

JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT MAINZ

MASTERARBEIT

Analyse und Optimierung eines integrierenden Detektors zur Messung paritätsverletzender Asymmetrien für das P2-Experiment

Autor: Moran Neher Gutachter: Prof. Dr. Frank Maas 2. Gutachter: Prof. Dr. Wolfgang Gradl

Wissenschaftliche Arbeit zur Erlangung des akademischen Grades Master of Science Physik

in der

AG Maas Institut für Kernphysik Fachbereich Physik Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Monn John

Mainz, den 06.01.2025

Inhaltsverzeichnis

1.	Einle	leitung und Motivation				
2.	Das 2.1. 2.2. 2.3.	Standardmodell der ElementarteilchenDas Standardmodell als EichtheorieVereinigung zur elektroschwachen WeckselwirkungSkalenabhängigkeit des schwachen Mischungswinkels θ_W	5 7 8 10			
3.	Pari 3.1. 3.2.	t ätsverletzende Elektron-Proton-Streuung Die Paritätsoperation an der Elektron-Proton-Streuung Asymmetrie in der ep-Streuung	12 12 13			
4.	Das 4.1. 4.2.	P2-Experiment am MESA Messaufbau des P2-Experiments Der integrierende Cherenkov-Detektorring 4.2.1. Cherenkov-Effekt 4.2.2. Aufbau und Anforderungen an den Cherenkov-Detektorring	16 19 21 21 22			
5.	Pho 5.1. 5.2. 5.3.	tomultiplier-Röhren und die P2-DivA-Base Allgemeine Funktionsweise von Photomultiplier-Röhren [PMT] PMT-Modell des P2-Experiments	26 26 28 30			
6.	Der 6.1. 6.2. 6.3. 6.4.	P2-MOLLER ADC Aufbau und Anschlüsse des ADC-Boards Parameter und Programme zur Datenaufnahme mit dem ADC-Board 6.2.1. Parameter der Datenaufnahme 6.2.2. CMMonitor 6.2.3. CMData Struktur der Datenpakete Auslese der Binärdatei mit Python	 37 38 40 41 42 42 43 46 			
7.	Auft sung 7.1. 7.2. 7.3.	au zur Nachbildung asymmetrischer Lichtsignale und Vermes- mit der P2-Ausleseelektronik Erzeugung des asymmetrischen Lichtsignals 7.1.1. Chopperrad zur periodischen Unterbrechung des Lichtstrahls 7.1.2. Optische Faser Motorisierte Optik 7.2.1. Motorsteuerung über den Arduino Uno Bestimmung der Asymmetrie im PMT-Signal	49 50 51 55 55 57 59			

8.	Messung des asymmetrischen Lichtsignals					
	8.1.	Signalstudie des Messstands	68			
	8.2.	Kalibration der Asymmetrie des Messstands	74			
		8.2.1. Kalibration des Lichtsignals ohne periodische Unterbrechung mit dem P2-ADC	75			
		8.2.2. Kalibration des Lichtsignals ohne periodische Unterbrechung mit dem Picoamperemeter	78			
		8.2.3. Vermessung des asymmetrischen Lichtsignals ohne Neutral- dichtefilter	80			
		8.2.4. Asymmetrie mit Neutraldichtefilter	81			
	8.3.	Asymmetrie in Abhängigkeit der Hochspannung	83			
	8.4.	Asymmetrie in Abhängigkeit des Photoelektronenstroms				
	8.5.	Grenztest des Messstands: Asymmetrie $\mathcal{O}(10^{-7})$	93			
9.	Zusammenfassung und Ausblick					
Α.	Anhang					
	A.1.	Anhang zum P2-Experiment	99			
	A.2.	Anhang zum Versuchsaufbau	100			
	A.3.	Anhang zur Auswertung	101			
		A.3.1. Asymmetrie in Abhängigkeit der Hochspannung	101			
		A.3.2. Asymmetrie in Abhängigkeit der Lichtintensität	104			
		A.3.3. Grenztest des Messstands	105			
Lit	eratı	ırverzeichnis	114			

1. Einleitung und Motivation

Das Standardmodell der Elementarteilchen ist das erfolgreichste Modell der modernen Teilchenphysik. Es beschreibt die Elementarteilchen und drei der vier fundamentalen Kräfte, die elektromagnetische, die schwache und die starke Wechselwirkung. Die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, sowie die Existenz dunkler Materie oder die Masse von Neutrinos und viele weitere Phänomene, können mit dem Standardmodell nicht erklärt werden. Das Standardmodell gilt als unvollständig, es gibt etliche Theorien zur Erweiterung des Modells.

Eine große Aufgabe der heutigen Teilchenphysik ist die Suche nach Hinweisen auf neue Physik, die über das Standardmodell hinausgeht. Eine Möglichkeit sind Experimente, welche nach direkten Beweisen für neue Physik suchen. Beispielsweise über die Existenz eines neuen Teilchens oder der dunklen Materie, aber auch über den Nachweis von Effekten auf die Wechselwirkungen, welche durch Erweiterungen des Standardmodells vorhergesagt werden. Ein weiterer Ansatz zur Verifizierung von Erweiterungen des Standardmodells sind Präzisionsexperimente zur Überprüfung zentraler Theorieparameter. Abhängig von der jeweiligen Theorie sagen die Erweiterungen Abweichungen der Messparameter voraus, welche nur durch Präzisionsexperimente nachgewiesen werden können.

Das Standardmodell ist eine Eichtheorie, in der die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen über Eichfelder und Eichbosonen beschrieben werden. Die Eichgruppe des Standardmodells besteht aus drei Untergruppen, eine für jede Wechselwirkung, und die Verhältnisse zwischen den Kräften sind über drei Kopplungskonstanten festgelegt. Ausgehend davon lässt sich das Standardmodell mit 19 Parametern vollständig parametrisieren. In diesem Zusammenhang ist ein weiterer zentraler Parameter der schwache Mischungswinkel $\theta_{\rm W}$, auch Weinberg-Winkel genannt. Dieser hat seinen Ursprung bei der Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung und findet sich in einer Vielzahl an Relationen zwischen Theorieparametern des Standardmodells. Damit eignet sich der schwache Mischungswinkel besonders als Parameter zur experimentellen Überprüfung der Gültigkeit des Standardmodells im Rahmen eines Präzisionsexperiments. Das Standardmodell der Elementarteilchen als Eichtheorie und die Vereinigung zur elektroschwachen Wechselwirkung wird in Abschnitt 2 vorgestellt. In diesem Kontext wird ebenfalls der schwache Mischungswinkel eingeführt.

Ein solches Präzisionsexperiment ist das P2-Experiment mit dem Ziel der Bestimmung des schwachen Mischungswinkels aus der schwachen Ladung des Protons. Die schwache Ladung des Protons lässt sich aus der paritätsverletzenden Asymmetrie $A_{\rm ep}^{PV}$ in der elastischen Elektron-Proton-Streuung bestimmen. Longitudinal polarisierte Elektronen mit wechselnder Helizität werden an einem Wasserstofftarget gestreut, um die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung zu vermessen. Der Versuchsaufbau des P2-Experiments ist in Abbildung 1.1 dargestellt. Der Elektronenstrahl wird vom neuen Teilchenbeschleuniger "Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator" (MESA) der Johannes Gutenberg-Universität erzeugt. Dieser wurde in enger Zusammenarbeit mit dem P2-Experiment entwickelt und erfüllt dessen hohe Anforderungen an Strahlstrom, Strahlstabilität und Strahlpolarisation.



Abbildung 1.1: Versuchsaufbau des P2-Experiments. Longitudinal polarisierte Elektronen (Helizität +1 oder -1) werden an einem unpolarisierten Protonen-Target gestreut (Flüssigwasserstoff). Die paritätsverletzende Asymmetrie der schwachen Wechselwirkung im Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektronen-Protonen Streuung wird aus den Messdaten des Detektors bestimmt.

Aufgrund von Strahlungskorrekturen hat der schwache Mischungswinkel eine Skalenabhängigkeit vom Viererimpulsübertrag $\mu = \sqrt{Q^2}$. Mit Kollider-Experimenten, wie dem "Large Electron Positron collider" (LEP) am CERN und dem "Stanford Linear Collider" (SLC) in Stanford am sogenannten Z-Pol, wurden bereits einige Präzisionsexperimente zur Bestimmung des schwachen Mischungswinkels bei großem Viererimpulsübertragsquadrat Q^2 durchgeführt. Komplementär dazu wird das P2-Experiment den schwachen Mischungswinkel bei wesentlich niedrigerem Viererimpulsübertragsquadrat von $Q_{P2}^2 = 4.82 \times 10^{-3} (\text{GeV/c})^2$ bestimmen.

Zentraler Bestandteil des P2-Experiments ist der Cherenkov-Detektorring, bestehend aus 72 Cherenkov-Detektormodulen. Die elastisch gestreuten Elektronen erzeugen im Quarzglas die sogenannte Cherenkov-Strahlung. Diese entsteht, basierend auf dem Cherenkov-Effekt, bei der Transmission geladener Teilchen mit einer höheren Geschwindigkeit als der Phasengeschwindigkeit des Mediums. Das emittierte Licht wird mithilfe von Photomultiplier-Röhren (engl. Photomultiplier Tube, PMT) detektiert. Die Spannungsversorgung und Auslese der PMT erfolgt über eine sogenannte Base. Mit der P2-DivA-Base wurde eigens für das P2-Experiment eine Base entwickelt, welche die Möglichkeit besitzt, zwischen zwei Verstärkungs- und Signalmodi zu wechseln. In dedizierten Tracking-Runs bei niedrigem Strahlstrom wird die Teilchenbahn einzelner Streuelektronen vermessen. Mit einer höheren Verstärkung, im sogenannten "Pulsmodus", lassen sich damit einzelne Streuelektronen detektieren. Die Vermessung der Asymmetrie in der Elektron-Protonstreuung bei vollem Strahlstrom geschieht im sogenannten "Strommodus". Der Sekundärelektronenstrom wird an der Anode gesammelt und über den Strom-Spannungs-Wandler der P2-DivA-Base in eine differenzielle Spannung konvertiert. Über das P2-MOLLER-ADC-Board wird das differenzielle Spannungssignal in einen digitalen Datenstrom umgewandelt. Das ADC-Board wurde in Kooperation mit dem MOLLER-Experiment am Jefferson Lab entwickelt und verfügt über 16 Signaleingänge mit jeweils einem eigenen 18-Bit-Analog-Digital-Wandler. Die Grundlagen und der Aufbau des P2-Experiments sowie der neue Teilchenbeschleuniger MESA werden in Abschnitt 4 beschrieben. Der Cherenkov-Detektorring wird in Unterabschnitt 4.2 vorgestellt. In Abschnitt 5 wird die Funktionsweise von Photomultiplier-Röhren im Detail erläutert und das PMT-Modell des P2-Experiments und die P2-DivA-Base vorgestellt. Der P2-MOLLER-ADC und die Auslese der Signaldaten werden in Abschnitt 6 eingeführt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Messstand zur Nachbildung asymmetrischer Lichtsignale entwickelt, um die Ausleseelektronik des Cherenkov-Detektorring des P2-Experiments zu untersuchen. Das asymmetrische Lichtsignal wird analog zum P2-Experiment mit einer Photomultiplier-Röhre vermessen. Die Ausleseelektronik setzt sich zusammen aus der eigens für das P2-Experiment entwickelten Photomultiplier-Base P2-DivA und dem P2-MOLLER-ADC. Mithilfe des Messstands lassen sich Asymmetrien mit einer Größenordnung von $\mathcal{O} = 10^{-3}$ bis zu $\mathcal{O} = 10^{-7}$ erzeugen. Das asymmetrische Lichtsignal setzt sich zusammen aus zwei Leuchtdioden, einer Base-LED und einer Asymmetrie-LED. Die Base-LED erzeugt ein kontinuierliches Licht und imitiert damit den Einfall kontinuierlicher Cherenkov-Strahlung auf die Photomultiplier-Röhre. Das Licht der Asymmetrie-LED wird durch einen optischen Chopper periodisch unterbrochen. Die Kontrolleinheit des optischen Choppers liefert ein Referenzsignal, womit sich das gemessene Signal, analog zum P2-Experiment mit der wechselnden Helizität der Strahlelektronen, in Signalabschnitte mit unterbrochener und ununterbrochener Asymmetrie-LED aufteilen. Dabei lässt sich die Intensität der Asymmetrie-LED über Neutraldichtefilter reduzieren und somit ein Lichtsignal mit sehr kleiner Asymmetrie erzeugen. Gleichzeitig lässt sich durch die einzelne Vermessung der Base-LED, der Asymmetrie-LED ohne pe-

riodische Unterbrechung und des Offsets ohne Beleuchtung und mit der optischen Dichte der Neutraldichtefilter die erwartete Asymmetrie berechnen. Die Lichtstärke lässt sich bei gleichbleibender Asymmetrie über zwei motorisierte Polarisationsfilter variieren. Außerdem verfügt der Messstand über einen Verschiebetisch. Damit lassen sich wahlweise eine Photomultiplier-Röhre mit P2-Ausleseelektronik oder eine weitere Photomultiplier-Röhre mit "Unitary gain base" (UGB) bestrahlen. Die UGB besitzt einen Verstärkungsfaktor von eins, und der Photoelektronenstrom lässt sich mittels eines Picoamperemeters vermessen. Aus dem Photoelektronenstrom lässt sich mit der Quanteneffizienz der Photokathode die Anzahl an Photonen, welche pro Sekunde auf das Eintrittsfenster der Photomultiplier auftreffen, für ein gegebenes Lichtsignal bestimmen. Der Messstand wird in Abschnitt 7 vorgestellt. Der Unterabschnitt 7.1 befasst sich mit der Erzeugung des asymmetrischen Lichtsignals. In Unterabschnitt 7.2 wird die Motorsteuerung zur Variation der Lichtstärke und für den Verschiebetisch erläutert. Die Bestimmung der Asymmetrie aus dem PMT-Signal und dem Referenzsignal wird in Unterabschnitt 7.3 behandelt.

Der entwickelte Asymmetrie-Messstand wird im Folgenden dazu verwendet, das Antwortverhalten der P2-Ausleseelektronik auf ein asymmetrisches Lichtsignal zu analysieren. Besonderer Fokus liegt dabei auf der Linearität des Detektorsystems beim Vermessen einer konstanten Asymmetrie für verschiedene Lichtintensitäten und Verstärkungen des Photomultipliers. Im Messbetrieb des P2-Experiments führen Strahlschwankungen und Fluktuationen im Wasserstofftarget zu minimalen Schwankungen in der Intensität der Cherenkov-Strahlung. Die Abnutzung der Detektormaterialien und der Dynoden in den Photomultiplier-Röhren resultiert in einem Verlust an Signalhöhe über die Messdauer des P2-Experiments, welcher teilweise durch eine erhöhte Betriebsspannung der Photomultiplier kompensiert werden soll. Daraus ergibt sich die Anforderung an das Detektorsystem, die Asymmetrie unabhängig vom Photoelektronenstrom (Lichtintensität) und der Betriebsspannung der Photomultiplier-Röhren (Verstärkung) vermessen zu können. Eine erste Untersuchung der Signale des Messstands und die Kalibration des vom Messstand erzeugten asymmetrischen Lichtsignals werden Abschnitt 8 behandelt. Des Weiteren werden dort die Ergebnisse für die Vermessung der Asymmetrie in Abhängigkeit der Hochspannungen der Photomultiplier-Röhre und der Lichtintensität und ein Grenztest mit der kleinstmöglichen Asymmetrie des Messstands vorgestellt.

2. Das Standardmodell der Elementarteilchen

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) beschreibt die Elementarteilchen sowie drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen: die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung. Diese werden in einer gemeinsamen Quantenfeldtheorie vereint. Das Standardmodell erklärt einen Großteil der beobachtbaren Phänomene in der Teilchenphysik.

Die vierte fundamentale Wechselwirkung, die Gravitation, bleibt im Rahmen des Standardmodells unberücksichtigt und lässt sich nicht ohne eine Erweiterung des Standardmodells erklären. Ebenso existieren einige offene Fragen und Phänomene in der Teilchenphysik, die sich nicht mit dem Standardmodell allein erklären lassen. Beispiele dafür sind die dunkle Materie, die dunkle Energie und die Herkunft der Neutrinomassen. Das Standardmodell bildet somit die Grundlage unseres aktuellen Verständnisses der Teilchenphysik, ist jedoch unvollständig und die Suche nach Erweiterungen eine zentrale Aufgabe der modernen Physik.

Die Bestandteile des Standardmodells sind in Abbildung 2.1 dargestellt und werden im Folgenden erläutert. Die Elementarteilchen des Standardmodells lassen sich in zwei Gruppen einteilen: die Fermionen mit halbzahligem Spin und die Bosonen mit ganzzahligem Spin. Zu den Fermionen gehören die Quarks und die Leptonen, welche sich jeweils in drei Generationen aufteilen lassen. Die Quarks (q) sind die fundamentalen Bestandteile der Hadronen und lassen sich in sechs Arten, sogenannte "Flavours", einteilen: up (u), down (d), charm (c), strange (s), top (t) und bottom (b). Ein Beispiel für ein Hadron ist das Proton. Dieses besteht aus drei sogenannten Valenzquarks, zwei Up-Quarks und ein Down-Quark, und einem See aus Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren. Die Gluonen sind die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung und koppeln nur an Quarks. Die sechs Leptonen lassen sich in zwei Hauptklassen aufteilen. Die geladenen elektronartigen Leptonen wie das Elektron e^- , das Myon μ^- sowie das Tauon τ^- und die neutralen Leptonen, Neutrinos genannt. Sie können aufgeteilt werden in das Elektron-Neutrino ν_e , das Myon-Neutrino ν_{μ} und das Tauon-Neutrino ν_{τ} . Die Neutrinos wechselwirken nur schwach und über die Gravitation und sind daher schwer nachweisbar.

Die Austauschteilchen der Wechselwirkungen gehören zu den Bosonen. Wie bereits erwähnt, sind die Gluonen die Träger der starken Wechselwirkung. Das Photon ist das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung und die W^{\pm} -Bosonen und das Z-Boson die Träger der schwachen Wechselwirkung. Das Higgs-Boson überträgt die Wechselwirkung der Elementarteilchen mit dem Higgs-Feld, wodurch diese, basierend auf dem Higgs-Mechanismus, ihre Masse erhalten.



Standardmodell der Elementarteilchen

Abbildung 2.1: Elementarteilchen des Standardmodells mit ihrer jeweiligen Masse, Ladung und ihrem Spin. Die Quarks (in Lila) und Leptonen (grün) sind in drei Materie-Generationen aufgeteilt. Sie gehören aufgrund ihres halbzahligen Spins zu den Fermionen. Die in Rot dargestellten Eichbosonen Gluon, Photon, Z-Boson und W-Boson entsprechen den Austauschteilchen der starken (g), elektromagnetischen (γ) und schwachen Wechselwirkung (Z, W^{\pm}) und übertragen diese zwischen den Elementarteilchen. Das Higgs-Boson überträgt die Wechselwirkung der Elementarteilchen mit dem allgegenwärtigen Higgs-Feld. Die Bosonen besitzen ganzzahligen Spin. Bildquelle: Wikimedia Commons[1].

Das Standardmodell lässt sich mithilfe von 19 freien Parametern vollständig parametrisieren. Diese lassen sich zwar teilweise theoretisch vorhersagen, müssen jedoch experimentell bestimmt und/oder überprüft werden. Die folgende Auflistung wurde aus [2] entnommen: Drei der Parameter sind die Kopplungskonstanten (auch Eichkopplungen) der drei Eichgruppen, welche als Untergruppen die Eichgruppe des Standardmodells bilden. Die Eichgruppen werden in Unterabschnitt 2.1 erläutert und sind in Tabelle 1 aufgelistet. Weitere neun Parameter werden benötigt, um die Massen der neun geladenen Fermionen (Teilchen mit halbzahligem Spin) festzusetzen. Dazu gehören die drei Leptonen e, μ, τ und die sechs Quarks u, d, s,c, t, b. Wechselwirken Quarks mit dem W-Boson der schwachen Wechselwirkung ist es möglich, dass das resultierende Quark aus einer anderen Materie-Generation mit gleicher Ladung stammt. Diese Mischung zwischen den Materie-Generationen wird über die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (kurz CKM-Matrix) beschrieben. Für die Parametrisierung der komplexen 3×3 CKM-Matrix werden aufgrund von Nebenbedingungen nur vier freie Parametern benötigt. Zusätzlich dazu werden zwei Parameter für den Vakuumerwartungswert ν für das Higgs-Feld¹, die Kopplung des Higgs-Feldes und ein weiterer für den QCD-Parameter θ benötigt. Da zwischen den oben genannten Parametern viele Zusammenhänge bestehen, ist die genaue Wahl des Sets an Parametern zur Parametrisierung des Standardmodells nicht direkt festgelegt. Ein möglicher alternativer Parameter ist der schwache Mischungswinkel θ_W , welcher im Folgenden eingeführt wird.

2.1. Das Standardmodell als Eichtheorie

In der Eichtheorie werden die Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen über Eichfelder und Eichbosonen beschrieben. Grundlage der Theorie ist dabei die Forderung nach der Invarianz der Lagrangedichte gegenüber lokalen Eichtransformationen. Bei einer globalen Eichtransformation geschieht die Transformation unabhängig vom Ort mit gleichem Wert. Ein Beispiel dafür wäre die Verschiebung des Nullpunktes als Ausgangspunkt zur Bestimmung der potenziellen Energie. Bei einer lokalen Eichsymmetrie ist die jeweilige Veränderung abhängig von der Position x und/oder dem Zeitpunkt t. Die Forderung nach lokaler Invarianz resultiert in der Notwendigkeit von Eichfeldern, welche die Invarianz garantieren [3]. Diese Eichfelder wechselwirken mit den Materieteilchen und gegebenenfalls untereinander. Die Übertragung der Wechselwirkung zwischen den Elementarteilchen geschieht mithilfe von Eichbosonen, den Feldquanten des jeweiligen Eichfeldes.

Das Standardmodell der Teilchenphysik basiert auf einer lokalen Symmetrie der Lagrangedichte mit der Eichgruppe

$$\underbrace{\underbrace{SU(3)_c}_{Starke}}_{Wechselwirkung} \times \underbrace{\underbrace{SU(2)_L}_{Schwache}}_{Wechselwirkung} \times \underbrace{\underbrace{U(1)_Y}_{Elektromagnetische}}_{Wechselwirkung}$$
(1)

und ist das Produkt der drei Untergruppen $SU(3)_c$, $SU(2)_L$ und $U(1)_Y$, welche jeweils die Eichgruppe der starken, der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung darstellen (siehe Tabelle 1).

¹Der nichtverschwindende Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes führt zur Symmetriebrechung der elektroschwachen Wechselwirkung.

Wechselwirkung	Eichgruppe	Eichkopplung	Eichboson
Starke	$SU(3)_c$	g_3	Gluonen g
Schwache	$\mathrm{SU}(2)_L$	g	W^{\pm} -Bosonen, Z-Boson
Elektromagnetische	$U(1)_Y$	g'	Photon γ

 Tabelle 1: Übersicht der im Standardmodell beschriebenen fundamentalen Wechselwirkungen, deren Eichgruppen und den zugehörigen Eichbosonen

2.2. Vereinigung zur elektroschwachen Weckselwirkung

Die Arbeiten der Physiker Sheldon Lee Glashow [4], Steven Weinberg [5] und Abdus Salam [6] führten in den 1960er Jahren zur Vereinheitlichung der elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung mit der Eichgruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

Die Gruppe $SU(2)_L$ beschreibt die Transformation des schwachen Isospins (T) und es gilt

$$SU(2)_L = e^{ig\vec{T}\cdot\vec{f}(x)} \tag{2}$$

mit der Kopplungskonstante g, den drei Generatoren $\vec{T} = (T_1, T_2, T_3)$ der Transformation und der Rotation des Isospin beschrieben durch $f(\vec{x})$ [7]. Analog zum Spin lässt sich der schwache Isospin nicht für alle drei Komponenten gleichzeitig bestimmen und es wird in der Regel die Projektion T_3 auf die z-Achse angegeben. Der Betrag des schwachen Isospins nimmt nur die Werte $\frac{1}{2}$ oder 0 an, wobei Fermionen mit linkshändiger Chiralität einen schwachen Isospin von $\frac{1}{2}$ besitzen und Fermionen mit rechtshändiger Chiralität einen schwachen Isospin von 0 aufweisen. Die Gruppe $U(1)_Y$ beschreibt die Transformation der schwachen Hyperladung Ymit

$$U(1)_Y = e^{ig'YP(x)} \tag{3}$$

und der Kopplungskonstante g', dem Generator Y und der Phasentransformation P(x).

Jeder der vier Generatoren der elektroschwachen Eichgruppe setzt die Existenz eines entsprechenden Eichfeldes und dessen Eichbosons voraus, um die Invarianz der Lagrangedichte unter lokalen Eichtransformationen sicherzustellen. Die vier Eichfelder sind das Eichfeld B für die U(1) Gruppe und die Eichfelder W_1, W_2 und W_3 für die $SU(2)_L$ Gruppe. B, W_1, W_2 und W_3 bilden dabei eine vollständige Basis im Raum der elektroschwachen Eichfelder [7].

Die elektroschwache Wechselwirkung wird aufgrund des Higgs-Mechanismus spontan bezüglich $U(1)_Y$ nach $U(1)_{em}$ gebrochen [2]. Dies führt zu den drei massiven

$$\begin{pmatrix} W^+ \\ W^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{i}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \end{pmatrix}$$
(4)

und

$$\begin{pmatrix} Z \\ A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_{\rm W} & -\sin \theta_{\rm W} \\ \sin \theta_{\rm W} & \cos \theta_{\rm W} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3 \\ B \end{pmatrix}.$$
 (5)

Die Kopplung zwischen dem W_3 und dem *B* Eichfeld ist dabei abhängig vom Parameter θ_W , dem sogenannten elektroschwachen Mischungswinkel (auch Weinberg-Winkel) und beschreibt die Mischung der neutralen Eichfelder W_3 und *B* zu den ungeladenen elektromagnetischen Feldern *A* und *Z*. Der schwache Mischungswinkel ist dabei ein Maß für die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung (g') relativ zur schwachen Wechselwirkung (g). Betrachtet man das Verhältnis zwischen den Kopplungskonstanten g und g' gilt

$$\frac{g'}{g} = \tan\left(\theta_W\right) \tag{6}$$

Wie in Abschnitt 2 erwähnt, lässt sich das Standardmodell mit den oben genannten 19 Parametern vollständig parametrisieren. Für die Parametrisierung der elektroschwachen Wechselwirkung sind dabei die Kopplungskonstanten der schwachen Wechselwirkung g und der elektromagnetischen Wechselwirkung g', sowie der Vakuumerwartungswert des Higgs-Feldes ν von Relevanz. Alternativ lassen sich hierfür auch die Feinstrukturkonstante α , die Fermi-Konstante G_F und die Masse des Z-Bosons M_Z verwenden, da diese bereits vermehrt experimentell vermessen wurden. Dabei gelten die Zusammenhänge

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \text{ mit } e \propto g' \tag{7}$$

$$G_F = \frac{\sqrt{2}}{8} \frac{g^2}{M_W^2} = \frac{1}{\sqrt{2}\nu^2}$$
(8)

$$M_Z = \frac{\nu \sqrt{g^2 + g'^2}}{2} \tag{9}$$

in natürlichen Einheiten mit der Elektronenladung e und der Masse des W-Bosons M_W [2, 3]. Diese drei Parameter und entsprechend drei präzise elektroschwache

Messungen sind ausreichend, um im Kern die elektroschwache Wechselwirkung zu beschreiben. Um dieses Modell zu überprüfen, benötigt es jedoch eine vierte Messgröße. Hierfür eignet sich besonders der schwache Mischungswinkel. Beispielsweise gilt für das Verhältnis der Massen der W-Bosonen M_W und dem Z-Boson M_Z mit

$$\frac{M_W^2}{M_Z^2} = 1 - \sin^2 \theta_{\rm W}.$$
 (10)

und die Elektronenladung e lässt sich alternativ über

$$e = g\sin\left(\theta_W\right) \tag{11}$$

mit der schwachen Wechselwirkung ins Verhältnis setzen. Entsprechend ist der elektroschwache Mischungswinkel nicht nur ein essenzieller Parameter für die Vereinigung der schwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung, sondern kann über die Vielzahl an Zusammenhängen mit weiteren Parametern des Standardmodells genutzt werden, das Standardmodell und dessen Parametrisierung zu überprüfen.

Der Weinberg-Winkel am Z-Pol, bei einer Energie von $E_{ZPol} = M_Z c^2$, beträgt laut der Particle Data Group [8] (2024)

$$\sin^2 \theta_W = 0.23129(4). \tag{12}$$

2.3. Skalenabhängigkeit des schwachen Mischungswinkels θ_{W}

Der schwache Mischungswinkel weist bei Betrachtung der Störungstheorie in höherer Ordnung eine Skalenabhängigkeit gegenüber dem Impulsübertrag $\mu = \sqrt{|Q^2|}$ auf. Diese Abhängigkeit resultiert aus Strahlungskorrekturen, welche sich aus den Prozessen mit virtuellen Zwischenzuständen ergeben. Diese Skalenabhängigkeit ist in Abbildung 2.2 dargestellt und wurde experimentell bereits für eine Vielzahl an Energien untersucht. In der Nähe des sogenannten Z-Pols, bei einer Energie von $E_Z = M_Z c^2$ und damit der Ruheenergie des Z-Bosons, spricht man von einer Z-Resonanz. Der Wirkungsquerschnitt für die schwache Wechselwirkung weist dort einen Peak auf. Bei diesen Energien wurden entsprechend mehrere Experimente durchgeführt. Die präzisesten Messungen wurden dabei vom Large Electron-Positron Collider (LEP) am CERN und dem Stanford Linear Collider (SLC) am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) in Kalifornien anhand von Elektron-Positron-Kollisionen durchgeführt. Beim SLC wurden hierfür longitudinal polarisierte Elektronen mit unpolarisierten Positronen zur Kollision gebracht. Die Paritäts-Verletzung der schwachen Wechselwirkung resultiert dabei in einer messbaren Asymmetrie in der Z-Boson-Produktion abhängig von der Händigkeit

(Chiralität) des Elektronenstrahls. Beim LEP Experiment wurden unpolarisierte Elektronen und Positronen zur Kollision gebracht und der Zerfall der entstandenen Z-Bosonen in Fermionen beobachtet. Aufgrund der unterschiedlichen Kopplung zu links- und rechtshändigen Elektronen/Positronen kommt es zu einer effektiven Polarisation der Z-Bosonen, obwohl die kollidierenden Fermionen unpolarisiert sind. Es resultiert eine Asymmetrie bezüglich der Anzahl an Fermionen aus dem Zerfall der Z-Bosonen, welche in und entgegen Strahlrichtung der Elektronen gestreut werden. Eine Herleitung der Asymmetrien und ein Vergleich der Ergebnisse von SLC und LEP findet sich in [9].



Abbildung 2.2: Schwacher Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W(Q)$ in Abhängigkeit des Impulsübertrags $\mu = \sqrt{|Q^2|}$ (in GeV) basierend auf der Vorhersage des Standardmodells, mit veröffentlichten Ergebnissen in Rot, Experimente mit abgeschlossener Datenaufnahme in Orange und zu erwarteten Ergebnissen in Gelb. Die Datenpunkte der zukünftigen Ergebnisse sind bezüglich der y-Achse frei positioniert. Für eine bessere Übersichtlichkeit sind die am Z-Pol ($M_Z = 91.188$ GeV) gemessenen Experimente von LEP1, SLD, Tevatron und LHC nebeneinander dargestellt. Grafik entnommen aus [10]

3. Paritätsverletzende Elektron-Proton-Streuung

Im Folgenden wird die paritätsverletzende Elektron-Proton-Streuung erläutert. Die Paritätsoperation und der experimentelle Zugang zur paritätsverletzenden Asymmetrie werden in Unterabschnitt 3.1 anhand der Elektron-Proton-Streuung erklärt. In Unterabschnitt 3.2 wird der Zusammenhang zwischen der paritätsverletzenden Asymmetrie und dem schwachen Mischungswinkel veranschaulicht.

