

Vorbereitende experimentelle Studien
für die Messung
der Paritätsverletzung
in der elastischen ep -Streuung

Dissertation zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes–Gutenberg–Universität
in Mainz

Eric Heinen-Konschak
geb. in Teaneck, New Jersey, U.S.A.

Mainz, den 28. Dezember 1994

- | | |
|----------------------|--------------------------|
| 1. Berichterstatter: | Prof. Dr. D. von Harrach |
| 2. Berichterstatter: | Prof. Dr. J. Arends |

Tag der mündlichen Prüfung: 23. März 1995

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Paritätsverletzende $\vec{e}p$-Streuung	2
2.1	Grundlegendes	2
2.2	Neue Formfaktoren	6
2.3	Wie seltsam ist ein Nukleon?	8
2.4	Modelle für den Beitrag der Seltsamkeit zum Vektorstrom des Nukleons . .	11
2.5	Messung von $\langle s \gamma_\mu s \rangle$	16
3	Messung der Paritätsverletzung	21
3.1	Wahl der Kinematik	21
3.2	Experimentelle Anforderungen	27
4	Kalorimetrische Ein-Arm-Messung	35
4.1	Wahl von Geometrie und Material	35
4.1.1	Anordnung des Detektors	35
4.1.2	Energieauflösung	39
4.1.3	Abmessungen der Module	41
4.1.4	Materialwahl	46
4.2	Raten und Untergrund	50
4.2.1	Theoretische Vorhersagen	51
4.2.2	Experimentelle Überprüfung des Untergrundes	56
4.2.3	Analyse und Interpretation	66
4.3	„Pile up“	68
4.3.1	Zeitliche und geometrische Einflüsse	69
4.3.2	Änderung der Asymmetrie	71
4.3.3	Größe der Effekte	74
4.4	Akzeptanz und Meßdauer	75
5	Vollständiger Apparat: Eigenschaften und Ausblick	80
5.1	Allgemeine Parameter	80
5.2	Aufbau und Elektronik	82
6	Zusammenfassung und Ausblick	86
A	Programm: Møller-Mott-Streuung	87
B	Programm: „Pile up“-Wahrscheinlichkeit	90
C	MC-Simulation	94
C.1	Parameterdatei	94
C.1.1	Erklärung der Schalter	94
C.1.2	Beispiel	95
C.2	Datenstruktur	97

Abbildungen

2.1	Lepton-Nukleon-Streuung im Ein-Photon-Austausch	2
2.2	Wirkungsquerschnitt auf „tree level“	4
2.3	Ankopplung der Bosonen an die Ströme	5
2.4	Feynman-Diagramm für die Loop-Berechnungen von Musolf et al.	13
2.5	F_1^s im Rahmen verschiedener Modelle.	14
2.6	F_2^s im Rahmen verschiedener Modelle.	15
2.7	Verlauf von $ A_0 $ als Funktion der kinematischen Variablen Q^2 und Θ	17
2.8	Verhältnis der kinematischen Faktoren vor F_1^s und F_2^s	18
3.1	„Figure of Merit“	22
3.2	Einzelbeiträge für die oberen Grenzen in der Bestimmung von F_1^s	25
3.3	Obere Grenzen in der Bestimmung von F_1^s mit Modellvorhersagen	26
3.4	Anregungsspektrum des Protons	29
3.5	Schematische Auflösung	32
4.1	Schematische Darstellung des Experiments	36
4.2	Querschnitt durch eine Hälfte des Aufbaus	36
4.3	Treffer in der Abschirmung	37
4.4	Spektrum von elastisch am Proton gestreuten 734 MeV Elektronen in BaF ₂ . .	39
4.5	Strahlenschäden an BaF ₂ -Kristallen	49
4.6	Theoretisches $\pi^\pm$ -Spektrum	51
4.7	Theoretisches γ -spektrum	52
4.8	Theoretisches Møller-Mott-Spektrum	53
4.9	Strahlplatz A3-Halle	56
4.10	Trennung Hadronen und e^-, γ 's in BaF ₂	57
4.11	Spektrum von Elektronen und γ , Exp. 1	59
4.12	Spektrum von Hadronen, Exp. 1	59
4.13	Lecksignal, Exp. 1	60
4.14	Summensignal, Exp. 1	60
4.15	Übersicht über den A4-Meßplatz	61
4.16	Spektrum ohne Target, Exp. 2	62
4.17	Elektronenspektrum, Exp. 2	64
4.18	Photonenspektrum, Exp. 2	64
4.19	Hadronenverteilung, Exp. 2	65
4.20	Summensignal, Exp. 2	65
4.21	Räumliches „pile up“	71
4.22	Akzeptierte Energien der gestreuten Elektronen	77
4.23	Akzeptierte Streuwinkel elastisch gestreuter e^-	78
5.1	Querschnitt des möglichen Aufbaus	83
5.2	Anblick des möglichen Aufbaus	83
5.3	Schaltbild der Ausleseelektronik	85

Tabellen

2.1	Modellvorhersagen für „strangeness“-Beiträge im Nukleon	12
2.2	Vergleich verschiedener Experimente zur Messung von F_1^s	20
3.1	Anforderungen an die Auflösung bei verschiedenen Geometrien	31
3.2	Experimentelle Parameter bei verschiedenen Θ_{LAB}	34
4.1	Simulierte Auflösungen: Abmessungen	42
4.2	Simulierte Auflösungen: Versetzung	44
4.3	Simulierte Auflösung: Vorabsorber	45
4.4	Vorabsorbermaterialien	45
4.5	Eigenschaften von möglichen Detektormaterialien	48
4.6	Untergrundraten	55
4.7	Vergleich der Untergrundraten mit den Vorhersagen	68
4.8	Absorberwirkung	69
4.9	Verluste durch „pile up“	75
4.10	Simulierte Meßzeiten	79

1 Einleitung

Woraus besteht ein Nukleon? Diese Frage wird jeder Physikstudent spontan so beantworten: „Das Proton besteht aus zwei „up“-Quarks und einem „down“-Quark. Beim Neutron ist das genau umgekehrt.“ Im Sinn hat er das statische Valenzquarkmodell aus den 50er Jahren.

Aber die Antwort ist falsch. Spätestens seit der Einführung des Quark-Parton-Modells ist bekannt, daß auch Gluonen und Seequarks nötig sind, um die Struktur der Nukleonen beschreiben zu können. Darüberhinaus gibt es seit den 80ern experimentelle Befunde, die andeuten, daß möglicherweise auch „strange“-Quarks einen meßbaren Anteil der Eigenschaften des Nukleons ausmachen.

Heute, in der Mitte der 90er, sind wir erstmals in der Lage, mit der modernsten Generation von Beschleunigern den Vektorstrom des Protons genau zu untersuchen, so genau, daß wir hoffen können, Effekte der „strange“-Quarks zu sehen. Dies wird uns ermöglichen, die Rolle der „strange“-Quarks bei den Nukleoneigenschaften zu bestimmen. Mit der Planung und Vorbereitung eines solchen Experiments am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI beschäftigt sich die vorliegende Doktorarbeit.

Der zweite Kapitel wird die theoretischen Grundlagen vermitteln, die nötig sind, um die experimentelle Grundidee zu verstehen. Ein Überblick über verschiedene Modelle, die den Einfluß der „strange“-Quarks auf die Nukleoneigenschaften vorhersagen, rundet das Theoriekapitel ab.

Im dritten Kapitel werden die experimentellen Möglichkeiten, die mit dem Mainzer Beschleuniger gegeben sind, studiert. Verschiedene alternative Grundkonzepte werden auf ihre Durchführbarkeit und Effizienz hin untersucht. Es zeigt sich, daß die beste Methode der Nachweis der elastisch am Proton gestreuten Elektronen durch eine kalorimetrische Ein-Arm-Messung ist. Am Schluß dieses Kapitels werden die Meßbedingungen und die erreichbaren Ergebnisse bei verschiedenen Streuwinkeln verglichen.

Das zentrale vierte Kapitel der Arbeit beschreibt die Eigenschaften des Detektors. Das sind z.B. der geometrische Aufbau und die Materialwahl. Mit Hilfe von Computersimulationen werden verschiedene Anordnungen studiert und schließlich im Hinblick auf den finanziellen und zeitlichen Aufwand diskutiert.

Vor der Zusammenfassung der Arbeit befindet sich ein kurzes Kapitel, in dem alle wesentlichen Parameter und Anforderungen des Experimentes zusammengestellt. Hierin werden auch einige Möglichkeiten für den späteren Aufbau des Detektors und der Ausleseelektronik angedeutet. Im Anhang schließlich befinden sich Arbeitshilfen für später notwendige Detailstudien der Ausleseelektronik und des realen Detektoraufbaus.

2 Paritätsverletzende $\vec{e}p$ -Streuung

2.1 Grundlegendes

Bevor wir uns mit Wirkungsquerschnitten und Formfaktoren beschäftigen, möchte ich an die Größen erinnern, welche die Kinematik einer Streuung von Elektronen am ruhenden Proton festlegen. Im nebenstehenden Bild Abb. 2.1 ist die Situation dargestellt. Das einfallende Elektron mit der Energie E und dem Impuls $\vec{p}$ streut am ruhenden Nukleon. Nach der Streuung hat es die neue Richtung Θ_{Labor} , die Energie E' und den Impuls $\vec{p}'$. Bei der Streuung wird der Viererimpuls

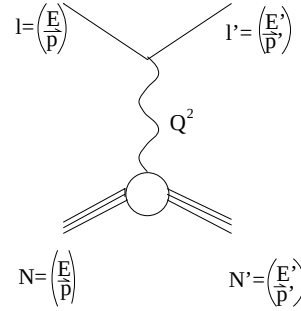


Fig. 2.1: *Lepton-Nukleon-Streuung im Ein-Photon-Austausch*

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\Theta_{Labor}}{2}$$

übertragen.

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

$$\sigma = \text{Phasenraumfaktor} \cdot |\mathfrak{M}|^2 \quad (2.1)$$

Im Rahmen der QED kann $\mathfrak{M}$ mit Hilfe der Feynmanregeln berechnet werden (siehe z.B. [Hal84]). Es ist das Produkt aus den Strömen der beteiligten Teilchen mit dem Propagator des Austauschteilchens. Im Falle des Ein-Photon-Austausches in der Elektron-Proton-Streuung (Abb. 2.1) ist das

$$\begin{aligned} \mathfrak{M} &= e^2 \bar{u}(l') \gamma_\mu u(l) \frac{1}{Q^2} \mathfrak{U}(N') \gamma^\mu \mathfrak{U}(N) \\ &\sim \underbrace{\frac{1}{Q^2}}_{\text{Propagator}} \underbrace{j_\mu}_{\text{Elektronstrom}} \cdot \underbrace{J^\mu}_{\text{Protonstrom}} \end{aligned}$$

mit den Vierervektoren j_μ und J^μ , die den Strom des Elektrons bzw. des Protons beschreiben. Der Wirkungsquerschnitt σ ist nach Gl. 2.1 proportional dem Betragsquadrat des Matrixelementes $\mathfrak{M}$

$$\begin{aligned} \sigma \sim |\mathfrak{M}|^2 &\sim \frac{1}{Q^4} j_\mu j_\nu^* J^\mu J^{\nu*} \\ &\sim \frac{1}{Q^4} \underbrace{\eta_{\mu\nu}}_{\text{Leptontensor}} \underbrace{W^{\mu\nu}}_{\text{Hadrontensor}} \end{aligned}$$

Üblicherweise werden bei der Bildung des Betragsquadrates die Terme eines Streupartners zusammengefaßt. So ergibt das Betragsquadrat des Elektronstromes den Leptontensor und entsprechend wird das Quadrat des hadronischen Stromes der Hadrontensor genannt.

Die Eigenschaften der Streupartner werden in diesem Fall durch die elektromagnetischen Ströme beschrieben:

$$\begin{aligned} j_\mu &\sim \bar{u}(l')\gamma_\mu u(l) \\ J^\mu &\sim \bar{u}(N') \left[\gamma^\mu F_1 - i\sigma^{\mu\nu} q_\nu \frac{\kappa_p}{2M_N} F_2 \right] u(N) \end{aligned} \quad (2.2)$$

In dem Nukleonstrom J^μ tauchen die Masse des Nukleons M_N , das anomale magnetische Moment $\kappa_p=1.7928474$ und die beiden Funktionen $F_{1,2}$ auf. Diese Funktionen beschreiben bei der elastischen Streuung¹ die unbekannte Struktur des Nukleons in dem Kreis am hadronischen Vertex in Abb. 2.1. Der Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung am Proton sieht wie folgt aus:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}|_{Lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\Theta}{2}} \frac{E'}{E} \left(\left(F_1^2 + \frac{\kappa_p^2 Q^2}{4M_N^2} F_2^2 \right) \cos^2 \frac{\Theta}{2} + \frac{Q^2}{2M_N^2} (F_1 + \kappa_p F_2)^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2} \right) \quad (2.3)$$

Neu in der Formel ist die Feinstrukturkonstante $\alpha=1/137.04$. Während von dem Lepton-tensor in der Bildung des Wirkungsquerschnittes nur kinematische Faktoren übrigbleiben, liefert der hadronische Tensor die nicht vorhersagbaren Funktionen $F_{1,2}$. Durch die unpolarisierte² Lepton-Nukleon-Streuung lassen sich auf diese Weise vier Formfaktoren bestimmen: Die Dirac- und Pauliformfaktoren $F_{1,2}$ von Proton und Neutron. Mit

$$G_E^{p,n} = F_1^{p,n} - \tau F_2^{p,n} \quad (2.4)$$

$$G_M^{p,n} = F_1^{p,n} + F_2^{p,n} \quad (2.5)$$

ergibt das die bekannten elektrischen und magnetischen Sachsformfaktoren von Proton bzw. Neutron. Hierbei ist $\tau=Q^2/(4M_N^2)$.

Um mehr über die Flavorstruktur des Nukleons zu lernen, wird ein weiteres Austauschteilchen benötigt, dessen Kopplungseigenschaften idealerweise ebenso gut bekannt sein sollten wie die des Photons. Das Z^0 -Boson der schwachen Wechselwirkung ist das gesuchte Teilchen. Die schwache Wechselwirkung ist im sogenannten Standardmodell [Wei74] mit der elektromagnetischen vereinheitlicht und ebenso gut bekannt. Die Kopplung von Photon und Z^0 -Boson an elektroschwache Ströme ist im Standardmodell vergleichbar. Die große Masse des Z^0 -Bosons von 91 GeV³ bewirkt jedoch eine Unterdrückung der Austauschwahrscheinlichkeit relativ zum Photon mit $(M_Z^2)^{-2} \sim 10^{-8}$. Eine genauere Betrachtung der Lepton-Nukleon-Streuung im Ein-Boson-Austausch, mit anderen Worten auf „tree level“, modifiziert Abb. 2.1 folgendermaßen:

¹Bei inelastischer Streuung werden die beiden Funktionen üblicherweise $W_{1,2}$ genannt.

²Werden das Nukleon und das Lepton polarisiert, tragen andere Formfaktoren zum Wirkungsquerschnitt bei. Wird nur einer der beiden Streupartner polarisiert, gibt es nur die beiden Formfaktoren aus dem unpolarisierten Fall, da die elektromagnetische Wechselwirkung paritätserhaltend ist.

³Die Lichtgeschwindigkeit c wird in dieser Arbeit bei Massen und Impulsen gleich 1 gesetzt.

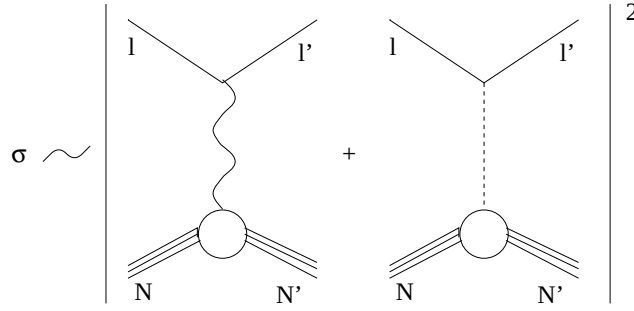


Fig. 2.2: Wirkungsquerschnitt auf „tree level“

Das Übergangsmatrixelement $\mathfrak{M}$ der gesamten Streureaktion ergibt sich als Summe der Amplituden aller beteiligten Prozesse. Also ist

$$\mathfrak{M} \sim \frac{1}{Q^2} j_\mu J^\mu + \frac{1}{Q^2 + M_Z^2} \tilde{j}_\mu \tilde{J}^\mu \quad (2.6)$$

Dabei ist $1/Q^2$ der Photonpropagator und $1/(Q^2 + M_Z^2)$ der Z^0 -Propagator, der bei kleinen Impulsüberträgen Q^2 in guter Näherung alleine durch die Masse des Z-Bosons von 91 GeV^2 gegeben ist. Bei einem Q^2 -Wert von z.B. 10 GeV^2 beträgt der Anteil des Z^0 -Austausches an der Amplitude $\mathfrak{M}$ erst etwa ein Prozent (oder 10^{-4} vom Wirkungsquerschnitt). So kleine Effekte sind in einer Messung des Wirkungsquerschnittes nicht sichtbar. Der führende Beitrag des Z^0 -Bosons zur Streuamplitude ist der Interferenzterm mit dem Photon $1/Q^2 \cdot 1/(Q^2 + M_Z^2)$. Dessen Größe ist bei 10 GeV^2 Impulsübertrag 100mal größer als die des reinen Z^0 -Austausches. Effekte von einem Prozent auf einen Wirkungsquerschnitt sind kaum meßbar. Um den Beitrag der schwachen Wechselwirkung überhaupt beobachten zu können, muß die Asymmetrie der Wirkungsquerschnitte von links- und rechtshändigen Elektronen beobachtet werden, hierbei hebt sich der paritätserhaltende Anteil gerade heraus.

Die schwachen Ströme sehen wie folgt aus:

$$\tilde{j}_\mu \sim \bar{u}(l') \frac{g}{\cos \Theta_W} \gamma_\mu \left[\left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \Theta_W \right) + \frac{1}{2} \gamma_5 \right] u(l) \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \tilde{J}^\mu \sim \bar{u}(N') \frac{g}{\cos \Theta_W} & \left[\gamma^\mu \tilde{F}_1 - i \sigma^{\mu\nu} q_\nu \frac{1}{2M} \tilde{F}_2 + q^\nu \tilde{F}_3 + \right. \\ & \left. \gamma^\mu \gamma^5 \tilde{G}_A + \sigma^{\mu\nu} \gamma_\nu \gamma^5 \tilde{G}_2 + \gamma^5 q^\mu \tilde{G}_3 \right] u(N) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Die Konstante g ist definiert als $e/\sin \Theta_W$ mit dem Weinbergwinkel Θ_W . Die Größe $\sin^2 \Theta_W$ ist bei Niederenergieexperimenten auf „tree level“ 0.212 [Nov93]⁴. Der Formfaktor $\tilde{F}_3$ verschwindet mit der Annahme, daß der schwache Vektorstrom erhalten ist („conserved vector current“-Hypothese). Der axiale Formfaktor $\tilde{G}_2$ ist Null, wenn die starke Wechselwirkung invariant unter der G-Parität ist [Dec92]. Der dritte axiale Formfaktor $\tilde{G}_3$ trägt bei

⁴Der bekannte Wert von $\sin^2 \Theta_W = 0.2325 \pm 0.0008$ [Hik92] gilt für Impulsüberträge in der Größenordnung der M_Z -Masse.

Vernachlässigung der Elektronenmasse nicht zum Wirkungsquerschnitt bei [Pre92]. Der schwache Nukleonstrom wird also in der Praxis mit den beiden Vektorformfaktoren $\tilde{F}_{1,2}$ und einem axialen Formfaktor $\tilde{G}_A$ beschrieben.

Bei der Ausmultiplikation zur Bildung des Wirkungsquerschnittes tauchen Terme mit $\gamma_\mu \gamma_5$ auf. γ_μ ist ein Lorentzvektor, während $\gamma_\mu \gamma_5$ ein Axialvektor ist, weswegen die entsprechenden Ströme Axialströme heißen. Zerlegt man Abbildung 2.2 in die Kopplung der Bosonen an die verschiedenen Ströme, ergibt sich Bild 2.3.

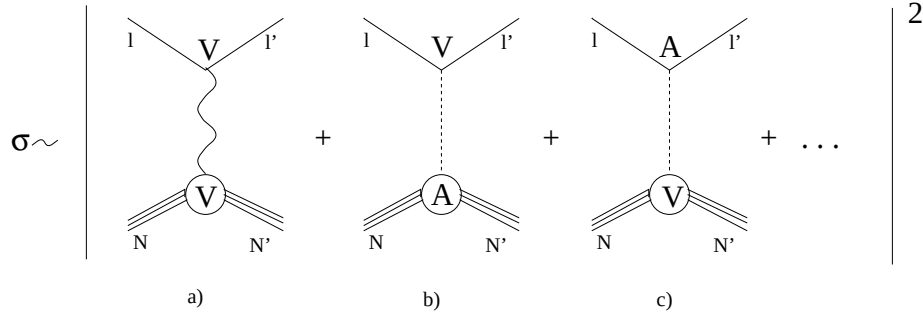


Fig. 2.3: Ankopplung der Bosonen an die Ströme

Die V,A an den Vertices bezeichnen Vektor- bzw. Axialvektorkopplung der Bosonen an die Ströme. Der erste Graph führt zu einem paritätserhaltenden Wirkungsquerschnitt, während die nachfolgenden wegen des Axialvektors einen paritätsverletzenden Wirkungsquerschnitt ergeben. Paritätsverletzung bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt von der Händigkeit der Elektronen abhängt. Dies spiegelt die Tatsache wieder, daß der Term $(1 - \gamma_5)$ linkshändige Teilchen bzw. rechtshändige Antiteilchen aus den Spinoren herausprojiziert. In der schwachen Wechselwirkung können sowohl linkshändige Elektronen als auch rechtshändige Elektronen an das Z_0 -Boson ankoppeln. In der Gleichung 2.7 ist der Faktor $(1 - \gamma_5)$ deswegen durch die Vektorkopplungskonstante des Elektrons $(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \Theta_W)$ und die axiale Kopplungskonstante $-\frac{1}{2}$ modifiziert.

Den Wirkungsquerschnitt berechnen wir nach Gl. 2.2 durch die Bildung des Quadrats des Übergangsmatrixelements $\mathfrak{M}$. Dabei berücksichtigen wir nur die führende Ordnung des paritätsverletzenden Beitrages, also in Abbildung 2.3 die Produkte des Photonaustauschs a) mit b) und c), weil die paritätserhaltenden Anteile sich bei der Asymmetriebildung gerade herausheben. Der Wirkungsquerschnitt wird durch die Spurbildung der entstehenden Tensoren korrekt berechnet. Ich möchte hier nur in einer eher symbolischen Schreibweise zeigen, wie die Kombinationen der Formfaktoren entstehen. Es ist also:

$$d\sigma_{PV}^{\pm} \sim \pm V_e V_N \cdot \tilde{V}_e \tilde{A}_N \quad (2.9)$$

$$\pm V_e V_N \cdot \tilde{A}_e \tilde{V}_N \quad (2.10)$$

$$\sim \pm \frac{g^2}{\cos^2 \Theta_W} \gamma_\mu \left(-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \Theta_W \right)^2 \gamma_\nu^* \left[\gamma^\mu F_1 - i \sigma^{\mu\nu} q_\nu \frac{1}{2M_N} F_2 \right] \left[\gamma^\mu \gamma^5 \tilde{G}_A \right]^* \quad (2.11)$$

$$\pm \frac{g^2}{\cos^2 \Theta_W} \gamma_\mu \left(\frac{1}{2} \right)^2 \gamma_\nu^* \gamma^{5*} \left[\gamma^\mu F_1 - i \sigma^{\mu\nu} q_\nu \frac{1}{2M_N} F_2 \right] \left[\gamma^\mu \tilde{F}_1 - i \sigma^{\mu\nu} q_\nu \frac{1}{2M_N} \tilde{F}_2 \right]^* \quad (2.12)$$

In der Formel bezeichnet $\pm$ die Händigkeit des Elektrons. Der erste Term (Gl. 2.9, 2.11) beschreibt das Produkt von Abb. 2.3.a) mit Abb. 2.3.b). Hier lernt man im hadronischen Vertex etwas über den Axialstrom des Nukleons. Der Formfaktor hierzu ist $\tilde{G}_A$. Die Vektor-kopplung des Z^0 -Bosons an das Lepton ist jedoch mit $(1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \sim 0.07$ unterdrückt und deswegen auf diese Art nur schwer meßbar. Der Axialstrom des Protons kann in der Neutrino-Proton-Streuung studiert werden, in der diese Unterdrückung nicht vorhanden ist. Der zweite Term (Gl. 2.10, 2.12) beschreibt die Interferenz von Abb. 2.3.a) mit Abb. 2.3.c). Hier lernt man etwas über den Vektorstrom des Nukleons mit den Formfaktoren $\tilde{F}_{1,2}$ bzw. $\tilde{G}_{E,M}$.

Die Asymmetrie ergibt sich unter sorgfältiger Beachtung der Definitionen der Konstante g zu [Rey74a, Cah78]

$$\begin{aligned} A &= \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{d\sigma^+ + d\sigma^-} \\ &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \\ &= \frac{F_1 \tilde{F}_1 + \tau F_2 \tilde{F}_2 + \tan^2 \frac{\Theta}{2} \left(2\tau(F_1 + F_2)(\tilde{F}_1 + \tilde{F}_2) - \frac{E+E'}{2M_N} (1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \tilde{G}_A (F_1 + F_2) \right)}{F_1^2 + \tau F_2^2 + 2\tau \tan^2 \frac{\Theta}{2} (F_1 + F_2)^2} \\ &= \frac{-G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \\ &= \frac{\epsilon G_E \tilde{G}_E + \tau G_M \tilde{G}_M - \frac{1}{2}(1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)} G_M \tilde{G}_A}{\epsilon(G_E)^2 + \tau(G_M)^2} \end{aligned} \quad (2.13)$$

- $G_F = 1.16639(2)10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ die Fermikopplungskonstante,
- $\epsilon = (1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2})^{-1}$ ist die Polarisierung des virtuellen Photons.

Die in der Formel mit Tilde gekennzeichneten Formfaktoren sind die neuen schwachen Formfaktoren des Protons, wie sie sich in der niedrigsten Ordnung der Störungstheorie ergeben. Alle kinematischen Terme mit τ , Θ , E oder E' stammen von der Spurbildung des leptonischen Tensors. Die genaue Berechnung des Wirkungsquerschnittes erfordert, daß auch Feynmangraphen, in denen zwei oder mehr Austauscheteilchen sowie Schleifen auftreten, berücksichtigt werden. Dies gilt sowohl für den elektromagnetischen als auch für den stark wechselwirkenden Teil. Auf die Berechnung der Strahlungskorrekturen und Beiträge höherer Ordnung in α und α_s will ich in dieser Arbeit nicht näher eingehen. Eine ausführliche Zusammenfassung der Arbeiten verschiedener Autoren zu diesem Thema findet sich bei Musolf et al. [Mus94b].

2.2 Neue Formfaktoren

Das Quark-Parton-Modell (QPM) beschreibt, wie sich das Nukleon aus Quarks zusammensetzen läßt. Quarks sind punktförmige Teilchen, die sowohl stark als auch elektroschwach

wechselwirken. Das Quark-Parton-Modell ist für Impulsüberträge Q^2 von mehr als einem GeV^2 eine gute Beschreibung des Nukleons. Im Rahmen des Modells sind die Massen der Quarks vernachlässigbar klein. Das Nukleon ist aus Valenzquarks, Seequarks und Gluonen aufgebaut. Die Valenzquarks sind die gleichen wie im Konstituentenquarkmodell, nämlich zwei u- und ein d-Quark für das Proton, bzw. zwei d- und ein u-Quark für das Neutron. Die Bindung der Quarks im Nukleon wird durch Eichbosonen, den Gluonen, vermittelt. Ein Gluon kann in ein virtuelles Quark-Antiquark-Paar übergehen. Diese Seequarks ändern die Quantenzahlen des Nukleons nicht. Die Formfaktoren des Nukleons sind in diesem Bild in „SU₃-flavor“-Anteile zerlegbar. Weil die Quarks selber als punktförmige Teilchen keine Formfaktoren besitzen, werden die Beiträge der Quarkflavors zu den Nukleonformfaktoren als räumliche Verteilung der Quarksorten interpretiert. Bei der Summenbildung werden die Quarks mit ihrer Ladung gewichtet⁵:

$$F_{1,2} = \sum_i e_i \cdot F_{1,2}^i \quad (2.14)$$

$$\tilde{F}_{1,2} = \sum_i \left(\frac{1}{2} T_i^3 - e_i \sin^2 \Theta_W \right) \cdot \tilde{F}_{1,2}^i \quad (2.15)$$

$$\tilde{G}_A = \sum_i -\frac{1}{2} T_i^3 \cdot \tilde{G}_A^i \quad (2.16)$$

wobei die Summe über die Quarkflavors u,d,s,c,b und t läuft. e_i bezeichnet die elektromagnetische und $(\frac{1}{2}T_i^3 - e_i \sin^2 \Theta_W)$ die schwache Ladung des Quarkflavors i, mit der z-Komponente des schwachen Isospins T_i^3 ($+\frac{1}{2}$ für das u(c,t)-Quark, $-\frac{1}{2}$ für d,s(b)-Quarks).

Betrachtet man die Massen der Quarks: $m_u = 2$ bis 8 MeV, $m_d = 5$ bis 15 MeV, $m_s = 100$ bis 300 MeV, $m_c = 1.3$ bis 1.7 GeV, $m_b = 4.7$ bis 5.3 GeV, $m_t = 174$ GeV (Quarkmassen aus [Hik92], siehe auch z.B. [Don86]), erscheint es vernünftig, die Summe spätestens nach dem „strange“-Quark abbrechen zu lassen, weil die übrigen Quarks sowohl im Vergleich mit der Skala der starken Wechselwirkung $\lambda=200$ MeV, als auch relativ zur Nukleonmasse schwer sind. Die Formfaktoren können gleich gesetzt werden, $F_{1,2}^i = \tilde{F}_{1,2}^i$, weil eine Untersuchung der Nukleonstruktur mit einer elektromagnetischen Probe dieselbe räumliche Verteilung der Quarksorten finden sollte wie ein Test mit einer schwachen Probe. Unter der Annahme von Isospinsymmetrie

$$\begin{aligned} F_{1,2}^{p,u} &= F_{1,2}^{n,d} \\ F_{1,2}^{p,d} &= F_{1,2}^{n,u} \\ F_{1,2}^{p,s} &= F_{1,2}^{n,s}, \end{aligned}$$

ergeben sich Bestimmungsgleichungen für die Anteile des „strange“-Quarks an den Formfaktoren:

$$F_{1,2}^s = (1 - 4 \sin^2 \theta_W) F_{1,2}^p - F_{1,2}^n - 4 \tilde{F}_{1,2} \quad (2.17)$$

oder mit den Sachs-Formfaktoren ausgedrückt:

$$G_{E,M}^s = (1 - 4 \sin^2 \Theta_W) G_{E,M}^p - G_{E,M}^n - 4 \tilde{G}_{E,M} \quad (2.18)$$

⁵In dieser Arbeit benutze ich ausschließlich die Definitionen nach R.N. Cahn [Cah78], E. Reya und K. Schilcher [Rey74a]. Diese Nomenklatur benutzen z.B. D. Beck [Bec90] und J. Napolitano [Nap90].

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß einige Autoren eine andere Basis für die Darstellung der Formfaktoren vorziehen. Entsprechend den drei Erzeugenden der $SU(3)$ λ^0 , λ^3 und λ^8 führen sie die Formfaktoren $F_{1,2}^{0,3,8}$ ein. Der Zusammenhang mit den in den Gleichungen 2.14 - 2.16 definierten Formfaktoren ist folgendermaßen:

$$F_{1,2} = F_{1,2}^3 \tau^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} F_{1,2}^8 \quad (2.19)$$

$$\tilde{F}_{1,2} = \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \Theta_W \right) \left(F_{1,2}^3 \tau^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} F_{1,2}^8 \right) - \frac{1}{4} F_{1,2}^0 \quad (2.20)$$

$$\tilde{G}_A = \frac{1}{4} G_A^0 - \frac{1}{2} \tau^3 G_A^3 - \frac{1}{4\sqrt{3}} G_A^8 \quad (2.21)$$

τ^3 ist die dritte Komponente des Isospins und beträgt $\pm \frac{1}{2}$ für das Proton bzw. Neutron.

2.3 Wie seltsam ist ein Nukleon?

Welche Rolle das „strange“-Quark im Nukleon spielt, ist zur Zeit ungeklärt. Bei größeren Impulsüberträgen, also im Geltungsbereich des Quark-Parton-Modells, ist klar, daß der Anteil einer Quarksorte an den Seequarks mit zunehmender Quarkmasse abnehmen sollte. Neben diesem Hochenergiebild gibt es aber noch eine andere Beschreibung des Nukleons, das statische Quarkmodell⁶. In dieser für kleine Q^2 -Werte guten Beschreibung besteht das Nukleon aus den drei Valenzquarks, mit denen sich die Niederenergieeigenschaften wie Masse, Spin und magnetisches Moment erklären lassen. Dabei sind die Massen der u- und d-Quarks groß, nämlich jeweils ungefähr ein Drittel der Nukleonmasse. In diesem Modell sollten Seequarks und damit auch die s-Quarks keine nennenswerte Rolle spielen.

In neuerer Zeit gibt es jedoch eine Reihe von experimentellen Hinweisen, daß das „strange“-Quark auch bei kleinen Energien einen nennenswerten Beitrag zu den Nukleoneigenschaften hat. Dieser Beitrag wird durch die folgenden experimentell zugänglichen Erwartungswerte beschrieben:

$$\begin{aligned} &< N | \bar{s} s | N > \\ &< N | \bar{s} \gamma_\mu s | N > \\ &< N | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | N > . \end{aligned}$$

In der zweiten Zeile steht der Vektorstrom, dieser ist noch nie gemessen worden. Die beiden anderen Größen sind die skalare Dichte und der Axialstrom. Im folgenden werde ich kurz die experimentelle Situation für diese beiden Größen darstellen.

Für die skalare Dichte gibt es im Rahmen der chiralen Störungsrechnung einen Erwartungswert bei kleinen Energien. Chiralität fordert, daß nur linkshändige Quarks und rechtshändige Antiquarks an Wechselwirkungen teilnehmen. Dies geht nur, wenn alle Quarkmassen identisch gleich Null sind. In diesem Fall kann die Masse des Nukleons als $m_0 = < N | H_0 | N >$ geschrieben werden. Die Quarks tragen aber eine Masse, was sich in der Brechung der chiralen Symmetrie niederschlägt. Die Nukleonmasse ergibt sich in einer chiralen nichtrelativistischen Störungsrechnung zu (siehe z.B. [Gas94, Gas81, Che76,

⁶Eine Einführung ist zum Beispiel zu finden in [Per91].

Rey74b]):

$$\begin{aligned} M_N &= \langle N | H_0 + m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d + m_s \bar{s}s | N \rangle \\ &= m_0 + \partial m_{ud} + \partial m_s \end{aligned} \quad (2.22)$$

mit

$$\partial m_{ud} = \frac{1}{2} (m_u + m_d) \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle \quad \partial m_s = m_s \langle N | \bar{s}s | N \rangle$$

Die ∂m geben also die Brechung der chiralen Symmetrie an. Um nun den Beitrag des s-Quarks zur Masse des Nukleons berechnen zu können, benötigen wir weitere Informationen. Mit Hilfe der SU(3) Isospinsymmetrie kann die Brechung der chiralen Symmetrie durch Massendifferenzen im Baryonenoktett ausgedrückt werden. So ist die Massendifferenz zwischen dem Λ und Ξ Baryon gerade gegeben durch

$$\begin{aligned} \Delta &\equiv \frac{1}{2} (m_u + m_d) \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s | N \rangle \\ &= 3 \frac{m_u + m_d}{m_u + m_d - 2m_s} (m_\Lambda - m_\Xi) \approx 25 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Würde das s-Quark im Nukleon keine Rolle spielen, wäre also $\langle N | \bar{s}s | N \rangle = 0$, dann sollte $\Delta = \partial m_{ud}$ gelten. Die Größe $\partial m_{u,d}$ ist der Einfluß der u- und d-Quarks auf die Nukleonmasse. Dieser Einfluß läßt sich als Streuung von „off shell“-Pionen an Nukleonen verstehen. Ausgedrückt wird der Einfluß durch den σ_N^π -Term. Durch eine schwierige Rechnung [Jaf86, Dec92] ist er mit der experimentell zugänglichen „on shell“-Pion-Nukleon-Streuung verknüpft worden:

$$\begin{aligned} \langle \pi N | \pi N \rangle &\xrightarrow{q_1, q_2 \rightarrow 0} -\frac{1}{F_\pi^2} \sigma_N^\pi \\ &\sim \frac{1}{F_\pi^2} (m_u + m_d) \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle \end{aligned} \quad (2.24)$$

Die endlichen Impulse $q_{1,2}$ der „on shell“-Streuung müssen dazu in den virtuellen Bereich bei $q_{1,2}=0$ extrapoliert werden. Das Ergebnis dieser Rechnung variiert je nach Autor und Methode von $\partial m_{ud}=40$ bis 69 MeV (siehe z.B. [Wak93, Jaf86]). Vergleichen wir das mit dem Erwartungswert Δ sehen wir, daß die angenommene Identität $\Delta=\partial m_{u,d}$ nicht erfüllt ist. Demnach gibt es also einen Beitrag ∂m_s der s-Quarks zur Nukleonmasse. Wir können die Gleichungen 2.24 und 2.23 zur Bestimmung der Größe von ∂m_s benutzen:

$$\begin{aligned} \Delta - \partial m_{ud} &= \frac{1}{2} (m_u + m_d) \langle N | -2\bar{s}s | N \rangle \\ \Rightarrow \partial m_s &= -\frac{m_s}{m_u + m_d} (\Delta - \partial m_{ud}) \approx 180 \text{ MeV} (\partial m_{ud} = 40 \text{ MeV}) \\ &\quad \text{bis } 480 \text{ MeV} (\partial m_{ud} = 69 \text{ MeV}) \end{aligned} \quad (2.25)$$

Ist die Analyse des σ_N^π -Terms richtig, würde auf jeden Fall ein wesentlicher Teil der Masse des Nukleons von s-Quarks getragen werden! Dies ist ein gewaltiger Widerspruch zum statischen Valenzquarkmodell.

Eine weiteres Indiz für einen wesentlichen Beitrag der „strangeness“ zum Nukleon kommt von der EMC-Kollaboration vom CERN [Ash88]. Dort wurde in der tiefinelastischen Streuung von polarisierten Muonen am polarisierten Proton bei Impulsüberträgen von $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ die spinabhängige Strukturfunktion g_1 gemessen. Im Quark-Parton-Modell (QPM), das bei so großen Impulsüberträgen eine sehr gute Beschreibung liefert, ist

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 ([q_i^+(x) - q_i^-(x)] + [\bar{q}_i^+(x) - \bar{q}_i^-(x)]).$$

Dabei ist e_i die Ladung des Quarkflavors i , $x=Q^2/(2M_N\nu)$ die Bjorkenskalenvariable. Im Quark-Parton-Modell wird x als der von einem getroffenen Quark getragene Impulsbruchteil am Gesamtimpuls des Nukleons interpretiert. $\nu=E-E'$ ist der Energieübertrag. Die $q_i^\pm$ sind die Verteilungsfunktionen der Quarks oder Antiquarks mit dem Flavor i , deren Spin parallel bzw. antiparallel zum Nukleonenspin steht. Die Größe g_1 beschreibt den axialen Strom des Nukleons, bzw. im Falle von EMC, des Protons: $\langle p|\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s|p \rangle$.

Die fundamentale Bjorken–Summenregel verknüpft $g_1^{p,n}$ mit dem β -Zerfall des Neutrons.

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x) - g_1^n(x)] = \frac{1}{6} \left| \frac{G_A}{G_V} \right| (1 - O(\alpha_s))$$

Ellis und Jaffe haben diese Summenregel in jeweils eine für Proton und Neutron getrennt. Dabei benutzten sie SU(3) Stromalgebra und die Annahme, daß der „strange“-Quarksee unpolarisiert ist. Der neueste Wert der Ellis-Jaffe-Summenregel für das Proton ist von 1994 und stammt von der SMC-Kollaboration am CERN [Ada94]. Das Ergebnis für das Integral über g_1^p steht im Widerspruch zur Vorhersage von Ellis und Jaffe. Bei einem mittleren Impulsübertrag von $Q^2=10 \text{ GeV}^2$ findet SMC den Wert:

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx g_1^p(x) &= \frac{1}{12} \left| \frac{G_A}{G_V} \right| \left(1 + \frac{5}{3} \frac{3F - D}{F + D} \right) + \text{QCD-Korrekturen} \\ &= 0.136 \pm 0.011 \pm 0.011 \quad \text{SMC-Messung [Ada94]} \\ &= 0.176 \pm 0.006 \quad \text{theoretischer Wert von Ellis und Jaffe} \end{aligned}$$

Der Unterschied kann durch eine Polarisation des „strange“-Quarksees erklärt werden. Unter Zuhilfenahme der Bjorken–Summenregel und der Isospinsymmetrie werden die Beiträge der Quarkflavors zum Spin des Protons berechnet. Das Ergebnis dieser Rechnung ist überraschend. Zum einen ist der Beitrag aller Quarks zum Gesamtspin des Protons sehr klein, und zum anderen ist die Polarisation der s-Quarks groß und der der Valenzquarks gerade entgegengesetzt:

$$\langle S_z \rangle_s = -0.12 \pm 0.04 \pm 0.04.$$

Dieses Ergebnis deutet ebenfalls auf einen großen, dem statischen Valenzquarkbild widersprechenden, Beitrag der „strange“-Quarks zu den Niederenergieeigenschaften des Nukleons.

