

Entwicklung eines Luminositätsmonitors
für ein Experiment zur
paritätsverletzenden Elektronenstreuung

Diplomarbeit
von
Thorsten Hammel
geb. am 07.07.1970 in Wiesbaden

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
Oktober 1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Das A4-Experiment	4
2.1	Wissenschaftliches Programm des A4-Experiments	4
2.2	Experimentelles Konzept	7
3	Der Luminositätsmonitor	9
3.1	Luminosität	10
3.2	Meßprinzip	11
3.3	Anforderungen	13
3.3.1	Integrierte Luminosität	13
3.3.2	Integrierte quadratische Luminosität	18
3.3.3	Raumwinkeleffekte	22
3.4	Streuprozesse zur Luminositätsmessung	24
3.4.1	Asymmetrien in den Streuprozessen	24
3.4.2	Elastische Streuung	24
3.4.3	Møllerstreuung	27
3.4.4	Gesamtrate	29
3.5	Wahl des Detektors	31
4	Vorstudien und Entwurf eines Prototypen	32
4.1	Erster Testaufbau und Optimierung des Detektordesigns	32
4.2	Simulation des erwarteten Antwortverhaltens des Prototypen	37
4.2.1	Antwortverhalten bei direktem Einschuß	37
4.2.2	Antwortverhalten mit Target	41
4.3	Strahlenbelastung	45
5	Experimenteller Aufbau	46
5.1	Der Prototyp des Luminositätsmonitors	46
5.2	Aufbau und Elektronik	50
6	Messungen und Ergebnisse	53
6.1	Messungen mit dem Aluminium-Target	53
6.2	Messungen mit dem Wasserstoff-Target	61
6.3	Fourieranalyse der Messungen	65
7	Zusammenfassung & Ausblick	68
A	Čerenkov-Effekt	70
B	Photomultiplier-Daten	73

C	Elektronik	74
D	Polarisation des Targets	79

1 Einleitung

Im Rahmen der 1991 gegründeten Kollaboration A4 ist am Elektronenbeschleuniger MAMI (Mainzer Mikrotron) derzeit ein Experiment im Aufbau, das die paritätsverletzende Asymmetrie in der Elektronstreuung am Proton messen will, um die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons zu bestimmen.

Im Quark-Parton-Modell tragen Gluonen und Seequarks wesentlich zur Struktur des Nukleons bei. Dabei werden die Beiträge der Quarkflavours zu den Nukleonenformfaktoren als räumliche Verteilungen interpretiert. Zwar trägt das Proton netto keine Strangeness ($S = 0$), aber im „See“ können virtuelle $s\bar{s}$ -Paare vorhanden sein. Räumlich verschiedene s - und \bar{s} -Verteilungen der Seequarks hätten dann nicht verschwindende Beiträge zu den Formfaktoren zur Folge.

Die Situation ist vergleichbar mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons. Dieses hat zwar keine Nettoladung ($Z = 0$), jedoch weist es einen elektrischen Ladungsradius und ein magnetisches Moment auf, hervorgerufen durch räumlich verschiedene Verteilungen von positiven und negativen Ladungen.

Die experimentelle Methode besteht in der Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der Zählrate der elastischen Streuung von rechts- und linkshändig polarisierten Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff. Diese Zählrate muß auf die gemessene Luminosität normiert werden, da die Umschaltung der Elektronenpolarisation, eine systematische Veränderung aller Strahlparameter, wie Intensität, Energie, Strahllage und -winkel und damit eine systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie zur Folge haben könnte.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Prototyp eines Luminositätsmonitors aufgebaut und auf seine Eignung im Experiment untersucht.

Das zweite Kapitel beschreibt das experimentelle Konzept des A4-Experiments, und es wird dargelegt, wie die Strangenessformfaktoren $F_{1,2}^s$ bestimmt werden sollen. Das dritte Kapitel stellt die Anforderungen an den Monitor, das Grundkonzept der Luminositätsmessung und die Eigenschaften des Detektors dar. Desweiteren werden hier die Raten der dominierenden Streuprozesse, die den Detektor treffen, berechnet.

Das vierte Kapitel stellt erste Tests, sowie die Optimierung des Detektordesigns mit Hilfe von MC-Simulationen vor, die zum Bau des Prototypen eines Luminositätsmonitors führten.

Eine Beschreibung des experimentellen Aufbaus findet im fünften Kapitel statt. Im sechsten Kapitel werden die Ergebnisse der verschiedenen Messungen mit dem Prototypen diskutiert.

2 Das A4-Experiment

2.1 Wissenschaftliches Programm des A4-Experiments

Im A4-Experiment sollen die Beiträge der strange Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons mittels paritätsverletzender Elektronenstreuung vermessen werden. In der elastischen Streuung $p(\vec{e}, e')p$ kann ein Elektron nicht nur elektromagnetisch durch γ -Austausch mit dem Proton wechselwirken, sondern stets auch schwach durch den Austausch eines Z^0 -Bosons. Der Wirkungsquerschnitt für den Ein-Boson-Austausch (= „tree level“) läßt sich symbolhaft durch das Amplitudenquadrat der in Abbildung 1 dargestellten Feynman-Graphen ausdrücken.

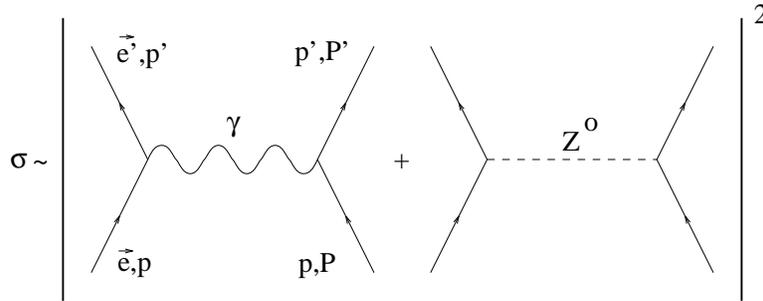


Abbildung 1: Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch

Dominiert wird der Wirkungsquerschnitt durch den paritätserhaltenden γ -Austausch. Weiterhin tritt ein Term durch den Z^0 -Austausch auf. Die große Masse des Z^0 -Bosons von 91 GeV bewirkt jedoch eine Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum γ -Austausch, die Effekte durch diesen Term sind in einer Messung des Wirkungsquerschnittes somit nicht meßbar. Im Wirkungsquerschnitt allerdings tritt ein Interferenzterm zwischen dem γ - und Z^0 -Austausch auf, der den führenden Term des Z^0 -Bosons zur Streuamplitude darstellt. Beim Z^0 beträgt die Vektorkopplung an den leptonen Strom $(1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \sim 0.07$ und ist somit unterdrückt. Die Axialvektorkopplung hingegen verletzt die Parität und liegt um Größenordnungen über der Vektorkopplung. Paritätsverletzung bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt von der Händigkeit der Elektronen abhängt. Deshalb stammt der größte paritätsverletzende Anteil von dem Interferenzterm mit einer Axialkopplung an den leptonen Strom und einer Vektorkopplung an den hadronischen Strom. Somit besteht die Möglichkeit, den Vektorstrom am hadronischen Vertex, speziell die Beiträge der Strangeness zu den Formfaktoren, genauer zu untersuchen. Dieser Interferenzterm ist bei Energien, die wesentlich kleiner als die Ruhemasse m_Z des Z^0 -Bosons sind, von der Größenordnung Q^2/m_Z^2 und führt zu einer paritätsverletzenden Asymmetrie im Streuquerschnitt.

Der Impuls eines Elektrons ist ein polarer Vektor, der unter Anwendung des Paritätsoperator sein Vorzeichen ändert. Dagegen ist der Spin des Elektrons ein

axialer Vektor, der sein Vorzeichen unter Anwendung des Paritätsoperator wegen der Drehinvarianz nicht ändert. Um das Experiment und sein Spiegelbild durchzuführen, muß nur der longitudinale Spin des Elektrons umgeklappt werden. Mit $\sigma_{tot}^\pm = \sigma_0 + d\sigma^\pm$ setzt sich der Wirkungsquerschnitt aus einen helizitätsunabhängigen Anteil σ_0 und einem paritätsverletzenden Anteil $d\sigma^\pm$ zusammen. Dabei bedeutet der Index + den Fall, daß der Spin und Impuls des Elektrons parallel sind, bzw. der Index – den antiparallelen Fall. Die Asymmetrie dieser Wirkungsquerschnitte ist die Meßgröße des Experiments. Man definiert die Asymmetrie A:

$$A = \frac{\sigma_{tot}^+ - \sigma_{tot}^-}{\sigma_{tot}^+ + \sigma_{tot}^-} = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{2\sigma_0 + d\sigma^+ + d\sigma^-} \quad (1)$$

Im Falle verschwindender Beiträge der „strangeness“ kann diese Asymmetrie im Rahmen des Standardmodells berechnet werden (A_0). Die Kenntnis der elektromagnetischen Formfaktoren der Nukleonen (G_E und G_M) und des axialen Formfaktors (G_A) aus dem Betazerfall des Neutrons ist dabei Voraussetzung. Ebenfalls wird exakte Isospinsymmetrie zwischen Neutron und Proton angenommen. Der Einfluß der „strange“-Quarks kann durch die „strangeness“-Formfaktoren des Protons $F_{1,2}^s$ und G_A^s als Korrektur zu A_0 ausgedrückt werden [Mus94]:

$$A = A_0 \left(1 - \frac{(\epsilon + \tau\mu_p) F_1^s + \tau(\mu_p - \epsilon) F_2^s + \delta\mu_p G_A^s}{4K} \right) \quad (2)$$

$$A_0 = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_E^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} K$$

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \Theta / 2$$

$$\tau = Q^2 / (4M_N^2) \quad \text{dimensionsloser Impulsübertrag}$$

$$K = \frac{1}{4}\epsilon \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W) G_E^p - G_E^m \right) + \frac{1}{4}\tau\mu_p \left((1 - 4\sin^2 \Theta_W) G_M^p - G_M^m \right) + \frac{1}{2}\delta\mu_p G_A^3$$

$$\delta = \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2 \Theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{(1 + \tau)\tau}$$

$$\epsilon = \left(1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2} \right)^{-1} \quad \text{Polarisation des virtuellen Photons}$$

G_A^3 : axialer Formfaktor, G_A^3 bei $Q^2=0$ bekannt aus dem Neutron β -Zerfall

G_F = $1.16639(2) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$ Fermikopplungskonstante

μ_p : magnetisches Moment des Protons

α : Feinstrukturkonstante

Mit E und E' wird die Energie des Elektrons vor und nach der Streuung bezeichnet, M_N ist die Nukleonenmasse und mit Θ der Streuwinkel. Der Weinbergwinkel $\sin^2 \Theta_W$ ist bei Niederenergieexperimenten auf dem „tree Level“ 0.212 [Nov93]. Durch Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln Θ , aber bei konstanten Q^2 ist im Prinzip eine Bestimmung der verschiedenen Formfaktoren durch eine Rosenbluthseparation möglich. Unter Vorwärtswinkeln und bei kleinen Impulsüberträgen ist wegen $\tau \ll \epsilon$ der Formfaktor F_1^s dominierend. Dagegen ist man bei Rückwärtstreuwinkeln sensitiv auf den Formfaktor F_2^s . Vorhersagen über die Strangeness-Formfaktoren $F_{1,2}^s$ des Nukleons wurden im Rahmen verschiedener Modelle gemacht. Eine Übersicht von Modellvorhersagen für die bisher experimentell nicht bekannten „strange“-Beiträge zu den Formfaktoren $F_{1,2}^s$ zeigt Abbildung 2 [Hei95]. Für einige Modelle ist nur die Steigung von F_1^s bei einem Impulsübertrag $Q^2=0$ vorhergesagt.

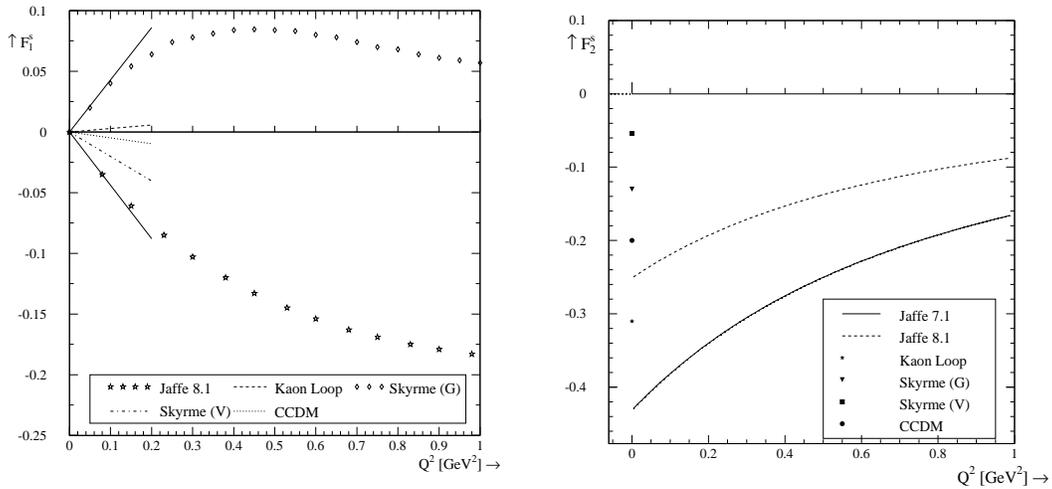


Abbildung 2: $F_{1,2}^s$ im Rahmen verschiedener Modelle [Hei95]. Für das neue Mainzer Paritätsexperiment ist bei dem optimalen Q^2 von 0.227 GeV^2 eine Empfindlichkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 * F_2^s) = 0.02$ zu erwarten.

Die Formfaktoren $F_{1,2}^s$ sind bisher noch nicht experimentell bestimmt worden, aber es sind neben dem A4-Experiment in Mainz eine Reihe von anderen Experimenten in Aufbau oder Planung, die unterschiedliche Aspekte der Strangeness im Proton untersuchen wollen (SAMPLE an MIT-Bates [Bei96], sowie zwei Experimente an CEBAF mit den Bezeichnungen PR-91-017 (G_0) [Bec91] und PR-91-010 [Sou93]).

2.2 Experimentelles Konzept

Die experimentelle Methode des A4-Experiments besteht in der Bestimmung der Asymmetrie von elastisch an unpolarisierten Protonen gestreuten links- und rechtshändig polarisierten Elektronen unter einem Vorwärtsstreuwinkel von $\theta=(35\pm 5)^\circ$.

$$A_{exp} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (3)$$

Im Rahmen einer Doktorarbeit [Hei95] wurde die optimale Kinematik und Detektorgeometrie für das geplante A4-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) bestimmt. Es wurden verschiedene Grundkonzepte zum Nachweis der elastisch gestreuten Elektronen auf Durchführbarkeit und Effizienz untersucht.

Bei der ausgewählten Kinematik liegt der Impulsübertrag bei $Q^2=0.227 \text{ GeV}^2$. Die erwartete Asymmetrie ohne „strangeness“-Beiträge beträgt $8 \cdot 10^{-6}$. Es wird eine Genauigkeit von 5 % ($4 \cdot 10^{-7}$) mit 3 % statistischem Fehler und 4 % systematischer Unsicherheit angestrebt.

Dies soll durch den Nachweis von 10^{14} elastisch gestreuten Elektronen erreicht werden. Bei der hohen angestrebten Luminosität von $5 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erwartet man eine Rate der elastisch gestreuten Elektronen von $\sim 10 \text{ MHz}$ und eine zehnmal höhere Untergrundrate von $\sim 100 \text{ MHz}$, bezogen auf das ganze Kalorimeter. Zum Nachweis der elastischen Streueignisse soll ein segmentiertes, homogenes Kalorimeter mit 0.7 sr Raumwinkel verwendet werden. Eine Schemazeichnung des geplanten Kalorimeters ist in Abbildung 3 gezeigt. Bei einem Elektronenstrom von $20 \mu\text{A}$ und einer longitudinalen Polarisation der Elektronen von 80 % wird die angestrebte statistische Genauigkeit von 3 % mit einem 10 cm langen Flüssigwasserstoff-Target nach etwa 700 h erreicht.

Eine Bestimmung der Formfaktoren ist dann aufgrund der kinematischen Faktoren vor $F_{1,2}^s$ und G_A^s mit einer Genauigkeit von $\delta(F_1^s+0.13 \cdot F_2^s)=0.02$ möglich.

Hohe Ansprüche werden an die Datenaufnahmeelektronik gestellt. Sie soll Ereignisraten von bis zu $\sim 100 \text{ MHz}$ verarbeiten und dabei eine „pile-up“-freie, selbstgetriggerte Energiemessung leisten. Dazu erhält jeder Kristall ein eigenständiges Elektronikmodul, welches die Signale der Nachbarn addiert und auf eine bestimmte Schwelle triggert. Eigenständig erkanntes zeitliches „pile-up“ und räumliches „pile-up“ seiner nächsten Nachbarn verhindert eine Energiemessung und Abspeicherung des Ereignisses. Das Elektronikmodul wird derzeit im Rahmen einer Doktorarbeit [Koe97] entwickelt. Zwei Prototypen konnten bereits erfolgreich am Strahl getestet werden.

Für das Verständnis und die Korrektur der systematischen Unsicherheit ist eine zusätzliche Messung von allen Größen während des Experiments erforderlich, die im Falle einer Korrelation mit der Polarisationsumschaltung eine systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie vortäuschen können. Hierzu

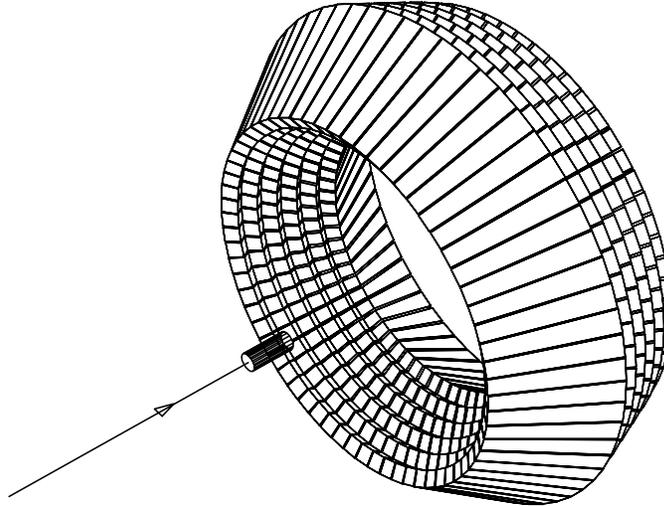


Abbildung 3: Schematische Darstellung des geplanten Kalorimeters für das Paritätsexperiment. Der Detektor ist symmetrisch bezüglich der Strahlachse und überstreicht einen Raumwinkel von 0.7 sr .

müssen Polarisation, Strahlstrom und Targetdichte während der gesamten Meßzeit gleichzeitig zum laufenden Experiment überwacht werden. Das Produkt aus Strahlstrom und Targetdichte ist die Luminosität eines Experiments. Sie wird mittels eines Luminositätsmonitors überwacht. Die gemessene Zählrate der elastischen Ereignisse muß auf die Luminosität normiert werden, um die systematischen Veränderungen der gemessenen Asymmetrie zu minimieren.

Die Polarisation des Elektronenstrahls muß ebenfalls gemessen werden, da die zu messende experimentelle Asymmetrie das Produkt aus Polarisation und theoretischer Asymmetrie ist. Der Aufbau eines Polarisationsmonitors geschieht in einer Diplomarbeit [Lop96].

3 Der Luminositätsmonitor

Die Luminosität eines fixed-Target Experiments ist das Produkt aus Strahlstrom und Targetdichte. Es ist während des Experiments sicherzustellen, daß beide Größen über den gesamten Verlauf konstant sind. Unabhängig von Strahlstromschwankungen können Dichteschwankungen im ℓH_2 -Target zu Luminositätsfluktuationen führen.

Die Targetdichte kann durch Blasenbildung, insbesondere an Eintritts- und Austrittsfenstern, variieren. Hierbei könnte die mit der Blasenbildung einhergehende Luminositätsschwankung die statistische Auflösung des Experiments dominieren [Hat94].

Deshalb ist es notwendig, neben einer genauen Messung der Strahlstromstärke auch eine genaue Luminositätsmessung durchzuführen.

In der Beschleunigergruppe des Instituts für Kernphysik wurden mehrere unabhängige Methoden zur Strahlstrommessung entwickelt.

Die Messung der CW-Strahlstromstärke mit Hf-Resonatoren ist an MAMI mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ bis 0.1 nA möglich [Fin95], ebenso erlauben durch Synchrotronstrahlung erzeugte Photoelektronen eine Messung der Strahlstromstärke mit derselben Genauigkeit.

Eine Messung der durch den Elektronenstrahl erzeugten magnetischen Induktion in einem Ferritkern im RTM3 (bis zu 90-fache Überhöhung des Strahlstroms) nach dem Prinzip der Förstersonde im Kompensationsverfahren, erlaubt eine sofortige absolute Bestimmung des Strahlstroms auf 1% Genauigkeit bis auf 10 nA herunter. Die Genauigkeit der Strahlstrommessung steigt dabei mit der Meßzeit. Für das A4-Experiment wurde eine Methode entwickelt, bei der mit lock-in Techniken die magnetische Induktion des Strahlstroms in einem Ferritkern für verschiedene Polarisationsrichtungen verglichen wird. Bei diesem Meßverfahren können relative Schwankungen des Strahlstroms bei Polarisationsumkehr gemessen werden, aber nicht der absolute Wert des Strahlstroms.

In Abschnitt 3.1 wird kurz der Begriff der Luminosität rekapituliert. Abschnitt 3.2 stellt das Meßprinzip vor. In Abschnitt 3.3 werden die vom A4-Experiment her notwendigen Genauigkeiten diskutiert. In Abschnitt 3.4 werden die für das Meßprinzip erforderlichen Streuprozesse berechnet und in Abschnitt 3.5 der ausgewählte Detektortyp vorgestellt.

3.1 Luminosität

Die Luminosität L eines Experiments beschreibt den Fluß der streuenden Reaktionspartner. Das Produkt aus Luminosität und dem Wirkungsquerschnitt σ ergibt die Reaktionsrate R . Die Luminosität erlaubt einen leichten Vergleich zwischen fixed-Target- und Kollisionsexperimenten.

$$R = \sigma \cdot L \quad (4)$$

Die Luminosität des A4-Experimentes läßt sich aus dem Fluß der Strahlteilchen ϕ_e [Elektronen/s] und der Flächendichte des ℓH_2 -Targets ρ_{H_2} [Atome/cm²] ausrechnen:

$$L = \phi_e \cdot \rho_{H_2} \quad (5)$$

die gegeben sind durch:

$$\phi_e = \frac{I_{e^-}}{e}, \quad \rho_{H_2} = \bar{\rho}_{H_2} \cdot D$$

- I_{e^-} : Elektronenstrom [A]
- $\bar{\rho}_{H_2}$: mittlere Targetdichte [$\frac{g}{cm^3}$]
- e : Elementarladung [C]
- D : Targetlänge [cm]

Bei 20 μ A Strahlstrom, 10 cm ℓH_2 -Target und ~ 150 μ m Eintrittsfenster und ~ 150 μ m Austrittsfenster Aluminium am Target ergibt sich für die Luminosität aus der Formel

$$L \left[\frac{\text{Atome} \cdot \text{Elektronen}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2} \right] = \bar{\rho}_{H_2} \left[\frac{g}{\text{cm}^3} \right] \cdot D [\text{cm}] \cdot \left(\frac{N_A}{A} \right) \left[\frac{\text{Atome}}{g} \right] \cdot N_{\text{Strahl}} \left[\frac{\text{Elektronen}}{\text{sec}} \right] \quad (6)$$

folgende Werte:

$$L_{H_2} = 5.30 \cdot 10^{37} \frac{1}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2}, \quad \text{bei } 20 \mu\text{A}, 10 \text{ cm } \ell H_2$$

$$L_{Alu} = 2.25 \cdot 10^{35} \frac{1}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2}, \quad \text{bei } 20 \mu\text{A}, 300 \mu\text{m Aluminium}$$

3.2 Meßprinzip

Die experimentelle Methode der Luminositätsmessung könnte zum Beispiel darin bestehen, Strahlstrom und Targetdichte zu bestimmen. Die Bestimmung der Targetdichte ist allerdings nur bei einem Gastarget experimentell leicht zugänglich [Ste92] und nicht bei dem im A4-Experiment eingesetzten ℓH_2 -Target.

Eine andere Möglichkeit, die Luminosität zu bestimmen, besteht in der Messung der Ereignisrate einer Streureaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt. In der vorliegenden Arbeit wird diese Methode verwandt.

Die experimentelle Asymmetrie A_{exp} in der Streuung wird aus der Zählrate der elastischen Ereignisse von linkshändigen Elektronen (N_+ , Spin und Impuls des Elektrons parallel) und rechtshändigen Elektronen (N_- , Spin und Impuls des Elektrons antiparallel) gewonnen. Die Einzelzählraten müssen dabei für jede Polarisationsrichtung (+, -) getrennt auf die integrierte Luminosität $L^{+(-)}$ normiert werden.

$$A_{exp} = \frac{\frac{N_+}{c^+ \cdot L^+} - \frac{N_-}{c^- \cdot L^-}}{\frac{N_+}{c^+ \cdot L^+} + \frac{N_-}{c^- \cdot L^-}} \quad (7)$$

Hierbei ist L^+ die Luminosität für die linkshändige Polarisation, L^- die Luminosität für die rechtshändige Polarisation. c^+ , c^- sind Normierungskonstanten. Diese Normierungskonstanten können durch die verwendete Ausleseelektronik entstehen. Es ist anzustreben, daß beide Normierungskonstanten c^+ , c^- denselben Wert besitzen, so daß gilt: $c^+ = c^- = c$.

Für die an MAMI zur Verfügung stehenden Halbleiterelektronenquellen ist es möglich, zufällig die Strahlpolarisation 1 ms „positiv“ P^+ oder 1 ms „negativ“ P^- (siehe Abbildung 4), jeweils mit einer Umschaltzeit von $12 \mu s$ zwischen den Polarisationszuständen, zu schalten.

Der Luminositätsmonitor soll dabei die Luminositäten über den jeweiligen Polarisationszustand 1 ms integrieren und in den anschließenden $12 \mu s$ Umschaltzeit komplett das Meßsignal in einem ADC konvertieren und zur späteren Analyse abspeichern (siehe Kapitel 5.2 & Anhang C).

Eine genaue Messung der Luminosität während des Experiments ist notwendig, um den angestrebten statistischen Fehler von 3 % und systematischen Fehler von 4 % in der Asymmetriemessung zu erreichen.

Der statistische Fehler in der Messung der integrierten Luminosität über 1 ms muß 2 % betragen, damit die Normierung der Zählraten auf die Luminosität nicht den statistischen Fehler des A4-Experiments verschlechtert. Der Wert ergibt sich aus der Umrechnung der statistischen Genauigkeit des A4-Experiments von $4 \cdot 10^{-7}$ in 700 Stunden auf 1 ms.

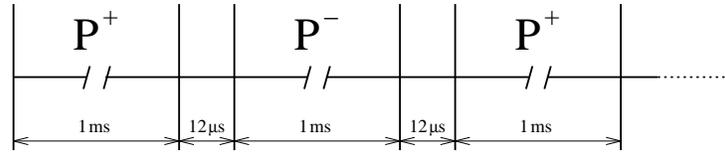


Abbildung 4: Geplante Polarisationsumschaltung am MAMI. Die Helizität der Elektronen wechselt hierbei mit einer Frequenz von 1 kHz. Zwischen den Polarisationszuständen liegt eine Umschaltzeit der Pockelszelle an der Quelle von $12\ \mu\text{s}$.

Allerdings wird in Kapitel 3.3 gezeigt, daß eine Messung der integrierten Luminosität mit wesentlich kleinerem Fehler notwendig ist, um die mit „pile up“ verbundenen systematischen Unsicherheiten auf 1 % der experimentellen Asymmetrie zu begrenzen.

„Pile up“ führt zu einer Reduktion der gemessenen Rate im Detektor. Eine genaue Schilderung der zeitlichen und geometrischen Einflüsse von „pile up“ sind in der Dissertation von E. Heinen-Konschak zu finden [Hei95].

3.3 Anforderungen

In diesem Abschnitt werden die notwendigen Genauigkeiten der Luminositätsmessung diskutiert.

3.3.1 Integrierte Luminosität

Es sei im folgenden die Annahme gemacht, daß die Luminosität konstant über einen 1 ms-Puls ist. Dann ist die über 1 ms integrierte Luminosität L^+ durch den Mittelwert der Luminosität \mathcal{L}^+ gegeben: $L^+ = \mathcal{L}^+ \Delta t$.

Die den Detektor treffende Teilchenzahl an elastische gestreuten Elektronen bei positiver Polarisierung im Zeitintervall von 1 ms ohne Doppeltreffer („pile up“) lautet:

$$N^+ = \mathcal{L}^+ \Delta t \varepsilon \sigma \quad \text{mit} \quad \sigma = \sigma_0 + P^+ \Delta \sigma \quad (8)$$

σ ist hierbei der elastische Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einem ℓH_2 -Target, σ_0 der polarisationsunabhängige Anteil, $P^+ \Delta \sigma$ der polarisationsabhängige Anteil. ε ist die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors (in unserem Falle $\varepsilon = 1$), $L^+ = \mathcal{L}^+ \Delta t$ die mittlere Luminosität pro Zeitintervall von 1 ms. Die Asymmetrie der elastischen Streuung, die im A4-Experiment gemessen werden soll, kann man als $A_{el} = \Delta \sigma / \sigma_0 = -8 \cdot 10^{-6}$ schreiben.

