UNIVERSITÄT BONN
Physikalisches Institut

Experimentelle Bestimmung der Neutronnachweiseffizienz zur Überprüfung der Resultate einer Messung des magnetischen Neutronformfaktors an ELSA

von
Patrick Maschke

A pion production experiment with almost real photons on ^{1}H has been carried out at the electron strecher accelerator ELSA to determine the neutron detection efficiency of the large solid angle acceptance nonmagnetic ELAN Time-of-Flight spectrometer. The source of unknown discrepancy between the neutron magnetic form factor values measured at ELSA and MAMI could no longer be attributed to a wrong detection efficiency of the ELSA data. A GEANT Monte Carlo calculation has been adapted to determine the detection efficiency for the ToF spectrometer. The result of this simulation is $\eta_{\mathbf{Geant}} = 3.1\% \pm 0.2\%$ in very good agreement with the experimental value of $\eta_{\mathbf{Exp}} = 3.2\% \pm 0.2\%$.

Post address:
Nussallee 12
D-53115 Bonn
Germany

BONN-IR-2001-08
Bonn University
August 2001
ISSN-0172-8733

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung

Die Frage nach dem Aufbau der Materie hat schon in der Antike die Philosophen beschäftigt. Bis heute konnte keine Antwort gefunden werden, die alle Phänomene erklärt. E. Rutherford konnte zu Anfang des zwanzigsten Jahrhunderts mit Streuexperimenten zeigen, daß die Masse im Atom in einem sehr kleinen Bereich, dem Atomkern, konzentriert ist [Rut11]. Intensive Untersuchungen des Atomkernes bestätigten schließlich, daß dieser wiederum aus kleineren Bestandteilen, den Protonen und Neutronen, besteht, die durch die starke Wechselwirkung zusammengehalten werden. Die Protonen und Neutronen sind dabei komplizierte ausgedehnte Objekte, deren innere Struktur auch heute noch intensiv erforscht wird.
Deutliche Hinweise auf eine zusammengesetzte Struktur der Nukleonen kamen durch Messungen der magnetischen Momente, die von den für punktförmige Dirac-Teilchen erwarteten Werten abwichen [EFS33]. Die räumliche Ausdehnung der geladenen und magnetischen Dichteverteilung von Nukleonen fließt in die Streutheorie durch den Ansatz von Formfaktoren ein. Messungen der elektrischen und magnetischen Formfaktoren anhand von elastischer Elektronstreuung über einen weiten Bereich des Viererimpulsübertragquadrates K^2 zeigten, daß der Verlauf der Formfaktoren durch einen empirischen Dipolfit[1] G_D mit der Konstanten $\lambda = 0.84\ G\mathrm{eV}$ durch

$$G_D(K^2) = \left(\frac{\lambda^2}{\lambda^2 + K^2}\right)^2 = (1 + K^2/(0.71\ G\mathrm{eV}^2))^{-2} = \frac{G^p_{\mathrm{M}}(K^2)}{\mu_p} = \frac{G^n_{\mathrm{M}}(K^2)}{\mu_n} \tag{1.1}$$

bis zu einigen $G\mathrm{eV}^2$ beschrieben werden kann, wobei $\mu_p = (2.79284739 \pm 0.00000006)\mu_N$ und $\mu_n = -(1.9130428 \pm 0.0000005)\mu_N$ das magnetische Moment des Protons und des Neutrons normiert auf das nukleare Magneton μ_N ist. Die Abweichung der gemessenen magnetischen Momente von den zunächst erwarteten Werten $\mu_p = 1 \cdot \mu_N$ und $\mu_n = 0 \cdot \mu_N$ kann heute mit einfachen Konstituentenquark-Modellen erklärt werden. Nukleonen sind in diesen Modellen aus drei massiven Konstituentenquarks zusammengesetzt, die die Quantenzahlen und die Masse des Nukleons tragen. Bei einer Abtastung der Nukleonen mit höherer Auflösung zeigt sich, daß die Konstituentenquarks selbst zusammengesetzte Teilchen sind, die nach heutiger Theorie aus den Valenzquarks[2], Seequarks[3] und Gluonen[4] bestehen.
Bei den Experimenten der elastischen Elektronstreuung wird die Struktur der Nukleonen durch die Streuung der punktförmigen Elektronen bei verschiedenen Auflösungen

[1] Mit *Dipolfit* ist eine phänomenologische Anpassungsfunktion G_D an die gemessenen Datenpunkte gemeint.

[2] Nach heutiger Kenntnis punktförmige Quarks. Die Valenzquarks haben deutlich kleinere Massen als die Konstituentenquarks.

[3] Virtuelle Quark-Antiquark-Paare im Vakuum, die durch die Polarisation des Vakuums erzeugt werden.

[4] Gluonen sind die Feldteilchen der starken Wechselwirkung.

abgetastet. Aus den gemessenen Formfaktoren können dann die mittleren Nukleonradien extrahiert werden [ThWe01]:

$$< r_M^2 >_{\mathrm{p}}^{1/2} = (0.86 \pm 0.06) f\mathrm{m}, < r_E^2 >_{\mathrm{p}}^{1/2} = (0.86 \pm 0.01) f\mathrm{m},$$

$$< r_M^2 >_{\mathrm{n}}^{1/2} = (0.89 \pm 0.07) f\mathrm{m}, < r_E^2 >_{\mathrm{n}}^{1/2} = (0.11 \pm 0.07) f\mathrm{m}.$$

Während mit der elastischen Elektronstreuung zwar die Ausdehnung und Verteilung der Nukleonen bestimmt werden kann, ist es mit dieser jedoch nicht möglich Informationen über die inneren Bindungspotentiale und damit die inneren Anregungen der einzelnen Quarks zu gewinnen. Diese innere Struktur wird durch die Strukturfunktionen wiedergegeben, die mit inelastischer Streuung vermessen werden, bei der verschiedene Resonanzen angeregt und deren Quantenzahlen bestimmt werden.
Die Kenntnisse über Formfaktoren und Strukturfunktionen für Protonen sind heute über einen sehr großen Bereich des Viererimpulsübertragquadrates K^2 und der invarianten Masse W gut bekannt. Für das Neutron, den Isospin-Partner des Protons, sind die Kenntnisse heute jedoch in der Regel deutlich schlechter. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache begründet, daß bei den meisten Streuexperimenten keine freien Neutronen als Streuzentrum zur Verfügung stehen, sondern diese in Kernen wie dem Deuteron gebunden sind. Ferner ist der Nachweis von Neutronen deutlich schwieriger als von Protonen, da die Neutronen aufgrund ihrer Ladungsneutralität nur über Sekundärprozesse nachweisbar sind. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen mit einem Impuls von etwa 100 MeV im Szintillationsmaterial kann mit $1\%/c$m ohne Berücksichtigung experimenteller Schwellen abgeschätzt werden, wohingegen Protonen mit gleichem Impuls nahezu vollständig ($\approx$ 100%) nachgewiesen werden. Eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen mit einer vergleichbaren Genauigkeit, wie sie für Protonen erzielt wird, ist experimentell daher schwieriger als für Protonen.
In dieser Arbeit wird die Genauigkeit eines Verfahrens zur Messung der Nachweiseffizienz für Neutronen untersucht, welches in der experimentellen Durchführung leicht zu realisieren ist, und bei [Rei93][Bru95] eingesetzt wurde. Ferner sind diese Ergebnisse wichtig für Messungen der Reaktion $p(e, e'n)\pi^+$, die in den letzten Jahren an ELSA durchgeführt wurden [Bru01].

2. Theoretischer Hintergrund

2.1 Das Bremsspektrum reeller Photonen

Um die spektrale Verteilung der Photonen bei Bremsprozessen zu bestimmen, wird eine Störungsrechnung nach H. Bethe und W. Heitler [BeHe34] im Ruhesystem des Elektrons, das durch das Feld des bewegten Kernes gestreut wird, durchgeführt. Eine "exakte" Berechnung dieses Problems ist unmöglich, da die Lösung der Dirac-Gleichung für ein Elektron im Coulomb-Feld eine Darstellung der Wellenfunktion als unendliche Reihe verlangt [BeMa54].

In der Berechnung wird zunächst das Feld als reines Coulomb-Feld betrachtet, welches jedoch für große Stoßparameter durch die Elektronenwolke zunehmend abgeschirmt wird. Dieser Prozeß der Abschirmung, der in der Literatur als *Screening*[1] bezeichnet wird, führt zu einer Verringerung des Wirkungsquerschnittes für kleine Photonenenergien, die großen Stoßparametern entsprechen. Eine quantitative Behandlung des *Screening*-Effektes läßt sich mit Hilfe des numerischen Parameters nach [Beth34]

$$\gamma = \frac{Ck}{E_0 E Z^{1/3}}, \tag{2.1}$$

durchführen, wobei k die Energie des Photons, E_0 die Energie des einlaufenden, E die Energie des auslaufenden Elektrons, C eine Normierungskonstante[2] und Z die Kernladung ist. Für Werte von $\gamma \ll 1$ sind die Berechnungen mit dem vollständig abgeschirmten Potential durchzuführen (*complete screening*), wohingegen für $\gamma > 15$ der *Screening*-Effekt vernachlässigt werden kann und die Berechnungen mit dem unabgeschirmten Potential durchgeführt werden.

Der Einfluß des Kernpotentials auf das einlaufende Elektron führt zu einer Abweichung von der klassischen Berechnung, da das Elektron vor der Abstrahlung des Bremsstrahlungsphotons im Kernpotential zusätzlich Energie gewinnt. Nach der Abstrahlung des Bremsstrahlungsphotons muß das gestreute Elektron die Potentialbarriere des Kerns wieder überwinden, so daß dieser Prozeß einem Bremsstrahlungsprozeß mit geringerer Energie äquivalent ist. Die sogenannte *Coulomb-Korrektur* führt daher zu einer Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes. Diese Abweichung wird in [Da+54] berechnet zu

$$f(\mathrm{Z}) = a^2 \left(\frac{1}{1+a^2} + 0.20206 - 0.0369a^2 + 0.0083a^4 - 0.002a^6 \right), \tag{2.2}$$

[1] englisch Abschirmung

[2] Für die Konstante C wird von [KoMo59][MaOw73] ein Wert von 100 angegeben, wobei die Energien und der Impuls des Photons in dieser Formel auf die Ruhemasse des Elektrons normiert sind, so daß der *Screening*-Parameter γ dimensionslos wird. Der Wert von γ ist näherungsweise gleich dem Radius des Thomas-Fermi-Atoms r_{TF} geteilt durch den maximalen Stoßparameter $r_{\max}$ [KoMo59] $\gamma \approx \frac{r_{\mathrm{TF}}}{r_{\max}}$.

mit $a = \alpha Z$.

Bei Elektronen, die bei dem Bremsstrahlungsprozeß fast ihre gesamte Energie an das Photon übertragen, kann die Berechnung von H. Bethe und W. Heitler nicht mehr angewendet werden. Das gestreute niederenergetische Elektron darf dann im Coulomb-Feld der Nukleonen nicht mehr als ebene Welle beschrieben werden, und geht kontinuierlich in einen gebundenen Zustand über. U.Fano et al. zeigen in ihrer Abhandlung über den Endpunkt des Bremsspektrums [Fa+58], daß dieser Prozeß als inverser photoelektrischer Prozeß gesehen werden kann. Berechnungen des Bremsspektrums in der Endpunktsregion finden sich in [De+64][JaPr63][De+69].

Neben der Elektron-Nukleon-Bremsstrahlung, die proportional zu Z^2 ist, hat auch die zu Z proportionale Elektron-Elektron-Bremsstrahlung einen wichtigen Einfluß auf das Bremsspektrum. Bei Elektron-Nukleon-Bremsstrahlung ist der Rückstoß des Nukleons meist vernachlässigbar, bei Elektron-Elektron-Bremsstrahlung dagegen muß der Rückstoß bei der Berechnung mit berücksichtigt werden. In Abbildung 2.1 ist das Bremsstrahlungsspektrum an Wasserstoff gezeigt, das sich für Elektronen einer Energie von $E_0 = 1.6\ G\mathrm{eV}$ nach [MaOw73][MFO81] ergibt. Der Verlauf des Bremsstrahlungswirkungsquerschnittes, bei dem alle beschriebenen Effekte berücksichtigt sind, wird durch Kurve 5 beschrieben, die sich additiv aus der Elektron-Nukleon-Bremsstrahlung (Kurve 1) und der Elektron-Elektron-Bremsstrahlung (Kurve 4) zusammensetzt. Der Einfluß des *Screening*-Effektes findet sich in Kurve 2, in der die beschriebene Energieabhängigkeit des Effektes sehr deutlich wird. Kurve 3 schließlich zeigt die Anhebung des Wirkungsquerschnittes durch die Coulomb-Korrektur.

2.2 Virtuelle Photonen

Bei reellen Photonen ist die Photonenergie E_γ mit dem -impuls k_γ aufgrund ihrer fehlenden Ruhemasse durch

$$E_\gamma = \hbar\omega = k_\gamma c \qquad (2.3)$$

verknüpft. Im Folgenden wird die Konvention $c = 1$ benutzt. Reelle Photonen sind rein transversal, das heißt das elektrische Feld schwingt senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Der Übergang zum massiven *virtuellen Photon* bringt die longitudinale Polarisation als zusätzlichen Freiheitsgrad. Für reelle Photonen gilt nach (2.3) für das Quadrat des Viererimpulsübertrages[3] $K^\mu = K_1^\mu - K_2^\mu$, wobei K_1^μ der Viererimpuls des einlaufenden Elek-

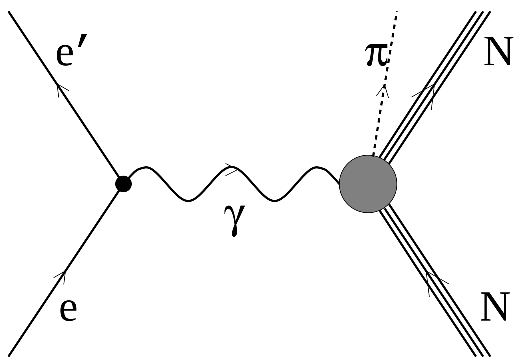

Abbildung 2.2: *Elektroproduktion von Pionen an Nukleonen.*

[3] Der Vierimpuls $K^\mu = (K_0, \vec{k})$ ist die relativistische Verallgemeinerung des Impulses unter Berücksichtigung der Lorentz-Kovarianz. Die Metrik wird hier so gewählt, daß für das Quadrat des Viererimpulses gilt: $K^2 = K_\mu \cdot K^\mu = K_0^2 - \vec{k}^2 = m_0^2 c^4$.

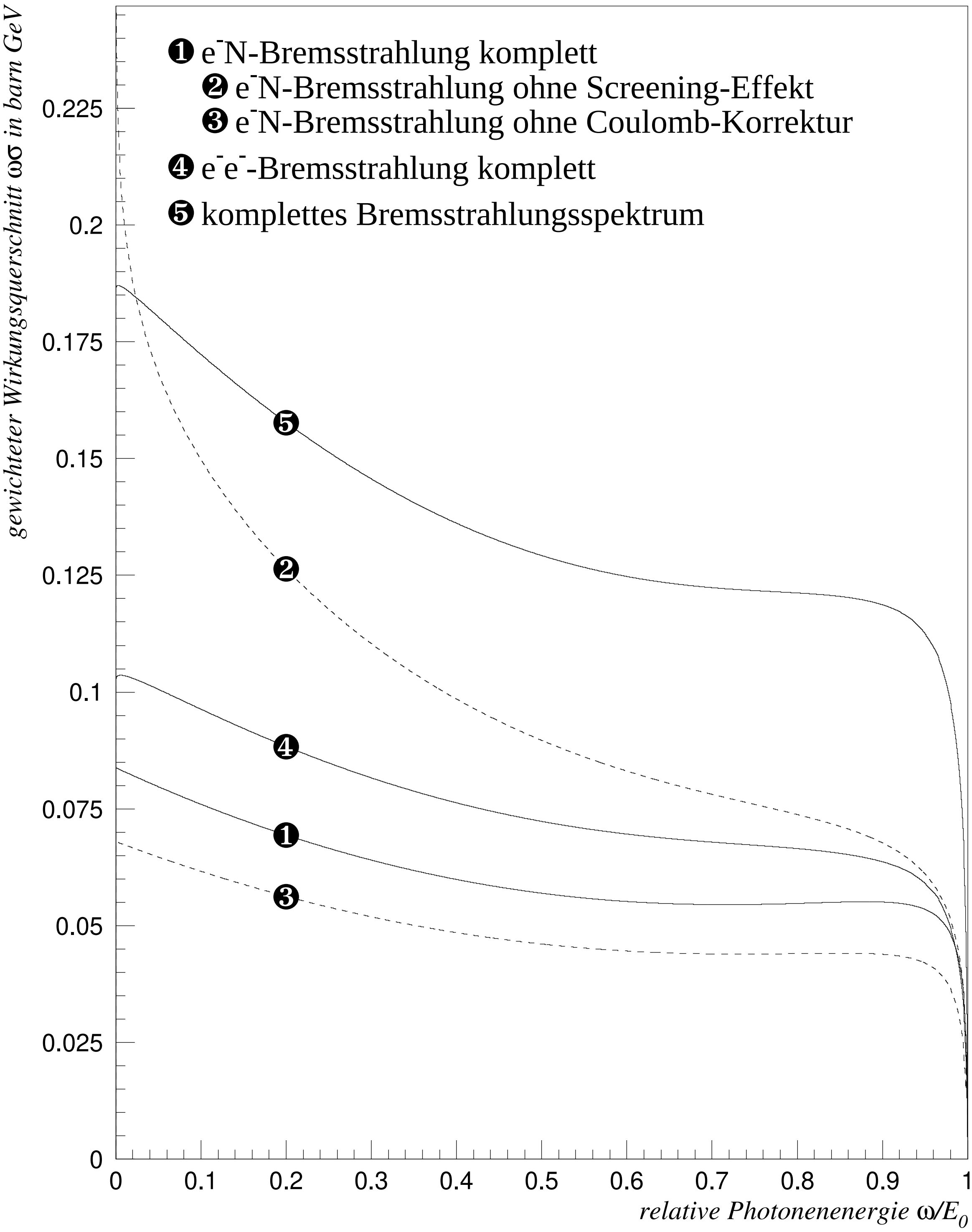

Abbildung 2.1: *Reelles Bremsspektrum von Elektronen an Wasserstoff nach [MaOw73][MFO81] für eine für das ELAN-Experiment typische Elektronenenergie von* $E_0 = 1.6\ GeV$*. Die Ordinate zeigt den Wirkungsquerschnitt* σ *in barn multipliziert mit der Photonenergie in* GeV*.*

trons und K_2^μ der des auslaufenden Elektrons ist, immer $K^2 = 0$. Bei raumartigen virtuellen Photonen der Elektronstreuung ergibt sich das stets negative Viererimpulsübertragsquadrat im Laborsystem zu

$$-K^2 = 2(E_0 E' - \vec{k_0} \cdot \vec{k}' - m_e^2), \tag{2.4}$$

wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons ist, $E_0 = K_1^0$, $E' = K_2^0$ die Energie und $\vec{k_0} = (K_1^1, K_1^2, K_1^3)$, $\vec{k}' = (K_2^1, K_2^2, K_2^3)$ der Impuls des einlaufenden und des gestreuten Elektrons ist. Für große Energien kann (2.4) mit einer hochrelativistischen Näherung vereinfacht werden zu $-K^2 \approx 4E_0 E' \sin^2 \frac{\vartheta_{ee'}}{2}$. Abbildung 2.2 zeigt das Feynman-Diagramm für die Elektroproduktion von Pionen an Nukleonen. Der Wirkungsquerschnitt für Elektroproduktionsprozesse (2.5) ist in der Ein-Photon-Austauschnäherung mit dem Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion des selben Prozesses verknüpft.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \Gamma_T(K^2, E_\gamma)\sigma_T(K^2, E_\gamma) + \Gamma_0(K^2, E_\gamma)\sigma_0(K^2, E_\gamma) \tag{2.5}$$

Der Wirkungsquerschnitt zerfällt dabei in eine transversale Komponente ($\Gamma_T \sigma_T$) und eine skalare oder auch longitudinale Komponente[4] ($\Gamma_0 \sigma_0$) [HaWi63]. Γ_T kann als Fluß von virtuellen, transversalen Photonen interpretiert werden, σ_T geht für $K^2 \to 0$ in den Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion über. Die Flußfaktoren sind

$$\begin{aligned} \Gamma_T &= \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{E_\gamma}{K^2} \frac{E'}{E_0} \left[2 + \frac{\cot^2(\vartheta_{ee'}/2)}{1 + \Delta E^2 / K^2} \right], \\ \Gamma_0 &= \frac{\alpha}{4\pi^2} \frac{E_\gamma}{K^2} \frac{E'}{E_0} \left[\frac{\cot^2(\vartheta_{ee'}/2)}{1 + \Delta E^2 / K^2} \right], \end{aligned} \tag{2.6}$$

mit der Kopplungskonstanten α, der Photonäquivalentenergie[5] $E_\gamma = E_0 - E' - K^2/2M$, dem Viererimpulsübertrag K^2 nach (2.4), der Energie des gestreuten und einlaufenden Elektrons E', E_0 mit dem Streuwinkel $\vartheta_{ee'}$ und dem Energieübertrag $\Delta E = E_0 - E'$.
Unter der Annahme, daß die Wirkungsquerschnitte σ_T und σ_0 nicht von dem Viererimpulsübertragsquadrat K^2 abhängen, sondern nur Funktionen der Photonenergie sind, lassen sich die Γ-Faktoren aus (2.6) über K^2 integrieren. Das Ergebnis der Integrationen sind die Funktionen $N_e^T(E_\gamma)$ und $N_e^0(E_\gamma)$, deren Spektren einen ähnlichen Verlauf in der Photonenergie zeigen, wie reelle Bremsspektren, die in einem Radiator mit N_e Strahlungslängen produziert werden. Daher können die Funktionen N_e als effektive Strahlungslängen interpretiert werden. Die Integrationen ergeben, daß die skalare Strahlungslänge etwa halb so groß ist wie die transversale Strahlungslänge, was dadurch begründet ist, daß es zwei transversale, jedoch nur eine longitudinale Polarisationsrichtungen gibt [HaWi63].

[4]Die skalare Komponente hängt mit der longitudinalen Komponente über die Eichinvarianz zusammen.

[5]Die Photonäquivalentenergie entspricht der Energie eines reellen Photons im Laborsystem, die ein ruhendes Target der Masse M absorbiert, um im Schwerpunktsystem die Energie W zu deponieren [Han63]: $E_\gamma = (W^2 - M^2)/2M = E_0 - E' - K^2/2M$.

Um die Ergebnisse von Elektroproduktionsexperimenten besser mit denen von Photoproduktionsexperimenten vergleichen zu können, wird in (2.5) nur der transversale Fluß Γ_T abgetrennt, wobei der Vorfaktor der skalaren Komponente die effektive transversale Polarisation P ist.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \Gamma_T \cdot (\sigma_T + P\sigma_0) \tag{2.7}$$

Für die Polarisation P gilt $P = \Gamma_0/\Gamma_T$. In Abbildung 2.3 ist der Verlauf der effektiven Strahlungslänge dargestellt, wobei skalarer und transversaler Anteil aufsummiert sind.

2.2.1 Weizsäcker-Williams-Methode

Die Methode von Weizsäcker [Wei34] und Williams[Wil35] basiert auf der Ähnlichkeit der Felder einer schnell bewegten Ladung und eines Strahlungspulses und kann physikalische Prozesse, bei denen die elektromagnetische Wechselwirkung relativistischer Teilchen eine Rolle spielt, mit kleinen Einbußen in der Genauigkeit sehr gut verdeutlichen. Die Beschreibung des Strahlungspulses einer bewegten Ladung durch virtuelle Photonen verschiedener Frequenzen stimmt mit zunehmendem Impuls des geladenen Teilchens immer besser mit der Wirklichkeit überein, da sich der Strahlungspuls mit zunehmender Energie einer Deltafunktion annähert. Die Frequenzverteilung der virtuellen Photonen ist durch die Fouriertransformation des Strahlungspulses gegeben, so daß für hochrelativistische Teilchen, bei denen der Strahlungspuls annähernd einer Deltafunktion entspricht, alle Frequenzkomponenten beitragen. Die elektromagnetische Wechselwirkung der bewegten Ladung des schwereren Teilchens mit dem zur Vereinfachung ruhenden geladenen leichteren Teilchen ist dann äquivalent zu der Wechselwirkung des Photonenfeldes mit dieser ruhenden Ladung. Die wichtigste Annahme der Weizsäcker-Williams-Methode ist die inkohärente Addition der Effekte der verschiedenen Frequenzkomponenten äquivalenter Strahlung.

2.3 *Peaking Approximation*

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung spinloser Teilchen mit der Ladung Ze und der kinetischen Energie E_{kin} mit dem Streuwinkel Θ an einem spinlosen Streuzentrum mit der Ladung $Z'e$ wird durch die nichtrelativistische Streuformel von E. Rutherford [Rut11] beschrieben, die sowohl durch klassische als auch quantenmechanische Rechnung abgeleitet werden kann.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{ZZ'e^2}{4E_{\text{kin}}}\right)^2 \cdot \frac{1}{\sin^4(\frac{\Theta}{2})} \tag{2.8}$$

Die Streuformel von E. Rutherford (2.8) gilt dabei nur für punktförmige Teilchen ohne Ausdehnung, der Rückstoß des Targetteilchens wird nicht berücksichtigt.
Die relativistische Rechnung von N.F. Mott [Mot29][MoMa65] zur Teilchenstreuung unter

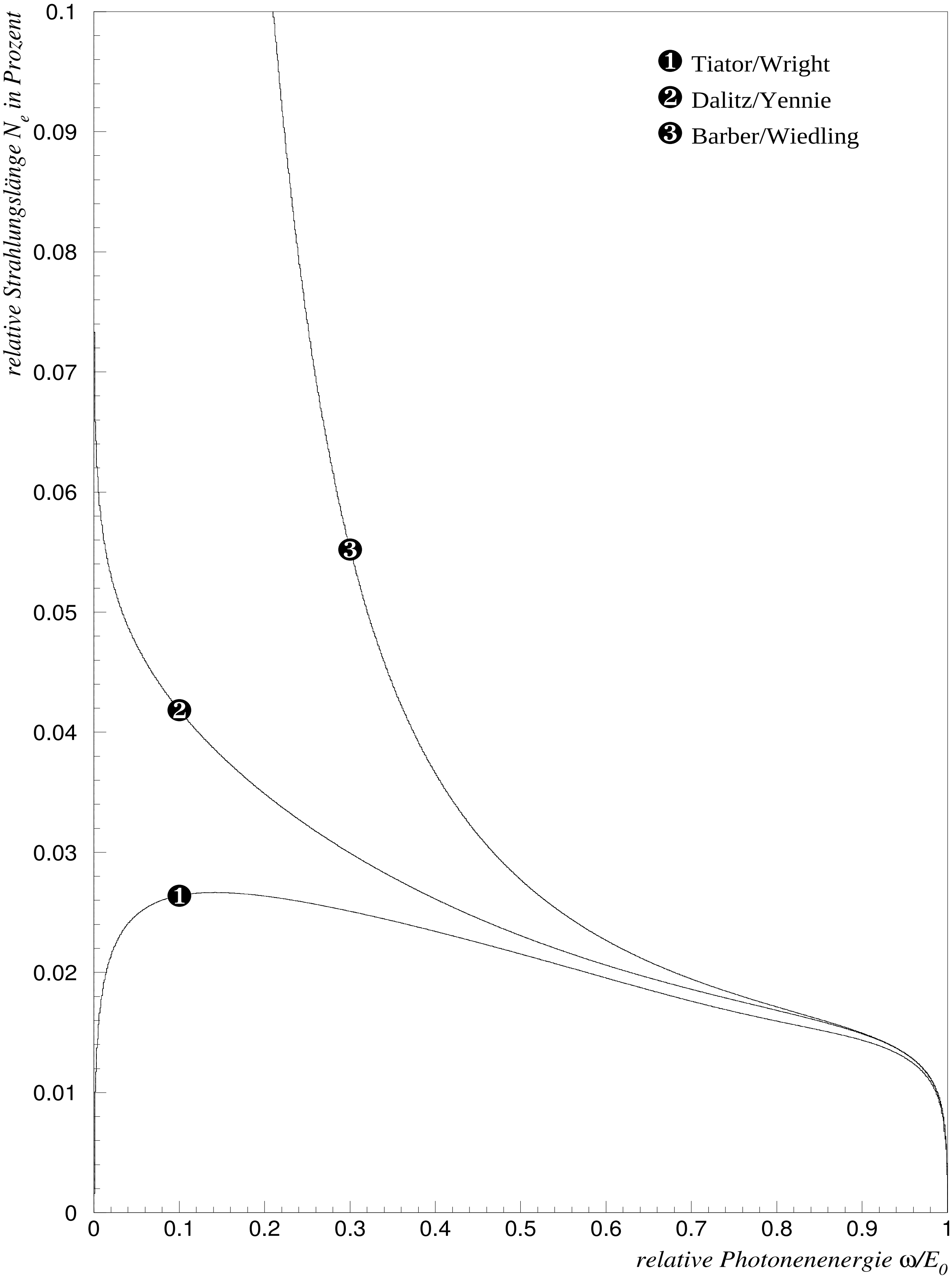

Abbildung 2.3: *Effektive gesamte Radiatorlänge N_e in Abhängigkeit der Photonenenergie nach [Ti+82] (1), [Da+57] (2) und [BaWi60] (3).*

Hinzunahme der Spins von Projektil- und Targetteilchen und des Rückstoßes des Targetteilchens führt zu einer Erweiterung der Streuformel von Rutherford

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Rutherford}} \cdot \underbrace{\cos^2(\frac{\Theta}{2})}_{\text{Spin-Faktor}} \cdot \underbrace{\frac{1}{1+\frac{2E}{M}\sin^2(\frac{\Theta}{2})}}_{\text{Rückstoß-Faktor}}, \tag{2.9}$$

mit der Energie des Projektilteilchens E und der Targetmasse M. Für sehr kleine Streuenergien, bei denen der Streuprozeß nichtrelativistisch gerechnet werden kann, verschwindet der Korrekturterm, der die Wechselwirkung der Spins beschreibt, und der Mottsche Wirkungsquerschnitt geht in den Wirkungsquerschnitt für Rutherford-Streuung über. Die Streuformel von Mott beschreibt also das Gebiet der Elektronstreuung an Nukleonen. Bei der Streuung von Elektronen an Nukleonen wird ein transversal und longitudinal polarisiertes, virtuelles Photon zwischen den Streupartnern ausgetauscht. Der Mott-Wirkungsquerschnitt für den Austausch von transversal polarisierten Photonen wird durch (2.10) beschrieben, der Austausch von longitudinal polarisierten Photonen führt zu dem Coulomb-Anteil nach (2.11) [O'Co82].

$$\frac{d\sigma_{\text{T}}}{d\Omega} = \frac{2\alpha^2}{k_\mu^4}\frac{k'}{k_0}(E_0E' - (\vec{k_0}\cdot\hat{k})(\vec{k'}\cdot\hat{k}) - m^2) \tag{2.10}$$

$$\frac{d\sigma_{\text{C}}}{d\Omega} = 2\alpha^2\frac{k'}{k_0}\frac{1}{k^4}(E_0E' + \vec{k_0}\cdot\vec{k'} + m^2) \tag{2.11}$$

In den Gleichungen (2.10) und (2.11) bezeichnen $k_0 = |\vec{k}_0|$, E_0, und $k' = |\vec{k}'|$, E' den Betrag des Impulses und die Energie der Elektronen vor und nach der Streuung, k_μ^2 das Quadrat des Viererimpulsübertrages[6], k den Betrag des Dreierimpulses und $\hat{k}$ den Einheitsvektor in Richtung des ausgetauschten virtuellen Photons. α ist die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante[7] und m steht für die Ruhenergie des Elektrons. Während die gestreuten Teilchen nach (2.8) bereits eine starke Fokussierung zu kleinen Streuwinkeln zeigen, ist dieses Verhalten bei der Elektronstreuung mit transversalen Photonen nach (2.10) noch stärker ausgeprägt, wohingegen die Elektronstreuung mit longitudinalen Photonen nach (2.11) diesen Effekt vermindert nur bei kleinen Photonenenergien zeigt[8]. Beim Übergang von dem Elektronstreuwinkel zu dem Winkel des virtuellen Photons wird der Effekt der Fokussierung durch einen von der Kinematik abhängenden Maximalwinkel der Photonen verstärkt. Elektron- und Photonwinkel sind durch

$$\tan(\theta_\gamma) = \frac{k'\sin(\theta_e)}{k_0 - k'\cos(\theta_e)} \tag{2.12}$$

[6]Unter Berücksichtigung der Masse des Elektrons ergibt sich für das Quadrat des Viererimpulsübertrages $k_\mu^2 = 2(m^2 - E_0E' + k_0k'\cos(\theta))$.

