

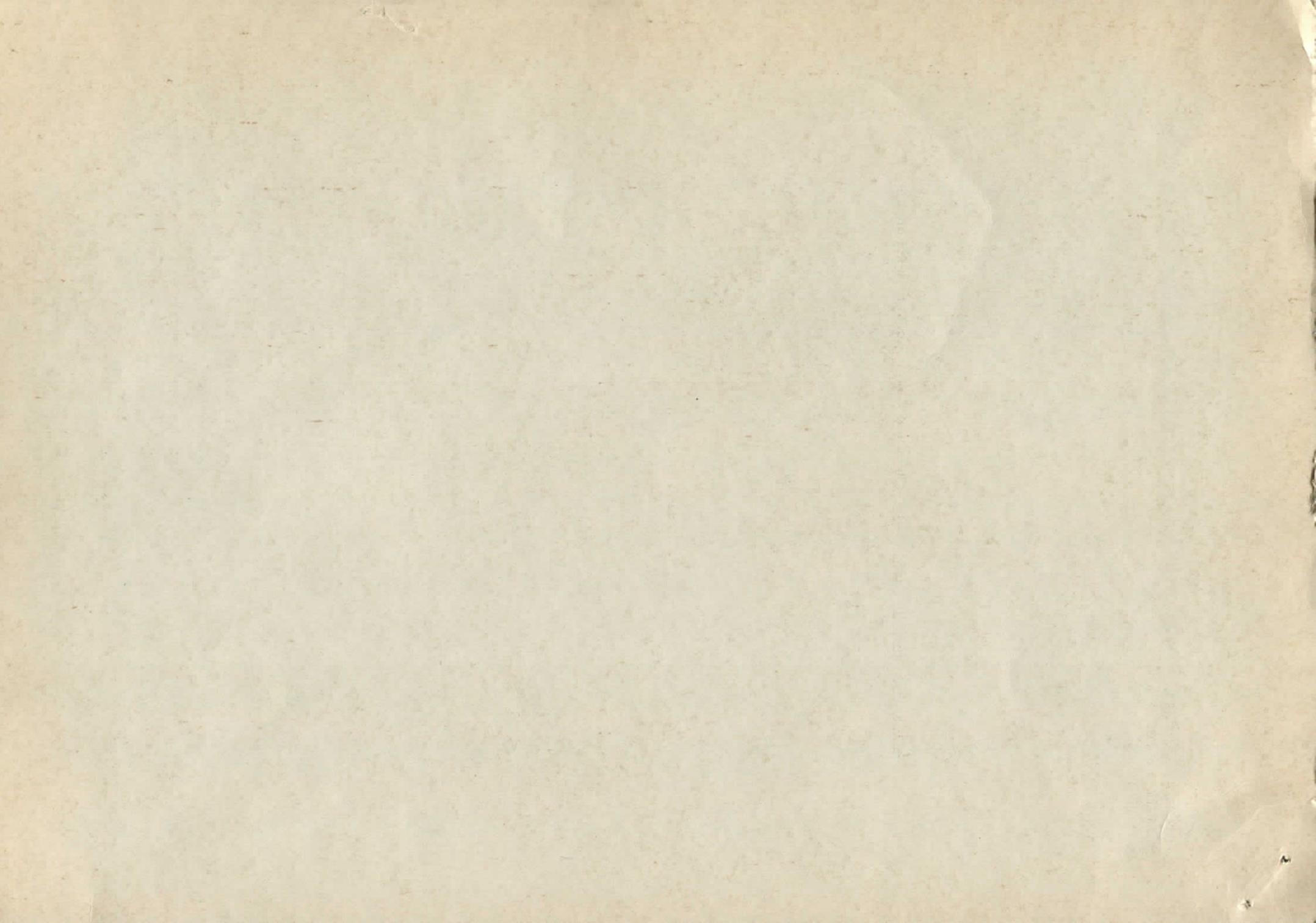
Interner Bericht  
DESY F22-76/02  
November 1976

DESY-Bibliothek  
- 3. JAN. 1977

Elektroproduktion negativer  $\pi$ -Mesonen oberhalb der Resonanzen

von

Michael Schädlich



Elektroproduktion negativer  $\pi$ -Mesonen  
oberhalb der Resonanzen

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Michael Schädlich  
aus Wuppertal

Hamburg, 1976

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments der Forschungs-  
gruppe F22 am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg.

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Referent: Prof. Dr. G. Weber

Koreferent: Dr. R. Felst

Mündliche Prüfung am 13. Dez. 1976

Prof. Dr. S. Refsdal

Sprecher des Fachbereichs

## Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung	1	VI.2	Vergleich mit der Photoproduktion	34
II	Physikalische Grundlagen	3	VI.3	Vergleich mit dem Quark-Parton Modell	35
II.1	Das Spektatormodell	3	VI.4	Vergleich mit dem Vektordominanzmodell	38
II.2	Definition der kinematischen Variablen	6	VII	Zusammenfassung	43
III	Der Versuchsaufbau	9		Anhang	
III.1	Der Elektronenstrahl	10	A.1	Der Isoskalar- und Isevektoranteil des Wirkungsquerschnitts	44
III.2	Das Target	11	A.2	Grenzbedingung für die Phaserverschiebung zwischen isoskalarer und isovektorieller Amplitude	45
III.3	Das Spektrometer	11	E	Online-Rekonstruktionsprogramm F22EXSYS-RECON	48
III.4	Die Elektronik	13	C.1	Monte-Carlo-Programm zur Untersuchung der Korrelation zwischen Strahlungskorrekturen und Korrekturen auf die Fermibewegung	49
III.5	Der Datenfluß	15	C.2	Strahlungskorrekturen	50
IV	Datennahme und Datenreduktion	16	Referenzen		53
IV.1	Datennahme und Prinzip der Messung	16	Danksagung		56
IV.2	Datenreduktion	17			
IV.3	Korrekturen	20			
IV.3.a	Effektivität des Rekonstruktionsprogrammes	20			
IV.3.b	Leertarget	21			
IV.3.c	Untergrund	22			
IV.3.d	Totzeitverluste	22			
IV.3.e	Verluste durch Schnitte in der Impulsverteilung	22			
IV.3.f	Pionabsorption	24			
IV.3.g	Pionzerfall	24			
IV.3.h	Spektrometerakzeptanz	24			
IV.3.i	Strahlungskorrekturen und Korrekturen auf die Fermibewegung der Nukleonen	25			
IV.4	Fehlerbetrachtung	27			
V	Ergebnisse	28			
VI	Diskussion der Ergebnisse	31			
VI.1	Der Isoskalar- und Isevektoranteil des Wirkungsquerschnitts	31			

I Einleitung

Messungen des tiefinelastischen totalen Elektroproduktionswirkungsquerschnitts:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'}(ep \rightarrow e'X)$$

führten zur Entdeckung des Skalenverhaltens und zur Formulierung des Partonmodells.

Zum tieferen Verständnis dieser Ergebnisse ist es notwendig, exklusive Reaktionen zu messen. Das Ziel der Arbeitsgruppe, in der diese Arbeit entstand, war die Untersuchung der Einpionproduktion oberhalb der Resonanzen ( $W = 2.18 \text{ GeV}$ ) bei Impulsüberträgen bis zu  $|t| = 1 \text{ GeV}^2$ .

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Messungen und Analyse der Elektroproduktion von negativ geladenen  $\pi^-$  Mesonen an Neutronen:

$$en \rightarrow e'\pi^-p. \quad (I.1)$$

Da diese Reaktion direkt nicht zu beobachten ist, wurde die Pion-elektroproduktion an Deuterium:

$$\begin{aligned} ed &\rightarrow e'\pi^-pp_s \\ &\rightarrow e'\pi^-nn_s \end{aligned} \quad (I.2)$$

untersucht und anschließend mit bekannten Daten der Reaktion

$$ep \rightarrow e'\pi^+n \quad (I.3)$$

die gesuchten Wirkungsquerschnitte ermittelt.

In der Einphotonenaustauschnäherung wird die Elektroproduktion als Photoproduktion mit virtuellen Photonen beschrieben:

$$\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n \quad (I.4a)$$

$$\gamma_V n \rightarrow \pi^- p \quad (I.4b)$$

Um eine Isospinerverhaltung der starken Wechselwirkung auch bei Reaktionen mit Photonen zu erreichen, werden die Photonamplituden als Linearkombination einer isovektoriellen und einer isoskalaren Amplitude betrachtet.

Eine Isospinanalyse der obigen Reaktionen (vergl. Anhang A.1) ergibt den Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten und den Amplituden  $A_V$  und  $A_S$ , die der Kopplung isovektorieller bzw. isoskalarer Photonen entsprechen:

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n) &= A_V + A_S^2 \\ \sigma(\gamma_V n \rightarrow \pi^- p) &= A_V - A_S^2 \end{aligned} \quad (I.5)$$

Eine getrennte Betrachtung der Amplituden ist damit nur möglich, wenn beide Reaktionen untersucht werden.

Die Elektroproduktion am Proton wurde bisher in mehreren Experimenten (Ref. 1,2,3,5,6,7) in einem weiten kinematischen Bereich untersucht. Die Elektroproduktion am Neutron hingegen ist in der Vergangenheit nur von einer Gruppe (Ref. 4,5) untersucht worden. Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit lag darin, diese Daten, die in einem relativ engen kinematischen Bereich gesammelt wurden, zu erweitern und damit weitergehende und genauere Aussagen über isovektorielle und isoskalare Beiträge zum Wirkungsquerschnitt zu liefern.

Neben der Trennung der gemessenen Wirkungsquerschnitte in isoskalare und isovektorielle Beiträge können die Wirkungsquerschnitte auch in Anteile aufgespalten werden, die den verschiedenen Polarisationsrichtungen des virtuellen Photons entsprechen. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt (II.8) läßt sich in einen Longitudinal- und Transversalanteil sowie in einen longitudinal-transversalen Interferenzterm und in einen rein transversalen

Interferenzterm aufspalten.

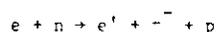
Diese Termtrennung ist bisher nur für die Elektroproduktion an Protonen (Ref. 3,6,7) durchgeführt worden. Für die Elektroproduktion an Neutronen liegen mit dieser Arbeit erstmalig genügend Daten vor, die eine solche Trennung zulassen.

Die Ergebnisse dieser Arbeit werden abschließend mit Vorhersagen zweier theoretischer Modelle verglichen: dem Quark-Parton-Modell und dem Vektordominanzmodell.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden zunächst einige physikalische Grundlagen - kinematische Variable und das zur Auswertung benutzte Spektatormodell - eingeführt. Der experimentelle Aufbau sowie die Datennahme und Datenreduktion werden in Kapitel III und IV beschrieben. Die Ergebnisse werden in Kap. V vorgestellt, in Kap. VI diskutiert und mit den Modellen verglichen.

## II Physikalische Grundlagen

Die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion:



ist direkt nicht meßbar, da ein reines Neutronentarget hinreichender Dicke nicht realisierbar ist. Man benutzt daher als einfachstes Neutronentarget Deuterium.

### II.1 Das Spektatormodell

Die Bindungsenergie des 2-Nukleonensystems Deuterium beträgt 2.226 MeV. Die Nukleonen des Deuterons führen eine Fermibewegung aus. Ihre Impuls-

verteilung ist durch die sog. Hulthénverteilung gegeben:

$$H(p) \sim p^2 \frac{1}{p^2 + a^2} - \frac{1}{p^2 + b^2} \quad (II.1)$$

mit  $a = 0.046 \text{ GeV}$  und  $b = 0.260 \text{ GeV}$  (Ref. 9,10). Das Maximum dieser Verteilung (vgl. Abb. II.1) liegt bei 44 MeV und Impulse  $> 300 \text{ MeV}$  sind noch zu 1.5% wahrscheinlich.

Bei der Streuung hochenergetischer Elektronen an Deuterium werden die Nukleonen in einfacher Näherung als quasi frei betrachtet: Das einfallende Elektron tritt nur mit einem Nukleon (Targetnukleon) in Wechselwirkung, während das andere Nukleon diese Reaktion unbeeinflusst beobachtet (Spektatornukleon  $N_S$ ).

Unter der Voraussetzung, daß man die Fermibewegung des Targetnukleons berücksichtigt, bedeutet dies:

$$\sigma(e_n + e' n' p) = \sigma(ed + e' n' p p_S) \quad (II.2)$$

Neben dieser groben Näherung gibt es einige Effekte, die bei Messungen an einem Deuteriumtarget berücksichtigt werden müssen:

- a) In der Reaktion  $ed + e' n' p p_S$  befinden sich zwei identische Nukleonen im Endzustand. Wegen des Pauliprinzips wird man erwarten, daß bei extrem kleinen Impulsüberträgen  $t'$  (kinematische Definition siehe Kap. II.2) der Wirkungsquerschnitt am Deuterium kleiner ist als am freien Nukleon. Rechnungen (Ref. 13) und Messungen (Ref. 11) der Photoproduktion ergeben ein Verhältnis von 2/3.
- b) Dieselben Messungen (Ref. 11) zeigen, daß die  $n'$ -Produktionsquerschnitte auch bei größeren Werten von  $t'$  am Deuterium ca. 5% kleiner sind als am Proton. Dieser Effekt wurde von Glauber (Ref. 12) phänomenologisch durch die gegenseitige Abschattung der Nukleonen erklärt.
- c) Im Gegensatz zu den Reaktionen am freien Nukleon sind bei Deuterium Wechselwirkungen des Spektatornukleons mit den End-

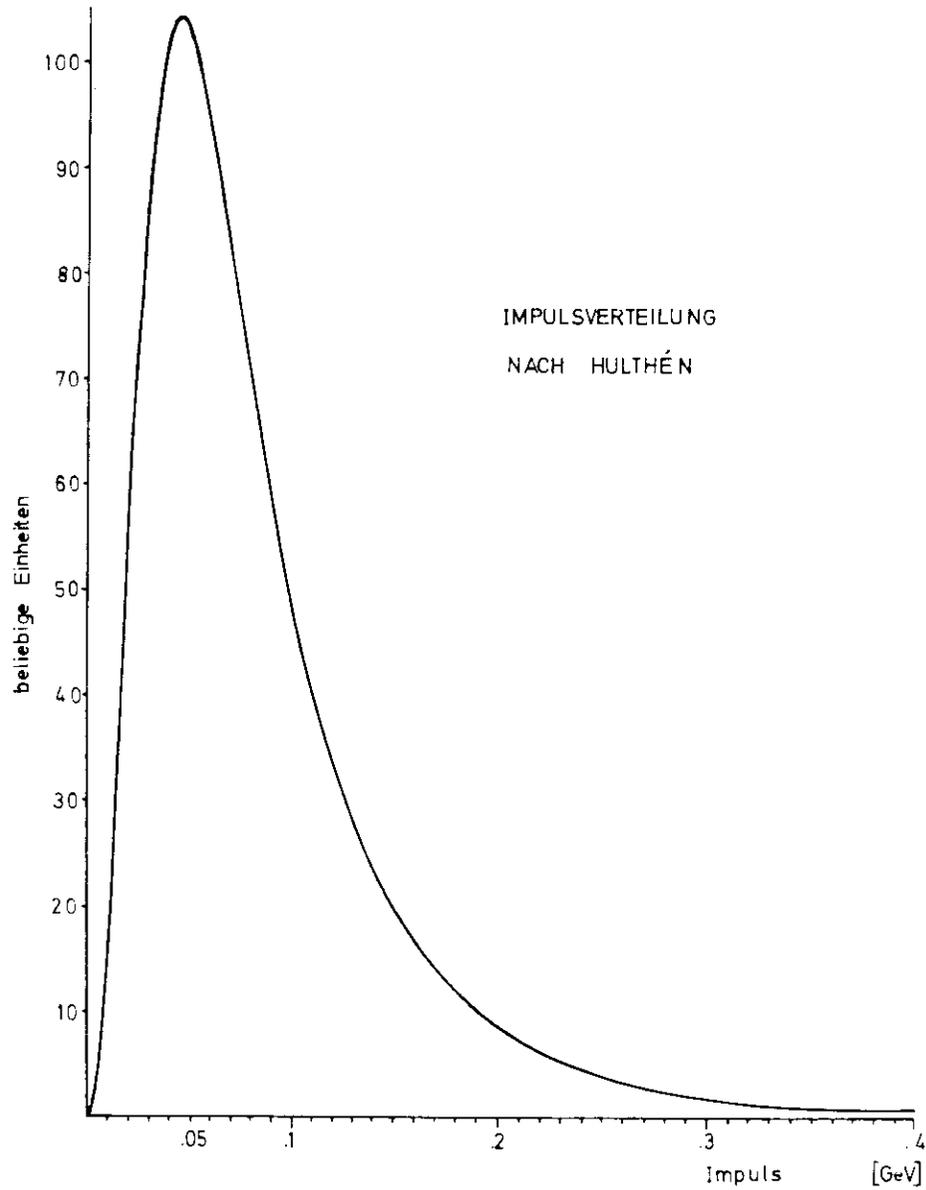


Abb.II.1: Impulsverteilung der Nukleonen im Deuteriumkern

zustandsteilchen  $\pi^+$  und  $N$  möglich.

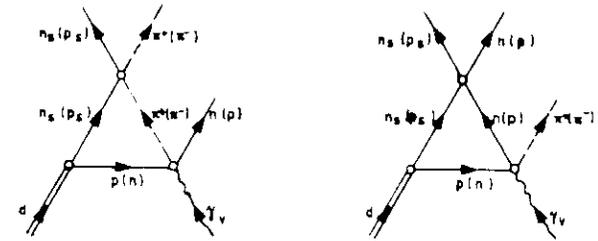


Abb.II.2: Endzustandswechselwirkung

Einen Hinweis auf die Stärke dieser Effekte liefert die Untersuchung des Verhältnisses  $R^+$ :

$$R^+ = \frac{\sigma(ed + e^+\pi^+nn_s)}{\sigma(ep + e^+\pi^+n)} \quad (II.3)$$

Die Ergebnisse dieser Arbeit (vgl. Kap. V) werden zeigen, daß unter Berücksichtigung der statistischen Fehler innerhalb von 15%  $R^+ \approx 1$  erfüllt ist.

Eine genauere Näherung für  $\sigma(en + e^-\pi^-p)$  als in Gl. II.2 angegeben, erhält man durch Bildung des Verhältnisses  $R$ :

$$R = \frac{\sigma(ed + e^+\pi^+pp_s)}{\sigma(ed + e^+\pi^+nn_s)} = \frac{\sigma(en + e^-\pi^-p)}{\sigma(ep + e^-\pi^-n)} \quad (II.4)$$

oder:

$$\sigma(en + e^-\pi^-p) = R \cdot \sigma(ep + e^-\pi^-n) \quad (II.5)$$

Diese sog. Verhältnismethode (Ref. 14) verknüpft die meßbaren Größen  $R$  und  $\sigma(ep \rightarrow e'\pi^+n)$  mit dem nicht meßbaren Wirkungsquerschnitt  $\sigma(en \rightarrow e'\pi^+p)$ .

Die Methode, die auf eine absolute Normierung der Deuteriumwirkungsquerschnitte verzichtet, hat den Vorteil, daß sich alle von der Ladung des nachgewiesenen Pions unabhängigen Effekte herauskürzen. Darüber hinaus können bei der Verhältnisbildung auch diverse andere physikalische und apparative Korrekturen unberücksichtigt bleiben (vgl. Kap. IV.3).

II.2 Definition der kinematischen Variablen

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, wie mit der Verhältnismethode aus Messungen von  $R$  und  $\sigma(ep \rightarrow e'\pi^+n)$  der  $\pi^-$ -Erzeugungsquerschnitt an freien Neutronen bestimmt werden kann. In folgenden werden die benötigten kinematischen Variablen für die Elektroproduktion geladener Pionen an freien Nukleonen eingeführt.

Der zugehörige Feynman-Graph hat in der Einphotonenaustauschnäherung am Beispiel  $ep \rightarrow e'\pi^+n$  folgende Gestalt

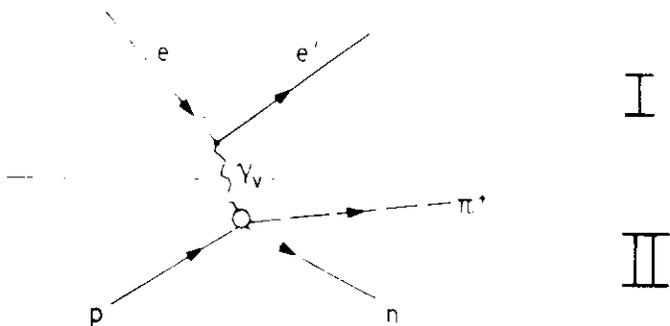


Abb. II.3: Einphotonenaustauschnäherung

Dieser Graph läßt sich in einen elektromagnetischen Teil (I) und in einen hadronischen Teil (II) zerlegen. Der erste Teil wird durch die Quantenelektrodynamik beschrieben. Der zweite Teil stellt die Erzeugung von Hadronen durch virtuelle Photonen dar. Wegen ihrer nicht verschwindenden Masse ( $m_\pi \ll c$ ) haben die virtuellen Photonen neben zwei transversalen Polarisationsrichtungen (wie bei realen Photonen) zusätzlich eine longitudinale Polarisisation. Zur vollständigen Beschreibung der Reaktion benötigt man einen fünffach differenziellen Wirkungsquerschnitt (Ref. 8). Entsprechend der Trennung in einen elektromagnetischen und in einen hadronischen Vertex (Abb. II.3) läßt sich dieser Wirkungsquerschnitt faktorisieren:

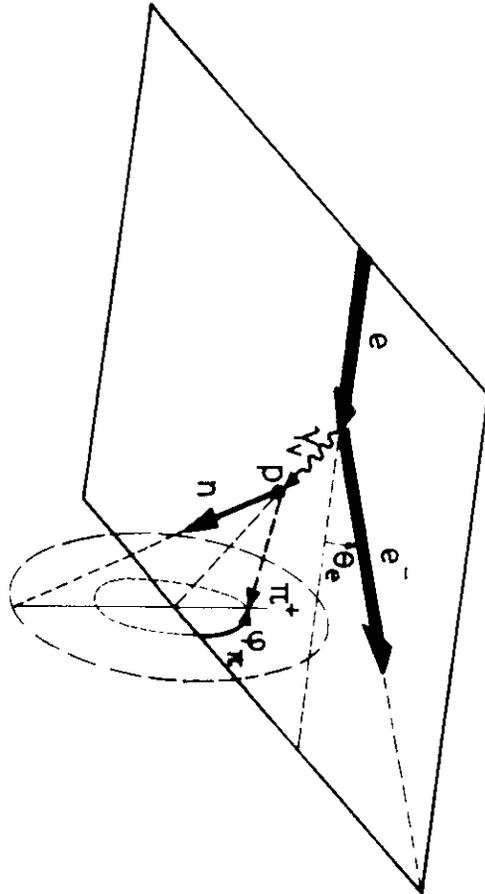
$$\frac{d^5\sigma}{dt d\phi_e dq^2 d\omega^2 d\phi_\pi} = \frac{1}{4M_p EE'} \int_t \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} \quad (II.6)$$

Dabei wurde die Annahme gemacht, daß die Polarisisation der Elektronen und Nukleonen nicht beobachtet wird und damit über die Variable  $\phi_e$  integriert werden kann.

Es bedeuten im einzelnen (Vierervektoren werden mit  $\vec{a}$  bezeichnet, Metrik  $\vec{a}^2 = (a_0^2 - \vec{a}^2)$ ) (vgl. dazu Abb. II.4):

- $E, E'$  die Energie des einfallenden bzw. gestreuten Elektrons,
- $\theta$  der Winkel zwischen einfallendem Elektron und erzeugter Pion,
- $\theta_e$  der Winkel zwischen einfallendem und gestreutem Elektron,
- $-a^2 = \vec{q}^2 = (\vec{e} - \vec{e}')^2 < 0$  der Viererimpulsübertrag der Elektronen,
- $s = \vec{w}^2 = (\vec{q} + \vec{p})^2$  die invariante Masse des Photon-Proton-Systems,
- $t = (\vec{q} - \vec{p})^2$  der Viererimpulsübertrag auf das unbeobachtete Nukleon,
- $\phi_e$  der Azimutalwinkel des gestreuten Elektrons,
- $\phi_\pi$  der Winkel zwischen der Elektron- und der Hadronstreuungsebene,
- $M_p$  die Protonenmasse,
- $\int_t$  ein kinematischer Faktor, der von der Abspaltung des Elektron-Vertex herrührt.  $\int_t$  beschreibt den "Fluß" der virtuellen Photonen:

Abb. II.4: Kinematische Definitionen für die Reaktion  $e p \rightarrow e' \pi^+$



$$r_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{F'}{E} \frac{W^2 - M_p^2}{2M_p Q^2 (1-\epsilon)}$$

Dabei bezeichnet

$\alpha$  die Feinstrukturkonstante und  
 $\epsilon$  den Grad der transversalen Polarisation des Photons.

$$\epsilon = \left[ 1 + 2 \frac{(E - E')^2 + Q^2}{Q^2} \cdot \tan^2 \frac{\theta_E}{2} \right]^{-1} \quad (II.7)$$

Aus der Einphotonenaustauschnäherung (Ref. 8) ist die  $\phi_\pi$ -Abhängigkeit des in Gl. (II.6) eingeführten zweifach-differentiellen Wirkungsquerschnittes bekannt. Es gilt:

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} = \frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \epsilon \cos 2\phi_\pi \frac{d\sigma_p}{dt} + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \cos \phi_\pi \frac{d\sigma_I}{dt} \quad (II.8)$$

$\frac{d\sigma_u}{dt}$  und  $\frac{d\sigma_p}{dt}$  beschreiben den Anteil der transversal polarisierten Photonen. Zur Photoproduktion mit reellen Photonen besteht folgender Zusammenhang:

$$\frac{d\sigma_u}{dt} = \frac{1}{2} \left( \frac{d\sigma_{||}}{dt} + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right) \quad \frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{1}{2} \left( \frac{d\sigma_{||}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right) \quad (II.9)$$

wobei  $\sigma_{||}$  (bzw.  $\sigma_{\perp}$ ) den Beitrag der zur Erzeugungsebene parallel (bzw. senkrecht) polarisierten Photonen beschreibt.

