

**Aufbau eines
Lichtauslesesystems für ein
Bleifluorid-Kalorimeter 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
Klaus Grimm
geb. in Frankfurt am Main

Mainz, den 3. Februar 2002

Erster Berichterstatter:

Zweiter Berichterstatter:

Datum der mündlichen Prüfung: 15.03.2002

Prof. Dr. D. v. Harrach

Prof. Dr. L. Köpke

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung	5
2.1	Physikalische Motivation	5
2.2	Strangeness im Nukleon	7
2.3	Kopplungen in der elektroschwachen Wechselwirkung	11
2.4	Kinematik der elastischen Elektronenstreuung	14
2.5	Ströme und Formfaktoren	16
3	Experimentelles Prinzip und Realisierung des A4-Experiments	27
3.1	Grundlegendes Meßprinzip	27
3.2	Experimentelle Realisierung	29
4	Das Bleifluorid-Kalorimeter	33
4.1	Anforderungen an das Kalorimeter	33
4.2	Eigenschaften von Bleifluorid (PbF_2)	34
4.3	Der Vavilov-Čerenkov-Effekt in PbF_2	39
4.4	Kalorimetrie elektromagnetischer Strahlung in PbF_2	42
4.5	Gesamtaufbau des Kalorimeters	49
4.6	Auslese-Elektronik des Kalorimeters	55
4.7	Gesamtaufbau der Auslese-Elektronik	58

5	Die Lichtauslese eines PbF₂-Kalorimetermoduls	65
5.1	Wahl des Photomultipliers	66
5.2	Selektion der Photomultiplier	72
5.3	Optimierung des Spannungsteilers	73
5.4	Abgleich von Photomultipliern und Spannungsteilern	85
6	Einsatz des Kalorimeters am Elektronenstrahl	89
6.1	Einfluß von Spaltabständen zwischen den Kalorimetermodulen . . .	89
6.2	Energiespektren des Kalorimeters	101
6.3	Einfluß von Strahlenschäden	105
6.4	Extraktion der Asymmetrie	113
7	Zusammenfassung	117
A		121
A.1	Geometrische Dimensionen der PbF ₂ -Kristalle	121
A.2	Aufbau des Kalorimeters	122
A.3	Bestimmung des Impulsübertrags	124
A.4	Abmessungen und Anschlüsse des Photomultipliers XP 2900/01 . .	127
A.5	Schaltplan Spannungsteiler	128
A.6	Übersicht der Energieauflösungen von Kalorimetermodulen	129
A.7	Übersicht der Hochspannungsabweichungen von Kalorimetermodulen zur nominellen Hochspannung	130
A.8	Schematischer Aufbau des A4-Experiments	131
	Abbildungsverzeichnis	133
	Tabellenverzeichnis	137
	Literaturverzeichnis	139

Grundlagenforschung ist, was ich tue, wenn ich nicht weiß, was ich tue.
Wernher v. Braun

Kapitel 1

Einleitung

Die Kollaboration A4 am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI betreibt seit Sommer 2000 ein Experiment, das eine Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der elastischen Streuung von polarisierten Elektronen an einem unpolarisierten Protonentarget ermöglicht. Aus dieser Asymmetrie lassen sich die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Protons bestimmen.

Nach dem statischen Quarkmodell besteht das Proton aus zwei u-Quarks und einem d-Quark, den sogenannten Valenzquarks. Daneben tragen aber auch Quark-Antiquark-Paare und Gluonen zu den Nukleoneigenschaften bei. Auch wenn das Proton netto keine Strangeness trägt, können im 'See' $s\bar{s}$ -Paare vorhanden sein. Ist die Verteilung der \bar{s} - und s -Quarks räumlich verschieden, so ergeben sich nichtverschwindende Beiträge zu den Formfaktoren.

Im A4-Experiment werden longitudinal polarisierte Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff gestreut. Dabei werden die Zählraten für die elastische Streuung von links- bzw. rechtshändigen polarisierten Elektronen gemessen. Als zentrale Komponente des A4-Experiments wird ein segmentiertes Čerenkov-Kalorimeter eingesetzt, das voll ausgebaut aus 1022 Kalorimetermodulen besteht. Mit dem Kalorimeter wird die Energie der gestreuten Elektronen bestimmt, um elastisch gestreute Elektronen von inelastischen Streuereignissen zu trennen. Zur Trennung wird eine gute Energieauflösung des Kalorimeters benötigt. Die Signalrate der elastisch gestreuten Elektronen liegt im Kalorimeter bei etwa 10 MHz, jedoch wird das Kalorimeter zusätzlich durch inelastische Streuereignisse mit einer Signalrate von etwa 90 MHz beansprucht. Als Kalorimetermaterial wird Bleifluorid (PbF_2) als Čerenkov-Radiator verwendet, das eine schnelle Bestimmung der Energie innerhalb von etwa 20 ns ermöglicht. Dabei ist die Menge des gebildeten Čerenkov-Lichts proportional zur deponierten Energie im Kalorimeter.

Wollte man dieser Arbeit einen Untertitel geben, so könnte er zum Beispiel lauten: 'Wie optimiert man die Energiebestimmung des PbF_2 -Kalorimeters im A4-Experiment?' Ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung und Optimierung der Lichtauslese von PbF_2 -Kalorimetermodulen mit Photomultipliern. Die Herausforderungen liegen darin, daß die Umwandlung von Čerenkov-Licht in ein elektrisches Signal durch einen Photomultiplier hohe Anforderungen in der Linearität und Ratenfestigkeit erfüllen muß.

Kapitel 2 motiviert, warum man sich für die $s\bar{s}$ -Paare im Nukleon bzw. Proton interessiert. Dazu werden die theoretischen Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung beschrieben, die nötig sind, um die experimentelle Grundlage des A4-Experiments zu verstehen. Kapitel 3 erläutert das experimentelle Meßprinzip und den Aufbau des A4-Experiments. Kapitel 4 beschreibt die Anforderungen, Grundlagen und die Eigenschaften des PbF_2 -Kalorimeters. Ein weiterer Schwerpunkt ist der diffizile Aufbau des Kalorimeters und welche Größen Einfluß auf dessen Güte haben. Desweiteren wird die Funktionsweise der Auslese-Elektronik erklärt, die verstärkungs- und zeitabgegliche Kalorimetermodule erfordert. Die Funktionsweise der Energiebestimmung im Kalorimeter erfordert eine besondere räumliche Anordnung der Auslese-Elektronik, für die eigens ein Elektronik-Turm entworfen und gebaut wurde.

Kapitel 5 beschreibt, nach welchen Kriterien Photomultiplier für die Lichtauslese gewählt bzw. selektiert werden. Gezeigt wird, wie Photomultiplier und zugehöriger Spannungsteiler am Experiment mit und ohne Elektronenstrahl auf Linearität und Ratenfestigkeit optimiert werden. Desweiteren wird gezeigt, wie ein Abgleich in der Verstärkung und in der Signallaufzeit durchgeführt wird.

Kapitel 6 behandelt als Schwerpunkt die Verschlechterung der Energieauflösung im Kalorimeter durch den Einfluß von nicht vermeidbaren Lücken zwischen den Kalorimetermodulen. Weiterhin wird beschrieben, wie sich Strahlenschäden in einigen PbF_2 -Kristalle auf die Energieauflösung auswirken und wie durch die Methode des 'optischen Bleichens' die Kristalle größtenteils geheilt werden können. Abschließend wird dargestellt, wie aus den Energiespektren des Kalorimeters die Anzahl der elastisch gestreuten Elektronen bestimmt wird und wie daraus die Asymmetrie extrahiert wird. Präsentiert wird der vorläufige Stand in der Bestimmung der Asymmetrie, die mit dem Kalorimeter gemessen wurde, sowie die daraus dekorrelierte physikalische Asymmetrie.

Kapitel 2

Grundlagen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung

Welche Ursache hat die Strangeness im Nukleon und welche theoretischen und experimentellen Evidenzen existieren dazu? Wie kann man mit der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung den Einfluß von Strangeness auf die Eigenschaften des Nukleons messen? Im A4-Experiment wird dazu als Meßsonde der neutrale Strom in der paritätsverletzenden Elektronenstreuung benutzt. Nach einer Beschreibung der elektroschwachen Theorie im Rahmen des Standardmodells folgt eine Darstellung des Wirkungsquerschnitts in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung und der dabei auftretenden Formfaktoren. Mit diesen Grundlagen wird das Prinzip der Bestimmung der Strangeness durch die Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie erläutert. Das Meßprinzip des A4-Experiments ermöglicht durch die Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der Streuung von polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen die Extraktion der Beiträge der Strangeness zu den Formfaktoren des Nukleons. Das Kapitel schließt mit den experimentellen Evidenzen zur Strangeness im Nukleon ab.

2.1 Physikalische Motivation

Man bezeichnet ein Teilchen als elementar, wenn keine innere Struktur mehr festzustellen ist. Unsere Welt besteht gewöhnlich aus Protonen, Neutronen und Elektronen. Während z.B. das Elektron als ein fundamentales punktförmiges Teilchen ohne erkennbare innere Struktur erscheint¹, so sind im Gegensatz dazu Protonen und Neutronen (auch Nukleonen genannt) aus kleineren elementaren Bausteinen,

¹Die räumliche Ausdehnung des Elektrons wird mit $r < 10^{-18}$ m abgeschätzt und wird aus dem Unterschied des magnetischen Moments in Theorie und Experiment abgeleitet [Van Dyck u. a. 1987]

den Quarks und Gluonen, zusammengesetzt. Im Rahmen des Konstituenten-Quark-Modells besteht das Proton aus 2 u-Quarks und einem d-Quark, das Neutron aus einem u-Quark und 2 d-Quarks, die durch die starke Kraft zusammengehalten werden.

In der QCD² werden die Farbladungen der Quarks als Quelle der starken Kraft betrachtet. Die QCD ist eine auf der Farbgruppe $SU(3)_C$ basierende nichtlineare nicht-abelsche Eichfeldtheorie. Die Quanten der Farb-Eichfelder sind masselose Spin-1-Teilchen, die Gluonen, welche die starke Kraft übermitteln. Eine Folgerung der lokalen Eichinvarianz in der QCD ist die Selbstwechselwirkung des Eichfeldes, die durch eine nichtlineare Lagrangedichte ausgedrückt wird. In Quantenfeldtheorien ist die effektive Kopplungskonstante von dem Vierer-Impulsübertrag Q^2 abhängig, welcher das Auflösungsvermögen von räumlichen Strukturen bzw. eine Längenskala definiert. In der QED³ ist diese Abhängigkeit schwach und die effektive Kopplung konvergiert für kleine Q^2 gegen die Feinstrukturkonstante α , zeigt aber Divergenzen bei hohen Q^2 . Umgekehrt geht die Kopplungskonstante α_s der QCD mit wachsenden Q^2 gegen Null (die sog. asymptotische Freiheit), während sie bei kleineren Q^2 anwächst. Dieses Verhalten führt dazu, daß gerade Grundzustände nicht störungstheoretisch behandelbar sind. Hier benötigt man nichtperturbative Verfahren wie die Gittereichtheorie. Im Prinzip existiert derzeit keine einheitliche Methode zur Lösung der QCD, die gültig für alle Längenskalen ist und aus der sich die Phänomene der asymptotischen Freiheit und des Einschlusses (Confinement) der Quarks im Nukleon ableiten lassen.

Die Physik kann im Rahmen einer perturbativen QCD bei hohen Q^2 (≥ 1) sehr präzise berechnet werden, bei der α_s klein ist. Die theoretischen Vorhersagen der perturbativen QCD stimmen sehr gut mit den Daten aus der tiefinelastischen Streuung und der e^+e^- -Annihilation überein, die seit mehr als 30 Jahren gesammelt wurden. Allerdings versagt der bewährte perturbative Ansatz bei kleinen Impulsüberträgen, d. h. bei entsprechend starker Kopplung, weswegen das Standardmodell die Niederenergiestruktur der Nukleonen und die Anregungsspektren der Hadronen nicht erklären kann. Gemäß der QCD wird durch die Möglichkeit der Aufspaltung eines Gluons in ein Quark-Antiquark-Paar im Nukleon ein $q\bar{q}$ -See generiert. Im Prinzip besteht das Nukleon aus unendlich vielen Quarks und Antiquarks und die Differenz von Quarks und Antiquarks ist genau 3. Diese werden als Valenz-Quarks bezeichnet. Die Existenz der $q\bar{q}$ -Paare ist ein Bestandteil des Nukleons. Durch ihr paarweises Auftreten ändern sie die Quantenzahlen des Nukleons nicht.

²QCD: Quantenchromodynamik

³QED: Quantenelektrodynamik

2.2 Strangeness im Nukleon

Man hat angenommen, daß die Quarksee-Fluktuationen gemittelt keine Auswirkungen auf die statischen Eigenschaften des Nukleons haben. Dieses Verständnis hat sich jedoch in den letzten Jahrzehnten geändert, als experimentell wie auch theoretisch die Evidenz eines $s\bar{s}$ -Sees im Nukleon zu erkennen war. Das Nukleon stellt sich heute aufgrund der See-Quarks-Generierungen als ein sehr komplexes und dynamisches Objekt dar, dessen statische Eigenschaften durch einen $s\bar{s}$ -See nicht unwesentlich mitbestimmt werden.

Vorteilhaft bei einem $s\bar{s}$ -See ist, daß dieser eindeutig als reine Seequark-Verteilung gemessen werden kann, weil im Netto keine Strange-Quarks im Nukleon vorhanden sind. Sind die räumlichen s - und \bar{s} -Verteilungen der Seequarks verschieden, so liefern sie automatisch Beiträge zu den Formfaktoren des Nukleons. Die Situation ist vergleichbar mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons. Zwar besitzt das Neutron elektrisch keine Nettoladung ($Z=0$), jedoch weist es einen elektrischen Ladungsradius auf. Dieser wird durch die räumlich verschiedenen Verteilungen von positiver und negativer Ladung hervorgerufen.

Auf die Möglichkeit, daß Strange-Quarks Einfluß auf die Eigenschaften des Nukleons haben, wurde von Kaplan und Manohar hingewiesen [Kaplan und Manohar 1988]. Im Prinzip kann ein $s\bar{s}$ -See Beiträge zu den Eigenschaften wie Masse, Impuls, Spin und Ladungsradius des Nukleons liefern. Kaplan und Manohar zeigten, wie mit Hilfe von Streuexperimenten mit neutralen Strömen prinzipiell die Extraktion von experimentell zugänglichen Strange-Matrix-Elementen im Nukleon möglich ist:

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

$$\langle N(P') | \bar{s}\gamma_s | N(P) \rangle \quad \text{Vektorstrom} \quad (2.2)$$

$$\langle N(P') | \bar{s}\gamma_s\gamma_5 | N(P) \rangle \quad \text{Axialvektorstrom} \quad (2.3)$$

Eine zusammenfassende Übersicht der verschiedenen Vorhersagen und experimentellen Daten über die Evidenz von Strangeness im Nukleon sind in [Musolf u. a. 1994, Drechsel 2000, Kumar und Souder 2000, Alberico u. a. 2001, Beck und McKeown 2001, Beck und Holstein 2001] zu finden. An drei ausgewählten Beispielen soll eine mögliche Rolle des $s\bar{s}$ -Sees im Nukleon in den nächsten Unterkapiteln motiviert werden:

2.2.1 Pion-Nukleon Streuung

Die seltsame skalare Dichte kann aus der Analyse des πN -Sigma-Terms in der Pionen-Nukleonen-Streuung extrahiert werden. Dazu werden die Daten aus der

Pion-Nukleon-Streuung und die Massen von Baryonen, die s-Quarks enthalten, miteinander verknüpft. Die grundlegende Idee hinter der Sigma-Term-Analyse ist, daß im Limes verschwindender Quarkmassen die Nukleonen-Masse gegen einen von Null verschiedenen Wert M_0 konvergiert. Da aber die Quarks Masse tragen, was sich in der Brechung der chiralen Symmetrie niederschlägt, lautet der Ausdruck für die Nukleonenmasse in einer chiralen nichtrelativistischen Störungsrechnung:

$$M_N = M_0 + \sigma + \sigma_s \quad (2.4)$$

wobei mit $\hat{m} = (m_u + m_d)/2$ die beiden skalaren Formfaktoren lauten:

$$\sigma = \frac{1}{2M_N} \langle N | \hat{m}(u\bar{u} + d\bar{d}) | N \rangle \quad \sigma_s = \frac{1}{2M_N} \langle N | m_s s\bar{s} | N \rangle \quad (2.5)$$

Mit Hilfe der SU(3)-Isospinsymmetrie kann die Brechung der chiralen Symmetrie durch Massendifferenzen im Baryonenoktett ausgedrückt werden. So ist die Massendifferenz der Hyperonen gegeben durch

$$\delta = \frac{\hat{m}}{2M_N} \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s | N \rangle \quad (2.6)$$

$$= \frac{3}{2} \frac{m_\pi^2}{m_K^2 - m_\pi^2} (M_\Xi - M_\Lambda) \simeq 25 \text{ MeV} \quad (2.7)$$

Bei Berücksichtigung von chiralen Störungskorrekturen höherer Ordnung erhöht sich dieser Wert auf 35 MeV. Der skalare Formfaktor σ läßt sich mit der Mandelstam-Variablen $t = (p' - p)^2$ bzgl. der Pion-Nukleon-Streuung ausdrücken:

$$\hat{m} \langle p' | u\bar{u} + d\bar{d} | p \rangle = \bar{u}(p) \sigma_{\pi N}(t) u(p) \quad (2.8)$$

Die chirale Störungstheorie verknüpft Streuamplituden mit geradem Isospin der Pion-Nukleon-Streuung für $t = 2m_\pi^2$ mit dem Matricelement aus der Gleichung 2.8. Die Berechnung des $\sigma_{\pi N}$ Sigma-Terms für $t = 0$ erzielt man durch die Extrapolation von $t = 2m_\pi^2$ zum Punkt $t = 0$. Man definiert die skalare Größe

$$y_N = \frac{\langle N | \bar{s}s | N \rangle}{\langle N | \bar{u}u + \bar{d}d + \bar{s}s | N \rangle} \quad (2.9)$$

die den seltsamen Anteil des Nukleons charakterisiert. Die Parameter $\sigma_{\pi N}$, y_N und die Hyperonenmassen sind folgendermaßen miteinander verknüpft:

$$\frac{1}{3} \left(1 - \frac{m_s}{\hat{m}}\right) (1 - y_N) \sigma_{\pi N} \simeq M_\Lambda - M_\Xi \quad (2.10)$$

Man kann y_N als einen benötigten Korrekturfaktor auffassen, der gemäß dem naiven Konstituenten-Modell Null wäre. Das Massenverhältnis m_s/\hat{m} wird mit $\simeq 25$ abgeschätzt. Je nach Autor und Extrapolationsmethode schwanken die Werte für $\sigma_{\pi N}$

und der daraus abgeleitete Wert $y_N \simeq 0.1 - 0.2$. Sie sind immer noch Gegenstand aktueller Analysen. Abhängig von y_N führt dies zu Werten für $\sigma_s \simeq 130-375$ MeV. Man muß jedoch dabei bemerken, daß die Fehler von y_N in der Größenordnung von y_N selbst liegen, entsprechend groß belaufen sich die Fehler für σ_s . Einen Überblick über diese Thematik bieten z.B. [Decker u. a. 1993, Drechsel 2000, Alberico u. a. 2001, Beck und Holstein 2001].

2.2.2 Tiefinelastische Neutrino-Streuung

Die Existenz des $s\bar{s}$ -Sees im Nukleon konnte schon seit Anfang der 80er Jahre direkt sichtbar gemacht werden [Abramowicz u. a. 1982]. Man benutzte die tiefinelastische Neutrino-Streuung und Antineutrino-Streuung, um die Struktur des Nukleons zu untersuchen. Die auftretende Produktion von Charm-Teilchen durch geladene und neutrale Ströme trägt dabei signifikant zum totalen Neutrino-Wirkungsquerschnitt bei. Die Produktion von Charm durch einen geladenen Strom resultiert aus der Streuung an den d- und s-Quarks im Nukleon. Die Wahrscheinlichkeit eines $s \rightarrow c$ Übergangs ist proportional zu $\cos^2 \Theta_C$, während die Wahrscheinlichkeit eines $d \rightarrow c$ Übergangs proportional zu $\sin^2 \Theta_C$ ist. Wegen des kleinen Cabibbo-Winkels Θ_C ($\sin \Theta_C = 0.220 \pm 0.002$) [Particle Data Group 2000] ist die Streuung der d-Quarks stark unterdrückt, so daß man sensitiv auf den $s\bar{s}$ -See im Nukleon ist. Im dazu letzten aktuellen Experiment, NuTeV am Fermilab [Adams u. a. 1999], wurde bei einem $Q^2 \simeq 16 \text{ GeV}^2$ das Verhältnis des Impulsanteils des $s\bar{s}$ -Sees zum totalen Impulsanteil der \bar{u} und \bar{d} Quarks bestimmt zu:

$$\kappa \equiv \frac{\langle x(s + \bar{s}) \rangle}{\langle x(\bar{u} + \bar{d}) \rangle} = 0.42 \pm 0.07 \pm 0.06 \quad (2.11)$$

wobei x die Bjorken-Variable⁴ ist. Der Beitrag des $s\bar{s}$ -Sees ist somit nicht unerheblich. Die letzten zwei Größen geben den statistischen und systematischen Fehler an.

2.2.3 Tiefinelastische Leptonen-Streuung

Das statische Quarkmodell geht von der Annahme aus, daß der Spin des Nukleons sich nur aus den Spins der Valenzquarks zusammensetzt. Die ersten experimentellen Hinweise, daß das Matrixelement des seltsamen Axialstroms ungleich Null ist, zeigten sich in der tiefinelastischen Streuung von polarisierten Leptonen an einem polarisierten Target, als man Summenregeln überprüfte. In Summenregeln werden Integrale über (spinabhängige) Strukturfunktionen mit statischen Größen des Nukleons verknüpft. Ein Beispiel ist hier die Bjorken-Summenregel [Bjorken 1966]

⁴ $x = Q^2/[2M_N(E - E')]$, gibt anschaulich den Impulsanteil des Quarks zum Impuls des Nukleons an

der Spin-Strukturfunktion g_1 . Bei großen Impulsüberträgen kann im Quark-Parton-Modell g_1 folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_j Q_j^2 \left([q_j^+(x) - q_j^-(x)] + [\bar{q}_j^+(x) - \bar{q}_j^-(x)] \right) \quad (2.12)$$

Die Summe läuft mit dem Index j über alle Quarkflavors mit der Ladung Q_j ; x ist die Bjorkenvariable und q_j^\pm sind die Verteilungsfunktionen der Quarks und Antiquarks mit dem Flavor j , deren Spin parallel (+) oder antiparallel (-) zum Nukleonspin steht. Im Quark-Parton-Modell wird x als der von einem getroffenen Quark getragene Impulsbruchteil am Gesamtimpuls des Nukleons interpretiert. In der Bjorken-Summenregel werden $g_1^{p,n}$ für Proton und Neutron mit dem β -Zerfall des Neutrons verknüpft, wobei g_A und g_V die Axialvektor- bzw. Vektorkopplungskonstanten des Nukleons sind.

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \int_0^1 (g_1^p(x) - g_1^n(x)) dx = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad \text{für } Q^2 \rightarrow \infty \quad (2.13)$$

Ellis und Jaffe haben diese Summenregel in jeweils eine für das Proton und Neutron getrennt [Ellis und Jaffe 1974]. Dabei wurde die SU(3)-Symmetrie im Farbraum und ein unpolarisierter strange Quarksee ($\Delta s=0$) angenommen. Der theoretische Wert der Ellis-Jaffe-Summenregel des Protons inklusive QCD-Strahlungskorrekturen [Larin u. a. 1997] beträgt:

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.167 \pm 0.008 \quad \text{Theo. Wert} \quad (2.14)$$

Die experimentelle Bestimmung der Bjorken- bzw. Ellis-Jaffe-Summenregeln wurden bei verschiedenen Q^2 durchgeführt, deren Werte signifikant unterhalb der theoretischen Vorhersage liegen. Eine Übersicht über die experimentellen und theoretischen Werte ist bspw. in [Thomas und Weise 2001] gegeben. Aus den Meßdaten wurde das Matrixelement des seltsamen Axialvektorstroms extrahiert, welches ungleich Null ist:

$$\frac{1}{2M_N} \langle P' | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | P \rangle = 0.12 \pm 0.03 \quad (2.15)$$

Das Matrixelement drückt aus, daß der $s\bar{s}$ -See einen negativen Beitrag zum Spin des Protons liefert, d.h. die Polarisation ist entgegengesetzt zur Spinrichtung des Protons.

2.3 Kopplungen in der elektroschwachen Wechselwirkung

Die ersten dokumentierten Formulierungen einer elektroschwachen Theorie stellte Julian Schwinger 1957 auf [Schwinger 1957]. Sein damaliger Doktorand S.L. Glashow entwickelte darauf aufbauend bereits 1960 eine entsprechende Eichfeldtheorie [Glashow 1961]. Allerdings konnte er die Masse der auftretenden Eichbosonen nicht erklären. Ein entscheidender experimenteller Prüfstein war dabei der Nachweis der neutralen schwachen Ströme, der zunächst nicht zu gelingen schien. Im Jahr 1964 stellten A. Salam und J.C. Ward (offensichtlich ohne es zu kennen) das Modell von Glashow noch einmal auf. Auch sie wurden aber aufgrund des fehlenden experimentellen Nachweises der neutralen Ströme entmutigt. Das heutige Modell der elektroschwachen Theorie wurde 1967 von Steven Weinberg vorgeschlagen [Weinberg 1967]. A. Salam stellte sie unabhängig davon 1968 auf [Salam 1968]. In ihrer Theorie fand sich, im Unterschied zur Theorie von Glashow, ein Mechanismus ('spontan gebrochene Eichtheorie'), der das Zustandekommen der W- und Z-Massen erklären konnte. Der fehlende Beweis der Renormierbarkeit für ihr Modell konnte erst 1974 von M. Veltman und G. 't Hooft geliefert werden [t Hooft und Veltman 1972]. Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung ist heute als Glashow-Weinberg-Salam-Modell bekannt (GWS-Modell) ⁵.

Gemäß dem Standardmodell, welches die elektroschwache und die starke Wechselwirkung beinhaltet, werden die Bausteine der Materie durch relativistische Spin 1/2-Quantenfelder und die kräfteübertragenden Teilchen durch relativistische Spin 1-Quantenfelder beschrieben. Das Standardmodell beschreibt die Wechselwirkungen zwischen den Fermionen mit Hilfe von Eichtheorien, also Feldtheorien, in denen das Prinzip der Eichinvarianz erfüllt ist. Dieses Prinzip erfordert die Invarianz der Lagrangedichte gegenüber lokalen Eichtransformationen der Wellenfunktion. Daraus folgt die Existenz eines Eichfeldes, an das die Fermionen koppeln. Die Quanten des Eichfeldes heißen Eichbosonen und sind Träger der Wechselwirkung, die die Theorie beschreibt. Eichbosonen besitzen den Spin 1.

Die bis heute entdeckten fundamentalen Elementarteilchen sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Zu jedem Fermion existiert noch ein Antifermion mit entgegengesetztem Ladungsvorzeichen. Die zwölf Fermionen des Standardmodells lassen sich in drei Teilchenfamilien aufteilen, die sich nur in der Massenskala unterscheiden. Jede Familie besteht aus 2 Leptonen und 2 Quarks.

Während an der starken Wechselwirkung nur die Quarks beteiligt sind, koppelt die elektroschwache Wechselwirkung an alle Fermionen. Dem Standardmodell liegen die Symmetriegruppen SU(3) im Farbraum, welche die starke Wechselwirkung be-

⁵1979 Nobelpreis für S. L. Glashow, S. Weinberg und A. Salam
1999 Nobelpreis für M. Veltman und G. 't Hooft

schreibt, und die Symmetriegruppe $SU(2) \times U(1)$ der elektroschwachen Wechselwirkung zugrunde. Die acht Gluonen des $SU(3)$ -Oktetts bilden die Eichbosonen der starken Wechselwirkung. Die Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung können in das Isospin-Triplett der Symmetriegruppe $SU(2)$ und in ein $U(1)$ eingeordnet werden. Diese sind die drei massiven Bosonen W^+ , W^- und Z_0 sowie das masselose Photon.

Die elektroschwache Theorie beschreibt alle bisher beobachteten Prozesse bei Vernachlässigung der Fermionenmassen mit nur 3 Parametern (α , G_F und M_{Z_0}) in der Störungstheorie niedrigster Ordnung. Das Photon ist masselos, die Massen der Austauschteilchen W_{\pm} und Z_0 sind dagegen schwer. Die kurze Reichweite der schwachen Wechselwirkung beruht auf den sehr hohen Ruhemassen der Bosonen⁶. Bei kleinen Energien ist die schwache Wechselwirkung nur wegen der großen Masse der ausgetauschten Teilchen schwach. Bei sehr hohen Energien $E \geq M_W, M_Z$ sind schwache und elektromagnetische Wechselwirkung in etwa gleich stark.

Bei der Kopplung an γ und Z_0 gilt die Flavorerhaltung. Alle Fermionen koppeln an diese Bosonen, wobei man nun beachten muß, daß die schwache Wechselwirkung sich auf rechts- und linkshändige Teilchen unterschiedlich auswirkt. Man bezeichnet ein Fermion als rechtshändig, wenn Impuls und Spin parallel zueinander sind, und linkshändig, wenn Impuls und Spin antiparallel sind. Im Standardmodell sind Fermionen in 3 Generationen von Leptonen und Quarks eingeteilt. Innerhalb einer Generation kann sich der Flavor der beteiligten Fermionen unter Austausch eines W-Bosons ändern. Beim Z_0 -Austausch bleibt jedoch der Flavor des Fermions erhalten. An die W-Bosonen koppeln allerdings nur linkshändige Fermionen (und rechtshändige Antifermionen). Analog zum Isospin bei Hadronen dient die Einführung des schwachen Isospins T und dessen dritter Komponente T_3 zur Gruppierung der Fermionen in elektroschwache Multipletts (Dublett und Singulett). Die experimentelle Untersuchung des β -Zerfalls führte zu dem Schluß, daß die geladenen Ströme nur an linkshändige Fermionen koppeln und nicht zwischen Elektronen und Neutrinos unterscheiden. Die linkshändigen Fermionen werden daher in ein Dublett des schwachen Isospins T_3 zusammengefaßt. Die linkshändigen Fermionenfelder einer Generation transformieren sich dabei als Dubletts unter $SU(2)$ -Rotation. Die rechtshändigen Fermionen treten nur als Singulett auf. Für ein linkshändiges Dublett beträgt je nach Fermion $T_3 = \pm 1/2$, und $T_3 = 0$ für das rechtshändige Singulett. Die Quarkzustände d' , s' und b' sind Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung. Sie sind Mischungen der Masseneigenzustände d , s und b und werden durch eine unitäre Transformation $q'_i = \sum_j V_{ij} q_j$ mit der Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix V beschrieben. Im Falle neutraler Prozesse ist es aber unerheblich, ob man die physikalischen Zustände (d , s , b) oder die Zustände (d' , s' , b') benutzt [Griffiths 1996].

Experimente haben gezeigt, daß alle Leptonen und Quarks bei schwacher Wechsel-

⁶ $M_{W_{\pm}} = (80.422 \pm 0.047) \text{ GeV}$ und $M_{Z_0} = (91.1870 \pm 0.0021) \text{ GeV}$ [Particle Data Group 2000]

Tab. 2.1: Die Einteilung links- und rechtshändiger Fermionen in Singulets und Dubletts aus dem Standardmodell [Bjorken und Drell 1965].

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

wirkung durch W-Austausch eine maximale Paritätsverletzung zeigen. Bei Kopplung an Z-Bosonen tritt auch Paritätsverletzung auf, aber diese ist schwächer (Ausnahme: Neutrino-Streuung). In der elektromagnetischen Wechselwirkung (γ -Austausch) und in der starken Wechselwirkung (Gluonen-Austausch) wurde bisher keine Paritätsverletzung beobachtet. Es gibt keine theoretische Erklärung im Sinne eines tieferen Verständnisses für die Paritätsverletzung. In die Theorie der schwachen Wechselwirkung (z.B. in der Fermi-Version) wurde die Paritätsverletzung durch die Einführung zweier Konstanten g_R und g_L eingebaut, die die Kopplung für rechts- und linkshändige Fermionen beschreiben. Die Kopplungen von rechts- und linkshändigen Fermionen an Photon und Z_0 betragen:

$$\begin{aligned} g_L^\gamma &= Q & g_L^{Z_0} &= \frac{1}{2}T_3 - \frac{1}{2}Q \sin^2 \theta_W \\ g_R^\gamma &= Q & g_R^{Z_0} &= -\frac{1}{2}Q \sin^2 \theta_W \end{aligned} \quad (2.16)$$

Die Kopplungen $g_R^{Z_0}$ und $g_L^{Z_0}$ hängen von einem in der Theorie des Standardmodells experimentell zu bestimmenden Parameter ab, dem elektroschwachen Mischungswinkel bzw. Weinberg-Winkel θ_W ⁷. Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung koppeln links- und rechtshändige Teilchen gleich stark an das Photon, der Kopplungsfaktor ist dabei die elektrische (Vektor-)Ladung Q . Die elektromagnetische Kopplung unterscheidet also nicht zwischen links- und rechtshändigen Teilchen. Bei der neutralen schwachen Wechselwirkung koppelt das Z_0 sowohl an die schwache Ladung bzw. an den schwachen Isospin T_3 als auch an die elektrische Ladung Q . Die Kopplung an T_3 ist mit der Händigkeit des Fermions verknüpft, d.h. das Z_0 koppelt unterschiedlich stark an links- und rechtshändige Fermionen. Anstelle von g_R und g_L benutzt man häufiger in der Literatur die äquivalenten Größen Vektorkopplung g_V und Axialvektorkopplung g_A :

$$\begin{aligned} g_V &= g_L + g_R & \rightarrow & g_V^{Z_0} = \frac{1}{2}T_3 - Q \sin^2 \theta_W & g_V^\gamma &= Q \\ g_A &= g_L - g_R & \rightarrow & g_A^{Z_0} = \frac{1}{2}T_3 & g_A^\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (2.17)$$

⁷ $\sin^2 \theta_W = 0.23177 \pm 0.00016$ [Particle Data Group 2000]

In der Tabelle 2.2 sind die Vektor- und Axialvektor-Kopplungen einiger Fermionen aufgelistet. Insbesondere besitzen Fermionen mit gleichen elektroschwachen Quantenzahlen, unabhängig von der Teilchenfamilie und ihrer Masse, die gleichen Kopplungen g_V und g_A . Die Tatsache, daß Elektronen, Myonen und Taus die gleiche Kopplung an das Z_0 besitzen, ist eine Folge der in der elektroschwachen Theorie herrschenden Leptonenuniversalität. Die Kopplung der elektroschwachen Wechselwirkung an ein Fermion q ergibt sich aus dem Standardmodell. Die Vertexfaktoren bei der Photon- bzw. Z_0 -Kopplung lauten:

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{c}
 \nearrow q' \\
 \bullet \\
 \nwarrow q
 \end{array}
 \begin{array}{c}
 \text{---} \\
 \gamma
 \end{array}
 = ig\gamma_\mu
 \end{array}
 \quad (2.18)$$

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{c}
 \nearrow q' \\
 \bullet \\
 \nwarrow q
 \end{array}
 \begin{array}{c}
 \text{---} \\
 Z_0
 \end{array}
 = -ig_{Z_0}(g_V^{Z_0}\gamma_\mu - g_A^{Z_0}\gamma_5\gamma_\mu)
 \end{array}
 \quad (2.19)$$

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

$$g_\gamma = \sqrt{4\pi\alpha} = e \Big|_{-h,c=1} \quad (2.20)$$

$$g_{Z_0} = \frac{g_e}{\sin\theta_W \cos\theta_W} = \frac{e}{\sin\theta_W \cos\theta_W} \Big|_{-h,c=1} \quad (2.21)$$

Die geladenen Fermionen besitzen eine reine Vektorkopplung zum Photon. Dagegen koppelt das Z_0 -Boson an die Fermionen gemäß deren Vektor- und Axialvektorkopplungen $g_V^{Z_0}$ und $g_A^{Z_0}$.

2.4 Kinematik der elastischen Elektronenstreuung

Die elastische Elektron-Nukleon-Streuung kann in erster Ordnung der elektroschwachen Theorie durch einen Ein-Boson-Austausch beschrieben werden. Neben dem rein elektromagnetischen Photon-Austausch kann auch der Austausch eines Z_0 -Bosons stattfinden. Das Feynman-Diagramm in Abb. 2.1 stellt die beiden betrachteten Austauschsterme in niedrigster Ordnung der Störungsreihe dar. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion ist proportional dem Betragsquadrat der beiden symbolischen Streuamplituden. Die Kinematik der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung wird durch den Impuls- und Energietransfer bestimmt. Das einlaufende Elektron mit dem Viererimpuls $p \equiv p^\mu = (E, \vec{p})$ streut am Proton und läuft unter

Tab. 2.2: Die elektroschwachen Kopplungsstärken links- und rechtshändiger Fermionen aus dem Standardmodell [Bjorken und Drell 1965].

Fermion	T	T_3	g_V^γ	g_A^γ	$g_V^{Z_0}$	$g_A^{Z_0}$
e_L^-	$1/2$	$-1/2$	-1	-1	$-\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W$	$1/4$
e_R^-	0	0	-1	-1	$\sin^2 \theta_W$	0
$(u, c, t)_L$	$1/2$	$1/2$	$2/3$	$2/3$	$\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-1/4$
$(u, c, t)_R$	0	0	$2/3$	$2/3$	$-\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	0
$(d, s, b)_L$	$1/2$	$-1/2$	$-1/3$	$-1/3$	$-\frac{1}{4} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$1/4$
$(d, s, b)_R$	0	0	$-1/3$	$-1/3$	$\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	0

$$\sigma \sim \left[\text{Diagram 1} + \text{Diagram 2} \right]^2 \quad (2.22)$$

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

dem Laborwinkel θ mit dem Viererimpuls $p' \equiv p'^\mu = (E', \vec{p}')$ aus; $P \equiv P^\mu = (\varepsilon, \vec{P})$ und $P' \equiv P'^\mu = (\varepsilon', \vec{P}')$ sind die Vierer-Impulse für den Anfangs- bzw. Endzustand des Nukleons.

Elastische Streuung bedeutet, daß das Nukleon während des Streuprozesses im Grundzustand verbleibt. Dabei wird der Energie- und Impulstransfer

$$v = E - E' = \varepsilon - \varepsilon' \quad q = p - p' = P' - P \quad (2.23)$$

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

$$q^2 = v^2 - \vec{q}^2 \equiv -Q^2 < 0 \quad (2.24)$$

ist eine charakteristische Lorentz-Invariante des Streuprozesses. Betrachtet man die elastische Streuung eines relativistischen Elektrons an einem ruhenden Nukleon,

so kann die Ruheenergie des Elektrons vernachlässigt werden. Aus Energie- und Impulserhaltung folgt, daß die Energie E' des auslaufenden Elektrons keine unabhängige Variable ist und kinematisch durch E und θ im Laborsystem bestimmt ist:

$$E' = \frac{E}{1 + (2E/M) \sin^2(\theta/2)} \quad (2.25)$$

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

$$Q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) \quad (2.26)$$

2.5 Ströme und Formfaktoren

In der Bornschen Näherung kann ein Wirkungsquerschnitt gemäß Fermis Goldener Regel als das Produkt eines Phasenraumfaktors ρ mit dem Quadrat des Übergangsmatrixelements zwischen Anfangs- und Endzustand beschrieben werden:

$$\sigma = \rho \cdot |\mathcal{M}|^2 = \rho \cdot |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z_0}|^2 \quad (2.27)$$

Das Übergangsmatrixelement \mathcal{M} des gesamten Streuprozesses ist die Summe der Streuamplituden \mathcal{M}_γ aus dem Photonaustausch und \mathcal{M}_{Z_0} aus dem Z_0 -Austausch. Die Streuamplitude enthält alle dynamischen Informationen, während der Phasenraum kinematische Informationen enthält. Im Rahmen der QED können $\mathcal{M}_{\gamma, Z_0}$ gemäß den Feynmanregeln berechnet werden. Es stellt sich als das Produkt aus den Strömen der beteiligten Teilchen mit dem Propagator des jeweiligen Austauscheteilchens dar:

$$\begin{aligned} -i\mathcal{M}_\gamma &= (-ig_\gamma)^2 \times \\ &\langle P(p') | J_\mu^\gamma | P(p) \rangle \frac{-ig^{\mu\nu}}{Q^2} \langle e(p') | j_\mu^\gamma | e(p) \rangle \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\begin{aligned} -i\mathcal{M}_{Z_0} &= (-ig_{Z_0})^2 \times \\ &\langle P(p') | J_\mu^{Z_0} | P(p) \rangle \frac{i \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_{Z_0}^2} \right)}{Q^2 + M_{Z_0}^2} \langle e(p') | j_\mu^{Z_0} | e(p) \rangle \end{aligned} \quad (2.29)$$

Ströme am Elektron-Vertex werden mit j_μ und Ströme am Nukleon-Vertex mit J_μ bezeichnet. Im Falle des Ein-Boson-Austausches in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung können die Ströme am Elektron-Vertex mit den in Kapitel 2.3 besprochenen Kopplungen formuliert werden:

$$\langle e(p') | j_\mu^\gamma | e(p) \rangle = \bar{u}_e(p') g_V^\gamma \gamma_\mu u_e(p) \quad (2.30)$$

$$\langle e(p') | j_\mu^{Z_0} | e(p) \rangle = \bar{u}_e(p') (g_V^{Z_0} \gamma_\mu - g_A^{Z_0} \gamma_\mu \gamma_5) u_e(p) \quad (2.31)$$

Mit $u_e(p')$ und $u_e(p)$ werden die Dirac Spinoren im End- bzw. Anfangszustand des Elektrons bezeichnet⁸. Die Vektor- bzw. Axialkopplungen g_V und g_A für γ und Z_0 sind in Tabelle 2.17 aufgelistet.

Im Feynmandiagramm ist der Nukleon-Vertex durch eine Blase dargestellt, welche das Unwissen über die detaillierte Struktur des Nukleons ausdrückt. Die Blase soll symbolisieren, daß das Nukleon kein Punktteilchen wie das Elektron ist. An dem Nukleon-Vertex treten ebenfalls Vektor- und Axialvektorkopplungen auf, jedoch wird diese Wechselwirkung im Fall der elastischen Streuung durch drei phänomenologische Formfaktoren beschrieben. Die allgemeinste Form eines vektoriellen Nukleonstroms für ein Spin 1/2-Teilchen unter der Annahme der Stromerhaltung und Lorentzinvarianz lautet:

$$J_\mu^V = Q \bar{U}(P') (F_1(Q^2) \gamma_\mu + i \frac{F_2(Q^2)}{2M} \sigma_{\mu\nu} q^\nu) U(P) \quad (2.32)$$

Hierbei sind $U(P')$ und $U(P)$ die Spinoren des Nukleons im End- bzw. Anfangszustand. Der Dirac-Spinor des Nukleons transformiert sich dabei als Vektor und als antisymmetrischer Tensor mit $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu]$. Der erste Term des Vektorstroms wird als Dirac-Strom bezeichnet, F_1 wird als Dirac-Formfaktor bezeichnet. Der zweite Term berücksichtigt die Tatsache, daß das Nukleon durch die interne Struktur ein anomales magnetisches Moment κ besitzt. Ausgedrückt wird dies durch den Pauli-Formfaktor F_2 . Die Formfaktoren sind vom Impulsübertrag Q^2 abhängig. Der Pauli-Formfaktor ist ungleich Null für zusammengesetzte Objekte wie Proton oder Neutron und ist identisch Null (Feynmandiagramm niedrigster Ordnung) für punktförmige Objekte wie das Elektron oder Quarks. Die Formfaktoren sind für Proton und Neutron normiert auf:

$$\begin{aligned} F_1^p(Q^2 = 0) &= 1 & F_1^n(Q^2 = 0) &= 0 \\ F_2^p(Q^2 = 0) &= \kappa_p = 1.79 & F_2^n(Q^2 = 0) &= \kappa_n = -1.91 \end{aligned} \quad (2.33)$$

In der Literatur ist es auch üblich, die elektrischen und magnetischen Sachs-Formfaktoren G_E und G_M zu verwenden [Bjorken und Drell 1965], die eine Linearkombination der Dirac- und Pauli-Formfaktoren F_1 und F_2 sind,

$$\begin{aligned} G_E(Q^2) &= F_1(Q^2) - \tau F_2(Q^2) \\ G_M(Q^2) &= F_1(Q^2) + F_2(Q^2) \end{aligned} \quad (2.34)$$

mit $\tau = Q^2/2M_N$ als kinematischem Faktor.

⁸Freie Spin 1/2-Teilchen werden durch den Spinor $u(p)$ beschrieben, welcher der Dirac-Gleichung $(\gamma_\mu p^\mu - M)u(p) = 0$ genügt. Die explizite Form lautet:

$$u(p) = \sqrt{E+M} \begin{pmatrix} \chi \\ \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{E+M} \chi \end{pmatrix}$$

mit den Pauli-Matrizen $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ und χ als zweikomponentiger Spinor $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ bzw. $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$

Man kann im allgemeinen die im Strom auftretenden Formfaktoren nicht direkt als Fouriertransformation der Ladungs- bzw. Stromdichte interpretieren. Dazu muß berücksichtigt werden, daß das Nukleon bei der Streuung einen Rückstoß erfährt. Eine eindeutige Entkopplung und Interpretation der Formfaktoren findet im Breit-System statt, das bei der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung genau dem Elektron-Nukleon-Schwerpunktsystem (CMS) entspricht. In diesem Bezugssystem trägt das Elektron den Impuls $\vec{p} = +\vec{q}/2$ und trifft das Nukleon mit dem gleichen aber entgegengesetzten Impuls $\vec{P} = -\vec{q}/2$. Das gestreute Elektron trägt den Impuls $\vec{p}' = -\vec{q}/2$ und das Nukleon erfährt den Rückstoßimpuls $\vec{P}' = +\vec{q}/2$. Das ausgetauschte Boson trägt einen Impuls \vec{q} , aber keine Energie: Der Vierer-Impulstransfer ist $q^\mu = (0, \vec{q})$, sodas $Q^2 = \vec{q}^2$ gilt. Für jedes Q^2 existiert somit ein zugehöriges Breit-System. Im Breit-System nimmt der Vektorstrom die einfache Darstellung an:

$$J_\mu \equiv (\rho, \vec{j}) = (G_E(Q^2), i \frac{\vec{\sigma} \times \vec{q}}{2m} G_M(Q^2)) \quad (2.35)$$

Neben dem vektoriellen Nukleonstrom tritt bei der schwachen Wechselwirkung zusätzlich auch eine Axialkopplung am Nukleon-Vertex auf,

$$J_\mu^A = g_A \bar{U}(P') G_A \gamma_\mu \gamma_5 U(P) \quad (2.36)$$

mit G_A als dem axialen Formfaktor. Die Observablen in der elektroschwachen Elektron-Nukleon-Streuung sind mit den Strömen der elementaren Quarks im Nukleon verknüpft. Um den Einfluß der strange Quarks auf die Struktur des Nukleons überhaupt beschreiben zu können, ist es sinnvoll, die Nukleonströme durch die Ströme der Quarkspinoren f_i und deren Kopplungen auszudrücken [Kaplan und Manohar 1988].

$$J_\mu^V = \langle N' | \sum_{j=u,d,s} \bar{f}_j Q_j \gamma_\mu f_j | N \rangle \quad (2.37)$$

$$J_\mu^{Z_0} = \langle N' | \sum_{j=u,d,s} \bar{f}_j [g_V^j \gamma_\mu - g_A^j \gamma_\mu \gamma_5] f_j | N \rangle \quad (2.38)$$

Das Photon und das Z_0 -Boson koppeln dabei zu verschiedenen Linearkombinationen der gleichen Quarkströme. Grundlegende Annahme ist dabei, daß das Photon und das Z_0 -Boson die gleichen Quarkverteilungen sehen, nur die Kopplung an die elektrische bzw. schwache Ladung ist verschieden. Der elektroschwache Strom ist somit die Summe der Quarkströme, gewichtet mit den vektoriellen und axialen Ladungen bzw. Kopplungen g_V und g_A . Überträgt man die Formulierungen bezüglich des Vektor- und Axialvektorstroms (Gleichungen 2.32 und 2.36) auf die Quarkspinoren f_i , so definieren sich die zugehörigen Quarkmatrixelemente zu:

$$\langle N' | \bar{f}_j \gamma_\mu f_j | N \rangle = \bar{U}(P') (F_1^j \gamma_\mu + \frac{i}{2M} F_2^j \sigma_{\mu\nu} q^\nu) U(P) \quad (2.39)$$

$$\langle N' | \bar{f}_j \gamma_\mu \gamma_5 f_j | N \rangle = \bar{U}(P') G_A^j \gamma_\mu \gamma_5 U(P) \quad (2.40)$$

Setzt man diese Quarkmatrixelemente in Gleichung 2.38 ein, so lautet die vollständige Formulierung der elektroschwachen Nukleon-Ströme durch Quark-Formfaktoren:

$$J_\mu^Y = \bar{U}(P') \sum_{j=u,d,s} Q_j \left[\gamma_\mu F_1^j + i \frac{F_2^j}{2M} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] U(P) \quad (2.41)$$

$$J_\mu^{Z_0} = \bar{U}(P') \sum_{j=u,d,s} \left\{ \left(\frac{1}{2} T_3^j - Q_j \sin^2 \theta_W \right) \left[\gamma_\mu F_1^j + i \frac{F_2^j}{2M} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] - \frac{1}{2} T_3^j \gamma_\mu \gamma_5 G_A^{Z,j} \right\} U(P) \quad (2.42)$$

Die Formfaktoren des Nukleons lassen sich als Linearkombination der Quarkformfaktoren darstellen. Weil die Quarks selbst als punktförmige Teilchen keine eigenen Formfaktoren besitzen, werden die Beiträge der Quarkflavors zu den Nukleonformfaktoren als räumliche Verteilungen der Quarksorten interpretiert. Bei der Summenbildung werden die Quarks mit ihrer Vektor- bzw. Axialladung gewichtet.

$$F_{1,2}^Y = \sum_{j=u,d,s} Q_j F_{1,2}^j \quad (2.43)$$

$$F_{1,2}^{Z_0} = \sum_{j=u,d,s} \left(\frac{1}{2} T_3^j - Q_j \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^j \quad (2.44)$$

$$G_A^{Z_0} = \sum_{j=u,d,s} -\frac{1}{2} T_3^j G_A^{Z_0,j} \quad (2.45)$$

Zur Beschreibung der Nukleonformfaktoren werden jetzt neun Quark-Formfaktoren benötigt.

$$F_1^u \quad F_2^u \quad G_A^u \quad (2.46)$$

$$F_1^d \quad F_2^d \quad G_A^d \quad (2.47)$$

$$F_1^s \quad F_2^s \quad G_A^s \quad (2.48)$$

Unter der Annahme der Isospin-Symmetrie der starken Wechselwirkung kann man Neutronen und Protonen aufgrund der fast gleichen Massen miteinander vertauschen. Daraus folgt, daß die Verteilung der u(d)-Quarks im Proton gleich der Verteilung der d(u)-Quarks im Neutron ist und umgekehrt.

$$p \rightarrow n \quad \Rightarrow \quad u \rightarrow d, d \rightarrow u, s \rightarrow s \quad (2.49)$$

Dies hat den Vorteil, daß eine Streuung am Neutron mit den gleichen Formfaktoren des Protons beschrieben werden kann.

$$F_1^u \equiv F_1^{pu} = F_1^{nd} \quad F_1^d \equiv F_1^{pd} = F_1^{nu} \quad F_1^s \equiv F_1^{ps} = F_1^{ns} \quad (2.50)$$

Die Bestimmung des Matrixelements $\langle N | \bar{\psi} \gamma_\mu s | N \rangle$ erfordert eine Messung der beiden Vektorformfaktoren $F_{1,2}^s$. Mit der Annahme der Isospin-Symmetrie lauten die Vektorformfaktoren von Proton und Neutron explizit:

$$F_{1,2}^{\gamma,p} = \frac{2}{3} F_{1,2}^u - \frac{1}{3} F_{1,2}^d - \frac{1}{3} F_{1,2}^s \quad (2.51)$$

$$F_{1,2}^{\gamma,n} = \frac{2}{3} F_{1,2}^d - \frac{1}{3} F_{1,2}^u - \frac{1}{3} F_{1,2}^s \quad (2.52)$$

$$F_{1,2}^{Z_0,p} = \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^u + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^d + \quad (2.53)$$

$$\left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{1,2}^s \quad (2.54)$$

Die Annahme der Isospinsymmetrie ermöglicht die Bestimmung der gesuchten Anteile der s-Quarks an den Vektor-Formfaktoren des Nukleons, indem man obige Gleichungen nach $F_{1,2}^s$ auflöst:

$$F_{1,2}^s = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) F_{1,2}^{\gamma,p} - F_{1,2}^{\gamma,n} - 4 F_{1,2}^{Z_0,p} \quad (2.55)$$

Eine Messung der Quark-Formfaktoren $F_{1,2}^s$ reduziert sich auf die Messung der Nukleon-Formfaktoren. Zur Bestimmung von $F_{1,2}^2$ reicht eine reine elektromagnetische Wechselwirkung nicht aus, es muß auch die schwache Wechselwirkung berücksichtigt werden.

Die Streuamplituden $\mathcal{M}_{\gamma, Z_0}$ für den Ein-Boson-Austausch lassen sich nun bestimmen:

$$\mathcal{M}_\gamma \sim (ie)^2 [\bar{u}(k') \gamma_\mu u_e(k)] \times \left(\frac{g^{\mu\nu}}{Q^2} \right) \times \left[\bar{U}(P') \left(\gamma_\mu F_1^\gamma + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_2^\gamma \right) U(P) \right] \quad (2.56)$$

$$\mathcal{M}_{Z_0} \sim \left(\frac{-ie}{\cos \theta_W \sin \theta_W} \right)^2 [\bar{u}(k') \gamma_\mu (g_V^{Z_0} \gamma_\mu - g_A^{Z_0} \gamma_\mu \gamma_5) u_e(k)] \times \left(\frac{g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_{Z_0}^2}}{Q^2 - M_{Z_0}^2} \right) \times \left[\bar{U}(P') \left(\gamma_\mu F_1^{Z_0} + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_2^{Z_0} + \gamma_\mu \gamma_5 G_A^{Z_0} \right) U(P) \right] \quad (2.57)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung im Ein-Photon-Austausch läßt sich in guter Näherung durch die Rosenbluth-Gleichung [Rosenbluth 1950] beschreiben, die sich aus dem Amplitudenquadrat

von 2.56 ableiten läßt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Labor}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2(\theta/2) \right] \left[1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta/2) \right] \quad (2.58)$$

Der dabei auftretende unpolarisierte Mott-Wirkungsquerschnitt im Laborsystem beschreibt die Streuung von relativistischen Elektronen am Coulombfeld eines schweren punktförmigen Kerns:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^2(\theta/2)} \frac{\cos^2(\theta/2)}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta/2)} \quad (2.59)$$

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

2.5.1 Schwache Wechselwirkung und Paritätsverletzung

Lange sah man es als selbstverständlich an, daß die Gesetze der Physik invariant unter Punktspiegelung sind, bei der alle Vorzeichen der Raumkoordinaten umgedreht werden. Paritätserhaltung in der Quantenmechanik bedeutet, daß zwei Systeme, von denen eines die Punktspiegelung des anderen ist, sich physikalisch gleich verhalten. Mit anderen Worten, Paritätserhaltung impliziert, daß die Natur symmetrisch ist und keinen Unterschied in der Händigkeit eines Teilchens macht. Eine Paritätsverletzung bedeutet hingegen, daß ein physikalischer Prozeß in seiner räumlich gespiegelten Form nicht in genau der gleichen Weise bzw. mit der gleichen Häufigkeit abläuft. Zweifel an der Paritätserhaltung kamen 1956 aufgrund des Studiums des Zerfalls des K^+ -Mesons [Lee und Yang 1956] auf. Lee und Yang stellten zusammenfassend fest, daß es experimentelle Beweise zur Paritätserhaltung in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung gab, aber eine solche Bestätigung für die schwache Wechselwirkung aussteht. Sie regten dazu viele Experimente zur Untersuchung des Betazerfalls und zum Zerfall von Hyperonen und Mesonen an. Eines dieser vorgeschlagenen Experimente wurde später im gleichen Jahr von C.S. Wu durchgeführt. In diesem berühmten Experiment [Wu u. a. 1956] konnte in der Untersuchung der Emissionsrichtung der Elektronen aus dem Betazerfall von ausgerichteten ^{60}Co -Kernen die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung erstmalig nachgewiesen werden. In vielen darauf folgenden Experimenten wurde bestätigt, daß die Paritätsverletzung ein charakteristisches Merkmal der schwachen Wechselwirkung ist.

