

**Aufbau und
Betrieb einer schnellen
Kalorimerelektronik
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
Rainer Kothe
geb. in Wiesbaden

Mainz, den 7. Januar 2008

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung	3
2.1	Strangeness im Nukleon	3
2.1.1	Experimentelle Hinweise auf Strangeness im Proton	5
2.1.2	Theoretische Vorhersagen zur Strangeness im Nukleon	8
2.2	Kopplungen in der elektroschwachen Wechselwirkung	9
2.3	Kinematik der elastischen Elektronenstreuung	12
2.3.1	Elektromagnetische Streuung	12
2.3.2	Einbeziehung der neutralen Ströme	15
2.4	Paritätsverletzende Asymmetrie	16
3	Experimentelles Konzept und Aufbau des A4-Experiments	21
3.1	Grundlegendes Messprinzip und Anforderungen an das Kalorimeter	21
3.2	Realisierung des Experiments	24
3.2.1	Polarisierter Elektronenstrahl und Beschleuniger	26
3.2.2	Strahlmonitore und -stabilisierungen	28
3.2.3	Polarisationsmessung	30
3.2.4	Wasserstofftarget und Luminositätsmonitor	34
3.2.5	Kalorimeter	36
3.3	Signale der angekoppelten Photomultiplier	40

4	Signalverarbeitungs- und Datenaufnahmesystem MEDUSA	43
4.1	Konzept und Funktionsweise der Elektronik	43
4.1.1	Vorbemerkungen	43
4.1.2	Paralleles Konzept der Datenaufnahmeelektronik	45
4.2	Realisierung der Datenaufnahmeelektronik	49
4.2.1	Analogkarten	50
4.2.2	Histogrammiereinheiten	63
4.2.3	Gesamtaufbau der Detektorelektronik	66
5	Aufbauphase: Funktionsprüfungen und Eichmessungen	71
5.1	Funktionsprüfungen der Elektronikmodule	74
5.2	Charakteristische Eigenschaften und deren Vermessung	78
5.2.1	Differentielle Nichtlinearitäten der AD-Wandler	78
5.2.2	Eichgeraden der Energiespektren	82
5.2.3	Analoge Werte der Diskriminatorschwellen	87
6	Überprüfung der Funktionalität im experimentellen Betrieb	89
6.1	Grundlagen der Datenauswertung	89
6.1.1	Experimentelle Spektren unter Vorwärtsstreuung	89
6.1.2	Kalibration und Verarbeitung der Spektren	91
6.2	Überprüfung der Trigger- und Vetologik	92
6.2.1	Constant-Fraction-Discriminator	93
6.2.2	Pulsformerstufe	95
6.2.3	Erkennung lokaler Maxima	99
6.2.4	Erkennen von Pileup durch die Vetologik	103

7	Detektorsystem zum Nachweis von Elektronen bei Rückwärtsstreuung	111
7.1	Entwurf und Aufbau des Taggersystems	113
7.2	Kalibration und Ergebnisse	116
7.2.1	Kalibration der Tagger-Elektronik	116
7.2.2	Experimentelle Spektren und zufällige Koinzidenzen	122
7.2.3	Spektren der Positronen aus dem Myon-Zerfall	124
8	Paritätsverletzende Asymmetrie und Schlussfolgerungen	129
8.1	Extraktion der experimentellen Ereigniszahlen	129
8.2	Bestimmung und Korrekturen der Asymmetrie	133
8.2.1	Strahlstrom	133
8.2.2	Helizitätskorrelierte Strahlparameter und Polarisation des Elektronenstrahls	134
8.2.3	Beimischung inelastisch gestreuter Ereignisse	136
8.3	Physikalische Asymmetrie A_{PV}	137
8.4	Schlussfolgerungen: Strange-Formfaktoren G_E^s und G_M^s	138
9	Zusammenfassung und Ausblick	141
A		143
A.1	Gesamtschaltpläne der Analogkarte	143
A.2	Aufbau des Teststandes	149
A.3	Integrierte Testpunkte auf der Analogkarte	150
A.4	Triggertestsignal für Offline-Messungen	152
A.5	Ableitung der Pileup-Wahrscheinlichkeiten	153
A.6	Vermessene Zeitfenster der Vetologik	155
A.7	Abschätzung der experimentellen Nachweiseffizienz	156
	Literaturverzeichnis	161

Kapitel 1

Einleitung

Bis heute stellt die Beschreibung gebundener hadronischer Zustände aus Quarks und Gluonen mit Hilfe der zugrundeliegenden relativistischen Feldtheorie der Quantenchromodynamik eine Herausforderung der modernen Physik dar. Offene Fragestellungen bestehen weiterhin: „Wie setzt sich die Masse des Protons zusammen?“, „Welche effektiven Freiheitsgrade besitzen die Nukleonen?“ Von besonderem Interesse sind Kenntnisse über die Struktur von Proton oder Neutron, die als Zustände aus drei sogenannten Valenz-Quarks aufgefasst werden. Darüber hinaus trägt aber auch ein virtueller See aus Gluonen und Quark-Antiquark-Paaren zu den Eigenschaften der Nukleonen bei. Experimentell ist der Nachweis von See-Effekten schwierig, da zwischen Valenz- und Seequarks zu unterscheiden ist. Eine mögliche Untersuchung reiner Seequark-Effekte besteht in einer Messung von Strange-Quark-Beiträgen zu den Formfaktoren. Wegen der Netto-Strangeness des Protons von $S=0$ sind diese stets auf Seequark-Effekte zurückzuführen. Das Ziel des A4-Experimentes ist eine Bestimmung dieser Beiträge über eine Messung der Asymmetrie in der paritätsverletzenden Elektronenstreuung.

Die Kollaboration A4 begann im Sommer 2000 mit der experimentellen Datennahme, die eine Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der elastischen Streuung von polarisierten Elektronen an einem unpolarisierten Wasserstofftarget ermöglicht. Zur Trennung elastisch gestreuter Elektronen von anderen auftretenden Ereignissen wird für jedes Ereignis eine kalorimetrische Einarmmessung durchgeführt. Nachdem unter einem Vorwärtsstreuwinkel $\Theta = 35^\circ$ für longitudinale und transversale Strahlpolarisation und für zwei verschiedene Impulsüberträge die Asymmetrien gemessen wurden, wird mit dieser Arbeit eine Messung für den kinematischen Bereich der Rückwärtsstreuung bei $\Theta = 145^\circ$ mit longitudinaler Polarisation vorgestellt. Mit Hilfe des neuen Messpunktes ist nun die Separation der elektrischen und magnetischen Strange-Formfaktoren möglich.

Die besondere Herausforderung in der Entwicklung des aufgebauten Messsystems lag in den auftretenden totalen Ereignisraten, die eine Auslegung dieses Systems für die Verarbeitung sehr hoher Raten erforderlich machte. Speziell hierfür musste eine schnelle Elektronik entwickelt werden, die nicht nur in der Lage ist, diese Raten zu verarbeiten, sondern bereits vor der Datenspeicherung Mehrfachtreffer über eine implementierte Logik identifiziert und mit deren Ausschluss die notwendige Energieauflösung des Systems sicherstellt. Um nach dem Übergang zu Rückwärtsstreuwinkeln die kalorimetrische Trennung weiterhin zu gewährleisten, wurde in den Jahren 2005/06 der Detektor außerdem um einen Elektronentagger erweitert.

Nach einer Darlegung der physikalischen Grundlagen zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung in Kapitel 2 werden im folgenden Kapitel 3 die wesentlichen Komponenten der Beschleunigeranlage und des experimentellen Aufbaus vorgestellt. Die grundlegende Funktionsweise und die entwickelten elektronischen Realisierungen der Detektorelektronik MEDUSA werden in Kapitel 4 beschrieben. Da die Detektorelektronik aus 1022 Einzelkanälen zusammengesetzt ist, waren zur Sicherstellung der qualitativen Funktionsweise und zur Vermessung der elektronischen Charakteristika, die in der Analyse des Experiments benötigt werden, zahlreiche Vermessungen erforderlich (Kapitel 5). Weiterhin wurde eine Überprüfung der Funktionsweise anhand der experimentellen Daten durchgeführt (Kapitel 6). Die Erweiterung der Elektronik um einen Elektronentagger wird, wegen der Bedeutung für die Analyse der Messungen unter Rückwärtsstreuung, eigens in Kapitel 7 vorgestellt. Schließlich werden die verwendeten Extraktionsmethoden und die Ergebnisse der bestimmten paritätsverletzenden Asymmetrie ebenso wie die separierten seltsamen Formfaktoren in Kapitel 8 diskutiert.

Kapitel 2

Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung

Die umfassendste Beschreibung des Zusammenspiels der fundamentalen Bausteine der Materie leistet das sogenannte Standardmodell der Teilchenphysik. Obgleich experimentell bestätigt, sind auch diesem Modell Grenzen in seiner Vorhersagekraft gesetzt. Insbesondere die Struktur von Proton und Neutron ist, aufgrund der Nichtlinearität der starken Wechselwirkung, nur im Zusammenwirken von Experiment und Theorie aufzuklären. Ein Bestandteil des Standardmodells ist die elektroschwache Theorie, welche vor nahezu vier Dekaden entwickelt wurde und die Paritätsverletzung als eine grundlegende Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung beschreibt [1]. Diese Eigenschaft liefert einen experimentellen Zugang zur Untersuchung der Struktur der Nukleonen. Durch Streuung polarisierter leptonscher Sonden an unpolarisierten Nukleonen, soll das A4-Experiment den Beitrag der Strangeness zu den Formfaktoren der Nukleonen ermitteln.

Vor einer Betrachtung der experimentellen Details sollen zunächst die theoretischen Vorstellungen über das Auftreten von Strangeness im Nukleon und deren experimentelle Evidenzen dargelegt werden. Die in der Theorie der elektroschwachen Theorie auftretenden Kopplungen und deren Beschreibung im Rahmen eines Asymmetrieexperiments führen schließlich zu einer Darstellung der gesuchten Strangeness-Beiträge mittels einer zu messenden paritätsverletzenden Asymmetrie.

2.1 Strangeness im Nukleon

Per definitionem besitzt ein Elementarteilchen keine innere Struktur. Daher kann ein Elektron bislang als Elementarteilchen bezeichnet werden. Die Hadronen hingegen zeigen eine Substruktur aus Quarks und Gluonen. Jedes Quark trägt einen

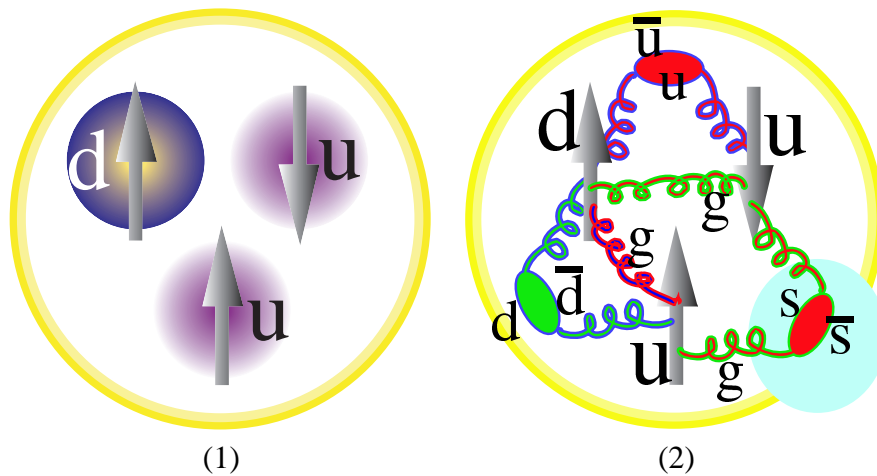


Abbildung 2.1: (1) Konstituenten-Quark-Modell: Das Proton setzt sich zusammen aus zwei Up- und einem Down-Quark. (2) Dynamisches Bild: Gluonen und ein See aus Quark-Antiquark-Paaren tragen ebenfalls zu den Eigenschaften des Protons bei.

bestimmten Flavour: Up, Down, Strange, Charme, Bottom oder Top (u, d, s, c, b, t). Im statischen Konstituenten-Quark-Modell setzen sich Baryonen aus drei, Mesonen aus jeweils zwei Valenzquarks zusammen. Das Proton als leichtestes Baryon besteht nach diesem Modell aus zwei u -Quarks und einem d -Quark. Das Neutron geht durch Flavourvertauschung ($u \rightarrow d, d \rightarrow u$) aus dem Proton hervor. Gebunden werden die Quarks im Nukleon durch die starke Kraft. Gemäß der Quantenchromodynamik (QCD) können die Gluonen, welche diese Kraft vermitteln, sich wiederum in Quark-Antiquark-Paare aufspalten und im Nukleon einen $q\bar{q}$ -See generieren. Die Nukleonen besitzen demnach in diesem dynamischen Quarkmodell eine komplexe Struktur aus Valenzquarks, Gluonen und virtuellen Quark-Antiquark-Paaren. Messungen der Impulsverteilungen der Partonen (PDF) bestätigen dieses Bild und zeigen, dass die Valenzquarks etwa 40% des Gesamtimpulses eines Nukleons tragen, der Quarksee etwa 10%. Die Gluonen tragen ungefähr den halben Nukleonimpuls und die s - und \bar{s} -Quarks nicht zu vernachlässigende Anteile bei kleinem Impuls.

Als Quelle der starken Kraft werden die Farbladungen der Quarks angesehen. Die QCD beschreibt deren Wechselwirkung im Rahmen einer nichtlinearen nicht-abelschen Eichfeldtheorie, basierend auf der Farbgruppe $SU(3)_C$. Die Quanten der Farb-Eichfelder sind masselose Spin-1-Teilchen, die Gluonen. Eine Besonderheit der QCD ist die Selbstwechselwirkung des Eichfeldes. Hierin gründet das spezielle Verhalten der effektiven Kopplungskonstante α_s der QCD, die mit wachsendem Vierer-Impulsübertrag Q^2 gegen Null strebt, während sie zu kleineren Q^2 anwächst. Bei großen Impulsüberträgen und damit kleinem α_s kann die Physik sehr präzise perturbativ berechnet werden. Die theoretischen Vorhersagen stimmen sehr gut mit

Daten der tiefinelastischen Streuung und der e^+e^- -Annihilation überein. Allerdings versagt der perturbative Ansatz bei kleinen Impulsüberträgen, also bei entsprechend starker Kopplung. Daher können im Rahmen des Standardmodells das Confinement der Quarks und die sich daraus ergebende Niederenergiestruktur der Nukleonen und die hadronischen Anregungsspektren nicht erklärt werden.

Obwohl die Nukleonen keine Netto-Strangeness besitzen ($S=0$), ist es möglich, dass die Strange-Seequarks zu den Eigenschaften des Protons beitragen. Die Situation ist hier vergleichbar mit dem nach außen elektrisch neutralen Neutron, das aber dennoch einen nicht verschwindenden elektrischen Formfaktor bzw. Ladungsradius aufweist. Der Beitrag der Strangeness zu den Eigenschaften unserer normalen Materie ist noch weitgehend ungeklärt, aber von besonderem Interesse, da es sich um einen reinen Seequark-Effekt handeln muss. Prinzipiell kann der $s\bar{s}$ -See zu Eigenschaften wie Masse, Impuls, Spin und Ladungsradius des Nukleons beitragen. Kaplan und Manohar zeigten, wie experimentell auf Strange-Matrix-Elemente zugegriffen werden kann [2]:

$$\langle N|\bar{s}s|N \rangle \quad \text{skalare Dichte} \quad (2.1)$$

$$\langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N \rangle \quad \text{Vektorstrom} \quad (2.2)$$

$$\langle N|\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s|N \rangle \quad \text{Axialvektorstrom} \quad (2.3)$$

Ein möglicher Zugriff auf das Matrixelement des Vektorstroms $\langle p|\bar{s}\gamma_\mu s|p \rangle$ durch Paritätsexperimente war im Laufe der letzten Jahre Bestandteil zahlreicher Übersichtsartikel [3, 4, 5, 6, 7, 8].

In den vergangenen Jahren gab es weiterhin eine Reihe experimenteller Hinweise zur Anwesenheit von Strange-Quarks im Nukleon. Einige Ergebnisse dieser Experimente und ergänzend eine Auswahl theoretischer Modelle hierzu sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

2.1.1 Experimentelle Hinweise auf Strangeness im Proton

Tiefinelastische Neutrino-Streuung am Nukleon Die Leptonenzahlerhaltung für die geladenen schwachen Ströme in der tiefinelastischen Streuung von Myon-neutrinos ν_μ an Nukleonen bedingt eine Auswahl in den Quarkflavours, eine Wechselwirkung findet nur mit d -oder s -Quarks ($\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u$ oder $\nu_\mu + s \rightarrow \mu^- + c$) statt. Die Wahrscheinlichkeit eines $d \rightarrow c$ Übergangs ist außerdem aufgrund des schwachen Mischungswinkels θ_{CKM} unterdrückt, sodass man sensitiv auf den $s\bar{s}$ -See ist. Die dabei aus den s -Quarks erzeugten c -Quarks zerfallen semileptonisch geladen unter Aussendung von positiven Myonen μ^+ . Aufgrund der letztlich auftretenden $\mu^-\mu^+$ -Paare kann auf das Vorhandensein von s -Quarks geschlossen werden. Analog weisen $\mu^+\mu^-$ -Paare bei Verwendung von Antineutrinos

$\bar{\nu}_\mu$ auf \bar{s} -Quarks hin [9]. Analysen der Messungen mit Neutrinos und Antineutrinos am CERN (CDHS-Kollaboration) und am Fermilab (CCFR- und NuTeV-Kollaboration) [10, 11, 12] ergeben für kleine Werte der Bjorkenschen SkalenvARIABLEN x ($x < 0.1$) einen signifikanten Beitrag der Quarkstrukturfunktionen $s(x)$ und $\bar{s}(x)$ zum Quarksee. Insbesondere konnte im NuTeV-Experiment das Verhältnis des Impulsanteils des $s\bar{s}$ -Sees zum Impulsanteil von \bar{u} - und \bar{d} -Quarks bei $Q^2 = 16\text{GeV}^2$ bestimmt werden:

$$\kappa = \frac{\langle x(s + \bar{s}) \rangle}{\langle x(\bar{u} + \bar{d}) \rangle} = 0.42 \pm 0.07_{stat.} \pm 0.06_{syst.} \quad (2.4)$$

Der Beitrag der Strangeness zum Quarksee im Nukleon, gemessen am Impulsanteil, ist demnach nicht unerheblich.

Pion-Nukleon-Streuung Aus der Analyse des πN -Sigma-Terms in der Pion-Nukleon-Streuung lässt sich ein Wert für die seltsame skalare Dichte extrahieren. Hierzu wird die isospin-gerade Streuamplitude $\sigma_{\pi N}$ mit Massen von Baryonen, die s -Quarks enthalten, verknüpft. Für die Streuamplituden ergibt sich ein zu $Q^2 = 0$ extrapolierter Wert $\sigma_{\pi N}(0) = 45 - 79 \text{ MeV}$ [13, 14]. Der skalare Formfaktor

$$\sigma \equiv \frac{m_u + m_d}{2m_N} \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle \quad (2.5)$$

sollte bei Abwesenheit von s -Quarks im Nukleon gleich der aus Hyperonmassenrelationen abgeleiteten Größe

$$\delta \equiv \frac{m_u + m_d}{2m_N} \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s | N \rangle = \frac{3}{2} \frac{m_\pi^2}{m_K^2 - m_\pi^2} (M_\Xi - M_\Lambda) \simeq 25 \text{ MeV} \quad (2.6)$$

sein. Bei Berücksichtigung von chiralen Störungskorrekturen höherer Ordnung erhöht sich dieser Wert auf $\delta \simeq 35 \text{ MeV}$. Man erwartet demnach ohne Strangeness im Nukleon $\sigma_{\pi N}(0) = \sigma = \delta$. Dies ist nicht erfüllt und deutet so auf Strangeness-Anteile im Nukleon hin. Der durch

$$y = \frac{2 \langle \bar{p} | \bar{s}s | p \rangle}{\langle \bar{p} | \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s | p \rangle} \quad (2.7)$$

definierte skalare Strangeness-Inhalt des Protons kann durch die Streuamplitude ermittelt werden. Bei einem Wert von $\sigma_{\pi N}(0) \approx 50 \text{ MeV}$ erhalten Gasser et al. [13] für den skalaren Anteil $y \approx 0.2$ und einen Massenbeitrag durch Strange-Quarks zur Nukleonmasse von

$$m_s \langle p | \bar{s}s | p \rangle \approx 130 \text{ MeV} \quad (2.8)$$

Man muss allerdings anmerken, dass die Fehler dieser Rechnungen größenmäßig im Bereich der Ergebnisse selbst liegen. Unsicherheiten bestehen bezüglich der Extrapolation der πN -Amplitude, bezüglich der experimentellen πN -Daten und außerdem hinsichtlich der SU(3)-Symmetriebrechung in den Hyperonmassenrelationen. Analysen mittels Gitter-QCD-Berechnungen [15, 16] ergeben sowohl deutlich größere als auch deutlich kleinere Werte des Strange-Quark-Massenbeitrags. Erwähnt sei noch eine weitere Analyse [17], die auch Massenbeiträge durch kinetische und potentielle Energie berücksichtigt und einen negativen Beitrag von -30 MeV zur Masse des Protons ergibt.

Tiefinelastische Leptonen-Streuung Zum Spin der Nukleonen tragen Spin- und Bahndrehimpulsanteile von Quarks ($\Delta\Sigma, L_q$) als auch Gluonen ($\Delta G, L_G$) bei:

$$S = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g = \frac{1}{2} (\Delta u + \Delta d + \Delta s) + \Delta G + L_q + L_g \quad (2.9)$$

Der Spinanteil $\Delta\Sigma$ ist hier in die einzelnen Flavours zerlegt, die wiederum aus den spinabhängigen Strukturfunktionen zusammengesetzt werden. So wird beispielsweise der Anteil der u -Quarks folgendermaßen definiert:

$$\Delta u \equiv \int_0^1 \left([u^\uparrow(x) - u^\downarrow(x)] + [\bar{u}^\uparrow(x) - \bar{u}^\downarrow(x)] \right) dx \quad (2.10)$$

Entsprechende Definitionen gelten für Δd und Δs . Experimentell bestimmt werden kann die spinabhängige Strukturfunktion der Nukleonen $g_1^{n,p}$. Für die Spin-Strukturfunktion g_1^p des Protons gilt die Ellis-Jaffe-Summenregel [18], die sich theoretisch bestimmen lässt. Dabei wurde SU(3)-Symmetrie im Farbraum und ein unpolarisierter s -Quarksee ($\Delta s = 0$) angenommen. Der theoretische Wert für das erste Moment Γ_1^p der Spinstrukturfunktion g_1^p inklusive QCD-Strahlungskorrekturen [19] beträgt:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.167 \pm 0.008 \quad (2.11)$$

Die experimentelle Bestimmung der Summenregel wurde bei verschiedenen Q^2 durchgeführt und ergab signifikant kleinere Werte als die theoretische Vorhersage [20]. Die Summenregel kann nun durch die einzelnen Quarksorten ausgedrückt werden:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right) \quad (2.12)$$

Um individuelle Flavour-Beiträge zu isolieren, werden aus bekannten Daten Kombinationen von Strukturfunktionen einzelner Flavour gebildet. Die erste betrifft den axialen Formfaktor, der aus dem β -Zerfall des Neutrons extrahiert wird [21]:

$$G_A(Q^2 = 0) = \Delta u - \Delta d = 1.2601 \pm 0.0025 \quad (2.13)$$

Die zweite, die sogenannte Oktett-Kombination, wird aus β -Zerfällen von Hyperonen bestimmt [22]:

$$a_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s = -0.60 \pm 0.12 \quad (2.14)$$

Wie die Analyse der verfügbaren Daten ergibt [23], werden nur etwa 20% des Nukleon-Spins von den Spins der Quarks getragen:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0.20 \pm 0.10 \quad (2.15)$$

Für den Beitrag der Strange-Quarks zum Nukleon-Spin wird ein Wert von $\Delta s = -0.1 \pm 0.1$ bestimmt. Eine neuere Analyse [24] hierzu ergibt:

$$\Delta s = -0.090 \pm 0.014 \quad (2.16)$$

2.1.2 Theoretische Vorhersagen zur Strangeness im Nukleon

Die Schwierigkeit theoretischer Vorhersagen des seltsamen Beitrags zur Verteilung der elektrischen Ladungen und magnetischen Momente im Nukleon liegt in der Strommasse der Strange-Quarks ($m_s \approx 140$ MeV) begründet. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem Skalenparameter $\Lambda \approx 200$ MeV, der etwa der Skala des Confinements von 1 fm entspricht. Liegt der Impulsübertrag Q^2 in diesem nichtperturbativen Bereich, können zur Berechnung der Eigenschaften des Nukleons Modelle mit effektiven Freiheitsgraden benutzt werden. So können die Strangeness-Beiträge beispielsweise mit Modellen analog zur Pionwolke bestimmt werden. Dabei wird angenommen, dass sich das Nukleon in einer durch die Unschärferelation erlaubten Zeit t in ein System aus Baryon und Meson dissoziiert. Dabei mögliche Systeme mit Strangeness sind etwa $K\Lambda$ -, $K\Sigma$ - oder ηN . Weitere mögliche Ansätze basieren auf der chiralen Störungstheorie, auf Dispersionsrelationen, auf Konstituentenquarkmodellen oder der Gittertheorie; eine Übersicht einzelner Modelle

findet sich z.B. in [7]. Beispielhaft seien an dieser Stelle Ergebnisse der Gruppe um D. B. Leinweber am *CSSM* in Adelaide [25] vorgestellt. Mittels der sogenannten Quenched-QCD (QQCD) wurden Simulationen für das seltsame magnetische Moment des Protons, unter Annahme von Ladungssymmetrie und Verwendung chiraler Extrapolationstechniken, erstellt. Daraus ergibt sich für das seltsame magnetische Moment des Protons:

$$\mu_s = G_M^s(Q^2 = 0) = -0.046 \pm 0.019 \mu_N \quad (2.17)$$

Die Größe des Ergebnisses ist von einem Input-Parameter zur Beschreibung des Verhältnisses von s - zu leichten Seequark-Schleifen abhängig; das Vertrauen in das negative Vorzeichen im Ergebnis ist hingegen groß.

2.2 Kopplungen in der elektroschwachen Wechselwirkung

Gemäß dem Standardmodell, welches alle bekannten Wechselwirkungen mit Ausnahme der Gravitation beinhaltet, werden die Bausteine der Materie, die Fermionen, durch relativistische Spin 1/2-Quantenfelder beschrieben. Die Wechselwirkungen der Fermionen werden mit Hilfe von Eichtheorien, also Feldtheorien, in welchen das Prinzip der Eichinvarianz erfüllt ist, dargestellt. Dieses Prinzip fordert die Invarianz der Lagrangedichte gegenüber lokalen Eichtransformationen der Wellenfunktion. Hieraus wird die Existenz des Eichfeldes, an welches die Fermionen koppeln, abgeleitet. Die Quanten des Eichfeldes heißen Eichbosonen und werden durch relativistische Spin 1-Quantenfelder beschrieben.

Während an der starken Wechselwirkung nur die Quarks teilhaben, koppelt die elektroschwache Wechselwirkung an alle bekannten Fermionen. Theoretisch liegt der elektroschwachen Wechselwirkung die Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ zugrunde [1, 26, 27], in welcher sich die Vereinigung von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung zeigt. Als Eichbosonen ergeben sich das Isospin-Triplett der Symmetriegruppe $SU(2)$, die massiven Bosonen W^+, W^- und Z_0 , und das masselose Photon zur Symmetriegruppe $U(1)$.

Mit der elektroschwachen Theorie gelingt in niedrigster Ordnung der Störungstheorie eine Beschreibung aller bisher beobachteten Prozesse (unter Vernachlässigung der Fermionenmassen) mit nur drei freien Parametern (α , G_F und M_{Z_0}). Bei kleinen Impulsüberträgen bedingt die Masse der vermittelnden Bosonen die kurze Reichweite bzw. Unterdrückung der schwachen Wechselwirkung, während bei hohen Energien $E \geq M_Z$ elektroschwache und schwache Wechselwirkung von etwa gleicher Stärke sind.

Tabelle 2.1: Die Einteilung der Fermionen in Singulett (rechtshändig) und Dubletts (linkshändig) des schwachen Isospins nach dem Standardmodell [28]. Ein Singulettzustand für Neutrinos existiert nicht.

Fermion			T	T_3	Q/e
$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1/2	+1/2 -1/2	0 -1
e_R	μ_R	τ_R	0	0	-1
$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	1/2	+1/2 -1/2	+2/3 -1/3
u_R	c_R	t_R	0	0	+2/3
d_R	s_R	b_R	0	0	-1/3

Die Kopplung an die neutralen Bosonen γ und Z_0 ist für alle Fermionen möglich. Diese wirkt allerdings für das Z_0 -Boson unterschiedlich auf rechts- und linkshändige Teilchen. Rechtshändig bedeutet hier eine parallele, linkshändig eine antiparallele Einstellung von Impuls und Spin. Im Gegensatz zur Kopplung an die geladenen Bosonen W_{\pm} bleibt außerdem der Flavour erhalten. Zur Beschreibung dieser experimentellen Befunde wird in Analogie zum Isospin der Hadronen der schwache Isospin T eingeführt, der zusammen mit der dritten Komponente T_3 zu einer Aufteilung der Fermionen in Multipletts dient. Den linkshändigen Fermionen werden Dubletts mit $T = 1/2$ zugeordnet, wobei $T_3 = \pm 1/2$ die zwei jeweils zugehörigen Fermionen unterscheidet (s. Tabelle 2.1). Die rechtshändigen Fermionen hingegen bilden Singulettzustände mit $T = T_3 = 0$. Die Flavourzustände d' , s' und b' sind Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Sie werden durch Mischung der Masseneigenzustände d , s und b über eine unitäre Transformation mit der CKM-Matrix erhalten. Da diese Matrix die Wahrscheinlichkeit für Übergänge zwischen einzelnen Flavours unter der schwachen Wechselwirkung beschreibt, ist es im hier relevanten Fall neutraler Prozesse unerheblich, ob man die physikalischen Zustände (d, s, b) oder die Zustände (d', s', b') benutzt.

Experimentell stellt man fest, dass alle Fermionen unter schwacher Wechselwirkung bei W -Austausch maximale Paritätsverletzung zeigen. Die Kopplung an Z -Bosonen zeigt ebenfalls Paritätsverletzung; diese ist aber schwächer, sofern die Fermionen Masse besitzen. Für die elektromagnetische (γ -Austausch) und die starke Wechselwirkung (Gluonen-Austausch) konnte bislang keine Paritätsverletzung beobachtet werden. Im Sinne eines tieferen Verständnisses gibt es bislang keine theoretische Erklärung der Paritätsverletzung. Sie lässt sich in der Theorie aber durch Einführung unterschiedlicher Kopplungsterme für rechts- und linkshändige Fermionen beschreiben:

Tabelle 2.2: Die elektroschwachen Kopplungsstärken nach dem Standardmodell [28]. Die schwachen Ladungen sind in Vektor- und Axialvektorladung bzw. nach Händigkeit aufgeteilt. Es gilt $g_L = g_V + g_A$ und $g_R = g_V + g_A$.

Teilchen	q	g_V	g_A	g_L	g_R
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$+\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{4}$	$+\frac{1}{2}$	
e^-, μ^-, τ^-	-1	$-\frac{1}{4} + \sin^2\Theta_W$	$+\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2} + \sin^2\Theta_W$	$+\sin^2\Theta_W$
u, c, t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{4} - \frac{2}{3}\sin^2\Theta_W$	$-\frac{1}{4}$	$+\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\sin^2\Theta_W$	$-\frac{2}{3}\sin^2\Theta_W$
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\Theta_W$	$+\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3}\sin^2\Theta_W$	$+\frac{1}{3}\sin^2\Theta_W$

$$\begin{aligned}
 g_L^\gamma &= Q & g_L^{Z_0} &= T_3 - Q \sin^2\Theta_W \\
 g_R^\gamma &= Q & g_R^{Z_0} &= -Q \sin^2\Theta_W
 \end{aligned} \tag{2.18}$$

Die Kopplungen $g_L^{Z_0}$ und $g_R^{Z_0}$ hängen von einem experimentell zu bestimmenden Parameter ab, dem elektroschwachen Mischungswinkel bzw. Weinberg-Winkel $\sin^2\hat{\Theta}_W(M_Z)(\overline{MS}) = 0.23122 \pm 0.00015$ [29]. Das Z_0 koppelt, je nach schwachem Isospin und Flavour bzw. Händigkeit, unterschiedlich an die Fermionen. In der Literatur benutzt man häufiger anstelle von g_L und g_R die dazu äquivalenten Linearkombinationen Vektorkopplung g_V und Axialvektorkopplung g_A :

$$\begin{aligned}
 g_V &= \frac{1}{2}(g_R + g_L) & \rightarrow & g_V^{Z_0} = \frac{1}{2}T_3 - Q \sin^2\Theta_W & , & g_V^\gamma = Q \\
 g_A &= \frac{1}{2}(g_R - g_L) & \rightarrow & g_A^{Z_0} = -\frac{1}{2}T_3 & , & g_A^\gamma = 0
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

In Tabelle 2.2 ist eine Übersicht über die sich hieraus ergebenden elektroschwachen Kopplungen aufgeführt. Insbesondere besitzen Fermionen gleicher elektroschwacher Quantenzahlen unabhängig von der Teilchenfamilie gleiche Kopplungsstärken. Die Vertexfaktoren eines Fermions bei Kopplung an ein Boson werden wie folgt ausgedrückt:

$$\begin{aligned}
 \text{Photon-Vertex} &:= ig_\gamma \gamma_\mu \\
 Z_0\text{-Vertex} &:= ig_{Z_0} (g_V^{Z_0} \gamma_\mu - g_A^{Z_0} \gamma_5 \gamma_\mu)
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Die Dirac-Matrizen γ_μ und $\gamma_5 \gamma_\mu$ besitzen das Transformationsverhalten eines Spinors als Vektor bzw. Axialvektor. Die Kopplungskonstanten g_γ und g_{Z_0} sind dimensionslos und besitzen die Form:

$$\begin{aligned}
 g_\gamma &= e |_{\hbar, c=1} \\
 g_{Z_0} &= e / (\sin\Theta_W \cos\Theta_W) |_{\hbar, c=1}
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Die Kopplung an das Photon ist eine reine Vektorkopplung, das Boson Z_0 hingegen besitzt außer der Vektorkopplung mit $g_V^{Z_0}$, auch eine Axialvektorkopplung gemäß seiner axialen Ladung $g_A^{Z_0}$.

2.3 Kinematik der elastischen Elektronenstreuung

2.3.1 Elektromagnetische Streuung

Die elastische Streuung von Elektron und Nukleon kann in erster Bornscher Näherung durch ebene Wellen für die ein- und auslaufenden Teilchen unter Austausch eines einzelnen virtuellen Photons beschrieben werden. Durch die Viererimpulse von ein- und auslaufendem Elektron $k_i = (E, \vec{k}_i)$ bzw. $k_f = (E', \vec{k}_f)$ ist der Viererimpuls des ausgetauschten Photons $q = (\omega, \vec{q}) = k_i - k_f$ festgelegt. Der Photonimpuls bzw. Viererimpulsübertrag kann alternativ durch den Laborstreuwinkel θ_e und die Energie der gestreuten Elektronen

$$E' = \frac{E}{1 + (2E/M) \sin^2 \theta_e / 2} \quad (2.22)$$

unter Vernachlässigung der Elektronenmasse ($m_e = 0$) wie folgt ausgedrückt werden:

$$Q^2 \equiv -q^2 = 4EE' \sin^2(\theta_e/2) > 0 \quad (2.23)$$

Die Kinematik des Nukleons wird durch den Vierervektor $P_i = (E_i, \vec{P}_i)$ beschrieben. Die elastische Streuung wird als Wechselwirkung zwischen einem Elektronenstrom j_μ und einem hadronischen Strom J_μ aufgefasst. Die Ladungs- und Stromverteilung des Nukleons wird durch den Vierervektor bzw. dessen Fouriertransformierte in den Impulsraum ($\hbar = c = 1$) beschrieben:

$$J_\mu(x) = \begin{pmatrix} \rho(x) \\ \vec{j}(x) \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

$$J_\mu(q) = \int e^{-iqx} \cdot J_\mu(x) d^4x \quad (2.25)$$

Die Verbindung der Fermionenströme mit dem Photon-Propagator [30] ergibt das Übergangsmatrixelement für die elastische Streuung:

$$\mathcal{M}_\gamma = -i \int j_\mu \left(\frac{1}{Q^2} \right) J^\mu d^4x \quad (2.26)$$

Da das Elektron als Punktteilchen mit dem Elektronenspinor u_e aufgefasst wird, ist der Elektronenstrom gegeben durch:

$$j_\mu = -e\bar{u}_e(\vec{k}_f)\gamma_\mu u_e(\vec{k}_i) \quad (2.27)$$

Der hadronische Strom kann, da das Nukleon eine innere Struktur besitzt, nicht so einfach dargestellt werden. Die allgemeinste paritäts- und zeitumkehr-invariante Formulierung für ein Nukleon der Masse M_N lautet:

$$J_{p,n}^\mu = e\bar{u}_{p,n}(\vec{P}_f) \left(F_1^{p,n}(Q^2)\gamma^\mu + \frac{1}{2M_N}F_2^{p,n}(Q^2)i\sigma^{\mu\nu}q_\nu \right) u_{p,n}(\vec{P}_i) \quad (2.28)$$

Dabei bezeichnet $u_{p,n}$ den Spinor des Nukleons; F_1 und F_2 , die von Q^2 abhängen, sind die sogenannten Dirac- und Pauli-Formfaktoren und geben die elektromagnetische Struktur des Nukleons wieder. In der hier gewählten Darstellung sind die anomalen magnetischen Momente der Nukleonen in F_2^p bzw. F_2^n enthalten. Der Zusammenhang der Formfaktoren F_1 und F_2 zu den häufig verwendeten elektrischen (G_E) und magnetischen (G_M) Sachs-Formfaktoren [28] lautet:

$$G_E^{p,n}(Q^2) = F_1^{p,n}(Q^2) - \tau F_2^{p,n}(Q^2) \quad (2.29)$$

$$G_M^{p,n}(Q^2) = F_1^{p,n}(Q^2) + F_2^{p,n}(Q^2) \quad (2.30)$$

wobei $\tau = Q^2/4M_N$ gilt.

In der Darstellung mit den Dirac- und Pauli-Formfaktoren lassen sich die Ströme des Nukleons (z. B. Gl. 2.28) einfacher ausdrücken; in der äquivalenten Darstellung durch Sachs-Formfaktoren hingegen können Wirkungsquerschnitte meist einfacher formuliert werden. Im Limes $Q^2 \rightarrow 0$ ergeben sich aus den Sachs-Formfaktoren die elektrische Ladung $Q_{p,n}$ und das magnetische Moment $\mu_{p,n}$ der Nukleonen:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow 0} G_E^{p,n} = \frac{1}{e}Q_{p,n} \quad (2.31)$$

$$\lim_{Q^2 \rightarrow 0} G_M^{p,n} = \mu_{p,n} \quad (2.32)$$

Für Proton und Neutron gilt $G_E^p(0) = 1$, $G_E^n(0) = 0$, $G_M^p(0) = \mu_p = 2.79 \mu_N$, $G_M^n(0) = \mu_n = -1.91 \mu_N$ mit dem Kernmagneton $\mu_N = e/2m_p$. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung kann durch die Sachs-Formfaktoren auf einfache Weise, wie erstmals von Rosenbluth formuliert [31], ausgedrückt werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta_e}{2}\right)} \frac{E'}{E} \left\{ \frac{(G_E)^2 + \tau(G_M)^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta_e}{2} + 2\tau(G_M)^2 \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right\} \quad (2.33)$$

Um den gesuchten Beitrag der s -Quarks zu erhalten, wird eine Flavour-Dekomposition durchgeführt. Dazu wird der Strom des Nukleons als Summe der einzelnen Quarkströme dargestellt, wobei Beiträge der schweren Quarks (c, b, t) in diesem Formalismus ignoriert werden, da diese als vernachlässigbar klein abgeschätzt wurden [2]. Für den hadronischen Strom (Gl. 2.28) erhält man auf diese Weise [32]:

$$J^\mu = \bar{u}(\vec{P}_f) \left[\sum_{f=u,d,s} q_f \left(F_1^f(q^2) \gamma^\mu + \frac{1}{2M_N} F_2^f(q^2) i\sigma^{\mu\nu} q_\nu \right) \right] u(\vec{P}_i) \quad (2.34)$$

Hierin sind mit q_f die jeweilige elektrische Ladung des Quarkflavours f (Tab. 2.2) und mit F_1^f und F_2^f die jeweiligen Pauli- und Dirac-Flavour-Formfaktoren bezeichnet. Die Flavour-Dekomposition für die Sachs-Formfaktoren G_E und G_M für Proton und Neutron ergibt:

$$G_{E,M}^p = \sum_{f=u,d,s} q_f G_{E,M}^{f,p} = \frac{2}{3} G_{E,M}^{p,u} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{p,d} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{p,s} \quad (2.35)$$

$$G_{E,M}^n = \sum_{f=u,d,s} q_f G_{E,M}^{f,n} = \frac{2}{3} G_{E,M}^{n,u} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{n,d} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{n,s} \quad (2.36)$$

Die Sachs-Formfaktoren $G_{E,M}^{p,n}$ lassen sich experimentell bestimmen. Unter Ausnutzung der Isospin-Symmetrie von Proton und Neutron, also die Annahme, dass die Lagrangedichte der QCD invariant ist unter Vertauschung von Up- und Down-Quarks, führt zu einer Verringerung der Unbekannten auf den rechten Seiten der Gleichungen. Dies ist aufgrund der fast gleichen Massen der Nukleonen berechtigt. Der Effekt einer Isospin-Symmetriebrechung wurde in [33] untersucht und führt zu einem kleinen Effekt, welcher bei den in dieser Arbeit untersuchten Impulsüberträgen zu Modifikationen der elektromagnetischen Formfaktoren von weniger als 1% führt. Durch Anwendung der Isospin-Symmetrie folgen die Beziehungen:

$$G_{E,M}^{u,p} = G_{E,M}^{d,n} \quad G_{E,M}^{d,p} = G_{E,M}^{u,n} \quad G_{E,M}^{s,p} = G_{E,M}^{s,n} \quad (2.37)$$

Mit der Konvention, dass bei weggelassenem Index p, n stets die Flavour-Formfaktoren des Protons p gemeint sind, erhält man die Beziehungen:

$$G_{E,M}^p = \frac{2}{3}G_{E,M}^u - \frac{1}{3}G_{E,M}^d - \frac{1}{3}G_{E,M}^s \quad (2.38)$$

$$G_{E,M}^n = \frac{2}{3}G_{E,M}^d - \frac{1}{3}G_{E,M}^u - \frac{1}{3}G_{E,M}^s \quad (2.39)$$

Um hieraus die Strangeness-Formfaktoren extrahieren zu können, ist eine weitere Beziehung notwendig. Diese lässt sich mittels Einbindung der schwachen Wechselwirkung finden, wie im Folgenden gezeigt wird.

2.3.2 Einbeziehung der neutralen Ströme

Das Übergangsmatrixelement für den Austausch des neutralen Z_0 mit der Masse m_Z ergibt sich, im Gegensatz zum Photonaustausch (vgl. Gleichung 2.26), zu:

$$M_Z = -i \int \tilde{j}_\mu \left(\frac{1}{Q^2 + m_Z^2} \right) \tilde{J}^\mu d^4x \quad (2.40)$$

Der schwache Strom des Elektrons wird mit den Koeffizienten nach Tab. 2.2 ausgedrückt:

$$\tilde{j}_\mu = \left(-\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W \right) \bar{u}_e \gamma_\mu u_e + \frac{1}{4} \bar{u}_e \gamma_\mu \gamma_5 u_e \quad (2.41)$$

Der Nukleonstrom wird wieder in die einzelnen Quarkströme u, d, s aufgespalten und unter Verwendung der Gleichungen 2.19 und 2.20 ergibt sich [32]:

$$\tilde{J}^\mu = \left\langle p' \left| \sum_{f=u,d,s} \bar{q}_f \left[\gamma^\mu \left(\frac{1}{2} T_3^f - q_f \sin^2 \theta_W \right) - \frac{1}{2} T_3^f \gamma^\mu \gamma_5 \right] q_f \right| p \right\rangle \quad (2.42)$$

Die dritte Komponente des schwachen Isospins T_3 beträgt dabei $+1/2$ (u) oder $-1/2$ (d, s) für linkshändige und 0 für rechtshändige Quarks. Genau wie in Gl. 2.28 wird nun der Nukleonstrom mit den Vektorformfaktoren $\tilde{F}_{1,2}^f$ und den Axialvektorformfaktoren \tilde{G}_A^f der relevanten Quarkflavours f formuliert:

$$\tilde{J}^\mu = \bar{u}(\vec{P}_f) \sum_{f=u,d,s} \left\{ \left(\frac{1}{2} T_3^f - q_f \sin^2 \theta_W \right) \left[\gamma^\mu \tilde{F}_1^f + i \frac{\tilde{F}_2^f}{2m_N} \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] - \frac{1}{2} T_3^f \gamma^\mu \gamma_5 \tilde{G}_A^f \right\} u(\vec{P}_i) \quad (2.43)$$

Insgesamt wird ein Nukleon nun durch 9 Formfaktoren beschrieben. Nimmt man an, dass die Quarkverteilungen universell sind, dass also die Verteilungen bezüglich elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung identisch sein sollten, so muss für alle Quarkflavours f gelten:

$$\tilde{F}_1^f = F_1^f \quad \tilde{F}_2^f = F_2^f. \quad (2.44)$$

Die Formulierung der Flavour-Dekomposition für die Sachs-Formfaktoren liefert hier analog zu Gl. 2.35:

$$\tilde{G}_{E,M}^p = \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W\right) G_{E,M}^u - \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right) G_{E,M}^d - \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W\right) G_{E,M}^s \quad (2.45)$$

Mit Gleichung (2.45) ist eine dritte Gleichung gefunden, die es zusammen mit den Gleichungen 2.38 und 2.39 im Prinzip erlaubt, durch Messen des schwachen Formfaktors und aus den bereits existierenden Messwerten zu den elektromagnetischen Formfaktoren, die Formfaktoren der einzelnen Flavours zu separieren und somit den Anteil der Strangeness im Nukleon zu bestimmen. Zum Trennen der Gleichungen in die elektrischen und magnetischen Anteile ist jeweils eine Messung unter Vor- und eine unter Rückwärtswinkeln notwendig, sodass eine Rosenbluth-Separation durchgeführt werden kann. Da der axiale Formfaktor (s. Gl. 2.13) für $Q^2 = 0$ als bekannt gilt und dieser sich zu kleinen Q^2 hin extrapolieren lässt [34], können durch eine Messung am Proton die Vektorformfaktoren extrahiert werden. Eine weitere Messung am Deuterium würde außerdem eine unabhängige Bestimmung des axialen Formfaktors ermöglichen.

2.4 Paritätsverletzende Asymmetrie

Eine Besonderheit der schwachen Wechselwirkung ist das Auftreten der sogenannten Paritätsverletzung. Diese wurde aus dem Studium des K^+ -Zerfalls [35] vorhergesagt und konnte 1957 im β -Zerfall von Co^{60} -Kernen erstmals beobachtet werden [36]. In vielen darauf folgenden Experimenten wurde bestätigt, dass die Paritätsverletzung ein Charakteristikum der schwachen Wechselwirkung ist. Heute ist sie ein fest etablierter Bestandteil des Standardmodells.

Im Ein-Bosonenaustausch der elastischen Elektronenstreuung wird die Paritätsverletzung durch das Z_0 über die verschiedenen Kopplungen an die unterschiedlichen Helizitäten bewirkt. Die Helizität ist als Projektion des Teilchenspins auf die Impulsrichtung definiert:

$$H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|} = \pm 1 \quad (2.46)$$

Der positive Eigenwert gilt für rechts-, der negative Wert entsprechend für links-händige Teilchen. Die unterschiedliche Kopplung des Z_0 an die verschiedenen Helizitäten ermöglicht eine Messung der schwachen Formfaktoren. Da der Beitrag des Z_0 -Austauschs zum Wirkungsquerschnitt, im Gegensatz zum elektromagnetischen Beitrag in der elastischen Streuung bei kleinen Impulsüberträgen ($Q^2 \approx 0.1 - 0.2 \text{ GeV}^2$), aufgrund der großen Bosonenmasse $m_Z \approx 92 \text{ GeV}/c^2$, stark unterdrückt ist, ist eine direkte Bestimmung der schwachen Formfaktoren aus einer Messung des Wirkungsquerschnitts experimentell nicht realisierbar. Daher liegt es nahe, sich die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung zunutze zu machen und stattdessen im Wirkungsquerschnitt auftretende Asymmetrien für unterschiedliche Elektron-Helizitäten zu messen.

Der Paritätsoperator \mathbf{P} stellt die Punktspiegelung eines physikalischen Zustands am Koordinatenursprung dar. Er hat die Eigenschaft die Richtung eines Impulses zu ändern, ein Axialvektor wie der Spin hingegen bleibt invariant. Somit werden durch Anwendung des Paritätsoperators die Händigkeiten von Teilchen vertauscht. Für polarisierte Elektronen gilt demnach:

$$\mathbf{P} |e_L\rangle = |e_R\rangle \quad , \quad \mathbf{P} |e_R\rangle = |e_L\rangle \quad (2.47)$$

Eine experimentelle Signatur für das Auftreten von Paritätsverletzung ist demnach gegeben, wenn der Erwartungswert eines Pseudoskalars von null abweicht. Das Grundprinzip des hier beschriebenen Experiments beruht darauf, den Wirkungsquerschnitt in zwei paritätsgespiegelten Situationen zu messen, in denen der paritätsverletzende Beitrag sein Vorzeichen wechselt. Der hier interessierende Pseudoskalar ist das Matrixelement für Z_0 -Austausch, bei dem der Axialstrom des Elektrons mit dem Vektorstrom des Nukleons gekoppelt ist. Um den kleinen Beitrag der schwachen Wechselwirkung beobachten zu können, muss die Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte links(L) - und rechtshändiger(R) Elektronen betrachtet werden. Damit erscheint folgende Definition der paritätsverletzenden Asymmetrie sinnvoll:

$$A_{PV} := \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \quad (2.48)$$

Der Wirkungsquerschnitt σ wird für beide Händigkeiten aus dem Betragsquadrat der Summe des elektromagnetischen Matrixelements M_γ und des neutralen schwachen Matrixelements M_{Z_0} gebildet. Die hierfür notwendigen Matrixelemente für den γ - und den Z_0 -Austausch sind bereits in den Gl. 2.26 und 2.40 definiert worden:

$$\sigma \propto |M_\gamma + M_{Z_0}|^2 = |M_\gamma|^2 + 2 \cdot \Re(M_\gamma^* M_{Z_0}) + |M_{Z_0}|^2 \quad (2.49)$$

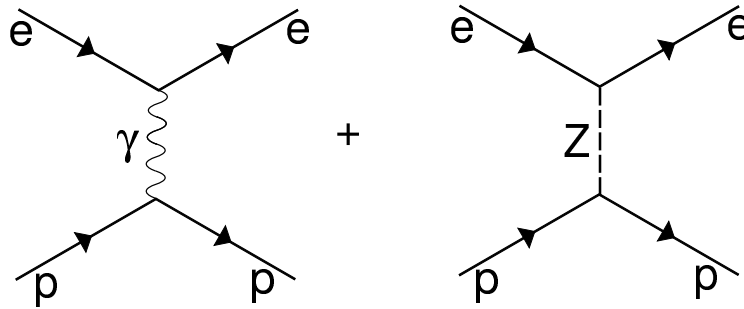


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramme 1. Ordnung für die ep -Streuung. Außer dem γ - ist auch der paritätsverletzende Z_0 -Austausch möglich.

Der letzte Term ist wegen der großen Masse des Z -Bosons etwa um einen Faktor $(10^{-6})^2 = 10^{-12}$ kleiner als der rein elektromagnetische Term $|M_\gamma|^2$ und wird im Weiteren vernachlässigt. Der Interferenzterm $\Re(M_\gamma^* M_{Z_0})$ ist hingegen um etwa 10^{-6} kleiner und bildet die eigentliche Messgröße des Experiments. Wird dieser Term berücksichtigt und mit Hilfe der Matrixelemente die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} gebildet, ergibt sich:

$$A_{PV} \approx \frac{\Re \left(M_\gamma^* [M_{Z,R} - M_{Z,L}] \right)}{|M_\gamma|^2} \quad (2.50)$$

Die angegebenen Händigkeiten (L bzw. R) in den Matrixelementen beziehen sich hierbei auf die Polarisation der Elektronen. Die resultierende Asymmetrie A_{PV} kann nun in Abhängigkeit von den elektromagnetischen Formfaktoren des Protons $G_{E,M}^p$, den neutralen, schwachen Vektor-Formfaktoren des Protons $\tilde{G}_{E,M}^p$ und dem neutralen, schwachen Axialvektor-Formfaktor \tilde{G}_A^p wie folgt ausgedrückt werden [37, 8]:

$$A_{PV} = -\frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \frac{\varepsilon G_E^p \tilde{G}_E^p + \tau G_M^p \tilde{G}_M^p - (1 - 4 \sin^2 \theta_w) \varepsilon' G_M^p \tilde{G}_A^p}{\varepsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} \quad (2.51)$$

In dieser Formel sind noch keine schwachen Strahlungskorrekturen enthalten. Zur Definition der verwendeten Größen siehe Gl. 2.53- 2.55. Unter Verwendung der Flavour-Dekomposition (Gl. 2.35, 2.36), der Ladungssymmetrie (Gl. 2.37), und der Universalität der Quarkverteilung (Gl. 2.45) kann man die Asymmetrie in Abhängigkeit von den bekannten elektromagnetischen Formfaktoren, den Strange-Formfaktoren $G_{E,M}^s$ und dem schwachen axialen Formfaktor \tilde{G}_A^p folgendermaßen ausdrücken:

$$A_{PV} = A_V + A_S + A_A = A_0 + A_S \quad (2.52)$$

Die Asymmetrie setzt sich zusammen aus einem Anteil A_V , der die Vektorkopplung am Proton-Vertex ausdrückt, wobei mögliche Strangeness-Beiträge herausgenommen wurden, einem Anteil A_S , der sich aus den Beiträgen der Strangeness zu den Vektor-Formfaktoren ergibt, sowie einem Anteil A_A , der aus der Axialkopplung am Proton-Vertex aufgrund von \tilde{G}_A^p herrührt. Die Beiträge A_V und A_A können zu einem Term A_0 zusammengefasst werden, der die Asymmetrie ohne Beitrag von Strange-Quarks zu den Vektor-Formfaktoren ausdrückt. Mit schwachen Strahlungskorrekturen erhält man [3]:

$$A_V = -\frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\rho'_{eq} \left\{ (1 - 4\hat{\kappa}'_{eq}\hat{s}_Z^2) - \frac{\varepsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (2.53)$$

$$A_A = \frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ \frac{(1 - 4\hat{s}_Z^2)\sqrt{1 - \varepsilon^2}\sqrt{\tau(1 + \tau)}G_M^p\tilde{G}_A^p}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (2.54)$$

$$A_S = \frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\rho'_{eq} \left\{ \frac{\varepsilon G_E^p G_E^s + \tau G_M^p G_M^s}{\varepsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (2.55)$$

mit

G_μ	$= 1.16637(1) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	Fermi-Kopplungskonstante aus dem μ -Zerfall [21]
α	$= 1/137.03599911(46)$	Feinstrukturkonstante [21]
Q^2		Negativer Vierer-Impulsübertrag
τ	$= Q^2/4m_p$	kinematischer Parameter
m_p	$= 938.272029(80) \text{ MeV}/c^2$	Protonmasse [21]
ε	$= \varepsilon = [1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2}]^{-1}$	kinematischer Parameter
ε'	$= \sqrt{1 - \varepsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)}$	kinematischer Parameter
\hat{s}_Z^2	$= 0.23120(15)$	schwacher Mischungswinkel $\sin\theta_w(m_z)$ in \overline{MS} nach [21]
Θ	$= 140^\circ - 150^\circ$	Streuwinkel im Laborsystem
ρ'_{eq}	$= 0.9878$	elektroschwache Strahlungskorrektur in \overline{MS} nach [21]
$\hat{\kappa}'_{eq}$	$= 1.0027$	elektroschwache Strahlungskorrektur in \overline{MS} nach [21]

Schwache Strahlungskorrekturen am Elektron-Vertex inklusive γZ -Boxgraphen werden in den Faktoren ρ'_{eq} und $\hat{\kappa}'_{eq}$ berücksichtigt. Korrekturen am Proton-Vertex sind in der Regel sehr klein und können vernachlässigt werden. Für den in dieser Arbeit untersuchten Messpunkt bei $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV}/c)^2$ und einem Streuwinkel $\Theta = 145^\circ$ beträgt die Asymmetrie ohne Strangeness-Beitrag $A_0 = (-16.27 \pm 1.22) \cdot 10^{-6}$.

Kapitel 3

Experimentelles Konzept und Aufbau des A4-Experiments

Das A4-Experiment entspricht in seinem zugrunde liegenden Aufbau einem klassischen Streuexperiment, wie beispielsweise dem bekannten Rutherford-Streuexperiment. In gleicher Weise sollen in einem festgelegten Raumwinkel elastisch gestreute Teilchen nachgewiesen und die Zählraten entsprechend aufsummiert werden. Wesentlicher Unterschied ist hier, dass die Teilchen zur Identifikation und Separation von anderen Prozessen kalorimetrisch vermessen werden müssen. Da außerdem statt der absoluten Bestimmung des Wirkungsquerschnitts die Bestimmung einer sehr kleinen Asymmetrie Ziel der Messung ist, muss für die geforderte statistische Genauigkeit eine um viele Zehnerpotenzen höhere Anzahl von Teilchen nachgewiesen werden. Des Weiteren ist zur Reduzierung systematischer Fehler die ständige Überwachung und Regelung des primären Teilchenstrahls und des eingesetzten Targets von besonderer Bedeutung. Die wesentlichen Aspekte zum Erfüllen dieser Anforderungen werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

3.1 Grundlegendes Messprinzip und Anforderungen an das Kalorimeter

Das für das A4-Experiment gewählte Messprinzip ist in Abbildung 3.1 skizziert. Longitudinal polarisierte Elektronen werden in einem unpolarisierten Proton-Target gestreut und mit Detektoren in einem festgelegten Raumwinkelbereich kalorimetrisch nachgewiesen. Auf einen Nachweis des Nukleons wird verzichtet, da in der elastischen Streuung die Kinematik durch Messung von Streuwinkel und Energie des gestreuten Elektrons eindeutig festgelegt ist. Mittels der gemessenen Energie lassen sich elastisch gestreute Elektronen von inelastisch gestreuten Teilchen und

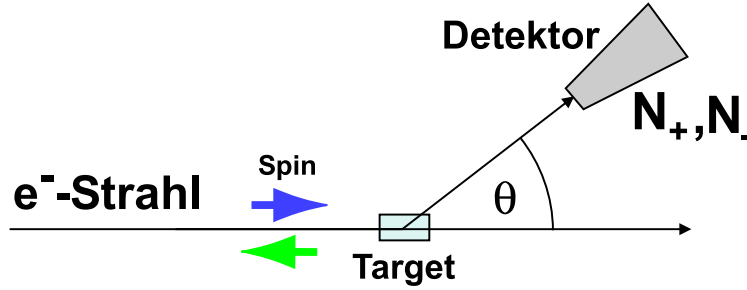


Abbildung 3.1: Grundprinzip des A4-Experiments. Polarisierte Elektronen werden an einem unpolarisierten Target gestreut und im Detektor nachgewiesen und gezählt.

deren Folgeprodukten separieren. Für die elastischen Ereignisse werden bezüglich beider Polarisationsrichtungen (+, -) die Zählraten N^+ bzw. N^- gebildet. Hieraus wird als Quotient von Zählraten-Differenz und Zählraten-Summe eine Asymmetrie A_{Roh} definiert:

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

Nach Korrektur auf polarisationskorrelierte Abweichungen und den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls lässt sich aus dieser gemessenen Roh-Asymmetrie A_{Roh} die physikalische Asymmetrie A_{PV} (Gl. 2.51) extrahieren.

Der optimale kinematische Bereich zur Durchführung des A4-Experiments kann durch einen statistischen Gütefaktor beschrieben werden [42]:

$$FOM(E, \theta) = A^2 \cdot d\sigma/d\Omega. \quad (3.2)$$

Sein Maximum gibt an, unter welchem Polarwinkel man in kürzester Zeit die Asymmetrie A mit vorgegebener relativer statistischer Unsicherheit bestimmen kann. Während der Wirkungsquerschnitt mit der vierten Potenz des Impulsübertrags Q^2 abfällt, wächst die Asymmetrie mit Q^2 an. Das Experiment wurde für die maximale Strahlenergie des Elektronenbeschleunigers MAMI von $E_0 = 854.3 \text{ MeV}$ und Vorwärtsstreuwinkel optimiert. Bei dieser Strahlenergie liegt das Maximum des Gütefaktors bei einem Streuwinkel von $\theta \approx 35^\circ$, entsprechend einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.227 \text{ GeV}^2/c^2$; die Asymmetrie beträgt dann ohne Strangeness-Beitrag $A_0 = (-6.17 \pm 0.50) \text{ ppm}$. Die notwendige Anzahl nachzuweisender elastischer Streueignisse lässt sich aus der Definition von A_{Roh} über deren Fehler ableiten:

$$\delta A_{Roh} = \sqrt{\left(\frac{\delta A_{Roh}}{\delta N^+} \delta N^+\right)^2 + \left(\frac{\delta A_{Roh}}{\delta N^-} \delta N^-\right)^2} \quad (3.3)$$

Da die erwartete Asymmetrie klein ist und somit die Ereigniszahlen N^+ und N^- in etwa gleich sind und der Poissonstatistik folgen ($\delta N^{+,-} = \sqrt{N^{+,-}}$), kann Gleichung 3.3 folgendermaßen vereinfacht werden:

$$\delta A_{Roh} \approx \frac{\sqrt{1 - (A_{Roh})^2}}{\sqrt{N^+ + N^-}} \cong \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.4)$$

Soll die gesuchte Asymmetrie A_{Roh} statistisch auf einen Fehler von etwa 10% genau bestimmt werden, so ergibt sich hieraus für die notwendige Gesamtzahl elastisch gestreuter Elektronen im Detektor:

$$N_{min} \geq (10\% \times A_{Roh})^{-2} \approx 3 \cdot 10^{12} \quad (3.5)$$

Hieraus lässt sich für einen Elektronenstrom von 20 μA mit einem Polarisationsgrad von 80% und einem Target von 10 cm Dicke eine Messdauer von etwa 600 h abschätzen. Für Rückwärtsstreuung ($\Theta \approx 145^\circ$) ergibt sich bei gleichem Impulsübertrag ($E_0 = 315.1 \text{ MeV}$) entsprechend $N_{min} \approx 4 \cdot 10^{11}$. Allerdings erhöht sich die Messzeit, aufgrund des kleineren Wirkungsquerschnitts und trotz der Verwendung eines Targets mit doppelter Breite, auf knapp 1000 h.

Um die geforderte Genauigkeit in möglichst geringer Messzeit zu erreichen, sind an den experimentellen Aufbau folgende Anforderungen zu stellen:

- Gute kalorimetrische Auflösung
- Verarbeitung hoher Ereignisraten
- Zeitliche Stabilität, auch bei hoher Strahlenbelastung
- Minimierung systematischer Fehlerquellen
- Protokollierung polarisations- und zeitabhängiger Parameter

Die ersten beiden Punkte erforderten eine sorgfältige Auswahl des Detektormaterials. Dieses muss Pulse von kurzer Dauer und gleichzeitig ein gutes Auflösungsvermögen gewährleisten. Dazu kommt eine notwendige Strahlenresistenz im Langzeitbetrieb. Die auftretenden hohen Raten bedingen zudem eine sehr schnelle elektronische Verarbeitung der Pulse mit effizienter Pileupunterdrückung. Zur Minimierung systematischer Fehlerquellen sind die Schwankungen der Parameter des Elektronenstrahls und Dichtefluktuationen im Target gering zu halten. Dies erforderte

die Entwicklung eines rückgekoppelten Stabilisierungssystems für den Elektronenstrahl. Da verbleibende Restfluktuationen unvermeidlich sind und polarisationsabhängige Anteile besitzen können, ist eine Online-Protokollierung dieser Fluktuationen wichtiger Bestandteil, um auf systematische Fehler korrigieren zu können. Die Entwicklung von Polarimetern für den Online-Betrieb stellt hierbei eine große Herausforderung dar.

Die verschiedenen Komponenten des Experiments, die zur Erfüllung der gestellten Anforderungen entwickelt wurden, werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

3.2 Realisierung des Experiments

Im Jahr 1994 begann am Elektronenbeschleuniger MAMI die Entwicklung des A4-Experiments. Nach vielen Vorstudien und Tests mit Prototypen wurde ab Sommer 1999 der eigentliche apparative Aufbau der wesentlichen Detektorkomponenten begonnen. Im darauffolgenden Jahr konnten erste Datennahmen zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung am Proton durchgeführt werden. Die Fertigstellung der vollen Detektorenanzahl wurde Anfang 2003 erreicht. Danach wurden neben intensiver Datennahme noch weitere Komponenten ausgebaut bzw. ergänzt, wie beispielsweise ein zusätzlicher Elektronentagger und eine Rotationsplattform zur Drehung der Streukammer. Einen Überblick über den Gesamtaufbau des A4-Experiments mit seinen wichtigsten Komponenten vermittelt Abbildung 3.2.