$\frac{d\sigma_L}{dt}$  steht für den Anteil der longitudinal polarisierten Photonen am Wirkungsquerschnitt, während  $\frac{d\sigma_I}{dt}$  Beiträge aus longitudinal-transversaler Interferenz beschreibt.

Durch Messung der  $\phi_\pi$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes können

die Terme  $\left( \frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right)$ ,  $\frac{d\sigma_p}{dt}$  und  $\frac{d\sigma_I}{dt}$  getrennt werden.

Eine Trennung von  $\frac{d\sigma}{dt}$  und  $\frac{dc}{dt}$  ist bei den vorliegenden Daten nicht möglich, da dazu Messungen bei verschiedenen Werten von  $\epsilon$  benötigt werden.

### III Der Versuchsaufbau

Für die Messungen zur vorliegenden Arbeit wurde das bestehende Spektrometer der Gruppe F22 bei DESY benutzt. Das Spektrometer war zur Trennung der longitudinalen und transversalen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion ( $ep \rightarrow e^+n$ ) entworfen worden (Ref. 15). Da diese Daten für die Verhältnismethode als Referenzdaten dienten, wurde die Apparatur für die vorliegenden Messungen unverändert übernommen.

Entsprechend den Aufgaben wurden beim Entwurf gewisse Anforderungen an die Versuchsanlage gestellt:

- a) Zur eindeutigen Identifizierung des Reaktionskanals ( $e^+n$ ) müssen mindestens 2 Teilchen direkt nachgewiesen werden, während das dritte Teilchen durch Berechnung der fehlenden Masse (Missing-Mass-Methode) identifiziert werden kann.
- b) Um die einzelnen Terme des Wirkungsquerschnitts (Größenordnung einige  $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ) mit der gewünschten Genauigkeit messen zu können, braucht man eine Apparatur, die bei einer möglichst großen Raumwinkelakzeptanz mit hoher Primärintensität betrieben werden kann. Nur so erhält man innerhalb akzeptabler Meßzeiten kleine statistische Fehler.
- c) Die Trennung der einzelnen Wirkungsquerschnittsterme ist nur über eine Anpassungsrechnung an die gemessene  $t_{\perp}$ -Verteilung möglich (vgl. Gl. II.8). Die Apparatur sollte also in einem großen kinematischen Bereich möglichst den vollen Bereich von  $c_{\perp}$  abdecken.

Der nach diesen Voraussetzungen gewählte Aufbau soll im folgenden nur soweit beschrieben werden, wie es zum Verständnis dieser Arbeit notwendig erscheint. Weit ausführlichere Angaben findet man in den angegebenen Referenzen.

### III.1 Der Elektronenstrahl

Als Quelle hochenergetischer Elektronen diente das Deutsche Elektronen-Synchrotron DESY.

Nach Injektion durch einen Linearbeschleuniger wurden die Elektronen im Synchrotron auf eine Endenergie von 6,0 GeV (bzw. 6,6 GeV) beschleunigt. Dem 50-Hz-Feld der Synchrotron-Magnete war eine 200-Hz-Oberwelle überlagert worden, so daß zur Zeit der Ejektion dem Experimentator während eines Zeitraums von 2 - 3 nsec (sog. flat-top-Betrieb) Elektronen nahezu konstanter Energien ( $\Delta E/E \approx 25\%$ ) zur Verfügung standen. Die Intensität dieses im 50-Hz-Takt gepulsten Elektronenstrahls betrug ca.  $0.7 - 1.4 \times 10^{10}$  Elektronen pro Puls. Ein Strahltransportsystem (Abb. III.1, Ref. 16) aus zwei Ablenkmagneten M und 6 Quadrupolmagneten Q stellte die Verbindung zwischen dem Synchrotron und den Experiment her.

Dieses Strahlführungssystem ermöglichte es, den Elektronenstrahl dispersionsfrei auf das ca. 43 m entfernte Target zu leiten. Der Strahl hatte am Ort des Targets einen elliptischen Querschnitt mit einer Ausdehnung von  $\pm 5$  mm in der Horizontalen und  $\pm 1.5$  mm in der Vertikalen.

Der das Target überwiegend reaktionslos durchsetzende Strahl wurde durch ein weiteres Quadrupoldublett auf einen Faradayschen Käfig fokussiert. Auf diesem Weg passierte er einen Sekundär-Emissions-Monitor (SEM). Beide Instrumente naßen unabhängig voneinander die akkumulierte Ladung, die später bei der Auswertung zur Normierung der gemessenen Zählrate diente.

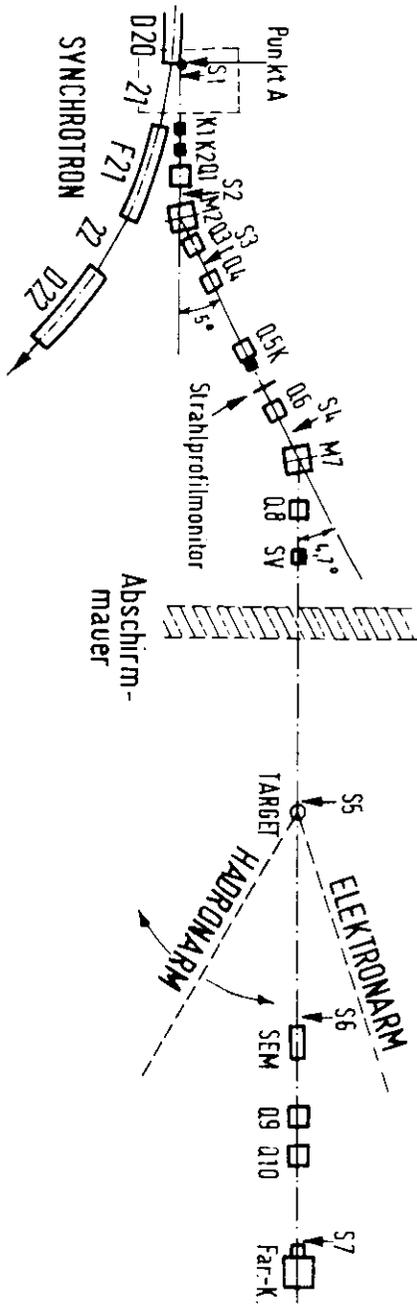


Abb. III.1: Schema des Strahltransportsystems

### III.2 Das Target

Das Target bestand aus einem 10 cm langen, mit Kugelkalotten abgeschlossenen Zylinder aus 0.05 mm starker Kapton-H-Folie. Die Zelle war mit flüssigem Deuterium gefüllt, das mit der bei Bartel und Kolster (Ref. 17) beschriebenen Apparatur auf eine Temperatur von 20 K gehalten wurde.

### III.3 Das Spektrometer

Das Spektrometer (Ref. 15,18,19) bestand aus 2 Armen, dem sog. Elektronarm für den Nachweis der gestreuten Elektronen und dem sog. Hadronarm, in dem bei diesem Experiment geladene Pionen nachgewiesen wurden. Die Arme waren nahezu identisch und bestanden aus drei Teilen, die

- a) der Akzeptanzvergrößerung,
- b) der Impulsbestimmung und
- c) der Teilchenerkennung und Teilchentrennung diente.

Diese Anordnungen sollen im folgenden eingehender beschrieben werden (vgl. Tab. III.1, Abb. III.2).

Unmittelbar hinter dem Target waren je

3 Quadrupolmagnete (DFSY-TYP QC, (Ref. 20))

aufgebaut. Um auch unter kleinen Ablenk winkeln Teilchen nachweisen zu können, wurden die ersten beiden Magnete als halbe Magnete mit Spiegelplatte ausgeführt. Die Quadrupolmagnete dienten zum einen der Vergrößerung der räumlichen Akzeptanz des Spektrometers. Sie betrug horizontal 16 mrad und vertikal 200 mrad. Zum anderen verhinderten sie durch ihre horizontal versetzte Aufstellung in Verbindung mit einem Bleikollimator, daß die Nachweisinstrumente von neutralen, gradlinig fliegenden Teilchen getroffen wurden.

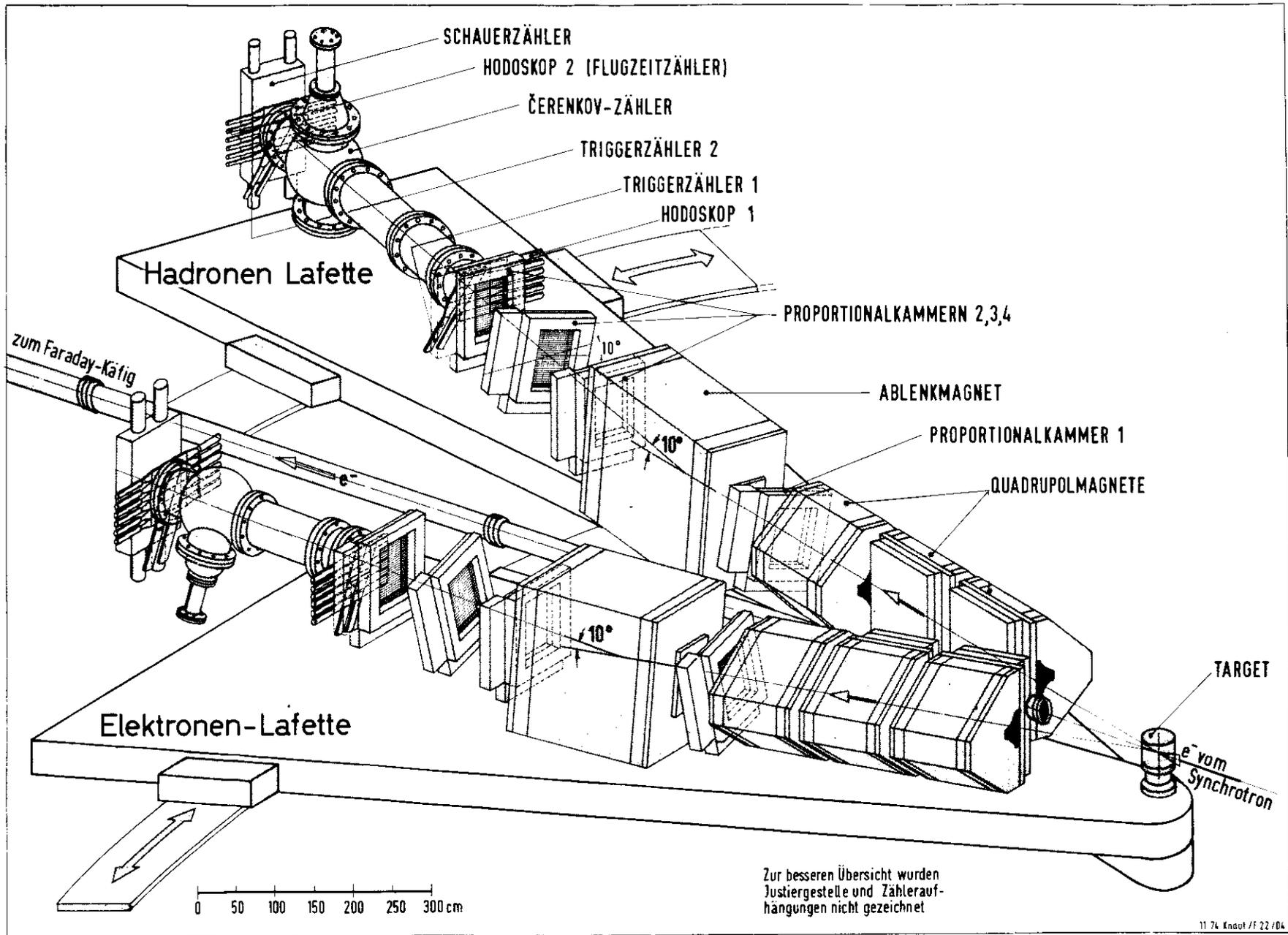
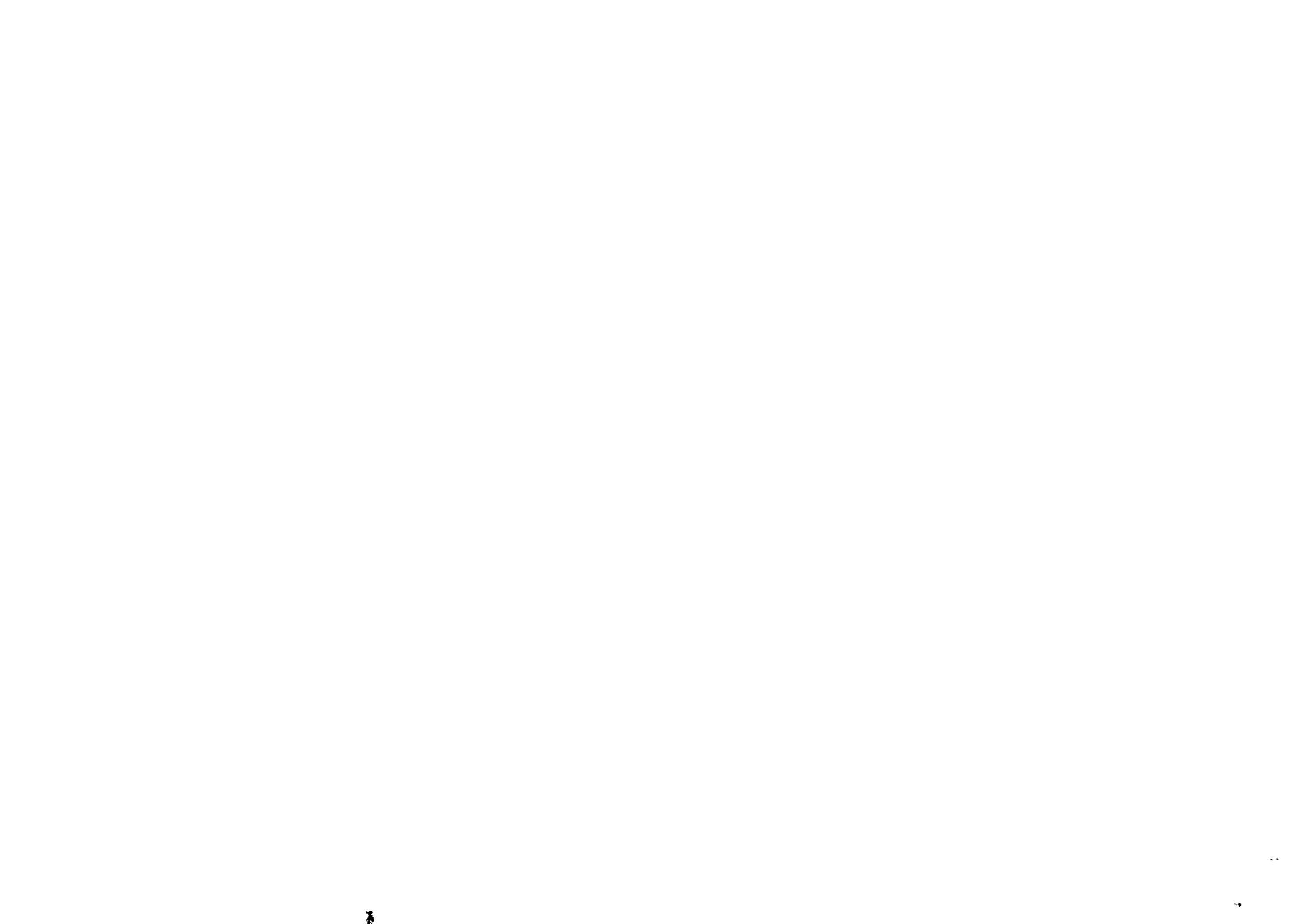


Abb. III.2: Das Spektrometer



Impulsauflösung	: $\frac{\Delta p}{p} = 1.2\%$ FWHM
Impulsakzeptanz	: 45% FWHM
Missing-Mass-Auflösung	: $\frac{\Delta M_x}{M_x} = 6\%$ FWHM
geometrische Akzeptanz	: 16 mrad horizontal ±100 mrad vertikal
Ortsauflösung der Proportionaldrahtkammern	: ± 1 mm
Schauerzähler	: Blei/Szintillator $6,4 \times 10^6$
Röhren	: 58 UVP
✓ Čerenkovzähler	
Gas	: Äthylen
Druck	: 10 atm im Hadronarm 1,2 atm im Elektronarm
Röhren	: 58 UVP
Triggerzähler	
Szintillationsmaterial	: NF 110, Pilot B
Röhren	: 56 AVP und 58 UVP
akzeptanzdefinierende Triggerzähler T1	: 2 x (44x13.5 cm <sup>2</sup> )

Tab. III.1 Spektrometerparameter

Der nachfolgende Teil eines Spektrometerarmes bestand aus vier Proportionaldrahtkammern und einem Ablenkmagneten und diente der Impulsbestimmung der geladenen Teilchen. Die Spur der Teilchen wurde durch die

Proportionaldrahtkammern (Ref. 19)

bestimmt. Sie bestanden aus je 2 Signalebenen, die gegeneinander um 90° gedreht waren und 384 bzw. 256 Signaldrähte in 2 mm Abstand enthielten. Zur Vermeidung von Mehrdeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion wurden die Kamern 1 und 3 jedes Armes um jeweils 10° in Spektrometerachse gedreht aufgebaut.

Mit der Anordnung von 3 Proportionaldrahtkammern hinter der

Ablenkmagneten (DFSY-TYP MA (Ref. 20))

konnte die Spur des abgelenkten Teilchens eindeutig in Raum festgelegt werden. Durch Verfolgung dieser Spur durch den Magneten und anschließender Anpassung an Baupunkte in der ersten Kammer vor dem Magneten wurde bei bekanntem Magnetfeld der Impuls des untersuchten Teilchens bestimmt. Die Genauigkeit dieser Methode wurde von Grote (Ref. 21) mit  $\frac{\Delta p}{p} = 1.2\%$  ermittelt.

Zur Teilchenidentifikation wurde hinter der letzten Proportionaldrahtkammer eine Gruppe von Szintillations-, Schauer- und Čerenkovzählern aufgebaut. Zur Unterdrückung von unerwünschten Untergrund und zur Bestimmung auszuwertender Ereignisse wurden in jedem Spektrometerarm

#### 4 Triggerzählereinheiten

eingebaut. Man unterschied dabei das Hodoskop 1, die Triggerzähler 1 + 2 und das Hodoskop 2. Die Hodoskope bestanden aus 6 Szintillationszählern, die übereinander angeordnet, den überdeckten Raumwinkelbereich in 6 waagerechte Streifen unterteilten. Die Triggerzähler 1 - 2 bestanden aus je 2 großflächigen Szintillationszählern. Sie teilten den Akzeptanzbereich in eine rechte und linke Hälfte. Die Hodoskope 2 konnten auch als

#### Flugzeitzähler

arbeiten, indem das Hodoskop im Elektronarm das Startsignal für das andere

gab. Dabei konnte eine Auflösung von 0,7 nsec (FWHM) erzielt werden. Flugzeitmessungen wurden jedoch bei dieser Auswertung nicht benutzt. Außer den Flugzeitzählern standen zur Teilchendiskrimination noch ein Schwellenčerenkov- und ein Schauerzähler pro Arm zur Verfügung. Mit Hilfe des

Schwellengasčerenkovzählers (Ref. 22),

wurden im Elektronarm Elektronen und im Hadronarm Elektronen und Pionen von anderen Teilchen getrennt. Beide Zähler waren mit Aethylen ( $C_2H_4$ ) gefüllt. Der Druck betrug im Elektronarm 1.2 atm und im Hadronarm 10 atm. Die theoretische Ansprechschwelle für  $\pi^-$  und K-Mesonen ist in Abhängigkeit vom Druck des Gases und vom Impuls der Teilchen in Abb. III.3 gezeigt. Zur weiteren Trennung von Elektronen und  $\pi^-$ -Mesonen wurden die

Schauerzähler

benutzt. Sie waren aus je 12 Schichten Blei und Szintillationsmaterial in Sandwichbauweise zu einer Gesamtstärke von 6,4 Strahlungslängen aufgebaut (Ref. 23). Schauernde Teilchen (Elektronen) können von nicht schauernden Teilchen ( $\pi^-$ -Mesonen) durch Schnitte in den Impulshöhenverteilungen der Photomultiplier getrennt werden (vgl. Abb. III.4).

#### III.4 Die Elektronik

Den Aufgaben entsprechend wurde die gesamte Elektronik des Experiments (Abb. III.5) in zwei Gruppen unterteilt:

Die sog. "Entscheidungs"-elektronik lieferte die Entscheidung, zu welchem Zeitpunkt die Apparatur ausgelesen werden sollte. Dazu wurden für jeden Arm gesondert Koinzidenzschaltungen eingebaut, die verschieden def. Koinzidenzen zwischen den Triggerzählereinheiten, dem Čerenkov- und dem Schauerzähler erfaßten. "Koinzidenz" ist hier so zu verstehen, daß zwei oder mehrere Zähler in einem Zeitintervall von 10 nsec gleichzeitig Signale geben. Jede

