

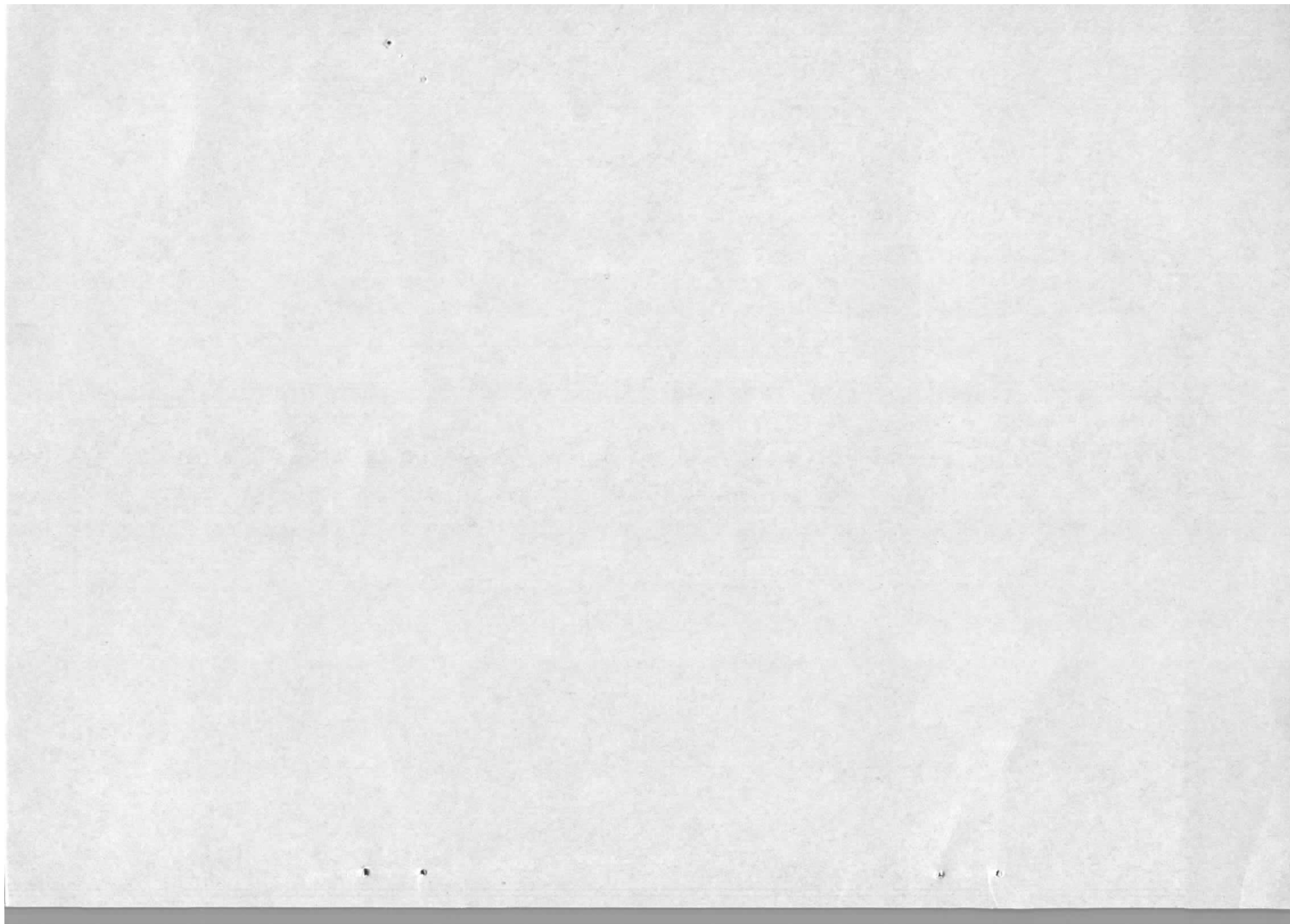
Interner Bericht
DESY F21/2
Juni 1969

DESY-Bibliothek
29. JULI 1969

INELASTISCHE ELEKTRON PROTON STREUUNG
BEI IMPULSÜBERTRÄGEN BIS 5.84 (GeV/c)^2
UND MASSEN BIS 3 GeV

von
H. Dorner

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg



Inelastische Elektron Proton Streuung
bei Impulsüberträgen bis 5.84 (GeV/c)^2
und Massen bis 3 GeV^+)

von

H. Dorner

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

+) Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experimentes von W. Albrecht, F.W. Brasse, H. Dorner, W. Flauger, K. Frank, E. Ganßauge, J. Gayler, H. Hultschig und J. May am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY. Die Ergebnisse wurden teilweise in Phys. Letters 28B, 225 (1968) und im DESY-Bericht 69/7 veröffentlicht.

1

2

3

4

I N H A L T

Einleitung

I. Theoretische Grundlagen

1. Kinematik
2. Wirkungsquerschnitt
3. Schwellenverhalten
4. Summenregeln

II. Bisherige Messungen

III. Meßprinzip

Experimentelle Anordnung

1. Target und Primärstrahl
2. Spektrometer und Zähleranordnung
3. Elektronik

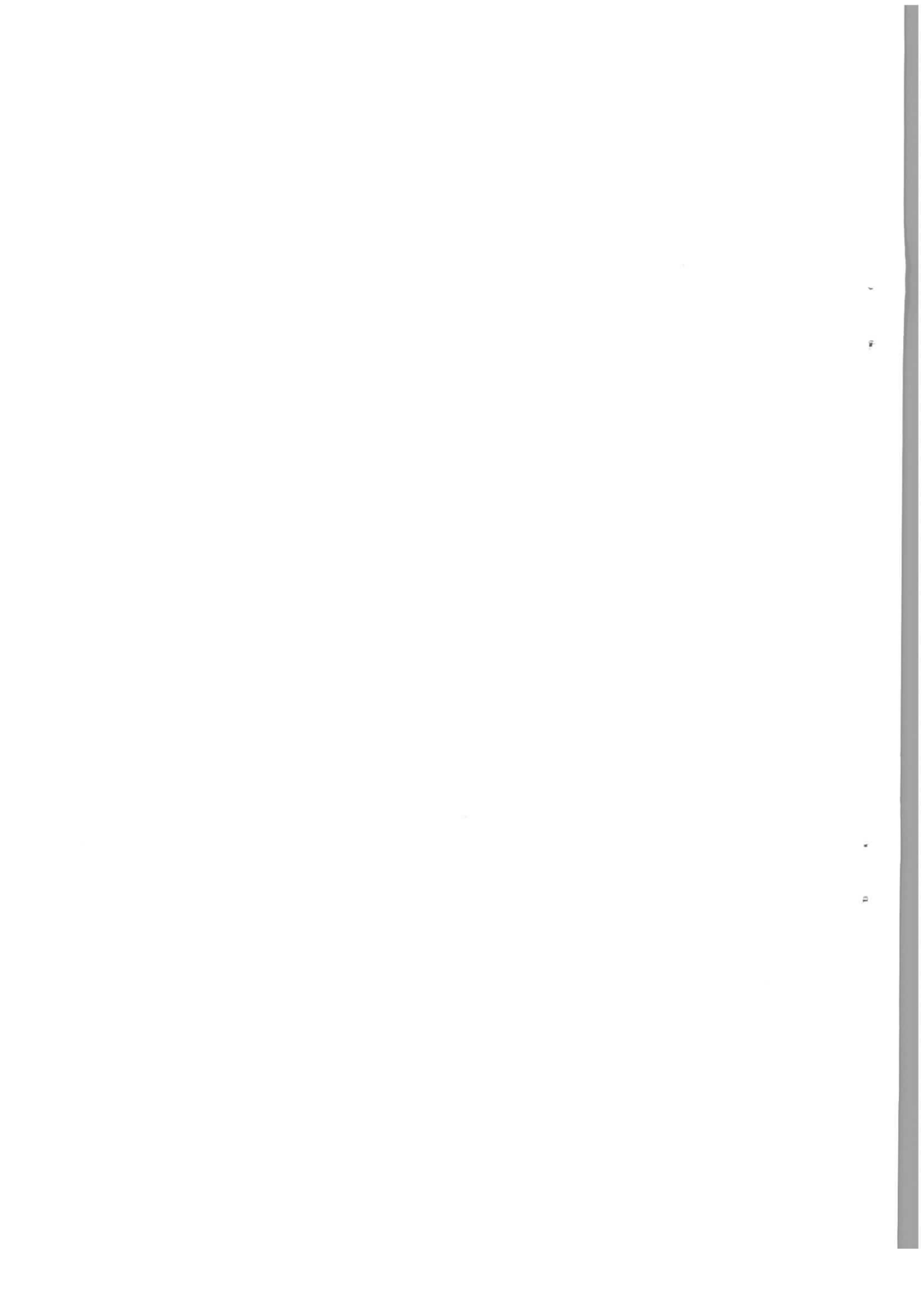
IV. Auswertung

1. Messungen bei fester Primärenergie
2. Messungen bei festem Impulsübertrag
3. Strahlungskorrektur

V. Ergebnisse

1. Messungen bei fester Primärenergie
2. Messungen bei festem Impulsübertrag
3. Vergleich mit theoretischen Arbeiten

VI. Zusammenfassung



EINLEITUNG

Nachdem durch elastische e-p Streuung der elektrische und insbesondere der magnetische Formfaktor des Protons bis zu Viererimpulsüberträgen von $q^2 = 25 \text{ (GeV/c)}^2$ gemessen worden war ¹⁾, verlagerte sich das Interesse auf die inelastische e-p Streuung als Mittel zur Untersuchung angeregter Nukleonzustände. Der inelastische Streuprozess läßt sich in der Einphotonenaustauschnäherung durch zwei Formfaktoren $W_{1,2}$ als Folge des Vektorcharakters des virtuellen Photons und der elektromagnetischen Stromerhaltung beschreiben ²⁾. Diese sind ähnlich wie bei der elastischen Streuung Funktionen des Viererimpulsübertrages und der Energie des angeregten Nukleons. ^{*})

Das besondere Interesse bei diesen Untersuchungen gilt der ersten Resonanz bei einer Masse von $W = 1.236 \text{ GeV}$. Nur dafür existieren bislang brauchbare theoretische Modelle ³⁾⁴⁾⁵⁾⁴¹⁾, die den Wirkungsquerschnitt in diesem Massenbereich zu berechnen gestatten. Das bedeutet also, man kann im Bereich der ersten Resonanz die zwischen den Teilchen auftretende Wechselwirkung näherungsweise beschreiben.

Erste Messungen zur inelastischen e-p Streuung wurden schon 1958 von Panofsky und Allton ⁴³⁾ durchgeführt, ebenso von Ohlsen ⁴⁴⁾ und Hand ¹⁴⁾ einige Jahre später. Es würde zu weit führen, wollte

*) Die Bezeichnung der im Wirkungsquerschnitt auftretenden Größen W_1 und W_2 als Formfaktoren steht zunächst im Widerspruch zu der u.a. von Durand et al. ⁴²⁾ bewiesenen Tatsache, daß Zustände mit definiertem Drehimpuls $J > 1/2$ durch drei Formfaktoren zu beschreiben sind. Da zwei davon aber als Summe der Quadrate in den Wirkungsquerschnitt eingehen und nur durch Koinzidenzmessungen getrennt werden können, spricht man üblicherweise nur von zwei inelastischen Formfaktoren (vgl. I.3) ¹⁵⁾.

man alle in der Zwischenzeit darüber erschienen Arbeiten hier diskutieren. Ich möchte mich daher nur auf einige Arbeiten beschränken, die in den letzten zwei bis drei Jahren ausgeführt wurden und die vorliegenden Untersuchungen in gewisser Weise beeinflusst haben oder sie in kinematischer Hinsicht bzw. durch Beleuchtung anderer Aspekte ergänzen. Dabei ist weder Vollständigkeit angestrebt, noch ist die zeitliche Aufeinanderfolge gewahrt. Im Hinblick auf die hier verwendete Meßmethode wird auch nur auf Arbeiten verwiesen, in denen lediglich das gestreute Elektron nachgewiesen wurde. Koinzidenzmessungen, bei denen das Elektron und das Proton bzw. ein Pion nachgewiesen werden, sind bei DESY eben angelaufen und werden in Zukunft weitere Untersuchungen der Struktur des angeregten Nukleons ermöglichen.

Experimentelle Daten aus Einarmmessungen für den Massenbereich um 1.236 GeV wurden in jüngster Zeit von Lynch et al. ⁶⁾ und Bartel et al. ⁷⁾ vorgelegt. Diese Untersuchungen erstreckten sich über einen q^2 -Bereich von $0.1 \leq q^2 \leq 2.34$ (GeV/c)². In beiden Arbeiten wurde unter Verwendung der Resultate anderer Labors eine Trennung des transversalen und longitudinalen Anteils des Wirkungsquerschnittes durchgeführt. Letztere Autoren fanden, daß der longitudinale Anteil für $q^2 \geq 0.7$ (GeV/c)² fast völlig verschwindet. Ebenfalls von Bartel et al. ⁸⁾ stammt eine Arbeit, in der ein magnetischer Übergangsformfaktor für das $\Delta(1236)$ Isobar angegeben wurde. Dieser fällt mit steigendem q^2 stärker ab als der Nukleonformfaktor.

Die ersten Messungen bis zu einer Masse von 1.920 GeV und einem Impulsübertrag von 4 (GeV/c)² wurden 1966 bei CEA von Cone et al. ⁹⁾ ausgeführt. Die Autoren verglichen ihre Daten mit einem dispersionstheoretischen Modell für die erste Resonanz von Adler ³⁾. Aus der heutigen Sicht kann man die Übereinstimmung als wenig überzeugend bezeichnen.

Messungen bei DESY von Brasse et al. ¹⁰⁾ zeigten im Bereich der ersten Resonanz bis zu einem Impulsübertrag von $q_{1236}^2 \approx 2.3$ (GeV/c)² gute Übereinstimmung mit dem dispersionstheoretischen Modell von

Gutbrod und Simon ⁵⁾. Weniger gut ist die Übereinstimmung mit Adler ³⁾. Die Untersuchungen von ¹⁰⁾ erstrecken sich ebenfalls bis zu einer Masse von ≈ 1.9 GeV. Die Ergebnisse zeigen eine einfache Abhängigkeit des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts vom Dreierimpulsübertrag $|\vec{q}|$.

Auf der Internationalen Tagung über Hochenergiephysik in Wien ¹¹⁾ wurde über inelastische e-p Streuexperimente der SLAC-Gruppe berichtet. Deren bislang vorläufige Daten bei sehr hoher Primärenergie von 10 - 20 GeV und kleinem Streuwinkel $\theta = 5^\circ$ sind in guter Übereinstimmung mit ¹⁰⁾ und den hier vorgelegten Ergebnissen. Die endgültige Auswertung ist noch nicht veröffentlicht.

In der vorliegenden Arbeit wurde ebenso wie in den oben zitierten gleichsam der totale Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen durch Nachweis des gestreuten Elektrons gemessen. Es wurden die Untersuchungen von ¹⁰⁾ auf hohe Impulsüberträge ausgedehnt und die Ergebnisse mit dem Modell von Gutbrod und Simon ⁵⁾ für die erste Resonanz verglichen. Des Weiteren wurde das bei kleinem Impulsübertrag gefundene lineare Verhalten des Wirkungsquerschnitts mit $|\vec{q}|^b$ ($1.7 \leq b \leq 4.2$) bei hohem q^2 für verschiedene Massen untersucht. Dabei wurde der Massenbereich bis zu $W \approx 2$ GeV erfaßt.

Außerdem wurden Messungen bei konstantem Impulsübertrag bei je zwei Streuwinkeln durchgeführt. Diese gestatten eine Trennung der beiden inelastischen Formfaktoren in einem weiten Massenbereich. Die Spektren wurden dabei bis zu einer möglichst hohen Masse ($W \approx 3$ GeV) aufgenommen. Die Ergebnisse wurden mit einer Summenregel von Gottfried ¹²⁾ verglichen, die einen konstanten Wert für den über alle Massen W integrierten inelastischen Formfaktor W_2 ¹³⁾ voraussagt. Eine Abschätzung für die Summenregel von Bjorken wurde ebenfalls versucht. Letztere enthält neben dem Formfaktor W_2 des Protons auch den des Neutrons und gibt für die Summe beider über alle Massen eine untere Grenze an.

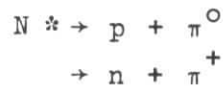
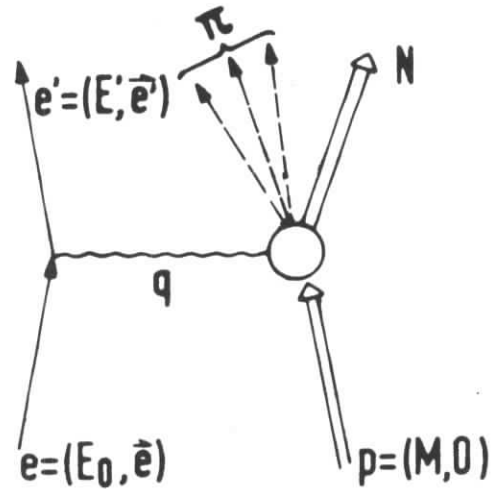
I. Theoretische Grundlagen

Bei der inelastischen e-p Streuung wird der Prozeß



untersucht, der sich in erster Näherung durch nebenstehenden Einphotonenaustauschgraphen beschreiben läßt (n Zahl der Pionen im Endzustand). Physikalisch bedeutet dies eine Untersuchung der Wechselwirkung, die am Hadronen-Vertex $\gamma p N$ auftritt, da die elektromagnetische Wechselwirkung am Elektron-Photon-Vertex

gut bekannt ist. Läuft obige Reaktion über einen angeregten Nukleonenzustand N^* mit definierten Quantenzahlen, so bezeichnet man diesen Zwischenzustand als Isobar oder als Resonanz. Die erste Resonanz oder das $\Delta(1236)$ -Isobar kann unter Aussendung eines Pions ($n=1$) über zwei Kanäle in den Grundzustand übergehen.



Beim Zerfall höherer Resonanzen oder im stark inelastischen Bereich d.h. bei genügend hoher Schwerpunktsenergie des angeregten Nukleons, können im Ausgangskanal mehrere Pionen gleichzeitig auftreten ($n>1$). Da in der vorliegenden Arbeit nur das gestreute Elektron nachgewiesen wurde, konnten die verschiedenen Ausgangskanäle nicht unterschieden werden.

1. Kinematik

Es werden im folgenden die wichtigsten kinematischen Formeln zusammengestellt, auf die später laufend Bezug genommen wird. Dabei wird die Metrik $g_{00} = -g_{kk} = 1$ verwendet. Mit obiger Bezeichnung

der Vierervektoren ergibt sich für den Viererimpulsübertrag an das Targetnukleon unter Vernachlässigung der Elektronenmasse m

$$(1) \quad q^2 = -4E_0 E' \sin^2 \vartheta/2$$

ϑ ist der Elektron-Streuwinkel. Für die Masse W des angeregten Nukleons bzw. des Isobars erhält man

$$(2) \quad W^2 = s = 2Mq_0 + M^2 + q^2,$$

wobei M die Protonmasse ist. W ist gleichzeitig die Gesamtenergie im Schwerpunktsystem des virtuellen Photons und des einlaufenden Protons. Dieses System ist mit dem Ruhesystem eines auftretenden Isobars identisch und wird im folgenden mit "Schwerpunktsystem" abgekürzt. Die äquivalente Photonenenergie

$$(3) \quad K = \frac{W^2 - M^2}{2M} = q^2 + \frac{q_0}{2M} \quad \frac{2Mq_0 + M^2 + q^2}{2M} - \frac{M}{2} = q_0 + \frac{q^2}{2M} - \frac{M}{2}$$

ist die Energie eines reellen Photons, das dieselbe Schwerpunktsenergie W liefert.

Die Energie des gestreuten Elektrons ergibt sich aus

$$(4) \quad E' = \frac{E_0 - K}{1 + 2 \frac{E_0}{M} \sin^2 \vartheta/2}$$

Die transversale Polarisierung des virtuellen Photons ist definiert als

$$(5) \quad \epsilon = (1 - 2 \frac{|\vec{q}|^2}{q^2} \tan^2 \vartheta/2)^{-1}$$

Der Dreierimpulsübertrag $|\vec{q}|$ im Schwerpunktsystem ist lediglich eine Funktion von q^2 und W und ist mit dem Dreierimpulsübertrag im Laborsystem wie folgt verknüpft:

$$(6) \quad |\vec{q}^*|^2 = \frac{[q^2 - (W-M)^2][q^2 - (W+M)^2]}{4s} = \frac{M^2}{s} |\vec{q}|^2$$

2. Wirkungsquerschnitt

In der Einphotonenaustauschnäherung lautet der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt bei Nachweis des Elektrons allein ¹⁴⁾

$$(7) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma_t \{ \sigma_t(q^2, W) + \epsilon \sigma_\ell(q^2, W) \}$$

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E_0} \frac{K}{q^2(1-\epsilon)}$$

Γ_t gibt die Zahl der virtuellen Photonen pro GeV und sterad und pro einlaufendes Elektron an, α ist die Feinstrukturkonstante. σ_t und σ_ℓ sind die totalen Absorptionsquerschnitte für transversale bzw. longitudinale Photonen. Da σ_ℓ einen kinematischen Faktor $\sim q^2$ enthält, verschwindet σ_ℓ für $q^2 \rightarrow 0$, während σ_t in den totalen Photoproduktionsquerschnitt übergeht. Man kann daher die Photoproduktion als Grenzfall der Elektroproduktion für $q^2 \rightarrow 0$ ansehen. Messungen bei gleichem W und q^2 , aber mit verschiedener Polarisation des virtuellen Photons, erlauben die Trennung von σ_t und σ_ℓ durch eine "Rosenbluthgerade".

Eine andere Formulierung des Wirkungsquerschnittes macht die Ähnlichkeit zur Rosenbluthformel der elastischen Streuung noch deutlicher, insbesondere sind darin die beiden inelastischen Formfaktoren zu erkennen ¹⁵⁾

$$(8) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \sigma_{\text{Mott}}(W_2(q^2, \nu) + 2 \tan^2 \frac{\theta}{2} W_1(q^2, \nu))$$

$$\sigma_{\text{Mott}} = \frac{4\alpha^2}{q} E'^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

$\nu = -qp/M$ ist gleich dem Energieverlust q_0 des Elektrons im Laborsystem. Die Verknüpfung mit W ergibt sich aus (2). Die Formfaktoren besitzen hier im Gegensatz zu den Protonformfaktoren

die Dimension GeV^{-1} (vgl. Ref. 12), 15)).

Man kann W_2 und W_1 ebenfalls durch Messungen bei festem Impulsübertrag und zwei verschiedenen Winkeln bestimmen. Die Verknüpfung mit σ_t und σ_l lautet:

$$(9) \quad W_1 = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \sigma_t = \frac{|\vec{q}|^2}{q^2} \frac{\epsilon\Gamma_t}{\sigma_{\text{Mott}}} \sigma_t$$

$$W_2 = \frac{q^2}{|\vec{q}|^2} \frac{K}{4\pi^2\alpha} (\sigma_t + \sigma_l) = \frac{\epsilon\Gamma_t}{\sigma_{\text{Mott}}} (\sigma_t + \sigma_l)$$

Aus (7), (8) und (9) erhält man eine obere und untere Grenze für W_2

$$(9') \quad \frac{\epsilon}{\sigma_{\text{Mott}}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \leq W_2 \leq \frac{1}{\sigma_{\text{Mott}}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$$

Diese Grenzwerte lassen sich aus Messungen bei nur einem Streuwinkel bestimmen und sind dann nützlich, wenn sich die Trennung von W_2 und W_1 infolge ungünstiger kinematischer Bedingungen nur schlecht oder gar nicht durchführen läßt. Das Gleichheitszeichen in obiger Ungleichung gilt im Fall $\epsilon = 1$. Für $\epsilon \rightarrow 1$, was kleine Streuwinkel ($\vartheta \rightarrow 0$) beinhaltet, besagt (9'), daß beide Grenzen bei Messungen unter kleinem Streuwinkel eine brauchbare Näherung für W_2 ergeben.

Für eine brauchbare obere Grenze ergibt sich die Notwendigkeit eines kleinen Streuwinkels auch daraus, daß man in (8) den Term $2W_1 \tan^2 \vartheta/2$ gegen W_2 nur vernachlässigen kann, wenn der Wert von $\tan^2 \vartheta/2$ den Faktor $|\vec{q}|^2/q^2$, um den W_1 maximal größer sein kann als W_2 (vgl. (9)), kompensiert.

Die untere Grenze liefert dagegen unabhängig vom Streuwinkel eine gute Näherung für den Formfaktor W_2 und ebenso für W_1 (vgl. (9)), wenn der Beitrag longitudinaler Photonen zum Wirkungsquerschnitt gering ist ($\sigma_l \approx 0$). Für $\sigma_l = 0$ stimmt die untere Grenze jedoch exakt mit W_2 überein.

Gleichung (3) stellt die allgemeinste Form des Wirkungsquerschnitts in der Einphotonenaustauschnäherung ²⁾ dar. Man erhält daraus den bekannten Rosenbluthquerschnitt für die elastische Streuung, wenn man die Ersetzung

$$M W_2 \rightarrow \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \delta(W^2 - M^2)$$

$$M W_1 \rightarrow \tau G_M^2 \delta(W^2 - M^2)$$

$$\tau = -q^2/4M^2$$

durchführt und über E' integriert. Die Integration über die δ -Funktion liefert gerade den Rückstoßfaktor $(1+2E_0/M \sin^2 \theta/2)^{-1}$. G_E , G_M sind dabei die beiden Formfaktoren des Protons.

Eine andere Möglichkeit der Formulierung des Wirkungsquerschnittes besteht darin, das Matrixelement des Hadronenübergangstromes nach Multipolamplituden des elektromagnetischen Feldes des virtuellen Photons zu entwickeln. Eine Formulierung des Wirkungsquerschnittes in Multipolamplituden findet sich für die Elektroproduktion bei Jones ¹⁸⁾. Für die Multipolamplituden lassen sich unter gewissen Annahmen mittels Dispersionsrelationen verschiedene Modelle konstruieren. Dieses Verfahren wurde von CGLN ¹⁶⁾ für die Photoproduktion entwickelt und von FNW und Dennery ¹⁷⁾ auf die Elektroproduktion erweitert. Dispersionstheoretische Modelle für Multipolamplituden wurden in der Elektroproduktion u.a. von ^{5), 41)} entwickelt. Da die Multipolamplituden aber nur in Koinzidenzmessungen bestimmt werden können, soll hier nicht näher darauf eingegangen werden.

3. Schwellenverhalten

In der nichtrelativistischen Streutheorie der Niederenergie-Kernphysik ist das Schwellenverhalten ein wertvolles Hilfsmittel zur Untersuchung angeregter Zustände. In der Entwicklung der

Streuamplitude nach Partialwellen mit dem Drehimpuls ℓ treten die Besselfunktionen $j_\ell(qr)$ auf (q Dreierimpulsübertrag, r Wechselwirkungsradius). Deren asymptotischer Verlauf für $qr \ll 1$ liefert für magnetische und elektrische Übergänge ein Verhalten der Streuamplitude $\sim q^\ell$ bzw. $\sim q^{\ell-1}$, das durch die Partialwelle mit dem höchsten Drehimpuls ℓ beherrscht wird.

Eine analoge Betrachtung führt auch in der Hochenergiephysik auf ein Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnitts bzw. der Multipolamplituden für $|\vec{q}| \rightarrow 0$ ¹⁹⁾. Für σ_t und σ_ℓ ergibt sich das Schwellenverhalten aus dem für die Helizitätsamplituden f_\pm, f_c , die von Bjorken und Walecka ¹⁵⁾ verwendet werden.

Diese Autoren haben den einfach-differentiellen Wirkungsquerschnitt für das Isobar mit der Masse W und dem Gesamtdrehimpuls $J > 1/2$ wie folgt formuliert:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Lab}} = \frac{\sigma_{\text{Mott}}}{1+2E_0 \sin^2 \frac{\theta}{2}/M} \left\{ \frac{q^4}{|\vec{q}^*|^4} |f_c|^2 + \left(\frac{q^2}{2|\vec{q}^*|^2} + \frac{W^2}{M^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \left[|f_+|^2 + |f_-|^2 \right] \right\}$$

Daraus sind die eingangs erwähnten drei Formfaktoren des Isobars ersichtlich.