[7]Die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante α ist ein Maß für die Stärke der elektromagnetischen Wechselwirkung und beträgt $\alpha \approx 1/137$.

[8]Während der transversale Wirkungsquerschnitt (2.10) mit $1/k_\mu^4$ abfällt, lautet der Faktor für den longitudinalen Wirkungsquerschnitt (2.11) $1/\vec{k}^4$.

miteinander verknüpft. Der maximale Photonenwinkel $\theta_{\gamma,\text{max}}$ ergibt sich, wenn die Gleichung $\cos(\theta_e) = \frac{k_0}{k'}$ erfüllt ist. Aufgrund der starken Fokussierung zu kleinen Photonenwinkeln θ_γ, bei denen der Wirkungsquerschnitt um mehrere Zehnerpotenzen ansteigt, ist es möglich, das Integral über alle möglichen Streuwinkel θ_γ bei der Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes durch ein Integral über einen kleinen Winkelbereich $\Delta\theta_\gamma \to 0$ zu ersetzen

$$\int\limits_{\theta_\gamma=0}^{\theta_\gamma,\,\text{max}} \frac{d\sigma_{\text{T}}}{d\Omega} d\theta_\gamma \approx \int\limits_{\theta_\gamma=0}^{\Delta\theta_\gamma} \frac{d\sigma_{\text{T}}}{d\Omega} d\theta_\gamma. \tag{2.13}$$

Diese Substitution des Integrals über alle Photonenwinkel durch den Wert bei $\theta_\gamma \approx 0$ wird

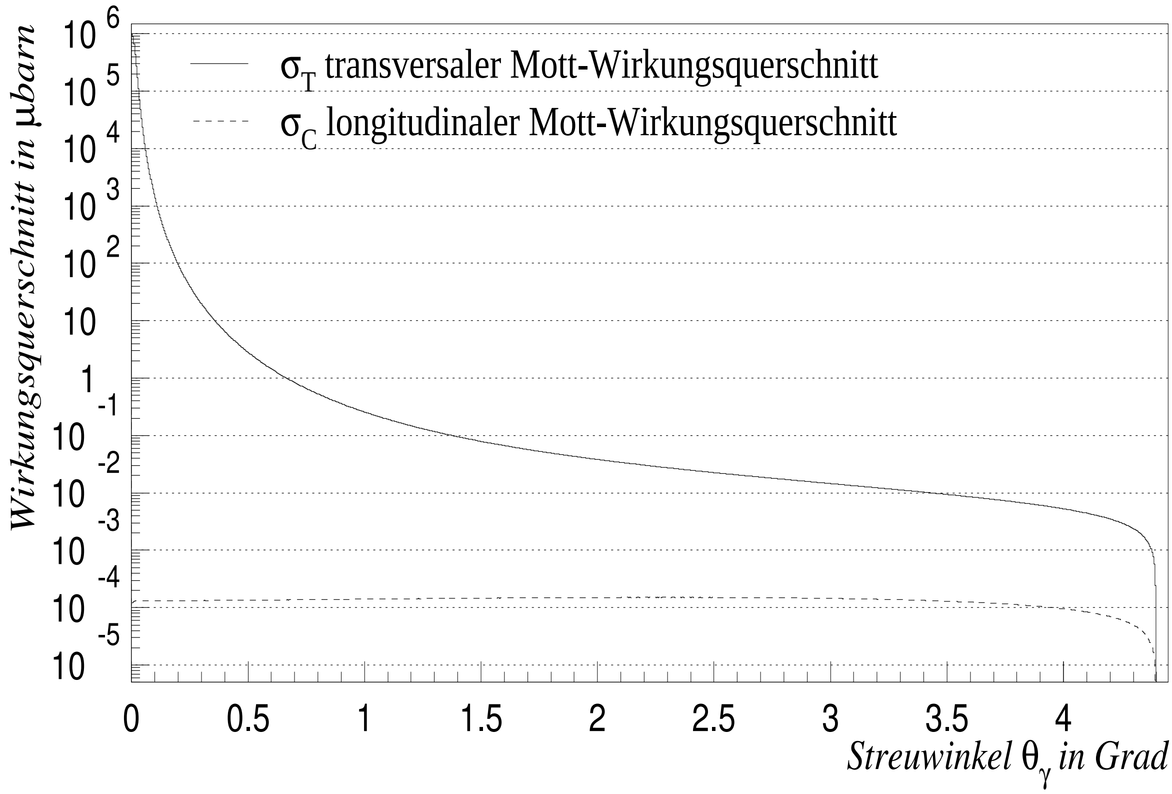

Abbildung 2.4: *Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an Protonen nach N.F. Mott für den Austausch von transversal (durchgezogene Linie) und longitudinal polarisierten Photonen (gestrichelte Linie) unter den kinematischen Bedingungen von Messung 1 (siehe Kapitel 4).*

in der Literatur als ***Peaking Approximation*** bezeichnet [MoTs69][Bae72]. In Abbildung 2.4 sind die über die Akzeptanz des Elektronenspektrometers integrierten Wirkungsquerschnitte für transversale (durchgezogene Linie) und longitudinale (gestrichelte Linie) Photonen gezeigt, die sich für die Messung 1 mit einem Pionimpuls von $k_f = 1.381$ GeV ergeben (siehe Kapitel 4). Die starke Unterdrückung des longitudinalen Anteils ist kinematisch begründet, da nahe der Endpunktsenergie der Photonen kinematisch keine Energie mehr für die Ausbildung einer longitudinalen Polarisation zur Verfügung steht. Die virtuellen Photonen sind im Bereich der Endpunktsenergie bereits fast reell.

2.4 Formfaktoren

Während Leptonen nach heutiger Kenntnis punktförmige Teilchen ohne innere Struktur sind, sind alle Baryonen und Mesonen ausgedehnt. Bei der Berechnung von Wechselwirkungen mit ausgedehnten Teilchen, wird in der Berechnung deren Ausdehnung durch Formfaktoren berücksichtigt. M. Rosenbluth publizierte 1950 erste feldtheoretische Berechnungen zur Elektron-Nukleon-Streuung in der Ein-Photon-Austausch-Näherung, in denen der Spin und die Struktur des beteiligten Nukleons berücksichtigt wurde [Ros50]. Die Formfaktoren sind dabei Funktionen des Viererimpulsübertragsquadrates K^2.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{\mathrm{ns}} \left\{ (F_1^2 + \tau\kappa^2 F_2^2) + 2\tau \tan^2(\frac{\vartheta_{ee'}}{2})(F_1 + \kappa F_2)^2 \right\} \tag{2.14}$$

$$= \sigma_{\mathrm{ns}} \left\{ \frac{G_e^2 + \tau G_m^2}{1+\tau} + 2\tau \tan^2(\frac{\vartheta_{ee'}}{2}) G_m^2 \right\} \tag{2.15}$$

In (2.14) ist der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt mit den sogenannten Dirac- und Pauli-Formfaktoren F_1 und F_2 gezeigt, wobei σ_{ns} der Wirkungsquerschnitt für punktförmige Teilchen, κ das anomale magnetische Moment des Nukleons und $\tau = \frac{K^2}{4m^2}$ sind. Die physikalische Interpretation der Dirac- und Pauli-Formfaktoren ist nicht so anschaulich, wie die der sogenannten Sachs-Formfaktoren G_e und G_m. Die Sachs-Formfaktoren [Sac62] können im Breit-System[9] als Verteilung der elektrischen Ladung und der Magnetisierung interpretiert werden. Gleichung (2.15) zeigt den Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt für die Sachs-Formfaktoren. Die Sachs-Formfaktoren können durch die Dirac- und Pauli-Formfaktoren ausgedrückt werden.

$$G_e = F_1 - \tau\kappa F_2$$
$$G_m = F_1 + \kappa F_2$$

Sind die Formfaktoren für Protonen heute über einen großen Bereich des Impulsübertrages K^2 gut bekannt, gibt es bei denen der Neutronen noch große Unsicherheiten, da sich diese Experimente nicht an freien Neutronen durchführen lassen. Die Protonformfaktoren können über einen großen Impulsübertragsbereich gut durch die Dipolformel G_d beschrieben werden.

$$G_e^p \approx G_d = \left(1 + \frac{K^2}{0.71(\mathrm{GeV}/c)^2}\right)^{-2} \tag{2.16}$$

$$G_m^p \approx \mu_p \cdot G_d \tag{2.17}$$

[9]Spezielles Bezugssystem, in dem kein Energieübertrag stattfindet.

μ_p ist dabei das magnetische Moment des Protons mit einem Wert von $\mu_p = 2.79284739 \cdot \mu_N$ [PDG96]. In der Literatur werden die Formfaktoren meist auf die in Gleichung (2.16) und (2.17) gegebenen Werte der Dipolformel normiert.

2.4.1 Die Formfaktoren des Neutrons

Die Formfaktoren für Neutronen sind meist an leichten Kernen wie Deuterium, Tritium oder Helium gemessen. Die Ergebnisse dieser Messungen sind daher in der Genauigkeit durch verschiedene quantenmechanische Prozesse beschränkt, wie zum Beispiel die Fermi-Bewegung der Kernteilchen, die Endzustandswechselwirkungen, mesonische Austauschströme. Eine weitere Fehlerquelle in den Daten ist der quantitative Nachweis der Neutronen. Aufgrund ihrer Ladungsneutralität ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen meist gering und mit einem hohen Fehler belastet, was zu sehr großen Korrekturen führt. Zur Messung der Formfaktoren der Neutronen sind drei verschiedene experimentelle Methoden entwickelt worden [Si+80]:

1. Mit der Streuung thermischer Neutronen an den Hüllenelektronen von Atomen kann die Steigung dG_{E}^n/dK^2 des elektrischen Formfaktors der Neutronen bei einem Viererimpulsübertrag von $K^2 = 0\ G\mathrm{eV}^2$ sehr genau gemessen werden. Diese Experimente sind jedoch auf sehr kleine Viererimpulsüberträge begrenzt. Als experimentelles Ergebnis ergibt sich $dG_{\mathrm{E}}^n/dK^2 = (0.0195 \pm 0.0005)\mathrm{fm}^2$ [Kop+97].

2. Bei der elastischen Elektron-Deuteron-Streuung lassen sich die Formfaktoren der Neutronen aus einer Rosenbluth-Separation (2.15) gewinnen. Die Abtrennung des Elektron-Proton-Streuquerschnittes erfolgt über Modellrechnungen unter Verwendung eines Deuteronpotentials und von Meßwerten für die Protonformfaktoren.

3. Die Methode der quasielastischen Elektron-Deuteron-Streuung minimiert durch den zu den Elektronen koinzidenten Nachweis von Protonen beziehungsweise Neutronen den Einfluß der Modellfehler aus der Deuteronwellenfunktion. Als Meßgröße dient das Verhältnis R von Elektron-Neutron- zu Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt.

2.4.2 Der magnetische Formfaktor des Neutrons

Neueste Messungen des magnetischen Formfaktors des Neutrons bei kleinen Viererimpulsüberträgen bis $-K^2 = 1\ (G\mathrm{eV}/c)^2$ wurden an ELSA [Br+95], NIKHEF[10] [An+94], MAMI[11] [An+98], und Bates[12] [Ma+93] durchgeführt und sind in Abbildung 2.5 gezeigt. Die große Streuung der Daten wurde zunächst auf Fehler bei der Effizienzbestimmung des Neutronendetektors speziell bei den ELSA-Daten zurückgeführt [Jo+97]. In dieser Arbeit wird gezeigt, daß der Grund für die Diskrepanz der Daten nicht an der Effizienzbestimmung liegt.

[10] **N**ationaal **I**nstituut voor **K**ernfysica en **H**oge **E**nergie **F**ysica.
[11] **MA**inzer **MI**crotron.
[12] Bates Linear Accelerator Center.

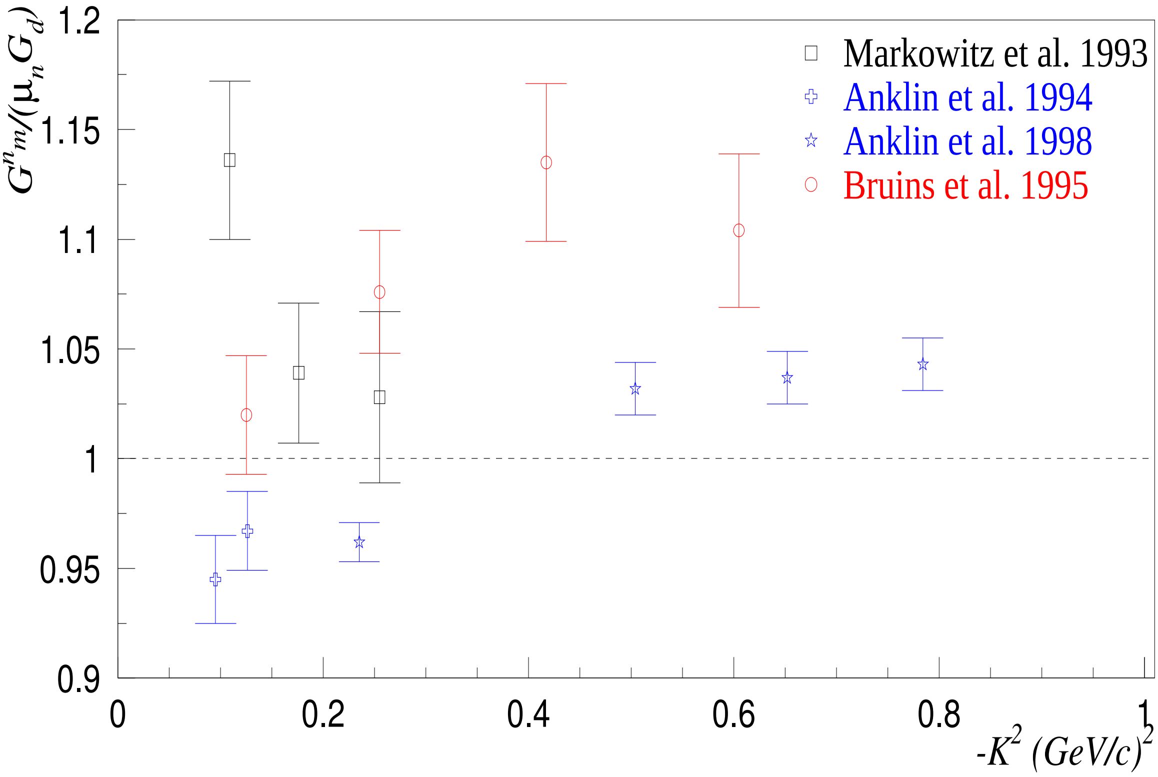

Abbildung 2.5: *Übersicht der neusten Messungen des magnetischen Formfaktors am Neutron.*

Der magnetische Formfaktor G_{M}^n wurde bei der Bonner Messung [Br+95] aus der Elektronstreuung an Nukleonen von Deuterium in quasifreier Kinematik bestimmt. Dabei werden Protonen oder Neutronen koinzident zu den gestreuten Elektronen nachgewiesen. Die Meßgröße ist das Verhältnis $R = R_{\mathrm{Experiment}}$ der Anzahl quasifrei gestreuter Neutronen N_n zu der Anzahl quasifrei gestreuter Protonen N_p

$$R_{\mathrm{Experiment}} = \frac{N_n}{N_p} = \frac{\int\int\int \frac{d^5\sigma^n}{dE' d\Omega_e d\Omega_n} \cdot \eta_n^{-1} \cdot \eta_e^{-1} \cdot N_e \cdot N_d \; dE' d\Omega_e d\Omega_n}{\int\int\int \frac{d^5\sigma^p}{dE' d\Omega_e d\Omega_p} \cdot \eta_p^{-1} \cdot \eta_e^{-1} \cdot N_e \cdot N_d \; dE' d\Omega_e d\Omega_p} \quad (2.18)$$

$$= \frac{\int\int\int \frac{d^5\sigma^n}{dE' d\Omega_e d\Omega_n} \cdot \eta_n^{-1} dE' d\Omega_e d\Omega_n}{\int\int\int \frac{d^5\sigma^p}{dE' d\Omega_e d\Omega_p} \cdot \eta_p^{-1} dE' d\Omega_e d\Omega_p} = R, \quad (2.19)$$

wobei η_n, η_e, η_p die Neutron-, Elektron- und Protonnachweiswahrscheinlichkeit, N_e die Anzahl der Primärelektronen, N_d dir Anzahl der Deuteronen im Target pro Fläche sind. Unter der vereinfachenden Annahme, daß die Nachweiseffizienzen von Neutronen und Protonen über die Akzeptanz des Detektors jeweils eine Konstante sind, können diese in (2.19) vor die Integration gezogen werden. Im *spectator model*[13] ist der fünffachdifferentielle Wirkungsquerschnitt proportional dem einfachdifferentiellen Rosenbluth-Wirkungsquerschnitt und dem Quadrat der Deuteronwellenfunktion, so daß das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Neutron und Proton gleich dem Verhältnis der Rosenbluth-Wirkungsquerschnitte ist.

$$\frac{\dfrac{d^5\sigma^n}{dE' d\Omega_e d\Omega_n}}{\dfrac{d^5\sigma^p}{dE' d\Omega_e d\Omega_p}} = \frac{\left(\dfrac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e'n}}{\left(\dfrac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e'p}} \tag{2.20}$$

$$R_{\text{Theorie}} = \frac{\left(\dfrac{G_{\text{E}}^{n\,2} + \tau_n G_{\text{M}}^{n\,2}}{1+\tau_n} + 2\tau_n G_{\text{M}}^{n\,2} \tan^2(\dfrac{\vartheta_e}{2})\right)}{\left(\dfrac{G_{\text{E}}^{p\,2} + \tau_p G_{\text{M}}^{p\,2}}{1+\tau_p} + 2\tau_p G_{\text{M}}^{p\,2} \tan^2(\dfrac{\vartheta_e}{2})\right)} = R_{\text{Experiment}} \tag{2.21}$$

Durch Umstellung der Gleichung (2.21) und Auflösung nach G_{M}^n ergibt sich dann der Meßwert für den magnetischen Formfaktor des Neutrons zu

$$\Rightarrow G_{\text{M}}^n = \sqrt{\frac{R \cdot \left(\dfrac{G_{\text{E}}^{p\,2} + \tau_p G_{\text{M}}^{p\,2}}{1+\tau_p} + 2\tau_p G_{\text{M}}^{p\,2} \cdot \tan^2(\dfrac{\vartheta}{2})\right) - \dfrac{G_{\text{E}}^{n\,2}}{1+\tau_n}}{\dfrac{\tau_n}{1+\tau_n} + 2\tau_n \tan^2(\dfrac{\vartheta}{2})}}. \tag{2.22}$$

[13]englisch: Zuschauer. Die Streuung findet nur an einem Nukleon statt, während das andere Nukleon Zuschauer der Reaktion ist.

3. Experimenteller Aufbau

Das ELAN-Experiment wurde an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA[1] (siehe Kapitel 3.1) des Physikalischen Institutes der Universität Bonn durchgeführt. Abbildung 3.1

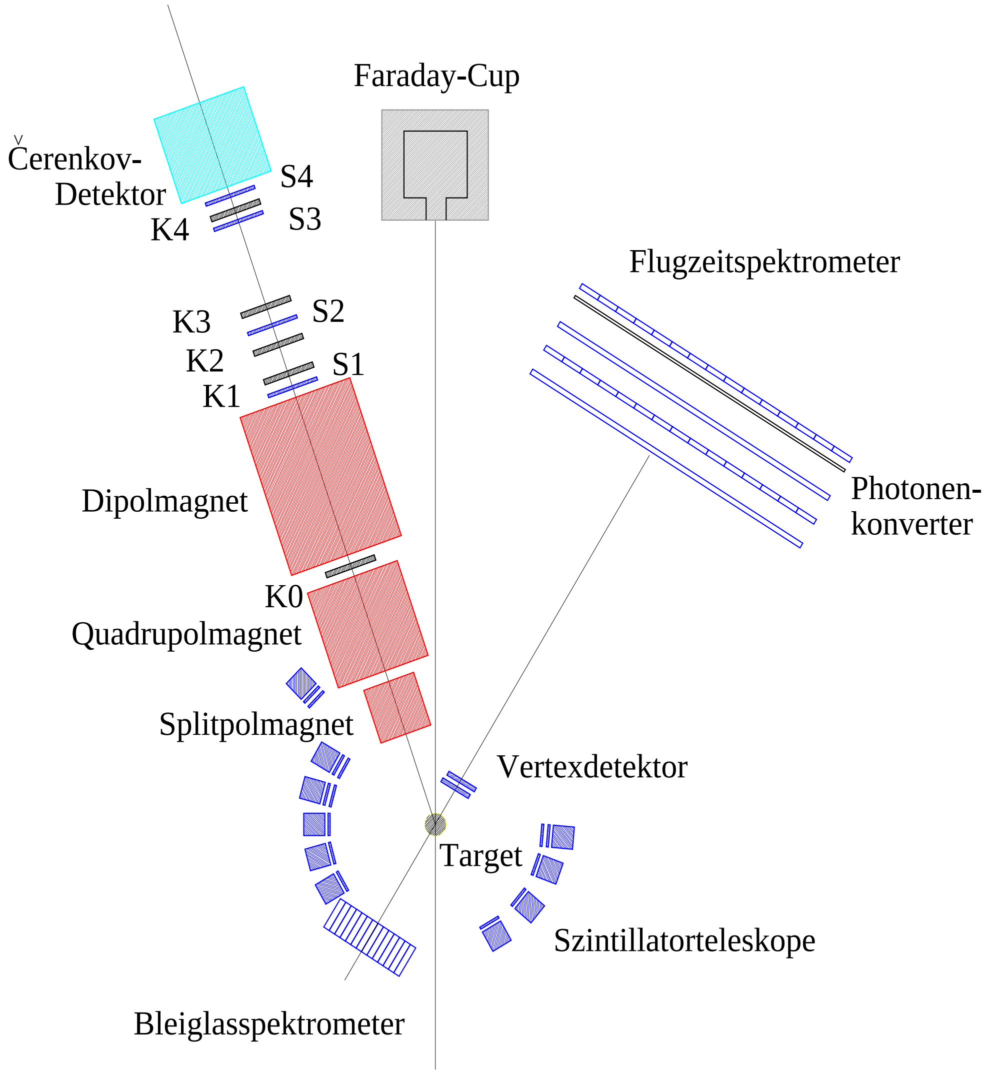

Abbildung 3.1: *Skizze des vollständigen ELAN-Experimentes an der Bonner Elektronenbeschleunigeranlage ELSA.*

zeigt eine Übersicht der Aufbauten des ELAN-Experimentierplatzes. Die aus ELSA ex-

[1] **EL**ektronen-**S**tretcher-**A**nlage.

trahierten Elektronen treffen auf ein Target (Kapitel 3.2), das wahlweise mit flüssigem Wasserstoff oder flüssigem Deuterium gefüllt werden kann. Der Viererimpuls der gestreuten Elektronen wird in dem magnetischen Elektronenspektrometer (Kapitel 3.3) gemessen. Die ungestreuten Elektronen werden in dem Faraday-Cup absorbiert und die so gesammelte Ladung mit einem Stromintegrator bestimmt. Die gestreuten Nukleonen sollen in dem Flugzeitspektrometer (Kapitel 3.4) nachgewiesen werden. Die übrigen Detektorkomponenten werden kurz in Kapitel 3.5 beschrieben.

3.1 Die Elektronenbeschleunigeranlage ELSA

Die Anlage ELSA am Physikalischen Institut der Universität Bonn dient der Beschleunigung von Elektronen und unterteilt sich in drei Beschleunigungsstufen. Abbildung 3.2 zeigt eine Übersicht der Bonner Beschleunigeranlage.

1. **LINAC**[2]
   In der ersten Stufe werden die Elektronen aus einer Elektronenquelle in einem Linearbeschleuniger auf eine Energie von 20 MeV gebracht.

2. **Synchrotron**
   Die aus dem Linac in das Synchrotron über vier Umläufen injizierten Elektronen können mit einer Wiederholrate von 50 Hz netzsynchron auf die durch die Extraktionselemente begrenzte, maximale Energie von 1.6 GeV beschleunigt werden.

3. **ELSA**
   Die vorbeschleunigten Elektronen werden aus dem Synchrotron nach ELSA transferiert und können je nach eingestelltem Betriebsmodus den verschiedenen Experimenten zur Verfügung gestellt werden.

ELSA bietet für die unterschiedlichen experimentellen Anforderungen drei verschiedene Betriebsmodi, die im folgenden beschrieben werden.

- **Stretcher-Modus**
  Bei Elektronenenergien von bis zu 1.6 GeV kann der ELSA-Ring im Stretcher-Modus betrieben werden. In diesem Modus erhalten die Elektronen ihre Endenergie bereits im Synchrotron und werden über drei Umläufe möglichst gleichmäßig in den ELSA-Ring transferiert. Durch Resonanzextraktion stehen die Elektronen nach 300 μs den Experimenten für die damit verbleibenden 19.7 ms zur Verfügung. In diesem Modus ergibt sich damit ein makroskopisches Tastverhältnis von 98.5% bei erreichbaren extrahierten Strahlströmen von bis zu 80 nA. Das für dieses Experiment wichtige, mikroskopische Tastverhältnis liegt im Stretcher-Modus jedoch nur bei etwa 40% – 60%.

[2]**LIN**ear-**AC**celerator.

