

Interner Bericht
DESY F23-71/2
Dezember 1971

DESY-Bibliothek
10. APR. 1972

Messungen zur Elektroproduktion der $\Delta(1236)$ -Resonanz
an Proton und Neutron

von

Jürgen Bleckwenn

Messungen zur Elektroproduktion der $\Delta(1236)$ -Resonanz
an Proton und Neutron

von

Jürgen Bleckwenn

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments, das vom Institut für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe und dem Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) Hamburg ausgeführt wurde. An diesem Experiment waren die Herren S.Galster, G.Hartwig, H.Klein, M.Köbberling, J.Moritz, K.H.Schmidt, W.Schmidt-Parzefall, D.Wegener und D.Zeller beteiligt.

Kurzdarstellung

Für die Elektroproduktion an Proton und Neutron wurden Wirkungsquerschnitte durch eine Impulsanalyse der gestreuten Elektronen bestimmt. Für Impulsüberträge $0.1 < (-q^2) < 0.5$ $(\text{GeV}/c)^2$ und invariante Massen des hadronischen Endzustandes $W < 1.4$ GeV wurden die gemessenen Wirkungsquerschnitte in resonanten und nichtresonanten Anteil getrennt. Aus dem resonanten Anteil wurde der Übergangsformfaktor $G_M^*(q^2)$ am $\gamma N\pi$ -Vertex ermittelt. Die Übereinstimmung des resonanten bzw. den nichtresonanten Wirkungsquerschnittes für Proton und Neutron ermöglicht die Angabe einer oberen Grenze für den Isoskalar- und Isotensorstrom der Elektroproduktion. Totale Wirkungsquerschnitte für die Absorption reeller Photonen an Nukleonen wurden durch Extrapolation auf $q^2=0$ gewonnen. Im angegebenen Bereich des Impulsübertrages wurde semilokale Dualität am Proton untersucht.

Abstract

Cross sections for electroproduction on protons and neutrons have been investigated by momentum analysis of scattered electrons. For momentum transfers $0.1 < (-q^2) < 0.5$ $(\text{GeV}/c)^2$ and invariant masses $W < 1.4$ GeV of the final hadronic state the measured cross section was split up into a resonant and a nonresonant contribution. The transition form factor $G_M^*(q^2)$ of the $\gamma N\pi$ -vertex was derived from the resonant cross section. The equality of resonant respective nonresonant part of the excitation cross section on protons and neutrons permits to derive upper limits for isoscalar and isotensor currents to electroproduction processes. Total cross sections for absorption of real photons have been derived from measured values by extrapolation to $q^2=0$. Furthermore, semilocal duality has been tested for protons in the region of q^2 mentioned above.

Inhalt:

Seite

Einleitung

1. Theorie der Elektroproduktion am gebundenen Nukleon

1.1 Kinematische Größen	3
1.2 Wirkungsquerschnitte	5
1.3 Isospinabhängigkeit der Wechselwirkung	7
1.4 Dynamische Modelle zur Elektroproduktion	15
1.5 Resonanzverhalten und Übergangsformfaktoren	18
1.6 Zuschauermodell für gebundene Nukleonen	19
1.7 Scalingverhalten und Dualität	20

2. Meßanordnung und Messung

2.1 Prinzip der Messung	24
2.2 Wahl der kinematischen Parameter	24
2.3 Primärer Elektronenstrahl	25
2.4 Aufbau und Eigenschaften des Spektrometers	27
2.5 Aufnahme und Prüfung der Meßdaten	29

3. Datenreduktion

3.1 Bestimmung der experimentellen Wirkungsquerschnitte	31
3.2 Strahlungskorrekturen	34
3.3 Behandlung gebundener Nukleonen im Deuteron	40
3.4 Zusammenstellung der Korrekturen und Fehler	46

4. Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse

4.1 Vergleich mit dem Modell von Gutbrod und Simon	47
4.2 Trennung von Resonanz und Untergrund	47
4.3 Übergangsformfaktoren	49
4.4 Obere Grenze für Isoskalar- und Isotensoranteil	50
4.5 Schwellenverhalten der Wirkungsquerschnitte	52
4.6 Prüfung der Dualität	55

Zusammenfassung

Literaturverzeichnis

Abbildungen

Anhang: Tabellen der gemessenen Wirkungsquerschnitte

Einleitung

Neben der Pion-Nukleon-Streuung und der Erzeugung von Mesonen durch Absorption von reellen Photonen durch Nukleonen (Photoproduktion) ist die Streuung von Elektronen hoher Energie an Nukleonen ein wertvolles Hilfsmittel zur Erforschung der Nukleonenstruktur. Erfolgt die Streuung inelastisch, so können resonante Zustände der Nukleonen angeregt werden, die anschließend in ein Nukleon und ein π -Meson zerfallen.

In dem hier beschriebenen Experiment wurde die Erzeugung der $\Delta(1236)$ -Resonanz untersucht. Mit einer Gesamtenergie von 1236 MeV ist sie die Nukleonenresonanz mit der kleinsten invarianten Masse und wird deshalb auch als "1. Resonanz" bezeichnet. Sie wird in der Elektroproduktion am Proton als Δ^+ und am Neutron als Δ^0 -Zustand angeregt. Mit dem Isospin $3/2$ gehören beide Resonanzen gemeinsam mit Δ^- und Δ^{++} zu einem SU(2)-Quartett, das seinerseits Bestandteil eines SU(3)-Dekupletts ist, dem auch das Proton und das Neutron angehören.

Die Ziele des Experiments waren

1. die Bestimmung der Übergangsformfaktoren der $\Delta(1236)$ -Resonanz für Proton und Neutron, aus denen Aufschluß über die Struktur dieser Resonanz gewonnen werden kann,
2. der Vergleich von Wirkungsquerschnitten für die Elektroproduktion am Proton und Neutron und daraus die Gewinnung von Informationen über die Isospinzerlegung des elektromagnetischen Stromes,
3. die Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion am Proton und Neutron durch Extrapolation der Elektroproduktionsdaten auf $q^2=0$,
4. die Prüfung semilokaler Dualität im Bereich der 1. Resonanz.

Außerdem sollte die Gültigkeit des dispersionstheoretischen Modells von Gutbrod und Simon¹ geprüft werden.

Im 1. Teil der Arbeit werden die theoretischen Grundlagen der Elektroproduktion von π -Mesonen erörtert, der 2. und 3. Teil geben Auskunft über die Meßapparatur und die Reduktion der Daten, die Ergebnisse und ihre physikalische Interpretation sind Gegenstand des 4. Teils.

1. Theorie der Elektroproduktion am gebundenen Nukleon

Als Elektroproduktion bezeichnet man die Erzeugung von Hadronen durch inelastische Streuung hochenergetischer Elektronen an Nukleonen. Bei der inelastischen Streuung wird ein Teil der Energie des Elektrons in Ruhmasse umgewandelt, auf diese Weise geht das Nukleon in einen angeregten Zustand über. Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Nukleon läßt sich beschreiben als Austausch eines virtuellen Photons zwischen dem Leptonen- und dem Hadronenvertex. Das virtuelle Photon hat im Gegensatz zum reellen Photon ein von Null verschiedenes Quadrat des Viererimpulses q und liegt daher nicht auf der Massenschale.

Die Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon wird durch die Strukturfunktionen $W_1(q^2, \nu)$ und $W_2(q^2, \nu)$ beschrieben, aus denen man Formfaktoren berechnen kann, wenn der Endzustand eine Resonanz ist. In diesem Fall hängen q^2 und ν über

$$(-q^2) + 2M\nu = M^{*2} - M^2$$

zusammen, dabei ist M^* die Masse der Resonanz, die übrigen Größen werden im Abschnitt 1.1 erläutert.

Das Ziel von Messungen ist es, durch Bestimmung dieser Strukturfunktionen bzw. Formfaktoren Aufschluß über die Art der Kopplung und damit über die Struktur der Hadronen zu erhalten.

Für die Theorie der Elektroproduktion sollen in dieser Arbeit die folgenden Einschränkungen gelten:

1. Es wird vorausgesetzt, daß zwischen dem Elektron und dem Nukleon nur ein virtuelles Photon ausgetauscht wird. Diese Annahme ist durch Meßdaten für die elastische Elektron-Proton-Streuung bestätigt³. Untersuchungen der inelastischen Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuung⁴ am polarisierten Target lassen sich ebenfalls mit dieser Annahme vereinbaren.
2. Es sollen zunächst alle Prozesse unberücksichtigt bleiben, bei denen reelle Photonen entstehen. Diese

Prozesse werden als Strahlungskorrekturen gesondert behandelt.

1.1 Kinematische Größen

In dieser Arbeit wird ein Maßsystem benutzt, in dem $\hbar = c = 1$ gesetzt ist. Außerdem wird prinzipiell die Masse des Elektrons vernachlässigt, so daß damit die Zahlenwerte von Energie und Impuls für das Elektron gleich sind. Zur Kennzeichnung der am Prozeß beteiligten Teilchen werden in dieser Arbeit die folgenden Indices benutzt:

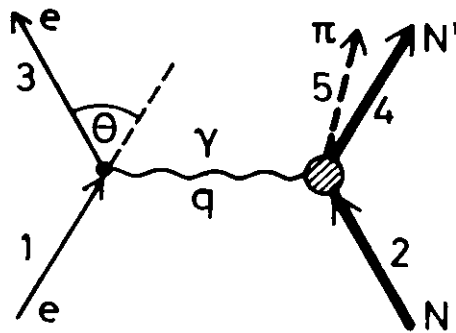


Abb.1: Kennzeichnung der ein- und auslaufenden Teilchen

- | | |
|---------------------------|-------------------------------|
| 1 = Einlaufendes Elektron | 4 = Auslaufendes Nukleon |
| 2 = Einlaufendes Nukleon | 5 = Auslaufendes π -Meson |
| 3 = Auslaufendes Elektron | |

Alle Größen, die sich auf das virtuelle Photon beziehen, werden durch den Buchstaben q dargestellt. Vierervektoren werden ohne, Dreiervektoren mit einem Pfeil über dem Buchstaben dargestellt. Ein Stern kennzeichnet die entsprechende Größe im Schwerpunktsystem von Nukleon und π -Meson ("Hadronen-System"), Größen ohne Stern beziehen sich auf das Laborsystem. Als Metrik wird in dieser Arbeit

$$p_i^2 = p_{i0}^2 - \vec{p}_i^2$$

benutzt.

Ordnet man jedem Teilchen einen Viererimpuls $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ zu ($i = 1 \dots 5$), so folgt für den auf das Hadronensystem übertragenen Viererimpuls des virtuellen Photons q und die Gesamtenergie W von Nukleon und π -Meson im Schwerpunktsystem

$$q^2 = (p_1 - p_3)^2$$

und

$$W^2 = (q + p_2)^2 = (p_1 - p_3 - p_2)^2$$

W ist lorentzinvariant und wird auch als "invariante Masse" bezeichnet. Mit Θ als dem Winkel zwischen dem ein- und dem auslaufenden Elektron ergibt sich das Quadrat des Viererimpulses des virtuellen Photons zu

$$-q^2 = 4 \cdot E_1 \cdot E_3 \cdot \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad (1)$$

und das Quadrat der invarianten Masse zu

$$W^2 = M^2 + 2 M k = M^2 + 2 M v - (-q^2)$$

mit

$$k = q_0 - \frac{(-q^2)}{2M} = \frac{1}{2M} (W^2 - M^2) \quad \text{und} \quad v = E_1 - E_3$$

M ist die Masse des Nukleons und k die äquivalente Photonenenergie, d.h. diejenige Energie, die ein reelles Photon bei der Photoproduktion zur Erzeugung der invarianten Masse W haben muß.

Für alle Rechnungen wird zunächst vorausgesetzt, daß das einlaufende Nukleon im Laborsystem ruht, d.h. daß gilt:

$$p_2 = p_{20} = E_2 = M, \quad |\vec{p}_2| = 0$$

Diese Voraussetzung bedarf bei der Behandlung gebundener Nukleonen einer Änderung, die in Abschnitt 1.6 diskutiert wird.

Für die Energie des gestreuten Elektrons gilt:

$$E_3 = \frac{E_1 - \frac{W^2 - M^2}{2M}}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \frac{\Theta}{2}}$$

Die 5 Größen E_1, E_3, q^2, W und θ sind nicht voneinander unabhängig. Für dieses Experiment sind die Bereiche für $(-q^2)$ und W entsprechend der Tabelle 3 im Abschnitt 2.2 vorgegeben, über die restlichen drei Parameter kann frei verfügt werden, jedoch legen jeweils 2 Größen die dritte fest.

1.2 Wirkungsquerschnitte

Unter der Annahme, daß nur ein virtuelles Photon zwischen dem Elektron und dem Nukleon ausgetauscht wird, kann man für die inelastische Elektron-Nukleon-Streuung den dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt in der folgenden Form schreiben⁵:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_5^* d\Omega dE_3} = \frac{1}{32(2\pi)^5} \frac{E_3}{E_1} \frac{|\vec{p}_5^*|}{W \cdot M} \sum_f \sum_i |M_{fi}|^2$$

Dabei ist die Dynamik des Prozesses in dem invarianten Übergangsmatrixelement $|M_{fi}|^2$ enthalten. Das Zeichen $\sum_f \sum_i$ besagt, daß über die Spins im Anfangszustand i gemittelt und im Endzustand f summiert werden soll. Das Matrixelement $|M_{fi}|^2$ ist durch die Tensoren 2. Stufe $L^{\mu\nu}$ für den Leptonenvertex und $T_{\mu\nu}$ für den Hadronenvertex darstellbar als

$$\sum_f \sum_i |M_{fi}|^2 = \frac{e^2}{q} L^{\mu\nu} \cdot T_{\mu\nu}$$

Der Tensor $L^{\mu\nu}$ kann nach den Regeln der Quantenelektrodynamik berechnet werden:

$$L^{\mu\nu} = 4 (p_1^\mu p_3^\nu + p_1^\nu p_3^\mu) - g_{\mu\nu} \frac{(-q^2)}{2} = \sum J_L^\mu J_L^{\nu*}$$

Die Berechnung des Tensors

$$T_{\mu\nu} = \sum \langle p_4, p_5 | J_H^\mu | p_2 \rangle \langle p_2 | J_H^\nu | p_4, p_5 \rangle^*$$

setzt die Kenntnis der Struktur der Hadronen voraus. j_L und j_H stellen den Leptonen- bzw. Hadronenstrom dar. Die Summation ist über die Spins auszuführen.

Die linear unabhängigen Komponenten von $T_{\mu\nu}$ haben folgende Bedeutung: T_{11} und T_{22} beschreiben die Komponenten des Hadronenstromes senkrecht zu \vec{q} (transversaler Anteil), T_{33} die zu \vec{q} parallele Komponente (longitudinaler Anteil). T_{13} und T_{31} stellen Interferenzglieder zwischen beiden Anteilen dar.

Wird nur das gestreute Elektron nachgewiesen, so ist über $d\Omega_5^*$ zu integrieren, dabei fallen die Interferenzglieder heraus und der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt wird⁶:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \Gamma_+ \{ \sigma_+(q^2, \nu) + \epsilon \cdot \sigma_l(q^2, \nu) \} \quad (2)$$

mit

$$\sigma_+ = \frac{n}{4} \int (T_{11} + T_{22}) d\Omega_5^*$$

$$\sigma_l = 2 a^2 \frac{n}{4} \int T_{33} d\Omega_5^*$$

dabei sind

$$n = \frac{1}{16(2\pi)^2} \frac{|\vec{p}_5^*|}{\text{MkW}} \quad \text{und} \quad a^2 = \frac{(-q^2)}{q_0^{*2}}$$

Die Größe ϵ heißt Polarisationsparameter und gibt den an der Reaktion beteiligten Bruchteil der longitudinalen Photonen an. Γ_+ ist die Zahl der transversal polarisierten Photonen pro Einheitsraumwinkel und Einheitsintervall von E_3 je Elektron:

$$\Gamma_+ = \frac{\alpha}{2\pi^2} \cdot \frac{E_3}{E_1} \cdot \frac{k}{(-q^2)} \cdot \frac{1}{1-\epsilon}$$

In dieser Arbeit wird der Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion abkürzend durch σ dargestellt, darunter ist

$$\sigma \equiv \frac{1}{\Gamma_{\dagger}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}$$

zu verstehen.

Die Darstellung (2) eignet sich besonders gut für den Übergang zur Photoproduktion: Aus $(-q^2) \rightarrow 0$ folgt $a^2 \rightarrow 0$, damit verschwindet der longitudinale Anteil σ_l , und es folgt

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} \frac{1}{\Gamma_{\dagger}} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \sigma_{\dagger}(0, \nu)$$

als totaler Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion.

Anstelle von σ_t und σ_l werden häufig auch die Strukturfunktionen W_1 und W_2 verwendet. Zwischen ihnen und σ_t , σ_l bestehen die folgenden Zusammenhänge:

$$W_1(q^2, \nu) = \frac{k}{4\pi^2\alpha} \sigma_{\dagger}(q^2, \nu) \quad (3)$$

$$W_2(q^2, \nu) = \frac{k}{4\pi^2\alpha} \cdot \frac{(-q^2)}{q^2} \cdot \{ \sigma_{\dagger}(q^2, \nu) + \sigma_l(q^2, \nu) \} \quad (4)$$

Der Wirkungsquerschnitt ergibt sich dann zu ⁷

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \frac{4\alpha^2}{q} \frac{E_3}{M} \cos^2 \frac{\theta}{2} \{ W_2(q^2, \nu) + 2W_1(q^2, \nu) \tan^2 \frac{\theta}{2} \}$$

Die Anwendung der Größen W_1 und W_2 wird in den Abschnitten 1.7 und 4.6 diskutiert.

1.3 Isospinabhängigkeit der Wechselwirkung

1.31 Isospinzerlegung des Ladungsoperators

Nach der Formel von Gell-Mann und Nishijima hängen der Ladungsoperator Q und die Operatoren der Hyperladung Y und der dritten Komponente des Isospins I_3 in der folgenden Weise zusammen:

$$Q = \frac{Y}{2} + I_3$$

Entsprechend dem Verhalten gegenüber Drehungen im Isospinraum kann man den Ladungsoperator deshalb in einen isoskalaren Anteil $Y/2$ und einen isovektoriellen Anteil I_3 zerlegen. Der Ladungsoperator läßt sich darstellen als Raumintegral über die zeitartige Komponente der elektromagnetischen Übergangstromdichte j_0^{el} , das in einen isoskalaren Anteil j_0^S und einen isovektoriellen Anteil j_0^V des Übergangstromes zerlegt werden kann:

$$Q = \int j_0^{el} d^3x = \int j_0^S d^3x + \int j_0^V d^3x \quad (5)$$

Für die Stromdichte gilt dann

$$j_0^{el} = j_0^S + j_0^V$$

In neueren Arbeiten^{8,9} wird die Existenz einer Isotensorkomponente j_0^T des Photons vermutet, die einem Isospin $I = 2$ entsprechen würde. Die Existenz einer Isotensorkomponente der elektromagnetischen Stromdichte erschwert den Einbau des elektromagnetischen Stromes in das Schema der unitären Symmetrien wesentlich. Theorien¹⁰, in denen die elektromagnetischen und die schwachen Ströme in ein Oktett eingeordnet werden, verbieten Isotensorkomponenten im elektromagnetischen Strom.

Unter Berücksichtigung einer Isotensorkomponente würde die Übergangstromdichte

$$j_0^{el} = j_0^S + j_0^V + j_0^T$$

wobei jedoch wegen (5)

$$\int j_0^T d^3x = 0$$

gelten müßte. Die folgenden Übergänge wären dann möglich:

Tabelle 1
Übergangsamplituden

I_N	I_Y	$I_{\pi N}$	Amplitude	Wechselwirk.	ΔI
1/2	+ 0	→ 1/2	A_0	Isoskalar	= 0
1/2	+ 1	→ 1/2	A_1	Isovektor	= 0
1/2	+ 1	→ 3/2	A_3	Isovektor	= 1
1/2	+ 2	→ 3/2	A_2	Isotensor	= 1

Der nach dem Vektormodell mögliche Zustand $I=5/2$ würde zu einem exotischen Teilchen führen¹¹ und wird daher nicht weiter diskutiert.

1.32 Zerlegung nach Multipolanteilen

Für die folgenden Rechnungen ist es zweckmäßig, die Wirkungsquerschnitte nach Multipolanteilen zu zerlegen. Bei den relativ kleinen Viererimpulsquadraten von $(-q^2) < 0.5$ $(\text{GeV}/c)^2$, die in dieser Arbeit untersucht werden, sind die Beiträge longitudinaler Multipole klein^{12,15}, sie sollen deshalb hier nicht berücksichtigt werden, so daß die angegebenen Rechnungen sinngemäß aus der Photoproduktion übernommen werden können.

Beschränkt man sich auf eine Anregung durch s- und p-Wellen, so lassen sich für eine Einarmmessung die Zerlegungen nach Multipolamplituden^{13,14} wie folgt vereinfachen:

$$\sigma \sim \int \{ |A_+ + C_+ \cos^2 \theta_5^*| \} d\Omega_5^* \quad (6)$$

$$\sim \left\{ |M_{1+}|^2 + 3|E_{1+}|^2 + \frac{1}{2}|M_{1-}|^2 + \frac{1}{2}|E_{0+}|^2 \right\}$$

Für die s-Welle kommt nur ein sog. anomaler Übergang ($J=1+1/2=1/2$) in Frage, dieser liefert den Multipolbeitrag E_{0+} . Für die p-Welle ist die Unterscheidung in normale Übergänge ($J=1-1/2=1/2$) und anomale Übergänge ($J=1+1/2=3/2$) erforderlich. Der normale Übergang liefert nur einen M_{1-} -Beitrag, der anomale Übergang die Multipole M_{1+} und E_{1+} . In

der Tabelle 2 sind die Multipole, die für die jeweiligen Wirkungsquerschnitte auftreten können, angegeben, dabei ist nach den Isospinzuständen $I = 1/2$ und $I = 3/2$ unterschieden. Die oberen Indices an den Multipolamplituden entsprechen den A_i der Tabelle 1. Der Fall der p-Welle für $J = 1/2$ ist fortgelassen, da er nur den sehr kleinen M_{1-} -Multipol beiträgt¹⁵. Der gesamte Isoskalaranteil wird praktisch ausschließlich durch die E_{0+} -Amplitude der s-Welle geliefert²¹.

