

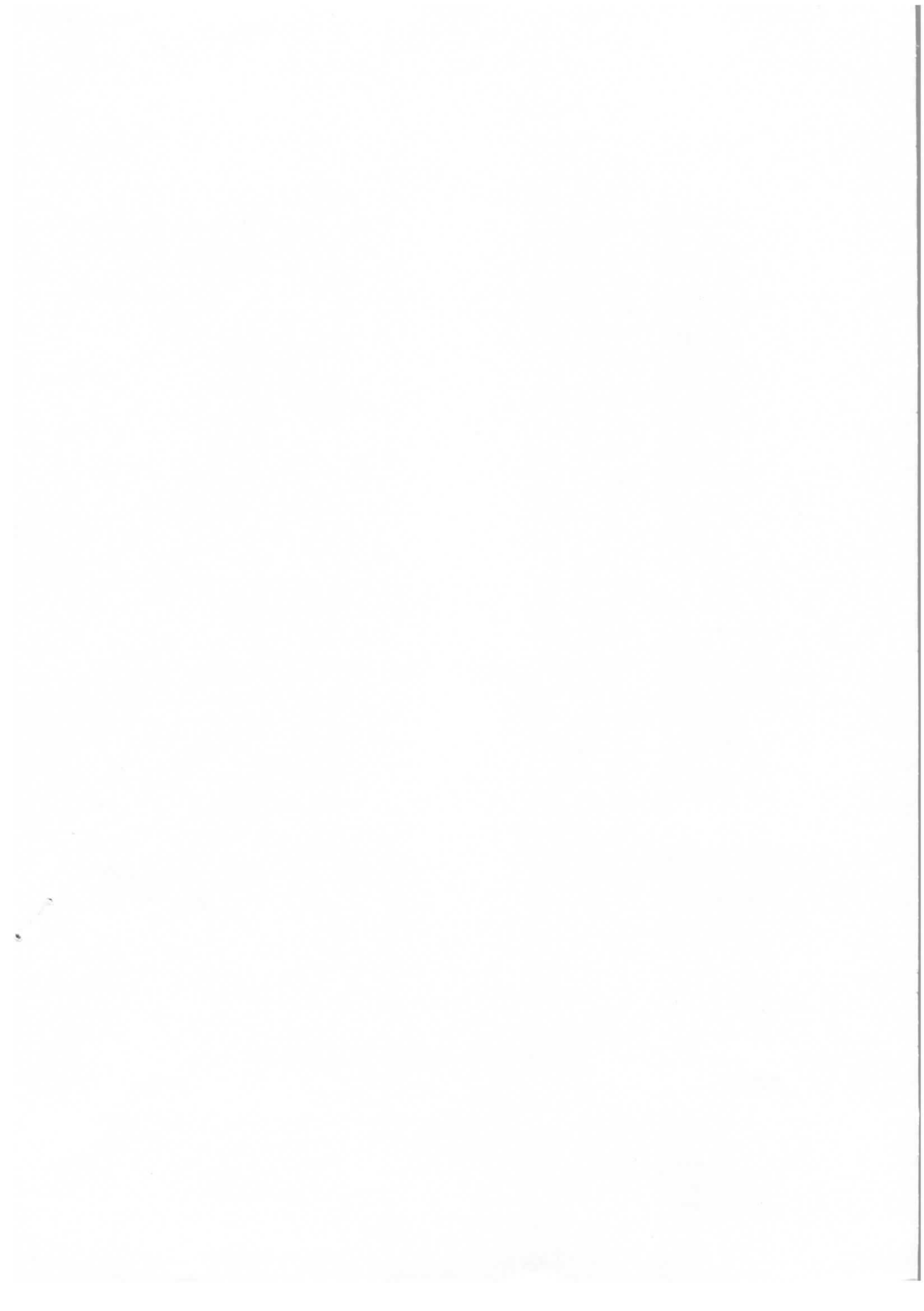
Interner Bericht  
DESY F21-79/02  
Juni 1979

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	3	0. JULI 1979
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

PION-ELEKTROPRODUKTION IM BEREICH DER 2. UND 3. NUKLEONRESONANZ

von

Veit Gerhardt



Pion-Elektroproduktion im Bereich  
der 2. und 3. Nukleonresonanz

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Veit Gerhardt  
aus Hamburg

Hamburg  
1979

Gutachter der Dissertation : Dr. F. W. Brasse  
Prof. Dr. H. Spitzer

Gutachter der Disputation : Dr. F. W. Brasse  
Prof. Dr. P. Schmiiser

Datum der Disputation : 11. Juni 1979

Vorsitzender des Promotionsausschusses und Sprecher  
des Fachbereichs Physik : Prof. Dr. H. V. von Geramb

Inhaltsverzeichnis :

	Seite		Seite
I	1	III.2c	25
I.1.	3	III.2d	27
I.2.	9	III.2e	30
I.3.	11	III.2f	33
II		IV	Die Ergebnisse
II.1.	12	IV.1.	35
II.2.	13	IV.1a	35
II.3.	14	IV.1b	36
II.3a	14	V	Beschreibung der Daten mittels einer Dispersionsanalyse
II.3b	15	V.1.	39
II.3c	15	V.2.	42
II.3d	15	V.3.	42
II.3e	17	V.4.	44
II.4.	17	VI	Vergleich mit theoretischen Vorhersagen
III		VI.1.	48
III.1.	20	VII	50
III.1a	21		
III.1b	22	<u>Anhang:</u>	
III.2.	22	A 1	52
III.2a	23	A 2	60
III.2b	24	A 3	63
		A 4	64
		Literaturverzeichnis	66



## I Einleitung

Während die Photoproduktion wichtige Informationen für die Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung liefert, kann man in der Elektroproduktion durch die Bestimmung des  $q^2$ -Verhaltens der Strukturfunktionen Aufschlüsse über den inneren Aufbau der Nukleonen erhalten. So wurden in der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung Hinweise auf Bausteine der Nukleonen gefunden, die mit Hilfe des Partonmodells beschrieben werden konnten.

Doch bereits der Bereich niedriger Energien ( $W \leq 2 \text{ GeV}$ ), der sogenannte Resonanzbereich, der sich durch die Anregung der Nukleonresonanzen auszeichnet, ist zur Untersuchung der Nukleonstruktur geeignet. Bloom und Gilman haben darauf hingewiesen, daß die Elektroproduktion im Resonanzgebiet mit den tiefinelastischen Phänomenen verknüpft ist. Nach der Bloom-Gilman-Dualität (BG 70) beschreiben die Resonanzen nämlich den nichtdiffraktiven Teil des Prozesses, der zu dem beobachteten Skalverhalten führt. Außerdem machen Konstituenten-Modelle, wie das symmetrische Quarkmodell, Vorhersagen über einige Baryonen-Resonanzen. Die Resonanzen  $D_{13}$  (1520) und  $F_{15}$  (1688) sollen bei  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  fast ausschließlich durch resonante Amplituden der Gesamthelizität  $1/2$  des  $\gamma$ -Nukleon-Systems angeregt werden, während in der Photoproduktion Amplituden der Helizität  $3/2$  dominieren.

In Koinzidenzexperimenten zur Pion-Elektroproduktion (ALD 75, EVA 74) konnte in den vergangenen Jahren gezeigt werden, daß die Änderung der Helizitätsstruktur der  $D_{13}$  (1520) und  $F_{15}$  (1688) beim Übergang von der Photoproduktion zu raumartigen Impulsüberträgen  $q^2$  in der Weise stattfindet, wie es vom Quarkmodell vorhergesagt wurde. Bei diesen Experimenten wurde einerseits nur ein maximaler Impulsübertrag von  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  erreicht, zum anderen überdeckten nicht alle Messungen den Bereich der ersten drei Nukleonresonanzen.

Die Gruppe F 21 führte daher ein weiteres Koinzidenzexperiment zur  $\pi$ -Elektroproduktion im Bereich der Nukleonresonanzen am Deutschen Elektronen Synchrotron durch. Mit diesem Experiment wurden nicht nur die bereits zitierten Messungen (ALD 75) bei  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  auf das Gebiet der 3. Nukleonresonanz erweitert, sondern es wurden auch erstmalig Daten bei höheren Impulsüberträgen ( $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$ ) genommen, um eventuell auch Schlüsse auf das

asymptotische Verhalten der Baryonen-Resonanzen ziehen zu können.

In der vorliegenden Arbeit wird nach der Definition der kinematischen Variablen sowie einer Erläuterung des differentiellen Querschnittes auf die im Experiment verwendete Meßapparatur eingegangen. An die Auswertung der beiden untersuchten Kanäle  $\chi_{p \rightarrow \pi^+ n}$  und  $\chi_{p \rightarrow \pi^0 p}$  schließt sich eine Diskussion der Ergebnisse an. Besonderes Gewicht bekommt hierbei eine Multipolanalyse unter der Verwendung von Dispersionsrelationen (DL 75), mit der es erst möglich ist, die einzelnen Beiträge der sich überlagernden Resonanzen im Bereich der 2. und 3. Nukleonresonanz zu isolieren. Als Ergebnis der Analyse werden von den drei wichtigsten Resonanzen ( $S_{11}$ ,  $D_{13}$ ,  $F_{15}$ ) die Multipolamplituden für verschiedene Werte von  $Q^2$  vorgestellt. Den Abschluß der Arbeit bildet ein Vergleich der Ergebnisse mit Vorhersagen von symmetrischen Quarkmodellen sowie einem dualen Modell.

Das beschriebene Experiment diente außerdem der Untersuchung der 1. Resonanz sowie der  $\eta$ -Produktion (HAI 79), deren Ergebnisse in der Dispersionsanalyse berücksichtigt wurden. Bei den Messungen im Bereich der 3. Resonanz war es auch möglich, die  $\omega$ -Produktion zu studieren. Ergebnisse hierzu werden in PL0 79 veröffentlicht.

I.I. Kinematik und Wirkungsquerschnitt

Im folgenden soll der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß:



betrachtet werden.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes beschränkt man sich auf den Einphoton-austauschgraphen (Abb. 1). Beiträge höherer Ordnung können wegen der Größe des Entwicklungskoeffizienten ( $\alpha=1/137$ ) vernachlässigt werden. Weiterhin behandelt man das Elektron als extrem relativistisch, so daß seine Ruhemasse nicht berücksichtigt wird.

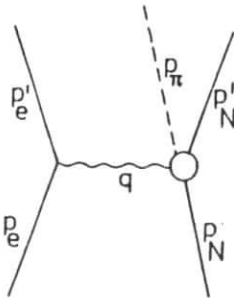


Abb. 1 Einphotonaustausch

Die Viererimpulse ( $p_\alpha = (E_\alpha, \vec{p}_\alpha)$ ),  $q = (q_0, \vec{q})$  des einlaufenden und auslaufenden Elektrons sind mit  $p_e$  und  $p_{e'}$ , die des Targetprotons und des auslaufenden Nukleons mit  $p_p$  und  $p_{N'}$  bezeichnet.  $q$  und  $p_\pi$  sind die Viererimpulse des ausgetauschten virtuellen Photons bzw. des erzeugten Pions.

In Abb. 2 sind die Laborwinkel erklärt, es bedeuten:

- $\vartheta_e$  = der Elektronstreuwinkel
- $\Theta$  = der Pionwinkel
- $\Theta_N$  = der Winkel zwischen Nukleon und virtueller Photonrichtung
- $\Phi$  = der Azimutwinkel zwischen den Ebenen  $p_e p_{e'}$  und  $p_{N'} p_\pi$ .

Die Nukleonmasse wird mit  $M$ , die Pionmasse mit  $\mu$  bezeichnet.

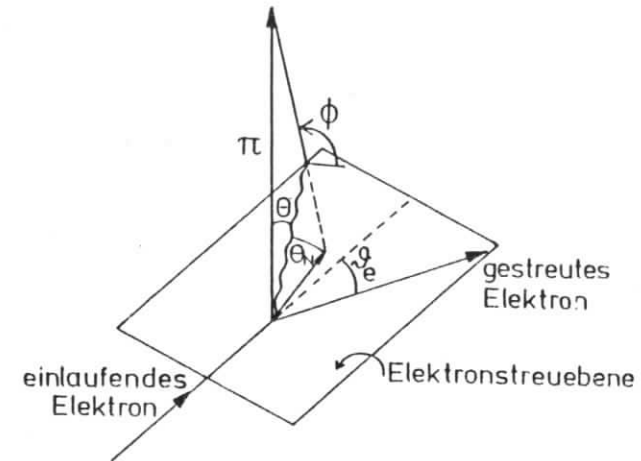


Abb. 2 Definition der Laborwinkel

Aus den Laborgrößen kann man folgende lorenzinvariante Größen ableiten:

Das Quadrat der Masse des virtuellen Photons

$$q^2 = (p_e - p_{e'})^2 = -2 E_e E_{e'} (1 - \cos \vartheta_e) = -Q^2$$

Das Quadrat der Schwerpunktsenergie (Photon-Proton), sie ist bei der betrachteten Nukleonresonanz gleich dem Quadrat der Masse der Resonanz.

$$s = (q + p_N)^2 = M^2 + 2M(E_e - E_{e'}) - Q^2 = W^2$$

Das Quadrat des Viererimpulsübertrags auf das Nukleon

$$t = (q - p_\pi)^2 = \mu^2 - 2q_0 E_\pi + 2|\vec{q}| |\vec{p}_\pi| \cos\theta - Q^2$$

Der Prozeß kann durch 5 unabhängige Variablen beschrieben werden. Dies sind im Laborsystem z. B.  $E_e, E_e', \vartheta_e, \phi, \Theta$ .

Für die Theorie ist es meist zweckmäßiger, die Variablen  $q^2, W, \phi, \Theta^*$  und  $\epsilon$  zu verwenden. Durch (\*) werden Größen im Schwerpunktsystem Pion-Nukleon gekennzeichnet.  $\epsilon$  bezeichnet den transversalen Polarisationsgrad des Photons. Es gilt (HAN 63)

$$\epsilon = \left( 1 + 2 \frac{q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\vartheta_e}{2} \right)^{-1}$$

Der Schwerpunktswinkel  $\Theta^*$  läßt sich aus dem Laborwinkel des Nukleons  $\Theta_N$  und dem Labor-Protonimpuls  $\vec{p}_N$  bestimmen:

$$\tan \Theta^* = \sqrt{1 - \beta_{N^*}^2} \frac{-\sin \Theta_N}{\cos \Theta_N - (\beta_{N^*} / \beta_N)}$$

mit

$$\beta_N = \frac{|\vec{p}_N|}{E_N}, \quad \beta_{N^*} = \frac{|\vec{q}|}{q_0 + M}$$

Das Matrixelement der Elektroproduktion für den Ein-Photon-Austausch läßt sich durch Anwendung der Feynmanregeln wie folgt angeben (JON 65):

$$\mathcal{M} = \frac{e}{Q^2} \epsilon_\mu J^\mu$$

$\epsilon_\mu$  ist das Matrixelement des leptonicen elektromagnetischen Stromes, das sich mittels der Quantenelektrodynamik berechnen läßt.  $J_\mu$  bezeichnet das Strommatrixelement des hadronischen Anteils, das im vorliegenden Experiment näher untersucht werden soll.

Da in diesem Experiment der Elektronenstrahl unpolarisiert war und Spins im Endzustand nicht beobachtet wurden, muß man zur Berechnung des Matrixelements über die Spins des Anfangszustands mitteln und über die des Endzustandes summieren. Man erhält:

$$|\overline{\mathcal{M}}|^2 = \frac{1}{4} \sum_{\text{Spins}} \overline{|\mathcal{M}|^2} = \frac{e}{Q^4} L^{\mu\nu} T^{\mu\nu}$$

mit dem leptonicen Tensor

$$L^{\mu\nu} = p_e^\mu p_e'^\nu + p_e^\nu p_e'^\mu - g^{\mu\nu} \frac{Q^2}{2}$$

und dem hadronischen Tensor

$$T_{\mu\nu} = \sum_{\text{Spins}} \langle p_N', p_\pi | J_\mu | p_N \rangle \langle p_N', p_\pi | J_\nu | p_N \rangle^*$$

Durch die Spinsumation reduzieren sich die 16 Komponenten des hadronischen Tensors auf 10. Es läßt sich weiter zeigen (JON 65), daß von diesen Komponenten nur 5 linear unabhängig sind. Hierzu geht man in das Breitensystem, in diesem System wird durch das Photon keine Energie übertragen, nutzt die Stromerhaltung aus und geht schließlich wieder ins Schwerpunktsystem von Pion und Nukleon.

Dann läßt sich der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photonen  $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega^*}\right)$  durch fünf unabhängige Tensorelemente  $(T_{ij}^*)$  im Pion-Nukleonschwerpunktsystem ausdrücken:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^*} = \frac{1}{4} b \left[ (T_{11}^* + T_{22}^*) + 2\epsilon \frac{Q^2}{q_0^2} T_{33}^* + \epsilon (T_{11}^* - T_{22}^*) \cos 2\phi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{\sqrt{Q^2}}{q_0} (T_{13}^* + T_{31}^*) \cos\phi \right]$$

mit dem kinematischen Faktor

$$b = \frac{|\vec{p}_\pi^*|}{32\pi^2 W(W^2 - M^2)}$$

Der Querschnitt für virtuelle Photonen ist mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt über den Flußfaktor:

$$\Gamma_1 = \frac{\alpha E_e' (W^2 - M^2)}{4\pi^2 E_e M Q^2 (1 - \epsilon)}$$

gemäß folgender Beziehung verknüpft :

$$\frac{d^5\sigma}{c E_e d(\cos\theta_e) d\phi_e d(\cos\theta^*) d\phi} = r_1 \frac{d^2\sigma}{d\Omega^*}$$

Unter der Verwendung der folgenden Relationen :

$$\begin{aligned} 1/4 b (T_{11}^* + T_{22}^*) &= \frac{d\sigma_u}{d\Omega^*} & , & \quad 1/2 b \frac{Q^2}{q_0^2} T_{33}^* &= \frac{d\sigma_l}{d\Omega^*} \\ 1/4 b (T_{11}^* - T_{22}^*) &= -\frac{d\sigma_p}{d\Omega^*} & , & \quad 1/4 b \frac{\sqrt{Q^2}}{q_0^*} (T_{13}^* + T_{31}^*) &= \frac{d\sigma_i}{d\Omega^*} \end{aligned}$$

läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion mit virtuellen Photonen als eine Summe aus vier Querschnitten darstellen :

$$\frac{d^2\sigma_Y}{d\Omega^*} = \sigma_u + \epsilon\sigma_l + \epsilon\sigma_p \cos 2\phi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \sigma_i \cos\phi$$

Die Bedeutung dieser vier differentiellen Wirkungsquerschnitte wird verständlich, wenn man zur Darstellung des Wirkungsquerschnittes in Helizitätsamplituden übergeht.

Die Helizitätsamplituden werden definiert gemäß:

$$f_{\mu_n, \mu_N \lambda_Y} = e_\mu(\lambda_Y) \langle \pi N, \mu_n | J^\mu | N, \mu_N \rangle$$

wobei  $\mu_n, \mu_N$  die Helizität des Nukleons bzw. des Pion-Nukleon-Systems und  $\lambda_Y$  die Helizität des Photons angibt.  $e_\mu(\lambda_Y)$  ist ein Polarisations-Vierervektor mit Helizität  $\lambda_Y$ .

Es gilt, falls man den Photonimpuls längs der z-Achse und die y-Achse längs  $\vec{q} \times \vec{p}_\pi$  annimmt:

$$\begin{aligned} e_\mu(\pm 1) &= (0, \mp 1, -i, 0)/\sqrt{2} \\ e_\mu(0) &= (q_0, 0, 0, i|\vec{q}|)/|q| \end{aligned}$$

In den Helizitätsamplituden lauten die vier differentiellen Wirkungsquerschnitte, die nur noch Funktionen von  $q^2, W$  und  $\cos\theta^*$  sind (DL 72):

$$\sigma_u = \frac{1}{2} c ( |f_{+,++}|^2 + |f_{+,-+}|^2 + |f_{-,++}|^2 + |f_{-,-+}|^2 )$$

da nur Amplituden mit Helizität  $\pm 1$  des Photons beitragen, handelt es sich hier um den Querschnitt für unpolarisierte transversale Photonen;

$$\sigma_l = c ( |f_{+,+0}|^2 + |f_{-,-0}|^2 ) \quad \text{ist der Querschnitt für longitudinale Photonen;}$$

$\sigma_p = -c \operatorname{Re} ( f_{+,++} f_{-,-+}^* - f_{+,-+} f_{-,++}^* )$  berücksichtigt die transversale Polarisation der Photonen und wird als Interferenz transversaler Photonen oder als transversale Asymmetrie bezeichnet;

$$\sigma_i = -c \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \left[ f_{+,+0}^* ( f_{+,++} - f_{-,-+} ) + f_{-,-0}^* ( f_{+,-+} + f_{-,++} ) \right]$$

ist der longitudinale-transversale Interferenzterm

$$\text{mit} \quad c = \frac{1}{32\pi (W^2 - M^2) W |\vec{q}|}$$

I.2. Entwicklung des hadronischen Tensors

In der Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photo-  
produktion stehen zunächst noch keine Annahmen über eventuelle resonante  
Zustände des ( $\pi N$ )-Systems. Da die Resonanzen durch Isospin I, Bahndrehimpuls l  
Gesamtdrehimpuls J und die Parität gekennzeichnet sind (Notation  $l_{2I2j}$  z. B.  
 $S_{11}$ ,  $l = 0$ ,  $I = 1/2$ ,  $j = 1/2$ ), ist es zweckmäßig, zur Untersuchung des ( $\pi N$ )-  
Endzustandes das hadronische Matrixelement  $T^{\mu\nu}$  in Multipolamplituden zu zer-  
legen.

Hierzu hat Dennery (DEN 61) das T-Matrixelement in 6 Schwerpunktsamplituden  
 $\mathcal{F}_i$  entwickelt. In diesen "Dennery-Amplituden" lauten die unabhängigen hadro-  
nischen Tensorelemente (JON 65)

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} T^{22} &= |\mathcal{F}_1|^2 - 2x \operatorname{Re}(\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_3^*) + |\mathcal{F}_3|^2, \\ \frac{1}{2} T^{11} &= \frac{1}{2} T_0^{22} + \sin^2 \theta^* [2 \operatorname{Re}(\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_3^* + \mathcal{F}_3 \mathcal{F}_1^*) + |\mathcal{F}_3|^2] + \\ &\quad + 2x \operatorname{Re}(\mathcal{F}_3 \mathcal{F}_4^*) + |\mathcal{F}_4|^2, \\ \frac{1}{2} T^{33} &= |\mathcal{F}_3'|^2 + 2x \operatorname{Re}(\mathcal{F}_3' \mathcal{F}_4'^*) + |\mathcal{F}_4'|^2, \\ \frac{1}{2} (T^{12} + T^{21}) &= -2 \sin \theta^* \operatorname{Re}[\mathcal{F}_3'(\mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_3 + x \mathcal{F}_4)^* + \\ &\quad + \mathcal{F}_4'(\mathcal{F}_3 + x \mathcal{F}_1 + \mathcal{F}_4)^*], \end{aligned}$$

mit  $\mathcal{F}_3' = \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_1 + x \mathcal{F}_4$ ,  $\mathcal{F}_4' = \mathcal{F}_4 + x \mathcal{F}_3$ , and  $x = \cos \theta^*$ .

Diese Amplituden werden nach Multipolen entwickelt. Der Gesamtdrehimpuls des  
( $\pi N$ )-Endzustandes setzt sich zusammen aus dem relativen Bahndrehimpuls l von  
Nukleon und Pion im Endzustand und dem Nukleonspin  $j = l \pm 1/2$ . Die durch  
die absorbierte Gammastrahlung erzeugten Multipolübergänge bezeichnet man als:

magnetisch	falls	$l = l_\gamma$	Notation: $M_{l\pm}$
elektrisch	falls	$l = l_\gamma \pm 1$	Notation: $E_{l\pm}$

Mit  $l_\gamma$  wird der von den Photonen übertragene Drehimpuls bezeichnet. Diese  
beiden transversalen Multipolübergänge  $M_{l\pm}$ ,  $E_{l\pm}$  bewirken folgende Paritätsände-  
rung:

magnetische Strahlung bewirkt eine Paritätsänderung von  $(-1)^{l_\gamma + 1}$ ,  
elektrische eine Änderung von  $(-1)^{l_\gamma}$ .

In der Elektroproduktion treten neben den transversalen Übergängen durch An-  
regung longitudinaler Photonen auch longitudinale Übergänge  $L_{l\pm}$  (Paritätsände-  
rung von  $(-1)^{l_\gamma}$ ) auf.

Die Multipolentwicklung der "Denneryamplituden" lautet (DEN 61)

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1 &= \sum [(l M_{l+} + E_{l-}) P'_{l+1}(x) + ((l+1) M_{l-} + E_{l+}) P'_{l-1}(x)], \\ \mathcal{F}_2 &= \sum [(l+1) M_{l+} + l M_{l-}] P'_l(x), \\ \mathcal{F}_3 &= \sum [(E_{l+} - M_{l+}) P'_{l+1}(x) + (E_{l-} + M_{l-}) P'_{l-1}(x)], \\ \mathcal{F}_4 &= \sum (M_{l+} - E_{l-} - M_{l-} - E_{l+}) P'_l(x), \\ \mathcal{F}_3' &= \sum [(l+1) L_{l+} P'_{l+1}(x) - l L_{l-} P'_{l-1}(x)], \\ \mathcal{F}_4' &= \sum (l L_{l-} - (l+1) L_{l+}) P'_l(x). \end{aligned}$$

mit den Legendrepolyomen  $P_l(x)$  und ihren Ableitungen  $P'_l(x)$  sowie  $x = \cos \theta^*$ .

Statt Multipolamplituden sind auch Partialwellen-Helizitätsamplituden gebräuch-  
lich ( $A_{l\pm}$ ,  $B_{l\pm}$ ,  $C_{l\pm}$ ). Die Gesamthelizität des einlaufenden  $\gamma$ -Nukleon-Systems  
kann für transversale Photonen den Wert 1/2 (A-Amplitude) und 3/2 (B-Amplitude)  
annehmen. Im Falle longitudinaler Photonen ist lediglich die Helizität 1/2  
(C-Amplitude) möglich.

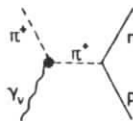
Zwischen den Partialwellen-Helizitätsamplituden und den Multipolamplituden  
gelten z. B. folgende Beziehungen (DEK 75):

$$\begin{aligned} A_{l+} &= 1/2 (l M_{l+} + (l+2) E_{l+}) \\ A_{l+1,-} &= 1/2 [(l+2) M_{l+1,-} - l E_{l+1,-}] \\ B_{l+1,+} &= -M_{l+1,+} + E_{l+1,+} \\ B_{l+2,-} &= M_{l+2,-} + E_{l+2,-} \\ C_{l+} &\sim (l+1) L_{l+} \\ C_{l+1,-} &\sim (l+1) L_{l+1,-} \end{aligned}$$

Da die Dynamik der Resonanzanregung durch eine Anzahl Formfaktoren charakterisiert wird, kann man die Multipol- oder Helizitätsamplituden als solche Formfaktoren interpretieren. Ziel der Messung wird es sein, die resonanten Amplituden bzw. Formfaktoren zu isolieren und ihre  $q^2$ -Abhängigkeit zu studieren.

### I.3. Das Ein-Pion-Austauschmodell

In der  $\pi^+$ -Elektroproduktion können positive Pionen nach dem Pion-Austausch-Graphen direkt erzeugt werden. Das Matrixelement hat dann einen Pol bei  $t = \mu^2$ .



Obgleich aufgrund der Größe der Kopplung eine störungstheoretische Entwicklung nicht konvergiert, ist es nach dem Ein-Pion-Austauschmodell dennoch sinnvoll, nur den niedrigsten Graphen in Betracht zu ziehen, wenn man sich nämlich in der Nähe des Pols des Propagators befindet, so daß die Amplitude durch diesen Graphen dominiert wird. Dies ist bei der  $\pi^+$ -Elektroproduktion für kleine Streuwinkel  $\Theta^*$  der Fall, so daß ein Anstieg des Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung zu erwarten ist. Diese Betrachtung ist nicht für die  $\pi^0$ -Produktion möglich, da die Kopplung an das Pion nicht auftritt, weil Photon und  $\pi^0$  unterschiedliche C-Parität haben.

Da für transversale Photonen die Amplitude für die Ankopplung an ein  $\pi^+$  für die Vorwärtsrichtung ( $\Theta^* = 0$ ) aufgrund der Drehimpulserhaltung verschwinden muß, kann man folgern, daß der Pion-Pol-Term und somit auch der Pion-Formfaktor besonders den longitudinalen Anteil in Vorwärtsrichtung beeinflusst, denn für longitudinale Photonen ist der  $\pi^+$ -Austausch für  $\Theta^* = 0$  möglich.

## II Der experimentelle Aufbau

Zur Untersuchung der exklusiven Pion-Elektroproduktion ist eine Apparatur erforderlich, die neben dem Vierervektor des gestreuten Elektrons noch den eines weiteren Teilchens im Endzustand bestimmt. In diesem Kapitel wird ein Überblick über die verwendete Nachweisapparatur, die beiden Spektrometer der DESY-Gruppe F 21 (siehe Abb. 3), gegeben. Auf eine detaillierte Darstellung der einzelnen Komponenten der Spektrometer sowie des Strahlführungssystems und des Flüssigwasserstofftargets wird verzichtet, da hierüber bereits viele ausführliche Berichte vorliegen (F 21).

### II.1. Primärstrahl, Ladungsmessung und Target

Das Experiment wurde am externen Elektronenstrahl (Strahl 20) von DESY durchgeführt. Mit einer Intensität von typisch  $10^{10} e^-$  pro Puls gelangte der Strahl über ein Transportsystem bestehend aus 4 horizontalen Ablenkmagneten, 10 Quadrupolen und 3 vertikalen Korrekturspulen zu einem Flüssigwasserstofftarget. Mittels mehrerer einschwenkbarer Zinksulfid-Schirme konnte längs des Transportsystems die Lage und Ausdehnung des Elektronstrahls über Fernsichtkameras überprüft werden. Am Targetort betrug die Strahlausdehnung typisch 1.5 mm vertikal und 3 mm horizontal (volle Breite halbe Höhe).

Die Ladung des Primärstrahles wurde mit einem Sekundäremissions-Vervielfacher und zeitweise auch mit einem Faradaykäfig gemessen. Die relativen Schwankungen zwischen beiden Geräten ist gering ( $\leq 1\%$ ), so daß als Fehler der Ladungsmessung im wesentlichen die absolute Unsicherheit der Messung mit dem Faradaykäfig eingeht.

Die Targetzelle befand sich über dem Drehpunkt der beiden Spektrometer. Sie bestand aus einem in Strahlrichtung liegenden 12 cm langen Zylinder, dessen Endstücke die Form von Kugelkalotten hatten. Die Zelle hatte einen Durchmesser von 5 cm und bestand aus einer 75  $\mu\text{m}$  starken Polyimidfolie. Die Verflüssigung des Wasserstoffs erfolgte über einen mit Helium gekühlten Wärmeaustauscher. Bei einem Dampfdruck von 0.4 atü betrug die Zahl der Protonen pro  $\text{cm}^2$   $N_t = 5.28 \cdot 10^{23}$ . Hierbei mußte infolge von Bläschenbildung für Targetlänge und Wasserstoffdichte ein Fehler von  $\pm 1\%$  angenommen werden.