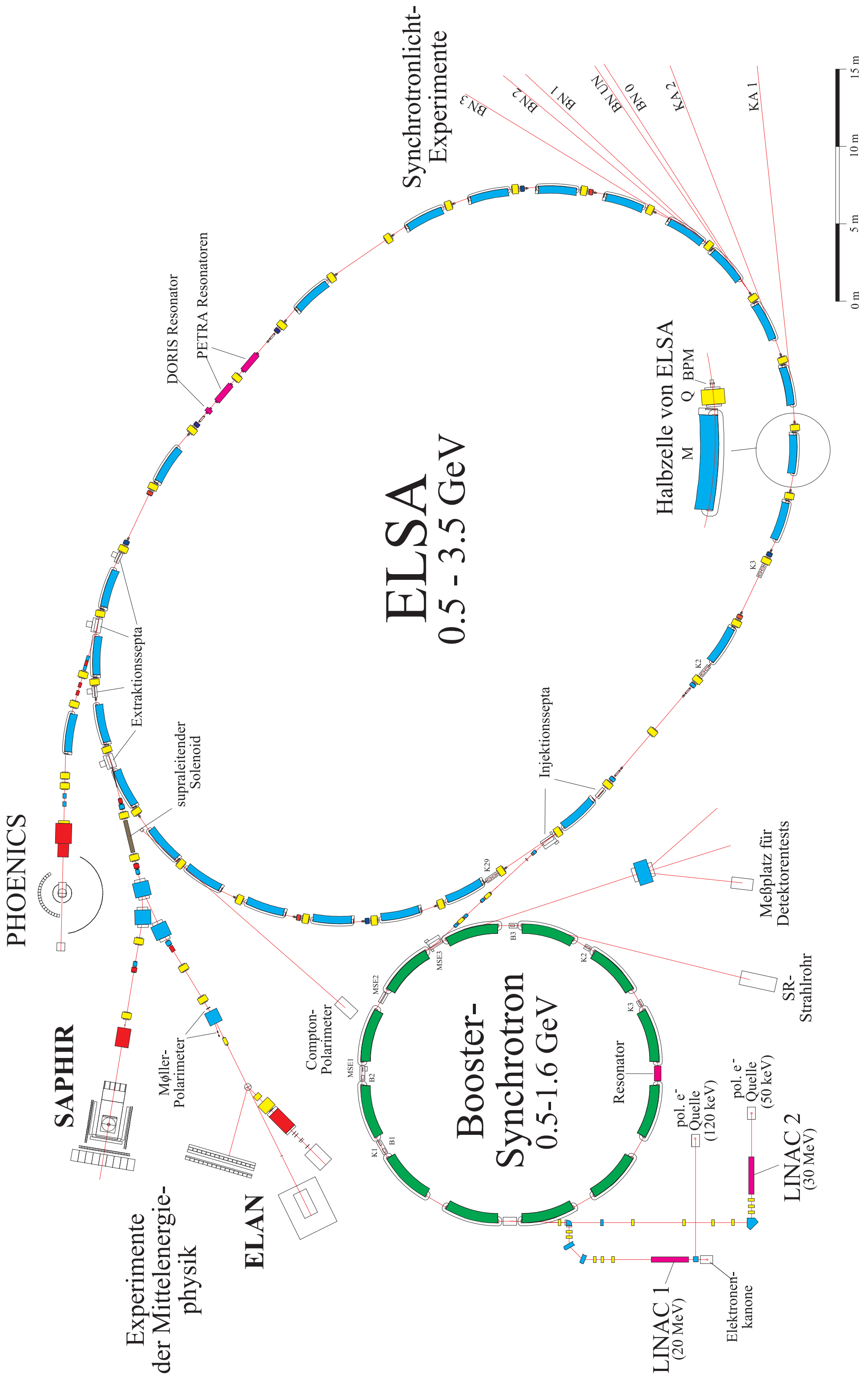

Abbildung 3.2: *Die Bonner Elektronenbeschleunigeranlage ELSA zur Zeit des ELAN-Experimentes.*

- **Nachbeschleunigungsmodus**
  Ist durch die experimentellen Anforderungen eine höhere Endenergie von bis zu 3.5 GeV gewünscht, so muß der Nachbeschleunigungsmodus gewählt werden. Die Elektronen werden im Synchrotron vorbeschleunigt und über mehrere Synchrotronzyklen in ELSA injiziert. In ELSA erhalten die Elektronen die gewünschte Endenergie und stehen dem Experiment während der nun folgenden kontinuierlichen Extraktionsphase zur Verfügung. Im Nachbeschleunigungsmodus wird ein zeitlich sehr stabiles mikroskopisches Tastverhältnis von $75\% - 90\%$ erreicht, wobei das makroskopische Tastverhältnis von der Anzahl der genutzten Synchrotronzyklen abhängt und damit einen Kompromiß zwischen extrahiertem Strahlstrom und makroskopischen Tastverhältnis darstellt.

- **Speichermodus**
  Um Experimente mit Synchrotronlicht an ELSA durchzuführen, wird ELSA im Speichermodus betrieben. Hierbei wird ELSA über mehrere Synchrotronzyklen bis zur Sättigungsgrenze gefüllt und schließlich auf die gewünschte Endenergie beschleunigt. Der Strahl kann nun für etwa eine Stunde in der Maschine gespeichert werden, bis sich die Strahlintensität etwa halbiert hat.

3.2 Das Target

Das Target, das in Abbildung 3.3 dargestellt ist und in dem die einlaufenden Elektronen gestreut werden, kann wahlweise mit flüssigem Wasserstoff bei etwa 20 K oder flüssigem Deuterium bei etwa 24 K gefüllt werden. Die Targetzelle, die in einem auf 10^{-6} $m$bar evakuierten Targettopf aufgehängt ist, hat eine maximale Länge von 6.05 cm und einen Durchmesser von 3 cm. Das Isoliervakuum soll den Wärmetransport zur Targetzelle minimieren. Der Targettopf ist durch eine 125 μm dicke Kaptonfolie versiegelt. Die Targetzelle ist zum Schutz vor Vereisung in einem Becher aus 25 μm dicker Kaptonfolie mit einem Durchmesser von 10 cm und einem kleinen Loch im Boden des Bechers zum Druckausgleich angebracht und besteht aus einer 125 μm dicken Kaptonfolie. Die Kühlung des Wasserstoffes geschieht über einen Wärmetauscher durch adiabatische Expansion von komprimiertem Helium. Der flüssige Wasserstoff wird in einem über der Targetzelle angebrachten Vorratsbehälter gesammelt und kann mit Hilfe eines Ventiles in wenigen Minuten die Targetzelle füllen. Ein Schließen des Ventiles bewirkt die Entleerung der Zelle durch den Dampfdruck des flüssigen Wasserstoffes, wobei der Wasserstoff in den Vorratsbehälter transportiert wird und dort der nächsten Messung mit gefülltem Target zur Verfügung steht. Eine Messung mit leerer Targetzelle erlaubt die Bestimmung der Untergrundzählrate, der nicht durch den Wasserstoff verursacht wird. Dieser Untergrund kann dann in der Auswertung von den Ereignissen mit gefüllter Zelle gewichtet subtrahiert werden.

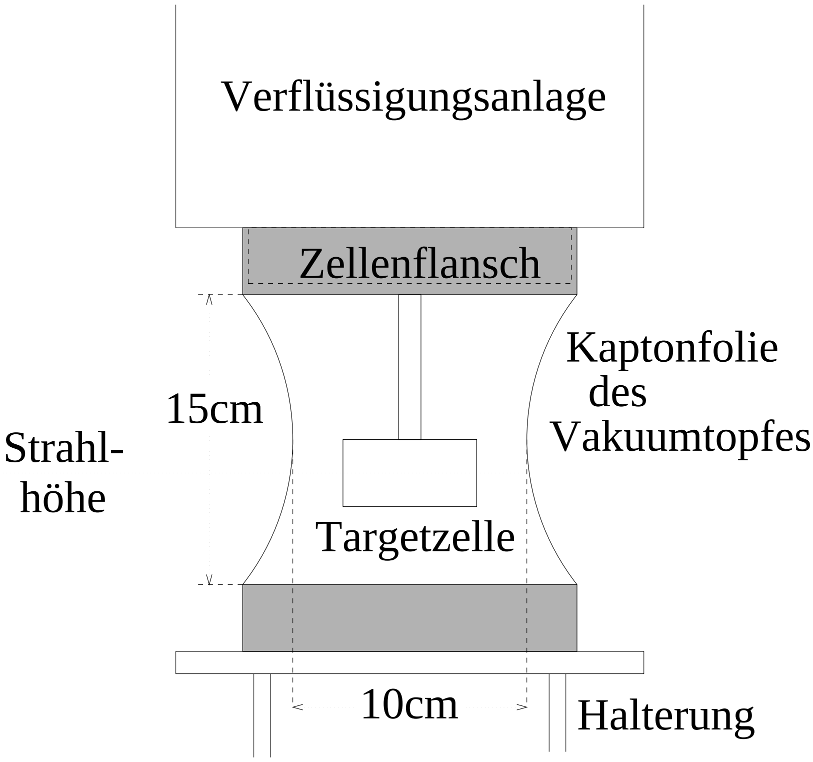

Abbildung 3.3: *Aufbau des ELAN-Targets.*

3.3 Das Magnetspektrometer

Der Viererimpuls der im Target gestreuten Elektronen wird mit dem magnetischen Elektronenspektrometer gemessen, das in Abbildung 3.4 im Querschnitt gezeigt ist. Das Magnetsystem besteht aus zwei Quadrupolmagneten, sowie dem impulsselektiven Dipolmagneten. Der erste Quadrupolmagnet (**SP**), im folgenden als Splittpol bezeichnet, führt zu einer horizontalen Fokussierung und damit gleichzeitig zu einer vertikalen Defokussierung des Strahls. Der zweite Quadrupolmagnet (**QP**) fokussiert in vertikaler Richtung und der nachfolgende Dipolmagnet (**SM**) bewirkt eine Impulsaufspaltung der Teilchen in vertikaler Richtung. Das magnetische System liefert "Punkt-zu-Punkt-Abbildungen" der Ereignisse. Das Nachweissystem besteht aus den sechs Szintillationszählern Z1-Z6, sowie fünf Proportionaldrahtkammern K0-K4 und einem Čerenkov-Zähler. Ereignisse, die koinzident in den einseitig mit Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesenen Szintillationszählern Z1-Z4 nachgewiesen werden, bilden den Trigger, der die Auslese des jeweiligen Ereignisses startet. Der Triggerzeitpunkt wird durch das verzögerte Z1-Signal definiert. Im Gas-Schwellen-Čerenkov-Zähler wird das Licht über jeweils einen Hohlspiegel auf zwei Sekundärelekronenvervielfacher fokussiert und dient zur Separation der Elektronen von schwereren Teilchen, wie zum Beispiel den Pionen.

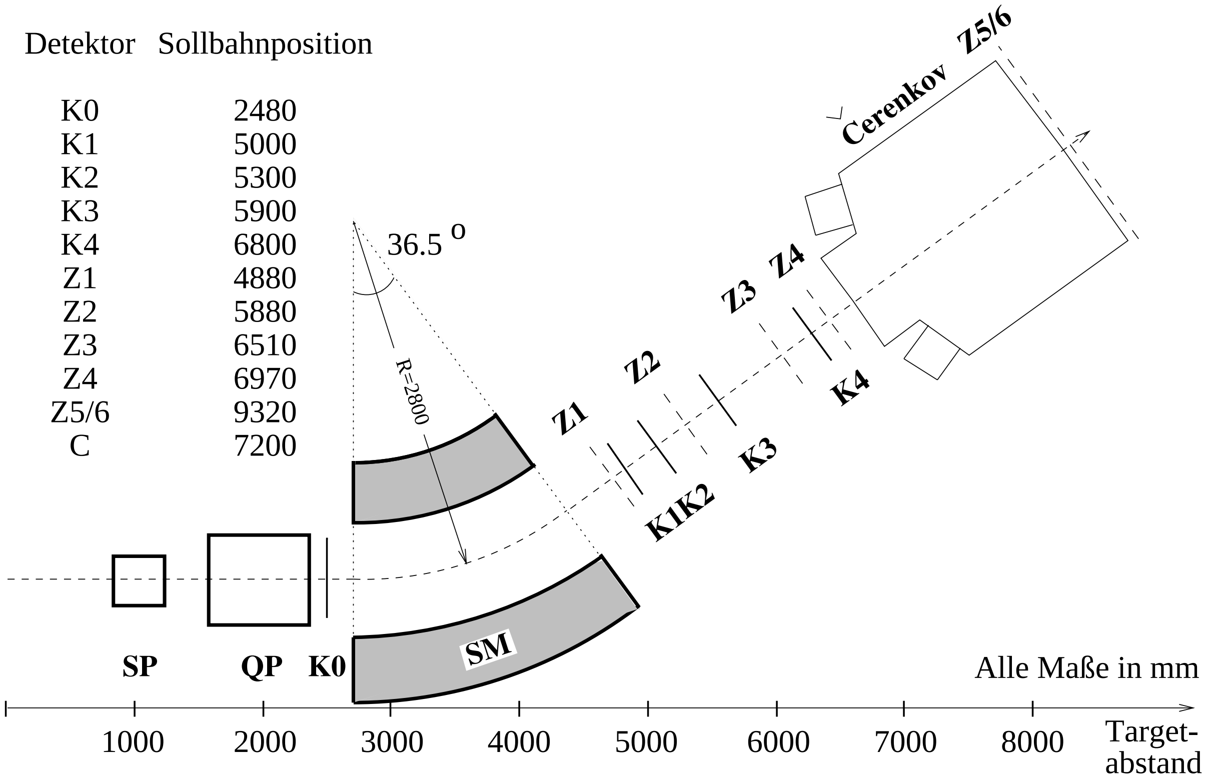

Abbildung 3.4: *Lateraler Schnitt durch das Elektronenspektrometer.*

Die Rekonstruktion der vier Startgrößen[3] x'_0, y'_0, y_0, q und damit des Viererimpulses erfolgt anhand der durch die Proportionaldrahtkammern gemessenen Teilchenbahn. Mit den vier Proportionaldrahtkammern K1-K4, die hinter dem Dipolmagnet montiert sind, ist es bereits möglich alle Startgrößen zu errechnen. Jede dieser Drahtkammern besitzt horizontal und vertikal gespannte Auslesedrähte im Abstand von 2 mm. Die Startgrößen lassen sich aus der Flugbahn durch die einzelnen Drahtkammern über ein auf Matrizenmultiplikation basiertes Verfahren berechnen [Rit74]. Durch den Einsatz der fünften Proportionaldrahtkammer K0 vor dem Dipolmagneten, die drei Ausleseebenen besitzt, ist es möglich, die Auflösung im horizontalen Startort etwa um einen Faktor 5 zu erhöhen [Mas96]. Ferner wird ein Auflösungsgewinn im vertikalen Startwinkel x'_0 erreicht. In Tabelle 3.1 sind die Akzeptanzen und die Auflösungen des Elektronenspektrometers gezeigt. Das Elektronenspektrometer kann durch Vertauschen der Pole der Netzgeräte für die Magnete auch für positiv geladene Teilchen benutzt werden. Dabei werden die Viererimpulse der positiv geladenen Pionen aus der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ im Magnetspektrometer gemessen, um mit der gleichzeitigen Vermessung der Neutronen im Flugzeitspektrometer Informationen über die Auswirkungen bestimmter Annahmen bei einer gleichartigen Eichmessung

[3] x'_0 ist der vertikale Startwinkel des Ereignisses im Target, y'_0 ist der horizontale Startwinkel, y_0 ist der Startort entlang der Achse der einlaufenden Elektronen, q ist die relative Impulsabweichung des Teilchens zum Sollimpuls mit $q = \frac{\Delta p}{p_{\text{soll}}}$.

	Akzeptanz	Auflösung	
		$k_f = 1.300\ GeV$	$k_f = 1.381\ GeV$
vertikaler Startwinkel x'_0	$\pm 40\ m$rad	$\pm 1.32\ m$rad	$\pm 1.29\ m$rad
horizontaler Startwinkel y'_0	$\pm 11\ m$rad	$\pm 0.66\ m$rad	$\pm 0.52\ m$rad
Raumwinkel	1.8 mSr		
relative Impulsabweichung q	$\pm 12\%$	$\pm 0.5\%$	

Tabelle 3.1: *Akzeptanzen und Auflösungen des Elektronenspektrometers für die verschiedenen Kinematiken.*

[Br+95] zu bekommen. Ferner wird in dieser Arbeit mit dieser Reaktion die Nachweiswahrscheinlichkeit des Flugzeitspektrometers für Neutronen bestimmt.

3.4 Das Flugzeitspektrometer

Das Flugzeitspektrometer dient der Vermessung der gestreuten Nukleonen und wurde speziell für das ELAN-Meßprogramm zur Untersuchung der Quadrupolamplituden im N $\rightarrow$ Δ-Übergang in Abhängigkeit des Viererimpulsübertrages entwickelt und aufgebaut. Der Aufbau des Flugzeitspektrometers ist in der Abbildung 3.5 in einer Übersichtszeichnung dargestellt. Das Spektrometer besteht aus vier einzelnen Szintillatorwänden, die jeweils aus 15 doppelseitig mit Sekundärelektronenvervielfacherröhren ausgelesenen Szintillationslatten aufgebaut sind. Jede Szintillationslatte besteht aus NE-110 und hat die Maße 3 m $\times$ 20 cm $\times$ 5 cm. An beiden Enden einer Latte wird das Licht über Lichtleiter in Fischschwanzgeometrie zu den Sekundärelektronenvervielfachern transportiert. In einer Studie über die erreichbare Zeitauflösung, die den experimentellen Anforderungen genügt, ergab sich für diesen Aufbau ein Optimum [Kun93]. Für die so aufgebauten Szintillatorwände ergibt sich damit eine sensitive Fläche von je 3×3 m^2 bei einer möglichen Unterteilung für koinzident gemessene Protonen in 15×15 Segmente, die sich durch kreuzweises Aufstellen der einzelnen Wände ergibt. Die Signale der zwei Sekundärelektronenvervielfacher jeder Latte werden jeweils dreifach geteilt, wobei je eins der geteilten Signale nach passiver Verzögerung direkt auf ein ladungssensitives Fastbus-Modul gegeben wird, das die ADC[4]-Information jeder Röhre erzeugt. Die jeweils verbleibenden zwei Signale werden in einer für das ELAN-Experiment entwickelten Elektronik über verschiedene Schwellenspannungen, im folgenden mit oberer Schwelle und unterer Schwelle bezeichnet, diskriminiert und schließlich unter definierten Auswahlkriterien auf ein Fastbus-TDC[5]-Modul gegeben, so daß prinzipiell Zeitinformationen der beiden Schwellen für jede Röhre für die Auswertung vorhanden sind. Eine genaue Beschreibung der Elektronik der Flugzeitwände befindet sich in [Ja+97] und in [Jak96].
Die zweiseitige Auslese der Signale jeder Latte erlaubt es, neben der Flugzeit- auch die Ortsinformation des detektierten Teilchens zu vermessen. Die Flugzeit kann dabei durch

[4] **A**nalog to **D**igital **C**onverter.
[5] **T**ime to **D**igital **C**onverter.

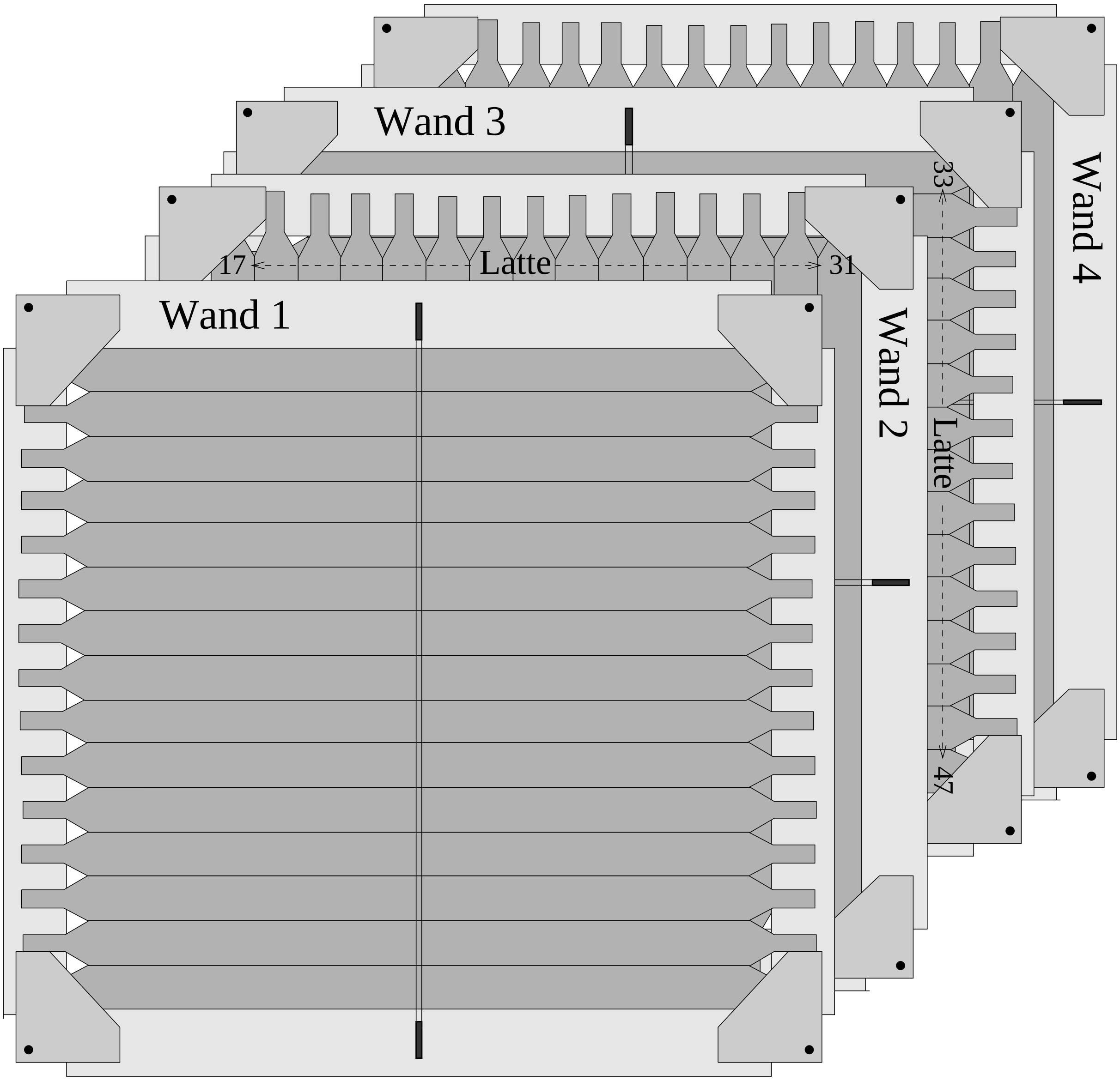

Abbildung 3.5: *Der Aufbau des ELAN-Flugzeitspektrometers.*

die Bildung der Summe der TDC-Signale τ_{links} und τ_{rechts} gewonnen werden und ist wie auch das Produkt der ADC-Signale ein Maß der Energie des nachgewiesenen Teilchens. Der Ort des Treffers kann aus der Bildung der Zeitdifferenz oder des ADC-Quotionten der einzelnen Röhrensignale dabei noch genauer bestimmt werden als es durch die alleinige Segmentierierung des Detektors erreicht wird. Um den niederenergetischen Untergrundbeitrag in den Wänden zu unterdrücken, wurde vor der ersten Flugzeitwand eine 4 mm dicke Aluminium-Platte angebracht. Der Einsatz einer 3 cm dicken Eisenplatte vor der vierten Wand ermöglicht eine Erhöhung der Nachweiseffizienz des Flugzeitspektrometers sowohl für Photonen als auch für Neutronen [Bru01].

3.5 Die übrigen Detektoren

Der Vertexdetektor besteht aus zwei Lagen mit jeweils 15 einseitig mit Sekundärelektronenvervielfachern ausgelesenen ein Millimeter dicken Szintillationsstreifen mit einer empfindlichen Fläche von 30×30 cm^2. Der Detektor wird targetnah so positioniert, daß er den gleichen Winkelbereich wie das Flugzeitspektrometer abdeckt. Im ELAN-Experiment wird der Vertexdetektor vorwiegend bei Messungen an Deuterium eingesetzt. Er dient hier als Vetodetektor für die Neutronenanalyse [Tra95][Ban96].
Die NIKHEF[6]-Szintillatorteleskope, die radial um das Target angeordnet sind, bestehen aus doppelseitig ausgelesenen Latten und können durch Flugzeit und ΔE/E-Messung Photonen, Pionen und aus der Deuteriumspaltung resultierende Protonen und Neutronen unterscheiden. Die Teleskope werden zur Vermessung der elektroinduzierten Deuteronspaltung im Bereich der Δ-Resonanz in Kollaboration mit der Universität Utrecht eingesetzt [Wi+95].
Das Bleiglaskalorimeter ist ein aus 176 Einzelmodulen aufgebauter ϕ-symmetrischer Detektor, der in rückwärtiger Richtung zu den virtuellen Photonen positioniert ist. Der nach dem Čerenkov-Prinzip arbeitende Detektor soll die Photonen aus dem π^0-Zerfall oder aber der virtuellen Compton-Streuung nachweisen.

3.6 Das Datenerfassungssystem

Das eingesetzte Datenerfassungssystem, das in Abbildung 3.6 zu sehen ist, hat die Aufgabe ein Ereignis zu registrieren und die Informationen aller Detektoren zu diesem Ereignis zu digitalisieren und zu speichern. Ein aufzunehmendes Ereignis e^-_{live} wird definiert durch ein koinzidentes Ansprechen der vier Szintillationszähler Z1-Z4 des Elektronenspektrometers. Eine schnelle Verriegelung stellt sicher, daß kein weiteres Ereignis registriert wird, solange das Datennahmesystem mit der Verarbeitung eines vorherigen Ereignisses beschäftigt ist. Ereignisse, die vom Datennahmesystem zur Auslese akzeptiert werden, lösen die Digitalisierung der Detektorinformationen aus und werden als Master bezeichnet. Die Digitalisierung der Proportionaldrahtkammerinformationen erfolgt durch das am DESY[7] entwickelte PERSEUS[8]-System. Die Pulshöhen- und Zeitsignale der Sekundärelektronenvervielfacher des Elektronenspektrometers werden sowohl in CAMAC[9]- als auch in FASTBUS[10]-Modulen digitalisiert. Für alle anderen Detektoren werden nur FASTBUS-Module eingesetzt. Die Modulauslese geschieht im Fall der CAMAC-Module direkt durch

[6] **N**ationaal **I**nstituut voor **K**ernfysica en **H**oge **E**nergie **F**ysica, eine Kollaboration von fünf niederländischen Forschungseinrichtungen, die die Teleskope entworfen und aufgebaut haben.

[7] **D**eutsches **E**lektronen **SY**nchrotron.

[8] **P**riority **E**ncoding **R**eadout **S**ystem **E**conomical with **U**ltra high **S**peed.

[9] **C**omputer **A**utomated **M**easurement **A**nd **C**ontrol.

[10] Vom US-amerikanischen NIM und europäischen ESONE-Komitee entwickelter Standard für Datenerfassungssysteme, der durch kompaktere Bauweise gegenüber älteren Standards eine erhebliche Kostensenkung pro ausgelesenem Kanal ermöglicht.

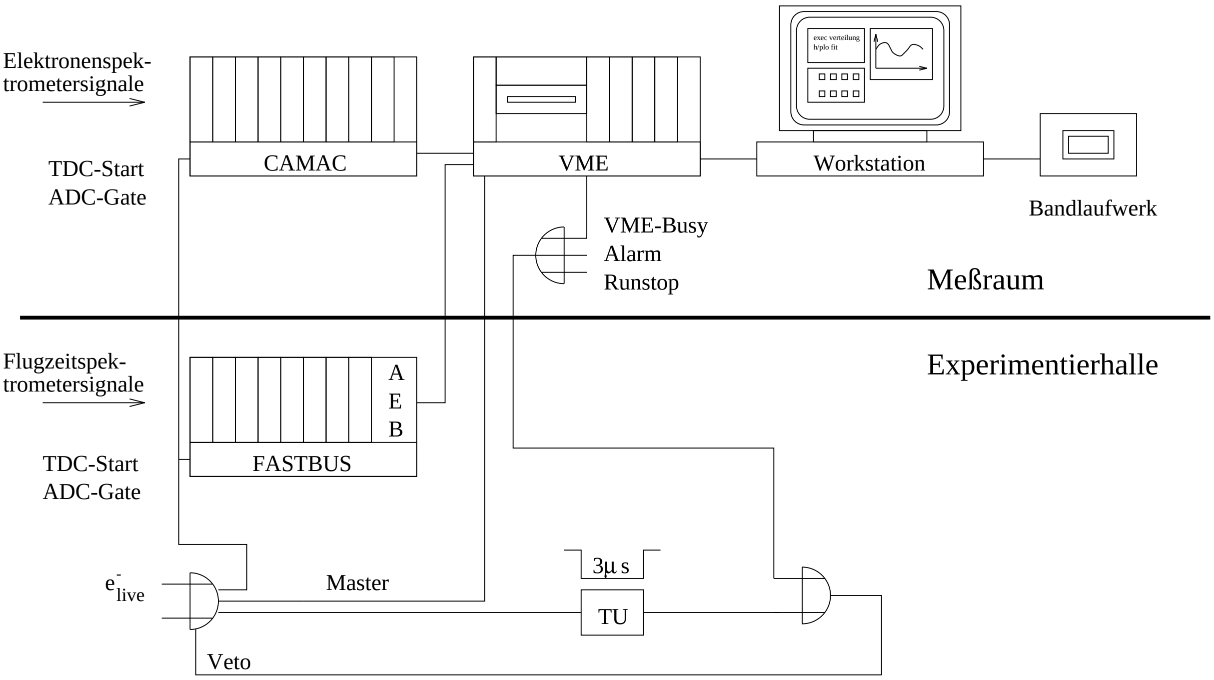

Abbildung 3.6: *Das System zur Datenerfassung des ELAN-Experiments.*

einen übergeordeten VME[11]-Rechner. Die FASTBUS-Module werden parallel dazu durch den am CERN[12] entwickelten AEB[13] ausgelesen. Nach dieser Auslese werden die digitalisierten Detektorinformationen über einen VSB[14]-Bus ebenfalls an den übergeordneten VME-Rechner übertragen, der dann alle Detektorinformationen sammelt und zu einem Ereignis vereint. Dieses Ereignis wird dann der Workstation zur Online-Daten-Analyse und zur Speicherung auf Magnetband übermittelt.

Im Laufe des ELAN-Meßprogrammes stellte sich heraus, daß das bestehende Datennahmesystem, das die Ereignisse von dem übergeordneten VME-Rechner an ein VAX-System[15] mit einem hardware-nah programmierten Algorithmus transferierte, den hohen Anforderungen des ELAN-Experimentes nicht mehr entsprach. Eine Umstellung der Hardware- und Software-Konzeption im Rahmen dieser Arbeit und teilweise Übertragung von Aufgaben an den nachfolgenden schnelleren ALPHA[16]-Rechner mit dem UNIX-Betriebssystem DEC-OSF brachten eine Steigerung der Ereignisrate um einen Faktor zwei. Ferner konnte die Betriebssicherheit durch die Verwendung des TCP/IP[17]-Protokolles zur Datenübertragung zwischen VME-Rechner und ALPHA-Workstation deutlich erhöht werden. Die neue

[11]Die ursprüngliche Abkürzung **V**ersa **M**odule **E**uropean ist durch die die Architektur besser beschreibende Abkürzung **V**irtual **M**emory **E**nvironment ersetzt worden.

[12]**C**onseil **E**uropeen pour la **R**echerche **N**ucleaire.

[13]**A**leph **E**vent **B**uilder.

[14]VME **S**erial **B**us.

[15]Rechnersystem der Firma Digital, das mit dem Betriebssystem VMS betrieben wurde.

[16]Prozessorarchitektur der Digital Equipment Corporation.

[17]**T**ransmission **C**ontrol **P**rotocol / **I**nternet **P**rotocol.

