

Entwurf eines Luminositätsmonitors für das P2-Experiment

Master-Arbeit in Physik

von

Tobias Christopher Rimke
geboren in Bad Kreuznach

vorgelegt dem Fachbereich 08 – Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz

Erster Gutachter : **Prof. Dr. F. Maas**
Zweiter Gutachter : **Prof. Dr. J. Pochodzalla**

*Entwurf eines Luminositätsmonitors für das P2-
Experiment*

© Tobias Christopher Rimke

c/o

P2

Institut für Kernphysik,
Johannes Gutenberg-Universität, Mainz
Johann-Joachim-Becher-Weg 45
D-55128 Mainz

trimke@students.uni-mainz.de

Abbildungsverzeichnis

2.1.	$\sin^2(\Theta_w)$ -Abhängigkeit von der Skala $\mu = \sqrt{ Q^2 }$	2
2.2.	Feynman-Graphen für Møller Streuung beim Tree-Level	6
3.1.	Skizze der experimentelle Methode für das P2-Experiment	9
3.2.	Wirkungsquerschnitte der dominierenden Streuprozesse, bestimmt aus Gleichungen 2.4 und 2.23, in Abhängigkeit des Streuwinkels im Laborsystem.	11
3.3.	Asymmetrie der elastischen ep-Streuung und der Møllerstreuung in Abhängigkeit des Streuwinkels im Laborsystem	12
3.4.	Gewichtete Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels	12
3.5.	Skizze des Cherenkov-Effekts. Die hier gegebene Darstellung vernachlässigt Dispersionseffekte	14
3.6.	Brechungsindex für SiO_2 in Abhängigkeit der Wellenlänge	15
3.7.	Lichtleiterfunktion des Spectrosil-Blocks [3]	16
3.8.	Abhängigkeit der Transmission von der Wellenlänge des einfallenden Lichts für eine zweischichtige Aerogelprobe $100 \times 100 \times (7 + 7) \text{ mm}^3$ [12]	17
3.9.	Brechungsindex für Aerogel in Abhängigkeit der Wellenlänge [18]	18
3.10.	Skizze des Versuchsaufbau für Aerogel	19
4.1.	Geant4-Simulation von Cherenkov-Photonen im Spectrosil 2000	21
4.2.	Untersuchungen zur Transmission und Reflektivität von Aerogel für das PANDA Experiment	22
4.3.	Geant4-Simulation von Cherenkov-Photonen im Aerogel	23
4.4.	Visuelle Ausgabe der Simulation für den Versuchsaufbau mit Spectrosil-2000	24
4.5.	Visuellen Ausgabe der Simulation für den Versuchsaufbau mit Aerogel	24
4.6.	Verteilung der Photoelektronen aus der Geant4-Simulation	26
4.7.	z -Komponente des Magnetfelds des FOPI-Solenoiden in Abhängigkeit von der z -Koordinate und dem radialen Abstand r von der Strahlachse. [3]	27
4.8.	Implementierter Versuchsaufbau in der Geant4-Simulation	28
4.9.	Implementierter Versuchsaufbau in der Geant4-Simulation	28
4.10.	ep-Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und Streuenergie E_f	31
4.11.	ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position	31
4.12.	Møller-Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und Streuenergie E_f	32
4.13.	Møller-Asymmetrie nach der Theorie	33
4.14.	Møller-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position	33
4.15.	Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und Streuenergie E_f	34

4.16. Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position	35
4.17. Ratengemittelte Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und Streuenergie E_f	36
4.18. Ratengemittelte Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position	36
4.19. Mögliche Positonen für den Luminositätsmonitor	37
4.20. Räumliche Verteilung der Anfangszustände für die Simulation der elastischen Elektron-Proton Streuung auf y-z Achse. Das lH_2 Target erstreckt sich vom $z=300\text{ mm}$ bis $z=-300\text{ mm}$ mit einem Radius von $r=25\text{ mm}$ [3].	39
4.21. Raytracing-Simulation der Ratenverteilung der physikalischen Prozesse am Ende des Strahlrohrs	40
5.1. Schematische Skizze des Versuchsaufbau mit dem amorphen SiO_2 als Cherenkov-Material	43
5.2. Bilder des Versuchsaufbaus	44
5.3. Oszilloskopbild der Signale am QDC, Gelb Signal des Spectrosils, Magenta Gate-Signal ohne Pedestal Clock	45
5.4. Spektrum des Aerogel-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung	48
5.5. Spektrum des Aerogel-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung	49
5.6. Spektrum des Spectrosil-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung . . .	49
5.7. Spektren des Aerogel-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung	50
5.8. Spektrum des Spectrosil-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung . . .	51
5.9. Spektrum des Spectrosil-LUMI-Prototyps mit linearem Untergrundfit, logarithmische Darstellung	51
5.10. Zwei Spektren für Spectrosil bei unterschiedlichen Betriebsspannungen . .	52
5.11. Hamamatsu PMT-Verstärkungskennlinie	54
5.12. Verteilung der mittlere Anzahl der Photoelektronen aufgetragen gegen die Betriebsspannung der PMT	55
5.13. Fits aus dem Spectrosil-Spektrum mit begrenzter und unbegrenzter Landau-Breite	56
5.14. σ der Gauß-Funktion in Abhängigkeit der Landau-Position für die Spectrosil-Messungen	57
5.15. Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der vertikalen Achse	58
5.16. Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der horizontalen Achse	59
5.17. Spectrosil-Spektren vor dem Glättungsvorgang (links) und nach dem (rechts)	60
5.18. Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der vertikalen Achse, für ungeglättete und geglättete Spektren	60
5.19. Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der horizontalen Achse, für ungeglättete und geglättete Spektren bei Vertikalposition 61 (links) bzw. 1(rechts)	61

5.20. Ermittelte Standardabweichung in den <i>NPE</i> der 50-Schritte aus den Messungen entlang der vertikalen Achse, in dem das Binning untersucht wird .	62
5.21. Anzahl an Photoelektronen gegen die horizontale Position des Elektronenstrahls für Spectrosil (links) und Aerogel (rechts)	62
5.22. Anzahl an Photoelektronen gegen die horizontale Position des Elektronenstrahls für ungeglättete Spectrosil-Spektren (links) und geglättete (rechts)	64
5.23. Anzahl an Photoelektronen gegen die vertikale Position des Elektronenstrahls für Spectrosil (links) und Aerogel (rechts)	65
5.24. Wahrscheinlichste Landau-Position gegen die horizontale Position der Cherenkov-Materialien	68
5.25. Wahrscheinlichste Landau-Position gegen die vertikale Position des Elektronenstrahls für Spectrosil (links) und Aerogel (rechts)	68
5.26. <i>NPE</i> -Verteilung gegen die <i>wahrscheinlichste Landau – Position</i> für die Messungen mit Aerogel	69
5.27. <i>NPE</i> -Verteilung gegen die <i>wahrscheinlichste Landau – Position</i> für die Messungen mit Spectrosil	70
6.1. Verstärkungs-Variation als eine Funktion des Anoden- und Dynodenstroms $\frac{I_a}{I_p}$ [9]	73
A.1. ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position	78
A.2. Møller-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position	79
A.3. Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position	79
A.4. Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position	80
A.5. Mögliche Positonen für den Luminositätsmonitor	81
A.6. Schematische Skizze der PMT und innerer Elektronik	82

Tabellenverzeichnis

4.1. Mittlere Anzahl an Photoelektronen NPE pro Event	26
4.2. Gemittelte Werte aus den möglichen Positionen für den Luminositätsmonitor	37
4.3. Summierte Rate der Untergrundelektronen von der Raytracing-Simulation für verschiedene r -Intervallen	41
5.1. Fitparameter aus dem Plot mit und ohne linearem Untergrund für Spectrosil	52
5.2. Werte für die Pedestal korrigierte Landau-Position aus den Verstärkungskennlinien- Messungen	53
5.3. Fitparameter aus der Verstärkungskennlinie	54
5.4. Fitparameter von dem NPE-HV Plot	55
5.5. Fitparameter von dem NPE-horizontal Position Plot für Spectrosil	63
5.6. Fitparameter von dem NPE-horizontal Position Plot für Aerogel	64
5.7. Fitparameter von dem NPE-horizontal Position Plot, für die geglätteten Daten	65
5.8. Fitparameter von dem NPE-vertikal Position Plot	65
5.9. Ermittelte NPE aus der Simulation und den Versuchen	67
5.10. Fitparameter von dem NE -Landau-Position Plot für Aerogel ohne Unter- grundstörung	69
5.11. Fitparameter von dem NE -Landau-Position Plot für Aerogel mit Unter- grundstörung	70
5.12. Fitparameter von dem NE -Landau-Position Plot für Spectrosil	70
6.1. Übersicht der Elektronen-Trefferraten im Luminositätsmonitor	72
6.2. Kathoden-und Anodenstrom der LUMI-Detektoren für die Cherenkovma- terialien im P2-Experiment	72
A.1. Gemittelte Werte aus den möglichen Positionen für den Luminositätsmonitor	81

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung	2
2.1. Elektroschwacher Mischungswinkel	2
2.1.1. Elastische Elektron-Proton-Streuung	3
2.1.2. Møller-Streuung	6
3. P2-Experiment und Messung der Luminosität	9
3.1. P2-Experiment	9
3.2. Luminosität	10
3.3. Streuprozesse im Luminositätsmonitor	11
3.4. Cherenkov-Detektoren	13
3.4.1. Spectrosil® 2000	15
3.4.2. Aerogel	16
3.5. Aufbau des Luminositätsmonitors	18
4. Simulation der physikalischen Prozesse im Luminositätsmonitor	20
4.1. Geant4	20
4.2. Antwortverhalten des Luminositätsmonitors auf Elektronen	21
4.3. Asymmetrieverteilung der Elektronen aufgrund des P2-Magnetfelds für den Luminositätsmonitor	26
4.4. Raytracing Simulation von Streueignissen im Target	38
4.5. Raytracing Simulation der Ratenverteilung auf dem Luminositätsmonitor	39
5. Messungen und Auswertungen der Strahlzeit	43
5.1. Signal des Aerogels und Spectrosils	46
5.2. Verstärkungskennlinie des Photomultipliers Hamamatsu	52
5.3. Positionscan der LUMI-Prototypen	56
6. Abschätzung der Luminositätssignale im P2-Experiment	72
7. Zusammenfassung und Ausblick	75
A. Wichtige Details	77
A.1. Formfaktoren	77
A.1.1. Elektromagnetische Formfaktoren des Neutrons	77
A.1.2. Strangeness Formfaktoren	77
A.1.3. Axial Formfaktoren des Protons	77

A.1.4. Isospin verletzende elektromagnetische Formfaktoren	77
A.2. Asymmetrieverteilung der Elektronen aufgrund des P2-Magnetfelds für den Luminositätsmonitor bei festgehaltenem $\phi = 0$	78
A.3. PMT: Hamamatsu R1140	82

1. Einleitung

Die Kollaboration P2 plant ein Experiment am neuen Elektronenbeschleuniger MESA – "Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator". Das Experiment zielt auf eine präzise Bestimmung des elektroschwachen Mischungswinkels $\sin^2 \Theta_w$ ab bei niedrigem negativen Viererimpulsübertragungsquadrat Q^2 . Hierzu wird die paritätsverletzende Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen gemessen. Die Messung der gestreuten Elektronen findet unter Vorwärtsstreuwinkeln zwischen 25° und 45° statt. Während des Experiments ist eine Überwachung aller Strahlparameter erforderlich. Die Polarisationsumschaltung führt zu einer systematischen Veränderung der Strahlparameter wie Strom, Energie, Strahlhöhe und Strahlwinkel, daraus folgt ebenfalls eine systematische Veränderung der zu messenden Asymmetrie. Das Produkt aus Strahlstrom und Targetdichte wird Luminosität genannt. Neben Strahlstromschwankungen führen auch Dichteschwankungen des 1H_2 -Targets zu Luminositätsfluktuationen, welche die zu messende Asymmetrie verändern. Daher muss auch die Luminosität überwacht werden.

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden Voruntersuchungen für einen Detektor innerhalb des P2-Aufbaus gemacht, der die Luminosität überwachen soll ein sogenannter Luminositätsmonitor ("LUMI "). In Kapitel 2 wird die Kinematik der Luminositätsmessung festgelegt. Abgesehen davon wird hier das Thema der Luminosität eingeführt. Außerdem werden die in dieser Arbeit verwendeten Cherenkovdetektoren vorgestellt. Um mögliche Stellen für die LUMIs zu finden, müssen die Auswirkungen der Events aus dem P2-Experiment auf die LUMIs ermittelt werden. Die hierzu verwendeten Computersimulationen sind in Kapitel 4 dargestellt. Es wurden Prototypen erstellt und diese wurden innerhalb einer Strahlzeit getestet, die daraus folgende Ergebnisse werden in Kapitel 5 ausgewertet. Aus den Simulationen und der Strahlzeit gewonnenen Resultate werden benutzt, um zuletzt eine Abschätzung liefern zu können für die Anzahl der erzeugten Photoelektronen der Luminositätsmonitore während des P2-Experiments.

2. Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung

2.1. Elektroschwacher Mischungswinkel

Infolge der Vereinheitlichung der schwachen Wechselwirkung und der elektromagnetischen Wechselwirkung zur elektroschwachen Wechselwirkung werden die γ und Z^0 Eichbosonen als Mischzustände von zwei nicht beobachtbaren Ausgangszuständen B^0 und W^0 dargestellt. Dieser Zusammenhang lässt sich mit folgender Drehmatrix veranschaulichen:

$$\begin{pmatrix} \gamma \\ Z^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Theta_w) & \sin(\Theta_w) \\ -\sin(\Theta_w) & \cos(\Theta_w) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^0 \\ W^0 \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Der Drehwinkel Θ_w wird elektroschwacher Mischungswinkel oder auch Weinbergwinkel genannt. $\sin^2(\Theta_w)$ ist einer der grundlegendsten Parameter des Standardmodells. Er dient als Ausgangspunkt für Untersuchungen zur Festigung des Standardmodells sowie zur Erforschung neuer Phänomene außerhalb der bekannten Physik [13].

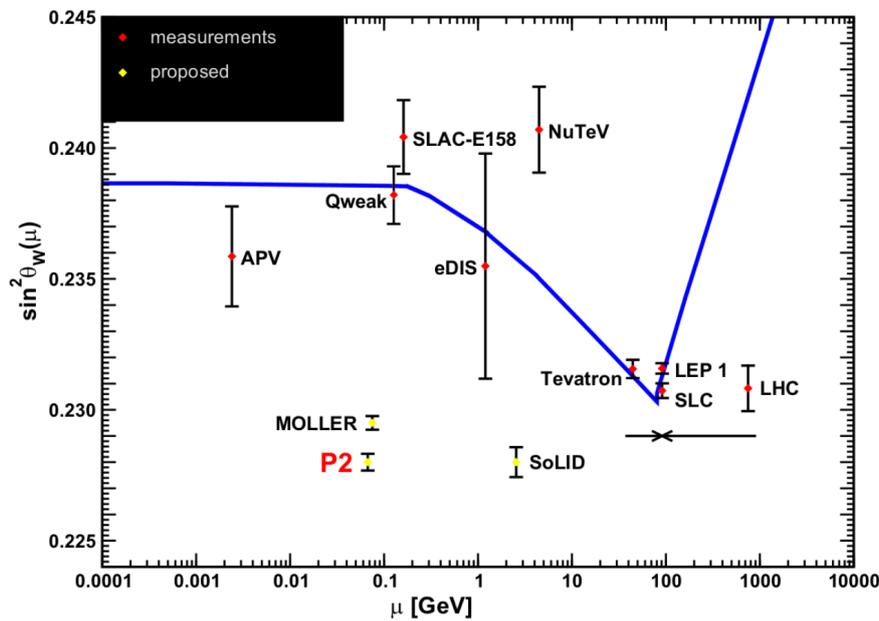


Abbildung 2.1.: $\sin^2(\Theta_w)$ -Abhängigkeit von der Skala $\mu = \sqrt{|Q^2|}$

Eine signifikante Abweichung vom Standardmodell vorhergesagten Werten wäre ein Hinweis auf neue Physik. In der Abbildung 2.1 sieht man den aus dem Standardmodell vorhergesagten theoretischen Verlauf des Weinbergwinkels in Abhängigkeit des Impulsübertrags. Die roten Punkte stellen die Ergebnisse abgeschlossener Experimente da. Die gelben Punkte in der Abbildung stehen für zukünftige Experimente. Sie sind an willkürliche Stellen entlang $\sin^2(\Theta_w)$ platziert. In der Abbildung eingeschlossen sind die prognostizierten Fehlerbalken der zukünftigen Experimente.

2.1.1. Elastische Elektron-Proton-Streuung

Zur Bestimmung des Mischungswinkels misst das P2-Experiment die schwache Ladung des Protons durch die paritätsverletzende Asymmetrie einer Elektron-Proton Streuung im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen. Paritätsverletzend bedeutet, dass man unter Raumspiegelung unterschiedliche Ergebnisse für das gleiche Experiment erhält. Um nicht den gesamten Experimentaufbau zu spiegeln, dreht man den Spin der Elektronen um. Der Spin ist unter Raumspiegelung invariant. Man streut also elastisch einen longitudinal polarisierten Elektronenstrahl an einem Wasserstoff-Target. Durch die beiden Spineinstellungen erhält man anhand der Paritätsverletzung zwei unterschiedliche Wirkungsquerschnitte. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{eN}^\pm$ der elastischen Streuung eines longitudinal polarisierten Elektrons mit Helizität ± 1 am Nukleon lässt sich wie folgt schreiben.

$$\frac{d\sigma_{eN}^\pm}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha \hbar c}{4m_N Q^2} \frac{E_f}{E_i} \right)^2 |M_\gamma + M_Z^\pm|^2 \quad (2.2)$$

$\hbar c = 197.3269$ MeV fm ist der Ausdruck für das reduziertes Plancksches Wirkungsquantum multipliziert mit der Lichtgeschwindigkeit. Hierbei steht $\alpha = 1/137.0359$ für die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. E_f, E_i stehen für die Energien des Elektrons vor und nach der Streuung. Q^2 ist das negative Quadrat des Viererimpulsübertrags zwischen Elektron und Proton $Q^2 \approx 4E_i E_f \sin^2(\theta/2)$ abhängig vom Streuwinkel θ parallel zur Strahlachse. m_N ist die Nukleon Masse. M_γ, M_Z^\pm sind die Übergangsmatrixelemente der elektromagnetischen bzw. schwachen Wechselwirkung.

$$|M_\gamma + M_Z^\pm|^2 = \underbrace{|M_\gamma|^2}_{\sim \frac{1}{Q^4}} + 2 \underbrace{|M_\gamma| |M_Z^\pm|}_{\sim \frac{1}{Q^2} \frac{1}{Q^2 + m_Z^2}} + \underbrace{|M_Z^\pm|^2}_{\sim \frac{1}{(Q^2 + m_Z^2)^2}} \quad (2.3)$$

mit der Z-Masse $m_Z = 91.1876$ GeV/c².

Der erste Term der Summe beschreibt die rein elektromagnetische Wechselwirkung. Die elektromagnetische Wechselwirkung ist paritätserhaltend. Sie unterscheidet nicht zwischen unterschiedliche Helizitätszustände. Der dritte Term schildert die paritätsverletzende neutrale schwache Wechselwirkung. Wegen der unterschiedlichen Kopplungsstärke an rechts- und linkshändige Teilchen, ist M_Z^\pm Helizität abhängig. Aufgrund der hohen Masse des Z-Bosons ist dieser Term vernachlässigbar falls $Q^2 \ll m_Z^2$ gilt. Damit bleibt

der zweite Term, der die Interferenz beider Wechselwirkungen beschreibt, übrig. Die Veränderung des Wirkungsquerschnitts durch die schwache Wechselwirkung ist zu klein, um sie direkt messen zu können. Um dennoch den Beitrag der schwachen Wechselwirkung ermitteln zu können, nutzt man die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung im zweiten Term für eine Messung der Asymmetrie aus. Schreibt man den differentiellen Wirkungsquerschnitt mittels der elektrischen und magnetischen Formfaktoren $G_E^{p\gamma}$, $G_M^{p\gamma}$ um, erhält man die Rosenbluth-Formel [4].

$$\frac{d\sigma_{ep}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega} \cdot \left(\frac{(G_E^{p\gamma}(Q^2))^2 + \tau(G_M^{p\gamma}(Q^2))^2}{1 + \tau} + 2\tau \left(G_M^{p\gamma}(Q^2) \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \right)^2 \right) \quad (2.4)$$

$$\frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega} = \frac{(2\alpha\hbar c)^2 \cdot E_f^2}{Q^4 c^4} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot \frac{E_f}{E_i} \quad (2.5)$$

wobei

$$\tau = \frac{Q^2}{4m_p c^2} \quad (2.6)$$

$m_p = 938.2721 \text{ MeV}/c^2$ die Protonenmasse ist.

Man erkennt, dass die Streuung mit Rückwärtsstreuungswinkel $\theta \sim 180^\circ$ beim Mott-Wirkungsquerschnitt unterdrückt ist. Dies entspricht der Erwartung, da bei der Berechnung von $d\sigma_{Mott}$ der Spin des Elektrons berücksichtigt wurde und die Rückwärtsstreuung in diesem Fall aufgrund der Helizitätserhaltung nicht möglich ist.

Die elektrischen und magnetischen Formfaktoren des Protons werden mit dem "Dipole x Polynom-Modell"parametrisiert. Innerhalb des Modells wird der Dipolterm mit einem Polynom-Ansatz multipliziert, welcher von Bernauer [6] erstellt wurde.

$$G_{dipol}^{std}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71 \text{ GeV}^2} \right)^{-2} \quad (2.7)$$

$$G_{E,M}^{poly}(Q^2) = 1 + \sum_{i=1}^8 \left(K_i^{E,M} \cdot Q^{2i} \right) \quad (2.8)$$

Die Parameter k_l der Parametrisierung für die Formfaktoren werden der Quelle [3] entnommen. Es folgt für die Formfaktoren des Protons.

$$G_E^{p\gamma}(Q^2) = G_{dipol}^{std}(Q^2) \cdot G_E^{poly}(Q^2) \quad (2.9)$$

$$G_M^{p\gamma}(Q^2) = \mu_P / \mu_N \cdot G_{dipol}^{std}(Q^2) \cdot G_M^{poly}(Q^2)$$

hier ist $\mu_P = 2.7928 \mu_N$ des Protons magnetisches Moment und $\mu_N = (e\hbar)/(2m_p)$ ist das Kernmagneton. Die Parameter in Gleichung und alle weitere Werte für noch aufkommende Formfaktoren wurden aus [3] entnommen.

Die paritätsverletzende Asymmetrie von links- und rechtshändigen Elektronen ist definiert durch:

$$A^{PV} = \frac{d\sigma_{eN}^+ - d\sigma_{eN}^-}{d\sigma_{eN}^+ + d\sigma_{eN}^-} \quad (2.10)$$

Wenn man Gleichung 2.2 einsetzt erhält man für die Asymmetrie.

$$A^{PV} = \frac{|M_\gamma|^2 + 2\text{Re}|M_\gamma^* M_Z^+| + |M_Z^+|^2 - |M_\gamma|^2 - 2\text{Re}|M_\gamma^* M_Z^-| - |M_Z^-|^2}{|M_\gamma|^2 + 2\text{Re}|M_\gamma^* M_Z^+| + |M_Z^+|^2 + |M_\gamma|^2 + 2\text{Re}|M_\gamma^* M_Z^-| + |M_Z^-|^2} \quad (2.11)$$

Für $Q^2 \ll m_Z^2$ gilt $|M_\gamma|^2 \gg \text{Re}|M_\gamma^* M_Z^\pm| \gg |M_Z^\pm|^2$, kann man A^{PV} annähern mit:

$$A^{PV} \approx \frac{\text{Re}(M_\gamma^*[M_Z^+ - M_Z^-])}{|M_\gamma|^2} \quad (2.12)$$

Die Asymmetrie lässt sich wie folgt ausdrücken

$$A^{PV}(Q^2 \rightarrow 0) = \frac{-G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha} (Q_w^p - F(E_i, Q^2)) \quad (2.13)$$

G_F ist die Fermi-Kopplungskonstante, Q_w^p entspricht der schwachen Ladung des Protons, $F(E_i, Q^2)$ ist eine Funktion, in der die Beiträge der Nukleon-Struktur zusammen gefasst werden.

$$F(E_i, Q^2) = F^{EM}(E_i, Q^2) + F^A(E_i, Q^2) + F^S(E_i, Q^2) \quad (2.14)$$

In dieser Beziehung ist F^{EM} der durch die elektromagnetischen Formfaktoren von Proton und Neutron gegebene Anteil von 2.14.

$$F^{EM}(E_i, Q^2) = \frac{\epsilon G_E^{p\gamma} G_E^{n\gamma} + \tau G_M^{p\gamma} G_M^{n\gamma}}{\epsilon (G_E^{p\gamma})^2 + \tau (G_M^{p\gamma})^2} \quad (2.15)$$

$F^A(E_i, Q^2)$ hängt vom Axialformfaktor $G_A^{p,Z}$ des Protons ab und wird bestimmt durch.

$$F^A(E_i, Q^2) = \frac{(1 - 4\sin^2(\theta))\sqrt{1 - \epsilon^2}\sqrt{\tau(\tau - 1)G_M^{p\gamma}G_A^{p,Z}}}{\epsilon (G_E^{p\gamma})^2 + \tau (G_M^{p\gamma})^2} \quad (2.16)$$

F^S fasst die Beiträge von Strangequarks im Proton, parametrisiert durch G_E^s und G_M^s , sowie dem Einfluss der Brechung der Isospin-Symmetrie, parametrisiert durch $G_E^{u,d}$ und $G_M^{u,d}$, zusammen.

$$F^S(E_i, Q^2) = \frac{\epsilon G_E^{p\gamma} G_E^s + \tau G_M^{p\gamma} G_M^s}{\epsilon (G_E^{p\gamma})^2 + \tau (G_M^{p\gamma})^2} + \frac{\epsilon G_E^{p\gamma} G_E^{u,d} + \tau G_M^{p\gamma} G_M^{u,d}}{\epsilon (G_E^{p\gamma})^2 + \tau (G_M^{p\gamma})^2} \quad (2.17)$$

Die Parametrisierung der Formfaktoren $G_E^{n,\gamma}$, $G_M^{n,\gamma}$, $G_A^{p,Z}$, G_E^s , G_M^s , $G_E^{u,d}$ und $G_M^{u,d}$ befindet sich in Anhang A.1. Für den kinematischen Faktor ϵ gilt.

$$\epsilon = \left[1 + 2(1 + \tau) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{-1} \quad (2.18)$$

Auf dem Tree-Level entspricht ϵ dem transversalen Linearpolarisationsgrad des ausgetauschten virtuellen Photons bei vernachlässigter Elektron-Ruheenergie. Die transversale Ebene steht dabei senkrecht zum Impulsübertragsvektor. ϵ kann als Maß für die Beiträge der axialen Kopplungen der Quarks zum Streuprozess angesehen werden. Für die schwache Ladung des Protons gilt auf Tree-Level [2]:

$$Q_w^p = 1 - 4 \sin^2 \Theta_w \quad (2.19)$$

Durch die Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie und mit den Gleichungen 2.13 und 2.19 erhält man den Weinbergwinkel.

2.1.2. Møller-Streuung

Die Møller-Streuung ist die Elektron-Elektronstreuung am Target. In niedrigster Ordnung der Quantenelektrodynamik (QED) dem "Ein-Photonen-Austausch" berechnet sich die Matrixelemente der Møller Streuung aus den Feynman-Graphen aus Abbildung 2.2.

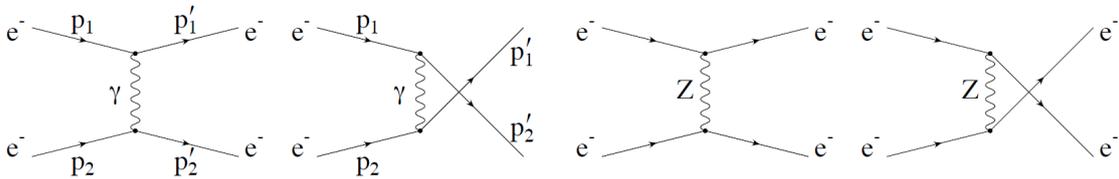


Abbildung 2.2.: Feynman-Graphen für Møller Streuung beim Tree-Level

Der Unterschied in den ersten beiden Diagrammen liegt im Photonenaustausch der ausgehenden Elektronen. Die Übergangsamplitude ergibt sich nach [15] für ein unpolarisiertes Target in natürlichen Einheiten ($\hbar = c = 1$).

$$|\bar{M}^2| = 2(4\pi\alpha)^2 \left(\frac{s^2 + t^2}{u^2} + \frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2s^2}{tu} \right) \quad (2.20)$$

$s = (p_1 + p_2)^2$, $t = (p_3 - p_1)^2$ und $u = (p_3 - p_2)^2$ sind die Lorentz-invarianten Mandelstam-Variablen. Als $p_{(1,2)}$ und $p_{(3,4)}$ werden die Vierer-Impulse vor bzw. nach der Streuung bezeichnet. Die Beziehung zwischen Wirkungsquerschnitt und Übergangsamplitude ist:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \frac{1/2}{(8\pi)^2 s} |\bar{M}^2| \quad (2.21)$$

Hier ist der Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem ("Center of Mass", CM) angegeben. Nach Gleichung 2.20 und 2.21 folgt.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \frac{\alpha^2}{4s} \left(\frac{s^2 + t^2}{u^2} + \frac{s^2 + u^2}{t^2} + \frac{2s^2}{tu} \right) \quad (2.22)$$

Wenn $E_{Elektron} \gg m_e$ gilt, so können Terme wie $\frac{m_e^2}{s,t,u}$ vernachlässigt werden. Diese Annahme ist wirksam, da im P2-Experiment die mittlere Energien der Møller Elektronen $\approx 70 \text{ MeV}$ beträgt. Durch die Näherung ergeben sich folgende Beziehungen für die Mandelstam-Variablen.

$$\frac{s^2 + u^2}{t^2} = \frac{1 + \cos^4(\theta_{CM}/2)}{\sin^4(\theta_{CM}/2)}; \quad \frac{s^2 + t^2}{u^2} = \frac{1 + \sin^4(\theta_{CM}/2)}{\cos^4(\theta_{CM}/2)}; \quad \frac{2s^2}{tu} = \frac{8}{1 - \cos^2(\theta_{CM})}$$

Der Wirkungsquerschnitt der Møller Streuung lässt sich mit $s = 2m_e(E + m_e)$ mit der Elektronenmasse $m_e = 0.5109 \text{ MeV}/c^2$ wie folgt berechnen.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{CM}} = \frac{\alpha^2}{4s} \left(\frac{1 + \cos^4(\theta_{CM}/2)}{\sin^4(\theta_{CM}/2)} + \frac{1 + \sin^4(\theta_{CM}/2)}{\cos^4(\theta_{CM}/2)} + \frac{8}{1 - \cos^2(\theta_{CM})} \right) \quad (2.23)$$

Um Vorhersagen zum Verhältnis der Møller-Streuung zur Elektron-Proton-Streuung im Luminositätsmonitor treffen zu können, ist es notwendig, die Wirkungsquerschnitte und Streuwinkel im Laborsystem anzugeben. Hierzu wird eine Lorentztransformation mit der Geschwindigkeit $-v$ entlang der z -Achse durchgeführt. Es wird weiterhin im natürlichen Einheitensystem gerechnet.

$$P_{LAB}^\mu = \tilde{\Lambda}_v^\mu P_{CM}^\nu \quad \text{mit} \quad \tilde{\Lambda} = 4 \times 4 \text{ Matrix} \quad (2.24)$$

P_{LAB} ist der Vierer-Impuls des Elektrons im Laborsystem und P_{CM} im Schwerpunktsystem. Sei θ der Winkel der Teilchenbewegung relativ zur z -Achse im Laborsystem. $P_z = P \cdot \cos\theta$ ist die z -Komponente des Impuls und $P_\perp = P \cdot \sin\theta$ ist die Impulskomponente senkrecht zur z -Achse ($P_\perp^2 = P_x^2 + P_y^2$). Anzumerken ist, dass Vektor P_\perp unbeeinflusst von der Lorentztransformation bleibt [1].

$$\begin{aligned} \tan(\theta_{LAB}) &= \frac{P_{\perp LAB}}{P_{z LAB}} = \frac{P_{\perp CM}}{\gamma(P_{z CM} + vE)} = \frac{P_{CM} \cdot \sin(\theta_{CM})}{\gamma(P_{CM} \cdot \cos(\theta_{CM}) + vE)} \\ &= \frac{\sin(\theta_{CM})}{\gamma(\cos(\theta_{CM}) + vE/P_{CM})} = \frac{\sin(\theta_{CM})}{\gamma(\cos(\theta_{CM}) + 1)} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Bis jetzt ist Gleichung 2.25 nur eine Lorentztransformation in z -Richtung. Um nun eine Winkeltransformation vom "Center of Mass "ins "Laboratory Frame "System zu erhalten, müssen noch die besonderen Eigenschaften der jeweiligen Systeme berücksichtigt werden. Hierzu schauen wir uns die Schwerpunktsenergien an. Im CM-System beträgt die Schwerpunktsenergie $s = 4E^2$. Da s eine Erhaltungsgröße ist, werden die Schwerpunktsenergien der Systeme gleichgesetzt und das Gleichungssystem wird nach E/m_e aufgelöst.

$$4E^2 = 2m_e(E + m_e) \quad \rightarrow \quad E/m_e = \sqrt{\frac{E + m_e}{2m_e}} = \gamma \quad (2.26)$$

Das trigonometrische Verhältnis in Gleichung 2.25 wird durch $\frac{\sin(\theta)}{\cos(\theta)+1} = \tan(\theta/2)$ ersetzt und γ von 2.26 wird eingesetzt. Daraus erhält man für den Winkel im Laborsystem folgenden Ausdruck.

$$\tan(\theta_{LAB}) \cdot \sqrt{\frac{E + m_e}{2m_e}} = \tan(\theta_{CM}/2) \quad (2.27)$$

Bei longitudinaler Spineinstellung gibt es eine paritätsverletzende Asymmetrie in der Elektron-Elektron-Streuung. Analog zur Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung rührt sie von der Interferenz zwischen elektromagnetischen und schwachen Amplituden her.

$$A^{PV} = -m_e E \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{16 \sin^2(\theta_{CM})}{(3 + \cos^2(\theta_{CM}))^2} \left(\frac{1}{4} - \sin^2(\theta_W) \right) \quad (2.28)$$

3. P2-Experiment und Messung der Luminosität

3.1. P2-Experiment

Die experimentelle Methode des P2-Experiments besteht in der Bestimmung der Asymmetrie von elastisch an unpolarisierten Protonen gestreuten links- und rechtshändig polarisierten Elektronen unter Vorwärtsstreuwinkel von 45° . Die elastisch gestreuten Elektronen werden in Cherenkovdetektoren nachgewiesen. Das Prinzip der Messung wird in der Abbildung 3.1 dargestellt.