In der Tabelle 1 sind noch einmal die wichtigsten Daten der 3 Szintillationshodoskope zusammengestellt (MAY 71, KOR 72)

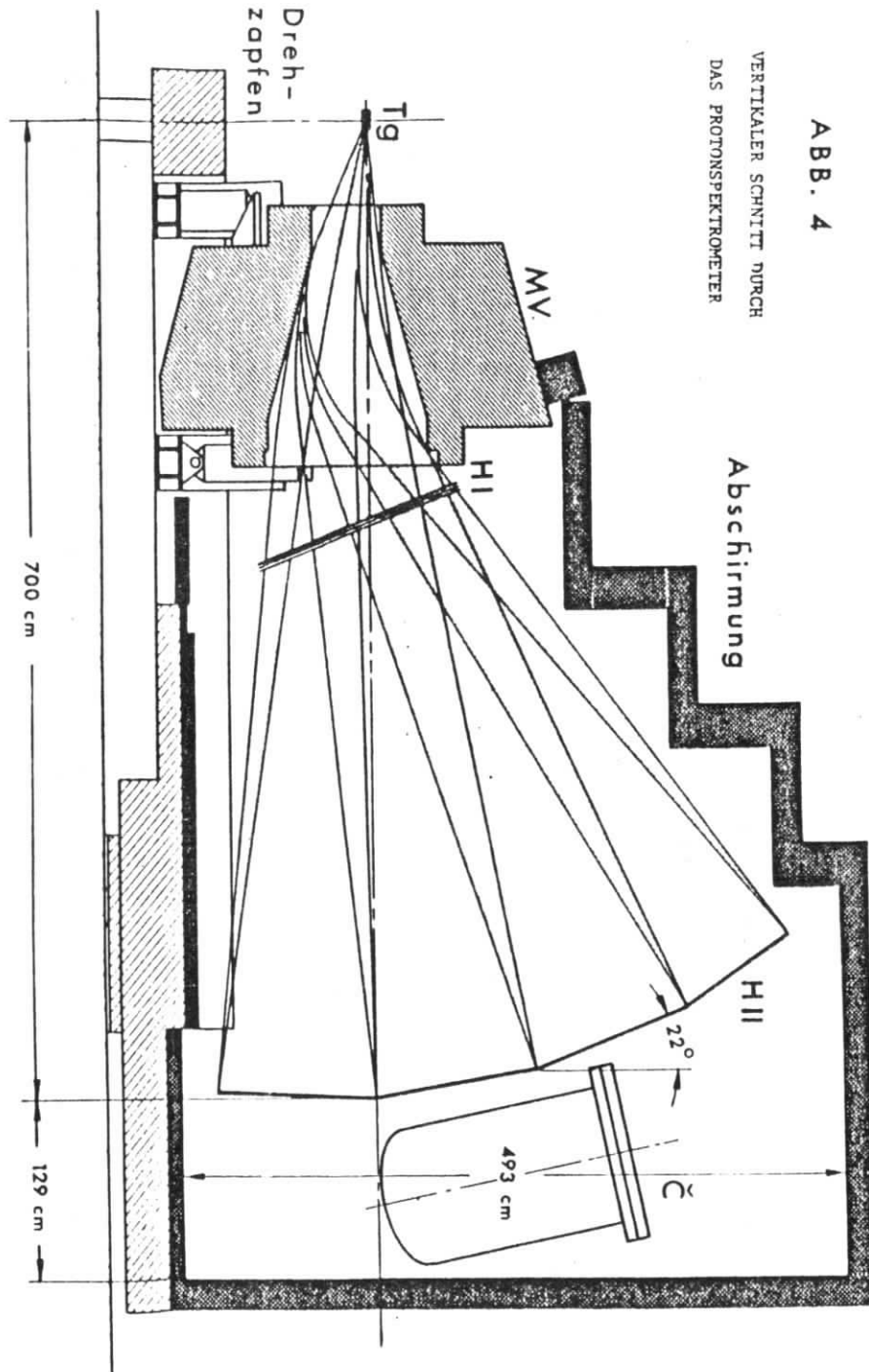
Hodoskop	H1	H2	H3
Funktion	Vertikalwinkel	Horizontalwinkel	Impuls
Zählerlänge mm	184	221	259-303
Zählerbreite mm	10	28	25
Zählerdicke mm	3	3	2
Akzeptanz des Hodoskops	$\pm 29$ mr	$\pm 8.1$ mr	$\pm 5$ %
Auflösung des Hodoskops	$\pm 1.5 - 3$ mr	$\pm 1.4$ mr	$\pm 0.25$ %
Anzahl der Zähler	16	6	2 x 20

### II.3. Das Hadronspektrometer

In einem weiteren magnetischen Spektrometer (s. Abb. 4) wurde ein geladenes Hadron in Koinzidenz zum gestreuten Elektron nachgewiesen. Dieses nicht fokussierende Hadronspektrometer bestand aus einem vertikal ablenkenden Magneten vom Typ MV (DESYH), einem Proportionaldrahtkammer-Hodoskop HI, einem Szintillatorhodoskop HII sowie einem Schwellenčerenkovzähler Č, der es gestattete, für einen Teil der Spektrometerakzeptanz Pionen von Protonen zu trennen. Die Abschirmung zum Schutz gegen die hohe Untergrundstrahlung erfolgte ähnlich wie beim Elektronspektrometer durch 20-30 cm starke Eisenplatten. Der Horizontalwinkel des Spektrometers gegen die primäre Elektronrichtung konnte zwischen  $13^\circ$  und  $70^\circ$  variiert werden.

#### II.3a Der Ablenkmagnet

Der 45 t schwere Magnet hatte eine integrierte magnetische Länge von 134.3 cm, eine nutzbare Apertur von  $14 \times 18 \text{ cm}^2$  am Eingang und  $28 \times 136 \text{ cm}^2$  am Ausgang. Der maximale Ablenkwinkel betrug  $65^\circ$  (FRA 72). Eine variable Bleiblende vor der vorderen Magnetspiegelplatte ermöglichte die Begrenzung der Vertikalakzeptanz nach oben hin. In der Magnetöffnung befand sich ein mit Heliumgas gefüllter Plastikbehälter, der die Coulombvielfachstreuung verringerte. Das Magnetfeld war bereits für ein früheres Experiment (MER 75) sorgfältig vermessen worden, so daß für die Auswertung der vorliegenden Daten die damals erstellten Magnetfeld-Matrizen herangezogen werden konnten.





### II.3b Die Proportionalkammern

Die Bestimmung des Austrittsortes der Hadronen erfolgte mit einer Proportionalkammer, die aus einem Paket von drei Einzelkammern bestand. Die Kammern enthielten jeweils 2 Hochspannungsebenen mit einer dazwischenliegenden Signaldrahtebene. Die in einem Abstand von 2 mm gespannten  $20\ \mu\text{m}$  dicken Signaldrähte aus vergoldetem Wolfram waren in der 1. Kammer waagrecht gespannt. In den beiden anderen Ebenen bildeten die Drähte in entgegengesetztem Sinn Winkel von  $5^\circ$  mit den Drähten der ersten Kammer. Bei einer empfindlichen Fläche der Proportionalkammer von  $38 \times 146\ \text{cm}^2$  erreichte man damit horizontal eine Ortsauflösung von  $\pm 8\ \text{mm}$  (Halbwertsbreite) und vertikal  $\pm 0.7\ \text{mm}$  (Halbwertsbreite) (WAG 73). Als Gasfüllung wurde ein Gemisch aus 0.3 % Ar, 31.7 % Ne und 68 %  $\text{CO}_2$  verwendet.

### II.3c Das Szintillatorhodoskop HII

Etwa 5 m hinter dem Magneten befand sich ein Hodoskop, das aus 15 übereinander angeordneten Gray-Code-Kammern mit einer Fläche von jeweils  $80 \times 30\ \text{cm}^2$  aufgebaut war. Jede Kammer bestand aus vier 5 mm dicken Szintillationszählern, die im Gray-Code (MAY 71) angeordnet waren. Je zwei Kammern wurden von einem Trigger- oder Laufzeitzähler halb überdeckt. Diese insgesamt 16 Triggerzähler bestanden aus 1 cm dickem Szintillationsmaterial und hatten die gleichen Abmessungen wie die Kammerzähler. An den beiden Enden der Zähler befanden sich Photomultiplierrohren, so daß über die Lichtlaufzeitdifferenz der horizontale Durchgangsort eines Teilchens auf  $8 \pm 0.5\ \text{cm}$  (Halbwertsbreite) bestimmt werden konnte. Außerdem lieferten die Laufzeitzähler nicht nur den 5. Gray-Code-Kanal, so daß jede Kammer 30 Ortskanäle von 1 cm Breite besaß, sondern sie wurden zusammen mit dem Čerenkovzähler des Elektronarmes für eine Flugzeitmessung der Hadronen herangezogen.

### II.3d Der Čerenkovzähler

Um eine ausreichende Flugzeittrennung der Protonen von den  $\pi^+$ -Mesonen zu erreichen, mußte bei einer Flugstrecke von 7 m und einer Zeitauflösung von  $\pm 2\ \text{nsec}$  (Halbwertsbreite) (WAG 73) die Flugzeitdifferenz mindestens 3 nsec betragen. Das bedeutete, daß Protonen mit Impulsen oberhalb  $\sim 1.6\ \text{GeV}$  sich mittels der Flugzeitmethode nicht von Pionen trennen ließen (s. Abb. 5).

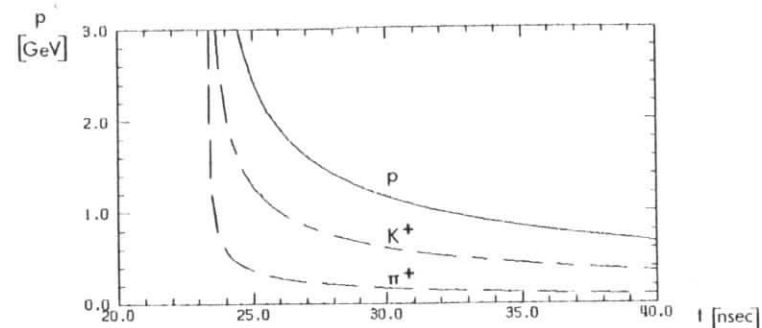


Abb. 5 Impuls-/ Flugzeit-Diagramm für Pionen, Kaonen und Protonen bei einem Flugweg von 7 m.

Im vorliegenden Experiment wurden jedoch Protonenimpulse bis zu 2 GeV erwartet. Um trotzdem Teilchentrennung zu gewährleisten, war unmittelbar hinter Hodoskop HII im Bereich der Akzeptanz großer Protonenimpulse ein SchwellenČerenkovzähler installiert worden.

Der Čerenkovzähler war mit Frigen 13 ( $\text{CF}_3\text{Cl}$ ) bei einem Druck von 10 atü gefüllt. Aufgrund des großen Querschnitts, die Akzeptanz lag bei  $80 \times 120\ \text{cm}^2$ , war das Radiatorvolumen in drei übereinanderliegende Optikeinheiten aufgeteilt (HAI 74). Diese Einheiten bestanden aus sphärischen Spiegeln, die das erzeugte Čerenkovlicht zu beiden Seiten auslenkten, wo es mittels zweier entsprechend dimensionierter Lichttüten auf je einen Multiplier fokussiert wurde. Um optimale Lichtsammung bei kleinster räumlicher Abmessung zu erreichen, hatten die Lichttüten die Form einer Rotationsparaboloids (WIN 70). Als Multiplier wurde der Typ RCA 8854 (RCA) verwendet, der sich durch große Kathodenfläche und Empfindlichkeit sowie hohe Quantenausbeute auszeichnet.

Mit diesem Čerenkovzähler war es möglich, Pionen von Impulsen oberhalb 1.5 GeV nachzuweisen, so daß eine Überlappung zum Flugzeitbereich bestand. Durch Vergleich der Pionraten (definiert durch die Flugzeit und Missing Mass) mit und ohne Čerenkovzähler konnte die Nachweiswahrscheinlichkeit für Pionen bestimmt werden. Pionen, die in der Akzeptanz des Čerenkovzählers lagen, konnten mit einer Wahrscheinlichkeit von 94 % nachgewiesen werden. Die Verluste von 6 % ergaben sich durch Absorption der Pionen im Laufzeitzähler sowie in der Behälterwand und den Spiegeln des Čerenkovzählers. Eine ausführliche Beschreibung des Zählers ist in den Arbeiten von R. Haidan (HAI 74, HAI 79) zu finden.

II.3e Akzeptanz und Auflösung

Die horizontale Akzeptanz war bei hohen Impulsen ( $p \geq 1 \text{ GeV}$ ,  $B \geq 1 \text{ Tesla}$ ) nahezu konstant (112 mrad). Sie wurde durch die Magnetöffnung und die Breite des Hodoskops HII bestimmt. Für kleine Impulse bewirkte die longitudinale Komponente des Randfeldes eine merkbare horizontale Fokussierung, so daß sich die Akzeptanz etwas erhöhte (z. B. für  $p = 0.5 \text{ GeV}$  und  $B = 1 \text{ Tesla}$ ).

Die vertikale Akzeptanz wurde durch den Magneten und die beiden Hodoskope begrenzt. Um weitgehend frei von elektromagnetischem Untergrund zu bleiben, wurden durch eine Bleibende Vertikalwinkel  $> 0^\circ$  abgeschnitten und alle Gray-Code-Kammern, die in direkter Sicht zum Target lagen, abgeschaltet. Im vorliegenden Experiment wurden lediglich die oberen 12 Zähler benutzt. Durch diese Maßnahme wurde die vertikale Akzeptanz zusätzlich leicht eingeschränkt, es konnte so aber eine wesentlich höhere Intensität des Primärstrahles verwendet werden.

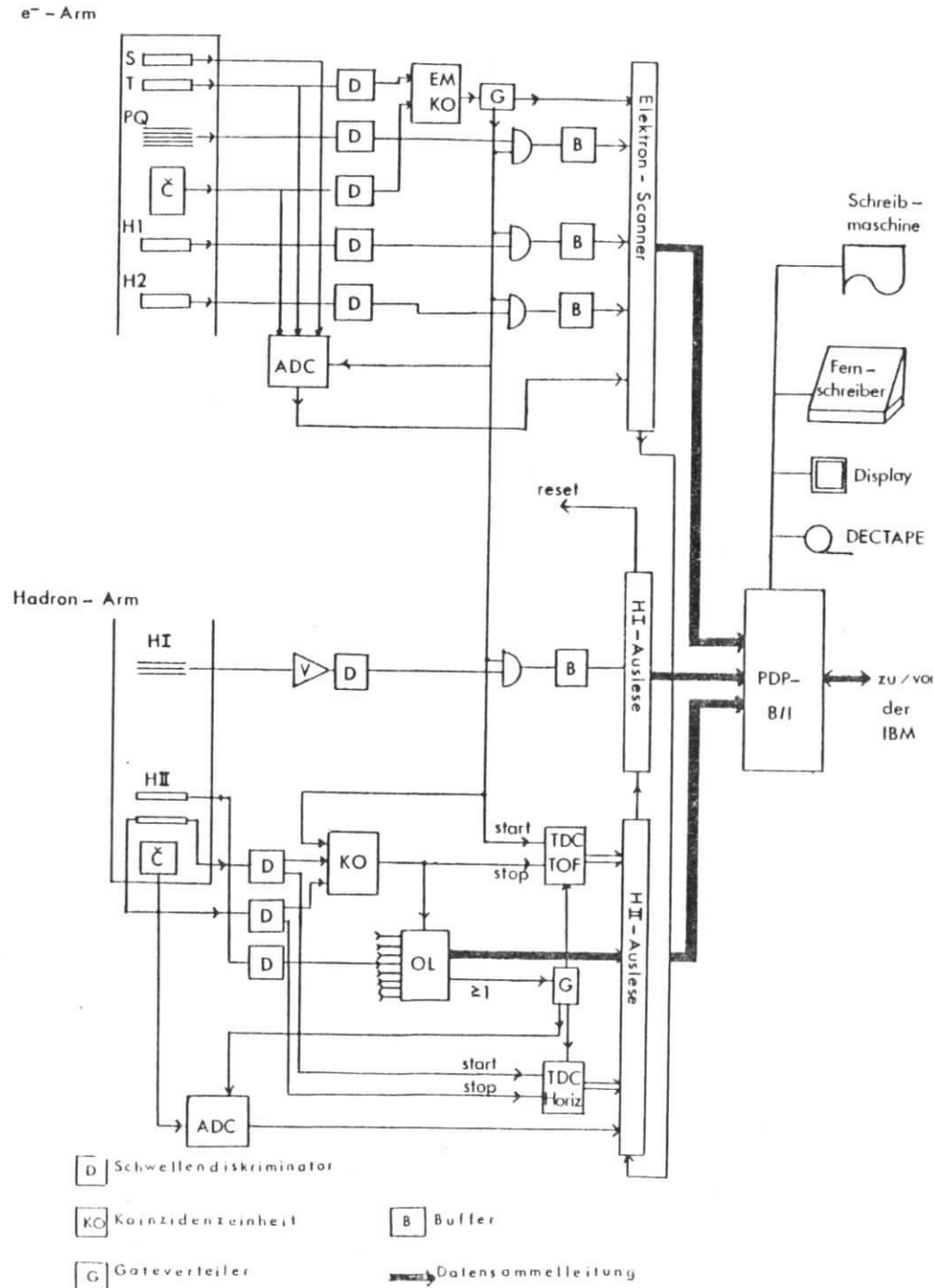
Die Winkelauflösung war winkelabhängig, da der Reaktionsort im Target nicht direkt gemessen werden konnte. In die Auflösung des Horizontalwinkels ging wesentlich die horizontale Ortsauflösung der Hodoskope HI und HII ein. Für das vorliegende Experiment betrug die Auflösung zwischen 10 und 115 mrad, je nach Horizontalwinkel ( $24^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ ).

Die Vertikalwinkelauflösung wurde durch die Meßgenauigkeit des vertikalen Ortes in HI und HII sowie durch die Vielfachstreuung im Target bestimmt. Die Unkenntnis des Targetorts bewirkte eine Verschlechterung der Auflösung des Impulses und des Vertikalwinkels zu großen Vertikalwinkeln hin. Bei großen Impulsen wurde die Auflösung im wesentlichen durch die Kanalbreite der Hodoskope gegeben, während bei kleinen Impulsen der Einfluß der Vielfachstreuung überwiegt (FRA 72).

II.4. Elektronik und Datennahme

Die Elektronik der beiden Spektrometer wurde gegenüber früheren Experimenten (MAY 71, MER 75) nur geringfügig verändert (WRI 78). Es werden daher im Folgenden lediglich die wesentlichen Züge der Logik und der Datenerfassung anhand des vereinfachten Schaltbildes der Abb. 6 erläutert.

Die Signale der Photovervielfacher aller Zähler wurden über Verzögerungsein-



heiten zeitlich abgeglichen und linear aufgeteilt, um nicht nur Amplitudenspektren aufnehmen zu können, sondern um auch in Diskriminatoren (Schwelle  $\sim 100$  mV) Normpulse zu formen, die für eine schnelle Entscheidungselektronik benötigt wurden. Diese schnelle Logik bestimmte in 2 Stufen, ob die Zählerinformationen eines Ereignisses durch Aktivierung der Ausleseelektronik an eine Rechenanlage weitergeleitet werden sollte.

In der ersten Entscheidungsstufe wurde geprüft, ob im Elektronarm der Čerenkovzähler zusammen mit dem Triggerzähler angesprochen hatte. War diese Koinzidenz (Elektron-Master-Koinzidenz) erfüllt, so wurde ein Impuls (E-Master) erzeugt, der die Datenspeicher der Elektronarmzähler öffnete und ihre Auslese in einen Kleinrechner (Typ PDP 8/I) veranlaßte. Außerdem wurde eine weitere Datennahme im schnellen Teil der Elektronarm-Logik so lange unterbunden, bis der Abschluß der Auslese durch ein Signal (Reset) quittiert worden war.

In der zweiten Entscheidungsstufe wurde zum 'E-Master' noch eine zusätzliche Koinzidenz zwischen mindestens einer der Gray-Code-Kammern und den beiden Multipliern des zugehörigen Laufzeitzählers im Hadronarm verlangt. Waren von der Logik auf diese Weise koinzidente Elektron-Hadron-Ereignisse erkannt worden, so wurden zusätzlich zur Information des Elektronarms auch die Zähler des Hadronarms ausgelesen. Durch folgende Informationen wurde ein Koinzidenzereignis charakterisiert.

- Die Amplituden des Čerenkov-, Schauer- und Triggerzählers, sowie die Zeitdifferenz der Signale der Čerenkov- und des Schauerzählers, die ein Maß für die Elektronenflugzeit lieferten, identifizierten das gestreute Elektron.
- Die Adressen der angesprochenen Zähler der Hodoskope H1, H2 und H3 bestimmten die Trajektorie des gestreuten Elektrons.
- Die Amplituden des Hadron-Čerenkovzählers und des Laufzeitzählers sowie die Hadronflugzeit ('e-Master' gegen Laufzeitzählersignal) identifizierten das nachgewiesene Hadron (Rückstoßproton oder  $\pi^+$ ).
- Die Adressen der gefeuerten Signaldrähte der Proportionalkammer, die Laufzeit und Gray-Code-Zähler und die Lichtlaufzeit der Laufzeitzählersignale, zur Bestimmung des horizontalen Teilchenortes, kennzeichneten die Flugbahn des Hadrons durch das Spektrometer.

Außer den Koinzidenzereignissen wurden mit einer bestimmten Untersetzung auch nicht koinzidente Elektronsignale registriert. Diese "Einarm-Datennahme" diente bei der späteren Auswertung der Überprüfung der Stabilität des Experiments. Der Primärstrahl und die zeitliche Konstanz der Ladungsintegratoren konnte mittels eines Monitorteleskops überwacht werden.

Der Kleinrechner sorgte nicht nur für die Zwischenspeicherung der Daten, bevor sie von der DESY-Rechenanlage (IBM 370/165) übernommen wurden, sondern gestattete es auch, zur Kontrolle der Apparatur jederzeit Informationen über die genommenen Ereignisse von der IBM abzurufen und auf einem Sichtschirm oder einer Schreibmaschine auszugeben. Weiterhin konnten Magnetströme, Hochspannungen u.s.w., die in regelmäßigen Abständen mit einem Digitalvoltmeter gemessen wurden, in die PDP eingelesen und überwacht werden.

Von der IBM wurden die Daten zunächst auf eine Magnetplatte und später auf ein Magnetband geschrieben. Die endgültige Auswertung des Experiments erfolgte an der IBM. Hierüber wird im Kapitel III berichtet.

## III Messungen und Datenanalyse

### III.1. Datennahme

Die Messungen erfolgten in sieben Setzungen an insgesamt 40 Tagen verteilt über einen Zeitraum von einem Jahr. Ziel des Experiments war nicht nur die Datennahme im Bereich der dritten Resonanz für  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ , sondern es sollten vor allem Messungen bei  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  durchgeführt werden. Für die Aufstellung des Meßprogramms wurden zunächst die zu erwartenden Zählraten abgeschätzt. Hierzu wurde angenommen, daß die Kanalquerschnitte ähnlich mit wachsendem  $Q^2$  abfallen wie der totale  $\gamma_{\nu p}$ -Querschnitt, dessen  $Q^2$ -Verhalten näherungsweise durch einen Dipol  $(1 + Q^2/0.71)^{-2}$  beschrieben werden kann. Die Abschätzung ergab, daß für die Setzung bei  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  etwa die 2 1/2 fache und bei  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  die fünffache Messzeit erforderlich sein würde wie bei  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$ , wollte man gleiche Zählraten und damit vergleichbare statistische Fehler bei allen Setzungen erhalten. Um in vertretbarer Zeit das gesteckte Ziel erreichen zu können, wurde bei der Aufstellung des Meßprogramms auf folgende Punkte besonders geachtet :

i) Die Blende des Hadronarms wurde derart eingestellt (siehe auch II.3e), daß bei minimalen Akzeptanzverlusten hierdurch bei einer möglichst hohen Primärstrahlintensität gemessen werden konnte.

ii) Es wurde ein minimaler Elektronstreuwinkel ( $\theta_e$ ) gewählt, damit der Polarisationsparameter  $\epsilon$  nahe bei 1 lag, wodurch ein großer Flußfaktor für virtuelle Photonen ( $\Gamma_t \sim 1/(1-\epsilon)$ ) erreicht wurde.

iii) Die Primärenergie und die Magnetströme des Elektronspektrometers wurden so gewählt, daß die Akzeptanz in W groß war. Hierdurch konnte mit wenigen Setzungen fast das gesamte Resonanzgebiet untersucht und die Zahl der zeitraubenden Unterbrechungen infolge Energie- und Spektrometerumstellungen klein gehalten werden.

Im einzelnen ergaben sich folgende kinematische Parameter :

$Q^2$ GeV <sup>2</sup>	W GeV	$\theta_e$ Grad	Hadronarmwinkel Grad	$E_e$ GeV	$E_e'$ GeV
0.6	1.55-1.76	15	26	3.700	2.380
0.6	1.70-1.88	15	24	3.835	2.288
1	1.70-1.88	15	24	4.682	2.913
2	1.46-1.82	15.15	28	6.380	4.348
3	1.46-1.88	17.75	26	6.902	4.348
3	1.16-1.61	18.4	35	6.701	4.500
3	1.10-1.64	18.9	30	6.571	4.352

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte aus den gemessenen Zählraten war die Kenntnis der Spektrometerakzeptanz in apparativen Bins erforderlich. Diese ließ sich bei einer derart komplexen Apparatur, wie der hier benutzten, am einfachsten mittels einer Monte-Carlo-Simulation des Experiments bestimmen. Die Güte der Simulation konnte bereits für frühere Messungen (GAY 71, MAY 71) gezeigt werden. Hierzu wurden besonders Testmessungen zur elastischen e-p-Streuung herangezogen.

Auch für das hier beschriebene Experiment wurden elastische Testmessungen während der Meßschichten eingeschoben, da sie aufgrund der höheren Zählrate und des gut bekannten Prozesses nicht nur die Überprüfung der Funktion der Spektrometer, sondern auch einige spezielle Tests und Eichungen, die im folgenden kurz erläutert werden, ermöglichten.

#### III.1a Elastische Testmessungen

Zu Beginn jeder Setzung wurden elastische Messungen bei verschiedenen Werten des Magnetfeldes und des Winkels für das Hadronspektrometer durchgeführt, diese dienten der Überprüfung des Hadronarms und wurden für die Eichung der Laufzeitähler herangezogen (Abschnitt III.1b). Außerdem wurde etwa einmal in jeder Meßschicht, d. h. alle 8 Stunden, zwecks Überprüfung des Elektronspektrometers und der Primärenergie, eine elastische Einarm-Messung durchgeführt. Durch den Vergleich der Lage des elastischen Peaks der Messung mit der MC-Simulation konnte die Primärenergie ermittelt werden. Diese lag bis zu 4.5 % (typisch 2 %) unter der nominellen Energie des Synchrotrons.

### III.1b Eichung der Laufzeitähler

Die Monte-Carlo-Simulation der elastischen e-p-Streuung für Hadronspektrometerwinkel  $\Theta_p$ ,  $\Theta_p + 2^0$  und  $\Theta_p - 2^0$  (mit  $\Theta_p$  = der elastische Protonstreuwinkel) lieferte Ortsinformationen für jeden Laufzeitähler. Diesen Orten konnten durch Vergleich der Simulation mit der entsprechenden experimentellen Setzung die mit den Laufzeit-TDC's gemessenen Lichtlaufzeit-Differenzen zugeordnet werden. Für jeden Triggerzähler konnte die Laufzeit-Orts-Korrelation durch einen linearen Ansatz beschrieben werden, dessen freie Parameter mittels eines Geradenausgleichsverfahrens die Eichkonstanten lieferte.

### III.2. Die Auswertung

Die Reduktion der auf Magnetband befindlichen Daten erfolgte in drei Schritten. Zunächst wurden die Informationen aller Zähler dekodiert und der Elektronarm vollständig ausgewertet. Aus dem Verhältnis der Raten der E-Master-Signale zu den Elektron-Master-Koinzidenzen (siehe II.4) ließ sich die Totzeit der Apparatur ermitteln und zur Bestimmung der tatsächlich aufintegrierten Ladung verwenden. Im zweiten Schritt wurden alle Spuren im Hadronarm rekonstruiert. Nach der Berücksichtigung spezieller Flugzeitkorrekturen (III.2e) wurden die zu untersuchenden Kanäle  $p\pi^0$  bzw.  $n$  von den übrigen Ereignissen abgetrennt. Durch Aufteilung der kinematischen Variablen in Intervalle (Bins) wurde eine Matrix aufgebaut, in die die zugehörigen Ereignisse einsortiert wurden. Der Vergleich dieser Matrix mit einer entsprechend gebildeten Matrix aus den Ereignissen einer Monte-Carlo-Simulation lieferte im letzten Schritt der Analyse die differentiellen Wirkungsquerschnitte. Nach diesem groben Überblick wird im folgenden auf einzelne Teile der Auswertung näher eingegangen.

### III.2a Reduktion der Elektronarm-Information

Bei der Auswertung der Informationen des Elektronarmspektrometers waren drei Klassen von Ereignissen (Elektron-Ereignissen) zu unterscheiden.

#### i) Unvollständige Ereignisse

Diese Ereignisse, bei denen kein PQ-, kein  $\theta$ - oder kein  $\phi$ - Kanal angesprochen hatte, wurden verworfen. Hierbei handelte es sich nämlich überwiegend um Elektronen, die außerhalb der Spektrometerakzeptanz lagen. Denn es konnte gezeigt werden, daß andere Effekte, die zum Nichtansprechen der genannten Zähler führten, vernachlässigbar klein waren. So lagen die Verluste unter 6 o/oo, welche sich durch die Spalten zwischen den Szintillatoren bzw. durch von 1 abweichende Ansprechwahrscheinlichkeiten der PQ-,  $\theta$ - und der  $\phi$ -Zähler ergaben.

#### ii) Einfach-Ereignisse

Diese Ereignisklasse war dadurch gekennzeichnet, daß genau ein PQ-, ein  $\theta$ - und ein  $\phi$ - Kanal angesprochen hatte. Von diesen Ereignissen wurden nur jene als "gute" Elektron-Ereignisse anerkannt, deren Signale im Schauerzähler oberhalb einer vorgegebenen Schwelle lagen. Durch den Schnitt im Impulshöhenspektrum des Schauerzählers gingen lediglich 5 o/oo der Elektronen verloren.

#### iii) Mehrfach-Ereignisse

Hierbei handelt es sich um Ereignisse, bei denen mehr als ein PQ-,  $\theta$ - oder  $\phi$ - Kanal angesprochen hatte. Ein Teil dieser Ereignisse war auf Schauerbildung bzw. Anregung von Anstoßelektronen innerhalb der Akzeptanz etwa an Zählermaterie zurückzuführen. Dieser Anteil, der auf Einfach-Ereignisse reduziert werden konnte, zeichnete sich durch relativ kleine Multiplizitäten im PQ-,  $\theta$ - und  $\phi$ - Hodoskop aus; d.h. weniger als drei  $\theta$ - Kanäle hatten angesprochen und nicht mehr als vier gute PQ- $\phi$ - Kombinationen lagen vor. Als gute PQ- $\phi$ - Kombinationen wurden solche angesehen, die innerhalb der PQ- $\phi$ - Akzeptanz des Spektrometers lagen, und bei denen ein bis zwei dem PQ-Kanal benachbarte P- und Q- Zähler angesprochen hatten. Die übrigen Mehrfach-Ereignisse wurden verworfen, da sie durch Schauerbildung außerhalb der Akzeptanz ( etwa an den Magnetwänden ) hervorgerufen wurden.

### III.2b Reduktion der Hadronarm-Information

Bevor die Entscheidung gefällt werden konnte, ob es sich bei einem Ereignis mit einem "guten" Elektron um eine Elektron-Hadron-Koinzidenz handelte, mußte die Teilchen-Trajektorie vom Target durch den Magneten und die beiden Hodoskope rekonstruiert werden (vergleiche hierzu MER 75).