Software-Konzeption wurde dabei so gestaltet, daß die aus der Offline-Analyse bekannten Techniken und Programme auch in der Online-Analyse Anwendung finden und das gesamte System zur Datennahme durch eine graphische Oberfläche sehr einfach zu bedienen ist. In Abbildung 3.7 ist die graphische Oberfläche des Datenerfassungssystems gezeigt. Eine genaue Beschreibung der Hard- und Software-Konzeption findet sich in [Lan00].

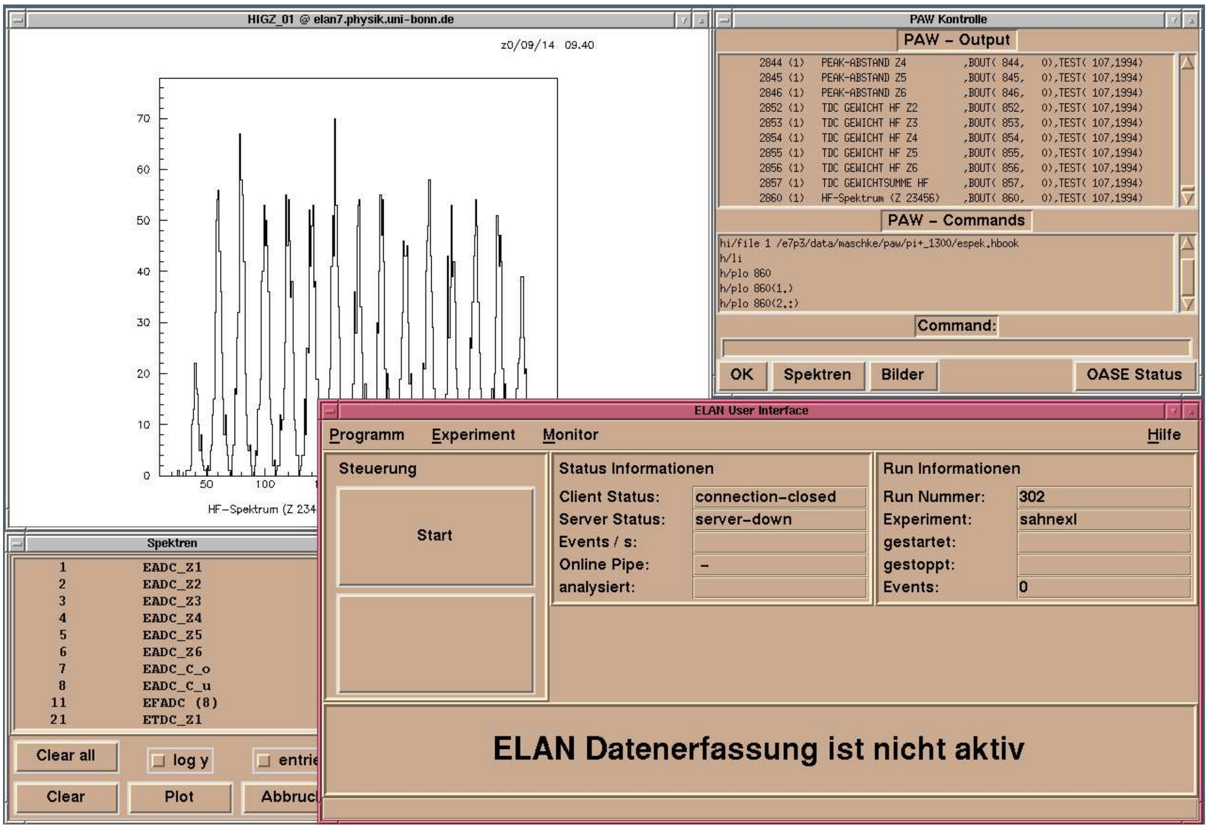

Abbildung 3.7: *Die graphische Oberfäche des Datenerfassungssystems.*

4. Die Kinematik der Pionproduktion

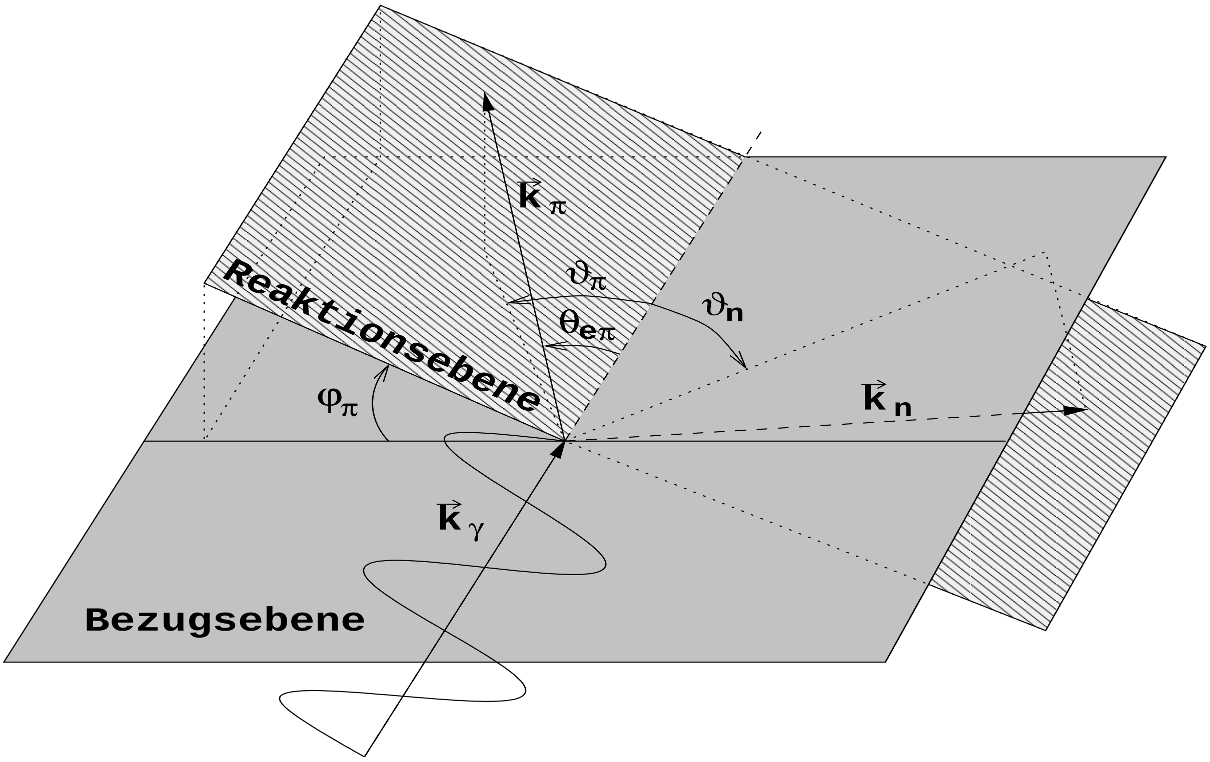

Abbildung 4.1: *Kinematische Darstellung der Pionproduktion durch Photonen. Die Photonen werden durch die einlaufenden Elektronen am Radiator erzeugt und bewegen sich aufgrund der* **Peaking-Approximation** *in der Richtung der einlaufenden Elektronen. Die Reaktionsebene von Pion und Neutron ist gegen die Bezugsebene um einen Winkel φ_π geneigt.*

Der Winkel- und Energieakzeptanzbereich für die π^+-Messung mit dem magnetischen Spektrometer wurde so gewählt, daß die gleiche kinematische Bedingungen wie in der Messung von H. Reike [Rei93] vorlagen (siehe Messung 1 in Tabelle 4.1). Damit ist sichergestellt, daß die Ergebnisse der Messung dieser Arbeit auf die Daten der G_{M}^n-Messungen von H. Reike [Rei93] und E. Bruins [Bru95] anwendbar sind (Kapitel 2.4.2). Die Photonen zur Produktion eines Pions stammen aus Bremsstrahlungsprozessen der einlaufenden Elektronen an den Wasserstoffkernen des Targets. Das Wasserstofftarget dient also bei dieser Messung sowohl als Radiator als auch als Reaktionspartner zur Produktion von Pionen. Auch Pionen, die aus der Doppelpionproduktion resultieren, liegen im Akzeptanzbereich des Spektrometers. Ihr Impuls kann jedoch aus kinematischen Gründen maximal $k_{\pi\pi} = 1.338$ GeV betragen. Ereignisse mit $k_\pi \leq 1.352$ GeV (maximaler Impuls $k_{\pi\pi}$ unter Berücksichtigung der Auflösung des magnetischen Spektrometers mit $\sigma_k = 7$ MeV) werden zunächst verworfen, so daß etwa 75% der im Magnetspektrometer identifizierten Pionen in Messung 1 durch diesen Schnitt verworfen werden. Um die Statistik wieder zu erhöhen, können diese Pionen in der Auswertung berücksichtigt werden, jedoch wären dann die Aussagen zur Einpionproduktion zunächst nur als obere Schranke zu sehen. Mit Hilfe einer Simulationsrechnung konnte jedoch sichergestellt werden, daß Ereignisse mit zwei Pionen im Endzustand aufgrund von Phasenraum und Kinematik bei den eingestellten experimentellen Randbedingungen gegenüber Ereignissen aus der Einpionproduktion um mehr als fünf Größenordnungen unterdrückt sind. Damit ist davon auszugehen, daß sich in der gesamten aufgezeichneten Statistik von Pionen inklusive möglicher Doppelpionereignissen tatsächlich keine Doppelpionereignisse finden. Eine genaue Berechnung

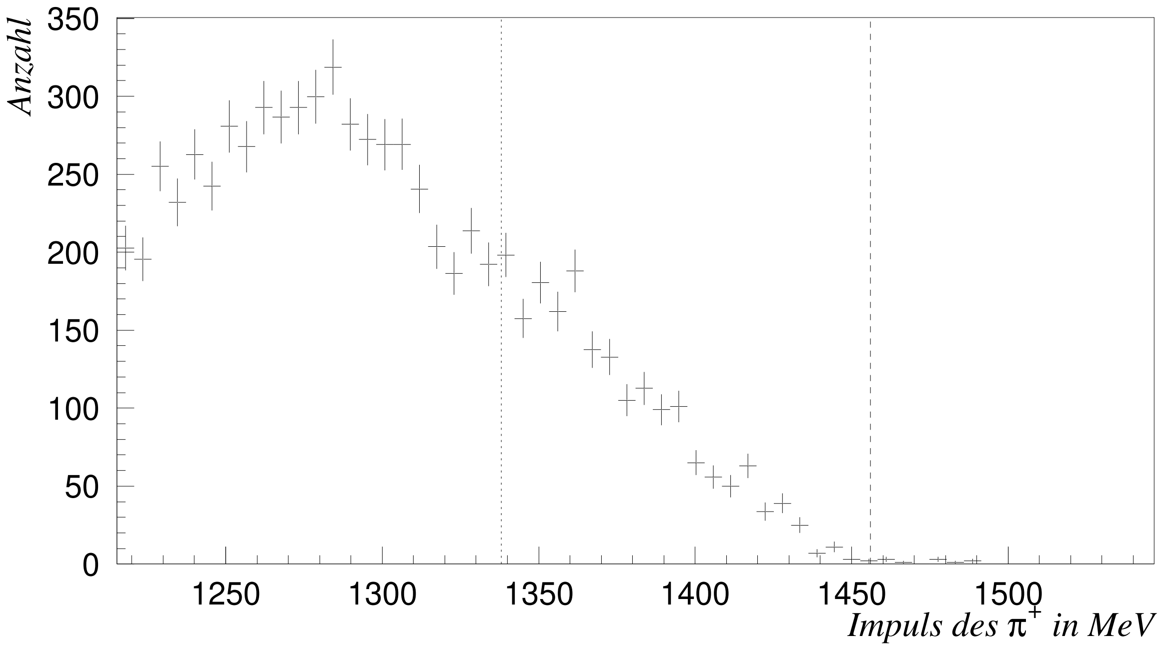

Abbildung 4.2: *Gemessene Impulsverteilung der Pionen mit $k_f = 1.381$ GeV. Der maximale Impuls des π^+ stimmt gut mit der Berechnung nach Formel 4.1 überein (gestrichelte Linie). Die Linie bei $k_f = 1.338$ GeV (gepunktet) zeigt den berechneten Schwellenwert zur Erzeugung eines zusätzlichen Pions.*

der Doppelpionproduktion befindet sich im Anhang A.2. In der Eichmessung von H. Reike ist diese Schwelle aus der Energie des Photons zur Produktion eines Pions abgeschätzt worden, die nach E. Bruins bei $k_f = 1.334$ GeV berechnet wurde. Die Energie des Photons bei der Produktion eines Pions $\gamma(p,n)\pi^+$ ist abhängig von dem Viererimpuls des nachgewiesenen Pions $(E_\pi, \vec{k}_\pi)$ und den Massen der beteiligten Teilchen.

$$E_\gamma = \frac{E_\pi M_p + \frac{1}{2}(M_n^2 - M_p^2 - M_\pi^2)}{M_p - E_\pi + k_\pi \cos(\Theta_{e\pi})} \tag{4.1}$$

Aus (4.1) kann der maximale Pionimpuls zu $k_\pi = 1.456\ M\mathrm{eV}$ berechnet werden, der bei der Einpionproduktion auftreten kann. Diese Grenze stimmt gut mit dem Messergebnis überein (siehe Abbildung 4.2). Neben der Messung mit $k_f = 1.381\ G\mathrm{eV}$ wurde noch eine Messung durchgeführt, bei der der Endpunkt der Pionen mit der oberen Akzeptanzkante des Magnetspektrometers zusammenfällt. Diese zweite Messung mit $k_f = 1.300\ G\mathrm{eV}$ ist ebenfalls bei einem Pionwinkel von $\vartheta_\pi = 18.95°$durchgeführt worden, so daß auch hier die Ergebnisse dieser Arbeit auf die Messung von [Rei93] anwendbar sind. Bei dieser Kinematik wurden sowohl Ereignisse mit dem Wasserstofftarget als alleinigem Radiator als auch in einer zweiten Messung mit einem zusätzlichen Radiator aus Aluminium vor dem Wasserstofftarget aufgezeichnet.
Die Tabelle 4.1 gibt die experimentellen Bedingungen für die einzelnen Messungen zu dieser Arbeit wieder. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \to \pi^+ n$

	Messung 1, $k_f = 1.381\ G\mathrm{eV}$	Messung 2, $k_f = 1.300\ G\mathrm{eV}$
k_π	$1.215\ G\mathrm{eV}$ .. $1.547\ G\mathrm{eV}$	$1.144\ G\mathrm{eV}$ .. $1.456\ G\mathrm{eV}$
ϑ_π	$18.32°$ .. $19.58°$	$18.32°$ .. $19.58°$
E_γ	$1.310\ G\mathrm{eV}$ .. $1.600\ G\mathrm{eV}$	$1.229\ G\mathrm{eV}$ .. $1.600\ G\mathrm{eV}$
$E_{\mathrm{kin},\,n}$	$85.4\ M\mathrm{eV}$ .. $163.7\ M\mathrm{eV}$	$75.4\ M\mathrm{eV}$ .. $124.6\ M\mathrm{eV}$
ϑ_n	$-63.31°$ .. $-67.74°$	$-65.73°$ .. $-68.29°$
verwendete Radiatoren	lH_2-Target (6 cm)	lH_2-Target (6 cm)
		und 1 mm Al mit lH_2-Target

Tabelle 4.1: *Kinematische Randbedingungen der beiden Messungen. Die Messung 2 mit $k_f = 1.300\ GeV$ ist sowohl mit dem Wasserstofftarget allein als Radiator als auch mit einem zusätzlichen Aluminiumradiator durchgeführt worden.*

nach einer Parametrisierung von [Hei88] ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Der in dieser Arbeit benutzte Akzeptanzbereich ist durch die unterbrochenen Linien begrenzt.

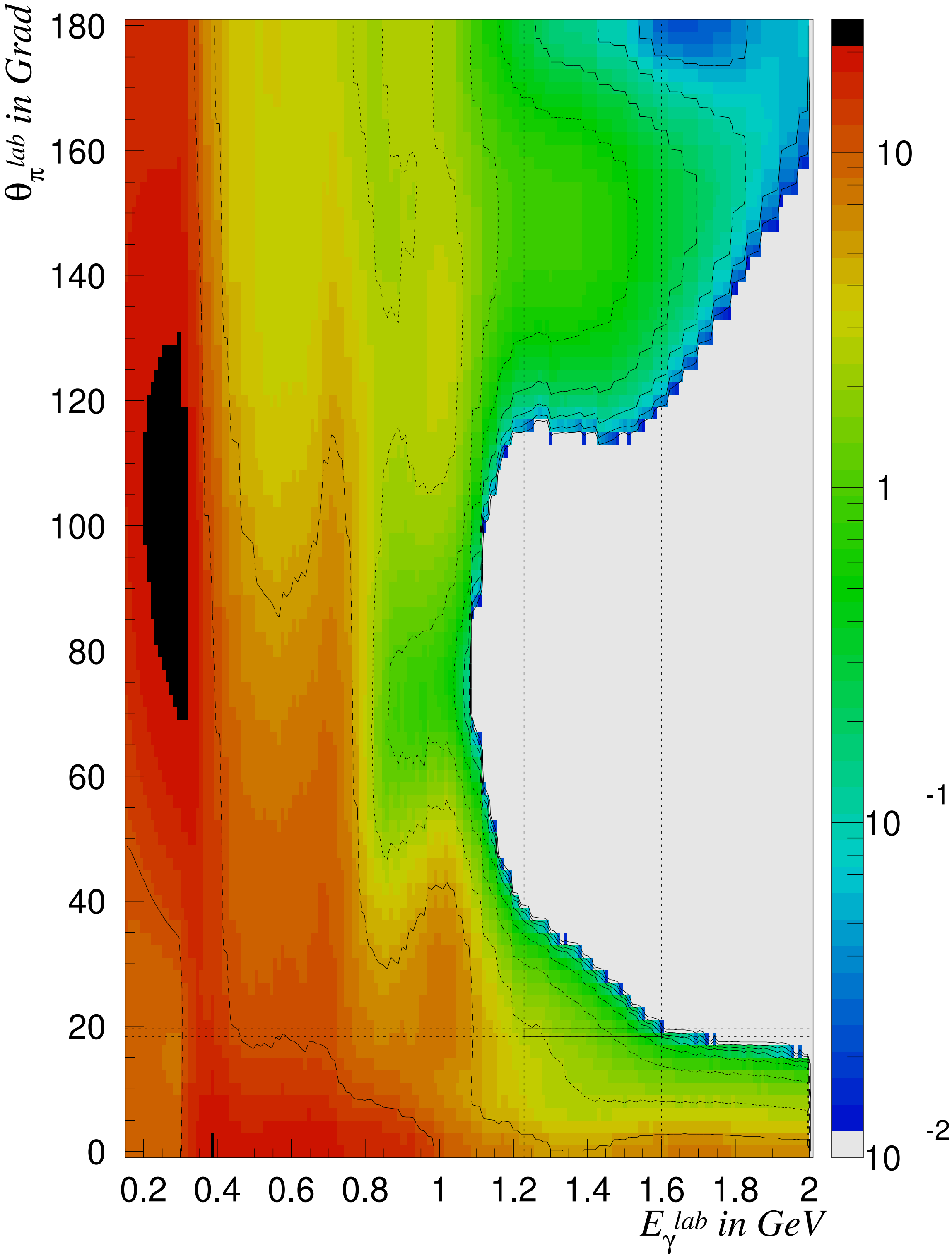

Abbildung 4.3: *Differentieller Wirkungsquerschnitt farbkodiert in μbarn nach [Hei88] in Abhängigkeit von der Photonenergie und dem Pionstreuwinkel im Laborsystem. Das eingezeichnete Rechteck zeigt die experimentellen Akzeptanz dieser Messung.*

5. Auswertung

5.1 Leertarget- und Totzeitkorrektur

Um die Anzahl von Ereignissen abzuziehen, die nicht aus einer Reaktion an dem flüssigen Wasserstoff resultieren, wurden zu jeder Kinematik Daten mit leerer Targetzelle genommen. Die gemessenen Ereignisse mit leerer Targetzelle N_{leer} werden unter Berücksichtigung von Meßzeit, mittlerem Strom und Totzeit normiert und in den auszuwertenden Spektren von den mit gefüllter Targetzelle gemessenen Ereignissen N_{voll} subtrahiert. Durch die Totzeit bedingt können nicht alle angebotenen Ereignisse n_{frei} verarbeitet werden, sondern nur $n_{\text{gemessen}} \leq n_{\text{frei}}$. Während der Datennahme wurde die Intensität des aus ELSA extrahierten Strahls so eingeregelt, daß die relative Zählratenabweichung

$$n_{\text{rel.}} = \frac{n_{\text{frei}} - n_{\text{gemessen}}}{n_{\text{frei}}}$$

einen Wert von 10% nicht überstieg. Die interessierenden Ereignisse N_{H_2}, die aus Reaktionen an dem flüssigen Wasserstoff hervorgegangen sind, berechnen sich nach

$$N_{\text{H}_2} = N_{\text{voll}} \cdot k_{\text{voll}} - \frac{t_{\text{voll}}}{t_{\text{leer}}} \cdot \frac{I_{\text{voll}}}{I_{\text{leer}}} \cdot N_{\text{leer}} \cdot k_{\text{leer}} \tag{5.1}$$

mit den Korrekturfaktoren der Totzeit $k_{\text{voll}} = \frac{n_{\text{frei,voll}}}{n_{\text{gemessen,voll}}}$, $n_{\text{gemessen,voll}} = N_{\text{voll}}$ sowie $k_{\text{leer}} = \frac{n_{\text{frei,leer}}}{n_{\text{gemessen,leer}}}$, $n_{\text{gemessen,leer}} = N_{\text{leer}}$ und den Meßzeiten t_{voll}, t_{leer} sowie den mittleren Strahlströmen I_{voll}, I_{leer}.

5.2 Präparation von Pionen im Magnetspektrometer

Die Diskriminierung der Protonen und Pionen ist aufgrund der unterschiedlichen Flugzeiten bis zu den Szintillatoren Z5 und Z6 (siehe Abbildung 3.4) sowie der unterschiedlichen deponierten Lichtmengen möglich. In Abbildung 5.1 ist die Zeitinformation (TDC) gegen die Lichtmenge (ADC) für die hinteren Szintillationszähler Z5 und Z6 dargestellt. Bei kleinen Zeiten (kleinen TDC-Werten) und kleinen Pulshöhen (kleinen ADC-Werten) finden sich die Pionen, wohingegen die langsameren Protonen bei größeren TDC-Werten liegen. Durch einen zweidimensionalen Schnitt wird eine Trennung von Protonen und Pionen vorgenommen, die aufgrund der ineinanderlaufenden Verteilungen selbst unter den gewählten Schnitten noch mit den jeweils anderen Teilchen kontaminiert sind. Um die Zeitauflösung und damit die Trennung der Protonen von den Pionen weiter zu verbessern, ist es nötig, die Abhängigkeit der Flugzeit von dem Teilchenimpuls auf einen festen

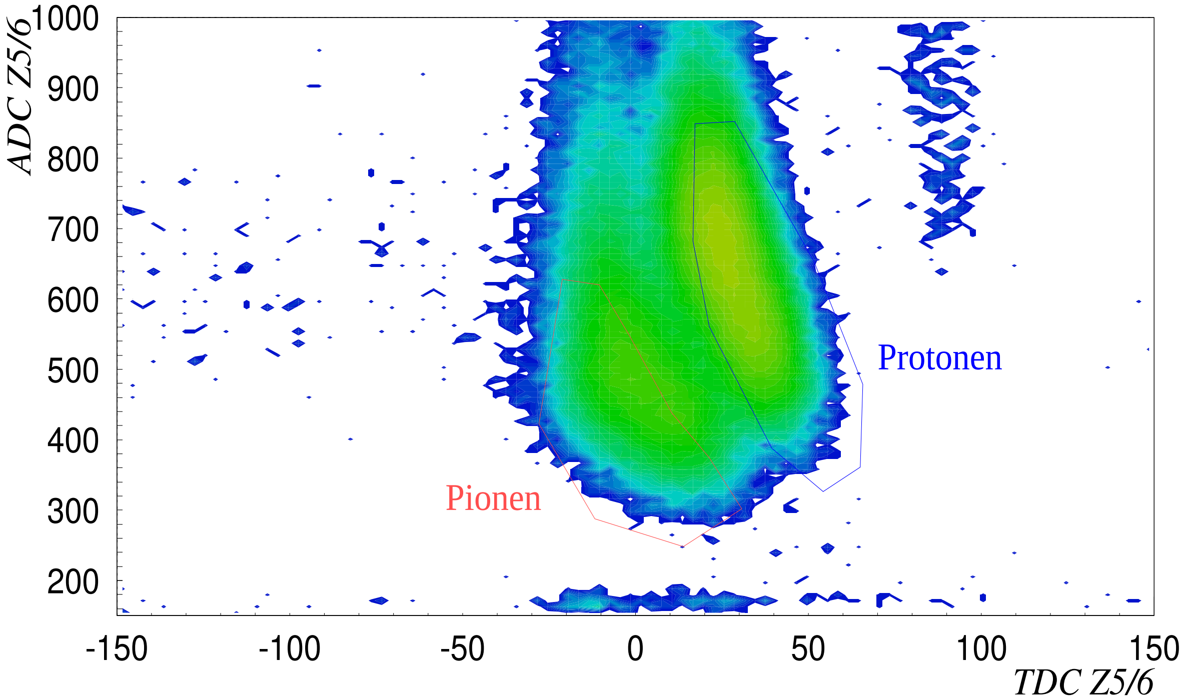

Abbildung 5.1: *Erster Schritt zur Abtrennung der Pionen vom Protonenuntergrund durch zweidimensionale ADC-TDC-Schnitte in den Signalen der beiden hinteren Szintillationszähler Z5 und Z6.*

Impuls (Sollimpuls) zu korrigieren. Diese Abhängigkeit wirkt sich in erster Linie auf die Protonen aus, da diese aufgrund der höheren Ruhemasse in der vorgegebenen Impulsakzeptanz des Magnetspektrometers einen größeren Flugzeitunterschied aufweisen als die Pionen.
Die Zeitsignale der einzelnen Szintillationszähler werden für jede Teilchenart einzeln impulshöhenkorrigiert (time walk). Der Startzeitpunkt der aus dem Target emittierten Teilchen wird auf die Hochfrequenz der Beschleunigerstrukturen optimiert (siehe Abbildung 5.3). Eine ausführliche Beschreibung dieser Korrektur findet sich in [Rei93]. Die zeitliche Lage der Hochfrequenzsignale wird für Pionen und Protonen getrennt bestimmt und bietet durch den zeitlichen Versatz der beiden Teilchenarten zusätzlich die Möglichkeit eventuell falsch erkannte Teilchen zu identifizieren und so zu verwerfen. Mit dieser Trennung von Pionen und Protonen läßt sich mit dem im Magnetspektrometer gemessenen Impuls und einer kalibrierten Flugzeit (β) das Quadrat der Ruhemasse der Teilchen mit

$$\begin{aligned} p &= \gamma \cdot m_0 \cdot v && (5.2) \\ &= \gamma \cdot \beta \cdot m_0 \cdot c && (5.3) \end{aligned}$$

zu

$$\Rightarrow m_0^2 = \frac{p^2}{\gamma^2 \cdot \beta^2 \cdot c^2} = \frac{p^2 - \beta^2 \cdot p^2}{\beta^2 \cdot c^2} \quad (5.4)$$

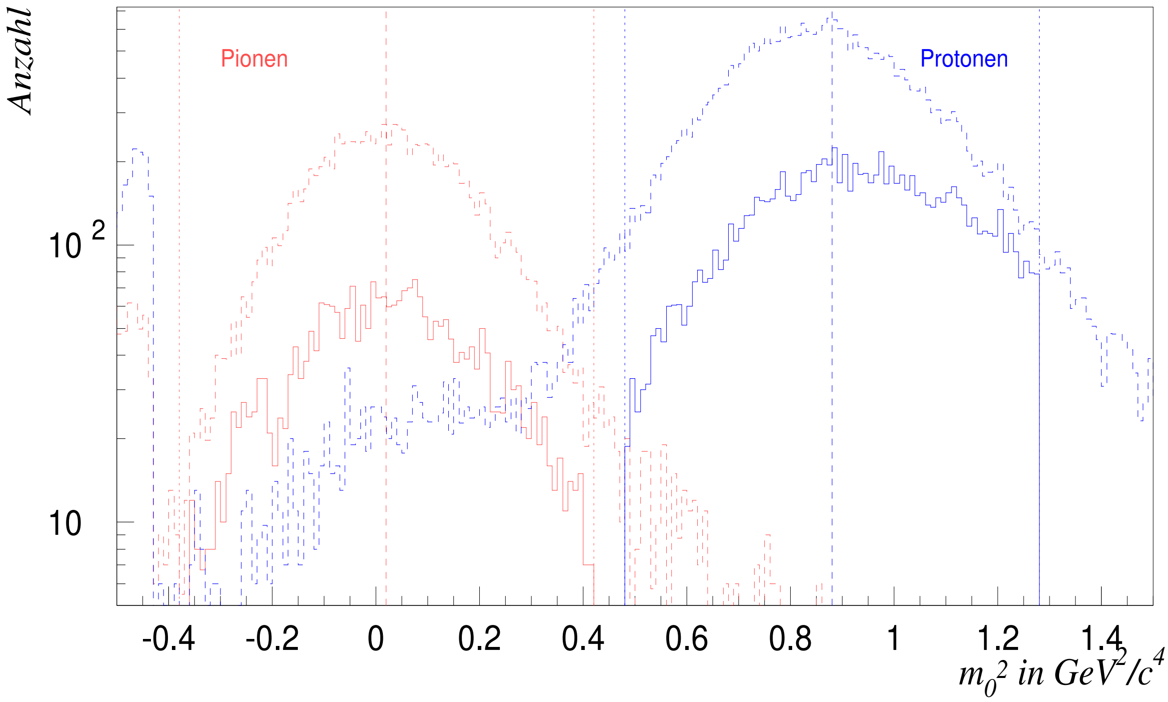

Abbildung 5.2: *Nach Gleichung (5.4) berechnetes Massenquadrat der einzelnen Teilchen für die Messung 1 mit* $k_f = 1.381\ MeV$ *nach der Trennung von Pionen und Protonen durch den ADC-TDC-Schnitt (gestrichelt) und die endgültige Abtrennung durch die beschriebenen Methoden (durchgezogen).*

berechnen. Die erwarteten Quadrate der Ruhemassen der Pionen und der Protonen betragen $m^2_{\pi^+,soll} = 0.02\ G\mathrm{eV}^2/c^4$ und $m^2_{p,soll} = 0.88\ G\mathrm{eV}^2/c^4$ und stimmen sehr gut mit den gemessenen Werten von $m_{\pi^+} = (0.03 \pm 0.02)\ G\mathrm{eV}^2/c^4$ und $m^2_p = (0.90 \pm 0.02)\ G\mathrm{eV}^2/c^4$ überein (siehe Abbildung 5.2), die Breite der Verteilungen beträgt für Pion und Proton etwa $\sigma = 0.2\ G\mathrm{eV}^2/c^4$. Durch einen Schnitt im Quadrat der Ruhemasse der Teilchen, ist es nun möglich die Trennung der Pionen von Protonen zu verbessern. Die Korrekturen bei Bestimmung der Flugzeit werden dabei sowohl unter der Hypothese, daß es sich um ein Proton handelt, als auch unter der Hypothese, daß es sich um ein Pion handelt, durchgeführt. Ein Ereignis wird hiernach als Pion erkannt, wenn das Massenquadrat unter Benutzung der Pion-Hypothese im Bereich von $-0.38\ G\mathrm{eV}^2/c^4$ .. $0.42\ G\mathrm{eV}^2/c^4$ liegt (gepunktete Linien in Abbildung 5.2) und zusätzlich der zweidimensionale ADC-TDC-Schnitt für Pionen erfüllt ist. Ereignisse, deren Massenquadrate im Bereich von $0.48\ G\mathrm{eV}^2/c^4$ .. $1.28\ G\mathrm{eV}^2/c^4$ liegen und dem zweidimensionalen Protonenschnitt genügen, werden als Protonen erkannt.
In Abbildung 5.2 ist das berechnete Massenquadrat für die einzelnen Teilchen gezeigt, die aus der Trennung von Pionen und Protonen selektiert wurden. Die berechneten Quadrate der Sollmassen sind gestrichelt und die Schnitte der Massen gepunktet eingezeichnet.

