Berechnungen von Kaveh Kooshkjalali im Rahmen seiner Masterarbeit und wurden freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

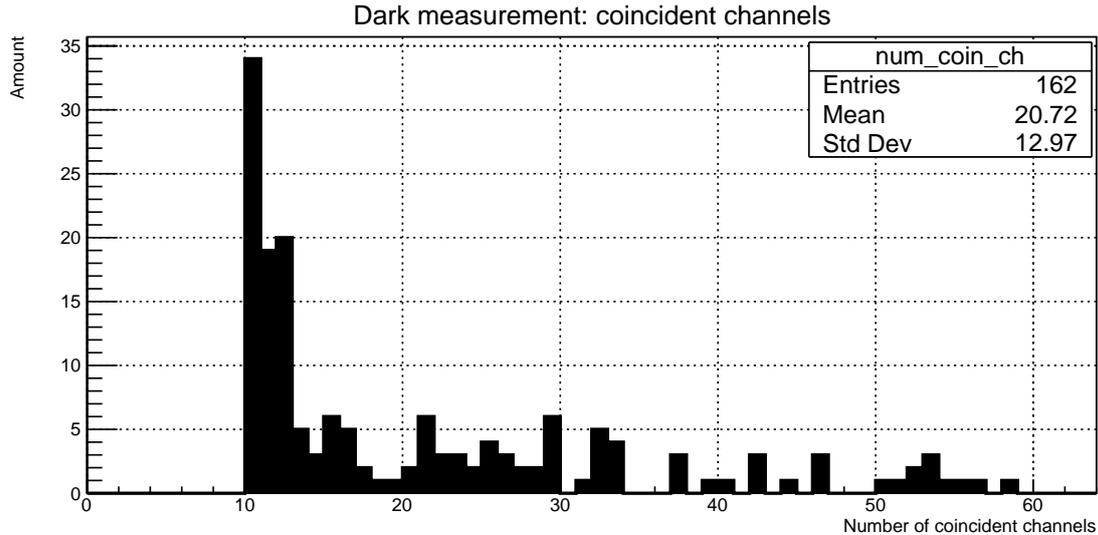


Abb. 13.1: Koinzidenzmessung: Dunkelmessung

sowie 20 Ereignisse von 12 Kanälen. Summiert ergeben sich hieraus 73 Ereignisse im Messzeitraum, was einem Anteil von 45 % von allen 162 Ereignissen entspricht. Alle anderen Ereignisse verteilen sich auf höhere Koinzidenzmessungen, wobei jeweils nicht mehr als 6 Einträge zu finden sind. Damit ist ein starker Abfall an detektierten Signalen bei höheren Koinzidenzen zu beobachten.

Aufgrund der Tatsache, dass bei der Dunkelmessung keine Quelle verwendet wird, dient diese zur Bestimmung der Dunkelzählrate und entspricht einer Untergrundmessung. Die geringe Temperatur ($-16,6\text{ °C}$) sowie die Mindestanzahl an benötigten Koinzidenzen (10) reduzieren den messbaren Untergrund. Da es sich bei der Dunkelzählrate um einen stochastischen Prozess handelt (siehe Abschnitt 4.4.1), ist für geringere Koinzidenzen ein deutlicher Anstieg des Untergrundes zu erwarten. Zwar kann der Untergrund bei jeder Messung variieren, jedoch liegt bei identischen Messbedingungen der Untergrund auf einem ähnlichen Niveau. Deshalb dient die Dunkelmessung für alle Messreihen als Referenz des Untergrundes, d.h. der Anteil der Signale, welche nicht durch Cherenkov-Photonen erzeugt werden.

Vergleicht man die Gesamtanzahl der Ergebnisse der einzelnen Messreihen inklusive Untergrund (Tabelle 8), dann erkennt man eine Abhängigkeit der Gesamtzahl der Ereignisse in Bezug auf die Elektronenenergie. Bei einer Elektronenenergie von $0,8\text{ MeV}$ werden in 4811 Events Cherenkov-Photonen gemessen, während für Elektronen mit $1,2\text{ MeV}$ etwa 660 und $1,6\text{ MeV}$ Elektronen rund 250 Events Cherenkov-Photonen aufweisen. Die Verhältnisse ergeben sich im Vergleich zu $0,8\text{ MeV}$ für die jeweils ersten Einzelmessungen von $1,2\text{ MeV}$ und $1,6\text{ MeV}$ Bruchteile von

$$1,2\text{ MeV: } \frac{498}{4649} \approx 11\% \qquad 1,6\text{ MeV: } \frac{100}{4649} \approx 2\%$$

Dies bedeutet einen starken Abfall der registrierten Ereignisse bei Erhöhung der Energie. Eine Erhöhung der Energie von $0,4\text{ MeV}$ ergibt eine Verringerung der Ereignisse von ca. 90 % (98 % Abfall für $1,6\text{ MeV}$). Gemäß des Spektrums der Quelle (Abbildung 7.4) wer-

den vermehrt 0,8 MeV Elektronen emittiert, während höherenergetische Elektronen viel seltener emittiert werden. Zwar deckt sich die geringere Anzahl von höherenergetischen Elektronen mit der Reduzierung von koinzidenten Signalen, allerdings ist der erwartete Abfall wesentlich geringer als der beobachtbare Abfall.

Die Auswirkung impliziert für identische Messbedingungen eine schlechtere Statistik für hohe Elektronenenergien. Beim Vergleichen der jeweils ersten Messungen aller Messreihen mit dem Untergrund (Abbildung 13.2) fällt auf, dass für 1,2 MeV und 1,6 MeV ein nicht signifikanter Anteil der Ereignisse aus Untergrund besteht. Alle Verhältnisse bezüglich des Untergrundanteils sind in Tabelle 9 aufgelistet. Während der Untergrund bei 0,8 MeV nur rund 3% der Ereignisse ausmacht, basiert bei 1,2 MeV jedes vierte Ereignis nicht auf Cherenkov-Photonen. Bei 1,6 MeV liegt dieser Anteil mit Ausnahme der dritten Teilmessung bei über 60%.

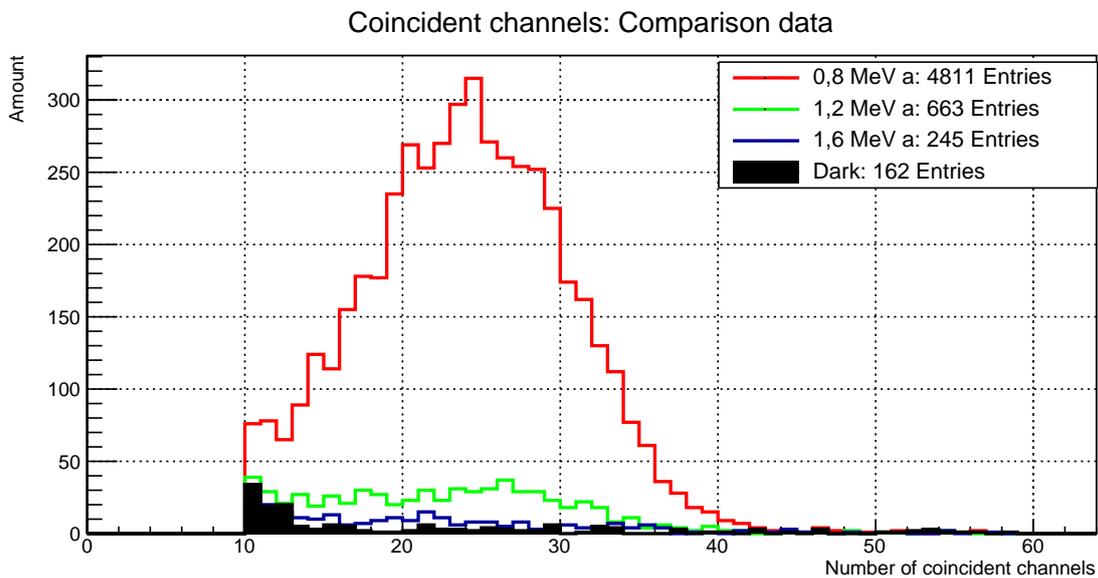


Abb. 13.2: Koinzidenzmessung: Vergleich mit Dunkelmessung

| Messreihe | 0,8 MeV | | 1,2 MeV | | 1,6 MeV | |
|-------------------|---------|------|---------|------|---------|------|
| | 0,8a | 1,2a | 1,2b | 1,6a | 1,6b | 1,6c |
| Ereignisse | 4667 | 663 | 658 | 262 | 245 | 332 |
| Anteil Untergrund | 3,3 % | 24 % | 25 % | 62 % | 66 % | 49 % |