Es wurden alle Ereignisse ausgeschlossen, deren durch HI und HII bestimmte Trajektorie nicht innerhalb des kinematisch zulässigen Impulsbereichs durch das Target ging. Außerdem wurden Ereignisse verworfen, bei denen weniger als zwei Ebenen der Proportionalkammer HI gefeuert hatten, sowie Ereignisse mit unvollständiger Information des Szintillatorhodoskopes HII. Dadurch wurden nicht nur Untergrundereignisse eliminiert, sondern es gingen auch einige gute Ereignisse verloren. Diese Verluste, die sich auf das Nichtansprechen der Proportionalkammer zurückführen ließen, sind im Flugzeitspektrum (Abb.7) der bei der Rekonstruktion verworfenen Ereignisse erkennbar. Aus dem Vergleich des Flugzeitspektrums mit der Flugzeitverteilung der Ereignisse, die bei der Rekonstruktion akzeptiert wurden, ließen sich die Ansprechverluste der Proportionalkammer grob abschätzen. Die ermittelten Verluste von etwa 1% stellten eine obere Grenze dar, da auch Ereignisse, die auf die Magnetwände trafen und daher zu unvollständigen Trajektorien führten, die richtige Flugzeit hatten. Die Rekonstruktion von Ereignissen, bei denen statt drei Ebenen (3-Ebenen-Event) nur zwei Ebenen (2-Ebenen-Event) der Proportionalkammer angesprochen hatten, ermöglichten eine genauere Abschätzung der Proportionalkammerverluste. Es läßt sich nämlich zeigen, daß sich die Verluste (V) durch Nichtansprechen der Kammer aus dem Verhältnis der 2-Ebenen- zu 3-Ebenen-Events (R) wie folgt bestimmen lassen :

$$V = 3 \frac{R^2}{(3+R)^2} - 2 \frac{R^3}{(3+R)^3}$$

Ist der Anteil der 2-Ebenen-Events klein, d.h. ist  $R \ll 1$ , so gilt in guter Näherung:

$$V \approx 3 \frac{R^2}{(3+R)^2}$$

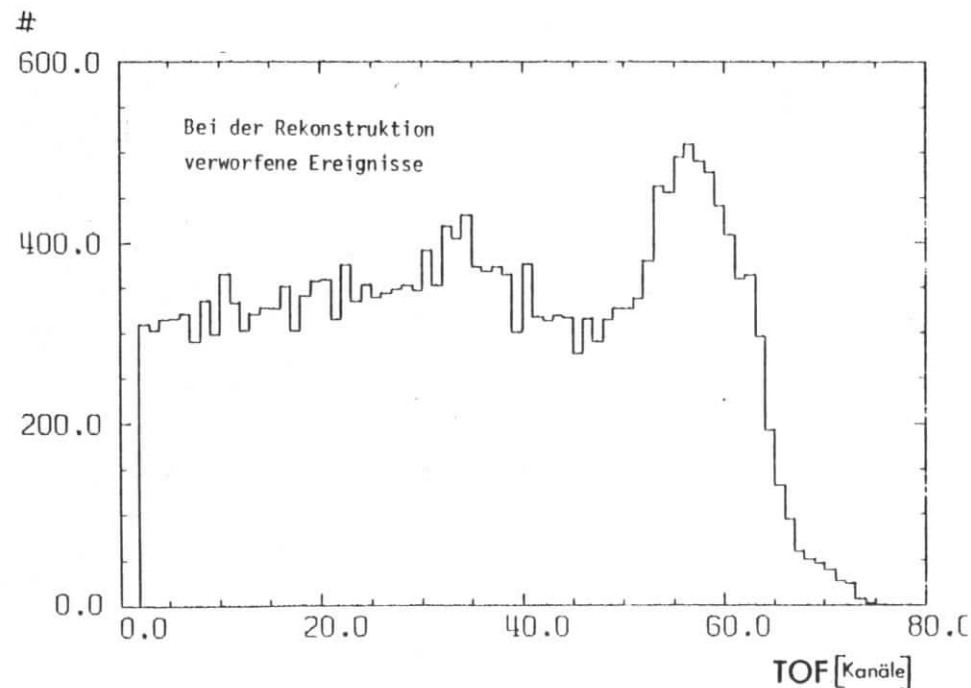
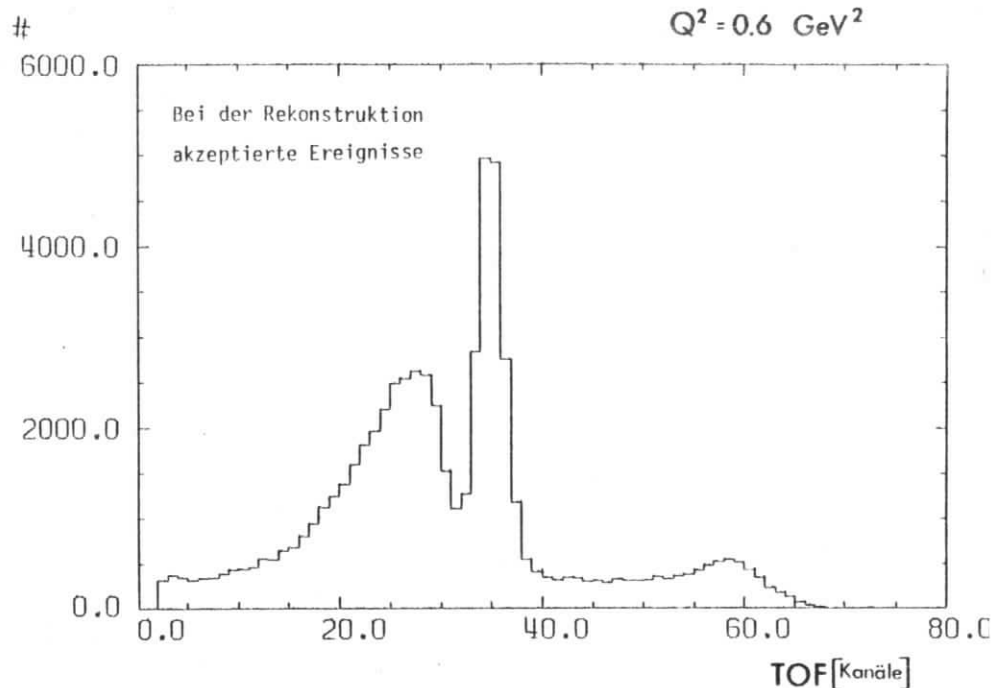


Abb 7 Flugzeitspektrum der bei der Rekonstruktion akzeptierten und verworfenen Ereignisse

Im vorliegend Experiment lag R zwischen 3 % und 14 %, je nach Setzung, daraus ergaben sich Proportionalkammverlustrate von 0.3 0/00 bis 6 0/00, die in der folgenden Analyse vernachlässigt wurden.

Von der weiteren Auswertung wurden Ereignisse ausgeschlossen, für die mehr als eine Trajektorie (Mehrfach-Hadron-Ereignisse) rekonstruiert werden konnte. Die Mehrfach-Ereignisse wurden gesondert untersucht und durch eine von W unabhängige Korrektur berücksichtigt (siehe III.2f).

Für die Abtrennung der beiden Kanäle  $\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n$  und  $\gamma_V p \rightarrow \pi^0 p$  galt es nun die Ereignisse zu ermitteln, die von  $\pi^+$ -Mesonen bzw. Protonen stammten. Hierüber wird in den folgenden Abschnitten berichtet.

### III.2c Teilchentrennung durch Flugzeit

Über die Flugzeit, d.h. die Zeitdifferenz zwischen dem Elektrontrigger und dem jeweiligen Laufzeitzähler im Hadronarm, erfolgte die Abtrennung des zufälligen Untergrundes, sowie eine weitgehende Trennung der Protonen von den  $\pi^+$ -Mesonen. Bevor die Flugzeitinformation zur Auswertung herangezogen werden konnte, waren folgende Korrekturen an die "rohe" Flugzeit anzubringen, durch die die Flugzeitauflösung erheblich verbessert werden konnte :

#### i) Laufzeitkorrektur

Es gab Unterschiede in der gemessenen Flugzeit der Hadronen, je nachdem ob ein Laufzeitzähler zentral oder seitlich getroffen wurde. Ursache hierfür war, daß die im Szintillator erzeugten Photonen unterschiedliche Wegstrecken bis zu den Photomultipliern zurückzulegen hatten. Diese vom Durchgangsort der Teilchen abhängige Lichtlaufzeiten wurden einerseits zur Bestimmung des horizontalen Ortes ausgenutzt, bewirkten aber bei der Flugzeitmessung eine Verschlechterung der Auflösung. Die Flugzeit wurde nämlich mit einem "Zeit-Digital Konverter" (TDC) bestimmt, der vom Elektron-Master-Signal gestartet und von einer Koinzidenz aus den beiden Röhren des jeweiligen Laufzeitzählers gestoppt wurde. Da die Flugzeit eine lineare Abhängigkeit von der Laufzeit zeigte, konnten leicht alle Ereignisse auf eine mittlere Laufzeit korrigiert werden, wodurch eine deutliche Verbesserung der Flugzeitauflösung erreicht wurde.

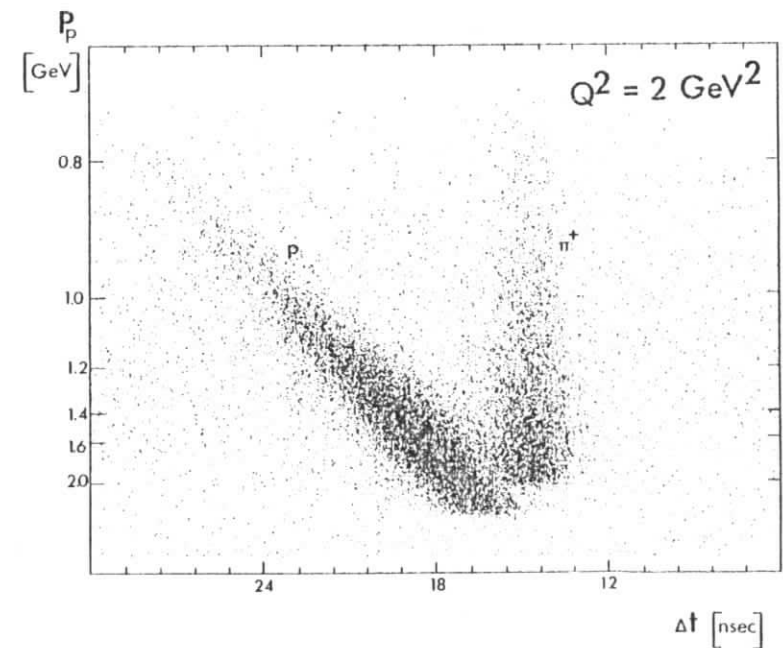
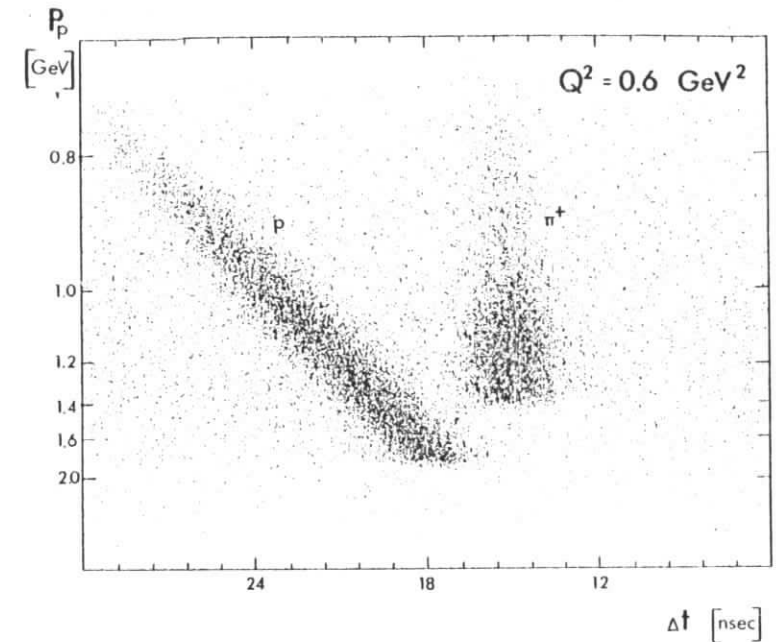


Abb. 8 Flugzeit / Impulsverteilung



ii) Weglängenkorrektur

Abhängig von ihrem Entstehungsort im Target, sowie ihrem Streuwinkel und Impuls hatten die Hadronen unterschiedliche Wege bis zum Laufzeitähler zurückzulegen. Mit Hilfe einer Weglängenkorrektur wurde die Flugzeit aller Hadronen auf eine einheitliche Teilchenbahn von 7 m Länge normiert. Hierzu wurden die exakten Weglängen der Hadronen aus ihren rekonstruierten Trajektorien errechnet.

iii) Amplitudenkorrektur

Es war eine geringe Korrelation der Flugzeit mit den Multipliamplituden der zeitdefinierenden Zähler (Elektron-Čerenkov- und Hadron-Laufzeit-Zähler) feststellbar. Je nach Amplitudenhöhe wurde nämlich die Schwelle in den Diskriminatoren, die den Röhren nachgeschaltet waren, zu verschiedenen Zeiten erreicht (Timejitter). Die hierdurch bedingte geringfügige Flugzeitverschmierung wurde durch eine weitere Korrektur beseitigt.

Durch diese Maßnahmen konnte die Auflösung der Flugzeit von 3-4 nsec auf etwa 1.5 nsec verbessert werden. Abb. 8 zeigt für  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  die Flugzeitverteilung mit allen Korrekturen als Funktion des Hadronimpulses.

Deutlich erkennbar sind die Bereiche der Protonen und der Pionen, die bei kleinem  $Q^2$  klar voneinander getrennt sind, während sie für  $Q^2 \approx 2 \text{ GeV}^2$  ineinanderlaufen.

Durch entsprechende Schnitte in den Flugzeitspektren konnten die  $\pi^+$ -Mesonen von den Protonen abgetrennt werden. Dies war bei den Setzungen für  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  und  $1 \text{ GeV}^2$  ohne Schwierigkeiten möglich. Bei  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  konnte dieses Verfahren nur für Impulse unterhalb  $1.6 \text{ GeV}^2$ , d. h. für die oberen sechs Triggerzähler in III, angewandt werden. Für Impulse oberhalb ca.  $2.1 \text{ GeV}$  verbesserte sich die Situation aufgrund der kinematischen Verhältnisse (s. Abb. 8), hier war eine Trennung mittels eines Impulsschnittes möglich. Durch Hinzunahme der Information des HadronČerenkovzählers, der bei Pionen mit Impulsen oberhalb  $1.5 \text{ GeV}$  ansprach, konnte auch für den verbleibenden Impulsbereich einer Teilchentrennung durchgeführt werden. Um sicher zu sein, daß man auch außerhalb der Akzeptanz des Čerenkovzählers, im Bereich hoher Impulse, eine Teilchenzuordnung hatte, wurden für Setzungen mit hohem  $Q^2$  enge Flugzeitschnitte gewählt. Dies führte zu Teilchenverlusten von rund einem Prozent, die korrigiert wurden.

Die Flugzeitinformation gestattet es außerdem, den Anteil der zufälligen Hadronen zu berücksichtigen. Die Ereignisse des physikalischen Untergrundes sind nämlich bezüglich der Flugzeit gleichverteilt und in Abb. 8 außerhalb der Bereiche der Pionen und Protonen erkennbar. Ereignisse aus diesem Bereich, die in einem Gebiet lagen, das dem durch die Schnitte gebildeten Proton- bzw. Piongebiet kongruent war, wurden als zufällige Protonen bzw. Pionen ausgewertet.

III.2d Identifikation des  $p \pi^0$  - bzw.  $\pi^+ n$  - Kanals durch missing mass

Die Identifikation der beiden untersuchten Kanäle erfolgte mittels der Zwangsbedingung für die "Fehlende Masse" (missing mass) :

$$M_{\pi}^2 = W^2 + M^2 - 2E_{N^*}E'_{\pi} + 2|\vec{p}_{N^*}||\vec{p}'_{\pi}|\cos\Theta_N$$

für den  $p \pi^0$ -Kanal, mit  $M$  = Protonmasse,  
 $E_{N^*}$  = Energie des Pion-Nukleon-Systems,  
 $\vec{p}_{N^*}$  = Impuls des Pion-Nukleon-Systems

$$M_N^2 = W^2 + \mu^2 - 2E_{N^*}E'_{\pi} + 2|\vec{p}_{N^*}||\vec{p}'_{\pi}|\cos\Theta$$

für den  $\pi^+ n$ -Kanal, mit  $\mu$  = Pionmasse.

Diese Zwangsbedingung allein reicht nicht immer aus, wie eine Betrachtung der Kinematik der untersuchten Pionelektroproduktion sowie einiger Konkurrenzreaktionen z.B. für  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  zeigt.

In Abb. 9 ist die Abhängigkeit des Laborimpulses ( $p_{lab}$ ) vom Laborwinkel ( $\Theta_{lab}$ ) für das jeweils nachgewiesene positiv geladene Teilchen ( $p, \pi^+, K^+$ ) zusammen mit dem Akzeptanzbereich des Spektrometers (schraffierter Bereich) dargestellt. Da Protonen (bzw. Kaonen) eine größere Masse haben als Pionen, und damit im Schwerpunktsystem eine geringere Geschwindigkeit besitzen, fliegen sie im Laborsystem in einem engen Kegel um die Richtung des virtuellen Photons immer nach vorne. Man erhält daher in Abb. 9 für die Protonen (Kaonen) geschlossene  $P-\Theta$ -



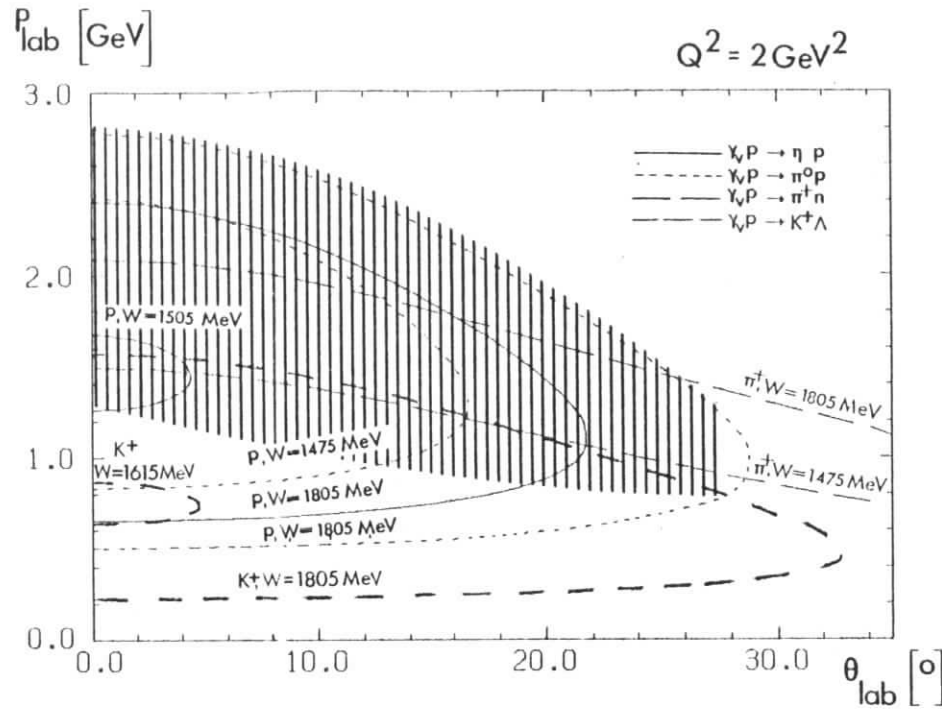
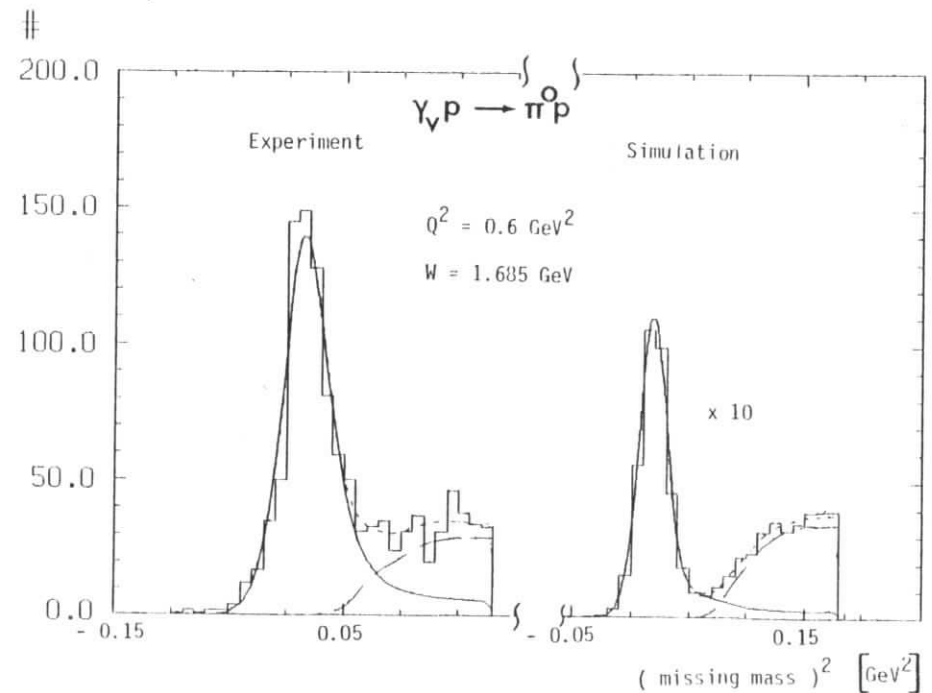
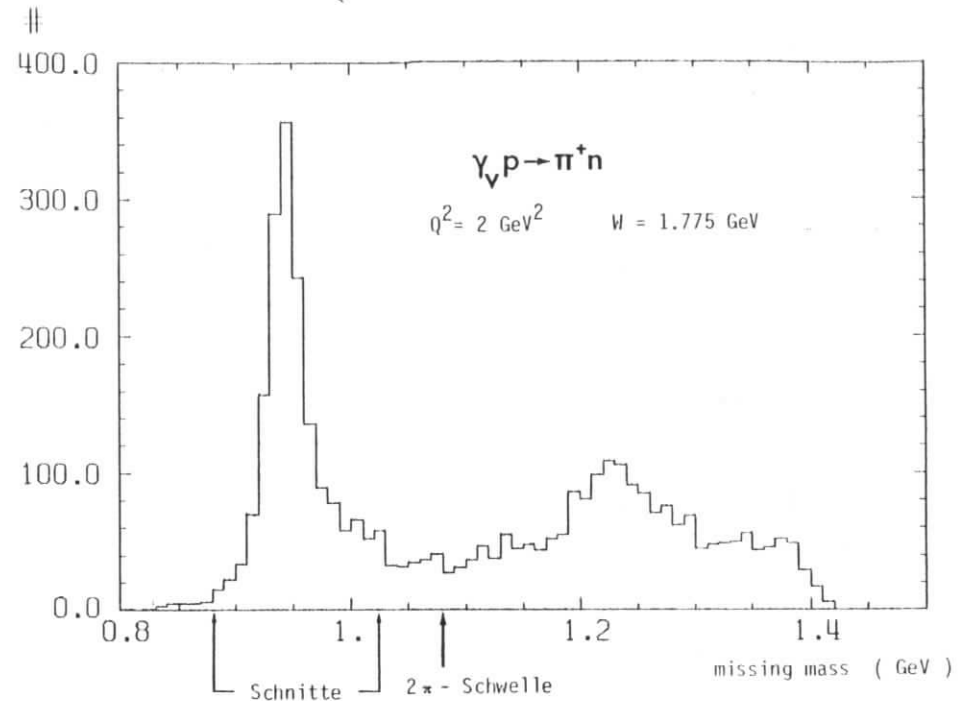


Abb. 9 P -  $\Theta$  - Kurven

Kurven. Wo sich diese Kurven für verschiedene Prozesse bei gleichem  $W$  schneiden, ist eine kinematische Trennung (etwa über die missing mass allein) nicht möglich.

Aus der Abbildung 9 ist zu ersehen, daß für  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  Pionen aus der Reaktion  $\gamma_p \rightarrow \pi^+ n$  von Kaonen aus der Reaktion  $\gamma_p \rightarrow K^+ \Lambda$  kinematisch getrennt sind. Ebenso bereitet die Abtrennung der Kaonen von Protonen aus dem  $p \pi^0$  - Kanal keine großen Schwierigkeiten, da die Schnittpunkte dieser P -  $\Theta$  - Kurven am Rande der Spektrometerakzeptanz bei kleinen Impulsen ( $p_{\text{lab}} \approx 1 \text{ GeV}$ ) liegen, wo leicht eine Abtrennung über die Flugzeit erreicht werden kann.



Andererseits sind Protonen von Pionen in weiten Bereichen in Impuls und Winkel nicht zu trennen. Hier wurde die Trennung über die Flugzeit oder den Hadron-Čerenkovzähler erreicht.

Abb. 10 zeigt ein typisches Spektrum, das man erhält, wenn man für alle Ereignisse, die durch die Flugzeit bzw. den Čerenkovzähler als Pionen erkannt wurden, die fehlende Masse bestimmt. Alle Ereignisse innerhalb eines Schnittes um die Neutronenmasse ( $0.88 \text{ GeV} - M_N = 1.025 \text{ GeV}$ ) wurden zum Kanal  $\pi^+ n$  gezählt und für entsprechende Werte für  $W, \cos \Theta^*$  und  $\phi$  in eine 3-dimensionale Matrix sortiert. Bei einer Missing-Mass-Auflösung von besser 50 MeV (FWHM) wurde durch diesen Schnitt eine gute Abtrennung des  $\pi^+ n$ -Kanals von den möglichen Konkurrenzreaktionen  $ep \rightarrow e' p 2 \pi$  und  $ep \rightarrow e \pi^+ \Delta(1236)$  erreicht. Ebenso verfälschen als  $\pi^+$  misidentifizierte Kaonen der Reaktion  $ep \rightarrow e' K^+ \Lambda$  nicht das Neutronsignal, da diese Ereignisse bei einer missing mass oberhalb 1115 MeV liegen würden.

Zur Abtrennung des  $p \pi^0$ -Kanals war ein komplexeres Verfahren erforderlich, da dieser Kanal nicht wie im Falle der Reaktion  $ep \rightarrow e' \pi^+ n$  durch einen einfachen Schnitt in der Missing-Mass-Verteilung vom Mehrfach-Pion-Untergrund abgetrennt werden konnte.

Zunächst wurde der Prozeß  $ep \rightarrow ep \pi^0$ , sowie der konkurrierende Untergrundbeitrag der Reaktion  $ep \rightarrow e' p 2 \pi$  mittels einer Monte-Carlo-Rechnung des Experiments simuliert. An diese simulierte Missing-Mass-Verteilung wurde eine Funktion angepaßt, die sich aus folgenden Komponenten zusammensetzte:

- (i) Eine Gaußkurve, die mit einer Verteilung gefaltet worden war, welche alle Strahlungsprozesse (siehe III.2e) berücksichtigte.

Durch eine so erzeugte Verteilung wird der eigentliche Prozeß der  $\pi^0$ -Produktion realistisch beschrieben.

- (ii) Ein Polynom 5. Grades, das durch eine entsprechende Faltung die Schwelle sowie den Verlauf des Mehrfach-Pion-Untergrundes beschreiben konnte.

Diese Funktion wurde auch an die experimentelle Verteilung angepaßt, jedoch wurden die Parameter der nichtlinearen Glieder des Polynoms auf die Werte gesetzt, die der Fit an die Simulation ergeben hatte. Als freie Parameter standen nur noch die Höhe, Lage und Breite der Gaußkurve sowie die beiden Parameter der linearen Glieder des Polynoms zur Verfügung. Abb. 10 zeigt ein typisches Spektrum sowohl der experimentellen Verteilung als auch der Simulation. Die Verteilung, die angepaßt wurde, ist durch eine fein gestrichelte Kurve dargestellt. Der Mehrfach-Pion-Untergrund wird in der Abbildung durch eine grob gestrichelte Kurve beschrieben. Die durchgezogene Linie zeigt die gefaltete Gaußkurve, deren Fläche als Ereignisrate des Prozesses  $ep \rightarrow ep \pi^0$  für entsprechende  $W-, \cos \Theta^*, \phi$ -Bins genommen wurde.

### III. 2e Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes

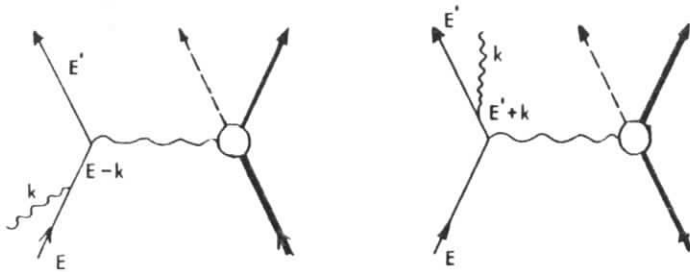
Die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden nicht analytisch aus den gemessenen Zählraten bestimmt, sondern es wurde in einer Monte-Carlo-Simulation des Experiments die Akzeptanz der Spektrometer sowie Effekte berücksichtigt, die durch Vielfachstreuung und Strahlung der Elektronen hervorgerufen wurden.

Zunächst wurden Elektronereignisse mittels eines Programms, das bei J. May (MAY 71) näher beschrieben ist, für die Prozesse  $ep \rightarrow e' n^0 p$  bzw.  $ep \rightarrow e' n^+ n$  erzeugt. Dabei wurde von einer Energieverteilung des Primärstrahls ausgegangen, wie sie das Experiment geliefert hatte. Nach der Berechnung des Energieverlusts der Elektronen infolge externer Bremsstrahlung (TSA 71) im Target wurde der eigentliche Streuprozeß unter Einschluß von interner  $\gamma$ -Emission simuliert. Ausgangspunkt hierfür waren angenommene  $W$ - und  $Q^2$ -Abhängigkeiten der totalen  $\pi^0$ - bzw.  $\pi^+$ -Querschnitte, die aus bekannten Einarmmessungen und älteren Pionproduktionsexperimenten gewonnen wurden.

Für die Modifikation der Pionproduktion infolge interner Strahlung wurde der Beitrag einer der folgenden Prozesse bestimmt:

Es wird ein reelles Photon der Energie  $k$  vom primären oder gestreuten Elektron abgestrahlt. Unter der Annahme, daß diese "harten" Photonen in Richtung des primären bzw. sekundären Elektrons emittiert wurden (Peaking Approximation), lassen sich die dadurch bedingten Änderungen für die Vierervektoren der Elektronen nach Bartl und Urban (BAR 66, URB 70)

bestimmen.



Neben diesen "harten" Photonen können auch niederenergetische  $\gamma$ -Quanten abgestrahlt werden. Diese Effekte, hervorgerufen durch "weiche" Photonen, wurden in einer sogenannten "Soft-Photon-Korrektur" erfaßt.

Die nach der inelastischen Streuung erfolgten Energieverluste der Elektronen im Targetmaterial sowie Folien usw. wurden wiederum durch externe Bremsstrahlung berücksichtigt.

Für die Simulation der Koinzidenzereignisse wurde für jeden Treffer im Elektronenspektrometer etwa 40- bis 50mal der zu untersuchende bzw. zu berücksichtigende Prozeß ( $\pi^0$ -Produktion,  $\pi^\pm$ -Produktion, Mehrfachpionproduktion) gespielt. Hierbei wurde von einer Gleichverteilung der Querschnitte in  $\phi$  und  $\cos \theta^*$  ausgegangen. Eine hinreichende Verbesserung der Winkelverteilung konnte bereits durch eine einmalige Iteration der Analyse erreicht werden (siehe auch GAY 71).

Nach dem Transport der derart erzeugten Elektronen und Protonen bzw. Pionen durch die Spektrometer lagen die Ergebnisse, wie bei den experimentellen Daten, in Form von Zählerinformationen vor. Hieraus wurden von demselben Programm, das auch die experimentellen Ereignisse analysierte, für bestimmte Bins in  $W$ ,  $\cos \theta^*$  und  $\phi$  Zählraten ermittelt.

Der Vergleich von experimenteller ( $N_{exp}$ ) und simulierter Zählrate ( $N_{MC}$ ) je Bin liefert den differentiellen Querschnitt gemäß folgender Relation

$$\left( \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*} \right)_{exp} = \frac{N_{exp}}{N_{MC}} \left( \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*} \right)_{MC}$$

Hierin bedeutet  $\left( \frac{d^5\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*} \right)_{exp}$  der im Schwerpunktsystem von Pion und Nukleon definierte differentielle Wirkungsquerschnitt. Der analoge Ausdruck mit dem Index 'MC' stellt den in der Simulation angenommene Querschnitt dar.

Die für die verschiedenen Setzungen gewählte Binnung ist der Tabelle zu entnehmen.