Tabelle 2
Multipolamplituden

Isospin-zustand	s-Welle $J = 1/2$	p-Welle $J = 3/2$	Art der Wechselwirk.
$I = 1/2$ ($\Delta I = 0$)	$1/2 E_{0+}^0 ^2$ $1/2 E_{0+}^1 ^2$	- $ M_{1+}^1 ^2 + 3 E_{1+}^1 ^2$	Isoskalar $ A_0 ^2$ Isovektor $ A_1 ^2$
$I = 3/2$ ($\Delta I = 1$)	$1/2 E_{0+}^3 ^2$ $1/2 E_{0+}^2 ^2$	$ M_{1+}^3 ^2 + 3 E_{1+}^3 ^2$ $ M_{1+}^2 ^2 + 3 E_{1+}^2 ^2$	Isovektor $ A_3 ^2$ Isotensor $ A_2 ^2$

Berücksichtigt man ausschließlich die dominierenden Beiträge M_{1+} und E_{0+} , so zeigt sich, daß

1. zur s-Welle nur E-Multipole, zur p-Welle nur M-Multipole beitragen,
2. es keine Interferenzterme zwischen E- und M-Beiträgen gibt, da bei einer Integration über $d\Omega_S^*$ (Einarmmessung) Interferenzen zwischen der s- und der p-Welle verschwinden.

Für die Wechselwirkung eines reellen oder virtuellen Photons mit einem Proton oder Neutron sind die folgenden 4 Prozesse möglich:



Für diese 4 Prozesse sollen die Übergangsamplituden untersucht werden. Hierfür wird die folgende Zerlegung benutzt¹⁶:

$$\begin{aligned}
 T_1 &= \sqrt{2} \left(A_0 + \frac{1}{3}A_1 + A_2 - \frac{1}{3}A_3 \right) & (\gamma p \rightarrow n\pi^+) \\
 T_2 &= - \left(A_0 + \frac{1}{3}A_1 - 2A_2 + \frac{2}{3}A_3 \right) & (\gamma p \rightarrow p\pi^0) \\
 T_3 &= \sqrt{2} \left(A_0 - \frac{1}{3}A_1 + A_2 + \frac{1}{3}A_3 \right) & (\gamma n \rightarrow p\pi^-) \\
 T_4 &= - \left(A_0 - \frac{1}{3}A_1 - 2A_2 - \frac{2}{3}A_3 \right) & (\gamma n \rightarrow n\pi^0)
 \end{aligned}$$

Da sich für die Reaktionen am Proton und Neutron die Größen A_0 und A_2 von den dominierenden Größen A_1 und A_3 jeweils im Vorzeichen unterscheiden, besteht die Möglichkeit, aus der Differenz der Wirkungsquerschnitte am Proton und Neutron auf den Isoskalar- bzw. Isotensoranteil im Vergleich zum Isovektoranteil zu schließen.

Die Rechnung wird getrennt für die Produktion geladener und neutraler π -Mesonen durchgeführt. Der Grund dafür liegt im Kroll-Ruderman-Theorem¹⁷, das die Erzeugung neutraler π -Mesonen durch s-Wellen an der Pionschwelle stark unterdrückt. Das Kroll-Ruderman-Theorem gilt streng nur für die Photoproduktion an der Pionschwelle, Messungen¹² zeigen jedoch, daß die π^0 -Elektroproduktion auch im Bereich der 1. Resonanz noch einen geringeren Beitrag zum Untergrund liefert als die π^\pm -Produktion. Für die Abschätzung des Isoskalaranteils soll es deshalb auch im Bereich der 1. Resonanz in grober Näherung als gültig angenommen werden.

Mit Δ^\pm soll die Differenz ($\sigma_p - \sigma_n$), mit Σ^\pm die Summe ($\sigma_p + \sigma_n$) für die Erzeugung geladener π -Mesonen bezeichnet werden; analog sind Δ^0 und Σ^0 für die Erzeugung von π^0 -Mesonen zu verstehen. (Dabei steht abkürzend $A_i A_k$ für $\text{Re}(A_i A_k^*)$.)

$$\begin{aligned}
 \Delta^\pm &= \frac{2}{9} \cdot 4 \cdot (3A_0 A_1 - 3A_0 A_3 + 3A_1 A_2 - 3A_2 A_3) \\
 \Delta^0 &= \frac{1}{9} \cdot 4 \cdot (3A_0 A_1 + 6A_0 A_3 - 6A_1 A_2 - 12A_2 A_3) \\
 \Sigma^\pm &= \frac{2}{9} \cdot 2 \cdot (9|A_0|^2 + |A_1|^2 + 9|A_2|^2 + |A_3|^2 - 2A_1 A_3 + 18A_0 A_2) \\
 \Sigma^0 &= \frac{1}{9} \cdot 2 \cdot (9|A_0|^2 + |A_1|^2 + 36|A_2|^2 + 4|A_3|^2 + 4A_1 A_3 - 36A_0 A_2)
 \end{aligned} \tag{7}$$

Den Zusammenhang zwischen den A_i und den Multipolamplitu-

den liefert Gl. (6) über

$$\sigma \sim \left\{ |M_{1+}|^2 + \frac{1}{2} |E_{0+}|^2 \right\}$$

und damit wird

$$\sum_{i=1}^4 |T_i|_p^2 \sim \sigma_p \sim |M_{1+}|^2 \quad (\text{für die p-Welle})$$

und

$$\sum_{i=1}^4 |T_i|_s^2 \sim \sigma_s \sim |E_{0+}|^2 \quad (\text{für die s-Welle}),$$

da Interferenzen zwischen beiden Wellen nicht auftreten.

1.33 Der Isotensoranteil der Wechselwirkung

Als Beiträge für einen Isotensoranteil kommen die Multipole E_{0+}^2 in der s-Welle und M_{1+}^2 in der p-Welle in Frage. Der E_{0+}^2 -Anteil entspricht einer S_{31} -Welle, die im Bereich der 1. Resonanz klein ist¹⁸. Er wäre ohnehin nicht vom isoskalaren E_{0+}^0 -Beitrag trennbar, es kann also hier über ihn keine Aussage gemacht werden. Der Multipol M_{1+}^2 tritt nur in der p-Welle auf, daher spielt das Kroll-Ruderman-Theorem hier keine Rolle; man kann mit $\Delta = \Delta^\pm + \Delta^0$ bzw. $\Sigma = \Sigma^\pm + \Sigma^0$ rechnen, wobei für die A_i nur M-Multipole eingesetzt werden. Da der Beitrag der Isotensorwechselwirkung am resonanten Anteil des Wirkungsquerschnitts allein untersucht wird, bleibt der Beitrag $A_0 A_1$ außer Betracht. Die Ausdrücke $A_0 A_3$ und $A_1 A_2$ fallen bei der Zusammenfassung von Δ^\pm und Δ^0 heraus, damit wird (7) zu

$$\Delta = \frac{2}{9} \cdot 4 \cdot (-3A_2 A_3) + \frac{1}{9} \cdot 4 \cdot (-12A_2 A_3) = -8A_2 A_3$$

$$\begin{aligned} \Sigma &= \frac{4}{9} \cdot (9|A_2|^2 + |A_3|^2) + \frac{2}{9} \cdot (36|A_2|^2 + 4|A_3|^2) \\ &= 12|A_2|^2 + \frac{4}{3}|A_3|^2 \approx \frac{4}{3}|A_3|^2 \end{aligned}$$

Über

$$R_{\text{res}} = \left[\frac{(\sigma_p - \sigma_n)}{1/2(\sigma_p + \sigma_n)} \right]_{\text{res}} = \left[\frac{2\Delta}{\Sigma} \right]_{\text{res}}$$

gewinnt man daraus

$$R_{\text{res}} = -12 \frac{\Lambda_2 \Lambda_3}{|\Lambda_3|^2} = -12 \frac{|M_{1+}^2| \cdot |M_{1+}^3|}{|M_{1+}^3|^2} = -12 \frac{|M_{1+}^2|}{|M_{1+}^3|}$$

weil M_{1+}^2 und M_{1+}^3 nach dem Watson-Theorem¹⁹ die gleiche Phase haben.

Das Verhältnis der Multipolamplituden ist dann

$$\frac{|M_{1+}^2|}{|M_{1+}^3|} = \left| \frac{-1}{12} \right| R_{\text{res}}$$

wobei R_{res} aus den Meßdaten unter alleiniger Berücksichtigung des resonanten Anteils bestimmt wird.

1.34 Der Isoskalaranteil der Wechselwirkung

Zur Abschätzung des Isoskalaranteils werden Δ und Σ nach Beiträgen der s- und p-Welle getrennt untersucht, wobei wegen des Kroll-Ruderman-Theorems näherungsweise für Δ^0 und Σ^0 kein s-Wellen-Anteil auftritt. Da der Isotensoranteil klein ist, werden in (5) die Größen $|\Lambda_2|^2$ und $\Lambda_2 \Lambda_3$ vernachlässigt. Außerdem bleibt, da für die Abschätzung nur der nichtresonante Untergrund berücksichtigt wird, der Term $|\Lambda_3|^2$ für die p-Welle außer Betracht.

$$\begin{aligned} \Delta &= \Delta_s^{\pm} + \Delta_p^{\pm} + \Delta_p^0 = \\ &= \frac{8}{3} (\Lambda_0 \Lambda_1 - \Lambda_0 \Lambda_3)_s + \frac{8}{3} (\Lambda_0 \Lambda_1 - \Lambda_0 \Lambda_3)_p + \frac{4}{3} (\Lambda_0 \Lambda_1 + 2\Lambda_0 \Lambda_3)_p \end{aligned}$$

Die beiden letzten Ausdrücke verschwinden, da Λ_0 nur einen s-Wellen-Anteil hat, und es bleibt

$$\Delta = \frac{8}{3} (\Lambda_0 \Lambda_1 - \Lambda_0 \Lambda_3) = \frac{8}{3} (E_{0+}^0 E_{0+}^1 - E_{0+}^0 E_{0+}^3)$$

Die betrachteten E-Multipole haben nur kleine Imaginärteile,

deswegen kann man sie näherungsweise durch ihre Realteile ersetzen:

$$\Delta \approx \frac{8}{3} \operatorname{Re} E^0 \cdot (\operatorname{Re} E_{O+}^1 - \operatorname{Re} E_{O+}^3)$$

Für die Summe der Wirkungsquerschnitte Σ gilt für den nichtresonanten Untergrund

$$\begin{aligned} \Sigma &= \Sigma_s^\pm + \Sigma_p^\pm + \Sigma_p^0 = \\ &= \frac{4}{9} (9|A_0|^2 + |A_1|^2 + |A_3|^2 - 2A_1A_3)_s + \frac{4}{9} (|A_1|^2 - 2A_1A_3)_p + \\ &+ \frac{2}{9} (|A_1|^2 + 4A_1A_3)_p = \frac{4}{9} (|A_1|_s^2 - 2(A_1A_3)_s + |A_3|_s^2) \\ &\approx \frac{4}{9} (\operatorname{Re} E_{O+}^1 - \operatorname{Re} E_{O+}^3)^2 \end{aligned}$$

Dabei sind die Glieder in $|A_0|_p^2$ und $|A_1|_p^2$ vernachlässigt, da die entsprechenden Wellen (P_{11} und P_{13}) im Bereich der 1. Resonanz nur unwesentlich zum Prozeß beitragen²⁰. Mit

$$R_{nres} = \left[\frac{(\sigma_p - \sigma_n)}{1/2(\sigma_p + \sigma_n)} \right]_{nres} = \left[\frac{2\Delta}{\Sigma} \right]_{nres}$$

für den nichtresonanten Untergrund allein folgt dann

$$R_{nres} = \frac{\operatorname{Re} E_{O+}^0}{\operatorname{Re} E_{O+}^1 - \operatorname{Re} E_{O+}^3} \cdot 12$$

und, da $\operatorname{Re}(E_{O+}^3)$ negativ ist ,

$$\frac{|E_{O+}^0|}{|E_{O+}^1| + |E_{O+}^3|} \approx \frac{1}{12} R_{nres} \quad (8)$$

Setzt man in (8) die theoretischen Werte für die beteiligten Multipole für die Photoproduktion ein, so ergibt sich nahezu unabhängig von der invarianten Masse ein zu erwartender Wert für R_{nres} von ungefähr 0,4.

1.4 Dynamische Modelle zur Elektroproduktion

Für die Anregung der 1. Resonanz ist eine Reihe von theoretischen Modellen entwickelt worden^{1,24-27}. Sie basieren alle auf der Annahme, daß die Resonanz ein gebundener Zustand aus einem Nukleon und einem π -Meson ist. Dadurch lassen sich die Übergangsformfaktoren analog zu den Nukleonformfaktoren interpretieren. In den ersten Arbeiten von Chew, Goldberger, Low und Nambu²² zur Photoproduktion der 1. Resonanz und der Erweiterung auf die Elektroproduktion durch Fubini, Nambu und Wataghin²³ werden Dispersionsrelationen für die Multipolamplituden angegeben und zunächst für den statischen Grenzfall, d.h. für unendlich schwere Nukleonen, ausgewertet. Nach dem Watson-Theorem¹⁹ sind die Multipolamplituden den Partialwellenamplituden der Pion-Nukleon-Streuung proportional. Zur Anregung der 1. Resonanz trägt fast ausschließlich die magnetische Dipolamplitude M_{1+} bei. Diese hängt wie folgt mit der der Photoproduktion zusammen:

$$M_{1+}(q^2, W) = M_{1+}(0, W) \cdot \frac{|\vec{p}_2^*(q^2)|}{|\vec{p}_2^*(0)|} \cdot \frac{G_{MV}(q^2)}{G_{MV}(0)}$$

$$G_{MV}(q^2) = \frac{1}{2} \{G_{MP}(q^2) - G_{MN}(q^2)\}$$

$$M_{1+}(0, W) = \frac{|\vec{p}_2^*(0)|}{|\vec{p}_5^*(0)|} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{0,16} \cdot f_{1+}^{3/2}(W)$$

Dabei ist $G_{MV}(q^2)$ der magnetische Isovektor-Formfaktor und $f_{1+}^{3/2}(W)$ die Partialwellenamplitude für die (πN) -Streuung zum Isospinzustand $I=3/2$. μ_p und μ_n sind die anomalen magnetischen Momente von Proton und Neutron. Setzt man $W = M^*$ (Masse der 1. Resonanz) in die Formel ein, so gilt

$$M_{1+}(q^2, M^*) = \frac{|\vec{p}_2^*(q^2)|}{|\vec{p}_2^*(0)|} \cdot G_M^*(q^2) \quad (8')$$

mit

$$G_M^*(q^2) = M_{1+}(0, M^*) \frac{G_{MV}(q^2)}{G_{MV}(0)}$$

als dem magnetischen Übergangsformfaktor der 1. Resonanz.

Spätere Arbeiten von Zagury²⁴, Gutbrod und Simon^{1,2}, v. Gehlen²⁵, Adler²⁶ und Corrigan et. al.²⁷ sind Erweiterungen der vorgenannten Arbeiten unter Berücksichtigung des Impulsübertrages auf das Nukleon.

Genauer erörtert werden soll hier das dispersionstheoretische Modell von Gutbrod und Simon, dessen numerische Voraussagen in dieser Arbeit benutzt werden. Anstelle der Partialwellenamplituden werden von den Autoren die Funktionen $h(W, q^2)$ verwendet, die sich von den ersteren nur dadurch unterscheiden, daß hier Faktoren zur Unterdrückung kinematischer Singularitäten abgetrennt sind. Das ist erforderlich, um das richtige Schwellenverhalten der Multipole zu gewährleisten.

Die Funktionen $h(W, q^2)$ sind durch die Integralgleichung

$$h(W, q^2) = h_1(W, q^2) + \frac{1}{\pi} \int \frac{\text{Im}(h(W', q^2))}{W - W' - ic} dW'$$

mit

$$h_1(W, q^2) = \frac{1}{\pi} \int \frac{h_1(W', q^2)}{W - W'} dW' \quad (9)$$

gegeben, wobei die Integration in (9) über den linken Schnitt der komplexen W -Ebene auszuführen ist. Zur Bestimmung von $h(W, q^2)$ benutzen die Autoren neben den Beiträgen der Bornsterme (Abb. 2a-c) noch die sog. Boxdiagramme, die in Abbildung 2d und 2e dargestellt sind.

Der magnetische Übergangsformfaktor ist nach diesem Modell gegeben durch

$$G_M^*(q^2) = G_M^*(0) \left\{ \frac{G_{MV}(q^2)}{G_{MV}(0)} \cdot \frac{0,85}{1+(-q^2)/2,72} + F_{\pi}(q^2) \cdot \frac{0,15}{1+(-q^2)/0,97} \right\} \sqrt{\frac{E_2^*(q^2) + M}{E_2^*(0) + M}}$$

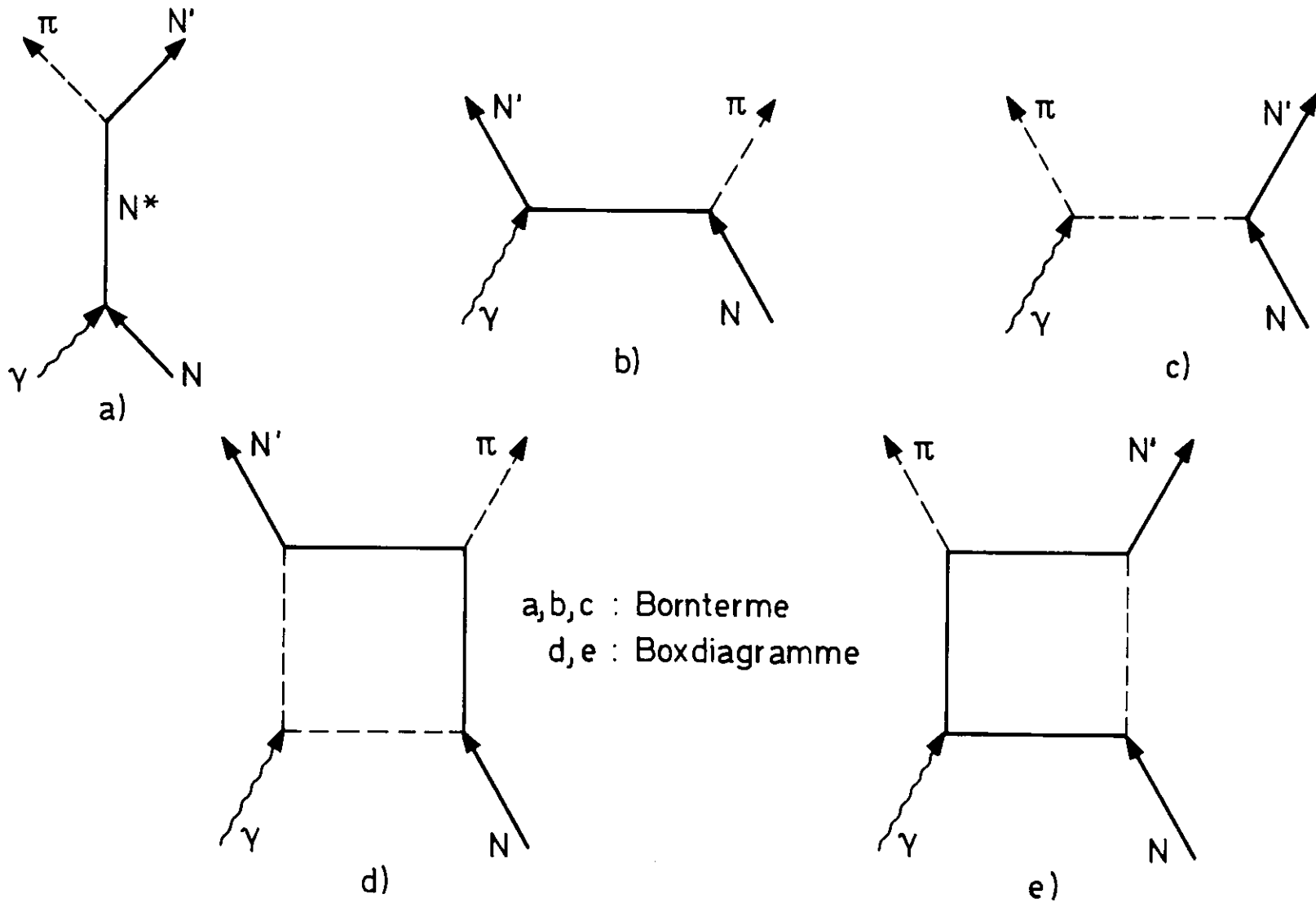


Abb. 2 Graphen der inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung

er fällt stärker mit q^2 ab als der Nukleonformfaktor. $E_2^*(q^2)$ ist dabei die Energie des einlaufenden Nukleons im (πN) -Schwerpunktsystem und $F_\pi(q^2)$ der Formfaktor des π -Mesons.

Für numerische Rechnungen stand ein Rechenprogramm* zur Verfügung, mit dessen Hilfe der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt unter folgenden Annahmen berechnet werden konnte:

1. Der elektrische Formfaktor des Protons kann mit Hilfe des Dipolansatzes

$$G_{EP}(q^2) = \left[\frac{1}{1 + \frac{(-q^2)}{0,71}} \right]^2 \quad \{ (-q^2) \text{ in GeV} \}$$

berechnet werden.

2. Der elektrische Formfaktor des Neutrons verschwindet, alle übrigen Formfaktoren genügen dem "scaling law":

$$G_{EP}(q^2) = \frac{G_{MP}(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_{MN}(q^2)}{\mu_n}$$

(μ_p und μ_n sind die magnetischen Momente der Nukleonen).

3. Der Pionformfaktor F_π wird gleich dem elektrischen Formfaktor des Protons gesetzt.
4. Zur Anregung der 1. Resonanz trägt ausschließlich der magnetische Dipolübergang M_{1+} bei.
5. Der nichtresonante Untergrund wird durch die Born-terme richtig beschrieben.

Außer zum Vergleich mit dem Experiment werden die so gewonnenen Wirkungsquerschnitte auch für die Berechnung der Strahlungskorrekturen (siehe Abschnitt 3.2) verwendet.