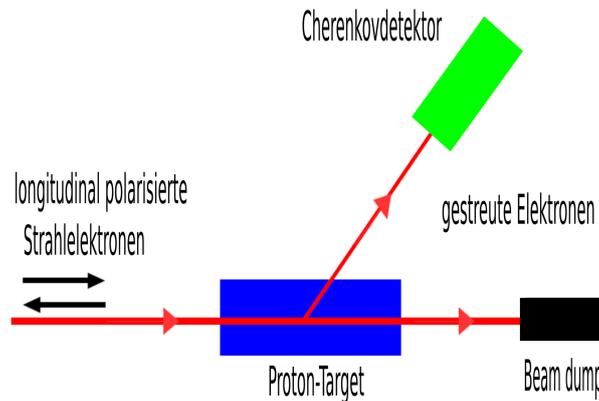


Abbildung 3.1.: Skizze der experimentelle Methode für das P2-Experiment

Angestrebt wird eine Messung mit einem Wert von $A_{exp}^{PV} \sim 39.94 \text{ ppb}$ (parts per billion) mit relativen Fehler von 1.40% [3]. Die statistische Unsicherheit skaliert mit $\frac{1}{\sqrt{N}}$ (N Anzahl der elastisch gestreuten Elektronen). Dies entspricht einer Messzeit von 10000 Stunden. Um hohe Zählraten zu erlangen, wird am Mainzer Institut für Kernphysik ein neuer Elektronenbeschleuniger MESA (Mainz Energy Recovering Superconducting Accelerator) errichtet. MESA liefert einen $150 \mu\text{A}$ Strahl von 155 MeV, der auf ein 60 cm langes Flüssigwasserstoff-Target geschossen wird. Hiermit wird eine Luminosität von $L = 2.38 \cdot 10^{39} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht. Wie im folgenden Kapitel 3.2 erläutert wird, erwartet man wegen der hohen Luminosität eine ebenfalls hohe Rate elastischer Streueignisse im Target. Mit dem im P2-Experiment überlegtem Messprinzip können einzelne Teilchen zeitlich nicht separiert werden. Zu viele Teilchen folgen in zu kurzen Zeitintervallen. Aus

diesem Grund verwendet P2 eine Integrationsmessung. Der Elektronenstrahl ist polarisiert und ändert seine Spinrichtung mit einer Frequenz von 1 kHz . Der Polarisationsgrad ($P > 85\%$) muss hoch sein so wie dessen Fehler ($\frac{\Delta P}{P} < 0.5\%$) gering. Das Magnetfeld eines Solenoiden zwingt die nachzuweisende Elektronen auf eine Bahnkurve, die auf den Cherenkovdetektoren endet. Dort erzeugen die Elektronen Cherenkovlicht, wenn ihre Energie größer ist als die Cherenkovschwelle des Materials siehe Abschnitt 3.4. Mit Photomultipliern (PMT) werden die Lichtsignale in elektrische Ströme umgewandelt. Der erzeugte Strom wird über die Dauer eines Helizitätsfensters integriert und ausgelesen [2].

3.2. Luminosität

Luminosität entspricht der Anzahl an Streuvorgänge, die innerhalb eines Targets pro cm^2 und Sekunde erzeugt werden. Das Produkt aus der Luminosität \mathcal{L} und dem Wirkungsquerschnitt σ ergibt die beobachtete Ereignis- bzw. Reaktionsrate $R = \mathcal{L} \cdot \sigma$. Eine mögliche experimentelle Methode der Luminositätsmessung ist die Messung der Ereignisrate einer Streureaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt, so dass sich die Luminosität L aus dem Wirkungsquerschnitt σ und der gemessenen Ereignisrate R zu $\mathcal{L} = R/\sigma$ ergibt [11]. Die erwartete Luminosität innerhalb eines "fixed target" Experiments lässt sich durch den Fluss der Strahlteilchen ϕ_e [Elektronen/s] und der effektiven ρ_{part} Targetdichte von lH_2 [Atome/ cm^2] ausdrücken.

$$\mathcal{L} = \phi_e \cdot \rho_{part} \quad (3.1)$$

ϕ_e und ρ_{part} sind gegeben durch:

$$\phi_e = \frac{I_e}{e}; \quad \rho_{part} = \rho_{part}^- \cdot L$$

I_e ist dabei der Strahlstrom, $e = 1.6022 \cdot 10^{-19}\text{C}$ ist die Elementarladung, ρ_{part}^- die mittlere Dichte und L die Targetlänge. Bei $150\ \mu\text{A}$ Strahlstrom und einer Targetlänge von 60 cm ergibt sich für die Luminosität im P2-Experiment:

$$\mathcal{L} = \frac{I_e}{e} \cdot \rho_{part}^- \cdot L = 2.38 \cdot 10^{39}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$$

Die im Experiment gemessene Asymmetrie A_{exp} setzt sich aus folgenden Ausdrücken zusammen.

$$A_{exp} = P \cdot A_{phys} + A_{false} \quad (3.2)$$

A_{phys} enthält die paritätsverletzende Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton Streuung und die Genauigkeit der Asymmetriemessung ist direkt proportional zu dem Polarisationsgrad P des Elektronenstrahls. Falsche Asymmetrien A_{false} führen von Schwankungen der Dichte des Targets und Strahlparameter wie Strom, Energie, Strahllage und -winkel her. Polarisationsumschaltung zwischen Helizitätsfenstern können Strahlparameter wie oben aufgeführt beeinflussen. Unabhängig von Strahlstromschwankungen können Dichteschwankungen durch Blasenbildung im Wasserstoff-Target, insbesondere am Ein- und Austrittsfenstern entstehen, welche die Genauigkeit des Experiments beeinflussen. Die Aufgabe des Luminositätsmonitors ist es, Schwankungen in der Luminosität

zu überwachen und zu messen. Weiterhin sollten nicht die Elektronen aus elastischer Elektron-Proton-Streuung zur Überwachung verwendet werden. Da eine Normierung der elastischen Elektron-Proton Signale auf die Signale der Luminositätsmonitore erschwert wird, da beide Signale aus demselben asymmetriebehafteten Prozess stammen. Die im Experiment bestimmte Asymmetrie A_{exp} wird aus der Anzahl der elastisch gestreuten Elektron N^\pm bestimmt [2], welche aus den beiden Helizitätszuständen des Elektronenstroms hervorgehen. Normiert auf die effektive Targetdichte sieht A_{exp} wie folgt aus.

$$A_{exp} = \frac{(N^+/\rho^+) - (N^-/\rho^-)}{(N^+/\rho^+) + (N^-/\rho^-)} \quad (3.3)$$

$$= \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} + \frac{I_e^+ - I_e^-}{I_e^+ + I_e^-} - \frac{L^+ - L^-}{L^+ + L^-} \quad (3.4)$$

$$= A_{phys} + A_{I_e} - A_L \quad (3.5)$$

A_{I_e} ist eine folgende Asymmetrie des Strahlstroms, während A_L eine Asymmetrie in der Luminosität verkörpert. Das P2-Experiment zielt auf eine physikalische Asymmetrie von $A_{phys} \sim 10^{-8}$ ab. Um Asymmetrieschwankungen mit ausreichender Genauigkeit ausgleichen zu können, muss die gemessene Asymmetrie kleiner sein als die statistische Genauigkeit des P2-Experiments und damit höchstens 10^{-10} groß sein.

3.3. Streuprozesse im Luminositätsmonitor

Die wichtigsten Beiträge unter kleinen Vorwärtswinkel sind erstens die elastische Elektron-Proton-Streuung und zweitens die elastische Streuung der Strahlelektronen an den Elektronen des Wasserstoff-Targets die Møllerstreuung.

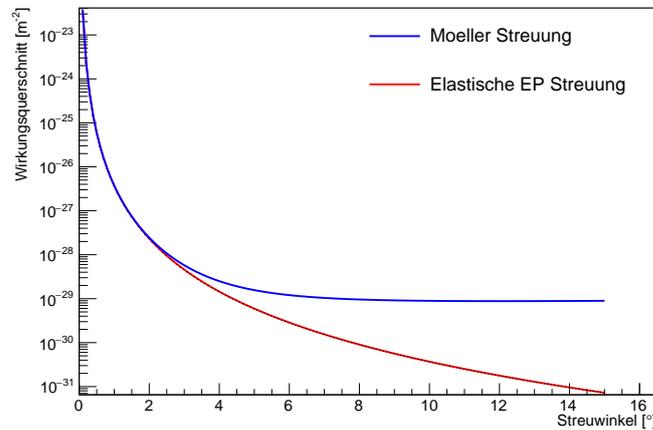


Abbildung 3.2.: Wirkungsquerschnitte der dominierenden Streuprozesse, bestimmt aus Gleichungen 2.4 und 2.23, in Abhängigkeit des Streuwinkels im Laborsystem.

Aus Abbildung 3.2 wird deutlich, dass die Møllerstreuung gegenüber der Elektron-Proton-Streuung dominiert. Ab einem Laborstreuwinkel $\theta \approx 4^\circ$ zeigt sich, dass die Møllerstreuung unabhängig vom Streuwinkel ist und dass der Wirkungsquerschnitt ab diesem Winkel konstant verläuft.

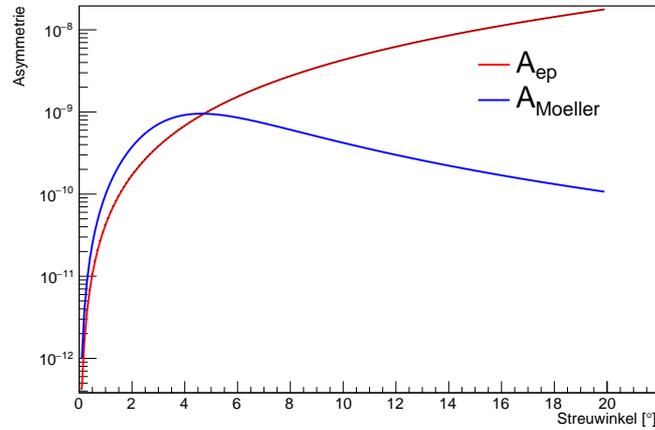


Abbildung 3.3.: Asymmetrie der elastischen ep-Streuung und der Møllerstreuung in Abhängigkeit des Streuwinkels im Laborsystem

A_{ep} steigt kontinuierlich an, währenddessen fängt $A_{Moeller}$ ab $\theta \approx 5^\circ$ an zu fallen. Im CM-System entspricht der Laborstreuwinkel $5^\circ = 94^\circ$. Mit fortschreitendem Winkel steigt der $(3 + \cos^2(\theta_{CM}))^2$ -Beitrag der Asymmetrie an, während $16 \sin^2(\theta_{CM})$ abnimmt. Um die mittlere Asymmetrie abzuschätzen, die der LUMI detektiert, betrachten wir die gewichtete Asymmetrie.

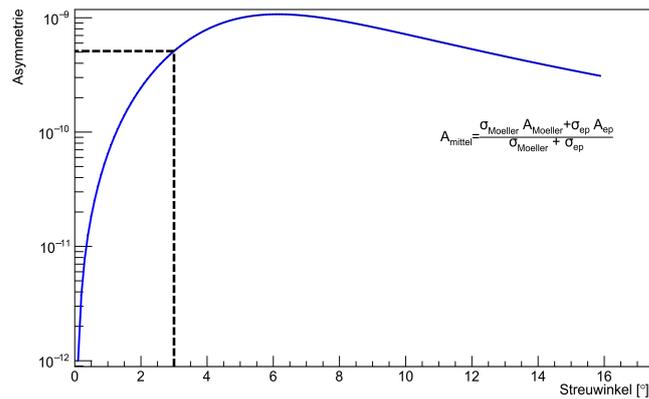


Abbildung 3.4.: Gewichtete Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels

$$A_{\text{mittel}} = \frac{\sigma_{\text{Moeller}} A_{\text{Moeller}} + \sigma_{ep} A_{ep}}{\sigma_{\text{Moeller}} + \sigma_{ep}} \quad (3.6)$$

Der Fehler der paritätsverletzende Asymmetrie des P2-Experiments ist $\Delta A_{exp} = 0.56$ ppb, dieser stellt sich aus Unsicherheiten in der Statistik, Polarisation und der Versuchsvorrichtung zusammen. Um Asymmetrieschwankungen genau auflösen zu können, setzen wir die Bedingung für den Luminositätsmonitor $A_L \leq \Delta A_{exp}$. Abbildung 3.4 zeigt, dass die geforderte Bedingung erfüllt ist für die Winkelbereiche $\leq 3^\circ$ und $\leq 12^\circ$. Berücksichtigt man den verfügbaren freien Raum, ist die sich ergebene Positionen bei $\leq 3^\circ$ die geeignetere Wahl für den Bau eines Luminositätsmonitors. Solch niedrige Streuwinkel bedeuten eine Montierung des Luminositätsmonitors innerhalb des Strahlrohrs, welches am "Beam dump" endet. Die daraus resultierende sehr hohe Ereignisrate im Strahlrohr macht es notwendig integrierend zu messen und führt zu besonderen Anforderungen an die Ausleseelektronik siehe Kapitel 6. Die hier präsentierte Untersuchung ist nur eine einfache Abschätzung der physikalischen Vorgänge. Es wurde weder die Geometrie des Experiments, noch der Einfluss des Magnetfelds auf gestreute Elektronen mit geringen Streuwinkeln berücksichtigt. Hierzu sei verwiesen auf die Simulationen in Kapitel 4.3.

3.4. Cherenkov-Detektoren

Wie in Kapitel 2.1.1 kurz beschrieben plant das P2-Experiment die Verwendung von Cherenkovdetektoren [4]. Cherenkovdetektoren werden aufgrund ihres schnellen Antwortverhalten bevorzugt und können aus Materialien hergestellt werden, die eine hohe Strahlenfestigkeit aufweisen. Cherenkovdetektoren sind nicht sensitiv auf elektrisch neutrale Teilchen, da selbige kein Cherenkovlicht im Radiatormaterial erzeugen. Nur geladene Teilchen, deren Energie größer ist als die Schwellenenergie des Materials, erzeugen Cherenkovstrahlung. Da beim P2-Experiment Bremsstrahlungsphotonen den Hauptteil des Untergrunds bilden werden. Cherenkovstrahlung bezeichnet eine elektromagnetische Strahlung, die immer dann im Medium mit Brechungsindex n emittiert wird, wenn die Geschwindigkeit v_T eines geladenes Teilchen größer ist als die Lichtgeschwindigkeit $v_{em} = \frac{c}{n}$ in dem Medium. Diese Wirkung ergibt sich dadurch, dass geladene Teilchen, die sich durch ein Medium bewegen, Atome längs ihrer Bahn für kurze Zeit polarisieren, so dass diese zu elektrischen Dipolen werden. Eine zeitliche Änderung eines elektrischen Dipolfelds bewirkt die Emission einer elektromagnetischen Welle. Solange $v_T < v_{em}$ liegen die entstehenden Dipole symmetrisch um die Teilchenbahn verteilt. Es kommt zu keiner resultierenden Strahlung, da die Dipole wegen ihrer symmetrischen Lage sich gegenseitig durch Interferenzeffekte auslöschen. Wenn jedoch $v_T > v_{em}$ wird die Symmetrie um die Teilchenbahn herum aufgehoben und es kommt zu einer resultierenden Strahlung in Ausbreitungsrichtung der Teilchen, da das gesamte Dipolmoment von Null verschieden ist.

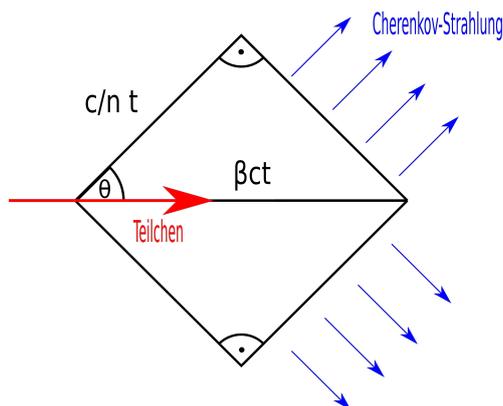


Abbildung 3.5.: Skizze des Cherenkov-Effekts. Die hier gegebene Darstellung vernachlässigt Dispersionseffekte

Die für jedes Medium unterschiedliche Cherenkov-Schwelle sowie Cherenkov-Winkel berechnet sich für die Elektronen im Medium mit Brechungsindex n wie folgt:

$$v_{em} < v_T < c \quad (3.7)$$

$$\cos(\theta) = \frac{v_{em}}{v_T} = \frac{1}{n\beta} \quad (3.8)$$

$$\text{Minimum} : \theta = 0^\circ \rightarrow \beta \geq \frac{1}{n} \quad (3.9)$$

$$E = \gamma m_e c^2 = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} m_e c^2 \geq \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} m_e c^2 \quad (3.10)$$

v_T Geschwindigkeit des Elektrons im Medium, v_{em} Geschwindigkeit der elektromagnetischen Welle im Medium, $\beta = \frac{v_T}{c}$, E Energie des Elektrons, θ Winkel zwischen Teilchenbahn und Strahlrichtung.

Die Anzahl der erzeugten Cherenkov Photonen N pro Wellenlängeintervall $d\lambda$ und Strecke dx entlang der Trajektorie eines Teilchens wird mit Gleichung 3.11 beschrieben.

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha q^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (3.11)$$

Das Frequenz-Spektrum der Cherenkov-Strahlung ergibt sich aus Frank-Tamm Formel.

$$\frac{d^2 E}{dx d\lambda} = \frac{q^2}{4\pi} \mu(\lambda) \lambda \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \quad (3.12)$$

q ist die elektrische Ladung des Teilchens in Einheiten von e , welche das Material propagiert. $\mu(\lambda)$ ist die wellenlängenabhängige magnetische Permeabilität des Materials.

3.4.1. Spectrosil® 2000

Der Aufbau des P2-Experiments sieht ein Cherenkovringdetektor mit 82 gleichen Cherenkovdetektoren vor. Für jedem der 82 Detektoren wird Spectrosil® 2000 von Heraeus verwendet. Spectrosil 2000 besteht aus amorphem SiO_2 , welches extrem UV durchlässig ist. Der Brechungsindex von Spectrosil 2000 ist $n = 1.47$. Mit Hilfe Gleichungen 3.8 und 3.10 wird die Energieschwelle $E \geq 0.67$ MeV und der Cherenkovwinkel $\Theta = 45^\circ$ errechnet. Der Grenzwinkel der Totalreflexion zwischen Luft und Spectrosil beträgt ungefähr $\approx 45^\circ$, was dem Cherenkovwinkel entspricht. Die Wirkung der Totalreflexion erhöht die Lichtsammlung an der PMT. Die unter dem Grenzwinkel gestreuten Photonen werden zur PMT hin reflektiert. Um die Lichtausbeute weiter zu erhöhen, wird der Spectrosil Block mit einer hoch-reflektierender Aluminiumfolie Alanod 4300 UP (hergestellt von der Alanod GMBH) umwickelt. Die aus dem Block austretenden Cherenkovphotonen werden durch die Folie zurück in den Block reflektiert. Nach Gleichung 3.11 mit einer Elektronenenergie von 155 MeV erzeugt Spectrosil $1060 \frac{1}{cm}$ Photonen mit den Wellenlängen $[180; 800]$ nm. Die Energieschwelle für die Erzeugung von Cherenkovphotonen ist nach Gleichung 3.10 $E \geq 0.6971$ MeV für Spectrosil. Die jetzige gedachte Position für Lumi liegt innerhalb des Strahlrohrs. Dadurch erwartet der LUMI eine hohe Rate an Ereignissen. In dieser Arbeit wird ebenfalls Spectrosil 2000 als Cherenkovradiator für den Luminositätsmonitor untersucht.

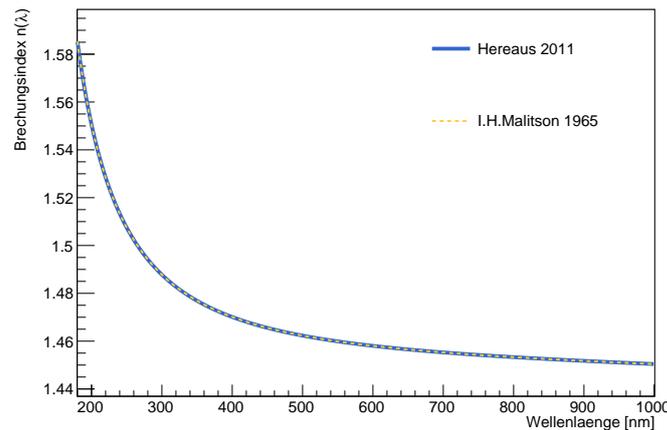


Abbildung 3.6.: Brechungsindex für SiO_2 in Abhängigkeit der Wellenlänge

Der obere Plot zeigt die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge für Spectrosil. Der gemessene Wellenlängenbereich verläuft von 200 nm bis 1000 nm. Ab 200 nm ($n=1.58$) erkennt man einen deutlichen Fall der Werte für den Brechungsindex bis ≈ 400 nm ($n=1.47$). Danach verhält sich der Brechungsindex für höhere Wellenlängen annähernd konstant.

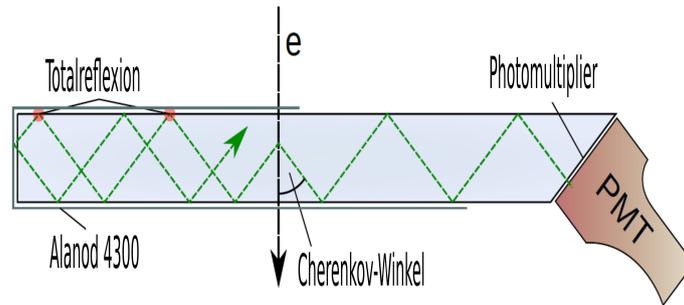


Abbildung 3.7.: Lichtleiterfunktion des Spectrosil-Blocks [3]

3.4.2. Aerogel

Silica-Aerogel wird hergestellt, indem die flüssigen Anteile eines Silica-Gels durch Gase ersetzt werden. Typischerweise wird dies erreicht durch überkritisches Trocknen, ein Prozess, der die Unbestimmtheit des Zustand ausnutzt, um die Auswirkungen der Oberflächenspannung zu umgehen. Der Hersteller des verwendeten Aerogelblocks ist Airglass AB. Aerogele besitzen die niedrigsten Dichten aller Feststoffe, sowie die niedrigsten Brechungsindizes. Aerogel ist typischerweise hydrophil, was dazu führt, dass Aerogel die Feuchtigkeit aus der Luft und anderen in Kontakt stehenden Oberflächen aufnimmt. Was wiederum zu einer Abnahme der optischen Qualität des Aerogels im Laufe der Zeit führt und verantwortlich ist für die kurze Lebensdauer in Detektoren. Eine besondere Eigenschaft von Aerogel ist seine Lichtdurchlässigkeit $T(\lambda)$, definiert als der in Vorwärtsrichtung emittierte Anteil des Lichts. Aufgrund der porösen Struktur des Aerogels ist der dominierende Prozess bei dem Durchgang von Licht Rayleigh-Streuung an Partikeln die viel kleiner als die Wellenlänge des Lichts sind. Die Intensität des Rayleigh gestreuten Lichtes ist besonders stark bei niedrigen Wellenlängen $I \propto 1/\lambda^4$ [12]. Abbildung 3.8 auf der nächste Seite zeigt die Untersuchungen zur Aerogellichtdurchlässigkeit von [12].

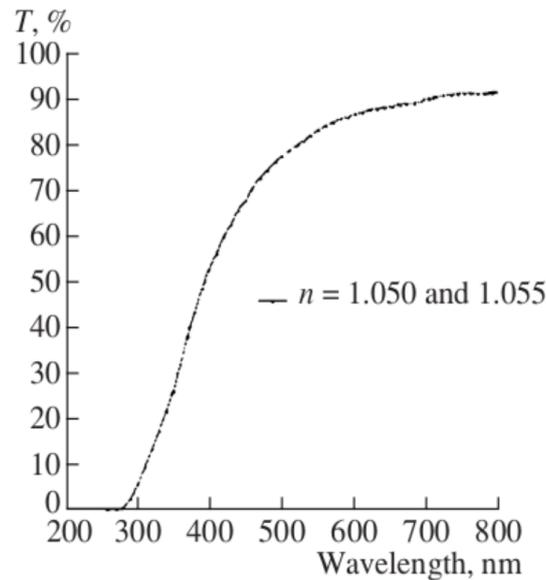


Abbildung 3.8.: Abhängigkeit der Transmission von der Wellenlänge des einfallenden Lichts für eine zweischichtige Aerogelprobe $100 \times 100 \times (7 + 7) \text{ mm}^3$ [12]

Die Strecke, die das Licht im Aerogel durchquert, ist 10 cm. Niedrige Wellenlängen von 200 – 300 nm werden vollständig gestreut. Etwa 40% des erzeugten Cherenkovlicht mit $\lambda = 400 \text{ nm}$ transmittiert den Aerogel in Vorwärtsrichtung. Ab 600 nm transmittiert das Licht fast vollständig den Aerogelblock. Die überwiegende Anzahl der Cherenkovphotonen wird Rayleigh-gestreut. Die Untersuchungen von [12] sind besonders aufschlussreich, da der untersuchte Aerogelblock denselben Brechungsindex von $n = 1.05$ besitzt wie derjenige, der in dieser Arbeit untersucht wird mit den gleichen Werten für Länge und Breite von 100 mm. Aerogel mit einem Brechungsindex von $n = 1.05$ und $E_{\text{elektron}} = 155 \text{ MeV}$ erzeugt nach Gleichung 3.11 $183 \frac{1}{\text{cm}}$ Photonen. Das entspricht nur 17% der Anzahl des Cherenkov-Lichts, die innerhalb des Spectrosil 2000 erzeugt werden. Im Vergleich zu Spectrosil hat Aerogel eine größere Energieschwelle für Cherenkovphotonen mit $E \geq 1.6759 \text{ MeV}$, weil der Brechungsindex für Aerogel kleiner ist. Die gestrichelte Linie des Plots auf der nächsten Seite zeigt den Brechungsindex für Aerogel in Abhängigkeit der Wellenlänge und die strichpunktierte Kurve repräsentiert die Quanteneffizienz der verwendeten PMT aus der Untersuchung [18]. Der Verlauf des Brechungsindex für Aerogel ist dem für Spectrosil sehr ähnlich. Bei 100 nm bis $\approx 200 \text{ nm}$ sieht man eine starke Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge.

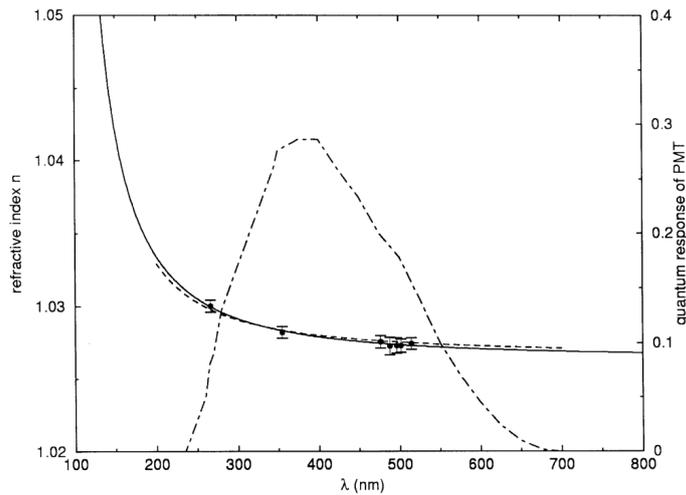


Abbildung 3.9.: Brechungsindex für Aerogel in Abhängigkeit der Wellenlänge [18]

3.5. Aufbau des Luminositätsmonitors

Für die Luminositätsmonitore werden die Cherenkov-Materialien Aerogel und Spectrosil-2000 getestet. Die Cherenkovphotoen werden mit einem Photomultiplier (PMT) detektiert. Die Photonen lösen an der Kathode Elektronen aus. Über eine Dynodenstruktur wird der Elektronenstrom exponentiell verstärkt. Es werden Verstärkungen von bis zu 10^6 erreicht. Für die Luminositätsmonitor-Messungen mit Spectrosil wird ein für das P2-Experiment vorgesehen Riegel verwendet mit den Größe $7 \times 1 \times 10 \text{ cm}^3$ (Breite x Höhe x Länge). Die Länge des Riegels wurde auf 10 cm begrenzt wegen des begrenzten Raums im Strahlrohr. Eine geringe Strecke für die Elektronen zu passieren, bedeutet eine kleinere Anzahl an Cherenkovphotonen, was einen kleineren Elektronenstrom an der Kathode der PMT zur Folge hat, wodurch die Lebensdauer der PMT erhöht wird. Das ist vom Vorteil, da wie schon erwähnt der LUMI innerhalb des Strahlrohrs platziert werden soll, wo generell eine hohe Rate von Ereignissen erwartet wird. Der Aufbau des Detektors sieht das Design von Abbildung 3.7 vor mit der Alanodschicht und dem 45° Einschnitt an dem die PMT anliegt. Die 45° total reflektierten Photonen treten senkrecht aus dem Einschnitt aus und treffen die PMT. Das erhöht die Lichtausbeute an der PMT.

