

**Luminositätsmessung und
Korrektur helizitätskorrelierter
Effekte
für ein Experiment zur
Messung der Paritätsverletzung in
der elastischen Elektronenstreuung**

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

von
Thorsten Hammel
geb. in Wiesbaden

Mainz, den 22. Oktober 2003

Erster Berichterstatter: Prof. Dr. D. v. Harrach
Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. R. Neuhausen
Dekan des Fachbereichs Physik: Prof. Dr. K. Binder
Datum der mündlichen Prüfung:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung	3
2.1	Strangeness im Nukleon	3
2.2	Kinematik der elastischen Elektronen-Streuung	6
2.3	Austauschströme und Formfaktoren	7
2.4	Paritätsverletzende Asymmetrie	12
3	Experimentelles Prinzip und Realisierung des A4-Experiments	19
3.1	Grundlegendes Meßprinzip	19
3.2	Experimentelle Realisierung	21
3.2.1	Polarisierte Quelle und Beschleuniger	25
3.2.2	Strahlmonitore und Strahlstabilisierungssysteme	26
3.2.3	Wasserstofftarget	30
3.2.4	PbF ₂ -Detektor	32
3.2.5	Detektorelektronik MEDUSA	35
3.2.6	Elastisches Spektrum	37
3.2.7	Luminositätsmonitor	39
3.2.8	Polarimeter	39
4	Systematische Effekte: Falsche Asymmetrien	43
4.1	Helizitätskorrelierte Schwankungen und falsche Asymmetrien	45

4.2	Unkorrelierte falsche Asymmetrien	49
4.3	Ratenverluste durch Doppeltreffer (Pile-up)	52
4.4	Beispiele für systematische Effekte	53
5	Luminositätsmonitor	59
5.1	Grundlagen der Luminositätsmessung	59
5.1.1	Asymmetrien der Ereignisraten	61
5.1.2	Meßgenauigkeit aus Doppeltrefferverlusten und Energieauflösung	63
5.1.3	Simulation und Optimierung der Detektorgeometrie	73
5.1.4	Aufbau des Luminositätsmonitors	78
5.1.5	Untersuchungen zu möglichen Spiegelmaterialien	83
5.1.6	Photomultiplier und Optimierung des Spannungsteilers	85
5.2	Steuerungs- und Ausleseelektronik	88
5.2.1	Experimentsteuerung	88
5.2.2	Ausleseelektronik	91
5.3	Steuerungs- und Analysesoftware	93
6	Einsatz des Monitorsystems am Elektronenstrahl	95
6.1	Leistungsmerkmale des Monitorsystems	95
6.1.1	Erreichte Meßgenauigkeit des Monitorsystems	95
6.1.2	Linearität der Luminositätsmonitore	102
6.2	Korrektur auf Dichtefluktuationen des Wasserstofftargets	111
6.3	Eigenschaften der Strahlparameter	119
6.3.1	Kalibration der Strahlparameter	119
6.3.2	Stabilität der Kalibrations- und Korrekturkonstanten	124
6.3.3	Überprüfung der Stabilisierungssysteme	127
6.3.4	Minimierung der Strahlstromasymmetrie und systematische Überprüfung auf falsche Asymmetrien	130

6.3.5	Erreichte helizitätskorrelierte Strahlparameter	132
6.4	Einfluß der Ratenverluste durch Pile-up	135
7	Extraktion der paritätsverletzenden Asymmetrie	143
7.1	Rohasymmetrie	143
7.2	Korrektur auf die Targetdichte	144
7.3	Korrektur auf falsche Asymmetrien	147
7.4	Korrektur auf die Polarisierung	150
7.5	Korrekturen auf Ratenverluste	151
7.6	Auswahl der Daten (Schnitte)	151
7.7	Systematische Überprüfung	153
7.8	Endergebnis der Extraktion der physikalischen Asymmetrie	154
7.9	Bestimmung des Strangeness-Beitrages	157
8	Zusammenfassung und Ausblick	161
A		163
A.1	Detailzeichnungen der Luminositätsmonitore	163
A.2	Multiple Lineare Regression	166
A.2.1	Basisgrößen	166
A.2.2	Fehler der Basisgrößen	167
A.2.3	Lineare Regression	167
A.2.4	Fehler in der Asymmetrie	169
A.3	Regressionskoeffizienten	170
A.3.1	Stromasymmetrie	170
A.3.2	Ortsdifferenzen	170
A.3.3	Winkeldifferenzen	171
A.3.4	Energiedifferenz	172
A.4	Auslese- und Steuerungselektronik	173

A.4.1	Gategenerator	174
A.4.2	Histogramming Master (HistoMaster)	180
A.4.3	Gatelängen Histogramming Modul (GateHisto)	183
A.4.4	Histogramming Modul (HistoModul)	187
A.4.5	Timing-Histogramming-Modul (TimingHistoModul)	189
A.4.6	Analogelektronik (Integrier & ADC Module)	191
A.5	ATVME-Befehle	193
A.5.1	Server	193
A.5.2	Steuerungs-Befehle	193

Literaturverzeichnis**199**

Kapitel 1

Einleitung

Die Kollaboration A4 am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI führt seit dem Jahr 2000 ein Experiment durch, welches die Bestimmung der paritätsverletzenden (PV) Asymmetrie in der elastischen Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an einem unpolarisierten Wasserstofftarget ermöglicht. Aus dieser Asymmetrie lassen sich die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Protons bestimmen. Im statischen Quarkmodell besteht das Proton aus zwei u- und einem d-Quark, den sogenannten Valenzquarks. Tatsächlich tragen aber auch Gluonen und Quark- Antiquark-Paare zu den Nukleoneigenschaften bei. Auch wenn das Proton netto keine Strangeness trägt, können im "See" $\bar{s}s$ -Paare vorhanden sein. Ist z.B. die Verteilung der \bar{s} - und s -Quarks räumlich verschieden, so ergibt sich ein Beitrag der Strangeness zum Ladungsradius des Protons.

Die experimentelle Methode zur Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie besteht in der Messung der Zählratenasymmetrie von elastisch an unpolarisiertem Wasserstoff gestreuten links- und rechtshändig polarisierten Elektronen. Die Messung findet unter Vorwärtsstreuwinkeln von $(30-40)^\circ$ statt. Während des Paritäts-Experiments ist eine Messung der Korrelation aller Strahlparameter erforderlich, die mit der Polarisationsumschaltung eine systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie bewirken können. Hierzu werden die Strahlparameter, wie Strom, Energie, Strahlage und -winkel sowie die Targetdichte während der gesamten Meßzeit überwacht und geregelt.

Einmalig für PV-Experimente ist die im A4-Experiment durchgeführte Messung der Luminosität unter kleinen Streuwinkeln. Das Produkt aus Strahlstrom und Targetdichte bezeichnet man als die Luminosität eines Experiments. Die Einzelzählraten müssen physikalisch richtig für jede Polarisationsrichtung getrennt auf die integrierte Luminosität normiert werden. Nur so können systematische Veränderungen der Asymmetrie durch Targetdichte- und Strahlfluktuationen getrennt und minimiert werden.

Die Zielsetzung dieser Arbeit bestand in ihrem apparativen Teil im Aufbau und der Inbetriebnahme des Luminositäts- und Strahlüberwachungssystems inklusive der zugehörigen Datenaufnahme und Experimentsteuerung. In ihrem experimentellen Teil bestand die Arbeit in der Korrektur der Zählratenasymmetrie auf die gemessenen Target- und Strahlfluktuationen.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung beschrieben. Kapitel 3 erläutert das experimentelle Meßprinzip und den Aufbau des A4-Experiments. Kapitel 4 beschreibt die systematischen Effekte, die zu einer Verfälschung der gemessenen paritätsverletzenden Asymmetrie führen. Sicherzustellen, daß die systematischen Effekte in den experimentellen Bedingungen die Meßgröße nicht beeinflussen ist wegen der Kleinheit der zu messenden Asymmetrie von 10^{-6} eine der größten Herausforderungen bei paritätsverletzenden Experimenten. Kapitel 5 beschreibt, nach welchen Kriterien der Luminositätsmonitor gebaut wurde und wie er für einen Einsatz im Experiment optimiert wurde. Kapitel 6 behandelt die Messungen, die mit dem Strahlmonitorsystem durchgeführt wurden. Mit dem System wurden zahlreiche Untersuchungen zu der Meßgenauigkeit und der Funktionalität der Luminositätsmonitore sowie zu den Dichtefluktuationen des Wasserstofftargets durchgeführt. Abschließend wird in Kapitel 7 die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an einem unpolarisierten Wasserstofftarget aus den Meßdaten extrahiert.

Kapitel 2

Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung

Dieses Kapitel untersucht die Frage nach der Ursache für Strangeness im Nukleon und erläutert die dazu existierenden theoretischen und experimentellen Hinweise. Im A4-Experiment wird mit der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung der Einfluß von Strangeness auf die Eigenschaften des Nukleons gemessen, als Meßsonde wird der neutrale Strom in der paritätsverletzenden Elektron-Streuung benutzt. Nach einer Beschreibung der elektroschwachen Theorie im Rahmen des Standardmodells folgt eine Darstellung des Wirkungsquerschnitts in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung und der dabei auftretenden Formfaktoren. Mit diesen Grundlagen wird das Prinzip der Bestimmung der Strangeness durch die Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie erläutert. Das Meßprinzip des A4-Experiment ermöglicht durch die Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der Streuung von polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen die Extraktion der Beiträge der Strangeness zu den Formfaktoren des Nukleons.

2.1 Strangeness im Nukleon

Man bezeichnet ein Teilchen als elementar, wenn keine innere Struktur festgestellt werden kann. Unsere Welt besteht zur Zeit aus Protonen, Neutronen und Elektronen. Während das Elektron als ein fundamentales punktförmiges Teilchen ohne erkennbare innere Struktur erscheint, sind im Gegensatz dazu Protonen und Neutronen aus den Bausteinen Quarks und Gluonen zusammengesetzt. Im Rahmen des Konstituenten-Quark-Modells besteht das Proton aus 2 u-Quarks und einem d-Quark, das Neutron aus einem u-Quark und 2 d-Quarks, die durch die starke Kraft zusammengehalten werden. Allerdings existiert gemäß der Quantenchromo-

dynamik (QCD) die Möglichkeit, daß sich die Gluonen, welche die starke Kraft übermitteln, in ein Quark-Antiquark-Paar aufspalten und im Nukleon ein $\bar{q}q$ -See generiert wird.

In der QCD werden die Farbladungen der Quarks als Quelle der starken Kraft angesehen. Die QCD ist eine auf der Farbgruppe $SU(3)_C$ basierende nichtlineare nicht-abelsche Eichfeldtheorie. Die Quanten der Farb-Eichfelder sind masselose Spin-1-Teilchen, die Gluonen, welche die starke Kraft übermitteln. Eine Folgerung der lokalen Eichinvarianz in der QCD ist die Selbstwechselwirkung des Eichfeldes. In Quantenfeldtheorien ist die effektive Kopplungskonstante vom Vierer-Impulsübertrag Q^2 abhängig, welcher eine Längenskala definiert, also ein Auflösungsvermögen von räumlichen Strukturen. Die Kopplungskonstante α_s der QCD strebt mit wachsendem Q^2 gegen Null, während sie zu kleineren Q^2 anwächst. Dieses Verhalten führt dazu, daß die Grundzustände nicht störungstheoretisch behandelbar sind. Hier benötigt man nichtperturbative Verfahren wie die Gittereichtheorie. Im Rahmen einer perturbativen QCD bei hohen Q^2 (≥ 1) und kleinem α_s kann die Physik sehr präzise berechnet werden. Die theoretischen Vorhersagen der perturbativen QCD stimmen sehr gut mit den Daten aus der tiefinelastischen Streuung und der e^+e^- -Annihilation überein. Allerdings versagt der bewährte perturbative Ansatz bei kleinen Impulsüberträgen, also bei entsprechend starker Kopplung, weswegen das Standardmodell die Niederenergiestruktur der Nukleonen und die Anregungsspektren der Hadronen nicht erklären kann. Gemäß der QCD wird durch die Möglichkeit der Aufspaltung eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar im Nukleon ein $\bar{q}q$ -See generiert. Das Nukleon besteht somit aus unendlich vielen Quarks und Antiquarks, die Differenz aus Quarks und Antiquarks ist drei. Durch das paarweise Auftreten von $\bar{q}q$ -Paaren werden die Quantenzahlen des Nukleons nicht verändert.

Das Nukleon stellt sich aufgrund der See-Quark-Dynamik als ein sehr komplexes und dynamisches Objekt dar, dessen Eigenschaften durch einen möglichen $\bar{s}s$ -See mitbestimmt werden können. Sind z.B. die räumlichen \bar{s} - und s -Verteilungen der Seequarks verschieden, so liefern sie Beiträge zu dem Ladungsradius und dem magnetischen Moment des Nukleons. Die Situation ist vergleichbar mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons. Das Neutron besitzt zwar keine elektrische Ladung, jedoch weist es einen elektrischen Ladungsradius auf. Dieser wird durch die räumlich verschiedenen Verteilungen von positiver und negativer Ladung hervorgerufen.

Die Rolle der Strangeness in unserer normalen Materie, die keine Netto-Strangeness aufweist, ist noch weitgehend ungeklärt. Beobachtungen in den Massenspektren der Hadronen und ihren Wechselwirkungen wie z.B. der σ -Term in der πN -Streuung, aus dem die seltsame skalare Dichte $\langle N(P') | \bar{s}s | N(P) \rangle$ des Protons abgeleitet wurde [Gasser u. a. 1988], deuten auf einen wesentlichen Beitrag von bis zu 30% zur Masse der Baryonen hin. Dies würde bedeuten, daß ohne den Beitrag der Strangeness das Nukleon wesentlich leichter wäre. Dieses Resultat aus der Pionstreuung favorisiert einen signifikanten Einfluß der Seltsamkeit auf die

Eigenschaften des Nukleons. Es gibt Hinweise [Spin Muon Collaboration 1997, European Muon Collaboration 1988], daß die Strangeness einen wesentlichen Beitrag zum Spin des Nukleons liefert. Messungen der inklusiven, polarisationsabhängigen Strukturfunktion g_1 des Nukleons erlauben eine Extraktion der seltenen Quarkhelizitätsverteilung Δs . Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Myon-Nukleon-Streuung an verschiedenen Kernen zeigte, daß Strange-Quarks zur gesamten Spin-Polarisation des Protons beitragen und ein nicht-trivialer Anteil der Nukleonenmasse m_N durch die $\bar{s}s$ -Komponenten des quantenmechanischen Quarksees entsteht [European Muon Collaboration 1989]. Daraus konnte der Axialvektorstrom $\langle p | \bar{s} \gamma_5 s | p \rangle$ des Protons bestimmt werden. In den neunziger Jahren entstanden neue Experimente, die den Anteil des seltenen Vektorstroms $\langle p | \bar{s} \gamma s | p \rangle$ am gesamten Vektorstrom $\langle p | V_\mu | p \rangle$ des Protons bestimmen wollen [Kaplan und Manohar 1988]. Dieser Anteil wird durch die seltenen Vektorformfaktoren $F_1^{(s)}$ und $F_2^{(s)}$ parametrisiert, die zur Zeit durch die paritätsverletzende Streuung von polarisierten Elektronen an Nukleonen und Kernen in verschiedenen Experimenten vermessen werden. Unter der Annahme, daß die drei leichtesten Quarks (u, d, s) die einzigen Bestandteile des Nukleons sind, die zum Vektorstrom beitragen, läßt sich durch die Messung der linear unabhängigen elektromagnetischen Formfaktoren des Protons und des Neutrons sowie der Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie das Matrixelement in die Beiträge der einzelnen Quarks aufspalten [McKeown 1988]. Unter diesen Annahmen läßt sich aus der paritätsverletzenden Asymmetrie abhängig von der Kinematik sowohl das seltsame magnetische Moment $\mu^{(s)}$ als auch der seltsame quadratische Radius $\langle r_{E,M}^2 \rangle^{(s)}$ ermitteln.

Von großem Interesse ist die Frage, wie groß der Beitrag der Strangeness zur Verteilung der elektrischen Ladung und der Magnetisierung im Nukleon ist und ob es einen darüber hinaus gehenden dynamischen Beitrag gibt. Die Schwierigkeit der theoretischen Vorhersage dieser Beiträge liegt in der Strommasse der Strangequarks begründet, die etwa 150 MeV beträgt. Da dieser Wert vergleichbar mit dem Skalenparameter $\Lambda \approx 200$ MeV ist, der etwa der Skala des Confinements von 1 fm entspricht, kann nicht einfach von der Gültigkeit einer flavor-SU(3)-Symmetrie ausgegangen werden. Andererseits ist die Masse klein gegenüber der Skala der chiralen Symmetriebrechung, die etwa bei 1 GeV liegt und die der Skala des Konstituentenquarks von etwa 0.3 fm entspricht. Diese Situation weist darauf hin, daß die Strangeness bei dem Verständnis der kollektiven Freiheitsgrade eine entscheidene Rolle spielen wird.

Eine Übersicht der verschiedenen Vorhersagen und experimentellen Daten über die Evidenz von Strangeness im Nukleon sind in [Musolf u. a. 1994, Drechsel 2000, Kumar und Souder 2000, Alberico u. a. 2001, Beck und McKeown 2001, Beck und Holstein 2001] zu finden.

2.2 Kinematik der elastischen Elektronen-Streuung

Die elastische Elektron-Nukleon-Streuung kann in erster Ordnung der elektroschwachen Theorie durch den Ein-Boson-Austausch beschrieben werden. Neben dem rein elektromagnetischen Photon-Austausch kann auch der Austausch eines Z_0 -Bosons stattfinden. Das Feynman-Diagramm in Abb. 2.1 stellt die beiden betrachteten Austauschsterme in niedrigster Ordnung der Störungsreihe dar. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist proportional dem Betragsquadrat der beiden Streuamplituden.

$$\sigma \sim \left[\text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} \right]^2 \quad (2.1)$$

Abbildung 2.1: Symbolischer Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Streuung (e) am Proton (P) dargestellt in niedrigster Ordnung der Störungsreihe durch die Feynman-Graphen zum γ - und Z^0 -Austausch.

Die Kinematik der elastischen Elektron-Nukleon Streuung wird durch den Impuls- und Energietransfer bestimmt. Das einlaufende Elektron mit dem Viererimpuls $p \equiv p^\mu = (E, \vec{p})$ streut am Proton und läuft unter dem Laborwinkel θ mit dem Viererimpuls $p' \equiv p'^\mu = (E', \vec{p}')$ aus, $P \equiv P^\mu = (\varepsilon, \vec{P})$ und $P' \equiv P'^\mu = (\varepsilon', \vec{P}')$ sind die Vierer-Impulse für den Anfangs- bzw. Endzustand des Nukleons. Das Nukleon verbleibt während des Streuprozesses im Grundzustand. Dabei wird der Energie- und Impulstransfer

$$v = E - E' = \varepsilon - \varepsilon' \quad q = p - p' = P' - P \quad (2.2)$$

vollständig durch das Rückstoß-Nukleon aufgenommen. Der quadrierte Vierer-Impulstransfer

$$q^2 = v^2 - \vec{q}^2 \equiv -Q^2 < 0 \quad (2.3)$$

ist eine charakteristische Lorentz-Invariante des Streuprozesses. Betrachtet man die elastische Streuung eines relativistischen Elektrons an einem ruhenden Nukleon, so kann die Ruheenergie des Elektrons vernachlässigt werden. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt, daß die Energie E' des auslaufenden Elektrons keine unabhängige Variable ist und kinematisch durch E und θ im Laborsystem bestimmt ist.

$$E' = \frac{E}{1 + (2E/M) \sin^2 \theta/2} \quad (2.4)$$

Das dabei ausgetauschte Boson transferiert dabei den quadrierten Viererimpuls auf das Nukleon.

$$Q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) \quad (2.5)$$

2.3 Austauschströme und Formfaktoren

Das Studium der elastischen Formfaktoren von Kernen und Nukleonen ist von fundamentaler Bedeutung für das Verständnis ihrer elektromagnetischen Struktur. Die elastische Elektron-Nukleon-Streuung wird als Wechselwirkung eines Elektronenstroms mit einem hadronischen Strom beschrieben. Ströme sind bilineare Kombinationen aus Spinoren, die bestimmte Transformationseigenschaften bezüglich der Lorentztransformation besitzen müssen. In einer relativistischen Formulierung wird eine Ladungs- und Stromverteilung durch den Vierervektor:

$$J_\mu(x) = \begin{pmatrix} \rho(x) \\ \vec{j}(x) \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

beziehungsweise durch deren Fouriertransformierte in den Impulsraum in den üblichen Einheiten $\hbar = c = 1$ beschrieben:

$$J_\mu(q) = \int e^{iqx} \cdot J_\mu(x) d^4x \quad (2.7)$$

Der allgemeine Ausdruck für einen Vektorstrom J_μ^V oder einen Axialvektorstrom J_μ^A eines Spin-1/2-Objektes lautet [Bjorken und Drell 1965]:

$$J_\mu^V = Q_V \bar{u} \left[F_1 \gamma_\mu + i \frac{F_2}{2m} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u \quad (2.8)$$

$$J_\mu^A = Q_A \bar{u} \left[G_A \gamma_\mu \gamma^5 \right] u \quad (2.9)$$

Darin sind Q_V , Q_A die Vektor- beziehungsweise Axialvektorladung und m die Masse des Fermions. Die vierkomponentigen Spinoren der beteiligten Fermionen werden durch u sowie $\bar{u} = u^\dagger \gamma^0$ dargestellt. Die γ -Matrizen und der Tensor $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$ entstammen der Dirac-Algebra und bestimmen das Verhalten der Ströme unter Lorentztransformationen. Der erste Term des Vektorstroms wird als Dirac-Strom bezeichnet, F_1 wird als Dirac-Formfaktor bezeichnet. Der zweite Term berücksichtigt die Tatsache, daß das Nukleon durch die innere Struktur ein anomales magnetische Moment besitzt. Ausgedrückt wird dies durch den Pauli-Formfaktor F_2 . Die Formfaktoren sind vom Impulsübertrag Q^2 abhängig. Der Pauliformfaktor ist ungleich Null für zusammengesetzte Objekte wie Proton oder Neutron und identisch Null für punktförmige Objekte wie das Elektron oder Quarks.

Die elektroschwache Theorie des Standardmodells vereint die elektromagnetische mit der schwachen Wechselwirkung in einer $SU(2) \otimes U(1)$ Symmetriegruppe [Weinberg 1967, Salam 1968, Glashow u. a. 1970]. Neben den elektromagnetischen Formfaktoren kann man für das Nukleon in analoger Weise die schwachen Formfaktoren F_1^Z und F_2^Z einführen, die den neutralen schwachen Strom des Nukleons parametrisieren. Die linkshändigen Fermionfelder

$$\psi_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i^- \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \begin{pmatrix} u_i \\ d_i' \end{pmatrix}$$

der Fermionfamilie i transformieren sich als Dubletts unter $SU(2)$ -Rotation, wobei die Eigenfunktionen $d_i' \equiv \sum_j V_{ij} d_j$ durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Mischungsmatrix V [Griffiths 1996] bestimmt werden.

Alle Nukleon-Ströme werden in Beiträge der verschiedenen Quarks aufgespalten, wobei die einzelnen Terme sich jeweils aus den Quarkverteilungen multipliziert mit der entsprechenden Kopplungsstärke zusammensetzen. Beiträge von Quarks schwerer als Strange-Quarks werden in diesem Formalismus vernachlässigt, da diese als sehr klein angenommen werden [Kaplan und Manohar 1988]. Die Kopplungsstärken der individuellen linkshändigen Quarks sind in Tabelle 2.1 angegeben [Bjorken und Drell 1965]. Die Größe θ_W ist als schwacher Mischungswinkel bekannt und beträgt im Niederenergiebereich $\sin^2 \theta_W = 0.23113 \pm 0.00015$ [Particle Data Group 2002]. Für die rechtshändigen Quarks ist der jeweils erste Term der Vektorladung und die Axialvektorladung gleich Null, da diese nicht schwach wechselwirken. Diese Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung kann formal durch die Einführung des schwachen Isospins T beschrieben werden, wobei die linkshändigen Up- und Down-Quarks ein Dublett mit $T = 1/2$ und die rechtshändigen Quarks zwei Singulets mit $T = 0$ bilden.

Die Aufspaltung der Ströme in die Quarkfelder q_j für die einzelnen Quarks $j \in \{u, d, s\}$ ergibt [Beck 1989]:

Tabelle 2.1: Die elektroschwachen Kopplungsstärken linkshändiger Quarks aus dem Standardmodell [Bjorken und Drell 1965].

Quark	γ	Z	
		Vektor	Axial
<i>up</i>	$2/3$	$\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-1/4$
<i>down</i>	$-1/3$	$-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$1/4$
<i>strange</i>	$-1/3$	$-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$1/4$

$$J_\mu^Y = \left\langle p' \left| \sum_{j=u,d,s} \bar{q} Q_j \gamma_\mu q_j \right| p \right\rangle \quad (2.10)$$

$$J_\mu^Z = \left\langle p' \left| \sum_{j=u,d,s} \bar{q} \left[\gamma_\mu \left(\frac{1}{2} T_3^j - Q_j \sin^2 \theta_W \right) - \frac{1}{2} T_3^j \gamma_\mu \gamma_5 \right] q_j \right| p \right\rangle \quad (2.11)$$

Darin beträgt die dritte Komponente des schwachen Isospins $T_3 = 1/2$ für linkshändige Up-Quarks und $T_3 = -1/2$ für linkshändige Down- und Strange-Quarks sowie $T_3 = 0$ für alle rechtshändigen Quarks. Q_j steht für die drittelzahligen elektrischen Ladungen der Quarks. Werden diese Summen in die allgemeine Definition der Nukleonenströme eingesetzt (Gleichungen 2.8 und 2.9), so ergeben sich die Vektor- und Axialvektorströme der Quarkfelder in Abhängigkeit neuer Formfaktoren, die die Beiträge der einzelnen Quarks parametrisieren. Der elektromagnetische und der schwache Strom des Nukleons lassen sich wie folgt schreiben [Beck 1989]:

$$J_\mu^Y = \bar{u}_f \sum_{j=u,d,s} Q_j \left[\gamma_\mu F_1^j + i \frac{F_2^j}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u_i \quad (2.12)$$

$$J_\mu^Z = \bar{u}_f \sum_{j=u,d,s} \left\{ \left(\frac{1}{2} T_3^j - Q_j \sin^2 \theta_W \right) \left[\gamma_\mu F_1^j + i \frac{F_2^j}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] - \frac{1}{2} T_3^j \gamma_\mu \gamma_5 G_A^{Z,j} \right\} u_i \quad (2.13)$$

Entscheidend ist, daß die Ströme der Quarks in die Nukleonenströme linear eingehen und somit auch eine Aufspaltung der Nukleon-Formfaktoren in die Formfaktoren der einzelnen Quarks ermöglichen:

$$F_{1,2}^Y = \sum_{j=u,d,s} Q_j F_{1,2}^j \quad (2.14)$$

$$F_{1,2}^Z = \sum_{j=u,d,s} \left(\frac{1}{2} T_3^j - Q_j \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^j \quad (2.15)$$

$$G_A^Z = \sum_{j=u,d,s} -\frac{1}{2} T_3^j G_A^{Z,j} \quad (2.16)$$

In der Notation von [Kaplan und Manohar 1988] und [Beck 1989] werden die Quark-Nukleon-Formfaktoren bezüglich der $SU(3)$ -Erzeugenden $\{\lambda^\alpha\}$, $\alpha = 1, \dots, 8$ parametrisiert. Die Erzeugenden werden dabei so normiert, daß $\text{Sp } \lambda^\alpha \lambda^\beta = \frac{1}{2} \delta^{\alpha\beta}$ gilt. Zusätzlich wird $\lambda^0 = \frac{1}{3} \mathbf{1}$ definiert. Die Ströme können dann als Funktion der $SU(3)$ -Formfaktoren F^0 , F^3 und F^8 geschrieben werden:

$$J_\mu^Y = \bar{u} \sum_{\alpha=0,3,8} a^\alpha \left[\gamma_\mu F_1^\alpha + i \frac{F_2^\alpha}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u_i \quad (2.17)$$

$$J_\mu^Z = \bar{u} \sum_{\alpha=0,3,8} \left\{ (b^\alpha - a^\alpha \sin^2 \theta_W) \left[\gamma_\mu F_1^\alpha + i \frac{F_2^\alpha}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] - b^\alpha \gamma_\mu \gamma_5 G_1^{Z,\alpha} \right\} u_i \quad (2.18)$$

Dadurch hängen die elektromagnetischen Formfaktoren nur noch von $F_{1,2}^3$ und $F_{1,2}^8$ ab, wie folgende Parametrisierung zeigt [Beck 1989]:

$$F_{1,2}^Y = \sum_{\alpha=0,3,8} a^\alpha F_{1,2}^\alpha \quad (2.19)$$

$$F_{1,2}^Z = \sum_{\alpha=0,3,8} (b^\alpha - a^\alpha \sin^2 \theta_W) F_{1,2}^\alpha \quad (2.20)$$

$$G_1 = \sum_{\alpha=0,3,8} -b^\alpha G_1^\alpha \quad (2.21)$$

für die Koeffizienten a und b gilt:

$$a^0 = 0, \quad a^3 = 1, \quad a^8 = 1/\sqrt{3} \quad (2.22)$$

$$b^0 = -1/4, \quad b^3 = 1/2, \quad b^8 = 1/2\sqrt{3} \quad (2.23)$$

Der Vorteil bei der Einführung der Quark-Formfaktoren liegt darin, daß durch die Invarianz der Quarks unter $SU(2)$ -Isospin-Rotation der Nukleonwellenfunktion Relationen zwischen den Formfaktoren aufgestellt werden können, was zwischen den Neutron- und Proton-Formfaktoren nicht möglich ist. So gelten in dieser Symmetrie beim Übergang $p \rightarrow n$ folgende Ersetzungen: $u \rightarrow d$, $d \rightarrow u$ und $s \rightarrow s$, beispielsweise:

$$F_{1,2}^{u,\text{proton}} = F_{1,2}^{d,\text{neutron}} \quad (2.24)$$

Nutzt man diese Relationen aus und löst die zwei Gleichungen 2.14 und 2.15 nach dem Formfaktor des Strange-Quarks auf, so ergibt sich der gewünschte Zusammenhang zwischen diesem unbekanntem Formfaktor und den bekannten Formfaktoren F_i^p und F_i^n für $i \in \{1, 2\}$:

$$F_i^{(s)} = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) F_i^{\gamma,p} - F_i^{\gamma,n} - 4 F_i^{Z,p} \quad (2.25)$$

Aus der Gleichung 2.15 für das *strange*-Quark und der Gleichung 2.8 für den Vektorstrom des Protons ergibt sich das Matrixelement des seltsamen Vektorstroms $\langle p | \bar{s} \gamma_\mu s | p \rangle$ des Protons:

$$\langle p' | \bar{s} \gamma_\mu s | p \rangle = \bar{u}(p) \left[F_1^{(s)}(Q^2) \gamma_\mu + i \frac{F_2^{(s)}(Q^2)}{2m_N} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u(p) \quad (2.26)$$

wobei $u(p)$ den Protonenspinor repräsentiert.

Die häufig gebrauchten elektrischen (E) und magnetischen (M) Sachs-Formfaktoren stellen eine Linearkombination der Dirac- und Pauli-Formfaktoren $F_1^{(s)}$ und $F_2^{(s)}$ dar [Bjorken und Drell 1965, S. 245]:

$$G_E^{(s)} = F_1^{(s)} - \tau F_2^{(s)} \quad (2.27)$$

$$G_M^{(s)} = F_1^{(s)} + F_2^{(s)} \quad (2.28)$$

Der kinematische Faktor τ in obiger Gleichung ist durch den quadratischen Impulsübertrag und die Masse des Nukleons definiert: $\tau \equiv Q^2/4m_N^2$. Die Pauli- und Dirac-Formfaktoren F_1 und F_2 des Nukleons enthalten dabei alle Informationen über die Abweichung der Ladungs- und Magnetisierungsverteilungen von punktförmigen Strukturen. Bei verschwindendem quadratischem Impulsübertrag $Q^2 \rightarrow 0$ geht der elektrische Sachs-Formfaktor $G_E^{(s)}$ in die Netto-Seltsamkeit des Nukleons über, die Null beträgt. Den mittleren quadratischen seltsamen Radius des Nukleons

$\langle r_{E,M}^2 \rangle^{(s)}$ und den Steigungsparameter $\rho_{E,M}^{(s)}$ erhält man aus einer Taylorentwicklung der Formfaktoren um $Q^2 = 0$:

$$\rho_{E,M}^{(s)} = \frac{1}{6} \langle r_{E,M}^2 \rangle^{(s)} = \left. \frac{dG_{E,M}^{(s)}(Q^2)}{dQ^2} \right|_{\tau=0} + \mathcal{O}(Q^4) \quad (2.29)$$

Für eine analoge Größe, das seltsame magnetische Moment $\mu^{(s)} = G_M^{(s)}(0)$, existiert keine Randbedingung, so daß dessen Wert auch an $Q^2 = 0$ experimentell bestimmt werden muß. Die Interpretation durch einen Radius und ein magnetisches Moment ist bei relativistischen Energien nicht mehr möglich, da sich solche Beziehungen nicht lorentzinvariant definieren lassen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung wird durch die Rosenbluth-Formel [Rosenbluth 1950] beschrieben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \theta) = \frac{\alpha^2 E'}{4E^3 \sin^4(\frac{\theta}{2})} \left[((F_1^{p,n})^2 + \kappa^2 \tau (F_2^{p,n})^2) \cos^2(\frac{\theta}{2}) + 2\tau (F_1^{p,n} + \kappa F_2^{p,n})^2 \sin^2(\frac{\theta}{2}) \right] \quad (2.30)$$

κ ist das anomale magnetische Moment des Nukleons. Messungen zum gleichen Q^2 , aber unter verschiedenen Streuwinkeln θ können kombiniert werden, um die elektrischen und magnetischen Formfaktoren zu extrahieren. Dies ist unter dem Begriff Rosenbluth-Separation bekannt.

2.4 Paritätsverletzende Asymmetrie

Die Paritätsoperation \mathbf{P} ist eine der inneren, diskreten Symmetrietransformationen der Quantenmechanik. Sie ist die Punktspiegelung eines physikalischen Zustandes am Koordinatenursprung. Für eine skalare Wellenfunktion gilt:

$$\mathbf{P} \psi(\vec{x}, t) = \psi(-\vec{x}, t) \quad (2.31)$$

und für ein Diracfeld:

$$\mathbf{P} \psi_D(\vec{x}, t) = \gamma_0 \psi_D(-\vec{x}, t) \quad (2.32)$$

Daraus folgt für die Eigenwerte des Paritätsoperators entweder $\pi = +1$ oder $\pi = -1$. Die Paritätsverletzung ist eine besondere Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung. Die Aufhebung der Spiegelsymmetrie setzt die Existenz einer Vorzugsrichtung im Raum voraus. Eine Messung der Paritätsverletzung setzt einen Vergleich eines Experiments mit einem gespiegelten Experiment voraus. Dabei enthält der Wirkungsquerschnitt eine pseudoskalare Komponente, die das Vorzeichen im gespiegelten Experiment wechselt und somit die beiden Systeme unterscheidbar macht. Die Messung am Spiegelexperiment wird durch die Umkehrung der pseudoskalaren Helizität des Elektronenstrahls ermöglicht. Die Helizität beschreibt die Projektion des Spins auf die Impulsrichtung:

$$H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|} \quad (2.33)$$

Im Idealfall einer longitudinalen Ausrichtung des Elektronen-Spins zum Impuls ist $H = \pm 1$. Weil der Impuls eine vektorielle Größe ist, besitzen Drehimpulse axialvektoriellen Charakter. Unter der Paritätsoperation ändert sich die Richtung des Impuls, die Richtung des Spins bleibt unverändert. Somit werden durch die Paritätstransformation linkshändige (L) in rechtshändige (R) Teilchen verwandelt und umgekehrt. So gilt für polarisierte Elektronen:

$$\mathbf{P} |e_L\rangle = |e_R\rangle \quad (2.34)$$

$$\mathbf{P} |e_R\rangle = |e_L\rangle \quad (2.35)$$

Das kann diese Transformation ausnutzen, um die Paritätsverletzung in der Streuung von rechtshändig oder linkshändig polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen zu untersuchen. Der Wirkungsquerschnitt σ setzt sich aus dem Betragsquadrat der Summe des elektromagnetischen Matrixelements \mathcal{M}_γ und des neutralen, schwachen Matrixelements \mathcal{M}_{Z_0} zusammen:

$$\sigma \propto |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z_0}|^2 = \underbrace{|\mathcal{M}_\gamma|^2}_{\propto \frac{1}{Q^4}} + 2 \underbrace{|\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_{Z_0}|}_{\propto \frac{1}{Q^2} \frac{1}{Q^2 + M_{Z_0}^2}} + \underbrace{|\mathcal{M}_{Z_0}|^2}_{\propto \frac{1}{(Q^2 + M_{Z_0}^2)^2}} \quad (2.36)$$

Der erste Term der Summe beschreibt die rein elektromagnetische Wechselwirkung, die paritätserhaltend ist. Der zweite Term ist der Interferenzterm zwischen elektromagnetischer und paritätsverletzender schwacher Wechselwirkung. Der dritte Term ist aufgrund der hohen Masse M_{Z_0} des Z_0 -Bosons bei Impulsüberträgen bis etwa $1 \text{ GeV}^2/c^2$, wie sie derzeit am MAMI erreichbar sind, vernachlässigbar. Normiert auf den ersten Term in Gleichung 2.36 ergeben sich für den Impulsübertrag $Q^2 \simeq 0.2 \text{ GeV}^2/c^2$ im A4-Experiment folgende Größenordnungen der Terme:

$$\sigma \sim 1 + 10^{-5} + 10^{-10} \quad (2.37)$$

Die Veränderung des Wirkungsquerschnitts durch die schwache Wechselwirkung ist zu klein, um sie direkt messen zu können. Um den Beitrag der schwachen Wechselwirkung überhaupt beobachten zu können, nutzt man die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung im zweiten Term für eine Messung der Asymmetrie aus und betrachtet die Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte von links- und rechtshändigen Elektronen. Die paritätsverletzende Asymmetrie ist definiert durch:

$$A_{PV} \equiv \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L} \quad (2.38)$$

Hierbei hebt sich die dominante paritätserhaltende elektromagnetische Wechselwirkung des ersten Terms gerade heraus. Zerlegt man die Streuamplituden in einen links- und rechtshändigen Anteil,

$$\mathcal{M}^R = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z_0}^R \quad \mathcal{M}^L = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z_0}^L \quad (2.39)$$

so ergibt sich für die elastische Streuungen folgende Asymmetrie:

$$A_{PV} = \frac{|\mathcal{M}^R|^2 - |\mathcal{M}^L|^2}{|\mathcal{M}^R|^2 + |\mathcal{M}^L|^2} \simeq \frac{\mathcal{M}_\gamma(\mathcal{M}_{Z_0}^R - \mathcal{M}_{Z_0}^L)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \quad (2.40)$$

Eine von Null verschiedene Asymmetrie wird also nur durch die verschiedenen starke Kopplung des Z_0 -Bosons an links- und rechtshändigen Fermionen hervorgerufen. Bei der Multiplikation der Amplituden \mathcal{M}_γ und \mathcal{M}_{Z_0} in den Wirkungsquerschnitten tauchen in den Strömen sowohl Lorentzvektoren als auch Lorentzaxialvektoren auf. Alle Terme, die entweder die Lorentzvektoren oder die Lorentzaxialvektoren quadratisch beinhalten, führen zu einem paritätserhaltenden Wirkungsquerschnitt und kürzen sich so aus der Asymmetrie heraus. Dagegen führen Terme, die linear in einem Lorentzvektor und einem Lorentzaxialvektor sind, zu einem nicht verschwindenden Beitrag. Der Interferenzterm mit Axialvektorkopplung an den leptonischen und mit Vektorkopplung an den hadronischen Strom leistet den größten paritätsverletzenden Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Bei kleinen Impulsüberträgen ist der γ -Austausch dominant, weil die große Masse des neutralen schwachen Vektorbosons im Propagator zu einer Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum Photon-Austausch führt. Dieser Interferenzterm ist bei Energien, die wesentlich kleiner sind als die Ruhemasse M_{Z_0} des Z_0 -Bosons, von der Größenordnung $Q^2/M_{Z_0}^2$ und führt zu einer paritätsverletzenden Asymmetrie.

Die Asymmetrie für die Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen kann in folgender Weise mit den Sachsformfaktoren

$G_{E,M}^{p,n}$ und den elektroschwachen Vektorformfaktoren $\tilde{G}_{E,M}^p$ ausgedrückt werden [Musolf u. a. 1994]:

$$A_{PV} = \left[\frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \right] \times \frac{\varepsilon\tilde{G}_E^p G_E^p + \tau\tilde{G}_M^p G_M^p - (1 - 4\sin^2\theta_W)\sqrt{1-\varepsilon^2}\sqrt{\tau(1+\tau)}G_A^p G_M^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (2.41)$$

mit der Fermi-Kopplungskonstanten $G_F = 1.1664 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$, der Feinstrukturkonstanten α , dem halben Energieübertrag auf das Proton $\tau = Q^2/4m_N^2$ und der Polarisation des virtuellen Photons $\varepsilon = [1 + 2(1 + \tau)\tan^2(\theta/2)]^{-1}$. θ ist der Labor-Streuwinkel, θ_W der schwache Mischungswinkel und Q^2 der Impulsübertrag.

Die elektroschwachen Vektorformfaktoren $\tilde{G}_{E,M}^p$ können mit den elektromagnetischen Sachsformfaktoren $G_{E,M}^{p,n}$ und den Beiträgen der Strange-Quarks zu den Vektorformfaktoren des Nukleons $G_{E,M}^s$ dargestellt werden:

$$\tilde{G}_{E,M}^p = \left(\frac{1}{4} - \sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^p - \frac{1}{4}G_{E,M}^n - \frac{1}{4}G_{E,M}^s \quad (2.42)$$

Setzt man Gleichung 2.42 in Gleichung 2.41 ein, erhält man für die paritätsverletzende Asymmetrie in niedrigster Ordnung (tree level):

$$A_{PV} = A_V + A_S + A_A$$

$$= \left[\frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \right] \times \left\{ (1 - 4\sin^2\theta_W) - \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} - \right. \quad (2.43)$$

$$\left. \frac{\varepsilon G_E^p G_E^s + \tau G_M^p G_M^s}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} - \right. \quad (2.44)$$

$$\left. \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W)\sqrt{1-\varepsilon^2}\sqrt{\tau(1+\tau)}G_M^p G_A^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (2.45)$$

Der Term 2.43 (A_V) gibt die Asymmetrie ohne Strangeness-Beitrag an, der Term 2.44 (A_S) enthält die Beiträge der Strange-Quarks zu den Vektorformfaktoren des Nukleons und der Term 2.45 (A_A) den Beitrag der Axialvektorkopplung. Die Beiträge des schwachen Axialformfaktors G_A^p sind mit dem Faktor $(1 - 4\sin^2\theta_W) \simeq$

0.08 stark unterdrückt. Die Asymmetrie A_0 des Streuprozesses ohne Berücksichtigung der Strangeness im Nukleon kann im Rahmen des Standardmodells berechnet werden: $A_0 = A_{PV}$ für $A_S = 0$:

$$\begin{aligned}
A_0 &= A_V + A_A \\
&= \left[\frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \right] \times \left\{ (1 - 4\sin^2\theta_W) - \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} - \right. \\
&\quad \left. \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W)\sqrt{1-\varepsilon^2}\sqrt{\tau(1+\tau)}G_M^p G_A^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (2.46)
\end{aligned}$$

Die Differenz der gemessenen paritätsverletzenden Asymmetrie A_{PV} und A_0 beträgt:

$$\begin{aligned}
\Delta A &= A_{PV} - A_0 = A_S \\
&= \left[\frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \right] \times \frac{\varepsilon G_E^p G_E^s + \tau G_M^p G_M^s}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (2.47)
\end{aligned}$$

Berücksichtigt man elektroschwache Strahlungskorrekturen aufgrund von Vertex-Korrekturen und höheren Ordnungen gemäß [Marciano und Rosner 1990], so erhält man für die paritätsverletzende Asymmetrie:

$$\begin{aligned}
A_{PV} &= \left[\frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \right] \times \\
&\quad \left\{ \rho'_{eq} (1 - 4\hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2) - (\rho'_{eq} - 2(\lambda_{1u} + 2\lambda_{1d})) \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} - \right. \\
&\quad \left. (\rho'_{eq} - 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})) \frac{\varepsilon G_E^p G_E^s + \tau G_M^p G_M^s}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} - \right. \\
&\quad \left. \frac{(1 - 4\hat{s}_Z^2 \theta_W)\sqrt{1-\varepsilon^2}\sqrt{\tau(1+\tau)}G_M^p G_A^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (2.48)
\end{aligned}$$

ρ , κ und λ sind die Parameter des neutralen Stromes im Elektron-Hadron Prozeß im Rahmen des Standardmodells [Hagiwara 2002]. In niedrigster Ordnung gilt: $\rho = \kappa = 1$, $\lambda = 0$. \hat{s}_Z^2 bezeichnet den Sinus des effektiven Mischungswinkels bei der Z-Masse im Rahmen des \overline{MS} Renormalisierungs-Schemas.

Aufgrund der Abhängigkeit der kinematischen Faktoren ε und τ von dem Impulsübertrag Q^2 und dem Laborwinkel θ tragen die Formfaktoren in Gleichung 2.41

unterschiedlich zur Asymmetrie bei. Unter Vorwärtstreuwinkeln $\theta < 90^\circ$ wird G_E^s begünstigt, während G_M^s in diesem Winkelbereich unterdrückt wird. Unter Rückwärtswinkeln hingegen dominiert G_M^s . Überträgt man dies auf die Dirac- und Pauliformfaktoren, wird F_1^s unter Vorwärtstreuwinkeln begünstigt und F_2^s unterdrückt. So ist man auf unterschiedliche Linearkombinationen von G_E^s und G_M^s oder F_1^s und F_2^s sensitiv. Der optimale kinematische Bereich zur Durchführung eines Experiments wird durch einen statistischen Gütefaktor beschrieben. Hierzu wird der Winkelbereich bestimmt, in dem man zur einer gegebenen Meßzeit die kleinste statistische Unsicherheit in der Asymmetrie erhält. Im Rahmen einer Doktorarbeit [Heinen-Konschak 1994] wurde für das A4-Experiment die günstigste Kinematik und Detektorgeometrie bestimmt. Bei der MAMI-Strahlenergie von 854.3 MeV liegt der so bestimmte Streuwinkel bei $\theta = 35^\circ$, dies entspricht einem Impulsübertrag von $Q^2=0.227 \text{ GeV}^2/c^2$. Mit diesen Parametern ergibt sich aus der Gleichung 2.46 für die Asymmetrie ohne Strangeness-Beitrag unter $\theta = 35^\circ$ $A_0 = (-6.17 \pm 0.50) \text{ ppm}$.

Mittelt man den Impulsübertrag Q^2 und die Asymmetrie A_0 über die Detektorgeometrie im Winkelbereich von $(32-38)^\circ$ (siehe Kapitel 7), so ergibt sich für den Impulsübertrag ein Wert von $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ und für die Asymmetrie ohne Strangeness-Beitrag $A_0 = (-6.45 \pm 0.50) \text{ ppm}$. Mit dieser Kinematik ist es möglich, die kinematisch gewichtete Summe der Formfaktoren $G_E^s + 0.221 \cdot G_M^s$ oder $F_1^s + 0.128 \cdot F_2^s$ zu bestimmen.

Kapitel 3

Experimentelles Prinzip und Realisierung des A4-Experiments

3.1 Grundlegendes Meßprinzip

Das Meßprinzip des A4-Experiments am Elektronenbeschleuniger MAMI ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Longitudinal polarisierte Elektronen werden an einen unpolarisierten Proton-Target gestreut und mit einem Detektor in einem bestimmten Raumwinkel nachgewiesen. Mit dem Detektor werden Zählratenänderungen in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls gemessen. Die experimentelle Methode besteht in der Bestimmung der Zählraten-Asymmetrie von elastisch gestreuten Elektronen an einem unpolarisierten Proton-Target. Diese Asymmetrie A_{Roh} wird als der Quotient von Zählraten-Differenz zur Zählraten-Summe bezüglich der beiden longitudinalen Polarisationsrichtungen (+, -) des Elektronenstrahls definiert:

$$A_{Roh} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (3.1)$$

Aus der gemessenen Roh-Asymmetrie A_{Roh} wird die physikalische Asymmetrie A_{PV} extrahiert (Kapitel 7). Der optimale kinematische Bereich zur Durchführung eines Experiments wird durch einen statistischen Gütefaktor beschrieben. Hierzu wird der Winkelbereich bestimmt, in dem man zu einer gegebenen Meßzeit die kleinste statistische Unsicherheit in der Asymmetrie erhält (Kapitel 2.4). Im A4-Experiment wird mit einer Strahlenergie von 854.3 MeV und bei einem Streuwinkel von $\theta = 35^\circ$ gemessen, dies entspricht einem Impulsübertrag von $Q^2=0.227 \text{ GeV}^2/c^2$. Mit diesen Parametern ergibt sich aus der Gleichung 2.46 für die Asymmetrie ohne Strangeness-Beitrag $A_0 = (-6.17 \pm 0.50) \text{ ppm}$. Es wurde in der Bestimmung von

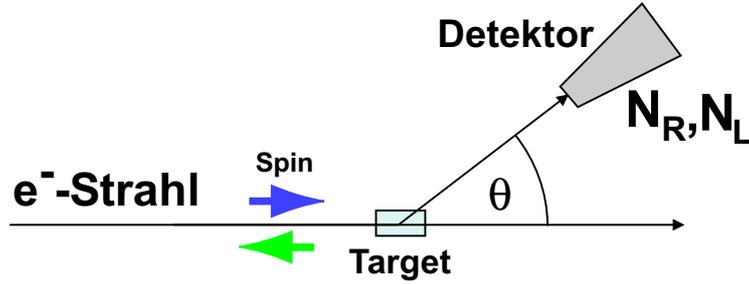


Abbildung 3.1: Grundprinzip des A4-Experiments. Longitudinal polarisierte Elektronen werden an einem unpolarisiertem Target gestreut und die Streuraten in einem Detektor nachgewiesen.

A_{PV} eine Genauigkeit von 11% erreicht, die sich aus 10% statistischem Fehler und 6% systematischer Ungenauigkeit zusammensetzt. Aus der Definition von A_{Roh} läßt sich über deren Fehler die minimale Gesamtzahl der elastischen Streueignisse N_{min} ableiten.

$$\delta A_{Roh} = \sqrt{\left(\frac{\delta A_{Roh}}{\delta N_R} \delta N_R\right)^2 + \left(\frac{\delta A_{Roh}}{\delta N_L} \delta N_L\right)^2} \quad (3.2)$$

Weil die notwendigen Zählraten $N_{R,L}$ sehr groß sind und die erwartete Asymmetrie in der Größenordnung 10^{-5} liegt, kann Gleichung 3.2 mit den Annahmen $N_R \cong N_L$, $\delta N_R \cong \delta N_L$ und $\delta N_{R,L} = \sqrt{N_{R,L}}$ vereinfacht werden.

$$\delta A_{Roh} \approx \frac{\sqrt{1 - (A_{Roh})^2}}{\sqrt{N_R + N_L}} \cong \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.3)$$

Soll die gesuchte Asymmetrie A_{Roh} mit einem statistischen Fehler von nur 10% bestimmt werden, so folgt aus Gleichung 3.3, daß

$$N_{min} \geq (10\% \times A_{Roh})^{-2} \approx 3 \cdot 10^{12} \quad (3.4)$$

elastisch gestreute Elektronen in einem Detektor registriert werden. Dies entspricht bei einem Elektronenstrom von $20 \mu\text{A}$ mit einer Polarisation von 80% einer reinen Meßzeit von etwa 600 h.

Die Zählraten schwanken in aller Regel statistisch, d.h. der Fehler der experimentellen Asymmetrie sollte möglichst nur durch Fehler der Zählrate $\Delta N = \sqrt{N}$ gegeben sein. Allerdings haben Schwankungen aller Strahlparameter zusätzlichen Einfluß

auf die erreichbare Genauigkeit. Die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist die Messung aller systematischen Fehlerquellen und die Minimierung und Regelung dieser. Eine ausführliche Betrachtung der systematischen Effekte findet sich in Kapitel 4.

3.2 Experimentelle Realisierung

Das A4-Experiment wurde seit 1994 am Elektronenbeschleuniger MAMI entwickelt; ab Sommer 1999 begann in den Experimentierhallen 3 und 4 des Instituts für Kernphysik der eigentliche apparative Aufbau zur Messung der paritätsverletzenden Elektron-Streuung am Proton. Der prinzipielle Aufbau des A4-Experimentes ist in Abbildung 3.2 dargestellt.

Die Erzeugung der polarisierten Elektronen unterteilt sich in mehrere Schritte: Produktion der polarisierten Elektronen sowie Beschleunigung und Transport der Elektronen in die Experimentierhalle (Kapitel 3.2.1). Die Parameter des Elektronenstrahls (Strom, Energie, Position und Winkel) müssen hierbei stetig kontrolliert und geregelt werden (Kapitel 3.2.2). Desweiteren ist eine präzise Kenntnis der Elektronenpolarisation notwendig (Kapitel 3.2.8). Hierzu wurde ein Kontrollsystem am Elektronenbeschleuniger MAMI aufgebaut, Abbildung 3.3 zeigt die wichtigsten Installationen zur Durchführung des A4-Experiments. Eine spezielle Steuerungselektronik (Kapitel 5.2.1) bestimmt dabei, wie die Umschaltung der Helizität alle 20 ms erfolgen soll.

Im folgenden werden für die Strahlmonitore die in Tabelle 3.1 aufgeführten Abkürzungen verwendet:

Tabelle 3.1: Im folgenden sollen für die benutzten Strahlmonitore unten aufgelistete Abkürzungen verwendet werden.

Strahlmonitor	Abkürzung
Luminositätsmonitor	LUMO
Phasen- und Intensitätsmonitor	PIMO
XY-Ortsmonitor	XYMO
Energiemonitor	ENMO

Die polarisierten Elektronen werden an dem 10 cm langen unpolarisierten Flüssig-Wasserstoff-Target (Kapitel 3.2.3) gestreut und im PbF_2 -Kalorimeter detektiert (Kapitel 3.2.4). Die Detektorelektronik digitalisiert und histogrammiert die Daten (Kapitel 3.2.5) und stellt das Energiespektrum zur Analyse bereit (Kapitel 3.2.6).

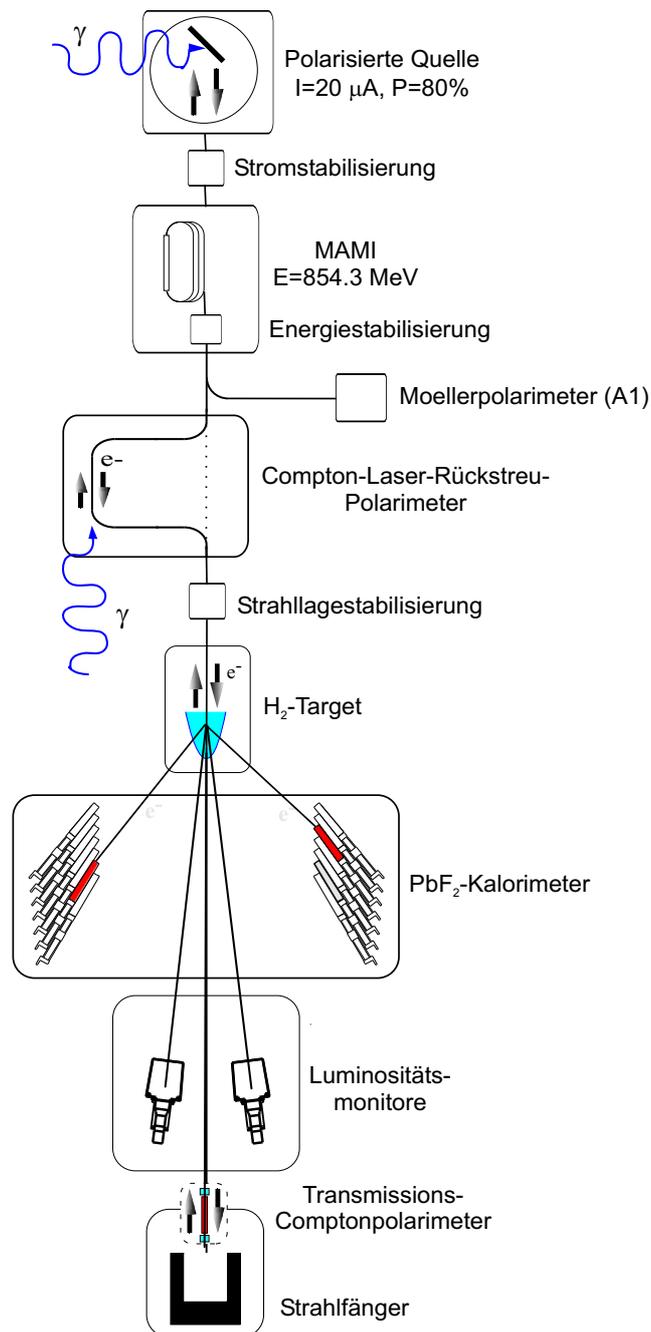


Abbildung 3.2: Prinzipieller Aufbau des A4-Experiments. Polarisierte Elektronen werden in MAMI auf 854.3 MeV beschleunigt und in einem Flüssig-Wasserstoff-Target gestreut. Die Rate der gestreuten Elektronen wird mit einem PbF_2 -Detektor gemessen. Zusätzlich werden die gestreuten Teilchen in Luminositätsmonitoren unter kleinen Streuwinkeln nachgewiesen, um Targetdichteschwankungen zu korrigieren. Die Strahlpolarisation wird mit drei Polarimetern vermessen. Sämtliche Strahlparameter des Elektronenstrahls werden kontrolliert und stabilisiert.

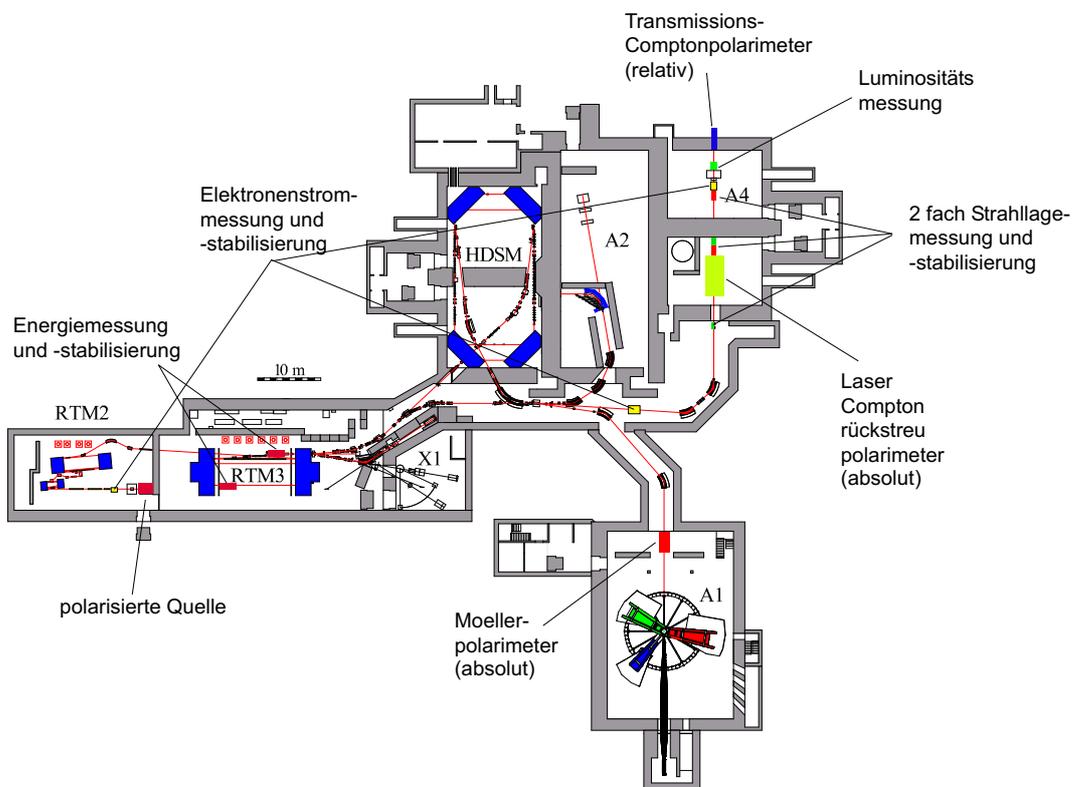


Abbildung 3.3: Netzwerk über den Elektronenbeschleuniger MAMI zur Durchführung des A4-Experiments. Die polarisierten Elektronen werden an der polarisierten Quelle erzeugt und durch den Elektronenbeschleuniger MAMI beschleunigt und zum Experiment transportiert. Die Parameter des Elektronenstrahls (Strom, Energie, Position und Winkel) müssen hierbei stetig kontrolliert werden. Es wird ein System von mehreren Mikrowellenkavitäten benutzt, um Strahlstrom, Strahlenergie und Strahlort zu überwachen. Zusätzlich wird ein System von Rückkoppelschleifen genutzt, um Energie, Strom, Position und Winkel des Strahls zu stabilisieren. Desweiteren ist eine präzise Kenntnis der Elektronenpolarisation notwendig. Die Polarisation wird dabei von drei Polarimetern an verschiedenen Stellen des Beschleunigers vermessen. Das Wasserstoff-Target wird mittels Luminositätsmonitoren auf Targetdichtefluktuationen hin überprüft. Das A4-Experiment ist in den Experimentierhallen 3 und 4 aufgebaut.

Die gemessene Rohasymmetrie muß auf falsche Asymmetrien korrigiert werden. Die elastischen Zählraten N^+ , N^- werden dazu auf die parallel gemessene effektive Targetdichte ρ , die der Quotient aus Luminosität und Strahlstrom ist, normiert. Die Messung der Luminosität ist zusätzlich zur Strahlstrommessung notwendig, um systematische Veränderungen der Asymmetrie durch Targetdichte- und Strahlfluktuationen zu trennen und zu korrigieren (Gleichung 3.5). Targetdichteschwankungen bewirken eine effektive Verkürzung der Targetlänge und erzeugen im Kalorimeter Zählratenschwankungen, die die statistischen Schwankungen der Zählrate bei der Bestimmung der Asymmetrie dominieren können. Die Luminosität im Experiment liegt bei $L \approx 5.3 \times 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und wird mit acht Luminositätsmonitoren helizitätskorreliert unter kleinen Streuwinkeln hinter dem Kalorimeter überwacht. Schwanken Luminosität und Strahlstrom unkorreliert zueinander, so ist dies ein Indiz für ein kochendens Target (Kapitel 5.1, 6.2). Die helizitätskorrelierten Fluktuationen des Strahlstroms werden mit einer linearen Korrektur auf falsche Asymmetrien berichtigt (Gleichung 3.6).

Die auf die Targetdichte normierte Detektor-Rohasymmetrie A_{Mess} wird durch folgende Gleichung berechnet:

$$A_{Mess} = \frac{\frac{N^+}{\rho^+} - \frac{N^-}{\rho^-}}{\frac{N^+}{\rho^+} + \frac{N^-}{\rho^-}} \quad \text{mit} \quad \rho^\pm = \frac{L^\pm}{I^\pm} \quad (3.5)$$

wobei ρ^\pm die effektive Targetdichte ist, die aus der gemessenen Luminosität L^\pm und dem gemessenen Strahlstrom I^\pm berechnet wird. Hierbei reicht die Messung eines Signals, das proportional zur Luminosität L^\pm und zum Strom I^\pm ist, da sich Proportionalitätsfaktoren in der Asymmetrie herauskürzen.

Helizitätskorrelierte Änderungen der Elektronenstrahlparameter am Targetort (Strom, Energie, Position und Winkel) führen ebenfalls zu falschen Asymmetrien, so führt z.B. eine helizitätskorrelierte Änderung der Position von 20 nm zu einer Modifikation der gemessenen Asymmetrie um 1% (Kapitel 4.1). Die Kenntnis dieser falschen Asymmetrien ist eine wichtige Voraussetzung zur Durchführung des Experiments. Zur Verkleinerung der Strahlfluktuationen wurden an verschiedenen Stellen Stabilisierungssysteme eingebaut (Kapitel 3.2.2). Zusätzlich wurde ein Datenaufnahmesystem zur genauen Vermessung der Strahlparameter entwickelt (Kapitel 5.3).

Die helizitätskorrelierten Strahlschwankungen aller Strahlparameter am Targetort werden mit einer linearen Korrektur auf falsche Asymmetrien berichtigt und die physikalische Asymmetrie extrahiert:

$$A_{Mess} = P \cdot A_{PV} + \sum_{i=1}^6 a_i X_i \quad (3.6)$$

A_{Mess} ist die auf die effektive Targetdichte normierte Detektor-Rohasymmetrie, A_{PV} die zu extrahierende physikalische Asymmetrie. P bezeichnet die Polarisation des Elektronenstrahls, X_i die helizitätskorrelierten Meßgrößen: Stromasymmetrie A_I , Strahlgedifferenz Δx & Δy , Strahlwinkeldifferenz $\Delta x'$ & $\Delta y'$ und Energiedifferenz ΔE am Targetort, a_i sind Korrelationskoeffizienten zwischen einer beobachteten falschen Asymmetrie und den helizitätskorrelierten Strahlparameterdifferenzen X_i . Eine ausführliche Beschreibung hierzu findet sich in Kapitel 7.

3.2.1 Polarisierte Quelle und Beschleuniger

Die Elektronenquelle liefert für das A4-Experiment longitudinal polarisierte Elektronen bei einem Strahlstrom von $20 \mu A$ und einer mittleren Polarisation von etwa 80%. Dazu wird ein uniaxial deformierter GaAs-Kristall ('strained-layer') als Photokathode mit 100 ps breiten Lichtpulsen eines getakteten Halbleiter-Lasers beleuchtet. Die Repetitionsrate des Lasers von 2.45 GHz ist dabei auf die Hochfrequenz von MAMI synchronisiert. Die Helizität des zirkular polarisierten Laserlichts, welches die Helizität des Elektronenstrahls definiert, wird durch eine Pockelszelle umgeschaltet. Die dabei durch den Photoeffekt austretenden polarisierten Photoelektronen werden mit einer Hochspannung von 100 kV aus der Quelle extrahiert und in das MAMI eingespeist [Aulenbacher u. a. 1997, Ciarrocca u. a. 1998].

Der Elektronenbeschleuniger MAMI besteht aus drei hintereinandergeschalteten Racetrack Mikrotrons (RTM) mit einem 3.46 MeV-Linearbeschleuniger als Injektor. Das Prinzip des Mikrotron-Beschleunigers ist das rezirkulieren des Elektronenstrahls in dem gleichen Linearbeschleuniger, der mit einer Hochfrequenz von 2.45 GHz mit normalleitenden Hochfrequenzkavitäten betrieben wird. Die Elektronen verlassen die erste Mikrotron-Stufe mit einer Energie von 14.35 MeV, die zweite mit einer Energie von 180 MeV und gewinnen eine Energie von 7.5 MeV pro Umlauf in der dritten Mikrotron-Stufe mit einem Maximum von $n=90$ Umläufen. Die im Experiment benutzte Elektronen-Energie beträgt $E(n=90)=854.3$ MeV, diese kann durch Erhöhen des Dipolfeldes im 3. Mikrotron auf maximal 882 MeV gesteigert werden. Bei der benutzten Energie von 854.3 MeV ist die relativistische Spindynamik bei der Präzession des Elektronenspins so ausgerichtet, daß er im A4-Experiment longitudinal steht.

3.2.2 Strahlmonitore und Strahlstabilisierungssysteme

Zur Durchführung des A4-Experiments ist eine präzise Stabilisierung verschiedener Strahlparameter (Lage, Strom, Energie) erforderlich. In der Beschleunigergruppe des Instituts für Kernphysik wurden Regelungssysteme entwickelt, die diese Größen während der gesamten Meßzeit überwachen und auf ihre Sollwerte regeln. Es wurden Regelungssysteme für Strahlage, Strahlstrom und Strahlenergie installiert. Ein Übersichtsschema aller Stabilisierungssysteme und deren Rückwirkungsmöglichkeiten findet sich in Abbildung 3.4. Eine Beschreibung des in der Abbildung eingezeichneten Luminositätsmonitors findet sich in den Kapiteln 3.2.7 und 5.1.

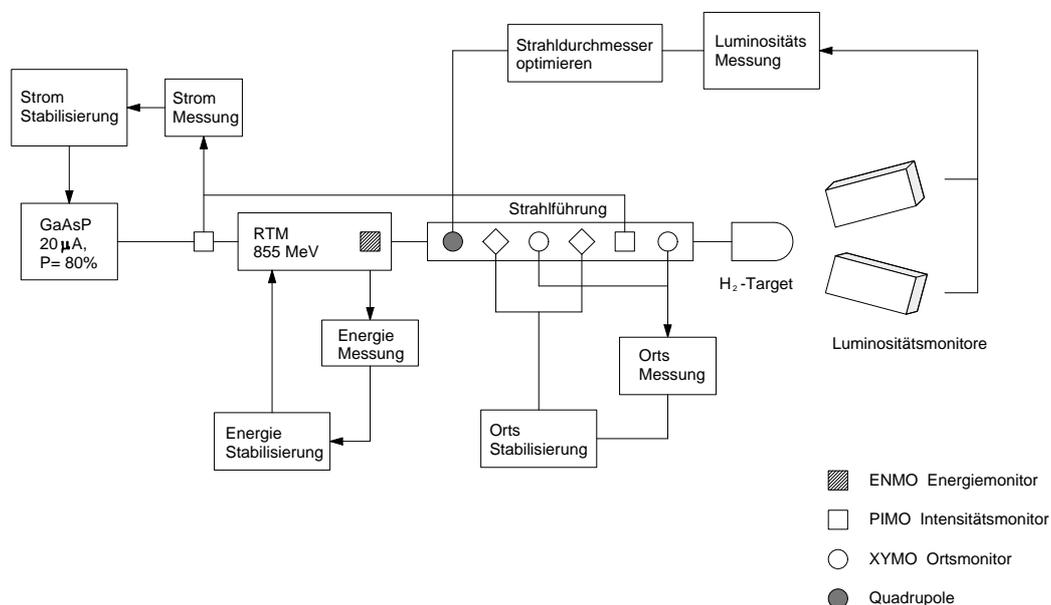


Abbildung 3.4: Übersicht der installierten Stabilisierungs- und Strahldiagnosesysteme. Sämtliche helizitätskorrelierte Strahlparameter wie Lage, Strom und Energie müssen gleichzeitig zum laufenden Experiment überwacht werden. Hierzu wurde ein Monitorsystem aufgebaut, das es erlaubt diese Strahlparameter aktiv zu stabilisieren. Zusätzlich wurde ein Luminositätsmonitorsystem aufgebaut, welches die Dichtefluktuationen des Wasserstoff-Targets kontrolliert. Mittels Quadrupolen im Beschleuniger kann so der Strahldurchmesser optimiert und die Dichtefluktuationen reduziert werden (Kapitel 6.2).