$q^2$ GeV <sup>2</sup>	Kanal	$\Delta W$ MeV	$\Delta \phi$ Grad	$\Delta \cos \Theta^*$
0.6	$\pi^+n$	30	20	} Vorwärtsbin 0.03, das folgende Bin 0.07 alle weiteren 0.1
1.		30	20	
2.		30	20	
3.		30	20	
0.6	$\pi^0p$	30	20	} Rückwärtsbin 0.1, die folgenden 0.2
1.		30	20	
2.		30	20	
3.		30	30	

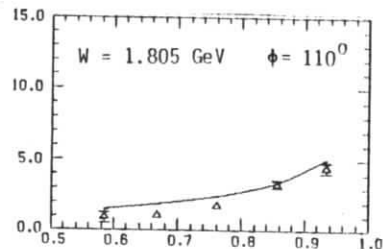
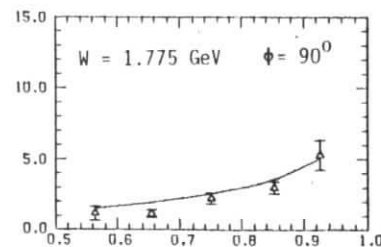
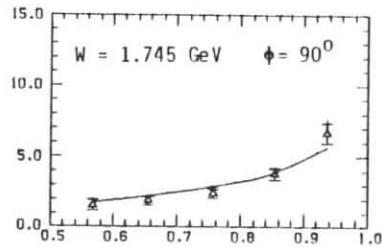
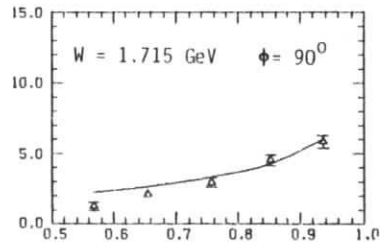
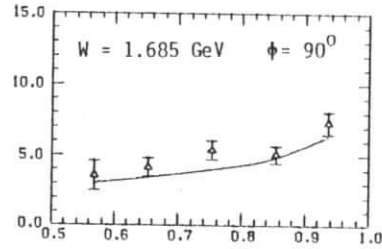
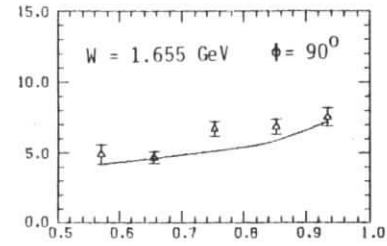
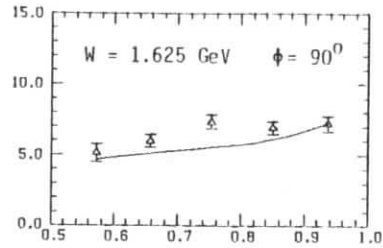
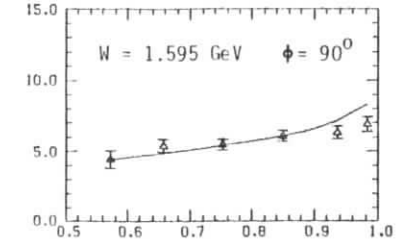
$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} [\mu\text{b/sr}]$  $\gamma_p - \pi^+ n$  $Q^2 = .6 \text{ GeV}^2$ 

Abb. 11a

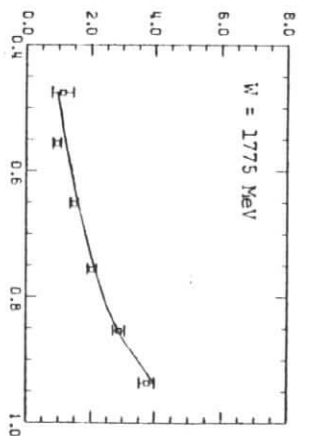
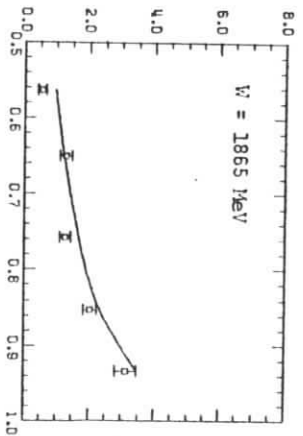
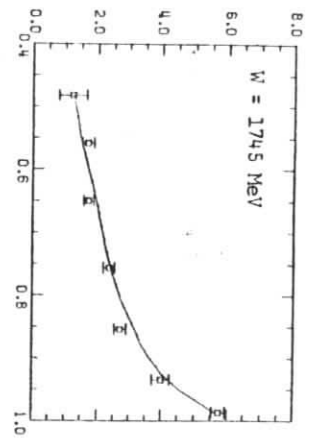
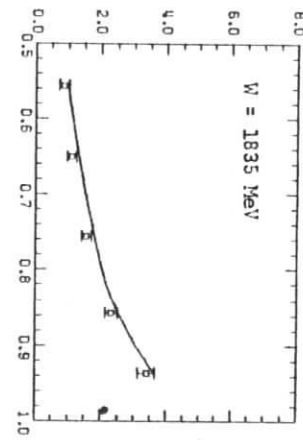
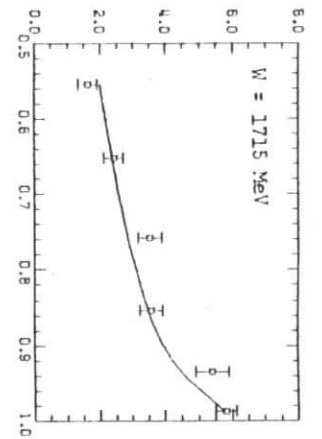
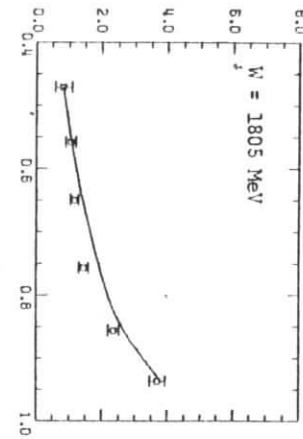
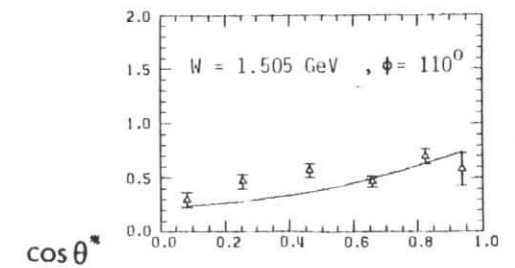
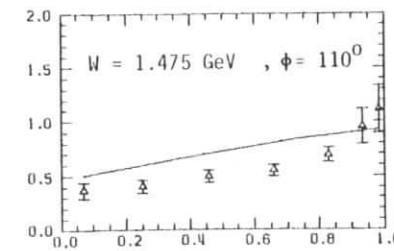
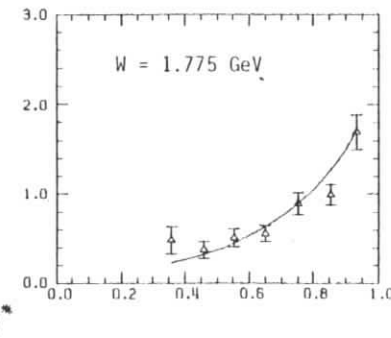
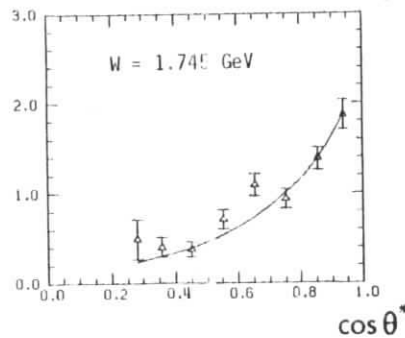
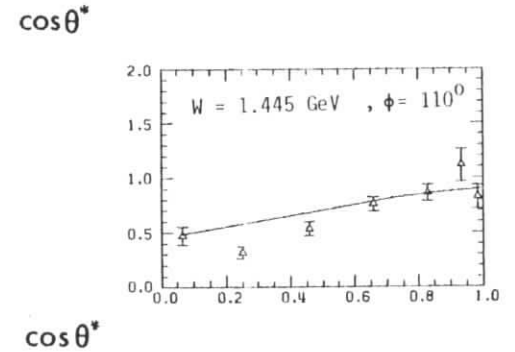
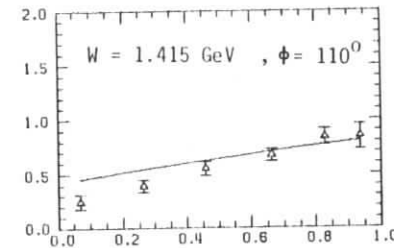
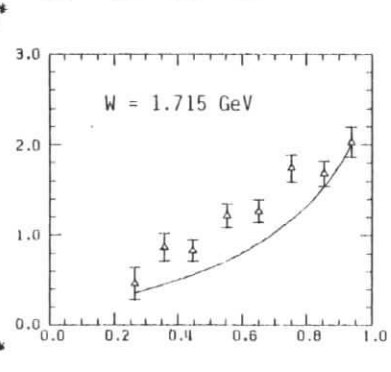
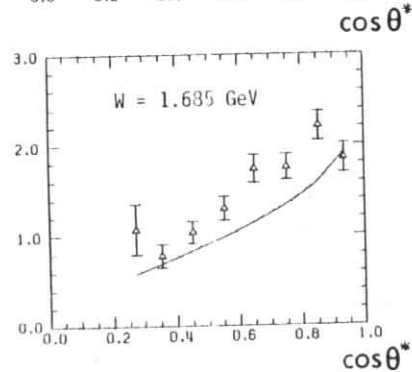
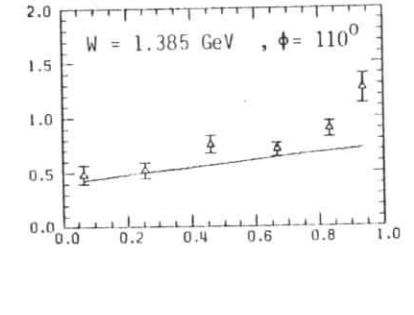
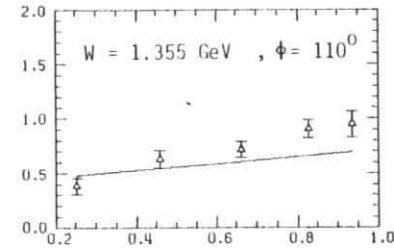
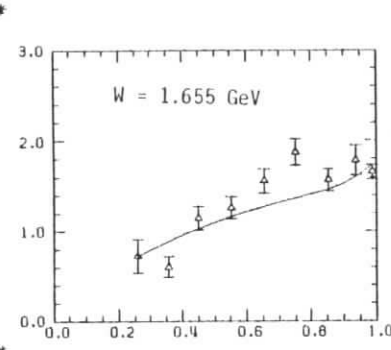
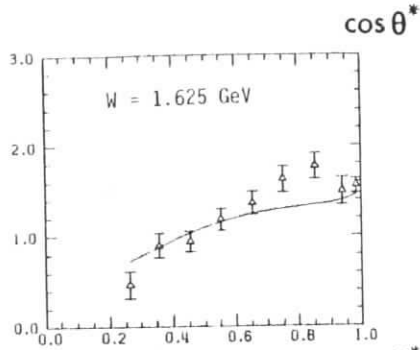
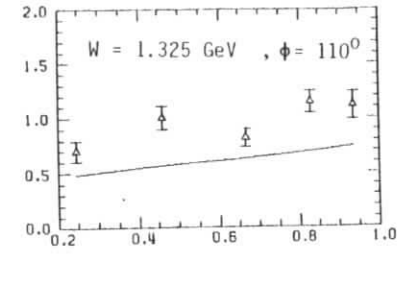
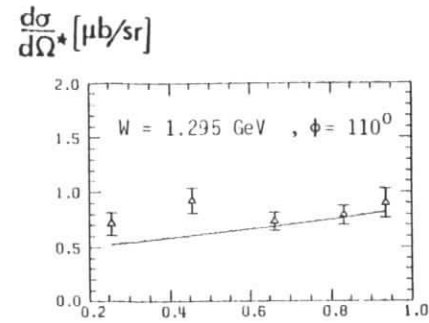
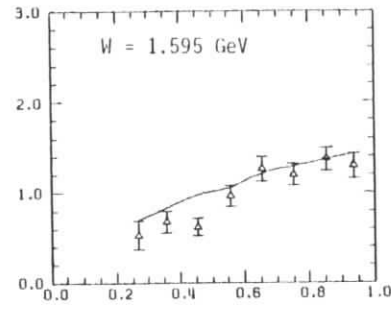
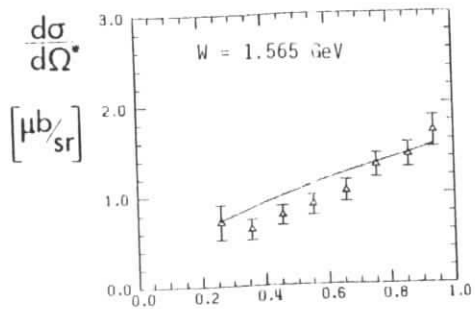
 $\frac{d\sigma}{d\Omega^*} [\mu\text{b/sr}]$  $\gamma_p - \pi^+ n$  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  $\phi = 90^\circ$ 

Abb. 11b



$Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$   $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+ n$

$\phi = 90^\circ$

$Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$   $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+ n$

### III.2f Korrekturen und Fehler

Neben den bereits erwähnten Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen wurden noch eine Reihe weiterer Effekte durch Korrekturen an die rohen Querschnitte berücksichtigt.

Aus dem Pionzerfall  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu$  stammende Myonen flogen in einem engen Kegel um die ursprüngliche Richtung der Pionen, dabei hatten sie, aufgrund des geringen Massenunterschiedes zu Pionen, gegenüber diesen eine kaum verminderte Geschwindigkeit. Folglich wurden fast alle Zerfallsmuonen als Pionen identifiziert. Sich dennoch ergebende Verluste für den  $\pi^+$ -Kanal wurden durch die Simulation des Pionzerfalls in der Monte-Carlo-Analyse berücksichtigt. Diese Korrektur war kleiner als 4 %.

Ebenso erfolgte über die Simulation die Berücksichtigung der Coulombvielfachstreuung am Targetwasserstoff, in den Proportionaldrahtkammern sowie den Hodokopen.

Da die Pion-Elektroproduktion nicht nur an den Kernen des flüssigen Wasserstoffs stattfand, sondern auch an der Targetzelle und die sie umgebende Materie, wurde von den Koinzidenzereignissen eine Leertargetrate von 0.5 % abgezogen, die sich aus früheren Messungen mit leerer Targetzelle ergeben hatte.

Die für die Teilchentrennung erforderlichen Schnitte in den Flugzeitspektren führten zu Verlusten um 1 %.

Mehrfach-Hadron-Ereignisse, d.h. Hadronereignisse, für die mehr als eine Trajektorie rekonstruiert werden konnte, wurden wie folgt untersucht. Zunächst wurden Missing-Mass-Bereiche definiert, die Neutronen (bzw.  $\pi^0$ -Mesonen) zugeordnet waren. Außerdem wurden hierzu äquivalente Massenbereiche ausgewählt, in denen der zufällige Untergrund abgeschätzt werden konnte. Danach wurde jede der möglichen Trajektorien wie ein Einfach-Ereignis ausgewertet. Nachdem ein Ereignis als gutes Pion (Proton) identifiziert worden war, wurde geprüft, ob eine seiner Trajektorien eine fehlende Masse im Bereich der Neutronen (Pionen) lieferte. War dies der Fall, so wurde es als "gutes" Mehrfachereignis angesehen. Anderenfalls wurde es verworfen, sofern es auch nicht dem ausgewählten Untergrundbereich zugeordnet werden konnte. Nach Subtraktion des Untergrundes wurden die "guten" Mehrfachereignisse mit den "guten" Einfachereignissen verglichen,

die in den entsprechenden Massenbereichen lagen. Hieraus ergaben sich zu korrigierende Verluste zwischen 5 % und 13 % (typisch 8 %).

Verbleibende zufällige Koinzidenzen zwischen Hadron- und Elektronarm wurden aus dem Flugzeitspektrum ermittelt. Hierzu wurde in Vergleichsbereichen (siehe III.2c) definierte zufällige Protonen bzw. Pionen wie die Hadronen der untersuchten Kanäle ausgewertet und von diesen für jedes Bin subtrahiert.

Für Verluste durch Kernabsorption im Hadronspektrometer und Target wurde eine Korrektur von 1.5 % abgeschätzt. Für Pionen, die im Bereich der Akzeptanz des Hadron-Čerenkovzählers lagen, waren zusätzliche Verluste durch Absorption in den Wänden des Čerenkovzählers von 6.2 % zu berücksichtigen.

Die Abschätzung der Verluste der Proportionalkammer ergab Werte unter einem Prozent (siehe III.2b), da auch Ereignisse analysiert wurden, bei denen nur 2 der 3 Proportionalkammerebenen angesprochen hatten.

Die resultierenden differentiellen Wirkungsquerschnitte, in die die oben aufgeführten Korrekturen eingingen, werden in den folgenden Kapiteln in Tabellen und Abbildungen dargestellt. Als Fehler wird lediglich der statistische Fehler angegeben. Es muß jedoch noch ein allgemeiner Normierungsfehler von  $\pm 5$  % in Betracht gezogen werden, der sich aus der quadratischen Addition der in der Tabelle aufgeführten Anteile ergibt.

Fehlerquelle	relativer Fehler
Akzeptanz des Elektronspektrometers	1 %
Akzeptanz des Hadronspektrometers	1 %
Targetdichte und Targetlänge	1 %
Leertargetmessung	0.5 %
Ladungsmessung	2 %
Mehrfachereignisse	1 %
Ereignisse mit weniger als 3 HI-Ebenen	1 %
Laufzeiteichung	0.5 %
Flugzeit-Schnitte	0.5 %
Subtraktion des zufälligen Untergrundes	1 %
Subtraktion des 2-Pion-Untergrundes (gilt nur für $\pi^0$ p-Kanal)	2 %
Strahlungskorrekturen	3 %
Summe bei quadratischer Addition	5 %

#### IV. Die Ergebnisse

##### IV. 1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Die Tabellen im Anhang A 1 dieser Arbeit enthalten sowohl die differentiellen Querschnitte des  $\pi^+n$ -Kanals als auch des  $\pi^0p$ -Kanals. Für die  $\pi^+$ -Produktion überdeckt die gemessene Winkelverteilung im wesentlichen die Vorwärtsrichtung  $0 \leq \theta^* \leq 75^\circ$ , während für den Prozeß  $ep \rightarrow e'p\pi^0$  fast der gesamte Winkelbereich  $0 \leq \theta^* \leq 180^\circ$  akzeptiert wurde. Eine Separation der Querschnitte in  $\sigma_u$ ,  $\sigma_l$ ,  $\sigma_i$  und  $\sigma_p$  (siehe I.1) war nicht möglich, da die Messungen fast ausschließlich bei einem mittleren Azimutwinkel ( $\phi$ ) von  $90^\circ$  durchgeführt wurden. In die folgende Diskussion der Ergebnisse wurden auch die  $\pi^0$ -Querschnitte bei  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  einbezogen, deren Auswertung bei R. Haidan (HAI 79) detailliert beschrieben ist.

##### IV.1a Die $\pi^+$ -Produktion

In den Abbildungen 11 a bis 11 e sind für einige Werte der invarianten Masse  $W$  die differentiellen Querschnitte für den  $\pi^+n$ -Kanal bei verschiedenen Impulsüberträgen  $Q^2$  angegeben. Im Bereich der dritten Nukleonresonanz ist bei  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  ein deutlich erkennbarer Anstieg der Querschnitte in der Vorwärtsrichtung zu verzeichnen, was sich auf den Einfluß des Pion-Austausches zurückführen läßt (siehe auch I.3.). In der zweiten Resonanz sowie für  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  zeigen die Querschnitte eher einen flachen Verlauf in  $\cos \theta^*$ . Hier dominiert nicht mehr der Einpion-Austauschprozeß, da für diesen kinematischen Bereich  $|t_{\min}|$  weiter von der Pionmasse entfernt liegt. Die in die Abbildungen eingezeichneten Kurven sind das Ergebnis einer Anpassung mittels einer Dispersionsanalyse, auf die im Abschnitt V näher eingegangen wird.

Die Vorwärtsquerschnitte der  $\pi^+$ -Produktion als Funktion von  $W$  (Abb. 12) zeigen im Bereich der dritten Resonanz bei  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  und für die 2. Resonanz bei  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  deutliche Resonanzstrukturen. Derartige Strukturen wurden bereits bei kleineren Impulsüberträgen ( $Q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$  (EVA 74),  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  (ALD 75)) beobachtet. Sie zeigen, daß in der Elektroproduktion resonante Amplituden der Helizität  $1/2$  des einlaufenden  $\gamma$ -Nukleonsystems eine entscheidende Rolle spielen (EVA 74), im Gegensatz zur Photoproduktion, wo Amplituden der Helizität  $3/2$  dominieren. Deshalb zeigen die  $\pi^+$ -Vorwärtsquerschnitte bei  $Q^2 = 0$  (siehe Abb.12) keine Resonanzstruktur. In der Vorwärtsrichtung tragen Amplituden der Helizität

$3/2$  aufgrund der Drehimpulserhaltung nicht bei. Mit wachsenden  $Q^2$  scheint die Struktur in der zweiten Resonanz wieder zu verschwinden.

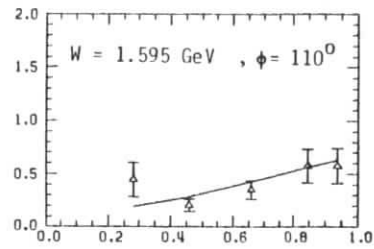
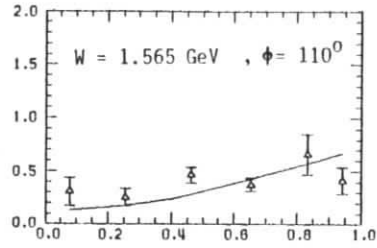
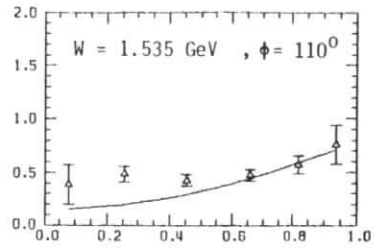
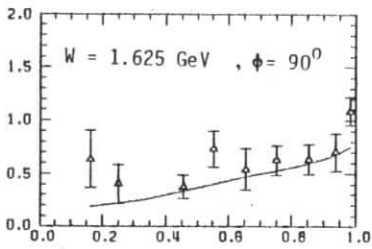
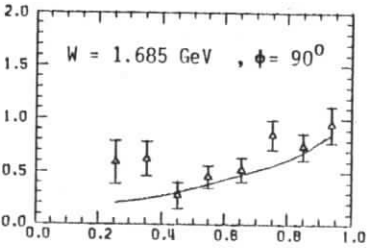
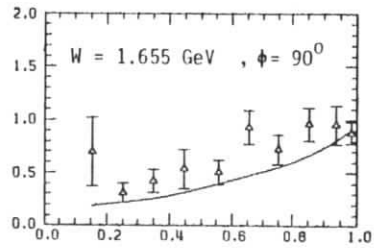
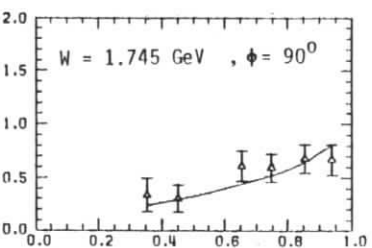
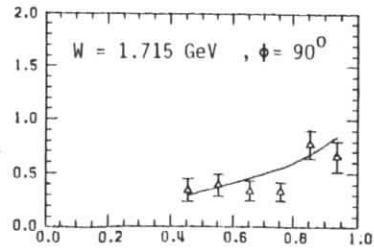
Die Übereinstimmungen mit früheren Messungen der Gruppe F21 (ALD 75) bei  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  in der zweiten Resonanz sowie bei  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  in der 3. Resonanz sind gut. Um diesen Vergleich zu ermöglichen, wurden die Datenpunkte in Abb. 12 auf einheitliche  $Q^2$ -Werte skaliert. Hierbei wurde von einem  $Q^2$ -Verlauf proportional zu  $F_{\pi}^2(Q^2) = (1 + \frac{Q^2}{0.5})^{-2}$  ausgegangen, der die Vorwärtsquerschnitte gut beschreibt.

##### IV.1b Die $\pi^0$ -Produktion

Die differentiellen Querschnitte (Abb. 13 a bis 13 d) zeigen im Bereich der zweiten Resonanz einen charakteristischen Verlauf, so sind die Vorwärts- und Rückwärtsquerschnitte klein gegenüber dem Querschnitt bei  $90^\circ$ . Oberhalb  $W = 1.6 \text{ GeV}$  ändert sich die Winkelverteilung, hier sind die Vorwärtsquerschnitte größer als die Rückwärtsquerschnitte.

Die Rückwärtsquerschnitte (Abb. 14) zeigen Resonanzstrukturen im Gebiet der dritten Resonanz, die auf die Anregung durch Amplituden der Helizität  $1/2$  hindeuten. Im Gegensatz hierzu ist lediglich in der 2. Resonanz bei  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  eine schwache Andeutung einer resonanten Struktur erkennbar. Da sich andererseits außerhalb der Rückwärtsrichtung in den Anregungskurven für  $1.475 \text{ GeV} \leq W \leq 1.6 \text{ GeV}$  Strukturen zeigen (Abb. 15), liegt der Schluß nahe, die Anregung der  $D_{13}(1520)$  wie in der Photoproduktion auf die Dominanz der Helizität  $3/2$  Amplituden zurückzuführen. Die in der Photoproduktion (siehe Abb. 14) beobachtete Struktur läßt sich durch eine Interferenz der  $S_{11}(1535)$  mit dem Ausläufer der  $P_{33}(1236)$  (WAL 69) erklären und spricht nicht für eine Resonanzanregung. Eine Interpretation der Anregung der  $D_{13}(1520)$  über Helizität- $3/2$ -Amplituden steht nicht nur im Widerspruch zu Vorhersagen des Quarkmodells (siehe VI.1.), sondern hiermit lassen sich die Strukturen der  $\pi^+$ -Vorwärtsquerschnitte nur schwer in Einklang bringen. Weiterhin ist zu bedenken, daß zur zweiten Resonanz Interferenzen der beiden Resonanzen  $S_{11}(1535)$  und  $D_{13}(1520)$  sowie des nichtresonanten Untergrundes beitragen. So ist es z.B. möglich (CLE 73), durch eine destruktive Interferenz der  $S_{11}(1535)$  mit der  $D_{13}(1520)$  bei  $\theta^* = 180^\circ$  die nicht vorhandene Struktur in den Rückwärtsquerschnitten der  $\pi^0$ -Produktion zu erklären. Die Rolle des nichtresonanten Untergrundes, und wie leicht hierdurch Resonanzsignale

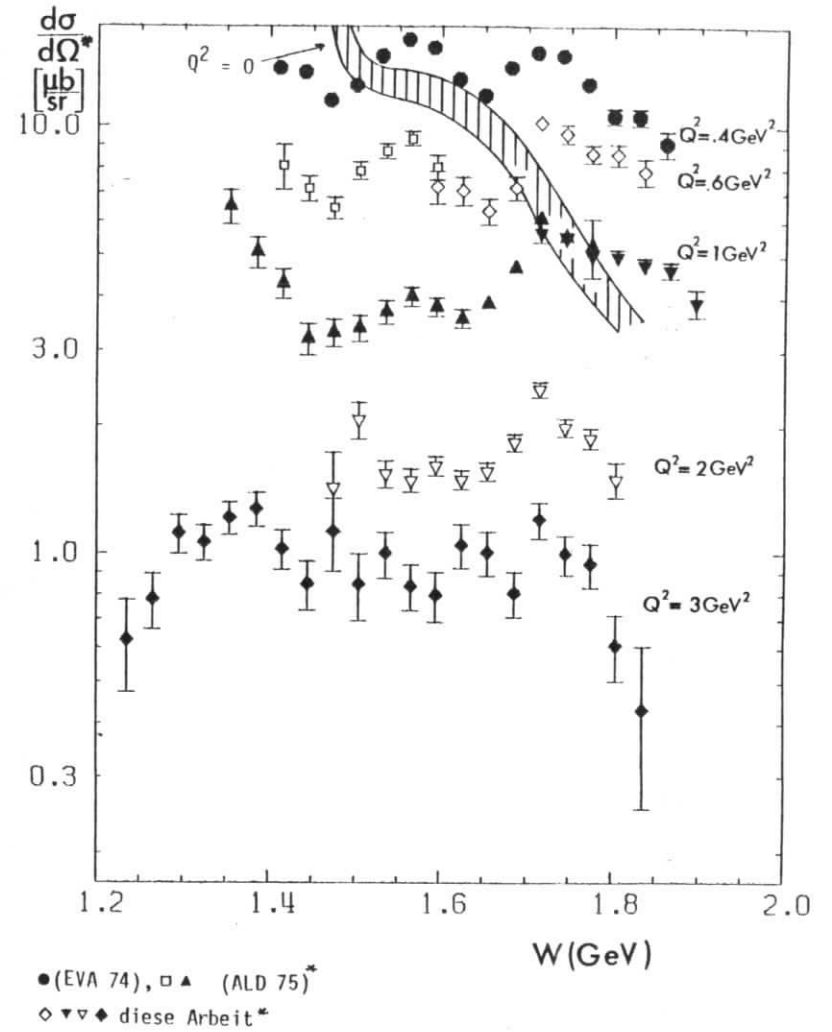
$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} \left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{sr}} \right]$$


 $\cos\theta^*$ 

 $\cos\theta^*$ 

 $\cos\theta^*$ 

 $\cos\theta^*$ 

$$Q^2 = 3\text{GeV}^2 \quad \gamma_V p \rightarrow \pi^+ n$$

Abb. 11e

$$\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n \quad \cos\theta^* \approx 1$$



\* Diese Datenpunkte wurde skaliert  
(siehe Text)

Abb. 12



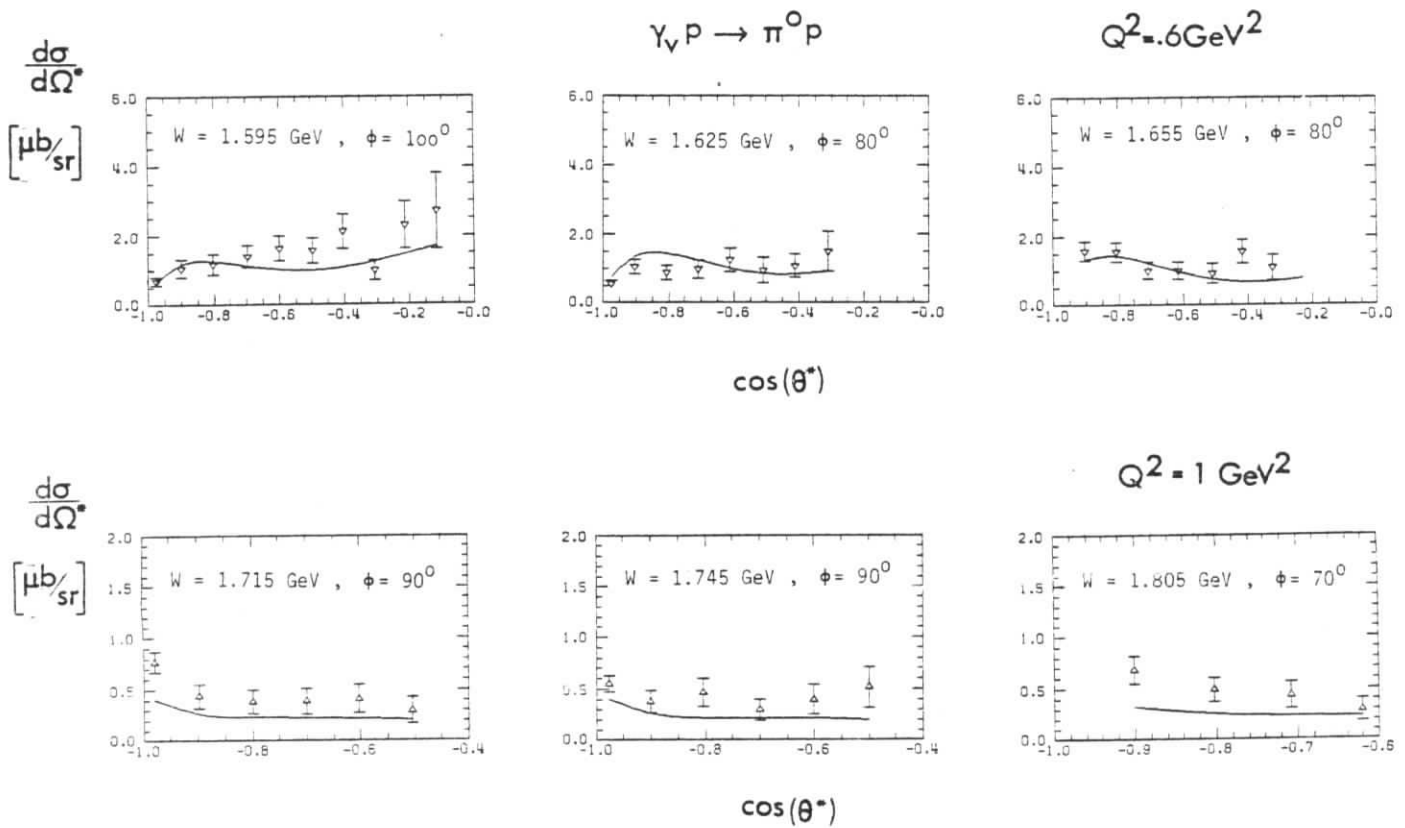
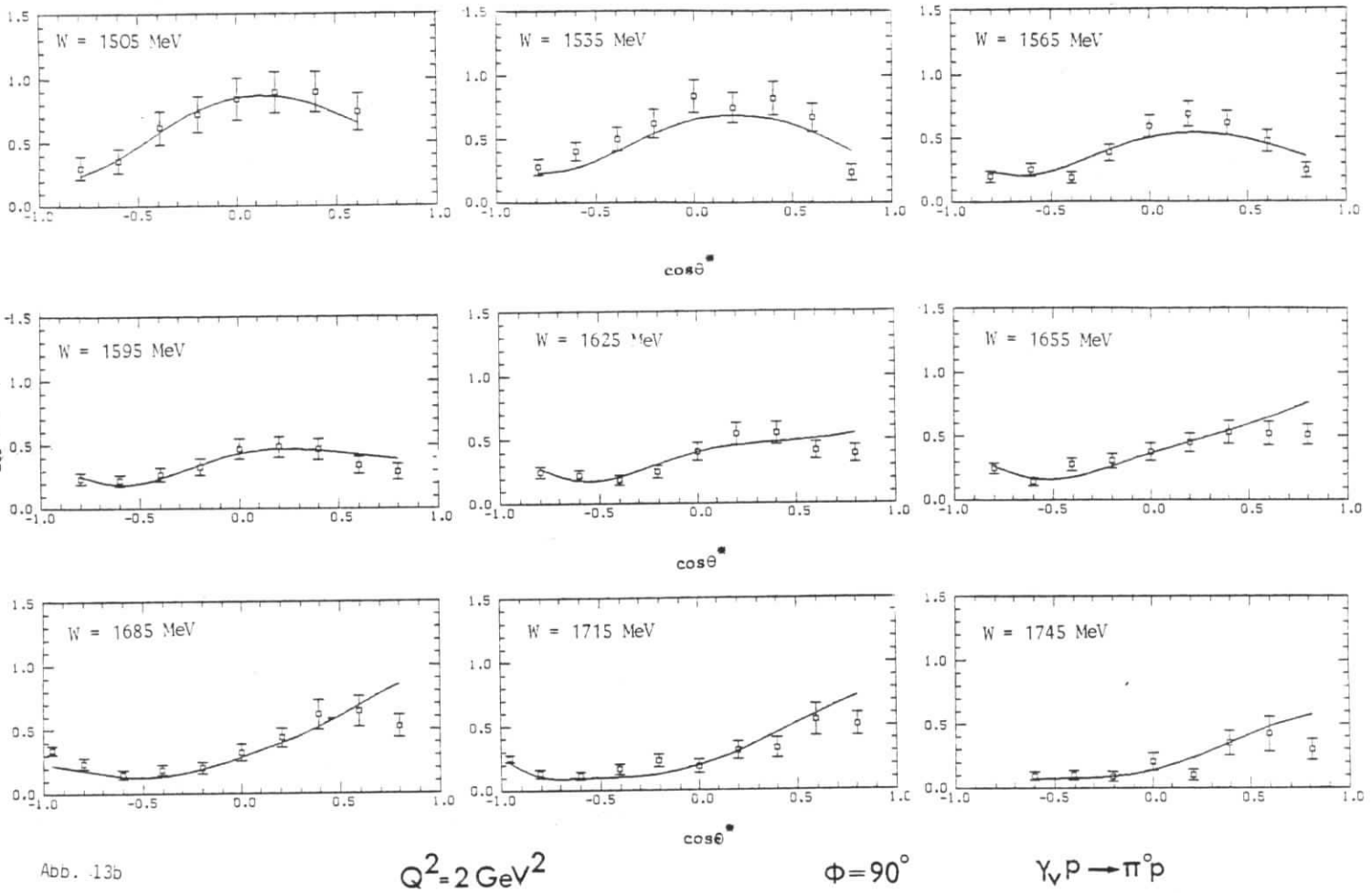
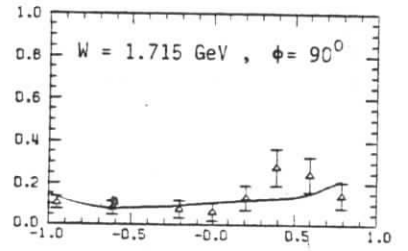
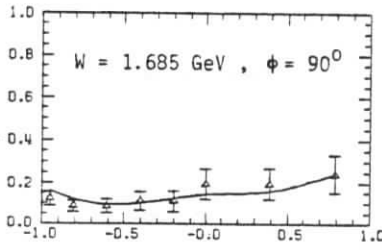
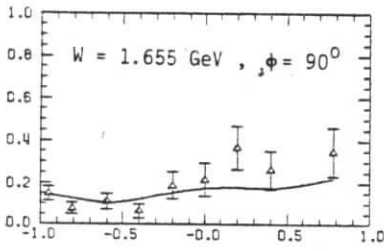
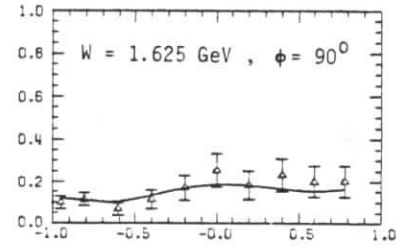
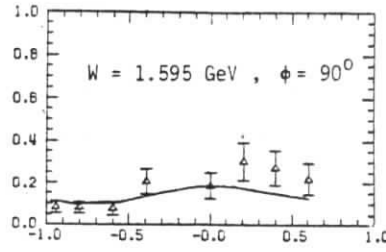
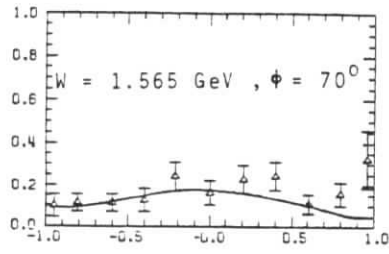