Tab. 9: Koinzidenzmessung: Untergrundanteile an Einzelmessungen

Kombinierte Messdaten

Um die Grundgesamtheiten zu erweitern und damit die Statistik insbesondere für die hohen Elektronenenergien zu verbessern, werden im Folgenden alle genommenen Messungen für gleiche Energien aufsummiert. Dies ist legitim, weil Temperatur und Druck während allen Messungen auf einem Niveau gehalten wurden und die Messungen nicht miteinander korreliert sind. Die zusammengefassten Messreihen stellt Abbildung 13.3 dar. Hierbei

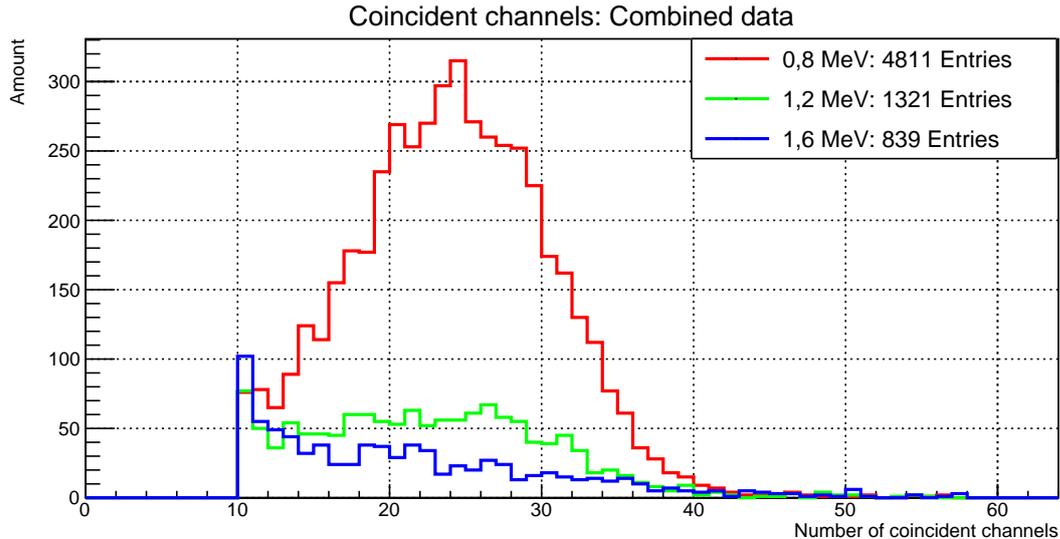


Abb. 13.3: Koinzidenzmessung: Kombinierte Messreihen mit Untergrund

ist anzumerken, dass in diesen Daten der Dunkelanteil nicht reduziert wird. So umfasst die Messreihe 1,2 MeV zwei Messungen und damit den doppelten Dunkelanteil, analog bei 1,6 MeV. Das Verhältnis des Dunkelanteils zur Gesamtanzahl der Ereignisse verändert sich damit nicht oder nur geringfügig. Allerdings erhöht sich die absolute Anzahl an Ereignissen auf Basis von Cherenkov-Photonen. Zugleich steigt die effektive Messdauer (1,2 MeV: 116 min; 1,6 MeV: 24 min).

Korrigierte Messdaten

Nachfolgend sind die kombinierten Koinzidenzmessungen abzüglich des Untergrundes als Histogramme dargestellt. Abbildung 13.4 zeigt die absolute Häufigkeiten der Koinzidenzmessungen, bezogen auf die jeweilige gesamte Messdauer der kombinierten Messungen (0,8 MeV: 1x 8 min, 1,2 MeV: 2x 8 min, 1,6 MeV: 3x 8 min). Die Verteilung für 0,8 MeV (rot) ähnelt einer Gaußverteilung mit einem Maximum bei 24, welches auch mit dem arithmetischen Mittel übereinstimmt. Hierbei werden etwas mehr als 300 Ereignisse detektiert. Für 1,2 MeV bleibt die Anzahl der Ereignisse zwischen 18 und 29 Koinzidenzkanälen nahezu konstant im Bereich um 50 Detektionen. Höhere Koinzidenzen werden nur noch vereinzelt gemessen. Allerdings ist die Statistik mit insgesamt 1204 Ereignissen sehr gering. Bei 1,6 MeV ist, ebenfalls wie für 1,2 MeV, aufgrund der geringen Statistik eine flache, breite Verteilung zu erkennen. Ab Werten von mehr als 35 Koinzidenzen ist kein Unterschied mit 1,2 MeV zu erkennen.

Die Gesamtanzahl der registrierten Ereignisse, das daraus berechnete arithmetische Mittel sowie die Standardabweichung sind in Tabelle 10 zusammengefasst. Des Weiteren sind als Vergleich die Ereignisse mit Untergrund (Rohdaten) aufgelistet. Auffällig sind die Mittelwerte, welche alle im Bereich um 24 Koinzidenzen liegen. Im Vergleich zu den Standardabweichungen ähneln sich die Mittelwerte sehr stark. Dies lässt den Schluss zu, dass die Elektronenenergie keinen signifikanten Einfluss auf die Anzahl der Koinzidenzen ausübt. Die hohen Standardabweichungen lassen sich auf die geringe Statistik zurückführen. Mit einer höheren Statistik lassen sich die statistischen Fehler reduzieren.

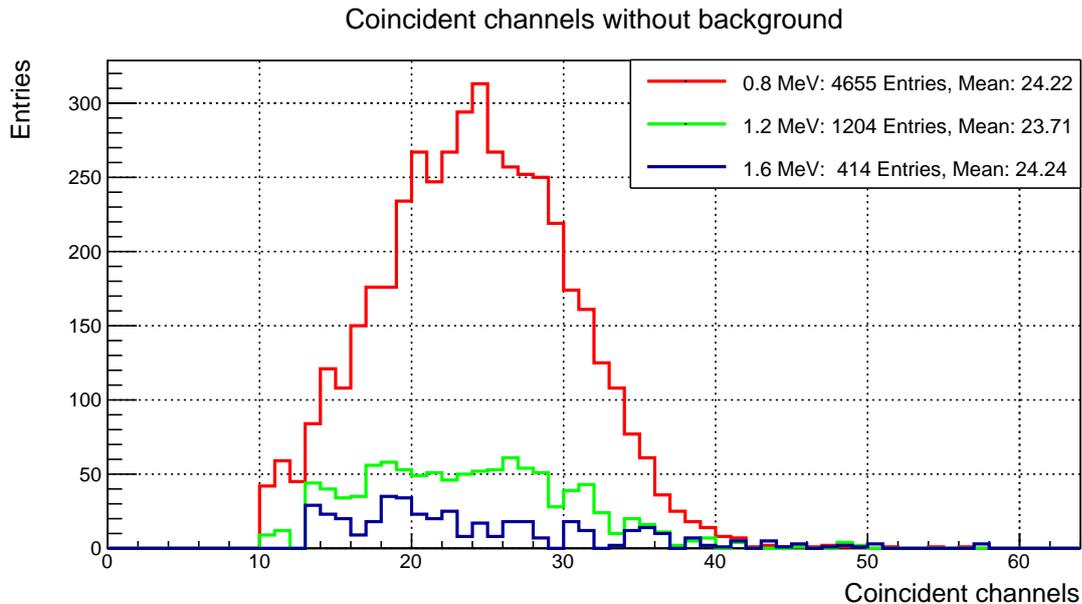


Abb. 13.4: **Koinzidenzmessungen: korrigierte Messreihen**
Gesamtanzahl aller Teilmessungen abzüglich Dunkelanteil