3.1. Die Paritätsoperation an der Elektron-Proton-Streuung

Die Paritätsoperation beschreibt die Raumspiegelung der Koordinaten am Ursprung. Für polare Vektoren, wie dem Ortsvektor $\vec{r} = (x, y, z)$ und dem Impulsvektor \vec{k} , resultiert der Paritätsoperator P in einem Vorzeichenwechsel:

$$P\vec{r}(t) = -\vec{r}(t), \ P\vec{k}(t) = -\vec{k}(t).$$
 (13)

Axiale Vektoren, wie der Bahndrehimpuls $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{k}$ oder der Teilchenspin \vec{s} , bleiben hingegen unverändert. Eine doppelte Paritätsumkehr resultiert im ursprünglichen Zustand, $P^2 = \mathbb{I}$.

Die schwache Wechselwirkung hat keine Symmetrie unter der Paritätsoperation und unterscheidet zwischen linkshändigen (Spin entgegengesetzt zur Bewegungsrichtung) und rechtshändigen (Spin in Richtung der Bewegung) Teilchen. Nur linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen koppeln an die schwache Wechselwirkung. Abbildung 3.1 zeigt die Streuung eines linkshändigen Elektrons $e^$ mit Impulsvektor \vec{k}_e und Spinvektor \vec{s}_e an einem ruhenden Proton p. Nach der Streuung besitzt das Elektron den Impulsvektor $\vec{k'}_e$ und das Proton den Impulsvektor $\vec{k'}_p$. Die Anwendung des Paritätsoperators P resultiert in einer Raum-



Abbildung 3.1: Elektron-Proton-Streuung. Erklärung im FlieSStext. Eigene Darstellung in Anlehnung an [7].

spiegelung, wobei der Spin des nun rechtshändigen Elektrons, als axialer Vektor, unverändert bleibt. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Streuung lässt sich die paritätsverletzende Asymmetrie, mithilfe eines rotationssymmetrischen Detektors, aus der Streuung von linkshändigen und rechtshändigen Elektronen an Protonen bestimmen.

3.2. Asymmetrie in der ep-Streuung

Im Rahmen des P2-Experiments wird ein Wasserstofftarget mit einem longitudinal polarisierten Elektronenstrahl beschossen. Zur Untersuchung der paritätsverletzenden Asymmetrie beim Wechsel der Helizität des Teilchenstrahls wird die elastische Streuung von Elektronen an den Protonen im Wasserstoff betrachtet. Für die Helizität h eines Elektrons mit Impulsvektor $\vec{k_e}$ und Spin $\vec{s_e}$ gilt

$$h \equiv \frac{\vec{s}_e \cdot \vec{k}_e}{\left\| \vec{s}_e \cdot \vec{k}_e \right\|}.$$
(14)

Für vollständig longitudinal polarisierte Elektronen ist $h = \pm 1$. Abbildung 3.2 zeigt die Feynman-Diagramme der niedrigsten Ordnung der elastischen Elektron-Proton-Streuung. Die Hauptbeiträge bilden die Wechselwirkung über den Austausch eines virtuellen Photons und eines virtuellen Z-Bosons. Die Streuamplitude \mathcal{M} der $e^-p \to e^-p$ -Streuung ist die Summe der Wahrscheinlichkeitsamplituden der elektromagnetischen Wechselwirkung \mathcal{M}_{γ} und der schwachen Wechselwirkung \mathcal{M}_{Z} mit

$$\left|\mathcal{M}_{\rm ep}\right|^2 = \left|\mathcal{M}_{\gamma} + \mathcal{M}_{\rm Z}^{\pm}\right|^2. \tag{15}$$

Die elektromagnetische Wechselwirkung mit dem Austausch eines virtuellen Photons liefert den Hauptbeitrag zur Streuamplitude \mathcal{M} . Die schwache Wechselwirkung ist aufgrund der Proportionalität $\mathcal{M}_Z \propto \frac{1}{Q^2+m_Z^2}$ für $m_Z^2 >> Q^2$ stark unterdrückt. Die Paritätsverletzung resultiert in einer Abhängigkeit der Amplitude von der Helizität der Elektronen (\mathcal{M}_Z^{\pm}).

Für den differenziellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{ep}^{\pm}$ der $e^-p \to e^-p$ -Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen $(h = \pm 1)$ gilt [11]

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma_{\mathrm{ep}}^{\pm}}{\mathrm{d}\Omega}\right) = B(Q^2, E_i, E_f) \left|\mathcal{M}\right]_{\gamma} + \mathcal{M}_{\mathrm{Z}}^{\pm}\right|^2 \tag{16}$$

wobei der Proportionalitätsfaktor B abhängig ist vom Viererimpulsübertrag Q^2 und der Energie des Elektrons im Initialzustand E_i und Finalzustand E_f . Die paritätsverletzenden Asymmetrie A_{ep}^{PV} in der ep-Streuung ist definiert als die Asymmetrie im differenziellen Wirkungsquerschnitt bei der Streuung von links- (L) und

$$A_{\rm ep}^{\rm PV} \equiv \frac{d\sigma_{\rm ep}^L - d\sigma_{\rm ep}^R}{d\sigma_{\rm ep}^L + d\sigma_{\rm ep}^R}.$$
(17)

Setzt man den Ausdruck für den differenziellen Wirkungsquerschnitt aus Gleichung 16 in die obige Gleichung ein, kürzt sich der Proportionalitätsfaktor weg. Die Asymmetrie $A_{\rm ep}^{\rm PV}$ ist nur noch abhängig von den Streuamplituden \mathcal{M}_{γ} und $\mathcal{M}_{\rm Z}^{\pm}$. Für $Q^2 << m_{\rm Z}^2 c^2$ gilt näherungsweise [11]

$$A_{\rm ep}^{\rm PV} \approx \frac{{\rm Re}(\mathcal{M}_{\gamma}^*(\mathcal{M}_{\rm Z}^+ - \mathcal{M}_{\rm Z}^-))}{|\mathcal{M}_{\gamma}|^2}.$$
 (18)

Die Asymmetrie entsteht aus der Differenz zwischen den Streuamplituden der schwachen Wechselwirkung für Helizitäten $h_+ = +1$ und $h_- = -1$ und ist skaliert mit der Streuamplitude der dominierenden elektromagnetischen Wechselwirkung.

Unter Berücksichtigung der Formfaktoren lässt sich die Asymmetrie schreiben als [11]

$$A^{\rm PV} = \frac{-G_F Q^2}{4\pi \alpha_{em} \sqrt{2}} \left[Q_W(p) - F(E_i, Q^2) \right].$$
(19)

mit der Fermi-Kopplungskonstanten G_F , dem Viererimpulsübertrag Q^2 und der elektromagnetischen Kopplungskonstanten α_{em} . $F(E_i, Q^2)$ ist die Summe aller Nukleon-Formfaktoren (hadronische Struktur), welche zur Asymmetrie beitragen und $Q_W(p)$ die schwache Ladung des Protons. Die schwache Ladung lässt sich in niedrigster Ordnung der Störungstheorie der $e^-p \rightarrow e^-p$ -Streuung über die schwachen Quark-Kopplungen C_{1q} und C_{2q} darstellen und es gilt

$$Q_{\rm W}(p) = -2(2C_{1u} + C_{1d}) = 1 - 4\sin^2(\theta_{\rm W})$$
(20)

für die drei Valenzquarks des Protons *uud*. Mit den Zusammenhängen aus Gleichung 19 und Gleichung 20 lässt sich, mit Kenntnis der Nukleon-Formfaktoren $F(E_i, Q^2)$, der schwache Mischungswinkel über die schwache Ladung $Q_W(p)$ aus der paritätsverletzenden Asymmetrie A^{PV} bestimmen. Dabei wird ausgenutzt, dass in Gauß'scher Fehlerfortpflanzung von Gleichung 20 gilt

$$\frac{\Delta \sin^2 \theta_{\rm W}}{\sin^2 \theta_{\rm W}} = \frac{1 - 4 \sin^2 \theta_{\rm W}}{\sin^2 \theta_{\rm W}} \frac{\Delta Q_W(p)}{Q_W(p)} \approx 0.09 \cdot \frac{\Delta Q_W(p)}{Q_W(p)}.$$
(21)

womit sich der schwache Mischungswinkel mit reduzierter relativer Unsicherheit bestimmen lässt.



Abbildung 3.2: Feynman-Diagramme der niedrigsten Ordnung (engl. tree-level) der elastischen Streuung eines Elektrons an einem Proton. Das linke Diagramm zeigt den Austausch eines virtuellen Photons zwischen dem Elektron und dem Proton bei der elektromagnetischen Wechselwirkung. Beim rechten Diagramm handelt es sich um den Austausch eines virtuellen Z-Bosons durch die schwache Wechselwirkung.

4. Das P2-Experiment am MESA

Ziel des P2-Experiments ist die Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie $A_{\rm ep}^{\rm PV}$ bei der Streuung von links- (L) und rechtshändig (R) polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen bei niedrigem Viererimpulsübertrag. Wie in Unterabschnitt 3.2 erläutert, lässt sich über die paritätsverletzende Asymmetrie $A_{\rm ep}^{\rm PV}$ die schwache Ladung des Protons $Q_{\rm p}$ und daraus der schwache Mischungswinkel $\sin^2 \theta_{\rm W}$ bestimmen. Diese Asymmetrie soll im Rahmen des P2-Experiments für einen mittleren Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 4.82 \cdot 10^{-3} \,({\rm GeV}/c)^2$ bestimmt werden. Die im Experiment zu messende erwartete Asymmetrie beträgt $A^{\rm roh} = -24.03 \times 10^{-9}$ und soll mit einer Unsicherheit von 0.58×10^{-9} bestimmt werden [10].

Die tatsächlich gemessene Rohasymmetrie $A^{\rm roh}$ im Detektorsignal setzt sich zusammen aus den Rohdaten (Signal) $S_{\rm roh}^{L,R}$ und es gilt [7]

$$A^{\rm roh} = \frac{S^L_{\rm roh} - S^R_{\rm roh}}{S^L_{\rm roh} + S^R_{\rm roh}} = P \cdot A^{\rm PV} + A^{\rm falsch}.$$
 (22)

mit der Strahlpolarisation P, wobei die falsche Asymmetrie A^{falsch} aus helizitätsbedingten Schwankungen im Beschleunigerstrahl und im Wasserstofftarget resultiert. Im Teilchenstrahl führt der Flip der Helizität zu Fluktuationen in der Strahllage, der Strahlenergie und dem Strahlstrom [11]. Über die Poisson-Statistik kann gezeigt werden, dass für die statistische Unsicherheit von A^{roh} gilt

$$(\Delta A^{\rm roh})_{\rm stat.} \propto \frac{1}{\sqrt{N}}$$
 (23)

mit N der Anzahl an verwertbaren Streuereignissen (in den Erfassungsbereich des Detektors elastisch gestreute Elektronen). Um eine statistische Unsicherheit in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-9})$ zu erreichen, liegt die nötige Anzahl an verwertbaren Streuereignissen in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{18})$ [11].

Zur präzisen Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie A_{ep}^{PV} ist somit eine genaue Bestimmung der Strahlpolarisation P und der Strahlparameter während der Datenaufnahme gepaart mit einem hohen Strahlstorm maßgebend. Um die genannten Anforderungen an den Elektronenstrahl erfüllen zu können, wird in Mainz in enger Zusammenarbeit mit dem P2-Experiment ein neuer Teilchenbeschleuniger gebaut, MESA, der *Mainz Energy-Recovering Accelerator*. Neben dem P2-Experiment sind das MAGIX-Experiment (Formfaktoren des Protons, Suche nach dem dunklen Photon) und das DarkMESA-Experiment (Suche nach dunkler Materie) am MESA geplant. In Mainz wird derzeit der Mainz Energy-Recovering Accelerator (MESA, deutsch *Mainzer Energie-rückgewinnender Supraleitender Beschleuniger*) fertiggestellt. Dabei handelt es sich um einen rezirkulierenden Dauerstrahl-Elektronenbeschleuniger, welcher zwei supraleitende Kavitäten zur mehrfachen Beschleunigung der Elektronen nutzt. Da es sich bei MAGIX und P2 um zwei Experimente mit sehr unterschiedlichen Anforderungen handelt, sind für MESA zwei Betriebsarten vorgesehen.

Eine Übersicht der Beschleuniger- und Experimenthallen ist in Abbildung 4.1 abgebildet. Die Elektronenquelle für den Teilchenbeschleuniger ist eine GaAs-Kathode. Diese wird von einem Laser bestrahlt, was in der Emission von Photoelektronen resultiert. Je nach Experiment kann die Teilchenquelle auf unpolarisierte Elektronen oder Elektronen mit einem Polarisationsgrad $P \approx 85$ eingestellt werden. Der Laser produziert zirkular polarisiertes Licht, und eine Umkehr der Drehrichtung der Polarisation resultiert in einem Helizitätswechsel der resultierenden Photoelektronen. Die Polarisation der Elektronen wird mit mehreren Polarimetern während und neben einer Messung überprüft. Die erste Beschleunigung des Elektronenstrahls erfolgt im Vorbeschleuniger, dem Linearbeschleuniger Milliampere Booster (MAM-BO), und die Elektronen erreichen dort eine Energie von $E_{\text{beam}} = 5 \text{ MeV}$. Im Hauptbeschleuniger erfolgt die Beschleunigung über zwei Kryomodule. Beim Passieren eines Kryomoduls wird die Energie der Elektronen um 25 MeV erhöht. Der Teilchenstrahl kann nach jeder Zirkulation aus dem Hauptbeschleuniger extrahiert werden. Nach zwei Zirkulationen sind die für das MAGIX-Experiment geplanten $E_{\text{beam}} = 105 \text{ MeV}$ erreicht. Es sind bis zu drei Umläufe möglich, sodass die maximale Strahlenergie die für das P2-Experiment benötigten $E_{\text{beam}} = 155$ MeV beträgt. Sobald das Grundgerüst des MESA-Beschleunigers und damit die Strahlführung mit Magnetschikane für die erste Zirkulation einsatzbereit sind, kann der Elektronenstrahl bereits für erste Untersuchungen des Beschleunigers und der Detektoren bei niedrigen Energien verwendet werden.

Für das P2-Experiment wird ein hoher Strahlenstrom ($E_{\text{beam}} = 150 \text{ \c sc}A$) bei gleichzeitig möglichst präziser Kontrolle der Strahlparameter benötigt. Der hohe Strahlstrom ist nötig, um eine ausreichende Streurate und damit in der angesetzten Messdauer von 10.000 Strahlstunden die benötigte Statistik zur hochpräzisen Bestimmung der Asymmetrie erreichen zu können. Ein Doppelstreu-Mott-Polarimeter nach der Teilchenquelle, ein 5 MeV Mott Polarimeter nach dem MAMBO und ein Hydro-Møller-Polarimeter am Anfang der geraden Strahlführung vor dem P2-Detektor messen die Polarisation der Elektronen während und neben dem Strahlbetrieb. Die Strahlpolarisation muss für die gewünschte Präzision bei der Bestimmung der Asymmetrie mit einer relativen Genauigkeit von weniger als $\frac{\Delta P}{P} = 0.5\%$ bestimmt werden. Hierfür muss die Elektronenquelle des MESA zwischen zwei He-



Abbildung 4.1: Übersicht der Beschleuniger- und Experimentierhallen für den MESA-Beschleuniger und die Position der Experimente MAGIX, DarkMESA und P2. Die Teilchenquelle befindet sich oben rechts. Die Elektronen werden im LINAC-Tunnel auf eine Energie von 5 MeV beschleunigt. Der Teilchenstrahl zirkuliert die mittlere Strahlführung im Uhrzeigersinn und erreicht nach maximal drei Umrundungen eine Strahlenergie von $E_{\text{beam}} = 155 \text{ MeV}$. Über einen Kickermagnet (im Bild unterhalb des P2-Experiments) wird der Teilchenstrahl auf die Strahlführung der Experimente MAGIX oder P2 gelenkt. Die Strahlführung für das P2-Experiment verläuft am MAGIX-Experiment vorbei und über eine Schikane im linken Teil der Halle zum P2-Experiment zurück.

lizitätszuständen links- und rechts-polarisierten Elektronen (Helizität +1 und -1) wechseln und diesen Wechsel zuverlässig unterstützen. Für die Datenauswertung muss dabei der Helizitätswechsel zwischen der Elektronenquelle, den Polarimetern und dem Detektor synchronisiert werden. Kleine Fluktuationen in der Helizität der Teilchenquelle und den damit einhergehenden Schwankungen in der Strahlposition, der Energie der Elektronen und Intensität müssen vom MESA-Beschleuniger des Strahlbetriebs durchgehend gemessen und korrigiert werden, um die daraus entstehende und vom P2-Detektor gemessene falsche Asymmetrie, bestehend aus Effekten welche nicht der paritätsverletzenden Asymmetrie der schwachen Wechselwirkung zuzuordnen sind, so gering wie möglich zu halten.

Bei der Suche nach Dunkler Materie nutzt das DarkMESA-Experiment den Strahldump des P2-Experiments als Quelle für hypothetische leichte Dunkelmaterie-Teilchen und wird parallel zum P2-Experiment durchgeführt.

4.1. Messaufbau des P2-Experiments

Bevor der Teilchenstrahl den P2-Detektor erreicht, passiert dieser ein etwa zehn Meter langes gerades Teilstück der Strahlführung. Dort befinden sich das Hydro-Møller-Polarimeter, welches in der Lage ist, die longitudinale Polarisation der Elektronen bei vollem Strahlbetrieb ($E_{\text{beam}} = 155 \text{ MeV}$, $I_{\text{beam}} = 150 \,\mu\text{A}$) zu messen, und zusätzlich Apparaturen von MESA zur Strahlstabilisation und -diagnostik.

In Abbildung 4.2 ist das CAD-Modell des P2-Detektors abgebildet. Die Strahlführung des Elektronenstrahls ist ausgeblendet. Das Strahlrohr führt durch die Mitte der Spurendetektoren für die Rückwärtsstreuung. Dabei ist der Detektor für die Rückwärtsstreuung an einer zylinderhutförmigen Einbuchtung der Vakuumkammer verbaut.

Am hinteren Ende des Rückwärtsdetektors führt das Strahlrohr direkt in die Vakuumkammer und die Strahlelektronen treffen dort auf das Flüssigwasserstoff-Target. Dieses dient als Protonenquelle für die elastische Elektron-Proton-Streuung. Die zur Bestimmung des schwachen Mischungswinkels relevanten elastisch gestreuten Elektronen werden in einem Streuwinkel zwischen $\Theta^{\min} = 25^{\circ}$ und $\Theta^{\max} = 45^{\circ}$ gestreut und durch das Magnetfeld einer supraleitenden Magnetspule in Richtung Hauptdetektor fokussiert. In Kombination mit Bleiabschirmungen sorgt die Magnetbahn dafür, dass ein Großteil der unerwünschten Hintergrundereignisse den Hauptteil des Detektors nicht erreicht. Dazu gehören die Elektronen aus der Elektron-Elektron-Streuung im Wasserstofftarget und Photonen, welche durch Bremsstrahlung entstehen. Die Elektronen aus der Elektron-Elektron-Streuung bleiben durch das Magnetfeld, aufgrund ihrer geringen Energie, nahe an der Strahlachse und erreichen somit nicht den Detektor. Die Bremsstrahlung und weitere Hintergrundereignisse werden durch einen großen Bleischild abgeschirmt.

Im vorderen Teil des Hauptdetektors für die Vorwärtsstreuung befinden sich acht Spurendetektormodule in zwei Ebenen senkrecht zur Strahlachse. Diese werden dazu verwendet, die Elektronenbahnen einzelner Elektronen zu vermessen. Dies geschieht bei niedrigerem Strahlstrom in dedizierten Trackingmessreihen. Die Daten aus den Spurendetektoren und den Einzelelektronen-Spektren der Cherenkov-Detektoren werden dazu verwendet, um den Zusammenhang zwischen Signalstärke im Cherenkov-Detektor und dem Impulsübertrag Q^2 zu bestimmen.

Im hinteren Teil des Hauptdetektors befindet sich der integrierende Cherenkov-Detektorring. Basierend auf dem Cherenkov-Effekt erzeugen die Streuelektronen im Radiatormaterial abhängig von ihrer Energie Cherenkov-Photonen. Die Cherenkov-Strahlung wird durch Photomultiplier-Röhren gemessen und die paritätsverletzen-

Kapitel 4



Abbildung 4.2: Aufbau des P2-Experiments (CAD-Zeichnung). Der von links kommende Teilchenstrahl gelangt in einem Strahlrohr durch die Mitte des Rückwärtsdetektors in die Vakuumkammer und trifft dort auf das Flüssigwasserstoff-Target.

de Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung aus dem Photomultiplier-Signal bestimmt.

Mit dem Luminositätsdetektor am Ende der Strahlachse soll die Luminosität der ungestreuten und den Elektronen mit kleinem Streuwinkel während des Strahlbetriebes vermessen werden. Die Kontrolle der Luminosität ist notwendig, um den Einfluss von helizitätsbedingten Fluktuationen in der Dichte des Wasserstoff-Targets und in den Strahlparametern (Strahlstrom, -energie, -position, -winkel) bei der Bestimmung der Asymmetrie zu korrigieren.

Die Berechnung des schwachen Mischungswinkels nach Gleichung 19 setzt die präzise Bestimmung der Nukleon-Formfaktoren voraus. In einer eigenständigen Messreihe sollen der axiale Formfaktor $G_A^{p,Z}$ und der seltsame magnetische Formfaktor G_s^M aus der Rückwärtsstreuung an einem Wasserstoff- und Deuterium-Target bestimmt werden. Der Spurendetektor für die Rückwärtsstreuung wurde in Kooperation mit dem IRFU² in Saclay, Frankreich, entwickelt.

²Institut für Forschung zu den grundlegenden Gesetzen des Universums (Französisch: Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'Univers)

4.2. Der integrierende Cherenkov-Detektorring

Der Cherenkov-Detektorring bildet das Herzstück des P2-Experiments. Er besteht aus 72 ringförmig angeordneten Detektormodulen und dient zur Detektion der elastisch gestreuten Elektronen mit einem Streuwinkel von $\Theta^{\min} = 25^{\circ}$ und $\Theta^{\max} = 45^{\circ}$. Der Nachweis der Elektronen im Detektorring basiert auf dem Cherenkov-Effekt. Der Cherenkov-Effekt wird in Unterabschnitt 4.2.1 eingeführt. In Unterabschnitt 4.2.2 werden der Aufbau und die Anforderungen an den Cherenkov-Detektorring beschrieben.

4.2.1. Cherenkov-Effekt

Der Cherenkov-Effekt tritt auf, wenn sich ein hochenergetisches, elektrisch geladenes Teilchen in einem dielektrischen Medium bewegt. Ist die Geschwindigkeit des Teilchens $v = \beta c_0$ größer als die Phasengeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen in dem Medium $c_n = c_0/n$, kommt es zur Erzeugung von elektromagnetischen Wellen mit kegelförmiger Wellenfront, der sogenannten Cherenkov-Strahlung. Dabei ist c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex des Mediums. Abbildung 4.3 zeigt die Ausbreitung der Wellenfront unter Vernachlässigung von Dispersion.



Abbildung 4.3: Wellenfront für den Cherenkov-Effekt ohne Dispersion. Das geladene Teilchen durchfliegt ein Medium mit dem Brechungsindex n in x-Richtung mit einer Geschwindigkeit $v = \beta c_0$, welche größer ist als die Lichtgeschwindigkeit $\frac{c_0}{n}$ des Mediums und resultiert in einer Wellenfront, der Cherenkov-Strahlung, mit einem Öffnungswinkel $\theta_{\rm C}$. In der Realität führt die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex zu einem Auffächern der Wellenfront.

$$\cos(\theta_{\rm C}) = \frac{c_n}{v} = \frac{1}{n\beta}.$$
(24)

Für die Anzahl an erzeugten Cherenkov-Photonen $N_{\rm C}$ pro Wellenlängenelement $d\lambda$ und Wegelement dx entlang der Impulsrichtung des Teilchens gilt

$$\frac{\mathrm{d}^2 N_{\mathrm{C}}}{\mathrm{d}\lambda \mathrm{d}x} = \frac{2\pi \alpha_{\mathrm{em}} q^2}{e^2 \lambda^2} \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right] \tag{25}$$

mit der elektromagnetischen Feinstrukturkonstante $\alpha_{\rm em}$, der Ladung des Teilchens q, der Geschwindigkeit des Teilchens relativ zur Vakuumlichtgeschwindigkeit β und dem wellenlängenabhängigen Brechungsindex des Mediums $n(\lambda)$ [11]. Die Erzeugung von kurzwelligen Cherenkov-Photonen dominiert aufgrund der Proportionalität mit $\frac{1}{\lambda^2}$.

Ist die Geschwindigkeit des Teilchens kleiner als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium, führt die destruktive Interferenz der erzeugten Wellenfronten zur Auslöschung der Strahlung.

4.2.2. Aufbau und Anforderungen an den Cherenkov-Detektorring

Die hohe Präzision des P2-Experiments lässt sich nur durch eine sehr hohe Statistik erreichen. Entsprechend muss der P2-Detektor hohe Anforderungen erfüllen, um die benötigte Messdauer so gering wie möglich zu halten. Hierfür wurde der Cherenkov-Detektorring entwickelt.

Der P2-Cherenkov-Detektorring besteht aus 72 Cherenkov-Detektormodulen. Diese sind ringförmig um die Strahlachse aufgebaut. Der Detektorring und der Aufbau der Detektormodule sind in Abbildung 4.4 dargestellt.

Ein Detektormodul besteht aus einem Quarzglas-Stab als Cherenkov-Radiator und einer Photomultiplier zur Detektion der Cherenkov-Strahlung. Die erzeugte Cherenkov-Strahlung wird aufgrund der Totalreflexion am Rand des Quarzglases (Brechungsindex $n \approx 1.5$) in Richtung PMT reflektiert. Bei dem Radiatormaterial handelt es sich um *Spectrosil 2000*, welches sich besonders durch niedrige Transmissionsverluste bei Wellenlängen im extrem kurzwelligen UV-Bereich



bestehend Abbildung 4.4: Cherenkov-Detektorring (links) 72einzelnen aus Cherenkov-Detektormodulen (rechts). Jedes Detektormodul besteht aus einer Photomultiplier-Röhre am optischen Ende eines Quarzglas-Stabes. Der Quarzglas-Stab dient als Cherenkov-Medium, wobei der untere Teil der Stäbe, ohne Abschirmung, die aktive Detektorfläche des Cherenkov-Detektor-Rings bildet. Der obere, abgeschirmte Teil der Stäbe fungiert als Lichtleiter in Richtung Photomultiplier. Dabei wird eine reflektive Hülle genutzt, um das in Richtung Photomultiplier reflektierte Licht zu maximieren. Die, durch das Eindringen hochenergetischer Elektronen in das Cherenkov-Medium, entstandene Cherenkov-Strahlung wird von dem jeweiligen Photomultiplier gemessen. Längenangaben im Millimeter.

Grafik entnommen aus [7] und Beschriftung aus dem Englischen übersetzt.

auszeichnet [10]. Diese Eigenschaft ist essenziell, da ein Großteil der Cherenkov-Strahlung im UV-Bereich emittiert wird ($\frac{1}{\lambda^2}$ nach Gleichung 25). Ein großer Vorteil in der Verwendung von Cherenkov-Strahlung zur Detektion von Elektronen ist die hohe Detektionseffizienz. Ein Streuelektron resultiert in mehreren Hundert Cherenkov-Photonen, wodurch die Detektionsrate der Photomultiplier bei nahezu 100% liegt. Bereits eine 1% niedrigere Detektionseffizienz würde die Messdauer zum Erreichen der benötigten Statistik um 100 h erhöhen. Um Verluste bei der Totalreflexion zu minimieren, ist der Quarzglas-Stab mit Alanod 4300UP³, einer hochreflektiven Aluminiumfolie, ummantelt. Dieses Prinzip ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Ein lichtdichtes Gehäuse verhindert den Einfluss von Photonen auf das Photomultiplier-Signal. Nur der untere Teil der Quarzstäbe dient als aktive Detektorfläche. In Richtung Strahlachse sind die Quarzstäbe zusätzlich leicht verjüngt, wodurch der Detektorring eine Flächenabdeckung von 86.1% erreicht [7]. Spectrosil 2000 besitzt eine hohe Strahlungsresistenz. Dies ermöglicht den Einsatz trotz der hohen Elektronenraten von 1.57×10^{11} Streuelektronen pro Sekunde [7] auf den Detektorring. Der obere Teil der Quarzstäbe ist mit Blei abgeschirmt und überbrückt als Lichtleiter die Distanz zwischen der Detektorfläche und den Photomultipliern, um die Strahlenlast auf die PMT und Elektronik zu minimieren. Dies ermöglicht außerdem zusätzliche Bleiabschirmungen für die Photomultiplier und die Spannungsteiler und Ausleseelektronik in der P2-DivA-Base, um den Einfluss der Strahlung auf das Signal (bspw. durch Dunkelpulse in der PMT) und Strahlenschäden zu minimieren. Für die P2-DivA-Base wurden bereits Strahlungshärtetests am MAMI (Mainzer Mikrotron) durchgeführt und strahlenfeste elektronische Bauteile verwendet.

 $^{^3 \}text{Die}$ Reflektivität von Alanod 4300UP für Wellenlängen von 260 nm bis 800 nm liegt zwischen 70 % bis 90 % [11].



Abbildung 4.5: Nachweis eines Elektrons im Cherenkov-Detektor. Grafik entnommen aus [7] und Beschriftung aus dem Englischen übersetzt.

5. Photomultiplier-Röhren und die P2-DivA-Base

Photomultiplier-Röhren (PMT, engl. *Photomultiplier Tube*, auch Photoelektronenvervielfacher) werden in der Experimentalphysik dazu verwendet, extrem schwache Lichtsignale bis zu einzelnen Photonen zu detektieren. Dabei basiert ihre Funktion auf zwei physikalischen Prozessen: dem photoelektrischen Effekt und der Stoßionisation. Der Aufbau und die Funktion eines Photomultipliers werden in Unterabschnitt 5.1 eingeführt. Das im P2-Experiment verwendete Photomultiplier-Modell wird in Unterabschnitt 5.2 vorgestellt. Für den Betrieb der Photomultiplier-Röhre wird zur Spannungsversorgung und Signalauslese eine Base benötigt. In Unterabschnitt 5.3 wird die Funktionsweise einer Base und die P2-DivA-Base, welche eigens für das P2-Experiment entwickelt wurde, vorgestellt.

5.1. Allgemeine Funktionsweise von Photomultiplier-Röhren [PMT]

In Abbildung 5.1 ist der schematische Aufbau einer Photomultiplier-Röhre dargestellt.