Abb. 13a

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} [\mu\text{b/sr}]$$



$$Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$$

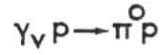
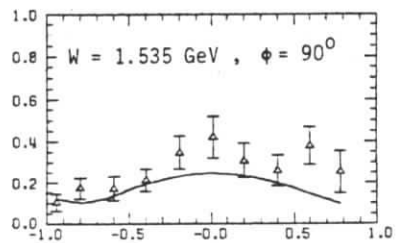
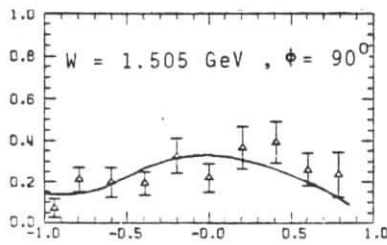
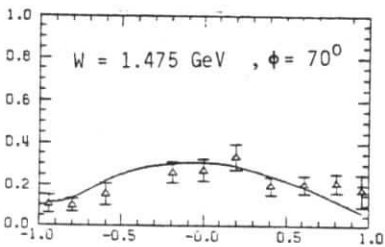
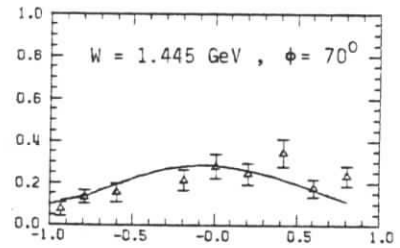
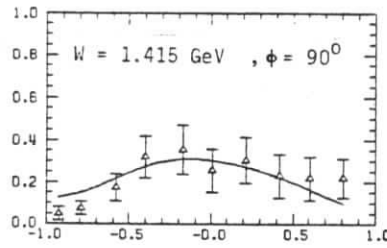
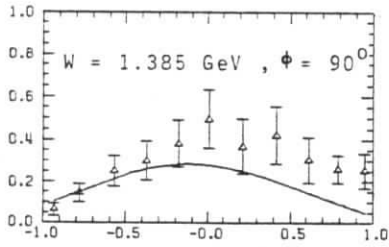


Abb. 13d

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} [\mu\text{b/sr}]$$



$$Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$$

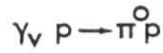
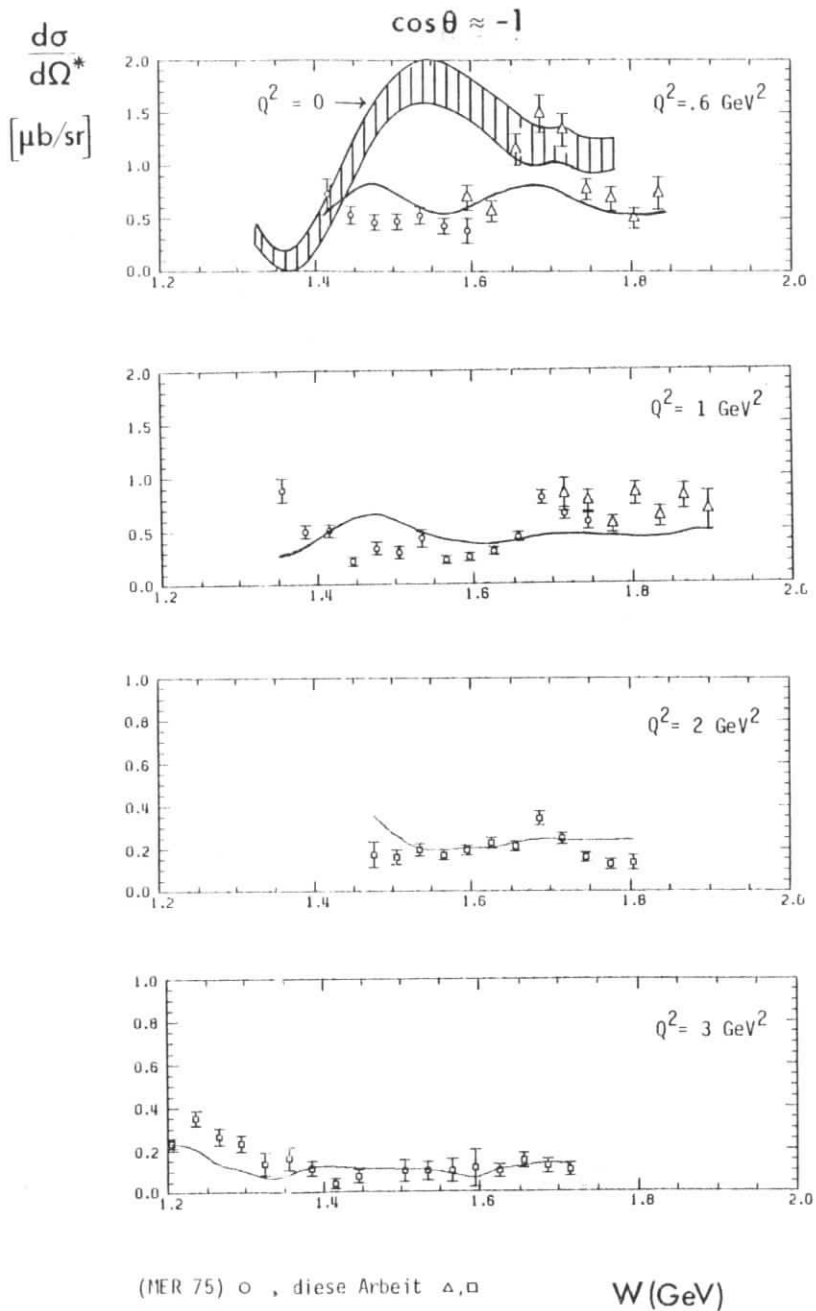


Abb. 13c



$\gamma_V p \rightarrow \pi^0 p$

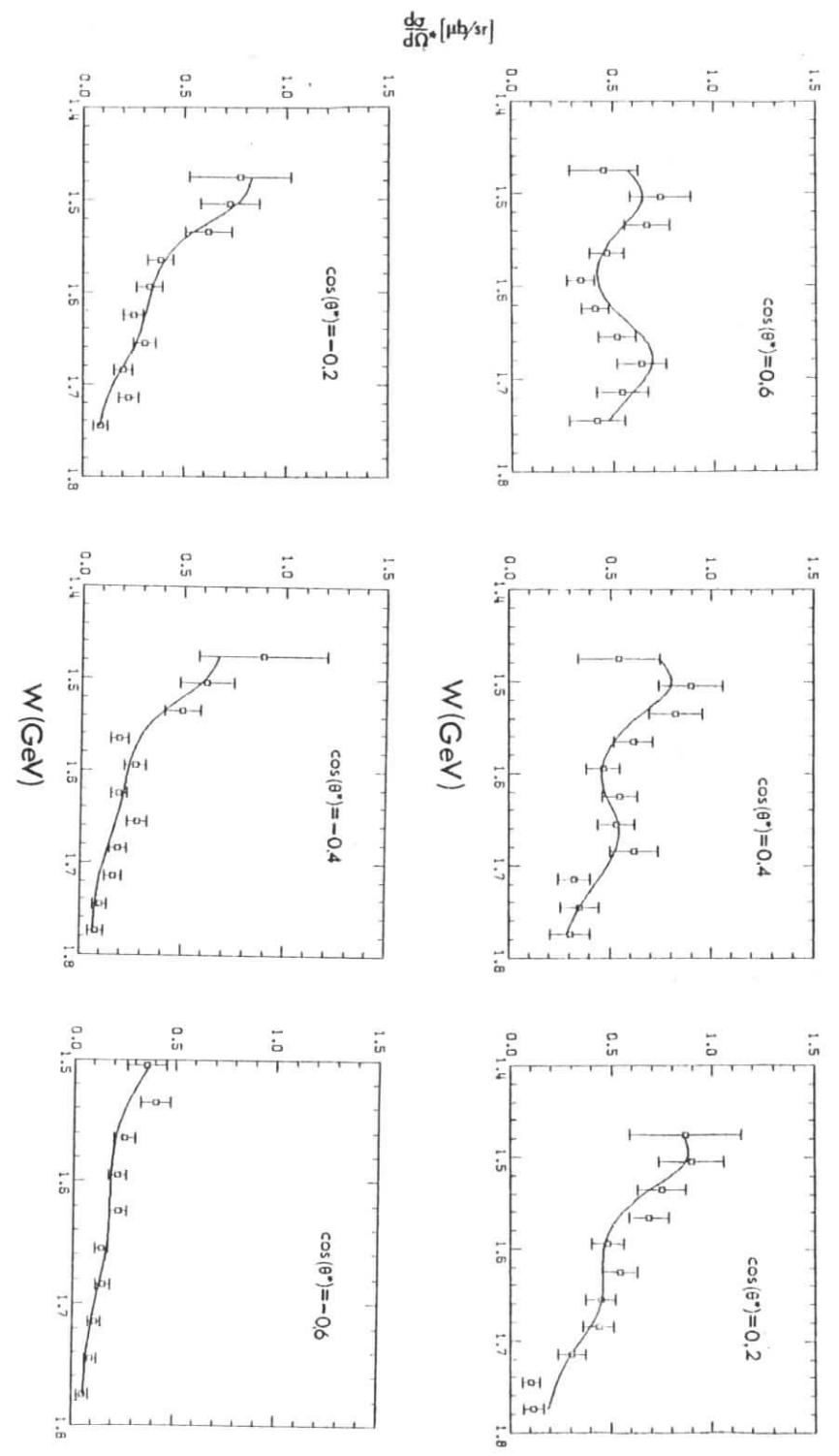
Abb. 14

Abb. 15

$q^2 = 2 \text{ GeV}^2$

$\Phi = 90^\circ$

$\gamma_V p \rightarrow \pi^0 p$



verdeckt werden können, soll mit Hilfe der folgenden Abschätzung erläutert werden.

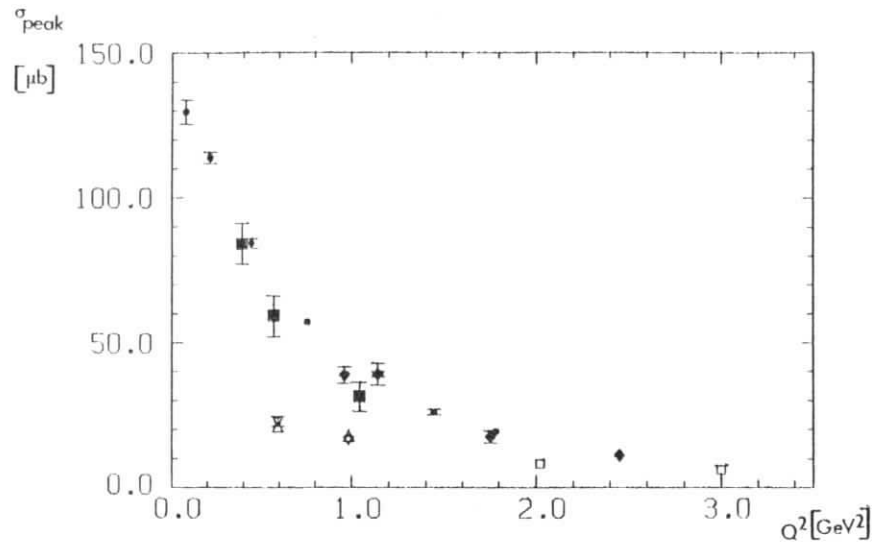


Abb. 16 totale Resonanzquerschnitte ( $W=1.520$  GeV)  
 ◆ (BRE 70), ■ (KOE 74), ● (STE 75) und  $S_{11}$ -  
 Querschnitte ▽ (ALD 74), ▲ (WRI 78), □ (HAI 79)

A.B. Clegg (CLE 73) folgend, lassen sich der nichtresonante Untergrund sowie die Beiträge der  $S_{11}$  und  $D_{13}$  zur zweiten Nukleonresonanz auf folgende Weise bestimmen.

Aus dem totalen Einarmquerschnitt wird zunächst der resonante Beitrag der zweiten Nukleonresonanz berechnet, indem an den Querschnitt eine Breit-Wigner-Verteilung mit einer Parametrisierung des nichtresonanten Untergrundes angepaßt wird. Weiter wird angenommen, daß zu dem derart bestimmten totalen Querschnitt im Maximum der zweiten Resonanz (im folgenden als Peakquerschnitt der 2. Resonanz bezeichnet) lediglich die  $S_{11}$  (1535) und  $D_{13}$  (1520) beitragen. Da die  $S_{11}$  zu 65 % (PDG 78) in den Kanal  $\eta p$  zerfällt und totale Querschnitte der Reaktion  $ep \rightarrow e'p\eta$  bei  $W = 1.535$  GeV für  $Q^2$ -Werte bis  $3 \text{ GeV}^2$  vorliegen, ist es möglich, den Anteil der  $S_{11}$  ("totaler  $S_{11}$ -Querschnitt") an der 2. Resonanz direkt zu bestimmen. Durch

Subtraktion des totalen  $S_{11}$ -Querschnittes vom Peakquerschnitt der 2. Resonanz (siehe Abb. 16) läßt sich der totale  $D_{13}$ -Querschnitt berechnen. Berücksichtigt man außerdem, daß die  $S_{11}$  zu 10 % und die  $D_{13}$  zu etwa 18 % (PDG 78) in den  $\pi^0$ -Kanal zerfällt, so läßt sich der resonante Anteil des totalen  $\pi^0$ -Querschnittes aus dem totalen  $S_{11}$ - und  $D_{13}$ -Querschnitt bestimmen. Schließlich kann durch einen Vergleich des totalen  $\pi^0$ -Querschnittes mit seinem resonanten Anteil der nichtresonante Untergrund ermittelt werden. In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse einer derartigen Abschätzung für  $Q^2$ -Werte bis  $2 \text{ GeV}^2$  im einzelnen dargestellt.

$Q^2$ GeV <sup>2</sup>	$\sigma_{\text{tot}}(ep \rightarrow e'p\pi^0)$ $\mu\text{b}$	$\sigma_{\text{tot}}^{\text{res}}(ep \rightarrow e'X)$ $\mu\text{b}$	$\sigma_{\text{peak}}(ep \rightarrow e'\pi^0 p)$		nichtresonanter $\pi^0$ -Untergrund $\mu\text{b}$
			$S_{11}$ $\mu\text{b}$	$D_{13}$ $\mu\text{b}$	
0.4	$35 \pm 7$ (SHU 72)	$84.2 \pm 8.2$ (STE 75)	$3.0 \pm .2$ (KUM 73)	$9.8 \pm 2$	$22.2 \pm 7$
0.6	$22 \pm 8$ (MER 75)	$57.7 \pm 5.7$ (STE 75)	$2.0 \pm .1$ (Ald 75)	$6.8 \pm 1$	$13.2 \pm 8$
1.0	$18 \pm 2$ (MER 75)	$38.8 \pm 4.7$ (STE 75)	$1.2 \pm .2$ (Ald 75)	$4.8 \pm 1$	$12.0 \pm 2$
2.0	$7 \pm 2$ (HAI 79)	$19.1 \pm 2.7$ (STE 75)	$1.0 \pm .1$ (HAI 79)	$1.6 \pm 1$	$4.4 \pm 2$

Aus der Tabelle wird deutlich, daß der nichtresonante Untergrund wesentlich langsamer mit wachsendem  $Q^2$  abfällt als die  $D_{13}$  (1520). Es ist denkbar, daß der nichtresonante Untergrund bei  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  bereits mögliche Strukturen in den  $\pi^0$ -Rückwärtsquerschnitten überdeckt. Berücksichtigt man, daß bei einer Resonanz mit Isospin = 1/2 gilt:  $\Gamma(\pi^+n) = 2 \Gamma(\pi^0 p)$ , so ist aus den oben genannten Gründen verständlich, warum auch die Vorwärts-  $\pi^+$ -Querschnitte in der 2. Resonanz mit wachsendem  $Q^2$  keine Struktur mehr zeigen.

Detaillierte Aussagen über den Beitrag der einzelnen Resonanzen sowie deren Helizitätsstruktur lassen sich jedoch nur machen, wenn man die experimentellen Ergebnisse einer Multipolanalyse unterzieht. Das Konzept sowie die Ergebnisse einer Multipolanalyse unter Verwendung von Dispersionsrelationen werden im folgenden Kapitel vorgestellt.

V Beschreibung der Daten mittels einer Dispersionsanalyse

V.1. Allgemeiner Überblick

Die Pionelektroproduktion bei niedrigen Energien ist in niedrigster Ordnung durch die Resonanzterme in Abbildung 17 a) und b) bestimmt, die sich den nicht resonanten Borntermen überlagern. (Abb. 17 c,d,e)

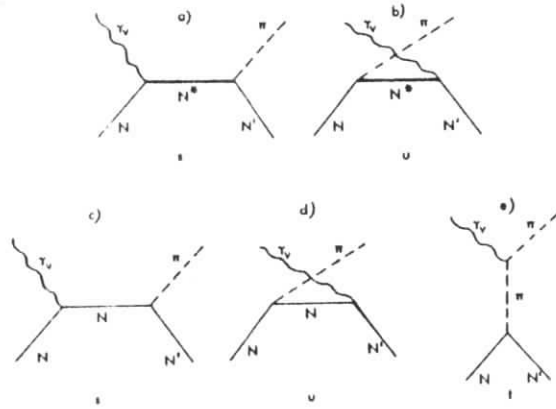


Abb. 17 Diagramme niedrigster Ordnung für die Elektroproduktion im Resonanzgebiet.

An den Photon-Hadron-Vertices dieser Graphen treten die Nukleon- und Meson-Formfaktoren sowie die  $\gamma NN^*$ -Übergangsformfaktoren für die Resonanzzerzeugung auf.

Wegen der Größe der Kopplungskonstanten für die starke Wechselwirkung ist es nicht möglich, die Streuamplituden mittels einer Störungsrechnung zu bestimmen. Zur Ermittlung der Übergangsformfaktoren stellen daher Dispersionsrelationen bei festem Impulsübertrag  $t$  (fixed- $t$  dispersion relations) ein wertvolles Werkzeug dar. Diese gestatten unter Ausnutzung der Analytizität der Amplituden den Realteil der Streuamplitude ohne zusätzliche Parameter aus dem Imaginärteil zu bestimmen. Da angenommen werden kann, daß der Imaginärteil im wesentlichen durch die Resonanzen geprägt ist, hängt die Analyse nicht so stark von der Beschreibung des nichtresonanten Untergrundes ab wie etwa im einfachen Isobaren Modell. Ein weiterer Vorteil einer Analyse, die Dispersionsrelationen verwendet, liegt

in der konsistenten Berücksichtigung der Bornterme, diese tragen im wesentlichen zum nichtresonanten Untergrund bei, unter der Verwendung entsprechender Formfaktoren für Mesonen und Nukleonen.

Im folgenden wird das Konzept der Dispersionsanalyse von Devenish und Lyth kurz erläutert (DL 72).

Der hadronische Strom ( $J^H$ ) wird in Ball-Amplituden (BAL 61) dargestellt. Diese Darstellung hat den Vorteil, daß man frei von kinematischen Singularitäten ist. In der üblichen Diracnotation unter der Verwendung der Bezeichnungen für die Vierervektoren aus Kapitel I.1. gilt:

$$J^H = \bar{u}(P_N) \gamma_5 \left\{ \frac{1}{2} \left[ \gamma^\mu (\gamma q) - (\gamma q) \gamma^\mu \right] B_1 + 2p^\mu B_2 + 2P_\pi^\mu B_3 + 2q^\mu B_4 - \gamma^\mu B_5 + (\gamma q) p^\mu B_6 + (\gamma q) q^\mu B_7 + (\gamma q) P_\pi^\mu B_8 \right\} u(P_N)$$

Diese 8 Amplituden können durch Anwendung der Kontinuitätsgleichung für den hadronischen Strom ( $q_\mu J^H = 0$ ) auf 6 unabhängige Amplituden reduziert werden. Man erhält folgende Relationen für die beiden abhängigen Amplituden  $B_4$  und  $B_7$ :

$$2q^2 B_4 = (1 - q^2 - m_\pi^2) B_3 - \frac{1}{2}(s-u) B_2$$

$$q^2 B_7 = B_5 - \frac{1}{4}(s-u) B_7 + \frac{1}{2}(1 - q^2 - m_\pi^2)$$

wobei  $s$ ,  $t$  und  $u$  die üblichen Mandelstan'schen Variablen sind und  $m_\pi$  die Pionmasse darstellt.

Diese beiden Amplituden haben keine physikalische Bedeutung, da sie in den physikalischen Streuamplituden mit dem Faktor  $\epsilon_\mu q^\mu$  auftreten, der aber aufgrund der elektromagnetischen Stromerhaltung identisch Null ist. Da die Ballamplituden nicht eichinvariant sind, ist die Einführung eines Subtraktionsterms zum Dispersionsintegral erforderlich. Dies geschieht in spezieller Weise nach einem Vorschlag von Mannweiler und Schmidt (MS 71).

Man erhält schließlich Dispersionsrelationen mit folgender Struktur:

$$\text{Re } B_i(s,t,q^2) = \text{Bornterme} + \frac{1}{\pi} \int_{(M+\mu)} ds' \text{Im } B_i(s',t,q^2) \left[ \frac{1}{s'-s} \pm \frac{1}{s'-u} \right]$$

Da der Imaginärteil besonders stark durch die Resonanzen geprägt ist, wählten Devenish und Lyth folgenden Ansatz für den Beitrag des n-ten resonanten Multipols zur invarianten Amplitude  $B_i$  (DL 75)

$$\text{Im } B_{in}(s,t,q^2) = k_{in}(s,t,q^2) G_n(q^2) \text{Im } f_n(W, W_{res})$$

- $k_{in}$  sind bekannte kinematische Faktoren,
- $f_n(W, W_{res}, \dots)$  beschreibt den Zerfall der n'ten  $N^*$ -Resonanz in den  $\pi N$ -Kanal. Diese Funktion hat die Form eines Breit-Wigner-Ansatzes, dessen Parameter, wie die Resonanzmasse, Resonanzbreite und relevanter Multipol aus der Photoproduktion genommen wurde (DLR 74),
- $G_n(q^2)$  ist der elektromagnetische Formfaktor der n'ten Resonanz. Devenish und Lyth wählten eine Parametrisierung mittels eines Produktes von Polen, die auf der reellen  $q^2$ -Achse zwischen  $2m_\pi^2$  und  $(M+m_\pi)^2$  liegen. Dieser Formfaktor entspricht dem, den man aus einem Dualen  $B_5$ -Modell für die Pionelektroproduktion erhält (BKL 73).

Zur Bestimmung der Bornterme benötigt man Nukleonformfaktoren, welche dem Pol-Modell-Fit von R. Felst (FEL 73) entnommen wurden. Als Pionformfaktor dient der  $\rho$ -Formfaktor, wobei die  $\rho$ -Masse in geringem Unterschied zu ihrem physikalischen Wert auf  $\rho^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$  festgelegt wurde.

Durch Anpassung an die gemessenen differentiellen Pionproduktionsquerschnitte ist es dann möglich, die Übergangsformfaktoren bzw. Multipol- oder Helizitätsamplituden zu bestimmen. Als zusätzliche Zwangsbedingung werden nicht nur die aus den Einarmdaten der inelastischen Elektroproduktion bestimmten totalen Resonanzquerschnitte (siehe Abschnitt IV.1.) herangezogen, sondern auch der  $S_{11}$ -Querschnitt, der aus dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \eta p$  ermittelt wurde.

## V.2. Kinematische Akzeptanz der Dispersionsanalyse

Da in der vorliegenden Arbeit die Pionelektroproduktion nicht nur zu großen Werten der Resonanzmasse ( $W \approx 1.8 \text{ GeV}$ ) ausgedehnt wurde, sondern auch bei sehr hohen  $Q^2$  gemessen wurde, ist zu untersuchen, ob in diesem kinematischen Bereich die Dispersionsanalyse für festes  $t$  noch anwendbar ist.

Ein grundsätzliches Problem ist die Tatsache, daß der Imaginärteil der Amplitude als eine Summe von Partialwellen entwickelt wird, welche für die Berechnung bei einem bestimmten Drehimpuls abgebrochen wird. Die Konvergenz dieser Partialwellenentwicklung ist a priori nicht sichergestellt.

Prinzipiell ist die Konvergenz nur für Pion-Schwerpunktwinkel von  $0 \leq \Theta^* \leq \Theta_{max}^*$  erfüllt. Hierbei ist  $\Theta_{max}^*$  durch  $t_{max}$  gegeben, welches man aus den Grenzen der Mandelstam'schen Doppelspektralfunktion bestimmt. Hierzu werden die Unitaritäts- oder Box-Diagramme der Abb. A 2/1 (siehe Anhang) mit niedrigstem Massenaustausch herangezogen.

Abb. 18 zeigt für verschiedene Werte von  $q^2$  die Grenzen des "Doppelspektralgebiets", sowie den kinematisch möglichen Bereich für die Pionelektroproduktion. Man sieht, daß für alle Werte von  $0.6 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3 \text{ GeV}^2$  für Energien im Bereich der ersten drei Nukleonresonanzen der gesamte Winkelbereich  $0^0 \leq \Theta^* \leq 180^0$  innerhalb des Konvergenzbereiches liegt.

## V.3. Anpassung an die gemessenen Querschnitte

Zur Vermeidung unnötiger Zwangsbedingungen wurden nicht alle experimentellen Daten gleichzeitig analysiert, sondern es wurden lediglich Querschnitte mit gleichem  $q^2$  angepaßt. Hierzu wurde von den Parametern ausgegangen, die J. Gayler, der die Analyse erstmalig nur für festes  $q^2$  durchführte, für die experimentellen Daten bei  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  (GAY 76) bestimmt hatte.

Neben den Querschnitten, die in dem vorliegenden Experiment ermittelt wurden, fanden auch Pionelektroproduktionsdaten aus früheren Experimenten der DESY Gruppe F 21 (MER 75, ALD 75) Eingang in die Analyse nach Devenish und Lyth. Zusätzlich wurden die in Abschnitt IV.2. erwähnten resonanten Anteile der totalen

Einarbmessungen sowie die totalen Querschnitte für  $ep \rightarrow e'p\eta$  bei  $W = 1.535$  GeV als Zwangsbedingung herangezogen. Von den 11 Resonanzen, die in der Photoproduktion nach Devenish, Lyth und Rankin (DLR 74) in der verwendeten Analyse (DL 75) das Resonanzgebiet aufbauen, wurden nur jene angepaßt, die zum zweiten und dritten Resonanzgebiet beitragen können. Es handelte sich hierbei um die  $P_{11}$  (1470),  $D_{13}$  (1520) und  $S_{11}$  (1535) für die 2. Resonanz und die  $D_{33}$  (1670),  $F_{15}$  (1688),  $S_{11}$  (1700),  $D_{13}$  (1700) für die 3. Resonanz. Für die Formfaktoren der übrigen Resonanzen wurden die Ergebnisse der Analyse von Devenish und Lyth (DL 75) benutzt.

Im einzelnen wurde für die Anpassung an die Koinzidenzdaten folgende Prozedur gewählt. Es wurde davon ausgegangen, daß die drei Resonanzen  $D_{13}$  (1520),  $S_{11}$  (1535) und  $F_{15}$  (1688) im Bereich der zweiten bzw. dritten Nukleonresonanz dominieren. Denn in der Photoproduktion (DLR 74) liefern die  $D_{13}$  (1520) bzw.  $F_{15}$  (1688) etwa 70 % des totalen resonanten  $\gamma p$ -Querschnittes. Aus dem totalen  $\eta$ -Querschnitt bei  $W = 1.535$  GeV konnte für  $Q^2 = 3$  GeV<sup>2</sup> (BRA 77) der Anteil der  $S_{11}$  an der 2. Resonanz zu etwa 66 % abgeschätzt werden. Zunächst wurden daher die Formfaktoren dieser drei "wichtigsten" Resonanzen ( $S_{11}$ ,  $D_{13}$  und  $F_{15}$ ) simultan variiert. Da die Bestimmung der resonanten Anteile des totalen Einarmquerschnitts eine gewisse Modellabhängigkeit beinhaltet, wurden diesen Peakdaten und den  $S_{11}$ -Querschnitten bei der Anpassung ein relatives Gewicht von 10 % im Vergleich zu den  $\pi N$ -Daten gegeben. Nachdem ein minimales  $\chi^2$  erreicht wurde (für die Definition von  $\chi^2$  siehe Anhang A 3), wurden die Parameter dieser 3 Resonanzen fixiert und die übrigen Resonanzen so lange variiert, bis keine Verbesserung in  $\chi^2$  mehr erreicht werden konnte. Dieses Verfahren wurde nur einmal iteriert, da im zweiten Schritt der Analyse die Multipole der  $S_{11}$ ,  $D_{13}$  und  $F_{15}$  keine signifikante Änderung mehr zeigten.