Die Verknüpfung von σ_t, σ_ℓ mit f_\pm, f_c ist gegeben durch:

$$(10) \quad \sigma_t \sim |f_+|^2 + |f_-|^2$$

$$\sigma_\ell \sim \frac{q^2}{|\vec{q}^*|^2} |f_c|^2$$

Damit läßt sich das Schwellenverhalten der Helizitätsamplituden, das von obigen Autoren ausgehend vom Rarita-Schwinger Formalismus für $|\vec{q}^*| \rightarrow 0$ hergeleitet wurde, auf σ_t und σ_ℓ übertragen. Für normale Paritätsübergänge $1/2^+ \rightarrow 3/2^-, 5/2^+ \dots$ gilt

$$(11) \quad \sigma_t \sim \frac{\sigma_\ell}{q^2} \sim |\vec{q}^*|^{2J-3}$$

Das in ¹⁵⁾ mit $|\vec{q}^*|$ angegebene Schwellenverhalten ist mit (11) äquivalent, wenn man die Beziehung (6) beachtet. J ist der Gesamtdrehimpuls des Endzustandes.

Für den speziellen Übergang $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$ liegt ein vom obigen abweichendes Verhalten vor:

$$\sigma_t \sim \frac{\sigma_l}{q} - |\vec{q}|^2$$

Für anomale Paritätsübergänge $1/2^+ \rightarrow 1/2^-$, $3/2^+ \dots$ ergibt sich

$$(11') \quad \sigma_t \sim \frac{\sigma_l}{q} - |\vec{q}|^{2J-1}$$

Diese Beziehungen sollten für $|\vec{q}^*| \rightarrow 0$ gelten. Das wiederum bedingt wegen (6) $q_0 \rightarrow W - M$. Das Schwellenverhalten gilt daher nur im zeitartigen Bereich. In der Elektroproduktion ist aber nur der raumartige Bereich von q^2 zugänglich. Man kann deshalb nicht a priori die Gültigkeit des Schwellenverhaltens erwarten.

4. Summenregeln

Für den Formfaktor W_2 wurde von Gottfried ¹²⁾ aus einem nicht-relativistischen Quarkmodell für das Nukleon eine Summenregel hergeleitet:

$$(12) \quad \int_0^\infty W_2(q^2, \nu) d\nu = 1$$

Die "Quarks" wurden dabei als punktförmige Ladungsträger mit drittelzahligen Ladungen l_i ohne Korrelation untereinander angenommen. Obige Summenregel gilt jedoch nur für den Formfaktor W_2 des Protons, da bei ihrer Herleitung die Beziehung

$$\sum_{i \neq j} l_i l_j = 0$$

benutzt wurde, die nur für die das Proton aufbauenden "Quarks" erfüllt ist.

Ein schwacher Punkt in der Herleitung der Gottfriedschen Summenregel ist die Ersetzung des relativistisch invarianten Strommatrizelementes, das bei der Berechnung von W_2 auftritt, durch ein nichtrelativistisches. Aus Invarianzbetrachtungen ¹⁵⁾ erhält man für W_2 nach einiger Rechnung die Beziehung ¹²⁾

$$(13) \quad W_2(q^2, \nu) \sim - \frac{q^2}{\nu^2} \int d^4x e^{iqx} \langle J_L(x) J_L(0) \rangle .$$

Zur leichteren Berechnung des Integrals wurde in ein geeignetes Lorentzsystem transformiert. Dabei geht andererseits die Gleichzeitigkeit des Produktes des Hadronenstroms $\langle J_L(x) J_L(0) \rangle$ verloren. Um diesen Erwartungswert berechnen zu können, wäre eine detaillierte Information über die Dynamik des Prozesses erforderlich. Diese Schwierigkeit wurde von Gottfried nun dadurch umgangen, daß er das Strommatrizelement einem nichtrelativistischen Quark-Modell entnimmt.

Eine ähnliche Summenregel für W_1 ist aus folgenden Gründen nicht möglich. Wie man aus (9) sieht, ist $W_1(0, \nu) \sim \nu \sigma_Y(\nu)$, wobei $\sigma_Y(\nu)$ der totale Photoproduktionsquerschnitt ist. Das Integral über W_1 würde daher nach den bisherigen experimentellen Ergebnissen über $\sigma_Y(\nu)$ mit Sicherheit divergieren. Eine weitere Begründung ergibt sich bei der Herleitung für (12) und läßt sich am besten dadurch plausibel machen, daß in der (13) entsprechenden Beziehung für W_1 der für $\nu \rightarrow \infty$ konvergenzerzeugende Faktor $1/\nu^2$ fehlt.

Bjorken ¹³⁾ hat ebenfalls eine Summenregel für W_2 angegeben, die auch noch den Formfaktor W_{2n} des Neutrons enthält und als Ungleichung formuliert ist:

$$(14) \quad \int_0^\infty (W_{2p} + W_{2n}) d\nu > \frac{1}{2}$$

Diese hat ihren Ursprung in der Neutrinosummenregel von Adler ²⁰⁾, die wiederum aus der Stromalgebra hergeleitet wurde. Unter der Annahme $W_{2n} \approx W_{2p}$ wäre

$$(14') \quad \int_0^{\infty} W_{2p}(q^2, \nu) d\nu > \frac{1}{4}$$

zu erwarten.

Die untere Integrationsgrenze $\nu_1 = 0$ in (12) und (14) bedeutet, daß bei der Summation auch der Beitrag der elastischen Streuung berücksichtigt werden muß. Dieser liefert für das Proton $(G_E^2 + \tau G_M^2)/(1+\tau)$; der entsprechende Beitrag des Neutrons ergibt sich daraus unter Annahme des "scaling-law"

$G_{Mp}/\mu_p = G_{Mn}/\mu_n$ und $G_{En} = 0$. Da der elastische Anteil mit steigendem q^2 schnell abnimmt, muß die Summe (12) über den inelastischen Bereich von W_2 gegen eins gehen. Das bedeutet, daß W_2 für $\nu \rightarrow \infty$ genügend stark auf Null abfallen muß und zwar für alle Werte von q^2 .

II. Bisherige Messungen

Ich möchte in diesem Kapitel auf Resultate einiger früherer Messungen näher eingehen, soweit sie in engem Zusammenhang mit dieser Arbeit stehen und zu deren Verständnis beitragen.

Das Schwellenverhalten, von dem man zunächst nicht weiß, ob und in welchem kinematischen Bereich es in der Elektroproduktion Gültigkeit hat, wurde von Lynch et al. ⁶⁾ im Bereich der ersten Resonanz und für Dreierimpulsüberträge bis $|\vec{q}|^2 \approx 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ untersucht.

Die Autoren verglichen die \vec{q}^2 -Abhängigkeit von σ_t dividiert durch das Quadrat des Nukleonformfaktors - eine Erklärung für das Auftreten des letzteren folgt weiter unten - mit dem Schwellenverhalten eines magnetischen Dipolübergangs, wobei sie den Absolutwert durch den Meßpunkt aus der Photoproduktion festlegten. Ihre Daten lagen dabei etwas tiefer als diesem Verhalten entsprechen würde. Ein Vergleich der Ergebnisse von Lynch mit den älteren Messungen von Stanford ^{14), 43), 44)} zeigt, daß systematische Abweichungen zwischen ihnen vorliegen.

Man sieht, daß systematische Fehler einzelner Labors unter Umständen die Prüfung des Schwellenverhaltens erschweren können. Es sind daher Messungen verschiedener Experimentatoren durchaus wünschenswert.

Obige Untersuchungen wurden durch Messungen von Brasse et al. ¹⁰⁾ auf höhere Resonanzen und bis zu Impulsüberträgen von $\vec{q}_{1236}^2 \approx 2 \text{ (GeV/c)}^2$ ausgedehnt. Dabei ergab sich ein einfaches Verhalten des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von $|\vec{q}|$, das für die erste Resonanz im erfaßten \vec{q}^2 -Bereich in guter Näherung mit dem Schwellenverhalten eines magnetischen Dipolüberganges übereinstimmt:

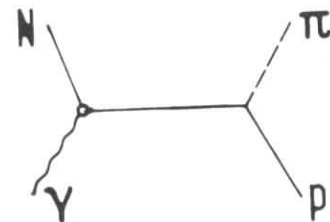
$$(15) \quad \frac{1}{\Gamma_t} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = C(W) |\vec{q}|^{b(W)} G_{Mp}^2 (q^2)$$

Der Faktor $C(W)$ ist lediglich eine Funktion von W . Die rechte Seite von (15) geht für $q^2 = 0$ in den totalen Absorptionsquerschnitt für reelle Photonen über.

Der Exponent $b = b(W)$ ist im bisher erfaßten Massenbereich bis ~ 1.9 GeV eine nahezu lineare Funktion von W ($1.7 \leq b \leq 4.2$).

$G_{M_p}(q^2)$ ist der magnetische Formfaktor des Protons. Sein Auftreten in (15) läßt sich unter der Annahme verstehen, daß die

Wechselwirkung am Hadronenvertex im wesentlichen durch einen Graphen beschrieben wird, bei dem das Photon an ein ausgetauschtes Nukleon koppelt, oder daß im Falle eines Pionenaustausches der Pionformfaktor



dieselbe q^2 -Abhängigkeit wie der Nukleonformfaktor besitzt. Aus diesem Grund wurde die q^2 -Abhängigkeit des Nukleonformfaktors durch Division des Wirkungsquerschnittes durch G_M^2 - wie oben erwähnt - abgespalten.

Formel (15) erwies sich als gutes Hilfsmittel bei der Berechnung von Strahlungskorrekturen wie in IV.3 näher ausgeführt wird.

III. Meßprinzip

Bei konstanter Primärenergie wurden die gestreuten Elektronen unter einem festen Winkel mit einem magnetischen Spektrometer nach ihren Impulsen analysiert. Durch Variation der Magnetströme wurde ein Massenbereich bis $W = 2$ GeV erfaßt. Im Abstand von einigen Stunden wurden Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung bei $q^2 = 0.5$ (GeV/c)² zu Eich- bzw. Kontrollzwecken nachgewiesen (vgl. IV).

Zur Trennung von W_2 und W_1 über einen weiten Massenbereich wurde außerdem bei festem Impulsübertrag gemessen. Dazu wurde bei jeder Spektrometereinstellung E' die Primärenergie E_0 bei festem Streuwinkel so gewählt, daß der Impulsübertrag an das Targetnukleon konstant blieb. Dies wurde für zwei q^2 -Werte 0.773 und 1.935 (GeV/c)² bei jeweils zwei Streuwinkeln $\vartheta = 47.8^\circ$ und 76° durchgeführt. Der überstrichene Massenbereich erstreckte sich hier bis maximal 3 GeV. Die so gewonnenen Daten gestatten gleichzeitig einen Vergleich mit den Summenregeln.

Experimentelle Anordnung

Die Messungen wurden mit demselben Spektrometer durchgeführt, mit dem schon elastische ²¹⁾ und inelastische ¹⁰⁾ e-p Streuung und quasielastische e-d Streuung ²¹⁾ untersucht worden sind. Da es in der Dissertation von W. Albrecht ²⁴⁾ in großer Ausführlichkeit beschrieben ist, möchte ich hier nur auf die wichtigsten Elemente der Versuchsanordnung eingehen.

1. Target und Primärstrahl

Das Wasserstofftarget war im Vakuumrohr des Beschleunigers über dem Drehpunkt des Spektrometers so montiert, daß es radial und vertikal fernbedienbar verschoben werden konnte. Die zylindrische Targetzelle bestand aus einer 12 μ dicken Polyimidfolie. Der Durchmesser betrug 11 mm, der Abstand zur Sollbahn der

Elektronen 60 mm. Das Wasserstoffgas wurde in einem mit Helium gekühltem Wärmeaustauscher verflüssigt und tropfte von hier direkt in die Targetzelle.

Der Primärstrahl wurde durch beam-bump auf das Target gelenkt. Bei diesem Verfahren werden durch ein magnetisches Zusatzfeld am Ende des Beschleunigungszyklus die Teilchenbahnen im Synchrotron lokal so verformt, daß sie stabil bleiben und durch das Target gehen. Der Vorteil gegenüber HF-Abschaltung, bei der die Elektronen infolge Energieverlust die Sollbahn verlassen und nach einigen Umläufen verloren gehen, lag in den dadurch erzielten etwa 100 Targetdurchgängen, die eine Vergrößerung der effektiven Targetdicke ergaben. Dies war gleichzeitig das Hauptargument für die Anordnung im internen Strahl. Während des Betriebes wurde das Target in regelmäßigen Zeitabständen vertikal verschoben, um Schäden durch zu hohe Strahlbelastung zu vermeiden.

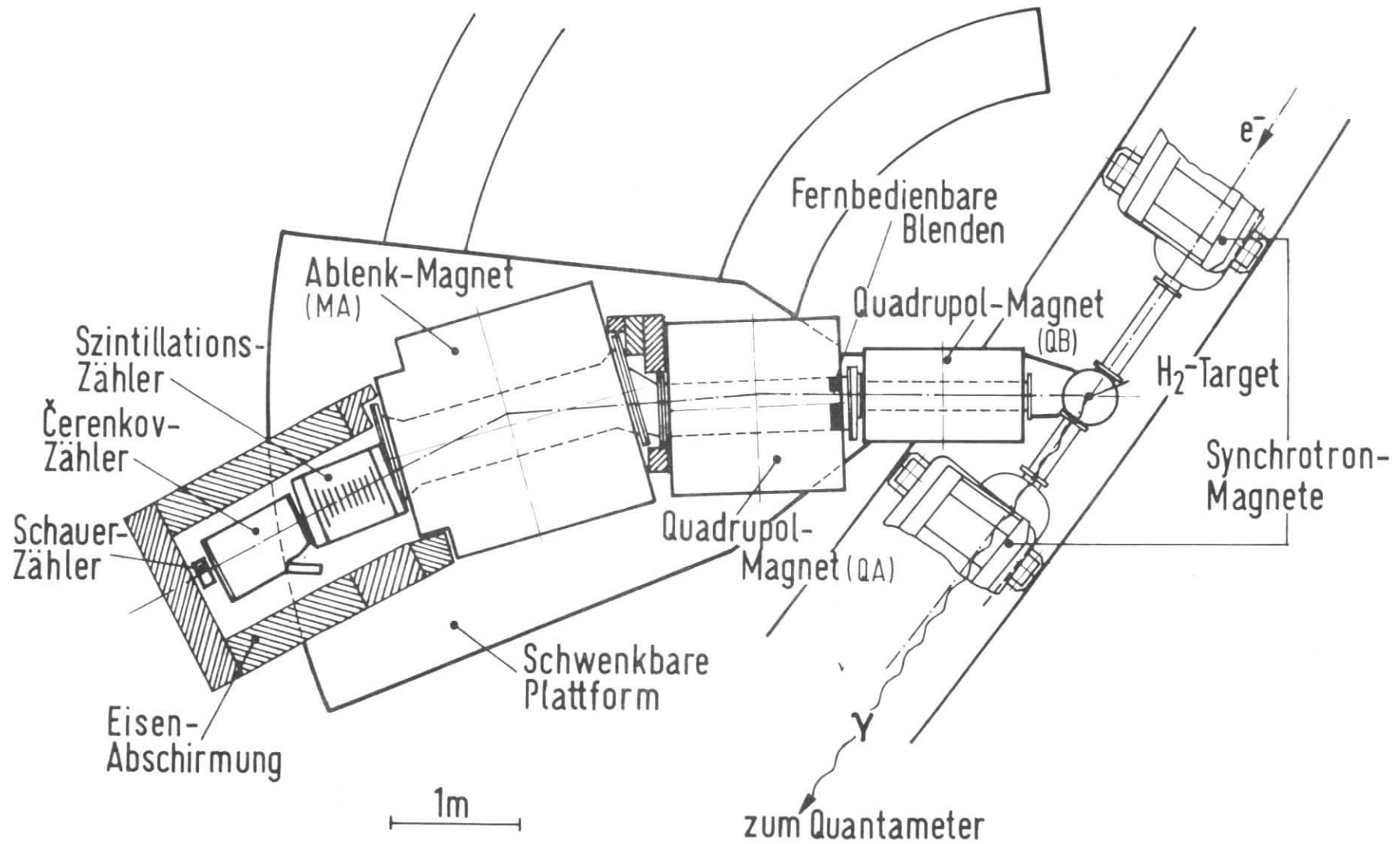
Die Intensität des Primärstrahls wurde über die im Target erzeugten Bremsquanten mit einem gasgefüllten Quantameter (96% He, 4% Ne) überwacht. Die Zahl N_{γ} der effektiven γ -Quanten die von n Elektronen in einem dünnen Target der Dicke x erzeugt wurden,

$$N_{\gamma} = \frac{x}{x_0} n,$$

(x_0 Strahlungslänge von H_2), wurde durch möglichst vollständige Absorption im Quantameter bestimmt. Die im Quantameter erzeugte Ladung Q ist proportional der absorbierten Energie

$$Q = \frac{1}{k} N_{\gamma} E_0.$$

Q wurde mit einem DESY-Integrator gemessen. Die Quantameterkonstante betrug $k = (2.2 \cdot 10^{19} \pm 2\%) \text{ MeV/Cb}$.



Experimentelle Anordnung

Diese Methode der Bestimmung der Primärintensität besaß einige beträchtliche Fehlerquellen. Zum einen wurde die Quantameterladung durch Bremsstrahlung an der Folie der Zelle um etwa 25% erhöht. Zum anderen ist die Quantameterkonstante intensitätsabhängig. Außerdem kann eine zeitliche Drift des Integrators die Messung verfälschen. Um diese Fehlerquellen zu vermeiden, wurden Relativmessungen des inelastischen zum elastischen Wirkungsquerschnitt durchgeführt. Das Quantameter diente daher lediglich als Zwischenmonitor.

2. Spektrometer und Zähleranordnung

Die Spektrometeranordnung (Abb. 1) besteht aus zwei Quadrupolen mit Fokussierung in beiden Ebenen und einem Ablenkmagneten zur Impulsanalyse. Letzterer besitzt Zusatzpole, die eine zusätzliche Fokussierung in vertikaler Richtung bewirken. Der zweite Quadrupol ist zur Erhöhung der Dispersion horizontal etwas gegen die optische Achse versetzt. Damit ergibt sich eine Gesamtdispersion von 1 cm bei 1% Impulsänderung. Das Spektrometer arbeitet nach dem sloped-window Prinzip²²⁾ mit einem "slope", der sich durch Änderung des Erregerstromes des zweiten Quadrupols und des Ablenkmagneten zwischen 0 und 5%/Grad variieren läßt und somit den kinematischen "slope" der Reaktion

$$(16) \quad \frac{1}{|\vec{e}|'} \frac{d|\vec{e}|'}{d\vartheta} = \frac{1}{M} \frac{2E_0 \cos\vartheta/2 \sin\vartheta/2}{1 + \frac{2E_0}{M} \sin^2\vartheta/2}$$

angepaßt werden kann. Zur Reduktion von Vielfachstreuung laufen die Teilchen in einem Vakuumrohr, das auf Vorvakuum gehalten wird. Der Maximalimpuls des Spektrometers beträgt 2 GeV/c, die Impulsauflösung 0.8%.

Der Raumwinkel wird durch vertikale und horizontale Bleibenden definiert, die sich in einem vertikalen Zwischenfokus in der

Grundschialtung der schnellen Elektronik

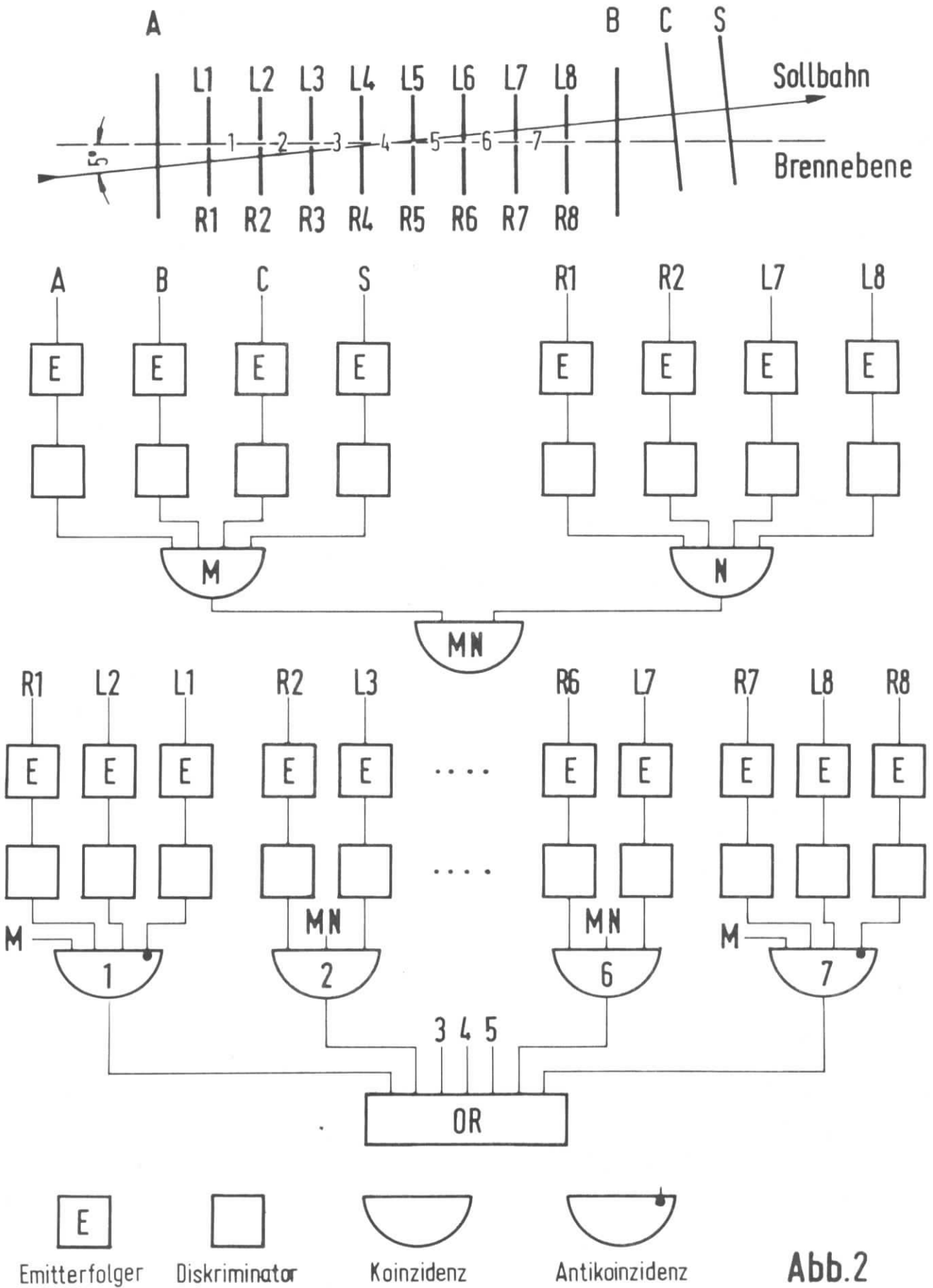


Abb.2

Vakuumkammer des zweiten Quadrupols befinden. Dadurch ist die vertikale Winkelakzeptanz sowohl von der vertikalen Targetausdehnung unabhängig als auch für alle Impulse dieselbe. Die Vielfachakzeptanz beträgt horizontal 34.6 und vertikal 123.6 mrad. Dies entspricht einem Raumwinkel von 4.2 msterad. Bei den Elektronenmessungen wurde der volle Raumwinkel, bei den Protonenmessungen dagegen wurden wegen des großen kinematischen slopes $1/|\vec{p}|d|\vec{p}|/d\Omega$ lediglich 1.4 msterad akzeptiert. Infolge der Relativmessung werden mögliche Unsicherheiten in der Bestimmung des Raumwinkels in erster Näherung eliminiert (vgl. (18)).

Der Winkelbereich des Spektrometers betrug 48° bis 76° . Die Genauigkeit der Winkelablesung wurde auf 0.02° geschätzt. Da es nicht immer möglich war, das Target genau auf die optische Achse zu justieren, ergaben sich Winkelkorrekturen von ungefähr 0.05° , die dem Phasenraumdiagramm von ²³⁾ entnommen wurden. Die horizontale Winkelakzeptanz von $\Delta\mathcal{D} \approx 2^\circ$ erforderte eine geringe Korrektur des Streuwinkels, die die Änderung des Wirkungsquerschnittes über $\Delta\mathcal{D}$ berücksichtigt. Eine weitere Winkelkorrektur wurde bedingt durch die Richtung des Primärstrahls relativ zur Spektrometerachse, die durch Polaroidaufnahmen des erzeugten γ -Strahls festgestellt wurde. Die Ungenauigkeit des Streuwinkels von $\pm 0.1^\circ$ resultierte im wesentlichen aus der Unsicherheit dieser Richtung.

Die Impulsdefinition der gestreuten Teilchen geschah in einem Satz von 8 Szintillationszählerpaaren L1-L8 und R1-R8 (Abb. 2). Die Überkreuzkoinzidenz zweier benachbarter Paare ($R_{n-1}L_n$) definierte einen Impulskanal mit einer Akzeptanz von $\sim 0.4\%$. Die so gebildeten 7 Impulskanäle besaßen eine totale Impulsakzeptanz von 2.72% ²⁴⁾. Sie wurden durch eine Master-Koinzidenz getriggert. Diese bestand aus je einem Triggerzähler A und B vor und hinter den Impulszählern, einem Cerenkovzähler C und einem Schauerzähler S. Die Zähleranordnung stand in der Brennpunktlinie des Spektrometers, die gegen die optische Achse um 5 Grad geneigt war.