Wie gezeigt wurde, ist die Unsicherheit über die Rolle der „strangeness“ groß. Wie wahr ist das statische Valenzquarkbild vom Nukleon wirklich? Wegen dieser Widersprüche ist die Messung des letzten noch unbekannten Erwartungswertes $\langle P|\bar{s}\gamma s|P \rangle$, der Beitrag der „strangeness“ zum Vektorstrom des Protons, eine wichtige Messung. Sie kann das Verständnis über die Vorgänge im Nukleon stark verbessern.

2.4 Modelle für den Beitrag der Seltsamkeit zum Vektorstrom des Nukleons

Gibt es Vorhersagen für die in Gleichung 2.17 definierten Formfaktoren $F_{1,2}^s$? Allgemein sind Formfaktoren analytische Funktionen in Q^2 . Sie sind durch eine Normierung bei $Q^2 = 0$ und ihre Q^2 -Abhängigkeit festgelegt. Physikalische Argumente bestimmen die Normierung. Am deutlichsten sichtbar wird dies an den elektrischen und magnetischen Sachsformfaktoren des Nukleons. An der Stelle $Q^2 = 0$ ergeben die elektrischen gerade die Ladung und die magnetischen das magnetische Moment. Für das Proton gilt demnach $G_E^p(Q^2=0)=1$, $G_M^p(Q^2=0)=\mu_p$ und analog für das Neutron $G_E^n(Q^2=0)=0$, $G_M^n(Q^2=0)=\mu_n$. Die Steigungen der elektrischen Sachsformfaktoren an dieser Stelle geben den Ladungsradius an. So ist

$$\langle r^2 \rangle^{Sachs} = -\frac{6dG_E}{dQ^2} \quad (= 0.689 \text{ fm}^2 \text{ für das Proton}) \quad (2.26)$$

oder dimensionslos

$$\rho^{Sachs} = -\frac{2M_N^2}{3(\hbar c)^2} \langle r^2 \rangle^{Sachs} \quad (2.27)$$

Der Index *Sachs* in Gl. 2.26 bezieht sich auf den Formfaktor, dessen Ableitung gebildet wird. So kann G_E durch jeden anderen Formfaktor ersetzt werden, und zwar sowohl durch die der Nukleonen als auch durch die der Quarkflavors. Die Normierungen der anderen Formfaktoren ergeben sich unmittelbar aus denen der Sachsformfaktoren und den Beziehungsgleichungen zwischen den Formfaktoren der Nukleonen und ihrer Zerlegung in Quarkflavoranteile (siehe Gl. 2.4, 2.5, 2.14, 2.15, 2.19 und 2.20). So sind zum Beispiel die Werte der Formfaktoren für die einzelnen Quarks im Proton, dessen Quarkinhalt bei $Q^2=0$ und ist:

$$\begin{aligned} F_1^u(Q^2 = 0) &= 2 & F_1^d(Q^2 = 0) &= 1 & F_1^s(Q^2 = 0) &= 0 \\ F_2^{u,d,s}(Q^2 = 0) &= \text{theoretisch nicht festgelegt, nur } F_2(Q^2 = 0) = \sum_i e_i F_2^i = \kappa_p \end{aligned}$$

Die Radien, die sich bei anderen als dem elektrischen Sachsformfaktor ergeben, lassen sich allerdings nicht unmittelbar als räumliche Verteilung interpretieren. Andere Formfaktoren lassen sich wie in den Gleichungen 2.4, 2.5, 2.19, 2.20 gezeigt aber immer in die Sachsformfaktoren überführen. Deswegen beschränke ich mich im weiteren auf die Dirac- und Pauli-Formfaktoren $F_{1,2}$.

Vorhersagen über den „strangeness“-Inhalt des Nukleons wurden im Rahmen vieler Modelle gemacht. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die wichtigsten Modelle und stellt die im Rahmen der jeweiligen Modelle zu erwartenden Ladungsradien und magnetischen Momente für das s-Quark zusammen.

Modell	ρ_s^{Sachs}	μ_s	$\rho_s^{Dirac} = \rho_s^{Sachs} + \mu_s$	Referenz
Pol 8.1	-1.3	-0.25	-1.55	[Jaf89]
Pol 8.2	-3.1	-0.24	-3.34	
Pol 7.1	-2.0	-0.43	-2.43	
Kaon Loop	0.41	-0.31	0.10	[Mus94a]
Skyrme (G)	1.65	-0.13	1.52	[Par91]
Skyrme (S)	3.21	-0.33	2.88	
Skyrme (V)	-0.76	-0.05	-0.71	[Par92]
CCDM	0.04 .. 0.07	-0.2 .. -0.03	-0.16 .. 0.04	[Pha94]

Tab. 2.1: Die im Rahmen verschiedener Modelle vorhergesagten Meßgrößen zum „strangeness“-Anteil des Nukleons

Beim Betrachten der Tabelle fällt zunächst auf, daß sich die Autoren weder über das Vorzeichen des Effektes noch über die Größenordnung einig sind. Im folgenden werde ich die ersten beiden Modelle kurz vorstellen und anschließend die Vorhersagen vergleichend diskutieren.

Die ersten drei Zeilen sind eine ältere Vorhersage von Jaffe [Jaf89]. Jaffe nimmt für sein Modell die Vektordominanzdipolfits von Höhler [Hoe76] für die Formfaktoren von Proton und Neutron und benutzt einen Dispersionsansatz für die Formfaktoren. Die Dipolfits beschreiben den Verlauf der Formfaktoren über den gesamten gemessenen Bereich bis auf wenige Prozent. Für die isoskalaren Formfaktoren $F_{1,2}^{I=0} = \frac{1}{2}(F_{1,2}^p + F_{1,2}^n)$ sieht das wie folgt aus:

$$F_{1,2}^{I=0}(Q^2) = \frac{F_{1,2}^{I=0}(Q^2 = 0)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_v^2}\right)^2} \quad (2.28)$$

$$M_v = 0.84 \text{ GeV}$$

Bei dem zeitartigen $Q^2 = -M_v^2$ gibt es eine Polstelle. Diese Singularität läßt sich durch ein isoskalares Vektormeson, das an das Nukleon ankoppelt, beschreiben. Es gibt jedoch kein Vektormeson mit dieser Masse und diesen Quantenzahlen. Jaffe beschreibt nun diese Polstelle durch die Mischung physikalischer Mesonen (im wesentlichen ω (m=780 MeV) und ϕ (m=1020 MeV)):

$$F_{1,2}^{I=0} = \sum_{v=1}^3 \frac{m_v^2 A_v}{m_v^2 + Q^2}$$

Die Summe läuft dabei über das ω -, ϕ - und ein nicht identifiziertes drittes Meson. Die Masse des letzten Mesons in der Summe und die A_v sind freie Fitparameter. In der Tabelle bezeichnen die drei Zahlen bei Jaffe verschiedene Sätze dieser Parameter für die Fits an die experimentellen Daten. Die „strangeness“ wird in diesem Modell durch das ϕ -Meson, das als ein reiner $|\bar{s}s\rangle$ Zustand angenommen wird, eingeführt. Der Verlauf der Formfaktoren kann nur mit einer Annahme über das asymptotische Verhalten der Formfaktoren

bei großen Werten von Q^2 vorhergesagt werden. Jaffes Wahl führt zu großen „strange“-Radien ρ_s . Andere ebenfalls plausible Möglichkeiten würden deutlich kleinere Radien ergeben [Mus94b].

Einen anderen Weg, „strangeness“ ins Proton zu bringen, beschreiten Musolf und Burkardt [Mus94a]. Sie betrachten „langlebige“ virtuelle $\bar{s}s$ -Zustände. Langlebig sind sie insofern, als sie Zeit genug haben, um sich mit den Valenzquarks des Protons zu einem Kaon und einem Λ -Baryon neu zu formieren. In diesem Sinne besteht das Proton virtuell aus einer Kaonenwolke, in deren Zentrum sich ein Λ befindet. Alle Hadronen werden in der Rechnung von Musolf et al. als Punktteilchen behandelt. In Abbildung 2.4 ist das zugehörige Feynmandiagramm gezeigt.

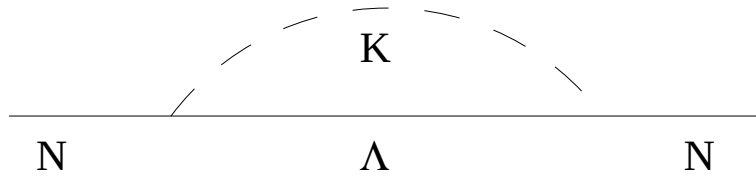


Fig. 2.4: *Feynman-Diagramm für die Loop-Berechnungen von Musolf et al. [Mus94a]. Der hadronische Vertex aus Abb. 2.3 (S. 5) muß im Falle der Kopplung an ein s -Quark entweder am Λ oder am K liegen. Nach Pearce et al. [Pea92] ist es nicht ausreichend, nur das K -Meson zu betrachten, vielmehr sollte auch das K^* -Meson wegen des größeren Phasenraumes nennenswerte Beiträge zum Formfaktor liefern.*

Eine Beschreibung des Skyrme-Modells würde hier zu weit führen. Park et al. [Par91] haben den s -Quark-Anteil am Proton jeweils im Rahmen eines Skyrme-Modells mit gebrochener (G) und symmetrischer (S) $SU(3)$ berechnet sowie mit expliziter Einführung von Vektordominanz (V) [Par92]. Die letzte Zeile in der Tabelle gibt die Vorhersage von Phatak et al. [Pha94] wieder, der ein „chiral color dielectric model“ zugrunde liegt.

Über den Verlauf der Formfaktoren bei von Null verschiedenen Q^2 -Werten machen nur das Skyrmemodell und der Dispersionsansatz von Jaffe eine Vorhersage. In Abb. 2.5 sind deswegen neben zwei Kurven von Jaffe und dem Skyrmemodell noch die Geraden nach folgender Gleichung (aus Gl. 2.26, 2.27)

$$F_1^s = \frac{1}{4} \frac{1}{M_N^2} \rho_s^{Dirac} \cdot Q^2 \quad (2.29)$$

für das Kaon-Loop und das CCD-Modell eingezeichnet. Die Geraden geben die obere Grenze für F_1^s an. Bedacht werden sollte allerdings, daß für das asymptotische Verhalten wie für alle Formfaktoren $\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_1^s(Q^2) = 0$ gelten muß [Jaf89], d.h. eine Geradengleichung kann nur für kleine Q^2 eine vernünftige Näherung sein. Deswegen sind die Geraden nur bis zu einem Q^2 von 0.2 GeV^2 eingezeichnet.

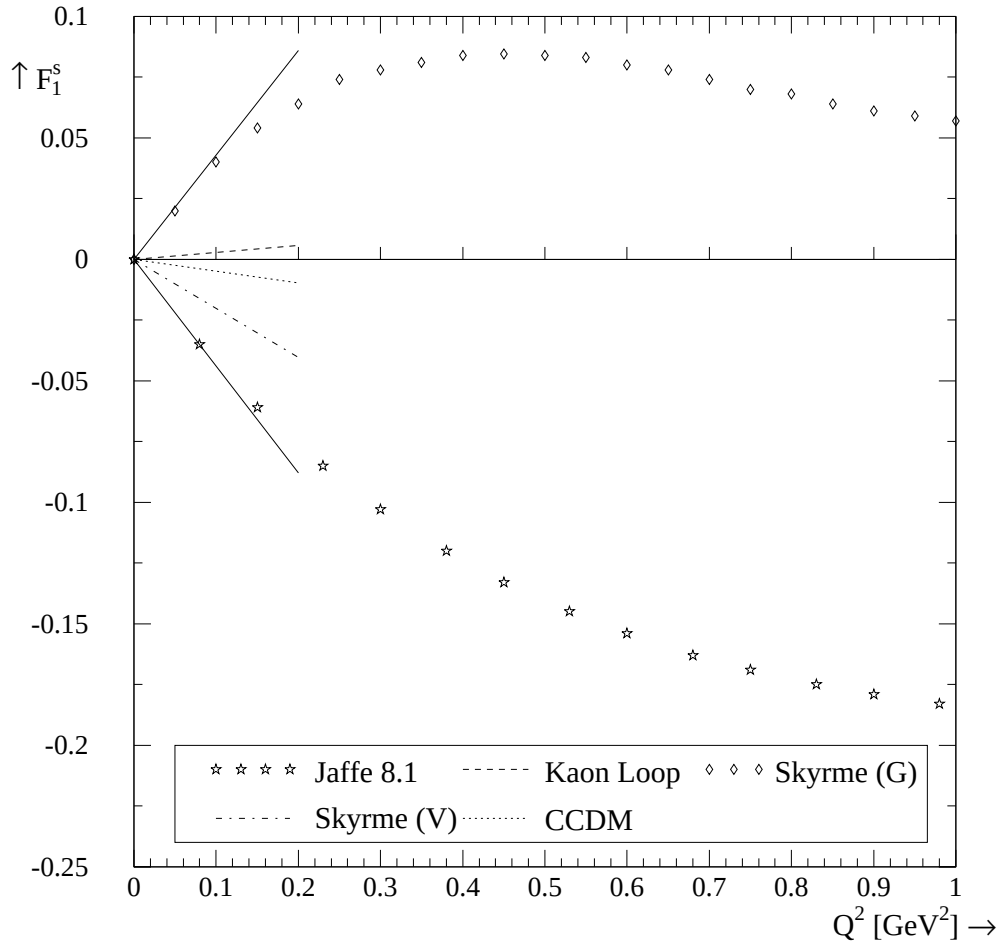


Fig. 2.5: F_1^s im Rahmen verschiedener Modelle. Zu sehen sind die kleinste Vorhersage von Jaffe [Jaf89] sowie das mittlere Skyrmemodell [Par91]. Das Kaon-Loop [Mus94a] und das CCD-Modell [Pha94] machen keine Aussagen über den Q^2 -Verlauf von F_1^s . Zur Veranschaulichung sind die Geraden, die sich aus den Radien nach Gl. 2.29 ergeben, angegeben.

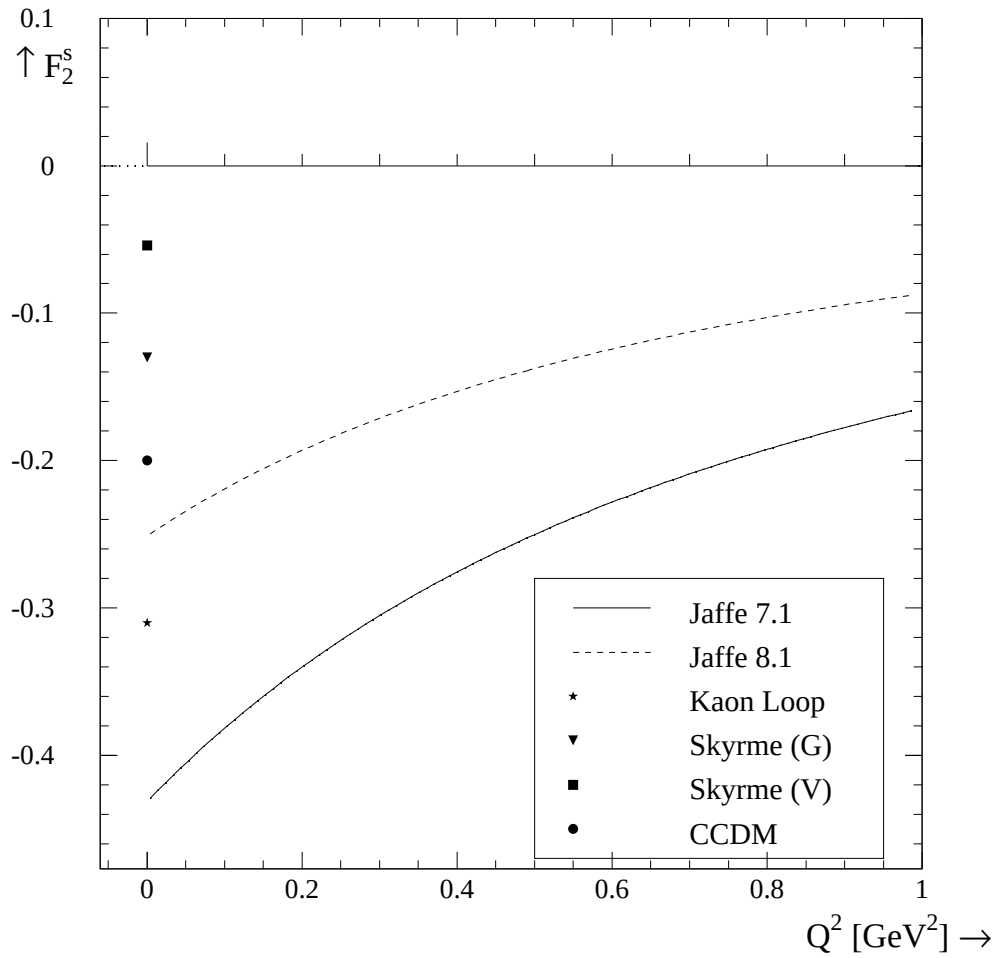


Fig. 2.6: F_2^s im Rahmen verschiedener Modelle. Zu sehen sind zwei Vorhersagen von Jaffe [Jaf89] sowie die Werte für die theoretisch vorhergesagten magnetischen Momente μ_s aus den übrigen Modellen in Tabelle 2.1.

Die Vorhersagen für F_2^s sind in Abbildung 2.6 zusammengestellt. Hier ist nur die Q^2 -Abhängigkeit von den beiden größeren Jaffe-Modellen wiedergegeben. Für die anderen Modelle ist der vorhergesagte Wert bei $Q^2=0$ eingetragen, um die Größenordnung der theoretischen Vorhersagen zu verdeutlichen. Auch hier gilt, daß im Grenzfall $\lim_{Q^2 \rightarrow \infty} F_2^s(Q^2) = 0$ gelten muß.

2.5 Messung von $\langle s|\gamma_\mu|s \rangle$

In den vorausgegangenen Teilkapiteln wurde gezeigt, daß nicht nur eine große Unsicherheit über den Anteil von s-Quarks am Proton im allgemeinen, sondern insbesondere über die Rolle der „strangeness“ am Vektorstrom des Nukleons besteht. Der prinzipielle Zugang zu den Vektorformfaktoren wurde bereits skizziert: die Messung der Paritätsverletzung in der Streuung polarisierter Elektronen an einem unpolarisierten Protonentarget. Der Zusammenhang zwischen der Meßgröße Asymmetrie und den Formfaktoren ist in Gleichung 2.13 hergestellt. Mit Hilfe der Gleichungen 2.4, 2.5 und 2.17 läßt sich die Asymmetrie als Produkt einer Asymmetrie A_0 , die keine „strangeness“-Komponenten enthält, und einer Korrektur durch die Einführung der s-Quarks schreiben:

$$A = A_0 \left(1 - \frac{(\epsilon + \tau\mu_p) F_1^s + \tau(\mu_p - \epsilon) F_2^s + \delta\mu_p G_A^s}{4K} \right) \quad (2.30)$$

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

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

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

$$\epsilon = \left(1 + 2(1 + \tau)\tan^2\frac{\Theta}{2} \right)^{-1}$$

$$G_A^3 = \text{axialer Formfaktor, } G_A^3 \text{ bei } Q^2=0 \text{ bekannt aus dem Neutron } \beta\text{-Zerfall}$$

$$\mu_p = \text{magnetisches Moment des Protons}$$

Welche Kinematik ist die beste für die Bestimmung von $F_{1,2}^s$? Zur Beantwortung dieser Frage diskutiere ich im folgenden die einzelnen Beiträge zur Asymmetrie in Gl. 2.30.

- Die erste Größe ist A_0 . Sie kann als Funktion der beiden kinematischen Variablen Q^2 und Θ dargestellt werden. Ihr Verlauf ist in Abb. 2.7 wiedergegeben, die Q^2 -Abhängigkeit der elektromagnetischen Formfaktoren von Proton und Neutron ist dabei nach Höhler [Hoe76] bzw. Galster [Gal71] parametrisiert.
- Der zweite Teil ist ein Produkt von A_0 und einem Term mit den „strange“-Quark-Beiträgen zu den Formfaktoren. Vor F_1^s und F_2^s stehen kinematische Faktoren. Ihr Verhältnis ist in Abb. 2.8 dargestellt. Deutlich erkennbar ist, daß F_1^s bei Vorwärtswinkeln gegenüber F_2^s kinematisch begünstigt wird, während bei Rückwärtswinkeln F_2^s dominiert. Die unterschiedliche kinematische Abhängigkeit ermöglicht eine Art Rosenbluth-Separation der Formfaktoren. Durch einen Vergleich von zwei Meßergebnissen, die mit demselben Impulsübertrag, aber einmal bei Vorwärts- und einmal bei Rückwärtsstreuung durchgeführt wurden, läßt sich F_1^s von F_2^s separieren.

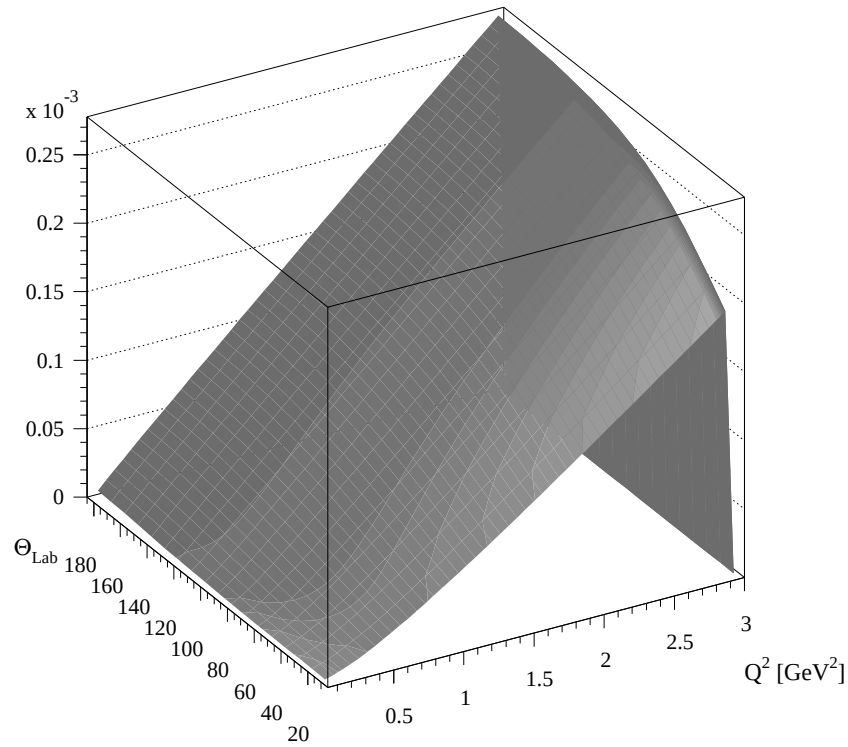


Fig. 2.7: Der Verlauf von A_0 als Funktion der kinematischen Variablen Q^2 und Θ

- Der letzte Term im Zähler enthält den axialen Formfaktor G_A^s . Dieser ist wegen $(1 - 4\sin^2 \Theta_W)$ klein und zudem bei Vorwärtswinkeln wegen seiner ϵ und τ Abhängigkeit stark unterdrückt.

Die Formfaktoren $F_{1,2}^s$ sind bisher noch nicht gemessen worden. Im Gegensatz dazu gibt es Messungen für Beiträge zum axialen Formfaktor G_A^s . Bei der Zerlegung von $\tilde{G}_A$ in Gleichung 2.30 wurde $\tilde{G}_A = -\frac{1}{4}G_A^3 + \frac{1}{4}G_A^s$ (s. Gl. 2.16, 2.21) benutzt. Andererseits läßt sich $\tilde{G}_A$ auch mit $G_A^{0,3,8}$ schreiben (s. Gl. 2.21). Im β -Zerfall des Neutrons ist G_A^3 bei $Q^2=0$ sehr genau vermessen worden ($G_A^3(Q^2=0)=g_A=1.2573\pm 0.0028$). G_A^s ist aus β -Zerfällen im Baryonenoktett bestimmbar. Der Wert hierfür ist $G_A^s(Q^2=0)=0.397 \pm 0.020$. Die Q^2 -Abhängigkeit beider Formfaktoren ist jedoch nicht genau bekannt. Allgemein wird für alle axialen Formfaktoren ein Dipolverlauf gemäß Gl. 2.28 angenommen. Allerdings ist die Dipolmasse m_v durch eine andere, die sogenannte axiale Masse $m_A=1.032$ GeV zu ersetzen. Diese Annahme ist für G_A^0 nicht verifiziert. Entsprechend vorsichtig sind alle Vorhersagen für G_A^s zu beurteilen.

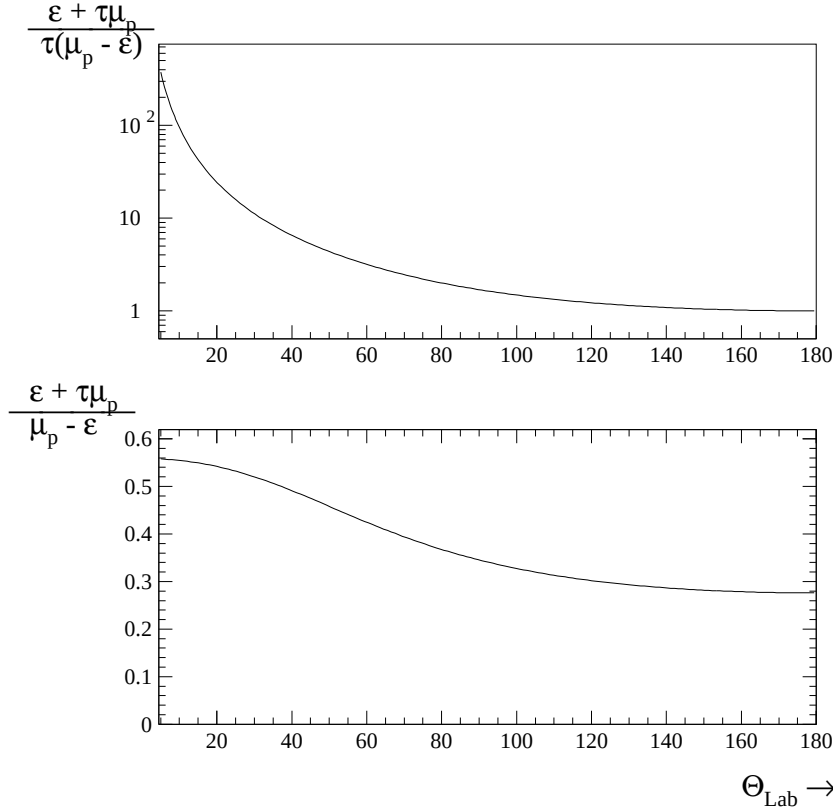


Fig. 2.8: Das Verhältnis der kinematischen Faktoren vor F_1^s und F_2^s als Funktion des Laborstreuwinkels bei einer Elektronenenergie von 855 MeV

SMC hat in tiefinelastischer μp -Streuung G_A^0 zu $0.18 \pm 0.08 \pm 0.08$ bestimmt [Ada94]. Dieses Ergebnis⁷ deutet auf einen Wert für G_A^s bei $Q^2=0$ von $-0.24 \pm 0.08 \pm 0.08$. Im Prinzip kann G_A^s wegen der neuen kinematischen Variablen δ durch drei Messungen bei verschiedenen Winkeln von $F_{1,2}^s$ getrennt werden. Besser möglich sollte aber die Messung des axialen Formfaktors in der νp -Streuung sein, denn dort entfällt die Unterdrückung mit $(1 - 4 \sin^2 \Theta_W)$. Es existiert ein LAMPF-Proposal, daß ein solches Experiment bei kleinen Werten von Q^2 vorschlägt [Lam89]. Dieses Ergebnis wird ohne eine Annahme über die Q^2 -Abhängigkeit von G_A^0 analysiert werden können. Bisher existieren nur die Ergebnisse des BNL-Experiments 734, daß bei großen Werten von Q^2 die elastische (Anti-)Neutrino-Proton-Streuung gemessen hat. In die Analyse für G_A^s geht die Q^2 -Abhängigkeit des Formfaktors entsprechend stark [Ahr87, Gar93] ein, was den Wert dieser Analyse für den uns interessierenden Q^2 -Bereich einschränkt.

⁷In den Artikeln der EMC- und SMC-Kollaborationen werden andere Bezeichnung für die von mir eingeführten Größen benutzt, es gilt jeweils folgender Zusammenhang: $2\Delta u = \tilde{G}_A^u$, $2\Delta d = \tilde{G}_A^d$, $2\Delta s = \tilde{G}_A^s$, $a_0 = \sqrt{2}\sqrt{3}G_A^0$, $a_{3,8} = G_A^{3,8}$

Zur Zeit sind eine Reihe von Experimenten im Aufbau oder in Planung, die unterschiedliche Aspekte der „strangeness“ im Proton untersuchen wollen [Bec93]. Am weitesten fortgeschritten ist dabei das SAMPLE-Experiment am MIT-Bates-Beschleuniger [Bec90] zur Messung von F_2^s . Dort wird bei einer Einschußenergie von 200 MeV und einem Laborstreuungswinkel von 130 - 170° ein Impulsübertrag von $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}^2$ erreicht. Erste Testmessungen sind im Frühjahr 1994 durchgeführt worden.

Am CEBAF-Beschleuniger sind mehrere Experimente geplant, die F_1^s und dessen Q^2 -Abhängigkeit messen wollen. Im wesentlichen soll mit Magnetspektrometern bei Einschußenergien von 2.5 - 4.5 GeV die Vorwärtsstreuung untersucht werden. Dazu wollen Souder et al. [Sou91] die Elektronen bei 12 - 16° nachweisen, während Beck et al. [Bec91] die Rückstoßprotonen unter 67 - 77° beobachten wollen. Die Q^2 -Werte werden bei Souder et al. zwischen 0.27 und 1.30 GeV^2 bzw. bei Beck et al. zwischen 0.1 und 0.3 GeV^2 liegen.

Die vorliegende Arbeit stellt ein Konzept für ein Konkurrenzexperiment zur Messung von F_1^s bei einem Q^2 von etwa 0.2 GeV^2 am Mainzer Elektronenbeschleuniger MAMI vor. In den folgenden Kapiteln wird die Wahl der günstigsten Kinematik und des Meßprinzips diskutiert. Dabei werden auch die größten systematischen Fehlerquellen der anderen geplanten Experimente deutlich.

Ein Vergleich der Möglichkeiten der verschiedenen Experimente ist am einfachsten, wenn wir uns die unterschiedlichen kinematischen Abhängigkeiten vor den „strange“-Formfaktoren analog zu Abbildung 2.8 betrachten. Dazu sind die Verhältnisse der kinematischen Faktoren in der folgenden Tabelle 2.2 zusammengestellt.

Alle vorgeschlagenen Experimente messen verschiedene kinematische Abhängigkeiten der Formfaktoren. Dies ermöglicht, durch einen Vergleich der Ergebnisse den systematischen Fehler in F_1^s , der von Strahlungskorrekturen und Unkenntnis von Formfaktoren stammt, zu reduzieren. Die beiden am CEBAF im Aufbau befindlichen Experimente haben möglicherweise große systematische Probleme mit falschen Asymmetrien durch paritätserhaltende Doppelstreuungen. Das Ziel des in der vorliegenden Arbeit diskutierten Experiments ist es, solche Fehlerquellen durch das Meßprinzip von vornherein zu vermeiden. In Kapitel 3.2 werden die möglichen Fehlerquellen und Unterschiede der Experimentiervorschläge ausführlich diskutiert.

Autor	E_{e^-} [GeV]	$\langle \Theta_{Lab} \rangle$	$\langle Q^2 \rangle$ [GeV ²]	$\frac{\epsilon + \tau \mu_p}{\tau(\mu_p - \epsilon)}$	$\frac{\epsilon + \tau \mu_p}{\delta \mu_p}$	Fehler
diese Arbeit	0.855	25°	0.126	15.0	58.8	3.0%
	0.855	30°	0.175	10.6	42.1	3.0%
	0.855	35°	0.227	7.9	32.0	3.0%
	0.855	40°	0.282	6.2	25.5	3.0%
	0.855	50°	0.394	4.2	17.9	3.0%
[Sou91]	2.45	12.5°	0.268	7.9	87.7	5.0%
	3.45	12.5°	0.519	5.2	69.1	3.8%
	4.35	12.5°	0.808	3.9	60.2	3.5%
	4.35	14.5°	1.050	3.3	48.3	4.2%
	4.35	16.4°	1.295	2.9	40.6	5.0%
[Bec91]	2.5	7.3°	0.1	21.0	229.8	(5.0%)
	2.5	10.5°	0.2	11.1	128.2	(5.0%)
	2.5	13.0°	0.3	7.8	80.6	(5.0%)

Tab. 2.2: Vergleich verschiedener Experimente zur Messung von F_1^s . Angegeben sind die Einschubenergie der Elektronen E_0 , deren Laborstreuungswinkel Θ_{Lab} , der Impulsübertrag, die Verhältnisse der kinematischen Faktoren vor $F_{1,2}^s$ und G_A^s in Gl. 2.30 und der angestrebte statistische Fehler.

Die ersten fünf Zeilen können alternativ an MAMI gemessen werden, in den nächsten Kapiteln wird diskutiert, welche Kinematik aus experimenteller Sicht die günstigste ist.

Die statistischen Fehler für das von Souder et al. vorgeschlagene Experiment sind in fünf verschiedenen Messungen mit einer angestrebten Strahlzeit von jeweils 240 h zu erreichen. Das von Beck et al. geplante Experiment soll alle drei Kinematiken gleichzeitig in einer Messung mit 400 h Meßdauer messen. Beck geht von einer mittleren Elektronenpolarisation von 49% aus, im Gegensatz dazu basiert die angenommene Strahlzeit bei Souder auf 80% Polarisation. Der bei Beck angegebene Fehler von 5% ist der statistische Fehler der einen Messung, für die einzelnen angegebenen Streuwinkel ist der statistische Fehler entsprechend höher.

3 Messung der Paritätsverletzung

Im letzten Kapitel habe ich sehr allgemein die kinematischen Abhängigkeiten in der Messung der Asymmetrie (s. Gl. 2.30) in der paritätsverletzenden Elektron-Proton-Streuung diskutiert. In diesem Kapitel soll nun der Einfluß aller bekannten theoretischen Fehler und ihrer kinematischen Abhängigkeiten studiert werden. Das Ziel ist es, die bestmögliche Kinematik für das geplante Hochpräzisionsexperiment an MAMI auszuwählen. Die sich daraus ergebenden Anforderungen an den zu bauenden Apparat werden am Ende dieses Kapitels erörtert.

3.1 Wahl der Kinematik

Die experimentelle Asymmetrie ist die Differenz der Zählraten $N^+ - N^-$ normiert auf die Summe $N^+ + N^-$. Der Index $^{+,-}$ gibt die Richtung des Elektronenspins relativ zum Impuls der Elektronen an. Der Fehler der Asymmetrie δA ist gegeben durch

$$\delta A = \sqrt{\left(\frac{\delta A}{\delta N^+} \delta N^+\right)^2 + \left(\frac{\delta A}{\delta N^-} \delta N^-\right)^2} \quad (3.1)$$

Weil die notwendigen Zählraten $N^\pm$ sehr groß sind, gilt $N^+ \approx N^-$ und $\delta N^+ \approx \delta N^-$. Ferner ist $\delta N^\pm = \sqrt{N^\pm}$. Die Gleichung 3.1 kann mit diesen Vereinfachungen folgendermaßen umgeschrieben werden

$$\delta A \approx \frac{\sqrt{1 - A^2}}{\sqrt{N^+ + N^-}}.$$

Bei den hier auftretenden Asymmetrien von $A \approx 10^{-5} \ll 1$ ist der Fehler der Asymmetrie in sehr guter Näherung

$$\delta A \approx \frac{1}{\sqrt{N^+ + N^-}} = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

Der relative Fehler ist somit

$$\frac{\delta A}{A} = \frac{1}{\sqrt{N}A} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{1}{\sqrt{L_{tot} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot A^2}} \\ &= L_{tot}^{-\frac{1}{2}} \cdot \text{FOM}^{-\frac{1}{2}} \\ &\quad \text{mit } L_{tot} = L \cdot \Delta\Omega \cdot T_0 \\ &\quad \text{und } L = \frac{I_{e^-} [\mu A] \cdot l [cm] \cdot \rho [g/cm^3]}{e [C]} \end{aligned} \quad (3.3)$$

Die neue Größe „**figure of merit**“ ist der statistische Gütefaktor. Sein Maximum gibt an, wann $\delta A/A$ minimal ist, bzw. mit welcher Kinematik in einer vorgegebenen Zeit der kleinste statistische Fehler in der Asymmetriemessung zu realisieren ist. In L_{tot} sind die Größen zusammengefaßt, die nahezu unabhängig von der Wahl des Streuwinkels sind. Dies sind die

Luminosität L , der Raumwinkel $\Delta\Omega$ und die Meßdauer T_0 . Da im geplanten Experiment der gesamte azimutale Winkelbereich genutzt werden soll und damit der zur Verfügung stehende Raumwinkel eine Funktion des Streuwinkels wird, schreibe ich die Winkelabhängigkeit des Raumwinkels explizit an die „figure of merit“:

$$\text{FOM}' = \text{FOM} \cdot \sin \Theta. \quad (3.4)$$

Den jetzt winkelunabhängigen Raumwinkel setze ich willkürlich auf $\Delta\Omega=1.4$ sr. Damit ist L_{tot} wieder unabhängig von der Wahl des Streuwinkels Θ . Der so eingeführte statistische Gütefaktor berücksichtigt das Anwachsen des zur Verfügung stehenden Raumwinkels korrekt. Bild 3.1 zeigt den Verlauf der FOM' ohne Strangebeiträge bei einer Elektronenenergie von 855 MeV als Funktion des Laborstreuwinkels. Die Wahl der maximalen MAMI-Strahlenergie ist sicher sinnvoll, da nach Bild 2.7 bei fest vorgegebenem Winkel die Asymmetrie sehr schnell mit Q^2 , also mit der Einschußenergie der Elektronen, ansteigt. Die FOM' hat in der Gegend von 50° ein breites Maximum, das bei 35° bzw. 70° auf 80% abfällt.

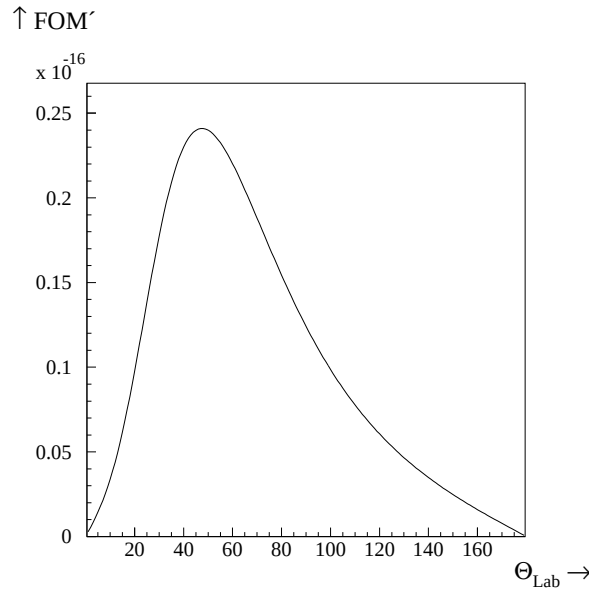


Fig. 3.1: *Statistischer Gütefaktor FOM' für eine Elektronenenergie von 855 MeV. Für dieses Bild wurden in der Asymmetriemformel Gl. 2.30 alle „strangeness“-Beiträge identisch gleich Null gesetzt.*

Das Ziel der folgenden Seiten ist es zu überprüfen, ob eine Verschiebung des Streuwinkels weg vom Maximum der FOM' in Abb. 3.1 eine bessere Messung des Formfaktors F_1^s ermöglicht. Es kann ein modifizierter statistischer Gütefaktor FOM definiert werden, der die Sensitivität auf ein bestimmtes Modell angibt (s. z.B. [Sou91, Pre92]). Dies erscheint mir jedoch mit Blick auf die Unterschiede in den Modellen für $F_{1,2}^s$ als nicht sinnvoll. Zu

einer Zeit, in der es noch keine experimentellen Hinweise auf einen Beitrag der s-Quarks zum Dirac- bzw. Pauliformfaktor gibt, ist ein Test eines speziellen Modells sicher zu früh.

