

Untersuchung eines Bariumfluorid-Kalorimeters
für die Messung der paritätsverletzenden
Elektronenstreuung

Diplomarbeit
von
Jörg Pretz

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
November 1992

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theorie	3
2.1	Paritätsverletzung	3
2.2	Berechnung der Asymmetrie	4
2.3	Kinematisch günstigster Bereich der Messung	6
3	Anforderungen an den Detektor	14
3.1	Zählratenfestigkeit	14
3.2	Energie- und Ortsauflösung	14
3.3	Strahlenfestigkeit des Detektors	17
4	Der Detektor	19
4.1	Wahl des Detektors	19
4.2	Der Bariumfluorid(BaF_2)-Kristall	20
4.3	Photomultiplier und Spannungsteiler	23
5	Vorbereitende Messungen	25
5.1	Messungen mit Präparaten	25
5.2	Eichung der Detektoren mit Höhenstrahlung	29
6	Messung der Energie- und Ortsauflösung	32
6.1	Versuchsaufbau	32
6.2	Messung der Energieauflösung	35
6.3	Messung der Ortsauflösung	38
6.4	Untergrund	47
7	Zusammenfassung und Ausblick	54
A	Hyperon-Formfaktoren	55
B	Beitrag des axialen Formfaktors G_Z^3	56
C	Zusammenhang zwischen schwachen und elektromagnetischen Vektorformfaktoren	57

1 Einleitung

Die im Jahre 1991 neu gegründete Kollaboration A4 beschäftigt sich mit einem Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung. Dieses Experiment soll an dem, an der Universität Mainz zur Verfügung stehenden, 855 MeV-Elektronenbeschleuniger MAMI durchgeführt werden.

Die paritätsverletzende Elektronenstreuung kann Aufschluß über den Strange-Quark-Anteil im Proton geben. Zwar tragen die Nukleonen keine Netto-Strangeness ($S=0$), jedoch weiß man, daß in ihrem 'See' virtuelle $s\bar{s}$ -Paare enthalten sind. Räumliche Abweichungen von s und $\bar{s}$ -Verteilungen haben dann nicht verschwindende Beiträge zu den Formfaktoren zur Folge ([5], S.178).

Die Situation ist vergleichbar mit dem elektrischen Formfaktor des Neutrons. Zwar hat dieses keine Nettoladung ($Q=0$), jedoch können sich unterschiedlich geladene Konstituenten des Neutrons zur gleichen Zeit an verschiedenen Orten aufhalten. Dies führt zu einer Ladungsverteilung, die nicht überall verschwindet und somit auch einen nicht verschwindenden elektrischen Formfaktor ergibt.

Durch Streuung unpolarisierter Elektronen am Nukleon (p, n) kann man, bei Annahme von zwei Quarkflavours und der Isospinsymmetrie, die Beiträge des $u\bar{u}$ und $d\bar{d}$ -Quarks zu den Formfaktoren trennen.

Um den Beitrag der Strangeness im Nukleon zu untersuchen, benötigt man eine dritte unabhängige Messung. Man könnte annehmen, daß die Messung der Formfaktoren eines Hyperons im Baryonen-Oktett diese dritte Messung liefert. Im Anhang A wird gezeigt, daß dies nicht der Fall ist.

Neutrinos koppeln nicht an die Ladung, sondern an die Quarkflavours. Damit könnte die elastische Neutrino-Streuung die dritte unabhängige Messung liefern. Dies ist jedoch wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts experimentell schwierig.

Wie in Kapitel 2 erläutert wird, ist die paritätsverletzende Elektronenstreuung eine weitere Möglichkeit die Rolle des Strange-Quarks im Nukleon zu untersuchen. Hier wird ausgenutzt, daß das Elektron nicht nur durch die paritätserhaltende elektromagnetische Wechselwirkung an das Proton koppelt, sondern auch durch die paritätsverletzende schwache Wechselwirkung.

Das Experiment soll mit einem nicht magnetischen Ein-Arm-Detektor durchgeführt werden. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Bariumfluorid-Szintillationskristalle auf ihre Tauglichkeit als Detektormaterial getestet. Die Eigenschaften dieses Kristalls werden in Kapitel 4 beschrieben.

Es wurden die Energie- und Ortsauflösung gemessen. Außerdem stand eine Bleiglaswand zur Verfügung, um den Einfluß von niederenergetischem Untergrund zu studieren. Die Vermeidung dieses Untergrunds ist eine der wichtigsten Voraussetzungen für die Durchführbarkeit des Experiments.

2 Theorie

2.1 Paritätsverletzung

Der Paritätsoperator bewirkt eine Spiegelung des Koordinatensystems am Ursprung. Bis zur Mitte unseres Jahrhunderts war man davon überzeugt, daß alle Naturgesetze invariant unter einer solchen Transformation seien. Eine Verletzung der Parität zeichnet sich dadurch aus, daß ein Experiment und sein Spiegelbild zu verschiedenen Ergebnissen führen. Ein solcher Effekt wurde zum ersten Mal im Jahre 1957 von Wu beobachtet [26]: Die Spins von ^{60}Co -Kernen wurden in einem Magnetfeld bei tiefen Temperaturen ausgerichtet. Man beobachtete, daß Elektronen eines β -Zerfalls vorzugsweise entgegengesetzt zur Spinrichtung der ^{60}Co -Kerne emittiert wurden. Wäre die Parität erhalten, dürfte es keine Vorzugsrichtung geben ([13], S.58). Das Wu-Experiment zeigte, daß geladene schwache Ströme paritätsverletzend sind. Für schwache neutrale Ströme wurde dies zum ersten Mal mit dem SLAC-Experiment ([19], [2], S.11) durch tief inelastische Elektronenstreuung an Deuterium und am Proton nachgewiesen.

Bei dem Experiment der A4-Kollaboration werden polarisierte Elektronen elastisch an unpolarisierten, ruhenden Protonen gestreut. Auf der linken Seite

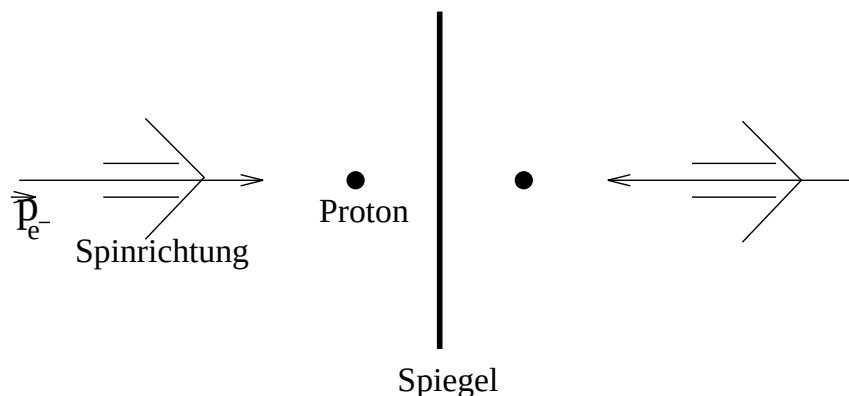


Abbildung 1: Erläuterung zur Paritätsverletzung

von Abb. 1 trifft ein in Strahlrichtung polarisiertes Elektron auf ein ruhendes Proton. Das 'gespiegelte' Experiment ist auf der rechten Seite zu sehen: Das Elektron dreht seinen Impuls um. Die Spinrichtung ändert sich jedoch nicht, da der Spin ein axialer Vektor ist.

Um also das Experiment und sein Spiegelbild durchzuführen, muß nur der Spin des Elektrons umgeklappt werden. Aufgrund der Paritätsverletzung erwartet man für beide Fälle (Spin in Strahlrichtung, Spin entgegen Strahlrichtung) verschiedene Ergebnisse, sprich verschiedene Wirkungsquerschnitte.

Die Differenz der beiden Wirkungsquerschnitte ist im wesentlichen die Meßgröße des Experiments. Man definiert die Asymmetrie:

$$A = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{d\sigma^+ + d\sigma^-}, \quad (1)$$

wobei $d\sigma^+$ der Wirkungsquerschnitt für Spin in Strahlrichtung und $d\sigma^-$ der Wirkungsquerschnitt für Spin entgegen Strahlrichtung ist.

2.2 Berechnung der Asymmetrie

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie man aus der in 2.1 definierten Asymmetrie Rückschlüsse auf die Rolle der Strangeness im Nukleon ziehen kann. Dazu wird ein Ausdruck hergeleitet, der die Asymmetrie als Funktion der Nukleon-Formfaktoren und verschiedener kinematischer Größen beschreibt.

Ein Elektron kann nicht nur elektromagnetisch mit dem Proton wechselwirken, sondern auch schwach durch den Austausch eines Z^0 -Bosons. Der Wirkungsquerschnitt der elastischen $\bar{e}p$ -Streuung berechnet sich dann aus den in Abb. 2 dargestellten Feynman-Graphen.

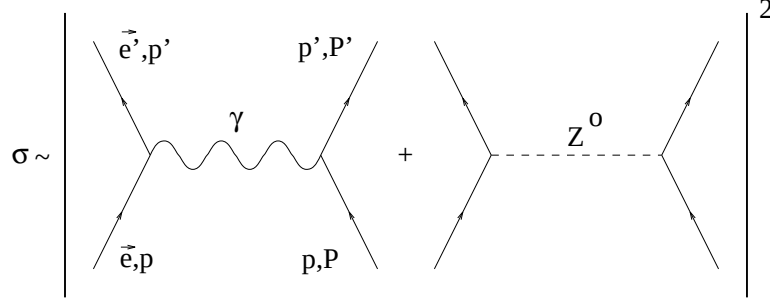


Abbildung 2: Feynman-Graphen zum γ und Z^0 -Austausch

Um diese beiden Graphen zu berechnen, muß man die an den Vertices eingehenden Ströme der beteiligten Teilchen kennen. Da das Elektron keine innere Struktur hat, ist der leptonische Strom einfach durch

$$\langle e', p' | j_\mu^\gamma(0) | e, p \rangle = -\bar{u}(p')\gamma_\mu u(p),$$

für den γ -Austausch, und durch

$$\langle e', p' | j_\mu^Z(0) | e, p \rangle = \bar{u}(p')\left[-\frac{1}{4}\gamma_\mu(1 - \gamma_5) + \gamma_\mu \sin^2\Theta_W\right]u(p),$$

für den Z_0 -Austausch, gegeben, wobei u und $\bar{u}$ die Diracspinoren des Elektrons sind. Θ_W ist der Weinbergwinkel.

Aufgrund der inneren Struktur des Protons ist der Ausdruck für den hadronischen Strom komplexer. Die Abweichung des Protons von der Form eines Punktteilchens wird durch Formfaktoren beschrieben. Für die paritätserhaltende elektromagnetische Wechselwirkung erhält man, unter Benutzung der Lorentzinvarianz, 3 unabhängige Formfaktoren $F_1^\gamma, F_2^\gamma, F_3^{\gamma\ 1}$, die nur vom Impulsübertrag $q^2 = (p - p')^2 = (P - P')^2$ abhängen:

$$\begin{aligned} & \langle p', P' | J_\mu^\gamma(0) | p, P \rangle \\ &= \bar{u}(P')[F_1^\gamma(q^2)\gamma_\mu + F_2^\gamma(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu + F_3^\gamma(q^2)q_\mu]u(P) \quad . \end{aligned}$$

Da der elektromagnetische Strom erhalten ist, verschwindet F_3^γ , d.h.

$$F_3^\gamma(q^2) = 0 \quad \forall q^2.$$

¹Bei allen Formfaktoren, die sich auf das Proton beziehen, wird der Index *Proton* weggelassen.

Die schwache Wechselwirkung ist paritätsverletzend. Dadurch können maximal 6 Formfaktoren auftreten, 3 Vektor-Formfaktoren und 3 axiale Formfaktoren:

$$\begin{aligned} & \langle p', P' | J_\mu^{Z,vektor}(0) | p, P \rangle \\ &= \bar{u}(P') [F_1^Z(q^2) \gamma_\mu + F_2^Z(q^2) \sigma_{\mu\nu} \gamma^\nu + F_3^Z(q^2) q_\mu] u(P), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \langle p', P' | J_\mu^{Z,axial}(0) | p, P \rangle \\ &= \bar{u}(P') [G_1^Z(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 + G_2^Z(q^2) \sigma_{\mu\nu} \gamma^\nu \gamma_5 + G_3^Z(q^2) \gamma_5 q_\mu] u(P) \quad . \end{aligned}$$

Mit der Annahme, daß, wenn der elektromagnetische Strom erhalten ist, auch der Vektoranteil des schwachen Stroms erhalten ist, erhält man $F_3^Z \equiv 0$. Diese Annahme wird als *conserved vector current* (CVC)-Hypothese bezeichnet.

Unter der Voraussetzung, daß die starke Wechselwirkung invariant unter der G -Parität² ist, verschwindet der zweite axiale Formfaktor G_2^Z ([4], S.27, [20], S.397). G_3^Z trägt bei Vernachlässigung der Elektronenmasse nicht zum Wirkungsquerschnitt bei (s. Anhang B). Aus der Zeitumkehrinvarianz kann man noch folgern, daß alle Formfaktoren reell sind.

Es verbleiben also 5 Formfaktoren:

$$F_1^\gamma, F_2^\gamma, F_1^Z, F_2^Z \quad \text{und} \quad G_1^Z.$$

Lineararkombinationen von $F_1^{\gamma,Z}, F_2^{\gamma,Z}$ ergeben die bekannten Sachsformfaktoren

$$G_E^{\gamma,Z} = F_1^{\gamma,Z} - \tau F_2^{\gamma,Z}, \quad (2)$$

$$G_M^{\gamma,Z} = F_1^{\gamma,Z} + F_2^{\gamma,Z}, \quad (3)$$

$$\text{mit } \tau = \frac{-q^2}{4m_p^2}, \quad m_p : \text{Protonenmasse.}$$

Die Asymmetrie läßt sich nun als Funktion dieser Formfaktoren folgendermaßen schreiben ([2], S.92):

$$A = \frac{-G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{[\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z - \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2\Theta_W)\sqrt{1-\epsilon^2}\sqrt{\tau(1+\tau)}G_M^\gamma G_1^Z]}{\epsilon(G_E^\gamma)^2 + \tau(G_M^\gamma)^2}, \quad (4)$$

mit

- $Q^2 = -q^2 > 0$
- $G_F = (1,16639 \pm 0,00002) \cdot 10^{-5} GeV^{-2}$ [18]
- $\tau = \frac{Q^2}{4m_p^2}$
- $\epsilon^{-1} = 1 + 2(1 + \tau)\tan^2(\frac{\vartheta}{2})$, wobei ϑ der Elektronenstreuwinkel im Laborsystem ist
- $\sin^2\Theta_W = 0,2325 \pm 0,0008$ [18]

² $G = CR_y$, mit C : Operator der Ladungskonjugation und R_y : Drehung um π um die y-Achse des Isospinraums

- $\alpha = 137,036^{-1}$

Die fünf verbleibenden Formfaktoren sind jedoch nicht unabhängig voneinander. Das Standardmodell liefert einen Zusammenhang zwischen den elektromagnetischen und schwachen Vektorformfaktoren. Mit Hilfe des Quark-Parton-Modells (QPM) und der zusätzlichen Annahme der Isospin-Invarianz für Proton und Neutron, erhält man dann ([2],S.93):

$$G_E^Z(q^2) = \left(\frac{1}{4} - \sin^2\Theta_W\right)G_E^\gamma(q^2) - \frac{1}{4}G_E^{\gamma,n}(q^2) - \frac{1}{4}G_E^s(q^2), \quad (5)$$

$$G_M^Z(q^2) = \left(\frac{1}{4} - \sin^2\Theta_W\right)G_M^\gamma(q^2) - \frac{1}{4}G_M^{\gamma,n}(q^2) - \frac{1}{4}G_M^s(q^2). \quad (6)$$

Die Herleitung dieser Gleichungen wird in Anhang C gezeigt. Hier tritt zum ersten Mal der gesuchte magnetische bzw. elektrische Beitrag $G_{E,M}^s$ des Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Protons auf. $G_{E,M}^{\gamma,n}$ sind die entsprechenden Formfaktoren des Neutrons. $G_E^{\gamma,n}$ ist derzeit nicht gut bekannt und soll an MAMI durch die A3-Kollaboration gemessen werden. Mit dem Ergebnis dieser Messung und der Kenntnis von $G_M^{\gamma,n}$ und $G_{E,M}^\gamma$, die sich durch Dipolansätze beschreiben lassen, verbleiben in (4) noch drei unbekannte, unabhängige Formfaktoren G_E^s, G_M^s, G_1^Z .

Durch Messungen bei verschiedenen Streuwinkeln ϑ , aber konstantem Q^2 , d.h. bei verschiedenen Strahlenergien, ist im Prinzip eine Bestimmung der verschiedenen Formfaktoren durch eine Rosenbluthseparation möglich.

Unter Vorwärtswinkeln und bei kleinen Impulsüberträgen ist wegen $\tau \ll \epsilon$ jedoch der elektrische Formfaktor G_E^s , der mit diesem Experiment bestimmt werden soll, dominierend. Experimente unter Rückwärtswinkeln, die auf den magnetischen Formfaktor G_M^s sensitiv sind, sollen z.B. am MIT-Bates durchgeführt werden ([2],S.78).

G_1^Z kann man aus dem β -Zerfall des Neutrons und aus Hyperonzerfällen bestimmen ([5],S.183). Diese Größe ist jedoch nur auf 10% genau bekannt. Dieser Beitrag kann wegen $(1 - 4\sin^2\Theta_W)=0.07$ bei entsprechender Kinematik (d.h. Vorwärtswinkel $\Rightarrow \epsilon \approx 1$ und kleinen $Q^2 \Rightarrow \tau \approx 0$) vernachlässigt werden.

Abb. 3 zeigt die Asymmetrie als Funktion von ϑ für eine Elektroneneinschussenergie von 855 MeV ohne Strangenessbeitrag. Für $G_E^{\gamma,n}$ wurde folgende Parametrisierung von Galster benutzt [7]:

$$G_E^{\gamma,n} = \frac{-\tau\mu_n}{1 + 5,6\tau} \left(\frac{1}{1 - q^2/m_V^2} \right)^2, \text{ mit } m_V = 0,84 \text{ MeV}.$$

2.3 Kinematisch günstigster Bereich der Messung

Bei welchem Streuwinkel ϑ kann man die Asymmetrie A , bei gegebener Meßzeit, mit der höchsten statistischen Genauigkeit messen? Wo ist also der relative Fehler $\frac{\delta A}{A}$ am kleinsten?