Neben der Erzeugung und Beschleunigung des polarisierten Elektronenstrahls (Kapitel 3.2.1) sind die Überwachung der Strahlparameter und deren Stabilisierung (Energie, Stromstärke und Lage) eine wichtige Voraussetzung zum Betrieb des A4-Experiments (Kapitel 3.2.2). Des Weiteren ist die präzise Kenntnis des Polarisationsgrades der Elektronen notwendig, da dieser linear in die Messgröße eingeht. Hierzu sind eine Reihe unterschiedlichster Polarimeter vorgesehen (Kapitel 3.2.3). Den Kern des A4-Experiments bilden in der Experimentierhalle 4 die Streukammer mit Target und Luminositätsmonitoren (Kapitel 3.2.4) sowie das segmentierte Kalorimeter. Letzteres setzt sich aus den PbF_2 -Kristallen mit angekoppelten Photomultipliern (Kapitel 3.2.5) und der Datenaufnahmeelektronik, die sich in der benachbarten Experimentierhalle 3 befindet und über 1022 Signalkabel von 23 m Länge mit dem Detektor verbunden ist (Kapitel 4), zusammen.

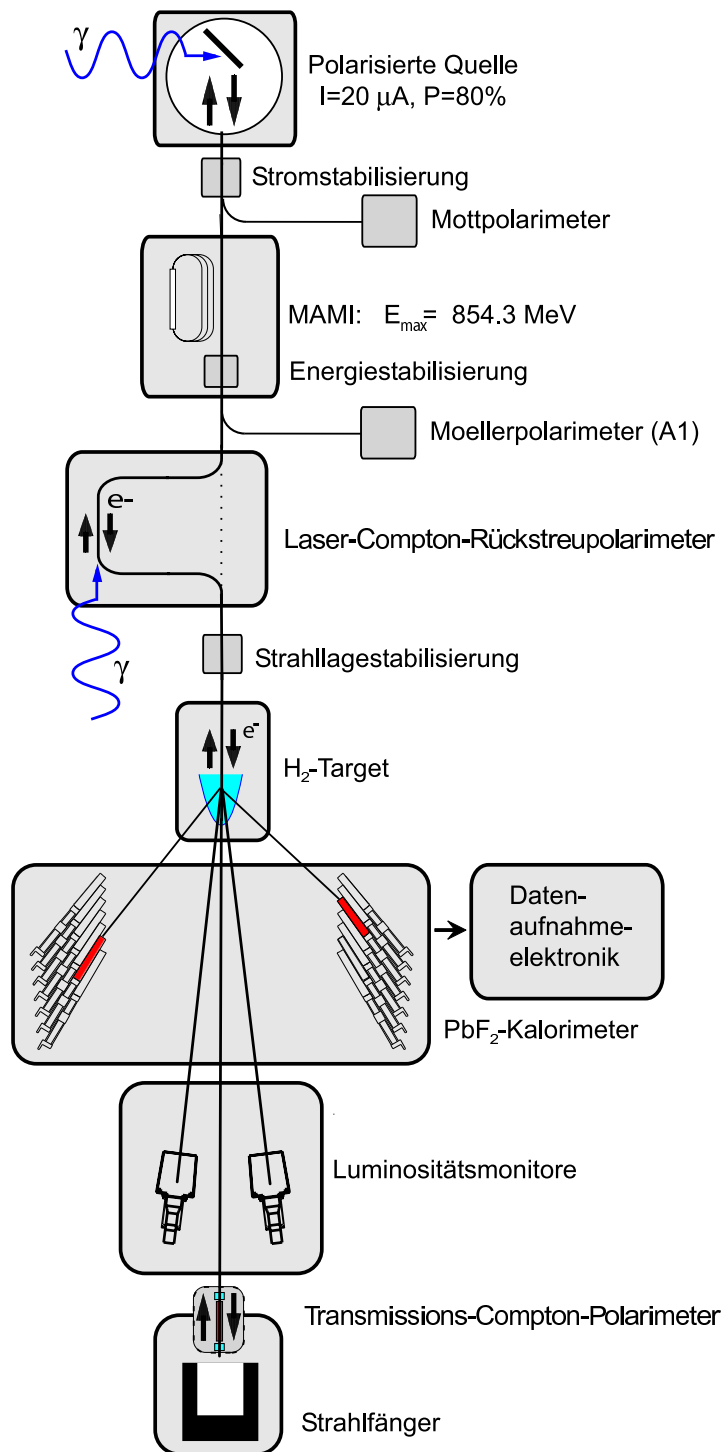


Abbildung 3.2: Prinzipieller Aufbau des A4-Experiments. Polarisierte Elektronen werden in MAMI auf bis zu 854.3 MeV beschleunigt und in einem Flüssig-Wasserstofftarget gestreut. Die gestreuten Elektronen werden mit einem PbF_2 -Detektor nachgewiesen und deren Zählraten mit Hilfe der Ausleseelektronik bestimmt. Polarimeter und Luminositätsmonitore dienen zur systematischen Überwachung. Sämtliche Strahlparameter des Elektronenstrahls werden kontrolliert und stabilisiert.

3.2.1 Polarisierter Elektronenstrahl und Beschleuniger

Das A4-Experiment wird am Elektronenbeschleuniger des Mainzer Mikrotron (MAMI) durchgeführt. Eine Übersicht der Beschleunigeranlage zeigt Abbildung 3.3. Die Elektronen werden an der Quelle für polarisierte Elektronen erzeugt, in den aufeinander folgenden Mikrotronen beschleunigt und nach der Extraktion über einstellbare Dipole in die Experimentierhallen 3 und 4 geleitet.

Die Quelle beruht auf der angeregten Photoemission aus einem GaAs-Kristall [44, 45, 46]. Zu einer deutlichen Verbesserung des erreichbaren Polarisationsgrades führt hierbei die Verwendung eines in einer Richtung deformierten GaAs-Kristalls („strained layer“). Sie liefert für das A4-Experiment einen polarisierten Elektronenstrahl mit einer Stromstärke von $20\ \mu\text{A}$ bei einem Polarisationsgrad von etwa 80%. Der Kristall dient als Photokathode und wird mit 100 ps breiten Lichtpulsen eines gepulsten Halbleiter-Lasers beleuchtet. Die Repetitionsrate des Lasers ist dabei auf die Beschleunigerhochfrequenz von 2.45 GHz synchronisiert. Die Polarisationsrichtung der emittierten Elektronen wird über die Helizität des zirkular polarisierten Laserlichts eingestellt. Das Laserlicht wird mittels einer Pockelszelle wahlweise links- oder rechtszirkular polarisiert. Im Strahlengang des Lasers befinden sich außerdem zwei $\lambda/2$ -Platten. Zur Verminderung der auf den Strahlstrom übertragenen Schaltasymmetrie ist eine dieser Platten drehbar zwischen Pockelszelle und Photokathode angebracht. Durch symmetrische Orientierung der - relativ zur Dehnungsachse des Kristalls - im Laserlicht verbliebenen Linearkomponenten kann die Stromasymmetrie auf $< 10^{-6}$ begrenzt werden. Die zweite $\lambda/2$ -Platte kann in den Strahlengang des Lasers hineingefahren werden, um die Helizität des Laserlichts umzukehren. Dies hat zur Folge, dass sich auch die Helizität der emittierten Elektronen umkehrt und damit das Vorzeichen der gemessenen Asymmetrie. Diese Halbwellenplatte wird als Generalvorzeichenwechsler (GVZ) bezeichnet und dient zur Überprüfung systematischer, polarisationsbedingter Fehler. Ihr jeweiliger Status wird mit IN und OUT bezeichnet und während der Datennahme in regelmäßigen Abständen gewechselt. Die Regelung der Polarisationsumschaltung erfolgt mit einer speziell entwickelten Elektronik, dem sogenannten Gategenerator. Die Umschaltung durch die Pockelszelle erfolgt netzsynchron alle 20 ms. Auf diese Weise können falsche Asymmetrien durch Einstreuung von Störsignalen, welche mit der 50 Hz-Netzfrequenz korreliert sind, vermieden werden. Die Länge der Messfenster wird an die Netzfrequenz angebunden und beträgt $T = 1/f \approx 20$ ms. Für die Umschaltung wird mit einem Zufallsgenerator ein Polarisationsmuster generiert, das für jeweils vier aufeinanderfolgende 20 ms-Perioden die Helizität (+ oder -) festlegt. Zufallsgeneriert werden zwei Muster der Form $+ - - +$ oder $- + + -$. So ist gewährleistet, dass beide Polarisationswechsel gleich wahrscheinlich sind. Eine mögliche Korrelation der zu messenden Asymmetrie mit der Umschaltsequenz wird hierdurch ausgeschlossen. Zwischen aufeinanderfolgenden Messpulsen wird die

Messung für eine Umschaltzeit von $80 \mu\text{s}$ unterbrochen. Diese Zeit wird aufgrund des Schaltverhaltens der Pockelszelle für die Polarisationsumschaltung benötigt. Nach dem Austritt der Photoelektronen aus dem Kristall werden diese mit einer Hochspannung von 100 kV aus der Quelle extrahiert und in den Beschleuniger MAMI eingespeist.

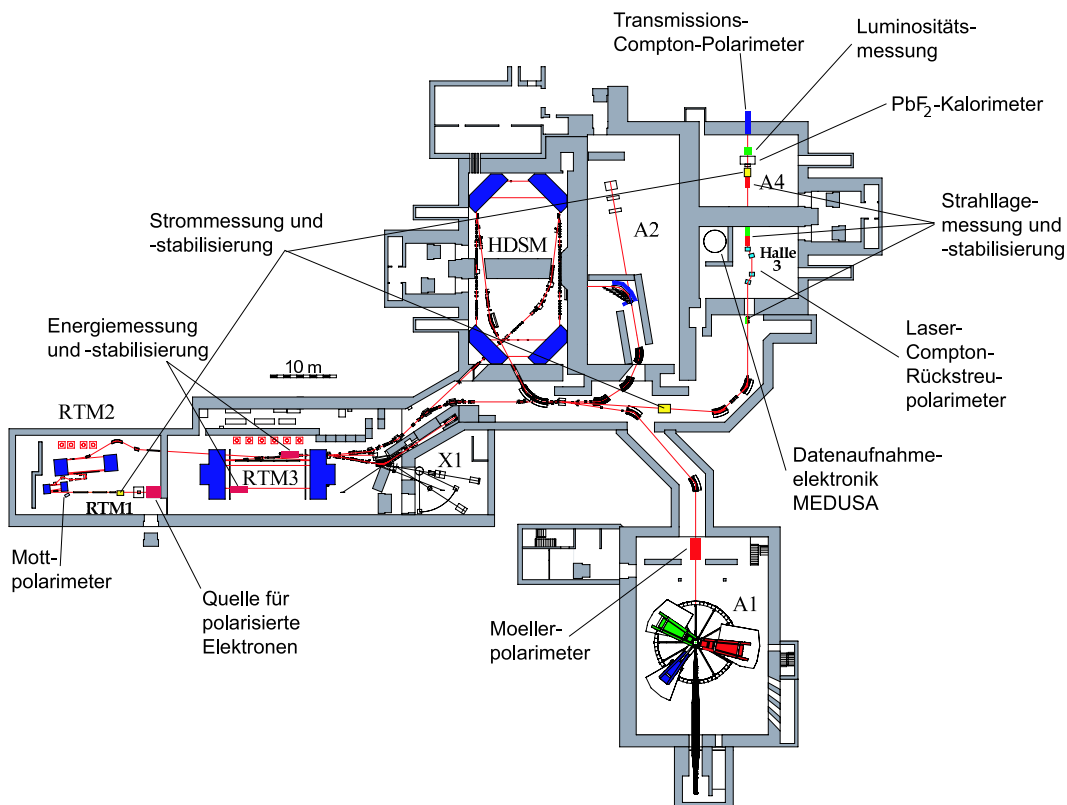


Abbildung 3.3: Plan des Elektronenbeschleunigers MAMI mit den für das A4-Experiment wichtigen Komponenten. Nach Extraktion aus der polarisierten Quelle werden die Elektronen durch die Racetrack-Mikrotrone (RTM) beschleunigt und zur Experimentierhalle A4 geleitet. Strahlstrom, -lage, -winkel und -energie werden durch ein System von Mikrowellenkavitäten kontrolliert und durch rückgekoppelte Stabilisierungssysteme stabilisiert. Der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls wird von bis zu vier Polarimetern an verschiedenen Punkten des Beschleunigers vermessen. Die Elektronen werden in der Experimentierhalle A4 am Wasserstofftarget gestreut und mit einem Bleifluorid-Kalorimeter nachgewiesen. Die Datenaufnahmeelektronik zur Bestimmung der Zählraten wurde zur Reduzierung der Untergrundstrahlung in Halle 3 aufgebaut.

Die Beschleunigung der Elektronen wird am MAMI mit Hilfe sogenannter Rennbahn-Mikrotrone (“Race track microtron”, RTM) durchgeführt. Ein RTM be-

steht aus zwei 180° -Umlenkmagneten, welche die Elektronen für eine bestimmte Zahl von Umläufen demselben Linearbeschleuniger zuführen. Die Linearbeschleuniger bestehen aus normalleitenden Hochfrequenzkavitäten und werden am MAMI mit 2.45 GHz betrieben. Da der Energiezuwachs ΔE bei jedem Durchlauf konstant ist, nimmt der Ablenkradius mit jedem Umlauf zu. Nach n Durchläufen und einem Energiegewinn $E = n \cdot \Delta E$ werden die Elektronen extrahiert. Am Beschleuniger MAMI sind drei Rennbahn-Mikrotrone hintereinandergeschaltet. Die erste Mikrotron-Stufe wird mit einer Energie von 14.35 MeV verlassen, die zweite Stufe mit einer Energie von 180 MeV. Mit der dritten Stufe kann bei $n=90$ Umläufen und einem Energiegewinn von $\Delta E = 7.5 \text{ MeV}$ pro Umlauf eine Endenergie von 855 MeV erreicht werden¹. Die Einstellung des Elektronenspins kann durch Anpassung der Energie, welche die relativistische Spinpräzession der Elektronen in Magnetfeldern ausnutzt, beliebig gedreht werden. Bei einer Energie von 855 MeV gilt, dass eine Energiedifferenz ΔE von 1 MeV zu einer Rotation des Spins von $\Delta\theta_s = 45^\circ$ führt. Eine detaillierte Beschreibung der Spindynamik am Beschleuniger MAMI findet sich in [47]. Eine weitere Einstellmöglichkeit des Elektronenspins ist durch einen Niedrigenergiespinrotator gegeben [48]. Es handelt sich um einen Wienfilter, welcher hinter der GaAs-Quelle installiert ist. Er besitzt ein senkrecht zur Strahlrichtung gekreuztes elektrisches und magnetisches Feld $\vec{E} \times \vec{B}$, das eine Drehung des Spins um bis zu 90° erlaubt und eine schnelle Möglichkeit zur Überprüfung der Spinneinstellung bietet.

3.2.2 Strahlmonitore und -stabilisierungen

Zur Durchführung des A4-Experiments ist eine aktive Stabilisierung der unterschiedlichen Strahlparameter erforderlich. In der Beschleunigergruppe des Instituts für Kernphysik wurden hierzu Regelungssysteme entwickelt, die diese Größen während der gesamten Messzeit überwachen und über Rückkopplungsschleifen auf ihre Sollwerte regeln. Es wurden Regelungssysteme für Strahlmenge, Strahlstrom und Strahlenergie installiert. Die Signale der einzelnen Monitore sind in das A4-Datenaufnahmesystem eingebettet und werden während der Datennahme über die Länge der Zeitfenster (20 ms) integriert, digitalisiert und abgespeichert.

Strahlstrom Die Messung der absoluten Strahlstromstärke geschieht über eine Förstersonde am RTM3. Die durch den Elektronenstrahl erzeugte magnetische Induktion wird in einem Ferritkern, um den zwei Spulen gewickelt sind, gemessen. Zur Vergrößerung des linearen Bereichs wird der Sensor per Kompensationsverfahren als Nulldetektor eingesetzt. Die Förstersonde erlaubt für Ströme über 0.1 nA die absolute Messung der CW-Stromstärke mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$, wird

¹Mittlerweile ist durch den abgeschlossenen Aufbau von MAMI C eine Endenergie von 1.5 GeV erreichbar; Energien über 855 MeV werden bislang im A4-Experiment aber nicht benutzt.

aber wegen ihrer Bandbreite von 0.1 Hz nur sekundlich ausgelesen. Die Förstersonde kann aufgrund der absoluten Messung zur Eichung der anderen Strommonitore verwendet werden. Diese werden als Phasenintensitätsmonitore (PIMO) bezeichnet und bestehen aus HF-Resonanz-Kavitäten mit Bandbreiten im MHz-Bereich, so dass sie für die Überwachung schneller Strahlstromfluktuationen eingesetzt werden können. Zwei dieser Monitore (PIMO08, PIMO27) sind in das Datenaufnahmesystem des Experiments integriert und ermöglichen während einer fünfminütigen Datennahme die Bestimmung der Strahlstromasymmetrie zwischen beiden Helizitäten auf bis zu $1 \cdot 10^{-6}$ genau. Ein weiterer Phasenintensitätsmonitor (PIMO13) wird zur aktiven Stromstabilisierung eingesetzt. Zur Regelung wird das erhaltene Messsignal des Monitors mit einem Sollwert verglichen. Die Abweichung ergibt ein Regelsignal, welches die Ansteuerung der Master-Oszillator-Diode des Lasers an der Quelle modifiziert. Die Regelung ist in zwei Glieder unterteilt: eine AC-Regelung, die das Netzgerät des Lasers ansteuert, sowie eine DC-Regelung, die einen spannungsgesteuerten Dämpfer (Polarisationsfilter) im Laserstrahlengang regelt. Die Regelung besitzt zur Optimierung des Rauschanteils getrennte Einstellglieder für die Frequenzbereiche 1, 10, 100 Hz und 10 kHz.

Strahlenergie Die Fluktuation der Strahlenergie wird über die unterschiedlichen Laufzeiten der Strahlenbündel beim Durchgang durch den zweiten 180° -Magneten des RTM3 mit Hilfe zweier 9.8 GHz-Kavitäten (3. harmonische Oberschwingung der MAMI-Betriebsfrequenz) bestimmt. Die Auflösung dieser Messungen liegt bei etwa 1 keV. Das Energiesignal ist ebenfalls an die A4-Datenaufnahme angeschlossen. Für eine typische Datennahme mit einer Messzeit von 5 Minuten können helizitätskorrelierte Energiedifferenzen bei einer Strahlenergie von 855 MeV aus den erhaltenen Histogrammen auf etwa 10 eV genau bestimmt werden, was einer relativen Auflösung in der Größenordnung von 10^{-8} entspricht. Die Energiemessung wird auch dazu benutzt, die Energie des Strahls aktiv zu stabilisieren. Die Einschussphase in das RTM3 wird dafür so verändert, dass Laufzeitdifferenzen zwischen den beiden Monitoren und somit die Ausschussenergie auf einem möglichst konstanten Wert gehalten werden [49].

Strahllage Um helizitätskorrelierte Lageänderungen am Targetort gering zu halten und die mittlere Strahlemittanz zu verbessern, ist es notwendig, eine aktive Stabilisierung der Strahllage vorzunehmen. Über zwei HF-Lagemonitore (XYMO20, XYMO27), die 8.4 m bzw. 1.2 m vor dem Target angebracht sind, werden die horizontalen und vertikalen Strahlpositionen an den beiden Punkten vermessen. Die erhaltenen Lagesignale werden benutzt, um mit jeweils zwei speziellen Korrekturwedlerpaaren, die vor den Lagemonitoren liegen, die Lage- und Richtungsfluktuationen am Target zu reduzieren. Zur Regulierung niederfrequenter Strahlfluktuationen wurden zusätzlich noch zwei weitere Wedlerpaare angebracht, die in Abständen von etwa 15 Sekunden die Strahllage zur Achse hin korrigieren. Die Regelparameter der elektronischen Rückkopplung werden über das MAMI-Kontrollsystem einge-

stellt. Die Signale der Lagemonitore werden im A4-Datenaufnahmesystem erfasst, um in der Analyse die Bestimmung der Lage- und Winkeldifferenzen für die beiden Helizitäten zu ermöglichen. Helizitätskorrelierte Ortsdifferenzen für einen Datenlauf von 5 Minuten können in Abhängigkeit der gegebenen Strahlkondition auf 50-400 nm genau gemessen werden. Mit der aufgebauten Stabilisierung können die typischen Strahlfluktuationen, die je nach Frequenzbereich von einigen 10^{-1} mm bis hin zu einigen mm reichen, am Targetort um etwa eine Größenordnung reduziert werden².

3.2.3 Polarisationsmessung

Die Asymmetrien, die im Rahmen des A4-Experiments bestimmt werden, sind proportional zum Polarisationsgrad P des Elektronenstrahls. Der Fehler in der Bestimmung des Polarisationsgrades geht somit direkt in die Genauigkeit der Asymmetriemessung ein. Eine möglichst genaue Vermessung der Polarisation ist daher ein wichtiger Punkt zur Reduzierung des Gesamtfehlers. Da die Quanteneffizienz der GaAs-Kristalle der polarisierten Quelle abnimmt und damit die Elektronenpolarisation zeitlich nicht stabil ist, ist eine ständige Überwachung der Polarisation notwendig. Prinzipiell sind hierfür vier Polarimeter verfügbar. Für eine absolute, im Dauerbetrieb mitlaufende Polarisationsmessung ist ein Compton-Rückstreupolarimeter in Entwicklung. Bis zu dessen Fertigstellung werden ein Mottpolarimeter und das Møllerpolarimeter der A1-Kollaboration für absolute Polarisationsmessungen sowie ein in der A4-Halle aufgebautes Transmissions-Compton-Polarimeter für eine dauerhafte Messung der relativen Polarisationsänderungen benutzt.

Mottpolarimeter Das Mottpolarimeter befindet sich zwischen Linearbeschleuniger und RTM1. Zur Polarisationsmessung wird der Elektronenstrahl abgelenkt und an einer dünnen Goldfolie gestreut. Der Wirkungsquerschnitt der Mottstreuung ist dabei, aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung von der transversalen Komponente der Spineinstellung abhängig. Es wird die absolute Polarisation gemessen, der Fehler liegt in der Größenordnung von 4 bis 5 % (1 % stat., 4 % syst.). Da der Messfehler groß ist, die Messdauer aber auf etwa eine Stunde verkürzt werden konnte, wird das Mottpolarimeter seit 2006 mehrmals wöchentlich zur systematischen Überwachung der anderen Polarisationsmessungen verwendet.

²Im Zugang zur Experimentierhalle 3 wurden vor Beginn der Rückwärtsmessungen noch zwei weitere Korrekturwedlerpaare installiert. Diese Paare verbessern die Strahlageabweichungen im Bereich unter 10 kHz um einen zusätzlichen Faktor bis zu 10.

Møllerpolarimeter Das Møllerpolarimeter der A1-Kollaboration wird zur absoluten Bestimmung der longitudinalen Polarisation verwendet [51]. Es ist sensitiv auf die Helizitätsabhängigkeit der Møllerstreuung und hierbei ausschließlich auf die longitudinale Komponente. Als Target wird eine polarisierte Reineisenfolie von etwa $10\ \mu\text{m}$ Dicke und einer Elektronenpolarisation von etwa 8% verwendet. Die Genauigkeit der Møllermessung beträgt etwa 2% (1.2% stat., 1.2% syst.). Da die Møllermessung eine reduzierte Strahlstromstärke von 80 nA, eine Umstellung der Strahlführung in die Spektrometerhalle und ggf. eine Korrektur der Energie zur Spinjustierung erfordert, ist die Messung mit einem Zeitaufwand von bis zu acht Stunden verbunden und wird daher nur einmal wöchentlich durchgeführt.

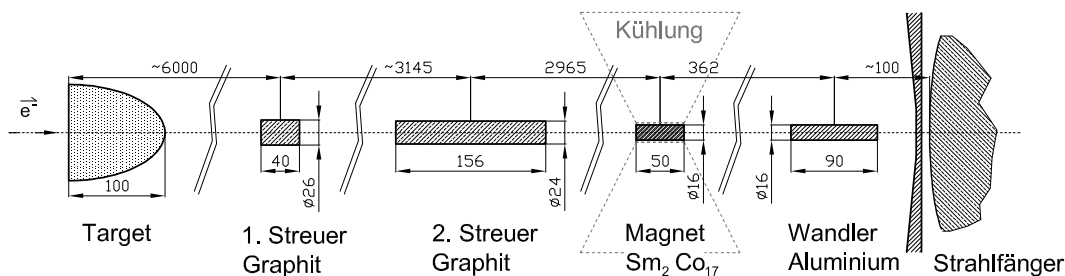


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau des A4-Transmissions-Compton-Polarimeters (Längenangaben in mm). Im Wasserstofftarget und in den Kohlenstoffaufstreuern erzeugt der Elektronenstrahl polarisierte Bremsstrahlungsphotonen. Diese wechselwirken mit den polarisierten Elektronen des Magneten. Da der Compton-Wirkungsquerschnitt polarisationsabhängig ist, besitzt der im Wandler gemessene Teilchenfluss eine Asymmetrie zwischen den beiden Helizitäten. Aus dieser Asymmetrie wird die relative Änderung der Polarisation bestimmt.

Transmissions-Compton-Polarimeter Für die ständige Überwachung der Polarisation wurde ein Transmissions-Polarimeter entwickelt. Dieses ist im Strahlrohr vor dem Strahlfänger in Experimentierhalle 4 aufgebaut und wurde 2002 in Betrieb genommen [50]. Der Aufbau ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Der polarisierte Elektronenstrahl wird im Wasserstofftarget und in zwei Kohlenstoffaufstreuern unter Aussendung von polarisierter Bremsstrahlung gestreut. Die Bremsstrahlungsphotonen werden an den polarisierten Elektronen eines Dauermagneten Compton-gestreuert. Die Polarisationsabhängigkeit dieses Prozesses führt bei der Umschaltung der Helizität des Elektronenstrahls zu einer Asymmetrie in der Durchlässigkeit des Magneten für die Photonen bzw. dem Teilchenfluss im Wandler. Die Asymmetrie ist dem longitudinalen Polarisationsgrad der Elektronen proportional. Da der Fluss der Comptonphotonen und die Analysierstärke des Magneten nicht genau bekannt sind, ist nur eine relative Bestimmung des Polarisationsgrades möglich.

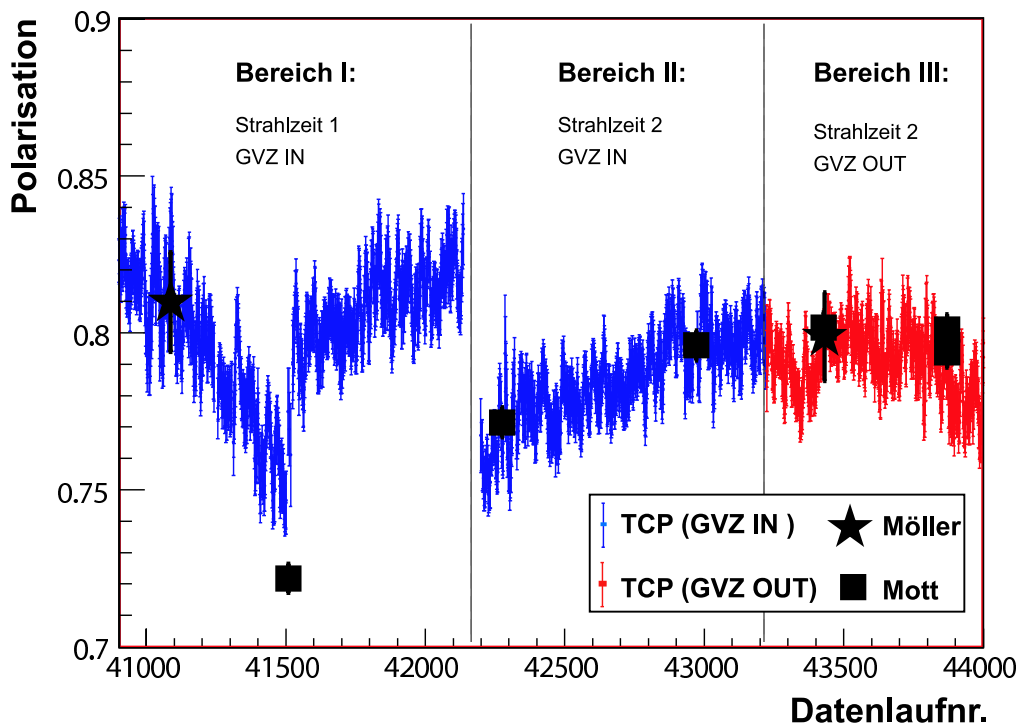


Abbildung 3.5: Mit dem Transmissions-Compton-Polarimeter gemessener Polarisationsverlauf zweier Strahlzeiten. Die Strahlenergie betrug $E=570.4$ MeV. Eingezeichnet sind zusätzlich die Messwerte von Mott- und Møllerpolarimeter. Da die Werte des Transmissions-Compton-Polarimeters nur relativ sind, werden sie in den einzelnen Strahlzeiten durch die Møllermessungen geeicht.

Ein Beispiel für den derzeitigen Status der Polarisationsbestimmung ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Die zeitliche Veränderung der Polarisation wird mit dem Transmissions-Compton-Polarimeter bestimmt. Da diese Messungen keine absolute Bestimmung der Polarisation erlauben, müssen sie mittels der absoluten Messungen des Møllerpolarimeters geeicht werden. Die Werte der Mottmessungen dienen der systematischen Überprüfung und sollten an den Messpunkten im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Daten des Transmissions-Compton-Polarimeters übereinstimmen. Die Genauigkeit des interpolierten Polarisationsgrades wird derzeit, aufgrund der systematischen Unsicherheiten im Messverfahren, mit 4% abgeschätzt. Die Fertigstellung des Compton-Rückstreupolarimeters wird diesen Fehler erheblich verringern.

Compton-Rückstreupolarimeter In der A3-Halle wird ein Compton-Rückstreupolarimeter aufgebaut, mit welchem die Polarisation bei laufender Asymmetriemessung zerstörungsfrei und absolut bestimmt werden kann. In zwei Diplomarbeiten [52, 53] wurden Voruntersuchungen zur Realisierung geleistet,

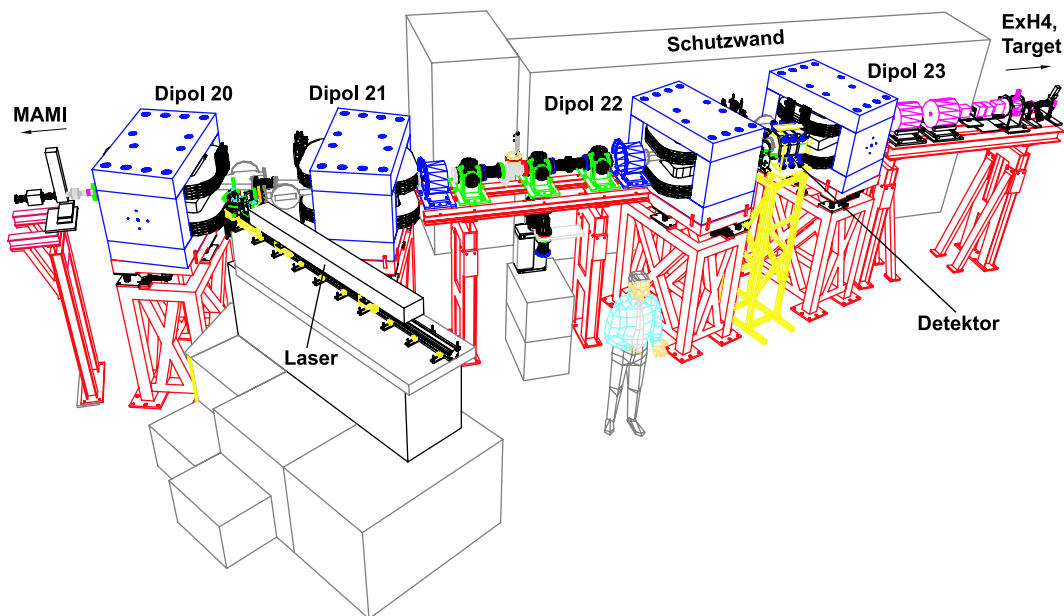


Abbildung 3.6: Aufbau des A4-Compton-Rückstreupolarimeters. Der Elektronenstrahl wird mittels einer Schikane aus vier Dipolmagneten parallel versetzt. In der 3 m langen Wechselwirkungszone zwischen den mittleren Dipolen wird der Elektronenstrahl mit dem Laserstrahl zum Überlapp gebracht. Compton-gestreuete Photonen werden im Detektor kalorimetrisch nachgewiesen.

drei weitere Diplomarbeiten [54, 55, 56] beschäftigten sich mit Aufbau und Inbetriebnahme des Polarimeters.

Das Compton-Rückstreupolarimeter beruht auf der polarisationsabhängigen Comptonstreuung. Abbildung 3.6 zeigt eine Übersicht des Aufbaus. Mit Hilfe einer magnetischen Schikane aus vier Dipolen wird der Elektronenstrahl für ein kurzes Stück parallel versetzt. Auf dem Versatzstück wird der Elektronenstrahl mit zirkular polarisiertem Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ entsprechend einer Energie $E = 2.4 \text{ eV}$ zum Überlapp gebracht. Zum Erreichen einer ausreichend großen Streurrate wird das sogenannte Intra-Cavity-Prinzip angewandt, bei welchem die Wechselwirkungszone zwischen Elektron- und Laserstrahl innerhalb des Laserresonators liegt. Die Photonen werden aufgrund ihres hohen Impulses in einen engen Kegel um die Bewegungsrichtung der Elektronen zurückgestreut. Die rückgestreuten Photonen besitzen bei einer Strahlenergie von $E = 855 \text{ MeV}$ eine maximale Energie von 26 MeV und werden mit einem LYSO-Detektor ($\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_2$) nachgewiesen. Aus der Asymmetrie in der Anzahl der rückgestreuten Photonen kann der Polarisationsgrad der Elektronen bestimmt werden. Da die Analysierstärke durch den Compton-Streuquerschnitt gegeben ist, kann diese exakt berechnet werden. Sowohl die longitudinale Polarisation als auch die transversale Polarisation, durch Ausnutzung der ϕ -Abhängigkeit des Compton-Wirkungsquerschnitts, können absolut bestimmt werden.

Messungen während Produktionsdatennahmen bei einer Strahlenergie von 570.4 MeV im Frühjahr 2007 konnten erfolgreich eine Asymmetrie zwischen den beiden Polarisationsrichtungen in der erwarteten Größenordnung bestimmen. Eine genaue Analyse und eine Bestimmung der erwarteten Asymmetrie unter Berücksichtigung der Detektorauflösung, die eine spätere Polarisationsbestimmung ermöglichen, werden derzeit durchgeführt.

3.2.4 Wasserstofftarget und Luminositätsmonitor

Wasserstofftarget Der Elektronenstrahl wird an einem Flüssig-Wasserstofftarget gestreut. Für Messungen unter Vorwärtswinkeln wird ein 10 cm langes, unter Rückwärtswinkeln zur Erhöhung der Luminosität ein 20 cm langes Target verwendet. Die in der Targetzelle deponierte Leistung beträgt bei einem Strahlstrom von 20 μA etwa 100 W. Diese Wärmeleistung muss abgeführt werden, um ein Sieden und die Bildung von Blasen zu vermeiden. Durch Sieden entstehende Targetdichteschwankungen erzeugen Fluktuationen in den gemessenen Zählraten und eine Verbreiterung in den Verteilungen der gemessenen Asymmetrien. Im Falle helizitätskorrelierter Dichteschwankungen kann dies zu einem systematischen Fehler der gemessenen Asymmetrie führen. Für die Messung müssen innerhalb von 20 ms die Targetdichteschwankungen kleiner als 10^{-3} gehalten werden [58]. Um dies zu gewährleisten, muss die entstehende Wärmeleistung effizient abgeführt werden. Hierzu wurde ein spezielles Target (Abbildung 3.7) mit turbulenter Strömung entwickelt[57].

Der flüssige Wasserstoff wird bei einer Temperatur von 14 K unterkühlt gehalten, d.h. die Wasserstofftemperatur liegt weitestmöglich unter dem Siedepunkt. Der Kühlkreislauf einschließlich Wärmetauscher wurde derart optimiert, dass die von der Flüssig-Wasserstoffpumpe aufgebaute Druckdifferenz, die den Wasserstoff-Kreislauf antreibt, fast vollständig in der Targetzelle abfällt. Hierdurch wird eine maximale Flussgeschwindigkeit in der Targetzelle erreicht. Der dabei entstehende turbulente Fluss mit Volumenaustausch in transversaler Richtung erhöht die effektive Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs. Dies ist ein neues Konzept für ein Flüssig-Target. Es ermöglicht, auf das in anderen Experimenten angewandte Rastern (schnelle Modulation der Strahlposition auf dem Target) zu verzichten.

Es wurden Untersuchungen zu den Targetdichtefluktuationen in Abhängigkeit von Strahldurchmesser und Strahlposition durchgeführt [59]. Da sich die Aufheizung des Wasserstoffs auf einen kleinen Bereich um die Strahlachse konzentriert und dort ein lokales Kochen des Wasserstoffs verursacht, konnten durch Vergrößerung des Strahlquerschnitts auf eine optimale Größe die Targetdichteschwankungen um den Faktor 4 reduziert werden. Eine Verschiebung der Position des Elektronenstrahls gegenüber der Mittenposition um $\pm 1 \text{ mm}$ führt zu einer weiteren Reduktion der Dichteschwankungen um einen Faktor nahe 4.

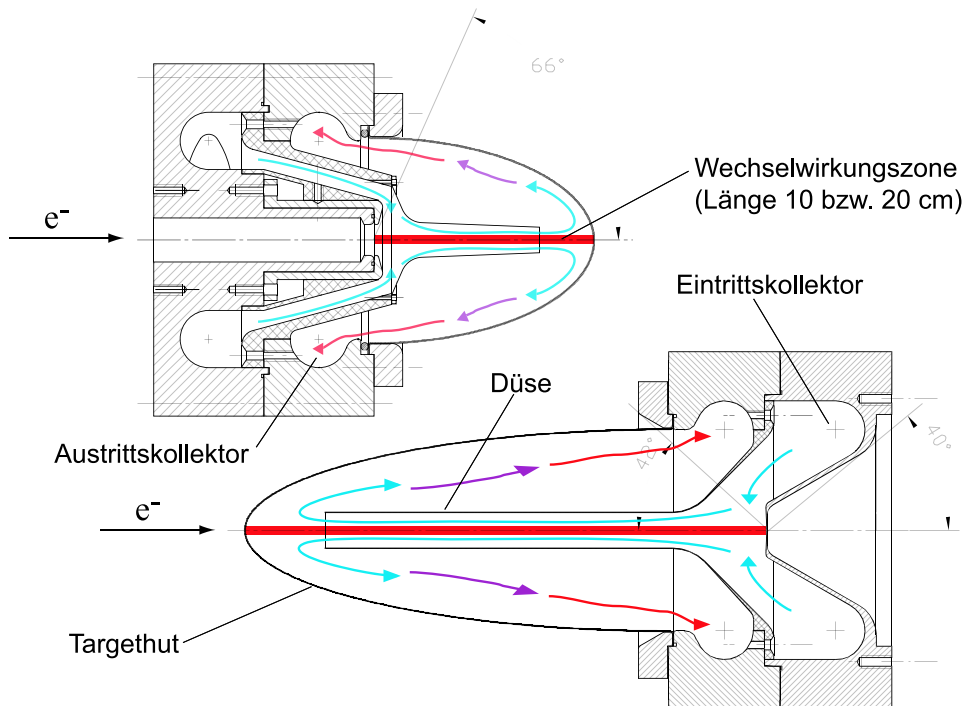


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Targetzellen für die Messung unter Vorwärts- bzw. Rückwärtswinkeln. Die Zellen bestehen aus mehreren Aluminiumbauteilen, die mit Indiumdichtungen verbunden sind. Der flüssige Wasserstoff tritt durch den toroidalen Eingangskollektor in eine Düse mit 12 mm Durchmesser entlang der Strahlachse ein. Hier wird das Maximum der Flussgeschwindigkeit erreicht. Durch den Ausgangskollektor verlässt der flüssige Wasserstoff die Targetzelle. Das Ein- bzw. Austrittsfenster hat eine Dicke von $75 \mu\text{m}$. Der Targethut hat eine Wandstärke von $250 \mu\text{m}$, die am Ort des Strahlaustritts bzw. eintritts auf $100 \mu\text{m}$ verkleinert wurde. Die Düsenwand ist $200 \mu\text{m}$ dick, um den Kegelbereich für gestreute Elektronen so materialarm wie möglich zu halten.

Luminositätsmonitor Die Luminosität L wird als Produkt aus dem Fluss der einlaufenden Elektronen Φ_e (Elektronen/s) und der effektiven Targetdichte ρ_H (Atome/ cm^2) gebildet: $L = \Phi_e \cdot \rho_H$. Bei einem 10 cm langen Target mit Wasserstoff und einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ beträgt die Luminosität $L = 5.37 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [59]. Bei Verwendung des 20 cm langen Targets oder bei Messungen mit Deuterium ($\rho_D \approx 2\rho_H$) erhöht sich die Luminosität entsprechend. Gemessen wird die Luminosität mit acht Wasser-Čerenkov-Detektoren, die symmetrisch um den Elektronenstrahl unter kleinen Vorwärtswinkeln von $4.4^\circ \leq \theta_e \leq 10^\circ$ an

der Streukammer angebracht sind. Elektronen, die im Target durch Møllerstreuung in Richtung kleiner Vorwärtswinkel gestreut werden, erzeugen in den Wassertanks Čerenkov-Licht, welches jeweils durch einen Photomultiplier ausgelesen wird. Wegen der hohen Ereignisrate werden keine Einzelereignisse ausgelesen, sondern das Integral des Anodenstroms gemessen. Ziel der Luminositätsmessung ist es, zum einen Targetdichtefluktuationen aufgrund von Blasenbildung in der Targetzelle zu erkennen; wird während der Datennahme ein Targetkochen beobachtet, kann es durch Optimieren des Strahldurchmessers reduziert werden. Zum anderen wird die Luminositätsmessung zum Normieren der elastischen Zählraten des PbF₂-Kalorimeters N^\pm auf die Luminosität L^\pm verwendet; hierdurch lassen sich falsche Asymmetrien aufgrund unterschiedlicher Luminosität korrigieren.

3.2.5 Kalorimeter

Da in der elastischen Elektronenstreuung zu gegebenem Streuwinkel θ_e die Energie E' der Streuteilchen festgelegt ist, kann die kalorimetrische Vermessung der Energie der gestreuten Elektronen zum Abtrennen inelastisch gestreuter Teilchen benutzt werden. Die Planung eines solchen Kalorimeters für das A4-Experiment erfolgte dabei unter der Berücksichtigung von drei zentralen Anforderungen:

- Verarbeitung von Ereignisraten im Bereich von 100 MHz
- Ausreichende Energieauflösung
- Strahlenresistenz der verwendeten Materialien

Die hohe Ereignisrate erklärt sich aus der Notwendigkeit, in überschaubarer Messzeit Asymmetrien im Bereich von wenigen ppm mit hoher statistischer Genauigkeit zu vermessen. Aus den erforderlichen Ereigniszahlen im Bereich von $N \approx 1 \cdot 10^{13}$ und elastischen Raten von bis zu 10 MHz ergeben sich Messdauern von jeweils einigen hundert Stunden. Da eine in etwa zehnfache Rate an Untergrundereignissen erwartet wird, ergibt sich eine vom Kalorimeter zu verarbeitende maximale Rate im Bereich von etwa 100 MHz.

Die Anforderung ausreichender Energieauflösung ergibt sich aus der Notwendigkeit, elastische Ereignisse eindeutig von inelastischen Prozessen, die eine eigene, unbekannte paritätsverletzende Asymmetrie besitzen können, kalorimetrisch zu trennen. Für die erste durchgeführte Messung mit $E = 855 \text{ MeV}$ und $Q^2 = 0.23(\text{GeV}/c)^2$ betrug die Energie der elastisch gestreuten Elektronen $E' = 735 \text{ MeV}$ (Polarwinkel $\theta_e = 35^\circ$). Die maximale Energie der unter Pionproduktion inelastisch gestreuten Elektronen liegt bei diesen Bedingungen bei etwa 610 MeV. Um diese Ereignisse mit einer statistischen Sicherheit von $2 \cdot \sigma$ abtrennen zu können, lässt sich eine erforderliche relative Energieauflösung von etwa 4.3 %

abschätzen.

Die Strahlenresistenz der Materialien ist zu fordern, da die hohe Luminosität und effektive Messzeiten von einigen hundert Stunden je Datenpunkt zu einer Energiedeposition von einigen 10 krad im Detektor führen.

Die Anforderungen führten nach ausführlichen Studien zur Wahl von Bleifluorid-Einkristallen (PbF_2) mit kubischer Kristallstruktur als Detektormaterial [60]. Andere untersuchte Detektormaterialien, wie flüssiges Xenon, BaF_2 -Kristalle, Bleiglas (SF-5) und Bleiwolframat (PbWO_4) erfüllten die gestellten Anforderungen nicht in geeignetem Umfang. Einige interessante Eigenschaften von PbF_2 sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Es handelt sich um einen reinen Čerenkov-Strahler mit hoher Lichtausbeute vom sichtbaren bis in den UV-Bereich hinein. PbF_2 ist in geeigneter Weise strahlungsfest; Strahlungsschäden durch Energiedeposition, die in Folge von Fehlstellen in der Kristallstruktur auftreten, sind zwar nachweisbar und vermindern im andauernden Strahlbetrieb die Energieauflösung, lassen sich aber durch regelmäßiges Ausheilen (Bestrahlen mit Licht im UV-Bereich) wieder regenerieren. Es besitzt eine statistische Energieauflösung von $\cong 3.2\%/\sqrt{E}$, die für das A4-Experiment ausreichend ist. Von zentraler Bedeutung für die Wahl dieses Materials war die kurze Lichtabklingzeit im Bereich von 20 ns, wodurch die Verarbeitung der erwarteten mittleren Ereignisraten von über 100 MHz im Gesamtdetektor ohne erhebliche Totzeiteffekte ermöglicht wird.

Tabelle 3.1: Im Bezug auf das A4-Experiment interessanteste Eigenschaften von PbF_2 . Die relative Energieauflösung ist energieabhängig und steigt zu kleinen Energien hin an [61].

Dichte (kubische Form)	7.77 g/cm^3
Brechungsindex $n(\lambda = 400 \text{ nm})$	$\cong 1.8$
Strahlungslänge X_0	0.93 cm
reduzierter Molière-Radius R_M^C	1.8 cm
Photoelektronen/MeV	≈ 1.7
Kritische Energie E_C	9.04 MeV
relative Energieauflösung $\Delta E/E$	$\cong 3.2\%/\sqrt{E}$

Der Gesamtdetektor wurde für eine Abdeckung des vollen Azimutwinkels θ und eines Polarwinkelbereichs von 30° bis 40° entwickelt. Der insgesamt abgedeckte Raumwinkelbereich beträgt $\Delta\Omega \approx 0.6 \text{ sr}$. Die Kristallabmessungen ergeben sich aus den Anforderungen an Energieauflösung und Ortsbestimmung. Da die Schauerbildung eines Ereignisses sich über die Grenzen des getroffenen Kristalls hinaus fortsetzt, soll die Gesamtenergie durch Summieren der Schauer einer Nachbarschaftszone von neun Kristallen gebildet werden (Abbildung 3.8). Damit die Flä-

che der lateralen Schauerbildung in der Nachbarschaftszone mindestens 2 Molière-Radien $R_M = 18 \text{ mm}$ abdeckt, muss die Kantenlänge der einzelnen Kristalle größer $4/3R_M \approx 24 \text{ mm}$ gewählt werden. So wird gewährleistet, dass bei zentralem Einschuss innerhalb der neun Kristalle mindestens 95% der Energie deponiert werden. Die Länge der Kristalle variiert je nach Polarwinkel und wird mit 16 bis 20 Strahlungslängen $X_0 = 0.93 \text{ cm}$ voll absorbierend gewählt.

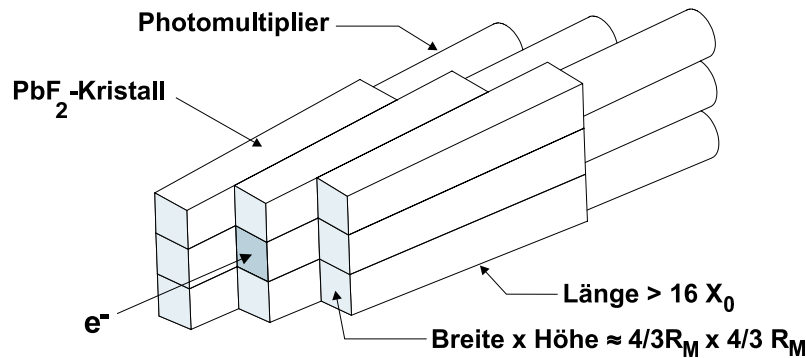


Abbildung 3.8: Die Geometrie der PbF_2 -Kristalle wurde derart gewählt, dass bei zentralem Einschuss in einer Nachbarschaftszone die Energie zu über 95% absorbiert wird.

Weil Luftspalten zwischen den Kristallen zu Leakage führen und somit die Energieabsorption verringern, müssen diese möglichst klein gehalten werden. Daher haben die Kristalle die Form eines Pyramidenstumpfs. Die Frontfläche wurde zu $26 \times 26 \text{ mm}$ und die Länge zu 150 mm ($\theta = 30^\circ$) bis 185 mm ($\theta = 40^\circ$) festgelegt. Die radiale Entfernung der Frontflächen von der Strahlachse beträgt ungefähr 590 mm , daher wird der Polarwinkelbereich durch 7 Kristalle abgedeckt. Diese werden in einem Trägerrahmen passgenau auf $\approx 240 \mu\text{m}$ montiert (Abbildung 3.9). Mit 146 dieser Rahmen ist der komplette Azimutwinkel abgedeckt. Die Gesamtzahl der Kristalle beträgt somit 1022. Die Auslese des Čerenkov-Lichts erfolgt mit zehnstufigen Photomultipliern, die ein an die Transmission des PbF_2 angepasstes Eintrittsfenster aus Borsilikat haben. Es werden ratenfeste, volltransistorisierte, aktiv-stabilisierte Spannungsteiler verwendet, die am IPN Orsay entwickelt und gebaut wurden.

Für Messungen unter Rückwärtswinkeln ($140^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$) wurde das Kalorimeter in den Jahren 2005/06 durch einen Elektronentagger ergänzt. Die dafür erforderlichen 72 Szintillatoren sind an einem Rundträger um die Streukammer herum angebracht, wie in Abbildung 3.9 dargestellt. Diese Detektoren erzeugen für elektrisch geladene Teilchen ein Signal, das zur Separation von Untergrundprozessen verwendet wird. Bei Messung der Rückwärtsstreuung ist dies notwendig, da auftretende Photonen aus inelastischen Prozessen das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis deutlich mindern und eine Trennung allein durch Heranziehen der Teilchenenergie nicht mehr ausreichend ist.

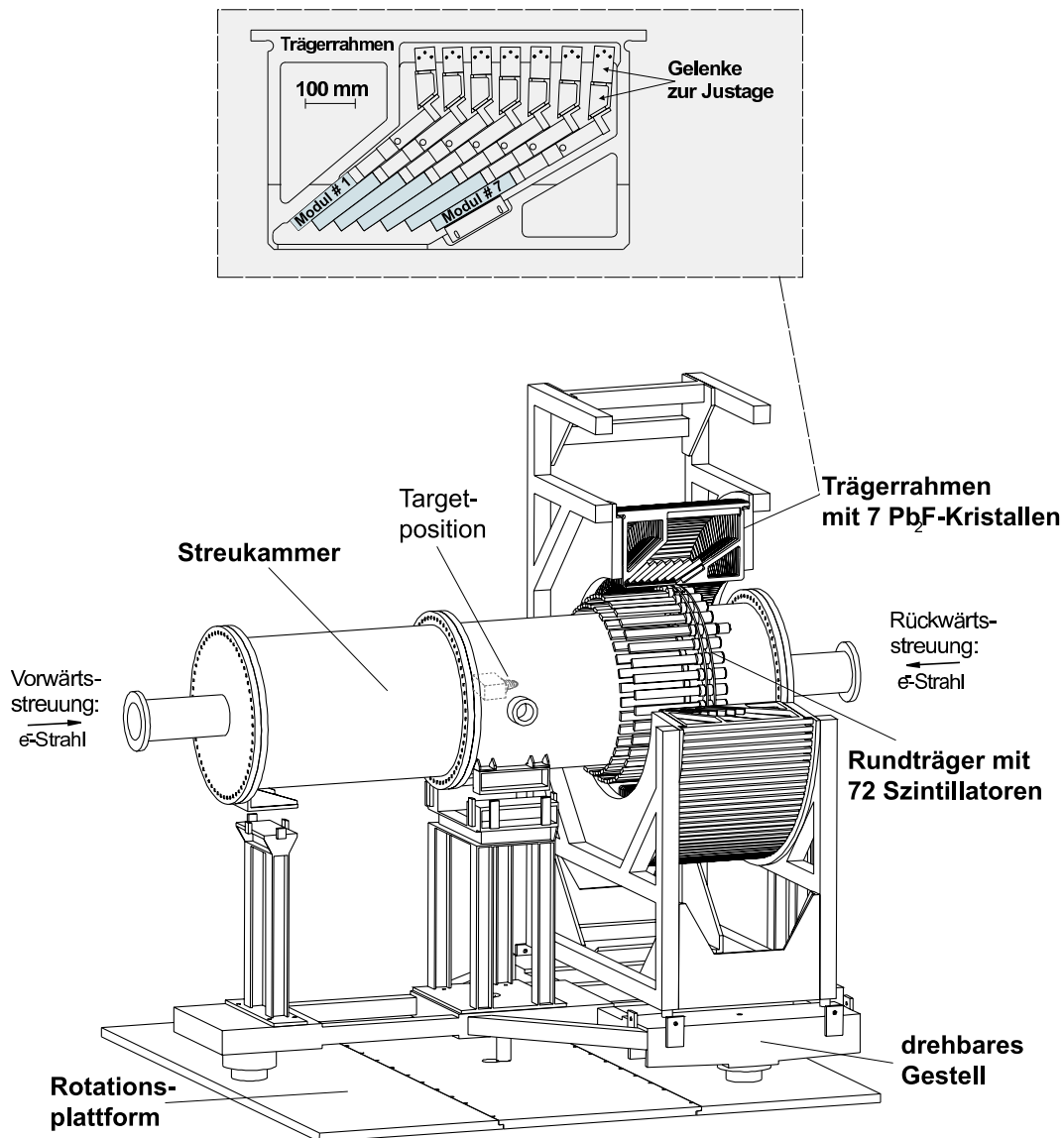


Abbildung 3.9: Schnittzeichnung des A4-Kalorimeters mit abgebildetem Kristall-Trägerrahmen. Im Kalorimeter sind 146 Trägerrahmen installiert, insgesamt besteht der Detektor aus 1022 PbF_2 -Kristallen. Die Einzelkristalle werden mit justierbaren Gelenken so eingepasst, dass die verbleibenden Luftspalten und somit die Leckage minimal werden. Der Detektor kann mit dem auf Öl-Gleitfüßen drehbar gelagerten Gestell für Messungen unter Vorwärts- und Rückwärtswinkeln auf der Rotationsplattform positioniert werden, der Elektronenstrahl tritt entsprechend von links oder rechts in die Streukammer ein. Das Target, welches der jeweiligen Messung angepasst ist, befindet sich im Zentrum der Streukammer. Für Messungen unter Rückwärtswinkeln wurde ein Elektronentagger ergänzt. Die zugehörigen Szintillatoren sind an einem Rundträger montiert.

Die Auswertung und Verarbeitung der in den PbF_2 -Kristallen erzeugten Signale geschieht in der Detektorelektronik MEDUSA. Da Aufbau und Betrieb dieser Elektronik Hauptbestandteil der durchgeführten praktischen Tätigkeiten zu dieser Arbeit waren, folgt eine detaillierte Beschreibung von Entwicklung und Funktionsweise dieser Elektronik in Kapitel 4. Die in den Detektorkristallen erzeugten und von den Photomultipliern verstärkten Signale bilden die Eingangssignale dieser Elektronik. Da das entworfene Konzept zur Verarbeitung dieser Signale wesentlich von deren Charakteristika bestimmt wurde, sind Untersuchungen der Charakteristika der Photomultipliersignale durchgeführt worden. Die erhaltenen Ergebnisse, wie zum Beispiel Anstiegszeiten, Signalform und Durchlaufverzögerungen, werden zum besseren Verständnis der Beschreibung der Detektorelektronik vorangestellt.

3.3 Signale der angekoppelten Photomultiplier

Abbildung 3.10 zeigt das Spannungssignal eines typischen Photomultipliers, der an einen PbF_2 -Kristall angekoppelt war. Die Anstiegszeit des Signals beträgt $t_R \approx 2.5\text{ns}$, die Abklingzeit³ $t_F \approx 12\text{ns}$. Das Abklingen erfolgt annähernd exponentiell.

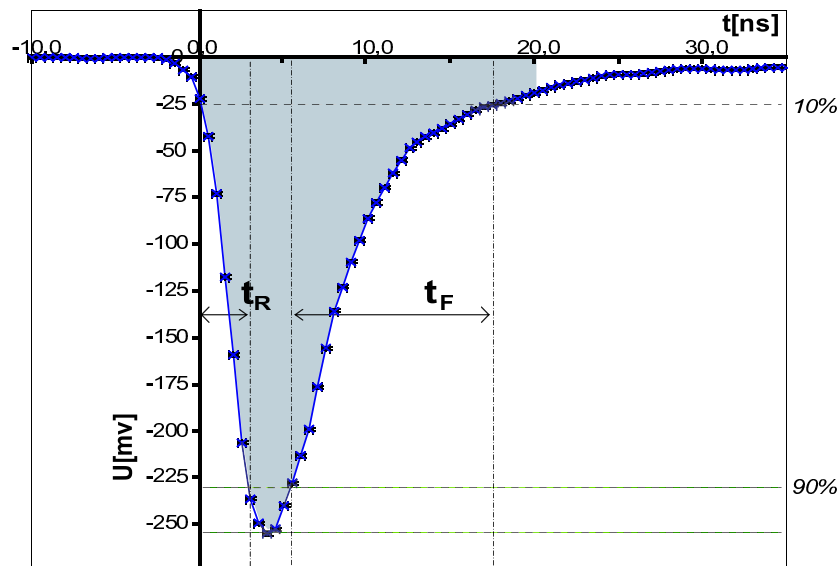


Abbildung 3.10: Typischer Photomultiplierpuls eines elastisch gestreuten Elektrons bei Messung unter Vorwärtswinkeln. Die Anstiegs- und Abklingzeit (t_R bzw. t_F) charakterisieren die Pulsform.

³Anstiegs- und Abklingzeiten werden hier als die Zeit definiert, in welcher sich die Signalamplitude zwischen 10% und 90% der Maximalamplitude ändert. Für Exponentialfunktionen kann alternativ die Zeit τ angegeben werden, in der das Signal auf $1/e$ abfällt. Es gilt dann: $\tau = t/\ln 9$.

mit einer schnellen ($\tau_{F_1} \approx 4ns$) und einer kleineren, langsam abklingenden Komponente ($\tau_{F_2} \approx 20ns$)⁴. Da die Ladung des Photomultipliersignals proportional zu der in einem Kristall deponierten Energie ist, entspricht die Fläche unter der Spannungskurve dieser Energie. Innerhalb eines Zeitfensters von 0-20 ns liegen ca. 90% der gesamten Pulsladung, die im abgebildeten Beispiel rund 50 pC beträgt.

Die einzelnen Photomultiplier unterscheiden sich in diesen Signalparametern. Um eine Abschätzung für die Größenordnung der auftretenden Streuungen zu erhalten, wurden die Ausgangssignale von sieben Detektorkristallen auf gleiche Pulsladung kalibriert [39]. Mit einem Digitaloszilloskop wurden anschließend die Pulse elastisch gestreuter Elektronen herausgefiltert, zeitlich gemittelt und die Signalparameter vermessen. Die erhaltenen Ergebnisse für Anstiegs- und Abklingzeit und die zugehörigen Amplituden zeigt Abbildung 3.11. Aufgetragen ist die Summe aus Anstiegszeit und Abklingzeit gegen die Amplitude A. Die dargestellte Summe kann hier als Maß für die Pulsbreite b angesehen werden. Bei konstanter Fläche F sollten die Punkte auf der Hyperbel $b=F/A$ liegen. Dies ist in guter Näherung erfüllt und zeigt eine gute Kalibration der Flächen an.

Die für die Verwirklichung der signalverarbeitenden Elektronik wichtigen Parameter, deren Werte notwendige Bandbreiten, Integrationszeiten und die Größe der zu erwartenden Energiesignale mitbestimmen, sind in Tabelle 3.2 wiedergegeben. Angegeben sind die ermittelten Mittelwerte und Streuungen der einzelnen Signalpa-

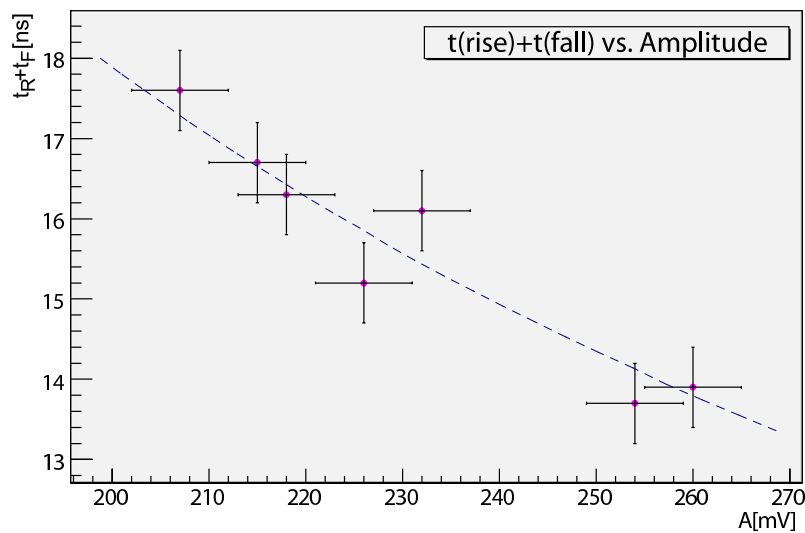


Abbildung 3.11: Für sieben kalibrierte Photomultiplier wurden die Signale elastisch gestreuter Elektronen vermessen. Aufgetragen ist die Summe aus Anstiegs- und Abklingzeit gegen die Signalamplitude. Die Punkte lassen sich in guter Näherung durch die erwartete Hyperbel beschreiben.

⁴Ein Fit an die exponent. Flanke des Signals (Abb. 3.10) ergibt:

$$U(t) \approx U_0(0.91 \cdot e^{-\frac{t}{4.2ns}} + 0.09 \cdot e^{-\frac{t}{19.8ns}}).$$

Tabelle 3.2: Wichtige Signalparameter der Photomultiplierpulse, die für die Verwirklichung der Detektorelektronik mitbestimmend sind. Die Photomultiplier waren für diese Messung mittels der experimentellen Kalibrationsmethode [39] auf gleiche Pulsladungen abgestimmt.

Signalparameter	Einheit	Wert	Streuung
Signalamplitude A	[mV]	230.3 ±	20.0
Anstiegszeit t_R	[ns]	2.4 ±	0.3
Abklingzeit t_F	[ns]	13.3 ±	1.4
Flächenanteil (0-20 ns)	%	90.2 ±	1.9

parameter. Der angegebene Flächenanteil gibt das Verhältnis des Flächenintegrals zur Gesamtfläche für die Zeit von 0-20 ns an. Der zeitliche Nullpunkt wird hierbei durch den Signalanstieg auf 10% des Maximums festgelegt.

Die Signalamplitude und die Anstiegszeit eines Photomultipliers werden durch die angelegte Hochspannung, welche im Experiment durch die Kalibrationsprozedur verändert wird, beeinflusst. Für die Änderung der Anstiegszeiten gilt:

$$\Delta V = +100V \Rightarrow \Delta t_R \approx -0.1ns \quad (3.6)$$

Die Änderung der Hochspannung beeinflusst auch die zeitliche Lage der Signale. Im linearen Bereich der Photomultiplier ergibt eine Messung:

$$\Delta V = +100V \Rightarrow \Delta t \approx -0.8ns \quad (3.7)$$

Kapitel 4

Signalverarbeitungs- und Datenaufnahmesystem MEDUSA

Das für die Detektorelektronik entwickelte Konzept wurde in experimentellen Studien an Prototypen überprüft. Hierbei bestätigte sich die prinzipielle Machbarkeit des geplanten Systems. Die wesentliche experimentelle Aufgabe dieser Arbeit bestand darin, die Prototypen zur Serienreife weiterzuentwickeln und im experimentellen Betrieb zu etablieren. Hierbei ergaben sich viele neue Fragestellungen, beispielsweise bezüglich der Präzision der Energiemessungen sowie zur Sicherstellung eines möglichst fehlerfreien Betriebs in einem vernetzten System aus 1022 Kanälen, die zu Anpassungen und Erweiterungen der Funktionalität führten. Die Ergebnisse dieses Prozesses werden in den folgenden Kapiteln dargestellt.

In Kapitel 4 wird das umgesetzte Konzept der Detektorelektronik vorgestellt. Die dem experimentellen Betrieb vorangehende Aufbau- und Testphase, insbesondere die Vermessung der zur Charakterisierung der einzelnen Elektronikkanäle erforderlichen Größen, wird in Kapitel 5 dargelegt. Kapitel 6 zeigt wesentliche, im experimentellen Betrieb erfolgte Überprüfungen und Anpassungen der Funktionalität auf. Schließlich wird in Kapitel 7 der für Messungen unter Rückwärtswinkeln erfolgte Ausbau mit einem Elektronentagger beschrieben.