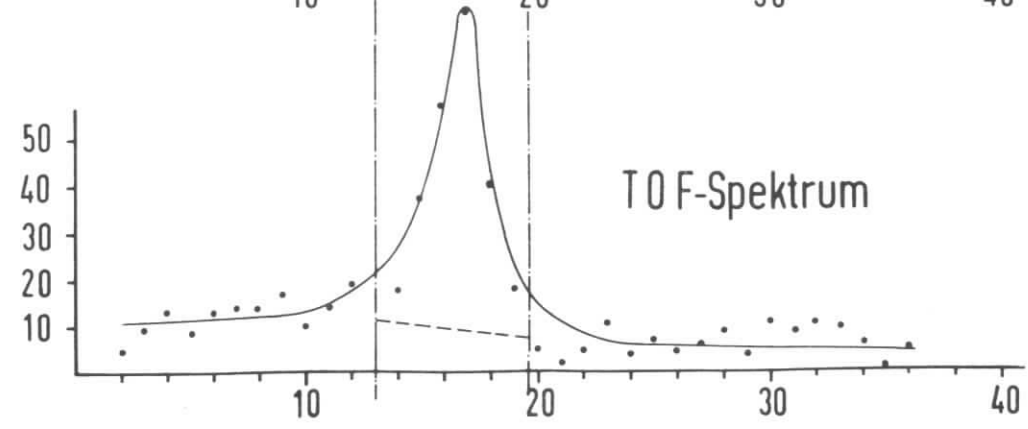
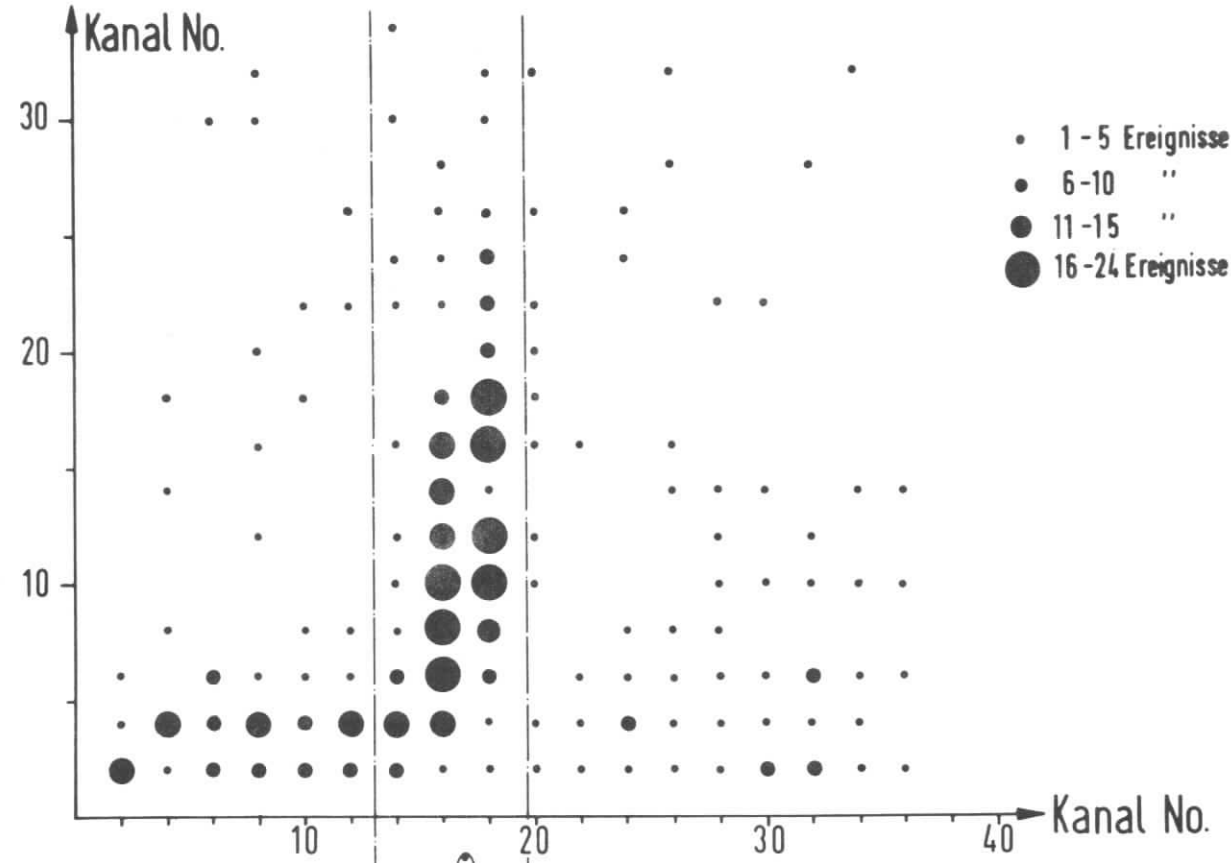
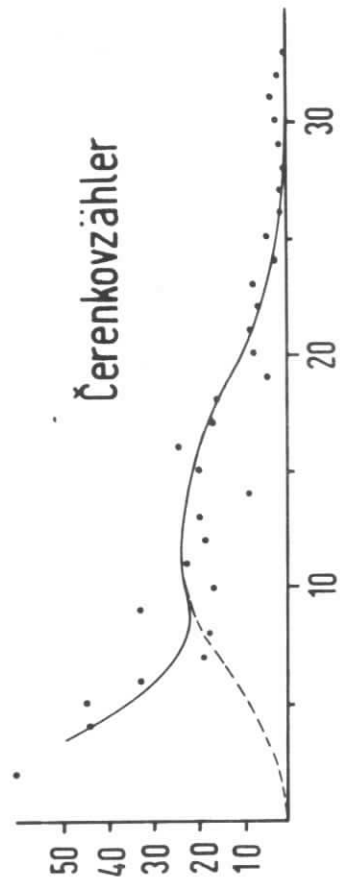


Abb. 3
Zweidimensionales Čerenkov-
und TOF-Spektrum zur Be-
stimmung des Untergrundes.

Die Teilchenidentifikation wurde im Cerenkov- und im Schauerzähler durchgeführt. Der Schwellen-Cerenkovzähler (3 ata Frigen 13) diente zur Diskriminierung der gestreuten Elektronen gegen π -Mesonen. Er besaß eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 99.9%. Bei großem Sekundärimpuls (≥ 1 GeV/c) ließen sich die Elektronen gut abtrennen. Bei kleinen Impulsen (< 0.4 GeV/c) im hochinelastischen Bereich ($W > 2.3$ GeV) erzeugt der Cerenkovzähler infolge seiner hohen Zählrate und eines hohen Untergrundes in allen anderen Zählern der Masterkoinzidenz viele zufällige Koinzidenzen. In diesem kritischen kinematischen Bereich wurden die Elektronen, die zu dem untersuchten Streuprozeß gehören, aufgrund einer Flugzeitmessung (TOF) zwischen dem Trigger A und dem Cerenkovzähler identifiziert. Im Flugzeitspektrum bildeten die zufälligen Cerenkovereignisse einen nahezu gleichmäßigen Untergrund, auf dem sich der Peak der Teilchen mit der richtigen Laufzeit aufbaut (Abb. 3). Die Pionenrate wurde durch die Kombination von Schauer- und Cerenkovzähler im kinematischen Bereich der elastischen Streuung um einen Faktor 10^3 ²⁴⁾ reduziert. Eine Abschätzung der von einem Pion an ein ruhendes Elektron maximal übertragenen Energie liefert $E_{e-} \approx 3$ MeV bei einem Pionenimpuls von 600 MeV/c. Die Schwellenenergie des Cerenkovzählers betrug dagegen für Elektronen 10 MeV. Man darf daher annehmen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers für Pionen über Anstoßelektronen auch im inelastischen Bereich sehr gering war.

Der Schauerzähler bestand aus einem Paket von je 5 Szintillator- und Bleiplatten. Hochenergetische Elektronen erzeugen im Blei Elektron-Photon-Kaskaden, die in den Szintillatorplatten nachgewiesen werden. Die minimal ionisierenden π -Mesonen dagegen verursachen kleine Multiplierimpulse, die durch die Schwelle des nachfolgenden Diskriminators unterdrückt werden. Bei kleinem Sekundärimpuls wurde die Diskriminierung gegen Pionen jedoch schlecht, da sich die Impulshöhenspektren von Elektronen und Pionen mit abnehmendem Impuls immer weniger unterscheiden. Man war dann allein auf die Flugzeitmessung zur Teilchenidentifikation angewiesen.

3. Elektronik

Die Multipliiertimpulse wurden über Emitterfolger und 100 MHz Chronetics-Diskriminatoren auf Koinzidenzstufen, deren Ausgangsimpulse auf 10 MHz Zähler der Fa. Borer gegeben.

Die elektronische Schaltung des Mastertriggers und der Impulskanäle ersieht man aus Abb. 2. Die Koinzidenz M der Triggerzähler A, B mit Cerenkov- und Schauerzähler bildet zusammen mit der Koinzidenz N eine Masterkoinzidenz MN, die die Kanäle 2 - 6 öffnet. Die Koinzidenz N dient zur weiteren Unterdrückung zufälliger Ereignisse. Kanal 1 und 7 werden von M allein geöffnet und erhalten für das fehlende N einen weiteren Zähler in Anti-koinzidenz. Außerdem ist zu jedem Impulskanal je ein geeigneter Zähler davor bzw. dahinter hinzugeschaltet, um die Zahl der zufälligen Ereignisse möglichst niedrig zu halten. Die Kanäle 1 - 7 werden schließlich in einer OR-Stufe gemischt, um Vielfachzählungen zu eliminieren. Diese OR-Rate wurde bei der Auswertung der Messungen bei konstanter Primärenergie zur Korrektur der Vielfachzählungen verwendet.

IV. Auswertung

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen bestimmt sich aus experimentellen Größen wie folgt:

$$(17) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dL'}_{gem} = C \frac{N_e E_0}{Q \Delta\Omega \Delta E'} \frac{1}{1 - \delta_F(E_0)}$$

N_e	Elektronen Streurrate
E_0	Primärenergie
Q	Quantameterladung
$\Delta\Omega$	Raumwinkel
$\Delta E'$	akzeptiertes Energieintervall des Detektors
$1/C =$	$x_0 \cdot k \cdot L$
x_0	Strahlungslänge des Wasserstoffs
k	Quantameterkonstante
L	Loschmidtzahl

Die Folienkorrektur δ_F berücksichtigt den Anteil der Quantameterladung, der durch Bremsstrahlung in der Folie der Targetzelle entsteht. *)

Unter Verwendung der Rückstoßprotonen bei $q^2 = 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ kann man das Verhältnis des inelastischen zum elastischen Wirkungsquerschnitt $\left[\frac{(d^2\sigma/d\Omega dE')_{in}}{(d\sigma/d\Omega)_{el}} \right]_{gem}$ bestimmen. Den elastischen Querschnitt $(d\sigma/d\Omega)_{gem}^{el}$ erhält man aus einer (17) analogen Beziehung, nachdem die Integration über L' durchgeführt wurde. Da die Protonenformfaktoren in diesem q^2 -Bereich sehr gut durch den Dreipolfit von Janssens et al. ²⁵⁾ wiedergegeben werden, kann man den elastischen Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/d\Omega)_{th}$ leicht berechnen. Nach Berücksichtigung einer Strahlungskorrektur läßt sich $(d\sigma/d\Omega)_{gem}^{el}$ durch $(d\sigma/d\Omega)_{th}$ ersetzen:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{gem}^{el} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{th} (1 - \delta_F) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ber}$$

*) δ_F enthält im Prinzip sowohl die Folienkorrektur als auch die Instabilität des Quantameters und des Integrators. Der Einfachheit halber und weil die Kurzzeitschwankungen des Quantameters sehr gering sind, wird hier der Begriff "Folienkorrektur" verwendet.

Damit erhält man für den Wirkungsquerschnitt inelastisch gestreuter Elektronen folgende Beziehung:

$$(18) \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\text{gem}} = \frac{1}{\Delta E'} \left(\frac{N_e}{N_p} \right) \left(\frac{E_{oe}}{E_{op}} \right) \left(\frac{Q_p}{Q_e} \right) \left(\frac{\Delta\Omega_p}{\Delta\Omega_e} \right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{ber}} \frac{1 - \delta_F(E_{op})}{1 - \delta_F(E_{oe})}$$

Die mit p indizierten Größen beziehen sich auf die Protonenmessung. Die Strahlungskorrektur δ' wurde nach Meister und Yennie²⁶⁾ berechnet und betrug etwa 6%.

Das Raumwinkelverhältnis betrug $\Delta\Omega_p/\Delta\Omega_e = 0.32$. Bei den Messungen bei konstanter Primärenergie war $E_{oe}/E_{op} = 1$. Daher war auch das Verhältnis der Folienkorrekturen - abgesehen von einem geringen zeitlichen Gang - $\delta_F(E_{op})/\delta_F(E_{oe}) = 1$. Darin insbesondere bestand der große Vorzug des hier geschilderten Relativverfahrens.

Bei den Messungen bei festem Impulsübertrag mußte jedoch die Energieabhängigkeit der Folienkorrektur berücksichtigt werden, da hier $E_{oe} \neq E_{op}$. Um deren Energie- und Zeitabhängigkeit zu bestimmen, wurden die Protonenmessungen in Schritten von $\Delta E_0 \approx 1$ GeV wiederholt. Abb. 4 zeigt den typischen Verlauf der Folienkorrektur δ_F als Funktion der Energie und der Bestrahlungsdauer.

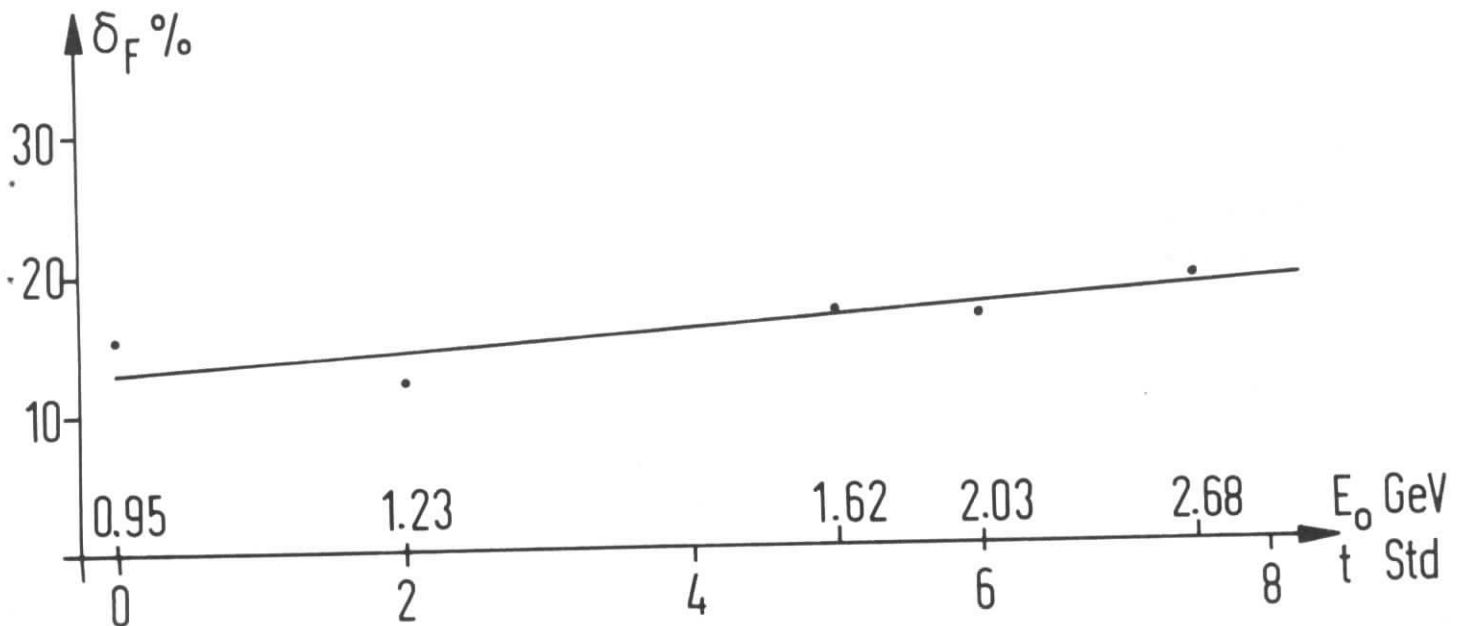


Abb. 4 Die Folienkorrektur δ_F als Funktion der Energie und der Bestrahlungsdauer

Zur Bestimmung der Untergrundrate aus der Folie der Targetzelle benötigt man die Folienkorrektur explizit. Man erhält sie aus dem Vergleich des über die Rückstoßprotonen ermittelten elastischen zum berechneten Wirkungsquerschnitt:

$$(19) \quad 1 - \delta_F(E_0) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{gem}}^{\text{Prot}} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{ber}}$$

1. Messungen bei fester Primärenergie

Zur Untersuchung der in Gleichung (15) gegebenen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei hohem Impulsübertrag wurde das Spektrometer bei fester Primärenergie und für den kleinsten einstellbaren Streuwinkel von $\vartheta = 48^\circ$ auf den elastischen Peak eingestellt. Diese Messung diente lediglich zur Kontrolle der Nachweisapparatur. Außerdem wurde gleich zu Beginn einer Meßreihe eine Protonenmessung zur Bestimmung von δ_F durchgeführt. δ_F lag in der Größenordnung von 20 - 30%, abhängig von den jeweiligen Eigenschaften des Primärstrahles und der Bestrahlungsdauer. Der Spektrometerimpuls wurde dann in Schritten von 2.72%, der Impulsakzeptanz des Spektrometers, erniedrigt. Man überstrich so einen Massenbereich bis zu etwa 2 GeV, wobei jede Einstellung lückenlos an die vorhergehende anschloß (vgl. Abb. 5). Um den zeitlichen Gang der Folienkorrektur bzw. die unterschiedliche Schichtdicke des Targetbelages zu ermitteln, wurde die Protonenmessung in Zeitabständen von 4 - 5 h wiederholt. Durch Interpolation wurde die Elektronenrate jeder Einstellung auf den entsprechenden Folienanteil korrigiert. Der Fehler von δ_F betrug etwa 5 - 10%.

Die Zählrate in jedem Impulskanal einer Einstellung wurde auf gleiche Zählerbreite und mittels der OR-Rate auf Vielfachzählungen korrigiert. Wegen der geringen Zählrate und wegen der Breite der Resonanzen wurde auf die gute Impulsauflösung des Spektrometers verzichtet und je 3.5 Impulskanäle wurden zu einem Kanal

zusammengefaßt. $N_e, \Delta E'$ in (18) beziehen sich auf einen so erweiterten Kanal.

Der Untergrund aus dem π^0 -Zerfall wurde durch Nachweis der Positronen der Dalitzpaare mit umgepoltem Spektrometer bestimmt. Mittels Leertargetmessungen wurde bei Berücksichtigung von δ_F der Anteil, der von der Folie der Targetzelle herrührt, ermittelt. Während der Untergrund der Dalitzelektronen mit steigender Masse bis auf etwa 15% der Elektronenstreuraten anwuchs, blieb der Folienanteil bei diesen Messungen gering.

Nach Subtraktion dieser beiden Untergrundraten wurde der Wirkungsquerschnitt nach (18) berechnet. Dabei wurde eine 4%-ige Korrektur angebracht, die die Absorption von Protonen in der Zähleranordnung und die Emission reeller Bremsstrahlung beim Nachweis der Rückstoßprotonen für $q^2 = 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ beinhalten²⁴⁾. Die etwas zu geringe Ansprechwahrscheinlichkeit von Schauer- und Cerenkovzähler wurde mit einer resultierenden Korrektur von 1% berücksichtigt. Dieselben Korrekturen wurden im übrigen auch bei den Messungen bei konstantem Impulsübertrag angebracht.

2. Messungen bei festem Impulsübertrag

Es wurden Spektren für $q^2 = 0.773$ und 1.935 (GeV/c)^2 bei jeweils zwei Streuwinkeln $\vartheta = 47.8^\circ$ und 76° aufgenommen. Ausgehend vom elastischen Peak wurde der Spektrometerimpuls in Schritten von 2.72% erniedrigt. Gleichzeitig wurde die Primärenergie so erhöht, daß q^2 konstant blieb (Abb. 5). Da infolge der endlichen Impulsakzeptanz des Spektrometers von $\Delta E' = 2.72\%$ eine entsprechende q^2 -Abweichung zwischen dem ersten und letzten Impulskanal auftritt, wurde zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes die OR-Rate verwendet. Damit wird der Wirkungsquerschnitt einer Einstellung von q^2 unabhängig. Die dadurch bedingte schlechtere Massenauflösung war unwesentlich, da in erster Linie der Verlauf des Wir-

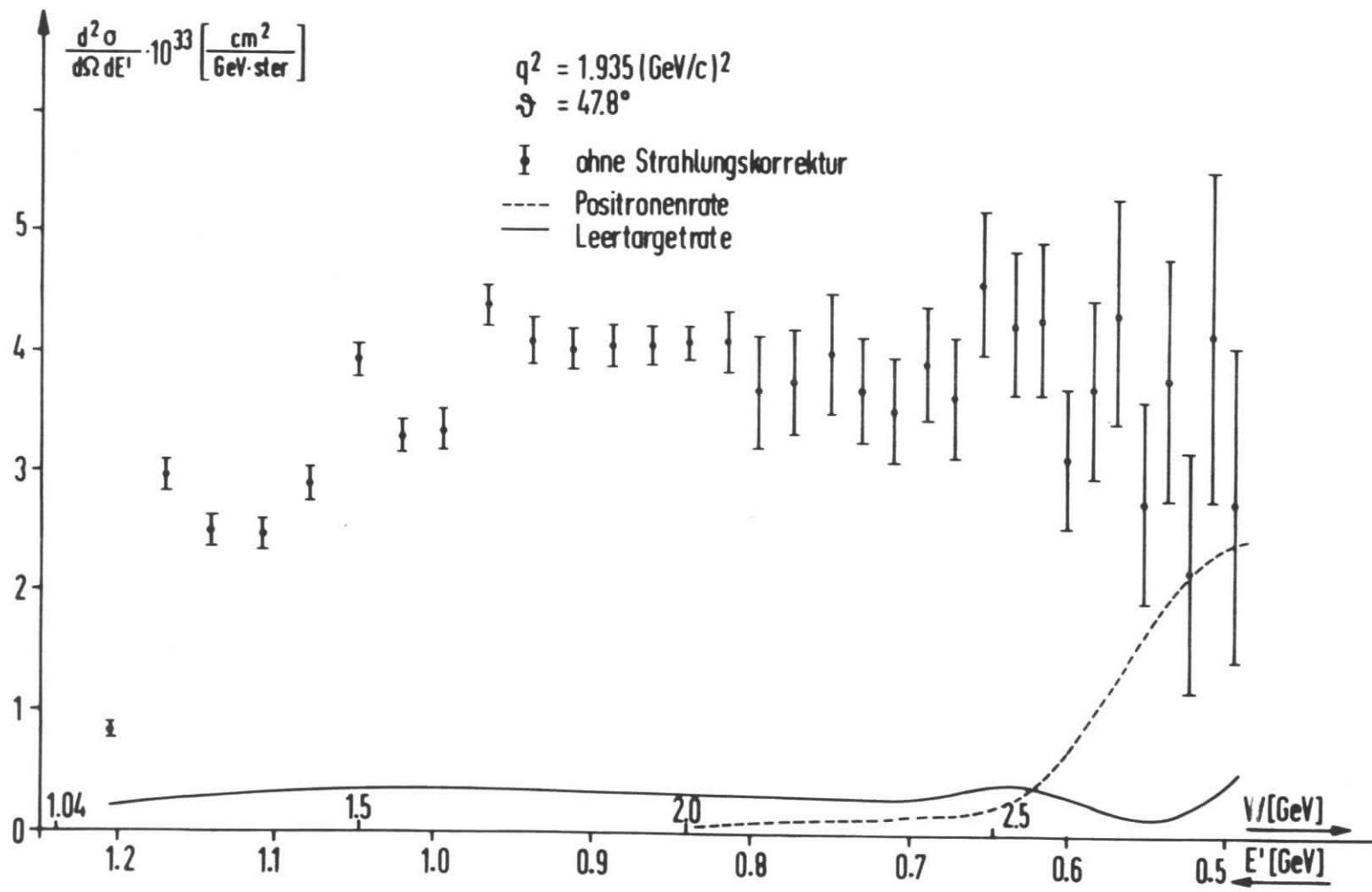


Abb. 6

kungsquerschnittes bei hohen Massen interessierte und außerdem genaue Messungen ⁶⁻¹⁰) insbesondere der ersten Resonanzen in diesem q^2 -Bereich vorliegen.

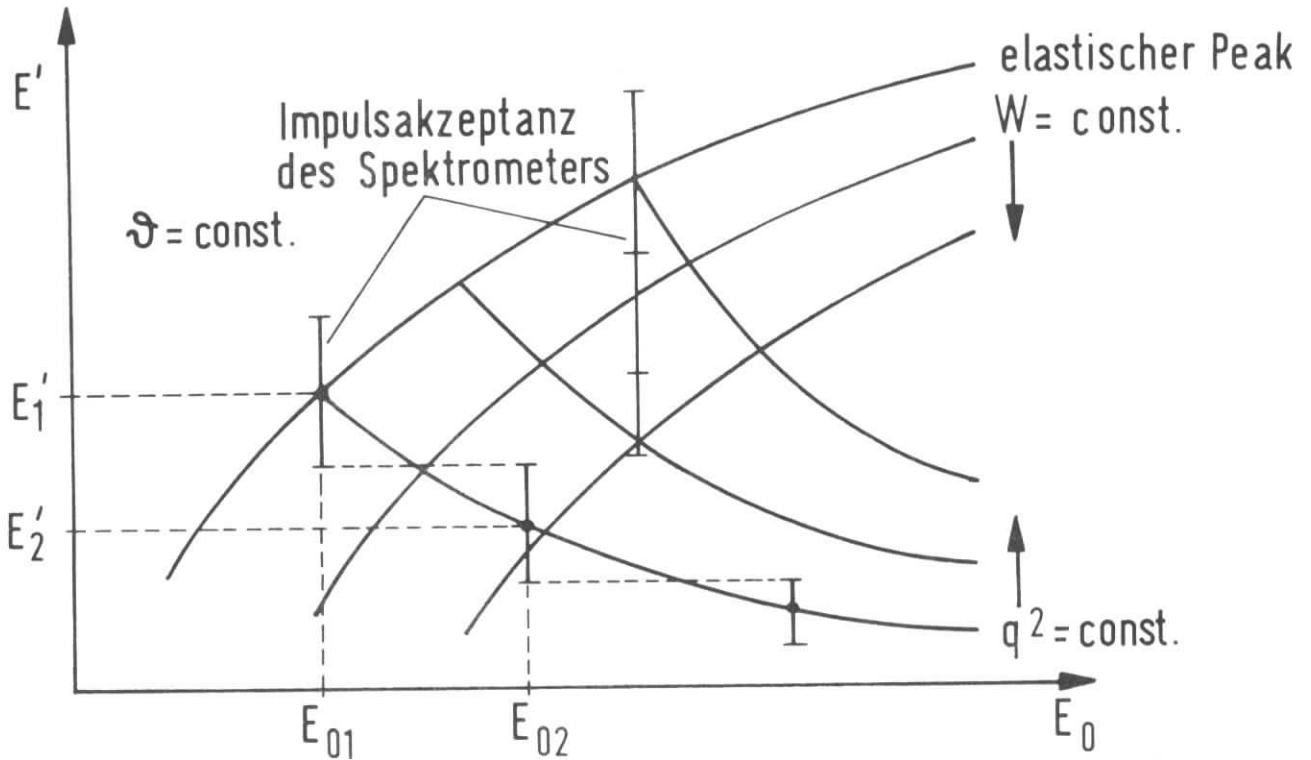


Abb.5

Eine wesentliche experimentelle Komplikation gegenüber den Messungen bei fester Primärenergie ergab sich infolge des höheren Massenbereichs aus dem starken Ansteigen des Untergrundes bei kleinen Sekundärimpulsen (≈ 600 MeV/c) (Abb. 6), der mit umgepoltem Spektrometer gemessen wurde und von dem man annahm, daß er symmetrisch in Positronen und Elektronen ist. Dessen Bestimmung wurde noch dadurch erschwert, daß der Schauerzähler in diesem Bereich ($W > 2$ GeV) zur Teilchendiskriminierung nahezu unbrauchbar wurde (vgl. III.2).

In einem zweidimensionalen Diagramm von TOF- und Cerenkovspektrum (Abb. 3) sieht man, daß Ereignisse mit falschem Timing vorzugsweise zu kleiner Cerenkovamplitude gehören. Von den echten Ereignissen im Timing-Peak wurde, wie in Abb. 3 angedeutet, eine mittlere Zufälligenrate abgezogen. Das daraus resultierende Cerenkovspektrum zeigte dann wieder das charakteristische Aussehen (in Abb. 3 gestrichelt).

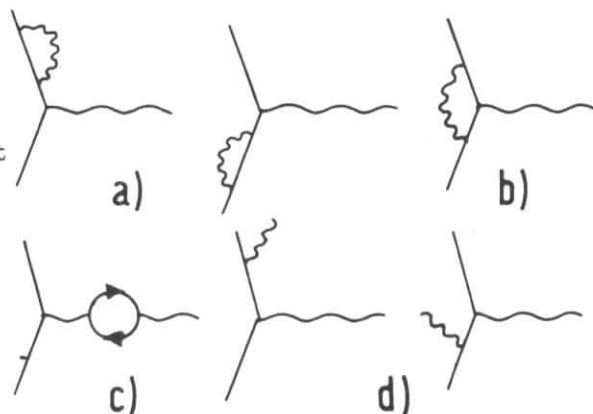
In Elektroneneinstellungen trat dieser starke Anstieg der Zufälligenrate des Cerenkovzählers erst bei höheren Massen auf. Dies läßt sich vermutlich auf einen hohen π^- -Untergrund in den Masterzählern infolge Mehrfachpionproduktion zurückführen.

Das geschilderte Verfahren der Untergrundsubtraktion ist natürlich nur brauchbar, wenn keine Asymmetrie zwischen Elektronen und Positronen durch irgendwelche apparativen Effekte vorgetäuscht wird. Beim Vergleich einer Elektronen- und Positronenmessung mit ~5 mm Blei vor der Eintrittsöffnung des Spektrometers, ließ sich keine Andeutung dafür feststellen.

Zur Bestimmung der echten inelastischen Zählrate wurden wiederum Leertargetmessungen durchgeführt. Wie bei den Messungen bei konstanter Primärenergie wurde auch hier der inelastische Wirkungsquerschnitt relativ zum elastischen bei $q^2 = 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ bestimmt.

3. Strahlungskorrektur

Da Elektronen infolge γ -Emission in die Spektrometerakzeptanz hinein- bzw. herausgestreut werden, muß man die Zählrate auf diese "Strahlungsverluste" korrigieren. Dabei müssen Prozesse berücksichtigt werden, die sich in erster Ordnung durch die Graphen a - d beschreiben lassen.