*Dieses Rechenprogramm stellte uns Herr Dr.F.Gutbrod freundlicherweise zur Verfügung.

1.5 Resonanzverhalten und Übergangsformfaktoren

Zur Erzeugung der 1. Resonanz mit den Quantenzahlen $J = 3/2^+$ tragen in der vorliegenden Näherung nach Abschnitt 1.3 nur die Multipole M_{1+} und E_{1+} bei. Hinzu kommt noch der longitudinale Multipol L_{1+} . Diese Multipole entsprechen bis auf Proportionalitätsfaktoren den Übergangsformfaktoren $G_M^*(q^2)$, $G_E^*(q^2)$ und $G_C^*(q^2)$. Die Indices M und E beziehen sich auf den magnetischen und elektrischen Übergangsformfaktor, $G_C^*(q^2)$ ist der Ladungsformfaktor. Nach den Vorhersagen der SU(6)-Symmetrie²⁸ bzw. des Quarkmodells²⁹ verschwinden G_E^* und G_C^* ; Photo-³⁰ und Elektroproduktionsmessungen¹² ergeben, daß $G_E^* < 0,05 \cdot G_M^*$ ist. In dieser Arbeit werden deshalb die Formfaktoren G_E^* und G_C^* vernachlässigt.

Unter Benutzung von $G_M^*(q^2)$ ist dann der Wirkungsquerschnitt³²

$$\frac{1}{\Gamma_+} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_3} = \frac{\pi \alpha^2 q^2}{k \cdot M} \cdot \left\{ \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right\} \cdot G_M^{*2}(q^2) \quad (10)$$

Diese Formel gibt einen einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt an, sie setzt voraus, daß die Resonanz stabil ist ("zero width approximation"), also nach der Unschärfere-lation eine verschwindende Energiebreite hat. Man kann die endliche Breite der Resonanz durch die Einführung einer Breit-Wigner-Verteilung anstelle des Rückstoßfaktors {...} in (10) berücksichtigen³²:

$$\frac{1}{\Gamma_+} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \frac{\pi \alpha^2 q^2}{2kWM} \cdot G_M^{*2}(q^2) \cdot \frac{\Gamma(W)}{(W-M^*)^2 + (1/4)\Gamma^2(W)}$$

Die Breite $\Gamma(W)$ wurde Resultaten der (πN)-Streuphasenanalyse entnommen³³ und ist

$$\Gamma(W) = \frac{0,128 \cdot (0,85 |p_5^+|^2 / m_\pi)^3}{1 + (0,85 |p_5^+|^2 / m_\pi)^2}$$

mit m_π als der Masse des π -Mesons.

1.6 Zuschauermodell für gebundene Nukleonen

Da es keine Targets aus freien Neutronen gibt, ist man bei der Untersuchung von Neutronen auf Messungen an Kernen angewiesen. Ein wesentliches Hilfsmittel dazu ist das sog. Zuschauermodell (auch Stoßnäherung genannt)^{34,35}. Dieses Modell geht von der Annahme aus, daß sich die Wechselwirkung von Teilchen oder Photonen mit einem Kern darstellen läßt als Summe der Wechselwirkungen mit den Bestandteilen dieses Kerns.

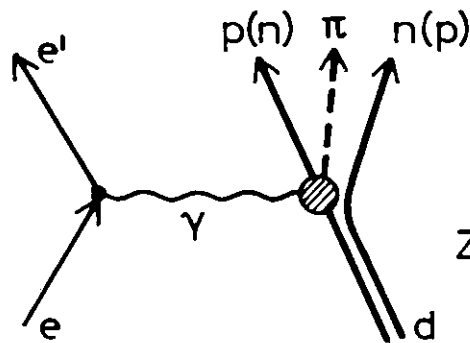


Abb. 3
Zuschauermodell

Die Anwendbarkeit des Modells ist an folgende Bedingungen geknüpft:

1. Das einlaufende Teilchen oder Photon tritt nur mit einem einzigen Nukleon in Wechselwirkung (Abb. 3).
2. Die Bindungsenergie zwischen den Nukleonen ist so klein, daß die Wechselwirkung mit einem Nukleon nicht durch die übrigen Nukleonen gestört wird.
3. Die Amplitude der Welle der auslaufenden Teilchen wird durch die übrigen Nukleonen nicht gestört.

Für Messungen am Neutron ist nach diesen Bedingungen das Deuteron am besten geeignet. Als einfachster zusammengesetzter Kern erfüllt es die Bedingung 1 am besten. Die Bindungsenergie von 2,2 MeV ist viel kleiner als die Bindungsenergie anderer Kerne. Die Bedingung 3 ist für das Deuteron nur näherungsweise erfüllt, sie betrifft im wesentlichen die

Endzustandswechselwirkungen. Ihre Vernachlässigung führt auf Fehler der Größenordnung von 5 %⁶¹.

Ein weiterer Vorteil bei der Wahl des Deuterons gegenüber anderen Kernen ist, daß seine Wellenfunktion eine einfache, gut bekannte analytische Form hat, daher kann man die Impulsverteilung der Nukleonen aus dem Quadrat der Wellenfunktion im Impulsraum ohne Schwierigkeiten berechnen.

Mit Hilfe dieses Modells können aus einer Messung der inelastischen Elektron-Deuteron-Streuung Wirkungsquerschnitte für die Streuung am gebundenen Neutron gewonnen werden.

1.7 Scalingverhalten und Dualität

Betrachtet man das Spektrum der Elektron-Nukleon-Streuung bei niedrigem Viererimpulsübertragsquadrat ($-q^2$) des einlaufenden Photons und kleiner invarianter Masse W , so führt der Prozeß zur Bildung ausgeprägter Maxima. Diese Reaktion kann durch die Anregung von Resonanzen im s -Kanal beschrieben werden. Für große Werte von W zeigt der Wirkungsquerschnitt keine Struktur und kann durch Austausch von Teilchen im t -Kanal beschrieben werden. Die Dualitätshypothese postuliert nun, daß diese beiden Beschreibungsweisen äquivalente Möglichkeiten zur Darstellung der Streuamplitude sind. Mit Hilfe von Finite Energy Sum Rules (FESR)³⁶ läßt sich dieser Zusammenhang quantitativ ausdrücken, die FESR zeigen, daß die t -Kanal-Amplitude im Sinne eines Mittelwertes gleich der s -Kanal-Amplitude ist.

Zur Untersuchung der Dualität in der Elektroproduktion an Nukleonen ist es erforderlich, das sog. "scaling"-Verhalten des Wirkungsquerschnitts auszunutzen. "Scaling" heißt, daß in den Gln. (3) und (4) für $\nu \rightarrow \infty$ und $-q \rightarrow \infty$ die Größen $W_1(q^2, \nu)$ und $W_2(q^2, \nu)$ nur noch von einer Variablen

$$\omega = \frac{2 \cdot M \cdot \nu}{-q^2}$$

abhängen. Diese Grenze wird auch Bjorken- oder Scaling-limit

genannt. Für $(-q^2) \geq 2,0 \text{ (GeV/c)}^2$ und $W \geq 2 \text{ GeV}$ ist dies experimentell recht gut erfüllt⁶⁸. Die Anwendung der Dualitätshypothese auf die Elektroproduktion fordert nun, daß die Funktionen W_1 und νW_2 im Resonanzbereich im Mittel, d.h. bei Integration entlang bestimmter Kurven in der q^2 - ν -Ebene (Abb. 4), gleich denen im Scaling-Bereich sein sollen. Eine schärfere Forderung ist die der semilokalen Dualität, bei der dieser Sachverhalt sogar für jede Resonanz einzeln erfüllt sein muß.

In die Dualität kann auch die elastische Streuung ("nullte Resonanz" oder Nukleon-Pol) einbezogen werden. Dabei ergibt sich jedoch die Schwierigkeit, daß hier stets $\omega = 1$ ist, während $\nu W_2(\omega)$ für $\omega = 1$ verschwindet. Es ist deshalb zweckmäßig, die Substitution

$$\omega \rightarrow \omega' = \omega + \frac{M^2}{-q^2} = \frac{2M\nu + M^2}{-q^2}$$

einzuführen, dadurch wird für den Nukleon-Pol $\omega' > 1$. Auf das Verhalten im Scaling-limit hat dies keinen Einfluß, da hier $\omega' \rightarrow \omega$ gilt. Von Bloom und Gilman³⁷ wird eine Summenregel für νW_2 bei festem $(-q^2)$ angegeben:

$$\int_0^{\nu_{\max}} \nu W_2(q^2, \nu) d\nu = \frac{(-q^2)}{2M} \int_1^{\frac{2M\nu + M^2}{(-q^2)}} f(\omega') d\omega' \quad (11)$$

$f(\omega')$ stellt dabei die Funktion νW_2 im Scaling-limit dar und hängt deshalb nur von ω' ab. Diese Summenregel hat sich bei der Untersuchung von Daten für $(-q^2) > 0,6 \text{ (GeV/c)}^2$ als gutes Hilfsmittel zur Prüfung der Dualität erwiesen³⁷, sie versagt jedoch für kleinere Werte von $(-q^2)$ und ist deshalb in der angegebenen Form für die Daten in dieser Arbeit nicht anwendbar.

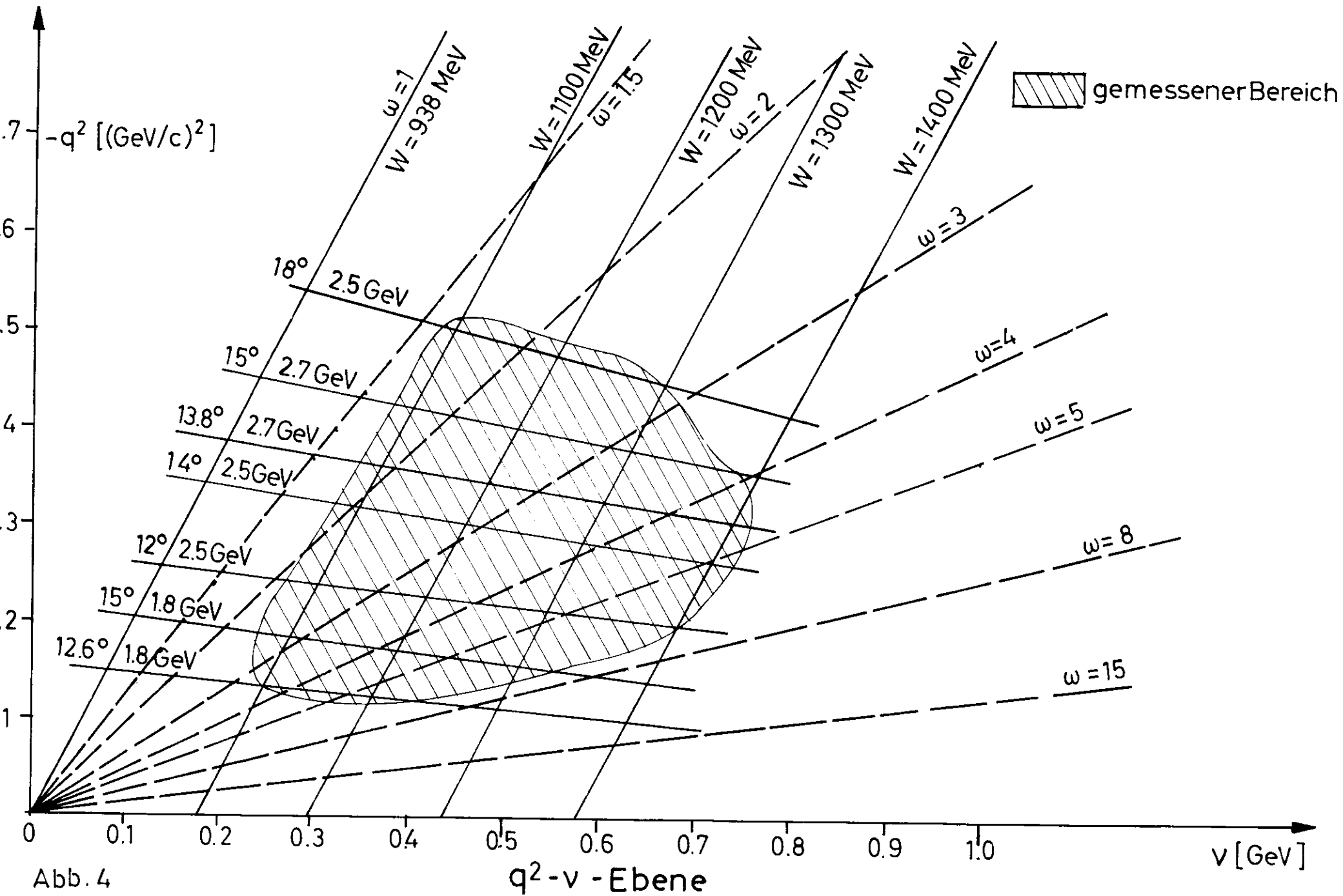


Abb. 4

q^2-v - Ebene

1.71 Dualität für kleine Impulsüberträge

Eine Erweiterung der Dualität für kleine Impulsüberträge, die bis zur Photoproduktion gültig sein soll, wird von Rittenberg und Rubinstein³⁸ angegeben. Die Autoren schlagen vor, anstelle von ω' die Variable

$$\omega'' = \frac{2M\nu + \xi^2}{(-q^2) + a^2}$$

zu verwenden, die im Scaling-limit wiederum gegen ω' bzw. ω geht. Die Zahlenwerte für ξ^2 und a^2 müssen aus Meßdaten ermittelt werden³⁹. Bei der Behandlung der Dualität für $(-q^2) < 0,6 \text{ (GeV/c)}^2$ ergibt sich noch eine Schwierigkeit durch das Verschwinden von $\nu W_2(q^2, \nu)$ für $(-q^2) \rightarrow 0$:

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} \nu W_2(q^2, \nu) = \lim_{q^2 \rightarrow 0} \frac{(-q^2)}{4\pi^2\alpha} \sigma_t = 0$$

Ersetzt man νW_2 durch $\omega/\omega'' \cdot \nu W_2$, so wird

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} \frac{\omega}{\omega''} \nu W_2(q^2, \nu) = \lim_{q^2 \rightarrow 0} \left\{ \left[\frac{2M\nu + \xi^2}{(-q^2) + a^2} \right]^{-1} \cdot \sigma_t \cdot \frac{2M\nu \cdot (-q^2)}{(-q^2) \cdot 4\pi^2\alpha} \right\} \neq 0$$

Auch diese Substitution macht sich im Scaling-limit wegen $\omega'' \rightarrow \omega$ nicht bemerkbar.

1.72 Vektorielle Dualität

Der von der Summenregel (11) erfaßte Bereich erstreckt sich in der q^2 - ν -Ebene nur längs der Geraden $q^2 = \text{const.}$ Eine Erweiterung des Dualitätskonzepts für andere Richtungen in der q^2 - ν -Ebene, d.h. für das Festhalten eines anderen Parameters als q^2 , wurde ebenfalls von Rittenberg und Rubinstein³⁸ vorgenommen. Die Autoren geben Summenregeln für festes ω' bzw. ω'' sowie für einen festen Elektronenstreuwin-

kel Θ an. Die in verschiedenen Richtungen der q^2 - v -Ebene gültige Dualität wird auch vektorielle Dualität genannt.

Es soll hier nur die Summenregel für einen festen Elektronenstreuungswinkel Θ diskutiert werden. Anstelle des vorher festen Wertes für q^2 wird jetzt ein Zusammenhang zwischen q^2 und v von der Form

$$q^2 + bv = c$$

angenommen. Unter Berücksichtigung des festen Winkels Θ ergibt sich

$$b = 4 E_1 \sin^2 \frac{\Theta}{2} \quad \text{und} \quad c = 4 E_1^2 \sin^2 \frac{\Theta}{2}$$

und daraus die Summenregel

$$\int_{\omega_1''}^{\omega_2''} \frac{\{\frac{\omega''}{\omega_1''} v W_2 - f(\omega'')\} \{2Mv + \xi^2\}}{\omega'' \{2M + 4\omega'' E_1 \cdot \sin^2 \frac{\Theta}{2}\}} d\omega'' = 0 \quad (12)$$

2. Meßanordnung und Messung

2.1 Prinzip der Messung

Um Informationen über das physikalische Verhalten der 1. Resonanz zu erhalten, müssen zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Elektrons gemessen werden. Hierzu streut man Elektronen hoher Energie an Protonen bzw. Deuteronen. Die Streuung kann entweder elastisch sein, d.h. der Targetkern erfährt nur einen Rückstoß, zum anderen kann aber auch der Targetkern in einen angeregten Zustand gebracht werden (inelastische Streuung). Ein solcher angeregter Zustand, dessen Energie im Schwerpunktsystem mindestens gleich der Summe der Massen von Nukleon und π -Meson sein muß, zerfällt danach in sehr kurzer Zeit (etwa 10^{-23} s) unter Aussendung eines π -Mesons in den Grundzustand des Nukleons. Aus dem Streuwinkel Θ des Elektrons gegenüber der Richtung des primären Elektronenstrahls und der Energie E_3 des gestreuten Elektrons läßt sich bei Kenntnis der Primärenergie der auf das Nukleon übertragene Viererimpuls und die invariante Masse des Hadronensystems mit Hilfe der in Abschnitt 1.1 angegebenen Formeln bestimmen.

2.2 Wahl der kinematischen Parameter

Die Messungen sollten für Quadrate des Viererimpulsübertrages $(-q^2)$ zwischen 0,1 und 0,5 $(\text{GeV}/c)^2$ durchgeführt werden. Nach Formel (1) ist für ein bestimmtes Intervall der Streuenergie E_3 einer der Parameter E_1 oder Θ frei wählbar, der andere wird durch diese Wahl festgelegt. Im Interesse einer hohen Zählrate sollte ein möglichst kleiner Streuwinkel gewählt werden, der kleinstmögliche Streuwinkel bei der vorliegenden Meßanordnung war 12° . Die Tabelle 3 gibt die im Experiment verwendeten Parameter sowie die dazugehörigen Werte für das Quadrat des Viererimpulsübertrages $(-q^2)$ für

die elastische Streuung und für die invariante Masse 1220 MeV an.

Tabelle 3
Parameter der Meßanordnung

E_1 (GeV)	Θ ($^\circ$)	$-q^2$ (W=938 MeV) (GeV/c) 2	$-q^2$ (W=1220 MeV) (GeV/c) 2
1.8	12.6	0.15	0.12
1.8	15.0	0.21	0.17
2.5	12.0	0.26	0.22
2.5	14.0	0.34	0.30
2.7	13.8	0.39	0.34
2.7	15.0	0.45	0.40
2.5	18.0	0.54	0.47

2.3 Primärer Elektronenstrahl

Das Experiment wurde an einem externen Elektronenstrahl des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY durchgeführt, dessen Energie zwischen 1,0 GeV und 7,5 GeV gewählt werden konnte. Die Unsicherheit der Primärenergie (bezogen auf die Ejektion vom Solikreis bei maximalem Magnetfeld) beträgt 0,5 %, dazu muß die Unsicherheit durch die Spilldauer (siehe Abschnitt 2.31) hinzugerechnet werden.

2.31 Ejektion

Die im Synchrotron umlaufenden Elektronen wurden nach etwa 10^4 Umläufen mit Hilfe der sog. "beam bump"-Ejektion⁴⁰ aus dem Beschleuniger ausgelenkt und auf ein 37,4 m entferntes Target fokussiert. Bei der beam bump-Ejektion wird durch eine örtliche Verbiegung des Solikreises der Strahl kurz vor dem Erreichen der maximalen Teilchenenergie in ein inhomogenes Magnetfeld ("Regenerator") gebogen, das die Betatronfrequenz des Synchrotrons in die Nähe einer Resonanzstelle mit

der Beschleunigungsfrequenz verschiebt. Die dadurch vergrößerte horizontale Strahlamplitude ermöglicht den Teilchen das Überspringen einer zum Strahl parallelen Stromschiene ("Ejektor"), deren Feld die Teilchen dem magnetischen Führungsfeld des Synchrotrons entzieht und als externen Elektronenstrahl ejiziert. Die Ausbeute an ejizierten Elektronen liegt dabei im Mittel zwischen 20 und 40 %. Mit Hilfe der beam-bump-Methode kann die Dauer der Ejektion (Spilldauer) bis auf etwa 4 ms ausgedehnt werden, der Nachteil einer so langen Spilldauer ist jedoch eine größere Unsicherheit in der Bestimmung der Primärenergie infolge der Änderung des magnetischen Führungsfeldes während der Spilldauer δ :

$$\frac{\Delta E_1}{E_1} = 1 - \cos \frac{\omega \delta}{2}$$

Dabei ist $\omega = 100\pi = 314,2 \text{ s}^{-1}$, da das Synchrotron mit einer Pulsfolgefrequenz von 50 Hz betrieben wird. Danach beträgt die Unsicherheit der Primärenergie bei einer Spilldauer von 0,5 ms etwa 0,3 % und bei einer Spilldauer von 1 ms etwa 1,2 %. Die Gesamtunsicherheit der Primärenergie beträgt dann etwa 1,3 % für $\delta = 1 \text{ ms}$.

2.32 Strahltransport

Der ejizierte Elektronenstrahl wurde mit Hilfe eines starkfokussierenden Transportsystems aus 4 Quadrupollinsen und 2 Ablenkmagneten auf das Target fokussiert (Abb. 5a). Das System gestattet eine dispersionsfreie verkleinerte Abbildung des Strahlaustritts am Synchrotron auf den Targetort (Abb. 5b).