| | 0,8 MeV | 1,2 MeV | 1,6 MeV |
|------------------------------|---------|---------|---------|
| Ereignisse (Rohdaten) | 4811 | 1321 | 839 |
| Ereignisse korrigiert | 4655 | 1024 | 414 |
| arithmetisches Mittel | 24,2 | 23,7 | 24,2 |
| Standardabweichung | 6,2 | 6,8 | 8,9 |

Tab. 10: **Koinzidenzmessung: Korrigierte Ergebnisse**

13.2 Anzahl der Photonen pro Event

Neben der Anzahl der Koinzidenzmessungen ermittelt das Analyseprogramm auch die Anzahl der potentiellen Cherenkov-Photonen, die vom Detektor innerhalb eines Events (Zeitdauer von 10 ns) registriert werden. Hierfür dienen die Vielzahl an Pixeln, aus welchen jeder Kanal besteht.

Betrachtet wird in diesem Abschnitt die durchschnittliche Anzahl an Photonen, die ein einzelner Kanal innerhalb eines Ereignisses detektiert. Als Grundlage hierzu dient das arithmetische Mittel, bestehend aus den Ergebnissen aller einzelnen Kanäle.

Dunkelmessung und einzelne Messreihen

Die Ergebnisse zur Dunkelmessung (Dark) sind in Abbildung 13.5 graphisch dargestellt. Zu Beginn steigt die Anzahl der Photonen sehr stark an und erreicht das Maximum für etwa 20 Photonen pro Event (31 Events). Anschließend sinkt die Häufigkeit für mehr Photonen rapide ab. 40 oder mehr Photonen werden jeweils maximal fünf mal detektiert. Genauso wie für die Koinzidenzen dient diese Verteilung als Referenz für den Untergrund.

Analog zu der obigen Betrachtung der Koinzidenzmessungen ist der Dunkelanteil bei den Einzelmessungen der höheren Energien zu hoch, um eine qualitative Analyse erstellen zu können (Abbildung 13.6).

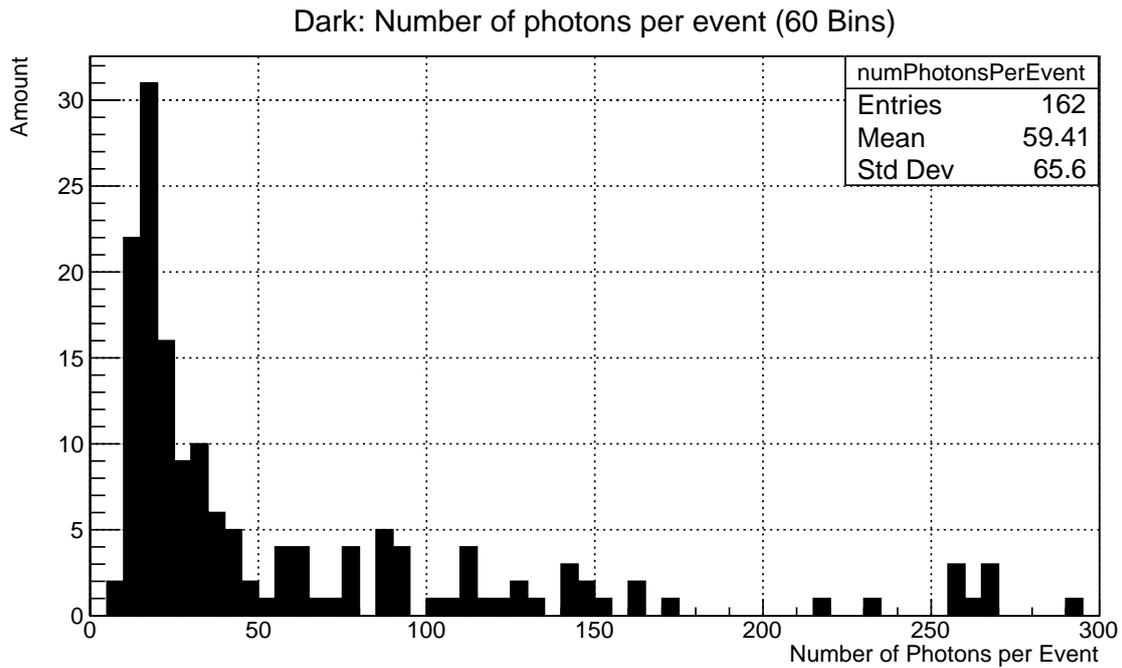


Abb. 13.5: Photonen pro Event: Dunkelmessung

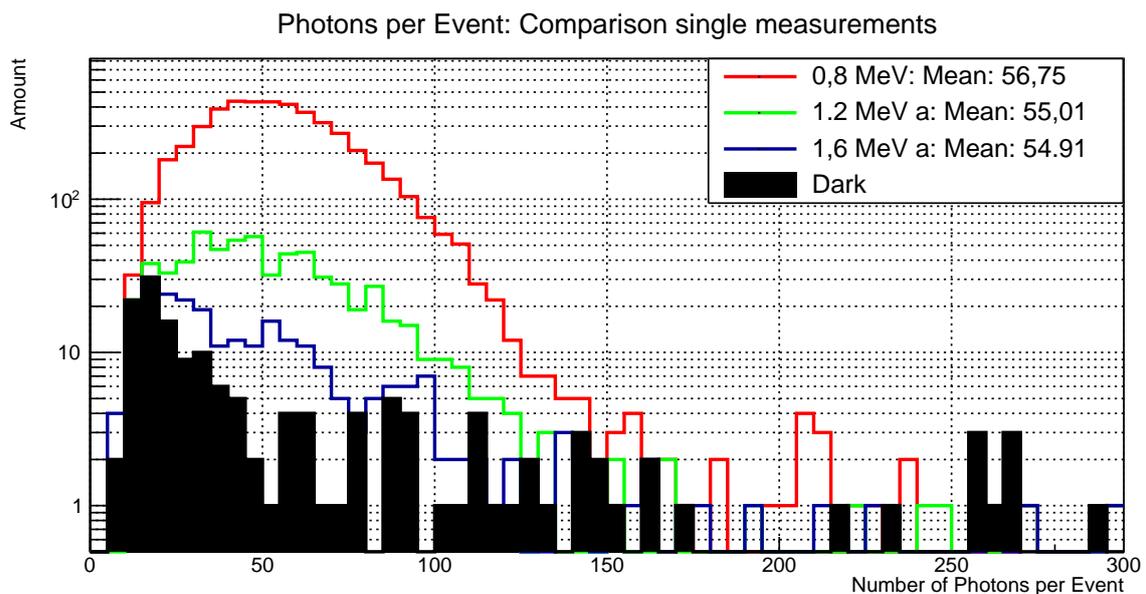


Abb. 13.6: Photonen pro Event: Vergleich von Einzelmessungen

Kombinierte Messdaten

Das Kombinieren der entsprechenden Messungen ergibt eine bessere Statistik. Die kombinierten Messreihen werden in Abbildung 13.7 gegenüber gestellt. Es handelt sich um die kombinierten Rohdaten, weshalb die Dunkelanteile noch nicht extrahiert sind.