Für die Messungen mit Aerogel als Cherenkov-Medium wird ein Block verwendet mit den Angaben $10 \times 3 \times 10 \text{ cm}^3$ Breite x Höhe x Länge. In dem vorherigen Kapitel wurde erläutert, dass der Großteil der Photonen innerhalb des Aerogel-Rayleigh-gestreut werden. Um die gestreuten Elektronen zu detektieren, wird ein Trichter verwendet. An einem Ende des Trichters liegt der Aerogelblock und auf der gegenüberliegende Seite wird die PMT platziert. Die aus dem Aerogel austretenden Photonen werden an den Wänden des Trichters, die mit Millipore verkleidet sind, diffus reflektiert und erreichen am Ende des Trichters die PMT. Man erhofft sich dadurch, so viele Photonen wie möglich messen zu

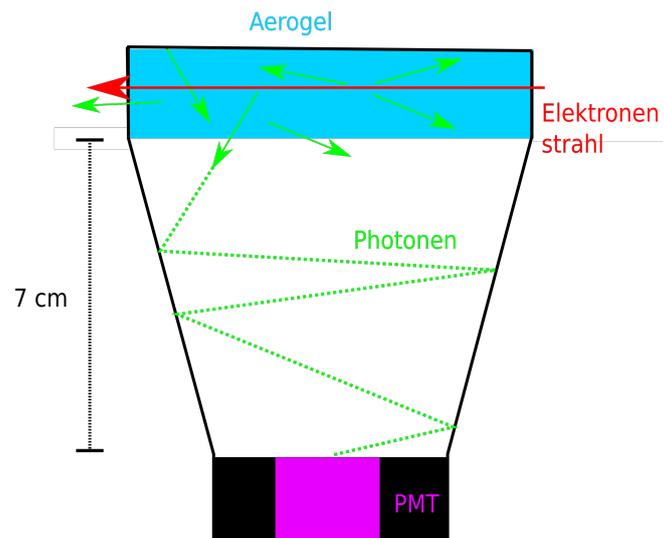


Abbildung 3.10.: Skizze des Versuchsaufbau für Aerogel

können.

4. Simulation der physikalischen Prozesse im Luminositätsmonitor

Mit dem Programmpaket Geant4 der CERN-Softwarebibliothek wird das Ansprechverhalten der Luminositätsmonitore auf 155 MeV Elektronen simuliert. Es wird untersucht, wie sich das Magnetfeld eines Solenoiden auf die Verteilung der Elektronen im LUMI auswirkt. Außerdem wird untersucht wie sich das Magnetfeld eines Solenoiden auf die Verteilung der Elektronen im LUMI auswirkt.

4.1. Geant4

Geant4 ist ein auf C++ basierende Plattform, das die Passage von Teilchen durch Materie und die Wechselwirkung, die sie währenddessen eingehen, simuliert. Es findet eine breite Anwendung in der Kern- und Teilchenphysik, der Luft- und Raumfahrttechnik sowie der medizinischen Physik. Für diese Anforderungsbereiche ist Geant4 besonders geeignet, da es physikalische Prozesse zur Simulation wie Möller- und Bhabha-Streuung, der Erzeugung von Bremsstrahlung, der Vielfach-Coulombstreuung, der Elektron-Positron-Paarbildung und -Annihilation sowie der Compton-Streuung zur Verfügung stellt. In Geant4 wird ein Teilchen innerhalb der Simulation durch Propagationsschritte endlicher Länge beschrieben. Am Anfang jedes Propagationsschritts werden die Wirkungsquerschnitte der physikalischen Prozesse, die innerhalb eines Propagationsschritts auftreten können, mit Hilfe der kinematischen Variablen der Teilchen numerisch berechnet. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der kinematischen Variablen aufgefasst. Die Wahrscheinlichkeiten, mit denen physikalische Prozesse in Geant4 simuliert werden, entsprechen demnach den Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten dieser Prozesse in der Natur [4]. Eine Detektorgeometrie in Geant4 besteht aus mehreren Volumina. Das größte Volumen, in dem die gesamte Detektorgeometrie platziert wird, ist das Weltvolumen. Jedes Element innerhalb dieses Weltvolumen wird erstellt, indem seine Form und seine physikalischen Eigenschaften beschrieben und anschließend in einen Festkörper platziert werden. Physikalische Eigenschaften sind zum Beispiel: das Material des Volumens, Temperatur, Druck, Dichte, aber auch für die physikalischen Prozesse wichtige Eigenschaften wie Brechungsindex, Strahlungslänge, Absorptionslänge und optische Eigenschaften. In Geant4 nimmt die optische Physik eine herausragende Stellung unter den physikalischen Prozessen ein und fügt ein spezielles Teilchen (optisches Photon), neue Eigenschaften für Materialien und optische Oberflächen hinzu. Das optische Photon (G4OpticalPhoton) unterscheidet sich in Geant4 von dem üblichen Hochenergie-Teilchenphysik Photon (G4Gamma). G4OpticalPhoton beschreibt langwellige Photonen. Nur in optischen Prozessen wie Szintillation, Cherenkovstrahlung

und Übergangstrahlung werden optische Photonen erzeugt. Das optische Photon ist das einzige Partikel, das innerhalb von Geant4 an optischen Oberflächen reflektiert oder gebrochen werden kann. Jedes Material braucht mindestens ein Brechungsindexspektrum (das der Dispersionsrelation entspricht) und eine Dämpfungslänge, obwohl die Dämpfungslänge standardmäßig auf unendlich eingestellt ist. Spezielle optische Materialien wie Szintillationsmaterialien erfordern zusätzlich die Emissionsspektren sowie der Anstiegs- und Abfallzeiten [8]. Geant4 selbst begrenzt das Emissionsspektrum des Cherenkovprozesses nicht auf ein vernünftiges Maß, es werden Cherenkovphotonen über den gesamten Energiebereich verteilt erzeugt zum Beispiel im keV-, MeV- oder TeV- Bereich. Der übergebene Brechungsindex sollte auf einen physikalisch sinnvollen Energiebereich beschränkt werden. Für die später folgende Simulationen wird das Spektrum 180 nm - 800 nm für die Cherenkovphotonen gewählt. Die Sensitivität der PMT, die für die Experimente verwendet wird, fällt auf null oberhalb und unterhalb dieses Spektrums. Einfachheitshalber wird hier jedem Cherenkovphoton derselbe Brechungsindex zugeordnet. Die Annahme ist gültig, da für die in der Arbeit verwendeten Cherenkovmaterialien der Einfluss der Wellenlänge auf den Brechungsindex bei kleinen Wellenlängenbereichen stark ausfällt.

4.2. Antwortverhalten des Luminositätsmonitors auf Elektronen

Die Simulationen in diesem Abschnitt sollen eine Abschätzung über die Anzahl der erzeugten Elektronen an der Kathode der PMT (Photoelektronen) pro Strahlelektron geben. Für die Geant4-Simulation werden die Zusammensetzungen und Eigenschaften der Cherenkov-Medien übergeben. Abbildung 4.1 zeigt, wie sich die optischen Photonen (in grün dargestellt) innerhalb des Spectrosils verhalten. Ein 155 MeV Elektron-Event

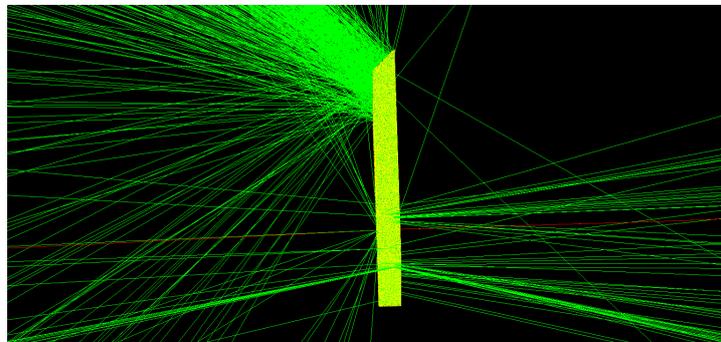


Abbildung 4.1.: Geant4-Simulation von Cherenkov-Photonen im Spectrosil 2000

trifft den Block unter einem Winkel von 90° . Besonders gut offensichtlich ist die Total-Reflexionen des Lichts innerhalb des Blocks. Die Photonen treten aus dem Radiator unter dem 45° Schnitts aus. Die Photonen, die an anderen Stellen den Block verlassen, werden in der Simulationen und in den eigentlichen Versuchen durch das Alanod zurück

reflektiert. Je nach ankommender Wellenlänge besitzt der Brechungsindex $n(\lambda)$ einen unterschiedlichen Wert. Der Cherenkovwinkel und der Totalreflexionswinkel sind abhängig von $n(\lambda)$. Die Photonen mit Wellenlänge, wo die Totalreflexion-Bedingung nicht mehr erfüllt ist, verlassen den Block vor dem 45°-Schnitt.

Für die Simulationen mit Alanod muss dem Programm noch die isotherme Kompressibilität $\kappa_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{dV}{dp} \right)_{T,N}$ (bei konstanter Temperatur und Teilchenzahl) des Materials hinzugefügt werden. Mit diesem Parameter wird innerhalb der Computersimulation die mittlere Dämpfungslänge (Streulänge) bestimmt. Der Wert für die isotherme Kompressibilität stand nicht zur Verfügung, deshalb wird für die Dämpfungslänge eine Abschätzung verwendet. Hierzu wird auf die Untersuchungen zur Transmission und Reflektivität von Aerogel als Cherenkovdetektor für das PANDA Experiment [7] Bezug genommen. Es wurde ein Aerogel mit einem Brechungsindex von 1.07 analysiert. Die Ergebnisse dieser Messungen zeigen sich in Abbildung 4.2.

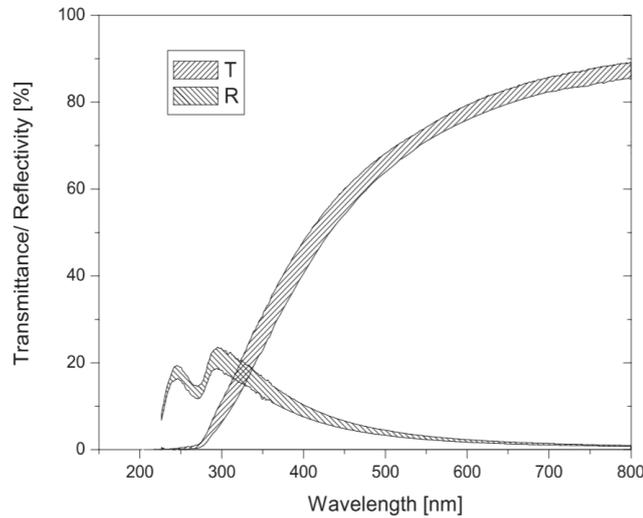


Abbildung 4.2.: Untersuchungen zur Transmission und Reflektivität von Aerogel für das PANDA Experiment

Das Verhalten der Transmission ist das selbe wie in Quelle [12]. Kurzwellige Photonen werden rayleigh-gestreut, während langwellige Photonen das Volumen größtenteils ohne Wechselwirkung transmittieren. An die Transmission-Kurve wurde die Funktion 4.1 gefittet.

$$T(\lambda) = (1 - R(\lambda)) \exp\left(-\frac{a}{\lambda^2}d - \frac{b}{\lambda^4}d\right) \quad (4.1)$$

Hier ist d die Dicke der Aerogel-Fliese. Die Parameter a und b beziehen sich auf die

Absorptions- und Streulänge.

$$\Lambda_{absor} = \lambda^2/a, \quad \Lambda_{streu} = \lambda^4/b \quad (4.2)$$

Der Fit aus Gleichung 4.1 ergibt.

$$a = (2.48 \pm 0.04) \times 10^{-10} \text{ cm} \quad (4.3)$$

$$b = (5.76 \pm 0.07) \times 10^{-19} \text{ cm}^3 \quad (4.4)$$

Die wellenlängenabhängige Dämpfungslänge Λ_{streu} für $n = 1.07$ wird in die Geant4-Simulation eingebaut. Der in der Arbeit untersuchte Aerogelblock besitzt einen Brechungsindex von $n = 1.05$. Die Bildung von Cherenkovphotonen ist besonders vom Brechungsindex abhängig. In der Simulation wird $n = 1.05$ verwendet. Somit entspricht die notwendige Dämpfungslänge nicht dem wahren Brechungsindex des benutzten Aerogels. Weiterhin wird die Propagationsschrittlänge innerhalb des Aerogels auf ein 1 mm gesetzt. Die Dämpfungslänge ist in Größenordnung von cm angegeben, mit der niedrigen Propagationsschrittlänge wird sichergestellt, dass das Programm auf jeden Fall Rayleigh-Streuung durchführt.

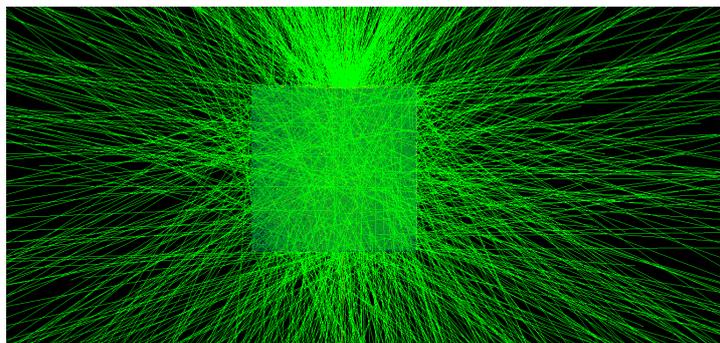


Abbildung 4.3.: Geant4-Simulation von Cherenkov-Photonen im Aerogel

Hier dargestellt ist die Ausbreitung des Cherenkov-Lichts innerhalb des Aerogels. Das Verhalten der Photonen stimmt gut mit der Theorie über ein. Photonen werden in alle Richtungen gestreut. Das Elektron durchquert den Block vertikal von unten nach oben. An der oberen Stelle, wo das Elektron den Aerogel verlässt, ist ein Lichtkegel erkennbar. Dies sind größtenteils Photonen mit langwelliger Wellenlänge, die nicht Rayleigh-gestreut werden. In der Abbildung 4.3 schaut man auf den Block von oben herab, dies entspricht derselben Perspektive, in der die Photonen von der PMT detektiert werden.

Die in der Strahlzeit vom 21.03.2019 verwendeten Versuchsaufbauten werden in die Simulation übernommen.

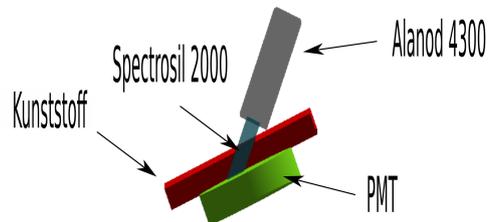


Abbildung 4.4.: Visuelle Ausgabe der Simulation für den Versuchsaufbau mit Spectrosil-2000

Das obere Bild zeigt den Aufbau für Spectrosil. Es zeigt das Cherenkovmedium, die PMT, das Alanod, was in der Simulation einer hoch reflektierten Aluminiumschicht entspricht und einem Kunststoffblock, der den Block hält. Der Kunststoffblock besitzt einen 45° Einschnitt, mit den Maßen für den Spectrosilriegel. Die PMT liegt direkt an dem Kunststoffblock und dem Spectrosil. In der Simulation deckt das Alanod den Spectrosilriegel bis zum Beginn des Kunststoffblocks ab.

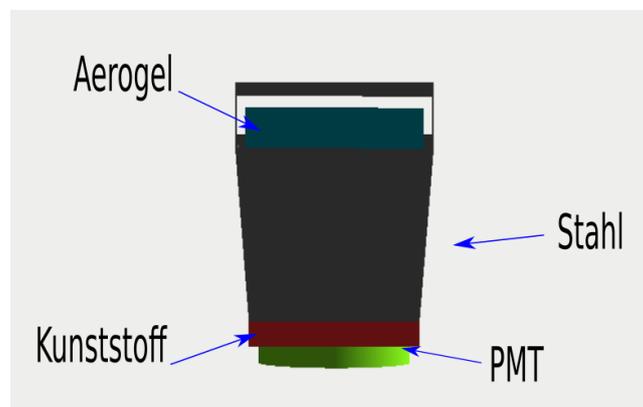


Abbildung 4.5.: Visuellen Ausgabe der Simulation für den Versuchsaufbau mit Aerogel

Hier wird der Aufbau für Aerogel gezeigt. Ein quaderförmiger Kunststoffblock mit einer runden Einbuchtung für die PMT wird am Ende des Trichters platziert. Der Trichter besteht aus rostfreiem Stahl. Wegen den fehlenden optischen Eigenschaften für Millipore

wurde dieses Material nicht in der Simulation umgesetzt. Aus Anschauungsgründen ist der Trichter mit dem Aerogel offen.

Die in Abbildung 4.4 und 4.5 dargestellte PMT wird innerhalb der Geant4-Sprache als ein "Sensitive Detector" bezeichnet. Wenn der Propagationsschritt eines Teilchens in ein Sensitive Detector eindringt, so wird das als ein Hit bezeichnet. Die PMT in der Simulation ist ein einfaches Konzept. Wenn Cherenkov-Licht als Hit registriert wird, dann wird die Photonenenergie des Propagationsschritts vor der PMT abgefragt. Diese Energie stellt die Energie der Photonen vor der PMT-Kathode da. Es wird angenommen, dass die gesamte Energie verwendet wird um Elektronen durch den photoelektrischen Effekt frei zu setzen. Bei Detektoren für Photonen gibt die Quantenausbeute an, wie wahrscheinlich dieser Prozess ist. Um das in der Simulation zu berücksichtigen, wird der Wellenlänge der ankommenden Photonen eine Quanteneffizienz QE_λ zugeordnet. Diese Information wurde dem Datenblatt der PMT Hamamatsu R11410 entnommen. Per Random Generator wird eine Zahl zwischen $N_{Random} = [0; 1]$ erstellt. Durch die Abfrage $QE_\lambda \geq N_{Random}$ wird ermittelt, ob ein Cherenkovphoton in der Simulation ein Elektron auslöst. Die Anzahl der per Event freigesetzten Photoelektronen N_{PE} wird am Ende jedes Events gespeichert.

Innerhalb eines Propagationsschritts werden verschiedene Informationen wie Schrittlänge, Flugzeit des Teilchens sowie aufgenommene Energie des Materials gespeichert. Spectrosil und Aerogel gelten als hervorragende Isolatoren mit spezifischen Wärmekapazitäten von $0.74 \frac{J}{gK}$ und $0.82 \frac{J}{gK}$ [10] [17]. Mit einem simulierten Elektronenstrahl von 10^5 Elektronen werden folgende Energien innerhalb der Cherenkovmedien aufgenommen.

$$E_{Aerogel} = 394.24 \text{ GeV} \Rightarrow \Delta T = 1.38 \times 10^{-9} \text{ K} \quad (4.5)$$

$$E_{Spectrosil} = 391.93 \text{ GeV} \Rightarrow \Delta T = 5.89 \times 10^{-10} \text{ K} \quad (4.6)$$

Gleichungen zeigen 4.5 und 4.6 die resultierende Temperaturzunahme aufgrund der aufgenommenen Energien. Aufgrund der geringen Werte für die Temperatur, fällt der Einfluss der abgegebenen Energien der Elektronen als vernachlässigbar aus. Interessanter ist hier die gesamte Energie der Photonen, die die PMT ausgesetzt wird. Hierzu wird die Energie abgefragt, die die Sensitive Detector PMT erreicht.

$$E_{Aerogel} = 2.98 \text{ GeV} \quad (4.7)$$

$$E_{Spectrosil} = 3.11 \text{ GeV} \quad (4.8)$$

Es erweist sich, dass die PMT mit dem Spectrosil-Aufbau mehr Energie aufnimmt. Der Grund für diesen Unterschied in den Energien wird ersichtlich, wenn man sich Abbildung 4.6 auf der nächsten Seite ansieht.

Das Histogramm zeigt die Verteilung der Photoelektronen (NPE) für ein 10^5 Events umfassenden Elektronenstrahl. Pro Event werden mit dem Spectrosil als Cherenkov-

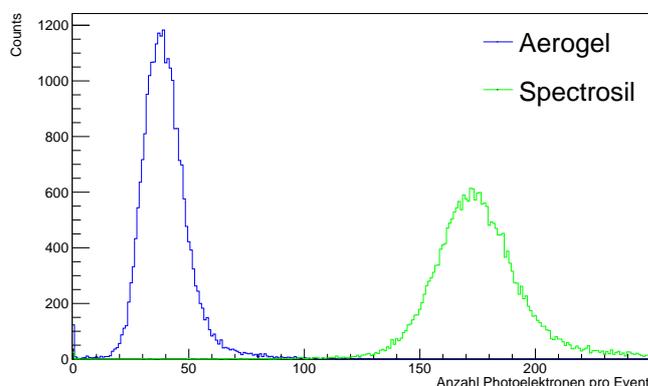


Abbildung 4.6.: Verteilung der Photoelektronen aus der Geant4-Simulation

Medium deutlich mehr NPE produziert. Die untere Tabelle zeigt die Mittelwerte sowie Standardabweichung der Histogramme erstellt mit dem Cern Auswertungsprogramm "ROOT ". Spectrosil erzeugt 4 mal mehr Photonen als Aerogel. Hinzu kommt noch das

	Mittelwert	Standard Abwei.
Spectrosil	175.20	21.17
Aerogel	39.76	10.94

Tabelle 4.1.: Mittlere Anzahl an Photoelektronen NPE pro Event

Verhalten der Photonen beim Austreten des Cherenkovmediums. Der Großteil der Spectrosilphotonen verlässt den Block aus dem 45° -Schnitt und wird direkt von der PMT aufgefangen. Wie die Theorie vorhersagt und Simulationabbildung 4.3 zeigt, werden die Photonen bei Aerogel in alle Richtungen gestreut, wodurch weniger Photonen die PMT erreichen. Aus dem Plot ist abzulesen, dass das *NPE* Spektrum breiter ist als bei Aerogel. Dies ist wiederum erklärbar mit dem Prozess der Rayleigh-Streuung. Abbildung 3.8 demonstriert die Abhängigkeit der Lichtdurchlässigkeit von der Wellenlänge. Langwelliges Licht von bis zu 700-800 nm passiert fast vollständig den Aerogel-Block. Dies sind die fehlende Wellenlängenintervalle, die nicht zu der PMT gelangen.

4.3. Asymmetrieverteilung der Elektronen aufgrund des P2-Magnetfelds für den Luminositätsmonitor

Um die Position vom Luminositätsmonitor festzulegen, ist eine Simulation geladener gestreuter Teilchen im Magnetfeld des Experiments unverzichtbar. Innerhalb einer Geant4-

Simulation mit implementierten P2-Versuchsaufbau wird die realistische Magnetfeldkarte eines supraleitenden Solenoids verwendet. Die z -Komponente des Magnetfelds verläuft

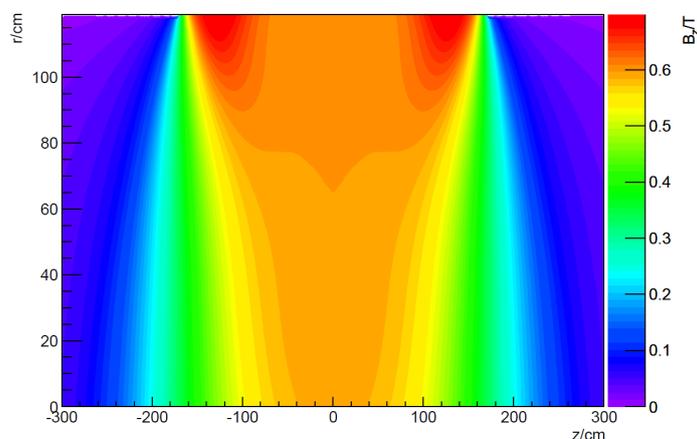


Abbildung 4.7.: z -Komponente des Magnetfelds des FOPI-Solenoiden in Abhängigkeit von der z -Koordinate und dem radialen Abstand r von der Strahlachse. [3]

entlang der Strahlachse des P2-Experiments. Der Punkt ($z = 0$ cm, $r = 0$ cm) entspricht dem Massenschwerpunkt des Solenoiden. Ab $\sim z=100$ cm und $z=-100$ cm sieht man ein Fall der Stärke des Magnetfelds. Die Position entspricht den Rändern des Solenoiden. Wie im Abschnitt 2.1.1 angesprochen, wird das P2-Experiment wegen den erwarteten hohen Raten eine integrierende Messung verwenden. Bei einer integrierenden Messungen kann nicht zwischen Detektorsignalen unterscheidet werden, welche von den nachzuweisenden Elektronen aus elastischer Elektron-Proton-Streuung stammen und den Detektorsignalen, welche von Teilchen aus Untergrundprozessen erzeugt werden. Der Versuchsaufbau muss so optimiert werden, dass Untergrundbeiträge im Vergleich zum Detektorsignal unterdrückt werden. Bei der Wechselwirkung der Strahlelektronen mit dem Wasserstofftarget machen die aus dem Møller- Streuprozess stammende Elektronen sowie Bremsstrahlungs-Photonen den Hauptteil des Untergrunds aus. Man erwartet im P2-Experiment eine deutlich höhere Rate für die elastische Elektron-Elektron-Streuung als für die elastische Elektron-Proton-Streuung. Es gilt, die Elektronen aus beiden Streuprozessen räumlich zu trennen. Die Energien der gestreuten Elektronen weichen selbst für kleine Streuwinkel θ stark voneinander ab, weshalb man die Elektronen durch ein Magnetfeld separieren kann. Die Bahnkurven der nachzuweisende Elektronen müssen weiterhin so abgelenkt werden, dass die Elektronen auf die Cherenkovdetektoren fokussiert werden. Wegen dieser Bedingung und der Tatsache, dass dieser azimuthalsymmetrisch sein soll, hat sich die P2-Kollaboration für einen Solenoiden entschieden.

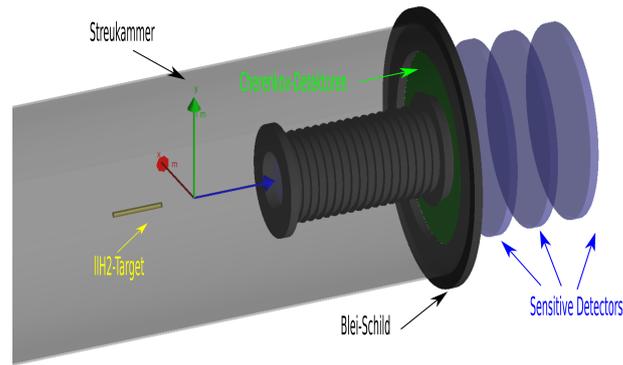


Abbildung 4.8.: Implementierter Versuchsaufbau in der Geant4-Simulation

Hier abgebildet sind die einzelnen Detektorelemente, die in die Simulation eingebaut sind, wie das Wasserstofftarget, eine Streukammer, ein Ring-Cherenkovdetektor, ein Bleischild um das Strahlrohr sowie um den Cherenkovringdetektor. Die blauen Zylinder sind Sensitive Detectors, in denen die kinetische Informationen wie Streuwinkel und Energie der auftreffenden Teilchen abgefragt werden. Die Richtung der z-Achse entspricht der Richtung des Elektronenstrahls. Abbildung 4.9 zeigt die Position der "Sensitive Detec-

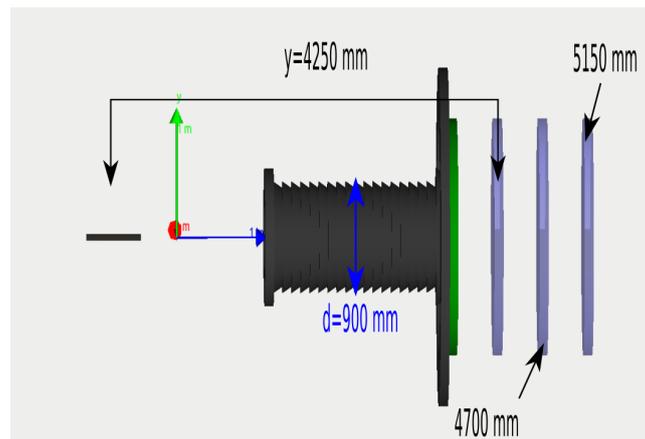


Abbildung 4.9.: Implementierter Versuchsaufbau in der Geant4-Simulation

tors "ausgehend von der Mitte des Targets $z=0$. Die drei angegebenen Positionen sind mögliche Stellen für den Lumi. Die Simulation zielt darauf ab, eine Verteilung der der EP- und Möller Streuung unter einem Magnetfeld innerhalb des Strahlrohrs mit einem Durchmesser von 900 mm zu liefern.