Für die den Detektor treffende Teilchenzahl an Elektronen aus Untergrundprozessen bei positiver Polarisierung im Zeitintervall von 1 ms ohne Doppeltreffer („pile up“) schreibt man:

$$N_{\text{Untergrund}}^+ = \mathcal{L}^+ \Delta t \varepsilon' \Sigma \quad \text{mit} \quad \Sigma = \Sigma_0 + P^+ \Delta \Sigma \quad (9)$$

ε' wiederum eine Nachweiswahrscheinlichkeit ($\varepsilon' = 1$). Der Term $\Sigma_0 + P^+ \Delta \Sigma$ ist der Wirkungsquerschnitt der Untergrundprozesse, aufgeteilt in einen polarisationsunabhängigen und polarisationsabhängigen Anteil. Es soll mit $A_u = \Delta \Sigma / \Sigma_0$ die Asymmetrie des Untergrundes bezeichnet werden. Nath et al [Nat82] berechneten in einer Arbeit den Wert von A_u der Pionproduktion zu $-10 \cdot 10^{-5}$. Dieser Wert wird heute als zu hoch angenommen. Neuere Rechnungen in der Theoriegruppe von Herrn Drechsel in Mainz [Ham94, Ham95] ergaben, daß die Untergrundasymmetrie der Pionproduktion in derselben Größenordnung liegt wie die elastische Asymmetrie A_{el} , also im Bereich $A_u \sim -1 \cdot 10^{-5}$.

Im Gegensatz dazu ist die gemessene Teilchenzahl bei positiver Polarisierung im Zeitintervall von 1 ms die „echte“ Zählrate minus der Zählrate, die durch „pile up“ Effekte verloren geht:

$$N_{exp}^+ = N_{echt}^+ - N_{pileup}^+ \quad (10)$$

$$= \underbrace{\mathcal{L}^+ \Delta t \varepsilon (\sigma_0 + P^+ \Delta \sigma + \Sigma_0 + P^+ \Delta \Sigma)}_{N_{echt}^+} - \underbrace{\mathcal{L}^+ \Delta t \varepsilon (\sigma_0 + P^+ \Delta \sigma + \Sigma_0 + P^+ \Delta \Sigma) \mathcal{L}^+ 2\tau \varepsilon' (\sigma_0 + \Sigma_0 + P^+ \Delta \Sigma)}_{N_{pileup}^+} \quad (11)$$

2τ ist die „pile up“ Zeit. Bei den eingesetzten PbF_2 -Kristallen beträgt $\tau = 20$ ns, die „pile up“ Zeit also 40 ns.

In (11) ist der vollständige Ansatz für jegliche Doppeltreffer, also elastisch gestreute Elektronen mit elastisch gestreuten Elektronen, elastische gestreute Elektronen mit Untergrundprozessen und Untergrundprozesse mit Untergrundprozessen gegeben.

Wegen der im A4-Experiment anstehenden Ratenverhältnisse (elastisch gestreute Elektronen/Untergrundprozesse $\approx 1 : 10$) kann man hier Doppeltreffer von elastisch gestreuten Elektronen mit elastisch gestreuten Elektronen, als auch Doppeltreffer von Untergrundprozessen mit Untergrundprozessen, die sich in der Energie zu der eines elastisch gestreuten Elektronen ergänzen, vernachlässigen. Es ergibt sich also für die gemessene Zählrate im Energiefenster $\pm 5\sigma$ um die elastische Linie:

$$N_{exp}^+ = \underbrace{\mathcal{L}^+ \Delta t \varepsilon (\sigma_0 + P^+ \Delta \sigma)}_{N_{echt}^+} - \underbrace{\mathcal{L}^{+2} \Delta t 2\tau \varepsilon \varepsilon' (\sigma_0 + P^+ \Delta \sigma) (\Sigma_0 + P^+ \Delta \Sigma)}_{N_{pileup}^+} \quad (12)$$

$$= N_{echt}^+ \left(1 - 2\tau \cdot \frac{N_{Untergrund}^+}{\Delta t} \right) \quad (13)$$

Die Reduzierung der „echten“ Zählrate durch „pile up“ ist proportional zur „pile up“ Zeit 2τ , dem Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung $\sigma = \sigma_0 + P^+ \Delta \sigma$ und dem Wirkungsquerschnitt der Untergrundprozesse $\Sigma = \Sigma_0 + P^+ \Delta \Sigma$.

Eingesetzt in (7) erhält man für die experimentelle Asymmetrie der normierten Zählraten.

$$A_{exp} = \frac{\frac{N_+}{\mathcal{L}^+ \cdot \Delta t} - \frac{N_-}{\mathcal{L}^- \cdot \Delta t}}{\frac{N_+}{\mathcal{L}^+ \cdot \Delta t} + \frac{N_-}{\mathcal{L}^- \cdot \Delta t}} \quad (14)$$

Mit

$$\lambda^+ = \mathcal{L}^+ 2\tau \varepsilon' \Sigma_0, \quad \lambda^- = \mathcal{L}^- 2\tau \varepsilon' \Sigma_0 \quad (15)$$

und unter Vernachlässigung der Terme mit $\Delta\sigma\Delta\Sigma$ (Größenordnung 10^{-75} cm^4) erhält man:

$$A_{exp} = \frac{(\lambda^- - \lambda^+) + (A_u + A_{el})(\lambda^- P^- - \lambda^+ P^+) + A_{el}(P^+ - P^-)}{2 - (\lambda^- + \lambda^+) - (A_u + A_{el})(\lambda^- P^- + \lambda^+ P^+) + A_{el}(P^+ + P^-)} \quad (16)$$

In (16) erkennt man die Modifikation der experimentellen Asymmetrie durch Doppeltreffer.

λ^+ und λ^- sind Produkte aus der Luminosität \mathcal{L}^+ , dem Wirkungsquerschnitt des Untergrundes Σ_0 , der Nachweiswahrscheinlichkeit ε' und der „pile up“ Zeit 2τ und geben die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von „pile up“ an.

Terme mit $(\lambda^- - \lambda^+)$ bestimmen letztendlich die Genauigkeit der Luminositätsmessung, da in diesen Termen die Differenz der Luminositäten auftritt. Terme mit P^+ , P^- beschreiben die Modifikation der gemessenen Asymmetrie durch Schwankungen in den Polarisationszuständen. Terme mit dem Produkt aus λ und P beschreiben die Modifikation durch Schwankungen in Luminosität und Polarisation.

Mit $\Sigma_0 = 1 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$ (bei einer angenommenen Rate von 500 kHz pro Kalorimetermodul) und einer Luminosität von $\mathcal{L}^+ = 5 \cdot 10^{37} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ sowie einer mit Nachweiswahrscheinlichkeit von $\varepsilon' = 1$ ergibt sich für λ^+ und λ^- eine obere Abschätzung für die „pile up“ Wahrscheinlichkeit von 2%.

$$\lambda^- \approx \lambda^+ = 0.02 \quad (17)$$

Dabei führen „pile up“ Effekte in jedem Fall zu einer Reduktion der elastischen Asymmetrie, selbst wenn Luminosität und Polarisation für beide Polarisationsrichtungen gleich sind, d. h. $P^- = -P^+$ und $\lambda^+ = \lambda^-$. In diesem Falle reduziert sich (16) zu:

$$A_{exp} = \frac{A_{el}P - (A_u + A_{el})\lambda P}{1 - \lambda} \quad (18)$$

Man erkennt, daß nur Untergrundprozesse, die selbst mit einer Asymmetrie behaftet sind, die experimentelle Asymmetrie modifizieren können. Nachstehende Tabelle zeigt die Reduktion der elastischen Asymmetrie in Abhängigkeit der Asymmetrie des Untergrundes. Als „pile up“ Wahrscheinlichkeit ist die oben berechnete obere Grenze von 2% angenommen, wobei dem gesamten Untergrund die Asymmetrie A_u zugesprochen wird. Tatsächlich zeigt sich, daß nur ein kleiner Teil der Untergrundprozesse eine Asymmetrie vergleichbar mit A_{el} besitzt, z. B. inelastische Elektronen aus der Pionproduktion [Hei95]. Die Größe $A_{el}P$ ist die Meßgröße, die durch „pile up“ reduziert wird.

$$\begin{aligned}
A_u = 0 & \implies A_{exp} = A_{el}P \\
A_u = A_{el} & \implies A_{exp} = (1 - 0.02)A_{el}P \\
A_u = 3A_{el} & \implies A_{exp} = (1 - 0.06)A_{el}P \\
A_u = 10A_{el} & \implies A_{exp} = (1 - 0.20)A_{el}P
\end{aligned}$$

Für solche Untergrundprozesse, die eine Asymmetrie $A_u \ll A_{el}$ besitzen, wird die elastische Asymmetrie durch „pile up“ nicht reduziert.

Realistischer ist ein Wert der Untergrundasymmetrie von ein- bis dreimal A_{el} für die inelastischen Elektronen aus Pionproduktion. Somit liegt die Reduktion der elastischen Asymmetrie im Bereich von 2-6%. Die systematische Änderung der elastischen Asymmetrie kann durch gleichzeitiges Messen der inelastisch gestreuten Elektronen während des Experiments studiert werden. Eine Messung der Asymmetrie aller beteiligten Untergrundprozesse mit 10% Genauigkeit der gemessenen Asymmetrie A_{exp} , ergibt einen systematischen Fehler für A_{el} von weniger als 2% [Hei95].

Im idealen Fall ist $P^- = -P^+$ und mit:

$$\Delta\lambda = \lambda^- - \lambda^+ \neq 0 \quad (19)$$

$$\lambda = \frac{\lambda^+ + \lambda^-}{2} \quad (20)$$

ist die experimentelle Asymmetrie:

$$A_{exp} = \frac{\Delta\lambda - (A_u + A_{el})(\Delta\lambda + 2\lambda)P + 2A_{el}P}{2 - (\Delta\lambda + 2\lambda) + (A_u + A_{el})\Delta\lambda P} \quad (21)$$

Die Modifikation der experimentellen Asymmetrie durch $\Delta\lambda$ ergibt sich aus der partiellen Ableitung von (21) nach den einzelnen Parametern.

Abbildung 5 zeigt das Verhalten von A_{exp} bei einer partiellen Ableitung von (21) nach $\Delta\lambda$ bei festem λ . Aufgetragen ist die experimentelle Asymmetrie in Einheiten von $A_{el}P$ gegen $\Delta\lambda$. Es wurde für λ der in (17) berechnete Wert von $\lambda = 0.02$ eingesetzt. Um eine obere Abschätzung für die Genauigkeit der Luminositätsmessung zu gewinnen, wurde für die Polarisation ein Wert von 80% und für die Untergrundasymmetrie ein Wert von $A_u = 3A_{el}$ angenommen.

Fordert man, daß die experimentelle Asymmetrie durch unterschiedliche Luminositäten in \mathcal{L}^+ und \mathcal{L}^- für die verschiedenen Polarisationsrichtungen nicht mehr als 1% modifiziert wird, kann man mit Hilfe der partiellen Ableitung von (21) nach $\Delta\lambda$, den Wert für $\Delta\lambda$ berechnen:

$$\begin{aligned}
\Delta A_{el} & \approx 0.01 \\
\frac{\partial A_{exp}}{\partial(\Delta\lambda)} \cdot \Delta\lambda & = -7.972 \cdot 10^4 \Delta\lambda = \Delta A_{el} \quad (22)
\end{aligned}$$

$$\implies \Delta\lambda = -1.254 \cdot 10^{-7}$$

Hieraus erhält man für $\Delta\mathcal{L}$ aus (15):

$$\Delta\mathcal{L} = \mathcal{L}^- - \mathcal{L}^+ = \frac{\Delta\lambda}{2\tau\varepsilon'\Sigma_0} = -3.136 \cdot 10^{32} \quad (23)$$

Für die maximal erlaubte Schwankung der integrierten Luminosität in 1000 Stunden ergibt sich:

$$\frac{\Delta\mathcal{L}}{\mathcal{L}} = 6.272 \cdot 10^{-6} \quad (24)$$

Es ist nicht anzunehmen, daß die Luminosität und speziell die Luminositätsunterschiede während der gesamten Meßzeit konstant sein werden, deshalb wird gefordert, daß die Luminosität mit einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ gemessen wird. Es wird dann innerhalb 0.25 Sekunden die nötige Genauigkeit von $6.272 \cdot 10^{-6}$ erreicht. Bei der in dieser Arbeit erreichten Genauigkeit in der Luminositätsmessung von $1 \cdot 10^{-3}$ (siehe Kapitel 6.1) würde die geforderte Genauigkeit von $6.272 \cdot 10^{-6}$ innerhalb von ~ 25 Sekunden erreicht.

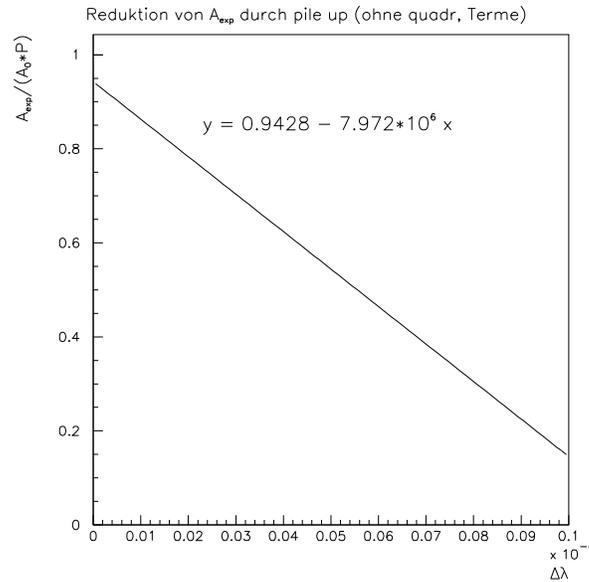


Abbildung 5: Verhalten von A_{exp} bei einer partiellen Ableitung von (21) nach $\Delta\lambda$ bei festem λ . Aufgetragen ist die experimentelle Asymmetrie in Einheiten von $A_{el}P$ gegen $\Delta\lambda$. In wurde für λ der in (17) berechnete Wert von $\lambda = 0.02$ eingesetzt.

Um eine Abschätzung darüber zu erhalten, wie genau man die „pile up“-Rate messen muß, sei die Reduktion der experimentellen Asymmetrie durch „pile up“

im Bereich bis 5% als linear angenommen. Man erhält für die Genauigkeit der „pile up“ Messung einen Wert von 0.314% in 1000 Stunden, d. h. die Kenntnis der Doppeltrefferwahrscheinlichkeit ist mit $2\% \pm 0.314\%$ notwendig. Wieder wurde gefordert, daß die experimentelle Asymmetrie durch unterschiedliche Luminositäten in \mathcal{L}^+ und \mathcal{L}^- für die verschiedenen Polarisationsrichtungen nicht mehr als 1% modifiziert wird. Die „pile up“ Erkennung wird im Rahmen einer Dissertation von S. Köbis realisiert [Koe97].

3.3.2 Integrierte quadratische Luminosität

In Kapitel 3.3.1 wurde die Vereinfachung gemacht, daß die Luminosität über einen 1 ms Puls konstant ist. Falls die Luminosität aber innerhalb der 1 ms Schwankungen unterworfen ist, führt dies zu Modifikationen der experimentellen Asymmetrie. Auch wenn eine Regelung der linearen Terme auf oben beschriebenen Niveau erfolgt, d. h. die Flächen der 1 ms Elektronenpulse auf $1 \cdot 10^{-4}$ gleich sind, können die integrierten quadratischen Luminositäten voneinander abweichen. Die Bezeichnungen der Rechengrößen sollen von der Berechnung der linearen Terme übernommen werden. Als zusätzliche Annahme wird gemacht, daß während der „pile up“ Zeit $2\tau = 40$ ns die Luminosität genügend konstant ist und somit keine Faltung der Luminosität mit der „pile up“ Zeit und der Meßzeit notwendig ist.

Man erhält für die Teilchenzahl bei positiver Polarisation (siehe (10)) im Zeitintervall von 1 ms unter der der Annahme, daß nur „pile up“ von elastischen Ereignissen mit Untergründereignissen im Energiefenster liegen:

$$N_{exp}^+ = N_{echt}^+ - N_{pileup}^+ \quad (25)$$

$$= \underbrace{\int_0^{\Delta t} \mathcal{L}^+(t) \varepsilon(\sigma_0 + P^+ \Delta\sigma) dt}_{N_{echt}^+} - \underbrace{\int_0^{\Delta t} \mathcal{L}^{+2}(t) 2\tau \varepsilon \varepsilon'(\sigma_0 + P^+ \Delta\sigma) (\Sigma_0 + P^+ \Delta\Sigma) dt}_{N_{pileup}^+} \quad (26)$$

Die Mittelwerte von \mathcal{L} und \mathcal{L}^2 während eines 1 ms Elektronenpulses sind:

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \mathcal{L} dt \quad (27)$$

$$\langle \mathcal{L}^2 \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \mathcal{L}^2 dt \quad (28)$$

Auf kombinierte Effekte, die von Fluktuationen der Polarisation innerhalb der 1 ms herrühren, wird im Rahmen dieser Arbeit nicht näher eingegangen. Für die Teilchenzahl in 1 ms erhält man somit durch einsetzen von (27) & (28) in (26):

$$N_{exp}^+ = \underbrace{\varepsilon(\sigma_0 + P^+ \Delta\sigma) \Delta t \langle \mathcal{L}^+ \rangle}_{N_{echt}^+} - \underbrace{2\tau\varepsilon'(\sigma_0 + P^+ \Delta\sigma)(\Sigma_0 + P^+ \Delta\Sigma) \Delta t \langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}_{N_{pileup}^+} \quad (29)$$

Die Reduktion der gemessenen Teilchenzahl durch „pile up“ in einem Zeitintervall von 1 ms mit $N_{Untergrund}^+$ aus (9) ist also:

$$N_{exp}^+ = N_{echt}^+ \left(1 - 2\tau \cdot \frac{N_{Untergrund}^+ \langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\Delta t \langle \mathcal{L}^+ \rangle^2} \right) \quad (30)$$

Die Reduktion der „echten“ Zählrate pro Zeitintervall von 1 ms ist proportional zur „pile up“ Zeit 2τ , zur Rate der Untergrundprozesse und im Vergleich zu (13) nun auch zu dem Quotient aus $\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle$ und $\langle \mathcal{L}^+ \rangle^2$.

Die beiden Größen $\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle$ und $\langle \mathcal{L}^+ \rangle^2$ werden über die Varianz folgendermaßen miteinander verknüpft:

$$\langle (\langle \mathcal{L} \rangle - \mathcal{L})^2 \rangle = \delta \mathcal{L}^2 = \langle \mathcal{L}^2 \rangle - \langle \mathcal{L} \rangle^2 \quad (31)$$

Ist die Varianz gleich Null, so reduziert sich (30) zu (13), die den linearen Fall beschreibt.

Wie genau müssen nun die quadratischen Terme $\langle \mathcal{L}^2 \rangle$ in der Luminosität gemessen werden? Die experimentelle Asymmetrie normiert auf Luminosität lautet:

$$A_{exp} = \frac{\frac{N_+}{\int \mathcal{L}^+ dt} - \frac{N_-}{\int \mathcal{L}^- dt}}{\frac{N_+}{\int \mathcal{L}^+ dt} + \frac{N_-}{\int \mathcal{L}^- dt}} \quad (32)$$

Einsetzen von (27) in (32) ergibt :

$$A_{exp} = \frac{\frac{N_+}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - \frac{N_-}{\langle \mathcal{L}^- \rangle}}{\frac{N_+}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + \frac{N_-}{\langle \mathcal{L}^- \rangle}} \quad (33)$$

Mit $\eta = 2\tau\varepsilon'\Sigma_0 = 4 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2\text{s}$ erhält man für die experimentelle Asymmetrie:

$$A_{exp} = \frac{\eta \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} - \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) + \eta(A_u + A_{el}) \left(P^- \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} - P^+ \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) + A_{el}(P^+ - P^-)}{2 - \eta \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} + \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) - \eta(A_u + A_{el}) \left(P^- \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} + P^+ \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) + A_{el}(P^+ + P^-)} \quad (34)$$

Diese Formel erlaubt, aus der gemessenen Asymmetrie die elastische Asymmetrie zu extrahieren. Die Größen A_{exp} , $\langle \mathcal{L}^2 \rangle$, $\langle \mathcal{L} \rangle$, P werden im Experiment gemessen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Messung von $\langle \mathcal{L} \rangle$ verwirklicht. Eine Messung von $\langle \mathcal{L}^2 \rangle$ ist möglich durch Modifikation der elektronischen Schaltung des in dieser Arbeit entwickelten Prototypen des Luminositätsmonitors. Die Formel weist dieselbe Struktur auf wie (16). Sie enthält Terme, die die gemessene Asymmetrie durch Schwankungen in der Luminosität, der Polarisation und dem Produkt aus beiden beeinflussen.

Sei der ideale Fall angenommen, daß beide Polarisationszustände gleiche Polarimetrie haben: $P^- = -P^+$.

$$A_{exp} = \frac{\eta \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} - \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) - \eta P (A_u + A_{el}) \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} + \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) + 2A_{el}P}{2 - \eta \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} + \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) + \eta P (A_u + A_{el}) \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} - \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right)} \quad (35)$$

Ersetzt man Terme mit $\langle \mathcal{L}^2 \rangle$ durch $\langle \mathcal{L} \rangle$ und die Varianz in \mathcal{L} : $\delta \mathcal{L}^2$:

$$\langle (\langle \mathcal{L} \rangle - \mathcal{L})^2 \rangle = \delta \mathcal{L}^2 = \langle \mathcal{L}^2 \rangle - \langle \mathcal{L} \rangle^2, \quad (36)$$

so erhält man:

$$A_{exp} = \frac{\Delta \lambda - (A_u + A_{el})(\Delta \lambda + 2\lambda)P + 2A_{el}P + \eta \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} - \frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) - \eta (A_u + A_{el}) \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} + \frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) P}{2 - (\Delta \lambda + 2\lambda) + (A_u + A_{el})\Delta \lambda P - \eta \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} + \frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) + \eta (A_u + A_{el}) \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} - \frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} \right) P} \quad (37)$$

Die Modifikation der experimentellen Asymmetrie durch die Parameter $\langle \mathcal{L}^+ \rangle$, $\langle \mathcal{L}^- \rangle$, $\delta \mathcal{L}^{+2}$ und $\delta \mathcal{L}^{-2}$ ergibt sich wiederum aus der partiellen Ableitung von (37) nach den Parametern. Es ist zweckmäßig, die Modifikation der experimentellen Asymmetrie mit

$$\begin{aligned} \langle \mathcal{L}^+ \rangle &= \langle \mathcal{L} \rangle + \Delta \langle \mathcal{L} \rangle \\ \langle \mathcal{L}^- \rangle &= \langle \mathcal{L} \rangle - \Delta \langle \mathcal{L} \rangle \end{aligned}$$

zu parametrisieren, da die Modifikation von A_{exp} durch $\langle \mathcal{L} \rangle$ mit dem verwendeten Detektormaterial gegeben ist und nicht vermieden werden kann. Modifikationen durch $\Delta \langle \mathcal{L} \rangle$, $\delta \mathcal{L}^{+2}$ und $\delta \mathcal{L}^{-2}$ können allerdings durch genaue Messung und Stabilisierung begrenzt werden. Bei der partiellen Ableitung nach $\Delta \langle \mathcal{L} \rangle$ ist zu beachten, daß:

$$\begin{aligned} \Delta \lambda &= 2\tau \varepsilon' \Sigma_0 (\langle \mathcal{L}^- \rangle - \langle \mathcal{L}^+ \rangle) = 2\tau \varepsilon' \Sigma_0 \Delta \langle \mathcal{L} \rangle \\ \lambda &= \frac{\lambda^+ + \lambda^-}{2} \end{aligned}$$

ebenfalls von $\langle \mathcal{L}^+ \rangle$, $\langle \mathcal{L}^- \rangle$ abhängen. Die partiellen Ableitungen nach $\Delta \langle \mathcal{L} \rangle$ bei festem $\delta \mathcal{L}^{+2}$, $\delta \mathcal{L}^{-2}$ ergab den identischen Verlauf wie in Abbildung 5 (a). Fordert man wieder, daß die experimentelle Asymmetrie durch Schwankung der mittleren integrierten Luminosität in 1 ms nicht mehr als 1 % modifiziert werden, so erhält man für die Differenz der „pile up“ Wahrscheinlichkeit:

$$\Delta \lambda = 1.254 \cdot 10^{-7}$$

Für die maximal erlaubte Schwankung in 1000 Stunden der integrierten Luminositäten ergibt sich wieder:

$$\frac{\Delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}} = 6.272 \cdot 10^{-6}$$

Man erhält somit keine Änderung zu dem oben betrachteten zeitunabhängigen Fall aus Abschnitt 3.3.1.

Abbildung 6 (a) zeigt das Verhalten von A_{exp} bei partieller Ableitung von (37) nach $\delta \mathcal{L}^{-2}$ und Abbildung 6 (b) nach partieller Ableitung von (37) nach $\delta \mathcal{L}^{+2}$. Aufgetragen ist jeweils die experimentelle Asymmetrie in Einheiten von $A_{el}P$ gegen $\delta \mathcal{L}^{-(+)^2}$. Für $\Delta \langle \mathcal{L} \rangle$ wurde der oben berechnete Wert von $1.254 \cdot 10^{-7}$ eingesetzt. Die Geradenanpassungen in Abbildung 6 (a & b) stimmen überein.

Aus:

$$\frac{\partial A_{exp}}{\partial (\delta \mathcal{L}^2)} \delta \mathcal{L}^2 = \Delta A_{el} \quad (38)$$

erhält man für die Varianz in L:

$$\frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle^2} = \frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle^2} = 6.273 \cdot 10^{-6} \quad (39)$$

Während der Datennahme darf die Varianz in \mathcal{L} in 1000 Stunden höchstens

$$\sqrt{\frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle^2}} = \sqrt{\frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle^2}} = 2.505 \cdot 10^{-3} \quad (40)$$

betragen, um die experimentelle Asymmetrie durch Schwankungen in der mittleren Luminosität in 1 ms nicht mehr als 1 % zu modifizieren. Dies erfordert die integrierte quadratische Luminosität mit einer Genauigkeit von $\sim 6 \cdot 10^{-6}$ zu messen.

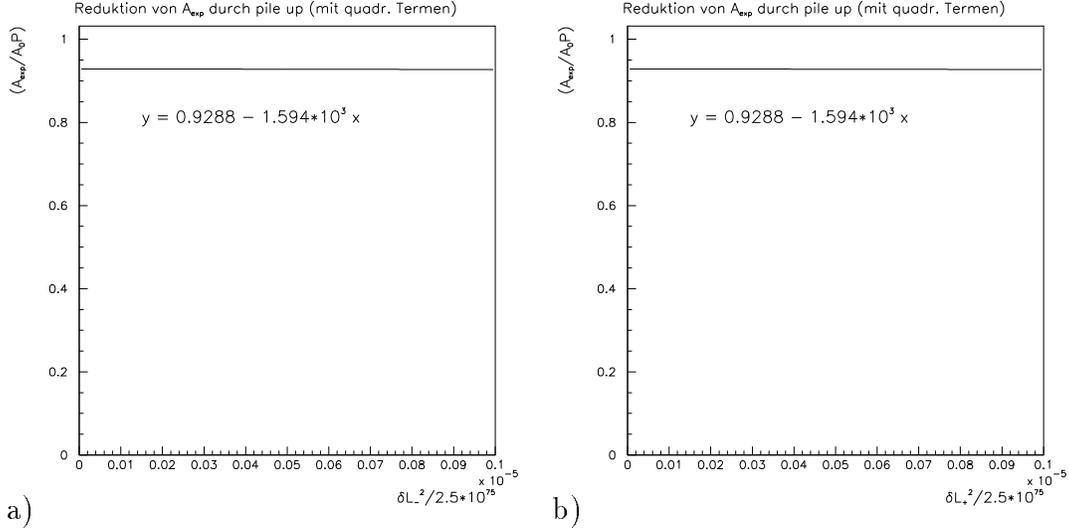


Abbildung 6: (a) zeigt das Verhalten von A_{exp} bei partieller Ableitung von (37) nach $\delta\mathcal{L}^{-2}$. (b) nach partieller Ableitung von (37) nach $\delta\mathcal{L}^{+2}$. Aufgetragen ist jeweils die experimentelle Asymmetrie in Einheiten von $A_{el}P$ gegen $\delta\mathcal{L}^{-(+)^2}$. Die Geradenanpassungen in (a), (b) stimmen überein.

3.3.3 Raumwinkeleffekte

Nun soll betrachtet werden welcher Zusammenhang zwischen der gemessenen Luminosität L_5 unter 5° und der Luminosität L_{35} unter 35° besteht. Die gemessene Reaktionsrate ist dabei ein Maß für die Luminosität. Somit gilt:

$$N_5^+ = B^+ \cdot N_{35}^+ \quad (41)$$

$$N_5^- = B^- \cdot N_{35}^- \quad (42)$$

Wobei B^+ , B^- Normierungsfaktoren sind. Wie genau muß man diese Normierungsfaktoren kennen, um auch hier die gewünschte Genauigkeit der Luminositätsmessung zu garantieren? Hauptursache für Fehler im Normierungsfaktor B sind Schwankungen des Elektronenstrahls. Zum einen kann der Elektronenstrahl um seine zentrale Lage schwanken, die hier als Nullage bezeichnet wird. Zum anderen kann der Strahl nicht senkrecht auf das Target treffen, sondern unter einer kleinen Abweichung von 90° . Seien als Abschätzung die schlimmstmöglichen Fälle angenommen: Als Schwankung des Elektronenstrahls von der Nullage eine Abweichung von ± 2.5 mm und als Einfallswinkel eine maximale Abweichung von $\pm 0.1^\circ$.