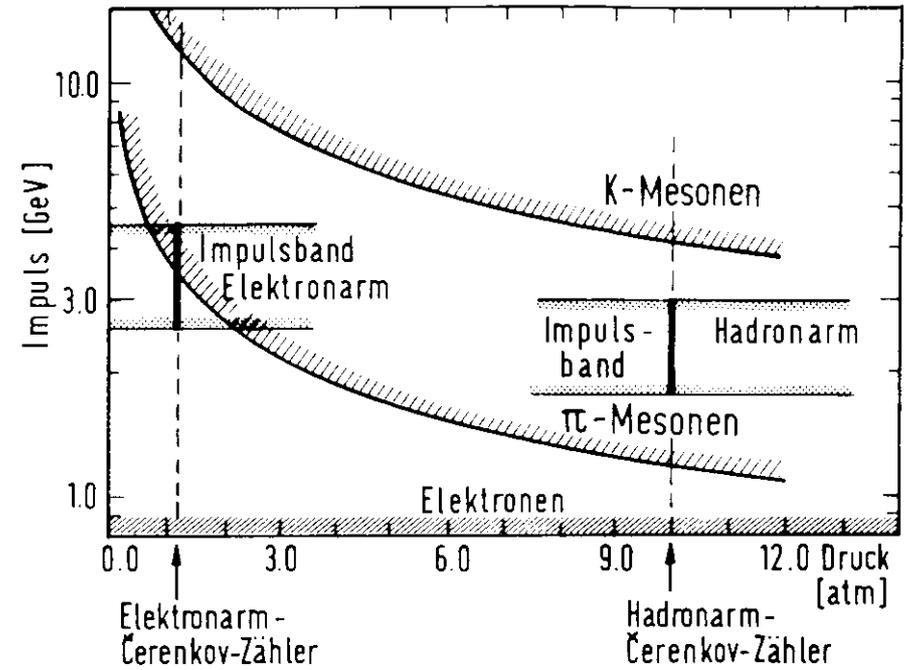


Abb. III.3: Theoretische Ansprechschwelle der Čerenkovzähler

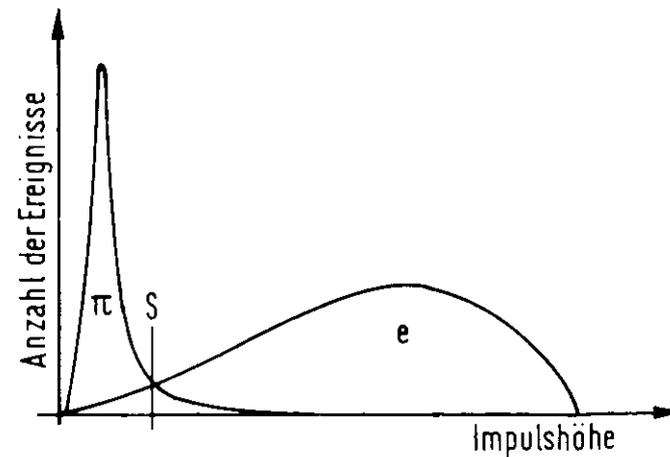


Abb. III.4: Impulshöhenverteilung eines Schauerzählers

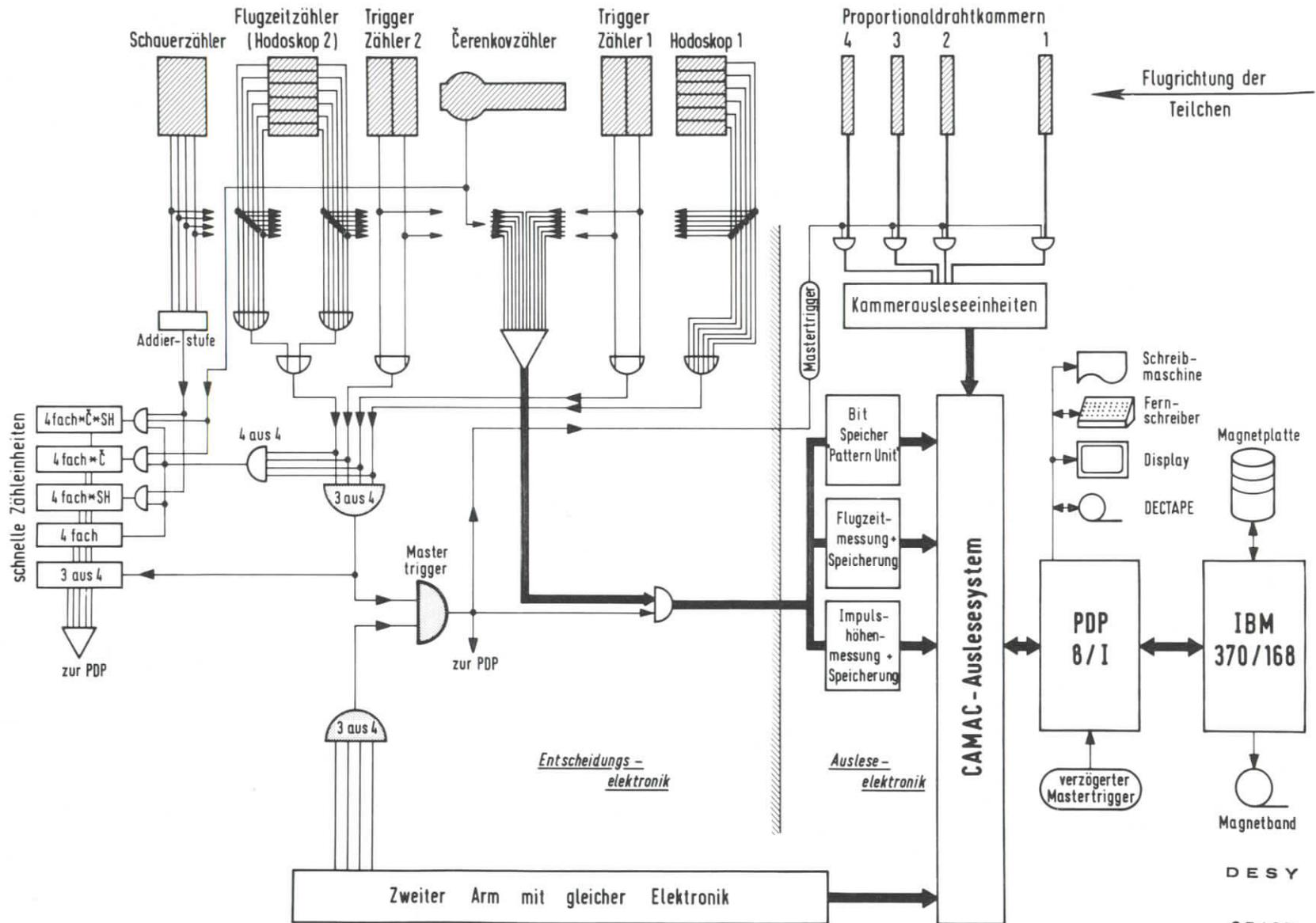


Abb.III.5: Elektronik



Koinzidenz wurde unabhängig vom Trigger während der Messungen gezählt. Von besonderem Interesse war die Koinzidenz "3 aus 4", die bei den vorliegenden Messungen als definierendes Signal benutzt wurde. Diese Koinzidenz verlangte, daß von den folgenden 4 Punkten:

- (1) einer der 6 Zähler des Hodoskops 1
- (2) einer der beiden Triggerzähler 1
- (3) einer der beiden Triggerzähler 2
- (4) einer der 6 Zähler des Hodoskops 2 (Flugzeit)

mindestens 3 gleichzeitig erfüllt waren (vgl. Abb.III.5). Bei 2-Arm-Koinzidenzmessungen, dem gleichzeitigen Nachweis eines Elektrons und eines Hadrons - wie in der vorliegenden Arbeit -, wurde darüber hinaus verlangt, daß die Koinzidenz "3 aus 4" des Elektron- und des Hadronarms innerhalb von 20 nsec auftreten. Dieses Signal - Mastertrigger genannt - aktivierte die sog. "Auslese"-Elektronik.

#### Die "Auslese"-Elektronik

diente der Auslese und der Bereitstellung der Daten für die nachfolgende, rechnergesteuerte Datenübertragung. Nach Eintreffen des Mastertriggers wurden der Status jedes Szintillationszählers als Bit in der sog. Pattern-Unit zwischengespeichert. Die zum gleichen Zeitpunkt anliegenden Impulshöhen der Čerenkov- und Schauerzählersignale wurden über Analog-Digital-Wandler (ADC) ebenfalls zwischengespeichert. Flugzeiten wurden über Zeit-Digital-Wandler (TDC's) ebenso gemessen wie die Zeit zwischen der Elektronarmkoinzidenz 3 aus 4 und der Hadronarmkoinzidenz 3 aus 4 (Master-TDC).

Der Status der Proportionaldrahtkammern wurde erfaßt, indem nach der in (Ref. 24) beschriebenen Methode die Adressen der angesprochenen Drähte bestimmt und für die Auslese aufbereitet und komprimiert wurden. Außerdem wurden nach jedem Masterimpuls gewisse Kerngrößen des Elektronstrahls (Energie, zeitliche Lage innerhalb des Ejektionsimpulses etc.) registriert und für die Auslese bereitgestellt.

#### III.5 Der Datenfluß

Der langsamen Elektronik wurde 20 µsec Zeit gegeben, alle auszuwendenden Informationen in Zwischenspeicher abzulegen. Anschließend wurde zur weiteren Verarbeitung ein Kleinrechner aktiviert. In dem Experiment war ein Kleinrechner des Typs PDP 8/I der Firma DEC (DIGITAL-EQUIPMENT Corp.) (Ref. 25) installiert. Er besaß eine Kernspeichergröße von 16 K Worten à 12 bit. Dieser Rechner war einerseits über ein CAMAC-System (Ref. 26) mit der Experimentelektronik verbunden, so daß der experimentelle Aufbau flexibel gestaltet werden konnte. Andererseits bestand über das DESY-Online-Netz (Ref. 27) direkter Zugriff zu den Kernspeicher einer der beiden bei DESY installierten Großrechneranlagen des Typs IBM 370/168. Damit war die Möglichkeit gegeben, komplexe Rechnungen, die die Fähigkeiten der PDP überstiegen, auf der Großrechneranlage auszuführen. Der Kleinrechner wurde in dem Experiment lediglich zur Verwaltung des gesamten Datensammel-Prozesses benutzt. Nach der Aktivierung durch den Mastertrigger wurden die Informationen der langsamen Zwischenspeicher programmgesteuert ausgelesen. Wegen des beschränkten Kernspeicherplatzes im Kleinrechners wurden nur ca. 50 Ereignisse gesammelt und anschließend blockweise zur IBM-Anlage übertragen. Von dort wurden sie nach einer weiteren Zwischenspeicherung auf Magnetplatte in größeren Blöcken auf ein Magnetband geschrieben. Die zum Großrechner übertragenen Daten wurden von einem synchron laufenden Programm vorläufig analysiert. Es wurden für alle Zähler Ansprechstatistiken geführt und für jede Signalebene der Proportionaldrahtkammern Histogramme über die Ansprechhäufigkeit der einzelnen Signaldrähte erstellt. Damit war eine ständige Kontrolle der Apparatur gesichert und ein frühzeitiges Erkennen von Fehlern möglich. Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Arbeit (Vgl. Anhang B) eine komprimierte Version der nachstehend beschriebenen Auswerteprogramme RECON und KINDAT in das Online-Programm des Großrechners integriert. Diese Programme führten eine vollständige kinematische Analyse der

zuver gemessenen Ereignisse durch. Der Experimentator war damit in der Lage, schon während des Experiments Aussagen über Größen wie Missing Mass,  $t_c$ ,  $t_p$  etc. zu machen.

Die Ergebnisse, die auf dem Großrechner erstellt wurden, konnten über die Online-Verbindung von der Kleinrechner abgerufen werden. Über Bildschirm, Schreibmaschine oder Fernschreiber wurden sie dem Experimentator als Statistik oder Histogramm dargestellt.

Neben diesen Ausgabegeräten waren an der Kleinrechner 4 Bandeinheiten des Typs DFCTAPE installiert. Sie dienten zur Programmierung und bei einer Ausfall der Großrechenanlage zur temporären Speicherung der Daten, so daß - zwar ohne Analyse - uneingeschränkt weitergemessen werden konnte.

Parallel zur Datennahme wurden während der gesamten Meßzeit die Ströme der Spektrometernagnete und der Druck der Targetzelle von dem Rechnersystem überwacht, um gegebenenfalls vom Experimentator korrigiert zu werden.

#### IV Datennahme und Datenreduktion

##### IV.1 Datennahme + Prinzip der Messung

Mit dem vorstehend beschriebenen Aufbau wurden bei festgehaltener Pion-Nukleon-Schwerpunktsenergie von  $s = W^2 = 4.77 \text{ GeV}^2$  für zwei Werte des Massenbetrages des virtuellen Photons  $q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$  und  $q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$  Daten genommen. Um einen größeren Bereich des Impulsübertrages  $t$  zu überdecken, wurde der Hadronarm im Bereich von  $\theta_H = 10^\circ - 35,9^\circ$  schrittweise verfahren. Der Elektronarm stand dabei fest auf  $\theta_E = 10^\circ$  bzw.  $\theta_E = 13^\circ$  für die Messungen für  $q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$  bzw.  $q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ . Dank der großen Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers konnte dabei bis zu mittleren Werten von  $t$  der gesamte Winkelbereich von  $\theta_p$  überdeckt werden.

Die Reaktionen  $ed \rightarrow e^+ n_p^+$  und  $ed \rightarrow e^- p_p^-$  wurden zur Vermeidung systematischer Fehler abwechselnd gemessen. Dazu wurde nach jeder Meßlauf die Polung der Hadronarmmagnete verändert, so daß alternierend negative und positive  $\pi^+$ -Mesonen in Koinzidenz zu den Elektronen gemessen wurden.

Bei der Einstellung der Apparatur wurde besonderer Wert darauf gelegt, daß für die vorliegenden Messungen dieselben Parameter benutzt wurden, wie bei den vorangegangenen Messungen mit einem Wasserstofftarget. Dadurch konnten für die Berechnung von  $P^+$  diverse apparative Korrekturen - insbesondere die Akzeptanzrechnungen - übernommen werden (vgl. Kap. IV.3).

Während der Messungen, die sich über 12 (12) Tage (Werte in ( ) für Meßpunkt " $q^2 = 1.35$ ") erstreckten, wurden 827488 (400276) Mastertrigger registriert. Im Rahmen der nachfolgend beschriebenen Datenreduktion konnten 11638 (6379) Ereignisse auf die untersuchten Reaktionen zurückgeführt werden (vgl. Tab. IV.1).

##### IV.2 Datenreduktion

Während der Datennahme wurden alle 2-Teilchen-Koinzidenzen aufgenommen, die durch den Mastertrigger (vgl. Kap. III.4) ausgewählt wurden. Im Rahmen der Datenreduktion wurden diese Ereignisse geometrisch rekonstruiert und die in dieser Arbeit interessierenden Reaktionen separiert. Eine kinematische Analyse der verbleibenden Ereignisse schloß die Datenreduktion ab.

Die einzelnen Schritte dieses Verfahrens sollen im folgenden eingehender beschrieben werden (vgl. Abb. IV.1).

Der erste Schritt der Datenreduktion - die geometrische Rekonstruktion der Teilchentrajektorien - wurde von der Program

R E C O N (Ref. 18)

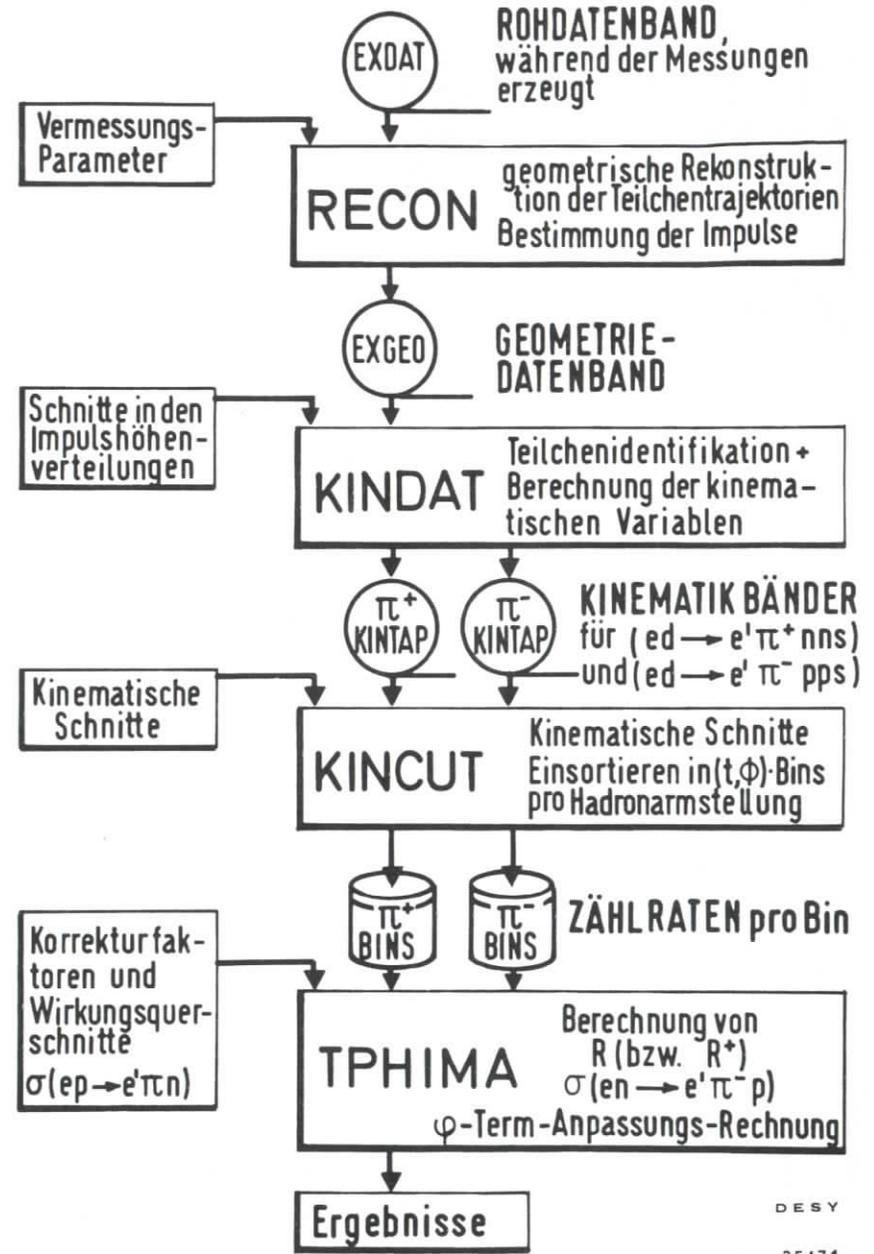
durchgeführt. Ausgehend von den durch die Ausleseeinheiten der Proportionaldrahtkammern (Ref. 24) angelieferten Drahtadressen und den aktuellen Vermessungsparametern wurden Baupunkte bestimmt, die den Ort des Teilchendurchfluges durch die Kammer angeben. Es wurde versucht,

	$Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$		$Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$	
	$\pi^+$	$\pi^-$	$\pi^+$	$\pi^-$
akkumulierte Ladung	16360 $\mu\text{C}$	16675 $\mu\text{C}$	21476 $\mu\text{C}$	23811 $\mu\text{C}$
akzeptierte Mastertrigger	827488		400276	
rekonstruierbar mit E-Cerenkovzähler	225931		106992	
nach Teilchenidentifikation und mit Kinematik	59836	48202	27274	21234
innerhalb der kinemat. Schnitte	6528	5110	3631	2748

Tab. IV.1 Statistik der Auswertung

Apparative Korrekturen Tab. IV.2

Korrektur	Größenordnung	benutzt bei Bestimmung von	
		R	$R^+$
RECEFF	17% - 23% pro Spektrometerarm	+	+
Untergrund	< 4%	+	+
Leertarget	3-10%	+	+
elektr. Totzeit	< 3%	+	+
Zähleransprechvermögen	0.5-1.5%	0	+
Pionabsorption	2.7%	0	+
Pionzerfall	unberücksichtigt, siehe Text		
Fermibewegung	0.5-25%	0	+



DESY

25431

Abb. IV.1: Datenreduktion

durch je einen dieser Paarpunkte in den Kammern 2,3 und 4 hinter den Ablenkmagneten MA (vgl. Abb. II.1.2) und einen dieser Paarpunkte in der Kammer 1 vor dem MA eine Trajektorie zu legen. Der Krümmungsradius dieser Trajektorie im bekannten Feld des Ablenkmagneten bestimmte dann den Impuls des auf dieser Bahn fliegenden Teilchens. Ließ sich die Spur weiter durch die Quadrupelmagnete zum Target zurückverfolgen, wurde sie für die weitere Verarbeitung akzeptiert und entsprechende Informationen auf das sog. LOGFO-Magnetband geschrieben. Der Rechenaufwand konnte halbiert werden, indem schon an dieser Stelle das positive Ansprechen des Elektronenzerenkovzählers verlangt wurde.

Weitere Einschränkungen wurden erst in dem nachfolgenden Programm

K I N D A T

gemacht: Die Elektronen wurden durch Schnitte in den Impulshöhen (vgl. Kap. IV.3.e, Abb. IV.1.2) des Elektronenzerenkovzählers und des Elektronenschauerzählers, die  $\pi^+$ -Mesonen durch entsprechende Schnitte im Hadronenzerenkovzähler identifiziert. Zufällige Koinzidenzen, sowie (e-p)- und (e-k)-Koinzidenzen, deren Zeit zwischen Eintreffen des Elektronarr- und des Hadronarrtriggers nicht mit der Zeit einer Elektron-Pion-Koinzidenz übereinstimmten, wurden durch Schnitte in der Verteilung des Master-TTC's abgetrennt.

Da von RECON unter Umständen mehrere Trajektorien in einer Arm gefunden wurden, wurde das Spurpaar ausgewählt, das den geringsten Abstand am Ort des Targets hatte. Von diesen Ereignissen wurden die kinematischen Parameter gemäß Kap. II.2 bestimmt.

Dabei wurden die Reaktionen mit nachgewiesenen positiven  $\pi^+$ -Mesonen und die Reaktionen mit negativen  $\pi^-$ -Mesonen getrennt behandelt und die Ergebnisse getrennt auf zwei Magnetbänder (FINTAP) geschrieben.

Die weitere Verarbeitung erfolgte mit dem Programm

K I N C U T.

Durch Schnitte in den betreffenden Verteilungen wurde der akzeptierte  $Q^2$ ,  $s^2$  und Missing-Mass-Bereich den entsprechenden Bereichen bei der Untersuchung der Reaktion  $e p \rightarrow e^+ n$  (Ref. 19) angepaßt. Die akzeptierten Ereignisse wurden für jede untersuchte Hadronarmein-

einstellung  $\theta_H$  nach  $t_+$  und  $t_-$  binweise sortiert. In der anschließenden Programm

L P H I M /

wurde zunächst für jedes  $t_+$ ,  $t_-$  und für jede untersuchte Hadronarmein-  
stellung  $\theta_H$  das Verhältnis  $R$  bestimmt:

$$R(t, \phi_T, \theta_H) = \frac{N^-(t, \phi_T, \theta_H) / Q^-(\theta_H)}{N^+(t, \phi_T, \theta_H) / Q^+(\theta_H)}$$

wobei die gemessenen Zählraten  $N^\pm$  noch auf verschiedene Effekte (s. Kap. IV.3) korrigiert wurden.  $Q^\pm$  ist die am Faradaykäfig gemessene akkumulierte Ladung. Für jedes  $(t, \phi_T)$ -Bin konnte das Verhältnis  $R$  bei mehr als einer Hadronarmstellung gemessen werden. Die Werte  $R(t, \phi_T, \theta_H)$  wurden daher zu  $R(t, \phi_T)$  geometrisch gewichtet gemittelt (Ref. 28). Mit der Verhältnismethode (vgl. Gl. II.5) ergab sich schließlich der gesuchte Wirkungsquerschnitt am Neutron:

$$\frac{d^2\sigma}{dt d\phi_T} (e n \rightarrow e^+ \pi^- p) = R(t, \phi_T) \cdot \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_T} (e p \rightarrow e^+ \pi^+ n)$$

Für die Bestimmung des Verhältnisses  $R$  (vgl. Gl. II.3) mußte der Wirkungsquerschnitt der  $\pi^+$ -Produktion an Deuterium explizit bestimmt werden. Dazu wurden dem Programm zusätzlich weitere Korrekturfaktoren und die Werte der Akzeptanzrechnung eingegeben (vgl. Kap. IV.3).

Datenreduktion nach der hier aufgezeigten, streng perliederten Methode hat erhebliche praktische Vorteile. Für die Messungen bei  $s^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$  wurden etwa  $80 \times 10^4$  Ereignisse auf Magnetband geschrieben, nach der Feinstruktur blieben  $15 \times 10^4$  zur weiteren Verarbeitung, von denen  $10 \times 10^4$  kinematisch rekonstruierbar waren. Nach Durchführung aller Schnitte blieben  $1 \times 10^4$  Ereignisse, die den Reaktionen  $e d \rightarrow e^+ n n$  bei  $s^2 = 4.8 \text{ GeV}^2$  und  $s^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$  entsprachen. Durch die abnehmenden

Ereigniszahlen verringerten sich die Rechenzeiten drastisch. Es war damit einfacher und übersichtlicher, die wenigen verbliebenen Ereignisse zu untersuchen.

### IV.3 Korrekturen

Aufgrund diverser physikalischer und apparativer Effekte wurden bei der Auswertung an die gemessenen Zählraten Korrekturen angebracht.

Für einen Teil dieser Arbeit ist nur das Verhältnis  $R$  interessant. In diesem Fall heben sich alle Korrekturen, die von der Ladung des nachgewiesenen Pions unabhängig sind, auf. Zusätzliche Korrekturen müssen bei der Berechnung von  $R^+$  angebracht werden, da dort der absolute Wirkungsquerschnitt  $\sigma(ed \rightarrow e^+ n n_s)$  benötigt wird. Eine Übersicht über die Korrekturen liefert Tab. IV.2.

Für  $R$  wurden folgende Korrekturen untersucht und angebracht:

#### IV.3.a Effektivität des Rekonstruktionsprogrammes

Diese RECEFF genannte Größe wurde als Verhältnis der erfolgreich rekonstruierten Ereignisse zu angebotenen Ereignissen bestimmt. Um eine Verfälschung des Wertes durch zufällige Untergrundereignisse zu vermeiden, wurden dem Rekonstruktionsprogramm in diesen Fall nur Ereignisse angeboten, die eine besonders scharfe Triggerbedingung erfüllten: Es wurden das positive Ansprechen aller 8 Triggerzählereinheiten, der beiden Čerenkovzähler und des Elektron-Schauerzählers verlangt und durch enge Schnitte in der Impulshöhenverteilung des Master TDC's (vgl. Abb. IV.2) sichergestellt, daß nur der Bereich der  $(e^- \pi^-)$ -Koinzidenzen erfaßt wurde.

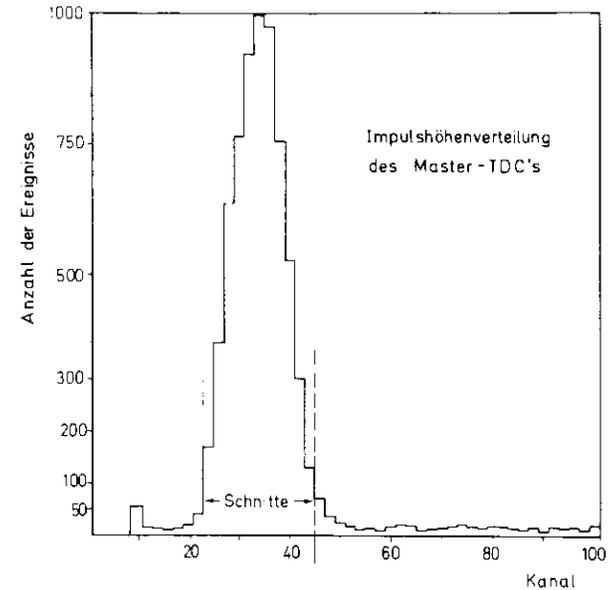


Abb. IV.2

Das Programm RECON konnte 77 - 83% dieser Ereignisse (pro Arm) erfolgreich rekonstruieren. Die Verluste stammten zum Teil von Ereignissen, bei denen eine Kammer nicht angesprochen hatte. Ein anderer Teil der Verluste war durch unsere spezielle Ausleseelektronik zu erklären, die nicht beliebig viele Drahtadressen gleichzeitig verwerten konnte (Ref. 24).