Da der Wirkungsquerschnitt $d\sigma^\pm$ proportional zur Anzahl der gezählten Ereignisse $N^\pm$ ist, gilt:

$$A = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \Rightarrow \delta A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial N_+} \delta N_+ \right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N_-} \delta N_- \right)^2$$

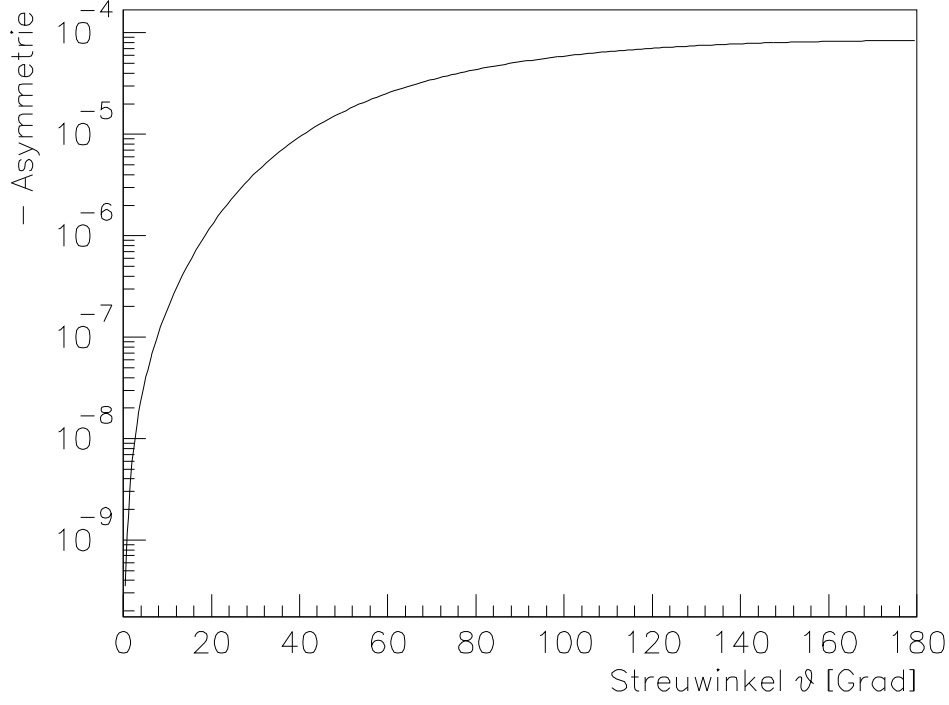


Abbildung 3: Asymmetrie

$$\begin{aligned}
& \text{mit } N_+ \approx N_- =: N \quad \text{und} \quad \delta N_+ \approx \delta N_- =: \delta N \\
& \Rightarrow \delta A^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{N^2} \delta N^2 \quad \text{mit} \quad \delta N = \sqrt{N} \\
& \Rightarrow \left(\frac{\delta A}{A} \right)^2 = \frac{1}{2NA^2} \sim \left(A^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{-1}.
\end{aligned} \tag{7}$$

Den Kehrwert dieses letzten Ausdrucks bezeichnet man als Gütefaktor oder *figure of merit* (FOM).

$$FOM(\vartheta) := \frac{d\sigma}{d\Omega}(\vartheta) A(\vartheta)^2$$

Ihr Maximum ergibt den optimalen Streuwinkel bei alleiniger Berücksichtigung des statistischen Fehlers.

Um jedoch ein bestimmtes Modell für G_E^s zu testen, liegt der optimale Winkel bei dem Minimum der Größe

$$\left(\frac{\delta G_E^s}{G_E^s} \right)^2.$$

Da die Asymmetrie A linear von G_E^s abhängt, gilt:

$$\left(\frac{\delta G_E^s}{G_E^s} \right)^2 = \left(\frac{\delta(A_{G_E^s} - A_0)}{(A_{G_E^s} - A_0)} \right)^2 = \frac{\delta A_{G_E^s}^2 + \delta A_0^2}{(A_{G_E^s} - A_0)^2} = \frac{\delta A_{G_E^s}^2}{(A_{G_E^s} - A_0)^2} + \frac{\delta A_0^2}{(A_{G_E^s} - A_0)^2}, \tag{8}$$

mit $A_{G_E^s}$: Asymmetrie mit Modellvoraussage für G_E^s und $G_M^s = 0$,

A_0 : Asymmetrie ohne Strange-Beitrag.

Der zweite Term verschwindet, wenn man alle in A_0 vorkommenden Größen exakt kennt. Die Auswirkung eines zehnprozentigen Fehlers, für die am wenigsten bekannten Formfaktoren G_1^Z , $G_E^{\gamma,n}$ und $G_M^{\gamma,n}$, auf A_0 zeigt Abb. 4. Hieran erkennt man, daß insbesondere der magnetische Formfaktor des Neutrons $G_M^{\gamma,n}$ auf $\approx 1\%$ bestimmt werden muß, um den Gesamtfehler $\delta A_0/A_0$ auf $\approx 3\%$ zu reduzieren. Im folgenden soll hier $\delta A_0 = 0$ angenommen werden.

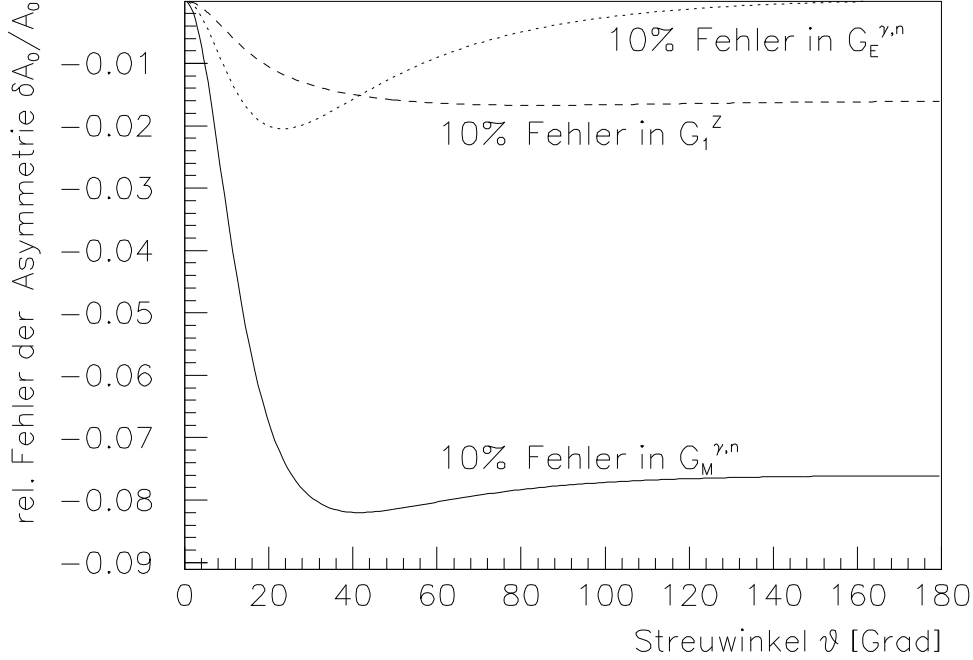


Abbildung 4: relative Fehler der Asymmetrie

Die zum Kehrwert des ersten Terms von (8) proportionale Größe

$$FOM' := (A_{G_E^s} - A_0)^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}$$

bezeichnet man als modifizierten Gütefaktor(FOM'). Abb. 6 zeigt diesen für drei Modelle von Jaffe [8]. Die entsprechenden Modellvoraussagen für G_E^s sind in Abb. 7 zu sehen. Bei $Q^2 = 0$ verschwindet G_E^s für alle Modelle. Dies spiegelt die schon in der Einleitung erwähnte Tatsache wieder, daß das Proton keine Netto-Strangenness hat. Man erkennt, daß das Maximum der FOM' , unabhängig von der Modellvoraussage, etwa bei 35° liegt. Dies entspricht einem Q^2 von $0,23 \text{ GeV}^2$. In den Abbildungen 8 und 9 ist das gleiche für G_M^s zu sehen. $G_M^s(0)$ verschwindet nicht, was bedeutet, daß das Modell einen nicht verschwindenden Beitrag des Strange-Quarks zum magnetischen Moment des Protons voraussagt ($G_M^s(0) = \mu_s$). Das Maximum von FOM' liegt hier, je nach Modell, zwischen 60 und 70° . Die Abbildungen 10 und 11 zeigen schließlich noch die Empfindlichkeit auf die Dirac- bzw. Pauli-Formfaktoren F_1^s bzw. F_2^s , die mit G_E^s und G_M^s durch die Gleichungen (2) und (3) zusammenhängen.

In Abb. 5 ist die relative Änderung $(A_{Modell} - A_0)/A_{Modell}$ für die drei Modelle gezeigt. A_{Modell} ist die Asymmetrie mit einer Modellvoraussage für G_E^s und G_M^s .

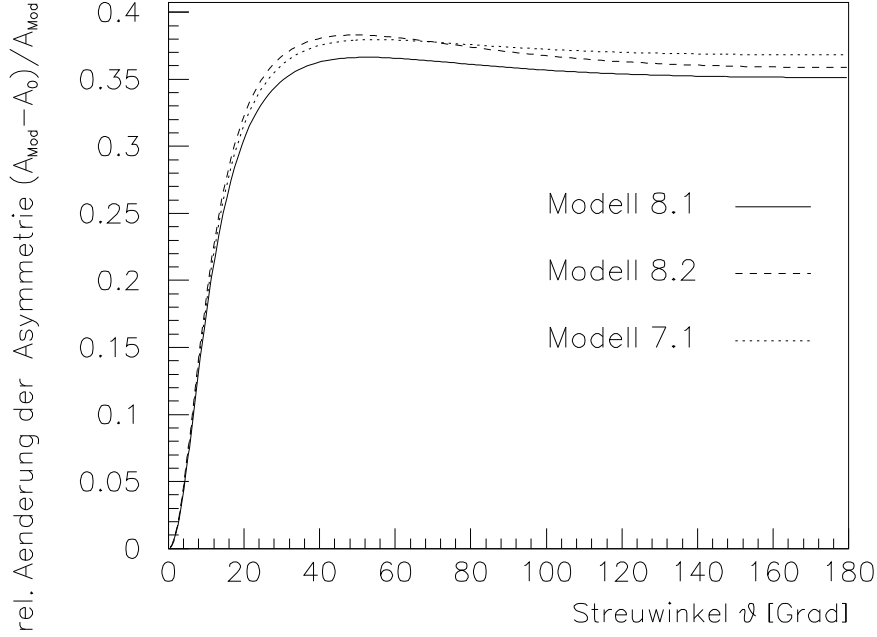


Abbildung 5: relative Änderung der Asymmetrie

Die Modelle von Jaffe sagen eine Änderung der Asymmetrie von $\approx 35\%$ bei $\vartheta = 35^\circ$ voraus. Andere Modelle, wie z.B. das Skyrme-Modell [16], sagen einen kleineren Effekt voraus. Um einen Beitrag des Strange-Quarks zur Asymmetrie von 20% auf 4σ zu sichern, darf der relative Fehler $\delta A/A$ maximal $1/4 \cdot 0,2 = 5\%$ betragen. Bei einem angenommenen systematischen Fehler von 4% erfordert dies eine statistische Genauigkeit von 3% für A .