Zu berechnen sind die Teilchenraten, die den Luminositätsmonitor unter 5° , sowie das Kalorimeter unter 35° treffen (siehe auch Kapitel 3.4):

$$N_5^+ = L_5^+ \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (43)$$

$$N_{35}^- = L_{35}^- \int \frac{d\sigma}{d\Omega'} d\Omega' \quad (44)$$

$d\Omega$ ist der Raumwinkel des Luminositätsmonitors, $d\Omega'$ der Raumwinkel des Kalorimeters.

Man erhält, daß eine Schwankung des Elektronenstrahls um die Nullage eine Änderung der Zählrate von 1.4%/mm bewirkt. Bei der angestrebten Genauigkeit der Luminositätsmessung muß die Strahllagemessung mit einer Genauigkeit von $36 \mu\text{m}$ in 1000 Stunden erfolgen, um die Auswirkungen der Strahllageschwankungen auf die Normierung der experimentellen Asymmetrie auf die integrierte Luminosität kleiner als 1% zu halten.

Die Schwankung des Auftreffwinkels des Elektronenstrahls auf das Target bewirkt eine Änderung der Zählrate von 2%/mrad. Es muß sichergestellt sein, daß die Messung des Auftreffwinkels des Elektronenstrahls auf $25 \mu\text{rad}$ in 1000 Stunden genau erfolgt, um Auswirkungen des Auftreffwinkels auf die Normierung der experimentellen Asymmetrie auf die integrierte Luminosität kleiner als 1% zu halten.

3.4 Streuprozesse zur Luminositätsmessung

Zur Bestimmung der Luminosität müssen zunächst die Streuprozesse betrachtet werden. Die wichtigsten Beiträge unter kleinen Vorwärtswinkeln $\theta < 10^\circ$ liefern die elastische Streuung und die Møllerstreuung. Als Untergrundprozesse treten die quasielastische Streuung an Aluminium und inelastische Streuung auf. Sie spielen nur eine untergeordnete Rolle, sind im Vergleich zu der elastischen Streuung und zur Møllerstreuung um Größenordnungen kleiner und werden deshalb vernachlässigt (siehe Abbildung 11 (a)). Alle erwähnten Streuprozesse sind in Abbildung 11 (a) einzeln dargestellt. Die Rate der quasielastischen Streuung an Aluminium wurde der Dissertation von Heinen-Konschak [Hei95] entnommen. Die Rate der Pionproduktion an Wasserstoff wurde mit einem Programm von O. Hanstein nach einem Modell von L. Tiator [Tia83] berechnet.

3.4.1 Asymmetrien in den Streuprozessen

Die Ereignisraten, die auf den Luminositätsmonitor treffen, können selbst eine Asymmetrie besitzen. Es ist darauf zu achten, daß die dominierenden Streuprozesse im Luminositätsmonitor eine Asymmetrie $< 4 \cdot 10^{-7}$ (= statistische Genauigkeit des A4-Experiments) besitzen, also eine kleinere Asymmetrie als die angestrebte Genauigkeit der experimentelle Asymmetrie.

Hauptstreuprozesse sind die elastische Streuung und die Møllerstreuung. In Abbildung 7 ist die Abhängigkeit der Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung ohne Strangenessbeitrag gegen den Streuwinkel im Laborsystem dargestellt (durchgezogene Kurve). Die durchgezogenen Linien parallel zu den Achsen bezeichnen die Asymmetrie bei der Kinematik des A4-Experiments. In dem Bereich der gestrichelten Linien ($< 10^\circ$) ist die Asymmetrie in der elastischen e,p-Streuung kleiner, als die statistische Genauigkeit des A4-Experiments, als Funktion des Streuwinkels im Laborsystem dargestellt. Der Monitor muß also bei Vorwärtstreuwinkeln $\theta < 10^\circ$ sitzen, dann ist die Asymmetrie der Teilchenraten, die auf den Luminositätsmonitor treffen, um eine Größenordnung unter dem kritischen Bereich der experimentellen Asymmetrie unter 35° .

Die Møllerstreuung besitzt im Vergleich zur elastischen Streuung nur eine vernachlässigbar kleine paritätsverletzende Asymmetrie [Hei87].

3.4.2 Elastische Streuung

Einen wesentlichen Beitrag liefert die elastische Streuung der Elektronen an den Protonen des Wasserstoff-Targets. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Elektrons an einem Nukleon wird bei Vernachlässigung der schwachen Wechselwirkung durch die Rosenbluth-Formel beschrieben [Ros50]. Die polarisationsabhängige Rosenbluth-Formel lautet:

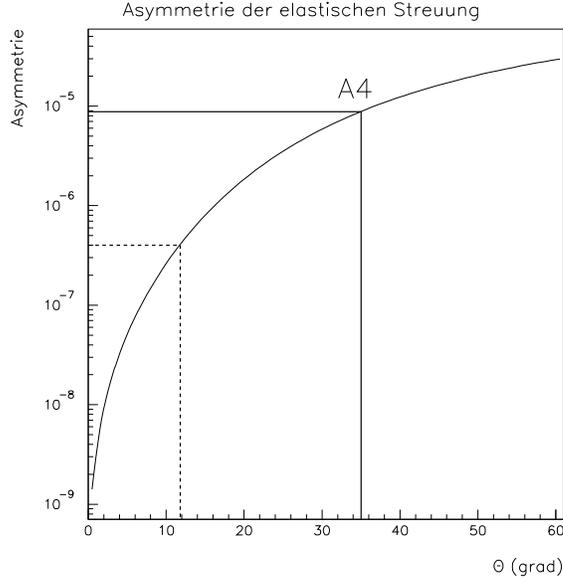


Abbildung 7: Die Asymmetrie in der elastischen $p(\vec{e}, e')p'$ -Streuung für 855 MeV Elektronen, ohne Strangenessbeitrag. Die durchgezogene Linie markiert die experimentelle Asymmetrie des A4-Experiments, die gestrichelte Linie stellt die angestrebte statistische Genauigkeit von 5% dar.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ros.} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol.Ros.} \left[1 + a_{zz'} P_z^{e^-} P_{z'}^{T_{arget}} G_M^2 + a_{zx'} P_z^{e^-} P_{x'}^{T_{arget}} G_E G_M\right] \quad (45)$$

mit den kinetischen Faktoren $a_{zz'}$ und $a_{zx'}$ den sogenannten Analysator- oder auch Analysierstärken. P^{e^-} ist dabei die longitudinale Polarisation des Elektrons, $P^{T_{arget}}$ sind die Polarisationskomponenten des gestreuten Protons. Unser Target ist unpolarisiert (siehe Anhang D), deshalb reduziert sich die Formel zu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol.Ros.} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot \left[\frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}\right] \quad (46)$$

mit dem Mott-Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{4Z^2 \alpha^2 (\hbar c)^2 E'^2}{Q^4 c^4} \cos^2 \frac{\theta}{2} \cdot \frac{E'}{E}, \quad (47)$$

dem 4-Impulsübertrag

$$Q^2 \approx \frac{-4EE'}{c^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (48)$$

und dem dimensionslosen Impulsübertrag τ

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2c^2} \quad (49)$$

Mit E wird die Energie des einfallenden Strahls bezeichnet, mit E' die Energie des gestreuten Elektrons. M ist die Protonenmasse, α die Feinstrukturkonstante, Z die Ladungszahl des Targets ($Z = 1$) und θ der Laborstreuwinkel. $G_E(Q^2)$ und $G_M(Q^2)$ sind die elektrischen und magnetischen Formfaktoren, die von Q^2 abhängen. Der elektrische und magnetische Formfaktor des Protons hängen in gleicher Weise von Q^2 ab und können in guter Näherung durch den sogenannten „Dipolfit“ beschrieben werden [Pov94]:

$$G_E^p(Q^2) = \frac{G_M^p(Q^2)}{2.79} = G^{Dipol}(Q^2) \quad (50)$$

$$\text{mit } G^{Dipol}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{0.71(\text{GeV}/c)^2}\right)^{-2} \quad (51)$$

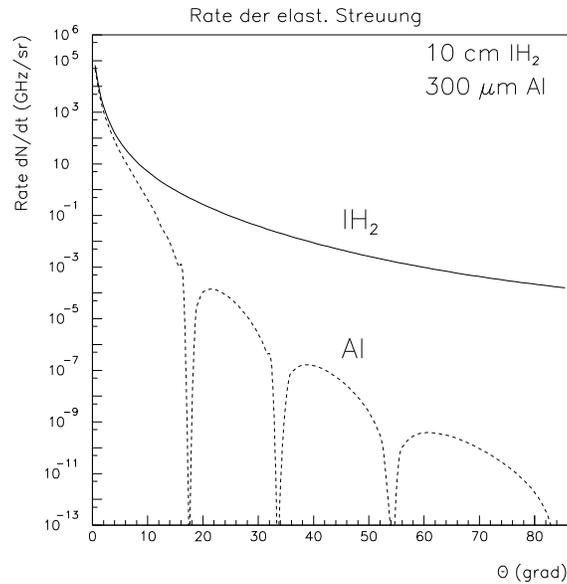


Abbildung 8: Rate der elastischen Streuung an 10 cm Flüssig-Wasserstoff (durchgezogene Linie) und an 300 μm Aluminium (gestrichelte Linie).

Um den Wirkungsquerschnitt der Streuung von den Elektronen an den Kernen der Aluminiumfenster am Target zu bestimmen, muß der Mottwirkungsquerschnitt mit dem Betragsquadrat des Formfaktors von Aluminium multipliziert werden. Der Formfaktor wurde hierbei als Fouriertransformierte der Ladungsverteilung $\rho(x)$ berechnet. Die Ladungsverteilung der Kerne wurde durch eine Fermi-Funktion beschrieben [Pov94].

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Alu} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot |F(q^2)|_{Alu}^2 \quad (52)$$

Um die Ereignisrate zu bestimmen, muß der Wirkungsquerschnitt noch mit der Luminosität multipliziert werden (siehe Kapitel 3.1). Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abbildung 8 dargestellt.

3.4.3 Møllerstreuung

Die Møllerstreuung ist der Streuprozess des Projektilelektrons an den Hüllenelektronen der Targetatome. Die theoretische Bestimmung des Møllerwirkungsquerschnitts beruht auf den Methoden der Quantenelektrodynamik. In niedrigster Ordnung (Ein-Photon-Austausch) bedeutet das die Berechnung der Matrixelemente des Feynman-Graphen aus Abbildung 9.

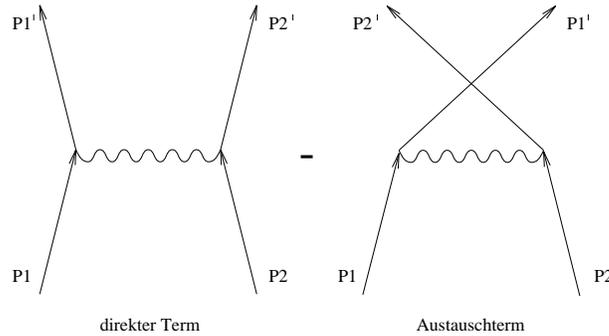


Abbildung 9: *Feynman-Graph niedrigster Ordnung der Møllerstreuung*

Hierbei wird ein Streuprozess freier Elektronen angenommen. Das relative Minuszeichen trägt der Fermistatistik Rechnung. Diese sagt aus, daß die resultierende Gesamtamplitude bei Vertauschung der beiden einfallenden- bzw. gestreuten Elektronen antisymmetrisch ist. Der Møllerwirkungsquerschnitt ist auf alle Polarisationskomponenten von Target und Strahl empfindlich und ist bei antiparalleler Spineinstellung größer als bei paralleler Spineinstellung. Der polarisationsabhängige Møllerwirkungsquerschnitt lautet im Schwerpunktsystem:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \left(\frac{d\sigma^0}{d\Omega}\right)_{CM} \cdot \left(1 + \sum_{j,k} a_{jk} \cdot P_j^{Strahl} \cdot P_k^{Target}\right) \quad j, k : x, y, z \quad (53)$$

Die Formel beschreibt die Reaktion eines Elektronenstrahls mit der Polarisati-
on P^{Strahl} an einem Target der Polarisation P^{Target} . $(d\sigma^\circ/d\Omega)_{CM}$ ist der un-
polarisierte Møllerwirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem. Die Tensoren a_{jk}
beschreiben die Polarisationsabhängigkeit, seine Komponenten sind die Asym-
metriekoeffizienten [Wag87]. Der Møllerwirkungsquerschnitt besteht aus einem
polarisationsabhängigen und einem polarisationsunabhängigen Anteil. Im Expe-
riment der Kollaboration A4 wird das Target unpolarisiert sein (siehe auch An-
hang D), deshalb kann man sich auf den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt
beschränken. Er stellt sich in CM-Koordinaten wie folgt dar [Wag87]:

$$\left(\frac{d\sigma^\circ}{d\Omega}\right)_{CM} = Z \cdot \frac{\alpha^2}{8E_{CM}^2} \left[\frac{1 + \cos^4 \frac{\theta_{CM}}{2}}{\sin^4 \frac{\theta_{CM}}{2}} + \frac{2}{\sin^2 \frac{\theta_{CM}}{2} \cos^2 \frac{\theta_{CM}}{2}} + \frac{1 + \sin^4 \frac{\theta_{CM}}{2}}{\cos^4 \frac{\theta_{CM}}{2}} \right] \quad (54)$$

mit

E_{CM}, θ_{CM} : Energie und Streuwinkel im Schwerpunktsystem

Hierbei ist die Ordnungszahl Z explizit eingeführt worden, damit der Møllerwir-
kungsquerschnitt auf die Zahl der Targetatome bezogen ist.

In der obigen Gleichung sind die Beiträge des direkten Terms, des Interferenzg-
liedes und des Austauschterms erkennbar. Die Umrechnung der Schwerpunktsgrößen
der Gleichung (54) in das Laborsystem erfolgt mit [Wag87]:

$$\tan \frac{\theta_{CM}}{2} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}} \cdot \tan \theta \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{E}{m} \quad (55)$$

Hierbei ist E die Energie des einfallenden Elektrons im Laborsystem, θ der Streu-
winkel im Laborsystem und m die Masse des Elektrons einschließlich der Ruhe-
masse.

$$\frac{E_{CM}}{m} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}} \quad (56)$$

$$d\Omega_{CM} = \frac{8 \cos \theta (\gamma + 1)}{[2 + (\gamma - 1) \sin^2 \theta]^2} \cdot d\Omega \quad (57)$$

Der Møllerwirkungsquerschnittes wurde mit obigen Formeln in das Laborsystem
transformiert und numerisch mit Hilfe eines Computerprogramms berechnet. Das
Ergebnis der Rechnungen an 10 cm ℓH_2 und 300 μm Aluminium zeigt Abbildung
10 (a).

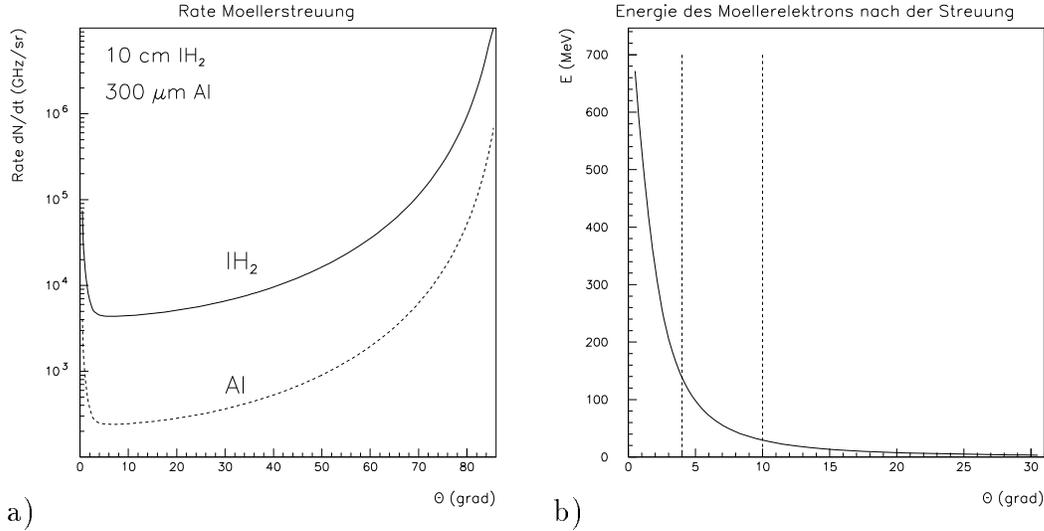


Abbildung 10: a) Rate der Møllerstreuung an 10 cm Flüssig-Wasserstoff (durchgezogene Linie) und an $300 \mu\text{m}$ Aluminium (gestrichelte Linie). b) Energie des Møllerelektrons als Funktion des Streuwinkels. Die gestrichelten Linien markieren den zur Wahl stehenden Winkelbereich für den Luminositätsmonitor.

3.4.4 Gesamtrate

Die Gesamtrate aller elastischen Streuprozesse (elastische Streuung an H_2 und Al , Møllerstreuung an H_2 und Al und quasielastische Streuung an Aluminium) ist in Abbildung 11 (b) dargestellt.

Wie man deutlich erkennen kann, dominiert die Møllerstreuung an H_2 im Luminositätsmonitor (vergleiche auch mit Abbildung 10 (a)).

Eine weitere sehr günstige Eigenschaft der Møllerstreuung erkennt man ebenfalls an Abbildung 11 (b), der Kurvenverlauf ist für weite Bereiche von θ flach, somit schwankt die Rate in diesem Bereich kaum. Dies ist deshalb günstig, weil man somit kaum Effekte eines ausgedehnten Targets erhält.

Wie bereits in den vorangegangenen Kapiteln erwähnt, soll im A4-Experiment ein 10 cm langes ℓH_2 -Target zum Einsatz kommen. Wie sich leicht berechnen läßt, macht es einen Unterschied im Streuwinkel θ , ob die Streuung im Ein- oder Austrittsbereich des Targets stattfindet. Der Streuwinkel θ schwankt hierbei um mehr als 0.5° .

Der Luminositätsmonitor sollte in einem Streuwinkelbereich $4^\circ < \theta < 10^\circ$ installiert werden.

Zu beachten ist, daß die Energie der gestreuten Elektronen sehr stark zu größeren Streuwinkeln hin abfällt (Abbildung 10 (b)). Um die nötige Statistik zu erhal-

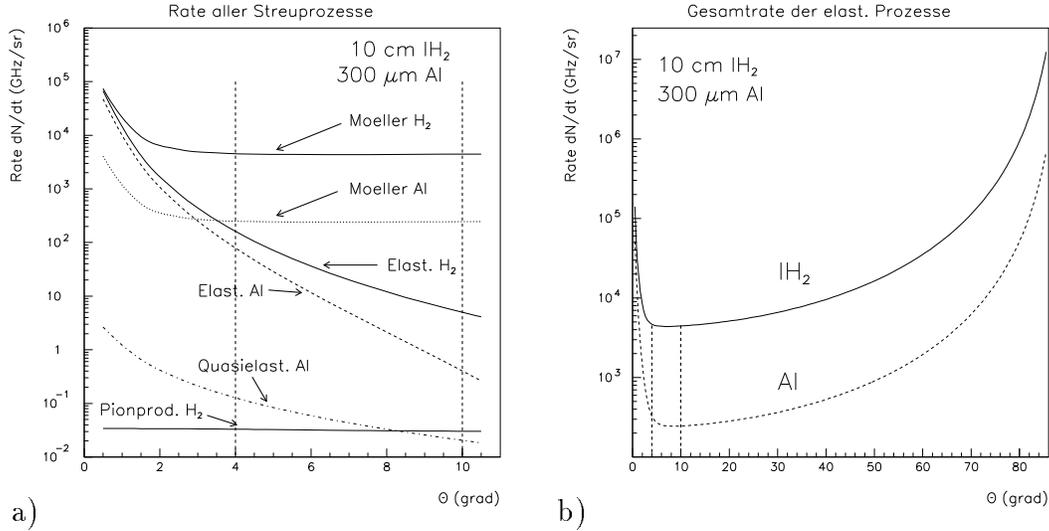


Abbildung 11: a) Rate aller auftretenden Streuprozesse im Streuwinkelbereich von $\theta < 10^\circ$. Wie man sieht, dominiert hier die Møllerstreuung an H_2 im zur Wahl stehenden Winkelbereich. Die Ereignisraten der quasielastische Streuung an Aluminium und der Pionproduktion an Wasserstoff sind um Größenordnungen kleiner als die Møllerstreuung und die elastische Streuung. b) Gesamtrate aller elast. Streuprozesse an 10 cm Flüssig-Wasserstoff (durchgezogene Linie) und an 300 μm Aluminium (gestrichelte Linie). Nicht miteinbezogen ist die inelastische Streuung, die im Winkelbereich $\theta < 10^\circ$ eine untergeordnete Rolle spielt. Die gestrichelten Linien markieren jeweils den zur Wahl stehenden Winkelbereich für den Luminositätsmonitor.

ten (statistischer Fehler $1 \cdot 10^{-4}$), ist es deshalb angebracht, den Detektor zu den kleinstmöglichen Winkeln hin zu verschieben. Es ist für den Monitor ein Streuwinkelbereich von $(4-6)^\circ$ ins Auge gefaßt. Die mittlere Elektronenenergie in diesem Winkelbereich beträgt 123 MeV für Møllerelektronen und 852 MeV für elastisch gestreute Elektronen.

3.5 Wahl des Detektors

Der Detektortyp, der unserer Meinung nach am besten den Anforderungen gerecht wird, ist ein Wasser-Čerenkov-Detektor. Mit ihm lassen sich alle Anforderungen erfüllen. Wasser ist sehr strahlenfest, leicht zu handhaben und außerdem sehr kostengünstig. Die wichtigsten physikalischen und Detektoreigenschaften von Wasser sind in nachstehender Tabelle zusammengefaßt. Čerenkov-Detektoren sind außerdem sehr schnell und besitzen extrem kurze Lichtabklingzeiten von einigen ns, die nur durch die Geometrie der Lichtsammlung bestimmt sind.

dE/dx (mip)	=	2.03 MeV/(g/cm ²)
Strahlungslänge	=	36.1 cm
Molièreradius	=	8.2 cm
kritische Energie	=	93 MeV
Dichte	=	1.00 g/cm ³
Brechungsindex	=	1.33
Čerenkov-Winkel	=	41.25°

An dieser Stelle soll kurz auf den Čerenkov-Effekt eingegangen werden. Eine ausführliche Beschreibung befindet sich im Anhang A.

Ein geladenes Teilchen, das sich mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit durch ein polarisierbares Medium bewegt, induziert in diesem ein zeitlich veränderliches Dipolmoment. Falls die Geschwindigkeit v des Teilchen größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n im Medium mit dem Brechungsindex n ist, führt dies zu einer Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen. Zwischen dem Wellenausbreitungsvektor der emittierten Strahlung und der Teilchenbahn besteht folgender Zusammenhang:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad \text{mit} \quad \beta = v/c$$

Das Čerenkov-Licht wird auf einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel θ_c abgestrahlt. Die Zahl der Photonen, die pro Wegstrecke dx in einem Detektor detektiert werden, erhält man aus folgender Formel:

$$\frac{dN_e}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \cdot QE(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot R(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2}$$

Hierbei ist λ die Wellenlänge der Strahlung, QE die Quanteneffizienz der Photokathode des Photomultiplieres, T die Transmission des Čerenkovmediums und R das Reflexionsvermögen der Wände bzw. der Spiegelzelle.

4 Vorstudien und Entwurf eines Prototypen

4.1 Erster Testaufbau und Optimierung des Detektordesigns

Inwieweit sich ein Wasser-Čerenkov-Detektor für unser Experiment eignet, wurde mit einem einfachen Test-Modul untersucht.

Einfache Spiegelgläser wurden zu einer (15 x 15 x 76) cm quaderförmigen Zelle zusammengesetzt und mit Silikon wasserdicht verklebt. An das hintere Ende der Zelle wurde, ebenfalls aus Spiegelglas, ein Element zur Umleitung des Čerenkov-Lichtes in die Photomultiplier angebracht. Der Lichtleiter befindet sich im 45°-Winkel zur Wasserzelle und ist ebenfalls mit destilliertem Wasser gefüllt.

Die Auslese des Čerenkov-Lichtes erfolgte mit zwei Philips XP2020 Photomultipliern und CAMAC ADC's (LeCroy 2249A). Getriggert wurde die Auslese von Einzelereignissen, im Gegensatz zu den späteren Messungen mit dem realistischen Prototyp, bei denen integrierend gemessen wurde. Die Photomultiplier wurden von oben in das Wasser gehängt. Es wurden 180 MeV (Energie des RTM II von MAMI) bzw. 855 MeV Elektronen aus MAMI direkt in den Detektor eingeschossen. Abbildung 12 zeigt den Versuchsaufbau.

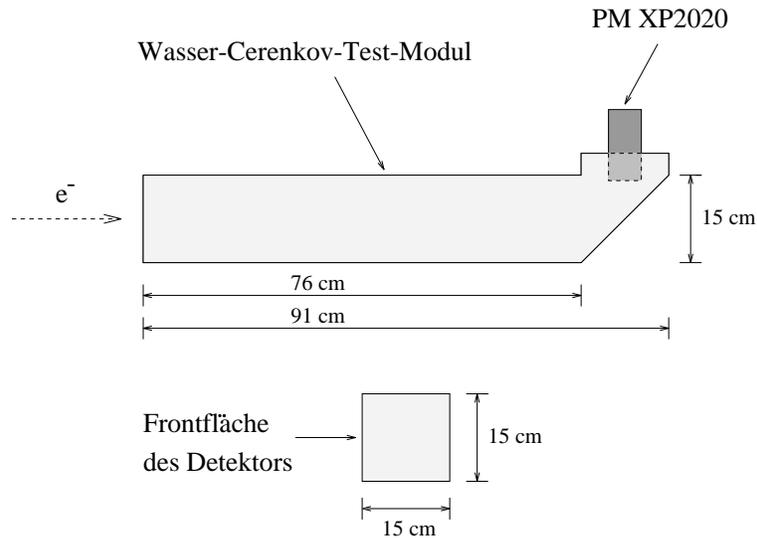


Abbildung 12: *Erstes Luminositätsmonitor-Wasser-Čerenkov-Test-Modul aus Spiegelglas, Maße (15 x 15 x 76) cm. Die Auslese des Čerenkov-Lichtes erfolgte mit Philips XP2020 Photomultipliern.*

In Abbildung 13 (a) ist das Ergebnis der Test-Messung dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt das Spektrum des 180 MeV Einschusses, die gestrichelte den 855 MeV Einschuss. Die Wahl der Einschuss-Energien soll die später den Detektor

treffenden Hauptprozesse simulieren. Die 180 MeV sollen dabei die Energie der Møllerelektronen simulieren ($\bar{E} = 123 \text{ MeV}$), die 855 MeV die Energie der elastisch gestreuten Elektronen ($\bar{E} = 852 \text{ MeV}$) (siehe Kapitel 3.4).

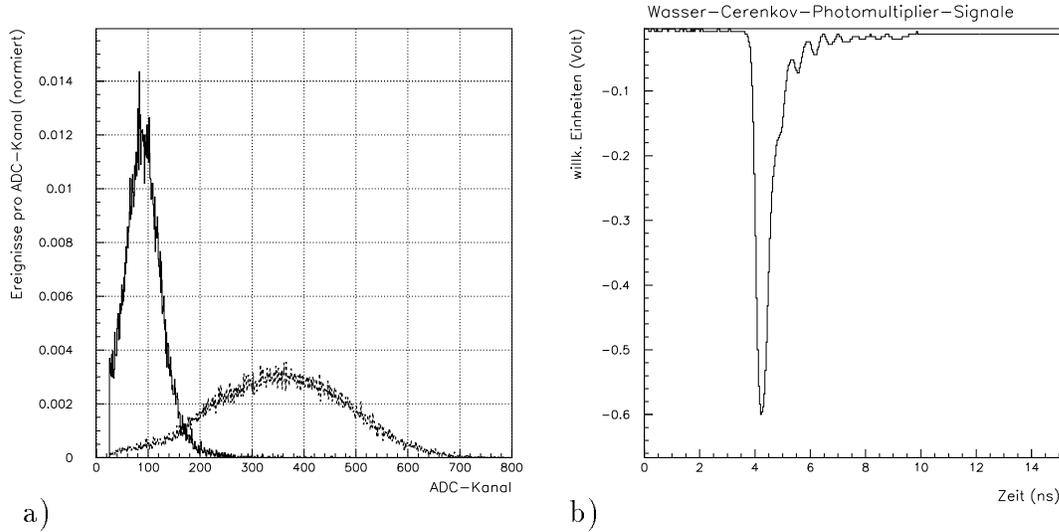


Abbildung 13: a) Erstes Wasser-Čerenkov-Energiespektrum von 180 MeV (durchgezogene Linie) bzw. 855 MeV (gestrichelte Linie) Elektronen aus MAMI. Aufgenommen mit erstem Test-Modul eines Luminositätsmonitor. Die Daten wurden aus Einzelereignisauslese gewonnen. Die Flächen der Spektren sind auf Eins normiert. b) Typisches Wasser-Čerenkov-Photomultiplier-Signal. Es zeigt eine sehr kurze Abklingzeit von wenigen ns. Es wurde ein Philips XP2020 Photomultiplier verwendet.