Der Korrekturfaktor RECEFF war untergrundabhängig und wurde daher für jede Hadronarmstellung getrennt berechnet und angebracht.

#### IV.3.b Leertarget

In den Folien der Targetzelle und der Streukammer auftretende Reaktionen konnten auch in dem von uns untersuchten kinematischen Bereich Beiträge liefern. Um diese Beiträge zu ermitteln, wurde ein gewisser Teil der Meßzeit mit leerem Target gemessen. Die Auswertung dieser

Messungen ergab, daß in Abhängigkeit von der Stellung des Hadronens 37 - 107 der Ereignisse bei voller Target vor den Folien berührten.

IV.3.c Untergrund

Untergrund aus zufälligen Koinzidenzen, die alle Auswertekriterien erfüllten, wurde zu < 4% bestimmt. Dazu wurde die Anzahl der Ereignisse im 'Missing-Mass' Bereich zwischen .6 und .8 GeV bestimmt und in den Bereich zwischen .85 und 1.00 GeV extrapoliert.

IV.3.d Totzeitverluste

Freignisse, die während der Auslese des Vorbergehenden auftraten, konnten mit der gegenwärtigen Auslesesystem nicht vollständig erfasst werden. Sie wurden lediglich als Zählrate akkumuliert und mußten nachträglich berücksichtigt werden. Verluste dieser Art betragen < 3% und wurden winkelseitig für jede Polung getrennt berücksichtigt.

Für die Berechnung von  $R^+$  wurden folgende Effekte zusätzlich berücksichtigt:

IV.3.e Verluste durch Schnitte in der Impulshöhenverteilung

Zur Bestimmung dieser Verluste wurde ein Teil der Daten ohne Schnitte in den Impulshöhenverteilungen rekonstruiert und kinematisch berechnet. Schnitte in  $Q^2$ ,  $W^2$  und  $M_x$  stellten sicher, daß die verbleibenden Ereignisse in allen Parametern den gesuchten Reaktionen  $ed \rightarrow eN_s$  entsprachen. Von diesen Ereignissen wurden die Impulshöhenspektren untersucht (vgl. Abb. IV.3).

Man erkennt, daß kinematische Schnitte allein noch kein gutes Kriterium sind, da in allen Verteilungen noch Signale von nichtinterpretierten Teilchen zu beobachten sind. So trägt z.B. die Reaktion

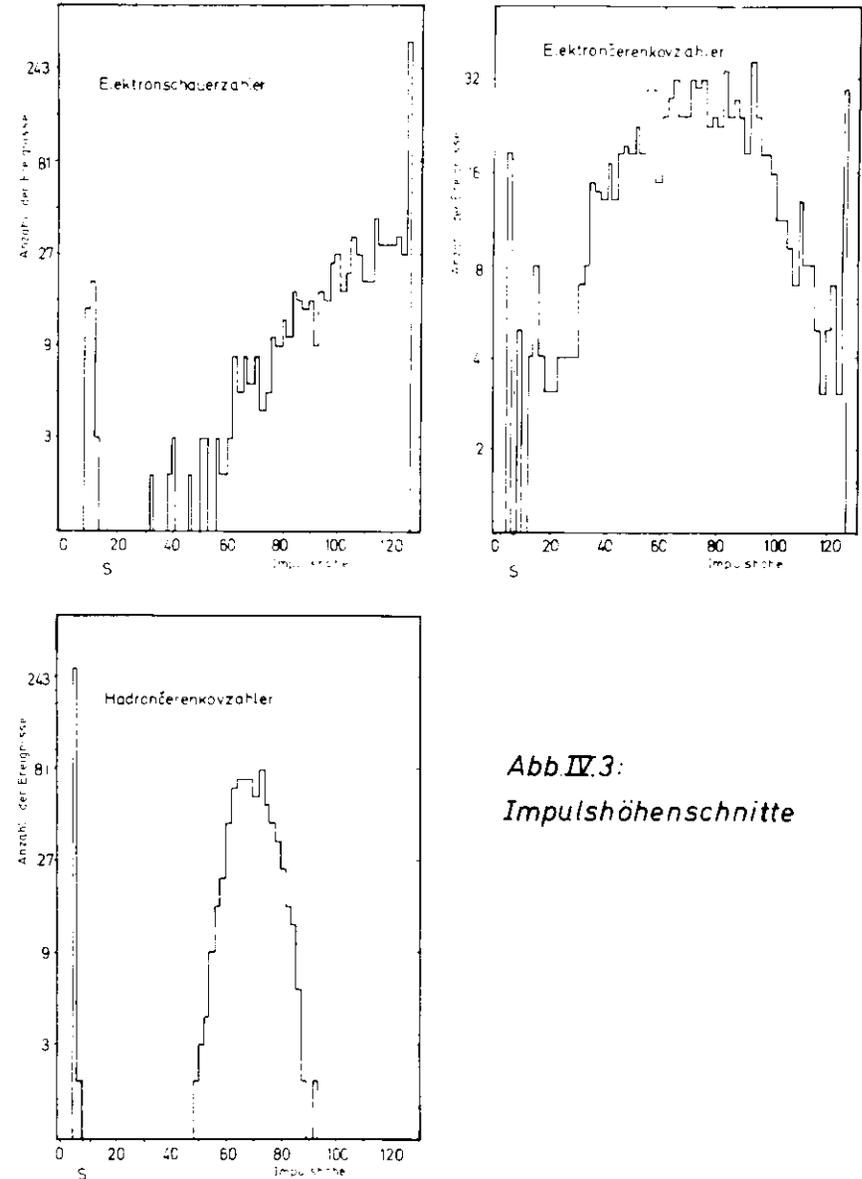


Abb. IV.3:  
Impulshöhenschnitte

$e\pi \rightarrow e\pi^0$  bei Mißinterpretation des  $p$  als  $\tau$  zu dem untersuchten Bereich bei.

Bei der Durchführung der Schnitte treten jedoch Verluste von sog. guten Ereignissen auf, da die Verteilungen überlappen. An folgendem Bild soll gezeigt werden, wie diese Verluste abgeschätzt werden können:

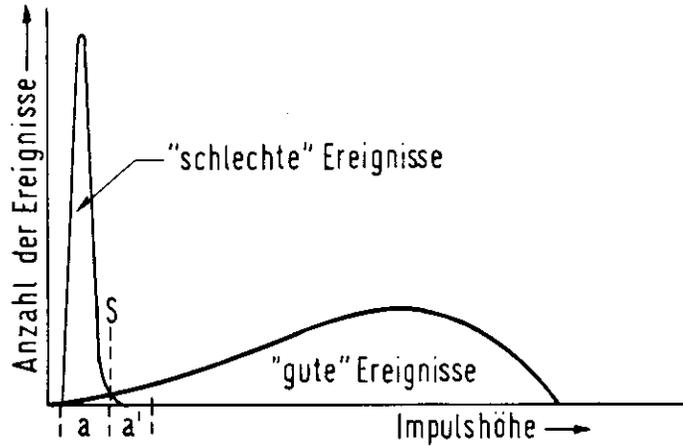


Abb. IV.4 Zählratenverluste durch Impulshöhenschnitte

S bezeichne den Schnitt zwischen den guten und den schlechten Ereignissen. Dann ist die Anzahl der Ereignisse  $N_a$  im Bereich  $a$  eine obere Grenze für die Ereignisse, die fälschlicherweise durch den Schnitt im gleichgroßen Bereich  $a'$  verworfen werden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ergibt sich dann zu:

$$\eta = 1 - \frac{N_{a'}}{N_{\text{gut}} + N_{a'}}$$

Das Produkt

$$\eta_{\tau^+ \text{-Cerenkov}} \cdot \eta_{\tau^+ \text{-Schauerz.}} \cdot \eta_{\tau^+ \text{-Cerenkov}} > 98.5\%$$

wurde für jede Hadronarmstellung separat berechnet und in die Auswertung aufgenommen.

IV.3.f Pionabsorption

Wechselwirkungen der Pionen mit Kernen innerhalb der durchlaufenen Materiestrecken führten zu einer Absorption und damit zu Zählratenverlusten. Die Korrekturen wurden zu 2.7% für  $\tau^+$ -Mesonen bestimmt. Für  $\tau^-$ -Mesonen lag die Korrektur wegen der höheren Absorptionswirkungsquerschnitte bei 3.0%. Für die Bestimmung von R wurde der Unterschied von 0.3% vernachlässigt.

IV.3.g Pionzerfall

Pionen zerfallen in dem untersuchten kinematischen Bereich zu etwa 10% innerhalb des Spektrometers nach:  $\tau \rightarrow \mu + \nu$ . Mit Monte-Carlo-Programmen wurde nachgewiesen, daß die erzeugten  $\mu$ -Mesonen im Spektrometer verbleiben und so hohe Impulse haben, daß sie in den Nachweisgeräten wie Pionen identifiziert werden. Ist die Richtungsänderung der  $\tau$ - $\mu$ -Spur so groß, daß das Programm RECON keine Spur mehr konstruieren kann, wird dieser Effekt durch die Korrektur RECFE erfaßt. Eine Korrektur auf Pionzerfall wurde daher nicht berücksichtigt.

IV.3.h Spektrometerakzeptanz

Da das benutzte Spektrometer nur einen Bruchteil des Raumwinkels und des Impulshandes überdeckte, mußten die Zählraten entsprechend korrigiert werden. Diese Korrekturen, die sich für die Bestimmung von R herausheben, wurden bei der Bestimmung von  $R^+$  der Ref. 19 entnommen. Dies war nur möglich, da diese und die vorliegenden

Messungen mit identischen kinematischen Parametern durchgeführt wurden.

IV.3.1 Strahlungskorrekturen und Korrekturen auf der Fermibewegung der Nukleonen

Man unterscheidet externe und interne Strahlungskorrekturen. Die externen Strahlungskorrekturen beschreiben die Energieverluste eines Elektrons, das eine Materiestrecke durchfliegt (Bremsstrahlung). Die internen Strahlungskorrekturen berücksichtigen alle Effekte, die in der Einphotonenaustauschnäherung vernachlässigt werden. Dazu gehört die "innere Bremsstrahlung", d.h. die Emission eines Photons an den Elektron- bzw. Hadronlinien (Abb.IV.5.a bzw. b), die Vertexkorrekturen (Abb.IV.5.c) und die Vakuumpolarisation (Abb.IV.5.d). Der Austausch zweier Photonen muß ebenfalls berücksichtigt werden (Abb.IV.5.e). Die emittierten, nicht nachgewiesenen Photonen führen Energie aus dem Reaktionssystem ab, so daß in der Auswertung eine höhere Missing Mass errechnet wird (vgl. Abb.IV.6.a).

Die Korrekturen auf die Fermibewegung berücksichtigen die Tatsache, daß das Targetnukleon nicht ruht. Die Annahme eines ruhenden Targetnukleons in der Auswertung führt zu einer symmetrischen Verschmierung von  $M_X$  (Abb. IV.6.b).

Da sowohl die Abstrahlung als auch die Fermibewegung zu einer Verschmierung der Missing Mass  $M_X$  führen, sind die Verluste durch Schnitte in der  $M_X$ -Verteilung korreliert (Abb. IV.6.c). Wenn man jedoch zeigen kann, daß sich die Gesamtkorrektur auf beide Effekte  $K_{St+F}$  aus den Korrekturen der einzelnen Effekte  $K_F$  bzw.  $K_{St}$  näherungsweise wie folgt beschreiben läßt:

$$K_{St+F} = K_{St} \cdot K_F \quad , \quad (IV.1)$$

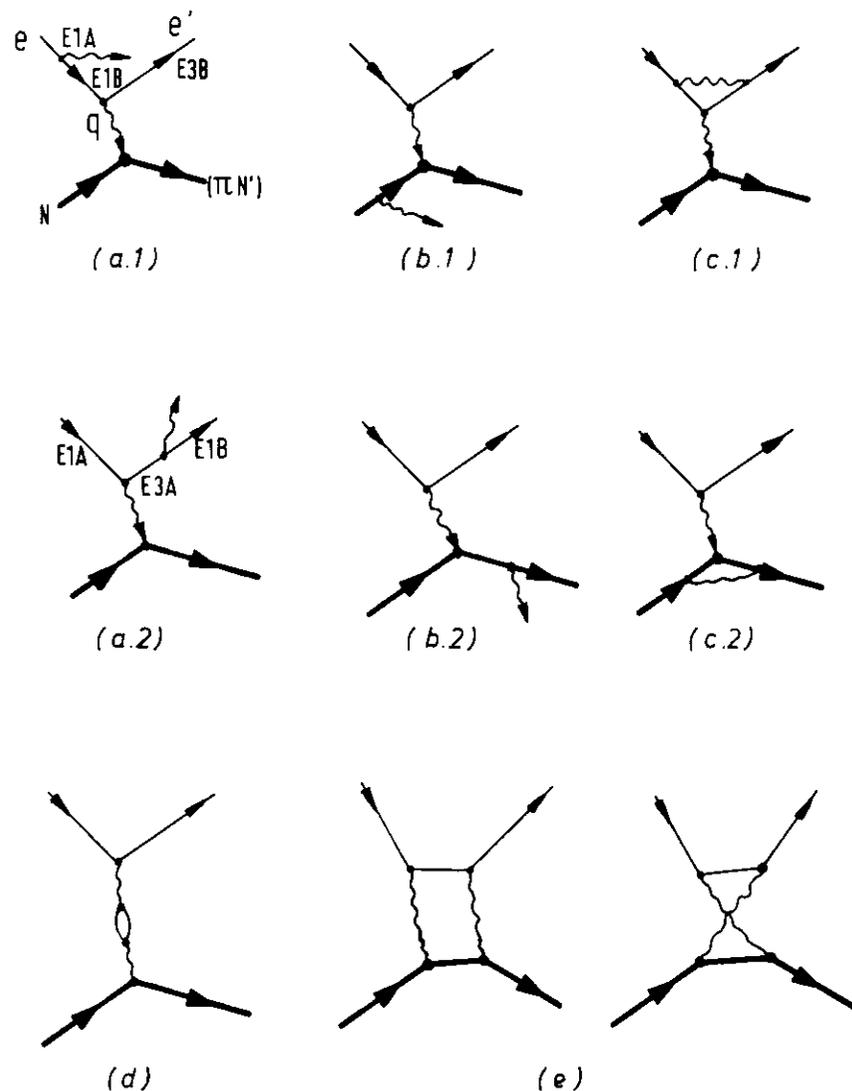


Abb.IV.5: Strahlungskorrekturen

so erhält man für das Verhältnis  $R^+$ :

$$R^+ = \frac{K_{St}^d \cdot K_F \cdot c_{gem.} (ed \cdot e^- n n_s)}{K_{St}^p \cdot c_{gem.} (ep \cdot e^- n)} \quad (IV.2)$$

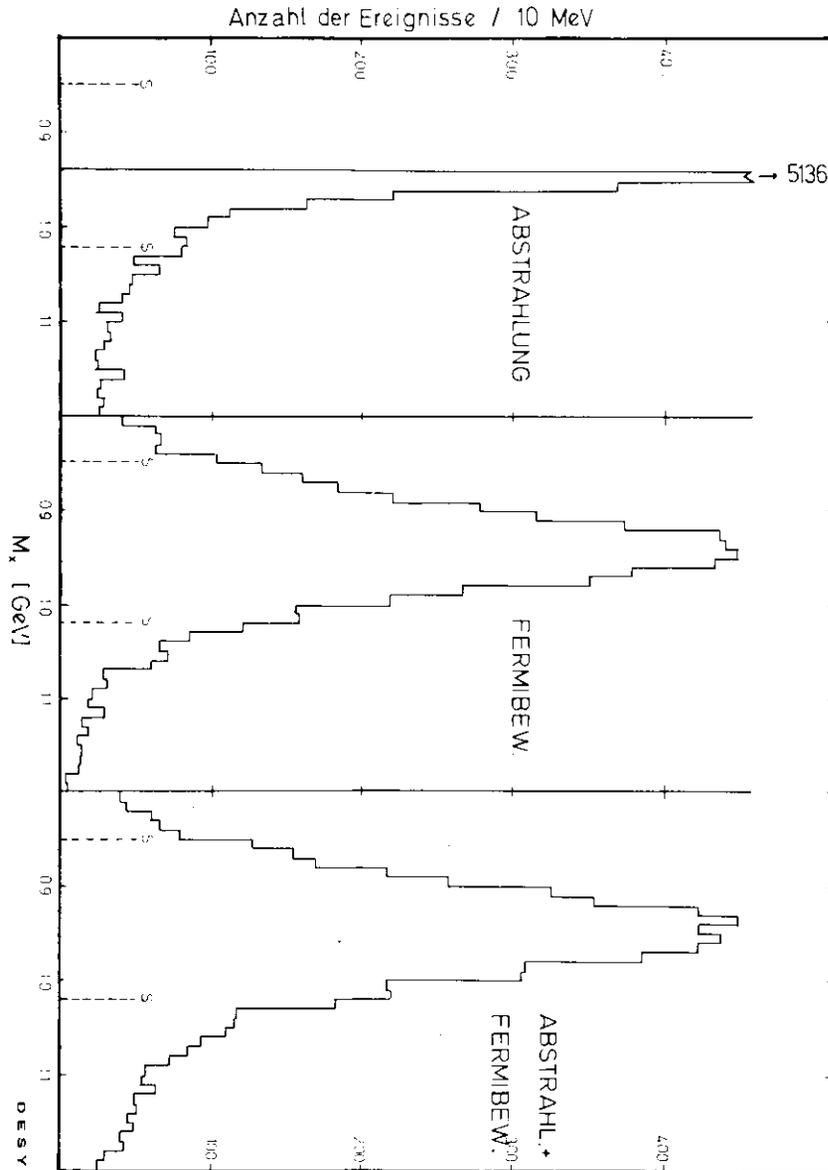
Da bei der Auswertung von  $\sigma(ed)$  und  $\sigma(ep)$  bei gleicher Kinematik identische Schnitte durchgeführt wurden, sind die Strahlungskorrekturen für Deuterium  $K_{St}^d$  und für Protonen  $K_{St}^p$  gleich. Sie heben sich auf und es ist für die Berechnung von  $R^+$  nur noch die Korrektur auf die Fermibewegung  $K_F$  anzubringen.

Zur Untersuchung der Gl. IV.1 wurde ein Monte-Carlo-Programm geschrieben. Der Programmverlauf ist in Anhang C dargestellt. Für den Datenpunkt  $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ , - dort sind die Korrekturen am größten - wurden verschiedene Fälle untersucht:

Hadronanstellung	$\frac{K_{St} \cdot K_F}{K_{St+F}}$
$35^\circ$	.979
$30^\circ$	.994
$25^\circ$	1.007
$15^\circ$	1.001

Im ungünstigsten Fall macht man 2% Fehler, wenn man die Parametrisierung in Gl. IV.1 benutzt. Dem steht ein Zählratenfehler von 30% gegenüber, so daß die Näherung in Gl. IV.2 gerechtfertigt erscheint. Die Korrekturen auf die Fermibewegung  $K_F$  wurden mit dem in Anhang C beschriebenen Programm ermittelt. Sie liegen in Abhängigkeit von der Hadronanstellung zwischen 0.5% und 2.5%. Für die Berechnung von  $R$  heben sich die Korrekturen  $K_F$  gegenseitig auf, da der  $(\tau^+ n)$ - und der  $(\tau^- p)$ -Kanal an Deuterium unter gleichen kinematischen Bedingungen und mit identischen  $M_\nu$ -Schnitten ausgewertet wurde.

Abb. IV.6: Simulation der  $M_\nu$ -Verteilung



#### IV.4 Fehlerbetrachtung

- a) Bei der Bestimmung von  $R$  wurde sowohl der statistische Fehler der gemessenen Zählraten als auch der statistische Fehler bei der Bestimmung der Korrekturen berücksichtigt. Systematische Fehler, die durch die Meßmethode oder bei Festlegung der Korrekturen auftreten, heben sich bei einer Verhältnisbildung auf.
- b) Bei der Bestimmung von  $\sigma_n^- = R \cdot \sigma_p^+$  wurde der statistische Fehler von  $\sigma_p^+$  und  $R$  berücksichtigt. Der in Ref. 7 angegebene systematische Fehler - abgeschätzt zu  $< 5\%$  - wird nicht berücksichtigt, da er wesentlich kleiner als die statistischen Fehler ist. Ein systematischer Fehler, der bei der Benutzung des Spektatormodells vorliegt, wird von den Autoren der Ref. 11 und 13 zu kleiner als 15% angegeben. Er ist in den Daten ebenfalls nicht berücksichtigt.
- c) Bei der Bestimmung von  $R^+ = \frac{d^+}{d^-} \cdot \sigma_p^+$  werden ebenfalls nur die statistischen Fehler der Zählraten und der Korrekturen berücksichtigt. Es wird angenommen, daß sich systematische Fehler wie unter a) aufheben. Der Fehler der Korrektur auf die Fermibewegung wird auf  $< 3\%$  abgeschätzt.

#### V Ergebnisse

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit wurden in zwei Datenpunkte zusammengefaßt:

- a) Der mit " $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ " bezeichnete Datenpunkt umfaßt alle Ereignisse mit:

$$\begin{aligned} 1.55 \text{ GeV}^2 &\leq Q^2 \leq 1.90 \text{ GeV}^2 \\ 4.25 \text{ GeV}^2 &\leq K^2 \leq 5.60 \text{ GeV}^2 \end{aligned}$$

- b) und der Datenpunkt " $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ " überdeckt den Bereich

$$\begin{aligned} 1.05 \text{ GeV}^2 &\leq Q^2 \leq 1.55 \text{ GeV}^2 \\ 3.20 \text{ GeV}^2 &\leq K^2 \leq 6.30 \text{ GeV}^2. \end{aligned}$$

Beide Datenpunkte haben zentrale Werte von  $(W^2; \xi) = (4.77 \text{ GeV}^2; .85)$ . Um die Reaktionen  $ed + e^-nN_s$  von anderen Reaktionen wie z.B. der Pionmehrfachproduktion abzutrennen, wurden Schnitte in der "Missing Mass" durchgeführt:

$$.85 \text{ GeV} \leq M_x \leq 1.02 \text{ GeV}$$

Eine exemplarische "Missing-Mass"-Verteilung ist in Abb. V.1 gezeigt. Ein deutliches Signal mit einer Halbwertstbreite von 80 MeV weist auf den ( $\pi$ -N)-Kanal hin. Obwohl dieser Wert wegen der Fermibewegung der Nukleonen im  $D_2$ -Target um ca. 20 MeV größer ist als bei den Referenzmessungen mit einem Wasserstofftarget, ist dennoch eine gute Trennung des ( $\pi$ -N)-Kanals möglich.