Mit Hilfe dieser Systeme konnten die falschen Asymmetrien reduziert werden. Untersuchungen zu diesen Stabilisierungssystemen und den gemessenen Fluktuationen mit und ohne Stabilisierung im Strahlbetrieb finden sich in Kapitel 6.

Strahllage

Zur Verbesserung der mittleren Strahlemittanz und zur Unterdrückung helizitäts-korrelierter Lageänderungen ist es notwendig, eine aktive Stabilisierung der Strahllage vorzunehmen. Die Strahllageregelung besteht aus einer elektronischen Rückkopplung, deren Regelparameter über das MAMI-Kontrollsystem eingestellt werden können. Das Schema der Strahllageregelung ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

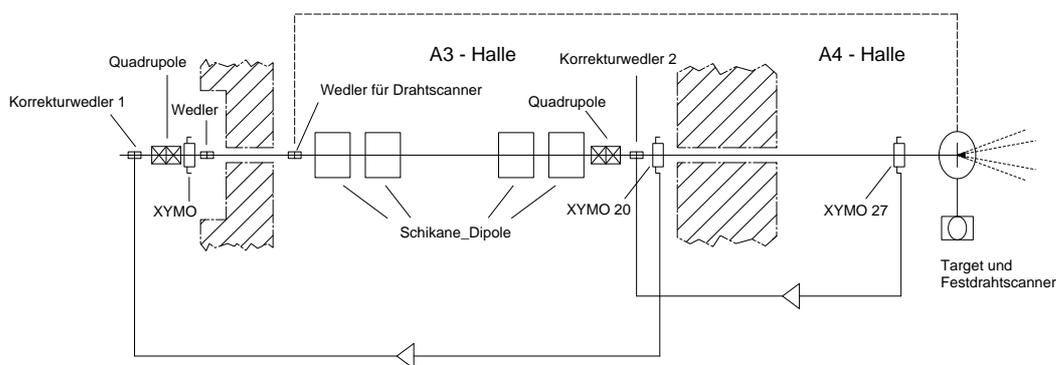


Abbildung 3.5: Schema der aktiven Strahllagestabilisierung. Die Strahllageregelung funktioniert über eine elektronische Rückkopplung, deren Regelparameter über das MAMI-Kontrollsystem eingestellt werden. Über zwei HF-Lagemonitore (XYMO 20&27) werden die horizontalen und vertikalen Strahlpositionen an zwei Punkten vor dem Target vermessen und diese Signale benutzt, um mittels zweier davor liegenden speziellen Korrekturwedler (1&2) Lage- und Richtungsfuktuationen in verschiedenen Frequenzbereichen am Target zu reduzieren.

Über zwei HF-Lagemonitore (XYMO 20&27) werden die horizontalen und vertikalen Strahlpositionen an je zwei Punkten vor dem Target vermessen und diese Signale direkt benutzt, um mittels je zweier davor liegenden speziellen Korrekturwedlerpaare Lage- und Richtungsfuktuationen am Target zu reduzieren. Über das Rückkoppelsystem wird zusätzlich die jeweilige Regelverstärkung der vier Rückkopplungen vorgegeben. Eine niederfrequente Fixierung des Strahls auf der Achse, die die Ablagen ebenfalls über HF-Lagemonitore erfaßt und über zwei weitere Wedlerpaare in Abständen von etwa 15 Sekunden nachkorrigiert, wurde ebenfalls installiert [Klag 2003]. Mit dieser Stabilisierung können die typischen Fluktuationen in verschiedenen Frequenzbereichen von einigen 10^{-1} mm bis hin zu einigen mm in der Strahlführung vor dem A4-Target um etwa eine Größenordnung verringert werden.

Strahlstrom

Die Messung der CW-Stromstärke ist mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ bis 0.1 nA möglich. 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 mit einer relativen Genauigkeit von 1% bis auf 10 nA herunter. Die Genauigkeit der Strahlstrommessung steigt dabei mit der Meßzeit. Die Messung der Stromstärke mit Hilfe der Förstersonde beruht auf der Messung des Magnetfeldes im Umgebungsbereich des Elektronenstrahls. Ein Trafokern aus hochpermeablen Material, um den zwei Spulen gewickelt sind, dient dabei als Meßsonde.

Eine weitere Hilfe ist die aktive Stromstabilisierung an MAMI, die Strahlstromschwankungen im Frequenzbereich $< 100 \text{ Hz}$ (also größer als die Pockelszellenschaltfrequenz) unterdrückt. Abbildung 3.6 zeigt das Schema der Stromstabilisierung.

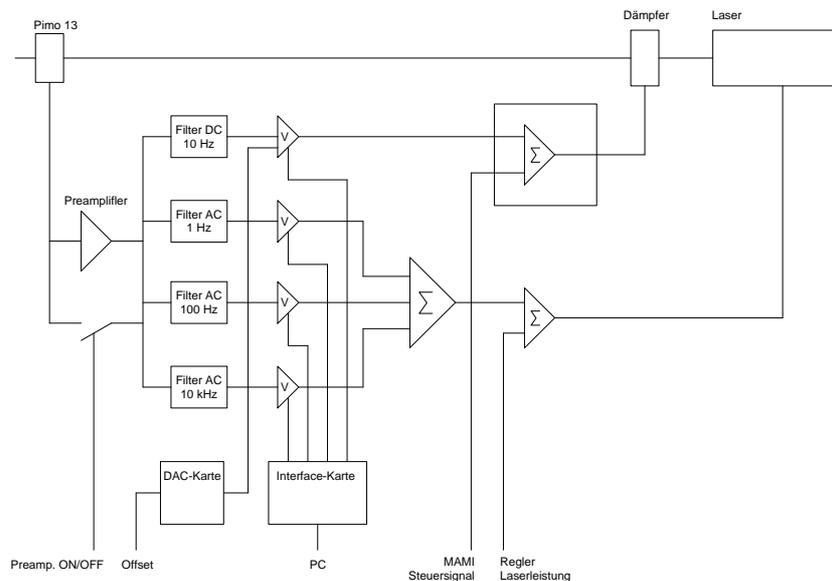


Abbildung 3.6: Schema der Strahlstromstabilisierung. Sie beruht auf der Messung des Strahlstroms, welcher mit einem Sollwert verglichen wird. Das verwendete Ist-Signal wird an einem Hochfrequenz-Strommonitor vor dem Injektor-Linac abgenommen. Die Regelung besitzt vier getrennte Zweige. Ein Zweig regelt auf das Netzgerät des Lasers und kann Wechselspannungsanteile bis 10 kHz ausregeln. Ein weiterer Zweig regelt den Gleichspannungsanteil und ist an einem spannungsgesteuerten Dämpfer in Form eines Polarisationsfilters angeschlossen, der bis 8 Hz regeln kann.

Es wurde eine Regeleinheit aufgebaut, die den Strom hinter der Quelle vor dem Eintritt in den Injektor-Linac regelt. Sie beruht auf der Messung des Strahlstroms, welcher mit einem Sollwert verglichen wird. Eine eventuelle Abweichung vom Sollsignal ergibt ein Regelsignal, das den Strom der Laser Master-Oszillator-Diode modifiziert. Das verwendete Ist-Signal wird an einem Hochfrequenz-Strommonitor vor dem Injektor-Linac abgenommen. Die Regelung besitzt vier getrennte Zweige. Ein Zweig regelt auf das Netzgerät des Lasers und kann Wechselspannungsanteile bis 10 kHz ausregeln. Hierbei handelt es sich bei dem Regelverstärker um einen Proportionalregler, dessen Verstärkung für drei verschiedene Frequenzbereiche (1 Hz, 100 Hz und 10 kHz) getrennt eingestellt werden kann. Durch Reduktion der Verstärkung im oberen Frequenzbereich kann der Rauschanteil optimiert werden und ein Schwingen der Regelung vermindert werden. Als Stellgröße für den Wechselspannungszweig wird die am Netzgerät zur Steuerung der Laserleistung benutzte Spannung verwendet. Als Sollgröße dient das bisherige Steuersignal des MAMI-Kontrollrechners. Ein weiterer Zweig regelt den Gleichspannungsanteil und ist an einem spannungsgesteuerten Dämpfer in Form eines Polarisationsfilters angeschlossen, der bis 8 Hz regeln kann. Wird der Anteil des DC-Filters auf 0 reduziert, erhält man eine reine AC-Regelung. Für den Gleichspannungszweig dient die Spannung am Dämpfer als Stellgröße, als Sollgröße die am Bedienpult einstellbare Spannung [Fichtner 2003]. Man beobachtet hierdurch nicht nur eine Stabilisierung des Strahlstroms, sondern auch eine Reduktion der Schaltasymmetrie. Mit arbeitender Strahlstromstabilisierung kann für die Schaltasymmetrie ein Wert von $< 1 \cdot 10^{-5}$ stabil eingestellt werden.

Strahlenergie

Die kontinuierliche Messung der Strahlenergie kann dazu benutzt werden, die Energie des 855 MeV-Strahls zu stabilisieren. Die Fluktuation der Strahlenergie wird unter Ausnutzung der Laufzeitabhängigkeit der Strahlbündel beim Durchgang durch den zweiten 180°-Magneten des RTM3 während der Extraktion mit Hilfe zweier 9.8 GHz-Kavitäten (3. Harmonische Oberschwingung der MAMI-Betriebsfrequenz) mit einer Auflösung von etwa 1 keV bestimmt. Die Einschubphase in das RTM3 wird so gesteuert, daß die Laufzeit zwischen den beiden Monitoren und damit die Energie im Ausschub möglichst konstant gehalten wird. Der longitudinale Q-Wert (Phasenfortschritt der Synchrotronoschwingung pro Umlauf dividiert durch 2π) kann z.B. so eingestellt werden, daß eine Phasenablage am Eintritt sich durch die Phasenfokussierung in eine Energieablage am Austritt umwandelt. Als einfaches Stellglied wird die Phase des RTM3-Linacs benutzt, die dann innerhalb gewisser Grenzen linear auf die Ausschubenergie wirkt und sie auf den Sollwert regelt. Der Q-Wert schwankt auf einer Zeitskala von mehreren Minuten nicht mehr als $\pm 0.8\%$. Dies entspricht einer Stabilität der HF-Amplitude von $\pm 1 \cdot 10^{-3}$. Damit ist sichergestellt, daß zumindest für kurze Zeiten die für die Regelung notwendige

Korrelation zwischen Stellglied und Endenergie erhalten bleibt [Seidl 2003].

3.2.3 Wasserstofftarget

Bei der Realisierung des Wasserstoffkühlkreises und der Targetzelle waren die besonderen Anforderungen des Paritätsexperiments zu berücksichtigen. Die vom Elektronenstrahl im 10 cm langen Target deponierte Wärmeleistung von etwa 100 W bei 20 μA muß so effizient abgeführt werden, daß mögliche Targetdichteschwankungen durch Blasenbildung bzw. Sieden kleiner als 10^{-3} in 20 ms gehalten werden [Hammel 1996]. Die Energiedeposition des Elektronenstrahls konzentriert sich in dem kleinen Volumen, durch das die Elektronen laufen. Dabei kann nicht nur im Wasserstoffvolumen Blasenbildung auftreten, sondern auch an den Ein- bzw. Austrittsfenstern. Eine zusätzliche Schwierigkeit tritt durch den geringen Temperaturunterschied (6 K) zwischen Gefrierpunkt und Siedepunkte auf.

Der flüssige Wasserstoff wird bei 14 K unterkühlt gehalten, d.h. die Wasserstofftemperatur liegt weitestmöglich unter dem Siedepunkt. Der Kühlkreislauf einschließlich Wärmetauscher wurden im Detail so optimiert, daß die von der flüssig-Wasserstoff-Pumpe aufgebaute Druckdifferenz, die den flüssig-Wasserstoff-Kreislauf antreibt, fast vollständig in der Targetzelle abfällt. So wird eine maximale Flußgeschwindigkeit in der Targetzelle erreicht [Altarev 2000]. Der dadurch entstehende turbulente Fluß in der Targetzelle erhöht die effektive Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs durch den transversalen Volumenaustausch im flüssig-Wasserstoffstrom. Dies stellt ein vollständig neues Konzept dar und ermöglicht es, auf das Rastern (schnelle Modulation der Strahlposition auf dem Target) zu verzichten. Zusätzlich wird während des Experiments der Strahlquerschnitt des Elektronenstrahls auf seine maximale Größe eingestellt.

Abbildung 3.7 zeigt das Schema der Targetzelle. Die Targetzelle besteht aus mehreren mit Indium gedichteten Aluminium-Einzelteilen. Nachdem die Flüssigkeit in einem runden strahlsymmetrischen Kollektor einfließt, kommt sie in eine Düse von etwa 8 cm Länge und 12 mm Durchmesser. Diese Düse stellt den größten Strömungswiderstand im gesamten Kühlkreislauf dar und erzwingt einen hochgradig turbulenten Strom. Der Wasserstoff verlässt die Targetzelle durch einen Austrittskollektor. Um die Energiedeposition so niedrig wie möglich zu halten, hat das Eintrittsfenster eine Dicke von 75 μm . Um die Massenbelegung für die gestreuten Teilchen auf ihrem Weg zum Detektor möglichst gering zu halten, hat die Düse eine Wandstärke von nur 200 μm . Die Wandstärke der Targetzellenaußenwand beträgt etwa 250 μm .

Die Targetzelle befindet sich am niedrigsten Punkt des Kühlkreislaufes. Der flüssige Wasserstoff wird durch einen Gegenflußwärmetauscher am höchsten Punkt des Kreislaufes gekühlt. Der Wärmetauscher ist mit einem 400 W Helium-Refrigerator

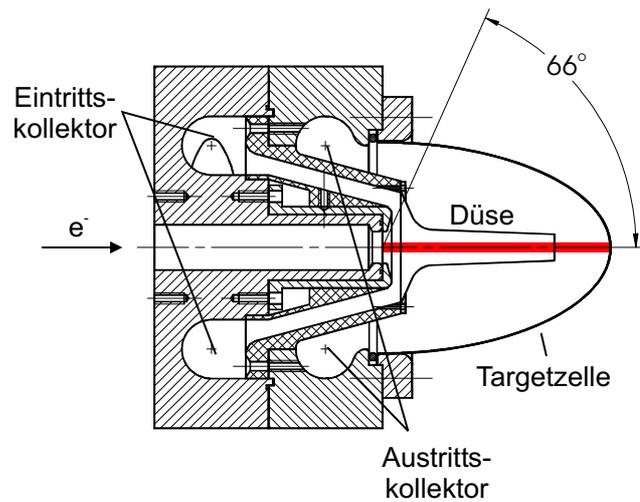


Abbildung 3.7: Schema der Targetzelle. Sie besteht aus mehreren Aluminiumbauteilen, die mit Indiumdichtungen verbunden werden. Durch die gewünschte Winkelaufösisung des PbF_2 -Detektors beträgt die Targetlänge 10 cm [Heinen-Konschak 1994]. Der flüssige Wasserstoff kommt zuerst in den toroidalen Eingangskollektor, dann in eine Düse mit 12 mm Durchmesser entlang der Strahlachse. Hier wird das Maximum der Flußgeschwindigkeit erreicht. Durch einen Ausgangskollektor verläßt der flüssige Wasserstoff die Targetzelle. Das Eintrittsfenster hat eine Dicke von $75\ \mu\text{m}$. Der Targethut hat eine Wandstärke von $250\ \mu\text{m}$, der am Ort des Strahlaustritts aber auf $100\ \mu\text{m}$ verkleinert wurde. Die Wände der Düse sind $200\ \mu\text{m}$ dick, damit der 66-Grad-Kegelbereich für gestreute Elektronen so materialarm wie möglich ist. Die Targetzelle ist durch eine thermische Brücke am Kryostatflansch befestigt, um eine Bewegung durch Temperaturveränderungen und mechanische Erschütterungen zu minimieren. Der Elektronenstrahl tritt von links in die Targetzelle ein.

durch einen weiteren He-He-Wärmetauscher verbunden. Die Temperatur des einströmenden Heliums wird durch eine Heizung im Helium-Kreislauf aktiv geregelt, um die Temperatur des flüssigen Wasserstoffs knapp über dem Gefrierpunkt einzuregulieren. Eine Tangentialpumpe kann Massenflüsse bis zu 25 g/s bei 100 Hz Rotationsfrequenz der Pumpenturbine im Wasserstoff-Kühlkreis erzeugen. Das System ist mit acht Temperatursensoren ausgestattet, die zusammen mit einer eingebauten Heizung und einem PC eine stabile Überwachung und Steuerung des Targetkühlkreislaufes ermöglichen. Eine zusätzlich eingebaute Heizung erlaubt außerdem den Betrieb ohne Pumpe bei niedrigen Strahlströmen. Der Wasserstoff zirkuliert hierbei wegen der Dichteunterschiede von kaltem und warmem Wasserstoff allein aufgrund der natürlichen Konvektion.

Es wurden Untersuchungen zu den Targetdichtefluktuationen in Abhängigkeit des Strahldurchmessers durchgeführt. Die Aufheizung des Wasserstoffs ist in einem kleinen Bereich um die Strahlachse konzentriert und verursacht ein lokales Kochen des Wasserstoffs und somit Fluktuationen der Targetdichte. Zusätzlich wurde das Kochen des Target an den Fenstern untersucht. Die Aufheizung der Targetfenster verursacht einen spezifischen Wärmefluß um die Position des Strahlflecks. Die Hitze verursacht wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit der dünnen Aluminiumfenster eine Blasenbildung in der Flüssigkeit, obwohl der flüssige Wasserstoff unterkühlt gehalten wird. Die Untersuchungen hierzu werden in Kapitel 6.2 vorgestellt.

3.2.4 PbF₂-Detektor

Der Nachweis von den am Target elastisch gestreuten Elektronen erfolgt über eine kalorimetrische Ein-Arm-Messung. Das Proton wird in der Streuung nicht nachgewiesen, da in der elastischen Streuung die Messung des Winkels und der Energie des gestreuten Elektrons ausreicht, um die Kinematik festzulegen. Aufgabe des vollabsorbierenden Kalorimeters ist die Bestimmung der Energie E' und des Winkels θ eines jeden in das Kalorimeter gestreuten Elektrons. Das modulare Kalorimeter besteht inzwischen voll aufgebaut aus 1022 einzelnen PbF₂-Kalorimetermodulen, die insgesamt einen Streuwinkelbereich von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$ abdecken und rotationsymmetrisch zum Elektronenstrahl den ganzen Azimutwinkelbereich bedecken (Abbildung 3.8). Sieben dieser Einzelkristalle werden in einem Rahmen zu einem Modul zusammengefasst. Das Kalorimeter setzt sich aus 146 solcher Module zusammen [Achenbach 2000]. Die Signale der Einzelkristalle werden mit Photomultipliern ausgelesen [Grimm 2002].

Die Energiesignale des Kalorimeters werden aus der Summe von je 9 Detektormodulen gebildet. Um die bestmögliche Energieauflösung zu erreichen, ist es erforderlich, die Einzelmodule über die Hochspannung derart abzugleichen, daß bei gleichem Energieeintrag alle Module die gleichen Signale liefern [Baunack 1999].

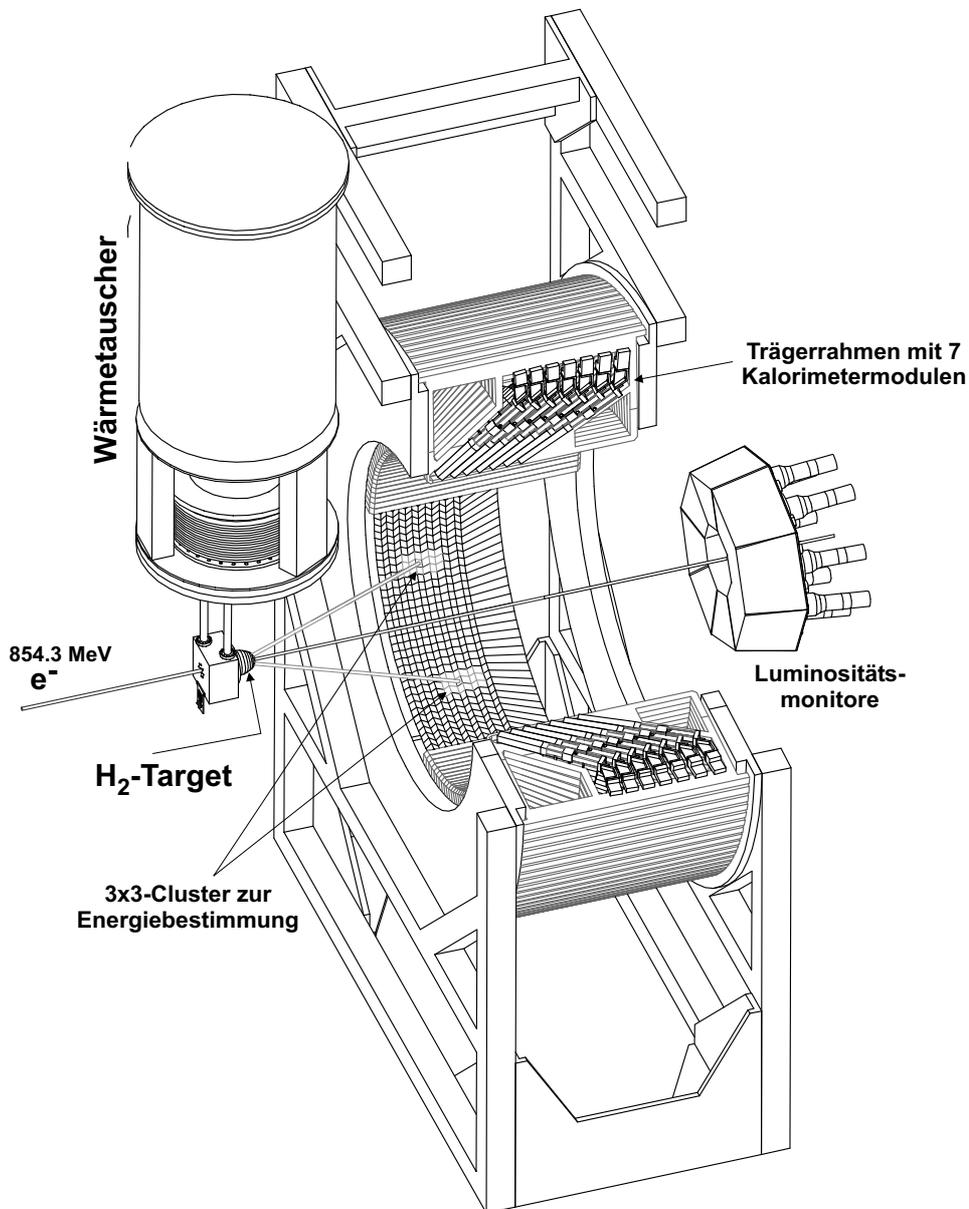


Abbildung 3.8: Schnittzeichnung des modular aufgebauten Kalorimeters, bestehend aus 1022 PbF_2 -Kristallen. Von links trifft der Elektronenstrahl auf das Wasserstofftarget. Die Energie eines in das Kalorimeter gestreuten Teilchens wird aus der Summe des Čerenkov-Lichts des getroffenen 3x3-Clusters aus PbF_2 -Kristallen bestimmt, das aus dem zentralen und den 8 Nachbar-Kalorimetermodulen besteht. Ebenfalls eingezeichnet ist die Targetzelle mit Wärmetauscher. Die 8 Luminositätsmonitore befinden sich unter kleinen Vorwärtsstreuwinkeln hinter dem Kalorimeter und ermöglichen eine Normierung der im Kalorimeter auftretenden Zählratenschwankungen auf Targetdichtefluktuationen.

Der kalorimetrische Detektor muß in der Lage sein, den elektromagnetischen Schauer eines elastisch gestreuten Elektrons von den Schauern anderer Streuprozesse zu unterscheiden. Bei der Streuung am freien Proton ist die Pionproduktion die inelastische Reaktion mit dem kleinsten Energieverlust. Bei einem Elektronenstreuungswinkel von 35° ist die kinetische Energie eines inelastisch gestreuten Elektrons um mindestens 120 MeV kleiner als die eines elastisch gestreuten. Bei einer Ortsauflösung von 1.2 cm und einer Targetlänge von 10 cm ist die für eine 5σ -Trennung notwendige relative Energieauflösung $\frac{\sigma_E}{E}$ etwa $3.5\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$. Da die Kinematik an einzelnen Ereignissen vermessen werden soll, darf außerdem das Lichtsignal des Kalorimeters wegen der erforderlichen hohen Raten höchstens 20 ns lang sein, um die zu messende Asymmetrie durch Ratenverluste nicht zu verfälschen. Ein weiteres Kriterium bei der Wahl des Kalorimetermaterials war die Strahlungsfestigkeit. Der Detektor erleidet im Laufe der Messung der physikalischen Asymmetrie eine Energiedeposition von einigen 10 krad, die die Lichtausbeute des Detektors nicht beeinflussen darf.

Das Detektormaterial PbF_2 zeichnet sich durch eine hohe Lichtausbeute und kurze Signale aus. Das schnelle Antwortverhalten von PbF_2 beruht auf der Generierung von Licht durch den Čerenkov-Effekt. Die Abklingzeit des Čerenkov-Lichts hängt nur von der Geometrie des Kristalls und dessen Lichtsammlung ab. Das Photomultipliersignal ist innerhalb von etwa 20 ns abgeklungen und weist keine Szintillationskomponenten auf. PbF_2 besitzt im Vergleich zu anderen Čerenkov-Materialien eine außergewöhnlich hohe Transmission, die bei etwa 250 nm eine Transmissionskante aufweist. Aufgrund seiner Transparenz im ultravioletten Spektralbereich hat PbF_2 eine im Vergleich zu Bleiglas doppelt so hohe Ausbeute an Photoelektronen und liefert damit mit $3.2\% / \sqrt{E[\text{GeV}]}$ einen deutlich geringeren statistischen Beitrag zur Auflösung. Untersuchungen zeigten, daß bei einem regulären Verlauf des Experiments die Strahlenschäden keinen merkbaren Einfluß auf die Energieauflösung haben. Darüberhinaus kann die beobachtete Abnahme der Transmission im Ultravioletten bei höheren Dosen von >100 krad durch Bestrahlung mit blauem Licht rückgängig gemacht werden [Achenbach 2000].

Im Jahr 2000 wurde das Kalorimeter mit 511 Kanälen in Betrieb genommen. Eine detaillierte Beschreibung des Kalorimeteraufbaus befindet sich in zwei Dissertationen [Achenbach 2000, Grimm 2002]. Der Vollausbau des Detektors zu 1022 Kanälen wurde im Jahr 2001 parallel zur Datennahme vorangetrieben und Anfang 2003 abgeschlossen. Der Ausbau der Detektorelektronik (Kapitel 3.2.5) erfolgte zeitgleich und wurde sogar Ende 2002 abgeschlossen [Kothe 2003].

3.2.5 Detektorelektronik MEDUSA

Die Anforderungen an das Datenerfassungssystem des A4-Experiments sind nicht mit einer herkömmlichen und käuflichen Standardelektronik zu bewältigen. Um $\approx 10^{13}$ elastisch gestreute Elektronen mit Gesamtraten von 100 MHz ohne merkliche Ratenverluste zu registrieren und die zugehörige Energie in endlicher Zeit abzuspeichern, ist nicht nur der Einsatz eines schnellen Detektormaterials notwendig, sondern auch der Einsatz schneller, quasi totzeitfreier Elektronik [Kothe 2003]. Es wurde ein konsequent paralleles Konzept entwickelt. Jeder Kristall ist das Zentrum einer 3x3 Matrix von Kristallen und erhält einen vollständigen Elektronikkanal, der nicht nur die analoge Summation der 3x3 Matrix und die Digitalisierung sondern auch die Speicherung der digitalen Information umfaßt. Eine weitere Anforderung ergibt sich durch die systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie durch Ratenverluste (pile-up). Die gemessenen Zählraten, aus denen die experimentelle Asymmetrie gebildet wird, sind nur dann mit den auf den Detektor treffenden Zählraten identisch, wenn zwei zeitlich sehr kurz hintereinander auftreffende Teilchen in der Elektronik auch als zeitlich getrennte Teilchen identifiziert werden. Designkriterium sind daher 20 ns Integrationszeit zur Energiemessung, totzeitfreie Digitalisierung und eine Doppelpulserkennung bei mindestens 5 ns Pulsabstand. Die Entscheidung, ob ein Ereignis in einem Detektor digitalisiert werden soll, hängt davon ab, ob hinreichend viel Energie in jeweils 9 Modulen deponiert wurde und ob das Ereignis zeitlich wie auch räumlich von anderen getrennt war.

Abbildung 3.9 zeigt den entwickelten Elektronikturm. Ein Elektronikkanal besteht dabei aus zwei galvanisch getrennten Einheiten, einem rein analogen Teil und einem nachgeschalteten Digitalteil. Der Analogteil erkennt selbsttriggernd ein im Kanal aufgetretenes Ereignis, bestimmt dessen Energie aus der integrierten Ladung der 3x3 Matrix und ein Maß für den Auftreffort im Kristall. Zusätzlich erkennt der Analogteil gegebenenfalls Doppelpulse innerhalb des Integrierzeitfensters (pile-up). Zur Bestimmung der Energie eines Ereignisses müssen dabei über eine Matrix von 3x3 Kristallen die analogen Signale aufsummiert werden. Um dies alles zu leisten, werden zwischen den analogen Modulen Signale ausgetauscht, wobei jedes Modul mit seinen 24 nächsten Nachbarmodulen vernetzt sein muss [Köbis 1998]. Der Digitalteil leistet die Histogrammierung der Ereignisse, dies geschieht totzeitfrei mittels schneller Zwischenspeicher.

Aufgrund der starken Vernetzung für den nötigen Informationsaustausch ist es notwendig, die Analog-Karten genauso anzuordnen wie die zugehörigen Detektormodule. Durch die Nachbildung der Topologie des Detektors ist der räumliche Abstand zwischen benachbarten Kanälen gleich groß und die Signallaufzeiten lassen sich minimieren [Grimm 2002].

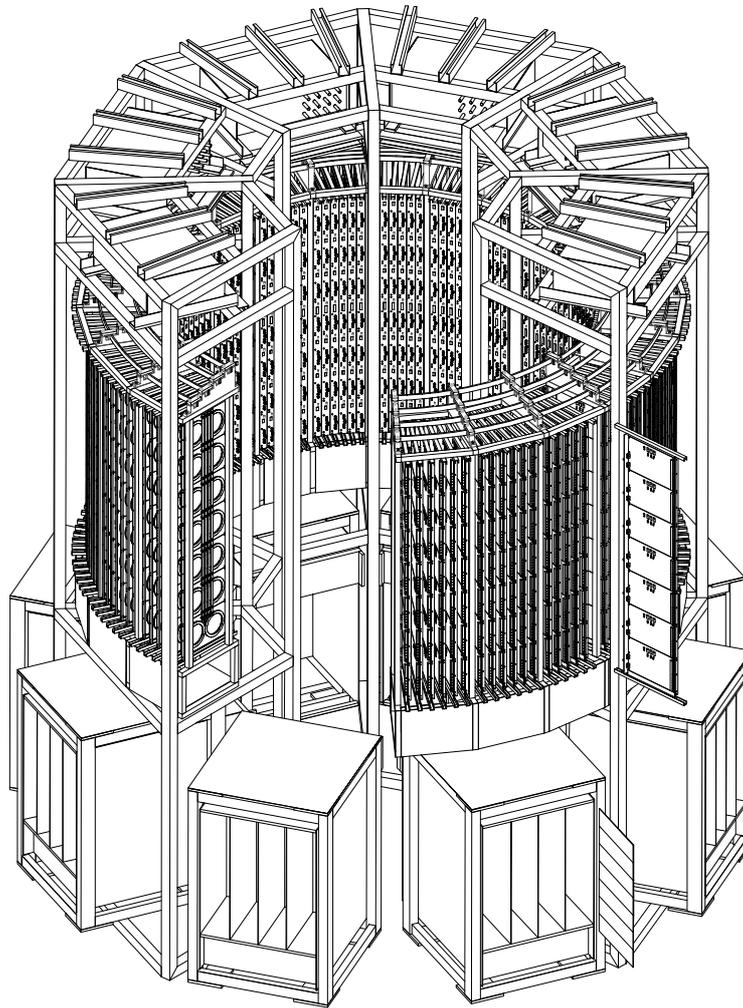


Abbildung 3.9: Schnittzeichnung zum Gesamtaufbau der Auslese-Elektronik. Der Elektornikturm besteht im voll bestückten Zustand aus einer radialen Anordnung von 146 Rahmen mit 8 VME-Creates und 146 Histogrammierkarten. Die Frontseiten der Elektronikrahmen, an welche die 1022 Signalkabel angeschlossen sind, zeigen zur Innenseite des Turms. Oben befindet sich die Analogelektronik, unten die Digitalelektronik.

3.2.6 Elastisches Spektrum

In Abbildung 3.10 ist ein typisches Energiespektrum eines 3x3-Clusters des Kalorimeters bei einer Strahlenergie von 854.3 MeV und einem Streuwinkel von 35° dargestellt. In der Abbildung sind die Rohspektra, wie sie aus dem Speicher der Histogrammierelektronik ausgelesen werden, sowie die auf differentielle Nichtlinearitäten (DNL) des 8 Bit-Wandlers korrigierten Spektren für beide Polarisationsrichtungen zu sehen. Die beiden Spektren für die verschiedenen Polarisationsrichtungen sind kaum zu unterscheiden, da die Asymmetrie kleiner als der statistische Fehler im Einzelkanal ist. Da das Kalorimeter eine direkte Sicht auf das Target hat, werden neben den elastisch gestreuten Elektronen noch eine Vielzahl anderer Reaktionsprodukte nachgewiesen. Zahlenmäßig überwiegen im Spektrum die inelastischen Streueignisse als niederenergetischer Untergrund, dessen Zählrate um etwa eine Größenordnung höher liegt als die Zählrate der elastischen Linie. Eine Erläuterung und quantitative Analyse der auftretenden Untergrundereignisse ist in [Heinen-Konschak 1994] aufgeführt. Zur rechten Seite des Spektrums ist deutlich die elastische Linie E_0 von elastisch am Wasserstoff gestreuten Elektronen zu erkennen.

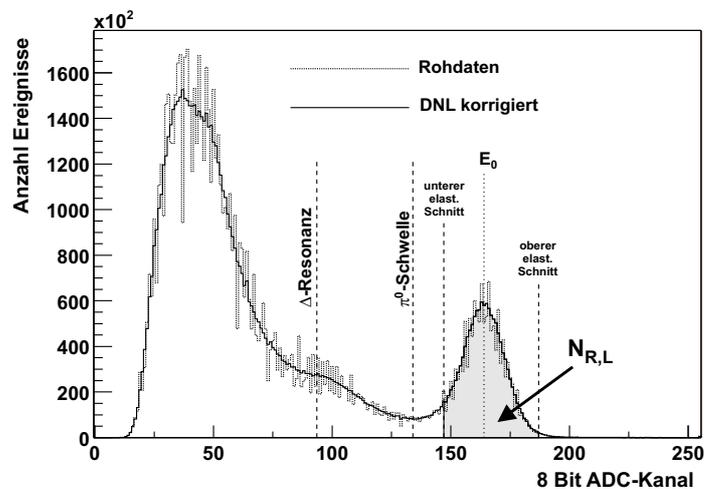


Abbildung 3.10: Energiespektrum einer 3x3-Kalorimetermatrix. Auf der y-Achse ist die Häufigkeit dN/dE aufgetragen, mit der die Ereignisse im jeweiligen Energie-Intervall aufgetreten sind. Zu erkennen ist die elastische Linie E_0 gestreuter Elektronen am Wasserstoff etwa bei Kanal 166. Es überwiegen zahlenmäßig die inelastischen Ereignisse, die das Spektrum links von der elastischen Linie bilden. Aus dem Spektrum wird innerhalb definierter Intervallgrenzen die Anzahl $N_{R,L}$ der elastisch gestreuten Elektronen für die Bestimmung der Asymmetrie A_{Mess} extrahiert. Das Aussehen des Spektrums am linken Rand wird durch die Diskriminatorschwelle verursacht.

Zur Bestimmung der Asymmetrie A_{Mess} des Kalorimeters müssen die inelastischen Ereignisse (Untergrund) von den elastischen Ereignissen getrennt werden. Die Trennung ist notwendig, weil die Untergrundprozesse eine eigene, von der paritätsverletzenden Asymmetrie verschiedene, Asymmetrie haben. Die Beimischung dieser Asymmetrie würde zu einer Verfälschung der elastischen Asymmetrie führen. Durch die endliche Energieauflösung des Kalorimetermaterials und durch Untergrundprozesse, die bis zur elastischen Linie reichen, ist eine eindeutige Trennung von elastisch gestreuten Elektronen und inelastischen Ereignissen im Spektrum nicht eindeutig möglich, es müssen Schnitte definiert werden [Baunack 2003]. Im Spektrum 3.10 sind die Intervallgrenzen für die Schnitte um den elastischen Peak eingezeichnet, aus denen die Anzahl $N_{R,L}$ der elastisch gestreuten Elektronen für die Bestimmung der Asymmetrie A_{Mess} des Kalorimeters extrahiert wird. Zusätzlich sind im Energiespektrum die charakteristischen Energien für die elastische Linie E_0 und für die Energien der Δ -Resonanz und der π^0 -Schwelle markiert.

Die Elektroproduktion von neutralen Pionen ist energetisch der erstmögliche inelastische Streuprozess, d.h. die Energien der inelastisch gestreuten Elektronen liegen am nächsten zur elastischen Linie. Bei der Festlegung der unteren Intervallgrenze des elastischen Peaks läßt sich eine Beimischung von Untergrundereignissen zur wahren elastischen Zählrate nicht vermeiden. Deshalb wird die untere Intervallgrenze so bestimmt, daß die Untergrundbeimischung auf einen konstanten Faktor begrenzt wird. In der Datenanalyse wird der Anteil der Untergrundbeimischung zu den Ereignissen der elastischen Streuung durch die Parametrisierung $E_{cut} = E_{thr}^{\pi^0} + k \cdot \Delta E_R$ von der unteren Intervallgrenze abgetrennt. Die untere Intervallgrenze E_{cut} ist mindestens k -mal die Energieunschärfe ΔE_R von der Produktionsschwelle $E_{thr}^{\pi^0}$ entfernt. Der Faktor k ist eine Konstante für alle Summenspektren, während $E_{thr}^{\pi^0}$ vom Streuwinkel bzw. von der Ringnummer abhängt. Die Bestimmung von k für eine optimale untere Intervallgrenze wurde in einer Dissertation [Baunack 2003] untersucht. Im Energiespektrum treten mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit auch Ereignisse auf, die oberhalb der hochenergetischen Flanke liegen. Diese Ereignisse werden wegen der überhöhten Energien im Spektrum auf Doppel- oder Mehrfachtreffer zurückgeführt, die innerhalb einer Zeitspanne von 5 ns im Kalorimeter auftreten und von der Auslese-Elektronik nicht mehr als getrennte Ereignisse erkannt werden können. Unerkannte Doppeltreffer führen wegen der Energieverfälschung zu einer systematischen Reduktion der Asymmetrie. Durch das schnelle Kalorimetermaterial sind die Korrekturen aufgrund von Doppeltreffern allerdings klein (Kapitel 5.1.2). Die obere Intervallgrenze wird durch den Wendepunkt des geglätteten, logarithmierten Energiespektrums, die sogenannte hochenergetische Kante, bestimmt und trennt nur wenige Ereignisse ab [Achenbach 2000].

3.2.7 Luminositätsmonitor

Die Luminosität L^\pm wird während des Experiments mit acht Wasser-Čerenkov-Detektoren gemessen, die symmetrisch um den Elektronenstrahl unter kleinen Vorwärtswinkeln von $\theta = (4.4 - 10)^\circ$ angebracht sind (Abbildung 3.8). Die Messung der Luminosität ist zusätzlich zur Strahlstrommessung notwendig, um Targetdichtefluktuationen von Strahlstromschwankungen zu trennen und kontrollieren zu können. Targetdichtefluktuationen führen zu einer Verkürzung der effektiven Targetlänge und somit zu einer Reduktion der Luminosität. Durch Kontrolle der Luminosität und Optimierung des Strahldurchmessers kann dies vermieden werden (Abbildung 3.4). Die geforderte Genauigkeit der Luminositätsmessung in 20 ms beträgt $\Delta L/L = 3 \cdot 10^{-5}$ [Hammel 1996].

Im Rahmen dieser Dissertation wurde ein solches Luminositätsmonitorsystem entwickelt und aufgebaut. Kapitel 5 beschreibt ausführlich die Grundlagen der Luminositätsmessung. In Kapitel 6 werden die Messungen mit dem Monitorsystem am Elektronenstrahl diskutiert.

3.2.8 Polarimeter

Die experimentell gemessene Asymmetrie A_{Mess} des A4-Experiments ist wegen $A_{Mess} = P \cdot A_{PV}$ dem Polarisationsgrad P des Elektronenstrahls direkt proportional. Die Genauigkeit der Bestimmung des Polarisationsgrades geht somit direkt in die Genauigkeit der Asymmetriemessung ein. Über die gesamte Meßdauer des Experiments wird eine Genauigkeit in der Polarisationsmessung von $\delta P/P = 1\%$ angestrebt. Die Polarisation des Elektronenstrahls wird zur Zeit mit einem Møller-Polarimeter der A1-Kollaboration zum Anfang und Ende einer Strahlzeit bestimmt und beträgt im Mittel etwa 80%. Da sich der Polarisationsgrad zeitlich ändert, soll zukünftig sein zeitlicher Verlauf dauerhaft von zwei A4-Polarimetern überwacht werden.

Das Møllerpolarimeter nutzt die Helizitätsabhängigkeit der Møllerstreuung aus. Es wird hierbei ausschließlich die longitudinale Strahlpolarisation aus parallel und antiparallel orientierten Strahl- und Targetpolarisationsrichtungen bestimmt. Als Target wird eine polarisierte Reineisenfolie von $\approx 10 \mu\text{m}$ Dicke verwendet. Die Elektronenpolarisation in der Folie beträgt $\approx 8\%$. Die Halle mit dem Møllerpolarimeter ist antiparallel zur Elektronenstrahlrichtung in die Hallen des A4-Experiments. Das Møllerpolarimeter hat eine Genauigkeit von 2.1% [Bartsch 2001].

Momentan befindet sich in der A3-Halle ein Compton-Rückstreu-Polarimeter im Aufbau, das die Polarisation des Elektronenstrahls zerstörungsfrei bei laufender Asymmetriemessung bestimmt. In zwei Diplomarbeiten [Lopes 1996, Ketter 1998] wurden dazu Voruntersuchungen zur Realisierung geleistet. In den Diplomarbei-

ten [Diefenbach 2003, Imai 2003] erfolgte der endgültige Aufbau des Polarimeters. Voraussichtlich im Herbst 2003 werden die ersten Messungen durchgeführt. Alternativ wurde in einer Diplomarbeit ein Transmissions-Polarimeter im Strahlrohr vor dem Strahlfänger aufgebaut [Weinrich 2000]. Beide Polarimeter beruhen auf der Polarisationsabhängigkeit der Comptonstreuung von Photonen an Elektronen.

Das Comptonrückstreupolarimeter soll es ermöglichen, die Strahlpolarisation kontinuierlich und parallel zum Experiment zu messen. Die Analysierstärke ist durch den Comptonstreuquerschnitt gegeben, der exakt berechnet werden kann. Bei der Comptonpolarimetrie werden die Strahlelektronen frontal mit einem zirkularpolarisiertem Laserstrahl der Wellenlänge $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ beleuchtet. Dabei wird wegen der hohen Elektronenimpulse der größte Teil der gestreuten Photonen in einen engen Kegel um die Bewegungsrichtung der Elektronen gestreut. Die Maximalenergie der Photonen beträgt $26,2 \text{ MeV}$. Aufgrund der Polarisationsabhängigkeit des Comptonwirkungsquerschnitts mißt man beim Wechsel der Polarisationsrichtung des Laserstrahls eine Asymmetrie in der Anzahl der rückgestreuten Photonen, aus der der Polarisationsgrad der Elektronen bestimmt werden kann. Da die gestreuten Photonen parallel zu den Elektronen laufen, ist eine Vorrichtung notwendig, die es ermöglicht, beide voneinander zu trennen. Hierzu dient eine magnetische Schikane, bestehend aus vier Dipolen.

Im Falle des Transmissions-Polarimeter erzeugt der polarisierte Elektronenstrahl im Target und in Kohlenstoffaufstreuern polarisierte Bremsstrahlung, die auf einen Dauermagneten trifft. Die Polarisationsabhängigkeit der Compton-Streuung der Bremsstrahlungsphotonen an den polarisierten Elektronen des Magneten führt bei der Umschaltung der Helizität des Elektronenstrahls zu einer Asymmetrie in der Durchlässigkeit des Magneten für die Bremsstrahlung bzw. im Teilchenfluss hinter dem Magneten. Diese Asymmetrie ist dem Polarisationsgrad der Elektronen proportional.

Das Transmissions-Polarimeter wurde Ende 2002 erfolgreich in Betrieb genommen werden. Es vermißt die longitudinale Einstellung des Elektronenspins am Ort des Experiments. Abbildung 3.11 zeigt die mit dem Transmissions-Polarimeter gemessene Asymmetrie als Funktion des Wien-Filter-Stroms. Der Wien-Filter-Strom ist dabei proportional zum Drehwinkel des Spins. Die an die Daten gefittete Kurvenfunktion lautet $A(I) = (a * \cos(b * I + c))$. I ist der Strahlstrom, a , b und c sind Fitkonstanten. Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit der Asymmetriemeßwerte an [Weinrich 2003].

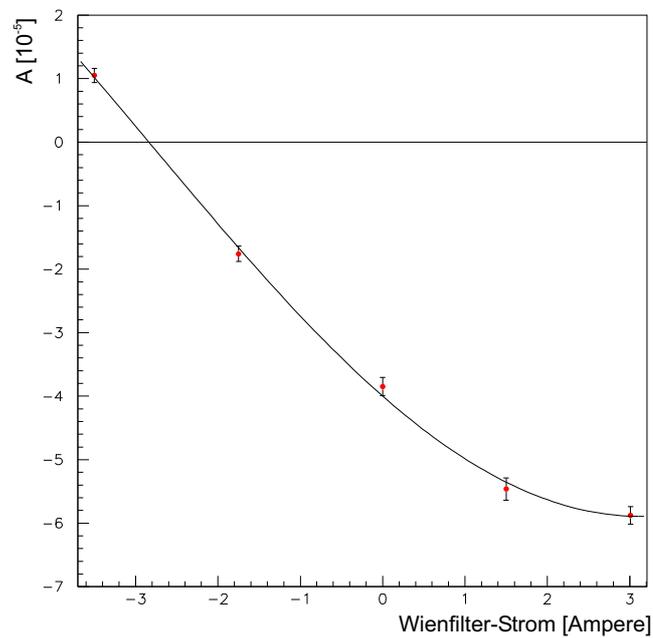


Abbildung 3.11: Das Transmissions-Polarimeter kann die longitudinale Einstellung des Elektronenspins am Ort des Experimentes vermessen. Gezeigt ist die mit dem Transmissions-Polarimeter gemessene Asymmetrie als Funktion des Wien-Filter-Stroms. Der Wien-Filter-Strom ist proportional zum Drehwinkel des Spins. Die an die Daten gefittete Kurvenfunktion lautet $A(I) = (a * \cos(b * I + c))$. I ist der Strahlstrom, a , b und c sind Fitkonstanten. Die Fehlerbalken geben die statistische Unsicherheit der Asymmetrie-Meßwerte an.

Kapitel 4

Systematische Effekte: Falsche Asymmetrien

Das Ziel des A4-Experiments ist die Messung einer kleinen Differenz in der elastischen Streuung von polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen. Um diese Meßgröße in der Größenordnung von 10^{-6} messen zu können, sollten statistische und systematische Ungenauigkeiten jeweils nicht größer als 10^{-7} sein. Die kleine zu messende Asymmetrie führt bei Paritätsexperimenten unmittelbar zu einer hohen Empfindlichkeit des Experiments auf falsche Asymmetrien, die aus Schwankungen der experimentellen Parameter oder aus einem nicht paritätsverletzenden Prozeß stammen.

Man unterscheidet hierbei Änderungen der experimentellen Bedingungen, die aus dem Umschaltprozeß der Polarisation an der Elektronenquelle direkt oder indirekt herrühren (helizitätskorrelierte Fluktuationen) und Schwankungen der experimentellen Bedingungen, die sich unabhängig vom Umschalten der Polarisation an der Quelle dem Experiment überlagern (unkorreliertes Rauschen). Diese beiden Arten von Fluktuationen haben unterschiedliche Auswirkungen auf die Verteilung der gemessenen Asymmetrie. Unkorreliertes Rauschen verursacht eine Verbreiterung der Verteilung der gemessenen Asymmetrie und damit eine Reduktion der Meßgenauigkeit. Korrelierte Fluktuationen verursachen eine Verschiebung der Asymmetrieverteilung um den Betrag der falschen Asymmetrie, die korrigiert werden muß (Abbildung 4.1).

Sicherzustellen, daß helizitätskorrelierte und -unkorrelierte Unterschiede in den experimentellen Bedingungen das Ergebnis nicht beeinflussen, ist eine der größten Herausforderungen in paritätsverletzenden Experimenten. Der experimentelle Aufbau ist dabei so zu optimieren, daß er auf helizitätskorrelierte Schwankungen so unempfindlich wie möglich ist. Aus diesem Grunde ist bei dem hier beschriebenen Experiment der Elektronenbeschleuniger über das übliche Maß hinaus ein zen-

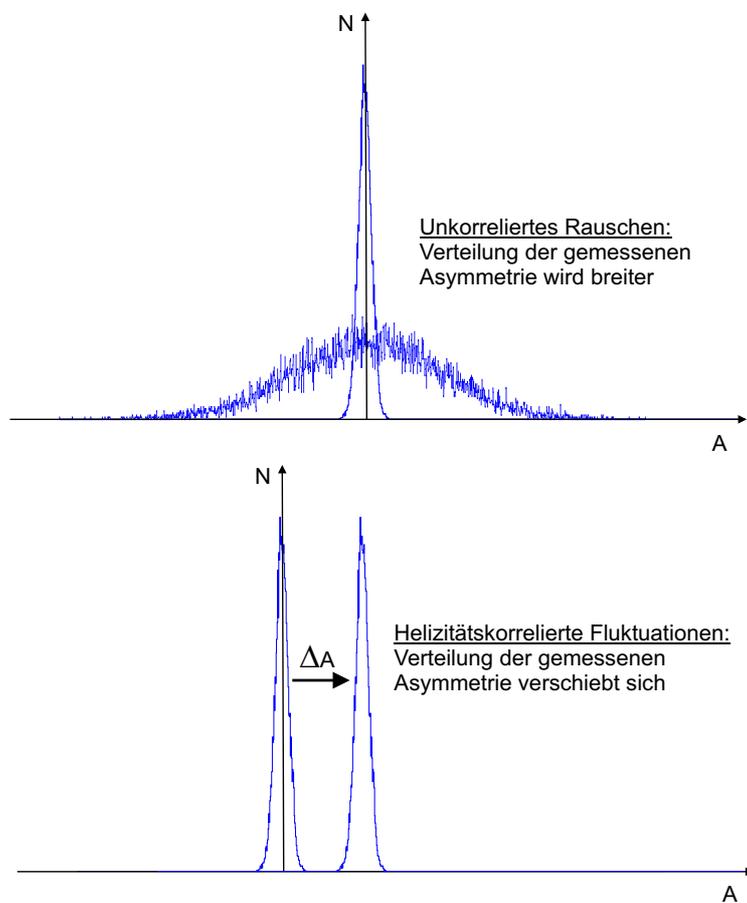


Abbildung 4.1: Unterscheidung des Einflusses von mit der Helizitätsumschaltung korrelierten und unkorrelierten Änderungen der experimentellen Bedingungen. Man unterscheidet hierbei korrelierte und unkorrelierte Fluktuationen. Unkorreliertes Rauschen verursacht eine Verbreiterung der Verteilung der gemessenen Asymmetrie (oben). Mit der Helizität korrelierte Fluktuationen verursachen eine Verschiebung der Asymmetrieverteilung um den Betrag der falschen Asymmetrie (unten).

traler Bestandteil des Experiments und des Experimentierbetriebs. Dieses Kapitel beschreibt die Hauptquellen für systematische Fehler.

4.1 Helizitätskorrelierte Schwankungen und falsche Asymmetrien

Hauptquelle für falsche Asymmetrien sind helizitätskorrelierte Schwankungen in den Strahlparametern Strom, Lage, Winkel und Energie. Der Wirkungsquerschnitt ist abhängig von der Strahlenergie, die Akzeptanz des Detektors ist abhängig von der Strahlposition und der Strahlrichtung, der Untergrund im Detektor ist abhängig von Ort, Richtung, Strahlgröße und Strahlhalo. Jede dieser Quellen für helizitätskorrelierte Schwankungen muß kontrolliert und geregelt werden. Um dieses Ziel zu erreichen, muß die Messung des Wirkungsquerschnitts für beide Helizitätszustände unter den gleichen experimentellen Bedingungen erfolgen. Bei einer idealen Asymmetriemessung stimmen Targetzustand, Detektorantwortverhalten und Strahlparameter für beide Helizitätszustände exakt überein und die systematische Änderung der experimentell gemessenen Asymmetrie ist gleich Null. Jeder kleine Unterschied in den experimentellen Bedingungen in den beiden Helizitätszuständen führt zu einem systematischen Fehler in der Messung, der durch die genaue Messung der Strahlparameter korrigiert werden kann. Hierbei bestimmt die zu erzielende Meßgenauigkeit in der PV-Asymmetrie die mögliche Schwankungsbreite der experimentellen Bedingungen. So führt z.B. ein Unterschied im Strahlstrom für die beiden Polarisationszustände von 10^{-3} zu einer falschen Asymmetrie von $A_I = 10^{-3}$, die drei Größenordnungen über der Meßgröße liegt und nicht mehr korrigiert werden kann (Kapitel 4.4).

Der Helizitätswechsel erfolgt nach zwei Mustern (+ - -+ oder - + +-). Der erste Polarisationszustand (P1) wird mit einem Zufallsgenerator zufällig gewählt, der nächste (P2) dann komplementär geschaltet. Anschließend wird das Komplement der ersten beiden Polarisationszustände geschaltet (P3, P4). Der nächste Polarisationszustand (P5) wird dann wieder zufällig gewählt. Abbildung 4.2 zeigt das Schema der Polarisationsumschaltung im A4-Experiment. Durch diese Muster ist der Polarisationswechsel für beide Helizitätszustände gleichwahrscheinlich, so daß eine Korrelation der Asymmetrie mit der Umschaltsequenz vermieden wird. Jeder Polarisationszustand wird mit einem Zeitfenster von 20 ms (Meßgate) angelegt. Es ist zusätzlich sicherzustellen, daß die Länge der Meßgates keine helizitätskorrelierte Asymmetrie aufweist. Eine ausführliche Beschreibung des hierfür aufgebauten Gategenerators befindet sich in Kapitel 5.2.1.

Die Erzeugung der beiden Helizitätszustände kann die physikalischen Eigenschaften des Strahls beeinflussen. Die schnelle Polarisationsumschaltung erfolgt durch

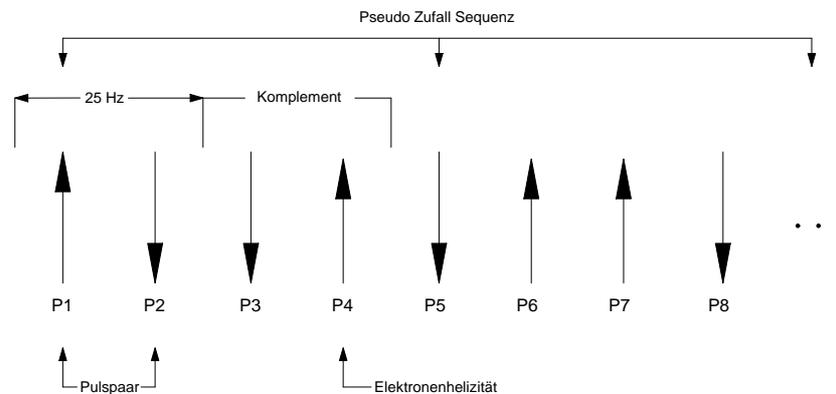


Abbildung 4.2: Schema der Polarisationsumschaltung im A4-Experiment. Der erste Polarisationszustand (P1) wird mit einem Zufallsgenerator zufällig gewählt, der nächste (P2) dann komplementär geschaltet. Anschließend wird das Komplement der ersten beiden Polarisationszustände geschaltet (P3, P4). Der nächste Polarisationszustand (P5) wird dann wieder zufällig gewählt. Durch diese Muster ist der Polarisationswechsel für beide Helizitätszustände gleichwahrscheinlich, eine Korrelation der Asymmetrie mit der Umschaltsequenz wird vermieden.

umschalten der Hochspannung an der Pockelszelle, dabei dreht sich die Polarisationsrichtung des Laserlichts. Die Umschaltung der Hochspannung kann die Richtung oder die Position des Laserlichts ändern und somit den Auftreffort des Laserstrahls an der Photokathode, was zu einer Variation der Quanteneffizienz der Photokathode führt. Ebenso können Fluktuationen in der Intensität des den *GaAs*-Kristall erreichenden Laserlichts vorliegen, was eine helizitätskorrelierte Verteilung der vom *GaAs*-Kristall emittierten Elektronen verursacht. Dies bedeutet, daß sich auch die Intensität und die Polarisation des Elektronenstrahls ändern. Die Energie des Elektronenstrahls kann sich durch die Umschaltung ebenfalls verändern, was zu einer Verschiebung des Elektronenstrahls aus seiner Sollposition bei der Beschleunigung in MAMI und zu helizitätskorrelierten Veränderungen der sechs Strahlparameter Strahlstrom I , Strahlenergie E , Strahlort und -richtung am Targetort x, y, x', y' führt und somit falsche Asymmetrien verursacht. In diesem Sinne ist der Elektronenbeschleuniger ein wichtiger Teil des Experiments, der ständig gesteuert und geregelt werden muß. Es wird ein System von mehreren Mikrowellenkavitäten benutzt, um Strahlstrom, Strahlenergie, Strahlposition und Strahlrichtung vor dem Target zu überwachen. Zusätzlich wird ein System von Rückkoppelschleifen genutzt, um Energie, Strom und Lage des Strahls zu stabilisieren. Die Stabilisierungssysteme reduzieren dabei die mit der Helizitätumschaltung korrelierten und unkorrelierten Fluktuationen (Kapitel 6.3.3).

Die helizitätskorrelierten Asymmetrien und Differenzen werden analog dem in Ab-

bildung 4.2 beschriebenen Schema für die weitere Arbeit folgendermaßen definiert: Sei X die Meßgröße und $P1 - P4$ die Polarisationszustände. Die Asymmetrie in der Meßgröße X wird mit A_X bezeichnet, die Differenz mit ΔX .

$$A_X = \frac{(X_{P1}^+ + X_{P4}^+) - (X_{P2}^- + X_{P3}^-)}{(X_{P1}^+ + X_{P4}^+) + (X_{P2}^- + X_{P3}^-)} \quad (4.1)$$

$$\Delta X = (X_{P1}^+ + X_{P4}^+) - (X_{P2}^- + X_{P3}^-) \quad (4.2)$$

Unter der Annahme aller Strahlparameter und der Detektorgeometrie des A4-Experiments wurden die helizitätskorrelierten Schwankungen in Strom, Energie, Ort und Winkel am Targetort berechnet, die eine relative Änderung der physikalischen Asymmetrie von 1% verursachen. Abbildung 4.3 veranschaulicht die helizitätskorrelierte Differenz in der vertikalen Position Y . Die Strahlparameter unterscheiden sich um die Differenz im Ort dY und verursachen so unterschiedliche Streuwinkel Θ^+ und Θ^- und unterschiedliche Raumwinkel:

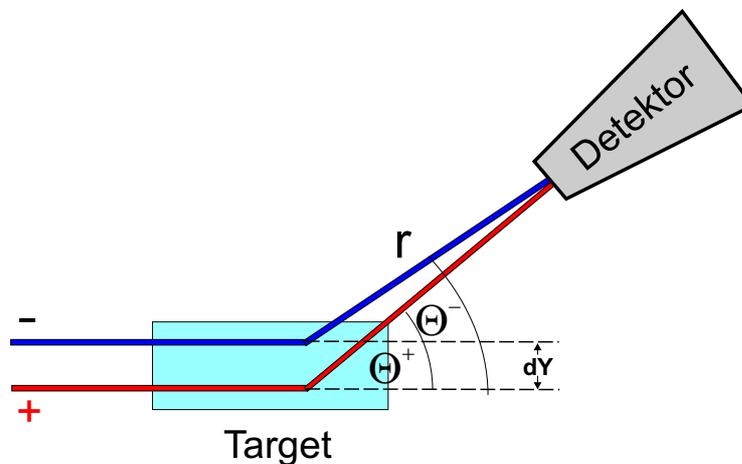


Abbildung 4.3: Helizitätskorrelierte Ortsdifferenzen dY in vertikaler Position führen zu falschen Asymmetrien, da sich der Streuwinkel Θ ändert.

Diese Verschiebung dY verursacht eine falsche Asymmetrie, die sich in erster Ordnung zu der Meßgröße A_{PV} addiert. Dies sieht man, wenn man die experimentell gemessene Asymmetrie in der kleinen Änderung des Streuwinkels $\Delta\Theta$ entwickelt und nach dem linearen Term abbricht. Hierbei wird in Gleichung 4.6 der kleine Term $\frac{d\sigma}{d\Theta}\Delta\Theta$ im Nenner gegenüber der Summe der Wirkungsquerschnitte vernachlässigt.

$$A_{Mess} = \frac{\sigma^\uparrow(\Theta^+) - \sigma^\downarrow(\Theta^-)}{\sigma^\uparrow(\Theta^+) + \sigma^\downarrow(\Theta^-)} \quad (4.3)$$

$$= \frac{\sigma^\uparrow(\Theta^+) - \sigma^\downarrow(\Theta^+ + \Delta\Theta)}{\sigma^\uparrow(\Theta^+) + \sigma^\downarrow(\Theta^+ + \Delta\Theta)} \quad (4.4)$$

$$\text{1. Ordnung} \quad = \frac{\sigma^\uparrow(\Theta^+) - \sigma^\downarrow(\Theta^+) - \frac{d\sigma}{d\Theta}\Delta\Theta}{\sigma^\uparrow(\Theta^+) + \sigma^\downarrow(\Theta^+) + \frac{d\sigma}{d\Theta}\Delta\Theta} \quad (4.5)$$

$$= \frac{\sigma^\uparrow(\Theta^+) - \sigma^\downarrow(\Theta^+)}{\sigma^\uparrow(\Theta^+) + \sigma^\downarrow(\Theta^+)} - \frac{\frac{d\sigma}{d\Theta}\Delta\Theta}{\sigma^\uparrow(\Theta^+) + \sigma^\downarrow(\Theta^+)} \quad (4.6)$$

$$= A_{PV} + A_f^{\Delta\Theta} \quad (4.7)$$

$$\text{mit } A_f^{\Delta\Theta} = - \frac{\frac{1}{2r} \frac{d\sigma}{d\Theta} dY}{\sigma^\uparrow(\Theta^+) + \sigma^\downarrow(\Theta^+)} \quad (4.8)$$

Der Abstand des Streuortes im Target vom Detektor wird in obigen Gleichungen mit r bezeichnet. Zusätzlich sind Raumwinkel effekte in den Berechnungen zu berücksichtigen, denn dieser ändert sich bei einer helizitätskorrelierten Änderung des Streuwinkels ebenfalls. Abbildung 4.4 zeigt die falsche Asymmetrie in Abhängigkeit von der helizitätskorrelierten Strahlageänderung dX . Die Einheit beträgt Nanometer.

Aus der Variation der Strahlage am Targetort wurde die daraus resultierende Ratenänderung berechnet und hieraus schließlich die falsche Asymmetrie. Tabelle 4.1 führt die errechneten helizitätskorrelierten Strahlparameterunterschiede auf, die eine relative Änderung der physikalische Asymmetrie A_0 von 1% bewirken. Je nach Orientierung des Detektorsektors zum Target (siehe Abbildung 7.2) ergeben sich für die Strahlparameter Ort und Winkel sektorenabhängige Werte.

Tabelle 4.1: Die Tabelle gibt einen Überblick über die helizitätskorrelierten Strahlparameterunterschiede, die eine relative Änderung der physikalische Asymmetrie A_0 von 1% bewirken. Je nach Orientierung des Detektorsektors zum Target ergeben sich die verschiedenen Werte für Position und Winkel.

Parameter	1% Modifikation
Strom I	$6.2 \cdot 10^{-8}$
Energie E	32.0 eV
Position x	18.0 nm oder 38.0 nm
Position y	18.0 nm oder 38.0 nm
Winkel x'	15.8 nrad oder 35.5 nrad
Winkel y'	15.8 nrad oder 35.5 nrad

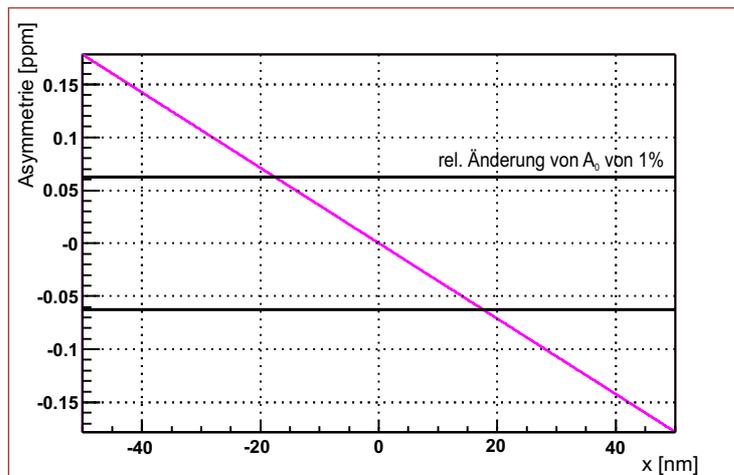


Abbildung 4.4: Variation der Strahlposition am Targetort in nm. Es ist die daraus entstehende falsche Asymmetrie in Abhängigkeit von der helizitätskorrelierten Strahllageänderung dX aufgetragen. Die zwei eingezeichneten Linien geben die relative Änderung der physikalischen Asymmetrie A_0 von 1% an. Im gezeigten Beispiel führt ein Versatz des Elektronenstrahls von 18 nm am Targetort zu einer falschen Asymmetrie von $6.17 \cdot 10^{-8}$, was einer relativen Änderung von 1% von A_0 entspricht.

4.2 Unkorrelierte falsche Asymmetrien

Unkorrelierte falsche Asymmetrien entstehen durch Einstreuung der Netzfrequenz von 50 Hz auf alle Strahlparameter. Die Fluktuationen in den Strahlparametern werden durch die Einstreuung von Störsignalen (50 Hz oder Vielfache) und Strahlstromschwankungen korreliert mit 50 Hz verstärkt. Um dies zu vermeiden, wird die Messung netzsynchron und nicht phasenstarr vorgenommen, d.h. die gewählte Meßgatelänge beträgt $T = 1/(\text{aktuelle Netzfrequenz}) \approx 20$ ms. Jeder Polarisationszustand wird mit einem netzsynchronen Zeitfenster von 20 ms (Meßgate) angelegt. Die exakte Länge eines solchen Zeitfensters wird mit einer Phase Locked Loop (PLL) auf die 50 Hz Netzfrequenz synchronisiert.

Die Messung der Luminosität ist zusätzlich zur Strahlstrommessung notwendig, um Targetdichtefluktuationen zu detektieren und von Strahlstromschwankungen zu trennen. In Abbildung 4.5 sind die Luminosität und der Strahlstrom gegen die Meßzeit aufgetragen. Man erkennt im oberen Bild deutliche Targetdichtefluktuationen. Diese verursachen eine relative Schwankung des Luminositätssignals von $\pm 2.5\%$. Im mittleren Bild wurden der Durchmesser des Elektronenstrahls und die Kühlleistung des Wasserstofftargets optimiert. Die relativen Schwankungen des gemessenen Luminositätssignals reduzieren sich zu $\pm 0.5\%$. Betrachtet man nun zum Ver-

gleich die Signale des Intensitätsmonitors, dieser sieht das Targetkochen nicht, so erkennt man, daß die relativen Schwankungen auch $\pm 0.5\%$ betragen. Die gemessenen Fluktuationen sind eindeutig als Strahlfluktuationen zu identifizieren. Während des Experiments sind die Targetdichtefluktuationen durch lokales Kochen des Wasserstoffs im Target dauerhaft zu kontrollieren und zu minimieren (Kapitel 6.2).

Ein systematischer Fehler entsteht durch Nichtlinearitäten im Antwortverhalten des Luminositätsmonitorsystems. Helizitätskorrelierte Schwankungen im Strom wirken sich in unterschiedlichen Signalhöhen im Luminositätsmonitor aus. Liegt eine Nichtlinearität vor, schwanken die mit dem Luminositätsmonitor gemessenen Raten ebenfalls helizitätskorreliert und erzeugen bei der Normierung der mit dem PbF_2 -Kalorimeter gemessenen Raten auf die Luminosität falsche Asymmetrien. Die helizitätskorrelierten Strahlstromasymmetrien A_I betragen etwa $1 \cdot 10^{-6}$, die helizitätskorrelierten Schwankungen im LUMO sollten bei einem linearen Antwortverhalten ebenfalls $1 \cdot 10^{-6}$ sein. Die helizitätskorrelierten Schwankungen der normierten Detektorrate sind dann ebenfalls $1 \cdot 10^{-6}$. Die auf den LUMO normierte Detektorrate lautet:

$$A_{Falsch} = \frac{\frac{N^+}{L^+} - \frac{N^-}{L^-}}{\frac{N^+}{L^+} + \frac{N^-}{L^-}} \quad (4.9)$$

Sei $N^- = N^+(1 - A_I)$ und $L^- = L^+(1 - A_I)$. Die Luminosität soll durch die Nichtlinearität im Antwortverhalten 1% kleiner sein als erwartet ($NL = 1 \cdot 10^{-8}$): $L^- = L^+(1 - A_I - NL)$. Die gemessene Asymmetrie verändert sich zu:

$$\begin{aligned} A_{Falsch} &= \frac{\frac{N^+}{L^+} \left(1 - \frac{1-A_I}{1-A_I-NL}\right)}{\frac{N^+}{L^+} \left(1 + \frac{1-A_I}{1-A_I-NL}\right)} \\ &= \frac{A_I \cdot NL}{2(1 - A_I) + A_I \cdot NL} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Unter Vernachlässigung der Terme mit A_I und $A_I \cdot NL$ im Nenner von Gleichung 4.10:

$$\begin{aligned} A_{Falsch} &\approx \frac{A_I \cdot NL}{2} \\ &= 5 \cdot 10^{-9} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Eine Nichtlinearität im Antwortverhalten des Luminositätsmonitorsystems von 1% verursacht somit eine falsche Asymmetrie von $5 \cdot 10^{-9}$. Die Linearität des Systems wurde überprüft und die Nichtlinearitäten wurden korrigiert (Kapitel 6.1.2).