Das Gehäuse besteht aus einer vakuumierten Glasröhre mit einem Eintrittsfenster an der Vorderseite und einer Kunststoffhalterung mit elektrischen Anschlüssen in Form von Pins an der Rückseite. Trifft ein Photon auf die Photokathode, löst es dort vereinzelt durch den Photoeffekt ein Photoelektron aus der Kathodenoberfläche. Das Kathodenmaterial befindet sich aufgedampft auf der Innenseite des Eintrittsfensters und ist semitransparent. Nach Auftreffen eines Photons, werden die Photoelektronen innerhalb des PMT-Gehäuses ausgelöst. Die Photoelektronen werden mithilfe der fokussierenden Elektrode auf die erste Dynode gelenkt. Dabei werden die Elektronen durch eine zwischen Photokathode und Anode angelegte Hochspannung beschleunigt. Beim Auftreffen auf die Diode lösen sie durch Stoßionisation jeweils mehrere Sekundärelektronen (≥ 4) aus. Die angelegte Spannung wird über einen Spannungsteiler über die Pins auf der Rückseite der PMT auf die einzelnen Dynoden verteilt. Die herausgelösten Sekundärelektronen werden auf die Folgedynode beschleunigt und über die mehrfache Sekundäremission im Dynodensystem steigt die Anzahl an Elektronen von Dynode zu Dynode exponentiell an. Die mittlere Anzahl an Sekundärelektronen lässt sich dabei über die angelegte Hochspannung variieren. Bei einem höheren Spannungsgefälle zwischen aufeinanderfolgenden Dynoden erhalten die Elektronen eine höhere kinetische Energie. Dadurch wird beim Aufprall auf die Dynode eine größere Anzahl an Sekundärelektronen freigesetzt. Die Sekundärelektronen werden schließlich an der Anode gesammelt. Dort lässt sich ein einzelnes herausgelöstes Photoelektron



Abbildung 5.1: Schema einer Photomultiplier-Röhre mit *box-and-grid* Dynodenstruktur und eines Spannungsteilers. In der Realität befinden sich die Anschlüsse für den Spannungsteiler über mehrere Pins am hinteren Teil der PMT. Die Photokathode und die Dynoden sind innerhalb der Glasröhre mit den Pins verdrahtet. Beschreibung im Fließtext.

als Ladungspuls mithilfe eines Oszilloskops oder einem Charge-to-Digital Converter (QDC) detektieren. Dazu ist üblicherweise eine hohe Verstärkung in der Größenordnung von 10⁶ nötig. Analog wird ein kontinuierliches Lichtsignal als ein Elektronenstrom in der Größenordnung von Mikroampere mit einem Picoamperemeter messbar. Alternativ kann ein Strom-Spannungswandler⁴ verwendet zu werden, um das Stromsignal in eine Spannung umzuwandeln und anschließend mit einem ADC (Analog-Digital-Wandler) zu digitalisieren. Da hier eine deutlich niedrigere Verstärkung durch das Dynodensystem nötig ist, wird die PMT dazu bei einer deutlich niedrigeren Hochspannung betrieben und/oder nicht alle Dynoden werden zur Verstärkung verwendet.

Zwei zentrale Eigenschaften einer Photomultiplier-Röhre sind die Quanteneffizienz und die Verstärkung des Dynodensystems. Die Quanteneffizienz η einer Photokathode beschreibt das Verhältnis zwischen der Anzahl an ausgelösten Photoelektronen $n_{\rm e}$ und der auftreffenden Photonen $n_{\rm ph}$. Die Quanteneffizienz ist stark abhängig

⁴Auch Transimpedanzverstärker genannt. Der Eingangsstrom $I_{\rm E}$ wird in eine proportionale Ausgangsspannung $U_{\rm A}$ umgewandelt. Die Transimpedanz Z beschreibt deren Verhältnis und es gilt $Z = \frac{U_{\rm A}}{I_{\rm E}}$

von der Wellenlänge des Lichts λ und dem Material und der Beschaffenheit der Photokathode. Es gilt

$$\eta(\lambda) = \frac{n_{\rm e}, \lambda}{n_{\rm ph}, \lambda} \tag{26}$$

Üblicherweise liegt die Quanteneffizienz bei Photomultipliern unter 35%. Abbildung 5.3 zeigt die Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge für einige Photomultiplier, welche im P2-Experiment verwendet werden sollen. Minimale Unterschiede in der Beschaffenheit, welche beim Aufdampfen nicht zu vermeiden sind, oder im Zustand der Photokathoden resultieren dabei in einer großen Abweichung in der Quanteneffizienz der Photomultiplier.

Die Verstärkung des Dynodensystems g ergibt sich aus der Sammeleffizienz der ersten Dynode α^5 und der Emissionsrate an Sekundärelektronen an der i-ten Dynode δ_i mit

$$g = \alpha \prod_{i=1}^{n} \delta_{i}.$$
 (27)

Ein anfänglicher Photoelektronenstrom wird I_{pe} resultiert beim Auftreffen auf die erste Dynode in einem Sekundärelektronenstrom $\delta_1 \cdot I_{pe}$. Eine höhere Energie der auftreffenden Elektronen, gegeben durch eine höhere Spannungsdifferenz E_i für die Beschleunigung der Elektronen zwischen den Dynoden, resultiert in einer höheren Emissionsrate. Für baugleiche Dynoden und unter der Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der Hochspannung U auf das Dynodensystem mit n Dynoden, lässt sich die Emissionsrate näherungsweise schreiben als [12]

$$\delta_i = a \cdot (E_i)^k \approx a \cdot \left(\frac{U}{n+1}\right)^k$$
(28)

mit einem Vorfaktor a und einer dynodenabhängigen Konstante k. Damit ergibt sich für die Verstärkung des idealen Dynodensystems

$$g \approx a^n \left(\frac{U}{n+1}\right)^{kn}.$$
(29)

5.2. PMT-Modell des P2-Experiments

Bei den Photomultiplier-Röhren im P2-Experiment handelt es sich um Photomultiplier des Herstellers *ET Enterprises Limited* mit der Modellbezeichnung 9305QKB

 $^{^5 \}rm Die$ Sammeleffizienz geht für eine ausreichende Spannung zwischen Photokathode und erster Dynode gegen 100 %.

(dargestellt in Abbildung 5.2). Das Modell verfügt über ein Frontfenster mit 78 mm Durchmesser und eine aktive Fläche mit einem Durchmesser von 70 mm. Im Vergleich zum Basismodell 9305KB besitzt die Version QKB ein Fenster aus Quarzglas und ermöglicht somit die Detektion von UV-Strahlung. Die Photokathode besteht aus Bialkali und ist standardmäßig für das blau-grüne Spektrum ausgelegt. Für das P2-Experiment wurde eine spezielle Photokathode bestellt, welche auch den UV-Bereich abdeckt. Das Dynodensystem besitzt zehn Dynoden mit *box-and-grid* Struktur.



Abbildung 5.2: Photomultiplier vom Typ 9305(Q)KB hergestellt von ET Enterprises Limited. Links befindet sich das Eintrittsfenster mit innenseitig aufgedampfter Photokathode. Im mittleren Bereich befinden sich die Dynoden. Deutlich zu erkennen sind die Drahtverbindungen zu den Metallpins auf der Rückseite für die Spannungsverteilung auf die Elektroden und die Signalübertragung. Die Spannungsversorgung, der Spannungsteiler und die Ausleseelektronik werden in der Regel mit einem passenden Sockel verbaut, welcher sich hinten auf den Photomultiplier stecken lässt. Bild entnommen von der Produktwebseite [13].

Für das P2-Experiment werden 72 Photomultiplier-Röhren für den Hauptdetektor, den Cherenkov-Detektorring, benötigt. Acht weitere Röhren werden für den Luminositätsdetektor verwendet. Die kontinuierliche Bestrahlung im Rahmen des P2-Experiments stellt für die Photomultiplier eine nicht unerhebliche Belastung dar. Sie führt zu einer Materialermüdung der Photokathode und Dynoden der Photomultiplier. Dadurch sinkt zum einen die Effizienz bei der Elektronenauslösung, womit sich die Anzahl an Photoelektronen bei gleichbleibender Bestrahlung reduziert. Zusätzlich dazu sinkt die Verstärkung der einzelnen Dynoden, wodurch die Gesamtverstärkung des Dynodensystems abnimmt. Diese Verschleißeffekte lassen sich teilweise dadurch kompensieren, dass die Betriebsspannung der PMT erhöht wird. Diese Korrektur benötigt jedoch präzises Wissen über die Verstärkung in Abhängigkeit der Betriebsspannung für jede PMT. Dazu muss das PMT-Signal in Abhängigkeit der Bestrahlung (Cherenkov-Strahlung der Quarzstäbe) regelmäßig überprüft werden. Dies geschieht zum einen im vollen Strahlbetrieb (Strommodus) durch Vergleich der Messwerte mit vorherigen Daten, aber auch durch den Vergleich mit Simulationsergebnissen. Gleichzeitig eignet sich die Beobachtung der Signale einzelner Streuelektronen besonders gut für die Analyse des Detektors, weswegen während der Datenaufnahme für das P2-Experiment regelmäßig der Strahlstrom reduziert wird, um die Photomultiplier im Pulsmodus zu vermessen. Trotz der Korrekturmaßnahmen ist zu erwarten, dass die Photomultiplier nach maximal der Hälfte der für das P2-Experiment angesetzten Betriebszeit von 10.000 Stunden ihre Verschleißgrenze erreichen und ausgetauscht werden müssen. Für das P2-Experiment wurden 300 Photomultiplier-Röhren bestellt, um einen ausreichenden Vorrat an Ersatzröhren für den erwarteten Austausch und für mögliche Ausfälle sicherzustellen. Die Photomultiplierröhren in Kombination mit der P2-DivA-Base müssen nun im Vorfeld vollständig auf ihre Eigenschaften im Pulsmodus und im Strommodus überprüft werden.

Die Quanteneffizienz der Photokathode für eine Wellenlänge von 200 nm bis 600 nm wurde in 10 nm Schritten für jede Photomultiplier-Röhre durch den Hersteller vermessen. Die mittlere Quanteneffizienz mit Standardabweichung und die maximale und minimale Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Die kleinen blauen Marker zeigen die eigentliche Verteilung der Quanteneffizienz bei gegebener Wellenlänge. Die höchste Quanteneffizienz haben die Photokathoden im sehr kurzwelligen UV-Bereich (ab 200 nm) mit im Durchschnitt über 35 %. Im langwelligen UV-Bereich bis 380 nm liegt die Quanteneffizienz bei über 25 %. Im blau-grünen Spektrum sinkt die Quanteneffizienz mit steigender Wellenlänge. Die Grenzwellenlänge liegt bei einer Wellenlänge etwas über 600 nm (oranges Licht), die Photonenenergie ist ab dieser Wellenlänge kleiner als die nötige Austrittsenergie des Kathodenmaterials und es werden keine Photoelektronen ausgelöst. Die Messdaten zeigen deutlich, dass die Quanteneffizienz von Kathode zu Kathode deutlich abweichen kann. Für den niedrigen UV-Bereich liegt die Standardabweichung bei über 3%. Die Photomultiplier-Röhren wurden in dreizehn Chargen produziert, wobei die Photokathoden innerhalb einer Charge eine höhere Gleichmäßigkeit in der Quanteneffizienz aufweisen.

5.3. Die P2-DivA-Base

Für den Betrieb des Photomultipliers muss zwischen der Kathode und der Anode eine Hochspannung angelegt werden. In der Regel nutzt man hierfür ein Hochspannungsnetzeil. Zur Verteilung der angelegten Hochspannung auf die Photokathode und die Dynoden werden sogenannte Spannungsteiler verwendet. Man unterscheidet zwischen passiven und aktiven Spannungsteilern.

Ein passiver Spannungsteiler besteht ausschließlich aus passiven Bauteilen wie Widerständen (R), Kondensatoren (C) oder Induktivitäten (L) und besitzt keine



Abbildung 5.3: Quanteneffizienz der Photomultiplier-Röhren für das P2-Experiment.

Steuerungsfunktion. In seiner Grundform besteht ein Spannungsteiler aus in Reihe geschalteten Widerständen, welche die Eingangsspannung, die angelegte Hochspannung, aufteilen. Dieses Prinzip ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Um die Sammeleffizienz der ersten Dynode zu maximieren, sollte zwischen der Kathode und dieser eine höhere Spannung angelegt werden, als es im weiteren Dynodensystem nötig ist. Entsprechend wird für den Spannungsteiler an dieser Stelle ein zwei- bis dreifach so großer Widerstand gewählt.

Eine weitere Anforderung an Spannungsteiler liegt in der Stabilität der an die Dynoden angelegten Spannungswerte, um Schwankungen in der Verstärkung des Dynodensystem zu verhindern. Diese sollte unabhängig vom Elektronenstrom im Dynodensystem und Anodenstrom (der Last) annähernd konstant sein. Analog zur Linearität des Photomultipliers selbst. Im Fall eines Widerstand-Spannungsteilers führt ein Puls aus Sekundärelektronen zu einem kurzzeitigen Abfallen der Spannung zwischen den Dynoden. Der von der Dynode abfließende Strom beim Auftreffen der Elektronen wirkt der angelegten Spannung entgegen. Da der Strom an Sekundärelektronen mit jeder Dynode vervielfacht wird, tritt dieser Effekt besonders bei den hinteren Dynoden und der Anode auf. Dem kurzzeitigen Spannungsabfall kann man entgegenwirken, indem man zusätzlich zu den Widerständen Kondensatoren verwendet. Diese entladen sich bei der zusätzlichen Last durch einen Puls, wobei die benötigte Kapazität mit jeder Dynode ansteigt und der Kondensator an der Anode die höchste Kapazität besitzen muss. Anschließend können sich die Kondensatoren während der Pause zwischen zwei Pulsen erneut aufladen. Ein solcher Spannungsteiler ist in Abbildung 5.4 dargestellt.



Abbildung 5.4: Passiver Spannungsteiler bestehend aus Widerständen (R) und Kondensatoren (C) am Beispiel eines Photomultipliers mit vier Dynoden. Erläuterung im Fließtext.

Für sehr hohe Photoelektronenraten ist die Zeit zwischen zwei Pulsen zu kurz, um die Kondensatoren aufzuladen. Da die Elektronenrate auf den P2-Detektorring in einer Größenordnung von über 100 GHz liegt, muss ein aktiver Spannungsteiler verwendet werden. Dieser verwendet aktive Bauelemente, um den Stromfluss steuern und damit eine nahezu lastunabhängige Spannungsversorgung sicherstellen zu können. Im Gegensatz zu einem passiven Spannungsteiler benötigt der aktive Spannungsteiler eine zusätzliche Spannungsversorgung. Für den Spannungsteiler der P2-DivA, vereinfacht dargestellt in Abbildung 5.5, werden selbstsperrende VDMOS-FET und Zener-Dioden verwendet. Der VDMOS-FET ist ein MOS-FET, ein Feldeffekttransistor, mit vertikalem Stromfluss, welcher $\mathbf{d}_{\text{oppelt-diffundiert}^6}$ wurde. Ein MOS-FET wird zur Steuerung des Stromflusses verwendet und dazu drei Anschlüsse: Gate (G), Drain (D) und Source (S). Für den Fall eines selbstsperrenden MOS-FET ist zwischen dem Drain-Anschluss und dem Source-Anschluss kein Stromfluss möglich. Wird am Gain-Anschluss eine Spannung angelegt, genauer gesagt übersteigt die Spannungsdifferenz zwischen Gain- und Source-Anschluss eine definierte Schwellspannung U_{GS} , wird der MOS-FET leitend. Eine ausführliche Erklärung der Anwendung und des Aufbaus eines DMOS-FET findet sich in [14]. Eine Zener-Diode wird zur Stabilisierung der Versorgungsspannung gegen Schwankungen in der Last, hier durch Sekundärelektronen auf der Dynode, verwendet. Ist der angelegte Strom durch die Zener-Diode größer als der Durchbruchstrom $I_{Z(\min)}$ bleibt die Spannung über der Diode, unabhängig vom Strom⁷, nahezu konstant [15]. Diese Spannung wird die Zener-Spannung genannt.

⁶Verwendung von zwei Dotierstoffen mit unterschiedlicher Eindringtiefe zur Dotierung. Dies ermöglicht mehrere p- und n-Bereiche und eine entsprechend komplexere Struktur.

⁷Bis zu einem bauteilabhängigen Maximalstrom $I_{Z(max)}$.


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung eines aktiven Spannungsteilers nach dem Prinzip des P2-DivA-Spannungsteilers. Das Modul für die aktive Spannungsteilung anhand einer Dynode ist in hellblau eingezeichnet. Für den Spannungsteiler eines gesamten Dynodensystems wird das Modul in Reihe für jede Dynode wiederholt. Erklärung im Fließtext. Quelle für die Symbole des DMOS-FET und der Zener-Diode: [17].

Betrachtet man das System aus Widerstands-Spannungsteiler, DMOS-FET und Zener-Diode, so ist die Dynodenspannung abhängig vom Widerstands-Spannungsteiler und der DMOS-FET befindet sich im Sperrzustand und leitet keinen Storm zwischen Drain (hier Hochspannungsquelle) und Source (hier Dynode). Fließt ein Strom Elektronen durch das Dynodensystem, emittiert die Dynode Sekundärelektronen. Dadurch erhöht sich die Spannung an der Dynode. Aufgrund der Zener-Diode kann der Strom nicht rückwärts in die Widerstandskette fließen, wodurch Spannungsschwankungen im Rest des Dynodensystems verhindert werden. Die Differenz zwischen dem Gate-Anschluss und Source-Anschluss des MOS-FET übersteigt die Schwellspannung (hier $U_{\rm GS} = -1.5 \,\rm V$) und der Transistor wird leitend. Dadurch fließt Strom direkt von der Hochspannungsversorgung zur ersten Dynode, bis die Spannungsdifferenz zwischen angelegter Spannung (G-Anschluss, gegeben durch den Spannungsteiler) und Dynodenspannung (Source-Anschluss) wieder ausgeglichen ist. Dieses Prinzip wird für jede weitere Dynode wiederholt. Unter voller Last ist somit jede Dynode direkt mit der Stromversorgung der Hochspannungsquelle verbunden. Dieser Aufbau geht zurück auf den ersten Prototyp durch Thomas Jennewein aus 2015 (siehe [16]) und wurde in der Zwischenzeit mehrfach überarbeitet und weiterentwickelt.

Der Viererimpulsübertrag der Elektron-Proton-Streuung wird im P2-Messbetrieb regelmäßig bei niedrigen Strahlströmen aus der Teilchenbahn einzelner Streuelektronen (Pulsmodus) im Tracking-Detektor und dem Signal im Cherenkov-Detektor bestimmt. Dazu wird eine Verstärkung in der Größenordnung von 10⁶ benötigt.

Diese Verstärkungswerte erreicht eine übliche PMT mit zehn Dynoden bei einer Hochspannung von 700 V bis 1000 V. Für den normalen Strahlbetrieb (Strommodus) sind die Elektronenraten so hoch, dass ein Betrieb bei ähnlich hoher Verstärkung das Material des Dynodensystem und besonders der Anode sofort überlasten würde. Eine Verstärkung in der Größenordnung von 10³ ist ausreichend. Aus diesem Grund muss die P2-DivA-Base in der Lage sein, zwischen zwei Modi, dem Strom- und dem Pulsmodus, mit unterschiedlicher Verstärkung wechseln zu können. Dazu werden Optokoppler verwendet, um im Betrieb im Strommodus die hinteren fünf Dynoden mit der Anode kurzzuschließen. Dadurch bildet die sechste Dynode die Anode des verkürzten Dynodensystems und die Sekundärelektronen werden bereits nach der Verstärkung von fünf Dynoden gesammelt. Damit die Spannungsdifferenz zwischen den ersten fünf Dynoden im Vergleich zum Pulsmodus gleich bleibt, wird die angelegte Hochspannung mit dem Umrechnungsfaktor UF = 26.4/42 = 0.63 reduziert. Dieser Umrechnungsfaktor ergibt sich aus dem Verhältnis im Gesamtwiderstand des Widerstandsspannungsteilers im Strommodus im Vergleich zum Pulsmodus. Der Widerstand zwischen Photokathode und erster Dynode $(3R = 9.9 \,\mathrm{M\Omega})$ ist dreimal so groß wie für den Rest des Dynodensystems $(R = 3.3 \text{ M}\Omega)$. Zwischen der zehnten Dynode und der Anode beträgt der Widerstand 2.4 M Ω (0.73*R*. Damit ergibt sich ein Verhältnis von 8*R* = 26.4 M Ω im Strommodus (Kathode (3R) bis fünfter Dynode (5R)) zum Pulsmodus mit $12.73R = 42 \,\mathrm{M}\Omega$. In Abbildung 5.6 ist die Widerstandsverteilung des Spannungsteilers der P2-DivA-Base und die anliegenden Spannungen für das Beispiel von 920 V im Pulsmodus und der dazugehörigen⁸ Spannung 578 V im Strommodus dargestellt.

Für das Anodensignal besitzt die P2-DivA-Base zwei Schaltkreise zur Signalverarbeitung, jeweils einen für den Puls- und den Strommodus. Zum Wechsel zwischen den Schaltkreisen wird ein Relais verwendet. Im Pulsmodus wird das Signal durch zwei Hochgeschwindigkeits-Operationsverstärker verstärkt und die Spannungspulse können anschließend mit einem *Charge-to-Digital Converter* (QDC) oder einem Oszilloskop ausgelesen werden. Im Strommodus wird ein Strom-Spannungswandler verwendet, um den Anodenstrom in ein Spannungssignal umzuwandeln. Dieses wird mit einem Differenzialverstärker verstärkt und in ein differenzielles Signal umgewandelt. Dieses kann mit dem P2-ADC ausgelesen werden.

Die Vorderseite der P2-DivA-Base ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Auf der linken Seite befindet sich die blaue Buchse, womit die Base auf die PMT aufgesteckt werden kann. Der Pinanschluss für die Kathode ist rot und für die Anode gelb markiert. Dazwischen befinden sich die Anschlüsse für die Dynoden 1 bis 10. Auf der rechten Seite sind die Kabelverbindungen der Base für die Hochspannungsver-

⁸ganzzahlig

Wid	erstand R	3,3	MOhm	(für P2-DivA gilt R = 3.3 Mohm)	
Base		Wide	rstand	Pulsmodus U = 920 V	Strommodus U = 578 V	
von Elektrode	🔻 zu Elektrode 🛛 👻	Formel [R] 🔻	Wert [MOhm] 🔻	Spannungsabfall [V]2 🔽	Spannungsabfall [V] 🔻	
Kathode	D1	3	9,9	216,86	216,75	
D1	D2	1	3,3	72,29	72,25	
D2	D3	1	3,3	72,29	72,25	
D3	D4	1	3,3	72,29	72,25	
D4	D5	1	3,3	72,29	72,25	
D5	D6	1	3,3	72,29	72,25	
D6	D7	1	3,3	72,29	0	
D7	D8	1	3,3	72,29	0	
D8	D9	1	3,3	72,29	0	
D9	D10	1	3,3	72,29	0	
D10	Anode	0.727272727	2.4	52.57	0	

Abbildung 5.6: Beispielrechnung für die anliegenden Spannungen zwischen den Dynoden basierend auf den Widerständen im Spannungsteiler der P2-DivA-Base. Dieser besteht größtenteils aus Widerständen mit R = $3.3 \,\mathrm{M}\Omega$ mit Ausnahme des Widerstands zwischen der letzten Dynode und der Anode von $2.4 \,\mathrm{M}\Omega$. Für den Strommodus bildet die sechste Dynode die Anode des verkürzten Dynodensystems.



Abbildung 5.7: Vorderseite der P2-DivA-Base. Erläuterung im Fließtext.

sorgung (rotes Kabel, SHV-Stecker), den Signalausgang im Pulsmodus (schwarzes Kabel, LEMO-Stecker) und den differenziellen Signalausgang im Strommodus (graues Kabel, Twinaxialkabel mit BNC-Steckverbinder). Orange umrandet sind die zwei Steckplätze für die Kabel zur Niedrig-Spannungsversorgung der aktiven Bauteile der Base und für den Wechsel zwischen Strom- und Pulsmodus. Die zweite freie Buchse kann mit einer weiteren Base verbunden werden. Dadurch lässt sich eine Kette aus Basen mit einer Spannungsquelle versorgen. Auf der Platine gut zu erkennen sind vier der fünf Optokoppler am Rand der PMT-Buchse und rechts daneben der Operationsverstärker für die Strom-Spannungs-Umwandlung.

6. Der P2-MOLLER ADC

Der Analog-Digital-Wandler (engl. *analog-to-digital converter*, kurz *ADC*) wandelt das differenzielle Spannungssignal der P2-DivA Basen in einen digitalen Datenstrom mit Signalhöhe und Zeitangabe um. Dieser Datenstrom kann entweder sofort abgespeichert oder an einen Rechner zur Echtzeit-Datenverarbeitung übertragen werden. Der ADC für das P2-Experiment wird, aufgrund der ähnlichen Anforderungen, in Kooperation mit dem MOLLER-Experiment am Jefferson Lab⁹ angefertigt.

Das MOLLER-Experiment ist, wie das P2-Experiment, ein Präzisionsexperiment zur Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkel. Dabei wird die schwache Ladung des Elektrons Q_{W}^{e} aus der paritätsverletzenden Asymmetrie A_{PV}^{ee} der polarisierten Elektron-Elektron-Streuung, der sogenannten Møller-Streuung, bestimmt. Ziel ist die Bestimmung der Asymmetrie A_{PV}^{ee} mit einer relativen Unsicherheit von 2% bei einem Erwartungswert von $\langle A_{PV}^{ee} \rangle \approx 33 \text{ ppb}$ [18]. Weitere Informationen zum Møller-Experiment finden sich im Konzeptpapier [18] oder auf der offiziellen Webseite https://moller.jlab.org. Der P2-MOLLER-ADC wurde von der kanadischen Forschungsgruppe der MOLLER-Kollaboration unter Leitung von Michael Gericke an der Universität Manitoba entwickelt. Die ersten beiden Prototypen konnten bereits in Mainz getestet werden.

Das ADC-Board besitzt 16 Signaleingänge, wobei jeder Signaleingang mit einem eigenen 18-Bit-ADC digitalisiert wird. Die ADC-Chips werden mit einer Abtastrate von 14,706 MHz betrieben und bieten eine Auflösung von 31,25 µV bei einem Spannungsbereich von -4,096 V bis +4,096 V. Die relative Auflösung des ADC ist mit $\frac{1}{2^{18}} \approx 3.8 \times 10^{-6}$ deutlich größer als die erwartete Asymmetrie des P2-Experiments. Eine Schlüsselrolle spielt hierbei die Tatsache, dass Schwankungen in der gemessenen Elektronenstreurate, aufgrund von Strahlschwankungen, Temperaturschwankungen im Target, elektronischem Rauschen und weiteren Effekten, diese relative Auflösung übersteigen. Entsprechend resultiert eine höhere Auflösung in keinem praktischen Vorteil, auch weil vergleichbare ADC-Chips mit besserer Auflösung teurer sind und gegebenenfalls aufgrund der höheren Auflösung eine geringere Abtastrate besitzen. Für die Messung der Asymmetrie wird das ADC-Signal aus einer hohen Anzahl an Messpunkten integriert, und die 18-Bit-Auflösung des ADC ist ausreichend.

Eine kurze Dokumentation sowie die Firmware und Software für das P2-MOLLER ADC-Board ist auf GitHub unter MOLLER-IntElec-ProtoSoft verfügbar [19].

⁹Offizieller Name: Thomas Jefferson National Accelerator Facility, Newport News, Virginia, USA.



6.1. Aufbau und Anschlüsse des ADC-Boards

Abbildung 6.1: Bild des aktuellen P2-MOLLER-ADC mit 16 ADC-Bausteinen (gelb umrahmt) für die PMT-Signaleingänge. Die relevanten Anschlüsse werden im Fließtext erläutert.

Der aktuelle Prototyp des P2-MOLLER-ADC besitzt 16 Signaleingänge für das differenzielle Signal der P2-DivA-Basen. Diese verwenden in der aktuellen Version Twinaxialkabel mit BNC-Steckverbinder. Somit wird für jede PMT mit der entsprechenden Base ein Kanaleingang am ADC benötigt. Allein für den Cherenkov-Detektorring, bestehend aus den 72 Detektormodulen, werden somit mindestens fünf ADC-Boards benötigt.

Jeder Signaleingang besitzt einen eigenen Verstärker-ADC-Baustein, bestehend aus zwei aufeinanderfolgenden Differenzialverstärkern und einem Differenzial-Analog-Digital-Wandler. Bei dem ADC-Bauteil handelt es sich um den LTC2387-18 von Linear Technology [20], ein hochpräziser, rauscharmer SAR-ADC mit 18-Bit-Auflösung und einer Abtastrate von bis zu 15 Megasamples pro Sekunde. SAR steht dabei für *Successive Approximation Register*. Hierbei vergleicht der ADC das Eingangssignal iterativ mit einem Referenzsignal und passt das Referenzsignal in jedem Schritt mit halb so großer Korrekturspannung an, bis die Differenz zwischen beiden Signalen ausreichend gering ist. Die Konfiguration des Referenzsignals, also ob die jeweilige Korrekturspannung angelegt wurde oder nicht, entspricht dann einer 18-Bit-Binärzahl. Die Taktfrequenz des ADC-Boards beträgt $f_{\text{Board}} = 250$ MHz. Die ADC-Bauteile werden an diese Taktfrequenz angepasst betrieben. Daraus resultiert für die SAR-ADC eine Abtastrate von

$$f_{\text{SAR-ADC}} = 250 \text{ MHz}/17 = 14,706 \text{ MHz},$$
 (30)

womit die SAR-ADC so nah wie möglich an ihrer maximalen Abtastrate von 15 MS/s betrieben werden. Dies entspricht 17 Board-Takten pro Abtastung der ADC-Bauteile oder auch einer zeitlichen Auflösung von 68 ns. Tabelle 2 zeigt einige Parameter des ADC-Boards. Die Auflösung der Spannung des 18-Bit-ADC wird in Unterabschnitt 6.3 tiefer betrachtet.

Parameter	Wert				
Anzahl Signaleingänge	16				
Frequenz des Board-Taktes (Tickfrequenz)	$250 \mathrm{~MHz}$				
Zeit pro Board-Takt (Tick)	4 ns				
Board-Takte pro ADC-Abtastung	17				
Frequenz der ADC-Abtastung	$\frac{250\mathrm{MHz}}{17} = 14.706\mathrm{MHz}$				
Zeit pro ADC-Abtastung	68 ns				
Breite des Spannungsbereiches des ADC	8,192 V				
Maximale Signalspannung (am ADC-Eingang)	+4,096 V				
Minimale Signalspannung (am ADC-Eingang)	-4,096 V				
Auflösung der Spannung des 18-Bit ADC	$2^{-18} \cdot 8,192 \mathrm{V}$				
Taballa 2. Übergight einigen Devempton des ADC Deards					

 Tabelle 2: Übersicht einiger Parameter des ADC-Boards.

Über den Ethernetanschluss an der Vorderseite lässt sich das ADC-Baord über das lokale Netzwerk (LAN) mit einem PC verbinden. Gleichzeitig kann der Ethernetanschluss mithilfe eines PoE-Switch (engl. *Power over Ethernet*) mit Strom versorgt werden. Die Kommunikation zwischen den Geräten basiert dabei auf ZeroMQ (auch ØMQ oder zmq), einer Bibliothek für asynchronen und besonders schnellen Datenaustausch [21]. Die Datenübertragung erfolgt für Testzwecke ebenfalls über den Ethernet-Anschluss. Außerdem finden sich auf der Vorderseite des Moduls zwei QSFP¹⁰-Glasfaseranschlüsse für die Hochgeschwindigkeits-Datenübertragung. Einer dieser Anschlüsse dient für die Datenübertragung der Kanaldaten zum Rechenzentrum bzw. der Datenspeicherung und der andere als Eingang für das Zeitsignal des sogenannten Trigger-Interface. Das Trigger-Interface dient zur Synchronisation der verschiedenen ADC-Boards mit dem gesamten Experiment. Dazu besitzt das Trigger-Interface einen Takteingang und erhält dort das Taktsignal vom Zeitgeber an der Teilchenquelle des Experiments, im Englischen *master clock* genannt. Die Taktausgänge des Trigger-Interfaces können dann entweder direkt mit den ADC-Boards verbunden werden oder das Zeitsignal an weitere sekundäre Trigger-Interfaces weitergeben. Über den Takteingang der ADC-Boards kann somit sichergestellt werden, dass die Zeitstempel aller ADC-Boards synchronisiert sind. Auf der Rückseite finden sich unter anderem zwei LEMO-Eingänge für zwei TTL¹¹-Gates.