Um das  $Q^2$ -Verhalten der Multipole nicht durch die Wahl der Parametrisierung zu prejudizieren, wurde das Analyseprogramm nach einem Vorschlag von R.C.E. Devenish derart abgeändert, daß neben der in V.1. beschriebenen Parametrisierung die Wahl eines weiteren allgemeineren Ansatzes, für den elektromagnetischen Formfaktor möglich war. Mit dieser Parametrisierung ( $G_n(q^2) = A + B q^2 / (1 - \frac{q^2}{71})^2$ ), die für  $q^2 \rightarrow 0$  nicht zwangsläufig auch die Photoproduktion gut beschreiben konnte, war es möglich, auch in  $q^2$  sehr flach verlaufende Multipole (wie z.B. den  $E_{0+}$  der  $S_{11}$ ) anzupassen. Dieser Verlauf des Formfaktors wurde immer dann gewählt, wenn die Parameter (Pole) der ursprünglichen Parametrisierung an die Grenzen ihres Definitionsbereiches stießen.

S  
(GeV<sup>2</sup>)

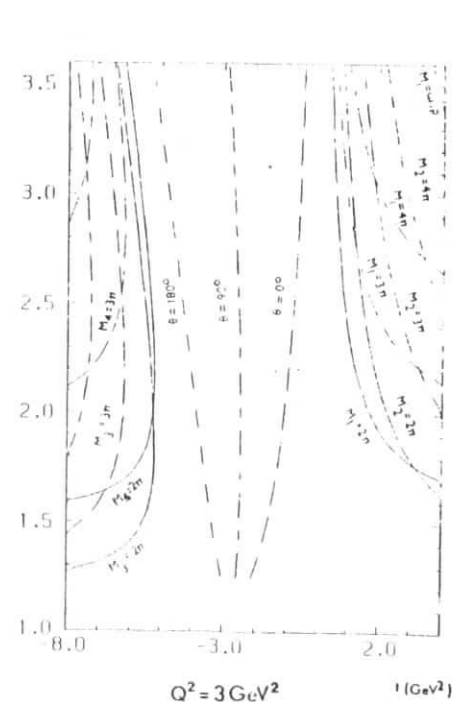
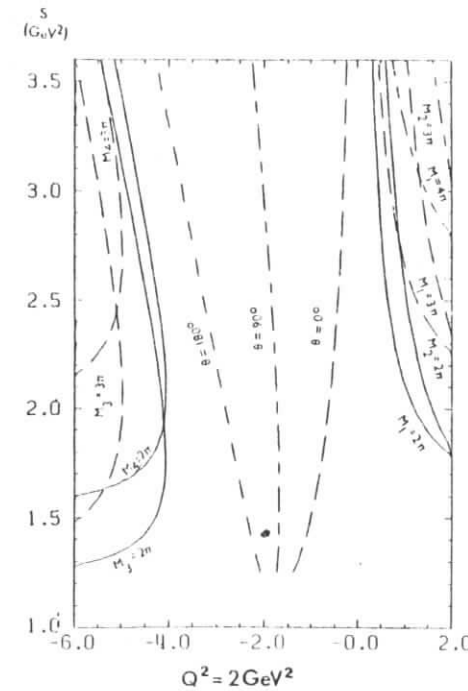
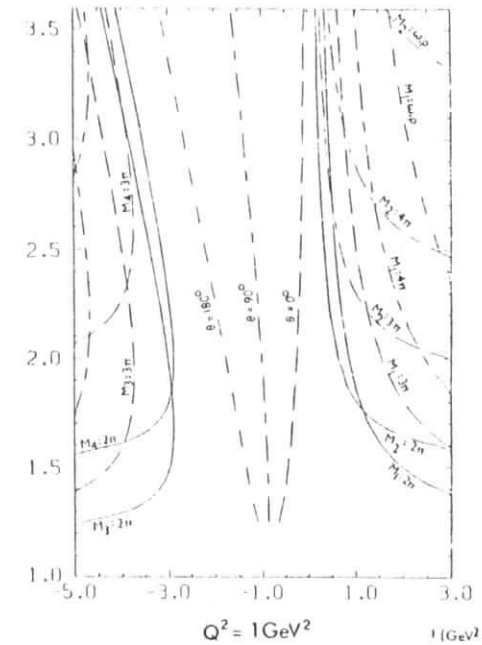
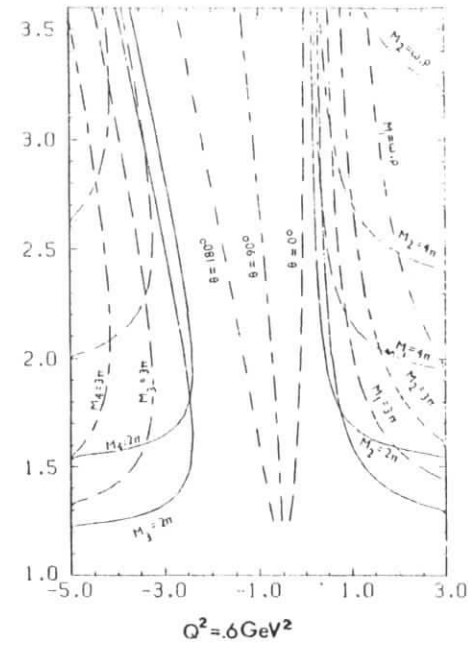


Abb. 18 Grenzen der Doppelspektralfunktion

Durch diese Parametrisierung konnte die Anpassung an die  $nN$  - Querschnitte deutlich verbessert werden. Sie hatte zur Folge, daß die elektrischen Multipole der  $D_{13}(1520)$  und  $F_{15}(1688)$  einen Vorzeichenwechsel zeigten.

#### V.4. Ergebnisse der Dispersionsanalyse

Die Ergebnisse der Anpassung sind in den Abbildungen 11 bis 15 zusammen mit den experimentellen Daten gezeigt. Die mit der Analyse bestimmten Multipole beschreiben nicht nur den Verlauf, sondern auch die absolute Größe der Daten zum Teil recht gut. Dennoch gibt es, wie bereits bei früheren Analysen dieser Art (z.B. GAY 76), im Bereich der Vorwärts-  $\pi^+$ - und Rückwärts-  $\pi^0$ -Querschnitte zum Teil erhebliche Abweichungen (Abb. 14 und 19). Auch werden die Anregungskurven für den  $\pi^0$ -Kanal besser wiedergegeben als für den  $\pi^+$ -Kanal, wie die entsprechenden Abbildungen (Abb. 15 und 20) für  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  zeigen.

Die Diskrepanzen bei den  $\pi^0$ -Rückwärtsquerschnitten lassen prinzipielle theoretische Schwierigkeiten der Analyse erkennen. Devenish und Lyth haben nämlich gezeigt (DL 72), daß die Berechnung des  $\pi^0$ -Untergrundes bei  $\theta^* \approx 180^\circ$  keinesfalls trivial ist. So liefert hier der Nukleonaustausch im u-Kanal einen sehr großen Beitrag, der durch die  $P_{33}$  kompensiert wird. Die schlechte Beschreibung der  $\pi^+$ -Querschnitte könnte darauf hindeuten, daß der Subtraktionsterm in den Dispersionsrelationen (siehe V.1) - er liefert keinen Beitrag zum neutralen Kanal - mit wachsendem  $Q^2$  an Bedeutung gewinnt.

In der vorliegenden Analyse wurde ein mittleres  $\chi^2$  pro Datenpunkt zwischen 2 und 3 erreicht, was mit Ergebnissen der Photoproduktion (DLR 74) sowie ähnlichen Elektroproduktionsanalysen (GAY 76, GER 78) vergleichbar ist.

Tabelle : Erreichtes  $\chi^2$  der Analyse

$q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	mittleres $\chi^2$ /Datenpunkt
0.6	2.8
1	3.3
2	1.8
3	2.8

$$\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n$$

$$\cos \theta^* \approx 1$$

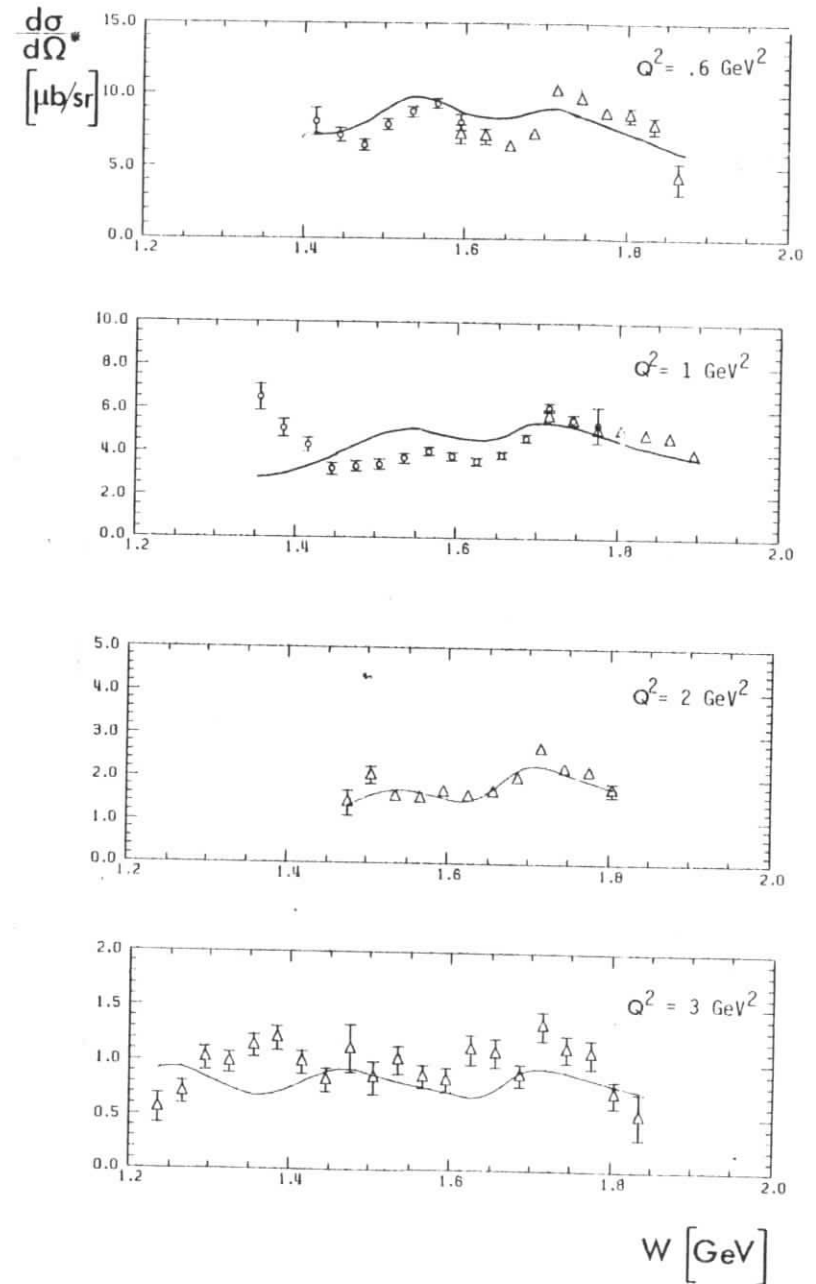


Abb. 19



Da die Beschreibung der Querschnitte (Abb. 14 und Abb. 19) zwischen der ersten und zweiten Resonanz unbefriedigend ist, kann keine Aussage über die Roperresonanz ( $P_{11}$  (1470)) gemacht werden. Im folgenden werden daher für die 2. Resonanz nur die  $S_{11}$  und  $D_{13}$  diskutiert.

Aufgrund der Begrenztheit der Datenmenge im Bereich der dritten Resonanz sowie den oben angedeuteten theoretischen Schwierigkeiten der Analyse erscheint nur eine Diskussion der  $F_{15}$ , die in diesem Resonanzbereich dominiert, sinnvoll. Außerdem wurde auf eine Fehlerbestimmung verzichtet, denn es lassen sich wichtige Fehlerquellen kaum erfassen. So ist eine Abschätzung der theoretischen Unsicherheiten, die sich in den Vorwärts- und Rückwärtsquerschnitten zeigen, nur schwer möglich.

Die elektrischen und magnetischen Multipole sind für die  $S_{11}$ ,  $D_{13}$  und  $F_{15}$  als Funktion von  $Q^2$  in den Abbildungen 21 bis 23 dargestellt. Außerdem enthalten diese Abbildungen auch die Ergebnisse von Dispersionsanalysen bei  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  und  $1 \text{ GeV}^2$  (GAY 76, GER 78), die ohne die hier beschriebenen Daten im Bereich der 2. und 3. Resonanz durchgeführt wurden. Ebenso sind die Ergebnisse der Analyse, die Devenish und Lyth (DL 75) durchführten, als schraffierte Bänder eingezeichnet.

Für  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  werden in dieser Arbeit die Multipole für die  $S_{11}$  und  $F_{15}$ , wie sie auch frühere Analysen lieferten, im wesentlichen reproduziert. Der elektrische Multipol der  $D_{13}$  ( $E_{2-}$ ) zeigt einen stärkeren Abfall mit wachsendem  $Q^2$  als in früheren Analysen (DL 75) und wechselt etwa bei  $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  sein Vorzeichen. Zwischen  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  und  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  ist ein Vorzeichenwechsel des  $E_{3-}$ -Multipols der  $F_{15}$  (1688) zu verzeichnen. Die magnetischen Multipole der  $D_{13}$  ( $M_{2-}$ ) und  $F_{15}$  ( $M_{3-}$ ) sind positiv und fallen nur flach mit wachsendem  $Q^2$  ab.

Die deutliche Änderung der Helizitätsstruktur mit  $Q^2$  für die  $D_{13}$  und  $F_{15}$  ist in Abb. 24 zu sehen, hier ist das Verhältnis ( $A_{\lambda}/B_{\lambda}$ ) der Helizität-1/2-Amplitude zur Helizität-3/2-Amplitude aufgetragen. Bei  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  ist  $E_{2-} = -M_{2-}$  bzw.  $E_{3-} = -M_{3-}$ , hier hat das Verhältnis der Helizitätsamplituden einen Pol und wechselt das Vorzeichen. Auffällig flach fällt auch der elektrische Multipol ( $E_{0+}$ ) der  $S_{11}$  (1535) ab. Dieses Verhalten zeigt sich auch in den Messungen zu  $e\bar{p}e^+p\eta$ .

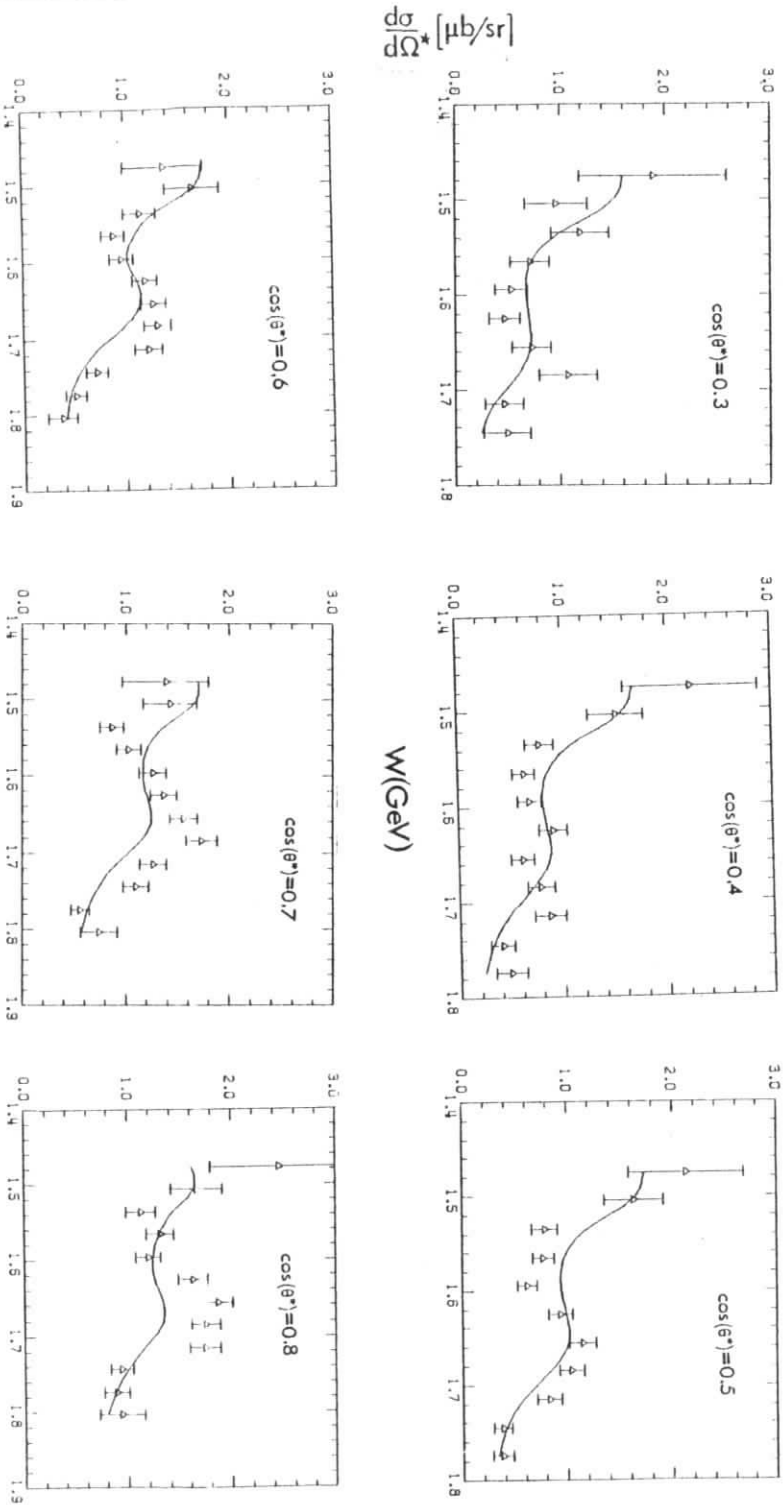
Die skalare Anregung der  $S_{11}$  als auch der  $D_{13}$  und  $F_{15}$  ist gering. Lediglich bei

Abb. 20

$Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$

$\phi = 90^\circ$

$\gamma_p \rightarrow \pi^+ n$



$Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  ist für die  $S_{11}$  eine deutlich von Null verschiedene skalare Anregung zu verzeichnen. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit einem Experiment zur Bestimmung der transversalen und longitudinalen Anregung der  $S_{11}$  aus der  $\eta$ -Produktion (WRI 78). Die folgende Tabelle enthält die skalare Anregung der  $S_{11}$  sowie der 2. und 3. Nukleonresonanz, wie sie sich aus der vorliegenden Analyse ergibt, und die Ergebnisse der  $\eta$ -Produktion.

Tabelle : Skalare Anregung der 2. und 3. Resonanz

$Q^2$	$\sigma_{\nu}^{\eta}/\sigma_{\nu}(W=1520\text{MeV})$	$\sigma_{\nu}^{\eta}/\sigma_{\nu}(W=1688\text{MeV})$	$\sigma_{\nu}^{\eta}/\sigma_{\nu}(S_{11}(1535))$	$\sigma_{\nu}^{\eta}/\sigma_{\nu}(\gamma_{\nu}p \rightarrow \eta p)$
$\text{GeV}^2$				
0.6	0.10	0.08	0.30	$0.25 \pm .2$
1.0	0.00	0.08	0.00	$-0.13 \pm .1$
2.0	0.05	0.06	0.08	
3.0	0.07	0.005	0.08	

Unter der Verwendung der in der vorliegenden Analyse bestimmten Multipole lassen sich die Beiträge der  $S_{11}$ ,  $D_{13}$  und  $F_{15}$  am totalen ep-Querschnitt bestimmen (siehe Anhang A4). Die Abschätzung zeigt (siehe Tabelle unten), daß in Übereinstimmung mit  $\eta$ -Produktionsexperimenten (BRA 77, HAI 79) der Beitrag der  $S_{11}$  am totalen ep-Querschnitt mit wachsendem  $Q^2$  stark zunimmt. Die  $D_{13}$  fällt gleichzeitig sehr schnell ab und trägt bei  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  nur noch etwa zu 12% zum totalen Querschnitt bei. Im Bereich der dritten Resonanz liefert die Analyse für den Beitrag der  $F_{15}$  unabhängig von  $Q^2$  etwa 30 bis 40 %.

Tabelle : Beiträge der einzelnen Resonanzen zum totalen ep-Querschnitt ( $\epsilon = 0.9$ , siehe auch A4)

Resonanz	$Q^2$	$\sigma_{\nu}$	$\sigma_{\nu}$	$\sigma_{\nu} + \epsilon \sigma_{\nu}$	relativer Anteil am Peakquerschnitt
	$\text{GeV}^2$	$\mu\text{b}$	$\mu\text{b}$	$\mu\text{b}$	%
$S_{11}(1535)$	0.6	17.0	4.9	21.4	31
	1.0	15.7	0.0	15.7	33
	2.0	9.4	0.8	10.1	44
	3.0	6.4	0.5	6.8	67

Resonanz	$Q^2$	$\sigma_{\nu}$	$\sigma_{\nu}$	$\sigma_{\nu} + \epsilon \sigma_{\nu}$	relativer Anteil am Peakquerschnitt
	$\text{GeV}^2$	$\mu\text{b}$	$\mu\text{b}$	$\mu\text{b}$	%
$D_{13}(1520)$	0.6	46.0	0.9	46.9	68
	1.0	24.9	0.0	24.9	52
	2.0	6.5	0.0	6.5	28
	3.0	1.2	0.0	1.2	12
$F_{15}(1688)$	0.6	20.6	0.1	20.7	29
	1.0	14.1	0.0	14.1	38
	2.0	3.9	0.0	3.9	33
	3.0	2.7	0.0	2.7	30.

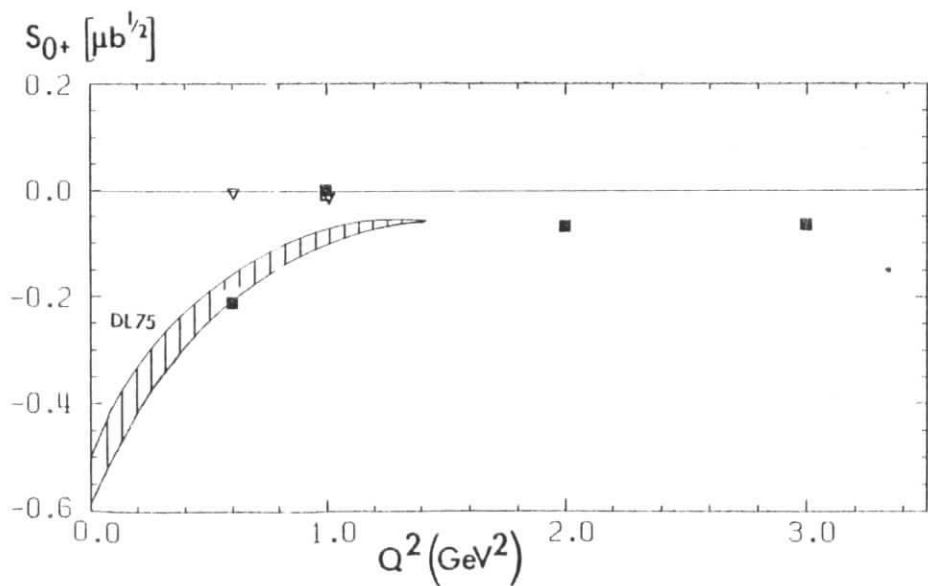
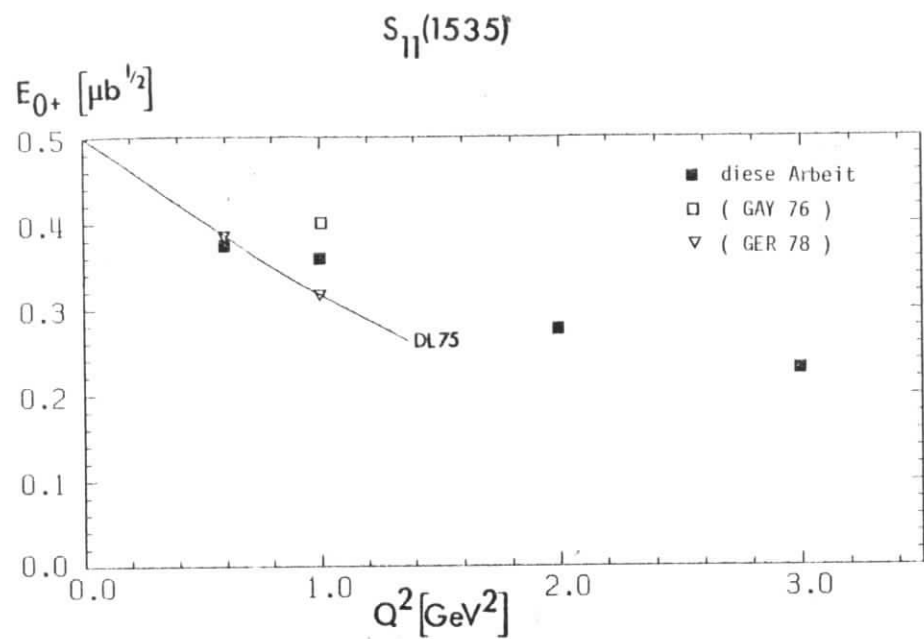


Abb. 21

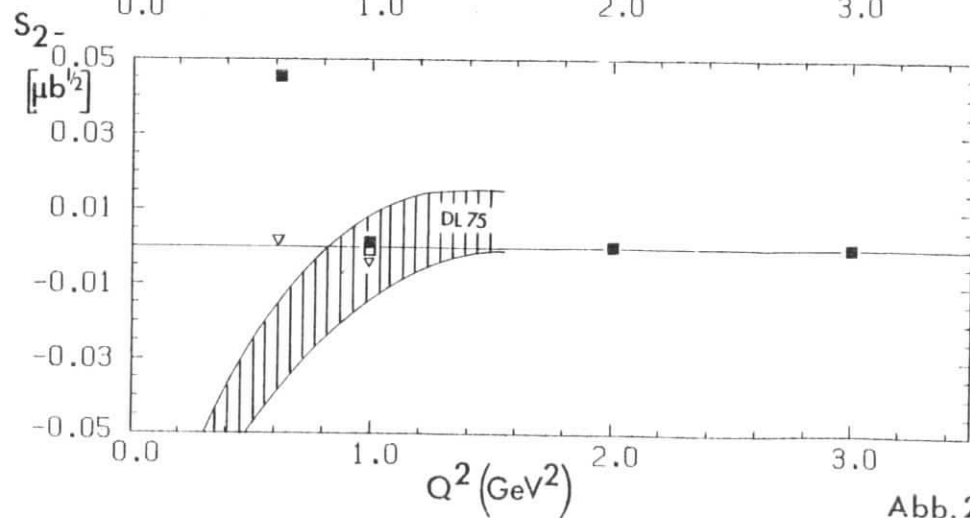
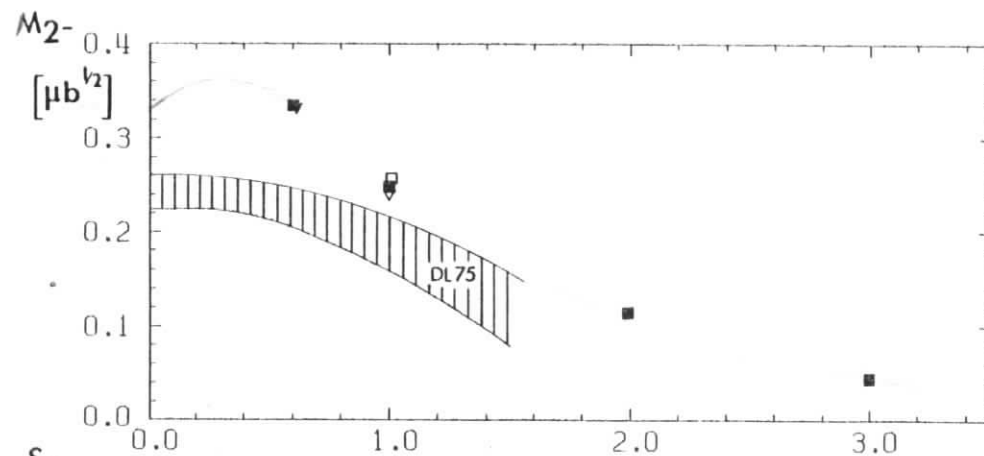
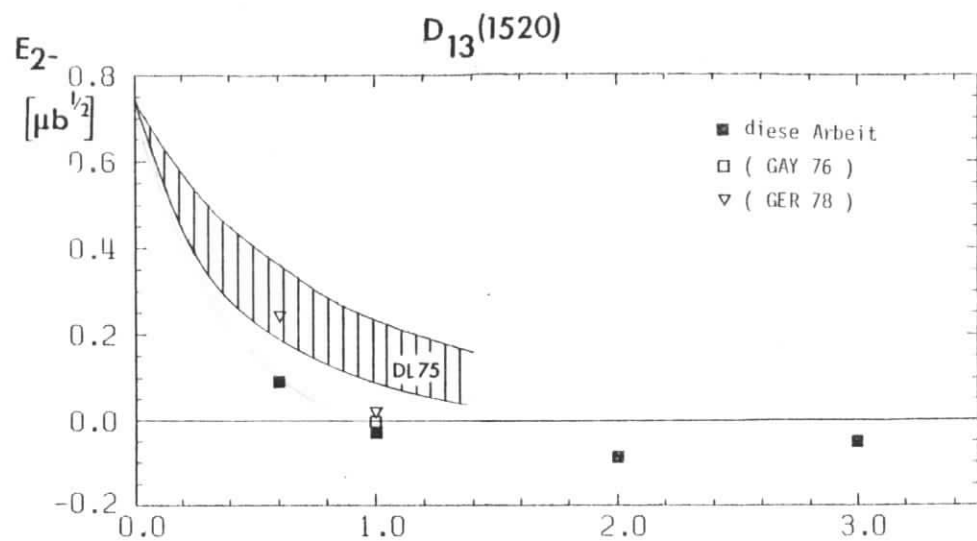