Das geplante Experiment soll möglichst empfindlich auf einen „strange“-Beitrag zu F_1 sein. Deswegen werde ich im folgenden die weitgehend modellunabhängige Frage erörtern, welches die untere Grenze in der Bestimmung von F_1^s bei einem bestimmten Winkel ist. Hierzu untersuche ich die Einflüsse der Größen und ihrer Fehler in der Asymmetrieformel 2.13 auf die Bestimmung von F_1^s .

Die Asymmetrie nach Gleichung 2.30 ist eine Funktion der elektromagnetischen Nukleonformfaktoren $G_{E,M}^{p,n}$, der axialen $G_A^{3,s}$ sowie der Formfaktoren $F_{1,2}^s$. Dies gilt ebenso wie die verwendete Gleichung für die Asymmetrie nur auf „tree level“. Im Prinzip müssen Strahlungskorrekturen und Beiträge von Termen höherer Ordnung in α und α_s zur Gl. 2.30 addiert werden. Ihre Größe im angestrebten Q^2 Bereich von 0.1 - 0.5 GeV² ist typischerweise 1 - 5%, mit einer maximalen Unsicherheit von etwa derselben Größe [Mus94b]. Im übrigen zeigen diese Korrekturen keine große Winkelabhängigkeit und werden deswegen und wegen ihrer absoluten Größe im weiteren vernachlässigt. Dieselbe Argumentation gilt auch für den Fehler von $\sin^2 \Theta_W$ [Nov93].

Der Fehler in der Bestimmung von F_1^s kann durch Auflösen der Gleichung 2.30 nach F_1^s und Fehlerfortpflanzung der Einzelfehler dargestellt werden. Die elektromagnetischen Formfaktoren des Protons sind gut bekannt, deswegen können in sehr guter Näherung ihre Einflüsse auf den Gesamtfehler von F_1^s vernachlässigt werden. Für den Fehler von F_1^s ergibt sich insgesamt folgende Abhängigkeit:

$$\begin{aligned}
 (\delta F_1^s)^2 &= (4K \delta A)^2 \\
 &+ (\tau \mu_p \delta G_M^n)^2 \\
 &+ (\epsilon \delta G_E^n)^2 \\
 &+ \left(\mu_p (1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{(1 + \tau)\tau} \delta G_A^3 \right)^2 \\
 &+ \left(\frac{1}{2} \mu_p (1 - 4 \sin^2 \Theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{(1 + \tau)\tau} \delta G_A^s \right)^2 \\
 &+ (\tau(\mu_p - \epsilon) \delta F_2^s)^2
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Diese Gleichung ist a priori nicht modellunabhängig, denn sowohl δA als auch δF_2^s erfordern das explizite Einsetzen von Werten für $F_{1,2}^s$. Die Modellunabhängigkeit erreichen wir, indem wir A durch A_0 ersetzen und den angestrebten Fehler des MIT-Bates Experimentes für δF_2^s annehmen. So kann δF_1^s als die obere Grenze für einen Wert von F_1^s interpretiert werden. Eine Bestimmung der Asymmetrie A , die im Rahmen des Fehlers δA mit A_0 verträglich wäre, würde also bedeuten, daß $|F_1^s| \leq \delta F_1^s$ gelten müßte. Die kinematischen Abhängigkeiten untersuchen wir auf den nächsten Seiten, indem wir Werte für die Größen der Einzelfehler einsetzen. In der Abbildung 3.2 werden die sich aus der Diskussion ergebenden oberen Grenzen für F_1^s dargestellt.

Die angestrebte statistische Genauigkeit der Asymmetriemessung $\delta A_0/A_0$ sei für alle Winkel 3%.

Für den magnetischen Sachsformfaktor des Neutrons benutzen wir die Galster-

Parametrisierung [Gal71]:

$$G_M^n = \frac{\mu_n}{(1 + \frac{Q^2}{(0.84 \text{ GeV})^2})^2} \quad (3.6)$$

Bei der Bestimmung dieses Formfaktors gibt es systematische Schwierigkeiten, weil kein freies Neutrontarget existiert, mit dem G_M^n im interessierenden Q^2 Bereich untersucht werden kann. Kernbindungseffekte und hadronische Endzustandswechselwirkungen dominieren den Fehler. In jüngster Zeit sind am NIKHEF und in Mainz [Jou90] Messungen und Analysen mit dem Ziel, G_M^n mit 2% Genauigkeit zu messen, in Vorbereitung. Deswegen wird der Fehler von G_M^n sowohl mit 2% als auch mit 5% angenommen. Unabhängig von der Größe des Fehlers kann festgestellt werden, daß der Einfluß von δG_M^n bei Vorwärtswinkeln wegen des Vorfaktors τ in der Gleichung 3.5 mit kleiner werdendem Streuwinkel immer kleiner wird.

Die Schwierigkeiten bei der Messung des elektrischen Sachsformfaktors sind dieselben wie beim magnetischen. Zur Zeit sind Experimente im Gange, die eine Messung von G_E^n mit einem Fehler von 10% ermöglichen sollen [Ott92]. Für die Diskussion wird ebenfalls die Parametrisierung nach Galster [Gal71] benutzt:

$$G_E^n = \frac{-\mu_n \tau}{1 + 5.6 \tau} \frac{1}{(1 + \frac{Q^2}{(0.84 \text{ GeV})^2})^2} \quad (3.7)$$

und der Fehler mit 10% und 20% angenommen.

Der axiale Triplet-Formfaktor G_A^3 ist durch den β -Zerfall des Neutrons genau bestimmt. Bei einem Impulsübertrag von $Q^2=0 \text{ GeV}^2$ ist sein Wert 1.2573 ± 0.0028 . Bei größeren Impulsüberträgen ist G_A^3 jedoch nicht mehr so genau bekannt. Deswegen nehme ich für den angenommen Dipolverlauf (siehe auch Seite 17) einen Fehler von 5% und 10% an. Noch schlechter stellt sich die Situation bei G_A^s dar. Es ist nur der Meßwert von SMC bei $Q^2=0$ mit einem großen Fehler ($G_A^s = -0.24 \pm 0.11$) bekannt, alle Angaben über den Verlauf des Beitrages der s-Quarks zum axialen Formfaktor sind rein spekulativ. Für den Fehler δG_A^s nehme ich deswegen wie bei G_A^3 einen Dipolverlauf mit einem Fehler von 50% bzw. 100% an.

Der letzte Term in Gl. 3.5 enthält F_2^s . Auf Seite 19 wurde bereits das MIT-Bates-Experiment erwähnt, dessen Ziel die Messung von F_2^s bei einem Impulsübertrag von 0.1 GeV^2 in 1995 ist. Der angestrebte absolute Fehler für $F_2^s(Q^2=0)$ ist $\delta F_2^s = 0.22$. Zu der Zeit der Auswertung des hier beschriebenen Experimentes wird das Ergebnis der MIT-Bates-Messung vermutlich das einzig verfügbare sein. Deswegen ist es sicher sinnvoll, in Mainz einen Impulsübertrag zu wählen, der nicht zu sehr von 0.1 GeV^2 abweicht, um eine Separation der beiden Formfaktoren zu ermöglichen. Bei 50° ist der Impulsübertrag bereits 0.39 GeV^2 , dies spricht für die Wahl eines kleineren Streuwinkels. Ein kleinerer Streuwinkel wird auch durch das kinematische Verhältnis der Faktoren vor F_1^s und F_2^s nahegelegt (siehe Bild 2.8), das zu kleinerem Winkel hin schnell anwächst. Für die Abschätzung des Fehlers von F_2^s wird δF_2^s im ganzen Winkelbereich mit dem angestrebten Fehler des MIT-Bates-Experimentes angenommen.

Das Ergebnis der Diskussion favorisiert einen kleineren Streuwinkel als 50° . Welches ist der kleinste sinnvolle Winkel? Zur Klärung dieser Frage erinnern wir uns, daß die Normierung von $F_1^s(Q^2=0)=0$ ist. Damit ein Effekt meßbar wird, muß $F_1^s(Q^2)$ erst einmal größer

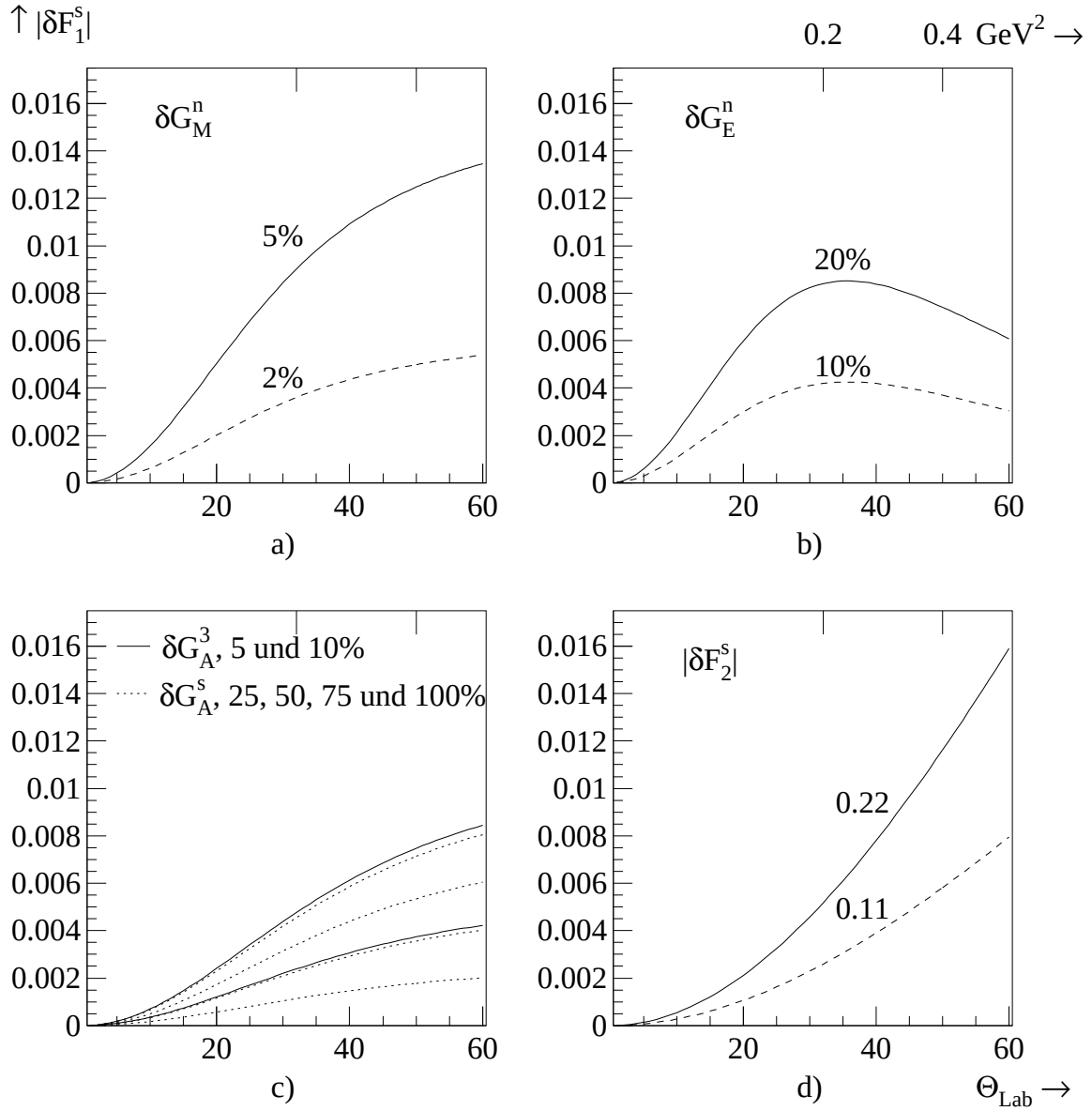


Fig. 3.2: Obere Grenzen in der Bestimmung von F_1^s für ein Experiment mit 855 MeV Elektronen. Hier sind die verschiedenen Einflüsse aus der Unkenntnis anderer Formfaktoren in Formel 3.5 dargestellt. Die Bilder zeigen den Einfluß von (a) δG_M^n , (b) δG_E^n und (c) den axialen Formfaktoren G_A^3 und G_A^s . Bei diesen Bildern ist der Fehler jeweils in Prozent angegeben. Abbildung (d) stellt den Einfluß der absoluten Unsicherheit in δF_2^s dar.

werden als δF_1^s . Wann und ob das der Fall ist, ist aber wiederum stark vom verwendeten Modell abhängig. In Abbildung 3.3 werden zwei Modelle aus Kapitel 2.4 mit dem zu erwartenden Fehler verglichen. Es wird deutlich, daß unterhalb von 25° eine Messung keinen Sinn macht, da dort kein Modell einen Wert größer als $3|\delta F_1^s|$ voraussagt.

Aus dem Gesagten wird klar, daß es aus rein theoretischer Sicht keinen optimalen Winkel für das Mainzer Experiment gibt. Jeder Winkel im Bereich von etwa $25 - 50^\circ$ ist ähnlich gut, deswegen wird 35° als der mittlere Winkel der Akzeptanz des Detektors gewählt. Sollten neue Argumente einen anderen Winkel favorisieren, steht dem, nach dem hier Gesagten, nichts entgegen. Die Voraussetzung ist lediglich, daß der Bereich von $\sim 25 - 50^\circ$ nicht verlassen wird.

3.2 Experimentelle Anforderungen

Wir wollen in Mainz die paritätsverletzende Elektron-Proton-Streuung messen. Unser Ziel ist es hierbei, eine statistische Genauigkeit von 3% zu erreichen. Die Anforderungen, die dieses Experiment erfüllen muß, lesen sich etwa so: Weise $(0.03 \cdot A)^{-2}$ Ereignisse nach, bei denen ein vollständig longitudinal polarisiertes Elektron elastisch unter Austausch eines virtuellen Bosons mit einem Viererimpulsquadrat von $Q^2=0.225 \text{ GeV}^2$ an einem freien Proton streut. Im folgenden werde ich aufzeigen, welche Möglichkeiten es gibt, dieses Experiment in Mainz durchzuführen, das grundlegende Konzept erläutern und am Ende des Kapitels die wichtigsten Daten zusammenstellen.

Zunächst gilt es, die Streukinematik festzulegen. Mit Lorentzvierervektoren geschrieben, sieht der Prozeß $e^- + p \rightarrow e^- + X$ (oder $p(ee')X$) so aus

$$\begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E' \\ \vec{p}' \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_x \\ \vec{p}_x \end{pmatrix}$$

mit $E_x^2 = p_x^2 + W^2$.

Hierin ist W die invariante Masse des hadronischen Systems. Bei $W=M$ ist die Streuung elastisch. In diesem Fall genügt die Messung einer Variablen der gestreuten Teilchen, um die Kinematik festzulegen, da die linke Seite der Gleichung durch die präzise bekannte Elektronenergie und durch die Tatsache, daß an MAMI nur „fixed“-Target-Experimente durchgeführt werden können, festgelegt ist. Im allgemeinen kann die invariante Masse W aber auch höhere Werte als M annehmen. Dies ist der Fall, wenn Nukleonresonanzen angeregt werden, also eine inelastische Streuung stattfindet. Die Impuls- und Energieerhaltung liefern dann Bedingungen, mit deren Hilfe sich zwei der vier Variablen $(E_{kin}^{e^-,p}, \Theta_{e^-,p})$ des gestreuten Elektrons oder des Rückstoßprotons als Funktion der beiden anderen ausdrücken lassen. Es gibt vier Möglichkeiten, diese beiden Variablen zu messen:

- (a) Messung von Energie und Winkel des gestreuten Elektrons,
- (b) Messung von Energie und Winkel des gestoßenen Protons,
- (c) Messung der Streuwinkel von Elektron und Proton,
- (d) (Messung der Energien von Elektron und Proton).

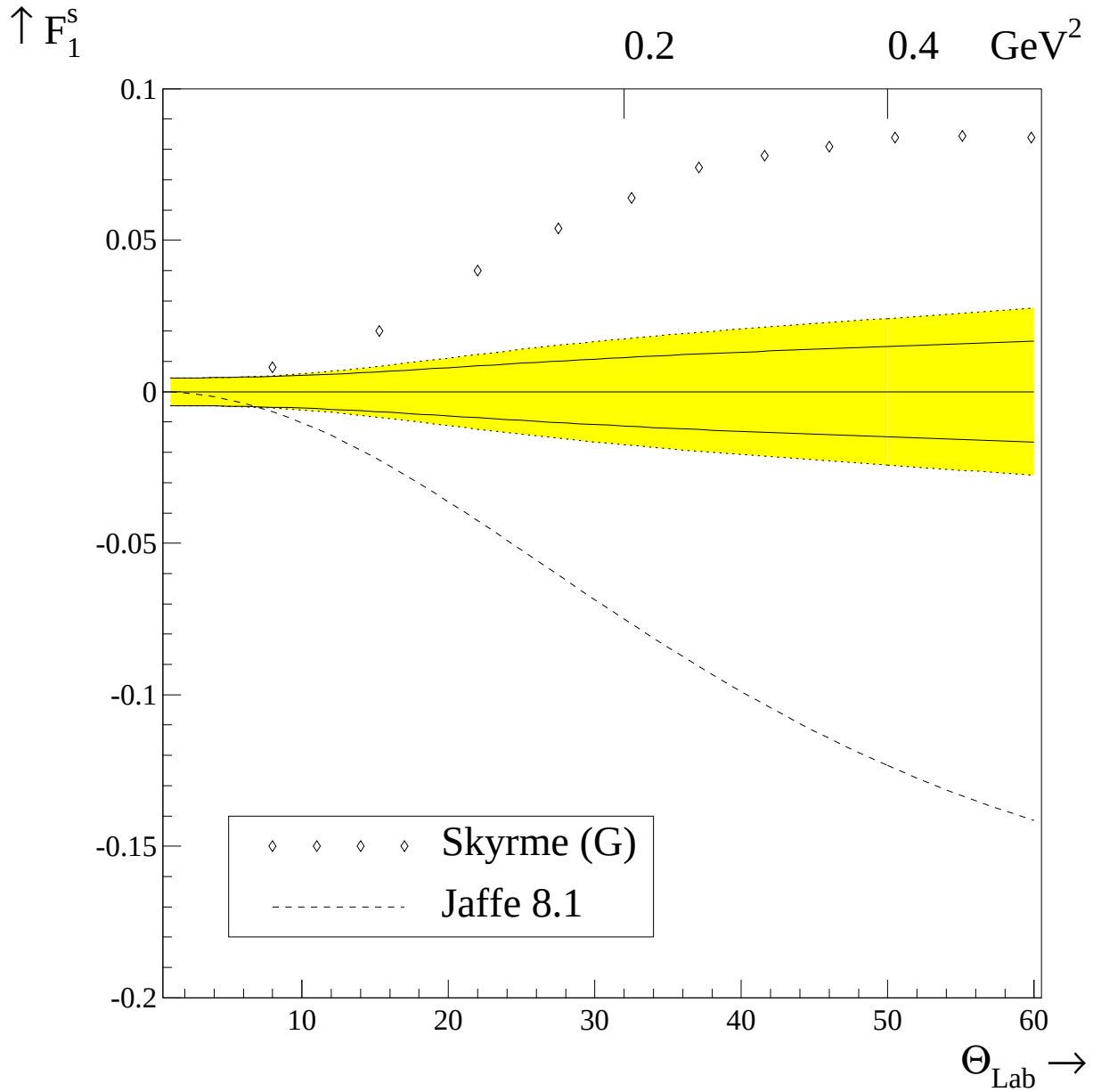


Fig. 3.3: Obere Grenzen in der Bestimmung von F_1^s für ein Experiment mit 855 MeV Elektronen nach Gl. 3.5 im Vergleich mit zwei Modellvorhersagen, die einen großen Effekt der „strange“-Quarks im Proton vorhersagen.

Die punktierte Linie gibt den Gesamtfehler an, wie er sich aus den ungünstigsten Einzelannahmen nach Abb. 3.2 und einem statistischen Fehler von 3% ergibt, die durchgezogene Linie folgt aus den günstigsten Annahmen.

Die vierte Methode ist nur der Vollständigkeit halber erwähnt. Weil es immer schwieriger ist, eine präzise Energiemessung durchzuführen als eine genaue Ortsmessung, ist für eine Koinzidenzmessung die Methode (c) der letzten Möglichkeit vorzuziehen.

Auf den ersten Blick erscheint die koinzidente Messung der Streuwinkel (c) am interessantesten. Der Streuwinkel läßt sich, bei einem nicht zu langen Target, mittels einer guten Ortsmessung festlegen. Für den Nachweis der Koinzidenz ist ein schneller Detektor erforderlich. Beides zusammen kann preiswert z. B. mit Čerenkovdetektoren erreicht werden. Ein solches Experiment scheitert jedoch an der folgenden Überlegung: Das Proton ist nach dem Stoß mit einem longitudinal polarisierten Elektron zum Teil transversal polarisiert. Auf dem Weg zum Detektor durchquert dieses Proton Materie, z.B. Target, Targetzellwände, Detektormaterial etc. Wenn das Proton nun mit diesen Kernen hadronisch wechselwirkt, wird die zweite Streuung in der Ebene senkrecht zur ep-Streuebene eine paritätserhaltende Asymmetrie zeigen. Die Ursache hierfür ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung der starken Kraft, die zwischen den transversal polarisierten Protonen und den hadronischen, unpolarisierten Streupartnern auftritt. Die Asymmetrie ist relativ zu der ursprünglichen Elektron-Proton-Streuung eine ϕ -Asymmetrie. Der Effekt ist so groß, daß er zur Spinanalyse von transversal polarisierten Neutronen und Protonen benutzt wird [Ott92]. Das Proton, das mittels der hadronischen Streuung aus der ursprünglichen ep-Streuebene herausgebracht wurde, muß im Falle beider Spinstellungen dieselbe Wahrscheinlichkeit vorfinden, eine Koinzidenz mit „seinem“ Elektron auszulösen. Ist die ϕ -Symmetrie des Detektors nur leicht gestört, wird eine falsche Asymmetrie induziert. Wenn diese Asymmetrie größer oder gleich des angestrebten Fehlers der gesuchten paritätsverletzenden Asymmetrie ist, ist das Experiment nicht mehr durchführbar. Der Grund dafür ist, daß immer nur die Summe beider Asymmetrien gemessen wird. Eine Unterscheidung der Beiträge zur totalen Asymmetrie ist nicht möglich. Ein Koinzidenzexperiment zur Messung der Paritätsverletzung kann also nicht gelingen, weil nie sichergestellt werden kann, daß die schwache Wechselwirkung der Verursacher der beobachteten Asymmetrie ist, bzw. welchen Anteil an der Asymmetrie sie hat.

Die beiden noch offenen Methoden (a) und (b), beide kinematische Variablen an einem Streupartner zu vermessen, sind bis auf die transversale Polarisation des Protons äquivalent. Der Nachweis der Protonen ist bei einer Einarmmessung leichter als bei der oben diskutierten Koinzidenzmessung. Das Argument für die Doppelstreuung der Protonen gilt zwar auch in diesem Fall, wenn aber nur die Protonen nachgewiesen werden, muß nur ein Detektor ϕ -symmetrisch aufgebaut werden. Das von Beck et al. [Bec91] vorgeschlagene Experiment basiert genau auf diesem Prinzip. Die Protonen sollen mittels eines toroidalen Magnetfeldes nachgewiesen werden. Die Benutzung eines Magnetspektrometers zum Nachweis der Protonen ist die naheliegendste Vorgehensweise, denn bei jedem Streuwinkel gibt es eine Vielzahl elektromagnetisch und stark wechselwirkender Teilchen, deren kinetische Energie größer ist als die der Protonen. Deswegen ist es sehr schwierig, in einer rein kalorimetrischen Messung die Rückstoßprotonen der elastischen Streuung zu selektieren. Ein solches Experiment zur Untersuchung der Paritätsverletzung ist deswegen noch nicht vorgeschlagen worden. Aber auch der Nachweis der Protonen durch ein Magnetspektrometer ist, wie oben diskutiert, wegen der Doppelstreuung der Protonen bei einer Brechung der ϕ -Symmetrie durch den Detektor, das Target oder durch totes Material ein möglicher Schwachpunkt dieses Vorschlags. In Mainz soll wegen dieser Gefahr einer falschen Asym-

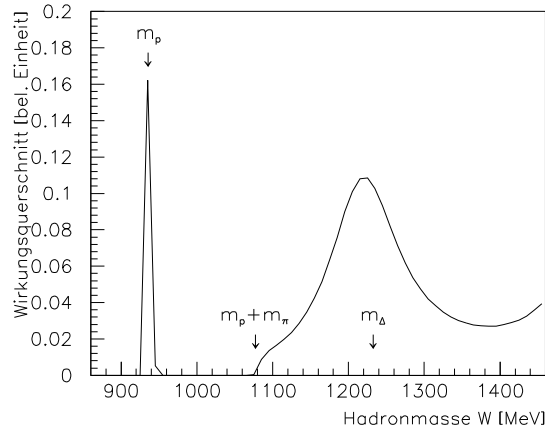


Fig. 3.4: *Das Anregungsspektrum des Protons. Der elastische Peak bei $W=m_p$ ist um den Faktor 20 unterdrückt (aus [Pre92]).*

metrie kein Nachweis der Protonen erfolgen.

Die Messung von Energie und Streuwinkel der gestreuten Elektronen und damit der Nachweis der elastischen Streuung sind mit einem Magnetspektrometer völlig unproblematisch, allerdings hat diese Methode zwei prinzipielle Nachteile: Erstens ist es schwierig und teuer, ein Magnetspektrometer mit einem großen Raumwinkel für einen Elektronenstreuwinkel von 35° zu bauen. Dies gilt für Experimente an MAMI, jedoch nicht für Experimente am CEBAF, da die Einschußenergie der Elektronen mehrere GeV betragen kann und paritätsverletzende Elektronenstreuexperimente bei kleineren Streuwinkeln durchgeführt werden können (siehe Abb. 2.7 und Tab. 2.2). Der zweite, schwerer wiegende Nachteil ist eine mögliche zweite Streuung der elastisch gestreuten longitudinal polarisierten Elektronen an magnetisierten Eisenteilen im Spektrometer. Diese Møllerstreuung führt zu einer Asymmetrie, die auf dem geforderten Niveau von 10^{-7} nur schwer unter Kontrolle zu bringen ist. Dieses Problem wird eine große Fehlerquelle beim geplanten Experiment von Souder sein [Sou91]. Wegen dieser beiden Gründe wird in Mainz von dem Einsatz eines magnetischen Spektrometers für die Ein-Arm-Elektronen-Messung abgesehen.

Als einzige Möglichkeit verbleibt noch der kalorimetrische Nachweis der Elektronen. Anders als bei den Protonen sieht die Situation bei den elastisch gestreuten Elektronen einfacher aus. Sie sind bei Vorwärtskinematik die Teilchen mit der höchsten kinetischen Energie. Welche Auflösung muß ein Elektronendetektor besitzen, damit er die elastisch am Proton gestreuten Elektronen von inelastisch gestreuten separieren kann? Der für MAMI interessante Bereich der Nukleonresonanzen ist in Bild 3.4 für ein unter 35° gestreutes Elektron gezeigt. Der linke Peak ist die elastische Streuung. Bei einer invarianten Masse $W \approx M_N + 140$ MeV beginnt die freie Pionproduktion am Proton. Die breite Δ -Resonanz mit $W=1232$ MeV dominiert das Anregungsspektrum. Höhere Δ - oder N^* -Resonanzen können nur bei kleineren Elektronenstreuwinkeln angeregt werden. Ein Kalorimeter zur Messung der Elektronenenergien muß in der Lage sein, diese inelastischen Prozesse von der

elastischen Streuung zu trennen. Der Nachteil eines solchen nichtmagnetischen Kalorimeters ist evident: **Jedes** im Target erzeugte Teilchen wird den Detektor treffen, sofern die kinetische Energie ausreicht, ihn zu erreichen. Im folgenden werde ich die Anforderungen an die Orts- und Energieauflösung studieren, die ein solcher Detektor erfüllen muß, um die elastischen Elektronen in Fig. 3.4 zu selektieren.

Die Kinematik wird durch das Vermessen von Streuwinkel und Energie des gestreuten Elektrons bestimmt. Die Energieauflösung ist eine reine Detektoreigenschaft, hingegen ist die Winkelauflösung zusätzlich von der Geometrie bestimmt. Die Winkelmessung kann nur so genau sein, wie der Wechselwirkungspunkt und der Auftreffort bestimmt werden können. Der Vertex muß als gleichmäßig über die ganze Targetlänge verteilt angenommen werden, während der Auftreffort mit der Ortsauflösung δx bestimmt werden kann. J. Pretz zeigte in seiner in der Kollaboration A4 entstandenen Diplomarbeit [Pre92], daß typische Werte für δx kleiner als 1.2 cm sind. Der Fehler $\delta\Theta$ ist die Summe der Quadrate der Fehler durch die Targetlänge und die endliche Detektorauflösung. Für beide Fehler gilt folgender geometrischer Zusammenhang:

$$\sin \delta\theta = l_{eff} \frac{\sin(180^\circ - \Theta_{Lab})}{\sqrt{r^2 + l_{eff}^2 - 2rl \cos(180^\circ - \Theta_{Lab})}}. \quad (3.8)$$

Für die effektive Länge l_{eff} ist hier entweder $l_{Target}/\sqrt{12}$ (das ist das σ einer Gleichverteilung der Länge l) oder die Ortsauflösung des Detektors $\delta x = 1.2$ cm einzusetzen.

Die Elektronenenergie nach einer Streuung ist eine Funktion des Streuwinkels und der invarianten Masse des hadronischen Systems:

$$W = \sqrt{2E'(E \cos \Theta - E - m_p) + 2Em_p + m_p^2}.$$

Die Auflösung dieser Funktion nach der Energie des gestreuten Elektrons als Funktion des Streuwinkels Θ und der invarianten Hadronmasse W ist

$$E' = \frac{W^2 - 2Em_p - m_p^2}{2(E \cos \Theta - E - m_p)}. \quad (3.9)$$

Wir wollen die inelastischen Reaktionen mit mindestens 4σ Auflösung von den elastischen abtrennen. Dafür muß der elastische Peak in Fig. 3.4 mit $\delta W = m_\pi/4 \sim 35$ MeV aufgelöst werden. Die Einschußenergie der Elektronen E ist mit 10^{-5} Genauigkeit bekannt. Die erforderliche minimale Energieauflösung ergibt sich demnach durch eine Fehlerfortpflanzung von Gl. 3.9 nach W und Θ als:

$$\delta E'^2 \leq \frac{(2E'(E \cos \Theta - E - m_p) + 2Em_p + m_p^2)\delta W^2 - (EE' \sin \Theta)^2 \delta \Theta^2}{(E \cos \Theta - E - m_p)^2}. \quad (3.10)$$

Einige Zahlenwerte sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt. Der Zusammenhang ist in Bild 3.5 noch einmal verdeutlicht.

Θ_{Lab}	25°	30°	35°	40°	50°
$p(e,e')p'$ (W=938)	788	762	734	705	645
$p(e,e')p'\pi$ (W=1073)	654	633	610	585	536
$p(e,e')\Delta$ (W=1232)	474	459	442	424	388
$r = 80 \text{ cm}, l = 10 \text{ cm}$					
$\delta\Theta$	0.92°	1.09°	1.25°	1.40°	1.68°
$\delta E \text{ [MeV]}$	32	31	29	28	25
$\delta E \text{ [1/\sqrt{E} [GeV]]}$	3.6%	3.5%	3.4%	3.3%	3.0%
$r = 80 \text{ cm}, l = 20 \text{ cm}$					
$\delta\Theta$	1.68°	1.99°	2.29°	2.58°	3.09°
$\delta E \text{ [MeV]}$	31	29	27	25	19
$\delta E \text{ [1/\sqrt{E} [GeV]]}$	3.5%	3.4%	3.2%	2.9%	2.4%
$r = 100 \text{ cm}, l = 10 \text{ cm}$					
$\delta\Theta$	0.74°	0.88°	1.01°	1.13°	1.35°
$\delta E \text{ [MeV]}$	32	31	30	28	25
$\delta E \text{ [1/\sqrt{E} [GeV]]}$	3.6%	3.5%	3.4%	3.3%	3.1%
$r = 100 \text{ cm}, l = 20 \text{ cm}$					
$\delta\Theta$	1.36°	1.61°	1.85°	2.08°	2.50°
$\delta E \text{ [MeV]}$	32	30	28	26	22
$\delta E \text{ [1/\sqrt{E} [GeV]]}$	3.6%	3.4%	3.3%	3.1%	2.7%

Tab. 3.1: *Elektronenenergien und die notwendige Auflösung des Kalorimeters für eine 4σ -Trennung von $p(e,e')p'$ und $p(e,e')p'\pi$. Die Winkelauflösung ergibt sich nach Gl. 3.8 aus der Targetlänge l und dem Abstand zum Detektor r sowie der Ortsauflösung im Detektor von 1.2 cm. Die Energieauflösung ergibt sich damit aus Gl. 3.10. Alle Massen und Energien sind in MeV angegeben.*

Deutlich erkennbar ist, daß mit zunehmendem Laborstreuwinkel die Anforderungen an die Energieauflösung immer größer werden. Energieauflösungen von $2\text{-}3\%/(E \text{ [GeV]})^{-\frac{1}{2}}$ werden von guten Szintillatoren erreicht.

Die Messung von Auftreffort und kinetischer Energie aller Teilchen, die den Detektor treffen, reicht aus, um die elastische Streuung nachzuweisen. Voraussetzung dafür ist, daß jedes Teilchen einzeln beobachtet und analysiert werden kann. Eine räumliche und zeitliche Überlagerung zweier Treffer macht diese Analyse bei beiden Teilchen unmöglich. Damit eine Einzelmessung funktionieren kann, ist es erforderlich, daß die Zeit, die benötigt wird, um die Energieinformation eines Treffers zu ermitteln, deutlich kürzer ist als die mittlere Zeit zwischen dem Eintreffen zweier Teilchen auf dem Detektor. Bestimmt wird diese Zeit bei ausreichend schneller Elektronik durch die Leuchtdauer des Detektormaterials und

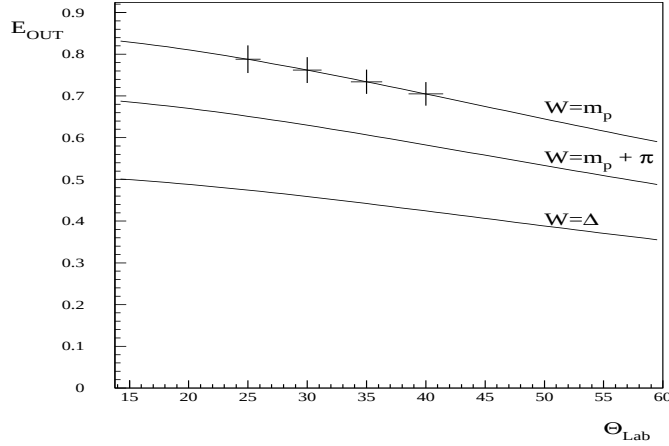


Fig. 3.5: Die Energie eines unter Θ_{Lab} nachgewiesenen Elektrons. Aufgetragen sind die drei Linien, die zur elastischen Streuung ($W=938$ MeV), zur Pionproduktion an der Schwelle ($W=938 + 134$ MeV) sowie zur Δ -Resonanz gehören. Zusätzlich sind die für eine 4σ -Trennung von der elastischen Streuung und der Pionproduktion nötigen Winkel- und Energieauflösungen nach Tabelle 3.1 eingetragen.

durch die Fläche, die von einem Treffer belegt wird. Das heißt, daß die maximale Luminosität, oder gleichbedeutend damit die Experimentdauer, durch die Szintillationszeit des Detektormaterials bestimmt wird. Für eine grobe Abschätzung der maximal zulässigen Leuchtdauer betrachte ich an dieser Stelle nur die elastische Rate im Verhältnis zur Oberfläche des Detektors. Ich werde den Zusammenhang von Luminosität und Szintillationszeit im nächsten Kapitel eingehend behandeln. Die Rate der elastisch gestreuten Elektronen auf einem Detektor, der den vollen Laborstreuwinkel Θ_{Lab} von 30° bis 40° bedeckt, ist bei einer Luminosität $L = 0.5 \cdot 10^{38} (cm^2 s)^{-1}$ ungefähr 10 MHz. Der mittlere Zeitabstand zwischen zwei elastisch gestreuten Elektronen ist damit 100 ns. Ein Zählexperiment läßt sich also um so schneller durchführen, je kürzer die Leuchtdauer ist, und um so einfacher, je weniger Teilchen pro Zeit und pro Fläche den Detektor treffen. In der abschließenden Tabelle sind deswegen nicht nur die Wirkungsquerschnitte aufgetragen, sondern auch Rate dividiert durch ein Steradian.

Nach dem hier Gesagten ist klar, daß für das geplante paritätsverletzende Experiment in Mainz als Meßprinzip der Nachweis der elastischen Streuung durch die Messung von Energie und Streuwinkel der Elektronen gewählt wird. Dazu wird ein hochauflösendes elektromagnetisches Kalorimeter eingesetzt, das in der Lage sein muß, in weniger als 100 ns ein elastisch gestreutes Elektron anhand der Messung von Energie und Streuwinkel zu erkennen. Die Zeit, die dabei einem einzelnen, beliebigen Ereignis zur Verfügung steht, ist wegen der zufälligen raum-zeitlichen Verteilung der Treffer und wegen der bisher noch nicht berücksichtigten Untergrundrate deutlich kürzer. Eine abschließende quantitative Be-

trachtung der zeitlichen Anforderungen an das Detektormaterial und die Ausleseelektronik erfolgt im Kapitel 4.

Bisher war immer von vollständig (100%) longitudinal polarisierten Elektronen die Rede. An MAMI gibt es bisher standardmäßig nur zu 35 - 40% polarisierte Elektronenstrahlen. Im Jahre 1992 wurde die Kollaboration B2 mit dem Ziel gegründet, einen zu 80% polarisierten Elektronenstrahl zur Verfügung zu stellen [Rei92]. Nicht vollständig polarisierte Elektronen bewirken eine Reduktion der Asymmetrie um die Polarisation P : $A_{exp} = A_{theoretisch} \cdot P$. Damit verlängert sich die Meßzeit quadratisch mit $1/P$.

Bleibt noch die Bereitstellung von freien Protonen, also eines Targets aus flüssigem Wasserstoff (LH₂-Target). Das Hauptproblem dabei ist, die vom Elektronenstrahl im Target deponierte Wärme so schnell abzuführen, daß der Wasserstoff nicht verdampft. So betrachtet ist es am günstigsten, mit möglichst wenig Strom auf ein langes Target zu schießen. Damit das Experiment innerhalb eines Jahres beendet werden kann, muß die Luminosität jedoch eine bestimmte Größe überschreiten. Mit dieser Vorgabe kann die Targetlänge variiert werden, allerdings nur im Rahmen der in Tabelle 3.1 noch realisierbaren Energieauflösungen. Als gut vertretbar wird eine Länge von 10 cm gewählt. Für eine Experimentierdauer von deutlich unter einem Vierteljahr ist somit ein Strahlstrom von $20\mu\text{A}$ erforderlich. Beim Durchgang durch zehn Zentimeter flüssigen Wasserstoff verliert ein 855 MeV Elektron durch Ionisation im Mittel ungefähr 3 MeV. Damit werden im Target ca. $3\text{ MeV} \cdot 20\mu\text{A} = 60\text{ Watt}$ deponiert. Ein Target, das eine solche Wärmemenge abführen kann, existiert in Mainz nicht. Im Rahmen einer Diplomarbeit in der Kollaboration A4 hat T. Hattemer [Hat94] den Aufbau des Wärmeaustauschers und die Probleme beim Bau des Targets studiert. Ein Testtarget soll noch 1994 fertiggestellt werden. Bei den Tests wird im wesentlichen untersucht werden, ob der Einsatz einer Wasserstoffpumpe erforderlich ist oder ob natürliche Konvektion alleine ausreicht, um ein Verdampfen des Wasserstoffs im Elektronenstrahl zu verhindern.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß am Elektronenstrahl des Mainzer Mikrons ein Kalorimeter zum Einzelnachweis der elastisch gestreuten Elektronen eingesetzt werden kann. Damit die Unterscheidung von elastischen und inelastischen Streuungen möglich wird, muß das Kalorimeter eine sehr gute Energie- und eine gute Ortsauflösung besitzen. Dies kann mit ausreichend schnellen Szintillatoren erreicht werden. Für die abschließende Tabelle werden folgende Parameter benutzt:

- Elektronenenergie 855 MeV,
- Raumwinkel $\Delta\Omega = \sin\Theta_{Lab} \Delta\Theta \Delta\phi$, mit $\Delta\Theta = \pm 5^\circ$, $\Delta\phi = 360^\circ$,
- Elektronenpolarisation $\vec{P}_{e^-} = 80\%$,
- Luminosität $L = 0.5 \cdot 10^{38} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$, 10 cm LH₂-Target, $20\mu\text{A}$ Strahlstrom,
- für die Abschätzung der Asymmetrie und der Meßdauer wird die Asymmetrie A_0 ohne „strangeness“-Beiträge benutzt,
- die Grenzen für $|F_1^s|$ ergeben sich mit den ungünstigsten Werten für $\delta G_{E,M}^n$, $\delta G_A^{3,s}$ und $|\delta F_2^s|$ nach Gl. 3.5 und Abb. 3.2 nach einer Meßzeit T_0 für 3% statistischen Fehler.