In der Quantenmechanik wird die Parität eines Zustandes $\psi(x, t)$ durch dessen Eigenwert zum Paritätsoperator \mathbf{P} charakterisiert. Der Paritätsoperator \mathbf{P} invertiert die Vorzeichen der drei Raumkoordinaten und ist eine der inneren, diskreten Symmetrietransformationen der Quantenmechanik mit einer multiplikativen Quantenzahl.

Für eine skalare Wellenfunktion gilt:

$$\mathbf{P} \psi(\vec{x}, t) = \psi(-\vec{x}, t) \quad (2.60)$$

und für ein Dirac-Spinorfeld:

$$\mathbf{P} \psi_D(\vec{x}, t) = \gamma_0 \psi_D(-\vec{x}, t) \quad (2.61)$$

Daraus folgt für die Eigenwerte des Paritätsoperators entweder $\pi = +1$ oder $\pi = -1$.

2.5.2 Paritätsverletzende Asymmetrie

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

$$H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|} \quad (2.62)$$

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

$$\mathbf{P} |e_L\rangle = |e_R\rangle \quad (2.63)$$

$$\mathbf{P} |e_R\rangle = |e_L\rangle \quad (2.64)$$

Das kann diese Transformation ausnutzen, um die Paritätsverletzung in der Streuung von rechtshändig oder linkshändig polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen zu untersuchen. Um den Beitrag der schwachen Wechselwirkung überhaupt beobachten zu können, muß die Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte von links- und rechtshändigen Elektronen betrachtet werden. Die paritätsverletzende Asymmetrie ist definiert durch:

$$\mathcal{A}^{PV} \equiv \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L} \quad (2.65)$$

Der Wirkungsquerschnitt σ setzt sich aus dem Betragsquadrat der Summe des elektromagnetischen Matrixelements \mathcal{M}_γ und des neutralen, schwachen Matrixelements \mathcal{M}_{Z_0} zusammen.

$$\sigma \propto |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z_0}|^2 = \underbrace{|\mathcal{M}_\gamma|^2}_{\propto \frac{1}{Q^4}} + 2 \underbrace{|\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_{Z_0}|}_{\propto \frac{1}{Q^2} \frac{1}{Q^2 + M_{Z_0}^2}} + \underbrace{|\mathcal{M}_{Z_0}|^2}_{\propto \frac{1}{(Q^2 + M_{Z_0}^2)^2}} \quad (2.66)$$

Der erste Term der Summe beschreibt die rein elektromagnetische Wechselwirkung, die paritätserhaltend ist. Der zweite Term ist der Interferenzterm zwischen elektromagnetischer und paritätsverletzender schwacher Wechselwirkung. Der dritte Term ist aufgrund der hohen Masse M_{Z_0} des Z_0 -Bosons bei Impulsüberträgen bis etwa 1 GeV^2 , wie sie derzeit am MAMI erreichbar sind, vernachlässigbar. Normiert auf den ersten Term in Gleichung 2.66 ergeben sich für den Impulsübertrag $Q^2 \simeq 0.2$ im A4-Experiment folgende Größenordnungen der drei Terme:

$$\sigma \sim 1 + 10^{-5} + 10^{-10} \quad (2.67)$$

Die Veränderung des Wirkungsquerschnitts durch die schwache Wechselwirkung ist zu klein, um sie direkt messen zu können. Um den Beitrag der schwachen Wechselwirkung überhaupt beobachten zu können, nutzt man die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung im zweiten Term für eine Messung der Asymmetrie aus. Hierbei hebt sich die dominante paritätserhaltende elektromagnetische Wechselwirkung des ersten Terms gerade heraus. Zerlegt man die Streuamplituden in einen links- und einen rechtshändigen Anteil,

$$\mathcal{M}^R = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z_0}^R \quad \mathcal{M}^L = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z_0}^L \quad (2.68)$$

so ergibt sich für die elastische Streuung folgende Asymmetrie:

$$\mathcal{A}^{PV} = \frac{|\mathcal{M}^R|^2 - |\mathcal{M}^L|^2}{|\mathcal{M}^R|^2 + |\mathcal{M}^L|^2} \simeq \frac{\mathcal{M}_\gamma (\mathcal{M}_{Z_0}^R - \mathcal{M}_{Z_0}^L)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \quad (2.69)$$

Eine von Null verschiedene Asymmetrie wird also nur durch die verschieden starke Kopplung des Z_0 -Bosons an links- und rechtshändigen Fermionen hervorgerufen. Bei der Multiplikation der Amplituden \mathcal{M}_γ und \mathcal{M}_{Z_0} in den Wirkungsquerschnitten tauchen in den Strömen sowohl Lorentzvektoren als auch Lorentzaxialvektoren auf. Alle Terme, die entweder die Lorentzvektoren oder die Lorentzaxialvektoren quadratisch beinhalten, führen zu einem paritätserhaltenden Wirkungsquerschnitt und kürzen sich so aus der Asymmetrie heraus. Dagegen führen Terme, die linear in einem Lorentzvektor und einem Lorentzaxialvektor sind, zu einem nicht verschwindenden Beitrag. Der Interferenzterm mit Axialvektorkopplung an dem leptonischen und mit Vektorkopplung an dem hadronischen Strom leistet den größten paritätsverletzenden Beitrag zum Wirkungsquerschnitt. Bei kleinen

Impulsüberträgen ist der γ -Austausch dominant, weil die große Masse des neutralen schwachen Vektorbosons im Propagator zu einer Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum Photon-Austausch führt. Dieser Interferenzterm ist bei Energien, die wesentlich kleiner sind als die Ruhemasse M_{Z_0} des Z_0 -Bosons, von der Größenordnung $Q^2/M_{Z_0}^2$ und führt zu einer paritätsverletzenden Asymmetrie.

Die Asymmetrie für die Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an unpolarisierten Protonen kann in folgender Weise mit den Sachsformfaktoren ausgedrückt werden [Cahn und Gilman 1978]:

$$\mathcal{A}^{PV} = \left[\frac{-G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}} \right] \times \frac{\varepsilon G_E^{\gamma,p} G_E^{Z,p} + \tau G_M^{\gamma,p} G_M^{Z,p} - \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2\theta_W) \varepsilon' G_M^{\gamma,p} G_A^{Z,p}}{\varepsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} \quad (2.70)$$

G_F	$= 1.1664 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	Fermi-Kopplungskonstante
ε	$= \left[1 + 2(1 + \tau) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]^{-1}$	Polarisation virtuelles Photon
ε'	$= \sqrt{1 - \varepsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)}$	
τ	$= \frac{Q^2}{4m_N^2}$	halber Energieübertrag auf das Proton
θ_W		Weinberg-Winkel
θ		Labor-Streuwinkel

Eine Besonderheit im Ausdruck der Asymmetrie ist das Auftreten der Axialvektor-Kopplung $G_A^{Z,p}$, obwohl an unpolarisierten Protonen gestreut wird. Bei der Berechnung der physikalischen Asymmetrie wurde eine Elektronenstrahl-Polarisation von 100% angenommen. Desweiteren wurden bei der Streuung keine Strahlungskorrekturen berücksichtigt. Die niedrigste Ordnung ergibt die sog. Bornsche Näherung. Das Niveau von Strahlungskorrekturen ist ab der zweiten Ordnung erreicht, wenn virtuelle (und reelle) Erzeugungs- und Vernichtungsprozesse auftreten. Strahlungskorrekturen in der elastischen Elektron-Nukleon Streuung bestehen im wesentlichen aus Vertexkorrekturen, Vakuumpolarisationseffekten und Bremsstrahlungseignissen des einlaufenden oder auslaufenden Elektrons. Korrekturen am Protonvertex sind in der Regel sehr klein und können vernachlässigt werden.

Die Asymmetrie läßt sich als Produkt einer Asymmetrie \mathcal{A}_0 und einer Korrektur aufspalten, in der die Strangeness-Formfaktoren $F_{1,2}^s$ explizit auftreten:

$$\mathcal{A}^{PV} = \mathcal{A}_0 \left(1 - \frac{(\varepsilon + \tau\mu_p)F_1^s + \tau(\mu_p - \varepsilon)F_2^s + \delta\mu_p G_A^{Z,p}}{4K} \right) \quad (2.71)$$

mit

$$K = \frac{1}{4} \varepsilon [(1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_E^{\gamma,p} - G_E^{\gamma,n}] + \frac{1}{4} \tau \mu_p [(1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_M^{\gamma,p} - G_M^{\gamma,n}] + \frac{1}{2} \delta \mu_p G_A^{Z,p} \quad (2.72)$$

$$\mathcal{A}_0 = \left[\frac{-G_F Q^2}{\pi \alpha \sqrt{2}} \right] \times \frac{G_E^{\gamma,p}}{\varepsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} K \quad (2.73)$$

$$\delta = \frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \varepsilon' \quad (2.74)$$

Die Größe \mathcal{A}_0 ist die Asymmetrie des Streuprozesses ohne Berücksichtigung der Strangeness im Nukleon und kann im Rahmen des Standardmodells berechnet werden. Aufgrund der Abhängigkeit der kinematischen Faktoren $\varepsilon, \varepsilon'$ und τ von dem Impulsübertrag Q^2 und dem Laborwinkel θ ist bei Vorwärtsstreuwinkeln der Formfaktor F_1^s und bei Rückwärtsstreuwinkeln der Formfaktor F_2^s dominierend. Die noch unbekanntenen Beiträge des schwachen Axialformfaktors $G_A^{Z,p}$ sind mit dem Faktor $(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \simeq 0.07$ stark unterdrückt.

Kapitel 3

Experimentelles Prinzip und Realisierung des A4-Experiments

3.1 Grundlegendes Meßprinzip

Das grundlegende Meßprinzip des A4-Experiments am Elektronenbeschleuniger MAMI¹ ist in Abbildung 3.1 vereinfacht illustriert. Longitudinal polarisierte Elektronen werden an einem unpolarisierten Proton-Target gestreut und mit einem Detektor in einem bestimmten Streuwinkel-Intervall nachgewiesen. Im Detektor werden Zählratenänderungen in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls nachgewiesen. Die experimentelle Methode besteht in der Bestimmung der Zählraten-Asymmetrie von **elastisch** gestreuten Elektronen am unpolarisierten Proton-Target. Diese Asymmetrie \mathcal{A}^{mess} wird als der Quotient von Zählraten-Differenz zur Zählraten-Summe bezüglich der beiden longitudinalen Polarisationsrichtungen (R,L) des Elektronenstrahls definiert und wird mit dem Detektor wie folgt gemessen:

$$\mathcal{A}^{mess} = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (3.1)$$

Aus der gemessenen Asymmetrie \mathcal{A}^{mess} wird die physikalische Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} extrahiert (siehe auch Kapitel 6.4).

Die Formfaktoren in Gleichung 2.71 tragen in Abhängigkeit der kinematischen Vorfaktoren unterschiedlich zur Asymmetrie bei. Unter Vorwärtsstreuwinkeln $\theta < 90^\circ$ wird F_1^s begünstigt, während F_2^s in diesem Winkelbereich unterdrückt wird. Unter Rückwärtswinkeln drehen sich die Verhältnisse um. Zur Bestimmung von F_1^s ist es daher günstig, möglichst kleine Streuwinkel zu wählen, jedoch sinkt die Asymmetrie mit fallendem Q^2 . Der optimale kinematische Bereich zur Durchführung des Experiments wird durch einen statistischen Gütefaktor beschrieben, d.h. es wird

¹MAMI: Mainzer Mikrotron

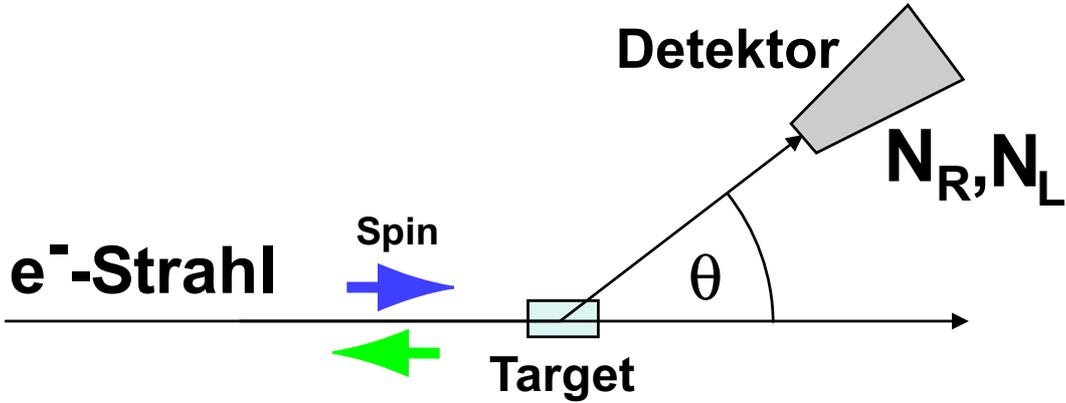


Abb. 3.1: Grundprinzip

der Winkelbereich bestimmt, in dem man zu einer gegebenen Meßzeit die kleinste statistische Unsicherheit in der Asymmetrie erhält. Im Rahmen einer Doktorarbeit [Heinen-Konschak 1994] wurde für das A4-Experiment die optimale Kinematik und Detektorgeometrie bestimmt. Bei der MAMI-Strahlenergie von 855 MeV liegt der optimale Streuwinkel bei $\theta = 35^\circ$, was einem Impulsübertrag $Q^2 = 0.227 \text{ GeV}^2$ entspricht. Mit diesen Parametern ergibt sich aus der Gleichung 2.71 für die Asymmetrie ohne Strangeness-Beitrag $A_0 = 8.6 \cdot 10^{-6}$.

Es wird in der Bestimmung von $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ eine Genauigkeit von 5% angestrebt, die sich aus 3% statistischem Fehler und 5% systematischer Ungenauigkeit zusammensetzt. Mit dieser Kinematik ist es möglich, die kinematisch gewichtete Summe der Formfaktoren $F_1^s + 0.13 \cdot F_2^s$ mit einer Genauigkeit von $\delta(F_1^s + 0.13 \cdot F_2^s) = 0.02$ zu bestimmen.

Aus der Definition von $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ läßt sich über dessen Fehler die minimale Gesamtzahl der elastischen Streueignisse N_{min} ableiten.

$$\delta \mathcal{A}^{\text{mess}} = \sqrt{\left(\frac{\delta \mathcal{A}^{\text{mess}}}{\delta N_R} \delta N_R \right)^2 + \left(\frac{\delta \mathcal{A}^{\text{mess}}}{\delta N_L} \delta N_L \right)^2} \quad (3.2)$$

Weil die notwendigen Zählraten $N_{R,L}$ sehr groß sind und die erwartete Asymmetrie in der Größenordnung 10^{-5} liegt, kann Gleichung 3.3 mit den Annahmen $N_R \cong N_L$, $\delta N_R \cong \delta N_L$ und $\delta N_{R,L} = \sqrt{N_{R,L}}$ vereinfacht werden.

$$\delta \mathcal{A}^{\text{mess}} \approx \frac{\sqrt{1 - (\mathcal{A}^{\text{mess}})^2}}{\sqrt{N_R + N_L}} \cong \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.3)$$

Soll die gesuchte Asymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ mit einem statistischen Fehler von nur 3% bestimmt werden, so folgt aus Gleichung 3.3 für die Anzahl von elastisch gestreuten Elektronen, die im Detektor mindestens registriert werden müssen:

$$N_{\text{min}} \geq (3\% \times \mathcal{A}^{\text{mess}})^{-2} \approx 2.7 \cdot 10^{13} \quad (3.4)$$

Dies entspricht bei einem Elektronenstrom von $20\mu\text{A}$ mit einer Polarisation von 80% einer reinen Meßzeit von etwa 1000 h.

3.2 Experimentelle Realisierung

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

Eine Elektronenquelle liefert longitudinal polarisierte Elektronen bei einem Strahlstrom von $20\mu\text{A}$ und einer mittleren Polarisation von etwa 80%. Dazu wird ein uniaxial deformierter GaAs-Kristall ('strained-layer') als Photokathode mit 100 ps FWHM^2 breiten Lichtpulsen eines getakteten Halbleiter-Lasers beleuchtet. Die Repetitionsrate des Lasers von 2.45 GHz ist dabei auf die Hochfrequenz von MAMI synchronisiert. Die Helizität des zirkular polarisierten Laserlichts wird durch eine Pockelszelle umgeschaltet, was die Helizität des Elektronenstrahls definiert. Eine A4-Steuerungselektronik bestimmt dabei, wie die Umschaltung der Helizität alle 20 ms erfolgen soll. Dazu werden Polarisationsmuster für 4 aufeinanderfolgende 20 ms-Perioden generiert. Die Polarisation für die erste Periode wird zufällig gewählt, die zweite Periode enthält die komplementäre Polarisation, Periode 3 und 4 enthalten die komplementäre Polarisation der ersten und zweiten Periode. Zufallsgeneriert werden also nur 2 Muster, die die Form +-+- oder -++- haben. Durch diese Muster ist der Polarisationswechsel für beide Helizitäten gleichwahrscheinlich, so daß eine Korrelation der Asymmetrie mit der Umschaltsequenz vermieden wird. Die dabei durch den Photoeffekt austretenden polarisierten Photoelektronen werden mit einer Hochspannung von 100 KV aus der Quelle extrahiert und in das MAMI eingespeist. Eine Beschreibung der Funktionsweise und Details zur polarisierten Elektronenquelle der B2-Kollaboration findet man beispielsweise in [Aulenbacher u. a. 1997, Ciarrocca u. a. 1998].

Der Elektronenbeschleuniger MAMI besteht aus drei hintereinandergeschalteten RTMs³ mit einem 3.46 MeV-Linearbeschleuniger als Injektor. Die Elektronen verlassen die zweite Mikrotron-Stufe mit einer Energie von 180 MeV und gewinnen eine Energie von 7.5 MeV pro Umlauf in der dritten Mikrotron-Stufe mit einem Maximum von $n=90$ Umläufen. Die maximale Elektronen-Energie beträgt $E(n=90) = 855\text{ MeV}$, zeitweise sogar 882 MeV. Das Prinzip des Mikrotron-Beschleunigers sind wiederholte Strahlrückführung und Nachbeschleunigung

²Full Width at Half Maximum, $\text{FWHM}=2.35 \cdot \sigma$ bei Gaußverteilung

³RTM: Racetrack Mikrotrons

in einem Linearbeschleuniger, der mit einer Hochfrequenz von 2.45 GHz mit normalleitenden Hochfrequenzkavitäten betrieben wird.

Die Polarisation des Elektronenstrahls wird zur Zeit mit einem Møller-Polarimeter der A1-Kollaboration zum Anfang jeder Strahlzeit bestimmt und beträgt im Mittel etwa 80%. Geplant ist in der A3-Halle ein Compton-Rückstreu-Polarimeter, das die Polarisation des Elektronenstrahls zerstörungsfrei bei laufender Asymmetriemessung bestimmt. In den Diplomarbeiten [Lopes 1996, Ketter 1998] wurden dazu Voruntersuchungen zur Realisierung geleistet. Alternativ wurde in einer Diplomarbeit ein Transmissions-Polarimeter im Strahlrohr vor dem Strahlfänger getestet [Weinrich 2000].

Die polarisierten Elektronen werden an dem 10 cm langen unpolarisierten ℓH_2 -Target gestreut, welches entlang der Strahlrichtung die Form eines Zuckerhuts hat (siehe auch Abbildung A.5). Dabei deponiert der Elektronenstrahl bei 20 μA eine gesamte Wärmeleistung von ca. 100 W an dem Ein- und Austrittsfenster des Targets. Durch die Konstruktion des Targets wird ein turbulenter Fluß des flüssigen Wasserstoffs erzeugt, so daß die Erwärmung effizient abgeführt werden kann. Dadurch werden mögliche Targetdichteschwankungen durch Blasenbildung bzw. Sieden kleingehalten. Targetdichteschwankungen bewirken eine effektive Verkürzung der Targetlänge und erzeugen im Kalorimeter Zählratenschwankungen, die die statistische Auflösung in der Bestimmung der Asymmetrie dominieren können.

Zur Überwachung des Targets wird im A4-Experiment die Luminosität \mathcal{L} gemessen, die das Produkt aus Strahlstrom und effektiver Targetdichte ist. Die Luminosität im Experiment liegt bei $\mathcal{L} \approx 5 \times 10^{37} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und wird mit acht Luminositätsmonitoren helizitätskorreliert unter kleinen Streuwinkeln hinter dem Kalorimeter überwacht. Schwanken Luminosität und Strahlstrom nicht korreliert zueinander, so ist dies ein Indiz für ein kochendes Target. Der Aufbau und die Monitorierung der Luminosität war Gegenstand einer Diplomarbeit [Hammel 1996]. In der laufenden Dissertation [Hammel 2002] wird zusätzlich der Einfluß von helizitätsabhängigen Korrelationen von Strahlparametern untersucht, die eine systematische Veränderung der gemessenen Asymmetrie \mathcal{A}^{mess} bewirken. Dazu befinden sich in der Strahlführung mehrere Monitore zur Bestimmung von Strahlenergie, Strahlstrom, Strahlage und Strahlwinkel. In der Beschleunigergruppe des Instituts für Kernphysik wurden für das A4-Experiment Regelungssysteme entwickelt und betrieben, die diese Größen während der Strahlzeit überwachen und auf ihre Sollwerte regeln [Kollaboration A4 2000]. Im A4-Experiment werden diese Monitor-Daten zeitaufgelöst in 20 ms-Zeitscheiben mitgeschrieben.

Der Nachweis von elastisch gestreuten Elektronen am Target erfolgt über eine kalorimetrische Ein-Arm-Messung, d.h. das Proton wird in der Streuung nicht nachgewiesen. Aufgabe des vollabsorbierenden Kalorimeters ist die Bestimmung der Energie E' und des Streuwinkels θ aller Elektronen, die in das Kalorimeter ge-

streut wurde. Das modulare Kalorimeter besteht voll aufgebaut aus 1022 Kalorimetermodulen, die insgesamt einen Streuwinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$ abdecken und rotationssymmetrisch zum Elektronenstrahl den ganzen Azimutwinkel umfassen. Anforderungen, Funktionsweise, Geometrie und Aufbau des Kalorimeters werden in Kapitel 4 näher behandelt.

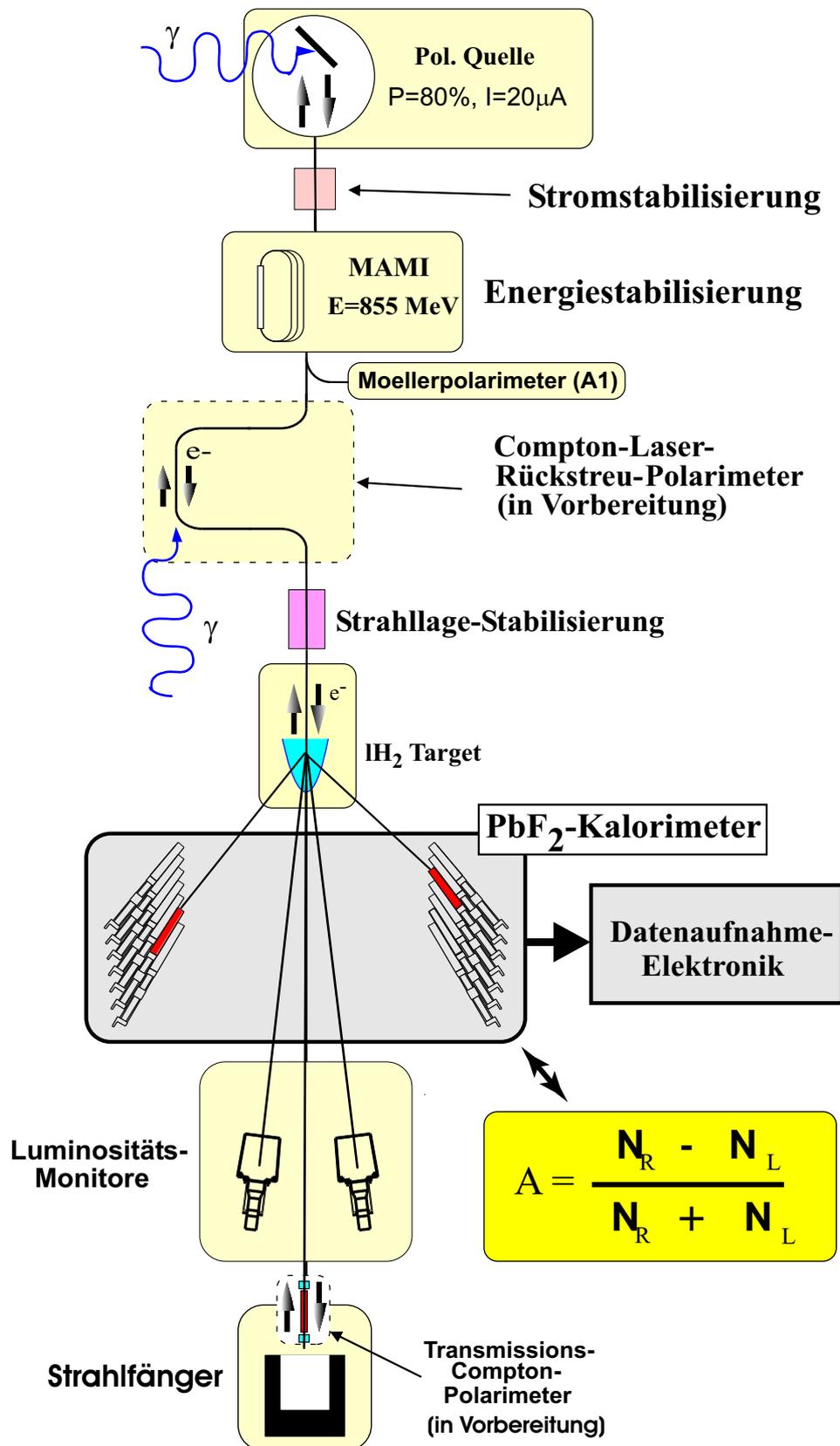


Abb. 3.2: Prinzipieller Aufbau des A4-Experiments. Polarisierte 855 MeV Elektronen werden am ℓ H₂-Target gestreut und im Kalorimeter nachgewiesen.

Kapitel 4

Das Bleifluorid-Kalorimeter

4.1 Anforderungen an das Kalorimeter

Eine Meßdauer von etwa 1000 Stunden bei einem Strahlstrom von $20\mu\text{A}$ und bei einer Polarisation von etwa 80% erfordert eine Zählrate von etwa 10 MHz elastisch gestreuter Elektronen pro Sekunde im Kalorimeter. Zusätzlich ist dabei das nicht zum Target abgeschirmte Kalorimeter einer dominanten Untergrundrate von etwa 100 MHz ausgesetzt. Die Herausforderung des A4-Experiments lag darin, ein solches Kalorimeter samt Datenaufnahme-Elektronik zu realisieren, die eine solche Ereignisrate verlustarm verarbeiten kann.

Welche Anforderungen werden an das Kalorimeter gestellt? Die physikalische Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} wird durch Doppel- oder Mehrfachtreffer im Kalorimeter reduziert, die zur Verfälschung in der Energiebestimmung eines Treffers führen [Heinen-Konschak 1994, Köbis 1998]. Um die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer ('Pile-Up') zu minimieren, muß das Kalorimeter granular aus Modulen aufgebaut werden. Voraussetzung zur Energiebestimmung sind geeichte Kalorimetermodule, die eine Kalibrierung des Kalorimeters erst ermöglichen. Auf die Eichung wird in Kapitel 5.4 näher eingegangen. Das Kalorimetermaterial muß 'kompakt' für die Kalorimetrie sein, so daß die Energie eines gestreuten Teilchens im Kalorimeter in einem kleinstmöglichen Volumen deponiert wird. Nur so kann erreicht werden, daß die Kalorimetermodule kleine Stirnflächen für eine minimale Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer aufweisen.

Das Kalorimetermaterial muß eine ausreichende Energieauflösung von etwa $3.5\%/\sqrt{E}$ besitzen, das eine Trennung von elastisch gestreuten Elektronen von inelastischen Streueignissen durch die Bestimmung der deponierten Energie im Kalorimeter ermöglicht. Zusätzlich erfordern die hohen Raten ein Kalorimetermaterial mit einem schnellen Antwortverhalten, so daß bei einem Treffer die deponierte

Energie innerhalb von 20 ns bestimmt ist. Das Antwortverhalten des Kalorimeters in Form eines entsprechenden Lichtpulses muß innerhalb dieser Zeitspanne abgeklungen sein. Außerdem darf die erwartete Strahlenbelastung durch eine absorbierte Energiedosis von 100 – 200 Gray die effektive Lichtausbeute durch Strahlenschäden nicht wesentlich beeinflussen.

Als Kalorimetermaterial werden Kristalle aus Bleifluorid (PbF_2) verwendet. Es ist derzeit das einzige Kalorimetermaterial, das die zuvor aufgeführten Anforderungen erfüllt und die Realisierung des Kalorimeters bzw. des A4-Experimentes überhaupt ermöglichte. Die Eigenschaften von PbF_2 werden in Abschnitt 4.2 besprochen.

Die Entscheidung für PbF_2 basiert auf ausführlichen Studien verschiedener in Frage kommender Kalorimetermaterialien, die in der Vorlaufphase des A4-Experiments eingehend am MAMI auf ihre Eignung untersucht wurden. In einer Diplom- und anschließenden Doktorarbeit wurde flüssiges Xenon untersucht, das mit einer Lichtausbeute von $n \approx 70.000$ Photonen/MeV sehr lichtstark szintilliert [Hofmann 1998]. Die Vorteile eines Flüssig-Edelgasdetektors liegen in der intrinsisch hohen Strahlenresistenz des Materials sowie in der großen Anpassungsfähigkeit der Kalorimetergeometrie. Die durch den hohen Preis limitierte Zahl der Detektormodule pro Raumwinkelintervall und die hohe Inhomogenität der Lichtsammeleffizienz durch eine kleine Selbstabsorptionslänge führten jedoch zu technischen Schwierigkeiten. Alternativ wurden Kristalle als mögliches Kalorimetermaterial untersucht. Die ersten Testmessungen im A4-Experiment wurden mit BaF_2 -Kristallen durchgeführt, jedoch ist dieses Material bei Strahlendosen weit unterhalb der A4-Strahlendosis sehr strahlungsempfindlich und besitzt mit $\tau=620$ ns eine zu langsame Szintillationskomponente für eine schnelle Kalorimetrie [Pretz 1992]. In einer Diplomarbeit [Grimm 1996] wurden die Kristallsorten Bleiglas (SF-5), Bleiwolframat (PbWO_4) und Bleifluorid (PbF_2) auf Energie-, Zeit- und Ortsauflösung am Elektronenstrahl systematisch untersucht. Bleiglas zeigte als Čerenkov-Radiator ein nichterwünschtes Szintillationslicht und weist eine für das A4-Experiment zu hohe Strahlungsempfindlichkeit auf, die sich durch eine gelblich-braune Verfärbung der sonst transparenten Kristalle äußert. Bleiwolframat-Kristalle zeigten eine bis dato unerwartet langsame Komponente im Szintillationslicht ($\tau \approx 2,5 \mu\text{s}$), die durch Verunreinigungen im Herstellungsprozeß der Kristalle hervorgerufen wurde.

4.2 Eigenschaften von Bleifluorid (PbF_2)

PbF_2 ist ein Ionenkristall und kommt in zwei verschiedenen kristallinen Formen vor: orthorhombisch ($\alpha\text{-PbF}_2$) und kubisch flächenzentriert ($\beta\text{-PbF}_2$). Großvolumige PbF_2 -Kristalle ($\sim \text{cm}^3$), so wie sie für das A4-Kalorimeter verwendet werden, sind nur in der kubischen Form erhältlich. Die für das Kalorimeter verwendeten PbF_2 -Kristalle sind Einkristallzüchtungen vom Hersteller SIC-

CAS¹. Hergestellt werden die Kristalle durch die Kristallisation eines Impfkristalls in einer Schmelze. Das Zuchtverfahren ist als 'Bridgman-Stockbarger-Methode' [Dingzhong u. a. 1999] bekannt.

Die wichtigsten physikalischen und chemischen Eigenschaften von PbF₂ sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Das schnelle Antwortverhalten von PbF₂ beruht auf der Generierung von Licht durch den Vavilov-Čerenkov-Effekt, der im Kapitel 4.3 erläutert wird. Die Abklingzeit des Čerenkov-Lichts hängt nur von der Geometrie des Kristalls und dessen Lichtsammlung ab. Ein typisches Antwortverhalten eines PbF₂-Kalorimetermoduls ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Das Photomultipliersignal ist innerhalb von etwa 20 ns abgeklungen und weist keine Szintillationskomponenten auf. PbF₂ besitzt im Vergleich zu anderen Čerenkov-Materialien eine außergewöhnlich hohe Transmission, die bei etwa 250 nm eine Transmissionskante aufweist. Da die Güte eines Čerenkov-Kristalls allein durch die optischen Eigenschaften bestimmt ist, wurden die Transmissionen der PbF₂-Kristalle als wesentliches Merkmal zur Qualitätskontrolle vermessen [Achenbach 2000].

In Tabelle 4.2 ist der im Vergleich zu anderen Detektormaterialien sehr hohe Bre-

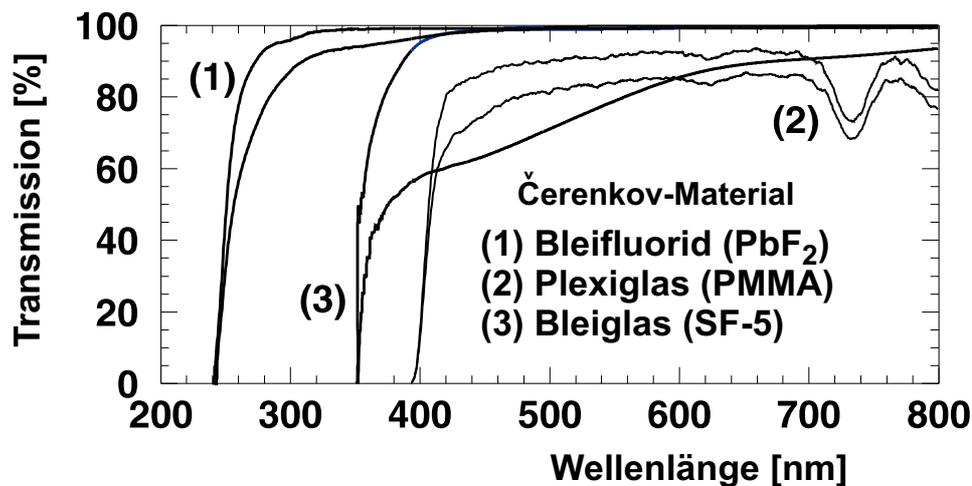


Abb. 4.1: Die Reintransmission eines typischen PbF₂-Kristalls im Vergleich mit anderen Čerenkov-Materialien [Achenbach u. a. 1998]. Die jeweils untere Kurve zeigt die Transmission nach Bestrahlung mit einer absorbierten Energiedosis von etwa 200 Gray, die der erwarteten Strahlungsbelastung des Kalorimeters im A4-Experiment entspricht.

chungsindex von PbF₂ aufgelistet. Einerseits begünstigt ein hoher Brechungsindex die Produktion von Čerenkov-Licht in einem PbF₂-Kristall, andererseits erschwert er die Auskopplung des Čerenkov-Lichts aus dem Kristall. Bei der Licht-Auslese eines PbF₂-Kristalls mit einem Photomultiplier, dessen Eintrittsfenster einen ty-

¹Shanghai SICCAS High Technology Co., Shanghai, China

Tab. 4.1: Die wichtigsten physikalischen und chemischen Eigenschaften von PbF_2

Chemischer Name	Blei(II)fluorid
Molekularformel	PbF_2
Molekulargewicht	245,21
Bleianteil(Gewicht)	85%
Erscheinungsform	kubischer Kristall
Erscheinungsbild	transparent ohne Farbstiche
Lichterzeugung	Čerenkov-Effekt
Transmission	(Tabelle 4.2)
Abbruch Transmission	~ 250 nm
Mechanische Härte	~ 2 Moh , sehr zerbrechlich
Dichte	7,77 g/cm ³ (kubisch) 8,24 g/cm ³ (orthorhombisch)
Siedepunkt	1293 °C bei 760,00 mm Hg
Schmelzpunkt	824 °C
Expansionskoeffizient	$20 \times 10^{-6} / ^\circ\text{C}$
Strahlungslänge X_0	0.93 cm
Molière-Radius R_M	2.2 cm
Molière-Radius R_M^C	1.8 cm
Kritische Energie E_c	9.04 MeV
Schwellen-Energie E_{thr}	$\simeq 0.2 \cdot m_0c^2$
Energieauflösung $\Delta E/E$	$\simeq 3.2\% / \sqrt{E}$ (siehe Parametrisierung 4.18)
Photoelektronen/MeV	≈ 1.7
Löslichkeit in Wasser	sehr schwer löslich: 0,065 g/100 ml Wasser (20 °)
Löslichkeit in HNO_3	löslich
Toxizität	giftig
Letaldosen	LD ₅₀ (oral, Maus): 3015 mg/kg LD ₅₀ (oral, Ratte): 3031 mg/kg

pischen Brechungsindex von $n \simeq 1.5$ besitzt, treten unvermeidbare Verluste durch Reflexion an den Übergangflächen auf. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen von Čerenkov-Licht in PbF_2 wurde eine Parametrisierung bzw. eine Extrapolation des Brechungsindex aus Tabelle 4.2 benötigt. An die Daten wurde mit folgender phänomenologischer Funktion die beste Anpassung erzielt,

$$n(\lambda) = a_0 \cdot \exp\left(\frac{a_1}{\lambda + a_2}\right) \quad (4.1)$$

mit $a_0 = 1.7167 \pm 0.0005$, $a_1 = 10.87 \pm 0.14$ und $a_2 = -209.78 \pm 0.95$.

Die Eigenschaften von PbF_2 als Kalorimetermaterial werden durch charakteristische Größen, deren Bedeutung ausführlich in Kapitel 4.4 erläutert werden, im dritten Abschnitt der Tabelle 4.1 beschrieben. Sie erlauben den Bau von Kalorimetermodulen mit kompakten geometrischen Ausmaßen.

Das A4-Kalorimeter ist weltweit das erste größere Kalorimeter, das aus

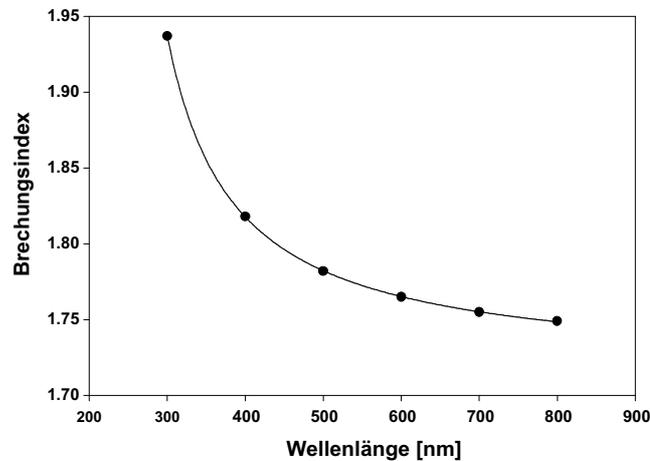


Abb. 4.2: Brechungsindex von kubischem PbF₂ (Tabelle 4.2). An die Daten wurde die in Gleichung 4.1 angegebene Funktion angepaßt.

Tab. 4.2: Brechungsindex von kubischem PbF₂ bei 20° aus [Driscoll and Vaughn 1978].

λ [nm]	300	400	500	600	700	800
n	1.937	1.818	1.782	1.765	1.755	1.749

PbF₂-Kristallen aufgebaut ist. Dabei wurde schon 1954 der Einsatz des zuvor lang bekannten Bleifluorids PbF₂ als Detektormaterial vorgeschlagen [Kantz und Hofstadter 1954]. Die ersten größeren, transparenten Kristalle wurden aber erst gegen Ende der sechziger Jahre von der Harshaw Chemical Company² gezüchtet [Dally und Hofstadter 1968]. Im Jahr 1968 wurde von E.B. Dally und R. Hofstadter ein PbF₂-Kristall (13,3 cm × 12,7 cm) für kernphysikalische Zwecke vermessen, da das Material gute Voraussetzungen für die elektromagnetische Kalorimetrie besitzt. Die Autoren führten an der Probe Messungen des Čerenkov-Lichts bei Einschuss von Elektronen mit Energien zwischen 100 MeV und 14 GeV durch [Dally und Hofstadter 1968]. Die Ergebnisse zum Energieauflösungsvermögen ($\sigma_E/E \approx 4,7\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$), zur Antwortfunktion (keine meßbare Abweichung von der Linearität bis 1 GeV) und zur Lichtausbeute waren vielversprechend. Die Autoren bezeichneten ihren Kristall aufgrund des hohen Bleianteils sogar euphorisch als 'transparent lead brick'. Neben den offensichtlichen Vorteilen, die PbF₂ bietet, besitzt es allerdings auch einen Nachteil, der es über Jahre hinweg als wenig interessant erscheinen ließ: Es hat im Vergleich mit anorganischen Szintillatoren nur eine geringe Lichtausbeute. Deshalb wurde das Material lange Zeit nicht für den Bau von Nachweisdetektoren eingesetzt. Bleifluorid fand in der Mitte des zwan-

²Harshaw Chemical Company, Cleveland, Ohio, USA

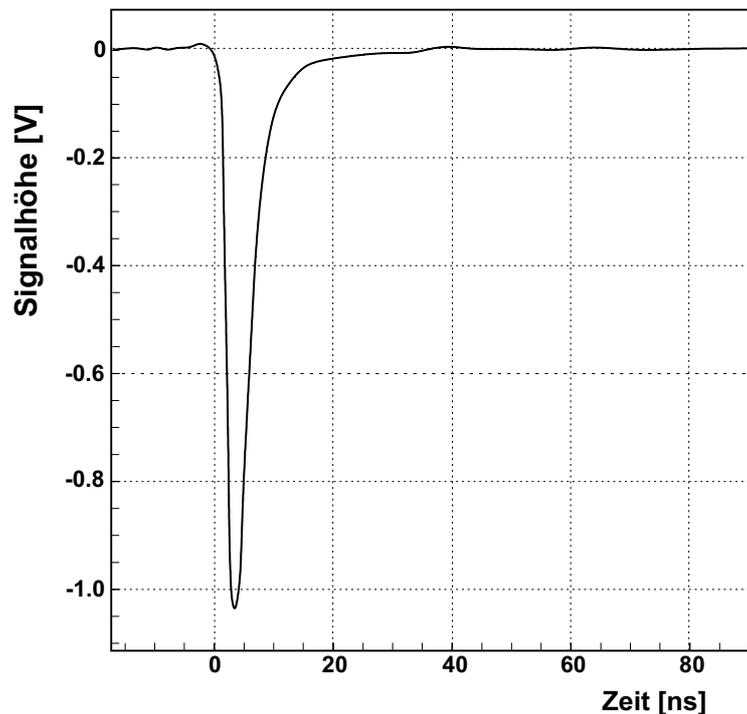


Abb. 4.3: Photomultipliersignal eines PbF_2 -Kalorimetermoduls beim Beschuß von einzelnen 855 MeV Elektronen. Das Signal wird nur durch Čerenkov-Licht hervorgerufen und weist ein sehr schnelles Abklingverhalten auf. Das Photomultipliersignal wurde mit einem 23 m langen dämpfungsarmen Signalkabel RG 213 mit einem Digital-Oszilloskop (Abtastrate 2 GHz, analoge Bandbreite 500 MHz) aufgenommen.

zigsten Jahrhunderts zur Herstellung von Beobachtungsfenstern in Kernreaktoren Verwendung. Im Jahr 1990 haben D. F. Anderson und Mitarbeiter im Rahmen einer Suche nach neuen Szintillatoren erstmals wieder PbF_2 -Kristalle des Herstellers Optovac³ benutzt. Zwar konnten sie keine Szintillationskomponenten im Emissionslicht finden, doch wurden auf diese Weise genaue Messungen zur Lichtausbeute bei einer Verwendung der Kristalle als Čerenkov-Material und Experimente zur Strahlenresistenz von PbF_2 durchgeführt [Anderson u. a. 1990]. In den letzten Jahren wurde noch einmal die Suche nach Szintillationskomponenten in PbF_2 -Kristallen ausgeweitet [Anderson u. a. 1994, Guohao u. a. 1997b], bislang allerdings ohne Erfolg. Weitere Untersuchungen zur Szintillation von reinem und dotiertem (CsPbF_3 und $\text{Pb}(\text{Zn,Th})\text{F}_6$) Bleifluorid führten [Baliakin u. a. 1993] durch, kurze Zeit später veröffentlichte C. L. Woody mit Koautoren eine neue Studie, in der er Ergebnisse von 25 PbF_2 -Kristallen der Größe $2,1 \times 2,1 \times 18,5 \text{ cm}^3$ des Herstellers Optovac

³Optovac, Inc., North Brookfield, MA, USA

aufführte, die am AGS⁴ gewonnen wurden [Woody u. a. 1993]. Da auch diese Kristalle reine Čerenkov-Lichtpulse emittierten, konnte ein hervorragendes zeitliches Verhalten beobachtet werden. Im Jahr 1994 haben R. D. Appuhn und Mitarbeiter eine intensive Studie mit vier weiteren Optovac-Kristallen ausgeführt, da PbF₂ möglicherweise im Rückwärtskalorimeter des H1-Detektors am DESY-Speicherring⁵ Verwendung finden sollte [Appuhn u. a. 1994]. Das für den nicht realisierten SSC-Beschleuniger⁶ konzipierte Experiment GEM⁷ erwog zeitweise den Einsatz von 16.000 PbF₂-Kristallen. Allerdings wurde keines der geplanten PbF₂-Kalorimeter verwirklicht. Derzeit wird der Einsatz von 1600 Kristallen in Form einer 40x40-Matrixwand zum Nachweis von Photonen aus Compton-Streuexperimenten an CE-BAF⁸ überlegt.

Der A4-Kollaboration standen seit November 1995 durch die freundliche Unterstützung von C.L. Woody 25 PbF₂-Kristalle als Leihgabe für erste Testmessungen an MAMI zur Verfügung. Diese Kristalle wurden von dem Hersteller Optovac mit den Maßen 21 mm x 21 mm x 185 mm hergestellt und waren in der Breite und Höhe kleiner als die im Kalorimeter verwendeten Kristalle.

4.3 Der Vavilov-Čerenkov-Effekt in PbF₂

Das Phänomen einer charakteristischen blauen Leuchterscheinung wurde schon seit Pierre und Marie Curie im Umgang mit radioaktiven Lösungen beobachtet. In den Jahren 1926-1929 führte Lucien Mallet [Mallet 1926] die ersten dokumentierten Untersuchungen zu dieser Leuchterscheinung durch, indem er Flüssigkeiten der Gamma-Strahlung aussetzte. Er stellte fest, daß das erzeugte Licht ein kontinuierliches Spektrum aufweist und keine Bandstrukturen besitzt und somit kein Lumineszenz-Licht sein konnte. Jedoch geriet diese Entdeckung wieder in Vergessenheit. Jahre später untersuchte Čerenkov in seiner Doktorarbeit am Physikalischen Institut der Akademie der Wissenschaften in Moskau ursprünglich die Lumineszenz von Uranylsalz-Lösungen, die Gammastrahlung emittierten. Čerenkov stellte überraschend fest, daß das blaue Leuchten im Wasser auch unter direkter Gammastrahlung auftrat, selbst wenn keine Uranylsalz-Lösung verwendet wurde. Sein Professor S.I. Vavilov erkannte, daß es sich nicht um Lumineszenz sondern um ein neues Leuchtphänomen handeln mußte, daß durch Compton-Elektronen in der Flüssigkeit hervorgerufen wurde [Vavilov 1934]. Eingehende Untersuchungen und Veröffentlichungen von Čerenkov zu dieser

⁴ Alternating Gradient Synchrotron, Brookhaven National Laboratory (BNL), Long Island, New York, USA

⁵ Deutsche Elektronen-Synchrotron (DESY), Hamburg

⁶ *Superconducting Super Collider*

⁷ *Gamma Electron Muon Collaboration*

⁸ Continuous Electron Beam Accelerator Facility, Jefferson Lab, Newport News, Virginia

Leuchterscheinung folgten daraufhin in den Jahren 1934-1938 [Čerenkov34]. Eine theoretische Erklärung auf Basis der klassischen Elektrodynamik fanden 1937 seine Kollegen Tamm und Frank [Tamm und Frank 1937], die Čerenkov in seinen Experimenten bestätigten konnte. Für ihre Arbeiten bekamen Čerenkov, Tamm und Frank 1958 den Nobelpreis ⁹.

Bewegt sich ein geladenes Teilchen mit einer gleichförmigen Geschwindigkeit durch ein polarisierbares Medium, so induziert es ein zeitlich veränderliches Dipolmoment. Dies führt zur Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen, sofern die Geschwindigkeit v des Teilchens größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n des Mediums mit dem Brechungsindex n ist. Ähnlich wie bei einer Schallquelle, die sich schneller als der Schall bewegt (Mach Kegel), erfolgt eine kegelförmige Lichtabstrahlung. Aus dem Superpositionsprinzip der Huygen-Elementarwellen ergibt sich für den Öffnungswinkel θ_C bezüglich der Teilchenspur eine konstruktive Interferenz. Aufgrund der Rotationssymmetrie um die Trajektorie erfolgt die Emission der Čerenkov-Strahlung von jedem Punkt der Teilchenspur in einem Kegelmantel. Dabei erfolgt die Emission in einer typischen Größenordnung von 10^{-10} s quasi instantan [Jelley 1958]. Der Öffnungswinkel θ_C , der wellenlängenabhängige Brechungsindex $n(\lambda)$ des Mediums und die Geschwindigkeit v bzw. $\beta=v/c$ sind folgendermaßen miteinander verknüpft:

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n(\lambda)} \quad (4.2)$$

In Abbildung 4.4 ist das Huygenprinzip zur Entstehung des Čerenkov-Kegels dargestellt. Aus Gleichung 4.2 ergibt sich für $\cos \theta_C=90^\circ$ die Schwellengeschwindigkeit, ab der erst eine Lichtemission stattfindet:

$$\beta_{\text{thr}} = \frac{1}{n} \quad \text{bzw.} \quad v_{\text{thr}} = \frac{c}{n} \quad (4.3)$$

Während Szintillatoren praktisch auf Teilchen mit fast beliebig kleiner Energie ansprechen, muß bei einem Čerenkov-Radiator eine kinetische Mindestenergie überschritten werden. Wegen $\beta \geq 1/n$ benötigt man eine minimale Teilchengeschwindigkeit, um überhaupt Čerenkov-Licht erzeugen zu können. Aus Gleichung 4.3 läßt sich die minimale kinetische Energie berechnen, die vom Brechungsindex des Mediums und von der Ruhemasse des Teilchens abhängt:

$$E_{\text{thr}} = m_0 c^2 \left(\frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right) \quad (4.4)$$

Die Schwellenenergie von PbF_2 liegt mit einem Brechungsindex von $n=1.8$ ($\lambda \approx 450$ nm) bei $E_{\text{thr}} \cong 0.2 \cdot m_0 c^2 = 102$ KeV. Bei der Abstrahlung von Čerenkov-Licht wird ein kontinuierliches Frequenzspektrum emittiert, welches sich aus den

⁹Vavilov war ebenfalls für den Nobelpreis nominiert, verstarb aber schon 1951.

Einen detaillierten Überblick über die physikalischen als auch über die historischen Zusammenhänge der Čerenkov-Strahlung findet man in [Jelley 1958, Ginzburg 1996].

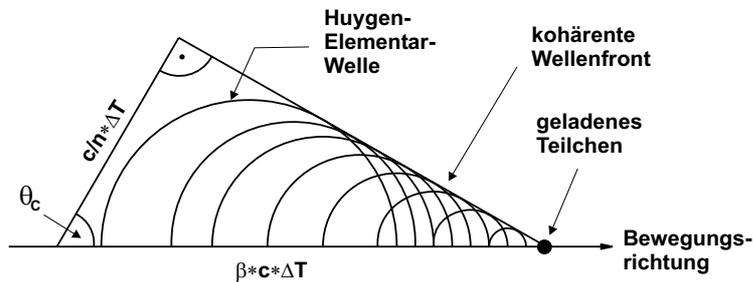


Abb. 4.4: Illustration der Entstehung des Čerenkov-Kegels mit dem Öffnungswinkel θ_c durch die konstruktive Überlagerung von Elementarwellen.

Fourierkomponenten der abgestrahlten Antwortimpulse aller Dipole des Mediums zusammensetzt. Eingeschränkt wird das Čerenkov-Spektrum durch Absorption im angrenzenden tiefen UV- und IR-Bereich, für die der Brechungsindex $n(\lambda)$ gerade noch größer als $1/\beta$ ist. Zur Berechnung der Anzahl der abgestrahlten Čerenkov-Photonen sucht man eine Lösung der makroskopischen Maxwellgleichungen einer Punktladung in einem polarisierbaren Medium. Die Entwicklung der elektromagnetischen Felder in Fourierreihen und die Berechnung des Poyntingvektors führen zur Energiestromdichte in eine bestimmte Raumrichtung. Durch Integration über den Raumwinkel läßt sich die Energie berechnen, die in einem Frequenzintervall $d\nu$ pro Weglänge dx der Teilchenbahn abgestrahlt wird. Die Strahlung wird nicht gleichmäßig über alle Frequenzen emittiert sondern in einem charakteristischen Frequenzband. Der differentielle Energieverlust dE/dx des Teilchens durch Emission von Čerenkov-Licht hat dann folgende Form für Elektronen:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi\alpha}{c} \int_{\beta n > 1} \left(\underbrace{1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\nu)}}_{\sin^2 \theta_c} \right) \nu \, d\nu \quad (4.5)$$

Hierbei ist $\nu=c/\lambda$ die Frequenz der Strahlung und α die Feinstrukturkonstante. Der durch Abstrahlung von Čerenkov-Licht auftretende Energieverlust pro Wegstrecke ist für ein relativistisches Teilchen in der Größenordnung $\sim 0.1\%$ der Energieverluste durch Ionisation und somit vernachlässigbar. Differenziert man Gleichung 4.5 nach ν , so erkennt man folgende Beziehungen.

$$\frac{d^2E}{dx d\nu} \propto \nu \quad \text{bzw.} \quad \frac{d^2E}{dx d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^3} \quad (4.6)$$

Einige Faktoren begrenzen das Čerenkov-Spektrum. Zunächst schränken Absorptionsbänder im angrenzenden tiefen UV-Bereich die Strahlung ein, da dort der Brechungsindex divergiert ($n \rightarrow \infty$). Im Röntgenbereich oberhalb von 5 KeV ist gar keine Čerenkov-Strahlung mehr möglich, weil der Brechungsindex oberhalb der letzten Resonanz kleiner 1 wird. Im Bereich der normalen Dispersion gilt

$dn/d\lambda < 0$. Es existiert somit eine maximale Wellenlänge λ_{max} , für die der Brechungsindex gerade noch größer $1/\beta$ ist. Die Anzahl der Čerenkov-Photonen ergibt sich mit $E=N_\gamma h\nu$. Aus Gleichung 4.5 erhält man als Resultat die Tamm-Frank-Formel [Tamm und Frank 1937]:

$$\frac{dN_\gamma}{dx} = 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (4.7)$$

Der Ausdruck $1 - 1/(\beta n)^2$ in Gleichung 4.7 ist in Abbildung 4.5 als Funktion der kinetischen Energie eines Elektrons (oder Positrons) aufgetragen. Ab einer kinetischen Energie von etwa 10 MeV kann der Öffnungswinkel θ_C und die Anzahl der generierten Čerenkov-Photonen pro Wegstrecke für Elektronen und Positronen als konstant angesehen werden.

Aus der Tamm-Frank-Formel ergeben sich folgende Beziehungen:

$$\frac{d^2N_\gamma}{dx d\nu} \propto \text{const.} \quad \text{bzw.} \quad \frac{d^2N_\gamma}{dx d\lambda} \propto \frac{1}{\lambda^2} \quad (4.8)$$

Im A4-Experiment erfolgt der Nachweis der Čerenkov-Photonen über einen Photomultiplier. Die meßbare Größe ist die Anzahl der zu Photoelektronen (p.e.) konvertierten Čerenkov-Photonen. Berücksichtigt man alle relevanten Parameter, so erhält man für die Anzahl der Photoelektronen pro Wegstrecke im Kristall:

$$\frac{dN_{p.e.}}{dx} \propto 2\pi\alpha \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \cdot \text{QE}(\lambda) \cdot T(\lambda)_{\text{PbF}_2} \cdot T(\lambda)_{\text{PM}} \cdot R(\lambda) \frac{1}{\lambda^2} d\lambda \quad (4.9)$$

Hierbei ist QE die Quanteneffizienz der Photokathode des Photomultipliers, $T(\lambda)_{\text{PM}}$ die Transmission des Eintrittsfensters des Photomultipliers, $T(\lambda)_{\text{PbF}_2}$ die Transmission des Kristalls und R das Reflektionsvermögen der Kristallwände bzw. der Verpackung.