Im Vergleich zu den höheren Energien fällt die Verteilung bei 0,8 MeV im Bereich zwischen 50 und 150 Photonen pro Event stärker ab. Mehr Photonen pro Event liefern in diesem Bereich 1,2 MeV und 1,6 MeV Elektronen.

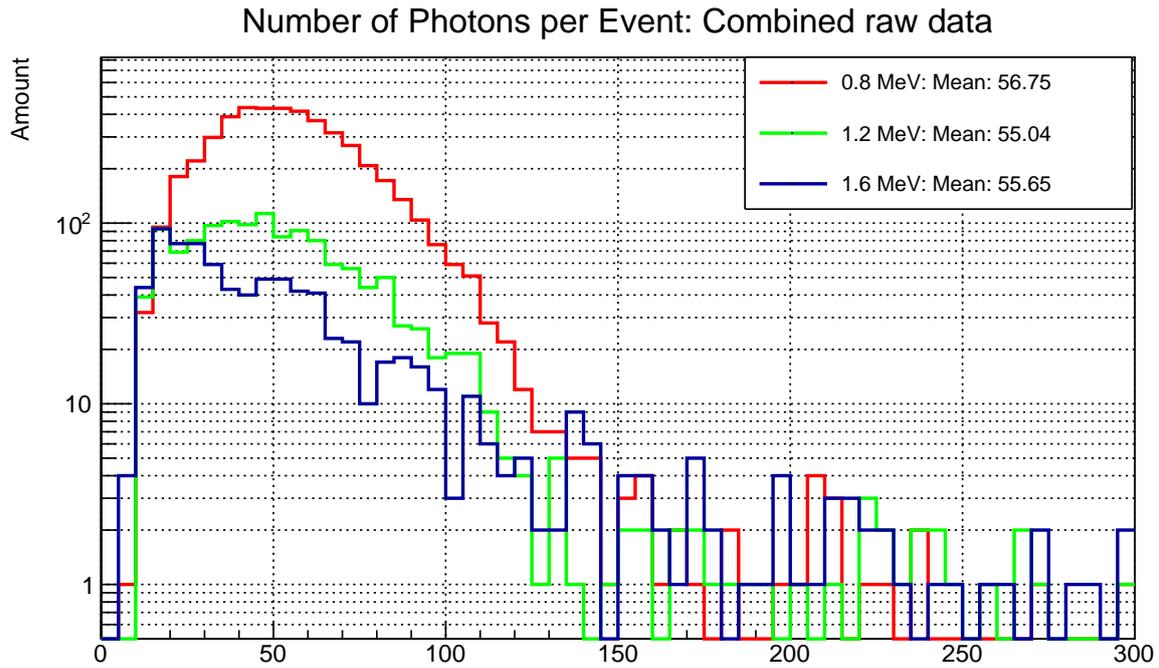


Abb. 13.7: Photonen pro Event: kombinierte Messreihen inkl. Untergrund

Korrigierte Messdaten

Nach Abzug des Untergrundes ergeben sich die korrigierten Messdaten, welche in den Abbildungen 13.8 und 13.9 dargestellt sind. Alle Messreihen weisen global einen ähnlichen Verlauf auf. Zunächst steigt die Häufigkeit mit der Anzahl von Photonen pro Event sehr stark an, bis sich ein Maximum herausbildet. Anschließend fällt die Häufigkeit exponentiell ab. Es bildet sich ein länglicher Auslauf für sehr hohe Anzahlen von Photonen pro Event, d.h. es werden vereinzelt hohe Anzahlen von Photonen gemessen. Alle Messreihen weisen jeweils eine stark ansteigende und eine im Verhältnis langsamer abfallende Flanke auf. Einzig bei der 1,6 MeV Messung ist das Maximum nicht ganz ausgeprägt, was der geringen Anzahl an Daten zugeschrieben werden kann.

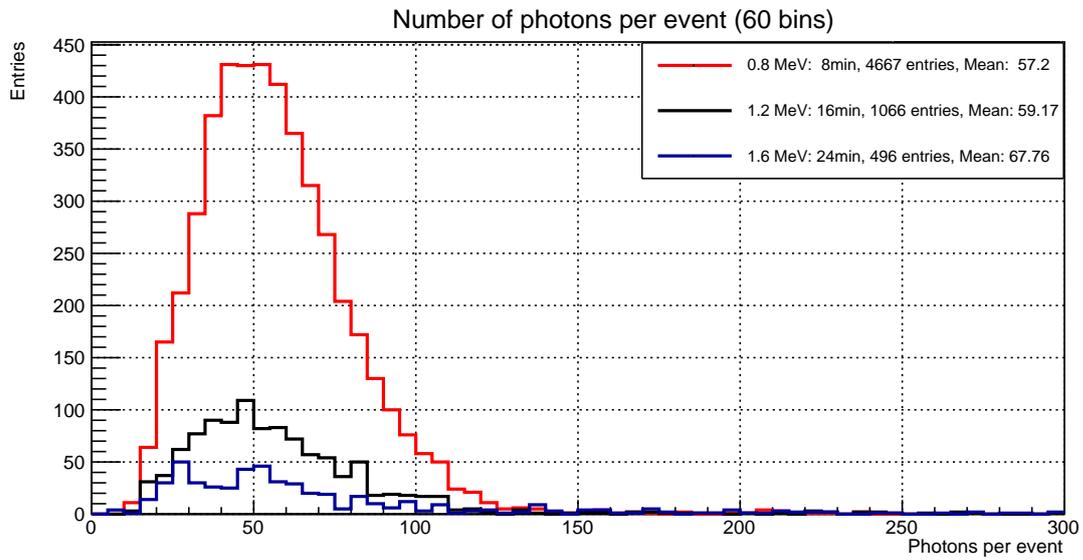


Abb. 13.8: Photonen pro Event: absolute Häufigkeiten korrigiert (lin)
Gesamtanzahl der registrierten Ereignisse in linearer Darstellung

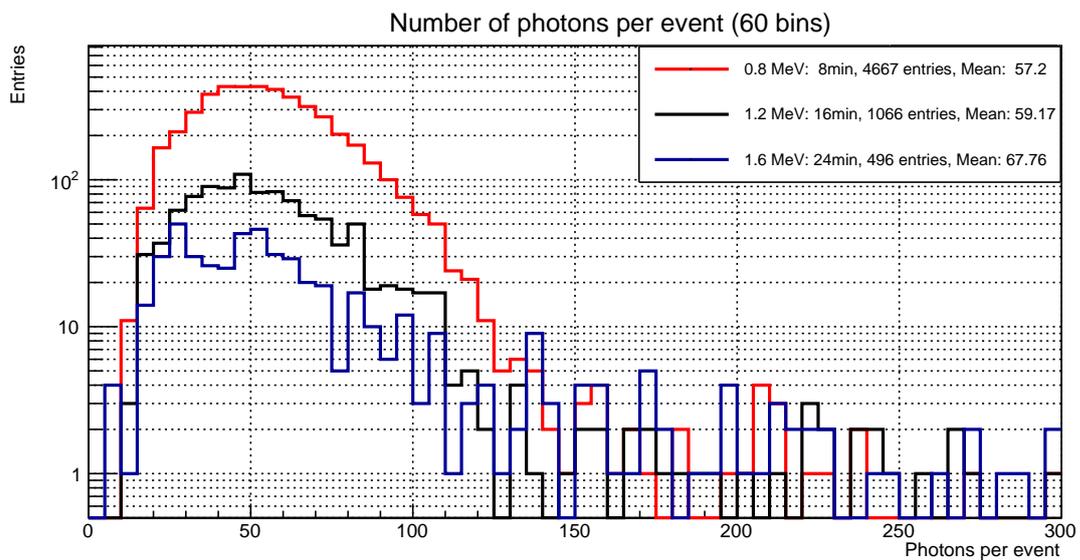


Abb. 13.9: Photonen pro Event: absolute Häufigkeiten korrigiert (log)
Gesamtanzahl der registrierten Ereignisse in logarithmischer Darstellung