#### Das Verhältnis $R^+$

Nach Kap. II.1 gibt die Untersuchung von  $R^+$

$$R^+ = \frac{d^2-/dtd;_-(ed + e^-nN_s)}{d^2-/dtd;_-(ep + e^-nN_s)}$$

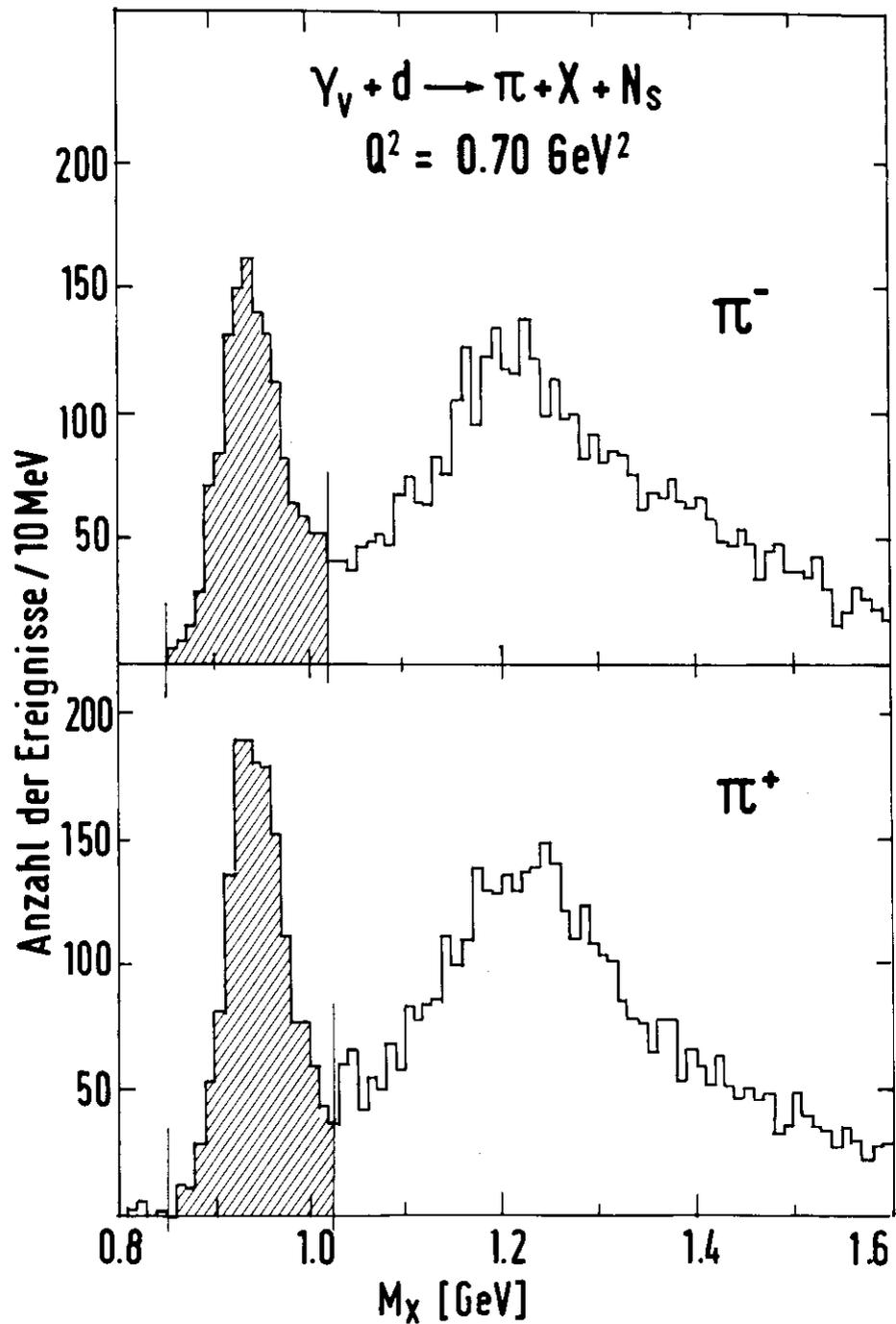


Abb. V.1: "Missing Mass"-Verteilung

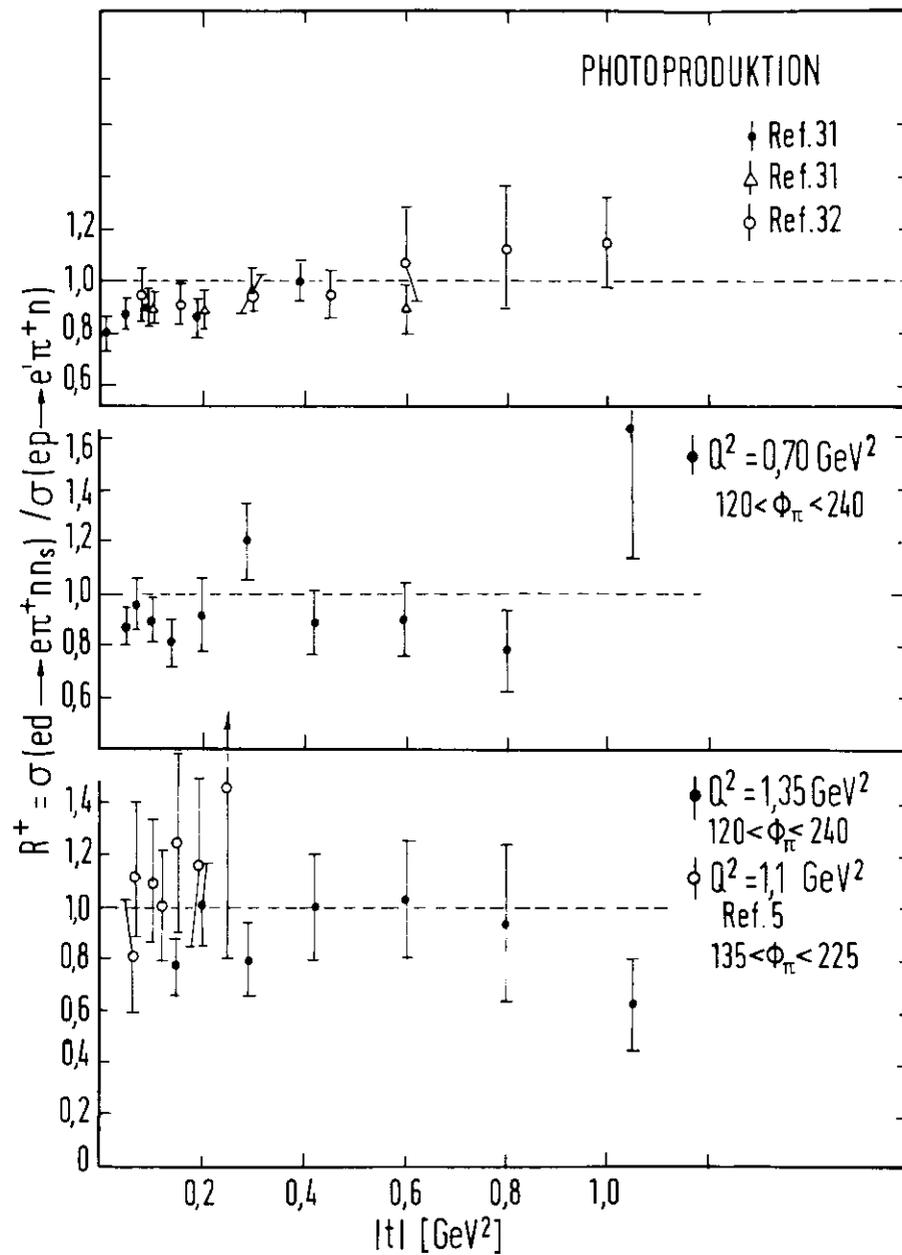


Abb.V.2: Das Verhältnis  $R^*$

$Q^2$ GeV <sup>2</sup>	$ t $ GeV <sup>2</sup>	$R^+$	$R$	$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} (en + e^+\pi^- p)$ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$
0.70	.05	.87 ± .07	.91 ± .08	13.27 ± 1.31
	.07	.96 ± .10	.94 ± .10	12.12 ± 1.48
	.10	.90 ± .08	.94 ± .09	8.86 ± .99
	.14	.81 ± .09	.87 ± .10	6.37 ± .87
	.20	.92 ± .10	.73 ± .08	3.49 ± .46
	.29	1.20 ± .15	.51 ± .07	1.34 ± .23
	.42	.89 ± .12	.45 ± .07	.95 ± .17
	.60	.90 ± .14	.31 ± .07	.38 ± .10
	.80	.78 ± .16	.22 ± .09	.23 ± .11
1.05	1.633 ± .53	.17 ± .10	.076 ± .047	
1.35	.07	-	.85 ± .16	-
	.10	-	.83 ± .10	-
	.14	.77 ± .11	.80 ± .11	3.44 ± .56
	.20	1.02 ± .16	.73 ± .09	2.24 ± .36
	.29	.80 ± .14	.55 ± .08	1.23 ± .23
	.42	1.00 ± .20	.58 ± .10	.70 ± .15
	.60	1.03 ± .23	.35 ± .09	.32 ± .10
	.80	.94 ± .30	.34 ± .11	.24 ± .09
	1.05	.62 ± .18	.15 ± .10	.11 ± .07

Tab. V.1

Die Verhältnisse  $R^+$ ,  $R$  und der Wirkungsquerschnitt  $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$  der Reaktion  $en + e^+\pi^- p$  für  $120^\circ < \phi_\pi < 240^\circ$

einen Hinweis auf die Brauchbarkeit des Spektatormodells. Die Wirkungsquerschnitte am Proton (sie sollen im folgenden mit  $(\pi^+p)$ -Daten bezeichnet werden) sind in Ref. 19 aufgeführt. Nach der dort gezeigten Methode wurden auch die Wirkungsquerschnitte an Deuterium ermittelt. Zusätzlich wurde die in Kap. IV.3.i beschriebene Korrektur auf die Fermibewegung im Deuteron-Kern angebracht.

Die Ergebnisse sind in Abb. V.2 und Tab. V.1 dargestellt. Dabei ist  $\phi_\pi$  auf Werte zwischen  $120^\circ$  und  $240^\circ$  beschränkt, da das Spektrometer bei hohen Werten von  $|t|$  nicht mehr den vollen  $\phi_\pi$ -Bereich erfaßt. Zum Vergleich wurden Daten der Photoproduktion (Ref. 31,32) sowie Daten der Elektroproduktion (Ref. 5) aufgenommen.

Die Ergebnisse beider Datenpunkte zeigen, daß das grobe Bild des Spektrometermodells (vgl. G. II.2) innerhalb von 15% erfüllt ist. Die Verhältnismethode, die im folgenden benutzt wird, ist jedoch erheblich genauer, da sich bei ihr alle ladungsunabhängigen Deuterium-Effekte herausheben.

#### Das Verhältnis $R$

Nach den in Kapitel IV.2 und IV.3 beschriebenen Verfahren wurde das Verhältnis  $R$  bestimmt.

Die Werte sind in Abb. V.3 und Tab. V.1 zusammengefaßt. Außer den Ergebnissen dieses Experiments, die ebenfalls auf den Bereich  $120^\circ < \phi_\pi < 240^\circ$  beschränkt sind, sind Daten der Photoproduktion (Ref. 31,32) und Daten eines Elektroproduktionsexperiments (Ref. 5) in die Abb. V.3 aufgenommen worden.

$$\text{Der Wirkungsquerschnitt } 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} (en + e^+\pi^- p)$$

Nach der Verhältnismethode (vgl. Kap. II.1) wurde der Wirkungsquerschnitt am freien Neutron berechnet:

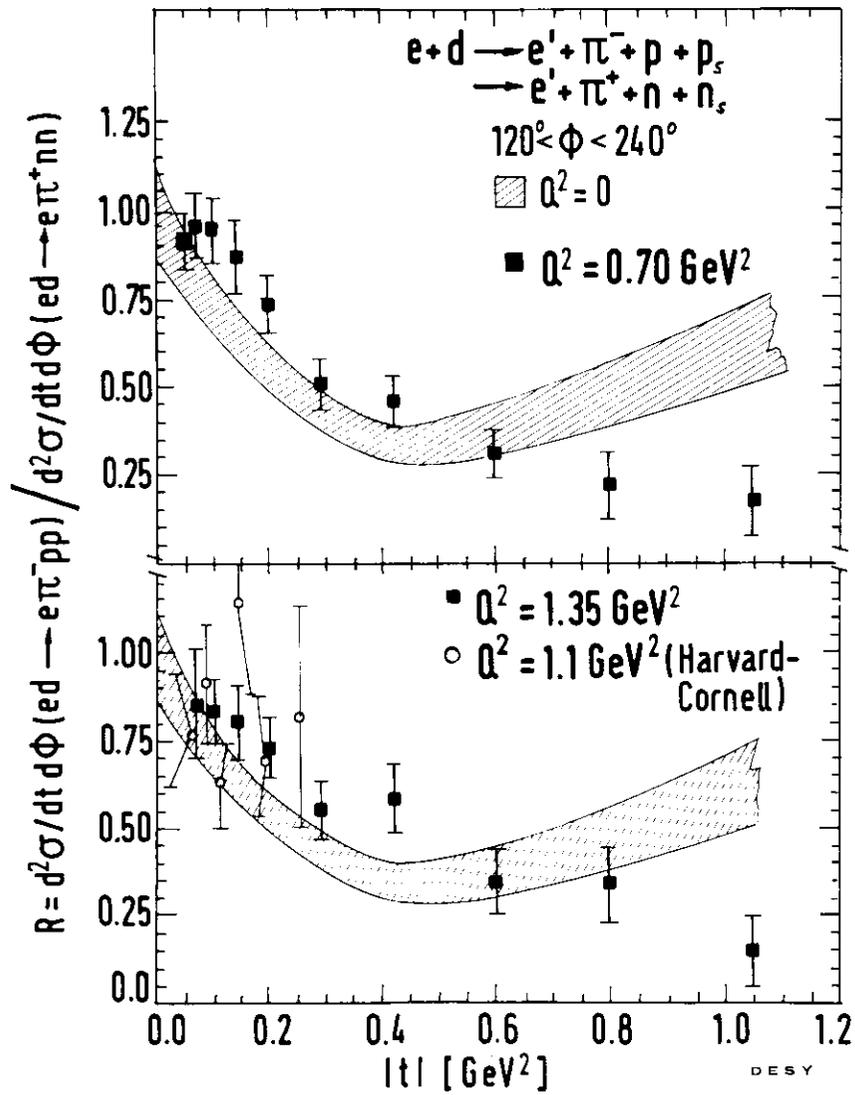


Abb. V.3: Das Verhältnis  $R$

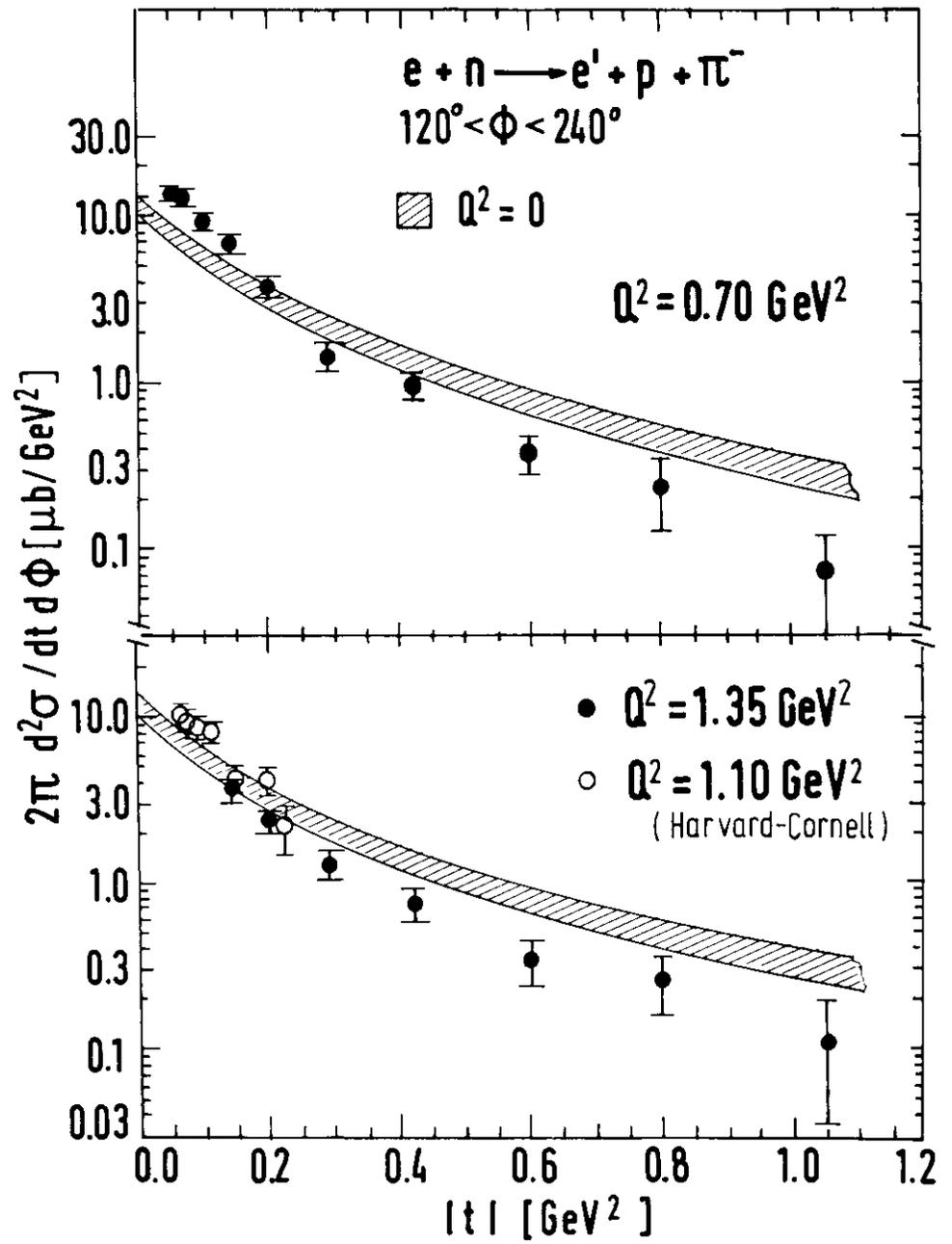


Abb. V.4:  $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\Phi}(en \rightarrow e'p\pi^-)$   
gegen  $|t|$

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} (en \rightarrow e'\pi^-p) = R \cdot 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} (ep + e'\pi^+n)$$

Die  $(\pi^+p)$ -Daten wurden für den hier untersuchten, gegenüber Ref. 19 erweiterten  $\phi_\pi$ -Bereich neu ausgewertet.

Die Ergebnisse sind für  $|t_{\min}| \leq |t| \leq 1.05 \text{ GeV}^2$  in Abb.V.4 und Tab.V.1 zusammengefaßt. Die Abb.V.4 enthält wiederum Vergleichdaten der Elektroproduktion (Ref. 5) und der Photoproduktion (Ref. 31,32). Die Photoproduktionsdaten wurden mit  $\sigma \sim (W^2 - M_p^2)^{-2}$  auf einen zentralen Wert von  $W^2 = 4.77 \text{ GeV}^2$  extrapoliert.

Trennung der Terme  $\frac{d}{dt} (\sigma_U + \epsilon\sigma_L)$ ,  $\frac{d}{dt} \sigma_P$  und  $\frac{d}{dt} \sigma_I$

Im Bereich  $|t_{\min}| \leq |t| \leq .29 \text{ GeV}^2$  ( $|t_{\min}| \leq |t| \leq .42 \text{ GeV}^2$ ) konnte für  $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$  (bzw. für  $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ ) der gesamte  $\phi_\pi$ -Bereich untersucht werden. Durch Anpassung einer Funktion

$$F = A + B \cos\phi_\pi + C \cos 2\phi_\pi$$

an die gemessenen  $\phi_\pi$ -Verteilungen wurden aus der Beziehung:

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} = \left( \frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right) + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma_P}{dt} \cos\phi_\pi + \epsilon \frac{d\sigma_I}{dt} \cos 2\phi_\pi$$

(entspr. Gl. II.8) die winkelunabhängigen Terme separiert.

Die  $|t|$ -Abhängigkeit der einzelnen Terme  $\left( \frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right)$ ,  $\frac{d\sigma_P}{dt}$  und  $\frac{d\sigma_I}{dt}$  wird in Abb. V.5 und Tab. V.2 gezeigt. (Eine Trennung von  $\sigma_U$  und  $\sigma_L$  ist ohne Variation von  $\epsilon$  nicht möglich). Die in die Abb. V.5 aufgenommenen, auf  $W^2 = 4.77 \text{ GeV}^2$  skalierten Photoproduktionsdaten entsprechen  $\sigma_U = \frac{1}{2} (\sigma_U + \sigma_L)$ . Vergleichbare Messungen der Elektroproduktion sind bisher nicht durchgeführt worden.

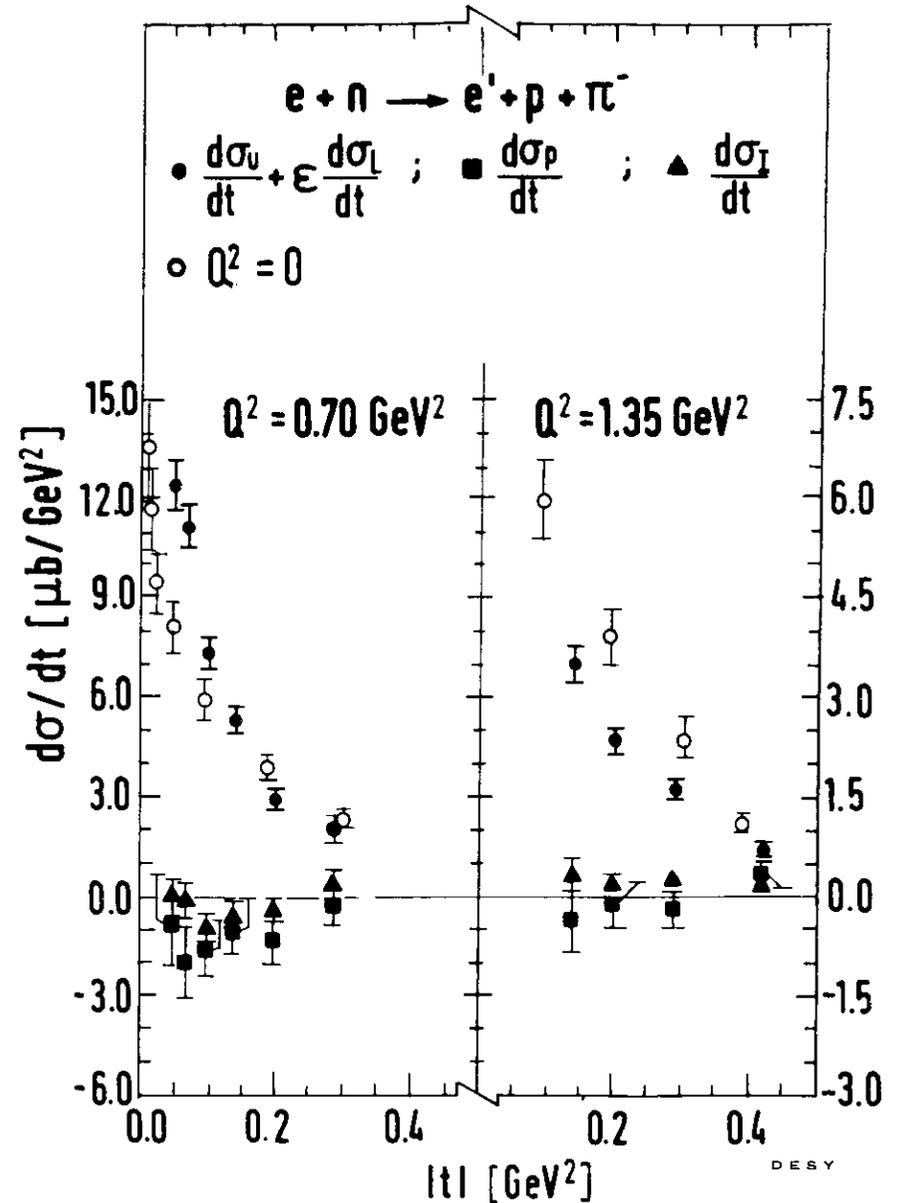


Abb.V.5: Die Beiträge  $(\sigma_U + \epsilon\sigma_L)$ ,  $\sigma_P$  und  $\sigma_I$  an der Reaktion  $en \rightarrow e'p\pi^-$

	$t'$ GeV <sup>2</sup>	$Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$	$Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$
$\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ [ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ]	.05	$12.40 \pm .61$	-
	.07	$11.13 \pm .65$	-
	.10	$7.33 \pm .41$	-
	.14	$5.32 \pm .41$	$3.50 \pm .28$
	.20	$2.94 \pm .27$	$2.36 \pm .18$
	.29	$1.99 \pm .40$	$1.63 \pm .16$
$\frac{d\sigma_P}{dt}$ [ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ]	.05	$-.70 \pm 1.01$	-
	.07	$-1.87 \pm 1.02$	-
	.10	$-1.45 \pm .67$	-
	.14	$-.84 \pm .76$	$-.36 \pm .44$
	.20	$-1.22 \pm .54$	$-.10 \pm .28$
	.29	$-.21 \pm .56$	$-.18 \pm .26$
$\frac{d\sigma_T}{dt}$ [ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ]	.05	$.08 \pm .50$	-
	.07	$-.08 \pm .51$	-
	.10	$-.88 \pm .33$	-
	.14	$-.51 \pm .35$	$.30 \pm .21$
	.20	$-.39 \pm .25$	$.18 \pm .13$
	.29	$.39 \pm .40$	$.23 \pm .11$
.42	-	$.17 \pm .10$	

Tabelle V.2

Die polarisationsabhängigen Terme des Wirkungsquerschnitts  
der Reaktion  $en + e' \bar{p}$

## VI Diskussion der Ergebnisse

### VI.1 Der Isoskalar- und Isovektoranteil des Wirkungsquerschnitts

Außer der Trennung von  $(\sigma_U + \epsilon\sigma_L)$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_P$  können in diesem Experiment auch die Beiträge isoskalarer und isovektorieller Photonamplituden untersucht werden.