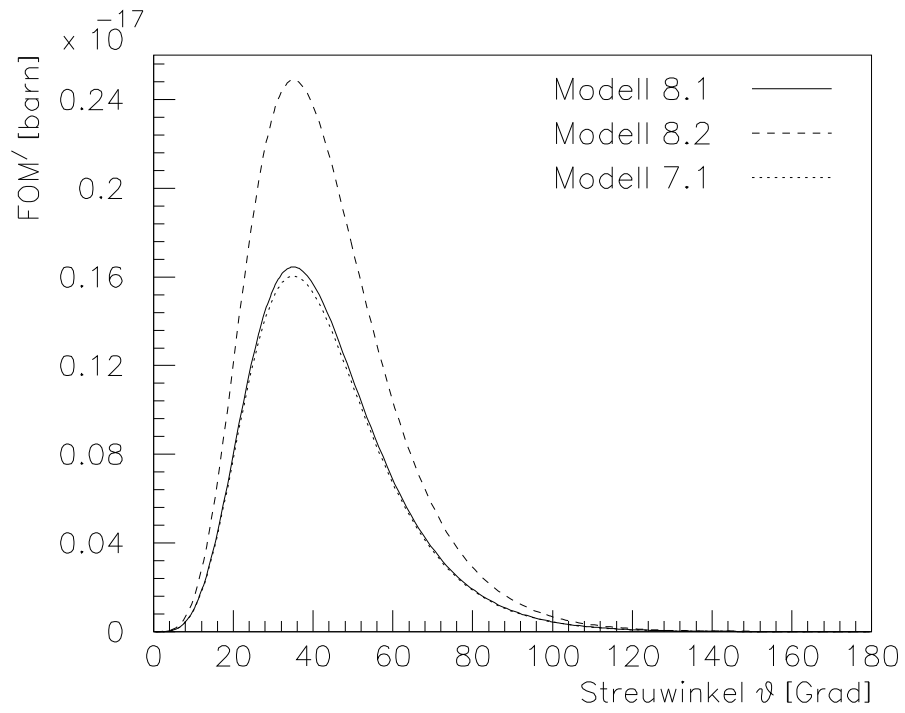


Abbildung 6: Mod. Gütefaktor (FOM') für verschiedene Modelle von G_E^s

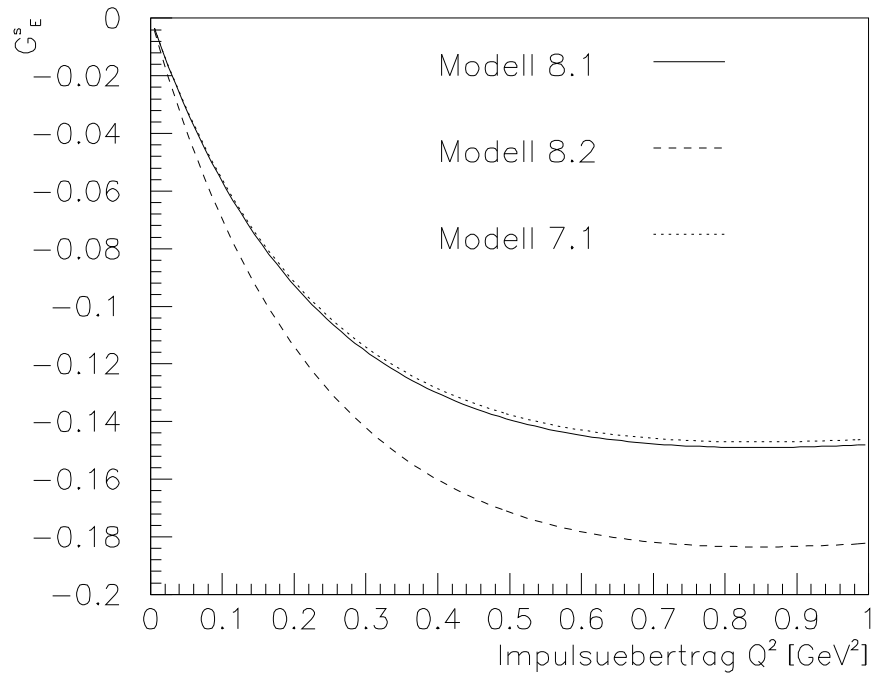


Abbildung 7: Jaffes Modellvoraussagen für G_E^s

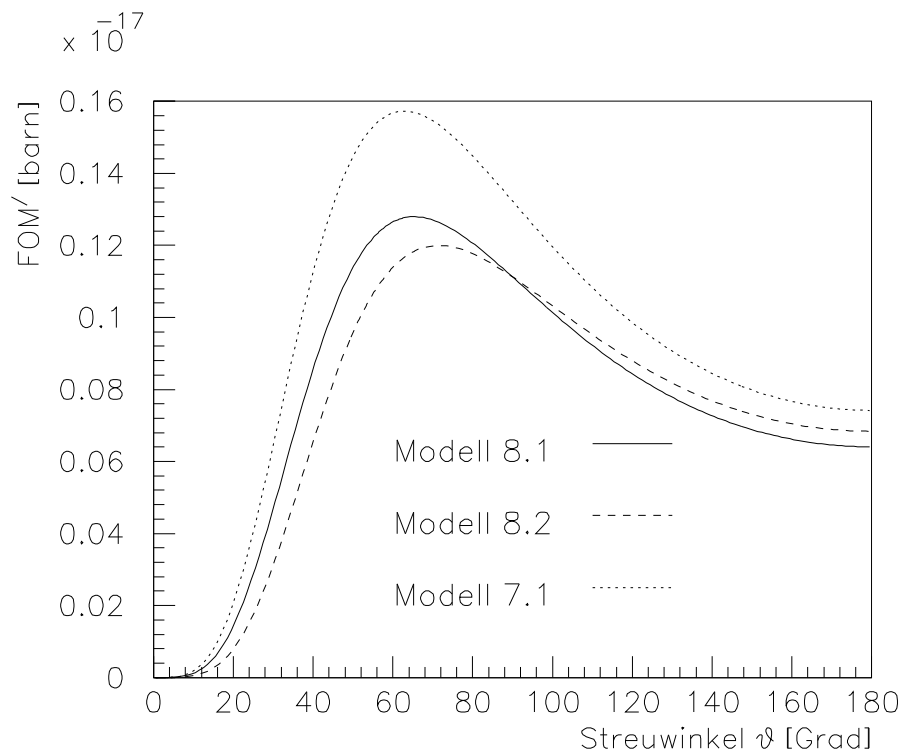


Abbildung 8: Mod. Gütefaktor (FOM') für verschiedene Modelle von G_M^s

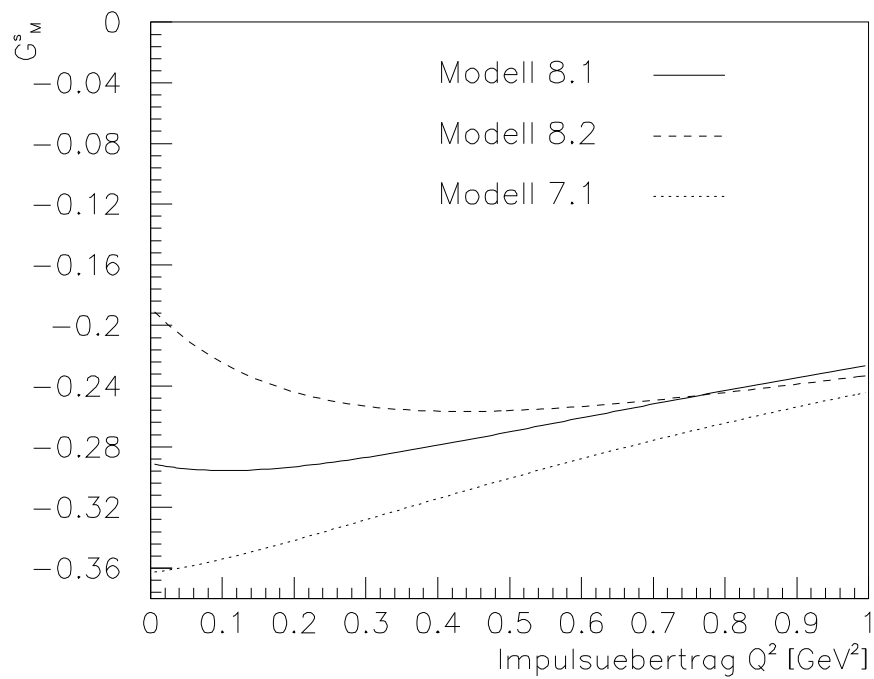


Abbildung 9: Jaffes Modellvoraussagen für G_M^s

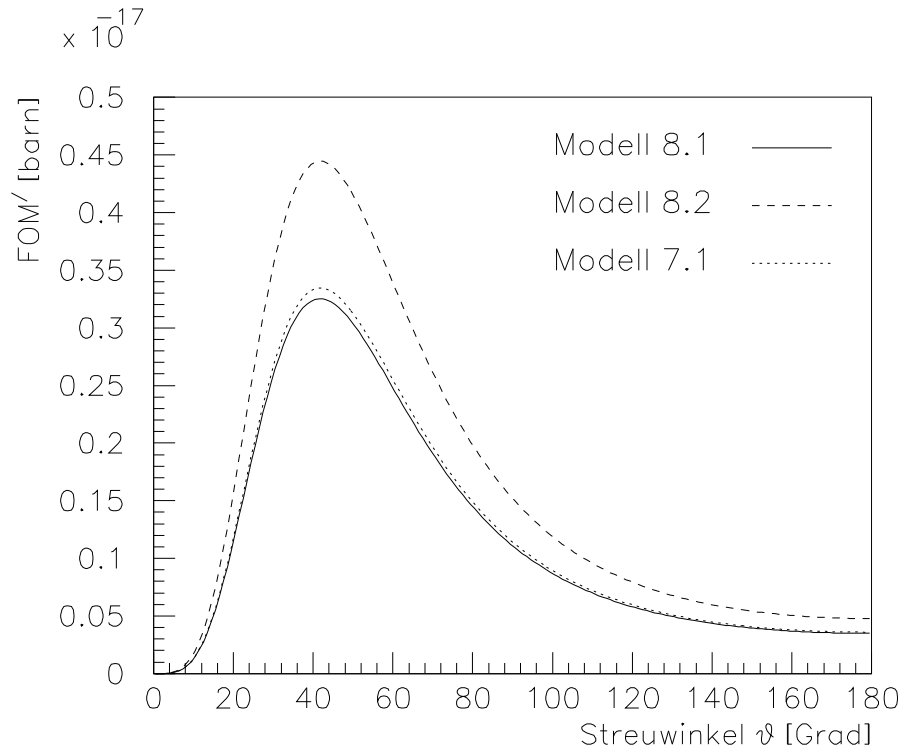


Abbildung 10: Mod. Gütefaktor (FOM') für verschiedene Modelle von F_1^s

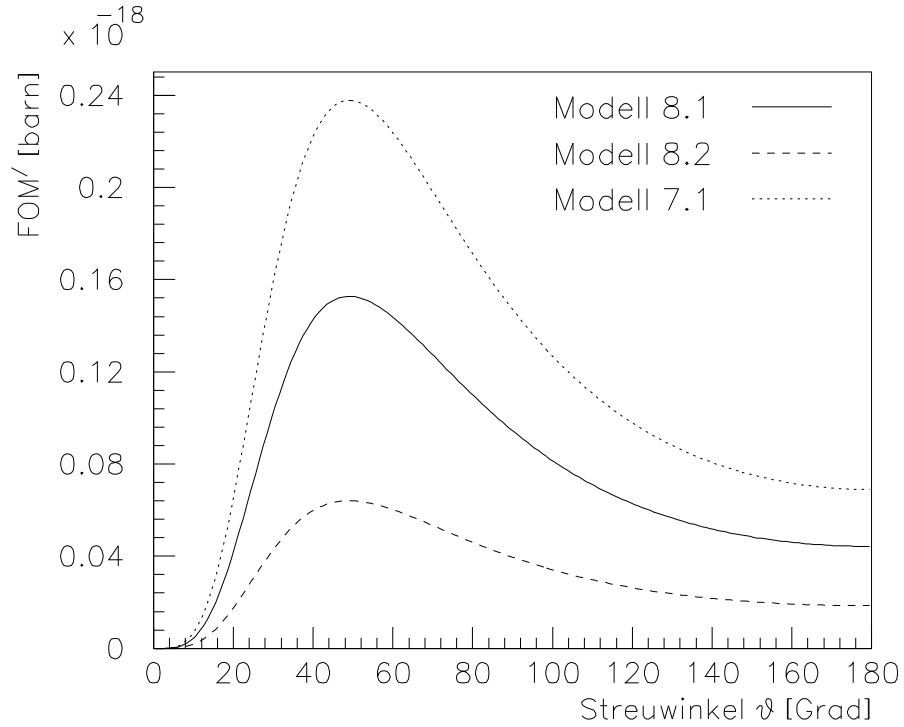


Abbildung 11: Mod. Gütefaktor (FOM') für verschiedene Modelle von F_2^s

3 Anforderungen an den Detektor

3.1 Zählratenfestigkeit

Wieviele Ereignisse muß man zählen, um die geforderte Genauigkeit zu erreichen? Wie man aus Abb. (3) erkennt, beträgt die Asymmetrie bei $35^\circ \approx -6,5 \cdot 10^{-6}$. Dieser Wert muß noch mit 0,8 multipliziert werden, wenn man eine Elektronenquelle voraussetzt, die einen Polarisationsgrad von 80% liefert ([5],S.188). Soll A nun mit einem statistischen Fehler von 3% bestimmt werden, so folgt mit Gleichung (7)

$$\left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 = \frac{1}{2NA^2} = (3\%)^2,$$

für die Gesamtzahl der Ereignisse $2N = N_+ + N_- \approx 4 \cdot 10^{13}$. Bei 1000 h Meßzeit erfordert dies eine Zählrate von $1 \cdot 10^7 1/s$! Die Verarbeitung einer derart hohen Zählrate ist eine erste Anforderung an den Detektor.

Welche Steigerung dies gegenüber dem Beginn unseres Jahrhunderts bedeutet, zeigt der folgende Bericht von Mark Oliphant :

When I [Oliphant,1927] arrived in Cambridge, Rutherford and Chadwick were still working together on the desintegration of light nuclei by bombardement with alpha-particles. They used a zinc-sulphide scintillation screen and microscope of high light gathering power to detect the product protons, working with dark-adapted eyes in an underground laboratory ...

... Chadwick has written to me: 'The normal procedure was for an observer to count for one minute (sometimes less), being then relieved by another observer, and each observer might have up to 20 periods of one minute each during an experiment. The total duration of an experiment was limited by the decay of the active desposit source, as well as by the fatigue of the observer.' [21]

Um eine solch hohe Zählrate bei einem Strahlstrom von $I \approx 50\mu A$ überhaupt zu erreichen, ist die Verwendung eines ausgedehnten Targets notwendig. Benutzt man ein Flüssigwasserstoff-Target der Länge $l = 10cm$ mit einer Dichte $\rho = 0,071g/cm^3$, so erhält man unter $\vartheta = 35^\circ$ und einem Detektor, der einen Raumwinkel von $d\Omega = 0,25sr$ abdeckt, eine Zählrate

$$Z = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \cdot L \approx 1 \cdot 10^7 \frac{1}{s},$$

$$\text{mit der Luminosität } L = \rho \cdot l \cdot \frac{1}{m_p} \frac{I}{e} = 1,33 \cdot 10^{38} \frac{1}{cm^2 s},$$

m_p : Protonmasse, e: Elementarladung,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(35^\circ) = 3,2 \cdot 10^{-7} \frac{barn}{sr}.$$

3.2 Energie- und Ortsauflösung

Durch die Ausdehnung des Targets tritt ein zusätzliches Problem auf. Mit der Kenntnis des Auftrefforts des Elektrons auf dem Detektor kennt man nicht mehr

den Streuwinkel, wie dies bei einem Punkttarget der Fall wäre. Der Fehler in der Winkelbestimmung liegt, bei der in Abb. 12 gezeigten Geometrie, bei $\delta\vartheta_{Target} = (36,6^\circ - 33,4^\circ)/\sqrt{12} \approx 0,9^\circ$ ³.

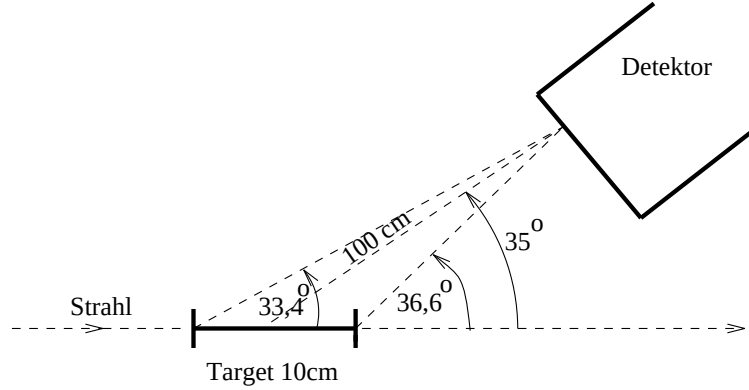


Abbildung 12: Winkelunschärfe durch ausgedehntes Target

Wenn man den Auftreffort des Elektrons auf den Detektor auf 1 cm genau bestimmen kann, resultiert daraus nochmals eine Winkelunschärfe von $\delta\vartheta_{Det.} \approx 0,6^\circ$. Daraus ergibt sich eine resultierende Winkelunschärfe von $1,1^\circ$. Es soll nun diskutiert werden, welche Forderung an die Energieauflösung durch diese Winkelunschärfe gestellt werden muß.

Da nur elastische Formfaktoren gemessen werden sollen, müssen die inelastischen Ereignisse von den elastischen getrennt werden. Abb. 13 zeigt den Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^- + p \rightarrow e^- + X$ (X: unbeobachtetes hadronisches System) bei $\vartheta = 35^\circ$ und fester Einschußenergie des Elektrons ($855 MeV$) als Funktion der Hadronmasse W . Bei $W = m_p$ erkennt man einen Peak, der einer elastischen Streuung entspricht. Der Wirkungsquerschnitt steigt dann an der Pionschwelle ($W = m_p + m_\pi$) wieder an. Bei $W = 1,23 GeV$ erkennt man die Δ -Resonanz.

Die Energieauflösung des Detektors muß nun so gut sein, daß die inelastischen Ereignisse deutlich von den elastischen getrennt werden können. Etwas quantitativer: Die Pionschwelle soll 4σ von dem elastischen Peak entfernt liegen. Somit darf der Fehler δW höchstens $m_\pi/4 = 35 MeV$ betragen. Aus der Kinematik des Prozesses $e^- + p \rightarrow e^- + X$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{E}{p}\right) + \left(\frac{m_p}{0}\right) &= \left(\frac{E'}{p'}\right) + \left(\frac{E_x}{\vec{p}_x}\right), \\ \text{mit } E_x^2 &= p_x^2 + W^2, \end{aligned}$$

erhält man W als Funktion von E' (Energie des e^- nach dem Stoß) und ϑ bei fester Einschußenergie E :

$$W(\vartheta, E') = (2E'(E \cos \vartheta - E - m_p) + 2Em_p + m_p^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Die Ruhemasse des Elektrons wurde vernachlässigt.

Zusammen mit dem oben berechneten Fehler der Winkelbestimmung erhält man

³Die Winkel wurden dabei gleichverteilt über das Target angenommen. Die Standardabweichung einer Rechteckverteilung beträgt $a/\sqrt{12}$, wobei a die Breite der Verteilung ist.

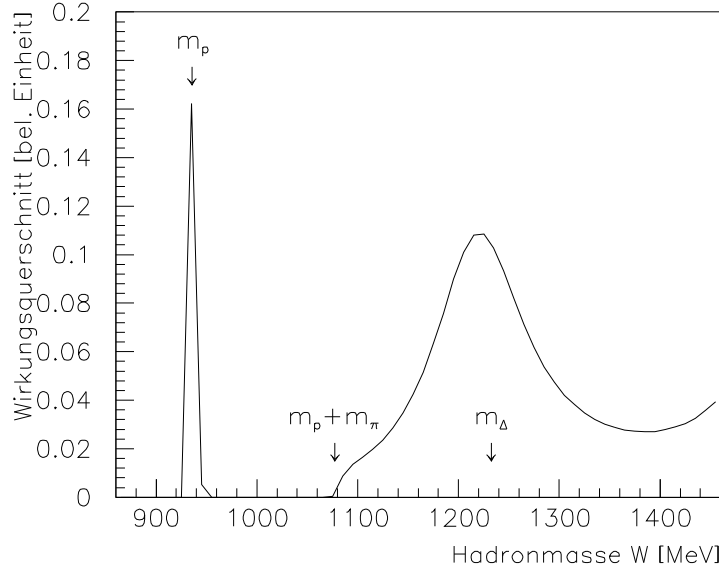


Abbildung 13: WQ für $e^- + p \rightarrow e^- + X$ ohne Strahlungskorrekturen (berechnet mit Programm QFS [12]. Der elastische Peak ist um einen Faktor 20 unterdrückt.)

einen maximal zulässigen Fehler für E' :

$$\begin{aligned}\delta W^2 &= 35 \text{ MeV}^2 = \left(\frac{\delta W}{\delta E'}\right)^2 \delta E'^2 + \left(\frac{\delta W}{\delta \vartheta}\right)^2 \delta \vartheta^2 \\ &= (1,17)^2 \delta E'^2 + \left(6,6 \frac{\text{MeV}}{\circ}\right)^2 (1,1)^2 \\ &\Rightarrow \delta E' = 29 \text{ MeV}.\end{aligned}$$

Bei der Berechnung wurde $E = 855 \text{ MeV}$ und $\vartheta = 35^\circ$ gewählt. Die Energie $E' = 734 \text{ MeV}$ des elastisch gestreuten Elektrons erhält man aus (9), indem man $W = m_p$ setzt.

Wie groß ist der Einfluß der inelastischen Ereignisse? Die Breite der Δ -Resonanz ist $\sigma_\Delta = 53 \text{ MeV}$. Mit einer Energieauflösung von 29 MeV ergibt dies eine resultierende Breite von $\sigma_{res} = \sqrt{(53 \text{ MeV})^2 + (29 \text{ MeV})^2} = 60 \text{ MeV}$. Das Maximum der Δ -Resonanz liegt bei 300 MeV , also $5 \cdot \sigma_{res}$ von dem elastischen Peak entfernt.

Abb. 14 soll diesen Zusammenhang zwischen der Energie- und Ortsauflösung nochmals verdeutlichen. In der oberen Kurve ist die Energie eines elastisch gestreuten 855 MeV -Elektrons als Funktion des Streuwinkels zu sehen. Die untere Kurve zeigt die Energie des gestreuten Elektrons für einen Streuprozess, bei dem ein hadronisches System der Masse $W = m_p + m_\pi$ entstanden ist. Das eingezeichnete Rechteck markiert den 4σ -Bereich für $\delta E'$ und $\delta \vartheta$. Hier erkennt man deutlich, daß eine Verbesserung der Winkelauflösung eine Verschlechterung der Energieauflösung zuläßt (und umgekehrt). Das Rechteck darf nur die untere Kurve nicht überdecken.

Aus diesen Betrachtungen ergeben sich als weitere Anforderungen an den Detektor eine Energieauflösung von $\delta E'/E' = 29 \text{ MeV}/734 \text{ MeV} = 4\%$ bei einer

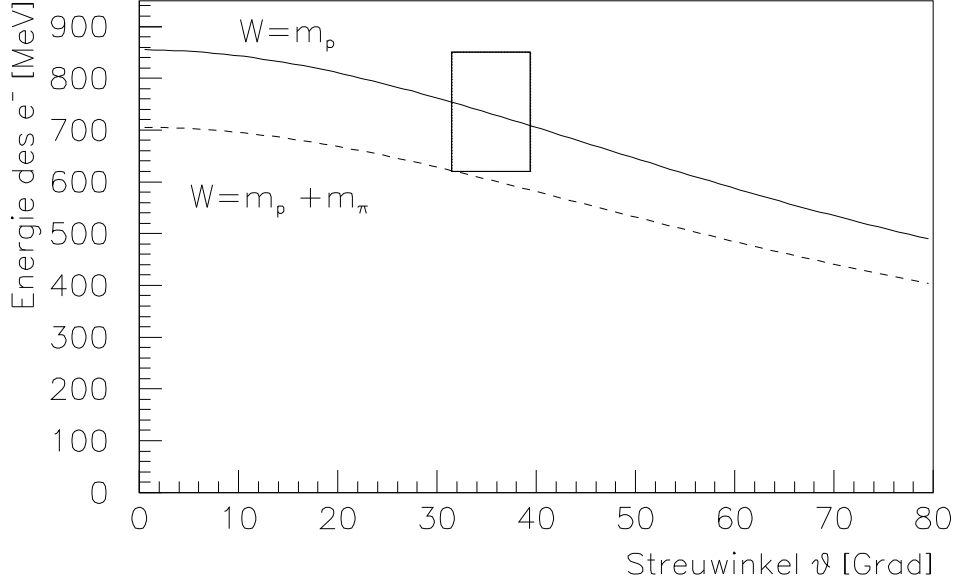


Abbildung 14: Energie des e^- für elastische und inelastische Streuung an der Pionschwelle

Ortsauflösung von $\delta x = 1 \text{ cm}$.

3.3 Strahlenfestigkeit des Detektors

Aufgrund der hohen Zahl der Ereignisse von $4 \cdot 10^{13}$ muß der Detektor strahlenresistent sein.

Die Strahlenfestigkeit wird üblicherweise in Energiedeposition pro Masseneinheit angegeben:

$$1 \text{ rad} = 6,242 \cdot 10^{10} \frac{\text{MeV}}{\text{kg}} \quad ([9], \text{S.10}).$$

Der Wert der Strahlenfestigkeit gibt an, wann eine Schädigung im Antwortverhalten des Detektors auftritt.

Bei der vorgeschlagenen Kinematik wird pro elastischem Ereignis im Detektor eine Energie von 734 MeV deponiert. Insgesamt ergibt sich also eine Strahlenbelastung von

$$734 \text{ MeV} \cdot 4 \cdot 10^{13} \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ MeV}.$$

Der Wert muß noch mit einem Faktor 2 multipliziert werden, um auch die Energiedeposition der inelastischen Ereignisse und des Untergrunds zu berücksichtigen.

Der größte Teil der Energie des einfallenden Teilchens wird innerhalb einer Strahlungslänge und eines Molière-Radius' deponiert. Ein typischer Szintillationskristall hat eine Dichte von $\approx 5 \text{ g/cm}^3$, $\approx 2 \text{ cm}$ Strahlungslänge und einen

Molière-Radius von $\approx 4cm$. Benutzt man einen solchen Szintillationsdetektor, der in $1m$ Abstand den ganzen azimuthalen Winkelbereich umfaßt, so erhält man als weitere Anforderung an den Detektor eine Strahlenfestigkeit von $\approx 20krad$.

4 Der Detektor

4.1 Wahl des Detektors

Die im letzten Kapitel erläuterten Anforderungen an den Detektor schränken die Möglichkeiten ein auf:

- Detektoren mit schnellem Antwortverhalten,
- ausreichende Energie- und Ortsauflösung um elastische von inelastischen Ereignissen zu trennen,
- hohe Strahlenfestigkeit.

Ein Čerenkov-Detektor eignet sich gut zur Unterdrückung von Protonen, Pionen und niederenergetischen Elektronen. Die geforderte Energieauflösung wird jedoch nicht erreicht. Sie beträgt z.B. für Bleiglas nur $\sigma/E = 7,4\%$ bei unserer Kinematik ([9],S.187).

Eine Möglichkeit, die bei diesem Experiment genutzt werden soll, ist eine Kombination bestehend aus einem Pre-Shower-Detektor von 1-2 Strahlungslängen aus Čerenkovmaterial zur Teilchendiskriminierung und Unterdrückung des niederenergetischen Elektronen-Untergrunds, sowie einem dahinter aufgebauten schnellen Szintillationskristall zur Aufnahme der Restenergie zu verwenden ([5],S.189).

Im nun folgenden Kapitel werden die Eigenschaften eines in Frage kommenden Szintillationskristalls beschrieben. Bei den Testmessungen wurde Bleiglas als Čerenkovdetektor benutzt. Bleiglas besitzt eine Strahlungslänge von $2,54\text{cm}$ und einen Molièreradius von $3,7\text{cm}$. Der Brechungsindex beträgt 1,67.

4.2 Der Bariumfluorid(BaF_2)-Kristall

BaF_2 ist ein anorganischer Szintillationskristall, der Szintillationslicht im wesentlichen mit zwei verschiedenen Wellenlängen und Abklingzeiten produziert. Tab. 1 zeigt seine wichtigsten Eigenschaften ([23], [11], [24]). Die Zahlen in Klammern beziehen sich auf die kurze Komponente.

Eine offene Frage ist die, mit einem Fragezeichen versehene, Strahlenfestigkeit des BaF_2 . Der Wert von $10^7 rad$ aus Tab. 1 wird durch Messungen von Woody [25] nicht bestätigt. Bei einer Bestrahlung von $10^3 rad$ wird hier eine Abnahme der Transmission von einigen Prozent, je nach Wellenlänge und Fabrikat, festgestellt. Man vermutet jedoch, daß die Strahlenschäden vor allem durch Verunreinigungen im Kristall entstehen, und somit durch die Herstellung reinerer Kristalle vermieden werden können.

Dichte [$\frac{g}{cm^3}$]	4,89
Strahlungslänge [cm]	2,06
Molière-Radius [cm]	4,3
Brechungsindex	1,56-1,49
Wellenlänge [nm]	310 (210)
Zerfallszeit [ns]	620 (0,6)
Photoelektronen/MeV ¹	700 (130)
Strahlenfestigkeit [rad]	$10^7?$

Tabelle 1: Eigenschaften von BaF_2 , ¹ mit Photokathode des PM R2059 [24]

In Abb. 15 ist das Emissionsspektrum eines BaF_2 -Kristalls zu sehen, der durch Röntgenstrahlen zum Szintillieren angeregt wurde.

Abbildung 15: Emissionsspektrum eines BaF_2 -Kristalls ([23] ,S.13)

Die Intensitätsverhältnisse von kurzer und langer Komponente hängen von der Art des einfallenden Teilchens ab und erlauben somit eine Teilchendiskriminierung. In Abb. 16 ist der Signalanteil der kurzen Komponente gegen das Gesamtsignal aufgetragen. Die steilere Kurve entspricht Elektronen, die flachere Protonen. Diese Messung wurde während der, in den folgenden Kapiteln beschriebenen Strahlzeit durchgeführt.