Der Vergleich der arithmetischen Mittel mit den kombinierten Daten inklusive Untergrund zeigt keine Veränderungen bezüglich des arithmetischen Mittelwertes auf (Tabelle 11 und obige Abbildungen). Ohne den Untergrund werden bei jeder Energie im Mittel mehr Photonen pro Event detektiert, je höher die Energie der Elektronen ist. So steigt bei 1,2 MeV der Mittelwert nach Subtraktion des Untergrundes von 55 auf etwa 59 Photonen pro Event, was einer Erhöhung von 4 Photonen entspricht. Noch größer ist der Unterschied bei 1,6 MeV. Hier beträgt der Unterschied von 56 auf 68 sogar 12 Photonen pro Event. Das entspricht einer Erhöhung von rund 17%. Demgegenüber erhöht sich die Anzahl der im Mittel registrierten Photonen im Fall von 0,8 MeV Elektronenenergie nicht signifikant (bleibt bei ca. 57). Dies entspricht der Erwartung von einer steigenden Anzahl der Photonen mit zunehmender Energie.

| | 0,8 MeV | 1,2 MeV | 1,6 MeV |
|---------------------------------------|---------|---------|---------|
| Mittelwert (Rohdaten) | 56,75 | 55,04 | 55,65 |
| Mittelwert korrigiert | 57,20 | 59,17 | 67,76 |
| Mittelwert korr. mit Cut (250) | 57,10 | 57,98 | 64,70 |

Tab. 11: Photonen pro Event: arithmetische Mittel der Messreihen

Einen besseren Vergleich der globalen Verläufe bieten die auf die Gesamtanzahl normierten relativen Verteilungen (Abbildung 13.10). Im Bereich zwischen 40 und 70 Photonen pro Event überwiegen im Vergleich niederenergetische Elektronen gegenüber hochenergetischen Elektronen. So liegen in diesem Bereich bei der 0,8 MeV Messung etwa 65% der Events, während es bei 1,2 MeV rund 59% und bei 1,6 MeV 50% sind. Dafür dominieren hochenergetische Elektronen, wenn mindestens 100 Photonen pro Event erzeugt werden. Dies kann stellvertretend für 1,6 MeV am Histogramm abgelesen werden. Der Anteil beträgt etwa 15% (0,8 MeV: weniger als 5%). Diese Beobachtung lässt ebenfalls darauf schließen, dass hochenergetische Elektronen innerhalb eines Events mehr Cherenkov-Photonen erzeugen als niederenergetische Elektronen. Damit deckt sich die Beobachtung mit der theoretischen Erwartung, weil die Intensität der Cherenkov-Strahlung von der Geschwindigkeit des Projektils und somit von der Energie abhängt (siehe Kapitel 2).

Die These wird auch nicht widerlegt, wenn man davon ausgeht, dass die Events mit den meisten Photonen (250+) durch andere Effekte als Cherenkov-Photonen erzeugt werden, z.B. durch externes Licht. Abbildung 13.11 zeigt die relative Verteilung für Events mit maximal 250 Photonen. Der Vergleich der arithmetischen Mittel ist ebenfalls in Tabelle 11 zu finden. Zwar verringern sich die Mittelwerte für die Messung 1,2 MeV auf 58 (-2 Photonen pro Event) und für 1,6 MeV auf 65 (-4 Photonen pro Event), dennoch ist ein monotoner Verlauf der Cherenkov-Photonen als Funktion der Elektronenenergie zu erkennen.

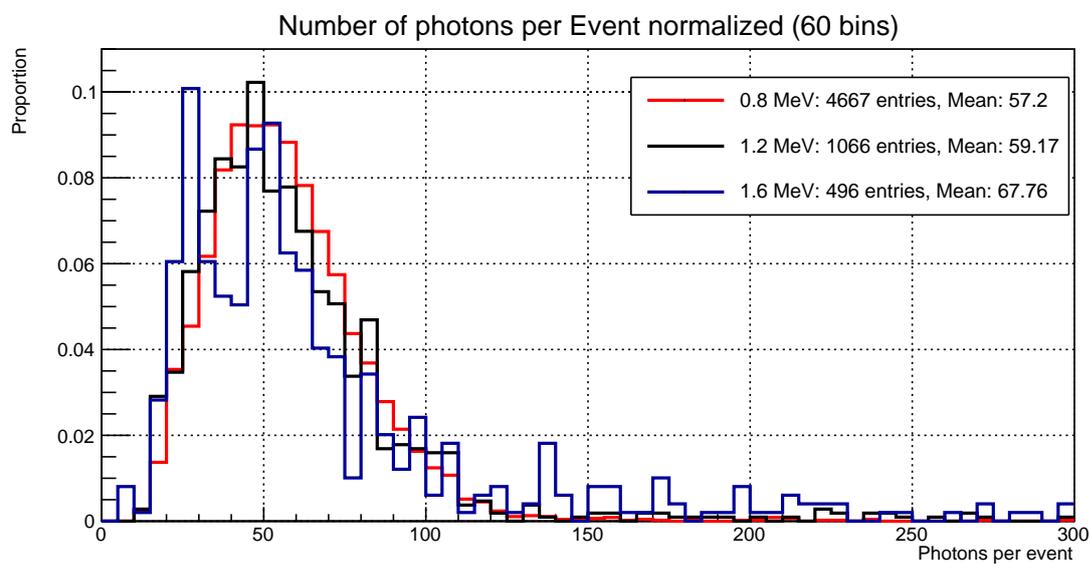


Abb. 13.10: Photonen pro Event: relative Verteilung (linear)