Θ_{Lab}	25°	30°	35°	40°	50°
$Q^2 [GeV^2]$	0.126	0.175	0.227	0.282	0.394
$d\sigma/d\Omega [\mu\text{barn/sr}]$	1.85	0.75	0.34	0.16	0.05
$\Delta\Omega [\text{sr}]$	0.46	0.55	0.63	0.70	0.84
Rate [MHz]	43	21	11	6	2
$E'_{e-} [\text{MeV}]$	788	762	734	705	645
δE $1/\sqrt{E} [\text{GeV}]$	3.6%	3.5%	3.4%	3.3%	3.0%
$A_0 \cdot 10^{-6}$	-3.56	-5.84	-8.84	-12.52	-21.62
FOM' [10^{-18} barn]	13.8	17.7	20.9	23.0	24.0
T_0 [h], für 3% statistischen Fehler	566	431	359	328	330
$ \delta F_1^s $ nach T_0	0.015	0.017	0.019	0.020	0.024

Tab. 3.2: Die wichtigsten Parameter für das geplante Einarmexperiment. Beschrieben wird die erreichbare obere Grenze für F_1^s in einer Meßzeit T_0 , in der die Asymmetrie A_0 mit 3% statistischem Fehler, in einem Winkelbereich $\Delta\Theta \pm 5^\circ$ und voller Nutzung des azimuthalen Winkels bestimmt wird. Bei der Berechnung von δF_1^s nach Gl. 3.5 sind die ungünstigsten Werte für $\delta G_{E,M}^n$, $\delta G_A^{3,s}$ und $|\delta F_2^s|$ eingesetzt.

Alles in allem erlaubt ein Streuwinkel von 25° - 35° die beste Messung des „strange“-Formfaktors F_1^s . Zu bedenken ist noch, daß der systematische Fehler durch falsche Asymmetrien bisher nicht berücksichtigt wurde. Ganz allgemein ist dieser Einfluß um so geringer, je größer die Asymmetrie ist. Deswegen ist die Messung bei 25° der bei 35° unterlegen. Vor einer endgültigen Wahl des Streuwinkels wird erst noch die Diskussion der ratenabhängigen Effekte im nächsten Kapitel erfolgen.

4 Kalorimetrische Ein–Arm–Messung

Im vorausgehenden Kapitel habe ich die Anforderungen definiert, die ein Kalorimeter erfüllen muß, um durch Messung von Winkel und Energie der gestreuten Elektronen die elastische Streuung nachweisen zu können. Dieses Kapitel beschäftigt sich nun damit, mit welchem Aufbau des Detektors und mit welchem Kalorimetermaterial diese Anforderungen erfüllt werden können. Zudem wird untersucht, inwieweit die experimentellen Bedingungen einer nicht magnetischen Messung die Meßdauer bestimmen und welche Konsequenzen sich daraus für die Wahl des Streuwinkels und die geometrische Anordnung des Detektors ergeben.

Zunächst werde ich das grundlegende Konzept für die Anordnung eines Kalorimeters vorstellen, um dann, nach einem kleinen Exkurs in die Beschreibung der Energieauflösung, die Zellengröße materialunabhängig zu optimieren. Die Beschreibung des Detektors endet mit der Vorstellung der in Frage kommenden Detektormaterialien.

Der zweite große Teil dieses Kapitels beschäftigt sich mit der Zählrate, der ein nicht magnetischer Detektor standhalten muß. Es werden alle Prozesse beschrieben, die zu einem Ereignis im Detektor führen können. Die Vorhersagen theoretischer Modelle werden anhand von zwei Experimenten überprüft. Die Erörterung der aus der totalen Rate auf dem Detektor resultierenden „pile up“-Problematik schließt dieses Kapitel ab.

4.1 Wahl von Geometrie und Material

4.1.1 Anordnung des Detektors

Der prinzipielle Aufbau des Detektors ist sehr einfach. Der zur Verfügung stehende Raumwinkel wird im interessierenden Θ -Bereich vollständig bedeckt, d.h. der Detektor umfaßt den ganzen Azimut. Dies ist erreicht, wenn das Target im Zentrum von Detektorringen positioniert wird. Die Ringe sind in Zellen unterteilt. Die Situation ist schematisch in den Bildern 4.1 und 4.2 gezeigt. In diesem Beispiel bedecken die vier inneren Ringe den gewünschten Raumwinkel. Die beiden äußeren Ringe null und fünf sorgen für eine vollständige Schauersammlung bei Treffern im Randbereich. Die Entfernung vom Targetzentrum zur Frontseite der Zellen kann mit ansteigendem Laborstreuwinkel variiert werden (s. Abb. 4.2). Der Ring 0 sieht den kleinsten Streuwinkel, deswegen ist er am weitesten vom Target entfernt, sein $\Delta\Theta$ ist damit das kleinste, wenn die Elementgröße konstant gehalten wird. Dies bewirkt, daß bei Vorherrschen der elastischen Streuung die Trefferrate des gesamten Detektors nicht von diesem vordersten Ring dominiert wird und die Zählraten der einzelnen Ringe flacher als der Wirkungsquerschnitt mit ansteigendem Winkel abfallen.

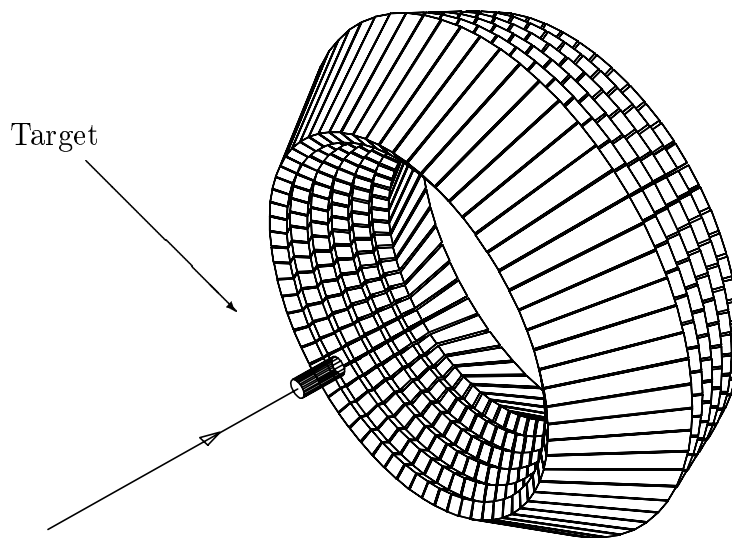


Fig. 4.1: Schematische Darstellung des Experiments

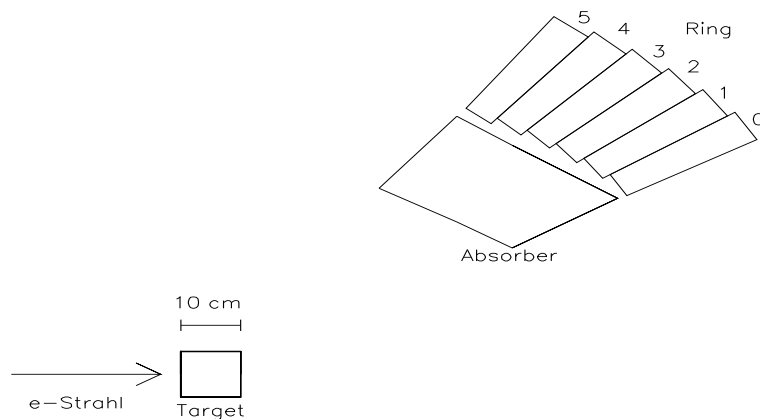


Fig. 4.2: Querschnitt durch eine Hälfte des Aufbaus. Zu beachten ist die Reduzierung des $\Delta\Theta$ -Bereichs bei den vorderen Ringen durch den größeren Abstand zum Target. Durch diesen Versatz wird erreicht, daß die totale Rate nicht von den Elementen mit dem kleinsten Streuwinkel dominiert wird. Der Absorber reduziert den Untergrund durch geladene Teilchen (s. S. 69).

Welches ist die günstigste Detektorgeometrie, die unter Berücksichtigung der Detektorkosten und der gesamten Ratenbelastung eine minimale Meßzeit erfordert? In dem ersten

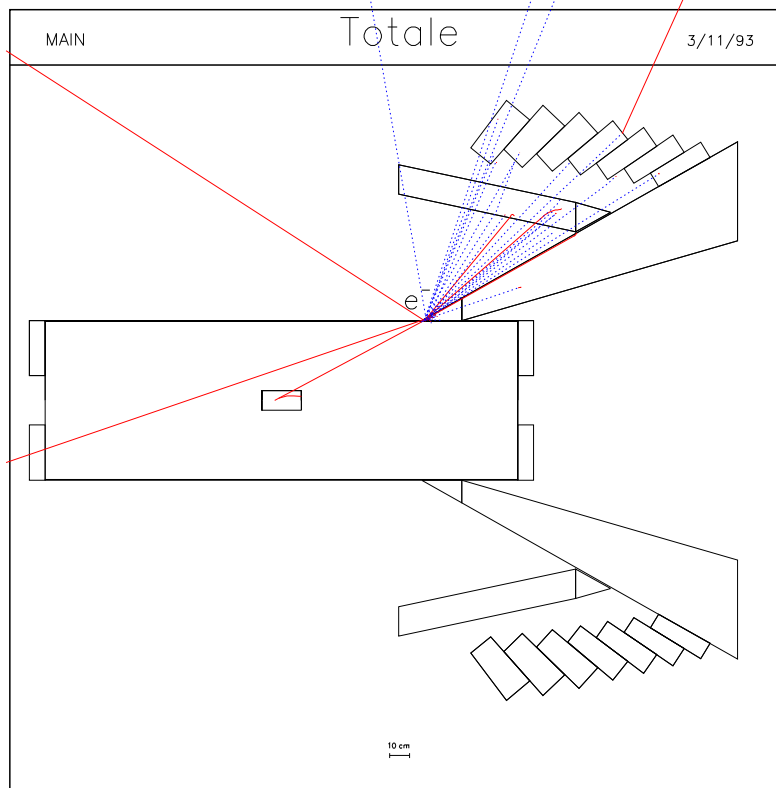


Fig. 4.3: *Das Ergebnis einer GEANT MC Simulation. Gezeigt ist ein Querschnitt durch einen Detektoraufbau mit sieben Ringen von BaF_2 -Modulen. Der tonnenförmige Behälter ist die Streukammer, in deren Zentrum befindet sich das LH_2 -Target. Ein elastisch gestreutes Elektron trifft auf die Spitze der Bleiabschirmung, schauert dort auf und verteilt seine Energie über eine Vielzahl von Modulen. So wird aus einem lokal begrenzten Treffer in dem am höchsten belasteten vorderen Modul eine Serie von Treffern in vielen Modulen. Das „pile up“ vergrößert sich demnach durch eine Schwermetallabschirmung in der Nähe der Detektoren.*

Ansatz wird der Detektor aus vier zentralen Ringen und zwei Randringen zusammengesetzt. Die Idee hierbei ist, elastische Treffer nur in den zentralen Ringen zu berücksichtigen. Die Randringe helfen bei diesem Aufbau, den Schauer von zentralen Treffern möglichst vollständig aufzusammeln. Um die totale Rate auf dem ganzen Detektor möglichst niedrig zu halten, sollten die Randringe selber nicht zur Ratenbelastung des Detektors beitragen. Dies würde erfordern, daß sie zum Target hin vollständig abgeschirmt sind. Das Ergebnis einer GEANT MC Simulation zeigt, daß selbst eine 25 Strahlungslängen dicke Bleiabschirmung (≈ 15 cm) von rund einem Drittel der hochenergetischen Elektronen und Photonen durchdrungen wird. Ein weiteres Drittel der Teilchen, die die Abschirmung treffen, schauert dort auf und verteilt so einen Teil seiner Energie über einige andere nur mit Polyethylen

abgeschirmten Module. Beide Zahlen sind nur ungefähr angegeben, da ihre exakte Größe von der genauen Materialkomposition und der Form der Abschirmung abhängen.

Das Ergebnis einer GEANT MC Simulation zeigt die Abbildung 4.3. In dieser Simulation wurde der Einfluß einer Bleiabschirmung mit einer Wolframspitze zwischen Detektor und Streukammer untersucht. Deutlich erkennbar ist, daß ein Treffer auf die Wolframspitze einen Schauer von Elektronen und Photonen erzeugt, der sich über den Raum vor den Detektormodulen frei entwickeln kann. Ein solches Ereignis, das eigentlich den Detektor nicht treffen sollte, erzeugt wegen der Abschirmung ein Signal in mehreren Detektormodulen, erhöht also die totale Rate des Detektors. Simulationen mit verschiedenen Materialien und geänderten Aufstellorten sowie Formen der Abschirmung ergaben, daß die Elektronen, die die Abschirmung auf den zwei Moliéreradren treffen, die an den Detektor angrenzen, ein Signal im Detektor erzeugen. Bei Wolfram sind das 1.14 cm, bei Blei 3.2 cm. Diese Fläche bewirkt also eine zusätzliche Ratenbelastung des Detektors von Ereignissen, die unerwünscht sind. Dieser Effekt wird besonders wichtig, wenn die Abschirmung, wie in Abb. 4.3 gezeigt, bei kleinen Streuwinkeln positioniert ist. In diesem Fall treffen Elektronen von kleinen Streuwinkeln, also mit großen Wirkungsquerschnitten, den Detektor. Das bedeutet, daß ihre Zahl relativ zu den akzeptierten, die den Detektor direkt treffen, hoch ist.

Das Ideal, das nur Ereignisse Signale im Detektor erzeugen, die aus dem gewünschten Winkelbereich kommen, kann dadurch annähernd erreicht werden, daß auf Abschirmung aus einem schweren Material in unmittelbarer Nähe des Detektors oder vor den Modulen verzichtet wird, stattdessen aber versucht wird, auch die „elastischen“ Treffer auf Randelementen so gut wie möglich zu erkennen und mitzuzählen.

Die Tatsache, daß die Randelemente auf einer Seite keinen Nachbarn haben, bedeutet, daß es Treffer elastisch gestreuter Elektronen gibt, die nicht als solche erkannt werden, weil zuwenig Energie nachgewiesen wird. Somit geht ein Teil der elastisch gestreuten Elektronen verloren. Eine Simulation zeigt, daß das etwa 30% sind. Außerdem ist die Messung des Auftreffortes durch Verhältnissbildung der Energiedeposition zwischen den linken und rechten Nachbarn (siehe Gleichung 4.3, Seite 44) bei den Randelementen nicht möglich. Die Bestimmung des Auftreffortes ist nach Kapitel 3.2 für die Rekonstruktion des Laborstreuwinkels erforderlich und muß mit einer Genauigkeit von mindestens 1.2 cm erfolgen (s. Tab. 3.1 auf S. 31). Das wird automatisch erreicht, wenn die Kantenlänge der Module kleiner als $1.2 \text{ cm} \cdot \sqrt{12} = 4.16 \text{ cm}$ gewählt wird, da die Standardabweichung einer Rechteckverteilung der Länge a gerade $\sigma = a/\sqrt{12}$ ist.

Der Vergleich beider Methoden stellt sich wie folgt dar: Bei Verwendung einer Abschirmung erzeugen alle Treffer auf einem Randstreifen von mindestens 1.14 cm (Wolfram) ein Untergrundsignal, das in jedem Ring des Detektors auftauchen kann. Zusätzlich wird die Abschirmung von einem Teil der Treffer durchdrungen. Bei dem Aufbau ohne Abschirmung werden 30% der Treffer auf den 4.16 cm breiten Modulen (effektive Breite: $4.16 \cdot 0.3 = 1.25 \text{ cm}$) nicht als elastisch gestreut erkannt, erzeugen also ein Untergrundsignal in maximal den beiden vordersten Ringen. Insgesamt ist das Modell ohne Abschirmung leicht im Vorteil. Betrachtet man zusätzlich den Materialaufwand der beiden Lösungen für dieselbe Winkelakzeptanz (vier aktive Ringe und zwei abgeschirmte Randringe gegen drei zentrale und zwei etwas kleinere Randringe), dann wird der Vorteil des Aufbaus ohne Abschirmung noch deutlicher.

Die geeignetste Geometrie des Detektors besteht also aus normal breiten zentralen Ringen und Randringen, die so schmal sind ($< 4.2\text{cm}$), das sie eine ausreichend gute Ortsauflösung erlauben. Auf Abschirmungen mit großem Z in der Nähe des Detektors wird verzichtet. Insgesamt wird so erreicht, daß praktisch nur Teilchen aus dem Akzeptanzbereich des Detektors diesen treffen.

4.1.2 Energieauflösung

Vor einer detaillierten Diskussion sollte genauer betrachtet werden, was Energieauflösung in unserem Fall bedeutet. Das typische Spektrum der von monoenergetischen Elektronen in einem Material deponierten Energie hat bei nahezu vollständiger Schauersammlung einen Ausläufer zu niedrigen Energien und ein scharfes oberes Ende (siehe Abb. 4.4).

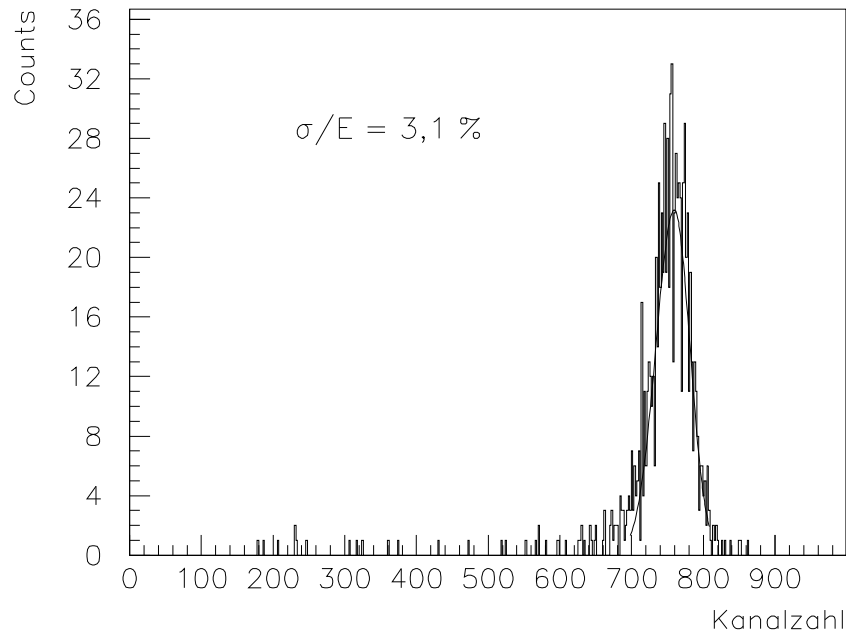


Fig. 4.4: *Gemessene Energieverteilung von elastisch am Proton gestreuten Elektronen mit einer Energie von 734 MeV. Der Nachweis geschieht in einem Cluster von BaF₂-Kristallen. Das Spektrum ist nicht auf Strahlungsereignisse und quasielastische Ereignisse von den Targetwänden korrigiert. Zu sehen ist außerdem eine Anpassung der Verteilung durch zwei Gaußkurven mit verschiedenen Standardabweichungen nach Gl. 4.1 (aus [Pre92]) gezeigt.*

Die von unserem Experiment geforderte hohe Energieauflösung ist notwendig, um zu verhindern, daß inelastisch gestreute Elektronen (oder auch vielfach gestreute Ereignisse) als elastisch gestreute Elektronen erscheinen. Wenn es sich herausstellt, daß das Antwortverhalten des Detektors auf monoenergetische Elektronen asymmetrisch ist (wie in Abb. 4.4

dargestellt), dann ist die Breite der Auflösung zu größeren Energien relevant. Im Rahmen dieser Arbeit ist die Energieauflösung die Standardabweichung σ_2 in der folgenden Funktion:

$$\begin{aligned} x < \mu & : A \cdot e^{-\left(\frac{x-\mu}{\sigma_1}\right)^2} \\ x > \mu & : A \cdot e^{-\left(\frac{x-\mu}{\sigma_2}\right)^2}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Die Zahl der Ereignisse bei der Energie x wird oberhalb bzw. unterhalb des Maximums der Energie μ unterschiedlich behandelt. Diese Funktion wird mit einer χ^2 -Minimierung an die Verteilungen angepaßt.

Die Orts- bzw. Energieauflösungen von BaF₂- und Bleiglas-Detektoren für Elektronen im Energiebereich von 600 bis 750 MeV sind von J. Pretz (BaF₂) [Pre92] und D. Eyl (SF5) [Eyl93] gemessen und mit Simulationsrechnungen verglichen worden. Die Querschnitte der verwendeten Module sind bei SF5 Quadrate mit einer Kantenlänge von 4 cm und bei BaF₂ Hexagone mit einer Schlüsselweite von 5.9 cm. Die Ortsauflösung für die genannten Elektronenenergien ist bei Bleiglas besser als 9 mm und bei BaF₂ kleiner als 11 mm. Die Unterschiede in den Werten sind im wesentlichen ein Effekt der unterschiedlichen Abmessungen. Beide Werte erfüllen unsere Anforderung von 12 mm. Die Energieauflösung von BaF₂-Kristallen für 734 MeV Elektronen hat J. Pretz zu 3.1% gemessen.

Er hat die gemessene Auflösung mit einer GEANT Monte Carlo Simulation verglichen und zwei Beiträge gefunden: Schwankungen der Schauerleckage tragen 2.4% bei und sonstige Effekte wie statistische Prozesse in der Photonensammlung weitere 1.7%. Der erste Anteil kann in einer Simulation leicht mit wenigen Prozent Fehler errechnet werden, der zweite Anteil hängt jedoch von einer Vielzahl von Einflüssen ab, von denen der wichtigste die Zahl der nachgewiesenen Photoelektronen ist. Diese Zahl kann schwanken, weil die Zahl der Photonen pro MeV deponierter Energie, die Reflektivität der Zellwände und die Absorptionslänge im Material von Kristall zu Kristall schwanken kann. Diese Effekte sind numerisch nur schwer zu ermitteln, so schwanken z.B. die gemessenen Auflösungen von BaF₂-Kristallen aus derselben Produktionscharge um einige Prozente. Um dennoch eine Aussage über die Gesamtauflösung zu erhalten, führe ich folgende Abschätzung für die zu erwartende tatsächliche Energieauflösung δE_{tot} eines 3x3 Clusters mit einer mittleren deponierten Energie $\bar{E}$ ein:

$$\delta E_{tot} = \bar{E}[\text{in GeV}] \sqrt{\delta E_{\text{Schauer}}^2 + \left(\frac{1.7\%}{\sqrt{\bar{E}[\text{in GeV}]}} \right)^2} \quad (4.2)$$

Die 1.7% Auflösung sind hier bei 1 GeV genommen. Dieser Wert ist eine konservative Abschätzung, er liegt ca. 20% über dem von Pretz gefundenen Wert (1.7% bei 650 MeV $\hat{=}$ 1.4% bei 1 GeV).

Es wird angenommen, daß alle Energieauflösungen mit $(\sqrt{E})^{-1}$ skalieren, aus diesem Grund werde ich im weiteren alle Energieauflösungen nach der Gleichung 4.2 bei einer mittleren Energie von einem GeV angeben.

4.1.3 Abmessungen der Module

Die Zellenmaße sind im Hinblick auf die im Kapitel 3.2 definierten Anforderungen optimiert:

- Ortsauflösung $\delta x \leq 1.2 \text{ cm}$,
- Energieauflösung $\delta E \leq 3.3\%/\sqrt{E}$ in GeV und
- Fläche, die durch einen Treffer belegt wird, so klein wie möglich.

Alle drei Eigenschaften werden durch die Schauerentwicklung mit ihren charakteristischen Größen Molièreradius R_M und Strahlungslänge X_0 bestimmt.

Die Mainzer Kollaborationen A2 und A3 haben bereits elektromagnetische Kalorimeter gebaut, die für Elektronen und Photonen mit den typischen MAMI-Energien von einigen hundert MeV eine optimale Energie- und Ortsauflösung erzielen. Die Abmessungen der BaF₂-Kristalle von A2 und der SF₅-Bleigläser von A3 sind mit $4/3 R_M$ ⁸ mal 11-13 X_0 nahezu gleich. Beide Detektoren sind so kurz, daß sie in der Auflösung durch Schauerfluktuationen dominiert werden (s.o. und [Pre92, Eyl93]). Sowohl die BaF₂-Kristalle als auch die Bleigläser mußten so kurz gebaut werden, da in beiden Fällen die Eigenabsorption des Lichts groß ist und ein Kompromiß zwischen der Schauerfluktuation (klein, wenn lang) und der Gleichförmigkeit und Menge des nachgewiesenen Lichts (groß, wenn kurz) gefunden werden mußte (siehe hierzu [Hof93]).

Im Prinzip könnten wir also die Erfahrungen der anderen Gruppen übernehmen, doch vorher müssen noch drei Fragestellungen untersucht werden. Die erste ist, ob eine Kantenlänge von $4/3$ Molièreradien für die Frontseiten der Zellen auch die Trennung einer größtmöglichen Anzahl gleichzeitiger Treffer auf dem Detektor erlaubt. Jeder elektromagnetische Schauer deponiert im Mittel 95% seiner Energie in einem Zylinder mit zwei R_M Radius. Wird ein Kristallcluster aus 3x3 Modulen mit $4/3 R_M$ Kantenlänge in seinem Zentrum getroffen, dann befindet sich der 95% Energie-Zylinder gerade vollständig in den neun Modulen. Von der Mitte des Clusters bis zur nächsten Wand sind es $\frac{1}{2} \frac{4}{3} R_M + \frac{4}{3} R_M = 2 R_M$, in den neun Modulen finden sich also im Mittel mehr als 95% der Teilchenenergie wieder.

Bei einem Treffer am Rand des innersten Kristalls wird auf einer Seite weniger Energie gesammelt, weil nur noch in einem Kristall mit $4/3 R_M$ Energie deponiert werden kann. Es wird also ein größerer Teil als 5% der Energie des elektromagnetischen Schauers nicht gesehen. Die Leakage wird größer und damit auch, wegen ihrer statistischen Schwankung zwischen mehreren Treffern, die Energieauflösung entsprechend schlechter. Der Effekt ist in Tabelle 4.1 zu erkennen. Für diese Tabelle wurden mit einem GEANT MC Programm die mittlere Energiedeponierung und Energieauflösung für 734 MeV Elektronen simuliert. Die Auftrefforte auf die Detektormatrix aus 3x3 Modulen wurden gleichmäßig auf der Frontfläche des zentralen Moduls verteilt. Vor den Modulen befindet sich ein Absorber aus 20 cm Polyethylen, das entspricht 0.42 Strahlungslängen. Deutlich erkennbar ist, daß sich bei einer Kantenlänge von einem Molièreradius die Energieauflösung mit zunehmender

⁸Bei Čerenkovzählern ist der effektive Molièreradius, wegen der hohen Čerenkovschwelle, nur etwa 80% des aus der Strahlungslänge berechneten. Bei SF₅ ist dies 80% von 3.7 cm $\sim$ 3 cm. Die Frontseite der Zellen ist 4x4 cm².

Länge [X_0]	11	12	13	14	15
Frontseite $(4/3 R_M)^2$					
$\delta E_{Schauer}$	2.6%	2.3%	2.1%	2.0%	1.9%
δE_{tot}	2.7%	2.5%	2.4%	2.3%	2.3%
Trefferanteil der übernächsten Nachbarn (wie definiert)	27%	29%	31%	33%	34%
Frontseite R_M^2					
$\delta E_{Schauer}$	3.0%	2.7%	2.5%	2.5%	2.5%
δE_{tot}	2.9%	2.7%	2.6%	2.6%	2.6%
Trefferanteil der übernächsten Nachbarn (wie definiert)	39%	42%	45%	46%	48%
$\delta E_{Schauer} \pm 0.1\%$, δE_{tot} in $[\%/\sqrt{E \text{ in GeV}}] \pm 0.1\%$, Ortsauflösung $\pm 0.02 \text{ cm}$					

Tab. 4.1: *Simulierte Auflösung für ein 3x3-Cluster aus quaderförmigen Modulen bei gleichmäßig über die zentrale Zelle verteiltem Einschub von 734 MeV Elektronen. Länge und Breite sind materialunabhängig angegeben. Vor den Zellen befindet sich ein Absorber aus 20 cm Polyethylen. Für die Erklärung der Energieauflösungen nach Gl. 4.1, 4.2 siehe Text, der mit den Anforderungen aus Tab. 3.2 zu vergleichende Wert ist δE_{tot} . Der Trefferanteil gibt an, in wievielen Elementen außerhalb der ausgelesenen neun mehr als 1% der Elektronenenergie ($\approx 7 \text{ MeV}$) deponiert werden.*

Modullänge ab einer Länge von 13 X_0 nicht mehr verbessert. Die totale Energieauflösung wird hier von der transversalen Leakage dominiert. Anders ist die Situation bei $4/3 R_M$ Kantenlänge. Bis zu 15 Strahlungslängen Modullänge verbessert sich die Auflösung der 9er Matrix. Hier ist also bei allen simulierten Längen die transversale Leakage klein gegen die longitudinalen Leckverluste (nach vorne und nach hinten aus den Modulen).

Wie weit müssen zwei gleichzeitige Treffer voneinander entfernt sein, damit sie ohne theoretische Annahmen⁹ voneinander getrennt werden können? Wie beschrieben, muß die Energiesumme über das direkt getroffene Modul und die nächsten Nachbarn gebildet werden. Der räumlich nächste gleichzeitige Treffer darf also nicht in den nächsten, aber auch nicht in den übernächsten Nachbarn erfolgen, denn sonst kann die Energieinformationen in den dazwischenliegenden Zellen nicht mehr eindeutig einem der beiden Treffer zugeordnet werden. Bei der Anordnung der Zellen aus Abb. 4.1 wird durch einen Treffer eine Fläche von 5x5 Modulen oder $(20/3R_M)^2$ belegt (siehe auch Kapitel 4.3.1 und Abb. 4.21).

⁹Im Prinzip lassen sich räumlich benachbarte Treffer immer voneinander trennen, wenn man ein Modell für die transversale Schauerverteilung benutzt. Dies ist aber nur im Mittel richtig und erfordert zudem einen hohen Rechenaufwand, weswegen im Rahmen dieses Experimentes, das sehr große Raten in einer möglichst kurzen Zeit verarbeiten muß, von einer solchen Möglichkeit abgesehen wird.

Größere Zellen im gleichen Abstand zum Target bringen keinen Vorteil, da die Bedingung für die räumliche Trennung zweier benachbarter Treffer unverändert bleibt, sie aber einen größeren Raumwinkel bedecken und somit die Zahl der Treffer linear mit der Fläche ansteigt. Dies führt zu zusätzlichen „Pile up“-Verlusten (s. 4.3.1). Ebenfalls keine wesentlich besseren Bedingungen erhält man, wenn derselbe Raumwinkel von größeren Modulen in einer entsprechenden Entfernung bedeckt wird, da sich die Bedingung für die Trennung zweier benachbarter Treffer nicht ändert. Zwei Vorteile hätte eine solche Geometrie allerdings: Erstens würde das ausgedehnte Target kleiner erscheinen, was eine geringere Anforderung an die Energieauflösung nach sich zieht (s. Tab. 3.1), und zweitens wäre der Trefferanteil in den übernächsten Nachbarn kleiner, was eine Verbesserung der Energieauflösung wegen des verminderten Übersprechens bedeutet.

Bisher wurde der optimale Abstand des Detektors vom Target noch nicht ausführlich diskutiert. In Tabelle 3.1 auf Seite 31 ist zwar schon der Einfluß der Targetlänge auf die geforderte Energieauflösung als Funktion des Abstandes untersucht worden, aber nur mit der impliziten Annahme, die Entfernung vom Target zum Detektor so kurz wie möglich zu wählen. Entscheidend für diese Annahme sind die Detektorkosten. Bei einer Vergrößerung des Abstandes wächst die Oberfläche des Detektors quadratisch an ($O = 4\pi r^2$). Bei konstanter Modulgröße wächst also auch die Zahl der Module quadratisch an, und damit der Preis. Präzise betrachtet steigt der sogar noch etwas schneller, da das Detektorvolumen mit $V = \frac{4}{3}\pi(r^2l + rl^2) + l^3$ größer wird (r ist der Abstand Frontfläche des Detektors zum Target und l die Länge der Detektormodule). Aus Kostengründen ist es also sinnvoll, nach dem kleinsten Abstand zu suchen, in dem das Experiment sicher durchgeführt werden kann. Sollte mehr Geld zur Verfügung stehen, ist es auf jeden Fall zweckmäßig, den Abstand zu vergrößern, um die Rate pro Element zu reduzieren.

Wenn in kleineren Modulen in den übernächsten Nachbarn so wenig Energie deponiert wird, daß die Energie- und Ortsauflösung in den inneren neun Modulen und in benachbarten erlaubten Clustern nicht stark beeinträchtigt wird, dann könnte das eine höhere Rate auf dem Detektor erlauben. Die Größe, die darüber Aufschluß gibt, ist der Anteil der übernächsten Nachbarn, in denen mehr als 1% der Energie (≈ 7 MeV) deponiert werden, an der Zahl der 16 übernächsten Nachbarn. Die entsprechenden Werte sind in der Tabelle 4.1 angegeben. Bei 13 Strahlungslängen Tiefe der Module wächst der Anteil der übernächsten Nachbarn mit einem Signal bei Modulen mit einem Molièreradius gegenüber solchen mit $4/3 R_M$ um ca. 50% an. Die Störung von Nachbartreffern nimmt also deutlich zu. Zusätzlich verschlechtert sich die Energieauflösung von 2.4% auf 2.6%.

Weil eine Frontfläche der Detektormodule von $(4/3R_M)^2$ alle Anforderungen erfüllt, wird diese Kantenlänge für die Frontseite gewählt. Die Länge sollte aus Kostengründen so kurz wie möglich sein. Die Abmessungen der Frontfläche der Detektorzellen werden damit auf $(4/3R_M)^2$ festgelegt.

Damit die Ratenbelastung der Module nicht zu stark vom Streuwinkel abhängt, werden die vorderen Module etwas weiter vom Target entfernt aufgestellt (s. Abb. 4.2). Dieser Versatz der Module zueinander verschlechtert jedoch die Auflösungseigenschaften, da auf der Seite mit dem kleineren Θ ein Teil des Schauers vor dem zurückgezogenen Nachbarelement vorbeigeht und deswegen nicht nachgewiesen wird (transversale Leakage). Um zu entscheiden, welche Versetzung der Ringe zueinander noch tragbar ist, wurde eine GEANT MC Simulation durchgeführt. Die Tabelle 4.2 zeigt die Ergebnisse verschiedener Versetzun-

Versetzung	1/4 X_0	1/2 X_0	3/4 X_0
Modullänge 13 X_0			
$\delta E_{Schauer}$	2.5%	3.7%	5.9%
δE_{tot}	2.6%	3.3%	4.7%
δx [cm]	0.94	0.94	0.96
Modullänge 14 X_0			
$\delta E_{Schauer}$	2.4%	3.5%	5.8%
δE_{tot}	2.5%	3.2%	4.6%
δx [cm]	0.94	0.95	0.96
$\delta E_{Schauer} \pm 0.1\%$, δE_{tot} in $[\%/\sqrt{E \text{ in GeV}}] \pm 0.1\%$, Ortsauflösung ± 0.02 cm			

Tab. 4.2: *Simulierter Einfluß einer Versetzung der Ringe gemäß Abb. 4.2 auf die Energie- und Ortsauflösung. Die Versetzung ist material-unabhängig in Bruchteilen der Strahlungslänge angegeben. Sonstige Parameter wie in Tabelle 4.1.*

gen für die Zellabmessungen von $13 X_0 \cdot (4/3R_M)^2$ sowie alternativ für Module mit 14 Strahlungslängen Tiefe. In der Tabelle ist die jeweilige Ortsauflösung mit angegeben. Der simulierte Auftreffort wurde dabei nach [Pre92, Eyl93] mit

$$x = a \cdot \ln \frac{E_{rechts}}{E_{links}} \quad (4.3)$$

berechnet. Der Parameter a ist eine von der Geometrie und dem Material abhängige Größe. J. Pretz berechnete den Parameter a z.B. für hexagonale BaF_2 -Kristalle. Sein Wert ist 1.08 cm. Das Ergebnis der Simulationen ist, daß bereits ein Versatz der benachbarten Module um 1/2 Strahlungslänge die Energieauflösung so sehr verschlechtert, daß die geforderten Werte von 3.4% für ein Experiment unter 35° nicht mehr erreicht werden.

Die dritte offene Frage ist der Einfluß des Vorabsorbers auf die Energie und Ortsauflösung. Der Absorber dient vor allem der Verringerung der Untergrundrate. Seine Wirkung auf Untergrundteilchen ist in Tabelle 4.8 auf Seite 69 beschrieben. Das beste Material für den Absorber ist das, welches pro Strahlungslänge den größten Energieverlust durch Ionisation besitzt. Diese Eigenschaft bewirkt, daß geladene Teilchen mit kleinen Energien sehr effektiv gestoppt werden, während die hochenergetischen Elektronen praktisch unbeeinflusst bleiben (siehe weiter unten im Text). Die folgende Tabelle 4.4 stellt die interessantesten Materialien zusammen.

Vorabsorber PE	15 cm	20 cm	25 cm	30 cm
Modullänge 13 X_0				
$\delta E_{Schauer}$	2.8%	3.7%	4.4%	5.7%
δE_{tot}	2.8%	3.3%	3.8%	4.5%
δx [cm]	0.91	0.95	1.01	1.05
Modullänge 14 X_0				
$\delta E_{Schauer}$	2.7%	3.5%	4.3%	5.6%
δE_{tot}	2.7%	3.2%	3.7%	4.5%
δx [cm]	0.92	0.95	0.97	1.00
$\delta E_{Schauer} \pm 0.1\%$, δE_{tot} in $[\%/\sqrt{E \text{ in GeV}}] \pm 0.1\%$, Ortsauflösung ± 0.02 cm				

Tab. 4.3: *Simulierter Einfluß verschiedener Vorabsorberdicken aus Polyethylen vor dem Detektor. Die Versetzung der Zellen nach Abb. 4.2 beträgt $1/2 X_0$. Alle übrigen Parameter wie in Tab. 4.1.*

Material	ρ [g/cm ³]	$(dE/dx)/X_0$ [MeV]	X_0 [cm]
LiH	0.82	153.7	96.6
Li	0.53	130.8	155.0
Be	1.85	105.0	35.3
PE (CH ₂)	0.92-0.95	93.6	48.7 - 47.2
C	2.27	76.0	18.8

Tab. 4.4: *Zusammenstellung interessanter Vorabsorbermaterialien. Nach Tabelle 4.3 hat ein 0.42 Strahlungslängen dicker Vorabsorber (20 cm PE, $dE=39$ MeV) einen noch akzeptablen Einfluß auf die Energieauflösung. Der Unterschied zwischen Be und PE beträgt bei dieser Länge 4.8 MeV. Ein Lithiumabsorber wäre bei einem dE von 39 MeV bereits 46.3 cm dick.*

Insgesamt erscheint die Wahl von Polyethylen als die bestmögliche. In der Tabelle 4.3 wird der Einfluß von PE auf die elastisch gestreuten Elektronen systematisch studiert. Die untersuchte Fragestellung ist, ob die Absorberdicke noch größer als 20 cm werden kann. Zu bedenken ist, daß je nach Aufbau des Experiments und abhängig von der Wahl des Kalorimetermaterials evtl. zusätzliche Materialien zwischen dem Target und dem aktivem Detektormaterial einzubauen sind. Dies können Streukammerwände, Targetzellwände und evtl. Detektorfenster sein. Der Einfluß solcher Materialien ist ggf. gesondert zu studieren. Das Ergebnis der Simulation ist, daß mit einer Absorberdicke von 20 cm für die elastisch

gestreuten Elektronen mit $13 X_0 \cdot (4/3 R_M)^2$ großen Modulen, die um $1/4$ Strahlungslänge gegeneinander versetzt sind, eine Energieauflösung von 3.3% erreicht wird. Ein Wert, der unter der Anforderung liegt und somit noch Reserven für Verluste in der Targetzelle bietet. Vor einem Ring, der von elastisch gestreuten Elektronen mit einem mittleren Streuwinkel von 25° und Energien von 788 MeV getroffen wird, könnte der Absorber noch zwei bis drei Zentimeter dicker sein.

Das Ergebnis dieser Studien ist, daß Zellabmessungen von $13 X_0 \cdot (4/3 R_M)^2$ geeignet sind, bei einem Versatz von $1/2 X_0$ und einem 20 cm dicken Absorber aus Polyethylen zwischen Target und Detektor die geforderte Energie- und Ortsauflösung zu erreichen. Sollte das ausgewählte Detektormaterial nicht die in Gl. 4.2 formulierte Annahme erreichen und somit eine schlechtere Energieauflösung erzielen als hier angenommen, können die Zellen auf $14 X_0$ oder mehr verlängert werden. Zur Zeit gibt es jedoch keine Notwendigkeit, von der preisgünstigeren Version abzusehen.