Die Gesamtzahl der Čerenkov-Photonen N_γ bzw. der Photoelektronen $N_{p.e.}$ ist dann proportional der Weglänge aller geladenen Teilchenspuren, die in dem vollabsorbierenden PbF_2 -Kalorimeter der kinetischen Energie des (primären) Elektrons proportional ist.

4.4 Kalorimetrie elektromagnetischer Strahlung in PbF_2

Wird ein Elektron in das Kalorimeter gestreut, so verliert es auf seinem Weg im Kalorimetermaterial aufgrund verschiedener Wechselwirkungen den größten Teil

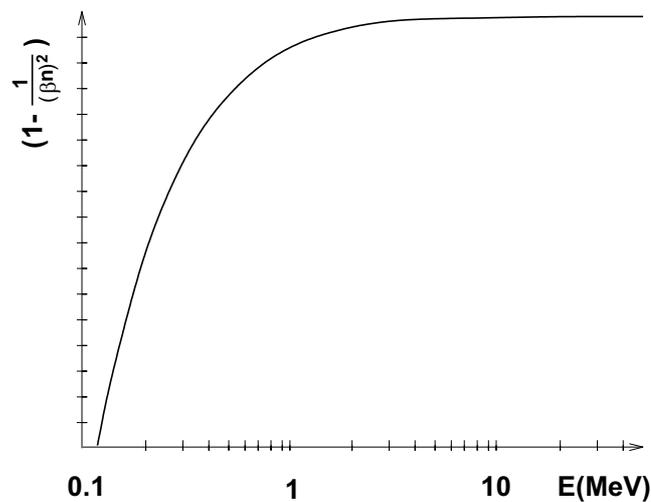


Abb. 4.5: Der energieabhängige Ausdruck $1 - 1/(\beta n)^2$ in Abhängigkeit der kinetischen Energie des Elektrons oder Positrons.

seiner Energie. Die dabei erzeugten Sekundärteilchen erzeugen ihrerseits weitere Partikel, so daß sich ein Schauer von Teilchen bildet. Je nach Art der Primär- und Sekundärteilchen wird zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern unterschieden. Die hadronischen Schauer werden durch nukleare Wechselwirkungen hervorgerufen und meist von elektromagnetischen Wechselwirkungen begleitet. Elektromagnetische Schauer werden durch hochenergetische Photonen oder Leptonen ausgelöst. Weil der Aufgabenbereich des PbF₂-Kalorimeters der Nachweis von (elastisch) gestreuten Elektronen ist, wird im weiteren Verlauf ausschließlich auf die elektromagnetische Schauerbildung eingegangen, insb. weil die Wirkungsquerschnitte für nukleare Wechselwirkungen vernachlässigbar sind.

Bei hochenergetischen Elektronen oder Positronen dominiert bis zu einer kritischen Energie E_C der Bremsstrahlungsprozeß den Energieverlust dE/dx . Bei geringeren Energien hingegen überwiegen Ionisations- und Anregungsprozesse. Im Ionisationsbereich wird der Energieverlust dE/dx durch eine für Elektronen modifizierte Bethe-Bloch-Formel beschrieben [Bloch 1933, Particle Data Group 2000] und skaliert für hohe Energien logarithmisch mit der kinetischen Energie. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung wird im wesentlichen durch die Bethe-Heitler-Formel [Bethe und Heitler 1934] beschrieben¹⁰ und ist proportional zur Energie.

¹⁰Es existieren viele Theorien zum Bremsstrahlungsprozeß, die unter diversen Annahmen nur innerhalb eines Energiebereichs gültig sind. Eine gute Synthese dieser Theorien kann in Seltzer und M.J. Berger gefunden werden [Seltzer und Berger 1986]. Die Autoren haben das Bremsstrahlungsspektrum von Elektronen mit einer kinetischen Energie von 1 KeV bis 10 GeV für diverse Kernladungszahlen Z berechnet und in Tabellen zusammengefaßt. Im Programmpaket GEANT, das zu Simulationsrechnungen des Kalorimeters verwendet wurde, werden intern im wesentlichen diese Tabellen benutzt.

Bei hochenergetischen Bremsstrahlungsphotonen dominiert von allen Wechselwirkungen die e^+e^- -Paarbildung, wobei hochenergetische Paare wiederum die Möglichkeit haben, Bremsstrahlung zu emittieren. Die Folge von Paarerzeugungs- und Bremsstrahlungsprozessen ist ein mehrstufiger Prozeß, in dem eine Teilchenvervielfältigung durch eine Schauerentwicklung auftritt. Eine GEANT-Simulation einer Schauerentwicklung in einem PbF_2 -Kalorimetermodul ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Das Phänomen der Schauerentwicklung ermöglicht erst die Absorption von hochenergetischen Teilchen in einem relativ kleinen Detektorvolumen. Der Teilchenschauer bricht bei der kritischen Energie E_C ab, d.h. der Energieverlust durch Ionisation des Kalorimetermaterials ist vergleichbar mit den Verlusten durch Bremsstrahlungserzeugung. In der Literatur existieren mehrere Definitionen für E_C [Particle Data Group 2000]. Für PbF_2 erhält man $E_C=9.04$ MeV [Anderson u. a. 1990].

Die geometrische Form und Entwicklung des elektromagnetischen Schauers hängt

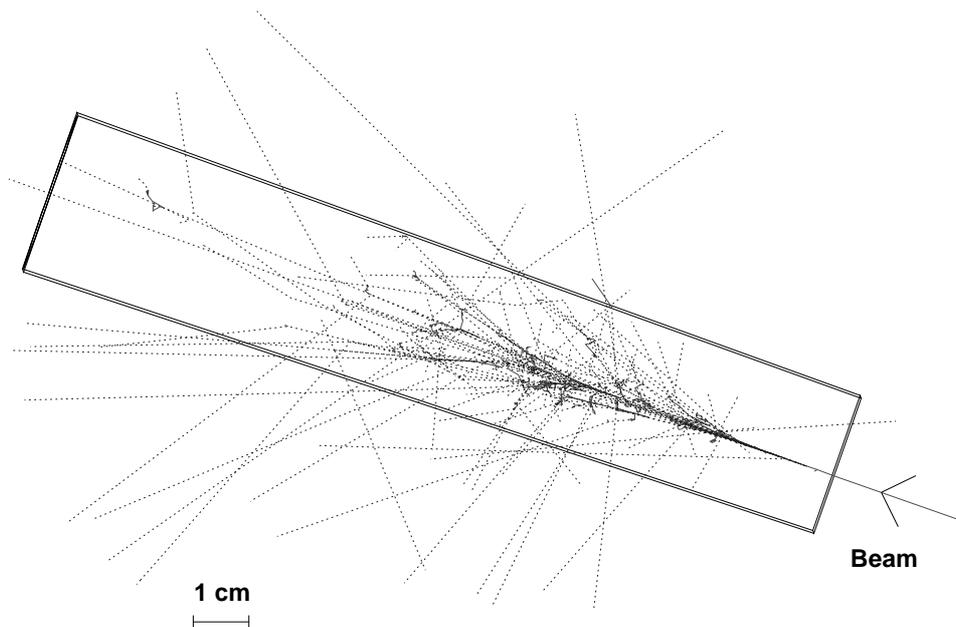


Abb. 4.6: GEANT-Simulation einer Schauerentwicklung, die durch ein 735 MeV Elektron in einen PbF_2 -Kristall erzeugt wird. Die durch die Schauerentwicklung entstandenen Photonen und Leptonen sind mit gestrichelten bzw. mit durchgezogenen Linien dargestellt. Der Übersicht wegen sind keine Čerenkov-Photonen eingezeichnet.

von dem Kalorimetermaterial ab. Die Strahlungslänge X_0 gibt die von einem Elektron in einem Medium im Mittel zurückgelegte Strecke an, bei der die Anfangsener-

gie auf $1/e$ abgefallen ist.

$$\left. \frac{dE}{dx} \right|_{Brems} = -\frac{E}{X_0} \quad (4.10)$$

$$\curvearrowright \langle E \rangle = E_0 \cdot e^{-x/X_0} \quad (4.11)$$

Die Strahlungslänge wird üblicherweise in der Einheit cm bzw. die spezifische Strahlungslänge in der Einheit g/cm² angegeben. Für die meisten Materialien wurde die Strahlungslänge berechnet und in [Tsai 1974] tabelliert. Durch eine Anpassung an diese Werte wurde eine Parametrisierung von X_0 gefunden [Particle Data Group 2000]:

$$X_0 = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \quad (4.12)$$

In einem Gemisch oder einer Verbindung wie der des verwendeten PbF₂ wird die Strahlungslänge durch

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{w_i}{X_0^i} \quad (4.13)$$

approximiert, wobei w_i die Gewichtsanteile der einzelnen Komponenten mit der Strahlungslänge X_0^i sind. Für PbF₂ ergibt sich eine Strahlungslänge $X_0^{\text{PbF}_2} = 0.93 \text{ cm}$. Die mittlere Weglänge X_γ , die ein Bremsstrahlungsphoton im Medium zurücklegt, hängt näherungsweise mit der Strahlungslänge X_0 wie folgt zusammen:

$$X_\gamma = \frac{9}{7} X_0 \quad (4.14)$$

Für die transversale Ausbreitung des Schauers ist die Vielfachstreuung von niederenergetischen Elektronen mit kleinen Streuwinkeln verantwortlich. Ihre Verteilung aufgrund der Coulomb-Streuung wird durch die Molière-Theorie beschrieben [Molière 1948] und ist für kleine Ablenkwinkel um den mittleren Streuwinkel $\Theta = 0^\circ$ normalverteilt. Die transversale Verteilung der durch einen elektromagnetischen Schauer deponierten Energie wird daher am besten durch den Molière-Radius charakterisiert, der durch folgende Gleichung für unterschiedliche Elemente parametrisiert wird [Nelson u. a. 1966]:

$$R_M = E_{\text{Streu}} \cdot \frac{X_0}{E_{\text{krit}}} \quad (4.15)$$

Dabei ist $E_{\text{Streu}} = \sqrt{4\pi/\alpha} \cdot m_e c^2 \cong 21 \text{ MeV}$ die in der Theorie der Elektronenstreuung am Coulombpotential eines Kerns bezeichnete Streuenergie [Rossi 1952]. Bei einem Čerenkov-Radiator wie PbF₂ muß man beim Schauerprofil unterscheiden, ob man die Energiedeposition des elektromagnetischen Schauers oder die Anzahl der generierten bzw. detektierten C-Photonen des C-Schauers betrachtet. Weil geladene Teilchen, deren kinetische Energien unterhalb der Čerenkov-Schwelle

liegen, keine Čerenkov-Photonen mehr erzeugen, ist die laterale Verteilung der Čerenkov-Photonen schmäler als die Verteilung der Energiedeposition im elektromagnetischen Schauer. Diese Eigenschaft des Čerenkov-Schauers drückt sich in einem reduzierten Molière-Radius von $R_M^C \cong 1.8 \text{ cm}$ aus, der etwa 20% geringer als der elektromagnetische Molière-Radius von $R_M \cong 2.2 \text{ cm}$ ist [Anderson u. a. 1990] und in GEANT-Simulationen bestätigt werden konnte [Grimm 1996, Achenbach 2000].

Die Kenntnis des longitudinalen und des lateralen Schauers bildet die Grundlage für die Dimensionierung der Kalorimetermodule. Da bei den Prozessen, die den Schauer erzeugen, die Streuwinkel in der Regel sehr klein sind, ist es möglich, bei der geometrischen Schauerbeschreibung die longitudinale von der lateralen Ausbreitung zu trennen. Die longitudinale Schauerentwicklung hängt im wesentlichen von der Strahlungslänge X_0 ab. Allerdings ist es dennoch nicht möglich, alle interessanten Größen über die longitudinale Schauerbildung in einer geschlossenen Form darzustellen [Rossi 1952]. Üblich ist es, mit Monte-Carlo-Methoden die Schauerentwicklung zu simulieren, um das Schauerprofil geeignet zu parametrisieren. In Abbildung 4.7 ist eine GEANT-Simulation für das longitudinale und das laterale Schauerprofil von Čerenkov-Photonen in PbF_2 dargestellt.

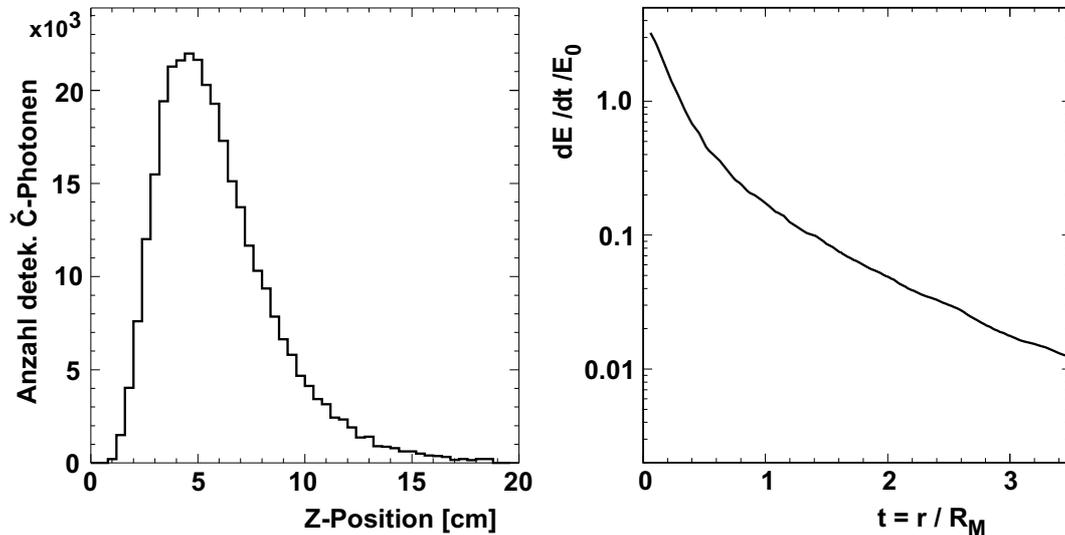


Abb. 4.7: GEANT-Simulationen des Schauerprofils von Čerenkov-Photonen für 735 MeV Elektronen in PbF_2 . Links: longitudinale Verteilung der Čerenkov-Photonen in Abhängigkeit der Kristalltiefe ($Z=0$: Anfang des Kristalls). Rechts: laterale Verteilung der Čerenkov-Photonen in Abhängigkeit des radialen Abstands r vom Eintrittort der Elektronen.

Im longitudinalen Schauerprofil findet im Anfangsbereich des PbF_2 -Kristalls durch

die Kaskadenbildung eine Vermehrung von Sekundärteilchen statt, die verantwortlich für den schnellen Anstieg des longitudinalen Energieverlusts sind. Durch den Abbruch der Kaskadenbildung fällt für größere Tiefen der Energieverlust ab.

Die Größe der Kalorimetermodule wurde materialunabhängig parametrisiert. Sie besitzen folgende geometrische Ausmaße:

$$\text{Frontfläche: } \frac{4}{3}R_M \times \frac{4}{3}R_M \quad \text{Länge: } 16 - 20X_0 \quad (4.16)$$

Die Schauereentwicklung eines Teilchens soll innerhalb einer 3x3-Matrix von Kalorimetermodulen abgeschlossen sein. Fordert man, daß mindestens 95% der primären Energie in einer 3x3-Matrix deponiert ist, so entspricht dies für die laterale Schauerausbreitung mindestens einem Zylinder mit dem Durchmesser $d = 4 \cdot R_M$. Für ein Modul einer 3x3-Matrix entspricht das einer Kantenlänge von $4/3 \cdot R_M$. Die Länge der Kristalle beträgt mindestens 16 Strahlungslängen, longitudinal wird daher fast der gesamte Schauer erfaßt. Die genauen geometrischen Dimensionen der Kristalle sind im Anhang A.1 aufgelistet.

Die Energie wird aus der Summe des Čerenkov-Lichts eines lokal getroffenen 3x3-Clusters im Kalorimeter bestimmt. Ein 3x3-Cluster (-Matrix) besteht aus dem zentralen und den 8 benachbarten Kalorimetermodulen (siehe Abbildung 4.8), wobei im zentralen Kalorimetermodul der Schwerpunkt des elektromagnetischen Schauers liegt. Da die kinetische Energie eines in das vollabsorbierende PbF₂-Kalorimeter gestreuten Teilchens proportional zur geladenen Spurlänge des erzeugten Schauers ist, ist die produzierte Menge des Čerenkov-Lichts ebenfalls proportional zur Energie.

Die mit einem Kalorimeter erzielte relative Energieauflösung $\Delta E/E$ ist eine Funktion der Energie des Elektronenstrahls. Beschrieben wird die relative Energieauflösung üblicherweise durch drei nicht miteinander korrelierte Terme (siehe z.B. [de Notaristefani u. a. 1993]):

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a_0}{\sqrt{E}} \oplus \frac{a_1}{E} \oplus b \quad (4.17)$$

wobei

- a_0 im wesentlichen durch die Photoelektronen-Statistik bestimmt wird. Grundlage ist die Proportionalität zwischen deponierter Energie E und Anzahl der Photoelektronen $N_{p.e.}$ bei einer Poisson- bzw. Gaußverteilung mit einer Standardabweichung $\sigma \sim \sqrt{N_{p.e.}}$. Bei steigender Energie führt dieser Term zu einer stetigen Verbesserung der Energieauflösung.
- a_1 die Beiträge des energieunabhängigen elektronischen Rauschens von Photomultipliern und Elektronik zusammenfaßt. In der Messung der Energie

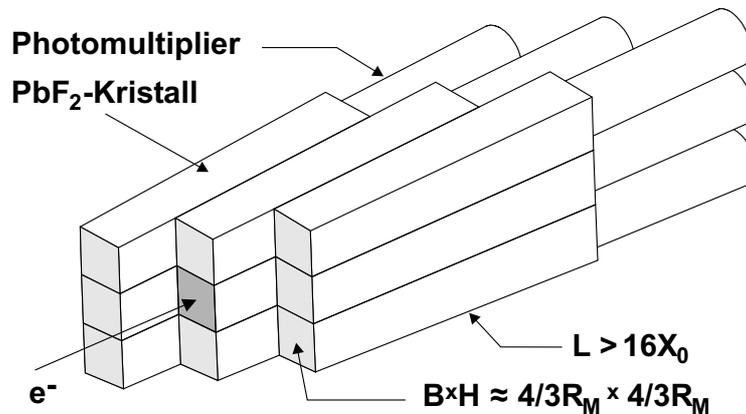


Abb. 4.8: Durch die laterale Ausbreitung der Schauerentwicklung eines getroffenen Kalorimetermoduls wird ein Teil der Energie des eintreffenden Elektrons auch in die Nachbarmodule deponiert. Im Kalorimeter wird die Energie deshalb aus der Summe einer 3x3-Kalorimetermatrix gebildet. Die Größen der Kristalle sind so parametrisiert, daß ein 3x3-Cluster einen Zylinder mit dem Radius $2R_M$ und einer Mindestlänge von $16X_0$ abdeckt. Beim zentralen Einschub im Mittenmodul werden dabei mehr als 95% der Energie in einem solchen Cluster deponiert.

kann a_1 aus der Sigmapbreite der Nullpunktverteilung¹¹ im Vergleich zur Gesamtenergie bestimmt werden.

- b alle systematischen Statistiken zusammenfaßt. Hierzu zählen u.a. Schauerfluktuationen durch eine unvollständige Energiedeposition wegen der endlichen Größe der Kalorimetermodule (Leckage), unvollständiger Lichtsammung durch Inhomogenitäten der Kristalle sowie Nichtlinearitäten in der Lichtantwort und Lichtauslese.

Bei direktem Einschub von monoenergetischen Elektronen in eine 3x3-Kalorimetermatrix eines Testkalorimeters wurden die relativen Energieauflösungen von PbF_2 für drei verschiedene Energien gemessen. Unter der Vorgabe des Rauschterms $a_1 = 0.60 \pm 0.05$ aus den Experimenten am Elektronenstrahl konnte für PbF_2 die relative Energieauflösung parametrisiert werden [Kollaboration A4 1998]:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(3.2 \pm 0.2)\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{(0.60 \pm 0.05)\%}{E} \oplus (0.4 \pm 0.1)\% \quad (4.18)$$

Die gemessenen relativen Energieauflösungen und die zugehörige Parametrisierung ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Durch diese Messung konnte der Einfluß der Schauerfluktuationen auf die Energieauflösung von der Lichtausbeute getrennt werden.

¹¹Offset bzw. 'Pedestal'

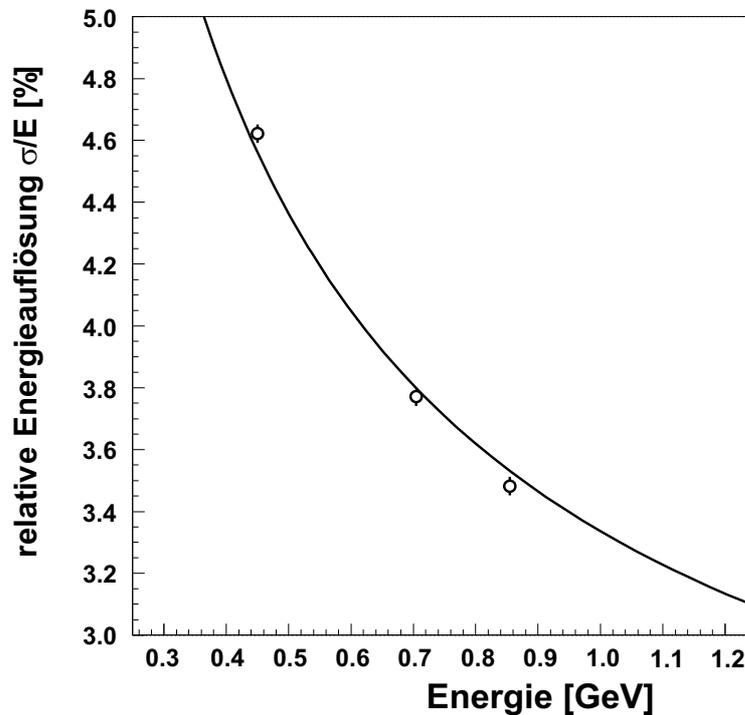


Abb. 4.9: Gemessene Energieauflösungen bei direktem Einschuss von Elektronen in ein PbF_2 -Testkalorimeter bei drei verschiedenen Energien. Die durchgezogene Linie ist eine Anpassung an die Daten mit vorgegebenem Rauschterm.

4.5 Gesamtaufbau des Kalorimeters

Das A4-Kalorimeter ist modular aufgebaut und besteht voll ausgebaut aus 1022 Kalorimeter-Modulen. Der Aufbau des Kalorimeters ist in Abbildung 4.12 und im Anhang schematisch dargestellt. Angeordnet sind die Kalorimetermodule in sieben Ringen mit je 146 Spalten. Die Kalorimetermodule umgeben bei einem Streuwinkel von $\theta = (35 \pm 5)^\circ$ im Laborsystem symmetrisch das Wasserstoff-Target und bedecken einen Raumwinkel von etwa 0.7 Steradian. Die Module sind derart orientiert, daß sie auf das Zentrum des Wasserstoff-Targets zeigen. Der Abstand der dem Target zugewandten Kristallstirnseiten zum Zentrum des Targets hin beträgt etwa 1 m. In einem Trägerrahmen sind die sieben verschiedenen großen Kristalle bzw. Kalorimetermodule einer Spalte zusammengefaßt, die die Kalorimeter-Ringe 1-7 bilden. In einem Überrahmen-Gestell sind zwei parallel zueinander ausgerichtete Edelstahl-Ringscheiben mit je 146 Radialnuten symmetrisch zur Streukammer montiert. Zwischen den Ringscheiben können 146 Trägerrahmen radial in die Nuten eingesetzt und befestigt werden.

Bedingt durch die Ring-Geometrie des Kalorimeters besitzen die Kristalle die Form

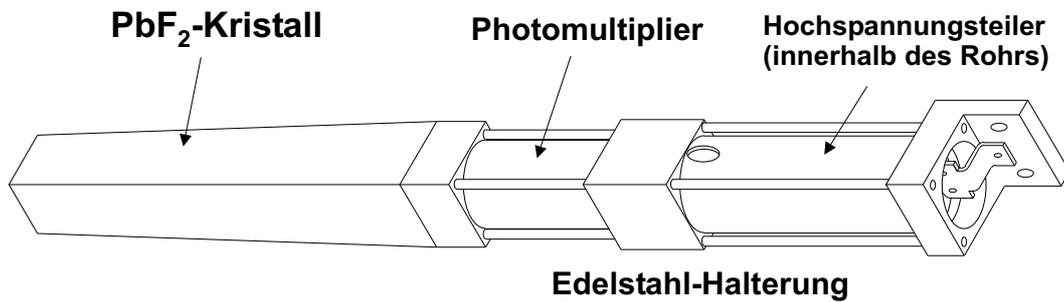


Abb. 4.10: An eine aus mehreren Komponenten zusammengeklebten Edelstahl-Halterung ist ein PbF_2 -Kristall aufgeklebt. Der Photomultiplier und der Spannungsteiler befinden sich innerhalb der Halterung. Der Kristall ist zur Steigerung der Lichtauslese mit einer Reflektorfolie eingepackt.

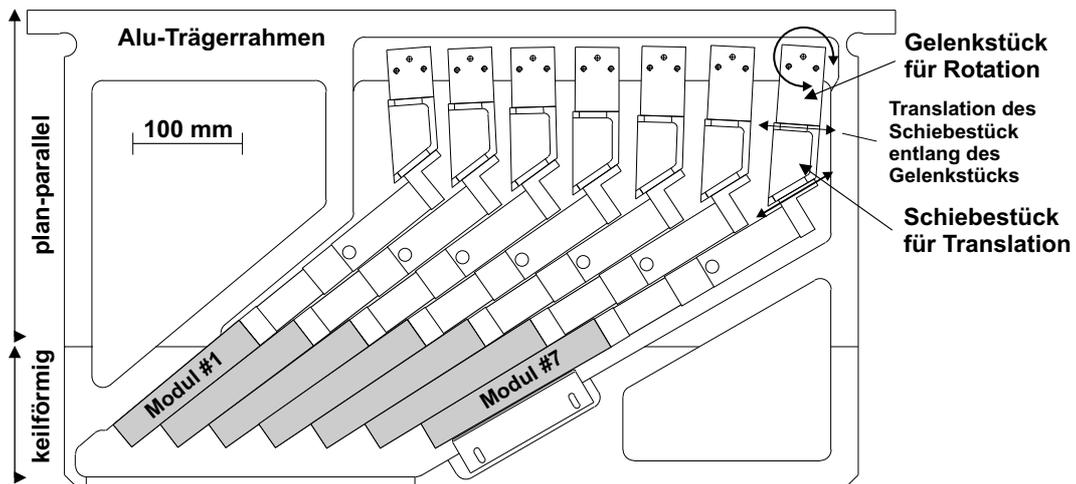


Abb. 4.11: Aufbau eines Trägerrahmens, der mit sieben Kalorimetermodulen voll bestückt ist. Die zweiteilige Aufhängung eines Kalorimetermoduls am Trägerrahmen ermöglicht durch drei Freiheitsgrade eine lückenarme Ausrichtung bzgl. des Streuwinkels θ .

eines Pyramidenstumpfs mit trapezoider Grundfläche, wobei die Länge der Kristalle durch die geometrische Anordnung mit der Ringnummer ansteigt.

Bei der technischen Realisierung des Kalorimeters mußte die leichte Zerbrechlichkeit von PbF_2 berücksichtigt werden. Der Aufbau des Kalorimeters und insbesondere die Halterung der Kristalle mußte derart ausgelegt sein, daß die zwangsläufig auftretenden mechanischen Verformungen durch die Eigenlast des Kalorimeters nicht zum Bruch bzw. zur Zerstörung der Kristalle führen. Bei der Konstruktion läßt sich die Bruchgefahr durch Verspannungen umso mehr minimieren, je mehr man Luftspalte zwischen den Kristallen zuläßt. Bei den Vorüberlegungen zur Konstruk-

tion des Kalorimeters war aus diesem Grund ein wichtiger Gesichtspunkt, welche Spalt-Abstände man sich aus physikalischer Sicht zum Betrieb eines vollabsorbierenden Kalorimeters erlauben darf (siehe Abschnitt 6.1). Die mechanischen Komponenten, aus denen sich das Kalorimeter zusammensetzt, wurden dabei für einen lückenarmen Aufbau mit maximaler Biege- und Torsionssteifheit des Kalorimeters optimiert.

Jedes der 1022 Kalorimetermodule besteht aus einem PbF_2 -Kristall, der auf einer Montage-Halterung befestigt ist. In der Montage-Halterung befindet sich zur Lichtauslese des Kristalls ein Photomultiplier mit dem zugehörigen Spannungsteiler. Der Kristall wurde zur Steigerung der Lichtausbeute mit einer diffus hochreflektierenden Folie¹² einlagig eingepackt¹³. Die Einzelkristall-Halterung setzt sich aus mehreren präzisionsgefertigten Einzelteilen zusammen und besteht mit Ausnahme einer Aluminium-Rohrhülse vollständig aus Edelstahl. Edelstahl besitzt eine vergleichbare Wärmeausdehnung wie PbF_2 und erfüllt die hohen Anforderungen an Biege- und Torsionssteifheit. Die Komponenten werden auf einer dafür speziell konstruierten Montage- bzw. Richtbank zusammengebaut und mit einem zweikomponentigen Konstruktions-Klebstoff¹⁴ verklebt und in einem Ofen ausgehärtet. Die Richtbank ermöglicht das Aushärten der Einzelkristall-Halterung in einer vorgegebenen fixierten Norm-Form, so daß Fehlstellungen wie z.B. Verwindungen minimiert werden. Eine nicht optimal zusammengebaute Einzelkristall-Halterung erschwert im einfachsten Fall einen lückenarmen Zusammenbau und die Ausrichtung der Kalorimetermodule im Trägerrahmen. Schlimmstenfalls ist ein Einbau wegen der Bruchgefahr der Kristalle nicht vertretbar. Nach dem Aushärten und der Reinigung wurden die Einzelkristall-Halterungen auf Fehlstellungen eingehend untersucht und entsprechend aussortiert. Der Ausschuß in der Produktion der Einzelkristall-Halterungen war mit 12% relativ hoch, da falsch geklebte Halterungen nicht weiter korrigiert oder weiterverwertet werden können.

Die Befestigung des Kristalls auf dem Einzelkristall-Halter erfolgte ebenfalls über eine Klebung. Die zur Verfügung stehende Klebefläche bestand nur aus den vier Ecken des Kristalls, weil der Rest der Kristallfläche durch einen Photomultiplier zur Auslese des Čerenkov-Lichts abgedeckt ist. Die geringe Klebefläche, das hohe Gewicht eines Kristalls von etwa 1 kg und die extreme Spröde der Kristalle erforderten den richtigen Kleber und die richtige Klebetechnik. Nicht zuletzt ist die richtige Handhabung der Kristalle auch eine finanzielle Frage, weil ein Kristall etwa 500 € kostet. Zur Klebung des Kristalls auf die Einzelkristall-Halterung wurden

¹²Immobilion-*P*¹⁶, eine Mikroschaumfolie aus Polyvinylidenfluorid mit einer Stärke von etwa 120 µm und einer definierten Porengröße von 0.45 µm. Das Material wird primär zur Proteinbindung und Peptid-Kartierung eingesetzt. Vertrieben durch Millipore GmbH, Eschborn.

¹³Der genaue Mechanismus, wie es zur Steigerung der Lichtausbeute kommt, ist im Detail unverstanden. Nicht unwesentlich scheint dabei die Erhaltung einer Grenzfläche zwischen Kristall und Luft durch teilweises Auflegen der porösen Folie auf dem Kristall zu sein.

¹⁴Scotch-Weld DP460: 3M Deutschland GmbH, Neus

spezielle Teflon-Passformen verwendet, die auf die Halterung montiert wurden. Sie ermöglichten ein zentriertes Einsetzen des Kristalls auf die Halterung, so daß bei der Klebung der Kristall und die Halterung nicht gegeneinander verschoben und/oder verdreht waren.

Die ersten 600 Kristalle wurden mit einem Kontaktklebstoff¹⁵ auf Basis eines Cyanacrylates ('Sekundenkleber') auf die Halterung geklebt. Cyanacrylat härtet unter Druck und unter Luftabschluß in wenigen Sekunden zu einem Kunststoff aus und läßt sich durch seine geringe Viskosität leicht auftragen und dosieren. Jedoch mußte beobachtet werden, daß sich einige Klebungen wieder gelöst hatten, insb. unter Belastungen. Nachteil von Cyanacrylat ist die Herabsetzung der Belastbarkeit der Klebung durch vielfältige Faktoren wie etwa Temperatur und Alter des Klebers, Aufnahme von Wasser aus der Luftfeuchtigkeit und durch noch nicht vollständig abgedampftes Aceton auf der Klebestelle, das zum Entfetten der Klebestelle verwendet wurde. Nach der Bestückung der ersten Hälfte des Kalorimeters wurden deshalb Tests mit verschiedenen Klebern und Zusatzmitteln (Aktivatoren) durchgeführt. Als Resultat wird derzeit anstelle eines Cyanacrylatklebers ein transparenter 2-Komponenten-Epoxyd-Kleber¹⁶ zum Kleben der Kristalle für den Endausbau des Kalorimeters verwendet. Dieser Kleber nimmt kein Wasser auf und besitzt das höchste Spaltpmoment aller getesteten Kleber. Unter dem Spaltpmoment versteht man das Drehmoment auf die Klebestelle, das insbesondere durch das hohe Eigengewicht des Kristalls hervorgerufen wird.

Der Photomultiplier eines Kalorimetermoduls wurde mit einem transparenten Silikon-Kautschuk¹⁷ an den Kristall angekoppelt. Die Anforderung, einen defekten Photomultiplier eines Kalorimeter-Moduls austauschen zu können, schließt eine permanente bzw. endfeste Klebung aus. Eine Ankopplung durch vorgefertigte Kautschuk-Scheiben ('Cookies'), die üblicherweise zwischen Kristall und Photomultiplier gesetzt werden, wurde hier nicht verwendet. Cookies erfordern zur Ankopplung des Photomultipliers einen zusätzlichen permanenten Anpreßdruck, der im Kalorimetermodul eine entsprechende Mechanik erfordern würde. Dagegen hat sich das dünne Ausgießen der Ankopplungsstelle mit einer dosierten Menge Kautschuk bewährt, in der anschließend der Photomultiplier luftblasenfrei durch Haftung angekoppelt wurde. Der verwendete Kautschuk ermöglicht dabei eine zähelastische mechanische Ankopplung durch Haftung bei sehr dünnen Schichtdicken des Kautschuks von etwa 100µm. Nach etwa 12 Stunden Abbindezeit ist die Haftung insoweit ausreichend mechanisch belastbar, so daß die Güte der Ankopplung nicht unter dem Eigengewicht des Photomultipliers und des Spannungsteilers leidet.

¹⁵RS 159-4023: RS Components GmbH, Mörfelden-Walldorf

¹⁶Scotch-Weld DP 100: 3M Deutschland GmbH, Neus

¹⁷Elastosil RT 601, Wacker-Chemie GmbH, Burghausen

Die mechanischen Fertigungstoleranzen des Herstellers SICCAS wurden vertraglich auf $\Delta x = \pm 300 \mu\text{m}$ senkrecht zur Kristallachse und auf $\Delta x = \pm 500 \mu\text{m}$ in der Länge festgelegt. Die hohe Präzision im Aufbau des Kalorimeters erforderte eine Bestimmung der geometrischen Abmessungen eines jeden Kristalls. Aus den Meßdaten wurden die Längen, Keilwinkel, Verkrümmungen und Verkippungen der einzelnen Kristallflächen für jeden Kristall bestimmt. Eine Methode zur Minimierung von Spalten zwischen Kristallen lag in der Sortierung der vermessenen Kristalle, so daß jeweils sieben Kristalle mit minimalen Lücken in einen Trägerrahmen passen [Achenbach 2000]. Die Kalorimetermodule können dazu mit drei Freiheitsgraden im Trägerrahmen lückenarm platziert werden. Jedes Kalorimetermodul ist über ein Schiebestück und ein Gelenkstück im Trägerrahmen montiert. Das Schiebestück erlaubt eine Verschiebung eines Kalorimetermoduls entlang dessen Mittenachse um maximal $\pm 12 \text{ mm}$ um die Sollposition durch ein 24 mm langes Langloch. Das Gelenkstück erlaubt eine Drehung des Kalorimetermoduls um maximal $\pm 5^\circ$ um die Sollposition. Zusätzlich kann das Kalorimetermodul durch die Verschiebung des Schiebestücks relativ zum Gelenkstück um $\pm 10 \text{ mm}$ positioniert werden. Insgesamt ermöglichen diese drei voneinander abhängigen Freiheitsgrade eine Ausrichtung der Kalorimetermodule im Trägerrahmen, so daß die Lücken zwischen den Kalorimetermodulen auf ein Minimum reduziert werden konnten. Mit einem aufwendigen Einbauverfahren wurde sichergestellt, daß die Kristalle nicht die äußeren Abmessungen des Trägerrahmens überschreiten, so daß die Trägerrahmen ohne Bruchgefahr für die Kristalle in das Kalorimeter eingebaut werden konnten.

Das Kalorimeter wurde im Juni und Juli 2000 mit 81 Trägerrahmen bestückt, von denen 76 Trägerrahmen (512 Kristalle) zur Messung der Asymmetrie ausgelesen wurden. Der Einbau der 81 Trägerrahmen erfolgte in 2 diametral liegenden Vierteln des Kalorimeters. Die genaue Anordnung der Trägerrahmen ist im Anhang A.3 dargestellt. Seit Frühjahr 2001 wurde mit der Produktion der Kristall-Halterungen für die zweite Hälfte des Kalorimeters begonnen. Die Verklebung der restlichen Kristalle mit den Halterungen beginnt ab Januar 2002, so daß voraussichtlich im Frühjahr oder bis zum Sommer 2002 das Kalorimeter und die Auslese-Elektronik voll bestückt sein werden.

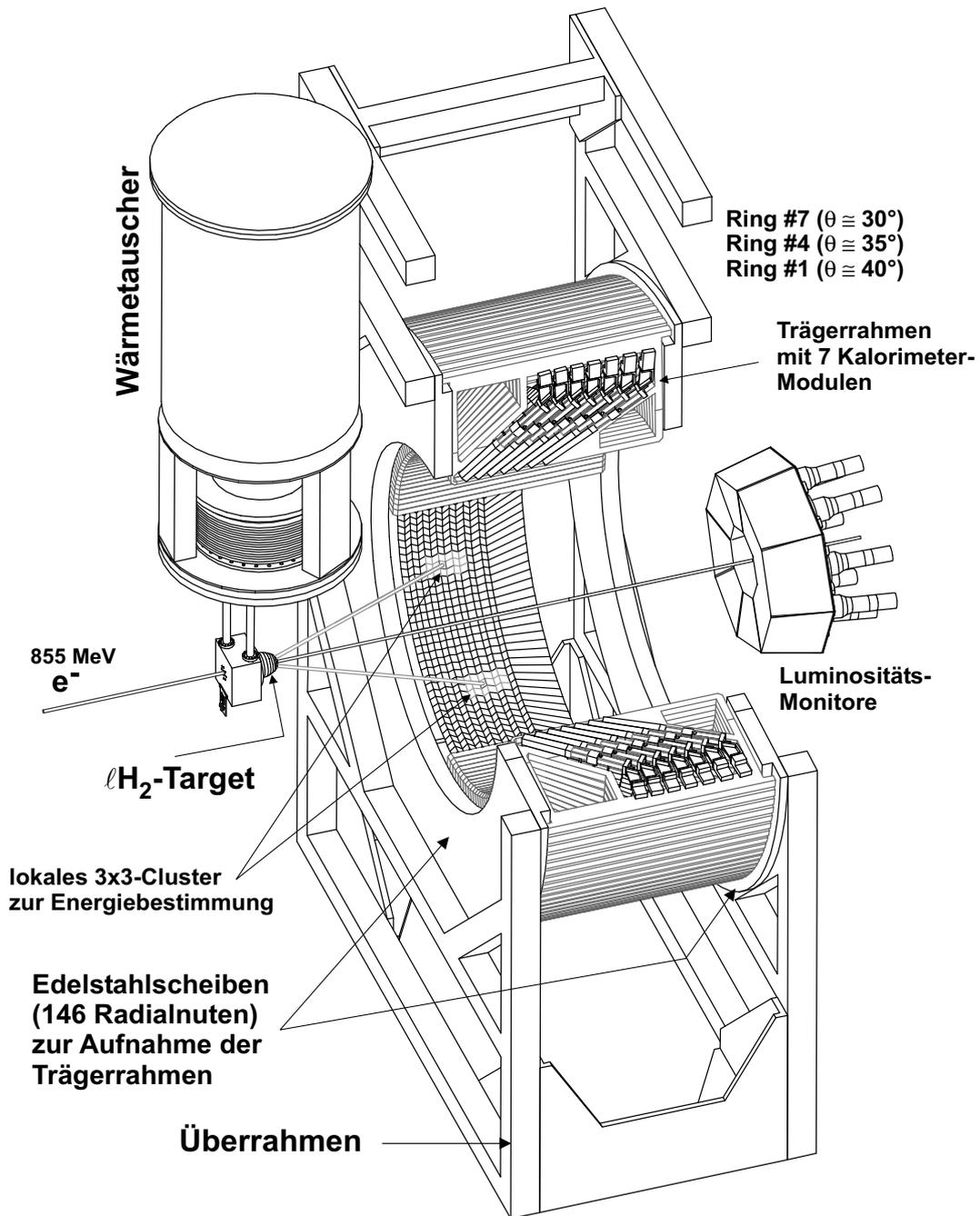


Abb. 4.12: Schnittzeichnung des modular aufgebauten Kalorimeters. Voll ausgebaut ist das Kalorimeter mit 146 Trägerrahmen mit je 7 Kalorimetermodulen bestückt und besteht aus insgesamt 1022 PbF_2 -Kristallen. Derzeit ist das Kalorimeter nur etwa zur Hälfte bestückt. Von links trifft der 855 MeV Elektronenstrahl auf das Wasserstoff-Target. Die Energie eines in das Kalorimeter gestreuten Teilchens wird aus der Summe des Čerenkov-Lichts des lokal getroffenen 3x3-Clusters bestimmt, das aus dem zentralen und den 8 benachbarten Kalorimetermodulen besteht. In dem jeweils zentralen Kalorimetermodul liegt das Zentrum des elektromagnetischen Schauers. Die 8 Luminositätsmonitore ermöglichen eine Normierung der im Kalorimeter auftretenden Zählratenschwankungen.

4.6 Auslese-Elektronik des Kalorimeters

Zur Bestimmung der gesamten Energie eines gestreuten Teilchens im Kalorimeter ist eine Summation der Ladungen der Photomultipliersignale der zugehörigen 3x3-Kalorimeter-Cluster notwendig. Die Verarbeitung der Photomultipliersignale wird in der nachgeschalteten Elektronik vorgenommen. Das schnelle Antwortverhalten des PbF_2 -Kalorimeters auf einen Treffer innerhalb von etwa 20 ns bedingt eine ebenso schnelle Elektronik zur Signalverarbeitung mit minimaler Totzeit. Die Entwicklung und der Bau dieser Elektronik erfolgte im Rahmen von zwei Doktor- und drei Diplomarbeiten [Köbis 1998, Kothe 2002, Bugner 1998, Baunack 1999, Kothe 1999]. Zur schnellen Verarbeitung der Treffer im Kalorimeter ist jedem Kalorimetermodul ein eigener Elektronik-Kanal zugeordnet. Dabei ist jedes Elektronik-Modul in der Lage, selbständig einen Treffer zu erfassen, zu verarbeiten und zu speichern, d.h. es findet eine Parallelverarbeitung statt. Analog zum modularen

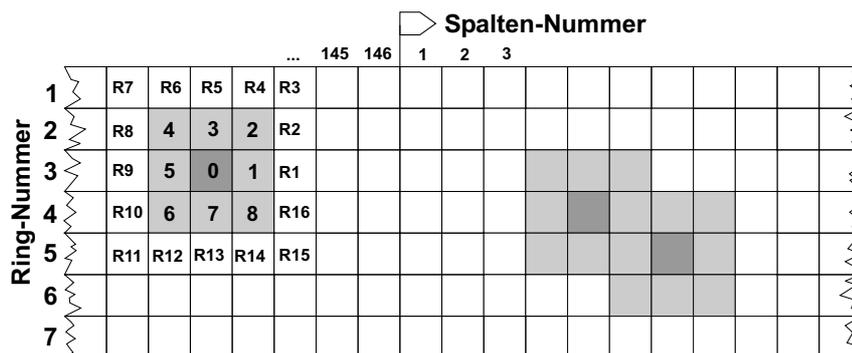


Abb. 4.13: Schematischer Ausschnitt aus dem Kalorimeter. Die dunklen Zellen sollen andeuten, daß in den Kalorimetermodulen aufgrund eines elektromagnetischen Schauers Energie deponiert wurde. Links ist das Schema zur Numerierung der Detektormodule gezeigt, wie sie intern in der Elektronik benutzt wird. Der wesentliche Anteil der Schauerenergie wird im Modul 0 und seiner direkten Nachbarschaftszone 1-8 deponiert. Die Detektormodule R1-R16 definieren die sogenannte Vetozone. Rechts ist eines der möglichen 'Pile-up'-Muster für zwei Treffer im Kalorimeter angedeutet, bei dem sich die beiden Schauer untrennbar überlappen und dadurch keine eindeutige Energiebestimmung eines Treffers erlauben. Solche Treffermuster werden in der Elektronik durch die Vetologik verworfen.

Aufbau des Kalorimeters besteht die Auslese-Elektronik voll aufgebaut aus 1022 Elektronik-Modulen. Jedes Elektronik-Modul ist in zwei Einheiten gegliedert, in das sogenannte Analog-Modul und in das Histogramm-Modul. Im Analog-Modul werden die zugeführten Photomultiplier-Pulse größtenteils mit einer schnellen Analog-Elektronik verarbeitet. Die dabei erzeugten digitalen Daten werden von

einer Histogrammiereinheit aus dem Analog-Modul digital ausgelesen und im Histogramm-Modul als Histogramme gespeichert. Analog- und Histogramm-Module sind physikalisch getrennt aufgebaut.

Durch das Konzept der Parallelverarbeitung wird die Totzeit der Datenerfassung im wesentlichen nur von der Zeit zur Bestimmung der Ladungen der Photomultiplier-Signale begrenzt, die nur von der Dauer des Čerenkov-Lichtpulses im Kalorimetermodul abhängt. Die von den Photomultipliern erzeugten Signale werden durch Koaxialkabel mit der Auslese-Elektronik verbunden. Verwendet wurden 23 m lange spezielle dämpfungsarme Kabel, wobei das Dielektrikum aus geschäumtem Polyethylen besteht, so daß das Zerfließen der Pulsform durch Dispersion und die damit verbundene Abnahme der Anstiegszeit auf ein Minimum beschränkt wurde. Zusätzlich wurden die Koaxialkabel in der Laufzeit innerhalb einer Genauigkeit von ± 0.5 ns abgeglichen [Köbis 1998]. Damit soll sichergestellt werden, daß die zeitlich korrelierten Signale einer 3x3-Matrix nicht durch Laufzeitverschiebungen untereinander zu Fehlinterpretationen in der Elektronik führen.

Auf jedem Analog-Modul befindet sich eine Triggerlogik, mit der bestimmte Signaturen zur Speicherung der Energie eines gültigen Treffers überprüft werden. In Abbildung 4.13 ist schematisch ein Kalorimeterausschnitt mit den Bezeichnungen der relativen Positionen der Analog-Module bei einem Treffer dargestellt. Die Triggerlogik muß bei einem Treffer im Kalorimeter ein 'Lokales Maximum' (LM) feststellen, d.h. in welchen der neun Kristalle der Hauptteil der Energie deponiert wurde. Dabei wird gefordert, daß das Photomultipliersignal des jeweils zentralen Kalorimetermoduls in der Amplitude eine programmierbare Schwelle (CFD¹⁸) überschreitet und größer ist als die Amplituden der direkten Nachbarn (1,3,5,7). Das zugehörige Analog-Modul erzeugt ein Lokales Maximum und definiert somit das Zentrum eines 3x3-Clusters zur Bildung der Summe. Zusätzlich soll vermieden werden, daß ein zweiter Treffer die Energiemessung bei der Summenbildung verfälscht. Es werden dabei zwei Arten von Doppel- bzw. Mehrfach-Treffern unterschieden. Beide Arten führen im Trigger zu einem Veto und somit zur Verwerfung des Ereignisses, weil sich die elektromagnetischen Schauer der beiden Treffer untrennbar überlagern. Wenn räumlich nahe Treffer zur gleichen Zeit eintreten, so daß eines der 16 Analog-Module im Vetobereich um den 3x3-Cluster ebenfalls ein lokales Maximum meldet, so wird dies als räumliches Pile-Up bezeichnet. Zur Bildung der Ladung werden die Signale der neun Photomultiplier über eine Zeitspanne von 20 ns integriert. Ein zusätzlicher Treffer in demselben 3x3-Cluster innerhalb der Integrationszeit führt ebenfalls zur Verfälschung der Energiesumme und wird als zeitliches Pile-Up bezeichnet. Erkannt wird ein solcher Doppeltreffer durch eine Pulsformung (PS¹⁹), indem durch ein aktives RC-Netzwerk der Photomultiplierpuls verkürzt wird, so daß die resultierende Pulsdauer kleiner als 5 ns ist. Die aufsum-

¹⁸CFD: constant fraction discriminator

¹⁹PS: pulse shaper

mierten PS-Pulse eines gültigen Ereignisses dürfen nur innerhalb eines fest in der Elektronik eingestellten Zeitfensters von etwa 7 ns Breite um das Maximum des Zentralkanals liegen. Wenn die Zeitdifferenz kleiner als 5 ns ist, können sie nicht mehr als getrennte Ereignisse behandelt werden. Die verkürzten PS-Pulse durchlaufen einen Komparator mit einer programmierbaren Schwelle (PS-Schwelle), so daß nur der PS-Puls des jeweiligen zentralen Moduls registriert wird. Werden zwei oder mehr PS-Pulse innerhalb dieses Zeitfensters erkannt, wird das Ereignis durch ein Veto verworfen.

Bei der Summierung der Photomultiplier-Signale des 3x3-Clusters wird zusätzlich als Bedingung gefordert, daß die resultierende Signalamplitude eine programmierbare Schwelle (CFD-Schwelle) bzw. eine Mindestenergie überschreitet. Wenn alle Triggerbedingungen erfüllt sind, werden mit einem 8 Bit-ADC die summierten Ladungen des 3x3-Clusters und mit einem 6 Bit-ADC die Ladung des entsprechenden zentralen Moduls digitalisiert, in dem das lokale Maximum der Energiedeposition nachgewiesen wurde. Beide ADC-Werte werden korreliert in dem Histogramm-Modul, das dem Analog-Modul zugeordnet ist, lokal als zweidimensionale Energiespektren gespeichert. Die Form der Energiespektren und das Prinzip der Datenanalyse wird in Kapitel 6.4 näher erläutert.

4.7 Gesamtaufbau der Auslese-Elektronik

Die zuvor aufgeführten Aufgaben der Auslese-Elektronik gelten für jedes der 1022 Elektronik-Module. Zur Signalverarbeitung ist zwischen den einzelnen Analog-Modulen dazu ein Austausch von unverarbeiteten Photomultipliersignalen der 3x3-Matrix und ein Austausch von digitalen Trigger- bzw. Veto-Informationen der übergeordneten 5x5-Matrix erforderlich (siehe auch Abbildung 4.13). Aufgrund der daraus resultierenden starken Vernetzung ist es notwendig, die Analog-Module in gleicher Weise anzuordnen wie die zugehörigen Kalorimetermodule. Die Elektronik eines Analog-Moduls wurde auf einer eigenen Platine aufgebaut, wobei sieben Platinen vertikal übereinander in einem Elektronikrahmen montiert wurden. Ein Elektronikrahmen entspricht somit einer Spaltennummer, welche im Kalorimeter einem Trägerrahmen mit sieben Kalorimetermodulen entspricht. Die Anordnung der Elektronikrahmen erfolgt in der Form eines Turms. Dadurch sind die räumlichen Abstände zwischen den Analog-Modulen gleich groß und die Signallaufzeiten in der Vernetzung der Analog-Module lassen sich minimieren. Der Aufbau eines Elektronikrahmens mit sieben Analog-Modulen ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Die insgesamt 146 Elektronik-Rahmen sind in Segmenten von 6 bis 7 Rahmen kreisförmig angeordnet, so daß die Frontblenden dicht aneinandergereiht sind. Gehalten werden die Elektronik-Rahmen durch ein Turm-Gerüst aus Profil-Stangen²⁰, welches die Form eines 24-seitigen Polygons mit einem Innendurchmesser von etwa 1.60 m aufweist. Die Elektronik-Rahmen sind mit der Frontblende zur Innenseite des Turms orientiert, damit beim lokalen Austausch der Photomultiplier-Signale die zusätzlichen Verzögerungen in den Signallaufzeiten minimal ausfallen. Die Signalkabel werden von den Kalorimetermodulen zur Innenseite des Turms auf die entsprechenden Eingänge auf den Frontblenden geführt. Der lokale Signalaustausch der Photomultiplier-Signale erfolgt horizontal zu den benachbarten Elektronik-Rahmen auf der Innenseite des Turms über 10 cm kurze Verbindungskabel, die auf die Frontblenden aufgesteckt werden. Vertikal erfolgt der Austausch der Photomultiplier-Signale innerhalb eines Elektronikrahmens durch eine 100 Ω -Busstruktur auf den Analog-Modulen, die miteinander über spezielle Leiterbahnverbinder ('Flexstrips') verbunden sind. Auf der Außenseite des Turms befinden sich auf jedem Analog-Modul Pfostensteckerleisten zum Austausch von Signalen für die Triggerlogik zur Erkennung von Doppeltreffern innerhalb einer 3x3-Matrix. Die lokale Vernetzung erfolgt mit speziellen Daisy-Chain-Kabeln zwischen den Analog-Modulen. Alle Verbindungen zwischen den Analog-Modulen stellen ein Bus-System zum Informationsaustausch dar, das lokal die Nachbarschaft verknüpft, aber sich durch die geschlossene Ring-Geometrie des Kalorimeters global über den ganzen Elektronik-Turm erstreckt. Bei 146 Elektronik-Rahmen besteht die Vernetzung an der Frontblende aus 2044 Verbindungskabeln mit je 2 Anschlüssen pro Kabel und auf der Rückseite ebenfalls aus 2044 Daisy-Chain-Kabeln, jedoch mit insgesamt 8176 An-

²⁰ Aluminium-Profil-Leisten 20x20 mm, Maytek Aluminium Systemtechnik GmbH, Vierkirchen

schlüssen. Die Elektronikrahmen können aufgrund der Vernetzungsstruktur nachträglich nur von der Innenseite des Turms aus- oder eingebaut werden.

Das Turm-Gerüst zur Halterung der Elektronikrahmen ist in einem Überrahmen eingebettet, welcher die Form eines 8-seitigen Polygons besitzt. Der Aufbau für einen Oktanten ist in Abbildung 4.15 gezeigt, Abbildung 4.16 zeigt schematisch den Gesamtaufbau der Auslese-Elektronik. Der Überrahmen unterteilt den Aufbau der Auslese-Elektronik vertikal in mehrere Zonen und trägt eine Gesamtlast von etwa 2 Tonnen. Jedem Oktant ist zur Auslese der digitalen Daten aus den Analog-Modulen ein VME-Crate zugeordnet. In einem VME-Crate sind 18 bis 19 Histogramm-Karten zur Auslese eingebaut, wobei eine Histogramm-Karte für einen Elektronik-Rahmen zur Speicherung und Histogrammierung der Daten zuständig ist. Auf einer Histogramm-Karte sind sieben unabhängige Histogramm-Module untergebracht. Jedem Histogramm-Modul ist ein Analog-Modul zugeordnet, dessen Digital-Ausgang über ein Flachbandkabel mit dem entsprechenden Histogramm-Modul verbunden ist. Zur Gesamt-Auslese von 146 Elektronik-Rahmen werden somit 146 Histogramm-Platinen benötigt, die insgesamt durch acht VME-Crates ausgelesen werden. Die Histogramm-Module arbeiten unabhängig voneinander, es ist keine Vernetzung zum Datenaustausch nötig. Die Histogrammier-Karten werden im VME-Crate über eine Schnittstellen-Karte von einem PC lokal ausgelesen und über ein schnelles Netzwerk auf Festplatten transferiert, so daß eine Online-Analyse der Meßdaten möglich ist. Eine ausführliche Darstellung des Auslese-Konzept der Histogrammier-Karten steht in [Nungesser 2000].