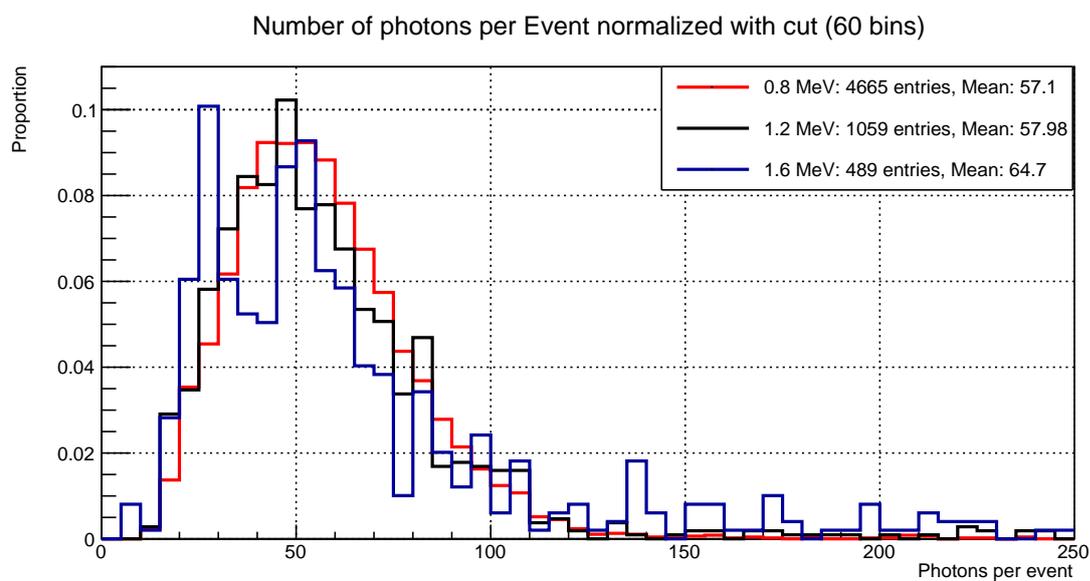


Abb. 13.11: Photonen pro Event: relative Verteilung mit Cut bei 250

14 Fehlerdiskussion

Vakuum

Die Qualität der Messungen hängt vom in der Vakuumkammer befindlichen Vakuum ab. Je schlechter das Vakuum, umso mehr Teilchen befinden sich dort. Dies erhöht die Wahrscheinlichkeit von Kollisionen zwischen den emittierten Elektronen und den Luftmolekülen. Als Resultat verringert sich die Statistik, sodass mehr Messungen zu einer Einstellung benötigt werden. Zudem verzerrt sich die Relation zwischen Energie der Elektronen und der Photonenzahl.

Außerdem sind minimale Unterschiede des Vakuums im Bereich von wenigen Millibar innerhalb einer Messung möglich. Dies sollte aber keine signifikanten Auswirkung auf die Messungen haben.

Temperaturabhängigkeit

Höhere Temperaturen erhöhen die Dunkelzählrate (siehe Kapitel 4.4.1) und sorgen für zusätzliche detektierbare Signale am Detektor. Niedrige Temperaturen verringern die Anzahl solcher Signale. Deshalb muss dafür gesorgt werden, dass alle Messungen bei gleicher Temperatur durchgeführt werden. Ansonsten sind die Messreihen untereinander nicht vergleichbar und damit weniger aussagekräftig. Wie im Fall der 1,6 MeV Messungen beobachtet werden konnte, können auch Temperaturerhöhungen im Bereich von 1 °C dazu sorgen, dass sich Messungen signifikant unterscheiden können (siehe Abschnitt Koinzidenzmessungen).

Außerdem steigt die Temperatur innerhalb einer Messung an, u.a. weil die Magnete im aktiven Zustand mit zunehmender Zeit Wärme an die Umgebung abgeben. Zwar ist der Anstieg der Temperatur aufgrund der guten Kühlung minimal, allerdings ist er vorhanden. Um die Gefahr zu verringern, sollten anstelle von wenigen großen Messreihen bevorzugt mehrere kleine Messreihen durchgeführt und anschließend kombiniert werden.

Spektrum der Elektronen

Die Energien der Elektronen haben maßgeblich Einfluss auf die Messungen. Gemäß der Formel des Krümmungsradius verringert sich der Radius mit zunehmender kinetischer Energie und impliziert eine schlechtere Auflösung. Dies ist der Grund, weshalb sich die Auflösung mit steigender Energie verschlechtert. Durch die geringere Auflösung vergrößert sich der Toleranzbereich für Elektronen, welche trotz einer Abweichung zur Sollenergie am PMMA Cherenkov-Photonen erzeugen können. Unter Umständen kann dies zu Verzerrungen der Messreihen führen.

15 Fazit

In diesem Abschnitt wurde die Anzahl der im PMMA produzierten Cherenkov-Photonen in Abhängigkeit der Energie der Elektronen (0,8 MeV, 1,2 MeV und 1,6 MeV) untersucht. Energiereichere Elektronen bewirken bei fester Kollimatorgröße eine Verringerung der Messgenauigkeit. Auf Basis der Analyseparameter (10 Koinzidenzkanäle, Eventdauer: 10 ns) können anhand der Messergebnisse folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

1. Der mittlere Wert der an den Koinzidenzen beteiligten Kanälen bleibt für die betrachteten Energien nahezu konstant bei 24.
2. Innerhalb eines Events produzieren energiereichere Elektronen durchschnittlich mehr Cherenkov-Photonen als niederenergetische Elektronen.
3. Für hohe Energien müssen viel mehr Messungen durchgeführt werden. Die Datenmenge für die Messreihen 1,2 MeV und 1,6 MeV ist nicht ausreichend.

Alle obenstehenden Ergebnisse decken sich mit den theoretischen Erwartungen auf Basis der verwendeten Strontium-90 Quelle, bei der niederenergetische Elektronen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit emittiert werden.

Teil V

Zusammenfassung und Ausblick

16 Zusammenfassung und Ausblick

Basierend auf Koinzidenzmessungen von Cherenkov-Photonen an einem SiPM wurde in dieser Arbeit das Prinzip der Compton-Kamera untersucht. Im Fokus standen zum einen die Kalibrierung von der Ausrichtung der radioaktiven Quelle sowie die Anzahl detektierter Photonen in Abhängigkeit der Elektronenenergie.

Zunächst wurden Kalibrierungen für das Einstellen der Quellenausrichtung unternommen. Sowohl die lineare Ausrichtung als auch die Einstellung des Winkels am Quellenhalter weisen global lineare Zusammenhänge zu den eingestellten Widerständen auf. Für die Position liegt die durchschnittliche Änderung pro vollständiger Umdrehung des Potentiometers ($5,61 \pm 0,03$) mm, für den Winkel sind es $(-12,41 \pm 0,09)^\circ$. Jedoch konnte gezeigt werden, dass beide Kalibrierungen nicht allgemeingültig sind. Für Position und Winkel ist die Art der Einstellung im Sinne der Widerstandsänderung relevant. Es konnte festgestellt werden, dass im Falle der gleichen Einstellung eine Diskrepanz vorliegt, wenn die Einstellung durch positive oder durch negative Widerstandsänderungen vollführt wurde. Des Weiteren ist die Kalibrierung nicht anwendbar, wenn positive und negative Widerstandsänderungen abwechselnd stattfinden, weil hierbei „Randeffekte“ auftreten und die Änderungen nicht mehr den Kalibrierungen folgen. Dadurch können die Kalibrierungen zwar eine Vorhersage bzgl. der Ausrichtung der Quelle machen. Nichtsdestotrotz müssen anschließend die Einstellungen überprüft werden, um den Fehler zu minimieren. Dadurch konnte gezeigt werden, dass die Verwendung der eingebauten Servomotoren für das Ausrichten der radioaktiven Quelle unzureichend sind. In dieser Hinsicht ist es nicht möglich, nur mithilfe der Kalibrierungen die Ausrichtung der Quelle so exakt wie möglich einzustellen.

Zur Gewährleistung der benötigten Genauigkeit sollte die Ansteuerung für den Quellenhalter modifiziert werden. Eine Möglichkeit ist das Verwenden von Schrittmotoren in Kombination mit einer digitalen Steuerung für die lineare Ausrichtung und den Winkel. Die Reproduzierbarkeit bei Verwendung eines Schrittmotors ist aufgrund seiner festen Schrittweite gegeben. Ferner ist nach Kenntnis der Schrittweite keine zusätzliche Kalibrierung nötig. Damit kann die Quelle ausgerichtet werden, ohne dass der Quellenhalter aus der Vakuumkammer zur Überprüfung der Einstellungen entfernt werden muss.

Im Anschluss an die Kalibrierungen wurden koinzidente Photonenmessungen durchgeführt. Die detektierten Cherenkov-Photonen entstammen hierbei von Elektronen mit Energien im MeV-Bereich, welche von einer Strontium-90 Quelle auf einen PMMA-Radiator abgegeben wurden. Die Selektion der Elektronenenergien erfolgte durch ein Magnetfeld. Für die unterschiedlichen Messreihen dienten Elektronen mit Energien von 0,8 MeV, 1,2 MeV und 1,6 MeV. Als Voraussetzung mussten bei mindestens 10 der 64 Kanäle des SiPMs zeitgleich ein Signal gemessen werden.