Die Photonenausbeute der kurzen Komponente ist temperaturunabhängig, während die Anzahl der Photonen der langen Komponente mit steigender Temperatur sinkt ([23],S.13).

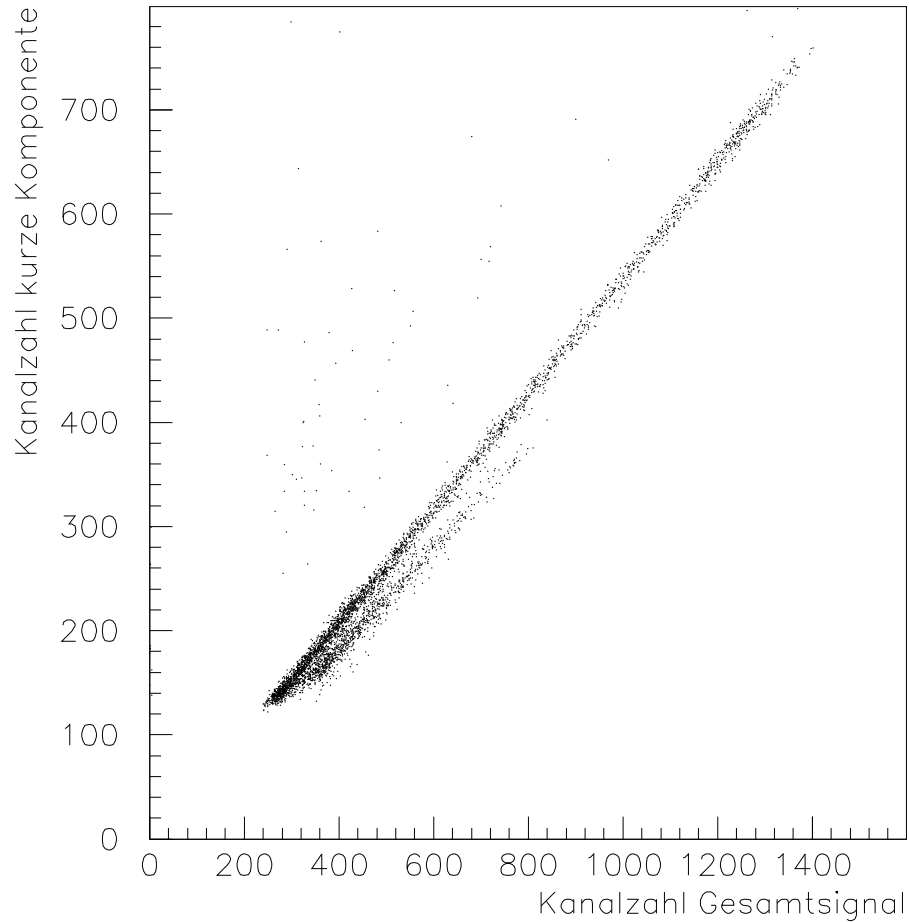


Abbildung 16: Kurze Komponente gegen Gesamtsignal

Abb. 17 zeigt ein (über mehrere Signale gemitteltes) Photomultipliersignal eines BaF_2 -Kristalls. Bei diesem Photomultipliersignal wurde der Kristall durch die γ -Strahlung einer ^{137}Cs -Quelle zum Szintillieren angeregt (s. Kap 5). Man erkennt deutlich zwei unterschiedliche Abklingzeiten. Die Abklingzeit der kurzen Komponente wird hier jedoch durch den Photomultiplier (PM), Spannungsteiler und das Oszilloskop bestimmt.

Abbildung 17: PM-Ausgangssignal eines BaF_2 -Kristalls

Für dieses Experiment ist ausschließlich die kurze Komponente interessant, die es erlaubt die gewünschten hohen Zählraten zu verkraften. Da die beiden Komponenten unterschiedliche Wellenlängen besitzen, kann die lange Komponente durch geeignete Wahl der Photokathode des Photomultipliers ausgeblendet werden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Kristalle der Firma MERCK sind hexagonal geformt, haben eine Gesamtlänge von 25cm (≈ 12 Strahlungslängen) und eine Schlüsselweite von 5,9cm ($\approx 1,3$ Molière-Radien). Das Ende ist zylindrisch geformt und hat einen Durchmesser von 5,4cm, um eine Ankopplung an den Photomultiplier zu ermöglichen (s.Abb. 18).

Um optimale Reflexionseigenschaften an den Oberflächen zu erhalten, wurden die Kristalle zunächst in 8 Lagen Teflonfolie (TETRATEX Porous PT) und anschließend in eine Schicht Aluminiumfolie eingewickelt. Für die optische Kopplung des Kristalls an die Photokathode wurde Siliconöl (BAYSILON 300000) verwendet. Kristall und Photomultiplier wurden mit schwarzem Schrumpfschlauch lichtdicht verpackt. Zur Abschirmung vor Magnetfeldern wurde μ -Metall benutzt. Das gleiche Verfahren wurde auch von der TAPS-Kollaboration angewandt [15].

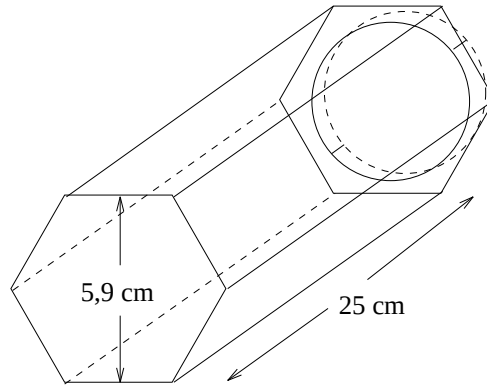


Abbildung 18: Geometrie der verwendeten Kristalle

4.3 Photomultiplier und Spannungsteiler

Photomultiplier des Typs R2059 der Firma HAMAMATSU und Spannungsteiler wurden uns von der A2-Kollaboration zur Verfügung gestellt. Abb. 19(a) zeigt die spektrale Empfindlichkeit und die Quanteneffizienz der Photokathode des R2059. Die spektrale Empfindlichkeit S_λ hängt durch folgende Beziehung mit der Quanteneffizienz ρ zusammen ([17],S.35):

$$S_\lambda = \frac{\rho e \lambda}{h c}$$

mit e : Elementarladung
h : Plancksches Wirkungsquantum
 λ : Wellenlänge
c : Lichtgeschwindigkeit

Eine Selektion der kurzen Komponente ist bei dem Photomultiplier des Typs R2059 nur elektronisch durch die Wahl eines entsprechend kurzen Gates möglich. Abb. 19(b) zeigt die spektrale Empfindlichkeit und die Quanteneffizienz des PM R4679 der gleichen Firma. Hier wird die lange Komponente an der Photokathode ausgeblendet. Leider waren Untersuchungen mit diesem PM-Typ im Rahmen der Diplomarbeit nicht möglich.

Der Spannungsteiler ist eine aktive Base, die an den letzten Dynoden durch Transistoren stabilisiert wird, um hohe Zählraten zu verkraften [22].

Abbildung 19: Quanteneffizienz des PM R2059(a) und des PM R4679(b)

5 Vorbereitende Messungen

5.1 Messungen mit Präparaten

Abb. 20 zeigt ein Pulshöhenspektrum einer ^{60}Co -Quelle, aufgenommen mit einem der im letzten Kapitel beschriebenen BaF_2 -Kristalle und Photomultiplier. ^{60}Co emittiert Photonen der Energie $1,173\text{MeV}$ und $1,332\text{MeV}$. Abb. 21 zeigt das gleiche für eine ^{137}Cs -Quelle, die Photonen einer Energie von $0,662\text{MeV}$ emittiert. Die Spektren wurden mit einem Multichannel analyzer (MCA) aufgenommen. Die Analogsignale wurden über $2\mu\text{s}$ integriert.

Wie die Energieauflösung im Niederenergiebereich von der Energie des in den Detektor einfallenden Teilchens abhängt, soll hier erläutert werden. Mit Niederenergiebereich ist der Energiebereich gemeint, in dem ein Teilchen seine gesamte Energie im Kristall verliert. Dann ist die mittlere Anzahl $\bar{N}$ der, bei der Szintillation gebildeten Photonen, proportional zur Teilchenenergie E .

Die mittlere Anzahl $\bar{T}$ von Photoelektronen, die die erste Dynode des Photomultipliers erreichen, ist dann:

$$\bar{T} = g_c \cdot \rho \cdot G \cdot \bar{N} := p\bar{N},$$

mit G : Wahrscheinlichkeit, daß ein im Kristall produziertes
Photon an die Photokathode gelangt,
 ρ : Quanteneffizienz des PM,
 g_c : Wahrscheinlichkeit, daß ein an der Photokathode produziertes
Elektron an die erste Dynode gelangt.

Der Verstärkungsfaktor des Photomultipliers sei M , so daß sich für die an der Anode ankommende Ladung Q_0 ergibt:

$$\bar{Q}_0 = \bar{N}p\bar{M}.$$

Da Q_0 die vom ADC gemessene Ladung ist, ist deren relative Varianz

$$\nu(Q_0) := \frac{\text{var}(Q_0)}{\bar{Q}_0^2} = \left(\frac{\sigma}{E}\right)^2$$

gleich dem Quadrat der Energieauflösung σ/E .

Für die relative Varianz von Q_0 findet man ([3],S.149):

$$\nu(Q_0) = \frac{1+\nu(M)}{p} \cdot \frac{1}{\bar{N}} \sim \frac{1}{E}, \quad (10)$$

mit $\nu(M) = \frac{1}{R-1},$

wobei R der Verstärkungsfaktor zwischen zwei Dynoden ist. R wird hier für alle Stufen des Photomultipliers als gleich angenommen. Bei der Ableitung wurde noch vorausgesetzt, daß N poissonverteilt ist.

An Gleichung (10) erkennt man, daß die Auflösung besser wird, wenn

- p wächst, also die Sammlung der Photonen im Kristall, die Quanteneffizienz des PM und die Sammlung der Photoelektronen zur ersten Dynode groß sind,
- die relative Varianz des PM klein ist, d.h. der Verstärkungsfaktor R groß ist.

p und $\nu(M)$ sind theoretisch schwer vorauszusagen. Ohne Kenntnis dieser Größen kann man, wegen der Proportionalität von $\bar{N}$ und E , dennoch experimentell das folgende Gesetz nachprüfen:

$$\frac{\sigma}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (11)$$

Abbildung 20: Pulshöhenspektrum einer ^{60}Co -Quelle

Abbildung 21: Pulshöhenspektrum einer ^{137}Cs -Quelle

Dieser Zusammenhang zwischen Energieauflösung und Energie wurde mit einem ^{137}Cs -Präparat experimentell getestet. Die erste Voraussetzung, daß die gesamte Energie im Kristall deponiert wird, ist hier gegeben. Eine Änderung der Energie wurde durch eine schrittweise Verkürzung des Gates von $2\mu\text{s}$ auf 300ns simuliert. Dies hat zur Folge, daß immer weniger Photonen gemessen werden, und ist somit einer Verkleinerung des zum gemessenen Impuls beitragenden Energieanteils äquivalent. Abb. 22 zeigt das Ergebnis der Messung.

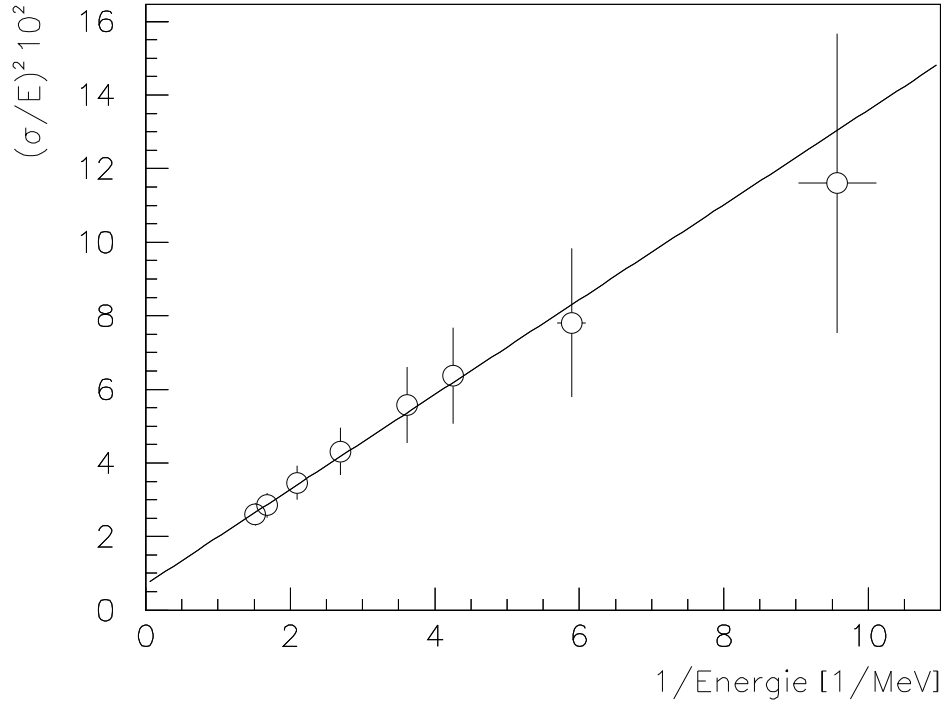


Abbildung 22: Abhängigkeit der Energieauflösung von der Energie

Im Rahmen der Fehler wird der lineare Zusammenhang zwischen $1/E$ und $(\sigma_E/E)^2$ bestätigt. Jedoch geht die Energieauflösung für unendlich großes E nicht gegen 0. Dies kann durch energieunabhängiges Rauschen im Photomultiplier begründet werden.

5.2 Eichung der Detektoren mit Höhenstrahlung

Die Energieauflösung wurde am 855 MeV Elektronenstrahl mit einem 7-er Ring von BaF_2 -Kristallen gemessen. Da die einzelnen Kristalle und Photomultiplier unterschiedlich in ihrer Qualität sind, müssen sie relativ zueinander geeicht werden.

Im Prinzip geht man folgendermaßen vor: Man versorgt alle Photomultiplier mit der gleichen Hochspannung und deponiert in jedem Kristall die gleiche Energie. Dies führt man für verschiedene Hochspannungswerte durch und trägt dann den Logarithmus des Maximums der gemessenen Spektren gegen die Hochspannung auf. Daraus erhält man annähernd Eichgeraden für jeden Kristall. Für die Eichung bieten sich Myonen aus der Höhenstrahlung an. Sie haben eine Energie von einigen GeV und deponieren $\approx 6\text{ MeV/cm}$ in einem BaF_2 -Kristall. Der Aufbau der Messung ist in Abb. 23 zu sehen. Es wurden jeweils 4 Kristalle übereinander gelegt, wobei der obere und der untere Kristall eine Koinzidenz auslösten. Bei dieser Geometrie lassen die Myonen $\approx 36\text{ MeV}$ in jedem Kristall.

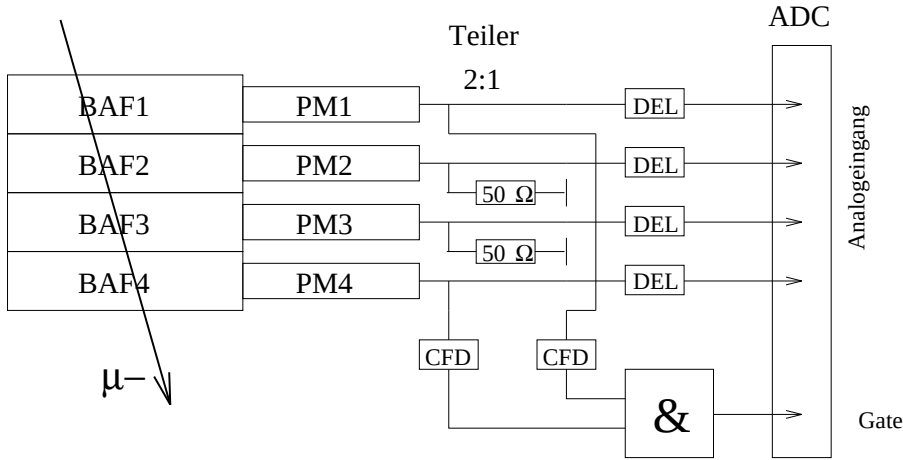


Abbildung 23: Aufbau der Eichmessung

In Abb. 24 ist eines der gemessenen Spektren zu sehen. Es hat, die für einen ΔE -Detektor typische, asymmetrische Landau-Verteilung, die durch verstärkt auftretende Fluktuationen zu hohen Energienverlusten verursacht wird. Abb. 25 zeigt die Eichgeraden für alle 7 Kristalle. Wenn man, wie im unteren Bild angedeutet, die Hochspannungswerte für die einzelnen Kristalle jeweils so wählt, daß die Maxima der Myonen-Peaks P_i^{max} bei jedem Kristall im gleichen ADC-Kanal liegen, so ist die in allen Kristallen deponierte Energie E proportional zur Summe aller ADC-Inhalte V_i . (V_i und P_i^{max} bezeichnen jeweils den ADC-Kanal, von dem das zugehörige Pedestal schon abgezogen wurde.)

Bei der eigentlichen Messung wurden dann entsprechende Hochspannungswerte für jeden Kristall gewählt. Mit diesen Hochspannungswerten wurde nochmals eine solche Eichung zur Kontrolle durchgeführt. Diesmal wurden die Kristalle jedoch in der gleichen Stellung, also als 7-er Ring, wie bei der eigentlichen Messung, belassen. Die Peakmaxima P_i^{max} der einzelnen Kristalle lagen bis zu

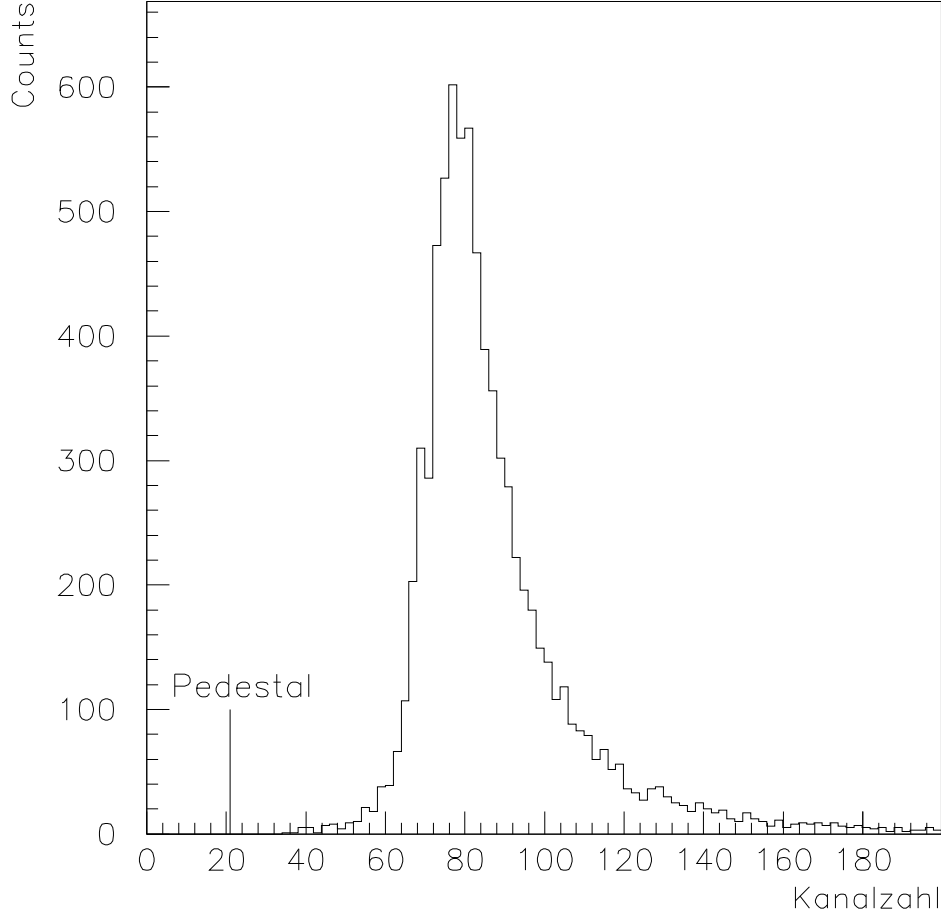


Abbildung 24: Energiespektrum eines Myons aus der Höhenstrahlung

30% voneinander entfernt.