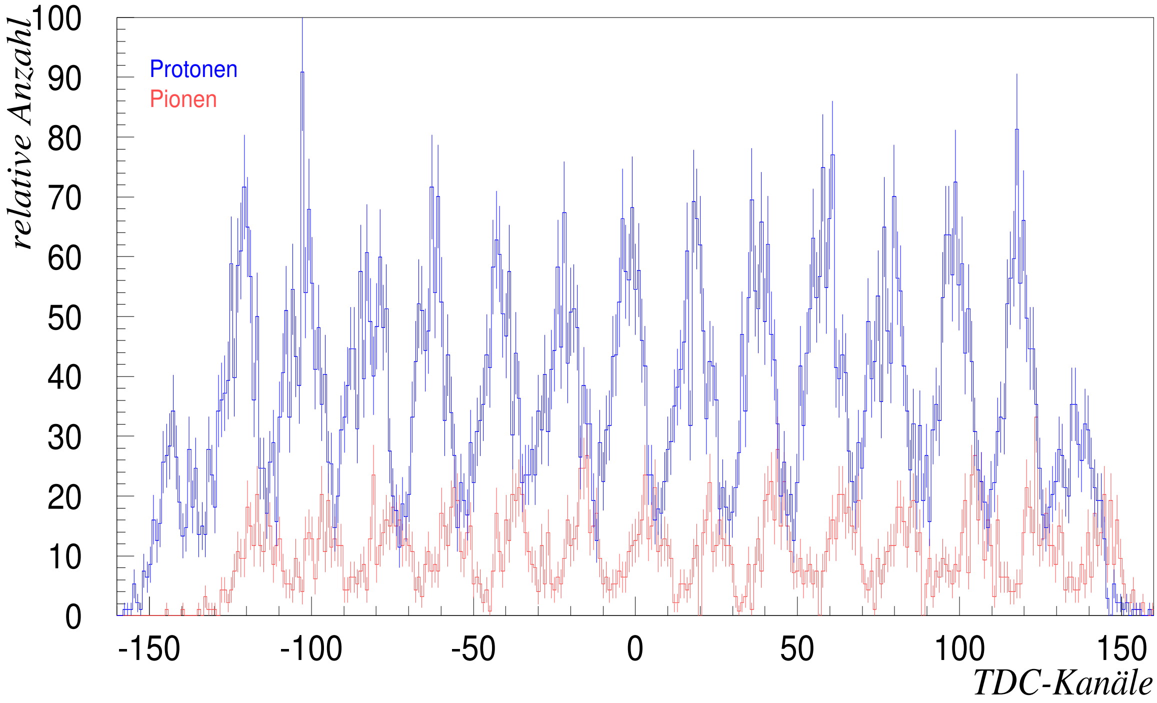

Abbildung 5.3: *Zeitlicher Versatz der Hochfrequenzsignale des Szintillationszählers Z4 für Protonen und Pionen. Durch eine gewichtete Mittelung der TDC-Werte für die verschiedenen Szintillationszähler Z1 bis Z6 können Pionen weiter von den Protonen getrennt werden.*

5.3 Experimentelle Bestimmung des virtuellen Photonenspektrums N_e

Experimentell läßt sich das virtuelle Photonenspektrum N_e dadurch bestimmen, daß ein definierter Prozeß bei verschiedenen zusätzlichen Radiatorlängen unter gleichen kinematischen Bedingungen vermessen wird. Im Fall der in dieser Arbeit benutzten Pionproduktion wird die gemessene Anzahl von Pionen gegen die benutzte Radiatorlänge aufgetragen. Die Meßwerte liegen dann für kleine Radiatorlängen unter der Annahme, daß der Wirkungsquerschnitt für die virtuellen Photonen von der transversalen Komponente dominiert wird und so der longitudinale Beitrag zu vernachlässigen ist, auf einer Geraden, deren Schnittpunkt mit der Abszisse die effektive Strahlungslänge N_e[1] ergibt (siehe Abbildung 5.4). Die Kinematik der in dieser Arbeit untersuchten Streuprozesse wurde so gewählt, daß die ausgetauschten Photonen energetisch nahe am Maximum liegen, so daß der longitudinale Beitrag vernachlässigt werden kann. Die Impulsakzeptanz der Pionen wurde zu kleinen Impulsen so beschnitten, daß für die beiden Messungen bei $k_f = 1.300$ GeV und

[1]Hier wird die in der Literatur von [HaWi63] benutzte Schreibweise für die effektive virtuelle Strahlungslänge (N_e) benutzt.

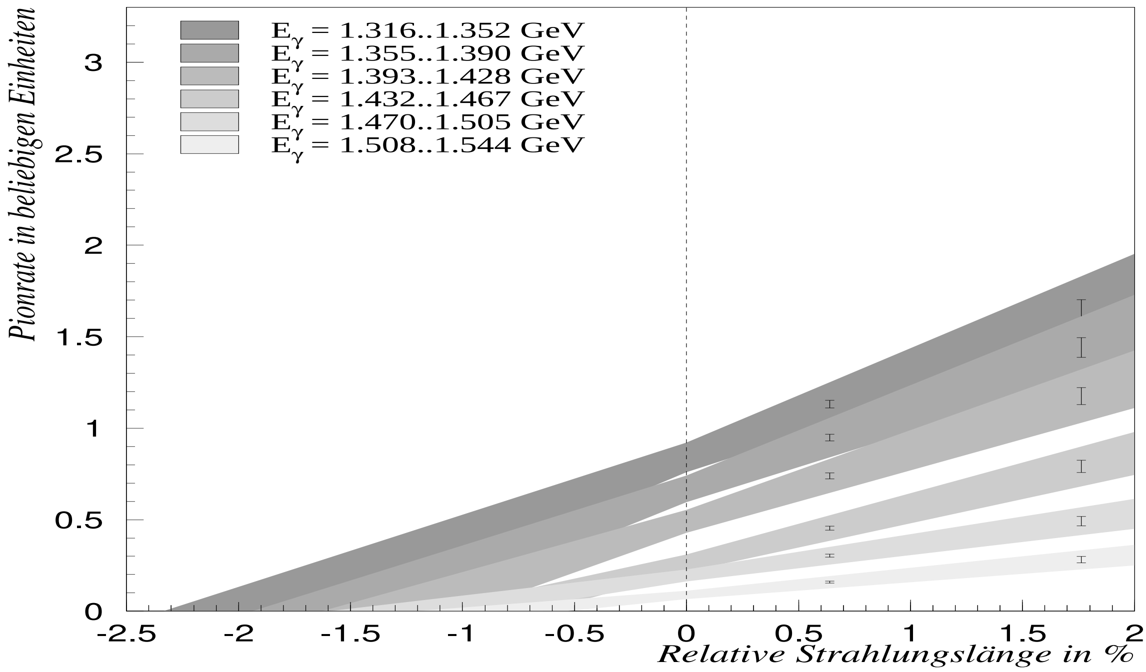

Abbildung 5.4: *Gemessene Pionrate (beliebige Einheiten) im Spektrometer in Abhängigkeit von der totalen Radiatordicke für verschiedene Photonenenergien bei einer Einschußenergie von* $E_0 = 1.6\ GeV$*, wobei die Pionen mit einem Sollimpuls von* $k_f = 1.300\ GeV$ *unter* $\vartheta_{e\pi}^{soll} = 18.95^o$ *nachgewiesen wurden. Die effektive Strahlungslänge* N_e *ist durch die Schnittpunkte der Geraden mit der Abszisse gegeben.*

$k_f = 1.381\ G$eV die gleiche Grenze von $k_{\min} = 1.215\ G$eV vorlag. /745-120Bei der Berechnung der Radiatorlänge X_0 ist zu beachten, daß ein Target der Länge l im Mittel selbst als Radiator der halben Targetlänge $l/2$ beiträgt. Die Massenbelegungen vor dem Target durch Folien, Luft und ähnliches müssen genau bekannt sein, da auch diese aufgrund der lokalen Trennung vom Target voll zur Radiatorlänge X_0 beitragen. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen setzt sich dabei die Radiatorlänge X_0 aus den Anteilen der Kaptonfolien der Strahlführung und des Targets ($l = (355 \pm 5)\ \mu$m), der Luft zwischen Strahlführung und Target ($l = (50 \pm 2)\ c$m) sowie des flüssigen Wasserstoffes im Target ($l/2 = (3.025 \pm 0.025)\ c$m) zusammen. Mit den Strahlungslängen für Kapton ($X_0 = 28.4\ c$m), Luft ($X_0 = 30420\ c$m) und flüssigen Wasserstoff ($X_0 = 865\ c$m) ergibt sich damit eine summierte relative Strahlungslänge von $l/X_0 = 0.639\% \pm 0.007\%$. Zusätzlich zu den Messungen mit Wasserstofftarget wurden bei $k_f = 1.300\ G$eV Daten mit einem 1 mm dicken Aluminiumradiator ($l/X_0 = 1.12\% \pm 0.06\%$) vor der Targetzelle aufgenommen, so daß bei dieser Messung eine addierte relative Strahlungslänge von $l/X_0 = 1.763\% \pm 0.007\%$ benutzt worden ist.
Aus den gemessenen Pionraten mit und ohne Aluminiumradiator vor dem Target las-

sen sich neben der effektiven Strahlungslänge N_e auch die Häufigkeitsverteilung der an der Reaktion beteiligten reellen und virtuellen Photonen experimentell bestimmen. Die Meßgröße δ zur Bestimmung der Häufigkeitsverteilung von reellen n_{reell} und virtuellen Photonen n_{virtuell} ergibt sich aus den gemessenen Zählraten $N(l)$ bei einer festen Radiatorlänge l und der aus der Geradenanpassung extrapolierten Zählrate $N(l=0)$ ohne reelle Radiatorlänge. Während bei einer Radiatorlänge $l \neq 0$ sowohl reelle als auch virtuelle Photonen Reaktionen auslösen können, können diese ohne Radiator ($l = 0$) ausschließlich durch virtuelle Photonen verursacht worden sein.

$$\delta = \frac{N(l=0)}{N(l)} \Rightarrow n_{\mathrm{virtuell}} = \delta \;\Rightarrow\; n_{\mathrm{reell}} = 1 - \delta = 1 - n_{\mathrm{virtuell}} \tag{5.5}$$

Diese gemessenen Anteile sollten mit dem Ergebnis aus dem Verhältnis von theoretisch berechneter, effektiver, virtueller Strahlungslänge N_e zu der Summe aus reeller und effektiver, virtueller Strahlungslänge übereinstimmen, wobei der longitudinale Beitrag vernachlässigt wird.

$$\delta_{\mathrm{soll}} = \frac{N_e}{N_e + l/X_0} \Rightarrow n_{\mathrm{virtuell,soll}} = \delta_{\mathrm{soll}} \;\Rightarrow\; n_{\mathrm{reell,soll}} = 1 - \delta_{mssoll} = 1 - n_{\mathrm{virtuell,soll}} \tag{5.6}$$

Bei dieser Berechnung ist die effektive virtuelle Strahlungslänge N_e über die Impulsakzeptanz des Magnetspektrometers zu mitteln. Als Mittelwert ergibt sich dann für die Messung mit $k_f = 1.300\ G\mathrm{eV}$ und $k_f = 1.381\ G\mathrm{eV}$ $N_e = 1.373\% \pm 0.027\%$, wobei die Fehler jeweils aus den Differenzen der Berechnungen nach [Ti+82] und [Da+57] stammen. Die berechneten Werte für die beiden Messungen führen zu einem identischen Ergebnis, da die Impulsakzeptanz des Magnetspektrometers so beschnitten worden ist, daß der gleiche kinematische Bereich mit $k_f > 1.215\ G\mathrm{eV}$ abgedeckt wird. Ohne eine Beschneidung der Impulsakzeptanz wäre das Ergebnis für die Messung mit $k_f = 1.300\ G\mathrm{eV}$ mit $N_e = 1.433\% \pm 0.031\%$ größer als der Wert für $k_f = 1.381\ G\mathrm{eV}$ ($N_e = 1.373\% \pm 0.027\%$), da der Energiebereich der beitragenden Photonen zu kleinen Energien erweitert wird.

Abbildung 5.5 zeigt die gemessene effektive Strahlungslänge N_e in Abhängigkeit von der Energie der Photonen mit den Berechnungen von [Da+57] und [Ti+82]. Die gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit den theoretischen Vorhersagen ist eine Bestätigung für die erfolgreiche Diskriminierung der Protonen und Pionen im Magnetspektrometer. In Tabelle 5.1 sind die Anteile von virtuellen Photonen an der Pionproduktion für die Messung bei $k_f = 1.300\ G\mathrm{eV}$ und $k_f = 1.381\ G\mathrm{eV}$ aus der experimentellen und der theoretischen Methode angegeben. Die gute Übereinstimmung von beiden Methoden erlaubt es, den Beitrag der virtuellen Photonen für die Messung mit $k_f = 1.381\ G\mathrm{eV}$ zu berechnen, der experimentell nicht gewonnen werden kann. Im weiteren ist es möglich, die Beiträge der virtuellen Photonen für die einzelnen Messungen von [Br+95] aus den mittleren effektiven Strahlungslängen N_e zu berechnen. Der berechnete Wert des prozentualen Anteils der virtuellen Photonen an der Einpionproduktion bei Unterdrückung der Zweipionproduktion (genaueres findet sich in Anhang A.2.1) für die zweite Kinematik mit $-K^2 = 0.255\ G\mathrm{eV}^2$ ist in Tabelle 5.2 mit $n_{\mathrm{virtuell}} = 60.4\% \pm 0.4\%$ deutlich von dem Wert verschieden, der nach den Daten von [Rei93] mit $n_{\mathrm{virtuell,\ Reike}} \approx 80\%$ berechnet ist. Die

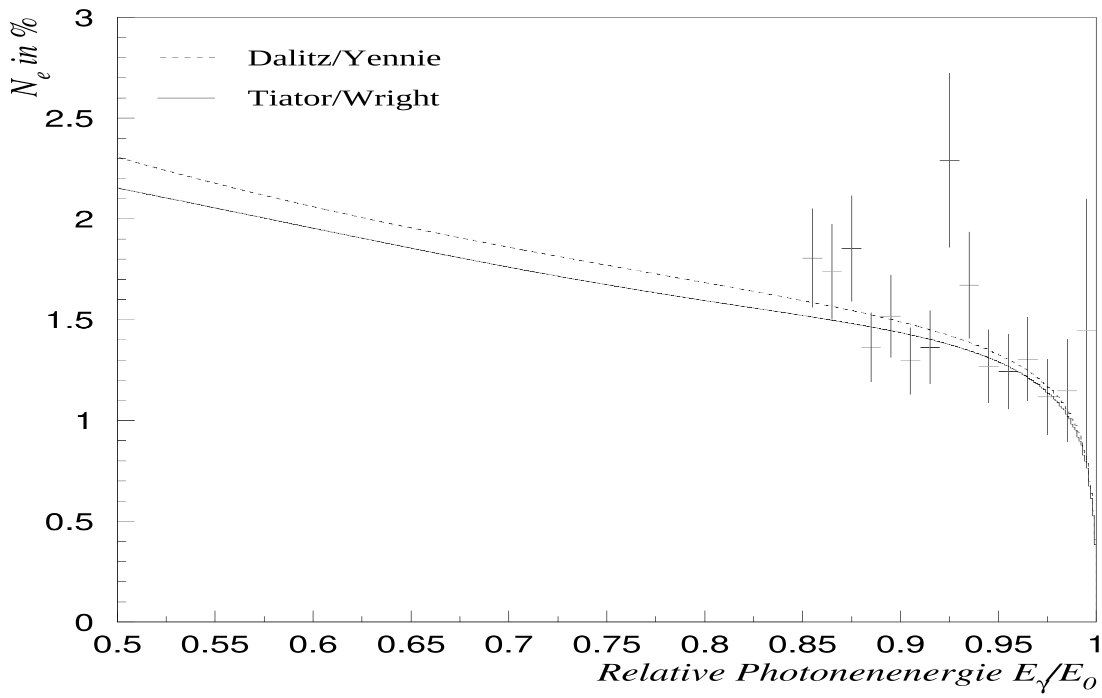

Abbildung 5.5: *Gemessene effektive Strahlungslänge N_e in Abhängigkeit von der Energie der Photonen für die Kinematik bei $E_0 = 1.6$ GeV, $k_f = 1.300$ GeV, $\vartheta_{e\pi} = 18.95^o$ im Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen von [Da+57] und [Ti+82] (siehe auch Abbildung 2.3).*

Messung	Anteil virtueller Photonen: Experiment	Anteil virtueller Photonen: Theorie
Wasserstofftarget, $k_f = 1.300$ GeV	$68.1\% \pm 6.8\%$	$68.2\% \pm 0.5\%$
Wasserstofftarget mit Radiator, $k_f = 1.300$ GeV	$43.6\% \pm 4.5\%$	$43.8\% \pm 0.5\%$
Wasserstofftarget, $k_f = 1.381$ GeV		$68.2\% \pm 0.5\%$

Tabelle 5.1: *Beitrag der virtuellen Photonen für die Messungen mit Wasserstofftarget und zusätzlichem Radiator bei einem Sollimpuls des gemessenen Pions von $k_f = 1.300$ GeV und $k_f = 1.381$ GeV mit $\vartheta_{e\pi} = 18.95^o$.*

Ursache dieser Diskrepanz läßt sich damit begründen, daß in [Rei93] nur der Radiatoranteil des Wasserstoffs berechnet wurde, so daß der Anteil durch die Folien und die Luft unberücksichtigt blieben, obwohl dieser Beitrag nicht vernachlässigbar ist. Der von [Rei93] angegebene Wert für die effektive Strahlungslänge N_e ist aufgrund einer fehlenden Totzeitkorrektur mit $N_{e,\text{Reike}} = 2.35\% \pm 0.15\%$ deutlich größer als der mit $N_e = 1.203\% \pm 0.018\%$ nach [Da+57] und [Ti+82] berechnete theoretische Wert, bei dem der Impulsschnitt nach [Bru95] berücksichtigt wurde.
Die gefundenen Diskrepanzen haben jedoch nur minimale Auswirkung auf die Bestim-

Kinematik	N_e in %	n_{virtuell} in %	n_{reell} in %
1. $-K^2 = 0.125\ G\text{eV}^2$	1.205% ± 0.018%	60.4% ± 0.4%	39.6% ± 0.4%
	1.217% ± 0.019%	60.7% ± 0.4%	39.3% ± 0.4%
2. $-K^2 = 0.255\ G\text{eV}^2$	1.203% ± 0.018%	60.4% ± 0.4%	39.6% ± 0.4%
	1.222% ± 0.019%	60.8% ± 0.4%	39.2% ± 0.4%
3. $-K^2 = 0.417\ G\text{eV}^2$	1.197% ± 0.024%	60.3% ± 0.5%	39.7% ± 0.5%
	1.227% ± 0.025%	60.9% ± 0.5%	39.1% ± 0.5%
4. $-K^2 = 0.605\ G\text{eV}^2$	1.181% ± 0.037%	60.0% ± 0.8%	40.0% ± 0.8%
	1.233% ± 0.038%	61.0% ± 0.8%	39.0% ± 0.8%

Tabelle 5.2: *Berechnete Anteile von virtuellen ($n_{virtuell}$) und reellen (n_{reell}) Photonen für die verschiedenen experimentell eingestellten Bedingungen von [Bru95] bei der Bestimmung der Nachweiseffizienz des Nukleonendetektors für Neutronen nach Gleichung (5.6) mit der berechneten Strahlungslänge von $l/X_0 = 0.789\% \pm 0.007\%$. Die effektiven Strahlungslängen N_e zeigen die Mittelwerte der über die Akzeptanz des Magnetspektrometers integrierten theoretischen Verläufe von N_e nach [Da+57] und [Ti+82] bei Unterdrückung der Produktion von zwei Pionen. Die Schwelle zur Produktion von zwei Pionen (Anhang A.2) ist (a) aus der Einpionproduktion abgeschätzt worden wie bei [Bru95] (obere Zeile) und (b) aus der Dreikörperkinematik berechnet worden (untere Zeile). Die angegeben Fehler der Werte resultieren jeweils aus den Differenzen der theoretischen Vorhersagen.*

mung der G_{M}^n-Werte, so daß die Werte von [Br+95] diesbezüglich als richtig angenommen werden können.

5.4 Präparation von *guten* Neutronen im Flugzeitspektrometer

Nach der erfolgreichen Trennung der Pionen von den Protonen im Magnetspektrometer, müssen die zu den Pionen korrelierten Neutronen im Flugzeitspektrometer sicher von anderen, zumeist geladenen Teilchen abgetrennt werden. Mit einem Schnitt auf die Flugzeit der nachgewiesenen Teilchen werden die schnellen Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit von den langsameren Neutronen getrennt (siehe Abbildung 5.6).

Die Nachweiseffizienz des Flugzeitspektrometers für die ungeladenen Neutronen ist klein im Vergleich zu der Nachweiseffizienz für geladene Teilchen, so daß es möglich ist, durch eine Antikoinzidenz mit den targetnahen Wänden Neutronen in der dahinter liegenden Wand anzureichern. Unkorrelierte Ereignisse, die vorwiegend unter kleinem Winkel zum einlaufenden Elektronenstrahl in das Flugzeitspektrometer gestreut werden, können wirksam durch einen Schnitt auf den rekonstruierten Ort unterdrückt werden. Abbildung 5.7 zeigt die Verteilung der Neutronen, die aus der im Magnetspektrometer gemessenen Pionverteilung berechnet wird. Die asymmetrische Ausleuchtung des Flugzeitspektrometers begünstigt dabei die Unterdrückung des strahlnahen Untergrundes. Um den Untergrund

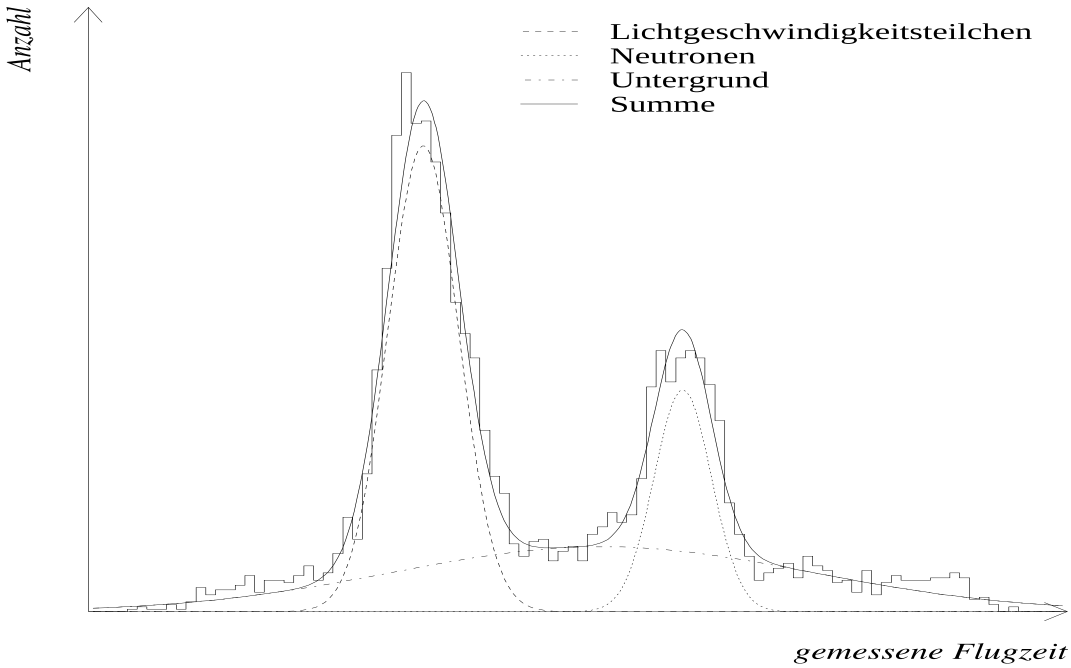

Abbildung 5.6: *Gemessene Verteilung der Flugzeit im Flugzeitspektrometer. Bei kleinen Flugzeiten finden sich die Teilchen, die sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, wie zum Beispiel Elektronen und Pionen. Die Nukleonen sind von diesen zeitlich klar getrennt und zeigen eine Breite ähnlich der der Lichtgeschwindigkeitsteilchen. Unter diesen beiden Anhäufungen liegt der zeitlich unkorrelierte, zufällige Untergrund.*

weiter zu reduzieren, werden zunächst nur die Ereignisse ausgewertet, bei denen nur ein einzelnes Teilchen in der Flugzeitwand nachgewiesen wird. Haben zwei benachbarte Latten angesprochen und fallen die Auftrefforte entlang der Latten im Rahmen der Auflösung zusammen, wird daraus *ein* Teilchen rekonstruiert. In der weiteren Auswertung wird nur die Latte mit dem größeren ADC-Produkt betrachtet.

5.4.1 Untergrund

Neben den Neutronen, die zu den gemessenen Pionen korreliert sind, werden auch zufällige Ereignisse (Untergrund) im Flugzeitspektrometer gemessen. Der größte Anteil dieser Ereignisse bewegt sich mit nahezu Lichtgeschwindigkeit (korrelierter Untergrund, der unter anderem aus Pionen, Elektronen, und Photonen besteht), und dieser korrelierte Untergrund kann daher an Hand der Flugzeit vollständig von den auszuwertenden Neutronen diskriminiert werden (siehe Abbildung 5.6). Trotz dieser ereignisweisen Abtrennung des korrelierten Untergrundes verbleibt ein Rest an zeitlich unkorreliertem Untergrund, der durch einen Schnitt im Öffnungswinkel zum einlaufenden Strahl weiter reduziert werden

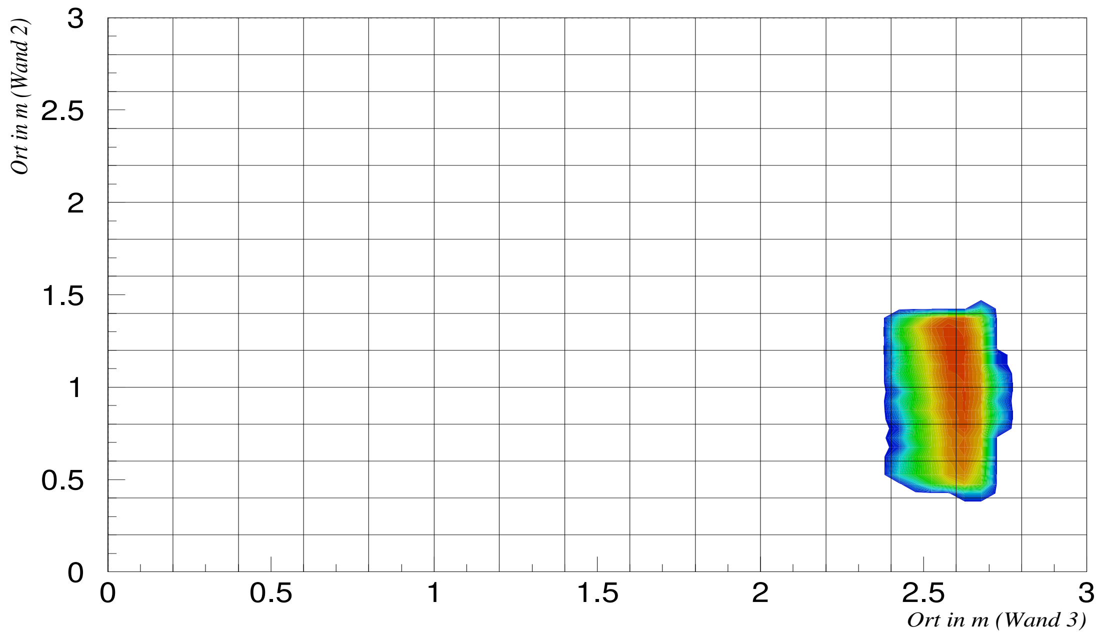

Abbildung 5.7: *Berechnete Verteilung der Neutronen in Wand 2 und Wand 3, die sich aus dem Viererimpuls der Pionen bei einem Zweikörperprozeß ergibt. Die horizontalen und vertikalen Linien zeigen die Segmentierung des Flugzeitspektrometers durch die einzelnen Szintillationslatten.*

kann. Durch die gute Abtrennung der Pionen von den Protonen im Magnetspektrometer, ist es möglich, die verbleibenden unkorrelierten Untergrundereignisse, die gleichermaßen im Pionenband als auch im Protonenband auftreten, ohne die korrelierten Neutronen mit Hilfe der Protonen für einen späteren Abzug zu präparieren. Da zu einem im Magnetspektrometer gemessenen Proton nach Leertargetabzug nur Teilchen im Lichtgeschwindigkeitsband im Flugzeitspektrometer korreliert sind, werden durch die gleichen Schnitte wie bei den Neutronen ausschließlich unkorrelierte Untergrundereignisse angereichert. Durch zählratengewichtete Subtraktion ist es dann möglich, den verbliebenen unkorrelierten Untergrund unter den Neutronen zu beseitigen.