Im vorliegenden Experiment wurde die Zahl der Primärelektronen durch einen Faraday-Käfig absolut bestimmt⁴⁴ und über den Meßzeitraum integriert. Ein Sekundäremissionsmonitor (SEM) gestattete eine zusätzliche Messung der transportierten Ladung sowie die Kontrolle eventueller Abweichungen der Strahlage. Am SEM werden nämlich auch bei einer Lageände-

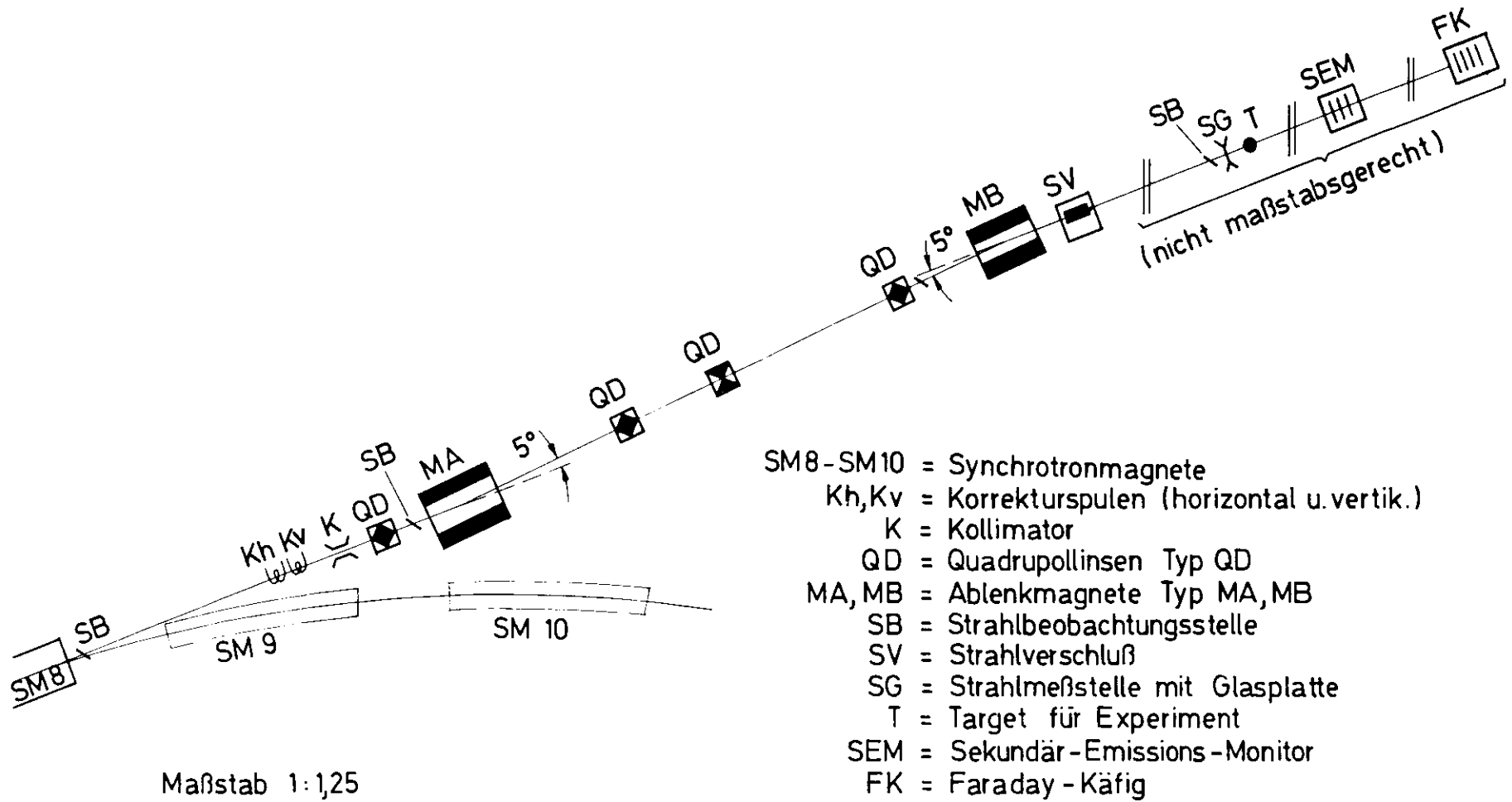


Abb. 5a Strahltransportsystem

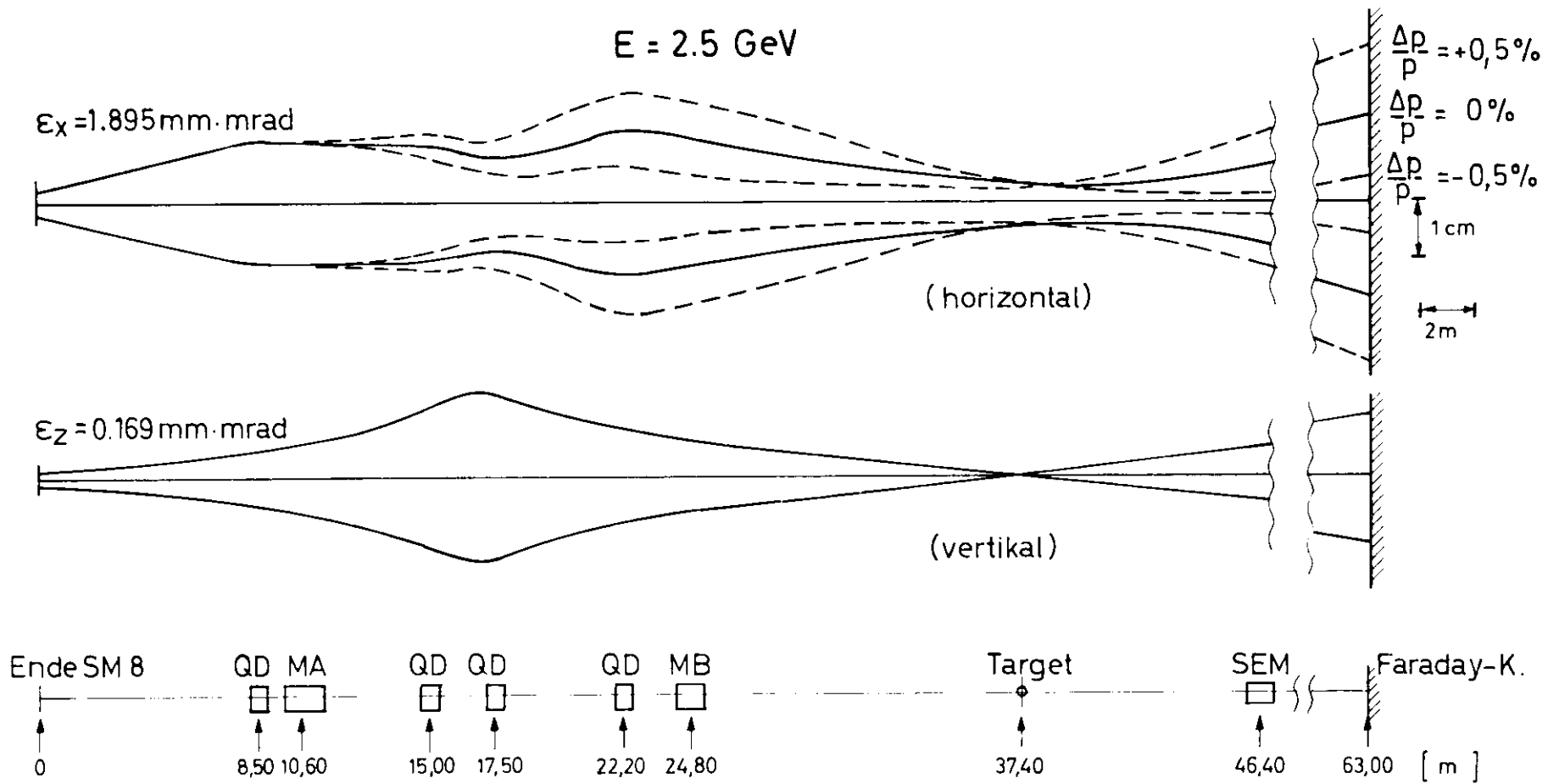


Abb.5b Strahlenenveloppe im Transportsystem

rung des Strahls wegen des kleinen Strahlquerschnitts stets alle Elektronen erfaßt, dagegen können Elektronen in diesem Fall außerhalb des Eintrittsfensters auf den Faraday-Käfig auftreffen und damit bei der Messung verlorengehen. Das Verhältnis der Anzeigen dieser beiden Geräte wurde zur Prüfung einer konstanten Strahlage im Experiment verwendet. Die ungefähren Abmessungen des Strahles konnten außerdem auf 4 Fluoreszenzleuchtschirmen bestimmt werden, die durch Fernsehkameras beobachtet wurden. Eine Beobachtungsstelle in unmittelbarer Nähe des Targets erlaubte zusätzlich eine genaue Lage- und Größenbestimmung des primären Elektronenstrahls mit Hilfe von Silberphosphatgläsern⁴²: An den vom Elektronenstrahl getroffenen Stellen des Glases werden die Moleküle metastabil angeregt. Eine derart bestrahlte Glasplatte wurde mit einem UV-Lichtstrahl abgetastet, dadurch konnte ein genaues Profil des Elektronenstrahls ermittelt werden. Abbildung 6 zeigt ein auf diese Art gewonnenes Strahlprofil. Die Größe des Elektronenstrahls am Target hing stark von der Emittanz des Strahls ab und betrug im Mittel horizontal 4 mm und vertikal 1,5 mm (bezogen auf die Halbwertsbreite des Strahlprofils).

2.4 Aufbau und Eigenschaften des Spektrometers

Die aus dem Synchrotron ausgelenkten Elektronen trafen auf eine zylindrische Zelle aus 0,025 mm starker strahlungs-resistenter Folie* von 30 mm Durchmesser und 50 mm Höhe. Diese Targetzelle⁴³ konnte wahlweise mit flüssigem Wasserstoff oder flüssigem Deuterium gefüllt oder zur Bestimmung der Untergrundzählrate entleert werden.

Das Spektrometer zur Untersuchung der gestreuten Elektronen (Abb. 7) bestand aus einem Ablenkmagneten mit homogenem Feld (DESY-Standard-Magnet Typ MB) zur Impulsbestimmung der Elektronen und 4 Drahtfunkenkammern mit Ferritkernauslese^{44,45} in denen die Koordinaten der Teilchenbahn registriert wurden. Die Lage der Funken in beiden Koordinaten wurde für

*Typ "Kapton H" (DuPont)

Strahlprofil DESY - Strahl 8a

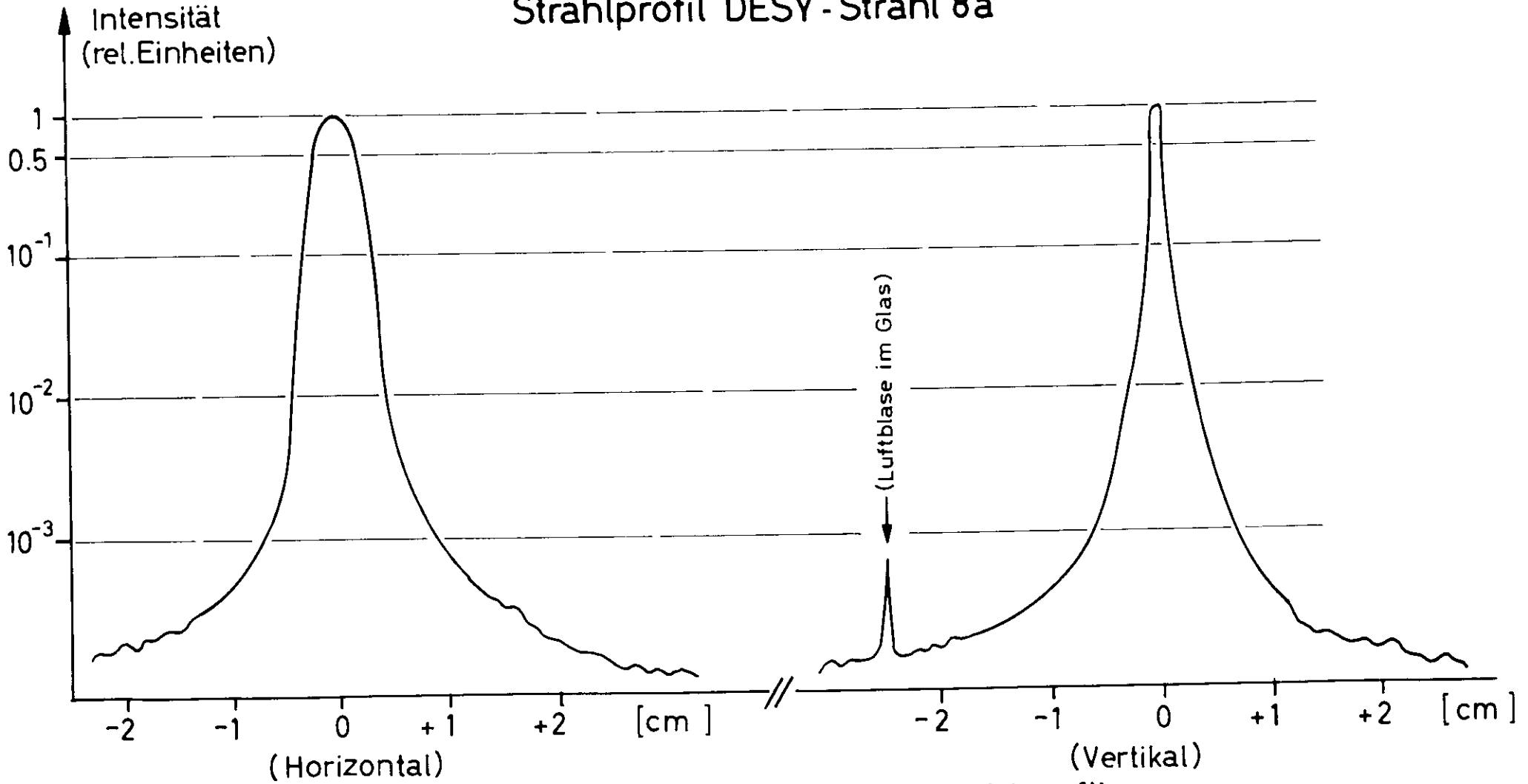


Abb.6 Horizontales und vertikales Strahlprofil

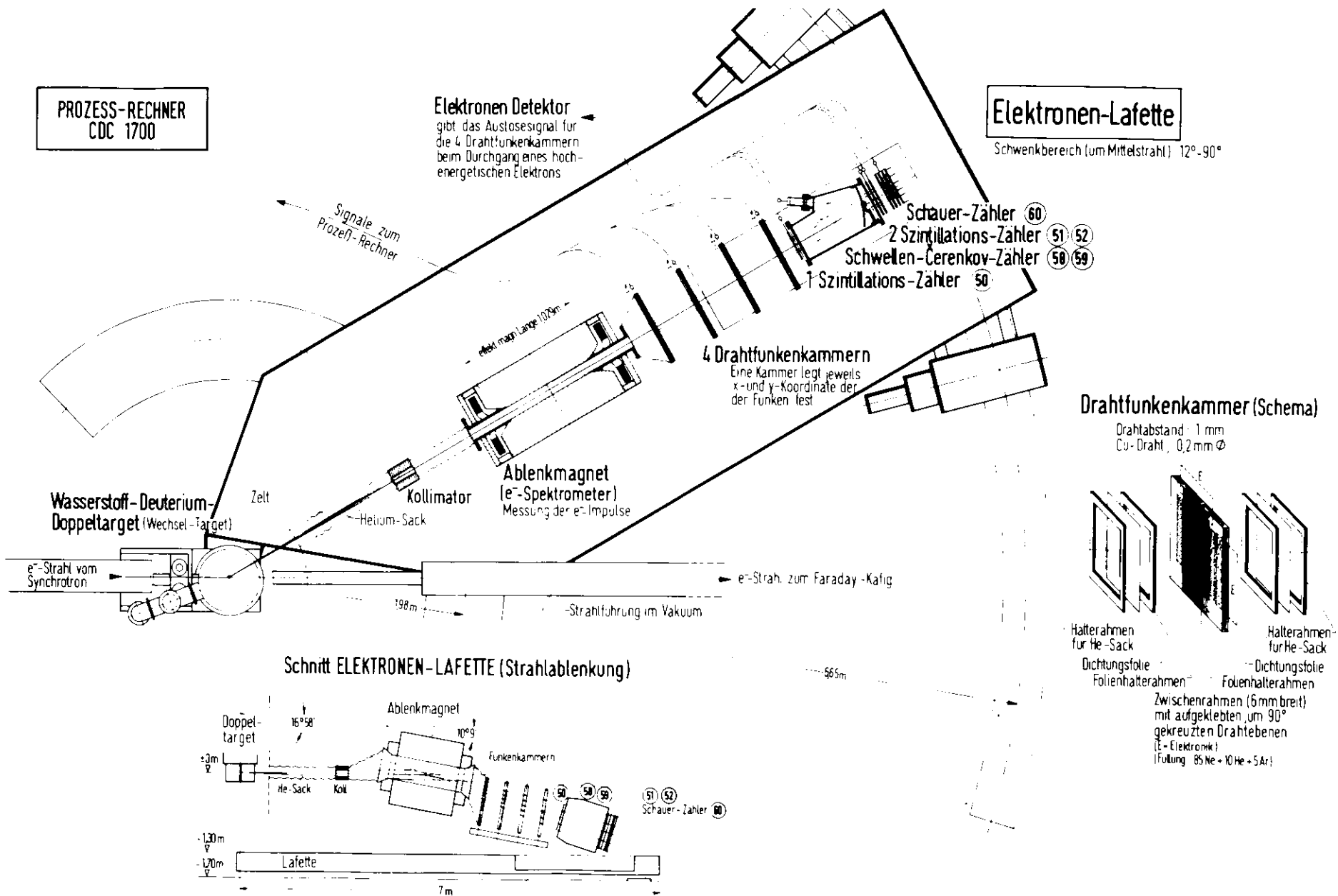


Abb. 7 Meßanordnung

alle Kammern in einen Prozeßrechner eingelesen. Ein Schauerzähler diente zur Unterscheidung zwischen Elektronen und τ -Mesonen. Die über einen Analog-Digital-Converter (ADC) digitalisierte Impulshöhe des Schauerzählers wurde ebenfalls gespeichert.

Die Winkelakzeptanz des Spektrometers wurde durch einen Bleikollimator definiert, sie betrug $0,68$ msterad bei einem Öffnungswinkel von $1,57^\circ$ in horizontaler und $1,41^\circ$ in vertikaler Richtung. Um den Einfluß von Kleinwinkelstreuung zu eliminieren, wurden die gestreuten Elektronen vom Target bis zu den Funkenkammern durch eine Heliumatmosphäre geleitet. Das gesamte Spektrometer ist gegen Untergrund mit Eisen und Beton abgeschirmt und auf einer Lafette drehbar um das Target montiert; dadurch konnte jeder Elektronenstreuwinkel zwischen 12° und 90° eingestellt werden.

Als ein "Ereignis", d.h. ein von der Apparatur zu registrierender Streuprozeß, wird das Auftreten einer Vierfach-Koinzidenz zwischen dem Schauerzähler und 3 Triggerzählern (Nr. 50, 51 und 52 in Abb. 7) betrachtet. In diesem Fall wird ein Hochspannungsimpuls von 6 kV an die 4 Funkenkammern gelegt und die Übertragung der Daten zum Prozeßrechner begonnen.

Wegen der Totzeit der Funkenkammern konnte maximal ein Ereignis pro Synchrotronimpuls registriert werden, die Apparatur wurde deshalb unmittelbar nach dem Ereignis für den Rest dieses Synchrotronimpulses unempfindlich gemacht. Da auch während dieser Zeit der Faraday-Käfig eine Ladung registrierte, war bei der späteren Auswertung eine Korrektur an der Ladungsmessung erforderlich. Das geschah mit Hilfe von zwei zusätzlichen in Koinzidenz geschalteten Zählern, deren Koinzidenz-Zählrate fortlaufend ("ungated"-Rate), erfaßt wurde. Die gleiche Zählrate wurde von einem weiteren Zählgerät registriert, dieses wurde jedoch durch eine Tor-schaltung zwischen dem Eintreffen eines Ereignisses und dem Beginn des folgenden Synchrotronimpulses unempfindlich gemacht ("gated"-Rate) Dieser Zählratenverlust vom Eintreffen eines Ereignisses bis zum folgenden Synchrotronimpuls betrug je nach der Zählrate zwischen 5% und 30% , die Zahl der

Primärelektronen wurde dann mit dem Verhältnis dieser Zählraten korrigiert.

Die Eigenschaften des primären Elektronenstrahls und der Nachweisapparatur sind in der Tabelle 4 angegeben.

2.5 Aufnahme und Prüfung der Meßdaten

Zur Datenaufnahme diente ein Prozeßrechner CDC 1700 mit einer Speicherkapazität von 16384 Worten zu je 16 bit. Für das Betriebssystem und die Zwischenspeicherung der aufgenommenen Daten stand ein Magnetplattenspeicher zur Verfügung, die endgültige Speicherung erfolgte auf einer Magnetbandeinheit.

Sofern der Rechner nicht durch die Aufnahme von Daten beansprucht war, wurde an einem Teil der Ereignisse eine physikalische Auswertung während der Messung vorgenommen. Dabei wurde der Krümmungsradius der Bahn des gestreuten Elektrons im Magnetfeld für alle Ereignisse bestimmt, bei denen innerhalb einer vorgegebenen Toleranz von 2 mm genau eine Gerade durch die Funken von mindestens 3 der 4 Funkenkammern gelegt werden konnte und deren Rückverfolgung durch das Magnetfeld an den Targetort möglich war. Dabei wurde in vertikaler Richtung der Schnittpunkt der Primärstrahlmitte mit dem Lafettendrehpunkt als Targetort angenommen. Durch diese Vorauswertung lagen bereits während der Messung physikalische Informationen wie Streuenergie- und Impulshöhenspektrum vor. Darüberhinaus war während der gesamten Messung eine Funktionskontrolle der Apparatur möglich. Es konnten das Ansprechen einzelner Funkenkammerdrähte, die Nachweiswahrscheinlichkeit der Funkenkammern und die Funktion des Analog-Digital-Converters laufend überprüft werden.

Jedem Ereignis wurde ein sog. "Ereignisblock" von 96 Worten zugeordnet. Vom Rechner wurden bis zu 10 000 Ereignisse (= 1 "run") auf dem Plattenspeicher gesammelt, diese wurden anschließend auf das Magnetband übertragen. Zu jedem "run" gehört ein Kontrollblock, der Meßdatum, Uhrzeit, Elektronenstreuwinkel, Primärenergie und Erregungsstrom des

Spektrometernagneten sowie Angaben über die Gesamtzahl der Primärelektronen, das "gated"/"ungated"-Verhältnis und zufällige Koinzidenzen enthält. Eine eingehende Beschreibung der Datenaufnahme und -verarbeitung wurde in früheren Arbeiten ^{14,46} gegeben.