4.1.4 Materialwahl

Die Anforderungen an das Detektormaterial sind die erreichbare Energieauflösung, eine Strahlenfestigkeit, die ausreichend ist, um ca. $5 \cdot 10^{13}$ elastisch gestreute Elektronen nachzuweisen, und nicht zuletzt der Preis. Der erste Punkt erfordert ein Material, daß eine Auflösung von wenigstens $3.4\%/\sqrt{E}$ (s. 3.1) ermöglicht. Čerenkovdetektoren (wie z.B. Bleiglas SF5) oder Blei-Sampling- bzw. Spaghettikalorimeter kommen nicht in Frage, da ihre bestmögliche Auflösung nur ungefähr $6\%/\sqrt{E[\text{in GeV}]}$ beträgt [Eyl93, Vir92a, Dag94]. Somit bleibt als einziger Materialtyp für das Kalorimeter ein homogener Szintillator übrig.

Die andere Anforderung ist das Zählen vieler einzelner Ereignisse. Auf Seite 32 wurde bereits abgeschätzt, daß die Szintillationszeit deutlich kürzer als hundert Nanosekunden sein sollte, damit das Experiment innerhalb einer akzeptablen Strahlzeit durchgeführt werden kann. Damit entfallen von vornherein einige gebräuchliche Szintillatoren wie NaI oder BGO, die mit typischen Leuchtzeiten von einigen hundert Nanosekunden zu langsam sind.

Die große Zahl der Teilchen, die ihre Energie im Detektormaterial deponieren, bringt ein weiteres Problem mit sich: In Kristallen können Strahlenschäden die Lichtausbeute (in der Regel die Transmission) und damit die Energieauflösung beeinflussen. Eine Abschätzung der Strahlenbelastung S in rad erhalten wir mit einer Reihe von Annahmen. Als erstes nehmen wir vereinfachend an, daß die gesamte Energie in einer Schichtdicke von vier Strahlungslängen Tiefe deponiert wird. Diese Annahme spiegelt die Tatsache, daß 734 MeV Elektronen etwa 50% ihrer Energie in einer Tiefe von 2 - 6 X_0 deponieren. Berücksichtigt man weiter, daß auch Protonen, Pionen und Photonen mit 200 - 500 MeV kinetischer Energie in dieser Schicht den Großteil ihrer Energie verlieren, dann definiert eine Schichtdicke von vier Strahlungslängen die am stärksten belastete Zone der Module. Schätzen wir außerdem die Zahl der Treffer N gewichtet mit ihrer Energie $\overline{E}$ als das Doppelte der Zahl der elastischen Elektronen ab, so erhalten wir für BaF_2 unter 35° in 100 cm Abstand:

$$\begin{aligned}
 S \quad [\text{krad}] &= \frac{N \cdot \overline{E}[\text{MeV}]}{4X_0[\text{cm}] \cdot A[\text{cm}^2] \cdot \rho[\text{g/cm}^3] \cdot 6.24 \cdot 10^{10}[\text{MeV/kg}]} \\
 &= \frac{2 \cdot 5 \cdot 10^{13} \cdot 700 \text{ MeV}}{4 \cdot 2.05 \text{ cm} \cdot 0.63 \text{ sr} \cdot (100 \text{ cm})^2 \cdot 4.9 \text{ g/cm}^3 \cdot 6.24 \cdot 10^{10} \text{ MeV/kg}}
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

$$= 4.4 \text{ krad}$$

Dies ist die Strahlenbelastung während der reinen Experimentierdauer, Vorstudien und Nachfolgeexperimente erhöhen den Wert von 4.4 krad entsprechend ihrer Luminosität und Dauer. Insgesamt fordere ich eine Strahlenfestigkeit von wenigstens 10 krad.

Damit sind nun alle physikalischen Anforderungen an das Kalorimetermaterial definiert. Die Tabelle 4.5 gibt eine Übersicht über interessante Kandidaten.

Es gibt zwei unterschiedliche Szintillatortypen, die eine Strahlungslänge von weniger als fünf Zentimetern besitzen und deren Szintillationslicht mit einer Zerfallskonstante kürzer als 50 ns abklingt. Dies sind Kristalle und flüssige Edelgase. Ein in der Praxis häufig benutzter Kristall ist BaF_2 . Er ermöglicht mit einer Strahlungslänge von 2.1 cm einen kompakten Aufbau, ein $13 X_0$ langes Modul ist 27.3 cm lang. Zudem besitzt es eine sehr schnelle Leucht-komponente von 0.6 ns, die über einen speziellen „solar blind“-Photomultiplier getrennt von der zweiten, langsameren Komponente aufgenommen werden kann. Im Gegensatz dazu steht das Edelgas Xenon, das bei 165 K und 1 bar flüssig wird. Die Strahlungslänge der flüssigen Phase ist mit 2.8 cm sehr kurz, was eine Modullänge von 36.4 cm ermöglichen würde. Xenon szintilliert wie BaF_2 mit zwei Zerfallszeiten, allerdings bei derselben Wellenlänge. Eine spektrale Separation der beiden Komponenten ist deswegen nicht möglich. Mit 22 ns ist die effektive Zerfallszeit für Elektronen aber ausreichend schnell. Wie sieht es mit den anderen Eigenschaften aus?

An kleinen Bariumkristallen ist eine extrem hohe Strahlenfestigkeit von mehreren Mrad nachgewiesen worden [Moj85]. Selbst bei diesen starken Bestrahlungen änderten sich die Lichtausbeute oder die Transmissionseigenschaften der Kristalle nicht meßbar. Dies gilt jedoch nur für hochreine, perfekte Einkristalle. Solche Kristalle sind bisher nur im Labormaßstab mit wenigen Kubikzentimetern Volumen gezüchtet worden. Die in der Tabelle angegebenen Werte für die Strahlenfestigkeit beziehen sich auf großtechnisch gefertigte Kristalle mit Abmessungen, die vergleichbar mit den von uns geforderten sind. Die Ergebnisse der Untersuchung von Woody sind in Abbildung 4.5 gezeigt. BaF_2 -Kristalle zeigen in der Praxis bereits bei Strahledosen von einigen krad ausgeprägte Einbrüche in den Transmissionskurven, was sich auch spürbar in den Lichtausbeuten und den Auflösungen bemerkbar macht. Die Messungen an BaF_2 ergaben weiter, daß jeder Kristall eine minimale Transmissionskurve besitzt. Ist die durch Bestrahlung mit einigen Dutzend bis hundert krad erreicht, verändert sich die Transmission selbst bei Dosen von mehrern Mrad nicht mehr wesentlich. Außerdem können die Kristalle durch Bestrahlung mit UV-Licht wieder vollständig regeneriert werden [Woo92].

Damit bieten sich zwei alternative Möglichkeiten an, Fluoridkristalle einzusetzen und trotzdem stabile und gute Auflösungen zu erzielen. Die eine ist, die Kristalle vor der Benutzung zu bestrahlen, so daß die minimale Transmissionskurve erreicht wird. Daraufhin werden nur solche Kristalle eingesetzt, die in diesem Zustand die Auflösungsanforderungen erfüllen. Die Alternative dazu ist, unbestrahlte Kristalle zu verwenden, während des Experimentes die Auflösung ständig zu überprüfen, und von Zeit zu Zeit die Kristalle mit UV-Licht zu bestrahlen und so wieder zu reaktivieren. Beide Verfahren sind umständlich und teuer.

Material	BaF ₂	CeF ₃	LXe	LKr + 3% LXe	PbWO ₄
Strahlungslänge X_0 [cm]	2.1	1.7	2.8	4.6	0.9
Molièreradius R_M [cm]	4.4	2.6	4.1	4.8	2.2
Strahlenschäden nach einer Dosis [krad]	5 - 10	10	∞	∞	5000(a)
Dichte ρ [g/cm ³]	4.9	6.2	3.1	2.4	8.3
optische Dichte	1.5	1.6	1.6	1.4	2.2
Verflüssigungstemperatur bei 1 atm [K]	–	–	165	120	–
Volumenverhältnis Gas / Flüssigkeit	–	–	519	644	–
Szintillationseigenschaften(b)					
τ_1 [ns]	0.6	8	3	9	2,10
τ_2 [ns]	620	25	22	30 (c)	30
λ_1 [nm]	220	300	175	175 (d)	440-530
λ_2 [nm]	310	340	175	175 (d)	440-530
Verhältnis Komponente 1 zu 2 bei Einschluß von Elektronen	0.33	< 0.1	0.05	0.05	~ 2
Lichtausbeute der schnellen Komponente (1) bei Einschluß von Elektronen [Photonen/MeV]	$2.3 \cdot 10^3$	$2.5 \cdot 10^3$	$4 \cdot 10^4$	$3.7 \cdot 10^4$	300
Preise					
$(R_M^2 \cdot X_0)$ [DM]	520	?	117	40	53
Ein Modul inkl. Photomultiplier [DM]	18000	?	5000	4000	2000
Referenzen	[Buy93] [Nov92] [Woo92]	[Lec93] [And93]	[Kub82] [Che93] [Seg92]	[Vir92b] [Aki93]	[Buy93]

Tab. 4.5: Überblick über die physikalischen Eigenschaften von schnellen Szintillatoren. Das L vor den Gasen bedeutet, daß sie in flüssiger Phase vorliegen („liquid“). In den letzten beiden Zeilen sind der Preis für ein Volumen von ein $(R_M^2 \cdot X_0)$ und der geschätzte Preis für ein vollständiges Detektormodul inkl. Photomultiplier, Spannungsteiler, Halterung und evtl. notwendiger Kühlung in Preisen von 1994 angegeben.

(a) Bis zu 5 Mrad wächst die Transparenz an.

(b) Die Literaturwerte schwanken um 10 - 20%.

(c) 85 ns für reines Krypton.

(d) 150 nm für reines Krypton.

Ein gänzlich anderer Kristall ist PbWO_4 . Dieses Material verspricht gute Energieauflösung sowie eine hohe Strahlenfestigkeit zu einem günstigen Preis [Buy93]. Bisher ist PbWO_4 noch nicht in einem Experiment als Kalorimetermaterial eingesetzt worden. Seine Eigenschaften, insbesondere seine Szintillationszeiten, sind noch unverstanden. An Kristallen wurde z.B. eine starke Temperaturabhängigkeit der Leuchtdauer beobachtet [Kor94]. Die Fertigung größerer Serien bereitet ebenfalls Probleme. Insgesamt erscheint dieses neue Material jedoch als ein interessanter Kandidat für das Kalorimeter. Deswegen werden in der Arbeitsgruppe von Harrach im ersten Halbjahr 1995 im Rahmen einer Diplomarbeit erste Studien mit einer 5×5 Matrix von PbWO_4 -Kristallen durchgeführt werden.

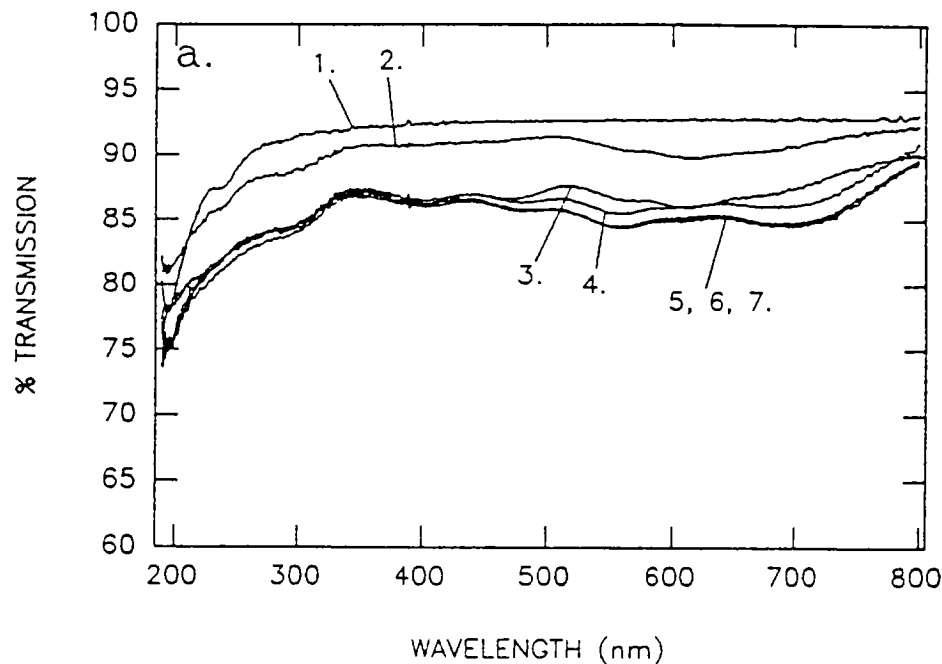


Fig. 4.5: *Strahlenschäden an BaF_2 -Kristallen nach [Woo92]. Aufgetragen ist die Transmission gegen Lichtwellenlänge nach (1) keiner Bestrahlung, (2) 10^3 rad, (3) 10^4 rad, (4) $6 \cdot 10^4$ rad, (5) $2.7 \cdot 10^5$ rad, (6) $9 \cdot 10^5$ rad, (7) $4.7 \cdot 10^6$ rad.*

Diese Überlegungen lassen zunächst einmal den Einsatz von Kristallen als Detektormaterial als uninteressant erscheinen. Allerdings befindet sich die einzige Alternative, nämlich flüssiges Edelgas, noch im Entwicklungsstadium. Sollte sich herausstellen, daß ein Detektor aus einem flüssigem Edelgas in der Praxis nicht unsere Auflösungsanforderungen erreichen kann, kann jederzeit auf die Kristalle zurückgegriffen werden.

Die finanzielle Frage, die sich jetzt stellt, ist, ob reines Xenon oder eine Xenonbeimischung zu Krypton das geeignetere Material ist. Wie der Tabelle 4.5 zu entnehmen ist,

ist die Szintillationszeit sehr ähnlich (22 ns für LXe, 30 ns für LKr + LXe). Wegen der kleineren Protonenzahl im Kern ist die Strahlungslänge und damit die Modullänge bei dem Kryptongemisch um fast zwei Drittel größer als bei Xenon. Der Preisvorteil von dem Krypton-Xenon-Gemisch gegenüber reinem Xenon ist nicht sehr groß. Zudem ist der bauliche Aufwand für eine vorwiegend aus Kr bestehenden Detektor erheblich größer als für ein Xenonkalorimeter, da er wegen des größeren Molièreradius in eine etwas weitere Entfernung gestellt werden muß (die relative Flächenbelegung eines Treffers ($R_M^2/\Delta\Omega$) soll konstant bleiben) und wegen der notwendigen größeren Modullänge. Die Abmessungen und das Gewicht eines kompletten LKr + LXe Detektors liegen deswegen deutlich über dem eines LXe-Detektors. Zudem erscheinen die Schwierigkeiten beim Auslesen der LKr + LXe Module wegen der deutlich erhöhten Länge größer als bei den vergleichsweise kurzen LXe-Zellen.

Ähnlich wie bei Krypton gibt es zur Zeit noch kein befriedigend arbeitendes Kalorimeter aus Xenon. Jedoch sind hier weltweit intensive Bemühungen im Gange, Testmodule zu bauen und die Technik der Auslese der Module zu optimieren. Der Einsatz von flüssigem Xenon wird zur Zeit in der Kollaboration A4 in Mainz [Hof93] und in Moskau studiert. Darüberhinaus bestehen Kontakte zu M. Chen [Che93] am MIT. Derzeit erscheint Xenon als die bestmögliche Wahl, was Handhabbarkeit, Preis, Geschwindigkeit und Kompaktheit angeht. Anfang 1995 wird die Energie- und Ortsauflösung eines Testkalorimeters bestehend aus 3x3 Zellen am Mainzer Elektronenstrahl getestet werden. Bei diesem Test soll das Xenon UV-Szintillationslicht mittels Wellenlängenschieber ins Sichtbare transformiert werden und kann dann mit preiswerten Photomultipliern ausgelesen werden. Im Anschluß an diesen Test wird die endgültige Entscheidung für ein Material fallen.

Ich nehme im folgenden an, daß der Detektor aus Xenon gebaut werden wird. Deswegen beziehe ich mich in den nächsten Kapiteln immer auf einen Detektor aus flüssigem Xenon. Sollte die Entscheidung gegen Xenon fallen, können die Computersimulationen ohne große Änderungen mit dem neuen Material wiederholt werden (s. Anhang C).

4.2 Raten und Untergrund

Ein Detektor mit freier Sicht auf ein Target sieht neben den elastisch gestreuten Elektronen noch eine Vielzahl anderer Reaktionsprodukte. In diesem Kapitel wird die Situation bei der Streuung von 855 MeV Elektronen an einem 10 cm langen LH₂-Target untersucht. Zunächst werden die auftretenden Reaktionen und ihre Produkte erklärt, die zu Ereignissen im Detektor führen können. Die Größenordnung dieser Raten wird ebenfalls diskutiert.

Im darauffolgenden Kapitel werden zwei Messungen vorgestellt, die die theoretischen Vorhersagen überprüfen sollen. Sie sind an einem 5 cm Wasserstofftarget bzw. einem 1 mm Aluminiumtarget durchgeführt worden. Im Kapitel 4.2.3 wird schließlich das beobachtete Spektrum mit den Vorhersagen verglichen und eine Abschätzung für die Untergrundverhältnisse bei den in Kapitel 3.2 diskutierten Kinematiken und dem Aufbau aus Kapitel 4.1 gemacht. Außerdem wird der Einfluß des Vorabsorbers aus Polyethylen untersucht.

4.2.1 Theoretische Vorhersagen

Bevor ich die beiden experimentellen Untersuchungen quantitativ analysiere, werde ich die bei Elektronenbeschuß eines Wasserstofftargets mit Aluminiumfenstern möglichen Reaktionen vorstellen und erläutern. Eine erste grobe Unterteilung der Prozesse ist die in einfache und doppelte bzw. mehrfache Streuungen:

- **Einfachstreuprozesse**

1. **Inelastisch resonant und nichtresonant gestreute Elektronen:** Die Wirkungsquerschnitte der Nukleonresonanzen und der freien Pionproduktion am Wasserstoff sind relativ gut bekannt. Zur Berechnung wird das Programm QFS [Lig88] benutzt. Die Autoren geben den Fehler ihrer Berechnungen mit ca. 10% an. Das Spektrum ist bereits auf Seite 29 in Abbildung 3.4 gezeigt worden.

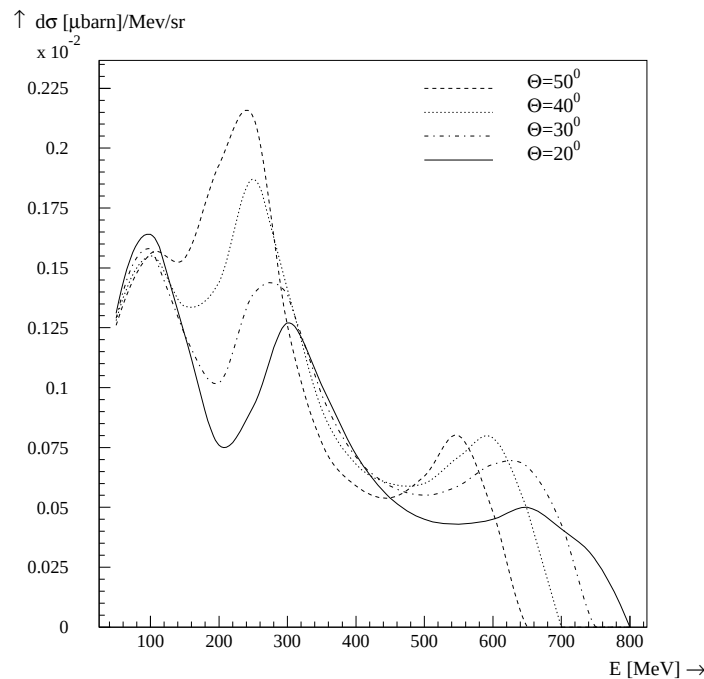


Fig. 4.6: *Ergebnisse der Rechnungen von Hahnstein für die Verteilung geladener Pionen aus Nukleonresonanzen, die im wesentlichen bei sehr kleinen Elektronstreuwinkeln angeregt wurden.*

2. **Direkte Møllerstreuung:** Die kinetische Energie der Elektronen nach einer Streuung der Strahlelektronen an den Elektronen im Target oder den Targetzellwänden mit einem Laborstreuwinkel von 20 bis 50 Grad ist kleiner als fünf MeV. Diese Elektronen werden bereits im Target oder im Polyethylenabsorber gestoppt und erreichen nicht den Detektor.

- 3. Geladene Pionen:** Geladene Pionen können als Zerfallsprodukte einer Nukleonresonanz entstehen, sie können aber auch direkt (nichtresonant) am Proton erzeugt werden. Der Wirkungsquerschnitt für eine inelastische Streuung steigt wie der Rutherfordwirkungsquerschnitt zu einem Streuwinkel von null Grad stark an. Die so angeregten Nukleonresonanzen haben kleine kinetische Energien. Die leichten Zerfallsprodukte der Resonanzen erreichen ebenso wie die direkt erzeugten Pionen praktisch jeden Winkel mit hohen kinetischen Energien. O. Hahnstein hat nach einem Modell von L. Tiator [Tia83] diese Wirkungsquerschnitte berechnet. In Bild 4.6 ist das Spektrum der geladenen Pionen bei verschiedenen Winkeln dargestellt. Der geschätzte Fehler ist 10 - 20%.
- 4. γ :** Die neutralen Pionen, die aus den unter 3. beschriebenen Zerfällen von Nukleonresonanzen stammen, zerstrahlen mit einem $\tau=8.4 \cdot 10^{-17}$ s in zwei Photonen. Die von Hahnstein berechnete π^0 -Verteilung wurde als Eingabe für eine GEANT MC Simulation verwendet, um das Spektrum der Zerfallsphotonen zu simulieren. Das Ergebnis der Simulation ist in Abb. 4.7 abgebildet. Der Fehler wird hier ebenfalls mit 10 - 20% abgeschätzt. Man erkennt, daß die mittlere Photonenenergie 200 MeV beträgt.

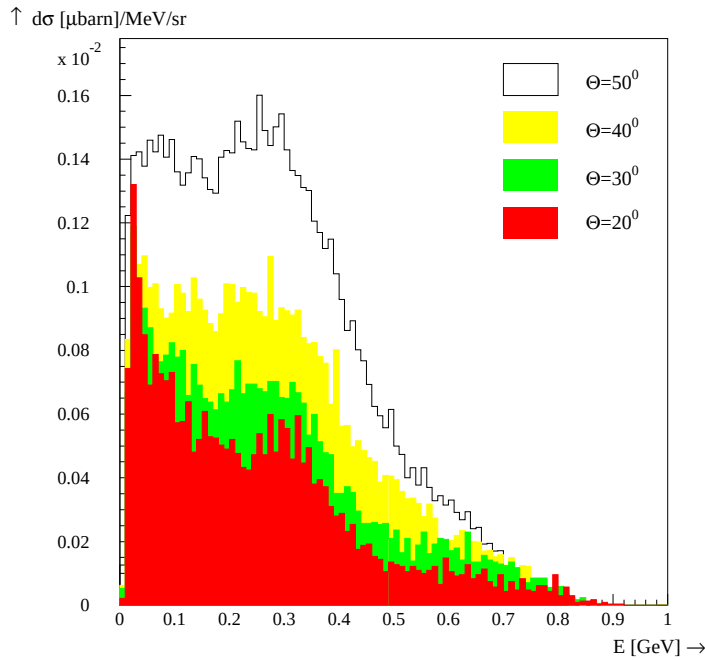


Fig. 4.7: *Photonenspektrum aus π^0 -Zerfällen. Ergebnisse der Rechnungen von Hahnstein und einer GEANT MC Simulation für die Zerfälle der π^0 in zwei Photonen.*

- **Doppel- und Mehrfachprozesse**

5. Møller–Mott–Streuung: Elektronen aus einer Møllerstreuung haben kinetische Energien zwischen einigen keV und 855 MeV. Die ganz langsamen Elektronen verlassen das Target nicht. Für die Absorption von Elektronen mit Energien bis ca. 40 MeV befindet sich der 20 cm dicke Polyethylen-Absorber vor dem Detektor. Die schnelleren Elektronen können erst nach einer Doppelstreuung in den Detektor gelangen. Bei Møllerstreuwinkeln von 3.6° bis 18° ist ihre Energie 200 - 40 MeV. Wegen der relativ niedrigen Energie ist die Wahrscheinlichkeit, daß sie durch eine nachfolgende Mottstreuung in den Detektor gelenkt werden, sehr groß. Die Z^2/E^2 Abhängigkeit des Mott'schen Wirkungsquerschnitts überhöht die Streuwahrscheinlichkeit am Wasserstoff und an den Aluminiumkernen im Austrittsfenster des Targets gegenüber den 855 MeV Elektronen um das 20- bis 10000fache.

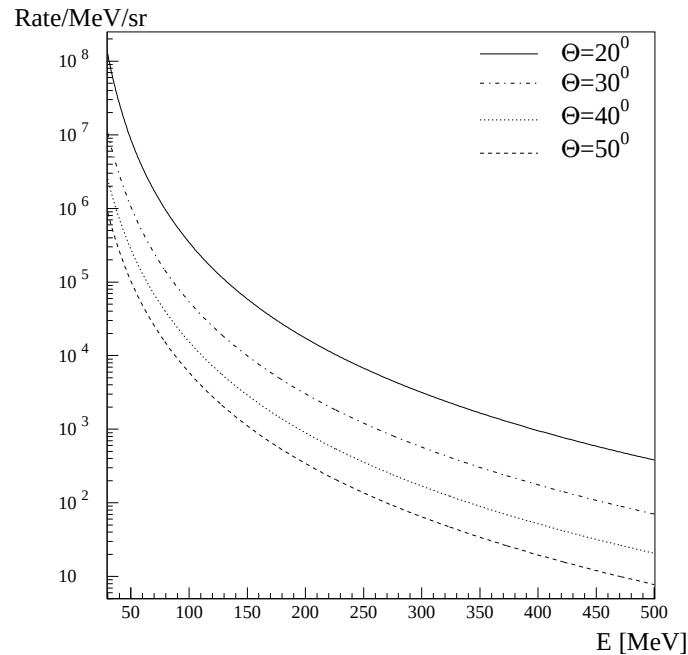


Fig. 4.8: *Spektrum von Elektronen nach einer energiereduzierenden Møller- und einer Mottstreuung mit einem großen Winkel berechnet mit dem Programm „Moll-Mott“ aus Anhang A. Die Zahlen beziehen sich auf ein 10 cm LH₂-Target mit einem Austrittsfenster aus 100 μm Aluminium und einem Strahlstrom von 20 μA .*

Die totale Wahrscheinlichkeit ist wegen der Doppelstreuung proportional dem Quadrat der Targetlänge. Für ein 10 cm langes LH₂-Target mit einem 100 μm

dicken Al-Fenster sind die Raten pro MeV in ein Steradian für verschiedene Winkel in Abbildung 4.8 gezeigt. Die Rechnung erfolgte mittels des in Anhang A abgedruckten Programmes „Moll-Mott“.

Es ist klar, daß ein möglichst dicker Vorabsorber aus Polyethylen hier seine größte Wirkung entfaltet. Wegen der kleinen Masse der Elektronen ist die Wirkung eines Vorabsorbers auf Elektronen sehr einfach der Abbildung 4.8 zu entnehmen: Ein 20 cm dicker Absorber aus PE hat ein minimales dE von 39 MeV, das kann in guter Näherung mit der mindestens nötigen Energie gleichgesetzt werden (Eine genaue Rechnung ergibt, daß jedes Elektron mit 40 MeV gestoppt wird!). Das Spektrum in Abb. 4.8 wird durch den Vorabsorber unterhalb von 40 MeV abgeschnitten, die Elektronen oberhalb dieses Wertes treffen den Detektor, allerdings mit einer um 40 MeV reduzierten kinetischen Energie.

6. $\pi^\pm$, γ : Ähnlich wie unter 3. und 4. können reelle Bremsstrahlungsphotonen Nukleonresonanzen anregen. Die spektrale Verteilung ähnelt der von virtuellen Photonen. Weil für diese Reaktion zunächst die Abstrahlung eines reellen Gammaquants erfolgen muß, ist die Zahl der so produzierten Pionen quadratisch zur Targetlänge. Bei einem zehn Zentimeter langen Wasserstofftarget ist der Anteil dieser $\pi^\pm$ und γ ungefähr 10% der Werte in den Bildern 4.6, 4.7.
7. $e^\pm$: Geladene Pionen, die den Detektor erreichen, können dort ggf. steckenbleiben. Bei Xenon gilt dies für alle $\pi^\pm$ mit weniger als ca. 250 MeV kinetischer Energie. Bei BaF₂ ist dieser Wert etwa 300 MeV. Sie zerfallen dann im Detektor unter anderem in ein $\mu^\pm$, das wiederum mit einer Zerfallszeit von $2.2 \cdot 10^{-6}$ s unkorreliert mit dem ursprünglichen Pion in ein $e^\pm$ mit 53 MeV Energie zerfällt. Die Wahrscheinlichkeit für solche Zerfälle wurde mit einem GEANT MC Programm simuliert, in das das Pionenspektrum nach Abb. 4.6 eingegeben wurde und mit dem die Pionenspur durch den PE-Vorabsorber und den Detektor verfolgt wurde.

Die Tabelle 4.6 gibt abschließend eine Übersicht über die zu erwartenden Ratenverhältnisse bei einem zehn Zentimeter Wasserstofftarget, einem 100 μ m dicken Austrittsfenster und einem 20 cm Vorabsorber aus Polyethylen.

mittlerer Winkel Θ_{Lab}		25°	30°	35°	40°
$\Delta\Omega[\text{sr}], \Theta = \Theta_{Lab} \pm 5^\circ, \phi = 2\pi$		0.46	0.55	0.63	0.7
elast. e^-	$p(e,e')p' [\mu\text{barn/sr}]$	1.85	0.75	0.34	0.16
	Rate in $\Delta\Omega [\text{MHz}]$	43	21	11	6
1. inelast. e^-	$p(e,e')X [\mu\text{barn/sr}]$	1.48	0.6	0.27	0.13
	Rate in $\Delta\Omega [\text{MHz}]$	34.0	16.5	8.5	4.6
3., 6.	$\pi^\pm [\mu\text{barn/sr}]$	0.55	0.58	0.59	0.61
	Rate in $\Delta\Omega [\text{MHz}]$	12.7	16.0	18.6	21.4
4., 6.	$\gamma [\mu\text{barn/sr}]$	0.36	0.42	0.50	0.57
	Rate in $\Delta\Omega [\text{MHz}]$	8.5	11.6	15.5	17.7
5.	Møller-Mott-Streuung, Rate in $\Delta\Omega [\text{MHz}]$	30.4	17.6	6.2	5.8
7.	$e^\pm [\mu\text{barn/sr}]$	0.27	0.29	0.3	0.3
	Rate in $\Delta\Omega [\text{MHz}]$	6.4	8.0	9.3	10.7
Totale Rate in $\Delta\Omega [\text{MHz}]$		135.0	90.7	69.1	66.2
Verhältnis totaler zu elastischer Rate in $\Delta\Omega$		3.1	4.3	6.3	11.0
Fehler der Wirkungsquerschnitte ca. 10%					

Tab. 4.6: Raten für einen Xenondetektor an einem 10 cm Wasserstofftarget mit 100 μm Aluminiumfenstern bei 20 μA Strahlstrom. Vor dem Detektor befindet sich ein Absorber aus 20 cm Polyethylen. Die Ziffern beziehen sich auf die Aufzählung der Untergrundprozesse im Text.

4.2.2 Experimentelle Überprüfung des Untergrundes

1. Experimenteller Aufbau

Die erste Messung wurde mit einem fünf Zentimeter Wasserstofftarget und der Streukammer der Kollaboration A3 durchgeführt. Die experimentelle Situation ist in der Abbildung 4.9 skizziert. Der Detektor stand unter einem Winkel von 35° zum Elektronenstrahl in einer Entfernung von 150 cm. Zwischen dem Target und dem Detektor befand sich das 2 mm dicke Streukammerfenster aus Aluminium. Zum Strahlrohr hin befand sich eine 10 cm dicke Bleiabschirmung. Die Meßdaten wurden bei einem Strahlstrom von 100 nA genommen, zusammen mit dem kleinen Raumwinkel der Detektormodule von 1.3 msr ergab das Raten von einigen kHz.

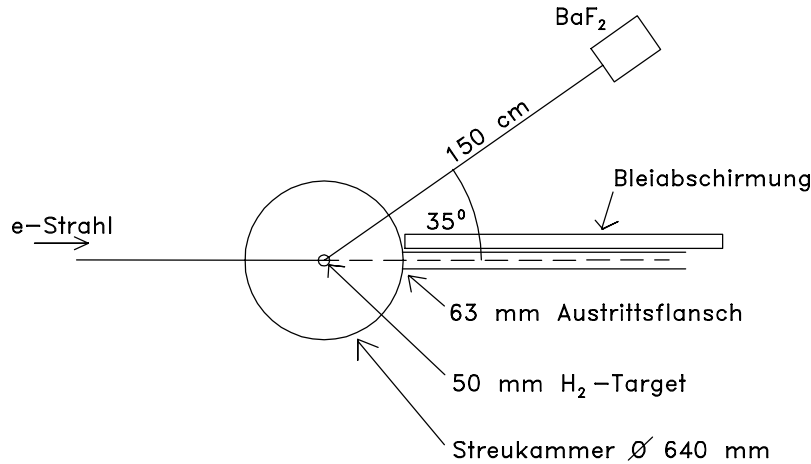


Fig. 4.9: Der A3-Strahlplatz

Der Detektor ist ein Cluster aus sieben BaF_2 -Kristallen, wobei ein zentraler ringförmig von sechs weiteren Kristallen umgeben ist. Für einen Treffer in der Mitte des zentralen Moduls ergibt sich so ein BaF_2 -Ring mit zwei Moliéreradien Radius. Die Kristalle sind 25 cm bzw. 12.2 Strahlungslängen tief. Ein Treffer im zentralen Kristall deponiert über 90% seiner Energie im 7er Ring.

Bariumfluorid szintilliert mit zwei Komponenten, wobei das Intensitätsverhältnis der beiden Komponenten von der Ionisationsdichte der einfallenden Teilchen abhängt. Hadronen haben einen höheren Anteil an der langsamen Komponente, während Elektronen und Photonen mehr Licht in der kurzen Komponente erzeugen [Daf87]. Eine Pulsformanalyse mittels zweier verschieden langer Gates ermöglicht so eine Trennung von hadronisch und rein elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen. Das Prinzip dieser Methode ist in Abb. 4.10 dargestellt. Dort ist das Signal aus dem kurzen Gate gegen das Signal aus dem langen Gate aufgetragen. Die Ereignisse ordnen sich in dieser Darstellung in zwei deutlich getrennten Zweigen an. Der untere, bei dem mehr Szintillationslicht in der langsamen Komponente emittiert wurde, enthält die Hadronen. Die eingezeichnete Gerade definiert den in der Analyse benutzten Schnitt zur Unterscheidung der Teilchensorten.

Aus experimentellen Gründen erfolgte die Eichung des Signals des zentralen Moduls anhand eines Vergleich der Lage der elastisch gestreuten Elektronen im Spektrum Abb. 4.11 mit einer GEANT MC Simulation. Aus dieser Eichung resultiert der Wert für die Schwelle für Ereignisse im zentralen Kristall von 95 ± 5 MeV. In der weiteren Analyse sind nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen im zentralen Modul mehr Energie deponiert wurde als in jedem einzelnen Nachbarn. Mit anderen Worten, im zentralen Kristall muß sich ein lokales Maximum befinden. Das Spektrum für die Treffer, bei denen zwar der zentrale Kristall einen Trigger auslöste, er gleichzeitig aber nicht der Kristall war in dem die meiste Energie deponiert wurde, zeigt die Abbildung 4.13. Der Anteil von Hadronen an diesen Ereignissen ist etwa 2%.

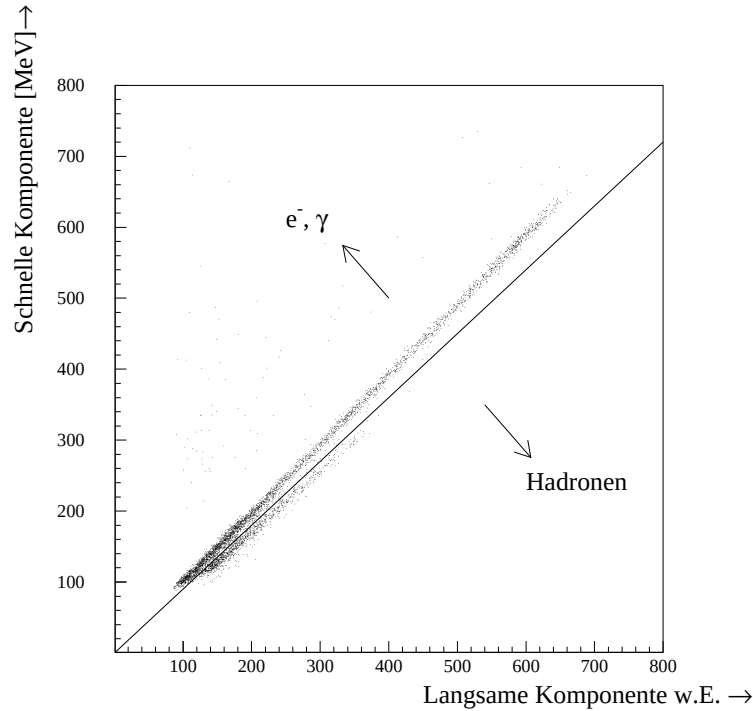


Fig. 4.10: *Ergebnis der Pulsformanalyse im zentralen BaF₂-Kristall. Aufgetragen ist die Signalgröße in den ersten 20 ns gegen die in einem 2 μ s langen Gate. Die Gerade definiert die in der Analyse benutzte Trennung zur Unterscheidung von Hadronen auf der einen Seite sowie Elektronen und Photonen auf der anderen.*

In der Abbildung 4.11 ist das geeichte Spektrum der Ereignisse im elektromagnetischen Zweig gezeigt. Es enthält 4039 Elektronen und Photonen. Die Bildung des Summensignals in Bild 4.14 über die hadronischen und elektromagnetischen Teilchen identifiziert 875 elastisch gestreute Elektronen. Nach der Definition der Auflösung aus Gleichung 4.1 ergibt sie sich für die elastisch gestreuten Elektronen zu $1.9\%/\sqrt{E}$. Diese Auflösung ist aber mit unseren Anforderungen nicht vergleichbar, da sie nur die Energieauflösung der Kristalle enthält, nicht aber den geometrischen Fehler durch eine falsche Winkelbestimmung der

elastisch gestreuten Elektronen. Der Fehler in der Winkelbestimmung beträgt in diesem Experiment weniger als 0.5° , im Gegensatz zu etwa einem Grad im geplanten paritätsverletzenden Experiment (siehe Tab. 3.1).

Zu dem hadronischen Spektrum in Figur 4.12 ist zu sagen, daß es sehr stark abfällt und weniger als 1% der insgesamt 1193 Hadronen mehr als 300 MeV kinetischer Energie haben.

Dieses Experiment ist in besonderem Maße geeignet, das Verhältnis von Hadronen zu elastisch gestreuten Elektronen zu testen. Der Elektronenstrahl trifft das 5 cm Wasserstofftarget und die $7.5 \mu\text{m}$ dicken Havar Ein- und Austrittsfenster des Targets. Der Anteil von quasielastisch an Nukleonen im Havar gestreuten Elektronen zu den elastisch am Wasserstoff gestreuten ist kleiner als 2% und wird im weiteren nicht berücksichtigt. Für hochenergetische Elektronen und Gammas sowie alle Hadronen sind im wesentlichen dieselben Verhältnisse zu erwarten wie bei dem geplanten Experiment. Ein kleiner Unterschied entsteht durch die Unterdrückung der Prozesse mit Bremsstrahlungsphotonen. Da diese eine Doppelstreuung erfordern, sind sie im Vergleich zu einem 10 cm langen Target um einen Faktor vier unterdrückt. Es ist also ein um ca. 7% niedrigeres Ergebnis im Verhältnis der geladenen Pionen zu den elastisch gestreuten Elektronen zu erwarten als in den theoretischen Vorhersagen.