Diese Strahlungskorrektur ist generell für jeden Streuprozess, bei dem nicht alle Teilchen und Photonen nachgewiesen werden, erforderlich und meist der schwierigste Teil der Auswertung.

Nach Nguyen-Ngoc und Perez y Yorba ²⁷⁾ läßt sich der gesuchte Wirkungsquerschnitt $(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'})_0$ aus der Beziehung

$$(20) \quad \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_{gem} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_0 \cdot (1 - \delta) + \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}\right)_{Str.}$$

ermitteln. Der Beitrag der Graphen der Selbstenergie, der Vertexkorrektur und der Vakuumpolarisation (a - c) wurde erstmals von Schwinger ²⁸⁾ für die Potentialstreuung berechnet. Bei der Berechnung von δ müssen zur Vermeidung der Infrarotdivergenz auch Prozesse (d) berücksichtigt werden, bei denen reelle Photonen der Energie $k \lesssim \Delta E$ emittiert werden.

Die Schwingerkorrektur δ wurde in dieser Arbeit nach Yennie, Frautschi, Suura ²⁹⁾ berechnet

$$(21) \quad \delta = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \log \left(\frac{\Delta E^2}{E_0 E'} \right) \left(\log \left(\frac{-q^2}{m^2} \right) - 1 \right) - \frac{1}{2} \left(\log \frac{E_0}{E'} \right)^2 + \frac{13}{6} \log \left(\frac{-q^2}{m^2} \right) - \frac{28}{9} \right\}$$

Die Graphen d beschreiben Prozesse, bei denen das Elektron nach bzw. vor dem Streuakt ein Photon emittiert. Das bedeutet, daß ein Elektron, das zum Wirkungsquerschnitt in B beiträgt (Abb. 7), zu einem elastischen oder inelastischen Streuakt mit größerem E' bzw. kleinerem E_0 gehört.

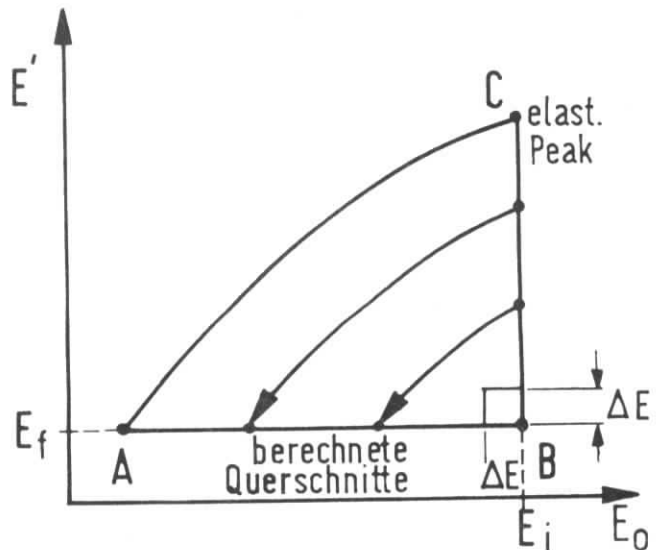


Abb. 7

Dies wird durch den Strahlungsschwanz $(d^2\sigma/d\Omega dE')$ _{Str.} in (20) für Photonen der Energie $k > \Delta E$ berücksichtigt. Er läßt sich nach ²⁷⁾ schreiben als

$$(22) \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\text{Str.}} = \int_0^{E_i - \Delta E} K_B(E_i, E_i') \sigma(E_i', E_f) dE_i' + \int_{E_f + \Delta E}^{\infty} K_A(E_f', E_f) \sigma(E_i, E_f') dE_f'$$

wobei $\sigma(E_i, E_f)$ der strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt im Punkt (E_i, E_f) (Abb. 7) ist. Die Integralkerne K_B, K_A geben die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron vor bzw. nach dem Streuakt ein Photon der Energie $k = E_i - E_i'$ bzw. $k = E_f' - E_f$ ($k > \Delta E$) emittiert. Die zunächst künstlich erscheinende Aufspaltung der Prozesse d in weiche und harte Photonen, charakterisiert durch den Abschneideparameter ΔE , wurde aus rechentechnischen Gründen eingeführt, um eine Divergenz der Integrale für $k \rightarrow 0$ zu vermeiden. Dieses Verfahren führt dazu, daß sich die divergenten Anteile bei der Berechnung von δ gerade herausheben. Der Abschneideparameter ist so zu bestimmen, daß die resultierende Korrektur, die am gemessenen Wirkungsquerschnitt anzubringen ist, unabhängig von ΔE wird. Dies wurde hier mit $\Delta E \approx 20$ MeV erreicht.

Die Formel zur Berechnung des Strahlungsschwanzes von Bjorken ³⁰⁾ ist in erster Näherung (22) äquivalent ⁹⁾. Eine andere Formulierung von (20) stammt von Meister und Griffy ³¹⁾. Diese Autoren spalten die Strahlungskorrektur in einen "Soft"- und einen "Hard"-Photon Anteil auf, der durch einen Parameter ΔE unterschieden wird. ΔE ist wiederum so zu wählen, daß die Gesamtkorrektur davon unabhängig wird. Das Verfahren von ³¹⁾ unterscheidet sich nur insoweit von dem hier verwendeten, als dort Formfaktoransätze benötigt werden, wodurch es sich wie z.B. bei der quasielastischen e-d Streuung ³²⁾ bequemer anwenden läßt.

Da sich die Integration in (22) auch über den elastischen Wirkungsquerschnitt erstreckt, man diesen aber gut berechnen kann,

weil man die Formfaktoren des Protons kennt, berechnet man (22) in zwei Schritten

$$(22') \quad \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\text{Str.}} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\text{elast.}} + \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{\text{inel.}}$$

Aus (22) ist ersichtlich, daß man die korrigierten Wirkungsquerschnitte im Dreieck ABC (Abb. 7) benötigt, um die Korrektur in B zu berechnen. Da man aber die korrigierten Wirkungsquerschnitte in der Regel nicht kennt, muß man ein Näherungsverfahren zur Berechnung von (22) benutzen, das für eine feste Masse W aus unkorrigierten gemessenen Querschnitten die benötigten korrigierten näherungsweise zu berechnen gestattet. Man erhält damit aus (20) eine erste Näherung für $(d^2\sigma/d\Omega dE')_0$. Indem man diese benutzt, um daraus die Wirkungsquerschnitte in ABC zu approximieren, erhält man aus (22) und (20) eine zweite Näherung für den gesuchten Wirkungsquerschnitt. Dieses Verfahren wird so oft wiederholt, bis sich die anzubringende Korrektur bzw. der korrigierte Wirkungsquerschnitt nicht mehr ändert. Dies wurde nach drei Schritten erreicht.

Zur Interpolation der in (22) benötigten Wirkungsquerschnitte aus den gemessenen wurde zunächst ein Modell von Nagashima³⁵⁾ verwendet, das die q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes im Bereich der ersten Resonanz wiedergibt. Nagashima erhielt auf der Basis des Isobarenmodells, wobei er Dominanz des M_{1+} Multipols annahm und den $N \rightarrow N^*$ Übergangsfaktor durch den Nukleonformfaktor approximierte:

$$(23) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{M}{\pi W} E_0 E' \frac{\alpha}{3} \left(\frac{\lambda}{m_\pi} \right)^2 \frac{q^2 + (W+M)^2}{q^2} \frac{g(W)}{W} f(s, q^2)$$

$$\text{mit } f(s, q^2) = 1 - \frac{q^2 + W^2 - M^2}{2ME_0} + \frac{1}{4M^2 E_0^2} \left[\frac{1}{2} (q^2 + W^2 - M^2)^2 + M^2 q^2 \right]$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{(1 + q^2 / .71)^2}$$

Der Term $g(W)$ berücksichtigte ursprünglich die endliche Breite der ersten Resonanz. Sie wurde hier gleich 1 gesetzt. An (23) wurde zusätzlich ein Polynom in q^2 so angebracht, daß experimentelle Wirkungsquerschnitte auch für höhere Massen befriedigend wiedergegeben wurden.

Ein Verfahren, das die Beziehung (15) zur Interpolation ausnutzt und das für die Messungen bei konstantem q^2 allein angewendet wurde, ergab eine recht gute Übereinstimmung der korrigierten Wirkungsquerschnitte mit obiger Methode. Wie in Ref. 10) gezeigt, ist der Exponent b in (15) bis zu 1.8 GeV eine nahezu lineare Funktion der invarianten Masse W . Bei der Berechnung der Strahlungskorrektur wurde b linear auf $W = 3$ GeV extrapoliert. Um den Einfluß dieser Extrapolation auf den Wirkungsquerschnitt zu untersuchen, wurde b für $W > 1.8$ GeV um den Faktor 2 reduziert bzw. erhöht. Dies führte zu einer Änderung der Wirkungsquerschnitte für $W > 1.8$ GeV um maximal 3%. Die Strahlungskorrektur für hohe Massen ist daher weitgehend unempfindlich gegenüber einer Unsicherheit in der Berechnung der dazu benötigten Wirkungsquerschnitte (vgl. Abb. 7). Dies bedeutet, daß der Hauptbeitrag zur Strahlungskorrektur bei hohen Massen vom Strahlungsschwanz des elastischen Peaks und der ersten Resonanz kommt. Der Beitrag der Massen zwischen 1.3 und 1.8 GeV ist dagegen beträchtlich geringer, da q^2 von A nach B zu- und der Wirkungsquerschnitt abnimmt.

Zur Auswertung des inelastischen Strahlungsschwanzes wurden Integralkerne von Allton³³⁾ verwendet:

$$(24) \quad K_B(E_i, E_i') = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ g(\psi_1) \log\left(\frac{-q^2}{m^2}\right) + 2(1-\psi_1) \log\left(\frac{2}{m}\right) - \psi_1 \right\} \frac{\eta^2}{E_i - E_i'}$$

$$K_A(E_f, E_f') = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \frac{g(\psi_2)}{\psi_2} \log\left(\frac{-q^2}{m^2}\right) - 2(1-\psi_2) \log\left(\frac{2}{m}\right) - \psi_2 \right\} \frac{1}{E_f' - E_f}$$

$$\begin{aligned} \text{mit } g(\psi) &= \frac{1}{2}(1 + \psi^2) \\ \psi_1 &= E_1'/E_i \\ \psi_2 &= E_f/E_f' \\ \eta &= \left(1 + 2\frac{E_0}{M}\sin^2\theta/2\right)^{-1} \end{aligned}$$

Diese wurden unter der Annahme berechnet, daß der Hauptbeitrag der Graphen d davon kommt, daß das Photon jeweils in Bewegungsrichtung des Elektrons emittiert wird (Peakingnäherung). Dies bedeutet, daß man nur die Beiträge der Massen längs AB und CB zum Wirkungsquerschnitt in B berücksichtigt (Abb. 7). Ein Vergleich des elastischen Strahlungsschwanzes nach der Peakingmethode mit der exakteren Berechnung nach Mo-Tsai³⁴⁾ ergab, daß diese Annahme weitgehend gerechtfertigt ist. Die höchste Abweichung von etwa 4% im Wirkungsquerschnitt ergab sich bei hohen Massen für $q_{1236}^2 = 5.84 \text{ (GeV/c)}^2$.

Für die Messungen bei konstanter Primärenergie wurde der gesamte Strahlungsschwanz nach Allton berechnet, bei festem Impulsübertrag jedoch nur der inelastische. Der elastische Strahlungsschwanz für $q^2 = \text{const.}$ wurde dagegen nach der genaueren Formel von Mo-Tsai³⁴⁾ berechnet.

Die Integralkerne von Meister und Griffy³¹⁾ unterscheiden sich etwas von den hier benutzten. Da aber die Übereinstimmung bei Verwendung der Kerne von Allton, der den Rückstoß des Targetkerns berücksichtigt, im Falle des elastischen Strahlungsschwanzes mit der genaueren Rechnung von Mo-Tsai in diesem kinematischen Bereich im Mittel besser zu sein schien, wurde den Kernen von Allton auch bei der Berechnung des inelastischen Strahlungsschwanzes der Vorzug gegeben. Die Kerne von Hand¹³⁾ und Mo-Tsai³⁴⁾ (Peakingnäherung), bei denen der Rückstoß des Targets vernachlässigt wurde, unterscheiden sich daher nur unwesentlich von den hier benutzten.

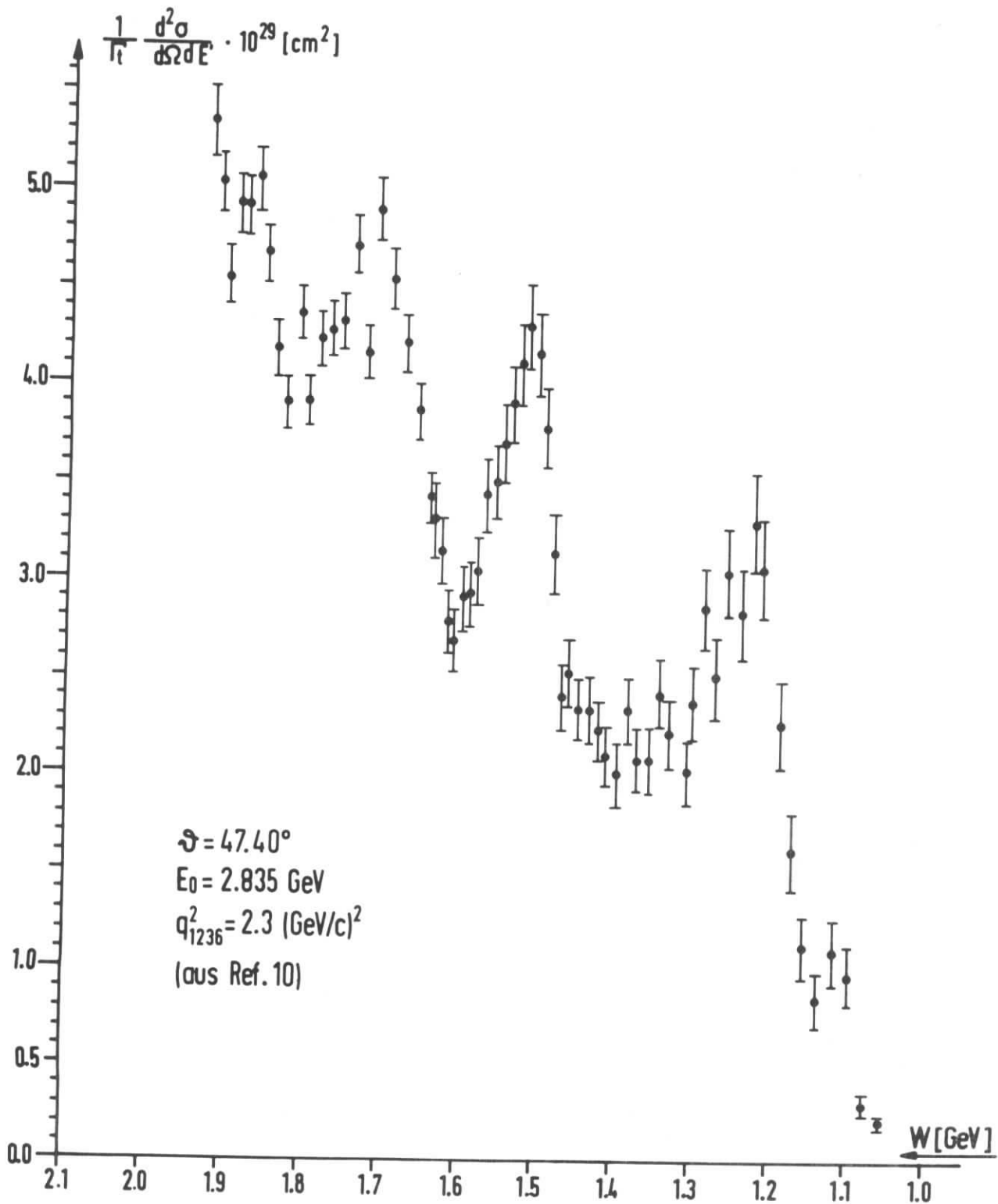


Abb. 8

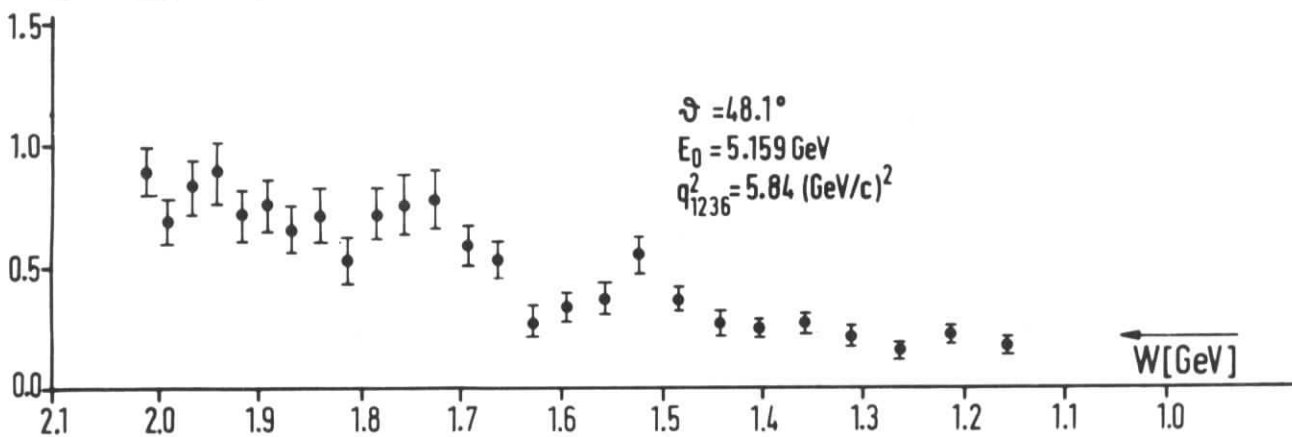
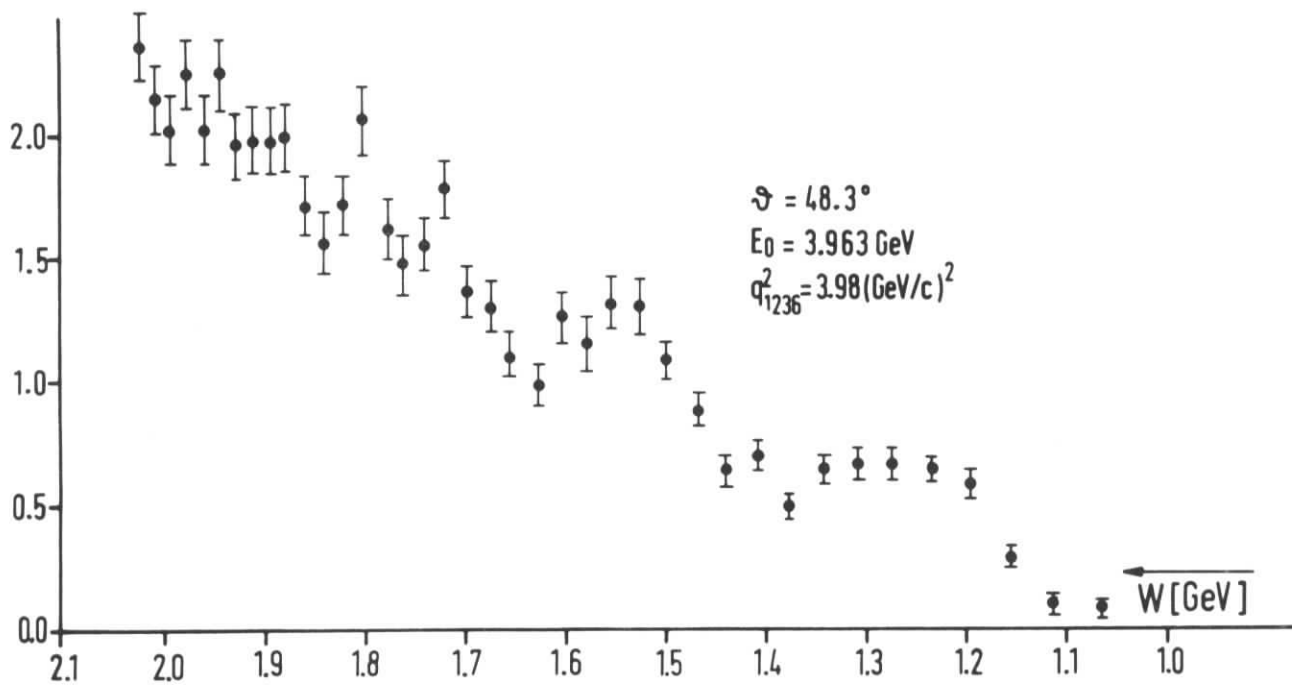
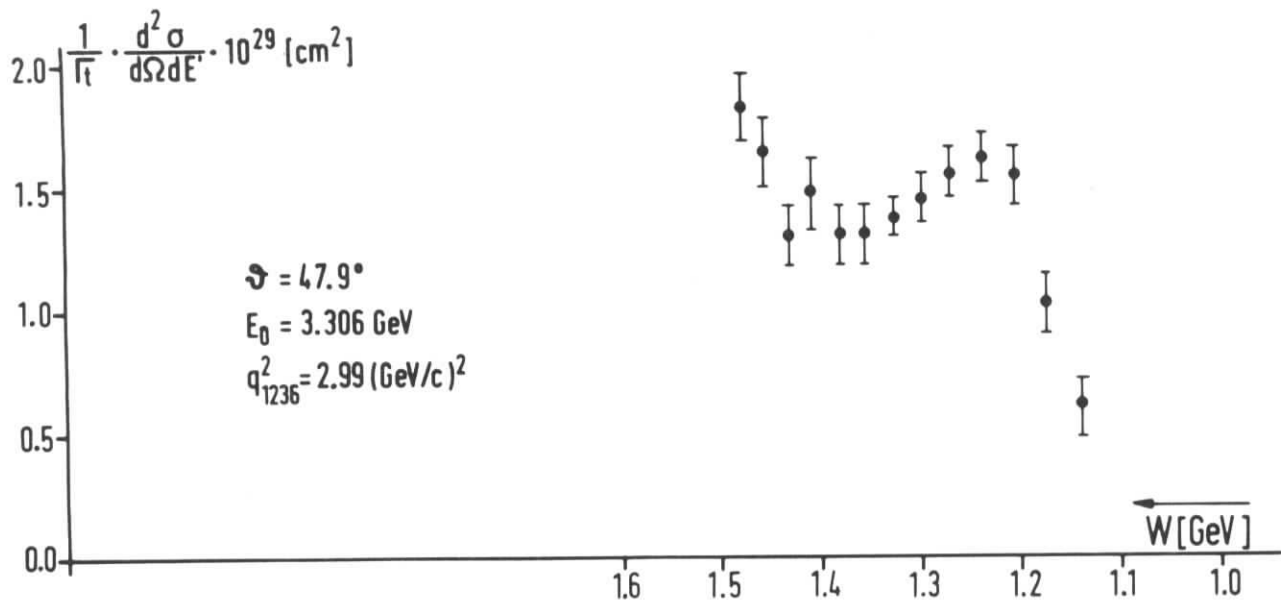


Abb. 9

V. Ergebnisse

1. Messungen bei fester Primärenergie

In den Abb. 8 und 9 ist der Wirkungsquerschnitt dividiert durch Γ_t über W aufgetragen. Daraus ist ersichtlich, daß die Resonanzstruktur mit steigendem Impulsübertrag stark zurückgeht. Für $q_{1236}^2 = 5.84 \text{ (GeV/c)}^2$ ist die erste Resonanz nahezu völlig verschwunden. Während der elastische Formfaktor von $q^2 = 3 \text{ (GeV/c)}^2$ nach $q^2 = 6 \text{ (GeV/c)}^2$ etwa um den Faktor 3.2 abfällt, kann man feststellen, daß der Formfaktor W_2 um einen Faktor ~ 10 zurückgeht, wenn man beachtet, daß für die erste Resonanz $\sigma_\ell \approx 0$ angenommen werden darf⁷⁾. W_2 wurde dabei aus dem Wert des Wirkungsquerschnitts im Maximum einschließlich des Untergrundes abgeschätzt. Da die Spektren aber auch noch nichtresonanten Untergrund enthalten, heißt dies, daß der γNN^* -Übergangsformfaktor bei steigendem q^2 stärker abfällt als der Nukleonformfaktor. Ein ähnliches Ergebnis erhielten auch Bartel et al.⁸⁾.

Die Wirkungsquerschnitte und die zugehörigen kinematischen Größen sind zusammen mit der Strahlungskorrektur in Tab. 1 - 3 aufgeführt. Die Strahlungskorrektur liegt bei hohen Massen von $W \sim 2 \text{ GeV}$ ($q_{2000}^2 = 4.24 \text{ (GeV/c)}^2$) in der Größenordnung von nur 5%. Dies mag daran liegen, daß der Wirkungsquerschnitt für niedrigere Massen, die den Hauptbeitrag zur Korrektur liefern, mit steigendem q^2 stärker abfällt als der für hohe Massen (vgl. Abb. 12), so daß sich die Beiträge des Strahlungsschwanzes und der Soft-Photonkorrektur gerade kompensieren. Der Beitrag des elastischen Strahlungsschwanzes ist in diesem kinematischen Bereich infolge des starken Abfalls des Nukleonformfaktors sehr gering. Im Gegensatz dazu beträgt die Strahlungskorrektur bei kleinem Impulsübertrag (vgl. ¹⁰⁾) 30% und mehr, wie man aus den Spektren bei konstantem q^2 ersehen kann.