Abb. 2

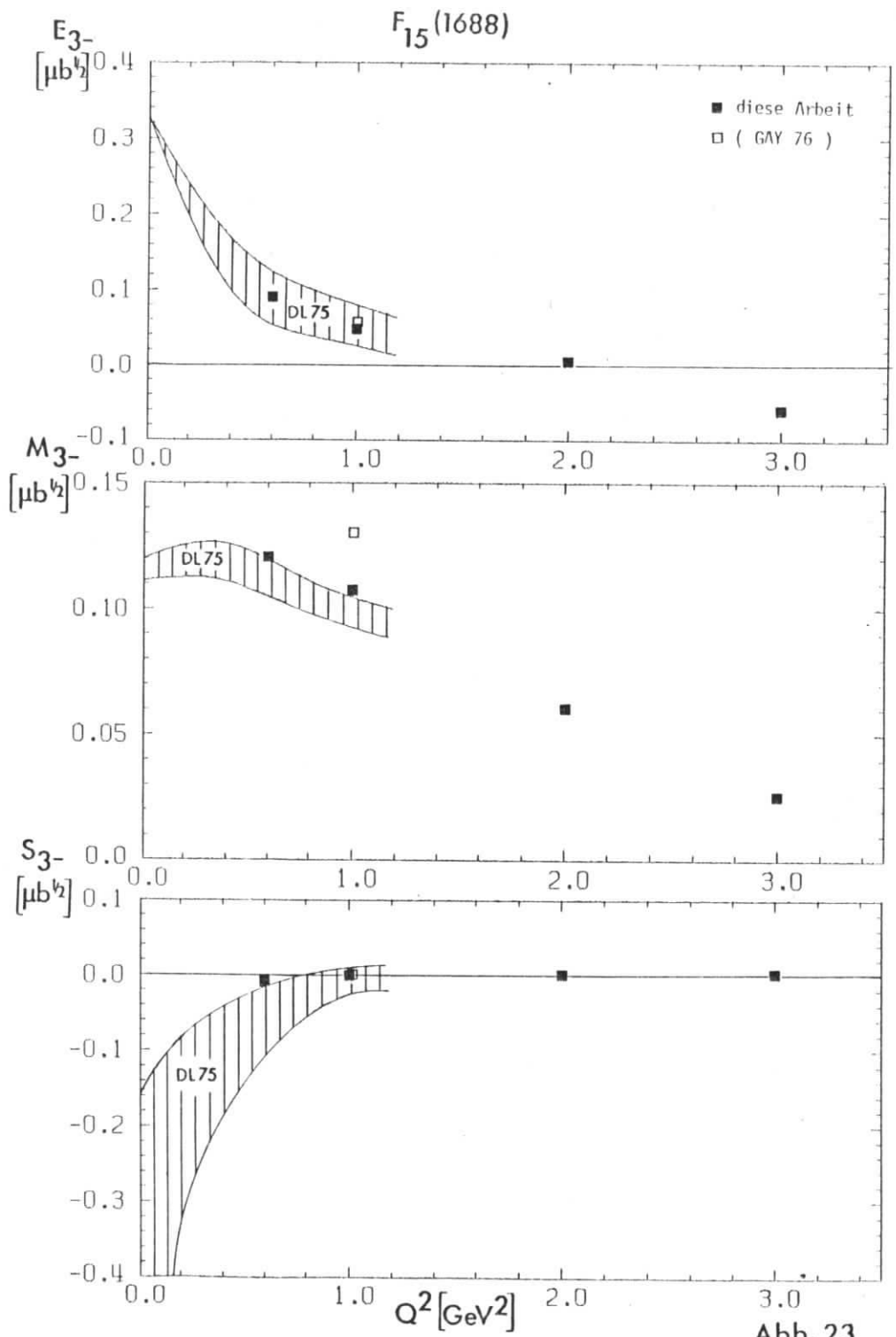


Abb. 23

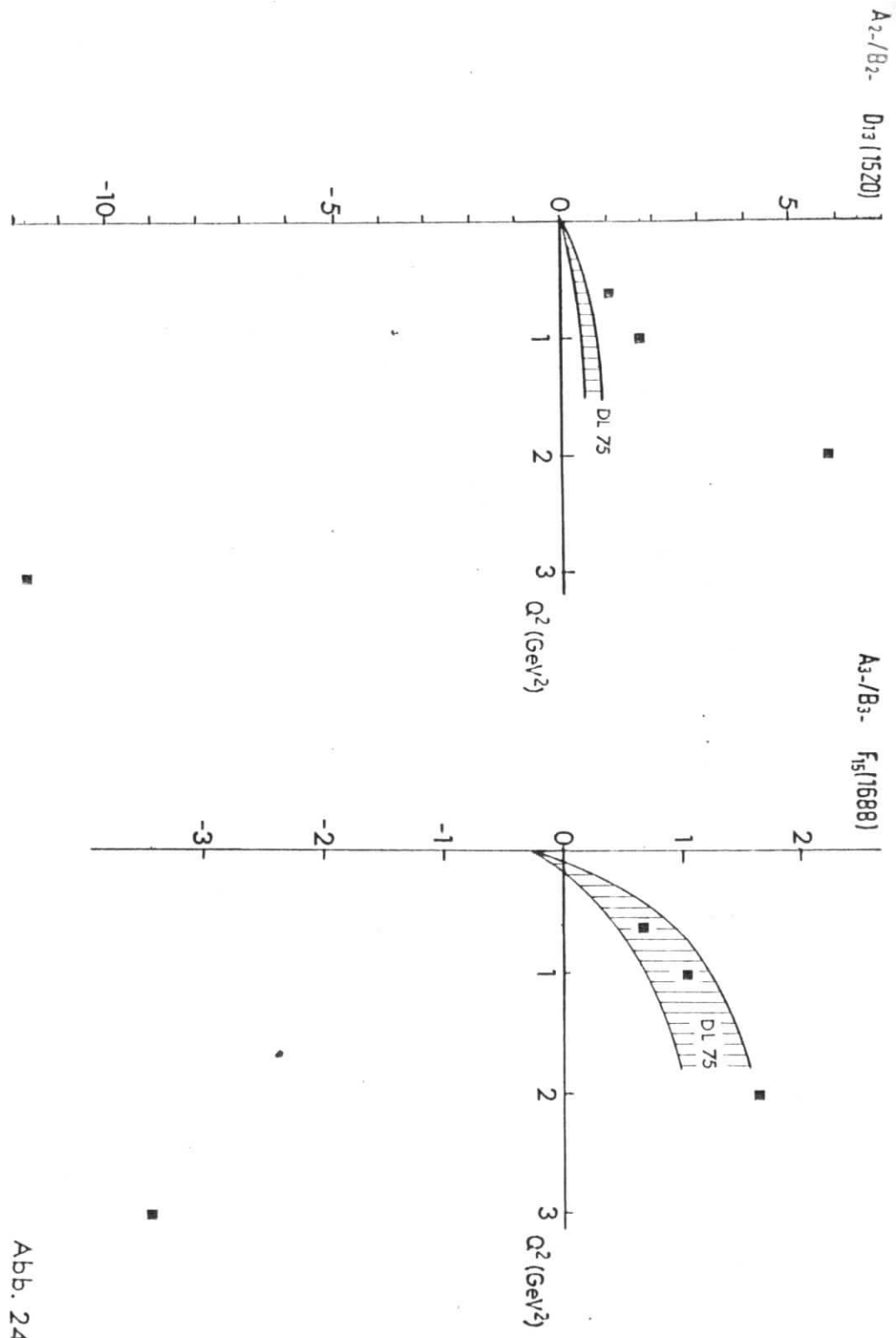


Abb. 24

VI Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

VI.1. Das symmetrische Quarkmodell

Mit Hilfe des Quarkmodells, das davon ausgeht, daß Mesonen aus zwei und Baryonen aus drei Quarks aufgebaut sind, lassen sich die Eigenschaften der Hadronen untersuchen. So konnten mit dem nichtrelativistischen Quarkmodell die magnetischen Momente sowie die elektromagnetischen Massendifferenzen der Baryonen gut beschrieben werden (z. B. MOR 65, THI 65). Bei der Bestimmung der Übergangsformfaktoren treten jedoch Schwierigkeiten auf, da hier besondere Annahmen über die Quarkmassen und Wellenfunktionen gemacht werden müssen. Die verschiedenen Modellrechnungen sind daher lediglich in der Lage, beobachtete Übergangsformfaktoren phänomenologisch zu beschreiben (DOS 78).

Dennoch macht das Quarkmodell eine allgemeine Aussage über die Helizitätsamplituden der  $D_{13}$  (1520) und  $F_{15}$  (1688). L. A. Copley et al. (CKO 69) zeigten bei der Untersuchung der Pion-Photoproduktion mittels eines nichtrelativistischen Quarkmodells, bei dem Wellenfunktionen eines harmonischen Oszillators verwendet wurden, daß sich für die Helizität-1/2-Anregung sowohl bei der  $D_{13}$  (1520) als auch bei der  $F_{15}$  (1688) Terme durch die Bahnbewegung der Quarks mit jenen verursacht durch ihr magnetisches Moment aufheben. Dieses Verschwinden der Helizität-1/2-Amplitude bei  $q^2 = 0 \text{ GeV}^2$  zeigt sich sowohl in relativistischen als auch nichtrelativistischen Quarkmodellrechnungen. Close und Gilman (CG 72) haben darauf hingewiesen, daß beim Übergang zur Pion-Elektroproduktion die Helizitäts-1/2-Amplitude mit wachsendem  $Q^2$  gegenüber der 3/2-Amplitude wächst. Es gilt für die Helizitätsamplituden ( $A_{1/2}$ ,  $A_{3/2}$ ) der  $D_{13}$  und  $F_{15}$  (DOS 78):

$$A_{1/2} \sim (1 - \vec{q}^2 / \vec{q}_{ph}^2) F(\vec{q}^2)$$

$$A_{3/2} \sim -2 F(\vec{q}^2)$$

hierin bedeutet  $\vec{q}$  der Photonimpuls,  $\vec{q}_{ph}$  der Photonimpuls bei  $q^2 = 0$ .

Bei welchem Wert von  $q^2$  die  $D_{13}$  bzw.  $F_{15}$  vornehmlich mit Helizität 1/2 angeregt wird, hängt empfindlich von der Wahl der Wellenfunktion ab. In Abb. 25 ist die

Helizitätsasymmetrie ( $A_{1/2, 3/2} = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}$ ) für die  $D_{13}$  und  $F_{15}$  aus der vorliegenden Analyse verglichen mit dem Ergebnis von Devenish und Lyth sowie Quarkmodellrechnungen von Ravenda (RAV 71) und Ono (ONO 76). Hier ist  $\sigma_{1/2}$  ( $\sigma_{3/2}$ ) der totale Querschnitt für die Anregung mittels Helizität 1/2 (3/2).

Die Ergebnisse dieser Arbeit liegen deutlich über den Werten von Devenish und Lyth, welche die Asymmetrie bei  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  aus einer Analyse gewonnen hatten, zu deren Zeit lediglich Einarmquerschnitte bis  $Q \approx 3 \text{ GeV}^2$  vorlagen, differenzielle Querschnitte und  $\eta$ -Daten jedoch oberhalb  $1 \text{ GeV}^2$  fehlten.

Abb. 25 zeigt, daß sich die Helizitätsstruktur der  $D_{13}$  (1520) und  $F_{15}$  (1688) in der vorliegenden Analyse derart ändert, wie es von den Quarkmodellen vorhergesagt wird. Das Ergebnis eines dualen Modells von J. Körner et al (KBA 75) beschreibt den Asymmetrieverlauf nicht so gut.

VII Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt ein Experiment zur Pionelektroproduktion im Bereich der zweiten und dritten Nukleonresonanz bei Impulsüberträgen von  $0.6 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 3 \text{ GeV}^2$  und einem Polarisationsgrad der virtuellen Photonen von  $\epsilon \approx 0.9$ .

In Koinzidenz zum gestreuten Elektron wurde das auslaufende geladene Hadron der Reaktion  $e p \rightarrow e' p \pi^0$  bzw.  $e p \rightarrow e' \pi^+ n$  nachgewiesen. Hierbei erfolgte die vollständige kinematische Bestimmung der beiden Reaktionen durch Messung der Impulse und Winkel des gestreuten Elektrons sowie der Protonen und  $\pi^+$ -Mesonen in magnetischen Spektrometern. Die Elektronen wurden mit einem Čerenkovzähler sowie einem Schauerzähler identifiziert, während zum Nachweis der Hadronen neben einem Čerenkovzähler eine Flugzeitmethode herangezogen wurde.

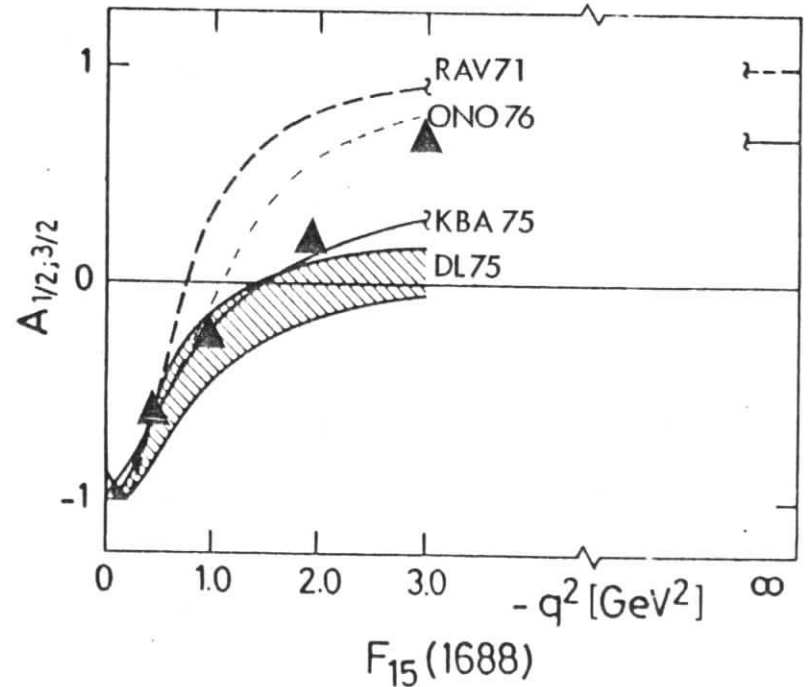
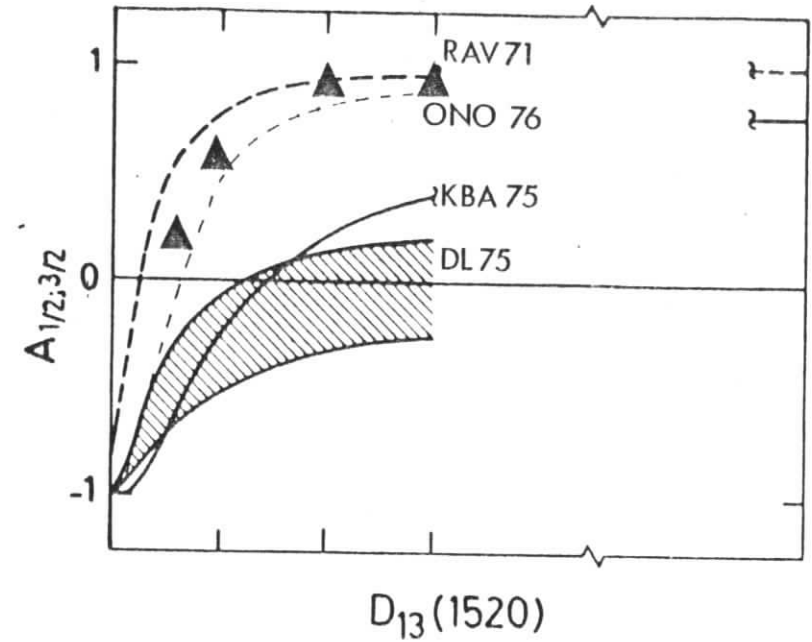
Aus den gemessenen Winkelverteilungen der  $\pi^+$ - und  $\pi^0$ -Produktion wurde mit Hilfe einer Multipolanalyse unter Verwendung von Dispersionsrelationen die Anregung der wichtigsten Resonanzzustände ( $S_{11}$ ,  $D_{13}$  und  $F_{15}$ ) untersucht. Die Analyse brachte folgende Ergebnisse:

$S_{11}(1535)$

In Übereinstimmung mit  $\eta$ -Produktionsdaten, die in der Analyse berücksichtigt wurden, fällt der elektrische Übergang nur langsam mit wachsendem  $Q^2$  im Gegensatz zur Anregung der  $D_{13}$ . Das hat zur Folge, daß der Anteil der  $S_{11}$  am totalen  $e p$ -Querschnitt mit wachsendem  $Q^2$  zunimmt. Bei  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  beträgt der Beitrag der  $S_{11}$  am resonanten Anteil des totalen Einarmquerschnittes rund 70 %, während bei  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  nur 30% der  $S_{11}$  beitragen. Die  $S_{0+}$ -Amplitude ist klein.

$D_{13}(1520)$

Die  $E_{2-}$ -Amplitude fällt schnell mit wachsendem  $Q^2$  ab und wechselt bei  $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$  ihr Vorzeichen. Die magnetische Anregung ( $M_{2-}$ ) fällt nur relativ schwach mit  $Q^2$  ab. In guter Übereinstimmung mit Vorhersagen von Quarkmodellen überwiegt die Anregung mittels resonanter Amplituden der Helizität 1/2 des einlaufenden  $\gamma$ -Nukleonsystems ( $A_{2-} = 3/2 M_{2-} - 1/2 E_{2-}$ ) bei  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$ . Während bei  $Q^2 = 0$  Amplituden der Helizität 1/2 verschwinden, bestimmen sie bei  $Q^2 \geq 2 \text{ GeV}^2$  fast ausschließlich die Resonanzanregung der  $D_{13}(1520)$ . Die skalare Anregung ist gering und verschwindet für  $Q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ .



A1 Tabelle der Wirkungsquerschnitte

$$\chi_{VP} \rightarrow n^0 p$$

$$\langle q^2 \rangle = .6 \text{ GeV}^2$$

$F_{15}(1688)$

Ähnlich wie bei der  $D_{13}$  fällt auch hier die elektrische Anregung ( $E_{3-}$ ) relativ schnell mit wachsendem  $Q^2$ . Bei  $Q^2 \approx 2 \text{ GeV}^2$  ist ein Vorzeichenwechsel der  $E_{3-}$ -Amplitude zu verzeichnen. Die  $M_{3-}$ -Amplitude fällt nur schwach ab, so daß bei  $Q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  Amplituden der Helizität 1/2 ( $A_{3-} = 2 M_{3-} - E_{3-}$ ) überwiegen. Bei  $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$  beträgt der Anteil der Helizität-3/2-Anregung nur noch etwa 27%. Dies Ergebnis steht im Einklang mit Quarkmodellvorhersagen. Die  $S_{3-}$ -Amplitude ist in dem gemessenen  $Q^2$ -Bereich verschwindend klein.

Q\*\*2 = -0.63 GEV\*\*2 M = 1.595 GEV EPSILON = 0.90

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
167.81	100.50	0.69 +- 0.12
154.63	78.77	0.94 +- 0.24
154.29	91.36	1.06 +- 0.26
154.71	114.44	1.12 +- 0.37
154.15	81.49	1.29 +- 0.27
153.27	66.61	1.18 +- 0.20
155.14	82.73	1.55 +- 0.50
114.16	96.85	1.41 +- 0.32
176.76	96.40	1.64 +- 0.36
119.77	64.69	1.57 +- 0.36
113.83	94.08	2.12 +- 0.50
137.76	93.52	1.00 +- 0.29
102.26	94.69	3.70 +- 0.67

Q\*\*2 = -0.61 GEV\*\*2 M = 1.625 GEV EPSILON = 0.89

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
167.82	83.45	0.57 +- 0.10
156.98	60.77	1.00 +- 0.23
154.70	76.08	1.04 +- 0.22
154.29	56.45	0.81 +- 0.14
153.93	78.66	0.88 +- 0.21
145.84	95.12	1.15 +- 0.24
153.31	79.24	0.99 +- 0.27
154.73	93.86	0.91 +- 0.23
177.75	80.88	1.25 +- 0.36
176.99	92.80	1.39 +- 0.30
119.99	93.66	1.60 +- 0.35
114.41	81.65	1.08 +- 0.33
113.36	93.08	1.39 +- 0.33
107.67	92.40	1.30 +- 0.35
102.04	93.74	2.07 +- 0.57

Q\*\*2 = -0.60 GEV\*\*2 M = 1.655 GEV EPSILON = 0.88

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
167.74	64.71	1.15 +- 0.19
156.88	55.99	1.45 +- 0.38
154.51	74.08	1.38 +- 0.27
154.01	55.24	1.38 +- 0.31
143.71	77.29	1.54 +- 0.28
143.13	93.96	1.60 +- 0.39
155.02	73.40	1.00 +- 0.24
154.55	92.24	0.87 +- 0.25
177.91	76.98	1.00 +- 0.24
120.61	80.62	0.93 +- 0.28
114.60	80.52	1.56 +- 0.24
113.42	91.21	1.31 +- 0.38

Q\*\*2 = -0.59 GEV\*\*2 M = 1.685 GEV EPSILON = 0.87

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
167.24	51.47	1.49 +- 0.18
157.88	38.87	1.07 +- 0.32
155.33	57.18	1.40 +- 0.24
154.21	76.97	1.34 +- 0.24
154.17	92.43	1.40 +- 0.47
145.06	61.77	1.11 +- 0.34
143.38	71.45	1.99 +- 0.24
135.21	76.75	1.08 +- 0.23
177.31	77.89	1.05 +- 0.23
170.40	78.89	1.10 +- 0.25
114.54	79.64	0.97 +- 0.27

Q\*\*2 = -0.58 GEV\*\*2 M = 1.715 GEV EPSILON = 0.87

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
166.67	42.23	1.38 +- 0.20
156.83	38.30	0.90 +- 0.24
154.94	56.87	1.15 +- 0.22
154.16	74.42	1.21 +- 0.25
154.94	57.95	0.85 +- 0.23
143.44	76.19	0.84 +- 0.18
134.79	75.61	0.80 +- 0.17
171.59	74.91	0.72 +- 0.16

Q\*\*2 = -0.63 GEV\*\*2 M = 1.715 GEV EPSILON = 0.87

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
167.57	64.40	1.33 +- 0.24

Q\*\*2 = -0.62 GEV\*\*2 M = 1.745 GEV EPSILON = 0.86

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
167.38	53.08	0.77 +- 0.10
155.34	57.20	0.71 +- 0.08
154.44	77.10	0.34 +- 0.10
154.19	93.03	0.58 +- 0.14
143.12	71.05	0.43 +- 0.11

Q\*\*2 = -0.60 GEV\*\*2 M = 1.775 GEV EPSILON = 0.86

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
167.74	49.76	0.68 +- 0.11
155.03	53.46	0.55 +- 0.13
153.88	75.86	0.44 +- 0.11
143.70	76.28	0.31 +- 0.09

Q\*\*2 = -0.59 GEV\*\*2 M = 1.805 GEV EPSILON = 0.85

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
166.32	37.04	0.50 +- 0.10
155.47	37.16	0.41 +- 0.11
154.39	55.83	0.33 +- 0.09
154.14	75.71	0.50 +- 0.13
143.58	74.98	0.35 +- 0.11
134.41	74.15	0.36 +- 0.11

Q\*\*2 = -0.58 GEV\*\*2 M = 1.835 GEV EPSILON = 0.84

THETA*	PHI	DSIGMA/ECMEGA*
GRAD	GRAD	MU BARN
165.86	33.90	0.33 +- 0.13
154.06	35.23	0.47 +- 0.12
154.59	54.98	0.33 +- 0.13
144.01	55.74	0.48 +- 0.13
134.61	74.08	0.38 +- 0.11

Q\*\*2 =  $q^2$   
 THETA\* =  $\Theta^*$   
 DSIGMA/DOMEGA\* =  $d\sigma/d\Omega^*$   
 MU BARN =  $\mu\text{b/sr}$

$$\chi_{pP} \rightarrow \pi^0 p$$

$$\langle q^2 \rangle = 1 \text{ GeV}^2$$

Q\*\*2 = -0.98 GeV\*\*2 M = 1.715 GeV EPSILON = 0.89

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
167.71	107.08	0.81 +/- 0.15

Q\*\*2 = -0.96 GeV\*\*2 M = 1.745 GeV EPSILON = 0.88

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
164.03	92.57	0.77 +/- 0.10
155.70	76.58	0.57 +/- 0.13
153.81	67.29	0.44 +/- 0.12
143.00	65.55	0.38 +/- 0.11
134.36	65.56	0.39 +/- 0.12
117.05	54.35	0.41 +/- 0.14

Q\*\*2 = -0.95 GeV\*\*2 M = 1.775 GeV EPSILON = 0.88

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
167.89	82.54	0.55 +/- 0.08
154.24	58.80	0.59 +/- 0.17
154.89	76.80	0.68 +/- 0.15
154.29	66.37	0.38 +/- 0.11
143.18	95.39	0.57 +/- 0.13

Q\*\*2 = -0.93 GeV\*\*2 M = 1.805 GeV EPSILON = 0.87

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
167.53	64.09	0.83 +/- 0.10
155.80	51.46	0.52 +/- 0.13
154.73	76.62	0.56 +/- 0.13
154.18	93.20	0.57 +/- 0.14
143.64	75.63	0.41 +/- 0.10

Q\*\*2 = -0.92 GeV\*\*2 M = 1.835 GeV EPSILON = 0.86

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
167.09	92.75	0.62 +/- 0.10
155.35	56.23	0.52 +/- 0.12
154.36	76.80	0.68 +/- 0.13
149.38	76.49	0.49 +/- 0.12
135.07	76.46	0.44 +/- 0.13

Q\*\*2 = -0.90 GeV\*\*2 M = 1.865 GeV EPSILON = 0.86

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
166.73	47.62	0.80 +/- 0.12
156.49	76.27	0.45 +/- 0.11
154.44	76.32	0.71 +/- 0.12
144.41	97.97	0.39 +/- 0.13
143.16	76.33	0.49 +/- 0.11
134.88	76.13	0.71 +/- 0.17

Q\*\*2 = -0.88 GeV\*\*2 M = 1.895 GeV EPSILON = 0.85

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
166.65	39.85	0.87 +/- 0.14
156.35	57.47	0.52 +/- 0.17
147.86	76.79	0.74 +/- 0.24

$$\chi_{pP} \rightarrow \pi^+ n \quad \langle q^2 \rangle = .6 \text{ GeV}^2$$

Q\*\*2 = -0.64 GeV\*\*2 M = 1.565 GeV EPSILON = 0.90

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
170.76	81.54	0.86 +/- 0.43
151.78	75.13	1.11 +/- 2.18
137.78	88.47	0.12 +/- 1.44
51.20	88.50	0.91 +/- 1.20

Q\*\*2 = -0.63 GeV\*\*2 M = 1.595 GeV EPSILON = 0.90

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
151.89	90.92	0.90 +/- 0.61
132.75	72.77	0.69 +/- 0.67
120.41	88.72	0.21 +/- 0.60
119.78	105.49	0.44 +/- 0.44
111.14	72.79	0.57 +/- 0.88
111.65	88.91	0.58 +/- 0.40
111.34	102.76	0.74 +/- 0.66
63.73	77.43	0.80 +/- 1.43
61.07	89.55	0.31 +/- 0.41
49.48	101.83	0.98 +/- 0.75
48.98	89.94	0.69 +/- 0.36
54.70	87.78	1.44 +/- 0.70

Q\*\*2 = -0.61 GeV\*\*2 M = 1.625 GeV EPSILON = 0.89

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
151.75	99.20	0.89 +/- 0.53
130.81	74.87	1.08 +/- 1.08
120.45	89.18	0.28 +/- 0.46
119.33	107.50	0.71 +/- 0.43
117.85	124.37	0.19 +/- 0.87
110.78	76.88	0.02 +/- 1.43
111.70	85.44	0.02 +/- 0.40
109.73	104.75	0.04 +/- 0.56
61.26	90.74	0.41 +/- 0.28
60.70	102.98	0.10 +/- 0.12
48.70	90.16	0.18 +/- 0.45
58.10	102.20	0.15 +/- 1.24
55.14	89.32	0.40 +/- 0.73

Q\*\*2 = -0.60 GeV\*\*2 M = 1.655 GeV EPSILON = 0.88

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
150.56	111.75	0.30 +/- 0.43
139.00	71.17	10.70 +/- 2.46
120.54	90.14	7.21 +/- 0.54
120.21	108.38	0.25 +/- 0.45
116.30	126.41	0.21 +/- 0.43
111.90	90.85	0.91 +/- 0.45
109.94	106.64	0.02 +/- 0.43
61.15	91.73	7.33 +/- 0.49
60.72	103.96	0.16 +/- 0.57
48.76	91.72	0.55 +/- 0.46
48.57	103.31	0.45 +/- 0.54
55.11	91.47	0.10 +/- 0.66

Q\*\*2 = -0.59 GeV\*\*2 M = 1.685 GeV EPSILON = 0.87

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
150.61	122.74	7.31 +/- 0.46
120.76	92.47	7.57 +/- 0.43
120.48	108.82	0.78 +/- 0.45
119.71	127.85	0.09 +/- 0.50
117.14	147.56	0.91 +/- 0.44
116.64	92.60	0.80 +/- 0.21
110.98	102.22	0.89 +/- 0.36
77.89	124.47	0.01 +/- 0.93
61.24	93.16	0.45 +/- 0.51
60.64	105.72	0.81 +/- 0.46
59.74	91.71	0.46 +/- 0.43
48.18	104.58	0.17 +/- 0.57
55.23	92.88	0.86 +/- 0.10
54.70	102.19	0.38 +/- 0.59

Q\*\*2 = -0.58 GeV\*\*2 M = 1.715 GeV EPSILON = 0.87

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
130.41	131.98	10.78 +/- 0.64
111.18	55.46	0.12 +/- 1.09
100.61	100.40	7.45 +/- 0.51
110.08	128.99	0.91 +/- 0.51
117.98	143.70	0.74 +/- 0.76
116.17	147.80	0.34 +/- 1.92
111.52	54.92	0.47 +/- 0.66
111.10	109.19	0.10 +/- 0.38
106.67	127.89	7.48 +/- 0.94
61.44	94.77	0.44 +/- 0.50
60.70	107.24	0.29 +/- 0.41
49.09	94.18	0.17 +/- 0.48
48.39	105.10	0.76 +/- 0.38
54.73	94.00	0.42 +/- 0.44
54.41	104.10	7.73 +/- 0.63

Q\*\*2 = -0.57 GeV\*\*2 M = 1.745 GeV EPSILON = 0.86

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
111.19	111.80	11.59 +/- 1.81
70.31	109.43	0.97 +/- 1.15
70.07	120.79	7.00 +/- 1.12
110.51	148.73	0.91 +/- 1.82
111.10	108.92	0.82 +/- 0.87
110.69	124.39	3.07 +/- 0.96
61.71	95.06	3.02 +/- 0.56
63.47	101.47	0.25 +/- 0.76
60.74	54.77	0.48 +/- 1.15
58.70	137.02	3.48 +/- 0.86

Q\*\*2 = -0.63 GeV\*\*2 M = 1.715 GeV EPSILON = 0.87

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
9.19	114.06	0.97 +/- 0.45
39.73	90.04	1.30 +/- 0.78
70.12	109.38	7.62 +/- 0.78
140.24	127.93	0.91 +/- 1.00
111.33	91.41	0.06 +/- 0.38
110.67	106.35	0.45 +/- 0.51
61.12	92.81	0.38 +/- 0.45
59.74	105.12	0.10 +/- 0.49
60.78	52.31	0.13 +/- 0.25
48.10	104.47	0.48 +/- 1.52
55.12	92.86	0.58 +/- 1.05

Q\*\*2 = -0.67 GeV\*\*2 M = 1.745 GeV EPSILON = 0.86

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
119.36	124.04	0.22 +/- 0.41
70.54	91.64	0.81 +/- 0.40
73.37	108.85	0.84 +/- 0.44
110.70	121.16	0.40 +/- 0.51
150.72	147.70	0.50 +/- 1.01
111.57	92.72	0.49 +/- 0.71
113.72	102.99	3.68 +/- 0.27
60.80	122.30	2.81 +/- 0.75
60.60	92.68	0.92 +/- 0.32
61.30	104.97	3.57 +/- 0.37
60.17	93.38	2.05 +/- 0.25
48.11	104.87	7.88 +/- 0.45
55.47	92.56	1.25 +/- 0.31

Q\*\*2 = -0.60 GeV\*\*2 M = 1.775 GeV EPSILON = 0.86

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
100.20	116.67	0.61 +/- 0.41
70.57	54.36	0.42 +/- 0.72
70.48	118.88	0.58 +/- 0.38
110.47	178.74	0.15 +/- 0.43
160.88	158.94	0.78 +/- 0.72
150.57	165.94	1.18 +/- 0.74
111.38	94.03	0.38 +/- 0.41
100.87	108.98	3.47 +/- 0.25
70.42	124.30	0.14 +/- 0.84
60.88	93.98	2.38 +/- 0.32
60.48	106.67	2.49 +/- 0.26
49.06	91.96	1.86 +/- 0.31
48.15	105.92	2.59 +/- 0.39
55.37	92.78	1.55 +/- 0.37

Q\*\*2 = -0.58 GeV\*\*2 M = 1.805 GeV EPSILON = 0.85

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
100.57	144.09	0.77 +/- 0.49
22.26	55.88	0.27 +/- 1.03
70.58	109.42	0.53 +/- 0.39
110.93	129.38	0.48 +/- 0.40
117.90	146.42	0.42 +/- 0.48
168.70	168.70	0.32 +/- 0.91
110.69	95.50	2.98 +/- 0.44
110.47	109.42	3.27 +/- 0.24
60.24	127.14	3.14 +/- 0.38
61.47	94.87	2.22 +/- 0.38
60.38	107.91	2.08 +/- 0.21
49.04	140.52	1.14 +/- 0.24
48.47	115.97	1.30 +/- 0.23

Q\*\*2 = -0.58 GeV\*\*2 M = 1.835 GeV EPSILON = 0.84

*HETA*		
PHI	DSIGMA/ECHEGA*	
GRAD	GRAD	MI PAPP
111.12	148.25	0.71 +/- 0.59
110.00	110.81	0.46 +/- 0.40
70.19	129.04	0.07 +/- 0.38
110.60	145.36	0.34 +/- 0.44
110.49	168.95	0.45 +/- 0.69
117.93	182.35	0.01 +/- 1.58
111.23	91.25	0.81 +/- 0.68
110.44	105.48	3.28 +/- 0.26
29.70	127.13	2.90 +/- 0.26
40.27	66.25	1.49 +/- 0.34
40.39	109.21	1.75 +/- 0.19
49.71	95.67	1.37 +/- 0.38
54.06	106.99	1.04 +/- 0.19



$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$

$\langle q^2 \rangle = 2 \text{ GeV}^2$

Q\*\*2 = -2.04 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$

$\langle q^2 \rangle = 1 \text{ GeV}^2$

Q\*\*2 = -2.02 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -2.02 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -2.00 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -2.00 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.99 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.99 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.98 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.97 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.97 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.95 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.95 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.93 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.93 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.91 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

Q\*\*2 = -1.91 GEV\*\*2 M = 1.505 GEV EPSILON = 0.91

Table with 3 columns: THETA, PHI, DSIGMA/TECFA\*. Rows include GRAD and MI PARA values.