Die Analog-Module benötigen zum Betrieb 3 Spannungen (+5 V, -5 V und -2 V) und eine gemeinsame Masse. Die elektrische Gesamtleistung liegt bei etwa 16 kW und wird durch acht Hochstrom-Netzgeräte²¹ zur Verfügung gestellt. Jedem Netzgerät ist ein Oktant zur Versorgung der Analog-Module zugeordnet. Die Netzgeräte sind oberhalb der Elektronik-Rahmen installiert. Für einen Oktanten liegt die maximale Strombelastung der Elektronik bei etwa 200 A für $\pm 5V$ und bei etwa 100 A für -2 V. Wegen der hohen auftretenden Ströme mußte die Stromführung sehr niederohmig ausgelegt werden, so daß die zwangsläufigen Spannungsabfälle keine Auswirkungen auf die Triggerlogik haben. Es mußte beachtet werden, daß sich auf einem Analog-Modul diverse Komparatoren zum Spannungsvergleich von Photomultiplier- und zur Generierung von Triggersignalen befinden. Dabei wird beim Komparator die jeweilige Signalamplitude mit einer einstellbaren Schwellenspannung verglichen, deren Wert sich aus der Höhe der Betriebsspannung als Referenzspannung ableitet. Auf dem Analog-Modul befinden sich keine weiteren Spannungsstabilisierungen. Eine Änderung der Betriebsspannungen auf einem Analog-Modul durch Spannungsabfälle in der Zuleitung hätte direkte Auswirkung auf die Triggerfunktion und auf die Form des Energie-Spektrums.

Die Spannungen des Netzgeräts werden durch vier gebogene verzinnte

²¹Fa. Wiener, Typ UEP 6021, +5V/200A -5V/200A -2V/100A

Sammelkupfer-Schienen²² an die Elektronik-Rahmen weitergeleitet. Die Einspeisung der Netzgerät-Spannungen erfolgt mit Kabeln in der Mitte der Stromschienen, um den Spannungsabfall zusätzlich zu minimieren. Zur Spannungskontrolle sind an den Einspeise-Punkten sogenannte 'Sense-Leitungen' für die entsprechenden Spannungen des Netzgeräts angeschlossen. Dadurch ist die Spannungsregelung des Netzgeräts in der Lage, die Spannungsabfälle in den Zuleitungen zu den Einspeise-Punkten zu kompensieren. Die Stromschienen benachbarter Oktanten sind voneinander isoliert, um Ausgleichsströme durch die Spannungsregelung der Netzgeräte zu vermeiden. Auf einem Elektronik-Rahmen dienen vier verzinnte Kupferbänder²³ als Stromschienen für jede Spannung, die die Stromanschlüsse der Analog-Module miteinander verbinden. Zur Erhaltung des Leitungsquerschnitts erfolgt der Strom-Anschluß von den Strombändern über Kupferzylinder an die Kontaktflächen der Analog-Platinen. Zum Stromanschluß eines Elektronik-Rahmens an die Stromversorgung wurden flexible Verbinder aus verzinnem Kupfergeflecht verwendet, die an den Strombändern befestigt sind und an die Stromschienen verschraubt werden. Zur leichteren Montage der Strombänder sind die Stromschienen höhenversetzt. Insgesamt konnte mit diesen Maßnahmen der Spannungsabfall unter Vollbelastung innerhalb eines Elektronik-Rahmens zwischen Analog-Modul #1 und Analog-Modul #7 unterhalb von 5 mV gehalten werden, so daß die Funktion der Elektronik nicht durch Spannungsabfälle beeinflusst wird.

Eine stabile Arbeitstemperatur ist Grundvoraussetzung für die Funktionsweise der analogen Signalverarbeitung in den Analog-Modulen. Aufgrund der engen Anordnung der Elektronik-Rahmen muß die Elektronik durch ein Lüftungssystem ständig gekühlt werden. Unterhalb der Elektronik-Rahmen befindet sich ein Lüftungsschacht mit eingebauten Tangential-Lüftern, die kalte Luft von unten in die Elektronik blasen. Diese kalte Luft wird von einem wassergekühlten Hochleistungs-Wärmetauscher geliefert, der über acht Schläuche an das Lüftungs-System angeschlossen ist. Die Lufttemperatur zur Kühlung beträgt etwa 16°C-18°C, die gemessene Arbeitstemperatur der Elektronik liegt um etwa 10°C höher. Eine ausreichende Kühlung ist notwendig, weil es sonst bei den auftretenden Betriebstemperaturen von etwa 40°C in der Datenerfassung zu falschen Energiebestimmungen oder zu falschen Triggern kommt.

Bevor die Analog-Module in die Elektronik-Rahmen eingebaut wurden, wurden diese einzeln in einem Teststand auf ihre Funktion überprüft. Dieser Teststand wurde im Rahmen einer Diplom- und derzeit laufenden Doktorarbeit [Kothe 1999, Kothe 2002] entwickelt und aufgebaut. Dabei wurde bei Raumtemperatur von diversen Analog-Verstärkern auch deren Offset in der Verstärkung bestimmt und durch Einlöten von Widerständen kompensiert, so daß in der analogen Summenbildung nur die Spannungen der Photomultiplier-Signale addiert

²²verzinnte Elektrolyt-Kupfer-Schienen (Härte F30), Querschnitt 20x5 mm, $\rho_{ECuF30}=0.01786 \Omega \cdot \text{mm}^2/\text{m}$

²³verzinnte Elektrolyt-Kupferbänder (Härte F20), Querschnitt 10x1 mm

werden. Die Offset-Spannung ist jedoch von der Betriebstemperatur abhängig und diese Empfindlichkeit variiert stark bei den verwendeten Operationsverstärkern. Ein Betrieb der Analog-Module im ungekühlten Zustand führt durch die Offset-Drifts zu zusätzlichen Beiträgen in der Summenbildung, die durch Rauschen leicht bei einer niedrig programmierten Mindestschwelle (CFD-Schwelle) einen nichtphysikalischen Trigger auslösen.

Der Elektronik-Turm, die Hochspannungs-Steuerung für die Detektor-Module und die Elektronik für die Luminositätsmonitore wurden zur Vermeidung von Strahlungseinflüssen auf die Datenverarbeitung in der A3-Halle aufgebaut. Strahlungseinflüsse sind beispielsweise fehlerhafte Daten durch Veränderung der Bit-Muster im Speicher der Elektronik, die teilweise nur schwer zu erkennen bzw. zu korrigieren sind. Die gesamte Experiment-Elektronik ist durch eine 3 m dicke Betonwand von der nachfolgenden A4-Halle getrennt, in der sich das Target und das Kalorimeter befinden. Zusätzlich wurde die Elektronik zum Elektronenstrahlrohr mit Betonsteinen vor ionisierender Strahlung abgeschirmt (siehe auch Anhang A.8).

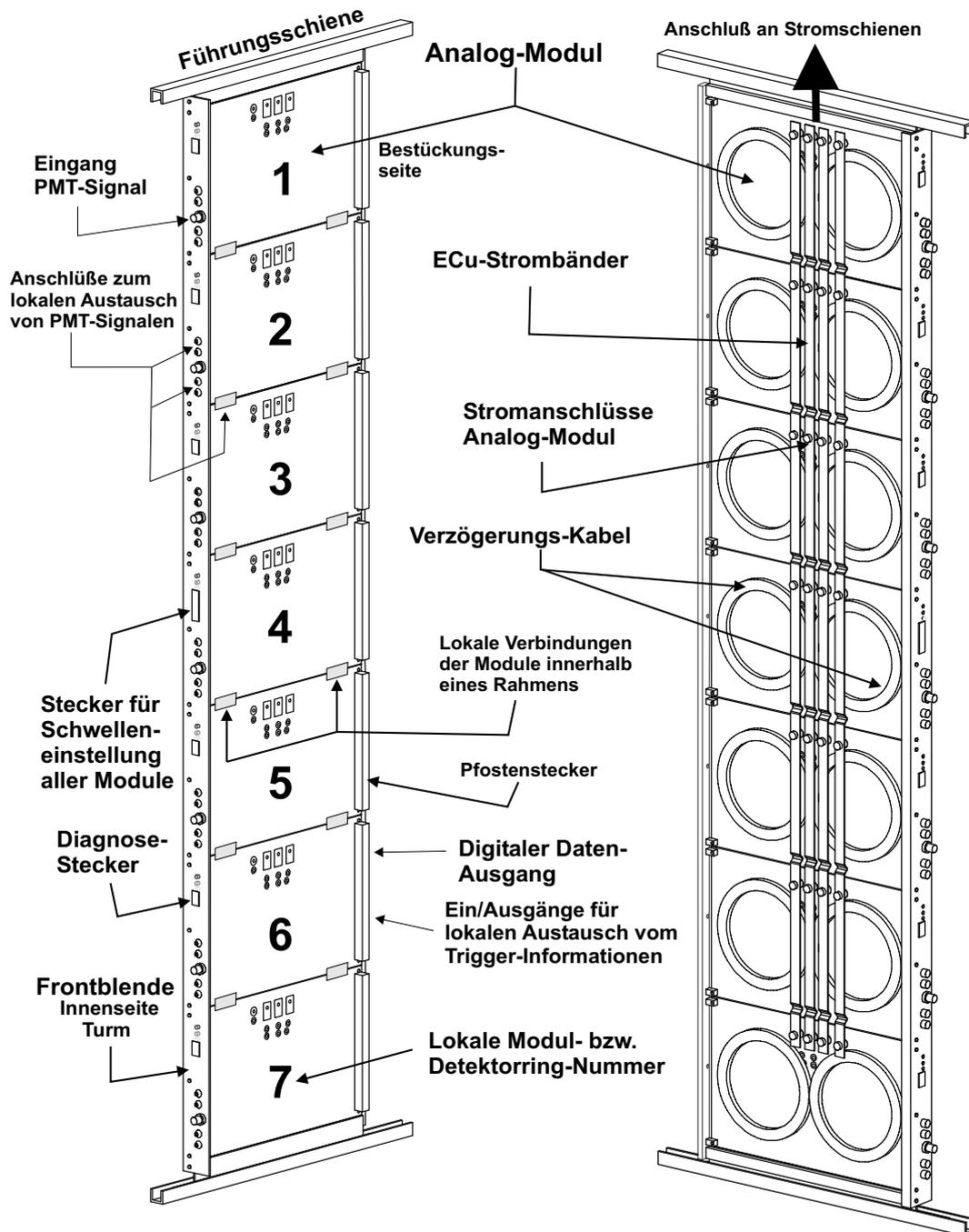


Abb. 4.14: Aufbau eines Elektronik-Rahmens mit 7 Analog-Modulen. Jedem Kalorimetermodul ist ein Analog-Modul zugeordnet, d.h. ein Elektronik-Rahmen liest einen Trägerrahmen im Kalorimeter aus. Auf der Rückseite des Elektronik-Rahmens ist die niederohmige Verteilung der Betriebsspannungen durch Kupferbänder zu erkennen. Die Analog-Module sind innerhalb eines Elektronik-Rahmens für den digitalen und analogen Informationsaustausch miteinander lokal verbunden. Ein Elektronik-Rahmen ist etwa 100 cm hoch und etwa 25 cm tief.

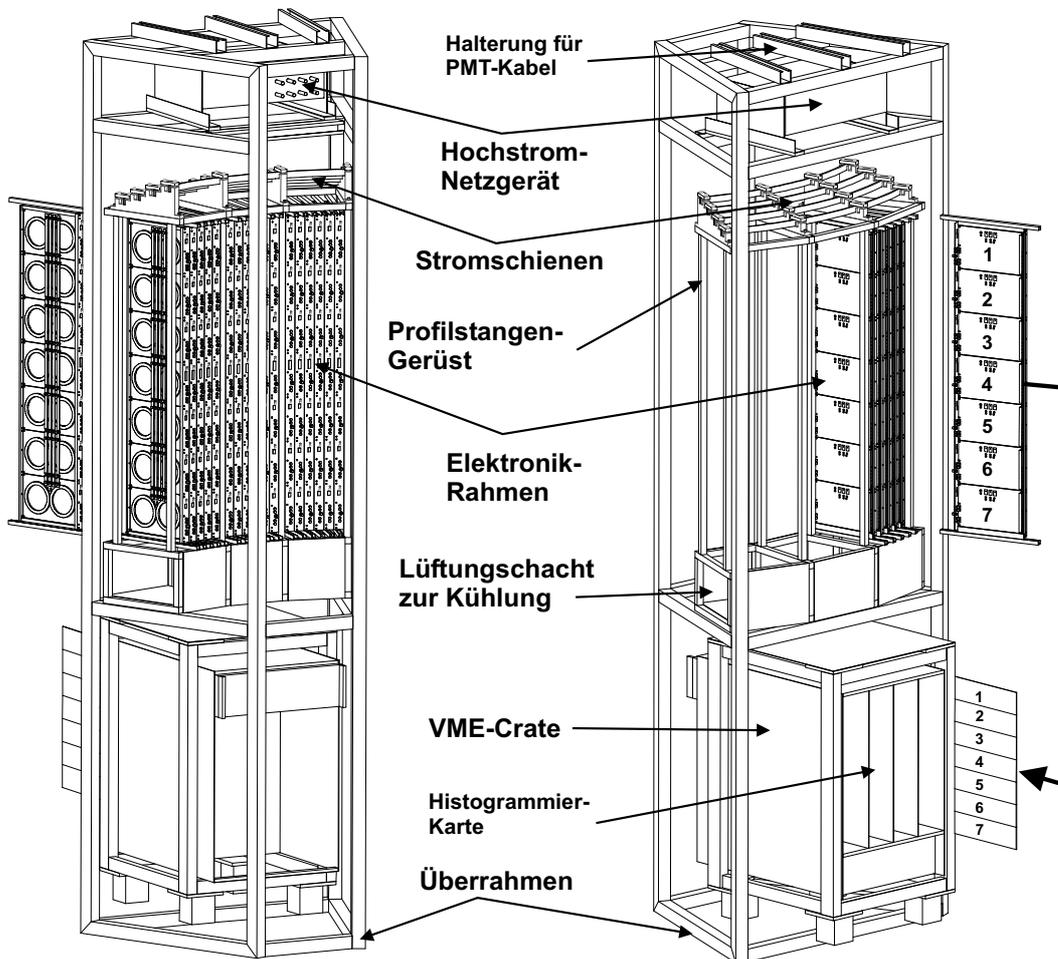


Abb. 4.15: Links ist die Innenansicht und rechts die Außenansicht eines Oktants der Auslese-Elektronik abgebildet. In einem Oktant sind 18 oder 19 Elektronik-Rahmen so dicht wie möglich mit den zugehörigen Histogramm-Modulen installiert. Sieben Histogramm-Module sind auf einer Histogrammierkarte integriert, die durch ein VME-Crate ausgelesen wird. Über Flachbandkabeln werden die Ausgänge der Analog-Module direkt mit dem jeweiligen Histogramm-Modul verbunden. Unterhalb der Elektronik-Rahmen befindet sich ein Lüftungsschacht zur benötigten Kühlung der Elektronik. Oberhalb der Elektronik-Rahmen ist die Verteilung der Betriebsspannungen des Netzgeräts durch höhenversetzte Stromschienen zu erkennen.

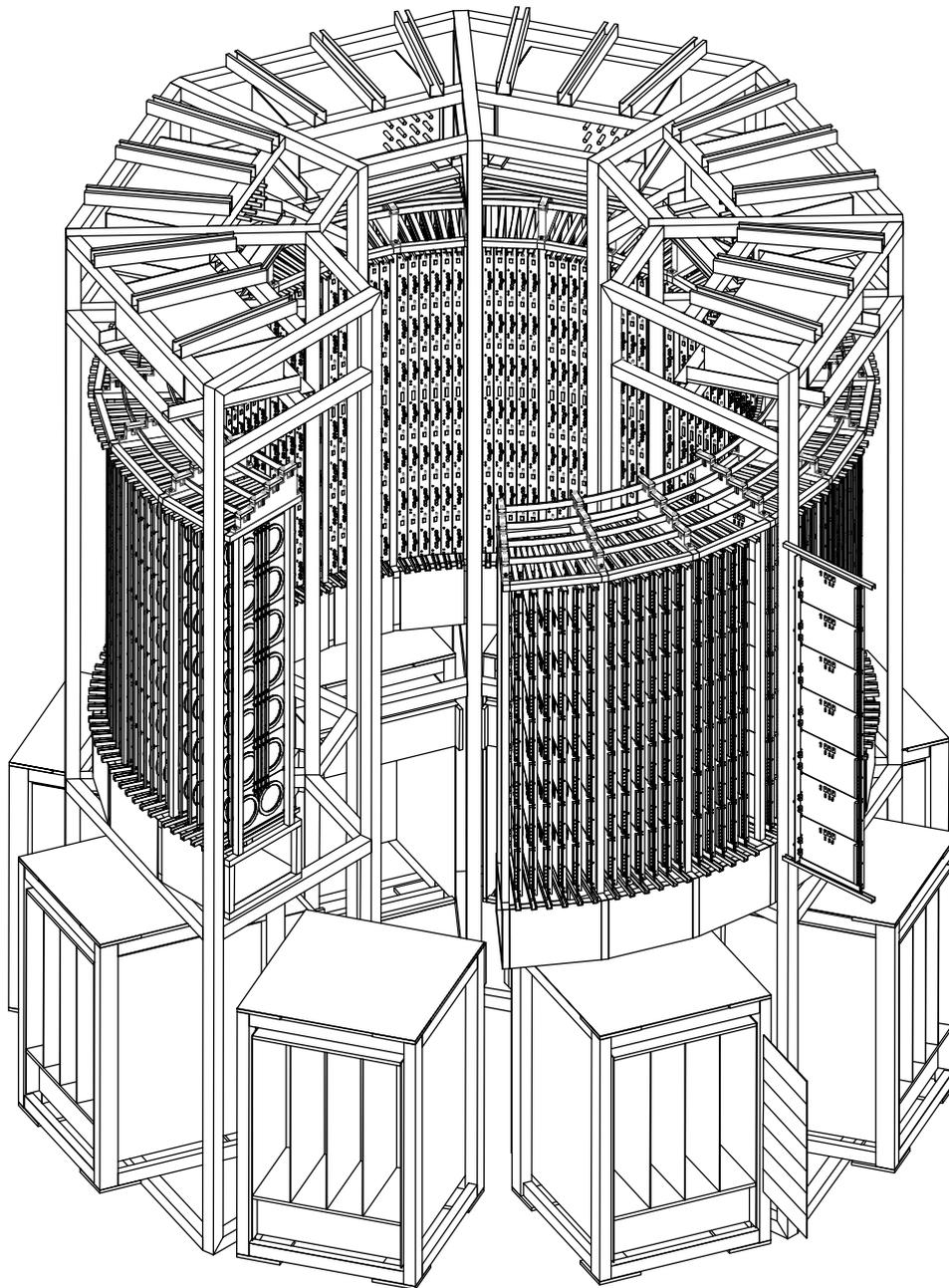


Abb. 4.16: Schnittzeichnung zum Gesamtaufbau der Auslese-Elektronik. Der Elektronik-Turm besteht im voll bestückten Zustand aus einer radialen Anordnung von 146 Elektronik-Rahmen mit 1022 Analog-Modulen, sowie 8 VME-Crates mit insgesamt 146 Histogrammier-Karten. Die Frontseiten der Elektronik-Rahmen, an welche die 1022 Signalkabeln angeschlossen sind, zeigen zur Innenseite des Turms. Aufgrund der starken lokalen Vernetzung der Analog-Module kann ein Elektronik-Rahmen nur zur Innenseite des Turms aus- oder eingebaut werden. Der Turm besitzt eine Höhe von etwa 2.7 m, der Innendurchmesser der radialen Anordnung der Elektronik-Rahmen beträgt etwa 1.6 m. Im voll aufgebauten Zustand kann die Innenseite des Turms nur von oben erreicht werden.

Kapitel 5

Die Lichtauslese eines PbF₂-Kalorimetermoduls

Die primäre physikalische Meßgröße eines Kalorimetermoduls ist das durch den elektromagnetischen Schauer gebildete Čerenkov-Licht in einem getroffenen Kristall-Cluster. Die Information, ob ein elastisch gestreutes Elektron oder ein anderes Streu-Ereignis das Kalorimeter getroffen hat, steckt in der produzierten Lichtmenge, die proportional zur deponierten Energie des Teilchens ist. Simulationsrechnungen des Kalorimeters bei Schauerenergien zwischen 10 und 1000 MeV zeigten, daß die Anzahl der Photoelektronen $N_{p.e.}/\text{MeV}$ linear mit der Energie verläuft und die Abweichung weniger als 1% beträgt [Achenbach 2000].

Primäre Anforderung an die Lichtauslese ist, daß die Information der Teilchenenergie nicht verfälscht wird. Desweiteren muß bei der Auslese von Čerenkov-Licht von PbF₂ berücksichtigt werden, daß im Gegensatz zu Szintillatoren nur wenige Photonen pro MeV deponierter Energie emittiert werden. Zusätzlich erfolgt die Emission der Čerenkov-Photonen in einem sehr kurzen Zeitintervall ($\sim 10^{-10}\text{s}$), so daß die instantan zu verarbeitende Photonennrate nicht unerheblich ist.

Das A4-Experiment benötigt aus diesen Gründen ein Lichtauslese-System

- mit einer optimalen Nachweis-Effizienz für Čerenkov-Licht,
- mit einer hohen Verstärkung von etwa 10^6 zur elektronischen Weiterverarbeitung,
- mit einer hohen Linearität im Nachweis und in der Umsetzung in ein Analogsignal und
- mit einer hohen Ratenfestigkeit in der Verstärkung.

5.1 Wahl des Photomultipliers

Für die Auslese der Kristalle werden Photomultiplier eingesetzt, die die entstandenen Čerenkov-Photonen in meßbare elektrische Pulse umwandeln. Ein Photomultiplier besteht aus einer Hochvakuumröhre aus Glas, in der eine lichtempfindliche Photokathode eingesetzt ist. Einfallende Lichtpulse lösen durch den Photoeffekt Elektronen aus dieser Kathode aus. Diese werden durch elektrische Felder auf ein System von mehreren Elektroden (Dynoden) fokussiert, von denen jede Dynode eine höhere Spannung als die vorhergehende hat. Jede der Dynoden ist ferner mit einer Schicht bedeckt, die eine hohe Emission an Sekundärelektronen ermöglicht. Fällt ein Photoelektron nun auf die erste Dynode, löst es dort m Elektronen aus, die durch das positive Potential der nächsten Dynode zu dieser hin beschleunigt werden. So kommt es zu einer kaskadenförmigen Verstärkung und man kann am Ausgang des Photomultipliers (Anode) einen meßbaren Spannungspuls registrieren.

Im Experiment werden Photomultiplier vom Typ Philips XP2900/01 eingesetzt. Einige der Spezifikationen sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Dieser Photomultiplier besitzt eine zylindrische Grundform mit einer Länge von etwa 98 mm und einem Durchmesser von 29 mm. An der einen Stirnseite des Zylinders befindet sich das lichtempfindliche Eintrittsfenster, an der anderen Stirnseite die elektrischen Anschluß-Kontakte ('Pins'). Der Zylindermantel ist mit einer elektrisch leitenden Graphitschicht ('Coating') überzogen, die über einen etwa 10 M Ω großen Widerstand an das Kathodenpotential (-HV) angeschlossen ist. Dadurch sollen Potentialdifferenzen zwischen Innen- und Außenseite des Glases vermieden werden, weil sich der Glaszylinder während des Betriebs des Photomultipliers unter Hochspannung innen statisch auflädt. Das Coating wird generell eingesetzt, um einen kleineren und stabileren Dunkelstrom zu erreichen. In der Standardausführung eines Photomultipliers gehen das Coating und die darüberliegende Isolierung normalerweise bis zum Rand des Zylindermantels, d.h. die Isolierung deckt am Rand des Zylinders nicht mehr das Coating ab. In dem verwendeten Kalorimetermodul berührt der isolierte Glaszylinder eines Photomultipliers die Edelstahlhalterung auf einer Länge von 20 mm ab dem Eintrittsfenster. In der Anfangsphase mußten Hochspannungsüberschläge von dem Rand des Coatings auf die Edelstahlhalterung beobachtet werden. Deshalb wurde der Bereich des Coatings auf einer Länge von 25 mm ab dem Eintrittsfenster vom Glas entfernt und durch eine 25 μm dicke selbstklebende Kaptonfolie ersetzt.

Zylindrische Photomultiplier sind standardmäßig nur mit bestimmten Durchmessern erhältlich, deshalb wurden die Maße der trapezoiden Seitenflächen der Kristalle so gewählt, daß ein optimales Bedeckungsverhältnis von Photokathode des Photomultipliers und der Endfläche des Kristalls erreicht wird. Diese Anpassung der beiden Flächen ermöglicht eine maximale Registrierung der aus dem Kristall austretenden Čerenkov-Photonen im Photomultiplier. Der Durchmesser der Photokathode ist wegen der Stärke des Glaskörpers kleiner als der Außendurchmesser

Tab. 5.1: Spezifikationen der verwendeten Photomultiplier für die Lichtauslese des Kalorimeters.

Typ und Hersteller	XP 2900/01, Philips ²
Verstärkung	0.5×10^6
Anzahl Dynoden	10, Linear-focused type
Dynodenmaterial	CuBe
Typische Hochspannung	(1260 ± 125) V
Photokathode	Bialkali, green extended
Fenstermaterial	Borsilikat
weiße Lichtempfindlichkeit	$> 90 \mu\text{A}/\text{lm}$
blaue Lichtempfindlichkeit	$> 11 \mu\text{A}/\text{lm}$
Maximum der Empfindlichkeit	420 nm
Rauschen über 50 <i>p.e.</i>	< 5 Ereignisse/s
typische Anstiegszeit	≈ 2 ns
typische Durchlaufzeit ³	≈ 23 ns

des Photomultipliers. Die sensitive Fläche der Photokathode hat einen Durchmesser von etwa 26 mm und ist um 1 mm größer als vergleichbare Photomultiplier. Das Bedeckungsverhältnis der sensitiven Photokathodenfläche zur Endfläche des Kristalls liegt bei 72-75%.

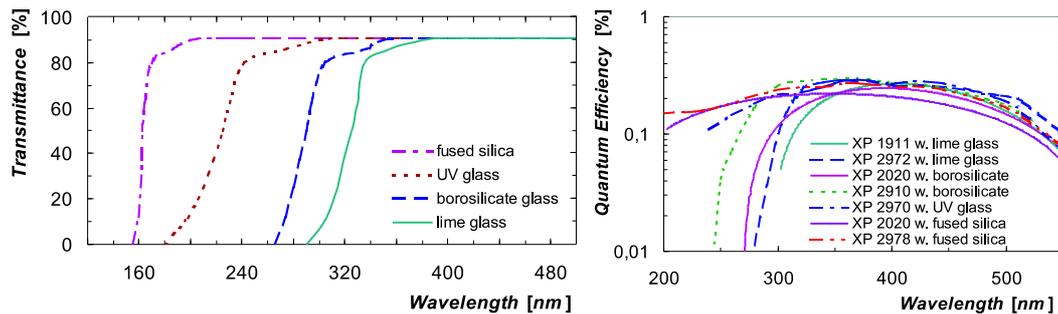
Die Form des elektrischen Ausgangssignals eines Photomultipliers hängt von seinem Antwortverhalten ab. Dieses Verhalten ist im Prinzip durch eine endliche Anstiegszeit des Ausgangssignals und einer Signalumformung des Spannungsteilers¹ gegeben. Die Anstiegszeit ist durch die Variation der Durchlaufzeiten der Photoelektronen auf verschiedenen Trajektorien von der Kathode zur Anode gegeben. Laut Datenblatt bewirkt ein radialer Abstand von 11 mm des Auftreffpunkts eines Photons auf der Photokathode bezüglich der Photokathodenmitte eine Variation von etwa 0.8 ns. Weiterhin wird die Variation von der geometrischen Anordnung der Dynoden bestimmt, von denen je nach Anwendung verschiedene Ausführungen existieren. Gewählt wurde eine lineare Anordnung, die eine kurze Anstiegszeit von etwa 2 ns ermöglicht.

¹Die Signalumformung kann durch ein effektives RC-Glied mit der Zeitkonstanten $\tau = R \cdot C$ beschrieben werden, wobei R der effektive Lastwiderstand zwischen Anode und Masse ist und C eine zu R parallel anliegende parasitäre Kapazität ($\approx 2-4$ pF) ist.

²Philips Photonics Photomultiplier wurden ab 1998 von Photonis S.A.S. (Charenton le Pont, Frankreich, vor 1998 ein Subunternehmen innerhalb Philips) hergestellt und von PHI Photonics + Imaging GmbH (Zürich, Schweiz) vertrieben.

³Die Durchlaufzeit ('transit time') gibt die Zeit an, die ein Photomultiplier braucht, um ein Lichtpuls in ein elektrisches Signal zu konvertieren. Die Durchlaufzeit ist abhängig von der Geometrie des

Bei einer gemessenen mittleren Lichtausbeute von 1.7 p.e./MeV eines PbF_2 -Kristalls erzeugt ein elastisch gestreutes Elektron etwa 1250 Photoelektronen an der Photokathode. In der Spezifizierung des Photomultipliers geht in die mittlere Lichtausbeute entscheidend die Wahl des Eintrittsfenster zur Maximierung der Lichtausbeute ein. Die Transmission der Fenstermaterialien unterscheidet sich deutlich in der Durchlässigkeit im UV-Bereich, siehe Abb. 5.1(a). Welches Fenstermaterial ist



(a) Transmissionskurven von Frontfenstern.

(b) Quanteneffizienzen verschiedener Photomultiplier.

Abb. 5.1: Die Quanteneffizienzen verschiedener Photomultiplier und die Transmissionskurven der Frontfenster.

am besten der Charakteristik des Čerenkov-Lichts angepaßt? Überlegenswert war der Einsatz von Fenstermaterialien, deren Transmissionskurven tiefer in den UV-Bereich gehen als die des sehr gebräuchlichen Borsilikat-Fensters. Ein Eintrittsfenster mit der Bezeichnung 'fused silica' besitzt eine sehr niedrige Transmissionskante bei etwa 160 nm, ist aber sehr bruchempfindlich und teuer. Das Fensterglas und der Glaskörper des Photomultipliers müssen zum Ausgleich der verschiedenen Ausdehnungskoeffizienten miteinander in einem aufwendigen Verfahren verschmolzen werden. UV-Glas und Lime-Glas werden als 'weiche' Gläser bezeichnet und besitzen eine höhere Durchlässigkeit für Helium, wobei die Diffusion von Helium in dem Photomultiplier zu einer geringeren Lebensdauer führt. Borsilikat ist ein Standard-Glas für Photomultiplier mit dem günstigsten Preis, jedoch besitzt es keine ausgeprägte UV-Empfindlichkeit. In der engeren Wahl des Eintrittsfensters standen deshalb Borsilikat-Glas und das im Vergleich dazu erheblich teure UV-Glas. Von UV-Glas, dessen Transmission in tiefblauem bzw. nahem UV-Bereich höher ist als die von Borsilikat, erhoffte man sich eine bessere Photonenstatistik, weil mehr Čerenkov-Photonen nachgewiesen werden. Entscheidendes Kriterium, welcher Photomultiplier verwendet wird, ist die dabei erzielte Energieauflösung des Kalorimeters.

Zur experimentellen Klärung wurde dazu ein Testkalorimeter aufgebaut, das ei-

Photomultipliers und verkürzt sich mit steigender Hochspannung.

ne Überprüfung verschiedener Photomultiplier erlaubte. Das Testkalorimeter bestand aus einer 3x3-Kristallmatrix, bei der nur der zentrale Kristall mit einem Photomultiplier ausgelesen wurde (Abbildung 5.4). Der Aufbau befand sich in einer lichtdichten Kiste, die relativ zum primären Elektronenstrahl ausgerichtet wurde. Mit Hilfe einer verfahrbaren XY-Plattform konnte das Testkalorimeter in der Ebene senkrecht zum Elektronenstrahl mit einer Genauigkeit von ± 2 mm positioniert werden, so daß die Mitte des Zentralkristalls senkrecht vom Elektronenstrahl getroffen wurde. Gemessen wurde mit einer Elektronen-Energie von 855 MeV mit einer Rate von etwa 1000 Elektronen pro Sekunde. Eine speziell konstruierte Halterung des Testkalorimeters erlaubte das Austauschen des zentralen Photomultipliers und des Spannungsteilers, ohne daß das positionierte Kalorimeter dazu bewegt oder auseinandergelöst werden mußte, insb. weil die im zentralen Kristall produzierte Lichtmenge durch Änderungen des Aufbaus unkontrolliert variieren könnte. Nicht minder wichtig für den Photomultiplier-Test war eine gleichbleibende Ankopplung der zu testenden Photomultiplier, die nicht permanent sein durfte. Frühere Ankopplungs-Verfahren wie Öle oder Fette schieden wegen mangelhafter Reproduzierbarkeit der Ankopplung aus. Deshalb wurde zur Ankopplung eine etwa 0.7 mm dicke Silikonkautschuk-Scheibe⁴ ('Cookie') verwendet. Zur Überprüfung der Ankopplungsgüte wurde derselbe Photomultiplier 15 mal an den Kristall ab- und angekoppelt, dabei betrug die relativen Schwankungen der Spitzenamplitude der Photomultipliersignale beim Austauschen maximal 8%. Das Photomultiplier-Signal wurde im Testaufbau mit Standard-Elektronik (NIM und CAMAC) integriert und anschließend histogrammiert. Durch die Integration erhält man die elektrische Ladung des Signals, die proportional zur deponierten Energie im zentralen Kristall ist. Die histogrammierte Ladung ist bei zentralem Einschluß gaussförmig verteilt. Eine kleinere Energieauflösung erlaubt eine bessere Trennung von elastisch am Target gestreuten Elektronen von inelastisch gestreuten Ereignissen. Messungen mit UV-Glas ergaben wie erwartet eine höhere Ladung bzw. Lichtausbeute. Bestimmt man jedoch die Energieauflösung als Quotienten der σ -Breite zum Mittelwert der Ladungsverteilung, so zeigt sich generell, daß die verwendeten Photomultiplier mit UV-Glas keine bessere Energieauflösung lieferten als die Photomultiplier mit Borsilikat-Glas.

Dieser experimentelle Befund war zunächst überraschend, konnte aber durch eine GEANT-Simulation zur Lichtausbeute bestätigt und verstanden werden. In dieser Simulation wurde wie im Experiment eine 5x5-Matrix zentral mit 855 MeV-Elektronen beschossen. Das durch den elektromagnetischen Schauer gebildete Čerenkov-Licht der inneren 3x3-Matrix wurde mit 9 Photomultipliern nachgewiesen. In der Simulation wurde die Transmission eines unbestrahlten und die eines mit 100 Gray (erwartete Strahlenbelastung des A4-Experiments) bestrahlten PbF₂-Kristalls benutzt. Der simulierte Photomultiplier berücksichtigt in der Auslese des Čerenkov-Lichts den effektiven Photokathodenradius von 26 mm, den Brechungs-

⁴Silgel 612 von Wacker-Chemie GmbH, Burghausen

des Fensterglases und die entsprechende Nachweiswahrscheinlichkeit aufgrund der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz der Photokathode unter Berücksichtigung der Transmission des verwendeten Fenstermaterials.

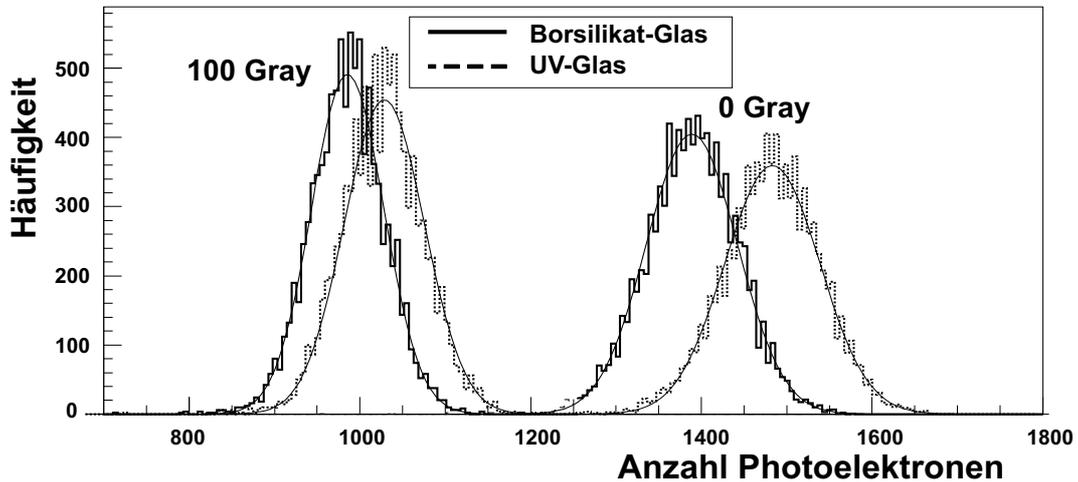


Abb. 5.2: Simulierte Anzahl der Photoelektronen für eine 3×3 -Kalorimetermatrix bei zentralem Einschuss mit 855 MeV Elektronen. Aufgetragen ist die Häufigkeitsverteilung der Photoelektronen für bestrahlte (100 Gy) und unbestrahlte Kristalle. Als Fenstermaterial wurde Borsilikat-Glas und UV-Glas verwendet.

Tab. 5.2: Simulierte Energieauflösungen für Borsilikat-Glas und UV-Glas aus Abbildung 5.2. Der Fehler in den Energieauflösungen ist kleiner als 0.02 %.

Fenstermaterial	Strahlendosis	
	0 Gy	100 Gy
Borsilikat-Glas	3,84 %	4,32 %
UV-Glas	3,82 %	4,42 %

In Abbildung 5.2 sind die Häufigkeitsverteilungen der Photoelektronen aus der Simulation gezeigt. Durch das Anpassen einer Gaußfunktion für jede Verteilung wurde die jeweilige Energieauflösung bestimmt, die in Tabelle 5.2 aufgeführt sind. Die Energieauflösung wird als das Verhältnis von Sigmapbreite und Mittelwert definiert. Bei der Verwendung von UV-Glas werden generell mehr Photoelektronen als bei Borsilikat-Glas nachgewiesen. Bei einem Kalorimeter, dessen Kristalle nicht strahlungsbelastet sind, verbessert sich bei der Verwendung von UV-Glas als Fenstermaterial die Energieauflösung jedoch nicht signifikant gegenüber Borsilikat. Bei einem Kalorimeter, dessen Kristalle zuvor einer Dosis von 100 Gy ausgesetzt wurden, verschlechtert sich sogar die Energieauflösung bei UV-Glas gegenüber Borsilikat. Was

ist die Ursache dafür? Es ist der Einfluß der Transmissionskante des Kristalls auf die Statistik der nachgewiesenen Čerenkov-Photonen im Photomultiplier. Die Transmission des Kristalls fällt bei etwa 265 nm sehr steil ab. Wird durch den elektromagnetischen Schauer im Kristall ein Čerenkov-Photon mit der Wellenlänge λ generiert, hängt die Eigenabsorption des Photons innerhalb des Kristalls von der wellenlängenabhängigen Absorptionslänge bzw. Transmission ab. Bedingt durch die Kantenstruktur der Transmission ist die Absorptionslänge bei Wellenlängen oberhalb der Kante ein Vielfaches größer als die Länge des Kristalls [Achenbach 2000]. Dies bedeutet, daß ein Photon mit einer Wellenlänge oberhalb der Transmissionskante, bei der die Transmission quasi konstant ist, in der Regel immer das Ende des Kristalls erreicht. Wird ein Photon mit einer Wellenlänge unterhalb der Transmissionskante erzeugt, so wird es entsprechend schnell absorbiert und erreicht somit nicht das Kristallende. In diesen beiden Fällen spielt der Entstehungsort des Photons zu dessen Nachweis keine Rolle. Bei Photonen, deren Wellenlänge im Bereich der Transmissionskante liegt, hängt es bei einer Absorptionslänge kleiner oder im Bereich der Kristall-Länge deutlich vom Entstehungsort ab, ob das Photon das Kristallende erreicht oder nicht. Der Entstehungsort der Photonen variiert aber statistisch aufgrund der Schauerfluktuation im Kristall. Diese Schauer-Fluktuationen erzeugen entsprechend eine zusätzliche Photonen-Fluktuation am Kristallende, die zur Verschlechterung der Energieauflösung führt. Wie groß dieser zusätzliche Einfluß ist, hängt von der Transmission des Photomultiplier-Fensters ab, mit dem der Einfluß der Transmissionskante des Kristalls 'sichtbar' gemacht wird. Man könnte auch ganz rigoros als Fenstermaterial Limeglas verwenden, dessen spektrale Transmission bei Wellenlängen deutlich oberhalb der Transmissionskante beginnt. Jedoch wird dabei auch der nutzbare Wellenlängenbereich so stark durch die Transmission von Limeglas beschnitten, daß die Energieauflösung schlechter als Borsilikat-Glas wäre.

Die theoretische Anzahl der Photoelektronen $N_{p.e.}$ wurde für verschiedene Fenstermaterialien unter Verwendung der Frank-Tamm-Formel 4.5 numerisch bestimmt [Achenbach 2000]. Gemäß dieser Modell-Rechnung ergibt sich für UV-Glas die höchste Anzahl der Photoelektronen. Die Rechnungen berücksichtigen aber nicht die Entstehung des Čerenkov-Lichts durch einen statistischen Schauerprozeß, d.h. daraus sind keine zu erzielenden Energieauflösungen ableitbar. Dagegen zeigt sich in den Modellrechnungen sehr deutlich die Abnahme der effektiven Lichtausbeute, die durch die Abnahme der Transmission von strahlungsgeschädigten Kristallen hervorgerufen wird. Abschließend läßt sich aus den experimentellen Messungen und den theoretischen Simulationen folgern, daß die Lichtausbeute bei Verwendung eines Borsilikat-Fensters weniger anfällig auf eine strahlungsinduzierte Änderung der Kristall-Transmission ist als bei Verwendung eines Fenstermaterials mit einer höheren Transmission im UV-Bereich.

5.2 Selektion der Photomultiplier

Bei einem Photomultiplier haben die Abhängigkeit der Transmission des Eintrittsfensters und vor allem die Abhängigkeit der Quanteneffizienz der Photokathode von der Wellenlänge wesentlichen Einfluß auf die Lichtausbeute. Bedingt durch den Herstellungsprozeß ist diese Charakteristik für jeden Photomultiplier individuell und kann großen Schwankungen unterliegen. In der Regel wird beim Hersteller nicht der detaillierte Verlauf der Transmission und der Quanteneffizienz für jeden Photomultiplier vermessen, weil dieses Verfahren insb. für große Stückzahlen sehr zeit- und kostenaufwendig ist. Jedoch wurde in Zusammenarbeit mit dem Hersteller eine Möglichkeit gefunden, die Photomultiplier durch den Hersteller vermessen und selektieren zu lassen: Unter Verwendung einer geeichten Lichtquelle wird von jedem Photomultiplier die Kathoden- und Anoden-Sensitivität gemessen. Der zugehörige Aufbau zur Vermessung der Photomultiplier ist in Abb. 5.3 dargestellt. Vorteilhaft zur Vermessung wäre die Verwendung von Čerenkov-Licht wie

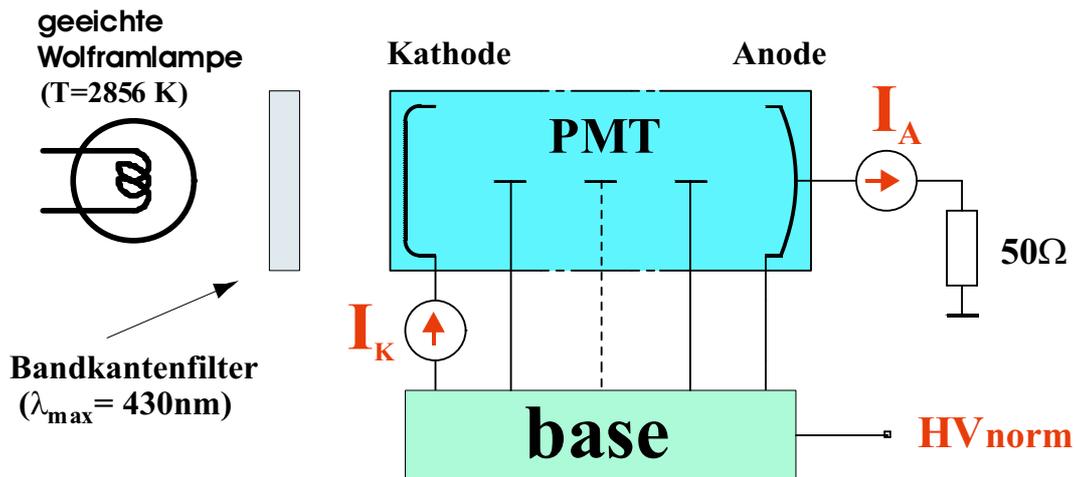


Abb. 5.3: Selektiert wird ein Photomultiplier über die benötigte Hochspannung HV_{norm} , die für die geforderte Verstärkung $G=0.5 \times 10^6$ benötigt wird. Die Verstärkung $G=I_A/I_K$ ist das Verhältnis von Anodenstrom I_A zu Kathodenstrom I_K .

sie im Experiment auftritt, jedoch existiert abseits von Teilchenbeschleunigern keine äquivalente Lichtquelle. Als geeichte Lichtquelle wird stattdessen eine Wolframlampe mit einer Farbtemperatur von 2856 K verwendet. Zusätzlich wird ein Bandkantenfilter⁵ vor dem Frontfenster des Photomultipliers eingesetzt, um dessen blaue Lichtempfindlichkeit messen zu können. Der Photomultiplier ist an einen Referenz-Hochspannungsteiler ('Base') angeschlossen, wie er auch im Experiment verwendet wird. Die Kathoden-Sensitivität S_K ist der Kathoden-Strom I_K von der Photokathode

⁵CS No. 5-58, Maximum der Transmission bei 430 nm

de pro einfallendem Lichtstrom Φ (typ. 10^{-5} Lumen). Analog dazu ist die Anoden-Sensitivität S_A des Anoden-Stroms I_A pro einfallendem Lichtstrom Φ definiert:

$$S_K = I_C/\Phi \quad S_A = I_A/\Phi \quad (5.1)$$

Die mittlere Lichtempfindlichkeit der ersten 50 Photomultiplier betrug mit ungefiltertem Wolframlicht $112,10\mu\text{A}/\text{lm}$ (weiß) und mit eingesetzten Bandkantenfilter $11,4\mu\text{A}/\text{lm}$ (blau). Der Anodenstrom ist abhängig von der Verstärkung G des Photomultipliers. Diese ergibt sich aus dem Quotienten von Anoden- zu Kathodenstrom $G = I_A/I_K$ und ist durch die angelegte Hochspannung am Spannungsteiler bestimmt. Bei der Vermessung wird die Hochspannung soweit erhöht bis der Verstärkungsfaktor $G = 5 \times 10^5$ erreicht wird bzw. die entsprechende Anoden-Sensitivität gemessen wird:

$$S_A = G \cdot \langle S_K \rangle \quad (5.2)$$

$$= 5 \times 10^5 \times 11,4 \frac{\mu\text{A}}{\text{lm}} = 5,7 \frac{\text{A}}{\text{lm}} \quad (5.3)$$

Selektiert wird ein Photomultiplier über die benötigte Hochspannung HV_{norm} , um die geforderte Anoden-Sensitivität bzw. Verstärkung zu erreichen. In der Spezifikation werden solche Photomultiplier aussortiert, deren Hochspannung nicht innerhalb des Intervalls von 1260 ± 125 V liegt. Die festgelegte halbe Intervallbreite entspricht einer Veränderung der Verstärkung um einen Faktor von etwa 0.5 bzw. 2. Jeder Photomultiplier besitzt eine Seriennummer, so daß eine Zuordnung der gemessenen Hochspannung HV_{norm} möglich ist.

5.3 Optimierung des Spannungsteilers

Die Spannungen zwischen den Dynoden eines Photomultipliers werden im allgemeinen einem Spannungsteiler entnommen. Die Dynodenspannungen erzeugen entsprechend der Bauform des Photomultipliers elektrische Felder, die zur Fokussierung der Photoelektronen von der Kathode auf die erste Dynode und zum weiteren Transport der entstandenen Sekundärelektronen über die folgenden Dynoden bis zur Anode benötigt werden. Die Eigenschaften des Photomultipliers werden über die Dimensionierung des Spannungsteilers bestimmt. Der Verstärkungsfaktor eines Photomultipliers wird durch die Höhe der Hochspannung und deren Aufteilung auf die einzelnen Dynoden bestimmt. Die Stabilität der Verstärkung hängt von der Stabilität der einzelnen Dynodenspannungen ab. Eine Optimierung der Lichtauslese setzt eine korrekte Dimensionierung der Dynodenspannungen zur angelegten Hochspannung voraus. Seitens des Photomultiplier-Herstellers existieren zwei Vorschläge zur Dimensionierung eines Spannungsteilers. Diese sind aber ausgelegt entweder für eine maximale

Verstärkung bei niedrigen Pulsraten (Typ A) oder für eine minimale Variation der Signaldurchlaufzeit zwischen Kathode und Anode bei eingeschränkter Linearität der Verstärkung (Typ B). Das A4-Experiment fordert jedoch eine hohe Linearität der Verstärkung im Pulsbetrieb unter hohen Raten. Gesucht wurde also eine auf die Experimentbedingungen angepaßte Dimensionierung der Dynodenspannungen und ein entsprechender Spannungsteiler, der diese Dynodenspannungen unter hohen Raten stabil halten kann.

Es wurden verschiedene Aufteilungen der Hochspannung auf die Dynoden mit Hilfe eines Testkalorimeters experimentell überprüft. Das Testkalorimeter bestand wieder aus einer 3×3 -Kristallmatrix, bei der nur der zentrale Kristall mit einem Photomultiplier ausgelesen wurde (Abbildung 5.4). Kathode, Anode und die Dynoden des

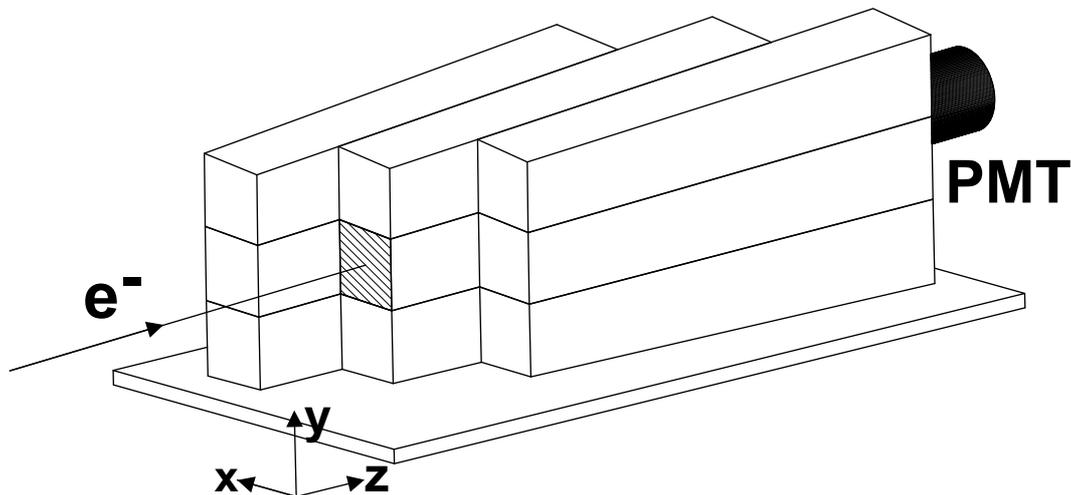


Abb. 5.4: Aufbau eines am direkten Elektronenstrahl positionierbaren Testkalorimeters, dessen zentraler PbF_2 -Kristall durch einen Photomultiplier ausgelesen wird.

Photomultipliers wurden über einen Adapter direkt an 11 Kanäle einer Hochspannungsversorgung⁶ angeschlossen (siehe Abb. 5.5). Die Gleichspannungen konnten unabhängig voneinander in Schritten von 1 V eingestellt werden. Vorteil dieser Variante eines Spannungsteilers ist, daß unter gleichen Bedingungen (Ausrichtung Kristall, Lichtsammlung) verschiedene Aufteilungs-Konzepte untersucht werden können, ohne daß dafür jeweils ein eigens gebauter Spannungsteiler vor Ort am Testkalorimeter ausgetauscht werden müßte. Ausgehend vom Spannungsteiler Typ B wurde in Zusammenarbeit mit dem Hersteller ein Spannungsteiler Typ C für unser Experiment erstellt. Insgesamt wurden sieben verschiedene Aufteilungen untersucht, die in Tabelle 5.3 aufgelistet sind. Die Typen $B_{1,2}$ und $C_{1,2,3}$ sind dabei

⁶Ley Croy, Modell 1440

leichte Variationen zu B und C. Die Energieauflösung des Mittenkristalls wurde bei verschiedenen Hochspannungen bzw. bei verschiedenen Verstärkungen bei einer Ereignisrate von etwa 1000 Elektronen pro Sekunde gemessen und ist in Abb. 5.5 dargestellt. Die Energieauflösung ist sehr sensitiv auf die Sammeleffizienz der Sekundärelektronen des Photomultipliers. Die getesteten Dynodenaufteilungen unterscheiden sich besonders in den Spannungen zwischen der Kathode und der ersten Dynode, sowie in den Spannungen an den letzten zwei Dynoden zur Anode. Für die Energieauflösung ist es entscheidend, daß soviel Photoelektronen wie möglich von der Kathode zur ersten Dynode gelangen, weil jedes verlorene Photoelektron keine Sekundärelektronen auslöst und somit die Statistik verschlechtert. Entsprechend zeigen Spannungsteiler mit höherem Potential V_1 (Kathode- D_1) tendenziell eine bessere Energieauflösung. Eine weitere Erhöhung von V_1 bei Typ B1 oder C bringt jedoch zwangsläufig keine weitere Steigerung der Energieauflösung, insb. wenn man sich im Sättigungsbereich des Kathodenstroms befindet. Eine Erhöhung einer Dynodenspannung bedeutet bei gleichbleibender Hochspannung ein Absenken anderer Dynodenspannungen. Dies bedeutet in der Regel eine Absenkung der Verstärkung bei einer Verschlechterung der Energieauflösung. Der Sekundärstrom

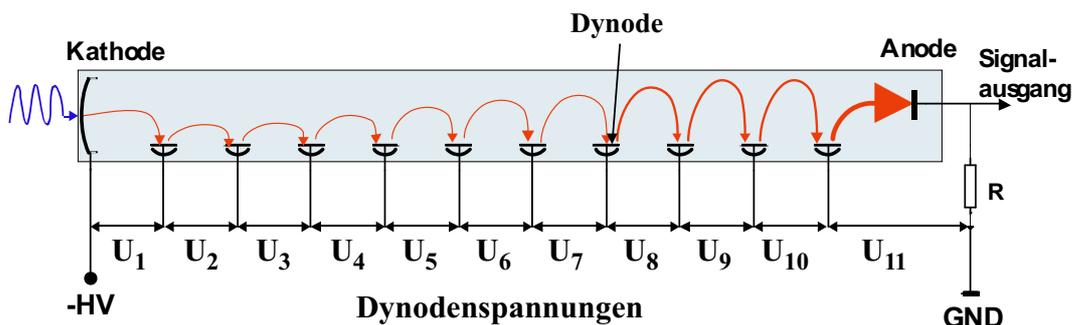


Abb. 5.5: Zur Optimierung der Dynodenspannungen wurde jede Dynodenspannung einzeln variiert. Dadurch können verschiedene Aufteilungskonzepte der Hochspannung auf die einzelnen Dynoden untersucht werden.

vervielfältigt sich von Dynode zu Dynode und ist normalerweise an der Anode maximal. Bedingt durch die Ausführung der letzten Dynode D_{10} in Form eines Gitters findet bei dieser Bauart des Photomultipliers keine weitere Sekundärvervielfältigung von der letzten Dynode zur Anode statt, d.h. die Stromdichte ist schon zwischen Dynode D_9 und D_{10} maximal. Bei hohen Strömen führt die Raumladung der Sekundärelektronen zur Störung des elektrischen Felds zwischen den Dynoden, welches sich in Sammelverlusten äußert und die Ratenfestigkeit begrenzt. Beim Spannungsteiler Typ C ist die Dynodenspannung V_{10} gegenüber Typ B entsprechend angehoben worden. Zur effizienten Sammlung der Sekundärelektronen von Dynode D_{10} wird als Anode ein Kupferblech verwendet, welches sich direkt in einer kompakten Bauweise an die Dynode D_{10} anschließt. Auch hier muß die Spannung

V_{11} entsprechend hoch sein. Bedingt durch die Bauform ist eine Spannung $V_{10} < V_{11}$ ausreichend. Die Erhöhung von V_{10} bewirkt gegenüber den anderen Teiltertypen eine höhere Ratenfestigkeit.