An dem Ergebnis der Test-Messung kann man erkennen, daß ein Einsatz von Wasser-Čerenkov-Detektoren in unserem Experiment prinzipiell möglich ist. Der Detektor zeigte ein sehr schnelles Antwortverhalten mit Abklingzeiten von wenigen ns. Ein Wasser-Čerenkov-Photomultiplier-Signal ist in Abbildung 13 (b) dargestellt.

Das Spektrum des 180 MeV Einschusses hat sein Maximum bei ADC-Kanal 88.4, das Spektrum des 855 MeV Einschusses bei 351.6 ADC-Kanälen. Als Verhältnis der Lage der Maxima ergibt sich:

$$\frac{\bar{x}(180 \text{ MeV})}{\bar{x}(855 \text{ MeV})} = 0.25$$

Diese starke Verschiebung des Verhältnisses zugunsten der 855 MeV Elektronen ist ungünstig, da der Luminositätsmonitor auf die Møllerelektronen sensitiv sein

soll. Würde man es bei diesem Detektordesign belassen, hätte man eine starke Bevorteilung der elastisch gestreuten Elektronen.

Warum ist das Spektrum der Čerenkov-Photonen aus dem 855 MeV Einschub gegenüber dem 180 MeV Einschub so sehr bevorteilt? Aufschluß darüber erhält man, wenn man Überlegungen zu den Prozessen anstellt, die stattfinden, wenn ein hochenergetisches Teilchen Detektormaterie durchquert [Kle84, PhR94]. Zunächst sei das Maximum der Energiedeposition des longitudinalen Schauerprofils einer elektromagnetischen Kaskade betrachtet. Das Maximum der Energiedeposition des longitudinalen Schauers wird gut beschrieben durch [PhR94]:

$$t_{max} = 1.0 \cdot \left(\ln \frac{E}{E_c} + \frac{1}{2} \right) \cdot X_0, \quad (58)$$

wobei E die Energie des einlaufenden Teilchens und E_c die kritische Energie des Mediums ist (siehe Kapitel 3.5). Berechnet man nun die Lage des Schauermaximums für 180 MeV Elektronen und 855 MeV Elektronen, so erhält man:

$$\begin{aligned} t_{max}(180 \text{ MeV}) &= 0.2 X_0 = 7.2 \text{ cm} \\ t_{max}(855 \text{ MeV}) &= 1.7 X_0 = 61.4 \text{ cm} \end{aligned}$$

Der elektromagnetische Schauer der 180 MeV Elektronen wird also somit fast komplett im Detektor deponiert, während der 855 MeV Schauer erst am Ende des Detektors kurz vor dem Photomultiplier sein Maximum erreicht.

Aufgrund der limitierten Reflexion an den Wänden (aluminiumbedampfte Glasscheiben, Reflexionsvermögen $\sim 90\%$) und der Absorption des Lichtes in Wasser erreichen somit im Mittel von ganz vorne weniger Photonen den Detektor, als diejenigen, die erst am Ende des Detektors und somit kurz vor dem PM produziert werden. Da der 855 MeV Schauer sein Maximum im hinteren Teil des Detektors besitzt und im Maximum des Schauers auch die meisten Čerenkov-Photonen produziert werden, erreicht somit ein Großteil der Čerenkov-Photonen den Photomultiplier. Dies führt zu einer Bevorteilung des 855 MeV Schauers.

Desweiteren produzieren die 855 MeV Elektronen im Mittel mehr Čerenkov-Photonen. Eine GEANT-Simulation [Gea94] ergab, daß der 855 MeV Schauer knapp dreimal so viele Čerenkov-Photonen produziert wie der 180 MeV Schauer. Dies verleiht dem 855 MeV Schauer nochmals mehr Gewicht.

Es liegt also auf der Hand, das Detektordesign so zu optimieren, daß man die Wasserzelle verkürzt, um somit den 180 MeV Schauer stärker hervorzuheben. Es wird angestrebt, ihn so zu optimieren, daß beide Schauer, sowohl der der Møllerstreuung, als auch der der elastischen Streuung in etwa die gleiche Energie im Detektor deponieren.

Die Strategie bei der Optimierung läßt sich folgendermaßen zusammenfassen: Die Energieauflösung und die im Detektor deponierte Energie für Møllerelektronen sollte bei gleichzeitiger Unterdrückung der deponierten Energie von elastisch am Wasserstoff gestreuten Elektronen optimiert werden. Dabei wurde die mittlere Energie der Møllerelektronen von 123 MeV im Winkelbereich $4^\circ < \theta < 6^\circ$ und 852 MeV für die elastische Streuung (siehe Kapitel 3.4.4) eingesetzt. Das Gütekriterium („figure of merit“ = FOM) setzt sich dabei aus drei Teilen zusammen, die jeweils den 123 MeV Schauer bevorzugen sollen.

$$FOM = \frac{\bar{E}(123\text{MeV})}{\bar{E}(852\text{MeV})} \cdot \bar{E}(123\text{MeV}) \cdot \frac{E_{RMS}(123\text{MeV})}{\bar{E}(123\text{MeV})} \quad (59)$$

Hierbei ist $E_{RMS}(123\text{ MeV})$ die mittlere quadratische Abweichung von der mittleren im Detektor deponierten Energie $\bar{E}(123\text{ MeV})$. Das Antwortverhalten für møllergestrene Elektronen (123 MeV) soll gegenüber den elastisch am Wasserstoff gestreuten Elektronen bevorzugt und optimiert werden. Dem trägt der erste Term in (59) Rechnung (Abbildung 14 (a)). Allerdings reicht dies als Gütekriterium nicht aus. In Abbildung 14 (b) ist die im Mittel von Møllerelektronen im Detektor deponierte Energie in Abhängigkeit von der Detektorlänge dargestellt. Man erkennt, daß für einen sehr kurzen Detektor das Verhältnis gegen Eins strebt, gleichzeitig wird aber die in Čerenkov-Licht umsetzbare deponierte Energie verringert. Dem trägt der Faktor $\bar{E}(123\text{ MeV})$ in (59) Rechnung. Zusätzlich ist es wünschenswert, die Energieauflösung für Møllerelektronen, die durch Leakage des Schauers verschlechtert wird, zu optimieren. Dem trägt der dritte Faktor in (59) (Abbildung 14 (c)) Rechnung. In Abbildung 14 (d) ist schließlich die „FOM“ dargestellt. Wie man an Abbildung 14 (d) sieht, hat der optimierte Luminositätsmonitor eine Länge von $\sim 32\text{ cm}$. Bei der Bestimmung der Breite des Detektors mußte ein Kompromiß zwischen den geometrischen Zwängen in der A4-Streukammer und einer GEANT-Simulation gemacht werden. Die Breite wurde hierbei auf $\sim 3.5\text{ cm}$ festgelegt. Aufgrund der begrenzten Platzkapazität war ein breiteres Detektormodul nicht realisierbar.

Mit Hilfe von GEANT wurde das Verhältnis der mittleren Energiedepositionen im Detektor $\bar{E}(123\text{ MeV})/\bar{E}(852\text{ MeV})$ auf ~ 0.7 verbessert. Eine weitere Verbesserung des Verhältnisses erscheint nicht sinnvoll, weil sich ansonsten kein elektromagnetischer Schauer im Detektor mehr ausbilden kann. Man hat dann im wesentlichen nur noch den Energieverlust durch Ionisation von hochenergetischen Teilchen.

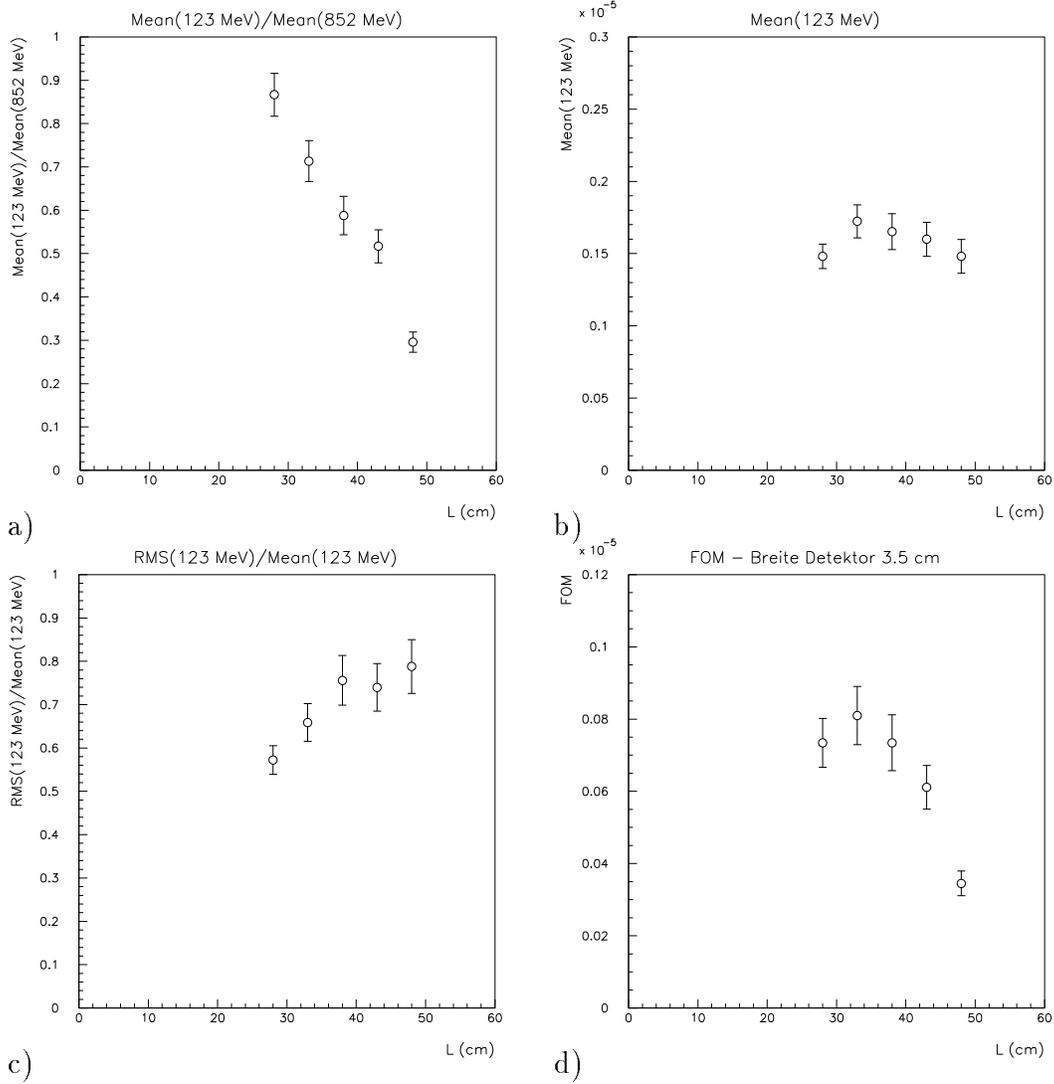


Abbildung 14: a) Verhältnis der mittleren Energiedepositionen im Detektor $\bar{E}(123 \text{ MeV}) / \bar{E}(852 \text{ MeV})$. b) Mittlere deponierte Energie $\bar{E}(123 \text{ MeV})$ der Möllerelektronen. c) Energieauflösung $E_{\text{RMS}}(123 \text{ MeV}) / \bar{E}(123 \text{ MeV})$. d) Statistischer Gütefaktor „FOM“ für eine Elektronenenergie von 123 MeV. Jeweils aufgetragen gegen die Detektorlänge L in cm.

4.2 Simulation des erwarteten Antwortverhaltens des Prototypen

Mit Hilfe des Programmpaketes GEANT [Gea94] von der CERN Software Library wurde das Antwortverhalten des Prototypen des Luminositätsmonitors in Simulationen studiert. Seit der Version 3.21 ist GEANT in der Lage, auch die Produktion von Čerenkov-Licht zu simulieren. Es wurde hierbei mit realistischer Geometrie und realistischen Parametern gearbeitet. Verwendet wurden Module aus Edelstahl mit einer Spiegelzelle aus Glas mit optisch dichter Goldbedampfung (siehe auch Kapitel 5.1). Hierzu wurden die Reflektionseigenschaften von der Goldspiegelzelle, die Absorptionslänge von Wasser [APH72] und die Quanteneffizienz des Photomultipliers Philips XP2020/Q in die Simulation (siehe auch Anhang B) miteingebracht. Die Parameter aus diesen Simulationen sind in Abbildung 15 abgebildet.

Simuliert wurde das Antwortverhalten und die Produktion von Čerenkov-Licht bei direktem Einschuß von 123 MeV und 852 MeV Elektronen in ein Modul des Luminositätsmonitors und anschließend bei dem realistischen Versuchsaufbau in der A4-Streukammer mit ℓH_2 -Target und vier Modulen. Ausmaße und Materialwahl für die Simulation sind identisch denen des Experiments.

4.2.1 Antwortverhalten bei direktem Einschuß

Es wurde das Antwortverhalten eines Detektormoduls bei monoenergetischem Einschuß von 123 MeV Elektronen (\bar{E} Møllerstreuung im Winkelbereich des Detektors) und 852 MeV Elektronen (\bar{E} elastische Streuung im Winkelbereich des Detektors) simuliert. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 16 dargestellt. Die Spektren sind Čerenkov-Summenspektren, d.h. die Energie der pro Ereignis erzeugten Čerenkov-Photonen (im Mittel ~ 220 Photonen bei 123 MeV Elektronen und ~ 580 Photonen bei 852 MeV Elektronen) wurde aufsummiert und danach in ein Histogramm eingetragen.

Man sieht, daß diese Spektren einen anderen Verlauf aufweisen, als die der Messung mit dem Test-Modul (siehe Kapitel 4.1). Der Grund liegt im begrenzten Reflektionsverhalten der goldbedampften Spiegelzelle. Wie man sieht, ist die Reflektion von Gold im sensitiven Bereich des Photomultipliers nicht ideal im Vergleich zu einer Aluminiumspiegelzelle (Reflektionsvermögen $\sim 90\%$ im gesamten sensitiven Bereich des Photomultipliers). Dies hat zur Folge, daß die Čerenkov-Photonen nach wenigen Reflektionen an den Wänden absorbiert werden. Dadurch erreichen aus dem Eintrittsbereich des Detektors kaum Čerenkov-Photonen mit einer Wellenlänge von $\lambda < 500$ nm den Photomultiplier.

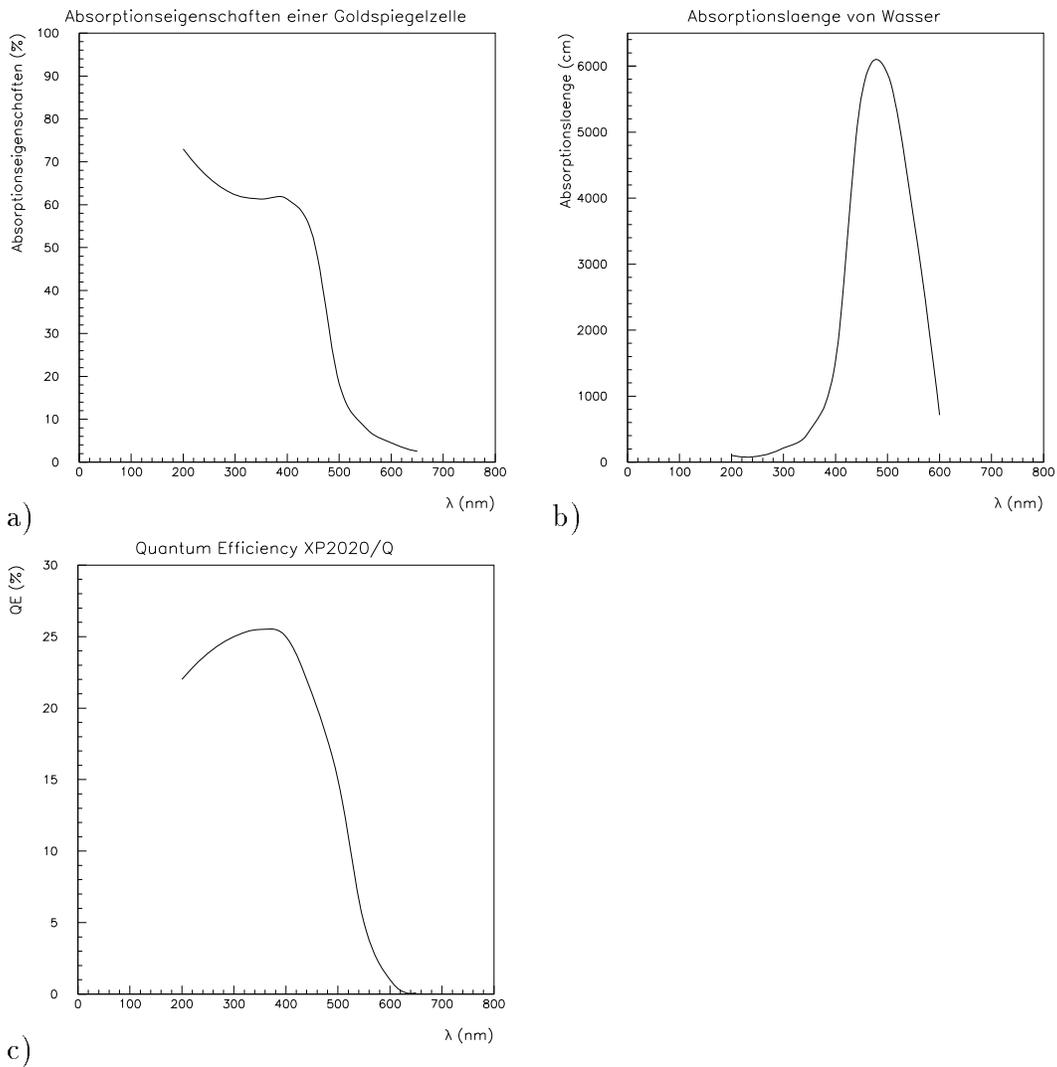


Abbildung 15: a) Absorptionseigenschaften von Gold in % gegen die Wellenlänge λ der Photonen. b) Absorptionslänge von Wasser in cm gegen die Wellenlänge λ der Photonen. Jeweils aufgetragen im sensitiven Bereich des verwendeten Photomultipliers Philips XP2020/Q. c) Quanteneffizienz des Photomultipliers Philips XP2020/Q gegen die Wellenlänge λ der Photonen.

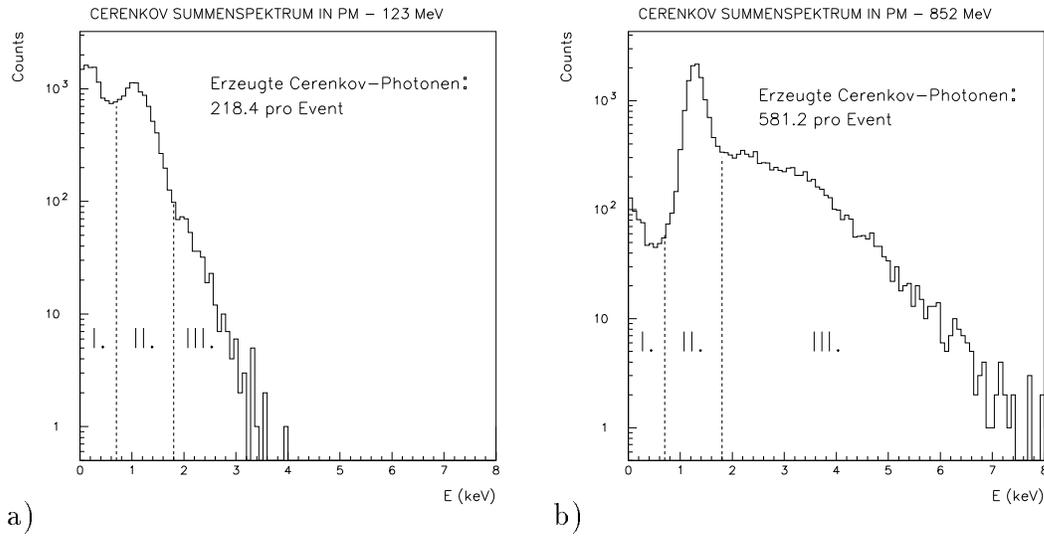


Abbildung 16: a) *Simuliertes Čerenkov-Spektrum bei direktem Einschluß von 123 MeV Elektronen.* b) *Simuliertes Čerenkov-Spektrum bei direktem Einschluß von 852 MeV Elektronen.* Die Spektren sind Čerenkov-Summenspektren, d.h. die Energie der pro Ereignis erzeugten Čerenkov-Photonen wurden aufsummiert und diese Summenenergie dann histogrammiert.

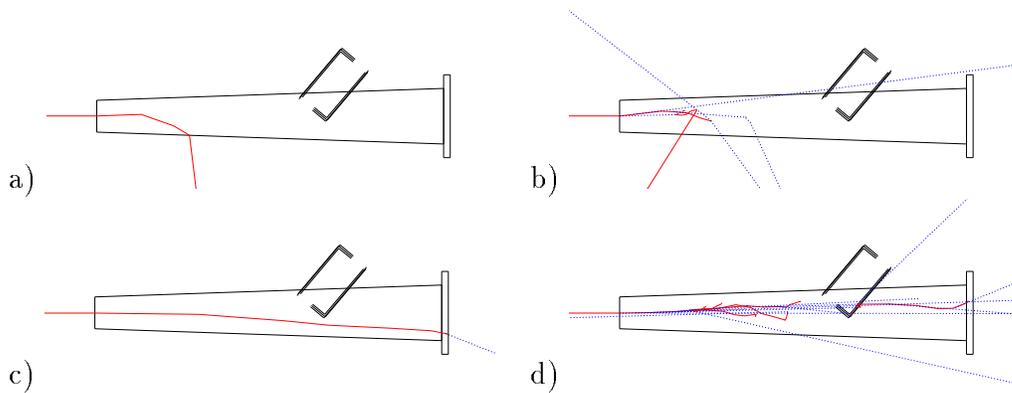


Abbildung 17: *Einschlußbilder mit dem Prototypen des Luminositätsmonitors aus einer GEANT-Simulation.* Eine genaue Erklärung der Bilder befindet sich im Text. a) *Das geladene Teilchen verläßt den Detektor nach einer Streureaktion im vorderen Bereich ohne aufzuschauern.* b) *Es bildet sich ein Schauer in etwa der Detektormitte aus.* c) *Die geladenen Teilchen passieren den Photomultiplier ohne aufzuschauern.* d) *Der elektromagnetische Schauer bildet sich direkt vor dem Multiplier aus und schauert in viele Sekundärteilchen auf.*

Die Spektren bestehen aus drei Teilen:

Ein Ausläufer zu sehr kleinen Energien $E < 0.7 \text{ keV}$, ein Maximum des Spektrums bei einer Energie von $\sim 0.7 - 1.8 \text{ keV}$ und einem langen Schwanz des Spektrums bei Energien $E > 1.8 \text{ keV}$. Erklären kann man die drei Teile des Spektrums folgendermaßen:

I.)

Der elektromagnetische Schauer kann sich zum einen direkt nach Eintritt in dem Detektor ausbilden oder zum anderen auch nach einer Streureaktion im vorderen Bereich den Detektor verlassen (Abbildung 17 (a)). Es erreichen somit nur wenige Čerenkov-Photonen den Photomultiplier, die Summe der Energien liegt in Bereich I. ($E < 0.7 \text{ keV}$).

II.)

Wenn sich der Schauer in der Mitte des Detektors ausbildet oder gar das primäre Elektron den Photomultiplier ohne Schauerbildung passiert (Abbildung 17 (b & c)), erreichen viele Čerenkov-Photonen den Photomultiplier, entweder die aus der Schauerentwicklung, für die die Reflektion an der Spiegelzelle nun ausreichend ist, um den Photomultiplier zu erreichen, oder die Photonen, die direkt in den Photomultiplier eintreten. Dies ist Bereich II. ($E \sim 0.7 - 1.8 \text{ keV}$).

III.)

Falls der Strahl direkt vor dem Photomultiplier aufschauert (Abbildung 17 (d)), entstehen dort die meisten Čerenkov-Photonen und gelangen direkt in den Photomultiplier. Der Photomultiplier sieht in diesem Fall am meisten Licht und dies ergibt dann Teil III. ($E > 1.8 \text{ keV}$) im Spektrum.

Einen weiteren wesentlichen Grund für die Ausbildung der Spektren in Abbildung 16 erkennt man ebenfalls aus Abbildung 17. Es handelt sich um die Zahl der Sekundärteilchen im elektromagnetischen Schauer, die das primäre Elektron produziert, also die Multiplizität des Schauers. So wird das Elektron aus Abbildung 17 (a) aus dem Detektor gestreut, ohne einen elektromagnetischen Schauer zu produzieren, während das Elektron aus Abbildung 17 (d) in viele Sekundärteilchen aufschauert. Dadurch werden in (d) mehr Čerenkov-Photonen im Detektorvolumen produziert als in (a).

Wie man an Abbildung 16 erkennt, ist bei dem 123 MeV Schauer die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten von Teil I. oder II. am größten. Es bilden sich Maxima der Verteilung in Bereich I. und II. aus. Bei dem 852 MeV Schauer besitzen die Teile II. und III. die größte Wahrscheinlichkeit (siehe hierzu auch Kapitel 4.1, Lage der Schauermaxima). Es bildet sich ein deutliches Maxima in Bereich II. aus.

Im Mittel werden pro Ereignis 218 Čerenkov-Photonen bei 123 MeV Einschußenergie erzeugt und 581 Čerenkov-Photonen bei 852 MeV Einschußenergie. Also erzeugt der 852 MeV Schauer ~ 2.7 mal mehr Čerenkov-Photonen. Die Maxima

der Spektren aus Teil II. liegen im Falle des 123 MeV Einschusses bei 1.29 keV und bei 852 MeV Einschuß bei 1.61 keV. Dies ergibt ein Verhältnis von 0.8 zwischen beiden und bestätigt somit die Simulationen zur Optimierung des Detektordesigns in Kapitel 4.1.

4.2.2 Antwortverhalten mit Target

Zur Überprüfung, ob ein Wasser-Čerenkov-Detektor bei dem gegebenen Versuchsaufbau die nötige statistische Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ liefert, wurde der Versuchsaufbau noch einmal mit Target, also unter realen Versuchsbedingungen, auf sein Antwortverhalten in Simulationen untersucht.

In Abbildung 18 (a) ist der simulierte Energieverlust des elektromagnetischen Schauers in der Wasser-Zelle des Luminositätsmonitors zu sehen. Man kann auch dieses Spektrum wieder in mehrere Teile untergliedern. Zum einen erkennt man einen „niederenergetischen“ Teil mit Energien < 42 MeV und zum anderen einen „hochenergetischen“ Teil mit Energien > 42 MeV.

Der „hochenergetische“ Teil kann eindeutig mit der Energiedeposition der elastisch gestreuten Elektronen und der Møllerelektronen identifiziert werden. Der „niederenergetische“ ist das Ergebnis von Vielfachstreuungen, für dessen Hauptteil die Møller-Mott-Streuung verantwortlich ist. [Hei95] berechnete in seiner Dissertation das Spektrum einer Møller-Mott-Streuung, auf das an dieser Stelle verwiesen sei. Elektronen mit einer Energie von bis zu 40 MeV werden in einem 20 cm dicken Polyethylenabsorber vollständig gestoppt [Hei95].

Die Asymmetrie der Møller-Mott-Streuung ist vernachlässigbar klein, denn die Helizität des Elektrons bleibt erhalten; es findet keine Spinumklappung von links- und rechtshändig polarisierten Elektronen statt [Bjo64]. Nur der Anteil, der nach der Streuung transversal polarisiert wäre, könnte einen nennenswerten Beitrag zur Asymmetrie liefern.

Zählt man die Einträge im Spektrum, so erhält man für den Teil aus der Møller-Mott-Streuung 19548 Ereignisse, für den Teil der Møller- und elastischen Streuung 7815 Ereignisse. Das Verhältnis zwischen den beiden Teilen beträgt ~ 0.4 . Der Teil des Spektrums aus der Møller-Mott-Streuung nimmt einen Großteil der Fläche des Spektrums ein.

Das Čerenkov-Summenspektrum, das von der in der Wasser-Zelle deponierten Energie herrührt, ist in Abbildung 18 (b) dargestellt. Wieder wurde hier die Energie aller pro Ereignis erzeugten Čerenkov-Photonen aufaddiert und histogrammiert. Es zeigt wieder den in Kapitel 4.2.1 bereits beschriebenen Verlauf, das Spektrum kann wieder in drei Teile aufgespalten werden: Ein Ausläufer zu sehr kleinen Energien $E < 0.7$ keV, ein Maximum des Spektrum bei einer Energie von $\sim 0.7 - 1.8$ keV und einem langen Schwanz des Spektrums bei Energien $E > 1.8$ keV.