Eine mögliche Erklärung für diesen Effekt ist die Kopplung des Kristalls an den Photomultiplier. Mechanisch werden beide nur durch Schrumpfschlauch zusammengehalten. Durch Transport der Kristalle kann sich die Kopplung geändert haben. Auch wurde schon von der A2-Kollaboration festgestellt, daß das Öl mit dem der Kristall an den Photomultiplier gekoppelt wird bei Erwärmung verläuft, wodurch sich ebenfalls die Kopplung verändern kann.

Die einzelnen ADC-Werte können also nicht einfach zur Gesamtenergie addiert werden, sondern müssen jeweils mit einem Eichfaktor α_i multipliziert werden. Es gilt dann:

$$E \sim \sum_i \alpha_i \cdot V_i$$

$$\text{mit } \alpha_i = \frac{1}{P_i^{max}}.$$

Bei einem Fehler von ± 1 Kanal für die Bestimmung von P_i^{max} erhält man einen relativen Fehler von 2% für E.

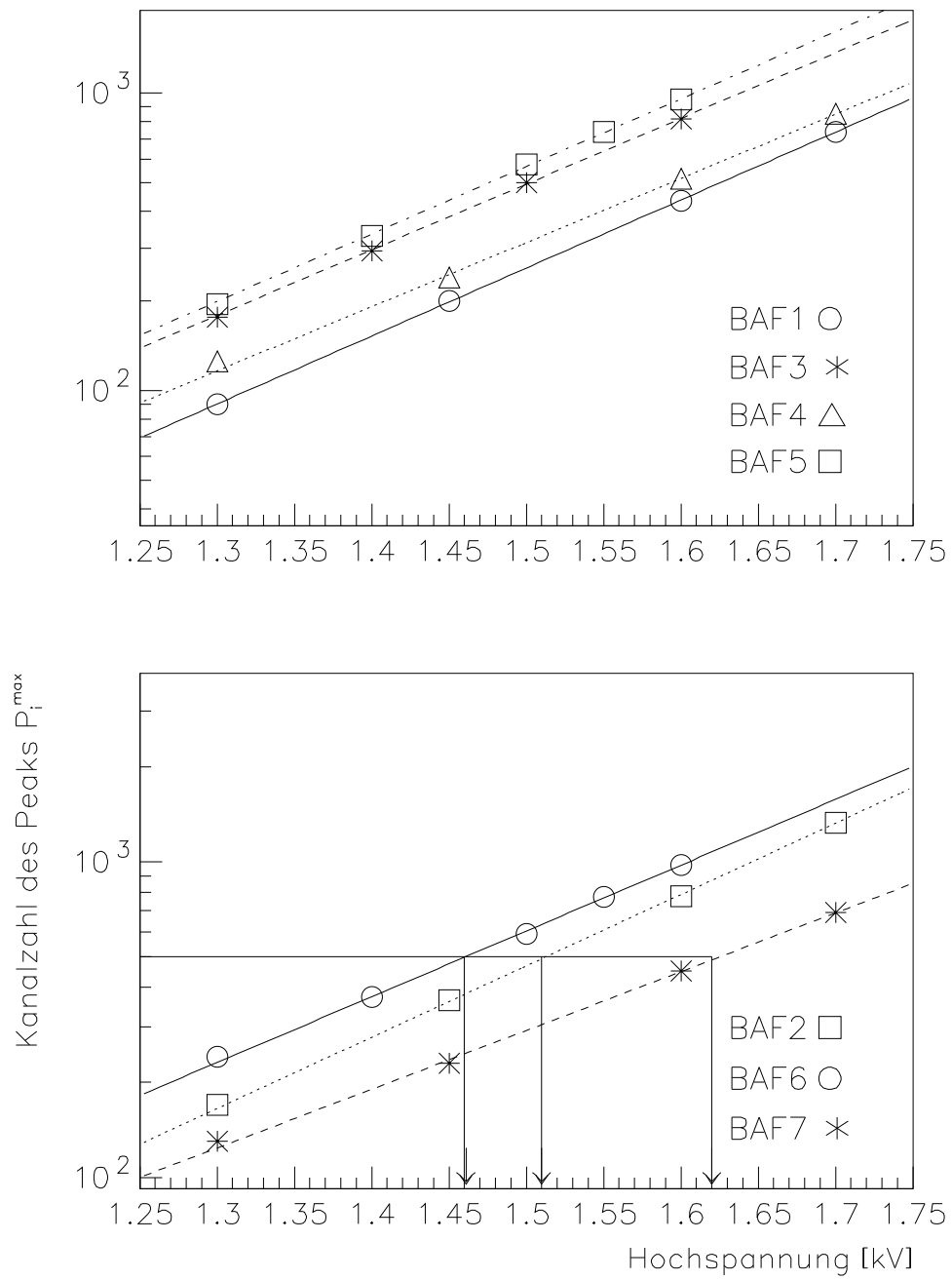


Abbildung 25: Eichgeraden für alle 7 Kristalle

6 Messung der Energie- und Ortsauflösung

6.1 Versuchsaufbau

Die Energieauflösung wurde durch elastische Streuung von 855MeV - Elektronen an einem Protontarget gemessen. Als Target wurde ein zylindrisches Flüssigwasserstoff-Target mit 5cm Durchmesser benutzt. Die Streukammer hatte einen Radius von 32cm . Im Winkelbereich von 30° bis 60° befanden sich Austrittsfenster aus Aluminium mit einer Dicke von 1mm . Das Target wurde uns von der A3-Kollaboration zur Verfügung gestellt. Die Elektronen wurden mit einem 7-er Ring aus BaF_2 -Kristallen detektiert. Für den Nachweis der Protonen wurde ein zylindrischer Plastiksziintillator mit 4cm Durchmesser und 5cm Länge verwendet. Die 2cm Aluminium vor dem Plastiksziintillator dienten als Abschirmung dieses Detektors. Abb. 26 zeigt den Versuchsaufbau in der Experimentierhalle 3, wo das Experiment durchgeführt wurde.

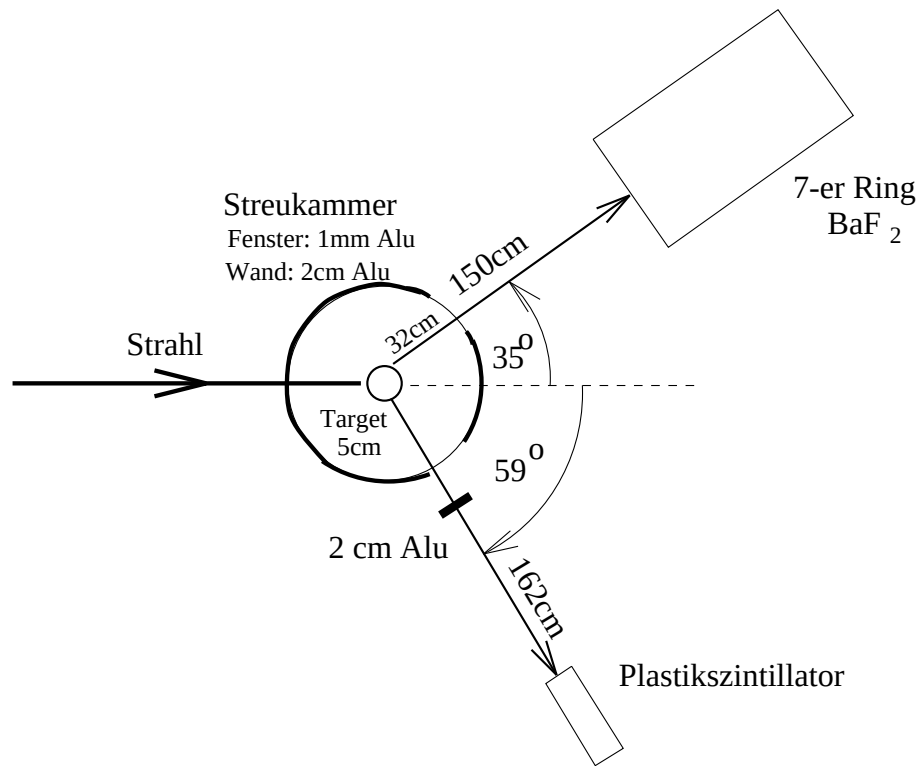


Abbildung 26: Aufbau des Experiments

Der BaF_2 -Detektor wurde unter 35° aufgebaut, da hier auch der optimale Winkel für das Experiment liegt. Die Energie der Elektronen beträgt, wie man aus Abb. 14 erkennen kann, 734MeV .

In Abb. 27 ist der Protonstreuwinkel φ gegen den Elektronstreuwinkel ϑ aufgetragen. Für $\vartheta = 35^\circ$ ist $\varphi = 59^\circ$.

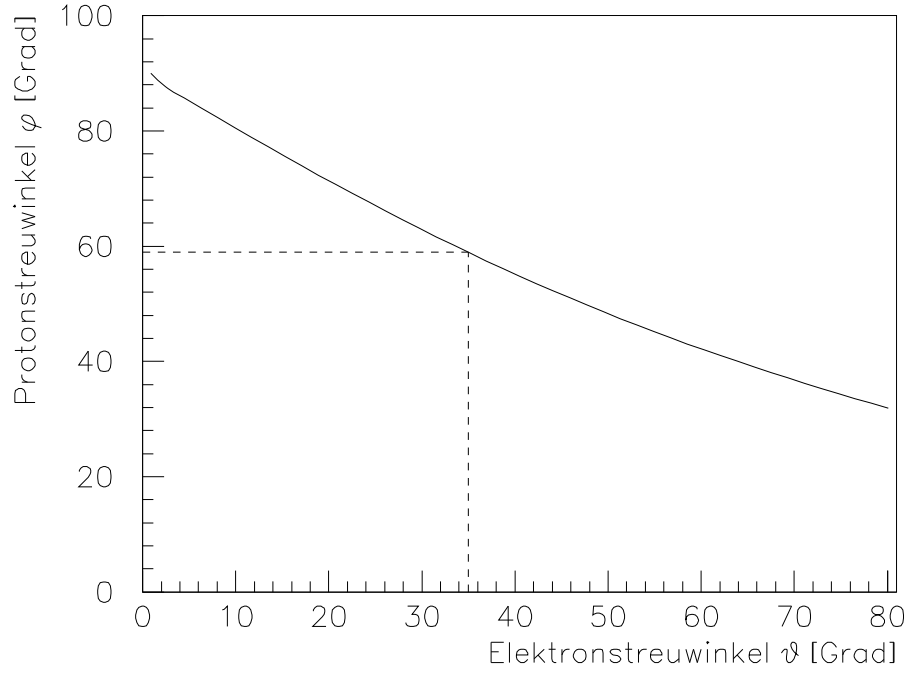


Abbildung 27: Streuwinkel des Protons

Eine Justierung der Detektoren mit einem Theodolit war auf einige mm genau möglich.

Wie man aus Abb. 26 erkennen kann, deckt der Protonendetektor folgenden Winkelbereich ab:

$$\delta\varphi_{Polar} = \operatorname{atan}\left(\frac{4cm}{162cm}\right) = 1,41^\circ$$

$$\delta\varphi_{Azimut} = \operatorname{atan}\left(\frac{4cm}{162cm \sin(59^\circ)}\right) = 1,65^\circ.$$

Aus $d\varphi/d\vartheta(35^\circ) = -0,77$ ergibt sich dann als polarer Winkelbereich, der auf dem Elektrondetektor abgedeckt wird:

$$\delta\vartheta_{Polar} = \frac{1}{0,77} \delta\varphi_{Polar} = 1,83^\circ.$$

Die beiden Azimutwinkel sind gleich:

$$\delta\vartheta_{Azimut} = \delta\varphi_{Azimut}.$$

Dies kann man jetzt auf Strecken, bzw. eine Fläche umrechnen, die auf dem BaF_2 -Detektor abgedeckt wird:

$$x_{polar} = 150cm \cdot \tan(1,83^\circ) = 4,79cm$$

$$x_{Azimut} = 150cm \cdot \tan(1,65^\circ) \cdot \sin(35^\circ) = 2,48cm.$$

Damit wird, bei richtiger Justierung, auf dem zentralen BaF_2 -Kristall eine elliptische Fläche von

$$x_{Polar} \cdot x_{Azimut} / 4 \cdot \pi = 9,3cm^2$$

ausgeleuchtet. Dies ist ein Drittel seiner Gesamtfläche. Zur genaueren Bestimmung der Energieauflösung und vor allem auch der Ortsauflösung des Detektors wurde noch ein kleiner quadratischer Plastiksintillator mit einer Fläche von $2cm^2$ benutzt, der vor den zentralen BaF_2 -Kristall gestellt wurde, und bei Bedarf verschoben werden konnte.

In Abb. 28 ist ein Blockschaltbild der verwendeten Triggerelektronik zu sehen. Es wurden Koinzidenzen zwischen dem zentralen BaF_2 -Kristall und dem Protodetektor gemessen. Das 'Rückgaten' bewirkt, daß das Auslösen des Integrationsgates für den ADC vom BaF_2 -Detektor bestimmt wurde. *Busy* und *Interrupt* sind Befehle zur Rechnersteuerung. Als Integrationszeit wurde $40ns$ gewählt, um nur den Signalanteil der kurzen Komponente zu messen. Die Schwelle des BaF_2 -Diskriminators lag bei $\approx 100MeV$. Zur Datenaufnahme wurde das Datenaufnahmesystem MECDAS [10] benutzt.

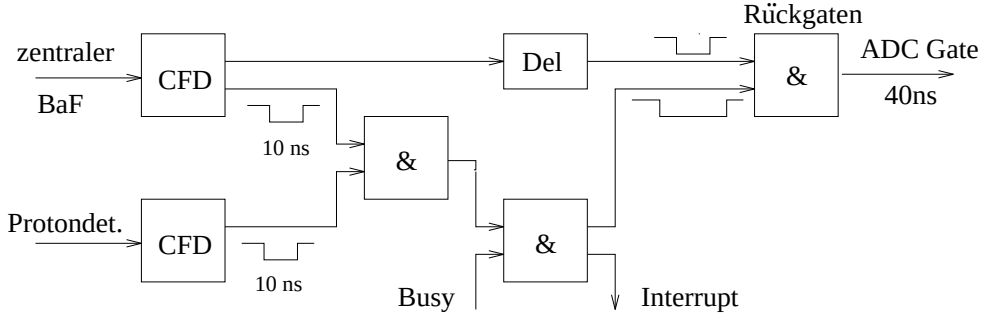


Abbildung 28: Blockschaltbild der Triggerelektronik

6.2 Messung der Energieauflösung

In Abb. 29 ist das Pedestal angedeutet, das gemessen wurde als kein Strahl in der Halle war. Die beiden Spektren zeigen das gemessene Pedestal bei einem Strahlstrom von 100 bzw. 500 nA. Die Verschiebung und die Verbreiterung des Pedestals ist ein Indiz dafür, daß der Elektronenstrahl einen fluktuierenden Untergrund erzeugt.

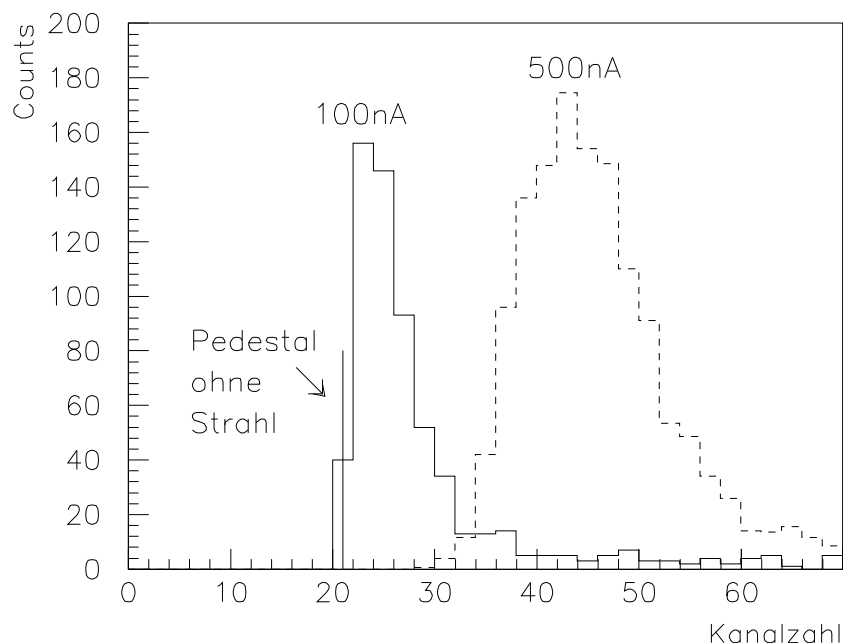


Abbildung 29: Pedestalverschiebung

Bei der Auswertung der Spektren wurde diese Verschiebung berücksichtigt. Auf die Ursache und die Vermeidung dieses Untergrunds wird im folgenden noch näher eingegangen. Er stellt für die Durchführung des Experiments ein ernsthaftes Problem dar, da hier Stromstärken von $50\mu A$ benötigt werden.

Abb. 31 zeigt das Spektrum des Zentrumsdetektors für Elektronen, die den $2cm^2$ großen Plastiksintillator durchquerten, der sich in der Mitte vor dem zentralen Kristall befand. Es wurde mit einem Strahlstrom von 100 nA gemessen. Die Energieauflösung ist $\sigma/E = 4,6\%$. Hier ist die Energieauflösung nicht mehr, wie im Niederenergiebereich, durch die Photonenstatistik bestimmt, sondern durch die Schauergeometrie, die zu Fluktuationen der im Kristall deponierten Energie führt. Einige im Schauer gebildete Teilchen verlassen den 7-er Ring, ohne ihre Energie dort zu deponieren. In Abb. 30, die das Schauerprofil eines Ereignisses einer GEANT-Simulation zeigt, ist dies zu erkennen. Die Tatsache, daß einige Schauerteilchen ihre Energie nicht im Detektor deponieren, erkennt man auch an dem Ausläufer des Spektrums zu kleineren Energien.

Die Kurve wurde durch zwei Gaußkurven mit gemeinsamem Schwerpunkt und gleicher Amplitude, aber unterschiedlichen Breiten σ_L und σ_R angepaßt. σ berechnet sich dann aus dem arithmetischen Mittel von σ_L und σ_R .

In Abb. 32 ist das Summenspektrum über alle 7 Kristalle zu sehen. Hier ist die Energieauflösung, aufgrund der geringeren Wahrscheinlichkeit für das Entweichen eines Schauerteilchens aus dem Detektor, besser. Sie beträgt 3,1%. Das Spektrum zeigt nicht mehr einen so starken Ausläufer zu kleineren Energien wie das vorhergehende. Die in Kap. 3 geforderte Energieauflösung liegt bei 4%. Eine GEANT - Simulation, die nur die Schwankung der Energiedeposition in den einzelnen Kristallen berücksichtigt, liefert eine Auflösung von 2,6%. Die A2-Kollaboration hat, ebenfalls mit einem 7-er Ring aus BaF_2 -Kristallen, eine Energieauflösung, mit getaggtten Photonen im Bereich von 60 bis 180 MeV, von 3% gemessen. Die Diskrepanz zwischen Simulation und Messung ist auf den fluktuierenden Untergrund zurückzuführen, der sich ähnlich wie Rauschen äußert.

Die entsprechenden Spektren für einen Strahlstrom von 500 nA sind in den Abbildungen 33 und 34 zu sehen. Die Energieauflösung ist hier durch die größere Verbreiterung des Pedestals schlechter. Eine Verschlechterung der Auflösung ist auch zu beobachten, wenn man, statt zentral, 2 cm links vom Zentrum einschießt. Der Plastiksintillator wurde für diese Messung entsprechend verschoben. Hier treten im Zentrums-kristall größere Fluktuationen der deponierten Energie auf, wodurch sich die Auflösung verschlechtert. Für den 7-er Ring erhält man jedoch wieder eine Auflösung, die nur wenig schlechter gegenüber der des zentralen Einschusses ist. Die Spektren für den Zentrumsdetektor und den 7-er Ring sind in den Abbildungen 35 und 36 zu sehen. Der Strahlstrom betrug 100 nA.