Bei den Koinzidenzmessungen konnte festgestellt werden, dass bei Elektronen mit einer kinetischen Energie von 0,8 MeV die meisten Ereignisse gemessen wurden. Anhand der Messdaten zeigt sich eine Verringerung der Ereignisse für höhere Energien, was sich mit dem Spektrum der Quelle deckt. Außerdem zeigte sich keine signifikante Änderung

hinsichtlich der mittleren Anzahl an Koinzidenzkanälen. Damit scheint die Energie der Elektronen keinen Einfluss auf die koinzidenten Kanäle zu nehmen.

Abhängig von der Elektronenenergie ist jedoch die Anzahl von detektierten Photonen innerhalb eines Events. Im Durchschnitt wurden mit zunehmender Elektronenenergie mehr Photonen erfasst. Besitzen Elektronen mehr Energie, dann können diese mehr Cherenkov-Photonen im PMMA erzeugen. Folglich nimmt der SiPM mehr Signale in Form von Photonen wahr.

Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die Anzahl von produzierten Cherenkov-Photonen und somit die Intensität der Strahlung proportional zur Energie des Erzeugerteilchens ist (hier Elektronen). Auf die Anzahl der koinzidenten Kanäle des SiPMs haben die Elektronen jedoch keinen Einfluss. Hierbei sei anzumerken, dass alle Messungen mit derselben Quelle durchgeführt wurden. Die Ergebnisse bzgl. der Anzahl der Photonen entspricht der Erwartung basierend auf dem Spektrum der Quelle.

A Messdaten Kalibrierung Winkel

Methode 1: Messungen in Reihe

| Potentiometer Widerstand (Umdrehungen) | Winkel in ° | | | |
|--|-------------|-------|-------|-------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 |
| 5,0 | | -2,50 | | |
| 4,7 | -3,00 | | -3,50 | -3,25 |
| 4,6 | | | -1,00 | -0,75 |
| 4,5 | 0,75 | -0,50 | 5,00 | 4,25 |
| 4,4 | | | | 0,50 |
| 4,3 | | | | 1,25 |
| 4,2 | 3,50 | 2,50 | | 2,25 |
| 4,1 | | | | 2,75 |
| 4,0 | | | | 4,50 |
| 3,8 | | | | 5,00 |
| 3,7 | 7,00 | 6,00 | 11,50 | 10,50 |
| 3,6 | | | | 6,75 |
| 3,5 | | | | 9,75 |
| 3,4 | 10,75 | 10,00 | | 12,00 |
| 3,2 | | | | 12,00 |
| 3,0 | 13,25 | 12,25 | 17,50 | 16,50 |
| 2,8 | | | | 14,50 |
| 2,6 | | | | 16,75 |
| 2,5 | | | | 17,00 |
| 2,4 | 19,50 | 18,50 | 23,50 | 22,50 |
| 2,2 | | | | 19,75 |
| 2,0 | | | | 22,00 |
| 1,8 | 25,75 | 24,75 | 29,50 | 28,75 |
| 1,6 | | | | 24,50 |
| | | | | 27,00 |
| | | | | 29,25 |
| | 31,50 | 31,00 | 35,25 | 34,00 |
| | | | | 31,50 |
| | 33,75 | 33,00 | | 33,75 |
| | | | | 33,75 |

Tab. 12: Winkelmessungen bei negativen Widerstandsänderungen

Bei der ersten Messreihe wurde kein Schalter verwendet. Die erste Spalte gibt die Winkel vor der nachträglichen Änderung an, Spalte 2 den Endwinkel.

In den Messreihen 2 bis 4 wurde der Schalter verwendet. Zusätzlich enthält Messreihe 2 den resultierenden Winkel nach Wiedereinschalten des Schalters (rechte Spalte).

| Potentiometer Widerstand (Umdrehungen) | Drehwinkel in ° | | | | | |
|--|-----------------|-------|-------|-------|---|-------|
| | 1 | | 2 | | 3 | |
| | | | | | | |
| 1,6 | | | | | | 35,00 |
| 1,8 | | | 33,00 | 33,00 | | 32,75 |
| 2,0 | 34,00 | 34,00 | 30,50 | 30,50 | | 30,50 |
| 2,2 | | | | | | 28,25 |
| 2,4 | | | | | | 25,75 |
| 2,5 | 28,50 | 28,75 | 24,50 | 24,50 | | |
| 2,6 | | | | | | 23,00 |
| 2,8 | | | | | | 20,50 |
| 3,0 | | | 18,00 | 18,25 | | 18,25 |
| 3,2 | | | | | | 15,75 |
| 3,4 | | | | | | 13,25 |
| 3,5 | 16,25 | 16,50 | 11,75 | 12,00 | | |
| 3,6 | | | | | | 10,75 |
| 3,7 | | | 9,50 | 9,50 | | |
| 3,8 | | | | | | 8,50 |
| 4,0 | 10,00 | 10,25 | 5,75 | 6,00 | | 5,75 |
| 4,1 | | | | | | 4,50 |
| 4,2 | | | | | | 3,25 |
| 4,3 | | | 2,00 | 2,25 | | 2,00 |
| 4,4 | | | | | | 0,75 |
| 4,5 | | | -0,75 | -0,50 | | -0,50 |
| 4,6 | | | | | | -2,00 |
| 4,7 | | | -3,50 | -3,25 | | -3,50 |

Tab. 13: Winkelmessungen bei positiven Widerstandsänderungen

Messreihe 1: kein Schalter, inklusive resultierender Endwinkel (rechte Spalte)

Messreihen 2 und 3: mit Schalter, zusätzlich Winkel nach Wiedereinschalten

Methode 2: Messungen mit festen Bezugspunkt

| Potentiometer Widerstand (Umdrehungen) | Winkel in ° | | | | | | | |
|--|------------------------------|-------|-------|------|------|------|------------|--------|
| | Bezugspunkt: 4,7 Umdrehungen | | | | | | | |
| | Messungen | | | | | | Mittelwert | Fehler |
| 4,5 | 0,50 | 0,50 | 0,75 | 0,75 | 0,75 | 0,75 | 0,67 | 0,25 |
| 4,0 | 7,00 | 7,00 | 7,00 | | | | 7,00 | 0,25 |
| 3,5 | 13,50 | 13,50 | 13,50 | | | | 13,50 | 0,25 |
| 3,0 | 19,50 | 19,50 | 19,50 | | | | 19,50 | 0,25 |
| 2,5 | 25,75 | 25,75 | 25,75 | | | | 25,75 | 0,25 |
| 2,0 | 31,75 | 31,50 | 31,75 | | | | 31,67 | 0,25 |