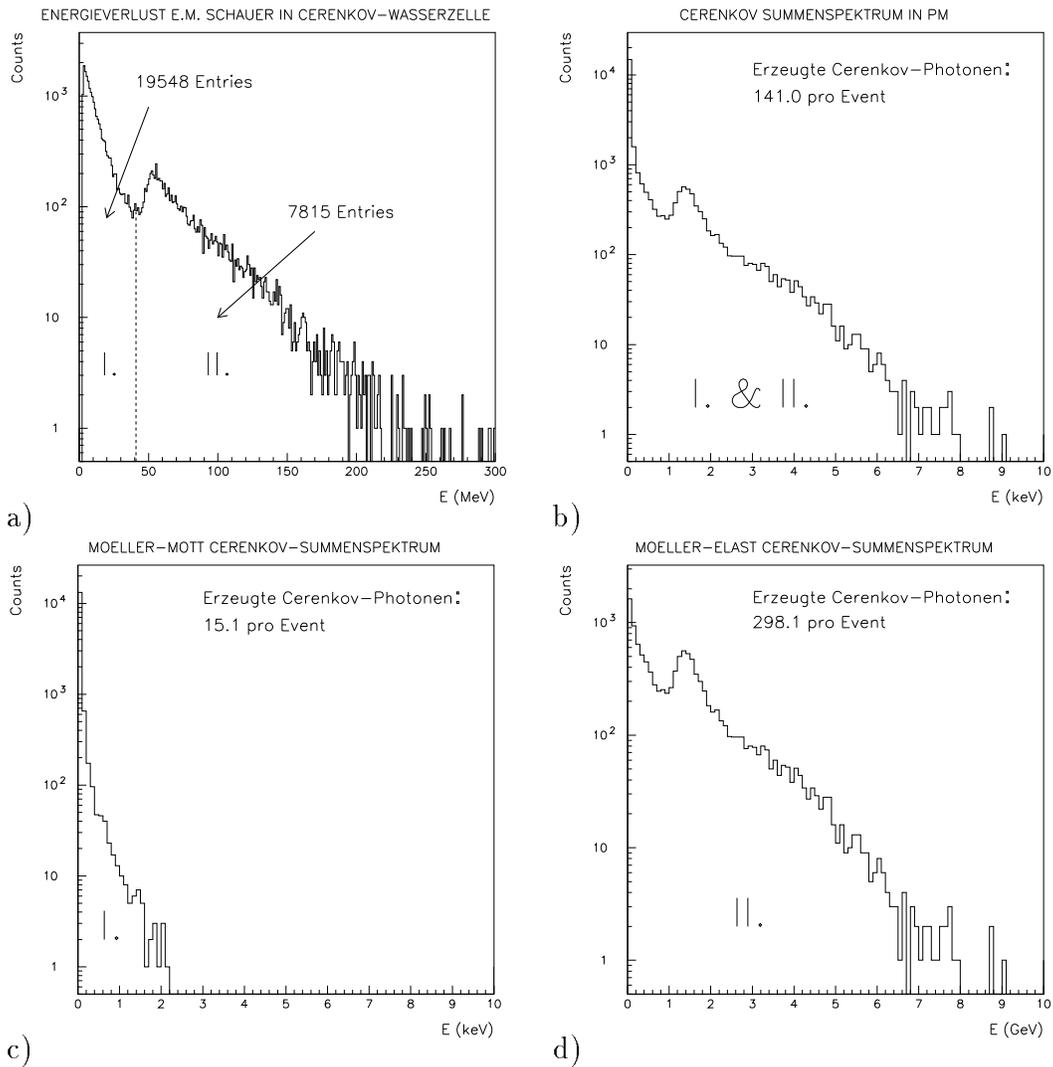


Abbildung 18: a) Energieverlust des elektromagnetischen Schauers in der Wasserzelle des Luminositätsmonitors. b) Čerenkov-Summenspektrum im Photomultiplier. c) Møller-Mott Summenspektrum im Photomultiplier. d) Summenspektrum der Møller- und elastischen Streuung Summenspektrum im Photomultiplier. Der Schnitt in den beiden unteren Bildern wurde, wie in Bild (a) angedeutet, bei 42 MeV gemacht. Bei Čerenkov-Summenspektren wurde die Energie der erzeugten Čerenkov-Photonen pro Ereignis aufsummiert und die Summe der Energie in ein Histogramm eingetragen.

Mit Target werden pro Ereignis 141 Čerenkov-Photonen erzeugt. Der Peak des Spektrums liegt bei den Simulationen mit Target bei einer Energie von 1.41 keV, in dem Bereich also, der bereits bei den Simulationen mit monoenergetischem Strahl vorhergesagt wurde.

Interessant ist es nun zu fragen, wieviele Čerenkov-Photonen von den Møller-Mott Ereignissen und wieviele von den Ereignissen aus Møller- und elastischer Streuung stammen. Hierzu wurde in Abbildung 18 (a) ein Schnitt in der Energie bei $E = 42$ MeV gemacht. Die Ergebnisse dieses Energieschnittes sind in Abbildung 18 (c & d) dargestellt. (c) zeigt das Čerenkov-Summenspektrum der Møller-Mott Ereignisse, (d) die der Ereignisse aus Møller- und elastischer Streuung. Man sieht eindeutig, daß die Ereignisse aus der Møller- und elastischen Streuung dominieren, sie produzieren mit 298 Čerenkov-Photonen pro Ereignis etwa 20 mal soviel, wie die aus der Møller-Mott-Streuung mit 15 Čerenkov-Photonen pro Ereignis. Das Spektrum aus der Møller- und elastischen Streuung hat ein Maximum bei einer Energie von 1.4 keV.

An dieser Stelle sei überprüft, ob man mit diesem Aufbau eine statistische Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ pro ms erreichen kann. Hierzu sei für die Rate nur die Møllerstreuung und die elastische Streuung betrachtet, die experimentelle Rate wird aufgrund der Untergrundereignisse größer sein. Die gesamt Teilchenrate, die auf den Detektor trifft, beträgt ~ 490 MHz, pro Ereignis werden 141 Čerenkov-Photonen erzeugt. Dies ergibt eine Čerenkov-Photonenrate im Photomultiplier von 69.1 GHz, bei realer Quanteneffizienz des Photomultipliers. Pro ms werden $69.1 \cdot 10^6$ Photonen detektiert. Man erhält einen statistischen Fehler eines Moduls von $1.2 \cdot 10^{-4}$ und liegt somit im geforderten Bereich.

In einer weiteren Simulation wurden 20 cm Polyethylenabsorber vor die vier Detektormodulen gesetzt, es wird der niederenergetische Teil des Møller-Mott-Spektrums abgeschirmt, Hierdurch wird das Verhältnis zwischen dem Møller-Mott-Spektrum und dem Spektrum der Møller- und elastischen Streuung verbessert. Ohne Absorber betrug das Verhältnis wie oben berechnet ~ 0.4 . Die Spektren der Simulation mit Polyethylenabsorber zeigen im Vergleich einen identischen Verlauf zu denen ohne Absorber. Das Čerenkov-Summenspektrum hat wiederum ein Maximum bei 1.4 keV. Allerdings wird das Møller-Mott-Spektrum gegenüber dem der Møller- und elastischen Streuung etwas unterdrückt. Das Verhältnis zwischen den beiden Flächen der Spektren verbessert sich auf 0.5.

Stärker fällt der Polyethylenabsorber ins Gewicht, wenn man wieder einen Schnitt bei einer Energie von 42 MeV macht. Hier werden nun 37.1 Čerenkov-Photonen aus dem Møller-Mott-Spektrum erzeugt und 302.1 Čerenkov-Photonen aus dem Spektrum der Møller- und elastischen Streuung. Betrachtet man das Čerenkov-Summenspektrum ohne Schnitt, so werden 205 Čerenkov-Photonen pro Ereignis generiert, also verbessert sich die Zahl der in der Summe der erzeugten Čerenkov-Photonen um einen Faktor 1.45.

Elektronen, die Produkt einer Vielfachstreuung sind und Energien < 40 MeV besitzen, in den Polyethylenabsorbern gestoppt. Der Rest des „niederenergetischen“ Anteils, der übrig bleibt, läßt sich als Rückstreuung an den Streukammerwänden und an den anderen Modulen deuten.

Eine Installation eines 20 cm Polyethylenabsorbers vor dem Luminositätsmonitor während der Datennahme des Experiments erscheint ratsam.

4.3 Strahlenbelastung

Durch die große Zahl von Teilchen, die ihre Energie im Detektor deponieren, könnten im Detektor Strahlenschäden auftreten. Eine obere Grenze für die Strahlenbelastung S erhalten wir, wenn wir annehmen, daß die Energie eines Treffers vollständig innerhalb einer Strahlungslänge deponiert wird.

Ein Detektorelement bedeckt einen Raumwinkel von $1.06 \cdot 10^{-4}$ sr. Das Produkt $N \cdot \bar{E}$ gibt die gesamte Energiedeposition im Detektor an. Weiterhin ist die Dichte von Wasser 1 g/cm^3 und die Strahlungslänge X_0 von H_2O 36.1 cm . Der Abstand zum Target beträgt 100 cm .

Die Rate der Møllerstreuung in diesem Raumwinkelbereich ist 476 MHz , ihre mittlere Energie beträgt 123 MeV . Die Rate der elastischen Streuung beträgt 14 MHz bei einer mittleren Energie von 852 MeV . Aus diesen Zahlenwerten erhält man für S (während der gesamten Dauer des Experiments von etwa 700 Stunden):

$$S[\text{krad}] = \frac{N \cdot \bar{E}[\text{MeV}]}{X_0[\text{cm}] \cdot A[\text{cm}^2] \cdot \rho[\text{g/cm}^3] \cdot 6.24 \cdot 10^{10}[\text{MeV/kg}]} \quad (60)$$

$$\begin{aligned} S_{Møller} &= 63 \text{ Mrad} \\ S_{Elast.} &= 12.6 \text{ Mrad} \end{aligned}$$

Diese hohe Strahlenbelastung stellt extreme Ansprüche an das Detektormaterial (vor allen Dingen an die Eintrittsfenster der Photomultiplier und die Dynoden des Spannungsteilers), welches in der Summe bis zu 75 Mrad aushalten muß.

5 Experimenteller Aufbau

Die in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Vorstudien führten zum Bau des Prototypen eines Luminositätsmonitors, der in diesem Kapitel 5.1 vorgestellt werden soll. In Kapitel 5.2 soll der in den Testmessungen verwendete experimentelle Aufbau und die Elektronik näher erläutert werden.

5.1 Der Prototyp des Luminositätsmonitors

Abbildung 19 zeigt den Detektorbehälter mit Spiegelzelle und Photomultiplier. Das eigentliche Detektorvolumen bildet ein Edelstahlbehälter, in den das Wasser eingefüllt wird. Der Detektor hat ein Volumen von $\sim 2\ell$. Es wurde Edelstahl verwendet, weil dieser eine große Widerstandsfähigkeit gegenüber VE-Wasser besitzt, das durch die ionisierende Strahlung chemisch sehr aggressiv wird. Der Detektor selbst hat die Form eines Pyramidenstumpfes. Er ist vom Eintrittsfenster bis zum Endflansch 520 mm lang. Am Eintrittsfenster hat er die Maße (44 x 44) mm und am Endflansch (80 x 80) mm. Aus Gründen der Strahlenfestigkeit wurde der Endflansch mit Helicoflex abgedichtet und auf den Einsatz von Gummi-O-Ringen verzichtet.

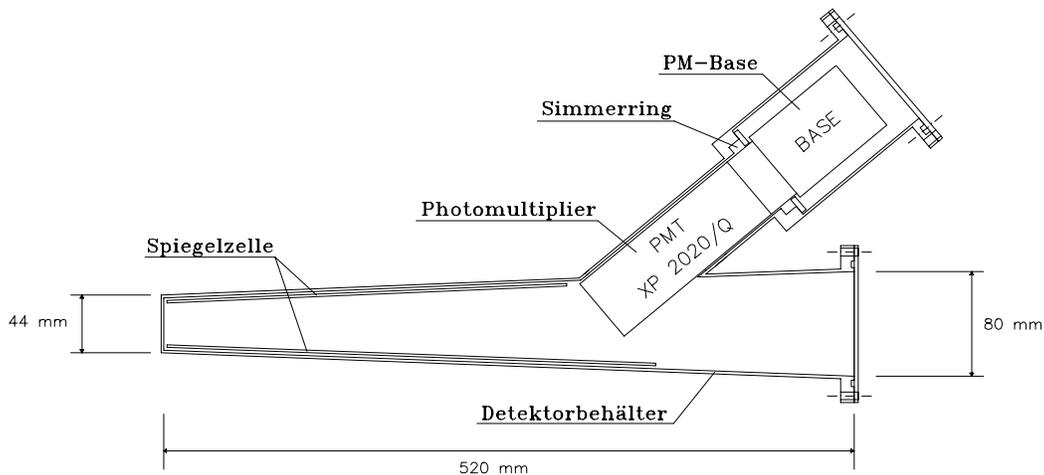


Abbildung 19: *Prototyp des Luminositätsmonitors.* Zu sehen ist der 520 mm lange wassergefüllte Detektorbehälter mit der Spiegelzelle (Länge ~ 370 mm) und der Photomultiplier-Halter. Der Photomultiplier taucht bei ~ 300 mm direkt in das Wasservolumen ein. Die gestreuten Elektronen treten von links in den Detektor ein.

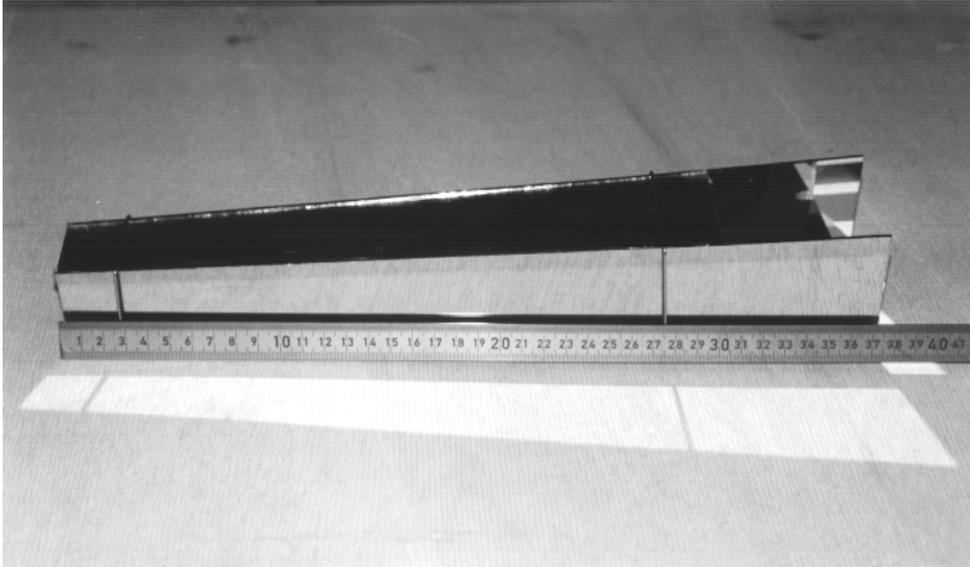


Abbildung 20: *Spiegelzelle des Luminositätsmonitors, Pyramidenstumpf aus Glas mit Goldbedampfung und MgF_2 -Schutzschicht, 37 cm lang. Oben rechts ist die Aussparung für den Photomultiplier zu sehen*

In das Detektorvolumen wird eine Spiegelzelle eingebracht, um die Reflexion an den Wänden zu verbessern. Die Länge der Spiegelzelle beträgt 370 mm, wobei an der Oberseite eine Öffnung für den Photomultiplier ausgespart ist (Abbildung 20).

Die für die Ausbreitung des Lichtes nutzbare Zelle hat im Eintrittsbereich die Maße (35 x 35) mm und am Photomultiplier (62 x 62) mm. Als Spiegelzelle wurden goldbeschichtete Glasscheiben und mit Aluminium bedampfte Mylarfolien getestet. Beide Bedampfungen wurden zusätzlich mit dem sehr strahlenfesten MgF_2 (bis zu 10 Mrad [Rad92]) gegen das Wasser geschützt. Zusätzlich soll die MgF_2 -Schutzschicht die mechanische Festigkeit der Metallbedampfungen erhöhen.

Der Photomultiplier befindet sich in einem an das Detektorvolumen angeschweißten Zylinder mit einem Durchmesser von 55 mm und taucht mit seinem Fenster direkt in das Wasser ein. Zur Auslese des Čerenkov-Lichtes wurden Photomultiplier XP2020/Q von Philips mit dem dazugehörigen Spannungsteiler VD 124/K Typ C verwendet. Die Eigenschaften dieser beiden Komponenten werden im Anhang B näher beschrieben. In den Messungen wurde der Photomultiplier XP2020/Q eingesetzt, dessen Quarzfenster eine wesentlich höhere Strahlenfestigkeit besitzt, als Photomultiplier-Fenster aus Borosilikat.

Ein Simmerring dichtet den Photomultiplier ab und trennt das Wasservolumen vom Luftvolumen, in dem der Spannungsteiler sitzt. Ein abnehmbarer Zylinderdeckel erlaubt den Zugriff auf den Spannungsteiler und ist ebenfalls mit Helicoflex gedichtet. Der gesamte Aufbau zur Halterung des Photomultipliers hat eine Länge

von ~ 200 mm.

Die Haltekonstruktion des Photomultipliers ist in einem Winkel von 40° (\sim Čerenkov-Winkel) angebracht, dies verbessert die Lichtausbeute [Beh81].

Der Photomultiplier wird 300 mm hinter dem Eintrittsfenster in das Detektorvolumen eingebracht. Die für die Ausbildung von Čerenkov-Licht nutzbare Detektorlänge beträgt 300 mm und entspricht damit der optimierten Länge aus Kapitel 4.1.

Der Detektor muß so materialarm wie möglich gehalten werden, um die Rückstreuungen auf das Kalorimeter des A4-Experiments zu minimieren. Die Edelstahlbleche, die für den Detektor verwendet wurden, haben eine Dicke von 2 mm. Die Flansche mußten etwas dicker sein (4 mm), um die nötige Verpressung der Dichtungen zu gewährleisten.

Die Wärmeentwicklung aufgrund der Energiedeposition der gestreuten Elektronen im Detektorvolumen wird etwa 0.2 Watt betragen. Durch Wärmestrahlung könnte eine Wärmeleistung von maximal 5.6 Watt abgeführt werden [Won77]. Auf eine Kühlung des Detektorvolumens kann also verzichtet werden.

Wegen der baulichen Gegebenheiten in der A4-Halle wurde der Luminositätsmonitor in der Streukammer getestet. Im Paritätsexperiment wird er weiter strahlabwärts eingesetzt werden, um die Rückstreuung auf das Kalorimeter so klein wie möglich zu halten.

Die Positionierung des Luminositätsmonitors in der Streukammer ist in Abbildung 21 dargestellt. Die Streukammer hat eine Länge von 188 cm und einen Durchmesser von 80 cm. Der Luminositätsmonitor befindet sich im hinteren Teil der Streukammer, die Eintrittsfenster sind ~ 1 m vom Target entfernt.

Es wurden vier Module gebaut, die symmetrisch um die Strahlachse angeordnet sind (Abbildung 22). Der Strahl kommt dabei in Abbildung 21 von links. Die Modulachsen befinden sich unter einem Streuwinkel von 5° vom Target. Nicht eingezeichnet sind die Photomultiplierhalter, die viel Platz einnehmen. Diese reichen bis fast an die Streukammerwand heran und limitierten die Ausdehnung des Monitors. Die vier Module sind in einer um die Strahlachse symmetrischen Halterung angebracht. Die symmetrische Anordnung ist notwendig, um mit der Umschaltung der Strahlpolarisation korrelierte Strahllageänderungen detektieren und korrigieren zu können. Außerdem können mit der Strahllageänderung korrelierte falsche Asymmetrien durch Rückstreuung auf das Kalorimeter auftreten, wenn der Luminositätsmonitor asymmetrisch aufgebaut ist.

Ebenfalls abgebildet ist das Kalorimeter aus PbF_2 -Kristallen (siehe Abbildung 21) und 20 cm Polyethylen-Absorber [Hei95, Gri96]. Das Kalorimeter befindet sich unter einem Streuwinkel von $(35 \pm 5)^\circ$.

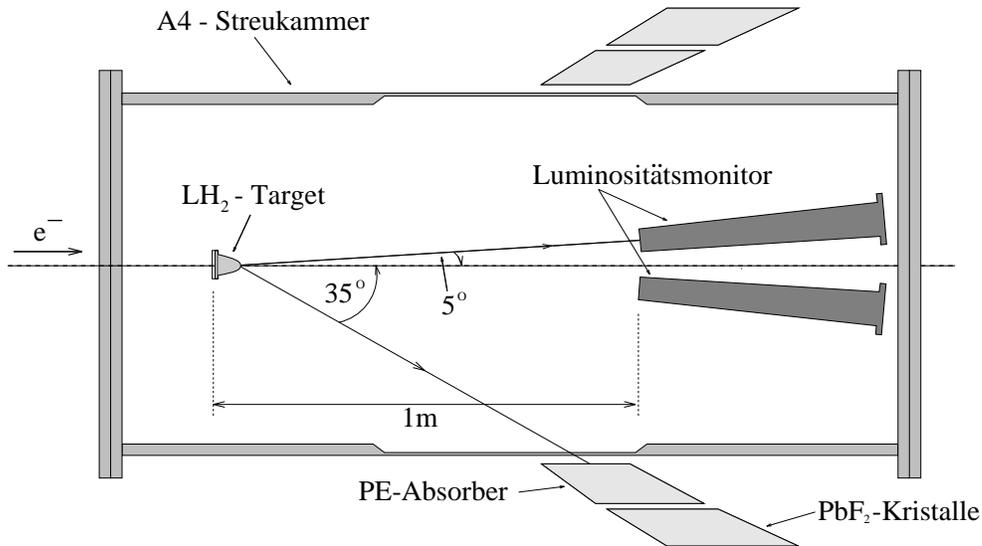


Abbildung 21: Schnitt durch A_4 -Streukammer. Der Elektronenstrahl tritt von links in LH_2 -Target ein. Zu sehen ist oberes und unteres Detektormodul (nicht eingezeichnet sind die Photomultiplier-Halter). Die Mitte des Eintrittsfensters des Monitors befindet sich unter einem Streuwinkel von 5° . Ebenso eingezeichnet sind die PbF_2 -Kristalle des Kalorimeters unter $(35 \pm 5)^\circ$ mit 20 cm Polyethylenabsorber.

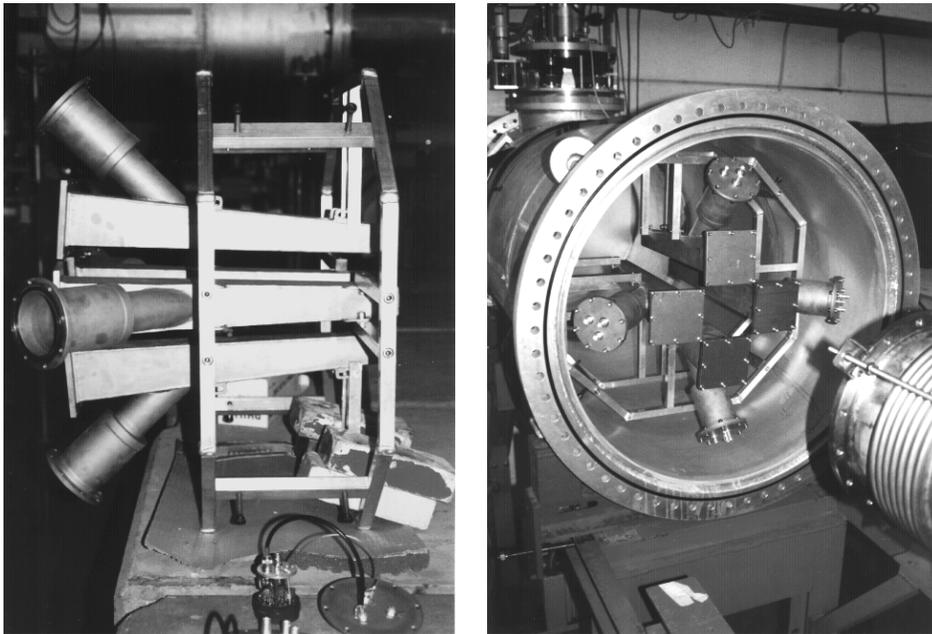


Abbildung 22: Links: Seitenansicht auf vier Module des Luminositätsmonitors mit Trägerrahmen. Rechts: Eingebauter Luminositätsmonitor in Streukammer.

5.2 Aufbau und Elektronik

In Abbildung 24 ist der experimentelle Aufbau mit Streukammer, Luminositätsmonitor und zugehöriger Ausleseelektronik zu sehen.

Die vier Module des Luminositätsmonitors wurden, wie in der ersten Testmessung, mit destilliertem Wasser gefüllt. Die Bestückung der vier Module mit Spiegelzellen erfolgte mit den zwei Goldspiegelzellen und zwei aluminiumbedampften Mylarfolien. Weiterhin wurde eine Testmessung ohne Spiegelzelle gemacht, also nur mit den Edelstahlwänden des Luminositätsmonitormoduls.

Die Messungen an MAMI erfolgten mit unpolarisiertem Elektronenstrahl. Die Signale des Monitors wurden über 1 ms aufintegriert und in den darauffolgenden $12\ \mu\text{s}$ die Daten in einem ADC konvertiert und abgespeichert.

In den Testmessungen wurden sogenannte Makropulse verwendet. Die Makropulse hatten eine Länge von 50 ms. Zur Synchronisierung der Elektronik wurde ein Signal vom Beschleuniger (MAMI-Trigger) verwendet, welches $400\ \mu\text{s}$ vor den Elektronen vorlag. Aufgrund des speziellen Aufbaus des Integrators war es möglich, aus den Makropulsen 1 ms Zeitfenster zu beliebiger Zeit innerhalb des Makropulses zu untersuchen.

Die Digitalisierung des Integratorsignals erfolgte mit einem 16 Bit ADC; dieser ADC verwendet das Verfahren der sukzessiven Approximation und besitzt eine SAMPLE & HOLD Stufe. Testmessungen mit einer stabilen Spannungsquelle zeigten, daß die Auflösung der Elektronik mindestens 14 Bit beträgt.

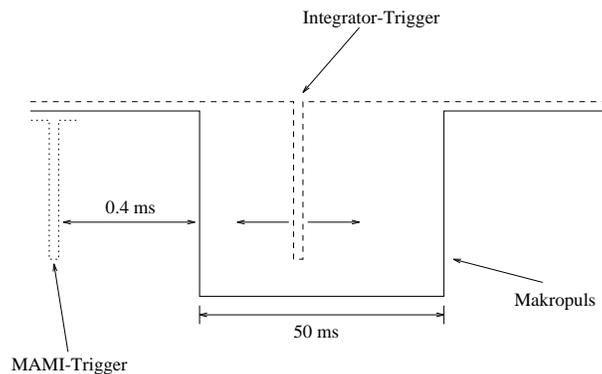


Abbildung 23: *Timing der Trigger.* Zum Test des Versuchsaufbaus wurden 50 ms Makropulse von MAMI verwendet und die Elektronik auf die Makropulse synchronisiert. Durch eine variable Verzögerung konnte der Integrator-Trigger innerhalb des Makropulses beliebig verschoben werden.

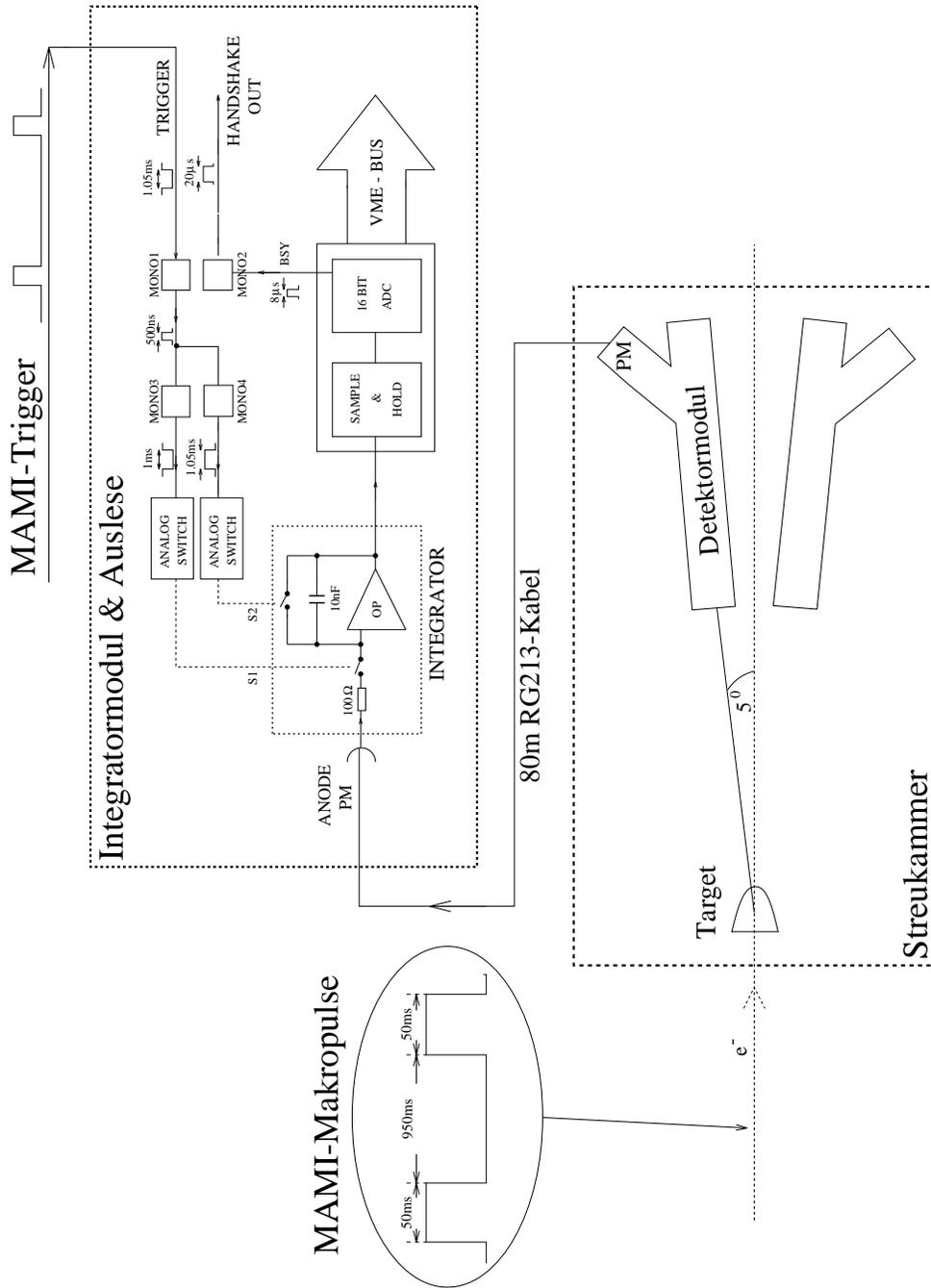


Abbildung 24: Experimenteller Aufbau: Es wurde mit unpolarisiertem Strahl und 50 ms Makropulse von MAMI gemessen. Nach einer Streureaktion am ℓH_2 -Target wird der Photomultiplier-Strom im Integrator aufintegriert und im 16-Bit ADC konvertiert. Anschließend erfolgt die Auslese über VME-IO Module. Die Elektronik wurde auf die Makropulse synchronisiert.