6.2. Parameter und Programme zur Datenaufnahme mit dem ADC-Board

Während die Firmware kontinuierlich weiterentwickelt wird, steht bereits ein erstes Linux-Softwarepaket zur Steuerung des ADC für Testzwecke zur Verfügung. Dieses wurde in den Programmiersprachen C und C++ verfasst und bietet unter anderem zwei Programme für Testmessungen: CMMonitor und CMData. Die Software wurde für Linux entwickelt. Für die Ausführung unter Windows wird eine Windows-Subsystem-für-Linux-Umgebung (WSL) beispielsweise mit einer Ubuntu-Distribution benötigt. Aufgrund der immensen Datenmengen in der Größenordnung von 100 MB pro ADC-Kanal pro Sekunde an Datenstrom sind die Messprogramme CMMonitor und CMData für die Datenauslese von maximal zwei Kanälen gleichzeitig ausgelegt. In Zukunft soll die Datenauslese für alle 16 Kanäle gleichzeitig möglich sein.

Im Folgenden wird die Datenaufnahme im sogenannten *Streaming-Mode* erläutert. Dabei dient das ADC-Board zur Digitalisierung des Spannungssignals und übergibt die Rohdaten in aufeinanderfolgenden Paketen ohne vorherige Verarbeitung. Die Pakete enthalten jeweils einen Zeitstempel, die Spannungswerte (18-Bit kodiert) und Informationen zur Datenaufnahme (bspw. die Nummer des Signaleingangs). Die Struktur der Datenpakete wird in Unterabschnitt 6.3 erläutert.

Beim zukünftigen Einsatz im P2-Experiment ist diese Art der unkomprimierten Übertragung und Abspeicherung nicht mehr praktikabel. Die Datenmenge wäre zu

 $^{^{10}\}mathrm{Quad}$ Small Form Factor Pluggable

¹¹Transistor-Transistor-Logik, ein Spannungspegel um die 0 V entspricht einer digitalen Null und ein Pegel von etwa 5 V einer digitalen Eins.

groß und eine gänzlich nachträgliche Auswertung wäre ineffizient (immenser Speicherplatz, mehr Rechenkapazität). Entsprechend muss der Datenstrom bereits vor dem Abspeichern vorverarbeitet und damit reduziert werden. Dies kann in einem ersten Schritt bereits auf dem ADC-Board über den FPGA-Chip¹² durchgeführt werden. Im Anschluss kann der Datenstrom auch über ein Rechenzentrum weiterverarbeitet werden, bevor die Messdaten endgültig für eine spätere weitreichende Auswertung abgespeichert werden.

6.2.1. Parameter der Datenaufnahme

Für die Datenaufnahme lassen sich die folgenden Parameter einstellen:

1.IP-Adresse:

IP-Adresse des ADC-Boards. Diese wird benötigt, damit die ZeroMQ-Bibliothek eine Verbindung zwischen ausführendem Rechner und dem ADC herstellen kann. Je nach Netzwerk kann es sein, dass der ADC eine neue Adresse zugeteilt bekommt.

2.Laufnummer:

Die aktuelle Laufnummer (Runnumber). Diese erhöht sich nach jedem erfolgreich übertragenen Lauf (Run) um eins. Die Daten werden mit dem Dateinamen IntRun{Laufnummer} abgespeichert.

3.Erster Signalkanal:

Auswahl des ersten Signalkanals. Ganze Zahl von 1 bis 16.

4.Zweiter Signalkanal:

Auswahl des zweiten Signalkanals. Ganze Zahl von 1 bis 16.

5.Abtastungsfaktor:

Der Abtastungsfaktor beschreibt die Reduktion der Abtastrate um den entsprechenden Faktor. Standardmäßig liegt der Abtastungsfaktor bei 1 und die volle Datenrate wird übertragen und abgespeichert. Bei einem Abtastungsfaktor von beispielsweise 4 wird nur jeder vierte Datenpunkt übertragen. Damit lässt sich die Datenmenge, auf Kosten der zeitlichen Auflösung, signifikant reduzieren.

6.Messdauer (s):

Dauer eines Laufs in Sekunden. Für Testmessungen ist eine Messdauer von Bruchteilen einer Sekunde bis 10 Sekunden üblich. Eine sehr lange Messdauer ohne Reduktion der Abtastrate resultiert entsprechend in einer großen Datenmenge und abhängig von der Verbindung auch in einer langen Übertragungszeit.

¹²Field Programmable Gate Array, programmierbarer Schaltkreis

7.Verzögerung:

Verzögerung zwischen Abtastungen. Standardmäßig auf 0 und wird allgemein nicht vom Nutzer überschrieben.

Die Parameter sind dabei nicht auf dem ADC-Board abgespeichert und werden mit jeder Datenaufnahme neu übertragen. Die Standardeinstellungen sind in der Datei CMDataSettings.txt auf dem PC abgespeichert und lassen sich bei Bedarf überschreiben.

6.2.2. CMMonitor

Bei CMMonitor handelt es sich um eine grafische Benutzeroberfläche basierend auf ROOT¹³. Mithilfe des CMMonitor kann über die IP-Adresse eine Verbindung zum ADC aufgebaut, eine Messung gestartet und es können erste Messergebnisse angezeigt werden. Entsprechend ist der CMMonitor besonders für erste Testmessungen, beispielsweise bei einem neuen Messaufbau, geeignet, da sich die Messdaten sofort anzeigen lassen. Die Benutzeroberfläche des CMMonitor ist in Abbildung 6.2 abgebildet.

6.2.3. CMData

Mit CMData lässt sich die Datenaufnahme über das Terminal¹⁴ starten. Die Parameter werden hier in der Kommandozeile eingegeben. Eine Auflistung der Parameter mit dem entsprechenden Befehlszusatz findet sich in Tabelle 3. Beispielsweise speichert das Kommando ./CMData -l 1 -c1 8 -c2 9 einen einsekündigen (-l 1) Datenstrom von Kanaleingang 8 (-c1 8) und 9 (-c2 9). Der Datensatz wird im Anschluss als Binärdaten in einer .dat-Datei oder als ROOT-Tree¹⁵ gespeichert.

Eine Messung für nur einen Kanal wird gestartet, indem nur ein Kanal angegeben wird (ohne Befehlszusatz -c2) oder für beide Signalkanäle (-c1 und -c2) dieselbe Kanalnummer gewählt wird.

¹³Datenanalyse-Framework, entwickelt am CERN. Weitere Informationen unter: https://root.cern.

 $^{^{14}\}mathrm{Das}$ Linux-Terminal oder das Terminal einer Linux-WSL-Distribution unter Windows

¹⁵Datenstruktur für das Datenanalyse-Framework ROOT. Die Daten sind, analog zu einem Baumdiagramm, in verschiedene Zweige (engl. *branches*) sortiert. Dadurch lassen sich selbst bei großen Datenmengen relevante Datensätze schnell aufrufen.



Abbildung 6.2: Bildschirmaufnahme der grafischen Benutzeroberfläche von CMMonitor. Über die oberste Leiste lassen sich die Messparameter einstellen und eine Messung starten. In der mittleren Leiste sind die zwei Gate-Signale zu sehen, welche über die zwei hinteren TTL-Eingänge an den ADC angeschlossen werden können. Im unteren Fenster wird für zwei Kanäle nach Wahl die Spannung gegen die Zeit, ein Spannungshistogramm und die FFT der Zeitsignale angezeigt. Bild aus der Dokumentation zum P2-MOLLER-ADC [19] entnommen.

6.3. Struktur der Datenpakete

Im Folgenden wird die Struktur der Binärdaten der .dat-Dateien erläutert. Die vom ADC-Board übertragenen Daten sind binär codiert (in einer Abfolge von Einsen und Nullen) und können, insofern diese Codierung bekannt ist, in lesbare Zahlen oder Text decodiert werden. In der Regel ist diese Codierung genau an die Anwendung angepasst, um die Daten möglichst effizient zu speichern.

Die Binärdaten einer Binärdatei können aufgeteilt werden in einzelne Stapel mit einer Größe von 2^{16} Bytes = 64 KB. Die Struktur der Binärdaten ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Die Anzahl $N_{\rm S}$ an solchen Stapeln ist dabei abhängig von der eingestellten Messdauer. Ein Binärdatenstapel besteht aus der Stapelinformation

Parameter	Befehlszusatz	Beschreibung	Standardwert
RunLength	-1	Dauer des Laufs in Sekunden	1.0
dNRunsSeq	-n	Anzahl der aufeinanderfolgenden Läufe	1
PreScFactor	-S	Abtastungsfaktor	1
currentData0	-c1	Verbindung 1: ADC-Kanal 1	1
currentData1	-c2	Verbindung 2: ADC-Kanal 2	2
currentRun	-r	Laufnummer überschreiben	1

Tabelle 3: Parameter zur Datenaufnahme mit dem Terminal-Kommando CMData für den P2-MOLLER-ADC. Die Standardeinstellungen werden, insofern sie nicht durch den Nutzer bei Start der Datenaufnahme überschrieben werden, aus der Datei CMDataSettings.txt entnommen. Eine Ausnahme bildet hierbei der Parameter dNRunsSeq, der im Programmcode direkt standardmäßig auf 1 gesetzt ist.

(16 Bytes, *header*) gefolgt von 8190 Kanaldatenpaaren (8 Bytes, *sample*). Die Aufschlüsselung der Stapelinformation und der Kanaldatenpaare (Zwei-Kanal Data) ist in Abbildung 6.4 dargestellt.

Die Stapelinformation enthält die Anzahl an Blöcken im Stapel num_words, Nummer des Stapels, batch_id, ein Füllbyte (*Padding Byte*), die Identifikationsnummer id und den Zeitstempel ts des jeweiligen Stapels. Die Zwei-Kanal Data besteht aus zwei Datenblöcken, einem pro Kanal, mit einer Größe von jeweils 4 Bytes (32 Bit). Die Bitstruktur der Datenblöcke ist in Abbildung 6.5 dargestellt.



Abbildung 6.3: Struktur der Binärdaten. Der Datenstrom besteht aus $N_{\rm S}$ einzelnen Paketen bzw. Stapeln.

Stapel- information	=	num_words Blöcke im Stapel	batch_id Nummer des Stapels	Füllbyte "Padding byte"	id Identifikations- nummer	ts Zeitstempel des Stapels	
< H I x B Q		н	Ι	x	В	Q	
16 Bytes		2 Bytes	4 Bytes	1 Byte	1 Byte	8 Bytes	

Zwei-Kanal Data	=	Kanal 1 Datenblock für Kanal 1	Kanal 2 Datenblock für Kanal 2
<ii< td=""><td></td><td>i</td><td>i</td></ii<>		i	i
8 Bytes		4 Bytes	4 Bytes

Abbildung 6.4: Aufschlüsselung der Datenstruktur für die Stapelinformation und die Zwei-Kanal-Data. Die zweite Zeile zeigt die Formatzeichenkette (Format string) basierend auf der Spezifikation für Formatzeichen (Format character) der struct-Bibliothek in Python [22]. Mithilfe von struct lassen sich Zeichenketten Packen und Entpacken. Die dritte Zeile gibt die Speichergröße der jeweiligen Datenfelder an.



Abbildung 6.5: Bitstruktur für den 4-Byte Datenblock eines Kanals.

Die vordersten 18 Bit beinhalten den vom ADC gemessenen Binärwert. Die Bitstellen 19 und 20 repräsentieren das TTL-Signal an den beiden TTL-LEMO-Eingängen auf der Rückseite des ADC-Boards. Entsprechend können neben dem Spannungssignal von zwei Kanälen auch zwei Gates aufgenommen werden. Die hintersten 4 Bit enthalten die Kanalnummer, wobei mit 4 Bitstellen Zahlen von 0 bis 15 für die ADC-Kanäle 1 bis 16 dargestellt werden können. Die 7 Bitstellen von Bit 22 bis Bit 28 enthalten Abtastungsfaktor. Dabei entspricht das Nullbit einem Abtastungsfaktor von Eins (Abtastungsfaktor = Binärwert + 1).

Wie bereits erwähnt, besitzen die SAR-ADC eine 18-Bit-Auflösung ($2^{18} = 262.144$ mögliche Binärwerte). Dabei deckt der SAR-ADC einen Spannungsbereich von -4,096 V bis +4,096 V ab und das analoge Spannungssignal wird in 262,144 gleich

große Stufen unterteilt. Dies entspricht einer Spannungsauflösung ΔV_{ADC} von

$$\Delta V_{\text{ADC}} = \frac{\text{Spannungsbereich des ADC}}{2^{\text{Auflösung (in Bits)}} \text{ Stufen}}$$
$$= \frac{8,192 \text{ V}}{2^{18} \text{ Stufen}}$$
$$= \frac{8,192 \text{ V}}{262144 \text{ Stufen}}$$
$$= 31,25 \frac{\mu \text{V}}{\text{Stufe}}.$$

Der digitalisierte Spannungswert V_{ADC} kann berechnet werden, indem der vom SAR-ADC ausgegebene digitale Wert mit der Spannungsauflösung multipliziert wird. Dabei gilt zu beachten, dass der Spannungsbereich bei $V_{ADC, \min} = -4,096$ V beginnt. Damit ergibt sich die Formel:

$$egin{aligned} V_{
m ADC} &= D \cdot \Delta V_{
m ADC} + V_{
m ADC, \ min.} \ &= D \cdot 31,25 \, rac{\mu V}{
m Stufe} - 4,096 \, {
m V}, \end{aligned}$$

wobei D der digitale Ausgabewert des ADC ist (im Dezimalsystem).

6.4. Auslese der Binärdatei mit Python

Zur Auswertung der Daten wurden die Binärdaten in der .dat-Datei mithilfe von Python dekodiert und in ein auswertbares Format konvertiert. Die .dat-Datei wurde dazu als Binärarray eingelesen und mit der Bibliothek struct[22] stapelweise nach Unterabschnitt 6.3 in Zahlenwerte konvertiert[22]. In Listing 1 ist der Codeblock zum Einlesen der Binärdaten als Binärarray in Python dargestellt.

```
1 # Oeffnen der Binaerdatei
2 # rb für read und binary
3 stream_file = open(Dateiname, "rb")
4 # Einlesen als Binaerarray
5 Binaerarray = bytearray(stream_file.read())
6 stream_file.close()
```

Listing 1: Einlesen als Binärarray

Anschließend wird unter Verwendung der Formatzeichen das Binärarray stapelweise dekodiert. Dazu werden wiederholt zuerst die Stapelinformation und anschließend die enthaltenen Kanaldaten ausgelesen (siehe Abbildung 6.4). Listing 2 zeigt den Pythoncode zum Einlesen der Zwei-Kanal-Data nach der Bitstruktur in Abbildung 6.5 [19].

```
1 # Entpacken der Binaerdaten fuer zwei Kanaele
2 # Aufteilung in zwei Datenbloecke (je 32 Bit)
 ch0, ch1 = struct.unpack_from("<ii", Binaerarray, Position)</pre>
3
4
5 # Einlesen des Signalwerts (vorderen 18 Bits)
6 # Bit-Schiebung um 14
\tau ch1 data = ch1 >> 14
  ch0_data = ch0 >> 14
8
9 # Konvertierung der Zahlenwerte in Spannungen
10 ch0_data = ch0_data * ADC_CONVERSION
n1 ch1_data = ch1_data * ADC_CONVERSION
12
 # Einlesen der Kanalnummer (hinteren 4 Bits)
14 # Addition mit 0...01111 (& OxF)
_{15} ch1_sel = ch1 & 0xF
_{16} ch0_sel = ch0 & 0xF
17
18 # Einlesen des Gate-Zustands (Bit 20 & 21)
19 # Bit-Schiebung und Addition mit 0...01
_{20} gate0 = (ch0 >> 12) & 0x1
_{21} gate1 = (ch0 >> 13) & 0x1
22 # Einlesen des Abtastungsfaktors (Bit 22-28)
23 # Addition mit 01111111 (& 0x7F) und Erhöhung um 1
_{24} prescfactor = ((ch0 >> 4) & 0x7F) + 1
```

Listing 2: Entpacken der Binärdaten der Zwei-Kanal-Data mit der Python-Bibliothek struct

Abhängig von der weiteren Verarbeitung kann zwischen drei Dateiformaten gewählt werden:

- 1.CSV: CSV-Datei mit Zeit- und Signalwerten
- 2.HIST: Histogramm der Signalwerte
- 3.LOAD: Einlese und direkte Weiterverarbeitung

Im CSV-Modus werden die Binärdaten in eine CSV-Datei gespeichert. Diese Datei enthält die Zeitstempel, die zugehörigen Signalwerte der verwendeten ADC-Eingänge sowie den Zustand des Gates der Messung. Dies ist sinnvoll, wenn dieselben Messdaten mehrfach analysiert werden sollen. Aufgrund der hohen Abtastrate des ADCs benötigt eine Datei jedoch mehrere Hundert Megabyte Speicherplatz. Für die Analyse der Verteilung der Signalwerte, wie der Mittelwert, eignet sich der Histogramm-Modus. Die Signaldaten werden mit derselben Auflösung wie der 18-Bit-ADC eingeteilt. Der Abstand zwischen den einzelnen Bins ist dementsprechend $\Delta V_{ADC} = 31,25 \,\mu V$. Im LOAD-Modus werden die Binärdaten eingelesen und direkt weiterverarbeitet. Um kleine Asymmetrien bestimmen zu können, sind längere Messreihen mit einer Messdauer von 10 bis 30 Minuten nötig und die Datenmenge für eine unverarbeitete Speicherung zu groß. Für die Bestimmung der Asymmetrie werden die Signalwerte mithilfe der Gatezustände in vier Segmente aufgeteilt und die Messwerte segmentweise gemittelt. Dabei entspricht jeder Hochpegel und Tiefpegel des Gates von jeweils zwei Abschnitten. Die Mittelwerte der Segmente werden in einer CSV-Datei abgespeichert und können anschließend zur Bestimmung der Asymmetrie mit der Duplett- und Quadruplett-Methode verwendet werden. Die Duplett- und Quadruplett-Methode werden in Unterabschnitt 7.3 eingeführt.

7. Aufbau zur Nachbildung asymmetrischer Lichtsignale und Vermessung mit der P2-Ausleseelektronik

Ziel des Messstandes ist die Nachbildung eines asymmetrischen Lichtsignals. Das Lichtsignal wird mit der P2-Ausleseelektronik, bestehend aus den Photomultipliern, der P2-DivA-Base und dem P2-ADC, vermessen, um somit erste Erfahrungen bezüglich der Messung von Asymmetrien zu sammeln. Dabei simuliert das erzeugte Lichtsignal die Asymmetrie in der Cherenkov-Strahlung aufgrund der paritätsverletzenden schwachen Wechselwirkung. Der Messaufbau ist auf zwei Dunkelboxen verteilt aufgebaut, einer kleineren Dunkelbox (Nr. 1) für die Erzeugung des asymmetrischen Lichtsignals und einer großen Dunkelbox (Nr. 2) für die Messung des Lichtsignals. Das Blockschema des Messaufbaus ist in Abbildung 7.1 dargestellt.



Abbildung 7.1: Blockschema des Messaufbaus zur Nachbildung einer Asymmetrie. Die Spannungsversorgung der Komponenten wurde nicht abgebildet.

In der ersten Dunkelbox befinden sich zwei blaue Leuchtdioden mit einem Spektrum um 465 nm und unterschiedlicher Lichtstärke. Diese erzeugen in Kombination eine Nachbildung eines Asymmetriesignals, bestehend aus einem kontinuierlichen Lichtsignal und einem periodisch unterbrochenen Lichtsignal. Die **LED1** produziert das kontinuierliche Basissignal des Asymmetriesignals (Base-LED). Die **LED2** erzeugt ein schwaches Licht für die eigentliche Asymmetrie (Asymmetrie-LED). Mit Neutraldichtefiltern (**NDF**) lässt sich die Intensität der **LED2** zusätzlich reduzieren. Das Licht der zweiten LED wird durch einen optischen **Chopper** periodisch mit einer Frequenz von $f_{\rm Ch} = 500$ Hz unterbrochen. Dies entspricht

einem Zustandswechsel zwischen unterbrochen und ununterbrochen mit einer Frequenz von 1000 Hz. Analog zum Helizitätsfenster im P2-Experiment beträgt damit die Zustandsdauer eine Millisekunde. Über zwei separate Lichtleiter gelangt das Licht in die zweite Dunkelbox. Dort befindet sich die Optik zur Anpassung der Lichtintensität des Asymmetriesignals. Mit einem motorisierten Verschiebetisch kann das Lichtsignal auf zwei verschiedene Photomultiplier-Röhren gestrahlt werden. Die Steuerung der Motoren geschieht über einen Arduino, welcher an den Messrechner angeschlossen ist (**PC**). Die **PMT1** wird mit einer Unitary gain base (UGB, keine Verstärkung durch das Dynodensystems) betrieben. Das Stromsignal wird mit einem Picoamperemeter (**PicoAmp**) gemessen. Die zweite PMT (PMT2) ist an die P2-DivA-Base angeschlossen. Das differenzielle Spannungssignal wird mit dem P2-MOLLER-ADC (**P2-ADC**) digitalisiert. Das Referenzsignal des Treibers für das Chopperrad (**Chopper Treiber**) wird über einen Impedanzwandler (IMP) mit dem TTL-Gate-Eingang des P2-ADC verbunden. Der Impedanzwandler wird benötigt, da der Ausgang für das Referenzsignal der Kontrolleinheit des Choppers für hochohmige Eingänge, Lasten mit mindestens $500 \,\Omega$, ausgelegt ist. Der TTL-Eingang des aktuellen ADC-Protopps ist mit 50 Ω abgeschlossen und das Referenzsignal muss über einen Impedanzwandler angeschlossen werden. Zur Speicherung und Auswertung werden die erfassten Messdaten an den Messrechner übertragen.

7.1. Erzeugung des asymmetrischen Lichtsignals

Das Prinzip der Erzeugung des asymmetrischen Lichtsignals ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Die Base-LED (LED1) erzeugt das Grundsignal und simuliert den kontinuierlichen Lichtstrom auf die Photokathode der Photomultiplier im P2-Experiment. In Kombination mit der Asymmetrie-LED wird ein asymmetrisches Lichtsignal erzeugt. Dazu wird die Asymmetrie-LED mit einem geringeren Durchlassstrom betrieben und anschließend mit einem optischen Chopper periodisch unterbrochen. Dieser Teil des Lichtsignals entspricht der Differenz im Signal zwischen den Helizitätsfenstern im P2-Experiment aufgrund der paritätsverletzenden schwachen Wechselwirkung. Die Intensität der Asymmetrie-LED und damit die Größe der Asymmetrie kann mithilfe von Neutraldichtefiltern (NDF) eingestellt werden.

Ein wesentlicher Vorteil dieses Aufbaus besteht darin, dass die Leuchtdioden bei konstanter Spannung betrieben werden können. Bevor die LEDs für eine Messung verwendet werden können, müssen sie eingebrannt werden. Dazu werden die LEDs im Vorhinein bereits für eine längere Zeit bei der gewünschten Spannung



Abbildung 7.2: Prinzip der Lichterzeugung. Lichtintensität zur Veranschaulichung.

betrieben, wodurch typische Veränderungen während der ersten Betriebsstunden/tage stabilisiert werden. Oft sind dies Schwankungen in der Helligkeit, aber auch geringfügige Verschiebungen im Spektrum. Außerdem sind LEDs sehr temperaturabhängig. Die konstante Spannung führt zu einer stabileren Betriebstemperatur der LED und trägt somit zu einer stabileren Lichtausbeute bei.

Das Lichtsignal wird von zwei SMD-LEDs erzeugt. Bei den LEDs handelt es sich um Würth Elektronik 150060BS75020 (Datenblatt: [23]) mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Peak}} = 465$ nm und einer typischen Lichtstärke von 150 mcd. Die Base-LED (LED1) ist mit einem Widerstand von $R_{\text{Base}} = 2.25 \text{ k}\Omega$ in Reihe geschaltet und wird mit einer Spannung von $U_{\text{Base}} = 4,5$ V betrieben, was einem Durchlassstrom von 2.05 mA entspricht. Die Asymmetrie-LED (LED2) wird mit einem Durchlassstrom von 1.16 mA betrieben, bei einer Spannung von $U_{\text{Asym.}} = 6.5$ V und einem Widerstand von $R_{\text{Asym.}} = 5.6 \text{ k}\Omega$. Die Lichtstärke der Base-LED nach den Polarisationsfiltern¹⁶ entspricht damit dem im P2-Experiment zu erwartenden Photoelektronenstrom von $I_{PE} = (22.9 \pm 1)$ nA.

In Abbildung 7.3 ist ein Halbschnitt des CAD-Modells der Halterung für die Asymmetrie-LED, den Neutraldichtefilter und das Chopperrad dargestellt. Das Chopperrad wird im Folgenden erläutert.

7.1.1. Chopperrad zur periodischen Unterbrechung des Lichtstrahls

Beim Choppersystem handelt es sich um das Thorlabs MC2000B-EC mit Kontrolleinheit und dem dazugehörigen Chopperrad. Als Filterrad wurde das mitgelieferte

¹⁶Für eine mit dem Schrittmotor MOT2 eingestellte Polarisatorposition von 1700.



Abbildung 7.3: Schnitt des CAD-Modells der Halterung für die Asymmetrie-LED. Die Asymmetrie-LED befindet sich auf einer kleinen Platine, welche an der Halterung des Chopperrades befestigt wird. In einer Aussparung kann ein Neutraldichtefilter eingesetzt werden, um die Intensität der Asymmetrie-LED zu reduzieren. Eine optische Faser führt vom Anfang der Aussparung bis kurz vor das Blatt des Choppers und koppelt dort an eine weitere optische Faser, welche das periodisch unterbrochene Lichtsignal in den Messaufbau in der zweiten Dunkelbox führt.

MC1F10HP verwendet. Dieses besitzt zwei verschiedene Frequenzmodi. Der innere Teil und der äußerste Ring des Filterrades besitzen zehn Schlitze, welche für eine Signalfrequenz von 20 bis 1000 Hz genutzt werden können. Ein weiterer äußerer Ring mit 100 Schlitzen kann ebenfalls als Chopper für Frequenzen von 200 bis 10.000 Hz verwendet werden. Während des Betriebes wird durch eine am unteren Ende des Chopperrad eingebaute LED und einem gegenüberliegenden Lichtsensor, eine Photodiode, die Filterradposition vermessen. Die Sensordaten werden von der Kontrolleinheit dazu genutzt, die Phase an den internen Frequenzgeber oder ein externes Referenzsignal anzupassen und um möglichen Jitter des Filterrades minimal zu halten. Die Kontrolleinheit des Chopperrades wurde per Computer über die serielle Schnittstelle und mithilfe von PyVisa über serielle Befehle angesteuert¹⁷. Mithilfe des Ausgangs "REF OUTPUT" der Kontrolleinheit kann ein TTL-Referenzsignal ausgelesen werden. Dabei kann zwischen den Modi "TARGET", "ACTUAL" und "INNER" gewählt werden. Im "TARGET"-Modus entspricht das Referenzsignal dem Zielsignal, gegeben durch den internen Frequenzgeber. Im "AC-TUAL"-Modus wird stattdessen das Signal vom Lichtsensor aus der Schwankung der Lichtstärke am mittleren Ring, mit 100 Schlitzen, verwendet. Analog dazu

¹⁷Eine Befehlsübersicht für die serielle Schnittstelle findet sich im Benutzerhandbuch [24]. Seitens Thorlabs existiert für die Steuerung per PC auch eine eigene Software.

kann im "INNER"-Modus auch das Lichtsensorsignal des inneren Rings genutzt werden. In beiden letzteren Fällen wird das Signal der jeweiligen Photodiode des Filterrades in ein TTL-Signal umgewandelt. Dabei entspricht eine logische 0 einer Spannung von 0 V und einer durch das Filterrad zu diesem Zeitpunkt blockierten Photodiode, sodass diese kein Lichtsignal der gegenüberliegenden LED misst. Eine logische 1 entspricht einer Spannung von etwa 5 V und einer unblockierten Photodiode.

In Abbildung 7.4 ist die technische Zeichnung für das Chopperrad und die Halterung der Asymmetrie-LED dargestellt. Die Detailansicht A zeigt einen Schnitt der Halterung für die Kunststoff-Lichtwellenleiter vor und nach dem Chopperrad. Detailansicht B stellt die Positionen der vom Hersteller zur Erstellung des Referenzsignals genutzten Photodioden dar. Die Umsetzung der Halterung für die Asymmetrie-LED und eine Halterung für die Base-LED sind in Abbildung 7.5a abgebildet. Abbildung 7.5b zeigt eine Nahaufnahme des Übergangs zwischen der Kunststofffaser und dem Chopperrad. Im aufgebauten Zustand leitet eine weitere Kunststofffaser direkt gegenüber das Lichtsignal in die Dunkelbox 2.



Abbildung 7.4: Technische Zeichnung des Thorlabs Chopperrades mit der Halterung für die Asymmetrie-LED. Die technische Zeichnung des Chopperrades basiert auf dem CAD-Modell des Herstellers Thorlabs Inc. [25].



Abbildung 7.5: In Abbildung (a) sind das Chopperrad mit Halterung für die Asymmetrie-LED und daneben die Halterung für die Base-LED dargestellt. Die Lichtleiter führen aus der Dunkelbox 1 in die Dunkelbox 2. Abbildung (b) zeigt eine Nahaufnahme des freigelegten Faserendes kurz vor dem Chopperrad zu. Das Verhältnis zwischen Faserdurchmesser und Bogenlänge des Schlitzes liegt bei etwa 1 zu 15.

7.1.2. Optische Faser

Bei der optischen Faser handelt es sich um eine Kunststofffaser mit einem Außendurchmesser von 2.2 mm und einem Faserdurchmesser von $d_{\text{Faser}} = 1 \text{ mm}$. Die Faserenden wurden mit einer Hochglanz-Poliermaschine¹⁸ poliert. Dazu wurden die Schnittkanten in einer Halterung mit PMMA befestigt. Die Halterung und die polierten Faserenden sind in Abbildung 7.6 abgebildet.

Durch die Polierung wird die Lichtstreuung an den Endflächen minimiert. Dies ist besonders relevant für den Übergang zwischen der Faser direkt vor und nach dem optischen Chopper.



Abbildung 7.6: Geschliffene optische Fasern in der PMMA-Halterung für das Polieren mit der Poliermaschine.

7.2. Motorisierte Optik

Über zwei Kunststofffasern gelangt das Licht der Asymmetrie-LED und der Base-LED in die zweite Dunkelbox. Die beiden Faserenden sind am in Abbildung 7.7 dargestellten Optikmodul befestigt. Dieses besteht aus zwei aufeinanderfolgenden Film-Polarisationsfiltern und einem Diffusor. Der hintere Polarisationsfilter lässt sich mithilfe eines Schrittmotors drehen. Am ersten Polarisationsfilter wird das LED-Licht linear polarisiert. Nach dem Gesetz von Malus¹⁹ gilt für die Intensität des Lichts I nach Passieren eines weiteren Polarisationsfilters

$$I(\alpha) = I_0 \cos^2(\alpha) \tag{31}$$

mit dem Drehwinkel α und der Ausgangsintensität des linear polarisierten Lichts I_0 .

Über die Drehung des Schneckenrades lässt sich die Lichtintensität bei konstanter Asymmetrie verändern. Für reale Film-Polarisationsfilter liegt die Transmissionsrate unterhalb von 100 %. Außerdem besitzen diese ein endliches Extinktionsverhältnis r_e . Dieses wird definiert als das Verhältnis der maximalen zur minimalen Transmission des Polarisationsfilter für ein linear polarisiertes Eingangssignal und es gilt

$$r_e = \frac{T_{\max}}{T_{\min}}.$$
(32)

¹⁸Mutronic DIAPLAIN 6300

¹⁹Im Idealfall: Linear polarisiertes Licht mit idealem Polarisationsfilter.



Abbildung 7.7: Das linke Bild zeigt eine Frontalansicht des Optikmoduls (entgegen der Lichtrichtung). Über eine Schneckenwelle wird die Roation des Schrittmotors auf das Schneckenrad übertragen. Auf der rechten Seite ist ein Halbschnitt des CAD-Modells des Optikmoduls dargestellt. Die optischen Fasern werden am hinteren Teil des Optikmoduls eingeführt und das Licht durch einen Polarisationsfilter linear polarisiert. Der zweite Polarisationsfilter und der Diffusor sind am Schneckenrad befestigt und können über den Motor gedreht werden.