Eine Möglichkeit den niederenergetischen Untergrund zu reduzieren, ist eine Bleiglaswand vor die BaF_2 -Kristalle zu stellen. Bleiglas ist ein Čerenkov-Detektor. Protonen, Pionen und niederenergetische Elektronen werden darin stark unterdrückt. Die Reduzierung des Untergrunds erkennt man eindrucksvoll in Abb. 37. Das rechte Spektrum zeigt das Pedestal, das bei eingeschalteten Diagnosepulsen, ohne Bleiglas, im BaF_2 -Detektor gemessen wurde. Diagnosepulse sind Auftastpulse, die mit einer Frequenz von 8 kHz auf die Beschleunigerimpulse aufaddiert werden. Während eines solchen Pulses fließt kurzzeitig ein Strom von einigen 100 μA . Das linke Spektrum zeigt das Pedestal, das auftritt wenn man die 4 cm dicke Bleiglaswand vor die BaF_2 -Kristalle stellt.

Abbildung 30: Schauerprofil eines Ereignisses einer GEANT-Simulation

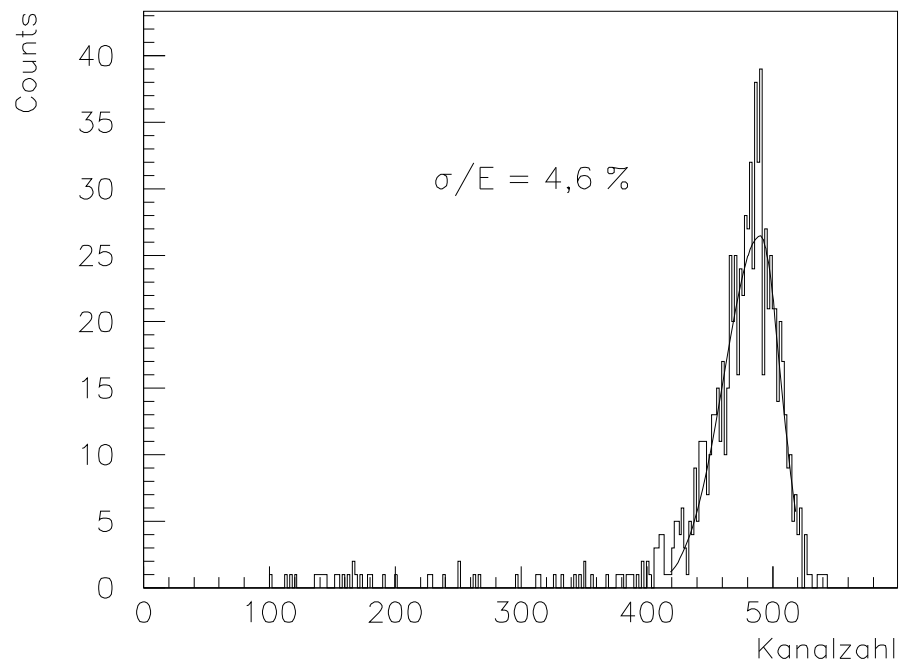


Abbildung 31: Zentraler Kristall, 100 nA, zentraler Einschub

Abb. 38 zeigt das Spektrum der im Bleiglas deponierten Energie. Hier erkennt man wieder die für einen ΔE -Detektor typische Landauverteilung. Die Bleiglaswand stand bei dieser Messung 30cm vor den BaF_2 -Kristallen, deren Spektrum in Abb. 39 zu sehen ist. Abb. 40 zeigt schließlich das Summenspektrum von Bleiglas und BaF_2 -Kristallen. Die Energieauflösung beträgt $7,3\%$.

Zur relativen Eichung der Bleiglasdetektoren gegenüber den BaF_2 -Kristallen wurde eine GEANT-Simulation benutzt, die wiederum nur die Schwankung der Energiedeposition berücksichtigt und eine Energieauflösung von 7% ergibt.

Die Verschlechterung der Auflösung gegenüber einer Messung ohne Bleiglas ist darauf zurückzuführen, daß das Bleiglas zu weit vor dem BaF_2 stand. Der im Bleiglas entstehende Schauer ist so stark aufgeweitet, daß er den 7-er Ring der BaF_2 -Kristalle nur noch teilweise trifft. Die Bleiglaswand stand so weit vor dem BaF_2 -Detektor, da die ursprüngliche Intention war, durch eine Ortsbestimmung sowohl im Bleiglas als auch im BaF_2 den Vertex des Elektrons zu rekonstruieren. In Abb. 41 ist schließlich die im BaF_2 deponierte Energie gegen die im Bleiglas deponierte Energie aufgetragen. Links ist das Ergebnis der Messung und rechts das Ergebnis einer GEANT-Simulation zu sehen. Beide Bilder zeigen eine deutliche Korrelation zwischen deponierter Energie im BaF_2 und Bleiglas.

6.3 Messung der Ortsauflösung

In diesem Abschnitt geht es darum eine Methode zu finden, mit der man den Eintreffort des Elektrons in den Detektor aus der Verteilung der Energiedeposition in den einzelnen Elementen den 7-er Rings rekonstruieren kann.

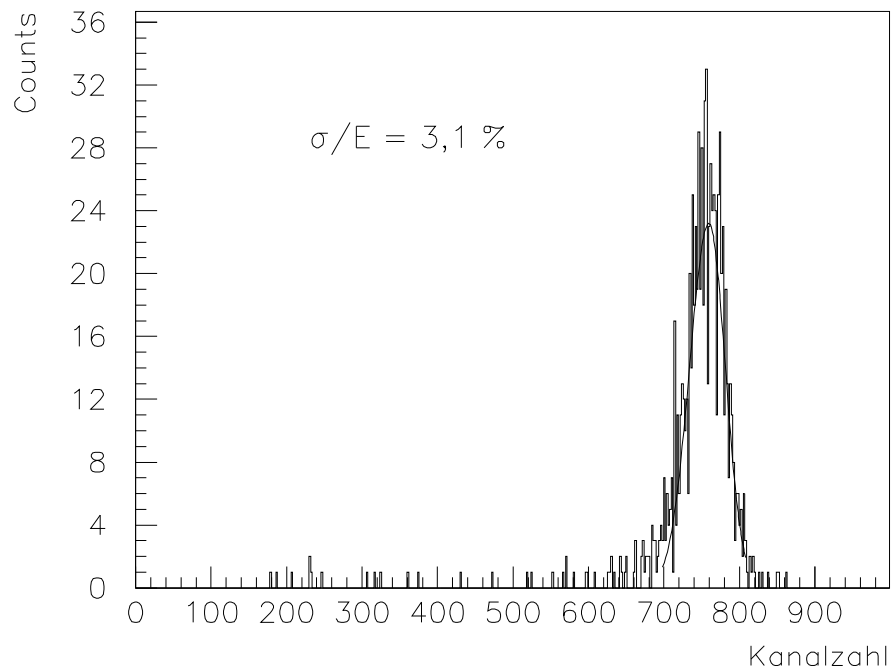


Abbildung 32: 7-er Ring, 100 nA, zentraler Einschub

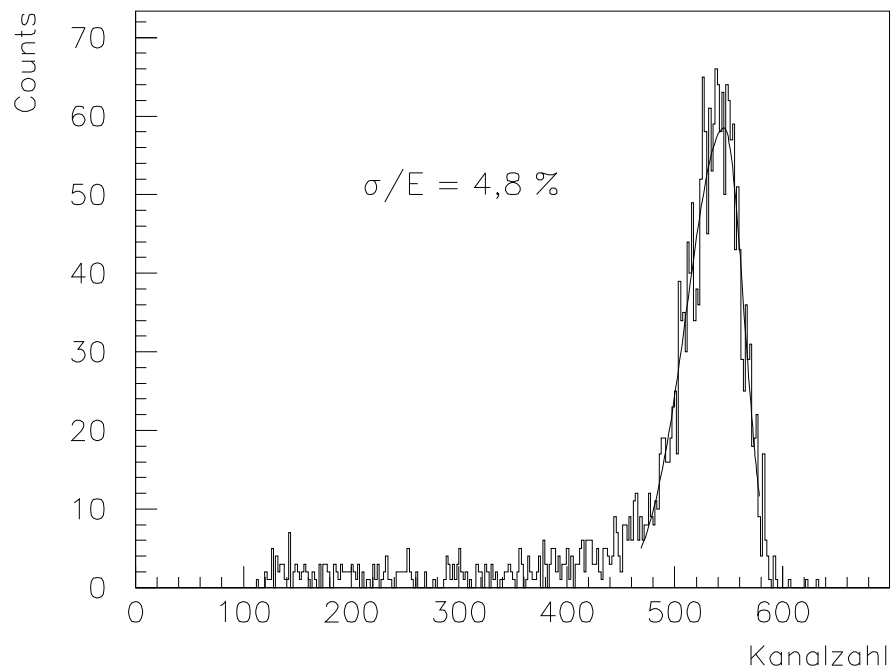


Abbildung 33: Zentraler Kristall, 500 nA, zentraler Einschub

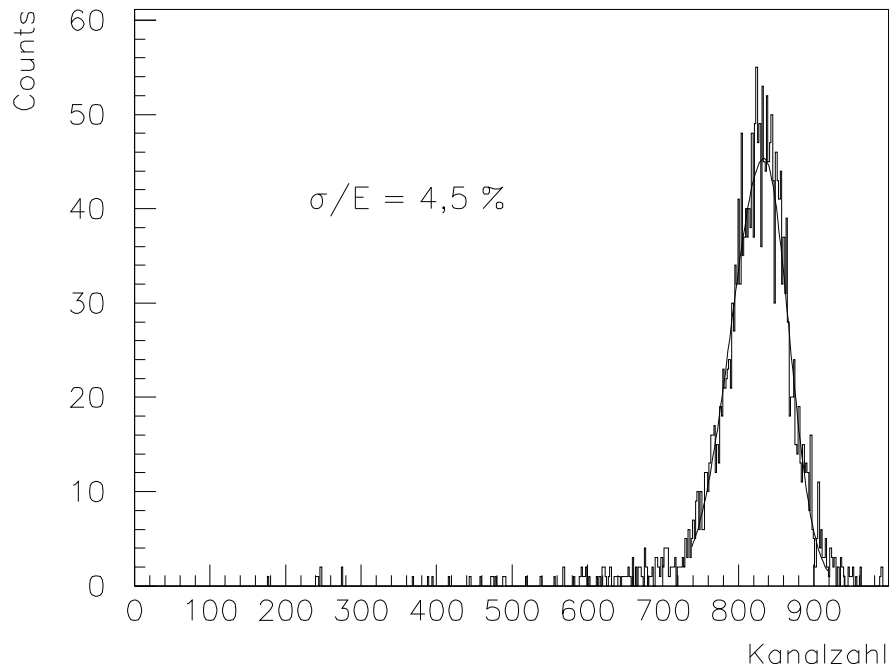


Abbildung 34: 7-er Ring, 500 nA, zentraler Einschuß

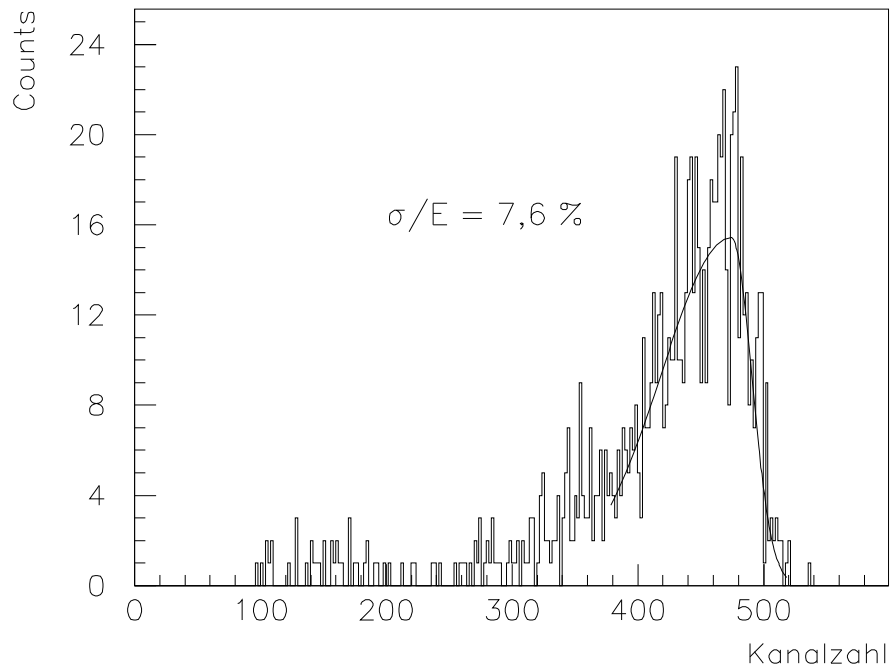


Abbildung 35: Zentraler Kristall, 100 nA, Einschuß 2 cm links vom Zentrum

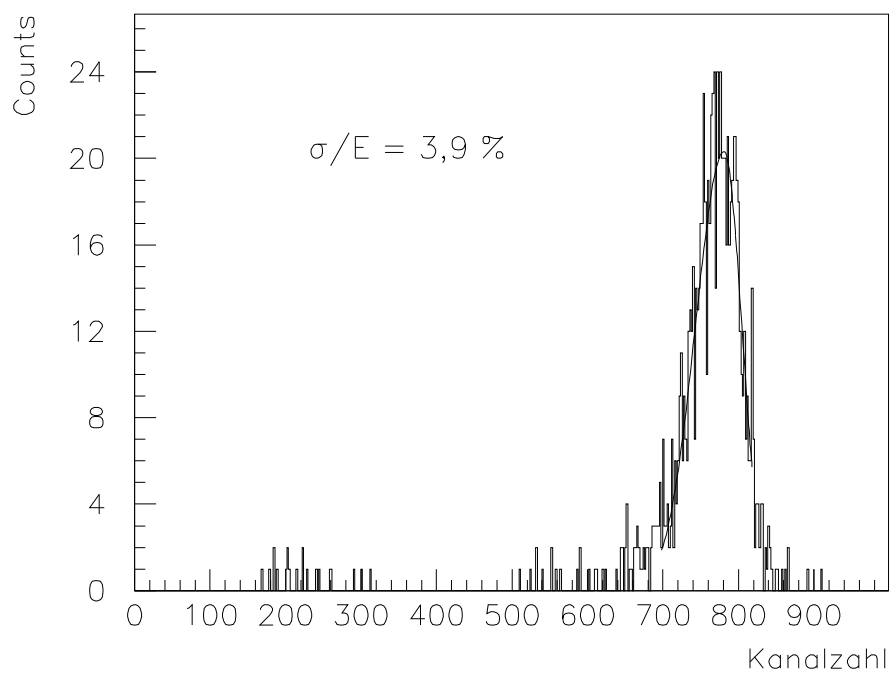


Abbildung 36: 7-er Ring, 100 nA, Einschub 2 cm links vom Zentrum

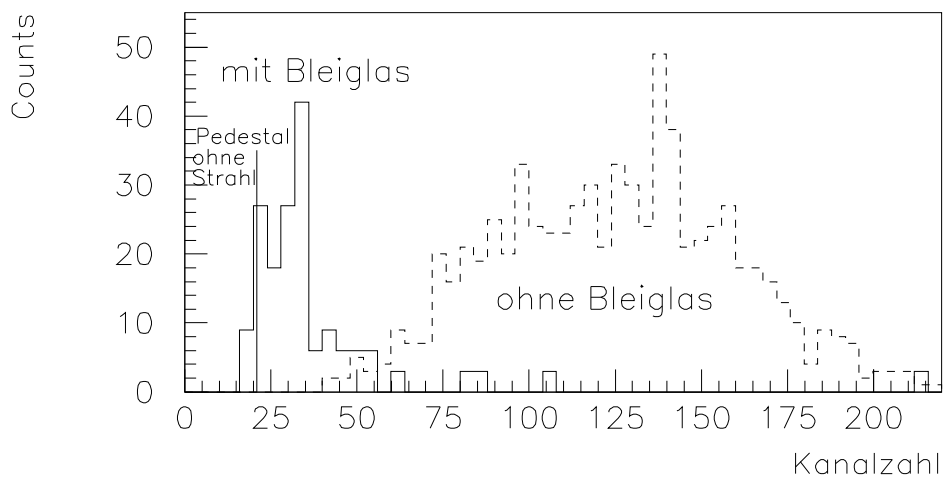


Abbildung 37: Pedestalverschiebung mit und ohne Bleiglaswand

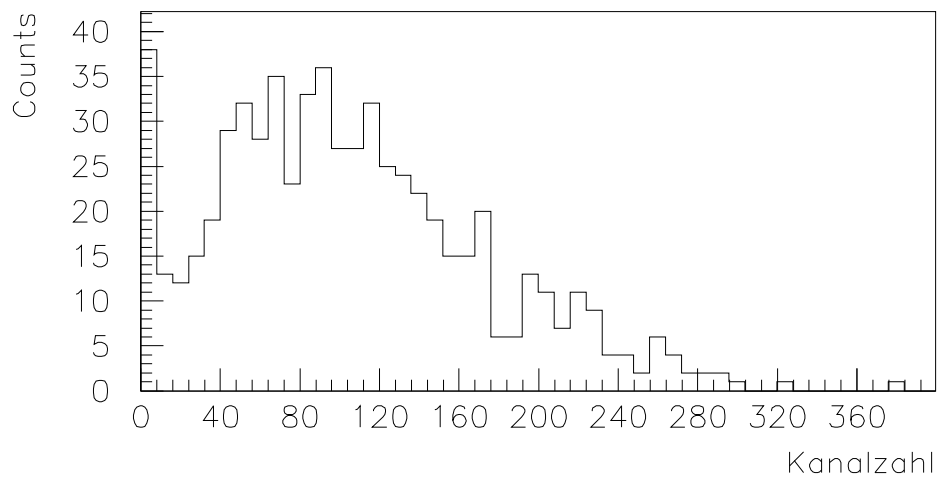


Abbildung 38: Spektrum des Bleiglasdetektors

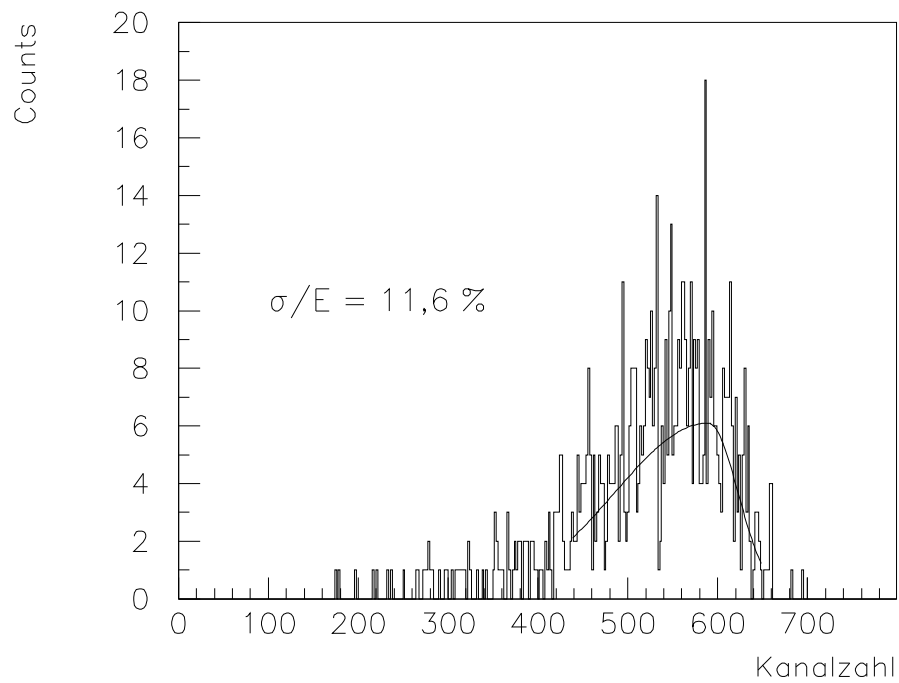


Abbildung 39: Spektrum des BaF_2 -Detektors

Dazu stellen wir uns einen Detektor bestehend aus 3 Elementen der Breite a vor, in dem sich der Schauer nur in einer Dimension transversal mit einem exponentiellen Abfall ausbreitet (s. Abb. 42). Der Auftreffort des Teilchens auf den Detektor sei x_{ein} . Die Energiedepositionen in den einzelnen Detektorelementen seien I_- , I_0 und I_+ . Mit der oben gemachten Annahme über die Ausbreitung des Schauers gilt dann:

$$I_- = A \int_{-3/2 \cdot a}^{-a/2} e^{-|x-x_{ein}|/R} dx, \quad (12)$$

$$I_+ = A \int_{a/2}^{3/2 \cdot a} e^{-|x-x_{ein}|/R} dx. \quad (13)$$

A ist eine Konstante, die die Intensität des Schauers beschreibt, und im Endresultat nicht mehr auftaucht. R ist die 'transversale Reichweite' des Schauers.