5.5 Test der Methode

Bei der Bestimmung der Nachweiseffizienz des Nukleonendetektors für die G_{M}^{n}-Messungen von [Bru95] wurde von der Annahme Gebrauch gemacht, die gemessenen Pionen seien ausschließlich durch Photoproduktion entstanden. Der Tabelle 5.1 jedoch ist zu entnehmen, daß der größere Anteil der gemessenen Pionen aus der Elektroproduktion stammt. Die beteiligten virtuellen Photonen sind dabei durch die Kinematik bedingt in einem sehr

schmalen Kegel um die Richtung der einlaufenden Elektronen konzentriert und bei der untersuchten Messung fast reell. Bei den virtuellen Photonen dieser Messungen steht nah an der Endpunktsenergie[2] nur sehr wenig Energie zur Verfügung, um eine longitudinale Polarisationskomponente aufzubauen, in die der Impuls des gestreuten Elektrons einfließt. Ist diese longitudinale Komponente des Photons vernachlässigbar, so kann die Impulsbilanz gut durch das angenommene (*reelle*) Photon und die beiden Reaktionsprodukte π^+ und n approximiert werden[3], so daß vereinfachend hier von einer Zweikörperkinematik ausgegangen wird. Ereignisse, bei denen diese vereinfachende Annahme nicht zutrifft, zeigen aufgrund der unberücksichtigten transversalen Impulskomponente des gestreuten Elektrons eine Abweichung im nachgewiesenen Ort der Neutronen gegenüber dem durch die Zweikörperkinematik berechneten Ort. Die aus der Zweikörperkinematik abgeleitete Nachweiseffizienz des Nukleonendetektors wäre damit aufgrund der kinematisch so herausgestreuten Neutronen unterschätzt.
Der Anteil der fehlidentifizierten Ereignisse η_{total}[4] läßt sich jedoch aus den in dieser Arbeit gemessenen Daten abschätzen. Dieser Anteil η_{total} ist durch das Verhältnis der Zahl N_{out} der Neutronen, die außerhalb eines aus der Zweikörperkinematik berechneten geometrischen Schnittes liegen, zu der Anzahl N_{total} der betrachteten Ereignisse gegeben $\eta_{\text{total}} = \frac{N_{\text{out}}}{N_{\text{total}}}$. Die Größe und die Position des in dieser Arbeit gewählten geometrischen Schnittes entspricht dabei den experimentellen Bedingungen von [Rei93] und [Bru95]. Durch diese spezielle Wahl ist es möglich, eine falsch bestimmte Nachweiswahrscheinlichkeit bei [Rei93] und [Bru95] als Ursache für die bestehende große Diskrepanz der magnetischen Formfaktoren des Neutrons [Jo+97] auszuschließen.

5.5.1 Analyse der Ortsinformationen des Flugzeitspektrometers

Die Auswertung soll zunächst ausschließlich anhand der Meßergebnisse des Flugzeitspektrometers durchgeführt werden. Hierfür wird die Verteilung betrachtet, die sich für solche Neutronen ergibt, die nach der Zweikörperkinematik in dem geometrischen Schnitt liegen. Da das Szintillationslicht auf dem Weg von der Erzeugung x bis zur Röhre eine exponentielle Abschwächung erfährt, kann x mit geeigneten Eichkonstanten m_1 und b_1 nach der Formel 5.7 rekonstruiert werden.

$$x = m_1 \cdot \ln(\frac{\text{ADC}_1}{\text{ADC}_2}) + b_1 = m_2 \cdot (\text{TDC}_1 - \text{TDC}_2) + b_2 \qquad (5.7)$$

Auch aus der Differenz der TDC-Werte läßt sich mit geeigneten Parametern m_2 und b_2 der Ort x linear berechnen. Die Auflösung für die Ortsbestimmung nach dieser Methode ist für Neutronen jedoch schlechter, da die TDC-Signale durch die verschiedenen Pulsformen

[2]Die Endpunktenergie bezeichnet die maximal erreichbare Energie von Photonen bei Streuprozessen.
[3]Da das Targetproton im Laborsystem ruht ($\vec{p_p} = 0$), tragen hier nur die Impulse des Photons und der Reaktionsprodukte bei $\vec{p_\gamma} + \vec{0} = \vec{p_{\pi^+}} + \vec{p_n}$.
[4]Aus dem Anteil der fehlidentifizierten Ereignisse η_{total} wird in (5.8) der Beitrag der reellen und der virtuellen Photonen extrahiert.

Messung	k_f [GeV]	Richtung	Prozentualer Anteil außerhalb mit K0	ohne K0
H_2-Target	1.300	vertikal	9.5% ± 2.0%	11.4% ± 2.2%
H_2-Target	1.300	horizontal	9.7% ± 2.5%	10.2% ± 2.6%
H_2-Target mit Radiator	1.300	vertikal	4.1% ± 2.1%	6.5% ± 2.7%
H_2-Target mit Radiator	1.300	horizontal	7.6% ± 3.9%	11.2% ± 4.7%
H_2-Target	1.381	vertikal	7.3% ± 3.5%	8.5% ± 4.0%
H_2-Target	1.381	horizontal	7.7% ± 3.5%	8.9% ± 4.0%

Tabelle 5.3: *Prozentuale Anteile der außerhalb der geometrischen Akzeptanz liegenden Ereignisse, die aus den gemessenen Ortsinformationen des Flugzeitspektrometers ermittelt wurden. Die angegebenen Werte resultieren aus den Messungen mit $k_f = 1.300$ GeV und $k_f = 1.381$ GeV, wobei aufgrund des statistischen Fehlers alle Pionen mit einem Impuls von $k_\pi \geq 1.240$ GeV (inklusive mögliche Doppelpionkanäle) ausgewertet wurden.*

bei Neutronen im Vergleich zu geladenen Teilchen zu einer zusätzlichen Verschmierung der Zeitinformation führen.
Der Untergrund unter den korrelierten Neutronen wurde anhand der in Kapitel 5.4.1 aufgezeigten Methode entfernt. Der geometrische Schnitt nach [Rei93] und [Bru95] wird mit Hilfe einer Ortseichung in den Logarithmus des ADC-Quotienten umgerechnet. Die Ortseichung des Logarithmus des ADC-Quotienten ist dabei mit dem unter der Annahme der Photoproduktion berechneten Ort für jede Latte durchgeführt worden (siehe Abbildung 5.8). In Abbildung 5.9 ist die umgerechnete geometrische Akzeptanz als grau hinterlegte Box am Beispiel der horizontalen Latte 43 aus Wand 3 dargestellt. Der Anteil η_{total} der Neutronen, die bei der Neutroneffizienzmessung geometrisch bei [Rei93] und [Bru95] nicht nachgewiesen werden konnten, ergibt sich aus dem Verhältnis der Anzahl der Ereignisse außerhalb des grau markierten Bereiches zu der Gesamtzahl der Neutronereignisse in dieser Latte. In Tabelle 5.3 sind die gemessenen Werte η_{total} für die Messungen mit $k_f = 1.300$ GeV und $k_f = 1.381$ GeV zusammengefaßt, die sich für das 6 cm lange Wasserstofftarget alleine beziehungsweise mit dem zusätzlichen 1 mm dicken Al-Radiator ergeben. Um die obige Effizienzrechnung auf die Ergebnisse der G_{M}^n-Messungen von [Rei93] und [Bru95] anwenden zu können, müssen zunächst die Ergebnisse auf die von der Messung in dieser Arbeit verschiedenen experimentellen Bedingungen[5] bei [Rei93] umgerechnet werden. In Tabelle 5.4 sind die aus den drei Messungen dieser Arbeit gemittelten Werte für die experimentellen Bedingungen bei [Rei93] angegeben.

Aus dem totalen, prozentualen Anteil η_{total} der nicht gesehenen Ereignisse können die Anteile aus der Elektroproduktion $\eta_{\text{miss,virtuell}}$ und aus der Photoproduktion $\eta_{\text{miss,reell}}$ extrahiert werden,

$$\eta_{\text{total}} = n_{\text{virtuell}} \cdot \eta_{\text{miss,virtuell}} + n_{\text{reell}} \cdot \eta_{\text{miss,reell}} \ , \tag{5.8}$$

[5] Die G_{M}^n-Messungen von [Rei93] und [Bru95] wurden mit einer 10 cm langen Targetzelle durchgeführt, wohingegen die Messungen zu dieser Arbeit mit einer nur 6 cm langen Targetzelle durchgeführt wurden, so daß die Strahlungslänge X_0 entsprechend skaliert werden muß.

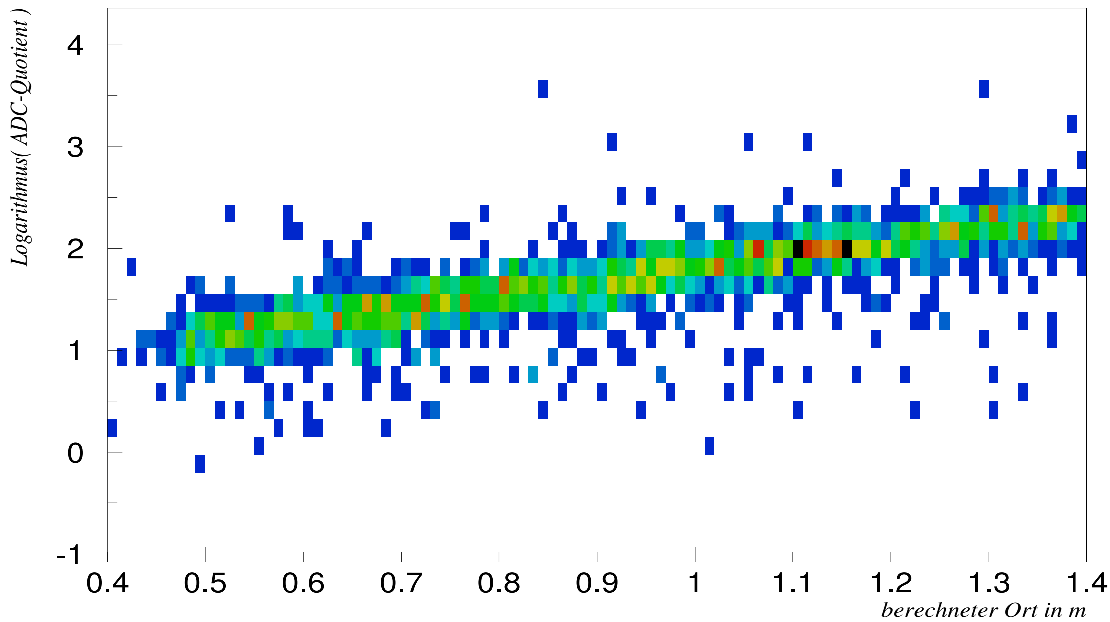

Abbildung 5.8: *Ortseichung des Logarithmus der ADC-Quotienten für Latte 29 mit dem unter der Annahme der Photoproduktion berechneten Ort.*

	Prozentualer Anteil außerhalb	
Richtung	mit Kammer 0	ohne Kammer 0
vertikal	6.6% ± 2.5%	8.2% ± 2.7%
horizontal	7.0% ± 2.6%	7.8% ± 2.8%

Tabelle 5.4: *Prozentuale Anteile η_{total} der bei der Effizienzmessung von [Rei93] und [Bru95] geometrisch nicht gesehenen Neutronen für die Messung mit $-K^2 = 0.255\ GeV^2$ bei Rekonstruktion des Viererimpulses der nachgewiesenen Pionen mit und ohne Kammer 0.*

wobei n_{virtuell} der Anteil von virtuellen und n_{reell} der Anteil von reellen Photonen ist. Die gewichteten Mittelwerte der einzelnen Messungen ergeben die in Tabelle 5.5 angegebenen Anteile $\eta_{\mathrm{miss,virtuell}}$ aus der Elektroproduktion und $\eta_{\mathrm{miss,reell}}$ aus der Produktion mit reellen Photonen. Die Daten zeigen, daß die reellen Photonen bei diesen Energien keinen Beitrag liefern und damit die Neutronen nur durch die virtuellen Photonen verursacht den Detektor von [Rei93] und [Bru95] verfehlt haben.

Die Grenzen dieser sehr anschaulichen Methode liegen in der begrenzten Statistik und Auflösung des hier benutzten Ortsrekonstruktionsverfahrens. Im nächsten Kapitel wird ein Verfahren vorgestellt, daß von diesen Auflösungseffekten in hohem Maße unabhängig ist.

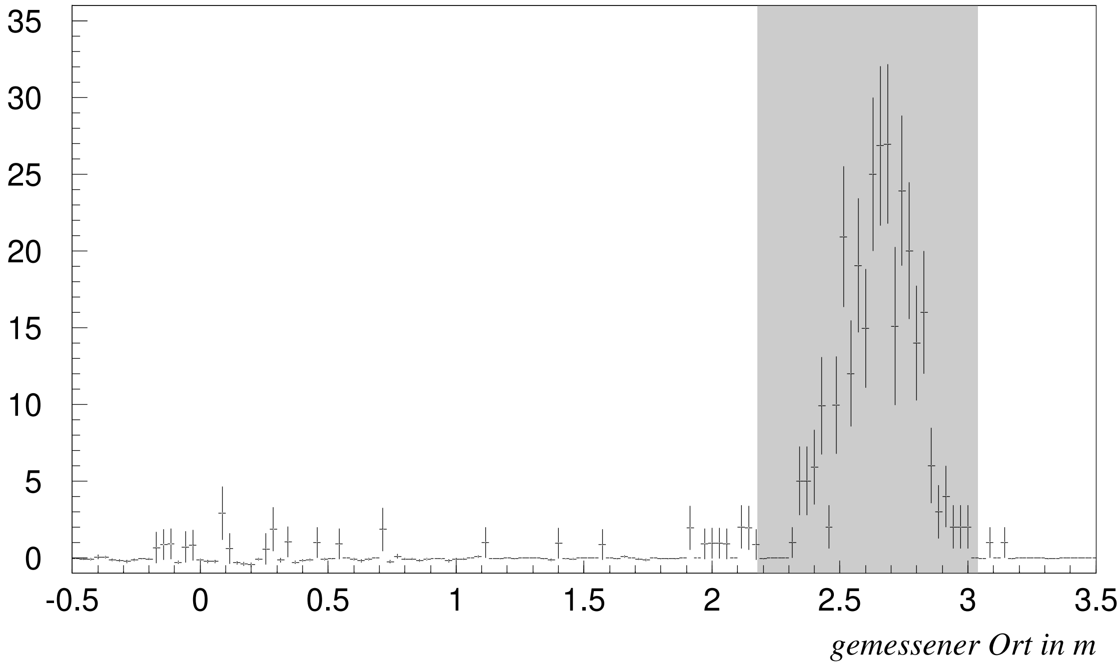

Abbildung 5.9: *Typische gemessene geometrische Verteilung der nachgewiesenen Neutronen für eine horizontale Latte aus Wand 3 mit $k_f = 1.300$ GeV. Der Ort ist aus dem Logarithmus des ADC-Quotienten nach Gleichung (5.7) berechnet. Die graue Box zeigt den Bereich, mit dem die Daten an die geometrische Akzeptanz von [Rei93] angepaßt sind. Die Untergrundsubtraktion führt dazu, daß nur Ereignisse in der Nähe des Schnittes beitragen, die Ereignisse auf der linken Seite der Latte ($x < 1.5$ m) werden vollständig durch die Untergrundsubtraktion kompensiert.*

Messung	Richtung	$\eta_{\text{miss,virtuell}}$	$\eta_{\text{miss,reell}}$
$k_f = 1.300$ GeV	vertikal	17.1% ± 4.8%	−3.3% ± 6.0%
	horizontal	10.8% ± 5.8%	7.7% ± 9.0%
$k_f = 1.381$ GeV	vertikal	12.0% ± 4.0%	nicht bestimmbar
	horizontal	12.6% ± 4.0%	

Tabelle 5.5: *Entfaltete Anteile der geometrisch nicht gesehenen Neutronen aus der Elektroproduktion $\eta_{miss,virtuell}$ und aus der Photoproduktion $\eta_{miss,reell}$ für die Messungen mit $k_f = 1.300$ GeV und $k_f = 1.381$ GeV. Für die Messung bei $k_f = 1.381$ GeV wurde der reelle Beitrag bei der Berechnung vernachlässigt.*

5.5.2 Nutzung der maximalen Auflösung

Während das im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Verfahren sehr anschaulich ist, ist es jedoch aufgrund der benötigten Ortseichung nicht möglich Ergebnisse unabhängig von der Auflösung des Flugzeitspektrometers zu erhalten. In diesem Kapitel wird ein weiteres Analyseverfahren vorgestellt, bei dem die Auflösung des Flugzeitspektrometers nicht mehr in das Ergebnis einfließt, sondern nur die im Vergleich gute Auflösung des Magnetspektrometers eingeht.

Bei diesem Verfahren wird das Flugzeitspektrometer in der Analyse in zwei Bereiche (obere/untere, bzw. rechte/linke Detektorhälfte) geteilt, die durch eine physikalisch vorhandene Lattenkante voneinander getrennt sind. Nach dieser Segmentierung wird ein geometrisches Fenster auf der Flugzeitwand definiert, das senkrecht zu der Position der gewählten Lattenkante verschoben wird (siehe Abbildung 5.10). Aus den im Magnetspektrometer gemessenen Pionen, werden jeweils die Neutronen auf das Flugzeitspektrometer projiziert und als Sollereignisse $N_{\text{soll}}(x)$ für jeden Abstand x der Fenstermitte von der Lattenkante separat gezählt. Einzelereignisse, die auch vom Flugzeitspektrometer nachgewiesen werden, werden für jeden Abstand als $N_{\text{oben}}(x)$, oder $N_{\text{unten}}(x)$ gezählt, je nachdem ob das Ereignis oberhalb oder unterhalb der gewählten Kante gesehen wird. Wie in Kapitel 5.4.1 erläutert, wird dieses Verfahren auch für die im Magnetspektrometer identifizierten Protonen durchgeführt, um den zeitlich nicht korrelierten Untergrund zu bestimmen. Nach erfolgter Leertarget- und Untergrundkorrektur wird durch die relative Anzahl der Ereignisse in der oberen ($N_{\text{oben}}/N_{\text{total}}$) und unteren ($N_{\text{unten}}/N_{\text{total}}$) Detektorhälfte zu der Gesamtzahl an nachgewiesenen Ereignissen $N_{\text{total}} = N_{\text{oben}}+N_{\text{unten}}$ für jeden Abstand x der Anteil wiedergegeben, der von den angebotenen Ereignissen in der jeweiligen Detektorhälfte gesehen wurde. Bei gleichmäßiger Ausleuchtung des gewählten Fensters kann daher bei $x = 0$ nur die Hälfte der angebotenen Ereignisse nachgewiesen werden. Der Verlauf der Verhältnisse kann sehr gut durch einen Fit[6] beschrieben werden. In Abbildung 5.11 ist ein typisches Kantenspektrum für Wand 3 bei $k_f = 1.300\ G$eV gezeigt, das aus den beiden relativen Einzelspektren für die oberhalb und unterhalb der Kante liegenden Ereignisse durch geeignete Summation gewonnen wurde. Der Anteil η_{total} der außerhalb des Detektors liegenden Neutronen kann durch die Fitfunktion gewonnen werden, indem der Funktionswert bei dem maximalen Öffnungswinkel des Neutronendetektors berechnet und mit dem Faktor zwei, der beide Detektorseiten (links und rechts / oben und unten) berücksichtigt, multipliziert wird. Dieses Verfahren wird für alle Lattenkanten des Flugzeitspektrometers als Grenze des auszuwertenden Bereiches durchgeführt. Durch die große Breite der Bereiche wird der statistische Fehler im Vergleich zu dem vorherigen Verfahren signifikant verkleinert. Neben der Verbesserung des statistischen Fehlers wird auch der Anteil des systematischen Fehlers wirksam unterdrückt, der durch Inhomogenitäten des Auflösungsvermögen

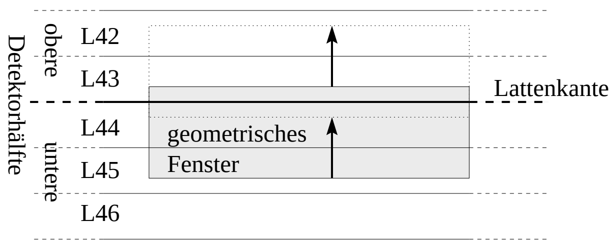

Abbildung 5.10: *Verschiebung des definierten geometrischen Fensters über die untere und obere Detektorhälfte senkrecht zu der Lattenkante.*

[6] englisch: Anpassung, gemeint ist hier die Anpassung einer bestimmten Funktion an die Datenpunkte.

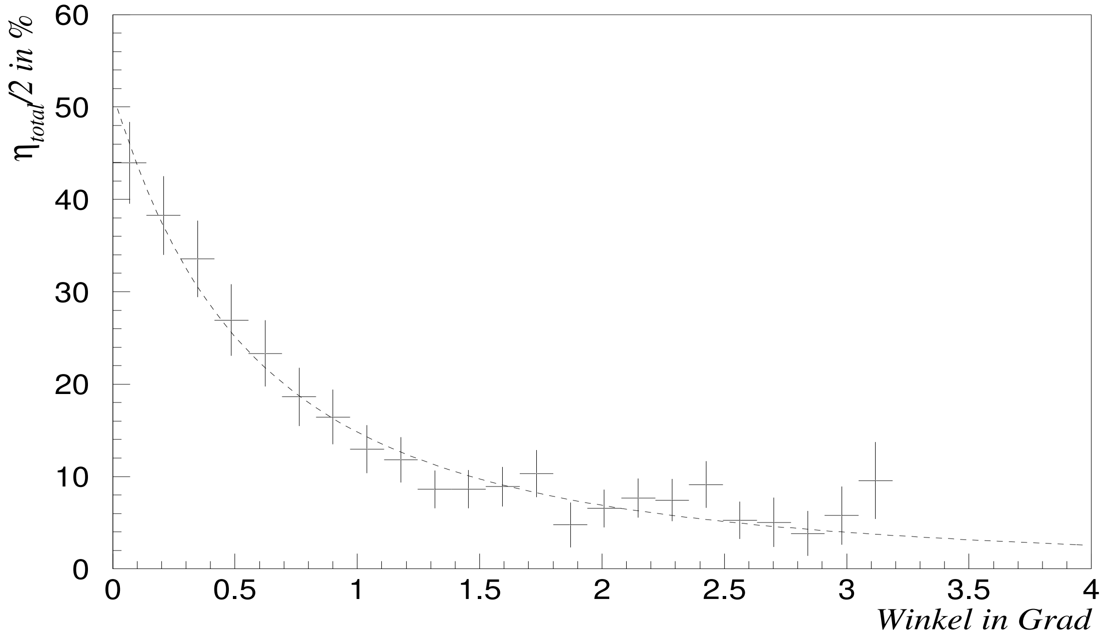

Abbildung 5.11: *Prozentualer Zählratenverlauf in vertikaler Richtung für Wand 3 bei $k_f = 1.300$ GeV in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel ϕ zwischen dem Mittelpunkt des geometrischen Fensters und der festgelegten Lattenkante. Unter Null Grad werden 50% der Ereignisse oberhalb/unterhalb der Kante gemessen, da die Lattenkante mittig im geometrischen Fenster liegt.*

im Akzeptanzbereich außerhalb der Sollbahn des Magnetspektrometers verursacht wird. In Tabelle 5.6 sind die Ergebnisse aus den Kantenspektren für alle Messungen aufgelistet. Die Ergebnisse sind sowohl mit allen Pionen mit $k_\pi \geq 1.240$ GeV analysiert worden als auch mit den Ereignissen, die ausschließlich aus der Analyse mit Pionen der Einpionproduktion mit $k_\pi \geq 1.352$ GeV resultieren. Die Daten in Tabelle 5.6 zeigen, daß der Beitrag von möglichen Ereignissen mit zwei Pionen im Endkanal bei den Messungen zu dieser Arbeit zu vernachlässigen ist. Die Ergebnisse in Tabelle 5.6 sind zunächst wieder nur gültig für die experimentelle Anordnung, die im Rahmen des $N \to \Delta$-Programmes bei dieser Messung vorgelegen hat. Durch Umrechnung der Daten auf die experimentelle Situation des G_{M}^n-Meßprogrammes (siehe auch Kapitel 5.5.1) ergeben sich die Korrekturwerte für die Nachweiseffizienzbestimmung für Neutronen des G_{M}^n-Detektors. In Tabelle 5.7 finden sich die gemittelten und auf den Sollimpuls $k_\pi = 1.381$ GeV umgerechneten Werte für die experimentellen Bedingungen von [Rei93] bei der Messung mit $-K^2 = 0.255$ $G\mathrm{eV}^2$. Die Eichmessung zu $-K^2 = 0.255$ $G\mathrm{eV}^2$ wurde zwar anders als bei den Messungen zu dieser Arbeit mit dem Magnetspektrometer ohne Quadrupolmagnete durchgeführt, die Ergebnisse dieser Arbeit sind dennoch als obere Schranke aussagekräftig. Die Auflösung

	Messung	k_f [GeV]	Richtung	Prozentualer Anteil außerhalb	
				mit K0	ohne K0
volle Statistik	H_2-Target	1.300	vertikal	1.3% ± 0.2%	3.5% ± 0.8%
		1.300	horizontal	1.72% ± 0.07%	1.88% ± 0.08%
	H_2-Target mit Radiator	1.300	vertikal	1.2% ± 0.2%	1.9% ± 0.3%
		1.300	horizontal	1.18% ± 0.09%	1.5% ± 1.0%
	H_2-Target	1.381	vertikal	0.50% ± 0.06%	0.8% ± 0.2%
		1.381	horizontal	1.4% ± 0.7%	1.5% ± 0.3%
$\pi\pi$-Ereignisse verworfen	H_2-Target	1.300	vertikal	1.2% ± 0.6%	3.5% ± 1.7%
		1.300	horizontal	1.8% ± 0.3%	1.8% ± 0.4%
	H_2-Target mit Radiator	1.300	vertikal	1.1% ± 0.5%	1.8% ± 1.0%
		1.300	horizontal	1.1% ± 0.4%	1.5% ± 1.5%
	H_2-Target	1.381	vertikal	0.5% ± 0.2%	1.0% ± 0.7%
		1.381	horizontal	1.5% ± 2.1%	1.3% ± 0.8%

Tabelle 5.6: *Prozentuale Anteile η_{total} der geometrisch außerhalb des Nukleondetektors von [Rei93] liegenden Ereignisse für $k_f = 1.300$ GeV und $k_f = 1.381$ GeV nach der in Kapitel 5.5.2 beschriebenen Methode. Die angegebenen Werte mit* **voller Statistik** *enthalten auch mögliche Doppelpionereignisse, wohingegen die Werte die mit* **$\pi\pi$-Ereignisse verworfen** *indiziert sind die Doppelpionproduktion durch einen Schnitt auf $k_\pi \geq 1.352$ GeV unter Inkaufnahme geringerer Statistik verworfen werden. Die Werte zeigen erwartungsgemäß, daß die Ergebnisse nicht durch mögliche Ereignisse mit zwei Pionen bei dieser Messung verändert werden.*

des Impulses und des horizontalen Startwinkels des Magnetspektrometers verschlechtern sich zwar bei dessen Betrieb ohne Quadrupolmagnete im Vergleich zu dem normalen Betrieb mit Quadrupolmagneten[7], aufgrund einer ausreichenden horizontalen Akzeptanz des Nukleonendetektors bei [Rei93] wirkt sich diese Verschlechterung der Auflösung jedoch nicht signifikant aus. In vertikaler Richtung war die Akzeptanz des Nukleonendetektors bei [Rei93] kleiner als die mögliche Akzeptanz des Magnetspektrometers, so daß nur ein kleines Akzeptanzfenster ausgeleuchtet werden konnte. Da aber in vertikaler Richtung sogar ein deutlich besseres Auflösungsvermögen des Magnetspektrometers erreicht wird, wenn dieses ohne Quadrupolmagnete betrieben wird, ergibt sich auch in vertikaler Richtung, in welcher der größere Beitrag der nicht gesehenen Neutronen liegt, kein Problem.

Der Vergleich der Ergebnisse aus Tabelle 5.7 mit den Ergebnissen aus Tabelle 5.4 bestätigt, daß die Ergebnisse der in Kapitel 5.5.1 angewendete Methode von Auflösungseffekten der ADC-Ort-Bestimmung dominiert sind. Die Dominanz der Auflösungseffekte zeigt sich auch deutlich in der Ähnlichkeit der Ergebnisse von Kapitel 5.5.1 für die Pion-

[7]Wird das Magnetspektrometer ohne Quadrupolmagnete betrieben, ändert sich die Auflösung (FWHM) [Fro93][Rei93]: der vertikale Startwinkel x'_0 und der horizontale Startort y_0 verbessern sich bei $k_f = 1.462$ GeV von $x'_{0,mQ} = 3.67$ $m$rad und $y_{0,mQ} = 28.0$ mm mit Quadrupolen auf $x'_{0,oQ} = 2.28$ $m$rad und $y_{0,oQ} = 21.4$ mm ohne Quadrupole, der horizontale Startwinkel y'_0 und der Impuls Q verschlechtern sich von $y'_{0,mQ} = 1.18$ $m$rad auf $y'_{0,oQ} = 4.36$ $m$rad und $Q_{mQ} = 0.45\%$, $Q_{oQ} = 0.78\%$.