Dabei ist T_{max} die Transmission, wenn die Transmissionsachse des Polarisators parallel zur Polarisation des einfallenden Lichtes ausgerichtet ist, und T_{min} die Transmission, wenn der Polarisator um 90° gedreht wird. Die Transmissionsrate und das Extinktionsverhältnis der verwendeten Polarisationsfilter ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Für das Spektrum der verwendeten Leuchtdioden schwankt die Transmission zwischen 73% und 81% und die Extinktionsrate zwischen 250 und 1100.

Über den Verschiebetisch kann das Lichtsignal wahlweise auf eine von zwei Photomultiplier-Positionen gestrahlt werden. Der Gesamtaufbau in Dunkelbox 2 ist in Abbildung 7.9 dargestellt . Im Rahmen der Messungen wurde eine Photomultiplier-Röhre mit der P2-DivA-Base betrieben und zur Datenauslese der P2-ADC verwendet. Dies entspricht der Ausleseelektronik des P2-Experiments. Eine weitere PMT wurde mit *Unitary gain base* (UGB) verwendet und der Kathodenstrom mit dem Picoamperemeter ausgelesen. Bei der *Unitary gain base* sind die erste und alle weiteren Dynoden mit der Anode kurzgeschlossen. Eine Hochspannung wird nur zwischen der Photokathode und der ersten Dynode angelegt und der Photoelektronenstrom kann mit dem Picoamperemeter vermessen werden. Über die Quanteneffizienz der Photokathode lässt sich aus dem gemessenen Strom die Anzahl an auftreffenden Photonen pro Sekunde bestimmen. Da es sich um baugleiche Pho-



Abbildung 7.8: Auszug der Transmissionsrate und Extinktionsverhältnis in Abhängigkeit der Wellenlänge für den Filmpolarisationsfilter LPVISE2X2 von Thorlabs, Inc. Die Datenpunkte wurden aus den Messdaten von Thorlabs, Inc. entnommen. Die Datenpunkte für den gesamten Anwendungsbereich von 400 nm bis 700 nm finden sich im Anhang in Abbildung A.3 und Abbildung A.4.

tomultiplierröhren mit vergleichbarer Quanteneffizienz und identischem Frontfenster handelt lassen sich die Messergebnisse des P2-ADC und des Picoamperemeters direkt vergleichen.

7.2.1. Motorsteuerung über den Arduino Uno

Die Motorisierung des Messaufbaus besteht aus jeweils einem Schrittmotor und Motortreiber für den Verschiebetisch und der motorisierten Drehung des hinteren Polarisationsfilters. Bei den Schrittmotoren handelt es sich um einen NE-MA17²⁰ und einen NEMA14²¹ mit einer Motorwelle mit 5 mm Durchmesser. Bei den Motortreibern handelt es sich um die Schrittmotorendstufe *Igus dryve D7*. Acht Dip-Schalter, nummeriert von SW1 bis SW8, können zur weiteren Konfiguration der Motorendstufe verwendet werden. Der Schalter SW8 wechselt den Betriebsmodus zwischen *Jog*-Modus (SW8 OFF) und *Pulse*-Modus (SW8 ON). Im *Jog*-Modus führt der Schrittmotor während der Aktivierung eine kontinuierliche Drehung durch. Im *Pulse*-Modus führt jede Aktivierung zu einem Drehschritt. Über die Schalter SW4 bis SW6 lässt sich die Drehgeschwindigkeit bzw. die benötigte Anzahl an Schritten pro Motorumdrehung einstellen. Eine genaue Auflistung der Funktionen findet sich in der Bedienungsanleitung [26].

²⁰Igus MOT-AN-S-060-005-042-L-A-AAAA

 $^{^{21}\}mathrm{Igus}$ MOT-AN-S-060-001-035-L-A-AAAO



Abbildung 7.9: Messaufbau in Dunkelbox 2. Die Kunststofffasern führen von links in das Optikmodul. Dieses kann mithilfe des Verschiebetischs verfahren werden um damit wahlweise die PMT mit P2-DivA-Base oder UGB-Base zu bestrahlen.

Die Schrittmotorendstufe verfügt über zwei Anschluss-Schraubklemmen mit jeweils sechs Anschlüssen. Die ersten zwei Anschlüsse (V+, V-) der oberen Schraubklemme dienen zur Spannungsversorgung der Motorendstufe mit 24 V. Die unteren vier Anschlüsse $(\mathbf{A}+, \mathbf{A}-, \mathbf{B}+, \mathbf{B}-)$ werden mit dem Schrittmotor verbunden und dienen zur Bestromung des Spulenpaars im Schrittmotor, wodurch die Drehung des Schrittmotors erzeugt wird. Die untere Schraubklemme dient als Eingang für die übergeordnete Steuerung, hier einem Arduino Uno (Rev3). Der Arduino wird über eine serielle USB-Verbindung angesteuert, wodurch vom Messrechner Befehle übermittelt und Daten ausgetauscht werden können. Die USB-Verbindung dient gleichzeitig als Spannungsversorgung (5 V). Die Anschlüsse der unteren Schraubklemme sind in Tabelle 4 aufgelistet. Die Schrittmotoren wurden im Pulse-Modus betrieben. Dazu werden am digitalen Ausgang des Arduino, welcher mit der Bewegungsvorgabe **STEP**+ der Motorendstufe verbunden ist, eine beliebige Anzahl an Rechtecksignale $(U_{\text{max}} = 5 \text{ V}, U_{\text{min}} = 0 \text{ V})$ erzeugt. Standardmäßig benötigt eine Umdrehung der Motoren 200 Schritte (entsprechend 200 Pulse). Zuvor muss an **EN**+ eine Spannung zur Freigabe der Motorbewegung angelegt werden. Wird am **DIR**+-Eingang eine Spannung angelegt, ist die Drehrichtung gegen den Uhrzeigersinn, ansonsten im Uhrzeigersinn. Die Signaleingänge mit Minuszeichen sind auf einer Masseplatte gemeinsam mit dem Arduino geerdet.

	Arduino			
Anschluss	Signal	Beschreibung	MOT1	MOT2
1	STEP+	Bewegungsvorgabe (5 V bis 24 V)	11	7
2	STEP-	Bewegungsvorgabe Masse (0 V)	GND	GND
3	DIR+	Richtungsvorgabe (5 V bis 24 V)	10	6
4	DIR-	Richtungsvorgabe Masse $(0 V)$	GND	GND
5	EN+	Freigabe (5 V bis 24 V)	9	5
6	EN-	Freigabe Masse $(0 V)$	GND	GND

Tabelle 4: Die linke Tabellenseite zeigt eine Übersicht der Anschlüsse für die untere
Schraubklemme des Motortreibers. Die rechte Tabellenseite zeigt die Pin-
Belegung der zwei Motoren am Arduino.

7.3. Bestimmung der Asymmetrie im PMT-Signal

Bei der Erzeugung des asymmetrischen Lichtsignals mit dem Chopperrad folgt auf eine Phase mit unblockierter Asymmetrie-LED immer eine Phase mit blockierter Asymmetrie-LED. Der "REF OUTPUT" der Chopper-Kontrolleinheit liefert ein Rechtecksignal, womit sich das PMT-Signal in Signalabschnitte $S^+(t)$ und $S^-(t)$ aufteilen lässt. Dabei entspricht der Zustand "+" einer blockierten und der Zustand "-" einer unblockierten Asymmetrie-LED

Im P2-Experiment wird die Gesamtasymmetrie aus dem Mittelwert der Teilasymmetrien im Detektorsignal berechnet. Die Teilasymmetrien entsprechen der Asymmetrie aus einem Abschnitt des Gesamtsignals, hier für mehrere Helizitätsfenster. Dieses Prinzip wird auch für das PMT-Signal im Messstand angewandt. Im Gegensatz zu Helizitätsfenstern mit wechselnder linkshändiger und rechtshändiger Polarisation der Strahlelektronen wechseln sich im Messaufbau die Zustände blockierte und unblockierte Asymmetrie-LED ab. Im Folgenden wird der Signalabschnitt eines solchen Zustands Gatezustand genannt. Diese bilden das Pendant zu einem Helizitätsfenster im P2-Experiment. Der triviale Ansatz für die Bestimmung der Teilasymmetrien aus dem Detektorsignal für zwei Gatezustände "+-" oder "-+" ist das Duplett. Die Teilasymmetrie im Detektorsignal $A_{\text{Duplett}}^{\text{TA}}$ für ein Duplett kann berechnet werden durch

$$A_{\rm Duplett}^{\rm TA} = \frac{S^+ - S^-}{S^+ + S^-}$$
(33)

mit dem Mittelwert des Signalabschnitts bei positivem Zustand S^+ und negativem Zustand S^- . Die Duplett-Methode zur Berechnung der Teilasymmetrie ist in Abbildung 7.10a beispielhaft dargestellt.

Der große Nachteil der Duplett-Methode ist der Einfluss von linearem Drift auf die Bestimmung der Asymmetrie. Im Folgenden soll dies an einem vereinfachten linearen Drift d(t) veranschaulicht werden. Sei

$$d(t) = 2a \cdot \frac{t}{T} + d_0 \tag{34}$$

mit Driftparameter a, dem Drift zum Beginn der Messung d_0 und der Dauer eines Zustandsfensters²² T mit $T = \frac{1}{2f}$. Der Drift resultiert in einer Veränderung des Signals um 2a pro Zustandsfenster. Die Veränderung des mittleren Signalwerts δS eines Zeitfensters lässt sich abhängig vom Startzeitpunkt $t_{\rm S}$ und Endzeitpunkt $t_{\rm E}$ berechnen mit

$$\delta S(t_{\rm S}, t_{\rm E}) = \frac{1}{t_{\rm E} - t_{\rm S}} \int_{t_{\rm E}}^{t_{\rm S}} d(t) \, dx.$$
(35)

Für ein Duplett ist nach Konstruktion $t_{\rm E} = t_{\rm S} + T$ und somit

$$\delta S_{\rm Dp}(t_{\rm S}) = \frac{1}{T} \left[\frac{a}{T} t^2 + d_0 t \right]_{t_{\rm S}}^{t_{\rm S}+T}$$
(36)

$$= a \left[1 + \frac{2}{T} t_{\rm S} \right] + d_0 \tag{37}$$

Betrachtet man ein "+
—"-Duplett ist der mittlere Signalwert mit Drift $S^{\prime +}_1$ und
 $S^{\prime -}_1$ nach Gleichung 37

$$S'_{1}^{+} = S_{1}^{+} + \delta S_{\text{Dp}}(t_{\text{S}} = 0) = S_{1}^{+} + a + d_{0}$$
(38)

$$S'_{1}^{-} = S_{1}^{-} + \delta S_{\text{Dp}}(t_{\text{S}} = T) = S_{1}^{+} + 3a + d_{0}$$
(39)

Damit ergibt sich für die Duplett-Asymmetrie mit Drift:

$$A'_{\text{Duplett}}^{\text{TA}} = \frac{S'^{+} - S'^{-}}{S'^{+} + S'^{-}} = \frac{S^{+} - S^{-} - 2a}{S^{+} + S^{-} + 4a + 2d_{0}}$$
(40)

Für $|a|<< S^++S^-$ und mit der Annahme $d_0=0$ ergibt sich mit Taylor-Näherung $(\frac{1}{1-x}=1-x+\mathcal{O}(x^2))$

$$A'_{\text{Duplett}}^{\text{TA}} = \frac{S^+ - S^-}{S^+ + S^-} + \frac{-2a}{S^+ + S^-} + \mathcal{O}\left(\frac{a}{(S^+ + S^-)^2}\right)$$
(41)

$$\approx A_{\text{Duplett}}^{\text{TA}} + \frac{-2a}{S^+ + S^-} \tag{42}$$

²²Eine Periode entspricht zwei Zuständen (Rechtecksignal). Die Zustände wechseln mit doppelter Frequenz.

Der Drift resultiert in einem zusätzlichen Term, der je nach Vorzeichen von a die gemessene Asymmetrie erhöht oder reduziert. Besonders bei kleinen Asymmetrien mit $S^+ - S^- \sim |a|$ oder sogar $S^+ - S^- < |a|$ beeinflusst der Drift das Messergebnis signifikant. Im obigen Ausdruck wurde der initiale Drift d_0 vernachlässigt. Dieser führt ebenfalls zu einem systematischen Fehler in der Asymmetrie.



Abbildung 7.10: Vergleich der Duplett- und Quadruplett-Methode zur Berechnung der Asymmetrie im Detektorsignal. Die linke Abbildung zeigt ein ,+-"-Duplett. Die rechte Abbildung zeigt ein ,+-"-Quadruplett und ein ,-++-"-Quadruplett.

Um den Einfluss von linearen Schwankungen im Lichtsignal, PMT-Signal und der Elektronik zu reduzieren, eignet sich die Quadruplett-Methode. Diese ist in Abbildung 7.10b dargestellt. Hierbei wird die Teilasymmetrie aus vier aufeinanderfolgenden Signalabschnitten nach dem Muster ,+--+" oder ,-++-" bestimmt. Dabei entspricht jeder Signalabschnitt einem halben Gatezustand. Im Fall eines ,+--+"-Quadrupletts gilt²³

$$A_{\rm Qp}^{\rm TA} = \frac{[S_1^+ + S_4^+] - [S_2^- + S_3^-]}{[S_1^+ + S_4^+] + [S_2^- + S_3^-]}.$$
(43)

Für die Quadruplett-Methode mit Drift ist nach Gleichung 35 mit $t_{\rm E} = t_{\rm S} + \frac{1}{2}T$

 $^{^{23}}$ Für jede eckige Klammer wird eigentlich der Mittelwert, also Faktor 1/2, verwendet. Der Faktor kürzt sich jedoch im Bruch weg.

und $d_0 = 0$:

$$S_1^{\prime +}(t_{\rm S} = \frac{1}{2}T) = S_1^+ + 1.5a \tag{44}$$

$$S_2^{\prime -}(t_{\rm S} = 1T) = S_2^- + 2.5a \tag{45}$$

$$S_3^{\prime -}(t_{\rm S} = \frac{3}{2}T) = S_3^- + 3.5a \tag{46}$$

$$S_4^{\prime+}(t_{\rm S} = 2T) = S_4^+ + 4.5a \tag{47}$$

Dieses Prinzip ist in Abbildung 7.11 für einen positiven Driftparameter a dargestellt. Für die Teilasymmetrie gilt damit

$$A'_{\rm Qp}^{\rm TA} = \frac{[S_1^+ + S_4^+ + 6a] - [S_2^- + S_3^- + 6a]}{[S_1^+ + S_4^+ + 6a] + [S_2^- + S_3^- + 6a]}$$
(48)

$$=\frac{[S_1^+ + S_4^+] - [S_2^- + S_3^-]}{[S_1^+ + S_4^+] + [S_2^- + S_3^-] + 12a}$$
(49)

$$= A_{\rm Qp}^{\rm TA} + \mathcal{O}\left(\frac{a}{(S^+ + S^-)^2}\right) \tag{50}$$

Lineare Schwankungen über mehrere Helizitätsfenster/Gatezustände können somit durch die Quadruplett-Methode näherungsweise korrigiert werden.

In der Realität treten neben linearem Drift auch quadratische Schwankungen hin zu exponentielle Drifts auf. Dabei sind der Zeitraum und die Richtung sowie die Höhe der Verschiebung unterschiedlich.

Die Anwendung der Duplett- und Quadruplett-Methoden kann verbessert werden, indem die Signalabschnitte mit abwechselndem oder zufälligem Startzustand "+" oder "-" gewählt werden. Dadurch werden in der Duplett-Methode lineare Drifts und für die Quadruplett-Methode quadratische Drifts unterdrückt. Abbildung 7.12 zeigt die Asymmetrie mit linearem Drift $A'_{Dp/Qp}^{TA}$ im Verhältnis zur eigentlichen Asymmetrie, A berechnet für zehn aufeinanderfolgende Dupletts bzw. Quadrupletts. Dabei wurde die Asymmetrie mit $A^{TA} = 10^{-9}$, $S^+ - S^- = 1$ festgesetzt und ein Driftparameter $a = 0.01 \cdot (S^+ - S^-)$ eingestellt. In Blau ist die Duplett-Methode für die wiederholte Verwendung des "+-"-Duplett dargestellt. Der zusätzliche Term in Gleichung 42 resultiert in einer systematisch kleineren Asymmetrie. In Orange ist die Duplett-Methode mit alternierendem Duplett ("+-" \leftrightarrow "-+") dargestellt. Zwei alternierende Dupletts, mit unterschiedlichem Erstzustand, entsprechen näherungsweise einem Quadruplett (bspw. "+-" & "-+"). Der Mittelwert konvergiert gegen die Asymmetrie ohne Drift.



Abbildung 7.11: Quadruplett-Methode für ein perfektes Asymmetrie-Signal mit linearem Drift (in blau) nach Gleichung 35 für $d_0 = 0$. Der Drift erhöht das Signal pro Gatezustand um 2a. Das unterliegende Asymmetrie-Signal ist in Schwarz eingezeichnet. Die horizontalen Gitterlinien haben einen Abstand von a.

In Grün ist die Quadruplett-Methode dargestellt, diese kompensiert einen linearen Drift bereits für nicht-alternierende Berechnung.



Abbildung 7.12: Entwicklung der Asymmetrie $A'_{Dp/Qp}^{TA}$ mit linearem Drift d(t) normiert auf die ursprüngliche Asymmetrie A für die Duplett- bzw. Quadruplett-Methode. Asymmetrie: $A = 1e - 9, S^+ - S^- = 1$ Linearer Drift: $a = 0.01 \cdot (S^+ - S^-)$.

Die Abbildung 7.13 zeigt die Berechnung der Asymmetrie mit Drift mit der Quadruplett-Methode für einen linearen, quadratischen und kubischen Drift. Für den linearen Drift, dargestellt in Abbildung 7.13a, führt nach Gleichung 50 der zusätzliche Term im Nenner zu einer Abweichung von der eigentlichen Asymmetrie in der Größenordnung $\mathcal{O}(A^2)$. Für den quadratischen Drift in Abbildung 7.13b resultiert die nicht-alternierende Quadruplett-Methode in einer systematisch kleineren Asymmetrie. Der Mittelwert der alternierenden Quadruplett-Methode konvergiert gegen die Asymmetrie ohne Drift. Für höhere Driftordnungen, wie der kubische Drift in Abbildung 7.13c, divergiert der Mittelwert der Teilasymmetrien über große Zeitskalen auch für die alternierende Quadruplett-Methode.

Im P2-Experiment wird die Teilasymmetrie ebenfalls aus aufeinanderfolgenden Quadrupletts bestimmt. Die Polarisation der Elektronenquelle von MESA folgt dabei immer dem Muster ",+--+" oder ",-++-", wobei ein Helizitätsfenster einem Segment im Quadruplett entspricht. Ein ",+--+"-Quadruplett besteht somit aus einem positiven Helizitätsfenster gefolgt von zwei negativen Helizitätsfenstern und abschließend einem weiteren positiven Helizitätsfenster. Bei einer Frequenz von $f_{P2} = 1 \text{ kHz}$ hat jedes Quadruplett eine Länge von $t_{\text{Quadruplett}} = 4 \text{ ms}$. Die initiale Polarisation der Quadrupletts wird über eine pseudozufällige Sequenz aus Einsen und Nullen eingestellt (bspw. 1 \rightarrow +--+). Eine raffinierte Wahl der pseudozufälligen Sequenz ist die De-Bruijn-Folge²⁴. Nach Konstruktion der De-Bruijn-Folge ist

²⁴Dieser Ansatz basiert auf der Arbeit von Dr. Esser für die Asymmetriemessung der Al-Kollaboration (KPH Mainz).



Abbildung 7.13: Entwicklung der Asymmetrie $A'_{\rm Qp}^{\rm TA}$ mit linearem Drift d(t) normiert auf die ursprüngliche Asymmetrie A für die Quadruplett-Methode. Für "Alt. = True" wurden alternierende Quadrupletts verwendet. Asymmetrie: $A = 10^{-9}, S^+ - S^- = 1$ Drift: $d(t) = 2a \cdot \left(\frac{t}{T}\right)^{\rm Dim.}$ Driftparameter: $a = 0.01 \cdot (S^+ - S^-)$

die Anzahl an Übergängen von aufeinanderfolgenden Quadruplets Q_i mit gleicher (Q_+Q_+, Q_-Q_-) und unterschiedlicher (Q_+Q_-, Q_-Q_+) Starthelizität *i* für alle vier möglichen Fälle gleich. Dadurch können Strahlschwankungen, welche aufgrund des Helizitätswechsels auftreten, maximal kompensiert werden.

Im Messaufbau sind die Zustände "+" und "-" immer abwechselnd, da die Drehbewegung des Chopperrades zwischen "Licht unblockiert" und "Licht blockiert" alterniert. Die Abfolge der Zustände ist somit vorgegeben. Für die Bestimmung der Teilasymmetrien aus Quadrupletts sind vier Ansätze möglich:

Bei der "positiven" und "negativen" Berechnung wird die Asymmetrie aus der Folge an Quadrupletts mit gleichbleibendem Startzustand bestimmt. Bei "alternierender" Berechnung müssen für den Wechsel des Startzustands kurze Teile des Signals übersprungen werden. Alternativ ist auch die Bestimmung mit pseudozufälligem Startzustand möglich. Dabei wird die Teilasymmetrie entweder aus dem direkt folgenden Quadruplett mit demselben Startzustand wie das vorherige Quadruplett oder verzögert mit gegenteiligem Startzustand bestimmt.

8. Messung des asymmetrischen Lichtsignals

Im Folgenden wird das Antwortverhalten der P2-Ausleseelektronik auf asymmetrische Lichtsignale mit dem entwickelten Asymmetrie-Messstand untersucht. Eine Untersuchung des PMT- und Gate-Signals, sowie eine Visualisierung der Berechnung der Quadruplett-Asymmetrie finden sich in Unterabschnitt 8.1. Die vom Messstand erzeugte Asymmetrie ohne Neutraldichtefilter wird in Unterabschnitt 8.2 über ihre Bestandteile und ohne periodische Unterbrechung mit dem P2-ADC und dem Picoamperemeter vermessen und mit einer Asymmetrie-Messung mit periodischer Unterbrechung des P2-ADC verglichen. Um die Linearität des Detektorsystems beim Vermessen der Asymmetrie für verschiedene Verstärkungswerte der Photomultiplier-Röhre zu untersuchen, wird in Unterabschnitt 8.3 die mit dem Neutraldichtefilter NE30A erzeugte Asymmetrie für unterschiedliche Hochspannungen der PMT vermessen. Die Linearität in Abhängigkeit des Photoelektronenstroms wird in Unterabschnitt 8.4 für mehrere Lichtintensitäten untersucht. In Unterabschnitt 8.5 die mit dem NDF NE40A erzeugte Asymmetrie untersucht.

Bei den verwendeten Photomultipliern handelt es sich um die ET709 mit einer nominellen Hochspannung (Herstellerangabe) von 918 V und die ET715 mit einer nominellen Hochspannung von 920 V. Als Base für die ET709 wurde der Prototyp K1/3 der P2-DivA-Base verwendet und die PMT bei einer Spannung von $U_{\rm ET709} = 577 \,\rm V$ betrieben. Dies entspricht der Nominalspannung umgerechnet auf den Strommodus bei Verwendung von nur fünf statt der vollen zehn Dynoden des Dynodensystems. Dies entspricht dem Umrechnungsfaktor UF = 0.63 zwischen Pulsmodus und Strommodus aus Unterabschnitt 5.3. Dieser ergibt sich aus dem Verhältnis im Gesamtwiderstand des Widerstand-Spannungsteilers im Strommodus von $26.4 \,\mathrm{M}\Omega$ zum Pulsmodus mit $42 \,\mathrm{M}\Omega$. Die ET715 wurde in Kombination mit der Unitary gain base (UGB) bei einer Spannung von $U_{\rm ET715} = 217 \,\rm V$ betrieben. Die Spannung zwischen Photokathode und erster Dynode, welche für die UGB die Anode darstellt, entspricht damit der Spannung im Pulsmodus bei Nominalspannung. Entscheidend für die Wahl der Photomultiplier war, neben der ähnlichen Nominalspannung, die Quanteneffizienz für blaues Licht. Die Quanteneffizienz der ET709 und ET715 ist in Abbildung 8.1 dargestellt. In Tabelle 5 sind die Quanteneffizienz (QE) und die Differenz für Wellenlängen zwischen 400 nm und 500 nm angegeben.

Im Messaufbau wird nur ein ADC-Kanal verwendet und die Messung mit CMData ohne zweiten Signalkanal ausgeführt. Dadurch enthalten beide Datenblöcke der Zwei-Kanal-Data, zeitlich versetzt, die Messdaten desselben Eingangskanals. Für einen Abtastungsfaktor ≥ 2 ist die effektive Abtastrate und damit auch die effektive Anzahl an Samples pro Sekunde dadurch verdoppelt. Die Tabelle 6 zeigt



Abbildung 8.1: Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge für die ET709 und ET715.

Wellenlänge [nm]	400	410	420	430	440	450	460	470	480	490	500	510	520
ET709 QE [%]	27.66	26.67	25.81	24.78	23.63	22.26	20.63	18.98	17.46	16.29	15.20		
ET715 QE [%]	27.65	26.67	25.87	24.89	23.84	22.39	20.69	19.14	17.72	16.59	15.52		
QE-Differenz	0.01	0.00	-0.06	-0.11	-0.21	-0.13	-0.06	-0.16	-0.26	-0.30	-0.32		

Tabelle 5: Auszug der Quanteneffizienzen (QE) für die Photomultiplier ET709 und ET715.

einige Parameter für die Messung mit verschiedenen Abtastungsfaktoren für eine Messung mit zwei oder einem ADC-Kanal.

Abtastungsfaktor	Abtastfrequenz	Anzahl Samples	Dateigröße
	[MHz]	pro Gatezustand (1 ms)	pro Sekunde [MB]
1	14.71	14706 14706*	114.9
4	3.68	3676 7353*	28.7
10	1.47	1471 2941*	11.5

 Tabelle 6: Abtastfrequenz, Samples pro Gatezustand und Dateigröße pro gemessener

 Sekunde in Abhängigkeit des Abtastfaktors. *Für die Auslese eines einzelnen

 Kanals.

8.1. Signalstudie des Messstands

Um das PMT-Signal und das Gate-Signal und deren zeitlichen Abstand untersuchen zu können, wurde das Signal der Photomultiplier-Röhre mit der P2-DivA-Base für die Asymmetrie ohne Neutraldichtefilter untersucht. Die Faser der Asymmetrie-


Abbildung 8.2: Oszilloskopbild für das differenzielle Signal der PMT für die Asymmetrie-LED und das dazugehörige Chopper-Gate im Mittelwertmodus. Kanal 2 [blau]: V₊ des P2-DivA-Signals

Kanal 3 [lila]: V_{-} des P2-DivA-Signals

Kanal 4 [grün]: Rechtecksignal der Chopperkontrolleinheit

LED befindet sich in Bezug auf das Chopperrad auf 3-Uhr-Position. Die Photodioden für das Referenzsignal befinden sich am unteren Teil des Chopperrades. Dies entspricht bei einer ungeraden Anzahl an Segmenten zwischen der Position der Asymmetrie-LED und der Position der Photodiode. Das PMT-Signal hat dadurch relativ zum Referenzsignal eine Phasendifferenz von einer halben Periode (siehe Abbildung 7.4). Ein Lichtsignal an der Photodiode resultiert in einer logischen 1 im Referenzsignal, welches als ADC-Gate verwendet wird. Aufgrund der Phasendifferenz ist die Asymmetrie-LED zu diesem Zeitpunkt abgedeckt. Da ein Anodenstrom an der PMT in einer negativen Spannung am Signalausgang der P2-DivA-Base resultiert, ist die gemessene Spannung für eine abgedeckte Asymmetrie-LED höher (weniger negativ). Abbildung 8.2 zeigt das PMT-Signal mit P2-DivA-Base für die Asymmetrie-LED bei einer Chopperfrequenz $f_{\text{Chopper}} = 500 \,\text{Hz}$. Das differenzielle Signal wurde auf zwei Oszilloskop-Kanäle, Blau und Lila, aufgeteilt. In Grün ist das Rechtecksignal der Chopperkontrolleinheit dargestellt. Es ist ein deutliches Nachschwingen des Signals beim Zustandswechsel zu erkennen. Dies ist besonders ausgeprägt beim Übergang von unterbrochener zu ununterbrochener Asymmetrie-LED.



Abbildung 8.3: Oszilloskopbild der Verzögerung zwischen PMT-Signal und Chopper-Gate. Kanal 2 [blau]: V_+ des P2-DivA-Signals Kanal 3 [lila]: V_- des P2-DivA-Signals

Kanal 4 [grün]: Rechtecksignal der Chopperkontrolleinheit

In Abbildung 8.3 ist die Verzögerung zwischen PMT-Signal und Gate-Signal dargestellt. Hierzu wurde das Oszilloskop auf das Gate-Signal getriggert und das PMT-Signal im Mittelwert-Modus aufgenommen, um das Rauschen zu unterdrücken. Die Verzögerung, gemessen als zeitlicher Abstand zwischen den aufeinanderfolgenden steigenden Flanken im PMT-Signal zum Gate-Signal, beträgt für den Messaufbau

$$t_{\rm Delay}(500\,{\rm Hz}) = (224.5\pm0.4)\,{\rm \mu s.}$$
 (51)

Maßgeblich für die große Verzögerung im Vergleich zu weiteren Verzögerungsquellen wie Signalkabel, das Dynodensystem oder die Elektronik ist dabei die Positionierung der Photodiode des Chopperrades, welche von der Chopperkontrolleinheit zur Erzeugung des Referenzsignals verwendet wird. Die Photodiode für den äußeren Ring ist um $\phi_{\rm PD} = 3.77^{\circ}$ von der Mitte versetzt, wie in der Detailansicht von Abbildung 7.4 zu erkennen ist²⁵. Dies resultiert in einer Verzögerung $t_{\rm PD-Delay}$ aufgrund der Photodiodenposition von

$$t_{\rm PD-Delay}(500\,{\rm Hz}) = \frac{\phi_{\rm PD}}{360^{\circ}/10} \cdot \frac{1}{f_{\rm Chopper}} = 209\,{\mu s}$$
 (52)

 $^{^{25}\}mathrm{Wert}$ bestimmt aus der CAD-Datei des Chopperrades

für das Chopperrad mit 10 Schlitzen. Der Wert ist abhängig von der Frequenz des Chopperrades und die Verzögerung muss bei abweichender Betriebsfrequenz erneut bestimmt werden.

Um aus den Messdaten des ADC-Boards die Asymmetrie bestimmen zu können, muss die Verzögerung zwischen dem PMT-Signal und dem Gate-Signal digital korrigiert werden. Hierzu wurde der Wert aus der Oszilloskop-Messung verwendet und das PMT-Signal zeitlich nach hinten verschoben. In Abbildung 8.4 ist eine Mittelwert-Bestimmung für das PMT-Signal am Gate-Übergang von LOW zu HIGH dargestellt. Dazu wurde die Verzögerung des PMT-Signals digital korrigiert und anschließend aus den Signalabschnitten zu jedem Gate-Übergang der Mittelwert gebildet. Dabei wird, analog zur Mittelwert-Messung mit dem Oszilloskop, für jeden Zeitpunkt in Bezug auf den Gate-Übergang der Mittelwert genommen. Die 0%- und 100%-Linie stellen den Mittelwert im Signal vor und nach dem Gate-Übergang dar. Daraus lässt sich eine 50%-Linie kalibrieren, um die angewandte Verzögerungskorrektur zu überprüfen. Die hiermit bestimmte Abweichung liegt in der Größenordnung von -1 µs. Da der mit dem Oszilloskop bestimmte Verzögerungswert bereits für einen Teil der Auswertung verwendet wurde, wurde dieser weiterverwendet. Die Differenz der zwei zuvor bestimmten Verzögerungswerte ist im Verhältnis zu der im folgenden Absatz untersuchten Anstiegs-/Abfallzeit des Signals und dem daraus benötigten Cut-Off der Signaldaten relativ klein. Für künftige Messungen sollte der Verzögerungswert mit dem ADC bestimmt werden, um einen systematischen Fehler in der Asymmetrie aufgrund der Verschiebung zu vermeiden.