Die Auslese erfolgte über ein VME-IO Modul. Eine genaue Beschreibung der Elektronik befindet sich in Anhang C. Eine Übersicht über das Timing der Trigger und des Makropulses ist in Abbildung 23 gegeben.

Es ist während der späteren Datennahme des Experiments notwendig, für beide Polarisationsrichtungen denselben Integrator zu verwenden, dies ist durch die schnelle Wandlung und Auslese der Luminositätssignale möglich. Aus diesem Grund kann man in (7) in Kapitel 3.2 den Faktor c herausgekürzen, da gilt: $c^+ = c^- = c$.

Insgesamt wurden zwei Integratormodule zur Auslese von zwei Modulen des Luminositätsmonitors aufgebaut und verwendet.

Die Ausleseelektronik war durch 80 m lange RG213 Kabel mit dem Versuchsaufbau verbunden.

Aufgrund der Kabelkapazität und Kapazitäten sowie Widerständen im Spannungsteiler wird sich für die Integration der Luminositätssignale eine Zeitkonstante ergeben, die über der gewünschten Integrationszeit von 1 ms liegt (siehe Kapitel 6.1).

6 Messungen und Ergebnisse

Der Prototyp des Luminositätsmonitors wurde auf seine Funktionsweise in der A4-Streukammer in zwei Strahlzeiten (2 x 24 Stunden) hin überprüft. Die verschiedenen Messungen und ihre Ergebnisse werden in diesem Kapitel vorgestellt. Der Luminositätsmonitor wurde mit einem Aluminium-Target auf sein Antwortverhalten hin untersucht und die Empfindlichkeit in der Messung der integrierten Luminosität bestimmt (Kapitel 6.1). In Kapitel 6.2 wird das Verhalten des ℓH_2 -Target mit diesem Prototypen studiert.

6.1 Messungen mit dem Aluminium-Target

Der Luminositätsmonitor wurde auf seine Linearität hin untersucht. Gemessen wurde hierbei nicht die absolute Luminosität, da dazu der genaue Zusammenhang zwischen ADC-Kanälen (= Ergebnissen der Messung) und der „wahren“ Luminosität notwendig wäre.

In Abbildung 25 ist eine Folge von integrierten Luminositätssignale aufgetragen. Die Auftragung entspricht einer Auftragung gegen die Zeit, da mit einer Frequenz von 8.8 Hz gemessen wurde (Zeitbereich in der Abbildung ~ 300 Sekunden). In Abbildung 25 (a) und (b) wurde mit den Intergratoren 1 bzw. 2 gemessen, in (c) die Differenz der integrierten Luminositätssignale der Intergratoren 1 & 2. Man erkennt die geringen Schwankungen um den Mittelwert auf dem 10^{-3} -Niveau.

In den Abbildungen 25 und 26 sind gemessene Verteilungen des Luminositätssignals von einem Modul mit aluminiumbedampften Mylarfolien gezeigt. Diese Zellen haben das beste Reflektionsverhalten und es konnten damit auch die besten Empfindlichkeiten erreicht werden. Es wurden Reflektorzellen aus 1) dem unbehandelten Edelstahl 2) mit Gold bedampften Glasscheiben und 3) aluminiumbedampften Mylarfolien getestet.

Die Testmessungen ergaben, daß eine Reflektorzelle aus Gold die Reflektion an den Wänden gegenüber der Reflektorzelle aus Stahl um einen Faktor 2.5 verbessert. Die Reflektorzelle aus aluminiumbedampften Mylarfolien verbessert die Lichtausbeute gegenüber der Reflektorzelle aus Gold nochmals um einen Faktor 2. Für den Einsatz im Experiment ist somit eine Reflektorzelle mit Aluminiumbedampfung notwendig.

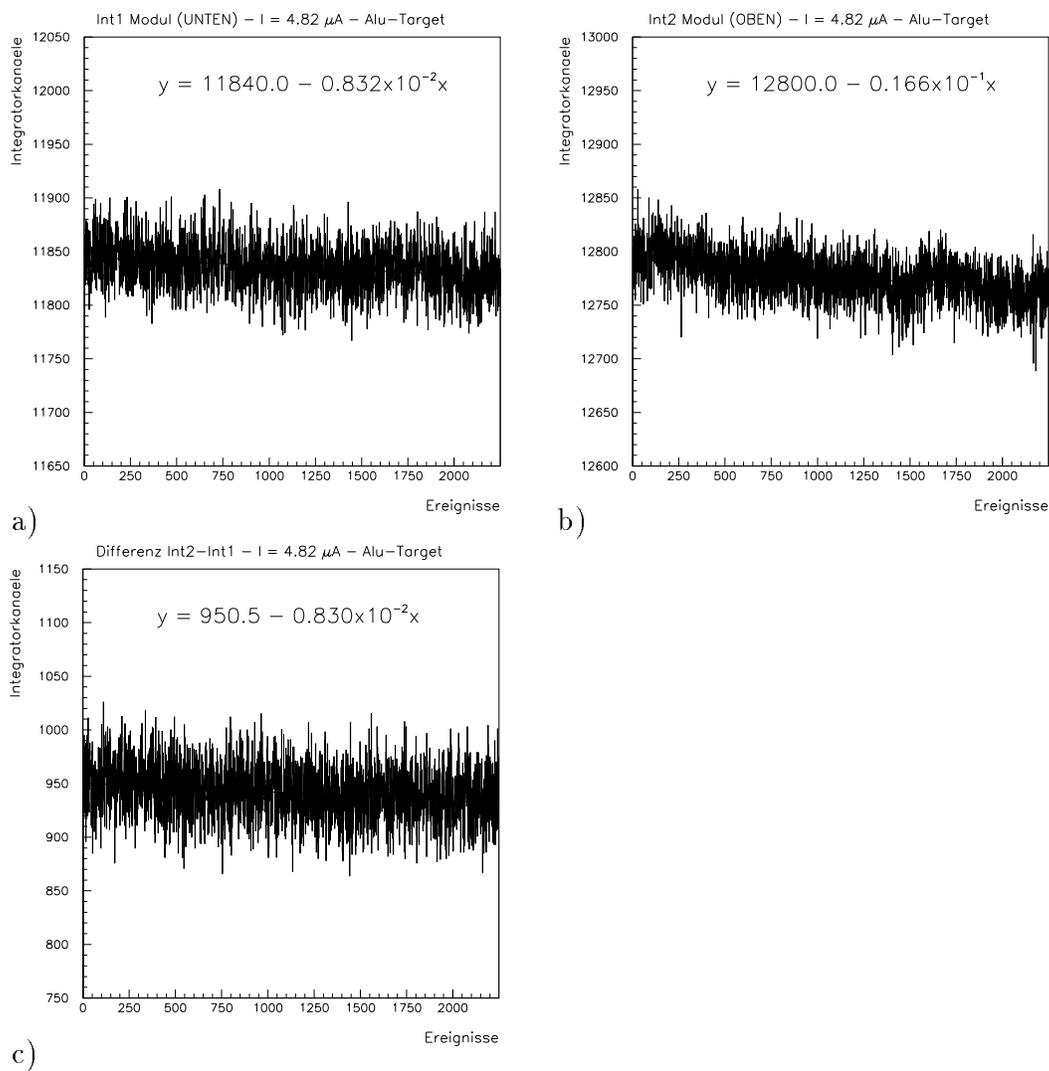
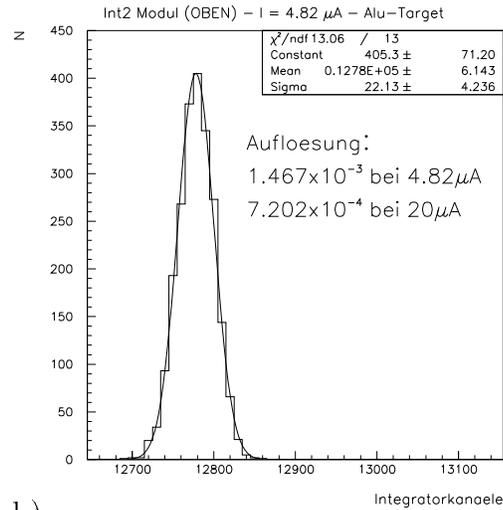
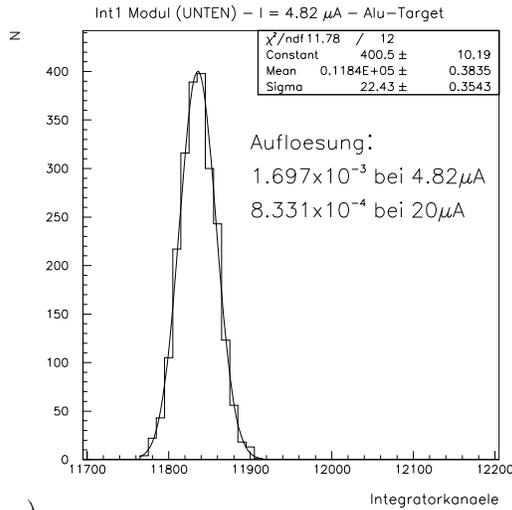
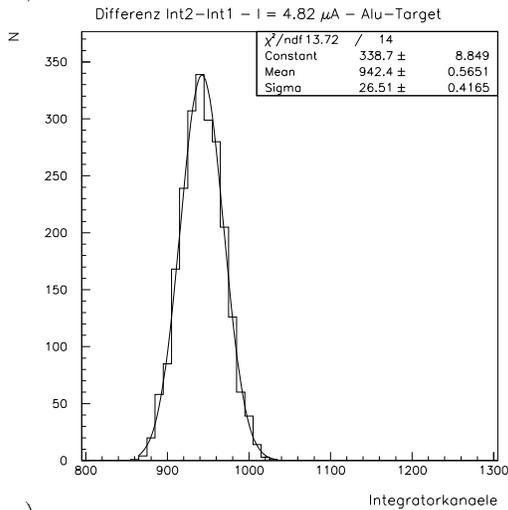


Abbildung 25: *Drift der integrierten Luminositätssignale. Aufgetragen sind die integrierten Luminositätssignale der Integratoren 1 und 2 gegen die Zeit. Man erkennt deutlich die verschiedenen Drifts der integrierten Signale, insbesondere driftet das Signal an Integrator 2 stark (b). Dies erfordert eine online-Eichung der Photomultiplier.*



a)

b)



c)

Abbildung 26: Überprüfung des statistischen Fehlers mit Aluminium-Target bei einer Integrationszeit von 3.8 ms und 4.82 μ A Strahlstrom. Umgerechnet auf 20 μ A Strahlstrom wird somit eine Empfindlichkeit der Verteilung von (a) Integrator 1: $\Delta L/L = 8.3 \cdot 10^{-4}$ und (b) Integrator 2: $\Delta L/L = 7.2 \cdot 10^{-4}$ erreicht. Für eine Integrationszeit von 1 ms würde sich eine Empfindlichkeit der Verteilung von (a) $\Delta L/L = 1.6 \cdot 10^{-3}$ bzw. (b) $\Delta L/L = 1.4 \cdot 10^{-3}$ ergeben. In (c) ist die Verteilung der Differenz der integrierten Luminositätssignale von den Integratoren dargestellt. Nähere Erklärung zur Berechnung der Empfindlichkeit siehe Text.

In den Abbildungen 26 (a) und (b) sind die gemessenen integrierten Luminositätssignale der Integratoren 1 & 2 histogrammiert worden, (c) zeigt ein Histogramm der Differenz der Luminositätssignale der beiden Integratoren. Die Messungen wurde bei einem Strahlstrom von $I=4.82\ \mu\text{A}$ durchgeführt.

Eine Anpassung einer Gaußkurve an die Verteilung der Meßwerte von Integrator 1 ergibt eine mittlere integrierte Luminosität von $L = 11840$ Kanälen und eine Breite der Verteilung von $\Delta L = 22.43$ Kanälen, was einer Empfindlichkeit von $\Delta L/L = 1.894 \cdot 10^{-3}$ bei einem Strahlstrom von $4.82\ \mu\text{A}$ entspricht. Umgerechnet auf $20\ \mu\text{A}$ Strahlstrom ergibt dies eine Empfindlichkeit von $\Delta L/L = 9.300 \cdot 10^{-4}$. Die Empfindlichkeit wird dabei nicht von der elektronischen Schaltung des Integrators begrenzt, sondern hauptsächlich durch die Spiegelzelle, die Lichtsamm lung im Photomultiplier und den Eigenschaften der Photomultiplier und der Spannungsteiler.

Für die Verteilung von Integrator 2 ergibt sich ein mittlere Luminosität von $L = 12780$ Kanälen und eine Breite der Verteilung von $\Delta L = 22.13$ Kanälen, dies entspricht einer Empfindlichkeit von $\Delta L/L = 1.732 \cdot 10^{-3}$ bei $4.82\ \mu\text{A}$ Strahlstrom und einer Empfindlichkeit von $\Delta L/L = 8.501 \cdot 10^{-4}$ bei $20\ \mu\text{A}$ Strahlstrom.

In die Breite der Einzelverteilungen der gemessenen integrierten Luminosität gehen allerdings auch wesentlich Luminositätsschwankungen durch Strahlstromschwankungen (50 Hz) und Vibrationen des Targets ein. Außerdem können durch Einstreuungen von Störsignalen (z. B. 50 Hz oder Vielfache davon) die Einzelverteilungen verbreitert werden.

Um die „wahre“ Empfindlichkeit der gemessenen integrierten Luminosität zu erhalten, betrachtet man die Verteilung der Differenz der integrierten Luminositätssignale in Integrator 1 & 2 (Abbildung 26). In der Differenz fallen alle störenden Einflüsse, der die beiden Verteilungen in Integrator 1 & 2 unterworfen sind heraus. Die Empfindlichkeit ergibt sich aus:

$$\text{Empfindlichkeit} = \frac{\sigma_{Diff}}{\bar{L}_{Int1,2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (61)$$

Hierbei wurde σ_{Diff} wiederum aus einer Anpassung einer Gaußverteilung an die Verteilung der Differenz gewonnen. $\bar{L}_{Int1,2}$ ist die mittlere Luminosität.

Zu beachten ist, daß die effektive Integrationszeit τ wegen der Kabelkapazität mehr als 3.8 ms beträgt. In einer Messung wurde der Trigger des Integrators innerhalb des 50 ms Makropulses verschoben. In Abbildung 27 (a) ist das Signal des Integrators 1 gegen die Verzögerung aufgetragen, in Abbildung 27 (b) das Signal des Integrators 2 gegen die Verzögerung. Man erkennt, wie das Signal mit größerer Verzögerung zunimmt.

An die gemessenen Daten von den Integratoren 1 & 2 wurde gleichzeitig eine gemeinsame Aufladekurve eines Kondensators der Form

$$U_{Kond} = C + U \left(1 - \exp \left(\frac{t - t_0}{\tau} \right) \right) \quad (62)$$

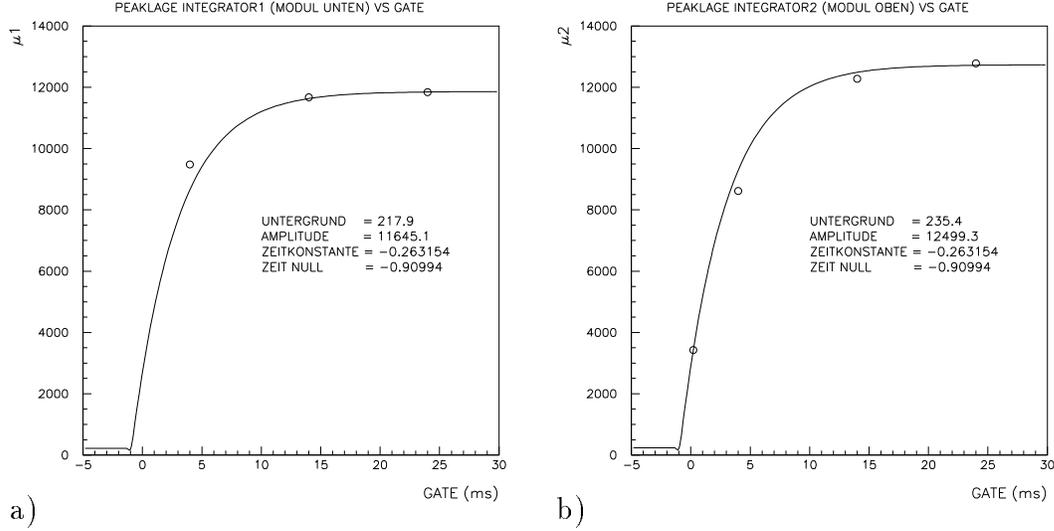


Abbildung 27: Gemessene Zeitkonstante des Integrators verursacht durch die Kapazität des 80 m langen RG213 Kabels vom A4-Meßraum zum Versuchsaufbau in der A4-Halle und der Kapazitäten sowie Widerstände der Spannungsteiler. Aufgetragen ist die mittlere integrierte Luminosität gegen die Verzögerung des Integrator-Triggers. Es wurde eine Aufladekurve eines Kondensators an die Meßdaten angepaßt (siehe Text). Die ermittelte Zeitkonstante beträgt 3.8 ms.

angepaßt. U ist eine für die Integratoren 1 & 2 verschiedene Amplitude. Die Zeitkonstanten τ und der Zeitnullpunkt t_0 waren für die Integratoren 1 & 2 gemeinsamer freier Parameter. Ein für die Integratoren 1 & 2 verschiedener konstanter Offset C wurde aus den Daten bei $t < t_0$ bestimmt. Die Anpassung ergab:

$$\begin{aligned}
 -\frac{1}{\tau} &= -0.263 \frac{1}{s} & \implies & \tau = 3.8 \text{ ms} \\
 t_0 &= -0.910 \text{ s}
 \end{aligned}
 \tag{63}$$

Es ergibt sich also eine effektive Integrationszeit von $\tau = 3.8$ ms.

Im Experiment wird die Datenaufnahmeelektronik nahe am Detektor plaziert, sodaß die Kabelkapazitäten vernachlässigbar bleiben und eine Integrationszeit von 1 ms realisiert werden kann.

Die somit erreichten Empfindlichkeiten für die Integratoren 1 & 2 in Abhängigkeit des Strahlstroms I sind in nachstehender Tabelle aufgeführt:

	I [μA]	3.8 ms	1.0 ms
Integrator 1	$4.82 \mu\text{A}$	$1.697 \cdot 10^{-3}$	$3.308 \cdot 10^{-3}$
Integrator 1	$20 \mu\text{A}$	$8.331 \cdot 10^{-4}$	$1.624 \cdot 10^{-3}$
Integrator 2	$4.82 \mu\text{A}$	$1.467 \cdot 10^{-3}$	$2.918 \cdot 10^{-3}$
Integrator 2	$20 \mu\text{A}$	$7.202 \cdot 10^{-4}$	$1.404 \cdot 10^{-3}$

Bei einer Integrationszeit von 1 ms und $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom wurde eine Empfindlichkeit von $\Delta L/L = 1.6 \cdot 10^{-3}$ für Integrator 1 und $\Delta L/L = 1.4 \cdot 10^{-3}$ für Integrator 2 erreicht. Die erreichte Empfindlichkeit im Experiment liegt somit um eine Größenordnung über der in den GEANT-Simulationen vorhergesagten Empfindlichkeit von $\Delta L/L = 1.2 \cdot 10^{-4}$ und eine Größenordnung über der in Kapitel 3.3 geforderten Genauigkeit.

Gründe hierfür könnten in einigen vereinfachenden Annahmen in der GEANT-Simulation zu suchen sein. Die Detektion der Čerenkov-Photonen erfolgte in der Simulation mit einem sensitiven Element, welches zwar die reale Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier hatte, aber keine Reflektion der Photonen am Eintrittsfenster des Photomultipliers (Quarz, Brechungsanzahl ~ 1.5) berücksichtigte. Im Experiment wird dies der Fall sein und man kann von einem Verlust von Photonen im Bereich von $\sim 10\%$ ausgehen.

Außerdem hängt die Simulation von Čerenkov-Licht in GEANT-Simulationen sehr stark von den eingegebenen optischen Eigenschaften der Materialien ab. Die tatsächlichen optischen Parameter in der Messung können um einige Prozent von denen in der GEANT-Simulation abweichen, z. B. die Reflektion an den Spiegelwänden oder die Absorptionslänge von Wasser. Außerdem kann es zu Verschmutzungen des Wasser kommen, die in der Simulation ebenfalls keine Berücksichtigung finden. Weiterhin liegt keine Information über das Verhalten von VE-Wasser unter Strahlbedingen vor, welches durch ionisierende Strahlung sehr aggressiv wird.

Um die Linearität des Luminositätsmonitors zu überprüfen, wurde die Abhängigkeit der integrierten Luminosität vom Strahlstrom vermessen. In Abbildung 28 (a), (b) ist das mittlere integrierte Luminositätssignal von Integrator 1 & 2 gegen den Strahlstrom aufgetragen. Abbildung 28 (c) & (d) zeigen die relative Abweichung (in %) der Daten von der Anpassung einer Geraden an die Meßwerte. Bei der Anpassung wurde jeweils der Untergrund der einzelnen Integratoren abgezogen und der y-Achsenabschnitt auf Null fixiert, um die Freiheitsgerade der Anpassung einzuschränken. Für Integrator 1 ergibt sich aus der Geradensteigung von $3.524 \text{ Kanäle}/\mu\text{A}$ und für Integrator 2 eine Steigung von $3.428 \text{ Kanäle}/\mu\text{A}$. Innerhalb der statistischen Fehler der Einzelmessung und den Fehlern der Anpassung der Geraden stimmen beide Steigungen überein.

Die relative Abweichung der Anpassung einer Geraden an die Meßwerte ist für alle Meßpunkte kleiner als 3σ des statistischen Fehlers der Einzelmessung und des Fehlers der Anpassung einer Geraden und beträgt maximal 3%. Damit wurde gezeigt, daß das Antwortverhalten des in dieser Arbeit aufgebauten Prototyps des Luminositätsmonitors über einen dynamischen Bereich von (1:5000) nA linear ist

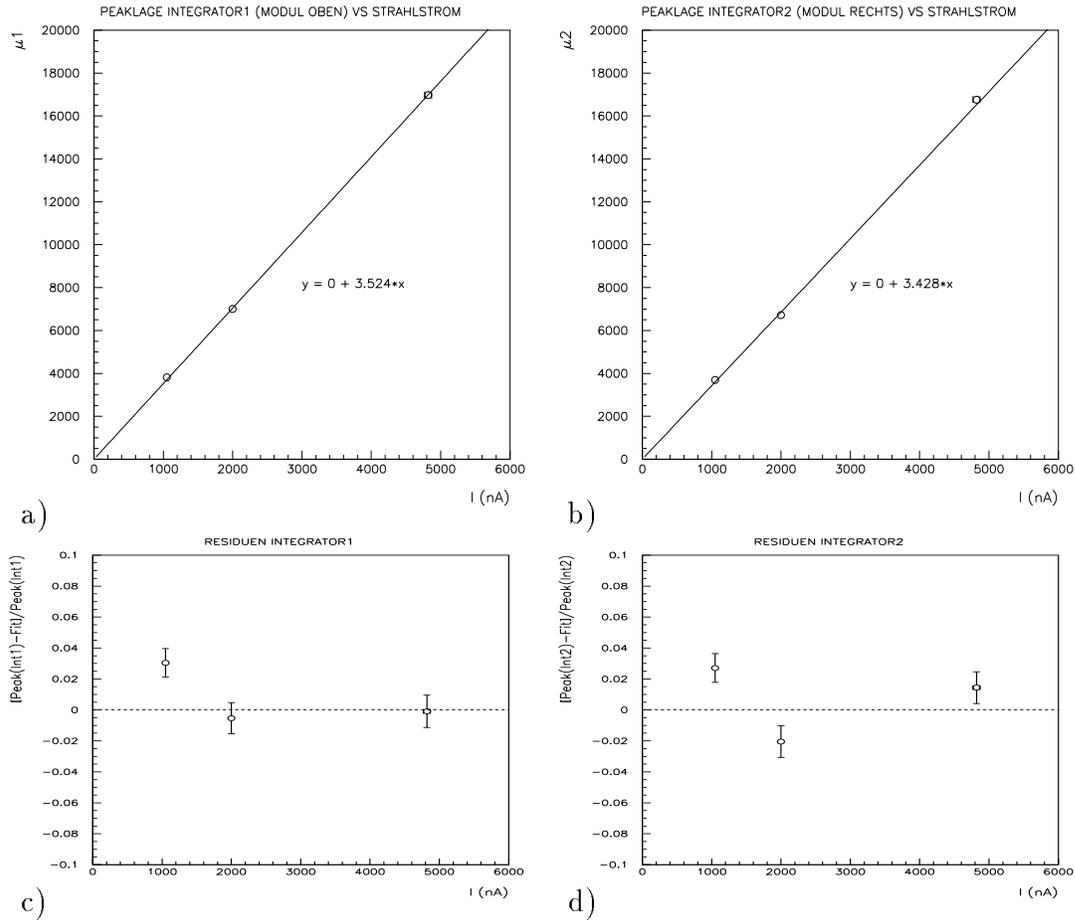


Abbildung 28: Überprüfung der integrierten Luminositätssignale auf Linearität mit Al-Target. Aufgetragen ist die mittlere integrierte Luminosität des Integrators 1 (a) und des Integrators 2 (b) gegen den Strahlstrom in nA. Der y-Achsenabschnitt wurde auf Null fixiert. In (c) und (d) ist die relative Abweichung der Geradenanpassung von den Meßpunkten aufgetragen, die sogenannten Residuen.

Um auf eine Integrationszeit von etwa 1 ms zu kommen, wurde an den Integratoren 1 & 2 ein Bypasswiderstand von 100 k Ω angebracht und eine Messung mit diesem Aufbau gemacht. Man erhält mit Bypasswiderstand eine Empfindlichkeit

von $\Delta L/L = 1.30 \cdot 10^{-3}$ für Integrator 1 und $\Delta L/L = 1.57 \cdot 10^{-3}$ für Integrator 2. Die obige Messung bei einer Integrationszeit von 3.8 ms wird bestätigt.

Zu beobachten ist in den Abbildungen 25 eine Drift der Integratorsignale, die von den Spannungsteilern herrühren. In den Messungen trat dieser Effekt insbesondere nach Änderungen der Hochspannung an den Spannungsteilern auf. Erst nach einer Zeit von etwa 15 Minuten stabilisierte sich das Photomultipliersignal wieder. Dies zeigt, daß in der späteren Datennahme des Experiments eine online-Eichmethode für die Photomultiplier entwickelt werden muß. Denkbar ist, daß man eine LED direkt in das Wasservolumen einbringt, um somit eine Möglichkeit zu haben, die Photomultiplier zu eichen.

Durch Überhitzung der Spannungsteiler entsteht ebenfalls ein starker Drift der Signale, sowie Schwankungen der mittleren integrierten Luminosität um ihren Mittelwert. Das erfordert in der späteren Datennahme ein ständiges Kühlsystem der Spannungsteiler, um solche Effekte zu vermeiden.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß mit dem vorliegenden Aufbau eine Empfindlichkeit von $\Delta L/L \approx 1 \cdot 10^{-3}$ bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom und 1 ms Integrationszeit an einem Aluminium-Target erreicht wurde.

6.2 Messungen mit dem Wasserstoff-Target

Um einen Vergleich zu den Messungen mit einem Aluminium-Target zu erhalten, wurde zunächst das 10 W Test-Wasserstofftarget ebenfalls auf seine Linearität hin untersucht und der Strahlstrom variiert. Bei den Messungen mit dem Aluminium-Target wurde der Strahlstrom im Bereich zwischen 0 nA und 4820 nA variiert und der Luminositätsmonitor zeigte dabei keine signifikante Abweichung vom linearen Verlauf. Bei den Messungen mit dem Test-Wasserstofftarget wurde der Strahlstrom in einem Bereich von 0 nA bis 1500 nA variiert, ab etwa 500 nA zeigte das 10 W Test-Wasserstofftarget bereits erhebliche Abweichungen vom linearen Verhalten. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 29 dargestellt. Wiederum wurde der Mittelwert der integrierten Luminosität der Integratoren 1 & 2 gegen den Strahlstrom aufgetragen. Man erkennt deutlich, daß das Test-Wasserstofftarget vom linearen Verlauf abweicht. Dies kann man durch Blasenbildung (Sieden des Targets) im Target und den daraus resultierenden Dichteschwankungen im Target erklären.