QW\* = -1.00 GEV\*2 M = 1.715 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
3.55	114.23	7.46 +/- 0.11
37.55	73.24	2.35 +/- 0.43
73.26	88.12	2.07 +/- 0.16
73.49	108.60	1.80 +/- 0.16
179.58	127.79	1.86 +/- 0.18
167.70	147.90	1.92 +/- 0.20
173.84	168.11	2.03 +/- 0.15
16.19	211.90	2.31 +/- 0.75
77.57	76.66	4.23 +/- 1.11
115.57	85.48	1.48 +/- 0.14
107.98	104.44	1.72 +/- 0.14
76.48	123.85	1.21 +/- 0.28
41.73	92.79	1.74 +/- 0.15
43.44	104.10	1.60 +/- 0.16
49.48	90.88	1.26 +/- 0.13
48.75	104.79	0.79 +/- 0.15
56.43	91.74	1.21 +/- 0.13
55.36	101.93	0.96 +/- 0.18
63.35	91.01	0.83 +/- 0.12
61.92	101.98	1.20 +/- 0.11
69.00	91.67	0.94 +/- 0.15

$\gamma, p \rightarrow n^+ n$   $\langle q^2 \rangle = 3 \text{ GeV}^2$

QW\* = -1.77 GEV\*2 M = 1.705 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
33.24	108.63	0.48 +/- 0.13
67.58	100.85	0.97 +/- 0.24

QW\* = -1.70 GEV\*2 M = 1.735 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
7.91	104.92	0.76 +/- 0.13
21.13	77.87	0.78 +/- 0.25
77.77	108.99	0.43 +/- 0.13
10.45	142.75	0.72 +/- 0.21
14.77	73.91	0.54 +/- 0.13
17.37	109.87	0.63 +/- 0.09
49.10	76.71	0.46 +/- 0.09
47.00	104.22	0.54 +/- 0.13
63.01	87.90	0.68 +/- 0.17
67.74	103.35	0.83 +/- 0.13
74.06	87.43	0.37 +/- 0.24
74.66	100.31	0.81 +/- 0.16
85.18	49.04	0.78 +/- 0.23

QW\* = -1.97 GEV\*2 M = 1.745 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
7.51	129.44	0.71 +/- 0.10
77.63	85.17	1.81 +/- 0.16
73.03	102.95	1.55 +/- 0.16
19.71	178.76	1.74 +/- 0.16
17.16	148.57	1.72 +/- 0.16
16.55	170.95	1.67 +/- 0.17
16.39	170.19	1.77 +/- 0.14
51.14	51.14	1.38 +/- 0.17
10.14	108.67	1.31 +/- 0.11
74.15	124.40	0.74 +/- 0.16
51.21	91.76	0.78 +/- 0.11
40.53	107.65	1.06 +/- 0.11
42.75	92.08	1.10 +/- 0.17
47.54	108.54	0.87 +/- 0.11
46.37	92.15	0.77 +/- 0.11
85.14	104.71	0.51 +/- 0.12
73.13	107.77	0.71 +/- 0.15
41.67	107.77	0.41 +/- 0.15
68.37	91.90	0.40 +/- 0.11

QW\* = -1.65 GEV\*2 M = 1.775 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
9.64	135.72	2.12 +/- 0.11
73.70	91.75	1.89 +/- 0.19
73.17	108.20	1.57 +/- 0.14
73.30	129.25	1.40 +/- 0.14
18.74	148.71	1.44 +/- 0.16
17.58	146.15	1.59 +/- 0.25
16.74	190.06	1.74 +/- 0.14
17.28	205.94	1.58 +/- 0.23
11.49	92.58	1.16 +/- 0.10
11.75	109.25	0.99 +/- 0.11
72.92	122.81	1.09 +/- 0.14
41.28	104.35	0.89 +/- 0.09
43.58	92.92	0.86 +/- 0.12
43.15	97.21	0.74 +/- 0.09
48.59	106.09	0.55 +/- 0.09
50.19	92.59	0.51 +/- 0.10
55.54	105.93	0.78 +/- 0.09
67.77	92.48	0.78 +/- 0.09
75.15	91.97	0.44 +/- 0.14

QW\* = -1.81 GEV\*2 M = 1.805 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
7.07	147.17	1.77 +/- 0.16
11.18	97.81	1.47 +/- 0.14
73.44	108.48	1.33 +/- 0.19
70.25	126.78	1.33 +/- 0.19
17.17	149.14	1.90 +/- 0.24
18.18	164.70	1.97 +/- 0.24
17.77	189.79	1.55 +/- 0.42
11.30	54.71	1.37 +/- 0.28
11.12	104.11	1.09 +/- 0.14
10.30	126.67	1.14 +/- 0.14
41.76	94.23	0.94 +/- 0.22
47.37	107.79	0.57 +/- 0.11
50.15	94.34	0.74 +/- 0.18
48.45	107.33	0.57 +/- 0.13
45.74	107.75	0.60 +/- 0.16

QW\* = -1.18 GEV\*2 M = 1.765 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
9.83	114.40	0.70 +/- 0.10
70.74	73.46	0.75 +/- 0.19
33.45	108.12	0.88 +/- 0.14
73.71	147.81	0.89 +/- 0.19
74.53	74.53	0.85 +/- 0.15
11.01	109.37	0.89 +/- 0.15
13.14	142.71	0.72 +/- 0.16
59.00	74.29	0.89 +/- 0.17
40.15	106.44	0.74 +/- 0.10
43.18	78.71	0.72 +/- 0.19
62.75	102.29	0.81 +/- 0.13
75.70	81.42	0.52 +/- 0.15
75.80	90.91	0.58 +/- 0.12
76.22	98.82	0.57 +/- 0.14

QW\* = -1.18 GEV\*2 M = 1.795 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
9.76	126.27	1.02 +/- 0.11
10.59	30.67	1.01 +/- 0.33
70.61	70.44	0.90 +/- 0.13
70.72	104.83	0.60 +/- 0.17
70.74	151.45	0.70 +/- 0.12
178.82	188.06	1.13 +/- 0.25
13.64	45.57	0.76 +/- 0.18
13.72	108.67	0.19 +/- 0.09
11.11	144.19	0.82 +/- 0.10
48.78	90.98	0.76 +/- 0.17
48.42	107.40	0.73 +/- 0.08
62.66	80.98	0.87 +/- 0.22
67.40	102.74	0.71 +/- 0.11
75.74	101.15	0.92 +/- 0.12
86.28	74.90	0.61 +/- 0.12

QW\* = -1.14 GEV\*2 M = 1.825 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
9.69	127.07	0.98 +/- 0.09
10.98	67.92	0.75 +/- 0.23
79.79	107.39	1.11 +/- 0.13
19.89	145.26	0.93 +/- 0.12
19.97	188.09	1.22 +/- 0.19
16.18	73.07	1.07 +/- 0.17
11.97	105.82	1.15 +/- 0.10
11.49	145.71	0.74 +/- 0.10
78.22	185.32	0.76 +/- 0.22
48.90	78.97	0.88 +/- 0.18
48.79	108.91	0.81 +/- 0.18
62.68	82.15	0.59 +/- 0.18
67.67	103.31	1.00 +/- 0.11
74.69	100.33	0.70 +/- 0.10
86.59	99.14	0.59 +/- 0.10

QW\* = -1.12 GEV\*2 M = 1.855 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
7.94	151.79	1.13 +/- 0.19
11.19	68.07	1.07 +/- 0.27
73.74	109.84	0.95 +/- 0.12
73.09	148.70	1.81 +/- 0.11
73.11	188.66	3.94 +/- 0.14
117.58	274.78	0.75 +/- 0.20
17.50	71.17	0.91 +/- 0.19
15.76	107.09	0.70 +/- 0.09
15.76	145.76	0.75 +/- 0.13
77.13	188.76	0.50 +/- 0.13
74.55	71.83	0.83 +/- 0.21
45.40	108.60	0.72 +/- 0.07
53.14	40.44	0.76 +/- 0.24
47.61	104.17	0.67 +/- 0.08
77.11	102.36	1.78 +/- 0.17
85.37	97.86	0.55 +/- 0.09

QW\* = -1.00 GEV\*2 M = 1.855 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
6.19	92.79	0.83 +/- 0.15
70.78	29.13	2.17 +/- 0.67
70.99	112.29	0.82 +/- 0.15
70.13	148.71	0.73 +/- 0.08
73.33	190.98	1.07 +/- 0.11
70.91	212.51	1.51 +/- 0.26
16.70	114.66	0.65 +/- 0.07
13.25	148.38	0.42 +/- 0.05
17.97	188.07	0.81 +/- 0.06
11.12	272.26	0.98 +/- 0.20
41.27	69.70	0.91 +/- 0.27
45.76	139.09	0.41 +/- 0.07
46.77	116.17	1.16 +/- 0.23
48.81	112.47	0.71 +/- 0.04
62.98	86.04	1.10 +/- 0.30
63.63	110.43	0.76 +/- 0.08
75.83	86.12	1.00 +/- 0.11
75.74	106.70	0.43 +/- 0.04
85.67	107.67	0.59 +/- 0.08

QW\* = -1.00 GEV\*2 M = 1.885 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
87.14	145.75	1.20 +/- 0.11
71.16	4.81	0.74 +/- 0.21
73.63	117.12	1.26 +/- 0.14
73.91	148.57	1.20 +/- 0.12
73.19	188.43	1.05 +/- 0.11
13.57	224.75	1.17 +/- 0.22
13.77	22.70	1.08 +/- 0.21
11.90	109.76	0.89 +/- 0.07
82.35	142.74	0.97 +/- 0.08
79.54	188.77	0.81 +/- 0.13
48.28	78.10	0.41 +/- 0.11
48.26	109.77	0.71 +/- 0.06
46.20	174.17	0.81 +/- 0.20
43.16	81.61	1.01 +/- 0.27
42.71	114.70	0.88 +/- 0.08
74.76	101.01	0.72 +/- 0.07
76.28	100.44	0.48 +/- 0.08

QW\* = -1.07 GEV\*2 M = 1.855 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
9.78	87.70	1.01 +/- 0.13
73.91	30.49	1.01 +/- 0.32
73.91	86.20	1.37 +/- 0.25
73.15	107.99	1.05 +/- 0.14
11.07	150.36	0.69 +/- 0.09
11.74	191.15	1.32 +/- 0.14
11.17	149.19	0.83 +/- 0.21
12.31	96.73	0.69 +/- 0.16
14.43	112.67	0.70 +/- 0.07
14.77	149.19	0.57 +/- 0.04
12.69	187.93	0.49 +/- 0.05
11.15	221.47	0.80 +/- 0.16
13.15	86.90	1.27 +/- 0.30
13.15	110.19	0.47 +/- 0.09
55.75	149.17	0.81 +/- 0.06
67.67	96.98	1.04 +/- 0.28
62.90	112.74	0.57 +/- 0.06
75.15	101.03	0.44 +/- 0.08
87.15	104.77	0.24 +/- 0.07

QW\* = -1.07 GEV\*2 M = 1.815 GEV EPSILON = 0.40

THETA	PHI	DCISGA/TEMEGA*
GRAD	GRAD	MI BARR
13.14	132.90	0.98 +/- 0.11
11.57	61.59	0.77 +/- 0.16
73.44	112.75	0.84 +/- 0.12
71.04	149.73	1.12 +/- 0.17
73.97	185.15	0.96 +/- 0.11
19.74	274.95	0.77 +/- 0.25
13.59	75.47	0.79 +/- 0.18
11.75	112.27	0.74 +/- 0.07
14.16	148.07	0.69 +/- 0.07
79.98	181.41	1.60 +/- 0.10
86.67	80.54	0.76 +/- 0.19
48.43	111.22	0.67 +/- 0.06
48.15	148.07	0.69 +/- 0.15
67.77	87.18	1.24 +/- 0.34
67.64	107.46	0.75 +/- 0.08
64.72		

Q\*\*2 = -2.02 GEV\*\*2    W = 1.715 GEV    EPSILON = 0.86

THETA*	PHI	DSIGMA/TEMECA*
GRAD	GRAD	MI BARR
13.35	102.54	1.32 +- 0.13
15.19	85.68	0.97 +- 0.20
16.50	87.54	0.95 +- 0.17
17.17	108.55	0.65 +- 0.15
17.58	128.40	0.55 +- 0.19
18.75	88.73	0.74 +- 0.12
19.97	104.10	0.80 +- 0.15
21.17	87.05	0.85 +- 0.14
23.25	106.37	0.50 +- 0.12
24.18	85.86	0.52 +- 0.11
26.65	90.39	0.45 +- 0.11
27.40	91.87	0.42 +- 0.14

Q\*\*2 = -2.19 GEV\*\*2    W = 1.745 GEV    EPSILON = 0.85

THETA*	PHI	DSIGMA/TEMECA*
GRAD	GRAD	MI BARR
9.78	105.50	1.12 +- 0.12
12.56	83.86	0.65 +- 0.14
15.19	108.76	1.16 +- 0.20
16.23	128.97	0.86 +- 0.18
17.63	88.48	0.77 +- 0.13
19.10	104.35	0.54 +- 0.11
20.49	85.55	0.33 +- 0.09
21.19	90.43	0.34 +- 0.09
22.36	90.97	0.39 +- 0.10
23.49	91.68	0.34 +- 0.10

Q\*\*2 = -2.17 GEV\*\*2    W = 1.776 GEV    EPSILON = 0.85

THETA*	PHI	DSIGMA/TEMECA*
GRAD	GRAD	MI BARR
9.97	112.44	1.08 +- 0.13
12.63	87.60	0.67 +- 0.14
15.47	105.03	0.65 +- 0.15
16.30	128.95	0.69 +- 0.15
18.05	147.92	1.04 +- 0.24
19.54	89.33	0.68 +- 0.13
21.33	109.10	0.93 +- 0.15
23.10	90.47	0.59 +- 0.13
24.73	107.72	0.37 +- 0.10
26.24	91.32	0.41 +- 0.14
28.48	101.30	0.43 +- 0.12

Q\*\*2 = -2.16 GEV\*\*2    W = 1.805 GEV    EPSILON = 0.85

THETA*	PHI	DSIGMA/TEMECA*
GRAD	GRAD	MI BARR
9.87	119.58	0.71 +- 0.12
12.67	86.42	0.42 +- 0.16
15.41	108.43	0.98 +- 0.19
17.35	129.31	0.73 +- 0.17
19.18	148.64	0.54 +- 0.17
21.33	90.70	0.44 +- 0.12
23.26	108.22	0.41 +- 0.12
25.10	91.72	0.44 +- 0.15
27.62	109.76	0.46 +- 0.11

Q\*\*2 = -2.31 GEV\*\*2    W = 1.835 GEV    EPSILON = 0.86

THETA*	PHI	DSIGMA/TEMECA*
GRAD	GRAD	MI BARR
19.52	128.43	1.45 +- 0.45
21.50	109.12	0.51 +- 0.17

Q\*\*2 = -2.00 GEV\*\*2    W = 1.675 GEV    EPSILON = 0.86

THETA*	PHI	DSIGMA/TEMECA*
GRAD	GRAD	MI BARR
19.06	82.86	1.11 +- 0.13
21.13	49.00	1.29 +- 0.31
23.57	47.75	0.57 +- 0.14
25.35	88.16	0.72 +- 0.20
26.17	108.76	0.57 +- 0.17
26.35	149.15	0.73 +- 0.21
27.21	189.74	0.86 +- 0.18
31.41	70.03	0.97 +- 0.19
31.27	88.66	0.91 +- 0.18
32.52	107.96	0.57 +- 0.16
33.79	150.76	0.42 +- 0.07
34.72	193.48	0.81 +- 0.10
35.35	215.37	0.95 +- 0.26
42.39	87.64	0.61 +- 0.14
49.31	89.31	0.67 +- 0.15
49.45	113.19	0.35 +- 0.09
48.44	142.44	0.26 +- 0.08
58.34	85.15	0.60 +- 0.15
62.53	116.94	0.71 +- 0.06

Q\*\*2 = -2.87 GEV\*\*2    W = 1.655 GEV    EPSILON = 0.86

THETA*	PHI	DSIGMA/TEMECA*
GRAD	GRAD	MI BARR
10.07	83.85	1.08 +- 0.13
12.98	67.51	0.88 +- 0.20
15.66	88.93	0.70 +- 0.18
17.16	102.56	0.70 +- 0.18
18.30	111.43	0.72 +- 0.18
19.56	89.71	0.43 +- 0.14
21.73	89.10	0.62 +- 0.14
24.37	89.11	0.13 +- 0.17
27.83	85.63	0.17 +- 0.11

Q\*\*2 = -2.85 GEV\*\*2    W = 1.685 GEV    EPSILON = 0.86

THETA*	PHI	DSIGMA/TEMECA*
GRAD	GRAD	MI BARR
10.36	92.47	0.88 +- 0.10
13.66	48.19	0.75 +- 0.17
17.18	88.08	0.95 +- 0.18
20.29	109.24	1.11 +- 0.21
23.18	72.83	0.72 +- 0.19
26.68	88.71	0.96 +- 0.16
30.68	108.32	0.78 +- 0.16
34.14	88.85	0.72 +- 0.14
37.34	105.99	0.64 +- 0.18
40.26	89.66	0.93 +- 0.16
44.30	89.98	0.50 +- 0.12
48.48	90.40	0.42 +- 0.11
55.30	90.76	0.31 +- 0.09

## A 2 Bestimmung der Grenzen der Doppelspektralfunktion

Zur Bestimmung der Grenzen der Doppelspektralfunktion sind die Graphen höherer Ordnung zu untersuchen, die in der s-t-Ebene Singularitäten erzeugen. Bei diesen Graphen handelt es sich um Unitaritätsdiagramme, die auch Box- oder Cutkosky-Diagramme genannt werden. Sie unterscheiden sich von gewöhnlichen Feynmandiagrammen dadurch, daß alle inneren Linien auf der Massenschale liegen.

Um die Singularitäten zu bestimmen, die sehr dicht zum physikalischen Bereich in der s-t-Ebene liegen, sind folgende Boxdiagramme (siehe Abb. A 2/1) heranzuziehen, bei denen die kleinsten Massen  $M_i$  ( $i = 1,2,3,4$ ) ausgetauscht werden. Die kleinste mögliche Masse ist die doppelte Pionmasse ( $M_i = 2\pi$ ), da der Austausch nur eines Pions zu einem Vertex mit 3 Pionen führen würde, der jedoch aufgrund der Paritätserhaltung der starken Wechselwirkung verboten ist.

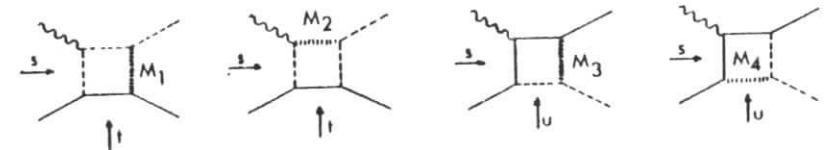


Abb. A 2/1 Boxdiagramme, die zur Berechnung der Grenzen der Doppelspektralfunktion herangezogen wurden

Die Bedingung für den Bereich der s-t-Ebene, in der die Boxdiagramme Singularitäten liefern, lautet: (ELOP 66)

$$A 2.1 \quad \begin{vmatrix} 1 & -y_{12} & -y_{13} & -y_{14} \\ -y_{12} & 1 & -y_{23} & -y_{24} \\ -y_{13} & -y_{23} & 1 & -y_{34} \\ -y_{14} & -y_{24} & -y_{34} & 1 \end{vmatrix} = 0$$

Hierbei wurde folgende Definition der  $y_{ij}$  verwendet:  $y_{12} = \frac{\mu_2^2 - m_1^2 - m_2^2}{2 m_1 m_2}$

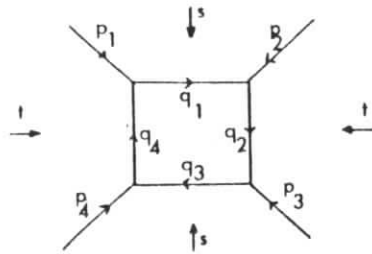


Abb. A 2/2

Entsprechende Relation für  $y_{23}$ ,  $y_{34}$ ,  $y_{41}$  erhält man durch zyklische Vertauschung der Indices.  $\mu_i$  steht für die Masse der äußeren Teilchen, während  $m_i$  die Massen der inneren Teilchen repräsentiert (siehe Abb. A 2/2;  $p_i^2 = \mu_i^2$  und  $q_i^2 = m_i^2$ ).

Für  $y_{24}$  und  $y_{13}$  gelten folgende Relationen:

$$y_{13} = \frac{t - m_1^2 - m_3^2}{2 m_1 m_3} \quad s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

$$y_{24} = \frac{s - m_2^2 - m_4^2}{2 m_2 m_4} \quad t = (p_1 + p_4)^2 = (p_2 + p_3)^2$$

Es genügt, die Definition für den s- und t-Kanal aufzustellen, da die dritte Invariante  $u = (p_1 + p_3)^2 = (p_2 + p_4)^2$  durch die Relation  $s + t + u = \sum_i \mu_i^2$  von s und t abhängt.

Die Berechnung von A 2.1, sowie Auflösung nach  $y_{13}$  liefert folgende quadratische Gleichung:

$$y_{13}^2 + 2 B = C.$$

mit

$$B = \frac{-Y_{12} - Y_{24} + Y_{34} - Y_{41} + Y_{24}(Y_{12} - Y_{34} + Y_{23} - Y_{41})}{1 - Y_{24}^2}$$

und

$$C = \frac{-Y_{12}^2 + Y_{23}^2 + Y_{34}^2 + Y_{41}^2 + Y_{24}^2 + 2Y_{24}(Y_{23} - Y_{34} + Y_{12} - Y_{41}) - (Y_{12} - Y_{34} - Y_{23} - Y_{41})^2 - 1}{Y_{24}^2 - 1}$$

Für t als Funktion von s erhält man schließlich:

$$t = \frac{2m_1 m_3 (\sqrt{C + B^2} - B) + m_1^2 + m_3^2}{\dots}$$

A 3 Definition von  $\chi^2$  für die fixed-t dispersion analysis

Zur Anpassung der Multipole an die experimentellen Daten wurde  $\chi^2$  minimiert. Die Definition für das mittlere  $\chi^2$  pro Datenpunkt lautet:

$$\chi_s^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2$$

mit 
$$\chi_i^2 = \frac{(\sigma_{\text{Theorie}} - \sigma_{\text{Experiment}})^2}{(\text{experimenteller Fehler})^2}$$

N = Anzahl der Datenpunkte

Wurden mehrere Setzungen (Daten unterschiedlicher Labors, unterschiedlicher Kanäle usw.) berücksichtigt, so wurde über die entsprechenden  $\chi_s^2$  gemittelt. Hierbei hatten alle Setzungen das gleiche Gewicht.

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{s=1}^M \chi_s^2$$

mit M = Anzahl der unterschiedlichen Setzungen.

A 4 Tabelle der Multipole (Ergebnisse der Dispersionsanalyse)

Resonanz	l±	δ	Q <sup>2</sup> GeV <sup>2</sup>	γ <sub>v</sub> p → π <sup>0</sup> p		
				E <sub>l±</sub> μb <sup>1/2</sup>	M <sub>l±</sub> μb <sup>1/2</sup>	S <sub>l±</sub> μb <sup>1/2</sup>
S <sub>11</sub> (1535)	.0+	.1	0.6	.3734		-.2111
			1.0	.3592		.0021
			2.0	.2781		-.0798
			3.0	.2289		-.0680
D <sub>13</sub> (1520)	2-	.183	0.6	.0918	.3350	.0446
			1.0	-.0303	.2489	.0009
			2.0	-.0810	.1184	-4. · 10 <sup>-7</sup>
			3.0	-.0543	.0448	-2. · 10 <sup>-7</sup>
F <sub>15</sub> (1688)	3-	.2	0.6	.0898	.1204	-.0090
			1.0	.0484	.1074	6. · 10 <sup>-10</sup>
			2.0	.0089	.0589	4. · 10 <sup>-8</sup>
			3.0	-.0595	.0266	6. · 10 <sup>-9</sup>

Aus den Multipolen lassen sich die Beiträge der Resonanzen ( S<sub>11</sub>, D<sub>13</sub> und F<sub>15</sub> ) zum totalen ep - Querschnitt berechnen. Der Beitrag einer Resonanz mit Bahndrehimpuls l zum totalen Querschnitt lautet :

$$\sigma_{\text{tot},l\pm} = \sigma_{u,l\pm} + \epsilon \sigma_{l,\pm}$$

mit

$$\sigma_{u,l+} = c (l+1)^2 ( (l+2) |E_{l+}|^2 + l |M_{l+}|^2 )$$

$$\sigma_{u,l-} = c l^2 ( (l+1) |M_{l-}|^2 + (l-1) |E_{l-}|^2 )$$

$$\sigma_{l,+} = \frac{2 Q^2}{|q|^2} (l+1) |S_{l+}|^2$$

$$\sigma_{l,-} = \frac{2 Q^2}{|q|^2} l |S_{l-}|^2$$

$$\text{und } c = \frac{4 \pi |\vec{p}_\pi|^* W_R}{(W_R - M^2)} \cdot \frac{1}{\delta}$$

$\delta$  ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall der Resonanz in den  $\pi^0$  p - Kanal und  $W_R$  steht für die Resonanzmasse.

Literaturverzeichnis :

ALD 75 J.-C. Alder, H. Behrens, F. W. Brasse, W. Fehrenbach, J. Gayler, S. P. Goel, R. Haidan, V. Korbel, J. May, M. Merkwitz ; Nucl. Phys. B99 (1975) 1 , DESY 75/29 (1975)

AK 65 C. W. Akerlof, W. W. Ash, K. Berkelman, M. Tigner; Phys. Rev. Letters 14 (1965) 1036

BAL 61 J. S. Ball; Phys. Rev. 124 (1961) 2014

BG 70 E. D. Bloom, E. J. Gilman, Phys. Rev. D4 (1970) 2901

BKLS 73 I. Bender, J. G. Körner, V. Linke, M. G. Schmidt; Nuovo Cimento 16A (1973) 377

BRA 77 F. W. Brasse, W. Flauger, J. Gayler, V. Gerhardt, C. Göbbling, R. Haidan, V. Korbel, Th. Ploenes, D. Poeck, H. Wriedt in Contribution to the 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interaction.

BRE 70 M. Breidenbach; M.I.T. Report LNS-MIT 2098-635 (1970)

CG 72 F. E. Close, F. J. Gilman; Phys. Letters 38B (1972) 541

CKO 69 L. A. Copley, G. Karl, E. Obryk; Nucl. Phys. B13 (1969) 303

CLE 73 A. B. Clegg; in the Proceedings of the 6th International Symposium on Elektron and Photon Interactions at High Energies, edited by H. Rollnik and W. Pfeil (North Holland 1974).

DEN 61 P. Dennerly; Phys. Rev. 124 (1961) 2000

DEK 75 R. C. E. Devenish, T. S. Eisenschitz, J. G. Körner; DESY 75/48 (1975)

DESH DESY Handbuch (1966)

DL 72 R. C. E. Devenish and D. H. Lyth; Nucl. Phys B43 (1972) 228,  
Phys. Rev. D5 (1972) 47

DL 75 R. C. E. Devenish and D. H. Lyth; DESY 75/04 (1975), Nucl. Phys.  
B93 (1975) 109

DLR 74 R. C. E. Devenish, D. H. Lyth and W. A. Rankin; Phys. Letters 52B  
(1974) 277

DOS 78 A. Donnachie, G. Shaw and D. Lyth, in Elektromagnetic Interactions  
of Hadrons, edited by A. Donnachie and G. Shaw, Plenum Press,  
(New York 1978)

EVA 74 E. Evangelides, R. Meaburn, J. Allison, B. Dickinson, M. Ibbotson,  
R. Lawson, H. E. Montgomery, D. Baxter, F. Foster, G. Hughes,  
P. S. Kummer, R. Siddle, D. H. Lyth and R. C. E. Devenish; Nucl.  
Phys. B71 (1974) 381

ELOP 66 R. Eden, P. Landshoff, D. Olive and J. Polkinghorne; in 'The  
Analytic S-Matrix ', Cambridge University Press 1966.

FEL 73 R. Felst; DESY 73/56 (1973)

FRA 72 K. H. Frank; DESY F 21-72/1 und DESY F 21-72/2 (1972)

F 21 siehe FRA 72, WAG 73, GAY 71, MAY 71

GAY 71 J. Gayler; Dissertation Hamburg 1971 und DESY F 21-71/2

GAY 76 J. Gayler; DESY 76/42 (1976)

GER 78 Ch. Gerhardt, WUB - 78 - 7 (1978)

HAI 74 R. Haidan; Diplomarbeit Hamburg 1974

HAI 79 R. Haidan; Dissertation Hamburg 1979

HAN 63 L. N. Hand; Phys. Rev. 129 (1963) 1834

KBA 75 J. G. Körner, I. Bender, A. Actor; DESY 75/57

KOE 74 M. Köbberling, J. Moritz, K. H. Schmidt, D. Wegener, D. Zeller,  
J. Bleckwenn, F. H. Heimlich; Nucl. Phys. B82 (1974) 201

KUM 73 P. S. Kummer et al. ; Phys. Rev. Letters 30 (1973) 873

MAY 71 J. May; Dissertation Hamburg 1971 und DESY F 21-71/3

MER 75 M. Merkwitz; Dissertation Hamburg 1975 und DESY F 21-75/1

MOR 65 G. Morpurgo; Physics 2 (1965) 95

MS 71 R. Manweiler und W. Schmidt; Phys. Rev. D3 (1971) 2752

ONO 76 S. Ono; Nucl. Phys. B107 (1976) 522

PDG 78 Particle Data Group in Particle Properties April 1978

PLO 79 Th. Ploenes; Diplomarbeit Hamburg 1979

RAV 71 F. Ravendal; Phys. Rev. D4 (1971) 1466

SHU 72 W. J. Shuttleworth, A. Sofaer, R. Siddle, B. Dickinson,  
M. Ibbotson, R. Lawson, H. E. Montgomery, R. D. Hellings,  
J. Allison, A. B. Clegg, F. Foster, G. Hughes, P. S. Kummer;  
Nucl. Phys. B45 (1972) 428

STE 75 S. Stein et al. ; Phys. Rev. D12 (1975) 1884

THI 65 W. Thirring; Acta Phys. Austria, Suppl. 11 (1965) 205

TSA 61 Y. S. Tsai; Phys. Rev. 122 (1961) 1889

URB 66 P. Urban, F. Widder; Phys. Letters 22 (1966) 526

WAG 73 W. Wagner; Diplomarbeit Hamburg 1973

WAL 69 R. L. Walker; in Proceedings of the 4th International Symposium  
on Elektron and Photon Interactions at High Energies (Liverpool  
1969)

WRI 78 H. Wriedt; Dissertation Hamburg 1978 und DESY F 21-78/1



Danksagung :

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments, das am Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) von der Gruppe F21 durchgeführt wurde.

Dem DESY-Direktorium, insbesondere Herrn Prof. Dr. H. Schopper und Herrn Prof. Dr. G. Weber danke ich für die wohlwollende Förderung der Arbeit durch die Gewährung eines Stipendiums.

Allen Mitgliedern der Gruppe F21 schulde ich großen Dank, denn nur durch ihre tatkräftige Unterstützung, besonders bei der Vorbereitung und Ausführung der Messungen, wurde die vorliegende Arbeit erst möglich.

Am Experiment waren die folgenden Wissenschaftler beteiligt :

F. W. Brasse, W. Flauger, J. Gayler, C. Gößling, R. Haidan, V. Korbel, Th. Ploenes, D. Poeck und H. Wriedt.

Besonders danke ich :

Herrn Dr. F. W. Brasse, der die Arbeit ermöglichte, mit Rat und Kritik förderte und mich in der Endphase beim zielstrebigem Abschluß unterstützte,

Herrn Dr. J. Gayler, der diese Arbeit betreute, stets zu Diskussionen bereit war und mir half, mich in der Fülle der Analyseprogramme zurecht zu finden, meinem Mit-Doktoranden, Herrn Dipl. Phys. R. Haidan, für die gute und freundschaftliche Zusammenarbeit, die vielen Diskussionen und Anregungen.

Gerne werde ich auch an die gute Zusammenarbeit mit Herrn Dr. H. Wriedt und Herrn Th. Ploenes zurückdenken.

Den Herren J. Koll, G. Singer, K. Thiele und H. Weiß danke ich für ihre Hilfsbereitschaft und ihre sorgfältigen technischen Arbeiten bei der Vorbereitung des Experiments. Sie haben auch großen Anteil an dem angenehmen Arbeitsklima, das in der Gruppe F21 herrscht.

Herzlich danken möchte ich an dieser Stelle auch Herrn Dr. R. C. E. Devenish, der mir sein Analyseprogramm überließ und mir geduldig meine Fragen zur Theorie und zur Dispersionsanalyse beantwortete.

Frau H. Klement sei gedankt für die mühevollen Schreiarbeit, mit der sie schnell und sorgfältig mein Manuskript in Lesbares verwandelte.

Allen Mitarbeitern DESY's, die direkt oder indirekt an diesem Experiment beteiligt waren, sei es im Hallendienst, am Synchrotron, bei der digitalen Datenerfassung oder im Rechenzentrum, möchte ich hiermit danken.

Nicht zuletzt danke ich meiner Freundin, A. Pallas, die nicht nur die Belastungen, bedingt durch diese Arbeit, geduldig mitertragen hat, sondern auch den restlichen Teil der Schreiarbeit übernommen hat.