In Abb. 10 ist $1/\Gamma_t \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \frac{G_{MP}^2(0)}{G_{MP}^2(q^2)}$ für die erste Re-

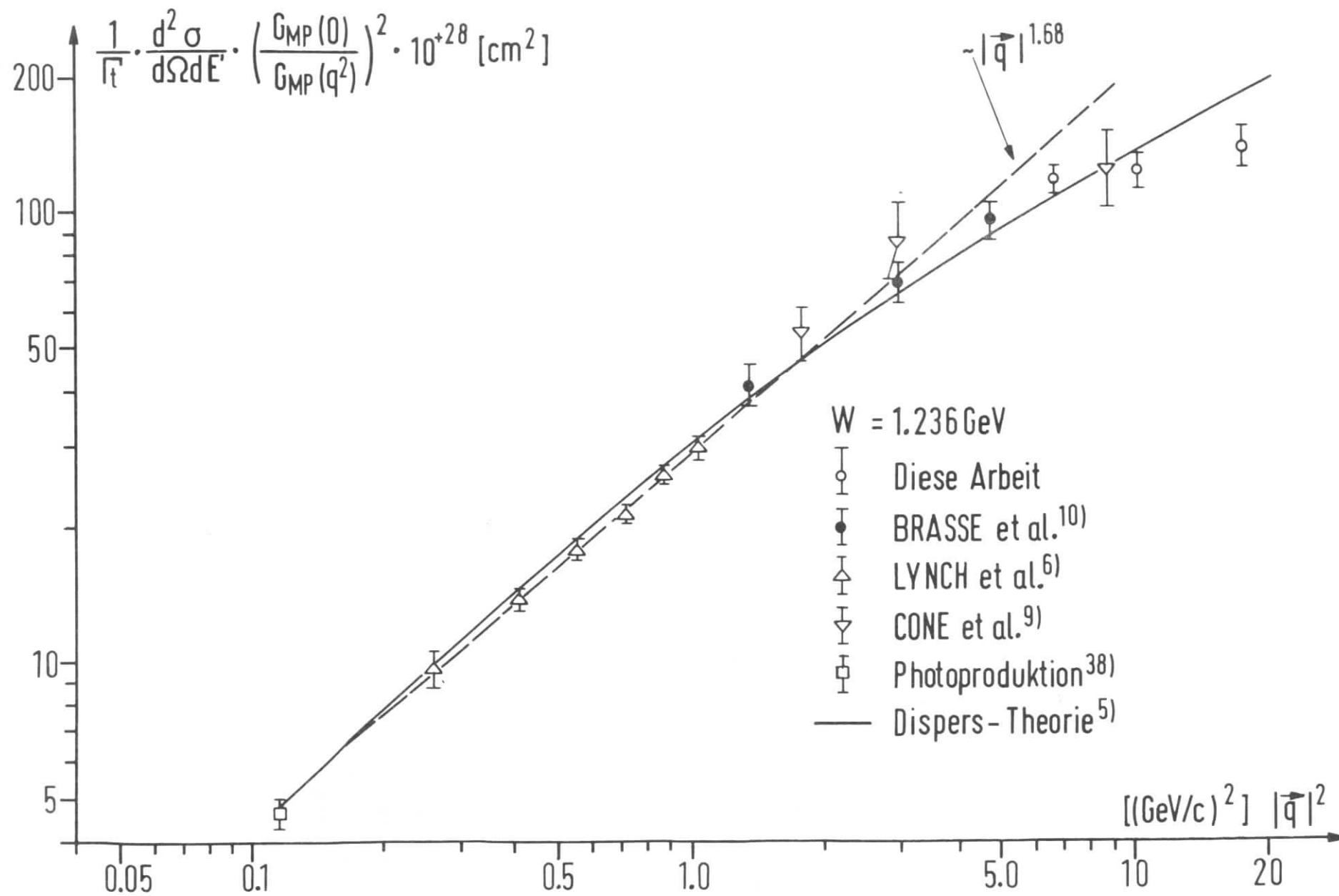
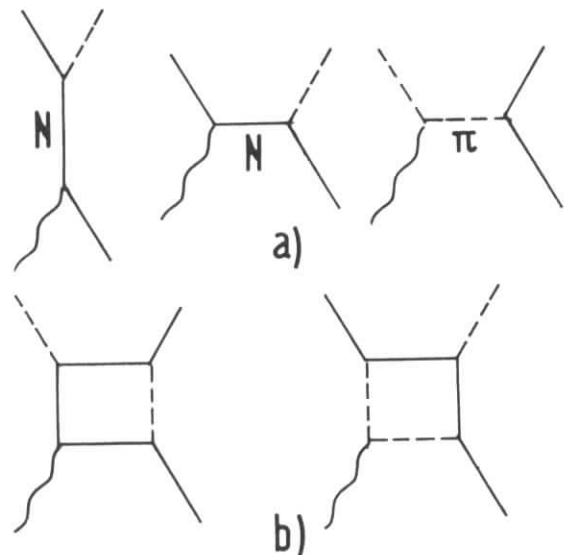


Abb.10

sonanz im doppellogarithmischen Maßstab über $|\vec{q}|^2$ aufgetragen. Von den Daten von Lynch et al. ⁶⁾ im Bereich $0.1 \leq q^2 \leq 0.6$ (GeV/c)² bei denen σ_t und σ_q getrennt wurden, ist lediglich der transversale Anteil des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt worden. Der Meßwert für die Photoproduktion ist der Caltech-Datensammlung ³⁸⁾ entnommen. Da die erste Resonanz durch einen magnetischen Dipol- bzw. einen elektrischen Quadrupolübergang (M_{1+} bzw. E_{1+}) angeregt werden kann, würde man nach (11') ein Schwellenverhalten $\sim |\vec{q}|^2$ vermuten. Der tatsächliche Verlauf ist bis $|\vec{q}|^2 = 3$ (GeV/c)² etwa $\sim |\vec{q}|^{1.68}$ und damit in mäßiger Übereinstimmung mit obigem. Jedoch ist selbst diese schon überraschend, bedenkt man die Beimischung nichtresonanten Untergrundes und den Einwand in I.3. Für $|\vec{q}|^2 > 3$ (GeV/c)² zeigt der bislang lineare Verlauf bei den hier gemessenen hohen Impulsüberträgen eine deutliche Abweichung von der Linearität.

Die ausgezogene Kurve gibt die Ergebnisse einer dispersions-theoretischen Rechnung von Gutbrod und Simon ⁵⁾ wieder. Diese Autoren berücksichtigten bei der Rechnung der Multipolamplituden M_{1+}, E_{1+} drei Einteilchen-

austauschgraphen, bei denen ein Nukleon bzw. ein Pion ausgetauscht wird. Zusätzlich wurden nebenstehende Störungsdiagramme 4. Ordnung einbezogen. Während die Bornsterme (a) den nichtresonanten Anteil liefern, tragen die Diagramme b nur zur resonanten M_{1+} -Amplitude bei. Die Ankopplung des Photons wurde durch on-shell Formfaktoren beschrieben. Der Pionformfaktor wurde



gleich dem des Nukleons gesetzt. Die Multipolamplituden sind so normiert, daß sie für $q^2 = 0$ in den statischen Wert von CGLN ¹⁶⁾ übergehen. Die bei Gutbrod und Simon definierten Formfaktoren F_{M1} bzw. F_{M17} wurden für einige q^2 -Werte berechnet und dann durch

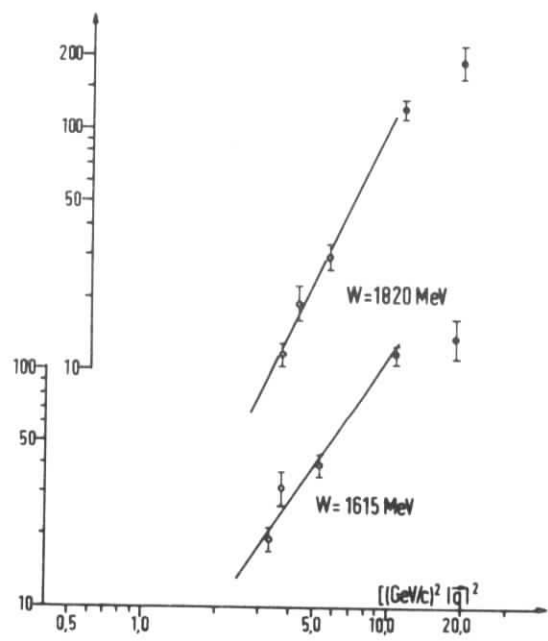
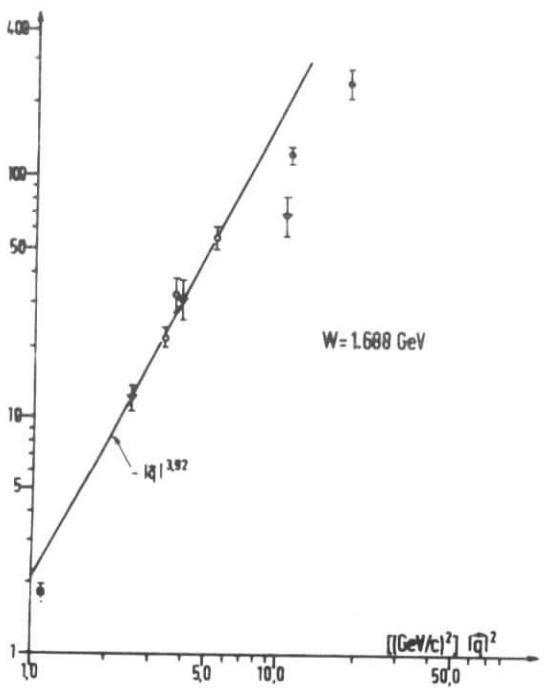
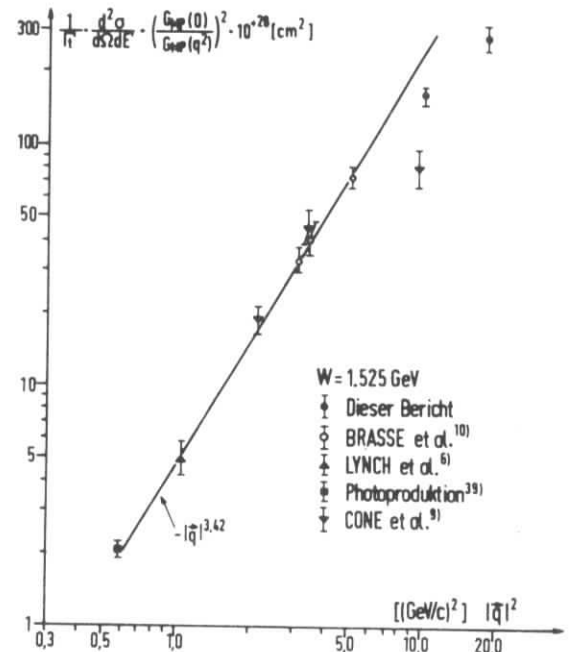
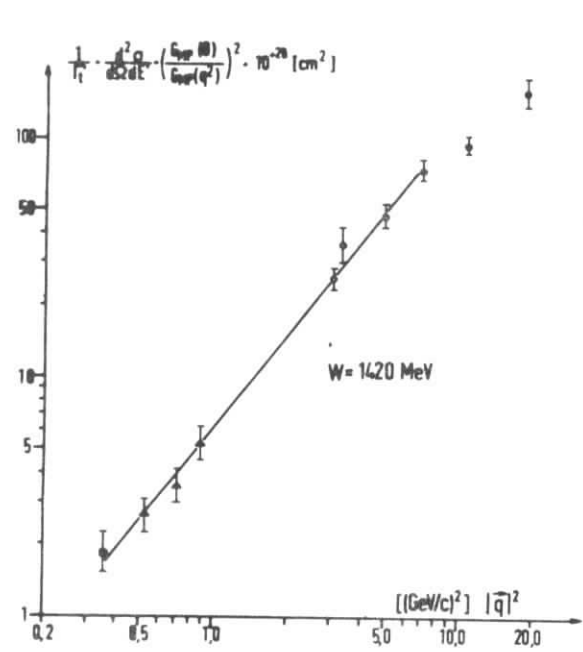


Abb. 11

einen Linpolfit in q^2 mit einem cut-off Parameter Λ interpoliert. Da Λ eine leichte q^2 -Abhängigkeit besitzt, kann der berechnete Wirkungsquerschnitt für hohe Impulsüberträge um etwa 10% ³⁶⁾ schwanken. Eine weitere Unsicherheit bleibt außerdem noch der Pionformfaktor. Sollte er mit steigendem q^2 stärker abfallen als der Nukleonformfaktor, könnte er für hohe q^2 die Rechnung etwas beeinflussen. Der Pionformfaktor geht jedoch nur mit einem Anteil von etwa 15% in den Wirkungsquerschnitt ein. Abgesehen von dieser Unsicherheit stimmt die Rechnung obiger Autoren gut mit den experimentellen Daten überein.

Die Rechnung von Zagury ⁴⁾, ebenfalls auf dispersionstheoretischer Basis, zeigt schon bei mittleren Impulsüberträgen beträchtliche Abweichungen von den Messungen, ebenso die Vorhersage aus unitären Symmetriegruppen. Da sich dies schon in Ref. 10) ergab, wurde auf die graphische Darstellung der erwähnten Vorhersagen in Abbildung 10 verzichtet.

In Abb. 11 wurde dieselbe Auftragung wie oben für einige weitere resonante und nichtresonante Massen gewählt. Auch hier deutet sich eine Abweichung von der Linearität für die hohen Impulsüberträge an. Der Zwischenzustand mit der Masse 1.525 GeV, der, wie man aus der Photoproduktion weiß, im wesentlichen durch einen elektrischen Dipolübergang angeregt wird, sollte im Bereich kleiner Dreierimpulsüberträge nach (11) ein Verhalten $\sim |\vec{q}|^0$ zeigen. Der gemessene Verlauf ist jedoch $\sim |\vec{q}|^{3.42}$. Ein longitudinaler Übergang sollte ein Schwellenverhalten $\sim |\vec{q}|^2$ aufweisen. Keine der Vorhersagen stimmt jedoch mit dem Experiment überein. Ähnlich verhält es sich mit der Masse $W = 1.688$ GeV, bei der ein elektrischer Quadrupolübergang dominiert. Der erwartete Verlauf $\sim |\vec{q}|^2$ ist ebenfalls im Widerspruch zur gemessenen Abhängigkeit $\sim |\vec{q}|^{3.92}$ 10).

Die mangelhafte Übereinstimmung zwischen dem durch (11) beschriebenen Schwellenverhalten und der gemessenen Abhängigkeit, die

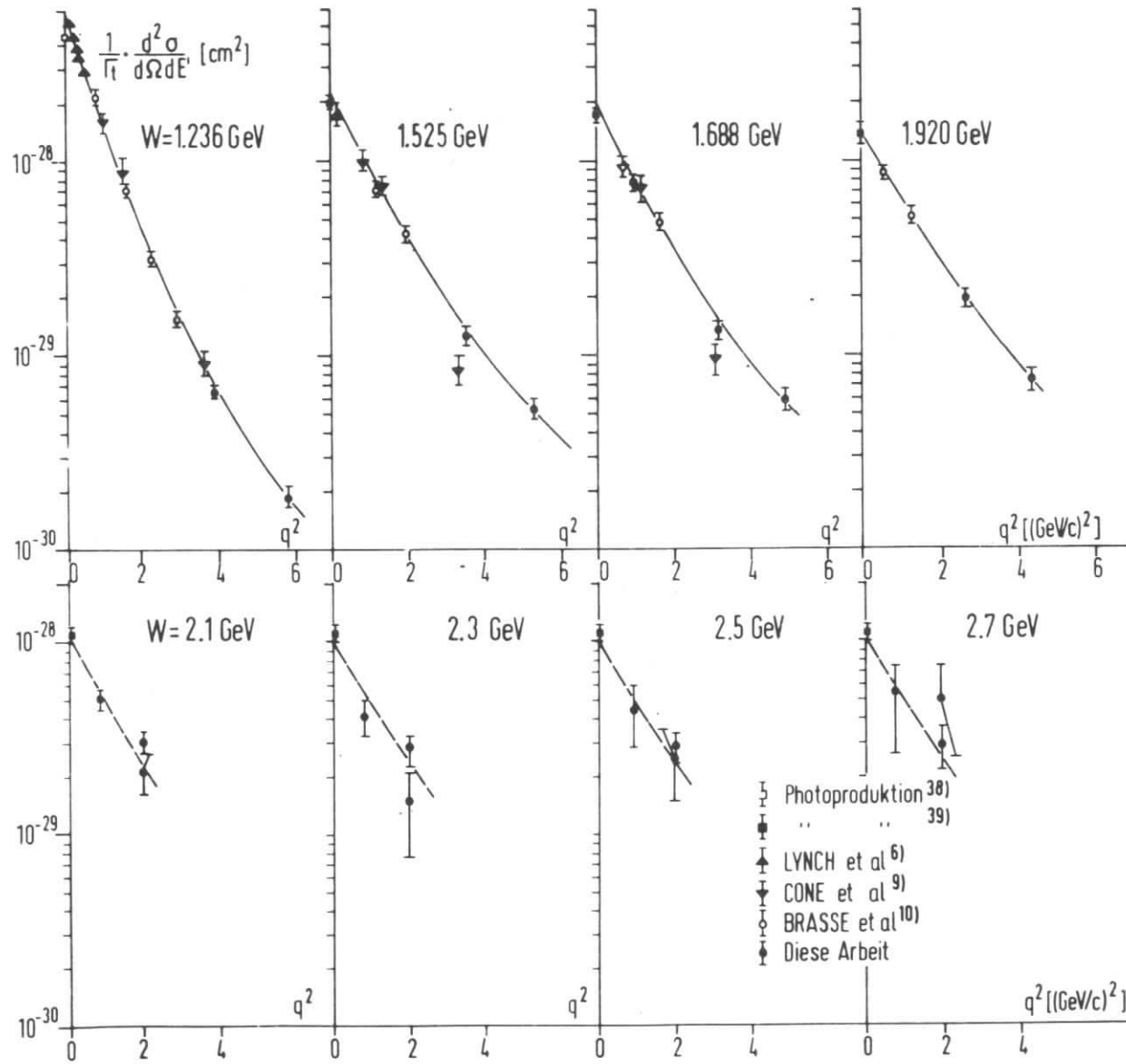


Abb. 12

zumindest eine gewisse Ähnlichkeit mit (11) aufweist, läßt sich gegebenenfalls durch eine Beimischung anderer nichtresonanter Drehimpulszustände interpretieren. Außerdem ist die Art der Multipolübergänge für hohe Massen nicht genau bekannt. Zusätzlich entfernt man sich mit steigendem W immer weiter von $|\vec{q}| \approx 0$, in dessen Umgebung das Schwellenverhalten allenfalls zu erwarten wäre.

Die bisherige Auftragung der Daten über $|\vec{q}|^2$ war insbesondere durch bekannte Abhängigkeiten, die eine dominierende Rolle spielen könnten und durch das Schwellenverhalten nahegelegt. Da man dessen Gültigkeit für die hohen Impulsüberträge, wie oben schon angedeutet, erst recht nicht mehr erwarten kann, wurde für einige Massen $1/\Gamma_t \cdot d^2\sigma/d\Omega dE'$ in halblogarithmischem Maßstab über q^2 aufgetragen (Abb. 12). Die durchgezogenen Kurven sind Parabelfits³⁷⁾ der Meßwerte und wurden linear auf $q^2 = 0$ extrapoliert. Die Daten aus der Photoproduktion wurden nicht in die Fits mit einbezogen, da sich das lineare Verhalten in $|\vec{q}|^2$ für $q^2 \rightarrow 0$ nicht mehr durch eine Parabel in q^2 wiedergeben läßt. Es tritt vielmehr ein Maximum in der Nähe von $q^2 = 0$ auf, das mit zunehmender Masse W immer schwächer ausgeprägt ist. Die lineare Extrapolation der Werte der Elektroproduktion auf $q^2 = 0$ liefert für die Massen $W \geq 1.525$ GeV ziemlich genau die Werte aus der Photoproduktion, die aus Blaskammermessungen mit getagtem γ -Strahl gewonnen wurden³⁹⁾.

Abb. 12 läßt deutlich erkennen, daß der Wirkungsquerschnitt für kleine Impulsüberträge mit steigender Masse abnimmt, während er bei hohen Impulsüberträgen mit steigendem W zunächst ansteigt und dann nahezu konstant bleibt. Für die Massen $W > 2$ GeV, deren Wirkungsquerschnitte den Messungen bei konstantem Impulsübertrag entnommen wurden, scheint dieses Verhalten nicht mehr so deutlich ausgeprägt zu sein. Die gestrichelten Kurven sind frei Hand gezogen. Ihr Verlauf ist parallel zu dem Fit bei $W = 1.920$ GeV.

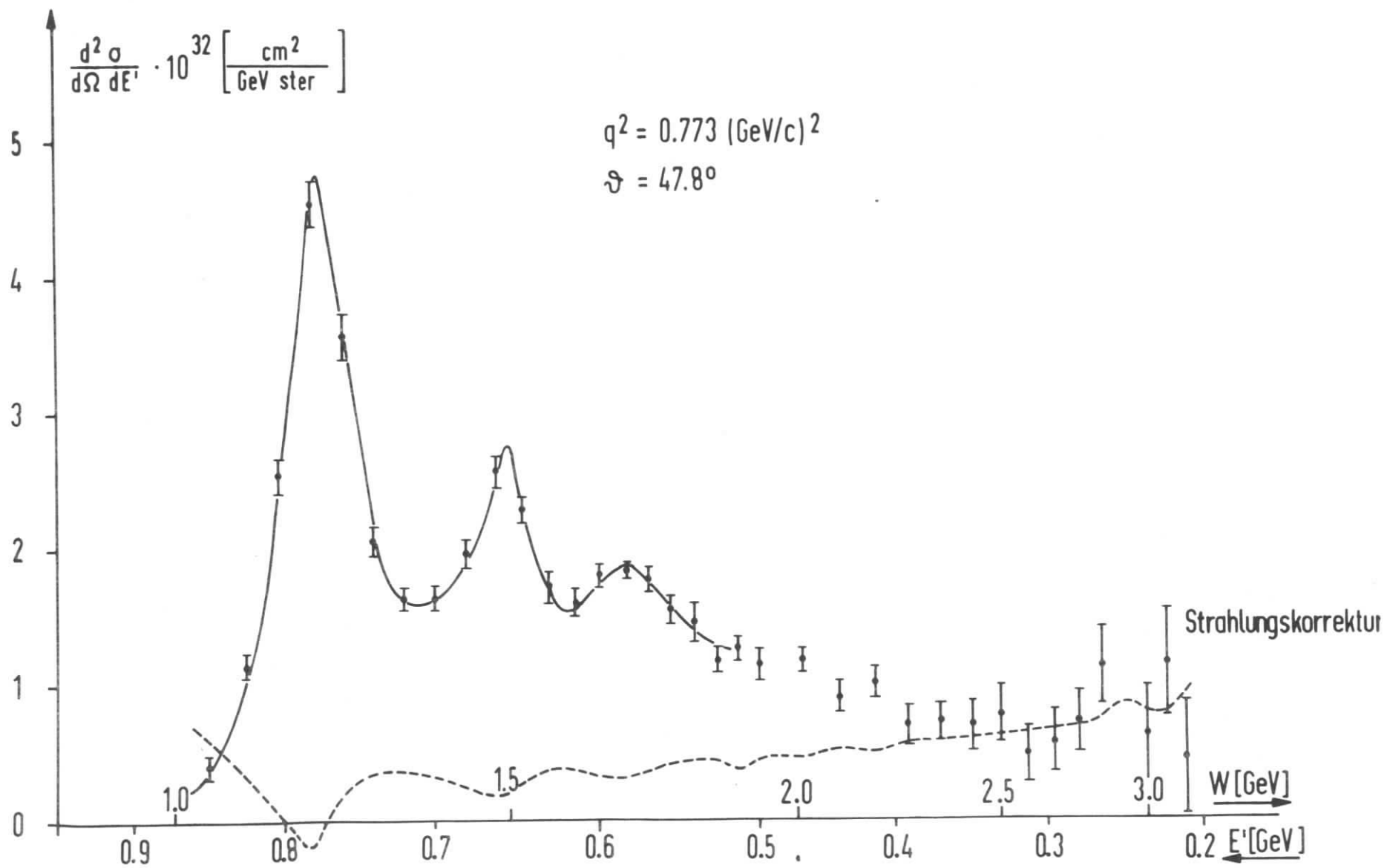


Abb.13

$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \cdot 10^{33} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{GeV ster}} \right]$

$q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$

$\vartheta = 76.0^\circ$

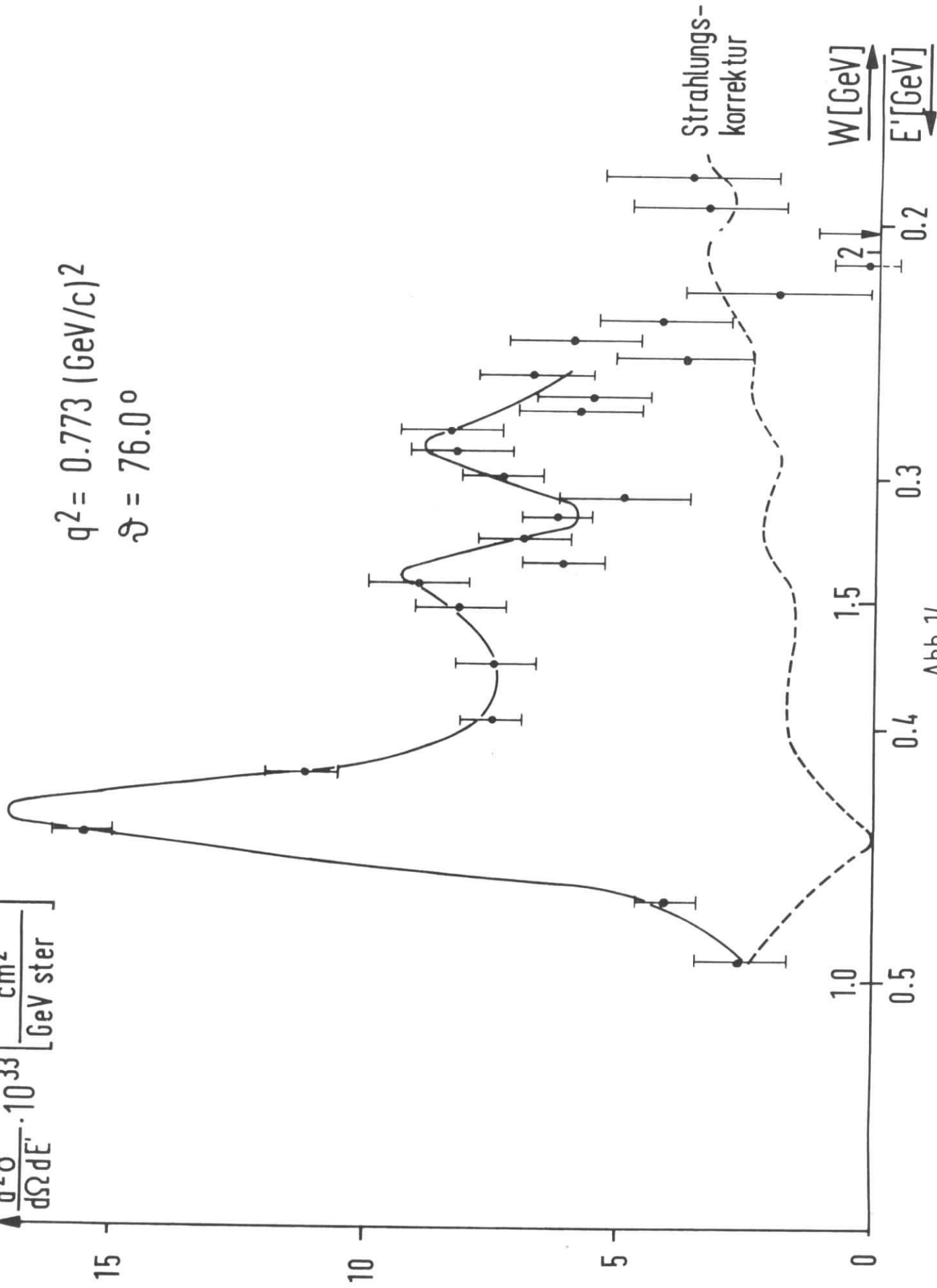
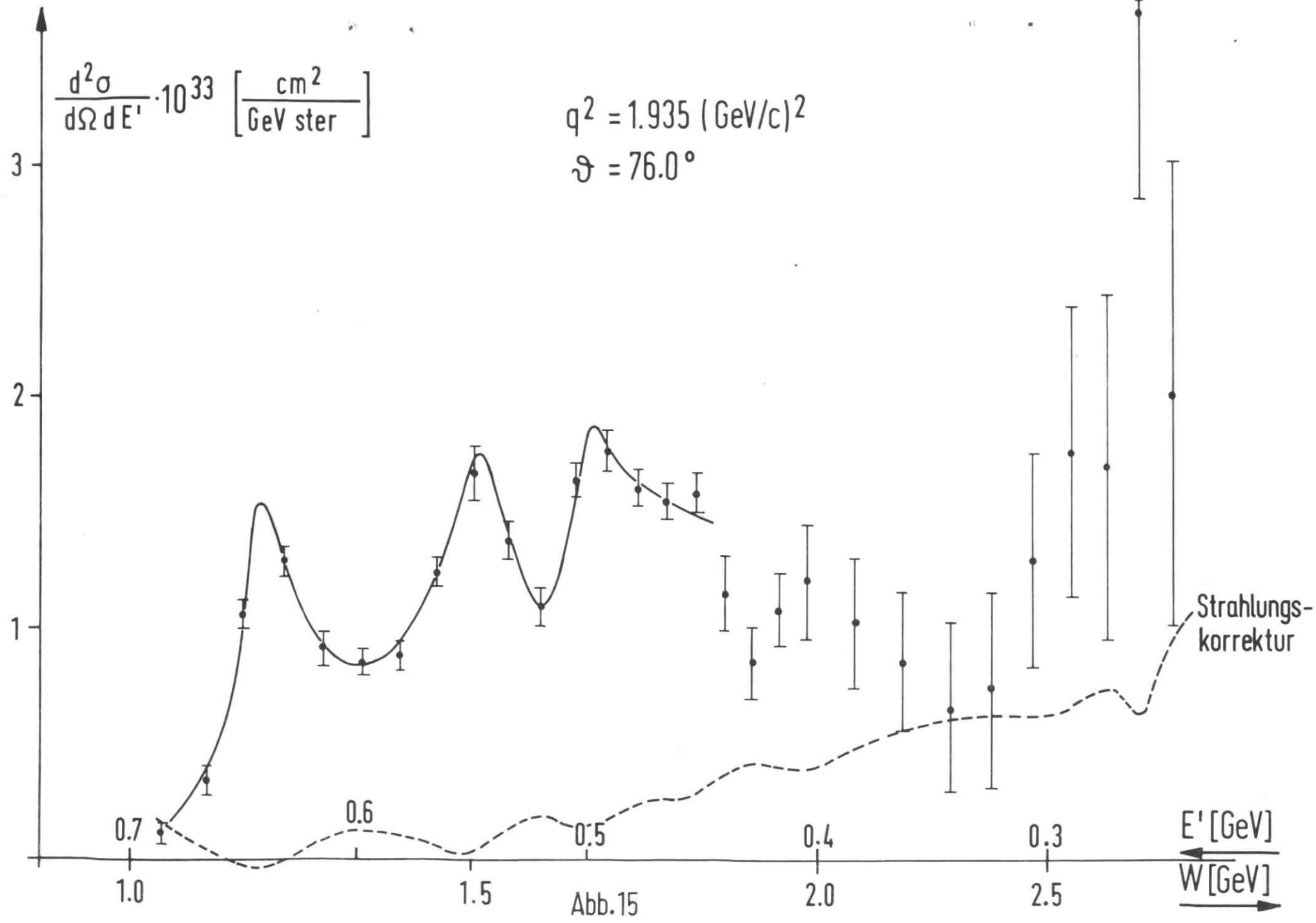


Abb. 14



Für $q^2 = 1.935 \text{ (GeV/c)}^2$ wurden die Meßwerte bei beiden Winkeln eingetragen. In Tab. 4 wurden Wirkungsquerschnitte und kinematische Werte aus den Messungen von ¹⁰⁾ und dieser Arbeit für einige Resonanzen zusammengestellt.