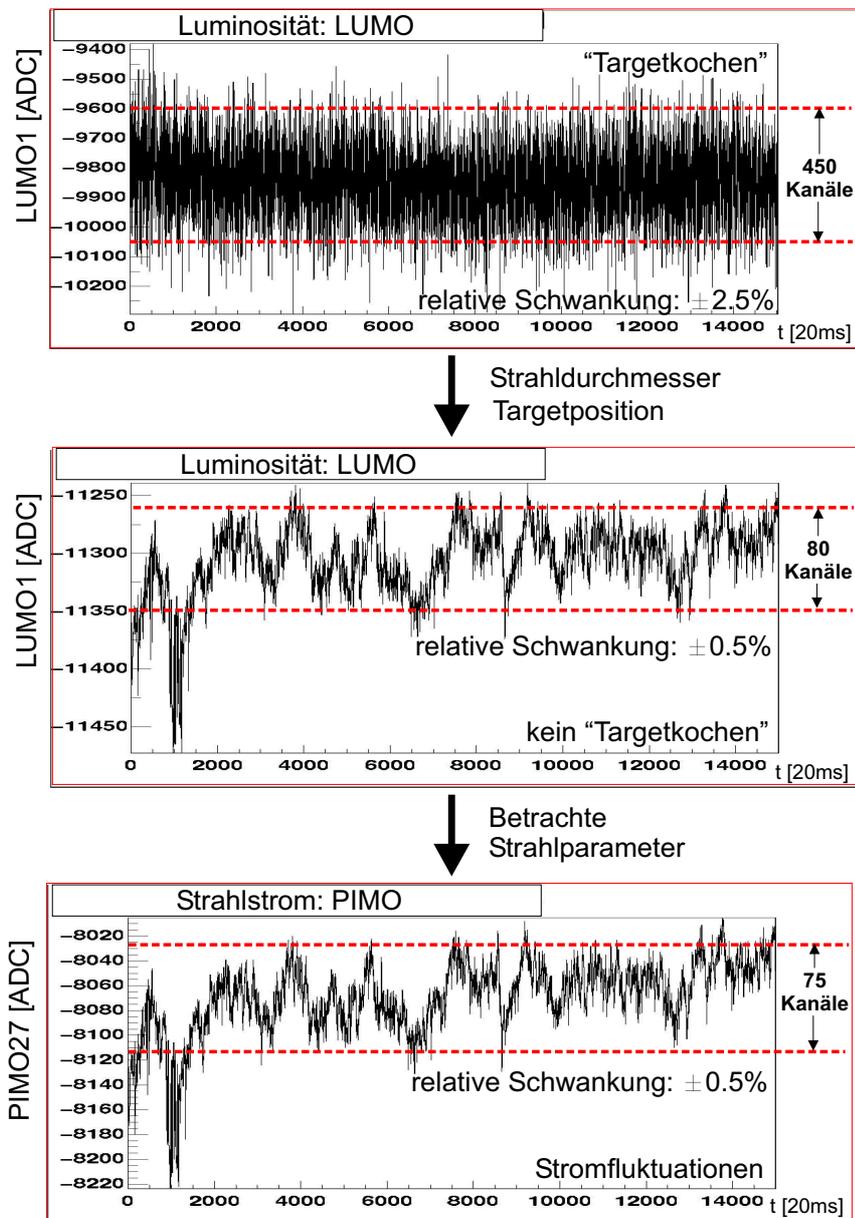


Abbildung 4.5: Auftragung der Luminosität und des Strahlstroms gegen die Meßzeit. Man erkennt im oberen Bild deutliche Targetdichtefluktuationen. Diese verursachen eine relative Schwankung des Luminositätssignals von $\pm 2.5\%$. Im mittleren Bild wurden der Durchmesser des Elektronenstrahls und die Kühlleistung des Wasserstofftargets optimiert. Die relativen Schwankungen des gemessenen Luminositätssignals reduzieren sich zu $\pm 0.5\%$. Betrachtet man nun zum Vergleich die Signale des Intensitätsmonitors, dieser sieht das Targetkochen nicht, so erkennt man, daß die relativen Schwankungen auch $\pm 0.5\%$ betragen. Die gemessenen Fluktuationen sind eindeutig als Strahlfluktuationen zu identifizieren.

4.3 Ratenverluste durch Doppeltreffer (Pile-up)

Zusätzlich zu den helizitätskorrelierten Schwankungen der Strahlparameter ergibt sich eine weitere mögliche systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie durch die Totzeit des PbF_2 -Detektors, welche zu Ratenverlusten führt. Die gemessenen Zählraten, aus denen die Asymmetrie gebildet wird, sind nur dann mit den auf den Detektor treffenden Zählraten identisch, wenn zwei zeitlich sehr kurz hintereinander auftreffende Teilchen auch als zeitlich getrennte Teilchen identifiziert werden können. Bei einem Zählratenexperiment ist die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer (Pile-up) während der Energiemessung eines Teilchens nicht zu vernachlässigen. Solche Doppeltreffer beeinflussen die Messung auf zwei Arten. Zum einen reduziert Pile-up die gemessene Zählrate, was aber durch Verlängerung der Meßzeit ausgeglichen werden kann. Zum anderen können Untergrundprozesse, deren Wirkungsquerschnitt einen polarisationsabhängigen Anteil haben, zur Änderung der gemessenen Asymmetrie führen. Die allererste und wichtigste Maßnahme zur Behandlung des Problems der Doppeltreffer ist die Wahl eines schnellen Detektormaterials und einer schnellen Ausleseelektronik. Das verwendete Detektormaterial PbF_2 besitzt ein schnelles Antwortverhalten durch die Generierung des Lichts durch den Čerenkov-Effekt. Das Photomultiplier-Signal ist innerhalb von etwa 20 ns abgeklungen und weist keine Szintillationskomponenten auf. Die Detektorelektronik besitzt 20 ns Integrationszeit zur Energiemessung, eine totzeitfreie Digitalisierung und eine Doppelpulserkennung bei mindestens 5 ns Pulsabstand.

Zusätzlich ist es wichtig, die Rate, mit der Pile-up-Ereignisse auftreten, zu bestimmen. Dies geschieht durch die Messung der integrierten Luminosität $\langle L \rangle$. Durch die Nichtlinearität der Ratenverluste müssen die Fluktuationen der Luminosität für verschiedene Polarisationen genau untersucht werden, um keine systematische Änderung der Asymmetrie zu erhalten. Ratenverluste für helizitätskorreliert verschieden fluktuierende Luminositäten sind bei gleicher mittlerer integrierter Luminosität verschieden. Somit muß bei einem Zählexperiment aufgrund der Ratenverluste durch Pile-up neben der mittleren integrierten Luminosität $\langle L \rangle$ auch die Schwankungsbreite, d.h. die Varianz, durch das Messen des zweiten Moments $\langle L^2 \rangle$ kontrolliert werden:

$$\langle (\langle L \rangle - L)^2 \rangle = \delta L^2 = \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2 \quad (4.12)$$

Eine ausführliche Beschreibung der Ratenverluste durch Doppeltreffer und eine Bestimmung der so benötigten Stabilität des Elektronenbeschleunigers und der Meßgenauigkeit in der Luminositätsmessung findet sich in Kapitel 5.1.2.

4.4 Beispiele für systematische Effekte

In Abbildung 4.6 ist der mit dem Intensitätsmonitor (PIMO) gemessene Strahlstrom gegen die Meßzeit aufgetragen. Betrachtet man sich in der oberen Abbildung den Verlauf des Strahlstromes, so ist dieser sehr glatt und scheint keinerlei Schwankungen unterworfen zu sein. Tatsächlich aber erkennt man bei Unterdrückung des Nullpunktes in der unteren Abbildung, daß dieser eine schwankende Feinstruktur aufweist, die die Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie, die von der Größenordnung 10^{-6} ist und auf wenige 10^{-7} genau gemessen werden soll, beeinflusst.

Abbildung 4.7 zeigt die typischen MAMI-Betriebsbedingungen, ohne daß man die Strahleigenschaften stabilisiert und kontrolliert. Im oberen Bild ist das Signal des Intensitätsmonitors gegen die Meßzeit aufgetragen. Man erkennt deutliche Strahlstromsprünge in der Größenordnung 10^{-2} , die durch Modensprünge des Lasersystems an der Quelle ausgelöst wurden. In den beiden mittleren Abbildungen ist der Positionsmonitor (XYMO) gegen die Meßzeit aufgetragen, die Ortsfluktuationen und -sprünge von bis zu einem Millimeter zeigen. In der unteren Abbildung wurde das Signal des Intensitätsmonitors für beide Helizitätszustände getrennt histogrammiert. Man erkennt eine deutliche Differenz zwischen den beiden Histogrammen, die sich in einer Stromasymmetrie von $1 \cdot 10^{-3}$ äußert. Das A4-Experiment ist mit diesen Strahleigenschaften nicht durchführbar.

Systematische Seiteneffekte entstehen aufgrund der Stromabhängigkeit aller eingesetzten Monitorsysteme. Bei einer Stromasymmetrie von 10^{-3} ist das Antwortverhalten der Monitore nichtlinear und müsste in Messungen bestimmt werden. Dies kann durch die Messung bei Stromasymmetrien $< 10^{-5}$ vermieden werden. Zusätzlich vergrößert sich der Fehler bei der Extraktion der paritätsverletzenden Asymmetrie (Kapitel 7), da hier direkt die Stromasymmetrie eingeht. Korrigiert man die PV-Asymmetrie nur auf den Strahlstromasymmetrie, erhalte man folgenden Ausdruck:

$$\begin{aligned}
 A_{PV} &= A_{Mess} - a_I \cdot X_I \\
 \delta A_{PV} &= \sqrt{(\delta A_{Mess})^2 + (a_I \delta X_I)^2 + (X_I \delta a_I)^2}
 \end{aligned}
 \tag{4.13}$$

Dabei ist A_{Mess} die gemessene Asymmetrie, A_{PV} die zu extrahierende paritätsverletzende Asymmetrie, X_I die helizitätskorrelierte Stromasymmetrie und a_I der Korrelationskoeffizient. Für die Fehler in Asymmetrie- und Strommessung werden für eine Abschätzung $\delta A_{Mess} = 1 \cdot 10^{-6}$ und $\delta X_I = 1 \cdot 10^{-6}$ angenommen (für einen Run von 5 Minuten Länge). Der Wert für a_I beträgt $a_I = 1.0 \pm 0.1$ (Kapitel A.3). Bei einer Stromasymmetrie von $1 \cdot 10^{-3}$ ergibt sich somit ein Asymmetriefehler von $\delta A_{PV} = 1 \cdot 10^{-4}$. Bei einer Stromasymmetrie von $1 \cdot 10^{-6}$ beträgt der Asymmetriefehler $\delta A_{PV} = 1.4 \cdot 10^{-6}$. Die helizitätskorrelierte Strahlstromasymmetrie sollte

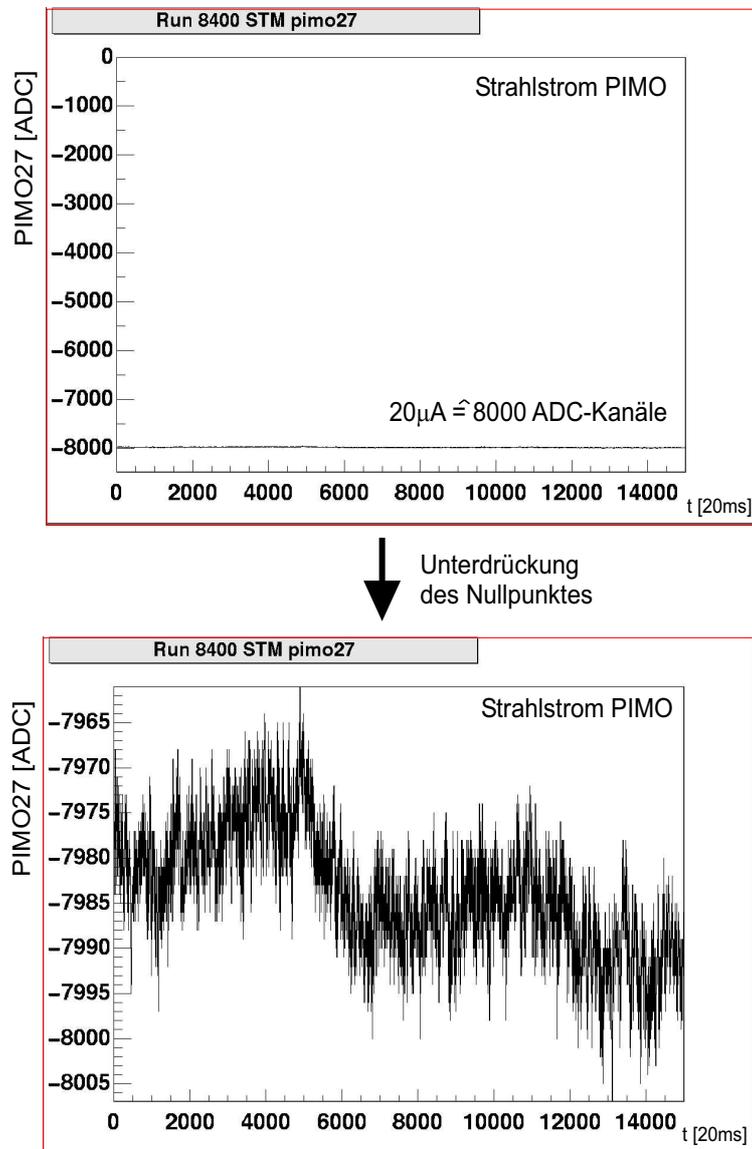


Abbildung 4.6: Mit dem Intensitätsmonitor (PIMO) gemessener Strahlstrom gegen eine Zeitskala in Einheiten von 20 ms. In der oberen Abbildung ist der Nullpunkt dargestellt, der Verlauf des Stromes gegen die Zeit scheint glatt. Unten wurde der Nullpunkt unterdrückt, man erkennt eine schwankende Feinstruktur im Verlauf des Strahlstromes.

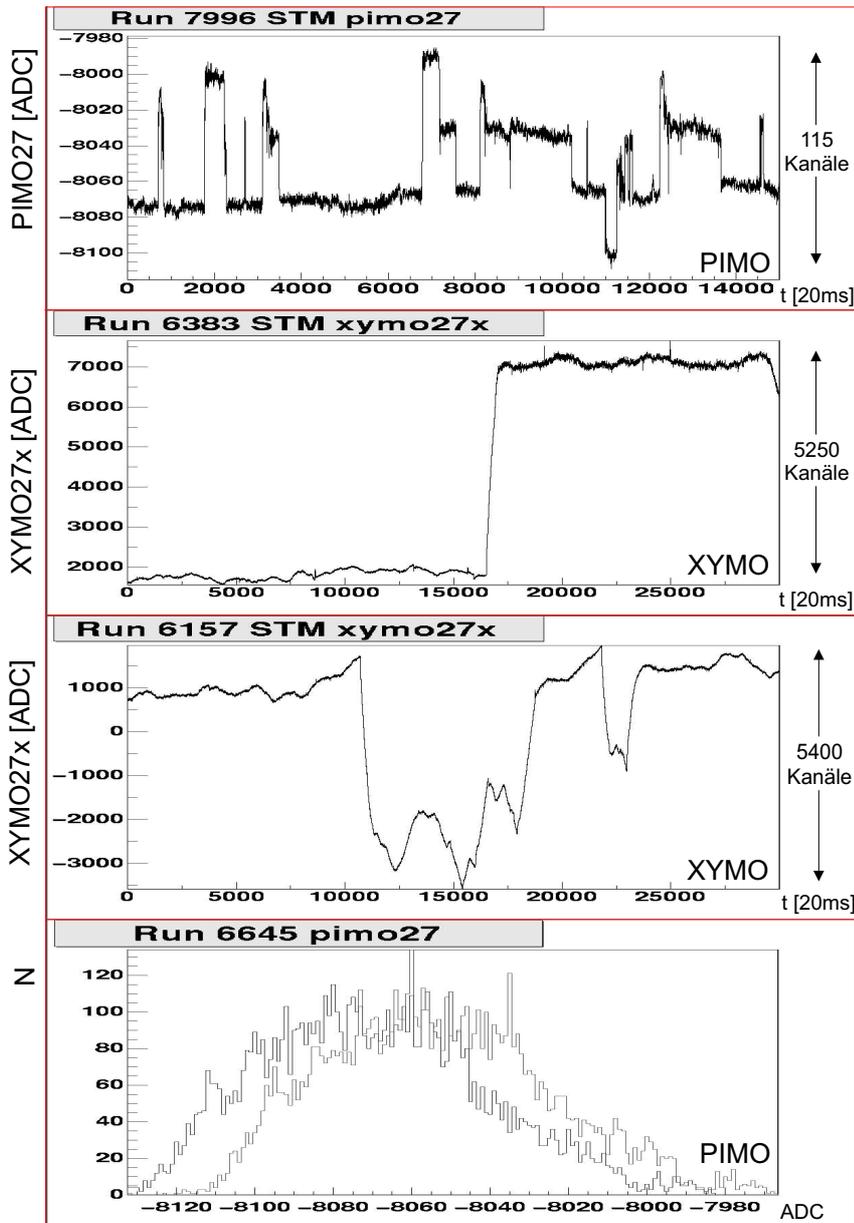


Abbildung 4.7: Beispiele für Strahlfluktuationen. Die dargestellten Situationen sind für typische MAMI-Experimente unkritisch, während sie die Durchführung des Paritätsexperiments unmöglich machen. In der oberen Abbildung ist der Intensitätsmonitor gegen eine Zeitskala in Einheiten vom 20 ms aufgetragen. Man erkennt deutliche Strahlstromsprünge in der Größenordnung 10^{-2} , die durch Modensprünge des Lasersystems an der Quelle ausgelöst wurden. In den beiden mittleren Abbildungen ist der Positionsmonitor (XYMO) gegen eine Zeitskala aufgetragen, die Ortsfluktuationen und -sprünge von bis zu einem Millimeter zeigen. In der unteren Abbildung wurde das Signal des Intensitätsmonitors für beide Helizitätszustände getrennt histogrammiert. Die Stromasymmetrie beträgt hier 10^{-3} .

deshalb unterhalb von 10^{-5} liegen und zudem zeitlich stabil sein, um die erforderte Genauigkeit in der Asymmetriemessung zu erreichen.

Zum Vergleich sind in Abbildung 4.8 nochmals die Strahlmonitore für Strom und Ort bei einem typischen Verlauf des A4-Experiments dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung 4.7 ist der Verlauf der Strahlparameter glatt, weist keine Sprünge und eine kleine Strahlstromasymmetrie auf. Die relativen Stromschwankungen innerhalb eines 5-minütigen Runs betragen hier nur 0.1% (oben). Der Strahlort liegt nahe der Null, weist also kaum Ablagen im XYMO auf. Der gemessene Strahlversatz beträgt $1 \mu\text{m}$, die Fluktuationen im Ort betragen maximal $2 \mu\text{m}$ (mittleres Bild). Im unteren Bild der Abbildung 4.8 wurde das PIMO-Signal für beide Helizitätszustände getrennt histogrammiert. Man erkennt, daß beide Histogramme fast identisch sind. Die Stromasymmetrie beträgt hier nur $4 \cdot 10^{-7}$. Dies wird durch eine geeignete Orientierung des *GaAs*-Kristalls an der Quelle erreicht (Kapitel 6.3.4).

Durch die in Kapitel 6.3 untersuchten Stabilisierungssysteme können die mit der Helizitätsumschaltung korrelierten und unkorrelierten falschen Asymmetrien minimiert bzw. mit ausreichender Genauigkeit korrigiert werden.

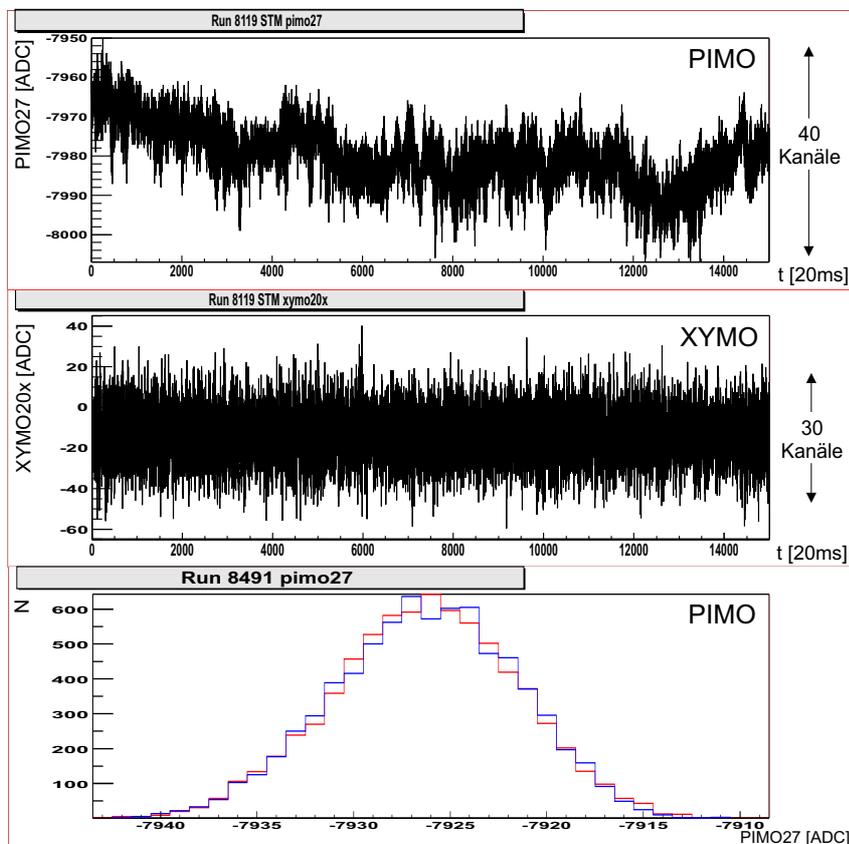


Abbildung 4.8: Beispiele für eine gute Strahlqualität. Im Vergleich zu Abbildung 4.7 ist der Verlauf der Strahlparameter glatt, weist keine Sprünge und eine kleine Strahlstromasymmetrie auf. Die relativen Stromschwankungen innerhalb eines 5-minütigen Runs betragen hier nur 0.1% (oben). Der Strahlort liegt nahe der Null, weist also kaum Ablagen im XYMO auf. Der gemessene Strahlversatz beträgt $1 \mu\text{m}$, die Fluktuationen im Ort betragen maximal $2 \mu\text{m}$ (mittleres Bild). Im unteren Bild der Abbildung 4.8 wurde das PIMO-Signal für beide Helizitätszustände getrennt histogrammiert. Man erkennt, daß beide Histogramme fast identisch sind. Die Stromasymmetrie beträgt hier nur $4 \cdot 10^{-7}$.

Kapitel 5

Luminositätsmonitor

5.1 Grundlagen der Luminositätsmessung

Die Luminosität eines Experiments beschreibt die Flußdichte der streuenden Reaktionspartner. Das Produkt aus der Luminosität L und dem Wirkungsquerschnitt σ ergibt die beobachtete Ereignis- bzw. Reaktionsrate $R = \sigma \cdot L$. Eine mögliche experimentelle Methode der Luminositätsmessung ist die Messung einer Ereignisrate einer Streureaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt, so daß sich die Luminosität L aus dem Wirkungsquerschnitt σ und der gemessenen Ereignisrate R zu $L = R/\sigma$ ergibt. Die erwartete Luminosität im A4-Experiment läßt sich aus dem Fluß der Strahlteilchen ϕ_e [Elektronen/s] und der effektiven Targetdichte ρ_{H_2} [Atome/cm²] ausrechnen:

$$L = \phi_e \cdot \rho_{H_2} \quad (5.1)$$

Dabei sind ϕ_e und ρ_{H_2} gegeben durch:

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

I_{e^-} ist dabei der Strahlstrom, $\bar{\rho}_{H_2}$ die mittlere Targetdichte, e die Elementarladung und D die Targetlänge. Bei 20 μ A Strahlstrom und einer Targetlänge von 10 cm ergibt sich für die Luminosität im A4-Experiment:

$$L_{H_2} = 5.3 \cdot 10^{37} \frac{1}{s \cdot cm^2}$$

Während des Experiments ist sicherzustellen, daß die Luminosität konstant ist. Unabhängig von Strahlstromschwankungen können Dichteschwankungen durch Blasenbildung im Wasserstoff-Target, insbesondere an Ein- und Austrittsfenstern, zu Luminositätsfluktuationen führen, die die statistische Auflösung des Experiments dominieren können. Die hohe Luminosität des A4-Experiments stellt dabei besondere Anforderungen an das Wasserstoff-Target, da im A4-Experiment auf das Rastern des $20\mu\text{A}$ -Elektronenstrahls (schnelle Modulation der Strahlposition auf dem Target) verzichtet wird (siehe auch Kapitel 3.2.3).

Grundsätzlich sind alle bekannten Reaktionsprozesse im Target zur Messung der Luminosität geeignet. Bei paritätsverletzenden Experimenten ist zu beachten, daß die Wirkungsquerschnitte der Reaktionsprozesse auch einen polarisationsabhängigen, paritätsverletzenden Anteil haben können. Die Ursache der paritätsverletzenden Asymmetrien liegt in der "V-A" Lorentzstruktur der schwachen Wechselwirkung. Der beitragsmäßig größte Beitrag kommt von der Interferenz aus γ - und Z-Austauschamplitude und ist proportional zu Q^2/M_Z (Kapitel 2). Alle diese Asymmetrien verschwinden deshalb für $Q^2 \rightarrow 0$. Durch die geschickte Wahl einer Kinematik mit kleinem Q^2 (sehr kleine Streuwinkel) lassen sich diese Asymmetrien vernachlässigbar klein halten (Kapitel 5.1.1).

Zur Bestimmung der Luminosität müssen alle beitragenden Reaktionsprozesse betrachtet werden. Die wichtigsten Beiträge unter kleinen Vorwärtswinkeln liefern die elastische Streuung der Strahlelektronen an den Protonen des Wasserstoff-Targets und die elastische Streuung der Strahlelektronen an den Elektronen des Wasserstoff-Targets (Møllerstreuung). Weitere Prozesse sind die quasielastische Streuung am Aluminium des Wasserstoff-Targets und die inelastische Streuung der Strahlelektronen an den Protonen des Wasserstoff-Targets. Die Wirkungsquerschnitte dieser Prozesse sind jedoch um Größenordnungen kleiner [Hammel 1996] und werden deshalb hier vernachlässigt.

Eine weitere Anforderung ergibt sich bei einem Zählratenexperiment durch die systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie durch Ratenverluste. Hieraus ergeben sich spezielle Anforderungen an die Meßgenauigkeit in der Luminositätsmessung (Kapitel 5.1.2).

Die Messung der Luminosität findet unter kleinen Vorwärtsstreuwinkeln statt. Die daraus resultierende sehr hohe Ereignisrate macht es, notwendig strahlenfeste Materialien zu verwenden und integral zu messen. Der Detektortyp, der hier verwendet wird, ist ein Wasser-Čerenkov-Detektor (Kapitel 5.1.4). Wasser ist sehr strahlenfest, leicht zu handhaben und sehr kostengünstig. Čerenkov-Detektoren sind sehr schnell und besitzen extrem kurze Signalantwortzeiten von einigen ns, die nur durch die Geometrie der Lichtsammlung bestimmt wird. Das Detektordesign wurde in Simulationen studiert und optimiert (Kapitel 5.1.3). Die Eignung eines solchen Detektors für den Einsatz im A4-Paritätsexperiment wurde in einer vorangegangenen Diplom-

arbeit gezeigt [Hammel 1996].

5.1.1 Asymmetrien der Ereignisraten

Die Wirkungsquerschnitte der Reaktionsprozesse können selbst eine Asymmetrie besitzen. Die Asymmetrien der im Luminositätsmonitor dominierenden Reaktionsprozesse müssen kleiner als die statistische Genauigkeit des A4-Experiments ($\approx 6 \cdot 10^{-7}$) sein, um die paritätsverletzende Asymmetrie durch die Normierung der Zählraten auf die Luminosität nicht zu verfälschen. Die Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge in der elastischen Streuung berechnet sich nach Gleichung 2.46. Die paritätsverletzende Asymmetrie in der Møllerstreuung ist gegeben durch [Derman, E. und Marciano, W. J. 1979]:

$$A_{Moeller} = mE \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{16 \sin^2 \Theta}{(3 + \cos^2 \Theta)^2} \left(\frac{1}{4} - \sin^2 \Theta_W \right) \quad (5.2)$$

Die Asymmetrie in der elastischen Streuung und in der Møllerstreuung sind in Abbildung 5.1 in Abhängigkeit des Streuwinkels im Laborsystem aufgetragen. Man erkennt, daß für Streuwinkel $\leq 14^\circ$ die Asymmetrie in der elastischen Streuung kleiner als die statistische Genauigkeit des A4-Experiments ist. Die Møllerstreuung besitzt bei kleinen Q^2 im Vergleich zur elastischen Streuung nur eine vernachlässigbar kleine paritätsverletzende Asymmetrie. Der Monitor muß unter kleinen Vorwärtsstreuwinkeln aufgebaut werden, dann ist die Asymmetrie in den Reaktionsprozessen um mindestens eine Größenordnung kleiner als die experimentelle Asymmetrie unter 35° .

Betrachtet man sich in Abbildung 5.2 die Wirkungsquerschnitte der Hauptstreuprozesse (elastische Streuung und Møllerstreuung), wird deutlich, daß die Møllerstreuung an den Elektronen im Wasserstoff-Target im Luminositätsmonitor dominiert. Eine weitere günstige Eigenschaft der Møllerstreuung ist, daß sie für weite Bereiche unabhängig vom Streuwinkel θ ist. Eine ausführliche Betrachtung dieser Reaktionsprozesse findet sich in einer Diplomarbeit [Hammel 1996]. Der Luminositätsmonitor ist unter Vorwärtsstreuwinkeln von $4.4^\circ < \theta < 10^\circ$ installiert. Der Streuwinkel von 4.4° wurde ausgewählt, weil dieser der kleinstmögliche Streuwinkel für den Aufbau der Luminositätsmonitore ist (Kapitel 5.1.4). Die mittlere Elektronenenergie in diesem Winkelbereich beträgt 79 MeV für møllergestrene Elektronen und 848 MeV für elastisch gestrene Elektronen.

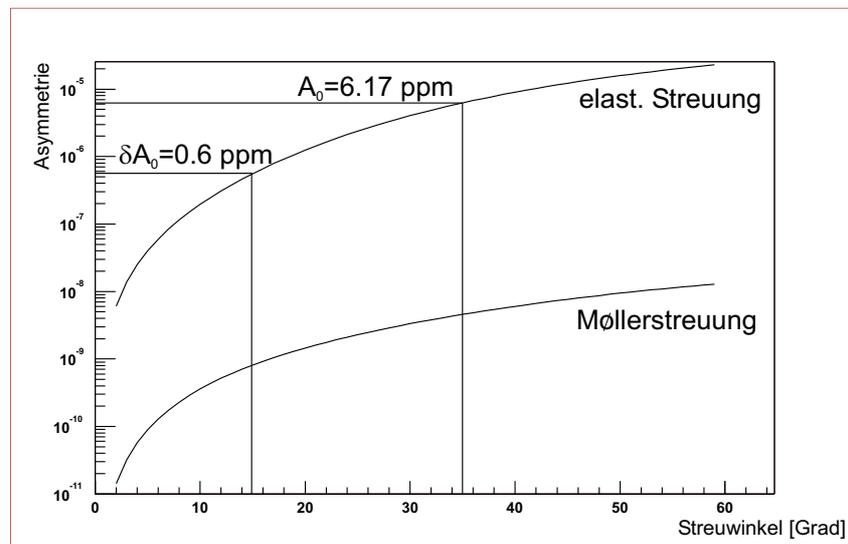


Abbildung 5.1: Asymmetrie in der elastischen Streuung und in der Møllerstreuung, die Linien geben den Wert der Asymmetrie A_0 sowie die statistische Genauigkeit in der Asymmetriemessung an. Man sieht, daß der Luminositätsmonitor in einem Winkelbereich von $\leq 14^\circ$ installiert werden muß, da dort die Asymmetrie eine Größenordnung unter der zu messenden Asymmetrie liegt und kleiner ist als die statistische Genauigkeit in der Asymmetriemessung.

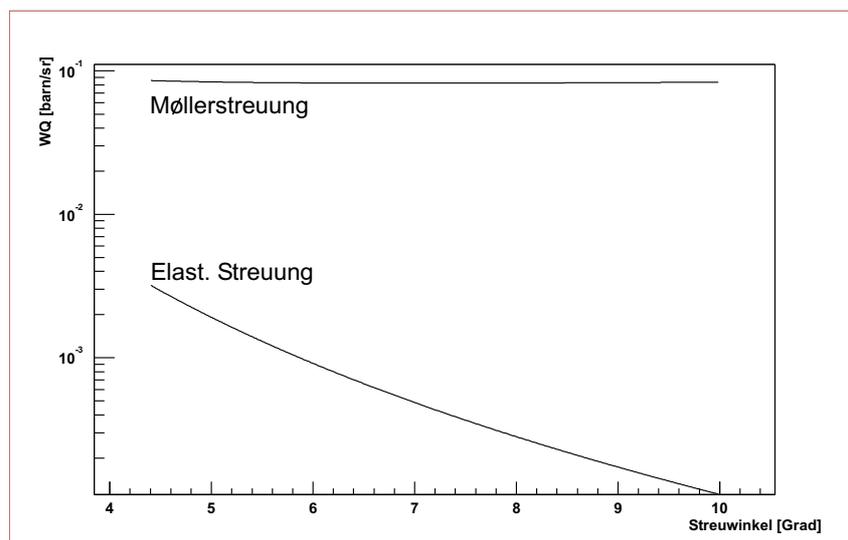


Abbildung 5.2: Differentielle Wirkungsquerschnitte der dominierenden Streuprozesse in Abhängigkeit des Streuwinkels. Die Møllerstreuung dominiert und ist für weite Bereiche unabhängig vom Streuwinkel θ .

5.1.2 Meßgenauigkeit aus Doppeltrefferverlusten und Energieauflösung

Bei einem Zählratenexperiment sind die gemessenen Zählraten aus denen die Asymmetrie gebildet wird, nur dann mit den auf den Detektor treffenden Zählraten identisch, wenn zwei zeitlich sehr kurz hintereinander auftreffende Teilchen auch als zeitlich getrennte Teilchen identifiziert werden können. Bei einem Zählratenexperiment ist die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer während der Energiemessung eines Teilchens nicht zu vernachlässigen. Solche Doppeltreffer beeinflussen die Messung auf zwei Arten. Zum einen reduziert Pile-up die gemessene Zählrate, was aber durch Verlängerung der Meßzeit ausgeglichen werden kann. Zum anderen können Untergrundprozesse, deren Wirkungsquerschnitt einen polarisationsabhängigen Anteil haben, zu einer systematischen Veränderung der gemessenen Asymmetrie führen. Es ist daher wichtig, die Rate zu bestimmen, mit der Pile-up-Ereignisse auftreten. Dies geschieht über die Messung des ersten und zweiten Moments der Luminosität. Die Fluktuationen der Luminosität müssen für verschiedene Polarisierungen genau untersucht werden, um keine systematische Änderung der Asymmetrie zu erhalten, denn Ratenverluste für helizitätskorreliert verschieden fluktuierende Luminositäten sind bei gleicher mittlerer integrierter Luminosität verschieden. Somit muß bei einem Zählexperiment aufgrund der Ratenverluste durch Pile-up neben der mittleren integrierten Luminosität $\langle L \rangle$ auch die Schwankungsbreite, d.h. die Varianz gemessen werden:

$$\langle (\langle L \rangle - L)^2 \rangle = \delta L^2 = \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2 \quad (5.3)$$

Es werden zwei Arten von Doppel- bzw. Mehrfachtreffern unterschieden. Beide Arten führen dabei zu einer Verwerfung des Ereignisses, weil sich die elektromagnetischen Schauer der beiden Treffer untrennbar überlagern und somit die Energiemessung bei der Summenbildung verfälschen. In Abbildung 5.3 ist schematisch ein Kalorimeterausschnitt mit den Bezeichnungen der relativen Positionen der Analog-Module bei einem Treffer dargestellt. Die Triggerelektronik muß bei einem Treffer im Kalorimeter feststellen, in welchem der neun Kristalle der Hauptteil der Energie deponiert wurde. Dieses Modul erzeugt ein lokales Maximum und definiert das Zentrum eines 3x3-Clusters zur Bildung der Summe (Kapitel 3.2.5). Wenn räumlich nahe Treffer zur gleichen Zeit eintreten, so daß einer der 16 Analog-Module im Vetobereich um den 3x3-Cluster ebenfalls ein lokales Maximum meldet, so wird dies als räumliches Pile-up bezeichnet. Zur Bildung der Ladung werden die Signale der neun Photomultiplier über eine Zeitspanne von 20 ns integriert. Ein zusätzlicher Treffer in demselben 3x3-Cluster innerhalb der Integrationszeit führt ebenfalls zu einer Verfälschung der Energiesumme und wird als zeitliches Pile-up bezeichnet.

Wenn ein Teilchen das Kalorimeter trifft, werden zur Bestimmung des Ereignistyps

lautet

$$N^+ = \mathcal{L}^+(t)\varepsilon\sigma \quad \text{mit} \quad \sigma = \sigma_0 + P^+\Delta\sigma \quad (5.5)$$

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 ist $\varepsilon = 1$.

Für die den Detektor treffende Teilchenzahl an Elektronen aus Untergrundprozessen bei positiver Polarisation im Zeitintervall von 20 ms ohne Pile-up schreibt man

$$N_{\text{Untergrund}}^+ = \mathcal{L}^+(t)\varepsilon'\Sigma \quad \text{mit} \quad \Sigma = \Sigma_0 + P^+\Delta\Sigma \quad (5.6)$$

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. $A_u = \Delta\Sigma/\Sigma_0$ ist die Asymmetrie des Untergrundes. Die Untergrundasymmetrie $A_u \sim -1 \cdot 10^{-5}$ der Pionproduktion [Hammer und Drechsel 1995] liegt in derselben Größenordnung wie die elastische Asymmetrie $A_0 = \Delta\sigma/\sigma_0 = 6.5 \cdot 10^{-6}$.

Die gemessene Teilchenzahl im PbF_2 -Detektor im Zeitintervall von 20 ms ergibt sich als die „echte“ Zählrate minus der Zählrate, die durch Pile-up-Effekte verloren geht. Sei R die wahre Rate, R' die Rate der registrierten Ereignisse (Triggerrate) und τ die Zeit, für die der PbF_2 -Detektor keine neuen Ereignisse messen kann, so ist der PbF_2 -Detektor für den Anteil $R' \cdot \tau$ blockiert. Nach der Poisson-Statistik ist die Zählrate von wahren Ereignissen, die durch Pile-Up verlorengehen $R - R'$ (Vetorate):

$$R - R' = R \exp(-R'\tau) \quad (5.7)$$

Für niedrige Zählraten $R \ll 1/\tau$ (in unserem Fall $R = 250$ kHz und $1/\tau = 25$ MHz) ergibt sich für die gemessene Zählrate:

$$R' = \underbrace{R}_{R_{\text{echt}}} - \underbrace{RR'\tau}_{R_{\text{pileup}}} \quad (5.8)$$

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

$$N_{exp}^+ = N_{echt}^+ - N_{pileup}^+ \quad (5.9)$$

$$= \underbrace{\int_0^{\Delta t} \mathcal{L}^+(t) \epsilon(\sigma_0 + P^+ \Delta\sigma) dt}_{N_{echt}^+} - \underbrace{\int_0^{\Delta t} \mathcal{L}^{+2}(t) 2\tau\epsilon\epsilon'(\sigma_0 + P^+ \Delta\sigma)(\Sigma_0 + P^+ \Delta\Sigma) dt}_{N_{pileup}^+} \quad (5.10)$$

2τ ist die Pile-up-Zeit. Bei den eingesetzten PbF_2 -Kristallen beträgt $\tau = 20$ ns, die Pile-up-Zeit 2τ also 40 ns. Die Mittelwerte von \mathcal{L} und \mathcal{L}^2 während eines 20 ms Meßgates sind

$$\langle \mathcal{L} \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \mathcal{L} dt \quad (5.11)$$

$$\langle \mathcal{L}^2 \rangle = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \mathcal{L}^2 dt \quad (5.12)$$

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

$$\langle (\langle \mathcal{L} \rangle - \mathcal{L})^2 \rangle = \delta\mathcal{L}^2 = \langle \mathcal{L}^2 \rangle - \langle \mathcal{L} \rangle^2 \quad (5.13)$$

Fluktuationen der Polarisation innerhalb der 20 ms werden dabei vernachlässigt. Für die Teilchenzahl in 20 ms erhält man somit durch einsetzen von (5.11) & (5.12) in (5.10)

$$N_{exp}^+ = \underbrace{\epsilon(\sigma_0 + P^+ \Delta\sigma) \Delta t \langle \mathcal{L}^+ \rangle}_{N_{echt}^+} - \underbrace{2\tau\epsilon\epsilon'(\sigma_0 + P^+ \Delta\sigma)(\Sigma_0 + P^+ \Delta\Sigma) \Delta t \langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}_{N_{pileup}^+} \quad (5.14)$$

Die Reduktion der gemessenen Teilchenzahl durch Pile-up in einem Zeitintervall von 20 ms mit $N_{\text{Untergrund}}^+$ aus (5.6) ist also

$$N_{\text{exp}}^+ = N_{\text{echt}}^+ \left(1 - 2\tau \cdot N_{\text{Untergrund}}^+ \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle^2} \right) \quad (5.15)$$

Die Reduktion der „echten“ Zählrate pro Zeitintervall von 20 ms ist proportional zur Pile-up-Zeit 2τ , zur Rate der Untergrundprozesse und zu dem Quotient aus $\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle$ und $\langle \mathcal{L}^+ \rangle^2$.

Setzt man nun die oben definierten Größen in die Asymmetrieformel

$$A_{\text{Mess}} = \frac{\frac{N_+}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - \frac{N_-}{\langle \mathcal{L}^- \rangle}}{\frac{N_+}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + \frac{N_-}{\langle \mathcal{L}^- \rangle}} \quad (5.16)$$

ein, so erhält man mit $\eta = 2\tau\epsilon'\Sigma_0$ für die experimentelle Asymmetrie

$$A_{\text{Mess}} = \frac{-\eta \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) - \eta(A_u + A_0) \left(P^+ \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - P^- \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) + A_0(P^+ - P^-)}{2 - \eta \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) - \eta(A_u + A_0) \left(P^+ \frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + P^- \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) + A_0(P^+ + P^-)} \quad (5.17)$$

Die Größen $\langle \mathcal{L}^2 \rangle$, $\langle \mathcal{L} \rangle$ und P werden im Experiment gemessen. Die Formel 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 die gleiche Polarisation haben: $P^- = -P^+$.

$$A_{\text{Mess}} = \frac{-\eta \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) - \eta P(A_u + A_0) \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) + 2A_0 P}{2 - \eta \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) - \eta P(A_u + A_0) \left(\frac{\langle \mathcal{L}^{+2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - \frac{\langle \mathcal{L}^{-2} \rangle}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right)} \quad (5.18)$$

Mit den Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\lambda^+ = \eta\langle \mathcal{L}^+ \rangle$ und $\lambda^- = \eta\langle \mathcal{L}^- \rangle$ kann man die Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeit $\Delta\lambda$ und die mittlere Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ definieren:

$$\Delta\lambda = \eta(\langle\mathcal{L}^+\rangle - \langle\mathcal{L}^-\rangle) = \eta\Delta\langle\mathcal{L}\rangle \quad (5.19)$$

$$\lambda = \frac{\lambda^+ + \lambda^-}{2} \quad (5.20)$$

Ersetzt man über Gleichung 5.13 Terme mit $\langle\mathcal{L}^2\rangle$ durch $\langle\mathcal{L}\rangle$ und $\delta\mathcal{L}^2$, so erhält man unter Berücksichtigung der Gleichungen 5.19 und 5.20 folgende Formel für die experimentelle Asymmetrie:

$$A_{Mess} = \frac{-\Delta\lambda + (A_u + A_0)2\lambda P + 2A_0P - \eta\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} - \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle}\right) + \eta(A_u + A_0)\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} + \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle}\right)P}{2 - 2\lambda - (A_u + A_0)\Delta\lambda P - \eta\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} + \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle}\right) - \eta(A_u + A_0)\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} - \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle}\right)P} \quad (5.21)$$

Man erkennt, daß die Gleichung 5.21 wird von vier unabhängigen Koordinaten bestimmt wird:

1. Die mittlere Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ . Selbst bei einem idealen Strahl, d.h. $P^- = -P^+$, $\lambda^+ = \lambda^-$ und $(\delta\mathcal{L}^+)^2 = (\delta\mathcal{L}^-)^2 = 0$, ist die Pile-up-Wahrscheinlichkeit nicht gleich Null, sondern durch die Pile-up-Zeit τ gegeben (Gleichung 5.20). Die Pile-up-Zeit ist abhängig vom eingesetzten Detektormaterial.
2. Die Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Tritt bei verschiedenen integrierten Luminositäten $\langle\mathcal{L}^+\rangle \neq \langle\mathcal{L}^-\rangle$ auf. Terme mit $\Delta\lambda$ bestimmen letztendlich die Genauigkeit der Luminositätsmessung, da in diesen Termen die Differenz der Luminosität $\Delta\mathcal{L}$ auftritt.
3. Die Schwankungsbreite der Pile-up-Verluste durch Fluktuationen in der Luminosität $\eta\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} + \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle}\right)$. Gibt die Schwankungsbreite durch Fluktuationen in der Luminosität an. Tritt auch auf wenn die Varianzen für beide Polarisationsrichtungen gleich sind: $(\delta\mathcal{L}^+)^2 = (\delta\mathcal{L}^-)^2$.
4. Die Differenz der Pile-up-Verluste aufgrund Fluktuationen in der Luminosität $\eta\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} - \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle}\right)$. Dieser Term tritt auf, wenn die Schwankungsbreite der Luminosität für die beiden Polarisationsrichtungen verschieden ist: $(\delta\mathcal{L}^+)^2 \neq (\delta\mathcal{L}^-)^2$.

Dabei führen Pile-up-Effekte in jedem Fall zu einer Reduktion der elastischen Asymmetrie, selbst wenn die Luminosität, die Fluktuationen der Luminosität und die Polarisation für beide Polarisationsrichtungen gleich sind, d. h. $P^- = -P^+$, $\lambda^+ = \lambda^-$ und $(\delta\mathcal{L}^+)^2 = (\delta\mathcal{L}^-)^2 = 0$. In diesem Falle reduziert sich Gleichung 5.21 zu

$$A_{Mess} = \frac{A_0P - (A_u + A_0)\lambda P}{1 - \lambda} \quad (5.22)$$

Die elastische Rate pro Kalorimetermodul beträgt etwa 10 kHz. Die für die Bestimmung der Verlustrate $R - R'$ (Vektorrate) nötige Pile-up-Wahrscheinlichkeit wird aus den elastischen Raten in 25 Detektorkanälen berechnet. Die Vektorrate beträgt somit 250 kHz. Für die Untergrundasymmetrie wird $A_u \sim -1 \cdot 10^{-5}$ angenommen. Mit $\Sigma_0 = 4.7 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2$ (bei einer Vektorrate von 250 kHz und einer Luminosität von $\mathcal{L} = 5.3 \cdot 10^{37} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) ergibt sich für λ^+ und λ^- eine obere Abschätzung für die Pile-up-Wahrscheinlichkeit von 1%.

$$\lambda^- \approx \lambda^+ = 0.01 \quad (5.23)$$

Untergrundprozesse, die selbst mit einer Asymmetrie behaftet sind, können die physikalische Asymmetrie modifizieren. Die nachstehende Tabelle zeigt die Reduktion der elastischen Asymmetrie in Abhängigkeit von der Asymmetrie des Untergrundes. Als Pile-up-Wahrscheinlichkeit ist der in 5.23 berechnete Wert von 1% eingesetzt. Dem gesamten Untergrund wird die Asymmetrie A_u zugesprochen. Die Größe A_0P ist die Meßgröße, die durch Pile-up-Effekte reduziert wird.

$$\begin{aligned} A_u = 0 &\implies A_{Mess} = A_0P \\ A_u = A_0 &\implies A_{Mess} = (1 - 0.01)A_0P \\ A_u = 3A_0 &\implies A_{Mess} = (1 - 0.03)A_0P \\ A_u = 8A_0 &\implies A_{Mess} = (1 - 0.08)A_0P \end{aligned}$$

Für Untergrundprozesse, die eine Asymmetrie $A_u \ll A_0$ besitzen, wird die physikalische Asymmetrie durch Pile-up nicht reduziert. Abbildung 5.4 zeigt die Änderung der physikalischen Asymmetrie (Gleichung 5.21) in Einheiten von A_0P bei Variation der Untergrundasymmetrie:

$$\frac{\delta A_{Mess}}{\delta A_u} \delta A_u = \Delta A_{Mess} \approx 0.01 \quad (5.24)$$

Eine Untergrundasymmetrie von $A_u = 6.2 \cdot 10^{-6}$ reduziert somit die physikalische Asymmetrie um 1%.

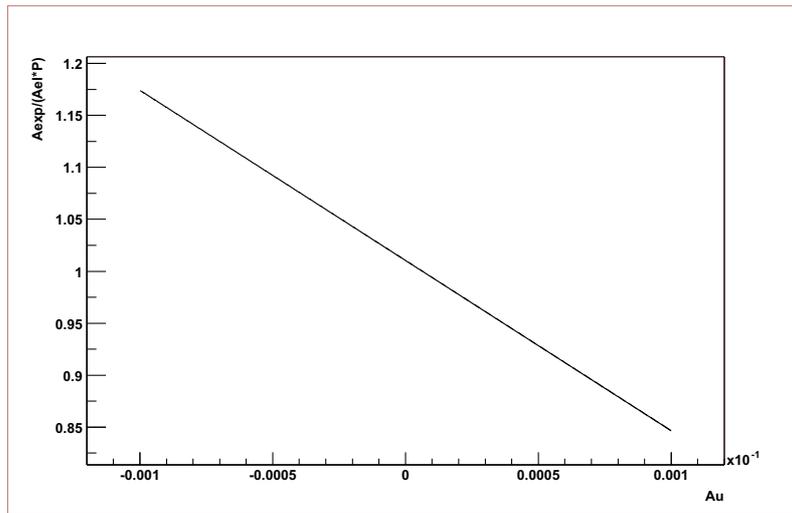


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der physikalischen Asymmetrie A_{Mess} aus Gleichung 5.21 von der Untergrundasymmetrie A_u . Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von A_u .

Die vier unabhängigen Koordinaten in Gleichung 5.21 müssen in der Messung bestimmt werden, um die Pile-up-Rate zu berechnen und die physikalische Asymmetrie auf Pile-up-Effekte zu korrigieren (Kapitel 6.4). Die nötige Meßgenauigkeit der vier Koordinaten, um die physikalische Asymmetrie durch Pile-up-Effekte nicht mehr als 1% zu modifizieren, ergibt sich aus der Variation von Gleichung 5.21 nach den einzelnen Koordinaten (K_i):

$$\frac{\delta A_{Mess}}{\delta K_i} \delta K_i = \Delta A_{Mess} \quad i = 1 \dots 4 \quad (5.25)$$

$$K_1 = \lambda$$

$$K_2 = \Delta \lambda$$

$$K_3 = \eta \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + \frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right)$$

$$K_4 = \eta \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - \frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right)$$

Bei der Variation von A_{Mess} nach den einzelnen Koordinaten wurden die jeweils unbeteiligten Größen auf ihren Sollwerten konstant gehalten. Für die Polarisation wird der im Experiment angestrebte Wert von 80% angenommen.

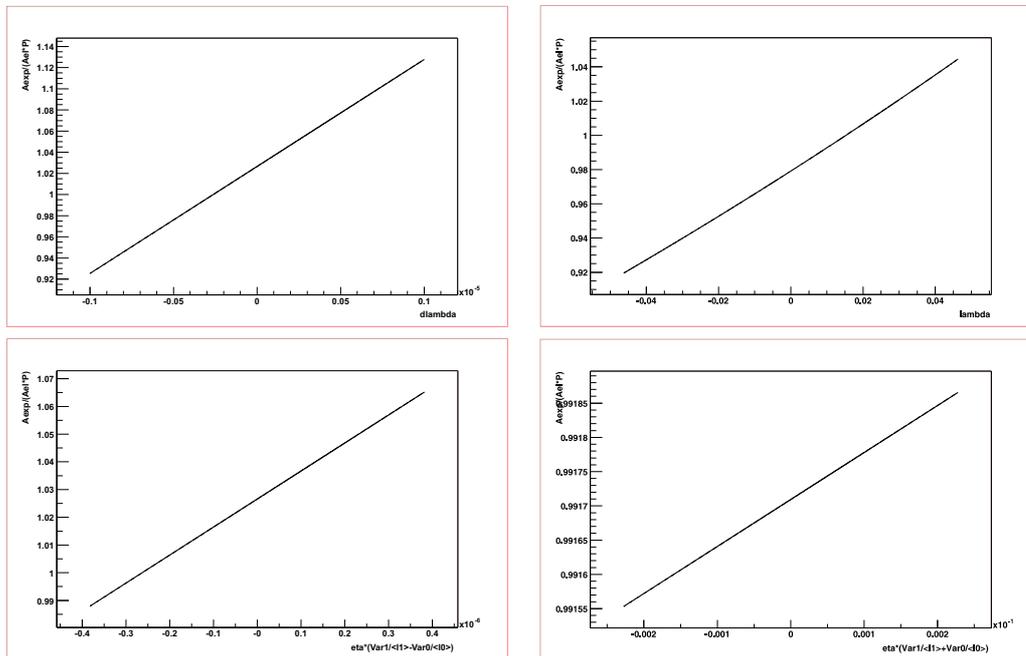


Abbildung 5.5: Einfluß des zweiten Moments der Luminosität auf die physikalische Asymmetrie. Die Modifikation der physikalischen Asymmetrie durch die vier Koordinaten ergibt sich aus der partiellen Ableitung von Gleichung 5.21 nach den vier Koordinaten (K_i).

Oben links: Abhängigkeit der physikalischen Asymmetrie von der Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von $\Delta\lambda$.

Oben rechts: Abhängigkeit der physikalischen Asymmetrie von der Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ . Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von λ .

Unten links: Abhängigkeit der physikalischen Asymmetrie von der Differenz der Pile-up-Verluste aufgrund Fluktuationen in der Luminosität $\eta(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} - \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle})$. Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von $\eta(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} - \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle})$.

Unten rechts: Abhängigkeit der physikalischen Asymmetrie von der Schwankungsbreite der Pile-up-Verluste durch Fluktuationen in der Luminosität $\eta(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} + \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle})$. Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von $\eta(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} + \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle})$.

Die Abbildung 5.5 zeigt das Verhalten von A_{Mess} aus Gleichung 5.21, wobei K_i als Parameter variiert wurde. Die Tabelle 5.1 gibt einen Überblick über die Grenzwerte der Schwankungen der vier unabhängigen Koordinaten aus Abbildung 6.32, die die gemessene physikalische Asymmetrie um 1% modifizieren.

Tabelle 5.1: Die Tabelle gibt einen Überblick über die Grenzwerte der vier unabhängigen Koordinaten in Gleichung 5.21, die die physikalische Asymmetrie um 1% modifizieren.

Koordinate	Grenzwert 1% Modifikation A_{Mess}
λ	$4.3 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\lambda$	$1.0 \cdot 10^{-7}$
$\eta\left(\frac{\delta L^{+2}}{\langle L^+ \rangle} + \frac{\delta L^{-2}}{\langle L^- \rangle}\right)$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
$\eta\left(\frac{\delta L^{+2}}{\langle L^+ \rangle} - \frac{\delta L^{-2}}{\langle L^- \rangle}\right)$	$1.0 \cdot 10^{-7}$

Die Grenzwerte der vier Koordinaten in Tabelle 5.1 geben die vom A4-Experiment geforderte Stabilität von MAMI an, um sicherzustellen, daß die physikalische Asymmetrie durch Schwankungen in der Luminosität nicht mehr als 1% modifiziert wird:

$$\frac{\Delta L}{L} = 1 \cdot 10^{-7} \quad (5.26)$$

$$\sqrt{\frac{\delta L^2}{\langle L \rangle^2}} = 3 \cdot 10^{-4} \quad (5.27)$$

Um sicherzustellen, daß die Unsicherheit in der Luminositätsmessung kleiner als die statistische Unsicherheit in der Asymmetriemessung ist, beträgt die geforderte Genauigkeit der Luminositätsmessung in 20 ms:

$$\frac{\Delta L}{L} = 3 \cdot 10^{-5} \quad (5.28)$$

$$\sqrt{\frac{\delta L^2}{\langle L \rangle^2}} = 5 \cdot 10^{-3} \quad (5.29)$$

Durch diese Energieauflösung der Luminositätsmessung wird ein zusätzlicher Fehlereinfluß und eine Vergrößerung des systematischen Fehlers der Asymmetriemessung $\delta A/A$ durch Schwankungen in der Luminosität vermieden [Hammel 1996].

5.1.3 Simulation und Optimierung der Detektorgeometrie

Mit Hilfe des Programmpaketes GEANT 3.21 der CERN Software Library wurde das Antwortverhalten des Luminositätsmonitors in Simulationen studiert und optimiert. Es wurde hierbei mit realistischer Geometrie und realistischen Parametern gearbeitet, d.h. in den Simulationen wurde ein mit Wasser gefüllter Edeltank verwendet, an dessen Ende sich der Photomultiplier anschließt. Die Transmission des Wassers wurde ebenso berücksichtigt wie die Quanteneffizienz des Photomultipliers und der Reflektionsgrad der geplanten Rhodiumspiegel. Die Untersuchungen zu diesen Spiegeln finden sich in Kapitel 5.1.5. Die Quanteneffizienz des Photomultipliers wurde dem Datenblatt des XP3468B von Philips entnommen (Kapitel 5.1.6). Die Transmission des Wassers wurde mit dem Photo-Spektrometer Shimadzu UV-2101PC bestimmt. Insgesamt wurden für diese Parameter in der Simulation 12 Wellenlängen spezifiziert. Simuliert wurde das Antwortverhalten des Detektors und die Produktion von Čerenkovlicht bei direktem Einschub von Elektronen in ein Modul des Luminositätsmonitors.

Die Strategie bei der Optimierung läßt sich folgendermaßen zusammenfassen. Die Energieauflösung und die im Detektor deponierte Energie für Møllerelektronen soll bei gleichzeitiger Unterdrückung der deponierten Energie von elastisch an Wasserstoff gestreuten Elektronen optimiert werden, da diese die Streuraten dominieren (Abbildung 5.2). Hierzu wurden die Reaktionsprozesse im Detektor simuliert und durch das gewählte Detektordesign der gewichtete Prozeß (Møllerstreuung) bevorteilt.

Das gewählte Gütekriterium (FOM = figure of merit) setzt sich wie folgt aus drei Teilen zusammen, die jeweils den Schauer der Møllerstreuung bevorteilen sollen:

$$FOM = \frac{D_{Moeller}^{Mean}}{D_{Elast}^{Mean}} \cdot D_{Moeller}^{Cer} \cdot \frac{\sigma_{Moeller}^{RMS}}{D_{Moeller}^{Mean}} \quad (5.30)$$

Hierbei ist $\sigma_{Moeller}^{RMS}$ das quadratische Mittel (RMS = Root-Mean-Square) der von Møllerelektronen im Detektor deponierten Energie $D_{Moeller}^{Mean}$. Die Møllerelektronen erzeugen Čerenkovphotonen. Deren Energie wird im Photomultiplier detektiert und wird mit $D_{Moeller}^{Cer}$ bezeichnet. Sie stellt ein Maß für die detektierte Anzahl von Čerenkovphotonen dar. Die von Elektronen aus der elastischen Streuung im Detektor deponierte Energie mit D_{Elast}^{Mean} bezeichnet.

Die drei Terme aus Gleichung 5.30 lassen sich folgendermaßen verdeutlichen:

1. $D_{Moeller}^{Mean}/D_{Elast}^{Mean}$: Das Antwortverhalten für Elektronen aus der Møllerstreuung soll gegenüber dem der elastisch gestreuten Elektronen bevorzugt werden. Hierzu wird das Verhältnis der deponierten Energien aus beiden Reaktionsprozessen $D_{Moeller}^{Mean}/D_{Elast}^{Mean}$ betrachtet und die deponierte Energie von Elektronen aus der Møllerstreuung angehoben.
2. $D_{Moeller}^{Cer}$: Die Møllerelektronen erzeugen Čerenkovphotonen. Deren Energie $D_{Moeller}^{Cer}$ wird im Photomultiplier detektiert. Sie stellt ein Maß für die detektierte Anzahl von Čerenkovphotonen dar. Die Anzahl von Čerenkovphotonen, die den Photomultiplier erreichen, soll durch diesen Term maximiert werden.
3. $\sigma_{Moeller}^{RMS}/D_{Moeller}^{Mean}$: Der dritte Term optimiert die Energieauflösung für Møllerelektronen, die durch Leckage des Schauers aus dem Detektor verschlechtert wird. Die Møllerereignisse sollen analog integrierend gezählt werden. Um die Unsicherheit in der Luminositätsmessung klein zu halten, ist die Energieauflösung wichtig.

Als mittlere Energie der gestreuten Elektronen im Winkelbereich von $4.4^\circ < \theta < 10^\circ$ wurde für Møllerelektronen eine Energie von 79 MeV (Index Moeller) bestimmt und 848 MeV für Elektronen aus der elastischen Streuung (Index Elast). Die Energie der gestreuten Møllerelektronen schwankt in diesem Winkelbereich sehr stark, deshalb wurden zusätzlich Simulationen mit einer Elektronenenergie von 32 MeV (kleinste Energie der Møllerelektronen) und 168 MeV (größte Energie der Møllerelektronen) durchgeführt.

In Abbildung 5.6 (oben) ist die im Detektor deponierte Energie in Abhängigkeit von der Detektorlänge dargestellt. Man erkennt, daß für eine wachsende Detektorlänge die im Detektor deponierte Energie anwächst, da die Elektronen eine längere Strecke im Detektor zurücklegen und so einen größeren Energieverlust erleiden. In Abbildung 5.6 sind dabei die vier typischen Elektronenergien dargestellt: 32 MeV (kleinste Energie der Møllerelektronen), 79 MeV (mittlere Energie der Møllerelektronen), 168 MeV (maximale Energie der Møllerelektronen) und 848 MeV (mittlere Energie der elastisch gestreuten Elektronen). Abbildung 5.6 (unten) zeigt die Energieauflösung, die durch Leakage des Schauers aus dem Detektor verschlechtert wird. Die Energieauflösung verbessert sich mit wachsender Detektorlänge.

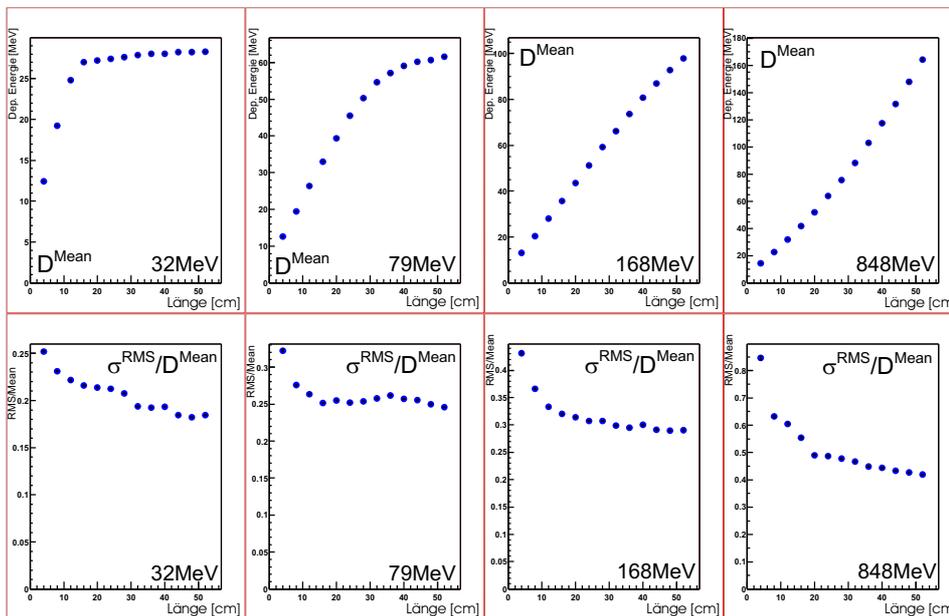


Abbildung 5.6: Einfluß der Detektorlänge auf die deponierte Energie im Detektor und die Energieauflösung, dargestellt für vier typische Energien (32 MeV, 79 MeV, 168 MeV und 848 MeV). Sieht man sich die deponierte Energie in Abhängigkeit von der Detektorlänge an, so erkennt man, daß für eine wachsende Detektorlänge die im Detektor deponierte Energie anwächst, da die Elektronen eine längere Strecke im Detektor zurücklegen und so einen größeren Energieverlust erleiden. Unten ist die simulierte Energieauflösung σ^{RMS}/D^{Mean} in Abhängigkeit von der Detektorlänge aufgetragen.

Sieht man sich das Verhältnis der deponierten Energien aus Møllerstreuung und elastischer Streuung $D_{Moeller}^{Mean}/D_{Elast}^{Mean}$ in Abhängigkeit von der Detektorlänge an, so erkennt man, daß für einen wachsenden Detektor das Verhältnis fällt (Abbildung 5.7, links oben). Die den Photomultiplier erreichende Zahl an Čerenkovphotonen hat aufgrund der Detektorgeometrie ein Maximum bei einer bestimmten Detektorlänge (Abbildung 5.7, rechts oben). In Abbildung 5.7 (links unten) ist die Energieauflösung, die durch Leakage des Schauers verschlechtert wird, für Møllerelektronen dargestellt. Mit dem in Gleichung 5.30 definierten Gütefaktor ergibt sich somit eine optimale Detektorlänge von 20 cm. Der Gütefaktor ist in Abbildung 5.7 (rechts unten) dargestellt.

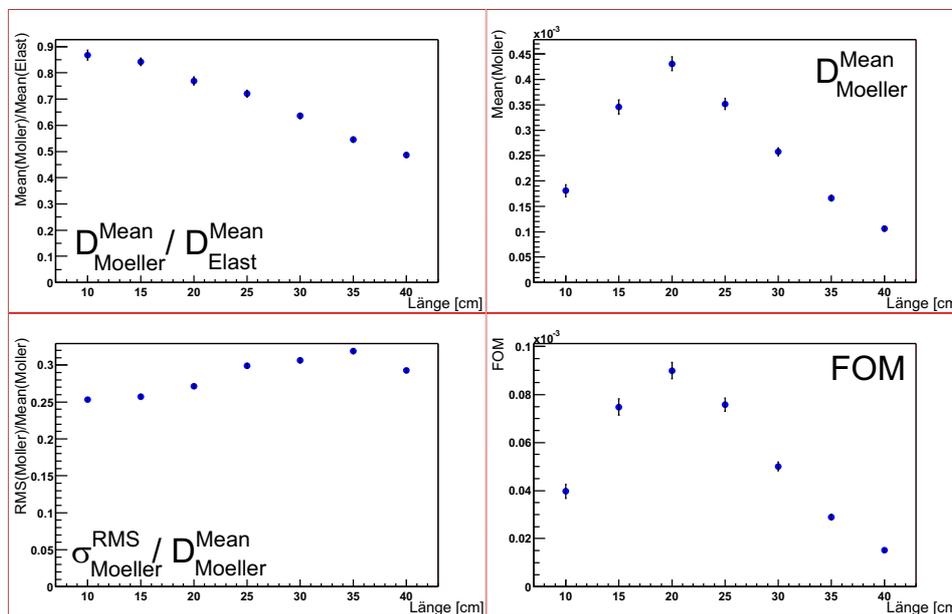


Abbildung 5.7: Aufgetragen sind die drei Terme des Gütekriteriums (FOM=Figure of merit, Gleichung 5.30) in Abhängigkeit von der Detektorlänge L in cm. Links oben: Verhältnis der deponierten Energien aus Møllerstreuung und elastischer Streuung $D_{Moeller}^{Mean}/D_{Elast}^{Mean}$. Rechts oben: Detektierte Energie $D_{Moeller}^{Cer}$ der Čerenkovphotonen, die von Møllerelektronen erzeugt wurden. Links unten: Energieauflösung $\sigma_{Moeller}^{RMS}/D_{Moeller}^{Mean}$. Rechts unten: Statistischer Gütefaktor ‘FOM’, der den Schauer der Møllerstreuung stärker gewichten soll. Das Maximum liegt bei einer Detektorlänge von 20 cm.

Bei der Bestimmung der Breite des Detektors lagen die geometrischen Zwänge an der Rückseite der A4-Streukammer zugrunde. Mit Hilfe von GEANT wurde so das Verhältnis der mittleren Energiedeposition von beiden Streuprozessen auf $D_{Moeller}^{Mean}/D_{Elast}^{Mean} \approx 0.75$ verbessert.

Zusätzlich wurden Untersuchungen zur maximalen Dicke eines Aluminiumflansches vor dem Detektor gemacht. Diese läßt sich aufgrund der Platzierung der Luminositätsmonitore außerhalb der A4-Streukammer nicht vermeiden. Die minimal notwendige Dicke des Streukammerflansches ergibt sich zu 1 cm. Diese Dicke ist für die Luminositätsmessung verträglich. In GEANT-Simulationen wurde der Einfluß einer Aluminiumschicht vor dem Detektor simuliert (Abbildung 5.8). Der Streukammerflansch wurde von einer Dicke von bisher 4 cm auf eine Dicke von 1 cm im Winkelbereich von $4^\circ < \theta < 10^\circ$ umgebaut.

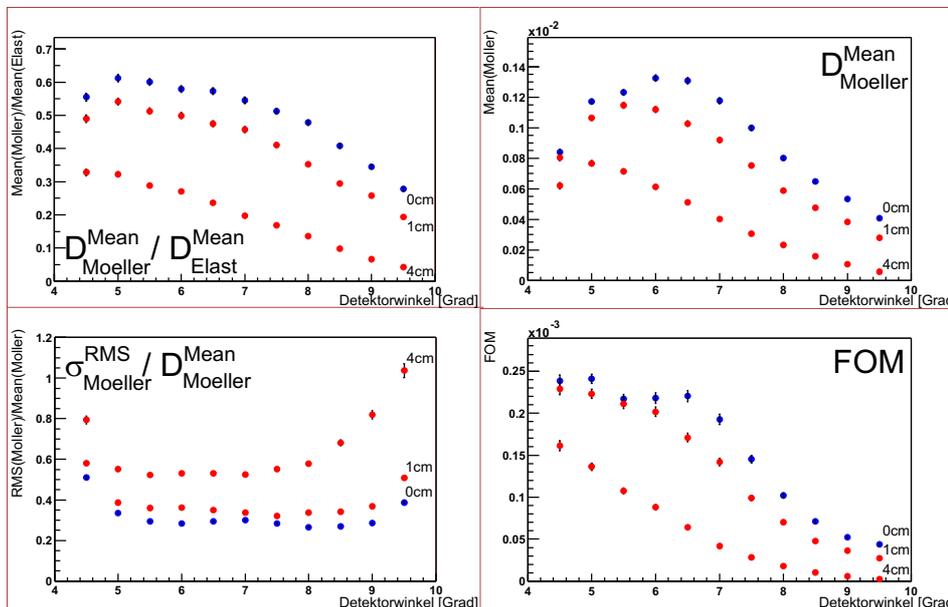


Abbildung 5.8: Aufgetragen sind die drei Terme des Gütekriteriums (FOM=Figure of merit, Gleichung 5.30) in Abhängigkeit des Streuwinkels θ für drei verschiedene Dicken des Aluminiumflansches (0 cm, 1 cm und 4 cm) vor dem LU-MO. Die mit "0 cm" bezeichneten Punkte geben die Werte ohne Aluminiumflansch vor den Detektoren an, die mittleren ("1 cm") gehören zu einem 1 cm dicken Flansch, die mit "4 cm" bezeichneten Punkte zu dem alten bestehenden Streukammerflansch von 4 cm Dicke. Links oben: Verhältnis der deponierten Energien aus Møllerstreuung und elastischer Streuung $D_{Moeller}^{Mean} / D_{Elast}^{Mean}$. Rechts oben: Detektierte Energie $D_{Moeller}^{Cer}$ der Čerenkovphotonen, die von Møllerelektronen erzeugt wurden. Links unten: Energieauflösung $\sigma_{Moeller}^{RMS} / D_{Moeller}^{Mean}$. Rechts unten: Statistischer Gütefaktor "FOM".