4.1 Konzept und Funktionsweise der Elektronik

4.1.1 Vorbemerkungen

Die wichtigsten Bedingungen, die der Konzeption der Datenaufnahmeelektronik zugrunde liegen und sich als Resultat der physikalischen Anforderungen und des

gewählten Detektormaterials ergeben, lassen sich nun wie folgt formulieren:

- Verarbeitung von verstärkten Čerenkov-Pulsen im Zeitbereich von 20 ns.
- Berücksichtigung der Detektortopologie und Schauerverteilung.
- Energiebestimmung durch elektronische Integration der Detektorsignale.
- Verarbeitung von Ereignisraten bis zu 100 kHz im Einzelkanal.
- Verarbeitung von Pulsraten bis zu 1 MHz im Einzelkanal. Dies bedingt
 - ein Erkennen und Unterdrücken von Pileup.
 - eine effiziente Speicherung.
- Minimierung der Strahlenbelastung bzw. -anfälligkeit.

Zum Erfüllen dieser Bedingungen war zwischen zwei grundsätzlich verschiedenen Lösungsansätzen für die Umsetzung der Detektorelektronik zu entscheiden:

1. Software-orientierter Ansatz
2. Hardware-orientierter Ansatz

Bei einem **software-orientierten Ansatz** werden auftretende Pulse nach Passieren eines einfachen First-Level-Triggers, zum Beispiel einer Diskriminatorschwelle, zunächst digitalisiert und dann in sequentieller Reihenfolge zusammen mit einer zugehörigen Zeitinformation abgespeichert. Die eigentliche Analyse der Daten, beispielsweise das Prüfen auf weitere Triggerbedingungen zweiter Ordnung oder das Erkennen von Pileup, die Summenbildung der Energie oder das Überprüfen auf mögliche Korrelationen mit anderen Experimentparametern, kann im Anschluss „offline“ erfolgen. Ein großer Vorteil dieser Methode liegt in der Flexibilität im Umgang mit den erhaltenen Daten und in der einfachen Struktur der Datenaufnahmeelektronik. Andererseits ergeben sich durch das ungefilterte Speichern der Daten zwei entscheidende Nachteile: Zum einen müssen die verwendeten digitalen Signalprozessoren (DSP) von ihrer Taktrate her in der Lage sein die anfallende Datenrate zu verarbeiten, zum anderen ergibt sich ein immenser Speicherbedarf für die Rohdaten. Der erwartete Speicherbedarf von ca. 300 TByte bis zum Nachweis der geforderten Anzahl elastisch gestreuter Elektronen, aber insbesondere die Leistung der DSP, die unter den experimentellen Rahmenbedingungen und zur Entstehungszeit (1998/99) bereits bei integraler Abtastung der Pulse im Grenzbereich der Verarbeitungsgeschwindigkeit lagen, führten zum Ausschluss eines software-orientierten Ansatzes.

Mit einem **hardware-orientierten Ansatz** ist die hohe erforderliche Verarbeitungsratesrate einhergehend mit einer Reduktion der anfallenden Datenmenge zu erreichen. Ein solcher Ansatz erfordert die feste Implementation der notwendigen Trigger- und Vetobedingungen in der Hardware. Summation und Integration der Einzelpulse kann bereits in analoger Form stattfinden und zur weiteren Reduktion der Daten ist es möglich auf eine Speicherung der Einzelereignisse in sequentieller Form zu verzichten. Stattdessen kann eine FPGA-gestützte Speicherung in Form von Histogrammen erfolgen. Die dabei anfallende Datenmenge reduziert sich auf die Größe eines vorgegebenen Speicherbereichs. Da es sich beim A4-Experiment um ein Zählexperiment handelt, ist ein solcher Ansatz sinnvoll, erfordert allerdings eine aufwändige Implementation der Anforderungen in der Hardware. Im Folgenden wird das für die Datenaufnahmeelektronik umgesetzte hardware-orientierte Konzept vorgestellt. Eine detaillierte Darstellung der Konzeptplanung und des Hardwareentwurfes war Gegenstand einer Doktorarbeit [62].

4.1.2 Paralleles Konzept der Datenaufnahmeelektronik

Um eine hohe Verarbeitungsgeschwindigkeit zu erzielen, wird jeder Detektorkanal mit einer eigenen Verarbeitungseinheit ausgestattet. Diese parallel arbeitenden Einheiten sollen zum jeweiligen Detektorkristall das zugehörige Histogramm mit Informationen über Energie, Auftreffort und Strahlpolarisation erstellen. Zur Darstellung des entwickelten parallelen Konzeptes ist es sinnvoll, eine relative Bezeichnung der Detektorkanäle einzuführen. Die verwendeten Bezeichnungen sind in Abbildung 4.1 veranschaulicht. Jeder Verarbeitungseinheit wird das Signal eines Detektorkristalls, das *Zentralsignal* (S_0), zugeordnet. Die ihn umgebenden Detektoren

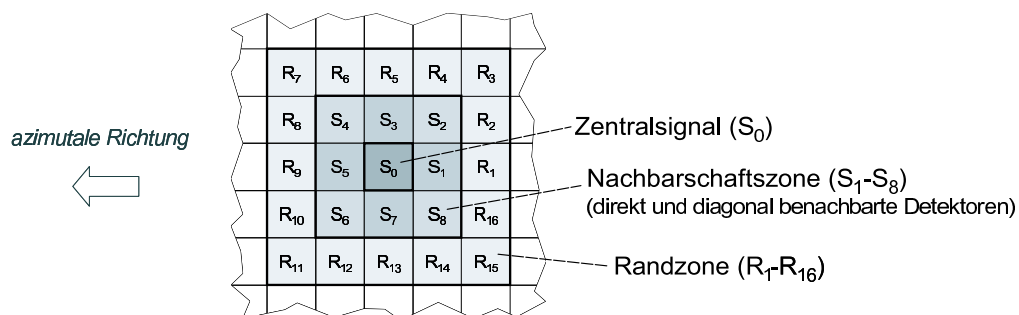


Abbildung 4.1: Bezüglich jedes Detektorkanals werden relative Bezeichnungen für die Signale der ihn umgebenden Detektorkanäle definiert. Neben dem eigentlichen Detektorsignal S_0 sind zur Auswertung auch die Signale seiner Nachbarschaftszone S_1 - S_8 und seiner Randzone R_1 - R_{16} von Interesse.

(S_1 - S_8) bilden die sogenannte *Nachbarschaftszone*. Umschlossen wird die Nachbarschaftszone von 16 Detektorkanälen, die als *Randzone* (R_1 - R_{16}) bezeichnet wird. Wegen der parallelen Verarbeitung aller 1022 Kanäle ist es notwendig, dass jeder Kanal Trigger- und Pileupbedingungen selbsttätig auswertet. Triggern soll ein Kanal genau dann, wenn sein zugehöriger Kristall von einem Teilchen hinreichender Energie getroffen wurde. Um dies festzustellen, wird die Schauerverteilung in den Detektorkristallen ausgenutzt (Abb. 4.2). Nach einem Treffer im Zentralkanal verteilen sich, aufgrund der gewählten Kristallgeometrie, ca. 95% der Schauenergie innerhalb der Nachbarschaftszone. Bei zentralem Einschuss verteilt sich diese Energie ungefähr zu 80% auf den Zentralkanal, zu 4% auf jeden direkten Nachbarn $S_{1,3,5,7}$ und zu 1% auf die diagonalen Nachbarn $S_{2,4,6,8}$. Diese Verteilung ändert sich bei nicht zentralem Einschuss zu Gunsten der 8 Kristalle in der Nachbarschaftszone. Prinzipiell besitzt der Zentralkanal aber, wenn von extremen statistischen Schauerschwankungen und Treffern im Kantenbereich abgesehen wird, stets den größten Anteil. Daher ist es möglich einen getroffenen Detektorkanal durch Vergleich mit seinen vier direkten Nachbarn zu lokalisieren. Besitzt der Kanal das relativ größte Energiesignal, kann von einem Treffer im zugehörigen Kristall ausgegangen werden; dies ist die wesentliche Triggerbedingung.

Die Signale der Randzone werden für die Überprüfung auf erfolgte Doppeltreffer verwendet. Wie in Abbildung 4.2 angedeutet, überlappen die Energienverteilungen zweier Schauer, wenn sich der zweite Treffer innerhalb der aus 25 Kristallen bestehenden Randzone ereignet. Treffer außerhalb der Randzone müssen nicht berücksichtigt werden, da ihr möglicher Energiebeitrag zu gering ist, um die Energieauflö-

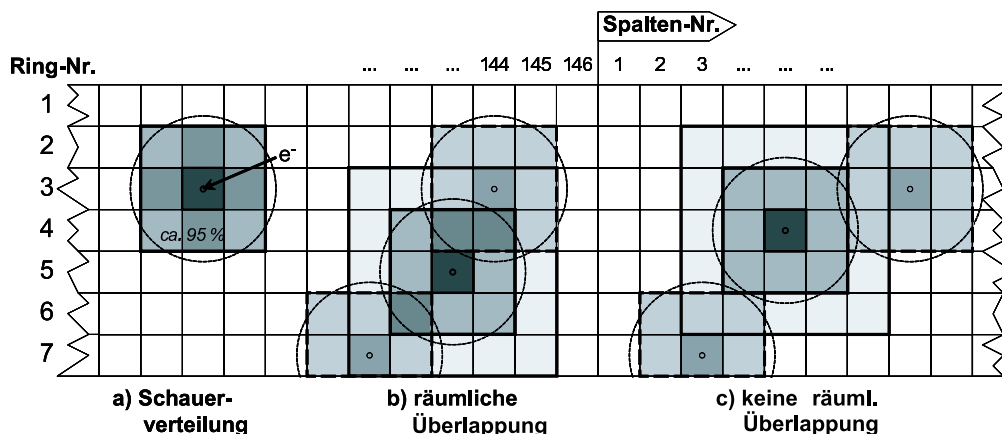


Abbildung 4.2: Die Funktionsweise der Detektorelektronik bedingt sich aus den Schauerverteilungen. a) Innerhalb der Nachbarschaftszone werden ca. 95 % der Schauenergie nachgewiesen. Der Zentralkanal besitzt den größten Anteil daran. b) Räumliche Überlappung innerhalb der Randzone erzeugt Pileup, c) außerhalb der Randzone ist der Anteil so gering, dass das Ereignis nicht verworfen werden muss.

sung zu beeinflussen bzw. ein inelastisch gestreutes Elektron in den Energiebereich der elastisch gestreuten Elektronen zu verschieben. Neben der räumlichen Überlappung ist selbstverständlich eine zeitliche Überschneidung beider Ereignisse erforderlich. Derartige Doppeltreffer ausreichender Energie in einem der 25 Kristalle im Inneren der Randzone sollen von der Elektronik erkannt und die zugehörigen Ereignisse verworfen werden.

Das aus diesen Überlegungen abgeleitete und entwickelte Gesamtkonzept für die Verarbeitung eines einzelnen Detektorkanals ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Die für die Signalverarbeitung notwendigen Eingangspulse, das zentrale Signal S_0 sowie die Signale seiner Nachbarschaftszone S_1 - S_8 , werden in der *Eingangsstufe* für die nachfolgenden Verarbeitungsstufen aufbereitet und an deren Eingängen bereitgestellt. Da die gewählte hardware-orientierte Lösung es nicht erlaubt, die einzelnen Energiesignale benachbarter Kanäle offline zu kalibrieren, sind an die Eingangsstufe hohe Anforderungen in Bezug auf die Präzision und die Anpassung der einzelnen Signallaufzeiten zu stellen. Erreicht wird dies durch Verwendung von entsprechenden Operationsverstärkern und Widerständen (Toleranz 0.1 %) sowie

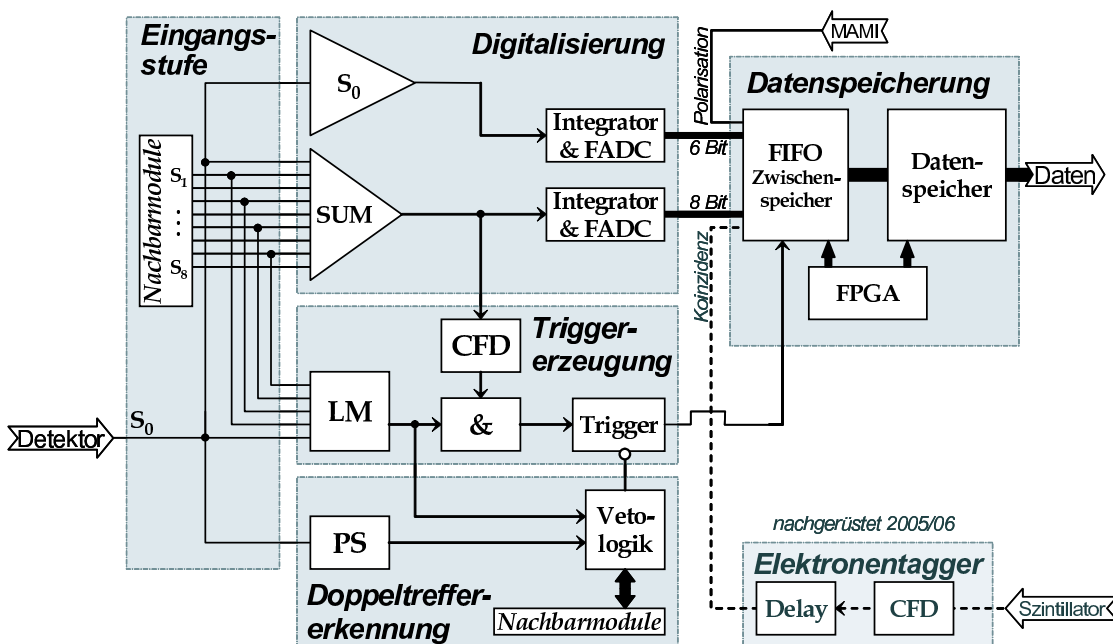


Abbildung 4.3: Entwickeltes Konzept der Verarbeitungseinheit eines Detektorkanals. Die Pulse der 1022 Kanäle werden parallel in solchen Einheiten verarbeitet. Wird ein Trigger erzeugt und kein Doppeltreffer erkannt, werden die Daten zur Weiterverarbeitung in einen Zwischenspeicher geschoben. Der nachgerüstete Elektronentagger arbeitet unabhängig vom ursprünglichen System, er setzt lediglich ein Bit zur Anzeige einer Koinzidenz.

Laufzeitanpassungen durch die Führung der Signalwege. Die weitere Verarbeitung teilt sich in drei, zum Erzielen optimaler Verarbeitungsgeschwindigkeit parallel arbeitende Zweige auf.

Ein erster Zweig, die *Digitalisierung*, erstellt aus den analogen Signalen die gewünschten digitalen Daten. Das zentrale Detektorsignal S_0 bzw. die Summe der analogen Signale S_0 - S_8 werden für die Dauer von 20 ns integriert und anschließend mit schnellen Wandlern (FADC) mit einer Auflösung von 6 bzw. 8 Bit digitalisiert. Die Daten des zentralen Signals sollen in der späteren Analyse eine genauere Feststellung des Auftrefforts innerhalb des Kristalls ermöglichen [41].

In den beiden anderen Zweigen werden die Eingangssignale logisch ausgewertet. Der Zweig der *Triggererzeugung* dient zur Feststellung, ob im zugehörigen Detektorkristall ein physikalisches Ereignis aufgetreten ist. Hierzu wird zunächst ermittelt, ob das Signal im Zentrum einer Schauerverteilung lag. Dies geschieht mit Hilfe der als „Lokales Maximum“ (LM) bezeichneten elektronischen Schaltung. Diese überprüft, ob das zentrale Signal S_0 größer ist als seine vier direkten Nachbarsignale $S_{1,3,5,7}$. Wird ein Maximum festgestellt, wird ein LM-Signal generiert und dieses bildet über eine UND-Verknüpfung mit dem Ausgangssignal eines „Constant fraction“-Diskriminators (CFD) ein Triggersignal. Die wesentliche Funktion des CFD liegt hier in der Feststellung des genauen Triggerzeitpunktes. Dieser Zeitpunkt bildet den zeitlichen Bezugspunkt für die Steuersignale der Analogkarte, wie beispielsweise die erzeugten Zeitfenster der Integrationen.

Im unteren Zweig, der *Doppeltreffererkennung*, werden die einlaufenden Signale auf mögliche Doppeltreffer untersucht. Neben den innerhalb der Nachbarschafts- und Randzone erzeugten LM-Signalen, die einen zweiten Treffer anzeigen, wird zum Auffinden von Doppeltreffern das zentrale Signal mittels einer Pulsformerstufe (englisch: „pulse shaper“, PS) auf schnelle Signaländerungen abgetastet und gegebenenfalls ein PS-Signal generiert. Ein solches PS-Signal darf für einen regulären Treffer von den Signalen der Nachbarschaftszone nur in unmittelbarer zeitlicher Umgebung¹ des Triggerzeitpunktes auftreten. Ansonsten wird daraus auf einen erfolgten Doppeltreffer geschlossen. Wird aufgrund eines PS- oder LM-Signals ein Doppeltreffer erkannt, wird ein Vetosignal erzeugt, welches ein eventuell erzeugtes Triggersignal löscht. Die jeweils notwendigen PS- und LM-Signale werden hierbei zwischen den einzelnen Kanälen ausgetauscht.

Die abschließende *Datenspeicherung* ist für das Einfügen der generierten Daten in ein bestehendes Histogramm und die Verwaltung und Auslese der Histogramme zuständig. Das Triggersignal schiebt die erzeugten Daten in einen „First In - First Out“-Zwischenspeicher (FIFO). Neben den Daten der beiden FADC wird als weitere Information noch ein Bit mit dem Polarisationszustand, das von der MAMI-Experimentkontrolle gesendet wird, angefügt. Die im FIFO gespeicherten Daten werden als Adresse an den nachfolgenden Datenspeicher angelegt und die so adressierte Speicherzelle inkrementiert. Diese Inkrementierung entspricht dem

¹Als zeitliche Unschärfe der erzeugten PS-Signale eines Ereignisses sollen ± 3 ns akzeptiert werden.

Einfügen des Ereignisses in ein Histogramm. Nach einer festzulegenden Gesamtmeßzeit wird der Speicher über einen PC-Datenbus ausgelesen und auf einer Datenplatte gespeichert. Die Steuerung dieser Prozesse wird über FPGA-Bausteine (Field Programmable Gate Arrays, siehe Kapitel 4.2.2) vorgenommen.

Für später erfolgte Messungen der Elektronenstreuung unter Rückwärtswinkeln wurde die Elektronik nachträglich um einen *Elektronentagger* erweitert. Dieses zusätzliche Detektorsystem setzt lediglich ein von der übrigen Elektronik nicht benutztes Adressbit zur Anzeige einer möglichen Koinzidenz. Ansonsten arbeitet das aufgebaute Taggersystem unabhängig von den anderen Elektronikkomponenten. Eine Betrachtung dieses Systems erfolgt in Kapitel 7.

4.2 Realisierung der Datenaufnahmeelektronik

In den folgenden Abschnitten wird die erfolgte Umsetzung dieses Konzeptes in eine elektronische Schaltung und die Integration in den bestehenden experimentellen Aufbau dargestellt. Für diese Umsetzung wurden die einzelnen Detektorkanäle in zwei logisch getrennte Stufen untergliedert: In der ersten Stufe, bestehend aus den Komponenten der *Eingangsstufe*, *Digitalisierung*, *Triggererzeugung* und *Doppeltreffererkennung*, werden die analogen Signale verarbeitet. Die zur Realisierung dieser Aufgaben entwickelte elektronische Schaltung wurde für jeden Einzelkanal auf einer eigenen Platine implementiert und wird in der Folge als *Analogkarte* bezeichnet. Die zweite Stufe besteht aus den digitalen Komponenten zur *Datenspeicherung*. Die jedem Einzelkanal zugeordnete Schaltung hierzu wird als *Histogrammiereinheit* bezeichnet. Für eine effiziente Realisierung wurden sieben Histogrammiereinheiten auf einer gemeinsamen Platine integriert. Eine solche Platine wird als *Histogrammierkarte* bezeichnet. Die Trennung in diese beiden Stufen wurde aus mehreren Gründen vorgenommen: Entscheidend war, ein mögliches Übersprechen von digitalen Störsignalen in den empfindlichen Bereich der analogen Elektronik zu verhindern. Außerdem konnten durch diese Aufteilung die Analogkarten kleiner dimensioniert und die erforderlichen Signalwege kurz gehalten werden.

4.2.1 Analogkarten

Einzelkomponenten der Gesamtschaltung Im Folgenden werden die wesentlichen Einzelkomponenten der Analogkarte vorgestellt. Zur übersichtlichen Darstellung sind in den abgebildeten Schaltungen nicht relevante Glieder ausgelassen. Dazu zählen Schaltungselemente von sekundärer Bedeutung, wie beispielsweise Betriebsspannungsanschlüsse, Testpunkte, Abschlusswiderstände, Abgleichwiderstände oder zwischen den Einzelkomponenten verbindende Bauelemente, wie Buffer oder Delay-Bausteine. Die vollständigen Schaltpläne der elektrischen Schaltung der Analogkarte, inklusive dieser Glieder, sind im Anhang zu dieser Arbeit aufgeführt. Um den Zusammenhang zu diesen Schaltplänen zu erhalten, sind die Bauteilbezeichnungen in den Schaltbildern belassen worden.

Summierverstärker

Die Summation, der zu einem elektromagnetischen Schauer zählenden neun Signale der Nachbarschaftszone, wird mit einem invertierenden Summierverstärker durchgeführt (Abbildung 4.4). Für die Spannung U_a am Ausgang des Operationsverstärkers Ic12 ergibt sich für die gewählte Beschaltung [64]

$$U_a = - \sum_{i=0}^8 \frac{R_a}{R_i} U_i = - \sum_{i=0}^8 U_i. \tag{4.1}$$

Die Eingangswiderstände R_i und der Rückkopplungswiderstand R_a sind mit $1k\Omega$ so dimensioniert, dass die Gesamtverstärkung den Wert -1 hat und die Signalquellen möglichst wenig belastet werden. Hinter der Summierstufe wird das Signal zur CFD-Stufe bzw. über einen invertierenden Buffer zur Integration weitergeleitet. Das Zentralsignal S_0 wird über den als Spannungsfolger geschalteten Operationsverstärker Ic13 ebenfalls zur Integration geführt. Wegen seiner großen Bandbreite von 850 MHz wird für die Summierung ein Verstärker der Firma Harris/Intersil, Typ HFA1100 eingesetzt.

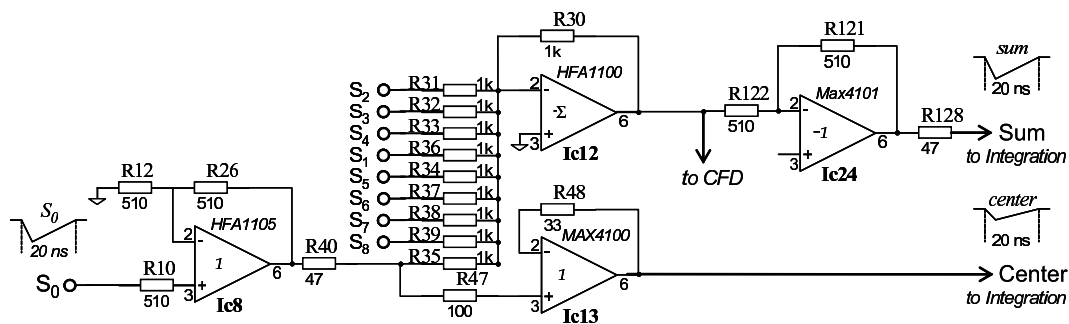


Abbildung 4.4: Schaltung: analoge Summierung der Energiesignale

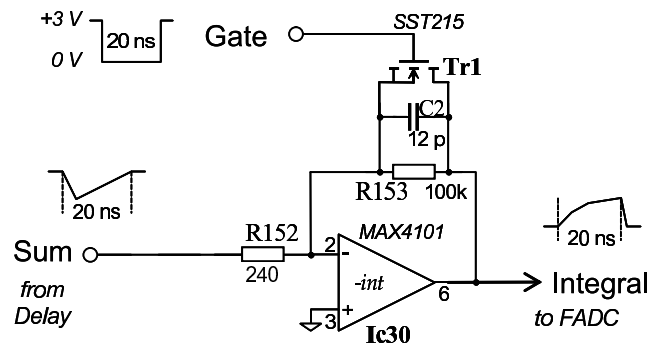


Abbildung 4.5: Schaltung: Integration des Summensignals mit geschaltetem Integrator

Integrator

Das Flächenintegral von Summensignal bzw. Zentralsignal wird mit einem geschalteten Integrator gebildet. Abbildung 4.5 zeigt als Beispiel die analoge Schaltung für die Summenintegration. Die Eingangssignale des Zentralsignals bzw. des Summierverstärkers werden über zeitlich angepasste Delaykabel (16-18 ns) eingespeist. Dies ist erforderlich, um die zeitliche Verzögerung der parallel stattfindenden Triggerbildung, von welcher die Integrationsfenster abgeleitet werden, abzuwarten. Als Operationsverstärker-Grundschialtung dient ein invertierender Integrator. Die Integrationszeit wird über das Gatesignal am Transistorschalter Tr1 eingestellt. Während der Integrationszeit ($U_{Gate}=0$ V) ist der Source-Drain-Bahnwiderstand R_{SD} hochohmig und es gilt für die Ausgangsspannung des Operationsverstärkers Ic30

$$U_a = -\frac{1}{R_{in}C} \int_{t=0}^{t=20ns} U_{in} dt. \quad (4.2)$$

Mit dem Eingangswiderstand $R_{in}=240 \Omega$ wird die Größe der Ausgangsspannung für die nachfolgende Analog-Digital-Konvertierung angepasst. Am Ende der Integration ($U_{Gate}=3$ V) sinkt der Bahnwiderstand des Transistors auf 70Ω ab und der Kondensator entlädt sich mit $\tau = R_{SD}C \approx 1$ ns. Zum Schalten wird ein schneller DMOS FET Transistor der Firma Temic, Typ SST215 mit typischer Schaltdauer von 1 ns eingesetzt.

Analog-Digital-Konvertierung

Zur Wandlung der analogen Integratorsignale in die digitalen Ausgangssignale werden schnelle Analog-Digital-Konverter (FADC) eingesetzt. Die zeitliche Ansteuerung der FADC's ist so eingerichtet, dass die Wandlung am Ende des Integrationsfensters zum Zeitpunkt maximaler Spannung erfolgt. Für das Summenintegral kommt der FADC TS8378 der Firma Thomson mit einer Auflösung von 8 Bit zum Einsatz. Wesentliches funktionelles Merkmal dieses Wandlers war zudem das Nichtvorhandensein einer Pipelinestruktur und damit die direkte Verfügbarkeit der Daten an seinen Ausgängen bei asynchroner Ansteuerung. Das Integral des Zentralsignals wird mit einem 6-Bit-FADC der Firma Mitel, Typ VP211 gewandelt. Die

Beschaltung der FADC ist gemäß Datenblatt [65][66] ausgeführt. Die Eigenschaften des TS8378 wurden aufgrund von „missing channels“ (verschwindende oder teilweise unterdrückte Ausgangswerte im Spektrum) im Rahmen einer Diplomarbeit [40] untersucht. Aufgrund der Ergebnisse dieser Arbeit wird in der Beschaltung des TS8378 die Ansteuerung des Steuersignals CLK_2 angepasst und so das Auftreten von „missing channels“ verhindert.

„Constant fraction“-Diskriminator (CFD)

Einfache Schwellendiskriminatoren haben den Nachteil, dass der Zeitpunkt, an welchem ihre Schwelle überschritten wird, abhängig von der Signalamplitude ist. Um ein amplitudenunabhängiges Zeitsignal zu generieren, wird deshalb ein „Constant fraction“-Diskriminator eingesetzt. Eine CFD-Schaltung erzeugt ein Ausgangssignal genau dann, wenn die Signalamplitude des Eingangssignals auf einen festgelegten Bruchteil angestiegen ist.

Wesentliche Komponenten der CFD-Schaltung (Abbildung 4.6) sind die beiden Komparatoren. Komparator A dient als Schwellendiskriminator. Er vergleicht das Summensignal S_{In} mit einer festen Schwellenspannung²(CFD threshold). Ist das Signal größer als die Schwelle, geht der Komparator auf logisch '1', der invertierende Ausgang entsprechend auf '0'. Dieser Komparator sorgt dafür, dass nur Signale mit einer bestimmten Mindestamplitude ein Ausgangssignal erzeugen. Komparator B dient zur Bestimmung des Zeitpunktes, zu welchem der festgelegte Bruchteil der Signalamplitude erreicht wird. An seine beiden Eingänge werden Abwandlungen des Summensignals gegeben: an den „+“-Eingang über den Spannungsteiler aus R_{131} und R_{135} , wodurch ein auf etwa 20 % abgeschwächtes Signal S_A entsteht; an den „-“-Eingang über ein Verzögerungsgatter (Delayline), das ein um 3 ns verzögertes Signal S_D erzeugt. Wird das verzögerte Signal größer als das abgeschwächte Signal³, geht der Komparatorausgang auf '0'. Durch die gewählte Beschaltung geschieht dies, je nach Anstiegszeit des zugehörigen Photomultipliers, bei

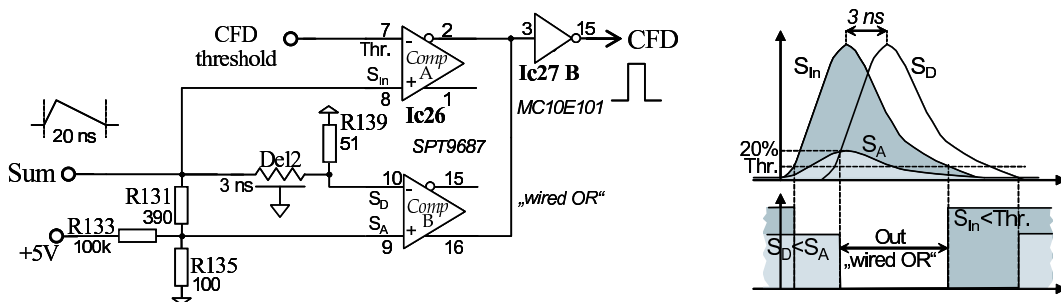


Abbildung 4.6: Schaltung: „Constant Fraction“-Diskriminator

²Die Diskriminatorschwelle des CFD ist mit einer Schrittweite von 7 mV programmierbar.

³Um den Ausgang von Komparator B im Ruhezustand in einen definierten Zustand zu versetzen, wird das abgeschwächte Signal über R_{133} mit einem positiven Offset von einigen mV vorgespannt.

einem Anstieg auf etwa 16-20 % der Signalamplitude. Liegt gleichzeitig auch der invertierende Ausgang des Schwellendiskriminators auf '0', schaltet die ODER-Verknüpfung der beiden Komparator-Ausgänge („wired OR“-Schaltung) auf logisch '0'. Der Ausgang des nachfolgenden Inverters Ic27-B springt entsprechend auf '1'. Von dieser Flanke (0→1) werden alle Zeitfenster der Analogkarte, wie zum Beispiel die Integrationsfenster, abgeleitet.

Erzeugen von Pulsen vorgegebener Zeitdauer

Als Zeitpunkt des Auftretens eines Signals kann seine vordere Flanke angesehen werden. Für eindeutige Logikverknüpfungen mehrerer Signale ist aber auch die Breite der Pulse so einzustellen, dass diese innerhalb vorgegebener Zeitfenster liegen. Hierzu dienen Schaltungen, die einen Puls von unbestimmter Dauer in einen Puls mit vorgegebener Dauer umwandeln. Als Beispiel einer solchen Schaltung sei hier die Erzeugung eines CFD-Signals mit fester Breite von 5 ns gezeigt (Abbildung 4.7). Der Ausgangspuls der CFD-Schaltung besitzt eine unbestimmte Breite. Im rechts dargestellten Zeitdiagramm wurde eine Breite von 3 ns gewählt. Zur Pulsbreitenformung werden drei ODER-Gatter eines Motorola MC10E101 mit typischen Gatterdurchlaufzeiten t_g von 500 ps verwendet. Gatter A invertiert den eingehenden Puls (1) und leitet ihn direkt an Gatter D weiter, wo der Puls abermals invertiert wird (3). Dieses Signal wird auf Gatter C gegeben, dessen fallende Flanke den Start des Ausgangspulses (5) festlegt. Damit der Ausgang nach der Eingangspulsdauer von 3 ns nicht zurückwechselt, wird das invertierte Ausgangssignal (4) auf Gatter D zurückgekoppelt und hält dieses und damit auch Ausgangsgatter C im momentanen Zustand fest. Das über eine Delayline um 6 ns verzögerte Eingangssignal (2) wird als Stopp-Bedingung des Ausgangspulses verwendet; der Ausgang von Gatter D (5) springt auf logisch '1'. Die Stopp-Bedingung sorgt dafür, dass die Schaltung für Eingangspulse mit einer Breite von über 5 ns ebenfalls funktioniert. Der erzeugte Ausgangspuls besitzt eine feste Breite von $(6 - t_g)ns \approx 5.5ns$.

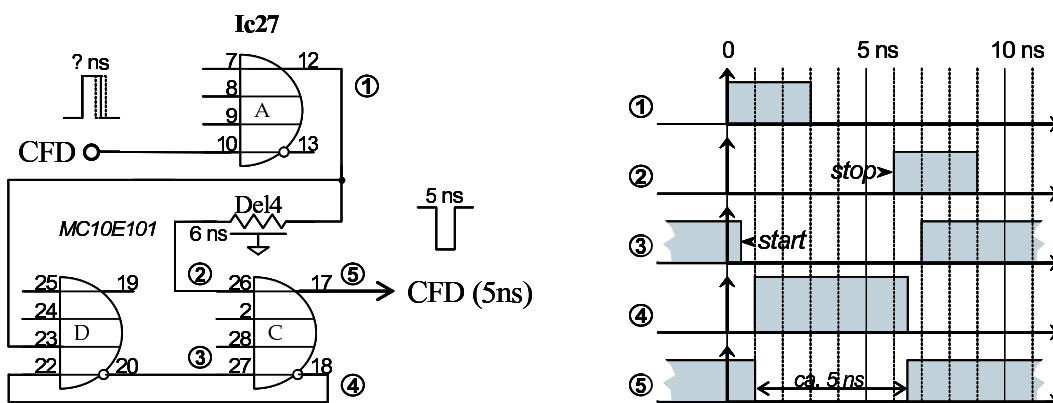


Abbildung 4.7: Schaltung: Gatter und Delay zum Einstellen einer Pulsbreite von 5 ns

Erkennung von lokalen Maxima (LM)

Zum Erkennen lokaler Maxima (Abbildung 4.8) wird das Zentralsignal S_0 mit den Signalen $S_{1,3,5,7}$ der vier direkt benachbarten Analogkarten verglichen⁴. Zeigt zu einem beliebigen Zeitpunkt der Vergleich für alle vier verwendeten Komparatoren von Ic14 und Ic15 ein größeres Zentralsignal an, schalten alle invertierenden Komparatorausgänge auf logisch '0' und somit springt der invertierende Ausgang des nachgeschalteten ODER-Gatters Ic20 auf '1'. Ist zu diesem Zeitpunkt auch das dem Schwellendiskriminator Ic16 über den Buffer IC17 zugeführte Zentralsignal größer als die eingestellte Diskriminatorschwelle (LM threshold)⁵, geht der Ausgang des UND-Gatters IC22A auf '1'. Prinzipiell wird hierdurch das Vorliegen eines lokalen Maximums angezeigt. Die vorliegenden Bedingungen entsprechen dem im vorigen Abschnitt vorgestellten Konzept, sind allerdings noch nicht ausreichend. Durch Fehlanpassung der Signallaufzeiten einzelner Detektorsignale, können zu früh an den Komparatoren anliegende Signale zu falschen Ergebnissen führen (Abbildung 4.9). Im Regelfall sind die Eingangssignale der Komparatoren auf ± 500 ps angepasst. Änderungen in den Photomultiplierhochspannungen und Toleranzen der Durchlaufzeiten in den vorgeschalteten Buffern können zu größeren Schwankungen führen. Diese sollen bis maximal ± 2 ns von der Schaltung aufgefangen werden. Ein Signal mit kleinerer Amplitude kann fälschlicherweise für eine Dauer von bis zu 4 ns ein lokales Maximum anzeigen. Als weitere Bedingung für ein korrektes LM-Signal wird deshalb eine Mindestsignaldauer von 4 ns gefordert. Zur Realisierung dieser Forderung wird ein „Pulslängenfilter“ nachgeschaltet. Dem Gatter Ic22E wird an einem Eingang das direkte Signal von

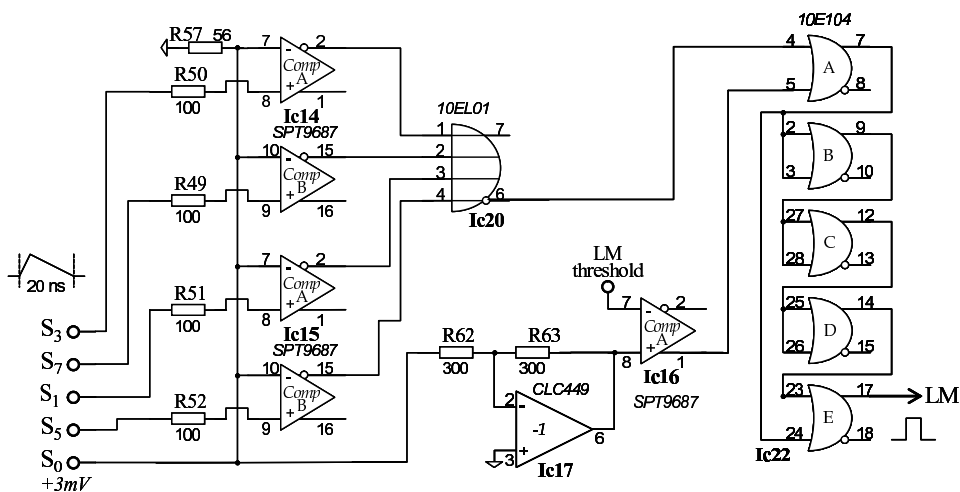


Abbildung 4.8: Schaltung: Erzeugung des lokalen Maximums

⁴Das Eingangssignal S_0 ist für einen definierten Ruhezustand mit +3 mV vorgespannt.

⁵Die Schwelle für LM ist mit einer Auflösung von 6 mV programmierbar.

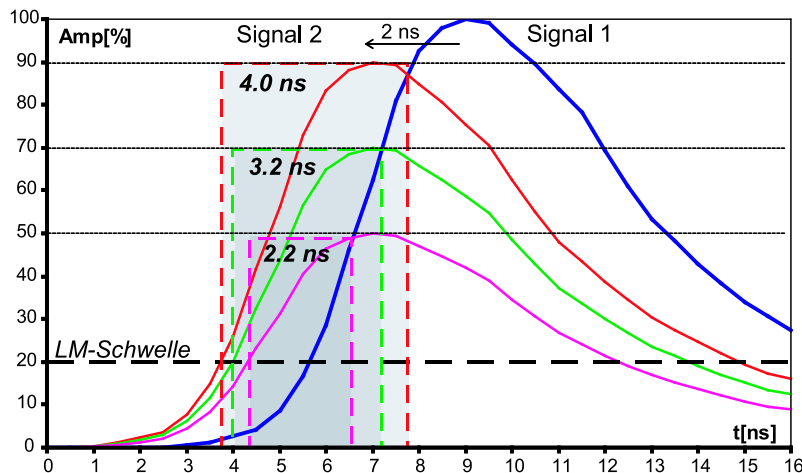


Abbildung 4.9: Durch Fehlanpassung der Signallaufzeiten ist es möglich, dass kleinere Signale (Signal 2) kurzzeitig über der Amplitude von Signal 1 liegen. Soll eine Fehlanpassung bis 2 ns toleriert werden, ist mit einer Dauer der „falschen“ lokalen Maxima bis zu 4 ns zu rechnen. Die Diskriminator-schwelle ist im Beispiel mit 20 % der Signalamplitude niedrig gewählt.

Gatter Ic22A zugeführt; an den anderen Eingang wird das gleiche Signal angelegt, das aber beim Durchlauf durch die Gatter Ic22B-D um 4 ns verzögert wird. Auf diese Weise erreichen nur Signale, die eine Pulsdauer über 4 ns besitzen⁶, den Ausgang des UND-Gatters Ic22E. Die Pulsdauer des ausgehenden LM-Signals wird anschließend in einer Pulsformerstufe auf 10 ns geformt.

Erzeugen des Triggersignals

Bei Vorliegen eines LM- und eines CFD-Signals sind alle Triggerbedingungen erfüllt. Die beiden Signale müssen nun über ein 'UND' bzw. in invertierter Logik über ein äquivalentes 'NOR' („not OR“) verknüpft werden (Abbildung 4.10). Die relative Zeitverschiebung der Signale ist über deren Signallaufzeiten so eingestellt, dass bei regulären Eingangssignalen das 5 ns breite CFD-Signal in der Mitte des 10 ns breiten LM-Zeitfensters liegt. Damit ist es möglich, zeitliche Abweichungen in der LM-Generierung bis zu $\pm 2.5\text{ ns}$ abzufangen und am Ausgang des NOR-Gatters Ic34A einen stabilen Triggerzeitpunkt zu erhalten. Die beiden weiteren an die Gattereingänge gelegten Signale LM₅ und LM₇ dienen zum Vermeiden von Doppelzählungen: Sind die Amplituden direkt benachbarter Detektorsignale fast gleich groß, kann es vorkommen, dass beide zugehörigen Analogkarten ein LM-Signal generieren. In einem solchen Fall würden beide Karten einen Triggerpuls erzeugen und

⁶Die mittlere Durchlaufzeit eines UND-Gatters (MC10E104) beträgt 675 ps. Dass die Mindestsignaldauer nicht wie zu erwarten $3 \cdot 675\text{ ps} \approx 2\text{ ns}$, sondern $4 \pm 0.25\text{ ns}$ beträgt, kommt durch Signalanstiegszeiten und Mindestbreiten zustande, die zum Schalten der Gatter erforderlich sind.

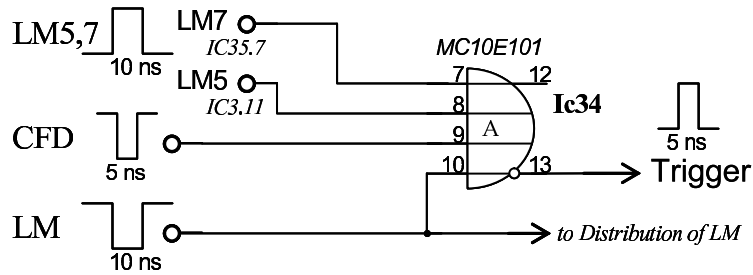


Abbildung 4.10: Schaltung: Gatter zur Triggererzeugung aus LM- und CFD-Signalen

das zugehörige Ereignis in beiden Kanälen gezählt. Durch das Zuführen der LM-Signale der linken (LM₅) und der unteren (LM₇) Nachbarkarte wird eine Vorzugsstruktur hergestellt. Bei gleichzeitigem LM-Signal zweier horizontal bzw. vertikal direkt benachbarter Analogkarten erzeugt nur die linke bzw. die untere Karte einen Triggerpuls.

Pulsformung (PS)

Um innerhalb der Nachbarschaftszone Doppelpulse zu erkennen, werden aus den ansteigenden Flanken der Energiesignale mit einer Pulsformerstufe kurze logische Pulse abgeleitet, die das Deponieren von Energie im Detektor anzeigen. Tritt ein solches PS-Signal außerhalb des vorgegebenen 6 ns breiten Zeitfensters auf, ist ein Doppeltreffer erfolgt. Die Schaltung der Pulsformerstufe⁷(Abbildung 4.11) beginnt zur Signalabkopplung mit dem schnellen Bufferverstärker Ic18. Es folgt die eigentliche Pulsformung durch den beschalteten Operationsverstärker Ic19. Das verwendete Netzwerk (R77, R78, R79, C1) hat die Aufgabe, die asymmetrischen Eingangspulse auf die ansteigenden Flanken zu verkürzen (das Verfahren ist als Pole-Zero-Cancellation bekannt [67]). Das Netzwerk wurde durch Simulationen so optimiert, dass die vordere Flanke angesteilt wird („Differenzierglied“ Kondensator

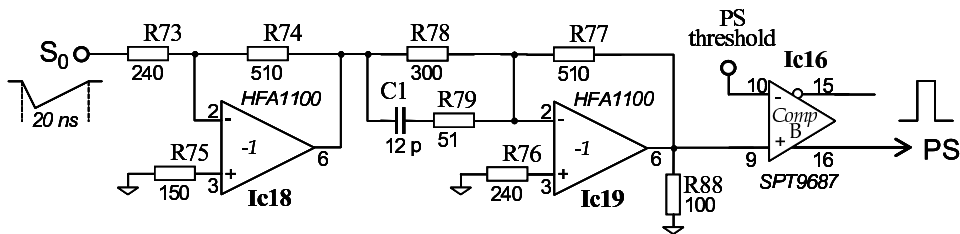


Abbildung 4.11: Schaltung: Pulsformerstufe der Analogkarte V6.2

⁷Die Abbildung zeigt die Pulsformerstufe in Version 6.2. Die Schaltung wurde in der späteren Version V8.2 verändert (Kapitel 6.2.2).

C1) und die Zeitkonstante der hinteren Flanke durch eine kürzere Zeitkonstante ersetzt wird[62]. Das Verkürzen der hinteren Flanke ist notwendig, um bei schnell aufeinanderfolgenden Pulsen eine zeitliche Trennung zu ermöglichen. Der nachfolgende Schwellendiskriminator Ic16B erzeugt für Amplituden über der eingestellten Schwelle (PS threshold)⁸ ein Ausgangssignal. Die Breite des Ausgangspulses wird in einer anschließenden Pulsbreitenformung auf 3 ns eingestellt.

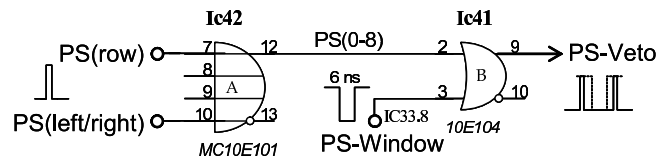
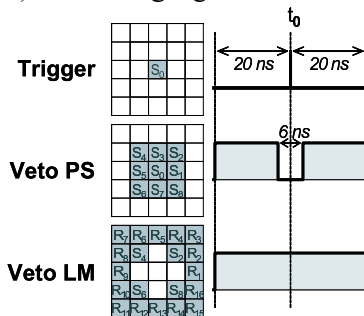
Im experimentellen Betrieb erfolgte Untersuchungen und daraus abgeleitete Anpassungen der Pulsformerstufe werden in Abschnitt 6.2.2 vorgestellt.

Vetologik, Unterdrücken von „Pileup“

Mit Hilfe der erzeugten LM- und PS-Signale werden etwaige Doppeltreffer unterdrückt, die im Zeitraum von ± 20 ns Energiebeiträge durch eventuell auftretende Pileup-Ereignisse besitzen. (Abbildung 4.12a). Als Vetobedingung gilt entweder ein in der Nachbarschaftszone erfolgtes PS-Signal oder ein LM-Signal, das in der Randzone oder einer diagonal gelegenen Nachbarkarte auftritt. Um PS-Signale anzuschließen, die bei einem regulären Treffer in der zeitlichen Umgebung des Triggerpulses zu erwarten sind, werden alle PS-Signale der Nachbarschaftszone über das ODER-Gatter Ic42A gesammelt (Abbildung 4.12-b). Das Sammelsignal wird dann mittels des UND-Gatters Ic41B mit dem vom Trigger abgeleiteten Zeitfenster verknüpft. Nur außerhalb des Fensters auftretende PS-Signale erscheinen im Ausgangssignal.

Die Schaltung zum Erzeugen des Schreibpulses, der an die Histogrammiereinheit weitergeleitet wird, ist in Abbildung 4.13 zu sehen. Der zur Zeit t_0 auftretende Triggerpuls setzt mit seiner steigenden Flanke das Flip-Flop Ic56. An den Reset-Eingang des Flip-Flops wird ein vorher gebildetes Gesamtvetosignal gegeben. Dieses besteht aus der Summe der beschriebenen LM-Signale und dem gebildeten PS-

a) Vetobedingungen



b) Schaltung PS-Vetosignal

Abbildung 4.12: a) Die auf der Analogkarte realisierten Vetobedingungen.
 b) Das vom Trigger abgeleitete Zeitfenster und PS-Signale der Nachbarschaftszone werden zu einem PS-Vetosignal verknüpft.

⁸Die PS-Schwelle ist so angepasst, dass sie, bezogen auf die Signalanstiege der Energiesignale, in Schritten von 1 mV eingestellt werden kann.

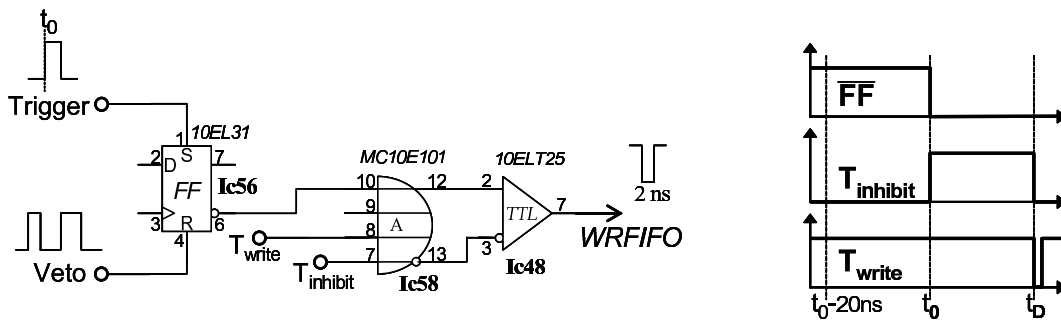


Abbildung 4.13: Schaltung: Erzeugen des Schreibpulses (WRFIFO)

Vetosignal. Um die in den 20 ns vor dem Triggersignal auftretenden Vetosignale ebenfalls zu erfassen, wird die gebildete Summe zusätzlich um 20 ns verzögert und zur unverzögerten Summe addiert. Jede im Gesamtvetosignal auftretende steigende Flanke löscht den Inhalt des Flip-Flops. Das ODER-Gatter Ic58A generiert den eigentlichen Schreibpuls. Ein vom Trigger abgeleiteter Puls von 2 ns Breite wird zur Zeit $t_D=t_0+20ns$ an das Gatter gelegt und erzeugt, sofern das Flip-Flop gesetzt ist, den Ausgangspuls (WRFIFO). Das Signal $T_{inhibit}$, das am dritten benutzten Gattereingang liegt, sorgt für die Umsetzung einer weiteren Vetobedingung: Erzeugt der zentrale Kanal innerhalb von 20 ns weitere Trigger, ist damit nicht notwendigerweise das Auftreten von Vetosignalen verbunden. $T_{inhibit}$ verhindert in diesem Fall das Erzeugen von Pulsen am Ausgang.

Platine und verwendete elektronische Komponenten Die Schaltung einer Analogkarte ist auf einer 8-lagigen Mehrschichtplatine untergebracht. Auf den beiden Außenflächen werden die Signalleitungen verlegt. Signalverbindungen

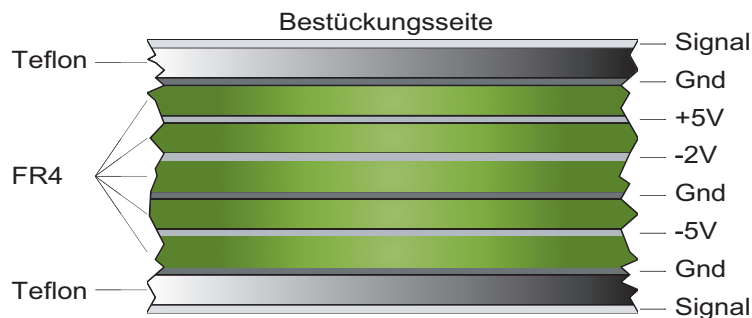


Abbildung 4.14: Schichtaufbau der Analogkarte. Das verwendete Isolationsmaterial Teflon erzeugt eine Impedanz der Signalleitungen von 100 Ω. Die Lagen der einzelnen Versorgungsspannungen sind mit FR4, ein mit Epoxidharz verstärktes Glasfaser-Gewebe, voneinander isoliert.

zwischen verschiedenen Lagen werden durch verkupferte Sacklochbohrungen geführt. Als Isolationsmaterial zu den inneren Schichten wird Teflon verwendet. Dieses Material ermöglicht es mit seiner Dielektrizitätskonstanten von $\epsilon = 2.1$ bei gleichzeitiger Verwendung einer typischen Leiterbahnbreite von $b=0.4$ mm eine Impedanz der Signalleitungen von 100Ω zu erreichen [63].

In den Zwischenlagen befinden sich Flächen für Masselagen und Versorgungsspannungen. Diese Lagen sind im auftretenden Frequenzbereich der analogen Signale zum Erreichen einer hohen Signalqualität unabdingbar. Als Basismaterial der Platine wird FR4, ein mit Epoxidharz verstärktes Glasfaser-Gewebe, verwendet. Dieses Material besitzt eine hohe Kriechstromfestigkeit und gute Hochfrequenzeigenschaften.

Auf der Platine werden, soweit dies möglich ist, oberflächenmontierte Bauelemente (engl.: Surface Mounted Devices, SMD) verwendet. Diese werden auf der Oberseite maschinell bestückt und im Reflow- und Wellenlötverfahren gelötet. Durch die geringe Bauteilgröße der SMD-Technologie wird, neben einer vereinfachten Herstellung, auch der Platzbedarf der Schaltungen reduziert. Dies verbessert aufgrund der kleineren Signalwege die Signalqualität, da kapazitive und induktive Kopplungen sich ebenfalls verringern. Für die Logikkomponenten werden Bausteine der ECL-Familie (engl. Emitter-Coupled Logic) eingesetzt. Da bei dieser Logikfamilie die Emitter der Schalttransistoren über eine Konstantstromquelle versorgt und außerhalb der Sättigung betrieben werden, sind sehr kurze Schaltzeiten unter 1 ns erreichbar. Nachteil der ECL-Technologie ist der hohe Stromverbrauch und die damit verbundene Wärmeentwicklung. Für die Verarbeitung der analogen Signale werden Operationsverstärker aus der Videotechnik mit hoher Bandbreite verwendet. Ihr linearer Bereich ist auf ± 1 V beschränkt und damit für die erwarteten Signalamplituden ausreichend bemessen. Diese Verstärker benötigen eine symmetrische Spannungsversorgung mit ± 5 V. Die Spannung von -5 V wird ebenfalls zur Versorgung der ECL-Bausteine verwendet. Die zusätzliche Versorgungsspannung von -2 V wird für den Signalabschluss der ECL-Gatter benötigt.

Signalverbindungen Um die Anzahl an Steckverbindungen klein zu halten, werden im experimentellen Aufbau jeweils sieben Analogkarten vertikal in einen gemeinsamen Rahmen, der als Analograhmen bezeichnet wird, montiert. Zum Austausch der elektrischen Signale zwischen den Analogkarten eines Analograhmens werden die zugehörigen Signalleitungen über flexible Verbinder miteinander verbunden. Als Verbinder zwischen benachbarten Karten werden kurze, flexible Kupferbleche mit Teflonisolierung („Flex-Strips“) eingesetzt. Diese werden jeweils auf zwei benachbarten Karten an hierzu vorgesehenen Signalpads angelötet. Zur Vermeidung von Signalreflexionen werden Flex-Strip-Verbinder mit einer Impedanz von 100Ω verwendet⁹.

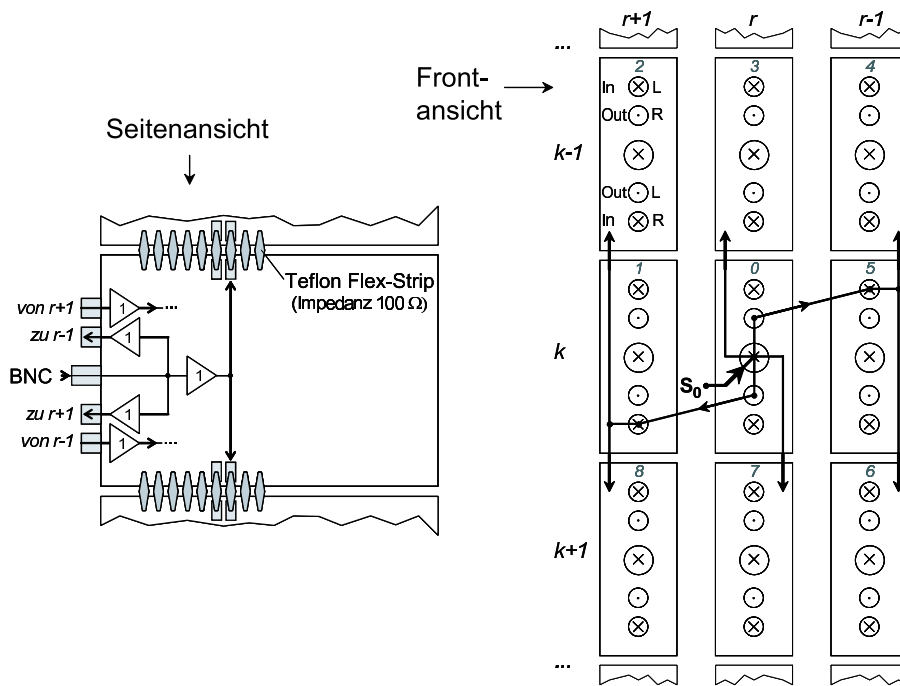


Abbildung 4.15: Die analogen Detektorsignale werden über einen BNC-Adapter eingespeist. Innerhalb der Nachbarschaftszone werden sie in vertikaler Richtung über fest montierte „Flex-Strips“, in horizontaler Richtung über Steckverbindungen auf der Frontseite verteilt.

Die insgesamt 146 benötigten Analograhmen müssen zum Abbilden der Detektorgeometrie in der horizontalen Ebene zu einem Ring angeordnet werden. Der Signalaustausch zwischen so horizontal benachbarten Analogkarten, die sich in verschiedenen Analograhmen befinden, erfolgt mittels Steckverbindungen.

Die Signalverteilung der analogen Photomultipliersignale ist in Abbildung 4.15 veranschaulicht. Da alle Karten der Nachbarschaftszone in der Lage sein müssen die analoge Summe ihrer Nachbarschaftszone zu bilden, muss jede Karte das ihr über einen BNC-Adapter zugeführte Detektorsignal an die acht umgebenden Karten weiterleiten. Die Weiterleitung in horizontaler Richtung erfolgt über Steckverbindungen und wird aus- und eingangsseitig zur Anpassung an die Impedanz der verwendeten Signalkabel (SMB-Stecker von Radiall, 50 Ω) über Buffer geführt. Als Buffer werden hier Operationsverstärker mit Verstärkungsfaktor 1 bezeichnet. Die vertikale Verteilung erfolgt über die Flex-Strip-Verbindungen. Insgesamt besitzt jede Karte acht separate Leitungen zu und ebenso acht separate Zuleitungen von den Nachbarkarten.

Die Verteilung der Logiksignale erfolgt über weitere Flex-Strip-Verbindungen und

⁹Um eine Impedanz von 100 Ω zu erzielen, wird die Signalmasse über eine weitere Flex-Strip-Verbindung mitgeführt.

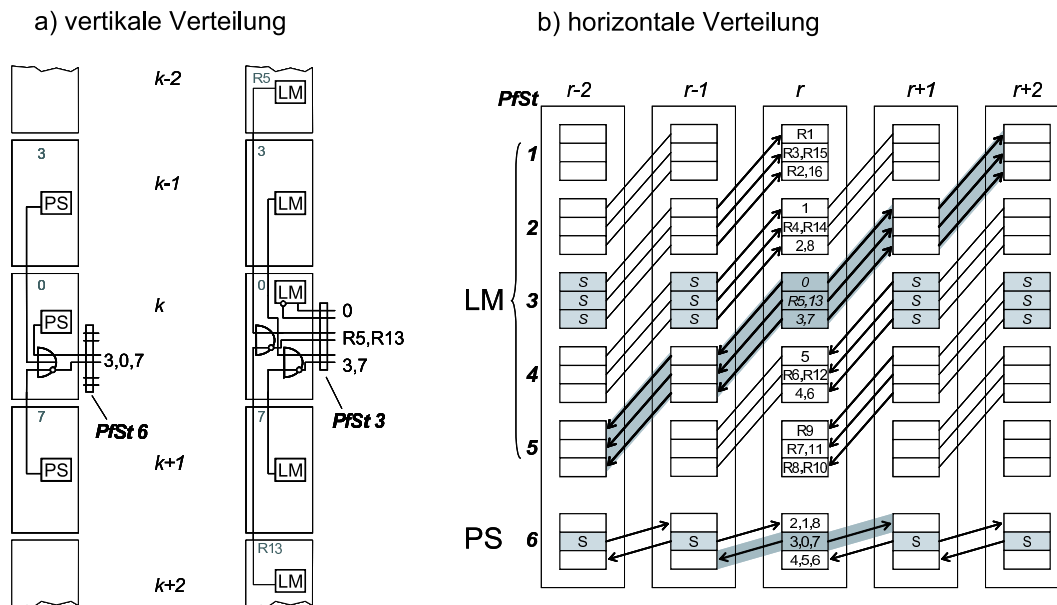


Abbildung 4.16: a) Die Logiksignale werden zunächst in vertikaler Richtung verteilt und ggf. über ODER-Gatter an den Ausgängen gesammelt. b) Horizontal werden die LM-Signale über 6-polige Kabel (dunkel schattierter Bereich) an jeweils 4 Nachbarkarten, die PS-Signale über 2-polige Kabel zum linken und rechten Nachbarn übermittelt.

über 6-polige Pfostenstecker, die auf der Rückseite der Analogkarten angebracht sind. Die verschiedenen Signale werden zunächst in vertikaler Richtung weitergeleitet und soweit möglich „verodert“, d. h. über ODER-Gatter gesammelt (Abbildung 4.16). Anschließend werden sie über die Pfostenstecker horizontal verteilt. Dafür werden differentielle ECL-Treiber eingesetzt, was die Anfälligkeit gegen äußere Störsignale mindert. Für jeden Signalausgang und jeden Signaleingang sind zwei Pins erforderlich. Die in der Abbildung verwendeten relativen Signalbezeichnungen für PS- bzw. LM-Signale beziehen sich auf die k -te Analogkarte im Rahmen r , kurz $T_{r,k}$. Dies sei an einem Beispiel verdeutlicht: Ein auf $T_{r,k-2}$ (relative Bezeichnung: R_5) erzeugtes LM-Signal gelangt von oben über Flex-Strip-Verbindungen zu $T_{r,k}$. Dort wird das Signal über ein ODER-Gatter dem entsprechenden Pfostenstecker zugeführt und über diesen an vier horizontal benachbarte Analogkarten ($T_{r-2,k}, \dots, T_{r+2,k}$ bzw. R_9, S_5, S_1 und R_1) weitergeleitet. Dieser entwickelten Verteilungsstruktur entsprechend, werden für die PS-Signale 2-polige Kabel mit 3 Signalsteckern, für die LM-Signale 6-polige Kabel mit 5 Signalsteckern benötigt. Der mittlere Stecker dieser Kabel dient jeweils zum Senden, die anderen Stecker zum Empfangen der Signale.

Zusätzlich zu den bereits beschriebenen internen Signalverbindungen zwischen den Analogkarten sind weitere externe Verbindungen zu anderen Elektronikkomponenten erforderlich. Die Eingangssignale von den Detektorkristallen werden über einen

BNC-Adapter an der Frontseite jeder Analogkarte über ein 50- Ω -Kabel (RG58) zugeführt. Die Signalkabel sind detektorseitig an der Strahlführung geerdet und bilden den Massebezugspunkt für die analoge Elektronik. Die anderen externen Verbindungen sind zur Vermeidung von Erdungsschleifen potentialfrei ausgeführt.

Zum Setzen von Diskriminatorschwellen für CFD, LM und PS sind auf jeder Analogkarte zwei IC-Bausteine (Ic49 und Ic50, Abbildung 4.17) mit je zwei integrierten Digital-Analog-Konvertern (DAC) vorgesehen. Die digitale Ansteuerung der DAC erfolgt über einen Treiberbaustein, der auf der zugehörigen Histogrammierungskarte untergebracht ist. Zur Reduzierung der für die Übertragung notwendigen Kabel werden die digitalen Steuersignale nur der mittleren Analogkarte eines Analograhmens zugeführt. Dies geschieht über einen 6-poligen Stecker an der Frontseite. Die Signale werden mit Optokopplern entkoppelt und anschließend über Flex-Strip-Verbindungen an alle Karten im Rahmen weitergeleitet. Die DAC verwenden Steuersignale entsprechend dem Protokoll für I^2C -Bus (Inter-Integrated Circuit Bus), mit den zugehörigen Steuerleitungen Serial Data und Serial Clock (SDA, SCL). Die Auswahl eines anzusprechenden DAC wird durch fest verlötete Jumper (0- Ω Widerstand), die eine jeweils vierstellige Binäradresse kodieren, getroffen. Die Übertragung der experimentellen Daten¹⁰ von der Analogkarte zu der nachgeschalteten Histogrammierungseinheit erfolgt ebenfalls differentiell. Verwendet werden LVDS-Bausteine (Low-Voltage-Differential-Signaling), die eine gegenüber Störsignalen unanfällige Übertragung und eine Entkopplung der Massepotentiale ermöglichen. Die Signale werden von einem Pfostenstecker auf der Rückseite der Analogkarte über 34-poliges Flachbandkabel zu den Histogrammierungseinheiten geleitet.