2. Messungen bei festem Impulsübertrag

Die besondere Schwierigkeit dieser Messungen lag, wie schon oben erwähnt, in der richtigen Bestimmung des zu hohen Massen stark ansteigenden Untergrundes. Der Anstieg wurde bei noch höheren Massen wieder bedeutend flacher. Abb. 6 zeigt das gemessene Spektrum nach Subtraktion des Untergrundes für $q^2 = 1.935 \text{ (GeV/c)}^2$, $\lambda = 47.8^\circ$ zusammen mit dem Folienanteil und der Positronenstreu- rate, die sich aus der Flugzeitmessung ergab. Der starke Anstieg des Untergrundes der Positronenrate war bei den anderen drei Spektren gleichfalls mehr oder weniger stark festzustellen. Dies äußert sich im Wirkungsquerschnitt (Abb. 13 - 15) durch ein Minimum bzw. einen starken Abfall, was sich nicht ohne weiteres durch schlecht subtrahierten Untergrund erklären läßt, da sich das TOF-Spektrum zur Bestimmung des Untergrundes in diesem Massenbereich ohne besondere Schwierigkeit auswerten ließ. Die Kurven in den Abbildungen 13 - 15 sind frei Hand durchgezogen, um die Orientierung zu erleichtern.

Die Strahlungskorrektur steigt sehr stark zu hohen Massen an. Sie beträgt bei den höchsten Massenwerten von 2 - 3 GeV bis zu 50% des gemessenen Wirkungsquerschnitts. Dies läßt sich damit erklären, daß der Strahlungsschwanz insbesondere des elastischen Peaks und der ersten Resonanz immer stärker zum Wirkungsquerschnitt in B (Abb. 7) beiträgt, da A mit zunehmender Masse zu kleinerem q^2 wandert (vgl. III.3. Strahlungskorrektur).

In den Tabellen 5 - 8 sind wiederum die kinematischen Größen, die Wirkungsquerschnitte und die Strahlungskorrektur zusammengestellt. (Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega dL'$ wurde mit σ abgekürzt.) Es wurden lediglich die sta-

tistischen Fehler angegeben, da sich eine Abschätzung des systematischen Fehlers der Untergrundsubtraktion und der Strahlungskorrektur äußerst schwer durchführen läßt.

Zur Trennung der Formfaktoren W_2 und W_1 wurde der Verlauf des Wirkungsquerschnitts durch eine Kurve approximiert, um die für hohe Massen starken Schwankungen der Meßwerte auszugleichen. Für $q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$ wurden für die erste Resonanz Ergebnisse von ¹⁰⁾ benutzt, um den Wirkungsquerschnitt im Maximum genauer festzulegen, da dieser die Werte von W_2 und W_1 bei $W \sim 1.220 \text{ GeV}$ empfindlich beeinflußt. Unter Verwendung der Kurvenwerte in der Nähe von Meßpunkten wurde W_2 und W_1 als Funktion von v bzw. W (Abb. 16, 17) bestimmt. Dabei wurde lediglich der statistische Fehler berücksichtigt. Die Trennung wurde für $q^2 = 0.773, 1.935 \text{ (GeV/c)}^2$ nur bis zu einer Masse von $W \approx 1.9$ bzw. 2.5 GeV durchgeführt, da bei $\vartheta = 76^\circ$ und $W > 1.9 \text{ GeV}$ bzw. $W > 2.5 \text{ GeV}$ wahrscheinlich größere systematische Fehler vorliegen.

Der Verlauf von W_2 für $q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$ (Abb. 16) zeigt eine deutliche Resonanzstruktur. Ein Vergleich mit W_1 läßt erkennen, daß W_2 einen zum Teil nicht verschwindenden longitudinalen Beitrag enthält (vgl. (9)). Berechnet man diesen mittels (9), so erhält man einen longitudinalen Anteil, der aber innerhalb der Fehler nahezu überall mit Null verträglich ist.

Die Struktur von W_2 im Bereich der Resonanzen für $q^2 = 1.935 \text{ (GeV/c)}^2$ (Abb. 17) ist weniger ausgeprägt als bei kleinem q^2 . Das Maximum bei $W \sim 2.3 \text{ GeV}$ ist bedingt durch das Minimum im Wirkungsquerschnitt für $\vartheta = 76^\circ$ (Abb. 15). Der Abfall auf Null wird andererseits durch den Anstieg des Wirkungsquerschnitts bei $W \sim 2.5 \text{ GeV}$ hervorgerufen. Der Verlauf von W_1 zeigt im Gegensatz zu W_2 deutlicher die Struktur der ersten drei Nukleon-

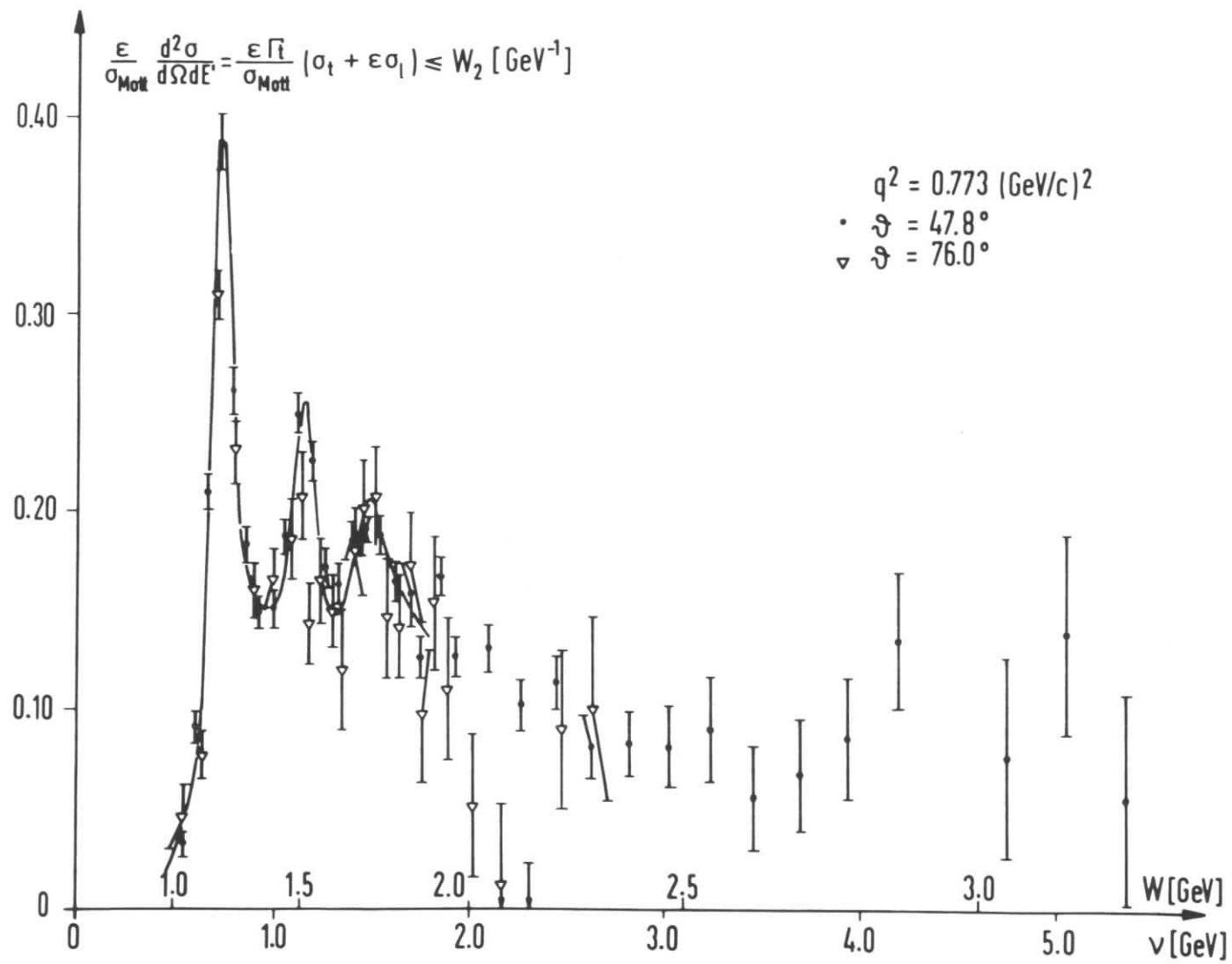


Abb.18

$$q^2 = 0.7773 \text{ (GeV/c)}^2$$

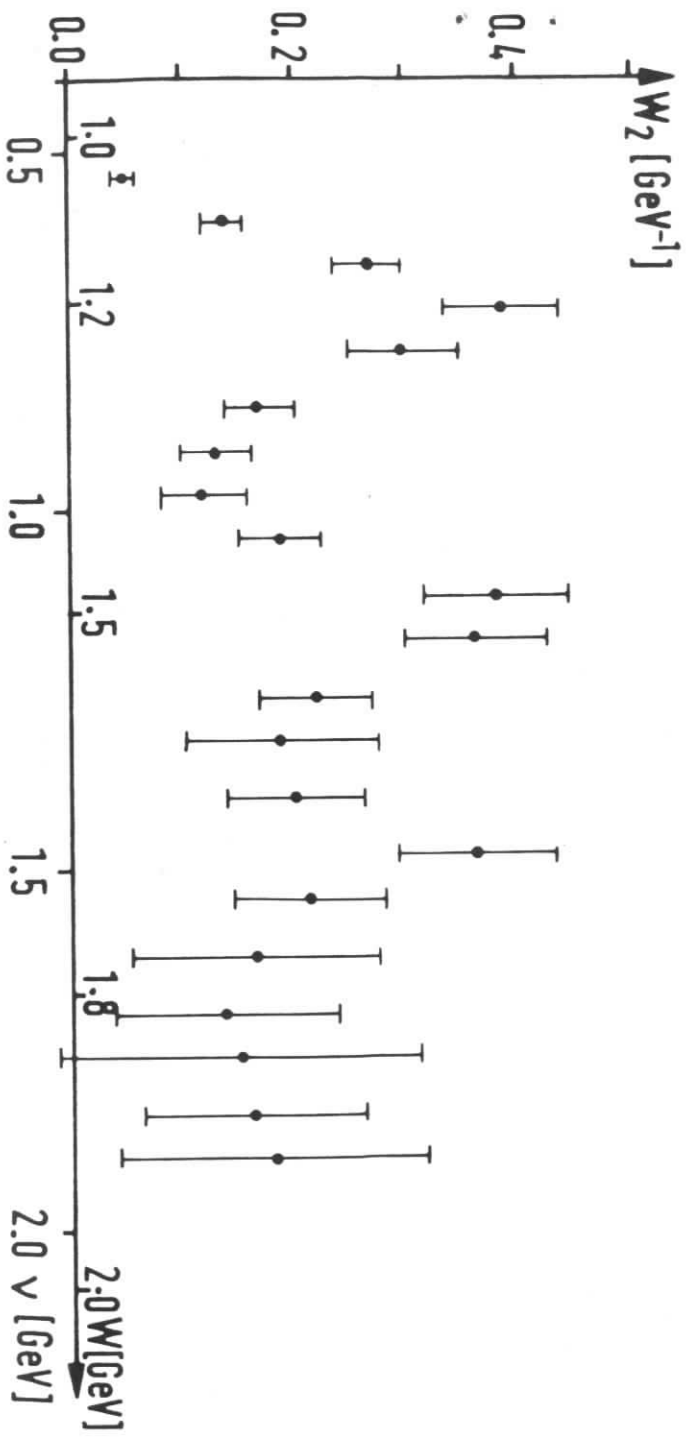
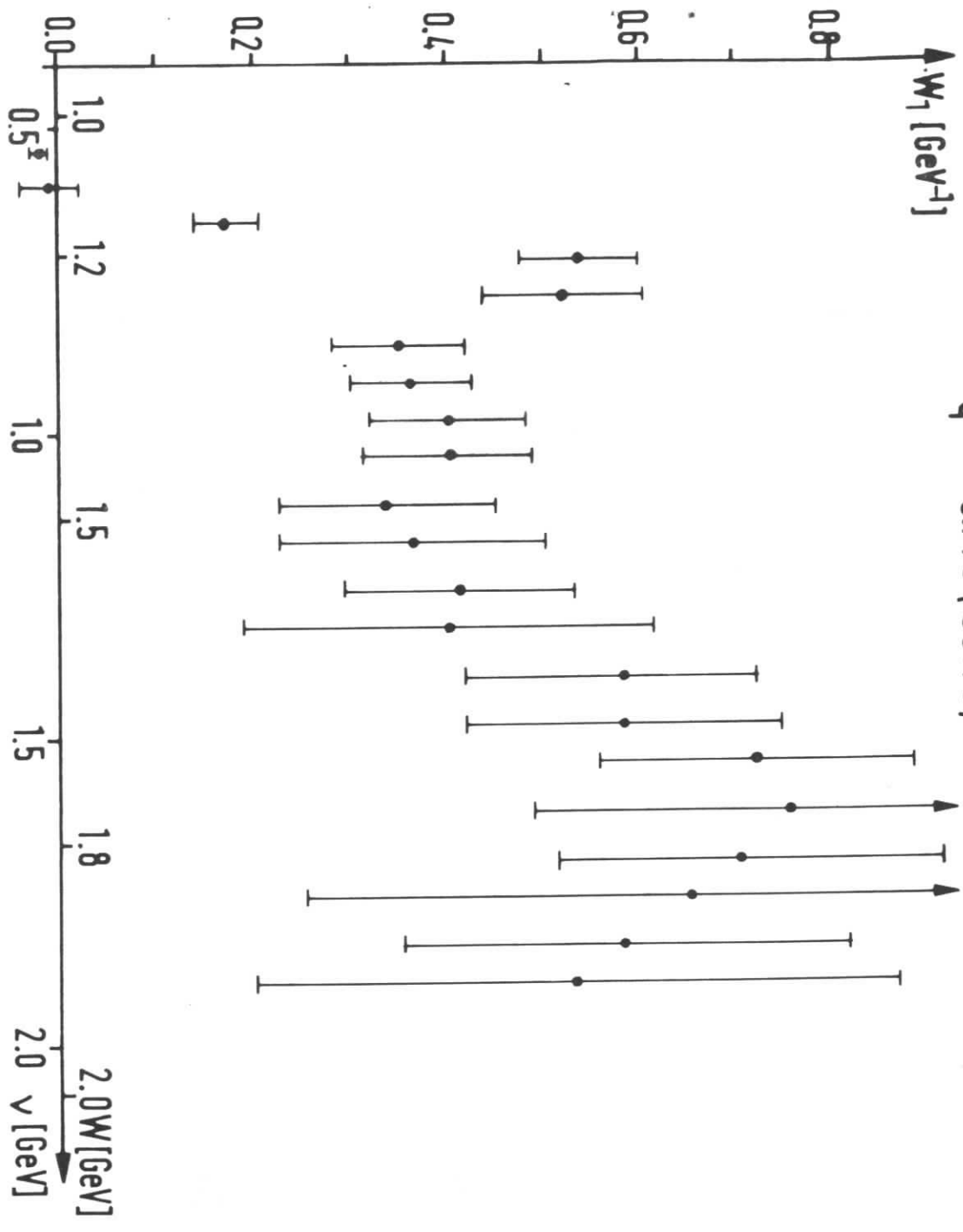


Abb.16

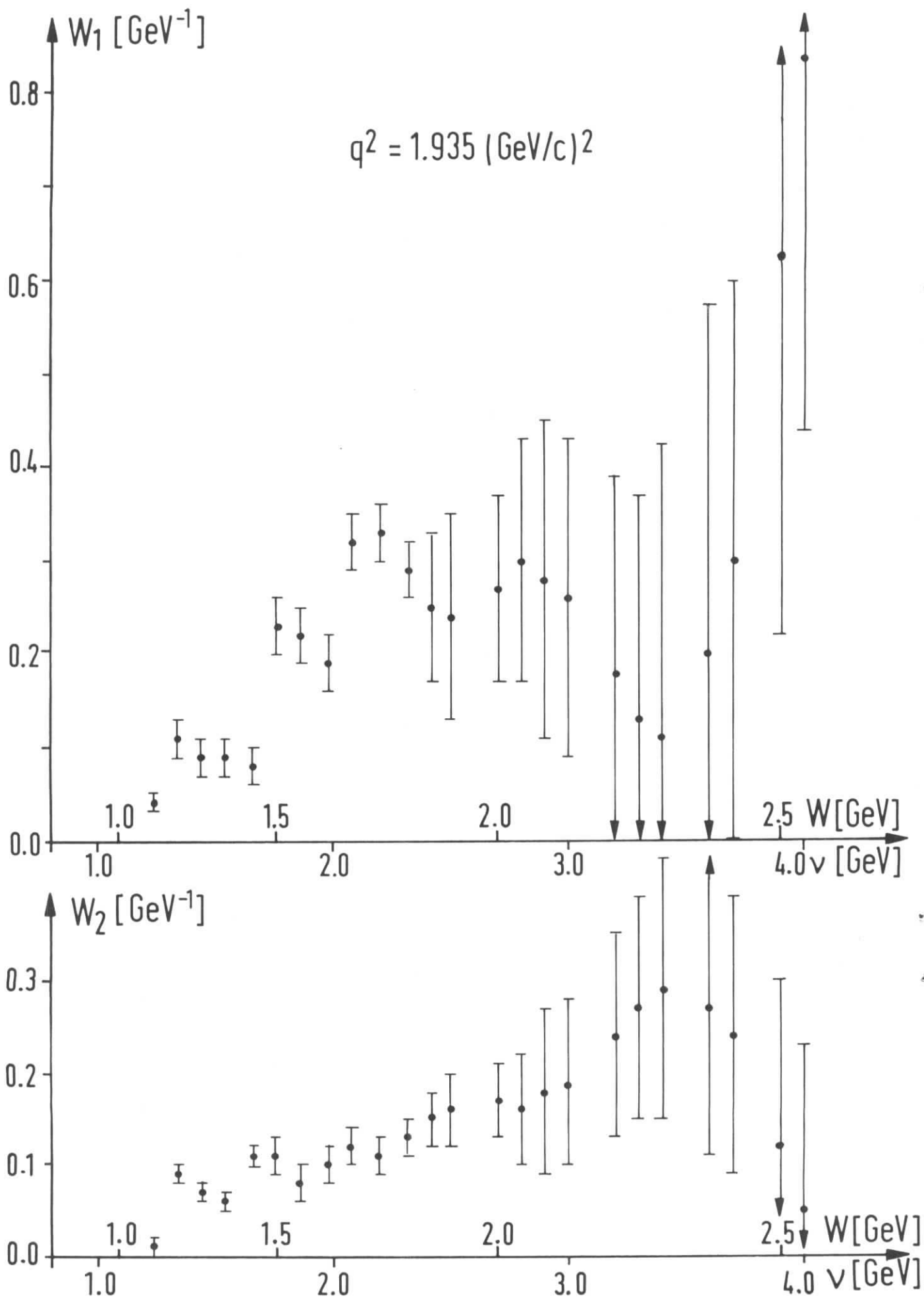


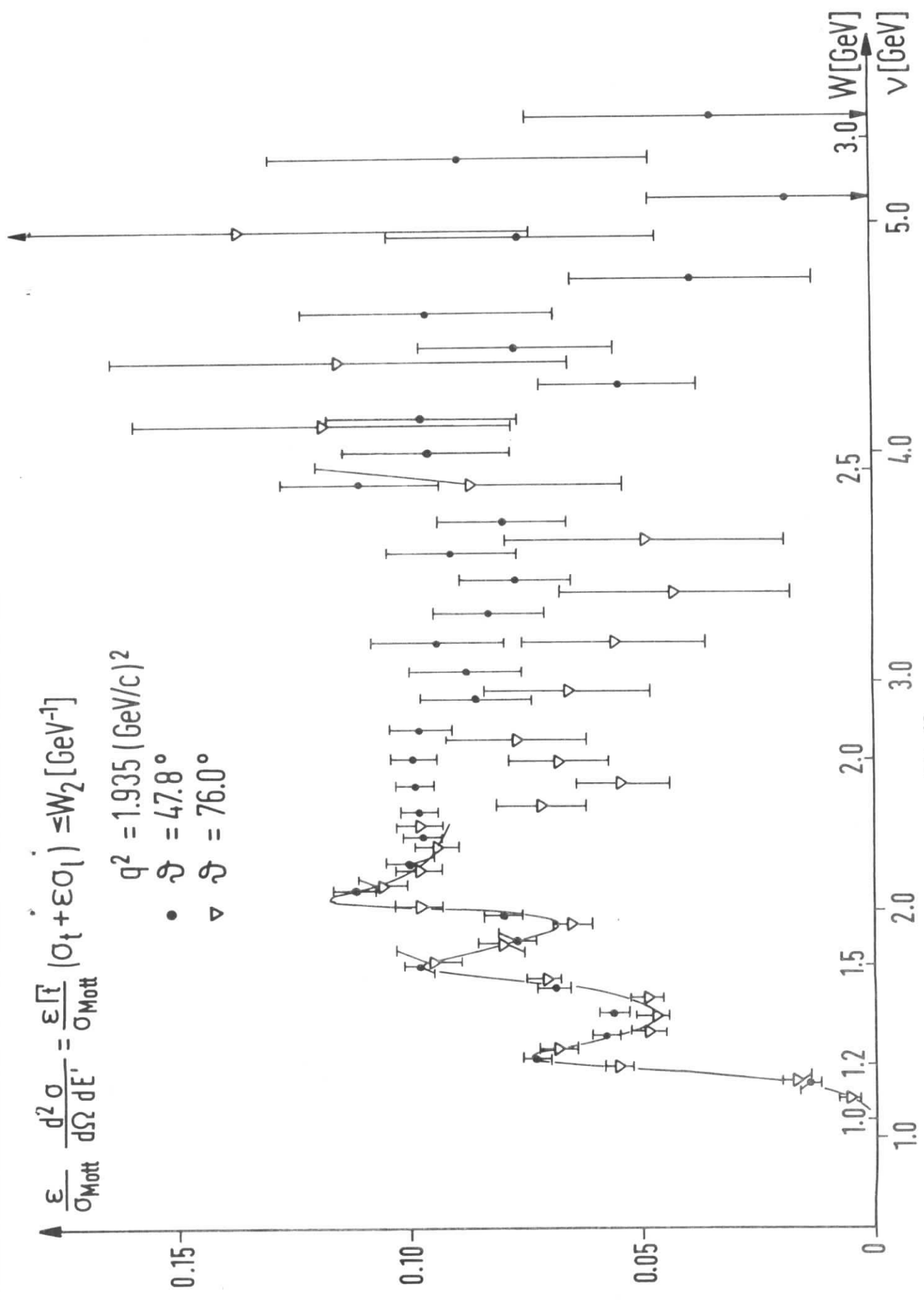
Abb. 17

$$\frac{\epsilon}{\sigma_{\text{Mott}}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\epsilon \sqrt{t}}{\sigma_{\text{Mott}}} (\sigma_t + \epsilon \sigma_l) \leq W_2 [\text{GeV}^{-1}]$$

$$q^2 = 1.935 (\text{GeV}/c)^2$$

$$\theta = 47.8^\circ$$

$$\theta = 76.0^\circ$$



resonanzen. Der steile Anstieg bei $W \sim 2.5$ GeV spiegelt ebenfalls den Anstieg des Wirkungsquerschnittes für $\vartheta = 76^\circ$ wieder. In den Tab. 9, 10 sind die Werte für W_2 und W_1 für beide Impulsüberträge zusammengestellt.

Infolge der großen Fehler ist eine quantitative Auswertung dieser Messung nach σ_t und σ_ℓ nicht sinnvoll. Die Unmöglichkeit einer brauchbaren Trennung von σ_t und σ_ℓ mit der hier verwendeten Meßanordnung erkennt man leicht, wenn man die geringe Variation von ϵ im verfügbaren Winkelbereich beachtet.

Bis zum Einsetzen des Positronenuntergrundes ließ sich die Trennung von W_2 und W_1 gut durchführen. Die Ergebnisse sind in diesem Bereich recht verläßlich, sieht man von der Unsicherheit ab, die eine Trennung durch Messungen bei lediglich zwei Winkeln immer enthält. Im Massenbereich, in dem der Untergrund stark ansteigt, ist die Trennung sehr schwierig. Infolge der starken Fluktuation der Meßwerte hängt der Wert der W_1 für Massen $W > 1.5$ bzw. 1.9 GeV zum Teil erheblich davon ab, wie man die Meßpunkte "glättet". Unterschiedliche Glättungen ergaben jedoch in dem angegebenen Massenbereich Werte, die innerhalb der Fehler der in Tab. 9, 10 angegebenen W_2 bzw. W_1 lagen.

In Abb. 18 ist die nach (9') berechnete untere Grenze von W_2 bei $q^2 = 0.773$ (GeV/c)² für beide Winkel als Funktion von ν aufgetragen. Innerhalb der Meßgenauigkeit stimmen die Werte für beide Winkel bis zu etwa $\nu = 1.8$ GeV gut überein. Da sich die Polarisation ϵ des ausgetauschten Photons für ein festes W bei den beiden Winkeln etwa um den Faktor 2 unterscheidet, kann man vermuten, daß der longitudinale Beitrag für die ersten Resonanzen gering sein sollte. Dasselbe gilt für die Messungen bei $q^2 = 1.935$ (GeV/c)² (Abb. 19). Aus diesem Grunde kann man die untere Grenze als gute Näherung für W_2 im Massenbereich bis zu etwa 2 GeV ansehen. Die grobe Übereinstimmung der unteren Grenze

von W_2 bei $q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$ mit dem Verlauf der vorläufigen SLAC-Daten für W_2 , ist ein weiterer Hinweis auf einen nur geringen longitudinalen Beitrag bis zu etwa 2 GeV.

Zum Vergleich mit den Summenregeln von Gottfried und Bjorken ist in Tab. 11 der Wert des Integrals $\int W_2 dv$ bzw. dessen untere und obere Grenze aufgeführt. Die obere Integrationsgrenze lag bei einer Masse von 1.97 bzw. 2.54 GeV. Wie man aus Zeile 3 von Tabelle 11 sieht, beträgt der Wert des Integrals über W_2 in dem angegebenen Massenbereich lediglich -45% des nach Gottfried zu erwartenden Wertes. Um aber endgültige Aussagen über die Summenregel von Gottfried machen zu können, ist der erfaßte Massenbereich sicher zu gering. Andererseits zeigten vorläufige Ergebnisse der Messungen vom SLAC, daß sich selbst bis zu Massen von 4 - 5 GeV keine Sättigung des Integrals ergab. Summiert man für die beiden q^2 -Werte W_2 bis zur selben Masse, so ergibt sich für das Integral bei $q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$ ein Wert, der um mehr als 50% über dem bei $q^2 = 1.935 \text{ (GeV/c)}^2$ liegt. Dies spiegelt die Tatsache wieder, daß der Beitrag der ersten Nukleonresonanzen zum Integral mit wachsendem q^2 stark abnimmt. Der Beitrag der diffraktiven ρ^0 -Produktion, der nach Meinung von Bjorken und anderen Autoren ^{11), 40)} abzuziehen ist, wurde in Tabelle 11 nicht subtrahiert, da dadurch die Aussage nicht geändert wird.