Die Messungen mit den verschiedenen Dynoden-Aufteilungen ergaben, daß die vorgeschlagene Aufteilung Typ C den gestellten Anforderungen genügt. In Tabelle 5.4 sind die für das Experiment relevanten Kenngrößen für Spannungsteiler Typ B und Typ C für drei Hochspannungen aufgelistet.

Aus dem Vergleich ist zu erkennen, daß sich die Energieauflösung und die Anstiegszeit mit höherer Hochspannung verbessern. Entsprechend wäre es Überlegenswert, die Lichtauslese entsprechend nicht bei der spezifizierten Verstärkung von $G = 0.5 \times 10^6$, sondern zum Beispiel bei $G = 2 \times 10^6$ zu betreiben. Jedoch führt der Betrieb mit einer höheren Verstärkung einige Nachteile mit sich, weil die Lebensdauer eines Photomultipliers umgekehrt proportional zu dessen extrahierten Gesamtladung ist. Ein Betrieb bei $G = 2 \times 10^6$ würde die Lebenszeit auf ein Viertel reduzieren und die Einsatzdauer des A4-Kalorimeters unnötig einschränken. Höhere Photomultiplier-Signale belasten den Spannungsteiler stärker mit einem höheren Spitzenstrom an der Anode. Ein weiterer Grund für den Betrieb der Photomultiplier bei einer kleineren Verstärkung wird später bei der Betrachtung der Ratenfestigkeit näher behandelt, in der gezeigt wird, daß die Verstärkung nicht mehr unabhängig von der Pulsrate ist.

Tab. 5.3: Getestete Aufteilungen der Hochspannung auf die Dynoden für verschiedene Spannungsteiler-Typen. Die Dynodenspannungen sind faktorisiert als Multiplikatoren zu einer Einheitsspannung $V_d = V_{HV}/19.5$. Der Typ B ist die Referenzaufteilung laut Datenblatt des Photomultiplierherstellers. Der Typ C ist die optimierte Aufteilung der Dynodenspannungen, die im Experiment zur Lichtauslese der Kalorimetermodule verwendet werden. $B_{1,2}$ und $C_{1,2,3}$ sind Modifikationen B und C.

	B	B_1	B_2	C	C_1	C_2	C_3
U_1	2.00	2.85	2.18	2.72	2.72	2.10	2.60
U_2	1.00	0.95	1.10	0.91	0.91	0.94	0.84
U_3	1.50	1.43	1.48	1.36	1.36	1.40	1.30
U_4	1.00	0.95	0.98	0.91	0.91	0.95	0.87
U_5	1.25	1.19	1.22	0.91	0.91	0.94	0.86
U_6	1.25	1.19	1.22	1.36	1.36	1.16	1.09
U_7	1.50	1.43	1.46	1.36	1.36	1.19	1.08
U_8	2.25	2.14	2.21	1.81	1.81	1.87	1.73
U_9	2.25	2.14	2.21	2.27	2.27	2.37	2.16
U_{10}	2.50	2.38	2.45	3.63	2.72	2.82	3.46
U_{11}	3.00	2.85	2.96	2.72	3.63	3.76	3.49

Tab. 5.4: Unterschiede im Photomultipliersignal bei der Verwendung des Spannungsteilers Typ B oder Typ C.

	Typ B			Typ C		
-HV [V]	1132	1258	1398	1132	1258	1398
G [10^6]	0.42	0.92	2.0	0.44	0.90	2.0
V_1^7 [V]	116	129	143	158	176	195
Q_A [pC]	109	238	519	56	114	254
U_A [V]	0.63	1.48	3.26	0.34	0.71	1.69
$\langle\sigma/E\rangle$ [%]	5.23	5.14	4.77	5.13	5.0	4.83
t_{rise}^8 [ns]	2.28	2.21	2.18	2.39	2.22	2.13
t_{fall}^8 [ns]	11.4	11.0	10.5	11.7	11.3	10.9

Aufgabe des Spannungsteilers ist die Generierung der Dynodenspannungen, indem die Hochspannung durch eine elektronische Schaltung entsprechend aufgeteilt wird. Es existieren verschiedene Konzepte zum Bau eines Spannungsteilers, die sich im elektronischen Aufwand zur Stabilisierung der Dynodenspannungen unterscheiden. Man unterscheidet generell zwei Bauformen: passive und aktive Spannungsteiler. Bei herkömmlichen passiven Spannungsteilern wird eine Widerstandskette als Spannungsteiler verwendet (siehe Abb. 5.8(a)), bei der die Hochspannung auf die Dynodenspannungen aufgeteilt wird. Diese gängige Bauart des Spannungsteiler ist einfach zu realisieren, aber es wird noch gezeigt, daß der Einsatz jedoch nur bei niedrigen Pulsraten geeignet ist.

Um die Eigenschaften einer Photomultiplier-Spannungsteiler-Kombination studieren zu können, wurde ein Teststand errichtet, mit dem vergleichbare Lichtauslese-Untersuchungen wie mit einem Testkalorimeter am Elektronenstrahl möglich sind. Der prinzipielle Aufbau des Teststands ist in Abb. 5.7 dargestellt. Als Lichtquelle dienten zwei sehr lichtstarke blaue LEDs⁹, bei deren Wellenlänge die spektrale Empfindlichkeit der Photomultiplier noch hoch ist. Die LEDs wurden einzeln über

⁷ V_1 ist die absolute Spannung zwischen Kathode und erster Dynode. So bestimmt sich der erste Wert in der Tabelle zu $V_1 = 2.00 \cdot 1132 \text{ V} / 19.5 = 116 \text{ V}$

⁸Die beiden Zeiten geben an, in welcher Zeitspanne der Photomultiplierpuls von 10% auf 90% seiner Spitzenamplitude steigt (t_{rise}) oder danach von 90% auf 10% abfällt (t_{fall}). Für höhere Werte von V_1 sinken die Anstiegs- bzw. Abfallzeiten des Photomultipliersignals, weil dadurch die Photoelektronen von der Kathode stärker auf die erste Dynode beschleunigt werden.

⁹Nichia NSPB-500, $\lambda=470 \text{ nm}$, Abstrahlwinkel 15° , optische Helligkeit 2 cd bzw. 3 mW

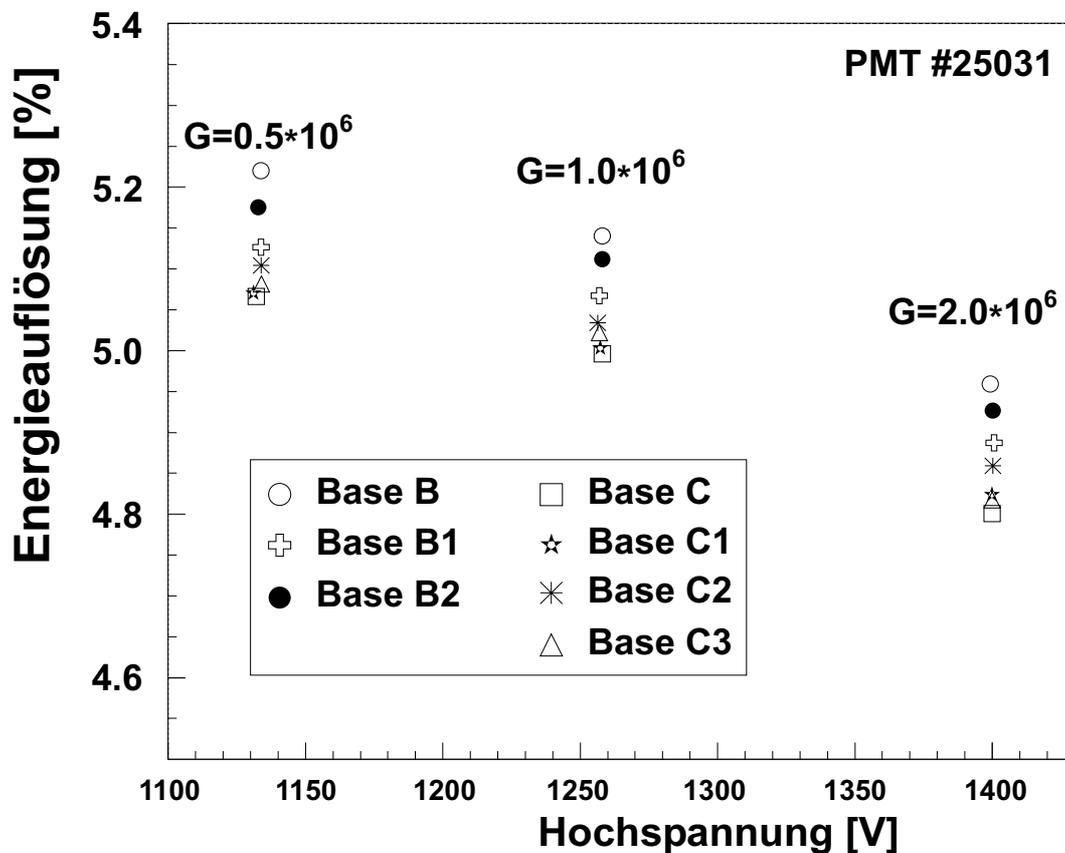


Abb. 5.6: Relative Energieauflösung eines Kalorimetermoduls für verschiedene Spannungsteiler-Konzepte (zentraler Einschuss des Elektronenstrahls).

einen Pulsgenerator¹⁰ mit kurzen Pulsen angesteuert (5 V, 7 ns Fußbreite) und geben Lichtpulse gleicher Breite ab. Diese erzeugen im Photomultiplier ein Ausgangssignal, das vergleichbar mit dem Photomultipliersignal eines Kalorimetermoduls am Elektronenstrahl ist. Das A4-Kalorimeter muß neben den elastisch gestreuten Elektronen auch die dominanten inelastischen Streuprozesse verarbeiten können. In der Lichtauslese der Kalorimetermodule setzt sich der mittlere Anodenstrom eines Photomultipliers in grober Abschätzung aus einem Ratenverhältnis von etwa 1:9 zusammen. Im Teststand wird das im Kalorimetermodul produzierte Čerenkov-Licht von elastisch gestreuten Elektronen durch eine LED mit einer festen Pulsrate von etwa 2 kHz repräsentiert. Der Beitrag der anderen Streuprozesse wird durch die zweite LED mit variabler Pulsfrequenz dargestellt, mit der sich der mittlere Anodenstrom einstellen läßt. Die Messungen hängen sehr stark von der Stabilität und Ratenfe-

¹⁰Pulsgenerator HP 215 A von Hewlett Packard, später wurde ein Pulsgenerator durch den Typ 9210 von Ley Croy ersetzt.

stigkeit der generierten LED-Pulse ab¹¹. Dazu wurde jede LED mit einer schnellen Photodioden-Schaltung überwacht, deren Linearität und Ratenfestigkeit zuvor überprüft wurden. Die von einer LED erzeugten Lichtpulse durchlaufen jeweils eine auf 45° schräg gestellte Glasplatte¹², die als Strahlteiler fungiert. Etwa 90% des Lichts gelangt direkt über eine Sammellinse in die Photodiode, weil deren Nachweisempfindlichkeit wesentlich kleiner ist als die des hochverstärkenden Photomultipliers. Das an der Glasfläche reflektierte Licht wird über einen Neutralfilter abgeschwächt und über den Photomultiplier nachgewiesen.

Zur Untersuchung der Pulsratenfestigkeit wird das Ausgangssignal des Photomultipliers, das durch einen LED-Puls für elastisch gestreute Elektronen erzeugt wurde, in Abhängigkeit des mittleren Anodenstroms betrachtet. Als Maß für die Linearität wird die relative Änderung der Verstärkung betrachtet. Diese wird als relative Änderung der Ladung Q eines 'elastischen' LED-Puls zu der Ladung Q_0 definiert, bei der die 'inelastische' Rate Null ist, d.h. der mittlere Anodenstrom nur durch 'elastische' LED-Pulse erzeugt wird.

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{Q^{elas}(I_A) - Q_0^{elas}}{Q_0^{elas}} \quad (5.4)$$

Die Messung der Ratenfestigkeit mit dem Teststand für einen passiven Spannungsteiler ist in Abbildung 5.9(b) dargestellt. Die relative Verstärkung nimmt mit steigendem mittleren Anodenstrom rapide zu und bricht bei $I_A \cong 120\mu\text{A}$ zusammen. Im Arbeitsbereich des A4-Experiments (etwa 5.5-9 μA , abhängig von der Ringnummer des Kalorimeters) variiert die relative Verstärkung zwischen 3-6%, die gemessene Ladung entspricht nicht mehr der produzierten Lichtmenge, die im Experiment proportional zur deponierten Energie ist. Das Kalorimeter würde sich mit passiven Spannungsteilern nicht linear verhalten und die gemessene Energie wäre ratenabhängig. Eine Variation der Streurrate, beispielsweise durch Änderung des Strahlstroms oder des Strahlorts, hätte direkte Folgen auf die Energiespektren. Eine daraus abgeleitete Asymmetrie wäre nicht mehr auf diesen ratenabhängigen Effekt korrigierbar.

Warum hängt die relative Verstärkung so stark von dem Anodenstrom ab? An den Dynoden fließt durch die Produktion von Sekundärelektronen Strom von einer Dynode zur nächsten Dynode. Die zugehörigen Ströme werden dem (passiven) Spannungsteiler an den entsprechenden Stellen entzogen und sorgen für eine komplexe Strombelastung. Die Situation gleicht in vereinfachter Form der eines belasteten Spannungsteilers, bei dem ein niederohmiger Lastwiderstand parallelgeschaltet wird. Der Lastwiderstand entzieht dem Spannungsteiler Strom und der

¹¹Die Überwachung mit den Photodioden zeigte, daß die verwendeten LEDs im fabriktneuen Zustand in den ersten 2 Tagen im Dauerbetrieb einen exponentiellen Abfall der Lichtpulse auf etwa 70% durchliefen und danach die Lichtmenge unter Verwendung eines stabilen Pulsgenerators unwesentlich fluktuierte.

¹²Dünnglas 0.2 mm, Schott GmbH, Mainz

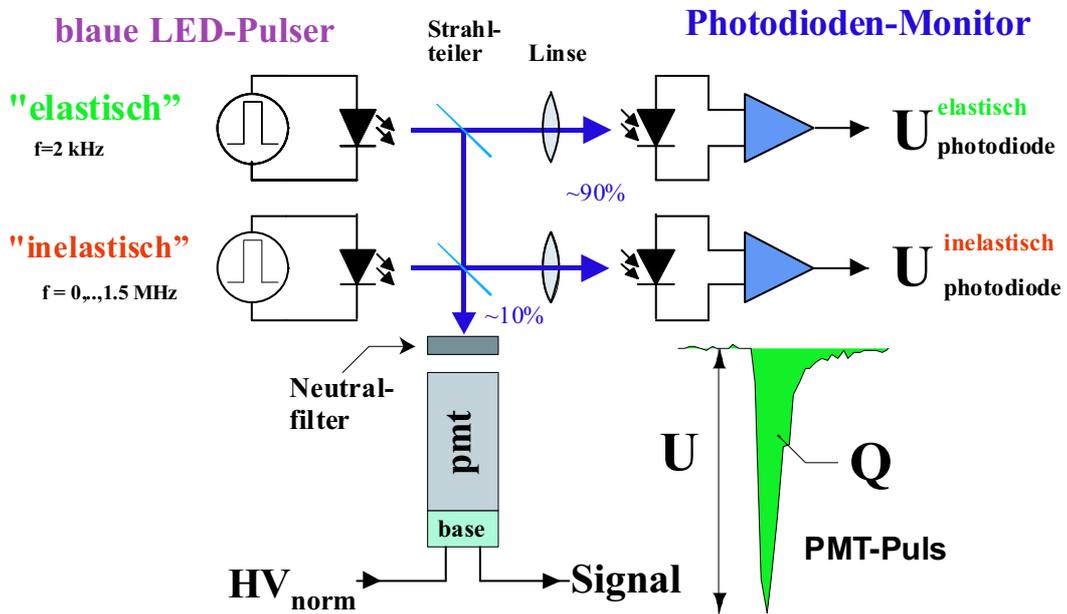
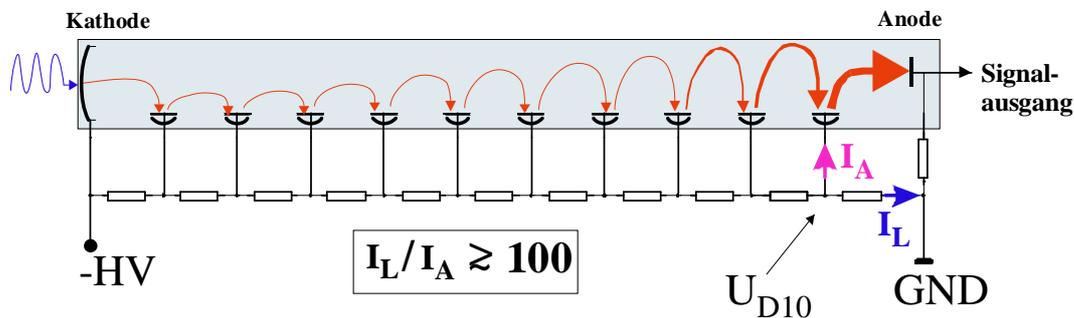


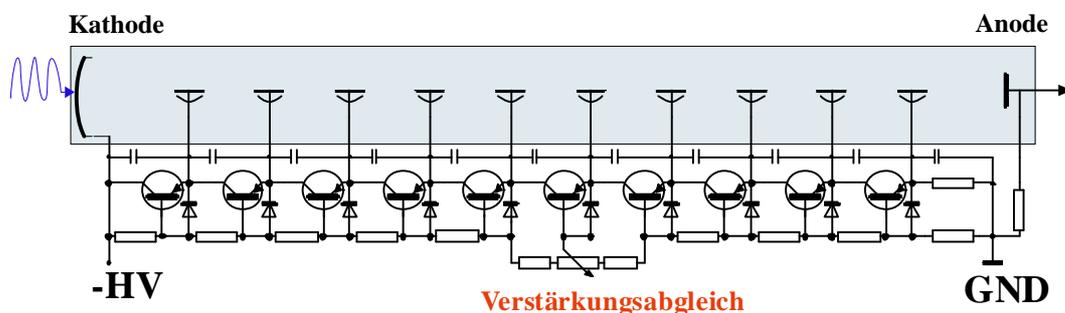
Abb. 5.7: Funktionsweise des Photomultiplier-Teststands. Ein Photomultiplier wird mit Lichtpulse zweier gepulst betriebener LEDs vermessen, wobei die Lichtmenge über einen Strahlungsteiler mit schnellen Photodioden überwacht wird. Eine LED simuliert im Photomultiplier das Čerenkov-Licht von elastisch gestreuten Elektronen, während die andere LED durch eine variable Pulsrate die Belastung des Photomultiplier durch inelastische Streuprozesse simuliert.

Spannungsabfall am Spannungsteiler sinkt. Beim passiven Spannungsteiler sinkt an den letzten Dynoden ebenfalls bei Strombelastung die jeweilige Dynodenspannung, was ein Absinken der Verstärkung an diesen Dynoden zur Folge hat. Während jedoch die letzten Dynodenspannungen einbrechen, muß gemäß dem Gesetz von Kirchhoff die Gesamtspannung auf dem Spannungsteiler erhalten bleiben, was einen Anstieg der Dynodenspannungen an den anderen Stufen bewirkt. Insbesondere bewirkt eine Erhöhung der Spannung zwischen Kathode und Dynode D₁ eine Überkompensierung der Verstärkungsabfälle der letzten Dynoden, so daß die Verstärkung paradoxerweise mit steigendem Anodenstrom zuerst zunimmt. Ist der Sättigungsbereich des Kathodenstroms erreicht, bricht die Verstärkung rapide zusammen. Detailliertere Informationen zum Design eines Spannungsteilers finden sich in den technischen Unterlagen von Photomultiplier-Herstellern, beispielsweise in [Electron Tubes, Hamamatsu 1994, Philips 1994].

Im Entwurf eines passiven Spannungsteilers wird zur Vermeidung einer Ratenabhängigkeit der Verstärkung als Stabilitätskriterium gefordert, daß auf der (vor)letzten Dynode das Verhältnis des Längsstroms I_L zum Anodenstrom I_A größer als 100 sein soll (siehe Abb. 5.8(a)). Dies würde jedoch eine niederohmige Spannungsteiler-Kette erfordern, die einerseits einen Hochspannungskanal mit ei-



(a) Passiver Spannungsteiler



(b) Aktiver Spannungsteiler

Abb. 5.8: Beim passiven Spannungsteiler werden über die Spannungsabfälle einer Widerstandskette die benötigten Dynodenspannungen erzeugt. Eine Ratenfestigkeit ist gegeben, wenn der Längsstrom I_L etwa ein Faktor 100 größer ist als der Strom I_A , der von der letzten Dynode zur Anode fließt. Ansonsten wird bei hohen Raten der Spannungsteiler an den letzten Dynoden und Anode durch die abfließenden Ströme belastet. Beim aktiven Spannungsteiler werden durch eine zusätzliche Transistorkette die Dynodenspannungen durch eine Reihenschaltung von Spannungsfolgern konstant gehalten. In der Widerstandskette befindet sich ein Potentiometer, das eine Feinabstimmung der Verstärkung ermöglicht.

nem hohen Ruhestrom belastet und darüberhinaus zur entsprechenden Erwärmung der Photomultiplier und des Kalorimeters führen.

Bei einem aktiven Spannungsteiler wird die Problematik des belasteten Spannungsteilers umgangen, indem eine Widerstandskette eine Transistorkette ansteuert. Grundprinzip hierbei ist die Reihenschaltung von Emitterfolgern (Spannungsfolgern), bei der eine Stromentnahme an der Transistorkette nicht die Spannungsabfälle an der Widerstandskette beeinflusst. An der Widerstandskette werden durch die Wahl der Widerstände die Referenzspannungen für die Dynoden eingestellt und durch die Emitterschaltung stromstabil an den Dynoden gehalten. In Zusammen-

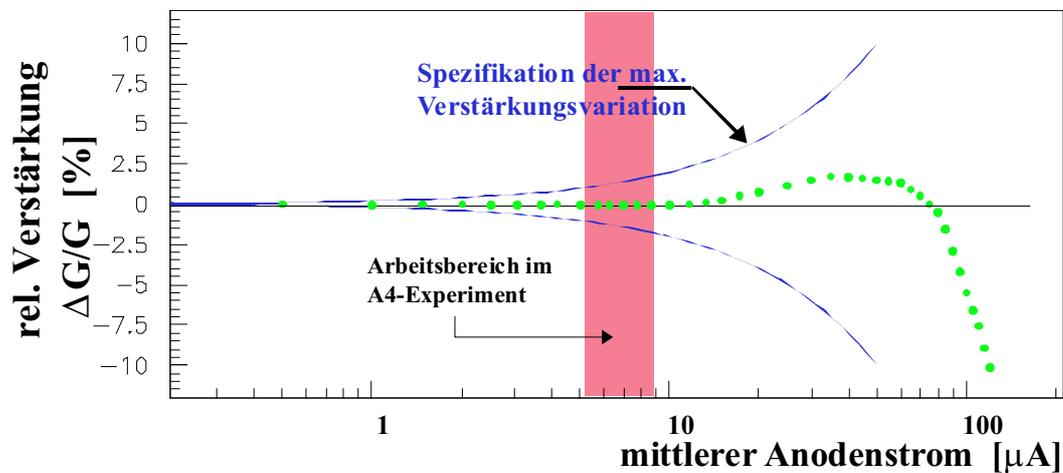
arbeit mit IPN Orsay¹³ wurde ein solcher aktiv stabilisierter und ratenfester Spannungsteiler entwickelt und gebaut. Ein Photo des Spannungsteilers ist in Abbildung 5.11 dargestellt. Der Spannungsteiler besteht aus zwei Platinen, die über eine Kaptonfolie mit innenliegenden Signalleitungen flexibel miteinander verbunden sind. Die runde Platine dient wesentlich zur Aufnahme des Sockels und des Signalkabels. Auf der rechteckigen Platine ist in SMD¹⁴-Bauweise der aktive Spannungsteiler aufgebaut. Der genaue Schaltplan ist im Anhang A.9 aufgeführt. Als Transistoren wurden NPN-MOSFET verwendet, die durch ihren hohen Eingangswiderstand und geringe Temperaturabhängigkeit die Dynodenspannungen stabil halten. Der Ruhestrom wird in der Schaltung durch die Widerstände R22 und R15 bestimmt und beträgt etwa $20 \mu\text{A}$. Die Verlustleistung eines Spannungsteilers liegt bei etwa 0.3 W .

Die Messung der Ratenfestigkeit des aktiven Spannungsteilers ist in Abb. 5.9(a) dargestellt. Man erkennt eine wesentlich bessere Ratenfestigkeit im Vergleich zum passiven Spannungsteiler. Die relative Verstärkung bleibt innerhalb der geforderten Spezifikation von $\pm 2\%$ und ist quasi Null im Arbeitsbereich des Experiments. Auch hier zeigt sich vor dem Verstärkungseinbruch eine Erhöhung der relativen Verstärkung mit steigendem Anodenstrom, jedoch fällt diese im Vergleich zum passiven Spannungsteiler sehr moderat aus. Änderungen der Meßparameter (z.B. Pulsrate, Lichtintensität und Hochspannung) ändern den Arbeitsbereich (mittlerer Anodenstrom) des Photomultipliers und führen zu einer Drift in der Verstärkung. Bei den Messungen mußte generell darauf geachtet werden, daß das Ausgangssignal des Photomultipliers stabil war, damit die Messungen reproduzierbar waren. Ansonsten sind die Messungen abhängig von der Vorgeschichte des Photomultipliers, was sich ein Hysterese-Verhalten äußerte.

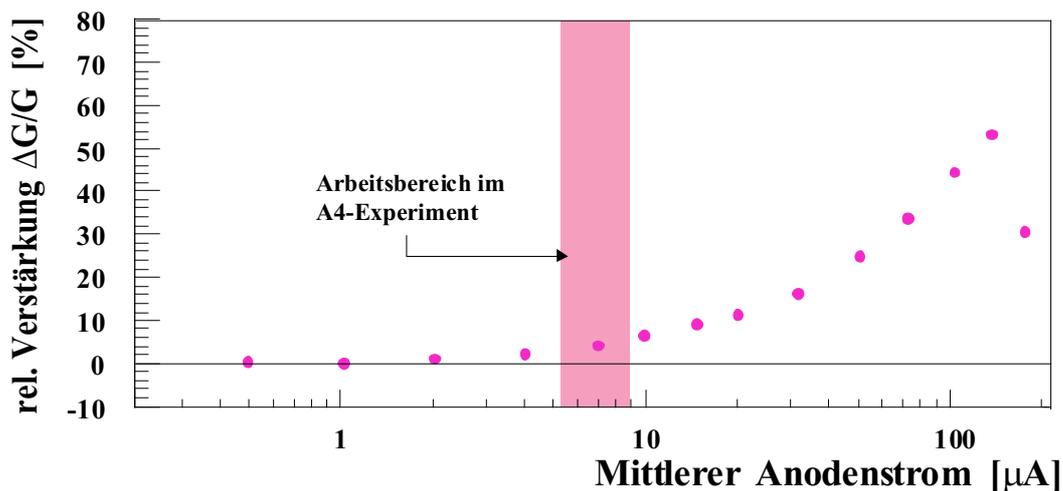
Wichtiges Kriterium für ein lineares Antwortverhalten des Kalorimeters ist die Linearität der Lichtauslese in Abhängigkeit von der Lichtintensität. Im Teststand wurde die Rate des inelastischen LED-Pulsers auf einen mittleren Anodenstrom von $9 \mu\text{A}$ fest eingestellt. Beim 'elastischen' LED-Pulser wurde die Lichtmenge variiert und auf die geeichte Monitor-Photodiode normiert. Gemessen wurde beim Photomultiplier die Spitzenspannung und die Ladung des 'elastischen' Ausgangssignals in Abhängigkeit der Lichtintensität (siehe Abb. 5.10). Die Abhängigkeit der im Photomultiplierpuls enthaltene Ladung verläuft im gesamten Bereich linear zur Lichtintensität. Damit ist für die Lichtauslese eines Kalorimetermoduls in der nachfolgenden Elektronik gewährleistet, daß die histogrammierte Ladung für das Energiespektrum ebenfalls im gesamten Bereich linear skaliert ist. Im Gegensatz dazu ist die Abhängigkeit der Spitzenamplitude von der Lichtmenge ab etwa 2 V nichtlinear, die gemessenen Amplituden liegen unterhalb der erwarteten Amplituden. Hervorgeru-

¹³IPN, Institute de Physique Nucléaire, Orsay, Frankreich

¹⁴Surface Mounted Devices



(a) Relative Verstärkungsänderung eines aktiven Spannungsteilers



(b) Relative Verstärkungsänderung eines passiven Spannungsteilers

Abb. 5.9: Relative Verstärkungsänderung eines Photomultipliers bei Verwendung eines aktiven und passiven Spannungsteilers. Durch die aktive Stabilisierung der Dynodenspannungen fällt die relative Verstärkungsänderung in Abhängigkeit der Ereignisrate bzw. des mittleren Anodenstrom deutlich schwächer aus als bei einem passiven Spannungsteiler und ist mit Null verträglich im Arbeitsbereich des A4-Experiments. Beim passiven Spannungsteiler ist deutlich ein Anwachsen der Verstärkung mit der Ereignisrate zu erkennen, d.h. es zeigt sich ein nichtlineares Verhalten in der Verstärkung des Photomultipliers. Bei hohen Strömen bricht die Verstärkung aufgrund von Raumladungseffekten zwischen letzter Dynode und Anode zusammen.

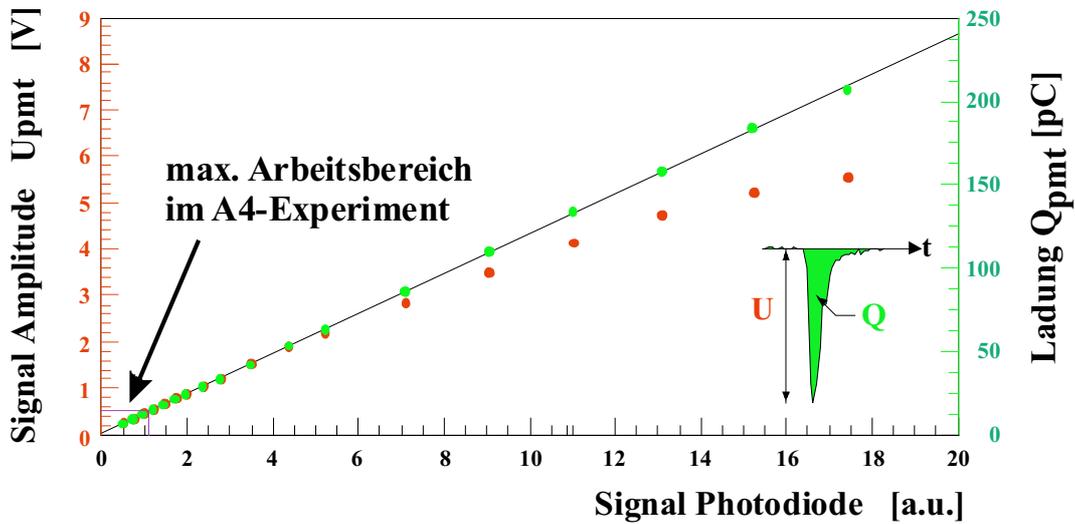


Abb. 5.10: Die Pulshöhe und Pulsladung eines Photomultipliersignals wurde in Abhängigkeit der Lichtintensität gemessen. Während die Pulsladung linear mit der Lichtintensität verläuft, zeigt sich ab einer Pulshöhe von etwa 2 V Spitzenamplitude ein nichtlineares Verhalten. Die maximale Pulshöhe eines Kalorimetermoduls liegt im Experiment bei etwa 0.5 V.

fen wird diese Nichtlinearität durch die Verformung des Photomultiplier-Signals, bei der aber die im Puls enthaltene Ladung konstant bleibt. Der Photomultiplier bzw. Spannungsteiler ist dann nicht mehr in der Lage, den geforderten Spitzenstrom $I_{Puls} = U_{Puls}/50\Omega$ zu liefern, der etwa um den Faktor 1000 höher liegt als der mittlere Anodenstrom. Dies resultiert bei steigender Belastung in einer kleineren Signalhöhe, gleichzeitig nimmt die Signalbreite entsprechend zu. Betrachtet man sich ein solches Photomultiplier-Signal mit einem Oszilloskop, so ist diese nichtlineare Verformung aber nur sehr schwer zu erkennen. In einigen Funktionsblöcken der Kalorimeter-Elektronik, die sehr sensitiv auf die Signalforn sind (z.B. Doppelpuls-Erkennung), wäre ein nichtlineares Verhalten von Nachteil. Jedoch liegen die Signalhöhen im Experiment unter 500 mV, d.h. im linearen Bereich. Die absolute Verstärkung eines Photomultipliers ist abhängig von der angelegten Hochspannung. Mit dem Teststand wurde die Antwort auf einen Lichtpuls mit konstanter Lichtmenge in Abhängigkeit von der Hochspannung untersucht. Für die Pulsladung Q und für die Pulshöhe U des Photomultipliersignal gilt folgender Zusammenhang [Philips 1994]:

$$Q = \alpha_Q \cdot (HV)^{\beta_Q} \quad \text{bzw.} \quad U = \alpha_U \cdot (HV)^{\beta_U} \quad (5.5)$$

wobei sowohl α als auch β von Photomultiplier zu Photomultiplier variieren. Die Hochspannung wurde in einem Bereich von etwa 1000 V bis 1500 V verändert und die Pulsladung mit einem ladungsintegrierenden ADC und die Pulshöhe mit einem

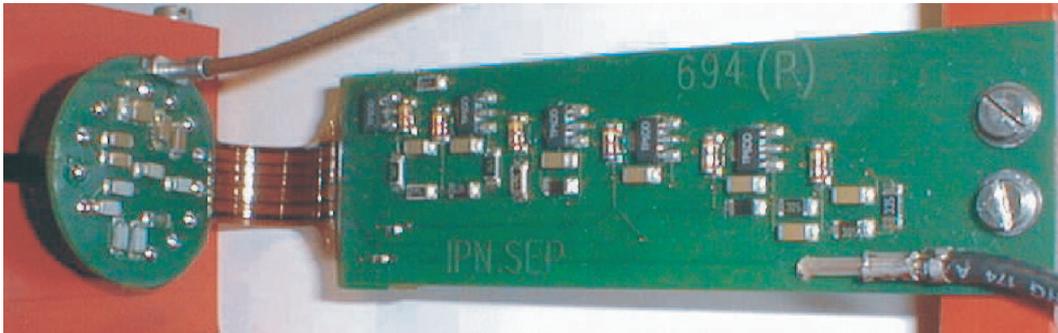


Abb. 5.11: Aktiv stabilisierter Spannungsteiler. Der Photomultiplier wird auf der Rückseite der runden Platine aufgesteckt, an der das Signalkabel angeschlossen ist. Der aktiv stabilisierte Spannungsteiler ist auf der rechteckigen Platine aufgebaut und ist doppelseitig bestückt. Das Potentiometer zum Verstärkungsabgleich befindet sich auf der Rückseite der Platine. Auf der Platine ist ein Teil der Transistor- und Widerstands-Kette in SMD-Bauweise zu erkennen, sowie unten rechts der Anschluß des Hochspannungskabels. Beide Platinen sind über eine flexible Kaptonfolie mit innenliegenden Leiterbahnen verbunden.

digitalen Oszilloskop für 10 Photomultiplier bestimmt. Aus der Anpassung einer Geraden an die doppeltlogarithmischen Datensätze erhält man die gesuchten Werte:

$$\begin{aligned} \alpha_Q &= -43.20 \pm 3.45 & \alpha_U &= -46.91 \pm 3.45 \\ \beta_Q &= 7.00 \pm 0.48 & \beta_U &= 7.54 \pm 0.48 \end{aligned} \quad (5.6)$$

5.4 Abgleich von Photomultipliern und Spannungsteilern

Zur Bestimmung der deponierten Energie eines Ereignisses im Kalorimeter ist es zwingend erforderlich, daß alle Kalorimetermodule unter gleichen Bedingungen gleiche Signal-Amplituden bzw. die darin enthaltene Ladung zur gleichen Zeit liefern. Diese Forderung der Uniformität ist eine Grundvoraussetzung zur korrekten Ereignis-Verarbeitung in der Auslese-Elektronik, insb. um eine bestmögliche Energieauflösung zu erreichen. Aufgrund der individuellen Transmission und Lichtsammlung eines Kristalls, der individuellen spektralen Lichtempfindlichkeit eines Photomultipliers und der Bauteiltoleranzen im aktiven Spannungsteiler erhält man a priori keine 1022 uniformen Kalorimetermodule. Entscheidend hierbei ist die Möglichkeit in der Anpassung der Verstärkung eines Photomultipliers auf eine nominelle Verstärkung und die Möglichkeit eines Zeitabgleichs. Bei der

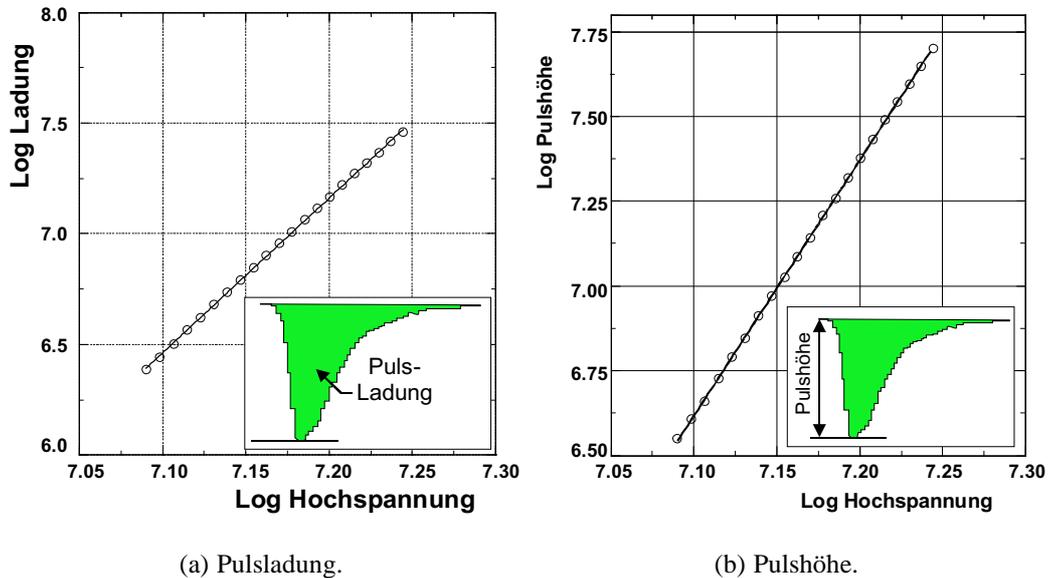


Abb. 5.12: Hochspannungs-Kennlinie eines Photomultipliers. Aufgetragen sind die Pulsladung und Pulshöhe in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung in doppelt logarithmischer Darstellung. Die Meßwerte liegen gut auf einer Geraden und erfüllen damit den Zusammenhang aus Gleichung 5.5.

Vermessung der Anoden-Sensitivität eines jeden Photomultipliers wurde bei der Selektion die zugehörige Hochspannung HV_{norm} ermittelt, bei der die nominelle Verstärkung $G=0.5 \times 10^6$ erreicht wurde. Die Verstärkungsbestimmung gilt aber nur für den Referenz-Spannungsteiler, der bei der Selektion der Photomultiplier verwendet wurde. Durch Toleranzen der verwendeten SMD-Widerstände variieren die einzelnen Dynodenspannungen, d.h. es ergibt sich für jeden Spannungsteiler eine andere Gesamtverstärkung bei gleichem Photomultiplier und gleicher Hochspannung. Es ist deshalb erforderlich, daß die Kombination Photomultiplier und Spannungsteiler individuell in der Verstärkung und in der Laufzeit abgeglichen werden. Zum Verstärkungs-Abgleich ist auf dem Spannungsteiler in der Widerstandskette ein Potentiometer eingebaut, das eine Einstellung der Dynodenspannungen von D_4 und D_5 erlaubt (siehe Abbildungen 5.13 und A.9). Dabei bleibt die Summe der Dynoden-Spannungen von D_4 und D_5 erhalten ($U_{D4} + U_{D5} = \text{const}$). Die relative Aufteilung auf D_4 und D_5 wird über das Potentiometer eingestellt, die restlichen Dynodenspannungen bleiben unverändert. Dies ermöglicht eine gezielte Variation der Verstärkung $G' = \alpha \cdot G$, wobei α in einem Bereich von $[0, 1.2]$ einstellbar ist. In dem Referenz-Spannungsteiler wurde $U_{D4} = U_{D5}$ eingestellt, dies entspricht $\alpha=1$. Die aufgeführten Vorstudien zur Untersuchung der Charakteristik von Photomultipliern und Spannungsteilern bildeten die Grundlage zum Bau und Betrieb eines Prüf- und Teststands in IPN Orsay, mit dem 1070 Photomultiplier und Spannungsteiler aufeinander abgeglichen wurden. Der prinzipielle Aufbau des Teststands ist

in Abbildung 5.14 dargestellt.

In einer lichtdichten Holzkiste befanden sich acht Photomultiplier und deren Spannungsteiler, wobei die sieben Kombinationen relativ auf eine Referenz-Kombination abgeglichen wurden. Als Referenz wurden dazu zwei Photomultiplier (einer in Reserve) in den Voruntersuchungen ausgewählt, bei denen die Verstärkungsdrift minimal ist. Die Verstärkungs-Kennlinien der Referenz-Photomultiplier wurden über den LED-Teststand mit dem Referenz-Spannungsteiler bestimmt, damit deren Spannungsteiler entsprechend auf die Nominal-Verstärkung abgeglichen werden konnten. Das Meßprinzip des Teststands ist eine modifizierte Version des LED-Teststands zur Charakterisierung eines Photomultipliers. Auch hier wurden die Photokathoden mit zwei LEDs beleuchtet, wobei eine LED die elastischen und die andere LED die nichtelastischen Streuereignisse simuliert. Die Lichtpulse wurden den jeweiligen Photomultipliern durch Aufsteck-Kappen zugeführt, in welchen jeweils drei eingelassene Glasfasern symmetrisch die Photokathode aus etwa 2 cm Entfernung ausleuchteten. Es wurden mehrere Lichtleiter verwendet, um eine Variation der Verstärkung durch eine ortsabhängige Quanteneffizienz und Verfälschungen im Zeitabgleich durch eine ortsabhängige Signaldurchlaufzeit der Photokathode zu vermeiden. Jeder Spannungsteiler wurde an einem Kanal eines programmierbaren Hochspannungs-Netzgeräts angeschlossen und mit der jeweiligen nominalen Spannung HV_{norm} des angeschlossenen Photomultipliers versorgt. Das Signal eines Photomultipliers steckte wahlweise in einem ADC¹⁵ oder in einem TDC¹⁶ zum Abgleich. In der Datenaufnahme wurden durch einen ADC die Schwerpunkte der gaussförmig verteilten Ladungen bestimmt, deren Lage durch die Einstellung des Potentiometers im laufenden Betrieb auf den Wert der Referenz-Kombination eingestellt wurde. Die Verstärkung relativ zur Referenz-Kombination konnte im Ladungsabgleich auf etwa $\pm 1\%$ relative Genauigkeit abgeglichen werden.

Abgesehen von der Referenz-Kombination wurde jeder Spannungsteiler mit einem 2 m langen Signalkabel getestet. Mit Hilfe des TDCs wurden die Zeitdifferenzen in der Signaldurchlaufzeit relativ zur Referenz-Kombination gemessen. Der Zeitabgleich eines Photomultipliers erfolgte durch Ersetzen des Signalkabels durch ein zeitabgeglichenes Signalkabel, dessen Länge L aus der gemessenen Zeitdifferenz und der Signalverzögerung $\Delta T / \Delta L = 4.8 \pm 0.1 \text{ ns/m}$ des verwendeten Kabels individuell bestimmt wurde. Im Zeitabgleich einer Photomultiplier-Spannungsteiler-Kombination wurde eine Genauigkeit von etwa $\pm 100 \text{ ps}$ erreicht.

¹⁵ADC= analog to digital converter. Eingesetzt wurde ein Le Croy 2249 A, 10 Bit, 0.25 pC/Kanal

¹⁶TDC= time to digital converter. Eingesetzt wurde ein Le Croy 2228 A, 11 Bit, 50 ps/Kanal

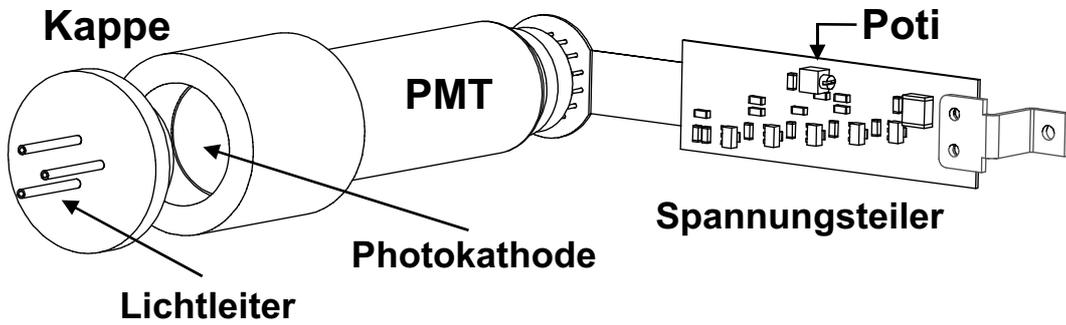


Abb. 5.13: Jeder Photomultiplier wurde mit dem zugehörigen Spannungsteiler auf eine nominelle Ladungsverstärkung abgeglichen. Dazu wurde jeder Photomultiplier mit seiner individuellen nominellen Hochspannung HV_{norm} betrieben. Durch drei Glasfaser wurden die Photokathode mit Lichtpulsen unter Experimentbedingungen beleuchtet. Durch Variation des Potentiometers wurde die Verstärkung auf eine Referenz-Verstärkung eingestellt.

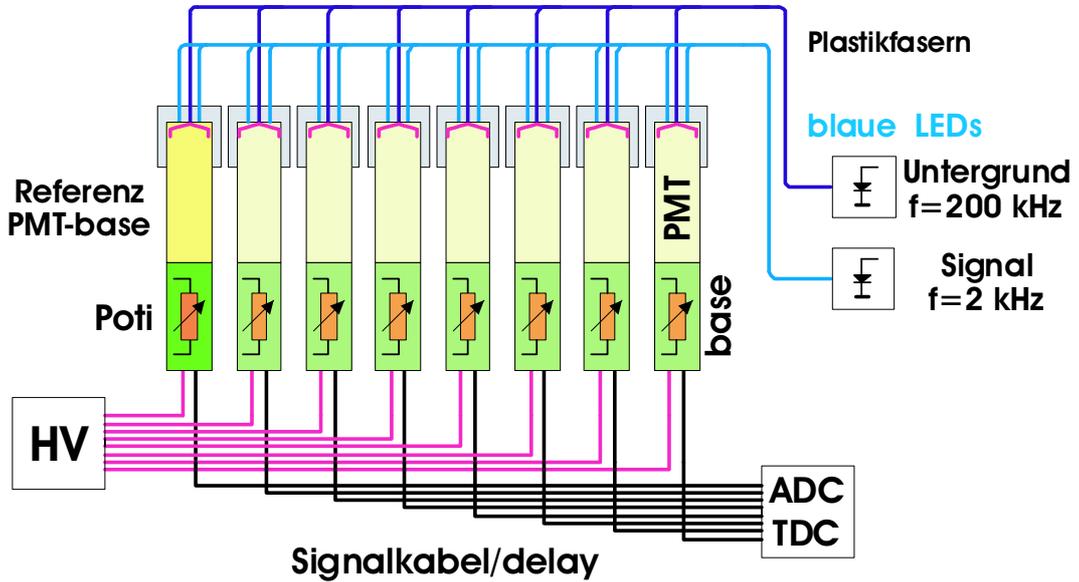


Abb. 5.14: Teststand zum Abgleich von sieben Photomultiplier und zugehörigen Spannungsteiler bezüglich einer Referenz-Kombination. Der Verstärkungsabgleich erfolgt durch die Variation des Potentiometers bei gleichzeitiger Messung der Pulsladung der Photomultipliersignale mit einem ADC. Der Abgleich in der Signaldurchlaufzeit erfolgte durch Messungen mit einem TDC und entsprechender Längen Anpassung des Signalkabels.

Kapitel 6

Einsatz des Kalorimeters am Elektronenstrahl

6.1 Einfluß von Spaltabständen zwischen den Kalorimetermodulen

Beim Zusammenbau der Kalorimetermodule zu einem Kalorimeter lassen sich Lücken zwischen den PbF_2 -Kristallen nicht vermeiden. An der Grenzfläche zwischen zwei Kristallen entsteht schon aufgrund der Verpackung der Kristalle ein Mindestabstand von zwei Lagen Reflektorfolie, was in unserem Fall etwa $240\ \mu\text{m}$ entspricht. Zusätzliche Lücken entstehen durch in der Geometrie toleranzbehaftete Kalorimetermodule, die eine lückenarme Ausrichtung der Module in einem Trägerrahmen erschweren. Ein Elektron, welches das Kalorimeter im Bereich einer Lücke trifft, deponiert weniger Energie als ein Elektron, welches den Bereich des Zentrums eines Kristalls trifft. Dies hat zur Folge, daß sich in den Bereichen der Lücken zwischen den Kristallen die Energieauflösung verschlechtert.

In der Konstruktion des Kalorimeters mußte man zwei gegensätzliche Anforderungen abwägen. Das Kalorimeter sollte unter Vermeidung von Spalten so lückenlos wie möglich aufgebaut sein, um den Energieverlust so minimal wie möglich zu halten. Andererseits darf bei dem Aufbau, bei dem sich die Kristalle zwangsläufig berühren, durch mechanische Verformungen des Kalorimeters keine Bruchgefahr der spröden Kristalle riskiert werden. In Zusammenarbeit mit IPN Orsay wurde in deren Konstruktionsabteilung mit Hilfe einer finiten Element-Analyse die mechanische Verformung für verschiedene Entwürfe berechnet. Die Statik-Analysen der ersten Entwürfe erforderten zum Ausgleich der Verformungen einen Spaltabstand zwischen den Kristallen von etwa 1 mm, um eine Zerstörung der Kristalle zu vermeiden. Dieser Spaltabstand ist jedoch physikalisch für ein vollabsorbierendes Kalorimeter nicht akzeptabel. Es stellte sich somit die Frage, inwieweit sich die

Spalte zwischen den Kristallen auf die Messung der Energieauflösung auswirken. Entscheidend für die Konstruktion des Kalorimeters ist der maximal physikalisch vertretbare Spaltabstand und die daraus folgende mechanische Steifheit des Kalorimeteraufbaus.

Zur Klärung der Frage des Einflusses der Spaltabstände wurde eine GEANT-Simulation mit einer auf das Grundprinzip reduzierten Kalorimetergeometrie durchgeführt. Dazu wurde der Bereich des Kalorimeters um den Spaltbereich betrachtet. In der Simulation besteht der Aufbau des vereinfachten Kalorimeters, das in Abb. 6.1 dargestellt ist, nur aus zwei PbF_2 -Blöcken, die durch einen Spalt voneinander getrennt sind. Die Blöcke haben eine Kantenlänge von 20 cm x 20 cm und eine Tiefe von 18 cm, was in etwa der Tiefe des längsten Kristalls im Kalorimeter entspricht. Die überdimensionierten Kantenlängen gewährleisten eine quasi vollständige transversale Energiedeposition des Schauers. Ein auftretender Energieverlust resultiert dann nur noch aus vernachlässigbarer Rückwärtsstreuung und aus dem Einfluß des Spalts zwischen den Blöcken. Desweiteren muß in der Simulation der Einfluß eines ausgedehnten Targets berücksichtigt werden. Hierbei ergeben sich für den Streuwinkel θ und für den Azimutwinkel ϕ zwei grundsätzlich unterschiedliche Situationen mit unterschiedlichen Konsequenzen für die räumliche Orientierung der Lücken.

Die Streuung eines Elektrons an einem Proton im Target kann in jedem Punkt entlang des primären Elektronenstrahls erfolgen. Durch die längliche Ausdehnung des Targets ergibt sich geometrisch bedingt auf einem festen Auftreffpunkt im Kalorimeter eine azimutale Winkelunschärfe im Streuwinkel θ [Grimm 1996]. Bei einer Target-Länge von 10 cm kann z.B. die Mitte des Moduls 4 in einem Winkelbereich von $\theta = 35^\circ \pm 1.5^\circ$ im gleichen Auftreffpunkt getroffen werden (siehe auch Abb. A.4). Die Winkelunschärfe im Polarwinkel ϕ kann wegen der geringen lateralen Ausdehnung des Elektronenstrahls vernachlässigt werden. Im realen Kalorimeter werden deshalb die Spalte nach ihrer Orientierung unterschieden. Bei Spalten zwischen zwei Kristallen in benachbarten Trägerrahmen (ϕ -Spalte) weisen die gestreuten Elektronen im Auftreffpunkt keine nennenswerte Winkelvariation zur Spaltebene auf. Dagegen muß bei Spalten zwischen zwei benachbarten Kristallen (θ -Spalte) innerhalb eines Trägerrahmens eine Winkelvariation zur Spaltebene von gestreuten Elektronen im Auftreffpunkt berücksichtigt werden. Die Simulationsparameter wurden gemäß Tabelle 6.1 variiert und ihr Einfluß auf die Energieauflösung untersucht. Ein 735 MeV Elektronen-Strahl trifft mittig bezüglich den Seitenkanten den unteren PbF_2 -Block mit einem vorgegebenen Abstand zur Spaltkante (x -Offset). Bei Betrachtung einer ϕ -Spalte ist der Eintrittswinkel parallel zur Spaltebene. Bei Betrachtung einer θ -Spalte wird der Eintrittswinkel im Auftreffort zusätzlich mit dem Winkel $\Delta\theta$ zur Spaltebene variiert. Bedingt durch den winkelabhängigen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung am Proton muß die Ratenabhängigkeit für verschiedene mögliche Einfallswinkel für einen Auftreffort berücksichtigt werden, um eine gemittelte

Energieauflösung anzugeben. Jede der insgesamt 1430 Parameter-Konstellationen wurde mit einer Statistik von 10.000 primären Elektronen simuliert. Bei der Simulation war die dazu benötigte Rechenzeit erheblich. Die zu diesem Zeitpunkt zur Verfügung stehenden Rechnerleistungen erzielten eine Geschwindigkeit von etwa 0.3 s/Elektron bei der Berechnung des elektromagnetischen Schauers und mehr als 80 s/Elektron unter Berücksichtigung des dabei gebildeten Čerenkov-Lichts. Dies würde einer reinen Rechenzeit von etwa 3 Wochen bzw. 15 Jahren entsprechen. Bei der Simulation wurde deshalb auf die Generierung von Čerenkov-Photonen verzichtet. Dafür wurde in der Bestimmung der Energieauflösung der Beitrag der Photonenstatistik mit einer angenommenen effektiven Lichtausbeute von 1.7 ± 0.1 p.e./MeV zur simulierten intrinsischen Energieauflösung berücksichtigt.

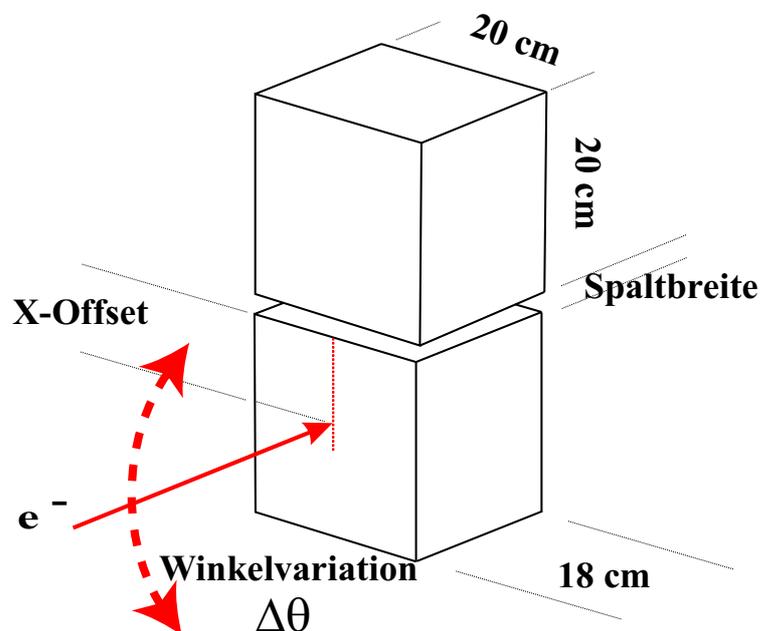


Abb. 6.1: Zwei gleichgroße PbF_2 -Blöcke sind durch einen variablen Spaltabstand voneinander getrennt. Der untere Block wird mittig bzgl. der rechten und linken Kante von einem Elektronenstrahl getroffen. In der Simulation wurde für den Elektronenstrahl der Abstand zur oberen Kanten (x-Offset), die Spaltbreite und der Einfallswinkel im Auftreffpunkt zur Spaltebene variiert, um den Einfluß dieser Parameter auf die Energieauflösung zu studieren.