5.1.4 Aufbau des Luminositätsmonitors

Es wurde ein Wasser-Čerenkov-Detektorsystem mit insgesamt acht Modulen entwickelt. Der überdeckte Polarwinkelbereich beträgt $4.4^\circ - 10^\circ$, der Azimuthalwinkelbereich 2π . Die Module sind derart orientiert, daß sie auf das Zentrum des Wasserstoff-Targets zeigen, sie überdecken einen Raumwinkel von 10 msr. Die Module befinden sich in einem Abstand von 1.65 m zum Wasserstoff-Target (Abbildung A.2).

Die sehr hohe Ereignisrate von 44 GHz pro Modul macht es notwendig, integral zu messen. Aus dem statistischen Fehler $1/\sqrt{N}$ in 20 ms ergibt sich eine Genauigkeit von $3.4 \cdot 10^{-5}$ pro Modul. Abbildung 5.9 zeigt den errechneten Raumwinkel und die Streurrate in Abhängigkeit des Streuwinkels.

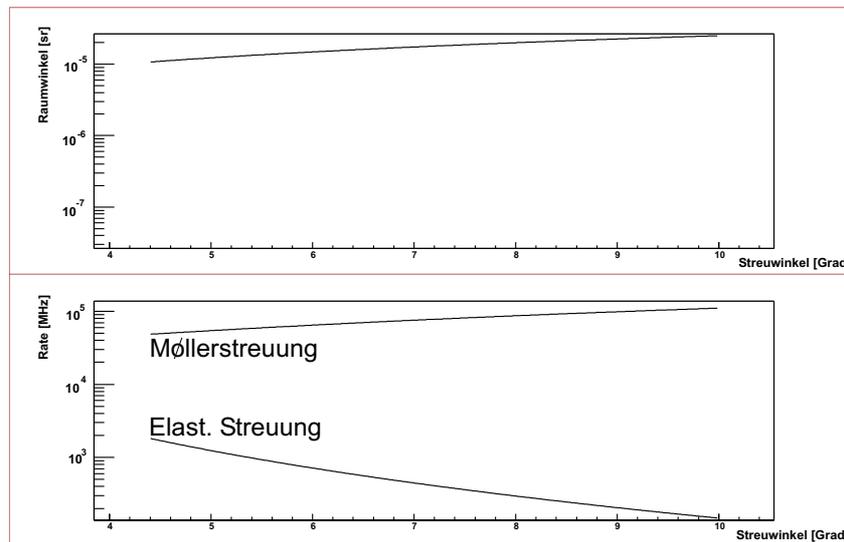


Abbildung 5.9: Raumwinkel $\int_{\Theta_T=\Theta_0}^{\Theta_0+\varepsilon} \int_{\phi} d\Omega$ und Streurrate $\int_{\Theta_T=\Theta_0}^{\Theta_0+\varepsilon} \int_{\phi} \mathcal{L} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$ unter kleinen Vorwärtsstreuwinkeln in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ .

Bedingt durch die Ringgeometrie haben die Module die Form eines Pyramidenstumpfs mit trapezoider Grundfläche. Die Länge eines Moduls in Strahlrichtung beträgt 20 cm. Das Čerenkovlicht wird am Ende mit Photomultipliern ausgelesen, die Photomultiplier werden durch Quarzfenster vom Wasservolumen getrennt und befinden sich in einem lichtdichten Gehäuse (Abbildung 5.11). Angebracht sind die Luminositätsmonitore strahlabwärts direkt an der A4-Streukammer (Abbildung 5.12). Der Endflansch der Streukammer wurde im Winkelbereich von $4 - 10^\circ$ zum Wasserstofftarget extra dünn ausgefräst, um eine Aufstreuung der gestreuten Elektronen zu vermeiden und um Energieverluste der Elektronen vor den Monitoren zu minimieren (Kapitel 5.1.3).

Durch die große Zahl von Teilchen, die ihre Energie im Detektor deponieren, können im Detektor Strahlenschäden auftreten. Eine obere Grenze für die Strahlenbelastung S erhält man, wenn man annimmt, daß die Energie eines Treffers vollständig innerhalb einer Strahlungslänge deponiert wird:

$$S[\text{krad}] = \frac{N \cdot \bar{E}[\text{MeV}]}{X_0[\text{cm}] \cdot A[\text{cm}^2] \cdot \rho[\text{g/cm}^3] \cdot 6.24 \cdot 10^{10}[\text{MeV/kg}]} \quad (5.31)$$

Das Produkt $N \cdot \bar{E}$ gibt die gesamte Energiedeposition im Detektor an. Die Dichte ρ von Wasser ist 1 g/cm^3 und die Strahlungslänge X_0 von Wasser 36.1 cm . Der Abstand zum Target beträgt 165 cm . Tabelle 5.2 gibt einen Überblick über die erwartete Strahlenbelastung S im Detektor. Die im Detektor deponierte Energie wurde in GEANT-Simulationen ermittelt.

Tabelle 5.2: Obere Abschätzung für die Strahlenbelastung des LUMO.

Element	Masse	Rate	Dep. Energie	Strahlenbelastung
Detektor	5594g	44.07 GHz	30.4 MeV	1.41 Mrad
Quarzglas	210g	44.07 GHz	2.7 MeV	3.36 Mrad

Aufgrund der hohen Strahlenbelastung von $>1 \text{ Mrad}$ während des Experiments ist es unabdingbar, strahlenresistente Materialien zu verwenden. So müssen die Photomultiplier mit Quarzfenstern bestückt sein. Um die Erzeugung von Radikalen durch Radiolyse im Wasservolumen zu vermeiden, muß destilliertes Wasser verwendet werden. Abbildung 5.10 zeigt die Transmission des verwendeten destillierten Wassers und des Quarzfensters HOQ310, das den Photomultiplier vom Wasservolumen trennt.

Bei der technischen Realisierung der Detektormodule mußte darauf geachtet werden, daß die Module möglichst materialarm gebaut werden, um Rückstreuungen aus dem Luminositätsmonitor in das PbF_2 -Kalorimeter zu minimieren. Dies galt ebenso für die Haltekonstruktion der Monitore. Da die Halter nicht mit dem Wasservolumen in Kontakt kommen, konnten diese aus Aluminium gefertigt werden, was das Gewicht und die Massenbelegung des Gesamtaufbaus reduziert.

Jedes der 8 Module besteht aus einem Wassertank mit 1 mm dicken Stahlwänden. Das Detektorgehäuse wird aus rostfreiem Edelstahl gefertigt, um Beschädigungen am Gehäuse durch das Wasservolumen zu vermeiden. Jeweils zwei dieser Module sind in einem Halter zusammengefaßt. Der Photomultiplier befindet sich am Ende des Wassertanks in einem lichtdichten Zylinder aus Aluminium. Der Spannungsteiler des Photomultipliers ist außerhalb des Zylinders, um eine bessere Wärmeabfuhr

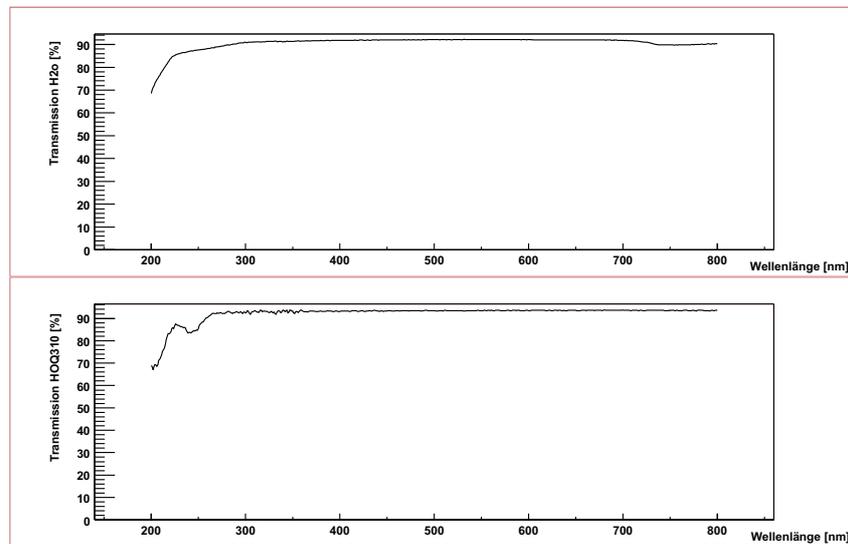


Abbildung 5.10: Transmission der verwendeten Detektormaterialien destilliertes Wasser und Quarzglas HOQ310, aufgetragen gegen die Wellenlänge des im Detektor entstehenden Čerenkovlichtes.

zu ermöglichen und eine Überhitzung zu vermeiden. Zusätzlich sind zwei Füllstutzen an der Rückseite des Detektors angebracht, um ein einfaches Befüllen des Tanks mit Wasser zu ermöglichen. Der Füllstutzen kann einen dauerhaften Frischwasserzufluß in die Tanks ermöglichen, um das Wasser innerhalb der Detektoren möglichst rein zu halten. Im Experiment zeigte sich, daß dies nicht notwendig ist. Alle Teile des Detektors sind verschraubt. Bei der Ausführung wurde darauf geachtet, daß die einzelnen Module jederzeit schnellstmöglich ausgebaut werden können, falls an einem Modul ein Defekt auftritt. Aufgrund der hohen Strahlenbelastung und der daraus resultierenden Aufaktivierung des Detektors ist ein schnelles Abbauen unbedingt erforderlich. Für die Messung stellt diese Aufaktivierung kein Problem dar. Abbildung 5.11 zeigt die wichtigsten Details des Detektors. In Anhang A.1 sind technische Zeichnungen des Luminositätsmonitors beigefügt.

Ursprünglich sollten die Luminositätsmonitore mit einer Spiegelzelle bestückt werden, dies konnte aus kostengründen leider nicht realisiert werden. Um die Spiegelzelle im Detektor vor Angriff durch Wasser zu schützen, sollten Rhodiumspiegel verwendet werden, da das Edelmetall Rhodium besonders resistent gegen Wasser ist. Eine ausführliche Beschreibung der Voruntersuchungen der Spiegelzelle findet sich in Kapitel 5.1.5.

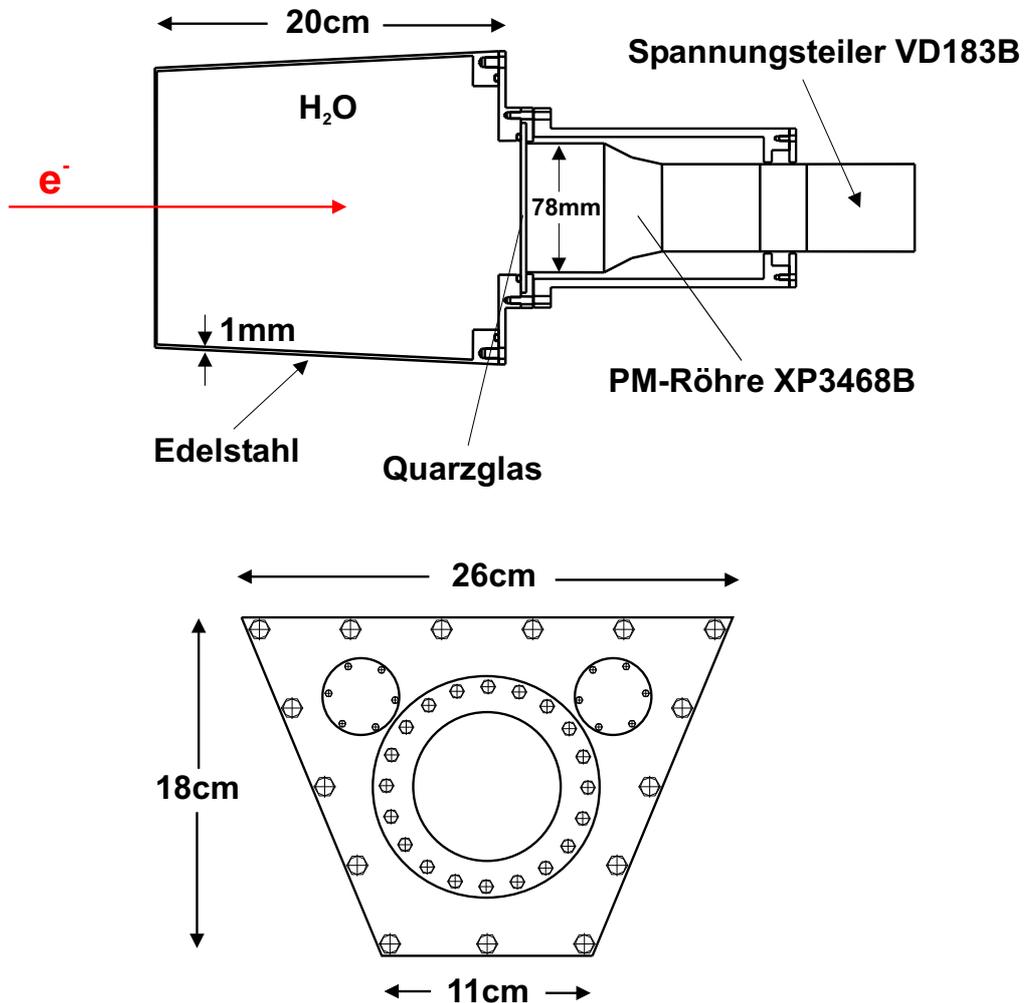


Abbildung 5.11: Schemazeichnung LUMO. Durch die Ringgeometrie haben die Module die Form eines Pyramidenstumpfs mit trapezoider Grundfläche. Die Länge eines Moduls beträgt 20 cm. Das Čerenkovlicht wird am Ende mit Photomultipliern XP3468B der Firma Philips ausgelesen. Die Photomultiplier werden durch Quarzfenster vom Wasservolumen getrennt und befinden sich in einem lichtdichten Gehäuse. Um Rückstreuungen auf den PbF_2 -Detektor zu vermeiden, wurden die Module so materialarm wie möglich gebaut, die Stärke des verwendeten Edelstahls beträgt lediglich 1 mm.

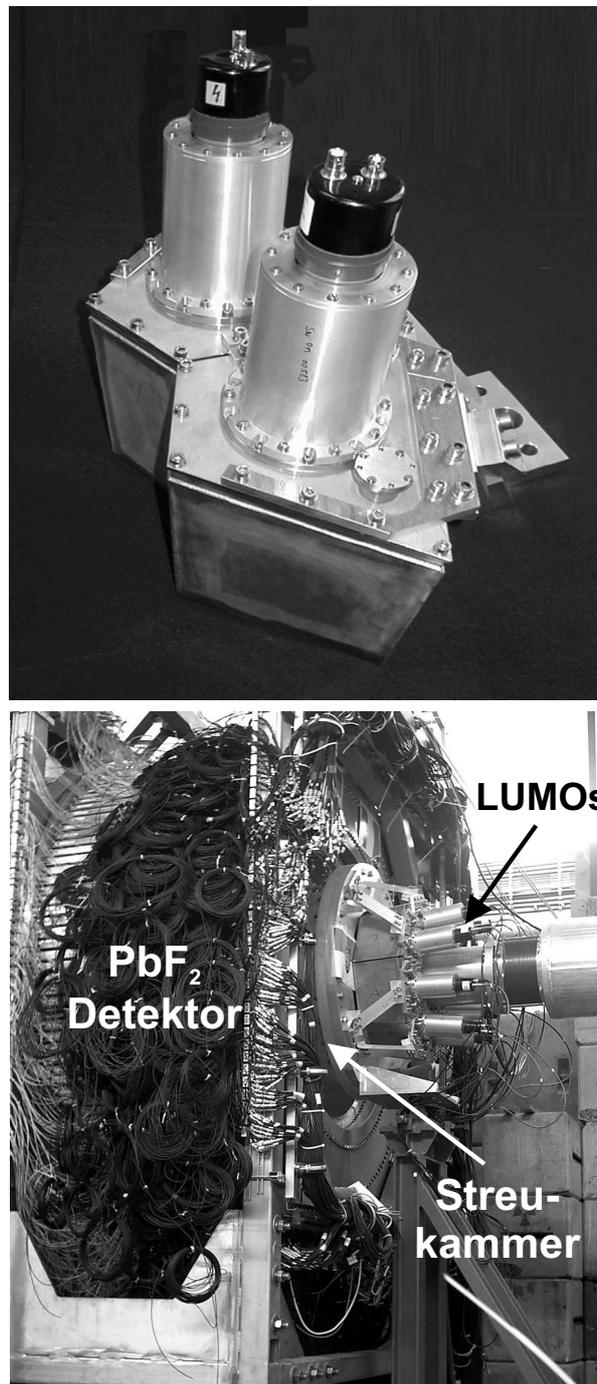


Abbildung 5.12: Oben: Detailansicht der Luminositätsmonitore mit Photomultiplierhalter aus Aluminium. Unten: Strahlabwärts an der A4-Streukammer installierte Luminositätsmonitore, links zu sehen ist der PbF_2 -Detektor.

Tabelle 5.3 zeigt zusammenfassend die Spezifikationen der gebauten Luminositätsmonitore.

Tabelle 5.3: Spezifikationen der gebauten Luminositätsmonitore

<ul style="list-style-type: none"> ● Wasser-Čerenkov-Detektor ● Detektordesign optimiert auf Møllerstreuung in GEANT-Simulationen ● 8 Module ($\theta: 4.4^\circ - 10^\circ$, $\phi: 2\pi$, $\Delta\phi = 2\pi/8$) ● Raumwinkel pro Modul: 9.965 msr ● Raten pro Modul: <ul style="list-style-type: none"> 0.32 GHz (elast.) 43.75 GHz (Moeller) ⇒ 44.07 GHz Gesamtrate ● integrierend messend ● Genauigkeit pro Modul: <ul style="list-style-type: none"> berechnet: $3.4 \cdot 10^{-5}$ (statistischer Fehler in 20 ms), gemessen: $8 \cdot 10^{-5} \pm 4 \cdot 10^{-7}$ ● Strahlenbelastung: ≈ 1.4 Mrad während des Experiments

5.1.5 Untersuchungen zu möglichen Spiegelmaterialien

Die Lichtausbeute kann durch Einsatz einer Spiegelzelle im Luminositätsmonitor gesteigert werden, da ein Großteil der erzeugten Photonen die Photokathode nicht erreicht, sondern an den unbearbeiteten Stahlwänden des Detektors aufgrund der schlechten Reflexion verloren gehen. Allerdings ist das Čerenkovlicht bezüglich der Achse des primären Teilchens ausgerichtet, so daß auch ohne Reflektormaterial die Čerenkovphotonen die Photokathode erreichen. Mit Spiegelzelle läßt sich die Homogenität der Lichtsammlung verbessern, was sich in einer Steigerung der Meßgenauigkeit des Detektorsystems um einen Faktor 2-5 ausdrückt [Hammel 1996]. Mittels eines kommerziellen Photo-Spektrometers Shimadzu UV-2101PC wurden mehrere Spiegelmaterialien hinsichtlich ihrer Reflektivität im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich untersucht. Die systematische Ungenauigkeit des Photo-Spektrometers ist nach Angaben des Herstellers kleiner als 1%.

Eine besondere Schwierigkeit ergibt sich hierbei aus der chemischen Aktivität des destillierten Wassers. Im Prototypen des Luminositätsmonitors wurden Goldspiegel verwendet, die aber den Nachteil besitzen, daß sie im sichtbaren Bereich nur eine Reflexion von ca. 35% haben [Hammel 1996]. Der Vorteil der Goldspiegel ist allerdings die Resistenz gegen Wasser. Zusätzlich kamen mit Aluminium beschichtete Mylarfolien zum Einsatz. Aluminium hat als Spiegelmaterial eine sehr gute Re-

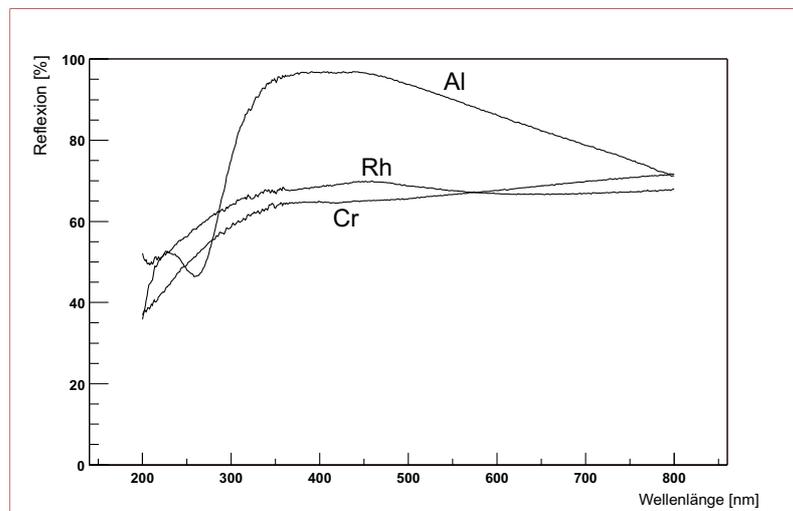


Abbildung 5.13: Reflexionsgrad verschiedener neuer Spiegelmaterialien bei senkrechtem Einfall mit unpolarisiertem Licht in Abhängigkeit der Wellenlänge. Für einen Einsatz im LUMO wurden drei Spiegelmaterialien ausgewählt: Aluminium (Al), Chrom (Cr) und Rhodium (Rh).

flektivität (Abbildung 5.13), allerdings löste sich bereits nach wenigen Wochen die aufgedampfte Aluminiumschicht von den Folien ab. Aluminiumspiegel sind somit für einen Einsatz in einem Wasservolumen nicht geeignet. Dies zeigte sich auch bei weiteren Tests mit verschiedenen Quarzschutzschichten, die Spiegel waren dabei vom Hersteller mit einer SiO Quarzschutzschicht definierter Dicke bedampft. Nach wenigen Wochen in Wasser löste sich die Aluminiumschicht stellenweise auf. Dies gilt auch für ebenfalls getestete Chromspiegel mit Schutzschicht. Diese lösten sich sogar deutlich schneller als die Aluminiumspiegel im Wasservolumen auf.

Als optimale Lösung zeigten sich Rhodiumspiegel. Diese haben zwar eine schlechtere Reflektivität als Aluminium von im Mittel ca. 60% (Abbildung 5.13), sind aber dafür resistent gegen Beschädigungen durch Wasser. In Langzeittests über mehrere Monate mit Bestrahlung zeigten sich dabei keine sichtbaren Beschädigungen und auch keine Reflexionsverluste an der Spiegeloberfläche. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abbildung 5.14 dargestellt.

Bei den verwendeten Spiegeln handelt es sich um Vorderflächenspiegel. Bei Vorderflächenspiegeln ist die spiegelnde metallische Schicht auf das Trägerglas aufgedampft. Üblich ist eine Aufbringung der Spiegelschicht hinter das Trägerglas, um die Spiegelschicht zusätzlich durch das Glas zu schützen. Dies ist aufgrund der hohen Strahlenbelastung im Experiment nicht möglich, da das Glas unter Bestrahlung braun wird und somit der Spiegel aufgrund der großen Transmissionsverluste unbrauchbar wird.

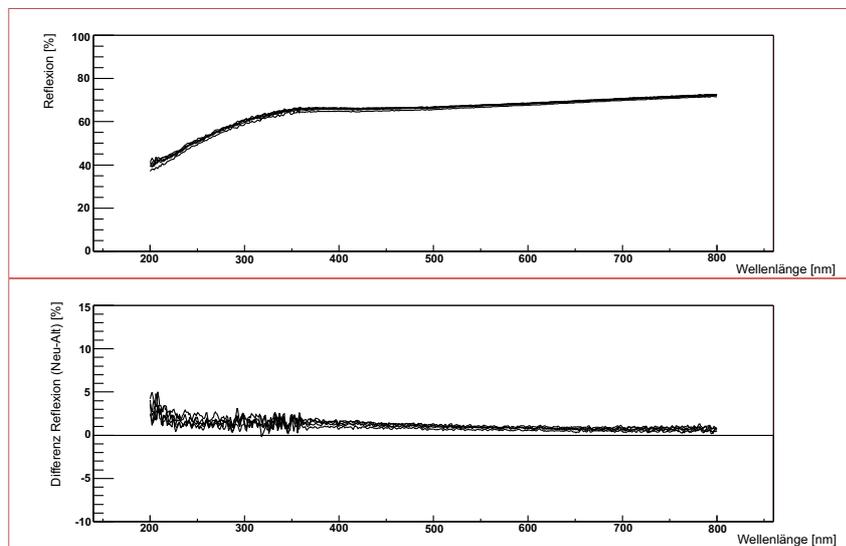


Abbildung 5.14: Oben: Reflexion eines Rhodiumspiegels in Abhängigkeit der Wellenlänge. Rhodium zeigte sich als optimales Spiegelmateriale, da es resistent gegen Beschädigungen durch Wasser ist. Die verschiedenen Kurven zeigen die Ergebnisse von Langzeittests über mehrere Monate mit Bestrahlung, dabei zeigten sich keine sichtbaren Beschädigungen und auch keine Reflexionsverluste an der Spiegeloberfläche. Unten: Auftragung der Differenz zwischen dem Reflexionsgrad eines Spiegels nach mehreren Monaten in Wasser und einem neuen Rhodiumspiegel in Abhängigkeit der Wellenlänge.

5.1.6 Photomultiplier und Optimierung des Spannungsteilers

Für die Auslese der Luminositätsmonitore werden Photomultiplier vom Typ Philips XP3468B mit 8 Dynoden eingesetzt. Dieser Photomultiplier hat einen Durchmesser von 76 mm und eine Länge von etwa 164 mm. Das Eintrittsfenster hat einen Durchmesser von 76 mm, die sensitive Fläche der Photokathode hat einen Durchmesser von 68 mm. Die Maße des Photomultipliers wurden so gewählt, daß ein gutes Bedeckungsverhältnis der Stirnflächen des Luminositätsmonitors erreicht wurde. Von der Firma Philips wurden diese Photomultiplier speziell mit Quarzfenstern bestückt, um eine ausreichende Strahlenfestigkeit des Eintrittsfensters zu gewährleisten.

Um einen großen Anteil der Photonen an der Photokathode nachweisen zu können, muß an der Verbindung zwischen Detektor und Photomultiplier eine im ganzen Spektralbereich transparente Kopplung erreicht werden, die zusätzlich strahlenresistent ist. Es wurde das Silikonkautschuk Elastosil RT 601 verwendet, welches auch im PbF_2 -Kalorimeter zum Einsatz kommt [Achenbach 2000]

Tabelle 5.4: Spezifikationen der verwendeten Photomultiplier Philips XP 3468B für den Luminositätsmonitor.

Typ und Hersteller	XP 3468B, Philips
Verstärkung	Datenblatt: 1×10^6 Im Experiment: 1×10^3
Anzahl Dynoden	8, fokussiert Im Experiment ausgelesen: 5
Typische Hochspannung	1500 V bei 5 Dynoden: 895 V
Photokathode	Bialkali
Fenstermaterial	Quarzglas
weiße Lichtempfindlichkeit	$80 \mu\text{A}/\text{lm}$
blaue Lichtempfindlichkeit	$10 \mu\text{A}/\text{lm}$
Maximum der Empfindlichkeit	420 nm
typische Anstiegszeit	$\approx 3 \text{ ns}$

Die Spannungen zwischen den Dynoden eines Photomultipliers werden im allgemeinen einem Spannungsteiler entnommen. Dieser ist so zu optimieren, daß der gemessene Strom linear zur Anzahl der detektierten Čerenkovphotonen ist. Aufgrund der hohen Ereignisraten, die den LUMO treffen, ist eine Modifikation des Spannungsteilers notwendig, da er eine zu große Verstärkung aufweist, was die Lebensdauer stark begrenzt. Die Lebensdauer eines Photomultipliers ist proportional zu dessen extrahierter Ladung. Eine Methode die Verstärkung eines Photomultipliers zu reduzieren, ist die Modifikation der Anzahl der ausgelesenen Dynoden. Schließt man mehrere Dynoden zusammen, was durch eine Anpassung des Spannungsteilers geschieht, reduziert sich dessen Verstärkung.

Die Rate pro LUMO-Modul beträgt $44.07 \cdot 10^9 e^-/s$, ein gestreutes Elektron aus der Møllerstreuung erzeugt im Mittel 170 Photonen im Detektor. Pro Ereignis werden somit $7.5 \cdot 10^{12}$ Photonen erzeugt. Bei einer Quanteneffizienz des Photomultipliers von etwa 20% entspricht dies $1.5 \cdot 10^{12}$ Photonen im Detektor, die detektiert werden. Der maximale Eingangsstrom der LUMO-Elektronik beträgt $100 \mu\text{A}$ (siehe Kapitel 5.2), was $6.24 \cdot 10^{14}$ Elektronen pro Sekunde entspricht. Der Verstärkungsfaktor am Spannungsteiler sollte also maximal $5 \cdot 10^3$ betragen. Bei einer Hochspannung von 1500 V beträgt die Verstärkung des Photomultipliers 10^6 . Pro Dynode erhöht sich die Verstärkung um einen Faktor 5.6. Die Anzahl der Dynoden, um eine Verstärkung von $5 \cdot 10^3$ zu erreichen, lässt sich aus $5 \cdot 10^3 = 5.6^x$ zu $x = 5$ Dynoden errechnen. Deshalb wurden die letzten drei Dynoden zusammengeschlossen, um die Verstärkung des Spannungsteilers zu reduzieren. In Abbildung 5.15 sind die umgebauten Spannungsteiler VD183B dargestellt.

Die maximale Hochspannung, die am Photomultiplier angelegt werden darf, reduziert sich aufgrund des gesunkenen Gesamtwiderstands des Spannungsteilers. Sie sinkt von 1500 V auf 895 V. Bei 895 V wird nach der Modifikation eine Verstärkung von $5 \cdot 10^3$ erreicht. Im Betrieb zeigte sich, daß eine Spannung ≈ 450 V zum Ausnutzen des dynamischen Bereichs der ADC's der Ausleseelektronik notwendig ist.

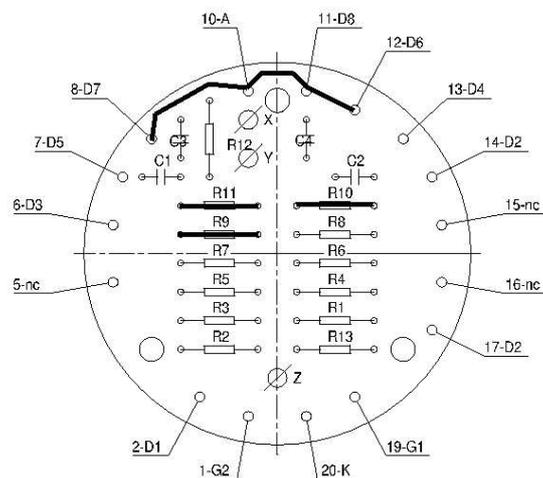
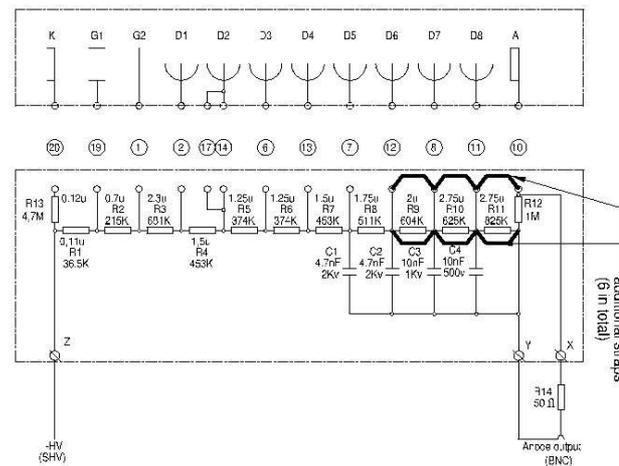


Abbildung 5.15: Modifizierter Spannungsteiler Philips VD183B. Die letzten drei Dynoden wurden mittels Drahtbrücken zusammengeschlossen, um die Verstärkung des Spannungsteilers zu reduzieren. So konnte die Verstärkung von $1 \cdot 10^6$ auf $5 \cdot 10^3$ reduziert werden. Die maximale Hochspannung, die am Photomultiplier angelegt werden darf, reduziert sich aufgrund des gesunkenen Gesamtwiderstands des Spannungsteilers. Sie sinkt von 1500 V auf 895 V.

5.2 Steuerungs- und Ausleseelektronik

5.2.1 Experimentsteuerung

Im Rahmen der Entwicklung der Elektronik für den Luminositätsmonitor wurde ein netzsynchroner und nicht phasenstarrer Gategenerator gebaut. So können falsche Asymmetrien durch Einstreuung von Störsignalen (50 Hz oder Vielfache) und Strahlstromschwankungen korreliert mit 50 Hz vermieden werden. Die gewählte Meßgatelänge beträgt $T = 1/(\text{aktuelle Netzfrequenz}) \approx 20 \text{ ms}$. Der Gategenerator steuert den zeitlichen Ablauf des A4-Experiments und erzeugt die Signale für Polarisationswahl, Meßgate und Phaseninformation für die Meßelektronik des Experiments. Die Ansteuerung der Pockels-Zelle, mit der die Polarisationsrichtung an der Kanone umgeschaltet wird, wird ebenfalls vom Gategenerator übernommen. Hierzu wurde ein NIM Modul aufgebaut, das neben der symmetrischen Übertragung zur polarisierten Kanone die Rückmeldung überprüft und einen entsprechenden Status meldet.

Die Polarisationsmuster werden für vier aufeinanderfolgende 20 ms-Perioden generiert. Die Polarisation für die erste Periode wird zufällig gewählt, die zweite Periode enthält die komplementäre Polarisation, Periode 3 und 4 enthalten die komplementäre Polarisation der ersten und zweiten Periode. Zufallsgeneriert werden also nur 2 Muster der Form $+ - - +$ oder $- + + -$ (siehe auch Abbildung 4.2). Durch diese Muster ist der Polarisationswechsel für beide Helizitäten gleichwahrscheinlich, so daß eine Korrelation der Asymmetrie mit der Umschaltsequenz vermieden wird. Der Zustand des 31 Bit tiefen Zufallsgenerators für die Polarisationswahl kann ausgelesen und programmiert werden. Jedes Meßgate wird mit einem Zeitfenster von 20 ms angelegt. Zwischen zwei 20 ms Meßpulsen ist eine Umschaltzeit von $80 \mu\text{s}$ eingefügt. Diese wird aufgrund des Schaltverhaltens der Pockels-Zelle für die Polarisationsumschaltung benötigt. Abbildung 5.16 zeigt ein Schema des zeitlichen Ablaufs der Meßgates und der Polarisationsumschaltung.

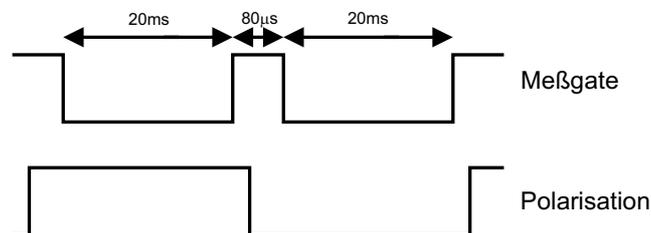


Abbildung 5.16: Schema des zeitlichen Ablaufs der Meßgates und der Polarisationsumschaltung. Zwischen zwei 20 ms Meßpulsen ist eine Umschaltzeit von $80 \mu\text{s}$ eingefügt. Aufgrund des Schaltverhaltens der Pockels-Zelle ist dies für die Polarisationsumschaltung nötig.

Die Netzfrequenz von 50 Hz ist nicht konstant, ein 50 Hz Taktgeber (Clock) reicht nicht aus, um netzsynchrones Messen zu ermöglichen. Ein übliches Verfahren, zwei Frequenzen zu synchronisieren, stützt sich auf die sogenannte PLL (Phase Locked Loop). Diese funktionieren gemäß Abbildung 5.17 wie folgt: Ein Phasendetektor vergleicht die Frequenz des Eingangssignals f_{in} mit der Frequenz des Ausgangssignals f_{out} . Er generiert ein Ausgangssignal (d), welches ein Maß für die Phasendifferenz der beiden Eingangssignale ist und so lange dauert wie die Zeitdifferenz zwischen den Nulldurchgängen der beiden verglichenen Signale. Das Vorzeichen dieses Signals hängt davon ab, ob zuerst der Nulldurchgang des Eingangssignals oder des lokal erzeugten Signals erfolgt. Der nachfolgende Loopfilter glättet, d.h. mittelt, dieses Fehlersignal über mehrere Perioden hinweg (g), so daß ein spannungsgesteuerter Oszillator (VCO) angesteuert werden kann. Falls die Eingangsfrequenz nicht der Ausgangsfrequenz entspricht, verursacht der hochfrequente Oszillator, dessen Ausgangssignal auf eine Vergleichsfrequenz heruntergeteilt wird, eine Korrektur des Ausgangssignals in Richtung des Eingangssignals. Im A4-Experiment wird ein 819 kHz VCO verwendet. Im eingerasteten (Locked) Zustand sind Ein- und Ausgangsfrequenz gleich.

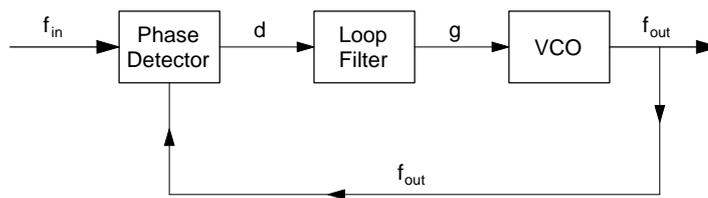


Abbildung 5.17: Schema einer PLL (Phase Locked Loop)

Um den Einfluß der Polarisationswahl auf die Meßgatelänge unter einen relativen Fehler von weniger als 10^{-7} zu begrenzen, war es erforderlich, im Gategenerator alle Signale mit Polarisationsinformation komplementär auszuführen. Abbildung 5.18 (oben) zeigt beispielhaft ein Histogramm der Meßgatelängen einer fünf minütigen Messung. Die Gatelängen variieren über einen Bereich von $\approx 16 \mu\text{s}$, dies entspricht einer relativen Schwankung des Meßgates von 8×10^{-4} und somit den Spezifikationen des Elektrizitätswerks zur Stabilität der Netzfrequenz. In Abbildung 5.18 (unten) sind die helizitätskorrelierten Gatelängendifferenzen für etwa 4300 Meßruns histogrammiert. Es wurde eine helizitätskorrelierte Gatelängendifferenz von $dT = (-0.34 \pm 0.09) \text{ ns}$ erreicht, d.h. für den relativen Unterschied zwischen zwei Polarisationszuständen ergibt sich ein Wert von 0.02 ppm.

Die Signallaufzeiten vom Gategenerator in der Experimentierhalle 3 und der Quelle sowie die Laufzeit der erzeugten polarisierten Elektronen durch den Beschleuniger zum Experiment müssen ebenfalls berücksichtigt werden. Die Laufzeit von der Erzeugung des Polarisationszustandes bis zum Eintreffen der polarisierten Elektronen

am Target wurde zu $15 \mu\text{s}$ bestimmt und kann am Gategenerator als variable Verzögerung eingestellt werden.

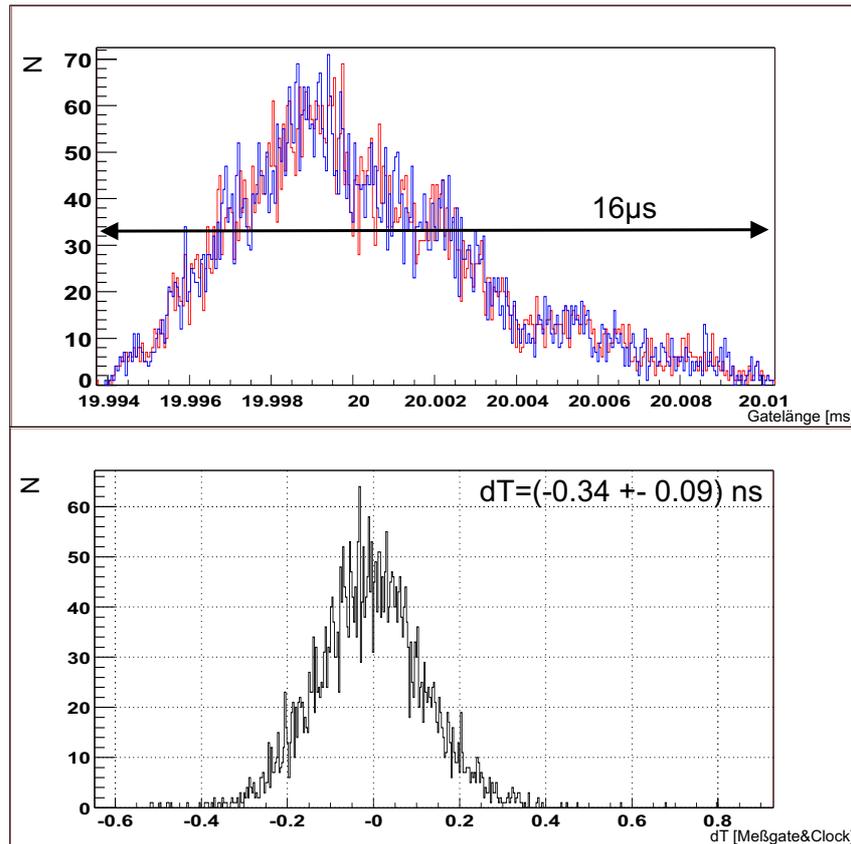


Abbildung 5.18: Erreichte Gatelängendifferenzen. Oben ist ein Histogramm der Meßgatelängen einer fünf minütigen Messung aufgetragen. Die Gatelängen variieren über einen Bereich von $\approx 16 \mu\text{s}$, dies entspricht einer relativen Schwankung des Meßgates von 8×10^{-4} . Unten sind die helizitätskorrelierten Gatelängendifferenzen für ca. 4300 Meßruns histogrammiert. Es wird eine helizitätskorrelierte Gatelängendifferenz von $dT = (-0.34 \pm 0.09) \text{ ns}$ erreicht, d.h. für den relativen Unterschied zwischen zwei Polarisationszuständen ergibt sich ein Wert von 0.02 ppm.

Weiterhin enthält der Gategenerator einen 16 Bit tiefen Gatezähler. Dieser wird im Experiment als Vorwahlzähler betrieben, d.h. die gewünschte Zahl an Meßgates wird vorprogrammiert und die Messung stoppt wenn der Gatezähler auf “0” zurückgezählt ist. So wird sichergestellt, daß die Messung immer exakt dieselbe Länge hat (im A4-Experiment 5 Minuten).

5.2.2 Ausleseelektronik

Die Verarbeitung der Photomultipliersignale wird in der nachgeschalteten Elektronik vorgenommen. Die Ausleseelektronik besteht aus einem Analogteil, welches das Integrator- bzw. Quadriermodul enthält und einem Digitalteil, welcher die Histogrammiermodule enthält. Jedem Detektorkanal und jedem Strahlmonitor ist ein eigener Elektronikkanal zugeordnet. Die Entwicklung und der Bau dieser Elektronik erfolgte in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik unter der Leitung von Dr. Stephan.

Der Analogteil mit dem Integrator- bzw. Quadriermodul erlaubt eine Messung des ersten und zweiten Moments der Luminosität mit einer Integrationszeit von 20 ms. Jedes der acht Detektormodule erhält eine eigene Analogkarte. Die Digitalisierung der integrierten bzw. quadrierten Signale erfolgt mittels 16 Bit ADC's. So wird die angestrebte Genauigkeit in der Luminositätsmessung von $3 \cdot 10^{-5}$ erreicht. Zur Messung des zweiten Moments der Luminosität werden Multiplizierer eingesetzt. Die Genauigkeit dieser Multiplizierer beträgt $\approx 5 \cdot 10^{-3}$. Die integrale und differentielle Linearität der 16 Bit ADC-Wandler beträgt weniger als 1 LSB (Less Significant Bit). Für die Strahlparameter Lage, Winkel, Energie und Strom wurden ähnliche Analogkanäle entwickelt.

Für die 13 Dual-ADC-Module dieses Systems wurden 13 Dual Histogrammier-Module auf VME-Basis gebaut. Die Daten werden seriell in eine Histogramming Unit übertragen. Pro Kanal verfügt das Histogrammier-Modul über 4 MB RAM (16 Bit Datentiefe, 21 Bit Adressen), das für jede Polarisationsrichtung getrennte Histogramme speichern kann, hierin ist zusätzlich die Informationen über die Polarisation enthalten. Das Meßgate von 20 ms kann gegebenenfalls in 16 Zeitscheiben unterteilt werden und somit die Struktur der Luminosität innerhalb der Integrationszeit von 20 ms untersucht werden. Eine Zeitscheibe hat eine Länge von 1.25 ms. Zusätzlich wurden zwei 16 kanälige VME-Module gebaut, die während einer Messung den zeitlichen Verlauf der Luminosität und der Strahlparameter in einem internen Speicher ablegen. Darüberhinaus enthalten diese VME-Module ein Statusregister in dem neben dem Polarisationsbit noch weitere 6 digitale Zustände zu jedem 20 ms Meßgate festgehalten werden. Diese Karten protokollieren somit die Daten gegen die Meßzeit, um Fluktuationen in Zeitskalen von 20 ms detektieren und korrigieren zu können. Ein weiteres VME-Modul histogrammiert die Meßgatelängen für jede Polarisationsrichtung und in einem Zähler (35 Bit + Überlauf) die gesamte Meßgatezeit. Als Zeitbasis dient dazu ein externer 20 MHz Quarzgenerator. Damit ist eine hohe, absolute Genauigkeit bei der Bestimmung der Meßzeit je Polarisationsrichtung erreichbar (siehe auch Kapitel 5.2.1).

Das gesamte Histogrammiersystem wird durch ein Steuermodul auf VME-Basis über einen Frontbus synchron mit den nötigen Signalen versorgt. Der Gategenerator (Kapitel 5.2.1) erzeugt die Startsignale (Polarisation, Vorpuls und Meßgate) für

die Ausleseelektronik. Abbildung 5.19 zeigt ein Übersichtsschema der A4-LUMO-Elektronik. Eine weitere ausführliche Beschreibung der entwickelten Elektronik befindet sich in Anhang A.4.

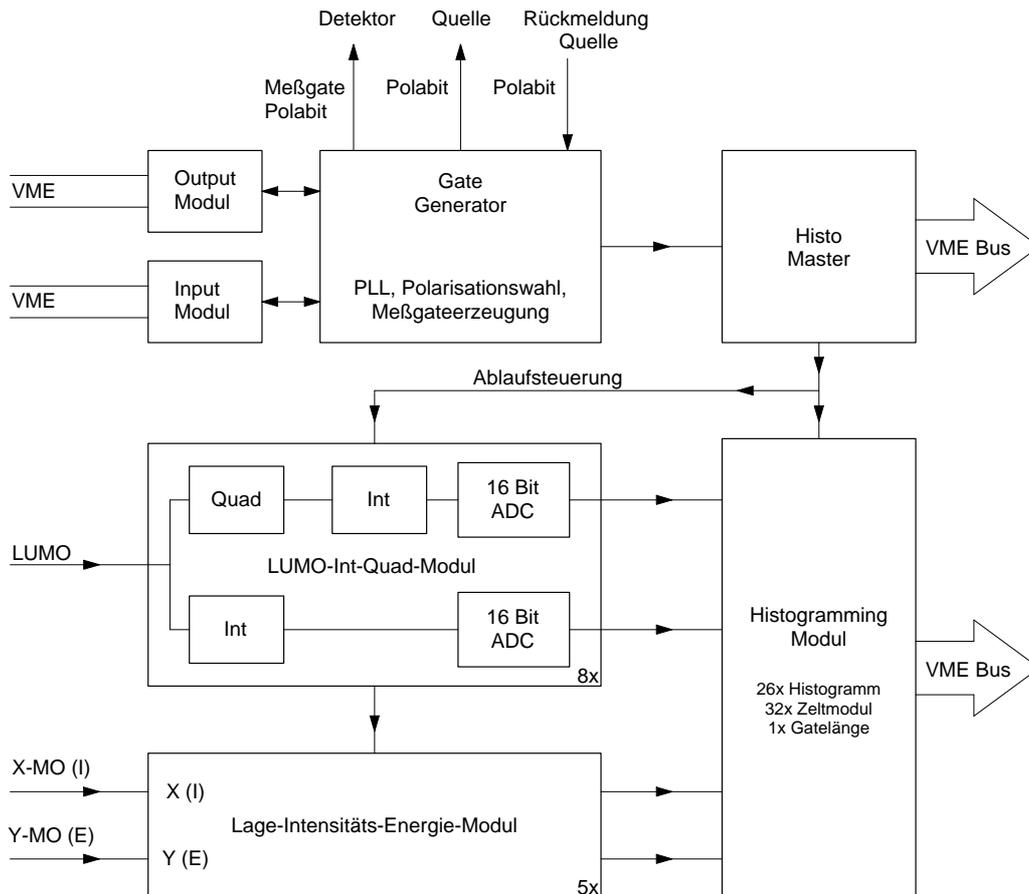


Abbildung 5.19: Schema der LUMO-Elektronik. Zur Ansteuerung der Elektronik und des Experiments wurde ein Gategenerator entwickelt, der die Startsignale für die Meßelektronik erzeugt und die Meßgates generiert, um das Experiment netzsynchron ablaufen zu lassen. Das gesamte Histogrammiersystem wird durch ein VME-Steuermodul auf über einen Frontbus synchron mit den nötigen Signalen versorgt. Die Meßelektronik besteht aus einem Analogteil mit den Integratoren und den 16 Bit ADC's und einer dualen Histogrammiereinheit (VME-Module mit 4 MB Ram/Kanal). Jedem Detektor kanal und jedem Strahlmonitor ist ein eigener Elektronik kanal zugeordnet. Angesteuert wird die Elektronik über MAMI-Input und Output Module. Die Verbindung zum Steuer-PC wird über eine VMEISA-Karte hergestellt.

5.3 Steuerungs- und Analysesoftware

Mit Inbetriebnahme des Monitorsystems stellte sich die Aufgabe, große Datenmengen aufzunehmen, übersichtlich darzustellen, für eine erste Online-Analyse aufzubereiten und für eine spätere Offline-Analyse strukturiert zur Verfügung zu stellen.

Hierzu wurde die bis 1999 mit PAW [Application Software Group 1994b] realisierte Analyse auf C++ und das ROOT-Paket [Brun u. a. 1996] von CERN umgestellt. Dies hat mehrere Vorteile. Zum einen stellt C++ mit seinem objektorientierten Ansatz und seinen modernen Konzepten eine attraktive Alternative zu dem bei PAW verwendeten FORTRAN dar. Zum anderen fällt während der Datennahme eine Fülle von Informationen an, die vom Experimentator in kürzester Zeit analysiert und bewertet werden muss. Hier stehen interpreterbasierte Analysesysteme wie PAW in der Ausführungsgeschwindigkeit weit hinter bereits fertig kompilierten Programmen zurück. Darüberhinaus bieten die GUI-Klassen von ROOT die Möglichkeit, eine komfortable graphische Schnittstelle bereitzustellen, die es auch dem weniger eingearbeiteten Experimentator ermöglicht, die Datennahme zu steuern und alle wichtigen Parameter des Experiments ständig im Überblick zu behalten. Für die Bereiche Steuerung der Datennahme sowie Anzeige und Analyse der aufgenommenen Daten wurden eigenständige Programme mit graphischer Oberfläche entwickelt.

Das System zur Auslese und Ansteuerung der LUMO-Elektronik wurde mit vernetzten Rechnern realisiert. Als Grundkonzept wurde ein einfaches Client/Server-Modell gewählt. Hierzu wurde eine Server-Software entwickelt, die auf einem Rechner in der Experimentierhalle läuft und Dienste über TCP/IP zur Verfügung stellt. Als Schnittstelle zwischen Rechner und Elektronik werden ATVME-Interfaces der Firma Weisz verwendet. Es wurden einige Programme entwickelt, die mit dem Server kommunizieren. Sie können von der Kommandozeile angesprochen werden oder von der graphischen Benutzeroberfläche des Programmes zu Experimentkontrolle. Eine Übersicht der Programme findet sich in Anhang A.5.

Kapitel 6

Einsatz des Monitorsystems am Elektronenstrahl

Die Luminositätsmonitore haben sich seit dem Jahr 2000 in mehr als 2000 Stunden mit Strahl bewährt. Mit dem Monitorsystem wurden zahlreiche Untersuchungen zu der Meßgenauigkeit und der Funktionalität der LUMOs sowie zu den Targetdichtefluktuationen des Wasserstofftargets durchgeführt. Im Folgenden sollen die Messungen mit den Strahlmonitoren für Strom, Ort und Energie und die Stabilisierungssysteme vorgestellt werden. Bei Asymmetriemessungen kam das System bislang 600 Stunden zum Einsatz. Das Kapitel schließt mit den experimentellen Untersuchungen zu den Ratenverlusten durch Pile-up.

6.1 Leistungsmerkmale des Monitorsystems

6.1.1 Erreichte Meßgenauigkeit des Monitorsystems

Zunächst sollen die Messungen zur Prüfung der erreichten Genauigkeit des Monitorsystems vorgestellt werden. In Kapitel 5 wurde eine theoretisch maximal erreichbare Genauigkeit des Systems von $\Delta L/L = 3.4 \cdot 10^{-5}$ berechnet. In diesem Kapitel soll die tatsächlich erreichte Meßgenauigkeit bestimmt und mit der theoretisch berechneten verglichen werden.

Betrachtet man in Abbildung 6.1 die Signale der acht LUMOs als Funktion der Meßzeit (innerhalb eines Datenaufnahmeruns von 5 Minuten mit einer Taktzeit von 20 ms), so erkennt man, daß die Signale aller acht Monitore denselben zeitlichen Verlauf zeigen und die Struktur der Signalschwankungen innerhalb des Runs gleich ist. Eine hohe Meßgenauigkeit des Systems ist somit gegeben.

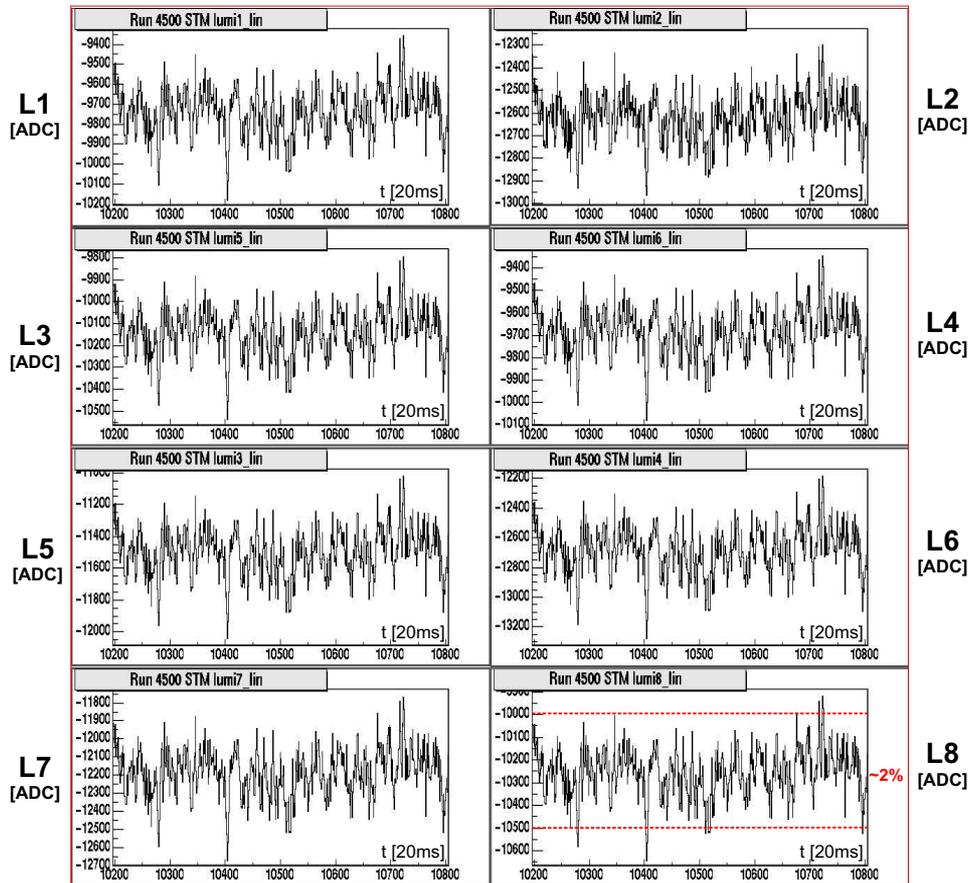


Abbildung 6.1: Typische Signale der acht LUMOs als Funktion der Meßzeit am Beispiel des Runs 4500. Die Signale aller acht Monitore zeigen denselben zeitlichen Verlauf und die Struktur der Signalschwankungen innerhalb des Runs ist gleich. Eine hohe Meßgenauigkeit des Systems ist somit gegeben. Die Fluktuationen betragen im hier gezeigten Beispiel für alle LUMOs etwa 2%.

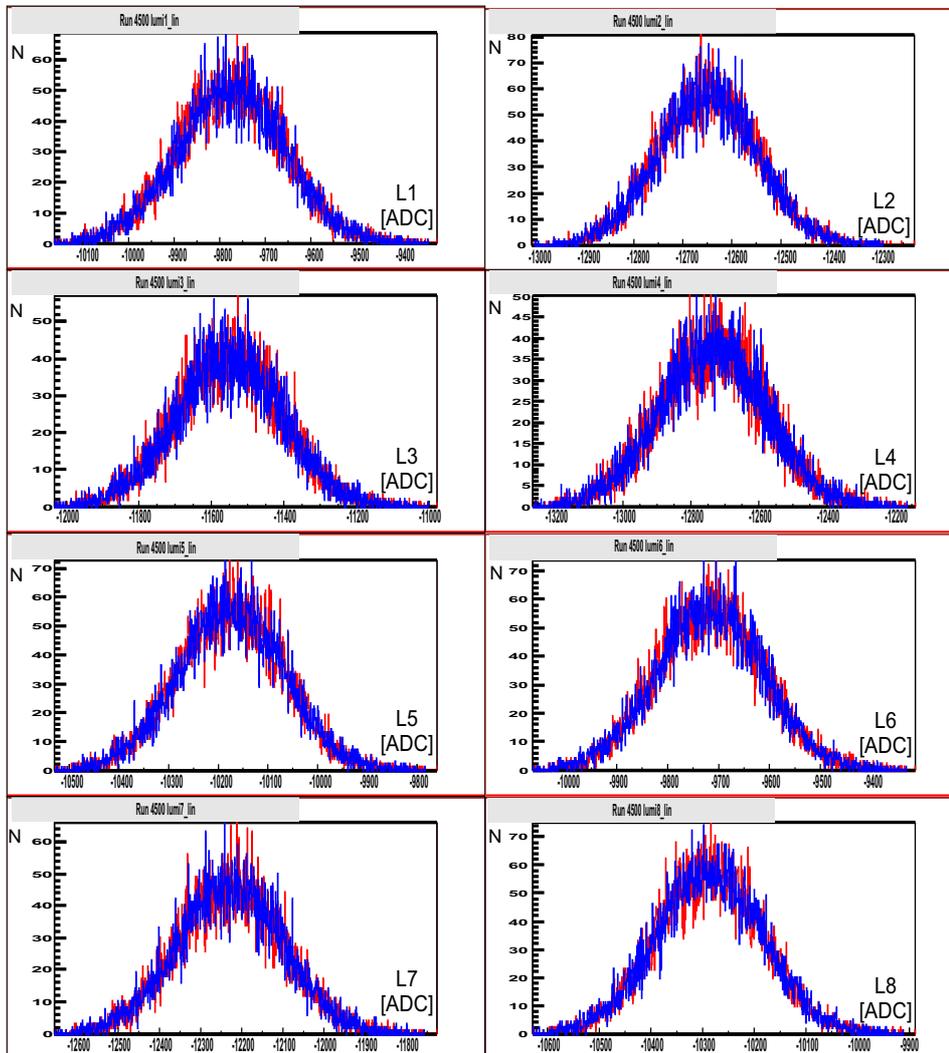


Abbildung 6.2: Histogrammierte Signale der acht LUMOs am Beispiel des Runs 4500. Histogrammiert man die in Abbildung 6.1 gezeigte Luminosität und sieht sich die Einzelverteilungen der gemessenen Luminosität an, so gehen in die Breite der Einzelverteilung wesentlich Luminositätsschwankungen durch Targetdichte- und Strahlfluktuationen ein.

Histogrammiert man die in Abbildung 6.1 gezeigte Luminosität und sieht sich die Einzelverteilungen der gemessenen Luminosität an (Abbildung 6.2), so gehen in die Breite der Einzelverteilung wesentlich Luminositätsschwankungen durch Targetdichte- und Strahlfluktuationen ein. Um die wahre Empfindlichkeit zu bestimmen, betrachtet man die Korrelation der Signale miteinander. Dies ermöglicht die Unterscheidung von inneren und äußeren Schwankungsquellen im Signal der Luminositätsmonitore und die Bestimmung der erreichten Genauigkeit der Luminositätsmonitore. Für die Ermittlung der Korrelation wurden die Luminositätsmonitore paarweise räumlich kombiniert, weil so die helizitätskorrelierten Unterschiede durch Orts- und Winkelschwankungen klein sind. Es wurde LUMO1 mit LUMO8 (Paar #1), LUMO2 mit LUMO3 (Paar #2), LUMO4 mit LUMO5 (Paar #3) und LUMO6 mit LUMO7 (Paar #4) kombiniert. Abbildung 6.3 zeigt die Anordnung der LUMOs und der so gebildeten Paare. Der Strahl kommt dabei senkrecht aus der Blattebene.

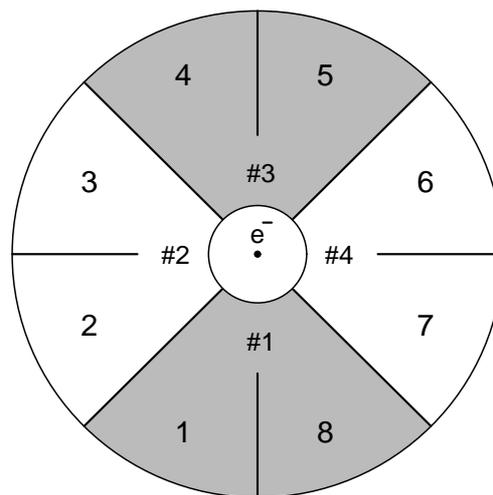


Abbildung 6.3: Für die Ermittlung der Korrelation zur Bestimmung der erreichten Genauigkeit wurden die Luminositätsmonitore paarweise räumlich kombiniert. Es wurde LUMO1 mit LUMO8 (Paar #1), LUMO2 mit LUMO3 (Paar #2), LUMO4 mit LUMO5 (Paar #3) und LUMO6 mit LUMO7 (Paar #4) kombiniert. Der Strahl kommt senkrecht aus der Blattebene.

In Abbildung 6.4 sind in den beiden oberen Darstellungen die Signale zweier LUMOs (5&6) als Funktion der Meßzeit zu sehen. Diese werden im dritten Graph gegeneinander aufgetragen. Beide Signale sind stark linear korreliert, d.h. die Ursache der beobachteten Signalschwankungen liegt nicht in den LUMOs, sondern in Targetdichte- und Strahlstromschwankungen begründet. Für das untere Histogramm wurde der senkrechte Abstand der Punkte zur Regressionsgeraden errechnet und histogrammiert. Die RMS-Breite dieser Verteilung gibt direkt den Fehler in der Lumi-

nositätsmessung in 20 ms ΔL_{20ms} an, die RMS-Breite geteilt durch \sqrt{N} gibt die Genauigkeit in 5 Minuten ΔL_{5min} an. Für den in Abbildung 6.4 gezeigten Beispielrun 8500 beträgt die mit dem LUMO6 gemessene Luminosität z.B. (9862.4 ± 0.006) ADC Kanäle. Die relative intrinsische Meßgenauigkeit beträgt $(\Delta L/L)_{5min} = 6.1 \cdot 10^{-7}$ in 5 Minuten und $(\Delta L/L)_{20ms} = 7.5 \cdot 10^{-5}$ in 20 ms.

Bestimmt man die Korrelation der LUMOs mit ihren direkten Nachbarn für alle acht Luminositätsmonitore und mittelt diese über alle bisher aufgenommenen Datenaufnahmeruns, so erhält man die mittlere erreichte Genauigkeit eines LUMOs für die gesamte Meßzeit. Die mittleren relativen Meßgenauigkeiten $(\Delta L/L)_{5min}$ und $(\Delta L/L)_{20ms}$ der Luminositätsmonitore werden in Tabelle 6.1 gezeigt:

Tabelle 6.1: Mittlere erreichte Meßgenauigkeit der acht Luminositätsmonitore für eine Meßzeit von 5 Minuten Länge $(\Delta L/L)_{5min}$ und für ein Meßgate von 20 ms $(\Delta L/L)_{20ms}$. Gemäß dem in Abbildung 6.4 gezeigten Verfahren wurden die intrinsischen Meßgenauigkeiten für alle LUMOs bestimmt. Die LUMOs wurden dabei räumlich kombiniert. Es wurde LUMO1 mit LUMO8 (Paar #1), LUMO2 mit LUMO3 (Paar #2), LUMO4 mit LUMO5 (Paar #3) und LUMO6 mit LUMO7 (Paar #4) kombiniert.

LUMO	$(\Delta L/L)_{5min}$	$(\Delta L/L)_{20ms}$
1	$6.57 \cdot 10^{-7} \pm 3.34 \cdot 10^{-9}$	$8.05 \cdot 10^{-5} \pm 3.90 \cdot 10^{-7}$
2	$1.83 \cdot 10^{-6} \pm 1.59 \cdot 10^{-8}$	$2.25 \cdot 10^{-4} \pm 1.96 \cdot 10^{-6}$
3	$2.28 \cdot 10^{-6} \pm 2.66 \cdot 10^{-8}$	$2.80 \cdot 10^{-4} \pm 3.26 \cdot 10^{-6}$
4	$1.01 \cdot 10^{-6} \pm 1.25 \cdot 10^{-8}$	$1.24 \cdot 10^{-4} \pm 1.53 \cdot 10^{-6}$
5	$1.71 \cdot 10^{-6} \pm 1.42 \cdot 10^{-8}$	$1.42 \cdot 10^{-4} \pm 1.66 \cdot 10^{-6}$
6	$8.00 \cdot 10^{-7} \pm 6.06 \cdot 10^{-9}$	$9.68 \cdot 10^{-5} \pm 6.95 \cdot 10^{-7}$
7	$6.49 \cdot 10^{-7} \pm 4.51 \cdot 10^{-9}$	$7.96 \cdot 10^{-5} \pm 5.54 \cdot 10^{-7}$
8	$7.11 \cdot 10^{-7} \pm 3.54 \cdot 10^{-9}$	$8.73 \cdot 10^{-5} \pm 4.37 \cdot 10^{-7}$

Die Meßgenauigkeit in 20 ms ergibt sich im über 6000 Datenaufnahmeruns zu $(\Delta L/L)_{20ms} = 7.96 \cdot 10^{-5}$ bis $(\Delta L/L)_{20ms} = 2.80 \cdot 10^{-4}$. Im Vergleich mit der in GEANT Simulationen bestimmten und geforderten Genauigkeit von $(\Delta L/L)_{20ms} = 3.4 \cdot 10^{-5}$ ist diese um einen Faktor 2-8 schlechter. Dies ist allerdings damit zu begründen, daß die LUMOs im Experiment aus Kostengründen ohne Rhodiumspiegel zum Einsatz kamen. Ein Vergleich mit einer vorangegangenen Diplomarbeit [Hammel 1996] ergibt, daß Spiegel im Monitor die Genauigkeit um einen Faktor 2-5 verbessern. Weiterhin existieren unterschiedlich gute Photomultiplier. Bei einem Photomultiplier haben die Abhängigkeit der Transmission des Eintrittsfensters und vor allem die Abhängigkeit der Quanteneffizienz der Photokathode von der Wellenlänge wesentlichen Einfluß auf die Lichtausbeute. Bedingt durch die Herstellung ist diese Charakteristik für jeden Photomultiplier individuell und kann großen Schwankungen unterliegen. Da die Bestimmung der Korrelation immer paarweise vorgenommen wurde, hat ein schlechter Photomultiplier also direk-

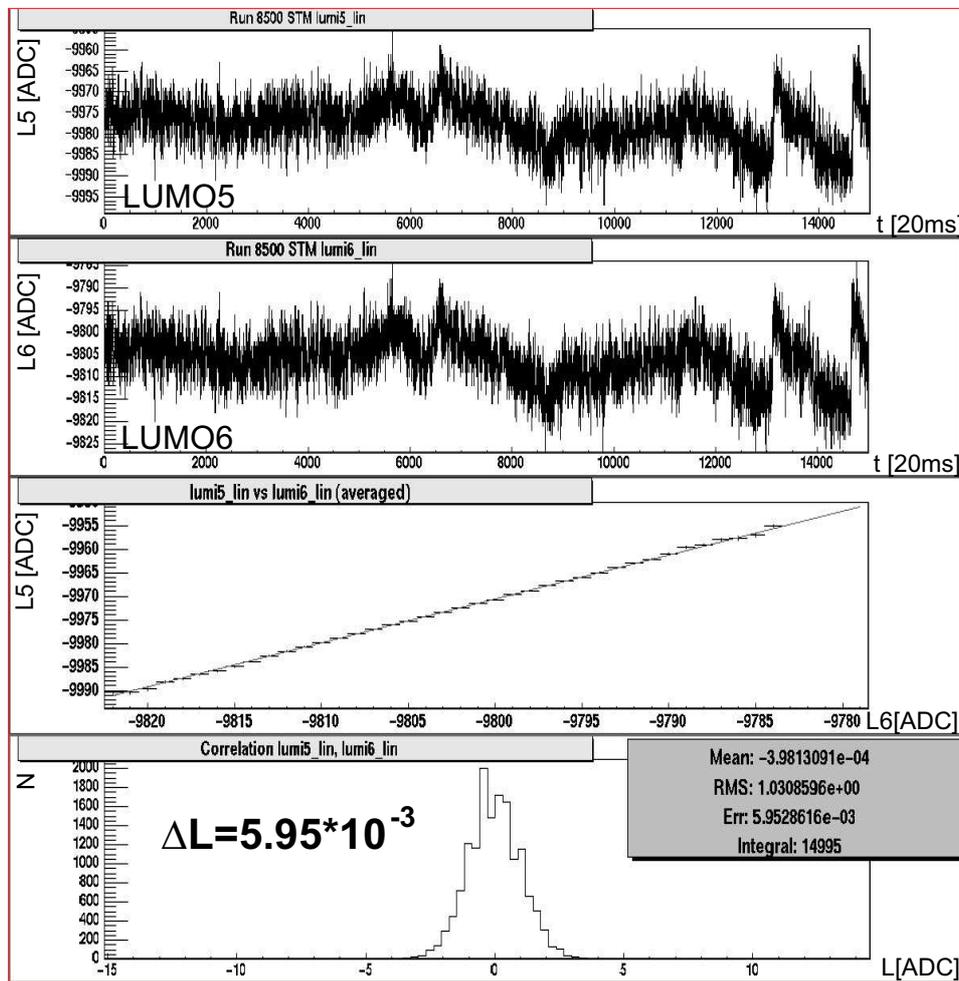


Abbildung 6.4: Um die wahre Empfindlichkeit zu bestimmen, betrachtet man die Korrelation der Signale miteinander. Dies ermöglicht die Unterscheidung von inneren und äußeren Schwankungsquellen im Signal der Luminositätsmonitore und die Bestimmung der erreichten Genauigkeit der Luminositätsmonitore. Für die Ermittlung der Korrelation wurden die Luminositätsmonitore paarweise räumlich kombiniert. In den beiden oberen Darstellungen des Beispielruns 8500 sind die Signale zweier LUMOs (5&6) als Funktion der Meßzeit zu sehen. Diese werden im dritten Graph gegeneinander aufgetragen. Beide Signale sind stark linear korreliert, d.h. die Ursache der beobachteten Signalschwankungen liegt nicht in den LUMOs, sondern in Targetdichte- und Strahlstromschwankungen begründet. Für das untere Histogramm wurde der senkrechte Abstand der Punkte zur Regressionsgeraden errechnet und histogrammiert. Die so bestimmte Meßgenauigkeit beträgt $(\Delta L/L)_{5min} = 6.1 \cdot 10^{-7}$ in 5 Minuten und $(\Delta L/L)_{20ms} = 7.5 \cdot 10^{-5}$ in 20 ms.

ten Einfluß auf seinen Nachbarn. Auffällig ist, daß die Paare #2 und #3 eine deutlich schlechtere Meßgenauigkeit aufweisen als die Paare #1 und #4. Im Experiment zeigte sich, daß insbesondere die Luminositätsmonitore 2 und 4 deutlich schlechtere Quanteneffizienzen besitzen als die anderen sechs Monitore. Darin liegt auch der Grund für die schlechtere Auflösung der Paare #2 und #3. Für die Paare #1 und #4, wird die in den Simulationen bestimmte Genauigkeit erreicht.