In Anhang A wird folgende Beziehung hergeleitet (Gl. (A.4)):

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} (\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n) = |A_V + A_S|^2 \quad (\text{VI.1})$$

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} (\gamma_V n \rightarrow \pi^- p) = |A_V - A_S|^2$$

( $A_V$  = isovektorielle Photonamplitude,  $A_S$  = isoskalare Photonamplitude)

Der Verlauf des Verhältnisses R (Abb. V.3):

$$R = \frac{|A_V - A_S|^2}{|A_V + A_S|^2} < 1 \quad (\text{VI.2})$$

zeigt, daß tatsächlich isoskalare und isovektorielle Photonamplituden zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Mehr Information liefern die folgenden Beziehungen, die unmittelbar aus den Gleichungen A.5 und A.6 des Anhangs A.2 abzulesen sind:

$$(1+R) \frac{1}{2} 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} (ep \rightarrow e'\pi^+ n) = |A_V|^2 + |A_S|^2 \quad (\text{VI.3})$$

$$(1-R) \frac{1}{2} 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi} (ep \rightarrow e'\pi^+ n) = 2 |A_V| |A_S| \cos \alpha \quad (\text{VI.4})$$

wobei  $\alpha$  die Phasenverschiebung zwischen den komplexen Amplituden

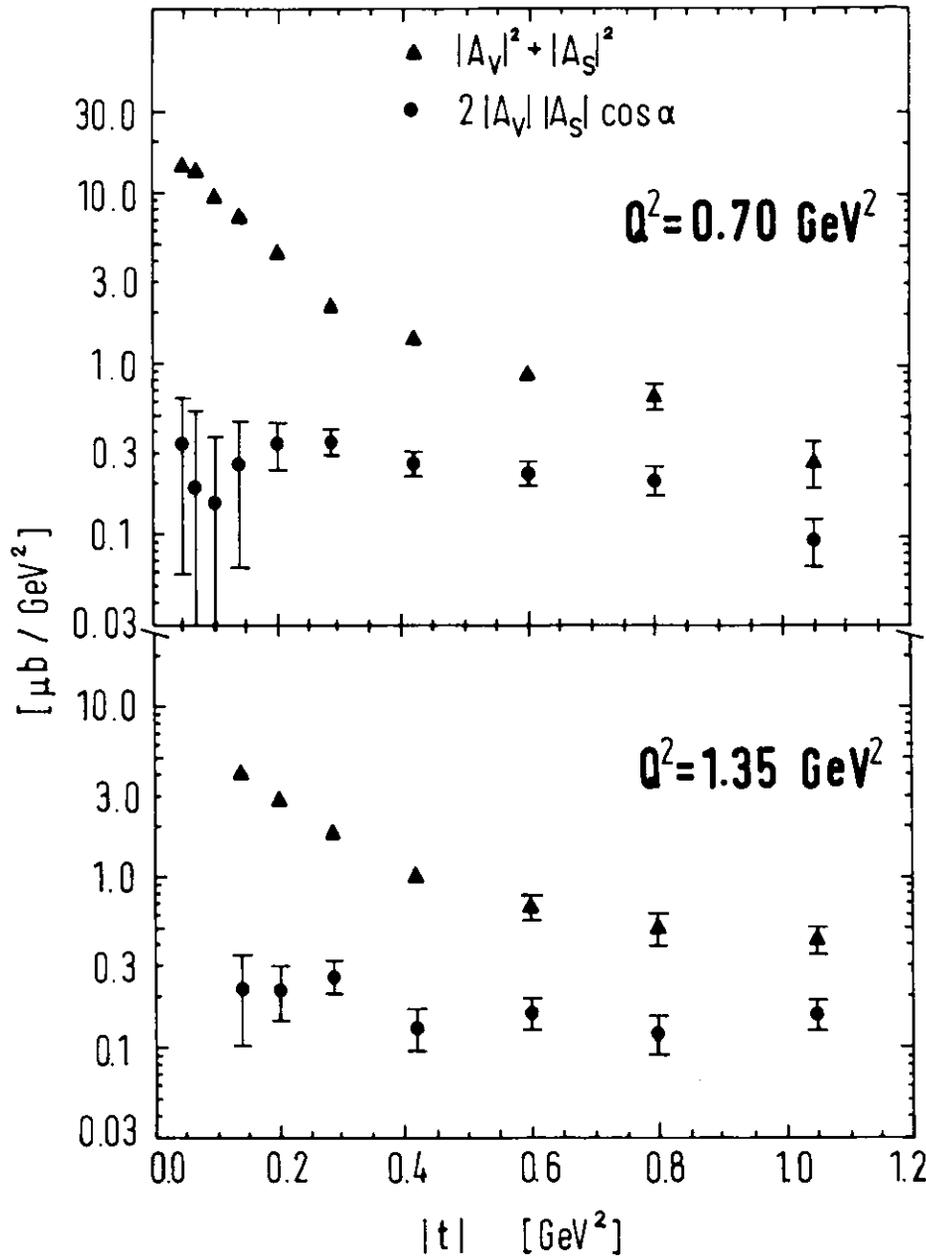


Abb. VI.1: Die absoluten Beiträge von  $|A_V|^2 + |A_S|^2$  und  $2|A_V||A_S|\cos\alpha$  zur Reaktion  $ep \rightarrow e'\pi^+n$

$A_V$  und  $A_S$  ist. Gleichung VI.3 liefert damit die Summe der Photoamplitudenbeträge, während aus VI.4 der Beitrag des isoskalarisovektoriellen Interferenzterms abzulesen ist.

Die relative Phase  $\alpha$  ist unbekannt. Es lassen sich aber Grenzwerte für  $(\cos\alpha)_{\max}$  und  $(\cos\alpha)_{\min}$  angeben. Die entsprechende Herleitung ist in Anhang A.2 ausgeführt, so daß hier nur die Ergebnisse angegeben werden:

a) Für  $(\cos\alpha)_{\max} = 1$  sind die isovektorielle und die isoskalare Amplitude phasengleich. Der Betrag der vektoriellen Amplitude ist hier maximal und der der skalaren Amplitude minimal:

$$|A_V|^2 = |A_V|_{\max}^2 = \frac{1}{4} (1 + \sqrt{R})^2 \cdot 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_V} (ep \rightarrow e'\pi^+n) \quad (\text{VI.5})$$

$$|A_S|^2 = |A_S|_{\min}^2 = \frac{1}{4} (1 - \sqrt{R})^2 \cdot 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_V} (ep \rightarrow e'\pi^+n)$$

b) Die maximal mögliche Phasenverschiebung der Amplituden liegt bei

$$\cos\alpha = (\cos\alpha)_{\min} = \frac{1-R}{1+R}$$

vor. Die Wirkungsquerschnitte für den isoskalaren und isovektoriellen Anteil der Photoamplitude sind in diesem Falle gleich:

$$\begin{aligned} |A_V|^2 &= |A_S|^2 = |A_V|_{\min}^2 = |A_V|_{\max}^2 \\ &= \frac{1}{4} (1+R) \cdot 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_V} (ep \rightarrow e'\pi^+n) \end{aligned} \quad (\text{VI.6})$$

Die Ergebnisse sind in Abb. VI.1 und VI.2 zusammengefaßt. In Abb. VI.1 ist die Summe  $|A_V|^2 + |A_S|^2$  und der Interferenzterm  $2|A_V||A_S|\cos\alpha$  nach Gleichung VI.3 bzw. VI.4 gegen  $|t|$  aufgetragen. Der Beitrag des Interferenzterms scheint über den gesamten untersuchten Bereich konstant zu sein, während die Summe  $|A_V|^2 + |A_S|^2$  mit zunehmender  $|t|$  kleiner wird.



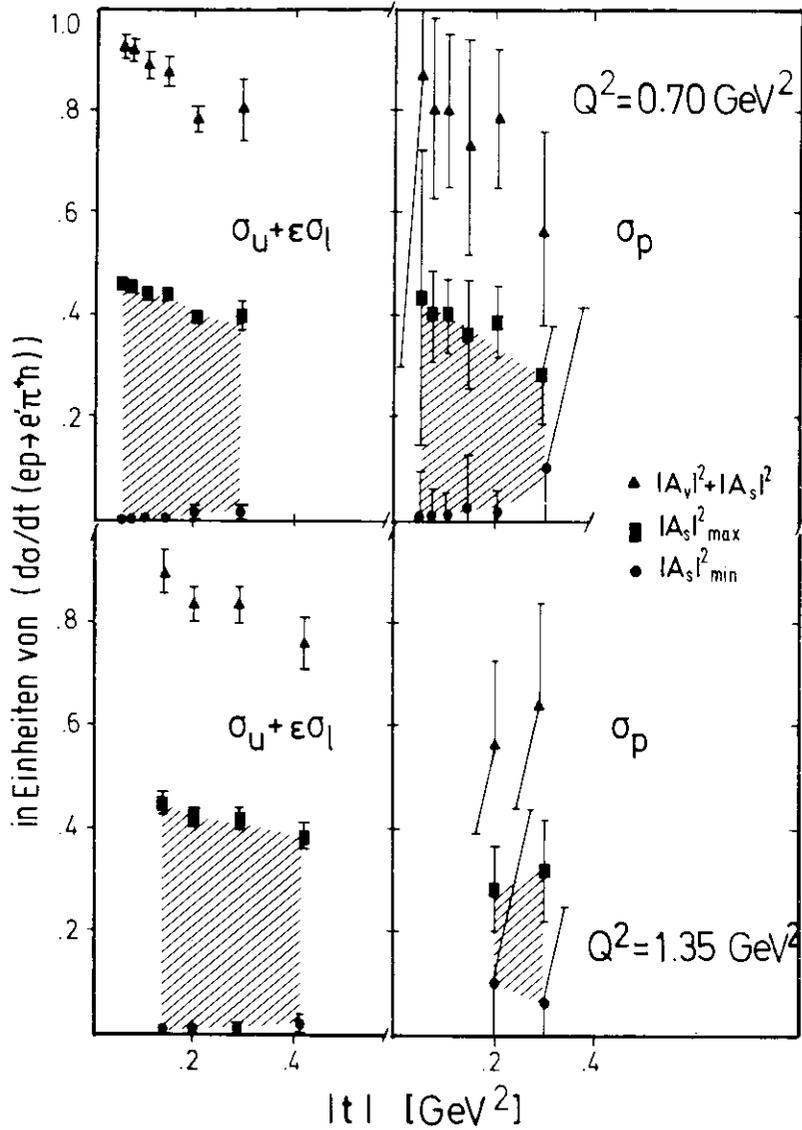


Abb. V.3 Die relativen Beiträge von  $|A_v|^2$ ,  $|A_s|^2$  und  $2|A_v||A_s|\cos\alpha$  zu  $\sigma_U$  und  $\sigma_p$

$$R_p = \frac{\frac{d\sigma_p}{dt} (en \rightarrow e\pi^+p)}{\frac{d\sigma_p}{dt} (ep \rightarrow e\pi^+n)}$$

berechnet und die relativen Beiträge nach dem beschriebenen Verfahren ermittelt. Die Ergebnisse sind in Abb. VI.3 in derselben Darstellung wie Abb. VI.2 gezeigt.

### VI.2 Vergleich mit der Photoproduktion

a)  $|t| < 0.3 \text{ GeV}^2$

Beschränkt man sich bei dem Vergleich zunächst auf den Bereich  $|t| < 0.3 \text{ GeV}^2$ , so erkennt man in Abb. V.3, daß das Verhältnis R der Elektroproduktion größer ist als bei der Photoproduktion. Dies läßt sich durch den zusätzlichen Beitrag longitudinal polarisierter Photonen in der Elektroproduktion erklären: Der longitudinale Beitrag wird durch einen  $\pi$ -Austausch im t-Kanal beschrieben. Der  $\pi$ -Austausch ist nur durch isovektorielle Photonen möglich, da nur sie an ein  $2\pi$ -System koppeln können. Das Verhältnis

$$R = \frac{|A_v - A_s|^2}{|A_v + A_s|^2}$$

wird daher durch diesen zusätzlichen Beitrag zu  $A_v$  größer.

Starke Anteile der longitudinal polarisierten Photonen erkennt man ebenfalls bei einem Vergleich der Wirkungsquerschnitte (Abb. V.4). Die Daten der Elektroproduktion liegen insbesondere bei  $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$  deutlich über denen der Photoproduktion, Besonders klar ist dies bei einem Vergleich des Terms  $(\sigma_U + \epsilon \sigma_L)$  zu erkennen (Abb.V.5).

Einen weiteren interessanten Vergleich zwischen der Elektroproduktion und der Photoproduktion bietet  $\sigma_p$ .  $\sigma_p = \frac{1}{2} (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp})$  beschreibt die Beiträge transversal polarisierter Photonen. Bei  $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$

und kleinen Werten von  $|t|$  ist  $\sigma_p$  negativ. Zu größeren Werten von  $|t|$  wird  $\sigma_p$  immer kleiner und die Daten schließen einen Nulldurchgang bei etwa  $|t| \approx 0.3 \text{ GeV}^2$  nicht aus (vgl. Abb. VI.4).

Ein analoges Verhalten findet man bei der Photoproduktion mit linear polarisierten Photonen. Aus dem Asymmetrieparameter  $\Gamma = (\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}) / (\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})$  (Ref. 35) und dem auf  $u^2 = 4.77 \text{ GeV}^2$  skalierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_V = \frac{1}{2} (\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})$  (Ref. 31) erhält man  $\sigma_p^V = -\Gamma \cdot \sigma_V$ . Die in Abb. VI.4 aufgenommenen Werte zeigen ebenfalls einen Nulldurchgang bei  $|t| \approx 0.3 \text{ GeV}^2$ . Nach dem Stichel-Scholz Theorem ist dies ein Hinweis, daß für  $|t| < 0.3 \text{ GeV}^2$  - wenn  $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$  - Überwiegend Teilchen natürlicher Parität ( $P = (-1)^J$ ) ausgetauscht werden und für  $|t| > 0.3 \text{ GeV}^2$  ( $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ ) der Austausch von Teilchen mit unnatürlicher Parität ( $P = -(-1)^J$ ) überwiegt.

b)  $|t| > 0.6 \text{ GeV}^2$

Ein Vergleich des Verhältnisses  $R$  (Abb. V.3) im Bereich  $|t| \geq 0.6 \text{ GeV}^2$  zeigt ein differierendes Verhalten der Photo- und Elektroproduktion. Die Elektroproduktionsdaten steigen nicht wie in der Photoproduktion wieder an, sondern streben einer unteren Grenze von  $1/4$  zu, die vom Quark-Parton-Modell vorhergesagt wird (vgl. Kap. VI.3).

Eine vergleichende Betrachtung der Wirkungsquerschnitte (Abb. V.4) zeigt, daß eine deutliche  $Q^2$ -Abhängigkeit zwischen den Werten für  $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$  und für  $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$  nicht mehr zu beobachten ist.

### VI.3 Vergleich mit der Quark-Parton-Modell

Hinweise auf die Struktur des Protons gaben inklusive Messungen der Elektroproduktion im tiefinelastischen Bereich ( $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ ,  $\nu^2 > 4 \text{ GeV}^2$ ):

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dE'}(ep \rightarrow e'X) = \frac{4d^2E'^2}{Q^4} \cos^2\left(\frac{\lambda_E}{2}\right) \cdot \left\{ W_2(\nu, Q^2) + W_1(\nu, Q^2) \cdot 2 \cdot \tan^2\left(\frac{\lambda_E}{2}\right) \right\} \quad (VI.7)$$

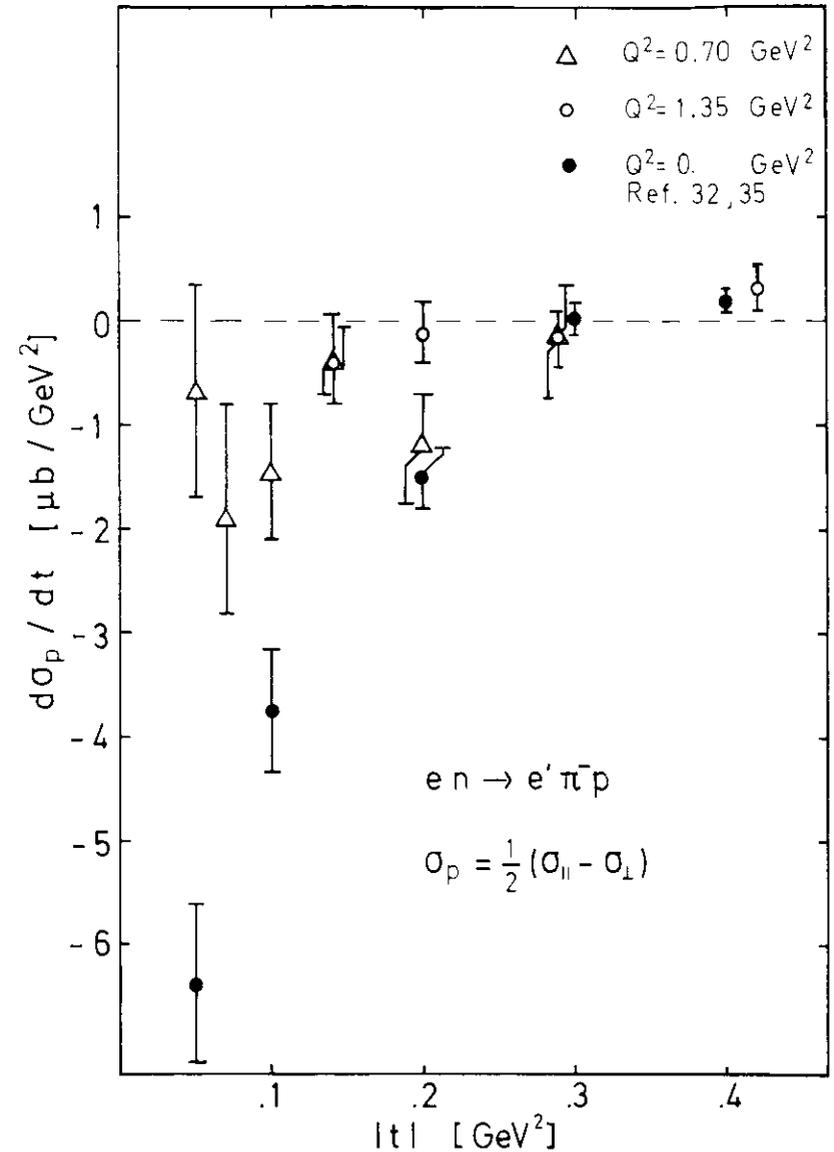


Abb. VI.4:  $\sigma_p$  der Reaktion  $en \rightarrow e'\pi^-p$

(Dabei bedeutet  $\theta$  der untersuchte Paarminkel,  $X$  bezeichnet die un beobachteten Teilchen).

Trägt man die Strukturfunktion  $\nu \cdot W_2(\nu, Q^2)$  gegen  $x = 2M_p \cdot \nu/Q^2$  auf, so ist  $\nu W_2$  von  $Q^2$  unabhängig (Bjorken Scaling). Dieses Verhalten konnte gedeutet werden, indem man das Proton als Verband vieler punktförmiger sog. Partonen betrachtete. Der Wirkungsquerschnitt (Gl. VI.7) konnte dann als die Summe der elastischen Photon-Parton-Wirkungsquerschnitte erklärt werden (Ref. 33). Weiterhin konnte gezeigt werden, daß die Parton Spin = 1/2 haben, so daß es nahe lag, Partonen als Quarks zu interpretieren.

Neben den Vorhersagen für den inklusiven, tiefinelastischen Wirkungsquerschnitt sind im Rahmen der Quark-Parton-Modelle u.a. auch Vorhersagen für Wirkungsquerschnittsverhältnisse exklusiver Kanäle möglich. Im weiteren sei der Argumentation einer Arbeit von O. Nachtmann (Ref. 49) gefolgt, die u.a. eine Vorhersage für das in dieser Arbeit gemessene Verhältnis R macht.

Nachtmann beschränkt sich auf den Bereich  $x = Q^2/(2M\nu) > .2$ .

Neutrino-Messungen (Ref. 50) zeigen, daß in diesem Bereich Antiquarkbeiträge vernachlässigt werden können, so daß das Proton als (uud) Quarkmischung betrachtet wird (entsprechend Neutron = (ddu)).

Die Amplitude der Reaktion  $\gamma_\nu N \rightarrow \pi N'$  wird dann als

$$T(\gamma_\nu N \rightarrow \pi N') = \frac{2}{3} \langle \pi N' | a_u^+ a_u | N \rangle - \frac{1}{3} \langle \pi N' | a_d^+ a_d | N \rangle \quad (VI.8)$$

angegeben. Dabei beschreibt  $\langle \pi N' | a_u^+ a_u | N \rangle$  die Kopplung des virtuellen Photons an ein u-Quark und  $\langle \pi N' | a_d^+ a_d | N \rangle$  die Kopplung an ein d-Quark des Targetnukleons. Die Faktoren (2/3) bzw. (-1/3) beschreiben die Stärke der Photon-Quark-Kopplung und entsprechen der Ladung der Quarks.

Da  $\pi^+$ -Mesonen (Quarkdarstellung  $u\bar{d}$ ) nur erzeugt werden können, wenn das virtuelle Photon an ein u-Quark koppelt, und  $\pi^-$ -Mesonen (Quarkdarstellung  $\bar{u}d$ ) nur bei Kopplung an ein d-Quark, ergeben sich folgende Randbedingungen:

$$\langle \pi^+ n | a_d^+ a_d | p \rangle = \langle \pi^- p | a_u^+ a_u | n \rangle = 0 \quad (VI.9)$$

Durch Einsetzen in Gl. VI.8 erhält man für die einzelnen Reaktionen die Amplituden:

$$T(\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n) = \frac{2}{3} \langle \pi^+ n | a_u^+ a_u | p \rangle$$

$$T(\gamma_\nu n \rightarrow \pi^- p) = -\frac{1}{3} \langle \pi^- p | a_d^+ a_d | n \rangle \quad (VI.10)$$

Da wegen der Ladungssymmetrie gilt:

$$\langle \pi^+ n | a_u^+ a_u | p \rangle = - \langle \pi^- p | a_d^+ a_d | n \rangle \quad (VI.11)$$

erhält man

$$\frac{T(\gamma_\nu n \rightarrow \pi^- p)}{T(\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n)} = \frac{1}{2} \quad (VI.12)$$

oder

$$\frac{\sigma_u(\gamma_\nu n \rightarrow \pi^- p)}{\sigma_u(\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n)} = \frac{1}{4} \quad (VI.13)$$

Diese Beziehung wurde von Nachtmann nur für transversale Wirkungsquerschnitte unter der Annahme  $x \geq 2$  hergeleitet. Bei einem Vergleich der Vorhersage mit den Daten wird man daher dieses Verhältnis nur bei größeren Werten von  $x$  erwarten, wo  $\sigma_L$  vermutlich vernachlässigbar klein ist. Die Einschränkung  $x \geq 2$  trifft annähernd für

unsere Daten zu: für  $Q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$  ist  $x = 0.15$ ; für  $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$   $\rightarrow x = 0.25$ . Die Übereinstimmung der Daten mit dem Modell ist zufriedenstellend.

Ein der Gl. VI.13 entsprechendes Ergebnis gibt Barbour als untere Grenze für die Photoproduktion an (Ref. 48).

VI.4 Vergleich mit dem Vektordominanzmodell

Im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells - kurz VDM - wird der elektromagnetische Strom als Überlagerung von Feldern der Vektormesonen  $V^0$  dargestellt (Ref. 36):

$$j_\mu(x) = \sum_{V^0} \frac{m_{V^0}^2}{2\gamma_{V^0}} V_\mu(x) \quad (\text{VI.14})$$

wobei  $m_{V^0}$  die Massen der Vektormesonen und  $\gamma_{V^0}$  die Photon-Vektormeson-Kopplungskonstanten sind. Sie geben die relative Stärke der Beiträge einzelner Vektormesonen an.

Das einfache VDM, das im folgenden betrachtet wird, beschränkt sich auf die Vektormesonen  $V^0 = \rho^0, \omega$  und  $\phi$ . Die Kopplungskonstanten ergeben sich einmal rechnerisch aus dem SU3-Modell (Ref. 37):

$$\frac{1}{\gamma_{\rho^0}^2} : \frac{1}{\gamma_{\omega}^2} : \frac{1}{\gamma_{\phi}^2} = 9 : 1 : 2 \quad (\text{VI.15})$$

oder aus Speicherringmessungen (Ref. 38):

$$\frac{1}{\gamma_{\rho^0}^2} : \frac{1}{\gamma_{\omega}^2} : \frac{1}{\gamma_{\phi}^2} = (8.05 \pm 1.05) : (1 \pm 1.0) : (1.51 \pm 1.2) \quad (\text{VI.16})$$

Im verallgemeinerten Vektordominanzmodell werden darüberhinaus zusätzliche Beiträge von schwereren Vektormesonen (z.B.  $\rho'$ ,  $\omega$  etc.) betrachtet.

Die Kopplungskonstanten sind zwar in der gleichen Größenordnung, doch die Wirkungsquerschnitte sind erheblich kleiner (für  $\omega$ :  $1/\gamma_{\omega}^2 = 1.5$ ,  $\sigma(\gamma p \rightarrow \omega N) / \sigma(\gamma p \rightarrow \rho^0 n) = .001$  (Ref. 38)).

Die Betrachtung der Photonen als Hadronen erlaubt eine Verknüpfung der Photoproduktion mit der Pionproduktion von Vektormesonen, wenn man die Zeitumkehr und Isospininvarianz ausnutzt:

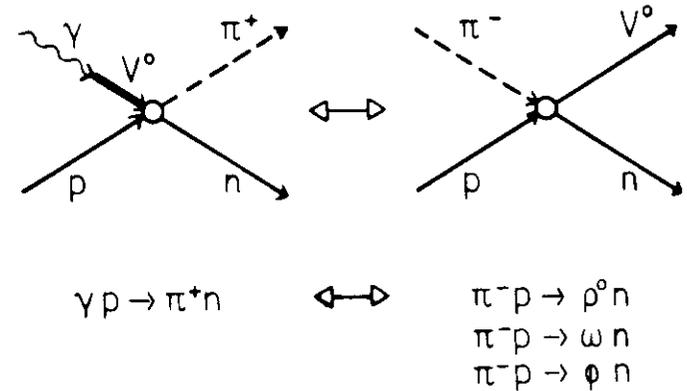


Abb. VI.5

Die Ergebnisse der Photoproduktion konnten mit diesem Bild zufriedenstellend erklärt werden (Ref. 39).