Sei $-a/2 < x_{ein} < a/2$:

$$\Rightarrow \quad I_- = A \int_{-3/2 \cdot a}^{-a/2} e^{(x-x_{ein})/R} dx \quad \text{und}$$

$$I_+ = A \int_{a/2}^{3/2 \cdot a} e^{-(x-x_{ein})/R} dx,$$

$$\Rightarrow \quad I_- = AR e^{-x_{ein}/R} (e^{-a/2R} - e^{-3a/2R}), \quad (14)$$

$$I_+ = AR e^{+x_{ein}/R} (e^{-a/2R} - e^{-3a/2R}). \quad (15)$$

Aus dem Quotient von (14) und (15) erhält man dann [1]:

$$x_{ein} = \frac{R}{2} \ln \left(\frac{I_+}{I_-} \right). \quad (16)$$

Der Parameter R wurde durch eine GEANT-Simulation zu $2,16cm$ bestimmt.

Die Anordnung der BaF_2 -Kristalle ist in Abb. 43 zu sehen. Aus der Energiedeposition in zwei gegenüberliegenden Kristallen kann man nun mittels (16) einen Punkt auf der, die Mittelpunkte der beiden Kristalle verbindenden Gerade berechnen. Der Eintreffort liegt auf einer Strecke, die durch diesen Punkt geht und senkrecht zur Verbindungsgeraden der beiden Kristalle ist.

Wenn man dies für alle 3 gegenüberliegenden Paare durchführt und die entsprechenden Senkrechten einzeichnet, erhält man im allgemeinen 3 Schnittpunkte (s. Abb. 43). Den Einschußort erhält man dann aus dem Mittelwert dieser drei Schnittpunkte. Bei der Simulation wurden jeweils 10000 Elektronen an einem Ort des Detektors eingeschossen. In Abb. 44 ist der Einschußort x_{ein} einer solchen Simulation gegen den mit Hilfe von (16) berechneten Mittelwert aller rekonstruierten Orte x_{rek} aufgetragen. Aus der Lage der Punkte erkennt man, daß bei der Rekonstruktion eine systematische Abweichung auftritt. Je weiter man außen einschießt, desto größer wird x_{rek} . Dieser Fehler tritt wegen der unzutreffenden Annahme auf, daß der Schauer sich nur in eine Dimension transversal ausbreitet.

Abb. 45 erläutert dies: Sei der Einschußort, wie eingezeichnet, am linken Rand des Detektors. Der Schauers breitet sich radialsymmetrisch in der Zeichenebene aus. Wie man aus der Abbildung erkennt, umfaßt der linke Detektor einen größeren Winkelbereich des Schauers als der rechte Detektor, was dazu führt, daß der rekonstruierte Ort zu weit links liegt. Dieser Fehler kann jedoch korrigiert werden, indem man

$$x_{rek.}^{kor.} = a \cdot \operatorname{atan}(b x_{rek.}) ,$$

mit $a = 3,282$ und $b = 0,324$

setzt. Die Parameter a und b wurden durch die GEANT-Simulation bestimmt. In Abb. 44 ist diese Korrektur als durchgezogene Linie eingezeichnet.

Die Abbildungen 46 und 47 zeigen die Ergebnisse einer Messung bei dem die Elektronen den BaF_2 -Detektor im Zentrum trafen. Der Einschubort des Elektrons wurde durch den $2cm^2$ großen quadratischen Plastiksintillator bestimmt. Um die Ortsauflösung aus den gemessenen Spektren zu bestimmen, wurden diese durch eine Faltung einer Rechteckverteilung, die die Breite L des Plastiksintillators hat, und einer Gaußkurve beschrieben:

$$F(x) = A \int_{x_0-L/2}^{x_0+L/2} dx' e^{-(x-x')^2/2\sigma},$$

mit x_0 : Mittelpunkt des Plastiksintillators.

σ ist dann die gesuchte Ortsauflösung. Für den zentralen Einschub erhält man $\sigma_x = 11mm$ und $\sigma_y = 10mm$. Bei einer zweiten Messung befand sich der Plastiksintillator $2cm$ links vom Zentrum. Hier beträgt die Auflösung $\sigma_x = 6mm$ und $\sigma_y = 10mm$. Die in Kap. 3 geforderte Auflösung liegt bei $10mm$. Die Auflösung für einen Einschub am Rand ist besser verglichen mit einem Einschub in der Mitte, da die Summe $I_+ + I_-$, der in den beiden Randdetektoren deponierten Energie für einen Einschub am Rand des Zentrumsdetektor am größten ist und damit der relative Fehler am kleinsten.

Es fällt auf, daß die Energiedeposition I_0 im zentralen Detektor nicht in die Berechnung eingeht. Dies liegt an der angenommenen exponentiellen Form des Schauerprofils.

Es ist möglich eine Formel abzuleiten, die in Abb. 42 nur die Information des zentralen Detektors und z.B. des linken Detektors benutzt. Jedoch führt dies, wie man sich an Abb. 45 klar machen kann zu einem noch größeren systematischen Fehler, der nicht mehr korrigierbar ist.

6.4 Untergrund

Da ein Wasserstofftarget genauso viele Elektronen wie Protonen besitzt, findet natürlich auch Møllerstreuung statt. Unter 35° beträgt der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß $\approx 7 \cdot 10^{-24} \text{cm}^2/\text{sr}$. Der Mott-Wirkungsquerschnitt ist um 7 Größenordnungen kleiner. Allerdings haben Møllerelektronen unter 35° nur noch eine Energie von $2,6 \text{MeV}$, so daß viele von ihnen schon im Target oder im Fenster der Streukammer absorbiert werden. Dennoch können sie, aufgrund ihrer großen Zahl, einen wesentlichen Anteil am Untergrund haben. In Abb. 29 wird bei 100nA ein Untergrund von 10MeV pro Gatelänge beobachtet.

Die Messungen mit der Bleiglaswand zeigen, daß der Untergrund durch Teilchen verursacht wird, die die 4cm dicke Bleiglaswand nicht mehr durchqueren. Die Schwelle für das Durchqueren der Bleiglaswand liegt etwa bei 50MeV .

Da die BaF_2 -Kristalle, wie in Kapitel 5 beschrieben, auch hervorragend zum Nachweis niederenergetischer Teilchen geeignet sind, besteht die Möglichkeit bei kleinem Strahlstrom ein Untergrundspektrum aufzunehmen, und, z. B. durch Abschirmen des BaF_2 -Rings durch verschieden dicke Aluminiumplatten, die Veränderung des Spektrums und der Zählraten zu beobachten.

Die Verwendung des PM R4679, dessen Photokathode nur das Licht der kurzen Komponente in Photoelektronen konvertiert, bewirkt auch eine Verringerung des Untergrunds. Denn ein Teilchen, das z.B. $1 \mu\text{s}$ vor dem Auslösen des Gates durch eine Koinzidenz in den Detektor trifft, trägt noch mit dem Szintillationslicht der langen Komponente zum gemessenen Signal bei. Dies ist nicht mehr der Fall bei der Verwendung des entsprechenden Photomultipliers.