Für die Bestimmung der erreichten Genauigkeit in der Messung des zweiten Moments der Luminosität $(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{5min}$ und $(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{20ms}$ wurde analog verfahren, d.h. die Breite der projizierten Schwankung wurde bestimmt (gemäß dem Verfahren in Abbildung 6.4 unten). Bestimmt man die mittleren relativen Meßgenauigkeiten $(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{5min}$ und $(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{20ms}$ aus den korrelierten Schwankungen zweier benachbarten Monitore und mittelt diese über alle bisher aufgenommenen Datenaufnahmeruns, so erhält man die mittlere erreichte Genauigkeit in der Bestimmung des zweiten Moments der Luminosität. Diese sind in Tabelle 6.2 gezeigt.

Tabelle 6.2: Mittlere erreichte Meßgenauigkeit in der Messung des zweiten Moments der Luminosität, jeweils für einen Datenaufnahmerun von 5 Minuten $(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{5min}$ und einem Meßgate von 20 ms $(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{20ms}$. Gemäß dem in Abbildung 6.4 für die linearen Terme der Luminosität vorgestellten Verfahren wurden die intrinsischen Meßgenauigkeiten für das zweite Moment der Luminosität bestimmt.

LUMO	$(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{5min}$	$(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{20ms}$
1	$1.27 \cdot 10^{-3} \pm 2.54 \cdot 10^{-6}$	$1.41 \cdot 10^{-2} \pm 4.98 \cdot 10^{-5}$
2	$1.89 \cdot 10^{-3} \pm 7.35 \cdot 10^{-6}$	$2.09 \cdot 10^{-2} \pm 8.18 \cdot 10^{-5}$
3	$2.17 \cdot 10^{-3} \pm 1.43 \cdot 10^{-5}$	$2.40 \cdot 10^{-2} \pm 1.59 \cdot 10^{-4}$
4	$1.42 \cdot 10^{-3} \pm 7.67 \cdot 10^{-6}$	$1.57 \cdot 10^{-2} \pm 8.54 \cdot 10^{-5}$
5	$1.67 \cdot 10^{-3} \pm 8.49 \cdot 10^{-6}$	$1.85 \cdot 10^{-2} \pm 9.48 \cdot 10^{-5}$
6	$1.44 \cdot 10^{-3} \pm 4.45 \cdot 10^{-6}$	$1.59 \cdot 10^{-2} \pm 4.96 \cdot 10^{-5}$
7	$1.18 \cdot 10^{-3} \pm 2.56 \cdot 10^{-6}$	$1.33 \cdot 10^{-2} \pm 5.02 \cdot 10^{-5}$
8	$1.26 \cdot 10^{-3} \pm 2.51 \cdot 10^{-6}$	$1.54 \cdot 10^{-2} \pm 4.82 \cdot 10^{-5}$

Die geforderte Genauigkeit in der Bestimmung des zweiten Moments der Luminosität ist $5 \cdot 10^{-3}$ in 20 ms. Die Meßgenauigkeit für Terme mit $(\sqrt{\Delta\langle L^2 \rangle / \langle L^2 \rangle})_{20ms}$ gemittelt über 6000 Datenaufnahmeruns beträgt $1.33 \cdot 10^{-2}$ bis $2.40 \cdot 10^{-2}$. Im Vergleich mit der geforderten Meßgenauigkeit des zweiten Moments der Luminosität ist diese um einen Faktor 3-5 schlechter. Auch die Meßgenauigkeit der quadratischen Terme verbessert sich bei Einsatz einer Spiegelzelle im Luminositätsmonitor. Aufgrund der Genauigkeit des eingesetzten Multiplizierers von $\approx 5 \cdot 10^{-3}$ (siehe Kapitel 5.2) wird diese jedoch immer etwas schlechter als die erreichte Meßgenauigkeit in den linearen Termen der Luminosität sein.

Als Konsequenz aus der erreichten Meßgenauigkeit in der Luminositätsmessung ergibt sich ein systematischer Meßfehler von 0.1 ppm bei der Extraktion der physikalischen Asymmetrie in Kapitel 7 (siehe Tabelle 7.5). Dies bedeutet, daß die Meßgenauigkeit in der Luminosität mit ca. 2% zu dem Fehler der extrahierten physikalischen Asymmetrie beiträgt.

6.1.2 Linearität der Luminositätsmonitore

Dieses Kapitel soll die Linearität der Luminositätsmonitore näher beleuchten. Eine systematische Änderung der gemessenen Asymmetrie entsteht durch Nichtlinearitäten des Luminositätsmonitorsystems, da sich helizitätskorrelierte Schwankungen im Strom in nichtlineare Signalhöhen im LUMO umsetzen (Kapitel 4.2) und deshalb eine lineare Korrektur verursachen. Die Nichtlinearitäten der Photomultiplier der Luminositätsmonitore müssen korrigiert werden. Dies wird während des Experiments gemessen und überprüft, indem man den Strahlstrom mehrfach pro Woche zwischen 0 – $23\mu\text{A}$ variiert und das LUMO-Signal in Abhängigkeit des PIMO-Signals aufträgt. Bei einem linearen Detektorsystem sollte sich ein linearer Zusammenhang ergeben. Der PIMO ist als lineares Detektorsystem anzusehen. Abbildung 6.5 zeigt den PIMO bei einer solchen Strahlstromvariation von 0 – $23\mu\text{A}$ in Abhängigkeit der Förstersonde. Man erkennt, daß der PIMO linear zu der Förstersonde ist.

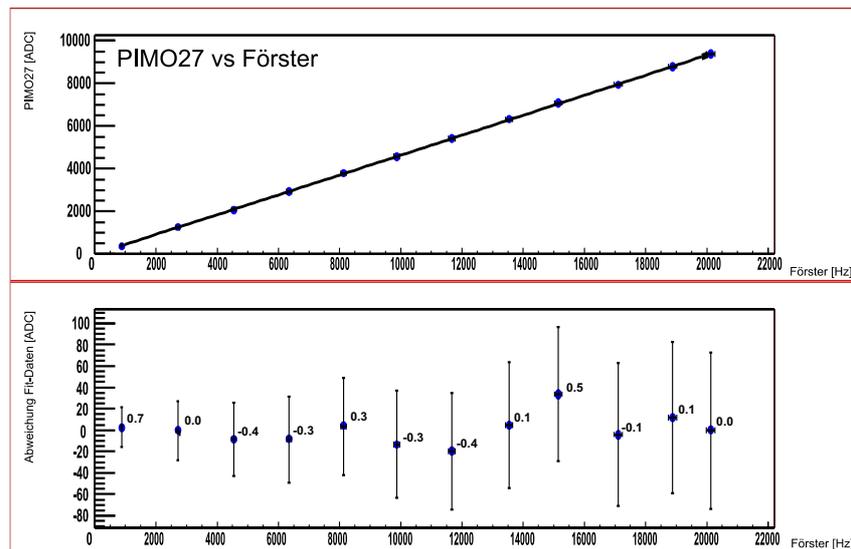


Abbildung 6.5: PIMO27 bei einer Strahlstromvariation von 0 – $23\mu\text{A}$ in Abhängigkeit der Förstersonde. Man erkennt, daß der PIMO linear zu der Förstersonde ist.

Das Konzept zur Korrektur der Nichtlinearitäten besteht darin, die Signale des Luminositätsmonitors mit einem anderen Detektorsystem zu korrigieren. Dieses Detektorsystem muß ebenfalls gestreute Teilchen nachweisen und somit Luminositätsschwankungen durch Targetdichtefluktuationen unterworfen sein. Zusätzlich muß dieses System linear sein. Es bietet sich an, den LUMO mit Hilfe der gemessenen Zählraten des PbF_2 -Kalorimeters zu korrigieren. Dieses Detektorsystem ist auch bei hohen Strahlströmen linear ([Grimm 2002] und [Kothe 2003]). Trägt man in Abbildung 6.6 die gemessene Zählrate des PbF_2 -Kalorimeters in als Funktion des PIMOs auf, so erkennt man, daß dieses Detektorsystem im Antwortverhalten scheinbar eine kleine Nichtlinearität von $\approx 2\%$ zeigt. Hierbei handelt es sich allerdings um eine Reduzierung der Zählraten durch Totzeit- und Pile-up-Verluste, die in dieser Größenordnung liegen (siehe Kapitel 5.1.2).

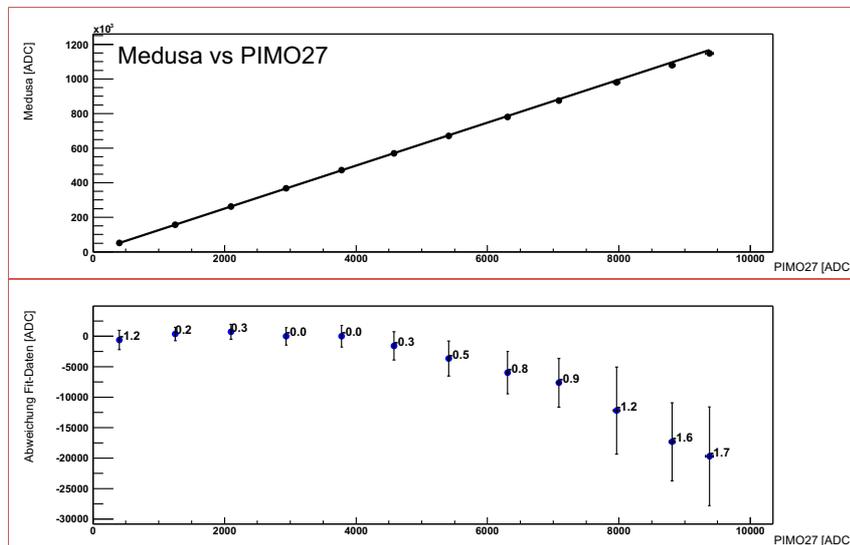


Abbildung 6.6: Gemessene Zählraten des PbF_2 -Kalorimeters in Abhängigkeit des PIMOs. Man erkennt, daß auch dieses Detektorsystem scheinbar eine kleine Nichtlinearität von $\approx 2\%$ zeigt. Hierbei handelt es sich um eine Reduzierung der Zählraten durch Totzeit- und Pile-up-Verluste, die in dieser Größenordnung liegen (siehe Kapitel 5.1.2).

Abbildung 6.7 zeigt die Signale eines Luminositätsmonitors bei einer solchen Strahlstromvariation von $0 - 23 \mu A$ in Abhängigkeit des linearen PIMOs. Vergleicht man die LUMO-Signale mit einer Geraden, die den linearen Verlauf der Luminosität angibt (resultierend aus Untersuchungen bei niedrigen Strahlströmen), so erkennt man, daß der LUMO bei hohen Strömen Abweichungen vom linearen Verlauf zeigt. Die Abweichungen betragen im Arbeitspunkt des A4-Experiments von $20 \mu A$ 8.0% . Dies würde nach Gleichung 4.10 bei einer angenommenen mittleren Strahlstromasymmetrie von $1 \cdot 10^{-6}$ eine falsche Asymmetrie von $-4 \cdot 10^{-8}$ verursachen,

die korrigiert werden muß. Die tatsächlichen Strahlstromasymmetrien schwanken zwischen $1 \cdot 10^{-8}$ und $1 \cdot 10^{-5}$, die falschen Asymmetrien können somit größer sein.

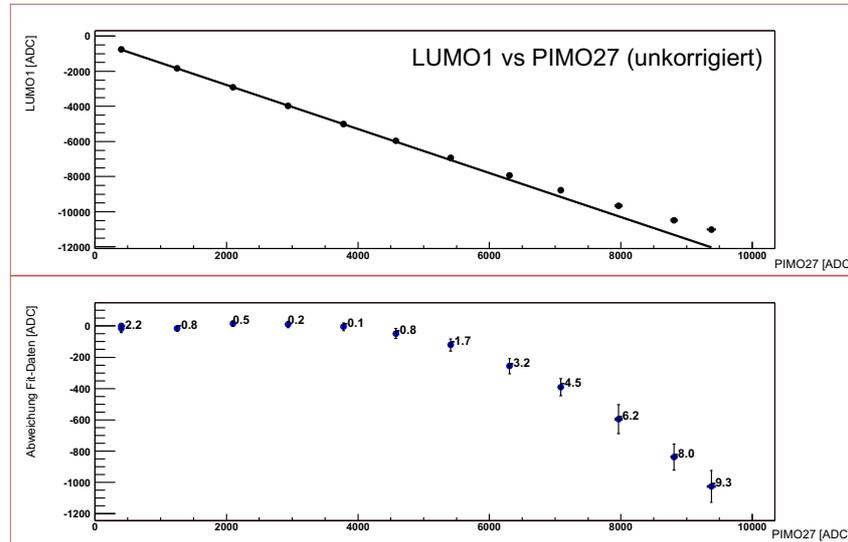


Abbildung 6.7: LUMO1 bei einer Strahlstromvariation von $0 - 23 \mu\text{A}$ in Abhängigkeit des PIMOs. Vergleicht man die LUMO-Signale mit einer Geraden, die den linearen Verlauf der Luminosität angibt, so erkennt man, daß der LUMO im Arbeitspunkt des A4-Experiments von $20 \mu\text{A}$ eine Nichtlinearität von 8.0% aufweist.

In Abbildung 6.8 ist der LUMO bei einer Strahlstromvariation von $0 - 23 \mu\text{A}$ als Funktion der gemessenen Zählrate des PbF_2 -Kalorimeters dargestellt. Die Abweichung des Luminositätsmonitorsignals vom linearen Verlauf bei Strahlströmen um den Arbeitspunkt von $20 \mu\text{A}$ ist hier geringer, beträgt aber immer noch 6.4%, der LUMO ist ohne Korrektur nichtlinear.

Die Zählraten in den Abbildungen 6.6 bis 6.8 wurden nicht helizitätskorreliert aufgetragen. Die Zählraten beider Helizitäten des LUMOs und die Zählraten des PbF_2 -Kalorimeters beider Helizitäten werden addiert. Durch die Addition der Helizitäten beider Zählraten vor der Korrektur wird vermieden, daß durch die Korrektur helizitätskorrelierte Informationen verloren gehen. Der Korrekturfaktor der Nichtlinearität des LUMOs ist in sehr guter Näherung nicht helizitätsabhängig, die Nichtlinearitäten sind für beide Helizitätsrichtungen wegen der Kleinheit der Stromasymmetrie im Bereich 10^{-6} bis 10^{-5} gleich. Als Zählrate des PbF_2 -Kalorimeters wird hier das gesamte Spektrum an nachgewiesenen Teilchen verwendet, also elastischer Peak und der komplette Untergrund.

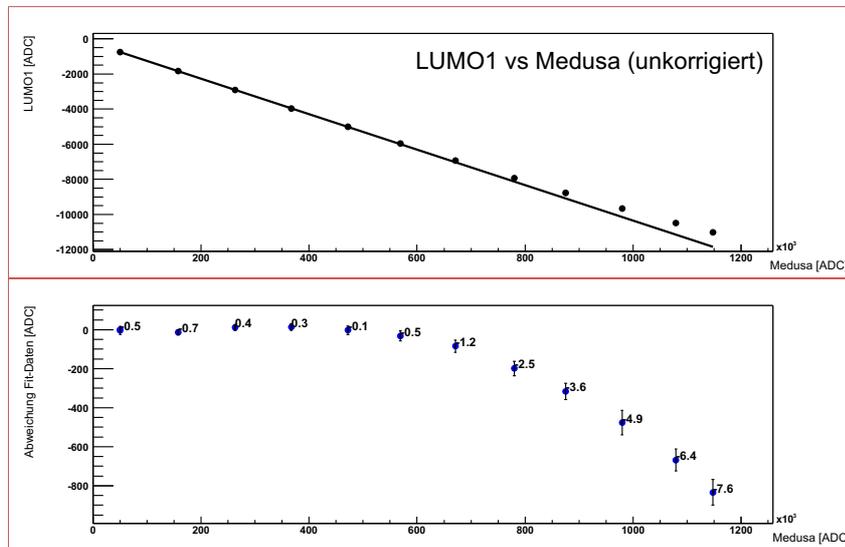


Abbildung 6.8: LUMO1 bei einer Strahlstromvariation von $0 - 23 \mu A$ als Funktion der Zählrate des PbF_2 -Kalorimeters. Die Abweichung des Luminositätsmonitorsystems bei Strahlströmen um den Arbeitspunkt beträgt 6.4%, der LUMO ist ohne Korrektur in seinem Antwortverhalten nichtlinear.

Zur Beschreibung und Interpolation der Nichtlinearität erwiesen sich ein Polynom 5. Grades und der Tangens Hyperbolicus als gute Fitfunktionen. Die Abbildungen 6.9 und 6.10 zeigen einen Fit dieser Funktionen an die gemessenen Luminositätsdaten. Nachteilig beim Polynom 5. Grades ist die Tatsache, daß bei hohen Strahlströmen ein Maximum erreicht wird, dies führt bei der Korrektur zu einer nicht eindeutigen Zuordnung der korrigierten Werte. Die LUMO-Daten werden bei hohen Strahlströmen durch die Korrekturmethode unter Umständen zu kleineren Werten hin korrigiert, weil die Korrekturfunktion das Antwortverhalten des LUMOs nicht korrekt beschreibt. Der Tangens Hyperbolicus hingegen strebt gegen einen maximalen Wert, was das nichtlineare Antwortverhalten der LUMOs sehr gut beschreibt. Als Korrekturmethode wird deshalb der Tangens Hyperbolicus verwendet. Im folgenden wird diese Korrekturmethode im Detail vorgestellt. Die gemessene nichtlineare Luminosität S_L sei eine Funktion der Zählrate des PbF_2 -Kalorimeters R , die durch folgende Funktion beschrieben wird:

$$S_L = a \cdot \tanh(b \cdot R) \quad (6.1)$$

also folgt hieraus:

$$R = \frac{1}{b} \cdot \operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L}{a}\right) \quad (6.2)$$

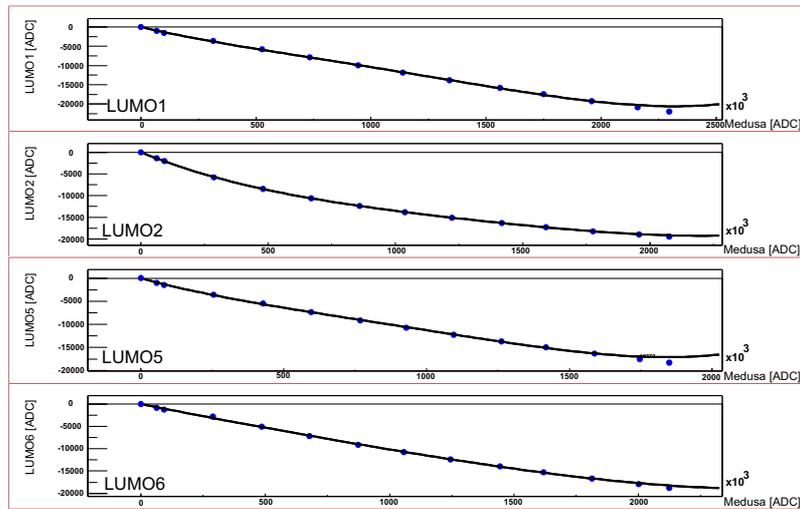


Abbildung 6.9: Die Abbildung zeigt einen Fit des Polynom 5. Grades an die gemessenen Luminositätsdaten als Funktion der gemessenen PbF_2 -Detektorzählraten. Man erkennt, daß bei hohen Strahlströmen ein Maximum erreicht wird, dies führt bei der Korrektur zu einer nicht eindeutigen Zuordnung der korrigierten Werte. Das LUMO-Signal wird bei hohen Strahlströmen durch die Korrekturmethode unter Umständen zu kleineren Werten hin korrigiert.

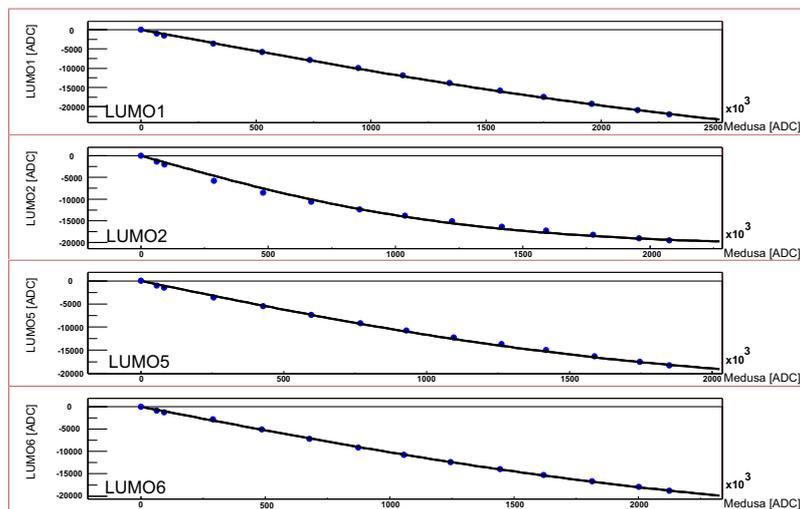


Abbildung 6.10: Die Abbildung zeigt einen Fit des Tangens Hyperbolicus an die gemessenen Luminositätsdaten als Funktion der gemessenen PbF_2 -Detektorzählraten. Der Tangens Hyperbolicus hingegen strebt gegen einen maximalen Wert, was das nichtlineare Antwortverhalten der LUMOs sehr gut beschreibt.

Der Zusammenhang zwischen der wahren Luminosität L und der Kalorimeter-Zählrate R lautet:

$$L = c \cdot R \quad (6.3)$$

Einsetzen von 6.3 in 6.2 ergibt:

$$L = \frac{c}{b} \cdot \operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L}{a}\right) \quad (6.4)$$

Die Asymmetrie wird auf die wahre Luminosität L normiert:

$$A_{Mess} = \frac{\frac{N^+ I^+}{L^+} - \frac{N^- I^-}{L^-}}{\frac{N^+ I^+}{L^+} + \frac{N^- I^-}{L^-}} \quad (6.5)$$

Einsetzen von 6.4 in 6.5:

$$A_{Mess} = \frac{\frac{N^+ I^+}{\frac{c}{b} \cdot \operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L^+}{a}\right)} - \frac{N^- I^-}{\frac{c}{b} \cdot \operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L^-}{a}\right)}}{\frac{N^+ I^+}{\frac{c}{b} \cdot \operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L^+}{a}\right)} + \frac{N^- I^-}{\frac{c}{b} \cdot \operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L^-}{a}\right)}} \quad (6.6)$$

Hieraus erhält man die auf den linearitätskorrigierten LUMO normierte Asymmetrie:

$$A_{Mess} = \frac{\frac{N^+ I^+}{\operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L^+}{a}\right)} - \frac{N^- I^-}{\operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L^-}{a}\right)}}{\frac{N^+ I^+}{\operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L^+}{a}\right)} + \frac{N^- I^-}{\operatorname{arctanh}\left(\frac{S_L^-}{a}\right)}} \quad (6.7)$$

Man erkennt, daß in die Korrektur nur die Konstante a aus Gleichung 6.2 eingeht. b und c kürzen sich bei der Asymmetriebildung heraus. Die Abbildung 6.11 zeigt die Realisierung der Nichtlinearitätskorrektur. Zum einen sind die LUMO-Rohdaten auf der tanh-Kurve eingezeichnet, zum anderen die korrigierten LUMO-Daten auf der Geraden, die den linearen Verlauf beschreibt. Diese Korrektur wurde für alle LUMO-Daten durchgeführt, die zur Normierung von Detektorraten herangezogen wurden. Das Kalorimeter wird dabei in acht Sektoren unterteilt, jedem der acht Sektoren wird ein eigener Luminositätsmonitor zugeordnet (Kapitel 7). Während der

Datennahme dieser Arbeit war das Kalorimeter mit 511 PbF_2 -Kristallen bestückt. Diese Kristalle waren in den Sektoren 1, 2, 5 und 6 eingebaut. Die Korrektur wird somit für die LUMOs 1, 2, 5 und 6 durchgeführt. Nach der Linearitätskorrektur sind in Abbildung 6.12 die LUMO-Daten erneut gegen die PIMO-Daten aufgetragen.

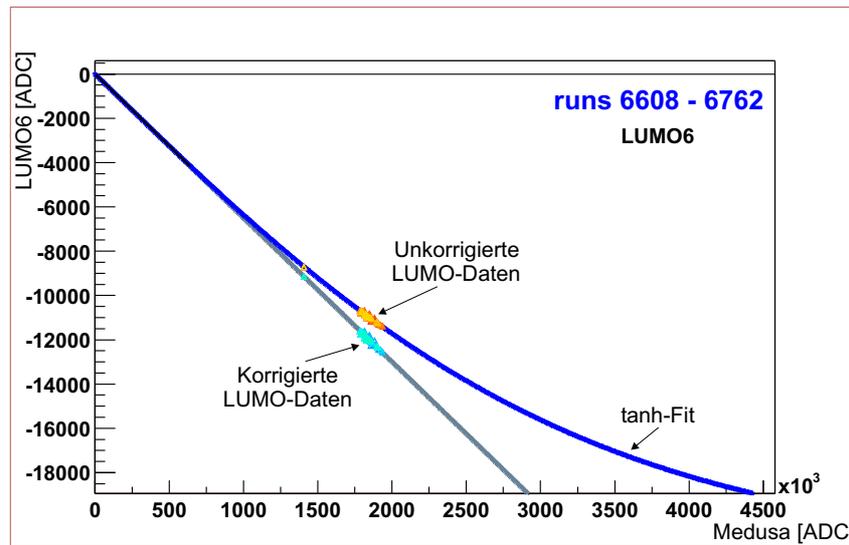


Abbildung 6.11: Realisierung der tanh-Nichtlinearitätskorrektur. Zum einen sind die LUMO-Rohdaten auf der tanh-Kurve eingezeichnet, zum anderen die korrigierten LUMO-Daten auf der Geraden, die den linearen Verlauf beschreibt.

Abschließend soll in Abbildung 6.13 die Asymmetrie des Luminositätsmonitors ohne Nichtlinearitätskorrektur (durchgezogene Linie) mit der Asymmetrie mit Nichtlinearitätskorrektur (gestrichelte Linie) verglichen werden. Die Asymmetrie vergrößert sich von (-2.41 ± 0.42) ppm auf (-2.81 ± 0.53) ppm. Mit der in diesem Kapitel beschriebenen Methode konnten die Nichtlinearitäten des LUMOs korrigiert werden, um falsche Asymmetrien im Endergebnis zu vermeiden. Die Korrektur geht mit 0.05 ppm in den systematischen Fehler des Endergebnisses ein (Kapitel 7).

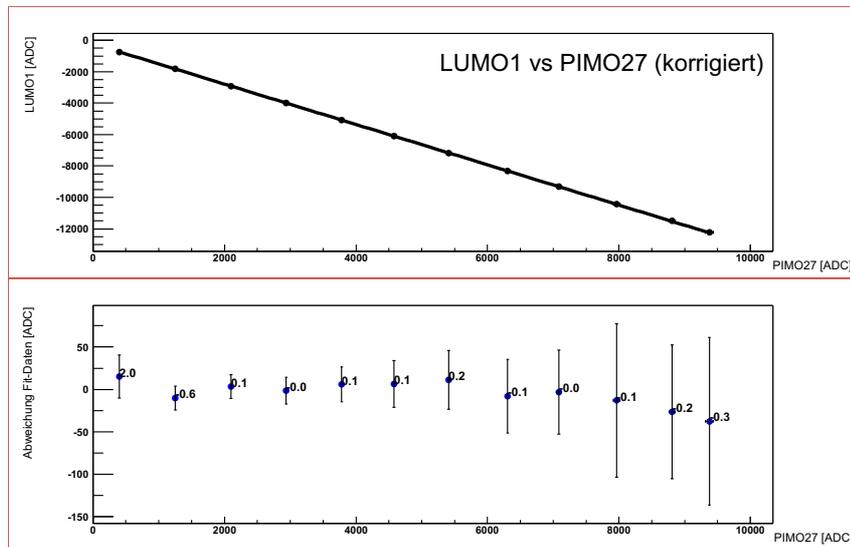


Abbildung 6.12: Linearitätskorrigierte LUMO-Daten als Funktion der PIMO-Daten.

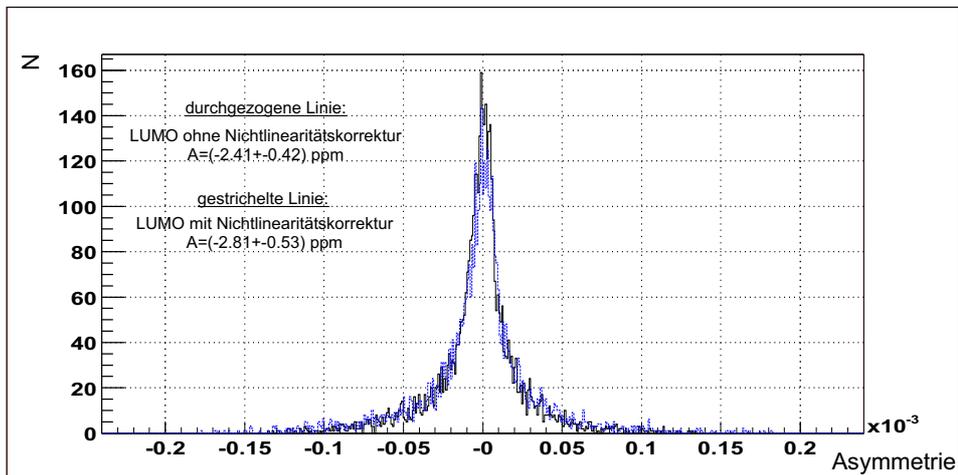


Abbildung 6.13: Vergleich der gemessenen Asymmetrien vor und nach der Nichtlinearitätskorrektur. Dargestellt ist die Asymmetrie des unkorrigierten LUMO (durchgezogene Linie) und die Asymmetrie des mit der tanh-Methode korrigierten LUMO (gestrichelte Linie). Die Asymmetrie vergrößert sich von (-2.41 ± 0.42) ppm auf (-2.81 ± 0.53) ppm.

Die Tabelle 6.3 faßt die Ergebnisse der nichtlinearen Rohdaten und der *tanh*-korrigierten Daten des Luminositätsmonitors zusammen. Als Korrekturmethode wird der Tangens Hyperbolicus verwendet.

Tabelle 6.3: Korrektur der Nichtlinearitäten am Beispiel von LUMO #1. In der ersten Spalte ist der Strahlstromwert eingetragen, in der zweiten Spalte die relativen Abweichungen bei einer Auftragung der LUMO-Daten als Funktion der PbF_2 -Detektorraten (unkorrigiert), in der dritten Spalte die relativen Abweichungen bei einer Auftragung der LUMO-Daten als Funktion der PIMO-Daten (unkorrigiert), in der vierten Spalte die relativen Abweichungen bei einer Auftragung der PbF_2 -Detektorraten als Funktion der PIMO-Daten, in der fünften Spalte die relativen Abweichungen bei einer Auftragung der LUMO-Daten als Funktion der PbF_2 -Detektorraten (korrigiert) und in der sechsten Spalte die relativen Abweichungen bei einer Auftragung der LUMO-Daten als Funktion der PIMO-Daten (korrigiert). Die Zahlenwerte in den Spalten zwei bis sechs geben jeweils die relative Abweichung der gemessenen Datenpunkte von der Geradenanpassung, die den linearen Zusammenhang zwischen beiden Detektorsignalen beschreibt, in % an.

Strom [μA]	LUMOVsDet unkorrigiert [%]	LUMOVsPIMO unkorrigiert [%]	DetvsPIMO unkorrigiert [%]	LUMOVsDet korrigiert [%]	LUMOVsPIMO korrigiert [%]
1.0	-0.5 \pm 2.8	-2.2 \pm 3.5	-1.2 \pm 3.2	+1.4 \pm 2.7	+2.0 \pm 3.4
3.0	-0.7 \pm 0.8	-0.8 \pm 0.9	+0.2 \pm 0.7	+0.1 \pm 0.6	-0.6 \pm 0.8
5.0	+0.4 \pm 0.5	+0.5 \pm 0.6	+0.3 \pm 0.5	+0.0 \pm 0.4	+0.1 \pm 0.5
7.1	+0.3 \pm 0.4	+0.2 \pm 0.5	+0.0 \pm 0.4	-0.2 \pm 0.3	+0.0 \pm 0.4
9.0	-0.1 \pm 0.4	-0.1 \pm 0.5	+0.0 \pm 0.4	-0.3 \pm 0.3	+0.1 \pm 0.4
11.0	-0.5 \pm 0.4	-0.8 \pm 0.5	-0.3 \pm 0.4	-0.1 \pm 0.3	+0.1 \pm 0.4
13.0	-1.2 \pm 0.4	-1.7 \pm 0.6	-0.5 \pm 0.4	+0.1 \pm 0.4	+0.2 \pm 0.5
15.0	-2.5 \pm 0.5	-3.2 \pm 0.6	-0.8 \pm 0.4	+0.0 \pm 0.4	-0.1 \pm 0.5
16.8	-3.6 \pm 0.5	-4.5 \pm 0.6	-0.9 \pm 0.5	+0.1 \pm 0.4	+0.0 \pm 0.5
19.0	-4.9 \pm 0.6	-6.2 \pm 1.0	-1.2 \pm 0.7	+0.4 \pm 0.6	-0.1 \pm 0.9
21.0	-6.4 \pm 0.5	-8.0 \pm 0.8	-1.6 \pm 0.6	+0.6 \pm 0.4	-0.2 \pm 0.7
22.4	-7.6 \pm 0.6	-9.3 \pm 0.9	-1.7 \pm 0.7	+0.6 \pm 0.5	-0.3 \pm 0.8

6.2 Korrektur auf Dichtefluktuationen des Wasserstofftargets

Nach der Bestimmung der Genauigkeit des Luminositätsmonitorsystems und der Korrektur der Nichtlinearitäten, sind die Untersuchungen der Targetdichtefluktuationen ein weiterer wichtiger Punkt. Luminositätsschwankungen, die mit dem Luminositätsmonitor gemessen werden, können durch Strahlstromfluktuationen oder durch Blasenbildung bzw. Dichteschwankungen im Target verursacht werden. Beide Arten von Schwankungen sind unabhängig. Durch das Luminositätsmonitorsystem hat man die Möglichkeit, die Ursache der Luminositätsschwankungen zu untersuchen. Abbildung 6.14 zeigt das Schema der Targetzelle. Die Pfeile markieren den Zufluß von kaltem Wasserstoff und den Abfluß von warmen Wasserstoff. Eine ausführliche Beschreibung des Wasserstofftargets befand sich bereits in Kapitel 3.2.3.

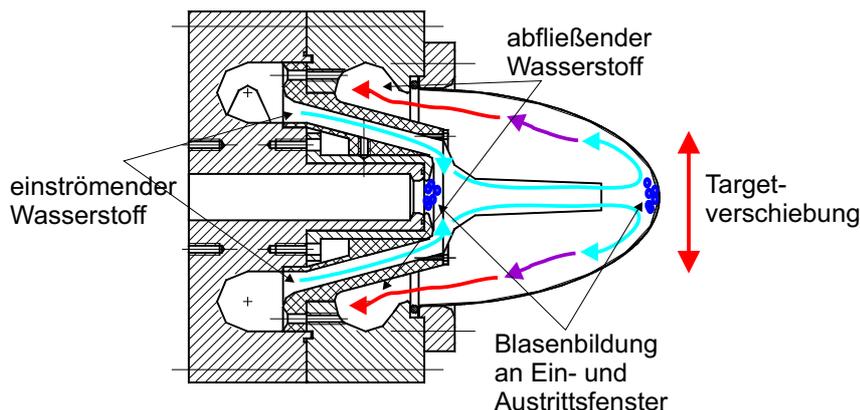


Abbildung 6.14: Schema der Targetzelle. Die Pfeile markieren den Zufluß von kaltem Wasserstoff und den Abfluß von warmen Wasserstoff. Die Targetposition wurde relativ zur Strahlposition im Bereich von -2 mm bis +3 mm verändert und dabei wurden die Streuratenfluktuationen im Luminositätsmonitor vermessen. Die eingezeichnete Blasenbildung an Ein- und Austrittsfenster des Targets konnten so reduziert werden.

Es wurden Untersuchungen zum Strahldurchmesser und den daraus resultierenden Einfluß auf Targetdichtefluktuationen durchgeführt. Die Aufheizung des Wasserstoffs ist in einem kleinen Bereich um die Strahlachse konzentriert und verursacht ein lokales Kochen des Wasserstoffs und somit Fluktuationen der Targetdichte. Der Wasserstofffluß ist entlang einer schmalen Düse um die Elektronenstrahlachse ausgerichtet. Hier herrscht eine höhere Flußgeschwindigkeit, die einen schnelleren Massenaustausch im Wasserstoffstrom und eine turbulente Vermischung des Wasserstoffs im Target bewirkt. Durch den turbulenten Strom und dem daraus re-

sultierenden großen Wasserstoffaustausch erfolgt der Wärmeabbau in der erhitzten Region transversal zur Strahlrichtung. So ist ein leistungsfähiger Mechanismus für den Abbau des Targetkochens gegeben. Ein wichtiger Faktor hierbei ist der Durchmesser des Elektronenstrahls, der die deponierte Wärmemenge entlang der Strahlachse definiert.

In Abbildung 6.15 sind die mit dem LUMO gemessenen Fluktuationen für die Datenaufnahmeruns 2600-6500 in Abhängigkeit des Strahldurchmessers aufgetragen. Die grauen Streifen geben die Intervalle der beobachteten Fluktuationen einiger hundert Runs pro Strahldurchmesser an. Die Grenzen dieser Intervalle sind dabei die minimalen und die maximalen Fluktuationen pro Strahldurchmesser. Mit Fluktuation wird hier das 25 Hz Rauschen bezeichnet, also die Punkt zu Punkt Differenz des gemessenen Luminositätssignals für zwei benachbarte 20 ms-Meßgates. Im folgenden werden die Fluktuationen im LUMO-Signal mit $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ bezeichnet. Die mit dem LUMO gemessenen Fluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ sind nicht nur abhängig vom Targetkochen, sondern auch von Schwankungen in den Strahlparametern Strom, Energie, Ort und Winkel am Targetort. Die gemessenen Fluktuation $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ und somit die Targetdichteschwankungen korrelieren mit zunehmendem Strahldurchmesser, die Targetdichtefluktuationen verringern sich deutlich. Die Vergrößerung des Strahldurchmessers bewirkt eine Verringerung der Fluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ um den Faktor 4-5. Die Wärmedeposition im Target wird auf eine größere Querschnittsfläche verteilt, und die Dichte an deponierter Energie ist somit geringer.

Zusätzlich hat die Blasenbildung an den Ein- und Austrittsfenstern aus Aluminium einen großen Einfluß auf die beobachteten Luminositätsschwankungen. Die Aufheizung der Targetfenster verursacht einen spezifischen Wärmefluß um die Position des Strahlflecks. Die Hitze verursacht wegen der geringen Wärmeleitfähigkeit der dünnen Aluminiumfenster eine Blasenbildung in der Flüssigkeit. Dies geschieht, obwohl der flüssige Wasserstoff unterkühlt gehalten wird. Der kritischen Wert für die Blasenbildung an den Targetfenstern wird überschritten. Dieser Prozeß hängt nicht sehr stark nicht von der Strahlfleckgröße ab, sein Beitrag zu den Luminositätsfluktuationen wird aber mit Zunahme der Flußgeschwindigkeit im Target proportional kleiner.

Zur Untersuchung der Blasenbildung an den Targetfenstern wurde die Targetposition im Bereich von 5 mm (-2 mm bis +3 mm relativ zur Strahlposition) verändert und dabei erneut die Streuratenfluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ mit dem Luminositätsmonitor vermessen. In Abbildung 6.16 (oben) sind die gemessenen Fluktuationen des Luminositätssignals $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ gegen die Verschiebung des Targets aus der Mittenposition aufgetragen. Man erkennt, daß in der Mittenposition die Fluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ durch Targetkochen um einen Faktor 4 größer sind als 1 mm außerhalb dieser Mittenposition. Im Target befindet sich ein steter turbulenter Fluß, der kalten Wasserstoff ins Target führt und den warmen Wasserstoff abfließen läßt (Abbildung 6.14). Trifft der Elektronenstrahl exakt auf die Mitte der Targetnase, kann die

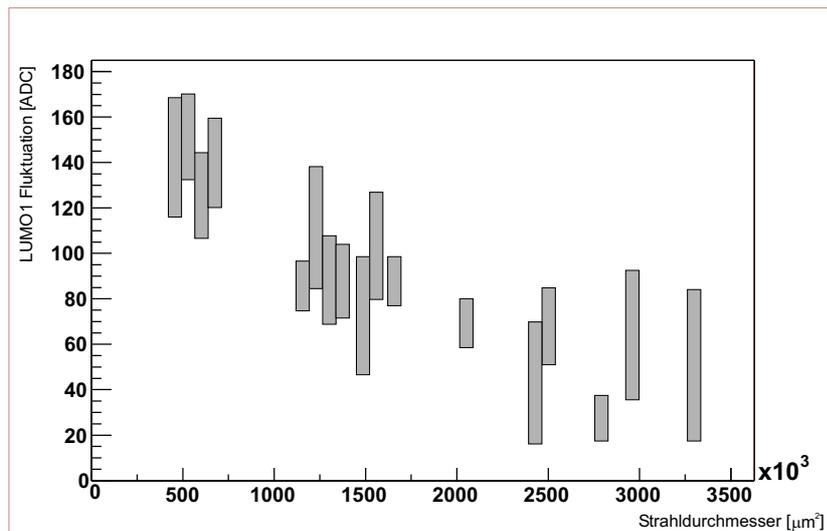


Abbildung 6.15: Mit dem LUMO gemessenen Fluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ für die Datenaufnahmeruns 2600-6500 gegen den Strahldurchmesser in μm^2 . Die grauen Streifen geben die Intervalle der beobachteten Fluktuationen einiger hundert Runs pro Strahldurchmesser an. Die Grenzen dieser Intervalle sind dabei die minimalen und die maximalen Fluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ pro Strahldurchmesser. Die gemessenen Fluktuation und somit die Targetdichteschwankungen korrelieren mit zunehmenden Strahldurchmesser, die Targetdichtefluktuationen verringern sich um einen Faktor 4-5.

Wärme offenbar durch diesen Fluß schlechter abgeführt werden als an einer Position 1 mm ober- oder unterhalb dieser Mittenposition. In Abbildung 6.16 (unten) sind die mit dem Luminositätsmonitor gemessenen Fluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ gegen die Runnummer aufgetragen. Das Verschieben des Targets aus seiner Mittenposition in den Runs 6700-8500 reduziert die Fluktuationen in den Asymmetriemessungen um einen Faktor 4. Zusätzlich erkennt man in Abbildung 6.16 (unten) nochmals den Einfluß der Strahlfleckgröße am Targetort auf die mit dem LUMO gemessenen Fluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$. In den Datenaufnahmeruns 2600-6500 wurde der Strahldurchmesser optimiert und vergrößert (vergleiche mit Abbildung 6.15). Die Fluktuationen $L(t)_{25\text{Hz}}^{\text{RMS}}$ reduzieren sich hier ebenfalls um einen Faktor 4-5.

Abbildung 6.17 zeigt die Abhängigkeit der mit dem Strahlstrommonitor PIMO gemessenen Asymmetrien von den mit dem Luminositätsmonitor gemessenen Asymmetrien. Oben sind beide Monitore vor der Targetverschiebung gegeneinander aufgetragen, unten nach der Targetverschiebung. Vor der Verschiebung des Targets (oben) ist der Einfluß der Targetdichtefluktuationen und der Blasenbildung an den Targetfenstern sichtbar, die mit dem LUMO gemessenen Asymmetrien werden durch das Targetkochen stark verbreitert. Nach dem Verschieben des Targets aus seiner Mittenposition korrelieren die Asymmetrien beider Monitore linear.

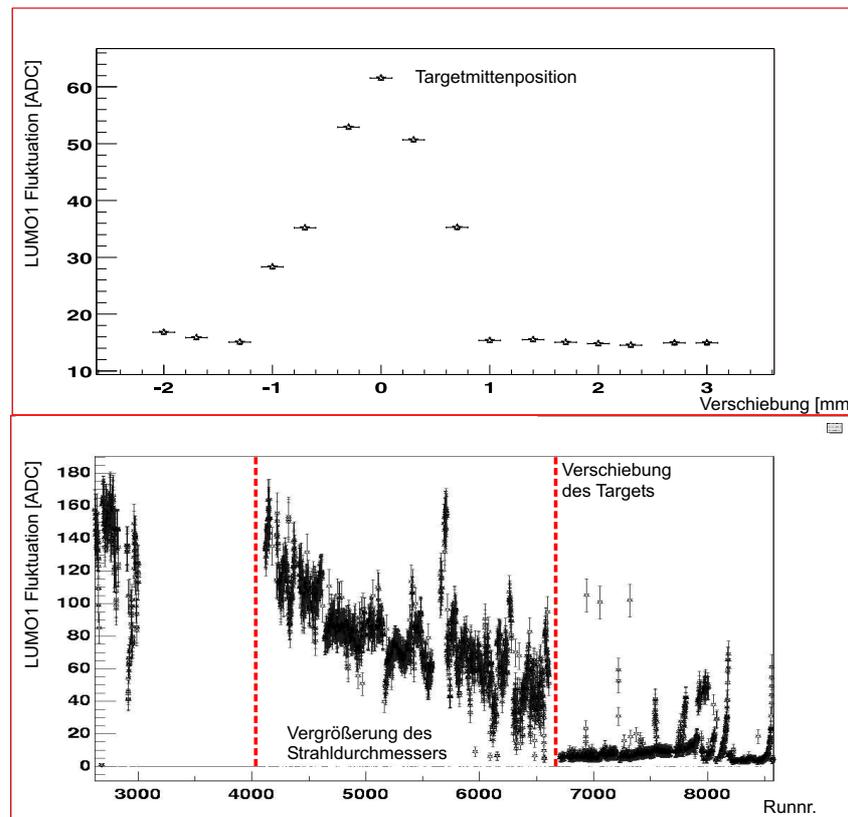


Abbildung 6.16: Untersuchung der mit dem Luminositätsmonitor gemessenen Fluktuationen $L(t)_{25Hz}^{RMS}$. Die Targetposition wurde im Bereich von -2 mm bis +3 mm relativ zur Strahlposition verändert und die Streutenfluktuationen $L(t)_{25Hz}^{RMS}$ mit dem Luminositätsmonitor vermessen. Oben sind die gemessenen Fluktuationen des Luminositätssignals gegen die Verschiebung des Targets aus seiner Mittenposition aufgetragen. In der Mittenposition sind die Fluktuationen durch Targetkochen um einen Faktor 4 größer als 1 mm außerhalb dieser Mittenposition. Im unteren Teil der Abbildung sieht man in den Runs 2600-6500 den Effekt der Strahldurchmesser-Vergrößerung. Dies bewirkt eine Verringerung der Fluktuationen um den Faktor 4-5. Ab der Runnummer 6700 wurde das Target aus seiner Mittenposition herausgefahren. Man erkennt eine deutliche Verringerung der gemessenen Fluktuationen $L(t)_{25Hz}^{RMS}$ um den Faktor 4.

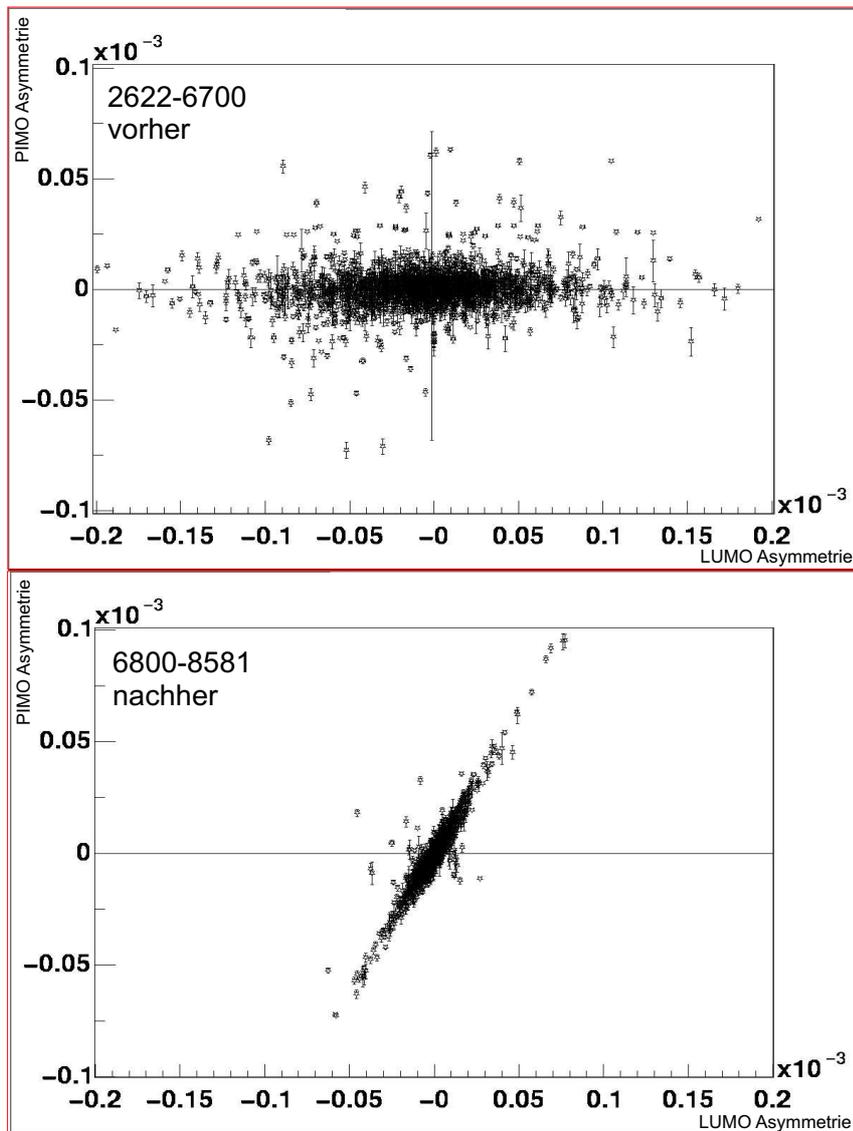


Abbildung 6.17: Abhängigkeit der mit dem Strahlstrommonitor PIMO gemessenen Asymmetrie von den mit dem Luminositätsmonitor gemessenen Asymmetrien. Oben sind beide Monitore vor der Targetverschiebung gegeneinander aufgetragen, unten nach der Targetverschiebung um 1 mm. Vor der Verschiebung des Targets (oben) ist der Einfluß der Targetdichtefluktuationen und der Blasenbildung an den Targetfenstern sichtbar, die mit dem LUMO gemessenen Asymmetrien werden durch das Targetkochen stark verbreitert. Nach dem Verschieben des Targets aus seiner Mittenposition korrelieren die Asymmetrien beider Monitore linear.

Tabelle 6.4: Um eine Aussage über das ‘Restkochen’ des Wasserstofftargets zu machen, werden die PIMO- und die LUMO-Signale ähnlich dem Verfahren aus Abbildung 6.4 gegeneinander aufgetragen. Beide Signale sind stark linear korreliert, falls das Targetkochen gering ist. Legt man mittels linearer Regression eine Gerade in die Punktwolke und bestimmt die RMS-Breite RMS_{20ms}^{LUMO} des Histogramms der senkrechten Abstände der Punkte zur ermittelten Regressionsgeraden, so hat man ein Maß für die verbliebenen Dichtefluktuations und Blasen im Wasserstofftarget. Die Seriennummern in der ersten Spalte der Tabelle geben die im Experiment gebildeten Datenpakete an. Die RMS-Breiten ‘PIMO-PIMO’ RMS_{20ms}^{PIMO} und ‘PIMO-LUMO’ RMS_{20ms}^{LUMO} sind in den Spalten 2 und 3 eingetragen. In Spalte 4 ist das Verhältnis $RMS_{20ms}^{LUMO}/RMS_{20ms}^{PIMO}$ berechnet, dies kann als Maß für das Restkochen des Targets verwendet werden.

Serie	RMS_{20ms}^{PIMO}	RMS_{20ms}^{LUMO}	$RMS_{20ms}^{LUMO}/RMS_{20ms}^{PIMO}$
0	0.196	0.393	2.005
1	0.151	0.193	1.278
2	0.066	0.843	12.773
3	0.040	0.746	18.650
4	0.019	0.225	11.842
5	0.049	0.357	7.286
6	0.026	0.158	6.077
7	0.026	0.266	10.231
8	0.024	0.239	9.958
9	0.028	0.058	2.071
10	0.026	0.106	4.077
11	0.029	0.152	5.241
12	0.033	0.057	1.727
13	0.080	0.097	1.212
14	0.056	0.126	2.250
15	0.093	0.189	2.032
16	0.253	0.292	1.154

Um eine Aussage über die verblieben Targetdichtefluktuations und der Restblasenbildung an den Targetfenstern des Wasserstofftargets zu machen, werden die PIMO- und die LUMO-Signale ähnlich dem Verfahren aus Abbildung 6.4 gegeneinander aufgetragen. Beide Signale sind stark linear korreliert, falls das Targetkochen gering ist. Legt man mittels linearer Regression eine Gerade in die Punktwolke und bestimmt die RMS-Breite RMS_{20ms}^{LUMO} des Histogramms der senkrechten Abstände der Punkte zur ermittelten Regressionsgeraden, so hat man ein Maß für die verbliebenen Dichtefluktuations und Blasen im Wasserstofftarget. Mit den zwei im Experiment eingesetzten PIMOs (PIMO08 & PIMO27) wurde selbiges Verfahren durchgeführt. Da die Strahlstrommonitore nicht dem Targetkochen unterliegen, mißt man mit diesen nur die Strahlfluktuations und keine Vergrößerung der RMS-Breite RMS_{20ms}^{PIMO} der Histogramme durch Targetkochen. Vergleicht man nun die RMS-Breiten der

Histogramme “LUMO-PIMO” RMS_{20ms}^{LUMO} und “PIMO-PIMO” RMS_{20ms}^{PIMO} , so kann man eine Aussage über das Restkochen des Targets machen. Tabelle 6.4 zeigt die so erhaltenen Werte. Die Seriennummern geben die im Experiment gebildeten Datenpakete an, eine Auflistung der zu jedem Paket gehörenden Runnummern findet sich in Tabelle 7.6.

Man erkennt, daß die Untersuchungen des Targets zu einer deutlichen Verbesserung der Fluktuationen durch Targetkochen geführt haben. Vor der Reduktion des Targetkochens in den Serien 0-8 lagen die LUMO-RMS-Breiten RMS_{20ms}^{LUMO} im Bereich des 10fachen der PIMO-RMS-Breiten RMS_{20ms}^{PIMO} . Die Serien 0 und 1 stellen eine Ausnahme dar, in diesen Datenpaketen konnten nur sehr wenige Runs zusammengefaßt werden, und das Targetkochen dort war so groß, daß die Punkte auf einer waagrechten Geraden lagen. Nach der Reduktion der Targetdichtefluktuationen in den Serien 9-16 (ab Run 6800) lagen die LUMO-RMS-Breiten RMS_{20ms}^{LUMO} im Bereich des 1.2 bis 5fachen der PIMO-RMS-Breiten RMS_{20ms}^{PIMO} . Bei einem optimalen Verlauf des Experiments kann das Target somit fast ohne Blasenbildung betrieben werden.

Abbildung 6.18 zeigt die mit dem LUMO gemessene Asymmetrie als Funktion der Runnummer. Oben ist der Verlauf der LUMO-Asymmetrie gegen die Runnummer aufgetragen. In den drei unteren Histogrammen sind die LUMO-Asymmetrien histogrammiert worden. Zunächst für alle Datenaufnahmeruns (2622-10946), dann in ein Paket vor der Reduktion der Blasenbildung im Target (Runs 2622-6700) und in ein Paket nach der Reduktion (Runs 6800-10946). In den Runs 2622-10946 wurde mit dem Luminositätsmonitor eine Asymmetrie von (-2.42 ± 0.51) ppm gemessen. Man erkennt eine deutliche Reduzierung der Breite der Asymmetrieverteilung um eine Größenordnung nach der Reduktion des Targetkochens, die mit dem LUMO gemessene Asymmetrie verkleinert sich von (-4.61 ± 1.02) ppm auf (-0.89 ± 0.31) ppm. Entscheidend ist hierbei, daß sich der Fehler der gemessenen Asymmetrie von 1.02 ppm auf 0.31 ppm reduziert.

Der Luminositätsmonitor bietet ein sehr gutes Instrument, um die Blasenbildung im Target gleichzeitig zum laufenden Experiment zu kontrollieren und den Ursachen für die Targetfluktuationen auf den Grund zu gehen. So konnten durch die mit dem LUMO durchgeführten Messungen die 25 Hz Fluktuationen $L(t)_{25Hz}^{RMS}$ durch Blasenbildung im Target um einen Faktor 20 reduziert werden.

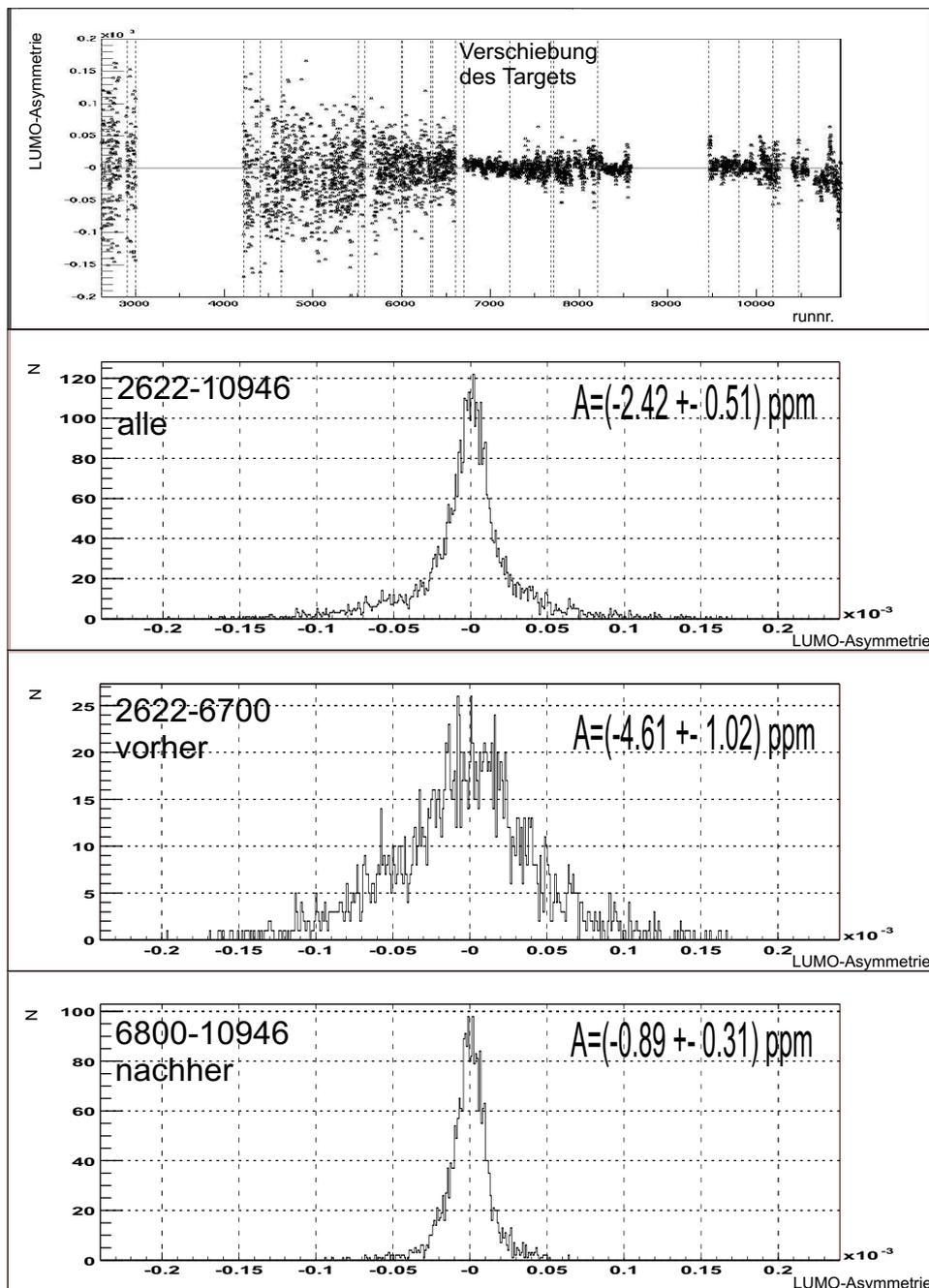


Abbildung 6.18: Mit dem LUMO gemessene Asymmetrie als Funktion der Runnummer. Oben ist der Verlauf der LUMO-Asymmetrie gegen die Runnummer aufgetragen. In den drei unteren Histogrammen sind die LUMO-Asymmetrien histogrammiert worden. Zunächst für alle Datenaufnahmen (2622-10946), dann in ein Paket vor der Reduktion der Blasenbildung im Target (Runs 2622-6700) und in ein Paket nach der Reduktion (Runs 6800-10946). In den Runs 2622-10946 wurde mit dem Luminositätsmonitor eine Asymmetrie von $(-2.42 \pm 0.51) \text{ ppm}$ gemessen. Nach der Reduktion des Targetkochens verkleinert sich die mit dem LUMO gemessene Asymmetrie von $(-4.61 \pm 1.02) \text{ ppm}$ auf $(-0.89 \pm 0.31) \text{ ppm}$.

6.3 Eigenschaften der Strahlparameter

6.3.1 Kalibration der Strahlparameter

Für die Durchführung des Experiments ist eine präzise Eichung aller Strahlparameter notwendig, um z.B. die Strahlposition in μm und den Strahlwinkel am Targetort in rad zu berechnen. Dies ist notwendig, da in der linearen Korrektur auf falschen Asymmetrien in Kapitel 7 die Korrelationsparameter mit ihren Einheiten benötigt werden. Hierfür wurden Kalibrationsverfahren entwickelt, die im Folgenden erläutert werden sollen.

Strahllage und Strahlrichtung

Zur präzisen Kalibrierung der beiden HF-Lagemonitore (Mikrowellenresonatoren) [Mittwich 1992] vor dem A4-Target wurde in der A4-Halle unter dem Flüssig-Wasserstoff-Target ein sogenannter Festdrahtscanner installiert, der aus einem elektrisch isolierten Drahtgitter mit je zwei horizontal und vertikal gespannten Drähten sowie einem Wedlerpaar besteht, mit dessen Hilfe der Elektronenstrahl über das Gitter bewegt werden kann. Abbildung 6.19 zeigt das Grundprinzip der Strahllagemonitor-Kalibration:

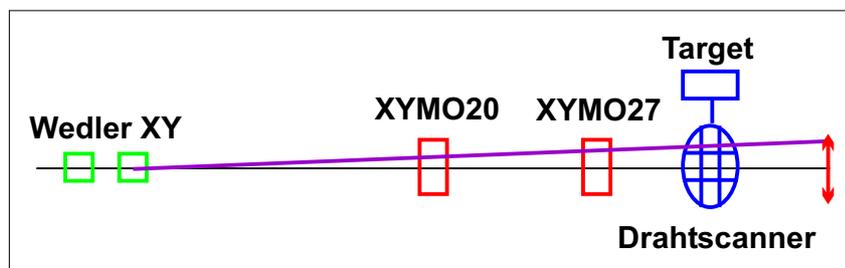


Abbildung 6.19: Eichung der Strahllagemonitore. Über zwei HF-Lagemonitore (XYMO 20&27) werden die horizontalen und vertikalen Strahlpositionen an zwei Punkten vor dem Target vermessen. Mittels zweier davor liegenden speziellen Korrekturwedler X&Y wird der Strahlfleck periodisch über einen sogenannten Festdrahtscanner bewegt, der aus einem elektrisch isolierten Drahtgitter mit je zwei horizontal und vertikal gespannten Drähten besteht.

Abbildung 6.20 zeigt eine Detailskizze des Festdrahtscanners unter dem Wasserstofftarget. Die Drahtscanner bestehen aus $25\ \mu\text{m}$ dicken Wolframfäden, die im Abstand von $6.00\ \text{mm} \pm 0.01\ \text{mm}$ gespannt sind. Oberhalb des Drahtscanners befindet sich zusätzlich ein Leuchtschirm, mit dem der Strahl optisch vom Experimentator

kontrolliert werden kann. Die beobachtete Strahlfleckellipse sollte möglichst nicht diagonal in der xy-Ebene liegen. Ein diagonaler Strahlfleck wird als zu groß vermessenen.

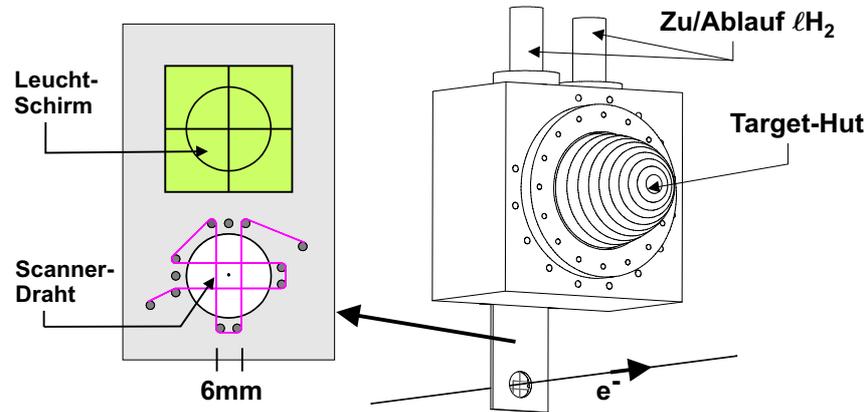


Abbildung 6.20: Detailskizze des Festdrahtscanners unter dem Wasserstofftarget. Die Drahtscanner bestehen aus 25 µm dicken Wolframfäden, die im Abstand von 6,00 mm ± 0,01 mm gespannt sind. Oberhalb des Drahtscanners befindet sich zusätzlich ein Leuchtschirm, mit dem der Strahl optisch vom Experimentator kontrolliert werden kann.

Das von den Wolframdrähten durch Emission von Sekundärelektronen gelieferte Signal wird in Korrelation mit dem Signal des zu eichenden XY-Monitors gemessen. Aus dem genau bekannten gegenseitigen Abstand der Drähte und der Distanz zwischen Wedler und Scanner sowie zwischen Wedler und Monitor läßt sich der Peakabstand mit Hilfe des Strahlensatzes berechnen, und so kann man die Kalibrationskonstanten und den Strahldurchmesser bestimmen. Um den Einfluß der Eigenbewegung des Strahls zu unterdrücken, muß über mehrere Ablenkzyklen (Dauer der Messung 5 Minuten bei 1 µA) gemittelt werden (Abbildung 6.21).

Die Strahlposition X_{Target} und der Strahlwinkel α_{Target} am Targetort am Beispiel der horizontalen x-Ebene werden nach dem Strahlensatz folgendermaßen berechnet:

$$X_{Target} = \frac{D_{27x}}{D_{20x} - D_{27x}} \cdot (X_{XYMO27} - X_{XYMO20}) + X_{XYMO27} \quad (6.8)$$

$$\tanh(\alpha_{Target}) = \frac{X_{XYMO27} - X_{XYMO20}}{D_{20x} - D_{27x}} \quad (6.9)$$

X_{XYMO20} und X_{XYMO27} sind die in den Lagemonitoren 20&27 gemessenen Strahlablagen in µm. D_{20x} und D_{27x} sind die Abstände zwischen dem Wasserstofftarget

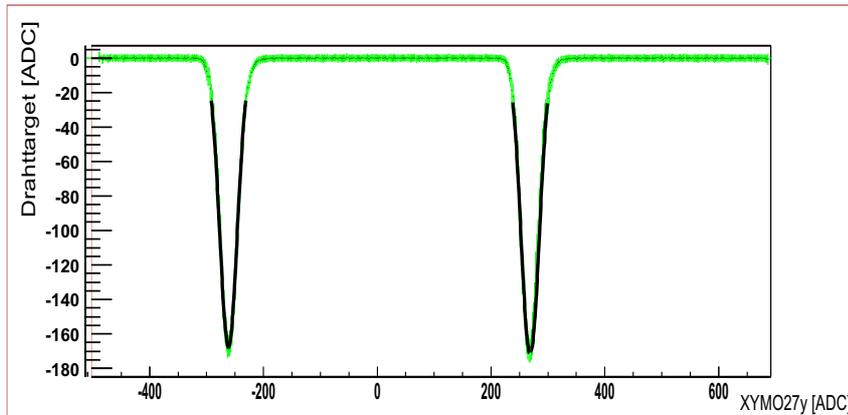


Abbildung 6.21: Das von den Wolframdrähten gelieferte Signal wird als Funktion des zu erreichenden XY-Monitorsignals dargestellt. Aus dem genau bekannten gegenseitigen Abstand der Drähte und der Distanz zwischen Wedler und Scanner sowie zwischen Wedler und Monitor lassen sich die Kalibrationskonstanten und der Strahldurchmesser berechnen.

und den Lagemonitoren. Die Tabelle 6.5 zeigt die Abstände zwischen dem Wasserstofftarget und den Lagemonitoren bzw. den Strahlwedlern zur Vermessung des Strahldurchmessers und zur Berechnung von Strahlposition und -winkel:

Tabelle 6.5: Übersicht über die Abstände aller Wedler und Lagemonitore, die zur Berechnung von Strahlposition und -winkel nötig sind.