Im Folgenden wird zunächst die Simulation beschrieben. Innerhalb der Simulation wird die Elektron-Target Streuung mit sehr einfachen Vorgängen beschrieben. Zunächst wird

eine zufällige Position entlang der z-Achse innerhalb des Targets bestimmt. Dieser Position wird ein Streuwinkel θ zwischen $[0^\circ - 180^\circ]$ zugeordnet. Damit werden die Startbedingungen für die aus dem Target strömenden Elektronen festgelegt. Der Energieverlust der Elektronen bei Durchgang durch das Target gibt die Bethe-Bloch-Formel an. In der Simulation ist der Energieverlust pro Weglängeneinheit die einzige Wechselwirkung der Strahlelektronen mit dem Target.

$$E_i = 155 \text{ MeV} - z_{\text{Position}} \cdot \frac{dE}{dZ} \quad \text{mit} \quad \frac{dE}{dZ} = 0.3 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}} \quad (4.9)$$

E_i steht für die Energie der Elektronen im Anfangszustand vor der Streuung. z_{Position} ist die Position innerhalb des Targets und $\frac{dE}{dZ}$ ist der Energieverlust im Wasserstoff. Die Art der Streuung ep oder Møller wird den Elektronen vorgegeben. Elektronen, die aus der ep-Streuung stammen, werden erzeugt indem zunächst die Energie des Elektrons im Endzustand E_f des Streuprozesses bestimmt wird. Im relativistischen Grenzfall $E_{i,f} \gg m_e c^2$ gilt in guter Näherung für E_f .

$$E_f(E_i, \theta) \approx \frac{E_i}{1 + \frac{2E_i}{m_p c^2} \sin^2(\frac{\theta}{2})} \quad (4.10)$$

Mit E_f wird der Dreier-Impuls nach der Streuung ermittelt. Die Vierer-Impuls p_f des Elektrons ist.

$$p_f = \begin{pmatrix} \frac{E_f}{c} \\ \frac{1}{c} \sqrt{E_f^2 - (m_e c^2)^2} \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\phi) \\ \frac{1}{c} \sqrt{E_f^2 - (m_e c^2)^2} \cdot \sin(\theta) \cdot \sin(\phi) \\ \frac{1}{c} \sqrt{E_f^2 - (m_e c^2)^2} \cdot \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (4.11)$$

ϕ ist der Azimutwinkel dem zufällig einen Wert zwischen -180° bis 180° zugeordnet wird. Die Asymmetrien 2.13 und 2.28 der ep- und Møller-Streuung und deren Wirkungsquerschnitte 2.4 und 2.23 sind nicht ϕ abhängig. Es wurde stets angenommen, dass die Spins der longitudinal polarisierten Elektronen parallel bzw. antiparallel zur Impulsrichtung der Elektronen ausgerichtet sind. Entspricht dies nicht mehr dem Fall, so würde ein zusätzlicher Asymmetrie-Beitrag entstehen, der abhängig ist vom Azimutwinkel [4]. ϕ abhängige Elektronen im Endzustand f resultieren aus Dichteschwankungen innerhalb des Targets und Streuvorgänge im Target. Das Wasserstofftarget liegt in Strahlrichtung des longitudinal polarisierten Elektronenstrahls. Ein Elektron wird mit der Impulsrichtung für θ und ϕ mit der Energie E_f aus dem Target entlassen. Dem Elektron wird weiterhin eine spezifische Track ID zugeordnet. Die Track ID beinhaltet die Werte für die EP-Asymmetrie A_{ep}^{PV} , Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_{EP}}{d\Omega}$ und für die Parameter (E_i, θ) . Mit Hilfe der ID wird das Elektron im Sensitive Detector identifiziert.

Die Energie des gestreuten Møller Elektrons erhält man aus der Kinematik des Streuprozesses $k_i + p_i \Rightarrow k_f + p_f$. $k_{i,f}$ sind die Anfangs- und Endzustand des gebundenen

Targetelektrons, während die $p_{i,f}$ die Anfangs- und Endzustand des Strahlelektron ist. Daraus ergibt sich die Energie der Møller Streuung.

$$E_f(E_i, \theta) \approx m_e c^2 \frac{E_i + m_e c^2 + (E_i - m_e c^2) \cdot \cos^2(\theta)}{E_i + m_e c^2 - (E_i - m_e c^2) \cdot \cos^2(\theta)} \quad (4.12)$$

E_f wird wieder verwendet um den Vierer-Impuls des Møller-Elektrons zu ermitteln und den Dreier-Impuls in Kugelkoordinaten, der die Bewegungsrichtung des Møller-Elektrons angibt. Wie für die elastisch an Protonen gestreuten Elektronen, besitzen die Møller-Elektronen ebenfalls eine ID, die die Asymmetrie $A_{Moeller}^{PV}$ und dem Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_{Moeller}}{d\Omega}$ beinhaltet. Zusammenfassend es werden Streuereignisse der ep- und Møller-Streuung im Wasserstoff erzeugt und die dem Ereignis entsprechendem Streuwinkel, Energie und Asymmetrie werden gespeichert. Das Magnetfeld des Solenoiden zwingt die Elektronen aus der ep-Streuung mit $\theta \in [25^\circ; 45^\circ]$ die Cherenkovdetektoren zu treffen. Elektronen mit hoher Energie, welche nur schwach oder gar nicht gestreut werden, bewegen sich entlang des Magnetfelds in z-Richtung und werden nicht abgelenkt. Jedes Elektron trägt eine Tracker ID mit Informationen über die Asymmetrie des physikalischen Vorgangs und in der Analyse kann speziell wegen dieser ID nach Elektronen mit besonderen Eigenschaften selektiert werden. Weiterhin simulierte Elektronen, deren Bahnkurven auf den Wänden der Streukammer oder den Bleischilden enden, werden ab diesem Punkt nicht mehr weiter berechnet. Da wir uns hier nur für die Vorgänge im Luminositätsmonitor interessieren, wird das Tracking der Elektronen innerhalb der Cherenkovdetektoren gestoppt.

Auf den nächsten Seiten zu sehen sind die Ergebnisse der Simulation für 10^6 Elektron-Events. Es wird die Asymmetrieverteilung in Abhängigkeit des Streuwinkels θ , Streuenergie E_f und der x-y Position innerhalb des Strahlrohrs untersucht. Für die drei mögliche Positionen des LUMIs zeigt sich kein Unterschied in der Verteilung des Elektronenstroms. Nachfolgend werden die Ergebnisse für die Positionen mit dem Abstand 4700 mm vom Target präsentiert. Diese Position folgt aus der Streuung eines Elektrons in der Targetmitte bei einem Streuwinkel von 2° ohne Magnetfeld. Eingesetzt in die mittlere Asymmetrie von Kapitel 3.3 folgt $A_{mittel} \approx 10^{-10}$. Diese Größenordnung ist notwendig, um Asymmetrieschwankungen mit ausreichender Genauigkeit messen zu können.

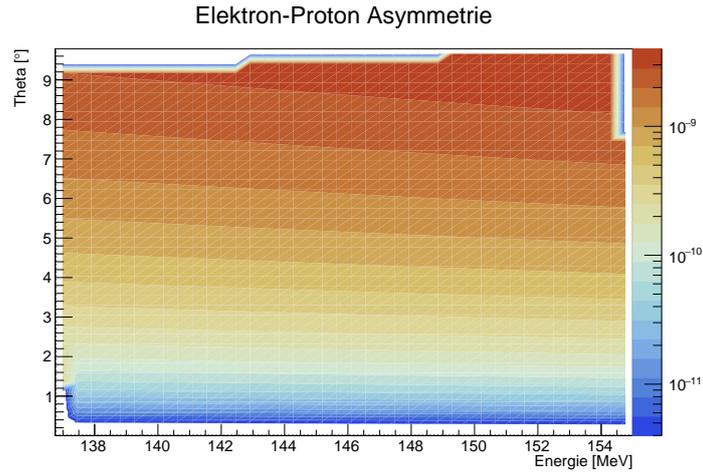


Abbildung 4.10.: ep-Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und Streuenergie E_f

Der Farbverlauf in den Kontourdiagrammen entspricht den unterschiedlichen Werten für die Asymmetrie. Aus dem Plot 4.10 ist abzulesen, dass die minimal Energie der EP-Streuung ~ 138 MeV und maximal Energie ~ 154 MeV ist. 138 MeV folgt daraus, dass die Elektronen die gesamte Länge des Targets durchqueren, während die ~ 154 MeV Elektronen am Ende des Wasserstoffs erzeugt werden. Die Streuwinkel haben einen größeren Einfluss auf die Asymmetrien aus Diagramm 4.10 als die Streuenergien. Der Winkelbereich von Abbildung 4.10 verläuft bis $\sim 9^\circ$, was Asymmetrien von Größenordnungen $\sim \mathcal{O}(10^{-9})$ entspricht. Elektronen mit größeren Streuwinkeln und damit Asymmetrien von 10^{-8} treten in ein Magnetfeldbereich ein, in dem sie stärker abgelenkt werden und die "Sensitive Detectors "nicht mehr erreichen.

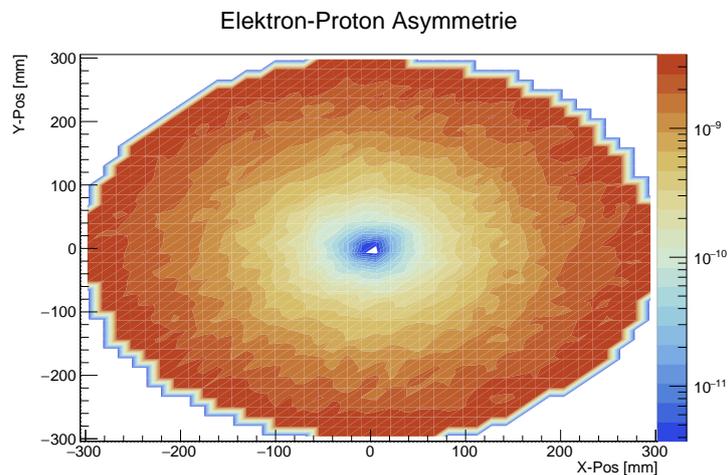


Abbildung 4.11.: ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position

Abbildung 4.11 zeigt die Asymmetrieverteilung der ep-Streuung in Abhängigkeit der x-y Position. In der Simulation wird θ und ϕ variiert wodurch man eine Kreisförmige Verteilung der Elektronen innerhalb des "Sensitive Detectors" erhält. Innerhalb der Abbildung 4.11 sind diskrete Kreisflächen für die Asymmetrien zu erkennen. Bei $x,y=0$ ist der Mittelpunkt des Sensitive Detectors und liegt auf der selben Höhe wie das Target und dem ungestreuten Elektronenstrahl. Die Richtungen der x-y-Achsen sind dieselbe wie in Abbildung 4.8 und 4.9. Mit zunehmenden Abstand vom Mittelpunkt wachsen die Werte für die Asymmetrie. Aus beiden Abbildungen für die ep-Streuung folgert man, dass um $x,y=0$ sich die schwach gestreuten Elektronen ansiedeln, während die Elektronen mit größeren Streuwinkeln sich am Rand ansiedeln, was den Erwartungen entspricht. Für eine Beschreibung der Asymmetrieverteilung der ep- und Møller-Streuung in Abhängigkeit der x-y Position bei konstantem $\phi = 0$ sei auf das Kapitel A.2 im Anhang verwiesen. Das Strahlrohr hat ein Radius von 450 mm, während der Radius des Sensitive Detector 1150 mm einen noch größeren Bereich abdeckt. In der Simulation verlaufen die Bahnen der Elektronen aus der ep-Streuung nur bis $|x| \geq 300$ und $|y| \geq 300$. Abbildung 4.12

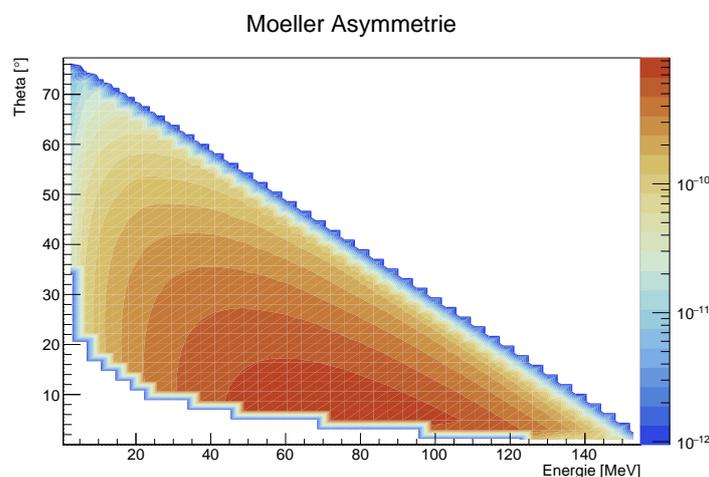


Abbildung 4.12.: Møller-Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und Streuenergie E_f

präsentiert die Møller-Asymmetrie-Verteilung in Abhängigkeit des Streuwinkels θ im Laborsystem und Streuenergie E_f aus Gleichung 4.12. Die Møller-Energie wird durch die Energien der Elektronen, die im Target durch Stöße Energie verlieren und den per Zufall erstellten Streuwinkeln berechnet. Der Bereich mit den größten Werten der Asymmetrie liegt bei $[45-105]$ MeV und $[8^\circ-16^\circ]$ vor. Møller-Elektron, welche den "Sensitive Detector" passieren, besitzen entweder eine hohe Energie und einen niedrigen Streuwinkel oder der Winkel fällt groß aus, dafür ist die Energie dann niedrig.

Um die Form der Verteilung genauer verstehen zu können, betrachtet man die theoretische Vorhersage der Møller-Asymmetrie an. Es wird ein Plot der Møller-Asymmetrie

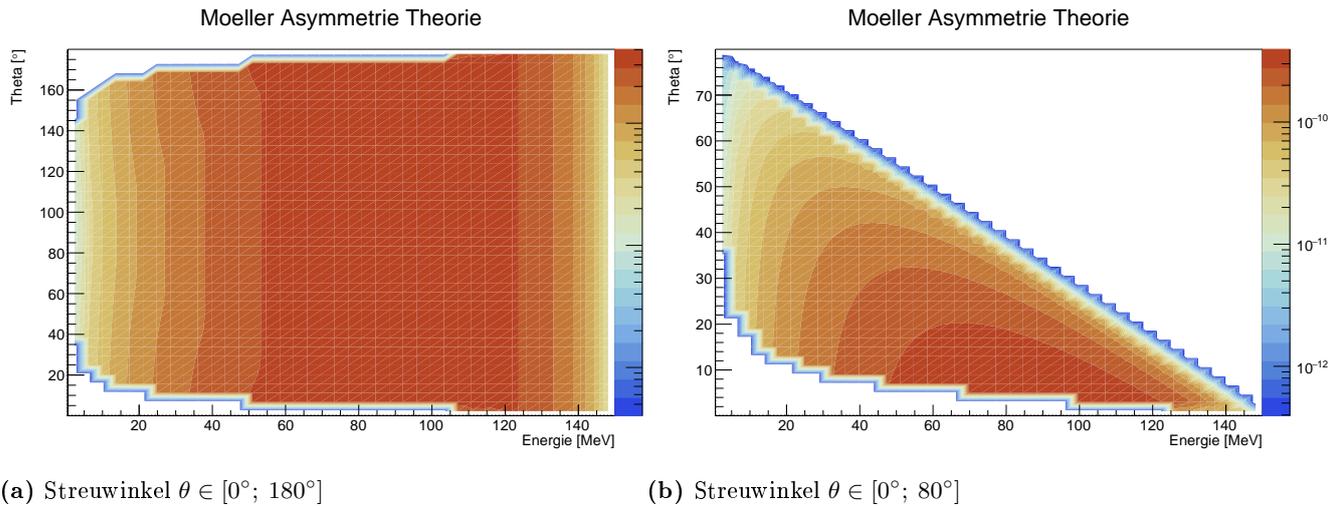


Abbildung 4.13.: Møller-Asymmetrie nach der Theorie

mit der Energie und dem Streuwinkel als Parametern erstellt. Für beide Abbildungen wurden die Energien [138-154] MeV als Parameter für die Møller-Energie übergeben. (a) und (b) unterscheiden sich nur um die verwendeten Winkel zur Bestimmung der Asymmetrie. Bei beiden Plots in Abbildung 4.13 fehlt der linke untere Teil. Das bedeutet, das Fehlens dieses Abschnitt hat nichts mit dem Magnetfeld des Solenoiden oder des P2-Versuchsaufbaus zu tun. Mit den Anfangsparametern von (138-154) MeV ist es nicht möglich, niedrigere Møller-Energien bei kleinen Streuwinkeln zu erhalten. Begrenzt man die Winkel in (a) auf 80° , wird die Asymmetrieverteilung etwa halbiert und man erhält die Figur in (b). Figur (b) ähnelt der Verteilung aus der Simulation. In der Geant4-Simulation erreichen alle Møller-Elektronen mit Streuwinkel $\leq 80^\circ$ die "Sensitive Detectors".

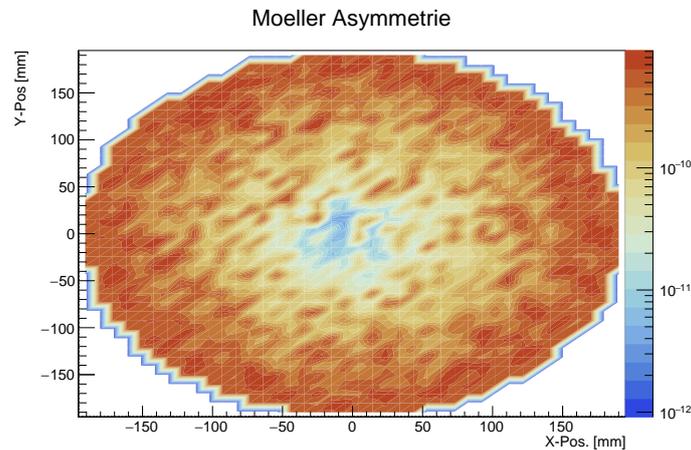


Abbildung 4.14.: Møller-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position

Allgemein liegen die Höchstwerte der Asymmetrie für ep-Streuung über denen für die Møller-Streuung. Dies entspricht den Ergebnissen aus Abbildung 3.4. Abbildung 4.11 zeigt die Asymmetrieverteilung der Møller-Streuung in Abhängigkeit der x-y Position. Es fällt auf, dass die Elektronen aus der Møller-Streuung sich auf einen kleineren Bereich $|x| \geq 190$, $|y| \geq 190$ verteilen als die Elektronen aus der ep-Streuung $|x| \geq 300$, $|y| \geq 300$. Wie bei der ep-Streuung sind die Asymmetrien am kleinsten um die Position des Targets $x,y=0$. Die Beobachtung aus der ep-Streuung, dass die höchsten Asymmetrien am Rand der Verteilung liegen, ist bei der Møller-Streuung nicht zu sehen. Wie in Abbildung 4.12 zu sehen ist, verteilen sich große Werte für die Asymmetrie bei Møller-Streuung auf einen viel größeren Energiebereich als bei der ep-Streuung. Die Endzustände der Møllerelektronen setzen sich aus einem größerem Streuwinkel- und Energieintervall zusammen als bei den Elektronen aus der ep-Streuung. Elektronen mit verschiedenen Energien werden unterschiedlich stark im Magnetfeld abgelenkt und erreichen dadurch verschiedene Stellen innerhalb des "Sensitive Detectors".

Man betrachtet die Summe der Ergebnisse der Asymmetrieverteilungen beider Streuvorgänge. In dem Plot mit der Ortsabhängigkeit wird nach günstigen Bereichen gesucht, in denen die Asymmetriebedingung für den Luminositätsmonitor erfüllt ist. Abbildung

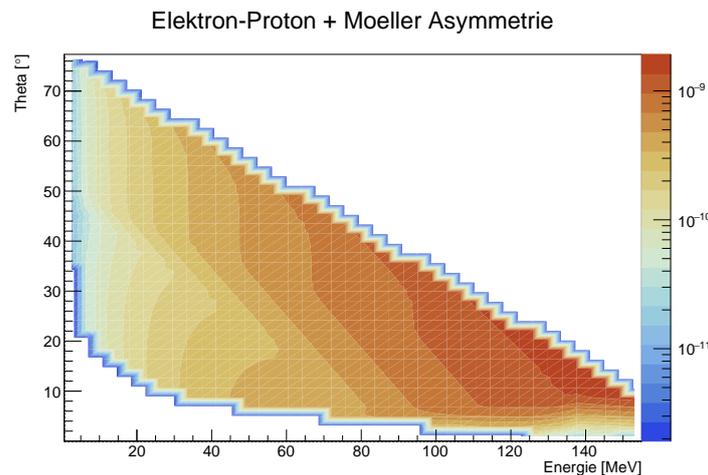


Abbildung 4.15.: Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und Streuenergie E_f

4.15 zeigt, dass die Intensitätsverteilung der Asymmetrie sich zu großen Streuenergien und kleinen Winkeln hin verlagert aufgrund der Ergebnisse aus der ep-Streuung.

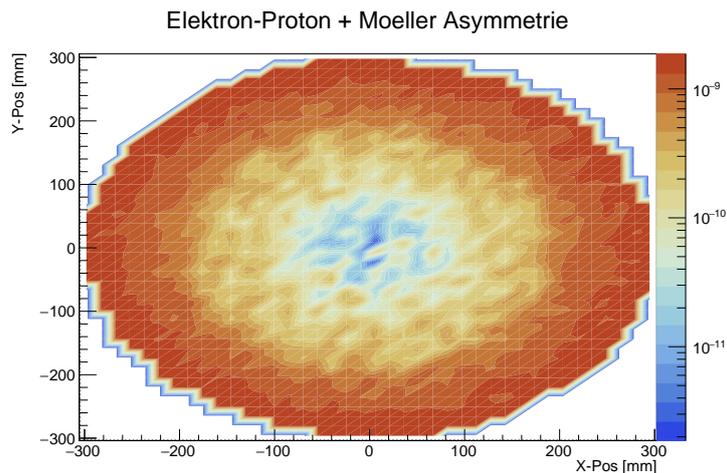


Abbildung 4.16.: Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position

Durch die Mittlung der Asymmetrien beider Streuvorgänge resultiert eine Kreisfläche mit Radien ($r_{min} \approx 60$ mm, $r_{max} \approx 180$ mm), die Asymmetrien von Größenordnungen $\approx \mathcal{O}(10^{-10})$ beinhaltet. Der Wert für r_{max} entspricht ungefähr der Ausdehnung der Møller-Asymmetrieverteilung aus Abbildung 4.14.

Im P2-Experiment dominiert die Rate der Møller-Streuung im Vergleich zu der elastischen Elektron-Proton-Streuung im Strahlrohr siehe hierzu Kapitel 4.5. Für die Untersuchung der mögliche Positionen für den Luminositätsmonitor im P2-Experiment betrachtet man die ratengewichtete Asymmetrien.

$$A_{mittel} = \frac{A_{ep} \cdot R_{ep} + A_{Moeller} \cdot R_{Moeller}}{R_{ep} + R_{Moeller}} \quad (4.13)$$

Für die Raten der Elektronen aus der ep-Streuung $R_{ep} = 8.2755 \cdot 10^{11}$ 1/s und Møller-Streuung $R_{Moller} = 3.4955 \cdot 10^{13}$ 1/s werden die Abschätzung der Raten aus der Raytracing-Simulation aus Kapitel 6 verwendet.

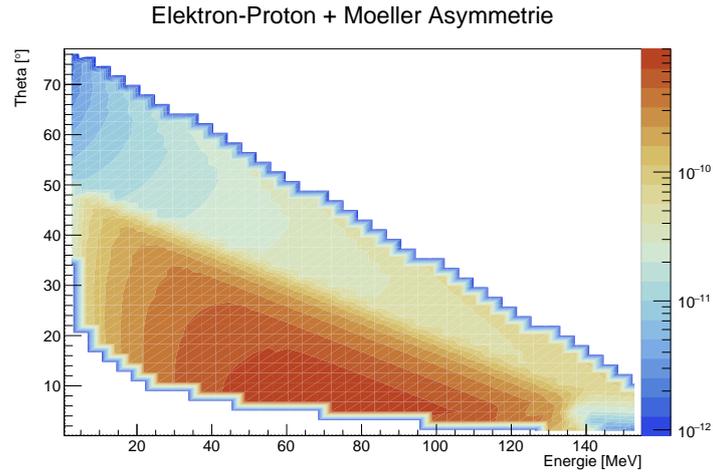


Abbildung 4.17.: Ratengemittelte Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit des Streuwinkels θ und Streuenergie E_f

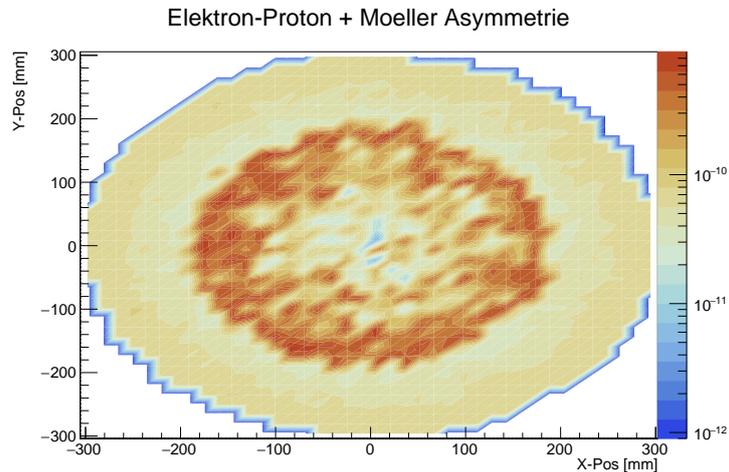
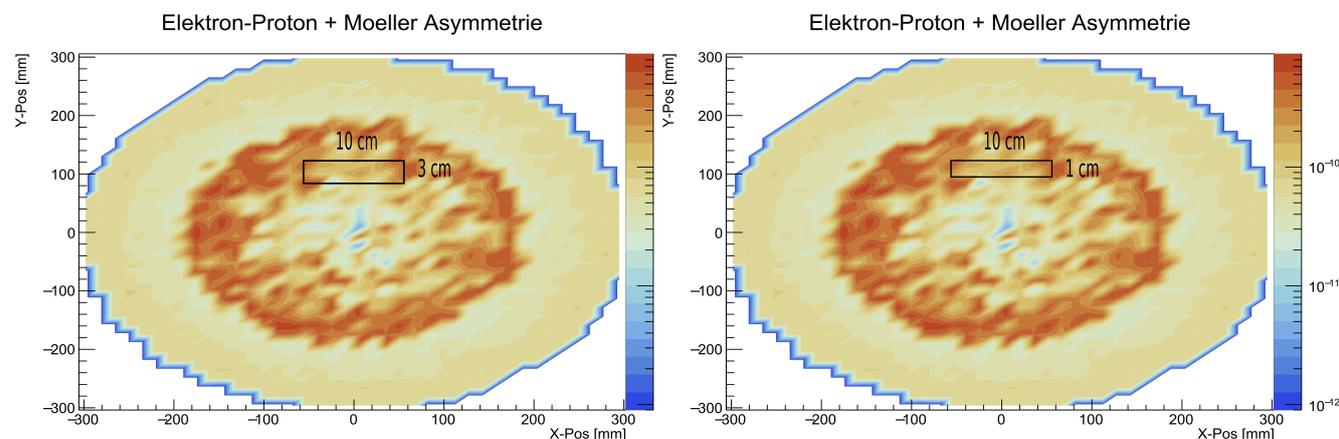


Abbildung 4.18.: Ratengemittelte Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position

Wenn man [Abbildung 4.17](#) und [4.18](#) mit den vorherigen Verteilungen vergleicht, fällt auf, dass durch die Ratenmittelung die Asymmetrien von der Møller-Streuung dominieren. In [Abbildung 4.17](#) verlagern sich die Asymmetrien wieder zu niedrigeren Energien hin, die aus [Gleichung 4.12](#) von der Møller-Streuung resultieren. Die Form und Ausmaße der Verteilung der hohen Asymmetrien in [Abbildung 4.18](#) ähnelt den Werten aus der Møller-Streuung in [Abbildung 4.14](#). Innerhalb der [Abbildung 4.18](#) werden nach mögliche Positionen für den Luminositätsmonitor gesucht. Die Asymmetrien, die im Kreis (mit Radius $r = 180$) liegen, erfüllen die Bedingung $A_L \leq 5.6 \cdot 10^{-10}$ aus [Kapitel 3.3](#). Vom

Vorteil ist weiterhin, dass innerhalb dieses Bereiches die Møller-Elektronen überwiegen. Dies ermöglicht eine Überwachung der Luminosität, die nicht von der zu untersuchenden ep-Asymmetrie abhängig ist.



(a) Eingezeichnete Fläche für Aerogel $x = [-50; 50]$ mm, $y = [90; 120]$ mm

(b) Eingezeichnete Fläche für Spectrosil $x = [-50; 50]$ mm, $y = [100; 110]$ mm

Abbildung 4.19.: Mögliche Positionen für den Luminositätsmonitor

Innerhalb des gekennzeichneten Gebietes wird die Asymmetrie und Energie der Teilchen bestimmt und gemittelt. Außerdem wird gezählt, wie viele von den 1 Millionen erzeugten Elektronen die Fläche passieren. Die Ergebnisse sind in der unteren Tabelle dargestellt.

	\bar{A}_{PV}	\bar{E} [MeV]	Counts
Spectrosil	$2.13 \cdot 10^{-10}$	41.67	1758
Aerogel	$2.15 \cdot 10^{-10}$	40.96	5305

Tabelle 4.2.: Gemittelte Werte aus den möglichen Positionen für den Luminositätsmonitor

Bei der hier vorgestellten Untersuchung wurden nur Elektronen berücksichtigt, die elastisch bzw. Møller-gestreut werden. Die meisten Elektronen passieren das Target jedoch mit nur geringer Wechselwirkungswahrscheinlichkeit. Es muss noch sichergestellt werden, dass der LUMI nicht innerhalb dieses Elektronenstrahls liegt. Wenn dem so wäre, würde eine Auswertung der Asymmetrien an dem Punkt wenig Sinn machen.

4.4. Raytracing Simulation von Streuereignissen im Target

In diesem Abschnitt und dem folgenden werden Methoden vorgestellt, um die Größe des Elektronenstrahls abzuschätzen, nachdem es mit dem Target interagiert. Beide Methoden basieren auf der Arbeit von Dominik Becker und seiner Geant4 Simulation Raytracing. Hier möchte ich kurz Raytracing erklären und wie es sich von der vorherigen eher einfachen Simulation unterscheidet. Da die Strahlenergie $E_{beam} = 155 \text{ MeV}$ relativ klein ist, können Energieverluste durch Streuung des Strahls im Targetmaterial durch Kollisionen und Bremsstrahlung nicht vernachlässigt werden. Die Simulation der elastischen Elektronen-Protonen-Streuung unter großen Streuwinkeln $\theta \sim 35^\circ$ ist in der verwendeten Geant4-Version nicht implementiert. Die Wahrscheinlichkeit des ep-Prozesses liegt in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-4})$ und ist damit vernachlässigbar im Vergleich zum gesamten Prozess der Propagation von Elektronen durch Materie. Dieser Simulation der elastischen Elektron-Proton-Streuung im Target wird erreicht durch ein Ereignisgenerator. Wenn der Elektronenstrahl das Targetvolumen durchläuft, werden die weiche Energieverluste mit den integrierten Geant4-Prozessen simuliert. Anfangszustände der elastischen ep-Streuprozesse werden an zufälligen Positionen entlang der Flugbahn der Elektronen abgefragt. Anfangszustände beinhalten

- Die Position des Vertex innerhalb des Zielvolumens
- Energie des Elektronenstrahls
- Dreier-Impuls des Elektrons

Die Wahrscheinlichkeit für die Abtastung eines Anfangszustands erfolgt aus dem Verhältnis $\frac{l}{l_{ref}}$ des aktuellen Propagationsschritts des Strahlelektrons l und einer konstanten Referenzlänge l_{ref} . Dadurch wird die mittlere Anzahl an Abfragungen von Anfangszustände pro Strahlelektron festgelegt. Mit dieser können mehrere Anfangszustände der elastischen ep-Streuung pro simuliertem Strahlelektron generiert werden. Somit kann jede simulierte Bahnkurve eines Strahlelektrons durch das Target als Mittel eines Ensembles von ähnlichen Bahnkurven aufgefasst werden, und von dieser mittleren Bahnkurve können mehrere Anfangszustände abgetastet werden. Für jeden Anfangszustand wird genau ein Elektron und ein Proton im Endzustand des Streuprozesses produziert. Das Proton befindet sich im Anfangszustand in Ruhe. Zur Berechnung der Elektronenenergie E_f im Endzustand der elastischen ep-Streuung wird Gleichung 4.10 verwendet. Mithilfe der Viererimpulserhaltung wird der Impuls des Protons nach der Streuung p_f bestimmt.