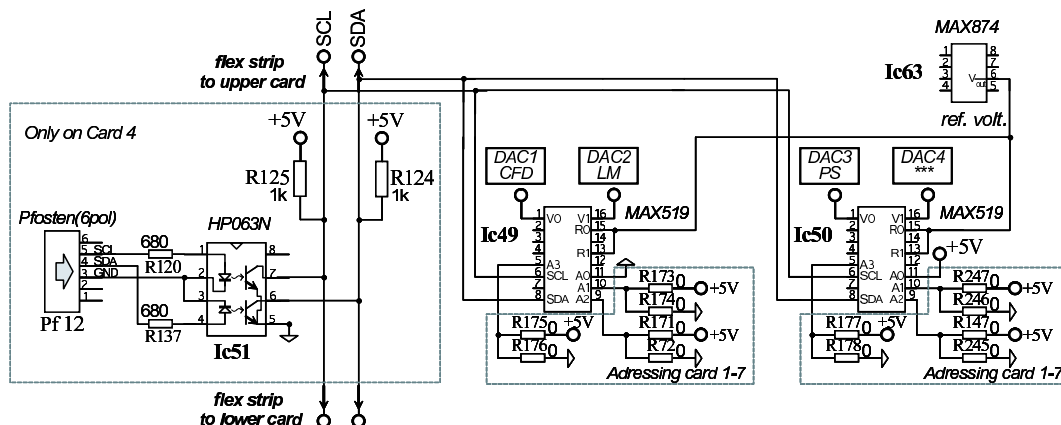


Abbildung 4.17: Schaltung: Ansteuerung der DAC zum Einstellen der Schwellen

¹⁰Insgesamt gibt es 17 Datenbits: Summensignal (8), Zentralsignal (6), unbenutzt (2), Schreibpuls (1). Die nicht benutzten Datenleitungen sind für das Polarisations- bzw. Koinzidenzsignal vorgesehen.

4.2.2 Histogrammiereinheiten

Um die Daten der Analogkarten zu histogrammieren, ist den sieben Kanälen eines Analograhmens eine Histogrammierkarte zugeordnet. Für diese wird eine vierlagige Mehrschichtplatine (Lagen: Bauteile+Signalleitungen, Masse, +5V, Signalleitungen) mit angepassten Leitungsimpedanzen verwendet. Für die digitale Beschaltung werden Bausteine der Logikfamilie TTL (Transistor to Transistor Logic) eingesetzt. Zur Umsetzung der Algorithmen kommen FPGA-Bausteine (Field Programmable Gate Array) der Firma Lattice zum Einsatz [68]. In diesen Bausteinen können beliebige komplexe Logikverknüpfungen realisiert werden. Letztere werden in einer Makrosprache erstellt und über die serielle Schnittstelle eines PCs, die an einen auf der Platine integrierten Steckplatz angeschlossen wird, übertragen. Die Programmierung wird in einem nichtflüchtigen Speicher abgelegt und bei jedem Systemstart werden die vorgesehenen Verknüpfungen neu erstellt. Die Platinen sind für den Einsatz in einem VME-Rahmen¹¹ ('VME-Crate') vorgesehen und haben entsprechend ein VME-Interface zur Steuerung der Daten- und Adressleitungen. Das Interface besteht aus einem FPGA vom Typ Lattice ispLSI1024 (BUS-Steuerung), einem FPGA vom Typ Lattice ispLSI1016 (Ansteuerung DAC, paralleles Löschen der sieben Speicherbausteine), einem Adresskomparator, welcher die einstellbare Kartenadresse überprüft, und Leitungsempfängern und -treibern. Als Taktgeber ist ein Oszillatorquarz mit einer Frequenz von 40 MHz eingesetzt. Die sieben Histogrammiereinheiten arbeiten im experimentellen Betrieb parallel und unabhängig voneinander. Die Hauptkomponenten der Histogrammierkarten sind in Abbildung 4.18 gezeigt.

Der „First In - First Out“-Zwischenspeicher

Die experimentellen Daten treten in einem minimalen Zeitabstand der Integrationsdauer von 20 ns auf. Bei einer Taktrate von 40 MHz bzw. einer Taktdauer von 25 ns ist eine direkte Histogrammierung, die mehrere Zeittakte erfordert, nicht möglich: die Daten müssen zunächst zwischengespeichert werden. Hierzu dient ein FIFO-Zwischenspeicher, der eingehende Daten in einer Warteschlange ablegt und diese bei nachfolgenden Leseanforderungen in der Reihenfolge ihres Eingehens wieder ausgibt. Als FIFO-Zwischenspeicher wird ein CY7C457 der Firma Cypress eingesetzt [69]. Es handelt sich um einen asynchronen Speicherbaustein; Lese- und Schreibzugriffe können unabhängig voneinander erfolgen und liegen mit einer Zugriffszeit von 14 ns unter den erforderlichen 20 ns. Die Übernahme der experimentellen Daten¹² in das FIFO erfolgt über den Puls FLD, der aus dem WRFIFO-Signal abgeleitet wird. Um ein Schreiben von Daten nur zu definierten Zeiten zuzulassen,

¹¹VME-Crate der Firma Wiener, Typ UEV4020 mit 21 Einschüben, Power-Supply UEP5020LX

¹²Zusätzlich zu den 15 Datenbits D0-D14 der Analogkarte wird das Polarisationsbit (POLA) an den Dateneingang gelegt. Es wird über ein zeitlich an die Elektronenlaufzeit angepasstes Kabel von der Quelle polarisierter Elektronen an die Backplane der VME-Rahmen geführt und verteilt.

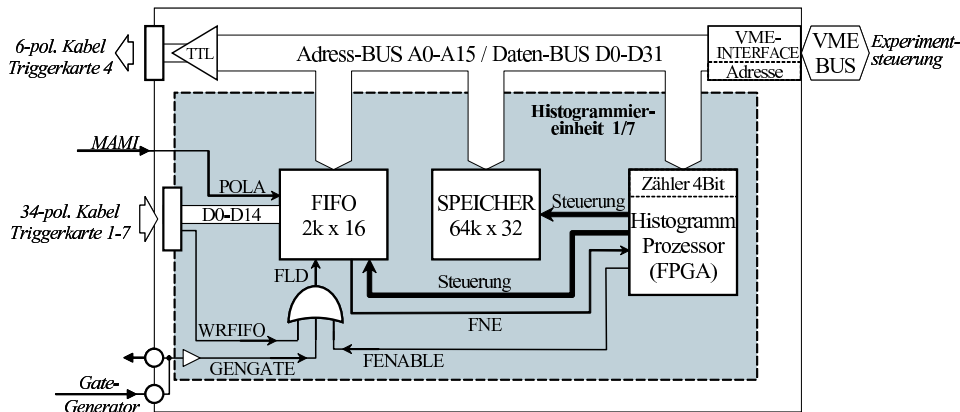


Abbildung 4.18: Funktionsprinzip und schematischer Aufbau der Histogrammierkarten. Von der Histogrammierreinheit (grau unterlegter Bereich) sind auf einer Histogrammierkarte sieben Einheiten integriert.

sind für die Erzeugung des Schreibpulses FLD zwei weitere Bedingungen zu erfüllen. Zum einen soll die Datennahme in festgelegten Zeitpaketen mit einer Dauer von 5-10 Minuten erfolgen. Zum Aktivieren der Datennahme kann von der Experimentsteuerung, durch Senden eines Befehls an den Histogrammprozessor, die Datenleitung FENABLE gesetzt werden. Zum anderen muss während der Umschaltung der Strahlpolarisation, die alle 20 ms erfolgt, die Datennahme ausgesetzt werden. Hierzu wird von der Gategenerator-Elektronik das Signal GENGATE erzeugt und seriell an alle Histogrammierkarten verteilt. Dieses Signal ist in den Umschaltphasen (Dauer $\approx 80\mu\text{s}$) logisch '0' und verhindert die Datenübernahme. Die Anzahl der im FIFO zu speichernden Ereignisse darf dessen Speicherkapazität nicht überschreiten. Eine Wahrscheinlichkeitsberechnung für die im FIFO gespeicherte Ereigniszahl kann über einen „homogenen Markov-Prozess“ [70] erfolgen. Bereits eine Warteschlange der Länge 8 ist in der Praxis nicht zu erwarten¹³. Die gewählte Speichergröße des FIFO ist mit 2K-Byte ausreichend.

Der Histogrammspeicher

Zum Speichern der Histogramme wird der statische RAM-Baustein EDI8L3265C der Firma Electronic Design Inc. eingesetzt [71]. Er besitzt einen 64k Adressraum bei einer Wortlänge von 32 Bit, die für die erwarteten Ereignisraten ausreichend bemessen ist¹⁴. Seine Zugriffszeit beträgt 15 ns. Zum Abspeichern eines Ereignisses wird das anstehende Datenwort aus dem FIFO an die Adressleitungen gelegt. Die adressierte Speicherzelle wird ausgelesen, um 1 erhöht und zurückgeschrieben.

¹³Bei einer mittleren Ereignisrate von 100 kHz und einer Verarbeitungszeit von 150 ns ist das Auftreten einer Warteschlange der Länge 8 im Detektor (1022 Kanäle) in 38780 Jahren einmal zu erwarten.

¹⁴Im sehr unwahrscheinlichen Fall, dass alle Ereignisse bei einer mittleren Rate von 100 kHz in einer einzigen Speicherzelle gespeichert werden, tritt ein Überlauf nach 11h50' auf.

Der Histogrammprozessor

Der Histogrammprozessor steuert und überwacht alle Prozesse der Histogrammier-einheit. Verwendet wird ein FPGA vom Typ Lattice ispLSI1024. In seiner Programmierung implementiert wurde ein Statusregister (Anzeige von eventuell aufgetretem FIFO- oder Speicherüberlauf), ein 4-Bit-Zähler („Checksum“), die Verarbeitung externer Steueranfragen (Löschen/Auslese von Speicher/Statusregister/Zähler, Testfunktionen, Start/Stopp Histogrammiermodus) und der automatisch ablaufende Histogrammiermodus. Der 4-Bit-Zähler wird mit jedem verarbeiteten Ereignis um eins erhöht und zur späteren Überprüfung der Gesamtzahl an Histogrammeinträgen herangezogen. Dies ist notwendig, da hochintegrierte Speicherbausteine durch Strahlung eine nicht vernachlässigbare Wahrscheinlichkeit für Fehlfunktionen aufweisen. Deshalb wurde die gesamte Detektorelektronik in Experimentierhalle 3 aufgebaut und zusätzlich durch eine Betonwand gegenüber Strahlrohr und Detektor abgeschirmt. Der Histogrammierzyklus, der im Histogrammiermodus automatisch ausgeführt wird, wird durch das vom FIFO gesetzte Flag FNE (Fifo Not Empty) gestartet und läuft in sechs Schritten ab (vgl. Abb. 4.19):

1. FIFO- und Speicherzugriff wird freigegeben (FHIST, MEN).
2. Anlegen des FIFO-Speicherinhalts an die Adressleitungen (FIFRD).
3. Laden der adressierten Speicherzelle in einen Zähler (CLK1 → Load).
4. Inkrementieren des Zählers (CLK1 → Count).
5. Speichern des Zählers in die adressierte Speicherzelle (MWR).
6. Signalleitungen werden in den Ruhezustand gesetzt.

Insgesamt dauert ein Histogrammierzyklus 150 ns (6 Takte). Ist im FIFO ein weiteres Ereignis gespeichert, verbleibt das FNE-Flag im Zustand '1' und es wird direkt der nächste Zyklus gestartet.

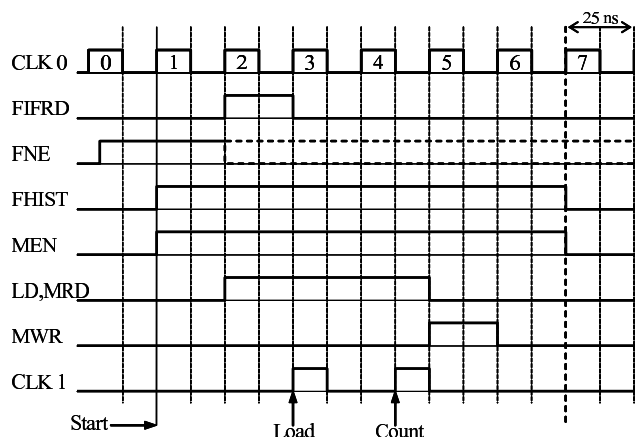


Abbildung 4.19: Zeitlicher Ablauf eines Histogrammierzyklus

4.2.3 Gesamtaufbau der Detektorelektronik

Die gesamte Detektorelektronik mit insgesamt 146 Analograhmen und den zugehörigen Histogrammierkarten musste, unter Berücksichtigung der Detektorgeometrie, in einen stabilen mechanischen Aufbau integriert werden. Ferner waren Versorgungsspannungs- und Signalkabelführungen, ein Kühlsystem und ein Schutz vor dem im Experiment auftretenden Strahlungsuntergrund einzuplanen. Die hierzu erforderlichen mechanischen Komponenten wurden im Rahmen einer Doktorarbeit entwickelt [61].

Zur Installation aller Elektronikkomponenten wurde ein Überraahmen aus verschweißten Vierkantrohren konstruiert, der die Form eines 8-seitigen Polygons besitzt. Der Überraahmen unterteilt den Aufbau in Oktanten und trägt eine Gesamtlast von etwa 2 Tonnen. Seine Höhe beträgt 2.80 m, der diagonale Durchmesser 2.30 m. Der Überraahmen und die in ihm untergebrachte Detektorelektronik wurden zur Vermeidung von Strahlungseinflüssen in der A3-Halle positioniert (Abbildung 4.20). Dort ist er von der im Detektor entstehenden Strahlung durch die 3 m dicke Betonwand zwischen den Experimentierhallen getrennt. Zusätzlich wurde zwischen Elektronik und Elektronenstrahlrohr eine 1 m breite Mauer aus Betonsteinen aufgebaut, um im Strahlrohrbereich entstehende ionisierende Strahlung abzublocken.

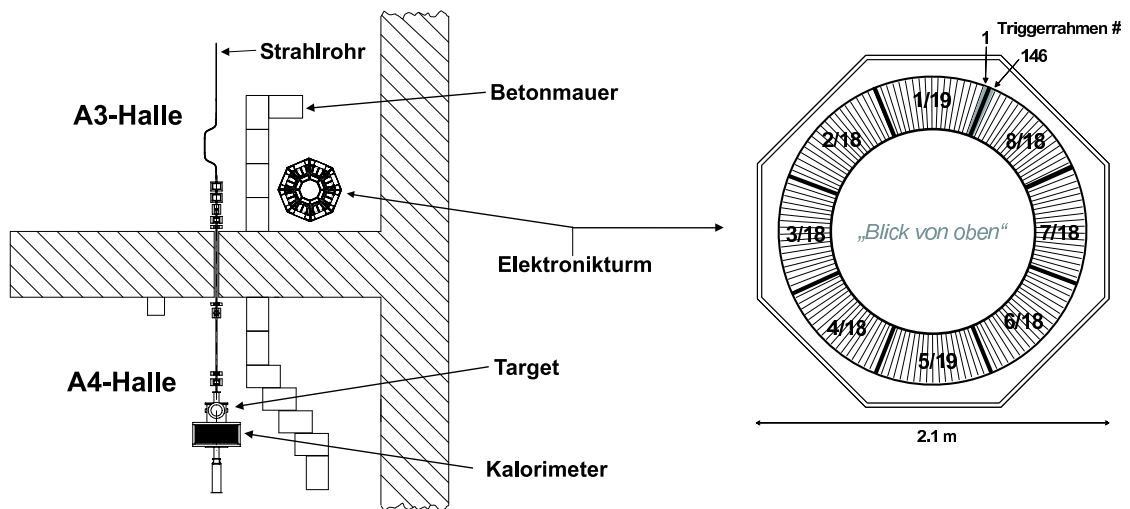


Abbildung 4.20: Links: Zum Schutz vor Strahlung wird die Detektorelektronik in der A3-Halle aufgebaut und zusätzlich durch eine Mauer aus Betonsteinen abgeschirmt. Rechts: Die 146 Analograhmen werden in acht Teilbereiche von 18 bzw. 19 Rahmen aufgeteilt, die jeweils einen Oktanten ausfüllen. Den Analograhmen in einem Oktanten ist jeweils eine gemeinsame Stromversorgung und ein gemeinsames VME-Crate zugeordnet.

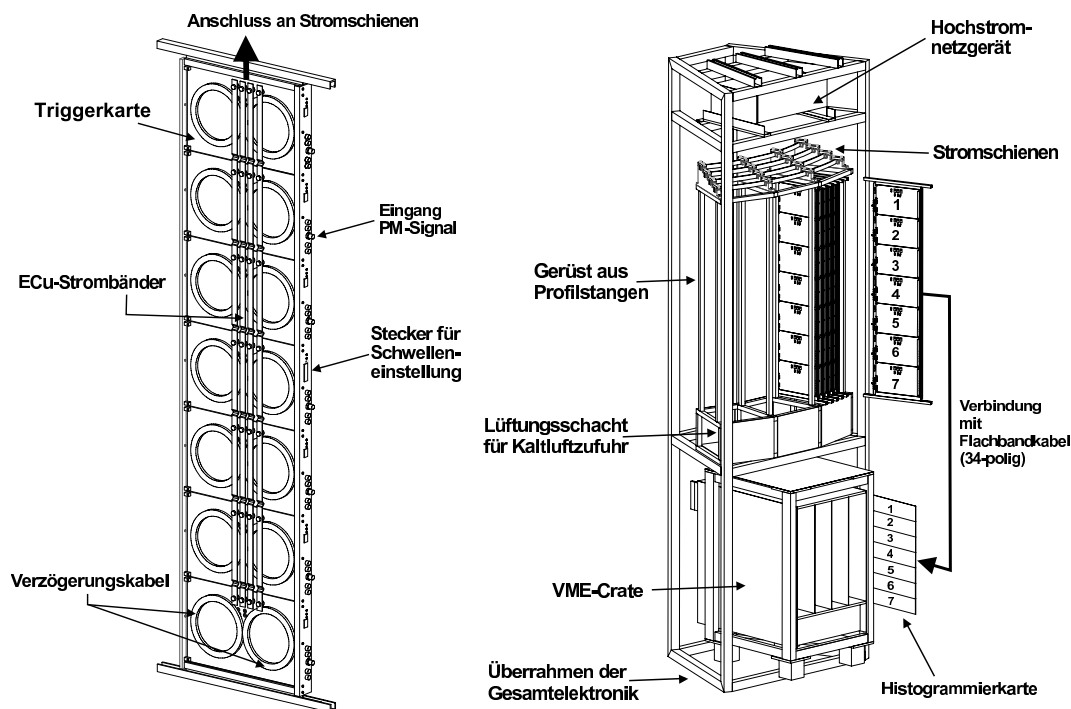


Abbildung 4.21: Links: Aufbau eines einzelnen Analograhmens. Die Verbindung zu den Stromschienen erfolgt über flexible Kupferbänder, die an der Oberseite montiert werden.
Rechts: Positionierung der Hauptkomponenten der Elektronik.

Die 146 Analograhmen bilden innerhalb des Überrahmens einen geschlossenen Kreis. Die für die Analogelektronik vorgesehene Stromversorgung wird in acht Bereiche aufgeteilt. Jeweils 18 bzw. 19 benachbarte Analograhmen, die einen Oktanten abdecken, werden mit einem gemeinsamen Hochstrom-Netzgerät¹⁵ versorgt. Diese Aufteilung ist notwendig, um die für die Stromverteilung notwendigen Leitungsquerschnitte und die Verluste auf diesen Leitungen klein zu halten. Im Regelbetrieb liegt die erforderliche Leistung zur Versorgung aller Oktanten bei ca. 14 kW (+5V: $\approx 1000\text{A}$, -5V: $\approx 1500\text{A}$, -2V: $\approx 600\text{A}$). Um die drei Versorgungsspannungen und die zugehörige Masse an die einzelnen Analogkarten zu führen, sind auf der Rückseite jedes Analograhmens vier Kupferbänder¹⁶ angebracht, wie in Abbildung 4.21 links zu sehen. Diese werden über Kupferzylinder an Kontaktflächen mit den Analogkarten verschraubt. Der Anschluss an die Stromversorgung geschieht über flexible Verbinder aus verzinnem Kupfergeflecht, die an über den Analograhmen angebrachten Stromschienen¹⁷ verschraubt werden. Diese Stromschienen sind

¹⁵Verwendet werden Netzgeräte der Firma Wiener, Typ UEP6021: +5V/200A; -5V/200A; -2V/100A; maximale Ausgangsleistung 2kW.

¹⁶verzinnte Elektrolyt-Kupferbänder, Querschnitt 10 mm x 1 mm.

¹⁷verzinnte Elektrolyt-Kupferschienen, Querschnitt 20 mm x 5 mm.

gebogen und überdecken jeweils einen Oktanten. In ihrer Mitte erfolgt die Einspeisung der Netzgerät-Spannungen. Hier sind auch sogenannte 'Sense-Leitungen' angeschlossen, die von den Netzgeräten zur Regulierung dieser Punkte auf die vorgegebenen Sollspannungen verwendet werden. Um für die gesamte Analogelektronik einen einheitlichen Massebezug herzustellen, sind die Stromschienen für die Masseleitung aller Oktanten zu einem elektrisch geschlossenen Kreis verbunden. Die Stromschienen, die für die drei Versorgungsspannungen vorgesehen sind, werden hingegen voneinander isoliert gehalten, um Ausgleichströme durch die Spannungsregelung der einzelnen Netzgeräte zu verhindern. Insgesamt konnte durch die gewählte Leitungsführung die in den einzelnen Versorgungsspannungen maximal auftretende Spannungsdifferenz zwischen den einzelnen Analogkarten unterhalb von 5 mV gehalten werden. Das Erreichen dieser geringen Differenzen ist für die geforderte Präzision der Energievermessung eine wichtige Voraussetzung.

Im unteren Teil der Oktanten wird das VME-Crate untergebracht, wie im rechten Teil von Abbildung 4.21 dargestellt. Zur Anbindung an das Computernetzwerk ist in jedem Crate eine Schnittstellen-Karte bzw. seit 2004 ein VME-Rechner¹⁸ installiert. Zwischen den Analograhmen und den VME-Crates befindet sich ein Lüftungsschacht, dem an acht Punkten über Schläuche Kaltluft¹⁹ von wassergekühlten Hochleistungs-Wärmetauschern zugeführt wird. Im Schachtinneren befinden sich 36 Tangentiallüfter, welche die Kaltluft von unten zwischen die Analograhmen blasen. Die zur Informationsübertragung von den Analogkarten verwendeten Flachbandkabel werden auf der Außenseite des Gestells über Zugentlastungen so geführt, dass sie die Rückfront weitestgehend abschließen und so die Führung der Kaltluft nach oben unterstützen.

Einen guten Eindruck des entstandenen Gesamtaufbaus vermittelt Abbildung 4.22. Nicht dargestellt sind die zur Signalverteilung im Vollausbau insgesamt verwendeten 6424 Kabel, die innen und außen den Turm fast vollständig bedecken. Einen weiteren Eindruck geben die Abbildungen 4.23 und 4.24 (S. 70), auf denen die Detektorelektronik im noch nicht vollständig verkabelten Zustand zu sehen ist.

¹⁸VME-PCI-Interface mit integrierter CPU-Einheit, Entwicklung und Erstellung im Institut für Kernphysik, EDV-Abteilung (Hr. Walther, Hr. Weindl).

¹⁹Die Temperatur der Kaltluft beträgt 16 – 20°C. Die Schwankung ist durch die nicht stabile Temperatur des Kühlwasserkreislaufs bedingt. Am oben aus der Detektorelektronik austretenden Luftstrom wird eine Temperatur von etwa 40°C gemessen.

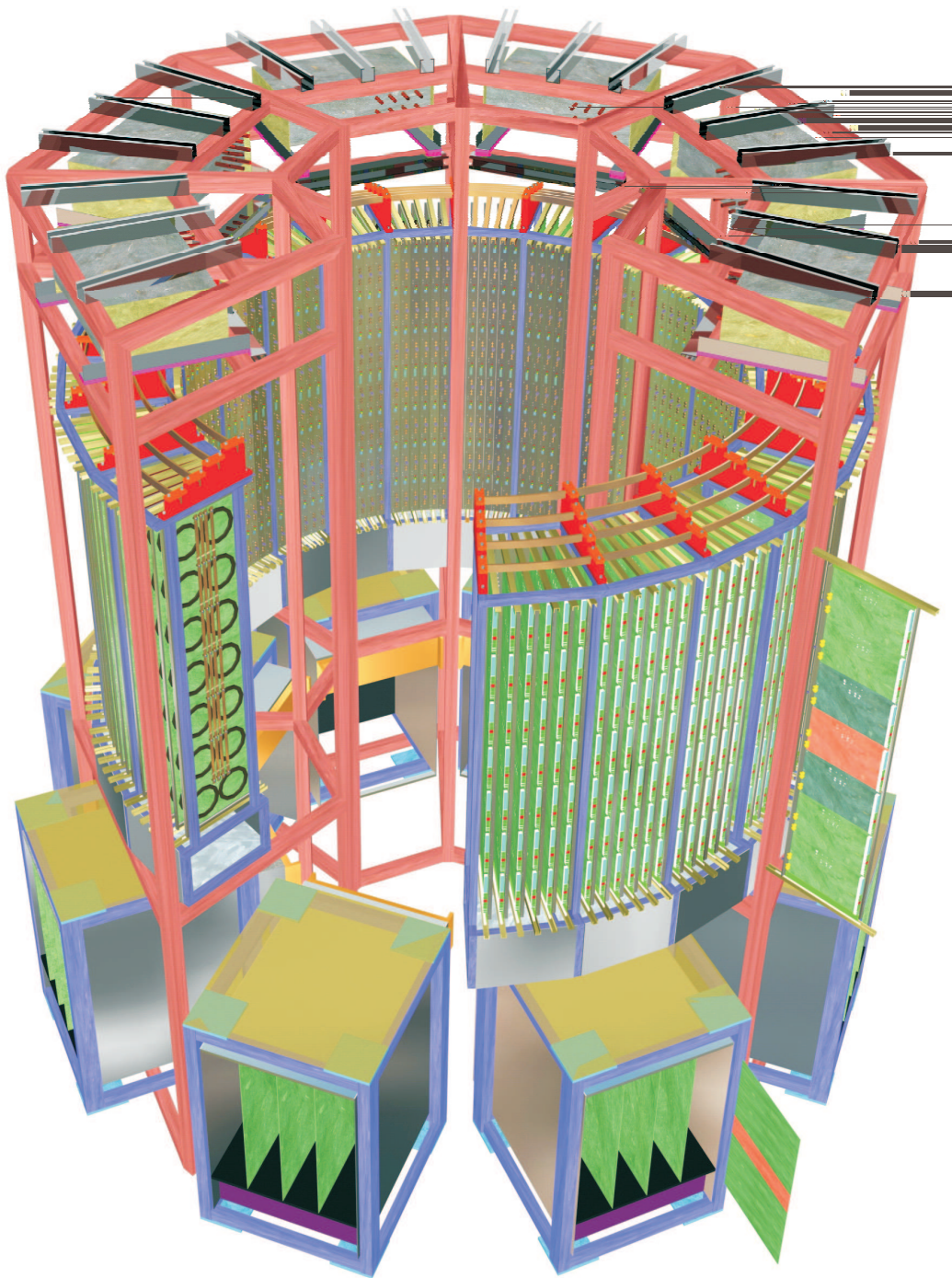


Abbildung 4.22: Schnittzeichnung des Gesamtaufbaus der Detektorelektronik. Die 1022 Signalkabel werden auf der Oberseite verlegt und auf der Innenseite an die Eingänge der Analogkarten geführt. Die einzelnen Analograhmen sind zur Wartung nach außen ausziehbar. Ein- und Ausbau erfordern jeweils etwa eine Arbeitsstunde, da hierbei alle Kabelverbindungen entfernt bzw. wiederhergestellt werden müssen.

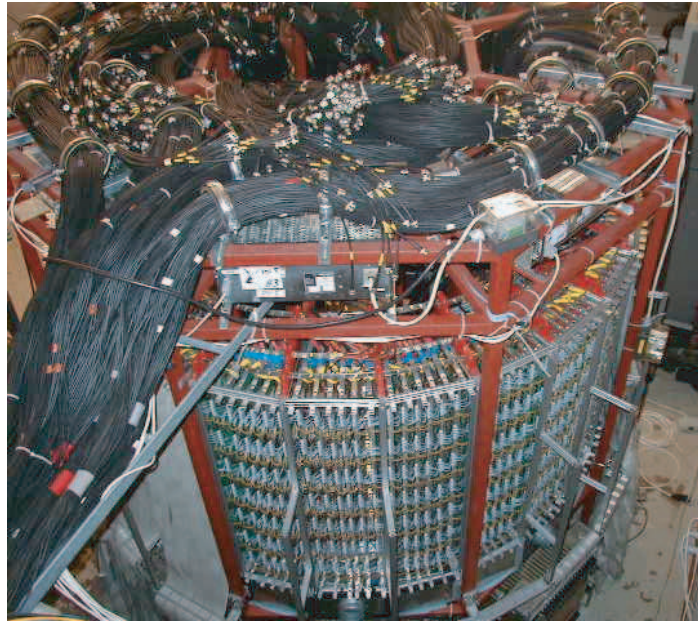


Abbildung 4.23: Außenansicht des Elektronikaufbaus. Die 1022 Signalkabel vom Detektor werden von oben zugeführt. Die Flachbandkabel zu den unten stehenden Histogrammireinheiten fehlen zum Teil, sodass die Verteilung der LM- und PS-Signale zu Erkennen ist.

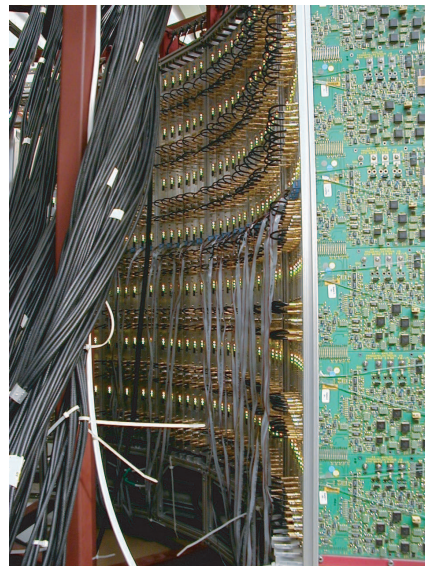


Abbildung 4.24: Sicht auf die im Inneren befindlichen Frontblenden. Die Detektorkabel sind noch nicht aufgesteckt, die Verteilung der Summensignale erfolgt über die LEMO-Kabel (goldene Stecker). Die 6-poligen Flachbandkabel, die jeweils der vierten Karte eines Rahmens zugeführt werden, dienen zum Setzen der Diskriminatorschwellen.

Kapitel 5

Aufbauphase: Funktionsprüfungen und Eichmessungen

Für den experimentellen Einsatz der Detektorelektronik ist einerseits deren einwandfreie Funktionsweise sicherzustellen, andererseits sind charakteristische Parameter der Elektronik, die für Kalibration und Analyse erforderlich sind, zu bestimmen. Die Anforderungen hinsichtlich der funktionellen Qualität und der zu vermessenden Eichparameter, die sich aus den physikalischen Fragestellungen ergeben, wurden entwickelt und in der Praxis umgesetzt. Dementsprechend wurden die Produktion und der schrittweise Aufbau der Detektorelektronik MEDUSA parallel von einer, an die jeweiligen Arbeitsphasen angepassten Qualitätskontrolle begleitet. Mit Abschluss der Aufbauphase wurden die zur Eichung erforderlichen charakteristischen Eigenschaften der Elektronik vermessen.

Die Detektorelektronik entstand in zwei Teilabschnitten, in denen jeweils 511 Kanäle erstellt wurden. In den Jahren 1999/2000 wurde die erste, in den Jahren 2001/2002 die zweite Hälfte angefertigt und in der Experimentierhalle 3 aufgebaut. Um den experimentellen Betrieb im halb aufgebauten Zustand zu ermöglichen, wurde die erste Hälfte der Analograhmen zu zwei sich gegenüberliegenden Vierteln¹ angeordnet. Die Topologie entsprach dabei dem in der Experimentierhalle 4 realisierten stufenweisen Aufbau der Detektorkristalle. Mit der zweiten Hälfte der Analogkarten wurden entsprechend dem dann realisierten Detektor die beiden verbleibenden Viertel aufgebaut. Das Design, sowohl für die Analogkarten als auch für die Histogrammierkarten, wurde zwischen den beiden erstellten Halbserien abgewandelt. Die Änderungen erfolgten aufgrund von im experimentellen Betrieb gesammelten Erfahrungen und aufgefundenen Fehlfunktionen und dienen der Verbesserung und der Richtigstellung der experimentellen Funktionalität. Dies wird in Kapitel 6 näher erläutert.

¹Die 'Viertel' besitzen nicht die gleiche Anzahl an Analograhmen: den Vierteln I und III des ersten Bauabschnitts sind jeweils 37 (Rahmen 1-37 bzw. 74-110), den Vierteln II und IV des zweiten Bauabschnitts 36 (38-73 bzw. 111-146) Analograhmen zugeordnet. Rahmen 110 aus Viertel III wurde erst im zweiten Bauabschnitt produziert.

Der Ablauf der Arbeitsschritte von der Entwicklung bis zur Betriebsbereitschaft der Analogelektronik bestand in beiden Bauabschnitten jeweils aus sich abwechselnden Fortschritts- und Testphasen:

1. Entwicklung, Produktion und Bestückung der Analogkarten
2. Qualitätskontrolle der Bestückung und Spannungsabgleich der analogen Summensignale und von Komparatoreingangssignalen
3. Zusammenfügen und Verlöten der Analograhmen mit Flex-Strip-Verbindern
4. Qualitätskontrolle der neu gebildeten analogen und digitalen Signalpfade
5. Aufbau der Gesamtelektronik und vollständige Verkabelung
6. Qualitätskontrolle der Energiespektren und Logiksignale, sowie Überprüfung aller analogen und digitalen Signalverbindungen
7. Vermessung von elektronischen Charakteristika: die Eichgeraden der Energiespektren, differentielle Nichtlinearitäten der FADC und die analogen Werte der Diskriminatorschwellen

Phase (1) umfasst den Entwurf bzw. die Änderung des bestehenden Schaltungslayouts, die anschließende Überprüfung des Layouts an Prototypen und ein eventuell notwendiges Redesign des Layouts, die Herstellung der Platinen und den Einkauf der erforderlichen Bauteile und schließlich die automatische Bauteilbestückung der Platinen im Reflow- und Wellenlötverfahren. (2) Für alle Analogkarten wird eine elektronische Kontrolle der funktionellen Baugruppen durchgeführt, um Fehler der erfolgten Bestückung aufzufinden. Zusätzlich findet hierbei an wichtigen Schaltungspunkten ein Abgleich von toleranzbehafteten Spannungswerten auf definierte Sollspannungen statt. (3) Positiv getestete Analogkarten werden in mechanischen Halterungen verschraubt und mit Frontblenden versehen. Die BNC-Eingangsbuchse und die Flex-Strip-Verbinder werden manuell angelötet. (4) Für die erstellten Analograhmen erfolgt eine Kontrolle der manuellen Lötungen. (5) In der Experimentierhalle 3 werden die Profilerüste im Überrahmen aufgebaut und die Analograhmen eingeschoben und verkabelt. (6) In einer anschließenden Überprüfung werden die Energiesummenbildung, Histogrammierung und Logiksignalerzeugung, sowie sämtliche analogen und digitalen Signalverbindungen zwischen den Einzelkanälen getestet. (7) Letztendlich werden die oben genannten elektronischen Charakteristika der einzelnen Karten vermessen.

Parallel zu den Analogkarten wurden entsprechende Arbeitsphasen für die Histogrammierkarten durchgeführt. In diesem rein digitalen Teil der Elektronik ist ein Spannungsabgleich nicht erforderlich, stattdessen fand nach der Bestückung die Programmierung der vorbereiteten Programme in die FPGA-Bausteine zur VME-BUS-Steuerung und derjenigen zur Kontrolle des Histogrammierzyklus statt. Die Qualitätskontrolle bestand hierbei aus dem Test der erfolgten Programmierung und dem Auffinden kalter Lötstellen, die im Wesentlichen aufgrund von unzureichender Erwärmung an den Ecken der voluminösen FPGA- und Speicherbausteine auftraten. Nach dem Aufbau der Analogkarten wurden die Histogrammierkarten ebenfalls aufgebaut und mit dem analogen Teil verkabelt. Durch entsprechende Zuführung von Testsignalen auf die jeweilige Analogkarte wurden anschließend die einzelnen Datenbits in der Histogrammierung überprüft. Außerdem wurden durch Verwendung der auf den Histogrammierkarten implementierten Testmöglichkeiten die Speicherung und Auslese aller Histogrammiereinheiten durch definiertes Setzen und Auslesen der Speicherzellen überprüft. Dabei wurde jeder einzelne Speicher über 100.000-mal ausgelesen. Einzelne Histogrammiereinheiten, auf denen Fehler gefunden wurden, die auf interne Fehler der FPGA- bzw. Speicherbausteine zurückgeführt werden konnten, werden nicht repariert, sondern stillgelegt, da deren Reparatur zu aufwändig wäre. Als Ersatz stehen hierfür zusätzlich hergestellte Histogrammierkarten zur Verfügung, die jeweils im gleichen VME-Rahmen untergebracht werden. Da zwischen den einzelnen Histogrammiereinheiten keine Signale ausgetauscht werden, können die entsprechenden Datenkabel ohne Berücksichtigung der Detektortopologie auf die zur Umleitung verwendeten Einheiten umgesteckt werden und müssen dann nur entsprechend in den Ansteuerungsprotokollen zur Datenauslese adressiert werden.

Im experimentellen Betrieb der ersten Produktionshälfte traten in einem Teil der gebildeten Histogramme große Asymmetrien auf, die nicht physikalisch zu erklären waren. Diese konnten durch Offline-Messungen auf eine Fehlfunktion in den Zeigerstrukturen des verwendeten FIFO-Bausteins vom Typ CY7C457 zurückgeführt werden. Nach Auswertung der experimentellen Daten und internen Tests der Firma Cypress konnte sichergestellt werden, dass dieser Fehler nur die FIFO-Produktionsserie 1169-95 betrifft. Die insgesamt 90 verwendeten Bausteine dieser Serie wurden anschließend auf den betroffenen Histogrammiereinheiten ausgetauscht und die mit ihnen aufgenommenen Daten von der Analyse ausgeschlossen. Vorbeugend wurde für die zweite Produktionsserie der Detektorelektronik zur Datenzwischenspeicherung ein neuer asynchroner FIFO-Baustein vom Typ IDT7280 der Firma Integrated Device Technology Inc. in das Layout der Histogrammiereinheiten integriert.

Der folgende Abschnitt gibt einen Überblick zu den o. g. Qualitätskontrollen der Analogkarten. Im darauf folgenden Abschnitt werden die zum Betrieb erforderlichen charakteristischen Eigenschaften und die Art ihrer Vermessung vorgestellt.

5.1 Funktionsprüfungen der Elektronikmodule

Bei der Erstellung eines vernetzten Systems, das sich aus 1022 Einzelkanälen zusammensetzt, besteht eine Vielzahl an möglichen Fehlerquellen. Außerdem ist zum Erreichen der physikalischen Anforderungen der Abgleich von Offsetspannungen der einzelnen Summensignale, die den Energiebereich und die Energieauflösung beeinflussen, erforderlich. Da der fortschreitende Aufbau das Auffinden und die Korrektur von Fehlern zudem erschweren, sind im Produktionsablauf mehrere Prüfphasen vorgesehen. Die automatische Bestückung der Platinen ist der anfälligste Produktionsprozess, insbesondere bei der Herstellung von Kleinserien. Hier sind, aufgrund des manuellen Befütterns mit Bauteilen² und des Justierungsprozesses³ der Maschinen, zusätzliche Fehlerquellen gegeben.

Um das Überprüfen der Qualitätsmerkmale und das Auffinden von Fehlern zu erleichtern, sind im Platinenlayout an wichtigen Schaltungspunkten Testpunkte vorgesehen. Letztere sind leicht zugängliche Signalpads, an denen beispielsweise mit einem Tastkopf Signale abgegriffen werden können. Des Weiteren werden zwei wichtige Signale, nämlich der Schreibpuls zur Histogrammiereinheit und das Ausgangssignal der LM-Stufe, an einen auf der Frontblende zugänglichen Pfostenstecker geführt. Dieser ermöglicht im vollständig aufgebauten System eine schnellere Fehlerdiagnose.

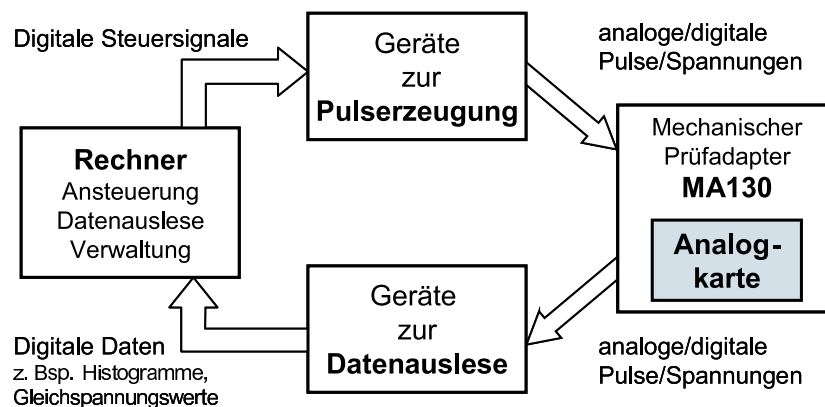


Abbildung 5.1: Prinzipieller Datenfluss im aufgebauten Testsystem

²Bei Großserien (Stückzahlen » 1000) sind die IC-Bausteine als Filmrollen und nicht als Stangenware, die eine manuelle Zuführung erfordert, erhältlich.

³Zum Justierungsprozess zählen das Einstellen des Wärmeprofiles, Positionsjustierungen, Einstellen der Bauteilzuführungen etc. Dies führt zu vermehrten Fehlern in der Anfangsphase einer Bestückung.

Qualitätskontrolle der Bestückung und Abgleich von Toleranzen Zum Auffinden von Fehlern, die bei der maschinellen Fertigung entstehen, wird im Anschluss an die Bestückung ein Test der Analogkarten durchgeführt. Dafür wurde im Rahmen dieser Arbeit und einer Diplomarbeit [40] ein komplexer Teststand aufgebaut. Das zugrundeliegende Prinzip wird durch den in Abbildung 5.1 dargestellten Datenfluss veranschaulicht: Von einem Rechner werden an verschiedene Geräte, die zur Pulserzeugung verwendet werden⁴, digitale Steuersignale ausgegeben. Über einen mechanischen Prüfadapter der Firma INGUN, Typ MA130 werden die von den Geräten erzeugten Signale der Analogkarte zugeführt. Die Kontakte zum Prüfling werden über gefederte Kontaktstifte hergestellt. Diese werden an die Signalpads der im Layout integrierten Testpunkte gedrückt (Abbildung 5.2). Ebenfalls über Kontaktstifte sind die ausgehenden Signale angeschlossen, die an weiteren Testpunkten vorliegen. Sie werden an zur Datenauslese vorgesehene Geräte geführt⁵, in digitale Daten umgesetzt und an den Rechner weitergeleitet. Da die verwendeten Geräte mit unterschiedlichen Ansteuerungsprotokollen⁶ angesprochen werden und die verschiedenen Prüfsignale zu festgelegten Zeitpunkten zu- und abschaltbar sein müssen, ist ein komplexer Gesamtaufbau entstanden, der in Anhang A.2 wiedergegeben ist.

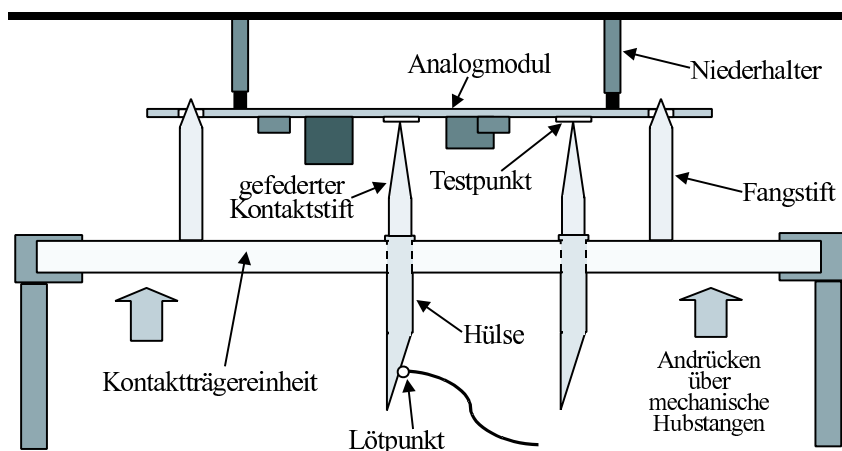


Abbildung 5.2: Aufbau des MA130 mit Kontaktträgerereinheit

⁴Verwendete Geräte zur Pulserzeugung: Pulsgenerator LeCroy 9210; Programmierb. Abschwächer MTS Mikrotechnik PAS-1000; Funktionsgenerator Philips PM5133; Outputmodul VME Institut f. Kernph. Mainz; TTL-ECL-Wandler (Eigenbau).

⁵Verwendete Geräte zur Signalauslese: Digitaloszilloskop HP 54520; Umschalter PREMA 2024; Digitalmultimeter PREMA 6000; 16-Kanal HF-Multiplexer Institut f. Kernph. Mainz; CAMAC-Scaler LeCroy 2551; VME-Histogrammierkarte V3.2.

⁶Im System befinden sich Geräte mit VME-BUS, CAMAC-BUS, GBIP-BUS und I²C-BUS.

Der Test verläuft folgendermaßen: Eine zu testende Analogkarte wird in den Prüfadapter gelegt und über die Mechanik angedrückt. Ein rechnergesteuertes Prüfprogramm von etwa einminütiger Dauer wird gestartet. Das Programm generiert Testsignale und überprüft die eingehenden Daten von HF-Signalen, Gleichspannungspegeln und erzeugten Histogrammen auf Fehler; als Fehler wird das Überschreiten vorgegebener Toleranzen gewertet. Nach Beendigung der Prüfung erfolgt die Ausgabe eines Fehlerprotokolls, mit dessen Hilfe die in der Verschaltung enthaltenen Fehler auf kleine Bereiche eingegrenzt werden können. Dies ermöglicht ein effizientes Auffinden und Reparieren der Fehler.

Die Notwendigkeit für den Einsatz des Testsystems verdeutlichen die nach Beendigung der Testphasen bestimmten Fehlerquoten:

Produktionsserie	Anzahl getesteter Karten	fehlerhaft getestet	Fehlerquote
1. Hälfte	511	67	13.1%
2. Hälfte	511	93	18.2%

Die mittlere Fehlerquote lag bei 15.7%. Die erhöhte Quote in der zweiten Bestückung ist auf zwei Fehler in der Bauteilzuführung zurückzuführen⁷. Die wesentlichen in der Bestückung aufgefundenen Fehler lassen sich, in der Reihenfolge steigender Häufigkeit, in folgende Gruppen einordnen: nicht bestückte Bauteile, aufgeschwommene oder nicht vollständig verlötete IC, defekte Bauteile, einseitig verlötete Zweipole (Widerstand, Kondensator etc.), Kurzschluss zweier oder mehrerer Pins (insbesondere Pfostenstecker) und verdrehte oder falsch bestückte Bauelemente.

Im Anschluss an den erfolgten Test werden mit Hilfe des Teststandes noch verschiedene Gleichspannungspegel auf den Analogkarten vermessen. Die gemessenen Pegel werden benötigt, um beispielsweise durch den Abgleich der einzelnen Summensignale den Nullpunkt des histogrammierten Energiesignals möglichst gut auf den Wandlernullpunkt abzustimmen oder um die Ausgänge von Komparatoren, welche die physikalischen Signalamplituden miteinander vergleichen, durch Vorspannen vom Schwingen abzuhalten. Aus den erhaltenen Spannungspegeln werden automatisch Werte für Abgleichwiderstände berechnet, die anschließend auf vorgesehenen Lötunkten verlötet werden. Die Schwankungen der Gleichspannungspegel, die diese Abgleichprozedur erforderlich machen, entstehen in den toleranzbehafteten Operationsverstärkern und liegen je nach vorliegendem Verstärkertyp bei bis zu ± 20 mV.

Ergebnisse hinsichtlich des erzielten Abgleichs für die nach Summierung erhaltenen Energiesignale werden in Abschnitt 5.2.2 vorgestellt.

⁷Es wurden eine Stange mit falschen IC (98 Stück, verteilt auf 14 Analogkarten) und eine Stange um 180° verdrehter IC (27 Stück, verteilt auf 7 Analogkarten) zugeführt.

Qualitätskontrolle der Analograhmen

Nach dem Zusammenfügen der Rahmen wurden die neu erstellten Signalverbindungen (BNC-Buchse, Flex-Strip-Verbinder; insgesamt 52852 Lötunkte) überprüft. Die dabei erstellten Verbindungen dienen dem Austausch der Einzelsignale zur Bildung der Energiesumme und der LM- bzw. PS-Signale in vertikaler Richtung. Fehler in den Signalpfaden würden zu einer geminderten Energieauflösung oder zu falscher Triggerung von physikalischen Ereignissen oder nicht erkanntem Pileup führen. Zur Durchführung eines effizienten Tests konnten mittels eines HF-Multiplexers gleichzeitig zwei Testsignale beliebig auf sieben Signalkabel verteilt werden. Nach deren Aufstecken auf alle Analogkarten eines Rahmens, konnten durch Zuschalten sinnvoller Signalkombinationen und einem Überprüfen der damit erzeugten Histogramme sämtliche Signalwege zwischen den Analogkarten (analoge Energiesignale, LM- und PS-Signale) getestet werden. Der Prüfablauf wurde per Rechner gesteuert und ausgewertet.

Qualitätskontrolle des Gesamtaufbaus

Nach Fertigstellung des Gesamtaufbaus wurde die vollständige Funktionalität der Detektorelektronik überprüft. Neben der Auflösung und der Lage der Energiesummenhistogramme sowie der korrekten Erzeugung der einzelnen Logiksignale wurden auch sämtliche analogen und digitalen Signalverbindungen zwischen den Einzelkanälen getestet. Ein effizienter Testablauf ermöglicht eine Überprüfung der Funktionalität für alle Analogkarten innerhalb weniger Stunden. Hierzu werden jeweils zwei Rahmen komplett mit Signalkabeln versehen. An zwei beliebige der insgesamt 14 Kabel können über einen HF-Multiplexer Testpulse angelegt werden. Durch sukzessives, rahmenweises Verschieben der Signalkabel werden sämtliche mögliche Kombinationen, die innerhalb der Randzonen (25 Analogkarten) aus zwei Analogkarten gebildet werden können, erzeugt. Ein automatisch ablaufendes Testprogramm überprüft mittels der ausgelesenen Histogramme die einzelnen Signalpfade: das Vorliegen und den Beitrag aller Teilsignale bei der Summenbildung; das Auftreten bzw. Ausbleiben von Veto durch LM-Signale innerhalb der Randzone. Diese Überprüfung erfolgt für verschiedene Zeitverschiebungen der Signale zueinander (kein Veto: ± 25 ns, Veto: $\pm 10, 0$ ns); auf gleiche Weise erfolgt ein Test für die PS-Signale innerhalb der Nachbarschaftszone (kein Veto: ± 25 und 0 ns, Veto: ± 10 ns).

Alle aufgefundenen Fehler wurden in den jeweiligen Testphasen korrigiert. Mit Abschluss der Aufbau- und Testphase waren somit alle 1022 Detektorelektronikkanäle einsatzbereit.

5.2 Charakteristische Eigenschaften und deren Vermessung

Unter charakteristischen Eigenschaften sind hier jene Merkmale der Analogkarten zu verstehen, die für die Datenaufnahme und -auswertung von Interesse sind. Zur Korrektur der experimentell aufgenommenen Spektren sind zum einen die differentiellen Nichtlinearitäten (DNL) der Analog-Digital-Konverter zu vermessen. Diese können zur Korrektur der in den experimentellen Spektren abgebildeten Wandlereigenschaft herangezogen werden. Zum anderen werden die zur Eichung der Spektren nötigen Nullpunkte (Offsets) und Verstärkungsfaktoren (Steigungen) der Energiemessung bestimmt. Mit deren Hilfe geschieht die Zuordnung einer Energie zu den zugehörigen ADC-Kanälen und dies ermöglicht wiederum eine Kalibrierung der einzelnen Detektoren. Zusätzlich werden Eichkurven für die Gleichspannungswerte von CFD, LM und PS aufgenommen. Diese werden zum Einstellen der Diskriminatorschwellen im experimentellen Betrieb benötigt.

Zum Durchführen der Vermessungen ist es notwendig Signale zu generieren, die ähnliche Eigenschaften wie die Detektorsignale besitzen. Sie werden mit einem Funktionsgenerator LeCroy 9210 erzeugt und im Folgenden als Triggertestsignale bezeichnet. Ihre Anstiegszeit ist mit 2.5 ± 0.1 ns an die mittlere Anstiegszeit der Detektorsignale angepasst. Die Amplitude kann über den Funktionsgenerator gesteuert oder über nachgeschaltete Abschwächer mit hoher Genauigkeit abgestuft werden. Ein Vergleich mit einem Photomultiplier-Signal ist in Anhang A.8 aufgeführt.

5.2.1 Differentielle Nichtlinearitäten der AD-Wandler

Schnelle Analog-Digital-Konverter besitzen eine serielle Spannungsteilerkette aus Widerständen, die im Idealfall alle den gleichen Widerstandswert besitzen und jeweils einen konstanten Spannungsbereich der Größe ΔV überdecken. Im realen Fall weichen die einzelnen Werte und damit die Spannungsdifferenzen ΔV vom Soll ab. Dies führt zu unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten des Auftretens der einzelnen Ausgangswerte des FADC. Die Häufigkeit mit der ein Ausgangswert auftritt, wird als differentielle Nichtlinearität bezeichnet und für einen idealen FADC zu 1 festgesetzt. Bei kommerziellen FADC, die in der Regel in modularen Aufbauten eingesetzt werden, tauchen die DNL nicht auf, da auf das niederwertigste Bit ein Rauschanteil addiert wird. Um eine möglichst optimale Energieauflösung zu erlangen, kann bei Kenntnis der DNL hierauf verzichtet werden. Stattdessen werden die Werte der DNL zum Glätten der experimentellen Spektren verwendet, wodurch die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der jeweils zu bestimmenden Peakpositionen und der Schnittgrenzen für elastische Ereignisse verbessert werden.

Eine Bestimmung der DNL aus den experimentellen Spektren ist prinzipiell möglich, wäre aber aufgrund des nicht genau bekannten theoretischen Verlaufs mit

großen systematischen Unsicherheiten behaftet. Daher wurde im Rahmen einer Diplomarbeit [40] eine von den experimentellen Daten unabhängige Methode zur Bestimmung der DNL-Spektren entwickelt. Die Methode wurde optimiert und für alle 1022 Analogkarten die zugehörige DNL vermessen⁸.

Zur Messung wird die Vernetzung der analogen Kanäle genutzt, die sich aus der Summenbildung ergibt. An den Wandlereingang muss ein gleichverteiltes Signal angelegt werden, das den vom FADC abgedeckten Spannungsbereich überdeckt und für jede Spannungsamplitude die gleiche Wahrscheinlichkeit des Auftretens besitzt. Ein solches Signal erzeugt ein Ausgangsspektrum, welches die DNL des FADC abbildet. Die einfachste Realisierung einer derartigen Messung besteht darin, an den Wandlereingang ein Dreieckssignal fester Frequenz anzulegen und den Wandler mit einer anderen konstanten Frequenz abzutasten. Da aber die Dynamik des FADC-Eingangssignals und die äußere Beschaltung die DNL beeinflussen, muss die Vermessung im fertigen experimentellen Aufbau durchgeführt werden⁹. Um einen Trigger und damit FADC-Daten zu erhalten, muss der Analogkarte, wie in Abbildung 5.3 gezeigt, ein triggererzeugendes Signal zugeführt werden. Diesem Signal wird ein Dreieckssignal kleinerer Frequenz aufaddiert. Damit die Erzeugung des LM-Signals nicht beeinflusst wird, wird dieses auf eine diagonal benachbarte Analogkarte gegeben. Über die Summierstufe werden Triggertestsignal und Dreieckssignal addiert. Das entstandene Summensignal erzeugt, sofern die beiden Komponenten verschiedene Frequenzen besitzen, ein gleichverteiltes Ausgangsspektrum¹⁰. Durch Variieren der Amplitude des Triggertestsignals kann das erhaltene Ausgangsspektrum verschoben werden, wie in Abbildung 5.4 angedeutet. Die Amplitude des Dreieckssignals bestimmt den in den Ausgangsspektren abgedeckten Bereich und wird möglichst groß gewählt, um einen weiten Bereich abzudecken. Allerdings muss sie deutlich unter der Größe der CFD-Schwelle gewählt werden, um einen

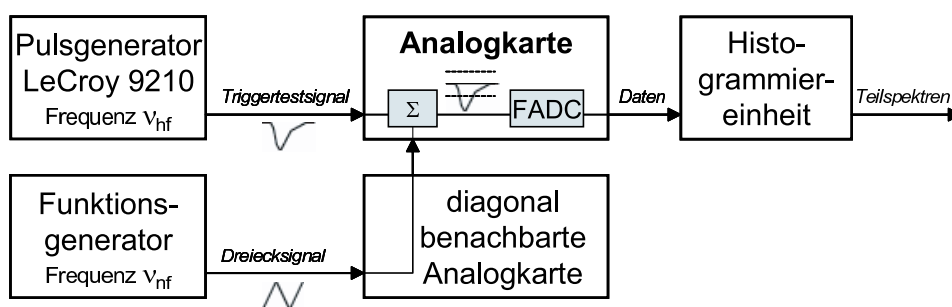


Abbildung 5.3: Prinzipieller Aufbau zum Vermessen der differentiellen Nichtlinearitäten

⁸Die DNL wurde nur für die 8-Bit-ADC TS8378 bestimmt. Daten wurden auch für die 6-Bit-ADC VP211 aufgenommen; falls erforderlich, kann eine Bestimmung auch für diese Wandler erfolgen.

⁹Untersuchungen zu den Eigenschaften des TS8378 sind ebenfalls in [40] zu finden.

¹⁰Gewählte Frequenzen bei der Messung: Triggertestsignal 100 kHz; Dreieckssignal ≈ 39 kHz.

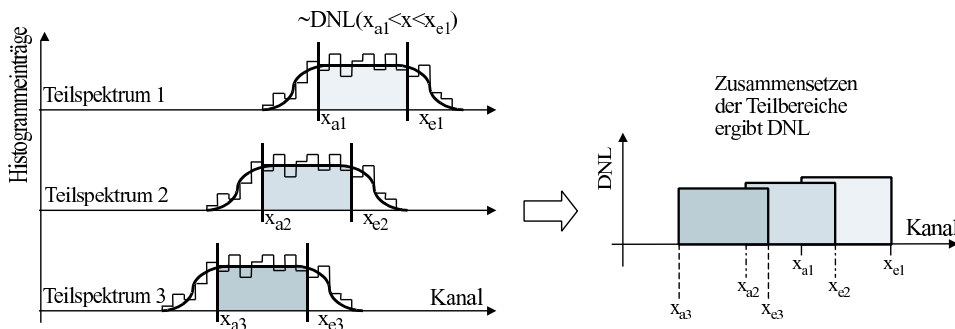


Abbildung 5.4: Zur DNL-Bestimmung werden gleichverteilte Spektralbereiche normiert zusammengesetzt.

Einfluss auf den Triggerzeitpunkt zu minimieren. Um die DNL für alle Kanäle des Wandlers zu erhalten, werden bis zu 25 Teilspektren aufgenommen. Von diesen Teilspektren werden nun Teilbereiche so gewählt, dass zum einen die nicht gleichverteilten Ränder entfernt werden und zum anderen jeder ADC-Kanal in genau drei aufeinanderfolgenden Teilspektren enthalten ist. Letzteres dient der Unterdrückung systematischer Fehler, die dadurch entstehen, dass in den Teilspektren von links nach rechts die Dreieckamplitude zunimmt, was den Triggerzeitpunkt und somit das Integrationszeitfenster minimal verschiebt. Dies bewirkt systematische Unterschiede in der Integration, die sich in geringen Steigungen der Teilspektren zeigen. Diese Steigungen stellen eine Ungleichverteilung des Ausgangsspektrums dar; die gefundenen relativen Steigungen liegen im Bereich von $\pm 0.2\%/Kanal$. Durch die getroffene Auswahl der Teilbereiche wird der Steigungseffekt kompensiert, da jeder Einzelkanal je einmal links, mittig und rechts in den Teilspektren auftritt. Die erhaltenen Teilbereiche werden mittels der Ereigniszahlen zueinander normiert, alle Teilbereiche addiert und nach weiterer Normierung des Gesamtbereichs auf 1 wird die gesuchte DNL erhalten. Da die durchzuführenden Normierungen bei Korrektur mit der DNL immer genauer werden, wird das Bestimmen der DNL iterativ bis zum Erreichen einer vorgegebenen minimalen Änderung durchgeführt.

Abbildung 5.5 zeigt für eine typische Analogkarte den Verlauf der bestimmten DNL, experimentelle Spektren für zwei unterschiedliche Messungen und die erhaltenen Spektren nach Korrektur mit der DNL. Die Korrekturen werden während der Datennahme zu einer verbesserten Kalibration der Detektoren und in der Analyse zur besseren Anpassung der Daten eingesetzt. Für die abgeschätzten Fehler im Einzelkanal $DNL(i)$ ergibt sich:

$$\Delta DNL(i) = \pm 0.01(stat.) \pm 0.02(syst.)$$

Der statistische Fehler wird aus den zur Bestimmung verwendeten Ereigniszahlen, der systematische Fehler aus den Steigungen der Teilspektren abgeschätzt. Zum Vergleich der bestimmten Werte mit im Datenblatt angegebenen typischen Werten

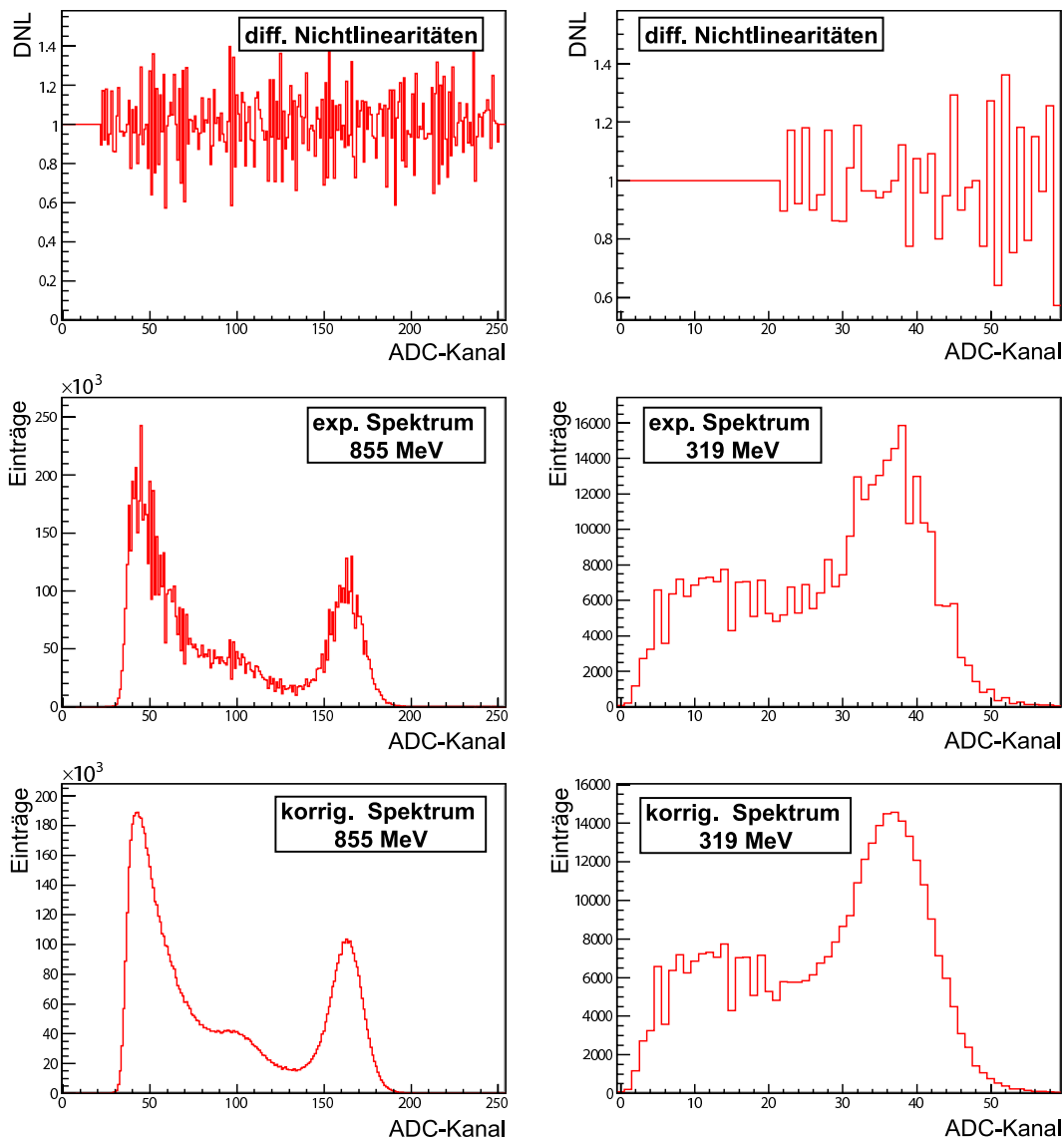


Abbildung 5.5: Die Abbildung zeigt ein Beispiel für eine bestimmte DNL (oben). Die Schwankung der Ereignisse in den experimentellen Spektren (Mitte) von ADC-Kanal zu ADC-Kanal liegt deutlich über der statistischen Erwartung. Nach Korrektur mit der bestimmten DNL (unten) liegen die Schwankungen zwischen einzelnen Datennahmen im statistisch erwarteten Bereich.

werden folgende Definitionen verwendet:

$$DNL_{ADC} = \text{Max}|DNL(i) - 1|, i = 0, \dots, 255 \quad (5.1)$$

$$INL(i) = \sum_{k=0}^i (DNL(k) - 1) \quad (5.2)$$

$$INL_{ADC} = \text{Max}|INL(i)|, i = 0, \dots, 255 \quad (5.3)$$

Für die Mittelwerte der differentiellen und der integralen Nichtlinearität aller 1022 ADC erhält man folgende Resultate:

$$\overline{DNL}_{ADC} = 0.53 \pm 0.14, \quad \overline{INL}_{ADC} = 0.51 \pm 0.09$$

Die Resultate sind in guter Übereinstimmung mit den im Datenblatt [65] angegebenen typischen Werten von $DNL_{ADC}=INL_{ADC}=0.6$. Insbesondere die Werte der INL, die die Abweichung des Wandlers von der idealen Gerade angeben und ein Maß für die Linearität über den gesamten Arbeitsbereich sind, stellen ein Indiz für geringe systematische Fehler in den durchgeführten Normierungen dar. Der kleinste bestimmte Wert für einen Einzelkanal beträgt $DNL(i)_{min}=0.07$; dies zeigt, dass aufgrund der verbesserten Beschaltung 'missing channels' nicht mehr auftreten (siehe Kap.4.2.1). Wegen der Bestimmungsmethode sind die Werte $DNL(i)$ nur oberhalb eines minimalen Kanals bestimmbar, da für kleinere Kanäle, aufgrund der im Verhältnis zum Dreieckssignal kleinen Triggertestsignalamplitude, kein systematisch einwandfreier Trigger erzeugt werden kann. Die Grenze liegt bei $i \approx 25 \pm 10$ Kanälen. Daher sind für kleine Energien bzw. ADC-Kanäle (Abbildung 5.5, 319 MeV) keine DNL-Werte und somit keine Korrekturen mit der DNL vorhanden.