Die Resultate zeigen keinen Widerspruch zur Summenregel von Bjorken, da selbst in dem relativ engen Massenbereich der Beitrag allein des Protons schon nahezu die Bjorken'sche Aussage erfüllt. Zeile 2 der Tabelle 11 enthält eine untere Grenze für den Wert des Integrals, die wie oben schon erwähnt, bei geringem longitudinalen Beitrag gut mit dem wahren Wert übereinstimmen sollte. Unter dieser Annahme wird selbst bis 3 GeV der "Gottfried'sche Wert" nicht erreicht. Die obere Grenze ist lediglich der Vollständigkeit halber angegeben. Im hier vorliegenden kinematischen Bereich ist sie, wie schon erwähnt, eine sehr schlechte Näherung für W_2 .

Abschließend kann man sagen, daß zur Überprüfung der Gottfried'schen Summenregel Messungen bis zu weit höheren Massen bei möglichst kleinem oder bei mehreren Streuwinkeln geeigneter wären. Andererseits nehmen mit steigender Masse die experimentellen Schwierigkeiten infolge des stark anwachsenden Untergrundes erheblich zu.- Zu einem genaueren Vergleich mit der Summenregel von Bjorken sind auch e-d-Streuexperimente bis zu möglichst hohen Massen erforderlich, um den inelastischen Formfaktor W_{2n} des Neutrons zu bestimmen, der natürlich auch ohne die Verbindung mit den Summenregeln interessant wäre.

3. Vergleich mit theoretischen Arbeiten

Während der Niederschrift dieser Arbeit sind einige theoretische Abhandlungen zur inelastischen e-p Streuung erschienen, deren Aussagen ich im folgenden mit den vorliegenden Ergebnissen vergleichen möchte.

In einer Arbeit von Bjorken ⁴⁵⁾ wird gezeigt, daß sich die inelastischen Formfaktoren $W_{1,2}$ im hochinelastischen Bereich durch universelle Funktionen $F_{1,2}$ beschreiben lassen, die nur von einer Variablen $\omega = Mv/q^2$ abhängen:

$$(25) \quad \lim_{\substack{q^2 \rightarrow \infty \\ \omega = \text{const}}} MW_1(q^2, \nu) = F_1(\omega)$$

$$\lim_{\substack{q^2 \rightarrow \infty \\ \omega = \text{const}}} \nu W_2(q^2, \nu) = F_2(\omega)$$

Mit $R = \sigma_\ell / \sigma_t$ läßt sich W_2 unter Verwendung von (7) und (9) durch den Wirkungsquerschnitt ausdrücken.

$$(26) \quad \nu W_2 = \nu \frac{\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}}{\sigma_{\text{Mott}}} \frac{1}{1 + \frac{2}{1+R} \left(\frac{\nu^2}{q^2} + 1\right) \tan^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$= \nu \frac{\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}}{\sigma_{\text{Mott}}} \frac{(R+1)\epsilon}{R\epsilon+1}$$

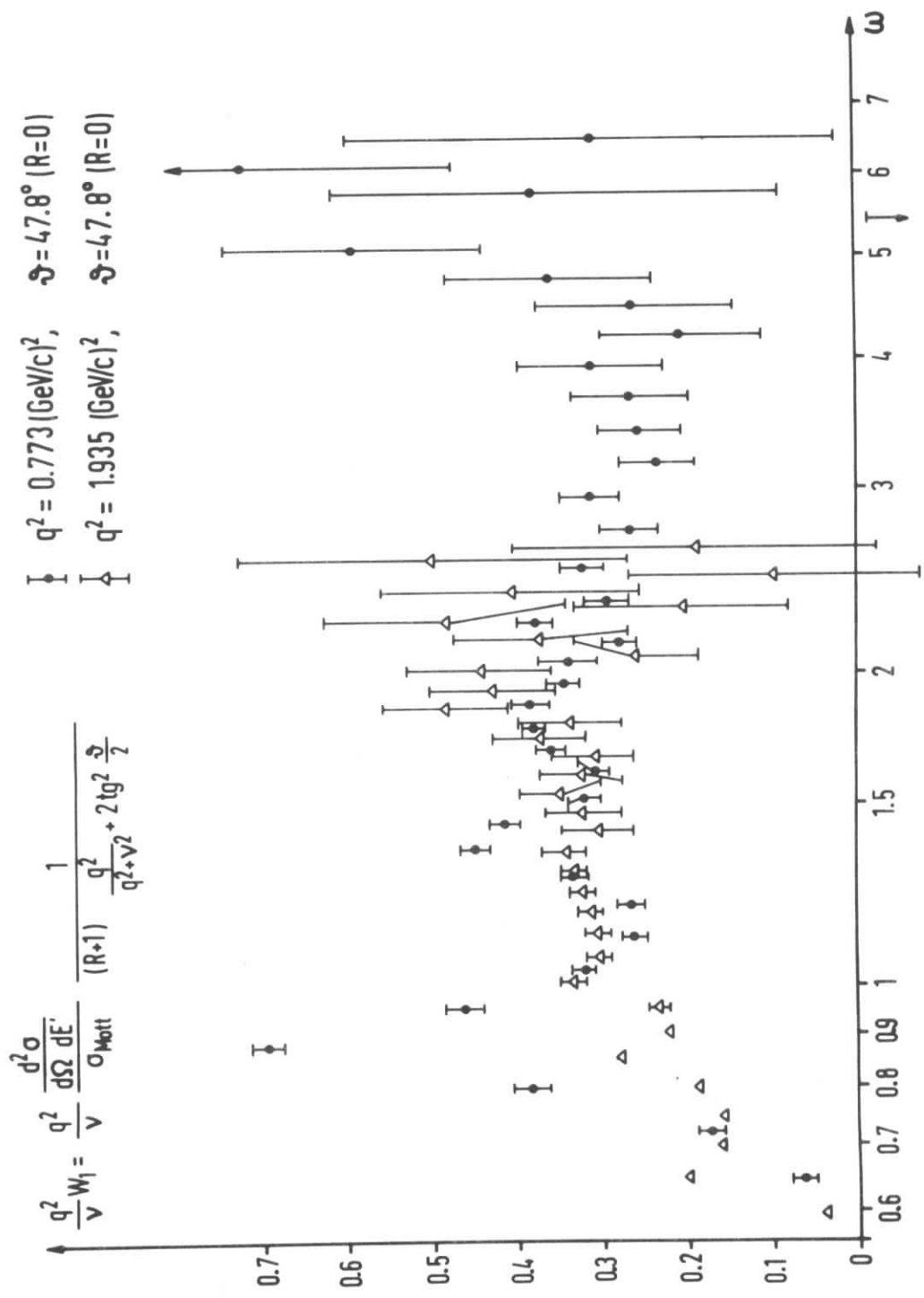


Abb. 20

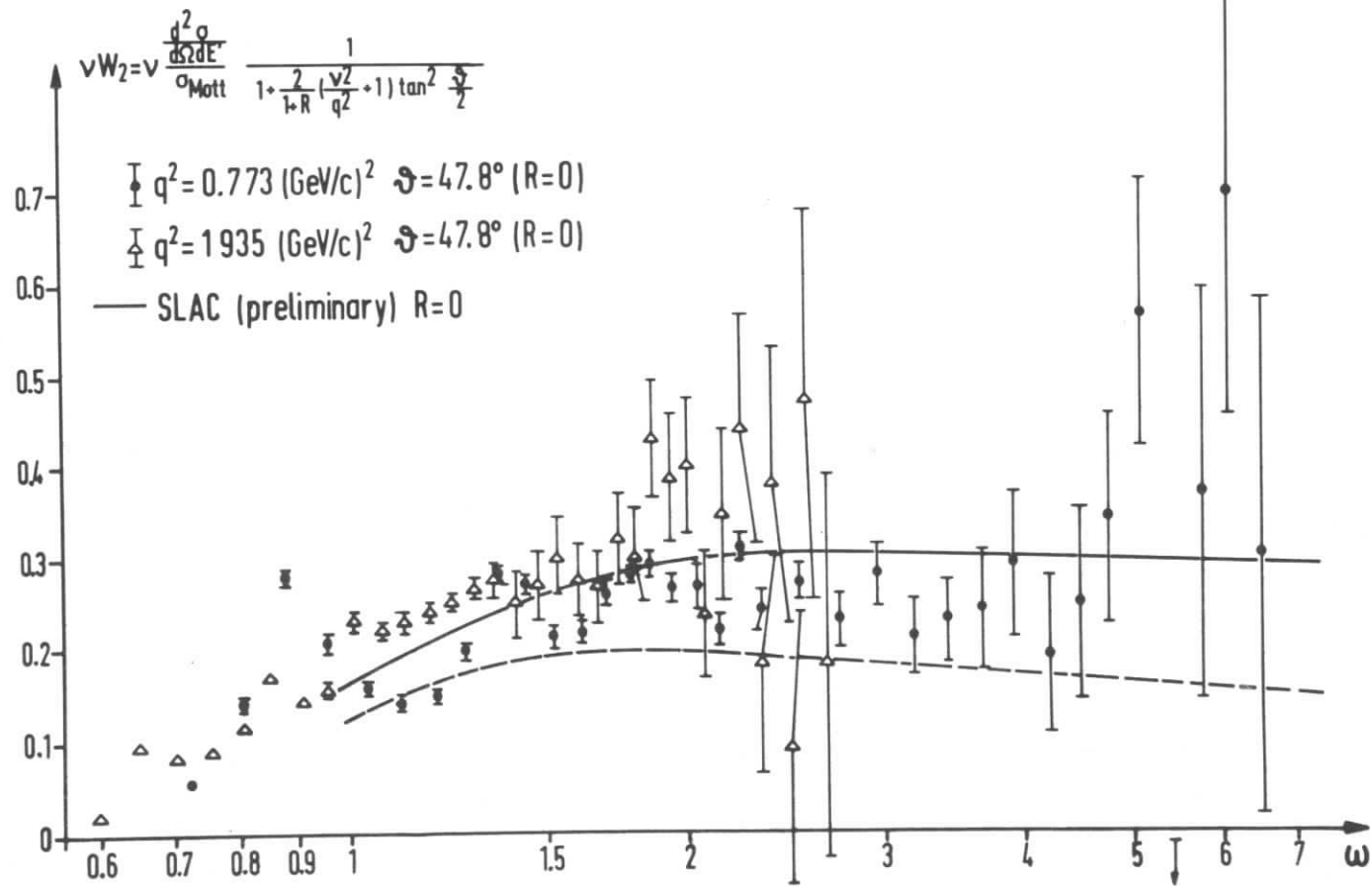


Abb. 21

Für W_1 ergibt sich entsprechend

$$(26') \quad \frac{q^2}{v} W_1 = \frac{q^2}{v} \frac{\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}}{\sigma_{\text{Mott}}} \frac{1}{(R+1) \frac{q^2}{q^2+v^2} + 2 \tan^2 \frac{\theta}{2}} .$$

Für die beiden Extremfälle $R = 0$ bzw. $R = \infty$ ist (26) mit der unteren bzw. oberen Grenze von W_2 in (9') identisch.

Die vorläufigen Ergebnisse von SLAC ¹¹⁾ bestätigen im q^2 -Bereich $0.7 \lesssim q^2 \lesssim 2.3$ (GeV/c)² die Universalität von F_2 für das hochinelastische Kontinuum recht gut. Es wurden dabei die beiden Extremfälle $R = 0$ und $R = \infty$ betrachtet, die aber im kinematischen Bereich von SLAC nicht allzuweit auseinanderliegen (vgl. I.2).

Abb. 20 und 21 zeigen $q^2/v W_1$ und vW_2 , die nach (26) aus den vorliegenden Daten unter der Annahme $R = 0$ berechnet wurden. Wie man sieht, gilt für große ω -Werte näherungsweise

$$\frac{q^2}{v} W_1 \rightarrow \text{const}$$

$$vW_2 \rightarrow \text{const}$$

Dies entspricht $F_1 \sim \omega$ bzw. $F_2 \rightarrow \text{const}$. Die ω -Abhängigkeit von $q^2/v W_1$ und vW_2 ändert sich für $R = 1$ nur geringfügig. Die durchgezogene Kurve in Abb. 21 wurde Ref. ¹¹⁾ entnommen und beschreibt die SLAC-Daten für $R = 0$; die daraus berechnete gestrichelte Kurve - erstere wurde um den Faktor $(\epsilon+1)/2\epsilon$ (vgl. (25)) gestaucht - beschreibt den zu erwartenden Verlauf der vorliegenden Daten, wenn $R = 1$ wäre. Eine geringe q^2 -Abhängigkeit wurde dabei vernachlässigt. Die Universalität von $F_{1,2}$ wird durch diese Messungen grob bestätigt.

In einer Arbeit von Abarbanel et al. ⁴⁶⁾ wird unter Verwendung des Reggeformalismus genau das oben gefundene Verhalten für F_1 und F_2 vorhergesagt. Die Autoren nahmen dabei an, daß der Hadronenvertex durch das Modell eines Pomeranchonaustausches beschrieben wird.

Eine ähnliche Vorhersage für W_2 wurde kürzlich von Drell et al. ⁴⁷⁾ aufgrund feldtheoretischer Überlegungen gemacht:

$$(27) \quad \nu W_2 \sim \xi \omega^{\xi-1}$$

$$(27') \quad W_1 = \frac{\nu^2}{q^2} W_2$$

wobei ξ von der Pion-Nukleon Kopplungskonstanten und einem cut-off Parameter des zugrundeliegenden Modells abhängt. Nimmt man aus den SLAC-Daten $\xi \approx 1$, wie von den Autoren vorgeschlagen, so erhält man Übereinstimmung von (27) mit dem hier gefundenen Verhalten. Wie Abb. 21 zeigt, gilt dies auch für die Beziehung (27'). Letztere wurde ebenfalls von Callan und Gross ⁴⁸⁾ auf der Basis des Quark-Modells gefunden.

Zusammenfassung

Es wurden Messungen zur inelastischen e-p Streuung bei fester Primärenergie bzw. festem Impulsübertrag bis zu Massen von ~ 3 GeV durchgeführt. Dabei wurde lediglich das gestreute Elektron nachgewiesen.

Die Messungen bei fester Primärenergie ergaben eine recht gute Übereinstimmung mit einer dispersionstheoretischen Rechnung von Gutbrod und Simon für die erste Resonanz bis zu einem Impulsübertrag von $q_{1236}^2 = 5.84 \text{ (GeV/c)}^2$. Die Resonanzstruktur der Spektren geht mit steigendem Impulsübertrag sehr stark zurück und ist bei $q_{1236}^2 = 5.84 \text{ (GeV/c)}^2$ nur noch andeutungsweise zu erkennen.

Das von Brasse et al. gefundene Verhalten des Wirkungsquerschnitts $\sim |\vec{q}|^b$ verliert bei hohem Impulsübertrag seine Gültigkeit. Der Wirkungsquerschnitt zeigt mit steigendem q^2 vielmehr einen allmählich flacheren Verlauf. Die Extrapolation des Wirkungsquerschnittes auf $q^2 = 0$ bei verschiedenen Resonanzmassen gibt im wesentlichen gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Photoproduktion.

Die Messungen bei festem Impulsübertrag zeigen, daß die Annahme eines nur geringen longitudinalen Beitrags zum Wirkungsquerschnitt bis zu etwa $W = 2$ GeV berechtigt ist. Aus diesem Grunde gibt die untere Grenze von W_2 eine gute Näherung für W_2 selbst. Die Integration über W_2 und die untere Grenze liefern für das Integral $\int W_2 dv$ Werte, die unter dem von Gottfried angegebenen liegen. Eine eindeutige Aussage zur Gottfried'schen Summenregel läßt sich jedoch nicht machen. Zur Summenregel von Bjorken besteht kein Widerspruch.

Ein Vergleich theoretischer Vorhersagen mit den vorliegenden Ergebnissen ergibt teilweise befriedigende Übereinstimmung.

Diese Arbeit entstand im Rahmen der Experimente der Gruppe F21 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Herrn Dr. Brasse danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und seine tatkräftige Unterstützung. Herrn Prof. Dr. P. Stähelin und Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann gebührt mein Dank für die wohlwollende Förderung und das Interesse an der Durchführung dieses Experimentes.

Allen Mitgliedern der Gruppe F21, die zur erfolgreichen Durchführung beitrugen, bin ich ebenfalls zu Dank verpflichtet; insbesondere gilt dies den Herren Drs. F.W. Brasse, W. Albrecht, W. Flauger und E. Ganßauge. Im Gespräch mit ihnen wurde manche offene Frage geklärt. Herrn J. Gayler möchte ich für den Entwurf eines Großteils des Strahlungskorrekturprogrammes danken. Den Herren Drs. F. W. Brasse und E. Ganßauge gilt außerdem noch mein Dank für die Durchsicht des Manuskripts.

Ferner möchte ich der Synchrotrongruppe für den guten Betrieb des Beschleunigers, dem Rechenzentrum von DESY für die Bereitstellung von Rechenzeit danken.

Nicht zuletzt gilt mein Dank auch Frau U. Stoklasa für die sorgfältige Schreibarbeit bei der Herstellung des Manuskripts.

REFERENZEN

- 1) D.H. Coward, H. DeStaebler, R.A. Early, J. Litt, A. Minten, L.W. Mo, W.K.H. Panofsky, R.E. Taylor, M. Breidenbach, J.I. Friedmann, H.W. Kendall, P.N. Kirk, B.C. Barish, J. Mar, J. Pine, Phys. Rev. Lett. 20, 6, 292 (1968)
- 2) M. Gourdin,
Nuov. Cim. 21, 6, 1094 (1965)
Nuov. Cim. 37, 1, 208 (1965)
- 3) S. Adler, in Proceedings of the Argonne International Conference on Weak Interactions 1965
ANL 7130 (unpublished)
- 4) N. Zagury
Phys. Rev. 145, 1112 (1966)
erratum: Phys. Rev. 150, 1406 (1966)
- 5) F. Gutbrod und D. Simon
Nuov. Cim. 51A, 602 (1967)
- 6) H.L. Lynch, J.V. Allaby, D.M. Ritson
Stanford University HEPL 494B (1967)
- 7) W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy, U. Meyer-Berkhout, W. Schmidt, V. Walther, G. Weber
DESY 68/42
- 8) W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy, U. Meyer-Berkhout, W. Schmidt, V. Walther, G. Weber
DESY 68/53
- 9) A.A. Cone, K.W. Chen, J.R. Dunning jr., G. Hartwig, Norman F. Ramsey, J.K. Walker, Richard Wilson
Phys. Rev. 156, 1490 (1967)

- 10) F.W. Brasse, J. Engler, E. Ganßauge, M. Schweizer
Nuov. Cim. 55A, 679 (1968)
- 11) Beitrag zur XIV International Conference on High Energy
Physics, Vienna Aug. 1968, vgl. Konferenzbericht
- 12) Kurt Gottfried
Phys. Rev. Lett. 18, 1174 (1967)
- 13) J.D. Bjorken
Phys. Rev. Lett. 16, 408 (1966), SLAC-PUB 316 (1967)
- 14) L.N. Hand
Phys. Rev. 129, 1834 (1963)
Eine Übersicht über die verschiedenen Formulierungen des
Wirkungsquerschnitts ist in dem internen Bericht von
E. Ganßauge, DESY, F21/3 (1968) zu finden.
- 15) J.D. Bjorken, J.D. Walecka
Ann. Phys. 38, 35 (1966), vgl. auch Ref. 2
- 16) G.F. Chew, M.L. Goldberger, F. Low, Y. Nambu (CGLN)
Phys. Rev. 106, 1345 (1957)
- 17) S. Fubini, Y. Nambu, V. Wataghin
Phys. Rev. 111, 329 (1958)
P. Donnery
Phys. Rev. 124, 2000 (1961)
- 18) H.F. Jones
Nuov. Cim. XL A, 1018 (1965)
- 19) W.C. Barber
Ann. Rev. Nucl. Sci. 12, 1 (1962)
- 20) S. Adler
Phys. Rev. 143, 1144 (1966)

- 21) W. Albrecht, H.J. Behrend, F.W. Brasse, W. Flauger,
H. Hultschig, K.G. Steffen
Phys. Rev. Lett. 17, 1192 (1966)
- W. Albrecht, H.J. Behrend, H. Dorner, W. Flauger,
H. Hultschig
Phys. Rev. Lett. 18, 1014 (1967)
- W. Albrecht, H.J. Behrend, H. Dorner, W. Flauger,
H. Hultschig
Phys. Lett. 26B, 642 (1968)
- 22) K.G. Steffen, High Energy Beam Optics
(Interscience Publishers, N.Y. 1965)
- 23) W. Albrecht, W. Flauger
DESY Interner Bericht F21/8 (1965)
- 24) W. Albrecht
Dissertation, Universität Hamburg 1968
- 25) T. Janssens, E.B. Hughes, M.R. Yearin,
R. Hofstadter
Phys. Rev. 142, 922 (1966)
- 26) N.T. Meister, Dr.R. Yennie
Phys. Rev. 130, 1210 (1963)
- 27) H. Nguyen-Ngoc, J.P. Perez-y-Yorba
Phys. Rev. 136, 1036 (1964)
- 28) J. Schwinger
Phys. Rev. 76, 760 (1949)
- 29) D.R. Yennie, S.C. Frautschi, H. Suura
Ann. Phys. 13, 379 (1961)

- 30) J.D. Bjorken
Ann. Phys. 24, 201 (1963)
- 31) H.T. Meister, T.A. Griffy
Phys. Rev. 133B, 1032 (1964)
- 32) Beispiel in Ref. 31, vgl. auch Ref. 21, Phys. Lett. 26B, 642
- 33) E.A. Allton
Preprint Orsay, May 1967
- 34) L.W. Mo, Y.S. Tsai
SLAC-PUB 380 (1968)
- 35) Y. Nagashima
Preprint Rochester UR-875-189 (1967)
- 36) F. Gutbrod, private Mitteilung
- 37) F.W. Brasse, private Mitteilung
- 38) J.T. Beale, S.D. Ecklund, R.L. Walker, CTSL-42,
CALT-68-108; Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-
München Collab. DESY 66/32, DESY 68/8; Cambridge
Blasenkammergruppe Phys. Rev. 155, 1477 (1967)
- 39) Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München
Collab. DESY 68/31
- 40) Proceedings 1967 International Symposium on Electron and
Photon Interactions at High Energies, Stanford
- 41) G.v. Gehlen, Preprint Rehovot Weizmann Institut (1969)
- 42) L. Durand III, P.C. DeCelles, R.B. Marr
Phys. Rev. 126, 1882 (1962)

- 43) W.K.H. Panofsky, E.A. Allton
Phys. Rev. 110, 1155 (1958)
- 44) G.G. Ohlsen
Phys. Rev. 120, 584 (1960)
- 45) J.D. Bjorken
SLAC-PUB-510, Sept. 1968
- 46) H.D.I. Abarbanel, M.L. Goldberger, S.B. Treiman
Phys. Rev. Lett. 22, 500 (1969)
- 47) S.D. Drell, D.J. Levy, T.M. Yan
Phys. Rev. Lett. 22, 744 (1969)
- 48) C.G. Callan jr., D.J. Gross
Phys. Rev. Lett. 22, 156 (1969)

Tabelle 1

Kinematik und Wirkungsquerschnitte der Messung mit $E_0 = 3.306 \text{ GeV}$, $\theta = 47.29^\circ$. Die Wirkungsquerschnitte wurden jeweils über 2.5 benachbarte Kanäle einer Spektrometer-einstellung gemittelt.

E' [GeV]	W [GeV]	q^2 [GeV/c ²]	Γ_t [GeV ⁻¹ ster ⁻¹]	$d^2\sigma/d\Omega dE'$ [cm ² /GeVster]	stat. Fehler [%]	Strah. Korr. [cm ² /GeVster]	$\frac{1}{\Gamma_t} d^2\sigma/d\Omega dE'$ [cm ²]
1.469	1.062	2.200	1.515E-05	3.42E-36	26.0	2.12E-35	2.25E-31
1.448	1.101	2.155	2.005E-05	1.14E-34	19.5	5.41E-35	5.71E-30
1.428	1.137	2.112	2.465E-05	1.47E-34	20.8	3.47E-36	5.98E-30
1.408	1.172	2.068	2.922E-05	2.95E-34	11.0	-2.52E-35	1.01E-29
1.389	1.205	2.026	3.351E-05	5.11E-34	8.4	-4.56E-35	1.52E-29
1.370	1.237	2.983	3.777E-05	6.03E-34	6.3	-5.11E-35	1.60E-29
1.351	1.267	2.943	4.176E-05	6.39E-34	6.1	-4.23E-35	1.53E-29
1.332	1.297	2.901	4.573E-05	6.56E-34	7.3	-2.70E-35	1.43E-29
1.314	1.325	2.862	4.945E-05	6.67E-34	7.2	-1.42E-35	1.35E-29
1.295	1.353	2.822	5.315E-05	6.88E-34	10.1	-7.08E-36	1.30E-29
1.278	1.380	2.783	5.662E-05	7.26E-34	9.9	-4.91E-36	1.28E-29
1.260	1.406	2.744	6.007E-05	8.78E-34	9.0	-6.61E-36	1.46E-29
1.243	1.430	2.707	6.330E-05	8.15E-34	9.5	-1.68E-35	1.29E-29
1.225	1.455	2.669	6.652E-05	1.08E-33	8.4	-3.57E-35	1.62E-29
1.208	1.478	2.632	6.953E-05	1.25E-33	7.9	-5.12E-35	1.80E-29

Tabelle 2

Kinematik und Wirkungsquerschnitte der Messung mit $E_0 = 3.963 \text{ GeV}$, $\vartheta = 48.29^\circ$. Die Wirkungsquerschnitte wurden jeweils über 3.5 benachbarte Kanäle einer Spektrometer-einstellung gemittelt.

E' [GeV]	W [GeV]	q^2 [(GeV/c) 2]	Γ_t [GeV $^{-1}$ ster $^{-1}$]	$d^2\sigma/d\Omega dE'$ [cm 2 /GeVster]	stat. Fehler [%]	Strah. Korr. [cm 2 /GeVster]	$\frac{1}{\Gamma_t} d^2\sigma/d\Omega dE'$ [cm 2]
1.586	1.065	4.207	9.808E-06	7.11E-36	19.4	3.92E-35	7.25E-31
1.564	1.111	4.148	1.357E-05	1.27E-35	17.1	2.24E-35	9.38E-31
1.542	1.154	4.091	1.711E-05	4.88E-35	14.6	-3.16E-36	2.85E-30
1.521	1.196	4.034	2.063E-05	1.17E-34	9.3	-1.11E-35	5.68E-30
1.500	1.234	3.978	2.394E-05	1.52E-34	8.0	-1.39E-35	6.36E-30
1.479	1.272	3.923	2.724E-05	1.79E-34	9.2	-1.35E-35	6.56E-30
1.459	1.308	3.869	3.033E-05	1.92E-34	8.7	-1.05E-35	6.34E-30
1.438	1.343	3.815	3.341E-05	2.09E-34	9.2	-5.61E-36	6.25E-30
1.419	1.376	3.763	3.631E-05	1.75E-34	10.3	-2.74E-36	4.81E-30
1.399	1.408	3.710	3.919E-05	2.63E-34	8.1	-4.98E-36	6.71E-30
1.380	1.438	3.659	4.191E-05	2.55E-34	8.5	-1.50E-35	6.08E-30
1.360	1.469	3.608	4.460E-05	3.85E-34	8.5	-3.24E-35	8.62E-30
1.342	1.497	3.559	4.714E-05	5.06E-34	7.3	-4.88E-35	1.07E-29
1.323	1.525	3.509	4.967E-05	6.40E-34	8.7	-5.56E-35	1.29E-29
1.305	1.552	3.461	5.205E-05	6.82E-34	8.3	-4.73E-35	1.31E-29
1.286	1.578	3.412	5.441E-05	6.06E-34	9.0	-2.81E-35	1.11E-29
1.269	1.603	3.366	5.664E-05	7.09E-34	8.1	-8.56E-36	1.25E-29
1.251	1.628	3.318	5.886E-05	5.74E-34	9.3	2.85E-36	9.75E-30
1.234	1.652	3.273	6.095E-05	6.69E-34	9.6	-2.42E-36	1.10E-29
1.217	1.675	3.227	6.303E-05	8.17E-34	7.9	-2.23E-35	1.30E-29
1.200	1.698	3.183	6.499E-05	8.79E-34	7.7	-4.00E-35	1.35E-29
1.183	1.720	3.138	6.694E-05	1.20E-33	6.5	-3.98E-35	1.79E-29
1.167	1.741	3.095	6.878E-05	1.07E-33	6.9	-2.58E-35	1.55E-29
1.151	1.762	3.052	7.061E-05	1.04E-33	9.4	-1.72E-35	1.47E-29
1.135	1.782	3.010	7.233E-05	1.17E-33	7.9	-2.14E-35	1.62E-29
1.119	1.803	2.968	7.405E-05	1.52E-33	6.8	-1.66E-35	2.05E-29
1.104	1.822	2.928	7.567E-05	1.30E-33	7.5	5.28E-36	1.71E-29
1.088	1.841	2.886	7.728E-05	1.20E-33	7.9	2.74E-35	1.55E-29
1.073	1.859	2.847	7.881E-05	1.35E-33	7.4	2.88E-35	1.71E-29
1.058	1.877	2.807	8.032E-05	1.60E-33	6.8	1.94E-35	1.99E-29
1.044	1.895	2.769	8.176E-05	1.61E-33	6.9	1.91E-35	1.97E-29
1.029	1.912	2.730	8.318E-05	1.64E-33	6.9	3.14E-35	1.97E-29
1.015	1.929	2.693	8.453E-05	1.64E-33	6.9	4.33E-35	1.94E-29
1.001	1.945	2.655	8.587E-05	1.92E-33	6.4	5.30E-35	2.24E-29
0.987	1.961	2.619	8.714E-05	1.75E-33	6.8	6.76E-35	2.01E-29
0.973	1.977	2.582	8.841E-05	1.98E-33	6.4	9.35E-35	2.24E-29
0.960	1.992	2.547	8.960E-05	1.80E-33	6.7	1.18E-34	2.01E-29
0.947	2.007	2.511	9.079E-05	1.95E-33	6.5	1.23E-34	2.14E-29
0.934	2.022	2.476	9.192E-05	2.17E-33	6.2	9.42E-35	2.36E-29

Tabelle 3

Kinematik und Wirkungsquerschnitte der Messung mit $E_0 = 5.159 \text{ GeV}$, $\theta = 48.12^\circ$. Die Wirkungsquerschnitte wurden jeweils über 3.5 benachbarte Kanäle einer Spektrometereinstellung gemittelt.