Richtung	Prozentualer Anteil außerhalb mit Kammer 0	ohne Kammer 0
vertikal	0.43% ± 0.06%	0.83% ± 0.19%
horizontal	0.79% ± 0.21%	1.08% ± 0.18%

Tabelle 5.7: *Umgerechnete Anteile η_{total} der geometrisch nicht gesehenen Neutronen bei der Effizienzmessung von [Rei93] (Kinematik 2, $-K^2 = 0.255$ GeV^2 für die Berechnung des Viererimpulses der Pionen mit und ohne Kammer 0 nach der Lattenkantenanalyse.*

Messung	Richtung	$\eta_{\text{miss,virtuell}}$	$\eta_{\text{miss,reell}}$
$k_f = 1.300$ GeV	vertikal	1.7% ± 1.0%	0.8% ± 0.6%
	horizontal	2.4% ± 0.4%	0.2% ± 0.5%
$k_f = 1.381$ GeV	vertikal	0.81% ± 0.09%	nicht bestimmbar
	horizontal	2.3% ± 0.5%	

Tabelle 5.8: *Entfaltete Anteile der geometrisch nicht gesehenen Neutronen aus der Elektroproduktion $\eta_{miss,virtuell}$ und aus der Photoproduktion $\eta_{miss,reell}$ für die Messungen mit $k_f = 1.300$ GeV und $k_f = 1.381$ GeV nach der in Kapitel 5.5.2 beschriebenen Analyse. Für die Messung bei $k_f = 1.381$ GeV wurde der reelle Beitrag bei der Berechnung vernachlässigt.*

rekonstruktion mit hoher Auflösung des Magnetspektrometers im horizontalen Startort durch Kammer 0 und die um den Faktor 5 [Mas96] geringere Auflösung ohne Kammer 0. Bei der in diesem Kapitel vorgestellten Methode trägt die ADC-Ortsauflösung des Flugzeitspektrometers nicht zu den Ergebnissen bei. Dies manifestiert sich durch die größeren Werte η_{total} bei der Rekonstruktion der Viererimpulse der Pionen ohne die Kammer 0. Aufgrund der gegenüber der Pionmasse größeren Neutronmasse, wirkt sich die Steigerung der Auflösung durch die Rekonstruktion mit Kammer 0 positiv im Neutronenzweig aus.

Die Entfaltung der Anteile aus der Elektroproduktion und der Photoproduktion nach (5.8) ergibt für die Messung mit $k_f = 1.381$ GeV einen durch die Elektroproduktion verursachten mittleren Beitrag von $\eta_{\text{miss, virtuell}} = 3.1\% \pm 0.5\%$ und liegt damit um den Faktor 8.1 ± 1.4 unter dem Wert von [Jo+97] mit $\eta_{\text{miss}} = 25\%$.

5.5.3 Extrapolation der Ergebnisse für die verschiedenen Kinematiken

Bisher wurde in der Analyse auf den Vergleich mit [Rei93] hingearbeitet, da die Messungen zu dieser Arbeit kinematisch mit der Messung von [Rei93] übereinstimmen. Dennoch ist es möglich, auch für die Messungen von [Bru95] obere Abschätzungen des Effizienzfehlers aus den Messungen mit $k_f = 1.300$ GeV und $k_f = 1.381$ GeV zu bestimmen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Nukleonendetektor einen von der Kinematik abhängigen Raumwinkelbereich abdeckt. In Tabelle 5.9 sind die Korrekturfaktoren δ_Ω angegeben, die den Raumwinkelbereich des Detektors relativ zu der Messung mit $k_f = 1.381$ GeV normiert.

Messung	δ_Ω	δ_{N_e}
1. $-K^2 = 0.125\ GeV^2$	66.86%	87.8% ± 2.2%
2. $-K^2 = 0.255\ GeV^2$	100.00%	100.0% ± 0.0%
3. $-K^2 = 0.417\ GeV^2$	97.66%	87.7% ± 2.4%
4. $-K^2 = 0.605\ GeV^2$	83.47%	86.0% ± 3.2%

Tabelle 5.9: *Korrekturfaktoren δ_Ω zur Kompensation der unterschiedlichen Raumwinkelakzeptanzen des Nukleonenspektrometers und δ_{N_e} zur Kompensation der effektiven virtuellen Strahlungslänge N_e für die verschiedenen Messungen von [Bru95].*

Messung	gemessener Anteil η_{total}		η_{out}
	vertikal	horizontal	
1. $-K^2 = 0.125\ GeV^2$	0.87% ± 0.22%	1.08% ± 0.18%	1.14% ± 0.17%
2. $-K^2 = 0.255\ GeV^2$	0.83% ± 0.19%	1.08% ± 0.18%	1.91% ± 0.26%
3. $-K^2 = 0.417\ GeV^2$	0.75% ± 0.19%	1.08% ± 0.18%	1.57% ± 0.23%
4. $-K^2 = 0.605\ GeV^2$	0.06% ± 0.02%	3.85% ± 0.65%	2.81% ± 0.48%

Tabelle 5.10: *Extrapolierte Anteile der nicht gesehenen Neutronen für die verschiedenen Messungen von [Bru95].*

Ferner ist bei der Umrechnung der Daten auf die anderen Meßpunkte von [Bru95] zu berücksichtigen, daß die mittlere effektive virtuelle Strahlungslänge N_e von der Einschußenergie der Elektronen und dem akzeptierten Impulsbereich des Magnetspektrometers abhängt. Die in Tabelle 5.9 angegebenen Faktoren δ_{N_e} sind mit der Annahme berechnet worden, daß der Beitrag der reellen Photonen an der Fehlbestimmung der Nachweiseffizienz vernachlässigt werden kann.
Der Anteil η_{out} der Neutronen, die bei den Eichmessungen von [Bru95] nicht gesehen werden konnten, ergibt sich nun aus den an die Daten angepassten Funktionen ausgewertet an den durch die Kinematik bestimmten Akzeptanzkanten des Detektors. Die einzelnen, gemessenen Anteile werden dann durch Multiplikation mit den Korrekturfaktoren δ_Ω und δ_{N_e} auf die richtige Kinematik extrapoliert (5.9).

$$\eta_{\text{out}} = \eta_{\text{total}} \cdot \delta_\Omega \cdot \delta_{N_e} \tag{5.9}$$

Die einzelnen gemessenen und nach (5.9) berechneten Korrekturfaktoren für die verschiedenen Meßpunkte sind in Tabelle 5.10 zusammengefaßt.

5.6 Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Flugzeitspektrometers für Neutronen

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Flugzeitspektrometers für Neutronen läßt sich sehr gut mit Prozeß $\gamma p \to \pi^+ n$ bestimmen, da unter der Annahme, das beteiligte Photon sei reell, der Prozeß wie in den vorangegangenen Kapiteln gezeigt wurde vollständig bestimmt ist, wenn der Viererimpuls des Pions vermessen wird. In diesem Fall (π^+-Photoproduktion) ist die Richtung und der Impuls des Neutrons durch den Viererimpuls des Pions bestimmt, der mit hoher Auflösung im Magnetspektrometer gemessen wird. Die Nachweiseffizienz η einer Latte ergibt sich dann aus dem Verhältnis der Anzahl der nachgewiesenen Neutronen n_{gemessen} zu der Anzahl von Neutronen n_{soll}, die nach dem angenommenen Photoproduktionsprozeß die Latte getroffen hätten.

$$\eta = \frac{n_{\text{gemessen}}}{n_{\text{soll}}} \tag{5.10}$$

Neben der experimentellen Bestimmung der Nachweiseffizienz kann diese auch aus einer Simulationsrechnung gewonnen werden. Im folgenden wird kurz das Programmpaket vorgestellt, mit dem die Simulationsrechnungen durchgeführt wurden, und in Kapitel 5.6.2 werden dann die Ergebnisse der einzelnen Analysen im Vergleich präsentiert. Aufgrund der zu erwartenden geringen Nachweiseffizienz des Flugzeitspektrometers für Neutronen muß sichergestellt sein, daß unerwünschte Untergrundereignisse im Bereich der Neutronen vollständig eliminiert sind. Eine Subtraktion des Untergrundes nach der in Kapitel 5.4.1 beschriebenen Methode darf jedoch nur auf n_{gemessen} angewendet werden. Der Untergrundanteil von n_{soll} ist vernachlässigbar gering, da im Magnetspektrometer der geladene Untergrund mit den geladenen Pionen konkurriert und die Pionen sauber identifiziert werden können (Kapitel 5.3).

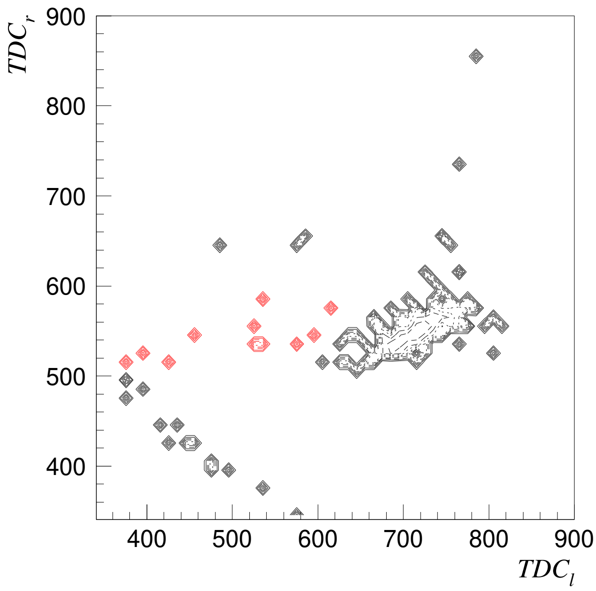

Abbildung 5.12: *Logarithmische Kontourdarstellung eines zweidimensionalen TDC-Spektrums für die horizontale Latte 43 unter einzigen Bedingung, daß im Magnetspektrometer ein koinzidentes Pion vorhanden war. In rot gefärbt sind die Ereignisse dargestellt, bei denen ein unkorreliertes zweites Teilchen in der Latte den strahlnahen linken TDC weggenommen hat.*

Da bei der experimentellen Bestimmung der Nachweiseffizienz die absolute Anzahl von Neutronen in die Berechnung einfließt, müssen die Ereignisse korrigiert werden, bei denen in einer Latte ein "echtes" Neutron durch ein zusätzlich in dieser Latte gemessenes unkorreliertes Untergrundteilchen die Zuordnung verloren gehen. Zu Erkennen sind diese Ereignisse an Bändern im zweidimensionalen TDC-Spektrum, wobei entweder der rechte oder der linke TDC-Wert im Bereich der Neutronen liegt, wobei der jeweils andere TDC durch das ebenfalls in dieser Latte gemessene zeitlich unkorrelierte Untergrundteilchen weggenommen wurde. Abbildung 5.12 zeigt diese Untergrundereignisse mit einem falschen TDC-Wert im

Vergleich zu dem Neutronen- und Lichtgeschwindigkeitsband. Die gerade beschriebenen Untergrundteilchen führen dabei dennoch zu keinem wesentlichen Beitrag bei der Bestimmung der absoluten Effizienz, da diese experimentell richtig erkannt und korrigiert werden kann. Dieser Untergrundbeitrag trägt nur bei der Bestimmung der Nachweiseffizienz und nicht bei der in Kapitel 5.5 beschriebenen Analysen bei, da sich diese Ereignisse durch die in Kapitel 5.5 verwendete relative Berechnung exakt kompensieren.

5.6.1 Das Simulationsprogramm

Der Photoproduktionsprozeß von Pionen $p(\gamma,\pi^+n)$ wurde mit den Programmpaketen ENIGMA[8]-EMC[9]-GEANT[10] simuliert. Im ersten Schritt werden mit ENIGMA reelle Photonen gewürfelt, die im Wasserstofftarget positive Pionen und Neutronen produzieren ($\gamma p \to \pi^+n$). Die erzeugten Pionen werden im zweiten Schritt im EMC-Programm unter Berücksichtigung der Detektorakzeptanz durch das Magnetfeld des Magnetspektrometers verfolgt. Ferner wird durch die anschließende Rückrechnung auf die Startgrößen die Auflösung des Magnetspektrometers berücksichtigt. Im letzten Schritt werden die berechneten Startgrößen des Pions und der Viererimpuls des Neutrons an das Programm GEANT übergeben, das das Neutron beim Durchqueren von Materie verfolgt und Sekundärprozesse berechnet. Die Sekundärprozesse werden dabei von den FLUKA-Routinen[11] durchgeführt. Hat ein verfolgtes Teilchen beim Durchgang durch das Szintillationsmaterial einer Flugzeitwand Energie deponiert, so wird zunächst die integrierte Lichtdeposition (ADC-Signale) für die entsprechenden Röhren unter Berücksichtigung der experimentellen Auflösung berechnet. Überschreitet ein ADC-Signal einen festgelegten Schwellenwert, so wird zusätzlich für diese Röhre ein TDC-Signal erzeugt. Auch die berechneten TDC-Signale sind in der Auflösung den experimentellen Daten angepaßt. Die Schwellenwerte wurden dabei als effektive TDC-Schwellen aus den experimentellen Daten übernommen.
Da für eine vollständige Anpassung der simulierten Detektorantworten an die des Experimentes nicht genügend Information aus dem Experiment zur Verfügung stand, wurden die Parameter von einer $N \to \Delta$-Messung, die zeitlich sehr kurz nacheinander durchgeführt worden sind, unter der Annahme übernommen, daß sich die Auflösung des Flugzeitspektrometers nicht verändert hat. Bei der $N \to \Delta$-Messung wurden im Flugzeitspektrometer Protonen vermessen, so daß auch die verwendete Anpassung mittels Protonen durchgeführt wurde. Die in dieser Arbeit untersuchten Neutronen, die im Vergleich zu Protonen eine andere Signalform aufweisen, werden im letzten Schritt durch einen Parameter im ADC-Produkt angepaßt, der anhand der in dieser Arbeit gemessenen Daten bestimmt wurde.

[8]**E**lectro-**N**uclear **I**nteractions **G**enerated by **M**onte-Carlo **A**pproach, Programm zur Erzeugung von Elektron-, Photon-, oder Pion-induzierten Reaktionen an Nukleonen.

[9]**E**lektron-**M**onte-**C**arlo-Programm der ELAN-Gruppe, das Ereignisse durch das Magnetspektrometer verfolgt.

[10]Software-Paket zur Simulation der physikalischen Wechselwirkungen von Teilchen in Materie. Französisch: *Geant* = Riese.

[11]Programmteile des Programmpaketes GEANT zur Berechnung von hadronischen Prozessen, die Neutronen mit einer kinetischen Energie von über 100 MeV sehr gut reproduzieren können.

Abbildung 5.13 stellt die Anpassung der Simulation an das Experiment anhand der

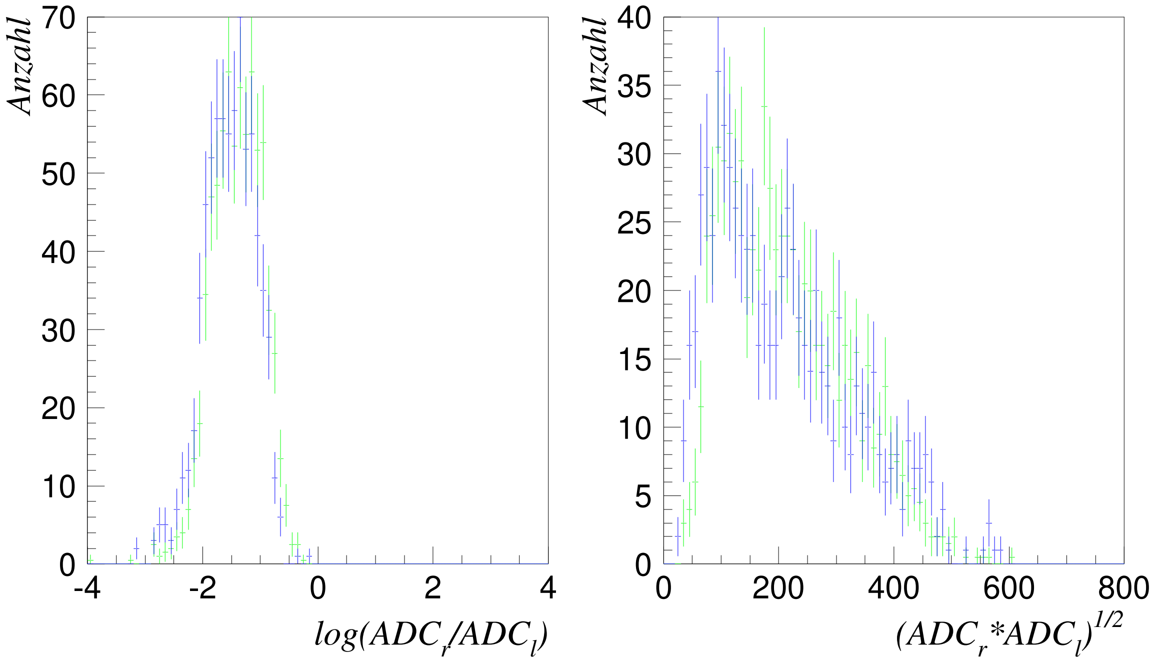

Abbildung 5.13: *Vergleich der gemessenen (blau) und simulierten (grün) ADC-Quotienten auf der linken Seite, und ADC-Produkte auf der rechten Seite.*

ADC-Quotienten- und ADC-Produkt-Verteilung für eine vertikale Latte dar. Die gute Übereinstimmung der Verteilungen in Form und Position zeigt, daß das Simulationsprogramm GEANT neben Protonen auch Neutronen mit einer Energie von etwa 100 MeV gut beschreiben kann.
Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen werden in gleicher Art und Weise analysiert, wie die gemessenen Daten, so daß ein direkter Vergleich zwischen experimentellen und simulierten Daten möglich ist[12].

5.6.2 Vergleich der Nachweiseffizienzen aus dem Experiment und der Simulation

Nach der Anpassung der Detektorantworten der Simulationsrechnung an die der gemessenen Daten, kann die Nachweiseffizienz des Flugzeitspektrometers für Neutronen simuliert und mit den gemessenen Werten verglichen werden. In Tabelle 5.11 sind die Ergebnisse für die Nachweiswahrscheinlichkeit η, die aus dem Experiment und aus der Simulation extrahiert sind, im Vergleich gezeigt. Die angegebenen Werte sind dabei die Mittelwerte der

[12]In den vorangehenden Kapiteln konnte gezeigt werden, daß bei der in dieser Arbeit benutzten Kinematik der Prozeß der Elektroproduktion von Pionen sehr gut durch reelle Photonen beschrieben werden kann.

Latte	Nachweiseffizienz Experiment	Nachweiseffizienz Simulation
28	4.3% ± 0.3%	3.7% ± 0.4%
29	2.6% ± 0.2%	2.6% ± 0.1%
41	3.0% ± 0.3%	2.9% ± 0.3%
42	3.1% ± 0.3%	3.4% ± 0.3%
43	3.7% ± 0.4%	3.8% ± 0.3%
44	3.7% ± 0.4%	3.3% ± 0.3%
45	2.4% ± 0.4%	3.2% ± 0.3%
Wand	**Mittelwerte**	
2	3.1% ± 0.2%	2.7% ± 0.1%
3	3.2% ± 0.2%	3.3% ± 0.1%

Tabelle 5.11: *Experimentelle Nachweiseffizienzen des Flugzeitspektrometers für Neutronen im Vergleich zu den Ergebnissen der Simulationsrechnung.*

Ergebnisse aus den Messungen mit $k_f = 1.3\ G\mathrm{eV}$ und $k_f = 1.381\ G\mathrm{eV}$. Die gute Übereinstimmung der experimentellen und simulierten Ergebnisse spiegelt sich auch in Abbildung 5.14 wieder, in der die Nachweiseffizienz in Abhängigkeit von dem ADC-Produkt aufgetragen ist. Solange das ADC-Produkt den Schwellenwert zur Erzeugung eines TDC-Signals unterschreitet, werden alle ausgelesenen Ereignisse des Flugzeitspektrometers, die durch die Elektronik bedingt mindestens ein TDC-Signal besitzen, auch in der Effizienz erfaßt. Überschreitet das geforderte ADC-Produkt diesen Schwellenwert, so werden nur noch diese Ereignisse in der Effizienzberechnung berücksichtigt, bei denen neben einem geforderten TDC-Signal auch das gemessene ADC-Produkt den gewünschten Wert überschreitet. Daher nimmt die Nachweiseffizienz mit größer werdendem ADC-Produkt ab. Die Abbildung 5.14 zeigt, daß die in blau dargestellten experimentellen und in grün dargestellten simulierten Effizienzen im Rahmen des statistischen Fehlers sehr gut übereinstimmen.

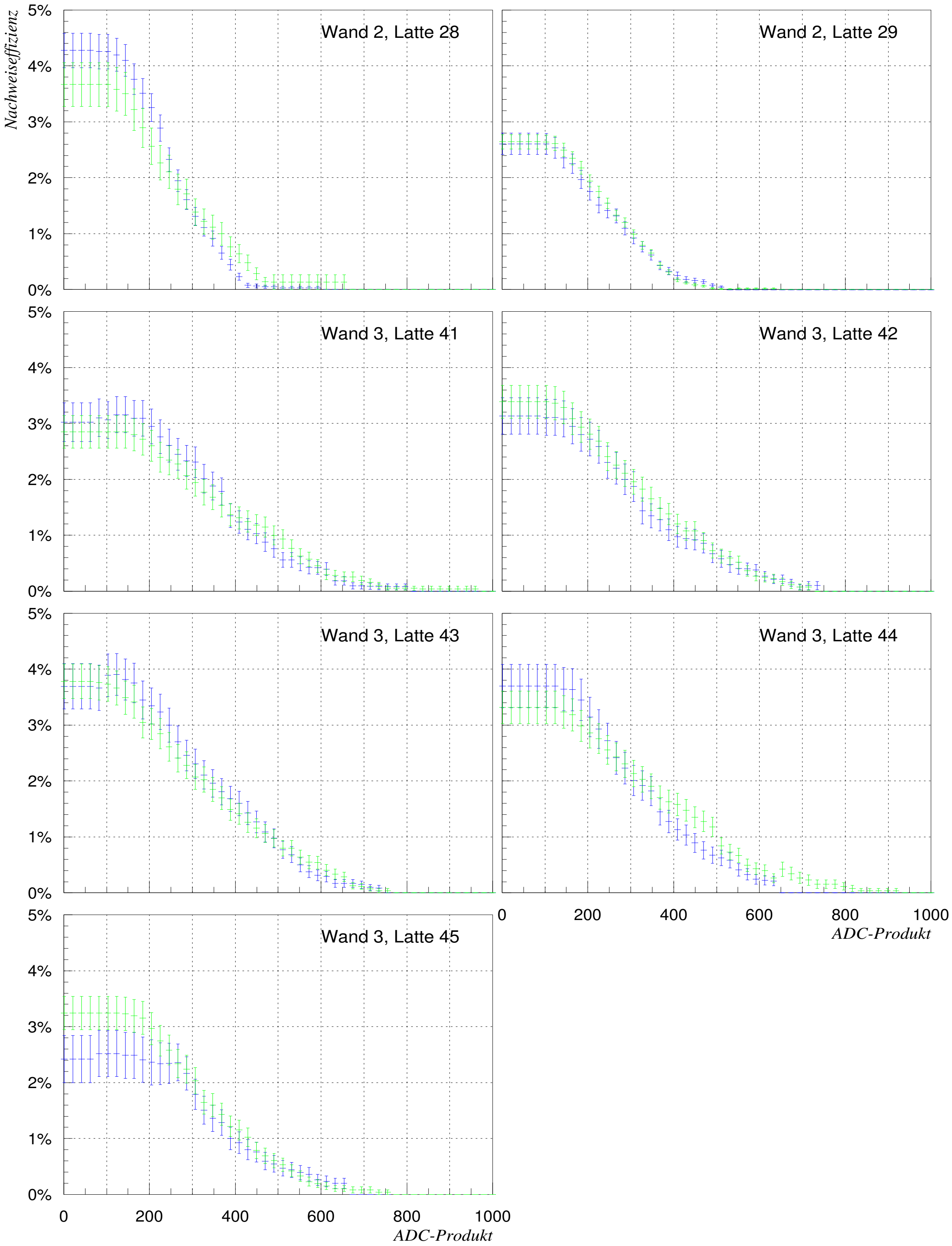

Abbildung 5.14: *Abhängigkeit der Nachweiseffizienz des Flugzeitspektrometers von dem ADC-Produkt der einzelnen Latten. Die grünen Datenpunkte sind aus den Simulationsrechnungen, die blauen Datenpunkte aus den experimentellen Daten extrahiert.*

6. Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

In Kapitel 5.3 konnte gezeigt werden, daß theoretische Berechnungen des virtuellen Photonenspektrums auch bei einer Elektronenenergie von $E_0 = 1.6$ GeV im Bereich der hohen Photonenenergien sehr gut mit den Messungen im Einklang sind. Diese gute Übereinstimmung der Rechnungen mit den in dieser Arbeit analysierten Daten zeigt, daß der Wirkungsquerschnitt der Elektroproduktion bei den eingestellten experimentellen Randbedingungen durch reelle beziehungsweise quasireelle Photonen dominiert ist, denn die virtuellen Photonen sind in dem betrachteten Energiebereich gut durch reelle Photonen zu approximieren.
Die Abtrennung von Neutronen in der Flugzeitwand von anderen zumeist geladenen Teilchen ist aufgrund der geringen Nachweiswahrscheinlichkeit des Flugzeitspektrometers für Neutronen durch Antikoinzidenz sehr spezifisch. Die Auflösung des Flugzeitspektrometers wird jedoch bei dem Nachweis von Neutronen durch Schwelleneffekte verschlechtert. Die Analyse der ADC-Quotienten zur Bestimmung des Ortes entlang einer Latte hat im Vergleich zu den TDC-Differenzen einen geringeren Schwelleneinfluß in der Auflösung. Die Nachweiseffizienz des Flugzeitspektrometers kann durch die Rekonstruktion eines fehlenden TDC-Wertes in einer Latte durch die ADC-Werte deutlich gesteigert werden.

6.1 Analyse der Bonner G_{M}^n-Daten

Im Kapitel 5.5 wurde gezeigt, daß [Rei93] und [Bru95] bei der Bestimmung der Nachweiseffizienz des G_{M}^n-Nukleonendetektors für Neutronen der Anteil η_{out} geometrisch durch die falsche Annahme, die Neutronen seien durch Photoproduktion entstanden, nicht nachgewiesen werden konnte. Dieser Anteil an Neutronen wurde von [Bru95] aufgrund der *Peaking-Approximation* vernachlässigt. In der vorliegenden Arbeit sind die systematischen Fehler dieser Annahme für die verschiedenen Kinematiken zwischen $\approx 1.1\%$ und $\approx 2.8\%$ bestimmt worden. Dieser systematische Fehler führt bei den Messungen von [Bru95] zu einer zu klein bestimmten Nachweiseffizienz für den Nukleonendetektor, so daß in der G_{M}^n-Messung das Verhältnis $R = N_n/N_p$ von gemessenen Neutronen N_n zu Protonen N_p überschätzt wurde. Da das Verhältnis R direkt in den Formfaktor G_{M}^n eingeht, vergrößert sich der systematische Fehler bei der G_{M}^n-Messung in einer Richtung.
Die von [Bru95] bestimmten Werte zur Berechnung der magnetischen Formfaktoren des Neutrons sind in Tabelle 6.1 angegeben. Für nähere Informationen zu den einzelnen Faktoren sei auf [Bru95] verwiesen. Mit diesen Faktoren kann der magnetische Formfaktor des Neutrons nach (2.22) berechnet werden. Der in dieser Arbeit gemessene Beitrag der Peaking-Approximation wird dadurch berücksichtigt, daß jeweils das R-Verhältnis um den Faktor $(1-\eta_{\mathrm{out}})$ verringert wird. Mit diesem Faktor wird die Anzahl der angebotenen

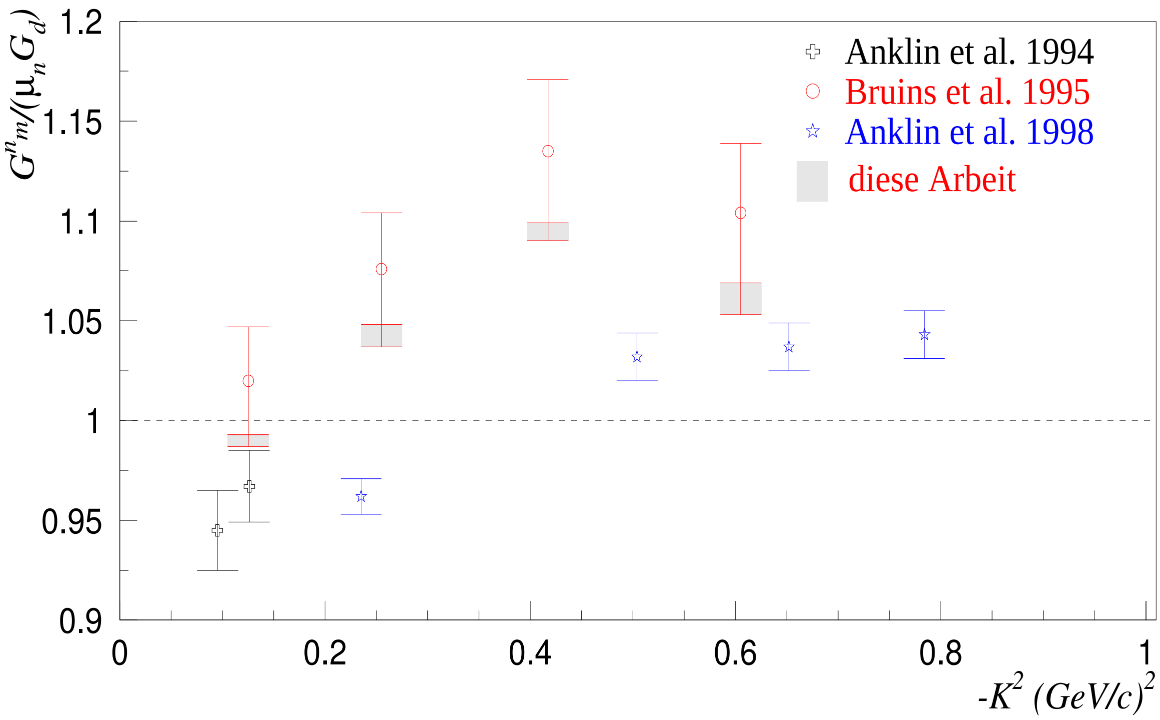

Abbildung 6.1: *Vergleich der Bonner Daten zum magnetischen Formfaktor des Neutrons [Br+95] mit den Daten aus Mainz [An+94][An+98]. Diese Arbeit zeigt, daß die Diskrepanz der Daten nicht durch einen Fehler bei der Effizienzbestimmung begründet werden kann (graue Fehlerbox). Im Vergleich zu den Weltdaten siehe auch Abbildung 6.2.*

Neutronen zur Bestimmung der Nachweiseffizienz so korrigiert, daß nur die Neutronen beitragen, die kinematisch und geometrisch den Nukleonendetektor treffen. Die Ergebnisse der korrigierten Formfaktoren sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt und in Abbildung 6.2 graphisch mit den neuesten Messungen anderer Labors des magnetischen Formfaktors des Neutrons gezeigt. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, daß die Peaking-Approximation in diesem Energiebereich eine gute Näherung ist und der Fehler durch diese Näherung in der Bestimmung der Nachweiseffizienz bei den Daten von [Bru95] die vorhandene Diskrepanz der aktuellen G_{M}^n-Messungen nicht erklären kann. Da durch diese Arbeit die Unsicherheiten im Verlauf des magnetischen Formfaktors nicht verringert werden konnten, sollte ein weiteres Experiment zum Beispiel mit dem Flugzeitspektrometer und dem Vertexdetektor zum magnetischen Formfaktor des Neutrons durchgeführt werden. Dieses Experiment könnte dann den Verlauf des G_{M}^n-Wertes im Bereich zwischen 0.25 $G\mathrm{eV}^2$ und 0.8 $G\mathrm{eV}^2$ sichern. Die Abbildung 6.2 zeigt, daß aufgrund der großen Streuung der G_{M}^n-Werte, bisher keine gute Parametrisierung gefunden werden konnte, die den Datenverlauf eindeutig beschreibt.