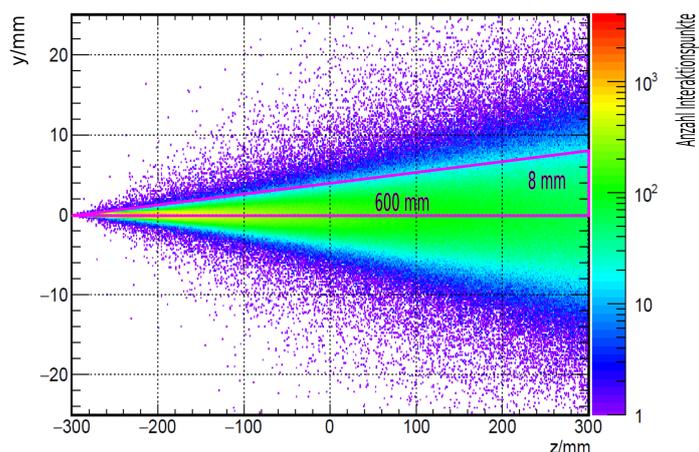


Abbildung 4.20.: Räumliche Verteilung der Anfangszustände für die Simulation der elastischen Elektron-Proton Streuung auf y-z Achse. Das lH_2 Target erstreckt sich vom $z=300\text{mm}$ bis $z=-300\text{mm}$ mit einem Radius von $r = 25\text{mm}$ [3].

Im Plot von 4.20 tritt der Elektronenstrahl in das Volumen des Targets von links ein. Mit fortschreitender z-Achse erkennt man ein stärkeres Auffächern des Strahls aufgrund von Kollisionen und der Erzeugung von Bremsstrahlung. Am Ende des Targets liegt der Großteil der Interaktionspunkte innerhalb eines Radius von 8 mm. Zur Bestimmung der Größe des Strahls an der Position des Luminositätsmonitors wird die Dreisatzformel 4.14 verwendet mit den Längen des Dreiecks als Parameter.

$$\Delta\gamma = \frac{8}{600} \cdot 4700\text{ mm} = 62.7\text{ mm} \quad (4.14)$$

Die Größe des aufgefächerten Strahls aufgrund der Kollisionen innerhalb des Targets am LUMI ist $\Delta\gamma = 62.7\text{ mm}$. Der LUMI beginnt bei $Y = 90\text{ mm}$ für Aerogel oder $Y = 100\text{ mm}$ für Fused Silicia (entnommen aus Abbildung 4.18).

4.5. Raytracing Simulation der Ratenverteilung auf dem Luminositätsmonitor

Während die Strahlelektronen durch das Volumen propagieren, generiert Geant4 Sekundärpartikel im Zuge der Simulation von Kollisions- und Bremsstrahlungsprozesse. Sekundärpartikel wie Møller-Elektronen oder Bremsstrahlungsphotonen führen ebenfalls Propagationsschritte durch und werden innerhalb des Targetsvolumen verfolgt. Dies führt zu einer Fülle von Teilchen aus Untergrundprozessen. Sekundärteilchen werden definiert durch folgende Informationen, welche zur Erzeugung weiterer Endzustände benutzt werden.

- Art des Teilchentyps
- 4-er Impuls des Teilchens
- Position innerhalb des Targets

Abbildung 4.21 zeigt die simulierten Ratenverteilungen der physikalischen Prozesse am Ende des Strahlrohrs in Abhängigkeit vom Abstand r von der Strahlachse. Die Ratenverteilung entstammt einer Raytracing-Simulation mit vollständigem P2-Aufbau und dem Magnetfeld des Solenoiden.

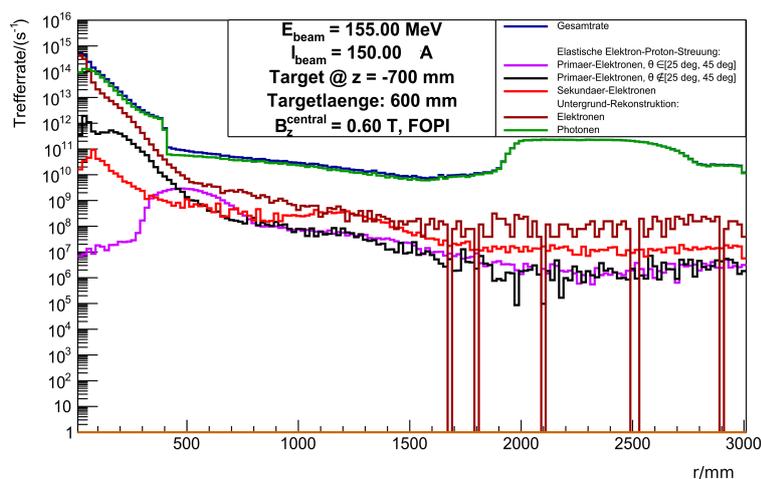


Abbildung 4.21.: Raytracing-Simulation der Ratenverteilung der physikalischen Prozesse am Ende des Strahlrohrs

Hier nur dargestellt sind die für den LUMI relevanten physikalischen Prozesse. Raten für Protonen, Neutronen, Positronen etc.. werden vernachlässigt. Die Legende der Verteilung unterscheidet zwischen nachgewiesenen Events, die aus der Simulation einer elastischen Elektron- Proton-Streuung stammen und solcher, die aus der Rekonstruktion eines Untergrundprozesses herrühren. Weiterhin wird bei den Elektronen zwischen Primär- und Sekundärteilchen unterschieden. Primärteilchen entsprechen Elektronen, welche durch den Endzustandsgenerator im Target erzeugt wurden. Elektronen, die aus der Wechselwirkung der Strahlelektronen mit Materie des Versuchsaufbaus entstammen, werden als Sekundärteilchen bezeichnet. Aus dem Plot wird ersichtlich, dass der dominierende Beitrag der Ratenverteilung die Photonen sind, die aus Bremsstrahlungsprozessen im Target stammen. Wie auf der nächsten Seite gezeigt wird, ist der LUMI an der bisherigen überlegten Position sehr hohe Raten an Ereignissen ausgesetzt. Der Luminositätsmonitor könnte im Hinblick auf einen langen Betrieb vor Bremsstrahlungsphotonen abgeschirmt werden. Photonen an sich lösen in Cherenkovmaterialien keine Cherenkovphotonen aus, da sie keine Ladung tragen und somit keine Atome längs der Bewegungsbahn polarisieren

können. Aber geladene Teilchen, welche von Photonen erzeugt werden, lösen Cherenkovphotonen aus. Beispielprozesse wären, die Bildung eines Elektron-Positron Paares unter der Annihilation eines Photons oder das Lösen eines Elektrons aus einer Bindung durch den photoelektrischer Effekt. Ein hoher Elektronenstrom in der PMT, welcher durch die Cherenkovphoton ausgelöst wird, verkürzt die Lebensdauer der PMT. Die Elektronen aus den Untergrundprozesse machen den zweitgrößten Beitrag bei der Ratenverteilung aus. Bis zu $r \sim 460$ mm fallen die Raten der Primärelektronen von der ep-Streuung mit Streuwinkel $\theta \in [25^\circ; 45^\circ]$ fast $\sim \mathcal{O}(10^4)$ größer aus als für Elektronen mit Streuwinkel $\theta \notin [25^\circ; 45^\circ]$. Was den Erwartungen entspricht, da die Elektronen mit Winkel $\theta \in [25^\circ; 45^\circ]$ per Magnetfeld des Solenoiden zu den Cherenkovdetektoren geführt werden. Die Raten der Sekundär-Elektronen sowie der Untergrundelektronen und der Primärelektronen $\theta \notin [25^\circ; 45^\circ]$ nehmen bis zu den Ausmaßen des Radius des Strahlrohrs $r = 450$ mm stetig ab, danach nehmen die Rate aller Elektronen nur noch sehr schwach ab, bis bei $r \sim 1500$ mm alle Raten relativ konstant bleiben. Die Raten der Untegrundelektronen beinhalten Elektronen der Møller-Streuung sowie Elemente des Elektronenstrahls. Die Raten der einzelnen Beiträge des Untergrunds können im Rahmen dieser Arbeit nicht separat voneinander betrachtet werden. Die Ausdehnung des Elektronenstrahl der wenig oder gar nicht mit dem lH_2 -Target interagiert, verteilt sich um die Position des Targets. Die Mutmaßung wird von der Simulation bestätigt, indem die Raten des Elektronenuntergrunds bei $r \leq 50$ mm über denen die der Photonen liegen und entsprechenden Größenordnungen von $\approx \mathcal{O}(10^{14})$ besitzen. Der erwünschte Elektronenstrahl für das P2-Experiment ist $150 \mu A$ was einer Elektronenrate von $9.36 \cdot 10^{-14} 1/s$ beträgt. Für die Abschätzung der Größe des Elektronenstrahls nach dem Target betrachtet man die aufsummierte Rate der Untergrundelektronen $R_{\text{Untergrund}}$ für verschiedene r -Intervalle und vergleicht diese mit der Rate des Elektronenstrahls vor der Wechselwirkung mit dem Target. Aus der Tabelle entnimmt man, dass der größte Zuwachs der Raten eintritt beim

Δr [mm]	$R_{\text{Untergrund}}$ [1/s]
1-50	$7.63 \cdot 10^{14}$
1-70	$8.78 \cdot 10^{14}$
1-90	$9.16 \cdot 10^{14}$
1-110	$9.36 \cdot 10^{14}$
1-130	$9.51 \cdot 10^{14}$

Tabelle 4.3.: Summierte Rate der Untergrundelektronen von der Raytracing-Simulation für verschiedene r -Intervallen

setzten der oberen Grenze von r von 50 mm auf 70 mm. Ab $r_{max} = 90$ mm ist die Steigerung der Raten der Untergrundelektronen im Vergleich zu der vorherigen Zunahme nur vernachlässigbar klein. Die Rate der Elektronen des Strahls liegt deutlich über den Elektronraten aus anderen Untergrundprozessen. Die Zunahme der Raten ab $r_{max} = 90$ mm stammt von Sekundärprozessen wie Møller-Elektronen. Aus diesen Überlegungen folgert man für die Größe des Elektronenstrahls $\Delta\gamma = 70$ mm.

Mit der Raytracing Simulation und der Simulation der Aufspaltung des Elektronenstrahl im Target konnten die ungefähren Ausmaße des Elektronenstrahls bestimmt werden. Beide Resultate haben ungefähr denselben Wert $\Delta\gamma = 62.7$ mm für die Simulation der Aufspaltung des Elektronenstrahls und $\Delta\gamma = 70$ mm für die Raytracing-Simulation. Beide Werte für die Größe des Strahls liegen unter den möglichen Positionen für die LUMIs aus Abbildung 4.18, was zu bestätigen war. Bei der Simulation in Abbildung 4.20 ist das magnetische Feld des Solenoiden nicht implementiert. Das Magnetfeld an den Rändern des Strahlrohrs beeinflussen die äußere Ausläufe des Elektronenstrahls. Die Raytracing-Simulation beinhaltet das Magnetfeld, ein Endzustandsgenerator für die ep-Streuung und Sekundärpartikel. Dafür kann in den erstellten Raten im Rahmen dieser Arbeit nicht nach einzelnen Elektronen aus verschiedenen Prozessen sortiert werden. Zusammengefasst scheint die Abschätzung mit der Raytracing-Simulation ist aus diesen Gründen die genauere Methode zu sein.

5. Messungen und Auswertungen der Strahlzeit

In der Strahlzeit vom 21.03-25.03.19 wurden die LUMI Prototypen getestet, mit den Prototypendesigns beschrieben im Kapitel 3.5. Die Messungen sahen vor, die Simulation zur mittleren Anzahl der Photoelektronen zu bestätigen. In der unteren Abbildung zu sehen ist der schematische Aufbau, der für die Strahlzeit verwendet wurde. An der Position in

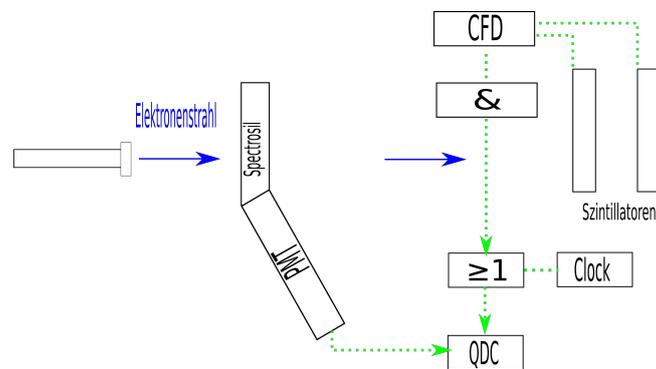
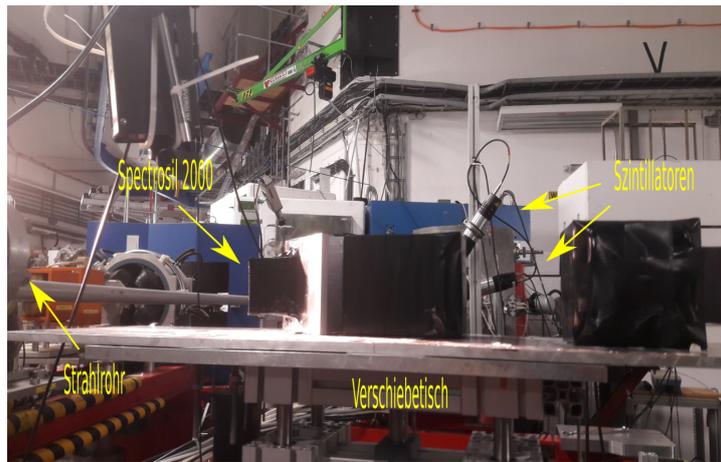


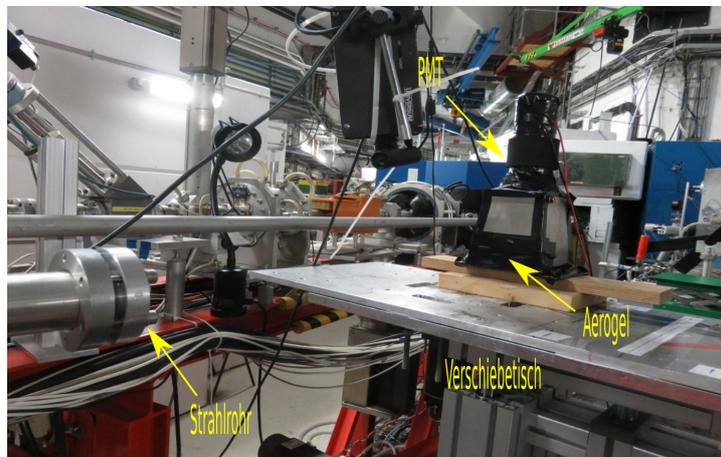
Abbildung 5.1.: Schematische Skizze des Versuchsaufbaus mit dem amorphen SiO_2 als Cherenkov-Material

dem die Versuchsaufbauten stehen, wurde das Strahlrohr geöffnet. Der Elektronenstrahl aus dem Strahlrohr trifft senkrecht auf den Cherenkovradiator, in der Skizze entspricht das dem Spectrosil 2000. Die von dem Elektronenstrahl erzeugten Cherenkovphotonen werden an der PMT detektiert. Hinter dem LUMI-Detektor stehen zwei Szintillatoren mit angeschlossenen PMTs. Diese weiteren Detektoren werden als Trigger für die elektrische Datenaufnahme verwendet. Das Signal aus der PMT wird direkt weiter zum QDC "Charge to Digital Converter" geführt. Der integriert den analogen Strom des Photomultiplierpulses und wandelt die so erhaltene Ladung in einen binären Wert um. Die Bittiefe des ADC beträgt 12, was $2^{12} = 4096$ Kanälen sind. Die Szintillatorsignale werden mit dem CFD ("Constant-Fraction-Discriminator") verschaltet. Innerhalb des CFDs werden Signale aus den Szintillatoren in NIM-Signale (dem Gate) umgewandelt. In dem CFD werden nur Spannungen durchgelassen, die eine einstellbare Schwelle überschreiten. Die Breite des NIM-Signals ist einstellbar und wird auf 80 ns gesetzt. Eine Logikeinheit verschaltet die Signale aus den Szintillatoren durch ein AND Gatter &. Wenn eine Koinzidenz zwischen den 2 Szintillatoren vorherrscht, wird das NIM-Signal durchgelassen. Die AND Einheit mit den Szintillatoren dient dazu, den Einfluss von zufälligem Rauschen zu

verringern. Das Gate-Signal legt den Zeitraum fest, in dem der QDC das Eingangssignal integriert. Nach dem CFD kommt das ODER-Gatter ≥ 1 . Das ODER hat als Eingänge das Gate-Signal und das NIM-Signal aus der Clock. Die Clock erzeugt mit einer einstellbaren Frequenz ein Gate-Signal, um eine Nullpunktmessung zu triggern. Für die genaue Bestimmung des Nullkanals nimmt man Daten zu einem Zeitpunkt auf, wo kein Signal am Eingang des Digital-Wandlers anliegt. Aus dieser Messung lässt sich mit der Lage und Breite des sogenannten Pedestalpeaks Nullpunkt und Eigenrauschen der Messapparatur bestimmen. Der Ausgang des ODER-Gatters liegt an dem Gate-Eingang des QDC an. Durch die ODER-Verknüpfungen werden entweder Daten von der Nullpunktmessung oder von dem Messsignal des Cherenkov-Detektors aufgenommen.



(a) Aufbau für Spectrosil 2000



(b) Aufbau für Aerogel

Abbildung 5.2.: Bilder des Versuchsaufbaus

In den oberen Fotos abgebildet sind die beiden LUMI-Prototypen. Die Cherenkovradiatoren sowie die dazugehörigen PMTs wurden mit schwarzem Klebeband verkleidet, um Lichtlecks vorzubeugen. Abgesehen davon wurden die LUMIs so positioniert, dass

der Elektronenstrahl ungefähr die Mitte der Cherenkov-Materialien trifft. Der Winkel zwischen Strahl und LUMI wird mit dem markierten Verschiebetisch justiert. Das Mainzer Mikrotron MAMI lieferte einen 855 MeV Elektronenstrahl. Die Rate der Elektronen lag zwischen 1 und 7 kHz, dazu später mehr. Neben der Aufgabe der Szintillatoren als Trigger werden sie benutzt um die Raten der ankommende Elektronen zu bestimmen. In der Strahlzeit wird für die Prototypen die PMT "Hamamatsu R1140" bei einer Betriebsspannung von -1750 V betrieben. Die hier ausgesuchte PMT besitzt eine hohe Quanteneffizienz in dem Wellenlängenintervall von $[150 \text{ nm} - 500 \text{ nm}]$ [14]. Damit ist sie besonders geeignet für Cherenkovdetektoren, bei denen der Großteil der erzeugten Photonen im UV-Wellenlängenbereich liegt.

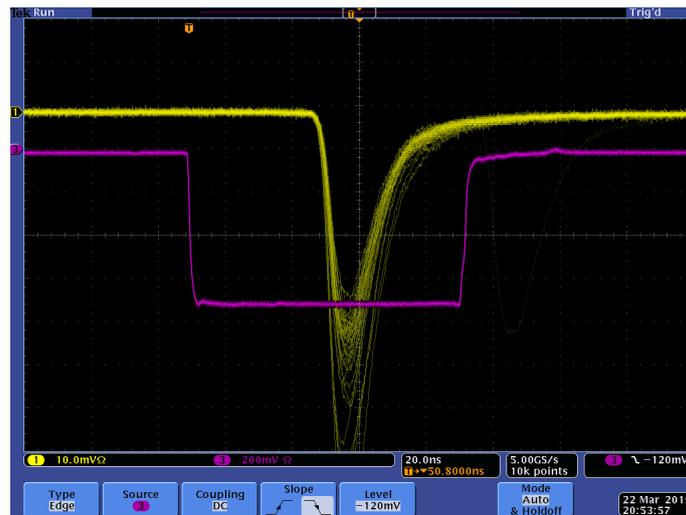


Abbildung 5.3.: Oszilloskopbild der Signale am QDC, Gelb Signal des Spectrosils, Magenta Gate-Signal ohne Pedestal Clock

Abbildung 5.3 zeigt die am QDC anliegende Signale, aufgenommen mit einem Oszilloskop. Das gelbe Signal bei Kanal 1 entspricht dem PMT-Signal aus dem Spectrosil-Luminositätsmonitor. Deutlich zu sehen ist der Photopeak der PMT. Kanal 3 des Oszilloskop zeigt das 80 ns lange Gate-Signal. Das Gate-Signal entspricht dem NIM-Signal aus dem CFD. Die gesamte Breite des Photopeaks liegt in dem Gate-Signal. Zwischen der Vorderflanke des Gate-Signals und dem Photopeak ist ein Abstand von mehreren ns Sekunden. Das Datenblatt des verwendeten QDCs (V965A-CAEN) fordert einen Mindestabstand von 30 ns von der Vorderflanke des Gate-Signals zu dem zu untersuchenden Signal.

5.1. Signal des Aerogels und Spectrosils

Für die Auswertung der Spektren wird folgendes Analyse-Programm verwendet. Zuerst wird der Pedestalpeak mit einer Gauß-Funktion angefitet. Der Pedestalpeak ist ein deltaförmiger Peak vor den Signalen der Luminositätsmonitore und stammt von der Nullpunktmessung der Versuchselektronik. Aus dem Gauß-Fit resultiert die Position des Pedestalpeaks Ped_{pos} und die Breite des Peaks Ped_{sigma} und damit ein Maß für das Eigenrauschen der Elektronik. An dem Signal aus den LUMIs wird eine Faltung aus einer Landauverteilung $L(x; \mu, c)$ und einer Gauß-Funktion $G(x; \nu, \sigma)$ geplottet.

$$L(x) \otimes G(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} L(\tau)g(x - \tau)d\tau \quad (5.1)$$

Hierbei wird die Gaußfunktion benutzt, um die Peakposition ν und Breite σ zu bestimmen.

$$G(x; \nu, \sigma^2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\nu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.2)$$

Für die Schwankungen des Energieverlustes durch Ionisation des Elektrons an der Kathode der PMT benutzen wir die Landauverteilung. Sie ähnelt einer Gauß-Funktion mit einem langen Schwanz am Ende. Aufgrund ihrer langen Ausläufer sind die Momente der Verteilung, wie der Erwartungswert und die Varianz nicht definiert.

$$L(x; \mu, c) = \frac{1}{\pi c} \int_0^{\infty} e^{-t} \cos\left(t\left(\frac{x-\mu}{c}\right) + \frac{2t}{\pi} \log\left(\frac{t}{c}\right)\right) dt \quad (5.3)$$

Fitparameter der Landau Funktion sind.

- Landau-Breite c , Skalen Parameter (nicht das Sigma der Verteilung, da dies nicht definiert ist)
- Wahrscheinlichste Landau-Position μ , Position für das Maximum der Verteilung

Für die Landauverteilung wird die Näherung aus der "CERNLIB" verwendet, da die Landauverteilung sich nicht einfach berechnen lässt.

Um aus den Signalen aus der PMT die Anzahl der Photoelektronen pro Event NPE zu ermitteln, nehmen wir an, die Signale wären Poissonverteilt $P(x; \lambda)$.

$$P(x; \lambda) = e^{-\lambda} \frac{\lambda^x}{x!} \quad (5.4)$$

Für Statistik mit Events ≥ 30 ähnelt $P(x; \lambda)$ der Gauß-Verteilung. Sei NPE die mittlere Anzahl an Photoelektronen. Für eine Poisson-Zufallsvariable gilt $\sigma_{NPE}^2 = NPE$.

Aus einer Anzahl an Photoelektronen folgt nach der Verstärkung durch die PMT eine Ladung Q des PMT-Pulses, die proportional zur Zahl der Photoelektronen ist.

$$Q = c_1 \cdot NPE \quad (5.5)$$

c_1 ist eine Konstante.

Der QDC macht aus einer Ladung Q ein ADC-Kanal μ , der proportional zur Ladung Q . Die Ladung hat einen Offset Q_{Ped} .

$$\mu = c_2(Q + Q_{Ped}) = c \cdot NPE + Ped \quad (5.6)$$

mit $c = c_1 \cdot c_2$ und $Ped = c_2 \cdot Q_{Ped}$. Ped entspricht der Pedestal-Position. Das Offset der Ladung führt vom Einfluss der Messelektronik her. Für die Breite σ des ADC-Kanals gilt.

$$\sigma = c \cdot \sigma_{NPE} = c \cdot \sqrt{NPE} \quad (5.7)$$

Indem man die Pedestalposition abzieht $\mu_{korr} = \mu - Ped$ erhält man $\mu_{korr} = c \cdot NPE$ einen Ausdruck für den ADC-Kanal der von NPE abhängig ist.

$$\frac{\mu_{korr}}{\sigma} = \frac{c \cdot NPE}{c \cdot \sqrt{NPE}} \rightarrow NPE = \left(\frac{\mu_{korr}}{\sigma} \right)^2 \quad (5.8)$$

Das beobachtete σ ist die quadratische Summe aus der Breite der NPE -Verteilung und dem elektrischen Rauschen, was mit σ_{Ped} bezeichnet wird.

$$\sigma^2 = \sigma_{NPE}^2 + \sigma_{Ped}^2 \quad (5.9)$$

Um auch diesen Einfluss zu berücksichtigen, setzt man $\sigma_{korr} = \sqrt{\sigma_{NPE}^2 - \sigma_{Ped}^2}$ in Gleichung 5.8 ein. Die auf elektronisches Rauschen korrigierte Anzahl an Photoelektronen ist:

$$NPE = \frac{(\mu - Ped)^2}{\sigma^2 - \sigma_{Ped}^2} \quad (5.10)$$

Der Fehler für Gleichung 5.10 wird per Gaußscher-Fehlerfortpflanzung angegeben, indem die Fitfehler als Parameter eingesetzt werden.

Auf den nächsten Seiten werden die Spektren der Luminositätsmonitore als Histogramme dargestellt.

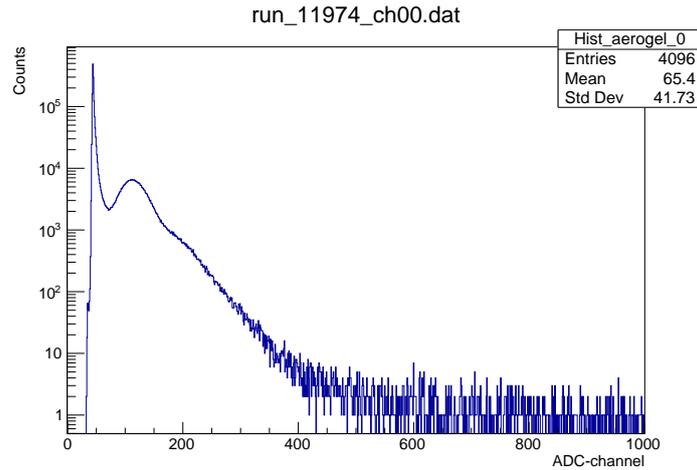


Abbildung 5.4.: Spektrum des Aerogel-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung

Abbildung 5.4 zeigt das Spektrum für Aerogel bei einer Betriebsspannung für die PMT von -1550 V, 80 ns für die Breite des Gates. Bei Kanalnummer 44 ist der Pedestalpeak erkennbar. Der Pedestalpeak geht direkt über in das Signal des Aerogels, was eine getrennte genaue Untersuchung der beiden Signale erschwert. Counts um dem Pedestal entsprechen Events mit niedriger Energie zum Beispiel elektronisches Rauschen. Das Spektrum des Aerogels erstreckt sich bis zu Kanal ≈ 500 . Es wird angenommen der Grund für den langen Schwanz des Spektrums führt vom elektronischen Rauschen her. Mit Bezug drauf werden mögliche Ursachen in der Elektronik betrachtet. Es wurde die Koinzidenz in den Logik-Einheiten neu eingestellt. Weiterhin wurde das Gate-Signal am QDC verkürzt somit das Intervall in dem der QDC Daten pro Event aufnimmt. Es wurde einer der Szintillatoren aus dem Aufbau entfernt und die Frequenz des Elektronenstrahls von 7 kHz auf 1 kHz reduziert. Diese Änderungen führt zum Spektrum in 5.5 auf der folgenden Seite.

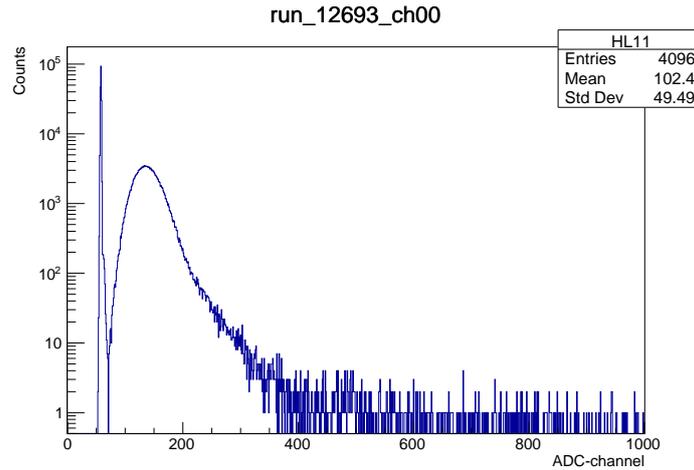


Abbildung 5.5.: Spektrum des Aerogel-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung

Das Signal des Pedestals und des Aerogels sind deutlich voneinander getrennt. Die Länge und Höhe des Schwanzes ist im Vergleich zu dem in 5.4 kürzer geworden. Das Messprogramm für Aerogel wurde mit dem veränderten Aufbau wiederholt. Der nächste Plot zeigt ein Messergebnis für Spectrosil. Aus dem Histogramm zeigt sich, dass die un-

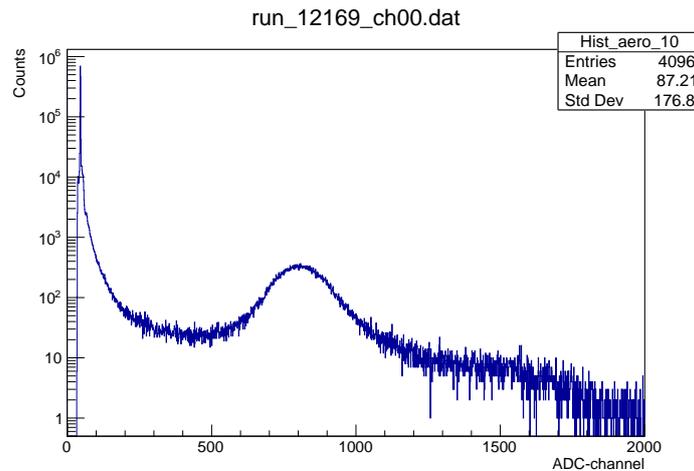


Abbildung 5.6.: Spektrum des Spectrosil-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung

gefährte Position des Signals etwa 600-Kanäle nach rechts verschoben ist, im Vergleich zur Messung mit Aerogel bei denselben Bedingungen wie in 5.4. Dies hat mit der unterschiedlichen Photonenausbeute beider Cherenkovmaterialien zu tun. Das Frequenz-Spektrum der emittierten Cherenkovstrahlung ist nach Gleichung 3.12 abhängig vom materialspezifischem $n(\lambda)$ und $\mu(\lambda)$. Die Breite σ des Spectrosil-Peaks fällt größer aus als bei

Aerogel. Nach Gleichung 5.7 ist die Breite $\sigma \propto \sqrt{NPE}$. Eine höhere Anzahl an Photoelektronen bedeutet einen breiteren Peak. Wieder einmal sieht man, wie der Pedestal in das Messsignal übergeht. Für die Messungen mit Spectrosil wurden noch die alten Elektronikeinstellungen verwendet. Die nächsten Plots zeigen die Landau-Gaus-Fits für die Messungen aus Abbildung 5.4 und 5.5. Die Fitparameter unterscheiden sich vonein-

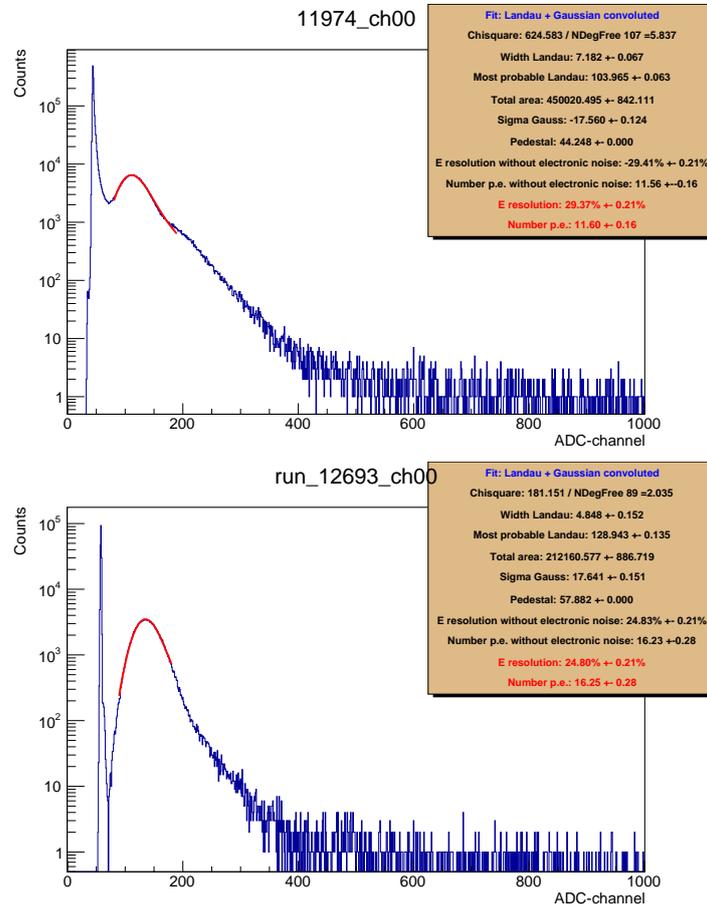


Abbildung 5.7.: Spektren des Aerogel-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung

ander, was zu ungleichen Werten für die NPE führt. Aus den Fits für die Messung mit angepasstem Aufbau resultieren eine größere Anzahl an Photoelektronen. Das hat den Grund, dass die Landau-Position zunimmt und nach Gleichung 5.10 bedeutet ein größerer Wert für μ ein Anstieg in den NPE . Aufgrund der veränderten Elektronikeinstellungen verlagert sich die Position des Pedestals.