Die aus der Simulation gewonnenen Energieauflösungen sind für einen ϕ -Spalt und für einen θ -Spalt in den Abbildungen 6.3(a) und 6.3(b) dargestellt. Aufgetragen ist die Energieauflösung als Funktion des Abstandes des Elektronenstrahls von der Spaltkante für ausgewählte Spaltabstände. Die angegebene Energieauflösung bezieht sich auf eine in der Literatur übliche Norm-Strahlenergie von 1 GeV. Für beide Spaltrichtungen (ϕ , θ) erkennt man eine Verschlechterung der Energie-

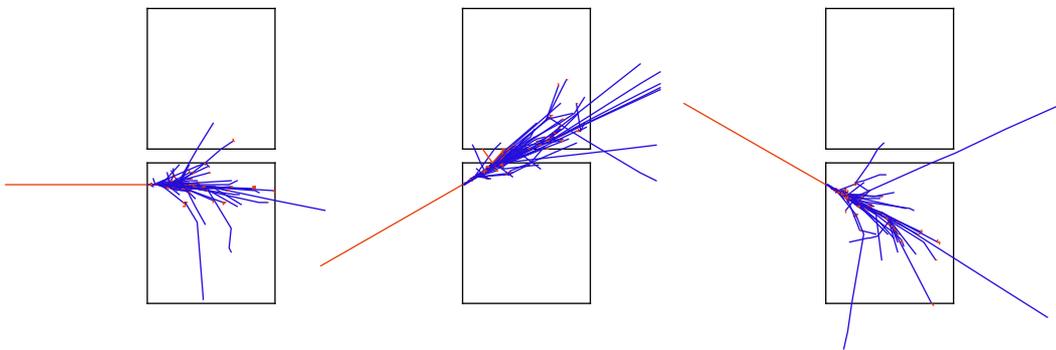


Abb. 6.2: GEANT-Simulation eines Schauers, der durch ein 735 MeV Elektron für drei Einschufwinkel erzeugt wird. Die beiden PbF_2 -Blöcke sind durch einen Spalt getrennt. Durchqueren die Sekundärteilchen in der Schauerentwicklung diesen Spalt, so wird der Schauer im Spalt unterbrochen und mehr Teilchen können entweichen. Die Folge ist eine geringere Energiedeposition durch eine höhere Leckage, die eine Verschlechterung der relativen Energieauflösung bewirkt.

auflösung bei abnehmendem Abstand des Elektronenstrahls zur Spaltkante. Bei einem nichtvorhandenen Spaltabstand ergibt sich erwartungsgemäß eine quasi ortsunabhängige Energieauflösung, deren Schwankungen nur durch statistische Schauerfluktuationen hervorgerufen werden. Bei Vergrößerung des Spaltabstands setzt eine Verschlechterung der Energieauflösung entsprechend bei größeren Abständen zur Spaltkante ein. Es zeigt sich, daß die Energieauflösung für die θ -Spalte eine stärkere Abhängigkeit von den Parametern aufweist als für die ϕ -Spalte, weil verschiedene Streuwinkel für einen Auftreffort zulässig sind. Diese Winkelvariation für θ -Spalte führt zu einer erheblichen Verschlechterung der relativen Energieauflösung.

In der Konstruktion des Kalorimeters wurde die erhöhte Empfindlichkeit von θ -Spalten berücksichtigt, indem durch drei Freiheitsgrade eine lückenarme Ausrichtung der sieben Kalorimetermodule in θ -Richtung in einem Trägerrahmen ermöglicht wurde (Kapitel 4.5). Der Spaltabstand kann entsprechend auf das Minimum von etwa $240\ \mu\text{m}$ reduziert werden. Gemäß der Simulation weist dieser realisierbare Spaltabstand in der simulierten Energieauflösung noch eine gemäßigte

Parameter	Minimum	Maximum	Schrittweite	Einheit
Spaltbreite	0.0	1.0	0.1	mm
$\Delta\theta$	-3.0	3.0	0.5	$^\circ$
X Position	0.5	5.0	0.5	mm

Tab. 6.1: Simulationsparameter zur Untersuchung des Spalteinflusses auf die Energieauflösung.

Parameterabhängigkeit in Bezug auf die Energieauflösung auf, während ein Spaltabstand von 1 mm die Durchführung des A4-Experiment ernsthaft in Frage stellen würde. In der Justage der Kalorimetermodule führt eine Minimierung der θ -Spaltabstände bedingt durch die realen Geometrien der Kristalle zwangsläufig zu zusätzlichen Spaltabständen der Kristalle zwischen benachbarten Trägerrahmen. Jedoch zeigt die Simulation eine physikalisch noch vertretbare Abhängigkeit der Energieauflösung vom Spaltabstand.

Experimentell wurden Messungen an einem Testkalorimeter durchgeführt, um den Effekt von Lücken zu studieren. Das Testkalorimeter bestand aus einer 5x5-Matrix, wobei aber nur die innere 3x3-Matrix mit Photomultipliern ausgelesen wurde. Die äußeren Module ermöglichten eine Rückstreuung des elektromagnetischen Schauers in die innere 3x3-Matrix.

Der komplette Aufbau des Testkalorimeters befand sich innerhalb einer lichtdichten Aluminium-Box. Mit Hilfe eines fernsteuerbaren Hub- und Verschiebe-Tisches konnte der Aufbau im Strahlbetrieb mit einer Genauigkeit von ± 0.2 mm horizontal und vertikal verschoben werden. Als Trigger für die Datenaufnahme dienten die Signale zweier senkrecht gekreuzter Fiber-Szintillatoren¹, deren Enden mit Photomultipliern ausgelesen wurden. Das Trigger-Kreuz war direkt am Vakuum-Austrittsfenster des Elektronenstrahlrohrs positioniert. Das Testkalorimeter befand sich etwa 20 cm davon entfernt. Die Koinzidenz der diskriminierten Ausgangssignale startete die Datenaufnahme für Elektronen, die in beiden Szintillatoren mit entsprechend hoher Diskriminator-Schwelle nachgewiesen wurden. Durch das Faserkreuz wurde ein definierter Auftreffpunkt im Kalorimeter festgelegt.

Bevor eine ortsabhängige Messung durchgeführt werden konnte, mußte im ersten Schritt die Mitte des zentralen Kristalls gefunden werden. Durch horizontales und vertikales Verschieben des Aufbaus wird der Einschußort gesucht, an dem die Energiedeposition maximal ist. Ein typisches Energiespektrum eines Kalorimetermoduls für einen zentralen Einschuß mit 855 MeV Elektronen ist in Abbildung 6.4 dargestellt. An das ADC-Spektrum wurden zwei Gaußfunktionen angepaßt, jeweils eine für die linke und rechte Flanke des Spektrums:

$$f(x) = \begin{cases} Y_0 \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_1^2}\right) & x < x_0 \\ Y_0 \cdot \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_2^2}\right) & x \geq x_0 \end{cases} \quad (6.1)$$

Die relative Energieauflösung der quasi monoenergetischen Elektronen für das (zentrale) Kalorimetermodul wurde wie folgt bestimmt:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\frac{1}{2} \cdot (\sigma_1 + \sigma_2)}{x_0} \quad (6.2)$$

¹Plastik-Szintillator-Vierkantstäbe (BC 408), Triggerfläche max. 2 mm x 2 mm

Die Mittelwerte, Sigmasbreiten und relative Energieauflösungen der histogrammierten Ladung des Photomultipliers wurden in Abhängigkeit einer horizontalen bzw. vertikalen Raumrichtung aufgetragen. Durch das Anpassen einer Parabel erhält man für diese Größen eine Ortsabhängigkeit, aus der sich das geometrische Zentrum eines Kristalls bestimmen läßt. Aus dem hiermit bestimmten Zentrum des Mittenkristalls lassen sich aus Tabelle 6.2 bzw. Abbildung 6.7 die geometrischen Zentren der übrigen Kristalle der 3x3-Matrix errechnen. Durch wiederholtes horizontales oder vertikales Verfahren des Testkalorimeters an diesen Positionen konnten die exakten Lagen der Kristallzentren mit einer Genauigkeit von etwa 0.2 mm bestimmt werden.

Im zweiten Schritt fand eine Verstärkungskalibration der neun Kalorimetermodule der 3x3-Matrix statt. Beim zentralen Einschub in das jeweilige Kalorimetermodul wurde die entsprechende Hochspannung des Photomultipliers so gewählt, daß jeder Photomultiplier die gleiche Ladungsmenge Q lieferte.

Das mit dieser Prozedur kalibrierte Testkalorimeter wurde um das Zentrum des zentralen Kalorimetermoduls horizontal um ± 25 mm verfahren. Der ortsabhängige Verlauf der relativen Energieauflösung der 3x3-Matrix ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Die relative Energieauflösung war am besten im Zentrum des Mittenkristalls und verschlechterte sich in dem Bereich um die beiden Spalte zwischen den Kristallen. Der Spaltabstand betrug etwa $240 \mu\text{m}$ (entspricht zwei Lagen Reflektorfolie), aber durch die pyramidale Form der Kristalle wurde bei einem effektiv vergrößerten Spaltabstand gemessen. Wurde der Elektronenstrahl außerhalb des Mittenkristalls gefahren, so nahm die Energieauflösung wegen der sinkenden Leckage beim Verlassen des Spaltbereichs wieder ab. Mit weiter zunehmendem Abstand vom Zentrum wurde der Schauer aus der 3x3-Matrix verschoben, d.h. es wurde nicht mehr der ganze Schauer bzw. die gesamte Energie erfaßt, was zur Zunahme der relativen Energieauflösung führte.

Modul	1	2	3	4	5	6	7	8	9
x_+ [cm]	-2.7	-0.1	+2.5	-2.6	0.0	+2.6	-2.5	+0.1	+2.7
y_+ [cm]	+2.4	+2.6	+2.8	-0.1	0.0	+0.1	-2.6	-2.6	-2.6

Tab. 6.2: Positionen der geometrischen Zentren der Kristalle in einer 3x3-Kalorimetermatrix.

Der Einfluß von Spalten zwischen den Kristallen wurde mit dem Testkalorimeter auch unter realistischen Bedingungen studiert. Dazu wurde das Testkalorimeter unter einem Streuwinkel von $\theta = 35^\circ$ im Abstand von 1.15 m vom Target aufgebaut. Die Daten wurden mit einem CAMAC²-System aufgenommen, mit dem die Photomultipliersignale genau wie mit der in Kapitel 4.6 beschriebenen Kalorimeter-Elektronik verarbeitet wurden. Die Triggerung der Datenaufnahme

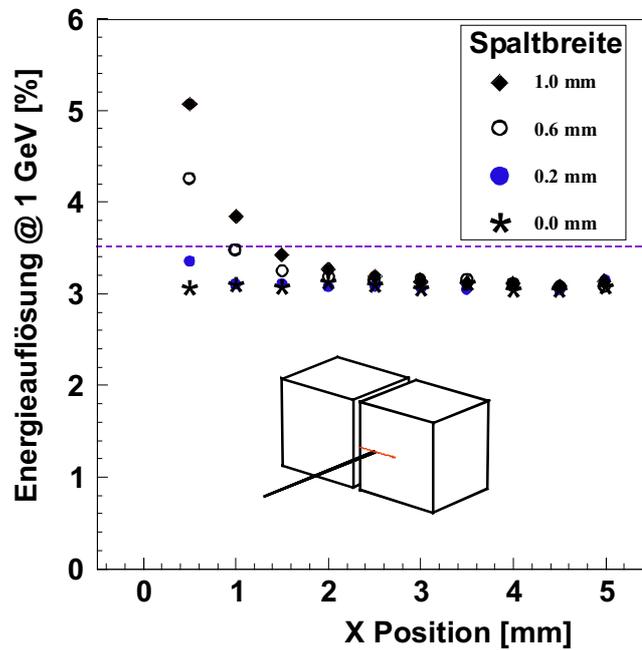
²CAMAC: Computer Automated Measurement and Control

zur Auslese des Testkalorimeters erfolgte hierbei ausschließlich durch Treffer im zentralen Kristall. Die verwendete Triggerung der Datenaufnahme entsprach dabei genau der Funktionsweise des 'Lokalen Maximums'. Vorteil des aufgebauten CAMAC-Auslesesystems war eine ereignisbezogene Archivierung der Daten. Zu einem Triggerereignis waren die einzelnen Energie-Depositionen in den neun Kalorimetermodulen bekannt. Diese Information ist in der Auslese-Elektronik des A4-Kalorimeters nicht mehr vollständig extrahierbar, da nur die Energie-Summe der neun Module und die Energie des zugehörigen Mittenmoduls korreliert histogrammiert wird. Das CAMAC-Auslesesystem erlaubte aus den gemessenen Energien in den Modulen die Rekonstruktion des Auftrefforts des einfallenden Elektrons. Verschiedene Methoden zur ereignisbezogenen Ortsrekonstruktion wurden durch die Bestimmung des Schauerschwerpunkts in einer 3x3-Matrix in [Grimm 1996] und in [Bugner 1998] untersucht, indem aus den ortsabhängigen Energiedepositionen entsprechende Algorithmen für eine Ortsrekonstruktion parametrisiert wurden.

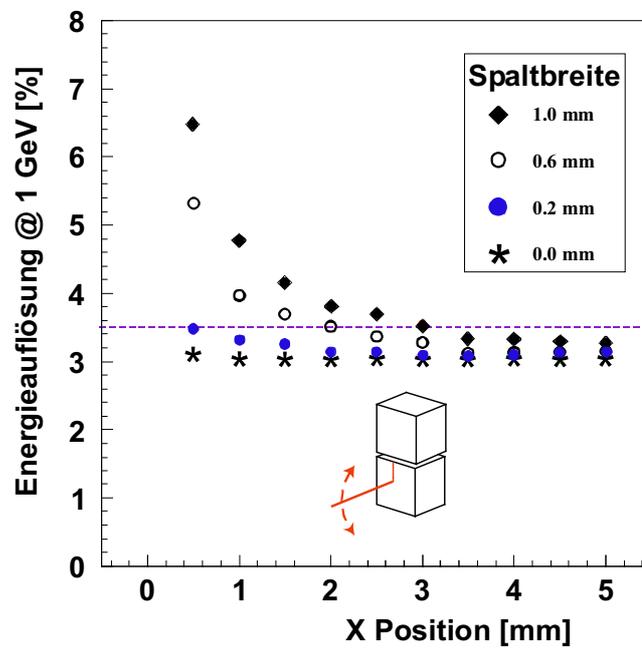
Für ein Testkalorimeter, welches am Target gestreute Elektronen nachwies, wurden die Auftrefforte im zentralen Kalorimetermodul durch eine solche Ortsrekonstruktion berechnet. Diese Auftrefforte wurden in einen Zentralbereich und in einen Randbereich unterteilt. Der Zentralbereich wurde dadurch definiert, daß der rekonstruierte Auftreffort des Elektrons nicht weiter als 12.5 mm in horizontaler oder vertikaler Richtung vom geometrischen Zentrum des zentralen Kalorimetermoduls entfernt war. Anschließend wurden für die beiden Zonen die zugehörigen Energiespektren untersucht, die in den Abbildungen 6.8(a) und 6.8(b) dargestellt sind. Durch die Forderung eines lokalen Maximums in der Ortsrekonstruktion (die Energiedeposition im zentralen Kalorimetermodul muß höher als die in jedem Nachbarmodul sein) wurde eine Verzerrung in der Rekonstruktion der eigentlich homogenen Trefferverteilung bewirkt. Dadurch wurden Treffer im Randbereich des zentralen Kalorimetermoduls stärker verworfen als Treffer im zentralen Bereich. Für den zentralen Bereich wurde eine relative Energieauflösung in der elastischen Linie bei 735 MeV von $\Delta E/E=3.9\%$ (entspricht $3.3\%/\sqrt{E}$) erreicht, im Randbereich verschlechterte sich die relative Energieauflösung dagegen auf $\Delta E/E=4.4\%$ (entspricht $3.8\%/\sqrt{E}$).

Die Auslese-Elektronik des Kalorimeters liefert für jeden der 511 Kalorimeterkanäle ein zweidimensionales digitalisiertes Energiespektrum für beide Polarisationsrichtungen. In diesem Spektrum ist für registrierte Ereignisse auf der x-Achse die Summe E_{total} der 3x3-Kalorimetermatrix und auf der y-Achse die Energie E_{center} für das zentrale Kalorimetermodul eingetragen, in dem das lokale Maximum der Energiedeposition nachgewiesen wurde. Die Auflösung der Summenenergie E_{total} beträgt 8 Bit und für die Energie des Zentralkristalls 6 Bit. Ein typisches zweidimensionales Spektrum ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Die gleichzeitige Messung von E_{total} und E_{center} ermöglicht durch die Festlegung des Verhältnisses $E_{\text{center}}/E_{\text{total}}$ im zweidimensionalen Spektrum ein Schnittkriterium. Dadurch können nicht akzeptable

ble Ereignisse, die aus Treffern der Elektronen im Randbereich des Mittenkristalls stammen, verworfen werden. Ein konstantes Verhältnis $E_{\text{center}}/E_{\text{total}}$ entspricht im zweidimensionalen Spektrum einer Geraden mit der Steigung $E_{\text{center}}/E_{\text{total}}$. Als Schnittkriterium würden dann nur die Ereignisse oberhalb der Geraden in der Analyse selektiert werden. Das Verhältnis $E_{\text{center}}/E_{\text{total}}$ ist ein Maß für die radiale Entfernung der Auftrefforte der Elektronen zum Zentrum des Mittenkristalls, was im Rahmen einer Diplomarbeit untersucht wurde [Bugner 1998]. Für die Analyse der Energiespektren bzw. der Extraktion der Asymmetrie wurde bisher aber noch kein Schnittkriterium im zweidimensionalen Energiespektrum eingesetzt.



(a) Verlauf der relativen Energieaufßung für einen ϕ -Spalt. Die Spaltorientierung entspricht im Kalorimeter den Spalten zwischen zwei benachbarten Trägerrahmen.



(b) Verlauf der relativen Energieaufßung für einen θ -Spalt. Die Spaltorientierung entspricht im Kalorimeter den Spalten zwischen zwei Kalorimetermodulen innerhalb eines Trägerrahmens.

Abb. 6.3: GEANT-Simulation zur Bestimmung der relativen Energieaufßung in Abhängigkeit der Spaltbreite und der Entfernung des Auftrefforts der Elektronen vom Kristallrand. Die relative Energieaufßung zeigt für einen θ -Spalt eine stärkere Abhängigkeit von den Parametern als bei einem ϕ -Spalt.

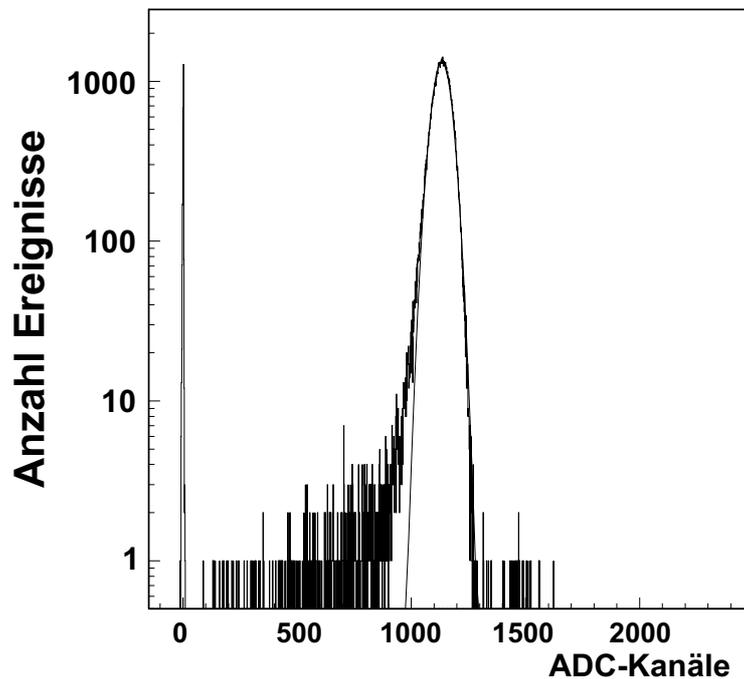


Abb. 6.4: Energiespektrum bei zentralem Einschuß des Testkalorimeters mit 855 MeV Elektronen. Angepaßt wurde die Gaußfunktion aus Gleichung 6.1, die über 2 Dekaden sehr gut das Spektrum beschreibt. Der niederenergetische Ausläufer wird durch eine unvollständige Energiedeposition (Leckage) erzeugt.

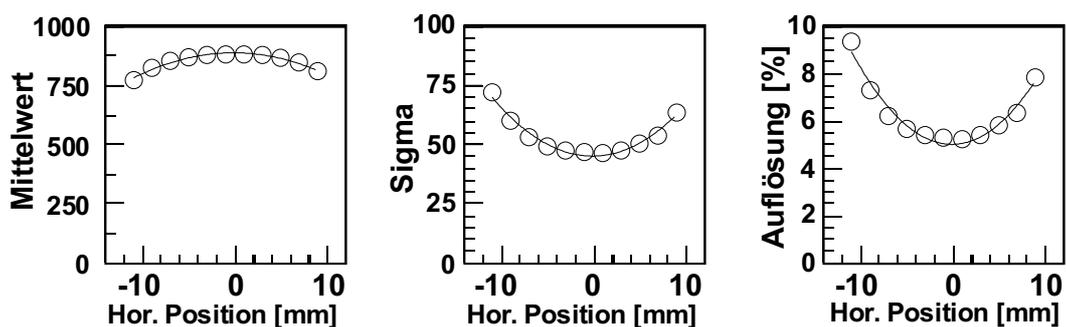


Abb. 6.5: Bestimmung der geometrischen Mitte eines Kristalls. Für verschiedene Einschußpositionen von monoenergetischen Elektronen in einem PbF_2 -Kristall wurde jeweils das zugehörige Energiespektrum gemessen. Mittelwert, Sigmabreite und die relative Energieauflösung zeigen eine Ortsabhängigkeit. Durch Anpassung einer Parabel an die Verläufe konnte die geometrische Mitte (Zentrum) des Kristalls mit einer Genauigkeit von etwa 0.2 mm bestimmt werden.

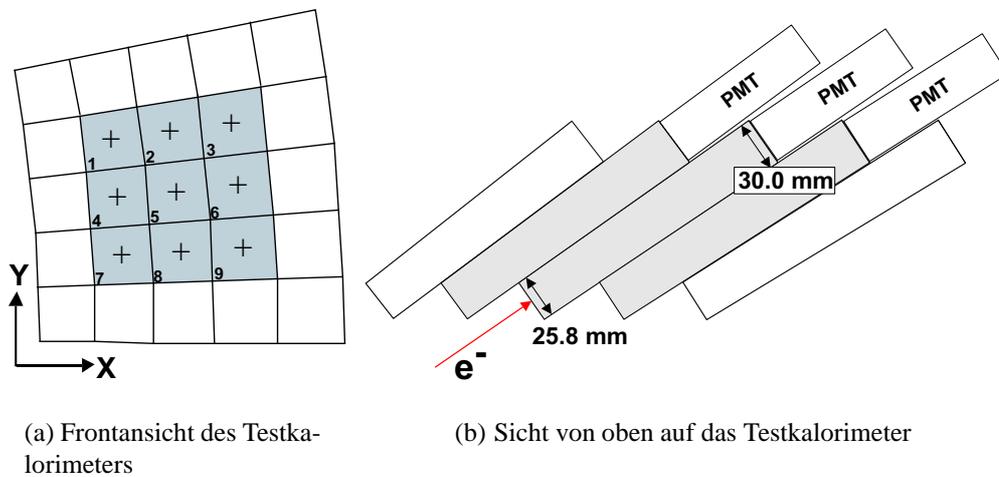


Abb. 6.6: Das Testkalorimeter besteht aus einer 5x5-Matrix, von der nur die innere 3x3-Matrix ausgelesen wurde. In der linken Abbildung sind die geometrischen Zentren der Kristalle durch Kreuze gekennzeichnet. In der rechten Abbildung ist die mittige Einschußposition des monoenergetischen Elektronenstrahls eingezeichnet. Die Kalorimetermodule sind analog zum Aufbau des Kalorimeters zueinander versetzt aufgebaut.

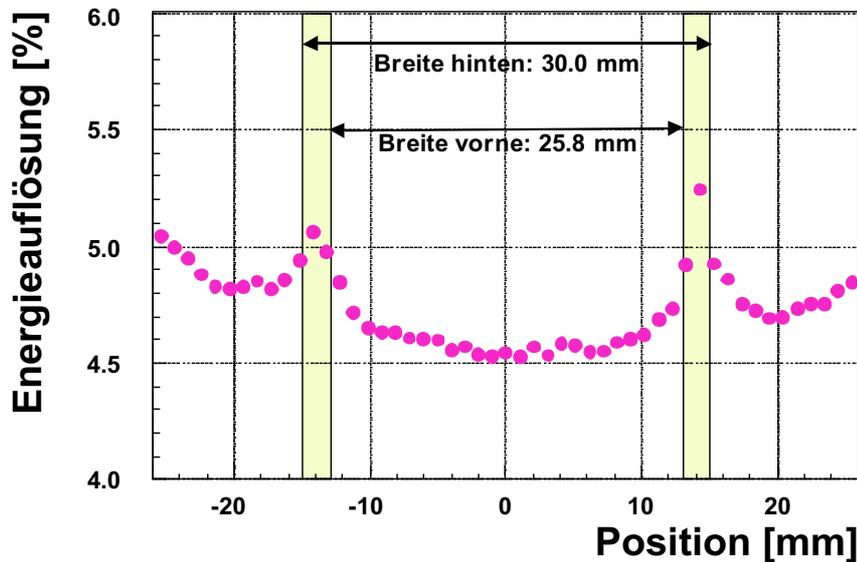


Abb. 6.7: Ortsabhängige Energieauflösung einer 3x3-Kalorimetermatrix für monoenergetische 85 MeV Elektronen. Die relative Energieauflösung ist minimal im Bereich des geometrischen Zentrums ($x=0$ mm) und verschlechtert sich in den Randbereichen.

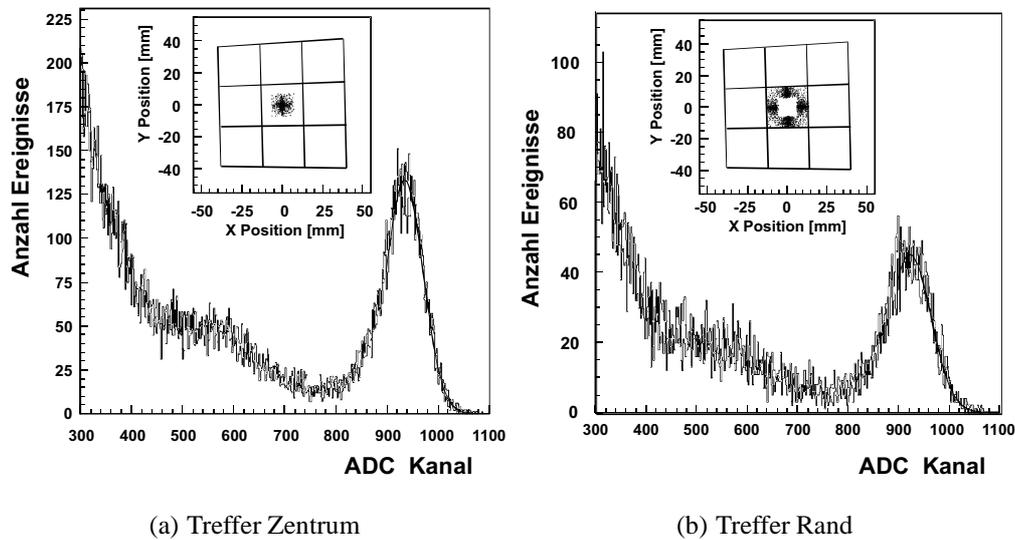


Abb. 6.8: Offine-Schnitte auf die rekonstruierten Auftrefforte im Testkalorimeter und deren Energiespektren. Bei Treffern in der Randzone verschlechterte sich die Energieauflösung der 3x3-Matrix gegenüber den Treffern im Zentrum.

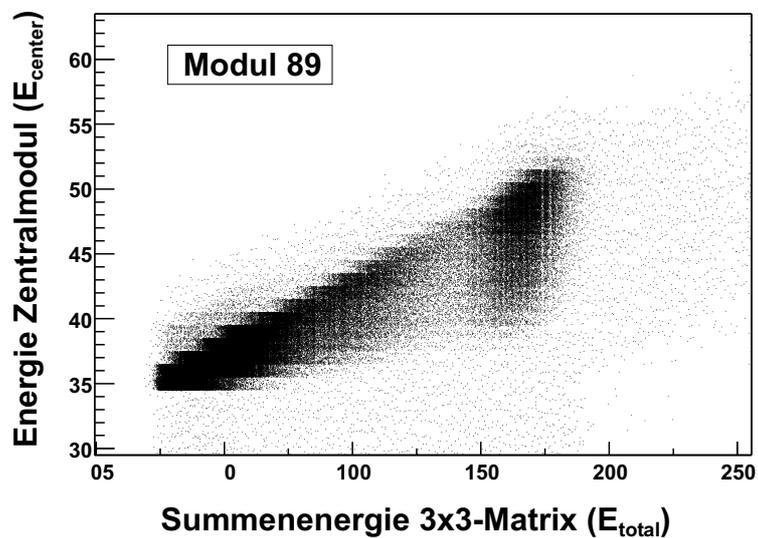


Abb. 6.9: Korreliertes zweidimensionales Energiespektrum von Kalorimeter-Kanal 89 für eine Polarisationsrichtung für an Wasserstoff gestreute Elektronen. Von jedem registrierten Ereignis im Kalorimetermodul wird die Energie E_{center} mit einer 6 Bit-Auflösung und die Summenenergie E_{total} der zugehörigen 3x3-Matrix mit einer 8 Bit-Auflösung histogrammiert.

6.2 Energiespektren des Kalorimeters

Projiziert man das zweidimensionale Spektrum (siehe Abbildung 6.9) auf die x-Achse, so erhält man das Energiespektrum eines 3x3-Clusters bzw. eines Kalorimeterkanals im Kalorimeter. Ein typisches Energiespektrum für einen Kalorimeterkanal an Wasserstoff gestreuter Elektronen ist in Abbildung 6.10(a) dargestellt.

In der Abbildung sind die Rohspektren und die auf differentielle Nichtlinearitäten (DNL) des 8 Bit-Wandlers korrigierten Spektren für beide Polarisationsrichtungen zu sehen, wobei die Spektren bzgl. der Polarisationsrichtungen kaum zu unterscheiden sind. Da das Kalorimeter eine direkte Sicht auf das Target hat, werden neben den elastisch gestreuten Elektronen noch eine Vielzahl anderer Reaktionsprodukte nachgewiesen. Zahlenmäßig überwiegen im Spektrum die inelastischen Streueignisse als niederenergetischer Untergrund, dessen Zählrate um etwa eine Größenordnung höher liegt als die Zählrate der elastischen Linie. Trotz der endlichen Energieauflösung des Kalorimetermaterials und durch Untergrundprozesse, die bis zur elastischen Linie reichen, ist eine eindeutige Trennung von elastisch gestreuten Elektronen und inelastischen Ereignissen im Spektrum fast vollständig möglich. Eine Erläuterung und quantitative Analyse der auftretenden Untergrundeignisse ist in [Heinen-Konschak 1994] aufgeführt. Zur rechten Seite des Spektrums ist deutlich die elastische Linie (elastischer Peak) von elastisch an Wasserstoff gestreuten Elektronen zu erkennen.

Die Form des asymmetrischen elastischen Peaks wird durch folgende phänomenologische Anpassungsfunktion $f(x)$ beschrieben:

$$f(x) = \begin{cases} Y_0 \cdot G_L(x) + Y_0 \cdot E(x) \cdot (1 - G_L(x)) & x < x_0 \\ Y_0 \cdot G_R(x) & x \geq x_0 \end{cases} \quad (6.3)$$

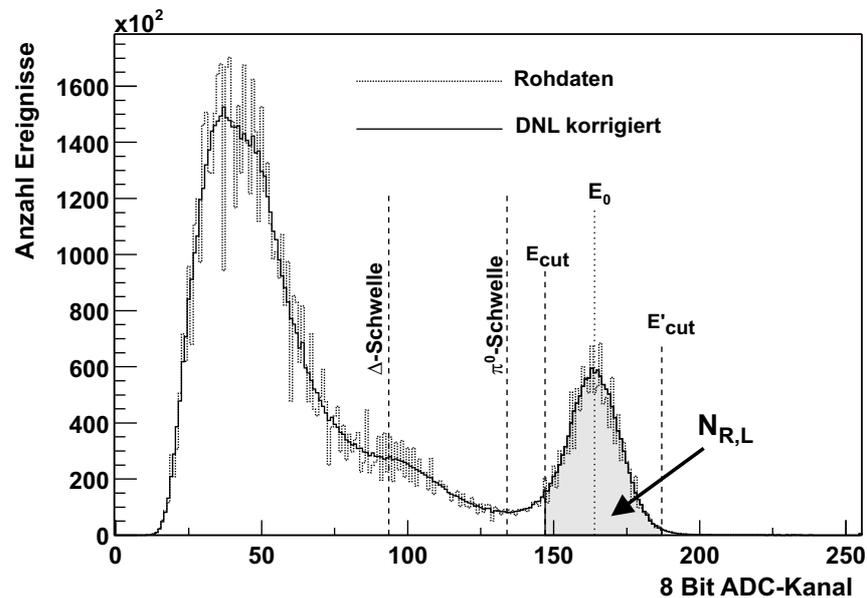
mit den Funktionen:

$$G_{L,R} = \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_{L,R}^2}\right) \quad (6.4)$$

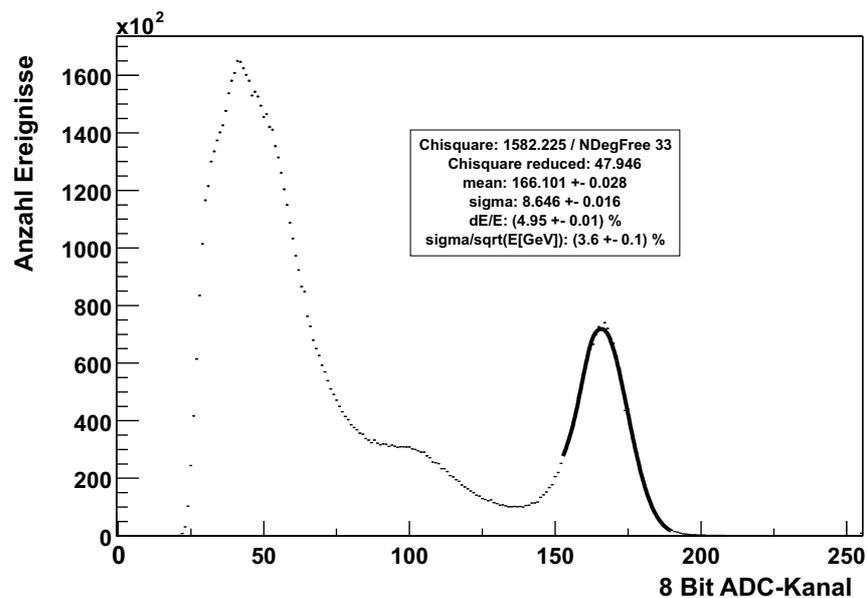
$$E(x) = \exp\left(\frac{x-x_0}{\lambda}\right) \quad (6.5)$$

An die hochenergetische Flanke des elastischen Peaks wurde die Gaußfunktion $G_R(x)$ mit der Sigmapbreite σ_R angepaßt. An die niederenergetische Flanke wurde die Gaußfunktion $G_L(x)$ mit der Sigmapbreite σ_L und eine mit dem Faktor $(1 - G_L(x))$ gewichtete Exponentialfunktion $E(x)$ angepaßt. Die Anpassung der elastischen Linie mit der Funktion aus Gleichung 6.3 ist in Abbildung 6.10(b) dargestellt. Die relative Energieauflösung $\Delta E/E$ des elastischen Peaks wird als Quotient aus der Breite σ_R der hochenergetischen Flanke und dem Schwerpunkt x_0 der Gaußverteilung definiert:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma_R}{x_0} \quad (6.6)$$



(a) Energiespektrum einer 3x3-Kalorimetermatrix



(b) Anpassung der elastischen Linie

Abb. 6.10: Projektion des zweidimensionalen Energiespektrums auf die Achse der Summenenergie eines Kalorimeterkanals bzw. der zugehörigen 3x3-Kalorimetermatrix. Auf der y-Achse ist die Häufigkeit dN/dE aufgetragen, mit der die Ereignisse im jeweiligen Energie-Intervall aufgetreten sind. Zu erkennen ist die elastische Linie (E_0) gestreuter Elektronen an Wasserstoff etwa bei Kanal 166. Es überwiegen zahlenmäßig die inelastischen Ereignisse, die das Spektrum links von der elastischen Linie bilden. Aus dem Spektrum wird innerhalb definierter Intervallgrenzen die Anzahl $N_{R,L}$ der elastisch gestreuten Elektronen für die Bestimmung der Asymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ extrahiert. Unten ist eine Anpassung der elastischen Linie und die daraus extrahierte Energieauflösung dargestellt.

Tab. 6.3: Mittlere Energien $\langle E \rangle$ der Elektronen für elastische und relevante unelastische Streuprozesse an der Produktionsschwelle in Abhängigkeit vom Kalorimeter-ring [Achenbach 2000].

Ring	Streuenergie $\langle E \rangle$ [MeV]			
	elast.	π^0	π^\pm	$\Delta(1232)$
1	709,5	589,3	585,0	427,4
2	718,3	596,7	592,2	432,7
3	727,0	603,9	599,4	438,0
4	735,1	610,6	606,1	442,8
5	743,0	617,2	612,6	447,6
6	750,3	623,3	618,6	452,0
7	757,5	629,2	624,5	456,3

Im Spektrum sind die Intervallgrenzen für den elastischen Peak eingezeichnet, aus denen die Anzahl $N_{R,L}$ der elastisch gestreuten Elektronen für die Bestimmung der Asymmetrie \mathcal{A}^{mess} des Kalorimeters extrahiert wird. Zusätzlich sind im Energiespektrum die charakteristischen Energien für den elastischen Peak (E_0) und für die Schwellenenergien der Δ -Resonanz und der π^0 -Schwelle markiert.

Zur Bestimmung der Asymmetrie \mathcal{A}^{mess} des Kalorimeters müssen die inelastischen Ereignisse (Untergrund) von den elastischen Ereignissen getrennt werden. Die Trennung ist notwendig, weil die Asymmetrie der Untergrundprozesse nicht genau bekannt ist. Dies führt zu einer Beimischung unbekannter Asymmetrien, so daß die Asymmetrie der elastischen Streuung verfälscht wird. Im folgenden soll kurz erläutert werden, wie die Position der unteren und der oberen Intervallgrenze im Energiespektrum bestimmt wird:

Ein inelastisch gestreutes Elektron besitzt nach der Produktion eines Teilchens oder nach einer Nukleonenresonanz eine kleinere Energie als ein elastisch gestreutes Elektron. Für die Produktion von Pionen an der Schwelle und für die Anregung der Δ -Resonanz an der Schwelle wurden die jeweiligen mittleren Energien der inelastisch gestreuten Elektronen für den Nachweis im Kalorimeter berechnet und sind in Tabelle 6.3 aufgeführt. Aus der Tabelle ist zu entnehmen, daß die Elektroproduktion von neutralen Pionen energetisch der erstmögliche inelastische Streuprozess ist, d.h. die Energien der inelastisch gestreuten Elektronen liegen am nächsten zur elastischen Linie. Für die paritätsverletzenden Beiträge zur Elektroproduktion von Pionen wurde die Asymmetrie für den inelastischen Streuprozess abgeschätzt, welche in der Größenordnung der zu messenden Asymmetrie für elastisch gestreute Elektronen liegt [Hammer 1994, Hammer und Drechsel 1995]. Aktuellere Berechnungen zeigten, daß die Photonen aus dem π^0 -Zerfall als Untergrundereignisse zum elastischen Peak keine nennenswerten Asymmetrien besitzen bzw. im Kalorimeter keine induzieren [Ong u. a. 1999]. Bei der Festlegung der unteren Intervallgrenze des elastischen Peaks läßt sich eine Beimischung von Untergrundereignissen mit

der Zählrate U zur wahren elastischen Zählrate N_0 nicht vermeiden. Deshalb wird die untere Intervallgrenze so bestimmt, daß die Untergrundbeimischung U/N_0 begrenzt wird. In der Datenanalyse wird der Anteil der Untergrundbeimischung zu den Ereignissen der elastischen Streuung durch folgende Parametrisierung der unteren Intervallgrenze abgetrennt:

$$E_{cut} = E_{thr}^{\pi^0} + k \cdot \Delta E_R \quad (6.7)$$

Die untere Intervallgrenze E_{cut}^{low} ist mindestens k -mal die Energieunschärfe ΔE_R von der Produktionsschwelle $E_{thr}^{\pi^0}$ entfernt. Der Faktor k ist eine Konstante für alle 511 Summenspektren, während $E_{thr}^{\pi^0}$ vom Streuwinkel bzw. von der Ringnummer abhängt (Tabelle 6.3). Die Energieunschärfe ΔE_R ist eine mit Gleichung 4.18 auf die Energie der π^0 -Schwelle umgerechnete Sigmapbreite σ_R aus Gleichung 6.6. Die Energieauflösung der Kalorimetermodule bzw. der zugeordneten 3x3-Cluster bestimmt somit die Lage der unteren Intervallgrenze. Die Wahl von k bestimmt bei einer Untergrundrate U in den Intervallgrenzen den Beimischungsfaktor U/N_0 und die damit verbundene Verfälschung der Asymmetrie \mathcal{A}_0^{mess} im elastischen Peak. Die Bestimmung von k für eine optimale untere Intervallgrenze ist Gegenstand aktueller Untersuchungen. Beispielsweise verkleinert ein zu hoch gewähltes k zwar die Beimischung und verkleinert somit die Verfälschung der Asymmetrie, jedoch werden dazu mehr Ereignisse aus dem elastischen Peak verworfen, so daß sich die Statistik für die Bestimmung der Asymmetrie verschlechtert. Bis dato werden die Analysen für alle k im Intervall $k=[1.0,3.0]$ mit einer Schrittweite von 0.2 durchgeführt.

Im Energiespektrum treten mit einer kleinen Wahrscheinlichkeit auch Ereignisse auf, die oberhalb der hochenergetischen Flanke liegen. Diese Ereignisse werden wegen der überhöhten Energien im Spektrum auf Doppel- oder Mehrfachtreffer zurückgeführt, die innerhalb einer Zeitspanne von 5 ns im Kalorimeter auftreten und von der Auslese-Elektronik nicht mehr als getrennte Ereignisse erkannt werden können. Unerkannte Doppeltreffer führen wegen der Energieverfälschung zu einer systematischen Reduktion der Asymmetrie [Heinen-Konschak 1994]. Die obere Intervallgrenze E_{cut}' wird durch den Wendepunkt des geglätteten, logarithmierten Energiespektrums, die sogenannte hochenergetische Kante, bestimmt und trennt nur wenige Ereignisse ab.

6.3 Einfluß von Strahlenschäden

Der Zusammenbau eines Kalorimetermoduls, bei dem eine abgegliche³ Kombination von Photomultipliern und Spannungsteilern an den PbF_2 -Kristall angekoppelt wird, ergibt erwartungsgemäß kein abgeglichenes Modul. Optische Eigenschaften wie z.B. Transmission, optische Ankopplung des Photomultipliers sowie Lichtsammlung durch die Verpackung des Kristalls wirken sich ebenso wie die unvermeidbaren Lücken im Zusammenbau des Kalorimeters auf die gebildete Lichtmenge und somit auf den Abgleich eines Kalorimetermoduls aus. Trotzdem soll ein Elektron mit definierter Energie am Ausgang eines jeden Moduls zeitgleich immer noch die gleiche Amplitude aufweisen. Eine besondere Schwierigkeit im Abgleich des Kalorimeters lag darin, daß die Auslese-Elektronik nur Summenspektren liefert, d.h. die Informationen über die Einzelsignale der Photomultiplier sind nicht zugänglich. In Rahmen einer Diplomarbeit [Baunack 1999] wurde ein Kalibrationsverfahren für das Kalorimeter entwickelt, welches in der Lage ist, aus den Summenspektren die einzelnen Kalorimetermodule zu kalibrieren, indem die entsprechenden Hochspannungen berechnet und gesetzt wurden. Die Hochspannungen der Kalorimetermodule aus dieser Kalorimeter-Kalibration liegen aufgrund der vorher genannten Gründe in der Regel höher als die nominelle Hochspannung HV_{norm} , die bei der Selektion der Photomultiplier ermittelt wurde. In Abbildung A.12 ist eine Übersicht der Hochspannungsdifferenz $HV - HV_{\text{norm}}$ von allen Kalorimetermodulen für den Anfang und für das Ende einer Meßperiode dargestellt. Eine wichtige Feststellung war, daß sich die Hochspannungen der Kalorimetermodule während einer Messung unterschiedlich aber stetig erhöht hatten:

Das Kalorimeter ist während der Messungen einer hohen Strahlenbelastung ausgesetzt. Diese verursacht Strahlungsschäden in den PbF_2 -Kristallen, die sich in der Abnahme der optischen Transmission äußern. In der Auslese-Elektronik bewirken Strahlenschäden eine Verschiebung der elastischen Linie im Summenspektrum zu kleineren Werten. Im A4-Experiment wird jedoch bei einer Kalibration des Kalorimeters die Position der elastischen Linie im Summenspektrum gehalten, indem die Hochspannungen der einzelnen Kalorimetermodule nachgeführt werden. Bei Kalorimetermodulen ohne erkennbare Strahlenschäden ist der zeitliche Verlauf der kalibrierten Hochspannung quasi konstant. Dagegen zeigen Kalorimetermodule mit Strahlenschäden einen kontinuierlichen Anstieg der kalibrierten Hochspannung. Aus der Beobachtung der Hochspannungen der einzelnen Kalorimetermodule ergab sich überraschenderweise, daß die Kristalle stark unterschiedliche Strahlungsempfindlichkeiten aufweisen. Die Mehrzahl der Kalorimetermodule zeigt keinen oder nur einen schwachen Anstieg der Hochspannung. Dagegen weisen etwa 15% der Kalorimetermodule eine erhöhte Strahlungsempfindlichkeit auf. Die Ursache der

³Mit 'abgeglichen' ist im weiteren der Abgleich in der Verstärkung und in der Durchlaufzeit des Photomultipliers gemeint.

stark unterschiedlichen Strahlungsempfindlichkeiten liegt im Produktions-Prozeß der Kristalle; jedoch ist die Ursache bis dato nicht bekannt. Zur Zeit wird die chemische Zusammensetzung von ausgewählten Kristallen untersucht, um ein zufriedenstellendes Verfahren zu finden, damit Kristalle mit reproduzierbaren Eigenschaften hergestellt werden können.

Die Transmission von strahlengeschädigten Kristallen kann durch 'optisches Bleichen' weitestgehend regeneriert werden, so daß sich nach entsprechend langer Bestrahlung wieder die ursprüngliche Transmission vor der Bestrahlung einstellt. Unter dem Begriff 'optisches Bleichen' versteht man allgemein den Effekt der Heilung eines strahlengeschädigten Kristalls durch die Bestrahlung mit blauem oder ultraviolettem Licht. Eine ausführliche Darstellung der Strahlenresistenz, der Strahlenschäden und deren Heilung von PbF_2 -Kristallen findet sich in [Achenbach u. a. 1998, Achenbach 2000].

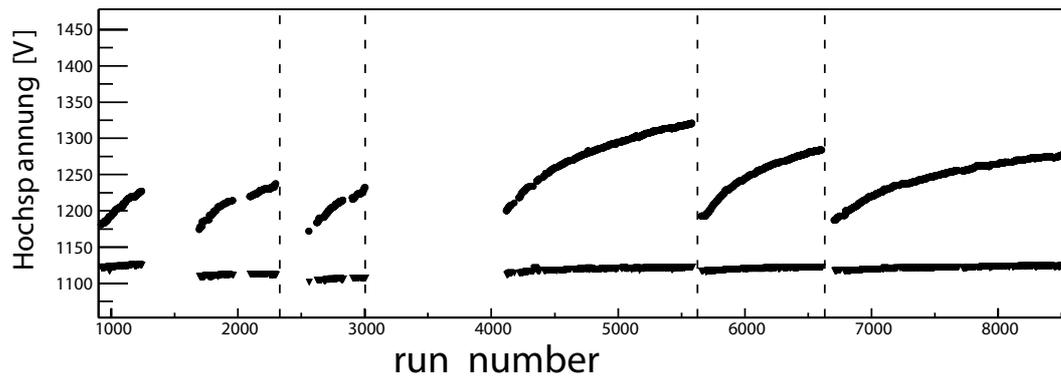
Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein System zum optischen Bleichen des Kalorimeters aufgebaut. Verwendet werden Kompakt-Leuchtstoffröhren⁴ mit einem blauen Farbton. Zum optischen Bleichen befindet sich dazu im Trägerrahmen ein 300 mm langer Spalt vor den Kristallen, der eine intensive Beleuchtung des sonst abgeschlossenen Kalorimeters ermöglicht. Nach einer typischen Strahlzeit-Periode von 1-3 Wochen wurde das Kalorimeter in den dazwischen liegenden meist zweiwöchigen Strahlzeitpausen bei abgeschalteter Hochspannung mit 40 Lampen bestrahlt. Da in den Pausen zwischen den Strahlzeitperioden die Streukammer und das Kalorimeter in den ersten Tagen noch sehr radioaktiv sind, können die Lampen in dieser Zeit nicht an das Kalorimeter angebracht werden. Es wurde ein Halterungssystem entwickelt und gebaut, welches eine zügige Montage der Lampen an das Kalorimeter ermöglicht. Dadurch konnte die Dauer für das optische Bleichen maximiert und die Montagezeit und die damit verbundene Strahlenbelastung minimiert werden. Die Lampen sind zusätzlich mit Axiallüftern zur Kühlung der bestrahlten Trägerrahmen ausgestattet, um eine Beschädigung der spröden Kristalle durch Wärmeausdehnung im Kalorimeter zu vermeiden. Die Lichtbestrahlung endete in der Regel 1-2 Tage vor der nächsten Strahlzeitperiode, so daß insgesamt etwa 5 Tage nicht zum optischen Bleichen des Kalorimeters genutzt werden können. Die starke Belichtung führt zu angeregten Zuständen der Photokathode für die nächsten Tagen. Deren Abregungen würden bei einer direkten Inbetriebnahme des Kalorimeters durch die damit verbundenen hohen Dunkelströme in den Photomultipliern zu einer hohen Verstärkungsdrift führen, die aber eine stabile Kalibration ausschließen würde. Nach dem Einschalten der Hochspannungen befinden sich die Photomultiplier in der Regel nach etwa 1-2 Tagen in einem stabilen Zustand.

In Abbildung 6.14 ist exemplarisch für ein strahlungsresistentes und für ein strahlungsempfindliches Kalorimetermodul der Verlauf der Hochspannung und der zuge-

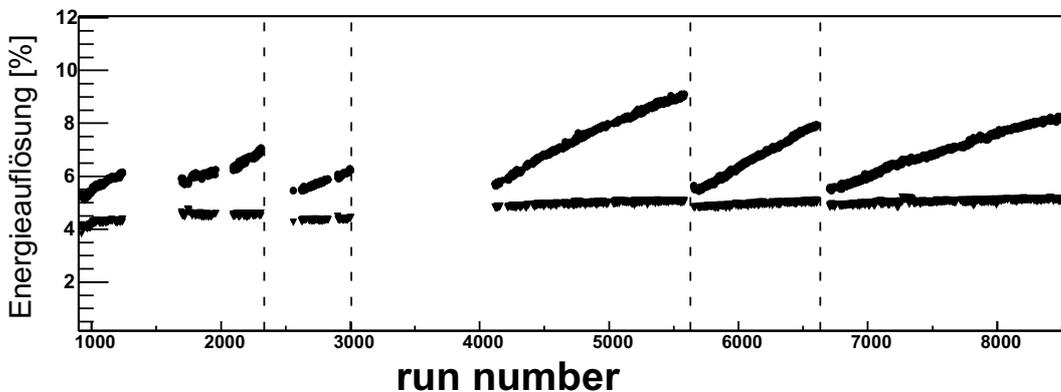
⁴Osram Dulux 24W/67, Lichtstrom $\Phi=550$ lm, Lichtstärke $I\approx 40$ cd.

Das Spektrum besitzt eine Emissionslinie bei 365 nm und ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 440 nm.

hörigen Energieauflösung gegen die Laufzahl (run number) dargestellt. In der Regel beträgt die Meßdauer für eine Laufzeit etwa 10 Minuten, ab der letzten Strahlzeit (ab run 6608) etwa 5 Minuten. Die Abbildungen umfassen fünf Meßperioden, wobei eine Meßperiode durchschnittlich etwa zwei Wochen dauerte und jeweils alle Strahlzeiten voneinander durch eine etwa zwei- bis dreiwöchige Pause getrennt waren. Die Kalibration des Kalorimeters wurde dabei in der Regel stündlich durchgeführt. In den Abbildungen zeichnet sich das strahlungsresistente Kalorimetermodul



(a) Verlauf der Hochspannung



(b) Verlauf der Energieauflösung

Abb. 6.11: Zeitlicher Verlauf der Hochspannung und der Energieauflösung für ein strahlungsunempfindliches (untere Kurve) und für ein strahlungsempfindliches (obere Kurve) Kalorimetermodul. Mit den Trennlinien sind die Meßpausen gekennzeichnet, in denen das Kalorimeter mit blauen Neonlampen zur optischen Bleichung bestrahlt wurde. Die strahlengeschädigte Transmission konnte größtenteils wieder geheilt werden, was sich in den Sprüngen der Hochspannung und der Energieauflösung äußert.

durch einen quasi konstanten Verlauf der Hochspannung und der Energieauflösung der elastischen Linie aus. Die kleineren Schwankungen resultierten aus falschen

Schwellenwerten in der Auslese-Elektronik und fehlerhaften Kalibrierungen. Das strahlungsempfindliche Kalorimetermodul zeigt dagegen einen stetigen Anstieg der Hochspannung, was durch die Abnahme der Transmission des Kristalls durch Strahlenschäden bedingt ist. Die durch die Abnahme der Transmission sinkende Lichtausbeute wird zwar durch die Erhöhung der Hochspannung bzw. der Verstärkung kompensiert, jedoch bedeuten weniger nachgewiesene Photonen zwangsläufig auch eine Verschlechterung der zugehörigen Energieauflösung. Der Heilungs-Effekt des optischen Bleichens bewirkt, daß in der folgenden Meßperiode die Kalibrierung bei einer niedrigeren Hochspannung beginnt als zum Ende der vorangegangenen Meßperiode. Der Verlauf der Hochspannung weist deshalb ein typisches Sägezahnmuster mit Sprüngen nach dem optischen Bleichen des Kalorimeters auf. Während der Messung steigt die Hochspannung durch Strahlenschäden wieder stetig an. Die maximale Höhe der Hochspannung war für ein Kalorimetermodul bis zum run #4650 auf 1450 V und danach auf 1500 V begrenzt. Diese Begrenzung ist notwendig, um einerseits Beschädigungen des Spannungsteilers durch Kriechströme oder durch Hochspannungsüberschläge zu vermeiden und andererseits um die Änderung der Signaldurchlaufzeit im Photomultiplier, auf die noch später eingegangen wird, zu begrenzen. Erreicht ein strahlungsempfindliches Kalorimetermodul diese maximale Hochspannung, so kann eine weitere Abnahme der Transmission nicht mehr durch die Kalibration bzw. durch die Erhöhung der Hochspannung ausgeglichen werden. Im weiteren Verlauf des Strahlbetriebs wird sich deshalb die Lage der elastischen Linie für diese Kalorimetermodule zu kleineren Werten verschieben. Durch die damit verbundene weitere Verschlechterung der relativen Energieauflösung $\Delta E/E$ verschiebt sich die Lage der Schnittkante E_{cut} zu größeren ADC-Kanälen. Dadurch sinkt die Anzahl der nachgewiesenen elastisch gestreuten Elektronen $N_{R,L}$, d.h. die benötigte Meßdauer des Experiments wird sich verlängern. Der Verlauf der nachgewiesenen elastisch gestreuten Elektronen einer Meßperiode ist für ein strahlenresistentes und ein strahlungsempfindliches Kalorimeter, welches das Hochspannungs-Limit erreicht hat, in Abbildung 6.12 dargestellt. Die Anzahl der Kalorimetermodule, deren Hochspannung das Hochspannungs-Limit erreicht bzw. überschritten haben, ist in Abbildung 6.13 dargestellt.