Im Anschluß an die Messung wurden die Krümmungsradien für alle Ereignisse bestimmt, deren Berechnung während der Datenaufnahme nicht möglich war. Die so hergestellten vollständigen Daten wurden auf einem Großrechner weiterverarbeitet.

Tabelle 4
Eigenschaften der Meßanordnung

Eigenschaften des primären Elektronenstrahls:

Synchrotron-Pulsfrequenz:	50 Hz
Effizienter Anteil der Elektronen:	20-40 %
Mittlere Elektronenzahl/Puls bei 5 mA:	$3 \cdot 10^{10}$
Spilldauer:	0.4-1.0 ms
Divergenz des Strahls:	hor. : 1.895 mm·mrad vert.: 0.169 mm·mrad
Strahlgröße am Target(berechnet):	hor. : 3.4 mm vert.: 0.6 mm
Strahlgröße am Target(gemessen):	hor. : 3.4-4.3 mm vert.: 1.1-1.6 mm

Eigenschaften des Spektrometers:

Einstellbarer Elektronenstreuwinkel:	12-90°
Raumwinkel des Spektrometers:	0.68 msterad
Impulsakzeptanz:	±30 %
Impulsauflösung:	±0.6 %
Max. nachweisbarer Elektronenimpuls im Bereich konstanter Impulsakzeptanz:	3.2 GeV/c
Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammern:	>99 %
Funkenkammer-Gas:	85% Ne, 10% He, 5% Ar

3. Datenreduktion

Die Reduktion der Daten zum Wirkungsquerschnitt und alle folgenden Rechnungen wurden auf den DESY-Rechnern IBM/360-75 und IBM/360-65 ausgeführt.

3.1 Bestimmung der experimentellen Wirkungsquerschnitte

Der erste Schritt der Auswertung war die Gewinnung von zweifach differentiellen Wirkungsquerschnittspektren für Wasserstoff und Deuterium. Dazu mußten einmal aus den Krümmungsradien die Werte für die Energie des gestreuten Elektrons bestimmt werden, zum anderen mußten unter Berücksichtigung verschiedener Korrekturen die Zählraten in Wirkungsquerschnitte umgerechnet werden.

3.11 Berücksichtigung des endlichen Streuwinkelintervalls

Auf Grund der Winkelakzeptanz des Elektronenspektrometers von $1,57^\circ$ wird ein Streuwinkelbereich von $(\Theta \pm 0,78)^\circ$ erfaßt, über den der Wirkungsquerschnitt nicht konstant ist. Es war deshalb zweckmäßig, alle Streueignisse mit der Streuenergie E_3^i auf einen scheinbaren Öffnungswinkel Null umzurechnen. Der Durchgangsort durch den Kollimator und damit die Winkelabweichung α vom eingestellten Winkel Θ ließ sich für jedes Ereignis festlegen, daher konnte über den Zusammenhang

$$E_3 \approx E_3^i + \frac{E_1 \cdot E_3^i}{M} \cdot \alpha \cdot \sin \Theta$$

diejenige Streuenergie E_3 bestimmt werden, die das Teilchen beim Streuwinkel Θ gehabt hätte. Diese Umrechnung ermöglicht die Angabe eines definierten Streuwinkels, der für den Vergleich mit theoretischen Werten erforderlich ist. Ein weiterer Vorteil dieser Umrechnung ist eine Erhöhung der Impulsauflösung des Spektrometers⁴⁷.

3.12 Abhängigkeit der Impulsakzeptanz vom Krümmungsradius

Für sehr große oder sehr kleine Krümmungsradien gehen nicht mehr alle vom Kollimator akzeptierten Teilchen durch die Funkenkammern. Ermittelt man für verschiedene Intervalle des Krümmungsradius die auf Eins normierte "Belegung" der Kollimatoröffnung in der Seitenansicht und trägt diese über dem Krümmungsradius auf, so ergibt sich der in Abb. 8 gezeigte Verlauf. Für Krümmungsradien unter 3000 mm mußten die Spektren daher auf diese geringere Nachweisempfindlichkeit korrigiert werden, dabei wurde der Abfall der Impulsakzeptanz als linear angenommen. Die Korrektur hing vom Impuls des gestreuten Elektrons ab und betrug zwischen 5 und 20 %. Für große Krümmungsradien war eine Korrektur nicht erforderlich, da Krümmungsradien über 4400 mm in diesem Experiment nicht auftraten.

3.13 Beiträge von π -Mesonen zum Elektronenspektrum

Im Bereich der $\Delta(1236)$ -Resonanz ist der Beitrag von π -Mesonen zum Elektronenspektrum klein⁴⁹. Durch einen Vergleich des Schauerspektrums für inelastisch gestreute Elektronen im Gebiet der 1. Resonanz mit dem für elastisch gestreute Elektronen läßt sich ein π -Mesonen-Anteil von weniger als 0,5 % abschätzen, der bei der Auswertung berücksichtigt wurde.

3.14 Berücksichtigung der leeren Targetzelle

Außer an den Kernen der Targets substanz können Elektronen auch an der Folie der Targetzelle gestreut werden. Um eine

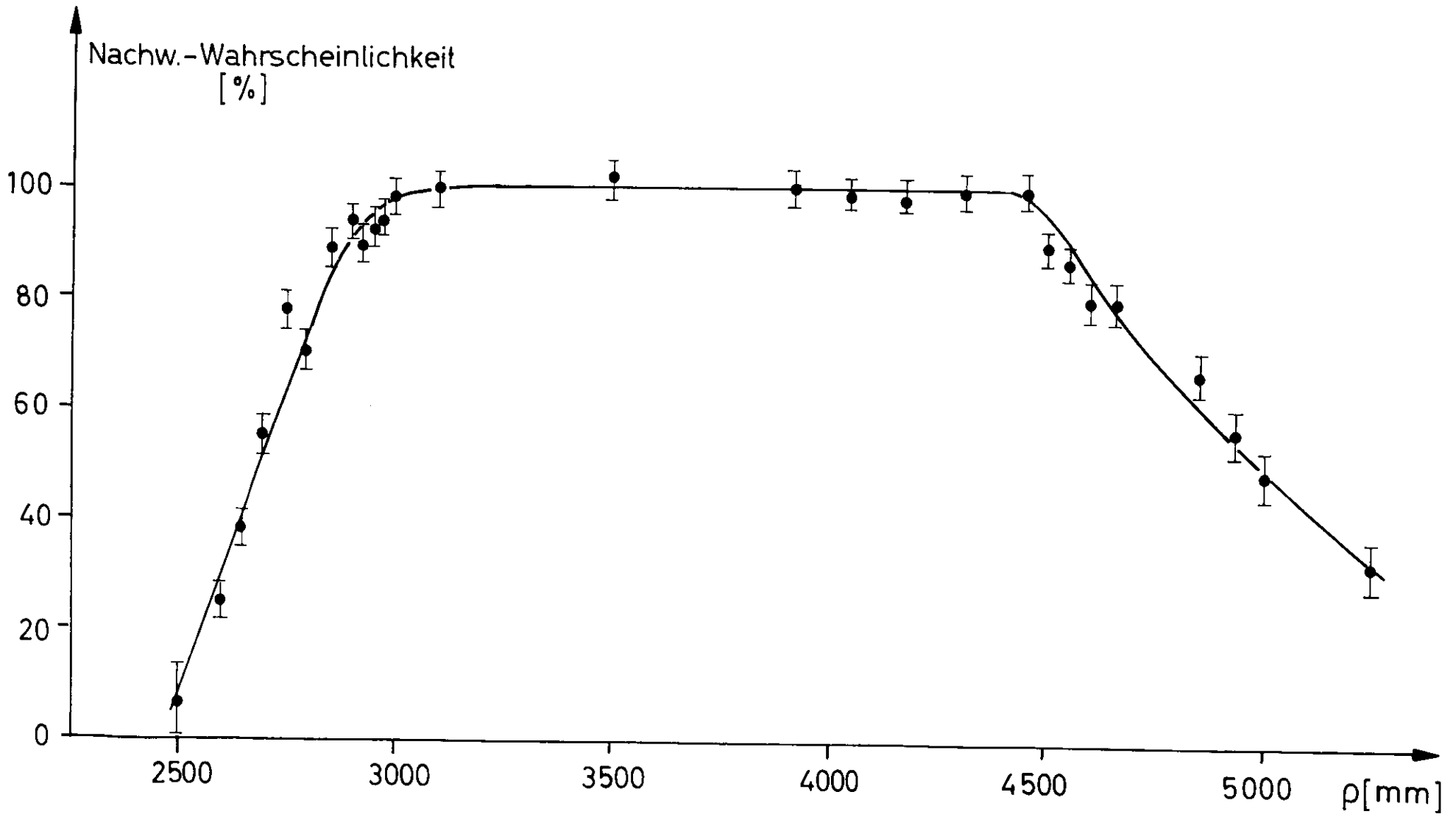


Abb.8 Impulsakzeptanz des Spektrometers

dadurch bedingte Verfälschung der Meßergebnisse auszuschließen, wurden für alle Parameter Messungen mit leerer Targetzelle durchgeführt und nach Umrechnung auf gleiche Primärelektronenzahl von den Messungen an Wasserstoff bzw. Deuterium subtrahiert. Dabei wird ein minimaler statistischer Fehler des Gesamtergebnisses erreicht, wenn sich die Meßzeiten für die Messung mit gefüllter und mit leerer Targetzelle wie die Quadratwurzeln aus den Zählraten verhalten. Im Fall der vorliegenden Messungen erhöhte sich der statistische Fehler um den Faktor 1,5. Die Zählrate für die leere Targetzelle lag zwischen 15 und 40 % für Wasserstoff und zwischen 6 und 20 % für Deuterium, bezogen auf die Zählrate bei voller Targetzelle. Gasförmiger Wasserstoff bzw. Deuterium in der Zelle bei der Leermessung hat keinen nachweisbaren Einfluß auf das Meßergebnis.

3.15 Berechnung der Wirkungsquerschnittspektren

Für die Wirkungsquerschnittspektren wurde als Abszisse die Energie der gestreuten Elektronen gewählt, die sich aus dem Magnetfeld des Spektrometers und den gemessenen Krümmungsradien ermitteln läßt. Die Abweichung vom linearen Strom-Feld-Verlauf wurde den Magnet-Erregungskurven des DLSY-Handbuches⁵⁰ entnommen und berücksichtigt.

Entsprechend dem Auflösungsvermögen des Spektrometers wurde für Energieintervalle von je 20 MeV aus den Zählraten der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt nach der Formel

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dL_3} = \frac{Z}{I} \frac{A \cdot e \cdot 10^{30}}{2 \cdot p \cdot L \cdot d \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta E} \left[\frac{\mu b}{\text{GeV} \cdot \text{sterad}} \right] \quad (13)$$

bestimmt. Dabei bedeuten:

Z = Zahl der Ereignisse im Energieintervall ΔE_3 pro Sekunde

I = Strom der Primärelektronen in A

- e = Elementarladung = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Coulomb
 L = Loschmidt'sche Zahl = $6,02 \cdot 10^{23}$ Mol $^{-1}$
 A = Molekulargewicht der Targetsubstanz
 H_2 : 2,02 g/Mol
 D_2 : 4,02 g/Mol
 ρ = Dichte der Targetsubstanz
 H_2 : 0,0708 g/cm 3
 D_2 : 0,165 g/cm 3
 d = Länge des Targets in Strahlrichtung = 3 cm
 $\Delta\Omega$ = Raumwinkel des Spektrometers = $6,8 \cdot 10^{-4}$ sterad
 ΔE_3 = Betrachtetes Energieintervall = 0,02 GeV

Die Werte für e , L , ρ und A wurden Tabellen⁵¹ entnommen. Die Zahl 10^{30} berücksichtigt die Umrechnung von cm auf Mikrobarn. Durch die Zylinderform der Targetzelle ist die Angabe der Targetlänge d in Formel (13) nur für die Durchstrahlung in der Mitte des Targets richtig. Rechnungen^{47,48} ergeben für $d = 30$ mm eine Korrektur am Wirkungsquerschnitt von 3 %.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammern betrug 99 %. Bei der Untersuchung einer großen Zahl von Geraden in den Funkenkammern zeigte sich ferner, daß etwa 1 % der Ereignisse zwar von wirklichen Streuprozessen kamen, daß sie aber wegen ungünstig liegender zusätzlicher Funken vom Rechenprogramm als nicht auswertbar verworfen worden waren. Diese Korrekturen wurden ebenfalls bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts in Betracht gezogen.

3.2 Strahlungskorrekturen

Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte muß die Emission von Bremsstrahlung berücksichtigt werden, die beim Durchgang der Elektronen durch das Target auftritt. Man unterscheidet hierbei zwischen der externen und der internen Bremsstrahlung (auch Weitwinkel-Bremsstrahlung genannt).

3.21 Externe Bremsstrahlung

Unter externer Bremsstrahlung versteht man Prozesse⁵², bei denen entweder das einlaufende oder das gestreute Elektron im Feld eines Target- oder Targetfolienkerns unter Aussendung reeller Photonen gestreut wird. Das hat für das Spektrum der Wirkungsquerschnitte zur Folge, daß im einen Falle die Primärenergie für den zu untersuchenden Prozeß kleiner als E_1 ist, im anderen Falle hat das gestreute Elektron eine Energie, die kleiner ist als E_3 . In beiden Fällen wird das gestreute Elektron im Spektrum an einer Stelle kleinerer Streuenergie gefunden, als dies bei einem Prozeß ohne externe Bremsstrahlung der Fall wäre.

Die externe Bremsstrahlung läßt sich folgendermaßen beschreiben: Ein Elektron durchläuft vor dem Streuprozeß einen Absorber der Dicke x_1 , danach einen Absorber der Dicke x_3 (beide in Strahlungslängen). $I_1(E_1, E_1', x_1)$ sei die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein primäres Elektron der Energie E_1 nach dem Durchlaufen des Intervalls x_1 die Energie E_1' hat. Analog gilt das hier Gesagte für einen Strahlungsprozeß des gestreuten Elektrons, dabei ist nur anstelle des Index 1 der Index 3 zu setzen. Der Wirkungsquerschnitt unter alleiniger Berücksichtigung der externen Bremsstrahlung ist dann

$$\begin{aligned} \sigma_r(E_1, E_3) &= \sigma_0(E_1, E_3) \delta_r + \\ &+ \left[\frac{\Delta}{E_3} \right]^{bx_1} \int_{E_{1min}}^{E_1 - \Delta} dE_1' \cdot I_1(E_1, E_1', x_1) \cdot \sigma_0(E_1', E_3) \\ &+ \left[\frac{\Delta}{E_1} \right]^{bx_3} \int_{E_3 + \Delta}^{E_{3max}} dE_3' \cdot I_3(E_3, E_3', x_3) \cdot \sigma_0(E_1, E_3') \end{aligned}$$

mit

$$\delta_r = \exp \left(-bx_1 \ln \left(\frac{E_1}{\Delta} \right) - bx_3 \ln \left(\frac{E_3}{\Delta} \right) \right)$$

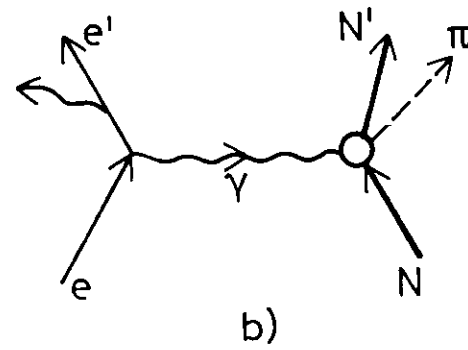
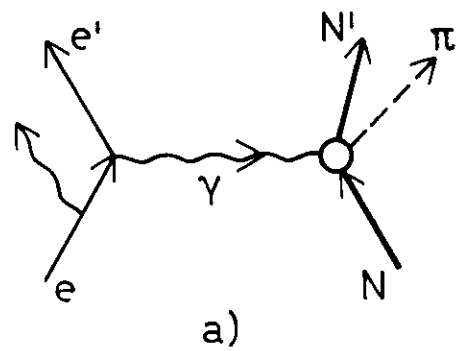
E_{1min} und E_{3max} ist die kleinste Primärenergie bzw. die größte Streuenergie, die für den Streuprozeß kinematisch

möglich ist. σ_0 ist der Wirkungsquerschnitt ohne Bremsstrahlung, d.h. für $x_1 = x_3 = 0$. Die Größe Δ ist ein kleines Energieintervall, bei dem die Integration abgebrochen werden muß, weil der Integrand an einer der beiden Integrationsgrenzen singulär wird. b hängt schwach von der Kernladung der durchstrahlten Substanz ab und hat für Wasserstoff und Deuterium den Wert 1,36.

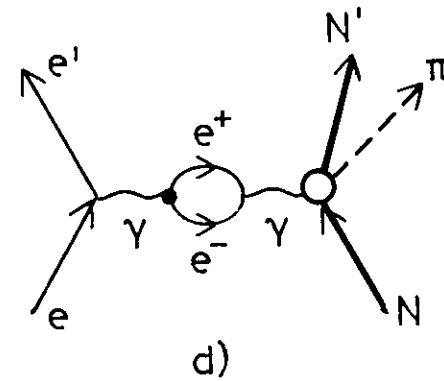
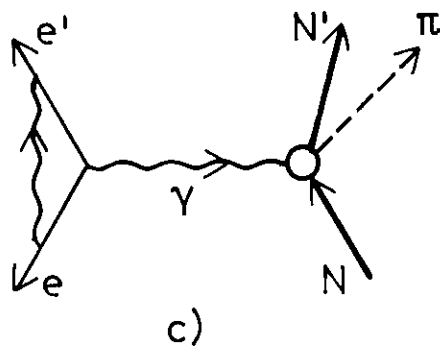
3.22 Interne Bremsstrahlung

Die zur internen Bremsstrahlung gehörigen Feynman-Graphen sind in der Abbildung 9a und b dargestellt. Außerdem tragen zum Prozeß noch die Vertexkorrektur (Abb. 9c) und die Vakuumpolarisation (Abb. 9d) bei, deren Beiträge in der sog. Schwingerkorrektur berücksichtigt sind. Die interne Bremsstrahlung wird während des Streuprozesses emittiert, sie ist also im Gegensatz zur externen an den Streuprozess selbst gekoppelt. Die Formel für die interne Bremsstrahlung zeigt in der sog. "Peaking approximation" die gleiche Abhängigkeit von der Primär- und der Streuenergie wie bei der externen Bremsstrahlung. Man kann die Rechnungen deshalb in einer gemeinsamen Formel zusammenfassen, wobei der Index r zur externen, der Index t zur internen Bremsstrahlung gehört:

$$\begin{aligned} \sigma_{t+r}(E_1, E_3) &= \sigma_0(E_1, E_3) e^{(\delta_r + \delta_t)} + \\ &+ \left(\frac{\Delta}{E_3}\right)^{\frac{1}{2}} f_3 \int_{E_{1\min}}^{E_1 - \Delta} dE_1' \cdot \frac{A}{E_1 - E_1'} \cdot \sigma_0(E_1', E_3) + \\ &+ \left(\frac{\Delta}{E_1}\right)^{\frac{1}{2}} f_1 \int_{E_3 + \Delta}^{E_{3\max}} dE_3' \cdot \frac{B}{E_3' - E_3} \cdot \sigma_0(E_1, E_3') \end{aligned} \quad (14)$$



Interne Bremsstrahlung



Vertexkorrektur

Vakuumpolarisation

Abb.9 Bremsstrahlungsprozesse

Dabei sind σ_4, A, B, f_1 und f_3 komplizierte Funktionen von $E_1, E_1', E_3, E_3', q^2$ sowie der von den Elektronen durchlaufenen Strahlungslängen im Target⁵².

3.23 Berechnung der Spektren für Wasserstoff

In Abbildung 10a ist ein typisches Spektrum für die Streuung an Wasserstoff gezeigt. Man erkennt bei einer invarianten Masse von 938 MeV ein scharfes Maximum, das dem Anteil der elastischen Streuung entspricht ("elastischer Peak"). Das Maximum bei 1220 MeV entspricht der inelastischen Streuung im Bereich der 1. Resonanz. Wegen der Strahlungsprozesse werden auch im Bereich der 1. Resonanz noch Elektronen nachgewiesen, die eigentlich aus der elastischen Streuung stammen (sog. "Strahlungsschwanz"). Die Anzahl dieser Elektronen wurde mit Hilfe eines Rechenprogramms* bestimmt und vom Anteil der inelastischen Streuung abgezogen. Durch Vergleich mit der Rosenbluth-Formel konnte die absolute Normierung der experimentellen Wirkungsquerschnitte geprüft werden. Die auf diese Weise gewonnenen Werte für die elastische Streuung stimmen gut mit den experimentell ermittelten überein. Nach Subtraktion des Anteils der elastischen Streuung mußten die Daten für die inelastische Streuung ebenfalls auf Strahlungsprozesse korrigiert werden. Die Schwierigkeit bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen nach der Gleichung (14) liegt darin, daß σ_0 für experimentell gewonnene Wirkungsquerschnitte errechnet werden soll, während σ_{t+r} aus der Messung bekannt ist. Die Lösung der Gleichung ist also im normalen Fall nur iterativ möglich, dazu ist jedoch eine größere Zahl von Messungen mit verschiedenen Primärenergien zum gleichen Streuwinkel notwendig. Für den Bereich der 1. Resonanz liegen aus Rechnungen von Gutbrod und Simon theoretische Werte für σ_0 vor, aus denen nach Gl. (14) Werte für $\tilde{\sigma}_{t+r}$ berechnet werden können. Diese Werte stimmen mit den experimentellen Daten innerhalb von 5 % überein. Das berechtigt dazu, die Strahlungskorrek-

*Herr Dr. W. Bartel stellte uns dankenswerterweise hierfür ein Rechenprogramm zur Verfügung.