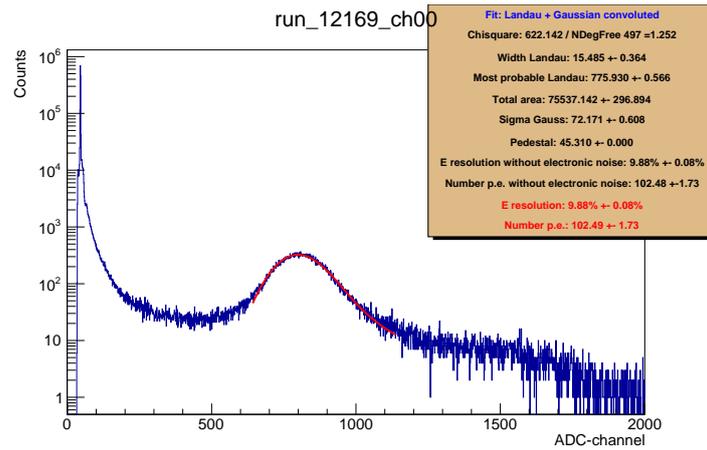


Abbildung 5.8.: Spektrum des Spectrosil-LUMI-Prototyps, logarithmische Darstellung

Hier dargestellt ist der Landau-Gaus-Fits für das Spectrosil-Spektrum. Im Vergleich zu den Aerogel-Fits folgen aus dem Spectrosil-Fit eine deutlich größere Anzahl an Photoelektronen, was den Erwartungen entspricht.

Um den Untergrund bei den entsprechenden Aerogel- und Spectrosil-Spektren in den Fits zu berücksichtigen, wird zusätzlich zu dem Landau-Gaus-Fit eine lineare Funktion mit negativer Steigung verwendet. Bei dem Vergleich der Histogramme in [Abbildung 5.7](#) erfasst man, dass der Untergrund linear abnimmt. Hierzu wird zuerst eine Gerade an das

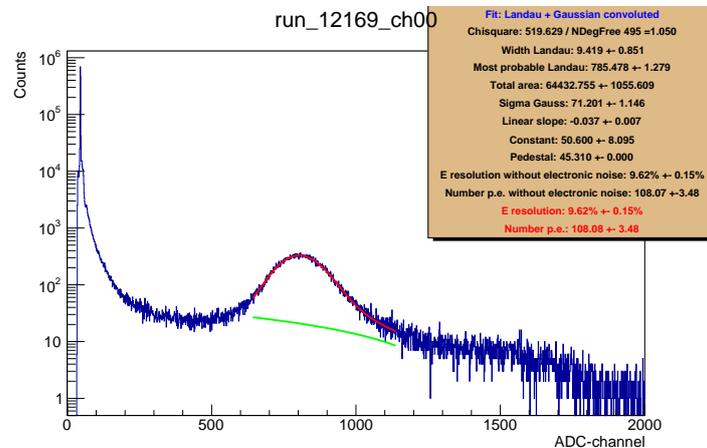


Abbildung 5.9.: Spektrum des Spectrosil-LUMI-Prototyps mit linearem Untergrundfit, logarithmische Darstellung

gesamte LUMI-Spektrum gefittet, um die Startparameter der Gerade um den Peak zu finden. Das Spektrum in [Abbildung 5.9](#) ist dasselbe wie in [5.8](#), nur dass hier die Unter-

grundgerade eingesetzt wurde. Der Unterschied in den Fitparametern ist aufgezeigt in der unteren Tabelle.

	<i>ohne Untergrundfit</i>	<i>mit Untergrundfit</i>
$\chi^2/NDFree$	622.14/497 = 5.84	519.63 ± 495 = 1.05
Landau-Breite	15.49 ± 0.36	9.42 ± 0.85
Landau-Position	775.93 ± 0.57	785.48 ± 1.28
Sigma-Gaus	72.17 ± 0.61	71.20 ± 1.15
NPE	102.49 ± 1.73	108.08 ± 3.48

Tabelle 5.1.: Fitparameter aus dem Plot mit und ohne linearem Untergrund für Spectrosil

Hier dargestellt sind die wichtigsten Parameter für die Beschreibung der Peaks. Von all den Parametern verändert sich die Landau-Breite am meisten. Der Wert für die *NPE* nimmt leicht zu. Die Methode mit linearem Untergrund hat das χ^2 verkleinert und der Wert für *NDFree* hat abgenommen aufgrund den zwei zusätzlichen Fitparametern aus der Geradengleichung. Das *reduzierte* χ^2 verkleinert sich und liegt nun ungefähr bei 1.

5.2. Verstärkungskennlinie des Photomultipliers Hamamatsu

Das erste Messprogramm besteht darin, die Verstärkungskennlinie der PMT zu erforschen. Diesbezüglich wurden Messungen unternommen, wo der Elektronenstrahl senkrecht die Cherenkovradiatoren trifft und die Betriebsspannung der PMT variiert wurde. Die Erhöhung der Spannung vergrößert nicht die Quanteneffizienz der PMT. Bei größerer Betriebsspannung wächst die Verstärkung des Stroms zwischen Kathode und Anode. Mit wachsender Spannung verschiebt sich das Spektrum sowie dessen Breite nimmt zu.

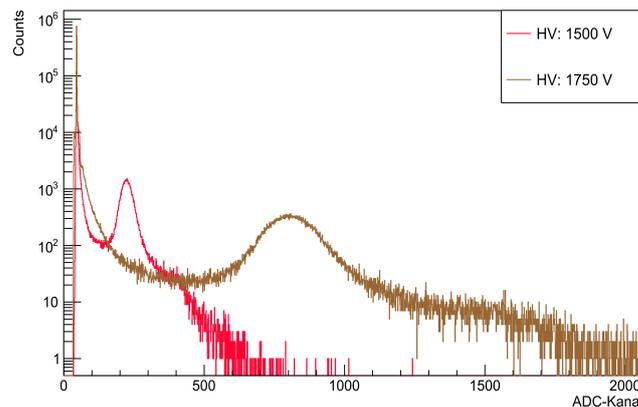


Abbildung 5.10.: Zwei Spektren für Spectrosil bei unterschiedlichen Betriebsspannungen

Für die Untersuchung der Verstärkungen betrachten wir die Lage der wahrscheinlichsten Landau-Position MP . Wie bei der Bestimmung der mittleren Anzahl an Photoelektronen wird der Pedestal-Peak von der wahrscheinlichsten Landau-Position abgezogen $MP_{korr} = MP - Ped$. Der Fehler von MP_{korr} ergibt sich per Gaußscher Fehlerfortpflanzung mit σ_{Ped} und dem Fitfehler ΔMP als Parameter. An die daraus resultierenden Daten wird folgende Funktion gefittet.

$$MP(U) = c \cdot U^\lambda \quad (5.11)$$

Der λ -Exponent beschreibt den Verstärkungsfaktor der PMT. In der unteren Tabelle werden die Werte für MP_{korr} und deren Fehler vorgestellt.

	<i>Spectrosil</i>	<i>Aerogel</i>	<i>Aerogel weniger Unter.</i>
$MP(1250 V)$	52.4220 ± 0.0873		
$MP(1300 V)$	72.1914 ± 0.2509		
$MP(1350 V)$	98.3145 ± 0.1599	5.9070 ± 0.0181	9.0803 ± 0.0159
$MP(1400 V)$	132.4186 ± 0.1732	8.3611 ± 0.0383	12.1437 ± 0.0174
$MP(1450 V)$	172.8446 ± 0.3008	10.9447 ± 0.0021	16.1883 ± 0.0231
$MP(1500 V)$	226.4761 ± 0.6747	14.8613 ± 0.0547	21.3165 ± 0.0298
$MP(1550 V)$	291.8790 ± 0.5178	19.3735 ± 0.0602	27.6789 ± 0.0393
$MP(1600 V)$	374.0953 ± 0.9774	24.6445 ± 0.1073	35.6122 ± 0.0540
$MP(1650 V)$	479.1846 ± 0.3156	32.7320 ± 0.0387	45.2230 ± 0.0687
$MP(1700 V)$	595.2328 ± 1.2335	52.8722 ± 0.1734	56.9125 ± 0.0910
$MP(1750 V)$	740.1684 ± 1.2792	62.9370 ± 0.2582	71.0606 ± 0.1348

Tabelle 5.2.: Werte für die Pedestal korrigierte Landau-Position aus den Verstärkungskennlinien-Messungen

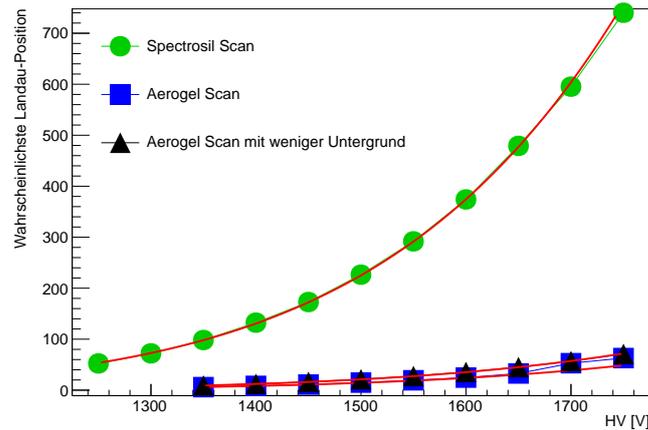


Abbildung 5.11.: Hamamatsu PMT-Verstärkungskennlinie

Mit dem Ausdruck "Aerogel mit weniger Untergrund" sind die wiederholten Messungen mit dem angeglichenem Aufbau gemeint, wo das elektronische Rauschen reduziert wurde. Die Untersuchung des Verstärkungsverhaltens dient dazu, den Photomultiplier zu charakterisieren. Die Versuchsergebnisse zeigen den erwarteten Anstieg in Form einer Potenzfunktion. Dabei weichen die Ergebnisse für "Aerogel" bei den Spannungen von 1700 V und 1750 V besonders von dem Verhalten ab. Der λ -Exponent ist für alle drei

	<i>Spectrosil</i>	<i>Aerogel</i>	<i>Aerogel weniger Unter.</i>
χ^2/NDF_{free}	567.2032/9	13726.7709/7	198.9166/7
$c[NPE/V]$	$(2.0671 \pm 0.0076) \cdot 10^{-23}$	$(1.1374 \pm 0.0071) \cdot 10^{-24}$	$(1.1891 \pm 0.0075) \cdot 10^{-24}$
λ	7.8830 ± 0.0050	$7.9306 \pm 3.2128 \cdot 10^{-6}$	7.9500 ± 0.0082

Tabelle 5.3.: Fitparameter aus der Verstärkungskennlinie

Fälle ähnlich und die Werte weichen $< 1\%$ voneinander ab. Damit benimmt sich die PMT den Erwartungen entsprechend. Aus den Gain-Messungen werden mit Hilfe der Gleichung 5.10 die mittlere Anzahl an Photoelektronen bestimmt. Wie schon angesprochen, ändert ein Steigern der Spannung nichts an der Nachweiswahrscheinlichkeit der Photonen für die PMT. Somit sollten die Werte für die NPE unbeeinflusst von verschiedenen Betriebsspannungen bleiben. An die hervorgehende NPE fitten wir eine Konstante, wobei der Wert der Konstante den NPE der Messung entspricht.

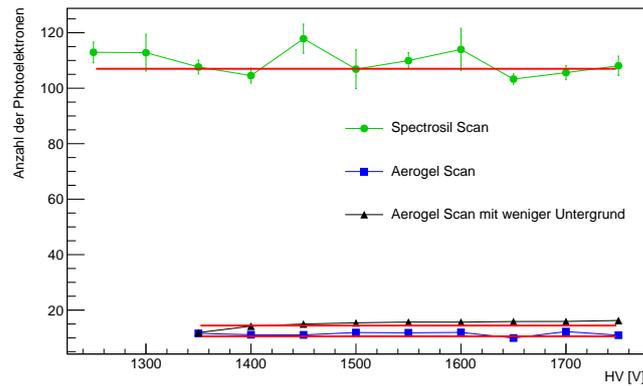


Abbildung 5.12.: Verteilung der mittlere Anzahl der Photoelektronen aufgetragen gegen die Betriebsspannung der PMT

	<i>Spectrosil</i>	<i>Aerogel</i>	<i>Aerogel weniger Untergrund</i>
χ^2/NDF_{free}	14.71/10	177.14/7	809.09/8
<i>Konstante</i> [<i>NPE</i>]	106.10 ± 0.95	10.56 ± 0.06	14.43 ± 0.05

Tabelle 5.4.: Fitparameter von dem NPE-HV Plot

Die Resultate der drei Messungen bestätigen diese Erwartung. Die Fehler der *NPE* für die Spectrosil-Messungen schwanken. Die Werte für Aerogel sind im Plot zu klein, um in der gewählten Darstellung erkennbar zu sein. Bei der Betrachtung der χ^2/NDF_{free} in der Tabelle lässt sich feststellen, dass der Konstantenfit die Spectrosil-Daten am besten beschreibt trotz den Schwankungen der Werte. Nach dieser Beurteilung beschreibt der Fit für "Aerogel mit weniger Untergrund" die Daten am schlechtesten. Der Grund hierfür ist der Messpunkt bei 1350 V. Im allgemeinen liegen die Werte für die *NPE* aus den "Aerogel mit weniger Untergrund" über denen aus den "Aerogel Scan" Messungen. Dies wird in den Konstantenwerten aus der oberen Tabelle auch bestätigt. Der Messpunkt bei 1350 V für "Aerogel mit weniger Untergrund" weicht am stärksten von den anderen Punkten ab und liegt ungefähr bei dem Wert für den "Aerogel Scan" bei derselben Betriebsspannung.

5.3. Positionscan der LUMI-Prototypen

Für die Positionscans galt es herauszufinden, ob die Anzahl der erzeugten Cherenkovphotonen und damit die Anzahl an Photoelektronen abhängig von der Position ist, in der der Elektronenstrahl den Cherenkovradiator trifft. Dazu wurde ein Verschiebetisch verwendet, auf dem die LUMI-Prototypen während der Strahlzeit lagen. Mit dem Verschiebetisch wurden die LUMI in horizontaler und vertikaler Richtung verschoben. Die Länge und Höhe der Cherenkovmaterialien wurden so abgescannt. Bei der Auswertung dieser Versuchsreihe weisen die Fitfunktion bei manchen Spectrosil-Messungen ein oszillierendes Verhalten zwischen den einzelnen Bins auf. Jeder der 4096 Kanäle des QDC wird in Histogrammen in einem Bin abgespeichert. Dieses oszillierende Verhalten tritt ein, wenn die Größe der Landau-Breite c unter einem Bin liegt. Um dies zu vermeiden, werden die möglichen Werte für die Landau-Breite begrenzt. Der Unterschied der unbegrenzten und begrenzten Landau-Breite ist in der unteren Abbildungen 5.13 ersichtlich. Bei dem

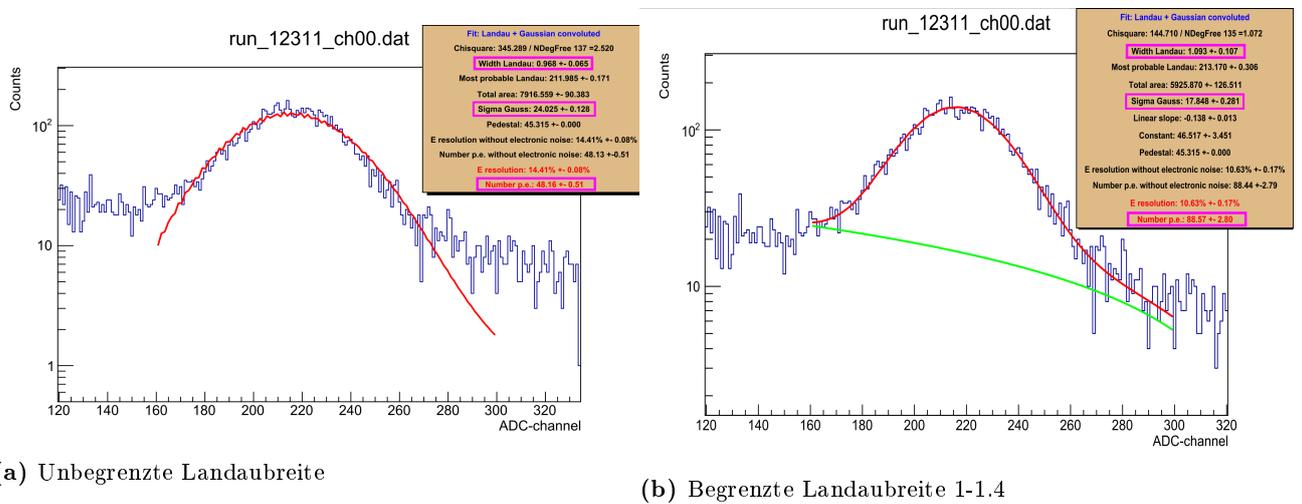


Abbildung 5.13.: Fits aus dem Spectrosil-Spektrum mit begrenzter und unbegrenzter Landau-Breite

Fit mit $c \leq 1$ resultieren Werte für die NPE , die fast der Hälfte der NPE bei begrenzter Landau-Breite entsprechen. Die Landau-Breite korreliert mit $Sigma - Gaus$. Zwischen beiden Methoden sind keine wesentlichen Abweichungen in den restlichen Fit-Parameter zu sehen.

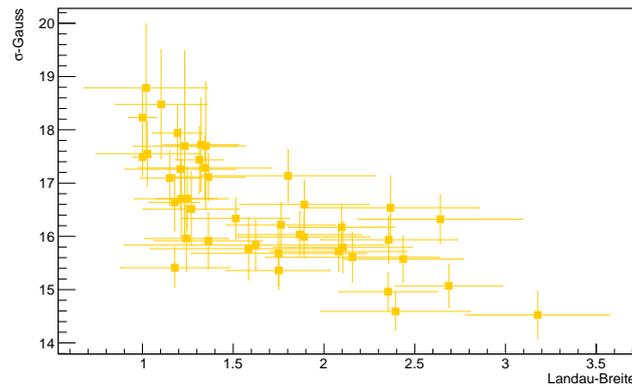


Abbildung 5.14.: σ der Gauß-Funktion in Abhängigkeit der Landau-Position für die Spektrosil-Messungen

Abbildung 5.14 zeigt die Korrelation zwischen den Fitparametern *Sigma – Gaus* und der Landau-Breite für die Messungen der horizontal Positionsscans für Spektrosil. Wenn die Landau-Breite abnimmt steigen die Werte für σ . Dies erklärt die unterschiedlichen Zahl der Photoelektronen in Abbildung 5.13. Nach Gleichung 5.10 sinken die Werte der *NPE* bei großen σ . Weitere Untersuchungen zeigen, dass die Fits bei Grenzen außerhalb eines Intervall der *Landau – Breite* $\in [1; 2]$ versagen. Damit ist gemeint, dass die Fit-Werte physikalisch wenig Sinn ergeben und deren Fehler in manchen Fällen über dem eigentlichen Wert liegen. Wenn die Spektrosil-Spektren mit der Landau-Breite außerhalb des Intervalls $[1, 2]$ gefittet werden, liegen manche Werte für die Landau-Breite genau an der oberen oder unteren Grenze. Es kann keine Aussage getroffen werden, ob der reale physikalische Wert innerhalb dieses Intervalls liegt. Diese Ungewissheit trägt als systematischen Fehler für die *NPE* bei. Dazu werden mehrfach die Fits an den Spektren durchgeführt, wobei die maximale Grenze für die Landau-Breite jedes mal vom Minimum ausgehend ein wenig erhöht wird. Aus dieser resultierenden Anzahl an Werten wird die Standardabweichung der *NPE* bestimmt und diese als systematischer Fehler zu den Fitfehlern ergänzt. In 50 Schritten wird die obere Grenze bis $c = 2$ erhöht. Die Resultate werden in folgenden Abbildungen vorgestellt. In vertikaler Richtungen ist der verwendete Spektrosilblock 30 mm und in horizontaler Richtung 100 mm lang. Zur Übersichtlichkeit werden Verbindungslinien in den Plots verwendet.

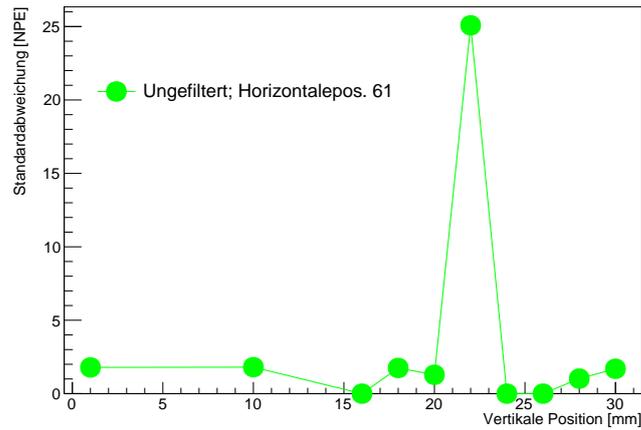


Abbildung 5.15.: Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der vertikalen Achse

Die in den Plots präsentierten Ortsangaben entsprechen dem eigenen Koordinatensystem des Kontrollprogramms für den Verschiebetisch. In den Legenden der Plots angegebene Positionen sind die Startpunkt für die entsprechende horizontal oder vertikal Messungen. Der hier gezeigte Plot stellt die Resultate der 50 Schritte für die vertikal Messungen da. Bei den Abschnitten wo die Standardabweichung=0 ist, blieb der Fit unbeeinflusst von dem Variieren der Grenzen für die Landau-Breite. Der extrem abweichende Plotpunkt entspricht dem Spektrum aus [Abbildung 5.13](#). Die restlichen Standardabweichungen liegen zwischen 1 und 2. Den zu diesen Standardabweichungen zugehörigen Plots zeigen nicht das extreme oszillierende Verhalten von [5.13 \(a\)](#), aber werden trotzdem durch die unterschiedlichen Grenzen für die Landau-Breite beeinflusst.

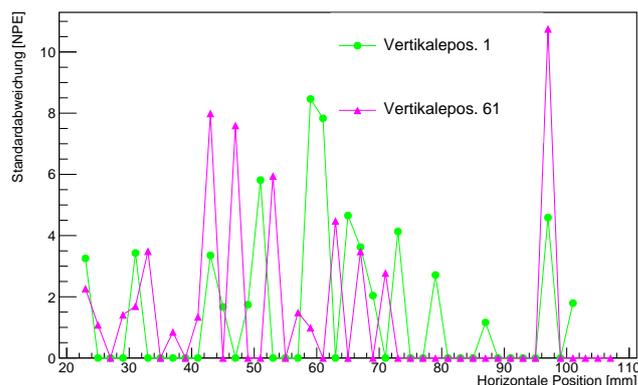


Abbildung 5.16.: Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der horizontalen Achse

In dem oberen Bild werden die Standardabweichungen für die horizontalen Messungen präsentiert. Es wurden zwei Messungen an verschiedenen Stellen durchgeführt. Auffällig ist hier erstmals, dass die Streuung der Standardabweichungen für die horizontalen Messungen größer ausfällt als für die vertikalen. Dafür gibt es bei den horizontalen keinen so extrem abweichenden Wert. Es ist keine Abhängigkeit der Datenpunkte von der eingestellten Position ersichtlich. Der Verlauf der Standardabweichungen ist geprägt durch Fluktuationen. Statistische Fluktuation wie elektrisches Rauschen können der Grund hierfür sein.

Mit einem Gaußfilter wird versucht den Verlauf des Spektrums zu glätten. Man erhofft sich dadurch, die Abhängigkeit der Fitparameter von den Fitgrenzen für die Landau-Breite zu beseitigen. $h(x)$ ist das zu glättende Spektrum und $g(x)$ das geglättete Spektrum. Für die diskreten QDC-Spektren gilt an der Stelle x_0 .

$$g(x_0) = \sum_{x=x_0-4\cdot\sigma}^{x_0+4\cdot\sigma} \frac{h(x)}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2} \quad (5.12)$$

Die Weite und damit die Stärke der Glättung eines Gauß'schen Filters wird durch den σ -Wert bestimmt, welcher hier in dem Fall $\sigma = 2$ ist. Für die Filterung an der Stelle x_0 werden jeweils die 8 Nachbareinträge links und rechts von x_0 mit abnehmender Wichtigkeit verwendet. Damit in dem neuen Spektrum die Fehler der Bins von dem Landau-Gauß Fit richtig gewichtet werden, gilt für den Fehler $\Delta g(x_0)$.

$$\Delta g(x_0) = \sqrt{\sum_{x=x_0-4\cdot\sigma}^{x_0+4\cdot\sigma} \left(\frac{h(x)}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2} \right)^2} \quad (5.13)$$

Der Unterschied der Spektren vor und nach der Glättung ist in den nächsten Bild zu sehen.

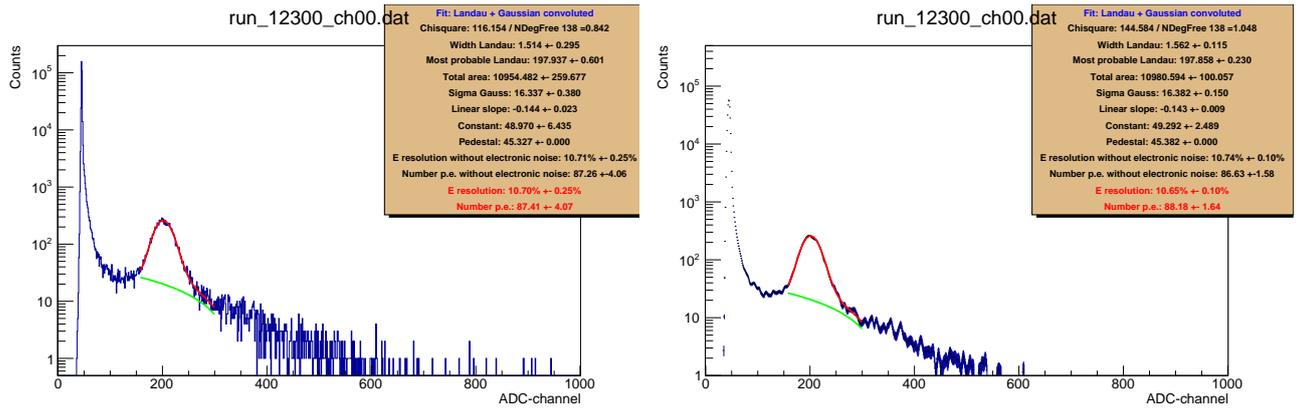


Abbildung 5.17.: Spectrosil-Spektren vor dem Glättungsvorgang (links) und nach dem (rechts)

Die Fitparameter aus der Anpassung an das geglättete Spektrum haben sich im hier gezeigten Beispiel nur vernachlässigbar verändert. Bei der Untersuchung aller geglätteten Spektren erscheint wieder das oszillierende Verhalten wie in Abbildung 5.13, wenn die Landau-Breite wieder unbegrenzt ist. Verblüffend hierbei ist, dass dieses Erscheinen nicht immer bei den selben Spektren auftaucht. Bei manchen Spektren verschwindet das Erscheinen bei anderen taucht es willkürlich auf. In den nächsten Abbildungen wird gezeigt, welchen Einfluss der Glättungsfilter auf die Variation der Landau-Breite hat.

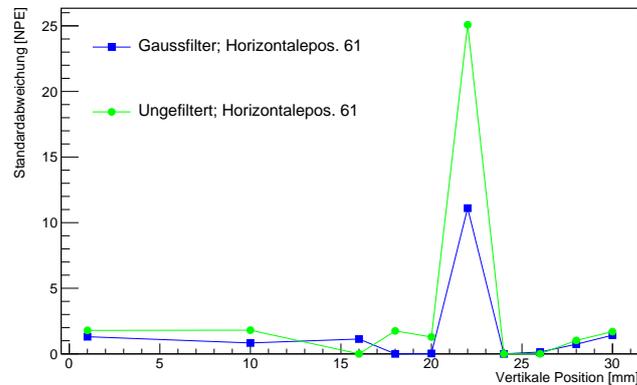


Abbildung 5.18.: Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der vertikalen Achse, für ungeglättete und geglättete Spektren

Beim Verticalscan ergeben sich im allgemeinen nur kleine Veränderungen in der Standardabweichung. Der extreme Wert hat sich bei den geglätteten Spektren verbessert von ungefähr 25 auf 12.