Der Einfluß von Strahlenschäden im gesamten Kalorimeter zeigt sich im Verlauf des Mittelwerts aller Kalorimeter-Hochspannungen $\langle HV_{Kal} \rangle$ in Abhängigkeit der run number und ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Nach dem optischen Bleichen wird nicht mehr der ursprüngliche Zustand hergestellt, der zum Zeitpunkt der ersten Inbetriebnahme des Kalorimeters herrschte. Man erkennt ein Trend zu höheren $\langle HV_{Kal} \rangle$. Die Ursachen liegen in Alterungseffekten der Photomultiplier und in einer unvollständigen Regenerierung der Transmission der Kalorimetermodule durch zu kurzes optisches Bleichen. Nach Beendigung der letzten Strahlzeit wurde das Kalorimeter insgesamt 58 Tage optisch gebleicht. Kurz nach Beendigung der letzten Meßperiode zum Ende des Sommer 2001 wurde der Strahlbetrieb von MAMI

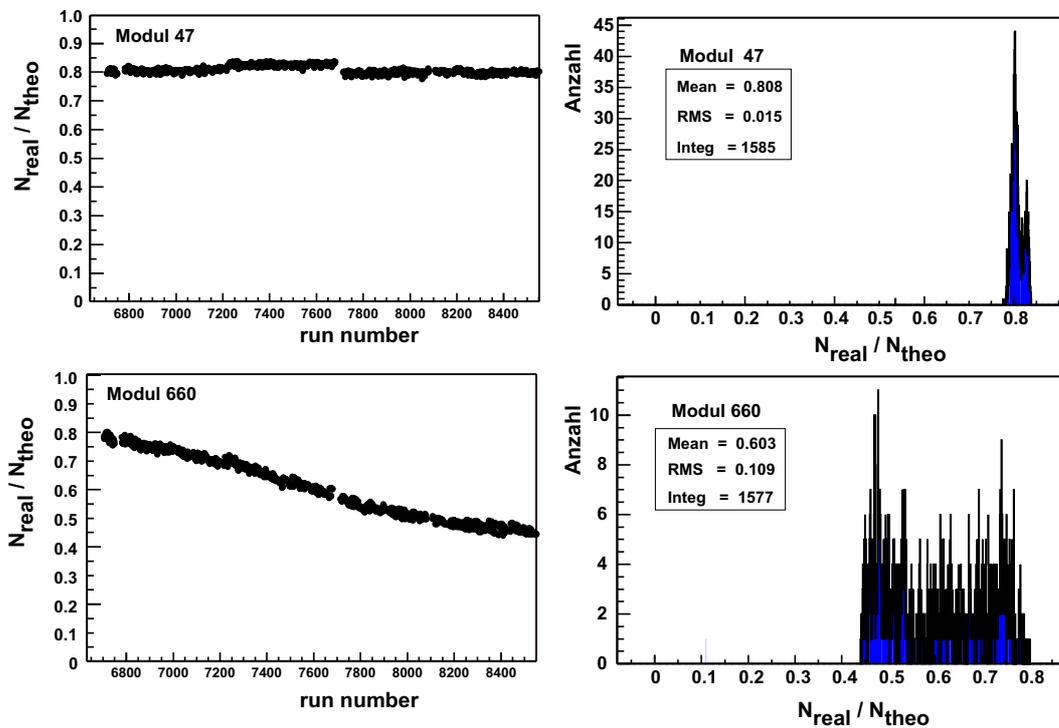


Abb. 6.12: Zeitlicher Verlauf der aus dem Energiespektrum extrahierten Anzahl der elastisch gestreuten Elektronen N_{elas} im Verhältnis zur erwarteten Anzahl N_{theo} . In der oberen Spalte ist der zeitliche Verlauf und das zugehörige Histogramm von N_{elas}/N_{theo} für ein strahlungsunempfindliches Kalorimetermodul dargestellt, in der das Verhältnis quasi konstant ist. Dagegen ist in der unteren Spalte die Situation für ein strahlungsempfindliches Kalorimetermodul am Hochspannungslimit dargestellt, in der das Verhältnis stetig abfällt.

wegen dem Aufbau einer weiteren Beschleunigerstufe bis auf weiteres stillgelegt. Ob die Regenerierung der Transmission mit längeren Beleuchtungszeiten erfolgreicher ist, oder ob die Regenerierung durch permanente nichtheilbare Beeinträchtigung der Lichtausbeute durch Strahlenschäden begrenzt ist, kann zur Zeit nicht zufriedenstellend beantwortet werden.

Eine weitere unangenehme Eigenschaft von Strahlenschäden ist der Einfluß auf den Zeitabgleich der Kalorimetermodule. Durch eine fortlaufende Erhöhung der Hochspannung von strahlungsempfindlichen Kalorimetermodulen ändert sich die Durchlaufzeit ('transit time') des Signals im Photomultiplier. Durch die unterschiedlichen Strahlungsempfindlichkeiten der Kalorimetermodule kommt es im Laufe einer Strahlzeit zu lokalen Verschiebungen im Zeitabgleich.

Die Änderung der Durchlaufzeit eines Photomultipliers in Abhängigkeit der Hochspannung wurde mit einem Testaufbau am Elektronenstrahl bestimmt, der in Abbildung 6.15(a) dargestellt ist. Der Aufbau ist analog zum Testkalorimeter in Ab-

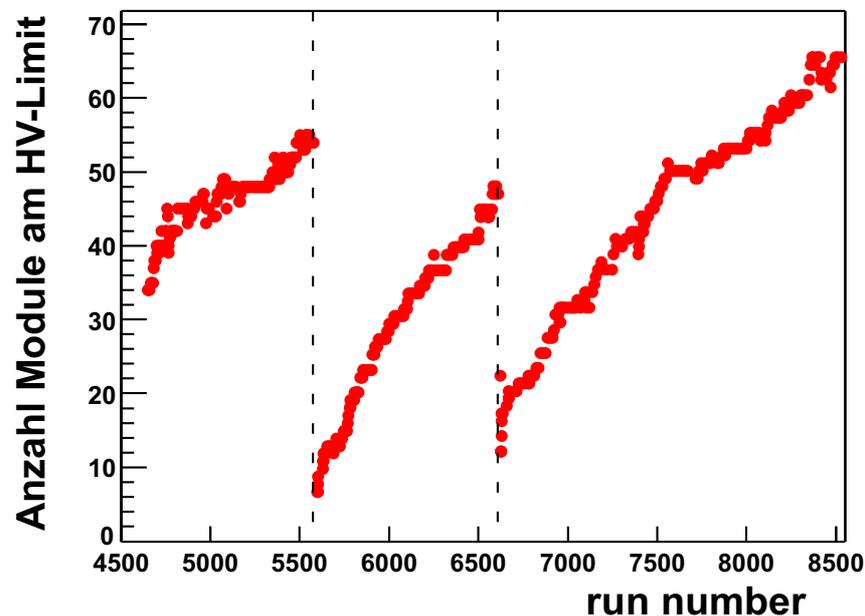


Abb. 6.13: Zeitlicher Verlauf der Anzahl der Kalorimetermodule, welche die maximal erlaubte Hochspannung zur Kalibration erreicht haben. Die Trennlinien kennzeichnen die Pausen zwischen den Messungen, in denen das Kalorimeter optisch gebleicht wurde. Die jeweils nächste Messung beginnt deshalb mit einer deutlich geringeren Anzahl von hochspannungslimitierten Kalorimetermodulen. Während der Messung erhöht sich wegen der Strahlenschäden im PbF_2 diese Anzahl stetig.

schnitt 6.1, der ebenfalls über einen Hub- und Verschiebetisch positioniert werden konnte. Ein 855 MeV Elektronenstrahl trifft den äußersten Rand eines Kalorimetermoduls, wobei durch Verdrehung des gesamten Aufbaus um etwa 2° die angrenzende Lücke zum benachbarten Kristall nicht parallel zum Elektronenstrahl ausgerichtet ist. Dadurch wird erreicht, daß die elektromagnetische Schauerentwicklung beide Kristalle voll erfasst. Ohne Verdrehung würde man ohne nennenswerten Energieverlust einfach durch die Lücke zwischen den Kristallen hindurchschießen.

Die Photomultiplier der beiden Kalorimetermodule sehen das Čerenkov-Licht somit zur gleichen Zeit. Die beiden Photomultiplier-Signale durchlaufen jeweils einen Diskriminator (CFD) zur Bildung eines logischen Start- bzw. Stop-Signals zur Messung der Zeitdifferenz mit einem TDC. Das Stop-Signal ist relativ zum Start-Signal durch eine Verzögerungsleitung um eine konstante Zeitdifferenz verschoben, so daß die Zuordnung von Start und Stop zu den Photomultipliern eindeutig ist. Erhöht man die Hochspannung von Photomultiplier 2, so werden die Photo- bzw. Sekundärelektronen durch höhere elektrische Felder im Photomultiplier stärker beschleunigt,

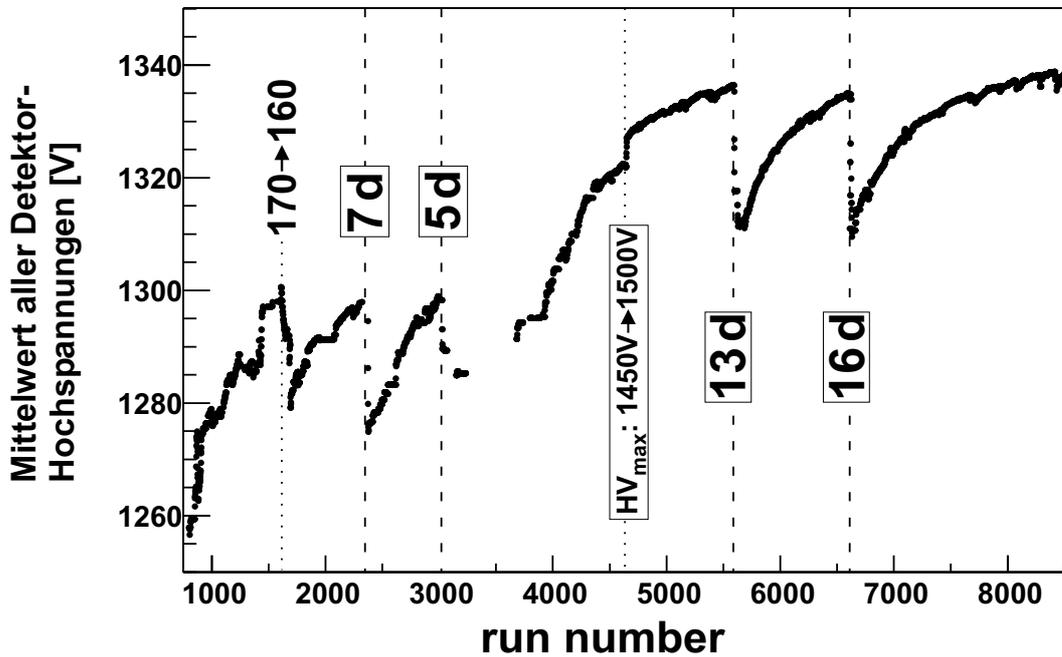


Abb. 6.14: Zeitlicher Verlauf der mittleren Hochspannung aller Kalorimetermodule des Kalorimeters. Die Trennlinien mit Zeitangaben geben die Bestrahlungsdauer zum optischen Bleichen des Kalorimeters in den Pausen zwischen den Messungen an. Bei der ersten Trennlinie wurde in der Kalibrierung des Kalorimeters der Schwerpunkt des elastischen Peaks im Summenspektrum vom ADC-Kanal 170 auf 160 gesenkt. Bei der vierten Trennlinie wurde das Hochspannungslimit der Kalorimetermodule hochgesetzt.

d.h. die Durchlaufzeit verkürzt sich entsprechend zu:

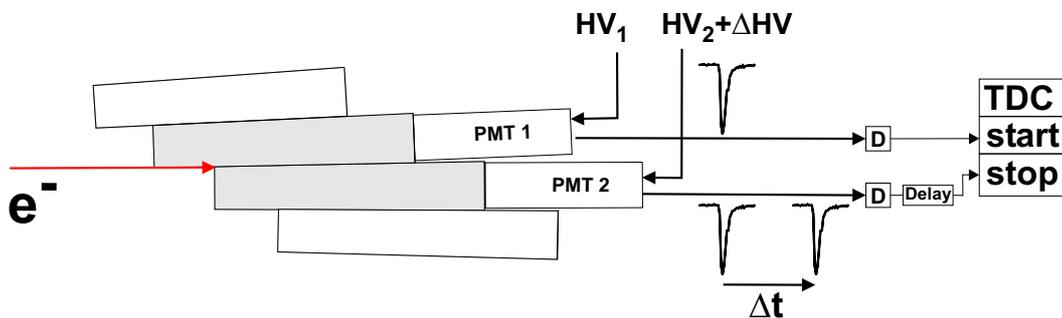
$$\frac{\Delta T}{\Delta HV} \cong - \frac{1 \text{ ns}}{100 \text{ V}} \quad (6.8)$$

Mit der Relation aus Gleichung 6.8 kann für jedes Kalorimetermodul die Änderung der Signaldurchlaufzeit ΔT in erster Näherung bestimmt werden. Sie ergibt sich aus der Abweichung der aktuellen Hochspannung HV_{run} von der nominellen Hochspannung HV_{norm} :

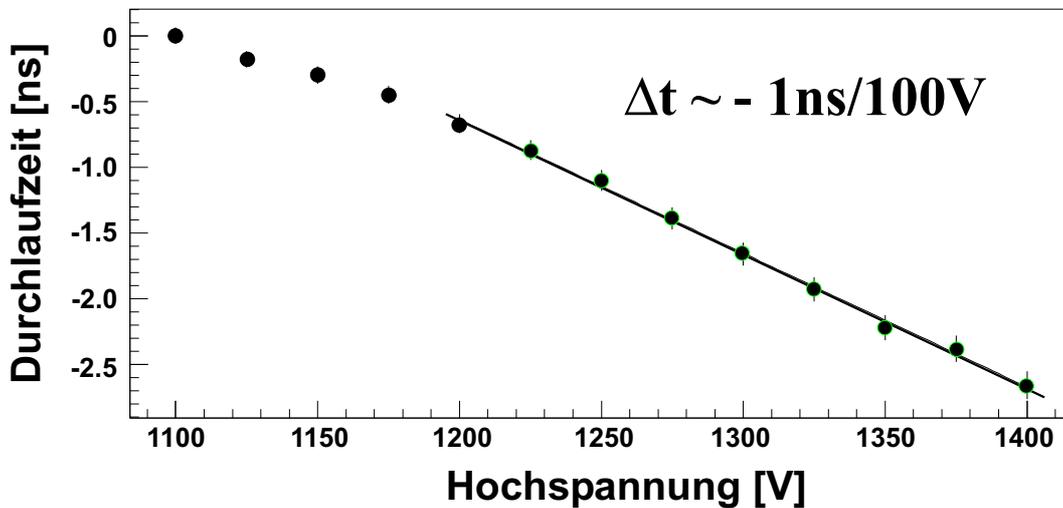
$$\Delta T(i) \cong - \frac{HV(i) - HV_{\text{norm}}(i)}{100} \quad \left[\frac{\text{ns}}{\text{V}} \right] \quad (6.9)$$

wobei i die Nummer des Kalorimeterkanals ist. Die Abbildung A.12 kann somit direkt auch als Übersichtskarte für die Zeitverschiebungen der Photomultiplier-Signale benutzt werden. Der in Kapitel 5.4 beschriebene Abgleich in der Signaldurchlaufzeit ist durch die Auswirkung der Strahlenschäden nicht mehr gegeben. Die Photomultiplier-Signale liegen nicht mehr an den Eingängen der Elektronik-Module zeitgleich an. Durch die unterschiedlichen Strahlungsempfindlichkeiten der

Kalorimetermodule vergrößern sich während einer Messung fortlaufend auch die lokalen Zeitdifferenzen zwischen den Photomultiplierpulsen einer 3x3-Matrix. Dabei sind am Ende einer Meßperiode lokale Zeitverschiebungen von bis zu $\Delta T \sim 3$ ns aufgetreten. In der Auslese-Elektronik wurde diesbezüglich auf den Analog-Modulen entsprechende Zeitfenster vergrößert, um die lokale Zeitverschiebungen zum Teil auffangen zu können. Lokale Zeitdifferenzen der Photomultipliersignale ab 4-5 ns, die bis dato noch nicht festgestellt wurden, gefährden aber eine korrekte Verarbeitung in der Auslese-Elektronik, weil z.B. die zeitkritische Erkennung eines 'Lokalen Maximums' dadurch fehlerhaft wird.



(a) Aufbau zur Messung der Verschiebung der Durchlaufzeit



(b) Abhängigkeit der Signaldurchlaufzeit von der Hochspannung

Abb. 6.15: Prinzipieller Aufbau zur Bestimmung der hochspannungsabhängigen Durchlaufzeitänderung ΔT . Der Elektronenstrahl wurde so positioniert, daß der Schauer sich in beide Kristalle ausbreitet und zeitgleich Čerenkov-Licht erzeugt. Die Hochspannung von einem der beiden zuvor zeitabgeglichenen Photomultiplier wird erhöht, was eine Verkürzung der Signaldurchlaufzeit in diesem Photomultiplier bewirkt.

6.4 Extraktion der Asymmetrie

Eine Extraktion der physikalischen Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} aus der mit dem Kalorimeter gemessene Rohasymmetrie \mathcal{A}^{mess} wird bereits ausgewertet und steht kurz vor dem Abschluß [Baunack 2002, Hammel 2002]. Zur Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} muß die gemessene Asymmetrie \mathcal{A}^{mess} auf falsche Asymmetrien hin korrigiert werden. Eine Kategorie sind Korrekturen der gemessenen Asymmetrie auf systematische Effekte. Die extrahierten Zählraten $N_{R,L}$ aus dem elastischen Peak werden auf die dazu parallel gemessene Luminosität \mathcal{L} normiert [Hammel 1996, Hammel 2002]

$$\mathcal{A}_{norm}^{mess} = \frac{\frac{N_R}{\rho_R} - \frac{N_L}{\rho_L}}{\frac{N_R}{\rho_R} + \frac{N_L}{\rho_L}} \quad \text{mit} \quad \rho = \frac{\mathcal{L}}{I} \quad (6.10)$$

wobei ρ die effektive Targetdichte und I der Strahlstrom ist. Aus der normierten Asymmetrie $\mathcal{A}_{norm}^{mess}$ kann die paritätsverletzende Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} mittels linearer Regression durch folgende Parametrisierung extrahiert werden:

$$\mathcal{A}_{norm}^{mess} = P \cdot \mathcal{A}^{PV} + \sum_{i=1}^6 a_i \cdot \mathcal{A}_i \quad (6.11)$$

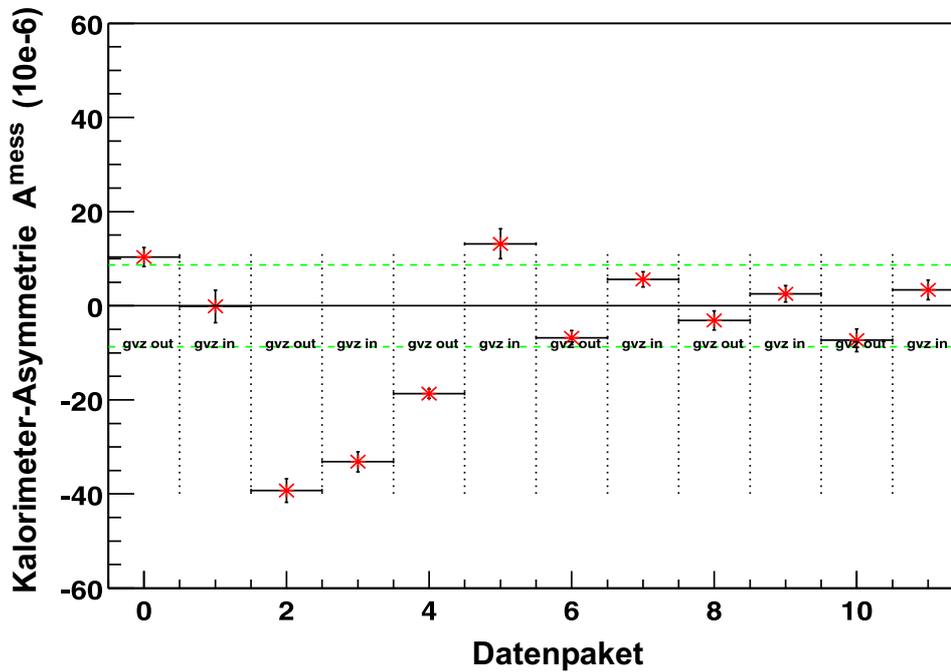
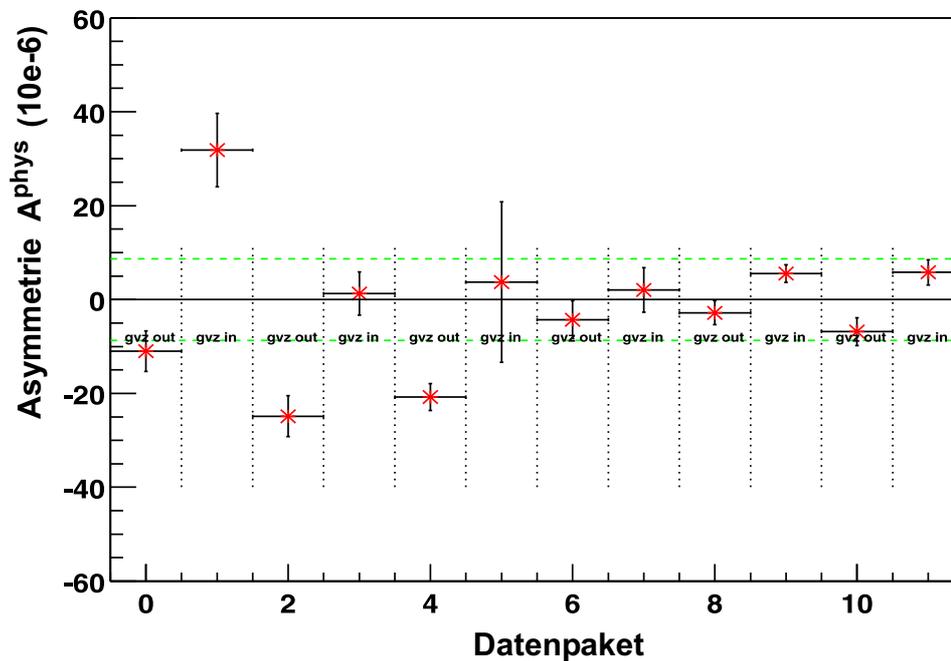
P bezeichnet die Polarisation des Elektronenstrahls. Mit \mathcal{A}_i werden die Asymmetrien der helizitätskorrelierten Meßgrößen bezeichnet, die die Eigenschaften des Elektronenstrahls am ℓH_2 -Target beschreiben und zu einer systematischen Veränderung der gemessenen Asymmetrie führen:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_1 &= \mathcal{A}_I && \text{Asymmetrie im Strom } I \\ \mathcal{A}_1 &= \mathcal{A}_{dx} && \text{Asymmetrie in der Ortsdifferenz } dx \\ \mathcal{A}_1 &= \mathcal{A}_{dy} && \text{Asymmetrie in der Ortsdifferenz } dy \\ \mathcal{A}_1 &= \mathcal{A}_{dx'} && \text{Asymmetrie in der Winkeldifferenz } dx' \\ \mathcal{A}_1 &= \mathcal{A}_{dy'} && \text{Asymmetrie in der Winkeldifferenz } dy' \\ \mathcal{A}_1 &= \mathcal{A}_{dE} && \text{Asymmetrie in der Energiedifferenz } dE \end{aligned} \quad (6.12)$$

Zu bestimmten Zeiten wurde eine zweite $\lambda/2$ -Platte in den Laserstrahl an der Elektronenquelle gefahren. Die Bedeutung dieser $\lambda/2$ -Platte, die auch als 'genereller Vorzeichenwechsler (GVZ)' bezeichnet wird, liegt in der Umkehrung der Helizität der Elektronen, die nur dem Experimentator bekannt ist, d.h. die Meßapparatur kennt den Status der wahren Helizität nicht. Bei einer korrekt extrahierten paritätsverletzenden Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} sollte bei eingesetztem GVZ nur ein Vorzeichenwechsel stattfinden. Ergeben sich Abweichungen in dem Vorzeichenwechsel, so ist dies ein Indiz für eine unvollständige Dekorrelation von \mathcal{A}^{PV} aus \mathcal{A}^{mess} .

Zur Zeit werden die Asymmetrien, die mit dem Kalorimeter gemessen wurden, im Intervall $[E_{cut}, E'_{cut}]$ für $k=1.6$ extrahiert. Zur Bestimmung der Asymmetrie

werden alle Kalorimetermodule des Kalorimeters einbezogen, die eine vollständige 3x3-Matrix zur Energiebestimmung bilden. Dementsprechend werden die Kalorimetermodule, die die Ränder des Kalorimeters bilden (Rahmen #1,#37,#75 und #110, sowie alle Module mit der Ringnummer 1 und 7), nicht zur Bestimmung der Asymmetrie benutzt. Es werden nur solche runs verwendet, bei denen der Strahlstrom $I > 18.9 \mu\text{A}$ liegt und bei denen die Betriebsparameter des Elektronenstrahls und des Targets akzeptabel sind. Die Abbildungen 6.16(a) und 6.16(b) geben den vorläufigen Stand in der Extraktion der Asymmetrie wieder. Die Asymmetrien von fortlaufenden runs sind bei einer gesamten Meßzeit von etwa 600 Stunden in Datenpaketen mit und ohne GVZ zusammengefaßt und bestimmt worden. In der oberen Abbildung ist die unkorrigierte Asymmetrie \mathcal{A}^{mess} des Kalorimeters und in der unteren Abbildung die daraus dekorrelierte physikalische Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} dargestellt.

(a) Mit dem Kalorimeter gemessene Asymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ (b) Aus $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ dekorierte Asymmetrie $\mathcal{A}^{\text{phys}}$ unter Berücksichtigung der Luminosität und von systematischen Asymmetrien**Abb. 6.16:** Vorläufige Ergebnisse in der Bestimmung der Asymmetrien $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ und \mathcal{A}^{PV} .

Die Asymmetrien von fortlaufenden runs sind bei einer gesamten Meßzeit von etwa 600 Stunden in Datenpaketen mit und ohne GVZ zusammengefaßt und bestimmt worden. Oben: mit dem Kalorimeter gemessene Rohasymmetrie $\mathcal{A}^{\text{mess}}$. Unten: aus $\mathcal{A}^{\text{mess}}$ dekorierte physikalische Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} . Die Asymmetrien wurden von S. Baunack und T. Hammel extrahiert und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die A4-Kollaboration am Mainzer Mikrotron untersucht den möglichen Beitrag der Seltsamkeit zu den Vektor-Formfaktoren des Nukleons. Dazu soll die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung mit einer Genauigkeit von 5% vermessen werden. Ermöglicht wurde die Durchführung des A4-Experiments durch die Entwicklung eines segmentierten elektromagnetischen Kalorimeters zum Nachweis elastisch gestreuter Elektronen. Das vollausgebaute Kalorimeter setzt sich aus 1022 Kalorimetermodulen zusammen. Als Detektormaterial werden PbF_2 -Kristalle als Čerenkov-Radiatoren verwendet, die mit Photomultipliern ausgelesen werden. Grundlage der Energiebestimmung eines Ereignisses im Kalorimeter ist die Bildung eines Summensignals aus der getroffenen 3×3 -Matrix von neun benachbarten Kalorimetermodulen.

Ziel dieser Arbeit war die Optimierung der Energieauflösung der Kalorimetermodule und des daraus aufgebauten Kalorimeters, um den hohen Anforderungen zur Präzisionsmessung der paritätsverletzenden Asymmetrie gerecht zu werden. Ein Schwerpunkt liegt in der systematischen Untersuchung der Lichtauslese von PbF_2 -Kristallen mit Photomultipliern. In der Wahl des Photomultipliers mußten die Besonderheiten von PbF_2 als Čerenkov-Radiator explizit berücksichtigt werden. So wurde durch die Anpassung der Kristallgeometrie an die Abmessungen des Photomultipliers der Nachweis von Čerenkov-Licht maximiert. Experimentelle Messungen wie auch GEANT-Simulationen lieferten die Basis zur Wahl des Fenstermaterials Borsilikat gegenüber UV-Glas. Aufgrund des Einflusses der strahlungsempfindlichen Transmission von PbF_2 auf die Energieauflösung bewußt auf mehr Čerenkov-Licht verzichtet.

Ein wichtiges Gütekriterium der Photomultiplier war die Bestimmung der nominellen Hochspannung für jeden Photomultiplier. Dazu wurde die Anodensensitivität festgelegt, welche die benötigte Blau-Empfindlichkeit zur Auslese von Čerenkov-Licht ausdrückt. Die Bestimmung der Energie für jeden Treffer im Kalorimeter soll trotz der extrem hohen Untergrundrate des Experiments unverfälscht sein. Diese

Anforderung wurde durch eine Optimierung der Linearität und der Ratenfestigkeit in der Lichtauslese erfüllt. Entwickelt und eingesetzt wurden ratenfeste, aktiv-stabilisierte Spannungsteiler, wobei die Aufteilung der Hochspannung auf die einzelnen Dynoden auf die experimentellen Anforderungen angepaßt wurde. Es wurde ein Teststand entwickelt und aufgebaut, der eine realistische Untersuchung der Linearität und der Ratenfestigkeit eines Photomultipliers mit Spannungsteiler erlaubte. Voraussetzung für die Funktionsweise der Auslese-Elektronik sind uniforme Detektorsignale der Kalorimetermodule unter gleichen Bedingungen. Erforderlich war ein Abgleich der Verstärkung und der Durchlaufzeit aller Photomultiplier-Spannungsteiler-Kombinationen. Hierfür wurde ein Prüf- und Meßstand aufgebaut, mit dem jeweils sieben Kombinationen relativ zu einer Referenzkombination abgeglichen wurden.

Für die Trennung von elastisch gestreuten Elektronen von inelastischen Ereignissen muß die relative Energieauflösung $\Delta E/E$ klein sein. Beim Aufbau des Kalorimeters konnten Spalte oder Lücken zwischen den Kalorimetermodulen nicht vermieden werden. Mit einer GEANT-Simulation wurde der Einfluß des Spaltabstands auf $\Delta E/E$ untersucht. Dabei zeigten sich verschiedene Empfindlichkeiten in $\Delta E/E$ aufgrund der unterschiedlichen Orientierung der Spalte im Kalorimeter. Experimentell wurde für einen minimalen Spalt der ortsabhängige Verlauf von $\Delta E/E$ für monoenergetische Elektronen bestimmt. Ebenso zeigte sich eine Verschlechterung von $\Delta E/E$ von am Wasserstoff gestreuten Elektronen durch Spalteinflüsse an der Randzone, indem die rekonstruierten Auftrefforte der gestreuten Elektronen berücksichtigt wurden.

Die komplexe Vernetzungsstruktur der Auslese-Elektronik erforderte eine eigene Entwicklung und Konstruktion für den Aufbau eines Elektronik-Turms im A4-Experiment. Die geometrische Form leitete sich größtenteils aus der Topologie des Kalorimeters und aus der Arbeitsweise der Elektronik ab. Kritische Größen wie beispielsweise eine Stromversorgung -und Verteilung, eine stabile Arbeitstemperatur oder Minimierung von Signalwegen wurden für eine korrekte Funktionsweise der Auslese-Elektronik bereitgestellt. Weiterhin wurde der diffizile Aufbau des Kalorimeters realisiert. Der Umgang mit den PbF_2 -Kristallen stellt(e) wegen der leichten Zerbrechlichkeit eine hohe Herausforderung dar. Bis dato wurden 640 PbF_2 -Kalorimetermodule in einem mehrstufigen Arbeitsprozeß komplett zusammengesetzt. Eine lückenarme Ausrichtung der Kalorimetermodule in einem Trägerrahmen wurde durch eine spezielle Aufhängung ermöglicht. Bis zum heutigen Stand wurden 567 Kalorimetermodule in 81 Trägerrahmen in das Kalorimeter eingesetzt. Der komplette Aufbau des Kalorimeters wird im Sommer 2002 abgeschlossen sein.

Das Kalorimeter wurde im Sommer 2000 in Betrieb genommen und bis dato wurden etwa 600 Stunden Meßdaten genommen. Dabei zeigten die PbF_2 -Kristalle eine uneinheitliche Strahlenresistenz, die sich durch die Abnahme der optischen Transmission auf die Kalibrierung des Kalorimeters durch stetiges Nachführen

der jeweiligen Hochspannung auswirkte. Für strahlungsgeschädigte Kristalle verschlechterte sich mit laufender Messung die relative Energieauflösung und die extrahierte Anzahl von elastisch gestreuten Elektronen. Durch den Bau eines Systems zur optischen Bleichung des Kalorimeters konnten diese Kristalle größtenteils in der Transmission geheilt werden.

Abschließend wurde erläutert, mit welcher Methode aus den Energiespektren des Kalorimeters die Asymmetrie \mathcal{A}^{mess} bestimmt wird. Die Energieauflösungen der 3x3-Cluster im Kalorimeter ist ausreichend und ermöglicht eine fast vollständige Trennung des unelastischen Untergrunds und der Doppeltreffer von dem elastischen Peak. Präsentiert wurde der vorläufige Stand in der Extraktion der Rohasymmetrie \mathcal{A}^{mess} , sowie die daraus dekorrelierte physikalische Asymmetrie \mathcal{A}^{PV} .

Die in dieser Arbeit vorgestellten Voruntersuchungen und Entwicklungen zur Realisierung des PbF₂-Kalorimeter haben die Messungen der paritätsverletzenden Elektronenstreuung im A4-Experiments unter anderen erst ermöglicht. Das PbF₂-Kalorimeter hat sich inzwischen in den insgesamt 1500 Stunden am MAMI-Elektronenstrahl bewährt.

Anhang A

A.1 Geometrische Dimensionen der PbF_2 -Kristalle

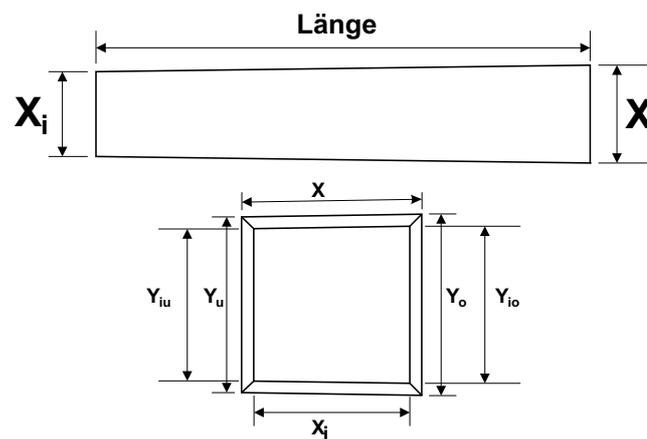


Abb. A.1: Spezifizierte Kristall-Geometrie.

Tab. A.1: Spezifizierte Kristallmaße: X bezeichnet die Kantenlänge der Höhe, Y_u und Y_o der unteren und oberen Breiten, wobei der Index i für die kleine Stirnfläche verwendet wird. Alle Angaben sind in Millimetern.

Größe	Länge	X	X_i	Y_o	Y_u	Y_{io}	Y_{iu}
1	150,0	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
2	155,1	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
3	160,6	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
4	166,3	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
5	172,3	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,5
6	178,7	30,0	25,9	30,5	29,5	26,4	25,4
7	185,4	30,0	25,9	30,6	29,4	26,4	25,4

A.2 Aufbau des Kalorimeters

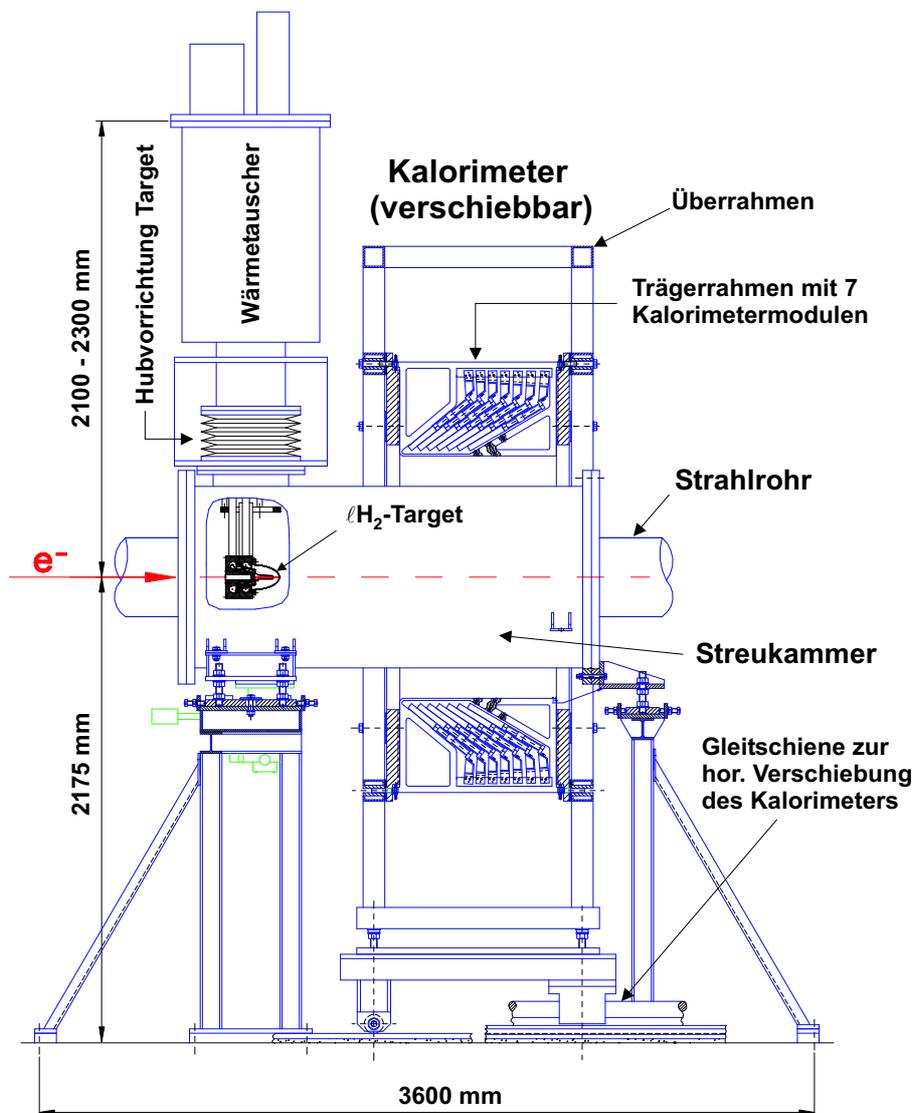


Abb. A.2: Seitenansicht des Kalorimeters mit eingebauten Trägerrahmen. Der Schnittpunkt der Fluchtlinien der Kristalle liegt im Zentrum des ℓH_2 -Targets. Das Kalorimeter kann horizontal gegenüber dem ℓH_2 -Target verschoben werden. Diese Zeichnung wurde von J. Rosche erstellt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

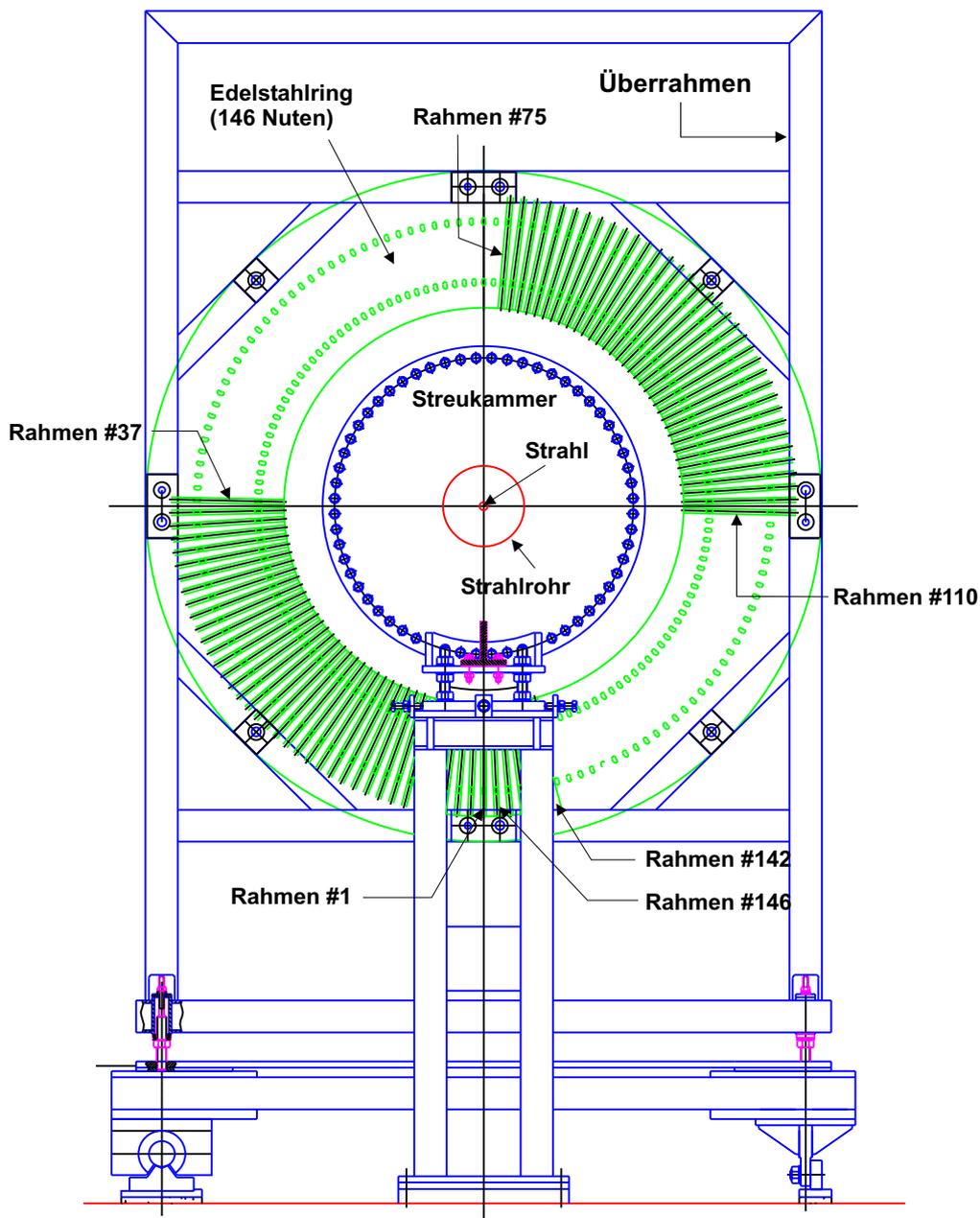


Abb. A.3: Vorderansicht des Kalorimeters (Blickrichtung gegen den Elektronenstrahl). Das Kalorimeter ist etwa zur Hälfte mit 81 von maximal 146 Trägerrahmen mit jeweils 7 Kalorimetermodulen in den eingezeichneten diametralen Positionen bestückt. Die Trägerrahmen #142-#146 dienen zu Testzwecken und wurden in der Datenauslese nicht benutzt. Diese Zeichnung wurde von J. Rosche erstellt und freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

A.3 Bestimmung des Impulsübertrags

Der Impulsübertrag Q^2 wird im A4-Experiment vereinfacht für den zentralen Streuwinkel von Ringnummer 4 im Kalorimeter angegeben. Es muß betont werden, daß diese Angabe von Q^2 nicht dem Erwartungswert $\langle Q^2 \rangle$ im Experiment entspricht, aber die Größenordnung von $\langle Q^2 \rangle$ mit einer abgeschätzten Genauigkeit von etwa 5% wiedergibt. Bei einer Bestimmung von $\langle Q^2 \rangle$ müßte die Streuwinkel-Abhängigkeit von Q^2 mit der jeweiligen Rate für elastisch gestreute Elektronen mit der noch nicht ermittelten Akzeptanz des Kalorimeters gefaltet werden. Der zentrale Streuwinkel ist abhängig von der geometrischen Lage des Kalorimetermoduls #4 relativ zum Target. Das Kalorimeter ist auf einer Plattform aufgebaut, die auf einer Präzisions-Gleitschiene aufliegt. Der Aufbau erlaubt eine Verschiebung des gesamten Kalorimeters längs zur Elektronenstrahl-Achse bei feststehender Streukammer bzw. feststehenden Target, so daß ein Ausbau der Streukammer möglich ist. In der Konstruktion der Kristall-Rahmen sind die Kalorimetermodule derart orientiert, daß die zentralen Längsachsen der Kristalle sich idealerweise in einem gemeinsamen Punkt auf der Elektronenstrahl-Achse im Target schneiden. Die relative Position des Kalorimeters zum Target legt den Ort des Schnittpunktes innerhalb des 10 cm langen Targets fest. Der zentrale Streuwinkel wird als der Winkel zwischen der Elektronenstrahl-Achse und der Geraden von der Mitte des Target zur Mitte der Frontfläche des zentralen Kristalls Nummer 4 definiert. Eine horizontale Verschiebung des Kalorimeters um die Strecke Δx ändert den zentralen Streuwinkel und den entsprechenden Impulsübertrag Q^2 , wobei die Größen durch die Gleichungen A.1 gegeben sind. In Abbildung A.4 sind die geometrischen Verhältnisse bei einer Verschiebung dargestellt. Durch die Vermessung der Position des Kalorimeters zur Streukammer konnte die Verschiebung auf $\Delta x = -35 \pm 1 \text{ mm}$ bestimmt werden, d.h. der 'Fokus' des Kalorimeters liegt um 35 mm vor der Mitte des Targets bzw. ist nur 15 mm von dem Eintrittsfenster entfernt. Dies ist gleichbedeutend einem zentralen Streuwinkel $\theta' = 35.9^\circ$ mit einem dazu verbundenen Impulsübertrag von $Q^2 = 0.236$, bei dem alle Messungen durchgeführt wurden.

$$\theta' = \arcsin \left(\frac{d}{\sqrt{a^2 + \Delta x^2 - 2a\Delta x \cdot \cos(\pi - \Theta_Z)}} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$Q^2 = \frac{4E^2 \cdot \sin^2(\theta'/2)}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta'/2)} \quad (\text{A.2})$$

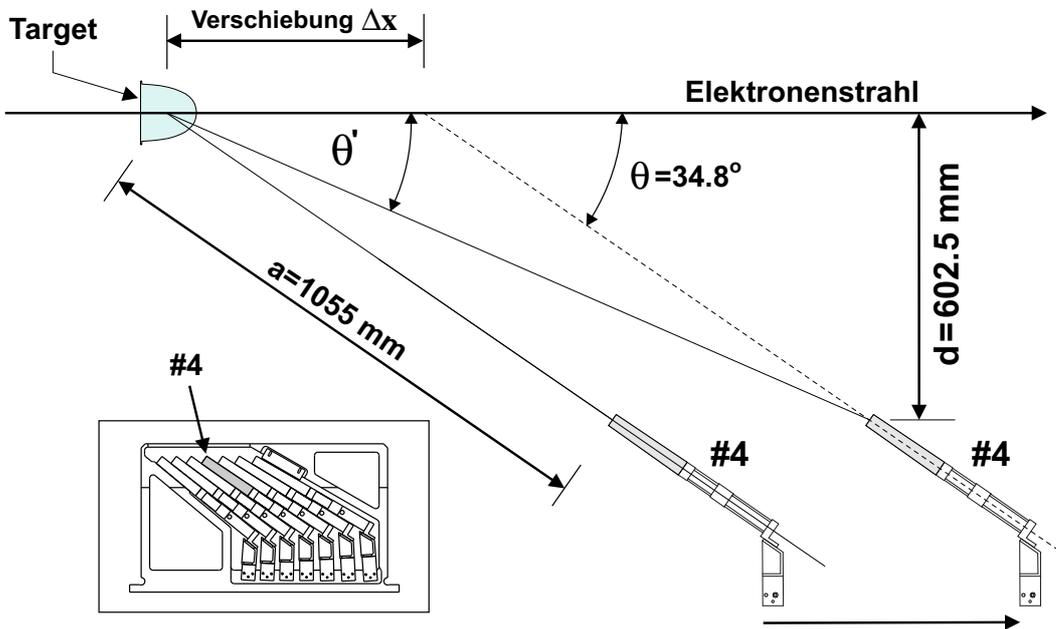


Abb. A.4: Wird das Kalorimeter entlang des Elektronenstrahls verschoben, so ändert sich der mittlere Streuwinkel für das Kalorimeter. Dargestellt ist die Änderung des mittleren Streuwinkels von θ auf θ' für das Kalorimetermodul 4.

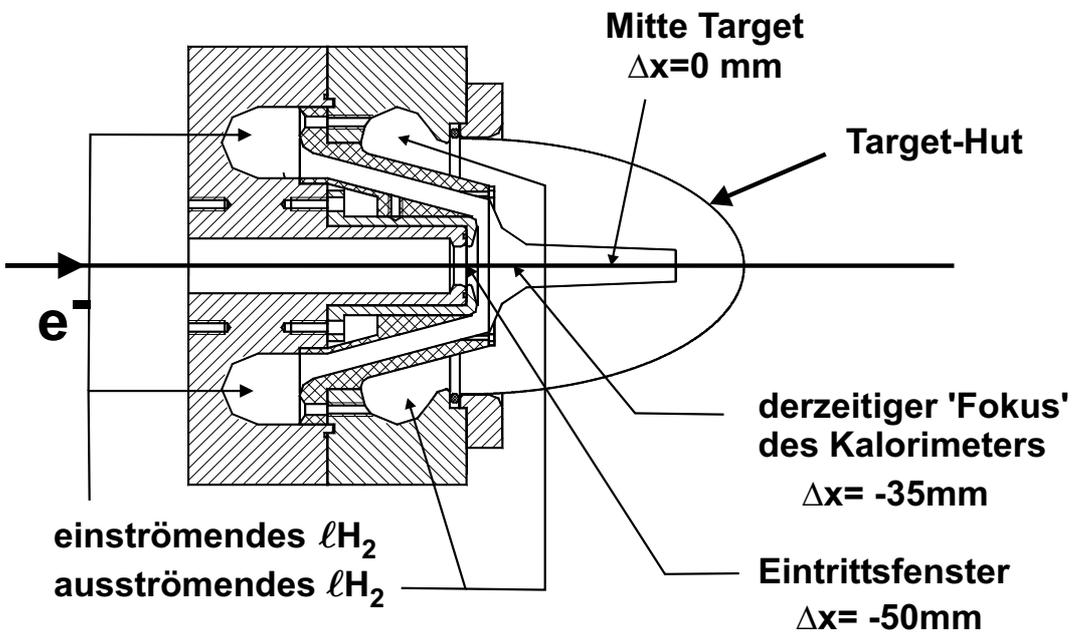


Abb. A.5: Schnittpunkt der Fluchtlinien des Kalorimeters im Target.

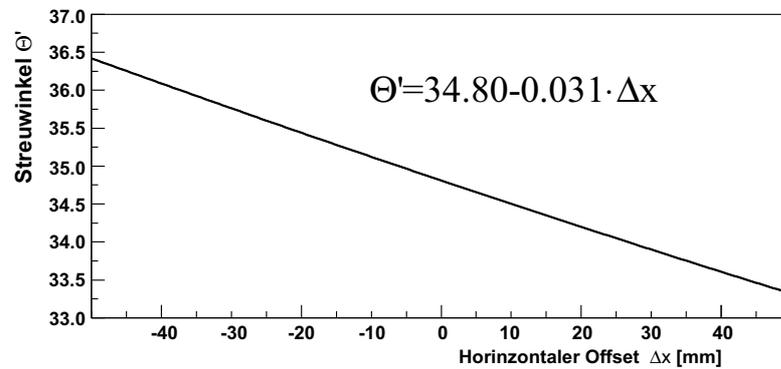


Abb. A.6: Abhängigkeit des mittleren Streuwinkels von einer Verschiebung des Kalorimeters entlang der Strahlachse.

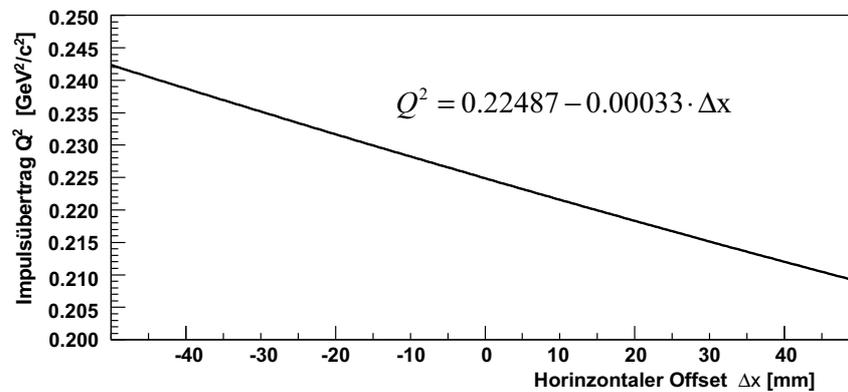


Abb. A.7: Abhängigkeit des mittleren Impulsübertrags von einer Verschiebung des Kalorimeters entlang der Strahlachse.

A.4 Abmessungen und Anschlüsse des Photomultipliers XP 2900/01

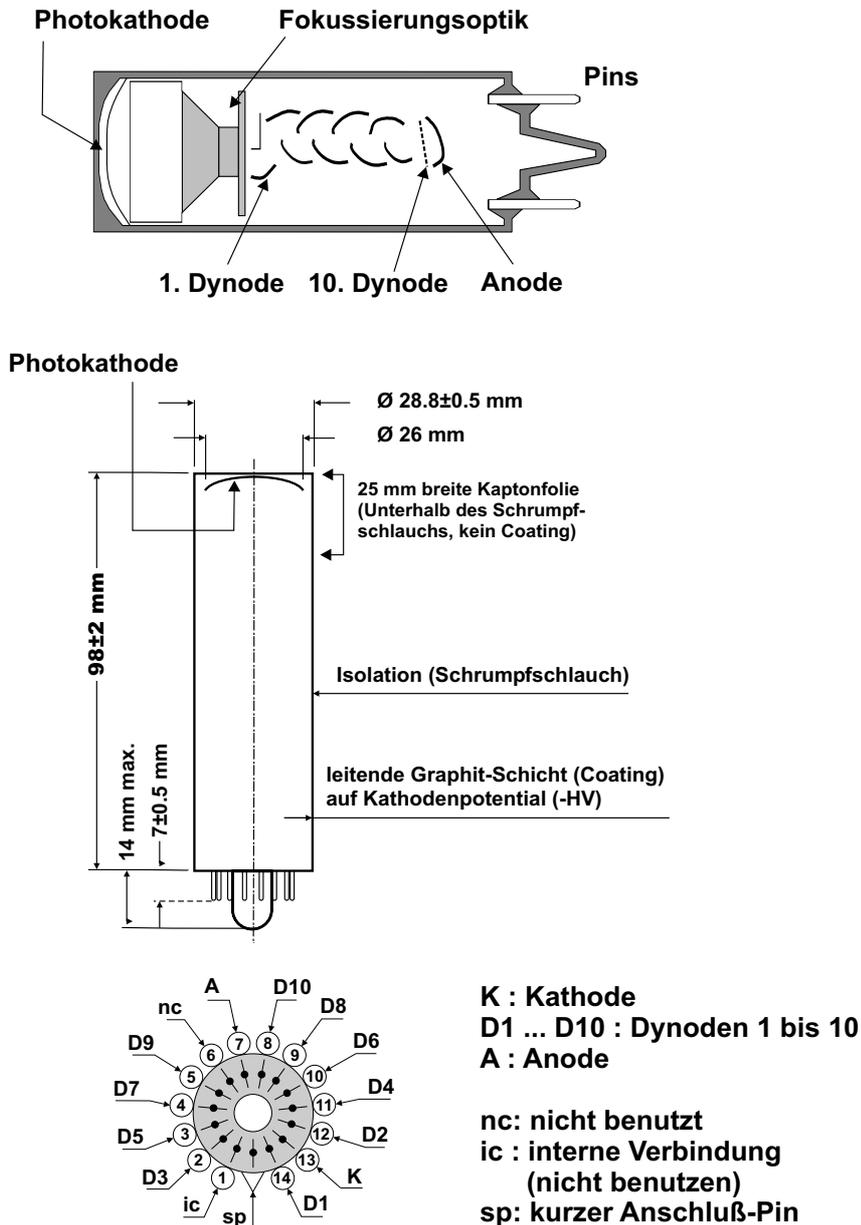


Abb. A.8: Oben: Schematischer Aufbau des Photomultipliers. Mitte: Geometrische Abmessungen des Photomultipliers. Unten: Anschlußbelegung des Photomultipliers bzw. des Sockels (Orientierung: Sicht auf die Pins des Photomultipliers).