5.2.2 Eichgeraden der Energiespektren

Um den Punkten der Spektren die zugehörigen Energien zuzuordnen zu können, muss für jede Analogkarte eine Eichgerade aufgenommen werden. Dazu wurde das Triggertestsignal, wie in Abbildung 5.6 dargestellt, über geeichte Abschwächer auf den Eingang der Analogkarten gegeben. Der Abschwächungsfaktor wurde zwischen 0 und 14 dB variiert. Die Ladung des Testsignals bei 0 dB betrug 49 ± 2 pC, die Amplitude A_0 betrug 240 ± 1 mV. Zur Vereinfachung werden die folgenden Angaben nicht auf die Pulsladung, sondern auf die dazu äquivalente Signalamplitude bezogen. Die Genauigkeit der Abschwächer, bezogen auf das ungeschwächte Signal A_0 , wurde zu $\Delta A_i/A_0 < 1\%$ bestimmt. Die abgeschwächten Pulse ergeben eine Folge scharfer Peaks, wie in Abbildung 5.7 für eine typische Analogkarte dargestellt. Die Halbwertsbreite der einzelnen Peaks liegt nach Korrektur mit den DNL bei etwa 1.5 ADC-Kanälen, der statistische Fehler der bestimmten Peakpositionen bei ± 0.05 ADC-Kanälen. Werden die Abschwächungsfaktoren ($0\text{ dB} \equiv 1.0$) gegen

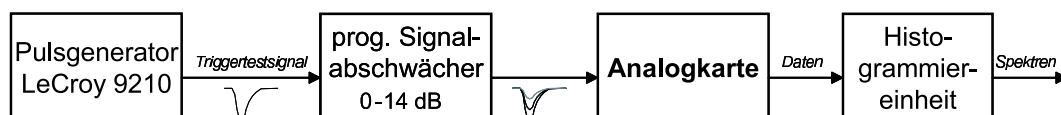


Abbildung 5.6: Prinzipieller Aufbau zum Vermessen der Eichgeraden

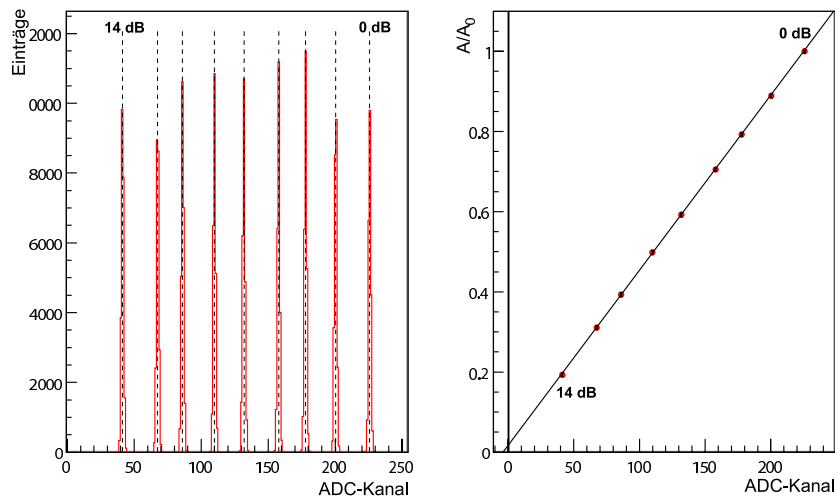


Abbildung 5.7: Gemessene ADC-Spektren und bestimmte Eichgerade einer Analogkarte

die erhaltenen Peakpositionen aufgetragen, ergibt sich die gesuchte Eichgerade. Zur Parametrisierung der Eichgeraden wird der Schnittpunkt mit der x-Achse, im Folgenden mit Offset o_8 bezeichnet und in ADC-Kanälen angegeben, sowie die Steigung s_8 , in ADC-Kanälen pro Volt angegeben, bestimmt¹¹. Die Messpunkte erfüllen sehr gut die Geradenbedingung. Die mittleren Fehler der durch Geradenfit bestimmten Parameter liegen bei $\Delta o_8 = \pm 0.4$ ADC-Kanäle und $\Delta s_8/s_8 = \pm 0.5\%$.

Die Ergebnisse für Offset und Steigung aller 1022 Analogkarten sind in Abbildung 5.8 histogrammiert aufgetragen. Dabei wurden die Ergebnisse in jeweils zwei Histogramme für die verschiedenen Versionen der Analogkarten aufgeteilt. Für die mittlere Lage der Offsets der ersten Version V6.2 ergibt sich ein Wert von -4.7 ± 6.4 ADC-Kanälen. Hieraus ergibt sich, je nach Einstellung der Kalibrationskonstanten, im Experiment eine mittlere Energie von 15-25 MeV für den Nullpunkt des Spektrums. Da für die Verschiebung des Spektrums um einen ADC-Kanal eine DC-Offsetspannung von etwa -1.2mV erforderlich ist, entspricht dieser Lage ein DC-Offset von +5.64 mV. Weil sich die Summe aus den 9 Signalen der Nachbarschaftszone zusammensetzt, die alle einzeln auf 0 V abgeglichen wurden, kann hieraus auf einen tatsächlich erfolgten Abgleich auf +0.63 mV geschlossen werden. Der Abgleich der einzelnen Signalspannungen ist, aufgrund von Temperatureffekten, auf etwa ± 1 mV beschränkt, sodass auf diese Weise kein genauere Abgleich erzielt werden konnte. Deshalb wurde für die zweite Hälfte der Analogkarten V8.2 eine weitere Möglichkeit der Offsetjustierung in den Schaltungen integriert. Mit

¹¹Die Bezeichnungen wurden zur Unterscheidung zu den ebenfalls vermessenen Offsets o_6 und Steigungen s_6 bezüglich des 6-Bit-Wandlers VP211 gewählt. Diese wurden parallel mitbestimmt; auf eine Darstellung der Ergebnisse wird verzichtet.

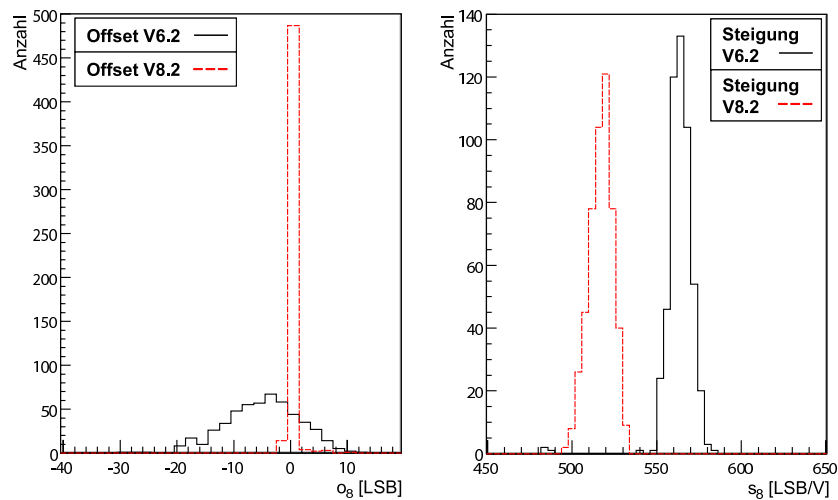


Abbildung 5.8: Histogramme der bestimmten Offsets und Steigungen von je 511 Analogkarten der Versionen V6.2 (1.Hälfte) bzw. V8.2 (2.Hälfte). Die Offsets o_8 der zweiten Hälfte konnten durch den zusätzlichen Abgleich über einen einstellbaren DAC-Wert nahezu auf 0 abgestimmt werden. Die Histogramme der Steigungswerte s_8 sind aufgrund der Anpassung des dynamischen Bereichs zueinander verschoben.

einem bis dato unbenutzten DAC, der am Eingang des Integrators dem Signal einen einstellbaren DC-Offset aufaddiert, kann der Offset der Spektren justiert werden¹². Zum Einstellen der DAC-Werte werden die Offsets vermessen, dann über den jeweiligen DAC-Wert möglichst genau auf 0 justiert und abschließend die angepassten Offsets neu bestimmt. Das sich ergebende Histogramm für die Offsets zeigt die sehr gute Anpassung auf -0.29 ± 0.54 ADC-Kanäle. Hierbei wurde nicht nur der Mittelwert auf nahezu 0 abgeglichen, sondern auch die Streuung um etwa einen Faktor 12 reduziert.

Die Steigungen der beiden Versionen unterscheiden sich aufgrund der Anpassung des Integratorwiderstandes R_{152} von 240Ω auf 220Ω , wodurch die Auflösung des Spektrums für Version V8.2 um etwa 10% erhöht wurde. Das Verhältnis der aus den Histogrammen bestimmten Mittelwerte von $564.2/517.1=1.0911$ stimmt fast exakt mit dem Verhältnis der Widerstandswerte von $240 \Omega/220 \Omega=1.0909$ überein. Die relative Streuung der Steigungen liegt bei $\pm 0.98\%$ bzw. $\pm 1.28\%$ und zeigt eine gute Übereinstimmung mit der Erwartung. Da auf dem Signalpfad Widerstände mit Toleranzen von 0.1% verwendet werden, sollte die Streuung im Wesentlichen durch die Toleranz des Integratorkondensators C2, der eine Toleranz von 1% aufweist, verursacht werden.

¹²Der DC-Offset erlaubt eine Verschiebung des Spektrums um $\approx +0.3$ ADC-Kanäle pro DAC-Wert.

Um die zeitliche Stabilität und temperaturabhängige Effekte der Parameter der Eichgeraden zu überprüfen, wurde eine Langzeitmessung der Offsets mit gleichzeitiger Temperaturüberwachung durchgeführt. Zur Temperaturmessung dient ein Messfühler, der sich zwischen den Analograhmen 112 und 113 auf Höhe der mittleren Analogkarte befindet und zur Regelung der Kaltluftzufuhr verwendet wird. Die in dieser Position gemessene Temperatur kann unter der Annahme einer stabilen Temperaturverteilung als Maß für die Temperatur der gesamten Analogelektronik angesehen werden. Parallel zur Temperatur wurden die Offsets von vier Analogkarten, die sich in vier verschiedenen Sektoren¹³ befinden, vermessen. Die Elektronik wurde nach vollständigem Auskühlen ($T=T_{Hall}=20.3^{\circ}\text{C}$) eingeschaltet und über einen Zeitraum von mehreren Stunden Temperatur und Offsets vermessen. Die nach dem Einschalten in einem Zeitraum von drei Stunden erhaltenen Messwerte sind in Abbildung 5.9 gezeigt. Die Messwerte von Temperatur $T(t)$ und Offsets $o_8(t)$ steigen jeweils asymptotisch an. Normiert man Temperatur und Offsets auf ihre Endwerte¹⁴ und skaliert die Temperatur mit einem durch Anpassung an die Messwerte erhaltenen konstanten Faktor von 2.77, so zeigt sich eine deutliche Synchronisation von Offsets und Temperatur:

$$T^n(t) = [T(t) - T_{\infty}]/2.77, \quad T_{\infty} = 46.9^{\circ}\text{C} \quad (5.4)$$

$$o_8^n(t, k) = o_8(t, k) - o_8^{\infty}(k), \quad k = 1, \dots, 4 \quad (5.5)$$

$$o_8^{\infty}(k = 1, \dots, 4) = \{-9.70, +0.26, +1.40, -0.48\}$$

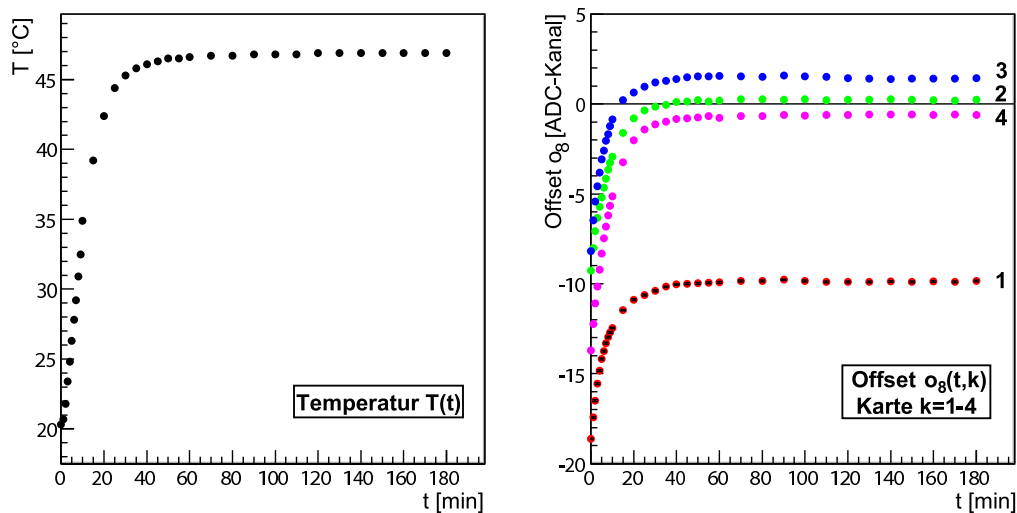


Abbildung 5.9: Verlauf der Temperatur und der Offsets von vier Analogkarten über einen Zeitraum von drei Stunden

¹³Verwendet wird die mittlere Analogkarte im jeweils ersten Rahmen des Viertels: 1.4, 38.4, 75.4 und 112.4. Die Karten werden im Weiteren in der angegebenen Reihenfolge mit $k = 1, 2, 3, 4$ bezeichnet.

¹⁴Als Endwerte T_{∞} bzw. $o_8^{\infty}(k)$ wurden die Mittelwerte der Messungen für $5h \leq t \leq 10h$ gewählt.

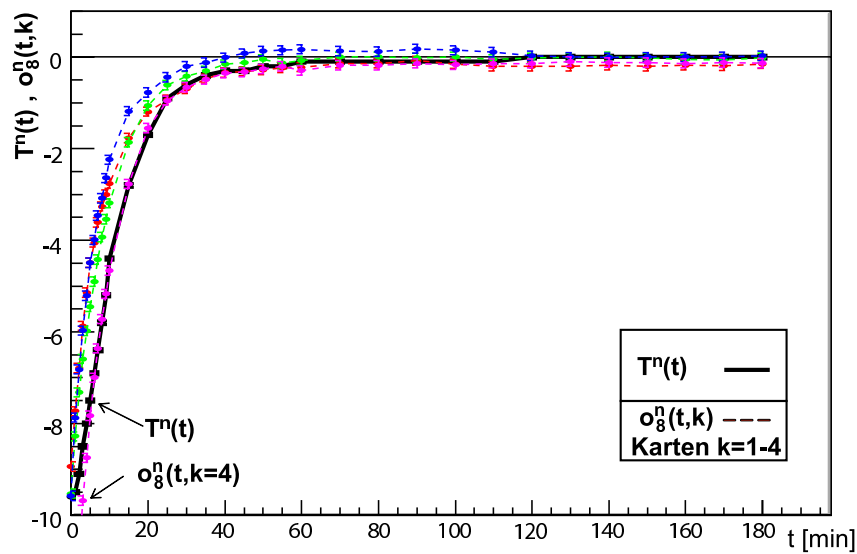


Abbildung 5.10: Der Zusammenhang zwischen den Offsets und der Temperatur ist, nach Normierung der Asymptoten auf 0 und Skalierung der Temperatur mit einem Faktor von 1 : 2.77, deutlich zu erkennen. Insbesondere Karte 4, die nahe am Temperaturfühler sitzt, verläuft nahezu parallel zur normierten Temperaturkurve.

Die entsprechenden Kurven sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Die normierte Temperaturkurve $T^n(t)$ und der Offset $o_8^n(t, k = 4)$ von Analogkarte 112.4, welche sich nahe am Temperaturfühler befindet, verlaufen nahezu parallel. Die Anstiege der anderen Offsets verlaufen zeitlich verschoben, was auf einen entsprechend anderen Temperaturverlauf an den jeweiligen Positionen zurückzuführen sein dürfte, besitzen aber die gleiche Skalierung gegenüber der Temperatur. Hieraus kann geschlossen werden, dass eine Änderung von $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ zu einer Verschiebung der Offsets um $\Delta o_8 \approx 1/2.77 = 0.36$ ADC-Kanälen führt.

Nach der Erwärmungsphase bleiben die Offsets, abgesehen von statistischen Fluktuationen, stabil. In Abbildung 5.11 sind die Änderung $\Delta \bar{o}_8$ des Mittelwerts der vier bestimmten Offsets und ΔT für den Zeitraum $5\text{h} \leq t \leq 33\text{h}$ aufgetragen. Aufgrund der statistischen Fehler und dem Fehler in der Temperaturmessung ist für $\Delta \bar{o}_8$ ein Fehler von ± 0.12 ADC-Kanälen zu erwarten. Nach ca. 20 Stunden erfolgte ein Temperaturanstieg um $+0.3^\circ\text{C}$. Aus der dabei erfolgten Änderung der Offsets konnte ein Wert von $\Delta o_8 / \Delta T = 0.22 \pm 0.19$ ADC-Kanäle/ $^\circ\text{C}$ bestimmt werden. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem aus dem Einschaltverhalten bestimmten Wert der oben angegeben wurde.

Ein Zusammenhang zwischen der Temperatur und den Steigungen der Eichgeraden konnte im Rahmen der Messgenauigkeit nicht festgestellt werden.

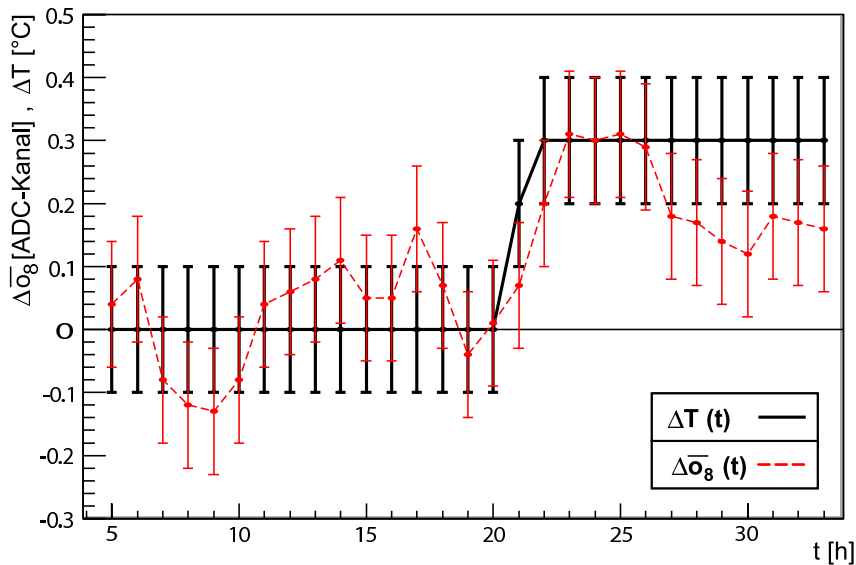


Abbildung 5.11: Die Offsets bleiben nach Erreichen der Endtemperatur ($T \approx 47^\circ$), abgesehen von statistischen Fluktuationen stabil. Aufgrund der nur auf $\Delta T = 0.1^\circ$ genauen Temperaturmessung sind die Fluktuationen nur schwer von temperaturbedingten Effekten zu trennen.

Die Vermessung der Eichgeraden wurde für die 1022 Analogkarten bei einer möglichst stabilen Temperatur von $47.0 \pm 0.2^\circ\text{C}$ durchgeführt. Da die im experimentellen Betrieb beobachteten Temperaturen eine Schwankung von $\pm 2^\circ\text{C}$ um diesen Wert aufweisen, wird der Gesamtfehler der Offsets zu $\Delta o_8 = \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.8(\text{syst.})$ abgeschätzt¹⁵.

5.2.3 Analoge Werte der Diskriminatorschwellen

Um die Diskriminatorschwellen von CFD, LM und PS im experimentellen Betrieb optimal einstellen zu können, wurden für die einzelnen Schwellen Eichgeraden aufgenommen (Abbildung 5.12). Das Messprinzip ist für alle drei Diskriminatorschwellen einer Analogkarte ähnlich: Der Analogkarte wird ein Triggertestsignal zugeführt und die zu vermessende Schwelle über den zugehörigen DAC-Wert solange erhöht, bis der Punkt gefunden wird, an welchem der Pegel des zugehörigen Logiksignals umspringt. Das Umspringen wird über die Histogrammierungswahrscheinlichkeit des Testsignals festgestellt. Der Umsprungpunkt, der aufgrund der Quantelung der DAC-Werte extrapoliert werden muss, wird auf eine Histogrammierungswahrscheinlichkeit von 50% festgelegt. Für die CFD- und

¹⁵Ein ADC-Kanal entspricht im Experiment, je nach Kalibration, 3-5 MeV.

LM-Schwelle erfordert die Messung keine weiteren Signale, da eine jeweils zu große Schwelle direkt einen Trigger verhindert. Die Aufnahme von PS-Werten kann hingegen nur über ein Veto-Signal erfolgen. Daher wird einer Nachbarkarte ebenfalls ein Triggertestsignal zugeführt und deren Histogrammierung über das PS-Signal unterdrückt. Bei allen Messungen sind die jeweils nicht untersuchten Schwellen so einzustellen, dass sie die Vermessung nicht stören. Um die einzelnen Punkte der Eichgeraden aufzunehmen, wird das Triggertestsignal über geeichte Abschwächer definiert abgeschwächt. Durch einen Geradenfit werden Offset[mV] ($\Delta\text{Offset} \leq 2\text{mV}$) und Steigung[mV/DAC] (rel. Fehler $\leq 1\%$) der Eichgeraden ermittelt. Mit Hilfe der bestimmten Parameter kann zu den digitalen DAC-Werten die analoge Spannungsamplitude der entsprechenden Schwelle bestimmt werden.

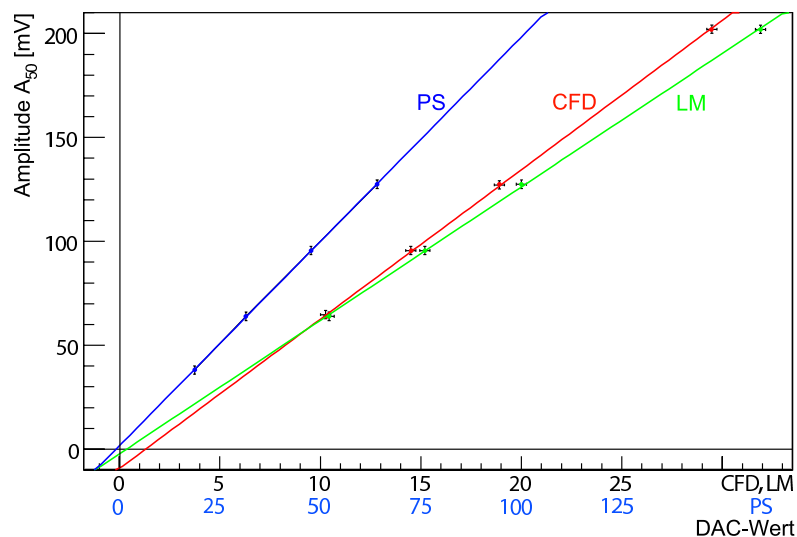


Abbildung 5.12: Zum Einstellen der Diskriminatorschwellen werden für CFD, LM und PS Eichgeraden aufgenommen und Offsets und Steigungen bestimmt.

Kapitel 6

Überprüfung der Funktionalität im experimentellen Betrieb

Mit den folgenden Untersuchungen wird anhand erhaltener experimenteller Spektren die implementierte Funktionalität der Detektorelektronik aufgezeigt. Bei diesen Überprüfungen aufgefundene Unzulänglichkeiten und darauf erfolgte Korrekturen im Layout der Elektronik werden hierbei mit aufgeführt. Untersucht wurden insbesondere die Reaktionen auf Änderungen der Diskriminatorschwellen, die einen qualitativen Eindruck der Funktionsweise vermitteln, aber auch eine quantitative Bestimmung von Pileupeffekten ermöglichen, die einen direkten Einfluss auf die gemessene Asymmetrie besitzen. Alle durchgeführten Untersuchungen als auch eine Abschätzung der Nachweiseffizienz (s. Anhang A.7) zeigen eine gute Übereinstimmung von experimenteller und erwarteter Funktionalität.

6.1 Grundlagen der Datenauswertung

Zum besseren Verständnis der vorgenommenen Auswertungen werden zunächst Form und Beiträge der erhaltenen Spektren für Vorwärtsstreuung erläutert. Außerdem werden grundlegende Methoden, die von Bedeutung für die experimentelle Datenaufnahme- und auswertung sind, wie beispielsweise das Vorgehen bei der experimentellen Kalibration, vorangestellt.

6.1.1 Experimentelle Spektren unter Vorwärtsstreuung

Da die wesentlichen in diesem Kapitel behandelten Untersuchungen unter Vorwärtswinkeln durchgeführt wurden, wird das dabei erhaltene Spektrum hier vorge-

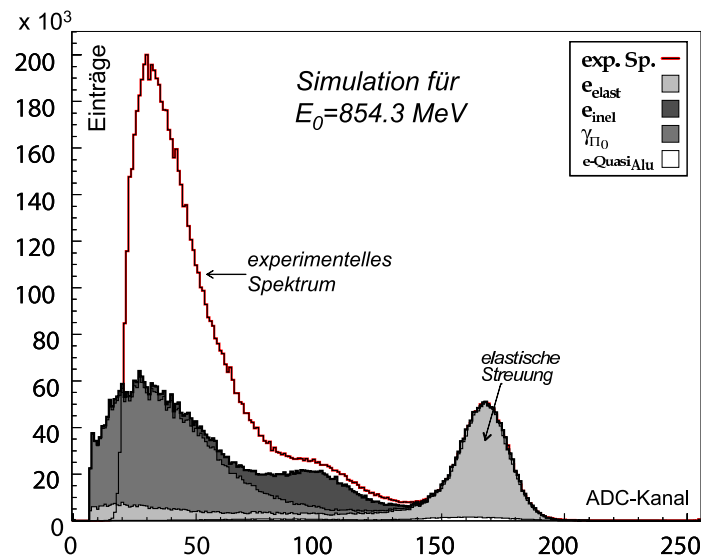


Abbildung 6.1: Beispiel der simulierten Einzelbeiträge zu den experimentellen Spektren für einen Detektor aus Ring 4. Das experimentelle Spektrum wurde unter Vorwärtswinkeln bei einer Strahlenergie von 854.3 MeV erhalten.

stellt. Die Änderungen, die sich unter Rückwärtsstreuung ergeben, werden in Kapitel 7 dargelegt. In Abbildung 6.1 sind ein experimentelles Spektrum und dessen wichtigste, simulierte Beiträge gezeigt [74]. Eine Auflistung der zugehörigen Prozesse ist in Tabelle 6.1 wiedergegeben. Neben den elastisch gestreuten Elektronen enthält das Spektrum Beiträge inelastischer Streuprozesse sowie einen kleinen Anteil an quasielastisch an den Targetfenstern aus Aluminium gestreuten Elektronen. Der dargestellte inelastische γ -Beitrag enthält nur Anteile aus der Elektroproduktion. Eine Abschätzung der Beiträge aus der Photoproduktion wird momentan durchgeführt und sollte in der Größenordnung der Elektroproduktionsbeiträge liegen. Die Lücke zwischen Simulation und experimentellem Spektrum sollte hierdurch im Wesentlichen geschlossen werden. Interessant für die Auswertungen ist der zu erwartende, kleine inelelastische Beitrag in der Region elastischer Streuung.

Tabelle 6.1: Einzelbeiträge zu den experimentell bestimmten Spektren. Der mit p^* bezeichnete angeregte Zustand des Protons besitzt die gleichen Zerfallskanäle wie in der Elektroproduktion angegeben.

Beitrag zum Spektrum	Prozess	Folgeprozesse	Abb. 6.1
Elastische Streuung (Proton)	$e + p \rightarrow e' + p'$		e_{elast}
Inelast. Streuung (Elektropr.)	$e + p \rightarrow p + \pi^0$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$e_{inel}, \gamma\pi_0$
Inelast. Streuung (Elektropr.)	$e + p \rightarrow n + \pi^+$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$	e_{inel}
Photoproduktion von Pionen	$\gamma + p \rightarrow p^*$	„entsprechend Elektroproduktion“	-
Quasielast. Streuung (Alum.)	$e + N \rightarrow e' + N'$		$e\text{-}Quasi_{Alu}$

6.1.2 Kalibration und Verarbeitung der Spektren

Als Bezugspunkt für die Energiebestimmung wird der elastische Peak verwendet, dessen mittlere Energie für jeden Detektorring bekannt ist. Die Lage des zugehörigen Maximums wird über einen angepassten Gaussfit an die Daten der elastischen Region erhalten. Wegen des Strahlungsschwanzes besitzt der Peak linksseitig einen größeren Streuparameter als auf der rechten Flanke. Dies wird in der Fitfunktion durch zwei differenzierte Streuparameter und einen exponentiellen Anteil berücksichtigt. Zusammen mit dem bekannten Offset o_8 der Analogkarten legt die Position des gefundenen Maximums die Energie für jeden ADC-Kanal fest. Insbesondere ist hierdurch die Position der Pionenschwelle, die zur Trennung von inelastischen Ereignissen benötigt wird, festgelegt.

Um die Spektren mit optimierter Energieauflösung zu erhalten, werden die Hochspannungen aller Kanäle kalibriert. Hierbei wird mit Hilfe der jeweiligen Steigungen s_8 der Analogkarten die relative Lage der Peakpositionen zueinander bestimmt und mittels der Hochspannungen auf einen vorgegebenen Wert kalibriert. Die Energieauflösung wird über den vorgegebenen Wert, in Abhängigkeit von Ring und Strahlenergie, auf 4-5 MeV/ADC-Kanal festgelegt. Eine geringere Anzahl an Nachbarkanälen (ausgefallene Detektorsignale, Kanäle in Ring 1 und 7) wird in der Kalibrationsroutine[39] über die Anteile¹ zur Summe der Nachbarschaftszone berücksichtigt. Die entsprechende Summe der Anteile vorhandener Einzelsignale legt die gewünschte relative Lage des Maximums fest. Die Änderung der Energie der elastisch gestreuten Elektronen wird bislang in der Kalibration nicht berücksich-

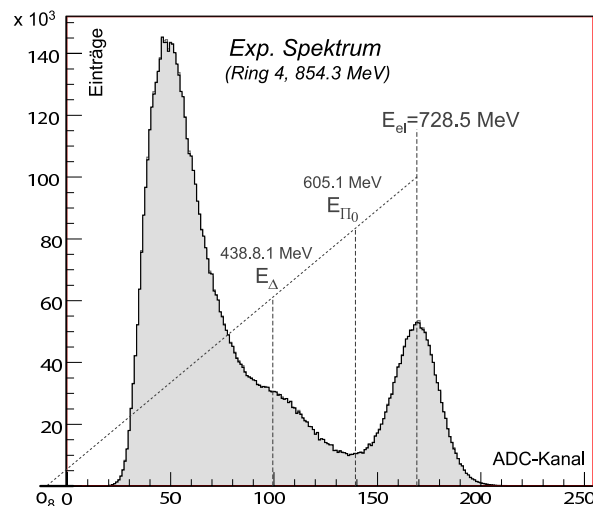


Abbildung 6.2: Den bekannten Energiewerten wird über die gefittete Peakposition und dem vermessenen Offset ihre Lage im Spektrum zugeordnet.

¹Im Kalibrationsprogramm sind die mittleren Summenanteile der Nachbarschaftszone festgelegt: Zentralkanal: $c_z = 86.629\%$, Nachbar(direkt): $c_{dir} = 2.701\%$, Nachbar(diagonal): $c_{dia} = 0.642\%$

sichtigt, führt aber wegen der geringen relativen Energieänderung von Ring zu Ring und der kleinen Anteile der Nachbarsignale zu einer, gegenüber der Auflösung der Kristalle, geringen Energieverschiebung² bezüglich Treffern an der oberen bzw. unteren Kristallkante. Nach drei Kalibrationszyklen ist der gesamte Detektor in einem gut kalibrierten Zustand. Da die Detektorkristalle durch die erhaltene Strahlendosis Alterungseffekte zeigen, wird die Kalibration in etwa einstündigem Abstand periodisch wiederholt. Die Periode ergab sich aus Untersuchungen, die bei Dauerbetrieb einen stabilen Kalibrationszustand für diese Zeitspanne nachwiesen. Nicht alle Detektorkanäle erreichen einen vollständig kalibrierten Endzustand, da die Hochspannungen zur Vermeidung von Schäden durch mögliche Spannungsüberschläge auf einen Maximalwert reglementiert wurden. Kanäle, die dieses Limit erreichen, verbleiben in einem unvollständig kalibrierten Zustand.

Die periodische Kalibration sowie Schwankungen der Strahlparameter und Targetdichte führen zu messbaren Änderungen der experimentellen Raten. Um kleine Effekte zwischen einzelnen Datennahmen im Prozentbereich untersuchen zu können, ist sowohl eine Messung unter vergleichbaren Bedingungen, die durch Messen in kurzen Zeitabständen gewährleistet wird, als auch eine Normierung auf veränderte Luminositäten der Datennahmen zueinander, notwendig. Zur Normierung werden die Mittelwerte der acht Luminositätsmonitore verwendet. Diese Normierung ist nicht absolut geeicht, ergibt aber eine gute relative Normierung bei wenig veränderten experimentellen Bedingungen.

Weiterhin verzerren defekte und unvollständig kalibrierte Kanäle die Ergebnisse durchgeführter Analysen. Deshalb werden auffällige Kanäle von der Analyse ausgeschlossen. Hierzu wird über eine automatische Analyseroutine der Funktions- und Kalibrationszustand der Einzelkanäle bestimmt und bewertet. Unzulängliche Kanäle werden von der Analyse ausgeschlossen.

6.2 Überprüfung der Trigger- und Vetologik

Die wesentlichen Schaltungskomponenten waren bereits auf Prototypen mit Testsignalen untersucht worden [62]. Auch sind die Prototypen am Elektronenstrahl bereits getestet worden, jedoch nicht im Dauerbetrieb und in eher prinzipieller Weise. Daher stand eine systematische Überprüfung der Funktionalität der Detektorelektronik aus. Untersucht wurde hierbei vor allem das Verhalten der Logikschaltungen unter Veränderungen der einzelnen Diskriminatorschwellen, die zu nicht trivialen Zusammenhängen hinsichtlich der Trigger- und Vetoerzeugung führen. Die qualitativen Ergebnisse dieser Abtastungen und die daraus abgeleiteten Ergebnisse werden zunächst für die einzelnen Diskriminatoren vorgestellt. Im Anschluss folgt ein quantitativer Vergleich von erwarteten und aufgefundenen Pileupeffekten.

² Auftretende relative Energieänderung pro Ring: $\Delta E_{Ring}/E \leq 1.4\%$. Bei Kantentreffern ergibt sich eine relative Energieverschiebung von $|\Delta E/E| \leq 0.7\%$; für zentrale Treffer $|\Delta E/E| \leq 0.1\%$.

6.2.1 Constant-Fraction-Discriminator

Die CFD-Schwelle legt die minimal auftretende Energie im Spektrum fest³. Wird diese Schwelle erhöht, wandert die untere Grenze des Spektrums nach rechts, wie in Abbildung 6.3 an einem Beispielkanal gezeigt. Oberhalb der Schwelle sollten die Spektren, abgesehen von den typischen experimentellen Fluktuationen, unverändert bleiben. Besonders gut ist das Verhalten nach Normierung der Spektren $S_i(x)$ auf eine Datennahme mit niedriger Schwelle $S_0(x)$ zu erkennen (Abbildung 6.3 rechts). Die Form der normierten Spektren $S_i(x)$ und insbesondere der vorderen Kante sollten einer integrierten Gaussverteilung folgen:

$$CFD_i = \{5, 8, 10, 13\}$$

$$N_i(x) = S_i(x)/S_0(x) \leftrightarrow N_i(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{1}{2}(x-x_i)^2} \quad (6.1)$$

$$N_i(x_i) = 0.5$$

Abgesehen von Fluktuationen im oberen Spektralbereich, die sich aus den zunehmenden statistischen Schwankungen bei niedrigen Zählraten in den zugehörigen ADC-Kanälen ergeben, und einer Verschiebung des oberen Kantenbereichs nach rechts, folgt der Verlauf in guter Näherung der Erwartung. Die Verschiebung beruht auf dem kritischen Zeitverhalten nahe der Schwelle, was zu einer Verschiebung des Integrationsfensters führt. Aus den durch Anpassung an die vordere Kante erhaltenen Parametern können die elektronische Auflösung der Detektorkanäle und die jeweilige Position x_i der Diskriminatorschwelle im Spektrum bestimmt werden.

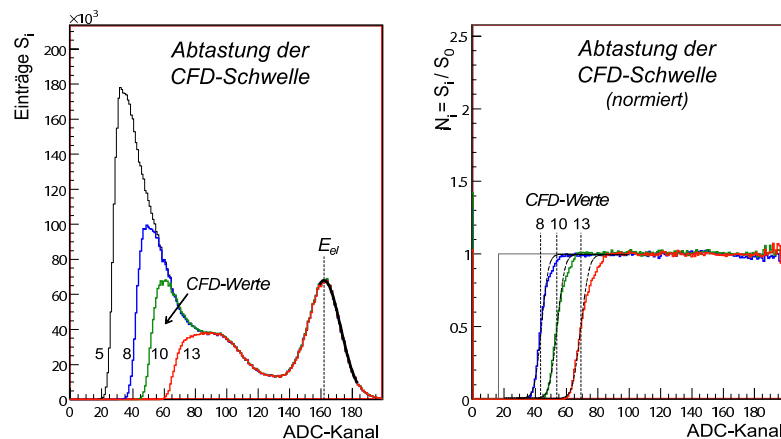


Abbildung 6.3: Durch erhöhen der CFD-Schwelle werden Ereignisse mit niedriger Energie diskriminiert. Werden die Spektren auf das Spektrum mit der kleinsten Schwelle normiert, lässt sich die genaue Position der Diskriminatorschwelle im jeweiligen Spektrum bestimmen.

³Bedingung hierfür ist eine kleinere LM-Schwelle, ansonsten begrenzt diese das Spektrum.

Für die Streuung der Kante wird ein mittlerer Wert von $\Delta x_i = 2.64 \pm 0.54$ ADC-Kanälen bestimmt. Dieser liegt über dem bei Messungen mit Testsignalen erhaltenen Wert von $\Delta x \approx 1.5$ ADC-Kanälen. Die Verbreiterung folgt aus der zusätzlichen Verschmierung der Signalamplituden durch die zeitlichen Fluktuationen der einzelnen Photomultipliersignale.

Den bestimmten Positionen x_i kann über die vermessenen analogen Werte der Schwellen (Kap. 5.2.3) jeweils eine analoge Spannungsamplitude A_i zugeordnet werden. Über einen Geradenfit dieser Werte kann der Lage des elastischen Maximums x_{el} eine Spannungsamplitude A_{el} zugeordnet werden. Dieser Wert stellt die mittlere Spannungsamplitude eines elastischen Ereignisses dar, die aus den neun Signalen der Nachbarschaftszone gebildet wird. Die histogrammierten Ergebnisse der bestimmten Spannungsamplituden für 511 Analogkarten sind in Abbildung 6.4 gezeigt. Als unvollständig kalibriert wurden alle Kanäle eingestuft, deren ermittelte Peakposition nicht innerhalb eines Bereichs von 0.96-1.04 der Sollposition lag. Die dargestellten Amplituden wurden außerdem auf vollständige Kalibration normiert, so dass die Spannungsamplituden dem Wert für eine exakte Kalibration entsprechen. Der Fehler der Amplitudenbestimmung beträgt 8-10 mV im Einzelkanal, der Mittelwert der Amplituden gut kalibrierter Kanäle von Ring 1-7 wurde zu $U_{el} = 268.4 \pm 13.2(stat.) \pm 4(syst.)$ mV bestimmt. Das Verhältnis der Amplituden der Randkanäle (Ring 1 und 7) zu den Kanälen mit voller Nachbaranzahl (Ringe 2-6) ergibt sich zu 0.958. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem aus den Kalibrationskonstanten (s. Fußnote Seite 91) bestimmten Erwartungswert von $1 - c_{dir} - 2 \cdot c_{dia} = 0.9602$. Die Ergebnisse dieser Messung bestätigen zum einen die gute Funktionalität der Kalibrationsroutine, zum anderen ermöglicht die Kenntnis der Spannungsamplituden eine bessere Einstellung der Diskriminatorschwellen.

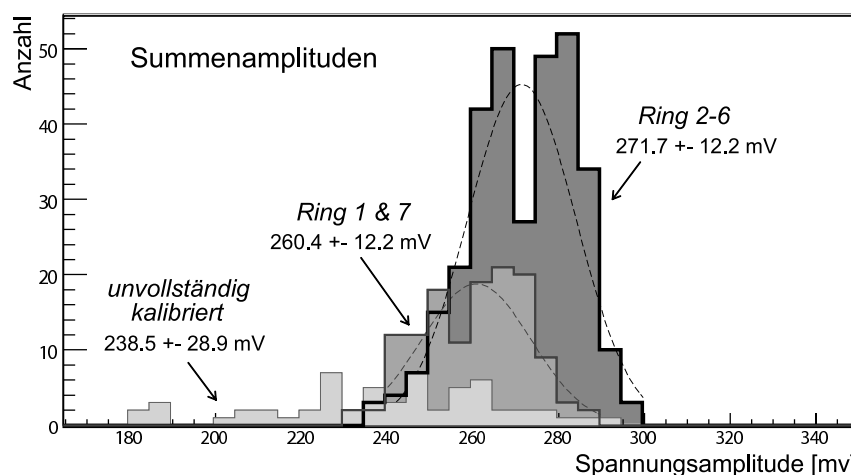


Abbildung 6.4: Bestimmte Spannungsamplituden der Summensignale für die 511 Analogkarten aus Detektorviertel I und III. Neben den Randkanälen (Ring 1 und 7) sind auch die, aufgrund der HV-Limitierung unvollständig kalibrierten Amplituden aufgeführt.

Ihre Kenntnis ermöglicht auch eine Abschätzung von Wandereffekten von Ereignissen zwischen benachbarten Detektorkanälen aufgrund unzureichender Amplitudengleichheit⁴.

6.2.2 Pulsformerstufe

Bei Ende des Jahres 2000 am Elektronenstrahl durchgeführten Testmessungen wurden Probleme in der Schaltung der Pulsformerstufe festgestellt, die zusammen mit den entwickelten Lösungen im Folgenden vorgestellt werden. Ein Beispiel für die erhaltenen Spektren dieser Messungen, bei denen eine Abstufung der PS-Diskriminatorschwelle durchgeführt wurde, ist in Abbildung 6.5 links dargestellt. Die rechte Seite der Abbildung zeigt die relativen Verluste der einzelnen Spektren gegenüber dem erhaltenen Spektrum für hohe Schwelleneinstellung (150 mV). Die auftretenden Verluste sind nicht durch Pileupeffekte, die in der Größenordnung von einem Prozent erwartet werden, zu erklären. Es sind zwei Effekte zu erkennen, die beide zu ungewollten Verlusten an Einträgen führen: Der erste Effekt ist an dem mit zunehmender Schwelle nach rechts laufendem Maximum an Verlusten zu erkennen, der zweite Effekt führt zu Verlusten im Bereich elastisch gestreuter Elektronen, die mit zunehmender Schwellenamplitude abnehmen. Die Reduzierung der Ereigniszahlen entsteht für beide Effekte durch ungewollte Erzeugung von Vetosignalen:

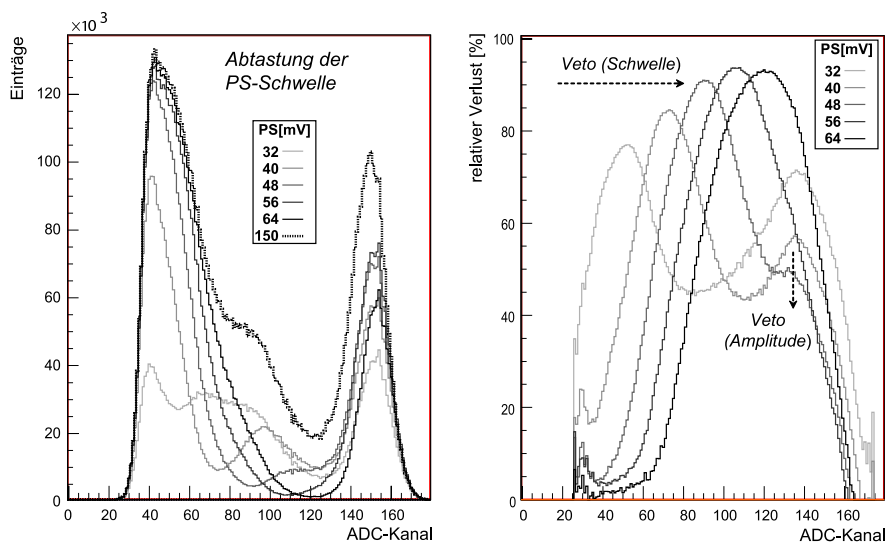


Abbildung 6.5: Abstufung der fehlerhaften Pulsformerstufe V6.2 vor den Anpassungen

⁴Für die einwandfreie Funktionsfähigkeit der Erkennung von lokalen Maxima war gleiches Amplitudenverhalten benachbarter Kanäle vorausgesetzt worden.

Beim **ersten Effekt** wird das Veto auf benachbarten Analogkarten erzeugt. Signalamplituden knapp über der PS-Schwelle führen zu einem PS-Signal, das zeitlich verzögert erzeugt wird. Eine Offline-Messung ergab gegenüber großen Signalamplituden (≈ 250 mV) eine maximale zeitliche Verschiebung bei kleinen Signalamplituden nahe der Schwelle von $\Delta t_{PS} = 3.0 \pm 0.5$ ns. Die zeitliche Verschiebung führt zu einem Austritt der PS-Signale aus dem erlaubten Zeitfenster und damit zu einem Veto. Bei Erhöhung der PS-Schwelle wandern die Verluste, wegen der höheren erforderlichen Signalamplituden, die zum Überschreiten der Schwelle benötigt wird, im Spektrum nach rechts.

Der **zweite Effekt** entsteht durch die zeitabhängige Signalformung in der Pulsformerstufe. Abbildung 6.6 zeigt das Ausgangssignal der Pulsformerstufe als Reaktion auf einen Triggertestpuls, aufgenommen mit einem analogen Oszilloskop. Auf der rechten Seite, etwa 8 ns nach dem Maximum, ist ein Überschwinger, dessen Amplitude ungefähr 10% der Maximalamplitude beträgt, zu erkennen. Reicht die Amplitude des Überschwingers über die PS-Schwelle, wird ein Vetosignal generiert. Ein Überschwinger von ausreichend großer Amplitude entsteht vornehmlich im Zentralkanal für Ereignisse hoher Energie. Dies führt im Bereich des elastischen Maximums zu Verlusten, die mit zunehmender Schwellenamplitude abnehmen.

Das Auftreten der Überschwinger war schon vor den experimentellen Messungen bekannt, aber mit 7.5% unterschätzt worden [62]. In einer Vermessung aller Karten mit Triggertestsignalen ($A_0 = 300$ mV) wurden die Schwellenamplituden vermessen, ab deren Unterschreiten Vetosignale erzeugt werden. Die Grenzwelle für Vetoerzeugung s_{PS} , normiert auf die Eingangsamplitude, lag je nach Analogkarte zwischen minimal 12 und maximal 23 % ($\Delta s_{PS} = 2\%$).

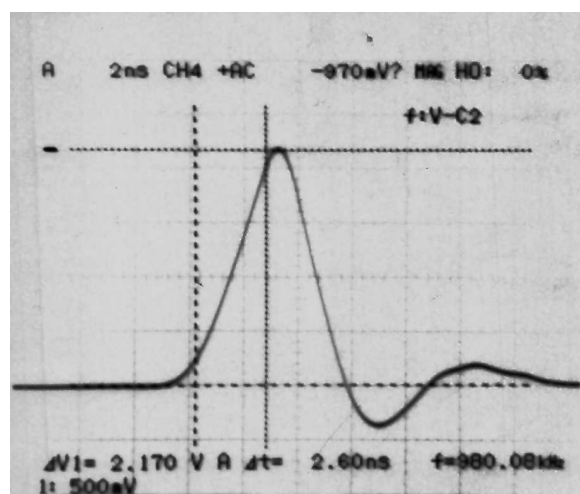
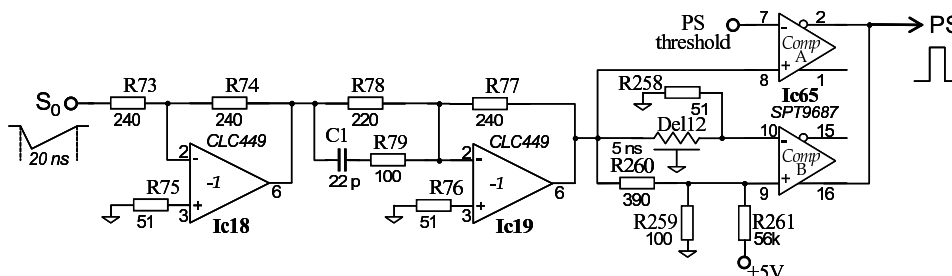


Abbildung 6.6: Oszilloskopaufnahme: Ausgangssignal der Pulsformerstufe V6.2

Tabelle 6.2: Korrekturen bzw. Redesign der Pulsformerstufe Version V6.2 bzw. V8.2.

Effekt	Version	durchgeführte Änderung	Bemerkung
1	V6.2, V8.2	Änderung von Widerstandswerten	R_{77}, R_{78}, R_{79}
1	V8.2	Redesign der Pulsformerstufe	IC höherer Bandbreite (CLC449)
2	V6.2, V8.2	Verbreiterung des Zeitfensters	6 ns \rightarrow 7 ns
2	V6.2	Lage der PS-Signale im Zeitfenster	$3.0 \pm 1.0\text{ns} \rightarrow 2.0 \pm 0.5\text{ns}$
2	V8.2	Einfügen eines CFD-Diskriminators	am Ausgang der Pulsformerstufe

Zur **Korrektur** der aufgefundenen Effekte wurden alle 511 Analogkarten der Serie V6.2 umgebaut bzw. für die 511 Analogkarten der zweiten Hälfte V8.2 ein Redesign der Pulsformerstufe durchgeführt. Die erfolgten Änderungen sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Um die Amplitude des Überschingers zu vermindern, wurden drei Widerstandswerte der Pulsformerstufe abgeändert. Eine Messung mit Triggertestsignalen nach Abänderung ergab eine Reduzierung der Grenzwelle auf $0.04 \leq s_{PS} \leq 0.14$. Für die neue Version V8.2 der Analogkarte wurde nach durchgeführten Simulationen⁵ der zur Pulsformung eingesetzte Operationsverstärker HFA1100 gegen den Typ CLC449, der eine höhere Bandbreite besitzt, ausgetauscht. Für die optimierte Pulsformerstufe V8.2 wurde ein verbesserter Wert der Grenzwelle von $s_{PS} = 0.04 \pm 0.01$ vermessen. Zur Kompensation des ersten Effekts wurde die Lage der PS-Signale benachbarter Analogkarten relativ zum Zeitfenster verschoben und das Zeitfenster von 6 auf 7 ns verbreitert. Hierzu mussten an definierten Stellen Signalleitungen aufgetrennt und mittels angepasster zweipoliger Kabel („Twisted Pair“) verzögert werden. Für die neue Version V8.2 wurden alle Anpassungen in das Schaltungslayout integriert und zusätzlich am Ausgang der Pulsformerstufe ein CFD (Abbildung 6.7) eingefügt, der für eine stabile zeitliche Lage der PS-Signale sorgt.

**Abbildung 6.7:** Neue Schaltung der Pulsformerstufe in der Version V8.2

⁵Simulationsprogramm SPICE; verwendet wurden vorgefertigte Modelle der verwendeten OP's. Die Ergebnisse sind stark modell- und eingangssignalabhängig und ergaben für die Grenzwelle s_{PS} Werte von 0.07 (V6.2) bzw 0.03 (V8.2).

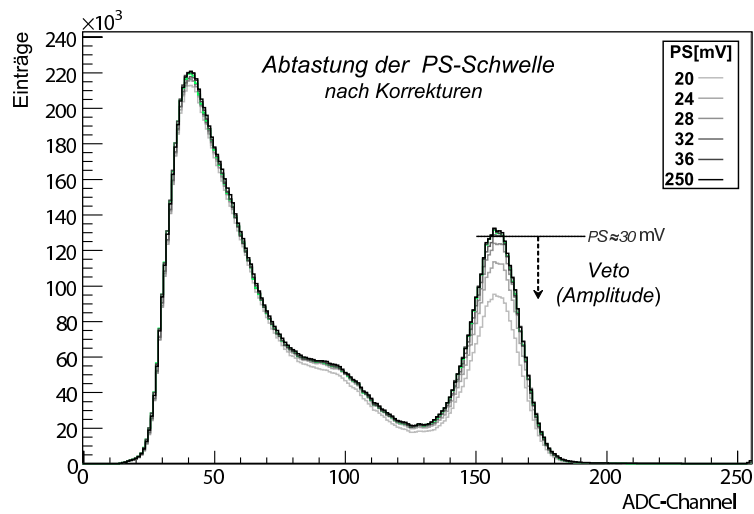


Abbildung 6.8: Abtastung der Pulsformerstufe V6.2 nach durchgeführten Anpassungen. Ein Vergleich mit Abbildung 6.5 auf Seite 95 zeigt die deutlich erkennbaren Verbesserungen.

Ein am Elektronenstrahl durchgeführter Test mit den umgebauten Analogkarten V6.2 zeigt das veränderte Verhalten der Pulsformerstufe bei Abtastung der PS-Schwelle (Abbildung 6.8). Verluste durch verspätete PS-Signale benachbarter Analogkarten sind statistisch nicht mehr nachzuweisen. Die Verluste durch den Überschwinger sind bei niedrigen Schwellen weiterhin vorhanden, allerdings statistisch ab einer Schwellenamplitude von maximal etwa 35 mV, entsprechend einer Summenamplitude von ungefähr 13%, nicht mehr von den erwarteten Pileup-effekten zu trennen. Soll ein Auftreten dieses Effektes vermieden werden, ist die minimale Einstellung des analogen Wertes der PS-Schwelle U_{PS} in entsprechenden Anteilen der maximal auftretenden Signalamplituden U_{el} elastischer gestreuter Elektronen zu wählen. Für Analogkarten der Version V6.2 ist somit $U_{PS} \geq 0.13 \cdot U_{el}$ zu wählen. Für Karten der neuen Version V8.2 ist $U_{PS} \geq 0.05 \cdot U_{el}$ einzustellen.

Die aus den Spektren bestimmten quantitativen Werte für den auftretenden bzw. von der Pulsformerstufe erkannten Pileup werden in Kapitel 6.2.4 vorgestellt.

6.2.3 Erkennung lokaler Maxima

Das Ergebnis einer Abtastung der Diskriminatorschwelle der Lokalen-Maximum-Erkennung zeigt Abbildung 6.9. Da die gewählten LM-Schwellenamplituden über der CFD-Schwellenamplitude liegen⁶, wird die minimale Energie der Ereignisse durch die Erzeugung des LM-Signals bestimmt. Die Kante ist aber im Gegensatz zur CFD-Messung deutlich abgeflacht, da der Beitrag des zentralen Kanals zur Gesamtenergie keinen festen Wert besitzt. Mit zunehmender LM-Schwelle nehmen die innerhalb der Randzone auftretenden LM-Signale und damit die Vetoerzeugung ab. Dies ist im Spektrum mit steigender Eintragszahl verbunden und in der Abbildung im Bereich des elastischen Maximums gut zu erkennen. Eine Abschätzung der Pileupraten folgt in Kapitel 6.2.4.

Da die experimentellen Spektren keine quantitative Analyse der implementierten Funktionalität, die beim Vergleich benachbarter Analogkarten angewandt wird, erlaubt, wurde eine Offline-Vermessung zur Funktionsprüfung durchgeführt. Dabei wurde einer Analogkarte ein Triggertestsignal mit konstanter Amplitude U_1 zugeführt. Einer benachbarten Analogkarte wurde das gleiche Signal, aber mit variierender Amplitude U_2 zugeführt. Da die Erkennung lokaler Maxima vom zeitlichen Bezug der Signale abhängt, wurde außerdem schrittweise die relative zeitliche Verzögerung $t_{12} = t_2 - t_1$ der Signale zueinander verändert. Die Diskriminatoreinstellungen waren bei dieser Messung vergleichbar zu den experimentellen Einstellungen für Messungen unter Vorwärtswinkeln mit CFD=50 mV, LM=40 mV und PS=40 mV gewählt worden.

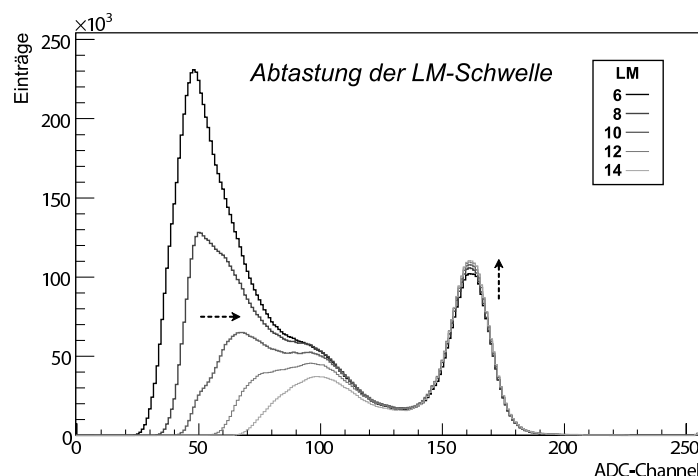


Abbildung 6.9: Datennahmen mit Abtastung der LM-Schwelle

⁶Der analoge Wert der CFD-Schwelle entsprach bei dieser Messung der Einstellung LM=6.

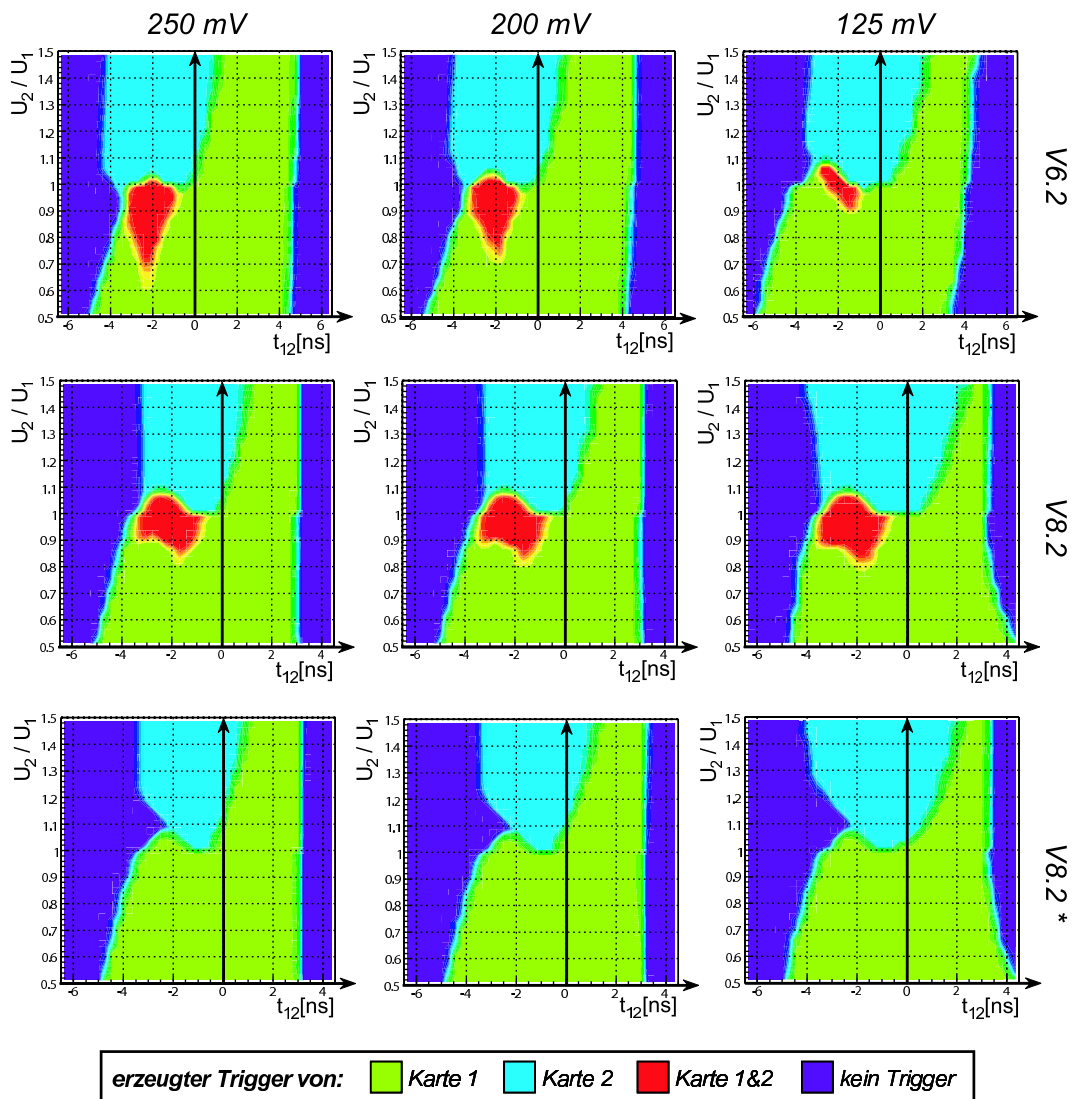


Abbildung 6.10: Eine offline durchgeführte Abtastung der Lokalen-Maximum-Erkennung mit Variation von relativer Amplitude und Zeitverzögerung der Signale zueinander. Karte 2 liegt jeweils oberhalb von Karte 1 im Analogrammen. In den violetten Bereichen wird kein Trigger erzeugt, da hier aufgrund der zeitlichen Lage die PS-Signale ein Veto erzeugen. Wird Karte 1 das früher liegende Signal zugeführt ($t_{12} > 0$), kann sie aufgrund der Vorzugsstruktur trotz kleinerer Amplitude ($U_2/U_1 > 1$) den Trigger übernehmen (grüner Bereich, jeweils rechts oben). In den roten Bereichen erzeugen beide Karten einen Trigger. Eine nach einer Änderung in der Logikverschaltung erfolgte Messung (V8.2*) weist keine Doppeltrigger mehr auf.

Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Die obere Zeile zeigt eine Vermessung mit Analogkarten der Version V6.2, die mittlere Zeile der Version V8.2. Die untere Zeile zeigt nochmals eine Messung mit Analogkarten der Version V8.2, allerdings nach einer vorgenommenen Korrektur, die im Nachfolgenden erläutert wird. In jeder Zeile sind jeweils die Messungen für drei verschiedene

Einstellungen der Amplitude U_1 gezeigt. In der gewählten Parameterdarstellung (x-Achse: Zeitverschiebung t_{12} ; y-Achse: Amplitudenverhältnis U_2/U_1) der Graphen ist anhand der Farbe zu erkennen, welche Analogkarten jeweils einen Trigger erzeugt haben. Karte 1 ist jeweils die Karte, die aufgrund der in der Triggererzeugung implementierten Vorzugsstruktur bevorzugt wird⁷. Die Graphen zeigen zwei wesentliche Abweichungen von der gewünschten Funktionalität: Einerseits sollte in der oberen Hälfte ($U_2/U_1 \geq 1$) nur Karte 2 einen Trigger erzeugen, da sie eine größere Spannungsamplitude aufweist. Kommt das Signal auf Karte 2 aber verzögert an ($t_{12} > 0$), so erzeugt Karte 1 trotz des absolut kleineren Signals ein lokales Maximum und unterdrückt die Triggererzeugung auf Karte 2. Dieser mögliche Zustand wurde bereits in Kapitel 4.2.1 erläutert. Er führt zu „Wandereffekten“ von Ereignissen zwischen benachbarten Analogkarten. Andererseits treten „Doppeltrigger“ auf, die in der Abbildung als rote Bereiche erkennbar sind. Mit Doppeltrigger ist hier ein Zustand bezeichnet, in welchem beide Karten ein Ereignis registrieren und histogrammieren.

Beide Abweichungen zeigen eine Abhängigkeit von der absoluten Amplitude U_1 (250, 200 bzw. 125 mV), da je nach Amplitude zeitliche Verschiebungen beim Überschreiten der absolut eingestellten Diskriminatorschwellen auftreten. Dieser Effekt ist klein und wird im Folgenden nicht weiter betrachtet. Für zeitlich gut abgestimmte Signale ($t_{12} \approx 0$) treten beide Abweichungen nicht auf. Da die Detektorkabel auf ± 50 ps abgestimmt wurden, entstehen relevante Verzögerungen t_{12} zwischen den Einzelsignalen eines Ereignisses im Experiment vor allem durch die Anpassung der Photomultiplierhochspannungen. Aufgrund der im experimentellen Betrieb auftretenden Abweichungen von den Sollspannungen sind Verzögerungen im Bereich von $-1 \text{ ns} \leq t_{12} \leq +1 \text{ ns}$ zu erwarten.