Für den Vergleich der Ratenverhältnisse von Elektronen und Photonen ist dieses Experiment weniger geeignet, da ein quantitativ nicht zu erfassender Untergrundbeitrag vorhanden ist. Der Untergrund wird durch die Bauform der Streukammer verursacht. Die Streukammer ist ein runder Topf mit einem Radius von ca. 32 cm, an den die Strahlrohre für den Elektronenstrahl angeflanscht sind (s. Abb. 4.9). Die lichte Weite des Austrittsflanschs ist mit 63 mm so klein, daß sie eine starke Quelle von niederenergetischem Untergrund bildet. Der Elektronenstrahl erzeugt im Wasserstofftarget Møllerelektronen. Ist deren Streuwinkel größer als 1.5° , treffen sie die Wand des Strahlrohres, noch bevor sie die Detektormatrix passiert haben, mit kinetischen Energien bis zu 500 MeV. Wegen des flachen Einfallswinkels auf das Strahlrohrmaterial ist die Massenbelegung mehrere g/cm^2 groß. Dies erzeugt den streukammerspezifischen Untergrund. Die so entstandenen geladenen Teilchen konnten durch die massive Bleiabschirmung zwischen dem Target und dem Austrittsflansch bzw. dem Strahlrohr gestoppt werden. Übrig bleibt eine unbekannte Zahl von Gammaquanten, deren Spektrum ebenfalls unbekannt ist. Der Anteil oberhalb der Schwelle von 95 MeV ist vermutlich wegen der mehrfach nötigen Streuungen klein, läßt sich aber nicht zahlenmäßig erfassen.

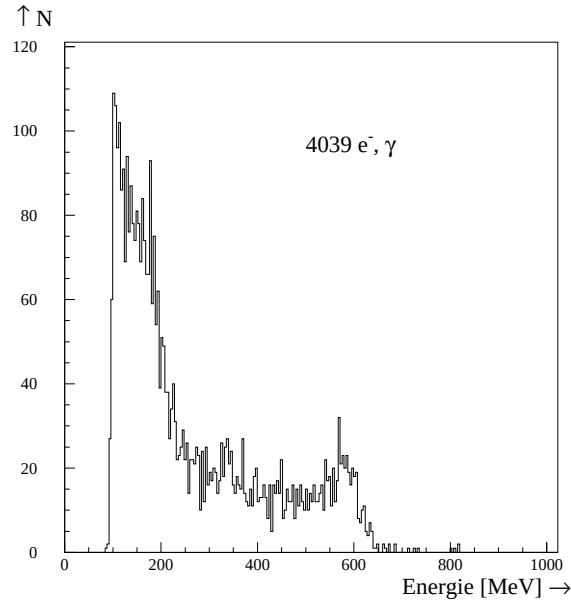


Fig. 4.11: *Spektrum der schnellen Komponente im zentralen Kristall für den elektromagnetisch wechselwirkenden Zweig aus Abb. 4.10. Es sind nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen die im zentralen Kristall gefundene Energie größer war als die in den äußeren Kristallen des Ringes.*

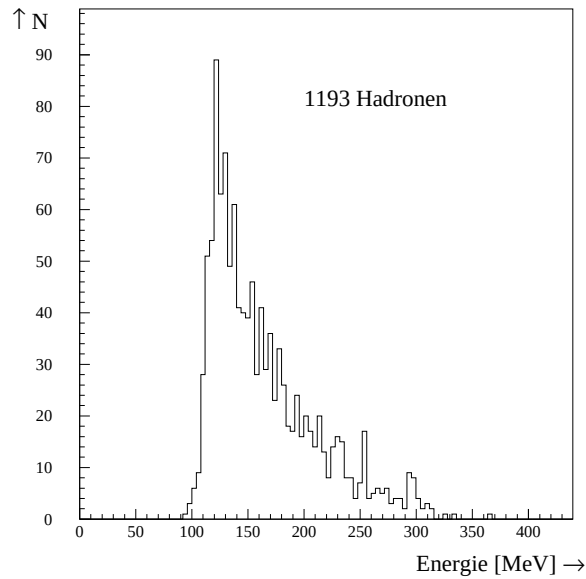


Fig. 4.12: *Spektrum der schnellen Komponente für Teilchen im hadronisch wechselwirkenden Zweig aus Abb. 4.10. Die sonstigen Bedingungen wie in Abb. 4.11.*

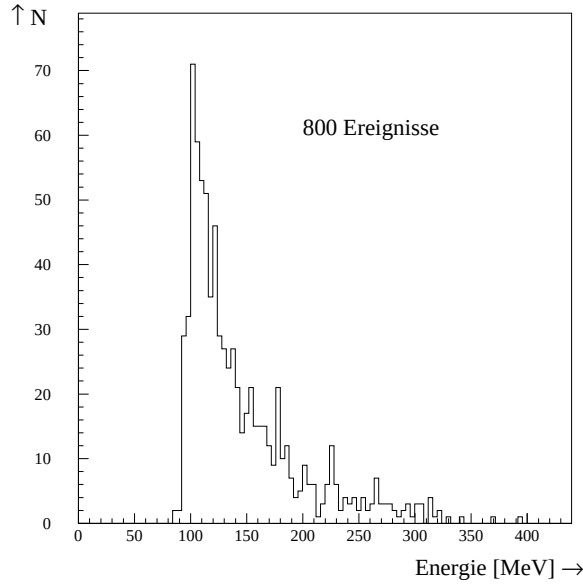


Fig. 4.13: *Lecksignal von Randmodulen in den zentralen Kristall. Dies sind Treffer, bei denen in einem Randmodul mehr Energie deponiert wurde als im zentralen Kristall. Der Anteil von Teilchen im hadronisch wechselwirkenden Zweig aus Abb. 4.10 liegt unter 2%.*

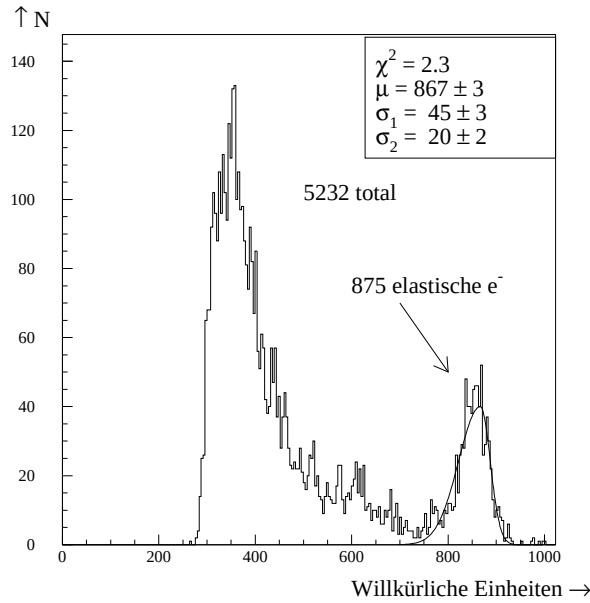


Fig. 4.14: *Summensignal aller Kristalle des BaF₂-Ringes bei den Treffern aus den Abbildungen 4.11 und 4.12. Die Fitparameter im Kasten sind die Werte aus Gleichung 4.1. Die Auflösung der elastisch gestreuten Elektronen ($E_{kin}=734$ MeV) σ_2/μ beträgt 2.3%, das entspricht ca. $1.9\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$.*

2. Experiment

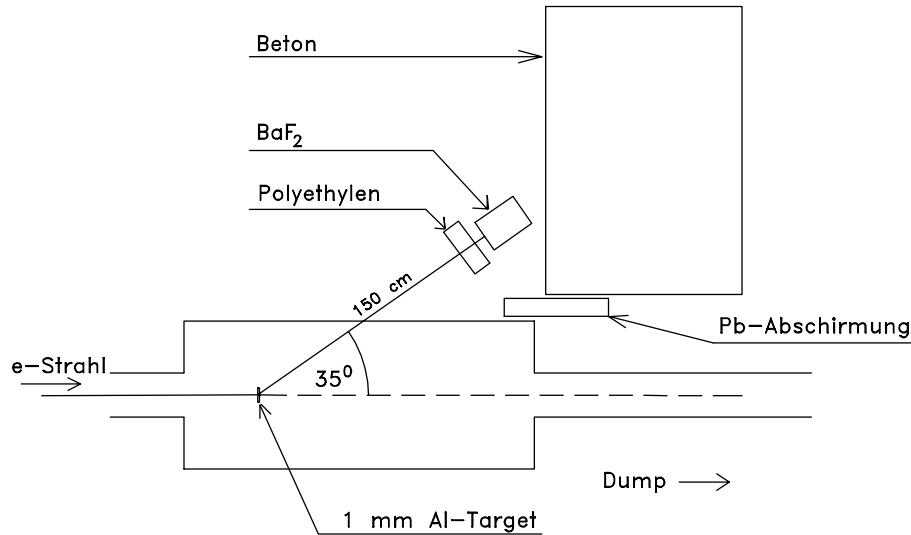


Fig. 4.15: Aufbau des zweiten Untergrundexperimentes in der A4-Halle mit der neu konstruierten Streukammer

Die Ratenverhältnisse von Elektronen und Gammas, insbesondere auch unterhalb von 95 MeV, der Schwelle im ersten Experiment, wurden mit dem zweiten Experiment studiert. Es ist in der A4-Halle am neuen Strahlplatz unserer Kollaboration (s. Abb. 4.15) ebenfalls bei einem kleinen Strahlstrom und damit ohne „pile up“-Probleme durchgeführt worden.

Als Detektor wurde wieder ein 7er Ring von BaF₂-Kristallen eingesetzt. Der Detektoraufbau ist im Vergleich zum vorhergehenden Experiment jedoch leicht modifiziert worden. Zwischen dem Target und dem Kalorimetercluster befinden sich ein 10 cm dicker Polyethylenabsorber und 8.7 mm Aluminium, so lang erscheint das 5 mm dicke Austrittsfenster der Streukammer unter dem Laborstreuwinkel von 35°. Insgesamt ergibt sich ein Energieverlust durch Ionisation für minimal ionisierende Teilchen von 20 MeV + 4 MeV. Außerdem befindet sich nun ein 1 cm dünner Plastiksintillator vor dem zentralen Modul, der einen weiteren Energieverlust von 2 MeV verursacht. Eine Koinzidenz des Plastiksintillators mit dem zentralen Modul identifiziert ein Teilchen als geladen. Der verwendete Plastiksintillator ist 4 cm breit, somit beträgt der geometrische Überlapp 75%. Ein Treffer in den zentralen Kristall, bei dem kein Signal im Plastik beobachtet wird, ist nicht zwingend ungeladen.

Die Streukammer ist nach den schlechten Erfahrungen mit der A3-Streukammer komplett neu konstruiert worden. Der Austrittsflansch ist in der neuen Kammer so groß und so weit weg vom Target wie möglich. Zwischen dem Detektorcluster und dem Ende der Streukammer befindet sich wie im ersten Experiment eine Bleiabschirmung.

Zur Zeit der Durchführung des zweiten Experimentes befand sich der Strahlfänger in derselben Halle wie das Experiment. Der „beam dump“ war mit vier Metern Beton ab-

geschirmt. Er erzeugt einen Untergrund, der die Abschirmung durchdringt. Diese Untergrundrate ist etwa fünfmal so hoch wie die der triggerauslösenden elastisch gestreuten Elektronen. Das Spektrum der vom Strahlfänger kommenden Teilchen ist in Abb. 4.16 abgebildet. Der Anteil von Hadronen ist kleiner als ein Prozent. Vor Beginn der Datennahme des Experiments zur Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung wird der Strahlfänger versetzt sein. Die Abschirmung wird dann statt vier 10 - 15 m tief sein. Es kann abgeschätzt werden, daß sich durch die Verlängerung der Abschirmung der in Abb. 4.16 gezeigte Untergrund um wenigstens eine Größenordnung reduziert [Tes79]. Deswegen wird für diese Analyse des Untergrundes das Spektrum in Bild 4.16 von den Messungen mit Target einfach subtrahiert. Da die Untergrundereignisse vom „beam dump“ nur im elektromagnetischen Zweig des BaF₂-Kristalls auftauchen und sie, vom Strahlfänger kommend, nicht gleichzeitig auch den Plastiksintillator treffen konnten, werden sie nur vom Spektrum der Photonen abgezogen.

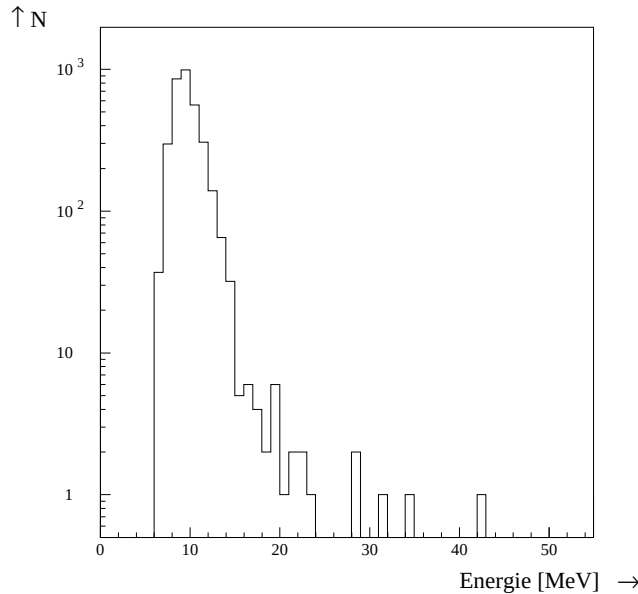


Fig. 4.16: *Spektrale Verteilung der Signale aus dem zentralen Modul ohne Target. Diese Treffer kommen vom Strahlfänger am Ende der A4-Halle.*

Bei der zweiten Untergrundmessung wurde eine ein Millimeter dicke Aluminiumplatte als Target verwendet. Die Ergebnisse können mit denen von einem 10 cm langen Wassertarget verglichen werden, wenn nur die Verhältnisse Untergrund zu quasielastischer bzw. elastischer Streuung betrachtet werden. Die Rechnungen und Erläuterungen hierzu folgen mit der Analyse der Ratenverhältnissen im nächsten Kapitel (s. S. 66).

Die Trennung der elektromagnetischen von den hadronischen Teilchen erfolgt wie im

vorhergehenden Experiment. Die Spektren wurden auf die Akzeptanz des Triggerzählers und auf den Untergrund vom Strahlfänger korrigiert. Die Energieeichung wurde mit Hilfe der Messung der Energiedeposition von Muonen aus der Höhenstrahlung (siehe dazu auch [Pre92]) in den Kristallen durchgeführt.

In der Abbildung 4.17 ist das Ergebnis der Auswertung für Elektronen gezeigt. Es wurden 1036 Elektronen identifiziert, von denen nach Analyse des Summensignales aller sieben Detektormodule (s. Abb. 4.20) 129 als quasielastisch gestreut interpretiert wurden.

Figur 4.18 zeigt das Spektrum der Teilchen, die als elektromagnetisch wechselwirkend erkannt wurden, die aber kein Signal im Triggerzähler erzeugten. Dieses Spektrum wird als das der Photonen gedeutet. Das Problem in der Analyse ist, daß nach jeder Streuung eines 855 MeV Elektrons an einem Nukleon im Aluminiumkern dieses den Kern verläßt, während der Restkern in einem angeregten Zustand zurückbleibt. Dieser angeregte Zustand zerfällt typischerweise unter Emission eines bis zu 10 MeV Photons. Bei der Auswertung wurde angenommen, daß das theoretische Photonenspektrum aus der Abbildung 4.7 richtig ist. Wegen der Unsicherheit in der Schwelle und der Energieeichung wurde der Anteil an Photonen unterhalb von 20 MeV im gefundenen Spektrum, der über das theoretische Spektrum hinausging, abgezogen. Dies sind 770 Ereignisse, die nicht der Erwartung aus dem Photonenspektrum der π^0 -Zerfälle entsprechen. Die Zahl der mit einem Wasserstofftarget vergleichbaren Photonen ist nach dieser Betrachtung 320. Der Fehler in dieser Methode ist schwer abzuschätzen, deswegen wird nur der statistische Fehler auf die 320 Ereignisse berücksichtigt.

Der Anteil der Hadronen, dargestellt in Bild 4.19, ist mit 172 klein. Die Form des Spektrums entspricht etwa der im ersten Experiment gefundenen.

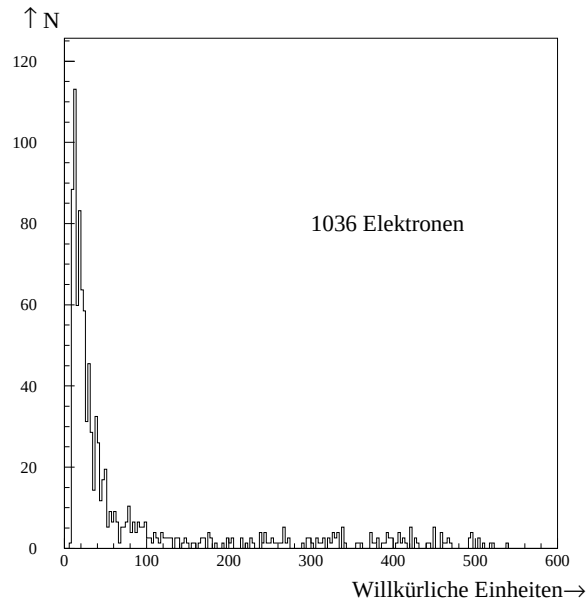


Fig. 4.17: Ereignisse, die in der Pulsformanalyse als rein elektromagnetisch wechselwirkend erkannt wurden, in Koinzidenz mit dem Plastiksintillator. Das Spektrum ist auf den geometrischen Überlapp mit dem Plastiksintillator korrigiert.

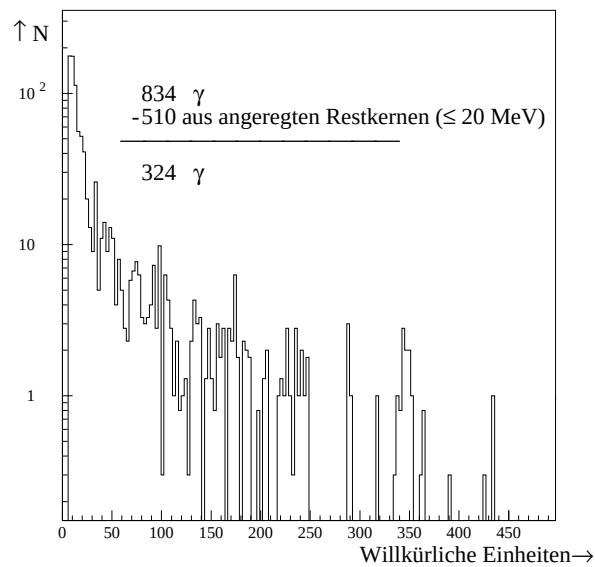


Fig. 4.18: Ereignisse, die in der Pulsformanalyse als rein elektromagnetisch wechselwirkend erkannt wurden und bei denen der Plastiksintillator kein Signal sah. Das Spektrum ist auf den geometrischen Überlapp mit dem Plastiksintillator sowie den „Dump“-Untergrund aus Abb. 4.16 korrigiert.

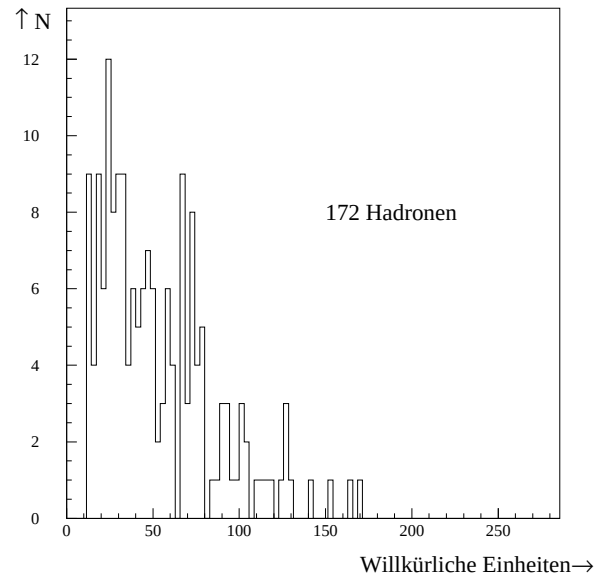


Fig. 4.19: *Spektrale Verteilung der in der Pulsformanalyse als Hadronen erkannten Signale*

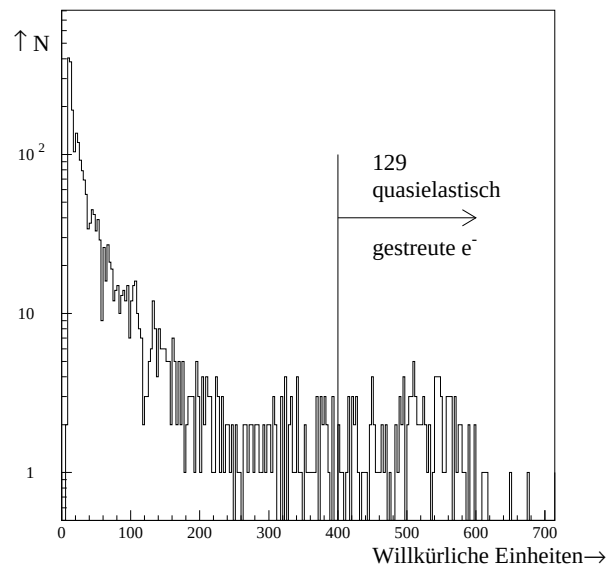


Fig. 4.20: *Summensignal des BaF₂-Rings. Ereignisse oberhalb von 285 MeV werden als quasielastisch gestreut interpretiert.*

4.2.3 Analyse und Interpretation

Die theoretischen Vorhersagen aus Kapitel 4.2.1 können mit den beiden oben beschriebenen Experimenten überprüft werden, wenn die Raten auf die elastische bzw. bei dem Experiment mit dem Aluminiumtarget auf die quasielastische Streuung normiert werden. Dazu betrachten wir zunächst einmal die grundlegenden Abhängigkeiten der Prozesse von dem Material und der Dicke des Materials.

- Die Zahl der elastisch am Wasserstoff gestreuten Elektronen ist proportional der Targetdicke d . Dies gilt auch für die Einfachstreuprozesse Nr. 1. bis 4 aus Tabelle 4.6.
- Die kohärente Streuung am Aluminium ist gegenüber der quasielastischen an den Nukleonen im Aluminiumkern in der verwendeten Kinematik um mehr als zwei Größenordnungen unterdrückt [Mus88] und wird hier in guter Näherung vernachlässigt.
- Die Zählrate der quasielastischen Streuung an Aluminium ergibt sich durch:

$$N_{QE} = N_{e^-} \Delta\Omega \frac{d \rho_{Al} N_A}{A} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot \frac{1}{1+\tau} \left(Z \left((G_E^p)^2 + (\tau + 2\tau(1+\tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2}) (G_M^p)^2 \right) + N\tau (G_M^n)^2 \right) \quad (4.5)$$

N_{e^-} = Zahl der Elektronen im Strahl

d = Targetlänge

N_A = Avogadrozahl

A = Atomgewicht

Z, N = Zahl der Protonen bzw. Neutronen

- Die Prozesse 3. und 4., bei denen geladene Pionen bzw. Photonen aus dem π^0 -Zerfall den Detektor treffen, werden bei kleinen Streuwinkeln erzeugt, hierzu tragen nur die Protonen im Target bei:

$$N_{3,4} = N_{e^-} \Delta\Omega \frac{d \rho_{Al} N_A}{A} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \frac{1}{1+\tau} (Z F^2) \quad (4.6)$$

F = Formfaktor für die Produktion von Pionen bei kleinen Elektronenstreuwinkeln

Die Bildung der Verhältnisse führt so zu Korrekturfaktoren, die bei den Ergebnissen des Experimentes Nummer zwei aus Kapitel 4.2.2 berücksichtigt werden müssen. Die Situation für Aluminium wird durch Division der Gleichungen 4.6 und 4.5 beschrieben:

$$\left(\frac{N_{3,4}}{N_{QE}} \right)_{Al} = \frac{Z F^2}{Z \left((G_E^p)^2 + (\tau + 2\tau(1+\tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2}) (G_M^p)^2 \right) + N\tau (G_M^n)^2} \quad (4.7)$$

Bei Wasserstoff, mit $Z=1$ und $N=0$, ergibt sich:

$$\left(\frac{N_{3,4}}{N_{QE}} \right)_{H_2} = \frac{F^2}{(G_E^p)^2 + (\tau + 2\tau(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2})(G_M^p)^2} \quad (4.8)$$

Der Korrekturfaktor K , mit dem die theoretischen Vorhersagen für ein Wasserstofftarget mit den experimentellen Ergebnissen am Aluminiumtarget verglichen werden können, ist der Quotient von 4.7 und 4.8:

$$K = 1 + \frac{N}{Z} \frac{\tau (G_M^n)^2}{(G_E^p)^2 + (\tau + 2\tau(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2})(G_M^p)^2} = 1.167$$

Die theoretischen Vorhersagen für Wasserstoff müssen durch den Korrekturfaktor 1.167 dividiert werden, bevor sie mit den Ergebnissen von Exp. Nr. 2 für Hadronen und Photonen verglichen werden können.

- Die Møller-Mott-Streuung ist wegen der zwei vorkommenden Wirkungsquerschnitte und der notwendigen Integration über Θ und ϕ nicht einfach in einem Korrekturfaktor auszudrücken. Deshalb sind die Vorhersagen mit dem Programm „Moll-Mott“ (s. S. 87) für das 1 mm Al-Target direkt berechnet worden.
- Bereits auf Seite 58 wurde der Effekt des im Experiment eins verwendeten fünf Zentimeter langen Targets auf die theoretischen Vorhersagen für ein zehn Zentimeter Target berechnet. Das Ergebnis war, daß das theoretisch vorhergesagte Verhältnis von Hadronen zu elastisch gestreuten Elektronen um etwa 7% zu reduzieren ist.
- Bei dem zweiten Experiment ist ein wichtiger Untergrundprozeß die Emission von Zerfallsphotonen angeregter Restkerne. Dieser Untergrund wurde mit der auf Seite 63 beschriebenen Methode von den Spektren abgezogen, um mit der Streuung am Wasserstoff vergleichbare Ergebnisse zu erhalten. Der Fehler bei der Analyse ist schwer abzuschätzen, deswegen wird nur der statistische Fehler berücksichtigt.

Die folgende Tabelle 4.7 stellt die Ergebnisse des Vergleichs zusammen. Die Fehler bei den Experimenten ergeben sich aus der Fehlerfortpflanzung der Verhältnisse, wobei die Einzelfehler die Wurzeln der gemessenen Zahlen sind. Bei den theoretischen Vorhersagen wurde ein Fehler von 2% für die elastische Streuung und ein Fehler von jeweils 10% für die anderen Prozesse angenommen.

An dieser Stelle sollten einige Worte über den Vorabsorber gesagt werden. Die minimal notwendige kinetische Energie verschiedener Teilchenarten, um eine Polyethylenschicht einer bestimmten Energie zu durchdringen, ist in der Tabelle 4.8 angegeben. Der Absorber zeigt keinen nennenswerten Einfluß auf die Photonen. Seine größte Wirkung entfaltet er bei den langsamen Elektronen aus einer Møller-Mott-Streuung. Diese Rate verringert ein 20 cm Absorber (stoppt e^- bis 40 MeV) gegenüber einem 10 cm dicken (stoppt e^- bis 20 MeV) um ca. 86%. Ein 25 cm Absorber würde die Rate um weitere 75% reduzieren, gleichzeitig aber die Auflösung auf nicht mehr ausreichende $3.8\%/\sqrt{E}$ verschlechtern. Die Rate der geladenen Hadronen wird ebenfalls verkleinert, wenn auch nicht um eine Größenordnung wie bei den Elektronen.

Teilchensorte	Experiment 1		
	Schwelle	Messung	Vorhersage
Hadronen	95 ± 5 MeV	1.36 ± 0.06	1.41 ± 0.13
nicht elastische Elektronen	95 ± 5	–	0.9 ± 0.1
γ und $\mu^\pm$	95 ± 5	–	1.8 ± 0.3
nicht elastische e^- , γ und $\mu^\pm$	95 ± 5 MeV	$3.62 \pm 0.14(a)$	2.7 ± 0.3
	Experiment 2		
	Schwelle	Messung	Vorhersage
Hadronen	62 MeV ($\pi^\pm$)	1.56 ± 0.16	1.68 ± 0.19
nicht elastische Elektronen	31 ± 2 MeV	7.03 ± 0.66	7.6 ± 1.1 (b)
γ und $\mu^\pm$	7 ± 2 MeV	$2.51 \pm 0.26(c)$	2.32 ± 0.31
nicht elastische e^- , γ und $\mu^\pm$	–	9.54 ± 0.71	10.4 ± 1.1

Tab. 4.7: *Verhältnis der Raten der Teilchensorte x bezogen auf die Rate der elastischen oder quasielastischen Streuung.*

(a) Dieser Wert ist wegen der Unkenntnis des Photonenuntergrundes von der Streukammer mit Vorsicht zu behandeln, er sollte größer als die Vorhersage sein.

(b) Der große Fehler entsteht ausschließlich durch den zwei MeV Fehler in der Kenntnis der Schwelle.

(c) Der Fehler ist rein statistisch. Nicht berücksichtigt ist der Fehler durch den Abzug des γ -Untergrundes aus Kernresonanzen.

Ebenfalls in der Tabelle angegeben ist die kinetische Energie, die nötig ist, damit ein geladenes Pion das Detektormaterial durchdringt. Alle Pionen, die bei Eintritt in den Detektor nicht wenigstens die angegebene Energie besitzen, stoppen im Detektor und tragen somit über die Zerfallskette $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \nu_\mu$ zu dem Untergrundprozeß bei, der als Nummer sieben auf Seite 54 beschrieben wurde.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß Raten und spektrale Verteilung der Prozesse, die zu Treffern im Detektor führen, verstanden sind. Die theoretischen Vorhersagen sind überprüft und werden in der GEANT MC Simulation benutzt. Der PE-Absorber hat nur auf die Rate der Møller-Mott gestreuten Elektronen einen wesentlichen Einfluß. Ein 20 cm Absorber ist die optimale Wahl für das Experiment.

4.3 „Pile up“

Im vorangestellten Kapitel wurde ausführlich beschrieben, welche Prozesse im Target zu Signalen im Detektor führen. Dieses Kapitel beschäftigt sich nun mit der wichtigen Konsequenz aus der hohen Ratenbelastung des Detektors, dem „pile up“ von zwei oder mehr Teilchen. Zunächst werde ich untersuchen, welche zeitlichen und räumlichen Trefferkonstellationen stören. Dabei werden auch die Einflüsse der Detektoranordnung studiert.

Im zweiten Unterkapitel beschreibe ich, in welcher Weise die beobachtbare Asymmetrie

Teilchensorte	p	e	$\pi^\pm$
10 cm PE	120 MeV	20 MeV	54 MeV
15 cm PE	151 MeV	30 MeV	70 MeV
20 cm PE	178 MeV	40 MeV	84 MeV
25 cm PE	203 MeV	50 MeV	97 MeV
30 cm PE	224 MeV	60 MeV	111 MeV
13 X_0 LXe	452 MeV	–	252 MeV
13 X_0 BaF ₂	510	–	295 MeV
25 cm BaF ₂	490 MeV	–	280 MeV
Fehler nach [Hik92] ca. 5%			

Tab. 4.8: *Minimal notwendige kinetische Energie, damit die angegebenen Teilchen die Materialien mit den entsprechenden Dicken gerade noch durchqueren können. Es ist nur der Energieverlust durch Ionisation nach der Bethe-Bloch-Formel berücksichtigt. Wegen der kurzen Strahlungslänge sind bei Xenon und BaF₂ keine Werte für Elektronen angegeben. Die Strahlungslänge von Polyethylen variiert je nach Dichte zwischen 47.2 und 48.7 cm.*

durch „pile up“-Verluste verändert wird. Die Diskussion der Verluste beende ich mit der Zusammenfassung der Ergebnisse und der Computersimulation der besten Detektoranordnungen.

4.3.1 Zeitliche und geometrische Einflüsse

Es gibt zwei Sorten von „pile up“, solches, das durch Verwendung der Detektorinformation erkannt wird, und solches, das nicht erkannt wird. Die zweite Form liegt vor, wenn zwei Treffer in dasselbe Modul innerhalb einer Zeitspanne erfolgen, die kürzer ist als die Zeitauflösung des Detektors. Erfolgen die Treffer mit einem größeren zeitlichen Abstand oder in zwei benachbarte Module, so ist es zwar möglich zu erkennen, daß „pile up“ vorliegt, dennoch kann ohne großen Rechenaufwand keiner der beiden Treffer analysiert werden, weil nicht ohne Verwendung komplexer Analysesoftware entschieden werden kann, welcher Anteil der in einem Modul deponierten Energie welchem Treffer zuzuordnen ist. Bei der angestrebten Rate von mehreren MHz an erkannten elastisch gestreuten Elektronen ist mit dem heutigen Stand der Technik eine Lösung, die solche Treffer „online“ erkennen kann, nicht zu finanzieren. Für dieses Experiment soll deswegen ein anderer Weg beschritten werden: Nur solche Treffer, die eindeutig erkannt werden, also frei von zeitlichem und räumlichem Überlapp mit anderen Treffern sind, sollen von der Datenerfassung akzeptiert werden. Alle anderen Ereignisse werden als „pile up“-Ereignisse markiert und nicht der Analyse und Datenerfassung zugeführt.

Die Wahrscheinlichkeit für ein „pile up“ ist vom Zusammenspiel mehrerer Größen abhängig. Die totale Rate auf dem Detektor, die Szintillationszeit des Detektormateri-

als, die Zahl der ansprechenden Module nach einem Treffer und die Ausgefeiltheit der „pile up“-Erkennung zusammen ergeben die Wahrscheinlichkeit für einen nicht mehr trennbaren Doppeltreffer. Damit wir die Faktoren besser studieren können, unterscheiden wir zeitliches und räumliches „pile up“ voneinander.

Im Rahmen dieser Arbeit definiere ich zeitliches „pile up“ als solche mehrfachen Treffer, in denen dasselbe Modul so kurz nacheinander getroffen wird, daß das Signal keinem der Ereignisse eindeutig zugeordnet werden kann oder sogar nicht erkannt wird, daß das Modul mehrmals getroffen wurde. Es wird erwartet, daß das Lichtsignal aus einem LXe-Detektor¹⁰ durch Pulsformung auf 20 ns gekürzt werden kann. Das bedeutet, das 20 ns vor sowie nach dem Eintreffen eines elastisch gestreuten Elektrons das Modul kein weiteres Mal getroffen werden darf, dies sicherzustellen ist die Aufgabe der „pile up“-Erkennung. Die minimale Zeit, die nötig ist, damit zwei aufeinanderfolgende Treffer im selben Modul als zwei Treffer von der „pile up“-Erkennung erkannt werden können, hängt von dem Signalanstieg ab. Bei Xenon läßt sich eine Zeitauflösung von mindestens fünf Nanosekunden realisieren. Treffer innerhalb von ± 5 ns sind nicht zu unterscheiden, d.h. sie werden auf jeden Fall als ein Treffer interpretiert. Diese Ereignisse können zu dem am Anfang dieses Kapitels beschriebenen irreduziblen „pile up“ führen.

Für die Beschreibung des räumlichen „pile up“ rufen wir uns in Erinnerung, daß die Modulgröße so gewählt ist, daß in einem Quadrat von 3x3 Modulen ca. 95% der Energie eines elastisch gestreuten Elektrons deponiert wird. In der Abbildung 4.21 ist gezeigt, wann benachbarte Treffer räumlich getrennt sind. Voraussetzung ist, daß erkannt wird, in welchem Modul das Zentrum eines Schauers liegt, oder mit anderen Worten, es muß ein lokales Maximum gefunden werden. Das Modul mit dem lokalen Maximum und die nächsten Nachbarn sind in der Abbildung schraffiert. Jede Zelle des Detektors darf innerhalb der „pile up“-Zeit von ± 20 ns = 40 ns nur der direkte Nachbar von genau einer Zelle mit einem lokalen Maximum sein. Ist das nicht der Fall, überlappen die Schauer beider Treffer. Sie sind nicht mehr getrennt (siehe Abbildung 4.21, rechts).

In der Figur 4.21 sind um die Auftrefforte der Teilchen Kreise mit einem Radius von $2 R_M$ eingezeichnet. Ein elektromagnetischer Schauer deponiert mindestens 5% der totalen Energie außerhalb dieses Kreises. Entsprechend viel Energie wird dadurch in den übernächsten Nachbarn deponiert (siehe auch Tabelle 4.1 auf Seite 42). Die Simulationsergebnisse zeigen, daß von einem 750 MeV Elektron in ca. einem Drittel der übernächsten Nachbarn mehr als 7 MeV Energie deponiert werden. Dieses Übersprechen der Treffer führt bei den drei links in Abb. 4.21 gezeigten Treffern zu einer Verschlechterung der Orts- und Energieauflösung. Der Effekt dieser Störung auf die absolute Auflösung ist klein und wird in den Simulationen berücksichtigt. Ein Problem kann sich aber ergeben, wenn ein elastisch gestreutes Elektron so neben einem inelastisch gestreuten trifft, daß beide Ereignisse als elastisch gestreut gezählt werden. Der systematische Fehler, der auf diese Art verursacht wird, hängt stark von dem Anteil der inelastisch gestreuten Elektronen an der totalen Rate ab und kann am besten bei experimentellen „pile up“-Studien ermittelt werden. Ein solcher Treffer ist bei kleinen Winkeln wahrscheinlicher, da hier dieses Verhältnis groß wird.

¹⁰Zur Erinnerung: Xenon leuchtet mit zwei Komponenten, die wichtigere hat ein τ von 22 ns.

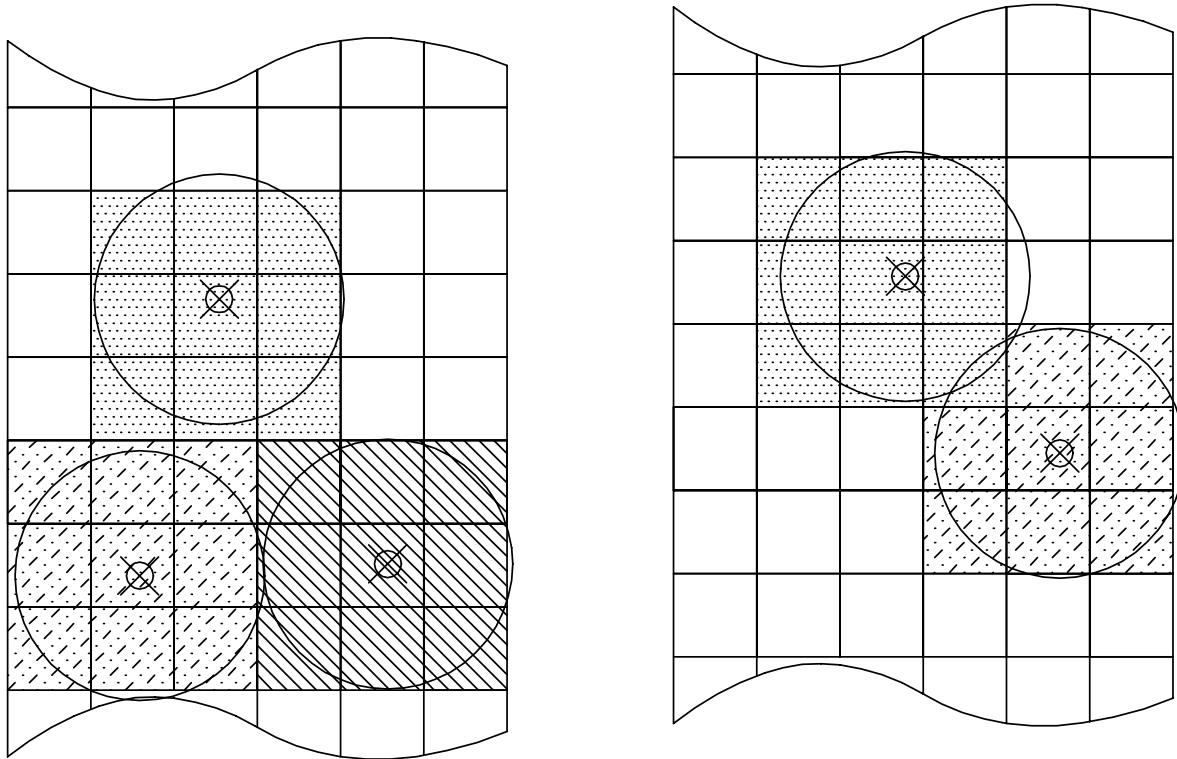


Fig. 4.21: Schematische Sicht auf die Detektorfrontseite. Alle drei Treffer in dem linken Bild können eindeutig erkannt und analysiert werden. Sie sind räumlich getrennt. In dem rechten Bild ist ein Modul zwei Treffern zugeordnet. Erfolgen die Treffer innerhalb der „pile up“-Zeit von $\pm 20 \text{ ns} = 40 \text{ ns}$, gehen sie der Analyse verloren, da sie nicht ausreichend getrennt sind. Die eingezeichneten Kreise haben einen Radius von jeweils zwei Molièreradien. Wie in dem linken gestrichpunkteten Cluster dargestellt ist, können sie je nach Auftreffort in die Nachbarelemente hineinreichen und dort die Orts- und Energieauflösung beeinträchtigen. Dieser Effekt ist jedoch vergleichsweise klein.

4.3.2 Änderung der Asymmetrie

„Pile up“ führt auf zwei Arten zu einer Veränderung der experimentellen Situation. Zum einen ist die Verlängerung der Meßzeit durch den Verlust an elastisch gestreuten Elektronen zu nennen, zum anderen eine falsche Asymmetrie durch erkanntes und nicht erkanntes „pile up“.