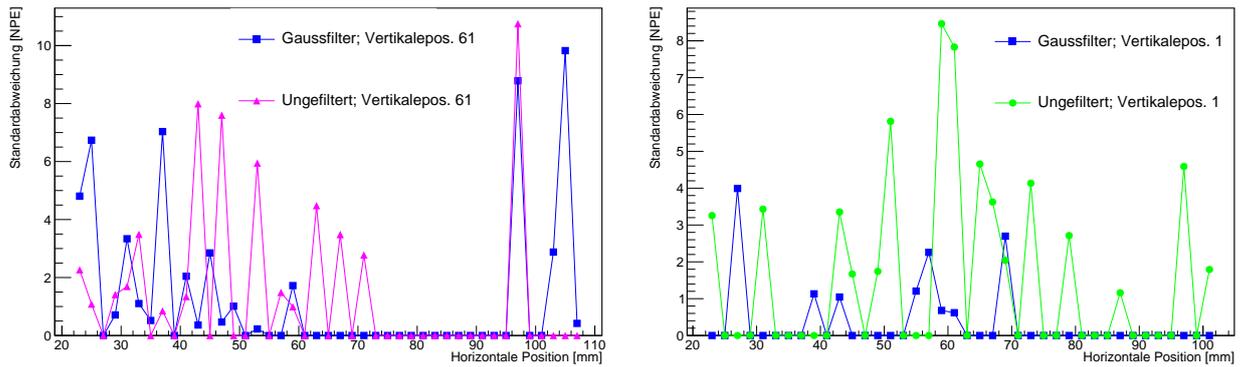


Abbildung 5.19.: Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der horizontalen Achse, für ungeglättete und geglättete Spektren bei Vertikalposition 61 (links) bzw. 1(rechts)

Beim Horizontalscan hat im rechten Plot aus Abbildung 5.19 das Verfahren mit dem Gaußfilter im Mittel ein Verringern der Standardabweichung verursacht. Bei mehreren Datenpunkte liegt die Standardabweichung bei Null. Diese Fits sind nicht von dieser fehlerbehaftetem Abhängigkeit der Landau-Breite betroffen. Bei der linken Seite ist ein so positives Ergebnis nicht zu sehen. Eher ist bei manchen Punkten die Standardabweichung gesunken und an anderer Stelle dafür kräftig gestiegen. Da das Fitfehlerverhalten nur in Einzelfällen verschwunden ist, wird ein weiterer Versuch unternommen um dem Problem nachzugehen dem sogenannten Rebinning. Überraschenderweise funktionierten die Fits mit den etablierten Startparametern erst ab dem Punkt, wo 6 Bins zu einem zusammengefasst wurden. Die Gefahr hierbei ist, dass durch zu starkes Rebinning der Histogramme Physikinformationen verloren gehen. Der auf der nächsten Seite dargestellte Plot zeigt die Standardabweichung-Methode für Histogramme mit Rebinning 6,7 und 8 im Vergleich zum unveränderten Spektrum exemplarisch für den Vertikalscan.

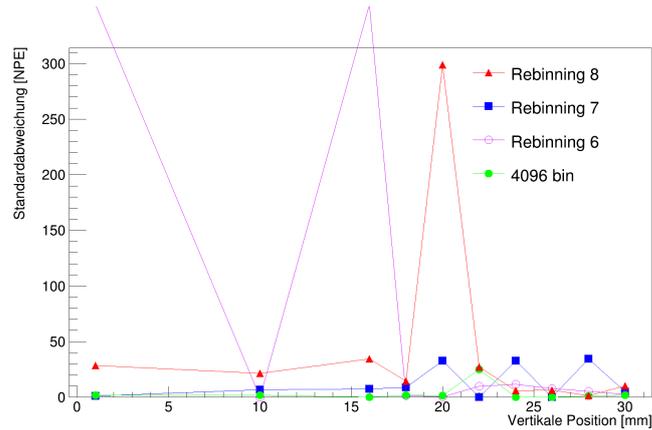


Abbildung 5.20.: Ermittelte Standardabweichung in den NPE der 50-Schritte aus den Messungen entlang der vertikalen Achse, in dem das Binning untersucht wird

In den Bereichen, die sich außerhalb des Plots befinden, liegen Werte fürs *Rebinning* – 6, welche Fits folgen, die *infinity* zurückgegeben haben. An diesen Stellen hat der Fit überhaupt nicht funktioniert. Man erkennt, dass aus den Spektren mit Rebinning fast immer größere Standardabweichungen folgen.

Mit dem Gaußfilter konnten die systematische Fehler für die Spectrosil-Positionsscans in zwei von drei Fällen deutlich verkleinert werden. Wegen der Ungewissheit in der Landau-Breite wurde die Standardabweichung als systematischer Fehler eingeführt. Im folgenden werden zunächst die Ergebnisse der horizontal Positionsscans ohne Gaußfilter diskutiert. Bei Scans mit Spectrosil zeigt sich, dass die Messungen sehr ähnlich sind

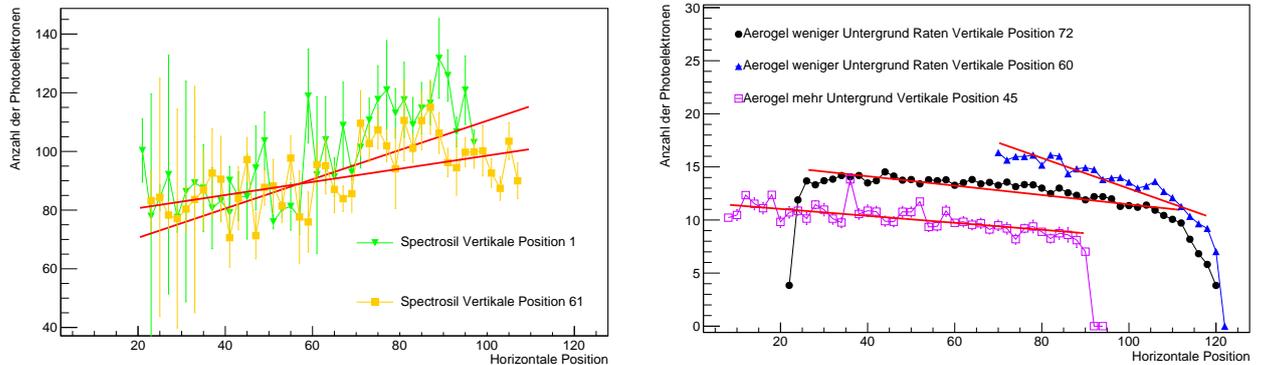


Abbildung 5.21.: Anzahl an Photoelektronen gegen die horizontale Position des Elektronenstrahls für Spectrosil (links) und Aerogel (rechts)

und beide leicht einem Verlauf folgen, wo zuerst Datenpunkte steigen und dann fallen. Aus der Differenz der Start- und Endpunkte kann die Länge der Cherenkov-Materialien

in mm abgelesen werden. Um den Verlauf beurteilen zu können, wird eine lineare Funktion angefitet.

	<i>Spectrosil Pos.61</i>	<i>Spectrosil Pos.1</i>
$\chi^2/NDFree$	57.91/41	89.32/38
<i>Konstante[NPE]</i>	76.18 ± 3.46	60.59 ± 3.13
<i>Steigung[NPE/mm]</i>	0.22 ± 0.04	0.50 ± 0.05

Tabelle 5.5.: Fitparameter von dem NPE-horizontal Position Plot für Spectrosil

Aus den Fits folgen positive Werte für die Steigung. Im Versuchsaufbau befindet sich die PMT rechts vom Spectrosilblock ausgehend von der Perspektive des Elektronenstrahls siehe Versuchsskizze in Abbildung 5.1. Bei hohen horizontalen Einstellungen in der Steuerungselektronik des Verschiebetischs, fährt der Tisch nach links und der Abstand zwischen dem Elektronenstrahl und der PMT nimmt ab. Die erzeugten Cherenkovphotonen propagieren innerhalb des Radiators zur PMT hin. Während dieser Strecke können Wechselwirkungen zwischen den Photonen und dem Material auftreten, wodurch eine Ortsabhängigkeit der in der PMT detektierten Photonen entsteht. Für eine PMT rechts vom Spectrosilblock rechnet man mit einer positiven Steigung, was hier auch eintritt. "Spectrosil Pos.61" ist mit 5σ mit Null verträglich. Für "Spectrosil Pos.1" fällt das σ etwa doppelt so groß aus, wegen der zweifach größeren Steigung bei ähnlichem Fehler.

Für Aerogel wurden drei Messungen gestartet. Unterschiede zu den Spectrosil-Messungen, sind bei den Untersuchungen für Aerogel die negative Geradensteigung und die deutlich schwächere Schwankung der Daten innerhalb einer Messung. Weiterhin sind die Fehlerbalken für Aerogel so klein, dass sie in der Abbildung nicht darstellbar sind. Bei dem Luminositätsprototyp für Aerogel befindet sich die PMT oberhalb des Aerogelblocks siehe Abbildung 3.10 oder 5.2. Bei allen drei Messungen wird der Horizontalscan an verschiedenen vertikalen Positionen durchgeführt. Der vertikale Abstand vom Elektronenstrahl zur PMT wird geringer bei niedrigen vertikalen Einstellungen am Verschiebetisch, der Tisch fährt nach unten. Man erwartet nach der Diskussion im oberen Abschnitt eine Ortsabhängigkeit bei der Zahl der Photoelektronen. Die vertikale Position ist nicht der Grund für die unterschiedliche Anzahl an Photoelektronen bei der Messung "Aerogel mehr Untergrund Vertikale Position 45" und den Messungen "Aerogel weniger Untergrund Raten Vertikale Position 60, 72". Die Ursache liegt an dem Untergrund in den Spektren der Messung "Aerogel mehr Untergrund Vertikale Position 45". Der Unterschied in den Spektren mit und ohne Untergrund wird in Abbildung 5.7 gezeigt. Im Allgemeinen folgt aus den Fits eine größere Anzahl an Photoelektronen bei den Spektren ohne Untergrund, was auch in Abbildung 5.7 ersichtlich ist. Bei hohen horizontal Positionen, was aus Sicht des Elektronenstrahls der rechten Seite des Aerogels entspricht, stellt man einen Fall in den Daten fest. Die Punkte am Ende sind Messungen an der Kante des Aerogels, wo nicht der gesamte Elektronenstrahl den Aerogel durchdringt. Dies erklärt die niedrige NPE an der Kante. Darüber hinaus ist an der rechten Seite des Aerogelblocks eine leichte Gelb-

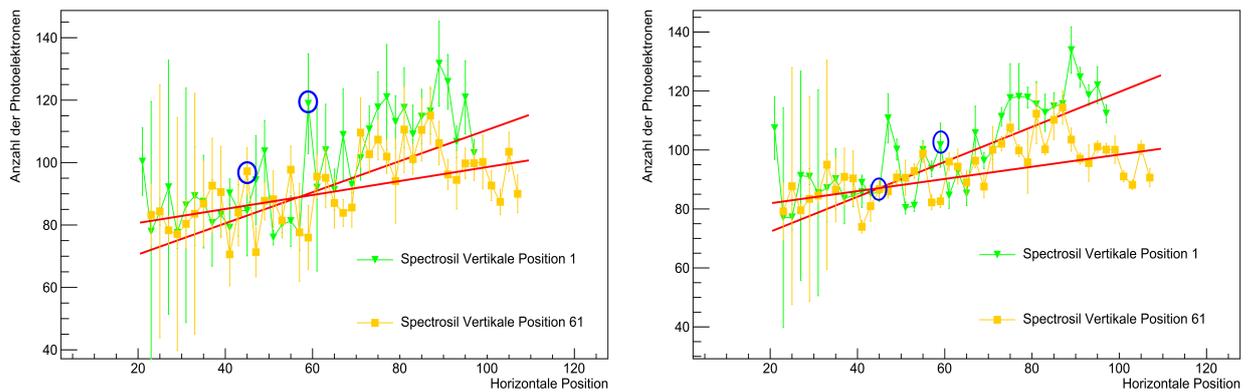
färbung ersichtlich. An dieser Stelle hat das Aerogel Wasser gezogen, was die optischen Eigenschaften beeinflusst hat. Was eine Erklärung für das Verhalten sein kann.

	<i>Aerogel Pos.72</i>	<i>Aerogel Pos.60</i>	<i>Aerogel Pos.45</i>
$\chi^2/NDFree$	237.4142/42	203.6765/23	385.7738/40
<i>Konstante</i> [NPE]	15.8850 ± 0.1132	27.3553 ± 0.3701	11.6983 ± 0.0027
<i>Steigung</i> [NPE/mm]	-0.0441 ± 0.0014	-0.1439 ± 0.0037	$-0.0327 \pm 1.5397 \cdot 10^{-5}$

Tabelle 5.6.: Fitparameter von dem NPE-horizontal Position Plot für Aerogel

Das Verhältnis aus Steigung und dessen Fehler liegen für *Aerogel Pos.72* und *Pos.60* nah beieinander mit 31.50 und 38.89. Von dem weicht *Aerogel Pos.45* aufgrund des niedrigen Steigungsfehler deutlich ab.

Der nächste Plot befasst sich mit den Unterschieden zwischen den ungeglätteten und geglätteten *NPE*-Spektren für Spectrosil. Offensichtlich sind hier die niedrigeren Fehler-



(a) Ungelättetes Spektrum

(b) Geglättetes Spektrum

Abbildung 5.22.: Anzahl an Photoelektronen gegen die horizontale Position des Elektronenstrahls für ungeglättete Spectrosil-Spektren (links) und geglättete (rechts)

balken bei dem geglättetem Spektrum. Grund hierfür sind die niedrigeren systematischen Fehlern aus der Standardabweichung-Methode. Das Anwenden des Gaußfilters ändert wenig an den Zahlenwerten der *NPE*. Extreme Abweichungen von den vorherigen Werten sind die beiden markierte Punkte. Die Tabelle auf der nächsten Seite zeigt die Fitparameter der Geraden aus der Abbildung 5.22(b).

	<i>Spectrosil Pos.61</i>	<i>Spectrosil Pos.1</i>
$\chi^2/NDFree$	248.41/41	189.93/38
<i>Konstante</i> [NPE]	77.79 ± 1.42	60.44 ± 1.97
<i>Steigung</i> [NPE/mm]	0.21 ± 0.02	0.59 ± 0.03

Tabelle 5.7.: Fitparameter von dem NPE-horizontal Position Plot, für die geglätteten Daten

Bei dem Vergleich der Tabelle 5.7 und den ungeglätteten Werten aus Tabelle 5.6 sticht hervor, dass das geglättete $\chi^2/$ deutlich größer ausfällt. Wie schon erwähnt, fallen die systematischen Fehler kleiner aus beim Anwenden des Gauß-Filters. Möglich ist, dass die kleineren Fehler nicht korrekt von dem Landau-Gauß-Fit gewichtet werden, was eine Erklärung für das hohe $\chi^2/$ ist. Da die Betrachtung der horizontalen Messungen abgeschlossen ist, wird sich nun mit den vertikalen Messungen befasst. Bei einem der Aerogel-Messungen wurde nur etwa die Hälfte der Höhe vermessen. Wieder einmal zeigt sich der systematische Effekt, dass sich aus der Analyse der Messung für Aerogel, wo der Aufbau gegen den Untergrund korrigiert wurde, im Schnitt mehr Photoelektronen ergeben. Die Spectrosil-Datenpunkte für den vertikalen Scan schwanken schwächer als bei dem horizontalem Scan. Die Steigung bei Spectrosil ist im Rahmen von 2σ mit Null

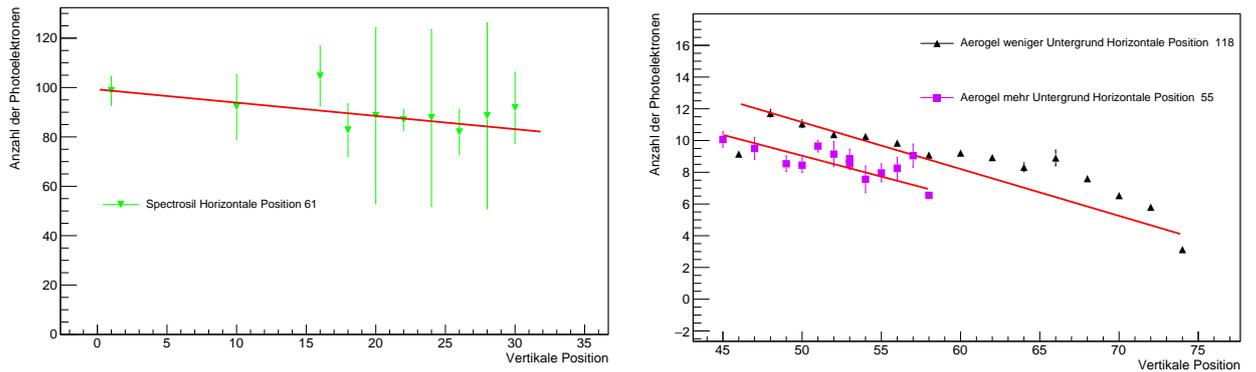


Abbildung 5.23.: Anzahl an Photoelektronen gegen die vertikale Position des Elektronenstrahls für Spectrosil (links) und Aerogel (rechts)

	<i>Spectrosil Pos.61</i>	<i>Aerogel Pos.55</i>	<i>Aerogel Pos.118</i>
$\chi^2/NDFree$	2.2970/8	23.7779/11	1009.8531/13
<i>Konstante</i> [NPE]	99.2427 ± 5.7544	22.1904 ± 1.6481	25.9238 ± 0.2846
<i>Steigung</i> [NPE/mm]	-0.5367 ± 0.3002	-0.2630 ± 0.0307	-0.2953 ± 0.0042

Tabelle 5.8.: Fitparameter von dem NPE-vertikal Position Plot

verträglich. Das erwartet man auch, da die PMT rechts angebracht und dadurch nur ho-

horizontale Veränderungen Einfluss haben sollten. Ganz anders bei Aerogel, hier fallen die σ größer aus, da die PMT oben liegt und Änderungen der Position in vertikaler Richtung durchgeführt werden.

Zusammenfassend kann man aus der Betrachtung schließen, dass die Bestimmung der Zahl der Photoelektronen NPE aus den gemessenen Spektren durch die Landau-Gauß-Funktion möglich ist. Aufgrund des Stoßens des Fitparameters Landau-Breite an die gesetzten Fitgrenzen gestaltete sich dieses Vorhaben als schwierig. Bei diesen Fällen wurde ein systematischer Fehlerbeitrag durch kleine Variation der Fitgrenzen bestimmt und als Unsicherheit in den Positionsscans zugefügt. Die Anwendung eines Gaußfilters zum Glätten der Spektren hat hinsichtlich des Fittens zu keiner signifikanten Verbesserung geführt.

Aus den Messreihen kann jeweils ein Zahlenwert für die erzeugten NPE gewonnen und mit den Simulationsergebnissen verglichen werden. Für die Bestimmung der Zahl der Photoelektronen aus den Messungen wird eine lineare Funktion $f(x)$ verwendet mit den Resultaten aus den NPE -Geradenfits als Parametern. Der Mittelwert μ von $f(x)$ auf dem Intervall $[a; b]$ berechnet sich als:

$$\mu = \frac{1}{b-a} \cdot \int_a^b f(x) dx \quad (5.14)$$

Für $[a; b]$ wird der Bereich der horizontalen-, vertikalen Positionen verwendet, in dem der Fit angewendet wird. Für die Varianz von $f(x)$ gilt:

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \frac{1}{b-a} \cdot \int_a^b (f(x) - \mu)^2 dx \quad (5.15) \\ &= \frac{1}{b-a} \cdot \int_a^b f(x)^2 dx - \frac{1}{b-a} \cdot 2 \cdot \mu \cdot \int_a^b f(x) dx + \frac{1}{b-a} \cdot \mu^2 \cdot \int_a^b 1 dx \\ &= \frac{1}{b-a} \cdot \int_a^b f(x)^2 dx - \mu^2 \end{aligned}$$

Für die aus Gleichung 5.14 folgende NPE wird die Standardabweichung als Fehler angegeben.

	<i>Beitrag</i>	<i>NPE per Event</i>
Simulation	<i>Spectrosil</i>	175.2 ± 21.17
	<i>Aerogel</i>	39.76 ± 10.94
HV-Scan	<i>Spectrosil</i>	106.99 ± 0.95
	<i>Aerogel</i>	14.43 ± 0.05
	<i>Aerogel + Rauschen</i>	10.56 ± 0.06
Horizontal-Scan	<i>Spectrosil Pos.61</i>	90.73 ± 5.39
	<i>Spectrosil Pos.1</i>	90.01 ± 10.94
	<i>Aerogel Pos.72</i>	12.71 ± 1.12
	<i>Aerogel Pos.60</i>	13.83 ± 1.99
	<i>Aerogel Pos.45 + Rauschen</i>	10.10 ± 0.77
Vertical-Scan	<i>Spectrosil Pos.61</i>	90.92 ± 4.49
	<i>Aerogel Pos.55 + Rauschen</i>	8.65 ± 0.99
	<i>Aerogel Pos.118</i>	8.21 ± 2.39

Tabelle 5.9.: Ermittelte *NPE* aus der Simulation und den Versuchen

Die Resultate aus der Simulation konnten in den Versuchen nicht bestätigt werden. In manchen Fällen sind die Ergebnisse aus der Simulation fast 2-mal für Spectrosil oder 4-mal für Aerogel größer als die Werte für die *NPE* aus den Messungen. Im Fall für Aerogel zeichnete sich an dem verwendeten Block an manchen Stellen gelbe Flecken ab, was darauf hinweist, dass an diesen Stellen Wasser in das Material eingedrungen ist. Die Abnahme der optischen Qualität des Aerogels ist eine Erklärung für die niedrigere Anzahl an Photoelektronen. In der Simulation wird eine Dämpfungslänge für Aerogel verwendet, die nicht dem Brechungsindex von $n = 1.05$ entspricht. Die Dämpfungslänge wurde einer Untersuchung zur Transmission und Reflektivität von Aerogel mit $n = 1.07$ entnommen. Mit abnehmenden Brechungsindex nimmt auch die Dämpfungslänge des Aerogels ab. Der Grund für die höheren *NPE* in der Simulation für beide Cherenkovmaterialien könnte an zusätzlichen Reflexionen der optischen Photonen im Bereich des "Sensitive Detectors" liegen. In der Simulation wird die Anzahl der Photoelektronen aus den optischen Photonen, die den "Sensitive Detectors" treffen, bestimmt. Zusätzliche Reflexionen könnten dafür sorgen, dass entsprechende Photonen mehrfach gezählt werden.

Bisher haben wir das Verhalten der *NPE* auf die horizontalen Änderungen untersucht. Als nächstes betrachten wir den Einfluss der horizontal Scans auf die Position der Peaks.

Die Wahrscheinlichste Landau-Position ist Pedestal korrigiert.

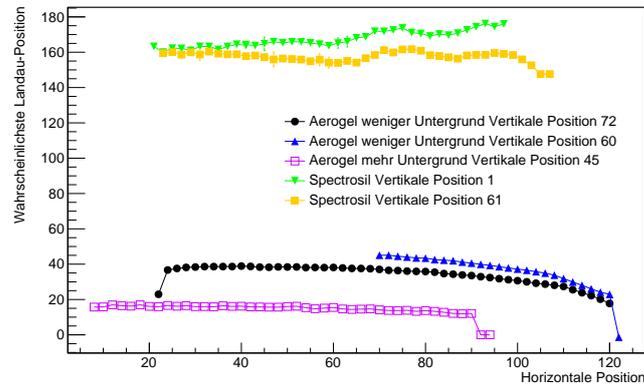


Abbildung 5.24.: Wahrscheinlichste Landau-Position gegen die horizontale Position der Cherenkov-Materialien

Der Verlauf der Spektren für die *NPE* spiegelt sich hier wieder. Man erkennt für Aerogel den Geradenverlauf mit negativer Steigung und das stärkere Gefälle am Ende der rechten Seite. Für Spectrosil ergibt sich ein ähnliches Verhalten wie in Abbildung 5.21, nur dass hier die starken Schwankungen wegfallen. Darüber hinaus sind die großen Fehlerbalken nicht mehr vorhanden. Die nächsten Plots zeigen die wahrscheinlichste Landau-Position in Abhängigkeit der vertikalen Position. In gleicher Weise wie bei den horizontalen Versuchen, ist der Verlauf der Plot der Landau-Position vergleichbar mit dem für die *NPE*. Nur dass hier keine größere Schwankungen in den Datenpunkte und die Fehlerbalken im Vergleich zu denen im *NPE* Plot vernachlässigbar klein sind.

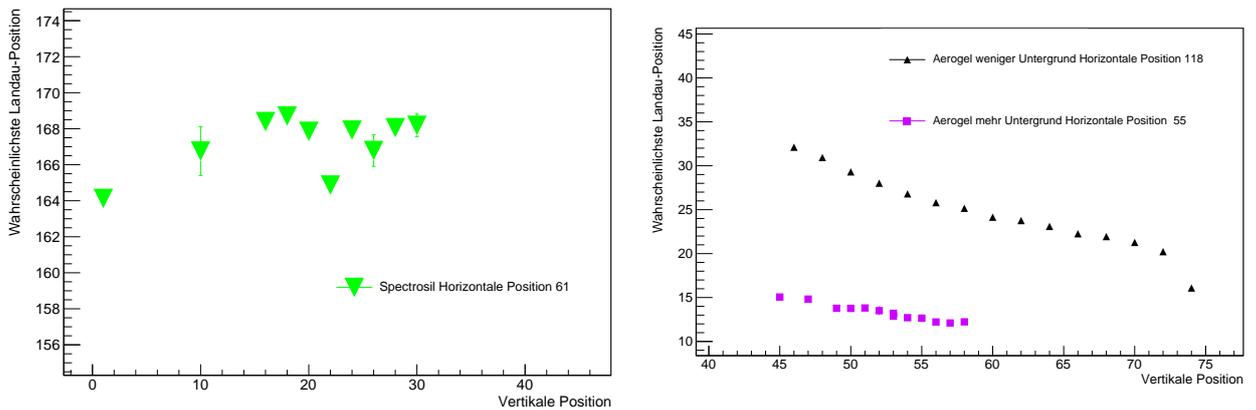


Abbildung 5.25.: Wahrscheinlichste Landau-Position gegen die vertikale Position des Elektronenstrahls für Spectrosil (links) und Aerogel (rechts)

Die Anzahl der Photoelektronen hängt von der Landau-Position ab. Dieses Verhalten wird für die Messungen untersucht. Die Plots auf der vorherigen Seite zeigten, dass die *Wahrscheinlichste Landau – Position* und *NPE* einen vergleichbaren Verlauf nachgehen. Für die folgenden Plots vermutet man ein lineares Verhalten.

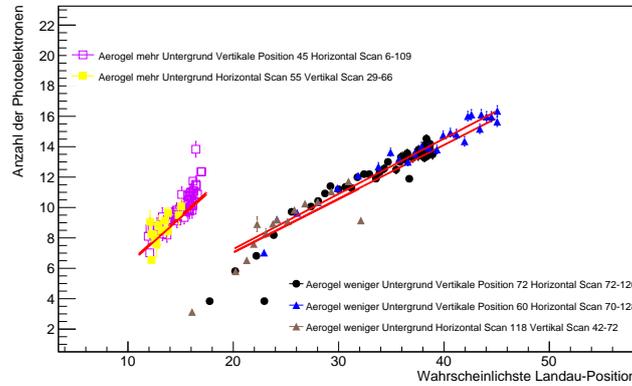


Abbildung 5.26.: *NPE*-Verteilung gegen die *wahrscheinlichste Landau – Position* für die Messungen mit Aerogel

Hier veranschaulicht sind die Aerogel-Messungen aus den Positionsscans. Die Daten aus den Aerogel-Messungen bewahrheiten den erwartenden Verlauf. Mit fortschreitender Landau-Position *MP* steigen die Werte für die *NPE*. Abbildung 5.26 zeigt zwei unterschiedliche Trends in der Verteilung der Datenpunkte. Die Werte bei kleinen Landau-Positionen folgen aus den Messungen mit der Untergrundstörung in den Spektren. Die Landau-Position ist Pedestal korrigiert. Daher wird eine homogene lineare Funktion, deren Graph durch den Nullpunkt verläuft, als Fitfunktion verwendet. Bei unkorrigierten Daten liegt der Anfang der Fitfunktion an der Position des Pedestals.

	<i>Aerogel Pos.60</i>	<i>Aerogel Pos.72</i>	<i>Aerogel Pos.118</i>
$\chi^2/NDFree$	148.2015/23,	1450.2192/48	268.4744/12
<i>Steigung</i>	0.3633 ± 0.0015	0.3529 ± 0.0010	0.3515 ± 0.0022

Tabelle 5.10.: Fitparameter von dem *NE*-Landau-Position Plot für Aerogel ohne Untergrundstörung

	<i>Aerogel Pos.45</i>	<i>Aerogel Pos.55</i>
$\chi^2/NDFree$	322.3220/41	41.2542/12
<i>Steigung</i>	$0.6295 \pm 1.203 \cdot 10^{-5}$	0.6224 ± 0.0099

Tabelle 5.11.: Fitparameter von dem *NE*-Landau-Position Plot für Aerogel mit Untergrundstörung

In Anbetracht der unterschiedlichen Elektronikeinstellungen für die beiden Messreihen resultieren aus den Fits ungleiche Steigungen. Innerhalb einer Messreihe mit denselben Einstellungen bei der Datenerfassungen ist die Abweichung in den Steigungen signifikant klein. Im Gegensatz zu den Messungen mit Aerogel ist bei Spectrosil kein deutliches li-

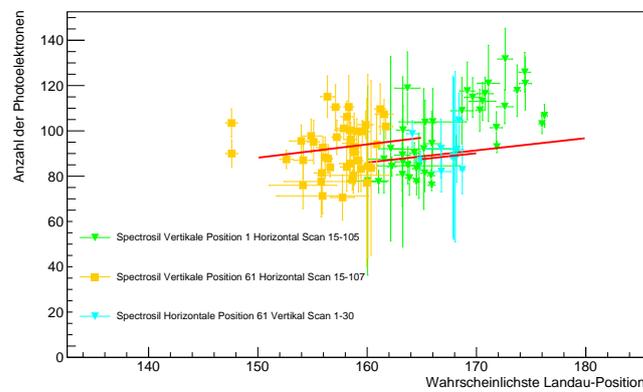


Abbildung 5.27.: *NPE*-Verteilung gegen die *wahrscheinlichste Landau – Position* für die Messungen mit Spectrosil

nares Verhalten zu erkennen, aufgrund der starken Schwankungen der Datenpunkte bei den Positionsscans. Hier ebenfalls fallen Schwankungen in den Steigungen gering aus. Die

	<i>Spectrosil vert. Pos.1</i>	<i>Spectrosil vert. Pos.61</i>	<i>Spectrosil hor. Pos.61</i>
$\chi^2/NDFree$	147.4686/39	71.7720/40	2.6469/7
<i>Steigung</i>	0.5376 ± 0.0058	0.5877 ± 0.0071	0.5302 ± 0.0294

Tabelle 5.12.: Fitparameter von dem *NE*-Landau-Position Plot für Spectrosil

Werte der Steigungen ähneln denen für Aerogel mit der Untergrundstörung. Dies macht dahingehend Sinn, weil bei diesen Messungen dieselbe Elektronikeinstellung verwendet wurde.

Abbildung 5.26 und 5.27 und die Resultate in den Tabellen können zur Kalibrierung

für zukünftige Messungen verwendet werden.