Der Wandereffekt tritt ab $t_{12} \geq +0.5 \text{ ns}$ auf; für $t_{12} = +1.0 \text{ ns}$ beträgt das notwendige Amplitudenverhältnis für ein Auftreten von Wandereffekten etwa $1 \leq U_2/U_1 \leq 1.3$. Solche Amplitudenverhältnisse treten im Experiment nur bei Treffern im Kantenbereich der PbF_2 -Kristalle auf. Eine Abschätzung für eine Analogkarte, deren zugehöriger Kristall von N Ereignissen getroffen wird, ergibt für $t_{12} = +1.0$ einen Verlust von $\Delta N \approx 0.1 \cdot N$ an die bevorzugte Analogkarte⁸.

Doppeltrigger treten im Bereich $-3.5 \text{ ns} \leq t_{12} \leq -1.5 \text{ ns}$ auf. Für zeitlich gut abgestimmte Analogkanäle sollte dieser Effekt für Einzelereignisse nicht auftreten, sondern nur für seltene Fälle von realen Doppeltreffern. Dass die Doppelzählung eines Einzelereignisses prinzipiell möglich ist, liegt an der im Schaltungslayout (vgl. Abb. 4.10, Kap. 4.2.1) mit 10 ns nicht ausreichend bemessenen Zeitdauer der verwendeten LM-Signale, die auch in der Implementation der Vorzugsstruktur verwendet werden. Eigentlich sollte diese Zeitdauer ausreichend sein, es wurde aber nicht berücksichtigt, dass die erzeugten LM-Signale beim Vorzeichenwechsel von t_{12} um

⁷Die gezeigten Effekte treten, entsprechend der implementierten Vorzugsstruktur, in gleicher Weise in horizontaler und vertikaler Richtung auf.

⁸Die Abschätzung wurde über eine parametrisierte Schauerverteilung innerhalb der Nachbarschaftszone (in Abhängigkeit vom Auftreffort) durchgeführt.

2-3 ns „springen“. Dies führt zu zeitlichen Konstellationen, die einen Trigger auf beiden Karten erlauben. Es sei betont, dass dieses Verhalten nur im angegebenen Zeitintervall und für Amplitudenverhältnisse von etwa $0.8 \leq U_2/U_1 \leq 1.1$ auftritt; damit ist nur in Extremfällen zu rechnen. Um dennoch eine deutliche Steigerung der experimentellen Datenraten durch nicht physikalische Doppeltrigger auszuschließen, wurde für die Schaltung der Triggererzeugung eine Abänderung entwickelt, die Doppeltrigger unterbindet. Hierzu werden die LM-Signale, welche die Vorzugsstruktur implementieren, statt zur Vermeidung eines Triggers, zur Erzeugung eines Vetosignals eingesetzt. Erreicht wird dies durch das Einfügen zweier zeitlich angepasster Signalleitungen; die Schaltungsänderungen sind in Anhang A.1 angegeben. Die mit zwei modifizierten Karten erzielten Ergebnisse zeigt die untere Zeile V8.2* in Abb. 6.10; das Auftreten von Doppeltriggern ist vollständig unterbunden. Insgesamt wurden 14 Analogkarten in zwei benachbarten Rahmen mit den Korrekturen bestückt und in einer Strahlzeit getestet. Die erhaltenen elastischen Ereignisraten E_i^k der modifizierten Analogkarten ($i=1,\dots,14$) werden mit den elastischen Ereignisraten E_i^0 einer vor dem Umbau durchgeführten Datennahme verglichen:

$$\delta^k = \frac{1}{14} \sum_{i=1}^{14} \Delta_i^k, \quad \Delta_i^k = \frac{\Delta E_i}{E_i} = 2 \frac{E_i^k - E_i^0}{E_i^k + E_i^0} \quad (6.2)$$

Der Wert von δ^k gibt die mittlere Änderung der elastischen Ereignisrate nach dem Umbau an. Die Ereignisraten verschiedener Strahlzeiten sind wegen der Luminositäts- und Targetdichteschwankungen, des jeweiligen Kalibrationszustandes und der Extraktionsmethode nicht absolut vergleichbar. Deshalb wurden für zwei weitere Referenzbereiche, die aus jeweils 14 nicht umgebauten Analogkarten bestehen, analog die mittleren Änderungen δ_{Ref1}^k bzw. δ_{Ref2}^k bestimmt:

$$\begin{aligned} \delta^k &= (-0.68 \pm 2.55) \% \\ \delta_{Ref1}^k &= (-1.14 \pm 3.08) \% \\ \delta_{Ref2}^k &= (-0.74 \pm 2.50) \% \end{aligned}$$

Da die Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln durchgeführt wurden, ergibt sich aufgrund der Unsicherheiten in der Extraktion der elastischen Ereignisse ein relativ großer Fehler für die Ergebnisse. Die mittleren Änderungen der Ereignisraten zeigen keine relevanten Abweichungen zwischen dem umgebauten Bereich und den Referenzbereichen. Es gibt daher keine Evidenz für ein Auftreten von Doppelzählungen im Experiment. Im Rahmen der statistischen Genauigkeit ist eine endgültige Aussage bezüglich eines Auftretens von Doppelzählungen allerdings nicht möglich. Für diese müsste eine erneute Überprüfung mit höherer statistischer Genauigkeit durchgeführt werden⁹. Ein Einfluss auf die Asymmetriestimmung ist nicht zu erwarten, da dieser Effekt polarisationsunabhängig ist.

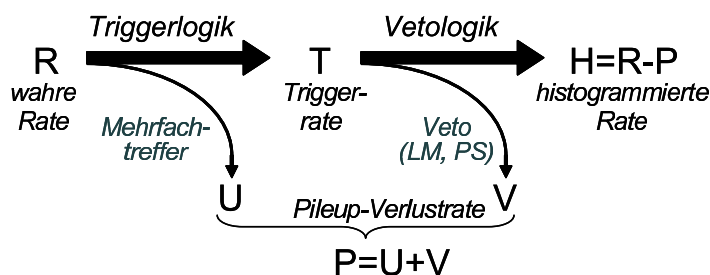
⁹Hierzu müssten Messungen unter Vorwärtsstreuung durchgeführt werden, die eine deutlich höhere Statistik und bessere Auflösung aufweisen.

6.2.4 Erkennen von Pileup durch die Vetologik

Im einfachsten Fall versteht man unter Pileup das Auftreten von mindestens zwei Ereignissen in einem Detektor, die zeitlich so nahe beieinanderliegen, dass nur eines der Ereignisse registriert wird. Die Energie der nicht registrierten Ereignisse trägt hierbei zur gemessenen Gesamtenergie bei und sorgt für eine ungenaue bzw. falsche Energiebestimmung. Solcher Pileup reduziert zum einen die gemessene Zählrate, was zu längeren Messzeiten führt, zum anderen können Untergrundprozesse, deren Wirkungsquerschnitte einen eigenen polarisationsabhängigen Anteil haben, zu einer systematischen Veränderung der gemessenen Asymmetrie führen. Es ist daher wichtig, Pileup-Ereignisse, soweit möglich, auszuschließen bzw. die Rate zu bestimmen, mit der die verbleibenden Pileup-Ereignisse auftreten.

Im Folgenden soll untersucht werden, inwieweit die auf den Analogkarten implementierte Vetologik den im Experiment auftretenden Pileup erkennt und damit den unvermeidbaren, durch Mehrfachtreffer entstehenden Untergrund im Bereich der elastischen Einträge reduziert. Dabei werden nur Ereignisse betrachtet, deren Zentralsignal S_0 eine Amplitude oberhalb der eingestellten Diskriminatorschwellen (LM- bzw. PS-Schwelle) besitzt und daher von der Vetologik erkannt werden kann. Ereignisse kleinerer Amplitude werden hier als Rauschen angesehen¹⁰.

Eine Aufstellung der notwendigen Ratengleichung, wie sie sich im Falle der Detektorelektronik ergibt, hat folgendes Aussehen:



Die wahre Ereignisrate R wird durch Mehrfachtreffer, die in der Triggerlogik nicht aufzulösen sind, um die Verlustrate U auf die Triggerrate T reduziert. Diese wird anschließend in der Vetologik, die aufgrund von PS- und LM-Signalen weitere Ereignisse verwirft, um die Vetoverlustrate V auf die in den Histogrammen auftretende Rate H verringert. Fasst man die Gesamtverlustrate $P = U + V$ zusammen, ergibt sich für die histogrammierte Rate der Zusammenhang $H = R - P$. Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis durch Pileup zu verlieren, lässt sich nun einfach durch $p = P/R = (R - H)/H$ ausdrücken. Ziel ist es jetzt, aus der gemessenen Histogrammierrate H die unbekannte wahre Rate R bzw. die Pileup-Wahrscheinlichkeit p zu bestimmen. Hierzu dienen die in Anhang A.5 abgeleiteten Gleichungen, wel-

¹⁰Rauschen in dem Sinne, dass ihr Pileup die in den Spektren auftretenden Raten nicht verändert, sondern zu kleinen Energiebeiträgen $0 < \Delta E < E_{min}$ in den Einträgen der betroffenen Ereignisse führt. E_{min} ist dabei von der gewählten Einstellung der Schwellen abhängig.

che die Wahrscheinlichkeiten der auftretenden Verlustraten und die wahre Rate mit den messbaren Eigenschaften der Analogkarten verknüpfen:

$$p_i = \frac{P_i}{R_i} = u_i + (1 - u_i) \cdot (1 - e^{-v_i}) \quad (6.3)$$

$$u_i = \sum_{j=0}^{24} R_j \tau_j \quad , \quad v_i = \sum_{j=0}^{24} R_j \bar{\tau}_j \quad (6.4)$$

Die in den einzelnen Analogkarten auftretenden Wahrscheinlichkeiten wurden mit Hilfe der Poisson-Verteilung abgeleitet. Der Index i bezeichnet die betreffende Analogkarte, der Summenindex j die 25 Karten der Nachbarschaftszone. Die Wahrscheinlichkeiten u_i bzw. v_i beschreiben die Ratenverluste in der Triggererkennung bzw. durch das Erzeugen eines Vetosignals. Die zur Berechnung notwendigen Parameter τ_j und $\bar{\tau}_j$ spiegeln die Zeitfenster der Elektronik wider. Sie wurden offline vermessen und sind in Anhang A.6 angegeben. Für kleine Verlustwahrscheinlichkeiten ($v_i \ll 1$, $u_i \ll 1$) geht Gl. 6.3 über in $p_i \approx u_i + v_i$, was der Ratengleichung der Pileup-Verluste $P = U + V$ entspricht. Die Gleichungen 6.3 und 6.4 werden im Folgenden dazu verwendet, aus den histogrammierten Raten H_i rekursiv die wahren Raten R_i numerisch zu berechnen oder je nach experimentellen Bedingungen, Vorhersagen über den auftretenden Pileup zu machen. Insbesondere kann in den Parametern $\bar{\tau}_j$ das An- und Abschalten der PS-Vetoerkennung berücksichtigt werden.

Um die Effizienz der **Pileup-Erkennung der Pulsformerstufe** zu bestimmen, wurden bei einer Strahlenergie von 855 MeV und unter Vorwärtsstreuung zwei Datennahmen unter den folgenden Bedingungen durchgeführt:

1. CFD=40 mV ; LM=40 mV ; PS=250mV $\rightarrow p_0$ (Verluste ohne PS)
2. CFD=40 mV ; LM=40 mV ; PS=40 mV $\rightarrow \Delta v_{PS}$ (Änderung mit PS)

Durch die gewählte hohe PS-Schwelle werden in der ersten Datennahme keine PS-Signale und damit keine PS-Vetosignale erzeugt. In der zweiten Datennahme sind PS- und LM-Schwelle auf die gleiche Amplitude¹¹ eingestellt, sodass für die Erzeugung von PS- und LM-Signalen die gleichen Raten gelten. Aus der ersten Datennahme wird rekursiv für alle Analogkarten die wahre Rate R und daraus die Wahrscheinlichkeit für die Gesamtverluste bei deaktivierter Pulsformerstufe p_0 bestimmt. In der zweiten Datennahme mit aktivierter Pulsformerstufe erhöht sich die Vetoverlustrate V und die histogrammierte Rate H nimmt entsprechend ab. Die Wahrscheinlichkeit für die zusätzlichen Verluste durch PS-Vetosignale

¹¹Die Schwellen wurden auf einen Wert eingestellt, der 40 mV möglichst nahe kommt. Da die LM-Schwelle in Schritten von ungefähr 6, die PS-Schwelle von etwa 1 mV eingestellt werden kann, entsteht in der Annäherung beider Schwellen eine mittlere Abweichung von ≈ 1.5 mV. Die Erzeugungsraten der Vetosignale weichen deshalb im Einzelkanal voneinander ab, im Mittel sollten die Abweichungen sich aber in etwa gegenseitig aufheben.

Tabelle 6.3: Mittlere Histogrammierraten H und Verlustwahrscheinlichkeiten p_0 bei deaktivierter Pulsformerstufe, sowie die nach Aktivieren erwarteten und experimentell bestimmte Änderung durch PS-Vetoverluste Δv_{PS} für alle Detektorringe.

Ring	histogr. Rate H [kHz]	Verlustwahrsch. (ohne PS) p_0 [%]	erw. Änderung (durch PS-Veto) Δv_{PS}^{erw} [%]	exp. Änderung (durch PS-Veto) Δv_{PS}^{exp} [%]	Effizienz η_{PS}
1	61.0	3.76 ± 0.47	0.71 ± 0.12	0.74 ± 0.19	1.04 ± 0.32
2	50.3	5.08 ± 0.38	0.87 ± 0.15	0.94 ± 0.25	1.09 ± 0.34
3	53.8	6.25 ± 0.45	0.83 ± 0.15	1.00 ± 0.37	1.21 ± 0.50
4	50.1	6.07 ± 0.38	0.82 ± 0.15	0.89 ± 0.21	1.08 ± 0.32
5	52.1	6.14 ± 0.60	0.80 ± 0.15	0.85 ± 0.36	1.05 ± 0.49
6	49.0	4.99 ± 0.41	0.84 ± 0.15	0.86 ± 0.20	1.02 ± 0.30
7	60.4	3.75 ± 0.38	0.82 ± 0.12	0.79 ± 0.32	1.10 ± 0.48

$\Delta v_{PS}^{exp} = \Delta H/R$ wird für alle Analogkarten aus den experimentellen Daten ermittelt. Zusätzlich wird mit Gleichung 6.4 der erwartete Wert Δv_{PS}^{erw} berechnet. Hierzu sind die entsprechenden Parameter¹² für aktivierte PS-Signale zu verwenden. Die Ergebnisse, gemittelt über die einzelnen Detektorringe, sind in Tabelle 6.3 angegeben und in Abbildung 6.11 dargestellt. Vom insgesamt erwarteten Zuwachs an erkanntem Pileup konnte in den durchgeführten Datennahmen im Mittel ein Anteil von $\eta_{PS} = \Delta v_{PS}^{exp} / \Delta v_{PS}^{erw} = 1.08 \pm 0.40$ aufgefunden werden. Die Ergebnisse der einzelnen Ringe zeigen systematisch größere experimentelle Werte. Dies ist aber bereits durch geringe Abweichungen in den bestimmten und zur Berechnung der Erwartung verwendeten Zeitfenster zu erklären.

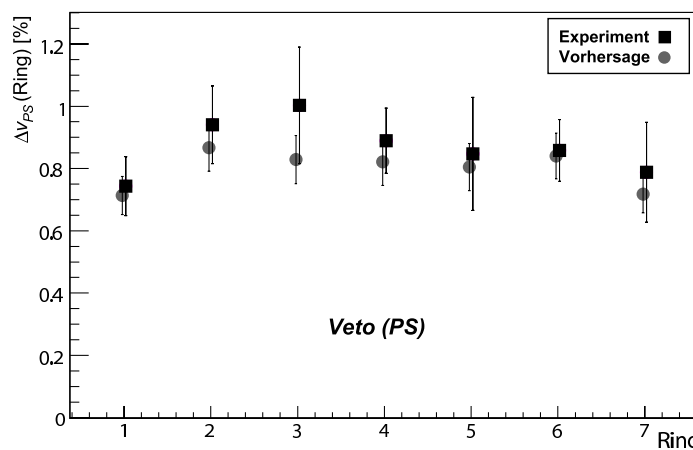


Abbildung 6.11: Bestimmte Änderungen der Verluste Δv_{PS} bei Aktivierung der PS-Signale

¹²Für die zentrale Karte (S_0) und die vier direkt benachbarten Karten (S_1 , S_3 , S_5 und S_7) sind die Zeitfenster τ_{PS}^v , wie in Anh. A.6, Tab. A.1 angegeben, zu wählen. Bei Deaktivierung wird von diesen Karten kein Pileup erkannt ($\overline{\tau}_j = 0$).

Um die **Erkennung von Pileup durch die Lokalen-Maximum-Stufen** zu überprüfen, wurden Datennahmen (855 MeV, Vorwärtsstreuung) mit deaktivierter Pulsformerstufe (PS=250 mV) durchgeführt. Eine Überprüfung des durch die LM-Erkennung erkannten Pileups erfordert den Vergleich von Datennahmen mit veränderter LM-Schwelle; da eine solche Änderung aber die Triggerbedingungen modifiziert, tritt das Problem auf, dass die totalen Raten und somit die Vetoverluste, bedingt durch den energetischen Schnitt, mit zunehmender Schwelle abnehmen. Daher ist es nicht möglich aus den totalen Raten direkt auf die Verlustwahrscheinlichkeiten zu schließen. Die Raten im Bereich des elastischen Maximums werden aber, sofern die LM-Schwelle nicht zu groß gewählt wird, nur durch Pileup-Effekte verändert. Daher kann der von der LM-Stufe erkannte Pileup aus zwei Datennahmen mit unterschiedlichen LM-Schwellen bestimmt werden: Für die erste Datennahme wird ein niedriger Wert der LM-Schwelle ($LM_l = 8 \simeq 50\text{mV}$) gewählt, der knapp oberhalb der CFD-Schwelle liegt; bei der zweiten Datennahme wird ein größerer Wert der LM-Schwelle ($LM_h = 14 \simeq 90\text{mV}$) eingestellt, sodass, abgesehen von Pileup-Effekten, noch kein Einfluss auf die im Peakbereich auftretenden Raten ausgeübt wird. Für beide Datennahmen bzw. Schwelleneinstellungen werden die totalen experimentellen Raten (H_l, H_h) und über einen Fit die Raten im elastischen Bereich (E_l, E_h) bestimmt. Aus den experimentellen Raten H_l und H_h werden rekursiv die wahren Raten R_l und R_h bestimmt. Mit deren Hilfe werden aus Gleichung 6.4 die erwarteten Vetoverlustwahrscheinlichkeiten v_l und v_h , die durch von LM-Signalen erzeugte Vetosignale entstehen, berechnet. Die Differenz ergibt die, bei Veränderung der LM-Schwelle, zu erwartende Änderung der Vetoverluste:

$$\Delta v_{LM}^{erw} = v_l - v_h \quad (6.5)$$

Aus den elastischen Raten wird die im elastischen Bereich tatsächlich beobachtete Änderung der Vetoverluste Δv_{LM}^{exp} bestimmt:

$$\Delta v_{LM}^{exp} = \frac{E_h - E_l}{E_0} = \frac{1 - v_h}{E_h} \cdot (E_h - E_l) \quad (6.6)$$

Tabelle 6.4: Mittlere Verlustwahrscheinlichkeiten $v_{l,h}$ für veränderte LM-Schwellen sowie erwartete und aus den elastischen Raten bestimmte Änderungen Δv_{LM} .

Ring	erwartete Veto- Verluste LM_l v_l [%]	erwartete Veto- Verluste LM_h v_h [%]	erwartete Änderung Δv_{LM}^{erw} [%]	experimentelle Änderung Δv_{LM}^{exp} [%]	Effizienz η_{LM}
1	2.14	0.95	1.19 ± 0.16	1.37 ± 0.55	1.15 ± 0.46
2	2.94	1.35	1.59 ± 0.22	1.88 ± 0.63	1.18 ± 0.40
3	3.93	1.84	2.09 ± 0.28	2.01 ± 0.73	0.96 ± 0.35
4	3.80	1.89	1.91 ± 0.26	1.79 ± 0.54	0.94 ± 0.28
5	4.03	2.14	1.89 ± 0.26	1.79 ± 0.54	0.95 ± 0.29
6	3.01	1.62	1.38 ± 0.19	1.37 ± 0.51	0.99 ± 0.37
7	2.20	1.22	0.99 ± 0.13	1.14 ± 0.58	1.16 ± 0.58

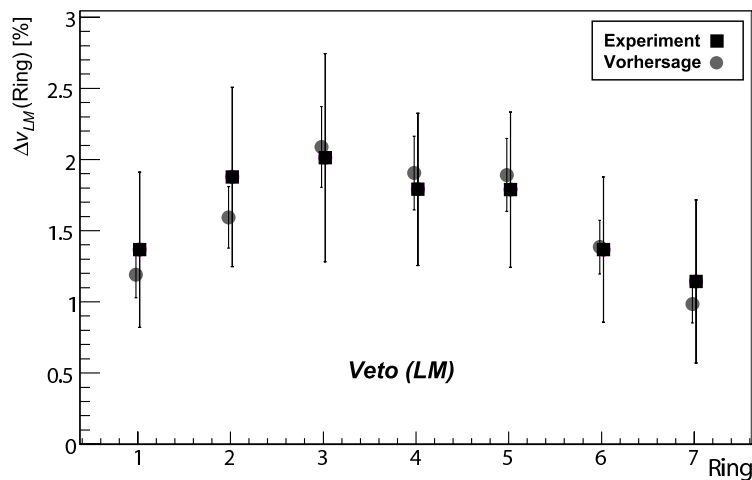


Abbildung 6.12: Änderung der Vetoverlustwahrscheinlichkeit Δv_{LM} für zwei unterschiedliche Einstellungen der LM-Schwelle. Die experimentelle Änderung wurde aus den bestimmten Raten des elastischen Peaks bestimmt.

Die für die Einzelkanäle bestimmten Ergebnisse sind nach Mittelung über die einzelnen Detektorringe in Tabelle 6.4 zusammengefasst und in Abbildung 6.12 dargestellt. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung, insbesondere folgt der für die einzelnen Detektorringe bestimmte Verlauf der Erwartung. Bei den angegebenen Fehlern handelt es sich um die statistischen Fehler. Für die mittlere Effizienz ergibt sich $\eta_{LM} = \Delta v_{LM}^{exp} / \Delta v_{LM}^{erw} = 1.05 \pm 0.40$.

Das Verfahren enthält allerdings unbekannt systematische Fehler, die sich qualitativ beschreiben lassen: Zum einen kann nicht ausgeschlossen werden, dass die Effizienz der Pileup-Erkennung um einen unbekannt Faktor ϵ von der Erwartung abweicht. Die gebildete Differenz Δv^{erw} würde entsprechend mit ϵ skalieren. Der unbekannt Faktor ϵ muss daher als unbekannt systematischer Fehler der Erwartung Δv^{erw} angenommen werden. Zum anderen ist eine Voraussetzung des durchgeführten Vergleichs, dass die Pileup-Wahrscheinlichkeit im elastischen Bereich mit der mittleren Pileup-Wahrscheinlichkeit, wie sie sich aus den totalen Raten ergeben würde, übereinstimmt. Tatsächlich besitzen Pileup-Ereignisse aber eine Abhängigkeit von der Energie. Der Anteil des Spektrums, der bei hoher LM-Schwelle durch unerkannte Pileup-Ereignisse hinzukommt, ergibt sich aus der Faltung des Spektrums ohne Pileup mit einem Spektrum, dessen Einträge im Wesentlichen bei niedriger Energie liegen. Der unbekannt Anteil sollte deshalb in etwa einem mit der Pileup-Wahrscheinlichkeit skalierten, um wenige Kanäle nach rechts verschobenem Spektrum niedrigerer Energieauflösung entsprechen. Aufgrund der niedrigeren Raten außerhalb des Maximums ist deshalb eine kleine systematische Unterschätzung der bestimmten Werte Δv^{exp} möglich. Trotz dieser unbekannt systematischen Fehler kann, wegen der guten Übereinstimmung der bestimmten Ergebnisse, von einer im Wesentlichen korrekten Funktionsweise der LM-Vetoerkennung ausgegangen werden.

Als **unerkannter Pileup** werden im folgenden Zusammenhang auftretende Mehrfachtreffer bezeichnet, die aufgrund der zeitlichen und räumlichen Auflösung der Detektoren nicht von Einzelereignissen unterschieden werden können. Untersucht wird hier nicht der Fall von Pileup-Ereignissen, die, aufgrund niedriger Energie, unterhalb der Diskriminatorschwellen liegen und deshalb nicht erkannt werden, sondern der Fall von zeitlich oder räumlich nicht trennbaren Ereignissen. Der zugehörige Bereich beschränkt sich für die einzelnen Analogkarten räumlich auf die fünf Detektorkristalle von Zentralkarte und den vier zugehörigen direkten Nachbarkarten, zeitlich auf eine Zone von $\Delta t \approx \pm 3.5 ns$, die sich aus den ca. 7 ns breiten Zeitfenstern der Pulsformerstufe ergibt.

Eine Bestimmung des unerkannten Pileups kann über Einträge im oberen Spektralbereich erfolgen. Sieht man von seltenen Untergrundereignissen ab, ist die Maximalenergie eines Ereignisses durch die Energie bei elastischer Streuung festgelegt. Einträge oberhalb des elastischen Bereichs entstehen deshalb durch unerkannten Pileup. Da mit kleinerer Strahlenergie die Raten und damit die Pileup-Effekte ansteigen, wurden diese Effekte anhand von Datennahmen, die bei einer Strahlenergie von 570 MeV unter Vorwärtsstreuung entstanden, untersucht. Die LM-Schwellen und die PS-Schwellen waren auf jeweils 40 mV eingestellt. Ein Beispiel dieser Datennahmen ist in Abbildung 6.13 dargestellt. Zu erkennen ist bei der etwa 1.8-fachen¹³ elastischen Energie ein Peak, der durch unerkannte Doppeltreffer zweier elastisch gestreuter Elektronen zu erklären ist. Da aufgrund der Auflösung die energetische Trennung dieses Peaks vom Untergrund für Randkarten (Ring 1 und 7) und Karten mit verminderter Energieauflösung große systematische Fehler aufweist, wurde die folgende Analyse nur für jeweils eine Analogkarte aus den Detektorringen 2-6 durchgeführt. Für die ausgewählten Karten wurde vorausgesetzt, dass sie und alle 24 Nachbarkarten zur Zeit der Datennahme gut kalibriert waren und sie eine gute Energieauflösung besitzen; ansonsten war die Auswahl zufällig. Für alle

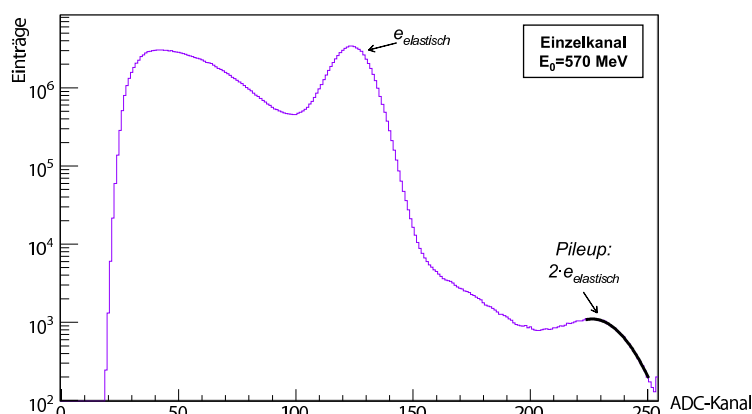


Abbildung 6.13: Spektrum (570 MeV, Vorwärtsstreuung) mit unerkanntem Pileup

¹³ Aufgrund der mittleren zeitlichen ($|\Delta t| \approx 2 ns$) und räumlichen ($\Delta x \approx$ Kantenlänge des Kristalls) Verschiebung tragen im Mittel etwa 20% der Energie des zweiten Treffers nicht zum Integral bei.

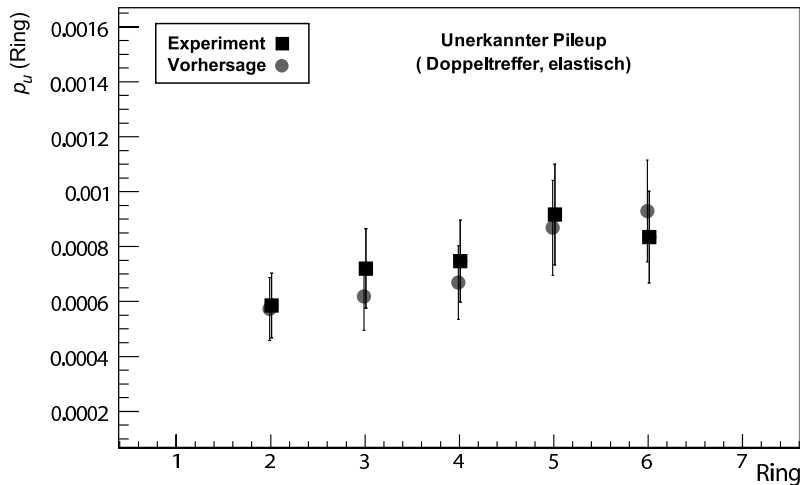


Abbildung 6.14: Aus elastischen Doppeltreffern bestimmter unerkannter Pileup p_u , der bei einer Strahlenergie von 570 MeV und Vorwärtswinkeln gemessen wurde.

Karten wurden die elastischen Raten E_{el} und für die ausgewählten Karten zusätzlich die Raten elastischer Zweifachtreffer E_2 bestimmt. Die aus den Histogrammen bestimmten elastischen Raten E_{el} wurden zum Erhalt der wahren elastischen Raten R_{el} mit den ebenfalls bestimmten Wahrscheinlichkeiten p für die Gesamtverlustrate P korrigiert. Aus den wahren Raten R_{el} werden für die ausgewählten Analogkarten die erwartete Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von unerkanntem Pileup p_u^{erw} und aus den Raten E_2 die tatsächlich aufgetretene Wahrscheinlichkeit für unerkanntes Pileup p_u^{exp} bestimmt:

$$p_u^{erw} = \sum_{j=0}^2 \bar{\tau}_j \cdot R_{el_j} = \sum_{j=0}^2 \bar{\tau}_j \cdot \frac{E_{el_j}}{1 - p_j} \quad (6.7)$$

$$p_u^{exp} = \frac{E_2}{R_{el}} = (1 - p) \cdot \frac{E_2}{E_{el}}. \quad (6.8)$$

Weil wegen der implementierten Vorzugsstruktur in der Triggererzeugung Doppeltreffer in benachbarten Analogkarten nur in der jeweils unteren bzw. linken Karte einen Trigger erzeugen, darf die Summierung in Gleichung 6.7 nur über die zentrale, rechte und obere Karte (S_0 , S_1 und S_3) vorgenommen werden. Die Parameter $\bar{\tau}_j$ sind gemäß Tab. A.1 aus Anh. A.6 bestimmt worden. Die aus den experimentellen Raten bestimmte mittlere Gesamtverlustwahrscheinlichkeit p lag, je nach Detektorring, zwischen $7.1\% \leq p \leq 9.8\%$. Die Ergebnisse für den unerkannten Pileup zeigt Abbildung 6.14. Als Mittelwert des Verhältnisses von experimentellem und erwartetem unerkanntem Pileup ergibt sich $\eta_u = p_u^{exp} / p_u^{erw} = 1.03 \pm 0.13(stat.)$. Für die experimentellen Werte p_u^{exp} wurde, aufgrund der angewandten Extraktionsmethode der elastischen Doppeltreffer und der damit verbundenen ungenauen Abtrennung des Untergrundes, ein zusätzlicher systematischer Fehler von $\pm 10\%$ angenommen.

Alle Ergebnisse der vorgestellten Untersuchungen zur Pileuperkennung von Pulsformerstufe, Lokaler-Maximum-Erkennung und des unerkannten Pileups zeigen, innerhalb der statistischen und systematischen Genauigkeit, dass die implementierten Logikschaltungen die geforderte Funktion erfüllen. Grundsätzlich lassen sich demnach, aus Kenntnis der experimentellen Raten und den jeweiligen Einstellungen, unter Verwendung der in den Anhängen A.5 und A.6 gegebenen Gleichungen bzw. Parameter, zu erwartende Pileup-Effekte abschätzen. Diese Vorhersagen besitzen, aufgrund der systematischen Unsicherheiten, eine Genauigkeit im Bereich von 10%. Sie werden zur Korrektur experimenteller Ergebnisse, beispielsweise den bestimmten elastischen Raten, herangezogen.

Weitere Untersuchungen zu Pileup-Effekten finden sich in einer Doktorarbeit [59], in der helizitätskorrelierte Effekte im Rahmen des A4-Experiments und dabei auftretende Pileup-Effekte im experimentellen Aufbau für Vorwärtsstreuwinkel untersucht worden sind. Für die Asymmetriebestimmung in der Rückwärtsstreuung bei einer Strahlenergie von 319 MeV, die in Kapitel 8 vorgestellt wird, sind Pileup-Effekte aufgrund der kleineren totalen Raten, die unter diesen Streuwinkeln auftreten, gering. Die durch unerkannten Pileup hervorgerufene Beimischung $\delta = N_{pileup}/N_{elastisch}$ von inelastischen Streueignissen im Bereich des elastischen Peaks kann auf $\delta \approx 10^{-4}$ abgeschätzt werden. Durch die erfolgreiche Realisierung der Vetologik und die hier nachgewiesene Funktionsfähigkeit ist im Vergleich zu den anderen Beimischungen dieser Beitrag vernachlässigbar.

Kapitel 7

Detektorsystem zum Nachweis von Elektronen bei Rückwärtsstreuung

Zu Beginn des Jahres 2005 wurde der Detektor um 180° gegen die Strahlachse gedreht, um Messungen unter Rückwärtsstreuung durchzuführen. Die anschließend erhaltenen Spektren für verschiedene Strahlenergien sind in Abbildung 7.1 gezeigt. Zu erkennen ist, dass mit zunehmender Strahlenergie die Rate der Untergrundereignisse zunimmt, während der Peak der elastisch gestreuten Elektronen entsprechend der Energieabhängigkeit eine Abnahme in der Rate aufweist. Der

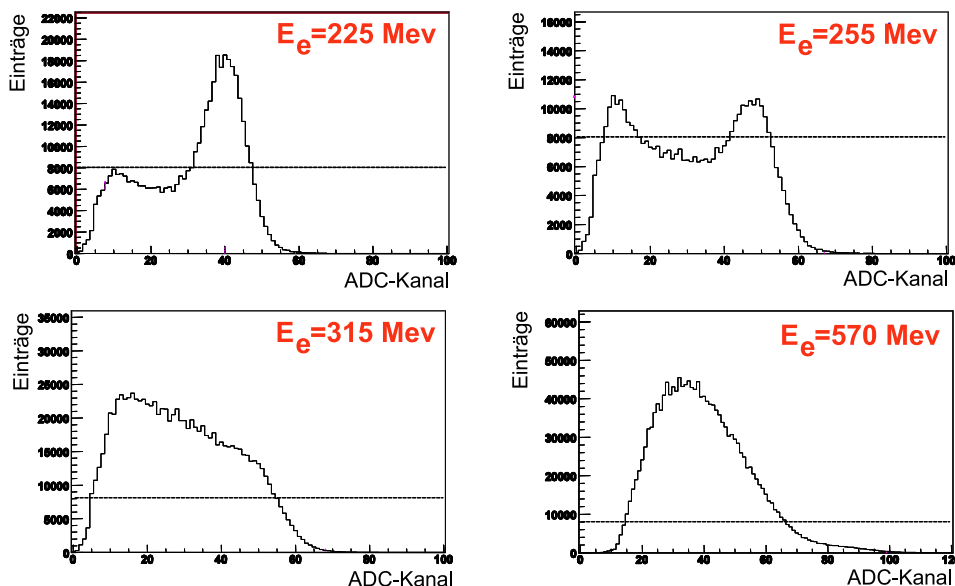


Abbildung 7.1: Erhaltene experimentelle Energiespektren bei Rückwärtsstreuung. Der Strahlstrom betrug jeweils $20 \mu\text{A}$, die Messzeit 300 s. Mit zunehmender Strahlenergie E_e (225 MeV, 255 MeV, 315 MeV, 570 MeV) steigt die Rate des inelastischen Untergrundes, während die Rate der elastischen Ereignisse abnimmt. Die gestrichelte Linie befindet sich jeweils bei gleicher Eintragszahl und verdeutlicht die jeweilige Zu- bzw. Abnahme.

Hauptanteil des Untergrundes im elastischen Bereich wird durch Photonen aus dem π_0 -Zerfall verursacht. Bei der Strahlenergie des geplanten Messpunkts von $Q^2 = 0.23 \text{ GeV}/c^2 \hat{=} 315 \text{ MeV}$ und einem Streuwinkel von $\Theta = 145^\circ$ überwiegen im Energiebereich der elastischen Streuung die Untergrundereignisse bei weitem, so dass eine sinnvolle Abtrennung des Untergrundes nicht mehr gewährleistet ist. Die rasche Zunahme der Photonenergebnisse hängt hier mit der Anregung der Resonanz $\Delta(1232)$ zusammen. Da die Schwerpunktenenergie bei einer Strahlenergie von 315 MeV gerade das Maximum der Resonanz erreicht, steigt die Rate der π_0 -Erzeugung stark an. Um eine Bestimmung der elastisch gestreuten Elektronen zu ermöglichen, wurde deshalb der Bau eines Nachweissystems für Elektronen, das im Weiteren als Taggersystem bezeichnet wird, geplant. Mit Hilfe von zusätzlichen Plastikszintillatoren werden Signale erzeugt, die eine Unterscheidung der geladenen Elektronen von den ungeladenen Photonen erlauben (siehe Abb. 7.3). Dass dies möglich ist, konnte durch Simulationen der Spektren, die mit dem geplanten Taggersystem zu erwarten sind, gezeigt werden [74]. Die Simulationsergebnisse sind in Abbildung 7.2 zu sehen. Gezeigt sind die simulierten Spektren ohne bzw. mit koinzidentem Signal des geplanten Taggersystems. Die Spektren sind jeweils in die Anteile aufgetrennt, die von Photonen aus dem π_0 -Zerfall (Elektro- und Bremsstrahlungsinduzierte Photoproduktion) bzw. von Elektronen (inelastisch und elastisch) erzeugt werden. Wie man erkennt, treten im koinzidenten Spektrum ebenfalls Photonen auf, da ein Teil ($\approx 10\%$) davon bereits vor dem Detektor in der Streukammerwand oder im Plastikszintillator konvertiert und so ein koinzidentes Szintillatorsignal erzeugen kann. Zur Integration in das Datenaufnahmesystem wird aus den Szintillatorsignalen ein zusätzliches Triggersignal abgeleitet. Dieses Signal wird als weiteres Datenbit in den Histogrammen verwendet und gestattet eine Trennung der Ereignisse in zwei Spektren: Ein Spektrum, in dem das PbF_2 -Kalorimeter in Koinzidenz mit dem Plastikszintillator angesprochen hat (Koinzidenzspektrum) und ein Spektrum bei dem nur das PbF_2 -Kalorimeter getriggert hat (Nicht-Koinzidenzspektrum). Im folgenden Abschnitt wird das nach diesen Planungen entstandene Taggersystem vorgestellt.

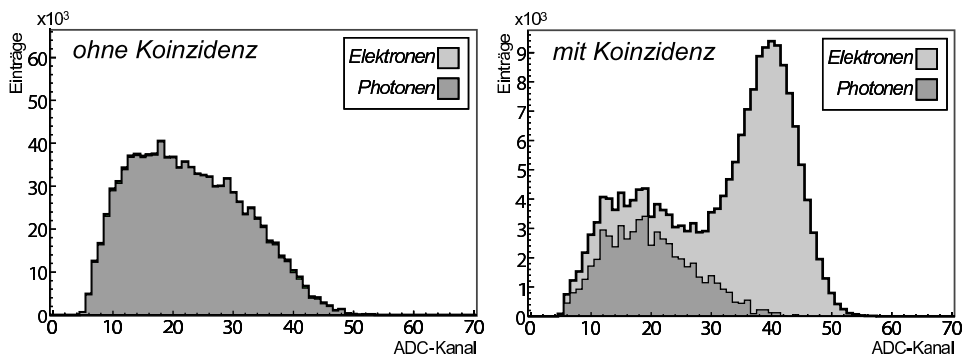


Abbildung 7.2: Eine Simulation für eine Strahlenergie von 315 MeV und einem Streuwinkel von $\theta = 145^\circ$ (Ring 4) zeigt, dass eine Trennung der Ereignisse von nicht konvertierten Photonen durch einen zusätzlichen Tagger möglich ist.

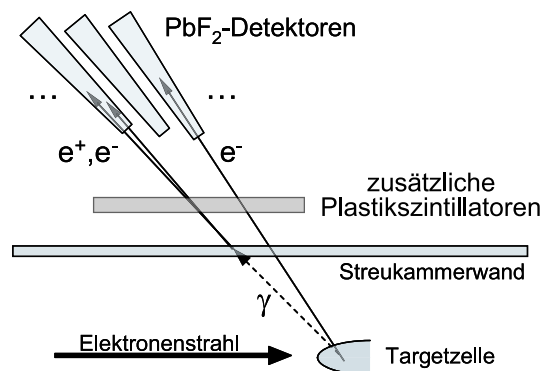


Abbildung 7.3: Der zusätzliche Elektronentagger wird aus Plastikszintillatoren aufgebaut, die zwischen Streukammerwand und PbF_2 -Detektoren montiert werden. Der größte Teil der Photonen passiert die Plastikszintillatoren ohne ein Signal zu erzeugen. Ein kleiner Teil konvertiert in geladene Teilchen, die ein mit den PbF_2 -Detektoren koinzidentes Signal erzeugen.

7.1 Entwurf und Aufbau des Taggersystems

Die prinzipielle Lage der zusätzlichen Detektoren zeigt Abbildung 7.3. Es werden Plastikszintillatoren verwendet, die zwischen der Streukammerwand und den PbF_2 -Kristallen angebracht sind; die Auslese der einzelnen Plastikszintillatoren erfolgt über die an den Stirnflächen verklebten Photomultiplier, die in einem Rundträger aus Edelstahl (vgl. Abb. 3.9) montiert werden [75]. Die Rate an gestreuten Elektronen ist so klein, dass eine Gestaltung des Aufbaus möglich war, in der die Größe der Plastikszintillatoren so gewählt wurde, dass sie jeweils einen Bereich von 14 Kristallen (2 Rahmen mit je 7 PbF_2 -Kristallen) abdecken. Aufgrund der erwarteten Raten liegen bei dieser Wahl die maximal auftretenden Pileupeffekte unter 2 %, sodass durch die gewählte Mehrfachüberdeckung vertretbare Raten an zufälligen Koinzidenzen entstehen. Da die Anzahl der Szintillatoren eine symmetrische¹Aufteilung gestatten soll, wurde ein System aus 72 Szintillatoren geplant: 70 Szintillatoren sind mit der gewünschten Abdeckung versehen, zwei breitere Szintillatoren decken jeweils 3 Rahmen bzw. 21 Kristalle ab. In Tabelle 7.1 sind die gewählten Maße und

Tabelle 7.1: Gewählte Abmessungen und Aufteilung der Plastikszintillatoren.

Typ	Anzahl	Nummer des Szintillators	Abgedeckte Kristalle/Rahmen	Br. x Hö. x Lä. [mm x mm x mm]	Entfernung Target [mm]	Faktor f_{Ω}
1	36	gerade	14 / 2	50 x 20 x 409	519	1.00
2	34	ungerade	14 / 2	50 x 20 x 400	471	1.37
3	2	1,37	21 / 3	75 x 20 x 400	471	2.06

¹Dies vereinfacht einerseits den Aufbau, vor allem aber ist die Symmetrie in der Analyse systematischer Fehler von Vorteil.

Einteilungen angegeben. Die Entfernungen zum Target beziehen sich auf die jeweiligen Mittenpositionen. Da die einzelnen Plastiksintillatoren zum Ausgleich von Toleranzen einen größeren Raumwinkelbereich als die zugehörigen PbF_2 -Kristalle überlappend abdecken müssen, werden sie in zwei konzentrischen Kreisen montiert. Die drei Typen von Szintillatoren besitzen deswegen unterschiedliche Abdeckungen der entsprechenden Raumwinkelbereiche. Der angegebene Faktor f_Ω gibt die relative Gesamtdeckung bezüglich des Raumwinkels an. Die Szintillatoren werden an der vom Target abgewandten Seite über einen Photomultiplier mit aktivem Spannungsteiler ausgelesen. Die angelegte Hochspannung muss im experimentellen Betrieb kalibriert werden. Eine gute Kalibrierung der Hochspannungen kann unter anderem daran erkannt werden, dass die gemessenen Raten in den einzelnen Szintillatoren entsprechend f_Ω skalieren.

Zur Verarbeitung der Szintillatorsignale wurde der bestehende Aufbau der Detektorelektronik MEDUSA für die einzelnen Detektorkanäle, wie in Abbildung 7.4 dargestellt, erweitert. Ein einfallendes Elektron erzeugt sowohl in einem PbF_2 -Kristall als auch im entsprechenden Szintillator einen elektromagnetischen Schauer. Der Schauer im PbF_2 -Kristall löst die Signalverarbeitung auf der Analogkarte aus. In bekannter Weise werden die zugehörigen Energiedaten und gegebenenfalls der Trigger, der zur Histogrammierung verwendet wird, erzeugt. Der Schauer im Plastiksintillator erzeugt ein Szintillatorsignal, das im unteren Zweig des zugehörigen Tagger-Elektronik-Kanals wie folgt verarbeitet wird: Das Signal wird zunächst über ein 50- Ω -Kabel (RG58) an einen passiven 50- Ω -Signalsplitter geführt. Die Vervielfachung des Signals ist erforderlich, da anschließend über zwei Kanäle eines „Constant-Fraction“-Diskriminators CAEN-V812 die Signale auf einen Amplitudenbereich mit niedriger (unterer) und hoher (oberer) Schwelle eingegrenzt

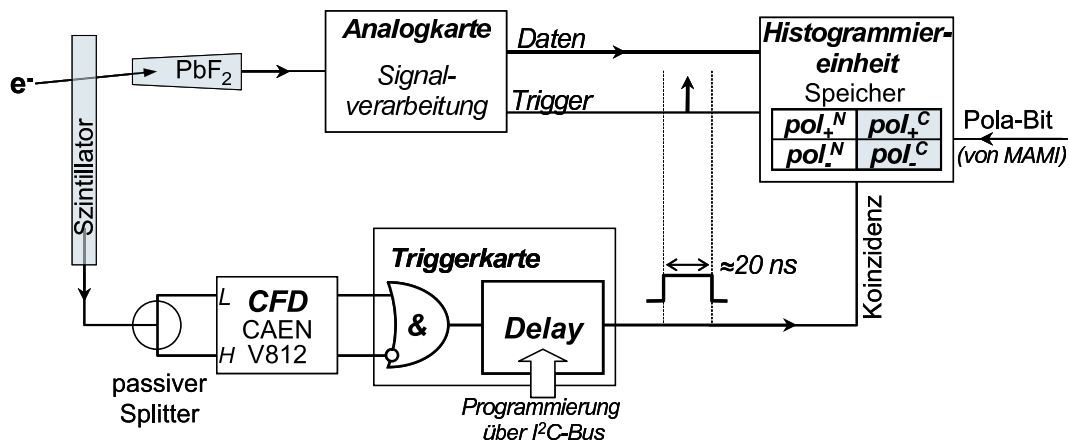


Abbildung 7.4: Jedem der 72 Szintillatoren wird ein Tagger-Elektronik-Kanal nachgeschaltet. Die ausgelesenen Signale werden über einen CFD und entsprechende Verzögerungsleitungen (Delay) an die Histogrammierungseinheiten geleitet. Dort sprechen sie das zusätzliche Bit zur Anzeige von Koinzidenzen an, das den entsprechenden Speicher für Koinzidenz-Einträge auswählt.

werden. Da die im Szintillator deponierte Energie der elastisch gestreuten Elektronen einer Landau-Verteilung folgt, kann über das einstellbare Intervall zwischen unterer und oberer Schwelle ein Signalfenster ausgewählt werden, sodass die Abtrennung von Untergrundereignissen optimiert werden kann. Die Breiten der CFD-Ausgangssignale wurden, um die Anteile zufälliger Koinzidenzen klein zu halten, auf 20 ± 1 ns eingestellt; die minimal einstellbare Totzeit der Module wurde, um Totzeitverluste in den Koinzidenzspektren zu verringern, durch Austauschen eines Abstimmkondensators von 100 ns auf etwa 40 ns verkürzt. Die erhaltenen Ausgangssignale der beiden Diskriminatoren werden an die Eingänge eines UND-Gatters gelegt, sodass der Bereich zwischen den Schwellen ausgewählt wird; das Ausgangssignal des Gatters stellt den gewünschten zusätzlichen Trigger dar, der ein koinzidentes Ereignis im Szintillator anzeigt. Im Folgenden wird dieses Signal als Koinzidenzsignal bezeichnet. Mit einem nachgeschalteten Delay-Baustein kann das Koinzidenzsignal relativ zu den Triggerzeitpunkten der Analogkarten angepasst werden. Dies ist erforderlich, um die unterschiedlichen Laufzeiten der Szintillator-signale abzugleichen. Als Delay-Bausteine werden DS1045-3 der Firma Maxim verwendet, die über I^2C -BUS in Schritten von 3 ns ($\text{Delay} = 3 \text{ ns} \cdot n$, $n = 0, 1, \dots, 15$) programmiert werden können. Das zeitlich angepasste Koinzidenzsignal wird in der zugehörigen Histogrammiereinheit als hochwertiges Adressbit, das bei den bisherigen Messungen für Vorwärtsstreuung nicht verwendet wurde, eingesetzt. Auf diese Weise erfolgt eine Verdopplung des genutzten Speichers. In gleicher Weise wie das Bit zur Anzeige des Polarisationszustandes den Speicher in zwei getrennte Bereiche

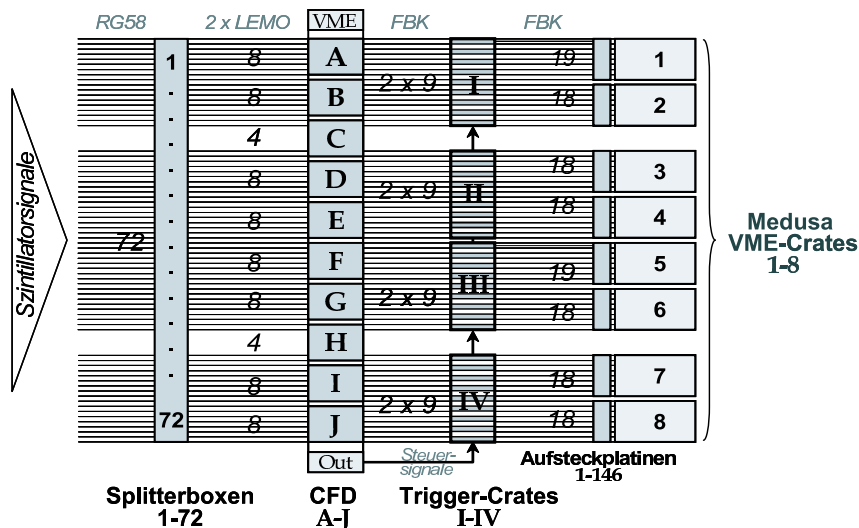


Abbildung 7.5: Entworfenes Schema für die Signalverteilung im Taggersystem. Das neue System besteht aus 72 Signalsplittern, einem VME-Crate mit zehn 16-Kanal-Diskriminatoren (A-J) und vier Trigger-Crates (I-IV), in denen jeweils 9 Triggerkarten die Signale von je 2 Szintillatoren verarbeiten. Über 146 Aufsteckplatinen werden die 1022 Koinzidenzsignale den Histogrammiereinheiten der Detektorelektronik MEDUSA zugeführt.

aufteilt, wird hierdurch eine weitere Aufteilung des Speichers in einen Bereich mit nicht koinzidenten und einen mit koinzidenten Ereignissen erreicht.

Der schematische Aufbau für alle 72 Szintillatorkanäle ist in Abbildung 7.5 veranschaulicht. Um eine sinnvolle Signalverteilung zu gestalten, wurde das System symmetrisch gestaltet und in mehrere Teilbereiche gegliedert: Die 72 Eingangssignale werden von den Splitterboxen über jeweils zwei LEMO-Kabel auf insgesamt 10 Diskriminatoren CAEN-V812 verteilt. Die Diskriminatoren besitzen je 16 Kanäle und verarbeiten jeweils die Signale von maximal acht Szintillatoren. Sie werden in einem VME-Bus-System betrieben, in welchem sich auch ein Ansteuermodul² zur Programmierung der nachfolgenden Delay-Bausteine befindet. Die digitalen Ausgangssignale der Diskriminatoren werden über Flachbandkabel an die folgende Signalverarbeitung weitergeleitet. Diese befindet sich in vier Überraumen (Trigger-Crates), in denen je 9 Verarbeitungseinheiten (Triggerkarten) integriert sind, die ihrerseits je zwei Szintillatorkanäle verarbeiten. Auf den insgesamt 36 Triggerkarten befinden sich für jeden Szintillatorkanal jeweils das UND-Glied, ein Delay-Baustein mit Ansteuerlogik und zwei Signalvervielfacher SN65LVDS34 von Texas Instruments, die jeweils eine Multiplizität von 16 besitzen. Vom vervielfachten Koinzidenzsignal werden je sieben Signale über ein gemeinsames Flachbandkabel weitergeleitet. Die Zuführung der Koinzidenzsignale auf die nachfolgende Histogrammierplatine erfolgt über eine hierzu gefertigte Aufsteckplatine, die auf die entsprechende Histogrammierplatine gesteckt wird. Die Aufsteckplatine unterbricht die ursprünglichen Signalpfade des unbelegten Datenbits und speist das generierte Koinzidenzsignal ein. In den Histogrammiereinheiten führen die zugeführten Signale zur gewünschten Speicheraufteilung.

7.2 Kalibration und Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Methoden, die zur Kalibration der Elektron-Tagger-Elektronik eingesetzt werden, sowie einige wesentliche Ergebnisse, die aus den erhaltenen Koinzidenzspektren abgeleitet werden können, vorgestellt.

7.2.1 Kalibration der Tagger-Elektronik

Zum Betrieb der Tagger-Elektronik sind optimierte Werte für die folgenden Komponenten so aufzufinden, dass in den Koinzidenzspektren eine optimale Rate elastisch gestreuter Elektronen bei gleichzeitig minimaler Rate an Untergrundereignissen erhalten wird:

1. digitale Werte zur Ansteuerung der Delay-Bausteine
2. Hochspannungen zur Ansteuerung der Photomultiplier
3. obere und untere Schwellen der Diskriminatoren V812

²TTL-Outputmodul mit Optokopplung, Eigenbau, Institut für Kernphysik der Universität Mainz.

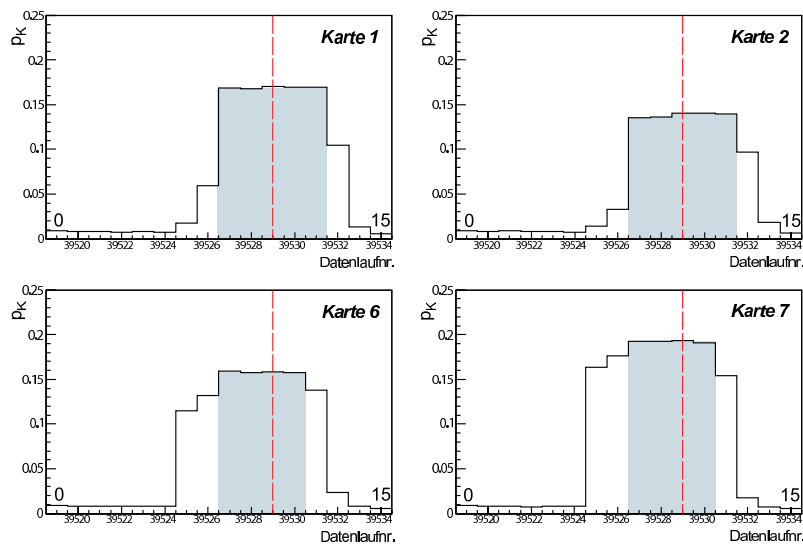


Abbildung 7.6: Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Koinzidenzen für vier Analogkarten eines Szintillators bei Abtastung der digitalen Delay-Werte von 0 bis 15, entsprechend 0-45 ns. Der grau unterlegte Plateaubereich veranschaulicht den koinzidenten Bereich und ist, aufgrund der Signallaufzeiten, für die einzelnen Karten leicht verschieden. Die gestrichelte Linie zeigt den für Asymmetriemessungen eingestellten Wert an.

Die **digitalen Werte zur Ansteuerung der Delay-Bausteine** können für jeweils sieben Detektorkanäle eines Analograhmens auf einen Wert von 0 bis 15 eingestellt werden. Dies entspricht einer zeitlichen Verschiebung der Koinzidenzsignale zwischen 0 und 45 ns. Werden Datennahmen mit diesen Werten durchgeführt und die jeweils erhaltenen totalen Eintragszahlen der Koinzidenzspektren n_k und der Nicht-Koinzidenzspektren n_n bestimmt, erhält man für die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis im Koinzidenzspektrum auftritt, $p_k = n_k / (n_k + n_n)$ den in Abbildung 7.6 dargestellten Verlauf³. Das Beispiel zeigt die Ergebnisse für vier Analogkarten eines Analograhmens. Der Plateaubereich in der Mitte der Kurven entspricht in etwa der Breite des Koinzidenzsignals und entsteht, wenn das Koinzidenzsignal und der Schreibpuls der Analogkarte zeitlich überlappen. Liegt der Schreibpuls außerhalb dieses Zeitfensters, kommen koinzidente Einträge nur zufällig zustande. Ergebnisse der bestimmten Wahrscheinlichkeiten zufälliger Koinzidenzen werden in Abschnitt 7.2.2 vorgestellt. Als optimaler Wert der Delays wird derjenige ausgewählt, für den die Summe der Koinzidenzwahrscheinlichkeiten aller sieben Kanäle des jeweiligen Analograhmens einen maximalen Wert besitzt. Dieser Wert ist im Beispiel durch die gestrichelte Linie veranschaulicht.

³Die Wahrscheinlichkeit p_k sollte nicht mit der Effizienz des Systems verwechselt werden, sondern kann als Produkt von Signal-zu-Untergrund-Verhältnis (Elektronen zu Photonen) und der Nachweiswahrscheinlichkeit der Plastikszintillatoren aufgefasst werden.

Die **Hochspannungen zur Ansteuerung der Photomultiplier** werden so eingestellt, dass alle Szintillatorsignale zu gleicher deponierter Energie gleiche Amplituden aufweisen. Da die verwendeten Photomultiplier von Photonis, Typ XP2262B, aufgrund der auftretenden Anodenströme Alterungseffekte aufweisen, musste eine automatisierte Methode entwickelt werden, die eine Kalibration der Hochspannungen mit geringem Zeitaufwand im experimentellen Betrieb gewährleistet. Nach Einstellen der optimalen Delay-Werte und einer Voreinstellung der Hochspannungen auf Werte im Arbeitsbereich werden dazu Datennahmen durchgeführt, bei welchen die unteren Schwellen s_u der Diskriminatoren variiert werden. Die oberen Schwellen werden auf einen hohen Wert gesetzt (120 mV) und nicht verändert. Die Resultate einer solchen Messung für $s_u = 12, 16, \dots, 72, 76$ mV sind in Abbildung 7.7 für drei Szintillatoren zu sehen. Dargestellt sind je zwei Kurven, die aus den Einträgen im Koinzidenzspektrum gebildet werden. Die erste Kurve a_{el} stellt den Bruchteil der im Peakbereich auftretenden elastischen Einträge dar: $a_{el} = n_{el}/n_{erw}$. Die Einträge des elastischen Peaks n_{el} werden durch die rechtsseitige Anpassung einer Gausskurve⁴ an die Daten angenähert, die theoretisch erwartete Zahl elastischer Einträge n_{erw} wird aus dem Wirkungsquerschnitt berechnet. Die zweite Kurve a_u stellt den ungefähren Anteil an Untergrundereignissen im Koinzidenzspektrum dar und wird aus der Differenz der totalen Eintragszahl n_k und der elastischen Eintragszahl n_{el} gebildet: $a_u = (n_k - n_{el})/n_{erw}$. Wie zu erkennen ist, nimmt der Untergrund stetig ab, während die elastischen Einträge erst

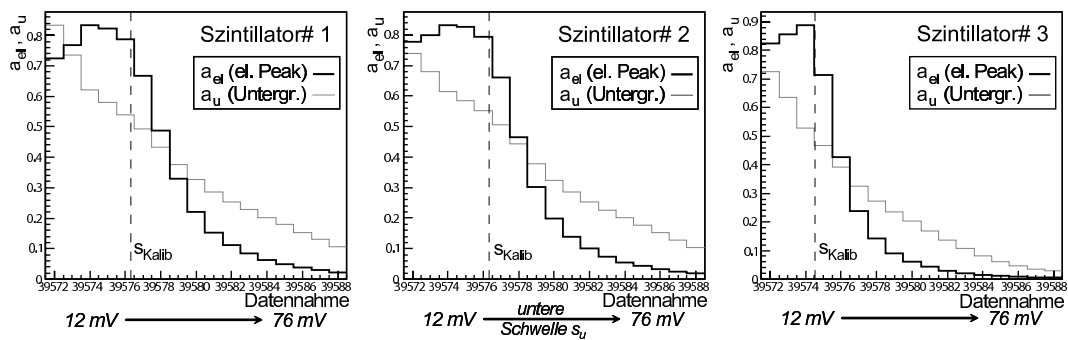


Abbildung 7.7: Aus den Koinzidenzspektren bestimmte Bruchteile an elastischen Einträgen a_{el} , die bei Abtastung der unteren Diskriminatorschwelle für drei Detektorkanäle bestimmt wurden. Die untere Schwelle s_u wurde von 12 bis 76 mV ($\Delta V = 4$ mV) verändert, die obere Schwelle war auf 120 mV festgelegt. Die Untergrundanteile a_u zeigen kein erkennbares Schwellenverhalten. Die Messung wurde bei 570 MeV Strahlenergie mit einem Wasserstofftarget durchgeführt.

⁴Der rechtsseitige Fit wird angewendet, um einen möglichst geringen Untergrundbeitrag zu erhalten, berücksichtigt aber nicht die asymmetrische Form des elastischen Peaks, da der niederenergetische Beitrag des Strahlungsschwanzes vernachlässigt wird. Daher liegen die Maxima bei $a_{el}^{max} \approx 0.85$.

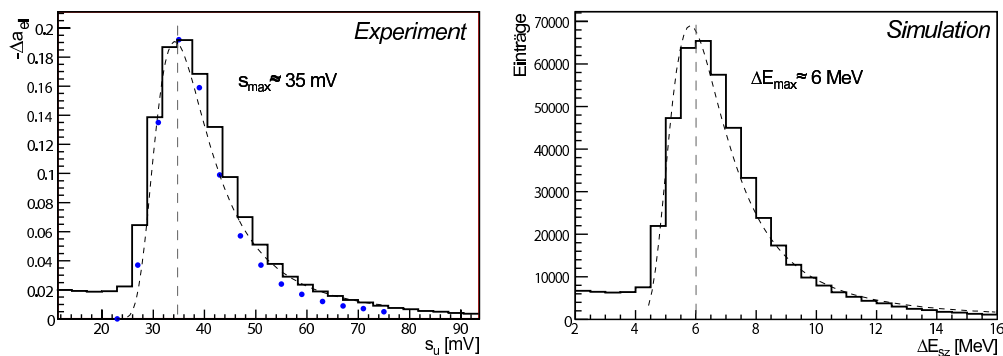


Abbildung 7.8: Bestimmte Verteilung der Signale im Plastiksintillator, wie sie sich aus Simulationen (rechts, in MeV) bzw. aus der Kurve a_{el} (links, in mV), die für einen kalibrierten Szintillator bei Abtastung der unteren Schwelle (Abb. 7.7) erhalten wird, ergibt. Man erkennt, dass die gewonnene Verteilung gut einer Landau-Verteilung (gestrichelte Kurve) entspricht. Zum Vergleich ist das angepasste Simulationsergebnis auch links eingezeichnet.

oberhalb eines Maximums abnehmen⁵. Zur Kalibration der Hochspannungen wird aus der Kurve des elastischen Anteils a_{el} der Schwellenwert s_{Kalib} (gestrichelte Linie) ermittelt, bei dem die Kurve auf einen festgelegten Bruchteil von 90% ihres Maximalwerts abgesunken ist. Danach werden die unteren Diskriminatorschwellen auf den jeweiligen Wert s_{Kalib} eingestellt und die in den Szintillatoren auftretenden totalen Raten R_{Kalib} gemessen⁶. Anschließend werden alle unteren Diskriminatorschwellen auf einen festgelegten Wert von 30 mV gesetzt und die Hochspannungen der einzelnen Szintillatoren solange verändert, bis die Szintillatorkraten der Sollrate R_{Kalib} möglichst nahe kommen. Mit dieser Kalibrationsmethode ist es möglich, die Amplituden der Szintillatorsignale relativ zueinander mit einer Genauigkeit von ungefähr einem Prozent einzustellen⁷.