Die Anstiegszeit t_r beim Übergang von ununterbrochener und unterbrochener Asymmetrie-LED beträgt

$$t_r = (31.1 \pm 0.2)\,\mu s \tag{53}$$

und wurde mit der Messfunktion des Oszilloskops bestimmt (siehe Abbildung 8.3). Die Anstiegszeit ergibt sich aus dem zeitlichen Abstand zwischen der 10 % -Signalhöhe und 90 % -Signalhöhe beim Signalübergang. Die Anstiegszeit entspricht 3.1 % der Gesamtzeit eines Gate-Zustands mit einer Dauer von 1 ms bei einer Chopperrad-Frequenz von $f_{\rm Ch.} = 500$ Hz. Die Anstiegszeit ergibt sich aus dem nicht vernachlässigbaren Durchmesser der Kunststofffaser von einem Millimeter. Beim Übergang zwischen zwei Zuständen, in diesem Fall ununterbrochen (geöffnet) zu unterbrochen (vollständig blockiert), ist das Faserende zwischenzeitlich nur teilweise unterbrochen und es ergibt sich eine ansteigende oder abfallende Flanke. Die Bogenlänge s für jeden Zustand des Chopperrades beträgt zum Vergleich

$$s = \Phi_{\text{Ch.}} \cdot r_{\text{Ch.}} = \frac{2\pi}{20} \cdot 49.2 \,\text{mm} = 15.5 \,\text{mm}$$
 (54)



Mittelwert des PMT-Signals am Gate-Übergang



mit dem Zentriwinkel eines Chopperrad-Segments $\Phi_{Ch.}$ bei zehn Schlitzen (zwanzig Segmente) und dem Radius des Chopperrades $r_{Ch.}$

Die Messdaten im Übergangszeitraum zwischen zwei Zuständen sind für die Bestimmung der Asymmetrie ungeeignet, und Datenpunkte im Übergangsbereich für die Berechnung der Mittelwerte der Signalabschnitte werden nicht berücksichtigt. Dieses Prinzip ist in Abbildung 8.5 für die Bestimmung der Quadruplett-Asymmetrie aus jeweils vier Signalabschnitten nach dem Muster ,+--+" dargestellt und entspricht dem in Unterabschnitt 7.3 erläuterten Ansatz. Im ersten Schritt wird mithilfe des TTL-Signals, des Referenzsignals des Choppers, ein numerisches Gate gebildet, welches für die Signalabschnitte in "+" für TTL-High und "-" für TTL-Low zuordnet. Abhängig von einem einstellbaren Parameter wird linksseitig und rechtsseitig des Gate-Übergangs eine bestimmte Anzahl an Datenpunkten ausgeschlossen (Cut-Off). Im unteren Graph ist das zum Gate-Signal dazugehörige ADC-Signal dargestellt. Die Rohdaten in Grau werden anhand des numerischen Gates in vier gleichlange Segmente aufgeteilt. Aus den offset-korrigierten Mittelwerten der Signalsegmente lässt sich nach Gleichung 43 die Asymmetrie bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde bei einem ADC-Abtastungsfaktor von vier ein Cut-Off von beidseitig 200 Datenpunkten verwendet. Dies entspricht etwa 27 µs vor und nach dem Gate-Übergang. Für einen Abtastungsfaktor von zehn wurde ein Cut-Off von 75 Datenpunkten verwendet ($\approx 25 \,\mu s$).





Unten: Verzögerungskorrigiertes PMT-Signal gemessen mit dem ADC-Board für das Licht der Asymmetrie-LED und Mittelwertbildung der Signalabschnitte für zwei aufeinanderfolgende ,+--+"-Quadrupletts anhand der Aufteilung durch das numerische Gate.

8.2. Kalibration der Asymmetrie des Messstands

Die Asymmetrie des Messstands wird durch einen Neutraldichtefilter nach der Asymmetrie-LED eingestellt. Dabei reduziert der Neutraldichtefilter das Lichtsignal der Asymmetrie-LED, womit sich Asymmetrien in der Größenordnung von 10^{-7} einstellen und vermessen lassen. Die Asymmetrie des Lichtsignals ohne Neutraldichtefilter lässt sich aus den Bestandteilen, dem offset-korrigierten (Offset \mathcal{P}) Signal der Asymmetrie-LED $\mathcal{A}_{korr.} = \mathcal{A} - \mathcal{P}$ und dem Signal der Base-LED $\mathcal{B}_{korr.} = \mathcal{B} - \mathcal{P}$, als Quasi-DC-Messung bestimmen mit

$$A_{\text{ohne NDF}}^{\text{DC}} = \frac{(\mathcal{B}_{\text{korr.}} + \mathcal{A}_{\text{korr.}}) - \mathcal{B}_{\text{korr.}}}{(\mathcal{B}_{\text{korr.}} + \mathcal{A}_{\text{korr.}}) + \mathcal{B}_{\text{korr.}}} \quad \left(\triangleq \frac{S_{+} - S_{-}}{S_{+} + S_{-}} \right)$$
(55)

$$=\frac{\mathcal{A}-\mathcal{P}}{2\mathcal{B}+\mathcal{A}-3\mathcal{P}}.$$
(56)

Nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung ist

$$\sigma_{A^{\mathrm{DC}}} = \sqrt{\left(\frac{\partial A^{\mathrm{DC}}}{\partial \mathcal{A}} \cdot \sigma_{\mathcal{A}}\right)^{2} + \left(\frac{\partial A^{\mathrm{DC}}}{\partial \mathcal{P}} \cdot \sigma_{\mathcal{P}}\right)^{2} + \left(\frac{\partial A^{\mathrm{DC}}}{\partial \mathcal{B}} \cdot \sigma_{\mathcal{B}}\right)^{2}} \qquad (57)$$
$$= \sqrt{\left(\frac{2\mathcal{B} - 2\mathcal{P}}{(2\mathcal{B} + \mathcal{A} - 3\mathcal{P})^{2}} \cdot \sigma_{\mathcal{A}}\right)^{2} + \left(\frac{-2\mathcal{B} - 4\mathcal{A} + 6\mathcal{P}}{(2\mathcal{B} + \mathcal{A} - 3\mathcal{P})^{2}} \cdot \sigma_{\mathcal{P}}\right)^{2} + \left(\frac{-2(\mathcal{A} - \mathcal{P})}{(2\mathcal{B} + \mathcal{A} - 3\mathcal{P})^{2}} \cdot \sigma_{\mathcal{B}}\right)^{2}} \qquad (58)$$

mit den Standardabweichungen $\sigma_{\mathcal{A}}$, $\sigma_{\mathcal{P}}$ und $\sigma_{\mathcal{B}}$ für das Signal der Asymmetrie-LED \mathcal{A} , der Offsetmessung \mathcal{P} und die Base-LED \mathcal{B} . Bei eingebautem Neutraldichtefilter gilt für das Signal der Asymmetrie-LED mit Neutraldichtefilter

$$\mathcal{A}_{\rm korr.}^{\rm NDF} = T_{\rm NDF} \cdot \mathcal{A}_{\rm korr.} \tag{59}$$

mit der Transmissionsrate des Neutraldichtefilters $T_{\rm NDF}$. Damit ergibt sich für die Asymmetrie mit Neutraldichtefilter

$$A_{\rm NDF} = \frac{(\mathcal{B}_{\rm korr.} + T_{\rm NDF}\mathcal{A}_{\rm korr.}) - \mathcal{B}_{\rm korr.}}{(\mathcal{B}_{\rm korr.} + T_{\rm NDF}\mathcal{A}_{\rm korr.}) + \mathcal{B}_{\rm korr.}}$$
(60)

Für $\mathcal{A}_{korr.} \ll \mathcal{B}_{korr.}$ gilt für die Asymmetrie mit Neutraldichtefilter näherungsweise

$$A_{\rm NDF} \approx T_{\rm NDF} \cdot A_{\rm ohne \ NDF}$$
 (61)



Abbildung 8.6: Typische Offset-Messung für die ET709 bei Nominalspannung von 577 V. Die Base- und Asymmetrie-LED sind abgedeckt.

8.2.1. Kalibration des Lichtsignals ohne periodische Unterbrechung mit dem P2-ADC

Im Folgenden werden die Bestandteile des erzeugten Lichtsignals mit dem P2-ADC vermessen, um die erzeugte Asymmetrie ohne Neutraldichtefilter abzuschätzen. Der Messaufbau wird hierfür ohne periodische Unterbrechung der Asymmetrie-LED betrieben und die einzelnen Komponenten des Lichtsignals, das Offset \mathcal{P} im ADC-Signal sowie die Signale der Asymmetrie-LED \mathcal{A} und Base-LED \mathcal{B} , nacheinander vermessen. Das Offset \mathcal{P} des PMT-Signals bei blockierter Baseund Asymmetrie-LED beträgt $\mathcal{P} = -(14.82 \pm 0.03) \text{ mV}$. Ursprung des Offsets ist der Offset der P2-DivA-Base. Dunkelströme der Photomultiplier-Röhre haben nur einen sehr geringen Beitrag zum Offset, da die Dunkelbox den Einfluss von externen Lichtquellen auf die Messung verhindert. Entsprechend ist die Höhe des Offsets nur schwach durch die Betriebsspannung der PMT beeinflusst.

Die Abbildung 8.6 zeigt einen Ausschnitt aus einer Offset-Messung für die Photomultiplier-Röhre ET709 bei Nominalspannung für den Strommodus von $U_{\text{nom.}} = 577$ V. Es ist ein deutliches Signalrauschen zu erkennen. Die Signalbreite entspricht etwa 4 mV. Mögliche Ursachen hierfür sind die Komponenten zur Signalverarbeitung der P2-DivA-Base, wobei auch Schwankungen in der Spannungsversorgung der DivA-Base zu einem verrauschten Offset führen. Des Weiteren wirken sich die hohe Anzahl an benötigten Signalkabeln und elektrischen Geräten in der näheren Umgebung des Messaufbaus negativ auf die Signalqualität aus. Eine weitere Störquelle sind Erdschleifen, wobei eingekoppelter Stromfluss zu einem Störsignal führt.

In Abbildung 8.7 ist ein Ausschnitt des ADC-Signals für die Base-LED zu sehen. Gemessen wurde das Lichtsignal der Base-LED für zehn Sekunden. Schwankungen im Lichtsignal der LED und die Verstärkung der Photomultiplier führen zu einer zusätzlichen Verbreiterung des ADC-Signals.



Abbildung 8.7: Gemessenes Signal bei Beleuchtung mit der Base-LED für die ET709 bei Nominalspannung von 577 V.



Abbildung 8.8: Histogramm der gemessenen ADC-Spannung für eine zehnsekündige Messung des Lichtsignals der Base-LED.

Das Spannungshistogramm der Messung ist in Abbildung 8.8 abgebildet. Die Verteilung ähnelt einer Gauß-Verteilung, ist jedoch aufgrund von Drift und des Rauschents im Signal verbreitert. Wird eine Photomultiplierröhre erstmalig beleuchtet, benötigt der Anodenstrom und die Elektronik der PMT-Base eine Anlaufzeit von mehreren Stunden, bis ein thermisches und elektrisches Gleichgewicht erreicht ist und sich das Signal vollständig stabilisiert hat. Beim Vermessen des Messaufbaus lässt sich ein Restdrift nicht vermeiden. Aufgrund der größeren Zeitspanne werden hier auch die Erdschleifeneffekte relevant.

In Abbildung 8.9 sind die Mittelwerte der ADC-Spannung mit Standardfehler (σ/\sqrt{N}) für die Runs der Messreihen zur Bestimmung des Offsets \mathcal{P} und der Signale der Asymmetrie-LED \mathcal{A} , Base-LED \mathcal{B} dargestellt.



Abbildung 8.9: Messreihen für die Bestimmung des Offsets und des Signals der Asymmetrie-LED und Base-LED. Für die Offset- und Asymmetrie-LED-Messung wurden zehn Runs, für die Base-LED fünf Runs mit einer Messdauer von jeweils zehn Sekunden aufgenommen.

Damit ergibt sich für die Kalibration des Messstands als Quasi-DC-Messung

$$\mathcal{P}(ADC) = -(14.82 \pm 0.03) \text{ mV}$$

 $\mathcal{A}(ADC) = -(19.20 \pm 0.03) \text{ mV}$
 $\mathcal{B}(ADC) = -(1183.53 \pm 0.03) \text{ mV}$

und nach Gleichung 56 eine DC-Asymmetrie von

$$A_{\text{ohne NDF}}^{\text{DC}}(\text{ADC}) = -(1.87 \pm 0.02) \times 10^{-3}.$$

8.2.2. Kalibration des Lichtsignals ohne periodische Unterbrechung mit dem Picoamperemeter

Um einen Vergleichswert zur DC-Asymmetrie aus der Kalibration mit dem P2-ADC in Unterabschnitt 8.2.1 zu erhalten, wurde diese für den Photoelektronenstrom wiederholt. Hierfür wurde das Optikmodul mit dem Verschiebetisch auf die PMT ET715 mit der UGB-Base verschoben und der Strom mit dem Picoamperemeter vermessen. Beim Picoamperemeter handelt es sich um das Keithley Model 6485. Dieses wurde über einen GPIB²⁶-Adapter an den PC angeschlossen. Die Messparameter, der Start der Messung und die Datenauslese wurde über SC-PI²⁷-Befehle gesteuert. Die Messskala des Geräts lässt sich von 2 nA bis 20 mA einstellen. Die kleinste theoretische Auflösung beträgt 10 fA. Die Integrationsdauer pro Strommesswert lässt sich als Anzahl an Netzzyklen²⁸ über den Parameter $NPLC^{29}$ zwischen 0.1 und 5 Netzzyklen einstellen. Die maximale Anzahl an aufeinanderfolgenden Messpunkten beträgt 2500 und ist limitiert durch den Buffer des Geräts.

In Abbildung 8.10 sind die Histogramme des Photoelektronenstroms für den Offset, die Asymmetrie-LED und Base-LED dargestellt. Jede Messung besteht aus 2500 Messpunkten und wurde mit NPLC = 5 aufgenommen. Dies entspricht einer Messdauer von 250 Sekunden. Aus dem Gauß-Fit der Histogramme folgt

$$\mathcal{P}(PA) = -(0.0172 \pm 0.0003) \text{ nA}$$
$$\mathcal{A}(PA) = -(0.0666 \pm 0.0003) \text{ nA}$$
$$\mathcal{B}(PA) = -(22.7596 \pm 0.0003) \text{ nA}$$

 $^{^{26}}General purpose interface bus$, auch bekannt als IEEE488

²⁷Standard Commands for Programmable Instruments, Standardbefehle f
ür programmierbare Instrumente

 $^{^{28}\}mathrm{In}$ Deutschland: Wechselstrom mit 50 Hz

²⁹Number of Power-Line-Cycles





Abbildung 8.10: Histogramme des Photoelektronenstroms gemessen mit dem Picoamperemeter für den Offset und die Signale der Asymmetrie-LED und Base-LED [2500 Messpunkte, NPLC = 5].

und nach Gleichung 56 eine DC-Asymmetrie von

$$A_{\text{ohne NDF}}^{\text{DC}}(\text{PA}) = -(1.84 \pm 0.01) \times 10^{-3}.$$

Damit liegen die beiden Kalibrationswerte mit dem Picoamperemeter und dem ADC knapp innerhalb des gemeinsamen Fehlerrahmens.

8.2.3. Vermessung des asymmetrischen Lichtsignals ohne Neutraldichtefilter

Im Anschluss zur Kalibration der DC-Asymmetrie wurde das asymmetrische Lichtsignal mit Base-LED und periodisch unterbrochener Asymmetrie-LED gemessen, um die gemessene Asymmetrie mit der DC-Asymmetrie zu vergleichen. Es wurden 100 ADC-Runs mit einer Dauer von jeweils zehn Sekunden mit einem Abtastungsfaktor von vier aufgenommen. Das ADC-Signal wurde anhand des numerischen Gates, wie in Unterabschnitt 8.1 beschrieben, in Signalabschnitte aufgeteilt und die Teilasymmetrie nach Gleichung 43 aus vier aufeinanderfolgenden Signalabschnitten gebildet. Hierzu müssen die offset-korrigierten Mittelwerte der Signalabschnitte berechnet werden. Bei einem Abtastungsfaktor von vier beträgt die Abtastrate bei einem Kanal 7350 Samples pro Millisekunde. Da der Übergangszeitraum zwischen zwei Chopper-Zuständen für die Asymmetrie-Berechnung ungeeignet ist, wurden 200 Datenpunkte (≈ 27 µs) vor und nach dem Gate-Übergang bei der Mittelwertbildung ausgelassen.

In Abbildung 8.11 ist der Mittelwert der Teilasymmetrien aus jeweils zehn ADC-Runs abgebildet. In Rot ist der Mittelwert aus den Asymmetrien eingezeichnet. Die mittlere Asymmetrie der Gesamtmessung ohne Neutraldichtefilter ergibt

$$\bar{A}_{\text{ohne NDF}}^{500\,\text{Hz}} = -(1.7210 \pm 0.0004) \times 10^{-3}.$$

Die Streuung der einzelnen Datenpunkte ist klein. Die Standardabweichung beträgt lediglich $\sigma_A = 3.5 \times 10^{-7}$. Dabei weichen die Ergebnisse zwischen den Run-Gruppen zu Beginn und am Ende der Messreihe nur minimal voneinander ab. Die Ergebnisse bestätigen somit, dass der Messstand eine stabile Asymmetrie erzeugt.

Im Vergleich zur DC-Asymmetrie, welche zuvor mit dem ADC und dem Picoamperemeter bestimmt wurde, weicht der Wert für das asymmetrische Lichtsignal um 8.5% und 6.5% von diesen ab. Dies deutet auf einen systematischen Fehler hin. Naheliegend ist hierbei die Tatsache, dass die PMT und die Auslese-Elektronik ein unterschiedliches Verhalten beim Vermessen eines konstanten und eines periodischen Signals aufweisen. Während bei der DC-Asymmetrie die einzelnen Komponenten



Abbildung 8.11: Ergebnisse der Vermessung des asymmetrischen Lichtsignals ohne Neutraldichtefilter gruppiert in je zehn ADC-Runs.

des Lichtsignals mit ausreichend Zeit zum Stabilisieren des Signals gemessen werden können, entspricht die Vermessung des asymmetrischen Lichtsignals einem hochfrequenten Wechsel zwischen zwei Signalhöhen. Bei einem möglicherweise zu kurz angesetzten Übergangszeitraum zwischen Chopper-Zuständen resultiert die Trägheit der Ausleseelektronik in einer kleineren Asymmetrie. Auch eine fehlerhafte Bestimmung der Verzögerung zwischen Gate und PMT-Signal könnte zu einer kleineren gemessenen Asymmetrie führen.

8.2.4. Asymmetrie mit Neutraldichtefilter

Ein Maß für die Abschwächung des Lichts eines Neutraldichtefilter (NDF) ist die optische Dichte OD. Die Transmissionsrate T des Filters kann aus der optischen Dichte berechnet werden mit

$$T_{OD} = 10^{-OD}.$$
 (62)

Die Transmissionsrate eines NDF mit einer optischen Dichte von OD = 3.0 beträgt somit $T_{OD=3.0} = 0.1 \%$. In der Realität ist die Transmission der Neutraldichtefilter abhängig von der Wellenlänge des Lichts. Das Spektrum der LED ist in Abbildung 8.12 abgebildet. Abbildung 8.13 zeigt die relative Transmission für die verwendeten Neutraldichtefilter NE30A und NE40A mit einer optischen Dichte von 3.0 und 4.0. Hierbei ist zu beachten, dass es sich in beiden Fällen um für die LED bzw. die NDF typische Werte handelt.

Um die Transmissionsrate für das blaue Licht der LED zu berechnen, wurde aus den Transmissionsdaten der Neutraldichtefilter gewichtet mit der spektralen Intensität der LED das arithmetische Mittel gebildet. Damit ergibt sich für die zwei



Abbildung 8.12: Spektrum mit relativer Intensität in Abhängigkeit der Wellenlänge für die verwendeten LEDs. Messwerte entnommen aus dem Datenblatt des Herstellers Würth Elektronik [23].



Relative Transmission der Neutraldichtefilter

Abbildung 8.13: Relative Transmission in Abhängigkeit der Wellenlänge für die Neutraldichtefilter NE30A und NE40A. Auf der rechten Seite ist der für das Spektrum der LED relevante Ausschnitt vergröSSert dargestellt. Transmissionsdaten des Herstellers Thorlabs Inc.

Neutraldichtefilter eine durchschnittliche Transmission von:

$$\overline{T}_{\text{NE30A}} = 0.072\%$$
$$\overline{T}_{\text{NE40A}} = 0.0066\%$$

Für die in Unterabschnitt 8.2.3 ohne Neutraldichtefilter bestimmte Asymmetrie entspricht dies einer Asymmetrie mit Neutraldichtefilter von

$$A_{\rm NE30A} \approx A_{\rm ohne \ NDF} \cdot \overline{T}_{\rm NE30A} = -12 \times 10^{-7}$$
$$A_{\rm NE40A} \approx -1.1 \times 10^{-7}$$

Dabei wurde der Asymmetriewert aus der Bestimmung mit dem asymmetrischen Lichtsignal verwendet, da dieser am besten mit den folgenden Messungen mit Neutraldichtefilter vergleichbar ist.

8.3. Asymmetrie in Abhängigkeit der Hochspannung

Während des Messbetriebs führt der hohe Strahlstrom des P2-Experiments zu einer nicht zu vernachlässigenden Belastung der Photokathode und des Dynodenmaterials der Photomultiplier-Röhren im Cherenkov-Detektor. Die Abnutzung der Materialien resultiert für die Photokathode in einer abnehmenden Quanteneffizienz und für das Dynodensystem in einem sinkenden Verstärkungsfaktor. Um eine vergleichbare Signalhöhe zu gewährleisten und dem Verstärkungsverlust entgegenzuwirken, kann die Betriebsspannung der Photomultiplier-Röhre erhöht werden. Im Folgenden wird das Verhalten der gemessenen Asymmetrie in Abhängigkeit der Hochspannung der Photomultiplier-Röhre untersucht. Dabei bleibt das erzeugte asymmetrische Lichtsignal unverändert. Die gemessene Asymmetrie sollte entsprechend unabhängig von der Verstärkung sein.

In Abbildung 8.14 ist die mittlere ADC-Spannung für verschiedene Betriebsspannungen dargestellt. Die ET709 wurde mit der Base-LED bestrahlt und das Spannungssignal der P2-DivA-Base für verschiedene Betriebsspannungen mit dem ADC gemessen. Die Messwerte finden sich in Tabelle 7.

Nach Gleichung 29 lässt sich die Verstärkung g in Abhängigkeit der Hochspannung U als eine Potenzfunktion schreiben. Der Exponent ist dabei abhängig von einer Konstante k und der Anzahl an Dynoden n. In doppellogarithmischer Darstellung ergibt sich für eine Potenzfunktion P(x) mit Vorfaktor a und Exponent b eine Gerade mit Steigung log (a) und y-Achsenabschnitt b. Die ADC-Spannung im Verhältnis zur Hochspannung in doppellogarithmischer Darstellung ist in Abbildung 8.15 mit



Abbildung 8.14: Mittlere ADC-Spannung in Abhängigkeit der Betriebsspannung U. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Markierungen.



Abbildung 8.15: Mittlere ADC-Spannung im Verhältnis zur Hochspannung in doppellogarithmischer Darstellung. Geradenfit zur Veranschaulichung.

PMT-Spannung [V]	$\mu \; [mV]$	$\sigma_{\mu} [\text{mV}]$	$\Delta \mu \; [mV]$	Rel. Verstärkung $\frac{g}{g_{\text{nom.}}}$
627	-1658.2	2.9	0.9	1.36
602	-1443.3	1.3	0.4	1.18
587	-1309.5	1.1	0.4	1.07
577	-1223.7	4.0	1.3	1.00
567	-1155.1	0.3	0.1	0.94
552	-1046.4	1.0	0.3	0.86
527	-883.0	0.3	0.1	0.72
477	-611.0	0.4	0.1	0.50
377	-256.4	0.1	0.0	0.21

Tabelle 7: ADC-Spannung mit Mittelwert μ , Standardabweichung σ und Fehler des Mittelwerts $\Delta \mu = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ für verschiedene PMT-Hochspannungen. Die Nominalspannung ist gelb hervorgehoben. Die letzte Spalte zeigt die relative Verstärkung im Verhältnis zur Verstärkung bei Nominalspannung $g_{\text{nom.}}$.

einer Fitgerade zur Veranschaulichung dargestellt. Die Messergebnisse bestätigen damit die theoretische Vorhersage.

Für die Berechnung der Asymmetrie nach Gleichung 43 müssen die Mittelwerte der Signalabschnitte Offset-korrigiert werden. In Abbildung 8.16 ist der Offset Ofür eine Photomultiplier-Spannung von 377 V und 577 V dargestellt. Der Offset wurde bei abgedeckter Base- und Asymmetrie-LED für mehrere Runs (Dauer: 10 s, Abtastungsfaktor: 10) gemessen. Für eine Hochspannung von 377 V beträgt der Offset $\mu_O(377 \text{ V}) = -(14.83 \pm 0.01) \text{ mV}$. Bei einer Hochspannung von 577 V wurde der Offset mit $\mu_O(577 \text{ V}) = -(14.752 \pm 0.004) \text{ mV}$ gemessen. Der Offset ist näherungsweise unabhängig von der Betriebsspannung des Photomultipliers und ergibt sich vorwiegend aus dem elektronischen Offset der P2-DivA-Base.

Für die Bestimmung der Asymmetrie in Abhängigkeit der Hochspannung wurde für die Asymmetrie-LED der Neutraldichtefilter NE30A mit einer optischen Dichte von OD = 3.0 verwendet. Für jeden Spannungswert wurden acht Messreihen aufgenommen. Eine Messreihe besteht aus zehn einzelnen ADC-Runs mit einer Messdauer von jeweils zehn Sekunden. Um die Datenmenge zu reduzieren, wurde ein Abtastungsfaktor von zehn gewählt. Die Abtastrate ist dabei mit 2941 Samples pro Millisekunde weiterhin ausreichend für eine präzise Bestimmung der Mittelwerte der Signalabschnitte (Dauer: 0.5 ms). Aus den offset-korrigierten Mittelwerten der Signalabschnitte wurden nach Gleichung 43 die Teilasymmetrien für die gesamte Messreihe berechnet. Abbildung 8.17 zeigt das Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien bei Nominalspannung von U = 577 V für 800.046 Teilasymmetrien.



Abbildung 8.16: Offset-Messung für ET709 bei unterschiedlichen Hochspannungswerten.

Oben: 377 V | $\mu = -14.83$ mV | $\sigma = 0.036$ mV | $\Delta \mu = 0.012$ mV. Unten: 577 V | $\mu = -14.75$ mV | $\sigma = 0.012$ mV | $\Delta \mu = 0.004$ mV.

Um die Gesamtasymmetrie zu bestimmen, wurden die Histogrammdaten an eine Gauß-Funktion

$$G(x) = D \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right),\tag{63}$$

mit Vorfaktor D, Erwartungswert μ und Standardabweichung σ gefittet. Für den Fit wurde die Python-Bibliothek lmfit verwendet und die Häufigkeiten N mit $\frac{1}{\sqrt{N}}$ gewichtet (Poisson-Statistik). Die Gesamtasymmetrie für eine Hochspannung U = 577 V wurde zu

$$A_{\mu}(U = 577 \,\mathrm{V}) = -(11.5 \pm 0.8) \times 10^{-7} \tag{64}$$

bestimmt. Diese Asymmetrie ist unter Berücksichtigung der Unsicherheit in guter Übereinstimmung mit dem Unterabschnitt 8.2.4 abgeschätzten Wert von $\overline{A}_{\text{NE30A}} \approx -12 \times 10^{-7}$. Das negative Vorzeichen folgt aus der gewählten Definition der Signalabschnitte und Gate-Zustände. Die Standardabweichung der Teilasymmetrien ist etwa 80-mal so groß wie die aus dem Erwartungswert abgeleitete Asymmetrie. Dies ist darauf zurückzuführen, dass das Rauschen und die Schwankungen im Messaufbau die im Signal erzeugte Asymmetrie deutlich übersteigen. Das Licht der Asymmetrie-LED ohne NDF resultiert bei Nominalspannung in einer offset-



Abbildung 8.17: Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien aus Positiv-Quadrupletts (siehe Unterabschnitt 7.3) bei einer Spannung von U = 577 V.

korrigierten ADC-Spannung von etwa vier Millivolt. Dies entspricht für die Asymmetrie-LED mit dem Neutraldichtefilter NE30A, unter Berücksichtigung des Spektrums der LED und der Transmission in Abhängigkeit der Wellenlänge, einer Spannung in der Größenordnung von nur 3μ V. Im Vergleich dazu beträgt die Breite des Rauschens im ADC-Signal selbst bei abgedeckten LEDs bereits drei bis fünf Millivolt. Demzufolge ist eine extrem hohe Statistik nötig und die Asymmetrie lässt sich nur indirekt, als Mittelwert oder Erwartungswert, bestimmen. Im Vergleich dazu sind im P2-Experiment mit Abweichungen der Einzelasymmetrien vom Erwartungswert mit einer Größenordnung vom zweitausendfachen des Erwartungswerts zu rechnen.

Nach diesem Prinzip wurde die Gesamtasymmetrie für alle Hochspannungswerte Uüber einen Gauß-Fit bestimmt. Die Asymmetrien in Abhängigkeit der Hochspannung U und der relativen Verstärkung $\frac{g}{g_{\text{nom.}}}$ sind in Abbildung 8.18 dargestellt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8 aufgelistet.

Die schwarzen Datenpunkte zeigen die Asymmetrien aus dem Erwartungswert mit dem 1 σ -Konfidenzintervall des Fits. Es wurden Asymmetrien zwischen -9.9×10^{-7} bis -12.8×10^{-7} bestimmt. Um zu untersuchen, ob die gemessene Asymmetrie unabhängig von der eingestellten Verstärkung ist, wurden die Datenpunkte an eine Konstante gefittet (eingezeichnet in Grün mit 1 σ -Unsicherheit). Der Konstanten-Fit ergab eine Asymmetrie von

$$C = -(10.93 \pm 0.23) \times 10^{-7} \tag{65}$$

bei einem reduzierten Chi-Quadrat von $\chi^2_{\rm red} = 1.57$ ($\chi^2 = 12.5$). Die Messdaten



Abbildung 8.18: Bestimmte Asymmetrie für die Asymmetrie-LED mit dem Neutraldichtefilter NE30A für verschiedene relative Verstärkungen. Die obere x-Achse zeigt die ursprünglichen Hochspannungswerte. Die Teilasymmetrien wurden aus Positiv-Quadrupletts (siehe Unterabschnitt 7.3) bestimmt und die Asymmetrie aus dem Erwartungswert des Gauß-Fits der Teilasymmetrie-Histogramme entnommen. Geraden-Fit in Blau, Konstanten-Fit in Grün (beide mit Faktor ×10⁻⁷).

sind entsprechend konsistent mit der Annahme, dass die Asymmetrie bei Veränderung der Hochspannung konstant bleibt. Zum Vergleich wurden die Messdaten an eine Fitgerade mit Steigung m und Achsenabschnitt b gefittet. Das Ergebnis des Fits beträgt

$$m = (1.17 \pm 0.86) \times 10^{-7} \tag{66}$$

$$b = -(11.83 \pm 0.71) \times 10^{-7} \tag{67}$$

und ist in Blau mit 1σ -Unsicherheitsbereich des Fits dargestellt. Eine positive Steigung deutet darauf hin, dass die Asymmetrie abhängig von der Betriebsspannung und der relativen Verstärkung ansteigt. Das reduzierte Chi-Quadrat des Geraden-Fits beträgt $\chi^2_{\rm red} = 1.42$ ($\chi^2 = 9.9$) und liefert einen geringfügig besseren Fit als der Konstanten-Fit.