Modul	Abstand Target [mm]
Wedler 16x: DSF16X	20835
Wedler 16y: DSF16Y	21076
Wedler 18x: DSF18X	25893
Wedler 18y: DSF18Y	26137
Wedler 20x: DSF20X	18538
Wedler 20y: DSF20Y	18298
XYMO20x: D20X	8438
XYMO20y: D20Y	8358
XYMO27x: D27X	1228
XYMO27y: D27Y	1148

Strahlenergie

Zur Eichung der Strahlenergie wurde ein 9.8 GHz-Phasenschieber installiert, der eine schnelle und sichere Eichung des Meßsignals erlaubt (siehe auch Kapitel 3.2.2). Diese Methode prägt nicht dem Elektronenstrahl eine Energiemodulation auf, sondern täuscht eine Energiemodulation im Energiesignal vor, indem das HF-Signal eines Resonators definiert verschoben wird. Zur Kalibrierung wurde die Phasenkapazität in der Extraktion während der Energiemessung auf einem Stelltisch mit hoher Präzision in Längsrichtung verschoben und die hierdurch bewirkte Signaländerung mit Hilfe des elektronischen Phasenschiebers kompensiert. Durch Einschalten einer genau definierten Modulationsspannung läßt sich die Energiemessung nun in einfacher Weise für den jeweiligen Strahlstrom eichen. Abbildung 6.22 zeigt eine Energieeichung. Durch die Energiemodulation von einigen keV sind die Mittelwerte der Histogramme deutlich verschieden. Aus der bekannten Modulationsspannung und -energie läßt sich nach Bestimmung der Differenz der Mittelwerte für beide Helizitäten die Energie absolut kalibrieren. Im gezeigten Beispiel entspricht 1 ADC-Kanal 14.95 eV.

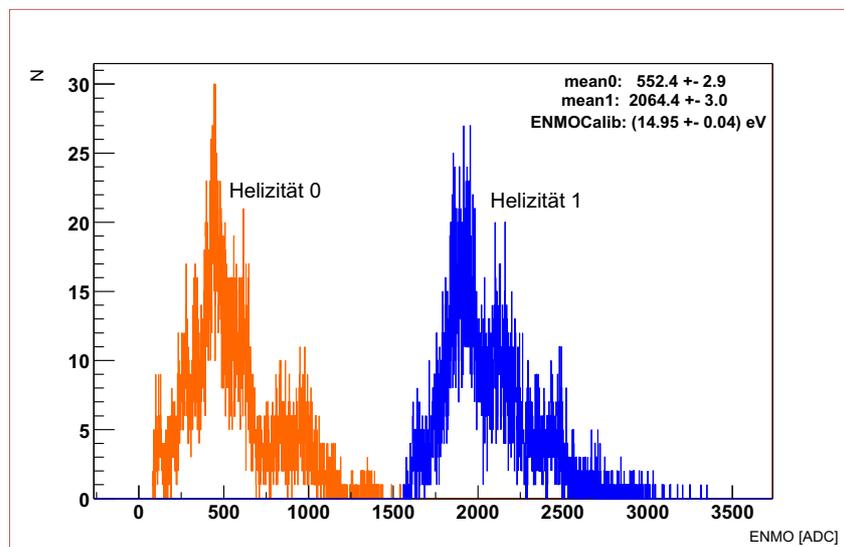


Abbildung 6.22: Beispiel einer Energieeichung. Durch die vorgetäuschte, dem Energiesignal aufgeprägte, Modulation, die einigen keV entspricht, sind die Mittelwerte der Histogramme deutlich verschieden. Aus der bekannten Modulationsspannung und -energie läßt sich nach Bestimmung der Differenz der Mittelwerte für beide Helizitäten die Energie absolut kalibrieren. Im gezeigten Beispiel entspricht 1 ADC-Kanal 14.95 eV.

Strahlstrom

Der PIMO wurde kalibriert, indem man den Strahlstrom mehrmals pro Woche zwischen $0 - 23 \mu\text{A}$ variierte. Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen den Signalen der Förstersonde und den Signalen des PIMO kann man beide Systeme gegeneinander auftragen und eine Gerade mittels linearer Regression in Daten einpassen. Die Kalibrationswerte der Förstersonde sind bekannt, somit kann man anhand der Fitergebnisse den PIMO in μA kalibrieren. Abbildung 6.23 zeigt eine solche Kalibration für den verwendeten Strahlstrommonitor PIMO27.

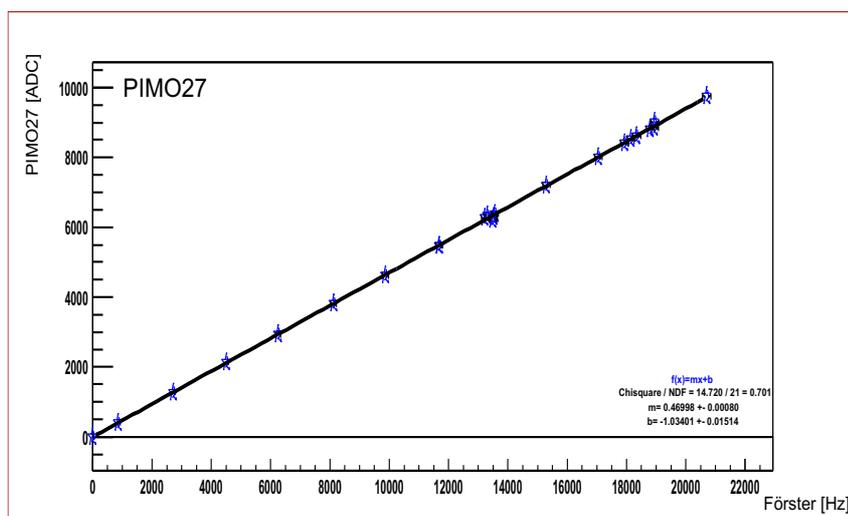


Abbildung 6.23: Kalibration des verwendeten Strahlstrommonitors PIMO27. Der Strahlstrom wurde zwischen $0 - 23 \mu\text{A}$ variiert. Aufgrund des linearen Zusammenhangs zwischen den Signalen der Förstersonde und den Signalen des PIMO kann man beide Systeme gegeneinander auftragen und eine Gerade mittels linearer Regression in die Daten einpassen.

6.3.2 Stabilität der Kalibrations- und Korrekturkonstanten

Entscheidend für die Durchführung des Experiments ist eine regelmäßige Kontrolle aller Kalibrationskonstanten, um z.B. die Strahlposition in μm und den Strahlwinkel am Targetort in rad zu berechnen. Fluktuationen der Kalibrationskonstanten verursachen eine falsche Asymmetrie. In der linearen Korrektur auf falschen Asymmetrien in Kapitel 7 (Gleichung 7.4) werden die Korrelationskoeffizienten zwischen den helizitätskorrelierten Strahlparameterdifferenzen und einer beobachteten falsche Asymmetrie mit ihren physikalischen Einheiten benötigt. Zusätzlich müssen die Nullpunkte (Pedestals) aller im Experiment eingesetzten Monitore und die zur Nichtlinearitätskorrektur der Luminositätsmonitore benötigten Konstanten (Kapitel 6.1.2) regelmäßig vermessen werden. Die Tabelle 6.6 gibt einen Überblick über alle im A4-Experiment verwendeten Kalibrationskonstanten. Diese werden in regelmäßigen Abständen überprüft und die Monitore neu kalibriert. Die Tabelle zeigt den mittleren Wert der Kalibrationskonstanten und die relative Schwankung in % im Verlauf des Experiments (gemittelt über etwa 6000 Runs). Dies entspricht einer Meßzeit von ca. 600 Stunden.

Die Kalibrations- und Korrekturkonstanten unterliegen im Verlauf der Datennahme Schwankungen von bis zu 2 %. Der Einfluß der Kalibrations- und Korrekturkonstanten auf die extrahierte physikalische Asymmetrie nach der vollen Analyse aus Kapitel 7 ist in Abbildung 6.3.2 dargestellt. Hierzu wurde aus der gemessenen Rohasymmetrie die physikalische Asymmetrie mittels linearer Korrekturen auf falsche Asymmetrien extrahiert. Die Kalibrations- und Korrekturkonstanten wurden dabei in einem Bereich von $\pm 5\%$ variiert. Man sieht, daß die Korrektur der Nichtlinearitäten des Luminositätsmonitors den größten Einfluß auf die extrahierte physikalische Asymmetrie hat. Die Variation der restlichen Kalibrationskonstanten und Pedestals verursachen Schwankungen, die sehr viel kleiner sind als der Asymmetriefehler. Es ist im Verlauf des Experiments sicherzustellen, daß die Konstanten der LUMO-Nichtlinearitätskorrektur neu vermessen werden, sobald sich die Strahlbedingungen ändern, d.h. sobald sich die Strahlgröße ändert oder die sonstigen experimentellen Bedingungen des LUMO-Systems.

Die XYMO-Kalibrationskonstanten sind jeweils nach einer Optimierung des Beschleunigers zu vermessen und nach jeder Einstellung oder Veränderung des Elektronenstrahldurchmessers. Die Kalibration des Strahlstroms erfolgt parallel zur Ermittlung der Nichtlinearitätskonstanten der Luminositätsmonitore. Die Pedestalmessung wird in dieser Meßreihe (bei Variation des Strahlstroms von 0 – 23 μA) ebenfalls vorgenommen.

Tabelle 6.6: Schwankungen der Konstanten zur LUMO-Nichtlinearitätskorrektur, der Kalibrationskonstanten zur Eichung der Strahlmonitore in ihre physikalische Einheiten und der Pedestals zur Nullpunktkorrektur aller Monitore während der Datennahme von ca. 600 Stunden (6000 Runs). In der ersten Spalte sind die im A4-Experiment verwendeten Konstanten aufgelistet. In der zweiten Spalte ist der Mittelwert der Konstanten über die gesamte Meßzeit eingetragen, in der dritten Spalte die relative Schwankung in % im Verlauf des Experiments. Die LUMO-Kalibrationskonstanten a und b sind die benötigten Parameter des Tangens Hyperbolicus zur Nichtlinearitätskorrektur. Die PIMO- und XYMO-Kalibrationskonstanten bezeichnen die Eichkonstanten gemäß Kapitel 6.3.1. Ped bezeichnet die Pedestals (Nullpunkte) der Monitore bei einer Messung ohne Strahlstrom bei eingeschalteter Hochspannung.

Kalibrationskonstante	Wert	rel. Schwankung [%]
LUMO1 a	-3.62e+04+-7.70e+01	0.2
LUMO1 b	2.95e-07+-2.33e-09	0.8
LUMO2 a	-2.55e+04+-7.11e+01	0.3
LUMO2 b	5.75e-07+-3.49e-09	0.6
LUMO5 a	-3.40e+04+-6.78e+02	2.0
LUMO5 b	3.82e-07+-2.52e-09	0.7
LUMO6 a	-3.65e+04+-1.13e+02	0.3
LUMO6 b	2.73e-07+-1.95e-09	0.7
PIMO27 m	-4.47e-01+-1.09e-04	0.02
PIMO27 b	-4.22e-01+-1.92e-01	43.4
XYMO20x	2.20e+00+-1.73e-02	0.8
XYMO20y	3.21e+00+-1.88e-02	0.6
XYMO27x	2.64e+00+-5.41e-03	0.2
XYMO27y	3.85e+00+-1.75e-02	0.5
LUMO1 ped	-8.59e-01+-3.88e-02	4.5
LUMO2 ped	1.12e+00+-2.77e-02	2.5
LUMO5 ped	-2.24e+00+-4.87e-02	2.2
LUMO6 ped	-1.59e+00+-5.44e-02	3.4
PIMO27 ped	-9.67e+01+-3.13e-01	0.3
ENMO ped	3.79e+01+-1.41e-01	0.4
XYMO20x ped	-1.05e+01+-1.88e-01	1.8
XYMO20y ped	8.10e+00+-8.50e-02	1.0
XYMO27x ped	-1.69e+01+-9.32e-02	0.6
XYMO27y ped	-1.08e+02+-6.07e-01	0.6

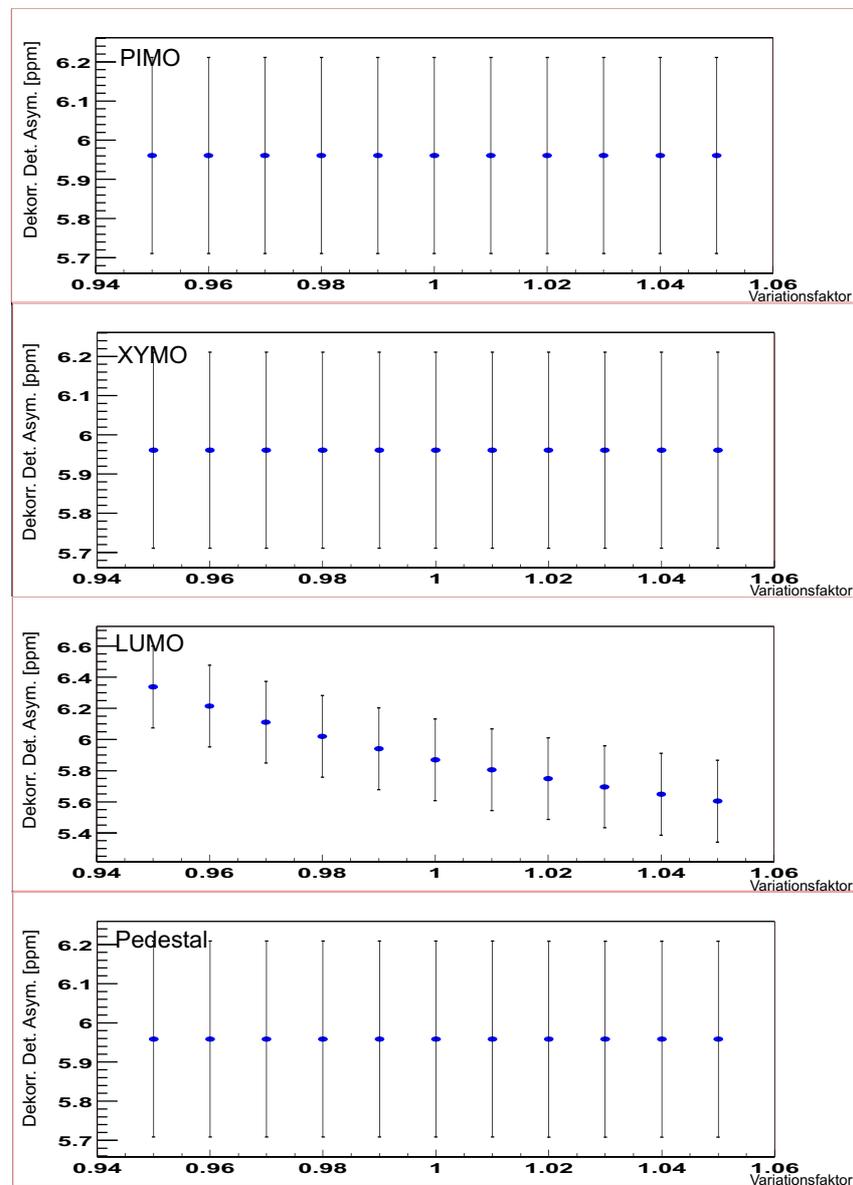


Abbildung 6.24: Auswirkung der Variation der Kalibrations- und Korrekturkonstanten auf die extrahierte physikalische Asymmetrie nach der vollen Analyse aus Kapitel 7. Die Konstanten wurden um $\pm 5\%$ variiert. Anschließend wird aus der gemessenen Rohasymmetrie die physikalische Asymmetrie extrahiert. Dies wurde (von oben nach unten) für PIMO, XYMO, LUMO und Pedestals durchgeführt. Die Korrektur der Nichtlinearitäten des Luminositätsmonitors hat den größten Einfluß auf die extrahierte physikalische Asymmetrie. Die Variation der restlichen Konstanten und der Pedestals verursachen Schwankungen, die sehr viel kleiner sind als der Asymmetriefehler.

6.3.3 Überprüfung der Stabilisierungssysteme

Zur Durchführung des A4-Experiments ist eine hochpräzise Stabilisierung verschiedener Strahlparameter erforderlich. Regelungssysteme für Strahlstrom, Strahlenergie und Strahlage wurden von der Beschleunigergruppe an MAMI entwickelt und betrieben, die diese Größen während der Strahlzeit überwachen und auf ihre Sollwerte regeln (Kapitel 3.2.2). Die Funktionalität der Stabilisierungssysteme im Strahlbetrieb soll im folgenden vorgestellt werden. Die Abbildung 6.25 zeigt Messungen mit und ohne den Stabilisierungssystemen für Strahlstrom und Strahlenergie. In Abbildung 6.25 (oben) ist die Strahlenergie in einer 5 minütigen Messung histogrammiert worden. Links ist das Stabilisierungssystem eingeschaltet, rechts ausgeschaltet. Man sieht, daß sich die Stabilität der Energie um einen Faktor 5.1 verbessert. In Abbildung 6.25 (unten) ist der Strahlstrom in einer 5 minütigen Messung histogrammiert. Die Stabilität des Strahlstromes verbessert sich mit eingeschalteter Stabilisierung um einen Faktor 6.1.

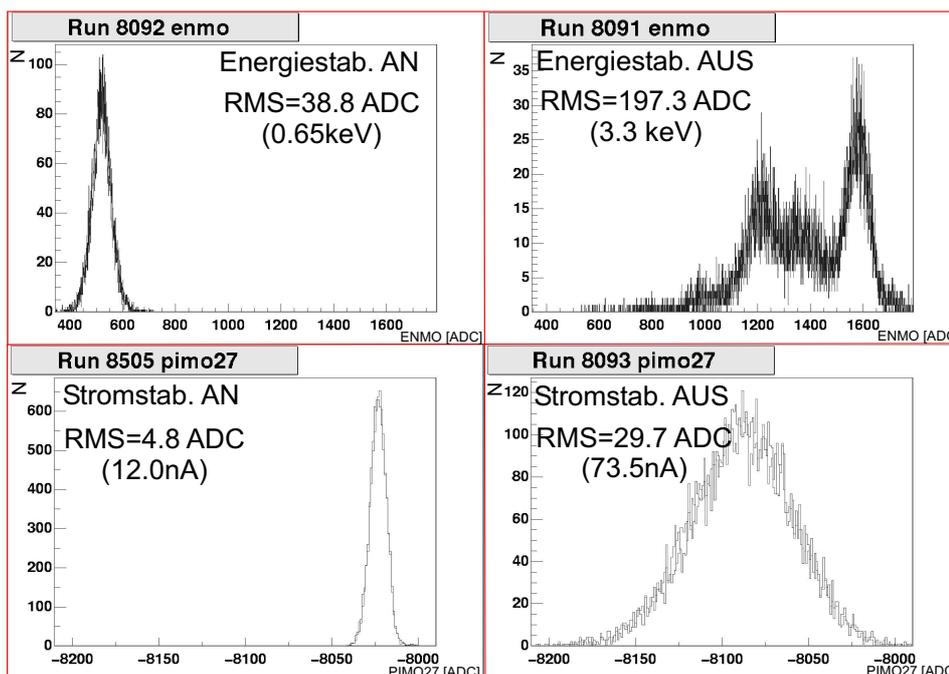


Abbildung 6.25: Stabilisierung Strahlstrom und Energie. Oben ist die Strahlenergie in einer 5 minütigen Messung histogrammiert worden, unten der Strahlstrom. Links sind die Stabilisierungssysteme eingeschaltet, rechts ausgeschaltet. Die Stabilität der Energie verbessert sich um einen Faktor 5.1, die Stabilität des Strahlstromes um einen Faktor 6.1.

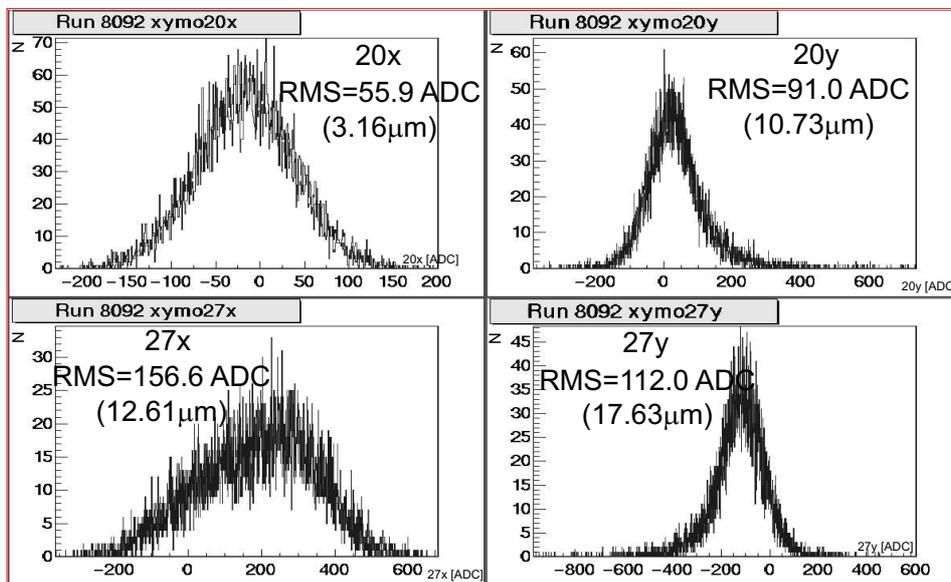


Abbildung 6.26: Ausgeschaltete Strahlagestabilisierung. Die Signale der Strahlageмонitore wurden dabei in einer 5 minütigen Messung histogrammiert.

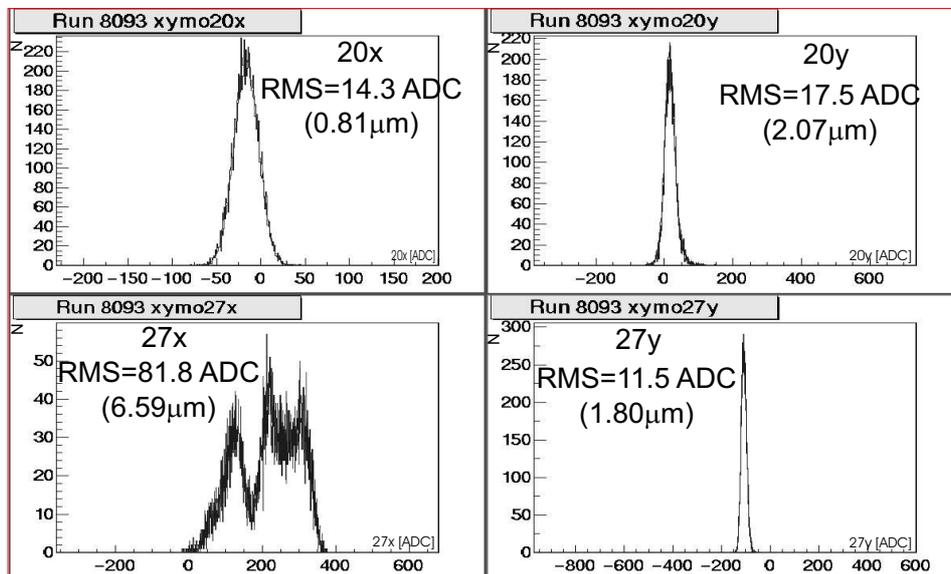


Abbildung 6.27: Eingeschaltete Strahlagestabilisierung. Die Signale der Strahlageмонitore wurden dabei in einer 5 minütigen Messung histogrammiert. Die Stabilität der Strahlage konnte um einen Faktor 1.9 bzw. 3.9 für die horizontale Richtung (X) und um einen Faktor 5.2 bzw. 9.8 für die vertikale Richtung (Y) verbessert werden.

Die Stabilisierungssysteme für die Strahlage wurden ebenfalls in Messungen überprüft. Abbildung 6.26 zeigt Histogramme der Strahlage mit ausgeschalteter Stabilisierung. Die Signale der Strahllagemonitore XYMO20 & 27 wurden dabei in einer 5 minütigen Messung histogrammiert. Abbildung 6.27 zeigt die Strahlage mit eingeschalteter Stabilisierung. Die Stabilität der Strahlage konnte um einen Faktor 1.9 bzw. 3.9 für die horizontale Richtung (X) und um einen Faktor 5.2 bzw. 9.8 für die vertikale Richtung (Y) verbessert werden.

Die Stabilisierungssysteme wurden von Beschleunigergruppe an MAMI entwickelt, in Betrieb genommen und optimiert, so daß sie zuverlässig betrieben werden konnten. Mit Hilfe dieser Systeme konnten die mit der Helizitätsumschaltung korrelierten falschen Asymmetrien reduziert werden.

6.3.4 Minimierung der Strahlstromasymmetrie und systematische Überprüfung auf falsche Asymmetrien

Die Minimierung der Strahlstromasymmetrie und systematische Überprüfung auf falsche Asymmetrien erfolgt im A4-Experiment durch zwei an der Quelle für polarisierte Elektronen eingebaute $\lambda/2$ -Verzögerungsplatten. Eine drehbare $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte ermöglicht die Einstellung der Strahlstromasymmetrie auf Werte unterhalb von $1 \cdot 10^{-5}$. Eine andere herausfahrbare $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte kehrt die Polarisation des Elektronenstrahls um, dies wird als Test für Paritätsverletzung verwendet. Dreht sich das Vorzeichen der gemessenen Asymmetrie bei Einsetzen der $\lambda/2$ -Platte, liegt Paritätsverletzung vor. Die Abbildung 6.28 zeigt das Schema der Polarisationsoptik im Strahlbetrieb an der Quelle.

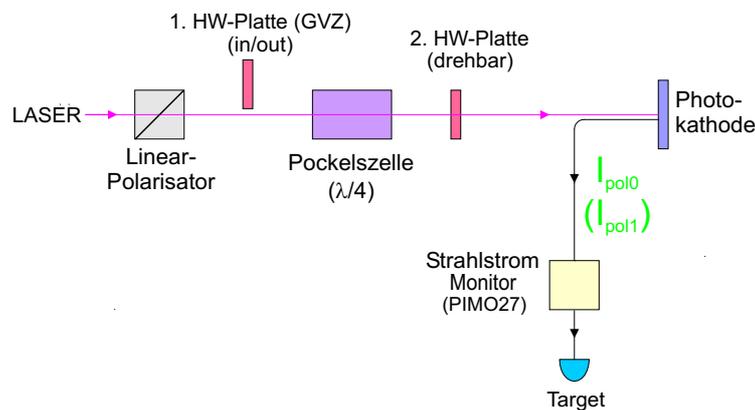


Abbildung 6.28: Polarisationsoptik im Strahlbetrieb bestehend aus einem Eingangslinarpolarisator, einer herausfahrbaren $\lambda/2$ -Platte (Halbwellenplatte HW), einer Pockelszelle (Viertelwellenplatte $\lambda/4$), einer drehbaren $\lambda/2$ -Platte und der strained-layer Photokathode. Um die Schaltasymmetrie im Strahlstrom auf die geforderten Werte abzusenkern, wird ausgenutzt, daß die Asymmetrien nur auftreten, wenn die helizitätskorrelierten Drehungen der Linearpolarisation unsymmetrisch zur Achse der Strain-Relaxation sind. Daher kann durch eine geeignete Orientierung des Kristalls zur Linearpolarisation ein symmetrischer Zustand hergestellt werden, der nahezu keine Schaltasymmetrie aufweist. Dazu können mit einer drehbaren $\lambda/2$ -Platte hinter der Pockelszelle die Polarisationskoordinaten, also die Orientierung der Linearkomponenten, rotiert werden. Im Lasersystem wird eine zweite $\lambda/2$ -Platte eingesetzt, die die Polarisation des Elektronenstrahls umkehrt. Die Bedeutung dieser $\lambda/2$ -Platte, die auch als 'genereller Vorzeichenwechsler (GVZ)' bezeichnet wird, liegt in der Umkehrung der Helizität, die nur dem Experimentator bekannt ist, d.h. die Meßapparatur kennt den Status der wahren Helizität nicht.

Aufgrund des Einsatzes von strained-layer Photokathoden (strained-layer = uniaxial deformierten Kristallschichten) ist die Quantenausbeute von der Orientierung der Linearpolarisation des anregenden Lichts abhängig. Strained-layer Photokathoden weisen die "inhomogene Strain-Relaxation" des Kristallgitters auf, d.h. das Nachlassen der Gitterverzerrung in einer Vorzugsrichtung. Da diese Asymmetrie etwa 10% beträgt und der Amplitudenanteil der Linearpolarisation des Lichts, entsprechend der Zirkularpolarisation von 99.99%, nur auf etwa 1% reduziert werden kann, beobachtet man maximale Stromasymmetrien der Größenordnung 10^{-3} . Bei diesen Strahlstromasymmetrien ist das A4-Experiment nicht durchführbar. Um die Schaltasymmetrie auf die geforderten Werte abzusenken, kann man ausnutzen, daß die Asymmetrien nur dann auftreten, wenn die helizitätskorrelierten Drehungen der Linearpolarisation unsymmetrisch zur Achse der Strain-Relaxation sind. Daher kann durch eine geeignete Orientierung des Kristalls zur Linearpolarisation ein symmetrischer Zustand hergestellt werden, der nahezu keine Schaltasymmetrie aufweist. Dazu können mit einer drehbaren $\lambda/2$ -Platte hinter der Pockelszelle die Polarisationskoordinaten, also die Orientierungen der Linearkomponenten, rotiert werden [Aulenbacher u. a. 1998]. Die Schaltasymmetrien sind proportional zu $\sin(4\theta)$, wobei θ den Winkel zwischen der Linearpolarisation und der Strain-Relaxationsachse darstellt. Damit ist es möglich, die Schaltasymmetrie auf den Nulldurchgang des Sinus abzugleichen und stabil zu halten (Abbildung 6.29).

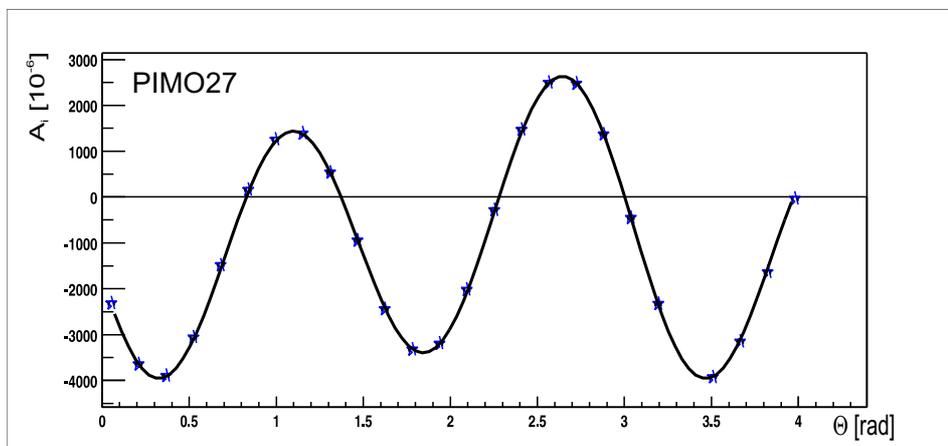


Abbildung 6.29: Drehung der Verzögerungsplatte (2. HW-Platte in Abbildung 6.28). Durch eine geeignete Orientierung des Kristalls zur Linearpolarisation (hier bei $\Theta=0.8$ rad, $\Theta=1.4$ rad, $\Theta=2.3$ rad, $\Theta=3.1$ rad und $\Theta=4.0$ rad) kann ein symmetrischer Zustand hergestellt werden, der nahezu keine Schaltasymmetrie aufweist. Dazu können mit einer drehbaren $\lambda/2$ -Platte hinter der Pockelszelle die Polarisationskoordinaten, also die Orientierungen der Linearkomponenten, rotiert werden. Die an die Daten gefittete Kurvenfunktion lautet $A_i = a * \sin(4 * \Theta - b) + c * \sin(2 * \Theta - d) + e$. Θ bezeichnet den Drehwinkel der $\lambda/2$ -Platte, a , b , c , d und e sind Fitkonstanten.

Die Hälfte der hier in der Arbeit vorgestellten Messungen (siehe Kapitel 7) wurden mit einer zweiten $\lambda/2$ -Platte aufgenommen, die in das Lasersystem an der Quelle eingesetzt wird und die Polarisation des Elektronenstrahls umkehrt (Abbildung 6.28). Die Bedeutung dieser $\lambda/2$ -Platte, die auch als 'genereller Vorzeichenwechsler (GVZ)' bezeichnet wird, liegt in der Umkehrung der Helizität, die nur dem Experimentator bekannt ist, d.h. die Meßapparatur kennt den Status der wahren Helizität nicht. Bei einer korrekt extrahierten physikalischen Asymmetrie A_{PV} sollte bei eingesetztem GVZ nur ein Vorzeichenwechsel stattfinden. Ändert die gemessene Asymmetrie ihr Vorzeichen, ist dies ein klares Anzeichen dafür, daß eine Paritätsverletzung vorliegt, wenn wie in unserem Fall das Target unpolarisiert ist. Die Asymmetrien von fortlaufenden Runs werden in Datenpaketen mit und ohne GVZ zusammengefaßt. Insgesamt werden für den Datenpunkt $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ 17 solcher Datenpakete gebildet, 9 Datenpakete ohne und 8 Datenpakete mit GVZ. Die Ergebnisse der Messungen mit und ohne "GVZ" werden in Kapitel 7 vorgestellt.

6.3.5 Erreichte helizitätskorrelierte Strahlparameter

Im folgenden werden die erreichten helizitätskorrelierten Meßgrößen gezeigt, die die Eigenschaften des Elektronenstrahls am Wasserstofftarget beschreiben und zu einer systematischen Veränderung der gemessenen Asymmetrie führen können. Abbildung 6.30 zeigt diese Meßgrößen während der Datennahme, die in der Verteilung möglichst schmal und um die Null zentriert sein müssen. Links sind die Mittelwerte für einen 5 minütigen Run der helizitätskorrelierten Meßgrößen A_I , Δx , Δy , $\Delta x'$, $\Delta y'$ und ΔE für ca. 6000 Datenaufnehmeruns histogrammiert. Rechts ist der Verlauf der helizitätskorrelierten Meßgrößen als Funktion der Runnummer aufgetragen. Dies gibt einen Eindruck über die Variation der helizitätskorrelierten Meßgrößen über die gesamte Datennahme des A4-Experiments.

Die Tabelle 6.7 gibt einen Überblick über die helizitätskorrelierten Strahlparameterunterschiede A_I , Δx , Δy , $\Delta x'$, $\Delta y'$ und ΔE , die während der Datennahme erreicht wurden. Die Strahleigenschaften des polarisierten Elektronenstrahls an MAMI mit den eingesetzten Strahlstabilisierungssystemen werden korreliert mit der Polarisation des Elektronenstrahls als Asymmetrie bzw. Differenzen angegeben (erste Spalte). Die gegebenen Werte sind die Mittelwerte über die komplette Datennahme des A4-Experiments. Die zweite Spalte gibt die Werte der helizitätskorrelierten Strahlparameter an, die die gemessene Asymmetrie um 1% modifizieren (Kapitel 4.1). Die dritte Spalte bezeichnet die falschen Asymmetrien in %, resultierend aus den helizitätskorrelierten Differenzen.

Die physikalische Asymmetrie soll durch die helizitätskorrelierten Strahlparameter um nicht mehr als 1% modifiziert werden. Die Daten werden mit einer linea-

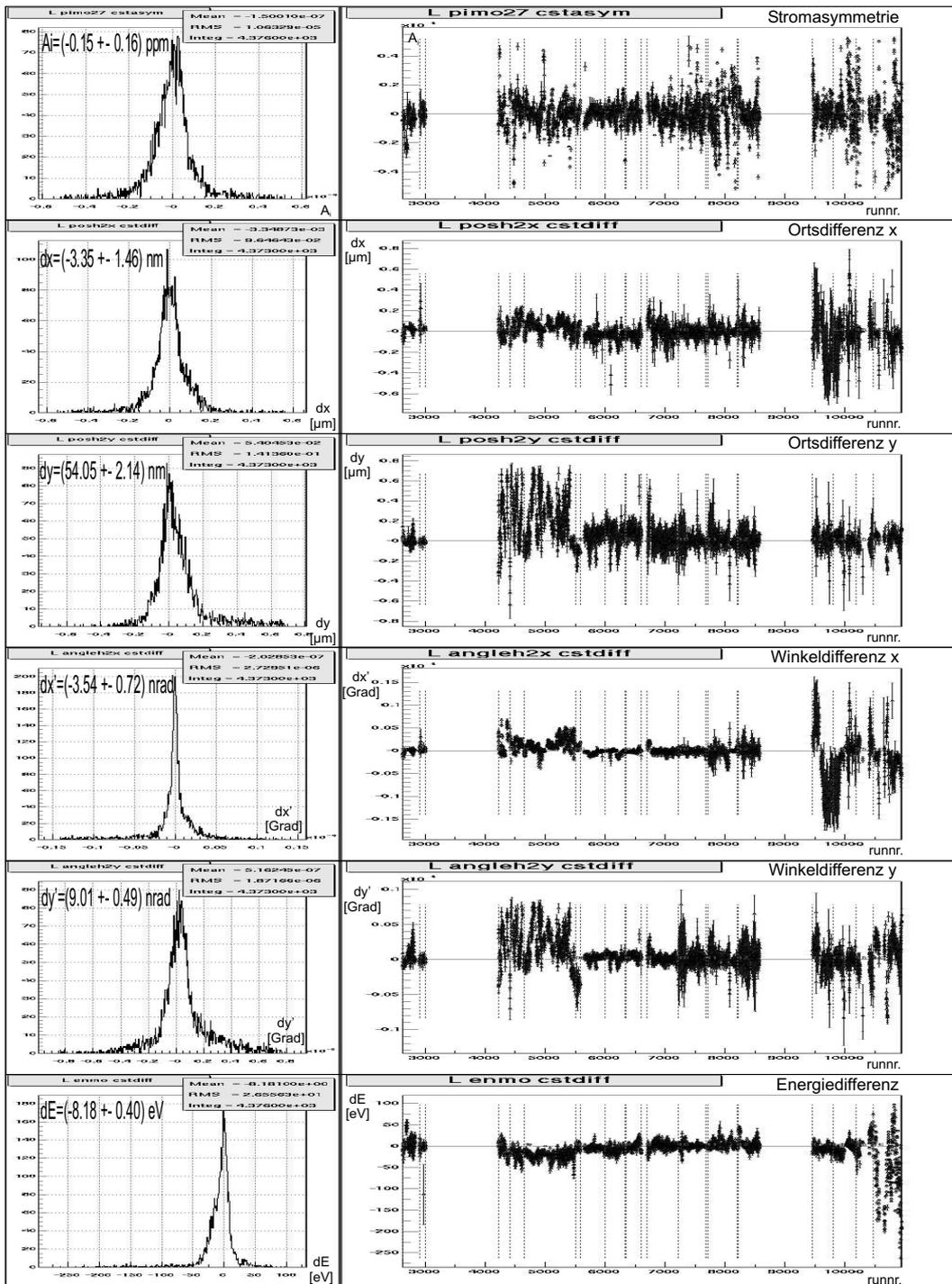


Abbildung 6.30: Helizitätskorrelierten Meßgrößen A_I , Δx , Δy , $\Delta x'$, $\Delta y'$ und ΔE (von oben nach unten), die die Eigenschaften des Elektronenstrahls am Wasserstofftarget beschreiben und zu einer systematischen Veränderung der gemessenen Asymmetrie führen. Links ist jeweils die helizitätskorrelierte Meßgröße für ca. 6000 Datenaufnahmen histogrammiert worden. Rechts ist der Verlauf der helizitätskorrelierten Meßgröße als Funktion der Runnummer aufgetragen.

Tabelle 6.7: Während der Datennahme erreichte helizitätskorrelierte Strahlparameterunterschiede A_I , Δx , Δy , $\Delta x'$, $\Delta y'$ und ΔE des polarisierten Elektronenstrahls. Diese werden korreliert mit der Polarisation des Elektronenstrahls als Asymmetrie bzw. Differenzen angegeben (erste Spalte). Die gegebenen Werte sind die Mittelwerte aus Abbildung 6.30 über die komplette Datennahme des A4-Experiments. Die zweite Spalte gibt die Werte der helizitätskorrelierten Strahlparameter an, die die gemessene physikalische Asymmetrie um 1% modifizieren. Die dritte Spalte bezeichnet die falschen Asymmetrien in %, resultierend aus den korrelierten Differenzen.

Parameter	Wert (Fehler= $RMS/\sqrt{N-1}$)	1%-Wert	(Falsche A)/ A_0 [%]
Strom A_I	-0.15 ± 0.16 ppm	0.062 ppm	2.41 ± 2.58
Hor. Pos. Δx	-3.35 ± 1.46 nm	28.0 nm	0.12 ± 0.05
Vert. Pos. Δy	54.05 ± 2.14 nm	28.0 nm	1.93 ± 0.08
Hor. Winkel $\Delta x'$	-3.54 ± 0.72 nrad	25.7 nrad	0.14 ± 0.03
Vert. Winkel $\Delta y'$	9.01 ± 0.49 nrad	25.7 nrad	0.35 ± 0.02
Energie ΔE	-8.18 ± 0.40 eV	31.9 eV	0.26 ± 0.01

ren Korrektur auf falsche Asymmetrien korrigiert. Die Streuung des Einzelwertes (RMS-Breite des Histogramms in Abbildung 6.30) ist hierbei auch von Interesse, da jeder Run einzeln betrachtet und korrigiert wird. Tabelle 6.8 zeigt RMS-Breite der helizitätskorrelierten Verteilungen aus Abbildung 6.30 und die hieraus resultierenden falschen Asymmetrien in %. Die Methode der Korrektur wird in Kapitel 7 ausführlich beschrieben.

Tabelle 6.8: Während der Datennahme erreichte helizitätskorrelierte Strahlparameterunterschiede A_I , Δx , Δy , $\Delta x'$, $\Delta y'$ und ΔE . In der ersten Spalte ist Meßgröße eingetragen, in der zweiten die RMS-Breite (quadratisches Mittel) der Verteilung dieser helizitätskorrelierten Meßgröße während der gesamten Datennahme aus Abbildung 6.30. Die dritte Spalte gibt die Werte der helizitätskorrelierten Strahlparameter an, die die gemessene physikalische Asymmetrie um 1% modifizieren. In der vierten Spalte ist die hieraus resultierende falsche Asymmetrie in % aufgezeigt.

Parameter	RMS	1%-Wert	(Falsche A)/ A_0 [%]
Strom A_I	10.69 ppm	0.062 ppm	172.4
Hor. Pos. Δx	96.46 nm	28.0 nm	3.45
Vert. Pos. Δy	141.36 nm	28.0 nm	5.05
Hor. Winkel $\Delta x'$	47.64 nrad	25.7 nrad	1.85
Vert. Winkel $\Delta y'$	29.18 nrad	25.7 nrad	1.14
Energie ΔE	26.56 eV	31.9 eV	0.83

Betrachtet man die Streuungen der Einzelwerte (RMS-Breite), so erkennt man, daß

hier Schwankungen von bis zu 170% für den Strahlstrom vorliegen. Eine Korrektur der gemessenen Asymmetrie auf die helizitätskorrelierten Strahlparameter wird deshalb durchgeführt.

6.4 Einfluß der Ratenverluste durch Pile-up

Wie bereits in Kapitel 5.1.2 beschrieben, ist bei einem Zählratenexperiment während der Energiemessung eines Teilchens die Wahrscheinlichkeit für Ratenverluste verursacht durch Doppeltreffer während der Totzeit des PbF_2 -Detektors und des Elektroniksystems nicht zu vernachlässigen. Doppeltreffer reduzieren die gemessene Zählrate und Untergrundprozesse, deren Wirkungsquerschnitte einen polarisationsabhängigen Anteil haben, führen zur Reduktion der gemessenen Asymmetrie. In Kapitel 5.1.2 wurden die theoretischen Grundlagen ausführlich beschrieben. In diesem Kapitel sollen diese auf die experimentellen Gegebenheiten des A4-Experiments angewendet werden.

Das Luminositätsmonitorsystem vermisst das erste und zweite Moment der Luminosität integriert über ein Meßgate von 20 ms. Es wird neben der mittleren integrierten Luminosität $\langle L \rangle$ also auch die mittlere quadratische Luminosität $\langle L \rangle^2$ gemessen. Die über 20 ms integrierten Größen $\langle L^{+2} \rangle$ und $\langle L^{-2} \rangle$ sind über die Varianz miteinander verknüpft:

$$\langle (\langle L \rangle - L)^2 \rangle = \delta L^2 = \langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2 \quad (6.10)$$

Die gemessene Asymmetrie unter Berücksichtigung der Ratenverluste durch Doppeltreffer (Pile-up) lautet gemäß Kapitel 5.1.2:

$$A_{Mess} = \frac{-\Delta\lambda + (A_u + A_0)2\lambda P + 2A_0P - \eta \left(\frac{\delta L^{+2}}{\langle L^+ \rangle} - \frac{\delta L^{-2}}{\langle L^- \rangle} \right) + \eta(A_u + A_0) \left(\frac{\delta L^{+2}}{\langle L^+ \rangle} + \frac{\delta L^{-2}}{\langle L^- \rangle} \right) P}{2 - 2\lambda - (A_u + A_0)\Delta\lambda P - \eta \left(\frac{\delta L^{+2}}{\langle L^+ \rangle} + \frac{\delta L^{-2}}{\langle L^- \rangle} \right) - \eta(A_u + A_0) \left(\frac{\delta L^{+2}}{\langle L^+ \rangle} - \frac{\delta L^{-2}}{\langle L^- \rangle} \right) P} \quad (6.11)$$

Gleichung 6.11 wird von den in Kapitel 5.1.2 besprochenen vier unabhängigen Koordinaten bestimmt:

1. Die mittlere Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ . Selbst bei einem idealen Strahl, d.h. $P^- = -P^+$, $\lambda^+ = \lambda^-$ und $(\delta L^+)^2 = (\delta L^-)^2 = 0$, ist die Pile-up-

Wahrscheinlichkeit nicht gleich Null, sondern durch die Pile-up-Zeit τ gegeben (Gleichung 5.20). Die Pile-up-Zeit ist abhängig vom eingesetzten Detektormaterial.

2. Die Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Tritt bei verschiedenen integrierten Luminositäten $\langle\mathcal{L}^+\rangle \neq \langle\mathcal{L}^-\rangle$ auf. Terme mit $\Delta\lambda$ bestimmen letztendlich die Genauigkeit der Luminositätsmessung, da in diesen Termen die Differenz der Luminosität $\Delta\mathcal{L}$ auftritt.
3. Die Schwankungsbreite der Pile-up-Verluste durch Fluktuationen in der Luminosität $\eta(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} + \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle})$. Gibt die Schwankungsbreite durch Fluktuationen in der Luminosität an. Tritt auch auf wenn die Varianzen für beide Polarisationsrichtungen gleich sind: $(\delta\mathcal{L}^+)^2 = (\delta\mathcal{L}^-)^2$.
4. Die Differenz der Pile-up-Verluste aufgrund Fluktuationen in der Luminosität $\eta(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle\mathcal{L}^+\rangle} - \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle\mathcal{L}^-\rangle})$. Dieser Term tritt auf, wenn die Schwankungsbreite der Luminosität für die beiden Polarisationsrichtungen verschieden ist: $(\delta\mathcal{L}^+)^2 \neq (\delta\mathcal{L}^-)^2$.

A_0 bezeichnet die Asymmetrie in der elastischen Streuung, A_u die Asymmetrie des Untergrundprozesse wie z.B. die Pionproduktion. Die Größen $\langle\mathcal{L}^2\rangle$, $\langle\mathcal{L}\rangle$, P werden im Experiment gemessen. Somit kann man die Varianz aus Gleichung 6.10 ebenfalls berechnen. Allerdings haben die verwendeten Bauteile wie Integratoren und Quadrierer (siehe Kapitel 5.2) Bauteilschwankungen und somit muß zunächst eine Kalibration der Elektronikmodule vorgenommen werden. Hierzu wurde mit einer hochpräzisen Stromquelle (Digistant) ein Signal für die LUMO-Meßelektronik erzeugt und so die acht linearen und die acht quadratischen ADC-Kanäle kalibriert. Abbildung 6.31 zeigt die so aus den Eichdaten bestimmten Kalibrationsparabeln.

Die Ergebnisse der Parabelanpassungen sind für alle acht LUMO-Elektronikkanäle in der Abbildung 6.31 ersichtlich. Durch eine Anpassung einer Parabel an die Daten konnten so Kalibrationsfunktionen für jedes analoge Elektronikmodul gefunden werden, mit denen die experimentellen LUMO-Daten auf ihre Absolutwerte kalibriert wurden. Die Luminositätsmonitore werden so kalibriert, daß der nominelle Wert der Luminosität von $5.3 \cdot 10^{37}$ bei einem Strahlstrom von $20\mu\text{A}$ erreicht wird. Die Kalibration der quadratischen Luminositäten erfolgt über die in Abbildung 6.31 bestimmten Kalibrationsparabeln.

Die Daten wurden in 17 Datenpakete mit fortlaufenden Runs mit und ohne GVZ zusammengefaßt (Kapitel 7). Für die jeweiligen Datensamples wurden für die vier Koordinaten gewichtete Mittelwerte aus den Meßdaten berechnet. Die Untergrundasymmetrie des Energiespektrums wurde ebenfalls aus den Meßdaten bestimmt. Hierzu wurde die Asymmetrie des gesamten Energiespektrums mit der Methode der

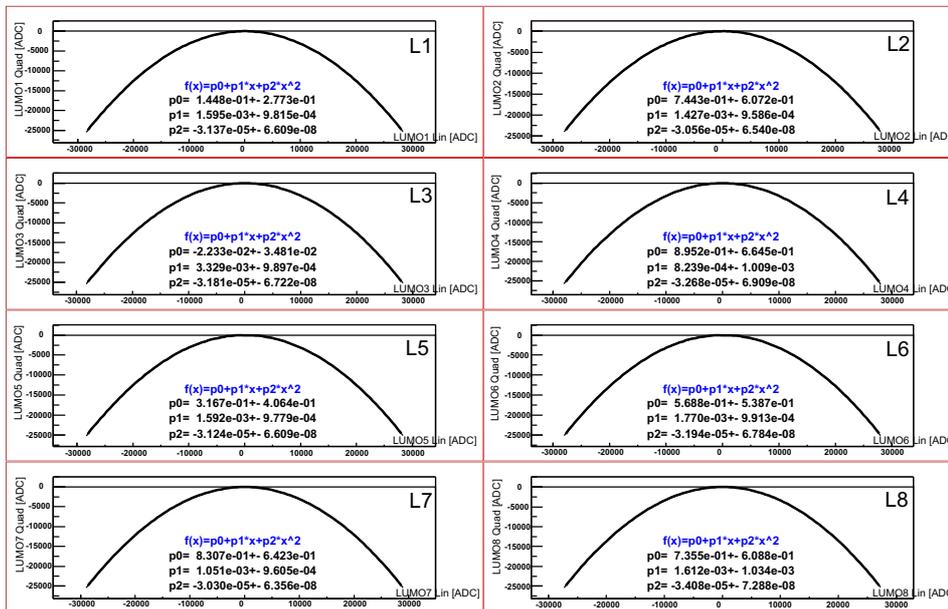


Abbildung 6.31: Aus Eichdaten bestimmte Kalibrationsparabeln der linearen und quadratischen LUMO-Analog-Elektronikkanäle. Hierzu wurde mit einer hochpräzisen Stromquelle ein Signal für alle acht LUMO-Kanäle der Meßelektronik erzeugt und die gemessenen quadratischen Signale als Funktion der linearen Signale aufgetragen. Durch eine Anpassung einer Parabel an die Daten konnte so für jedes Elektronikmodul eine Eichfunktion gefunden werden, mit denen die experimentellen LUMO-Daten auf ihre Absolutwerte kalibriert wurden.

multiplen linearen Regression (siehe Kapitel 7) extrahiert. Der so bestimmte Wert beträgt $A_{\mu} = (-2.27 \pm 0.24)$ ppm. Für die Polarisation werden die mit dem Møllerpolarimeter gemessenen Werte eingesetzt. Die für jedes Datensample interpolierten Meßwerte für die Polarisation finden sich in Tabelle 7.6. Zur Berechnung der Vektorate wurde die elastische Rate pro Kalorimetermodul aus Meßdaten bestimmt. Auch hier wurde pro Datensample eine mittlere elastische Rate gebildet. Diese beträgt $N \approx 9$ kHz. Nun sind alle Größen aus Gleichung 6.11 bekannt und der Einfluß von Pile-up auf die gemessene physikalische Asymmetrie kann berechnet werden.

Zunächst soll die Modifikation der physikalischen Asymmetrie durch die vier Koordinaten überprüft werden. Dieser ergibt sich gemäß Kapitel 5.1.2 aus der partiellen Ableitung von Gleichung 6.11 nach den vier Koordinaten (K_i), d.h. der Variation einer Koordinate K_i , wobei die jeweils unbeteiligten Koordinaten auf ihren aus den Meßdaten bestimmten Werten konstant gehalten werden.

$$\frac{\delta A_{Mess}}{\delta K_i} \delta K_i = \Delta A_{Mess} \quad i = 1 \dots 4 \quad (6.12)$$

$$\begin{aligned} K_1 &= \lambda \\ K_2 &= \Delta\lambda \\ K_3 &= \eta \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + \frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) \\ K_4 &= \eta \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - \frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right) \end{aligned}$$

Die Abbildung 6.32 zeigt das Verhalten von A_{Mess} aus Gleichung 6.11, wobei K_i als Parameter variiert wurde. Die Tabelle 6.9 gibt einen Überblick über die Grenzwerte der Schwankungen der vier unabhängigen Koordinaten aus Abbildung 6.32, die die gemessene physikalische Asymmetrie um 1% modifizieren.

Tabelle 6.9: Die Tabelle gibt einen Überblick über die Grenzwerte der Schwankungen der vier unabhängigen Koordinaten aus Abbildung 6.32, die die gemessene physikalische Asymmetrie um 1% modifizieren.

Koordinate	Grenzwert 1% Modifikation A_{Mess}
$\Delta\lambda$	$9.6 \cdot 10^{-8}$
λ	$6.7 \cdot 10^{-3}$
$\eta \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} - \frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right)$	$9.6 \cdot 10^{-8}$
$\eta \left(\frac{\delta \mathcal{L}^{+2}}{\langle \mathcal{L}^+ \rangle} + \frac{\delta \mathcal{L}^{-2}}{\langle \mathcal{L}^- \rangle} \right)$	$1.4 \cdot 10^{-2}$

Die Abbildung 6.33 zeigt die in Messungen bestimmten vier Koordinaten aus Gleichung 6.11 aufgetragen gegen die gebildeten Datenpakete. Zusätzlich sind in dieser Abbildung die Linien der in Tabelle 6.9 ermittelten Grenzwerte eingetragen, die die gemessene physikalische Asymmetrie während der Messung um 1% modifizieren. Liegen die gemessenen Koordinaten nicht innerhalb dieser 1%-Linien, muß die gemessene Asymmetrie korrigiert werden. Die wichtigsten Korrekturen entstehen durch die Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Die Korrekturen liegen in der Größenordnung von 2-5%. Die zweitwichtigste Korrektur ist die Korrektur auf die Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ , diese liegt in der Größenordnung von ca. 2%. Terme mit der mittleren Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ sind bei einem Zählexperiment nicht vermeidbar und ungleich Null, sie sind vom eingesetzten Detektormaterial abhängig (siehe Kapitel 5.1.2). Die Korrekturen auf die Differenz der Pile-up-Verluste aufgrund Fluktuationen in der Luminosität und auf die Schwankungsbreite der Pile-up-Verluste durch Fluktuationen in der Luminosität sind vernachlässigbar klein, werden aber in der Analyse vorgenommen.

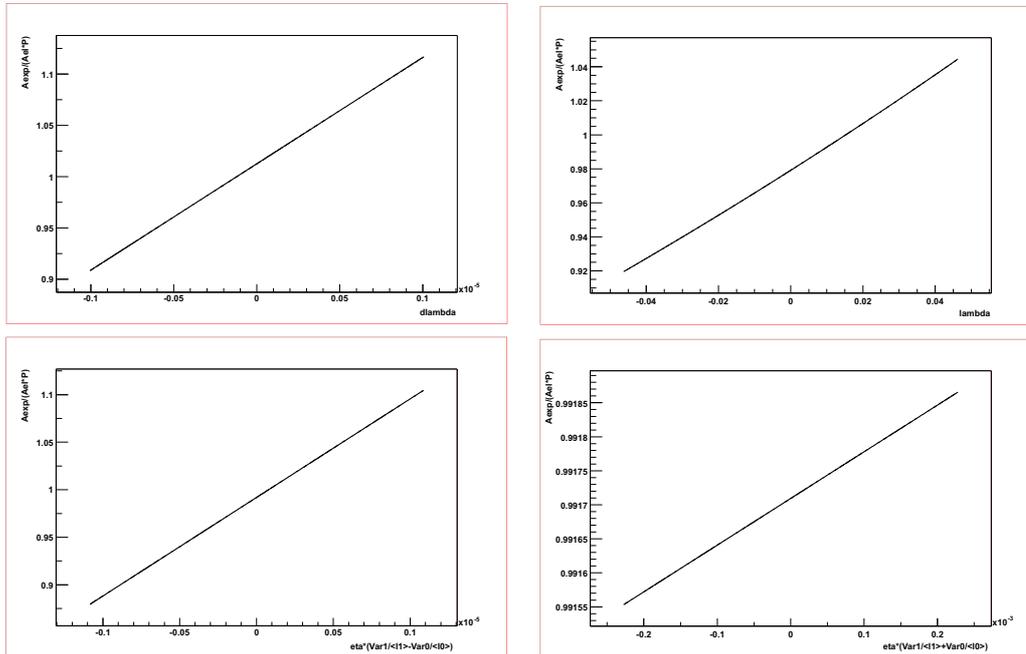


Abbildung 6.32: Einfluß des zweiten Moments der Luminosität auf die gemessene physikalische Asymmetrie. Die Modifikation der physikalischen Asymmetrie durch die vier Koordinaten in der Messung ergibt sich gemäß Kapitel 5.1.2 aus der partiellen Ableitung von Gleichung 6.11 nach den vier Koordinaten (K_i).

Oben links: Abhängigkeit der gemessenen physikalischen Asymmetrie von der Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von $\Delta\lambda$.

Oben rechts: Abhängigkeit der gemessenen physikalischen Asymmetrie von der Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ . Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von λ .

Unten links: Abhängigkeit der gemessenen physikalischen Asymmetrie von der Differenz der Pile-up-Verluste aufgrund Fluktuationen in der Luminosität $\eta\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle L^+ \rangle} - \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle L^- \rangle}\right)$. Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von $\eta\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle L^+ \rangle} - \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle L^- \rangle}\right)$.

Unten rechts: Abhängigkeit der gemessenen physikalischen Asymmetrie von der Schwankungsbreite der Pile-up-Verluste durch Fluktuationen in der Luminosität $\eta\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle L^+ \rangle} + \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle L^- \rangle}\right)$. Aufgetragen ist die physikalische Asymmetrie in Einheiten von A_0P als Funktion von $\eta\left(\frac{\delta\mathcal{L}^{+2}}{\langle L^+ \rangle} + \frac{\delta\mathcal{L}^{-2}}{\langle L^- \rangle}\right)$.

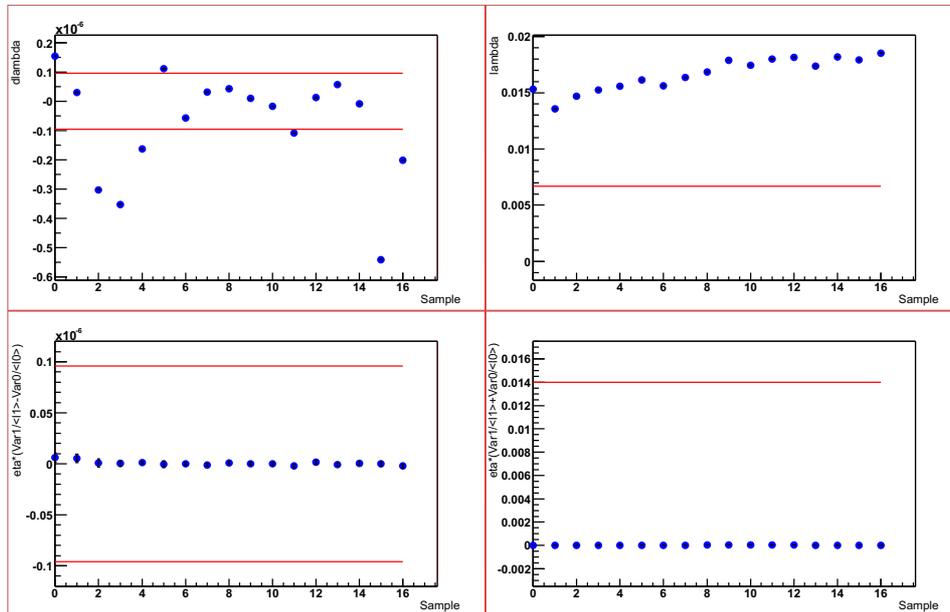


Abbildung 6.33: Die in Messungen bestimmten vier Pile-Up-Koordinaten aus Gleichung 6.11 aufgetragen gegen die gebildeten Datenpakete. Die Linien markieren die in Tabelle 6.9 ermittelten Grenzwerte, die die gemessene physikalische Asymmetrie während der Messung um 1% modifizieren.

Oben links: Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$.

Oben rechts: Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ .

Unten links: Differenz der Pile-up-Verluste aufgrund Fluktuationen in der Luminosität $\eta\left(\frac{\delta L^{+2}}{\langle L^+ \rangle} - \frac{\delta L^{-2}}{\langle L^- \rangle}\right)$.

Unten rechts: Schwankungsbreite der Pile-up-Verluste durch Fluktuationen in der Luminosität $\eta\left(\frac{\delta L^{+2}}{\langle L^+ \rangle} + \frac{\delta L^{-2}}{\langle L^- \rangle}\right)$.

Man sieht, daß die wichtigsten Korrekturen durch die Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$ entstehen. Die Korrekturen liegen in der Größenordnung von 2-5%. Die zweitwichtigste Korrektur, ist die Korrektur auf die Pile-up-Wahrscheinlichkeit λ , diese liegt in der Größenordnung von ca. 2%. Die Korrekturen auf die Differenz der Pile-up-Verluste aufgrund Fluktuationen in der Luminosität und auf die Schwankungsbreite der Pile-up-Verluste durch Fluktuationen in der Luminosität sind vernachlässigbar klein.

Der wichtigste Korrekturterm ist die Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Die Abbildung 6.34 zeigt die gemessene physikalische Asymmetrie in Einheiten von $A_0 \cdot P$ als Funktion der über die 17 Datenpakete gemittelten Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Man erkennt, daß zwischen der physikalischen Asymmetrie und $\Delta\lambda$ ein linearer Zusammenhang besteht. Terme mit $\Delta\lambda$ werden letztendlich durch die Genauigkeit der Luminositätsmessung, der Strahlasymmetrie und den Targetdichtefluktuationen bestimmt, da hier direkt die Differenz der beiden Luminositäten auftaucht $\Delta\lambda = L^+ - L^-$.

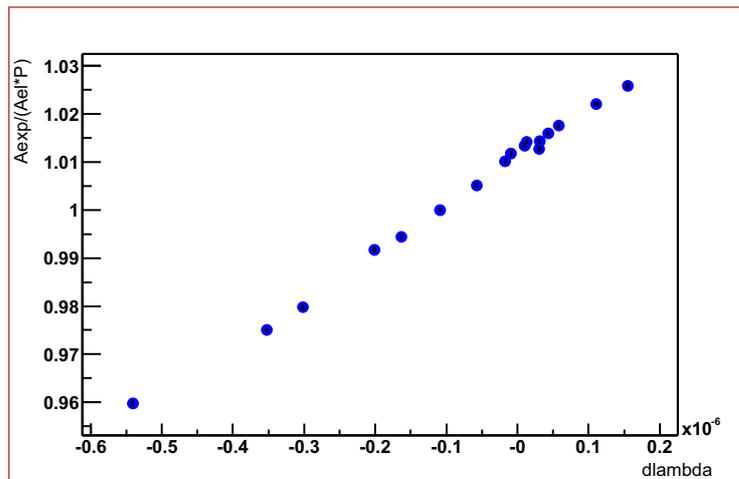


Abbildung 6.34: Der wichtigste Korrekturterm ist die Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Die Abbildung 6.34 zeigt die gemessene physikalische Asymmetrie in Einheiten von $A_0 \cdot P$ als Funktion der über die 17 Datenpakete gemittelten Differenz der Pile-up-Wahrscheinlichkeiten $\Delta\lambda$. Man erkennt, daß zwischen der physikalischen Asymmetrie und $\Delta\lambda$ ein linearer Zusammenhang besteht.

In Abbildung 6.35 (oben) ist die nach Gleichung 6.11 ermittelte physikalische Asymmetrie geteilt durch die Strahlpolarisation in Abhängigkeit der Nummer des Datenpakets aufgetragen. Die Linie pro Datenpaket zeigt die Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge.

In Abbildung 6.35 (unten) ist der ermittelte Korrekturfaktor für alle 17 Datenpakete aufgetragen. Die extrahierte physikalische Asymmetrie wird für jedes Datenpaket getrennt durch den ermittelten Korrekturfaktor \overline{KF}_{pileup} geteilt, um die Pile-up-Effekte zu korrigieren (Kapitel 7). Das gewichtete Mittel aller 17 Korrekturfaktoren beträgt $\overline{KF}_{pileup} = 1.004 \pm 0.017$. Aufgrund der kleinen Totzeit des PbF_2 -Detektors und der Ausleseelektronik MEDUSA sind die Korrekturen auf Ratenverluste durch Doppeltreffer klein.

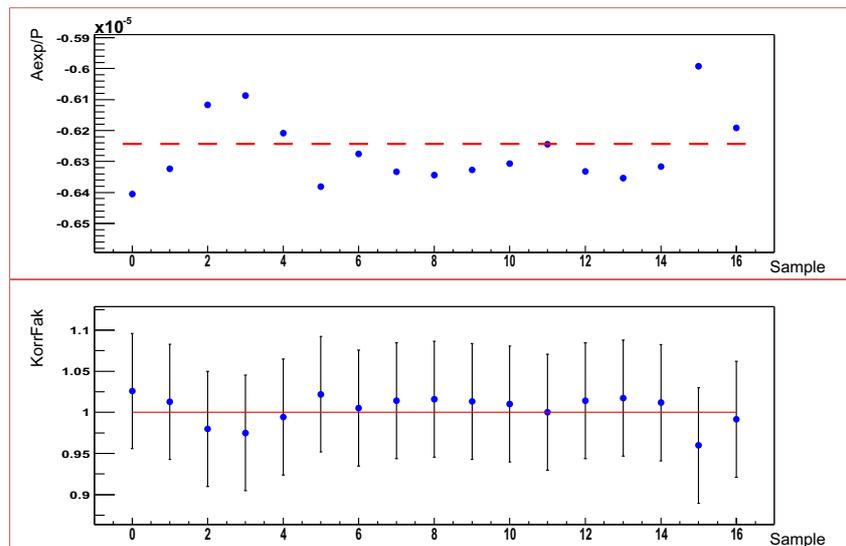


Abbildung 6.35: Ermittelter Pile-Up-Korrekturfaktor KF_{pileup} für jedes der 17 Datenpakete. Oben ist die nach Gleichung 6.11 ermittelte physikalische Asymmetrie geteilt durch die Strahlpolarisation aufgetragen. Die Linie pro Datenpaket gibt die Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge an. Unten ist der ermittelte Korrekturfaktor KF_{pileup} gegen die Nummer des Datenpaketes aufgetragen. Das gewichtete Mittel aller 17 Korrekturfaktoren beträgt $\overline{KF}_{pileup} = 1.004 \pm 0.017$. Aufgrund der kleinen Totzeit des PbF_2 -Detektors und der Ausleseelektronik MEDUSA sind die Korrekturen auf Ratenverluste durch Doppeltreffer klein.

Kapitel 7

Extraktion der paritätsverletzenden Asymmetrie

In diesem Kapitel wird ein Wert für die paritätsverletzende (PV) Asymmetrie A_{PV} in der elastischen Streuung von polarisierten Elektronen an einem unpolarisierten Wasserstofftarget aus den mit dem A4-Experiment gemessenen Daten extrahiert. Das Ergebnis dieser Extraktion und die Schritte, die zum Ergebnis für den Datenpunkt $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ führten, werden vorgestellt und diskutiert.

7.1 Rohasymmetrie

Ausgangspunkt zur Bestimmung der physikalischen Asymmetrie A_{PV} ist die mit dem PbF_2 -Detektor gemessene Roh-Asymmetrie A_{Roh} :

$$A_{Roh} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (7.1)$$

Zur Bestimmung der Roh-Asymmetrie A_{Roh} werden alle Kalorimetermodule des PbF_2 -Detektors einbezogen, die eine vollständige 3x3-Matrix zur Energiebestimmung bilden. Dementsprechend werden Kalorimetermodule, die die Ränder des mit 511 Kristallen halb bestückten Kalorimeters bilden (Rahmen #1, #37, #75 und #110, sowie alle Module mit Ringnummer 1 und 7), nicht zur Bestimmung der Asymmetrie benutzt. Die Analyse basiert auf den Messungen mit $\approx 4.9 \cdot 10^{12}$ elastisch gestreuten Ereignissen. Im A4-Experiment sind die Asymmetrien von fortlaufenden Runs bei einer gesamten Meßzeit von etwa 600 Stunden in Datenpaketen mit und ohne GVZ zusammengefaßt. Insgesamt wurden 17 solcher Pakete für den Datenpunkt $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ gebildet, 9 Datenpakete ohne und 8 Datenpakete mit

GVZ. Das Ergebnis wird mit einem Konstantenfit durch die Meßdaten, unter Berücksichtigung des Vorzeichens bei unterschiedlicher Einstellung des GVZ (siehe Kapitel 6.3.4 und 7.7), ermittelt.

In Abbildung 7.1 ist die Detektor-Roh-Asymmetrie gegen die Nummer des Datenpaketes aufgetragen. Die mittels eines Konstantenfits ermittelte Detektor-Roh-Asymmetrie beträgt für alle Datenpakete $A_{Roh} = (-6.59 \pm 0.45)$ ppm. Die Roh-Asymmetrie enthält alle falschen Asymmetrien, die korrigiert werden müssen. Die gestrichelten Linien bei jedem Datenpunkt geben jeweils die Asymmetrie ohne Strangenessbeiträge an, sie beträgt $A_0 = (-6.17 \pm 0.50)$ ppm (Kapitel 3.1).