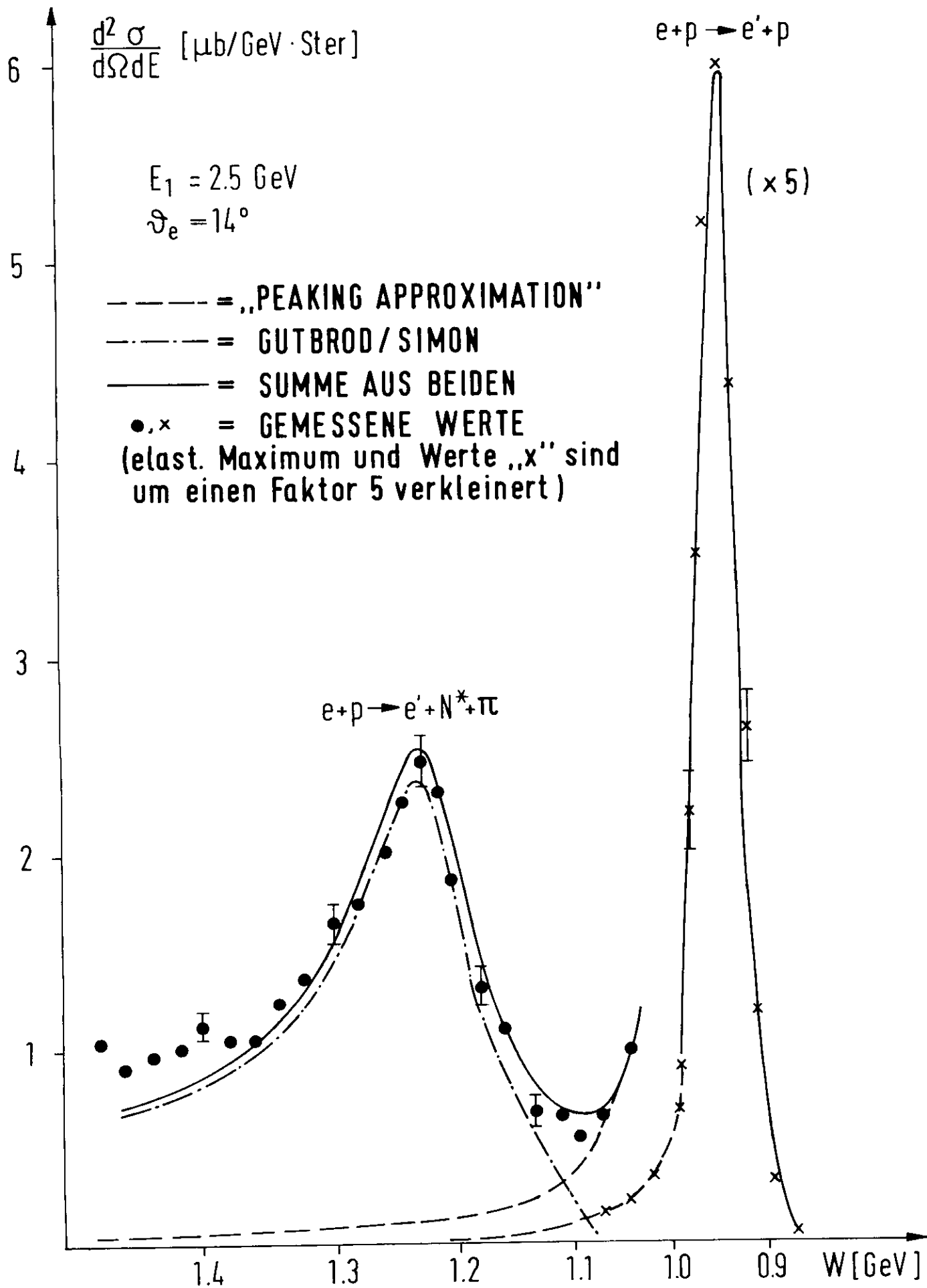


Abb.10a Elektronenstreuung an Wasserstoff

tur der gemessenen Wirkungsquerschnitte durch eine Multiplikation mit $\sigma_0/\tilde{\sigma}_{t+r}$ zu ersetzen. Für die Integrationsgrenzen gilt hierbei die Bedingung, daß die invariante Masse des Hadronensystems größer sein muß als die Summe der Massen von Proton und π -Meson. Das führt zu

$$E_{1\min} = \frac{2ME_3 + 2Mm_\pi + m_\pi^2}{2M - 4E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$E_{3\max} = \frac{2ME_1 - 2Mm_\pi - m_\pi^2}{2M - 4E_1 \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

3.24 Berechnung der Spektren für Deuterium

Die Abbildung 10b zeigt ein gemessenes Spektrum für die Streuung von Elektronen hoher Energie an Deuterium. Neben der inelastischen Streuung an einem der beiden Nukleonen im Deuterium tragen noch die elastische und die quasielastische Streuung zum gemessenen Wirkungsquerschnitt bei. Die elastische Streuung ist eine kohärente Streuung an beiden Nukleonen, ihr Beitrag ist klein gegenüber dem der beiden anderen Prozesse und kann vernachlässigt werden^{47,48}.

Die quasielastische Streuung^{53,54} findet nur an einem der beiden Nukleonen statt, ihr Beitrag ist von der gleichen Größenordnung wie der der inelastischen Streuung, er muß bei der Berechnung von Wirkungsquerschnitten für die inelastische Streuung berücksichtigt werden. Der prinzipielle Unterschied zur elastischen Streuung am freien Nukleon liegt darin, daß wegen des inneren Impulses der Nukleonen das Spektrum der quasielastischen Streuung auch ohne Strahlungsprozesse ein Kontinuum ist und deshalb eine andere Behandlung der Strahlungskorrekturen erfordert als die elastische Streuung am freien Nukleon. Hier kann für die Strahlungskorrekturen das Verfahren benutzt werden, das auch für die inelastische Streuung am freien Proton angewandt wurde. Dabei ist für σ_0 ein aus Rechnungen⁵⁵ ermittelter Wirkungs-

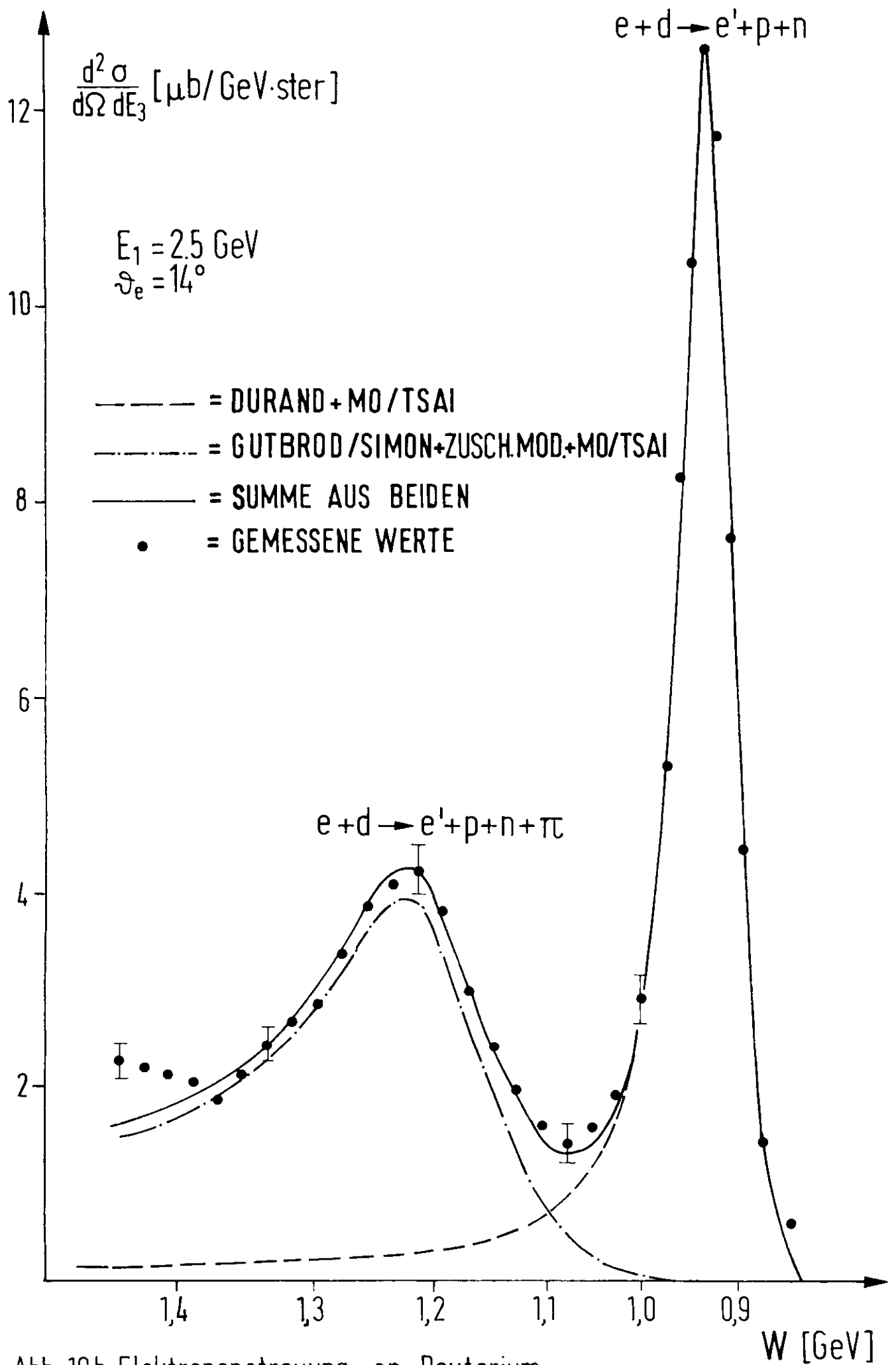


Abb. 10b Elektronenstreuung an Deuterium

querschnitt für die quasielastische Streuung einzusetzen. Die Integrationsgrenzen sind hier an die kinematische Bedingung geknüpft, daß nach der Emission von Bremsstrahlung die invariante Masse des Hadronensystems noch größer sein muß als die Summe der Massen von Proton und Neutron⁵³. Damit werden

$$E_{1\min} = \frac{2M_d E_3 + 2M_d \epsilon + \epsilon^2}{2M_d - 4E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

$$E_{3\max} = \frac{2M_d E_1 - 2M_d \epsilon + \epsilon^2}{2M_d - 4E_1 \sin^2 \frac{\theta}{2}}$$

mit ϵ als der Bindungsenergie der Nukleonen im Deuteron.

Die theoretischen Wirkungsquerschnitte für die quasielastische Streuung mit Strahlungskorrekturen wurden dann mit einem Minimalisierungsprogramm* im Bereich des quasielastischen Maximums an die experimentellen Daten angepaßt. Dabei wurden die Höhe und Breite des Maximums der quasielastischen Streuung sowie die Differenz zwischen der Lage des quasielastischen Maximums im theoretischen und experimentellen Spektrum variiert. Außerdem wurde die Breite einer Gauss-Verteilung variiert, mit der die theoretischen Daten gefaltet wurden um die Auflösung der Apparatur zu berücksichtigen. Es zeigte sich, daß die Energieskalen der Spektren innerhalb von 7 MeV übereinstimmten. Die Gauss-Verteilung hatte eine Halbwertsbreite von etwa 20 MeV in guter Übereinstimmung mit dem Auflösungsvermögen des Spektrometers.

Die derart angepaßten Wirkungsquerschnitte für die quasielastische Streuung wurden von den experimentellen Werten abgezogen, anschließend wurde die Skala der Streuenergie auf das quasielastische Maximum normiert.

Bei der Strahlungskorrektur für den inelastischen Prozeß wurde der gleiche Weg wie für die inelastische Streuung am freien Proton eingeschlagen. Nach dem Modell von Gutbrod und Simon wurden neben den Wirkungsquerschnitten für das Proton auch diejenigen für das Neutron ermittelt. Zur Berechnung

*"MINUIT"(CERN)

der Strahlungskorrektur waren jedoch diese Wirkungsquerschnitte nicht direkt zu verwenden, da in ihnen die innere Bewegung der Nukleonen nicht berücksichtigt ist. Sie mußten vor Anwendung der Gleichung (14) erst auf den gebundenen Zustand umgerechnet werden, das Verfahren dieser Umrechnung wird im folgenden Abschnitt erläutert. Wegen der inneren Bewegung ist für gebundene Nukleonen die Elektroproduktion von π -Mesonen bereits für invariante Massen unterhalb der Pionschwelle möglich, aus diesem Grunde müssen E_{1min} und E_{3max} eine minimale invariante Masse des Hadronensystems von etwa 980 MeV berücksichtigen. Die experimentellen Wirkungsquerschnitte wurden dann wie beim freien Proton mit dem Verhältnis $\sigma_0/\tilde{\sigma}_{t+\nu}$ für gebundene Nukleonen korrigiert, dabei wurde für σ_0 das arithmetische Mittel der theoretischen Werte für Proton und Neutron benutzt, die sich im Bereich der 1. Resonanz nur wenig unterscheiden.

3.3 Behandlung gebundener Nukleonen im Deuteron

Zur Behandlung der Streuung am Deuteron wurde das in Abschnitt 1.6 genannte Zuschauermodell verwendet. Der Streuprozeß wird demnach so betrachtet, als verlief er an einem Nukleon des Deuterons allein, allerdings muß man in Betracht ziehen, daß die Nukleonen gebunden sind und eine Bewegung gegeneinander ausführen. Für den Impuls des Targetnukleons ist keine Richtung ausgezeichnet, der Betrag jedoch wird durch die physikalischen Parameter des Deuterons bestimmt. Das Amplitudenquadrat der Wellenfunktion im Impulsraum gibt die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines bestimmten Impulses im Deuteron an.

3.31 Wellenfunktionen

Es sei $\psi_V(\vec{r})$ die Wellenfunktion im Ortsraum, dann ergibt

sich die Wellenfunktion im Impulsraum $\Psi_p(\vec{p}_2)$ durch Fouriertransformation der Ortsraum-Wellenfunktion:

$$\Psi_p(\vec{p}_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{i\vec{p}_2 \cdot \vec{r}} \Psi_r(\vec{r}) d^3r$$

Die gesuchte Wahrscheinlichkeitsverteilung ist dann

$$W(|\vec{p}_2|) d|\vec{p}_2| = |\Psi_p(\vec{p}_2)|^2 |\vec{p}_2|^2 d|\vec{p}_2|$$

Für die Wellenfunktion des Deuterons stehen mehrere Ansätze ⁵⁶⁻⁵⁸ zur Verfügung. Der Grundzustand des Deuterons ist eine Mischung aus einem s-Zustand und einem d-Zustand.

Von Hulthen und Sugawara ⁵⁶ werden folgende Radialteile der Wellenfunktion angegeben:

s-Zustand:

$$u(r) = N_1 \cdot (1 - e^{-\alpha\beta(r-r_c)}) \cdot e^{-\alpha r}$$

d-Zustand:

$$w(r) = N_2 \cdot (1 - e^{-\alpha\gamma(r-r_c)})^2 e^{-\alpha r} \cdot \left\{ 1 + \frac{3}{\alpha r} (1 - e^{-\alpha\gamma r}) + \frac{3}{\alpha r} (1 - e^{-\alpha\gamma r})^2 \right\} \cdot \left\{ 1 + \frac{3}{\alpha r} (1 - e^{-\alpha\gamma r}) + \frac{3}{(\alpha r)^2} (1 - e^{-\alpha\gamma r})^2 \right\}$$

Dabei bedeuten N_1 und N_2 die Normierungen, r_c ist der Radius des sog. "hard core" und $\alpha = 0,23168 \text{ fm}^{-1}$, die Parameter β und γ hängen von der d-Zustandsbeimischung und der Größe des "hard core" ab. Für die Wellenfunktion gilt die Normierung

$$\int [u^2(r) + w^2(r)] dr = 1.$$

Für den s-Zustand ohne "hard core" läßt sich die Fouriertransformation analytisch ausrechnen, damit wird die Wahrscheinlichkeitsverteilung:

$$W(|\vec{p}_2|)d|\vec{p}_2| = \frac{4\alpha\beta(\alpha+\beta)}{\pi(\alpha-\beta)^2} \cdot \left[\frac{1}{|\vec{p}_2|^2 + \alpha^2} - \frac{1}{|\vec{p}_2|^2 + \beta^2} \right] \cdot |\vec{p}_2|^2 d|\vec{p}_2|$$

Beim d-Zustand führt die Fouriertransformation auf Integrale der Form

$$\int \frac{e^{-\alpha r} \sin(\vec{p}_2 \vec{r})}{(\vec{p}_2 \vec{r})^n} dr \quad \text{mit} \quad n \geq 1$$

die Lösung erfolgte hier durch numerische Integration. Es erwies sich, daß für d-Zustandsanteile zwischen 3 und 5 %, sowie für einen "hard core" von 0 fm und 0,561 fm die Impulsverteilungen sich nicht nennenswert unterscheiden. Andere Wellenfunktionen^{57,58} ergaben keine Änderungen im Verlauf der Fouriertransformierten, für die weiteren Rechnungen wurde deshalb die Funktion von Hulthén für 5 % d-Beimischung verwendet. In Abbildung 11a ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung für den inneren Impuls dargestellt.

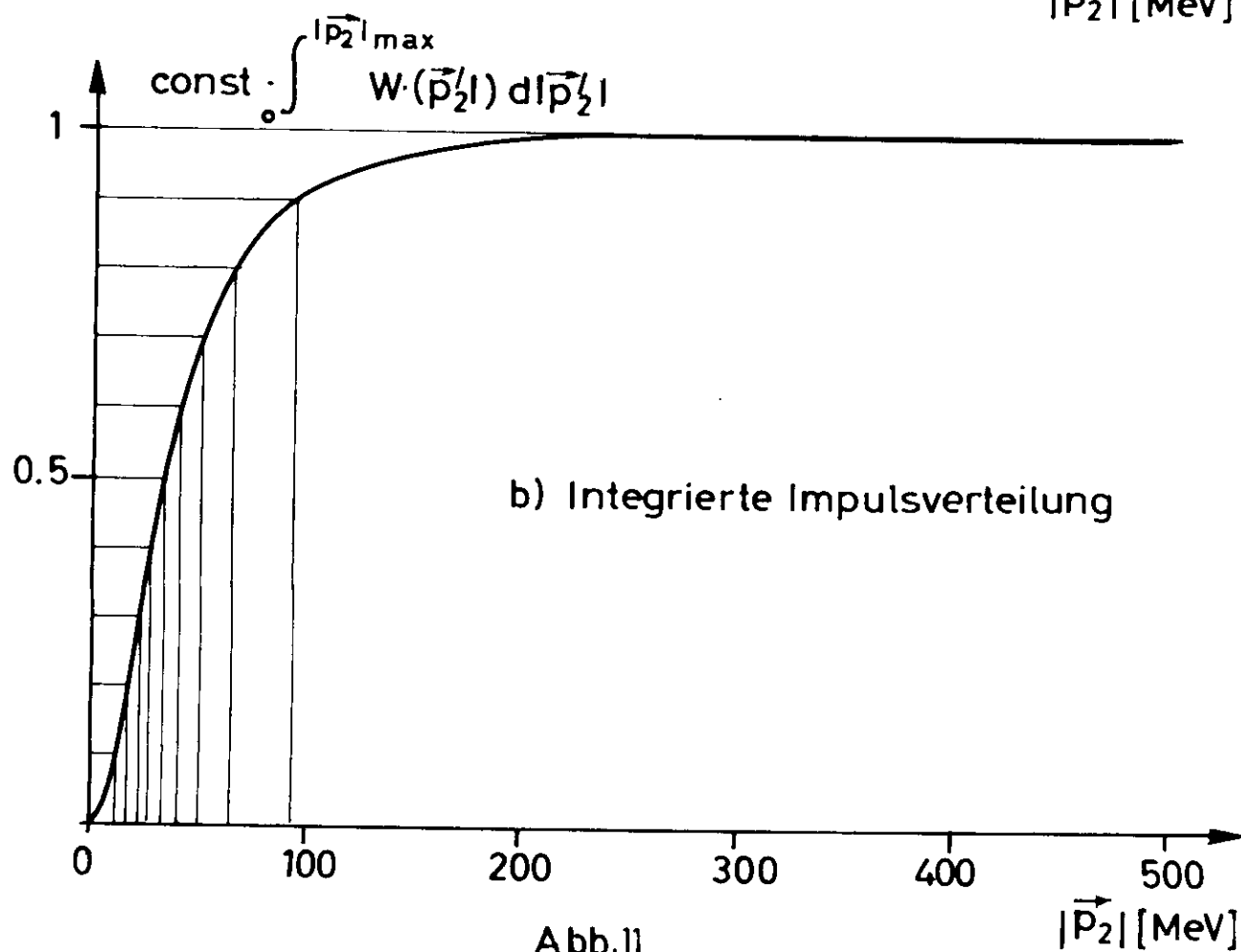
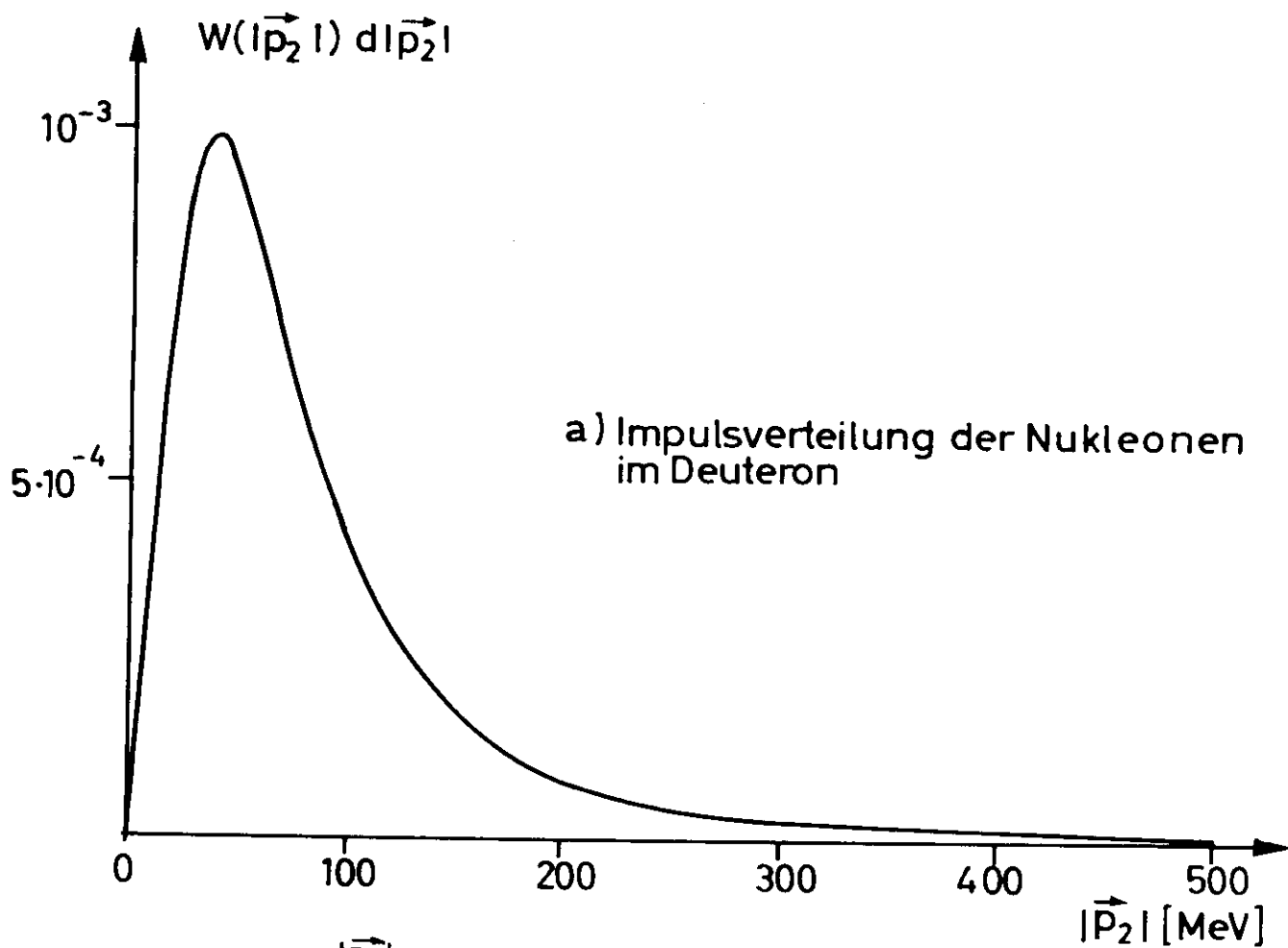
3.32 Spektren bei bewegtem Targetnukleon