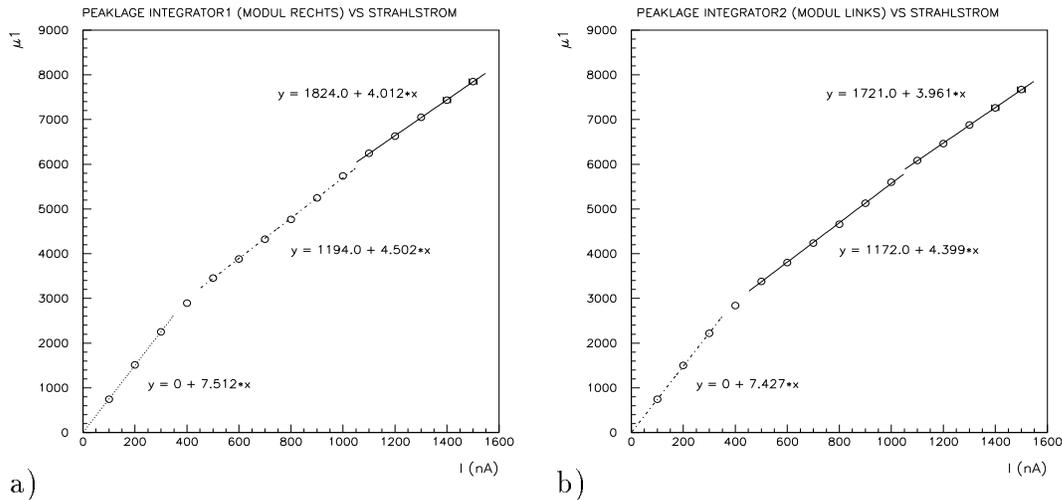


Abbildung 29: Überprüfung der Linearität der integrierten Luminositätssignale mit dem ℓH_2 -Target. Aufgetragen ist die mittlere integrierte Luminosität gegen den Strahlstrom. Man erkennt deutlich, wie die Kurve durch Blasenbildung im Target „abknickt“ und die Steigung der Geradenanpassung immer kleiner wird. Dies führt zu einer Reduktion der Luminosität. Im Bereich bis 1500 nA konnten zwei Phasenübergänge festgestellt werden.

Man kann in Abbildung 29 zwei Phasenübergänge erkennen, wobei die Steigung der jeweiligen Geradenanpassung immer geringer, der Verlauf also flacher wird. Das Sieden des Targets beginnt nach diesen Meßergebnissen bei einem Strahlstrom von etwa (400 - 500) nA.

Das Siedeverhalten des Targets wurde mit einem digitalen Speicheroszilloskop bei verschiedenen Bedingungen näher untersucht.

Integriert wurde durch einen parallel zum Ausgang des Oszilloskops angebrachten $39\text{k}\Omega$ Widerstand. Der Eingang des Oszilloskops hat hierbei eine Kapazität von 15pF . Abbildung 30 (a) zeigt die Streuung an einem Aluminium-Target. Man erkennt den rechteckförmigen Makroelektronenpuls von 50ms und die über die gesamte Länge stabile Luminosität. Abbildungen 30 (b) - (e) zeigen das Luminositätssignal bei der Streuung am ℓH_2 -Target. Man erkennt, daß bei einem Strahlstrom von 280nA das ℓH_2 -Target noch einen stabilen Luminositätsverlauf zeigt (Abbildung 30 (b)), während bei einem Strahlstrom von 560nA , nach etwa 4ms , die Luminosität durch Blasenbildung abnimmt (Abbildung 30 (c)). Ab einem Strahlstrom von 1140nA zeigt sich starke Blasenbildung im Target, welche sich durch einen starken Einbruch der Luminosität nach 4ms äußert (Abbildung 30 (e), (f)). Nach etwa 12ms zeigt die durch Blasenbildung reduzierte Luminosität wieder einen stabileren Verlauf.

Innerhalb des 50ms Makropulses wurden fünf Zeitfenster ausgesucht und die Signale des digitalen Speicheroszilloskops nachträglich numerisch integriert.

Für Zeitfenster 1 von 0ms bis 3.8ms zeigen die integrierten Signale einen stabilen Verlauf, das Target zeigt noch keine Blasenbildung. In Zeitfenster 2 von 3.8ms bis 11.6ms zeigen die integrierten Signale erstmals Blasenbildung des Targets. In Zeitfenster 2 zeigt sich ein starker Einbruch der integrierten Signale im Vergleich zu den Zeitfenstern 3-5 (Zeitfenster 3: 11.6ms bis 18.0ms , Zeitfenster 4: 18.0ms bis 31.5ms und Zeitfenster 5: 31.5ms bis 50.0ms). Die Zeitfenster 3-5 von 11.6ms bis 50.0ms sitzen in einem Bereich, in dem sich die durch Sieden des Targets reduzierte Luminosität stabilisiert hat.

Abbildung 31 (a) zeigt am Beispiel des Makropulses bei 2270nA Strahlstrom die Positionierung der gesetzten Zeitfenster. Die Abbildung 31 (b) zeigt das integrierte Signal des digitalen Speicheroszilloskops des zeitlichen Fensters bis 4ms in Volt aufgetragen gegen den Strahlstrom. Hierfür wurden die Signale von mehreren Makropulsen mit dem Digitaloszilloskop unter gleichen Bedingungen aufgenommen und numerisch gemittelt. Die gefüllten Symbole (\bullet) zeigen zum Vergleich den Verlauf des Aluminium-Targets, dessen Digitaloszilloskop-Signale bei gleichen Zeitfenstern integriert wurden. Die offenen Symbole (\circ) zeigen das Verhalten des Wasserstoff-Targets.

Man erkennt in Abbildung 31 (b) deutlich, daß das Target bis etwa 4ms einen annähernd linearen Verlauf aufweist, die Luminosität durch Blasenbildung noch nicht verringert wurde. Im Bereich von ($4-50$) ms wird die Verringerung der Luminosität sichtbar. Nach ($4-12$) ms (Zeitfenster 2) zeigt die Luminosität einen starken Einbruch zu Beginn der Blasenbildung im Target. Ab 12ms (Zeitfenster 3-5) ist der Verlauf der durch Blasenbildung im Target reduzierten Luminosität wieder stabil. Besonders ausgeprägt ist dieses Verhalten in Abbildung 31 (e) bei einem Strahlstrom von 2270nA .

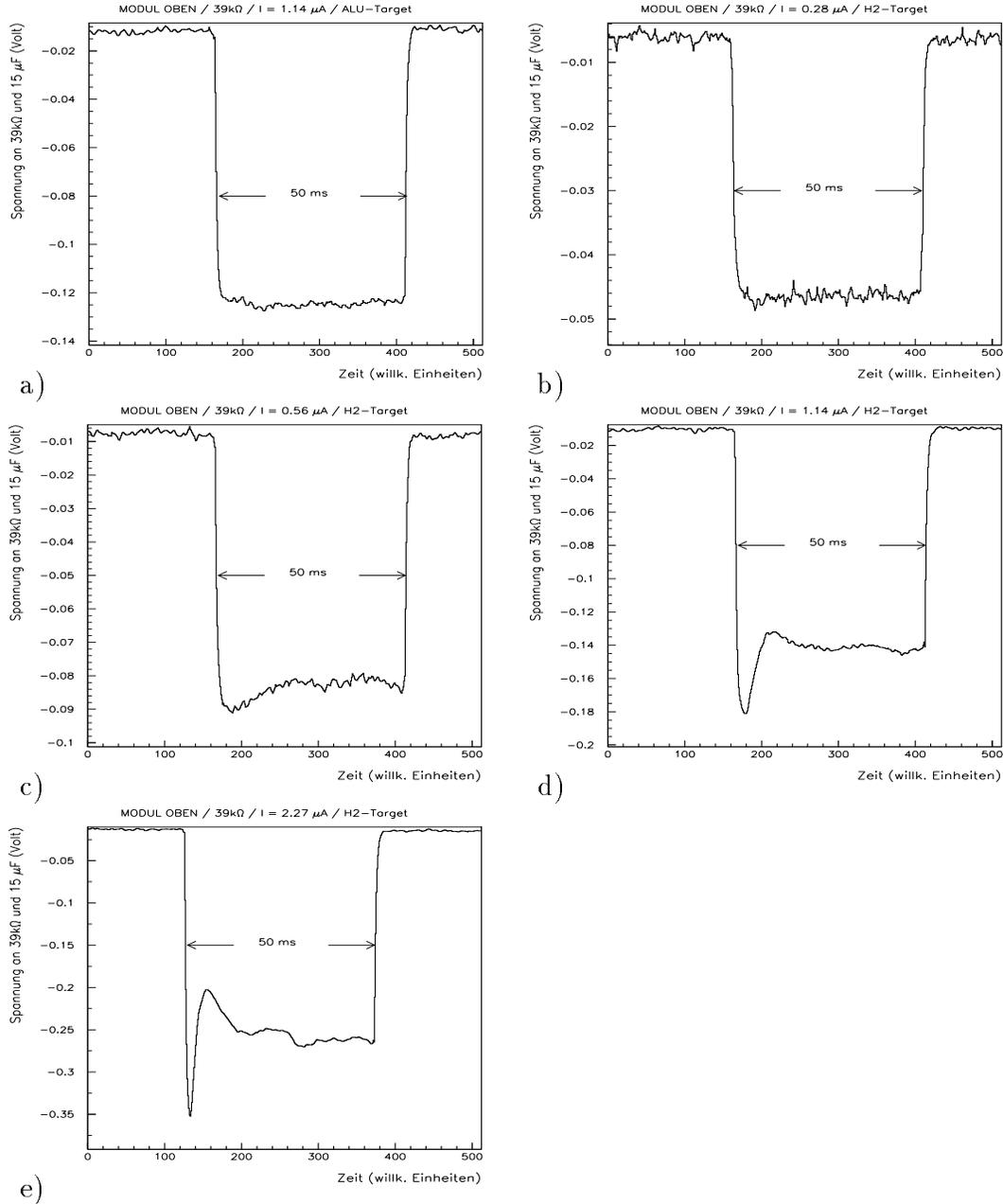


Abbildung 30: Dargestellt sind Signale des Luminositätsmonitors, aufgenommen mit einem digitalen Speicheroszilloskop. a) Von einem Aluminiumtarget gestreute Teilchen des 50 ms langen Makropulses zeigen die rechteckige Pulsstruktur. b) Bei niedrigen Strahlströmen von 0.28 μ A zeigt das Wasserstofftarget eine stabile Luminosität. c) Bei einem Strahlstrom von 0.56 μ A beginnt die Luminosität durch Blasenbildung nach etwa 4 ms abzunehmen. (d & e) Bei Strahlströmen von 1.14 μ A und 2.27 μ A zeigt sich starke Blasenbildung.

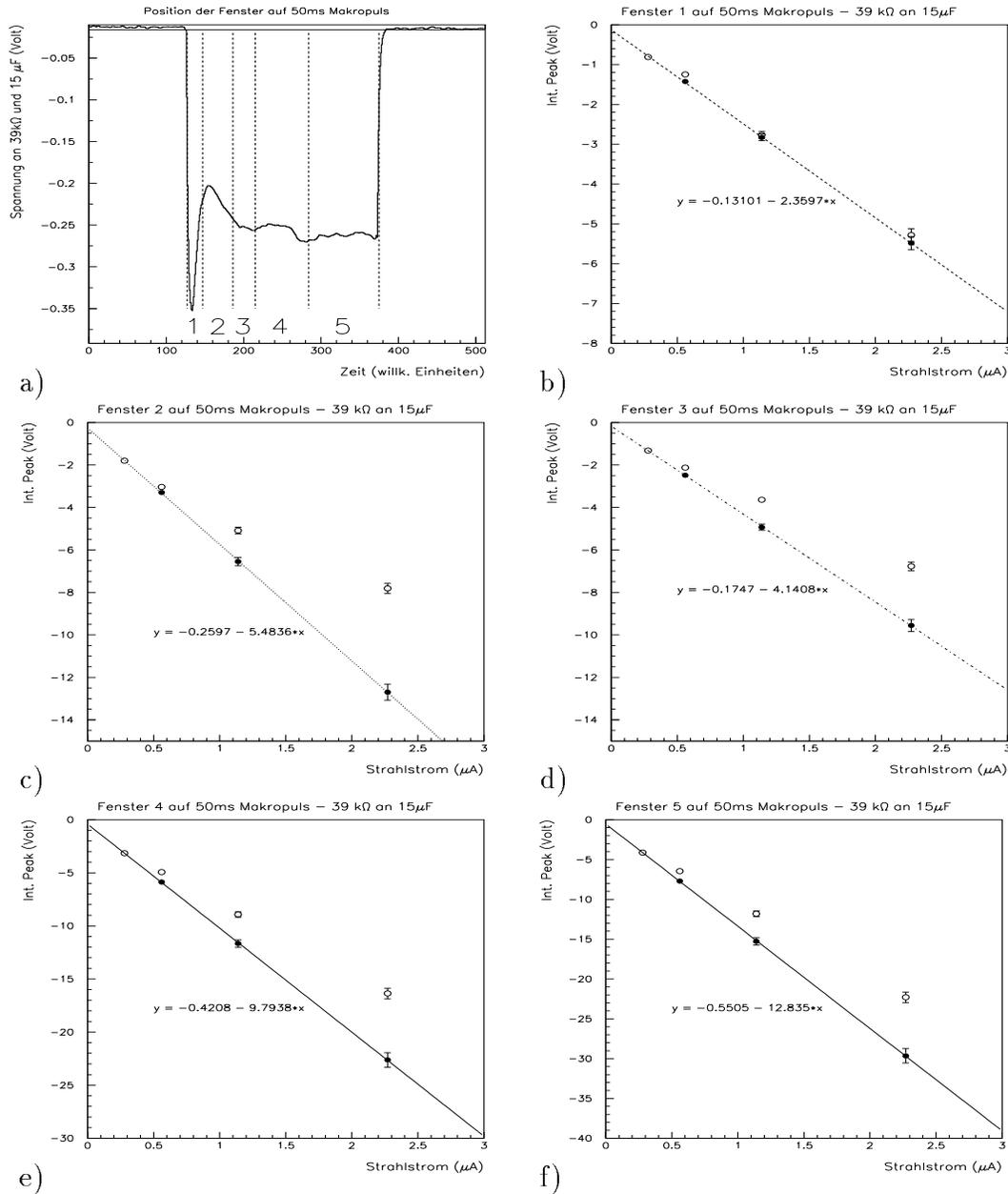


Abbildung 31: Zur Überprüfung des „Siedeverhaltens“ des Wasserstofftargets wurden die Signale innerhalb fünf zeitlicher Bereiche innerhalb des 50 ms Makropulses integriert (a). In den Abbildungen (b - f) ist jeweils das Integral (in Volt) zu entsprechender Zeit gegen den Strahlstrom [μA] aufgetragen. Die Symbole \bullet zeigen das Verhalten eines Aluminium-Targets. Die Symbole \circ zeigen das Verhalten des Wasserstoff-Targets. Die integrierten Signale in Zeitfenster (1) zeigen geringe Abweichungen vom lin. Verlauf. Die integrierten Signale in den Zeitfenstern (2 - 5) zeigen deutlich die Verringerung der Luminosität durch Blasenbildung im ℓH_2 -Target.

6.3 Fourieranalyse der Messungen

In diesem Kapitel sollen systematische Einflüsse, wie etwa durch Strahlstromschwankungen, Targetvibrationen, Blasenbildungen im Target oder Einstreuungen durch Erdschleifen näher untersucht werden. Hierzu bieten sich Fourieranalysen der gemessenen Spektren an.

Abbildung 25 zeigt einen typischen zeitlichen Verlauf der integrierten Luminositätssignale, in denen jeweils die integrierte Luminosität gegen die Ereignisse aufgetragen wurde. Da die Zeit zwischen zwei Luminositätsmessungen gemessen wurde, ist es möglich, eine Fourieranalyse durchzuführen.

Es wurde ein Programm aus der CERN Program Library verwendet, welches die „schnelle Fouriertransformation“ FFT berechnet. Dieses Programm berechnet die endliche Fouriertransformation einer reellen periodischen Sequenz y_0, y_1, \dots, y_{n-1} mit $m = 2^n$ Stützpunkten. Bei schnellen Fouriertransformationen muß die Zahl der Stützpunkte immer eine 2er Potenz sein. Die Formel hierzu lautet:

$$C_j = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{n-1} y_k \exp\left(\frac{-i2\pi jk}{n}\right) \quad (j = 0, 1, \dots, n/2) \quad (64)$$

$C_j (j = 0, 1, \dots, n/2)$ sind komplexe Zahlen.

Die Datenaufnahmerate während des Experiment betrug 8.87 Hz. Bei dieser Abtastfrequenz kann man Fourierspektren bis maximal der halben Datenaufnahmefrequenz erwarten, der sogenannten Nyquist-Frequenz. Das extrahierte Frequenzspektrum reicht bis 4.435 Hz. Hierbei kann man prinzipiell nicht unterscheiden, ob ein Frequenzanteil (z. B. 3 Hz) nicht tatsächlich von einem Vielfachen davon (z. B. 300 Hz) herrührt.

Zunächst werden die Spektren bei Streuung an einem Aluminium-Target betrachtet. Abbildung 32 (a) zeigt eine Messung mit einem frühen Testaufbau ohne galvanische Trennung der Integrationselektronik durch Optokoppler (siehe auch Anhang C). Man erkennt in dem Fourierspektrum deutlich signifikante Maxima, die über der Untergrundschwelle liegen (Auflösung der Frequenz). Die Auflösung wird in Abbildung 32 angegeben und durch die gestrichelten Linien graphisch verdeutlicht.

Daraufhin wurde vor den Digitaleingang des Integrators ein Optokoppler eingebracht, um den Digitaleingang des Integrators galvanisch von der Masse zu trennen. Abbildung 32 (b) zeigt, daß die Störungen nach Einbau des Optokopplers verschwunden sind und somit auf Einstreuungen durch Erdschleifen zurückzuführen sind.

Der Optokoppler ist somit notwendig, um Erdschleifen zu vermeiden, die durch doppelte Erdung von Signal (an der A4-Streukammer) und Trigger (am Digitaleingang des Integrators) entstehen.

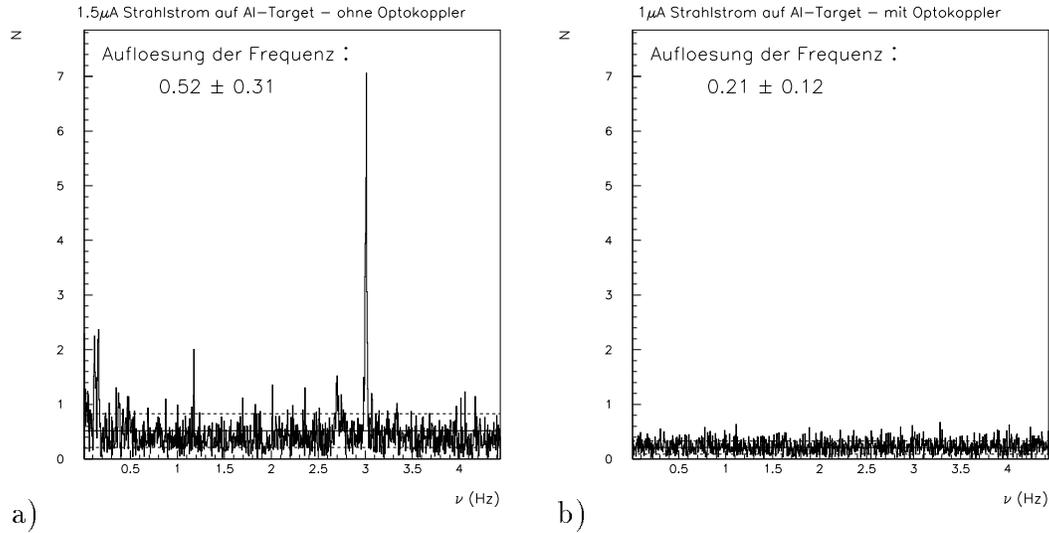
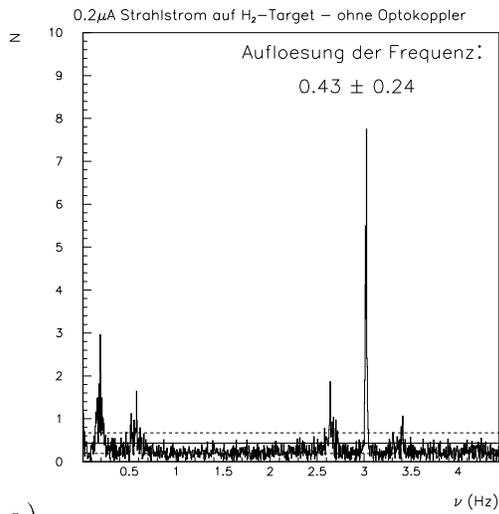
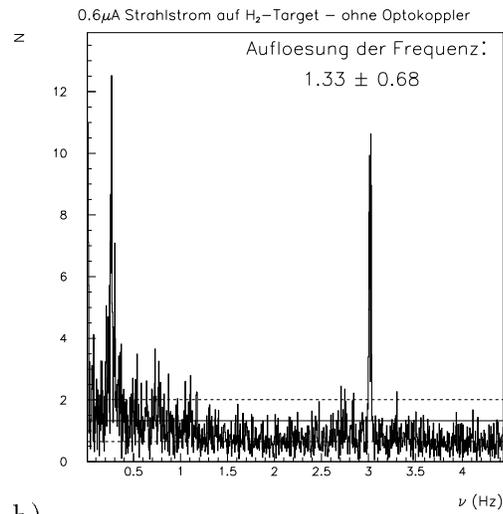


Abbildung 32: *Fourieranalysen der gemessenen Spektren an einen Aluminium-Target. a) Fouriertransformierte der integrierten Luminosität bei einem Strahlstrom von $1.5\mu\text{A}$ ohne galvanische Trennung der Integrationselektronik durch Optokoppler. Man erkennt signifikante Maxima im Spektrum, die über der Untergrundschwelle liegen (Auflösung der Frequenz). b) Fouriertransformierte der integrierten Luminosität bei einem Strahlstrom von $1\mu\text{A}$ mit galvanischer Trennung durch Optokoppler. Die ausgeprägten Maxima im Spektrum sind mit galvanischer Trennung vollständig verschwunden, können also eindeutig als Einstreuung durch Erdschleifen identifiziert werden.*

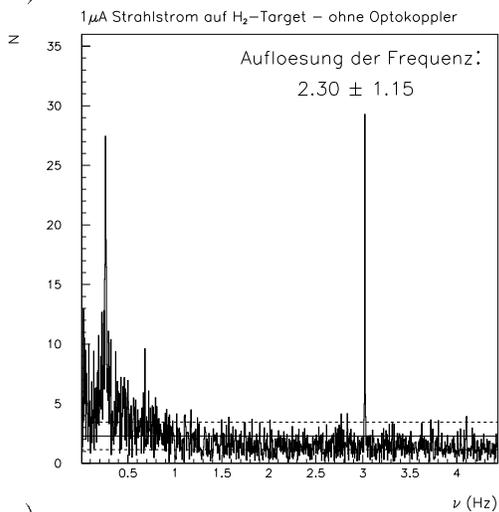
Es sei nun das Verhalten des Wasserstoff-Targets studiert. Diese Messungen wurden ohne galvanische Trennung der Integrationselektronik durch Optokoppler durchgeführt, die Störungen sind im Fourierspektrum noch enthalten. Die Fouriertransformierten Frequenzspektren des zeitlichen Verlaufs der integrierten Luminosität sind in Abbildung 33 (a - d) dargestellt. Abbildung 33 (a) wurde bei einem Strahlstrom von $0.2\mu\text{A}$ aufgenommen und zeigt nur die durch Erdschleifen verursachten Frequenzkomponenten; es ist mit dem Spektrum des Aluminiumtarget verglichbar. Das 10 W Test-Wasserstofftarget beginnt bei Strahlströmen von $0.5\mu\text{A}$ zu sieden. Dies schlägt sich ebenfalls in den Fourierspektren (b - d) nieder. Während das Frequenzspektrum (a) im Frequenzbereich $< 1\text{ Hz}$ bei niedrigen Strahlströmen flach verläuft, entsteht bei höheren Strahlströmen signifikantes niederfrequentes Rauschen im Frequenzspektrum. Die jeweilige Auflösung der Frequenz ist hierbei jeweils in den Spektren angegeben. Man hat hiermit eine weitere Methode, die Blasenbildung in einem ℓH_2 -Target zu untersuchen.



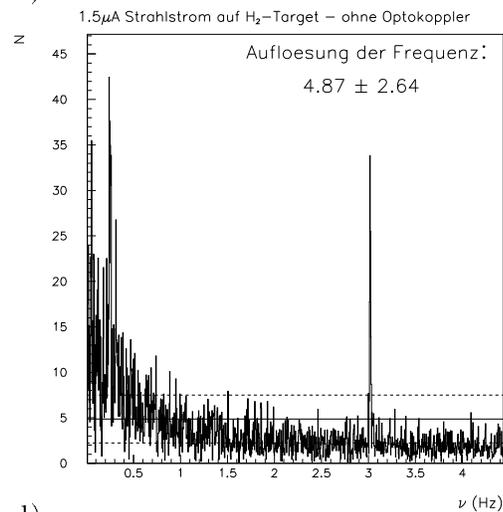
a)



b)



c)



d)

Abbildung 33: *Fourieranalysen bei verschiedenen Strahlströmen auf dem 10 W Test- ℓH_2 -Target. Man erkennt deutlich das Entstehen von niederfrequenten Rauschkomponenten im Frequenzspektrum ($< 1 \text{ Hz}$) bei höheren Strahlströmen. Diese Effekte treten ab Strahlströmen größer $0.5 \mu\text{A}$ auf (b - d) und sind mit dem Sieden des ℓH_2 -Targets zu identifizieren. Das Spektrum a) zeigt diese Effekte noch nicht (Strahlstrom $0.2 \mu\text{A}$).*

7 Zusammenfassung & Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde als Prototyp eines Luminositätsmonitors ein Wasser-Čerenkov-Detektorsystem mit integrierender Datenauslese konstruiert und aufgebaut, das unter kleinen Vorwärtstreuwinkeln von $(4-6)^\circ$ die an einem 10 cm Flüssig-Wasserstofftarget getreuten Elektronen nachweist. Unter diesen Streuwinkeln dominiert die Møllerstreuung mit einer Energie der Møllerelektronen von etwa 120 MeV, die Asymmetrie der Møllerstreuung ist dabei vernachlässigbar klein. Die elastisch gestreuten Elektronen unter diesem Winkel haben einen um eine Größenordnung kleineren Streuquerschnitt. Die Asymmetrie der elastischen Streuung unter diesem Winkel ist dabei mehrere Größenordnungen kleiner, als die Empfindlichkeit des A4-Experiments für die Asymmetrie unter 35° .

Mit Hilfe von MC-Simulationen wurde das Detektordesign des Prototypen optimiert. In den Simulationen wird eine Empfindlichkeit des Wasser-Čerenkov-Detektors von $1 \cdot 10^{-4}$ bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom in 1 ms errechnet. Der Wert von $1 \cdot 10^{-4}$ entspricht der geforderten Empfindlichkeit der Luminositätsmessung pro ms und bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom im Experiment. Die geforderte Empfindlichkeit des Luminositätsmonitors ergibt sich aus Berechnungen zu den geforderten statistischen und systematischen Fehlern.

Es wurden vier vakuumtaugliche Testmodule aus dem gegen Wasser resistenten Edelstahl aufgebaut und in einer Streukammer mit einem 10 cm Flüssig-Wasserstofftarget eingebaut.

Für den Luminositätsmonitor wurde eine eigene Integrationselektronik konstruiert, die innerhalb 1 ms in der Lage ist, die Luminositätssignale mit der nötigen Empfindlichkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ zu integrieren und die in Lage ist in den geforderten $12 \mu\text{s}$ die Daten in einen ADC zu konvertieren. Die Integrationselektronik konnte zuverlässig betrieben werden.

Die Testmodule wurden mit verschiedenen Spiegelzellen eingesetzt, wobei aluminiumbedampfte Mylarfolien die beste Lichtsammlung ergaben.

In Messungen mit den Spiegelzellen aus aluminiumbedampften Mylarfolien an einem Aluminium-Target wurde eine Empfindlichkeit von $1 \cdot 10^{-3}$ in 1 ms bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ erreicht.

Zusätzlich wurde mit dem Testmodul die Blasenbildung in einem 10 W Flüssig-Wasserstofftarget untersucht. Es konnten bis zu einem Strahlstrom von $1.5 \mu\text{A}$ zwei Phasenübergänge im Wasserstofftarget festgestellt werden. Eine weitere Möglichkeit die Blasenbildung im Wasserstofftarget zu untersuchen wurde ebenfalls erfolgreich erprobt; die Fourieranalyse der zeitlichen Verläufe der integrierten Luminositätssignale.

Für den Einsatz im Experiment ist die Konstruktion einer separaten Streukammer für den Luminositätsmonitor notwendig, um die Rückstreuung auf das Kalo-

rimeter aus PbF_2 -Kristallen zu minimieren. Aus diesem Grund wurde das Testmodul so materialarm wie möglich konstruiert.

Weiterhin zeigte sich in den Messungen, daß eine online Eichmethode für die Photomultiplier notwendig ist, sowie ein Kühlsystem für die Spannungsteiler, um Schwankungen im integrierten Luminositätssignal zu minimieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Messung der integrierten Luminosität verwirklicht. Eine Modifikation der Elektronik muß erfolgen, um auch die integrierte quadratische Luminosität messen zu können.

Es bleibt zu untersuchen, welche Modifikationen am Testaufbau vorgenommen werden müssen, um die simulierte und geforderte Empfindlichkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ in 1 ms bei einem Strahlstrom von $20 \mu A$ zu erreichen.