Wegen der Impuls- und Energieerhaltung ist die kinetische Energie jedes Teilchens, das in dem uns interessierenden Winkelbereich das Target verläßt, kleiner als die eines unter demselben Winkel elastisch gestreuten Elektrons. Eine gute Energie- und Winkelauflösung erlaubt es deshalb, elastisch gestreute Elektronen von anderen Teilchen eindeutig zu tren-

nen. Ein Treffer kann aber fälschlicherweise als elastisch gestreut interpretiert werden, wenn durch einen nicht erkannten Doppeltreffer die Größe des Detektorsignales in dem Bereich liegt, der für ein elastisch gestreutes Elektron in diesem Modul erwartet wird. Dies führt zwangsläufig zu einer Verfälschung der gesuchten Asymmetrie der elastischen Streuung. Zur Abschätzung betrachten wir den ungünstigen Fall aus Tabelle 4.9 auf Seite 75, daß im Mittel alle 10 ns ein Teilchen den Detektor trifft. Die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Teilchen den Detektor gleichzeitig treffen, ist dann

$$P = \frac{1^2}{2!} e^{-1} = 18.3\%.$$

Wenn der Detektor aus $4 \cdot 64$ Modulen besteht, dann gibt es einen nicht erkannten Doppeltreffer in einem Modul genau in $18.3/256 < 0.1\%$ der Fälle. Solche Ereignisse können also die Asymmetrie nur dann meßbar beeinflussen, wenn ihre eigene Asymmetrie mindestens von der Größenordnung 10^{-4} ist.

Damit die Größe der Änderung der Asymmetrie durch nicht erkanntes „pile up“ quantitativ erfaßt werden kann, müßten die Asymmetrien aller beteiligten Prozesse bekannt sein. Dies ist nicht der Fall. Bisher gibt es eine Arbeit von Nath, Kretzschmar und Schilcher [Nat82], in der die Asymmetrie in der Elektron- Δ -Streuung berechnet wird. Das Ergebnis ihrer Berechnungen ist $-10 \cdot 10^{-5} \cdot Q^2$, also bei 35° etwa dreimal so groß wie die Asymmetrie A_0 in der elastischen Streuung. Der Wert wird heute aber als zu hoch angesehen [Dre94]. Deswegen wird am Institut für Kernphysik im Rahmen einer Diplomarbeit diese Asymmetrie neu abgeschätzt.

Pionen und Photonen aus den π_0 -Zerfällen, die den Detektor treffen, werden im wesentlichen durch Elektronenstreuung bei kleinen Winkeln und somit kleinem Impulsübertrag Q^2 erzeugt. Da die Asymmetrie mit Q^2 skaliert, sollten diese Prozesse keine nennenswerte Asymmetrie besitzen. Die übrigen Prozesse erzeugen in der Mehrzahl Teilchen mit kleinen Energien unterhalb von 50 MeV und sind deswegen nicht in der Lage, gemeinsam mit einem anderen Treffer in den Energiebereich zu kommen, in dem Teilchen als elastisch gestreute Elektronen interpretiert werden.

Eine falsche Asymmetrie durch nicht erkannte Doppeltreffer sollte nach dem eben Gesagten kleiner sein als der angestrebte Fehler in der Asymmetrie der elastisch gestreuten Elektronen. Zur Sicherheit kann aber die Asymmetrie des gesamten Untergrundes gleichzeitig mit dem eigentlichen Experiment von uns mitgemessen werden. Dazu werden auch Treffer mit Energien unterhalb der elastisch gestreuten Elektronen analysiert.

Erkanntes „pile up“ führt ebenfalls zu einer Verringerung der beobachteten Asymmetrie. Die Wahrscheinlichkeit P , daß ein elastisch gestreutes Elektron durch ein „pile up“ verlorengeht (siehe nächstes Kapitel), ist im wesentlichen eine Funktion der Zählrate. Die gesuchte Asymmetrie

$$A_0 = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad ,$$

$N^\pm$ sind hierbei die elastischen Zählraten bei positiver respektive negativer Polarisation des Elektronenstrahls, muß mit Berücksichtigung der Verluste wie folgt geschrieben werden:

$$A_{\text{meßbar}} = \frac{N^+(1 - P^+) - N^-(1 - P^-)}{N^+(1 - P^+) + N^-(1 - P^-)} \quad (4.9)$$

Zu $P^\pm$ tragen alle in Kapitel 4.2.1 beschriebenen Prozesse bei.

Nehmen wir die Abhängigkeit der Verluste durch „pile up“ von der Rate in erster Näherung als linear mit dem Proportionalitätsfaktor k an, dann gilt:

$$\begin{aligned} P^\pm &= k \cdot \sum_i n_i^\pm \\ &= k \cdot \sum_i \bar{n}_i (1 \pm A_i). \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Summe läuft über die Zählraten aller beteiligten Prozesse, wobei A_i die Asymmetrie des i -ten Prozesses bei Polarisationsumkehr ist. Die Gleichung 4.9 stellt sich nun folgendermaßen dar:

$$A_{me\beta bar} = \frac{N^+(1 - k \sum_i \bar{n}_i - k \sum_i A_i \bar{n}_i) - N^-(1 - k \sum_i \bar{n}_i + k \sum_i A_i \bar{n}_i)}{N^+(1 - k \sum_i \bar{n}_i - k \sum_i A_i \bar{n}_i) + N^-(1 - k \sum_i \bar{n}_i + k \sum_i A_i \bar{n}_i)}$$

Die Terme im Nenner mit A_i sind klein im Vergleich zu $N^+ + N^-$ und werden deshalb vernachlässigt:

$$\begin{aligned} A_{me\beta bar} &\approx \frac{N^+(1 - k \sum_i \bar{n}_i - k \sum_i A_i \bar{n}_i) - N^-(1 - k \sum_i \bar{n}_i + k \sum_i A_i \bar{n}_i)}{(1 - k \sum_i \bar{n}_i)(N^+ + N^-)} \\ &\approx \frac{N^+(1 - k \sum_i \bar{n}_i) - N^-(1 - k \sum_i \bar{n}_i) - (N^+ + N^-)(k \sum_i \bar{n}_i A_i)}{(1 - k \sum_i \bar{n}_i)(N^+ + N^-)} \\ &\approx A_0 \left(1 - \frac{k \sum_i \bar{n}_i A_i}{1 - k \sum_i \bar{n}_i} \right) \end{aligned} \quad (4.11)$$

Die Asymmetrie A_0 wird also nur durch solche Prozesse beeinflusst, die selber eine Asymmetrie haben, dies sind wie oben beschrieben die elastisch am Proton gestreuten Elektronen und die inelastischen, die eine Δ -Resonanz anregen.

Wie groß ist die Reduktion der Asymmetrie? Um eine obere Grenze zu erhalten, nehmen wir an, daß die Verluste durch „pile up“ 20% betragen und daß die Asymmetrien in den elastischen und allen inelastischen Streuungen gleich groß sind¹¹, dann gilt für ein Experiment unter 35° mit einer Rate von 11 MHz elastisch und 8.5 MHz inelastisch gestreuten Elektronen (s. Tab. 4.6) und einem k von $k = P / \sum_i n_i = 0.2 / (69.1 \text{ MHz})$ (s. Gl. 4.10):

$$\begin{aligned} A_{me\beta bar} &= A_0 \left(1 - \frac{2.9 \cdot 10^{-9} (11 \cdot 10^6 + 8.5 \cdot 10^6)}{1 - 0.2} \right) \\ &= A_0 (1 - 0.07) \end{aligned}$$

Diese systematische Änderung der Asymmetrie von 7% kann durch gleichzeitiges Messen der inelastisch gestreuten Elektronen während des Experiments studiert werden. Eine Messung der Asymmetrie aller beteiligten Untergrundprozesse mit 10% Genauigkeit der gemessenen Asymmetrie $A_{me\beta bar}$ ergibt einen systematischen Fehler für A_0 von weniger als 2%. Die durch die Verringerung der Asymmetrie erforderlichen längeren Meßzeiten sind in der Tabelle 4.9 am Ende des nächsten Kapitels mit berücksichtigt.

¹¹Ist die Asymmetrie in der Streuung an der Δ -Resonanz wie in [Nat82] beschrieben $\approx 3A_0$, dann ergibt sich in dem folgenden Beispiel eine Verringerung von A_0 um 13% statt um 7%.

4.3.3 Größe der Effekte

Bevor wir abschließend die Größe der Verluste durch „pile up“ bei verschiedenen Geometrien berechnen, folgt nun eine kurze Zusammenfassung der wichtigen Fakten. Wir betrachten dabei wieder einen Detektor aus flüssigem Xenon mit einer Auslesezeit von 20 ns. Bei einem Treffer werden 3x3 Module, deren Zentrum das getroffene Modul ist, ausgelesen. Damit bei diesem Treffer die Energie und der Streuwinkel präzise gemessen werden können, darf in der Zeit der Auslese des Signals kein Signal eines anderen Treffers in diesen neun Modulen erscheinen. Dies erfordert die Beantwortung folgender Fragen:

- Sind die neun Module in den 20 ns **vor** und **nach** dem Treffer frei von anderen Treffern?
- Liegt der nächste Treffer innerhalb dieser 40 ns mindestens so weit weg, daß er räumlich klar getrennt ist, also daß in den übernächsten Nachbarn des originalen Treffers kein weiterer Treffer auftaucht?

Zur Abschätzung der Verluste wird zunächst berechnet, wieviele Teilchen im Mittel innerhalb von 40 ns den Detektor treffen. Die Raten sind der Tabelle 4.6 entnommen, bei der Ermittlung der Raten ist vereinfachend angenommen, daß die Wirkungsquerschnitte um den mittleren Winkel herum konstant sind. Mit dem Programm „Pile up“ aus Anhang B werden dann die Wahrscheinlichkeiten für Doppel- und Mehrfachtreffer berechnet.

Es wurden vier unterschiedliche Detektorbauten untersucht. Dies sind vier Ringe in einem Abstand von 100 bzw. 120 cm, sechs Ringe in einem Abstand von 100 cm und drei Ringe wiederum 80 cm vom Target entfernt. Die von den Detektoren total bedeckten Raumwinkel sind jeweils angegeben. Die Abstände sind die Entfernung vom Mittelpunkt des Targets zum Zentrum der Frontfläche des Moduls mit dem kleinsten Streuwinkel. In der Tabelle 4.9 sind die Ergebnisse der Rechnungen aufgeführt. Die Werte, die die Verlängerung der Meßzeiten angeben, beinhalten sowohl den berechneten Verlust an elastischer Zählrate als auch die quadratische Abhängigkeit von der Reduktion der Asymmetrie nach Gleichung 4.11 sowie die simulierten Akzeptanzen der Randringe.

Die Ergebnisse der Überlegungen zu den „pile up“-Verlusten sowie aus dem Kapitel 3.2 lassen eine genauere Untersuchung der vier Aufbauten 4+2 Ringe unter 30°, 2+2 und 4+2 Ringe bei 35° als sinnvoll erscheinen. Mit der Vereinfachung konstanter Wirkungsquerschnitte verlängert sich die Meßzeit bei diesen Aufbauten um 20 - 70%. Die mit dem GEANT MC Programm simulierten Akzeptanzen dieser Anordnungen werden im nachfolgenden Kapitel zusammengefaßt.

Abschließend bleibt festzustellen, daß es unerlässlich ist, das „pile up“ Verhalten des gesamten Detektors inklusive Elektronik experimentell zu untersuchen. Insbesondere die Größe der tatsächlichen Verluste von elastisch gestreuten Elektronen, die eine direkte Änderung der Asymmetrie nach sich ziehen (s. Gl. 4.11), und die Zahl der fälschlicherweise als elastisch gestreut interpretierten Doppeltreffer, die die Asymmetrie ebenfalls verändern, sind sehr wichtige Kenndaten des Detektors, deren Unkenntnis eine Analyse der Messung unmöglich machen. So eine „pile up“-Studie könnte z. B. die mit dem Detektor gefundene elastisch gestreute Elektronenzahl mit dem Ergebnis einer gleichzeitigen Koinzidenzmessung vergleichen. Dafür könnten Plastiksintillatoren unter dem Streuwinkel der Rück-

mittlerer akzeptierter Winkel $< \Theta_{Lab} >$	30°	35°
Verhältnis totale Rate zu elastischer	4.3	6.3
Mittlere Zahl der Treffer in 40 ns	3.6	2.8
Bei $\Delta\Omega$ [sr]	0.55	0.63
„Pile up“, 2+2 Ringe, 64 Zeilen, r=100cm, $\Delta\Omega=0.60$ sr	18.5%	11.4%
Verlängerung von T_0 durch „pile up“ und Akzeptanz	1.9	1.7
„Pile up“, 2+2 Ringe, 77 Zeilen, r=120cm, $\Delta\Omega=0.51$ sr	12.8%	7.7%
Verlängerung von T_0 durch „pile up“ und Akzeptanz	1.6	1.8
„Pile up“, 4+2 Ringe, 64 Zeilen, r=100cm, $\Delta\Omega=0.93$ sr	22.7%	14.7%
Verlängerung von T_0 durch „pile up“ und Akzeptanz	1.3	1.2
„Pile up“, 1+2 Ringe, 64 Zeilen, r=100cm, $\Delta\Omega=0.43$ sr	13.1%	7.6%
Verlängerung von T_0 durch „pile up“ und Akzeptanz	2.3	2.3
Fehler der „pile up“-Daten $< 0.2\%$		

Tab. 4.9: Die Tabelle gibt einen Überblick über die zu erwartenden Verluste von elastisch gestreuten Elektronen bei Wahl verschiedener Detektorgeometrien. Die erste Zahl vor den Ringen gibt die Zahl der zentralen Ringe mit einer Modulbreite von 5.4 cm an, die zweite steht für die beiden Randringe mit einer Breite von jeweils 4.1 cm. Die angegebenen Verlängerungen der Meßdauer beziehen sich auf die Werte für T_0 in Tabelle 3.2 (S. 34) und berücksichtigen einen statistischen Fehler von 3%, eine Polarisierung der Elektronen von 80%, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für elastisch gestreute Elektronen in den Randringen nur ca. 70% beträgt und daß die meßbare Asymmetrie nach Gl. 4.11 durch elastisch und inelastisch gestreute Elektronen reduziert wird. Die Zahl der Treffer innerhalb von 40 ns und der Anteil elastisch gestreuter Elektronen an der totalen Rate ergeben sich aus der Tabelle 4.6.

stoßprotonen, der bei etwa 50-60° liegt, aufgestellt werden. Eine solche Messung würde am unpolarisierten Elektronenstrahl in einigen Stunden durchgeführt werden können.

4.4 Akzeptanz und Meßdauer

Dieses Kapitel stellt die simulierten Akzeptanzen für die drei verschiedenen Detektoranordnungen zusammen. Das Simulationsprogramm basiert auf dem Programm GEANT 3.15 [Car93] und beinhaltet zusätzlich die in Kapitel 4.2.1 vorgestellten Untergrundspektren. Alle wesentlichen Parameter der Anordnungen können mittels einer Startdatei ausgewählt werden. So kann leicht, ohne Änderungen am eigentlichen Programmcode, das Simulationsprogramm den realen Gegebenheiten angepaßt werden. Das Einfügen von Streukammer, Wänden etc. ist bereits vorgesehen und ohne weiteres möglich. Die Schalter, die diese Eigenschaften ändern, sind in Anhang C.1.1 beschrieben. Die Ergebnisse der Rechnungen

werden in einem sogenannten „Column Wise Ntuple“ abgelegt und können mit der Cern Analysesoftware PAW [Bru92] oder mit einem eigenen Auswerteprogramm analysiert werden. Die Datenstruktur des Ntuples ist im Anhang C.2 definiert.

Die Abbildung 4.22 zeigt die simulierten reduzierten Energiespektren für die drei im vorigen Kapitel ausgewählten Detektoranordnungen. Reduziert bedeutet hier, daß das Verhältnis der simulierten Energiesumme mit der Sollenergie eines elastisch gestreuten Elektrons gebildet wird. Die Sollenergie berechnet sich dabei über den mittels des Auftrefforts und der Targetmitte als angenommenem Vertex berechneten Streuwinkel. Alle Energiesummen sind nach Gleichung 4.2 mit einer Gaußskurve der Varianz $1.7\%/\sqrt{E}$ gefaltet.

Eine saubere Trennung der elastisch von den inelastisch gestreuten Elektronen ist möglich, wenn nur die Elektronen betrachtet werden, die in der Abbildung 4.22 oberhalb von $\mu-4\sigma_2$ liegen (s. Gl. 4.1). Mit diesem Schnitt liegt der Untergrundbeitrag der inelastisch gestreuten an den akzeptierten Elektronen deutlich unter einem Prozent.

Es bleiben etwa ein Viertel bis ein Drittel der elastisch gestreuten Elektronen unberücksichtigt. Der große Teil dieser Ereignisse hat einen der beiden Randringe getroffen. Wird der Anteil der Randringe an der gesamten Detektorfläche durch den Aufbau von sechs Ringen verkleinert, verringert sich der Prozentsatz der verlorenen elastisch gestreuten Treffer nur schwach. Die Ursache hierfür ist die starke Winkelabhängigkeit des elastischen Wirkungsquerschnitts. Damit der mittlere akzeptierte Winkel konstant bleibt, wird die größere Fläche fast ausschließlich für eine Erweiterung der Akzeptanz zu größeren Winkeln hin benutzt (siehe Abb. 4.23). Auf dem nun unter einem kleineren Winkel stehenden vordersten Ring steigt dafür die absolute Zahl von nicht nachgewiesenen Elektronen so schnell wie der Wirkungsquerschnitt an.

Dies wird in der Abbildung 4.23 deutlich, hier sind die Winkelverteilungen der erkannten elastisch gestreuten Elektronen dargestellt. Die beiden unteren Bilder sind die Simulationsergebnisse für ein Experiment bei 35° , der Unterschied zwischen Detektoren aus vier bzw. sechs Ringen besteht nicht in der absoluten Zählrate bei 35° , sondern in der Breite der akzeptierten Winkelverteilung. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für unter 35° gestreute Elektronen ist nicht von der Geometrie abhängig. Für die Berechnung der Asymmetrie in Tabelle 4.10 wird der mittlere Streuwinkel benutzt. Hierbei werden alle beschriebenen Effekte berücksichtigt. In der Tabelle sind alle für die Abschätzung der zu erwartenden Meßzeit relevanten Ergebnisse aufgeführt.

Die Untersuchung der Detektoranordnungen für den kalorimetrischen Nachweis der elastisch am freien Proton gestreuten Elektronen ist damit beendet. Es zeigt sich, daß die Meßdauer in der Gegend von 500 - 800 Stunden liegen wird, einer Strahlzeit, die an MAMI typischerweise in 5 bis 8 Wochen realisiert werden kann. Wenn Zeit das Hauptkriterium ist, dann kann das Experiment mit dem teuersten Aufbau, 4 + 2 Ringe in 100 cm zum Target, innerhalb von 496 Stunden durchgeführt werden. Die geringsten systematischen Unsicherheiten ergeben sich allerdings mit vier Detektorringen in 120 cm Abstand zum Target. Zudem benötigt diese Version nur $4 \cdot 77=308$ Detektormodule statt $6 \cdot 64=384$ bei der mit vier plus zwei Ringen. Der Materialaufwand an Xenon ist entsprechend 23% niedriger (415 l gegenüber von 540 l). Die längere Meßdauer von 789 h ist meiner Meinung nach in Kauf zu nehmen, zumal die Ratenbelastung des Detektors beinahe um einen Faktor zwei niedriger ist und dadurch auch die Datenverarbeitung einfacher zu konzipieren ist.

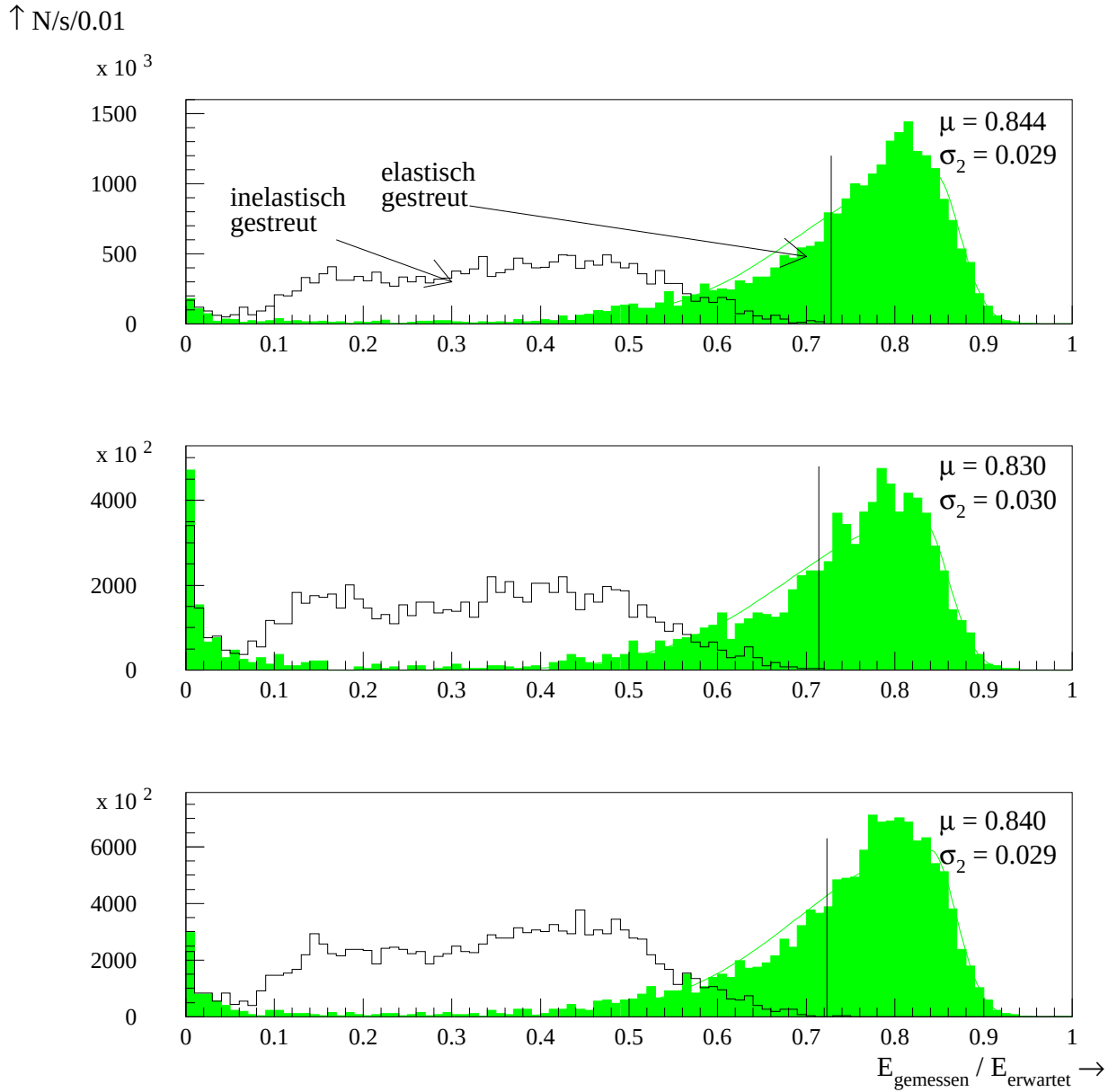


Fig. 4.22: In diesem Bild ist auf der X-Achse das Verhältnis der in einem 9er-Cluster deponierten Energie gegen die unter dem rekonstruierten Winkel bei einer elastischen Streuung erwartete aufgetragen (siehe Text). Die Abschneidelinie liegt bei $x = \mu - 4\sigma_2$.

oberes Bild: 6 Ringe, 100 cm Abstand zum Target, $\Theta = 30^\circ$

mittleres Bild: 4 Ringe, 120 cm Abstand zum Target, $\Theta = 35^\circ$

unteres Bild: 6 Ringe, 100 cm Abstand zum Target, $\Theta = 35^\circ$

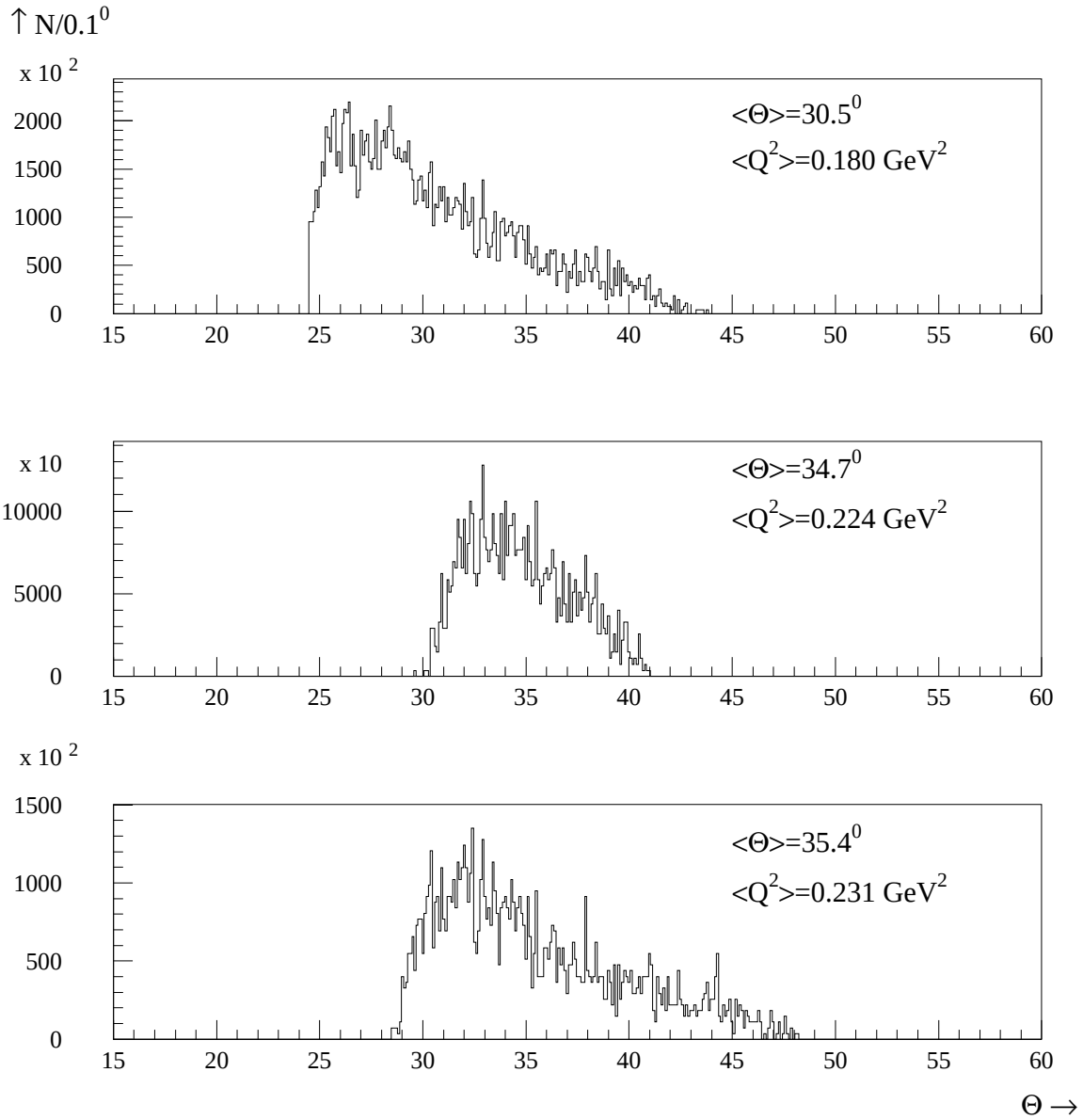


Fig. 4.23: Die originalen Streuwinkel der in einer GEANT MC Simulation erkannten elastisch gestreuten Elektronen.

oberes Bild: 6 Ringe, 100 cm Abstand zum Target, $\Theta = 30^\circ$

mittleres Bild: 4 Ringe, 120 cm Abstand zum Target, $\Theta = 35^\circ$

unteres Bild: 6 Ringe, 100 cm Abstand zum Target, $\Theta = 35^\circ$

Geometrie	6 Ringe r=100 cm	4 Ringe r=100 cm	4 Ringe r=120 cm	6 Ringe r=100 cm
$\langle \Theta \rangle$	30.5°	34.8°	34.7°	35.4°
$\langle Q^2 \rangle$	0.180 GeV^2	0.225 GeV^2	0.224 GeV^2	0.231 GeV^2
A_0	$-6.11 \cdot 10^{-6}$	$-8.71 \cdot 10^{-6}$	$-8.64 \cdot 10^{-6}$	$-9.11 \cdot 10^{-6}$
Rate der akzeptierten e^-	17.3 MHz	7.1 MHz	6.0 MHz	9.6 MHz
Totale Rate	112.1 MHz	70.3 MHz	56.1 MHz	102.3 MHz
„Pile up“-Verluste	16.3%	11.9%	7.7%	14.5%
Reduzierung von A_0	7.7%	4.2%	2.7%	4.4%
Tatsächliche Meßdauer	670 h	708 h	789 h	496 h
LXe Volumen	540 l	350 l	415 l	540 l

Tab. 4.10: *Die Ergebnisse der Geant MC Simulation. Die ersten fünf Zeilen ergeben sich direkt aus der Simulation, die nächsten sind mit dem Programm aus dem Anhang B bzw. mit der Gleichung 4.11 berechnet. Die tatsächliche Meßdauer ergibt sich unter Berücksichtigung der effektiven Rate und Asymmetrie aus Gleichung 3.2.*

Das Ergebnis der Detektorsimulationen ist, daß ein Detektor bestehend aus vier Ringen in 120 cm Abstand, der unter einem Streuwinkel von 35° aufgestellt ist, allen anderen überprüften Varianten überlegen ist.

5 Vollständiger Apparat: Eigenschaften und Ausblick

Dieses Kapitel ist eine Zusammenstellung aller wichtigen Parameter des geplanten Experimentes für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung am Proton. Neben diesen allgemeinen Angaben werden auch die Anforderungen an den Detektor und die erwarteten Leistungsdaten kurz erwähnt. In einem Ausblick werden das mögliche bauliche Konzept und die Ideen für die Elektronik und die Datenerfassung beschrieben. Der Vollständigkeit halber werde ich auch einige Stichworte erwähnen, auf die ich noch nicht eingegangen bin, in diesen Fällen ist die maßgebliche Referenz angegeben.

5.1 Allgemeine Parameter

- Das Konzept für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen $\vec{e}p$ -Streuung
 - Ein-Arm-Kalorimeter für den Elektronennachweis
 - Messung von Streuwinkel und kinetischer Energie an jedem einzelnen Elektron zur Identifizierung elastisch gestreuter Elektronen
 - Zählen der als elastisch identifizierten Streueignisse als Funktion des Winkels
- Der Elektronenstrahl
 - 855 MeV Strahlenergie
 - 20 μA Strahlstrom
 - 80% Polarisierung
 - Polarisationswechsel mit einem kHz [Har92]
- Das Target
 - 10 cm flüssiger Wasserstoff
 - Eintrittsfenster $< 100 \mu\text{m}$, Austrittsfenster $< 200 \mu\text{m}$, Material jeweils Aluminium, um den quasielastischen und Møller–Mott–Untergrund klein zu halten
 - Wärmetauscher und Kältemaschine mit mindestens 100 Watt Leistung
 - keine Luminositätsschwankungen durch Blasenbildung, das erfordert externe Kühlung der Strahlfenster durch Heliumgas [Alt94] oder den Einsatz einer Wasserstoffpumpe [Hat94]
- Die Luminosität ergibt sich zu $5.3 \cdot 10^{37} (\text{g cm}^2)^{-1}$, der Beitrag der Fenster ist $0.29 \cdot 10^{37} (\text{g cm}^2)^{-1}$.
- Der Detektor
 - Laborwinkel $\Theta = 35^\circ$
 - volle ϕ -Akzeptanz
 - Zahl der Module $4 \cdot 77 = 308$, in 120 cm Abstand zum Target

- Raumwinkel $\Delta\Omega = 0.51$ sr
- Material 415 l flüssiges Xenon
- Totzeit der ausgelesenen Module ≈ 20 ns
- 20 cm Vorabsorber aus Polyethylen
- Die Raten
 - elastisch gestreute Elektronen 9.5 MHz, davon etwa 58% analysierbar (5.5 MHz, unter Berücksichtigung des Energieschnittes und der „pile up“-Verluste)
 - totale Rate 56.1 MHz
- Die Ausleseelektronik arbeitet in Echtzeit, ihr Grundkonzept ist, daß nicht einzelne Ereignisse gespeichert werden, sondern jedes Ereignis einen Deskriptor erhält. Die Ereignisse werden in einen Vielkanalanalysator einsortiert, wobei der Deskriptor als Kanaladresse verwendet wird. Der Wert des Deskriptors setzt sich aus den Information über die Winkel Θ und ϕ sowie aus der nachgewiesenen Energie zusammen. Mit diesen Daten ist es auch nach Beendigung des Experiments noch möglich, Fehler, z.B. durch schwankende Verstärkungen von Photomultipliern, zu beseitigen. Der folgende Ablaufplan beschreibt die Funktionsweise der Elektronik:
 - Sofortiges Erkennen eines lokalen Maximums, dieses definiert das zentrale Modul.
 - Test auf räumliches „pile up“: Ist ein anderes lokales Maximum in den nächsten oder übernächsten Nachbarn?
 - Test auf zeitliches „pile up“: War innerhalb von 20 ns vor und nach dem Treffer die vorherige Bedingung erfüllt, und war das zentrale Modul in dieser Zeit frei von Treffern?
 - Bildung von fünf Summen
 - * Das zentrale Modul und seine direkten Nachbarn
 - * Sofern vorhanden, jeweils die drei linken und die drei rechten Nachbarn
 - * Die drei oberen und die drei unteren Nachbarn
 - Digitalisieren der Summenenergie mit 7 bit Genauigkeit
 - Berechnung und Digitalisierung des Auftreffortes, aus den Quotienten rechte durch linke und obere durch untere Summe, mit 12 bit Genauigkeit
 - Formen einer 20 bit langen Adresse (19+1 Reservebit) aus den beiden digitalisierten Informationen und Inkrementierung der Speicherzelle eines Vielkanalanalysators mit der berechneten Adresse
 - Größe des Vielkanalanalysators 4 - 8 MByte, das entspricht 4-8 Byte pro Adresse
 - Zeit, bis der Vielkanalanalysator ausgelesen werden muß, je nach Speichergröße einige Minuten bis mehrere Stunden

- Meßzeit
 - Je nach dem gewählten Aufbau ist nach einer Meßzeit von etwa 800 h ein Wert für die obere Grenze in der Bestimmung von $|\delta F_1^s|$ von ca. 0.015 erreicht. In diesem Wert sind nur der statistische Fehler und die Unsicherheiten in den anderen Formfaktoren enthalten.
 - Die angestrebten statistischen und systematischen Genauigkeiten (aus [Har93])
 - * Statistik $\leq 3\%$
 - * Elektronenpolarisation 1%
 - * Positions- und Luminositätsmonitore $\sim 10^{-4}$
 - * falsche Asymmetrien durch „pile up“ $\leq 10^{-6}$
 - * $\delta G_M^n / G_M^n < 5\%$
 - * $\delta G_E^n / G_E^n < 10\%$
 - * $|\delta F_2^s| < 0.22$
 - * schwache Strahlungskorrekturen $\leq 10\%$

5.2 Aufbau und Elektronik

In den Abbildungen 5.1 und 5.2 ist der Aufbau des Experimentes dargestellt. Sowohl flüssiges Xenon als auch flüssiger Wasserstoff müssen in einem Kryostaten betrieben werden. Der Detektor und das Target befinden sich deswegen in diesem Konstruktionsvorschlag in einer gemeinsamen großen Vakuumkammer. Ein Querschnitt durch diese Kammer zeigt die Abbildung 5.1. Von links kommend trifft der Elektronenstrahl das Target und verläßt die Kammer durch eine große Öffnung. Die Öffnung ist zum Detektor hin abgeschirmt. Möglicherweise kann auf diese Abschirmung aber auch verzichtet werden. Hier muß die beste Lösung experimentell gefunden werden. Vor dem Detektor befindet sich die 20 cm dicke Polyethylenabschirmung. Der Detektor selber ist auf einer stabilen Rückwand montiert. Von hier wird er mit Xenon versorgt und gekühlt. Auf der Rückwand befinden sich auch die elektrischen Durchführungen zu den Photomultipliern.

Damit der Detektor gewartet werden kann, kann der mit „scattering chamber“ benannte vordere Teil der Vakuumkammer zur Seite gefahren werden. Dies ist in Figur 5.2 gezeigt. Der Zugang zu der Elektronik auf der Rückwand wird möglich, indem der Detektor nach vorne aus seiner Kammer („Kryostat“) gezogen wird. Dazu dienen Rollen am Detektor, die auf Schienen, die an der Innenwand des Kryostaten montiert sind, laufen. Das Gesamtgewicht inklusive Xenon beträgt bei dieser Konstruktion etwa 5 t.

Den derzeitigen Stand in der Entwicklung der Elektronik zeigt die Abbildung 5.3. In diesem Bild ist die Pulsformung nicht enthalten. Sie soll die Signale aus dem flüssigen Xenon auf 20 ns beschränken. Ebenfalls nicht eingezeichnet ist der Speicher, zu dem der 12 bit breite Datenbus rechts oben in der Abbildung führt. Die Funktionsweise der Elektronik entspricht dem auf Seite 81 beschriebenen Ablaufplan. Voraussichtlich kann die ganze Elektronik für eine Reihe von vier oder sechs Modulen in einem einzigen „application specific integrated circuit“-Chip untergebracht werden.

Ein Treffer in Ring i in der Reihe j erzeugt einen Trigger, wenn die Summenenergie U der neun Module 0-8 in einem Fenster $L < U < H$ liegt und wenn der Treffer ein lokales

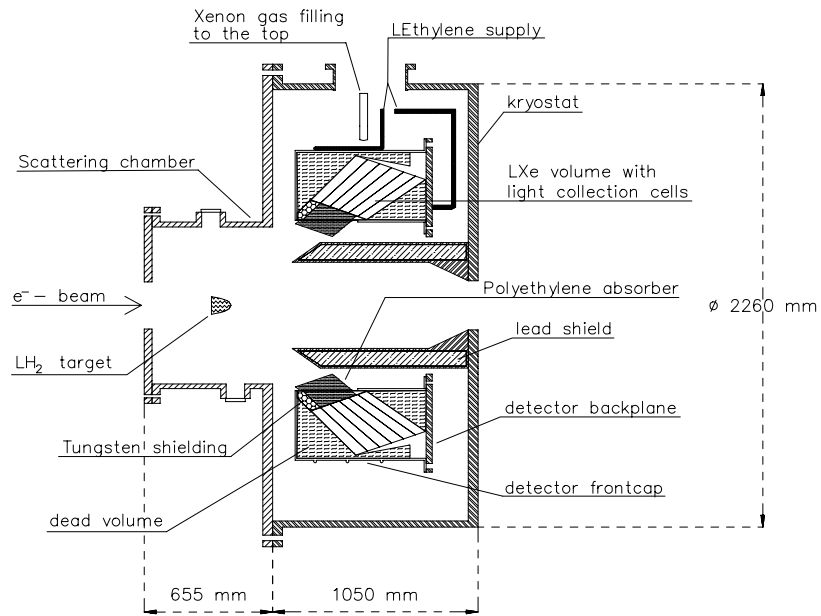


Fig. 5.1: So könnte ein Querschnitt der Vakuumkammer mit Detektor und Target aussehen.

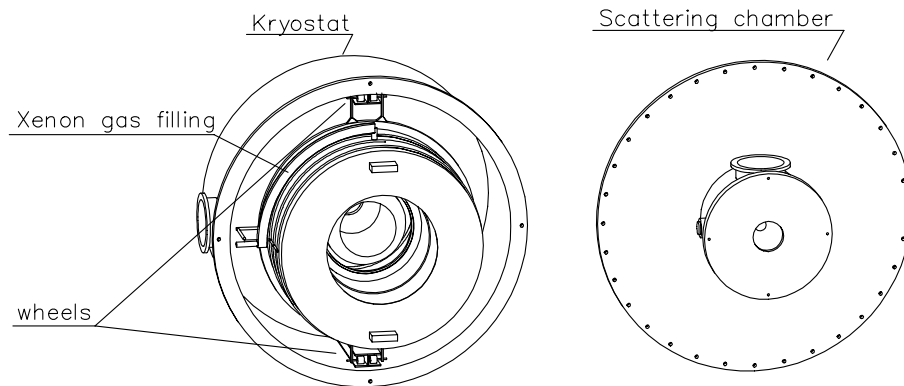


Fig. 5.2: Anblick der geöffneten Vakuumkammer. Der vordere Teil mit dem Target ist zur Seite geschoben, damit der Detektor für Wartungsarbeiten aus dem fest montierten hinteren Teil herausgezogen werden kann.