Um eine Zuordnung der im Plastiksintillator auftretenden Signalamplitude und der dort deponierten Energie zu erhalten, kann aus dem Anteil elastischer Einträge a_{el} eine entsprechende Signalverteilung, für die man eine Landau-Verteilung erwartet, abgeleitet werden. Da die elastischen Anteile a_{el} unter Abtastung der unteren Schwelle aufgenommen wurden, können die Verluste an elastischen Ereignissen zwischen zwei Messwerten der jeweiligen Amplitude zugeordnet werden. Die elastischen Anteile a_{el} entsprechen folglich dem Integral der Signalverteilung für

⁵Der Abfall der elastischen Einträge a_{el} unterhalb des Maximums ist auf Totzeiteffekte zurückzuführen, da die totalen Raten in den Szintillatoren bei niedriger unterer Schwelle rasch ansteigen. Im Bereich des Maximums liegen die Totzeitverluste bei etwa einem Prozent.

⁶Hierzu wird ein Zähler CAEN-V830 verwendet, der so geschaltet ist, dass die Raten aller 72 Szintillatoren nach Durchlaufen des jeweiligen CFD V812 vermessen werden können. Der zu bestimmende Wert von R_{Kalib} wird aus zwei Messungen auf den Schwellenwert s_{Kalib} extrapoliert.

⁷Bei Vermessung der Schwellenwerte s_{Kalib} nach Beendigung der Kalibration erhält man für alle Szintillatoren einen Mittelwert von $s_{Kalib} \approx 30 \pm 0.25$ mV.

elastisch gestreute Elektronen im Plastiksintillator. Um die zugrundeliegende Verteilung zu erhalten, muss die Kurve elastischer Anteile a_{el} differenziert werden (Differenzenbildung), wobei die bei niedrigen Schwellen bzw. Amplituden auftretenden Totzeiteffekte zu berücksichtigen sind. In Abbildung 7.8 ist die für einen kalibrierten Szintillator auf diese Weise abgeleitete Verteilung (links, Punkte) einer Simulation [74] der Signalverteilung im Plastiksintillator (rechts, durchgezogene Linie) gegenübergestellt. Die gestrichelte Kurve zeigt jeweils das Ergebnis einer angepassten Landau-Verteilung. Die in der Simulation auftretenden Anteile bei niedrigen Signalenergien beruhen auf sekundären Streueignissen in der Streukammerwand, die den Szintillator streifen und nicht im PbF_2 -Kristall nachgewiesen werden. Diese Ereignisse tauchen daher in der experimentell bestimmten Verteilung nicht auf, da dies den Nachweis im zugehörigen PbF_2 -Kristall erfordert. Das Maximum der angepassten Landau-Verteilung für die Simulation liegt bei 5.97 ± 0.02 MeV, das der experimentellen Verteilung bei 34.8 ± 0.2 mV. Hieraus ergibt sich ein Verhältnis von (0.172 ± 0.06) MeV/mV. Die Ergebnisse der Simulation sind zum Vergleich nach Skalierung mit diesem Wert und Anpassung auf gleiches Maximum in die linke Abbildung als durchgezogene Linie eingetragen. Simulation und experimentell bestimmte Kurve zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Die niedrigeren Werte der experimentellen Verteilung bei großen Amplituden ($s_u > 50$ mV) lassen sich damit erklären, dass die zugehörigen Einträge im Koinzidenzspektrum, aufgrund des größeren Energieverlustes im Szintillator, weiter links liegen. Damit wird ihre Anzahl beim rechtsseitigen Fit unterschätzt.

Die experimentelle Einstellung der **unteren Diskriminatorschwelle** wird mit 24 mV so gewählt, dass sie mit der unteren Grenze der angenäherten Landau-Verteilung zusammenfällt und somit keine oder nur geringe Verluste an elastischen Ereignissen zu erwarten sind. Dass diese Wahl sinnvoll ist, zeigt sich auch, wenn man die in Koinzidenz erhaltenen PbF_2 -Spektren in Abhängigkeit der im Plastiksintillator auftretenden Signalamplituden misst. Solche Spektren lassen sich qualitativ in Datennahmen erhalten, in denen, durch die Wahl der unteren und oberen Diskriminatorschwellen, jeweils ein schmaler Amplitudenbereich herausgefiltert wird. Als Beispiel hierfür sind in Abbildung 7.9 die erhaltenen Koinzidenzspektren für eine Analogkarte aus Ring 4 gezeigt, die bei einer Messung mit 315 MeV Strahlenergie und Deuterium-Target erhalten wurden. Die dargestellten Spektren wurden jeweils auf die Breite des gewählten Diskriminatorfensters normiert, um eine in Bezug zur Rate vergleichbare Darstellung der auftretenden Einträge zu erzielen. Relevante Beiträge elastischer Ereignisse, die den Peak am rechten Rand des Spektrums bilden, treten nur in den Spektren 2-5 (24-70 mV) auf. Der schwach ausgeprägte Peak am linken Rand des Spektrums ist, wie am Ende dieses Abschnitts gezeigt wird, auf Myonen zurückzuführen und nimmt mit steigender Amplitude ab; im letzten Spektrum (70-120 mV) ist dieser Anteil nicht mehr zu erkennen. Der verbleibende Teil der Spektren wird im Wesentlichen von konvertierten Photonen

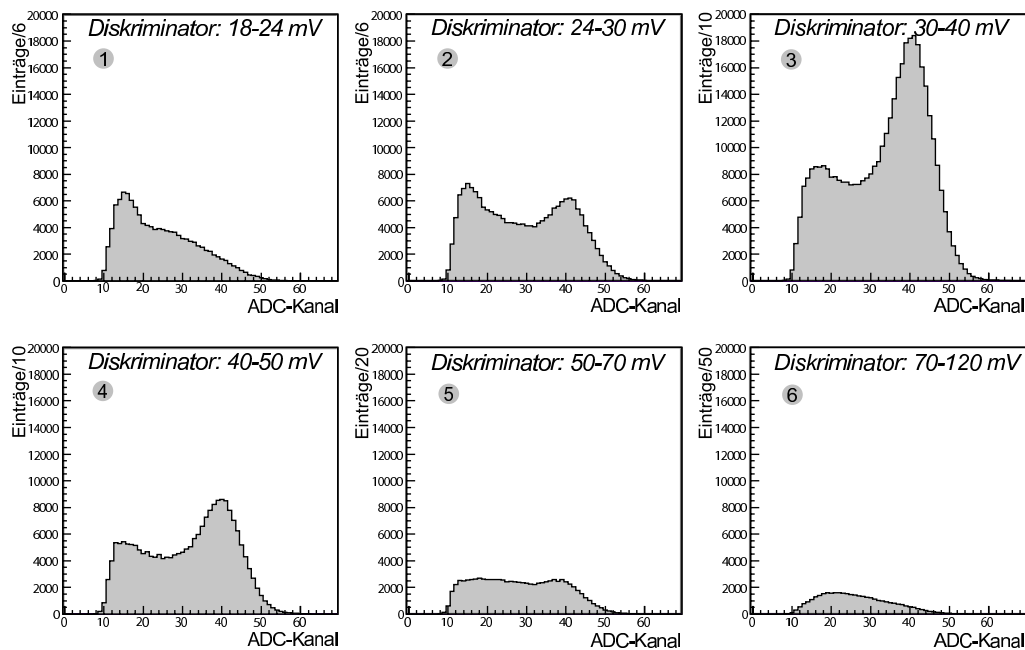


Abbildung 7.9: Nimmt man Koinzidenzspektren für einen PbF_2 -Kristall mit verschiedenen Einstellungen für das Diskriminatorfenster des Plastikszintillators auf, lassen sich verschiedene Beiträge zum Spektrum erkennen. Die Messung wurde bei einer Strahlenergie von 315 MeV mit Deuterium-Target durchgeführt. Die Eintragszahlen wurden auf die jeweilige Breite des Diskriminatorfensters normiert.

erzeugt und liefert bei mittleren Amplituden seinen größten Beitrag. Die in den Szintillatoren im oberen Amplitudenbereich (nicht dargestellt), zwischen 120 mV und der maximal einstellbaren Schwelle von 255 mV, auftretenden Raten liegen bei etwa 1 kHz. Verglichen mit der totalen Rate von $\approx 1 MHz$ im Bereich von 24-120 mV sind deren Beiträge vernachlässigbar.

Die Einstellung der **oberen Diskriminatorschwelle** wird daher für Messungen mit Wasserstoff auf 120 mV festgelegt. Diese Wahl wurde getroffen, um eine maximale Ausbeute an elastischen Ereignissen in den Koinzidenzspektren sicherzustellen. Für Messungen mit Deuterium wird die obere Diskriminatorschwelle mit 70 mV niedriger gewählt. Durch diese Wahl wird das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis, das bei Deuterium ungünstiger ist, verbessert. Die dadurch entstehenden Verluste an elastischen Ereignissen sind gering.

7.2.2 Experimentelle Spektren und zufällige Koinzidenzen

In Abbildung 7.10 sind Beispiele für zwei Messungen mit unterschiedlicher Zeiteinstellung des Koinzidenzsignals der Taggerelektronik gezeigt. Die erhaltenen Spektren wurden im vollständig kalibrierten Zustand, und für die obere Abbildung mit den Einstellungen, die für Asymmetriemessungen verwendet werden, aufgenommen. Das Koinzidenzspektrum ist jeweils rechts mit anderer Skalierung nochmals dargestellt. Die Einträge für beide Polarisierungseinstellungen wurden jeweils addiert⁸. Die Spektren mit Koinzidenz-Einstellung (Abb. oben) stimmen gut mit durchgeführten Simulationen [74] überein (vgl. Abb. 7.2). Bei niedrigen Energien bestimmen Schwelleneffekte das Spektrum und dort sind Anteile vorhanden, die von Positronen aus dem Zerfall gestoppter Myonen stammen (vgl. Kap. 7.2.3),

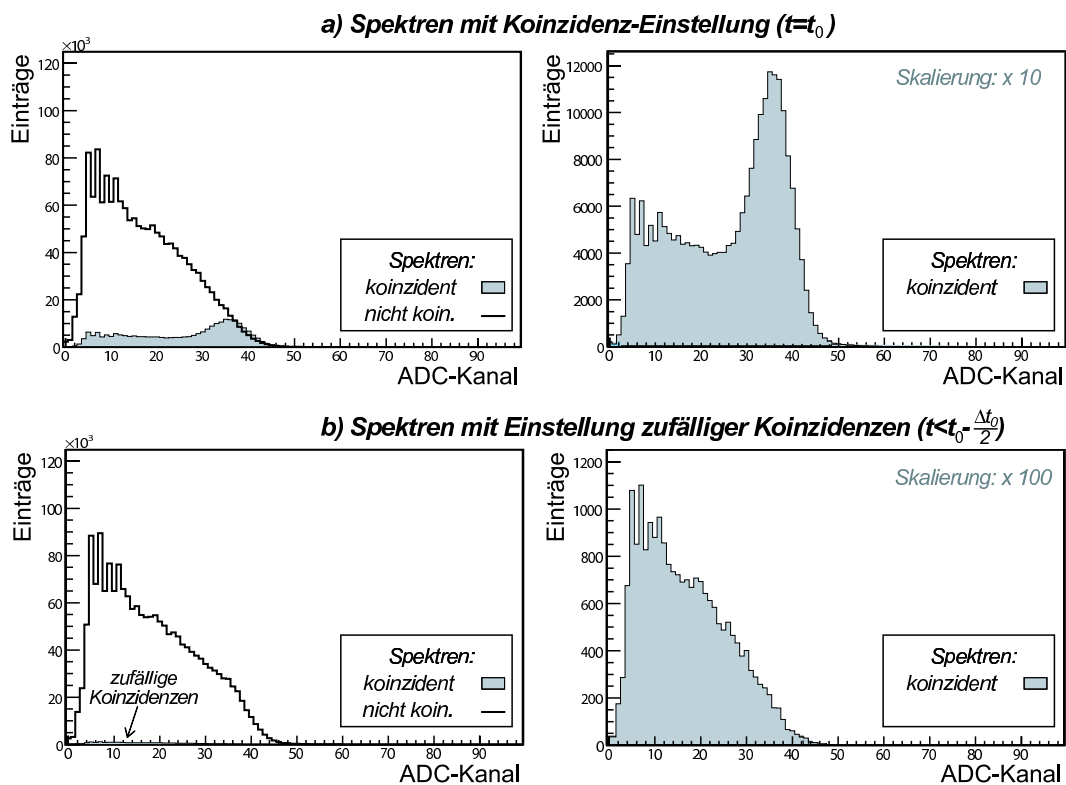


Abbildung 7.10: a) Beispiel für das erhaltene koinzidente bzw. nicht koinzidente Spektrum bei korrekter Zeiteinstellung des Koinzidenzsignals gegenüber dem Triggersignal der Analogkarten. Die Messung für b) wurde mit einem verfrühten Koinzidenzsignal ($t < t_0 - \frac{\Delta t_0}{2}$) durchgeführt. Alle Spektren wurden bei Rückwärtsstreuung an Wasserstoff und 315 MeV Strahlenergie für einen Detektorkanal aus Ring 4 erhalten.

⁸Die Methode zur Extraktion der polarisationsbedingten Asymmetrien aus den Koinzidenzspektren wird in Kapitel 8 dargelegt.

die in den Simulationen nicht berücksichtigt sind. Da die Zahl der Einträge des Koinzidenzspektrums an der Schwelle zum elastischen Peak gegenüber dem Nicht-Koinzidenzspektrum um etwa einen Faktor 10 kleiner ist, sind zufällige Koinzidenzen, die Einträge ohne echte Koinzidenz im Koinzidenzspektrum erzeugen, nicht zu vernachlässigen. Um die Wahrscheinlichkeiten für Zufallskoinzidenzen zu bestimmen, kann das Koinzidenzsignal, wie bereits bei den Methoden zur Kalibration in Abschnitt 7.2.1 dargelegt, zeitlich verschoben werden. Die durch die erfolgte Kalibration festgelegte Lage und Breite des Zeitfensters für Koinzidenzen sei im Folgenden mit $t_0 \pm \frac{\Delta t_0}{2}$ bezeichnet. Die zu ermittelnden Ergebnisse sind von zwei Faktoren abhängig:

Der erste Faktor betrifft die zeitliche Lage des Koinzidenzsignals. Neben der für Asymmetriemessungen zu wählenden koinzidenten Zeiteinstellung ($t = t_0$) sind prinzipiell zwei weitere Zeiteinstellungen möglich. Liegt das Koinzidenzsignal zeitlich zu früh, können eigentlich koinzidente Ereignisse aufgrund der nachfolgenden Totzeit von etwa 20-25 ns nicht im Koinzidenzspektrum erscheinen. Wird andererseits über große Werte des einstellbaren Delays das Koinzidenzsignal verspätet erzeugt, wird dieses vollständig vom Trigger der Analogkarten entkoppelt und es sind für alle Ereignisse zufällige Koinzidenzen möglich. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten zufälliger Koinzidenzen p_z kann für beide Fälle wie folgt beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \text{Fall 1: } t < t_0 - \frac{\Delta t_0}{2} &\Rightarrow p_z = \frac{z_k}{n_n} \\ \text{Fall 2: } t > t_0 + \frac{\Delta t_0}{2} &\Rightarrow p_z = \frac{z_k}{n_k + n_n} \end{aligned} \quad (7.1)$$

Dabei wird mit z_k die totale Eintragszahl im Koinzidenzspektrum bei der jeweiligen Zeiteinstellung für zufällige Koinzidenzen, mit n_n bzw. n_k die Eintragszahlen des nicht koinzidenten bzw. koinzidenten Spektrums bei korrekter Einstellung der Verzögerung ($t = t_0$) bezeichnet. Als Beispiel hierfür sind in Abb. 7.10.b die für Fall 1 erhaltenen Spektren gezeigt, die mit einer zu früh liegenden Einstellung des digitalen Delay-Wertes auf 0 erzeugt wurden: Das Koinzidenzspektrum mit der Eintragszahl z_k enthält keine Anteile des bei korrekter Zeiteinstellung erhaltenen Koinzidenzspektrums mit der Eintragszahl n_k ; zu erkennen ist dies am Fehlen des elastischen Beitrags. Es enthält nur Anteile, die durch zufällige Koinzidenzen aus dem Nicht-Koinzidenzspektrum (Eintragszahl n_n) entstehen. Daher gilt Fall 1 aus Gl. 7.1 für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens zufälliger Koinzidenzen p_z .

Der zweite Faktor betrifft die Breite Δt der erzeugten Koinzidenzsignale. Die verwendeten Delay-Bausteine DS1045-3 verkürzen bei größeren Verzögerungen die Breite T_s des Ausgangssignals. Für einen offline vermessenen Kanal wurde eine Verkürzung von $T_s = 18.9 \text{ ns}$ (digitaler Delay-Wert=0) auf $T_s = 11.8 \text{ ns}$ (digitaler Delay-Wert=15) bestimmt. Dieser Effekt ist im Datenblatt [76] nicht dokumentiert. Die Abnahme der Breite T_s ist stetig, aber nicht linear. Da eine Vermessung der Zufallswahrscheinlichkeiten nur außerhalb des experimentell verwendeten Zeit-

Tabelle 7.2: Beispiele für die bestimmten Wahrscheinlichkeiten zufälliger Koinzidenzen.

Diese wurden für $t < t_0 - \frac{\Delta t_0}{2}$, was aufgrund der Eigenschaft der verwendeten Delay-Bausteine eine im Vergleich zu Asymmetriemessungen größere Breite der Zeitfenster bedingt, bestimmt.

Messung	Szintillatortyp	mittl. Rate R [kHz]	p_z [%]	$T_s = \frac{p_z}{R}$ [ns]
H_2 , Datennahme 39519-34	1	441 ± 18	0.70 ± 0.15	15.9 ± 3.5
	2	629 ± 21	0.95 ± 0.23	15.1 ± 3.7
	3	852 ± 7	1.26 ± 0.12	14.8 ± 1.5
D_2 , Datennahme 45155-70	1	980 ± 68	1.55 ± 0.17	15.8 ± 2.1
	2	1226 ± 72	2.01 ± 0.25	16.4 ± 2.3
	3	1689 ± 132	2.56 ± 0.77	15.2 ± 4.7

fensters erfolgen kann, müsste für eine exakte Bestimmung die Abhängigkeit der Breite von den einstellbaren Delay-Werten für alle Delay-Bausteine offline vermessen werden. Diese aufwändige Vermessung wurde bislang nicht durchgeführt, da der Beitrag der Zufallskoinzidenzen zur elastischen Linie in der Größenordnung $1.0 \pm 0.25\%$ liegt. Dies ist im Verhältnis zu den statistischen und systematischen Fehlern der gemessenen paritätsverletzenden Asymmetrie zu vernachlässigen.

Für die auftretenden Wahrscheinlichkeiten der Zufallskoinzidenzen p_z sollte außerdem folgende Abhängigkeit von der Szintillatorrate R gelten:

$$p_z = R \cdot T_s \quad (7.2)$$

Tabelle 7.2 sind die nach Fall 1 von Gleichung 7.1 bestimmten mittleren Wahrscheinlichkeiten p_z zu den jeweiligen Szintillatortypen zu entnehmen, wie sie sich bei einer Lage von t direkt vor dem Zeitfenster ($t \lesssim t_0 - \frac{\Delta t_0}{2}$) ergeben. Aus den gemessenen Raten der Plastikszintillatoren R wurden die Mittelwerte für die jeweiligen Typen gebildet und nach Gleichung 7.2 die Breiten der Zeitfenster T_s ermittelt. Diese Werte liegen aufgrund der Verschmälerung durch die Delay-Bausteine einige ns unter der, von den Diskriminatoren erzeugten Breite von 20 ns. Da T_s mit steigendem t weiter abnimmt, sind die angegebenen Werte für p_z als obere Abschätzung, der in Asymmetriemessungen auftretenden Wahrscheinlichkeiten, anzusehen. Der tatsächliche Wert von p_z sollte 10 – 20 % unter dieser Abschätzung liegen. Eine Bestimmung der Wahrscheinlichkeiten für $t \gtrsim t_0 + \frac{\Delta t_0}{2}$, die eine untere Abschätzung und damit eine genauere Extrapolation der exakten Werte ermöglichen würde, ist nicht für alle Szintillatoren durchführbar, da die Zeitfenster teilweise nicht weit genug verschoben werden können.

7.2.3 Spektren der Positronen aus dem Myon-Zerfall

Positronen entstehen beim Zerfall von Myonen (vgl. Tab. 6.1, S. 90). Die von den Positronen erzeugten Beiträge zu den Spektren wurden bislang nicht simuliert. Da-

her wurde eine Messung durchgeführt, die diese Beiträge klären sollte. Vermutet wurde, dass gestoppte Myonen aus dem π_+ -Zerfall in den PbF_2 -Kristallen verbleiben. Ihr Zerfall in Positronen wird in den Kristallen nachgewiesen und gegebenenfalls erzeugen sie ein Koinzidenzsignal, welches in diesem Fall allerdings erst nach dem Nachweis in den PbF_2 -Kristallen erzeugt wird. Da die zeitliche Auflösung zwischen den beiden Detektoren nicht ausreichend ist, um die erwartete Zeitverzögerung beim Nachweis von Zerfällen des Myons im Taggersystem aufzulösen, wurde ein anderer Weg zu deren Nachweis gewählt: Der Zerfall der Myonen wird direkt über die Lebensdauer $\tau_\mu = (2.19703 \pm 0.00004) \mu s$ [29] nachgewiesen. Ein gepulster Elektronenstrahl („Diagnosepulse“) wird benutzt, um aus dem Target positive Pionen zu erzeugen, die dann in den PbF_2 -Kristallen gestoppt werden und in positive Myonen zerfallen. In der Zeit zwischen zwei Elektronenstrahlpulsen werden die Signale der Positronen aus dem Myonzerfall spektroskopiert und gezählt. Der gepulste Elektronenstrahl besitzt einen mittleren Strahlstrom von wenigen nA und besteht aus kurzen Elektronenpaketen von etwa 40 ns Dauer. Die Wiederholfrequenz wurde auf $\nu_D = 25 kHz$ eingestellt, sodass nach Auftreten eines Elektronenpakets eine zur Messung des μ -Zerfalls ausreichende Zeitdauer von 40 μs zur Verfügung stand. Ein auf die Strahlpulse synchronisiertes Zeitfenster mit einer Breite von 1 μs wurde auf die Messgate-Eingänge der Histogrammiereinheiten der Detektorelektronik gegeben. Dieses Zeitfenster wurde für aufeinanderfolgende Messungen der Spektren in Schritten von 1 μs verschoben. Für drei Messungen wurden jeweils alle, in den 1022 Spektren auftretenden Ereignisse aufaddiert. Die erhaltenen Ereigniszahlen wurden auf den bestehenden Untergrund im Detektorbereich, der ohne Elektronenstrahl vermessen wurde und ein stabiles Zeitverhalten zeigte, korrigiert. Eine angepasste Exponentialkurve ergab eine Abnahme der nachgewiesenen Ereignisse mit $\tau = (2.32 \pm 0.21) \mu s$. Dies ist in guter Übereinstimmung mit τ_μ ; es kann also davon ausgegangen werden, dass in der Zeit nach dem Auftreten des eigentlichen Elektronenpakets der Zerfall der dabei erzeugten Myonen nachgewiesen wird. Direkt nach dem Auftreten des Elektronenpakets lag das Verhältnis der nachgewiesenen Positronen zum konstanten Beitrag der Untergrundprozesse bei etwa 2; die Korrektur auf den gut vermessenen Untergrund ist die Hauptfehlerquelle der durchgeführten Messung.

Aufgrund der nicht genau bekannten Lage des Zeitfensters relativ zum primären Elektronenpaket, dem nicht genau bekannten Strahlstrom und der Untergrundbeiträge, ist eine absolute Bestimmung der Beiträge aus dem Myonzerfall, wie sie in den Asymmetriemessungen auftreten sollten, mit großen Ungenauigkeiten verbunden. Da die Beiträge außerdem bei niedrigen Energien liegen, wodurch sie ohne Relevanz für die paritätsverletzende Asymmetriemessung sind, ist ihr Beitrag zu den einzelnen Spektren stark von den eingestellten Diskriminatorschwellen der Analogkarten abhängig und sie variieren von Kanal zu Kanal. Insbesondere für die Analogkarten der ersten Produktionsserie, die im Wesentlichen negative Offsets der Energiespektren aufweisen, sind die Beiträge im Spektrum nicht aufzulösen. Für die folgenden Betrachtungen wurden daher nur Spektren von Analogkarten der zweiten

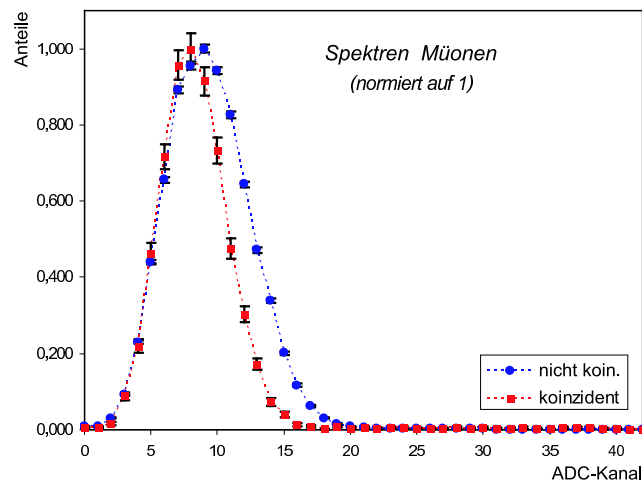


Abbildung 7.11: Bestimmte Energiespektren der PbF_2 -Kristalle für den Zerfall von Myonen. Die maximale Energie der Positronen liegt weit unter der Linie elastisch gestreuter Elektronen, die bei ADC-Kanal 42 läge. Verwendet wurde ein Deuterium-Target bei 319 MeV Strahlenergie.

Produktionsserie, deren Offsets sehr gut bei 0 liegen (siehe Kapitel 5.2.2), verwendet. Für diese Karten wurde jeweils für die koinzidenten und nicht koinzidenten Spektren der 511 Analogkarten ein mittleres Energiespektrum der Positronen aus dem Myonzerfall gebildet. Die Einzelspektren wurden jeweils mit ihren Eichgeraden und der bestimmten Lage des elastischen Peaks korrigiert. Die erhaltenen Spektren sind in Abbildung 7.11 gezeigt. Die Lage des in Asymmetriemessungen erhaltenen Peaks elastisch gestreuter Elektronen entspricht ADC-Kanal 42, der Null-

Tabelle 7.3: Bestimmte Koinzidenzwahrscheinlichkeiten für Positronen aus dem Myonzerfall in Abhängigkeit von Detektorring und Szintillatortyp. Die Wahrscheinlichkeiten spiegeln in guter Näherung die von den Plastiksintillatoren abgedeckten Raumwinkelbereiche (von den PbF_2 -Kristallen aus gesehen) wider. Für die Szintillatoren von Typ 3, von denen nur zwei existieren, sind wegen mangelnder Statistik keine Werte extrahiert worden.

Ring	Typ 1: p_{Koinz} [%]	Typ 2: p_{Koinz} [%]
1	4.97 ± 0.88	4.22 ± 0.97
2	4.74 ± 1.26	4.57 ± 1.15
3	4.94 ± 1.20	4.85 ± 1.17
4	4.78 ± 1.41	4.17 ± 1.38
5	4.22 ± 1.47	4.02 ± 1.47
6	4.08 ± 1.83	3.69 ± 1.75
7	3.74 ± 1.73	3.03 ± 1.67
Mittelwert	4.69 ± 0.48	4.18 ± 0.49

punkt der Energie ADC-Kanal 0. Die Beiträge der Myonzerfälle liegen bei kleinen Energien; somit sind innerhalb der zu bestimmenden Schnittgrenzen (s. Kap. 8.1) keine Untergrundbeiträge von Myonzerfällen in den extrahierten elastischen Ereigniszahlen zu erwarten. Die in Koinzidenz nachgewiesenen Positronen liegen, aufgrund der zum Anregen der Plastiksintillatoren notwendigen Energie, energetisch um einige ADC-Kanäle niedriger. Die linke Kante des Myonen-Spektrums wird jeweils durch die Diskriminatorschwellen der Analogkarten bestimmt und verläuft deshalb für beide Spektren identisch. Der mittlere Gesamtanteil der Positronen, die zu den bei Asymmetriemessungen erhaltenen nicht koinzidenten Spektren beitragen, kann auf etwa $10 \pm 5 \%$ abgeschätzt werden. Es sei betont, dass dieser Anteil, wegen des energetischen Schnitts, sehr stark von den eingestellten Diskriminatorschwellen auf den Analogkarten abhängig ist.

Aus dem Verhältnis nicht koinzidenter und koinzidenter myonischer Einträge konnte, wie in Tabelle 7.3 angegeben, die Wahrscheinlichkeit p_{Koinz} für das Erzeugen eines Koinzidenzsignals durch ein aus dem Myonzerfall stammendes Positron bestimmt werden. Der Anteil von koinzident nachgewiesenen Positronen liegt mit $4.44 \pm 0.67 \%$ unter dem Anteil koinzident nachgewiesener konvertierter Photonen, der etwa 12 % beträgt, sodass das Verhältnis von Positronen zu konvertierten Photonen in den Koinzidenzspektren, gegenüber den nicht koinzidenten Spektren, um etwa einen Faktor 3 unterdrückt ist. Die in der Tabelle angegebene Wahrscheinlichkeit p_{Koinz} zeigt weiterhin eine prinzipiell erwartete Abhängigkeit von Detektorring und Szintillatortyp. Diese bestimmen die von den Plastiksintillatoren abgedeckten Raumwinkelbereiche, wie sie von den jeweils zugehörigen PbF_2 -Kristallen aus gesehen werden. So sind beispielsweise die auftretenden Wahrscheinlichkeiten p_{Koinz} für Szintillatoren vom Typ 1 größer als diejenigen von Typ 2, da letztere von den PbF_2 -Kristallen weiter entfernt sind.

Kapitel 8

Paritätsverletzende Asymmetrie und Schlussfolgerungen

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der physikalischen Asymmetrie A_{PV} in der Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen aus den gemessenen Daten dargelegt. Ausgewertet wurden Messungen bei einer Strahlenergie von 315.1 MeV entsprechend $Q^2 = 0.231 (\text{GeV}/c)^2$, die bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ mit einem 20 cm langen Wasserstofftarget für einen Polarwinkelbereich von $140^\circ \leq \Theta \leq 150^\circ$ durchgeführt wurden. Im ersten Abschnitt werden die angewandten Methoden aufgezeigt, mit deren Hilfe aus den experimentellen Spektren die Einträge elastisch gestreuter Elektronen extrahiert werden. Im anschließenden Abschnitt werden die Normierungen und Korrekturen, die an die bestimmte Rohasymmetrie angebracht werden, aufgeführt. Danach erfolgt das Vorstellen der Ergebnisse für die aus diesen Daten bestimmte Asymmetrie in der paritätsverletzenden Elektronenstreuung. Zum Abschluss werden die elektrischen und magnetischen Strange-Formfaktoren, die mit Hilfe der unter Vorwärtswinkeln durchgeführten Messung bestimmt wurden, angegeben.

8.1 Extraktion der experimentellen Ereigniszahlen

Für alle experimentellen Koinzidenzspektren, d. h. zu jeder Datennahme, zu beiden Polarisationsrichtungen (+, -) und zu jedem der 1022 Detektorkanäle, soll die Anzahl der elastisch gestreuten Elektronen unter Ausschluss der Einträge im radiativen Schwanz bestimmt werden. Die angewendeten Verfahren, mit deren Hilfe die in dieser Arbeit angegebenen Ergebnisse bestimmt wurden, werden im Folgenden beschrieben.

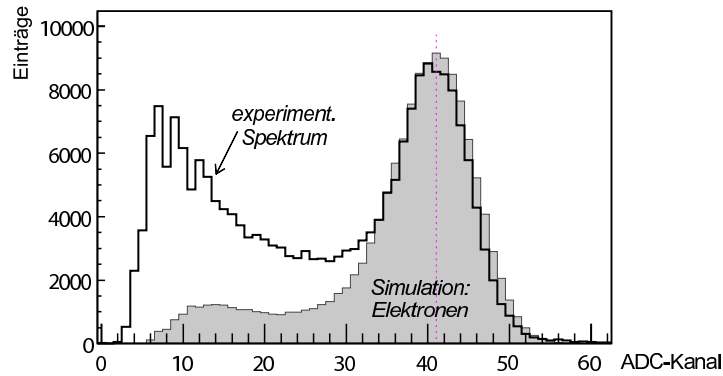


Abbildung 8.1: Experimentelles Koinzidenzspektrum, aufgenommen bei 319 MeV Strahlenergie. Eine Simulation der elastisch und inelastisch gestreuten Elektronen zeigt im Peakbereich eine gute Übereinstimmung. Bei kleinen Energien besitzt das experimentelle Spektrum zusätzliche inelastische Anteile, insbesondere von konvertierten Photonen.

Das Nicht-Koinzidenzspektrum, das von Ereignissen gebildet wird, bei denen der Plastiksintillator nicht angesprochen hat, ist ein sehr reines Spektrum der Photonen. Das Koinzidenzspektrum hingegen erfordert ein Signal im Plastiksintillator und setzt sich aus einer Reihe relevanter Anteile zusammen. Vergleicht man, wie in Abb. 8.1 dargestellt, das Koinzidenzspektrum mit einer Simulation der elastisch und inelastisch gestreuten Elektronen, erkennt man eine gute Übereinstimmung im oberen Energiebereich, bei niedrigeren Energien gibt es aber weitere Beiträge. Diese sind qualitativ gut bekannt: Ein kleiner Teil der Photonen konvertiert und bildet den wichtigsten Untergrundbeitrag, dessen Spektrum gegenüber dem reinen Photonspektrum (Nicht-Koinzidenzspektrum) zu niedrigeren Energien verschoben ist, da die geladenen Konversionsteilchen Energieverluste im Plastiksintillator oder der Streukammerwand erleiden; bei niedrigen Energien existiert ein Beitrag durch Positronen aus dem Zerfall der in den PbF_2 -Kristallen gestoppten Myonen (vgl. Kap. 7.2.3). Die Schwierigkeit in der Extraktion der Anzahl elastisch gestreuter Elektronen besteht nun darin, Schnittgrenzen zu finden, die eine kleine und zudem quantitativ bestimmbare Beimischung an Untergrundereignissen gewährleisten. Zunächst werden aus den Koinzidenzspektrern die Parameter des elastischen Peaks ermittelt. Hierbei wird folgende phänomenologische Funktion angewendet [43]:

$$f(x) = \begin{cases} C \cdot \left\{ \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_L} \right)^2 \right] + \exp \left[\frac{x-\mu}{\lambda} \right] \cdot \left(1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_L} \right)^2 \right] \right) \right\} & , \quad x < \mu \\ C \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-\mu}{\sigma_R} \right)^2 \right] & , \quad x \geq \mu \end{cases} \quad (8.1)$$

Die Breite der hoch- bzw. niederenergetischen Flanken werden durch σ_R bzw. σ_L beschrieben, der Mittelwert ist durch μ charakterisiert. Die niederenergetische Flanke ist mit einer Exponentialfunktion modifiziert, um den Beitrag des Strahlungsschwanzes und der Leckage des elektromagnetischen Schauers zu

berücksichtigen. Diese Funktion muss an die einzelnen Spektren angepasst werden. Da insgesamt mehrere Millionen Kurvenanpassungen ($1022 \text{ Kanäle} \times \text{etwa } 1000 h \hat{=} 24000000 \text{ Histogramme}$) notwendig sind, werden hierzu automatisierte Algorithmen mit hoher Zuverlässigkeit angewendet [38]. Aus diesen Algorithmen wird ebenfalls die Lage der sogenannten hochenergetischen Kante E_k erhalten, die als Wendepunkt der hochenergetischen Flanke der elastischen Linie im logarithmierten Spektrum definiert wurde.

Die hochenergetische Kante wird als obere Grenze x_o des Extraktionsbereichs festgelegt und für alle Spektren bestimmt. Die Festlegung der unteren Grenze x_u erfordert ein komplexeres Bestimmungsverfahren, da einerseits mit kleiner werdender unterer Grenze ein immer größer werdender Anteil inelastischer Streueignisse in den Schnittbereich fällt (Untergrund), andererseits mit größer werdender unterer Grenze ein immer kleinerer Anteil elastisch gestreuter Elektronen (Signal) im Schnittbereich verbleibt.

Das angewandte Verfahren zur Bestimmung der unteren Schnittgrenze beruht auf Simulationsergebnissen [74] und stellt sich zusammengefasst wie folgt dar:

1. Mittels Monte-Carlo-Simulation werden die Detektorantwortfunktionen für Photonen im PbF_2 -Kalorimeter bestimmt. Hierbei werden zwei getrennte Antwortfunktionen gebildet: $D_{n.k.}^\gamma(Ring)$, die die in den nicht koinzidenten Spektren auftretenden direkten Photonen abbildet, und $D_{koin}^\gamma(Ring)$, die die in den koinzidenten Spektren auftretenden Ereignisse konvertierter Photonen, unter Berücksichtigung der jeweiligen Energieverluste vor dem PbF_2 -Kalorimeter, abbildet. Dazu wurden die nicht koinzidenten und koinzidenten Spektren von Photonenergebnissen für alle sieben Detektorringe bei Integration über alle auftretenden Raumwinkel simuliert und daraus die Antwortfunktionen extrahiert. Den Hauptbeitrag zum Nicht-Koinzidenzspektrum liefern dabei Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen. In der Simulation wurden bei der Pionproduktion sowohl Elektro- als auch Photoproduktion berücksichtigt.
2. Das experimentelle Nicht-Koinzidenzspektrum der direkten Photonen jedes Detektorkanals wird mit der entsprechenden Funktion $D_{n.k.}^\gamma(Ring)$ entfaltet. Hieraus wird das physikalische Energiespektrum der Photonenergebnisse δ^γ ermittelt.
3. Aus der Faltung von δ^γ mit $D_{koin}^\gamma(Ring)$ wird das erwartete Spektrum konvertierter Photonen n_{koin}^γ bestimmt, das zum Koinzidenzspektrum beiträgt.
4. Die Bestimmung der unteren Schnittgrenze x_u erfolgt so, dass im Schnittbereich der Beitrag konvertierter Photonen zum experimentellen Koinzidenzspektrum n_{koin} möglichst nahe bei einem gewählten Verdünnungsfaktor $\varepsilon = 0.02$ liegt: $n_{koin}^\gamma/n_{koin} \approx \varepsilon$

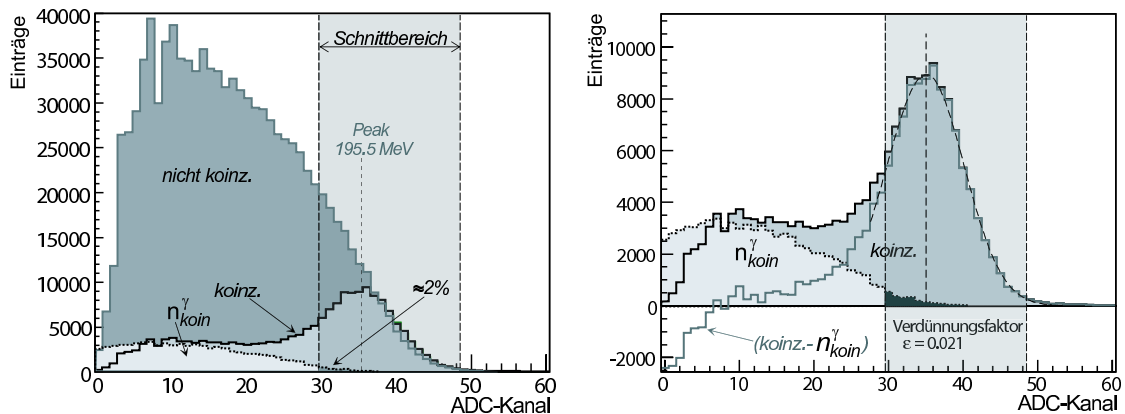


Abbildung 8.2: Links sind die experimentellen Spektren (nicht koinz., koinz.) und das aus der Simulation der Detektorantwortfunktionen abgeleitete Spektrum konvertierter Photonen n_{koin}^{γ} dargestellt. Die untere Schnittgrenze wird durch die Wahl eines Verdünnungsfaktors, der die Beimischung konvertierter Photonen zum Koinzidenzspektrum angibt und auf 2 % festgelegt wurde, bestimmt. Rechts sind nochmals das Koinzidenzspektrum und das Spektrum konvertierter Photonen n_{koin}^{γ} dargestellt. Zieht man letzteres vom Koinzidenzspektrum ab, erhält man im Schnittbereich das Spektrum gestreuter Elektronen. Bei niedrigen Energien führen die eingestellten Triggerschwellen und der Beitrag von Positronen zu Abweichungen.

Das Verfahren wird anhand des Beispiels in Abbildung 8.2 verdeutlicht. Die untere Schnittgrenze wurde so gewählt, dass der im Schnittbereich verbleibende Anteil der konvertierten Photonen dem festgelegten Verdünnungsfaktor ϵ entspricht. In der rechten Abbildung ist neben dem experimentellen Koinzidenzspektrum n_{koin} und den simulierten Beiträgen konvertierter Photonen n_{koin}^{γ} auch die Differenz beider Spektren dargestellt. Diese Differenz entspricht dem Spektrum inelastisch und elastisch gestreuter Elektronen inklusive der Beiträge des radiativen Strahlungsschwanzes. Zu niedrigen Energien hin weicht die Differenz davon ab, da einerseits die Beiträge von Positronen aus dem Zerfall des Myons in der Simulation nicht berücksichtigt sind. Das nicht physikalische negative Ergebnis am unteren Ende des Differenzspektrums ist andererseits eine Folge der eingestellten Diskriminatorschwellen der Detektorelektronik, die Einträge bei niedriger Energie herausfiltern; in den simulierten Beiträgen konvertierter Photonen n_{koin}^{γ} gehen diese Einträge nicht verloren. Die inelastisch gestreuten Elektronen und die Positronen aus dem Zerfall des Myons sind energetisch gut von den gewählten Schnittbereichen getrennt und liefern daher nur vernachlässigbare Beiträge zu den extrahierten Eintragszahlen. Da die Entfaltung mit $D_{n.k.}^{\gamma}$ (Ring) als auch die Faltung mit D_{koin}^{γ} (Ring) der Spektren sehr zeitaufwändig ist, kann dieses Verfahren nicht für alle Datennahmen durchgeführt werden. Momentan wird es etwa alle 50 bis 100 Datennahmen angewendet; für die anderen Datennahmen werden die verwendeten unteren Schnittgrenzen x_u interpoliert¹.

Innerhalb der nun festgelegten Schnittgrenzen werden für jeden Detektorkanal j und jede Datennahme i die Eintragszahlen N_{koin}^+ , N_{koin}^- , $N_{n.k.}^+$ und $N_{n.k.}^-$ bestimmt. Für alle Datennahmen werden hieraus die Gesamteintragszahlen im Detektor gebildet, wobei nur die Detektorkanäle der Ringe $r=2,3,\dots,6$ verwendet werden. Die Ringe 1 und 7 werden aufgrund der verminderten Energieauflösung und einer Unsicherheit in deren Akzeptanz, die sich aus den fehlenden Nachbarmodulen in der Energiesummenbildung ergibt, nicht verwendet:

$$\begin{aligned} N_i^{exp,+} &= \sum_{j=1}^{1022} N_{koin}^+(j,i) & , & & N_i^{\gamma,+} &= \sum_{j=1}^{1022} N_{n.k.}^+(j,i) & (8.2) \\ N_i^{exp,-} &= \sum_{j=1}^{1022} N_{koin}^-(j,i) & , & & N_i^{\gamma,-} &= \sum_{j=1}^{1022} N_{n.k.}^-(j,i) \\ & \forall j : r(j) \in \{2,3,\dots,6\} \end{aligned}$$

Aus diesen Werten werden die im Folgenden gebildeten Rohasymmetrien bestimmt.

8.2 Bestimmung und Korrekturen der Asymmetrie

Aus den erhaltenen Eintragszahlen wird für jede Datennahme i eine Rohasymmetrie A_i^{exp} bzw. A_i^{γ} für die koinzidenten bzw. nicht koinzidenten Spektren gebildet. Die anzubringenden Korrekturen auf Strahlstrom, Polarisationsgrad und Beimischung von Ereignissen konvertierter Photonen werden nun im Einzelnen dargelegt. Der einfacheren Darstellung wegen wird sich hierbei auf die Asymmetrie der Koinzidenzspektren A_i^{exp} beschränkt; für die Asymmetrien A_i^{γ} gelten diese Beziehungen in analoger Weise.

8.2.1 Strahlstrom

Ausgangsgröße der Analyse ist die für jede Datennahme i bestimmte Rohasymmetrie A_i^{exp} . Diese Größe wird beschrieben durch die Asymmetrie der auf den effektiven Strahlstrom I_i^{\pm} normierten Anzahl elastisch gestreuter Elektronen $N_i^{exp,\pm}$:

$$A_i^{exp} = \frac{N_i^{exp,+}/I_i^+ - N_i^{exp,-}/I_i^-}{N_i^{exp,+}/I_i^+ + N_i^{exp,-}/I_i^-} \quad (8.3)$$

¹Zu dem beschriebenen Verfahren ist anzumerken, dass prinzipiell ein Verfahren, welches alle ADC-Kanäle einzeln betrachtet und diese über eine Wichtung mit den jeweiligen Untergrundbeiträgen berücksichtigten würde, aufgrund des erweiterbaren Schnittbereichs eine Verbesserung im statistischen Fehler liefern könnte. Eine solche Methode ist für weitere Auswertungen geplant, wird wegen der momentan installierten Analyse-Software aber noch nicht angewendet.

Eine Normierung auf die Luminosität L^\pm wird zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht durchgeführt, da die Analyse zur Eichung der Luminositätsmonitore noch nicht abgeschlossen ist. In umfangreichen Testmessungen konnte gezeigt werden, dass das Wasserstofftarget und die Luminositätsmonitore eine hohe Stabilität zeigen und das Target keine Dichteschwankungen, aufgrund von Kochen, im für diese Messungen verwendeten Betriebsmodus zeigt [58, 59, 38]. Die Normierung auf den Strahlstrom kann prinzipiell zu falschen Asymmetrien führen, sofern ein mögliches Kochen des Targets helizitätskorrelierte Komponenten besitzt. Ein solcher Effekt konnte allerdings, aufgrund der kleinen Stromasymmetrien im Bereich von ppm und der Trägheit des Systems, bei vergleichbaren Bedingungen früherer Messungen nicht festgestellt werden und ist auch nicht zu erwarten. Die mittlere Stromasymmetrie aller analysierten Datennahmen beträgt:

$$A_I = \frac{(I^+ - I^-)}{(I^+ + I^-)} = -0.30 \cdot 10^{-6} \quad , \quad \sigma_{RMS}(A_I) = 3.48 \cdot 10^{-6} \quad (8.4)$$

8.2.2 Helizitätskorrelierte Strahlparameter und Polarisation des Elektronenstrahls

Die netzgekoppelte Umschaltung der Polarisation des Elektronenstrahls im A4-Experiment kann zum Auftreten helizitätskorrelierter Stromasymmetrien ($(I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$), Ortsdifferenzen ($x^+ - x^-$, $y^+ - y^-$), Winkeldifferenzen ($x'^+ - x'^-$, $y'^+ - y'^-$) oder Energiedifferenzen ($E^+ - E^-$) führen. Diese können apparative Asymmetrien erzeugen, da systematische Änderungen der Luminosität bzw. der Detektorakzeptanz und dem Wirkungsquerschnitt einhergehen und damit sogenannte falsche Asymmetrien erzeugen. Lage- und Winkeldifferenzen ergeben Effekte, die sich wegen der ϕ -Symmetrie des Detektors in 1. Ordnung aufheben. Zur Vereinfachung werden die Strahlparameter mit X^j , $1 \leq j \leq 6$, bezeichnet; zur Definition siehe Tabelle 8.1. Die Korrektur auf den Strahlstrom ist bereits in Abschnitt 8.2.1 beschrieben. Für die auftretenden Asymmetrien liegt in guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen den Strahlparametern X^j und der jeweils induzierten ap-

Tabelle 8.1: Übersicht über die Strahlparameter X^i , $i = 1..6$, deren helizitätskorrelierte Asymmetrien und Differenzen zu apparativen (falschen) Asymmetrien führen.

Parameter	Bedeutung	Formel
X^1	Stromasymmetrie	$A_I = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$
X^2	Horizontale Ortsdifferenz im Target	$\Delta x = x^+ - x^-$
X^3	Vertikale Ortsdifferenz im Target	$\Delta y = y^+ - y^-$
X^4	Horizontale Winkeldifferenz im Target	$\Delta x' = x'^+ - x'^-$
X^5	Vertikale Winkeldifferenz im Target	$\Delta y' = y'^+ - y'^-$
X^6	Energiedifferenz	$\Delta E = E^+ - E^-$

	Wert	RMS	falsche Asymmetrie $A(X^j)$
Stromasymmetrie A_I	$-0.30 \cdot 10^{-6}$	$3.48 \cdot 10^{-6}$	$0.30 \cdot 10^{-6}$
Ortsdifferenz Δx	-9.16 nm	9.34 nm	$<0.01 \cdot 10^{-6}$
Ortsdifferenz Δy	2.54 nm	2.37 nm	$<0.01 \cdot 10^{-6}$
Winkeldifferenz $\Delta x'$	-8.94 nrad	9.47 nrad	$<0.01 \cdot 10^{-6}$
Winkeldifferenz $\Delta y'$	-2.54 nrad	2.54 nrad	$<0.01 \cdot 10^{-6}$
Energiedifferenz ΔE	-0.49 eV	2.46 eV	$<0.01 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 8.2: Experimentell bestimmte helizitätskorrelierte Differenzen bzw. Asymmetrien der Strahlparameter X_j . Die angegebenen Werte für die falschen Asymmetrien, außer demjenigen der Stromasymmetrie, sind obere Abschätzungen, die auf Berechnungen des Wirkungsquerschnitts beruhen.

parativen Asymmetrie $A(X^j)$ vor [59]. Für die in einer Datennahme i beobachtete Asymmetrie A_i^{exp} wird daher angesetzt:

$$A_i^{exp*} = P \cdot A^{exp} + \sum_{j=2}^6 a^j X_i^j \quad (8.5)$$

P bezeichnet hierbei den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls. Mit Hilfe von Gleichung 8.5 ist es möglich, über eine lineare Regression die Koeffizienten a^j zu bestimmen und mit diesen die Asymmetrien A_i^{exp} zu korrigieren. Die Analyse dieser Korrekturen ist gegenwärtig noch nicht abgeschlossen. Aufgrund der großen erwarteten Asymmetrie von $A_0 = -16.27 \text{ ppm}$, der hohen erreichten Strahlqualität und der ϕ -Symmetrie des Detektors sind die auftretenden falschen Asymmetrien hier bei Rückwärtswinkeln allerdings sehr klein und zu vernachlässigen. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt werden sie in den systematischen Fehler einbezogen. Die erfolgten Abschätzungen der falschen Asymmetrien sind in Tabelle 8.2, zusammen mit den experimentell bestimmten mittleren Abweichungen der Strahlparameter, aufgeführt. Die Abschätzungen beruhen auf Berechnungen des Wirkungsquerschnitts unter Einbeziehung der Target- und Detektorgeometrie und gelten für eine angenommene Detektorasymmetrie von einem Prozent, die beispielsweise durch ausgefallene Detektorkanäle entstehen kann.

Für die Korrektur auf die Strahlpolarisation P wird für sogenannte Datenpakete eine mittlere Strahlpolarisation P_D gebildet. Zu einem Datenpaket werden jeweils die 500-1000 Datennahmen zusammengefasst, die zu gleicher Einstellung des Generalvorzeichenwechslers (GVZ, s. Kap. 3.2.1) aufgenommen wurden. Mit dem Wechsel der GVZ-Einstellung (*in* oder *out*) wird jeweils ein neues Datenpaket begonnen; insgesamt sind 14 Datenpakete für die hier vorgestellte Messung entstanden. Für die Datennahmen i wird die mit den Polarisierungen korrigierte Asymmetrie

$$A_i^{exp*} = A_i^{exp} / P_D \quad (8.6)$$

bestimmt. Die Werte der Polarisation lagen zwischen $0.59 \leq P_D \leq 0.82$, bei einer mittleren Strahlpolarisation von $P = 0.73$. Histogrammiert man die erhaltenen Er-

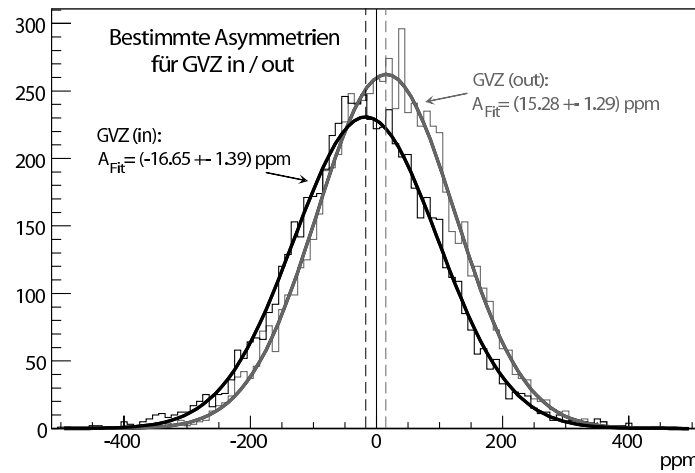


Abbildung 8.3: Histogramme der nach Korrektur auf die Polarisation erhaltenen experimentellen Asymmetrien $A_i^{\text{exp}*}$ zu allen Datennahmen. Die Ergebnisse sind getrennt aufgeführt für die beiden verschiedenen Einstellungen des Generalvorzeichenwechslers (GVZ) und folgen der erwarteten Gaussverteilung.

gebnisse $A_i^{\text{exp}*}$ aller Datennahmen getrennt für beide Einstellungen des GVZ, erhält man die in Abbildung 8.3 gezeigten Histogramme. Beide Histogramme enthalten verschiedene Eintragszahlen und folgen in guter Näherung der erwarteten Gaussverteilung. Sie liegen symmetrisch zur y-Achse und besitzen die aufgrund der Statistik erwarteten Breiten. Aus den bestimmten Asymmetrien der einzelnen Datennahmen $A_i^{\text{exp}*}$ werden durch Bilden des gewichteten Mittelwerts die entsprechenden Asymmetrien $A_D^{\text{exp}*}$ der einzelnen Datenpakete erhalten.

8.2.3 Beimischung inelastisch gestreuter Ereignisse

Die bestimmte Zahl elastisch gestreuter Elektronen wird zum einen durch konvertierte Photonen, zum anderen durch nicht konvertierte Photonen, die in zufälliger Koinzidenz auftreten, erhöht. Die Änderung der Asymmetrie durch konvertierte Photonen wird mittels der Asymmetrie des Nicht-Koinzidenzspektrums $A_D^{\gamma*}$ gemäß

$$A_D^{\text{PV}} = (1 - \varepsilon) \cdot A_D^{\text{exp}*} + \varepsilon \cdot A_D^{\gamma*} \quad (8.7)$$

beschrieben, wobei $\varepsilon = 0.02$ dem Mittelwert der Verdünnungsfaktoren der Einzelspektren entspricht (vgl. Kap. 8.1). Die gesuchte paritätsverletzende Asymmetrie A_D^{PV} für die einzelnen Datenpakete kann hieraus bestimmt werden. Die Berücksichtigung zufälliger Koinzidenzen kann in erster Näherung, unter der Annahme, dass die auftretende Asymmetrie der zugehörigen Ereignisse ebenfalls durch $A_D^{\gamma*}$ richtig beschrieben ist, durch einen weiteren Faktor ε^{zk} berücksichtigt werden. In Gleichung 8.7 ist dann ε durch $\varepsilon' = \varepsilon + \varepsilon^{\text{zk}}$ zu ersetzen. In der durchgeführten Analyse wurde eine mittlere Wahrscheinlichkeit für auftretende Zufallskoinzidenzen von $p_z = 0.008$ angenommen (vgl. Tab. 7.2), aus der sich ein mittlerer Wert für die zusätzliche Beimischung von $\varepsilon^{\text{zk}} = 0.013$ ergibt.

8.3 Physikalische Asymmetrie A_{PV}

Die nach der Korrektur mit der Polarisation erhaltenen Asymmetrien A_D^{exp*} der einzelnen Datenpakete sind in Abbildung 8.4 gezeigt. Für die entsprechenden Mittelwerte der Datenpakete erhält man für beide Einstellungen des GVZ bzw. für den Mittelwert A^{exp*} beider Einstellungen:

Asymmetrie	Wert $\cdot 10^6$
A_{in}^{exp*}	$-17.31 \pm 1.35_{stat} \pm 0.96_{syst}$
A_{out}^{exp*}	$+14.78 \pm 1.29_{stat} \pm 0.77_{syst}$
Mittelwert : A^{exp*}	$+15.96 \pm 0.93_{stat} \pm 0.87_{syst}$
$A_{in}^{\gamma*}$	$-7.30 \pm 1.08_{stat} \pm 0.43_{syst}$
$A_{out}^{\gamma*}$	$+0.26 \pm 1.01_{stat} \pm 0.20_{syst}$
Mittelwert : $A^{\gamma*}$	$+3.53 \pm 0.74_{stat} \pm 0.19_{syst}$

In der Tabelle sind zum besseren Verständnis auch die bestimmten Asymmetrien $A^{\gamma*}$ für nicht koinzidente Ereignisse vor Korrektur auf die Beimischungen aufgeführt. Nach Durchführung der Korrektur auf Beimischungen nach Gleichung 8.7 und Mittelwertbildung über die zugehörigen Datenpakete, wird für beide Einstellungen des GVZ die paritätsverletzende Asymmetrie $A_{in,out}^{PV}$ bei longitudinaler Po-

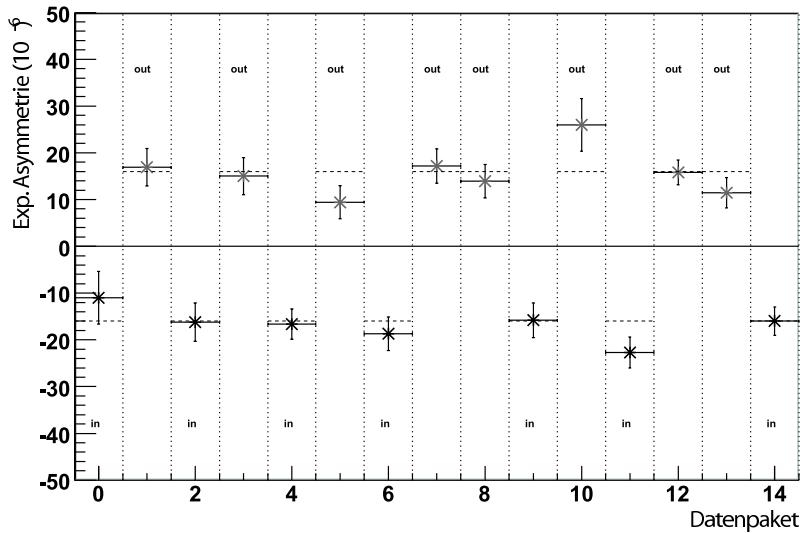


Abbildung 8.4: Asymmetrien A_D^{exp*} der einzelnen Datenpakete, in denen jeweils die Datennahmen in Datenpakete zu gleicher Einstellung der Halbwellenplatte (in/out) zusammengefasst sind. Die gestrichelte Linie gibt den jeweiligen Mittelwert der Asymmetrie an, wobei bei der Mittelung der GVZ-Zustand *in* durch Vorzeichenumkehr berücksichtigt wurde.

larisation der Elektronen bestimmt. Durch Mittelung wird aus den Werten beider GVZ-Einstellungen $A_{in,out}^{PV}$ der zu bestimmende Wert der paritätsverletzenden Asymmetrie A_{PV} für den Impulsübertrag $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV}/c)^2$ erhalten:

$$Q^2 = 0.230 \text{ (GeV}/c)^2 : A_{PV} = (-16.37 \pm 1.16) \cdot 10^{-6}$$

Der Fehler setzt sich aus den Beiträgen $\pm 0.93_{\text{stat}} \cdot 10^{-6}$ und $\pm 0.69_{\text{syst}} \cdot 10^{-6}$ zusammen. Dieser Wert ist das Ergebnis einer vorläufigen Analyse. Die endgültige Analyse ist zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht abgeschlossen; diese wird noch nicht berücksichtigte Korrekturen wie die lineare Regression auf falsche Asymmetrien oder die Beiträge der quasi-elastischen Streuung an der Targetkammer beinhalten. Für diese Korrekturen wird eine wesentliche Veränderung weder für den hier vorgestellten Wert, noch für die Größe des Fehlers erwartet.

8.4 Schlussfolgerungen: Strange-Formfaktoren G_E^S und G_M^S

Ein möglicher Strangeness-Beitrag A_S zu den Formfaktoren des Protons kann aus den nach den Gleichungen 2.53 und 2.54 berechneten Wert $A_0 = (-16.27 \pm 1.22) \cdot 10^{-6}$ ohne Strangeness bestimmt werden:

$$A_S = A_{PV} - A_0 = (-0.10 \pm 1.68) \cdot 10^{-6}$$

Mit Hilfe der bei gleichem Impulsübertrag bereits gemessenen Asymmetrie A_{PV} für Vorwärtsstreuwinkel [78]

$$Q^2 = 0.230 \text{ (GeV}/c)^2, 30^\circ \leq \Theta \leq 40^\circ : A_{PV} = (-5.59 \pm 0.57_{\text{stat}} \pm 0.29_{\text{syst}}) \cdot 10^{-6}$$

Tabelle 8.3: Verwendete numerische Werte der berechneten elektromagnetischen Formfaktoren und des axialen Formfaktors für $Q^2 = 0.230 \text{ (GeV}/c)^2$.

Formfaktor	Wert
G_E^p	$+0.554 \pm 0.017$
G_M^p	$+1.565 \pm 0.047$
G_E^n	$+0.057 \pm 0.006$
G_M^n	-1.058 ± 0.053
\tilde{G}_A^p	-0.732 ± 0.270

8.4 Schlussfolgerungen:

Strange-Formfaktoren G_E^s und G_M^s

ist es nun möglich, aus den elektromagnetischen Formfaktoren und dem axialen Formfaktor die Strange-Formfaktoren G_E^s und G_M^s zu extrahieren. Die dabei verwendeten numerischen Werte der Formfaktoren sind in Tabelle 8.3 angegeben. Die elektromagnetischen Formfaktoren wurden nach Friedrich et al. [77], der axiale Formfaktor bzw. dessen Strahlungskorrekturen nach Zhu et al. [34] berechnet. Mittels Gleichung 2.51, welche die Abhängigkeit der paritätsverletzenden Asymmetrie von den elektrischen und magnetischen Formfaktoren ausdrückt, lassen sich Linearkombinationen der Strange-Formfaktoren G_E^s und G_M^s bilden. Als Linearkombination für die Messung unter Rückwärtswinkeln erhält man:

$$G_E^s + 4.0426 \cdot G_M^s = -0.0354 \pm 0.5865 \quad (8.8)$$

Die Linearkombinationen für beide Messungen sind in Abbildung 8.5 dargestellt. Nach dem Durchführen der Separation ergeben sich die Werte für den elektrischen bzw. magnetischen Strange-Formfaktor:

$$\begin{aligned} G_M^s &= -0.01 \pm 0.15 \\ G_E^s &= 0.034 \pm 0.050 \end{aligned} \quad (8.9)$$

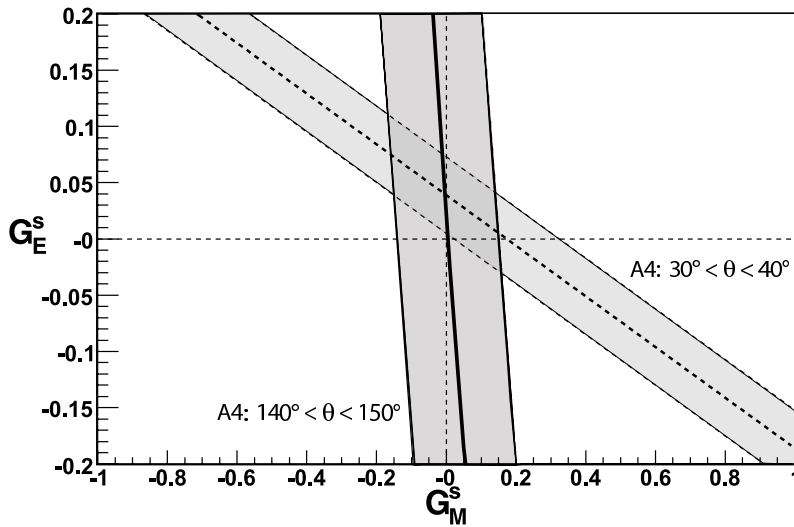


Abbildung 8.5: G_E^s vs. G_M^s für $Q^2 = 0.230 \text{ (GeV}/c)^2$. Die dicke Linie zeigt das für Rückwärtstreuung bestimmte Resultat, die gestrichelte Linie das Ergebnis des unter Vorwärtstreuung bestimmten Wertes [78]. Die dargestellten Bänder geben die möglichen Werte von G_E^s und G_M^s innerhalb eines 1σ -Bereichs an. Die Unsicherheiten aus dem Experiment und den Formfaktoren wurden dabei quadratisch addiert.