Vorhersagen für Elektroproduktionsdaten werden möglich, wenn man die Photoproduktionsdaten in  $Q^2$  extrapoliert und einen zusätzlichen Term für  $\epsilon_L$  einführt. Das Vektordominanzmodell ergibt dann eine Verbindung zwischen Reaktionen mit zeitartigen Photonen ( $-Q^2 = \tau_V^2 > 0$ ), reellen Photonen ( $Q^2 = 0$ ) und raumartigen Photonen ( $-Q^2 < 0$ ).

Es soll im folgenden ein Modell von Fraas+Schildknecht (Ref. 40) diskutiert werden, das für die bislang vorliegenden  $\pi^+$ -Elektroproduktionsdaten (Ref. 6) entwickelt wurde.

Die  $Q^2$ -Abhängigkeit wird in diesem Modell durch den  $\epsilon$ -Propagator

beschrieben, und das Modell beschränkt sich auf Beiträge des  $\rho$ -Mesons und der  $\rho$ - $\omega$ -Interferenz.

Die  $\rho$ - $\omega$ -Interferenzbeiträge, die den isoskalar-isovektoriellen Interferenzbeitrag am Wirkungsquerschnitt beschreiben, können unberücksichtigt bleiben, wenn nur Vorhersagen für die Summe  $\sigma(ep + e^+n) + \sigma(en + e^+p)$  gemacht werden. Dieser genauere Weg kann hier erstmalig angewandt werden, da mit dieser Arbeit genügend Daten für  $\sigma(en + e^+p)$  vorliegen.

Die einzelnen Terme des Wirkungsquerschnitts werden von dem Modell wie folgt beschrieben:

$$\sigma_{\parallel}(ep+en) = \frac{m_{\rho}^4}{(Q^2 + m_{\rho}^2)^2} \cdot \sigma(\gamma p + \gamma n)$$

$$\sigma_{\perp}(ep+en) = \frac{m_{\rho}^4}{(Q^2 + m_{\rho}^2)^2} \sigma(\gamma p + \gamma n) \cdot G^2 \cdot \frac{S_{00}}{S_{11}} \quad (\text{VI. 17})$$

$$\sigma_p(ep+en) = \frac{m_{\rho}^4}{(Q^2 + m_{\rho}^2)^2} \frac{1}{2} \left[ \sigma_{\parallel}(\gamma p + \gamma n) - \sigma_{\perp}(\gamma p + \gamma n) \right]$$

$$\sigma_I(ep+en) = \frac{m_{\rho}^4}{(Q^2 + m_{\rho}^2)^2} \sigma(\gamma p + \gamma n) \cdot G \cdot \sqrt{2} \cdot \frac{Re S_{10}}{S_{11}}$$

Dabei steht  $\sigma_{\perp}(ep+en)$  für die Summe  $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}(ep+e^+n) + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt}(en+e^+p)$ . (Entsprechendes gilt für die anderen Wirkungsquerschnitte).

$m_{\rho}^4/(Q^2 + m_{\rho}^2)^2$  ist der  $\rho$ -Propagator;  $m_{\rho}$  die Masse des  $\rho$ -Mesons.

$\sigma_{\parallel}$  bzw.  $\sigma_{\perp}$  beschreiben die Wirkungsquerschnitte mit linear-polarisierten Photonen (parallel bzw. senkrecht zur Pion-Nukleon Streuebene).

$G$  ist eine  $Q^2$ -abhängige Funktion, die für einen glatten Übergang von der Elektro- zur Photoproduktion sorgt. Die Form ist von dem System abhängig,

in dem diese Anpassung gemacht wird (Ref. 40). Ein mittleres Verhalten zeigt die hier benutzte Form  $G = Q^2/m_{\rho}^2$ . Die Dichtematrixelemente  $\rho_{00}/\rho_{11}$  bzw.  $Re \rho_{10}/\rho_{11}$  der Reaktion  $\pi^+ p \rightarrow \rho^+ n$  erhält man aus einer Zerfallswinkelanalyse von  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Sie geben über die Verknüpfung (Abb. VI.5) die Anteile longitudinal polarisierter Photonen an.

Zur Berechnung wurden Photoproduktionsdaten (Ref. 31, 32, 35) mit dem  $W^2$ -Verhalten  $(d\sigma/dt \cdot (W^2 - M_p^2)^{-2})$  auf ein zentrales  $W^2 = 4.77 \text{ GeV}^2$  skaliert. Die Dichtematrixelemente der Reaktion  $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$  wurden mehreren Arbeiten (Ref. 43-46) bei verschiedenen Energien entnommen. Fraas + Schildknecht weisen darauf hin, daß energieabhängige Korrekturen für die Verhältnisse der Dichtematrixelemente nicht notwendig sind.

Die Ergebnisse sind in Abb. VI.6-8 zusammengefaßt. Während die Übereinstimmung für  $(\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel})$  bei  $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$  noch recht gut ist, werden die Daten bei  $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$  und höheren Werten von  $t$  nicht mehr gut erklärt. Starke Diskrepanzen zwischen Modell und Messungen treten vor allem bei  $\sigma_{\perp}$  auf.

Die Zusammenfassung der einzelnen Terme zu dem Wirkungsquerschnitt  $2 \cdot \frac{d^2\sigma}{dt d^2t} (en + ep)$  (vgl. Gl. II.8) ist in Abb. VI.9 gezeigt. Der eingeschränkte  $t$ -Bereich bei den gemessenen Daten wurde durch Integration über  $t$  zwischen  $120^\circ$  und  $240^\circ$  berücksichtigt.

Eine Übereinstimmung des Modells mit den Messungen ist nur bei sehr kleinen Werten von  $t$  und bei  $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$  festzustellen. Diese Aussage deckt sich mit den Vergleichen in der Originalarbeit von Fraas + Schildknecht, wo nur die Daten der Ref. 6 vorlagen. Bei größeren Werten von  $t$  liegen die Messungen bis zu einem Faktor 3 über den Vorhersagen.

Diese Diskrepanzen können einmal auf die zu große Vorhersage von  $\sigma_{\perp}$  (vgl. Abb. VI.8) zurückgeführt werden. Zum anderen wird die  $Q^2$ -Abhängigkeit durch den  $\rho$ -Propagator nicht ausreichend wiedergegeben (vgl. Abb. VI.6). Ein Modell, das eine komplexere  $Q^2$ -Abhängigkeit beinhaltet, wird von

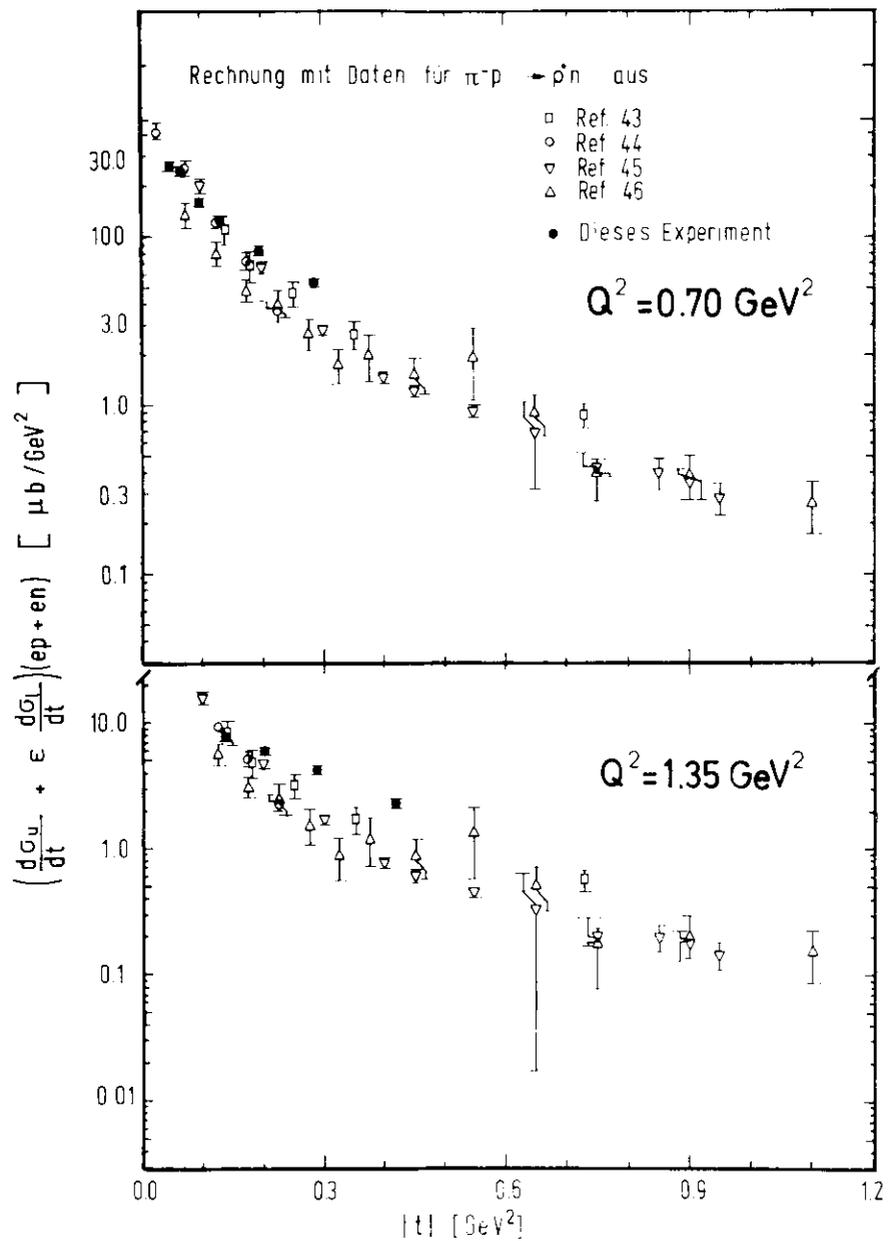


Abb. VII.6 VDM-Vorhersage für  $\left( \frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_l}{dt} \right) (ep+en)$

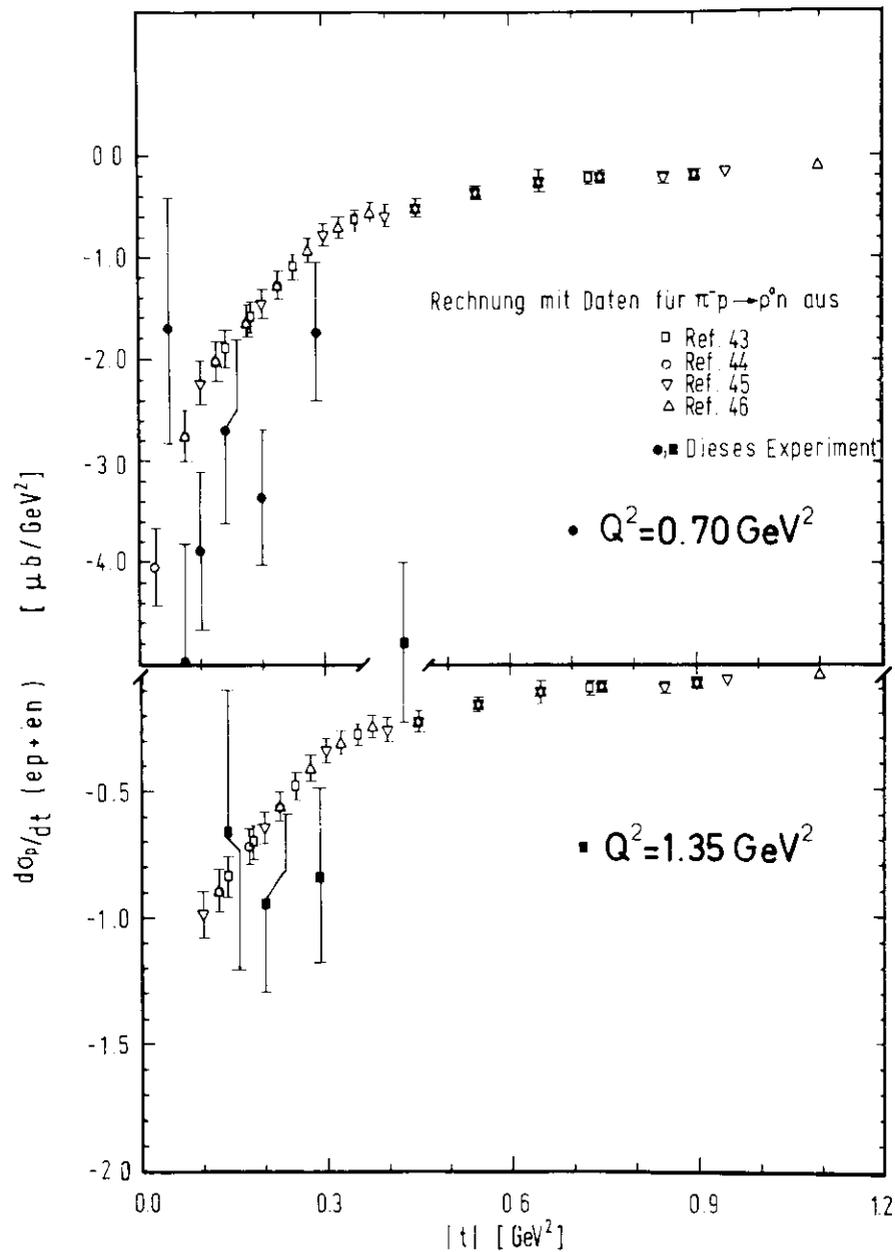


Abb. VII.7 VDM-Vorhersage für  $\frac{d\sigma_p}{dt} (ep+en)$

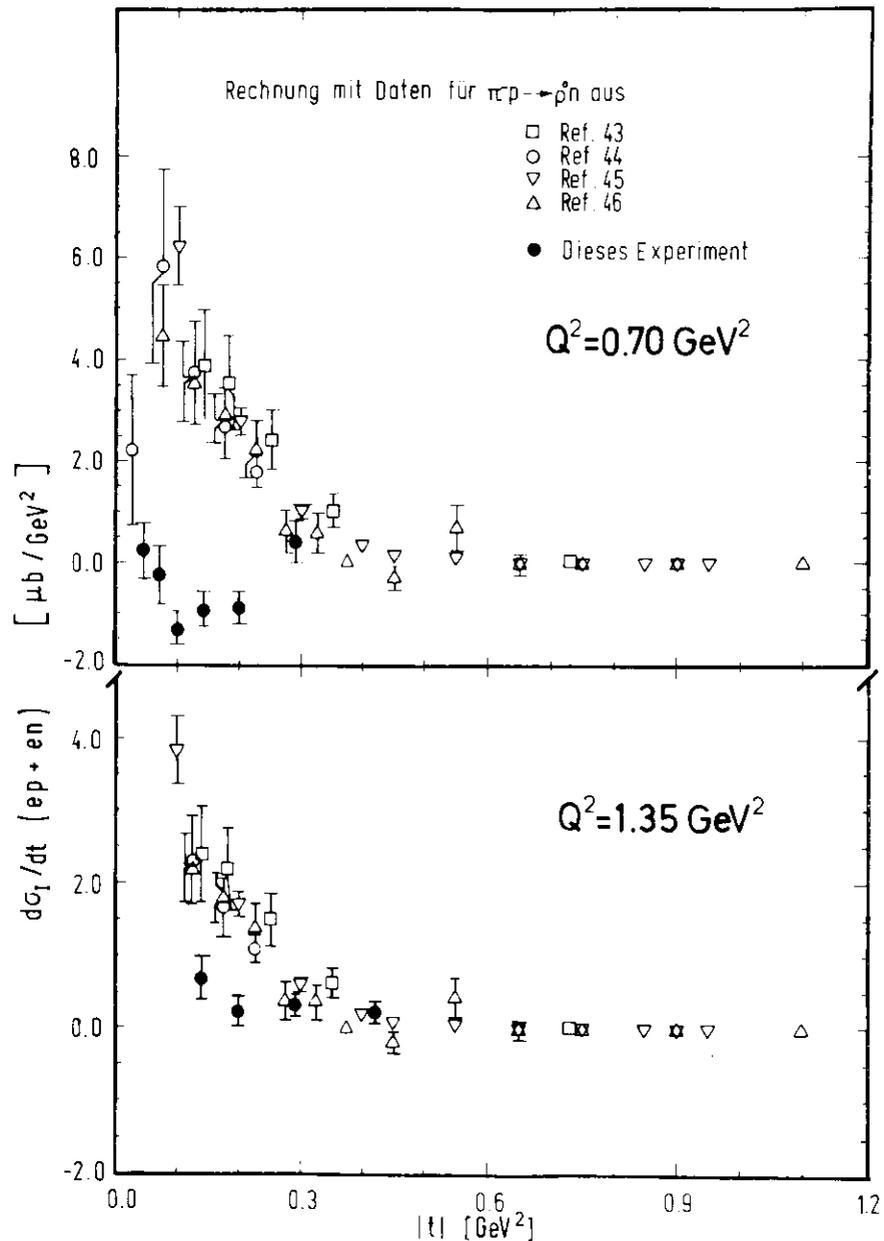


Abb. VII.8 VDM-Vorhersage für  $\frac{d\sigma_1}{dt}(ep+en)$

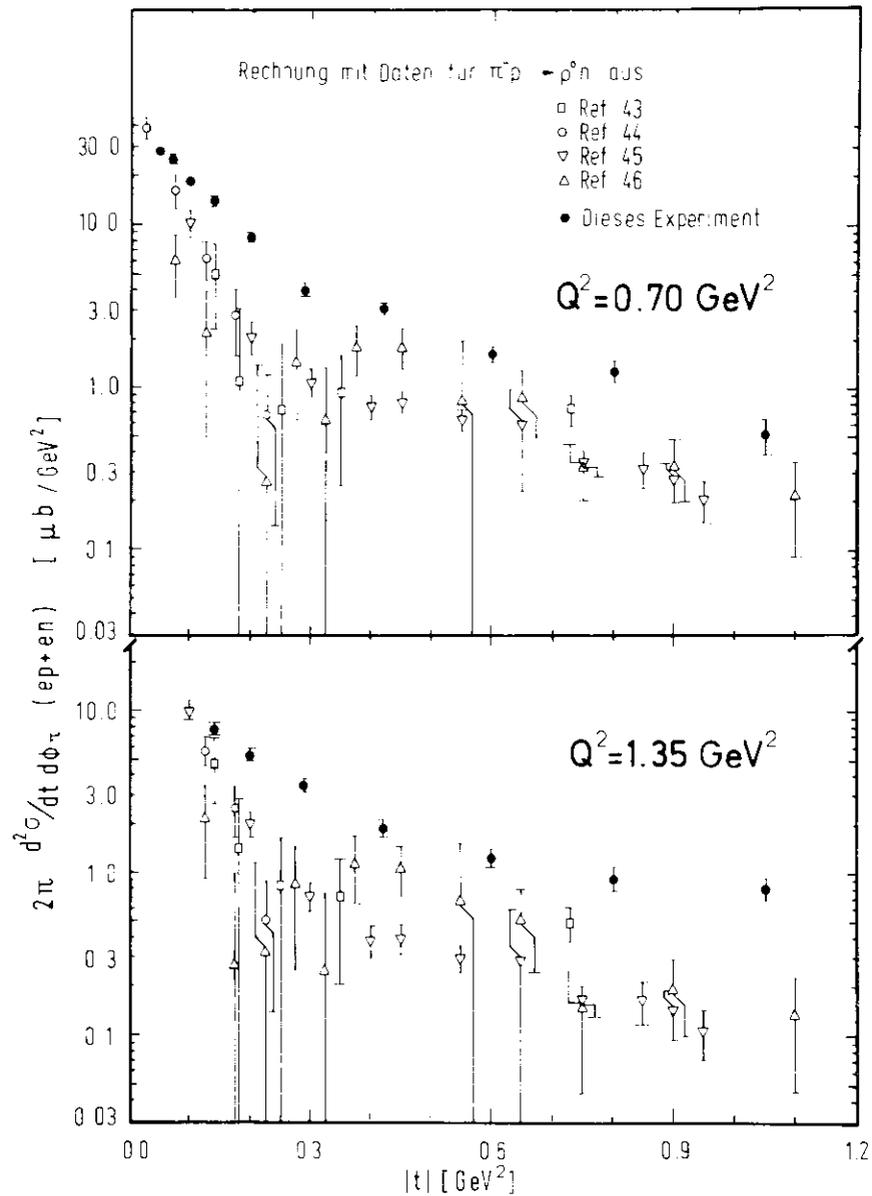


Abb. VII.9 VDM-Vorhersage für  $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi_\pi}(ep+en)$  für  $120^\circ \leq \phi_\pi \leq 240^\circ$

Kellert (Ref. 47) angegeben. Die Rechnungen, die leider nur für  $Q^2 = 0.75 \text{ GeV}^2$  und  $|t_{\min}| < |t| < 1.14 \text{ GeV}^2$  vorliegen, zeigen insbesondere ein kleineres  $\sigma_T$ , so daß eine Erweiterung auf den hier vorliegenden  $|t|$ -Bereich bessere Übereinstimmung erwarten läßt.

## VII Zusammenfassung

Die Elektroproduktion geladener  $\pi$ -Mesonen an Deuterium wurde bei  $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$  im Bereich  $|t| < 1.05 \text{ GeV}^2$  oberhalb der Resonanzen ( $W^2 = 4.77 \text{ GeV}^2$ ) untersucht.

Die Messung des Verhältnisses  $R$  zeigte, daß die Vorhersage des Quark-Parton-Modells  $R = 1/4$  mit den Daten bei  $|t| > 0.8 \text{ GeV}^2$  gut verträglich ist.

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt  $2 \frac{d^2\sigma}{dt d\epsilon} (e^+ e^- p)$  am freien Neutron wurde mit der Verhältnismethode bestimmt. Für  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$  konnten die von der Polarisation des virtuellen Photons abhängigen Beiträge  $(\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt})$ ,  $\frac{d\sigma_P}{dt}$  und  $\frac{d\sigma_I}{dt}$  getrennt werden. Dabei wurden - wie auch beim Verhältnis  $R$  - im Bereich  $|t| < 0.3 \text{ GeV}^2$  starke Anteile longitudinal polarisierter Photonen beobachtet. Eine  $Q^2$ -Abhängigkeit der Daten zwischen  $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$  konnte innerhalb der Fehler nicht festgestellt werden.

Rechnungen im Rahmen des Vektordominanzmodells zeigten, daß die Daten bei größeren Werten von  $|t|$  mit dem benutzten einfachen Modell nicht erklärt werden konnten. Insbesondere führt die Annahme einer  $Q^2$ -Abhängigkeit mit dem  $\rho$ -Propagator zu unbefriedigenden Resultaten.

Die Beiträge isovektorieller und isoskalarer Photonamplituden  $A_V$  bzw.  $A_S$  wurden anhand des Verhältnisses  $R$  untersucht. Der isoskalar-isovektorielle Interferenzterm wurde zu  $-0.25 \text{ nb/GeV}^2$  bestimmt. Er ist im gesamten untersuchten  $|t|$ -Bereich nahezu konstant. Wegen des abnehmenden Gesamtwirkungsquerschnitts  $2 \frac{d^2\sigma}{dt d\epsilon} (e^+ e^- p)$  steigt jedoch sein relativer Beitrag bis auf 40% bei  $|t| = 1.05 \text{ GeV}^2$ . Für die Beiträge  $|A_V|^2$  und  $|A_S|^2$  wurden nur Grenzen, aber keine Werte angegeben, da die relative Phase zwischen den komplexen Amplituden unbekannt ist.