6. Abschätzung der Luminositätssignale im P2-Experiment

Aus den abgeschlossenen Untersuchungen der Simulation und der Strahlzeit kann man eine Abschätzung der Anzahl der Photoelektronen für den LUMI im P2-Experiment geben. Hierzu wird die ermittelte NPE aus der Strahlzeit sowie die Raten der Events aus der Raytracing-Simulation benutzt. Bei der Raytracing-Simulation aus Kapitel 4.5 betrachtet man die Raten der physikalischen Vorgänge für $r \in [90; 130]$ mm. Diese Höhe entspricht ungefähr der Position des LUMIs im Strahlrohr aus Abbildung 4.18. Wie man

<i>Beitrag</i>	<i>Rate</i> [s^{-1}]
<i>Gesamtrate</i>	$1.18 \cdot 10^{14}$
$e_{primaer}^- \theta \in [25^\circ - 45^\circ]$	$3.42 \cdot 10^7$
$e_{primaer}^- \theta \notin [25^\circ - 45^\circ]$	$8.28 \cdot 10^{11}$
$e_{sekundaer}^-$	$7.59 \cdot 10^{10}$
$e_{Untergrund}^-$	$3.50 \cdot 10^{13}$

Tabelle 6.1.: Übersicht der Elektronen-Trefferraten im Luminositätsmonitor

anhand der Lage innerhalb des Strahlrohrs erwartet, ist die Rate der Events, welche den LUMI treffen, ausgesprochen groß. Der Untergrund, bestehend aus Møllerelektronen und dem Elektronenstrahl, macht hierbei den Großteil des Beitrags für die Elektronen aus. Aus den Raten und den NPE Einträgen der Tabelle 5.9 resultiert der Kathodenstrom der PMT. Für die NPE *pro Event* nimmt man die Ergebnisse aus dem HV-Scan, da diese am nächsten an den Simulationen liegen. Der Verstärkungsfaktor der 12 Dynoden beträgt $6.82 \cdot 10^6$ bei einer Hochspannung von -1750 V [14]. Die Tabelle 6.2 zeigt den

<i>Beitrag</i>	<i>Kathodenstrom</i> [μA]	<i>Anodenstrom</i> [A]
<i>Spectrosil</i>	599.19 ± 5.32	4086.49 ± 36.29
<i>Aerogel</i>	80.81 ± 0.28	551.16 ± 1.91

Tabelle 6.2.: Kathoden- und Anodenstrom der LUMI-Detektoren für die Cherenkovmaterialien im P2-Experiment

Anodenstrom der PMT resultierend aus den Events der Untergrundelektronen. Das Datenblatt der Hamamatsu R1140 PMT schlägt einen maximalen Anodenstrom von 0.1

mA für den praktischen Gebrauch vor. Von diesem Richtwert sind die Werte in der Tabelle weit entfernt. Eine Möglichkeit den Anodenstrom zu verringern ohne in den Versuchsaufbau vor der PMT einzugreifen, liegt darin die Verstärkung zu reduzieren. Die Spannungen die an den Dynoden abfallen, lässt sich über einen Spannungsteiler regeln. Pro Dynode wird der Elektronenstrom um einen Faktor von 3.71 erhöht. Indem man einzelne Dynoden zusammenschließt, lässt sich der gesamte Verstärkungsfaktor reduzieren. Leider ist hierfür die auftreffende Elektronenrate zu groß. Selbst für Aerogel mit nur einer Dynode erschließt sich ein Anodenstrom von ≈ 0.2 mA. Für die bisherigen Untersuchungen über den Anodenstrom wird eine Spannung von -1750 V an dem Spannungsteiler angenommen. In dem man die Spannung an den Dynoden beeinflusst, lässt sich ebenfalls die Verstärkung variieren. Aus dem Datenblatt der PMT entnimmt man eine Verstärkung von $\approx 10^3$ bei der niedrigsten aufgeführten Spannung von -500 V. Für den Anodenstrom für Aerogel als Cherenkovmaterial folgt ≈ 0.1 mA für nur eine angeschlossene Dynode mit einer Verstärkung von 1.78. In dem man die Betriebsspannung auf ein Minimum runter fährt und von den 12 Dynoden nur eine verwendet, kann die Hamamatsu R1140 im LUMI benutzt werden, wenn als Cherenkovmaterial Aerogel eingesetzt wird. Da aus dem Spectrosil zu viele Photonen austreten, erlaubt keine Einstellung an der PMT eine lange Betriebsnahme. Selbst dieser Kompromiss an der PMT ist wenig vielversprechend, da ein hoher Anodenstrom die "Linearität" der PMT beeinflusst. Der Grad der Proportionalität zwischen der Anzahl der an der Anode gesammelten Elektronen und die Anzahl der einfallenden Photonen wird Ladunglinearität genannt.

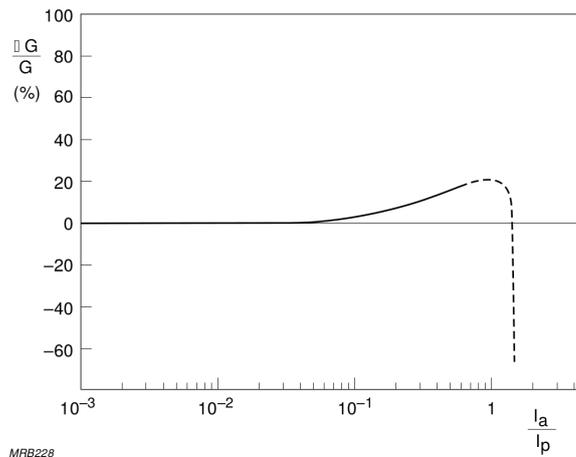


Abbildung 6.1.: Verstärkungs-Variation als eine Funktion des Anoden- und Dynodenstroms $\frac{I_a}{I_p}$ [9]

Wenn die Spannungen an den Dynoden von einem Spannungsteiler abgeleitet werden, neigt der Anodenstrom I_a zu einer Verringerung des Potentials zwischen der letzten Dynode und der Anode. Dies stört die Spannungsverteilung durch den gesamten Verteiler und bewirkt eine Steigerung der Verstärkung. Dies ist vergleichbar mit einem Erhöhen der Betriebsspannung um den gleichen Betrag. Die Linearität geht verloren, was eine genaue Interpretation der Messsignale unmöglich macht. Ab dem Verhältnis $\frac{I_a}{I_p} = 1$ sieht man einen rapiden Fall der Verstärkungseffizienz in Abbildung 6.1, welche von einem zu großen Spannungsabfall an der letzten Dynode, die mit I_a zunimmt, herrührt. Für einen linearen Betrieb wird das Verhältnis $I_a/I_p \leq 0.01$ vorgeschlagen. Bei hohen Werten für I_a muss der Dynodenstrom angepasst werden zum Beispiel über höhere Widerstände an dem Spannungsverteiler. Wenn man direkte Änderungen an der PMT vermeiden möchte, werden zwei Alternativen vorgestellt. Um den Anodenstrom und damit die Anzahl an Cherenkovphotonen anzupassen, könnte man einen Lichtfilter benutzen. Dies würde aber einen Eingriff in die physikalische Statistik bedeuten. Für die Bestimmung der Proportionalität zwischen dem Photoelektronenstrom und dem Anodenstrom würde man einen Referenzsignal, wie die Stahlelektronen, genau messen und dies für die Kalibrierung der Messsignale verwenden.

Im Allgemeinen bietet sich hier eine PMT für die Auslese als wenig geeignet an, da ihre Verwendung darin besteht, schwache Signale zu verstärken, damit diese gemessen werden können. Eine Alternative wäre die Auslese durch einen Satz von Photodioden, die eine vollständige Seite des Cherenkovmaterials abdecken. Eine Photodiode wird in Sperrrichtung betrieben, bei dem der Leckstrom proportional zur der Lichtmenge ist, die auf den p-n Übergang fällt. Wenn man in Hinblick auf das P2-Experiment die beiden LUMI-Prototypen vergleicht, ist der Prototyp mit Aerogel die bevorzugtere Wahl. Aerogel ist dank seiner porösen Struktur schwerer zu handhaben. Dafür ist, aufgrund der niedrigeren Anzahl an erzeugten Cherenkovphotonen bei Aerogel, der Anspruch auf die Ausleseelektronik geringer, wie in diesem Kapitel beschrieben.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Voruntersuchungen für einen Luminositätsmonitor innerhalb des P2-Aufbaus gemacht. Vorgesehen ist eine Überwachung der Luminosität unter kleinen Vorwärtstreuwinkeln $\leq 3^\circ$.

Nach der Festlegung der Asymmetriebedingung $A_L \leq 0.56$ ppb für den Luminositätsmonitor wurde mit dem Programm Geant4 die Verteilung der Elektronen unter Berücksichtigung des Magnetfeld eines Solenoiden im Luminositätsmonitor untersucht. Aus der Computersimulation wird entnommen, dass die Møller-Streuung im Luminositätsmonitor dominiert. Unter Berücksichtigung der Asymmetriebedingung wurden mögliche Positionen für den Luminositätsmonitor vorgeschlagen. Durch einfache Abschätzungen der Ratenverteilung aus der Raytracing-Simulation wurde sichergestellt, dass die geplante Position nicht innerhalb des Elektronenstrahls liegt. Mit einer weiteren Geant4-Simulation wurde das Antwortverhalten der Luminositätsmonitorprototypen auf Elektronen simuliert und eine Abschätzung über die erzeugten NPE pro Strahlelektron gegeben.

Zwei mögliche Cherenkovmaterialien für den Luminositätsmonitor wurden in einer Strahlzeit mit entsprechenden Prototypen getestet. Die Bestimmung der Zahl der Photoelektronen aus den gemessenen Spektren erfolgt über die Anpassung einer Landau-Gauß-Funktion an die gemessenen Spektren. Unstimmigkeiten in den Fits wurden durch einen systematischen Fehlerbeitrag, der durch Variation des Fitparameters Landau-Breite bestimmt wird, berücksichtigt. Es wurde untersucht ob das Anwenden eines Gaußfilters zum Glätten der Spektren eine Verbesserung der Fitresultate führt. Aus der Strahlzeit gewonnen Resultate zur Abhängigkeit der Zahl der Photoelektronen von der Position der Spektrums lassen sich für zukünftige Messungen als Kalibrierungsfunktion verwenden.

Mit den Ergebnissen aus den Simulationen und der Strahlzeit war es möglich, eine Abschätzung der Luminositätssignale im P2-Experiment zu geben. Mit den erwarteten hohen Ereignisraten ist ein langzeitiger Betrieb der Luminositätsmonitorprototypen nicht möglich, da ein zu hoher elektrischer Strom an der Anode der PMT abfällt. Wie in der Arbeit beschrieben ist die Verstärkung der PMT für die erwartete Anzahl der Cherenkovphotonen viel zu groß. Man könnte das Verhalten der PMT bei minimaler Betriebsspannung mit reduzierter Dynodenanzahl untersuchen. Eine Alternative zur PMT ist die Photodiode für die Auslese der Signale, was in folgenden Strahlzeiten getestet werden müsste.

Der Vergleich der Ergebnisse aus der Geant4-Simulation für die NPE und den Resultaten aus der Strahlzeit zeigten, dass die Geant4-Simulation weiter verbessert werden müsste.

Der Grund für den großen Unterschied zwischen den NPE aus der Simulation und den Messungen aus der Strahlzeit könnte an zusätzlichen Reflexionen der optischen Photonen im Bereich des "Sensitive Detectors" liegen, wodurch entsprechende Photonen mehrfach gezählt werden. Die Asymmetrieverteilung der Elektronen im Luminositätsmonitor sollte durch eine vollständige Raytracing-Simulation mit integriertem Luminositätsmonitor analysiert werden.

A. Wichtige Details

A.1. Formfaktoren

A.1.1. Elektromagnetische Formfaktoren des Neutrons

$$G_E^{n,\gamma}(Q^2) = \frac{k_1\tau}{1 + k_2\tau} \cdot G_{dipole}^{std}(Q^2) \quad (\text{A.1})$$

$$G_M^{n,\gamma}(Q^2) = \sum_{i=0}^9 k_i \cdot Q^{2i} \quad (\text{A.2})$$

A.1.2. Strangeness Formfaktoren

$$G_E^s(Q^2) = \frac{k_1\tau}{1 + k_2\tau} \cdot G_{dipole}^{std}(Q^2) \quad (\text{A.3})$$

$$G_M^s = k_0 + k_1 \cdot Q^2 \quad (\text{A.4})$$

A.1.3. Axial Formfaktoren des Protons

$$G_A^{p,Z}(Q^2) = k_0 \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{k_1^2}\right)^{-2} \quad (\text{A.5})$$

A.1.4. Isospin verletzende elektromagnetische Formfaktoren

$$G_{E,M}^{u,d}(Q^2) = \sum_{i=0}^4 k_i^{E,M} \cdot Q^{2i} \quad (\text{A.6})$$

A.2. Asymmetrieverteilung der Elektronen aufgrund des P2-Magnetfelds für den Luminositätsmonitor bei festgehaltenem $\phi = 0$

In diesem Abschnitt werden die Asymmetrieverteilungen der Simulation aus Kapitel 4.3 für konstantes $\phi = 0$ vorgestellt. Die Simulation umfasst 10^6 Elektron-Events. Abbildung

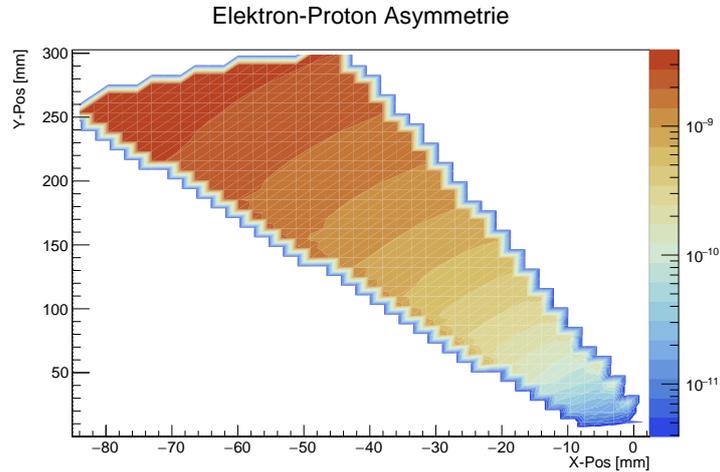


Abbildung A.1.: ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position

A.1 zeigt die Asymmetrieverteilung der ep-Streuung in Abhängigkeit der x-y Position. In der Simulation wird θ variiert, während der Azimutwinkel ϕ konstant gehalten wird. Aus diesen Gründen würde man in der oberen Abbildung eine Linie erwarten. Der ausgedehnte Bereich entsteht, weil zusätzlich zu θ die Energie variiert wird, aufgrund des Energieverlusts der Elektronen im Target. Indem in der Simulation $\phi \in [0, 2\pi]$ variiert wird, erhält man die Kreisflächen aus Abbildung 4.11.

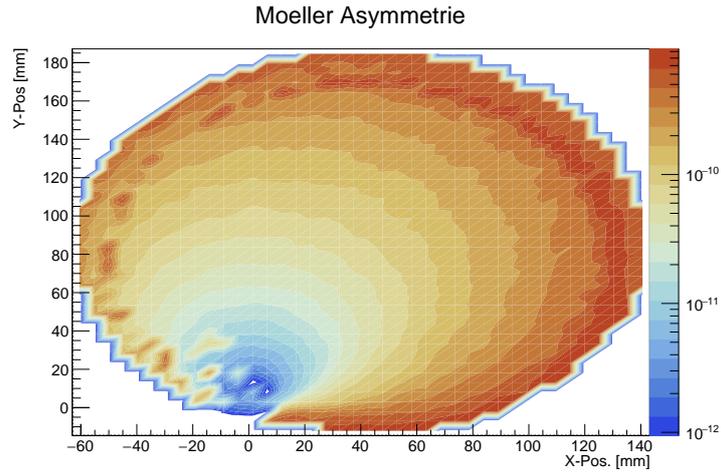


Abbildung A.2.: Møller-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position

Im Vergleich zu ep-Elektronen verteilen sich die Møller-Elektronen in [Abbildung A.2](#) auf eine größeren Fläche. An den Rändern der Verteilung ist die Asymmetrie am Größten. Zu den inneren Bereichen hingehend nimmt die Asymmetrie ab und bildet ihr Minimum bei $|x| < 10$ mm, $|y| < 10$ mm. Wenn man sich die größten Werte für die Asymmetrie betrachtet, nimmt die Asymmetrieverteilung die Form einer Spirale aufgrund des Magnetfelds an. Der ausgedehnte Bereich folgt wie bei den Ergebnissen der ep-Streuung von den verschiedenen Endzustandsenergien her.

[Abbildung A.3](#) zeigt die Summe der Asymmetrien aus beiden Streuvorgängen. Der obere

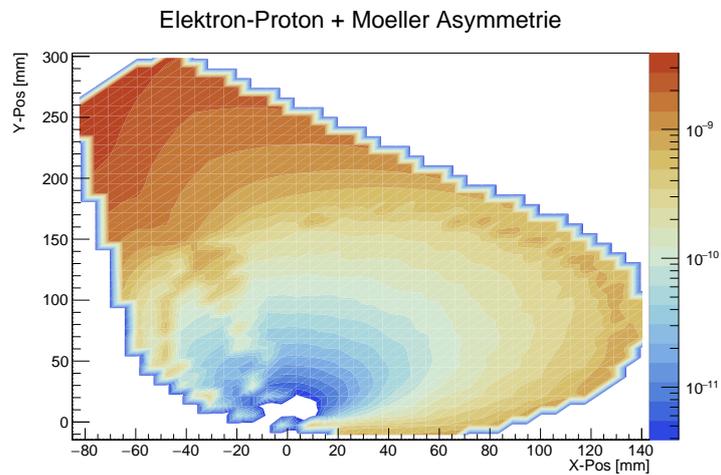


Abbildung A.3.: Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position

Teil der Verteilung mit den größten Werten für die Asymmetrie bei ungefähr $y \geq 180$ mm und $x \geq 0$ in der Abbildung A.3 stammt von den Resultaten der ep-Streuung. Der Rest der Verteilung resultiert hauptsächlich aus der Møller-Streuung. Dies wird gefolgert, wenn man Abbildung A.3 mit Abbildung A.2 vergleicht.

Aus der Ratenmittelung der Asymmetrien folgt die Abbildung A.4.

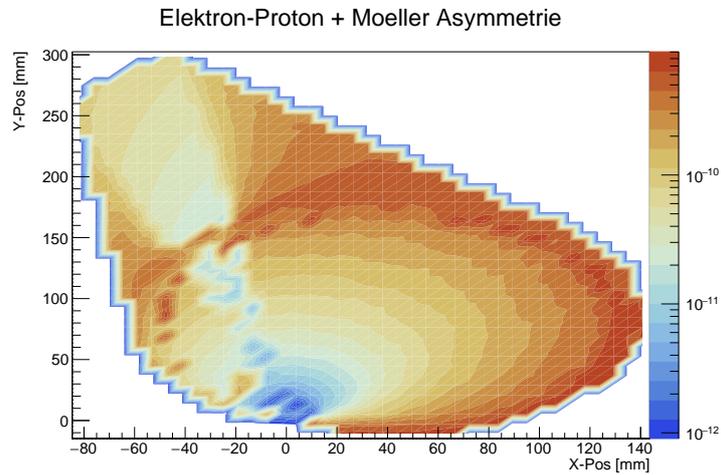
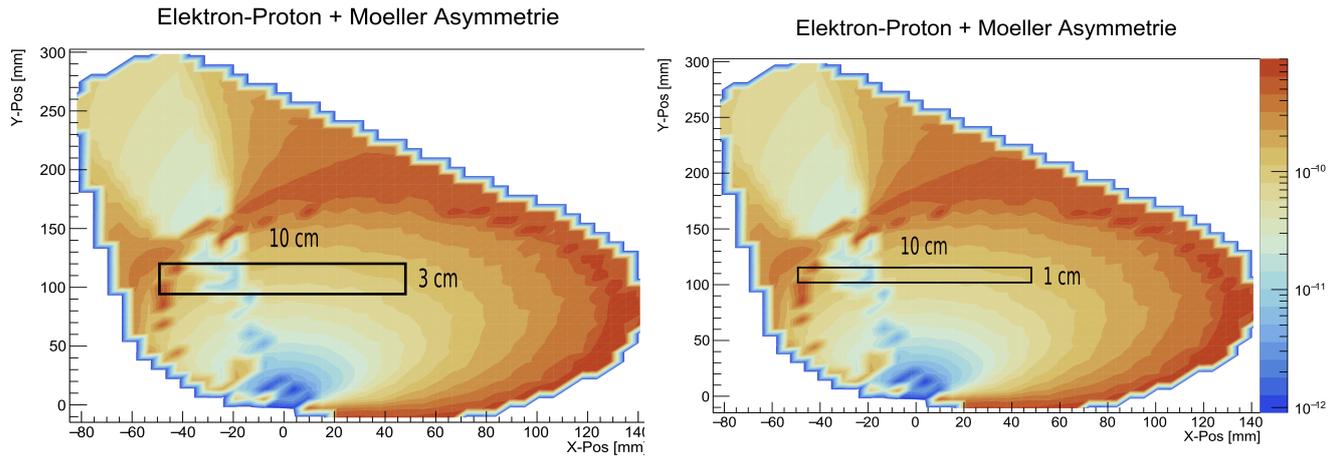


Abbildung A.4.: Møller+ep-Asymmetrie in Abhängigkeit der x-y Position

Mann erkennt eine Abnahme der Asymmetriewerte an den Stellen, die hauptsächlich von den Elektronen aus der ep-Streuung stammen. An den selben eingezeichneten Flächen wie in Abbildung A.5 wird die Asymmetrie, Energie der Teilchen und die Anzahl der Elektronen, die den "Sensitive Detector "passieren, bestimmt.



(a) Eingezeichnete Fläche für Aerogel $x = [-50; 50]$ mm, $y = [90; 120]$ mm

(b) Eingezeichnete Fläche für Spectrosil $x = [-50; 50]$ mm, $y = [100; 110]$ mm

Abbildung A.5.: Mögliche Positionen für den Luminositätsmonitor

	\bar{A}_{PV}	\bar{E} [MeV]	Counts
Spectrosil	$1.10 \cdot 10^{-10}$	54.71	5648
Aerogel	$1.11 \cdot 10^{-10}$	54.08	17259

Tabelle A.1.: Gemittelte Werte aus den möglichen Positionen für den Luminositätsmonitor

A.3. PMT: Hamamatsu R1140

This information is furnished for your information only.
No warranty, expressed or implied, is created by furnishing this information.

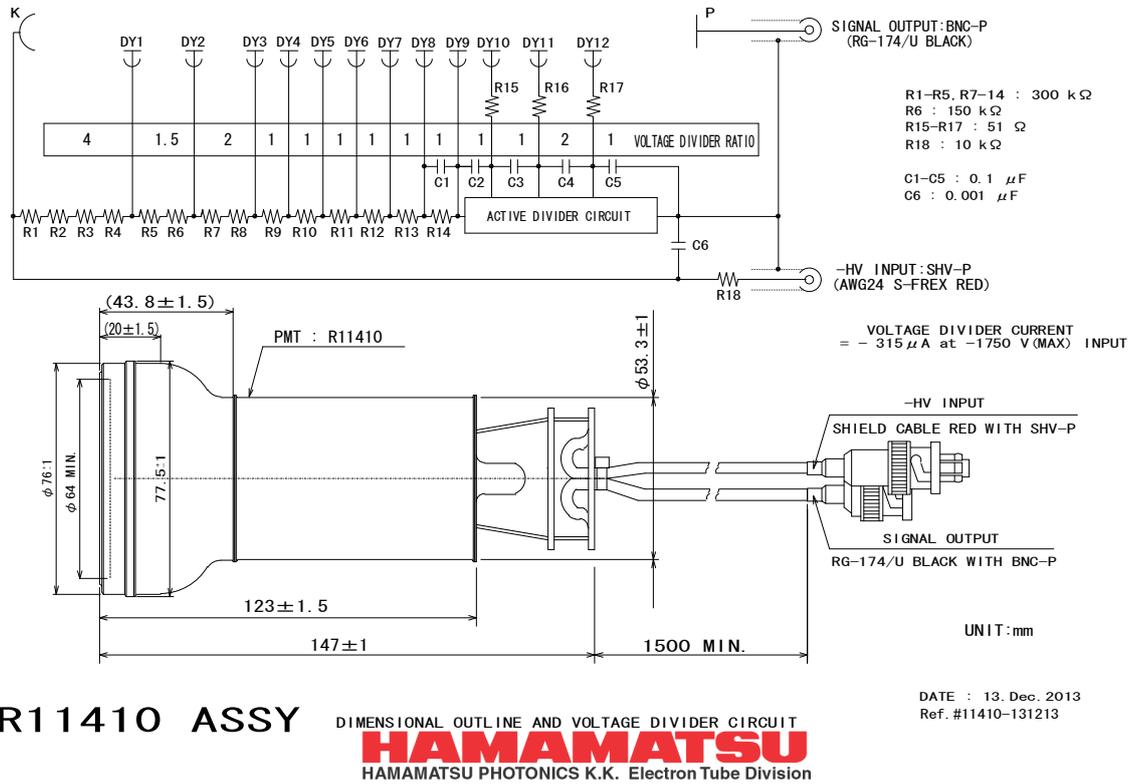


Abbildung A.6.: Schematische Skizze der PMT und innerer Elektronik

Literaturverzeichnis

- [1] P. Avery, "*Relativistic Kinematics I*", Skript zur Vorlesung PHZ4390, http://www.phys.ufl.edu/~avery/course/4390/f2015/lectures/relativistic_kinematics_1.pdf, S. 6-7, 2015.
- [2] D. Becker, S. Baunack, K. Gerz, K. S. Kumar, F. Maas, "*P2 - The weak charge of the proton*", PoS Bormio 024, 2013.
- [3] D. Becker et al., "*The P2 Experiment A future high-precision measurement of the electroweak mixing angle at low momentum transfer*", Eur. Phys. J. A 54:208, S. 4-32 sowie S. 59-60, 2018.
- [4] D. Becker, "*Voruntersuchungen zur Messung der schwachen Ladung des Protons im Rahmen des P2-Experimentes*", Dissertation, JGU Mainz, S. 20 sowie S. 123-170, 2018.
- [5] T. Bellunato, M. Calvi, C. Matteuzzi, M. Musy, D. L. Perego, B. Storaci, "*Refractive index dispersion law of silica aerogel*", Eur. Phys. J. C 52:759, 2007.
- [6] J. C. Bernauer, "*Measurement of the elastic electron-proton cross section and separation of the electric magnetic form factor in the Q^2 range from 0.004 to 1(GeV/c)²*", Dissertation, JGU Mainz, 2010.
- [7] L. Debenjak, P. Achenbach, J. Pochodzalla, T. Saito, S. Sirca, "*Absorption and scattering lengths of high density silica aerogels with $n = 1.07$* ", GSI SCIENTIFIC REPORT, S. 253, 2008.
- [8] E. Dietz-Laursonn, "*Peculiarities in the Simulation of Optical Physics with Geant4*", arXiv:1612.05162 [physics.ins-det], S. 1-4, 2016.
- [9] S-O. Flyckt, C. Marmonier, "*Photomultiplier Tubes principles & applications*", PHOTONIS France, S. 4-23, 2002.
- [10] J. Fricke, "*Aerogels. Proceedings of the First International Symposium, Würzburg, Fed. Rep. of Germany September 23-25, 1985*", Springer Verlag, S. 124, 1985.
- [11] T. Hammel, "*Luminositätsmessung und Korrektur helizitätskorrelierter Effekte für ein Experiment zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*", Dissertation, JGU Mainz, 2003.
- [12] Yu. N. Kharzhev, "*Use of Silica Aerogels in Cherenkov Counters*", Physics of Particles and Nuclei Volume 39 Issue 1, S. 107-135, 2008.
- [13] K. S. Kumar, S. Mantry, W. J. Marciano, P. A. Souder, "*Low Energy Measurements of the Weak Mixing Angle*", Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 63 (2013) 237-267, arXiv:1302.6263v2 [hep-ex], 2013.

- [14] K. Lung, K. Arisaka, A. Bargetzi, P. Beltrame, A. Cahill, T. Genma, C. Ghag, D. Gordon, J. Sainz, A. Teymourian, Y. Yoshizawa, "*Characterization of the Hamamatsu R11410-10 3-Inch Photomultiplier Tube for Liquid Xenon Dark Matter Direct Detection Experiments*", Nucl. Instrum. Meth. A6996 32-39, arXiv:1202.2628 [physics.ins-det], S. 5, 2012.
- [15] Priv. -Doz. Dr. S. Schätzel, "*Particle Physics*", Skript zur Vorlesung MKEP1 an der Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, https://www.physi.uni-heidelberg.de/~sschaetz/teaching/PP15/material/Schaetzel_ParticlePhysics_20150504.pdf, S. 42-45, 2015.
- [16] K. Schier, D. Becker, S. Baunack, M. Gericke, K. Kumar, F. Maas, "*P2 Detector Development*", Vortrag, Workshop at ECT* Trento Italy, http://www.ectstar.eu/sites/www.ectstar.eu/files/talks/10_SchierTalkTrento2016.pdf, 2016.
- [17] A. Shukla, A. Sharma, "*Sustainability through Energy-Efficient Buildings*", CRC Press, 2018.
- [18] M. F. Villoro, J. C. Plascencia, R. Nunez, A. Menchaca-Rocha, J. M. Hernandez, E. Camarillo, M. Buenerd, "*Measurement of the dispersion law for hydrophobic silica aerogel SP-25*", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 480, S. 459, 2001.
- [19] "*Geant4 User's Guide for Application Developers Version: geant4 10.3*", <https://gentoo.osuosl.org/distfiles/BookForAppliDev-4.10.03.pdf>, 2016.
- [20] Hamamatsu Photonics K. K, "*Photomultiplier Tubes and Assemblies, for Scintillation Counting & high Energy Physics*", 2017.
- [21] J. Benesch et al., "*The MOLLER Experiment: An Ultra-Precise Measurement of the Weak Mixing Angle using Møller Scattering*", arXiv:1411.4088 [nucl-ex], 2014.

Danksagungen

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben danken. Durch die ausgesprochen nette und freundliche Atmosphäre innerhalb der Arbeitsgruppe ist das vergangene Jahr sehr rasch vorbeigegangen. Als erstes bedanke ich mich bei Professor Dr. Frank Maas, der mir die Möglichkeit gegeben hat diese Masterarbeit anzufertigen. Bei Dr. Sebastian Baunack möchte ich mich für das stete Interesse am Fortgang dieser Arbeit und seine Hilfsbereitschaft während sämtlicher Phasen der Masterarbeit in besonderem Maße bedanken. Ich bedanke mich bei allen anderen aus dem Büro und der Arbeitsgruppe Boris, Dominik, Kathrin, Malte, Rahima und Yoshio mit denen man stets über alle Fragen und Probleme, die sich bei der Erstellung der Arbeit ergaben, reden konnte. Den Mitgliedern der Werkstätten des Instituts für Kernphysik möchte ich meinen Dank aussprechen für die Anfertigung der Bauteile für die Luminositätsmonitore.

Mein besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium der Physik ermöglichte. Als letztes danke ich noch allen Freunden und Kommilitonen die mich auf meinem Studienweg begleitet haben und immer für Abwechslung sorgten, wenn diese einmal nötig war.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe, und dass alle Zitate als solche kenntlich gemacht sind.

Tobias Christopher Rimke