E' [GeV]	W [GeV]	q^2 [(GeV/c) 2]	Γ_t [GeV $^{-1}$ ster $^{-1}$]	$d^2\sigma/d\Omega dE'$ [cm 2 /GeVster]	stat. Fehler [%]	Strah. Korr. [cm 2 /GeVster]	$\frac{1}{\Gamma_t} d^2\sigma/d\Omega dE'$ [cm 2]
1.786	1.040	6.127	4.221E-06	7.97E-36	28.0	3.16E-36	1.89E-30
1.762	1.101	6.043	6.868E-06	-1.85E-36	101.7	4.06E-36	-2.69E-31
1.737	1.159	5.959	9.506E-06	1.80E-35	16.1	8.09E-38	1.89E-30
1.713	1.212	5.877	1.189E-05	2.66E-35	13.2	-2.20E-36	2.22E-30
1.689	1.263	5.795	1.447E-05	2.30E-35	17.5	-2.87E-36	1.59E-30
1.666	1.311	5.716	1.681E-05	3.67E-35	12.3	-3.07E-36	2.18E-30
1.643	1.358	5.635	1.913E-05	5.13E-35	14.3	-3.21E-36	2.68E-30
1.621	1.401	5.558	2.133E-05	5.39E-35	14.2	-4.56E-36	2.53E-30
1.598	1.443	5.480	2.352E-05	6.35E-35	16.8	-8.22E-36	2.70E-30
1.576	1.483	5.405	2.558E-05	9.26E-35	13.2	-1.18E-35	3.62E-30
1.554	1.522	5.330	2.764E-05	1.52E-34	15.2	-1.10E-35	5.49E-30
1.533	1.558	5.257	2.958E-05	1.11E-34	18.3	-5.57E-36	3.76E-30
1.511	1.595	5.183	3.152E-05	1.06E-34	18.8	-7.14E-37	3.35E-30
1.490	1.629	5.112	3.335E-05	9.12E-35	21.3	-3.63E-36	2.74E-30
1.470	1.662	5.041	3.517E-05	1.86E-34	15.5	-1.41E-35	5.30E-30
1.449	1.694	4.972	3.689E-05	2.19E-34	14.5	-2.48E-35	5.95E-30
1.429	1.726	4.902	3.861E-05	3.02E-34	15.4	-2.79E-35	7.83E-30
1.410	1.755	4.835	4.023E-05	3.02E-34	15.3	-2.22E-35	7.52E-30
1.390	1.785	4.767	4.185E-05	3.02E-34	15.5	-1.05E-35	7.23E-30
1.371	1.813	4.702	4.338E-05	2.29E-34	18.3	-3.58E-36	5.28E-30
1.352	1.841	4.636	4.490E-05	3.20E-34	15.2	-2.73E-36	7.13E-30
1.333	1.867	4.573	4.634E-05	3.04E-34	15.9	-6.18E-36	6.55E-30
1.314	1.894	4.509	4.778E-05	3.65E-34	14.6	-9.48E-36	7.64E-30
1.296	1.919	4.447	4.915E-05	3.53E-34	15.1	-1.04E-35	7.18E-30
1.278	1.944	4.385	5.051E-05	4.49E-34	13.2	-8.69E-36	8.89E-30
1.261	1.967	4.325	5.179E-05	4.29E-34	13.7	-6.18E-36	8.29E-30
1.243	1.991	4.264	5.307E-05	3.69E-34	12.5	-4.42E-36	6.95E-30
1.226	2.014	4.206	5.429E-05	4.82E-34	10.7	-3.15E-36	8.88E-30

Tabelle 4

Totale Wirkungsquerschnitte der Elektroproduktion
für verschiedene invariante Massen W.

W	ϑ	E_0	E'	q^2	q^2	ϵ	Γ_t	$ \vec{q} ^2$	$\frac{1}{\Gamma_t} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'}$	stat. Fehler
[GeV]	[°]	[GeV]	[GeV]	[f^{-2}]	[$(\text{GeV}/c)^2$]		[$\text{GeV}^{-1} \cdot 10^5$]	[$(\text{GeV}/c)^2$]	[10^{-29}cm^2]	[%]
1236	47.9	3.306	1.371	76.7	2.99	0.529	3.76	6.73	1.594	6.3
	48.3	3.963	1.499	102.1	3.98	0.496	2.41	10.05	0.637	8.0
	48.1	5.159	1.702	150.0	5.84	0.452	1.32	17.79	0.190	13.0
1470	47.9	3.306	1.214	67.9	2.64	0.489	6.85	7.02	1.741	9.0
	48.3	3.963	1.359	92.6	3.61	0.463	4.47	10.38	0.874	8.5
	48.1	5.159	1.583	139.5	5.43	0.428	2.49	18.22	0.334	13.2
1525	48.3	3.963	1.323	90.1	3.51	0.455	4.97	10.48	1.287	8.7
	48.1	5.159	1.552	136.7	5.32	0.421	2.78	18.33	0.533	15.2
1615	48.3	3.963	1.260	85.8	3.34	0.438	5.77	10.65	1.000	8.6
	48.1	5.159	1.499	132.1	5.15	0.409	3.25	18.54	0.310	18.8
1688	48.3	3.963	1.207	82.2	3.20	0.425	6.41	10.80	1.328	7.8
	48.1	5.159	1.453	128.0	4.98	0.400	3.66	18.72	0.583	15.5
1820	48.3	3.963	1.104	75.2	2.93	0.396	7.57	11.10	1.714	7.5
	48.1	5.159	1.365	120.4	4.69	0.381	4.38	19.07	0.665	15.2
1920	48.3	3.963	1.022	69.7	2.71	0.373	8.38	11.36	1.957	6.9
	48.1	5.159	1.296	114.1	4.45	0.365	4.92	19.37	0.727	15.1

Tabelle 5

Kinematik und Wirkungsquerschnitte zur Messung mit $q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$, $\theta = 47.8^\circ$. Die Wirkungsquerschnitte wurden über alle 7 Impulskanäle einer Spektrometereinstellung gemittelt.

V'	v	W	ϵ	$d^2\sigma/d\Omega dE'$	stat. Strahl.- Fehler Korrekt.	$\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$	$\epsilon\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$	
[GeV]	[GeV]	[GeV]		[$\text{cm}^2/\text{GeV ster}$]	[%]	[$\text{cm}^2/\text{GeV ster}$]	[GeV^{-1}]	[GeV^{-1}]
0.847	0.533	1.06	0.649	4.14E-33	21.	6.25E-33	4.95E-02	0.032
0.826	0.600	1.11	0.625	1.13E-32	8.	3.08E-33	1.43E-01	0.091
0.803	0.663	1.16	0.619	2.55E-32	5.	4.10E-34	3.41E-01	0.211
0.781	0.726	1.21	0.602	4.56E-32	3.	-1.90E-33	6.44E-01	0.388
0.760	0.790	1.26	0.585	3.00E-32	5.	1.99E-33	4.49E-01	0.262
0.739	0.855	1.31	0.567	2.05E-32	5.	3.33E-33	3.23E-01	0.183
0.719	0.920	1.35	0.549	1.62E-32	5.	3.49E-33	2.71E-01	0.149
0.699	0.986	1.40	0.530	1.62E-32	5.	3.09E-33	2.85E-01	0.151
0.680	1.052	1.44	0.511	1.96E-32	5.	2.38E-33	3.66E-01	0.187
0.661	1.120	1.49	0.493	2.57E-32	4.	1.65E-33	5.07E-01	0.250
0.643	1.188	1.53	0.474	2.29E-32	4.	2.59E-33	4.77E-01	0.226
0.625	1.257	1.57	0.455	1.70E-32	6.	3.61E-33	3.75E-01	0.171
0.603	1.327	1.61	0.437	1.60E-32	6.	3.54E-33	3.72E-01	0.163
0.592	1.399	1.65	0.419	1.79E-32	5.	3.16E-33	4.41E-01	0.185
0.575	1.471	1.69	0.401	1.83E-32	3.	3.23E-33	4.77E-01	0.191
0.560	1.544	1.73	0.384	1.78E-32	5.	3.45E-33	4.90E-01	0.188
0.544	1.619	1.77	0.367	1.54E-32	6.	3.92E-33	4.47E-01	0.164
0.529	1.695	1.81	0.351	1.47E-32	10.	4.01E-33	4.51E-01	0.158
0.515	1.772	1.85	0.335	1.16E-32	8.	4.45E-33	3.77E-01	0.126
0.501	1.851	1.89	0.319	1.52E-32	6.	3.81E-33	5.22E-01	0.167
0.487	1.931	1.93	0.304	1.14E-32	9.	4.56E-33	4.15E-01	0.126
0.461	2.095	2.01	0.276	1.17E-32	8.	4.54E-33	4.74E-01	0.131
0.436	2.267	2.09	0.250	9.01E-33	13.	5.01E-33	4.09E-01	0.102
0.413	2.445	2.17	0.226	9.93E-33	12.	4.99E-33	5.04E-01	0.114
0.390	2.631	2.25	0.204	6.99E-33	20.	5.57E-33	3.96E-01	0.081
0.367	2.825	2.33	0.184	7.11E-33	20.	5.63E-33	4.51E-01	0.083
0.349	3.027	2.41	0.165	6.87E-33	26.	5.90E-33	4.87E-01	0.081
0.330	3.240	2.49	0.149	7.61E-33	28.	6.07E-33	6.03E-01	0.090
0.312	3.462	2.57	0.134	4.72E-33	46.	6.72E-33	4.18E-01	0.056
0.295	3.675	2.65	0.120	5.66E-33	42.	6.76E-33	5.60E-01	0.067
0.279	3.939	2.74	0.108	7.26E-33	34.	6.37E-33	8.03E-01	0.087
0.264	4.196	2.83	0.097	1.13E-32	26.	6.99E-33	1.39E 00	0.135
0.250	4.466	2.91	0.087	-2.63E-33	92.	9.14E-33	-5.09E-01	-0.044
0.236	4.749	3.00	0.078	6.43E-33	63.	7.61E-33	9.94E-01	0.077
0.223	5.048	3.10	0.070	1.15E-32	35.	7.76E-33	1.99E 00	0.139
0.211	5.362	3.19	0.062	4.67E-33	93.	9.42E-33	9.03E-01	0.056

Tabelle 6

Kinematik und Wirkungsquerschnitte zur Messung mit $q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$, $\theta = 76^\circ$. Die Wirkungsquerschnitte wurden über alle 7 Impulskanäle einer Spektrometereinstellung gemittelt.

E'	ν	W	ϵ	$d^2\sigma/d\Omega dE'$	stat. Fehler	Strahl.- Korrekt.	$\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$	$\epsilon\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$
[GeV]	[GeV]	[GeV]		[$\text{cm}^2/\text{GeV ster}$]	[%]	[$\text{cm}^2/\text{GeV ster}$]	[GeV^{-1}]	[GeV^{-1}]
0.493	0.540	1.06	0.373	2.60E-33	36.	2.40E-33	1.24E-01	0.046
0.467	0.626	1.13	0.352	4.09E-33	15.	1.46E-33	2.18E-01	0.077
0.441	0.713	1.20	0.331	1.56E-32	4.	9.38E-35	9.26E-01	0.306
0.418	0.803	1.27	0.309	1.12E-32	7.	1.25E-33	7.44E-01	0.230
0.395	0.896	1.34	0.287	7.55E-33	9.	1.74E-33	5.61E-01	0.161
0.374	0.991	1.40	0.265	7.49E-33	10.	1.67E-33	6.22E-01	0.165
0.353	1.089	1.47	0.244	8.21E-33	11.	1.63E-33	7.63E-01	0.186
0.344	1.139	1.50	0.234	8.99E-33	11.	1.62E-33	8.82E-01	0.207
0.334	1.190	1.53	0.224	6.17E-33	14.	2.10E-33	6.40E-01	0.143
0.325	1.243	1.56	0.215	6.97E-33	13.	1.96E-33	7.64E-01	0.164
0.316	1.296	1.59	0.205	6.28E-33	12.	2.09E-33	7.28E-01	0.149
0.308	1.350	1.62	0.196	4.97E-33	25.	2.28E-33	6.09E-01	0.119
0.299	1.405	1.66	0.197	7.40E-33	12.	1.91E-33	9.59E-01	0.180
0.291	1.461	1.69	0.179	8.25E-33	12.	1.91E-33	1.13E 00	0.202
0.283	1.519	1.72	0.171	8.41E-33	12.	2.04E-33	1.22E 00	0.208
0.275	1.577	1.75	0.163	5.85E-33	20.	2.51E-33	8.96E-01	0.146
0.268	1.637	1.78	0.155	5.62E-33	19.	2.51E-33	9.10E-01	0.141
0.260	1.698	1.81	0.148	6.82E-33	17.	2.37E-33	1.17E 00	0.172
0.253	1.760	1.85	0.141	3.80E-33	35.	2.86E-33	6.88E-01	0.097
0.246	1.824	1.88	0.134	5.98E-33	22.	2.51E-33	1.15E 00	0.153
0.239	1.889	1.91	0.127	4.26E-33	33.	2.85E-33	8.61E-01	0.110
0.226	2.024	1.98	0.115	1.95E-33	73.	3.16E-33	4.41E-01	0.051
0.214	2.165	2.04	0.104	4.67E-34	339.	3.30E-33	1.18E-01	0.012
0.203	2.313	2.11	0.094	-2.31E-34	733.	3.34E-33	-6.52E-02	-0.006
0.192	2.468	2.18	0.084	3.37E-33	44.	2.60E-33	1.06E 00	0.090
0.181	2.631	2.25	0.076	3.70E-33	46.	3.21E-33	1.30E 00	0.099

Tabelle 7

Kinematik und Wirkungsquerschnitte zur Messung mit $q^2 = 1.935 \text{ (GeV/c)}^2$, $\theta = 47.8^\circ$. Die Wirkungsquerschnitte wurden über alle 7 Impulskanäle einer Spektrometereinstellung gemittelt.

E'	ν	W	ϵ	$d^2\sigma/d\Omega dE'$	stat.Strahl.- Fehler	Korrekt.	$\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$	$\epsilon\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$
[GeV]	[GeV]	[GeV]		[$\text{cm}^2/\text{GeVster}$]	[%]	[$\text{cm}^2/\text{GeVster}$]	[GeV^{-1}]	[GeV^{-1}]
1.133	1.142	1.04	0.503	1.16E-33	7.	1.65E-34	4.08E-02	0.025
1.204	1.243	1.13	0.586	6.60E-34	11.	1.74E-34	2.46E-02	0.014
1.171	1.245	1.21	0.568	3.26E-33	4.	-2.74E-34	1.23E-01	0.073
1.139	1.448	1.29	0.550	2.53E-33	5.	-3.42E-35	1.05E-01	0.058
1.168	1.552	1.36	0.531	2.42E-33	5.	6.01E-35	1.07E-01	0.057
1.170	1.657	1.43	0.513	2.39E-33	5.	7.40E-36	1.35E-01	0.069
1.143	1.764	1.50	0.494	4.05E-33	3.	-1.04E-34	1.99E-01	0.098
1.119	1.871	1.57	0.475	3.11E-33	5.	1.75E-34	1.62E-01	0.077
1.092	1.981	1.63	0.457	3.18E-33	5.	1.72E-34	1.75E-01	0.080
1.864	2.092	1.69	0.438	4.40E-33	4.	1.54E-35	2.56E-01	0.112
1.938	2.204	1.76	0.420	3.88E-33	5.	2.23E-34	2.38E-01	0.100
2.012	2.317	1.82	0.403	3.73E-33	4.	2.92E-34	2.42E-01	0.098
2.087	2.434	1.87	0.385	3.72E-33	4.	3.32E-34	2.56E-01	0.098
2.163	2.552	1.93	0.368	3.70E-33	4.	3.79E-34	2.68E-01	0.099
2.239	2.672	1.99	0.352	3.68E-33	4.	4.24E-34	2.82E-01	0.099
2.315	2.794	2.05	0.336	3.61E-33	7.	4.82E-34	2.93E-01	0.098
2.394	2.918	2.10	0.320	3.11E-33	14.	6.03E-34	2.66E-01	0.085
2.472	3.044	2.16	0.305	3.13E-33	14.	5.99E-34	2.88E-01	0.088
2.551	3.173	2.21	0.291	3.38E-33	15.	6.04E-34	3.24E-01	0.094
2.630	3.304	2.27	0.277	2.97E-33	15.	7.29E-34	3.00E-01	0.083
2.710	3.438	2.32	0.264	2.74E-33	16.	7.80E-34	2.93E-01	0.077
2.791	3.575	2.38	0.251	3.20E-33	15.	7.30E-34	3.62E-01	0.091
2.872	3.714	2.43	0.239	2.80E-33	18.	8.47E-34	3.35E-01	0.080
2.954	3.856	2.49	0.227	3.91E-33	15.	7.01E-34	4.94E-01	0.112
3.036	4.001	2.54	0.215	3.35E-33	18.	9.04E-34	4.47E-01	0.096
3.118	4.149	2.59	0.205	3.34E-33	19.	9.59E-34	4.72E-01	0.097
3.201	4.300	2.65	0.194	1.99E-33	30.	1.24E-33	2.82E-01	0.055
3.285	4.455	2.70	0.184	2.66E-33	27.	1.07E-33	4.20E-01	0.077
3.367	4.613	2.76	0.175	3.29E-33	28.	1.04E-33	5.50E-01	0.096
3.453	4.775	2.81	0.166	1.32E-33	64.	1.45E-33	2.32E-01	0.039
3.533	4.941	2.87	0.158	2.60E-33	39.	1.20E-33	4.85E-01	0.076
3.623	5.116	2.92	0.149	6.14E-34	170.	1.59E-33	1.21E-01	0.018
3.709	5.283	2.93	0.142	3.01E-33	46.	1.16E-33	6.28E-01	0.089
3.795	5.460	2.93	0.134	1.13E-33	116.	1.65E-33	2.49E-01	0.033

Tabelle 8

Kinematik und Wirkungsquerschnitte zur Messung mit $q^2 = 1.935$ $(\text{GeV}/c)^2$, $\theta = 76^\circ$. Die Wirkungsquerschnitte wurden über alle 7 Impulskanäle einer Spektrometereinstellung gemittelt.

E'	ν	W	ϵ	$d^2\sigma/d\Omega dE'$	stat. Strahl.- Fehler Korrekt.	$\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$	$\epsilon\sigma/\sigma_{\text{Mott}}$	
[GeV]	[GeV]	[GeV]		[$\text{cm}^2/\text{GeV ster}$]	[%]	[$\text{cm}^2/\text{GeV ster}$]	[GeV^{-1}]	[GeV^{-1}]
0.686	1.174	1.07	0.324	1.16E-34	39.	1.50E-34	1.80E-02	0.006
0.667	1.245	1.13	0.313	3.39E-34	18.	7.80E-35	5.54E-02	0.017
0.649	1.317	1.19	0.302	1.06E-33	6.	-2.86E-35	1.83E-01	0.055
0.631	1.391	1.25	0.291	1.29E-33	5.	-1.32E-35	2.36E-01	0.069
0.614	1.465	1.30	0.280	9.13E-34	7.	8.92E-35	1.76E-01	0.049
0.597	1.541	1.36	0.269	8.67E-34	7.	1.06E-34	1.77E-01	0.048
0.581	1.617	1.41	0.258	8.78E-34	7.	1.15E-34	1.89E-01	0.049
0.565	1.695	1.46	0.248	1.25E-33	5.	6.91E-35	2.85E-01	0.071
0.549	1.774	1.51	0.238	1.67E-33	7.	4.56E-35	4.04E-01	0.096
0.534	1.855	1.56	0.228	1.38E-33	6.	1.47E-34	3.51E-01	0.080
0.520	1.937	1.61	0.218	1.10E-33	7.	2.09E-34	2.97E-01	0.065
0.505	2.021	1.65	0.208	1.65E-33	5.	1.32E-34	4.70E-01	0.098
0.491	2.106	1.70	0.199	1.77E-33	4.	1.62E-34	5.33E-01	0.106
0.478	2.193	1.75	0.190	1.61E-33	5.	2.31E-34	5.12E-01	0.098
0.465	2.281	1.80	0.182	1.55E-33	5.	2.68E-34	5.21E-01	0.095
0.452	2.371	1.84	0.173	1.59E-33	5.	2.89E-34	5.66E-01	0.098
0.440	2.464	1.89	0.165	1.16E-33	14.	3.86E-34	4.37E-01	0.072
0.428	2.558	1.94	0.158	8.66E-34	19.	4.35E-34	3.45E-01	0.054
0.416	2.654	1.98	0.150	1.08E-33	16.	4.01E-34	4.52E-01	0.068
0.404	2.752	2.03	0.143	1.21E-33	20.	4.05E-34	5.39E-01	0.077
0.383	2.954	2.12	0.129	1.03E-33	27.	4.91E-34	5.12E-01	0.066
0.362	3.166	2.21	0.117	8.65E-34	37.	5.58E-34	4.81E-01	0.056
0.342	3.388	2.30	0.106	6.53E-34	60.	6.25E-34	4.05E-01	0.043
0.324	3.620	2.40	0.095	7.39E-34	59.	6.47E-34	5.13E-01	0.049
0.306	3.863	2.49	0.086	1.30E-33	38.	6.34E-34	1.01E 00	0.087
0.290	4.119	2.58	0.077	1.77E-33	34.	6.68E-34	1.54E 00	0.119
0.274	4.387	2.68	0.070	1.70E-33	43.	7.63E-34	1.65E 00	0.115
0.259	4.669	2.78	0.063	3.66E-33	21.	6.19E-34	3.96E 00	0.248
0.245	4.965	2.87	0.056	2.02E-33	47.	1.02E-33	2.44E 00	0.137

Tabelle 9

Die getrennten inelastischen Formfaktoren W_2 und W_1
für $q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$.

W [GeV]	ν [GeV]	W_1 [GeV ⁻¹]	ΔW_1 [GeV ⁻¹]	W_2 [GeV ⁻¹]	ΔW_2 [GeV ⁻¹]
1.06	0.54	-0.32	0.31	0.25	0.01
1.11	0.60	-0.11	0.32	0.14	0.02
1.16	0.66	0.17	0.13	0.27	0.03
1.21	0.72	0.54	0.06	0.39	0.05
1.25	0.78	0.52	0.08	0.37	0.05
1.31	0.86	0.35	0.07	0.17	0.03
1.35	0.92	0.35	0.06	0.13	0.03
1.40	0.98	0.40	0.18	0.12	0.04
1.43	1.04	0.40	0.15	0.19	0.04
1.49	1.12	0.34	0.11	0.33	0.06
1.52	1.13	0.36	0.14	0.36	0.06
1.57	1.26	0.41	0.12	0.22	0.05
1.61	1.32	0.43	0.21	0.19	0.09
1.65	1.40	0.58	0.14	0.20	0.06
1.70	1.48	0.58	0.16	0.36	0.07
1.73	1.54	0.72	0.16	0.21	0.07
1.77	1.62	0.75	0.26	0.16	0.11
1.82	1.70	0.73	0.21	0.14	0.10
1.85	1.76	0.65	0.40	0.15	0.16
1.89	1.84	0.58	0.23	0.16	0.10
1.92	1.90	0.53	0.32	0.13	0.14

Tabelle 10

Die getrennten inelastischen Formfaktoren W_2 und W_1
für $q^2 = 1.935 \text{ (GeV/c)}^2$.

W	v	W_1	ΔW_1	W_2	ΔW_2
[GeV]	[GeV]	[GeV ⁻¹]	[GeV ⁻¹]	[GeV ⁻¹]	[GeV ⁻¹]
1.13	1.24	0.04	0.01	0.01	0.01
1.21	1.34	0.11	0.02	0.09	0.01
1.28	1.44	0.09	0.02	0.07	0.01
1.35	1.54	0.09	0.02	0.06	0.01
1.44	1.66	0.08	0.02	0.11	0.01
1.50	1.76	0.23	0.03	0.11	0.02
1.56	1.86	0.22	0.03	0.08	0.02
1.63	1.98	0.19	0.03	0.10	0.02
1.69	2.08	0.34	0.03	0.12	0.02
1.75	2.20	0.33	0.03	0.11	0.02
1.82	2.32	0.29	0.03	0.13	0.02
1.87	2.42	0.25	0.03	0.15	0.03
1.91	2.50	0.24	0.11	0.16	0.04
2.00	2.70	0.27	0.11	0.17	0.04
2.05	2.80	0.30	0.13	0.16	0.06
2.09	2.90	0.28	0.17	0.18	0.09
2.14	3.00	0.26	0.17	0.19	0.09
2.22	3.20	0.18	0.21	0.24	0.11
2.27	3.30	0.13	0.24	0.27	0.12
2.31	3.40	0.11	0.31	0.29	0.14
2.39	3.60	0.20	0.37	0.27	0.16
2.43	3.70	0.30	0.30	0.24	0.15
2.50	3.90	0.63	0.41	0.12	0.18
2.54	4.00	0.84	0.40	0.05	0.18

Tabelle 11

Wert des Integrals $\int W_2 dv$ sowie dessen untere und obere Grenze bei unterschiedlicher oberer Integrationsgrenze v_{\max} , die einer Masse W_{\max} entspricht.

	$q^2 = 0.773 \text{ (GeV/c)}^2$			$q^2 = 1.935 \text{ (GeV/c)}^2$		
	$\mathcal{J} = 47.8^\circ$	$\mathcal{J} = 76^\circ$	W_{\max} GeV	$\mathcal{J} = 47.8^\circ$	$\mathcal{J} = 76^\circ$	W_{\max} GeV
$v(W_{\max})$ $\int_0^{\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Mott}}}} dv$	$0.98 \pm 5\%$	$1.82 \pm 10\%$	2.27	$1.13 \pm 10\%$	$3.05 \pm 10\%$	2.89
	$3.18 \pm 20\%$	-	3.2	$1.35 \pm 10\%$	-	3.04
$v(W_{\max})$ $\int_0^{\epsilon \frac{\sigma}{\sigma_{\text{Mott}}}} dv$	$0.45 \pm 5\%$	$0.41 \pm 10\%$	2.27	$0.33 \pm 5\%$	$0.32 \pm 10\%$	2.89
	$0.67 \pm 10\%$	-	3.2	$0.56 \pm 10\%$	-	3.04
$v(W_{\max})$ $\int_0^{W_2(q^2, v)} dv$	$0.44 \pm 10\%$ ¹⁾		1.97	$0.17 \pm 10\%$ ²⁾ $0.46 \pm 25\%$		1.97 2.54

1) elastischer Beitrag: 0.12

2) elastischer Beitrag: 0.02