Die angegebenen Fehler der Formfaktoren sind hier, ohne Berücksichtigung von Korrelationen zwischen den Unsicherheiten in den verwendeten elektromagnetischen und axialen Formfaktoren, die in beiden bestimmten Linearkombinationen enthalten sind, bestimmt und daher überschätzt worden. Sie enthalten die quadratisch addierten Beiträge der statistischen, systematischen und theoretischen Fehler. Die gemessenen Beiträge der Strangeness zu den Formfaktoren des Protons sind, ebenso wie das Ergebnis des HAPPEX-Experiments [79] für $Q^2 = 0.1 \text{ (GeV}/c)^2$, innerhalb der Fehlergrenzen mit Null verträglich. Mit diesem Ergebnis werden theoretische Vorhersagen neueren Datums, die kleine Beiträge [80, 81] der Strangeness zu den Formfaktoren erwarten lassen, unterstützt, während Vorhersagen, die große Beiträge [82, 83, 84] erwarten, ausgeschlossen werden können.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Die A4-Kollaboration am Mainzer Mikrotron MAMI untersucht einen möglichen Beitrag der Strangeness zu den Vektor-Formfaktoren der Nukleonen. Dazu wurde die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} in der elastischen Streuung longitudinal polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen bei einem Impulsübertrag von $0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ gemessen. Durch Vergleich mit der im Rahmen des Standardmodells erwarteten Asymmetrie ohne Strangeness A_0 können die Vektor-Formfaktoren G_E^s und G_M^s bestimmt werden. Nach dem Abschluss der Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln konnte nun auch ein Messpunkt für die Rückwärtsstreuung gewonnen werden und damit zum ersten Mal G_E^s und G_M^s bei $Q^2 = 0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ getrennt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein elektronisches System entwickelt und aufgebaut, das einen experimentellen Betrieb mit hoher Luminosität und den sich daraus ergebenden hohen Ereignisraten ermöglicht. Für den Nachweis und die Histogrammierung der Einzelereignisse wurde ein funktionsfähiges Gesamtsystem aus 1022 lokal miteinander kommunizierenden Einzelkanälen entwickelt und im experimentellen Betrieb etabliert. Die hohen Anforderungen in Bezug auf die Energieauflösung wurden im Design berücksichtigt und durch Offsetkalibrationen verbessert. Durch begleitende Qualitätskontrollen in der Aufbauphase, in der insbesondere die Funktionalität der analogen Schaltungen der Summierstufe und der digitalen Logik sowie die erstellten Signalverbindungen überprüft wurden, konnte ein hohes Maß an Zuverlässigkeit erreicht werden. Weiterhin wurden für Kalibration und Analyse wichtige Charakteristika aller Kanäle, wie differentielle Nichtlinearitäten und Empfindlichkeiten, vermessen. Mittlerweile konnten mit dem aufgebauten Gesamtsystem mehr als 4000 Stunden Strahldaten aufgenommen und analysiert werden.

Für Messungen unter rückwärtigen Streuwinkeln wurde das System um einen Elektronentagger erweitert, der die Signale von 72 Szintillatoren auswertet, in 1022 Koinzidenzsignale umsetzt und in den Spektren eine Trennung elastisch gestreuter Elektronen von den dominierenden Photonenbeiträgen gestattet. Für die zusätzlich aufgebaute Taggerelektronik konnten neben den Anpassungen zum Erhalten der veränderten experimentellen Spektren, auch optimierte Kalibrationsmethoden für den zeitlichen Abgleich der Koinzidenzsignale und zur Spannungsregelung der Szintillatorhochspannungen erfolgreich in das bestehende Datenaufnahmesystem integriert werden. Mit dem ausgebauten System aus MEDUSA und Elektronentagger wurden bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt bereits über 1500 Stunden an Strahldaten aufgezeichnet.

Die gemessene Asymmetrie kann von apparativen Asymmetrien verfälscht werden, die sich aus den helizitätskorrelierten Differenzen von Ort, Winkel und Energie des Elektronenstrahls sowie einer Strahlstromasymmetrie, Schwankungen der Targetdichte und Unsicherheiten in der gemessenen Strahlpolarisation ergeben. Des Weiteren sind Beiträge durch die Beimischung von Photonen durch zufällige Koinzidenzen bzw. Konversion zu korrigieren. Die hier angegebene Asymmetrie ist das Ergebnis einer vorläufigen Analyse. Notwendige Korrekturen auf apparative Asymmetrien durch multiple lineare Regression und auf Beiträge zufälliger Koinzidenzen sind noch nicht erfolgt, lassen sich aber abschätzen und sind derzeit in den systematischen Fehler integriert.

Ein vorläufiges Ergebnis für die gemessene paritätsverletzende Asymmetrie im Streuquerschnitt longitudinal polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen, bei einem Impulsübertrag von $0.231 \text{ GeV}^2/c^2$ und für einen mittleren Streuwinkel von $\Theta = 145^\circ$, konnte zu $A_{PV} = (-16.37 \pm 0.93_{stat} \pm 0.69_{syst}) \cdot 10^{-6}$ bestimmt werden. Mit dem bereits vorliegenden Wert für Vorwärtsstreuwinkel von $A_{PV} = (-5.59 \pm 0.57_{stat} \pm 0.29_{syst}) \cdot 10^{-6}$, der von der Kollaboration A4 bei gleichem Impulsübertrag gemessen wurde, kann ein vorläufiger Wert für den magnetischen bzw. elektrischen Formfaktor von $G_M^s = -0.01 \pm 0.15$ bzw. $G_E^s = 0.034 \pm 0.050$ extrahiert werden. Im Rahmen der Fehler ist das Ergebnis für die bestimmten Formfaktoren mit Null verträglich und bietet eine Möglichkeit die unterschiedlichen Modelle, die den theoretischen Vorhersagen zugrundeliegen, zu verifizieren. Gegenwärtig laufende Messungen an einem Deuteriumtarget, die eine unabhängige Messung des schwachen axialen Formfaktors \tilde{G}_A^p ermöglichen, aber insbesondere eine verbesserte Messung der Strahlpolarisation mittels des A4-Compton-Rückstreupolarimeters, werden die physikalischen Bereiche der Formfaktoren weiter eingrenzen.

Anhang A

A.1 Gesamtschaltpläne der Analogkarte

Die Gesamtschaltung wurde in fünf übersichtliche Teilpläne zerlegt. Diese sind in den Abbildungen A.1-A.5 gezeigt.

Offene Verbindungspunkte zwischen den einzelnen Schaltplänen sind durch Buchstaben an den entsprechenden Schaltpunkten gekennzeichnet.

Die Schaltungen haben Gültigkeit für beide Versionen V6.2 und V8.2 der Analogkarte, sofern in den Schaltungen nicht anders vermerkt.

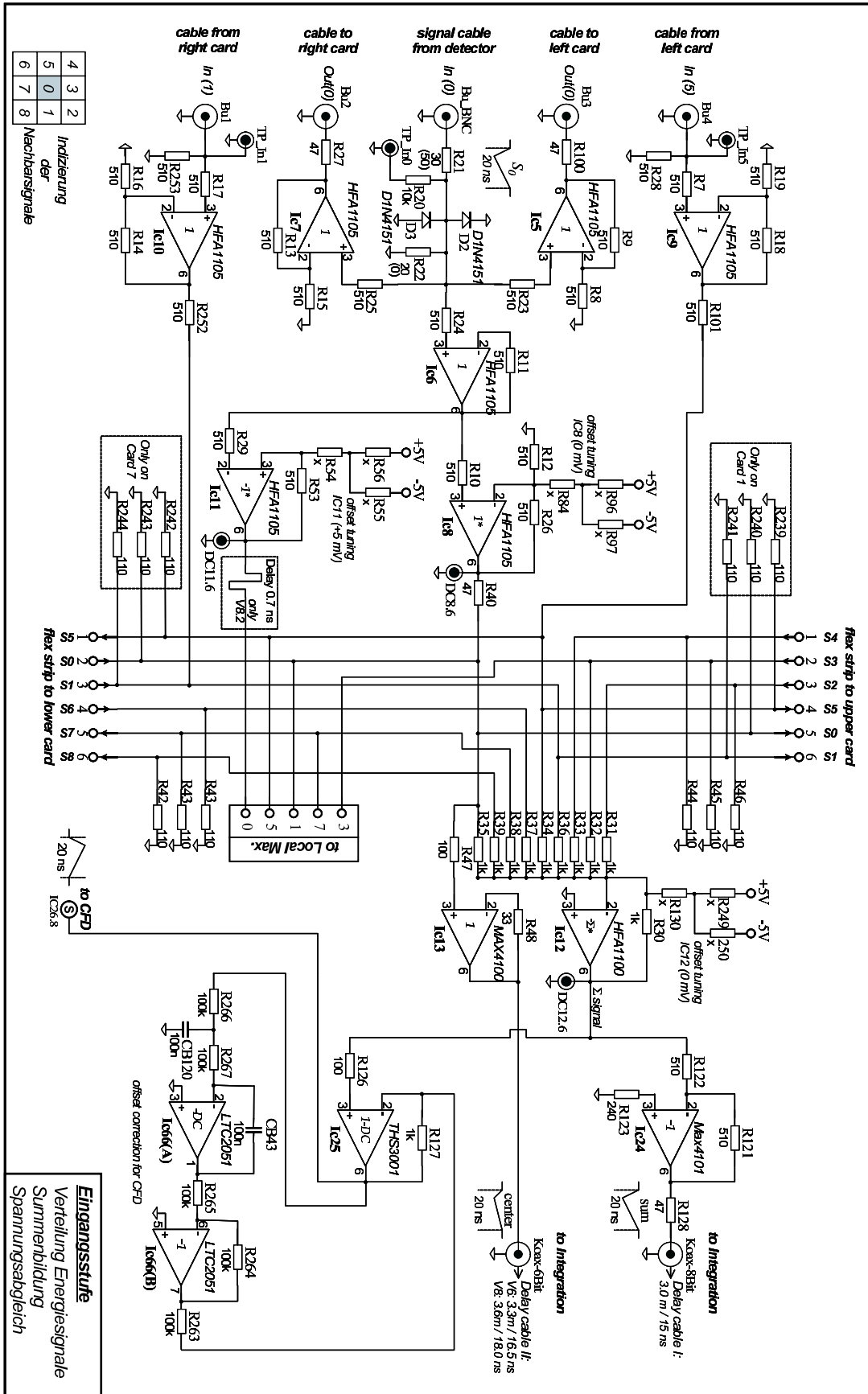


Abbildung A.1: Schaltung der Eingangsstufe (analoge Signalverteilung und Summierung)

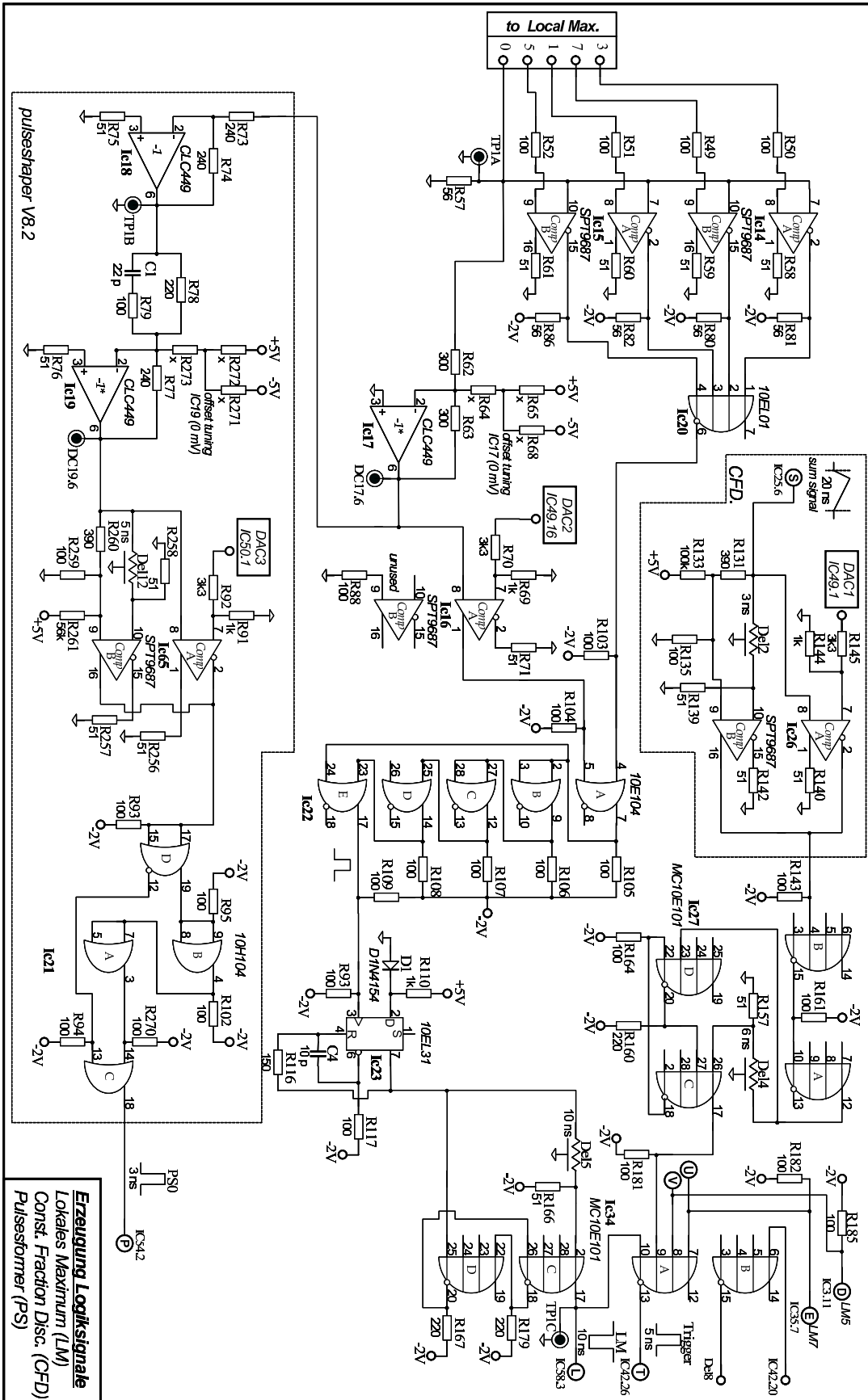
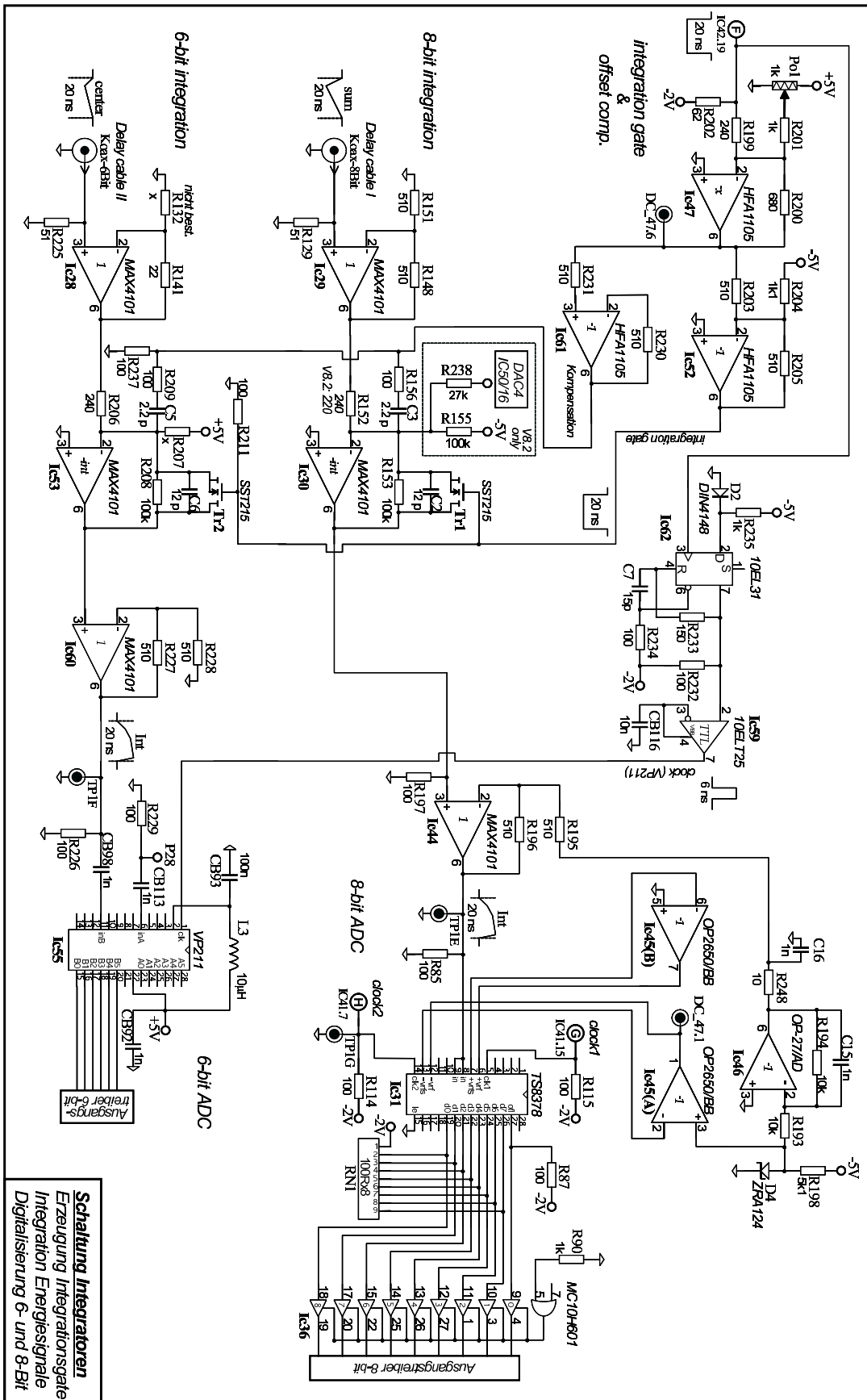


Abbildung A.2: Schaltung Logikkomponenten (CFD, LM und PS) und Triggererzeugung



Schaltung Integratoren,
Erzeugung Integrationsgate
Integration Energiesignale
Digitalisierung 6- und 8-Bit

Abbildung A.4: Schaltung Integration und Ansteuerung FADC

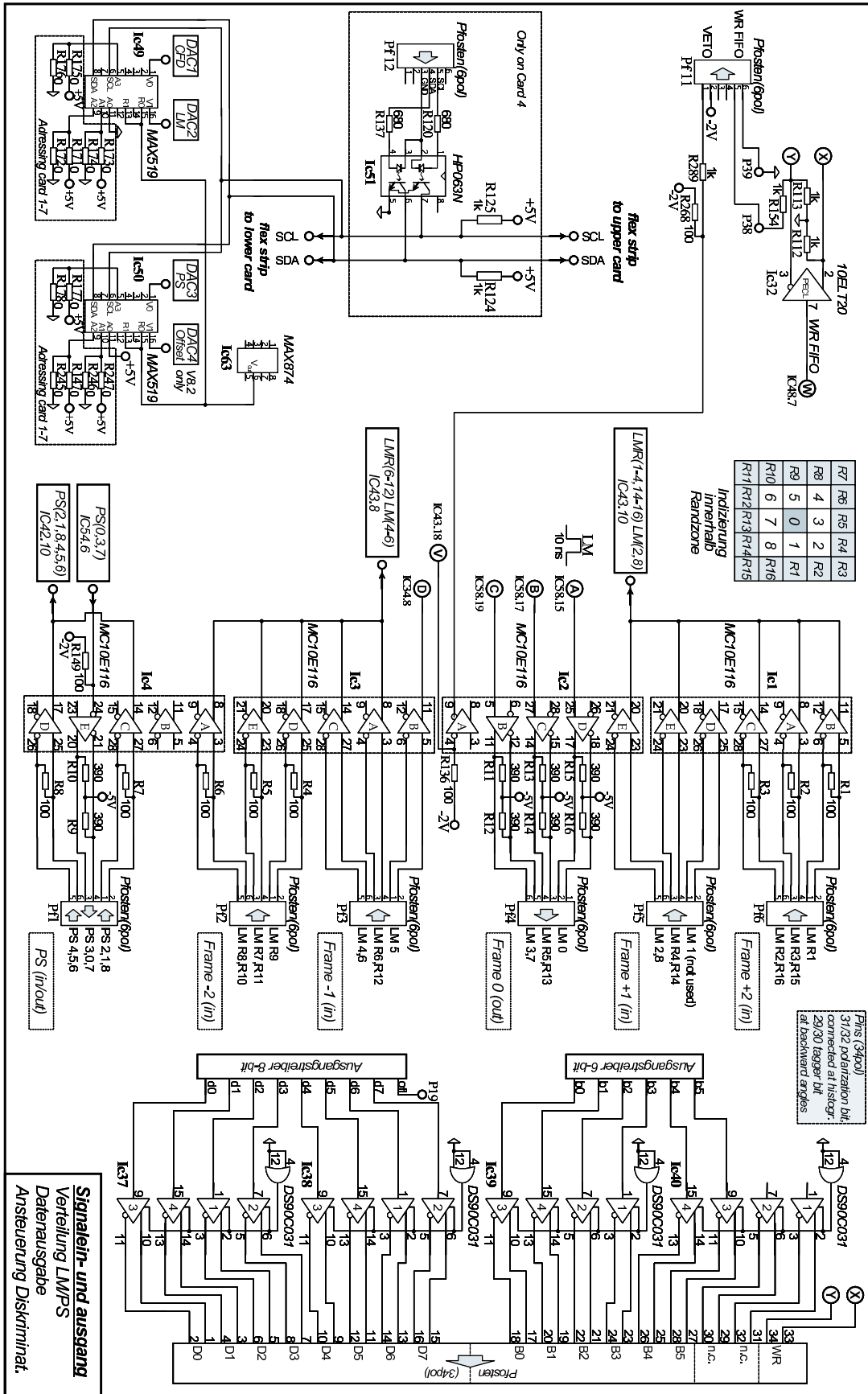


Abbildung A.5: Schaltung Ausgangsstufen (Histogramm und LM/PS-Verteilung)

A.2 Aufbau des Teststandes

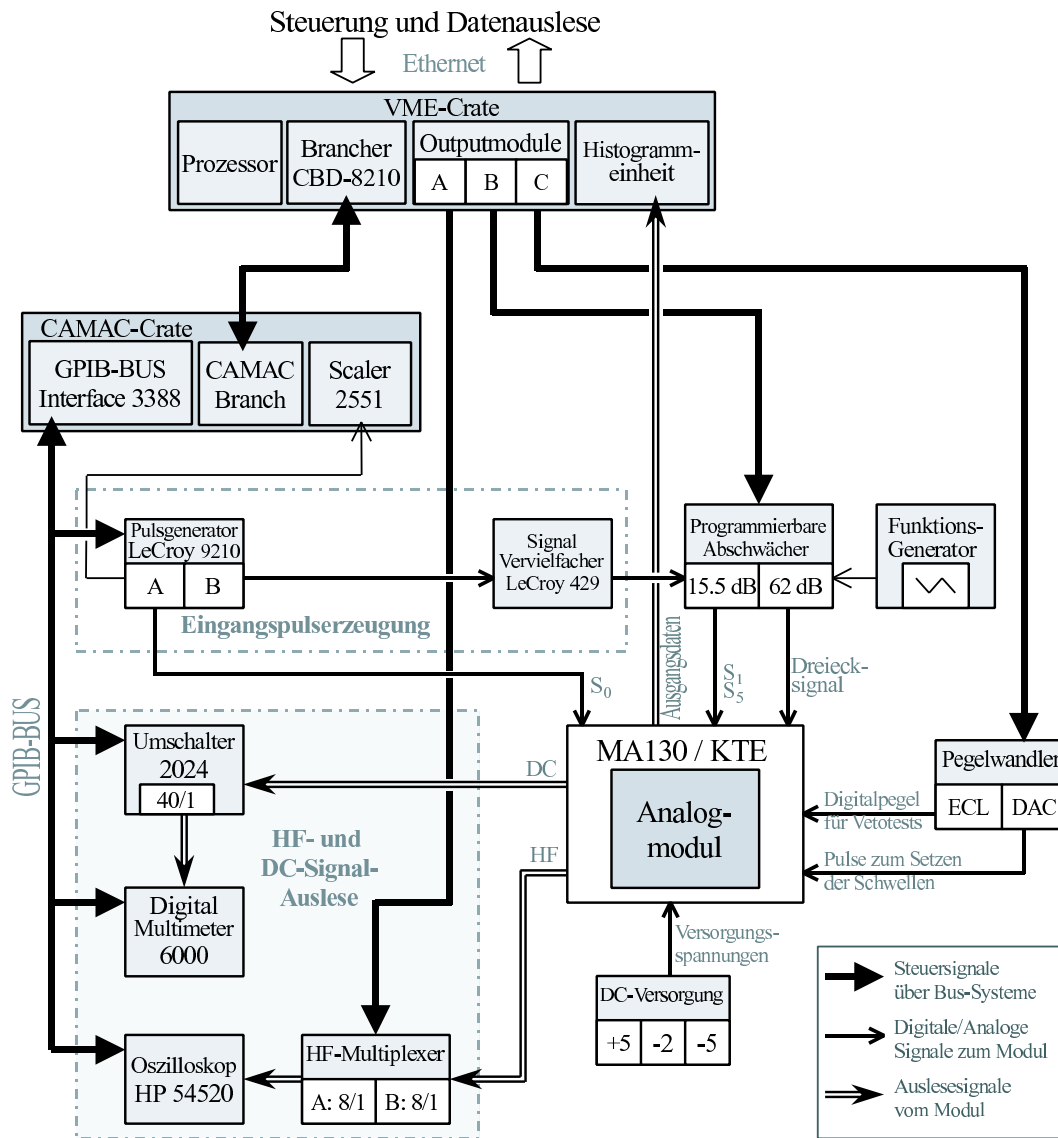


Abbildung A.6: Gesamtaufbau des Teststandes mit einer Übersicht über die notwendigen Signalleitungen und die verwendeten Geräte.

A.3 Integrierte Testpunkte auf der Analogkarte

Abbildung A.7 zeigt die Platine der Analogkarte mit den erforderlichen Punkten für die Bohrungen der Kontaktträgereinheit. In die Bohrungen werden gefederte Kontaktstifte, Fangstifte und verschraubte Abstandhalter eingesetzt.

Erläuterung zu den in der Abbildung verwendeten Abkürzungen:

AE Zuführung der Eingangssignale (A_0, A_1, A_5) über HFS 112

VS Zuführung der Versorgungsspannungen über Hochstromstifte HSS 118

HM Messpunkte der hochfrequenten Signale (zweipolig: Testpunkt + Masse)

GM Messpunkte für Gleichspannungssignale

DS Zuführungen für digitale Signale zum Setzen der Schwellen(SDA, SCL)

FS Positionen der Fangstifte

BA Bohrungen zum Einsetzen der Abstandhalter

RA Bohrungen zum Abschließen von Ausgangssignalen über Widerstände

Die Bohrungen gelten für die Kontaktträgereinheit für Version V6.2 der Analogkarte. Für Version V8.2 werden die gleichen Testpunkte verwendet, befinden sich aber teilweise an anderen Positionen auf der Platine.

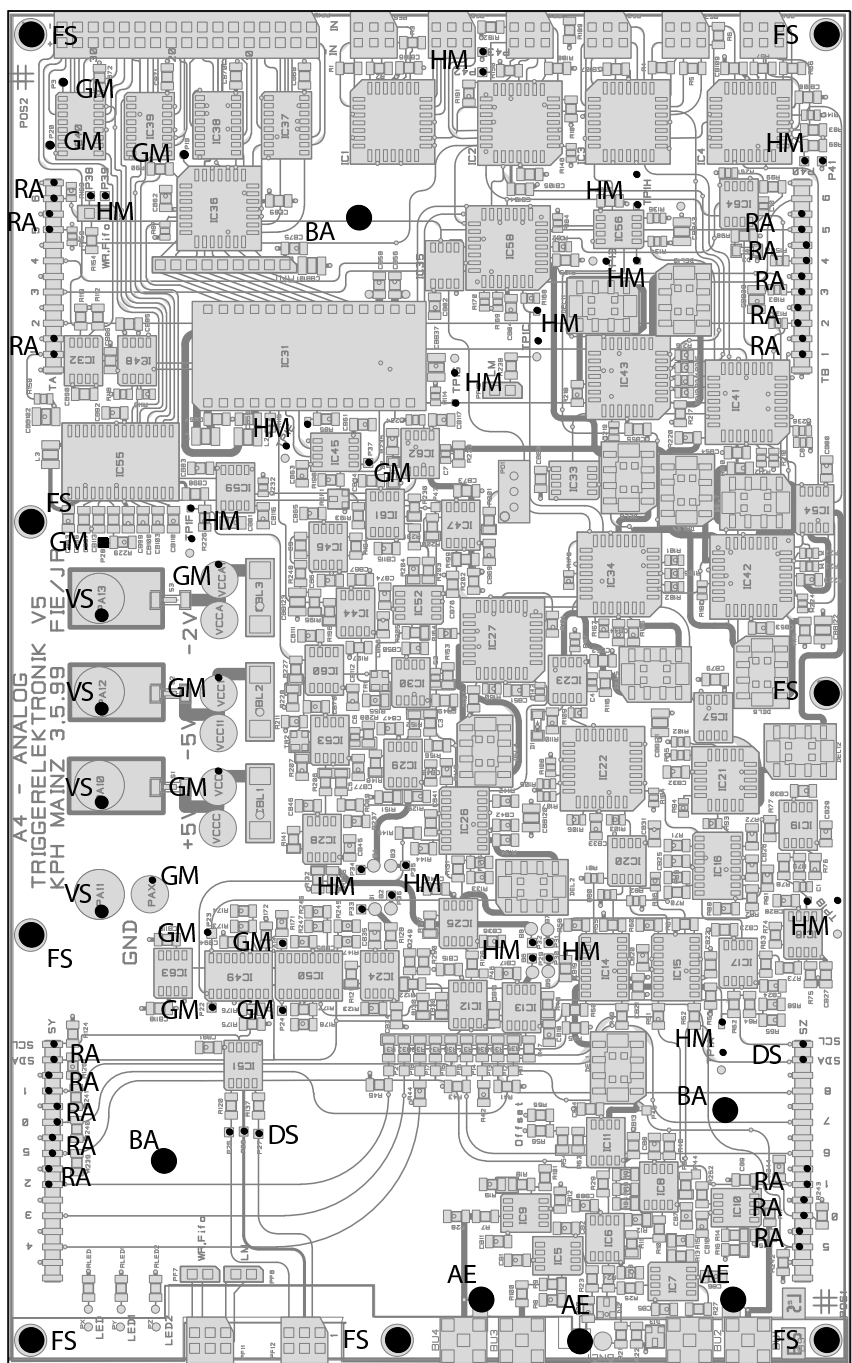


Abbildung A.7: Auf der Analogplatine integrierte Testpunkte

A.4 Triggertestsignal für Offline-Messungen

Abbildung A.8 zeigt das zum Vermessen der charakteristischen Eigenschaften eingestellte Triggertestsignal (Bezeichnung in der Abb.: TTS). Zum Vergleich ist ebenfalls ein typischer Photomultiplierpuls (PMP) abgebildet.

Das Triggertestsignal wurde über die Einstellungen des verwendeten Funktionsgenerators LeCroy 9210 in der Anstiegszeit angepasst. Die abfallende Flanke besitzt im Gegensatz zur exponentiellen Flanke des Photomultiplierpulses einen linearen Charakter. Die Abklingdauer wurde so gewählt, dass eine annähernde Flächengleichheit mit dem Photomultiplierpuls über den Integrationszeitraum von 20 ns besteht.

Beide Signale wurden mit einem Digitaloszilloskop HP54210 vermessen und zur übersichtlichen Darstellung die Maximalamplituden auf 100 mV normiert.

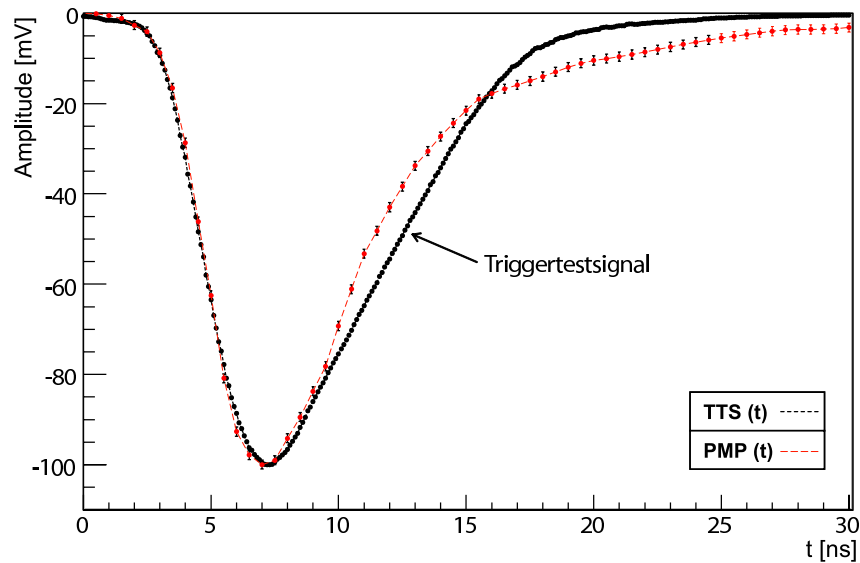


Abbildung A.8: Vergleich von Triggertestsignal und Photomultiplierpuls

A.5 Ableitung der Pileup-Wahrscheinlichkeiten

Die folgenden Betrachtungen gelten für speziell gewählte Bedingungen der Amplituden der Diskriminatorschwellen: $U_D = U_{LM} \approx U_{PS} \approx U_{CFD}$. Die Amplitude U_D entspricht einer minimal erforderlichen Energie E_{min} , die zum Erzeugen eines Triggers notwendig ist. Durch die Einstellungen der verschiedenen Schwellen auf nahezu gleiche Amplituden ist sichergestellt, dass jedes Einzelereignis, welches im Zentralkanal S_0 eine Amplitude $U_{S_0} \geq U_D$ besitzt, gleichzeitig einen Trigger, ein LM-Signal und ein PS-Signal erzeugt¹. Ereignisse mit Amplituden $U_{S_0} < U_D$ werden von der implementierten Logikschaltung nicht erkannt und erzeugen weder einen Trigger noch sonstige Logiksignale. Treten solche Ereignisse in der Umgebung eines Triggerereignisses auf, sorgen sie für eine Verschiebung der bestimmten Energie im Bereich $0 \leq \Delta E \leq E_{min}$.

Im Folgenden werden nur Ereignisse mit $U_{S_0} \geq U_D$ betrachtet. Die in den einzelnen Detektoren auftretende wahre Rate solcher Ereignisse sei mit R , die in den experimentellen Histogrammen nachgewiesene Rate mit H bezeichnet. Ziel ist es, aus der gemessenen Rate H auf die wahre Rate R zurückzuschließen bzw. die Rate P der insgesamt auftretenden Reduzierung durch Pileup-Effekte zu bestimmen. R wird zunächst durch unerkannten Pileup um die Rate U auf die Triggerrate T reduziert. Durch die Vetologik werden weitere Ereignisse verworfen; dies führt zu einer weiteren Reduktion um die Vektorate V , sodass schließlich die gemessene Rate H erhalten wird:

$$R - U = T, \quad T - V = H \Rightarrow R = H + (V + U) = H + P \quad (\text{A.1})$$

In der weiteren Berechnung werden die Poisson-Verteilung und die folgenden, für sie geltenden Beziehungen verwendet:

$$P_n^w = \frac{w^n}{n!} e^{-w}, \quad \sum_{n=0}^{\infty} P_n^w = 1, \quad \sum_{n=0}^{\infty} (n \cdot P_n^w) = w \quad (\text{A.2})$$

Die der Verteilung zugrundeliegende Wahrscheinlichkeit w ist dabei je nach vorliegendem Fall zu bestimmen. Die Reduzierung von R auf die Triggerrate T wird wie folgt beschrieben:

$$U = R \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (n \cdot P_n^u) = R \cdot u, \quad u = \sum_{j=0}^{24} R_j \tau_j \quad (\text{A.3})$$

Mit R_j sind die Raten der 25 Kanäle innerhalb der Randzone bezeichnet. Die Parameter τ_j sind die Zeitfenster, in denen ein im zugehörigen Kanal auftretendes Ereignis zu einem Unterdrücken des Triggers im zentralen Kanal führt. Diese Parameter τ_j sind ebenso wie weitere Parameter τ_j^v , welche die in der Vetoerkennung

¹Dies gilt bei Vernachlässigung der geringen Unterschiede in den Schwellenamplituden.

auf tretenden Zeitfenster beschreiben, durch Offline-Messungen bestimmbar und in Anhang A.6 angegeben. Die weitere Reduzierung der Triggerrate T durch erkannte Vetobedingungen ist gegeben durch:

$$V = T \cdot \sum_{n=0}^{\infty} P_n^v = T \cdot (1 - P_0^v) = T \cdot (1 - e^{-v}) \quad (\text{A.4})$$

$$v = \sum_{j=0}^{24} R_j \bar{\tau}_j, \quad \bar{\tau}_j = \tau_j^v \cap \bar{\tau}_j \quad (\text{A.5})$$

In den Parametern $\bar{\tau}_j$ dürfen nur jene Zeitabschnitte der Parameter τ_j^v berücksichtigt werden, die für eine Vetoerkennung sorgen, aber noch nicht durch die Parameter τ_j abgedeckt sind. Alle Parameter sind dabei als Funktionen der Zeit zu beschreiben. Der Faktor n in der Summe über P_n^v fehlt hier, da nur jeweils ein Trigger gelöscht werden kann. Insgesamt ergibt sich somit:

$$P = R - H = U + V = R \cdot u + T \cdot (1 - e^{-v}) \quad (\text{A.6})$$

$$\Rightarrow P = R \cdot u + (R - U) \cdot (1 - e^{-v}) = R \cdot u + R(1 - u) \cdot (1 - e^{-v}) \quad (\text{A.7})$$

$$\Rightarrow p = \frac{P}{R} = u + (1 - u) \cdot (1 - e^{-v}) \quad (\text{A.8})$$

Die Wahrscheinlichkeit p beschreibt die Reduzierung der wahren Rate R auf die experimentelle Rate H . Mit Hilfe von Gleichung A.8 können, bei Kenntnis der Parameter τ_j und τ_j^v , aus den Raten H_i ($i = 1, 2, \dots, 1022$), die wahren Raten R_i rekursiv berechnet werden. Unter Berücksichtigung der experimentellen Raten gilt $u < v \ll 1$, sodass die Exponentialfunktion entwickelt werden kann. Man erhält dann bei Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung:

$$p \approx u + (1 - u) \cdot \left(v - \frac{v^2}{2}\right) \approx u + v \cdot \left(1 - u - \frac{v}{2}\right) = u + v \cdot \kappa \quad (\text{A.9})$$

Für den erhaltenen Korrekturterm κ gilt bei niedrigen Pileup-Raten $\kappa \approx 1$. Die Wahrscheinlichkeit für den insgesamt auftretenden Pileup p entspricht, wenn von dieser Korrektur abgesehen wird, der Summe der Wahrscheinlichkeiten von Triggerunterdrückung u und Vetoerkennung v .

A.6 Vermessene Zeitfenster der Vetologik

Zur Festlegung der Parameter τ_j , τ_j^v und den daraus abgeleiteten Parametern $\bar{\tau}_j$ werden die in Tabelle A.1 angegebenen Zeitfenster verwendet. Diese Zeiten wurden offline mit Triggertestsignalen, unter Anwendung von den jeweils erforderlichen Bedingungen, vermessen. Die Zeitangaben geben die Zeitverschiebung zum Signal, welches auf die zentrale Karte S_0 gegeben wurde, an. Die aufwändigen Vermessungen konnten nur für einige Karten durchgeführt werden; die angegebenen Fehler wurden aus den dabei aufgetretenen Streuungen abgeschätzt. Eine Unterdrückung des Triggers findet durch τ_{LM} , τ_{CFD} und τ_{S_0} statt. τ_{LM} beruht auf der implementierten Vorzugsrichtung in der Triggererzeugung, τ_{S_0} auf der in der Erzeugung des Schreibpulses implementierten Inhibit-Verschaltung und τ_{CFD} auf einem Verschieben des CFD-Zeitfensters innerhalb der gesamten Nachbarschaftszone bei einem auftretenden Signal in einer Nachbarkarte. Dieser Effekt ist abhängig von der relativen Größe der beteiligten Signalamplituden und Signalbreiten. Die daraus folgende zeitliche Streuung dieses Effektes ist in den Fehlern berücksichtigt. Die zweite Art der Parameter τ_{LM}^v , τ_{PS}^v und τ_{ZF}^v betrifft die Erzeugung von Veto-Signalen. τ_{LM}^v und τ_{PS}^v sind die entsprechenden Zeitfenster; τ_{ZF}^v ist das für PS-Signale erlaubte Zeitfenster, in welchem kein Veto-Signal erzeugt wird. Die letzte Spalte der Tabelle „Anwendungsbereich“ gibt an, welche Karten innerhalb der Randzone die entsprechenden Zeitfenster erzeugen bzw. für welche Karten sie anzuwenden sind.

Tabelle A.1: Vermessene Zeitfenster der Pileup-Erkennung.

Pileup-Typ	Bezeichnung	Start [ns]	Stop [ns]	Anwendungsbereich
Trigger- Unterdrückung	τ_{LM} , LM-Triggerschaltung	-2 ± 2	$+8 \pm 2$	S_1, S_3
	τ_{CFD} , CFD blockiert	-9 ± 3	-6 ± 3	$S_0 - S_8$
	τ_{S_0} , Zentralkanal (Inhibit)	-20 ± 1	0 ± 0	S_0
Veto- Erzeugung	τ_{LM}^v , LM-Erkennung	-24 ± 1	$+23 \pm 1$	$S_2, S_4, S_6, S_8, R_0 - R_{15}$
	τ_{PS}^v , PS-Erkennung	-22.5 ± 1	$+21.5 \pm 1$	$S_0 - S_8$
	τ_{ZF}^v , PS-Zeitfenster	-3.25 ± 0.5	$+3.5 \pm 0.5$	$S_0 - S_8$

A.7 Abschätzung der experimentellen Nachweiseffizienz

Da im Experiment kein absoluter Wirkungsquerschnitt sondern eine Asymmetrie bestimmt wird, ist die absolute Nachweiseffizienz für Einzelereignisse in den einzelnen Detektorkanälen nicht von tragender Bedeutung, wurde hier aber aus Gründen der Konsistenz dennoch näherungsweise bestimmt. Die Nachweiseffizienz aller Analogkarten wurde, mit Ausnahme weniger Kanäle, mit Testsignalen zu 100.0% bestimmt. Da aufgrund der primären Photonenstatistik für die Nachweiseffizienz der Photomultiplier ebenfalls von fast exakt 100% ausgegangen werden kann, sollten im experimentellen Betrieb alle Ereignisse, die eine Signalamplitude oberhalb der Triggerschwellen besitzen, in den Spektren nachgewiesen werden. Wegen der nicht genau vorauszusagenden inelastischen Beiträge und des energetischen Schnittes durch die Einstellung der Diskriminatorschwellen kann eine Bestimmung der experimentellen Nachweiseffizienz nicht anhand der totalen Raten erfolgen, lässt sich aber aus der Zahl der elastischen Einträge abschätzen. Über einen Vergleich mit den aus dem elastischen Wirkungsquerschnitt bestimmten erwarteten Ereignissen kann dann die Nachweiseffizienz abgeschätzt werden. Die Effizienzen der Einzelkanäle wurden für eine Strahlenergie von 855 MeV für Vorwärtsstreuung wie folgt bestimmt:

1. Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega$ der elastischen Elektronenstreuung (Gl. 2.33) wird mit den Strahlungskorrekturbeiträgen nach [87], Integration über die Kristallfläche und Mittelung über alle auftretenden Targetpositionen für alle Detektorringe das erwartete Energiespektrum der elastisch gestreuten Elektronen $d\sigma/dE'$ (*Ring*) berechnet (s. Abb. A.9). Die normierte Energie in der Abbildung bezieht sich auf die mittlere Energie eines elastisch gestreuten Elektrons im jeweiligen Ring.
2. Das transversale Schauerprofil wird durch eine radiale Energiedichtefunktion $\rho(r)$ beschrieben [85, 86]:

$$\rho(r) = a_1 e^{-r/b_1} + a_2 e^{-r/b_2} \quad (\text{A.10})$$

Der erste Term beschreibt einen kompakten Schauerkern, der zweite den Verlauf des Profils im Fernbereich („Schauerschwanz“). Die Parameter wurden an Ergebnisse der experimentell bestimmten Schauerverteilung [60] angepasst. Mit diesem Schauerprofil wird die erwartete Verteilung $P_E(\text{Ring})$ der Summenenergie innerhalb der Nachbarschaftszone bestimmt. Es wurde über alle Auftrefforte im zentralen Kristall integriert. Die Verteilungen wurden auf die mittlere Energie einer vollständigen Nachbarschaftszone aus 9 Kristallen normiert. (s. Abb. A.10). Man erkennt, dass in Ring 1 und 7, aufgrund der fehlenden Nachbarkristalle, die maximale Energie unter 100% liegt und Ereignisse mit deutlich verminderter Energie auftreten.

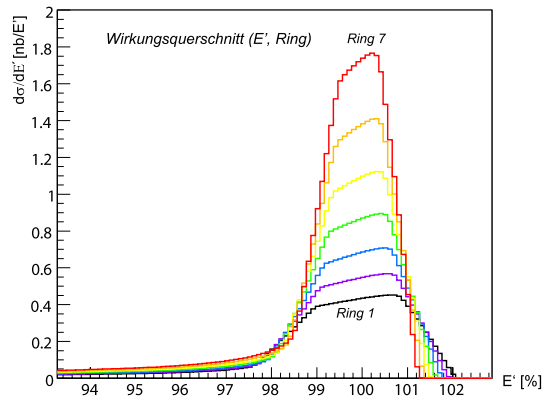


Abbildung A.9: Energiespektrum der elastisch gestreuten Elektronen $d\sigma/dE'$ (*Ring*). Die Energie wurde jeweils auf die mittlere Energie eines elastisch gestreuten Elektrons normiert.

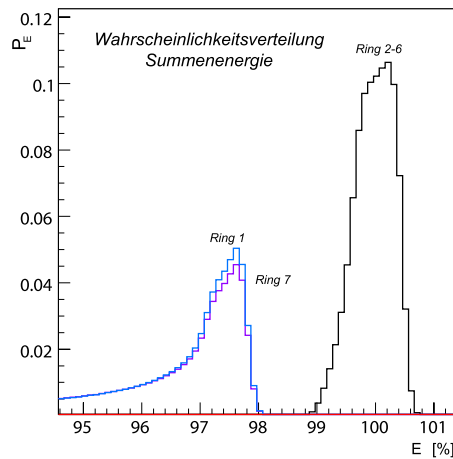


Abbildung A.10: Erwartete Verteilungen $P_E(\text{Ring})$ der Gesamtenergie in der Nachbarschaftszone, wie sie sich aus dem Schauerprofil bei Mittelung über alle Auftrefforte ergeben.

3. Durch einen rechtsseitigen Fit an die experimentellen Spektren, die mit den bestimmten differentiellen Nichtlinearitäten (DNL) korrigiert wurden ($-0.5 \cdot \sigma \leq x \leq 1.5 \cdot \sigma$), wird die Anzahl elastisch gestreuter Einträge n_{el} angenähert. Hierbei werden auch die Streuung σ und die Position des elastischen Maximums x erhalten.
4. Aus der Faltung von differentiellem Wirkungsquerschnitt $\Delta\sigma/\Delta E'$, Energieverteilung P_E und einer Gaussverteilung der Auflösung E_{Res} , erhält man das erwartete Spektrum der elastisch gestreuten Elektronen (s. Abbildung A.11). Über den Wert von E_{Res} kann das Spektrum an die in den experimentellen Spektren auftretende Streuung σ angepasst werden. Die Abbildung zeigt ein Beispiel für eine Auflösung von $E_{Res} = 0.04$.

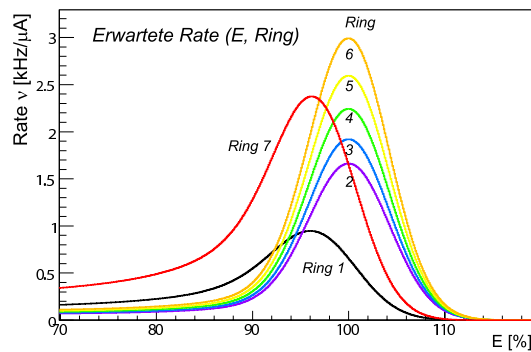


Abbildung A.11: Erwarteter Verlauf der Energiespektren bei Anpassung mit $E_{Res} = 4\%$

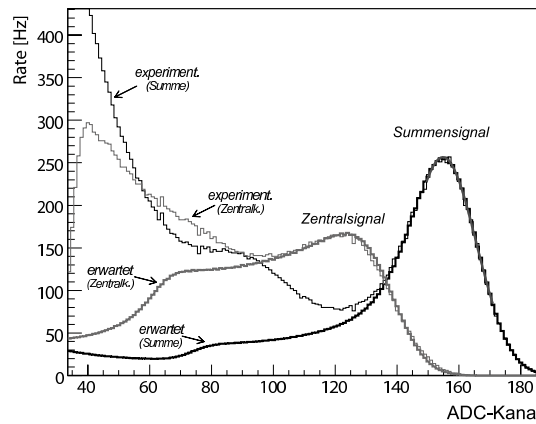


Abbildung A.12: Vergleich experimenteller und erwarteter Spektren für ein Summensignal und Zentralsignal, das in einer Messung mit abgeschalteten Nachbarn erhalten wurde.

5. Nach Anpassung der erwarteten Spektren an Peakposition und Offset wird durch einen Fit, der mit den gleichen Bereichsgrenzen wie in (3) durchgeführt wird, die erwartete Eintragszahl n_{erw} bestimmt. Ein Vergleich mit der experimentellen Eintragszahl n_{el} liefert die gesuchte Effizienz. Dabei wird auf die experimentellen Werte von Messdauer, Strahlstrom und Luminosität normiert. Die experimentelle Eintragszahl n_{erw} wird außerdem auf die erwarteten Pileup-Verluste (vgl. Kap. 6.2.4) und die Beiträge der Streuung an den Aluminiumfenstern des Targets, die aus Simulationen abgeschätzt wurden, korrigiert.

In Abbildung A.12 sind zum Vergleich das gebildete (mit angepasster Energieauflösung E_{Res}) und ein experimentell gemessenes Spektrum gezeigt. Neben dem Summenspektrum ist auch das Spektrum des Zentralkanal, das aus einer Datennahme gewonnen wurde, in der alle Signale der Nachbarkristalle über die Hochspannungswerte ausgeschaltet waren, aufgetragen. Zu niedrigen Energien weichen die Spektren aufgrund der fehlenden inelastischen Streueignisse im gebildeten Spektrum voneinander ab. Die gute Übereinstimmung lässt vermuten, dass

die berechnete Schauerverteilung P_E nahe an den tatsächlichen experimentellen Verteilungen liegt.

Die Effizienz der Einzelkanäle weicht im Normalfall von 1 ab, da durch die unterschiedlichen Amplituden der einzelnen Detektorkristalle (s. Kap. 6.2.1) Ereignisse nicht notwendigerweise im getroffenen Kanal nachgewiesen werden. Aus den bestimmten Schauerverteilungen konnte für eine um 10% geminderte Amplitude ein Verlust an Einträgen aufgrund der kleineren Amplitude von $\approx 3\%$ bestimmt werden. In der gleichen Größenordnung liegen weitere mögliche Verluste durch die implementierte Vorzugsstruktur in der LM-Erkennung (s. Kap. 6.2.3). Diese Wandereffekte führen dazu, dass die Einzelkanaleffizienzen in einem Bereich von 1.00 ± 0.05 streuen, in extremen Fällen niedrig kalibrierter Hochspannungen sogar bis etwa 0.80 absinken. Entsprechend werden auch Kanäle mit erhöhter Effizienz aufgefunden. Da ein Ereignis aber in jedem Fall, wenn auch nicht im getroffenen Kanal, nachgewiesen werden sollte, ist es sinnvoll, die Ereignisse aller Kanäle über die einzelnen Detektorringe aufzuaddieren und damit eine Effizienz für jeden Ring zu bestimmen. Die zugehörigen Ergebnisse für eine Datennahme sind in Tabelle A.2 aufgelistet. Verwendet für diese Ergebnisse wurde eine Datennahme, in der kein Targetkochen nachgewiesen werden konnte. Sollte ein Kochen des Targets vorliegen, sinkt aufgrund der geringeren Targetdichte die Ereignisrate und damit scheinbar die Effizienz. Die Abschätzung des systematischen Fehlers beinhaltet als wesentliche Beiträge: DNL-Korrektur (2%), Aluminiumbeiträge (1%), Targetlänge (2%), Targetdichte (2%), Extraktion elastischer Ereignisse (2% bzw. 5% für die Ringe 1 und 7) und Pileupkorrekturen (0.5%). Die Ergebnisse für Ring 1 und 7 legen nahe, dass aufgrund der geminderten Energieauflösung dieser Ringe, die Abtrennung von Untergründereignissen nicht vollständig war und daher die Effizienz überschätzt wird. Der gebildete Mittelwert über die Ringe 2-6 liegt mit 0.9996 ± 0.0045 sehr nahe bei 1; wegen der großen systematischen Unsicherheiten in der hier durchgeführten Analyse kann dieses Ergebnis zwar keinen letztlichen Aufschluss über die tatsächliche experimentelle Nachweiseffizienz erbringen, zeigt aber, dass diese mit einer Erwartung von 1 verträglich ist.

Tabelle A.2: Bestimmte Effizienzen der einzelnen Detektorringe für eine Datennahme hoher Luminosität.

Ring	Effizienz[%]	stat. Fehler[%]	syst. Fehler[%]
1	108.61	± 1.39	+7
2	99.17	± 1.11	+5
3	99.62	± 1.06	+5
4	100.62	± 1.01	+5
5	99.97	± 0.94	+5
6	100.18	± 0.90	+5
7	104.77	± 0.96	+7

Literaturverzeichnis

- [1] WEINBERG, S.: *A model of leptons* Phys. Rev. Lett. 19, 1264-1266 (1967)
- [2] KAPLAN, D. B. ; MANOHAR, A.: *Strange matrix elements in the proton from neutral-current experiments* Nucl. Phys. B310, 527 (1988)
- [3] 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.* Phys. Rep. 239, 1-178 (1994)
- [4] KUMAR, K. S. ; SOUDER, P. A.: *Strange quarks and parity violation* Prog. Part. Nucl. Pys. 45, 333-395 (2000)
- [5] ALBERICO, W. M., BIENKY, S. M., MAIERON, C.: *Strangeness in the nucleon: neutrino-nucleon and polarized electron-nucleon scattering* Phys. Rep. 358, 227-308 (2002)
- [6] BECK, D. H., MCKEOWN, R. D.: *Parity-violating electron scattering and nucleon structure* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 51, 189-217 (2001)
- [7] BECK, D. H., HOLSTEIN, B. R.: *Nucleon structure and parity-violating electron scattering.* Int. J. Mod. Phys. E10, 1-41 (2001)
- [8] MCKEOWN, R. D., RAMSAY-MUSOLF, M. J.: *The Nucleon's Mirror Image: Revealing the Strange and the Unexpected* Mod. Phys. Lett. A18, 75-84 (2003)
- [9] ABRAMOWICZ, H. et al.: *Experimental study of opposite sign dimuons produced in neutrino and anti-neutrinos interactions* Z. Phys. C15, 19-31 (1982) CERN-EP/82-77, Juni 1982
- [10] BAZARKO, A. O. et al.: *Determination of the strange quark content of the nucleon from a next-to-leading order QCD analysis of neutrino charm production* Z. Phys. C65, 189-198 (1995)
- [11] ADAMS, T. et al. [NuTeV]: *Strange content of the nucleon* Bloomington S.337 hep-ex/9906038 (1999)
- [12] GONCHAROV, M. et al. [NuTeV Collaboration]: *Precise measurement of dimuon production cross-sections in $\nu\mu$ -Fe and $\bar{\nu}\mu$ -Fe deep inelastic scattering at the Tevatron* Phys. Rev. D64, 112006 (2001)
- [13] GASSER, J.; LEUTWYLER, H.; SAINIO, M. E.: *Sigma-term Update* Phys. Lett. B253, 252-259 (1991)
- [14] PAVAM, M. M. et. al.: *The pion-nucleon Sigma term is definitely large: results from a G.W.U. analysis of pion nucleon scattering data* PiN Newslett. 16 110-115 (2002)
- [15] DONG, S. J.; LAGAË, J.-F.; LIU, K. F.: *π N sigma term, s -bars in the nucleon, and the scalar form factor: A lattice study* Phys. Rev. D54, 5496-5500 (1996)

- [16] WRIGHT, S. V.; LEINWEBER, D. B.; THOMAS, A. W.: *The sigma commutator from lattice QCD* Nucl. Phys. A680, 137-140 (2000)
- [17] JI, X.: *A QCD analysis of the mass structure of the nucleon* Phys. Rev. Lett. 74, 1071 (1995)
- [18] ELLIS, J. ; JAFFE, R. L.: *Sum rule for deep-inelastic electroproduction from polarized proton* Phys. Rev. D9, 1444-1446 (1974)
- [19] LARIN, S. A. et al.: *The α_s^3 approximation of quantum chromodynamics to the Ellis-Jaffe sum rule* Phys. Rev. B 404, S. 153-160 (1997)
- [20] THOMAS, A. W. ; WEISE, W.: *The structure of the nucleon* Wiley-VCH Verlag Berlin (2001)
- [21] YAO, W.-M. et al.: *2006 Review of Particle Physics* Journal of Physics G 33, 1 (2006)
- [22] JAFFE, R. L. ;MANOHAR, A.: *The G(1) Problem: Fact And Fantasy On The Spin OfThe Proton* Nucl. Phys. B337, 509 (1990)
- [23] ABE, K. et al. [E154 Collaboration]: *Next-to-leading order QCD analysis of polarized deep inelastic scattering data* Phys. Lett. B405, 180 (1997)
- [24] LEADER, E. et al.: *On the role of Higher Twist in Polarized Deep Inelastic Scattering* Phys. Rev. D 67, 074017 (2003)
- [25] LEINWEBER, D. B. et al: *Precise determination of the strangeness magnetic moment of the nucleon* Phys. Rev. Lett. 94:212001, 2005
- [26] SALAM, A. ; WARD, J. C.: *Electromagnetic And Weak Interactions* Phys. Lett. 13, 168 (1964)
- [27] GLASHOW, S. L. ; ILIOPOULOS, J. ; MAIANI, L.: *Weak interaction with lepton-hadron symmetry* Phys. Rev. D2, 1285-1292 (1970)
- [28] BJORKEN, J. D. ; DRELL, S. D.: *Relativistic quantum fields*. New York : McGraw-Hill, 1965 s. Rev. D2, 1285-1292 (1970)
- [29] PARTICLE DATA GROUP: *Reviews, Tables, and Plots*. Review of particle physics(2006)
- [30] HALZEN, F.; MARTIN, A. D.: *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics* New York: John Wiley&Sons, 1988
- [31] ROSENBLUTH, M. N.: *An experimental review of the nucleon form factors* Phys. Rev. 79, 615 (1950)
- [32] BECK, D. H.: *Strange-quark vector currents and parity-violating electron scattering from the nucleon and from nuclei*. In: *Phys. Rev. D39* (1989), Nr. 11, S. 3248–3256
- [33] VIVIANI, M. et al.: *Isospin mixing in the nucleon and He-4 and the nucleon strange electric form-factor*. Phys. Rev. Lett. 99, 112002 (2007)
- [34] ZHU, S. L. et al.: *The nucleon Anapole Moment and Parity Violating ep Scattering* Phys. Rev. D 62, 033008 (2000)
- [35] LEE, T. D. ; YANG, C. N.: *Question of parity conservation in weak interactions* Phys. Rev. 104, S. 254-258 (1956)
- [36] WU, C. S.: *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay* Phys. Rev. 105, 1413-1415 (1957)
- [37] CAHN ; GILMAN: *Polarized-electron–nucleon scattering in gauge theories of weak and electromagnetic interactions* Phys. Rev. D17 1313-1322 (1978)

- [38] BAUNACK, S.: *Einzelspin-Asymmetrien in der elastischen Elektron-Proton-Streuung und die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation, Januar 2005
- [39] BAUNACK, S.: *Echtzeitkalibration des elektromagnetischen A4-Kalorimeters* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, März 1999
- [40] KOTHE, R.: *Aufbau eines Prüfstandes zur Qualitätskontrolle der A4-Experimentelelektronik und Charakterisierung eines Analog-Digital-Wandlers* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Juni 1999
- [41] BUGNER, P.: *Untersuchungen zur Echtzeit-Ortsrekonstruktion in homogenen EM-Kalorimetern* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 1999
- [42] HEINEN-KONSCHAK, E.: *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 1994
- [43] ACHENBACH, P.: *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation, 2000
- [44] AULENBACHER, K. et al.: *The MAMI source of polarized electrons* Nucl. Instrum. Meth. A391: 498-506 (1997)
- [45] CIARROCCA, M. et al.: *2.45-GHz synchronised polarised electron injection at MAMI* Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A406 , 351 (1998)
- [46] AULENBACHER, K.: *Status of the polarized source at MAMI* AIP Conf. Proc. 675: 1088-1092 (2003)
- [47] STEIGERWALD, M.: *Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation, 1998
- [48] INSTITUT FÜR KERNPHYSIK: *Jahresbericht 2000-2001* Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mainz 2002
- [49] SEIDL, M.: *Untersuchungen zur Strahldynamik am Mainzer Mikrotron.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 2003
- [50] WEINRICH, C.: *Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Juli 2000
- [51] BARTSCH, P.: *Aufbau eines Møllerpolarimeters für die Drei-Spektrometer-Anlage und Messung der Helizitätsasymmetrie in der Reaktion $p(\vec{e}, e' p)\pi_0$ im Bereich der Δ -Resonanz.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 2001
- [52] LOPES, A.: *Vorstudien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein paritätsverletzendes Experiment.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 1996
- [53] KETTER, W.: *Entwurf zum Bau eines optischen Resonators für ein Comptonrückstreupolarimeter.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 1998
- [54] DIEFENBACH, J.: *Aufbau einer elektronischen Stabilisierung für das A4-Comptonpolarimeter.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Februar 2003

- [55] IMAI, Y.: *Entwicklung eines optischen Systems für ein Compton-Rückstreupolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Februar 2003
- [56] SIKORA, M.: *Aufbau und Inbetriebnahme eines Natriumiodid-Detektors für das A4-Comptonpolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Juni 2004
- [57] ALTAREV, I.: *A high liquid hydrogen target for the parity violation experiment*. Preprint submitted to Elsevier Preprint
- [58] HAMMEL, T.: *Entwicklung eines Luminositätsmonitors für ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 1996
- [59] HAMMEL, T.: *Luminositätsmessung und helizitätskorrelierte Effekte für ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation, 2003
- [60] GRIMM96, T.: *Untersuchungen von Detektormaterialien zur Eignung als Kalorimeter für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 1996
- [61] 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
- [62] KÖBIS, K.: *Entwicklung eines Triggersystems zur Selektion elastischer Elektronenstreuereignisse in einem schnellen Kalorimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation, September 1999
- [63] BLOOD, W.R.: *MECL System Design Handbook*. Motorola Inc., 4th Edition, 1983
- [64] TIETZE, U.; SCHENK, Ch.: *Halbleiter-Schaltungstechnik* Springer-Verlag, 9. Auflage, 1990
- [65] THOMSON CSF: *Datasheet: Bipolar High-Speed 8-Bit Flash A/D Converter TS8378* Thomson CSF Semiconducteurs Specifiques, September 1994
- [66] MITEL: *Datasheet: Dual 90 MHz 6-Bit Analog to Digital Converter VP211* Mitel Semiconductor, May 1996
- [67] NOWLIN, C.H.; BLANKENSHIP, J.L.: *Elimination of undesirable undershoot in the operation and testing of nuclear pulse amplifiers* Rev. Sci. Instr., 36, p.1830, 1965
- [68] *Lattice Databook* Lattice Semiconductor Corporation, Hillsboro, Oregon, USA, 1994
- [69] *Cypress Databook* Cypress Semiconductor Corporation, San Jose, California, USA, 1995
- [70] KLEINROCK, L.; GAIL, R.: *Queueing Systems, Problems and Solutions* John Wiley and Sons, New York, 1996
- [71] *Electronic Design Inc., Memory Module Databook 1996-97* Electronic Design Inc., Westborough, Mass., USA, 1996
- [72] NUNGESSER, L.: *Entwicklung und Inbetriebnahme eines Datenerfassungssystems für die Experimente zur Paritätsverletzung am MAMI*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 2000
- [73] LEO, William R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* Springer-Verlag, 9. Auflage, 1987

- [74] CAPOZZA, L.: *Simulation der experimentellen Spektren zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation in Vorbereitung
- [75] GLÄSER, B.: *Aufbau eines Taggersystems zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Dissertation in Vorbereitung
- [76] MAXIM, DALLAS SEMICONDUCTOR: *Datasheet: DS1045 4-Bit Dual Programmable Delay Line* Dallas Semiconductor, September 2004
- [77] FRIEDRICH, J. et al. *A coherent interpretation of the form factors of the nucleon in terms of a pion cloud and constituent quarks* Eur. Phys. J. A. 17, 607-623 (2003)
- [78] MAAS, F. E. et al.: *Measurement of Strange Quark Contribution to the Nucleon's Form Factors at $Q^2=0.23$ (GeV/c) 2* Phys.Rev.Lett. 93 022002 (2004)
- [79] ACHER, a. et al.: *Precision Measurement of the Nucleon Strange Form Factors at $Q^2 \approx 0.1$ GeV 2* Phys. Rev. Lett. 98:032301, 2007
- [80] LEWIS, R. et al.: Phys. Rev. D 67, 013003 (2003)
- [81] LEINWEBER, D.B. et al.: Phys. Rev. Lett. 94, 212001 (2005)
- [82] PARK, N.W.; WEIGEL, H.: Nucl. Phys. A 451, 453 (1992)
- [83] HAMMER, H.W.; MEISSNER, U.G.; DRECHSEL, D.: Phys. Rev. Lett. B 367, 323 (1996)
- [84] HAMMER, H.W.; RAMSEY-MUSOLF, M.J.: Phys. Rev. C60, 045204 (1999)
- [85] BIANCHI, E.: *Transverse Profile of Electron Showers in Lead-Glass Calorimeter* Nucl. Instr. and Meth. A279, S.473-478, 1989
- [86] NELSON, W. R.: *Electron Induced Cascade Showers in Copper and Lead at 1 GeV* Phys. Review Vol.149 No.1, S.201-208, 1966
- [87] ONG, S.; REKALO, M. P.; VAN DE WIELE, J.: Eur. Phys. J. A 6, S. 215-223, 1999