Tab. 14: Messdaten zur Winkelmessung mit Bezugspunkt

Gesetzter Mindestfehler auf Mittelwert: 0,25 Grad

Literatur

- [22] *Eigenschaften Yttrium 90 - Das Periodensystem online*. 13.10.2022. URL: <https://www.periodensystem-online.de/index.php?id=isotope&el=39&mz=90&show=nuklid>.
- [Agi] Agilent. *Agilent U1251A: Datenblatt*. Hrsg. von Agilent Technologies. URL: <https://www.google.com/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=&cad=rja&uact=8&ved=2ahUKEwjhiovXr8n6AhXCzqQKHbK2A8kQFnoECAQQAQ&url=https%3A%2F%2Fdatasheet.octopart.com%2FU1180A-Agilent-datasheet-523166.pdf&usg=A0vVaw0P3E4C8T0F1tRcYCOhW-Mv>.
- [Bay20] Reimund Bayerlein. „Coincident Detection of Cherenkov Photons for Medical Applications“. Dissertation. Siegen: Universität Siegen, 2020. URL: <http://dx.doi.org/10.25819/ubsi/4298>.
- [BI] Bourns und Inc. *3590 Precision Potentiometer*.
- [Die] Carmen Diez Pardos. *Detector physics: Vorlesung Wintersemester 2021/22*. Siegen.
- [Din13] N. Dinu. „Instrumentation on silicon detectors: from properties characterizatoin to applications: Instrumentation and Detectors“. Dissertation. Paris: Université Paris Sud, 2013. URL: <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00872318>.
- [Ell18] Rod Elliot. *Hobby Servos, ESCs And Tachometers*. Hrsg. von Elliott Sound Products. 2018. URL: <https://sound-au.com/articles/servos.htm>.
- [Inf22] InfoTip Service GmbH, Hrsg. *Servos - InfoTip Kompendium*. 21.10.2022. URL: <https://kompendium.infotip.de/servos.html>.
- [Jac09] John David Jackson. *Classical electrodynamics*. 3. ed., [Nachdr.] Hoboken, NY: Wiley, ca. 2009. ISBN: 9780471309321.
- [Kav] Kaveh Kooshkjalali. „Masterarbeit“.
- [KF] Kaveh Kooshkjalali und Ivor Fleck. „Data Taking Procedure for Cherenkov Photon Detection: nicht öffentlich zugänglich“. nicht öffentlich zugänglich.
- [KW16] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 978-3-662-45349-0. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6.
- [Nor05] Norman Uhlmann. „Simulationen zur Compton-Kamera und Entwicklung zweier Absorptionsdetektoren auf Halbleiter- und Szintillatorbasis“. Doctoralthesis. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2005. URL: [urn:nbn:de:bvb:29-opus-2110](http://nbn:de:bvb:29-opus-2110).
- [Sti15] Leonhard Stiny. *Aktive elektronische Bauelemente: Aufbau, Struktur, Wirkungsweise, Eigenschaften und praktischer Einsatz diskreter und integrierter Halbleiter-Bauteile*. 2., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2015. ISBN: 9783658091521. DOI: 10.1007/978-3-658-09153-8.

Tabellenverzeichnis

| | | |
|----|---|----|
| 1 | Widerstandsmessung Position: Messergebnisse | 21 |
| 2 | Widerstandsmessung Winkel: Messergebnisse | 22 |
| 3 | Kalibrierung Position: Messreihen Methode 1 | 24 |
| 4 | Kalibrierung Position: Parameter der Fit-Funktionen | 25 |
| 5 | Kalibrierung Position: Messdaten Messmethode 2 | 29 |
| 6 | Kalibrierungen: Ergebnisübersicht | 37 |
| 7 | Photonen pro Event: Messbedingungen | 40 |
| 8 | Photonen pro Event: Messergebnisse der Einzelmessungen | 40 |
| 9 | Koinzidenzmessung: Untergrundanteile an Einzelmessungen | 42 |
| 10 | Koinzidenzmessung: Korrigierte Ergebnisse | 44 |
| 11 | Photonen pro Event: arithmetische Mittel der Messreihen | 48 |
| 12 | Kalibrierung Winkel: Messdaten Messmethode 1 (positiv) | 54 |
| 13 | Kalibrierung Winkel: Messdaten Messmethode 1 (negativ) | 55 |
| 14 | Kalibrierung Winkel: Messdaten Messmethode 2 | 55 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-------|--|----|
| 2.1 | Cherenkov-Effekt: Atomare Dipole | 3 |
| 2.2 | Cherenkov-Effekt: Interferenz der Elementarwellen | 4 |
| 4.1 | Energiebandstrukturen | 6 |
| 4.2 | N- und p- dotierte Halbleiter | 6 |
| 4.3 | Übersicht: p- und n- dotierte Halbleiter | 7 |
| 4.4 | Dioden-Kennlinie | 8 |
| 7.1 | Versuchsaufbau: Schema | 12 |
| 7.2 | Versuchsaufbau: Foto | 13 |
| 7.3 | Versuchsaufbau: Dark-Box | 13 |
| 7.4 | Spektrum $^{90}\text{Sr}_{52}$ -Quelle | 13 |
| 7.5 | Magnet | 14 |
| 7.6 | Quellenhalter | 15 |
| 8.1 | Aufspaltung Flugbahn geladener Teilchen im Magnetfeld | 16 |
| 9.1 | Drehpotentiometer 3590er Serie von Bourns | 19 |
| 10.1 | Charakteristik Potentiometer für Position | 20 |
| 10.2 | Charakteristik Potentiometer für Winkel | 22 |
| 11.1 | Kalibrierung Position: positive Messreihen | 26 |
| 11.2 | Kalibrierung Position: negative Messreihen | 27 |
| 11.3 | Kalibrierung Position: Vergleich Messreihe 1 positiv und negativ | 28 |
| 11.4 | Kalibrierung Position: Vergleich Messmethoden 1 und 2 | 30 |
| 11.5 | Kalibrierung Winkel: ohne Schalter | 33 |
| 11.6 | Kalibrierung Winkel: mit Schalter | 34 |
| 11.7 | Kalibrierung Winkel: Vergleich der Messmethoden | 35 |
| 13.1 | Koinzidenzmessung: Dunkelmessung | 41 |
| 13.2 | Koinzidenzmessung: Vergleich mit Dunkelmessung | 42 |
| 13.3 | Koinzidenzmessung: Kombinierte Messreihen mit Untergrund | 43 |
| 13.4 | Koinzidenzmessungen: korrigierte Messreihen | 44 |
| 13.5 | Photonen pro Event: Dunkelmessung | 45 |
| 13.6 | Photonen pro Event: Vergleich von Einzelmessungen | 45 |
| 13.7 | Photonen pro Event: kombinierte Messreihen inkl. Untergrund | 46 |
| 13.8 | Photonen pro Event: absolute Häufigkeiten korrigiert (lin) | 47 |
| 13.9 | Photonen pro Event: absolute Häufigkeiten korrigiert (log) | 47 |
| 13.10 | Photonen pro Event: relative Verteilung (linear) | 49 |
| 13.11 | Photonen pro Event: relative Verteilung mit Cut bei 250 | 49 |

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Ivor Fleck für die Möglichkeit bedanken, dass ich im Rahmen dieser Bachelorarbeit in seiner Arbeitsgruppe mitarbeiten durfte. Die Betreuung war sehr gut und man bekam zu jeder Frage eine ausführliche Antwort.

Des Weiteren gilt mein Dank Dr. Ulrich Werthenbach für seine Unterstützung und Erklärungen. Außerdem gilt mein Dank natürlich auch an meinen Laborpartner Kaveh Kooshkjalali für seine Hilfe. Vor allem bei Problemen bezüglich des Versuchsaufbaus und den Photonmessungen konnte ich mich an ihn wenden.

Für die Herstellung und Zusammensetzung vieler Komponenten des Versuchsaufbaus sei außerdem das Team der mechanischen Werkstatt zu erwähnen. Bei Fragen und Problemen war man jederzeit willkommen. Dasselbe gilt auch dem Team des Elektroniklabors unter der Leitung von Dr. Michael Ziolkowski. Insbesondere bei elektronischen Problem rund um die Servo-Steuerung und anderen elektronischen Angelegenheiten war die Tür stets offen.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei allen Leuten bedanken, die mir hilfreiche Anregungen bei der sprachlichen Gestaltung dieser Arbeit gegeben haben, sowie meiner Familie und meinen Kameraden.