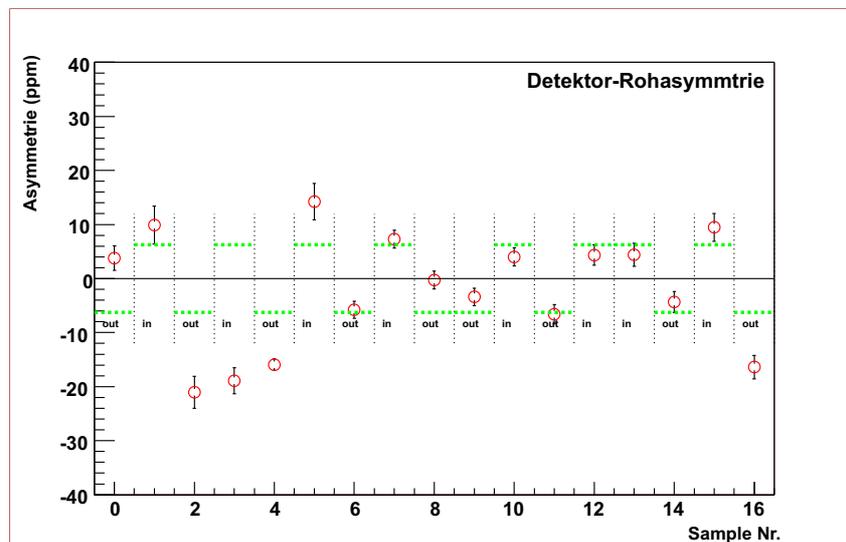


Abbildung 7.1: Detektor-Roh-Asymmetrie A_{Roh} gegen die Nummer des Datenpaketes. Die Roh-Asymmetrie enthält alle helizitätskorrelierten und -unkorrelierten falschen Asymmetrien. Die Detektorroh-asymmetrie beträgt für alle Datenpakete $A_{Roh} = (-6.59 \pm 0.45)$ ppm. Die eingezeichneten Fehler sind dabei nur die statistischen Fehler aus den Zählraten ohne jegliche systematische Korrekturen. Die gestrichelte Linie bei jedem Datenpunkt gibt jeweils die Asymmetrie ohne Strangenessbeiträge an.

7.2 Korrektur auf die Targetdichte

Die elastischen Zählraten N^+ , N^- aus dem elastischen Peak werden sektorenweise auf die parallel gemessene effektive Targetdichte ρ , die der Quotient aus Luminosität L und Strahlstrom I ist, normiert. Die Nichtlinearitäten der Luminositätsmonitore wurde vor Berechnung der Targetdichte korrigiert. Es wurde die Tangens-Hyperbolicus-Korrektur gewählt (siehe auch Kapitel 6.1.2).

Topologisch sind die Luminositätsmonitore wie die Sektoren des Kalorimeters angeordnet. Jedem der acht Sektoren des PbF_2 -Detektors wird ein eigener Luminositätsmonitor zugeordnet. So wird sichergestellt, daß bei der Normierung der Zählraten auf die Targetdichte die Ort- und Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt wird. Abbildung 7.2 zeigt die Anordnung der Kalorimetersektoren und der Luminositätsmonitore. Der Strahl kommt in der Abbildung senkrecht aus der Blattebene. Während der Datennahme dieser Arbeit war das Kalorimeter mit 511 PbF_2 -Kristallen bestückt. Voll bestückt waren Sektoren 1, 2, 5 und 6.

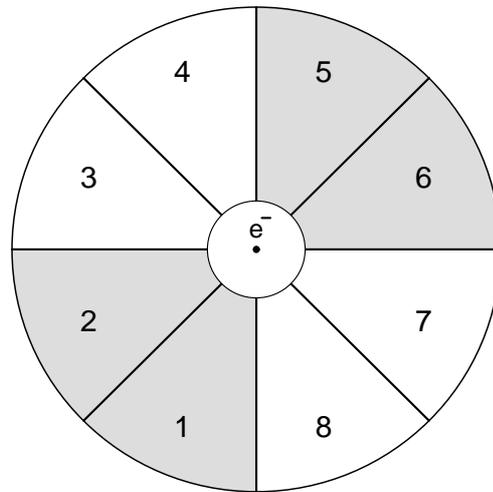


Abbildung 7.2: Anordnung der Kalorimetersektoren und der Luminositätsmonitore. Jedem der acht Sektoren des PbF_2 -Detektors wird ein eigener Luminositätsmonitor zugeordnet. Der Strahl kommt in der Abbildung senkrecht aus der Blattebene. Während der Datennahme dieser Arbeit war das Kalorimeter mit 511 PbF_2 -Kristallen bestückt. Voll bestückt waren die Sektoren 1, 2, 5 und 6.

Die auf die effektive Targetdichte ρ^\pm normierte Detektorasymmetrie A_{Mess} lautet:

$$A_{Mess} = \frac{\frac{N^+}{\rho^+} - \frac{N^-}{\rho^-}}{\frac{N^+}{\rho^+} + \frac{N^-}{\rho^-}} \quad (7.2)$$

Die Roh-Asymmetrie in der mit den LUMOs gemessenen Luminosität A_{LUMO} über alle 17 Datenpakete beträgt:

$$A_{LUMO} = \frac{L^+ - L^-}{L^+ + L^-} = (-0.05 \pm 0.06) \text{ ppm} \quad (7.3)$$

Diese Asymmetrie A_{LUMO} ist mit der Detektor-Rohasymmetrie A_{Roh} vergleichbar. Man erkennt, daß diese somit wie in Kapitel 5.1 gefordert um mindestens eine Größenordnung unter der physikalischen Asymmetrie liegt. In Abbildung 7.3 ist die so auf die Targetdichte normierte Detektor-Roh-Asymmetrie gezeigt, sie beträgt $A_{Mess} = (-6.00 \pm 0.63)$ ppm. Die gestrichelte Linie gibt die Asymmetrie ohne Strangenessbeiträge an.

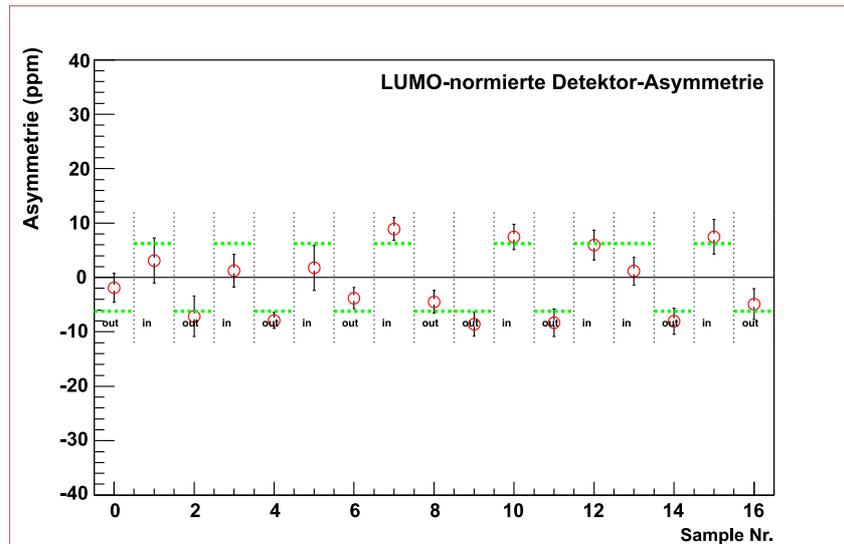


Abbildung 7.3: Auf die effektive Targetdichte normierte Detektor-Roh-Asymmetrie. Diese beträgt $A_{Mess} = (-6.00 \pm 0.63)$ ppm. Die gestrichelte Linie gibt die Asymmetrie ohne Strangenessbeiträge an.

Die Korrektur auf die Targetdichte hat den größten Effekt auf die gemessene Detektor-Rohasymmetrie, nach Normierung der Detektorzählraten auf die Targetdichte, haben alle Meßpunkte das korrekte Vorzeichen und die Vergrößerung der Asymmetrie durch Targetkochen wurde herauskorrigiert. Insbesondere in den Datenpaketen einschließlich Paket #8 erkennt man eine deutliche Verbesserung im Verlauf der Asymmetrien A_{Mess} , hier war die gemessene Roh-Asymmetrie A_{Roh} durch Targetdichteschwankungen dominiert (Kapitel 6.2).

7.3 Korrektur auf falsche Asymmetrien

Aus der auf die Targetdichte normierten Asymmetrie A_{Mess} kann die physikalische Asymmetrie A_{PV} mittels linearen Korrekturen auf falsche Asymmetrien durch folgende Parametrisierung extrahiert werden:

$$A_{PV} = A_{Mess} - \sum_{i=1}^6 a_i \cdot X_i \quad (7.4)$$

Für diese Korrektur wurden die Daten in Runs von 5 und 10 Minuten Länge unterteilt. Falsche Asymmetrien, die aus helizitätskorrelierten Änderungen der Strahlparameter entstehen, können so herauskorrigiert werden. Mit X_i werden in Gleichung 7.4 die Asymmetrien und Differenzen der helizitätskorrelierten Meßgrößen bezeichnet, die die Eigenschaften des Elektronenstrahls am Targetort beschreiben und zu einer systematischen Veränderung der gemessenen physikalischen Asymmetrie führen:

$$\begin{aligned} X_1 &= A_I && \text{Asymmetrie im Strom} \\ X_2 &= \Delta x && \text{Ortsdifferenz} \\ X_3 &= \Delta y && \text{Ortsdifferenz} \\ X_4 &= \Delta x' && \text{Winkeldifferenz} \\ X_5 &= \Delta y' && \text{Winkeldifferenz} \\ X_6 &= \Delta E && \text{Energiedifferenz} \end{aligned} \quad (7.5)$$

Die Untersuchungen zu den Strahlparametern Strom, Targetort und -winkel sowie Energie wurden in Kapitel 6.3 beschrieben. Die Tabelle 7.1 zeigt die Mittelwerte aller Strahlparameter X_i , die mittels linearer Korrekturen durch die Parametrisierung in Gleichung 7.4 korrigiert werden. Aufgelistet sind die Mittelwerte für alle gebildeten 17 Datenpakete (Spalte 1). In Spalte 2 ist die Strahlstromasymmetrie eingetragen, in den Spalten 3 & 4 die Ortsdifferenzen in x & y, in den Spalten 5 & 6 die Winkeldifferenzen in x' & y' und in Spalte 7 die Energiedifferenzen.

Mit a_i werden in Gleichung 7.4 die Korrelationskoeffizienten zwischen einer beobachteten falschen Asymmetrie A_{Falsch} und den helizitätskorrelierten Strahlparameterdifferenzen X_i bezeichnet. Die Korrelationskoeffizienten a_i wurden auf zwei verschiedene Arten bestimmt:

1. Die multiple lineare Regression: Hierbei werden die Korrelationskoeffizienten a_i aus den Meßdaten für ein Datenpaket bestehend aus N Einzelruns bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung der Methode der linearen Regression nach [Bevington 1969] findet sich in Anhang A.2.

2. Berechnung über die Detektorgeometrie: In unserem Fall kann a_i durch Mittelwertbildung über das Volumen des *PbF2*-Kalorimeters errechnet werden. Im A4-Experiment existiert kein abbildendes Element zwischen dem Wasserstoff-Target und dem Kalorimeter (im Vergleich zu einem Spektrometer), a_i ist somit nur durch die Detektorgeometrie gegeben und kann errechnet werden. Die Sensitivität auf x , y , x' und y' verschwindet, wenn man die Detektorsymmetrie anwendet.

Über die exakte Berechnung der Fluktuationen der helizitätskorrelierten Strahlparameter $X_i(1\%)$, die eine relative Änderung der Asymmetrie A_0 um $1\% A_{Falsch}(1\%)$ bewirken, kann a_i bestimmt werden:

$$a_i = \frac{A_{Falsch}(1\%)}{X_i(1\%)} \quad (7.6)$$

Die Berechnungen von den Raumwinkeln und Wirkungsquerschnitten in Kapitel 4.1 haben zur Bestimmung dieser Werte $X_i(1\%)$ und $A_{Falsch}(1\%)$ geführt. Aus diesen Werten läßt sich der Wert für den Regressionskoeffizienten ausrechnen.

Tabelle 7.1: Mittelwerte der helizitätskorrelierten Strahlparameter für alle 17 Datenpakete (Spalte 1). In Spalte 2 ist die Strahlstromasymmetrie eingetragen, in den Spalten 3 & 4 die Ortsdifferenzen in x & y , in den Spalten 5 & 6 die Winkeldifferenzen in x' & y' und in Spalte 7 die Energiedifferenzen.

Serie	$X_1(A_I)$ ppm	$X_2(\Delta x)$ [nm]	$X_3(\Delta y)$ [nm]	$X_4(\Delta x')$ [nrad]	$X_5(\Delta y')$ [nrad]	$X_6(\Delta E)$ [eV]
0	-4.63±0.03	17.98±0.31	6.17±0.68	-0.05±0.10	9.61±0.31	5.01±0.34
1	0.05±0.13	41.43±0.24	-9.12±0.95	5.84±0.17	-1.00±0.38	-1.05±0.29
2	0.05±0.16	-11.11±1.15	213.33±3.11	19.49±0.23	38.04±0.58	-7.92±0.26
3	2.99±0.12	70.86±0.81	173.18±2.55	22.26±0.18	33.69±0.49	-19.49±0.24
4	-0.11±0.03	51.89±0.38	198.08±0.64	24.31±0.09	34.76±0.19	-21.68±0.09
5	-0.38±0.09	15.33±1.12	-120.83±1.07	15.08±0.26	-64.26±0.63	-3.04±0.32
6	0.56±0.04	-34.01±0.44	44.91±1.26	-7.13±0.08	4.62±0.11	-4.36±0.10
7	1.10±0.05	-42.41±0.50	71.20±1.43	-4.83±0.08	5.84±0.13	-10.93±0.14
8	0.02±0.03	-34.87±0.45	82.73±1.40	-1.67±0.08	7.75±0.13	0.66±0.09
9	0.45±0.06	15.33±0.61	21.64±1.46	-0.05±0.11	3.22±0.14	1.61±0.11
10	-0.89±0.08	-8.59±0.57	1.79±0.60	-1.46±0.11	0.74±0.28	0.78±0.07
11	-0.59±0.14	3.59±0.65	18.75±1.20	-9.26±0.18	3.64±0.26	3.65±0.11
12	-0.50±0.05	8.30±0.66	9.69±1.19	2.13±0.23	4.03±0.53	5.32±0.11
13	2.45±0.19	-28.01±2.77	19.41±1.29	-41.64±0.89	2.72±0.45	-5.42±0.14
14	2.67±0.14	-54.35±0.83	5.67±0.95	-41.65±0.19	-2.74±0.31	-6.34±0.13
15	2.67±0.12	-4.54±0.43	-70.36±1.03	9.06±0.39	-37.23±0.47	6.50±0.14
16	-5.97±0.09	-49.22±0.34	19.56±0.68	-33.43±0.28	18.44±0.37	-25.03±0.11

Um die Methode der multiplen linearen Regression im A4-Experiment anwenden zu können, muß ein linearer Zusammenhang zwischen der zu korrigierenden Größe und den Korrekturen bestehen. In Abbildung 7.4 ist die mit dem Luminositätsmonitor gemessene Asymmetrie als Funktion der helizitätskorrelierten Meßgrößen X_i , die in der multiplen linearen Regression zur Korrektur verwendet werden, innerhalb eines fünfminütigen Datenaufnehmeruns aufgetragen.

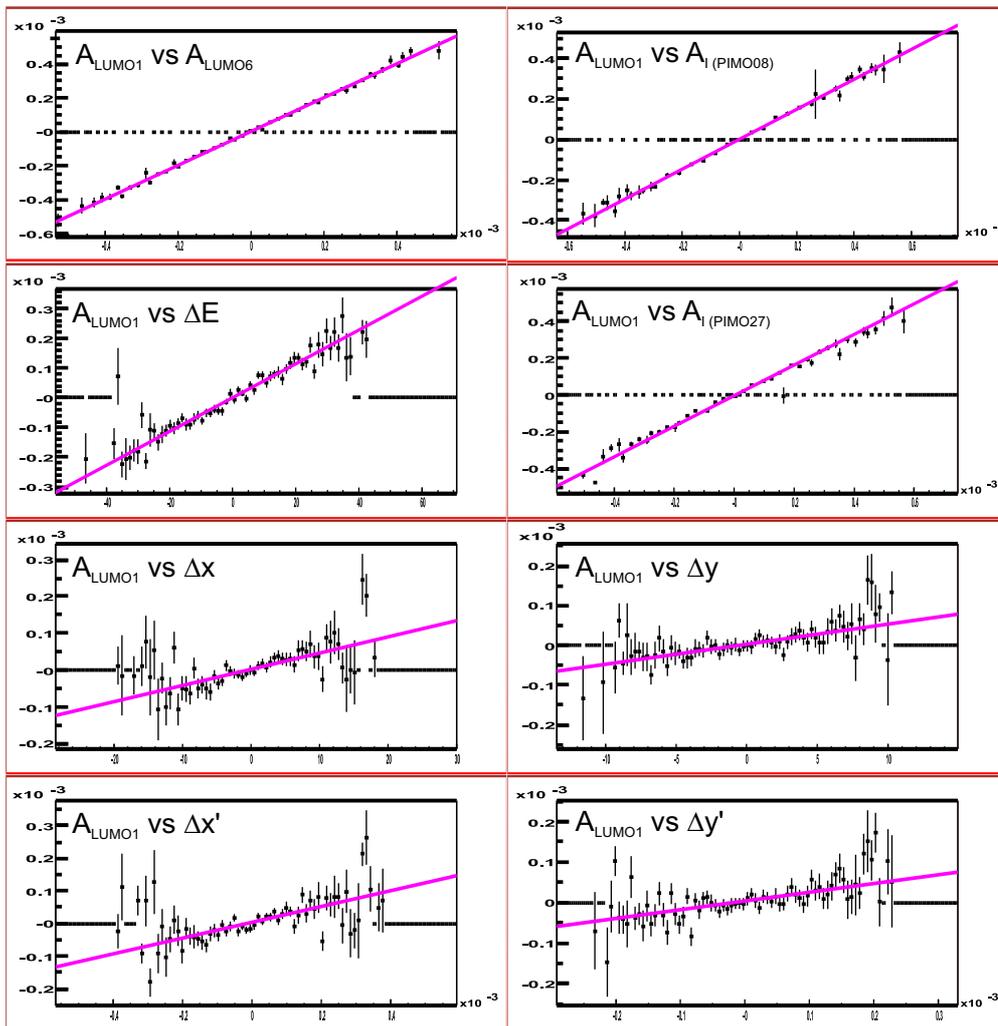


Abbildung 7.4: Mit dem Luminositätsmonitor gemessene Asymmetrie als Funktion der helizitätskorrelierten Meßgrößen X_i , die in der multiplen linearen Regression zur Korrektur verwendet werden, innerhalb eines fünfminütigen Datenaufnehmeruns. Der lineare Zusammenhang zwischen den mit dem LUMO gemessenen Asymmetrien und den Korrekturgrößen ist gegeben, die Methode der multiplen linearen Regression kann somit angewendet werden.

Die mit dem PbF_2 -Detektor gemessenen Zählraten können nicht gegen die Korrekturgrößen aufgetragen werden, da die zugehörige Detektorelektronik MEDUSA keine Auftragung der Daten gegen die Meßzeit erlaubt. Der lineare Zusammenhang zwischen den mit dem LUMO gemessenen Asymmetrien und den Korrekturgrößen ist gegeben, die Methode der multiplen linearen Regression kann somit angewendet werden. Durch Extraktion der a_i mittels multipler linearer Regression können die berechneten Korrelationsparameter aus den Daten überprüft werden. Hierfür werden die aus den beiden Methoden extrahierten Werte für a_i verglichen. Die unterschiedlichen Analysemethoden stimmen sehr gut innerhalb der Statistik überein. Eine ausführliche Betrachtung hierzu findet sich in [Baunack 2003]. In Anhang A.3 findet sich ein Vergleich den aus der Detektorgeometrie berechneten und den über die lineare Regression bestimmten a_i . In der folgenden Analyse werden die mit der linearen Regression bestimmten a_i verwendet. So ergeben sich die Fehler für a_i mathematisch konsistent aus dem Verfahren, während man bei den berechneten a_i auf eine Fehlerabschätzung angewiesen wäre.

Die Tabelle 7.2 zeigt alle Korrekturen Δ^i , die vorgenommen wurden, um die physikalische Asymmetrie von falschen Asymmetrien zu trennen. In Spalte 1 ist erneut die Nummer des Datenpakets eingetragen, in Spalte 2 die Korrektur für die Strahlstromasymmetrie, in den Spalten 3 & 4 die Korrektur auf Ortsdifferenzen in x & y , in den Spalten 5 & 6 die Korrektur auf Winkeldifferenzen in x' & y' und in Spalte 7 die Korrektur auf Energiedifferenzen. Alle Korrekturen sind in ppm angegeben.

7.4 Korrektur auf die Polarisation

Die gemessene physikalische Asymmetrie muß auf die Elektronenstrahlpolarisation P korrigiert werden. Die physikalische Asymmetrie wird durch die Polarisation reduziert:

$$A_{Mess} = P \cdot A_{PV} + \sum_{i=1}^6 a_i \cdot X_i \quad (7.7)$$

Die Polarisation des Elektronenstrahls wurde mit dem Møllerpolarimeter in der A1-Spektrometerrhalle gemessen. Diese Halle ist antiparallel zur Elektronenstrahlrichtung in die Hallen des A4-Experiments. Das Møllerpolarimeter hat eine Genauigkeit von 2.1%. Aufgrund der Tatsache, daß sich die Strahlpolarisation mit der Quanteneffizienz der Photokatode ändert, muß zwischen zwei Møllermessungen, die in der Regel am Anfang und am Ende einer Datennahme stattfanden, interpoliert werden, was den Fehler in der Messung der Strahlpolarisation auf 4% erhöht. In der fünften Spalte von Tabelle 7.6 sind die so pro Datenpaket interpolierten Werte für die Polarisation eingetragen.

Tabelle 7.2: Korrekturen Δ^i (in ppm) auf falsche Asymmetrien durch helizitätskorrelierte Strahlparameter. In Spalte 1 ist die Nummer des Datenpakets eingetragen, in Spalte 2 die Korrektur für die Strahlstromasymmetrie, in den Spalten 3 & 4 die Korrektur auf Ortsdifferenzen in x & y, in den Spalten 5 & 6 die Korrektur auf Winkeldifferenzen in x & y und in der Spalte 7 die Korrektur auf Energiedifferenzen.

Serie	Δ^1 (I)	Δ^2 (x)	Δ^3 (y)	Δ^4 (x')	Δ^5 (y')	Δ^6 (E)
0	5.68±0.26	0.01±0.14	0.09±0.06	-0.00±0.01	-0.33±0.35	-0.09±0.16
1	-0.00±0.00	0.02±0.34	-0.10±0.07	0.06±0.10	0.03±0.04	0.02±0.03
2	0.39±0.02	-0.01±0.09	2.65±1.87	0.21±0.38	-1.40±1.49	0.15±0.27
3	-3.54±0.16	0.05±0.64	2.17±1.53	0.23±0.41	-1.26±1.33	0.37±0.66
4	0.19±0.01	0.03±0.46	2.44±1.72	0.25±0.44	-1.27±1.35	0.41±0.72
5	0.44±0.02	0.01±0.13	-1.43±1.01	0.15±0.27	2.27±2.40	0.05±0.10
6	-0.68±0.03	-0.02±0.29	0.54±0.38	-0.07±0.13	-0.16±0.17	0.08±0.14
7	-1.33±0.06	-0.03±0.37	0.86±0.60	-0.05±0.09	-0.21±0.22	0.20±0.36
8	-0.02±0.00	-0.02±0.30	0.99±0.70	-0.02±0.03	-0.28±0.29	-0.01±0.02
9	-0.60±0.03	0.01±0.15	0.28±0.20	-0.00±0.00	-0.13±0.13	-0.03±0.06
10	1.20±0.06	-0.01±0.08	0.02±0.02	-0.02±0.03	-0.03±0.03	-0.02±0.03
11	0.82±0.04	0.00±0.04	0.26±0.18	-0.11±0.19	-0.15±0.16	-0.08±0.14
12	0.71±0.03	0.01±0.08	0.14±0.10	0.03±0.04	-0.17±0.18	-0.11±0.20
13	-2.91±0.14	-0.02±0.24	0.23±0.16	-0.41±0.74	-0.09±0.10	0.10±0.17
14	-3.15±0.15	-0.03±0.46	0.07±0.05	-0.41±0.73	0.10±0.10	0.11±0.20
15	-3.18±0.15	-0.00±0.04	-0.83±0.59	0.09±0.16	1.31±1.39	-0.12±0.21
16	7.57±0.35	-0.03±0.45	0.25±0.17	-0.35±0.63	-0.69±0.73	0.48±0.86

7.5 Korrekturen auf Ratenverluste

Gemäß dem in Kapitel 6.4 vorgestellten Verfahren muß die extrahierte physikalische Asymmetrie für jedes Datenpaket getrennt durch den ermittelten Korrekturfaktor \overline{KF}_{pileup} geteilt werden, um die Pile-up-Effekte zu korrigieren. In Abbildung 6.35 (unten) sind die Korrekturfaktoren für alle Datenpakete aufgetragen. Der Einfluß der Korrektur auf Pile-up-Effekte findet sich in Tabelle 7.5.

7.6 Auswahl der Daten (Schnitte)

In der Analyse werden zusätzlich Qualitätsprüfungen und Schnitte durchgeführt, um Datenaufnehmeruns auszuschließen, in denen der Beschleuniger oder der PbF_2 -Detektor keine optimalen Bedingungen zeigten. In den Detektorspektren sind zusätzlich Kanäle, in denen die Detektorelektronik MEDUSA keine optimalen Bedingungen oder Fehler zeigte, ausgeschlossen worden [Kothe 2003]. Tabelle 7.3 zeigt die Schnitte, die im Experiment zum Einsatz kamen. Um die Schnitte zu definieren,

wurden alle helizitätskorrelierten Strahlparameter X_i über ca. 6000 Datenaufnehmeruns histogrammiert und die Breite der Verteilung σ bestimmt. Zusätzlich wurden für den Strahlstrommonitor *PIMO27* die Grenzwerte für das erlaubte 25 Hz-Rauschen (Punkt-zu-Punkt Differenz des gemessenen Signals für zwei benachbarte Meßgates) und die RMS-Breite des Strahlstrommonitors *PIMO27* bestimmt und auch hierfür Schnitte definiert.

Tabelle 7.3: Schnitte auf schlechte Daten. Um die Schnitte zu definieren, wurden alle helizitätskorrelierten Strahlparameter X_i über ca. 6000 Datenaufnehmeruns histogrammiert und Breite der Verteilung σ bestimmt. Zusätzlich wurden für den Strahlstrommonitor *PIMO27* die Grenzwerte für das erlaubte 25 Hz-Rauschen (Punkt-zu-Punkt Differenz des gemessenen Signals für zwei benachbarte Meßgates) und die RMS-Breite des Strahlstrommonitors *PIMO27* bestimmt und auch hierfür Schnitte definiert.

Schnitt	σ
A_I	(13.0 ± 8.2) ppm
Δx	(140.0 ± 94.0) nm
Δy	(170.0 ± 82.0) nm
$\Delta x'$	(61.1 ± 24.4) nrad
$\Delta y'$	(36.7 ± 17.5) nrad
ΔE	(26.0 ± 6.8) eV
$PIMO27(t)_{25Hz}^{RMS}$	10.0 ADC-Kanäle
$RMS(PIMO27)$	39.0 ADC-Kanäle

Im weiteren wurden Vielfache der σ -Breite des Histogramms definiert und mit den so erhaltenen Grenzwerten für alle Schnittparameter die physikalische Asymmetrie mittels linearer Korrekturen auf falsche Asymmetrien extrahiert. Optimalisiert werden soll zum einen der statistische Fehler, um so wenig Statistik wie möglich zu verlieren, als auch das χ^2 des Konstantenfits, welches durch nicht optimale Bedingungen in den Strahleigenschaften verschlechtert wird. Tabelle 7.4 zeigt diese Untersuchungen und alle Schnittparameter mit der Anzahl der verworfenen Datenaufnehmeruns. In der Tabelle sind die Vielfachen der σ -Breiten aufgeführt.

Als Schnitt wird das vierfache der σ -Breite verwendet. Hier ist das χ^2 des Konstantenfits und der statistische Fehler am besten. Insgesamt erfüllen hier 544 Runs nicht das Schnittkriterium, und es werden 9.0% aller Runs verworfen.

Tabelle 7.4: Ergebnisse der Untersuchungen der Schnittparameter in Abhängigkeit des Vielfachen der σ -Breite. Aufgelistet sind alle im Text beschriebenen Schnittparameter mit ihren Fehlern und die Anzahl der durch diese Grenzwerte verworfenen Datenaufnehmeruns. Unten ist aufgeführt, wieviel Prozent aller Datenaufnehmeruns das Kriterium pro Vielfachen der σ -Breite nicht erfüllten, sowie die zugehörige extrahierte physikalische Asymmetrie nach der vollen Analyse mit den einzelnen Fehlerbeiträgen. Die Fehlerbeiträge sind aufgespalten in statistischen und systematischen Fehler sowie den Fehler durch die Korrektur auf die Polarisation.

	$2 \times \sigma$	$3 \times \sigma$	$4 \times \sigma$	$5 \times \sigma$
A_I	314	162	99	65
δA_I	233	130	62	29
Δx	268	180	113	77
$\delta(\Delta x)$	146	69	2	1
Δy	423	231	122	72
$\delta(\Delta y)$	114	27	8	0
$\Delta x'$	375	221	129	78
$\delta(\Delta x')$	340	99	81	38
$\Delta y'$	500	255	124	78
$\delta(\Delta y')$	219	65	18	10
ΔE	322	228	173	130
$\delta(\Delta E)$	29	3	3	2
$PIMO27(t)_{25Hz}^{RMS}$	229	82	46	11
$RMS(PIMO27)$	101	24	10	4
Gesamt	1751 28.9%	969 16.0%	544 9.0%	344 5.7%
$A_{PV}[ppm]$	-6.00	-5.64	-5.60	-5.39
$\delta A_{stat}[ppm]$	0.68	0.60	0.56	0.55
$\delta A_{syst}[ppm]$	0.17	0.15	0.14	0.15
$\delta A_{pola}[ppm]$	0.29	0.28	0.28	0.28
χ^2	1.08	1.22	1.07	1.19

7.7 Systematische Überprüfung

Die Hälfte der Daten wurde mit einer zweiten $\lambda/2$ -Platte, die in das Lasersystem an der Quelle eingesetzt wird und die Polarisation des Elektronenstrahls umkehrt, aufgenommen. Eine Beschreibung dieser $\lambda/2$ -Platte fand bereits in Kapitel 6.3.4 statt. Die Bedeutung dieser $\lambda/2$ -Platte, die auch als 'genereller Vorzeichenwechsler (GVZ)' bezeichnet wird, liegt in der Umkehrung der Helizität, die nur dem Experimentator bekannt ist, d.h. die Meßapparatur kennt den Status der wahren Helizität nicht. Bei einer korrekt extrahierten paritätsverletzenden Asymmetrie A_{PV} findet bei eingesetztem GVZ nur ein Vorzeichenwechsel statt. In unserem Fall ändert die

gemessene Asymmetrie der unterschiedlichen Datensamples ihr Vorzeichen, dies ist ein klares Anzeichen für Paritätsverletzung, wenn, wie in unserem Fall, das Target unpolarisiert ist.

7.8 Endergebnis der Extraktion der physikalischen Asymmetrie

Gemäß Gleichung 7.4 wurde die physikalische Asymmetrie des Datenpunktes $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ extrahiert. Es wurden alle Korrekturen vorgenommen, d.h. die Nichtlinearität im Antwortverhalten der Luminositätsmonitore wurde korrigiert, die mit dem PbF_2 -Kalorimeter gemessenen Zählraten wurden auf die effektive Targetdichte normiert, falsche Asymmetrien aus den Strahlparametern am Targetort wurden linear korrigiert, die Reduktion von A_{PV} durch die Polarisation wurde berücksichtigt und die Pile-Up-Effekte wurden berichtigt. In Abbildung 7.5 ist die so extrahierte physikalische Asymmetrie gegen die Nummer des Datenpaketes aufgetragen. Die gestrichelte Linie bei jedem Datenpunkt gibt die Asymmetrie ohne Strangenessbeiträge an.

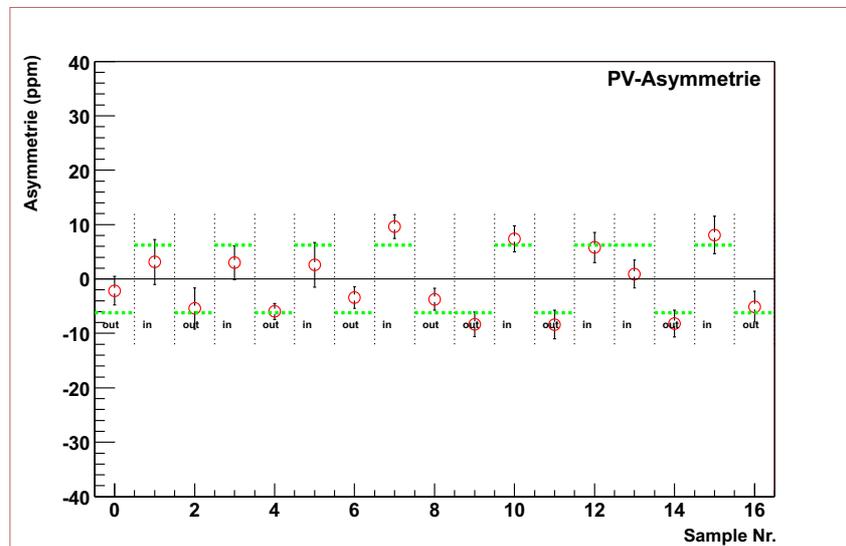


Abbildung 7.5: Extrahierte physikalische Asymmetrie gegen die Nummer des Datenpaketes. Die gestrichelte Linie bei jedem Datenpunkt gibt die Asymmetrie ohne Strangenessbeiträge an. Die mittels eines Konstantenfits ermittelte physikalische Asymmetrie beträgt für alle Datenpakete $A_{PV} = (-5.60 \pm 0.56_{stat} \pm 0.14_{syst} \pm 0.28_{pola})$ ppm.

Das Resultat für die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} im Streuquerschnitt von polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen bei einem Q^2 von $0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ ist:

$$A_{PV} = (-5.60 \pm 0.56_{stat} \pm 0.14_{syst} \pm 0.28_{pola}) \text{ ppm} \quad (7.8)$$

Der erste Fehler stellt die statistische Genauigkeit, der zweite Fehler die systematischen Ungenauigkeiten und der dritte den Fehler durch die Polarisationsmessung dar. Die Tabelle 7.5 zeigt die Beiträge der einzelnen Korrekturen zur physikalischen Asymmetrie und die Zusammensetzung des systematischen Fehlers. Der systematische Fehler setzt sich aus mehreren Einzelbeiträgen zusammen, die durch die Normierung der mit dem PbF_2 -Kalorimeter gemessenen Raten auf die effektive Targetdichte, lineare Korrekturen auf falsche Asymmetrien und die Korrektur auf Pile-Up-Effekte verursacht werden. Die Einzelbeiträge der linearen Korrekturen auf falsche Asymmetrien sind in der Tabelle aufgelistet. Die Nichtlinearitätskorrektur der LUMO-Signale hat ebenfalls einen Einfluß auf die extrahierte physikalische Asymmetrie und vergrößert den systematischen Fehler.

Tabelle 7.5: Beiträge der einzelnen Korrekturen zur physikalischen Asymmetrie. Der statistische Fehler beträgt 0.56 ppm, der Fehler durch die Polarisationsmessung beträgt 0.28 ppm. Der systematische Fehler beträgt 0.14 ppm und setzt sich aus mehreren Einzelbeiträgen zusammen, die durch die Normierung der mit dem PbF_2 -Kalorimeter gemessenen Raten auf die effektive Targetdichte (Targetdichte L, Targetdichte I und LUMO NonLin-Korr), lineare Korrekturen auf falsche Asymmetrien (Strom, Position, Winkel und Energie) und die Korrektur auf Pile-Up-Effekte (Pile-up-Korr) verursacht werden. Die Nichtlinearitätskorrektur der LUMO-Signale (LUMO NonLin-Korr) hat ebenfalls einen Einfluß auf die extrahierte physikalische Asymmetrie und vergrößert den systematischen Fehler.

	Korrektur [ppm]	Fehler [ppm]
Statistik		0.56
Targetdichte L	0.58	0.09
Targetdichte I	0.00	0.04
LUMO NonLin-Korr	0.30	0.04
Pile-up-Korr	-0.11	0.08
Strom	0.64	0.04
Position	-0.03	0.02
Winkel	0.03	0.03
Energie	-0.05	0.02
Summe Syst.		0.14
Polarisation		0.28

Die Tabelle (7.6) gibt die Ergebnisse der Extraktion der physikalischen Asymmetrie wieder. In der Tabelle sind die Ergebnisse in der Bestimmung der extrahierten physikalischen Asymmetrien A_{PV} aufgetragen. Die Asymmetrien von fortlaufenden Runs sind bei einer gesamten Meßzeit von etwa 600 Stunden in Meßserien mit(1) und ohne(0) GVZ zusammengefaßt worden.

Tabelle 7.6: Ergebnisse in der Bestimmung der extrahierten physikalischen Asymmetrien A_{PV} . Die Asymmetrien von forlaufenden Runs sind bei einer gesamten Meßzeit von etwa 600 Stunden in Meßserien mit(1) und ohne(0) GVZ zusammengefaßt worden.

Serie	runs	Zeit [min]	$N_0 + N_1$	Pola [%]	GVZ	A_{PV} [10^{-6}]	δA_{PV} [10^{-6}]
0	2622-2906	1445	1.9e+11	85.1	0	-2.16	2.63
1	2907-3003	570	8.1e+10	85.1	1	3.13	4.13
2	4217-4406	890	1.2e+11	80.0	0	-5.41	3.75
3	4407-4646	1300	1.7e+11	80.0	1	2.99	3.08
4	4647-5508	6175	8.5e+11	80.0	0	-5.96	1.39
5	5509-5582	620	8.7e+10	82.0	1	2.59	4.08
6	5586-6003	2795	4.0e+11	82.0	0	-3.41	1.93
7	6004-6334	2590	3.8e+11	82.0	1	9.62	2.02
8	6350-6606	2410	3.6e+11	82.0	0	-3.72	2.01
9	6705-7216	2180	3.9e+11	75.0	1	-8.33	2.14
10	7217-7686	2110	3.6e+11	73.5	0	7.38	2.29
11	7715-8213	1800	3.1e+11	72.0	1	-8.37	2.54
12	8214-8581	1575	2.8e+11	70.0	1	5.79	2.72
13	9465-9799	1185	2.2e+11	83.0	1	0.92	2.54
14	9801-10179	1455	2.7e+11	84.0	0	-8.17	2.34
15	10183-10466	850	1.5e+11	83.0	1	8.09	3.38
16	10471-10946	1185	2.1e+11	78.0	0	-5.09	2.82

Die Tabelle (7.7) zeigt die Einzelbeiträge von statistischem und systematischen Fehler und den Fehler durch die Polarisationskorrektur für alle 17 Datenpakete. Zusätzlich ist das χ^2 für die vorgenommene Geradenanpassung angegeben.

Tabelle 7.7: Extrahierte physikalische Asymmetrie mit den Einzelbeiträgen aller Fehler für alle 17 Datenpakete. In der ersten Spalte ist die Nummer des Datenpakets angegeben. In der Spalte 2 die extrahierte physikalische Asymmetrie mit Fehler (Spalte 3). In den Spalten 4, 5 und 6 erfolgt eine Aufstufung der Beiträge von statistischen und systematischen Fehler sowie dem Fehler durch die Polarisationsmessung. In der letzten Spalte ist das χ^2 für die vorgenommene Geradenanpassung angegeben.

Serie	A_{PV} [10^{-6}]	δA_{PV} [10^{-6}]	δA_{stat} [10^{-6}]	δA_{syst} [10^{-6}]	δA_{pola} [10^{-6}]	χ^2
0	-2.16	2.63	2.62	0.22	0.10	0.96
1	+3.13	4.13	4.10	0.49	0.15	1.32
2	-5.41	3.75	3.72	0.37	0.27	1.25
3	+2.99	3.08	3.07	0.29	0.15	1.39
4	-5.96	1.39	1.36	0.11	0.30	1.06
5	+2.59	4.08	4.07	0.23	0.13	1.14
6	-3.41	1.93	1.92	0.14	0.17	1.07
7	+9.62	2.02	1.96	0.13	0.47	1.05
8	-3.72	2.01	2.00	0.13	0.18	1.07
9	-8.33	2.14	2.09	0.14	0.44	1.02
10	+7.38	2.29	2.25	0.18	0.40	1.07
11	-8.37	2.54	2.47	0.37	0.46	1.00
12	+5.79	2.72	2.69	0.21	0.33	0.99
13	+0.92	2.54	2.53	0.27	0.05	0.99
14	-8.17	2.34	2.28	0.37	0.39	0.98
15	+8.09	3.38	3.25	0.83	0.39	0.99
16	-5.09	2.82	2.80	0.20	0.26	1.18
alle	-5.60	0.64	0.56	0.14	0.28	1.07

7.9 Bestimmung des Strangeness-Beitrages

Die Bestimmung eines möglichen Strangeness-Beitrages zu den Formfaktoren des Protons für den Datenpunkt $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ kann nun durchgeführt werden, indem man die gemessene physikalische Asymmetrie A_{PV} mit dem theoretischen Wert ohne Strangeness-Beiträge $A_0 = A_V + A_A$ vergleicht (siehe Kapitel 2.4). Für den theoretischen Wert der Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge wurde der über die Detektorgeometrie im Winkelbereich von $(32-38)^\circ$ gemittelte Wert für A_0 eingesetzt. Dieser beträgt im A4-Experiment $A_0 = (-6.45 \pm 0.50) \text{ ppm}$. Für den absoluten Wert der Differenz $A_{PV} - A_0$ ergibt sich gemäß Gleichung 2.47:

$$\begin{aligned}
 \Delta A &= A_{PV} - A_0 \\
 &= (0.85 \pm 0.56_{stat} \pm 0.14_{syst} \pm 0.28_{pola} \pm 0.50_{theo}) \text{ ppm} \\
 &= (0.85 \pm 0.64_{exp} \pm 0.50_{theo}) \text{ ppm}
 \end{aligned}$$

Die Extraktion des Formfaktors aus der gemessenen physikalischen Asymmetrie erfolgt gegenwärtig in einer Dissertation und wird Ende 2003 abgeschlossen sein [Baunack 2003]. Die Differenz ΔA ist proportional zu einer Linearkombination der Dirac- und Pauli-Formfaktoren F_1^s und F_2^s :

$$F_1^s + 0.128 \cdot F_2^s = 0.032 \pm 0.023_{exp} \pm 0.019_{theo} \quad (7.9)$$

Für die Darstellung in den Sachsformfaktoren G_E^s und G_M^s :

$$G_E^s + 0.221 \cdot G_M^s = 0.039 \pm 0.029_{exp} \pm 0.023_{theo} \quad (7.10)$$

Abbildung 7.6 zeigt die extrahierten strangeness-Beiträge zu den Formfaktoren des Protons für die Darstellung in Sachsformfaktoren G_E^s und G_M^s :

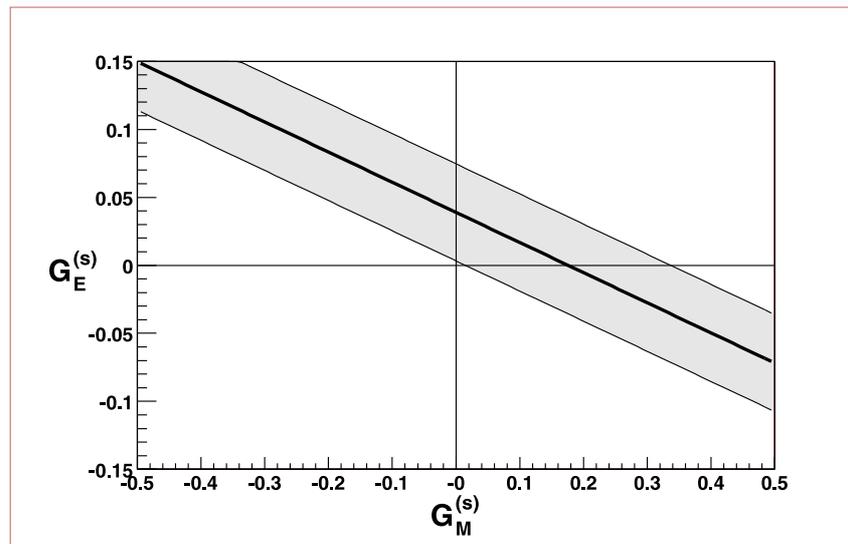


Abbildung 7.6: Extrahierte strangeness-Beiträge zu den Formfaktoren des Protons für den Datenpunkt $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$: $G_E^s + 0.221 \cdot G_M^s = 0.039 \pm 0.029_{exp} \pm 0.023_{theo}$.

Das im A4-Experiment gemessene Ergebnis für $G_E^s + 0.221 \cdot G_M^s$ ist zwar mit Null verträglich, allerdings handelt es sich bei der Meßgröße um eine Linearkombination von G_E^s und G_M^s . Es ist somit möglich, daß sich G_E^s und G_M^s teilweise kompensieren. Deshalb können die Strangeness-Beiträge nicht aus nur einer Messung bestimmt werden. Das HAPPEX-Experiment [Aniol 2001] hat bei einem Q^2 von

$0.477 \text{ GeV}^2/c^2$ die Linearkombination $G_E^s + 0.392 \cdot G_M^s = 0.0250 \pm 0.0244$ gemessen. Die Tatsache, daß beide Experimente eine positive Linearkombination messen und man eine schwache Q^2 -Abhängigkeit zwischen $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ und $Q^2=0.477 \text{ GeV}^2/c^2$ erwartet, erhöht die statistische Signifikanz der Messung, allerdings nur um einen Faktor $\sqrt{2}$. Darüberhinaus kann eine Zerlegung der Strangeness-Beiträge in einen elektrischen Beitrag G_E^s und einen magnetischen Beitrag G_M^s nur durch Kombination verschiedener Kinematiken erreicht werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Die A4-Kollaboration am Mainzer Mikrotron untersucht den möglichen Beitrag der Strangeness zu den Vektor-Formfaktoren des Protons. Dazu wurde die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} in der Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen gemessen.

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde ein System zur helizitätskorrelierten Messung aller Strahlparameter entwickelt, um systematische Veränderungen der gemessenen Asymmetrie zu korrigieren. Zusätzlich zu Strom, Energie, Strahllage und -winkel wurde die Luminosität während der gesamten Meßzeit überwacht und stabilisiert.

Zur Luminositätsmessung wurde ein rotationssymmetrischer Wasser-Čerenkov-Detektor entwickelt. Das System wurde in Simulationen studiert und optimiert. Der strahlenresistente Luminositätsmonitor mißt integral unter sehr kleinen Vorwärtstreuwinkeln mit hohen Ereignisraten und erreicht eine relative Genauigkeit von $\Delta L/L = 8 \cdot 10^{-5} \pm 4 \cdot 10^{-7}$ in 20 ms. Zusätzlich wurde eine Meßelektronik aufgebaut, die alle Strahlparameter kontrolliert und den Ablauf des gesamten Experiments zeitlich steuert. In Zusammenarbeit mit der Beschleunigergruppe wurden Stabilisierungssysteme für die Strahlparameter Strom, Lage und Energie in Betrieb genommen und untersucht. Parallel dazu wurde ein Programmpaket zur Steuerung des Experiments und zur Kontrolle aller Strahlparameter und Luminositätsschwankungen entwickelt. Die mit der Helizitätumschaltung korrelierten falschen Asymmetrien wurden linear korrigiert.

Die extrahierte paritätsverletzende Asymmetrie im Streuquerschnitt von longitudinal polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen bei einem Q^2 von $0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ beträgt $A_{PV} = (-5.60 \pm 0.56_{stat} \pm 0.14_{syst} \pm 0.28_{pola}) \text{ ppm}$.

Für die Differenz der gemessenen Asymmetrie A_{PV} und der theoretischen Vorhersage ohne Strangeness $A_0 = (-6.45 \pm 0.50)$ ppm ergibt sich $\Delta A = (0.85 \pm 0.64_{exp} \pm 0.50_{theo})$ ppm. Der Beitrag der Strangeness zu den Vektorformfaktoren des Protons läßt sich als Linearkombination der Dirac- und Pauli-Formfaktoren F_1^s und F_2^s : $F_1^s + 0.128F_2^s = 0.032 \pm 0.023_{exp} \pm 0.019_{theo}$ oder der Sachsformfaktoren G_E^s und G_M^s : $G_E^s + 0.221 \cdot G_M^s = 0.039 \pm 0.029_{exp} \pm 0.023_{theo}$ ausdrücken.

Das im A4-Experiment gemessene Ergebnis für $G_E^s + 0.221 \cdot G_M^s$ ist zwar mit Null verträglich, allerdings handelt es sich bei der Meßgröße um eine Linearkombination von G_E^s und G_M^s . Es ist somit möglich, daß sich G_E^s und G_M^s teilweise kompensieren. Deshalb können die Strangeness-Beiträge nicht aus nur einer Messung bestimmt werden. Das HAPPEX-Experiment [Aniol 2001] hat bei einem Q^2 von $0.477 \text{ GeV}^2/c^2$ die Linearkombination $G_E^s + 0.392 \cdot G_M^s = 0.0250 \pm 0.0244$ gemessen. Die Tatsache, daß beide Experimente eine positive Linearkombination messen und man eine schwache Q^2 -Abhängigkeit zwischen $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ und $Q^2=0.477 \text{ GeV}^2/c^2$ erwartet, erhöht die statistische Signifikanz der Messung, allerdings nur um einen Faktor $\sqrt{2}$. Darüberhinaus kann eine Zerlegung der Strangeness-Beiträge in einen elektrischen Beitrag G_E^s und einen magnetischen Beitrag G_M^s nur durch Kombination verschiedener Kinematiken erreicht werden. Deshalb wurden nach abgeschlossenem Vollausbau des PbF_2 -Kalorimeters Ostern 2003 weitere Messungen mit dem Detektorsystem durchgeführt. Ab 2003 sind Messungen zu dem Datenpunkt $Q^2=0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ bei $\Theta = 35^\circ$ und einer Elektronenenergie von 570 MeV im Gange. Zusammen mit den geplanten Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln bei $\Theta = 145^\circ$ und $Q^2=0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ bzw. $Q^2=0.45 \text{ GeV}^2/c^2$ liegen dann bei drei Q^2 -Werten Ergebnisse bei Vorwärts- und Rückwärtsstreuwinkeln vor, die eine Flavorzerlegung der elastischen Formfaktoren bei verschiedenen Q^2 ermöglichen.

Anhang A

A.1 Detailzeichnungen der Luminositätsmonitore

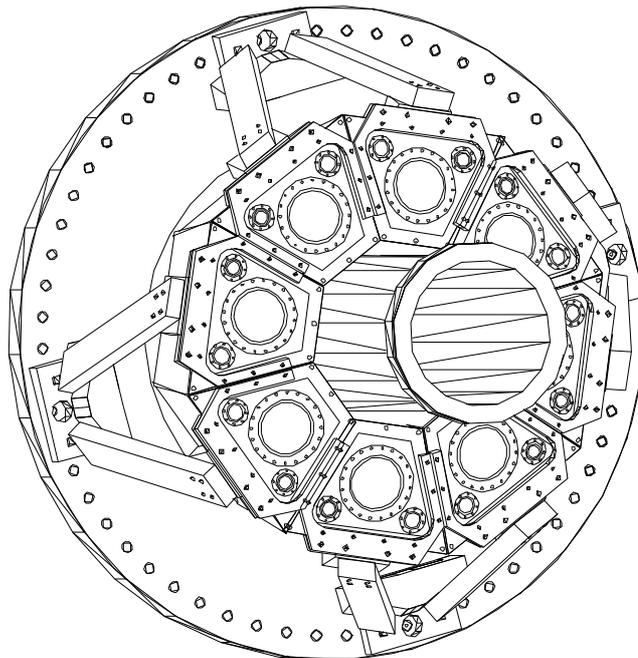


Abbildung A.1: CAD-Zeichnung der aufgebauten Luminositätsmonitore mit Aluminiumhaltern. Insgesamt wurden acht solcher Module gebaut, die paarweise mit einer speziellen Haltevorrichtung am Ende der A4-Streukammer befestigt werden. In der 3D-Zeichnung sind die Photomultiplier am Ende der Luminositätsmonitore nicht eingezeichnet, man blickt direkt auf die Quarzfenster, die das Wasservolumen von den Photomultipliern trennen.

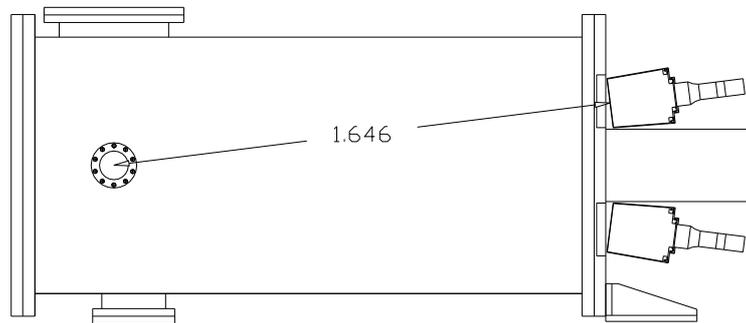


Abbildung A.2: Schnitt durch die A4-Streukammer. Die Luminositätsmonitore befinden sich strahlabwärts am Ende der A4-Streukammer. Die LUMOs sind so angebracht, daß sie auf das Zentrum des Wasserstoff-Targets zeigen. Der Abstand zwischen den LUMOs und dem Target beträgt 1.65 m. Der kleinste Streuwinkel in den LUMO beträgt 4.4° , der größte Streuwinkel 10° .

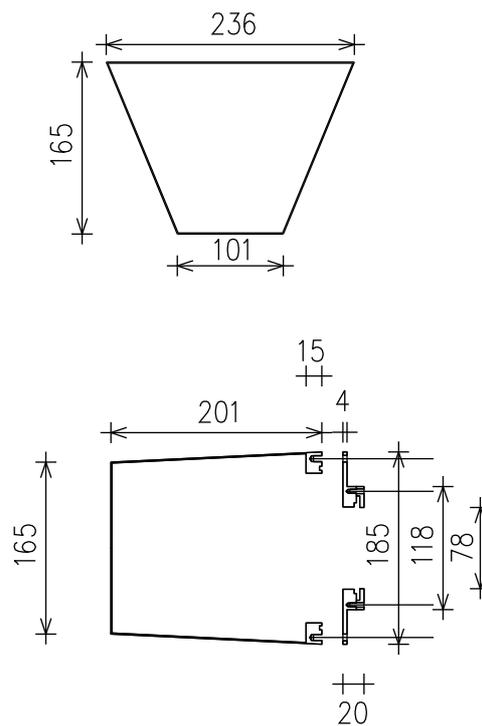


Abbildung A.3: CAD-Schnittzeichnungen des Luminositätsmonitors. Oben sind die Maße der Vorderseite des LUMOs angegeben. Unten ist ein Schnitt durch einen LUMO aufgezeigt. Die Elektronen treten von links in den LUMO ein, am rechten Ende befindet sich der Endflansch mit der Einfassung für das Quarzglasfenster. An diesen Endflansch wird das lichtdichte Gehäuse für den Photomultiplier angebracht. Alle Maße sind in Millimeter.

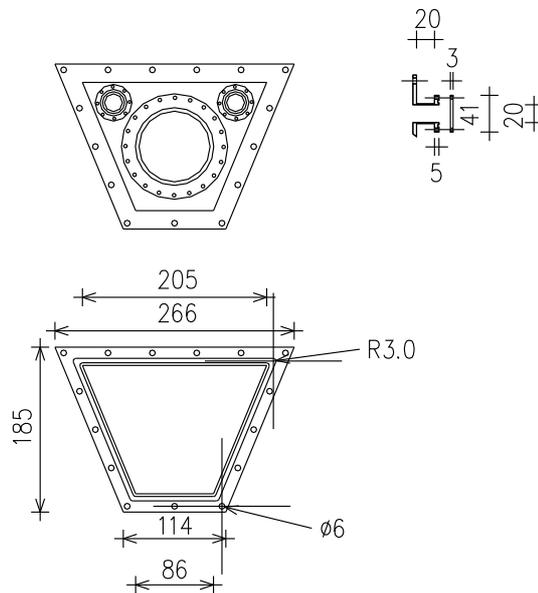


Abbildung A.4: CAD-Zeichnungen des Endflansches des Luminositätsmonitors. Oben ist eine Ansicht des Endflansches des LUMOs aufgezeigt. In der Mitte ist die Einfassung für das Quarzglasfenster zu sehen. Auf diese Einfassung wird das lichtdichte Gehäuse aus Aluminium für den Photomultiplier angebracht. Oberhalb sind dieser Einfassung sind zwei Stützen zum Be- und Entfüllen des LUMOs angebracht. Oben rechts ist ein Schnitt durch einen dieser Füllstützen zu sehen. Unten ist der Endflansch mit der Nut für einen Dichtring dargestellt. Alle Maße sind in Millimeter.

A.2 Multiple Lineare Regression

A.2.1 Basisgrößen

Aus den elastischen Zählraten des A4-Kalorimeters N_i^+ und N_i^- berechnet man die Roh-Asymmetrie für den Run i :

$$A_i^{Roh} = \frac{N_i^+ - N_i^-}{N_i^+ + N_i^-} \quad (\text{A.1})$$

Ausgangspunkt für die lineare Regression ist die auf die Targetdichte ρ_i^+ , ρ_i^- normierte Asymmetrie A_i^{Mess} . Die Targetdichte ist der Quotient aus Luminosität L_i^+ , L_i^- und Strahlstrom I_i^+ , I_i^- jeweils gebildet für die beiden Polarisationsrichtungen + und -:

$$\rho_i^+ = \frac{L_i^+}{I_i^+}, \quad \rho_i^- = \frac{L_i^-}{I_i^-} \quad (\text{A.2})$$

$$A_i^{Mess} = \frac{\frac{N_i^+}{\rho_i^+} - \frac{N_i^-}{\rho_i^-}}{\frac{N_i^+}{\rho_i^+} + \frac{N_i^-}{\rho_i^-}} \quad (\text{A.3})$$

Für jeden Run mitgemessen werden Größen, die zu einer falschen Asymmetrie führen. Diese Größen werden mit $X^1 \dots X^6$ bezeichnet (siehe Tabelle A.1).

Tabelle A.1: Helizitätskorrelierte Größen, die zur Korrektur falscher Asymmetrien verwendet werden

X^1	Strahlstromasymmetrie a^l
X^2	Horizontale Lagedifferenz dx
X^3	Vertikale Lagedifferenz dy
X^4	Horizontale Winkeldifferenz dx^l
X^5	Vertikale Winkeldifferenz dy^l
X^6	Energiedifferenz dE

Mit diesen Größen kann man die Korrektur der gemessenen Asymmetrie A_i^{Mess} auf falsche Asymmetrien für den Run i folgendermaßen schreiben:

$$A_i^{PV} = A_i^{Mess} + \sum_{j=1}^6 a^j X_i^j \quad (\text{A.4})$$

Die in Gleichung A.4 verwendeten Regressionskoeffizienten a^j werden dabei aus einer multiplen linearen Regression bestimmt.

A.2.2 Fehler der Basisgrößen

Die Fehler der Zählrate ergibt sich aus der Poissonstatistik, $\delta N_i^+ = \sqrt{N_i^+}$ bzw. $\delta N_i^- = \sqrt{N_i^-}$, die Fehler der anderen Meßgrößen werden aus der Messung bestimmt. Der Fehler der Targetdichte ist:

$$\delta \rho = \sqrt{\left(\frac{\delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{L \cdot \delta I}{I^2}\right)^2} \quad (\text{A.5})$$

Mit den Abkürzungen

$$D_i^+ = \frac{N_i^+}{\rho_i^+}, D_i^- = \frac{N_i^-}{\rho_i^-} \quad (\text{A.6})$$

und den zugehörigen Fehlern

$$\delta D_i^+ = \sqrt{\frac{N_i^+ \left(1 + N_i^+ \left(\frac{\delta \rho_i^+}{(\rho_i^+)^2}\right)\right)}{(\rho_i^+)^2}}, \quad \delta D_i^- = \sqrt{\frac{N_i^- \left(1 + N_i^- \left(\frac{\delta \rho_i^-}{(\rho_i^-)^2}\right)\right)}{(\rho_i^-)^2}} \quad (\text{A.7})$$

erhält man den Fehler der Asymmetrie δA_i^{Mess} für den Run i :

$$\delta A_i^{Mess} = \frac{2}{(D_i^+ + D_i^-)^2} \sqrt{(D_i^+ \cdot \delta D_i^-)^2 + (D_i^- \cdot \delta D_i^+)^2} \quad (\text{A.8})$$

Die Fehler der Strahl- und -winkeldifferenzen sowie der Stromasymmetrie δX_i^1 ... δX_i^6 für den Run i sind aus der Messung bekannt.

A.2.3 Lineare Regression

Die Regressionskoeffizienten a^1 ... a^6 aus Gleichung A.4 werden nach [Bevington 1969] aus einer multiplen linearen Regression für ein Datensample bestehend aus N Runs bestimmt. Die Fehler der Einzelasymmetrien δA_i^{Mess} werden dabei berücksichtigt, die Fehler der Meßgrößen δX_i^1 ... δX_i^6 bleiben unberücksichtigt. Zur Vereinfachung wird gesetzt:

$$X_i^0 = A_i^{Mess}, \delta X_i^0 = \delta A_i^{Mess} \quad (\text{A.9})$$

Zunächst wird die Kovarianzmatrix **S** berechnet:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} s_{00} & s_{01} & s_{02} & \dots & s_{06} \\ s_{10} & s_{11} & s_{12} & \dots & s_{16} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ s_{60} & s_{61} & s_{62} & \dots & s_{66} \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

mit

$$s_{jk}^2 = \frac{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left[\frac{1}{\delta(X_i^0)^2} (X_i^j - \bar{X}^j)(X_i^k - \bar{X}^k) \right]}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\delta(X_i^0)^2}} \quad (\text{A.11})$$

Die Mittelwerte \bar{X}^j werden als gewichtetes Mittel gebildet:

$$\bar{X}^j = \frac{1}{w} \sum_{i=1}^N w_i X_i^j \quad (\text{A.12})$$

$$w_i = \frac{1}{\delta(X_i^j)^2} \quad (\text{A.13})$$

$$w = \sum_{i=1}^N w_i \quad (\text{A.14})$$

$$\delta \bar{X}^j = \frac{1}{\sqrt{w}} \quad (\text{A.15})$$

Nun kann man die Kovarianzmatrix **R** berechnen:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_{00} & r_{01} & r_{02} & \dots & r_{06} \\ r_{10} & r_{11} & r_{12} & \dots & r_{16} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ r_{60} & r_{61} & r_{62} & \dots & r_{66} \end{pmatrix} \quad (\text{A.16})$$

mit

$$r_{jk}^2 = \frac{s_{jk}^2}{s_{jj}s_{kk}} \quad (\text{A.17})$$

Matrizeninversion liefert $R^{-1} = (r_{jk}^{-1})$. Damit lassen sich die Regressionskoeffizienten a^j berechnen:

$$a^j = \frac{s_{00}}{s_{jj}} \sum_{k=1}^6 r_{k0} r_{j0}^{-1} \quad (\text{A.18})$$

A.2.4 Fehler in der Asymmetrie

In [Bevington 1969] ist angegeben, wie sich die Fehler der Regressionskoeffizienten a^j und der Fehler der gesuchten physikalischen Asymmetrie A^{PV} bestimmen lassen. Für den Fehler der Regressionskoeffizienten erhält man:

$$\delta a^j = \frac{\frac{1}{N-1} \frac{1}{s_{jj}^2} r_{jj}^{-1}}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\delta X_i^0)^2}} \quad (\text{A.19})$$

Der Fehler δA^{PV} ergibt sich zu:

$$\delta A^{PV} = \frac{\frac{1}{N} + \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^6 \sum_{k=1}^6 (\overline{X^j X^k} \frac{1}{s_{jj}} \frac{1}{s_{kk}} r_{jk}^{-1})}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{(\delta X_i^0)^2}} \quad (\text{A.20})$$

A.3 Regressionskoeffizienten

In diesem Kapitel sollen die Regressionskoeffizienten der multiplen linearen Regression in Theorie und Experiment verglichen werden. In den Tabellen finden sich Werte der 1%-Modifikation. Dies sind die Fluktuationen der helizitätskorrelierten Strahlparameter, die eine relative Änderung der Asymmetrie A_0 um 1% bewirken. Berechnungen von Raumwinkel und Wirkungsquerschnitt haben zur Bestimmung dieser Werte geführt. Eine Beschreibung der Berechnung dieser Werte findet sich in Kapitel 4. Aus diesem Wert läßt sich auch der theoretisch erwartete Wert für den Regressionskoeffizienten ausrechnen. Eine ausführliche Betrachtung hierzu findet sich in einer Dissertation [Baunack 2003]. Zusätzlich wird in den Tabellen der experimentell gemessene Wert angegeben, um einen Vergleich zwischen Theorie und Experiment zu ermöglichen. Die so gemessenen Regressionskoeffizienten aller Strahlparameter stimmen im Rahmen der Fehler in Experiment und Theorie überein.

A.3.1 Stromasymmetrie

Die Regressionskoeffizienten für die Stromasymmetrie sind für alle Sektoren gleich. Tabelle A.2 zeigt für die Stromasymmetrie die Werte, die die Regressionsanalyse ergibt (a_{regr}), im Vergleich mit den berechneten Werten (a_{theo}).

Tabelle A.2: Übersicht über den Strom-Regressionkoeffizienten a^l

Sektor	1-% Modi	$a_{theo}^l (ppm)$	a_{regr}^l
1	$6.2 \cdot 10^{-8}$	1.00	1.1 ± 0.1
2	$6.2 \cdot 10^{-8}$	1.00	0.9 ± 0.1
5	$6.2 \cdot 10^{-8}$	1.00	0.9 ± 0.1
6	$6.2 \cdot 10^{-8}$	1.00	1.2 ± 0.1

A.3.2 Ortsdifferenzen

Die Regressionskoeffizienten für die Ortsdifferenzen sind abhängig von der relativen Orientierung den einzelnen Sektoren.

Horizontale Ortsdifferenz

Tabelle A.3 zeigt für die horizontalen Ortsdifferenzen die Werte, die die Regressionsanalyse ergibt (a_{regr}), im Vergleich mit den berechneten Werten (a_{theo}).

Tabelle A.3: Übersicht über den horizontalen Orts-Regressionskoeffizienten a^2

Sektor	1-% Modi	a_{theo}^2 ($\frac{ppm}{\mu m}$)	a_{regr}^2 ($\frac{ppm}{\mu m}$)
1	38 nm	-1.6	+18.3 ± 14.0
2	18 nm	-3.6	+4.2 ± 14.5
5	38 nm	+1.6	-24.0 ± 14.5
6	18 nm	+3.6	-0.2 ± 14.0

Vertikale Ortsdifferenz

Tabelle A.4 zeigt für die vertikalen Ortsdifferenzen die Werte, die die Regressionsanalyse ergibt (a_{regr}), im Vergleich mit den berechneten Werten (a_{theo}).

Tabelle A.4: Übersicht über den vertikalen Orts-Regressionskoeffizienten a^3

Sektor	1-% Modi	a_{theo}^3 ($\frac{ppm}{\mu m}$)	a_{regr}^3 ($\frac{ppm}{\mu m}$)
1	18 nm	+3.6	-8.5 ± 13.6
2	38 nm	+1.6	+2.5 ± 14.3
5	18 nm	-3.6	-18.0 ± 14.1
6	38 nm	-1.6	-14.0 ± 13.7

A.3.3 Winkeldifferenzen

Die Winkeldifferenzen werden genauso behandelt wie die Ortsdifferenzen. Die Regressionskoeffizienten für die Winkeldifferenzen sind abhängig von der relativen Orientierung den einzelnen Sektoren.

Horizontale Winkeldifferenz

Tabelle A.5 zeigt für die horizontalen Winkeldifferenzen die Werte, die die Regressionsanalyse ergibt (a_{regr}), im Vergleich mit den berechneten Werten (a_{theo}).

Tabelle A.5: Übersicht über den horizontalen Winkel-Regressionskoeffizienten a^4

Sektor	1-% Modi	a_{theo}^4 ($\frac{ppm}{\mu rad}$)	a_{regr}^4 ($\frac{ppm}{\mu rad}$)
1	+35.5 nrad	+1.8	-23.4 ± 29.0
2	+15.8 nrad	+3.9	-16.4 ± 29.4
5	-35.5 nrad	-1.8	+4.6 ± 30.4
6	-15.8 nrad	-3.9	+4.9 ± 29.1

Vertikale Winkeldifferenz

Tabelle A.6 zeigt für die vertikalen Winkeldifferenzen die Werte, die die Regressionsanalyse ergibt (a_{regr}), im Vergleich mit den berechneten Werten (a_{theo}).

Tabelle A.6: Übersicht über den vertikalen Winkel-Regressionskoeffizienten a^5

Sektor	1-% Modi	$a_{theo}^5 (\frac{ppm}{\mu rad})$	$a_{regr}^5 (\frac{ppm}{\mu rad})$
1	-15.8 nrad	-3.9	-8.0 ± 61.3
2	-35.5 nrad	-1.8	+6.4 ± 62.4
5	+15.8 nrad	+3.9	+69.1 ± 63.8
6	+35.5 nrad	+1.8	+34.0 ± 61.3

A.3.4 Energiedifferenz

Die Regressionskoeffizienten für die Energiedifferenzen sind für alle Sektoren gleich. Tabelle A.7 zeigt für die Energiedifferenzen die Werte, die die Regressionsanalyse ergibt (a_{regr}), im Vergleich mit den berechneten Werten (a_{theo}).

Tabelle A.7: Übersicht über den Energie-Regressionskoeffizienten a^6

Sektor	1-% Modi	$a_{theo}^6 (\frac{ppm}{eV})$	$a_{regr}^6 (\frac{ppm}{eV})$
1	32 eV	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$(+7.8 \pm 5.3) \cdot 10^{-2}$
2	32 eV	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$(+6.2 \pm 5.4) \cdot 10^{-2}$
5	32 eV	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$(-5.7 \pm 5.5) \cdot 10^{-2}$
6	32 eV	$2.0 \cdot 10^{-2}$	$(-2.2 \pm 5.3) \cdot 10^{-2}$

A.4 Auslese- und Steuerungselektronik

Die A4-LUMO-Elektronik besteht aus einem Analogteil, welches das Integrator- bzw. Quadriermodul enthält und einem Digitalteil, welcher die Histogrammiermodule enthält. Jedem Detektorkanal und jedem Strahlmonitor ist ein eigener Elektronikkanal zugeordnet. Die Entwicklung und der Bau dieser Elektronik erfolgte in Zusammenarbeit mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik unter der Leitung von Dr. Stephan.