A Čerenkov-Effekt

Ein geladenes Teilchen, das sich mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit durch ein polarisierbares Medium bewegt, induziert in diesem ein zeitlich veränderliches Dipolmoment. Falls die Geschwindigkeit v des Teilchen größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n im Medium mit dem Brechungsindex n ist, führt dies zu einer Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen. Dies wird als Čerenkov-Effekt bezeichnet, dessen wesentliche Zusammenhänge hier kurz dargestellt werden sollen [Jel58].

Aus der Superposition der Huyghens'schen Elementarwellen ergibt sich für den Winkel θ_c zwischen dem Wellenausbreitungsvektor der emittierten Strahlung und der Teilchenbahn folgender Zusammenhang:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad \text{mit} \quad \beta = v/c \quad (65)$$

Das Čerenkov-Licht wird somit auf einem Kegel mit dem halben Öffnungswinkel θ_c abgestrahlt. Die Abstrahlung des Čerenkov-Lichtes erfolgt instantan, somit besitzen Čerenkov-Radiatoren auch extrem kurze Abklingzeiten von einigen ns. Bei einem Čerenkov-Radiator muß allerdings eine Mindestenergie überschritten werden, um überhaupt Čerenkov-Licht erzeugen zu können. Aus Gleichung (65) ergibt sich als Schwellengeschwindigkeit, oberhalb der Čerenkov-Strahlung auftritt :

$$\beta > \frac{1}{n} \quad \text{bzw.} \quad v > \frac{c}{n} \quad (66)$$

Man bezeichnet die zugehörige Mindestenergie als Schwellenenergie, welche vom Brechungsindex des Mediums und von der Ruhemasse des Teilchen abhängt [Kno89].

$$E_{Schwelle} = m_0 c^2 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (67)$$

In Abbildung 34 ist die Schwellenenergie (normiert auf die Ruheenergie eines Teilchen) in Abhängigkeit des Brechungsindex dargestellt. Dabei besitzen Elektronen wegen der sehr kleinen Ruhemasse die geringste Schwellenenergie, während sie bei anderen schwereren Teilchen wesentlich höher liegt. Eine Einsatzmöglichkeit von Čerenkov-Radiatoren liegt in der Teilchendiskriminierung bzw. Identifizierung, aufgrund der unterschiedlichen Schwellenenergien für unterschiedlich schwere Teilchen. Bei einem Wasser-Čerenkov-Detektor z. B. beträgt die Schwelle für Pionen 72.34 MeV, für Elektronen 0.264 MeV.

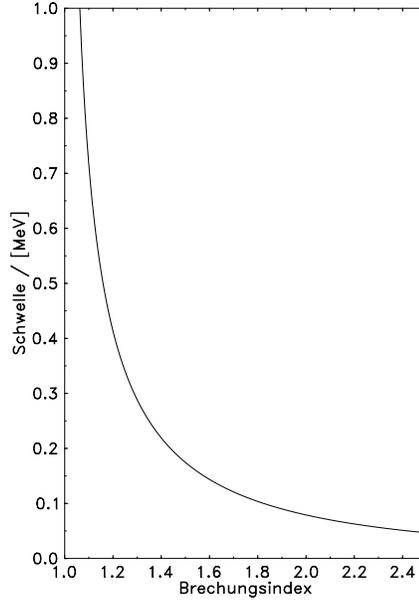


Abbildung 34: *Schwellenenergie ab der Čerenkovlicht produziert wird (normiert auf Ruhemassen) in Abhängigkeit des Brechungsindex des Radiatormaterials.*

Bei der Abstrahlung von Čerenkovlicht wird ein ganzes Frequenzspektrum emittiert, welches sich aus den Fourierkomponenten der abgestrahlten Antwortimpulse aller Dipole des Mediums zusammensetzt. Eingeschränkt wird das Čerenkovspektrum durch Absorption im angrenzenden tiefen UV- und IR-Bereich. Zur Berechnung der Anzahl der abgestrahlten Čerenkov-Photonen sucht man eine Lösung der makroskopischen Maxwellgleichungen für ein polarisierbares Medium und eine Punktladung. Entwicklung der Felder in Fourierreihen und Berechnung des Poyntingvektors führen zur Energiestromdichte in eine bestimmte Raumrichtung. Durch Integration über den Raumwinkel läßt sich die Energie berechnen, die in einen Frequenzintervall pro cm Teilchenbahn abgestrahlt wird. Der als Čerenkov-Licht emittierte differentielle Energieverlust dE/dx des Teilchen hat dann folgende Form für Elektronen:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2\alpha e^2}{c^2} \int \underbrace{\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)}\right)}_{\sin^2 \theta_c} \nu d\nu \quad (68)$$

Hierbei ist ν die Frequenz der Strahlung und $\alpha = 1/137$. Differenziert man (68) nach ν , so erkennt man folgende Beziehungen.

$$\frac{d^2 E}{dx d\nu} \sim \nu \quad \text{bzw.} \quad \frac{d^2 E}{dx d\lambda} \sim \frac{1}{\lambda^3} \quad (69)$$

Die Anzahl der Photonen ergibt sich nach Division durch $h\nu/2\pi$ und man erhält mit $\lambda = c/\nu$ als Resultat die sogenannte Tamm-Frank-Formel :

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (70)$$

Auch hier ergeben sich folgende Beziehungen :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dx d\nu} \sim \text{const.} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d^2 N_\gamma}{dx d\lambda} \sim \frac{1}{\lambda^2} \quad (71)$$

Erfolgt der Nachweis der Čerenkov-Photonen über einen Photomultiplier, so muß man dessen Nachweischarakteristik mitberücksichtigen. Die meßbare Größe ist hier die Anzahl der zu Photoelektronen pro Schichtdicke konvertierten Čerenkov-Photonen. Bildet man das Produkt aller relevanten Parameter, so erhält man den allgemeinen Ausdruck :

$$\frac{dN_e}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \cdot QE(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot R(\lambda) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (72)$$

Hierbei ist QE die Quanteneffizienz der Photokathode des Photomultipliers, T die Transmission des Čerenkovmediums und R das Reflexionsvermögen der Wände bzw. der Spiegelzelle.

B Photomultiplier-Daten

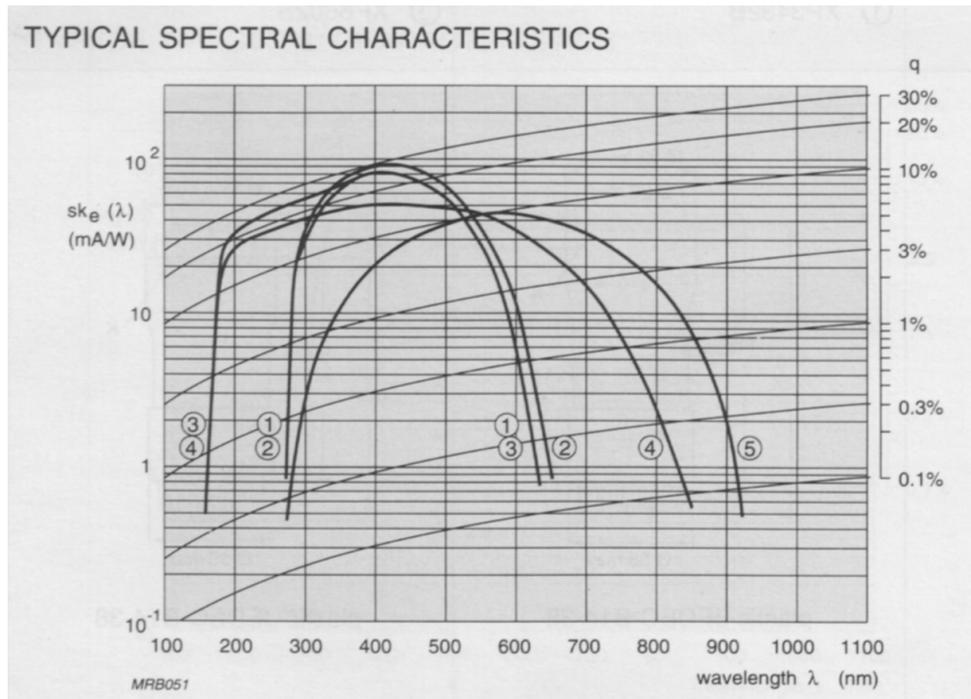


Abbildung 35: Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier Philips XP2020/Q als Funktion der Wellenlänge der Photonen. Für den verwendeten Photomultiplier ist die mit (3) bezeichnete Kurve zutreffend.

Es wurden Photomultiplier Philips XP2020/Q verwendet.

Außendurchmesser	< 53.5 mm
Kathodendurchmesser	> 44 mm
Fenstermaterial	Quarz
Photokathodenmaterial	Bialkali A
Anzahl Dynoden	12
Dynodenanordnung	linear
Spektralbereich	150-630 nm
max. sensitiv bei	400 nm

Als Spannungsteiler zum Einsatz kam der VD124/K, ebenfalls von Philips. Dieser ist ein passiver „intermediate“ Typ C Spannungsteiler. Er wird mit negativer Hochspannung betrieben (max. 3000 V) und hat eine Verstärkung von $\sim 3 \cdot 10^7$.

C Elektronik

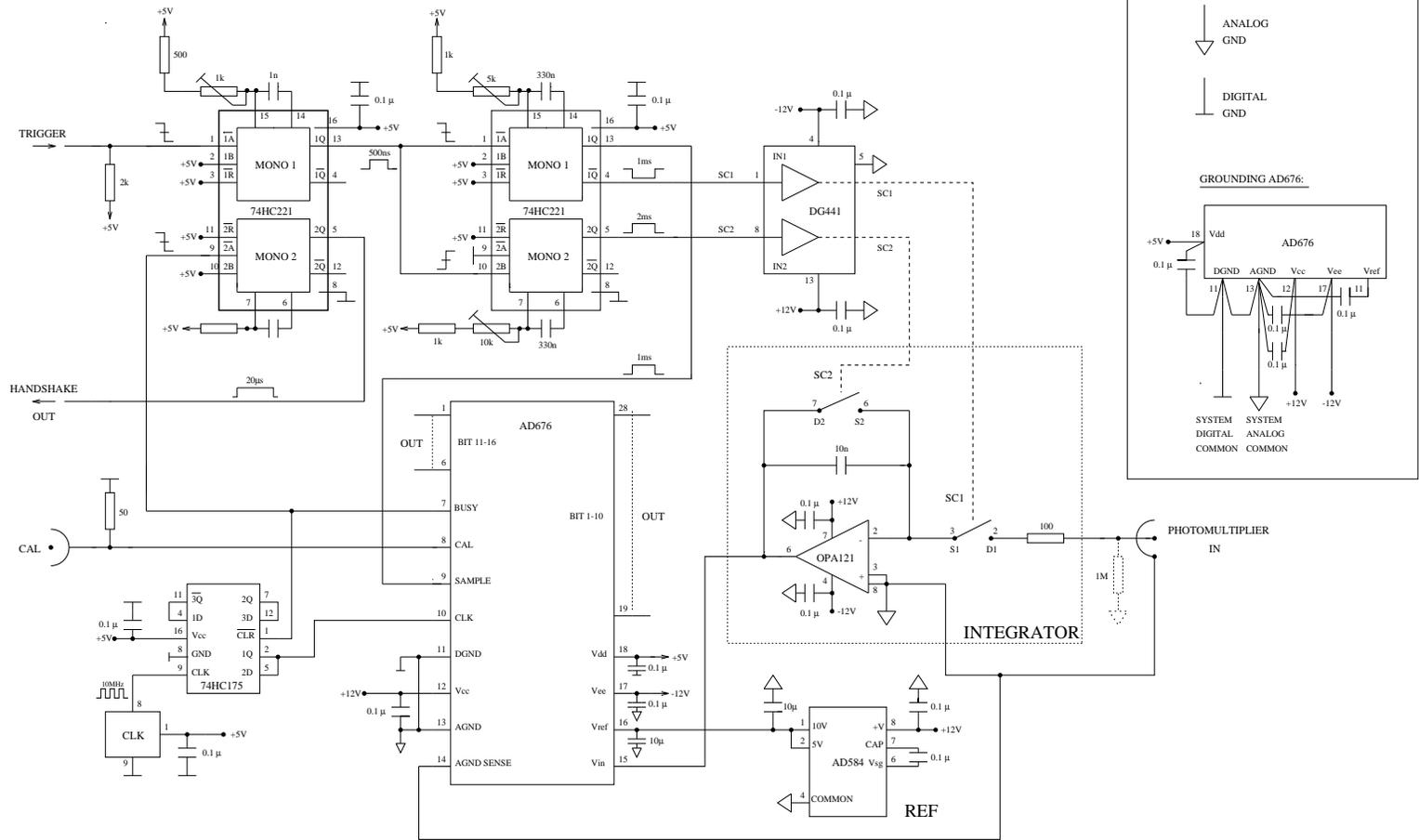
Der experimentelle Aufbau wurde bereits in Kapitel 5.2 beschrieben. An dieser Stelle soll näher auf die Details des Integrators und die Verschaltung der Elektronik im Experiment eingegangen werden. Es wurde mit unpolarisiertem Strahl (50 ms Makropulse) gemessen, synchronisiert wurde die Elektronik auf die Makropulse durch einen sogenannten MAMI-Trigger. Aus den Makropulsen wurden Zeitfenster von 1 ms Länge herausgeschnitten.

Hierzu wurden im Integrator vier Monoflops des Typs 74HC221 eingebaut. Ein Bild des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 24 dargestellt. Den Schaltplan des Integrators zeigt Abbildung 36. Das Timing des Integrators ist in Abbildung 37 dargestellt.

Der erste Monoflop (MONO1) Typ 74HC221 reagiert auf die fallende Flanke des MAMI-Triggers (~ 2 ms) und erzeugt einen Trigger einer Länge von 500 ns der in die MONOs 3 & 4 geht. Die MONOs 3 & 4 erzeugen zwei Pulse, einen Positiven mit einer Länge von 1 ms und einen Negativen mit 1.05 ms Länge. Der obere Monoflop reagiert auf die fallende Flanke des 500 ns Triggers, der untere Monoflop auf die steigende Flanke des Triggers. Dies führt zu einer Verzögerung des Pulses aus MONO4 von 500 ns. Diese Verzögerung ist aufgrund der Schaltzeit von 10 ns bis 100 ns des Schalters DG441 notwendig. Der Schalter S1 steuert wie in den Abbildung 36 und 24 ersichtlich den Integrator, Schalter S2 ist zum entladen des Kondensators notwendig.

Der eigentliche Integrator in Abbildung 36 ist in der punktierten Box zu sehen und ist mit einem Eingangswiderstand von 100Ω an der Anode des Photomultipliers angeschlossen. Als Operationsverstärker wird der OPA121 verwendet, dieser hat einen geringen Bias-Strom von wenigen pA, ein stabiles Offset und ein geringes Rauschen. Im Gegenkopplungsweig ist ein 10 nF Polypropylenkondensator eingesetzt. Polypropylenkondensatoren haben sehr geringe Leckströme und sind somit für einen Einsatz im Integrator geeignet. Wie oben bereits kurz erwähnt steuert Schalter S1 den Integrator und sorgt für eine Integrationszeit von 1 ms in den Testmessungen. Während Schalter S1 geschlossen ist, muß Schalter S2 offen sein, um integrieren zu können. Schalter S2 bleibt noch etwa $50 \mu\text{s}$ geöffnet, wenn Schalter S1 bereits geöffnet wurde, der Integrationszyklus beendet wurde. Diese Zeit wird in der Testmessung zur Auslese der Daten verwendet. Ausreichend wird eine Zeit von $\sim 12 \mu\text{s}$ sein, die auch zur Durchführung des Experiment notwendig ist. Nach dieser Zeit schließt sich Schalter S2 ebenfalls und entlädt den Integrator, die nächste Integrationsperiode kann beginnen.

Abbildung 36: Schaltplan des Integrators



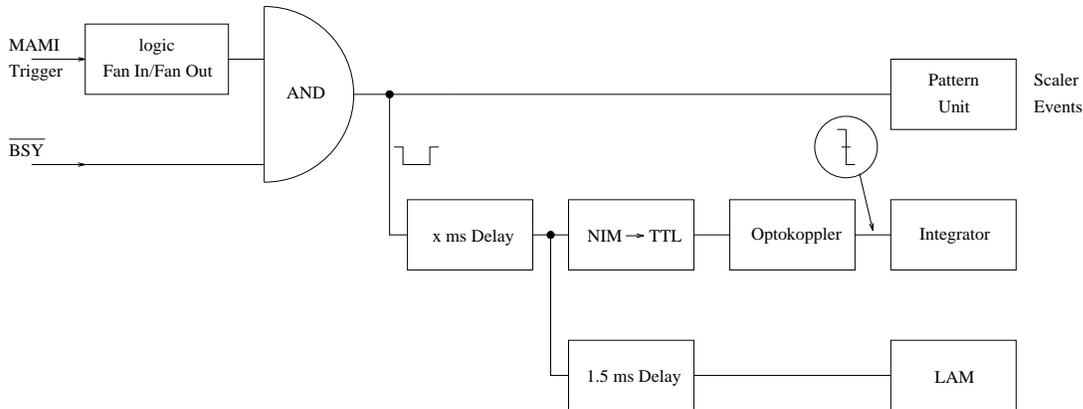


Abbildung 38: Verschaltung der zugehörigen Elektronik

Nach der eigentlichen Integrationsperiode beginnt die Auslese und Sicherung der Daten. Hierzu wird ein 16Bit ADC AD676 mit SAMPLE & HOLD Stufe von Analog Devices eingesetzt. Er hat eine Konversationszeit der Daten von $\sim 10 \mu\text{s}$ und liegt somit im geforderten Bereich. Die Digitalisierung erfolgt nach dem Prinzip der sukzessiven Approximation [Ana]. Ein 16 Bit ADC ist notwendig, um die Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ zu erreichen. Tests mit einer Burster Referenzspannungsquelle und einer Prototypen-Platine ergaben, daß das Bitmuster des ADC's auf Spannungsänderungen von 1 mV sensitiv ist. Eine Genauigkeit von mindestens 14 Bit konnte beobachtet werden und die geforderte Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-4}$ erreicht werden. Details zur Datenkonvertierung im ADC sind im Datenblatt aufgeführt [Ana].

Die Datenauslese findet über VME-IO Module statt. Das BUSY des ADC's wird auf den unteren Monoflop in MONO1 gegeben. Ist die Konvertierung der Daten beendet, wird ein HANDSHAKE OUT erzeugt. Dies signalisiert dem VME-IO Modul, daß eine neue Datenaufnahme beginnen kann.

Die Elektronik und das Datenaufnahmesystem sind durch ca. 80 m lange Signalkabel mit dem Experiment verbunden. Die Signale laufen über das dämpfungsarme Kabel RG213.

Synchronisiert wird die Elektronik auf die Makropulse (MAMI-Trigger). Dieser wird mit einem \overline{BSY} verundet. Das \overline{BSY} ist eine Verriegelungseinheit. Eine Verundung mit dem Trigger stellt sicher, daß eine Triggerung nur dann stattfindet, wenn die Elektronik zur Datenaufnahme bereit ist.

Das Signal wird zum einen in die Pattern Unit gegeben. Sie wird durch die Auslesesoftware MECDAS [Kry92] immer auf ein bestimmtes gesetztes Bitmuster hin überprüft, welche Daten ausgelesen werden sollen. MECDAS arbeitet hierbei im

Polling-Betrieb, d. h. das Programm überprüft nach einem Zeitintervall immer wieder eine Speicherzelle der Pattern-Unit, ob ein Bit durch das LAM (Look At Me) gesetzt wurde. Das LAM wird wie in Abbildung 38 ersichtlich erst mit mindestens 1.5 ms Delay gesetzt und die Daten dann durch MECDAS ausgelesen. Dieses Delay ist aufgrund der Integrationszeit von 1 ms und der anschließenden Konversionszeit der Daten im ADC notwendig, um absolut auf der sicheren Seite zu sein, daß die Daten bereits zur Auslese anstehen.

Weiterhin ist in diesem Zweig ein variables Delay von x ms eingebaut. Mit diesem Delay kann man den Triggerpuls des Integrators beliebig in den 50 ms Makropulse verschieben. Abbildung 23 zeigt die zeitliche Folge der Trigger. Der MAMI-Trigger kommt ca. 0.5 ms vor einem 50 ms Makropuls.

Bevor der Trigger in den Integrator gegeben werden kann, muß eine Wandlung des Trigger-Signals von NIM in TTL Pulse erfolgen, weil der Integrator nur diese verarbeiten kann. Anschließend läuft das Signal durch einen Optokoppler. Dieser ist notwendig um Erdschleifen zu vermeiden, die durch doppelte Erdung von Trigger und Signal entsteht. Ohne Optokoppler ist der Trigger am Digitaleingang des Integrators geerdet und das Signal an der A4-Streukammer, man fängt sich eine Erdschleife. Durch den Optokoppler wird der Digitaleingang von der Masse entkoppelt und die Erdschleife beseitigt.

D Polarisation des Targets

Im Experiment der Kollaboration A4 kommt ein 10 cm ℓH_2 -Target zum Einsatz. Der Wasserstoff liegt in zwei Zuständen vor, Ortho- und Para- H_2 . Bei Ortho- H_2 stehen die Kernspins parallel, der resultierende Kernspin beträgt $I=1$ (Triplet-Zustand). Bei Para- H_2 stehen die Kernspins antiparallel, Kernspin $I=0$, es handelt sich um einen Singulett-Zustand. Polarisierbar ist nur der Ortho- H_2 . Die Orthoform ist die energiereichere, das Gleichgewicht zwischen den beiden Formen verschiebt sich bei fallender Temperatur zugunsten des Para- H_2 . Bei Raumtemperatur beträgt das Verhältnis Ortho/Para- $H_2 = 3/1$, beim absoluten Nullpunkt liegt 100% Para- H_2 vor. Bei 20K, der Betriebstemperatur unseres Targets, liegt 99.82% Para- H_2 und 0.18% Ortho- H_2 vor [Hat94]. Im Experiment wirkt auf das Wasserstoff-Target lediglich das Erdmagnetfeld von $B = 1 \cdot 10^{-4}$ T. Wie polarisiert wird das Target sein?

Legt man ein thermisches Gleichgewicht für das Spinsystem zugrunde, so kann man eine Boltzmann-Verteilung für die Niveaus annehmen. Die Besetzungszahlen und die Energieeigenwerte sind dann gegeben durch:

$$N \sim \exp^{-\frac{E}{kT}} \quad E = -g\mu_N m B \quad (73)$$

mit der Boltzmannkonstante k , der Targettemperatur T , dem g -Faktor g , m der z -Komponente des Spins, dem Magnetfeld B und dem Kernmagneton μ_N . Für die Polarisation vom Spin 1 ergibt sich:

$$P = \frac{N(1) - N(-1)}{N(1) + N(0) + N(-1)} \quad (74)$$

vereinfacht ist dies die Brillouin-Funktion:

$$P = \frac{4 \tanh(x)}{3 + \tanh^2(x)} \quad \text{mit} \quad x = \frac{g\mu_N B}{2kT} \quad (75)$$

Hieraus erhält man die Polarisation des Targets für das Erdmagnetfeld und einer Targettemperatur von 20 K und unter Berücksichtigung, daß bei dieser Temperatur 0.18 % Orthowasserstoff vorliegen:

$$P = 1.23 \cdot 10^{-11} \quad (76)$$

Die Polarisation des Targets kann also bei den Rechnungen vernachlässigt werden.

Literatur

- [APH72] American Institute of Physics Handbook, Third Edition, McGraw-Hill Book Company, 1972
- [Ana] Analog Devices, Datenblatt AD676
- [Bec91] D.H.Beck: Measurement of the Flavour Singlet Charge Form Factor of the Proton, G_E^0 , CEBAF Proposal Nummer PR-91-017, 1991
- [Beh81] L. Behr, et al: Experimental results on the Čerenkov-Light produced by 500 MeV electrons in water, NIM 190, S. 5, 1981
- [Bei96] E.J.Beise, et al.: SAMPLE: Parity Violating Electron Scattering From Hydrogen And Deuterium, Preprint, 1996
- [Bjo64] J. D. Bjorken, S. D. Drell: Relativistische Quantenmechanik, B.I.-Hochschultaschenbuch, Band 98, 1964
- [Fin95] Finanzierungsantrag 1996-1998, SFB 201, Mainz, 1995
- [Gea94] GEANT: CERN-Software zur Detektorsimulation, Version 3.21, 1994
- [Gri96] K. Grimm: Untersuchungen von Detektormaterialien zur Eignung als Kalorimeter für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung, Diplomarbeit, Mainz, 1996
- [Ham94] H. W. Hammer: Paritätsverletzende Beiträge zur Elektroproduktion von Pionen, Diplomarbeit, Mainz, 1994
- [Ham95] H. W. Hammer, D. Drechsel: Parity violating pion electroproduction of the nucleon, Z. Phys. A353, S. 321, 1995
- [Hat94] T. Hattemer: Entwicklung eines Hochleistungs-Wasserstoff-Targets für ein Paritätsexperiment, Diplomarbeit, Mainz, 1994
- [Hei87] W. Heil: Messung und Analyse der Paritätsverletzung in der quasielastischen Streuung von polarisierten Elektronen an ${}^9\text{Be}$, Dissertation, Mainz, 1987
- [Hei95] E.Heinen-Konschak: Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung, Dissertation, Mainz, 1995
- [Jel58] J. V. Jelley: Čerenkov Radiation and its applications, Pergamon Press, 1958

- [Kle84] K. Kleinknecht: Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner Studienbücher, 1984
- [Kno89] G. F. Knoll: Radiation Detection and Measurement, Verlag John Wiley & Sons, S. 92, 1989
- [Koe97] S. Köbis, Dissertation, voraussichtlich 1997
- [Kry92] K. W. Krygier: MECDAS, Kurzeinführung, Mainz, 1992
- [Lop96] A. Lopes Ginja: Vorbereitende experimentelle Studien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein Experiment der paritätsverletzenden Elektronenstreuung, Diplomarbeit, Mainz, 1996
- [Mus94] M. J. Musolf, et al.: Intermediate-Energy Semileptonic Probes Of The Hadronic Neutral Current, Physics Reports 239, S. 1-178, 1994
- [Nat82] L. M. Nath et al.: Parity violating effects in electroproduction of the $\Delta(1232)$ by polarized electrons, Phys. Rev. D25, S. 2300, 1982
- [Nov93] V. A. Novikov, et al.: On the electroweak one-loop corrections, Nucl. Phys. B 397, S. 35, 1993
- [PhR94] Physical Review D, Particles and Fields, Part I, Review of Particle Properties, 1994
- [Pov94] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche: Teilchen und Kerne, Springer Lehrbücher, 1994
- [Rad92] Radermacher, Schinzel: Liquid Detection For Precision Calorimetry, Instrumentation in High Energy Physics, World Scientific, 1992
- [Ros50] M. N. Rosenbluth: Phys. Rev 79, S. 615, 1950
- [Sou93] P. Souder: Parity Violation in Elastic Scattering from the Proton and ^4He , CEBAF Proposal Nummer PR-91-010, 1991
- [Ste92] A. Steinmetz: Bau eines Kalorimeters aus Blei und szintillierenden Fasern als Prototyp für den Luminositätsmonitor des HERMES Experimentes, Diplomarbeit, Heidelberg, 1992
- [Tia83] L. Tiator: Comp. Phys. Commun. 28, S. 265, 1983
- [Wag87] B. Wagner: Entwicklung eines Møllerpolarimeters und Messung von longitudinaler und transversaler Elektronenpolarisation, Dissertation, Mainz, 1987
- [Won77] H. Y. Wong: Heat Transfer For Engineers, S. 124, Longman, New York, 1977

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Mainz, den 29. Oktober 1996

Thorsten Hammel

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich während des vergangenen Jahres unterstützten und ohne die mir das vergangene Jahr am Institut für Kernphysik nicht so viel Spaß gemacht hätte:

Prof. Dr. D. von Harrach danke ich für die Anregung zu diesem Thema und das Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Meinem Betreuer Dr. Frank Maas danke ich für seine ständige Diskussionsbereitschaft und seine intensive Betreuung der Arbeit. Insbesondere seine stets konstruktive Kritik und seine schier unerschöpflichen Programmierkenntnisse förderten diese Arbeit „maas“geblich.

Ich danke der ganzen Arbeitsgruppe von Prof. Dr. D. von Harrach für das gute Arbeitsklima, insbesondere waren die, während der loggeren Kaffeestunden geführten Diskussionen, immer wieder eine willkommene Abwechslung im Uni-Alltag.

Simon Köbis und Dr. G. Stephan möchte ich für ihre große Unterstützung beim Bau des Integrators danken. Ohne ihre Kenntnisse und Hilfsbereitschaft wäre der Bau des Integrators in der kurzen Zeit sicher nicht möglich gewesen.

Holger Hofmann danke ich für die „Schlankfußberatungen“ in technischen Fragen.

Besonderer Dank gilt dem „gleunäh Luggie“ Amilcar Lopes Ginja für die langjährige Loggerheit, ohne die mir das Studium der Physik sicher nicht so viel Freude bereitet hätte.

Danken möchte ich auch den Werkstätten des Instituts, die immer sehr hilfsbereit und geduldig waren und sich um eine schnelle Ausführung der Aufträge bemühten. Stellvertretend seien hier Herr Schweikhardt und Herr Luzius genannt, sowie Herr Schmidt der den Prototypen des Luminositätsmonitors fertigte.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei meinen Eltern, die mir dieses Studium überhaupt erst ermöglicht haben, bei meiner Freundin Katja für ihre große Unterstützung und Hilfe in allen Lebenslagen, sowie bei allen, die mir den nötigen Ausgleich zur Physik verschafften.