Die relative Unsicherheit des Erwartungswerts der einzelnen Messpunkte der Messreihe ist mit 3.3 % bis 10 % vergleichsweise groß. Um eine fundiertere Aussage über das Verhalten der Asymmetrie für verschiedene Betriebsspannungen zu treffen, sind eine größere Statistik und mehr Messpunkte nötig. Die vorliegende Analyse der Messdaten legt jedoch nahe, dass das Verhalten der Asymmetrie gut durch eine Konstante oder über einen linearen Zusammenhang mit geringer Steigung beschrieben werden kann.

PMT-Spannung		ADC-Run			Asymmetrie	
HV U [V]	$U - U_{\text{nom.}}$ [V]	Anzahl	von	bis	$A_{\mu} [\times 10^{-7}]$	$\Delta A_{\mu} [\times 10^{-7}]$
627	+50	80	13674	13753	-9.9	0.8
602	+25	80	13434	13513	-10.1	0.8
587	+10	80	13594	13673	-10.1	0.8
577	0	80	13024	13103	-11.5	0.8
567	-10	80	13514	13593	-12.8	0.8
552	-25	80	13104	13183	-10.1	0.8
527	-50	80	13184	13263	-10.1	0.8
477	-100	80	13264	13343	-11.25	0.35
377	-200	80	13344	13423	-11.5	1.2

Tabelle 8: Tabelle der Asymmetrie-Messpunkte in Abhängigkeit der Hochspannung.Die Nominalspannung ist gelb hervorgehoben.

8.4. Asymmetrie in Abhängigkeit des Photoelektronenstroms

Schwankungen in der Strahlluminosität oder der Dichte des Targets führen zu einer sich stetig ändernden mittleren Anzahl an Cherenkov-Photonen. Entsprechend ist

es wichtig, die Linearität der Ausleseelektronik für schwankende Strahlstärken zu überprüfen. In der Dissertation von Kathrin Imai [7] wurde das Antwortverhalten des P2-Detektorrings mit einer Nachbildung des Experiments in Geant4³⁰ simuliert. Die Simulation ergab einen Photoelektronenstrom von $I_{\text{Detektor}}^{\text{Sim.}} = 1.85 \,\mu\text{A}$ für den kompletten Detektorring, bestehend aus 72 Detektormodulen. Dies entspricht einem Photoelektronenstrom von $I_{PE}^{\text{Sim.}} = 25.7 \,\text{nA}$ pro Photomultiplier. Die Cherenkov-Photonen werden, anteilig in der Höhe der Quanteneffizienz, durch die Photokathode in Elektronen konvertiert. Das Spektrum der Cherenkov-Photonen wird dominiert von UV-Licht mit einer Wellenlänge von 200 nm bis 300 nm. Für die Simulation wurde die Quanteneffizienz der PMT ET533 verwendet, mit einer durchschnittlichen Quanteneffizienz von $\bar{\eta}(\text{ET533}) = 33.75\%$ zwischen 200 und $300\,\mathrm{nm}$. Dies entspricht $\Phi_{\mathrm{Ch.}} = 5.4 \times 10^{10}$ Cherenkov-Photonen pro Sekunde. Die durchschnittliche Quanteneffizienz der ausgelieferten 300 Photomultiplier ist niedriger und beträgt für denselben Wellenlängenbereich $\bar{\eta}(P2) = 30.1\%$ mit einer absoluten Standardabweichung von 1.5% (siehe Abbildung 5.3). Dies entspricht für die gleiche Anzahl an Cherenkov-Photonen pro Sekunde einem Photoelektronenstrom von $\bar{I}_{PE} = (22.9 \pm 1)$ nA. Für die verwendeten Photomultiplier-Röhren ist $\overline{\eta}(\text{ET715}) = 27.8\%$ und $\overline{\eta}(\text{ET709}) = 26.7\%$. Im Vergleich zur Cherenkov-Strahlung haben die Leuchtdioden des Messaufbaus ein Spektrum um $\lambda_{\text{Peak}} =$ 465 nm. UV-LEDs werden, aufgrund der begrenzten kommerziellen Anwendungsfälle, vorwiegend für den hohen UV-A-Bereich von 365 bis 405 nm entwickelt [27]. Leuchtdioden für UV-B und UV-C existieren, sind jedoch entsprechend teuer und weniger fortgeschritten. Zusätzlich dazu sind die verwendeten optischen Elemente für sichtbares Licht ausgelegt. Für das Spektrum der LED beträgt die Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier $\eta = 20 \%^{31}$. Damit ist die Photonenanzahl bei gleichbleibendem Photoelektronenstrom etwa 40% höher als für Cherenkov-Photonen, bei denen die Photomultiplier eine größere Quanteneffizienz aufweisen.

Um die Lichtintensität des Messstands zu variieren, wurde der hintere Polarisator verstellt. Die Asymmetrie des erzeugten Lichtsignals bleibt dabei unverändert. Das ADC-Signal wurde für das asymmetrische Lichtsignal mit dem Neutraldichtefilter NE30A und den Polarisatorpositionen 2500, 2250, 2100, 2000 und 1700 vermessen, wobei die Position 1700 der größten Lichtintensität entspricht und bereits für die vorherigen Messungen verwendet wurde (Standardposition). Die Photomultiplier wurden bei Nominalspannung betrieben. Für jede Polarisatorposition wurden 200 ADC-Runs mit einer Dauer von jeweils zehn Sekunden mit einem Abtastungsfaktor

³⁰Simulation-Framework f
ür die Simulation des Durchtritts von Teilchen durch Materie. Entwickelt am CERN.

³¹Arithmetisches Mittel der Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge, gewichtet mit der relativen Intensität der LED



Abbildung 8.19: Photoelektronenstrom gemessen mit dem Picoamperemeter für eine Polarisatorposition von 1700.

von 10 aufgenommen. Mit dem Picoamperemeter wurde der Photoelektronenstrom für jede Polarisatorposition vermessen. Hierfür wurde das Optikmodul mit dem Verschiebetisch auf die Photomultiplier-Röhre mit UGB-Base verschoben und der Photoelektronenstrom mit dem Picoamperemeter vermessen. Abbildung 8.19 zeigt das Histogramm des Photoelektronenstroms mit Gauß-Fit für die Position 1700 für 2500 Messpunkte und einem NPLC von fünf. Aus dem Erwartungswert ergibt sich der Photoelektronenstrom zu $I_{PE}(1700) = (-22.89 \pm 0.02)$ nA.

In Abbildung 8.20 ist der Photoelektronenstrom in Abhängigkeit der fünf Polarisatorpositionen dargestellt. Die Lichtintensität in Abhängigkeit der Polarisatorposition ist nach dem Gesetz von Malus proportional zum $\cos^2(\alpha)$ mit dem Drehwinkel α . Für einen Drehwinkel um 45° ist dieses Verhältnis näherungsweise linear, wie auch für die hier dargestellten Polarisatorpositionen.

Für jede Polarisatorposition wurde die Gesamtasymmetrie als Erwartungswert des Gauß-Fits der Teilasymmetrie-Histogramme bestimmt. Die Histogramme mit Fit finden sich im Anhang in Unterabschnitt A.3.2. Die Fit-Ergebnisse sind in Tabelle 9 aufgelistet. Abbildung 8.21 zeigt die Gesamtasymmetrie in Abhängigkeit des Photoelektronenstroms $|I_{PE}|$ für Positiv-Quadrupletts (siehe Unterabschnitt 7.3). Die schwarzen Datenpunkte zeigen die Asymmetrie mit der 1 σ -Unsicherheit des Fits. In Rot ist der für das P2-Experiment zu erwartende Photoelektronenstrom eingezeichnet. Aufgrund der niedrigen Quanteneffizienz für das blaue Licht des



Abbildung 8.20: Photoelektronenstrom in Abhängigkeit der Polarisatorposition.



Abbildung 8.21: Bestimmte Asymmetrie für die Asymmetrie-LED mit dem Neutraldichtefilter NE30A in Abhängigkeit des Photoelektronenstroms.

Messstands ist dabei die Anzahl an Photoen für den Photoelektronenstrom deutlich größer als für Cherenkov-Strahlung.

Für die Polarisatorposition 2500 führt die geringe Lichtintensität zu einem schlechteren Signal-Rausch-Verhältnis. Dies könnte eine Ursache für die Abweichung zu den anderen Messwerten sein. Der Konstanten-Fit in Grün ergibt eine mittlere Asymmetrie von

$$C = -(10.30 \pm 0.30) \times 10^{-7}.$$
 (68)

Das reduzierte Chi-Quadrat des Fits beträgt $\chi^2_{\rm red} = 0.76$. Der Konstanten-Fit ist somit ein geeignetes Modell, die Daten zu beschreiben. Die einzelnen Messungen streuen weniger als aufgrund ihrer Unsicherheiten zu erwarten wäre. Für eine konkrete Überprüfung der Linearität der Asymmetrie in Abhängigkeit des Photoelektronenstroms sind weitere Messungen, speziell im Bereich des für das P2-Experiment erwarteten Photoelektronenstroms, nötig. Die hier ermittelten Mess-

Position	PE-Strom		Quadruplett-Asymmetrie			
MOT2	I_{PE}	ΔI_{PE}	$[\times 10^{-7}]$			
2500	-8.57	0.01	-9.4 ± 0.9			
2250	-13.07	0.01	-10.6 ± 0.7			
2100	-15.57	0.01	-10.5 ± 0.7			
2000	-17.60	0.01	-10.9 ± 0.6			
1700	-22.89	0.02	-9.9 ± 0.5			

werte sind ein erstes Indiz dafür, dass die Asymmetrie unabhängig vom Photoelektronenstrom ist.

Tabelle 9: Tabelle für die Vermessung der Asymmetrie für unterschiedliche Lichtintensitäten mit Polarisatorposition (MOT2), Photoelektronenstrom I_{PE} mit Fehler ΔI_{PE} und der Asymmetrie für Quadrupletts im Positiv-Modus.

8.5. Grenztest des Messstands: Asymmetrie $\mathcal{O}(10^{-7})$

Mit dem Neutraldichtefilter NE40A lässt sich das Signal der Asymmetrie-LED um mehr als vier Größenordnungen reduzieren. Das resultierende asymmetrische Lichtsignal hat eine Asymmetrie in der Größenordnung von 10⁷. Um die Grenzen des Messstands zu testen, wurde das Lichtsignal mit dem NE40A in 10 Messreihen mit jeweils 60 Runs à 10 Sekunden gemessen. Dies entspricht einer Gesamtmessdauer von 100 Minuten und einer Rohdatenmenge von 70 Gigabyte (115 MB pro Binärdatei). Für jede Messreihe wurden die Teilasymmetrien aus Quadrupletts berechnet und anschließend im relevanten Bereich trunkiert und in Histogrammbins eingeteilt. Für die Unsicherheit eines Bins mit der Häufigkeit N wurde ein relativer Fehler von $\frac{1}{\sqrt{N}}$ angenommen. Die Gesamtasymmetrie der Messreihe wurde aus einem Gauß-Fit an die Histogramm-Daten bestimmt. Das $\chi^2_{\rm red}$ der Gauß-Fits liegt bei 0.7 bis 0.8. Dies deutet darauf hin, dass die Unsicherheiten der Bins möglicherweise zu groß abgeschätzt wurden. Die Histogramme der Teilasymmetrien mit Gauß-Fit sind im Anhang in Unterabschnitt A.3.3 dargestellt. In Tabelle 10 sind die Erwartungswerte $A_{\rm u}$ mit dem 1 σ -Konfidenzinterval des Fits für die einzelnen Messreihen angegeben. Die Ergebnisse sind in Abbildung 8.22 grafisch dargestellt.

Unter der Annahme, dass die vom Messstand erzeugte Asymmetrie ausreichend stabil ist, sollte die mit der Ausleseelektronik gemessene Asymmetrie konstant sein. Der Konstanten-Fit an die Messpunkte ergibt eine finale Asymmetrie von

$$A(\text{NE40A})_{\text{pos.}} = -(1.83 \pm 0.33) \times 10^{-7}$$
 (69)

		Posit	tiv-QP	AlternQP		
Messreihe	ab Run	$A_{\mu} [\times 10^{-7}]$	$\Delta A_{\mu} [\times 10^{-7}]$	$A_{\mu} [\times 10^{-7}]$	$\Delta A_{\mu} [\times 10^{-7}]$	
1	13829	-1.0	1.1	0.7	1.3	
2	13889	-1.0	1.1	-1.5	1.3	
3	13949	-2.6	1.0	-1.9	1.3	
4	14009	-0.6	1.1	-2.2	1.3	
5	14069	-3.1	1.0	-1.6	1.3	
6	14129	-0.8	1.1	-0.4	1.3	
7	14189	-1.3	1.0	-0.4	1.3	
8	14249	-2.0	1.1	-0.3	1.3	
9	14309	-1.7	1.1	-2.3	1.3	
10	14369	4.0	1.0	-5.1	1.3	

Tabelle 10: Tabelle der Gesamtasymmetrien aus dem Erwartungswert des Gauß-Fits für die verschiedenen Messreihen. Ausgewertet aus Quadrupletts mit alternierendem Startzustand (Alternierend-Quadrupletts) und Quadrupletts mit positivem Startzustand (Positiv-Quadrupletts).

mit einem reduzierten Chi-Quadrat des Fits von $\chi^2_{\rm red} = 1.14$. Die Daten entsprechen somit sehr gut der Annahme einer konstanten Asymmetrie und die Streuung der Datenpunkte ist damit wie für die gegebenen Unsicherheiten zu erwarten. Die finale Asymmetrie $A({\rm NE40A})_C$ weicht deutlich von der in Unterabschnitt 8.2.4 abgeschätzten Asymmetrie von $A_{{\rm NE40A}} \approx -1.1 \times 10^{-7}$ ab.



Abbildung 8.22: Vermessung der Asymmetrie mit Neutraldichtefilter NE40A für Quadrupletts im Positiv-Modus.

Zum Vergleich wurde die Auswertung der Messung mit dem NDF NE40A für alternierende Quadrupletts wiederholt. Dabei wurden die Teilasymmetrien abwechselnd aus Quadrupletts mit positivem Startzustand und negativem Startzustand gebildet, anstatt wie im Positiv-Modus nur aus Quadrupletts mit positivem Startzustand. Bedingt durch die festgelegte Abfolge von Zuständen mit unterbrochener und ununterbrochener Asymmetrie-LED müssen dazu Segmente des Signals zwischen den Quadrupletts übersprungen werden, um den Startzustand des Quadrupletts zu wechseln. Die Histogramme der Teilasymmetrien sind im Anhang in Unterabschnitt A.3.3 abgebildet. Die Asymmetrien aus den Erwartungswerten der Histogramm-Fits sind in Abbildung 8.23 dargestellt. Das Überspringen der Signalsegmente führt zu einer geringeren Anzahl an Teilasymmetrien pro Messreihe und damit zu einer größeren statistischen Unsicherheit. Die aus dem Konstanten-Fit bestimmte finale Asymmetrie beträgt für die alternierenden Quadrupletts

$$A(\text{NE40A})_{\text{alt.}} = -(1.48 \pm 0.40) \times 10^{-7}.$$
 (70)

Die in Unterabschnitt 8.2.4 abgeschätzte Asymmetrie von $A_{\rm NE40A} \approx -1.1 \times 10^{-7}$ liegt innerhalb des Unsicherheitsbereichs der hiermit bestimmten Asymmetrie. Das reduzierten Chi-Quadrat des Fits beträgt $\chi^2_{\rm red}$ = 1.56. Der Konstanten-Fit ist konsistent mit den Daten, jedoch deutet der Verlauf der Messpunkte auf einen komplexeren Zusammenhang zwischen den Asymmetrien der Messreihen hin. Im Vergleich zur Bestimmung über Positiv-Quadrupletts können mit der Berechnung aus alternierenden Quadrupletts lineare und quadratische Drifts im Signal kompensiert werden. Möglicherweise wurde das zeitliche Verhalten bei der Auswertung mit Positiv-Quadrupletts von Drifteffekten und Fluktuationen überlagert. Ein Drift der einzelnen Bestandteile des asymmetrischen Lichtsignals oder Drifts höherer Ordnung lassen sich darüber nicht kompensieren. Eine mögliche Ursache für den zeitlichen Drift wäre ein Drift der Lichtintensität der Asymmetrie-LED. Dieser Effekt konnte bei größeren eingestellten Asymmetrien jedoch nicht beobachtet werden. Auch Jitter in der Phase und Frequenz des Chopperrades könnte zu einem systematischen Fehler führen, der nicht über alternierende Quadrupletts kompensiert werden kann. Aufgrund der geringen Anzahl an Datenpunkte ist jedoch nicht auszuschließen, dass die augenscheinliche Korrelation statistischer Natur ist.



Abbildung 8.23: Vermessung der Asymmetrie mit Neutraldichtefilter NE40A für alternierende Quadrupletts.

Für eine präzisere Bestimmung der Asymmetrien ist eine deutlich größere Statistik nötig. Es konnte jedoch hiermit gezeigt werden, dass mit dem Messstand Asymmetrien in der Größenordnung $\mathcal{O}(\times 10^{-7})$ erzeugt und vermessen werden können. Der Messstand bietet damit das Potenzial, die Ausleseelektronik für künftige Asymmetriemessungen weiter zu untersuchen. Dabei ist die hier bestimmte Asymmetrie im Bereich von 100 bis 200 ppb bereits nah an der zu messenden erwarteten Asymmetrie des P2-Experiments mit $A^{\rm roh} = -24.03$ ppb.

9. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Ausleseelektronik des integrierenden Cherenkov-Detektorrings des P2-Experiments mit einem Messaufbau zur Nachbildung asymmetrischer Lichtsignale getestet. Das P2-Experiment ist ein Präzisionsexperiment zur Bestimmung des schwachen Mischungswinkels $\sin^2 \theta_W$ aus der paritätsverletzenden Asymmetrie A_{ep}^{PV} bei der Streuung von links- und rechtshändig polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen bei niedrigem Viererimpulsübertrag. Der schwache Mischungswinkel ist zentraler Parameter des Standardmodells der Elementarteilchen, und eine präzise Messung eignet sich dadurch zur experimentellen Überprüfung des Standardmodells.

Zentraler Bestandteil des P2-Experiments ist der integrierende Cherenkov-Detektorring. Dieser besteht aus 72 Detektormodulen mit Quarzglas-Stäben als Cherenkov-Medium und Photomultipliern zur Detektion der Cherenkov-Strahlung. Für die Spannungsversorgung und Auslese der Photomultiplier-Röhren wurde die P2-DivA-Base entwickelt. Diese verfügt über zwei Betriebsmodi: den Pulsmodus für Tracking-Runs (Pulsmodus) und den Strommodus für den Betrieb bei vollem Strahlstrom. Im Strommodus wird der Anodenstrom der PMT in ein differenzielles Spannungssignal konvertiert und über den P2-MOLLER-ADC digitalisiert.

Der entwickelte Messaufbau erzeugt ein asymmetrisches Lichtsignal zur Nachahmung der Asymmetrie in der Cherenkov-Strahlung. Das asymmetrische Lichtsignal setzt sich zusammen aus zwei Leuchtdioden, der Base-LED und der Asymmetrie-LED. Die Base-LED erzeugt kontinuierliches Licht und simuliert auf diese Weise den kontinuierlichen Einfall von Cherenkov-Strahlung auf die Photomultiplier-Röhre. Das Licht der Asymmetrie-LED wird durch einen optischen Chopper periodisch unterbrochen. Das Referenzsignal des optischen Choppers ermöglicht die Einteilung in Signalabschnitte mit unterbrochener (,+) und ununterbrochener ("-") Asymmetrie-LED, analog zum P2-Experiment mit der wechselnden Händigkeit der Strahlelektronen, um damit die Asymmetrie zu bestimmen. Aus vier Signalabschnitten lässt sich die Teilasymmetrie aus Quadrupletts mit den Zuständen + - -+ oder - + - bilden. Durch einen Neutraldichtefilter lässt sich die Intensität der Asymmetrie-LED und damit die erzeugte Asymmetrie anpassen. Zwei Polarisationsfilter können dazu verwendet werden, um die Lichtintensität bei gleichbleibender Asymmetrie zu variieren. Ein Verschiebetisch ermöglicht den Wechsel zwischen der P2-DivA-Base mit dem P2-MOLLER-ADC und der Unitary gain base zur präzisen Vermessung des Photoelektronenstroms.

Aufgrund der dezentrierten Position der Photodiode des Chopperrades besteht zwischen dem Gate und dem Signal eine signifikante Verzögerung. Um Fluktuationen in der Rotation des optischen Choppers mit dem Chopper-Gate synchron

zum PMT-Signal kompensieren zu können, sollte die Halterung der Asymmetrie-LED überarbeitet werden. Die einzelnen Bestandteile des asymmetrischen Lichtsignals ohne Neutraldichtefilter wurden in einer Quasi-DC-Messung, ohne periodische Unterbrechung, mit dem ADC und dem Picoamperemeter vermessen und mit dem asymmetrischen Lichtsignal mit periodischer Unterbrechung verglichen. Es wurde eine deutliche Abweichung zwischen den beiden Messmethoden festgestellt. Die Messung mit periodischer Unterbrechung ergab eine Asymmetrie von $\bar{A}_{\text{ohne NDF}}^{500 \text{ Hz}} = -(1.7210 \pm 0.0004) \times 10^{-3}$ und bestätigte damit, dass der Messaufbau eine stabile Asymmetrie erzeugt. Die Asymmetrie mit dem Neutraldichtefilter NE30A mit einer mittleren Transmission von $\overline{T}_{NE30A} = 0.072\%$ wurde in Abhängigkeit der Hochspannung der PMT-Röhre und des Photoelektronenstroms vermessen. Die gemessene Asymmetrie bei Nominalspannung betrug $A_{\mu}(U = 577 \,\mathrm{V}) = -(11.5 \pm 0.8) \times 10^{-7}$. Dieses Ergebnis liegt mit Fehlerrahmen leicht unterhalb der erwarteten Asymmetrie aus der Abschätzung mit der Asymmetrie ohne Neutraldichtefilter und der Transmission von $A_{\rm NE30A} \approx -12 \times 10^{-7}$. Die Messergebnisse für die Asymmetrie in Abhängigkeit der Verstärkung deuten auf eine mögliche leichte Linearität zwischen Asymmetrie und Verstärkung hin, jedoch sind weitere Messungen nötig um diese Annahme zu verifizieren. Die Ergebnisse zur Asymmetrie für verschiedene Lichtintensitäten unterstützen die Annahme, dass die Asymmetrie unabhängig vom Photoelektronenstrom ist. In beiden Fällen sind Messungen mit höherer Statistik, speziell für den Betriebsbereich des P2-Experiments, nötig, um eine fundiertere Aussage treffen zu können. Als Grenztest wurde die Asymmetrie mit dem Neutraldichtefilter NE40A vermessen. Die erwartete Asymmetrie von $A_{\rm NE40A} \approx -1.1 \times 10^{-7}$ konnte bei dieser Messung, bedingt durch die niedrige Statistik im Verhältnis zur Größenordnung der Asymmetrie, nicht bestätigt werden.

Für die vorliegenden Messungen wurde der *Streaming-Mode* des ADC verwendet. Künftige Messungen sind bei direkter Integration der Signalspannung bei voller Abtastrate und bedingt durch den geringeren Datenstrom mit deutlich höherer Statistik möglich. Zudem wäre die Aufrüstung des Messaufbaus auf Leuchtdioden im UV-Bereich zur besseren Nachbildung der Cherenkov-Strahlung denkbar. In Kombination mit den bereits gesammelten Erfahrungen bietet der entwickelte Messaufbau die Grundlage für weitere präzise Tests der Ausleseelektronik.

A. Anhang



A.1. Anhang zum P2-Experiment

Abbildung A.1: Verteilung der Quanteneffizienz für ultraviolettes Licht mit einer Wellenlänge von 270 nm und blaues Licht mit einer Wellenlänge von 470 nm für die 300 Photomultiplier-Röhren von ET Enterprise Ltd. für das P2-Experiment.



Abbildung A.2: Verteilung der nominellen Hochspannung für die 300 Photomultiplier-Röhren von ET Enterprise Ltd. für das P2-Experiment.



A.2. Anhang zum Versuchsaufbau

Abbildung A.3: Transmissionsrate für den Film-Polarisationsfilter LPVISE2X2 von Thorlabs Inc.



Abbildung A.4: Extinktionsverhältnis für den Film-Polarisationsfilter LPVISE2X2 von Thorlabs Inc.

A.3. Anhang zur Auswertung



A.3.1. Asymmetrie in Abhängigkeit der Hochspannung

Abbildung A.5: U = 577 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.6: U = 552 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.7: U = 527 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.8: U = 477 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.

Das reduzierte Chi-Quadrat deutet auf überschätzte Unsicherheiten hin. Wahrscheinliche Ursache ist dabei, dass das Binning des Histogramms aufgrund von Ausreißern (vergleichsweise hohe/niedrige Teilasymmetriewerte) verzerrt ist.



Abbildung A.9: U = 377 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.10: U = 602 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.11: U = 567 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.12: U = 587 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.13: U = 627 V | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



A.3.2. Asymmetrie in Abhängigkeit der Lichtintensität

Abbildung A.14: Polarisatorposition P = 2500 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.15: Polarisator
position P = 2250 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.16: Polarisator
position P = 2100 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.


Abbildung A.17: Polarisator position P = 2000 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.18: Polarisatorposition P = 1700 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.

A.3.3. Grenztest des Messstands



Abbildung A.19: Run 1 bis Run 60 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.20: Run 61 bis Run 120 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.21: Run 121 bis Run 180 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.22: Run 181 bis Run 240 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.23: Run 241 bis Run 300 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.24: Run 301 bis Run 360 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.

Positiv-Quadrupletts



Abbildung A.25: Run 361 bis Run 420 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.26: Run 421 bis Run 480 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.27: Run 481 bis Run 540 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.28: Run 541 bis Run 600 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien.



Abbildung A.29: Run 1 bis Run 60 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).



Abbildung A.30: Run 61 bis Run 120 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).



Abbildung A.31: Run 121 bis Run 180 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).



Abbildung A.32: Run 181 bis Run 240 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).



Abbildung A.33: Run 241 bis Run 300 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).



Abbildung A.34: Run 301 bis Run 360 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).

Alternierend-Quadrupletts



Abbildung A.35: Run 361 bis Run 420 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).



Abbildung A.36: Run 421 bis Run 480 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).



Abbildung A.37: Run 481 bis Run 540 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).



Abbildung A.38: Run 541 bis Run 600 | Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (alternierend).

Literaturverzeichnis

- [1]Polluks, "Abbildung: Standardmodell der Elementarteilchen." https: //commons.wikimedia.org/wiki/File:Standard_Model_of_Elementary_ Particles-de.svg?uselang=de#globalusage, Aug. 2010.
- [2]S. Scherer, Symmetrien und Gruppen in der Teilchenphysik. Springer Spektrum, 2016.
- [3]K. Bethge and U. Schroder, *Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen*. Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag, 3 ed., Mar. 2006.
- [4]S. L. Glashow, "Partial-symmetries of weak interactions," Nuclear Physics, vol. 22, pp. 579–588, Feb. 1961.
- [5]S. Weinberg, "A model of leptons," *Physical Review Letters*, vol. 19, pp. 1264–1266, Nov. 1967.
- [6]A. Salam, "Weak and electromagnetic interactions.," pp 367-77 of Elementary Particle Theory. Svartholm, Nils (ed.). New York, John Wiley and Sons, Inc., 1968., 10 1969.
- [7]I. Kathrin, A Fused Silica Cherenkov Detector for the parity-violating P2 experiment at MESA. PhD thesis, Johannes Gutenberg University Mainz, Mainz, June 2021.
- [8]S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche, C. Hanhart, J. J. Hernández-Rey, C. Lourenço, A. Masoni, M. Mikhasenko, R. E. Mitchell, C. Patrignani, C. Schwanda, S. Spanier, G. Venanzoni, C. Z. Yuan, K. Agashe, G. Aielli, B. C. Allanach, J. Alvarez-Muñiz, M. Antonelli, E. C. Aschenauer, D. M. Asner, K. Assamagan, H. Baer, S. Banerjee, R. M. Barnett, L. Baudis, C. W. Bauer, J. J. Beatty, J. Beringer, A. Bettini, O. Biebel, K. M. Black, E. Blucher, R. Bonventre, R. A. Briere, A. Buckley, V. D. Burkert, M. A. Bychkov, R. N. Cahn, Z. Cao, M. Carena, G. Casarosa, A. Ceccucci, A. Cerri, R. S. Chivukula, G. Cowan, K. Cranmer, V. Crede, O. Cremonesi, G. D'Ambrosio, T. Damour, D. de Florian, A. de Gouvêa, T. DeGrand, S. Demers, Z. Demiragli, B. A. Dobrescu, M. D'Onofrio, M. Doser, H. K. Dreiner, P. Eerola, U. Egede, S. Eidelman, A. X. El-Khadra, J. Ellis, S. C. Eno, J. Erler, V. V. Ezhela, A. Fava, W. Fetscher, B. D. Fields, A. Freitas, H. Gallagher, T. Gershon, Y. Gershtein, T. Gherghetta, M. C. Gonzalez-Garcia, M. Goodman, C. Grab, A. V. Gritsan, C. Grojean, D. E. Groom, M. Grünewald, A. Gurtu, H. E. Haber, M. Hamel, S. Hashimoto, Y. Hayato, A. Hebecker, S. Heinemeyer, K. Hikasa, J. Hisano, A. Höcker, J. Holder, L. Hsu, J. Huston, T. Hyodo, A. Ianni, M. Kado, M. Karliner, U. F. Katz, M. Kenzie, V. A. Khoze, S. R. Klein, F. Krauss,

M. Kreps, P. Križan, B. Krusche, Y. Kwon, O. Lahav, L. P. Lellouch, J. Lesgourgues, A. R. Liddle, Z. Ligeti, C.-J. Lin, C. Lippmann, T. M. Liss, A. Lister, L. Littenberg, K. S. Lugovsky, S. B. Lugovsky, A. Lusiani, Y. Makida, F. Maltoni, A. V. Manohar, W. J. Marciano, J. Matthews, U.-G. Meißner, I.-A. Melzer-Pellmann, P. Mertsch, D. J. Miller, D. Milstead, K. Mönig, P. Molaro, F. Moortgat, M. Moskovic, N. Nagata, K. Nakamura, M. Narain, P. Nason, A. Nelles, M. Neubert, Y. Nir, H. B. O'Connell, C. A. J. O'Hare, K. A. Olive, J. A. Peacock, E. Pianori, A. Pich, A. Piepke, F. Pietropaolo, A. Pomarol, S. Pordes, S. Profumo, A. Quadt, K. Rabbertz, J. Rademacker, G. Raffelt, M. Ramsey-Musolf, P. Richardson, A. Ringwald, D. J. Robinson, S. Roesler, S. Rolli, A. Romaniouk, L. J. Rosenberg, J. L. Rosner, G. Rybka, M. G. Ryskin, R. A. Ryutin, B. Safdi, Y. Sakai, S. Sarkar, F. Sauli, O. Schneider, S. Schönert, K. Scholberg, A. J. Schwartz, J. Schwiening, D. Scott, F. Sefkow, U. Seljak, V. Sharma, S. R. Sharpe, V. Shiltsev, G. Signorelli, M. Silari, F. Simon, T. Sjöstrand, P. Skands, T. Skwarnicki, G. F. Smoot, A. Soffer, M. S. Sozzi, C. Spiering, A. Stahl, Y. Sumino, F. Takahashi, M. Tanabashi, J. Tanaka, M. Taševský, K. Terao, K. Terashi, J. Terning, U. Thoma, R. S. Thorne, L. Tiator, M. Titov, D. R. Tovey, K. Trabelsi, P. Urquijo, G. Valencia, R. Van de Water, N. Varelas, L. Verde, I. Vivarelli, P. Vogel, W. Vogelsang, V. Vorobyev, S. P. Wakely, W. Walkowiak, C. W. Walter, D. Wands, D. H. Weinberg, E. J. Weinberg, N. Wermes, M. White, L. R. Wiencke, S. Willocq, C. L. Woody, R. L. Workman, W.-M. Yao, M. Yokoyama, R. Yoshida, G. Zanderighi, G. P. Zeller, R.-Y. Zhu, S.-L. Zhu, F. Zimmermann, P. A. Zyla, J. Anderson, M. Kramer, P. Schaffner, and W. Zheng, "Review of particle physics," Phys. Rev. D, vol. 110, p. 030001, 8 2024.