Anhang

A.1 Der Isoskalar- und Isevektoranteil des Wirkungsquerschnitts

Um eine formale Isospinerhaltung bei der starken Wechselwirkung zu erreichen, beschreibt man reelle wie auch virtuelle Photonen als Linearkombination einer isoskalaren und einer isovektoriellen Amplitude.

$$|\gamma\rangle = a_0 |I=0\rangle + a_1 |I=1\rangle \quad (A.1)$$

Die Ein- bzw. Ausgangskanäle der Reaktionen

$$\begin{aligned} \gamma_V + p + \pi^+ + n \\ \gamma_V + n + \pi^- + p \end{aligned}$$

lassen sich dann mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten wie folgt entwickeln:

$$\begin{aligned} |\gamma_V p\rangle &= a_0 |I=1/2\rangle + a_1 \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} |I=3/2\rangle - \sqrt{\frac{1}{3}} |I=1/2\rangle \right] \\ |\pi^+ n\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} |I=3/2\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |I=1/2\rangle \\ |\gamma_V n\rangle &= a_0 |I=1/2\rangle + a_1 \left[ \sqrt{\frac{2}{3}} |I=3/2\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |I=1/2\rangle \right] \\ |\pi^- p\rangle &= \sqrt{\frac{1}{3}} |I=3/2\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |I=1/2\rangle \end{aligned} \quad (A.2)$$

Für die obigen Prozesse ergeben sich daraus die Amplituden:

$$\begin{aligned} A(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) &= a_1 \frac{\sqrt{2}}{3} (A_{3/2}^V - A_{1/2}^V) + a_0 \sqrt{\frac{2}{3}} A_{1/2}^S \\ A(\gamma n \rightarrow \pi^- p) &= a_1 \frac{\sqrt{2}}{3} (A_{3/2}^V - A_{1/2}^V) - a_0 \sqrt{\frac{2}{3}} A_{1/2}^S \end{aligned} \quad (A.3)$$

wobei mit  $A_{3/2}^V$  ( $A_{1/2}^V$ ) die Amplitude des  $I = 3/2$  (bzw.  $I = 1/2$ ) Übergangs von isovektoriellen Photonen bezeichnet wurde. Entsprechend ist  $A_{1/2}^S$  die Amplitude des  $I = 1/2$ -Übergangs für isoskalare Photonen. Mit den Abkürzungen

$$\begin{aligned} A_V &= a_1 \frac{\sqrt{2}}{3} (A_{3/2}^V - A_{1/2}^V) \\ A_S &= a_0 \sqrt{\frac{2}{3}} A_{1/2}^S \end{aligned}$$

erhält man die Beziehung für den Wirkungsquerschnitt:

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n) &= \sigma_p^+ = |A_V + A_S|^2 \\ \sigma(\gamma_V n \rightarrow \pi^- p) &= \sigma_n^- = |A_V - A_S|^2 \end{aligned} \quad (A.4)$$

A.2 Grenzbedingung für die Phasenverschiebung zwischen isoskalarem und isovektorieller Photonamplitude

Die Amplituden  $A_V$  und  $A_S$  sind komplexe Größen mit einer relativen Phasenverschiebung  $\alpha$ :

$$\begin{aligned} \sigma_p^+ &= |A_V + A_S|^2 = \left| |A_V| \cdot e^{i\varphi} + |A_S| \cdot e^{i(\varphi+\alpha)} \right|^2 \\ &= |A_V|^2 + |A_S|^2 + 2|A_V||A_S| \cos \alpha \end{aligned} \quad (A.5)$$

$$\begin{aligned} \sigma_n^- &= |A_V - A_S|^2 = \left| |A_V| \cdot e^{i\varphi} - |A_S| \cdot e^{i(\varphi+\alpha)} \right|^2 \\ &= |A_V|^2 + |A_S|^2 - 2|A_V||A_S| \cos \alpha \end{aligned} \quad (A.6)$$

und damit

$$R = \frac{|A_V|^2 + |A_S|^2 - 2|A_V||A_S| \cos \alpha}{|A_V|^2 + |A_S|^2 + 2|A_V||A_S| \cos \alpha} \quad (A.7)$$

Führt man die positive, reelle Zahl  $r$  ein:

$$r = \frac{|A_s|}{|A_v|}$$

so läßt sich (A.7) umschreiben in:

$$R = \frac{1 + r^2 - 2r \cos \alpha}{1 + r^2 + 2r \cos \alpha}$$

Die Lösung dieser quadratischen Gleichung in  $r$  ergibt sich nach einigen Umformungen zu:

$$r = \left( \frac{1+R}{1-R} \right) \cos d \pm \sqrt{\left( \frac{1+R}{1-R} \right)^2 \cos^2 d - 1} \quad (\text{A.8})$$

Reelle Lösungen sind nur dann möglich, wenn

$$\left( \frac{1+R}{1-R} \right)^2 \cos^2 d \geq 1$$

bzw.

$$(I) \quad \cos d \geq \frac{1-R}{1+R} \quad (\text{A.9})$$

Mit der trivialen Grenzbedingung

$$(II) \quad \cos d \leq 1$$

gilt insgesamt:

$$\frac{1-R}{1+R} \leq \cos d \leq 1 \quad (\text{A.10})$$

Im Grenzfall (I) ( $\cos \alpha = \frac{1-R}{1+R}$ ) erhält man durch Einsetzen in (A.8)

$$r = 1 \Leftrightarrow A_v^2 = A_s^2$$

und durch weiteres Einsetzen in Gl. (A.5 + 6):

$$|R_v|^2_{\min} = |R_s|^2_{\max} = (1+R) \frac{1}{4} \tilde{\sigma}_p^+ \quad (\text{A.11})$$

Im Grenzfall II ( $\cos \alpha = 1$ ) liegt maximale Interferenz vor. Die Amplituden haben keine Phasenverschiebung und die Lösung kann direkt aus den Gleichungen (A.5) und (A.6) ermittelt werden. Man erhält:

$$\begin{aligned} |R_v|^2_{\max} &= (1+\sqrt{R})^2 \frac{1}{4} \tilde{\sigma}_p^+ \\ |R_s|^2_{\min} &= (1-\sqrt{R})^2 \frac{1}{4} \tilde{\sigma}_p^+ \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

B Online-Rekonstruktionsprogramm F22EXSYS - RECON

Die Aufgabe bei Erstellen des in FORTRAN geschriebenen Programmes bestand darin, das bestehende Experimente-Kontrollprogramm F22EXSYS, das Spurrekonstruktionsprogramm RECON und die Kinematik-routine KINEM zu verknüpfen.

Wegen verschiedener Randbedingungen wurden einige wesentliche Änderungen durchgeführt:

- a) Der Kernspeicherplatz für Online-Programme ist auf 192 kbyte (1 kbyte= 1024 byte, 1 byte= 8 bit) beschränkt. Da das gesamte Programm länger als der verfügbare Platz ist, mußte eine sog. Overlay-Struktur eingeführt werden: Der vorhandene Platz wurde zweigeteilt. Im ersten Teil blieben alle Daten und das Hauptprogramm ständig im Kernspeicher. In den zweiten Teil wurde je nach Bedarf automatisch die Routine von F22EXSYS oder alternativ die Routinen von RECON geladen.
- b) Die Verarbeitungszeit eines zum Großrechner gesandten Datenpuffers sollte möglichst gering sein, da sonst bei hohen Datenraten Totzeitverluste auftreten. Daher wurden dem Rekonstruktionsprogramm RECON zum einen nur Ereignisse angeboten, bei denen in beiden Spektrometerarmen vier Triggerzähler und der Čerenkovzähler angesprochen hatte. Zum anderen wurden nur Ereignisse mit weniger als neun angesprochenen Signaldrähten pro Proportionalkammer zugelassen. Mit diesen Einschränkungen wurde für einen Datenpuffer ( $\approx 50$  Ereignisse) eine mittlere Verarbeitungszeit von ca. 2 sec erzielt. (Ohne Rekonstruktion beträgt die vergleichbare Zeit etwa .2 - .5 sec).
- c) Eine direkte Datenausgabe auf Papier war nicht möglich. Die Ergebnisse in Form von Histogrammen und die Systemfehlermeldungen mußten über die Online-Verbindung zur PDP übertragen werden. Zu Testzwecken existierte von dem Rekonstruktionsteil eine identische Version, die im Offline-Betrieb ein genaues Protokoll der Rechnungen lieferte.

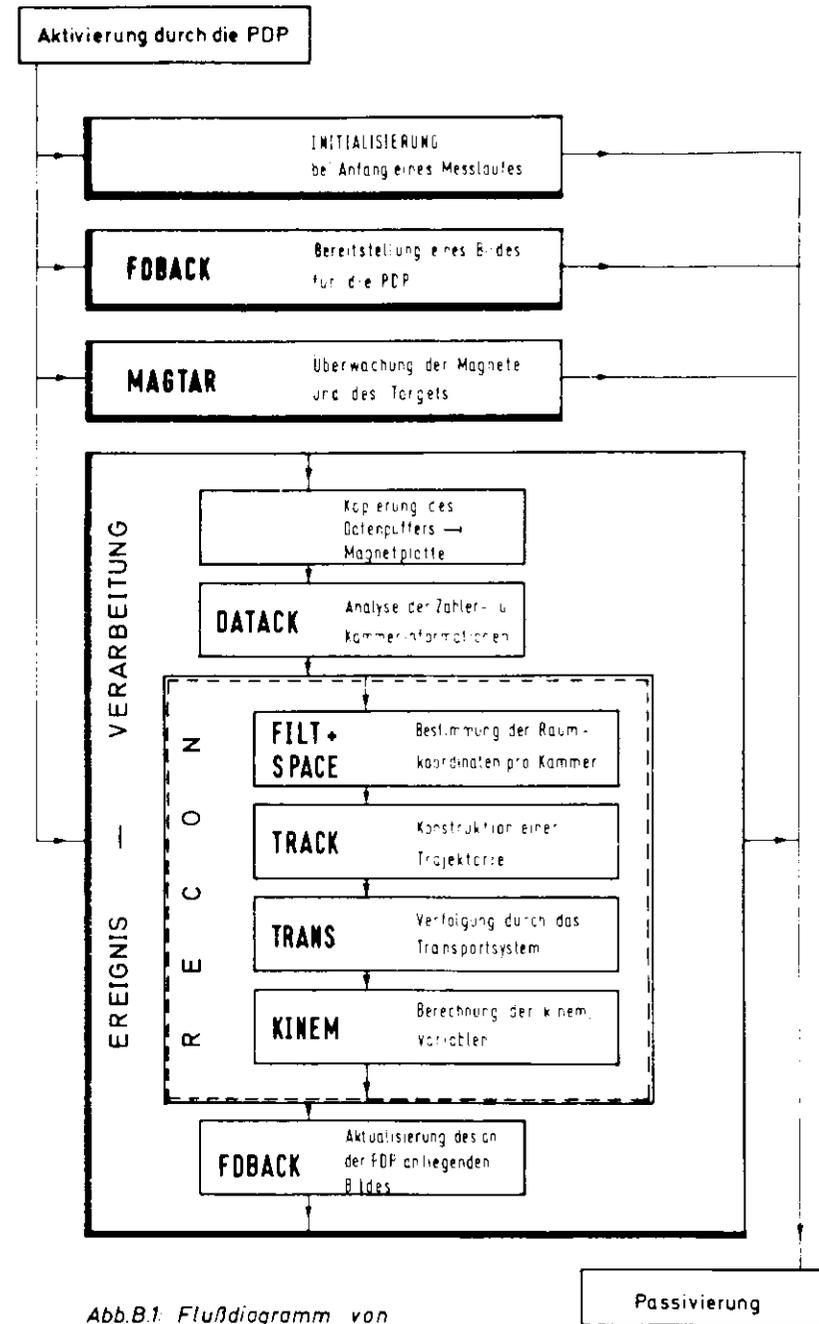


Abb.B1. Flußdiagramm von  
F22EXSYS-RECON

Der Programmablauf ist anhand des Flußdiagramms in Abb. B1 zu verfolgen. Eine eingehende Beschreibung des RECON-Teils ist in Ref. 18 zu finden. Der F22EXSYS-Teil ist im Hauptteil dieser Arbeit beschrieben.

C.1 Monte Carlo Programm zur Untersuchung der Korrelation zwischen Strahlungskorrekturen und Korrekturen auf die Fermibewegung

Das Programm diente der Untersuchung der Verluste bei Schnitten in der Missing-Mass-Verteilung. Es ermöglichte eine getrennte Betrachtung der Effekte durch Abstrahlung und durch die Fermibewegung des Targetnukleons.

Das Programm bestand aus zwei Teilen:

- a) Ein Unterprogramm (Ref. 29) simulierte die externe und interne Abstrahlung an den Elektronlinien. Eine Abstrahlung an den Hadronlinien wurde wegen des geringen Einflusses vernachlässigt. Ausgehend von der Energie E1A des einfallenden und der Energie E3B des nachgewiesenen Elektrons wurden alternativ drei Prozesse untersucht (Notation siehe Abb. IV.5):
  - weiche Abstrahlung E1A = E1B, F3A = F3B
  - harte Abstrahlung vorher E1A > E1B, F3A = E3B
  - harte Abstrahlung hinterher E1A = F1B, E3A > E3B

Die Auswahl einer dieser Prozesse und der Energien E1B und E3A wurde entsprechend der im Anhang C.2 angegebenen Verteilung (Gl.C.1) nach Tsai (Ref. 30) gewürfelt.

Der Impulshetrag des Nukleons wurde entsprechend der Hulthénfunktion (Gl. II.1) gewürfelt, während die Richtung des Impulses isotrop angenommen wurde.

Mit den Elektronenergien F1B und F3A unmittelbar bei der Reaktion und dem Impuls des Nukleons konnte die Reaktion  $eN \rightarrow e'N$  simuliert werden. Unter der Annahme, daß die fehlende Masse  $M_x$  der Neutronenmasse entsprach, konnte der Impuls des Pions  $P_\pi$  berechnet werden. Die Richtung des Pions war dabei frei wählbar und wurde den verschiedenen Hadronanordnungen entsprechend angenommen.

- b) Im zweiten Schnitt wurde dieses Ereignis aus der Sicht der Auswertung zurückgerechnet. In der Auswertung waren lediglich die Solleinschußenergien E1A und die gemessene Streuenergie E3B der Elektronen e, e' bekannt. Der Impuls des Nukleons war unbekannt und wurde mit null angenommen. Der im ersten Teil berechnete Pionimpuls  $P_\pi$  wurde als gemessen betrachtet. Aus diesen Informationen konnte dann die Missing Mass  $M_x$  errechnet werden (vgl. Abb. IV.6).

Die Korrekturen auf die Schnitte in der  $M_x$ -Verteilung ergaben sich dann zu

$$K = 1 + \frac{N_{\text{außerhalb der Schnitte}}}{N_{\text{innerhalb der Schnitte}}}$$

Um die Korrelation zwischen der Korrektur auf die Fermibewegung  $K_F$  und die Korrektur auf Abstrahlung  $K_{ST}$  zu untersuchen, wurden einmal die Effekte getrennt untersucht, indem nur Abstrahlung oder nur Fermibewegung in dem Programm simuliert wurden. Zur anderen wurden beide Effekte gleichzeitig zugelassen und die Gesamtkorrektur  $K_{F+St}$  ermittelt.

C.2 Strahlungskorrekturen

Strahlungskorrekturen auf der Hadronseite sind wegen der größeren Hadronmasse relativ zu den Strahlungskorrekturen auf der Elektronseite sehr gering und werden in folgenden nicht berücksichtigt. Der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt  $\left[ \frac{d^2\sigma(E1A)}{d\tau dE3B} \right]_{\text{theor.}}$  in der niedrigsten Ordnung der Einphotonenaustauschnäherung (Abb. II.3) - und den gemessenen Wirkungsquerschnitt  $\left[ \frac{d^2\sigma(E1A)}{d\tau dE3B} \right]_{\text{exp.}}$  wird von Tsai (Ref. 30) angegeben:

$$\left[ \frac{d^2\sigma(E_{1A})}{d\Omega dE_{3B}} \right]_{\text{exp}} = \left( \frac{\tau \cdot \Delta}{E_{1A}} \right)^{T'} \left( \frac{\Delta}{E_{3B}} \right)^{T'} \left( 1 - \frac{\xi}{(1-2T')\Delta} \right) \sigma_{\text{eff}} \quad (G.1)$$

$$+ \int_{E_{1A_{\text{min}}}}^{E_{1A} - \tau \cdot \Delta} \left( \frac{E_{1A} - E_{1B}}{E_{3B} - \tau} \right)^{T'} \left( \frac{E_{1A} - E_{1B}}{E_{1A}} \right)^{T'} \sigma_{\text{eff}} dE_{1B}$$

$$\cdot \left[ \frac{T'}{E_{1A} - E_{1B}} \phi \left( \frac{E_{1A} - E_{1B}}{E_{1A}} \right) + \frac{\xi}{2(E_{1A} - E_{1B})^2} \right] dE_{1B}$$

$$+ \int_{E_{3B} + \Delta}^{E_{3B_{\text{max}}}} \left( \frac{E_{3A} - E_{3B}}{E_{3B}} \right)^{T'} \left( \frac{(E_{3A} - E_{3B}) \cdot \tau}{E_{1A}} \right)^{T'} \sigma_{\text{eff}} dE_{3A}$$

$$\cdot \left[ \frac{T'}{E_{3A} - E_{3B}} \phi \left( \frac{E_{3A} - E_{3B}}{E_{3B}} \right) + \frac{\xi}{2(E_{3A} - E_{3B})^2} \right] dE_{3A}$$

Dabei wurden folgende Abkürzungen benutzt:

- E1A, E1B Energie des einlaufenden Elektrons vor bzw. nach der Emission eines Photons
- E3A, E3B Energie des auslaufenden Elektrons vor bzw. nach der Emission eines Photons

$$r = \frac{M_p + E_{1A}(1 - \cos \theta_E)}{M_p - E_{3B}(1 - \cos \theta_E)}$$

$\Delta$  Abschneideparameter  $\Delta = 10 \text{ MeV}$

$$E_{1B_{\text{min}}} = \frac{E_{3B}}{1 - \frac{E_{3B}}{M_p} (1 - \cos \theta_E)}$$

Minimale Energie des einlaufenden Elektrons, mit der der Endzustand erreicht werden kann

$$E_{3A_{\text{max}}} = \frac{E_{1A}}{1 - \frac{E_{1A}}{M_p} (1 - \cos \theta_E)}$$

Maximale Energie des gestreuten Elektrons

$$T' = \frac{4}{3} \left\{ \frac{1}{2} T + \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} \left( \ln \left( \frac{Q^2}{m_e^2} \right) - 1 \right) \right\}$$

$T$  Targetlänge in Strahlungslängen

$\alpha = \frac{1}{137}$  Feinstrukturkonstante

$$\xi = \frac{0.154}{T}$$

$$\phi \left( \frac{\omega}{E} \right) = 1 - \frac{\omega}{E} + \frac{3}{4} \left( \frac{\omega}{E} \right)^2$$

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{\pi \left( 1 + \frac{4}{3} T \right)} \left\{ 1 + \frac{2\alpha}{\pi} \left( \frac{13}{12} \ln \left( \frac{Q^2}{m_e^2} \right) - \frac{14}{18} \right) \right\} \cdot \left[ \frac{d^2\sigma(E_{1A})}{d\Omega_e dE_{3B}} \right]_{\text{theor.}}$$

$\Omega_e$  Raumwinkel des nachgewiesenen Elektrons

Der erste Summand in Gl. C.1 beschreibt die Abstrahlung weicher Photonen, bei denen die Energie der Elektronen nicht geändert wird ( $E_{1A} = E_{1B}$ ,  $E_{3A} = E_{3B}$ ). Der zweite und dritte Summand beschreibt die Abstrahlung harter Photonen vor bzw. nach der Wechselwirkung mit der Energie  $E_{1A} - E_{1B}$  bzw.  $E_{3A} - E_{3B}$ . In dem benutzten Monte-Carlo-Programm (Ref. 29) wird alternativ einer dieser Fälle ausgewählt und die zugehörigen Energien  $E_{1B}$  bzw.  $E_{3A}$  so gewürfelt, daß die in Gl. C.1 beschriebene Verteilung des Wirkungsquerschnitts resultiert.

Referenzen

- 1 Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, (1971) 987
- 2 Brown et al., Phys. Rev. 28, (1973) 92
- 3 Bobek et al., Phys. Rev. 29, (1974) 1209
- 4 Brown et al., Phys. Rev. Lett. 27, (1971) 539
- 5 Bobek et al., Beitrag zur Stanford-Konferenz 1975,  
Phys. Rev. D13, (1976) 25
- 6 Priver et al., DESY-Bericht 71/69 (1971)
- 7 Fraueh et al., DESY-Bericht 71/33, bei Phys. Lett. zur  
Veröffentlichung eingereicht
- 8 Perkelman, Vortrag auf der Cornell-Konf. 1971  
Evenish und Lyth, Phys. Rev. D5, (1972) 47
- 9 Hultén, Sugawara, Handbuch der Physik, Springer Ver., Berlin,  
Ed. 39, S. 1
- 10 Eutenschön, Dissertation Hamburg 1972
- 11 Feide, Dissertation Hamburg 1969 (Ergebnis siehe auch in Ref. 31)
- 12 Glauber, Phys. Rev. 100, (1955) 242
- 13 Schilling, Nucl. Phys. 37, (1968) 498
- 14 Richter, Vortrag auf der Wien-Konf. 1968
- 15 DESY-F22, DESY-Proposal Nr. 114
- 16 Gauwerky, Diplomarbeit Hamburg 1972 und DESY Int. Bericht F22-73/1 (1973)
- 17 Bartel und Felster, DESY Int. Bericht F22-71/1 (1971)
- 18 Kollmann, Dissertation Hamburg 1976, DESY Int. Bericht F22-76/01 (1-7-1)
- 19 Ganzler, Dissertation Hamburg 1976, Zusammenfassung der Ergebnisse in Ref. 7
- 20 DESY-Handbuch
- 21 Grote, Diplomarbeit Hamburg 1971
- 22 Harms, Diplomarbeit Hamburg 1969 und DESY Int. Bericht F22-69/4 (1969)
- 23 Niedrers, Diplomarbeit Hamburg 1974
- 24 Schädlich, Diplomarbeit Hamburg 1974, DESY Int. Bericht F22-74/5 (1974)
- 25 Digital Equipment Corp., PDP 8 / User's Handbook
- 26 Fabe, Diplomarbeit Hamburg 1974, DESY Int. Bericht F22-74/6 (1974)
- 27 Hüllmann, IFA-Manual, DESY 21-71/1 (1-7-1)
- 28 Winkler, Erweiterung: EXP-Manual, DESY Int. Bericht DESY 21-76/04 (1976)
- 29 Ledek, Nucl. Inst. and Meth. 117, (1974) 613-616
- 30 Programm von F.O. Messer
- 31 Tsai, SLAC-PTH 848, (1971)
- 32 Feide et al., Phys. Rev. Lett. 21, (1968) 248
- 33 Ingerski et al., Phys. Rev. Lett. 21, (1968) 1107
- 34 Close, Daresbury Lecture Note No. 11, DPEL 831
- 35 Stichel, Zeitschr. d. Physik 180, (1964) 170
- 36 Hübeler, Vortrag auf der Daresbury-Konf. 1969
- 37 Schildknecht, DESY-Bericht 71/73 (1-7-1)
- 38 Feynman, "Photon-Hadron Interactions", Benjamin Verlag, Reading,  
Mass., USA 1972
- 39 Feldman, Phys. Lett. 19, (1970) 135-138
- 40 Felster, Ref. 14 und dortige Referenzen
- 41 Fraas + Schildknecht, Phys. Lett. 35B, (1971) 7  
und DESY-Bericht 71/39 (1971)
- 42 Feinberg + Gellmann, Phys. Rev. Lett. 17, (1971) 124
- 43 Cho, Phys. Rev. 25, (1971) 260
- 44 Johnson et al., Phys. Rev. 176, (1968) 1657
- 45 Fuls et al., Phys. Rev. Lett. 26, (1971) 1431

- 45 Grayer et al., Nucl. Phys. B75, (1974) 189
- 46 Faber et al., Phys. Rev. D10, (1974) 1374
- 47 Kellett, Nucl. Phys. E38, (1972) 573
- 48 Barbour, Malone, Moorehouse, Phys. Rev. D4, (1971) 1521
- 49 Nachtrann, Univ. Heidelberg, HD-THEP-76-1
- 50 Deden et al., Nucl. Phys. B85, (1975) 269

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments der Gruppe F22 am Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg.

Mein Dank geht

- an Herrn Prof. G. Weber und Herrn Dr. R. Felst, die diese Arbeit ermöglicht haben,
- an alle Mitglieder der Gruppe F22 für die freundliche Arbeitsatmosphäre, stete Diskussionsbereitschaft und wertvolle und tatkräftige Hilfe in allen Phasen des Experiments,
- an alle anderen Gruppen von DESY, die in irgendeiner Form durch ihr Wissen und ihre technische Hilfe zum Gelingen des Experiments beigetragen haben,
- und nicht zuletzt an Frau S. Platz für das schnelle, sorgfältige Schreiben der Arbeit und an Herrn W. Knaut und Frä. A. Dreher für das Anfertigen vieler Zeichnungen.

Im Übrigen versichere ich, daß ich die Arbeit selbständig unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt habe.

Hamburg, im Oktober 1976

M. Schäfers

Tabellarischer Lebenslauf

28.5.1950	als Sohn des Gehschullehrers Heinz Schädlich und seiner Ehefrau Ursula, geb. Muckhoff, in Wuppertal geboren
1956-1960	Besuch der Volksschule in Wuppertal
Ostern 1960	Wechsel zum Gymnasium in Wuppertal
August 1960	Umzug nach Hamburg und Besuch des Gymnasiums in Hamburg-Bergedorf (naturwissenschaftl. Zweig)
27.1.1969	Reifeprüfung in Hamburg
April 1969 - Mai 1974	Studium der Physik an der Universität Hamburg
27.5.1974	Physik-Diplom; Thema der Diplomarbeit: "Aufbau eines CAMAC-gesteuerten Auslesesystems für Proportionaldrachtkammern"
seit dem 15.8.1974	Arbeit an der Dissertation mit Hilfe eines Gräduiertenstipendiums