A.5 Schaltplan Spannungsteiler

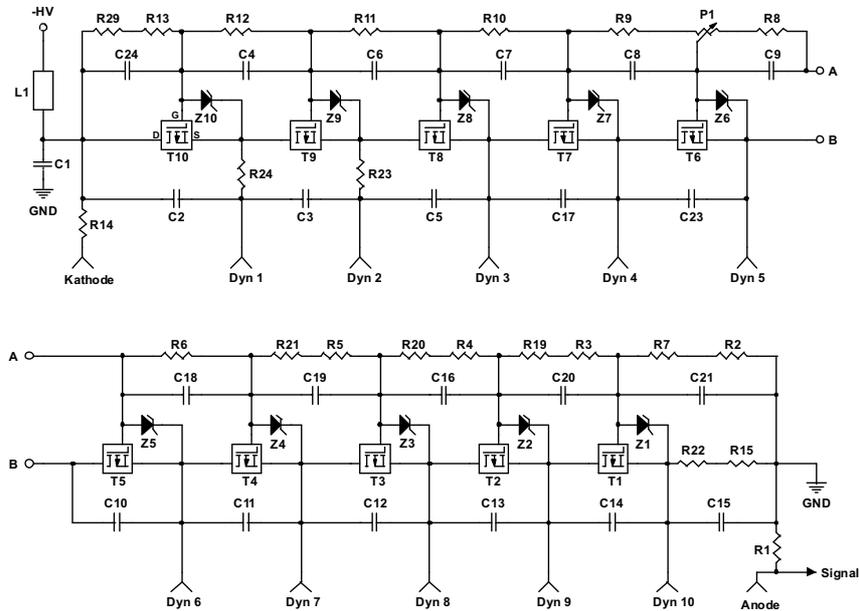


Abb. A.9: Schaltplan des aktiv stabilisierten Spannungsteilers.

Tab. A.2: Bauteilliste des aktiv stabilisierten Spannungsteilers.

Bauteil	Hersteller	Bauform	Beschreibung	Anzahl	Schaltplan
Kondensator	Vitramon	1206	15 pF 500V 5% NPO BN	5	C2,C3,C5,C17,C23
		1206	4,7 nF 500V 5% X7R BN	12	C4,C6-9,C13,C16,C18-21,C24
		1206	10 nF 500V 5% X7R BN	1	C14
		1206	470 pF 500V 5% X7R BN	1	C10
		1206	1 nF 500V 5% X7R BN	1	C11
		1206	2,2 nF 500V 5% X7R BN	1	C12
		1210	22 nF 500V 5% X7R BN	1	C15
		Tekelec	2020	1 nF 4KV 20% X7R BN	1
Widerstand	Philips	0603	470 Ω 5% 200 ppm	1	R1
		1206	3,3 MΩ 5% 200 ppm	5	R2,R4,R6,R22,R29
	KOA	1206	2 MΩ 5% 200 ppm	1	R21
		0603	1 KΩ 5% 200 ppm	2	R23,R24
		1206	4,3 MΩ 5% 200 ppm	3	R7,R13,R15
		1206	2,4 MΩ 5% 200 ppm	3	R8,R10,R12
		1206	3,9 MΩ 5% 200 ppm	1	R11
		1206	10 MΩ 5% 200 ppm	1	R14
		1206	1,3 MΩ 5% 200 ppm	1	R9
		1206	5,1 MΩ 5% 200 ppm	2	R3,R19
		1206	3 MΩ 5% 200 ppm	2	R5,R20
		Potentiometer	Beckman		44JR2M 2MΩ 10 Gang
Induktivität	Murata	1206	BLM31 A700 SPTM00-03	1	L1
Z-Diode	Philips	SOD 80	BZV55C16 16 V	10	Z1-10
Transistor	Supertex	SOT 89	TP2540-N8 (P-MOSFET)	10	T1-10

A.6 Übersicht der Energieauflösungen von Kalorimetermodulen

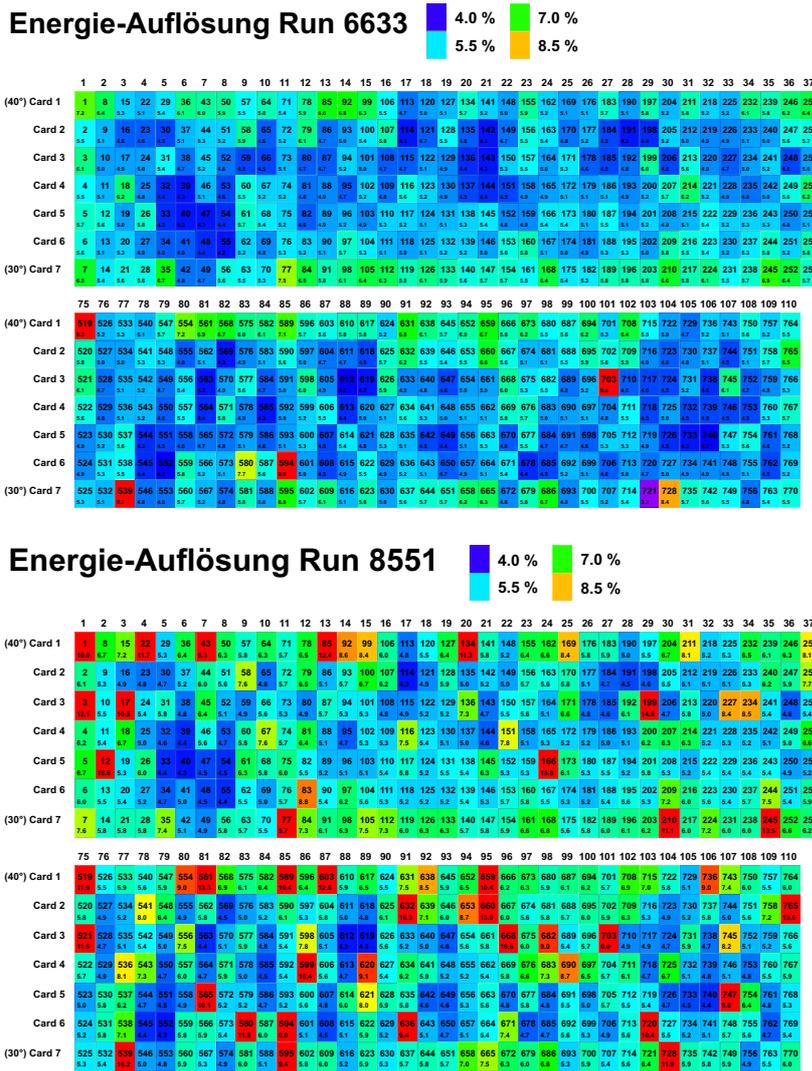


Abb. A.10: Kalorimeterübersicht der relativen Energieauflösung $\Delta E/E$ für alle Kalorimetermodule. Es wird die relative Energieauflösung oben zum Anfang und unten zum Ende der letzten Meßzeit gezeigt. Aufgrund von Strahlenschäden kommt es zur stetigen Erhöhung von $\Delta E/E$. Die Spaltennummer (1-37, 75-110) gibt die Trägerrahmen-Nummer im Kalorimeter an, die Karten-Nummer gibt die Nummer des Kalorimetermoduls in einem Trägerrahmen an.

A.7 Übersicht der Hochspannungsabweichungen von Kalorimetermodulen zur nominellen Hochspannung

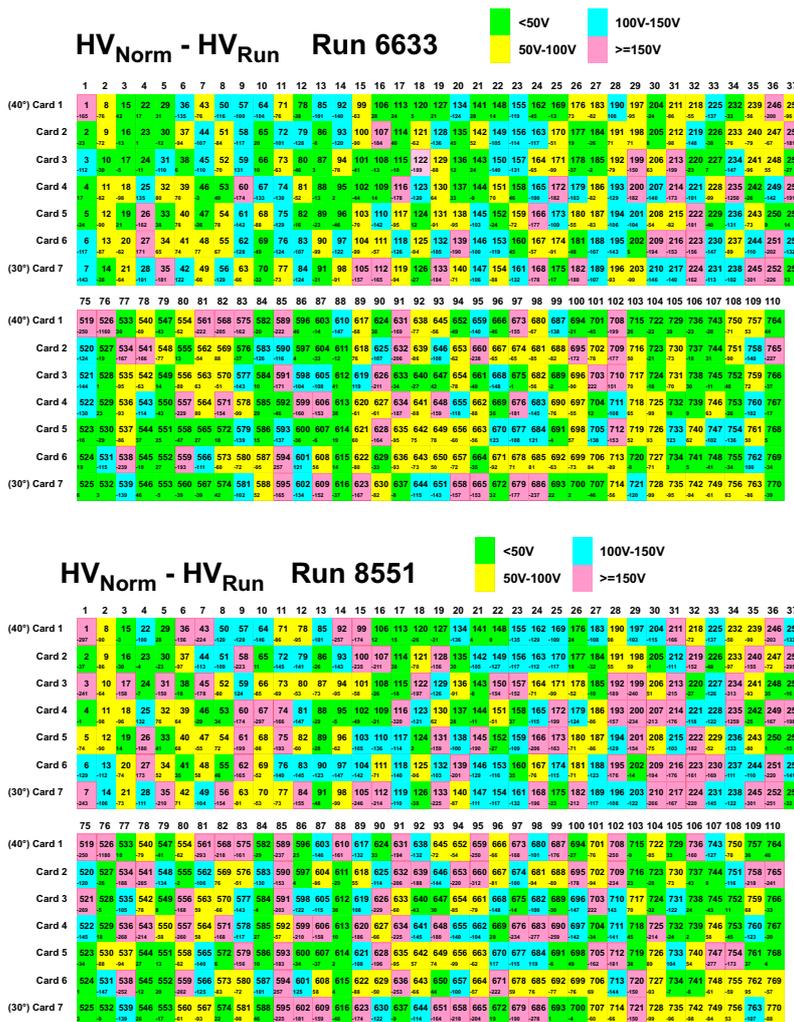


Abb. A.11: Kalorimeterübersicht der Differenz von der nominellen Hochspannung HV_{norm} , die in der Selektion der Photomultiplier bestimmt wurde, und der aktuellen Hochspannung HV_{run} eines Kalorimetermoduls. Es wird die Hochspannungsdifferenz oben zum Anfang und unten zum Ende der letzten Meßzeit gezeigt. Aufgrund von Strahlenschäden kommt es zur stetigen Erhöhung von HV_{run} . Die Spaltennummer (1-37, 75-110) gibt die Trägerrahmen-Nummer im Kalorimeter an, die Karten-Nummer gibt die Nummer des Kalorimetermoduls in einem Trägerrahmen an.

A.8 Schematischer Aufbau des A4-Experiments

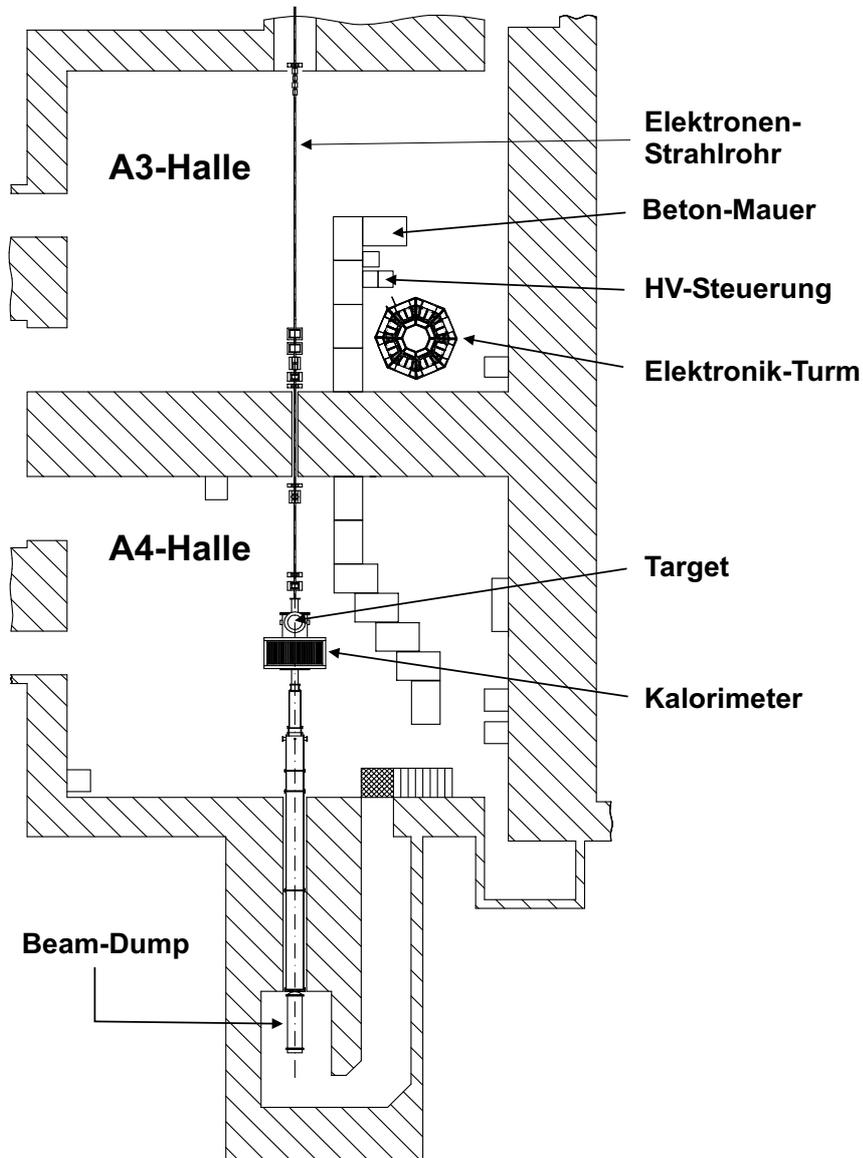


Abb. A.12: Schematischer Aufbau des A4-Experiments. Der Elektronenstrahl tritt von oben in die Experimentierhalle 3 ein. Die unter $(35 \pm 5)^\circ$ gestreuten Teilchen werden im Kalorimeter nachgewiesen. Die nicht gestreuten Elektronen werden im Strahlfänger (beam dump) abgebremst. Die gesamte Elektronik des Experiments befindet sich in der Experimentierhalle 3 und wird durch Betonwände von der im Experiment auftretenden Strahlung abgeschirmt.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Feynman-Diagramm der elastischen Streuung	15
3.1	Grundprinzip	28
3.2	Prinzipieller Aufbau des A4-Experiment	32
4.1	Vergleich der Transmission von PbF_2 mit anderen Čerenkov-Materialien	35
4.2	Brechungsindex von kubischem PbF_2	37
4.3	Photomultipliersignal eines PbF_2 -Kalorimetermoduls	38
4.4	Huygenprinzip zur Entstehung des Čerenkov-Kegels	41
4.5	Energieabhängigkeit der Tamm-Frank-Formel	43
4.6	GEANT-Simulation einer Schauerentwicklung	44
4.7	Simulation des longitudinalen und des lateralen Schauerprofils	46
4.8	Geometrischen Parametrisierung von Kalorimetermodulen	48
4.9	Gemessene Energieauflösungen von PbF_2 für 3 Energien	49
4.10	Aufbau eines Kalorimetermoduls	50
4.11	Aufbau eines Trägerrahmens	50
4.12	Schematischer Aufbau des Kalorimeters	54
4.13	Schema zur Numerierung der Kalorimetermodule in der Elektronik	55
4.14	Aufbau eines Elektronik-Rahmens mit 7 Analog-Modulen	62
4.15	Aufbau eines Oktants der Auslese-Elektronik	63
4.16	Gesamtaufbau der Auslese-Elektronik	64

5.1	Eigenschaften verschiedener Photomultiplier	68
5.2	Simulation von Photoelektronen für Borsilikat und UV-Glas	70
5.3	Selektion der Photomultiplier	72
5.4	Testkalorimeter zur Dynodenoptimierung des Spannungsteiler	74
5.5	Feinabstimmung der Dynodenspannungen	75
5.6	Energieauflösung für verschiedene Spannungsteiler-Konzepte	78
5.7	Funktionsprinzip des Photomultiplier-Teststands	80
5.8	Aufbau eines passiven und aktiven Spannungsteilers	81
5.9	Relative Verstärkungsänderung eines aktiven und passiven Spannungsteilers	83
5.10	Linearität der Pulshöhe und Pulsladung eines Photomultipliers	84
5.11	Aktiv stabilisierter Spannungsteiler	85
5.12	Hochspannungs-Kennlinie der Pulsladung und Pulshöhe	86
5.13	Prinzip des Abgleichs eines Photomultipliers mit zugehörigem Spannungsteiler	88
5.14	Teststand zum Abgleich von Photomultiplier und Spannungsteiler	88
6.1	Anordnung von zwei PbF_2 -Blöcken zur Simulation der Spalteinflüsse	91
6.2	Illustration eines Schauers in zwei voneinander getrennten PbF_2 Blöcken	92
6.3	GEANT-Simulation zum Einfluß eines Spalts auf die relative Energieauflösung	97
6.4	Energiespektrum bei zentralem Einschub des Testkalorimeters mit 855 MeV Elektronen	98
6.5	Bestimmung der geometrischen Mitte eines Kristalls	98
6.6	Aufbau des Testkalorimeters	99
6.7	Ortsabhängige relative Energieauflösung einer 3x3-Kalorimetermatrix für monoenergetische 855 MeV Elektronen	99
6.8	Offline-Schnitte auf rekonstruierten Auftrefforte im Testkalorimeter und deren Energiespektren	100
6.9	Zweidimensionales Energiespektrum ($E_{\text{center}} \times E_{\text{total}}$) für am Wasserstoff gestreute Elektronen	100

6.10	Projektion des zweidimensionalen Energiespektrums auf die Achse der Summenenergie	102
6.11	Einfluß von Strahlenschäden auf die Kalorimetermodule	107
6.12	Verlauf von N_{elas}/N_{theo}	109
6.13	Anzahl der Kalorimetermodule am HV-Limit	110
6.14	Zeitlicher Verlauf der mittleren Hochspannung des Kalorimeters . .	111
6.15	Bestimmung der hochspannungsabhängigen Durchlaufzeitsänderung	112
6.16	Vorläufige Ergebnisse in der Bestimmung der Asymmetrien \mathcal{A}^{mess} und \mathcal{A}^{PV}	115
A.1	Spezifizierte Kristall-Geometrie	121
A.2	Seitenansicht des Kalorimeters.	122
A.3	Vorderansicht des Kalorimeters.	123
A.4	Geometrische Verhältnisse bei der Verschiebung des Kalorimeter . .	125
A.5	Schnittpunkt der Fluchtlinien des Kalorimeters im Target	125
A.6	Mittlerer Streuwinkel als Funktion des Offsets	126
A.7	Mittlerer Impulsübertrag als Funktion des Offsets	126
A.8	Abmessungen und Anschlüsse des Photomultipliers XP 2900/01 . .	127
A.9	Schaltplan des aktiv stabilisierten Spannungsteilers	128
A.10	Übersicht der relativen Energieauflösung von Kalorimetermodulen .	129
A.11	Übersicht der Hochspannungsabweichungen von Kalorimetermodulen	130
A.12	Schematischer Aufbau des A4-Experiments	131

Tabellenverzeichnis

2.1	Einteilung der Fermionen.	13
2.2	Elektroschwache Kopplungsstärken der Quarks.	15
4.1	Physikalische und chemische Eigenschaften von PbF_2	36
4.2	Brechungsindex von PbF_2 bei 20°C	37
5.1	Spezifikationen der verwendeten Photomultiplier	67
5.2	Simulierte Energieauflösungen für Borsilikat-Glas und UV-Glas . . .	70
5.3	Getestete Aufteilungen der Hochspannung auf die Dynoden für verschiedene Spannungsteiler-Typen	76
5.4	Unterschiede im Photomultipliersignal bei der Verwendung des Spannungsteilers Typ B oder Typ C	77
6.1	Simulationsparameter zur Untersuchung des Spalteinflusses auf die Energieauflösung	92
6.2	Positionen der geometrischen Zentren der Kristalle in einer 3x3-Kalorimetermatrix	94
6.3	Mittlere Energien elastisch und unelastisch gestreuter Elektronen. .	103
A.1	Spezifizierte Kristallmaße.	121
A.2	Bauteilliste des aktiv stabilisierten Spannungsteilers	128

Literaturverzeichnis

- [Abramowicz u. a. 1982] ABRAMOWICZ, H.: Experimental study of opposite sign dimuons produced in neutrino and anti-neutrinos interactionw. In: *Z.Phys. C* 15:19,1982, S.19-31 CERN-EP/82-77, Jun 1982. 40pp.
- [Achenbach u. a. 1998] ACHENBACH U. A. 1998 ACHENBACH, P. ; ALTAREV, I. ; GRIMM, K. ; HAMMEL, T. ;HARRACH, D. v. ;HOFFMAN, J. ;HOFMANN, H. ;KABUSS, E. M. ; KÖBIS, S. ;LOPES-GINJA, A. ;MAAS, F. E. ;SCHILLING, E. ;STRÖHER, H. : Radiation resistance and optical properties of lead fluoride cerenkov crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. A* 416 (1998), S. 357–363
- [Achenbach 2000] ACHENBACH, P.: *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 2000
- [Adams u. a. 1999] ADAMS, T.: Strange content of the nucleon (NuTeV). In: *Bloomington 1999 Physics with a high luminosity polarized electron ion collider*, S. 337 hep-ex/9906038
- [Alberico u. a. 2001] ALBERICO, W. M., BIENKY, S. M., MAIERON, C.: Strangeness in the nucleon: neutrino-nucleon and polarized electron-nucleon scattering. In: *hep-ph/0102269*
- [Anderson u. a. 1990] ANDERSON, D. F. ; KOBAYASHI, M. ; WOODY, C. L. ; YOSHIMURA, Y.: Lead fluoride: an ultra-compact cherenkov radiator for EM calorimetry. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 290 (1990), Mai, S. 385–389
- [Anderson u. a. 1994] ANDERSON, D. F. ; KIERSTEAD, J. A. ; LECOQ, P. ; STOLL, S. ; WOODY, C. L.: Search for scintillation in doped and orthorhombic lead fluoride. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 342 (1994), S. 473–476
- [Application Software Group 1994a] APPLICATION SOFTWARE GROUP: *Geant detector description and simulation tool*. Ausgabe Oktober 1994. Genf, Schweiz: CERN Computing and Networks Division, 1994. – Cern Program Library Long Writeup W 5013
- [Application Software Group 1994b] APPLICATION SOFTWARE GROUP: *Physics Analysis Workstation – An introductory tutorial*. Ausgabe Juli 1994. Genf, Schweiz: CERN Computing and Networks Division, 1994b. – Cern Program Library Long Writeup Q121
- [Appuhn u. a. 1994] APPUHN U. A. 1994 APPUHN, R. D. ; BRASSE, F. ; DECKERS, T. ; KOLANOSKI, H. ; KORBEL, V. ; LINDNER, A. ; MEIER, K. ; SPIELMANN, S. ; VALKAR, S. ; WALTHER, A. ; WEGENER, D.: Electromagnetic calorimetry with lead fluoride crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 350 (1994), Oktober/November, S. 208–215
- [Aulenbacher u. a. 1997] AULENBACHER U. A. 1994 AULENBACHER, K. ; NACHTIGALL, Ch. ; ANDRESN, H. G. ; BERMUTH, J. ;DOMBO, Th. ;DRESCHER, P. ;EUTENEUER, H. ;FISCHER,H.

- ; HARRACH, D. v.; HARTMANN, P.; HOFFMANN, J.; JENNEWEIN, P.; KAISER, K. H.; KÖBIS, S.; KREIDEL, H. J.; LANGBEIN, J.; PETRI, M.; PLÜTZER, S.; REICHERT, E.; SCHEMIES, M.; SCHÖPE, H. J.; STEFFENS, K. H.; STEIGERWALD, M.; TRAUTNER, H.; WEIS, T.: The MAMI source of polarized electrons. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 391 (1997), S. 498–506
- [Baliakin u. a. 1993] BALIAKIN, S. N.; EGOROV, V. K.; KLASSEN, N. V.; KOLESNIKOV, A. I.; KONDAKOV, S. F.; MAKHONIN, S. I.; SAVTCHENKO, I. B.; SINITZIN, V. V.; SOLOVIEV, A. V.; SHMITKO, I. M.; SHMURAK, S. Z.: Deformation and thermal treatment application to heavy scintillators production. In: [**de Notaristefani u. a. 1993**], S. 587–591. – Proc. of the CRYSTAL 2000 Int. Workshop in Chamonix, Frankreich, 22–26 Sept. 1992
- [Baunack 1999] BAUNACK, S.: *Echtzeitkalibration des elektromagnetischen A4-Kalorimeters*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, März 1999
- [Baunack 2002] BAUNACK, S.: *Untersuchungen der Strangeness im Nukleon mittels paritätsverletzender Elektron-Streuung unter Vorwärtswinkel*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Dissertation in Vorbereitung
- [Beck 1989] BECK, D. H.: Strange-quark vector currents and parity-violating electron scattering from the nucleon and from nuclei. In: *Phys. Rev. D* 39 (1989), Nr. 11, S. 3248–3256
- [Beck und Holstein 2001] BECK, D. H., HOLSTEIN, B. R.: Nucleon structure and parity-violating electron scattering. In: *hep-ph/0102053*
- [Beck und McKeown 2001] BECK, D. H., MCKEOWN, R. D.: Parity-violating electron scattering and nucleon structure. In: *hep-ph/0102334*
- [Bethe 1930] BETHE, H. A.: Theory of the passage of fast corpuscular rays through matter. In: *Annalen Phys.* 5 (1930), S. 325–400
- [Bethe und Heitler 1934] BETHE, H. A., HEITLER, W.: On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons In: *Proc. Roy. Soc. Lond. A* 146 (1934), S. 83–112
- [Bjorken 1966] BJORKEN, J. D.: Applications of the chiral $U(6) \otimes U(6)$ algebra of current densities. In: *Phys. Rev.* 148 (1966), S. 1467–1478
- [Bjorken und Drell 1965] BJORKEN, J. D.; DRELL, S. D.: *Relativistic quantum fields*. New York : McGraw-Hill, 1965
- [Bloch 1933] BLOCH, F.: Theory of the passage of fast corpuscular rays through matter. In: *Annalen Phys.* 16 (1933), S. 285–297
- [Brun u. a. 1996] BRUN, R.; BUNCIC, N.; FINE, V.; RADEMAKERS, F.: *ROOT Overview*. Version 1.03/07. Genf, Schweiz: CERN, 1996
- [Bugner 1998] BUGNER, P.: *Untersuchungen zur Echtzeit-Ortsrekonstruktion in homogenen EM-Kalorimetern*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 1998
- [Butcher und Messel 1960] BUTCHER, J. C.; MESSEL, H.: Electron number distribution in electron-photon showers in air and aluminium absorbers. In: *Nucl. Phys.* 20 (1960), Oktober, S. 15–128
- [Cahn und Gilman 1978] CAHN; GILMAN: Polarized-electron–nucleon scattering in gauge theories of weak and electromagnetic interactions. In: *Phys. Rev. D* 17 (1978), März, Nr. 5, S. 1313–1322

- [Cerenkov34] ČERENKOV, P. A.: The visible glow of pure liquids under the action of γ -rays. In: *Doklady Akademii nauk SSSR* 451 (1934), Nr. 2
Siehe auch: Letters to the editor In: *Phys. Rev.* 52 (1937), S. 378–379
- [Ciarrocca u. a. 1998] CIARROCCA U. A. 1998 CIARROCCA, M.; AVRAMOPOULOS, H.; HARTMANN, P.; HOFFMANN, J.; AULENBACHER, K.; REICHERT, E.; SCHULER, J.; TRAUTNER, H.: 2.45-GHz synchronised polarised electron injection at MAMI. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 406 (1998), S. 351–355
- [CMS Collaboration 1994] CMS COLLABORATION: CMS technical proposal / CERN, Genf, Schweiz. 1994 (LHCC 94-38, LHCC/P1). – Proposal for an Experiment. Ansprechpartner: M. Della Negra
- [Dally und Hofstadter 1968] DALLY, E. B.; HOFSTADTER, R.: A lead fluoride cerenkov shower counter. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 15 (1968), Nr. 3, S. 76–81
- [Decker u. a. 1993] DECKER, R.; NOWAKOWSKI, M.; WIEDNER, U.: Strangeness in the nucleon. In: *Fortschritte der Physik* 41 (1993), Nr. 2, S. 87–149
- [de Notaristefani u. a. 1993] DE NOTARISTEFANI, F. (Hrsg.); LECOQ, P. (Hrsg.); SCHNEEGANS, M. (Hrsg.): *Heavy scintillators – for scientific and industrial applications*. Gif-sur-Yvette Cedex, Frankreich: Editions Frontières, 1993. – Proc. of the CRYSTAL 2000 Int. Workshop in Chamonix, Frankreich, 22–26 Sept. 1992
- [Dingzhong u. a. 1999] DINGZHONG, Shen; GUOHAO, Ren; SHAOHUA, Wang; QUN, Deng; ZHIWEN, Yin: Growth and cherenkov radiation characteristics of PbF_2 crystals. In: *Journal of Inorganic Materials* 14 (1999), Februar, Nr. 1, S. 15–16. – Artikel in Chinesisch, Zusammenfassung in Englisch
- [Dong u. a. 1998] DONG, S. J.; LIU, K. F.; WILLIAMS, A. G.: Lattice calculation of the strangeness magnetic moment of the nucleon. In: *Phys. Rev. D* 58 (1998), S. 074504. – 5 S.
- [Donnelly u. a. 1989] DONNELLY, T. W.; DUBACH, J.; SICK, I.: Isospin dependences in parity-violating electron scattering. In: *Nucl. Phys. A* 503 (1989), S. 589–631
- [Drechsel 2000] DRECHSEL, D.: The structure of the nucleon. In: *nucl-th/0003061*
- [Driscoll and Vaughn 1978] DRISCOLL, W. G.; VAUGHN, W.: *Handbook of Optics* Verlag: McGraw-Hill, New York 1978
- [Electron Tubes] PHOTODETECTION INFORMATION SERVICE Voltage Divider Design 1982. Siehe auch: <http://www.electron-tubes.co.uk>
- [Ellis und Jaffe 1974] ELLIS, J.; JAFFE, R. L.: Sum rule for deep-inelastic electroproduction from polarized protons. In: *Phys. Rev. D* 9 (1974), S. 1444–1446
- [European Muon Collaboration 1988] EUROPEAN MUON COLLABORATION: Measurement of the ratios of deep inelastic muon-nucleus cross-sections on various nuclei compared to deuterium. In: *Phys. Lett. B* 206 (1988), S. 603–610
- [European Muon Collaboration 1989] EUROPEAN MUON COLLABORATION: An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarised muons on polarised protons. In: *Nucl. Phys. B* 328 (1989), S. 1–35
- [G^0 Collaboration 1991] G^0 COLLABORATION: Measurement of the flavour singlet charge form factor of the proton G_E^0 / CEBAF, Thomas Jefferson National Accelerator Laboratory. 1991 (PR-91-017). – Proposal for an Experiment. Ansprechpartner: D.H. Beck
- [Garvey u. a. 1993] GARVEY, G. T.; LOUIS, W. C.; WHITE, D. H.: Determination of proton strange form factors from νp elastic scattering. In: *Phys. Rev. C* 48 (1993), Nr. 2, S. 761–765

- [Gasser u. a. 1988] GASSER, J. ; LEUTWYLER, H. ; LOCHER, M. P. ; SAINIO, M. E.: Extracting the pion-nucleon sigma term from data. In: *Phys. Lett. B* 213 (1988), S. 85–90
- [Gell-Mann 1964] GELL-MANN, M.: A schematic model of baryons and mesons. In: *Phys. Lett.* 8 (1964), Februar, Nr. 3, S. 214–215
- [Ginzburg 1996] GINZBURG, V.L.: Radiation by uniformly moving sources (Vavilow-Cerenkov effect, transition radiation and other phenomena). In: *Uspekhi Fizicheskikh Nauk* 10 (1996), S. 973-982 Übersetzte Version: PACS Nummer 41.60.-m
- [Glashow 1961] GLASHOW, S. L.: Partial symmetries of weak interactions. In: *Nuc. Phys.* 22 (1961), S. 579–588
- [Glashow u. a. 1970] GLASHOW, S. L. ; ILIOPOULOS, J. ; MAIANI, L.: Weak interaction with lepton-hadron symmetry. In: *Phys. Rev. D* 2 (1970), Oktober, Nr. 7, S. 1285–1292
- [Griffiths 1996] GRIFFITHS, D. J.: *Einführung in die Elementarteilchenphysik*. Berlin: Akademie Verlag, 1996
- [Grimm 1996] GRIMM, K.: *Untersuchungen von Detektormaterialien zur Eignung als Kalorimeter für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 1996
- [Gruppen 1993] GRUPEN, C.: *Teilchendetektoren*. Mannheim; Leipzig [u.a.] : BI-Wissenschaftsverlag, 1993
- [Guohao u. a. 1997b] GUOHAO, Ren ; DINGZHONG, Shen ; ZHIWEN, Yin: The history and today of research on the luminescence characteristics of PbF₂ crystals. In: *Journal of Inorganic Materials* 12 (1997), August, Nr. 4, S. 467–468. – Artikel in Chinesisch, Zusammenfassung in Englisch
- [Hamamatsu 1994] Hamamatsu Photonics: *Photomultiplier Tube: Principle to application*. 1994. – Katalog
- [Hammel 1996] HAMMEL, T.: *Entwicklung eines Luminositätsmonitors für ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit 1996
- [Hammel 2002] HAMMEL, T.: *Monitorierung strahlbedingter Asymmetrien für das A4-Experiment an MAMI*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Dissertation in Vorbereitung
- [Hammer 1994] HAMMER, H. W.: *Paritätsverletzende Beiträge zur Elektroproduktion von Pionen*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diplomarbeit 1994
- [Hammer und Drechsel 1995] HAMMER, H. W. ; HAMMER, D.: *Parity violating pion production off the nucleon*. In: *Z. Phys. A* 353 (1995), S. 321–331
- [Hammer u. a. 1996] HAMMER, H.-W. ; MEISSNER, U.-G. ; DRECHSEL, D.: The strangeness radius and magnetic moment of the nucleon revisited. In: *Phys. Lett. B* 367 (1996), S. 323–328
- [Hammer und Ramsey-Musolf 1999] HAMMER, H.-W. ; RAMSEY-MUSOLF, M. J.: Spectral content of isoscalar nucleon form factors. In: *Phys. Rev. C* 60 (1999), S. 045205. – 15 S.
- [HAPPEX Collaboration 1999] HAPPEX COLLABORATION: Measurement of the neutral weak form factors of the proton. In: *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999), S. 1096–1100
- [HAPPEX Collaboration 2000] HAPPEX COLLABORATION: New measurement of parity violation in elastic electron-proton scattering and implications for strange form factors. In: *Phys. Rev. Lett.* (2000), eingereicht im Juni. – E-Print Archiv: nucl-ex/0006002

- [Heinen-Konschak 1994] HEINEN-KONSCHAK, E.: *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Dissertation, 1994
- [Hemmert u. a. 1999] HEMMERT, T. R. ; KUBIS, B. ; MEISSNER, U.-G.: Strange chiral nucleon form factors. In: *Phys. Rev. C* 60 (1999), S. 045501. – 7 S.
- [Hofmann 1998] HOFMANN, H.: *Entwicklung eines Flüssig-Xenon-Szintillationskalorimeters zum Nachweis von Elektronen bis 1 GeV*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Diss., 1998
- [Hofstadter 1957] HOFSTADTER, R.: Nuclear and nucleon scattering of high-energy electrons. In: *Ann. Rev. Nucl. Science* 7 (1957), S. 231ff
- [Hong u. a. 1997] HONG, Soon-Tae ; PARK, Byung-Yoon ; MIN, Dong-Pil: Strange form factors of baryons. In: *Phys. Lett. B* 414 (1997), S. 229–236
- [’t Hooft und Veltman 1972] ’T HOOFT, G. ; VELTMAN, M.: Combinatorics of gauge fields. In: *Nucl. Phys. B* 50 (1972), S. 318; Example of a gauge field theory. In: *Proceedings of the Colloquium on Renormalization of Yang-Mills Fields* Marseille, S. 19–23, 1972.
- [Jackson 1975] JACKSON, J. D.: *Classical Electrodynamics*. New York : Wiley and Sons, Inc., 1975
- [Jaffe 1989] JAFFE, R. L.: Stranger than fiction: the strangeness radius and magnetic moment of the nucleon. In: *Phys. Lett. B* 229 (1989), Nr. 3, S. 275–279
- [Jelley 1958] JELLEY, J. V.: *Čerenkov radiation and its applications*. London; New York [u.a.] : Pergamon Press, 1958
- [Kantz und Hofstadter 1954] KANTZ, A. ; HOFSTADTER, R.: [ohne Titelangabe]. In: *Nucleonics* 12 (1954), Nr. 3, S. 36ff. – Zitiert nach [Dally und Hofstadter 1968]
- [Kaplan und Manohar 1988] KAPLAN, D. B. ; MANOHAR, A.: Strange matrix elements in the proton from neutral-current experiments. In: *Nucl. Phys. B* 310 (1988), S. 527–547
- [Kaiser 1967] KAISER, K.-H.: *Ein Hochfrequenz-Strahlmonitor mit spezieller Feldkonfiguration*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Mai 1967. – 37 S
- [Ketter 1998] KETTER, W.: *Entwurf zum Bau eines optischen Resonators für ein Compton-rückstreupolarimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 1998
- [Kittel 1969] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. 2. verb. Aufl München und Wien : R. Oldenbourg, 1969
- [Köbis 1998] KÖBIS, S.: *Entwicklung eines Triggersystems zur Selektion elastischer Elektronen-streueignisse in einem schnellen Kalorimeter*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Dissertation, 1998
- [Kothe 1999] KOTHE, R.: *Aufbau eines Prüfsystems zur Qualitätskontrolle der A4-Experimentelelektronik und Charakterisierung eines Analog-Digital-Wandlers*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Juni 1999
- [Kothe 2002] KOTHE, R.: *Untersuchungen der Strangeness im Nukleon mittels paritätsverletzender Elektron-Streuung unter Rückwärtswinkel*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, Dissertation in Vorbereitung
- [Kollaboration A4 1993] KOLLABORATION A4: Measurement of parity violating electron scattering on hydrogen / Mainz Mikrotron MAMI, Gutenberg-Universität Mainz. 1993 (A4/1-93). – Proposal for an Experiment. Ansprechpartner: D. von Harrach

- [Kollaboration A4 1998] KOLLABORATION A4: Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung. In: [?], S. 83–121. – Autoren: P. Achenbach, I. Altarev, J. Arianer, J. Arvieux, K. Aulenbacher, P. Bugner, S. Essabaa, R. Geiges, K. Grimm, M. Guidal, T. Hammel, D. von Harrach, P. Hartmann, J. Hoffmann, H. Hofmann, E.-M. Kabuß, W. Ketter, S. Köbis, R. Kunne, A. Lopes-Ginja, V. Lobashev, F. E. Maas, M. Morlet, S. Ong, J. Peyre, V. Poux, V. Rosier, G. Stephan, H. Ströher, E. Schilling, J. van de Wiele
- [Kollaboration A4 2000] KOLLABORATION A4: Messung der Asymmetrie in der elastischen Elektronstreuung am Proton zur Bestimmung des Beitrages der Strangeness zum Formfaktor. In: [?], S. 127–149. – Autoren: P. Achenbach, I. Altarev, J. Arvieux, S. Baunack, P. Bugner, K. Grimm, T. Hammel, D. von Harrach, J. Hoffmann, H. Hofmann, E.-M. Kabuß, W. Ketter, S. Kowalski, A. Lopes Ginja, F. E. Maas, E. Schilling
- [Kollaboration H1 1995] KOLLABORATION H1: Leptoquarks and compositeness scales from a contact interaction analysis of deep inelastic $e^\pm p$ scattering at HERA. In: *Phys. Lett. B* 353 (1995), S. 578–588
- [Kumar und Souder 2000] KUMAR, K. S. ; SOUDER, P. A.: Strange quarks and parity violation. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 45 (2000), S. 333–395
- [Lamport 1986] LAMPORT, L.: *TEX: A document preparation system*. Reading, Massachusetts : Addison-Wesley Publishing Company, 1986
- [Larin u. a. 1997] LARIN, S. A. ; VAN RITBERGEN, T. ; VERMASERN, J. A. M.: The a_s^3 approximation of quantum chromodynamics to the Ellis-Jaffe sum rule . In: *Phys. Lett. B* 404 (1997), S. 153–160
- [Lee und Yang 1956] LEE, T. D. ; YANG, C. N.: Question of parity conservation in weak interactions. In: *Phys. Rev.* 104 (1956), S. 254–258
- [Leinweber 1996] LEINWEBER, D. B.: QCD equalities for baryon current matrix elements. In: *Phys. Rev. D* 53 (1996), S. 5115–5124
- [Leo 1987] LEO, W. R.: *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Berlin; Heidelberg [u.a.] : Springer, 1987
- [Lopes 1996] LOPES, A.: *Vorstudien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein paritätsverletzendes Experiment*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, Dezember 1996
- [Ma 1997] MA, Bo-Qiang: Strange magnetic moment and isospin symmetry breaking. In: *Phys. Lett. B* 408 (1997), S. 387–392
- [Ma und Zhu 1993] MA, Da-an ; ZHU, Ren-yuan: On optical bleaching of barium fluoride crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 332 (1993), S. 113–120
- [Mallet 1926] MALLET, L.: Luminescence de l'eau et des substances organiques soumises au rayonnement γ In: *C.R. Acad. Sci. (Paris)* 183 (1926), S. 274
- [Mallet 1928] MALLET, L.: In: *C.R. Acad. Sci. (Paris)* 187 (1928), S. 222
- [Mallet 1929] MALLET, L.: In: *C.R. Acad. Sci. (Paris)* 188 (1929), S. 445
- [McKeown 1988] MCKEOWN, R. D.: Sensitivity of polarized elastic electron-proton scattering to the anomalous baryon number magnetic moment. In: *Phys. Lett. B* 219 (1988), Nr. 2,3, S. 140–142
- [Meißner u. a. 1997] MEISSNER, U.-G. ; MULL, V. ; SPETH, J. ; VAN ORDEN, J. W.: Strange vector currents and the OZI-rule. In: *Phys. Lett. B* 408 (1997), S. 381–386

- [Molière 1948] MOLIÈRE, G.: Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II: Mehrfach- und Vielfachstreuung. In: *Z. Naturforschung* 3a (1948), S. 78–97. – Habilitationsschrift Tübingen 1947
- [Musiol u. a. 1988] MUSIOL, G. (Hrsg.) ; RANFT, J. (Hrsg.) ; REIF, R. (Hrsg.) ; SEELIGER, D. (Hrsg.): *Kern- und Elementarteilchenphysik*. Weinheim; New York [u.a.] : VCH, 1988
- [Musolf u. a. 1994] MUSOLF, M. J. ; DONNELLY, T. W. ; DUBACH, J. ; POLLOCK, S. J. ; KOWALSKI, S. ; BEISE, E. J.: *Intermediate-Energy semileptonic probes of the hadronic neutral current*. In: *Physics Reports* 239 (1994), Nr. 1&2
- [Nelson u. a. 1966] NELSON, W. R. ; JENKINS, T. M. ; MCCALL, R. C. ; COBB, J. K.: Electron induced cascade showers in copper and lead at 1-GeV. In: *Phys. Rev.* 149 (1966), S. 201–208
- [Novikov u. a. 1993] NOVIKOV, V. A. ; OKUN, L. B. ; VYSOTSKY, M. I.: On the electroweak one-loop corrections. In: *Nucl. Phys.* B 397 (1993), S. 35–83
- [Nungesser 2000] NUNGESSER, L.: *Entwicklung und Inbetriebnahme eines Datenerfassungssystems für die Experimente zur Paritätsverletzung am MAMI*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Dezember 2000
- [Ong u. a. 1999] ONG, S. ; REKALO, M. P. ; VAN DE WIELE, J.: Pion electroproduction in parity violating elastic *ep* scattering experiment. In: *Eur. Phys. J.* A 6 (1999)
- [Particle Data Group 2000] PARTICLE DATA GROUP : Review of particle physics. In: *Eur. Phys. Jour.* C 15 (2000), Nr. 1–4, S. 1–878. – Erhältlich auf den PDG-Seiten (URL: <http://pdg.lbl.gov/>)
- [Petratos 2000] PETRATOS, G. G.: An experimental review of the nucleon form factors. In: *Nucl. Phys.* A 666&667 (2000), S. 61c–74c
- [Philips 1990] Philips Components: *Data handbook: photomultipliers*. 1990. – Katalog
- [Philips 1994] Philips Photonics: *Photomultiplier Tubes: principles & applications*. 1994. – Katalog
- [Pretz 1992] PRETZ, J.: *Untersuchung eines Bariumfluorid-Kalorimeters für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, 1992
- [Rosenbluth 1950] ROSENBLUTH, M. N.: An experimental review of the nucleon form factors. In: *Phys. Rev.* 79 (1950), S. 615
- [Rossi 1952] ROSSI, B.: High Energy Particles. In: *Prentice-Hall, Inc., Engelwood Cliffs, NJ* 1952
- [Salam 1968] SALAM, A. ; SVARTHOLM, N. (Hrsg.): *Elementary particle theory*. Stockholm : Almqvist and Wiksells, 1968, S. 367 Proceedings of the 8th Nobel Symposium
- [SAMPLE Collaboration 1997] SAMPLE COLLABORATION: Measurement of the proton's neutral weak magnetic form factors. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 3824–3827
- [SAMPLE Collaboration 2000] SAMPLE COLLABORATION: Parity violation in elastic electron scattering and the proton's strange magnetic form factor. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), S. 1106–1109
- [Schotanus u. a. 1988] SCHOTANUS, P. ; VAN EIJK, C. W. E. ; HOLLANDER, R. W.: The effect of Pb²⁺ contamination on BaF₂ scintillation characteristics. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research* A 272 (1988), S. 917–920
- [Schwinger 1957] SCHWINGER, J. S.: A Theory of the Fundamental Interactions. In: *Annals Phys.* 2 (1957), S. 407–434

- [Schotanus u. a. 1988] SCHOTANUS, P. ; VAN EIJK, C. W. E. ; HOLLANDER, R. W.: The effect of Pb^{2+} contamination on BaF_2 scintillation characteristics. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 272 (1988), S. 917–920
- [Seltzer und Berger 1986] SELTZER, S. M.; BERGER, M. J.: Bremsstrahlung spectra from electrons with kinetic energy 1 keV-10 GeV incident on screened nuclei and orbital electrons of neutral atoms with $Z=1-100$. In: *Nucl. Instrum. Methods B* 12 (1985), S. 95 In: *At. Data Nucl. Data Tab.* 345 (1986), S. 35
- [Souder 1995] SOUDER, P. A.: Nucleon form factors and strangeness as determined from electron scattering at Bates and CEBAF. In: *Nucl. Phys. A* 585 (1995), S. 53c–58c
- [Tamm und Frank 1937] TAMM, I. R. , FRANK, I. M.: In: *Doklady Akad. Nauk SSSR* 14 (1937), S. 107
- [Thomas und Weise 2001] THOMAS, A. W. , WEISE, W.: In: *The Structure of the Nucleon* WILEY-VCH Verlag Berlin, 2001
- [Tsai 1974] TSAI, Y. S.: In: *Rev. Mod. Phys.* 46 (1974), S. 815
- [Van Dyck u. a. 1987] VAN DYCK, R. S., Jr. ; SCHWINBERG, P. B. ; DEHMELT, H. G.: New High-Precision Comparison of the Positron and Electron g Factors. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), S. 26–31
- [Vavilov 1934] VAVILOV, S. I.: In: *Doklady Akad. Nauk SSSR* 2 (1934), S. 457
- [’t Hooft und Veltman 1972] VELTMAN, M. , ’T HOOFT, G.: Regularization and renormalization of gauge fields. In: *Nucl. Phys. B* 44 (1972), S. 189–213
- [Wac 1996] Wacker-Chemie GmbH: *Wacker RTV-2 Siliconkautschuke: Gießmasse, Klebstoffe, Schäume: Eigenschaften.* 1996. – Katalog
- [Weinberg 1967] WEINBERG, S.: A model of leptons. In: *Phys. Rev. Lett.* 21 (1967), November, S. 1264–1267
- [Weinrich 2000] WEINRICH, C.: *Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment.* Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Institut für Kernphysik, Diplom-Arbeit, Juli 2000
- [Woody 1993] WOODY, C. L.: A summary of radiation damage studies in barium fluoride from the GEM collaboration. In: [de Notaristefani u. a. 1993], S. 613–617. – Proc. of the CRYSTAL 2000 Int. Workshop in Chamonix, Frankreich, 22–26 Sept. 1992
- [Woody u. a. 1993] WOODY, C. L. ; KIERSTEAD, J. A. ; LEVY, P. W. ; STOLL, S. ; WEINGARTEN, A. B. ; ANDERSON, D. F. ; RAMBERG, E. J. ; KUNO, Y. ; MACDONALD, J. A. ; KONAKA, A. ; HUTCHEON, D. A.: A study on the use of lead fluoride for electromagnetic calorimetry. In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 40 (1993), August, Nr. 4, S. 546–551
- [Wu u. a. 1993] WU, C. S. ; AMBLER, E. ; HAYWARD, R. W. ; STOLL, S. ; WEINGARTEN, A. B. ; ANDERSON, D. F. ; HOPPES, D. D. ; HUDSON, R. P.: Experimental test of parity conservation in beta decay. In: *Phys. Rev.* 105 (1957), S. 1413–1414
- [Zhu 1994] ZHU, Ren-yuan: On quality requirements to the barium fluoride crystals. In: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Research A* 340 (1994), S. 442–457
- [Zhu 1999] ZHU, Ren-yuan: Precision crystal calorimetry in high energy physics. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 78 (1999), S. 203–219

- [Zweig 1964] ZWEIG, G.: An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking II / CERN, Genf, Schweiz. Februar 1964 (8419/TH.412). – CERN-Berichte. 74 S. In: LICHTENBERG, D. B. (Hrsg.) ; ROSEN, S. P. (Hrsg.): *Developments in the quark theory of hadrons, a reprint collection. Volume I: 1964–1978*. Nonamtum, Mass., USA : Hadronic Press, Inc., 1980, S. 22–101

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen meinen Dank aussprechen, die an der Entstehung dieser Dissertation ihren Anteil hatten:

Zunächst gebührt mein Dank dem Initiator dieser Arbeit Herrn Prof. Dr. Dietrich v. Harrach, der mir die Mitarbeit an diesem spannenden und ambitionierten A4-Experiment ermöglichte und immer noch eine Idee in petto hat, wenn man bereits glaubt, alle Register gezogen zu haben.

Bei Frank Maas möchte ich mich für das ständige Interesse am Fortgang der Arbeit, für die vielen guten Ratschläge und für die Unterstützung über die letzten Jahre hinweg bedanken. Er nahm sich oft und immer bereitwillig die Zeit, auf besondere Fragen oder Probleme ausführlich einzugehen. Besonders bedanken möchte ich mich für das sicherlich mühevollen Korrekturlesen dieser Arbeit und den vielen Anregungen dazu.

Mein besonderer Dank gilt den ehemaligen Kollegen Peter Hartmann, Holger Hofmann und vor allem Jürgen Hoffmann, die eine bis dahin unerreichte Form von Teamgeist und Enthusiasmus zeigten. Unvergessen wird meine Einweisung von Jürgen zur korrekten Benutzung von der Dreh- und Fräsbank in der Studentenwerkstatt sein. Ohne diesen 'Crash'-Kurs wäre der überwiegende technische Teil dieser Arbeit und so manche Strahlzeit nicht durchführbar gewesen.

Bei meinem 'Leidensgenossen' Rainer Kothe möchte ich mich für die oft benötigte 'dritte Hand' bedanken, die in den ungezählten Stunden am und besonders im Elektronik-Turm mehr als nur einmal benötigt wurde. Es verbindet uns neben dem gemeinsamen Besuch der Grundschule auch die gemeinsame A4-Lebenserfahrung, daß ein Problem im Experiment selten alleine sondern meist in 7- bis 1022-facher Ausführung auftritt.

Bei allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, insbesondere meinem Zimmerkollegen Sebastian Baunack, Thorsten Hammel und Amilcar Lopes-Ginja, die für die nötige Loggerheit in der A4 sorgten, möchte ich mich für das ausgesprochen freundliche Arbeitsklima und für ihre Hilfsbereitschaft bedanken.

Weiterhin möchte ich mich bei denjenigen studentischen Hilfskräften bedanken, die in hunderten von Stunden mit dem Zusammenbau von diffizilen Kalorimetermodulen, Bleich-Lampen, Verkabelung und mit vielen anderen Bastel- und Bau-Aufträgen einen nicht zu unterschätzenden Einfluß auf die Güte des Kalorimeters und der Auslese-Elektronik hatten und noch haben werden ...

Nicht unerwähnt möchte ich diejenigen im Institut für Kernphysik lassen, die mich in den vielen praktischen Angelegenheiten des Experiments tatkräftig unterstützt haben. Zu diesem Personenkreis zählt besonders die feinmechanische Werkstatt unter der Leitung von Herrn Luzius, der mit ruhiger aber nicht mit untätiger Hand für die termingerechte Fertigstellung der unzähligen Werkstatt-Aufträge von 'Kalorimeter-Zubehörteilen' sorgte, indem eben nicht stur nach Auftrags-Zeichnung verbaut wurde. Ebenso zählt auch die Elektronik-Werkstatt unter der Leitung von Herrn Dr. G. Ste-

phan und Herrn Streit, sowie die Technische Betriebsgruppe unter der Leitung von Herrn Bengard dazu. Alle Werkstätten sorgten mit sachlichem Rat und Tat und mit viel (noch ausgeliehenem?) Werkzeug und Material für die Durchführung des A4-Experiments. Ein besonderer Dank gilt Jürgen Rosche, der die technischen Zeichnungen des Kalorimeters anfertigte und sie freundlicherweise zur Verfügung gestellt hat. Ohne ihn wäre ich bei den eigenen 3D-Zeichnungen durch so manche AUTOCAD-Eigenheit schier verzweifelt.

Abschließend möchte ich mich besonders bei meiner Lebensgefährtin Sabine Fuchs, mit der ich den Rest meines Lebens verbringen möchte, für die uneingeschränkte Unterstützung und für die nicht immer leicht aufzubringende Geduld in arbeitsreichen Zeiten bedanken.

Die graphischen Darstellungen dieser Arbeit basieren auf den Programmpaketen PAW [Application Software Group 1994b] und ROOT [Brun u. a. 1996]. Illustrationen und technische Zeichnungen wurden mit den Programmen CorelDRAW 10 und AutoCAD 2002 erstellt. Die Arbeit wurde mit dem Textsatzsystem \LaTeX [Lamport 1986] geschrieben.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Klaus Hans Grimm
Jakob-Welder-Weg 30/347
55 128 Mainz
geboren am 26. Juni 1967 in Frankfurt/Main
deutsche Staatszugehörigkeit
ledig

Schulbildung

1974 – 1978	Friedrich-Jahn-Grundschule, Wiesbaden
1978 – 1979	Ludwig-Beck-Hauptschule, Wiesbaden
1979 – 1985	Geschwister-Scholl-Gesamtschule, Wiesbaden
1985 – 1988	Oberstufengymnasium West, Wiesbaden
06/1988	Abitur

Praktika

07/1988 – 12/1988	<i>Schubart Physik+Medizin GmbH</i> , Wiesbaden Grundpraktikum Elektrotechnik
-------------------	--

Wehrdienst

01/1989 – 03/90	Grundwehrdienst
-----------------	-----------------

Studium

10/1990 – 09/1996	Studium der Physik an der JOHANNES GUTENBERG-Universität in Mainz
09/1992	Diplom-Vorprüfung Physik
04/1995 – 07/1996	Diplomarbeit in experimenteller Physik bei Prof. D. v. Harrach am Institut für Kernphysik, Mainz
09/1996	Diplomprüfung Physik

Promotion

03/1997 – 3/2002	Promotion in experimenteller Physik am Institut für Kernphysik der JOHANNES GUTENBERG-Universität in Mainz bei Prof. D. v. Harrach
------------------	---

Mainz, den 3. Februar 2002