Die Wirkungsquerschnitte für die Streuung an einem gebundenen Nukleon, d.h. unter Berücksichtigung der inneren Bewegung des Targetnukleons, werden aus denen für das freie Nukleon durch folgende Überlegung gewonnen:

Die Energie des gestreuten Elektrons für einen Dreierimpuls des Targetnukleons \vec{p}_2 ist

$$E_3 = \frac{E_1 \left(1 - \frac{|\vec{p}_2|}{E_2} \cos \theta_2 \right) - \frac{W^2 - M^2}{2M}}{1 + \frac{2E_1}{E_2} \sin^2 \frac{\theta}{2} - \frac{|\vec{p}_2|}{E_2} (\sin \theta \sin \theta_2 \cos \phi_2 + \cos \theta \cos \theta_2)}$$

dabei sind θ_2 und ϕ_2 der Polar- und der Azimutalwinkel von \vec{p}_2 gegenüber der Richtung des einfallenden Elektronen-



strahls. Da über alle möglichen Werte von $|\vec{p}_2|$ integriert werden muß, ergibt sich das gesuchte Spektrum für die Streuung am gebundenen Nukleon zu

$$\sigma_{\text{geb}} = \int \left\{ \sigma_{\text{frei}}(\vec{E}_3, \dots) \cdot w(|\vec{p}_2|) \right\} \left(1 - \frac{|\vec{p}_2|}{E_2} \cos \theta_2 \right) d|\vec{p}_2|$$

wobei die Abhängigkeit der Werte für \vec{E}_3 von \vec{p}_2 zu berücksichtigen ist. Der Faktor $(1 - [|\vec{p}_2|/E_2] \cos \theta_2)$ trägt der Tatsache Rechnung, daß ein Streuprozeß für den Fall, daß \vec{p}_2 parallel zu \vec{p}_1 ist, seltener auftritt als für den Fall antiparalleler Impulse.

Für die praktische Berechnung der Spektren wurde die Verteilung $w(|\vec{p}_2|) \cdot d|\vec{p}_2|$ zwischen 0 und 500 MeV/c über den gesamten Raumwinkel integriert. Abb. 11b zeigt die so ermittelte Kurve. Impulse über 500 (MeV/c) tragen nur noch weniger als 0,1 % zur Verteilung bei. Für 15 äquidistante Abstände zwischen 0 und 1 der Größe

$$\int_0^{p_{\text{max}}} w(|\vec{p}_2|) d|\vec{p}_2|$$

wurden entsprechend 15 Werte für $|\vec{p}_2|$ ermittelt, die als Stützstellen für die numerische Integration dienten, für θ_2 und ϕ_2 erfolgte die Integration über den gesamten Raumwinkel.

3.33 Einfluß des Zuschauerteilchens

Für den Unterschied zwischen der Streuung von Elektronen am gebundenen und am freien Nukleon gibt es außer der Bewegung des Targetnukleons im wesentlichen zwei weitere Gründe:

1. Bei der Elektroproduktion geladener π -Mesonen am Deuterium sind Rückstoß- und Zuschauernukleon identische Teilchen; durch die Gültigkeit des Pauliprinzips ergeben sich daher Einschränkungen für den Ablauf des Prozesses, die sich in einer Verringerung des Wirkungsquerschnitts für die π^\pm -Erzeugung am gebundenen Nukleon bemerkbar macht⁵⁹.
2. Das Zuschauermodell berücksichtigt nicht die Möglichkeit, daß das Nukleon oder das π -Meson aus dem Zerfall des Hadronensystems noch mit dem Zuschauernukleon wechselwirken kann. Die Graphen dieser Endzustandswechselwirkung sind in Abbildung 12 dargestellt. Abb. 12a zeigt die Wechselwirkung des Zuschauernukleons mit dem Rückstoßnukleon, Abb. 12b diejenige mit dem π -Meson.

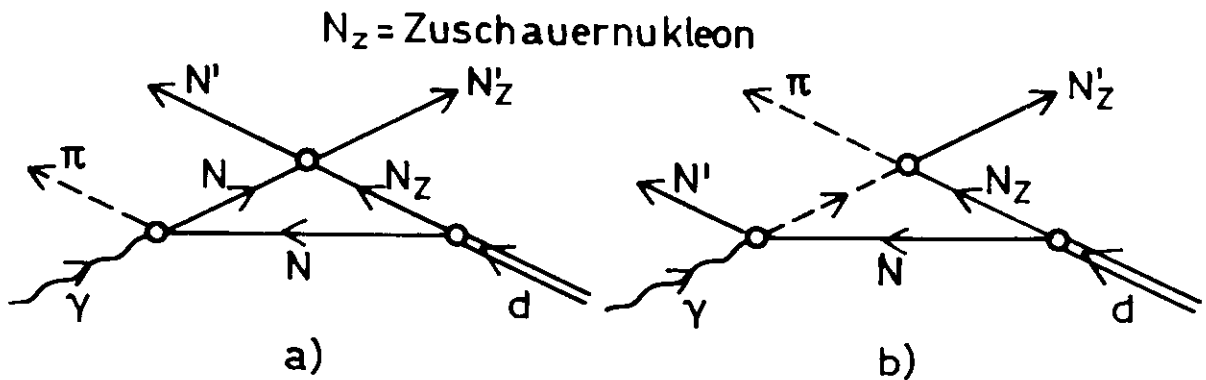
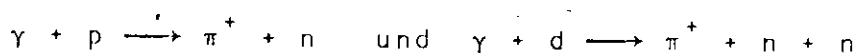


Abb. 12 Graphen der Endzustandswechselwirkung

Rechnungen und Messungen für die Endzustandswechselwirkung bei der Elektroproduktion liegen gegenwärtig nicht vor, hier wurde eine experimentell aus der Photoproduktion geladener π -Mesonen gewonnene Abschätzung angewandt^{61,64}. Für die Reaktionen



liegen Werte für das Verhältnis

$$R_+ = \frac{\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^+ n n)}{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)}$$

für verschiedene Energie- und Winkelbereiche vor⁶⁰. Das dazu analoge Verhältnis

$$R_- = \frac{\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- p p)}{\sigma(\gamma n \rightarrow \pi^- p)}$$

ist wegen des Fehlens von Neutronentargets nicht direkt meßbar, unter Vernachlässigung von Coulombwechselwirkungen^{62, 63} gilt jedoch näherungsweise im Bereich der 1. Resonanz $R_+ \approx R_-$ ⁶⁴. Aus dem Verhältnis R_+ kann eine Korrektur in Abhängigkeit vom Winkel Θ_S^* zwischen Nukleon und π -Meson in ihrem gemeinsamen Schwerpunktsystem abgeleitet werden⁶¹. In der Tabelle 5 ist diese Korrektur sowie ihr Anteil am Gesamttraumwinkel zusammengestellt:

Tabelle 5
Korrektur am Zuschauermodell

Θ_S^*	Korrektur	% des Raumwinkels
$\Theta_S^* > 40^\circ$	(5 ± 10)%	18,3
$40^\circ \geq \Theta_S^* > 30^\circ$	(10 ± 10)%	5,0
$30^\circ \geq \Theta_S^* > 20^\circ$	(15 ± 10)%	3,7
$20^\circ \geq \Theta_S^*$	(25 ± 15)%	3,0

Da bei diesem Experiment zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte gemessen wurden, war über alle Winkel Θ_S^* zu integrieren. Berücksichtigt man dabei die verschiedenen in der Tabelle 5 angegebenen Anteile am Raumwinkel, so ergibt sich für den Gesamttraumwinkel eine Korrektur von $-6 \pm 10\%$. Damit wird

$$(\sigma_p + \sigma_n) - \sigma_d = 0,06 \quad \text{bzw.} \quad \sigma_n = 0,94 \cdot \sigma_d - \sigma_p$$

Diese für die Photoproduktion durchgeführte Abschätzung wurde sinngemäß auf die Elektroproduktion übertragen.

3.4 Zusammenstellung der Korrekturen und Fehler

In den Tabellen 6 und 7 sind alle die Datenreduktion betreffenden Korrekturen und Fehler zusammengestellt. In die Daten für das gebundene Neutron gehen die systematischen und statistischen Fehler sowohl aus den Messungen am Wasserstoff als auch aus denen am Deuterium ein.

Die statistischen Fehler lagen für alle Messungen im Bereich der 1. Resonanz zwischen 2 % und 4 %, wobei die Messungen mit leerer Targetzelle bereits berücksichtigt sind. In der unmittelbaren Umgebung der Pionschwelle (1080 MeV) stiegen die statistischen Fehler allerdings wegen der geringeren Zählrate bis auf 10 % an. Die statistischen Fehler sind ebenfalls in Tabelle 7 angegeben.

Tabelle 6
Korrekturen an den Meßergebnissen

Zählratenverlust durch Gatezähler (2.4)	5-30 %
Rückrechnung auf den Lafettenwinkel (3.11)	4 %
Nichtkonstante Impulsakzeptanz (3.12)	0-25 %
Beitrag von π -Mesonen (3.13)	0,5 %
Berücksicht. d. leeren Targetzelle (3.14)	
Wasserstoff:	15-40 %
Deuterium:	8-20 %
Zylinderform der Targetzelle (3.15)	3 %
Ansprechwahrscheinlichk. der Funkenkammern (3.15)	1 %
Vom Programm nicht erkannte Geraden (3.15)	1 %
Strahlungskorrekturen (3.2)	
Elastische Streuung:	3-10 %
Inelastische Streuung:	10-15 %

Tabelle 7
Systematische und statistische Fehler

Fehler	Freies Proton	Geb. Proton	Geb. Neutron
Primärenergie	1,0%	1,0%	1,7%
Strahlintens.	1,0%	1,0%	1,7%
Raumwinkel	1,0%	1,0%	1,0%
Target:			
(Durchmesser)	1,0%	1,0%	1,0%
(Dichte)	2,0%	2,0%	3,5%
Strahlungskorr.:			
(An d. Schwelle)	10,0%	10,0%	17,0%
(Ber. d. 1. Res.)	4,0%	4,0%	7,0%
Wellenfunktion	-	3,0%	3,0%
Endzust.-Wechs.	-	-	10,0%
Statistik:			
W<1140 MeV	8,0%	8,0%	14,0%
1140<W<1160 MeV	5,0%	5,0%	9,0%
W>1160 MeV	3,0%	3,0%	5,0%
Gesamtfehler:			
W<1140 MeV	14,0%	15,0%	27,0%
1140<W<1160 MeV	8,0%	9,0%	19,0%
W>1160 MeV	6,0%	7,0%	16,0%

4. Beschreibung und Diskussion der Ergebnisse

Als Ergebnis der Auswertung stehen im Bereich $0,1 < (-q^2) < 0,5$ (GeV/c)² Wirkungsquerschnitte im Gebiet der 1. Resonanz für gebundene Protonen und Neutronen zur Verfügung. Sie sind in Tabellen im Anhang angegeben. Die Spektren für die Streuung am Proton und Neutron stimmen innerhalb der Fehlergrenzen überein.

4.1 Vergleich mit dem Modell von Gutbrod und Simon

Die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für die Streuung am gebundenen Proton und Neutron wurden mit den theoretischen Werten von Gutbrod und Simon^{1,2} verglichen. Diese wurden mit Hilfe des in Abschnitt 1.4 beschriebenen Modells ermittelt und auf den gebundenen Zustand umgerechnet. Der Beitrag des nichtresonanten Untergrundes ist im Programm berücksichtigt, der Anteil der N*(1520)-Resonanz hingegen nicht, doch ist deren Beitrag an den experimentellen Werten klein^{12,31}.

Für das Proton stimmen die theoretischen und experimentellen Wirkungsquerschnitte innerhalb von 10-15%, für das Neutron innerhalb von 15-20% überein. Die Übereinstimmung ist innerhalb der Fehlergrenzen gut und bestätigt damit die Resultate früherer Arbeiten^{12,31} für Messungen am freien Proton, bei denen ebenfalls gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit denen von Gutbrod und Simon beobachtet wurde.

4.2 Trennung von Resonanz und Untergrund

In den experimentellen Wirkungsquerschnitten sind Beiträge der $\Delta(1236)$ -Resonanz, des nichtresonanten Untergrundes sowie ein geringer Anteil der N*(1520)-Resonanz enthalten.

Für Aussagen über Übergangsformfaktoren und Art der Wechselwirkung ist es erforderlich, die Anteile von Resonanzen und Untergrund zu trennen:

$$\sigma = \sigma_{1236} + \sigma_{1520} + \sigma_{\text{res}} \quad (15)$$

Nach den Ergebnissen des Abschnitts 1.5 ist der Resonanzanteil der $\Delta(1236)$ -Resonanz einer Breit-Wigner-Verteilung mit energieabhängiger Breite proportional, der Proportionalitätsfaktor enthält außer kinematischen Größen das Quadrat des Übergangsformfaktors $G_M^{*2}(q^2)$ für diese Resonanz.

$$\sigma_{1236} = \frac{\pi \alpha q^2}{2k_{\text{WM}}} \cdot G_M^{*2}(q^2) \cdot \frac{\Gamma(W)}{(W-M^*)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2(W)} \quad (16)$$

Diese Überlegungen können auch auf den Beitrag der $N^*(1520)$ -Resonanz angewandt werden, da dieser jedoch klein ist, kann hier mit einer konstanten Breite $\Gamma(1520) = 115$ MeV gerechnet werden, die Tabellen⁵¹ entnommen wurde. Der Proportionalitätsfaktor $B(q^2)$ wird durch Anpassung an die experimentellen Daten bestimmt.

$$\sigma_{1520} = B(q^2) \cdot \frac{\Gamma(1520)}{(W-1520)^2 + \frac{1}{4}\Gamma^2(1520)} \quad (17)$$

Für den nichtresonanten Untergrund nimmt man an, daß an der Schwelle die Produktion durch s-Wellen ($l=0$) überwiegt, so daß die Partialwellenamplitude

$$f_l \sim q_0^l$$

konstant ist und damit die Energieabhängigkeit allein durch einen Phasenraumfaktor $\sqrt{W - W_S}$ bestimmt ist. Ein Ansatz der Form ³²

$$\sigma_{nres} = \sqrt{W - W_S} \cdot \sum_{i=0}^N A_i(q^2) \cdot (W - W_S)^i \quad (18)$$

mit $W_S = 1080$ MeV erfüllt diese Bedingung.

Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten wurden durch Anpassung entsprechend Gln. (15) bis (18) die Größen $G_M^*(q^2)$, $A_i(q^2)$ und $B(q^2)$ ermittelt. Für die Rechnung mit gebundenen Nukleonen wurden die Ergebnisse der Ausdrücke (16) bis (18) in der gleichen Weise wie die Wirkungsquerschnitte am freien Proton mit der Impulsverteilung der Nukleonen im Deuteron gefaltet. Es ergab sich, daß für diese Anpassung eine obere Summationsgrenze $N=2$ in (18) ausreichend ist. Es wurden Versuche bis zu $N=4$ gemacht, die aber keine wesentliche Änderung im nichtresonanten Wirkungsquerschnitt ergaben. Dieses Ergebnis wurde auch in anderen Experimenten ^{12,31} gefunden. Die Abbildungen 13-19 zeigen für verschiedene Werte von $(-q^2)$ die experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte sowie das Ergebnis der Anpassung und die Aufteilung in resonanten und nichtresonanten Anteil + Beitrag der $N^*(1520)$ -Resonanz. Die Ergebnisse sind ebenfalls den Tabellen im Anhang zu entnehmen.

4.3 Übergangsformfaktoren

Aus dem resonanten Anteil können nach Formel (16) direkt die Übergangsformfaktoren $G_{MP}^*(q^2)$ für das Proton und $G_{MN}^*(q^2)$ für das Neutron bestimmt werden. Ihre Werte sind der Tabelle 8 zu entnehmen.

$E_1 = 2.5 \text{ GeV} ; \vartheta_e = 12^\circ$

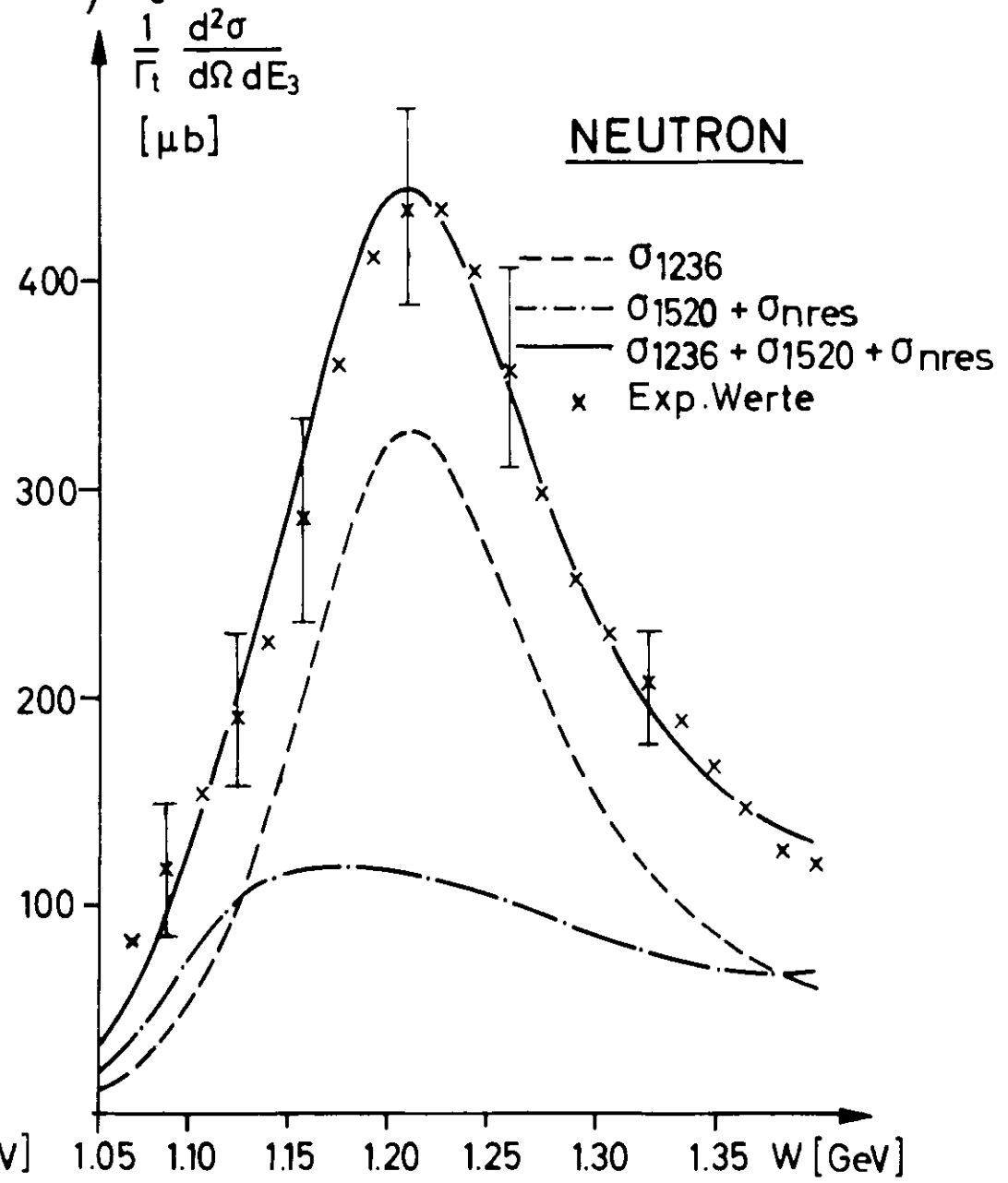
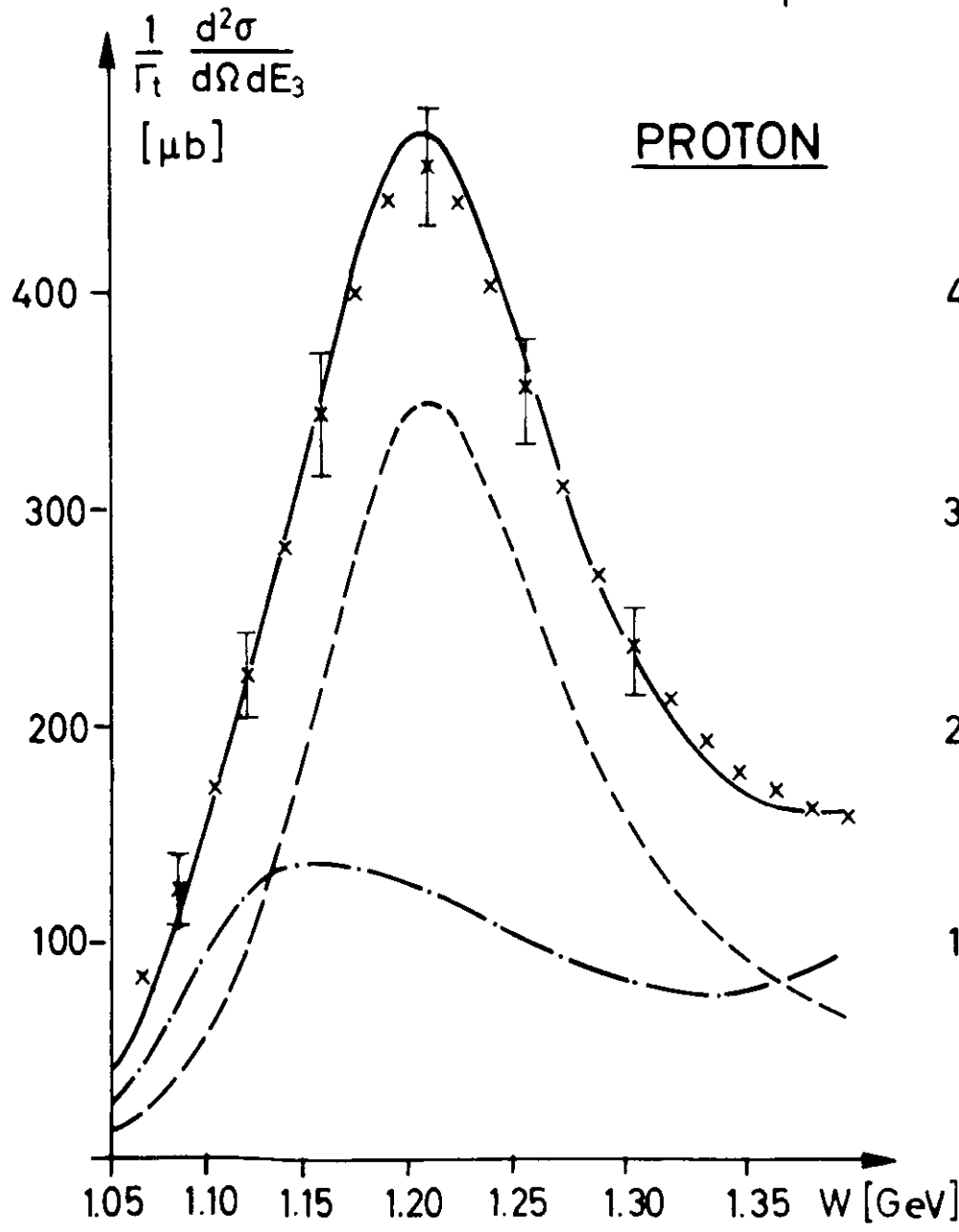