- [9]M. Woods, "Review of weak mixing angle results at slc and lep," 10 1995.
- [10]D. Becker, R. Bucoveanu, C. Grzesik, K. Imai, R. Kempf, M. Molitor, A. Ty-ukin, M. Zimmermann, D. Armstrong, K. Aulenbacher, S. Baunack, R. Beminiwattha, N. Berger, P. Bernhard, A. Brogna, L. Capozza, S. Covrig Dusa, W. Deconinck, J. Diefenbach, J. Dunne, J. Erler, C. Gal, M. Gericke, B. Gläser, M. Gorchtein, B. Gou, W. Gradl, Y. Imai, K. S. Kumar, F. Maas, J. Mammei, J. Pan, P. Pandey, K. Paschke, I. Peri, M. Pitt, S. Rahman, S. Riordan, D. Rodríguez Piñeiro, C. Sfienti, I. Sorokin, P. Souder, H. Spiesberger, M. Thiel, V. Tyukin, and Q. Weitzel, "The p2 experiment: A future high-precision measurement of the weak mixing angle at low momentum transfer," *The European Physical Journal A*, vol. 54, Nov. 2018.
- [11]D. Becker, Voruntersuchungen zur Messung der schwachen Ladung des Protons im Ramen des P2-Experiments. Doktorarbeit, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz, Nov. 2018.

- [12]Hamamatsu Photonics K.K., Photomultiplier Tubes Basics and Applications - Fourth Edition. 2017.
- [13]ET Enterprises electron tubes, "Webseite zum Modell 9305KB." https://et-enterprises.com/products/photomultipliers/product/ p9305kb-series, July 2022.
- [14]S. Martin, Simulation und Modellierung von Hochvolt-DMOS-Transistoren. PhD, Universität Wien, Aug. 1994.
- [15]ElectronicsTutorials, "Die zenerdiode." https://www. electronics-tutorials.ws/de/dioden/zenerdiode.html. [Accessed 17-11-2024].
- [16]J. Thomas, Erste Erfahrung mit der Messelektronik f
 ür das P2-Experiment an MESA. Masterarbeit, JGU Mainz, Oct. 2015.
- [17]A. Shlain, "Electronic symbols." https://usefulicons.com/ electronic-symbols, 2024. Accessed: 2024-11-26, Licensed under CC BY 3.0.
- [18]M. Collaboration, J. Benesch, P. Brindza, R. D. Carlini, J.-P. Chen, E. Chudakov, S. Covrig, M. M. Dalton, A. Deur, D. Gaskell, A. Gavalya, J. Gomez, D. W. Higinbotham, C. Keppel, D. Meekins, R. Michaels, B. Moffit, Y. Roblin, R. Suleiman, R. Wines, B. Wojtsekhowski, G. Cates, D. Crabb, D. Day, K. Gnanvo, D. Keller, N. Liyanage, V. V. Nelyubin, H. Nguyen, B. Norum, K. Paschke, V. Sulkosky, J. Zhang, X. Zheng, J. Birchall, P. Blunden, M. T. W. Gericke, W. R. Falk, L. Lee, J. Mammei, S. A. Page, W. T. H. van Oers, K. Dehmelt, A. Deshpande, N. Feege, T. K. Hemmick, K. S. Kumar, T. Kutz, R. Miskimen, M. J. Ramsey-Musolf, S. Riordan, N. H. Saylor, J. Bessuille, E. Ihloff, J. Kelsey, S. Kowalski, R. Silwal, G. D. Cataldo, R. D. Leo, D. D. Bari, L. Lagamba, E. N. Bellini, F. Mammoliti, F. Noto, M. L. Sperduto, C. M. Sutera, P. Cole, T. A. Forest, M. Khandekar, D. McNulty, K. Aulenbacher, S. Baunack, F. Maas, V. Tioukine, R. Gilman, K. Myers, R. Ransome, A. Tadepalli, R. Beniniwattha, R. Holmes, P. Souder, D. S. Armstrong, T. D. Averett, W. Deconinck, W. Duvall, A. Lee, M. L. Pitt, J. A. Dunne, D. Dutta, L. E. Fassi, F. D. Persio, F. Meddi, G. M. Urciuoli, E. Cisbani, C. Fanelli, F. Garibaldi, K. Johnston, N. Simicevic, S. Wells, P. M. King, J. Roche, J. Arrington, P. E. Reimer, G. Franklin, B. Quinn, A. Ahmidouch, S. Danagoulian, O. Glamazdin, R. Pomatsalyuk, R. Mammei, J. W. Martin, T. Holmstrom, J. Erler, Y. G. Kolomensky, J. Napolitano, K. A. Aniol, W. D. Ramsay, E. Korkmaz, D. T. Spayde, F. Benmokhtar, A. D. Dotto, R. Perrino, S. Barkanova, A. Aleksejevs, and J. Singh, "The moller experiment: An ultra-precise measurement of the weak

mixing angle using møller scattering." https://arxiv.org/abs/1411.4088, 2014.

- [19]M. Gericke, "GitHub mtgericke/MOLLER-IntElec-ProtoSoft at rev1 github.com." https://github.com/mtgericke/MOLLER-IntElec-ProtoSoft/ tree/rev1. [Accessed 12-11-2024].
- [20]L. Technology, "Ltc2387-18, 18-bit, 15msps sar adc." https://www.analog. com/media/en/technical-documentation/data-sheets/238718fa.pdf. Datenblatt, abgerufen am 6. November 2024.
- [21]P. Hintjens, "Get started zeromq.org." https://zeromq.org/ get-started/. [Accessed 11-11-2024].
- [22]"struct Interpret bytes as packed binary data docs.python.org." https://docs.python.org/3/library/struct.html. [Accessed 12-11-2024].
- [23]Wuerth Elektronik, Datenblatt für Wuerth Elektronik SMD LED 0603 Blau. Würth Elektronik, 2023.
- [24]"MC2000B-EC Benutzerhandbuch." https://www.thorlabs.com/_sd.cfm? fileName=TTN102010-D02.pdf&partNumber=MC2000B-EC.
- [25]"MC2000B-EC Chopper Head Step." https://www.thorlabs.com/ thorproduct.cfm?partnumber=MC2000B.
- [26]igus GmbH, igus Motion Plastics: dryve D7, Takt/Richtung Schrittmotor-Steuerung, n.d. Weitere Informationen und Tutorials verfügbar unter https: //www.igus.de/dryve/tutorial.
- [27]M. Higgins, "Understanding ultraviolet led wavelength," UV+EB Technology, vol. Issue 2, 2016.

6

Abbildungsverzeichnis

- 1.1. Versuchsaufbau des P2-Experiments. Longitudinal polarisierte Elektronen (Helizität +1 oder -1) werden an einem unpolarisierten Protonen-Target gestreut (Flüssigwasserstoff). Die paritätsverletzende Asymmetrie der schwachen Wechselwirkung im Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektronen-Protonen Streuung wird aus den Messdaten des Detektors bestimmt.
- 2.1. Elementarteilchen des Standardmodells mit ihrer jeweiligen Masse, Ladung und ihrem Spin. Die Quarks (in Lila) und Leptonen (grün) sind in drei Materie-Generationen aufgeteilt. Sie gehören aufgrund ihres halbzahligen Spins zu den Fermionen. Die in Rot dargestellten Eichbosonen Gluon, Photon, Z-Boson und W-Boson entsprechen den Austauschteilchen der starken (g), elektromagnetischen (γ) und schwachen Wechselwirkung (Z, W^{\pm}) und übertragen diese zwischen den Elementarteilchen. Das Higgs-Boson überträgt die Wechselwirkung der Elementarteilchen mit dem allgegenwärtigen Higgs-Feld. Die Bosonen besitzen ganzzahligen Spin. Bildquelle: Wikimedia Commons[1].

- 3.2. Feynman-Diagramme der niedrigsten Ordnung (engl. tree-level) der elastischen Streuung eines Elektrons an einem Proton. Das linke Diagramm zeigt den Austausch eines virtuellen Photons zwischen dem Elektron und dem Proton bei der elektromagnetischen Wechselwirkung. Beim rechten Diagramm handelt es sich um den Austausch eines virtuellen Z-Bosons durch die schwache Wechselwirkung. . . . 15

Übersicht der Beschleuniger- und Experimentierhallen für den MESA-4.1. Beschleuniger und die Position der Experimente MAGIX, DarkME-SA und P2. Die Teilchenquelle befindet sich oben rechts. Die Elektronen werden im LINAC-Tunnel auf eine Energie von 5 MeV beschleunigt. Der Teilchenstrahl zirkuliert die mittlere Strahlführung im Uhrzeigersinn und erreicht nach maximal drei Umrundungen eine Strahlenergie von $E_{\text{beam}} = 155 \,\text{MeV}$. Über einen Kickermagnet (im Bild unterhalb des P2-Experiments) wird der Teilchenstrahl auf die Strahlführung der Experimente MAGIX oder P2 gelenkt. Die Strahlführung für das P2-Experiment verläuft am MAGIX-Experiment vorbei und über eine Schikane im linken Teil der Halle zum P2-Experiment zurück. 18 Aufbau des P2-Experiments (CAD-Zeichnung). Der von links kom-4.2. mende Teilchenstrahl gelangt in einem Strahlrohr durch die Mitte des Rückwärtsdetektors in die Vakuumkammer und trifft dort auf das Flüssigwasserstoff-Target. 204.3. Wellenfront für den Cherenkov-Effekt ohne Dispersion. Das geladene Teilchen durchfliegt ein Medium mit dem Brechungsindex nin x-Richtung mit einer Geschwindigkeit $v = \beta c_0$, welche größer ist als die Lichtgeschwindigkeit $\frac{c_0}{n}$ des Mediums und resultiert in einer Wellenfront, der Cherenkov-Strahlung, mit einem Öffnungswinkel $\theta_{\rm C}$. In der Realität führt die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex zu einem Auffächern der Wellenfront. 214.4. Cherenkov-Detektorring (links) bestehend aus 72 einzelnen Cherenkov-Detektormodulen (rechts). Jedes Detektormodul besteht aus einer Photomultiplier-Röhre am optischen Ende eines Quarzglas-Stabes. Der Quarzglas-Stab dient als Cherenkov-Medium, wobei der untere Teil der Stäbe, ohne Abschirmung, die aktive Detektorfläche des Cherenkov-Detektor-Rings bildet. Der obere, abgeschirmte Teil der Stäbe fungiert als Lichtleiter in Richtung Photomultiplier. Dabei wird eine reflektive Hülle genutzt, um das in Richtung Photomultiplier reflektierte Licht zu maximieren. Die, durch das Eindringen hochenergetischer Elektronen in das Cherenkov-Medium, entstandene Cherenkov-Strahlung wird von dem jeweiligen Photomultiplier gemessen. Längenangaben im Millimeter. Grafik entnommen aus [7] und Beschriftung aus dem Englischen übersetzt. 23Nachweis eines Elektrons im Cherenkov-Detektor. Grafik entnom-4.5.men aus [7] und Beschriftung aus dem Englischen übersetzt. 25

5.1.	Schema einer Photomultiplier-Röhre mit <i>box-and-grid</i> Dynodenstruk- tur und eines Spannungsteilers. In der Realität befinden sich die Anschlüsse für den Spannungsteiler über mehrere Pins am hinteren Teil der PMT. Die Photokathode und die Dynoden sind innerhalb der Classöhre mit den Pins verdrahtet. Beschreibung im Fließtert	97
5.2.	der Glasrohre mit den Pins verdrantet. Beschreibung im Fliebtext Photomultiplier vom Typ 9305(Q)KB hergestellt von ET Enterpri- ses Limited. Links befindet sich das Eintrittsfenster mit innenseitig aufgedampfter Photokathode. Im mittleren Bereich befinden sich die Dynoden. Deutlich zu erkennen sind die Drahtverbindungen zu den Metallpins auf der Rückseite für die Spannungsverteilung auf die Elektroden und die Signalübertragung. Die Spannungsversor- gung, der Spannungsteiler und die Ausleseelektronik werden in der	21
	Regel mit einem passenden Sockel verbaut, welcher sich hinten auf den Photomultiplier stecken lässt. Bild entnommen von der Pro-	
	duktwebseite [13].	29
5.3.	Quanteneffizienz der Photomultiplier-Röhren für das P2-Experiment.	31
5.4.	Passiver Spannungsteiler bestehend aus Widerständen (R) und Kon-	
	densatoren (C) am Beispiel eines Photomultipliers mit vier Dyn-	
	oden. Erläuterung im Fließtext.	32
5.5.	Schematische Darstellung eines aktiven Spannungsteilers nach dem Prinzip des P2 DivA Spannungsteilers Das Medul für die aktive	
	Spannungsteilung anhand einer Dunede ist in hellblau eingezeich	
	net Für den Spannungsteiler eines gesamten Dynodensystems wird	
	das Modul in Beihe für iede Dynode wiederholt. Erklärung im Fließ-	
	text. Quelle für die Symbole des DMOS-FET und der Zener-Diode	
	[17]	33
5.6.	Beispielrechnung für die anliegenden Spannungen zwischen den Dv-	
	noden basierend auf den Widerständen im Spannungsteiler der P2-	
	DivA-Base. Dieser besteht größtenteils aus Widerständen mit $R =$	
	$3.3\mathrm{M}\Omega$ mit Ausnahme des Widerstands zwischen der letzten Dy-	
	node und der Anode von 2.4 M\Omega. Für den Strommodus bildet die	
	sechste Dynode die Anode des verkürzten Dynodensystems	35
5.7.	Vorderseite der P2-DivA-Base. Erläuterung im Fließtext	35
6.1.	Bild des aktuellen P2-MOLLER-ADC mit 16 ADC-Bausteinen (gelb	
	umrahmt) für die PMT-Signaleingänge. Die relevanten Anschlüsse	
	werden im Fließtext erläutert.	38

6.2.	Bildschirmaufnahme der grafischen Benutzeroberfläche von CMMonitor.	
	Über die oberste Leiste lassen sich die Messparameter einstellen und	
	eine Messung starten. In der mittleren Leiste sind die zwei Gate-	
	Signale zu sehen, welche über die zwei hinteren TTL-Eingänge an	
	den ADC angeschlossen werden können. Im unteren Fenster wird	
	für zwei Kanäle nach Wahl die Spannung gegen die Zeit, ein Span-	
	nungshistogramm und die FFT der Zeitsignale angezeigt. Bild aus	
	der Dokumentation zum P2-MOLLER-ADC [19] entnommen 4	43
6.3.	Struktur der Binärdaten. Der Datenstrom besteht aus $N_{\rm S}$ einzelnen	
	Paketen bzw. Stapeln.	14
6.4.	Aufschlüsselung der Datenstruktur für die Stapelinformation und	
	die Zwei-Kanal-Data. Die zweite Zeile zeigt die Formatzeichenkette	
	(Format string) basierend auf der Spezifikation für Formatzeichen	
	(Format character) der struct-Bibliothek in Python [22]. Mithilfe	
	von struct lassen sich Zeichenketten Packen und Entpacken. Die	
	dritte Zeile gibt die Speichergröße der jeweiligen Datenfelder an 4	15
6.5.	Bitstruktur für den 4-Byte Datenblock eines Kanals	15
7.1.	Blockschema des Messaufbaus zur Nachbildung einer Asymmetrie.	
	Die Spannungsversorgung der Komponenten wurde nicht abgebildet.	1 9
7.2.	Prinzip der Lichterzeugung. Lichtintensität zur Veranschaulichung.	51
7.3.	Schnitt des CAD-Modells der Halterung für die Asymmetrie-LED.	
	Die Asymmetrie-LED befindet sich auf einer kleinen Platine, welche	
	an der Halterung des Chopperrades befestigt wird. In einer Ausspa-	
	rung kann ein Neutraldichtefilter eingesetzt werden, um die Inten-	
	sität der Asymmetrie-LED zu reduzieren. Eine optische Faser führt	
	vom Anfang der Aussparung bis kurz vor das Blatt des Choppers	
	und koppelt dort an eine weitere optische Faser, welche das peri-	
	odisch unterbrochene Lichtsignal in den Messaufbau in der zweiten	
	Dunkelbox führt.	52
7.4.	Technische Zeichnung des Thorlabs Chopperrades mit der Halte-	
	rung für die Asymmetrie-LED. Die technische Zeichnung des Chop-	
	perrades basiert auf dem CAD-Modell des Herstellers Thorlabs Inc.	
	[25].	53
7.5.	In Abbildung (a) sind das Chopperrad mit Halterung für die Asymmetrie	;
	LED und daneben die Halterung für die Base-LED dargestellt. Die	
	Lichtleiter führen aus der Dunkelbox 1 in die Dunkelbox 2. Abbil-	
	dung (b) zeigt eine Nahaufnahme des freigelegten Faserendes kurz	
	vor dem Chopperrad zu. Das Verhaltnis zwischen Faserdurchmesser	
	und Bogenlange des Schlitzes liegt bei etwa 1 zu 15	э4
7.6.	tormat=plain	55

7.7.	Das linke Bild zeigt eine Frontalansicht des Optikmoduls (entge- gen der Lichtrichtung). Über eine Schneckenwelle wird die Roation des Schrittmotors auf das Schneckenrad übertragen. Auf der rechten	
	stellt. Die optischen Fasern werden am hinteren Teil des Optikmo- duls eingeführt und das Licht durch einen Polarisationsfilter linear polarisiert. Der zweite Polarisationsfilter und der Diffusor sind am Schneckenrad befestigt und können über den Motor gedreht werden.	56
7.8.	Auszug der Transmissionsrate und Extinktionsverhältnis in Abhän- gigkeit der Wellenlänge für den Filmpolarisationsfilter LPVISE2X2 von Thorlabs, Inc. Die Datenpunkte wurden aus den Messdaten von Thorlabs, Inc. entnommen. Die Datenpunkte für den gesamten An- wondungsbereich von 400 nm bis 700 nm finden sich im Anhang in	
	Abbildung A.3 und Abbildung A.4.	57
7.9.	Messaufbau in Dunkelbox 2. Die Kunststofffasern führen von links in das Optikmodul. Dieses kann mithilfe des Verschiebetischs ver-	
	fahren werden um damit wahlweise die PMT mit P2-DivA-Base	-
7 10	oder UGB-Base zu bestrahlen	58
1.10.	der Asymmetrie im Detektorsignal. Die linke Abbildung zeigt ein	
	$_{,+-}^{-}$ -Duplett. Die rechte Abbildung zeigt ein $_{,++}^{-}$ -Quadruplett	
	und ein $,-++-$ "-Quadruplett	61
7.11.	Quadruplett-Methode für ein perfektes Asymmetrie-Signal mit li-	
	nearem Drift (in blau) nach Gleichung 35 für $d_0 = 0$. Der Drift er-	
	höht das Signal pro Gatezustand um $2a$. Das unterliegende Asymmetrie-	
	Signal ist in Schwarz eingezeichnet. Die horizontalen Gitterlinien	co
7 1 9	naben einen Abstand von a	03
(.12.	Entwicklung der Asymmetrie $A_{Dp/Qp}$ mit meatem Dritt $a(t)$ nor- miert auf die ursprüngliche Asymmetrie A für die Duplett- bzw	
	Quadruplett-Methode Asymmetrie: $A = 1e - 9$, $S^+ - S^- = 1$ Li-	
	nearer Drift: $a = 0.01 \cdot (S^+ - S^-)$.	64
7.13.	Entwicklung der Asymmetrie A'_{OP}^{TA} mit linearem Drift $d(t)$ normiert	-
	auf die ursprüngliche Asymmetrie A für die Quadruplett-Methode.	
	Für "Alt. = True" wurden alternierende Quadrupletts verwendet.	
	Asymmetrie: $A = 10^{-9}, S^+ - S^- = 1$ Drift: $d(t) = 2a \cdot \left(\frac{t}{T}\right)^{\text{Dim.}}$	
	Driftparameter: $a = 0.01 \cdot (S^+ - S^-)$	65
8.1.	Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Wellenlänge für die ET709	
	und ET715	68

8.2.	Oszilloskopbild für das differenzielle Signal der PMT für die Asymmetrie LED und das dazugehörige Chopper-Gate im Mittelwertmodus. Kanal 2 [blau]: V_+ des P2-DivA-Signals Kanal 3 [lila]: V des P2-DivA-Signals Kanal 4 [grün]: Rechtecksignal der Chopperkontrolleinheit	<u>-</u>
8.3.	Oszilloskopbild der Verzögerung zwischen PMT-Signal und Chopper- Gate. Kanal 2 [blau]: V_+ des P2-DivA-Signals Kanal 3 [lila]: V des P2-DivA-Signals Kanal 4 [grün]: Rechtecksignal der Chopperkon-	69
8.4.	trolleinheit	70
8.5.	Abtastungsfaktor: 10 Base-LED: AN Asymmetrie-LED: AN Oben: Gate-Signal basierend auf dem Referenz-Signal der Chopper- Kontrolleinheit und dazugehöriges numerisches Gate zur Exklusi- on des Übergangsbereiches. Unten: Verzögerungskorrigiertes PMT- Signal gemessen mit dem ADC-Board für das Licht der Asymmetrie- LED und Mittelwertbildung der Signalabschnitte für zwei aufeinan- derfolgende	72
	denoigende $,++ -$ Quadrupietts annand der Autenung durch das numerische Gate	73
8.6.	Typische Offset-Messung für die ET709 bei Nominalspannung von 577 V. Die Base- und Asymmetrie-LED sind abgedeckt.	75
8.7.	Gemessenes Signal bei Beleuchtung mit der Base-LED für die ET709	70
8.8.	Histogramm der gemessenen ADC-Spannung für eine zehnsekündige Messung des Lichtsignals der Base-LED	70 76
8.9.	Messreihen für die Bestimmung des Offsets und des Signals der Asymmetrie-LED und Base-LED. Für die Offset- und Asymmetrie- LED-Messung wurden zehn Runs, für die Base-LED fünf Runs mit	10
8.10.	einer Messdauer von jeweils zehn Sekunden aufgenommen Histogramme des Photoelektronenstroms gemessen mit dem Pico-	77
	amperemeter für den Offset und die Signale der Asymmetrie-LED und Base-LED [2500 Messpunkte, NPLC = 5]	79
8.11.	Ergebnisse der Vermessung des asymmetrischen Lichtsignals ohne	01
8.12.	Spektrum mit relativer Intensität in Abhängigkeit der Wellenlänge für die verwendeten LEDs. Messwerte entnemmen aus dem Daten	81
	blatt des Herstellers Würth Elektronik [23]	82

8.13. Relative Transmission in Abhängigkeit der Wellenlänge für die Neu- treldichtefilter NF20A und NF40A Auf der rechten Seite ist der für	
das Spektrum der LED relevante Ausschnitt vergrößsert dargestellt	
Transmissionsdaten des Herstellers Thorlabs Inc.	82
8.14. Mittlere ADC-Spannung in Abhängigkeit der Betriebsspannung U .	
Die Fehlerbalken sind kleiner als die Markierungen.	84
8.15. Mittlere ADC-Spannung im Verhältnis zur Hochspannung in dop- pellogarithmischer Darstellung. Geradenfit zur Veranschaulichung.	
	84
8.16. Offset-Messung für E1709 bei unterschiedlichen Hochspannungs-	
werten. Oben: $377 \text{ V} \mid \mu = -14.83 \text{ mV} \mid \sigma = 0.030 \text{ mV} \mid \Delta \mu = 0.012$ mV. Unton: $577 \text{ V} \mid \mu = -14.75 \text{ mV} \mid \sigma = 0.012 \text{ mV} \mid \Delta \mu = 0.004$	
mV. Onten. 577 v $\mu = -14.75$ mv $\delta = 0.012$ mv $\Delta \mu = 0.004$	86
8 17 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien aus Positiv-Quadrupletts	00
(siehe Unterabschnitt 7.3) bei einer Spannung von $U = 577$ V.	87
8.18. Bestimmte Asymmetrie für die Asymmetrie-LED mit dem Neu-	
traldichtefilter NE30A für verschiedene relative Verstärkungen. Die	
obere x-Achse zeigt die ursprünglichen Hochspannungswerte. Die	
Teilasymmetrien wurden aus Positiv-Quadrupletts (siehe Unterab-	
schnitt 7.3) bestimmt und die Asymmetrie aus dem Erwartungs-	
wert des Gauß-Fits der Teilasymmetrie-Histogramme entnommen.	
Geraden-Fit in Blau, Konstanten-Fit in Grün (beide mit Faktor	~ ~
$\times 10^{-7}$)	88
8.19. Photoelektronenstrom gemessen mit dem Picoamperemeter für eine	01
8 20 Photoelektrononstrom in Abhängigkeit der Polerisatorposition	91
8.21 Bestimmte Asymmetrie für die Asymmetrie-LED mit dem Neutral-	92
dichtefilter NE30A in Abhängigkeit des Photoelektronenstroms	92
8.22. Vermessung der Asymmetrie mit Neutraldichtefilter NE40A für Qua-	01
drupletts im Positiv-Modus.	94
8.23. Vermessung der Asymmetrie mit Neutraldichtefilter NE40A für al-	
ternierende Quadrupletts	96
A.1. Verteilung der Quanteneffizienz für ultraviolettes Licht mit einer	
Wellenlänge von 270 nm und blaues Licht mit einer Wellenlänge	
von 470 nm für die 300 Photomultiplier-Röhren von ET Enterprise	
Ltd. tur das P2-Experiment.	99
A.2. Verteilung der nominellen Hochspannung für die 300 Photomultiplier-	00
A 3 Transmissionsrate für den Film Delarisationsfilter I DUISE2V2 von	99
Thorlabs Inc	100
	T 00

A.4. Extinktionsverhältnis für den Film-Polarisationsfilter LPVISE2X2
von Thorlabs Inc. $\dots \dots \dots$
A.5. $U = 577 \text{ V}$ Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 101
A.6. $U = 552 \text{ V}$ Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 101
A.7. $U = 527 \text{ V}$ Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 101
A.8. $U = 477 \mathrm{V}$ Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. Das re-
duzierte Chi-Quadrat deutet auf überschätzte Unsicherheiten hin.
Wahrscheinliche Ursache ist dabei, dass das Binning des Histo-
gramms aufgrund von Ausreißern (vergleichsweise hohe/niedrige Teil-
asymmetriewerte) verzerrt ist
A.9. $U = 377 \text{ V}$ Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 102
A.10.U = 602 V Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 102
A.11.U = 567 V Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 103
A.12. $U = 587 \text{ V}$ Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 103
A.13.U = 627 V Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 103
A.14. Polarisator position $P=2500 \mid {\rm Histogramm} \; {\rm der} \; {\rm Quadruplett-Asymmetrien}.104$
A.15. Polarisator position $P=2250 \mid {\rm Histogramm} \; {\rm der} \; {\rm Quadruplett-Asymmetrien}.104$
A.16. Polarisator position $P=2100 \mid {\rm Histogramm} \; {\rm der} \; {\rm Quadruplett-Asymmetrien}.104$
A.17. Polarisator position $P=2000 \mid {\rm Histogramm} \; {\rm der} \; {\rm Quadruplett-Asymmetrien}.105$
A.18. Polarisator position $P=1700 \mid {\rm Histogramm} \; {\rm der} \; {\rm Quadruplett-Asymmetrien}.105$
A.19. Run 1 bis Run 60 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 105
A.20.Run 61 bis Run 120 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien 106
A.21.Run 121 bis Run 180 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 106
A.22.Run 181 bis Run 240 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 106
A.23.Run 241 bis Run 300 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 107
A.24.Run 301 bis Run 360 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 107
A.25.Run 361 bis Run 420 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 108
A.26.Run 421 bis Run 480 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 108
A.27.Run 481 bis Run 540 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 108
A.28.Run 541 bis Run 600 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrien. 109
A.29.Run 1 bis Run 60 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie (al-
ternierend). \ldots
A.30.Run 61 bis Run 120 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
(alternierend)
A.31.Run 121 bis Run 180 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
$(alternierend). \dots \dots$
A.32.Run 181 bis Run 240 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
(alternierend)
A.33.Run 241 bis Run 300 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
(alternierend)

A.34.Run 301 bis Run 360 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
$(alternierend). \dots \dots$
A.35.Run 361 bis Run 420 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
$(alternierend). \dots \dots$
A.36.Run 421 bis Run 480 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
$(alternierend). \dots \dots$
A.37.Run 481 bis Run 540 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
$(alternierend). \dots \dots$
A.38.Run 541 bis Run 600 Histogramm der Quadruplett-Asymmetrie
(alternierend)

Tabellenverzeichnis

1.	Übersicht der im Standardmodell beschriebenen fundamentalen Wech-	
	selwirkungen, deren Eichgruppen und den zugehörigen Eichbosonen	8
2.	Übersicht einiger Parameter des ADC-Boards.	39
3.	Parameter zur Datenaufnahme mit dem Terminal-Kommando CMData	
	für den P2-MOLLER-ADC. Die Standardeinstellungen werden, in-	
	sofern sie nicht durch den Nutzer bei Start der Datenaufnahme über-	
	schrieben werden, aus der Datei CMDataSettings.txt entnommen.	
	Eine Ausnahme bildet hierbei der Parameter dNRunsSeq, der im	
	Programmcode direkt standardmäßig auf 1 gesetzt ist.	44
4.	Die linke Tabellenseite zeigt eine Übersicht der Anschlüsse für die	
	untere Schraubklemme des Motortreibers. Die rechte Tabellenseite	
	zeigt die Pin-Belegung der zwei Motoren am Arduino	59
5.	Auszug der Quanteneffizienzen (QE) für die Photomultiplier ET709	
	und ET715	68
6.	Abtastfrequenz, Samples pro Gatezustand und Dateigröße pro ge-	
	messener Sekunde in Abhängigkeit des Abtastfaktors. *Für die Aus-	
	lese eines einzelnen Kanals	68
7.	ADC-Spannung mit Mittelwert μ , Standardabweichung σ und Feh-	
	ler des Mittelwerts $\Delta \mu = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$ für verschiedene PMT-Hochspannungen.	
	Die Nominalspannung ist gelb hervorgehoben. Die letzte Spalte zeigt	
	die relative Verstärkung im Verhältnis zur Verstärkung bei Nomi-	
	nalspannung $g_{\text{nom.}}$	85
8.	Tabelle der Asymmetrie-Messpunkte in Abhängigkeit der Hochspan-	~ ~
	nung. Die Nominalspannung ist gelb hervorgehoben	89
9.	Tabelle für die Vermessung der Asymmetrie für unterschiedliche	
	Lichtintensitäten mit Polarisatorposition (MOT2), Photoelektronen-	
	strom I_{PE} mit Fehler ΔI_{PE} und der Asymmetrie für Quadrupletts	0.0
10	im Positiv-Modus.	93
10.	Tabelle der Gesamtasymmetrien aus dem Erwartungswert des Gauß-	
	Fits für die verschiedenen Messreihen. Ausgewertet aus Quadru-	
	pletts mit alternierendem Startzustand (Alternierend-Quadrupletts)	0.4
	und Quadrupletts mit positivem Startzustand (Positiv-Quadrupletts).	94