Maximum darstellt, d.h. daß die Energie in dem Modul 0 größer ist als die in den Elementen 1, 3, 5 und 7. Wird ein zeitliches „pile up“ gefunden, verbietet ein Vetosignal den Trigger. Gleichzeitig mit der Summenbildung aller neun Module werden die gewichteten Summen der oberen, unteren, rechten und linken Nachbarn gebildet. Diese Summen werden nach

Gleichung 4.3 benutzt, um den Auftreffort zu errechnen. Die Digitalisierung der Signale erfolgt in einem schnellen ADC oder einem „flash“-ADC. Die aus den digitalen Worten zusammengesetzte Adresse wird in einem „First in - First out“-Register (FIFO) gepuffert. Die Elektronik ist modular aufgebaut. Jedem Element oder zumindest jeder Reihe des Detektors ist eine solche Logik zugeordnet. Deswegen muß die Elektronik nur mäßige Zählraten von 100-200 kHz verarbeiten können. Die Adresse wird dann benutzt, um in einem Speicher, der in dem Bild nicht mehr eingezeichnet ist, den Inhalt der entsprechenden Adresse hochzuzählen. Für jede Richtung der Elektronenpolarisation sind Speicher vorhanden, zwischen denen entsprechend der Polarisationsrichtung umgeschaltet wird. Bevor die am stärksten belastete Speicherzelle überläuft, wird der gesamte Speicher über einen Standardbus ausgelesen.

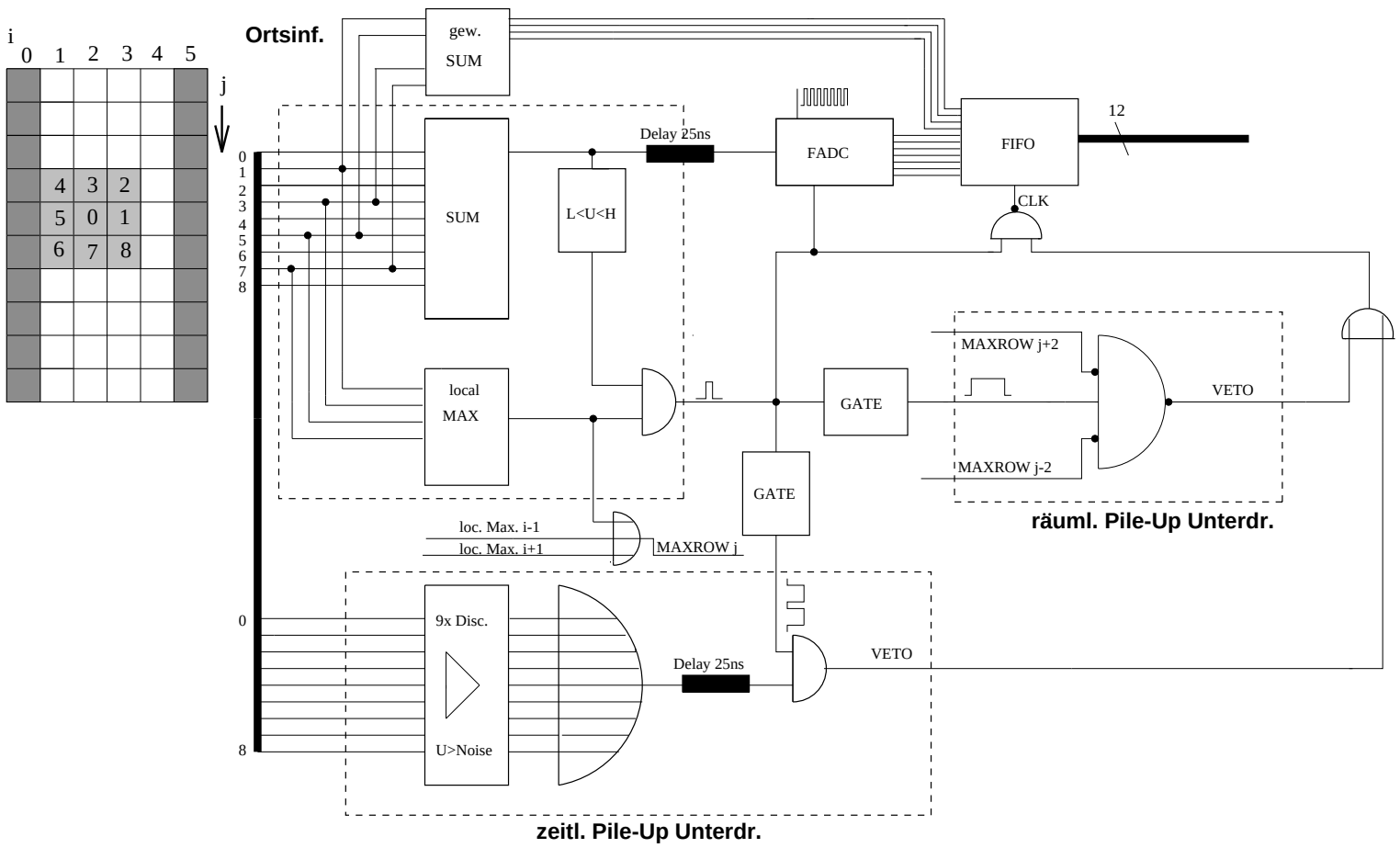


Fig. 5.3: Schaltbild der Ausleseelektronik. Nicht eingezeichnet sind die Pulsformung und der Speicher.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Einer der am Anfang zitierten Physikstudenten, der diese Arbeit bis hierher gelesen hat, wird zumindest eine Sache gelernt haben: Nicht nur die Nukleonen sind sehr kompliziert aufgebaut, sondern auch Experimente zur Untersuchung ihrer Struktur sind ein kompliziertes und viel Zeit in Anspruch nehmendes Unterfangen.

Ich habe gezeigt, daß das in Mainz geplante Experiment zur Messung des Formfaktors F_1^s mit Hilfe der paritätsverletzenden Elektron-Proton-Streuung durchführbar ist. Es wird den bisher experimentell völlig unbekannten Formfaktor mit einer absoluten Genauigkeit von $|\delta F_1^s| \approx 0.015$ festlegen. Die beste Methode für diese Messung am Mainzer Mikrotron ist der Nachweis der elastischen Streuung durch das Zählen einzelner gestreuter Elektronen. Dabei wird die elastische Streuung durch die Bestimmung der Energie und des Streuwinkels mit einem hochauflösenden Kalorimeter selektiert. Den auftretenden Untergrund von Teilchen aus anderen Reaktionen habe ich theoretisch und experimentell untersucht. Diese Daten sind die Grundlagen für ein Computerprogramm zur Simulation aller wesentlichen Detektoreigenschaften.

Das Ergebnis meiner Untersuchungen ist, daß bei einer Limitierung der Kosten auf ca. 2 Millionen DM der beste Detektor aus 4·77 Modulen zusammengesetzt ist. Er steht in einer Entfernung von 120 cm unter einem effektiven Laborstreuwinkel von 35° zum Target. Mit diesem Detektor wird der oben genannte Fehler für δF_1^s nach knapp 800 Stunden erreicht sein.

Die erste Wahl für das Kalorimetermaterial ist flüssiges Xenon. Bis Mitte 1995 soll die Eignung anhand eines in der Kollaboration A4 gebauten Testdetektors im Strahl bewiesen werden. Zur selben Zeit werden die Voruntersuchungen für das Target stattfinden. Im Jahre 1996 wird mit dem Bau des Xenon-Kalorimeters und des Wasserstoff-Targets begonnen werden. Im selben Jahr soll die Pulsform- und die Ausleseelektronik entwickelt werden. Voraussichtlich 1997 wird die Datenaufnahme für das Experiment beginnen.

A Programm: Møller-Mott-Streuung

```

      program mollmott
C
C von E. Heinen-Konschak 07.94
C
C berechnet Raten fuer Moller-Mott-Streuung, pro MeV und Steradian
C
      implicit real*8(a-z)
      real he,hthet,hz
      common/pawc/h(100000)
C
C einige Konstanten vorbesetzen
C
      degrad = 0.0174533
      deltaphi = 30.
      L_h2      = 10.                ! Laenge Wasserstoff (in cm)
      L_al      = 0.01              ! Laenge Alu (in cm)
      I         = 20.                ! Strom in mikroampere

      call hlimit(100000)            ! CERN-HBOOK Package initialisieren
      call hinit
C
C Schleife ueber die Energien der Mollerstreuung
C
      do 100,E=30.,500.,1.
          ZM = modif(E)              ! Moller Zaehlrate berechnen
C
C Umrechnung Energie --> Laborstreuwinkel
C
          th_moll = 2. * asin( sqrt( (855./E - 1.) * 0.0002988 ) )
C
C Schleife ueber die Detektorwinkel
C
          do 200,dth_lab=10.,60.,10.    ! Theta
              th_lab = dth_lab * degrad
              do 300,dphi=0.,330.,deltaphi    ! Phi
C
C Winkel der Mottstreuung in Radiant aus dem Detektorwinkel und
C dem Phiwinkel berechnen
C
                  th_mott = th_lab - th_moll * cos(dphi * degrad)
                  emott = e / 1000.          ! Energie von MeV in GeV
                  sig = sigma(th_mott,Emott)  ! Wirkungsq. der Mottstreuung
C
C die Zaehlrate ausrechnen, je nachdem ob die Moller-Streuung an Aluminium
C oder am Wasserstoff erfolgte die Zaehlrate der Mollergestreuten
C korrekt berechnen.

```

```

C      3.626E47 = N_A / Ladung e * Faktor wegen I in Mikroampere
C
      if (L_H2.gt.0.0) then          ! Moller an H2
        Z = ZM * SIG * deltaphi/360. * 3.626E47 * 0.071
        *   L_h2 * I * 1.E-6/1.6022E-19 *
        *   ( 0.5 * L_h2 * 0.071 + L_al * 13^2/27 * 2.7 )
      else                          ! Moller an Aluminium
        Z = ZM * SIG * deltaphi/360. * 3.626E47 * 0.071
        *   38. * .5 * 1.167 * 13./27. * L_al * I *
        *   1.E-6/1.6022E-19
        *   * ( 0.5 * L_h2 * 0.071 + L_al * 13^2/27 * 2.7 )
      endif
C
      he = snl(e)          ! Doppelte in einfache Genauigkeit fuer HBOOK
      hz = snl(z)          ! "
      hthet = snl(dth_lab)
      call hf2 (100,hthet,hE,hZ) ! in Histogramm eintragen
      if (hthet.eq.20.) call hf1 (120,hE,hZ) ! "
      if (hthet.eq.30.) call hf1 (130,hE,hZ)
      if (hthet.eq.40.) call hf1 (140,hE,hZ)
      if (hthet.eq.50.) call hf1 (150,hE,hZ)
      call hf1 (200,hthet,hz*10.)
300      continue          ! Schleife ueber Phi Winkel der Mollerstreuung
200      continue          ! Schleife ueber Thetalab des Detektors
100      continue          ! Schleife ueber E nach der Mollerstreuung

      call hrout (0,icycle,' ') ! Histogramme in File schreiben
      call hrend ('DATEN')      ! Ende von Hbook

      end                    ! Ende von Moll-Mott
C
c**** Funktionen          ****
C

c***** Moller WQ nach Particle Data Booklet S. 116
      real*8 function modif(T)
        implicit real*8(a-z)
        real*8 T

C          b2 = 0.999999642    ! 1 - 1/gamma^2
C
C      zaehlrate = 1/2 * 4 * pi * r_e^2 * m_e c^2 * 1/b^2 * 1/T^2* Luminositaet
C          = 2.5497E-25 / T^2 * Luminositaet

      modif = 2.5497E-25 / T**2
      end
C

```

```

C***** sigma = differentieller WQ
C
C der Einfachheit halber werden alle Formfaktoren = 1 gesetzt, und
C kein Unterschied zwischen Aluminium und Wasserstoff gemacht (der
C wird mit Z^2/A in der abschliessenden Berechnung der Zaehlrate
C beruecksichtigt.
C
      real*8 function sigma(thet,ein)
        implicit real*8(a-z)
        real*8 thet,ein

        m_p = 0.93828
        alpha = 1./137.
        theta = thet / 2.

        smott = alpha**2 * cos(theta)**2 /
*           (4*ein**2 * sin(theta)**4 *
*           (1+(2* ein / m_p) * sin(theta)**2 ))

        sigma = smott * 0.38938E-27    ! gev --> cm^2
      end
C
C Erzeugen der Histogramme
C
      subroutine hinit
        common/pawc/h(100000)

        call htitle ('MollerMott')
        call hropen (10,'DATEN','mollmott.his','N',8192,ISTAT)
        call hbook2 (100,'Mollermott',6,5.,65.,10,25.,525.,0.)
        call hbook1 (120,'20 grad',471,29.5,500.5,0.)
        call hbook1 (130,'30 grad',471,29.5,500.5,0.)
        call hbook1 (140,'40 grad',471,29.5,500.5,0.)
        call hbook1 (150,'50 grad',471,29.5,500.5,0.)
        call hbook1 (200,'Integral',6,5.,65.,0.)
      end

```

B Programm: „Pile up“-Wahrscheinlichkeit

```

program pileup
C
C von E. Heinen-Konschak, 08.94
C diese Programm berechnet die W'keit fuer Pile up bei verschiedenen
C Geometrien
C
real ran
external ran
real MU          ! Mittlere Teilchenzahl = mu
real verh        ! verhaeltnis totaler zu elastischer Rate
real P           ! Wkeit, dass n Teilchen den detektor treffen
real fak         ! Fakultaet von n
integer n        ! aktuelle Zahl auf detektor
integer zl,rl    ! Zeilen, Ringe des Detektors
integer detektor(15,3) ! Array fuer die gewuerfelten Ereignisse
C
C weiter Variabeln
C
real total
integer I,elastische,verl1,verl2,nrndm(2),ring(6),rin(6)
C
C Eingabe von mittlerer Rate in Pileup zeit (Xenon=40ns)
C
10 print *, 'Mittlere Teilchenzahl auf dem ganzen Detektor',
*      'in 2*Pileupzeit:'
read *, MU
print *, mu
print *, 'Verhaeltnis totaler zu elastischer rate:'
read *, verh
print *, verh
print *, 'Wieviele Zeilen?'
read *, ZL
print *, zl
print *, 'Wieviele Ringe?'
read *, RL
print *, rl
if (rl.gt.6) then
    print *, 'Fehler, nicht mehr als 6 Ringe!'
    print *, 'BYE'
    goto 9999
endif
C
C einige Initialisierungen
C
nrndm(1) = 0
nrndm(2) = 0

```

```

tot1 = 0.
tot2 = 0.

C
C   Schleife ueber die Trefferzahl in einer doppelten Pileupzeit
C   fuer Konvergenz reichen 10 - 11 Ereignisse aus, sicherheitshalber 12
C
do 100,n=0,12
C
    call fakultaet(n,fak)
C
C   Wahrscheinlichkeit fuer n Treffer in 2*Pileupzeit
C
    P = mu**n /fak * exp(-1.*mu)

    print *,n,' Treffer, P=',P
    if (n.lt.2) goto 100          ! kein Pile up moeglich

    elastische = 0
    verl1 = 0

    do 200,i=1,10000              ! i-Ereignisse von n-Treffern wuerfeln
        do 201,j=1,15
            detektor(j,1) = 0
            detektor(j,2) = 0
            detektor(j,3) = 0
201        continue

        do 300,j=1,n              ! wuerfel die n treffer
            detektor(j,2) = int(ran(nrndm(1))*zl)+1 ! Zeile
            if (ran(nrndm(1))*verh.le.1.) then      ! elastisch oder nicht
                detektor(j,3) = 1                  ! elastisch merken
                elastische = elastische + 1
            else
                detektor(j,3) = 0                  ! nicht elastisch
            endif
        enddo
    enddo
C
C   Wuerfeln der ungefaehren Theta-Winkel-Verteilung
C   Elastische und nicht elastische werden getrennt behandelt
C

3001    detektor(j,1) = int(ran(nrndm(1))*RL)
        if (detektor(j,3).eq.0) then                ! nicht elastisch
            if (detektor(j,1)/(2.*(float(rl)-1.))+
*              0.5.le.ran(nrndm(1))) goto 3001
        else                                         ! elastisch
            if (0.666**detektor(j,1).le.ran(nrndm(1)))
*              goto 3001

```



```

endif
C
C   Die Randelemente haben nur 70% vom Raumwinkel
C
      if ((detektor(j,1).eq.0 .or. detektor(j,1).eq.rl-1)
*         .and. 0.7 .le. ran(nrndm(1)) )
*         goto 3001
300      continue          ! Ende von Erzeugen des Trefferbildes
C
C   untersuchen, ob Pile up vorliegt, es interessieren nur elastische
C
      do 400,j=1,n-1
        do 500,k=j+1,n
          if (abs(detektor(j,2)-detektor(k,2)).le.2 .or.
*            abs(detektor(j,2)-detektor(k,2)).ge.zl-2) then
            if (abs(detektor(j,1)-detektor(k,1)).le.2) then
              if (detektor(j,3).ne.0) detektor(j,3)=-1    ! PileUp
              if (detektor(k,3).ne.0) detektor(k,3)=-1    ! PileUp
            endif
          endif
600      continue
400      continue
C
C   Zaehlen der verlorenen elastischen
C
      do 600,j=1,n
        if (detektor(j,3).lt.0) verl1 = verl1 +1
C
C   Fuer Test: Verteilung der elastischen und der uebrigen merken
C
      if (detektor(j,3).eq.0) ring(detektor(j,1)+1) =
*        ring(detektor(j,1)+1) + 1
      if (detektor(j,3).ne.0) rin(detektor(j,1)+1) =
*        rin(detektor(j,1)+1) + 1
600      continue
200      continue
C
C   aufsummieren der Verluste, beruecksichtigen, wie Wahrscheinlich diese
C   trefferzahl war
C
      tot1 = tot1 + P * float(verl1)/float(elastische)

100  continue
C
C   Fertig mit dieser Geometrie, Ausgabe der Ergebnisse:
C
      do 1001,i=1,6

```

```

1001    print *, 'in Ring ', i, ' --> ne ', ring(i), '  elas ', rin(i)

        print *, 'Summierte Wahrscheinlichkeit fuer Verlust von',
*          ' elastischem Elektron [%]= ', tot1*100.

        goto 10          ! evtl. neue Geometrie oder Rate
9999 continue
      end

```

```

C-----
      subroutine fakultaet (n,fak)
      integer n
      real fak

C
C   lokale Variabeln
C
      integer i

C
C   Berechnet Fakultaet fuer Poissonstatistik
C
      fak = 1.

      do 100,i=1,n
100    fak = fak * i

      return
      end

```

C MC-Simulation

Das Programm zur Simulation des Detektoraufbaus setzt einen Detektor aus einzelnen Modulen zusammen. Ein Beispiel ist in Abb. 4.2 gezeigt. Für die Form der Module ist eine projektive Geometrie gewählt. Die Breite der Module in der Streuebene wird deswegen in einer Tiefe von zwei Strahlungslängen, der Lage des Schauernmaximums, angegeben. Jeder Ring erhält eine individuelle Breite. Die Höhe aller Module ist gleich und wird automatisch so berechnet, daß eine ganze Zahl von Modulen den vollen azimuthalen Winkel bedeckt. Es wird der Wert, der am nächsten an der Breite des Ringes Nummer eins liegt, benutzt. Die Länge aller Module ist ebenfalls gleich und wird in der Parameterdatei angegeben.

Die Lage des Detektors ist durch den Winkel der Mitte des vordersten Moduls relativ zum Elektronenstrahl (ETMI) und dessen Entfernung zum Targetzentrum (EDTR) bestimmt. Die Form des Absorbers sowie eines evtl. einzubauenden Schildes wird mit dem GEANT-Objekt „PCON“ beschrieben. Die Details sind im Handbuch [Car93] beschrieben. Dies gilt ebenso für die Standardschalter von GEANT.

C.1 Parameterdatei

C.1.1 Erklärung der Schalter

% Name	Variable	Typ	Beschreibung
% % Beschreibung des Elektronendetektors %			
ISWIT(3)	I		= = 0 dann wall
ETMI	UTHMI2	R	Minimaler Winkel des Elektrondetektors, der maximale ist durch die Zahl der Module in einer Spalte und deren Breite gegeben
EDTR	UDT2R	R	Abstand des vordersten Rings(0) zum Zentrum des Targets
SPALTEN	USPALT	I	Spaltenzahl des Detektors
ECELL	UECELL	R(10)	Breite der Module, beginnend bei ETMI, die Zelle SPALTEN + 1 enthaelt die Laenge der Zellen
VERSE	VERSE	R	Verschiebung der Module mit groesserem Theta zum TARGET (Versatz)
% % Beschreibung des Shieldings %			
SH	USHPUT		1 = Shielding wird positioniert, 0=nein
SH1	USHLD1(23)		die erste Zahl gibt die Zahl der Parameter fuer PCON an, die 1+I gibt die I Parameter an, die letzte Zahl gibt die Position in MAIN an
SH1M	USH1MED	I	gibt die Materialnummer an 13=PB, 10=Fe, ..
SH2	USHLD2(23)		analog zu SH1
SH2M	USH2MED	I	gibt die Materialnummer an 13=PB, 10=Fe, ..

```

%
% Beschreibung des Absorbers vor dem Elektrondetektor
% dieser wird vor dem Shielding positioniert, also evtl. ueberlapp wird zu
%      Shielding !
%
ABSO      UABSO(23)      analog zu SH1
AB        UABPUT        1 = Shielding wird positioniert, 0=nein
%
%      Beschreibung des Targets
%
TARGET    UTARG      R      Targetlaenge
%
%      Allgemeine Angaben zum run
%
FILENR    UFINUM      I      Nummer der Ergebnisdatei (single.01,...,single.09)
UPRI      UPRINT      I      druckt diverse Debuginfo, wenn != 0
ISWIT (1)                > 1 Grafik (siehe ugeom)
ISWIT (2)                = 1 Ntuple erzeugen
ISWIT (5)                = 1 Texte im Ausdruck
META              I      Typ des Plotfiles (111=PS, 113=EPS)
DRAW      UTEXDRA      R(20) Text draw parameter (siehe UGEOM)
DRPA      UREAL        R(20) Draw parameter (siehe UGEOM)
VECU      UVECU        R(10) U-Koordinaten fuer Elektronenstrahl (siehe UGEOM)
VECV      UVECV        R(10) V-Koordinaten fuer Elektronenstrahl (siehe UGEOM)
SEEN      USEEN        I(20) Attribute der Objekte fuer malen (siehe routine UATT)
              (20)      Rahmen (ja=1)
              (19)      Elektronenstrahlpfeil + Text (ja=1)
STROM      USTROM      R      Strahlstrom in mikroampere

```

C.1.2 Beispiel

Als Beispiel für eine Parameterdatei gebe ich hier die Daten für die Simulation aus dem Kapitel 4.4 für die Anordnung von sechs Ringen in 100 cm Abstand unter einem Laborstreuwinkel von 35° an.

```

LIST
RUNG      200  2
TIME      1.  1.  0
TRIG      160000
RNDM      0 0
SWITCH    1 1 0 0 0 2 1 2 0 1
META      113
DRPA      5. 3. 1. 4. 0. 0.12 0.12 0. 5. 4.3
          150. 0. 0. 0. 90. 128. 90. 128. 8. 16.
DRAW      0.3 5. 1.9 11. 6. 15. 12.
          16. 9.6 15.3 10.3 14.7 11.  14. 11.4  13.3 12.  12.5 12.3
VECU      1. 4. 3.5 4. 3.5 2.3

```

```

VECV      3. 3. 3.3 3. 2.7 2.1

SH        0
SH1       12. 0. 360. 3. 0. 22. 22. 12.3 22. 30.6
          60. 22. 30.6 36.4 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0. 0.
SH1M      10
SH2       15. 0. 360. 4. 0. 35. 35. 6. 33.3 42.4
          10. 38.7 48. 16. 46.1 46.1 21.7 0. 0. 0. 0. 0.
SH2M      10

AB        1
ABSO      15. 0. 360. 4. 0. 41. 41. 13. 33.6 56.9
          22.3 27.9 50.5 39.9 38.8 38.8 28.2 0. 0. 0.
UPRI      1
ETMI      29.5
EDTR      100.
SPALTEN   6
VERSE     1.5
TARGET    10.
STROM     20.
FILENR    1
ECELL     4.1 5.4 5.4 5.4 5.4 4.1 36.4 0. 0. 0.
SEEN      1 1 1 1 1 1 1 0 0 1 1 1 0 0 0 0 0 0 1 0
MOTTCU    0.005
MULS      1
PFIS      1
MUNU      1
LOSS      2
PHOT      1
COMP      1
PAIR      1
BREM      1
RAYL      1
DRAY      1
ANNI      1
HADR      1
CUTS      0.0002 0.0002 0.002 0.002 0.002 0.002 0.002 0.002 0.002 0.002
END

```

C.2 Datenstruktur

Die Ergebnisse des Simulationsprogramms werden im Format eines HBOOK CWN Ntuples abgelegt [Bru94]. Die folgende Tabelle beschreibt die Datenstruktur. Für jedes getroffene Modul i wird die Nummer des Moduls in $\text{LNR}(i)$, die durch Ionisation verlorene Energie in $\text{UDE}(i)$ und die mittlere Zeit, die zwischen der Erzeugung am Vertex im Target und dem Eintreffen des Lichts aus Ionisation am Ende des Moduls vergeht, in $\text{UMT}(i)$ eingetragen. Dabei wird der Weg des Lichts nicht explizit verfolgt, sondern nur die Entfernung vom Ort des Energieverlustes bis zum Modulende berücksichtigt.

Name	Variablentyp	Wertebereich	Beschreibung
Header			
UTIME	R		Zeitpunkt der Erzeugung im Target
LTYPE	I	[1,20]	Teilchentyp: 1 elastisch gestreutes Elektron 2 inelastisch gestreutes Elektron 3 geladenes Pion 4 Photon aus π^0 -Zerfall 5 Møller-Mott-Elektron
UVERT	R(7)		Vertex: 1-3 X,Y,Z-Koordinaten 4-6 X,Y,Z-Anteile am Impuls 7 Impuls in GeV
UTOTDE	R(5)		Deponierte Energie [GeV] im: 1 Target 2 Absorber 3 Schild 1 4 Schild 2
Module			
LHITNR	I	[0,100]	Zahl der getroffenen Module
LNR	I(LHITNR)	[0,383]	Nummer des getroffenen Moduls
UDE	R(LHITNR)		Energiedeposition in Modul Nummer LNR
UMT	R(LHITNR)		Mittlere Zeit der Beobachtung des Energieverlustes in Modul Nummer LNR am Ende des Moduls

Literaturverzeichnis

- [Ada94] D. Adams, et al. 1994. „Measurement of the Spin Dependent Structure Function $g_1(x)$ of the Proton.“ *Phys. Lett. B* **329**, 399.
- [Ahr87] L.A. Ahrens, et al. 1987. „Measurement of neutrino-proton and antineutrino-proton elastic scattering.“ *Phys. Rev. D* **35**, 785.
- [Aki93] D. Y. Akimov, et al. 1993. „The influence of Xe doping on LKr scintillations.“ *Nucl. Instr. and Meth. A* **332**, 575.
- [Alt94] I.S. Altarev. 1994. *Memorandum*. St. Petersburg. Erhältlich bei AG v. Har-rach, Mainz.
- [And93] S. Anderson, et al. 1993. „Further Results on Cerium Fluoride Cry-stals.“ *Nucl. Instr. and Meth. A* **332**, 373.
- [Ash88] J. Ashman, et al. 1988. „A Measurement of the Spin Asymmetry and De-termination of the Structure Function $g_1(x)$ in Deep Inelastic Muon-Proton Scattering.“ *Phys. Lett. B* **206**, 364.
- [Bec90] D. H. Beck. 1990. „Experimental Determination of the Singlet Anomalous Moment of the Proton Using Longitudinally Polarized Electrons - SAM-PLÉ.“ *Parity Violation in Electron Scattering*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapur.
- [Bec91] D. H. Beck. 1991. *Measurement of the Flavour Singlet Charge Form Factor of the Proton, G_E^0* . CEBAF Proposal. Nummer PR-91-017.
- [Bec93] D. H. Beck. 1993. „Ground State Neutral Weak Currents of the Nucleon.“ Wird veröffentlicht in: *Proc. of the Elba Workshop on Electron Nucleus Scat-tering at Elba, Italy*.
- [Bru92] R. Brun. 1992. *PAW - Physics Analysis Workstation*. CERN, Genf.
- [Bru94] R. Brun, et al. 1994. *HBOOK - User Guide*. CERN, Genf.
- [Buy93] O.V. Buyanov, et al. 1993. *Beam Studies of EM-Calorimeter Prototype Built of $PbWO_4$ Crystals*. IHEP 93-144, Protvino.
- [Cah78] R.N. Cahn. 1978. „Polarized-electron-nucleon scattering in gauge theories of weak and electromagnetic interaction.“ *Phys. Rev. D* **17**, 1313.
- [Car93] F. Carminati. 1993. *GEANT - Detector Description and Simulation Tool*. CERN, Genf.
- [Che76] T. P. Cheng. 1976. „Zweig rule and the $\pi N\sigma$ term.“ *Phys. Rev. D* **13**, 2161.
- [Che93] M. Chen, et al. 1993. „Homogeneous scintillating LKr/Xe calorimeters.“ *Nucl. Instr. and Meth. A* **327**, 187.

- [Daf87] E. Dafni. 1987. „A Note on the Application of BaF₂ Scintillators to γ -Ray and Charged Particle Detection.“ *Nucl. Instr. and Meth.* **A 254**, 54.
- [Dag94] S. Dagoret, et al. 1994. „Performance Studies of Lead/Scintillating-Fibre Calorimeters in the 1 to 10 GeV Range.“ *Nucl. Instr. and Meth.* **A 346**, 137.
- [Dec92] R. Decker, et al. 1993. „Strangeness in the Nukleon.“ *Fortschr. Phys.* **41** 2, 87.
- [Don86] J. F. Donoghue, et al. 1986. „The Quark Content of the Proton.“ *Phys. Lett.* **B 168**, 105.
- [Dre94] D. Drechsel. 1994. Private Mitteilung.
- [Eyl93] D. Eyl. 1993. *Messung des Spintransfers in elastischer und quasielastischer Streuung polarisierter Elektronen in den Reaktionen $H(\vec{e}, e'p)$ und $D(\vec{e}, e'p)$* . Mainz, Dissertation.
- [Gal71] S. Galster, et al. 1971. „Elastic Electron-Deuteron Scattering and the Electric Neutron Form Factor at Four-Momentum Transfers $5 fm^{-2} < q^2 < 14 fm^{-2}$ “. *Nucl. Phys.* **B 32**, 221.
- [Gar93] G.T. Garvey, et al. 1993. „Determination of proton strange form factors from νp elastic scattering.“ *Phys. Rev.* **C 48**, 761.
- [Gas81] J. Gasser. 1981. „Hadron Masses and the Sigma Commutator in Light of Chiral Perturbation Theory.“ *Ann. Phys.* **136**, 62.
- [Gas94] J. Gasser, et al. 1994. „Sigma-term update.“ *Phys. Lett.* **B 329**, 358.
- [Hal84] F. Halzen, et al. 1984. *Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, New York
- [Har92] D. von Harrach. 1992. „A4.“ *Finanzierungsantrag 1993 – 1995, Sonderforschungsbereich 201, Mittelennergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung*.
- [Har93] D. von Harrach. 1993. *Proposal for an Experiment “Measurement of Parity Violating Electron Scattering on Hydrogen”*. MAMI Exp.-Nr. A4/1-93
- [Hat94] T. Hattemer. 1994. *Entwicklung eines Hochleistung-Wasserstoff-Targets für ein Paritätsexperiment*. Mainz, Diplomarbeit.
- [Hik92] K. Hikasa, et al. 1992. „Review of Particle Properties.“ *Phys. Rev.* **D 45** *Third Series*.
- [Hoe76] G. Hoehler, et al. 1976. „Analysis of Electromagnetic Nucleon Form Factors.“ *Nucl. Phys.* **B 114**, 505.

- [Hof93] H. Hofmann. 1993. *Entwicklung eines Xenon-Kalorimeters für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Diplomarbeit.
- [Jaf86] R. L. Jaffe, et al. 1986. „The Pattern of Chiral Symmetry Breaking and the Strange Quark Content of the Proton.“ *Comm. Nucl. Part. Phys.* **17** 3, 105.
- [Jaf89] R. L. Jaffe. 1989. „Stranger than Fiction: The Strangeness Radius and Magnetic Moment of the Nucleon.“ *Phys. Lett.* **B 229**, 275.
- [Jou90] D. Fritschi, et al. 1990. *Measurement of the Neutron Magnetic Form Factor*. MAMI Proposal. Nummer A1/3-90. Kontaktperson J. Jourdan.
- [Kor94] M. V. Korzhik, et al. 1994. *Spectroscopy and origin of radiating centers in PbWO₄ single crystal*. L.A.P.P. ,LAPP-EXP-94.01.
- [Kub82] S. Kubota, et al. 1982. „Liquid and Solid Argon, Krypton and Xenon Scintillators.“ *Nucl. Instr. and Meth.* **196**, 101.
- [Lam89] LAMPF Research Proposal. 1989. Experiment 1073, *Liquid Scintillator Neutrino Detector*. LA-UR-89-3764.
- [Lec93] P. Lecoq. 1993. „Results on New Scintillating Crystals from the “CRYSTAL CLEAR” Collaboration.“ *IEEE Trans. NS* **40**, 409.
- [Lig88] J.W. Lightbody, Jr. 1988. „Modelling single arm electron scattering and nucleon production from nuclei by GeV electrons.“ *Comp. in Phys.* **5**, 57.
- [Moj85] S. Mojewski, et al. 1985. „Radiation Damage Test of Barium Fluoride Scintillator.“ *Nucl. Instr. and Meth.* **A 241**, 76.
- [Mus88] G. Musiol, et al. 1988. *Kern- und Elementarteilchenphysik*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin.
- [Mus94a] M. J. Musolf, et al. 1994. „Stranger still: kaon loops and strange quark matrix elements of the nucleon.“ *Z. Phys.* **C 61**, 433.
- [Mus94b] M. J. Musolf, et al. 1994. „Intermediate-Energy Semileptonic Probes of the Hadronic Neutral Current.“ *Phys. Rep.* **239(1&2)**, 1.
- [Nap90] J. Napolitano. 1990. „Plans and Prospects for Electron Scattering Parity Violation.“ *Parity Violation in Electron Scattering*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd, Singapur.
- [Nat82] L.M. Nath, et al. 1982. „Parity violating effects in electroproduction of the delta (1232) by polarized electrons.“ *Phys. Rev.* **D25**, 2300.
- [Nov92] R. Novotny. 1992. „The BaF₂ Photon Spectrometer Taps.“ *Heavy Scintillators for Scientific and Industrial Applications*. Editions Frontieres, Gif-sur-Yvette Cedex, France.

- [Nov93] V. A. Novikov, et al. 1993. „On the electroweak one-loop corrections.“ *Nucl. Phys. B* **397**, 35.
- [Ott92] E.W. Otten. 1992. „A3.“ *Finanzierungsantrag 1993 – 1995, Sonderforschungsbereich 201, Mittelennergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung*.
- [Par91] N. W. Park, et al. 1991. „Electromagnetic, axial-vector, and strange currents in the Skyrme model: Effects of symmetry breaking.“ *Phys. Rev. D* **43**, 869.
- [Par92] N. W. Park, et al. 1991. „Static properties of baryons from SU(3) pseudoscalar vector meson lagrangian.“ *Nucl. Phys. A* **541**, 453.
- [Pea92] B. C. Pearce, et al. 1992. *Importance of the Meson Cloud to Hadron Structure*. IKP (Theorie), Forschungszentrum Jülich GmbH, KFA-IKP(TH)-1992-30.
- [Per91] D. H. Perkins. 1991. *Hochenergiephysik*. Addison-Wesley, Bonn.
- [Pha94] S. C. Phatak, et al. 1994. „The strangeness content of the nucleon.“ *Phys. Lett. B* **321**, 11.
- [Pre92] J. Pretz. 1992. *Untersuchung eines Bariumfluorid-Kalorimeters für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Mainz, Diplomarbeit.
- [Rei92] E. Reichert. 1992. „B2.“ *Finanzierungsantrag 1993 – 1995, Sonderforschungsbereich 201, Mittelennergiephysik mit elektromagnetischer Wechselwirkung*.
- [Rey74a] E. Reya, et al. 1974. „Neutral-Current Effects in Elastic Electron-Nucleon Scattering.“ *Phys. Rev. D* **10**, 952.
- [Rey74b] E. Reya. 1974. „Chiral symmetry breaking and meson-nucleon sigma commutators: A review.“ *Rev. Mod. Phys.* **46**, 545.
- [Seg92] J. Seguinot, et al. 1992. „Liquid xenon ionization and scintillation Studies for a totally active-vector electromagnetic calorimeter.“ *Nucl. Instr. and Meth. A* **323**, 583.
- [Sou91] P. Souder. 1991. *Parity Violation in Elastic Scattering from the Proton and ^4He* . CEBAF Proposal. Nummer PR-91-010.
- [Tes79] K. Tesch. 1979. „Data for Simple Estimates of Shielding Against Neutrons at Electron Accelerators.“ *Particle Accelerators* **9**, 201.
- [Tia83] L. Tiator. 1983. *Comp. Phys. Commun.* **28**, 265.
- [Vir92a] T.S. Virdee. 1992. „Performance and Limitations of Electromagnetic Calorimeters.“ *Calorimetry in High Energy Physics*. World Scientific Publishing Co., Singapore.

- [Vir92b] T.S. Virdee. 1992. „Observation of the UV Scintillation Light from High Energy Showers in Liquid Xenon.“ *Calorimetry in High Energy Physics*. World Scientific Publishing Co., Singapore.
- [Wak93] M. Wakamatsu. 1993. „Comparative analysis of the π N sigma term in two effective theories.“ *Phys. Lett. B* **300**, 152.
- [Wei74] S. Weinberg. 1974. „Recent Progress in the Gauge Theories of the Weak, Electromagnetic and Strong Interactions.“ *Rev. Mod. Phys.* **46**, 255.
- [Woo92] C.L. Woody, et al. 1992. *Progress Report on Radiation Damage Studies of BaF₂ for GEM at BNL*. Brookhaven National Laboratory, Upton, New York.

Ich danke Herrn Prof. Dr. D. von Harrach für die herausfordernde Aufgabenstellung und seine große Einsatzbereitschaft. Insbesondere bei Strahlzeiten verwandelten sein Kenntnissreichtum und sein Elan viele lange Nächte in kurzweilige Stunden.

Ich danke der ganzen Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. D. von Harrach für das gute Arbeitsklima. Mein besonderer Dank gilt Frau Dr. E.-M. Kabuß, durch ihre äußerst sachdienliche Kritik habe ich sehr viel gelernt.

Auch „meine“ Diplomanden J. Pretz, H. Hofmann und T. Hattemer haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Besonders die theoretischen Kenntnisse von J. Pretz und die handwerklichen Fertigkeiten von H. Hofmann haben mir manches erleichtert.

Danken will ich auch den vielen Mitarbeitern in dem Institut für Kernphysik, deren Einsatz eine Arbeit wie diese überhaupt erst ermöglicht. Stellvertretend für alle seien hier Herr Dr. R. Geiges, Frau D. Jacob und Herr K.H. Luzius genannt. Manche dringende Aufgabe haben sie bzw. ihre Mitarbeiter in unglaublich kurzer Zeit gelöst.

Eine sitzende Tätigkeit erfordert einen körperlichen Ausgleich, den bot mir in den letzten Jahren die Sportart „Ultimate Frisbee“. Herzlichen Dank an H. Hofmann, durch den ich „Ultimate Frisbee“ kennenlernte.

Nur in dieser Aufzählung steht meine Frau Anja an letzter Stelle. Ihr gilt mein ganz besonderer Dank. Sie begleitete mich nicht nur durch meine ganze Studienzeit, sondern sie war mir auch mit ihren Sprachkenntnissen jederzeit eine tatkräftige Hilfe.

Lebenslauf

Persönliche Daten: Eric Heinen-Konschak
Himbeerweg 5
65207 Wiesbaden–Naurod
geb. am 04.01.1964 in Teaneck, New Jersey, U.S.A.
deutsche und U.S.–amerikanische Staatsangehörigkeit
verheiratet

Schulausbildung: 1970 Grundschule in Kronberg–Schönberg
1971 – 1974 Grundschule in Kronberg–Oberhöchstadt
1974 – 1983 Altkönigsgymnasium in Kronberg
Abitur 05/1983

Hochschulausbildung: Studium der Physik
10/1983 – 09/1984 und 10/1986 – 09/1987 an
der J.–W.–Goethe–Universität in Frankfurt/M.
10/1987 – 12/1990 an der J.–Gutenberg–Universität
in Mainz

Ersatzdienst: 10/1984 – 05/1986, Kolpingwerk DV Limburg
in Frankfurt/M.

Promotion: 03/1995 Institut für Kernphysik,
J.–Gutenberg–Universität in Mainz

Mainz, den 11.04.1995

Eric Heinen-Konschak