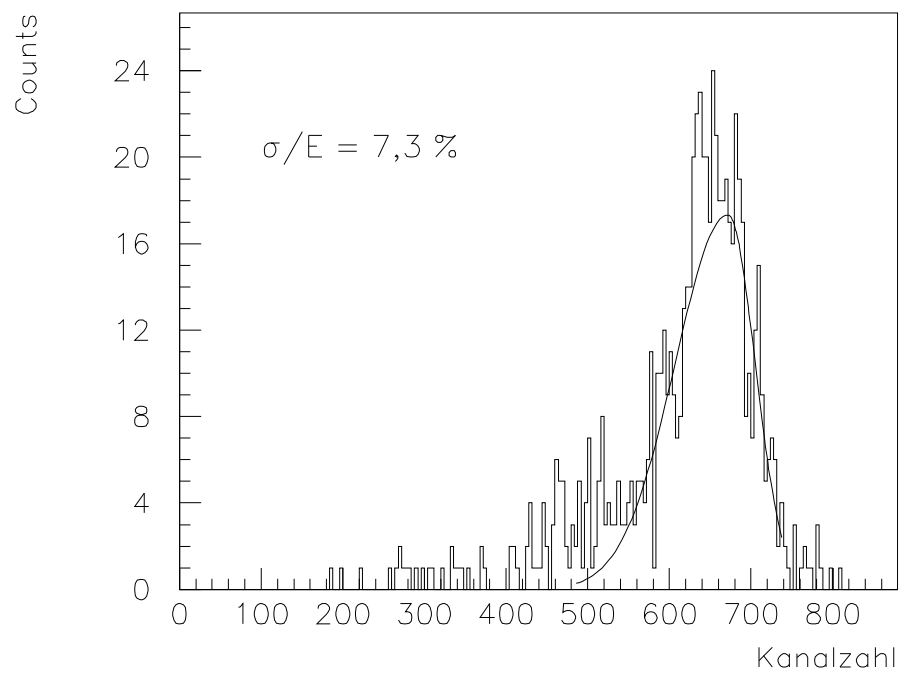


Abbildung 40: Summenspektrum von BaF_2 und Bleiglas

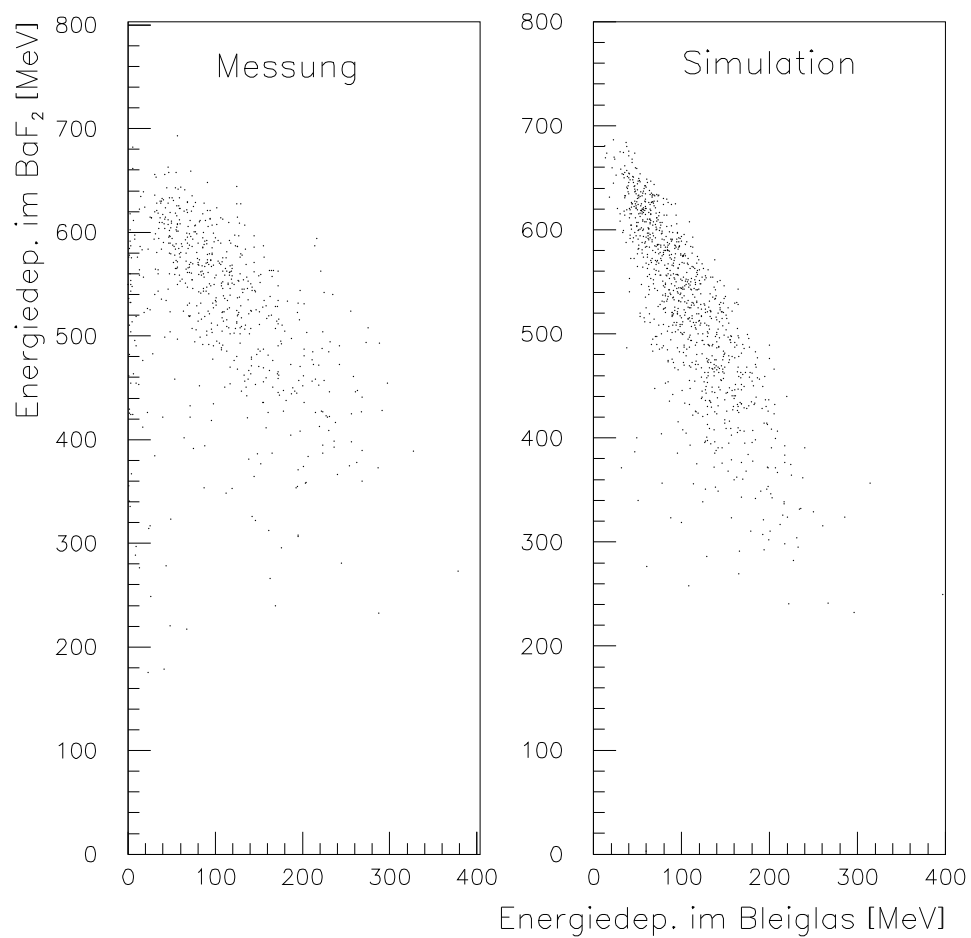


Abbildung 41: deponierte Energie BaF_2 -Bleiglas

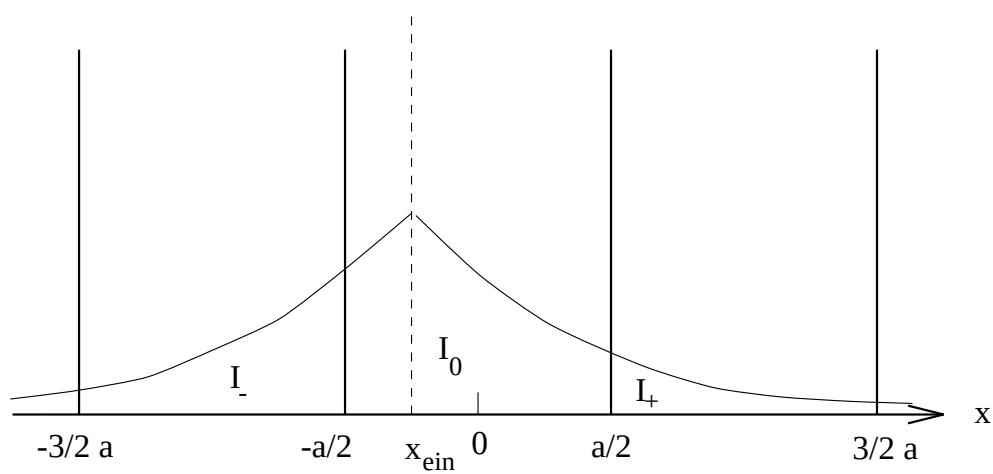


Abbildung 42: Modell zur Ortsrekonstruktion

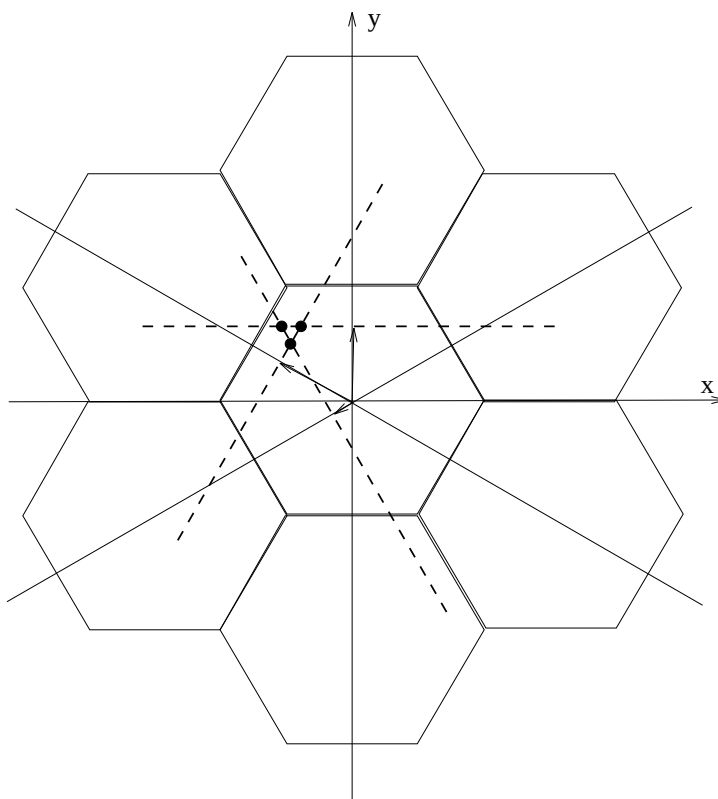


Abbildung 43: Anordnung der BaF_2 -Kristalle

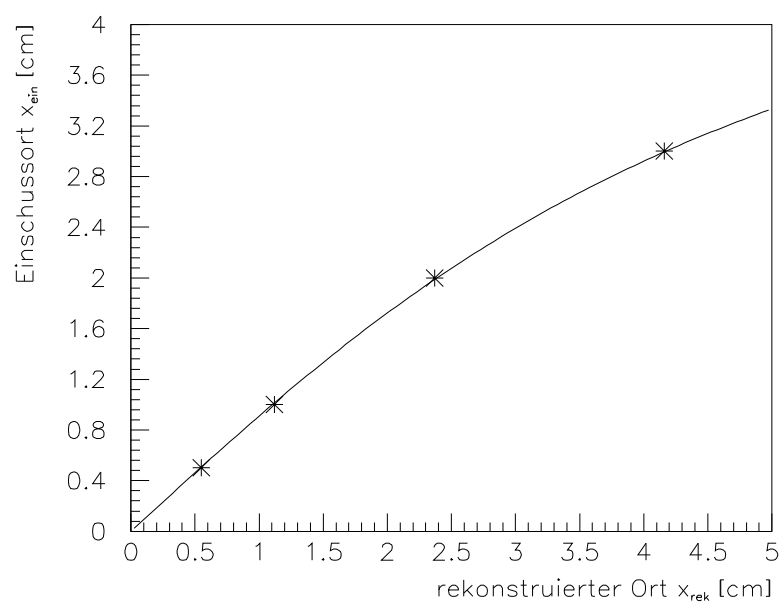


Abbildung 44: Einschußort x_{ein} gegen rekonstruierten Ort x_{rek}

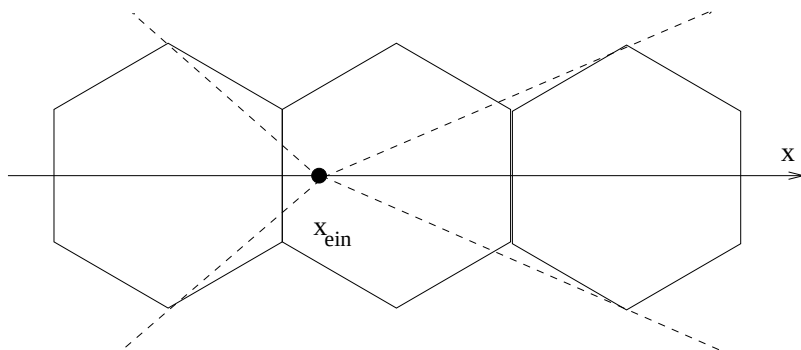


Abbildung 45: Erklärung des systematischen Fehlers

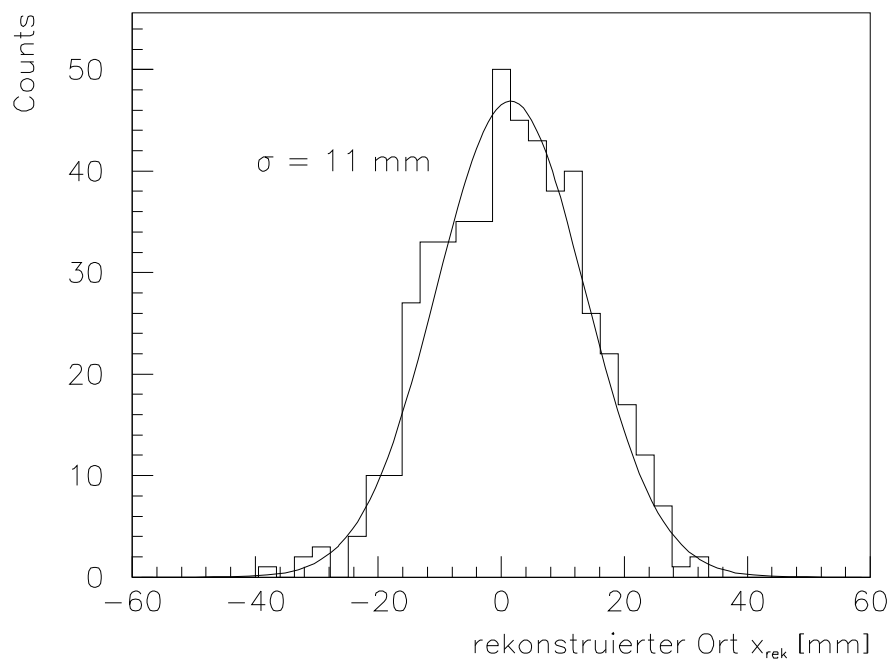


Abbildung 46: Ortsrekonstruktion in x-Richtung bei zentralem Einschuß

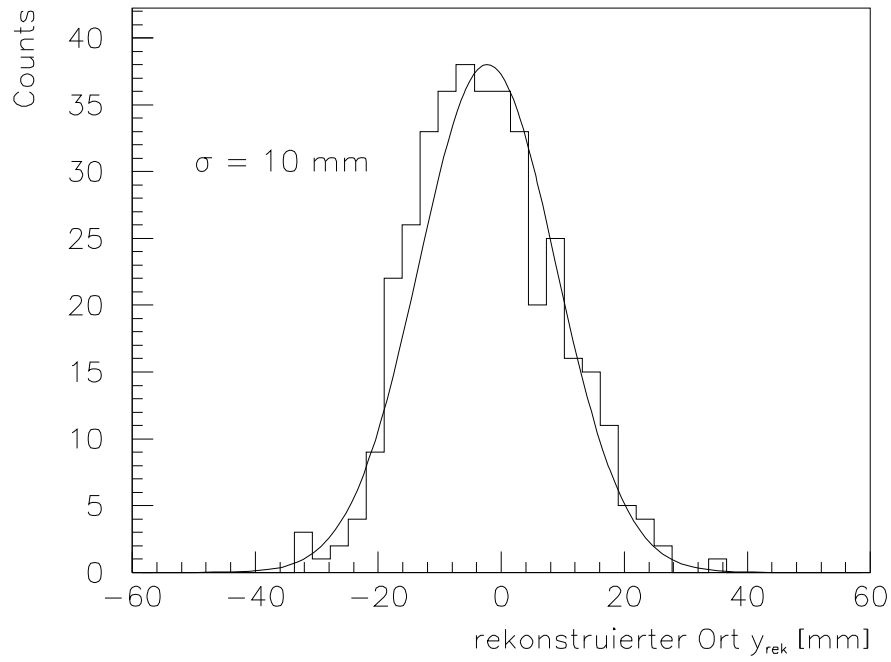


Abbildung 47: Ortsrekonstruktion in y-Richtung bei zentralem Einschuß

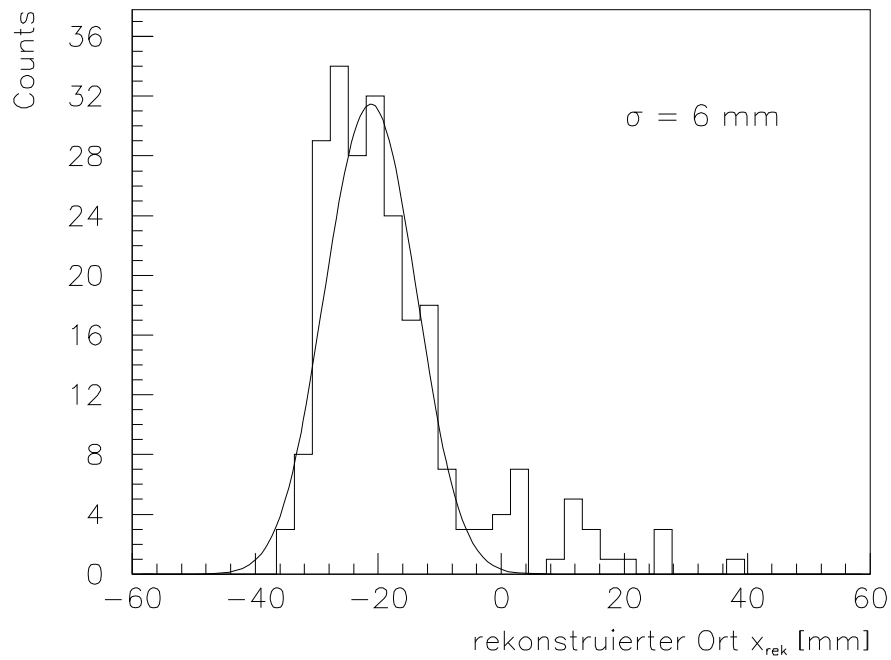


Abbildung 48: Ortsrekonstruktion in x-Richtung bei Einschuß 2cm links vom Zentrum

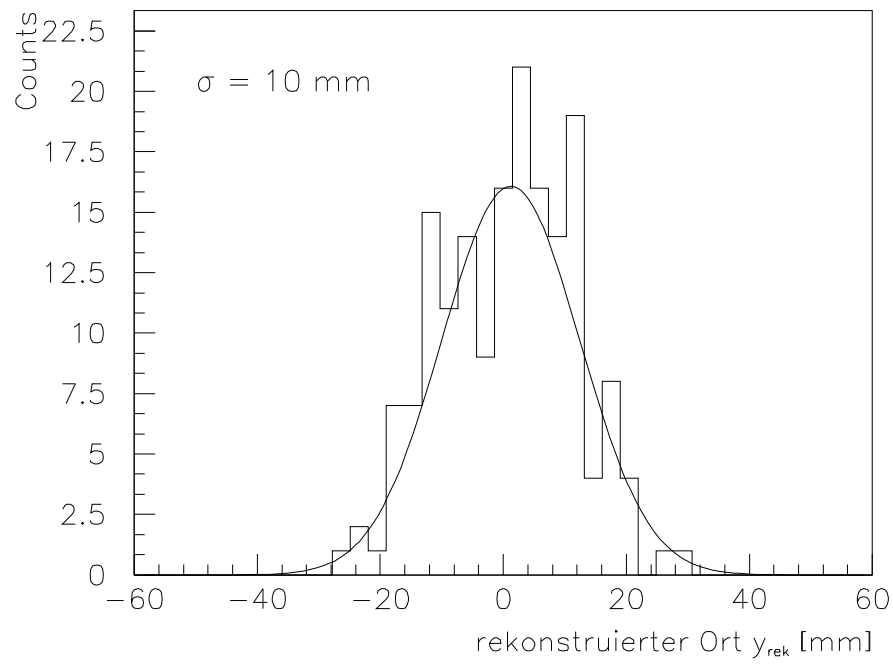


Abbildung 49: Ortsrekonstruktion in y-Richtung bei Einschuß 2cm links vom Zentrum

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im ersten Teil der Diplomarbeit wurde gezeigt, daß die paritätsverletzende Elektronenstreuung Aufschluß über den Strange-Quarkanteil des Protons geben kann. Dann wurde abgeleitet unter welchem Elektronstreuwinkel das Experiment, bei gegebener Meßzeit, mit der größten statistischen Genauigkeit durchgeführt werden kann, um Modelle für den Beitrag des Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Protons zu verifizieren oder zu falsifizieren. Der zu messende Effekt der Änderung der Asymmetrie liegt im Bereich von 10^{-7} . Dies stellt, wie in Kap. 3 erläutert wurde, enorme Anforderungen an den Detektor. Bariumfluorid wurde als mögliches Detektormaterial vorgestellt. Im Rahmen dieser Diplomarbeit konnte gezeigt werden, daß Bariumfluorid die geforderte Energie- und Ortsauflösung zur Durchführung des Experiments liefert.

Ein noch weiter zu untersuchendes Problem ist die Vermeidung des Untergrunds. Hier steht bisher leider nur eine Messung zur Verfügung, bei der der Čerenkov-Detektor so weit vor den BaF_2 -Kristallen stand, so daß aufgrund der Aufweitung des Schauers die geforderte Energieauflösung nicht erreicht wurde. Eine GEANT-Simulation, bei der das Bleiglas direkt vor dem BaF_2 stand, ergibt eine Auflösung von 2,1% für das Gesamtsystem. Hier sind noch weitere Untersuchungen nötig, evtl. auch mit verschiedenen Dicken des Pre-Shower-Detektors. Dieser muß einerseits so dick sein, daß der Untergrund absorbiert wird, aber andererseits sollte er so dünn wie möglich sein, damit ein größerer Teil der Schauerenergie im Szintillationsdetektor deponiert wird.

In der Arbeitsgruppe werden noch weitere Untersuchungen mit flüssigem Xenon als Szintillationsmaterial und Bleifluorid als Čerenkovdetektor durchgeführt. Beide haben eine größere Strahlenfestigkeit als die hier untersuchten Materialien.

In der vorliegenden Arbeit wurden keine Gründe gefunden, die das vorgeschlagene Experiment prinzipiell unmöglich erscheinen lassen.

A Hyperon-Formfaktoren

Hier soll gezeigt werden, daß die Messung der Formfaktoren eines Hyperons im Baryonenoktett keine dritte unabhängige Messung zur Bestimmung des Strange-Quark-Anteils im Proton liefert.

Angenommen, man kennt die elektrischen und magnetischen Formfaktoren $G_{E,M}$ von Proton(u,u,d), Neutron(u,d,d) und $\Sigma^+(u,u,s)$. Die Formfaktoren können, wenn man die Ströme auf Quarkniveau beschreibt, als Summe über Quark-Flavour-Formfaktoren geschrieben werden:

$$G^B = \sum_{i=u,d,s} Q_i \cdot G_i^B, \quad B = p, n, \Sigma^+.$$

Q_i ist die Ladung des entsprechenden Quarkflavours. Beiträge der schweren Quarks werden vernachlässigt. Da die Rechnung für elektrischen und magnetischen Formfaktor identisch ist, wurden die Indeces 'E' und 'M' weggelassen.

Für p, n, Σ^+ erhält man dann:

$$G^p = \frac{2}{3}G_u^p - \frac{1}{3}G_d^p - \frac{1}{3}G_s^p, \quad (17)$$

$$G^n = \frac{2}{3}G_u^n - \frac{1}{3}G_d^n - \frac{1}{3}G_s^n, \quad (18)$$

$$G^{\Sigma^+} = \frac{2}{3}G_u^{\Sigma^+} - \frac{1}{3}G_d^{\Sigma^+} - \frac{1}{3}G_s^{\Sigma^+}. \quad (19)$$

Die neun Unbekannten auf der rechten Seite dieser 3 Gleichungen reduzieren sich auf 3, wenn man eine SU(3)-Symmetrie für die Quarkflavours voraussetzt:

$$G_u^p = G_d^n = G_u^{\Sigma^+}, \quad (20)$$

$$G_d^p = G_u^n = G_s^{\Sigma^+}, \quad (21)$$

$$G_s^p = G_s^n = G_d^{\Sigma^+}. \quad (22)$$

Für die gesuchten Formfaktoren G_u^p, G_d^p und G_s^p erhält man schließlich folgendes inhomogene lineare Gleichungssystem:

$$\frac{1}{3} \begin{pmatrix} 2 & -1 & -1 \\ -1 & 2 & -1 \\ 2 & -1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_u^p \\ G_d^p \\ G_s^p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^p \\ G^n \\ G^{\Sigma^+} \end{pmatrix}, \quad (23)$$

dessen Determinante jedoch verschwindet, so daß nur 2 der 3 Gleichungen voneinander unabhängig sind. Dies gilt auch für alle anderen Hyperonen im Baryonen-Oktett.

B Beitrag des axialen Formfaktors G_Z^3

Das Matricelement des Z^0 -Austauschs ist proportional zu folgendem Ausdruck:

$$\bar{u}(p') \left[-\frac{1}{4} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) + \gamma^\mu \sin^2 \Theta_W \right] u(p) \cdot \frac{1}{M_Z^2}.$$

$$\bar{u}(P') [F_1^Z(q^2) \gamma_\mu + F_2^Z(q^2) \sigma_{\mu\nu} \gamma^\nu + G_1^Z(q^2) \gamma_\mu \gamma_5 + G_3^Z(q^2) \gamma_5 q_\mu] u(P),$$

M_Z : Masse des Z^0 – Bosons .

Der Summand dieses Matricelements, in dem G_3^Z auftritt, hat folgende Form:

$$\begin{aligned} & \bar{u}(p') \left[-\frac{1}{4} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) + \gamma^\mu \sin^2 \Theta_W \right] u(p) \cdot \frac{1}{M_Z^2} \cdot \bar{u}(P') [G_3^Z(q^2) \gamma_5 q_\mu] u(P) \\ &= \bar{u}(p') \left[-\frac{1}{4} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) + \gamma^\mu \sin^2 \Theta_W \right] u(p) q_\mu \cdot \frac{1}{M_Z^2} \cdot \bar{u}(P') [G_3^Z(q^2) \gamma_5] u(P). \end{aligned}$$

Nun gilt aber:

$$\begin{aligned} & \bar{u}(p') \left[-\frac{1}{4} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) + \gamma^\mu \sin^2 \Theta_W \right] u(p) q_\mu \\ &= \left(-\frac{1}{4} + \sin^2 \Theta_W \right) \underbrace{\bar{u}(p') \gamma^\mu u(p) q_\mu}_{=0} + \frac{1}{4} \underbrace{\bar{u}(p') \gamma^\mu \gamma_5 u(p) q_\mu}_{=-2m_e \bar{u}(p') \gamma_5 u(p)} = -\frac{1}{4} \cdot 2m_e \bar{u}(p') \gamma_5 u(p). \end{aligned}$$

Der Beitrag dieses Matricelements verschwindet also bei Vernachlässigung der Elektronmasse m_e .

C Zusammenhang zwischen schwachen und elektromagnetischen Vektorformfaktoren

Im Standardmodell ist der schwache neutrale Strom J_μ^Z durch folgenden Ausdruck gegeben ([14], S.306):

$$J_\mu^Z = \sum_q \bar{q}(\gamma_\mu T_3 - \gamma_\mu Q_q \sin^2 \Theta_W) q,$$

wobei die Summe über alle Quarkflavours geht. Θ_W ist der Weinbergwinkel und T_3 ist die dritte Komponente des schwachen Isospinoperators. Q_q bezeichnet die Ladung des entsprechenden Quarkflavours. Vernachlässigt man die Beiträge der schweren Quarks, so geht die Summe über 6 Quarkzustände: $u_R, u_L, d_R, d_L, s_R, s_L$, wobei L und R, links- bzw. rechtshändige Quarkzustände bezeichnen. Diese sind durch

$$q_{R,L} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5) q \quad (24)$$

definiert.

Mit den Eigenschaften von T_3 und unter Vernachlässigung der schweren Quarks erhält man dann:

$$\begin{aligned} J_\mu^Z &= \frac{1}{2} \bar{u}_L \gamma_\mu u_L - \frac{1}{2} \bar{d}_L \gamma_\mu d_L - \frac{1}{2} \bar{s}_L \gamma_\mu s_L \\ &\quad - \sin^2 \Theta_W \left(\frac{2}{3} \bar{u}_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d}_\mu d - \frac{1}{3} \bar{s}_\mu s \right). \end{aligned} \quad (25)$$

Hier wurde außerdem die Relation $q_R + q_L = q$ benutzt. Mit den Gleichungen (24) und (25) erhält man dann schließlich:

$$\begin{aligned} J_\mu^Z &= \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W \right) \bar{u}_\mu u + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \Theta_W \right) \bar{d}_\mu d + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \Theta_W \right) \bar{s}_\mu s \\ &\quad + \frac{1}{4} (\bar{u}_\mu \gamma_5 u - \bar{d}_\mu \gamma_5 d - \bar{s}_\mu \gamma_5 s). \end{aligned}$$

Daraus kann man jetzt den Zusammenhang zwischen den schwachen und den Quark-Flavour-Formfaktoren ablesen:

$$\begin{aligned} G_{E,M}^Z &= \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \Theta_W \right) G_{E,M}^u + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \Theta_W \right) G_{E,M}^d \\ &\quad + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \Theta_W \right) G_{E,M}^s \end{aligned} \quad (26)$$

$G_{E,M}^u, G_{E,M}^d$ und $G_{E,M}^s$ sind die gleichen Formfaktoren, die in Anhang A auftauchen. Nur wurde hier, wie in Kapitel 2.2, auf den Index p für Proton verzichtet. Es gilt also: $G_{E,M}^u \equiv G_u^p, G_{E,M}^d \equiv G_d^p$ und $G_{E,M}^s \equiv G_s^p$!

Mit den Gleichungen (17), (18), (20) und (21) aus Anhang A kommt man dann auf folgende Beziehungen:

$$G_{E,M}^u = 2 G_{E,M}^\gamma + G_{E,M}^{\gamma,n} + G_{E,M}^s, \quad (27)$$

$$G_{E,M}^d = G_{E,M}^\gamma + 2 G_{E,M}^{\gamma,n} + G_{E,M}^s. \quad (28)$$

(27) und (28) eingesetzt in (26) liefern schließlich die Gleichungen (5) und (6) in Kapitel 2.2.

Literatur

- [1] G. A. Akopdjanov et al.,
NIM 140(1977)441
- [2] E. J. Beise, R. D. McKeown (Herausgeber), 1990,
Parity violation in electron scattering,
Singapore: World Scientific
- [3] J. B. Birks, 1964,
The Theory and Practice of Scintillation Counting,
Oxford: Pergamon Press
- [4] R. Decker, M. Nowakowski, U. Wiedner,
Strangeness in the nucleon ,
Fort. der Physik (1992)
- [5] Finanzierungsantrag 1993-1995,
SFB 201, 1992, Mainz
- [6] F. Halzen, A. D. Martin, 1984,
Quarks & Leptons,
New York: John Wiley & Sons
- [7] S. Galster et al.,
Nucl. Phys. B32(1971)221
- [8] R.L. Jaffe,
Phys. Letters B3(1989)275
- [9] K. Kleinknecht, 1987,
Detektoren für Teilchenstrahlung,
Stuttgart: Teubner
- [10] K. W. Krygier, 1992,
MECDAS, Kurzeinführung, Mainz
- [11] P. Lecroy, M. Schüssler, 1991,
Progress and prospects in the development of new
scintillators for future high energy physics experiments,
5th Pisa meeting on advanced detectors
- [12] J. W. Lightbody, J, S. O'Connell, 1988,
Computers in Physics, S.57
- [13] E. Lohrmann, 1986,
Hochenergiephysik,
Stuttgart: Teubner
- [14] O. Nachtmann, 1986,
Phänomene und Konzepte der
Elementarteilchenphysik,
Braunschweig/Wiesbaden: F. Vieweg & Sohn

- [15] R. Novotny, 1990,
Performance of BaF_2 -crystals,
TAPS-Report 10, Gießen
- [16] N. W. Park et al.,
Phys. Rev. D43(1991)869
- [17] Photomultiplicateurs,
RTC,
Paris, 1981
- [18] Phys. Rev. B, 1992,
Review of Particle Properties
- [19] C. Y. Prescott et al.,
Phys. Letters 77B(1978)347
- [20] P. Renton, 1990,
Electroweak Interactions,
Cambridge: Cambridge University Press
- [21] E. Rutherford,
Recollection of the Cambridge days,
Elsevier Publishing company, 1972, S.35
- [22] M. Schneider, 1989,
Test von BaF_2 -Detektoren zum Aufbau
eines π^0 -Spektrometers,
Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Mainz
- [23] M. Suffert, 1988,
Nouveaux scintillateurs et techniques associés,
Cours à l'école Joliot-Curie, Strasbourg
- [24] Z. Y. Wei et al.,
NIM B61(1991)61
- [25] C. L. Woody et al.,
Radiation Damage in BaF_2 -Crystals,
Brookhaven National Laboratory,
Upton, New York 11973
- [26] Wu et al.,
Phys. Review 105(1957)1413