K^2 [GeV^2]	0.125	0.255	0.417	0.605
Energie der Elektronen E_0 [GeV]	0.900	1.600	1.600	1.350
Streuwinkel des Elektrons ϑ_e	23.6°	19.0°	25.1°	38.6°
R-Verhältnis	0.1333	0.2311	0.335	0.406
$\pm\Delta R_{\mathrm{stat.}}$	0.0046	0.0080	0.018	0.009
$\pm\Delta R_{\mathrm{syst.}}$	0.0043	0.0067	0.008	0.019
Proton-Wirkungsquerschnitt σ^p/σ_D^p	0.944	0.946	0.957	0.975
$\pm\Delta(\sigma^p/\sigma_D^p)_{\mathrm{stat.}}$	0.003	0.003	0.004	0.005
$\pm\Delta(\sigma^p/\sigma_D^p)_{\mathrm{syst.}}$	0.012	0.019	0.016	0.027
Theoretische Korrektur $R_{\mathrm{Ros}}/R_{\mathrm{full}}$	0.914	0.941	0.966	0.927
$\pm\Delta(R_{\mathrm{Ros}}/R_{\mathrm{full}})_{\mathrm{syst.}}$	0.008	0.009	0.007	0.015

Tabelle 6.1: *Faktoren zur Berechnung der magnetischen Formfaktoren des Neutrons für die verschiedenen Kinematiken nach [Bru95].*

K^2 [GeV^2]	0.125	0.255	0.417	0.605
η_{out}	1.14%	1.93%	1.57%	2.81%
$\pm\Delta\eta_{\mathrm{out}}$	0.17%	0.28%	0.23%	0.48%
G_{M}^n	−1.411	−1.114	−0.862	−0.616
$\pm\Delta(G_{\mathrm{M}}^n)_{\mathrm{stat.}}$	0.025	0.020	0.024	0.007
$\Delta(G_{\mathrm{M}}^n)_{\mathrm{syst.}}$	+0.028 −0.034	+0.022 −0.023	+0.014 −0.023	+0.018 −0.034
$G_{\mathrm{M}}^n/(\mu_n G_D)$	1.020	1.076	1.135	1.104
$\pm\Delta(G_{\mathrm{M}}^n/(\mu_n G_D))_{\mathrm{stat.}}$	0.018	0.019	0.031	0.013
$\Delta(G_{\mathrm{M}}^n/(\mu_n G_D))_{\mathrm{syst.}}$	+0.020 −0.025	+0.021 −0.032	+0.019 −0.028	+0.033 −0.049

Tabelle 6.2: *Magnetische Formfaktoren des Neutrons nach einer Messung von [Bru95] mit in dieser Arbeit neu berechneten Fehlergrenzen, die aus der Tatsache resultieren, daß bei der Effizienzmessung von [Bru95] kinematisch bedingt ein Teil der angebotenen Neutronen nicht gemessen werden konnte. Dieser Meßfehler führt zu einem asymmetrischen systematischen Fehler.*

6.2 Die Nachweiseffizienz des Flugzeitspektrometers

In Kapitel 5.6 konnte gezeigt werden, daß das Programmpaket zur Simulation des ELAN-Experimentes auch Neutronen mit kinetischen Energien von $E_{\mathrm{kin}} \geq 80$ MeV in Einklang mit den Meßergebnissen des Experimentes beschreiben kann. Die Ergebnisse der Simulationsrechnung und der Analyse der experimentellen Daten stimmen dabei im Rahmen des statistischen Fehlers überein. Die experimentelle Nachweiseffizienz beträgt bei den Messungen zu dieser Arbeit im Mittel für Wand 2 $\eta_{\mathrm{exp},2} = 3.1\% \pm 0.8\%$ im Vergleich zu dem Wert aus der Simulationsrechnung mit $\eta_{\mathrm{sim},2} = 2.8\% \pm 0.3\%$ sowie $\eta_{\mathrm{exp},3} = 3.2\% \pm 0.2\%$ und $\eta_{\mathrm{sim},3} = 3.3\% \pm 0.2\%$ für Wand 3.

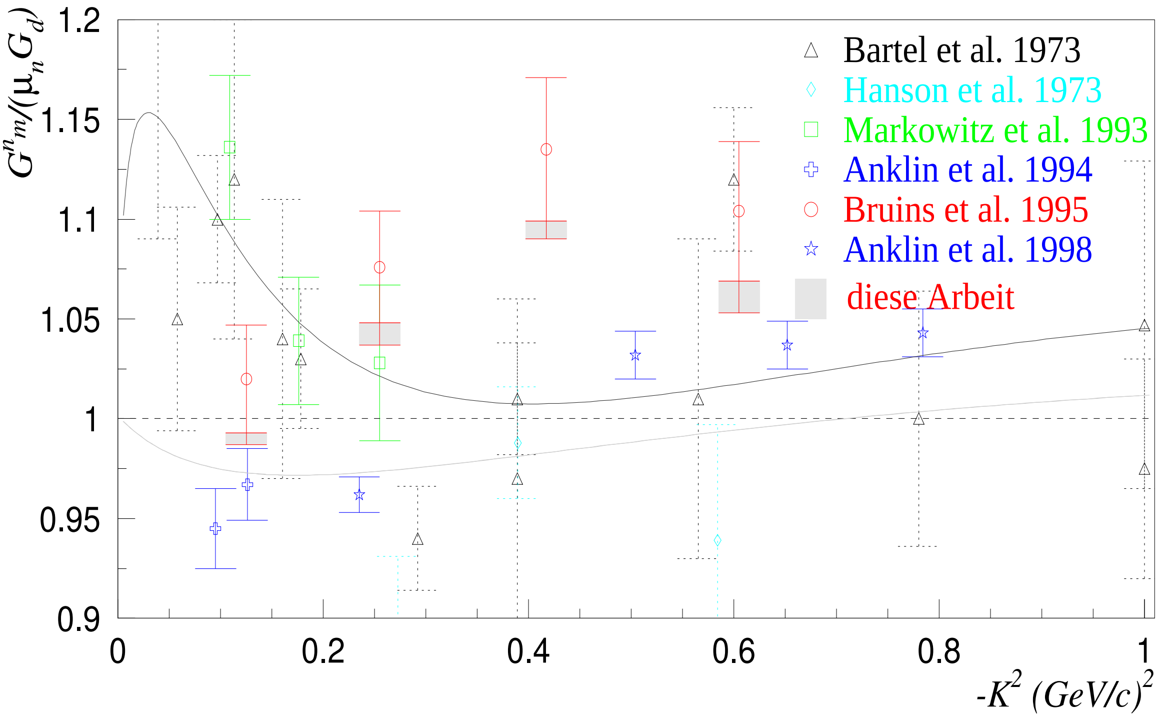

Abbildung 6.2: *Weltdaten für den magnetischen Formfaktor des Neutrons. Der graue Fehlerbereich bei den Daten von [Br+95] zeigt die in dieser Arbeit bestimmten Auswirkungen durch die Effizienzbestimmung mit der Annahme reeller Photonen. Auch unter Berücksichtigung dieses nun gemessenen Fehlers ist die Diskrepanz zwischen den Daten von [An+94][An+98] und [Br+95] nicht zu erklären (siehe auch Abbildung 6.1). Die durchgezogenen Kurven zeigen populäre Parametrisierungen der Formfaktoren nach [Bost95] (schwarz) und [MMD96] (grau).*

A. Anhang

A.1 Kinematik

Unter Benutzung der Lorentz-invarianten Mandelstam-Variablen s läßt sich sehr elegant die Schwellenenergie für die Photoproduktion von Pionen an Kernen berechnen. Für ein im Laborsystem ruhenden Targetkern T ergibt sich

$$\begin{aligned} s &= -(p_\gamma + p_T)^2 && \text{(A.1)} \\ &= (E_\gamma + m_{0,T} \cdot c^2)^2 - \vec{p_\gamma}^{\,2} \cdot c^2. && \text{(A.2)} \end{aligned}$$

Im Schwerpunktsystem des Pions und des Rückstoßkerns R werden die Impulse der Teilchen an der Schwelle gerade Null. Hier ergibt sich dann

$$\begin{aligned} s^* &= -(p_\pi + p_R)^2 && \text{(A.3)} \\ &= (m_{0,\pi} \cdot c^2 + m_{0,R} \cdot c^2)^2 && \text{(A.4)} \\ &= s. && \text{(A.5)} \end{aligned}$$

Für die Schwellenenergie E_γ^{Thr} ergibt sich dann mit $M = m \cdot c^2$

$$E_\gamma^{\mathrm{Thr}} = \frac{M_{0,\pi}^2 + 2 \cdot M_{0,\pi} \cdot M_{0,R} + M_{0,R}^2 - M_{0,T}^2}{2 \cdot M_{0,T}}. \qquad \text{(A.6)}$$

Prozeß	Schwellenenergie	Invariante Masse
$\gamma p \to \pi^+ n$	151.437 MeV	1079.135 MeV
$\gamma p \to \pi^+ \pi^- p$	320.663 MeV	1217.413 MeV
$\gamma p \to \pi^+ \pi^0 n$	316.386 MeV	1214.112 MeV

A.2 Doppel-Pion-Produktion

A.2.1 Abschätzung der Schwelle für die Doppelpionproduktion aus der Einpionproduktion

Ist die Kinematik der Einpionproduktion bekannt, so ist es leicht möglich, die Schwellenenergie für die Doppelpionproduktion grob abzuschätzen. Die Energie E_γ der Photonen bei der Photoproduktion von Pionen an Wasserstoff ist abhängig von dem Viererimpuls

$(E_\pi, \vec{k}_\pi)$ des nachgewiesenen Pions [Bru95] sowie der Masse des Neutrons M_n, der Masse des Protons M_p und der Masse des Pions M_π (4.1).

$$E_\gamma = \frac{E_\pi M_p + \frac{1}{2}(M_n^2 - M_p^2 - M_\pi^2)}{M_p - E_\pi + k_\pi \cos(\Theta_{e\pi})} \tag{A.7}$$

Durch Umstellung der Gleichung (4.1) läßt sich der Pionimpuls k_π aus der Photonenenergie E_γ berechnen.

$$\Leftrightarrow E_\gamma M_p - E_\gamma E_\pi + E_\gamma k_\pi \cos(\Theta_{e\pi}) = E_\pi M_p + \frac{1}{2}(M_n^2 - M_p^2 - M_\pi^2) \tag{A.8}$$

$$\Leftrightarrow E_\gamma k_\pi \cos(\Theta_{e\pi}) + \underbrace{E_\gamma M_p - \frac{1}{2}(M_n^2 - M_p^2 - M_\pi^2)}_{:=C} = E_\pi(E_\gamma + M_p) \tag{A.9}$$

$$\Rightarrow k_\pi^2 + k_\pi \underbrace{\frac{2E_\gamma \cos(\Theta_{e\pi})C}{E_\gamma^2 \cos^2(\Theta_{e\pi}) - (E_\gamma + M_p)^2}}_{:=d} + \underbrace{\frac{C^2 - M_\pi^2(E_\gamma + M_p)^2}{E_\gamma^2 \cos^2(\Theta_{e\pi}) - (E_\gamma + M_p)^2}}_{:=e} = 0 \tag{A.10}$$

$$k_\pi = -\frac{d}{2} + \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - e} \tag{A.11}$$

Die negative Lösung von Gleichung (A.11) tritt physikalisch nicht auf. Die Schwelle der Doppelpionproduktion kann dadurch abgeschätzt werden, daß der Pionimpuls für die maximale Photonenenergie abzüglich einer Pionmasse berechnet wird $E_\gamma \rightarrow E_0 - M_\pi$, wobei E_0 die Energie der einlaufenden Elektronen ist. Nach diesem Verfahren sind die Schwellenimpulse von Bruins et al. berechnet worden und in Tabelle A.1 für die verschiedenen Kinematiken angegeben. Ein Vergleich der Werte, die aus der Dreikörperkinematik berechnet sind, mit Tabelle A.2 zeigt, daß diese Abschätzung für die vier Messungen von [Bru95] bis zu 21.4 MeV zu hoch ist. Im nächsten Kapitel wird die korrekte Berechnung der Schwellenenergie aus der Dreikörperkinematik berechnet.

Kinematik	nötiger Impuls des π^+
1. $K^2 = 0.125$ GeV^2	703.7 MeV
2. $K^2 = 0.255$ GeV^2	1348.4 MeV
3. $K^2 = 0.417$ GeV^2	1275.7 MeV
4. $K^2 = 0.605$ GeV^2	942.3 MeV

Tabelle A.1: *Abschätzung der Impulsschnitte zur Vermeidung der Doppel-Pion-Produktion nach (A.11) bei den G_M^n-Messungen von Bruins et al.*

A.2.2 Bestimmung der Schwellenenergie aus der Dreikörperkinematik

Bei der Photoproduktion von zwei Pionen an Wasserstoff ($\gamma p \rightarrow \pi^+\pi_0 n$), wobei der Viererimpuls von einem der zwei Pionen durch die Messung fixiert ist, ist die verbleibende Gesamtenergie des Systems genau dann am kleinsten, wenn sich das zweite Pion mit

Kinematik	maximaler Impuls des π^+
1. $K^2 = 0.125\ GeV^2$	$697.6\ MeV$
2. $K^2 = 0.255\ GeV^2$	$1338.1\ MeV$
3. $K^2 = 0.417\ GeV^2$	$1260.7\ MeV$
4. $K^2 = 0.605\ GeV^2$	$920.9\ MeV$

Tabelle A.2: *Aus der Dreikörperkinematik berechnete Impulsschnitte des π^+ zur Unterdrückung der Produktion eines weiteren Pions. Für Impulse des π^+, die größer als die berechnete Schwelle sind, ist die Produktion eines zweiten Pions kinematisch verboten.*

dem Nukleon kollinear mit der gleichen Geschwindigkeit bewegt[1]. In diesem Fall kann das System aus Pion und Nukleon durch ein Teilchen mit der Masse $M_{\Delta^0} = M_n + M_{\pi_0}$ beschrieben werden, für die Energie gilt $E_{\Delta^0} = \sqrt{k^2_{\Delta^0} + (M_n + M_{\pi^0})^2}$. Da die Reaktionsprodukte koplanar sind, lassen sich die Impulse durch die zwei Komponenten $\vec{k} = \begin{pmatrix} k_\mathrm{t} \\ k_\mathrm{l} \end{pmatrix}$ darstellen, so daß die Reaktionsgleichung aufgestellt werden kann.

$$\begin{pmatrix} 0 \\ k_\gamma \\ E_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_p \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_{\pi^+} \sin(\Theta_{e\pi}) \\ k_{\pi^+} \cos(\Theta_{e\pi}) \\ E_{\pi^+} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} k_{\Delta^0,\mathrm{t}} \\ k_{\Delta^0,\mathrm{l}} \\ E_{\Delta^0} \end{pmatrix} \tag{A.12}$$

Ausgehend von der Reaktionsgleichung (A.12) kann der Zusammenhang zwischen der Energie des Photons E_γ und dem Impuls p_{π^+} des Pions berechnet werden.

$$E_\gamma = \frac{2M_p E_{\pi^+} + (M_n + M_{\pi^0})^2 - M^2_{\pi^+} - M^2_p}{2(M_p - E_{\pi^+} + k_{\pi^+} \cos(\Theta_{e\pi}))} \tag{A.13}$$

Aus (A.13) ergibt sich die Bestimmungsgleichung für den Pionimpuls k_{π^+} zu

$$k^2_{\pi^+} + k_{\pi^+} \underbrace{\frac{4E_\gamma \cos(\Theta_{e\pi})C}{4E^2_\gamma \cos^2(\Theta_{e\pi}) - 4(E_\gamma + M_p)^2}}_{:=a} + \underbrace{\frac{C^2 - 4M^2_{\pi^+}(E_\gamma + M_p)^2}{4E^2_\gamma \cos^2(\Theta_{e\pi}) - 4(E_\gamma + M_p)^2}}_{:=b} = 0, \tag{A.14}$$

mit $C = 2E_\gamma M_p - (M_n + M_{\pi^0})^2 + M^2_{\pi^+} + M^2_p$, so daß der Impuls des π^+ berechnet werden kann.

$$k_{\pi^+} = -\frac{a}{2} + \sqrt{\left(\frac{a}{2}\right)^2 - b} \tag{A.15}$$

[1] Die kinetische Energie eines Teilchens mit festem Impuls k_{fix} wird mit steigender Teilchenmasse kleiner.

In Tabelle A.2 sind für die verschiedenen Kinematiken von Bruins et al. die maximal möglichen Pionimpulse gezeigt, bei denen noch die Produktion von zwei Pionen möglich sind. Für größere Pionimpulse ist dann nur die Produktion eines Pions energetisch möglich.

Literaturverzeichnis

[An+94] H. Anklin et al., Precise Measurement of the Neutron Magnetic Form Factor; *Phys. Lett.* **B336** *(1994) 313.*

[An+98] H. Anklin et al., Precise Measurement of the Neutron Magnetic Form Factor; *Phys. Lett.* **B428** *(1998) 248.*

[Ban96] B. Bantes, Untergrundstudien und Fertigstellung des targetnahen ELAN-Vertexdetektors; *Diplom-Arbeit, Universität Bonn (1996), Bonn-IB-96-18.*

[Ban01] B. Bantes, Dissertation in Vorbereitung.

[Bae72] K. Bätzner, Messung der inelastischen Elekronenstreuung im Bereich der $\Delta(1232)$-Resonanz und Trennung der transversalen und skalaren Anteile des Wirkungsquerschnitts; *Dissertation, Universität Bonn (1972), Bonn-IR-Dr-177.*

[BaWi60] W.C. Barber, T.Wiedling, Electrodisintegration of Ta and Au Nuclei; *Nucl. Phys.* **18** *(1960) 575.*

[Beth34] H. Bethe, The Influence of Screening on the Creation and Stopping of Electrons; *Proc. Camb. Phil. Soc.* **30** *(1934) 524.*

[BeHe34] H. Bethe, W. Heitler, On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons; *Proc. Roy. Soc.* **A146** *(1934) 83.*

[BeMa54] H. Bethe, C. Maximon, Theory of Bremsstrahlung and Pair Production. I. Differential Cross Section; *Phys. Rev.* **93** *(1954) 768.*

[Bost95] P.E. Bosted, Empirical Fit to the Nucleon Electromagnetic Form Factors; *Phys. Rev.* **C51** *(1995) 409.*

[Bru95] E.E.W. Bruins, The Magnetic Form Factor of the Neutron; *PhD Thesis, Universiteit Utrecht (1995), unpublished.*

[Br+95] E.E.W. Bruins et al., Measurement of the Neutron Magnetic Form Factor; *Phys. Rev. Let.* **75** *(1995) 21.*

[Bru01] H. Brunhöber, Dissertation in Vorbereitung, Universität Bonn (2001).

[O'Co82] J.S. O'Connell, Electromagnetic Nuclear Interactions: I. Introduction, Operators and Sum Rules; *U.S.Department of Commerce (1982), NBSIR 82-2547.*

[Da+57] R.H. Dalitz, D.R. Yennie, Pion-Production in Electron-Proton Collisions; *Phys. Rev.* **105** *(1957) 1598.*

[Da+54] H. Davies et al., Theory of Bremsstrahlung and Pair Production. II. Integral Cross Section for Pair Production; *Phys. Rev.* **93** *(1954) 788.*

[De+69] R.T. Deck et al., Correcions to the Bethe-Heitler Formulae for Bremsstrahlung and Pair Production; *Nucl. Phys.* **A133** *(1969) 321.*

[De+64] R.T. Deck et al., High-Frequency Limit of the Bremsstrahlung Spectrum; *Nuovo Cimento* **32** *(1964) 180.*

[EFS33] I. Estermann, R. Frisch, O. Stern, Magnetic Moment of the Proton; *Nature* **132** *(1933) 169.*

[Fa+58] U. Fano et al., Evaluation of Bremsstrahlung Cross Sections at the High-Frequency Limit; *Phys. Rev.* **112** *(1958) 1679.*

[FrHe79] H. Frauenfelder, E.M. Henley, Teilchen und Kerne; *R.Oldenburg Verlag München Wien 1979.*

[Fro93] F. Frommberger, Messung der links-rechts Asymmetrie in der Elektrospaltung des Deuterons; *Dissertation, Universität Bonn (1993), Bonn-IR-93-63.*

[Got98] R.W. Gothe, Studium des elektroinduzierten N $\rightarrow$ Δ-Überganges; *Habilitation, Universität Bonn (1998).*

[Han63] L.N. Hand, Experimental Investigation of Pion Electroproduction; *Phys. Rev.* **129** *(1963) 1834.*

[HaWi63] L. Hand, R. Wilson, Inelastic Electron-Proton, Positron-Proton, and Muon-Proton Scattering; *SLAC-Report No.25, Part Two (1963).*

[Hei88] W. Heise, Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n$ bei mittleren Produktionswinkeln und Photonenenergien von 735 bis 2005 MeV und Parametrisierung der Winkelverteilungen im Energiebereich von 300 bis 1985 MeV; *Dissertation, Universität Bonn (1988), Bonn-IR-88-06.*

[JaPr63] R.J. Jabbur, R.H. Pratt, High-Frequency Region of the Spectrum of Electron and Positron Bremsstrahlung; *Phys. Rev.* **129** *(1963) 184.*

[Jak96] D. Jakob, Entwicklung eines Flugzeitspektrometers zur Messung des Quadrupolmomentes des N $\rightarrow$ Δ-Überganges; *Dissertation, Universität Bonn (1996), Bonn-IR-96-07.*

[Ja+97] D. Jakob et al., Die Elektronik des ELAN-Flugzeitspektrometers; *Universität Bonn (1997), Bonn-MS-97-04.*

[Jo+97] J. Jourdan et al., Comment on 'Measurement of the Neutron Magnetic Form Factor'; *Phys. Rev. Lett.* **79***(1997) 5186.*

[KoMo59] H.W. Koch, J.W. Motz, Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data; *Rev. Mod. Phys.* **31***(1959) 920.*

[Koe+76] L. Koester et al., Measurement of the Neutron-Electron Interaction by the Scattering of Neutrons by Lead and Bismuth; *Phys. Rev. Lett.* **36***(1976) 1021.*

[Kop+97] S. Kopecky et al., Neutron Charge Radius determined from the Energy Dependence of the Neutron Transmission of Liquid ^{208}Pb and ^{209}Bi; *Phys. Rev.* **C56***(1997) 2229.*

[Kun93] Chr. Kunz, Zeitoptimierungs- und Auswahluntersuchungen verschiedener Prototypen großer Szintillationszähler zum Einsatz in einem Flugzeitspektrometer; *Diplom-Arbeit, Universität Bonn (1993), Bonn-IR-93-56.*

[Lan00] J. Langheinrich, Messung des zweifach differenziellen Wirkungsquerschnittes der π^0-Elektroproduktion auf der $\Delta(1232)$-Resonanz über den vollständigen Θ_π-Raumwinkelbereich; *Dissertation, Universität Münster (2000).*

[Ma+93] P. Markowitz et al., Measurement of the Magnetic Form Factor of the Neutron; *Phys. Rev.* **C48***(1993) R5.*

[Mas96] P. Maschke, Optimierung und Ergänzung des ELAN-Elektronenspektrometers; *Diplom-Arbeit, Universität Bonn (1996), Bonn-IB-96-17.*

[MaOw73] J.L. Matthews, R.O. Owens, Accurate Formulae for the Calculation of High Energy Electron Bremsstrahlung Spectra; *Nucl. Inst. Meth.* **111***(1973) 157.*

[MFO81] J.L. Matthews, D.J.S. Findlay, R.O. Owens, The Distribution of Electron Energy Losses in Thin Absorbers; *Nucl. Inst. Meth.* **180***(1981) 573.*

[MMD96] P. Mergell, U.-G. Meißner, D. Drechsel, Dispersion-Theoretical Analysis of the Nucleon Electromagnetic Formfactors; *Nulc. Phys.* **A596***(1996) 367.*

[MoTs69] L.W. Mo, Y.S. Tsai, Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and μp Scattering; *Rev. Mod. Phys.* **41***(1969) 205.*

[Mot29] N.F. Mott, The Scattering of Fast Electrons by Atomic Nuclei; *Proc. Roy. Soc.* **A124***(1929) 425.*

[MoMa65] N.F. Mott, H.S.W. Massey, The Theory of Atomic Collisions; *Oxford University Press 1965.*

[PDG96] Particle Data Booklet '96.

[Rei93] H. Reike, Messung des magnetischen Neutronformfaktors bei einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 0.255(\mathrm{GeV}/c)^2$; *Dissertation, Universität Bonn (1993), Bonn-IR-93-72.*

[Rit74] K. Rith, Bau und Test eines magnetischen Spektrometers zum Nachweis von Elektronen bei Elektroproduktionsexperimenten; *Dissertation, Universität Bonn (1974), PIB-1-239.*

[Ros50] M.N. Rosenbluth, High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons; *Phys. Rev.* **79** *(1950) 615.*

[Rut11] E. Rutherford, The Scattering of α and β Particles by Matter and the Structure of the Atom; *Phil. Mag.* **21** *(1911) 669.*

[Sac62] R.G. Sachs, High-Energy Behavior of Nucleon Electromagnetic Form Factors; *Phys. Rev.* **126** *(1962) 2256.*

[Si+80] G.G. Simon et al., The Structure of the Nucleons; *Z. Naturforsch.* **35a** *(1980) 1.*

[ThWe01] A.W. Thomas, W. Weise, The Structure of the Nucleon; *Wiley-VCH Verlag Berlin GmbH (2001).*

[Ti+82] L. Tiator, L.E. Wright, Virtual Photons in Pion Electroproduction; *Nucl. Phys.* **A379** *(1982) 407.*

[Tra95] M. Tramm, Aufbau und Test eines Vertexdetektors für das ELAN-Experiment; *Diplom-Arbeit, Universität Bonn (1995).*

[Wei34] C.F. v.Weizsäcker, Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen; *Z. Phys.* **88** *(1934) 612.*

[Wil35] E.J. Williams, ; *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **13** *(1935) No.4.*

[Wi+95] H.W. Willering et al., The $D(e, e'np)$ Reaction; *ELSA-Proposal (1995), Universität Bonn.*

Abbildungsverzeichnis

Danksagung

Diese letzte Seite der Arbeit möchte ich dazu verwenden, denjenigen zu danken, die mir bei der Durchführung dieses Experimentes geholfen haben.

Mein ganz besonderer Dank gilt dabei Herrn Professor Dr. B. Schoch für die Bereitstellung dieser abwechslungsreichen Arbeit, die vielen lehrreichen Diskussionen, die diese Arbeit immer positiv beeinflußt haben, und schließlich das große Engagement bei der Durchführung und Auswertung dieses Experimentes.

Herrn Priv.-Doz. Dr. R.W. Gothe möchte ich für seine gute Betreuung und stets vorhandene Bereitschaft danken nicht nur physikalische Fragen zu diskutieren. Mit seinem Ideenreichtum hat er jede Diskussion bereichern können und mir damit geholfen, diese Arbeit in der vorliegenden Form fertig zu stellen.

Herrn Dr. J. Langheinrich danke ich für seine stets vorhandene Hilfsbereitschaft, die vielen fruchtbaren Diskussionen, und sein großes Engagement bei der Fertigstellung dieser Arbeit. Ferner konnte er mit seiner aufgeschlossenen Art immer für eine heitere und entspannte Arbeitsatmosphäre sorgen.

Den Mitgliedern der ELAN-Gruppe danke ich für die gute Team-Arbeit und das gute Gruppenklima, das auch während der zahlreichen Strahlzeiten stets vorherrschte. Ich möchte dabei auch diejenigen einschließen, die im Laufe meiner Arbeit die ELAN-Gruppe verlassen haben.

Den Mitgliedern der ELSA-Gruppe, den ELSA-Operateuren und den Technikern möchte ich meinen Dank aussprechen für die reibungslose Durchführung des ELAN-Experimentes.

Meiner Familie möchte ich dafür danken, daß sie mich auch in schwierigen Zeiten während meiner Promotion stets unterstützt hat.
Meinen Eltern und meinen verstorbenen Großeltern gebührt der Dank, daß sie mir das Studium der Physik finanziell ermöglicht haben.