Jeder der acht Luminositätsmonitore erhält ein eigenes Integrator- und Quadrier-Modul. Die Digitalisierung der integrierten und quadrierten Luminositätssignale erfolgt mittels 16 Bit ADC's. So wird die angestrebte Genauigkeit erreicht. Die Strahlparameter Lage, Strom und Energie erhalten eigene Module. Hierzu wurden vier Lagemodule und ein Strom- und Energie-Modul aufgebaut. Die Daten werden seriell in die Histogramming Unit übertragen. Die Histogramming Unit ist auf VME-Basis aufgebaut und besteht aus 13 zweikanaligen Modulen. Der Speicher des Moduls umfaßt 13×8 MB, hierin sind zusätzlich Polarisations-Informationen enthalten. Die Auslese der Daten erfolgt nach jeder Datennahme, d.h. nach jeweils 5 oder 10 Minuten. Die Ablaufsteuerung des Histogramming Moduls und des Analog-Teils regelt der HistoMaster, der ebenfalls auf VME-Basis aufgebaut ist.

Zur zeitlichen Ansteuerung der Elektronik und des gesamten A4-Experiments wurde ein spezieller Gategenerator entwickelt. Der Gategenerator steuert die Integrationszeiten (Meßgates) und die Polarisationsumschaltung. Die Integrationszeit erfolgt im Experiment netzsynchron und nicht phasenstarr. Es wird mit einem Zeitfenster von $T=1/(\text{aktuelle Netzfrequenz}) \approx 20$ ms für eine Polarisationsrichtung gemessen. Da die Polarisationsrichtung zufällig gewählt wird, ist im Gategenerator ein Zufallsgenerator integriert. Es wird jeweils eine Polarisationsrichtung gewürfelt, anschließend die komplementäre Polarisationsrichtung geschaltet. Der Zufallsgenerator hat eine Tiefe von 31 Bit. Alle vom Gategenerator erzeugten Daten werden an den HistoMaster gegeben, sowie an den A4-Detektor und die Quelle für polarisierte Elektronen. Die Rechnersteuerung erfolgt mittels MAMI-Input/Output-Modulen.

Abbildung A.5 zeigt ein Übersichtsbild der Vorderseite der LUMO-Elektronik, oben befindet sich der Analogteil, in der Mitte der HistoMaster und die Histogramming-Module, unten der Gategenerator.

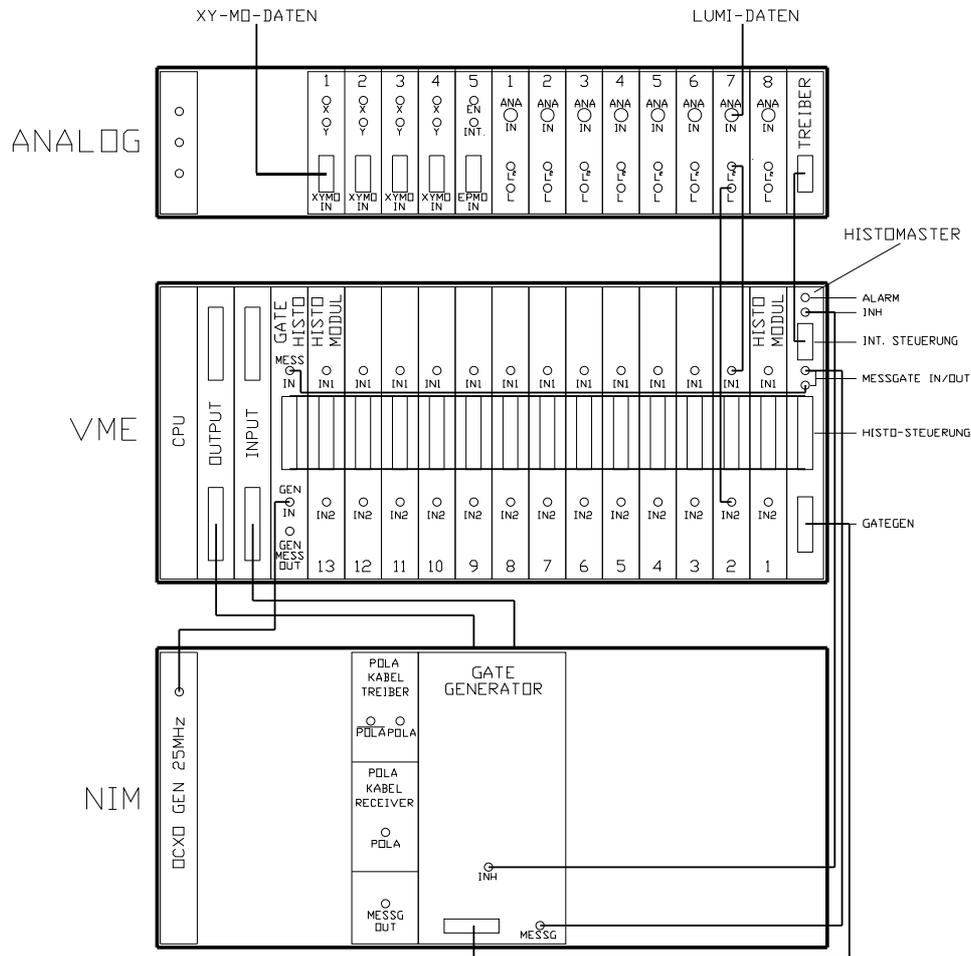


Abbildung A.5: Übersichtsbild der Frontplatte der LUMO-Elektronik. Oben befindet sich der Analogteil, in der Mitte der Histomaster und die Histogramm-Module, unten der Gategenerator.

A.4.1 Gategenerator

Funktionsbeschreibung des Gategenerators

Zentrales Element des Gategenerators ist die Zustandsmaschine (State Machine SM), die den Ablauf der Impulserzeugung steuert. Die SM startet beim ersten Start synchron mit dem 50 Hz Netzsignal der PLL und übernimmt dabei die Polarisationsrichtung aus dem Polarisationschieberegister (POLSR). Nach Ablauf einer Zeitverzögerung (Vorzeit VZ) wird der Vorimpuls (VP) erzeugt und einen Takt später ($1,22\mu s$) startet das Meßgate (20 ms oder $16 \times 1,23$ ms im Zeitscheibenmodus). Nach Ende des Meßgates und Ablauf einer Zeitverzögerung (Nachzeit NZ) wird, falls benutzt, der Zeitscheibenzähler inkrementiert und der nächste Durchlauf wird gestartet. Dies geschieht solange bis alle 16 Zeitscheiben abgearbeitet sind. Jetzt, bzw. ohne Zeitscheiben direkt, wird die Polarisationsrichtung auf den komplementären Wert gesetzt und ein neuer Durchlauf beginnt. Nach dem

Durchlauf wird bei MESS ON das POLSR weitergeschaltet und mit der statistischen Polarisationswahl läuft die SM weiter. VP und Meßgate (und POLSR Fortschaltung) sind nur bei MESS ON aktiv. Stop Messung und Stop SM werden am Ende eines Durchlaufs ausgeführt. Die Inhibit-Eingänge verhindern einen versehentlichen Start der Messung, falls externe Bedingungen eine Messung nicht erlauben. Kommt ein Inhibit bei laufender Messung, so wird das Fehlerinhibit gesetzt, die Messung aber nicht abgebrochen. Reset der Fehlermeldung erfolgt durch Stop SM.

Für die Experimentsteuerung stehen, aufgrund der Laufzeit der Signale zur Quelle und der Laufzeit des Elektronenstrahlstrahls von der Quelle in die Experimentierhallen 3&4, die Signale VP, Pola und Meßgate verzögert zur Verfügung. Die Verzögerung kann in 1,22 μ s-Schritten von 0,6 μ s bis 28 μ s eingestellt werden. Die Verzögerung wird durch Schieberegister erzeugt, die mit der 819 kHz PLL Clock getaktet werden.

Ein 16 Bit Downcounter zählt die Meßgates/Polarisation. Wird der Gatezähler als Vorwahlzähler benutzt, so stoppt die Messung, wenn der GZ auf 0 zurückgezählt ist. Wird der Gatezähler zum zählen benutzt, so sollte er mit der Vorwahl FFFF gesetzt werden. Die entsprechende Gatezahl ist dann die Differenz zu FFFF: Gatezahl = (FFFF - gelesener Zählerstand)

Abbildung A.6 zeigt ein Blockschaltbild des oben beschriebenen Gategenerators.

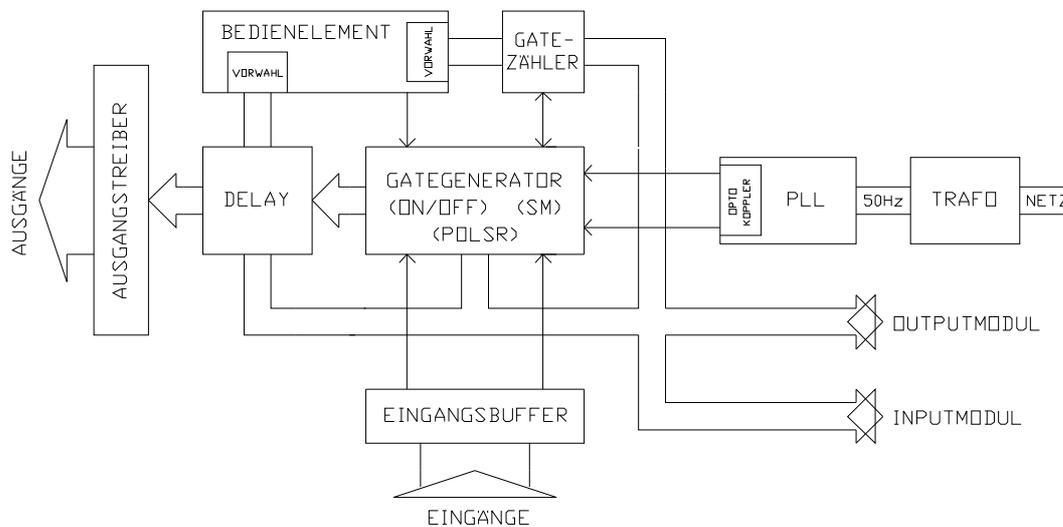


Abbildung A.6: Blockschaltbild des Gategenerators

WICHTIG:

Nicht benutzte Ausgänge sind mit 50 Ω abschließen.

Wird INH (TTL) nicht benutzt: 50 Ω aufstecken

Wird INH (NIM) nicht benutzt: -0.8 V anlegen (z.B. !q von FanOut)

Bedienungselemente des Gategenerators

Der Gategenerator besitzt einen Wahlschalter, um die Art der Steuerung auszuwählen. Es stehen drei Arten der Steuerung zur Verfügung: Manuell (Man), VME und NIM.

Manuell:

Start/Stop State Machine (SM) & Messung manuell, Mode (20 ms oder 16 Zeitscheiben in 20 ms), Gatezähler Stop (GZSTOP), Delay, Vorwahl Gatezähler (GZ) manuell von Hexschalter.

VME:

Start/Stop SM & Messung über VME-Modul & manuell, Mode, GZSTOP, Delay, Vorwahl GZ über VME Modul.

NIM:

Start/Stop SM & Messung über NIM & VME Modul & manuell, Mode, GZSTOP, Delay, Vorwahl GZ über VME Modul.

Folgende Taster, Schalter und Vorwahlschalter existieren auf der Frontplatte des Gategenerators:

Taster:

- Start/Stop SM (Start/Stop SM manuell)
- Start/Stop Messung (Start/Stop Messung manuell)
- Reset \implies Modul zurück zu Anfangszustand

Schalter:

- Mode (20 ms Gate oder 16 Zeitscheiben in 20 ms)
- GZSTOP stoppt Gatezähler nach Vorwahl (siehe Punkt Vorwahlschalter)

Vorwahlschalter:

- Delay und Vorwahl GZ (Eingabe hexadezimal)

An Frontplatte und Rückwand des Gategenerators eingebaute Eingänge:

Frontplatte:

- NIM Start/Stop SM (Mindestpulslänge $1.5 \mu\text{s}$), $R_{in} = 50 \Omega$
- NIM Start/Stop Messung (Mindestpulslänge $1.5 \mu\text{s}$), $R_{in} = 50 \Omega$
- NIM Inhibit (O.K. = -0.8 V)
- TTL Inhibit (O.K. = 0 V), $R_{in} \approx 1 \text{ k}\Omega$
- Reset (Signal + 5 V , Reset zu Anfangszustand), $R_{in} \approx 1 \text{ k}\Omega$

Rückwand:

- DStecker für Output Modul mit Optokoppler
- DStecker für Input Modul mit Optokoppler
- Lemostecker für + 7 V DC Versorgung PLL
- Twin 50 Hz Signal für PLL

An der Frontplatte des Gategenerators existierende Ausgänge:

- 2x NIM 25 MHz von Meßgate gated
- an 50Ω TTL direkt: Vorpuls (VP), Polarisation (POLA, für die Quelle polarisierter Elektronen), Meßgate
- an 50Ω $2 \times$ TTL delayed: VP, POLA, Meßgate (für den A4-Detektor)
- $1 \times$ MESS ON
- NIM delayed: !VP, !POLA, Meßgate
- Meßgate (+ 1 V) & Steuersignal für Histomaster (Flachkabelstecker)

Anzeigen in der Frontplatte (LEDs):

- MESS ON, SM ON, Zeitscheiben Mode, GZSTOP Mode
- Fehlerinhibit, Inhibit (INH)

Eine Skizze der Frontplatte ist in Abbildung A.7 dargestellt, hier sind alle oben beschriebenen Elemente eingezeichnet.

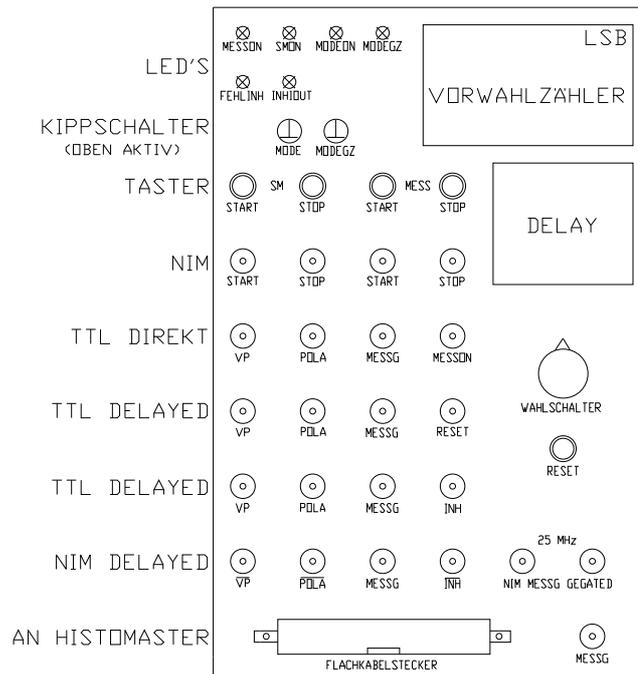


Abbildung A.7: Ansicht der Frontplatte des Gategenerators

Die Belegung des Steckers (20 poliges Flachbandkabel), der die Informationen zwischen Gategenerator und Histomaster austauscht, ist in Abbildung A.8 dargestellt. Dieser befindet sich ebenfalls in der Frontplatte des Gategenerators.

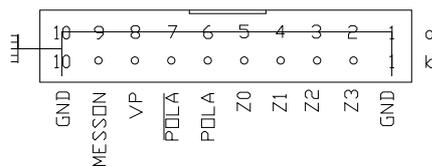


Abbildung A.8: Steckerbelegung des Steuerkabels vom Gategenerator zum Histomaster

Bedienung des Gategenerators

Der Wahlschalter (Manuell, VME, NIM) darf nur im Zustand SM Stop geändert werden. Der Mode 20 ms oder Zeitscheiben ist nur im SM Stop Zustand zu ändern. Übernahme der Schalterstellung erfolgt bei Start SM. MODE GZSTOP nur im Messung Stop Zustand ändern, Übernahme der Schalterstellung erfolgt bei Start Messung.

Ablauf ohne GZSTOP

1. Start SM, SM startet Netzsynchro
2. Start Messung, Messung startet Netzsynchro
3. Stop Messung

Daten auslesen (Detektor, Luminositätsmonitor usw.)

4. Start Messung
 5. Stop Messung
- usw. bis Stop SM

Ablauf mit GZSTOP (Vorwahl GZ darf nicht 0 sein):

1. Start SM
2. Start Messung
3. Stop GZ

Daten auslesen

4. Stop Messung (= Reset Start Flip-Flop FF)
 5. Start Messung
- usw.

Falls Fehler aufgetreten

Fehlerinhibit = INH bei MESS ON

Reset Fehlerinhibit: Stop SM

Reset Taste:

Alle FF, auch Polarisation Schieberegister (POLSR), werden in Anfangszustand zurückgesetzt.

Vorwahl GZ:

Die vier Hexstellen Gatezahl/POLA nur im Zustand Messung Stop ändern. Der Gatezähler ist ein Downcounter, d.h. falls der Mode GZSTOP nicht gewählt ist, die Vorwahl auf FFFF einstellen.

Delay:

$\approx 1 \frac{1}{2}$ Hex Stellen (Dezimal Max. = 23, entspricht hexadezimal Max. = 17) 1 LSB entspricht hierbei ca. $1.22 \mu\text{s}$ Das Delay berechnet sich aus folgender Formel: $\text{Delay} = 0.61 \mu\text{s} + \text{Delayzahl} \times 1.22 \mu\text{s}$

Bei Steuerung über VME Module (Input & Output Modul mit Optokoppler) ist folgendes zu beachten: Steuerung von Start/Stop durch entsprechende Ein/Aus Impulse der Module, d.h. die Impulslänge beträgt 500 ms. Deshalb muß der Abstand zweier Impulse > 1 s sein. Daten und Handshake (HS) gehen über Standardoptokoppler. Das bedeutet, daß das HS-Delay im Gategenerator $\approx 300 \mu\text{s}$ beträgt. Die Befehlsfolge muß somit $> 500 \mu\text{s}$ gewählt werden. Falls Befehl nicht möglich \implies kein HS Return \implies aber Daten und Befehle stehen an, d.h. die Ausführung erfolgt sobald der Befehl wieder möglich ist.

Zuordnung der Daten und Befehle des Output-Moduls

Die Tabelle A.8 zeigt die Zuordnung der Daten und Befehle des Output-Moduls.

Tabelle A.8: Zuordnung der Daten und Befehle des Output-Moduls

D0 - D7	Daten
D8	S0, Bytewahl
D9	S1, Bytewahl
D10 = 1	Befehl
D11 = 2	Befehl
D12 = 4	Befehl

In Tabelle A.9 werden werden die Befehle des Output-Moduls erläutert, hierbei werden folgende Abkürzungen verwendet: +: unabhängig von Wahlschalter Man/VME/NIM, *: Befehl nur im SM STOP Zustand und #: Befehl nur in Messung STOP Zustand.

Tabelle A.9: Befehlsinfo des Outputmoduls zur Steuerung des Gategenerators.

Befehlsinfo	BEFEHL (DO, D1, D2)	ERLÄUTERUNG
+ #	0 = LESEN POLSR	S0, S1, 4 Byte
+ *	1 = Schreiben POLSR	S0, S1, 4 Byte
*	2 = Schreiben Mode + GZSTOP	D0=1=Zeitscheiben, D1=1=GZSTOP, D0=0=20ms, D1=0=Normal Stop
+ #	3 = Lese GZ	S0, 2 Byte
+ #	4 = Schreibe GZ	S0, 2 Byte
+ #	5 = Lade Delay Register	Maximal Hex. 17

Der Ein- und Ausschaltbefehl sowie die Statusanzeige des Output-Moduls wurden unprogrammiert. Sie haben gemäß Tabelle A.10 folgende Funktion.

Tabelle A.10: Zuordnung Ein- und Ausschaltbefehl sowie der Statusanzeige des Output-Moduls

Ein	START SM
Aus	STOP SM
Status 1	SM ON
Status 2	MESS ON
Status 3	Mode
Status 4	Inhibit

Zuordnung der Daten des Input-Moduls

Die Tabelle A.11 zeigt die Zuordnung der Daten und Befehle des Output-Moduls.

Tabelle A.11: Tabelle Zuordnung der Daten und Befehle des Input-Moduls

D0 - D7	Daten
D8	S0, Bytewahl
D9	S1, Bytewahl
D10 = 1	Befehl
D11 = 2	Befehl
D12 = 4	Befehl

D8 - D12 wie vom Output-Modul angelegt. Das Input Modul muß für lesen ohne HS programmiert werden. Der Ein- und Ausschaltbefehl sowie die Statusanzeige des Output-Moduls wurden umprogrammiert. Sie haben gemäß Tabelle A.12 folgende Funktion.

Tabelle A.12: Zuordnung Ein- und Ausschaltbefehl sowie der Statusanzeige des Input-Moduls

Ein	Start Messung
Aus	Stop Messung
Status 1	NIM
Status 2	VME
Status 3	GZSTOP
Status 4	Fehlerinhibit

A.4.2 Histogramming Master (HistoMaster)

Funktionsbeschreibung des HistoMasters

Das HistoMaster VME-Modul steuert das Integrieren der Analogsignale (Luminositätsmonitor, Lagemonitore, Intensitätsmonitore), die AD-Wandlung, das Histogrammieren (auch der Meßgatelänge), das Nullsetzen der Histogrammspeicher und das Kalibrieren der AD-Wandler.

Vor einer Messung müssen die AD-Wandler kalibriert werden, dies darf frühestens 30 Minuten nach dem Einschalten passieren. Diese Kalibrierung wird über den VME- Befehl (1) (siehe Funktionstabelle A.15) gestartet. Das Modul erzeugt einen Startimpuls für die Kalibration von $\approx 2 \mu\text{s}$ Länge und 85532 Clockimpulse für die Kalibration. Nach Ablauf der Impulse wird ein Flip-Flop (CAL OK) gesetzt. Ebenso müssen die Histogrammierspeicher auf Null gesetzt werden. Dazu wird der Befehl (2) (VME) gestartet, der in ca. 100 ms 524288 Speicherplätze mit 0 beschreibt. Das 8 MB Memory eines Histogrammier-Moduls wird dabei als $512 \text{ k} \times 16 \text{ Byte}$ Memory angesprochen. Alle Histogrammier-Module werden gleichzeitig auf Null gesetzt. Nach Ablauf der Aktion wird ein Flip-Flop (RES OK) gesetzt und der Inhibit Ausgang wird 0. Das System ist jetzt betriebsbereit.

Mit dem VP wird der Entladeschalter der Integratoren gesperrt. Das Meßgate erzeugt den Gateimpuls für die Integrator-Eingänge. Nach dem Ende des Meßgates übernimmt der ADC mit dem Sampleimpuls die integrale Information und die AD-Wandlung wird mit 17 CLKADC-Impulsen durchgeführt. Dabei empfängt das SR im Histogramming-Modul, gesteuert durch die 17 CLKSR-Impulse, die Daten. Nach dem 17. CLKSR-Impuls startet der Histogrammier-Zyklus:

Lade Zähler (LDZAE \times CLKZAE) mit Memory-Wert aus der Adresse = ADC-Wert + PO-LA + Zeitscheibe, addiere eine Eins hinzu (CLKZAE), schreibe neuen Wert ins Memory: (!Write \times !OEMEM \times !OEZAE) negative Logik!

Bedeutung der Fehler:

Fehler MESS ON: Wird gesetzt wenn RESMODE oder CALMODE aktiv sind und die Messung gestartet wird.

Fehler RESMODE: Wird gesetzt wenn MESS ON oder CALMODE aktiv sind und die RESMODE gestartet wird.

Fehler CALMODE: Wird gesetzt wenn MESS ON oder RESMODE aktiv sind und die CALMODE gestartet wird.

Reset der Fehler Flip-Flops erfolgt mit CLEAR FEHLER (5).

Die Steuerbefehle für das Histogrammieren werden immer synchron mit dem Meßgate Ende von einer Zustandsmaschine erzeugt. Die Wandlung und das Histogrammieren werden in der Pause von ca. $60\mu\text{s}$ zwischen den Meßgates abgeschlossen, so daß während der Integration keine Aktivitäten in den Modulen stattfinden.

Eingänge des Histomasters:

- Steuersignale vom Gategenerator (20 poliges Flachkabel)
- VP, POLA, MESS ON, Z0 - Z3 (siehe Kurzbeschreibung Gategenerator)
- Meßgate (Lemostecker, 1 V, zum GateHisto durchschleifen, dort 50Ω -Abschluß)

Ausgänge des Histomasters:

- Meßgate (Lemostecker, für GateHisto)
- Histogramming-Unit-Steuerung (34 poliges Flachkabel)
- ADC Steuerung (15 polige DBuchse)
- Inhibit TTL für Gategenerator (ACT Ausgang)
- Alarm TTL (o.C. LSTTL Ausgang)

Die Belegung der Histogramming-Unit-Steuerung (34 poliges Flachkabel) findet sich in Abbildung A.9.

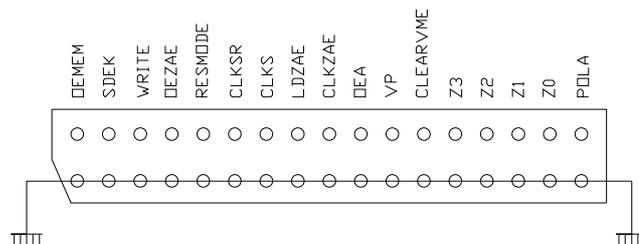


Abbildung A.9: Belegung der Histogramming-Unit-Steuerung über 34 poliges Flachkabel

Die ADC-Steuerung erfolgt über eine 15 polige DBuchse, die Belegung ist in Abbildung A.10 dargestellt.

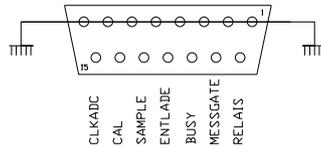


Abbildung A.10: ADC Steuerung über 15 polige DBuchse

Anzeigen (LEDs) des HistoMasters:

- Modul angesprochen: M (grün)
- Fehler: F (rot)

Jumper JU1 AM2 des HistoMasters:

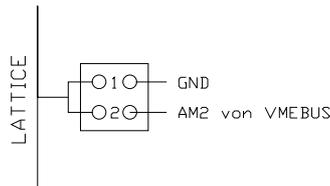


Abbildung A.11: Belegung des Jumper JU1 AM2 des HistoMasters

Tabelle A.13: Belegung des Jumper Jumper JU1 AM2 des HistoMasters

offen	3D = Supervisory data access
1	39 = nonprivileged data access
2	beide

Jumper JU2 des HistoMasters: Moduladresse: VA21, VA22, VA23 (Offen=H, Brücke=L)

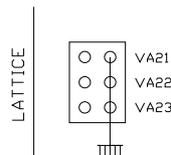


Abbildung A.12: Belegung des Jumper JU2 des HistoMasters

VME: Standard (24Bit Adressen, 16Bit Daten)

Tabelle A.14: Mögliche Moduladressen des HistoMasters

Adresse	Wert
VA1 - 3	0
VA8 - 20	0
VA21- 23	Jumper (siehe oben)

Funktionen des HistoMasters

Tabelle A.15: Funktionsbefehle des HistoMasters

	Calmode (1)	Resmode (2)	Relais Int. (3)	Lese Status (4)	Clear Fehler (5)
VA4	1	0	1	0	1
VA4	0	1	1	0	0
VA4	0	0	0	1	1
VA4	0	0	0	0	0
	Schreibbefehl	Schreibbefehl	Schreibbefehl	Lesebefehl	Schreibbefehl
Daten	DX	DX	D0=0 oder 1	D0-D8	DX

Erklärung zu Relais Int:

D0 = 0 oder 1, 0 entspricht 104.7 nF (20ms Integrationszeit) und 1 entspricht 4.7 nF (Zeitscheiben).
C_{int} befi ndet sich auf den Analogkarten.

Tabelle A.16: Lese Status des HistoMasters, Erklärung der Bedeutung der Bits

D0	MESS ON
D1	RESMODE
D2	CALMODE
D3	RES OK
D4	CAL OK
D5	Fehler MESS ON
D6	Fehler RESMODE
D7	Fehler CALMODE
D8	BUSY

A.4.3 Gatelängen Histogramming Modul (GateHisto)

Funktionsbeschreibung des GateHistos

Das Histogramming erfolgt wie bei HistoModul beschrieben. Der Vorzähler VU (Downcounter), ab Null wird in die Histogramming Zähler gezählt. Der Vorzähler wird vor dem Meßgate auf einen Wert gesetzt. Dieser Wert wird über einen VME-Befehl in ein Register abgelegt, abhängig von der Frequenz des Input- Generators. Je nach Mode, d.h. 20 ms oder Zeitscheiben, muß der Vorzähler so programmiert werden, daß die Histogramme sinnvoll gefüllt werden.

Die Werte für den VU errechnen sich folgendermaßen:

Histoadresse (ADC Channel)=Impulszahl in Meßgate - VU-Zahl

Bei einer 20 MHz Clock und einem 20 ms Meßgate entspricht dies 400000 Impulsen. Der Histobereich bei 16 Bit ist 65535, die Mitte des Histobereichs liegt bei 32767. Der VU bei 20 ms Meßgate muß also auf den Wert 367232 gesetzt werden, um die Histogramme sinnvoll zu füllen. Im Zeitscheibenmodus muß für den VU der Wert 1 geladen werden, dies entspricht dem kleinstmöglichen Wert.

Der Kontrollzähler zählt die Generatorimpulse von dem Meßgate (gated) in einen POLA- und einen !POLA-Kanal. Ein Überlauf Flip-Flop wird bei dem Überschreiten einer maximalen Zahl gesetzt (siehe HistoModul).

Eingänge GateHisto:

- Lemostecker Meßgate (+1 V an 50Ω)
- Lemostecker Generatorinput (+1 V an 50Ω)
- 34 poliges Flachkabel (Steuersignale von HistoMaster, Abschlußwiderstand 110Ω)

Ausgang GateHisto:

- Lemostecker Generator×Meßgate out (NIM)

Anzeigen (LEDs) GateHisto:

- LED an = Modul angesprochen

Jumper JU1 des GateHistos:

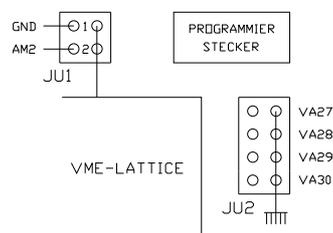


Abbildung A.13: Belegung des Jumper JU1 des GateHistos

Tabelle A.17: Belegung des Jumper JU1 des GateHistos

offen	0D = Supervisory data access
1	09 = nonprivileged data access
2	beide

JU2: Moduladresse: VA27, VA28, VA29, VA30 (offen=H, Brücke=L)

Mögliche Moduladressen:

08/10/18/20/.../70/78 = a + b0 in H abxxxxxx, ab = a + (b0 + 1 oder 0)

VME: extended LWord (32 Bit Adressen, 32 Bit Daten)

Tabelle A.18: Mögliche Moduladressen des GateHistos

Adresse	Wert
VA31	0
VA30 - 27	Jumper
VA22- 2	Adressen (Speicher)

Funktionen des GateHistos

Tabelle A.19: Funktionsbefehle des GateHistos

	Lesen/Schreiben Memory	Lesen Zähler + Überlauf + Fehler	Reset Fehler
VA23	0	1	X
VA24	1	1	0
VA25	0	0	0
VA26	0	0	0
Daten	D0-D15	D0-D9	DX

Tabelle A.20: Funktionsbefehle des GateHistos

	Lesen/Schreiben VU Register	Lesen Zähl1	Lesen Zähl2	Lesen Zähl3
VA23	0	1	0	1
VA24	0	0	1	1
VA25	1	1	1	1
VA26	0	0	0	0
Daten	D0-D23	D0-D31	D0-D31	D0-D31

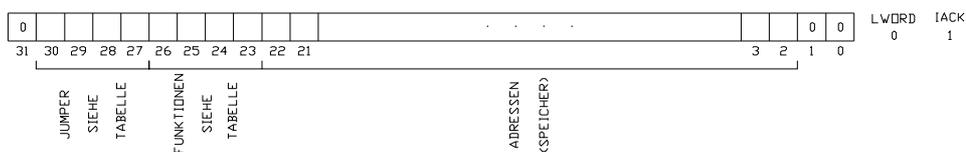


Abbildung A.14: GateHisto Funktions- und Adress-Struktur

Daten des GateHistos

Speicher des GateHisto: D0-D15

Tabelle A.21: Kontrollzähler des GateHistos

D0-D7	Kontrollzähler (8 Bit)
D8	Überlauf Flip-Flop
D9	Fehler Flip-Flop

Tabelle A.22: Voruntersetzer VU des GateHistos

D0-D23	Wert für Downcounter
--------	----------------------

Tabelle A.23: Befehle Kontrollzähler des GateHistos

Zähl1	
D0-D31	Byte 0 - 4, POLA
Zähl2	
D0-D31	Byte 0 - 4, !POLA
Zähl3	
D0-D2	Byte 5, POLA
D3	Überlauf Flip-Flop
D4-D6	Byte 5, !POLA
D7	Überlauf Flip-Flop

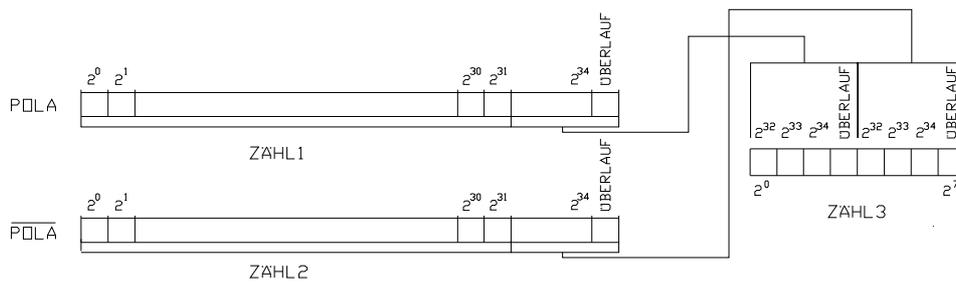


Abbildung A.15: Basis des Kontrollzählers des GateHistos

Histogramm-Basis des GateHistos

$Z - Z(VU) \leq 0 \implies$ Histogrammieren in $2^0 \dots 2^{15}$ alle = 0

$Z \geq Z(VU) + 2^{16} - 1 \implies$ Histogrammieren in $2^0 \dots 2^{15}$ alle = 1

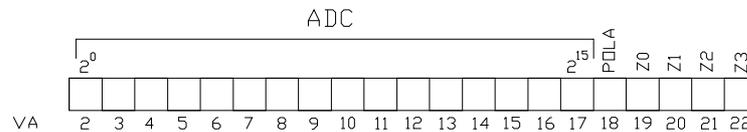


Abbildung A.16: Histogramm-Basis des GateHistos

A.4.4 Histogramming Modul (HistoModul)

Funktionsbeschreibung des HistoModuls

Die HistoModule werden während der Histogrammierung von dem HistoMaster gesteuert. Alle HistoModule arbeiten hierbei parallel, d.h. gleichzeitig (siehe Beschreibung HistoMaster). Nach Beendigung einer Messung werden die Speicher (4 MB pro Meßkanal) im Mode extended Long Word (32 Bit Adressen, 32 Bit Daten) ausgelesen, d.h. je zwei Meßkanäle parallel. Das Zurücksetzen der Speicherinhalte auf 0 wird ebenfalls vom HistoMaster gesteuert. Ein Kontrollzähler (8 Bit) wird bei jeder Erhöhung eines Histogramming Kanals inkrementiert. Diese Information kann zur Datenkontrolle bis zu dem Auswerterechner genutzt werden. Erzeugt eine Histogramming Adresse einen Überlauf, d.h. Daten $\geq 2^{16}$, so wird ein Überlauf Flip-Flop gesetzt. Das Fehler Flip-Flop wird gesetzt, falls während der Messung oder während des Resetmodes das Modul angesprochen wird.

Zur Vermeidung von Fehlbedienungen sollten die Input- und Output-Module zur Steuerung des Gate-Generators im gleichen VME-Crate wie HistoMaster & HistoModule & GateHisto eingefügt werden. Vor Start einer Messung muß der Status der HistoMasters geprüft werden. Er muß im Status CAL OK & RES OK sein, d.h. Daten gelesen und Reset ausgeführt.

Eingänge HistoModul:

- 2 x Lemostecker Dateneingang Kanal 1 & 2 (von ADC, +1 V) an 50Ω
- 34 poliges Flachkabel (Steuersignale von HistoMaster, 47kΩ Pull Up)

Anzeigen (LEDs) HistoModul:

- LED an = Modul angesprochen

Jumper auf der Platine des HistoModuls:

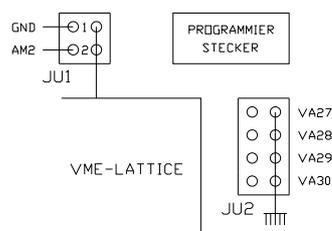


Abbildung A.17: Jumper JU1 des HistoModuls

Tabelle A.24: Jumper JU1 des HistoModuls

offen	0D = Supervisory data access
1	09 = nonprivileged data access
2	beide

JU2: Moduladresse: VA27, VA28, VA29, VA30 (offen=H, Brücke=L)

Mögliche Moduladressen:

08/10/18/20/.../70/78 = a + b0 in H abxxxxxx, ab = a + (b0 + 1 oder 0)

VME: extended LWord (32 Bit Adressen, 32 Bit Daten)

Tabelle A.25: Mögliche Moduladressen des HistoModuls

Adresse	Wert
VA31	0
VA30-27	Jumper
VA22-2	Adressen (Speicher)

Funktionen des HistoModuls

Tabelle A.26: Funktionsbefehle des HistoModuls

	Lesen/Schreiben Memory	Lesen Zähler + Überlauf + Fehler	Reset Fehler
VA23	0	1	X
VA24	1	1	0
VA25	0	0	0
VA26	0	0	0
Daten	D0-D31	D0-D9, D16-D25	DX

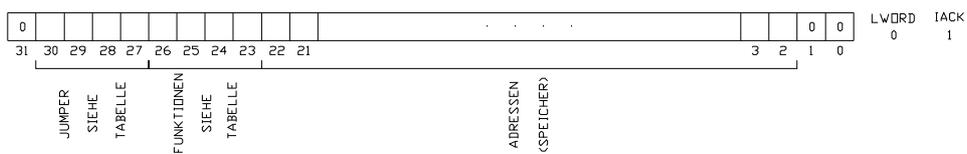


Abbildung A.18: Funktions- und Adress-Struktur des HistoModuls

Daten des HistoModuls

Tabelle A.27: Speicher des HistoModuls

D0-D15	Kanal 1 (oben)
D16-D32	Kanal 2 (unten)

Tabelle A.28: Zähler des HistoModuls

		Kanal
D0-D7	Kontrollzähler (8Bit)	1
D8	Überlauf Flip-Flop	1
D9	Fehler Flip-Flop	1
D16-D23	Kontrollzähler (8Bit)	2
D24	Überlauf Flip-Flop	2
D25	Fehler Flip-Flop	2

Histogramm-Basis des HistoModuls

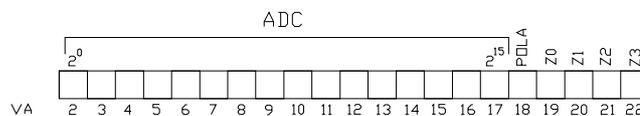


Abbildung A.19: Histogramm-Basis des HistoModuls

A.4.5 Timing-Histogramming-Modul (TimingHistoModul)

Funktionsbeschreibung TimingHistoModul

Die TimingHistoModule werden während der Histogrammierung von dem HistoMaster gesteuert. Ein TimingHistoModul auf VME Basis hat 16 digitale Kanäle, die den zeitlichen Verlauf der Signale in jedem Run protokollieren und zusätzlich in einem Statusregister neben dem Polarisationsbit noch weitere 6 digitale Zustände festhalten.

Eingänge TimingHistoModul:

- 16×Lemostecker Dateneingang an 50Ω
- 16 poliges Flachkabel Statusregistereingang
- 34 poliges Flachkabel (Steuersignale von HistoMaster, 47kΩ Pull Up)

Anzeigen (LEDs) TimingHistoModul:

- LED an = Modul angesprochen

Jumper JU1 des TimingHistoModuls:

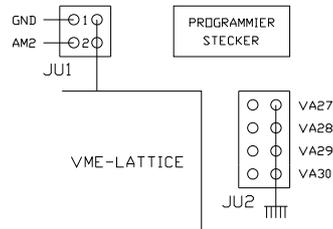


Abbildung A.20: Jumper JU1 des TimingHistoModuls

Tabelle A.29: Jumper JU1 des TimingHistoModuls

offen	0D = Supervisory data access
1	09 = nonprivileged data access
2	beide

JU2: Moduladresse: VA27, VA28, VA29, VA30 (offen=H, Brücke=L)

Mögliche Moduladressen:

08/10/18/20/.../70/78 = a + b0 in H abxxxxxx, ab = a + (b0 + 1 oder 0)

VME: extended LWord (32 Bit Adressen, 32 Bit Daten)

Tabelle A.30: Mögliche Moduladressen des TimingHistoModuls

Adresse	Wert
VA31	0
VA30-27	Jumper
VA24-26	Funktionen
VA19-23	Dekoder für CE0-CE16 (Kanal0-Kanal16)
VA18-1	Adressen (Speicher)

Funktionen des TimingHistoModuls

Tabelle A.31: Funktionsbefehle des TimingHistoModuls

	Lesen Memory	Schreiben Memory	Reset Fehler	Reset Adresszähler
VA24	0	0	1	0
VA25	0	0	0	1
VA26	0	0	0	0
<i>Write</i>	1	0		

Der Adresszähler muß vor einer Messung resettet werden, sonst steht der Adresszähler auf dem letzten Wert.

Daten des TimingHistoModuls

Tabelle A.32: Speicher des TimingHistoModuls

Kanal 0-15	D0-D15
Kanal 16	D0=Pola D1=Z0 D2=Z1 D3=Z2 D4=Z3 D5=X1 D6=X2 D7=X3 D8=X4 D9=X5 D10=X6 D11-D14=1 (ohne Bedeutung) D15=Fehler

X1-X6 in Tabelle A.32 bezeichnen die sechs digitalen Zustände. Ohne Signal sind diese digitalen Zustände gleich 1.

A.4.6 Analogelektronik (Integrier & ADC Module)

Funktionsbeschreibung Integrier & ADC Module

Der OPA 121 wandelt den Eingangsstrom in eine Spannung ($-100 \mu\text{A} \Rightarrow +10 \text{V}$). Der lineare Kanal geht direkt über das Gate DG 441 zum Integrator (OPA 627). R_{int} beträgt hierbei $200 \text{k}\Omega$, der Integrationskondensator C_{int} beträgt 104.7 nF im Mode 20 ms und 4.7 nF im Mode Zeitscheiben. Das ergibt bei $-100 \mu\text{A}$ Eingangsstrom I_{in} eine Eingangsspannung U_{in} von 9.5 V am ADC (20 ms) bzw. 10 V im Zeitscheibenmodus und $I_{in} = -78 \mu\text{A}$. Der quadratische Kanal setzt vor dem Integrator mit einem Multiplizierer MPY 634 das Spannungssignal um: $U_{mult}(MPY634) = 0.1U_{in}^2$ (ideal). Für jeden Multiplizierer existieren Eichkurven.

Zur Wandlung wird der AD 677 von Analog Devices benutzt. Die Daten werden seriell über Optokoppler zum HistoModul geschickt. Die Steuerung übernimmt der HistoMaster. Alle Steuerungssignale werden über Optokoppler geführt, so daß die Meßelektronik im Rahmen erdfrei bleibt und nur am Detektor geerdet wird. Die XY-HF-Monitor Lagesignale werden über je einen Instrumentationsverstärker INA114 direkt dem Integrator zugeführt. Die Verstärkung kann durch Wahl eines entsprechenden RG am INA 114 angepaßt werden. Die Erdung erfolgt am XY-Monitor (Wandlung + Erdung siehe auch oben).

Ein- und Ausgänge der Analogelektronik:

Frontplatte:

- Analog In: BNC Buchse isoliert, Eingang vom Luminositätsmonitor ($R_{in} = 100\Omega$), Stromeingang maximal $-100\mu\text{A}$.
- Daten Out: $2 \times$ Lemo isoliert (+1 V an 50Ω), L und L^2

Rückwand:

- Steckerleiste (64 polig)

Tabelle A.33: Belegung der Steckerleiste der Analogelektronik

26a/b, 27a/b	Umschaltrelais
29b, 30b	Entladen
31b, 32b	Meßgate
24b, 25b	Sample (ADC)
22b, 23b	CAL (ADC)
17b, 18b	CLK (ADC)

Tabelle A.34: Analogelektronik ADC Output Code (Twos Complement)

V_{in}	Output Code
<Full Scale	011...11
Full Scale	011...11
Full Scale - 1 LSB	011...10
Midscale +1 LSB	000...01
Midscale	000...00
Midscale - 1 LSB	111...11
-Full Scale + 1 LSB	100...01
-Full Scale	100...00
<-Full Scale	100...00

Versorgung der Analogelektronik:

pro Kassette: $\pm 15\text{ V}$, $+5\text{ V}$ für Meßelektronik erdfrei. Die Meßelektronik wird über Detektor geerdet.

Treiberkarte

Eine Treiberkarte steuert die Integratoren und ADCs an. Die Signale werden vom HistoMaster vorgegeben.

Ein/Ausgänge der Treiberkarte:

Eingang über 15 poliger DStecker (Stifte), Ausgang über VG Stecker an Rückwand. Alle BUSY Ausgänge der ADCs sind geodert \implies 1 Gesamtbus am HistoMaster.

A.5 ATVME-Befehle

Das System zur Auslese und Ansteuerung der Luminositäts-Elektronik wurde mit vernetzten Rechnern realisiert. Als Grundkonzept wurde ein einfaches Client/Server-Modell gewählt. Hierzu wurde eine Server-Software entwickelt, die auf einem Rechner in der Experimentierhalle läuft und Dienste über TCP/IP zur Verfügung stellt. Der Benutzer steuert die Datennahme mit den im Folgenden vorgestellten Programmen. Als Schnittstelle zwischen Rechner und Elektronik werden ATVME-Interfaces verwendet. Eine genaue Beschreibung der Funktionsweise der LUMO-Elektronik findet sich in Kapitel A.4.

A.5.1 Server

LServer

Syntax: lserver

Der Server zum Zugriff auf den VMEbus über TCP/IP wird auf dem LumiPC gestartet, auf diesem Rechner läuft die Server-Software.

A.5.2 Steuerungs-Befehle

adc_calmode

Syntax: adc_calmode

Kalibration aller ADC's, die in der Analog-Elektronik eingebaut sind (über Histomaster).

check_calmode

Syntax: check_calmode

Prüft, ob die ADC-Kanäle in der Analog-Elektronik kalibriert wurden.

check_stat

Syntax: check_stat

Liest das Statusregister im Histomaster und prüft die Statusbits (siehe Beschreibung Histomaster).

gategen_delay

Syntax: gategen_delay <Wert 0-23>

Wahl der Verzögerung für die Detektorsteuersignale Meßgate und Polarisation. Der Wert muß zwischen 0 und 23 liegen. $\text{Delay} = 0.61 \mu\text{s} + \text{Delayzahl} \times 1.22 \mu\text{s}$

gategen_mess_off

Syntax: `gategen_mess_off`

Stoppt die Messung im Gategenerator über das Inputmodul.

gategen_mess_on

Syntax: `gategen_mess_on`

Startet die Messung im Gategenerator über das Inputmodul.

gategen_mode

Syntax: `gategen_mode` <Wert 0, 1, 2 oder 3>

Bei Steuerung über VME, Wahl des Betriebsmodus des Gategenerators. Hier stehen die Meßgate-längen 20 ms und Zeitscheiben zur Verfügung. Die Messung kann durch den Stop-Befehl angehalten werden (Normal Stop) oder über die Vorwahl des Gatezählers (GZStop), die Messung stoppt in diesem Falle wenn der Gatezähler auf Null zurückgezählt hat.

mode=0: 20 ms, Normal Stop (über Messung-Stop-Befehl),

mode=1: 20 ms, GZSTOP (über Vorwahl Gatezähler),

mode=2: Zeitscheiben, Normal STOP,

mode=3: Zeitscheiben, GZSTOP.

gategen_readgz

Syntax: `gategen_readgz`

Bei Steuerung über VME wird die Vorwahl des Gatezählers des Gategenerators ausgelesen.

gatehisto_read_vu

Syntax: `gatehisto_read_vu`

Liest den Vorzähler im Gatehisto-Modul. Die Adresse im Histogramm des Gatehisto-Moduls ist: Impulszahl im Meßgate (zur Zeit 20 MHz Clock) minus Vorzählerwert (VU-Zahl). Bei 20 ms-Mode und 20 MHz: VU = 0x00059a81. Bei 1 ms-mode und 20 MHz (Zeitscheiben): VU = 0x00000001.

gategen_setgz

Syntax: `gategen_setgz` <Anzahl Meßgates>

Bei Steuerung über VME, Wahl des Gatezählers des Gategenerators.

gategen_sm_off

Syntax: `gategen_sm_off`

Stoppt State machine im Gategenerator über das Outputmodul.

gategen_sm_on

Syntax: gategen_sm_on

Startet die State machine im Gategenerator über das Outputmodul.

gategen_stat

Syntax: gategen_stat

Liest das Statusregister des Gategenerators über das Outputmodul und das Inputmodul.

gatehisto_readcounter

Syntax: gatehisto_readcounter

Liest den Zähler des Gatehisto-Moduls über den Histomaster, dies entspricht der Anzahl der Meßgates.

gatehisto_readmem

Syntax: gatehisto_readmem <filename> <mode: 0=20 ms, 1=Zeitscheiben>
<num_count>

Liest den Speicher des Gatehisto-Moduls über den Histomaster. Als Parameter werden ein Dateiname, der Modus (20 ms oder Zeitscheiben) und die theoretische Anzahl der Meßgates (zum Vergleich mit dem Kontrollzähler) benötigt.

gatehisto_write_vu

Syntax: gatehisto_write_vu <Wert 0 oder 1>

Setzt den Vorzähler im Gatehisto-Modul. Die Adresse im Histogramm des Gatehisto-Moduls ist: Impulszahl im Meßgate (zur Zeit 20 MHz Clock) minus Vorzählerwert (VU-Zahl). Bei 20 ms-Mode und 20 MHz: VU = 0x00059a81. Bei 1 ms-mode und 20 MHz (Zeitscheiben): VU = 0x00000001. VU = 0x00000001 ist das Minimum, VU=0x0 ist nicht möglich.

histo_readmem_hi

Syntax: histo_readmem_hi <unit> <outputfilename> <mode: 0=20ms,
1=zeitscheiben> <num_count>

Liest den Speicher der Histogramming-Module über den Histomaster. Als Parameter werden die Modulnummer (entsprechend der Geräteadresse), ein Dateiname, der Modus (20 ms oder Zeitscheiben) und die theoretische Anzahl der Meßgates (zum Vergleich mit dem Kontrollzähler) benötigt.

histo_readmem_stm

Syntax: `histo_readmem_stm <unit> <tm_counts> <outputfilename>`

Liest den Speicher der SuperTiming-Module über den Histomaster. Als Parameter werden die Modulnummer (entsprechend der Geräteadresse), die Anzahl der auszulesenden Einträge (entsprechend der Gatevorwahl) und ein Dateiname benötigt.

histo_readmem_tm

Syntax: `histo_readmem_tm`

Liest den Speicher der Timing-Module über den Histomaster. Als Parameter werden die Modulnummer (entsprechend der Geräteadresse), die Anzahl der auszulesenden Einträge (entsprechend der Gatevorwahl) und ein Dateiname benötigt.

histo_resmode

Syntax: `histo_resmode`

Setzt die Speicher aller verkabelten Histogramming Module (über Histomaster) auf Null.

histo_writemem_stm

Syntax: `histo_writemem_stm <unit> <tm_counts> <outputfilename>`

Beschreibt zu Testzwecken den Speicher der SuperTiming-Module über den Histomaster. Als Parameter werden die Modulnummer (entsprechend der Geräteadresse), die Anzahl der auszulesenden Einträge (entsprechend der Gatevorwahl) und ein Dateiname benötigt.

integ_relais

Syntax: `integ_relais <Wert 0 oder 1>`

Schaltet Relais zum Umschalten der Kapazitäten am Integrator (Analog-Elektronik). Kleine Kapazität (4,7 nF) für Zeitscheiben Modus (Meßgate 1,6 ms entspricht Relais=1), große Kapazität (104,7 nF) für normalen Modus (Meßgate 20 ms entspricht Relais=0).

integ_testref

Syntax: `integ_testref <Wert 0 oder 1>`

Schaltet die Testreferenz von 5V an den Integratoren an (bei Wert 1) oder aus (bei Wert 0). Die Eingänge der Integratoren werden ausgeschaltet. 5V liegen intern an den Integratoren an.

input_hs_off

Syntax: `input_hs_off`

Schaltet das Handshake des inputmoduls aus, dies ist nötig, um vom Inputmodul zu lesen.

master_stat

Syntax: `master_stat`

Liest das Statusregister im Histomaster und überprüft die Statusbits (siehe Beschreibung Histomaster).

stm_rescounter

Syntax: `stm_rescounter`

Setzt die Speicherinhalte aller verkabelten Histogramming Module (über Histomaster) auf Null.

Literaturverzeichnis

- [Abramowicz u. a. 1982] ABRAMOWICZ, H.: Experimental study of opposite sign dimuons produced in neutrino and anti-neutrinos interactionw. In: *Z.Phys.* C15:19,1982, S.19-31 CERN-EP/82-77, Jun 1982. 40pp.
- [Achenbach 2000] ACHENBACH, P.: *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 2000
- [Adams u. a. 1999] ADAMS, T.: Strange content of the nucleon (NuTeV). In: *Bloomington 1999 Physics with a high luminosity polarized electron ion collider*, S. 337 hep-ex/9906038
- [Alberico u. a. 2001] ALBERICO, W. M., BIENKY, S. M., MAIERON, C.: Strangeness in the nucleon: neutrino-nucleon and polarized electron-nucleon scattering. In: *hep-ph/0102269*
- [Altarev 2000] ALTAREV, I.: A high liquid hydrogen target for the parity violation experiment. In: *Preprint submitted to Elsevier Preprint*
- [Aniol 2001] ANIOL, K. A. et al (HAPPEX Kollaboration): In: *Phys. Lett.* B 509, 211 (2001)
- [Application Software Group 1994b] APPLICATION SOFTWARE GROUP: *Physics Analysis Workstation – An introductory tutorial*. Ausgabe Juli 1994. Genf, Schweiz: CERN Computing and Networks Division, 1994b. – Cern Program Library Long Writeup Q121
- [Aulenbacher u. a. 1997] AULENBACHER U. A. 1994 AULENBACHER, K. ; NACHTIGALL, Ch. ; ANDRESN, H. G. ; BERMUTH, J. ; DOMBO, Th. ; DRESCHER, P. ; EUTENEUER, H. ; FISCHER, H. ; HARRACH, D. v. ; HARTMANN, P. ; HOFFMANN, J. ; JENNEWAIN, P. ; KAISER, K. H. ; KÖBIS, S. ; KREIDEL, H. J. ; LANGBEIN, J. ; PETRI, M. ; PLÜTZER, S. ; REICHERT, E. ; SCHEMIES, M. ; SCHÖPE, H. J. ; STEFFENS, K. H. ; STEIGERWALD, M. ; TRAUTNER, H. ; WEIS, T.: The MAMI source of polarized electrons. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research* A391 (1997), S. 498–506
- [Aulenbacher u. a. 1998] AULENBACHER, K.: Helicity correlated asymmetries in parity violation experiments In: *Proceedings Low energy polarized electron workshop* St. Petersburg 1998, p. 87
- [Bartsch 2001] BARTSCH, P.: *Aufbau eines Møllerpolarimeters für die Drei-Spektrometer-Anlage und Messung der Helizitätsasymmetrie in der Reaktion $p(e \rightarrow, e' p)\pi_0$ im Bereich der Δ -Resonanz*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss. 2001
- [Baunack 1999] BAUNACK, S.: *Echtzeitkalibration des elektromagnetischen A4-Kalorimeters*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, März 1999. – 72 S
- [Baunack 2003] BAUNACK, S.: *Untersuchungen der Strangeness im Nukleon mittels paritätsverletzender Elektron-Streuung unter Vorwärtswinkel*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss. in Vorbereitung, voraussichtlich Ende 2003

- [Beck 1989] BECK, D. H.: Strange-quark vector currents and parity-violating electron scattering from the nucleon and from nuclei. In: *Phys. Rev. D* 39 (1989), Nr. 11, S. 3248–3256
- [Beck und Holstein 2001] BECK, D. H., HOLSTEIN, B. R.: Nucleon structure and parity-violating electron scattering. In: *hep-ph/0102053*
- [Beck und McKeown 2001] BECK, D. H., MCKEOWN, R. D.: Parity-violating electron scattering and nucleon structure. In: *hep-ph/0102334*
- [Bevington 1969] BEVINGTON, P., *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. New York : McGraw-Hill, 1969
- [Bjorken 1966] BJORKEN, J. D.: Applications of the chiral $U(6) \otimes U(6)$ algebra of current densities. In: *Phys. Rev.* 148 (1966), S. 1467–1478
- [Bjorken und Drell 1965] BJORKEN, J. D. ; DRELL, S. D.: *Relativistic quantum fields*. New York : McGraw-Hill, 1965
- [Brun u. a. 1996] BRUN, R. ; BUNCIC, N. ; FINE, V. ; RADEMAKERS, F.: *ROOT Overview*. Version 1.03/07. Genf, Schweiz: CERN, 1996
- [Ciarrocca u. a. 1998] CIARROCCA U. A. 1998 CIARROCCA, M.;AVRAMOPOULOS, H.;HARTMANN, P. ;HOFFMANN, J. ;AULENBACHER, K. ;REICHERT, E.;SCHULER, J.;TRAUTNER, H.: 2.45-GHz synchronised polarised electron injection at MAMI. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 406 (1998), S. 351–355
- [Decker u. a. 1993] DECKER, R. ; NOWAKOWSKI, M.; WIEDNER, U.: Strangeness in the nucleon. In: *Fortschritte der Physik* 41 (1993), Nr. 2, S. 87–149
- [Derman, E. und Marciano, W. J. 1979] DERMAN, E., MARCIANO, W. J.: In: *Ann. Phys.* 121 (1979), S. 147
- [Diefenbach 2003] DIEFENBACH, J.: *Aufbau einer elektronischen Stabilisierung für das A4-Comptonpolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Februar 2003. –
- [Drechsel 2000] DRECHSEL, D.: The structure of the nucleon. In: *nucl-th/0003061*
- [Ellis und Jaffe 1974] ELLIS, J. ; JAFFE, R. L.: Sum rule for deep-inelastic electroproduction from polarized protons. In: *Phys. Rev.* D9 (1974), S. 1444–1446
- [European Muon Collaboration 1988] EUROPEAN MUON COLLABORATION: Measurement of the ratios of deep inelastic muon-nucleus cross-sections on various nuclei compared to deuterium. In: *Phys. Lett.* B206 (1988), S. 603–610
- [European Muon Collaboration 1989] EUROPEAN MUON COLLABORATION: An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons. In: *Nucl. Phys.* B328 (1989), S. 1–35
- [Fichtner 2003] FICHTNER, F.: Private Mitteilung, 2003
- [Gasser u. a. 1988] GASSER, J. ; LEUTWYLER, J. ; LOCHER, M. ; SAINIO, M. Extracting the pion-nucleon sigma term from data. In: *Phys. Lett.* B213 (1988), S. 85–90
- [Glashow u. a. 1970] GLASHOW, S. L. ; ILIOPOULOS, J. ; MAIANI, L.: Weak interaction with lepton-hadron symmetry. In: *Phys. Rev.* D2 (1970), Oktober, Nr. 7, S. 1285–1292
- [Griffiths 1996] GRIFFITHS, D. J.: *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Berlin, Akademie Verlag, 1996

- [Grimm 2002] GRIMM, K.: *Aufbau eines Lichtauslesesystems für ein Bleifluorid-Kalorimeter zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation, Januar 2002. –
- [Hagiwara 2002] HAGIWARA, K. u. a. In: *Physical Review D* 66 (2002)
- [Hammel 1996] HAMMEL, T.: *Entwicklung eines Luminositätsmonitors für ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit 1996
- [Hammer und Drechsel 1995] HAMMER, H. W., DRECHSEL, D.: Parity violating pion electroproduction off the nucleon. In: *Z. Phys.* A353 (1995), S. 321–331
- [Heinen-Konschak 1994] HEINEN-KONSCHAK, E.: *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 1994
- [Imai 2003] IMAI, Y.: *Entwicklung eines optischen Systems für ein Compton-Rückstreupolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Februar 2003. –
- [Kaplan und Manohar 1988] KAPLAN, D. B. ; MANOHAR, A.: Strange matrix elements in the proton from neutral-current experiments. In: *Nucl. Phys.* B310 (1988), S. 527–547
- [Ketter 1998] KETTER, W.: *Entwurf zum Bau eines optischen Resonators für ein Compton-rückstreupolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 1998. – 37 S
- [Klag 2003] KLAG, W.: Private Mitteilung, 2003
- [Köbis 1998] KÖBIS, S.: *Entwicklung eines Triggersystems zur Selektion elastischer Elektronenstreuereignisse in einem schnellen Kalorimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 1998
- [Kothe 2003] KOTHE, R.: *Untersuchungen der Strangeness im Nukleon mittels paritätsverletzender Elektron-Streuung unter Rückwärtswinkel*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss. in Vorbereitung, 2003
- [Kumar und Souder 2000] KUMAR, K. S. ; SOUDER, P. A.: Strange quarks and parity violation. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 45 (2000), S. 333–395
- [Lamport 1986] LAMPORT, L.: *TEX: A document preparation system*. Reading, Massachusetts : Addison-Wesley Publishing Company, 1986
- [Larin u. a. 1997] LARIN, S. A. ; VAN RITBERGEN, T. ; VERMASERN, J. A. M.: The a_s^3 approximation of quantum chromodynamics to the Ellis-Jaffe sum rule . In: *Phys. Lett.* B404 (1997), S. 153–160
- [Lopes 1996] LOPES GINJA, A.: *Vorstudien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein paritätsverletzendes Experiment*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 1996. – 79 S
- [Marciano und Rosner 1990] MARCIANO, W. J., ROSNER, J. L.: In: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990), S. 2964
- [McKeown 1988] MCKEOWN, R. D. Sensitivity of polarized elastic electron-proton scattering to the anomalous baryon number magnetic moment. In: *Phys. Lett.* B129 (1988), Nr. 2&3, S. 140.–142
- [Mittwisch 1992] MITTWISCH, D.: *Entwicklung und Erprobung eines Hochfrequenzmonitors zur Messung der Intensität und Lage eines 855 MeV Elektronenstrahls*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Mai 1992.

- [Musolf u. a. 1994] MUSOLF, M. J. ; DONNELLY, T. W. ; DUBACH, J. ; POLLOCK, S. J. ; KOWALSKI, S. ; BEISE, E. J.: *Intermediate-Energy semileptonic probes of the hadronic neutral current*. In: *Physics Reports* 239 (1994), Nr. 1&2
- [Particle Data Group 2002] PARTICLE DATA GROUP: Review of particle physics. In: *Eur. Phys. Jour.* C15 (2002), Nr. 1–4, S. 1–878. – Erhältlich auf den PDG-Seiten (URL: <http://pdg.lbl.gov/>)
- [Rosenbluth 1950] ROSENBLUTH, M. N.: An experimental review of the nucleon form factors. In: *Phys. Rev.* 79 (1950), S. 615
- [Salam 1968] SALAM, A. ; SVARTHOLM, N. (Hrsg.): *Elementary particle theory*. Stockholm : Almquist and Wiksells, 1968, S. 367 Proceedings of the 8th Nobel Symposium
- [Seidl 2003] SEIDL, M.: *Untersuchungen zur Strahldynamik am Mainzer Mikrotron*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 2003
- [Spin Muon Collaboration 1997] SPIN MUON COLLABORATION: Spin Structure of the proton from Polarized inclusive deep inelastic muon-proton scattering. In: *Phys. Rev.* D56 (1997), S. 5330–5358
- [Thomas und Weise 2001] THOMAS, A. W. , WEISE, W.: In: *The Structure of the Nucleon* WILEY-VCH Verlag Berlin, 2001
- [Weinberg 1967] WEINBERG, S.: A model of leptons. In: *Phys. Rev. Lett.* 21 (1967), November, S. 1264–1267
- [Weinrich 2000] WEINRICH, C.: *Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Juli 2000. – 95 S
- [Weinrich 2003] WEINRICH, C.: Private Mitteilung, 2003

Danksagung

Am Ende dieser Dissertation möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und mich während all der Jahre im Institut für Kernphysik und im Privatleben unterstützt haben.

Zunächst gilt mein Dank Prof. Dr. von Harrach für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit, an diesem spannenden und ambitionierten Experiment mitzuwirken. Er war immer gerne zu Diskussionen bereit und nie um Lösungsvorschläge der besonderen Art verlegen.

Ganz besonders möchte ich mich bei Dr. Frank Maas bedanken. Er stand mir bei Problemen immer zur Verfügung, konnte mit seinem Rat und Wissen häufig zum Durchbruch verhelfen und war sich nie zu schade, bis zum Rande der körperlichen Erschöpfung auch selbst in der Halle mit anzupacken. Auch für die heißen Mitarbeitergespräche, seine unendliche "Schuld" und das Korrekturlesen dieser Arbeit möchte ich mich sehr bedanken.

Ich danke der ganzen Arbeitsgruppe von Prof. Dr. D. von Harrach für das sehr gute Arbeitsklima und die stete Hilfe bei kleinen und großen Problemen. Auch die zahlreichen Meetings, Aufräum- und Hallentage und gemeinsamen Gruppenausflüge werden mir ewig in Erinnerung bleiben.

Meinen Weggefährten, Leidensgenossen und Zimmerkollegen Patrick "Trickbetrüger" Achenbach, Sebastian "Dr. Sack" Baunack und Amilcar "gleunäh Luggie" Lopes Ginja möchte ich für die langjährige angenehme Arbeitsatmosphäre, für die notwendige Entspannung nach der Arbeit bei einem Licher und für die zahlreichen Ein- und Ausblicke auf das Uni-Leben danken. Insbesondere danke ich Sebastian Baunack für die sehr gute Zusammenarbeit bei der Erstellung der zahlreichen Programme und für das Vertreiben des Fehlerteufels. Hhhhhhhhhhhhhhh!

Auch allen anderen Gruppenmitgliedern möchte ich danken:

Luigi Capozza danke ich für die Momente der Ruhe, in denen er nicht gefragt hat, M. Claude für die Einteilung des Tages in Einheiten zu je fünf Minuten und das "NEIN!", Lord Fusel für seine steten Bemühungen um die Erhaltung der deutschen Sprachkultur und die Bekanntmachung des Tourraines, Bonzenboris Gläser für den

steten Lacher und den Korkentrick, Klaus Grimm für die Absorption allen Pechs und die Bereitstellung einiger Zeichnungen, Marianella Heras Caballo für die Planung der Haltekonstruktion der LUMOs, den Herren für die unerschöpfliche Professionalität (außer Defi beim Fahrradfahren), Superlee für den brillanten Kaffeeservice, Holger Hofmann für so manch Schlankfußberatung, Jürgen Hoffmann für das Nicht-mehr-sehen-können von Herrenkuchen, dem Kablischen Simon Köbis für die Warnung vor den Luggies, Tyranno Lorente für das "AY!" und die hohe Schule der spanischen Schimpfwörter, dem jungen Lopes Cesar Molinos und Natalia Prats Porta für das schicke. aber leider nichteingesetzte Lichtrad, Lars Nungesse für die Bereicherung des audiovisuellen Spektrums der Gruppe, Fernando Commandante Ortega für seine Welt und die vielen spanische Weisheiten, Ernst Schilling für sein Organisationstalent in letzter Sekunde und die vielen mächtigen Rauchwolken beim Grillen und Simon Taylor für die vielen Nachtschichten, die wir dank ihm nicht machen mußten.

Ich möchte mich auch bei allen Mitarbeitern des Instituts für Kernphysik bedanken, ohne deren Hilfe diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Erwähnen möchte ich Herrn Jürgen Rosche, der mir bei der Planung der Luminositätsmonitore mit Rat und Tat zur Seite stand, und die feinmechanische Werkstatt um Herrn Luzius, der es in professionellster Art und Weise gelungen ist, den Luminositätsmonitor innerhalb kürzester Zeit paßgenau zu fertigen. Der Elektronikwerkstatt um Dr. Stephan danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit beim Bau der Steuer- und Ausleseelektronik. Insbesondere danke ich Dr. Gerrit Stephan, ohne dessen riesigen Erfahrungsschatz und stete Hilfsbereitschaft bei Elektronikproblemen (insbesondere bei technischen Problemen fünf Minuten vor der Strahlzeit) wäre die Durchführung des Experiments sicherlich nicht in dieser Art möglich gewesen. Der Beschleunigergruppe des Instituts um Dr. Kaiser danke ich für die Inbetriebnahme aller Strahlstabilisierungssysteme und die stete Bereitschaft, diese zu verbessern. Meinen Dank richte ich auch an die Beschleunigerwerkstatt um Herrn Bengard und die Vakuumwerkstatt um Herrn Schön. Auch die Hausmeister und die Damen der Verwaltung halfen mir immer wieder schnell und unkompliziert.

Bei meiner Freundin Katja Kirschbaum möchte ich mich besonders bedanken. Sie hat mich in all den Jahren immer uneingeschränkt unterstützt und in schwierigen Phasen aufgemuntert. Insbesondere in arbeitsreichen Zeiten hat sie mir im Privatleben viel Arbeit abgenommen, so daß an der Uni knallhart geschafft werden konnte. Dies gilt auch für meine Eltern, die mir darüberhinaus dieses Studium durch manch finanzielle Spende erst ermöglicht haben.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei all meinen Freunden bedanken, die für die nötige Ablenkung und Entspannung in der Freizeit gesorgt haben, sei es durch Freud und Leid bei der Eintracht, gesellige Kneipenabende, anstrengende Marathonteilnahmen oder gepflegte Fußballspiele.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Thorsten Hammel
Fuchsstraße 13
65 187 Wiesbaden
geboren am 07. Juli 1970 in Wiesbaden
deutsche Staatszugehörigkeit
ledig

Schulbildung

1977 – 1981 Grundschule Schelmengraben, Wiesbaden
1981 – 1990 Elly-Heuss-Gymnasium, Wiesbaden
06/1990 Abitur

Studium

10/1990 – 12/1996 Studium der Physik an der
 JOHANNES GUTENBERG-Universität in Mainz
10/1992 Diplom-Vorprüfung Physik
08/1995 – 10/1996 Diplomarbeit in experimenteller Physik bei
 Prof. D. v. Harrach am Institut für Kernphysik, Mainz
12/1996 Diplomprüfung Physik

Promotion

10/1997 – 10/2003 Promotion in experimenteller Physik
 am Institut für Kernphysik der
 JOHANNES GUTENBERG-Universität in Mainz
 bei Prof. D. v. Harrach

Mainz, den 23. Oktober 2003