Abb. 13

$E_1 = 1.8 \text{ GeV}, \vartheta_e = 12.6^\circ$

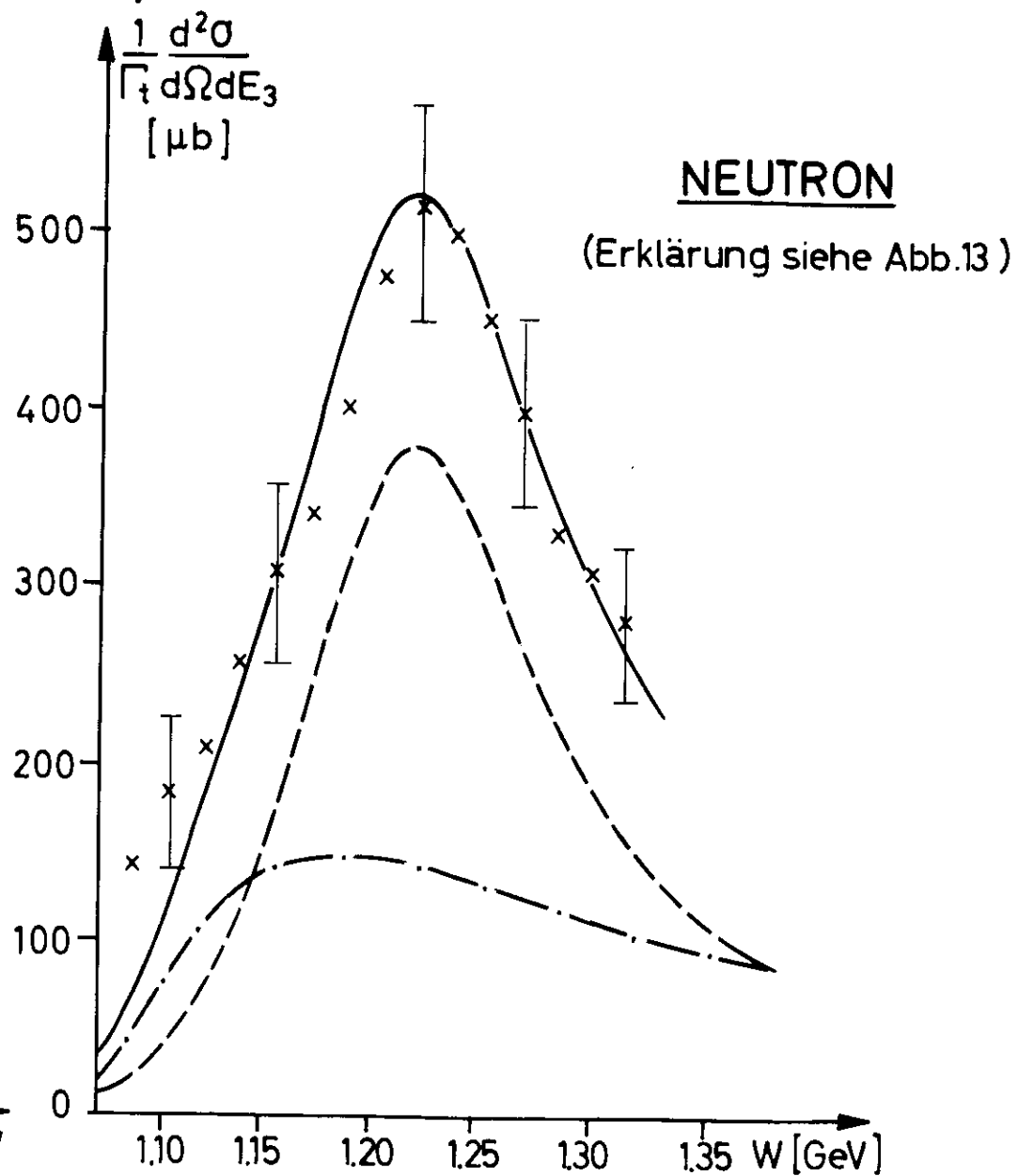
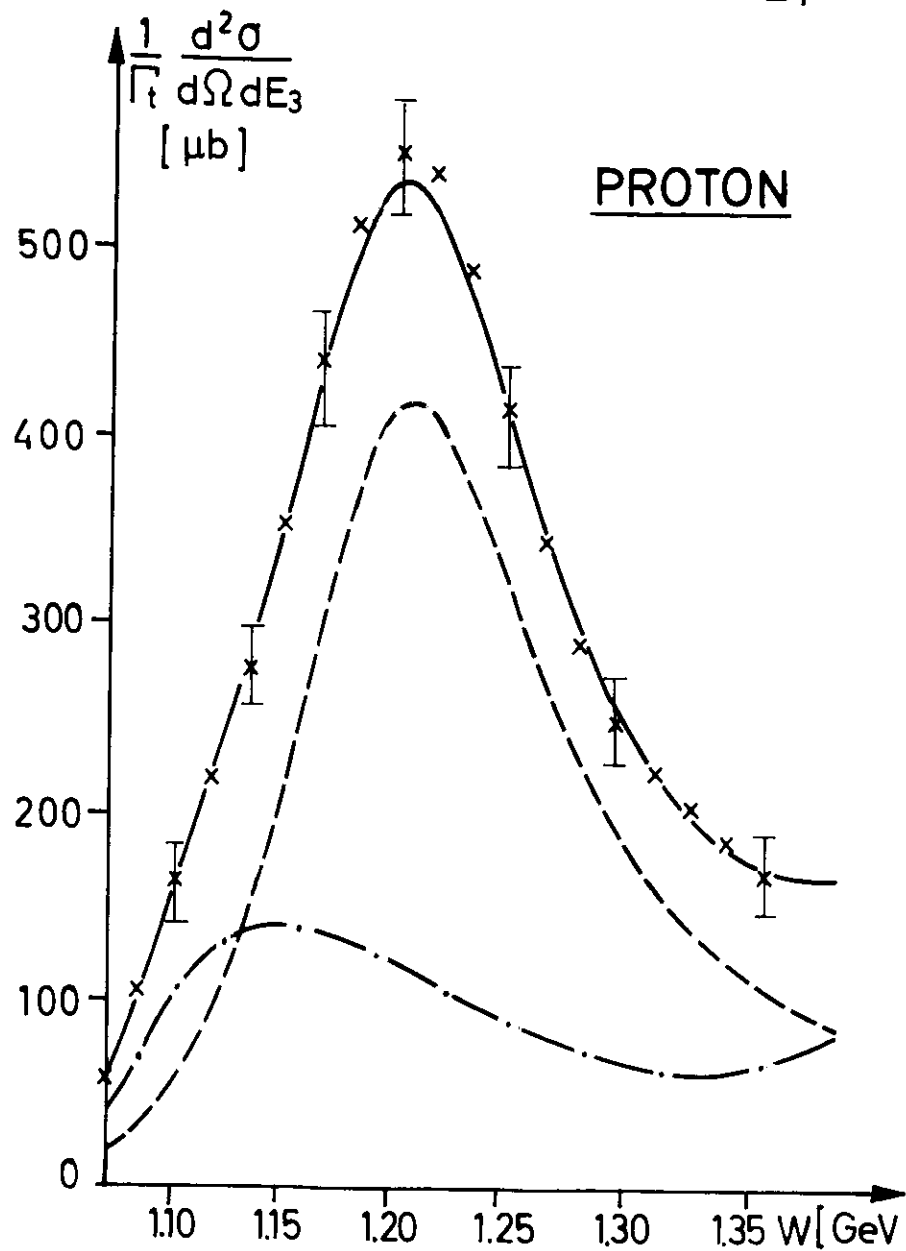


Abb. 14

$E_1 = 1.8 \text{ GeV}, \vartheta_e = 15^\circ$

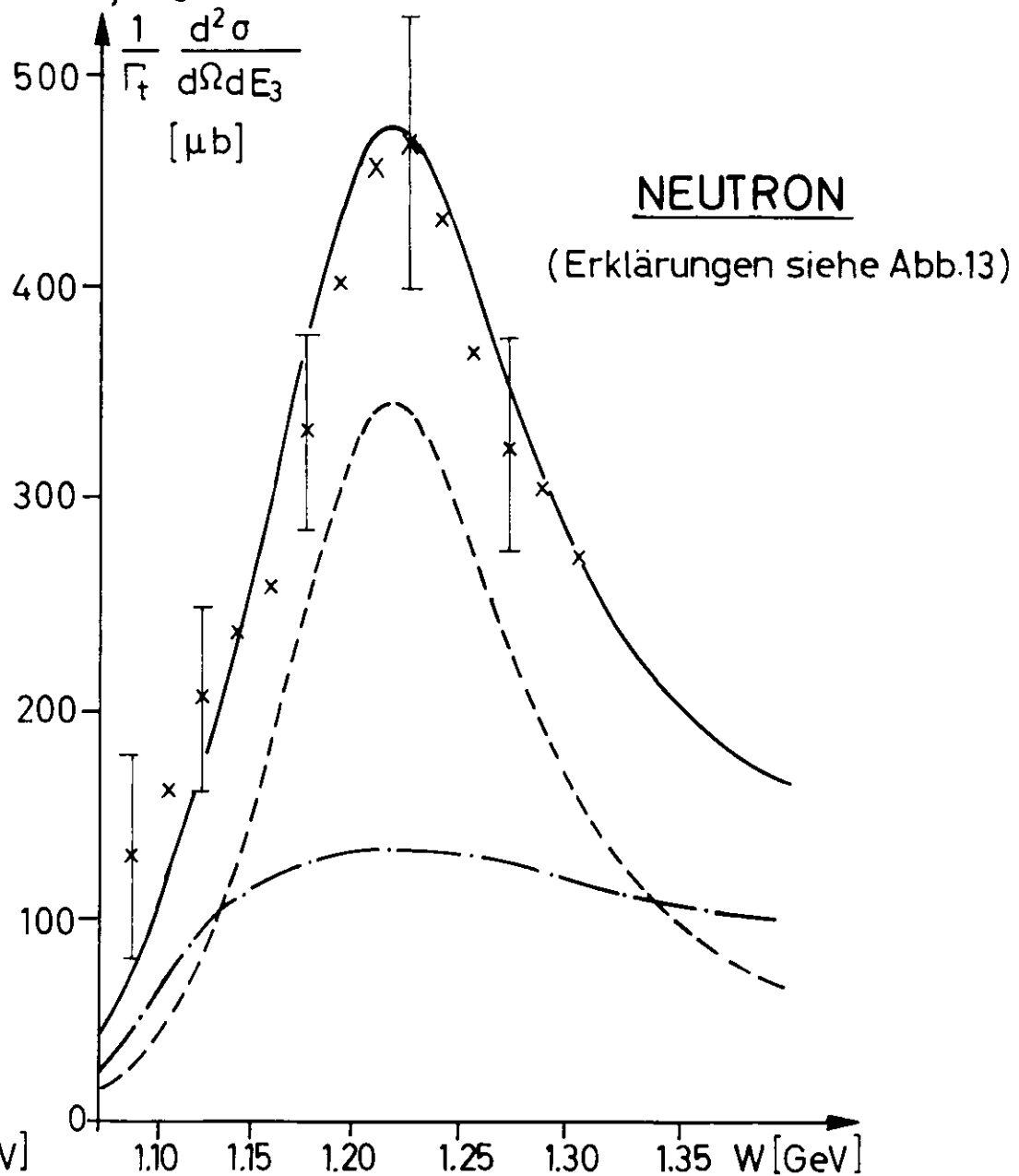
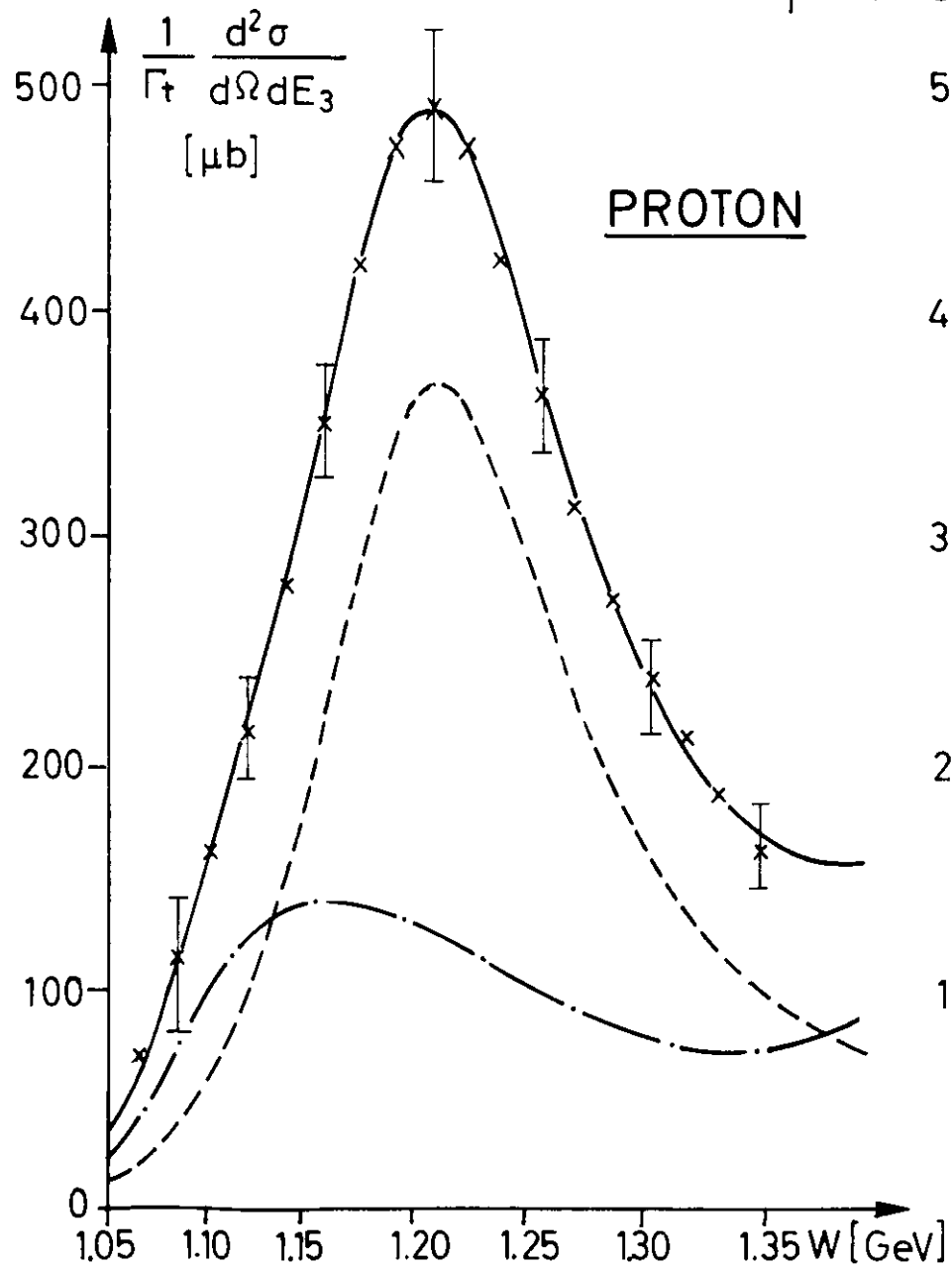


Abb. 15

$E_1 = 2.5 \text{ GeV}, \vartheta_e = 14^\circ$

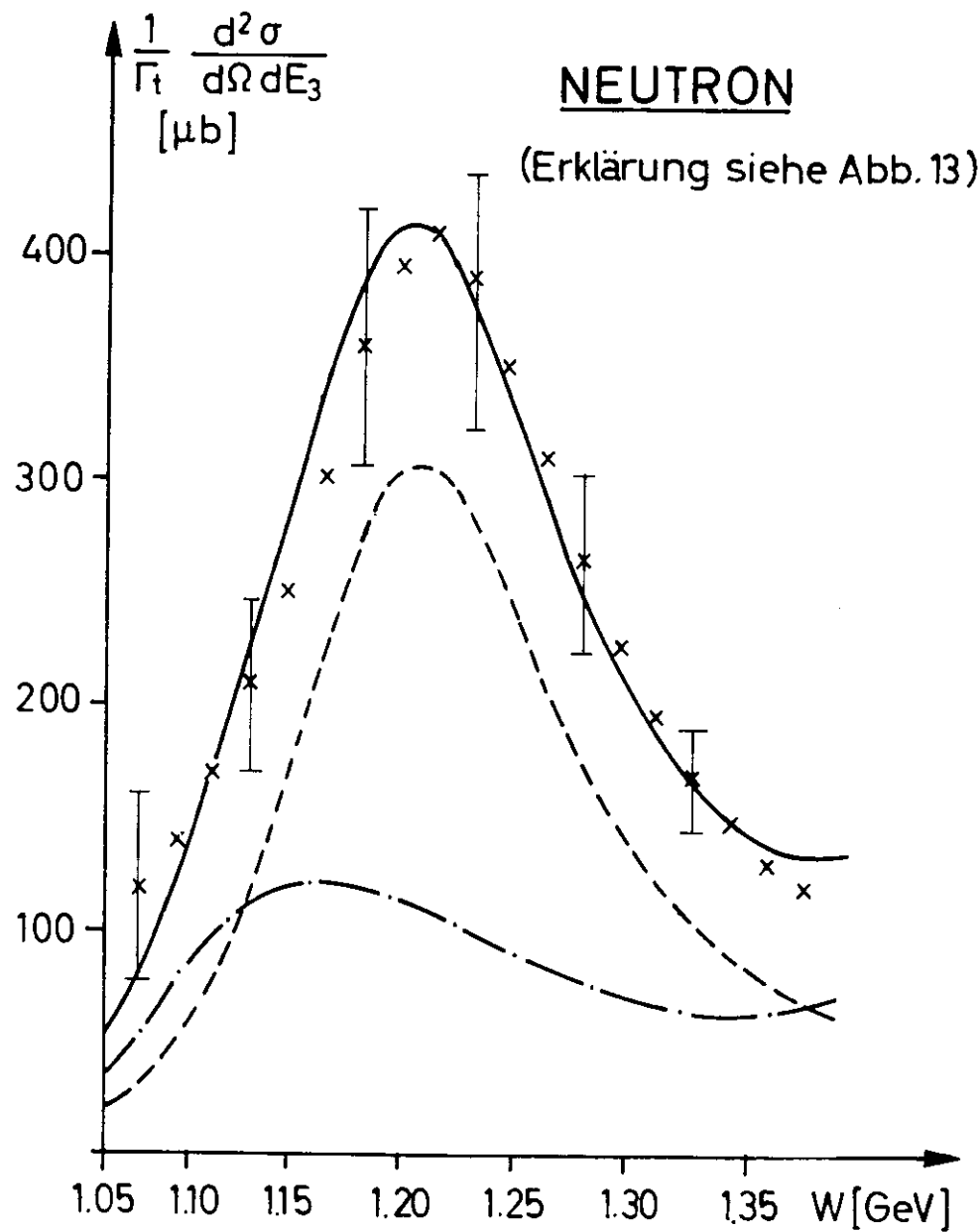
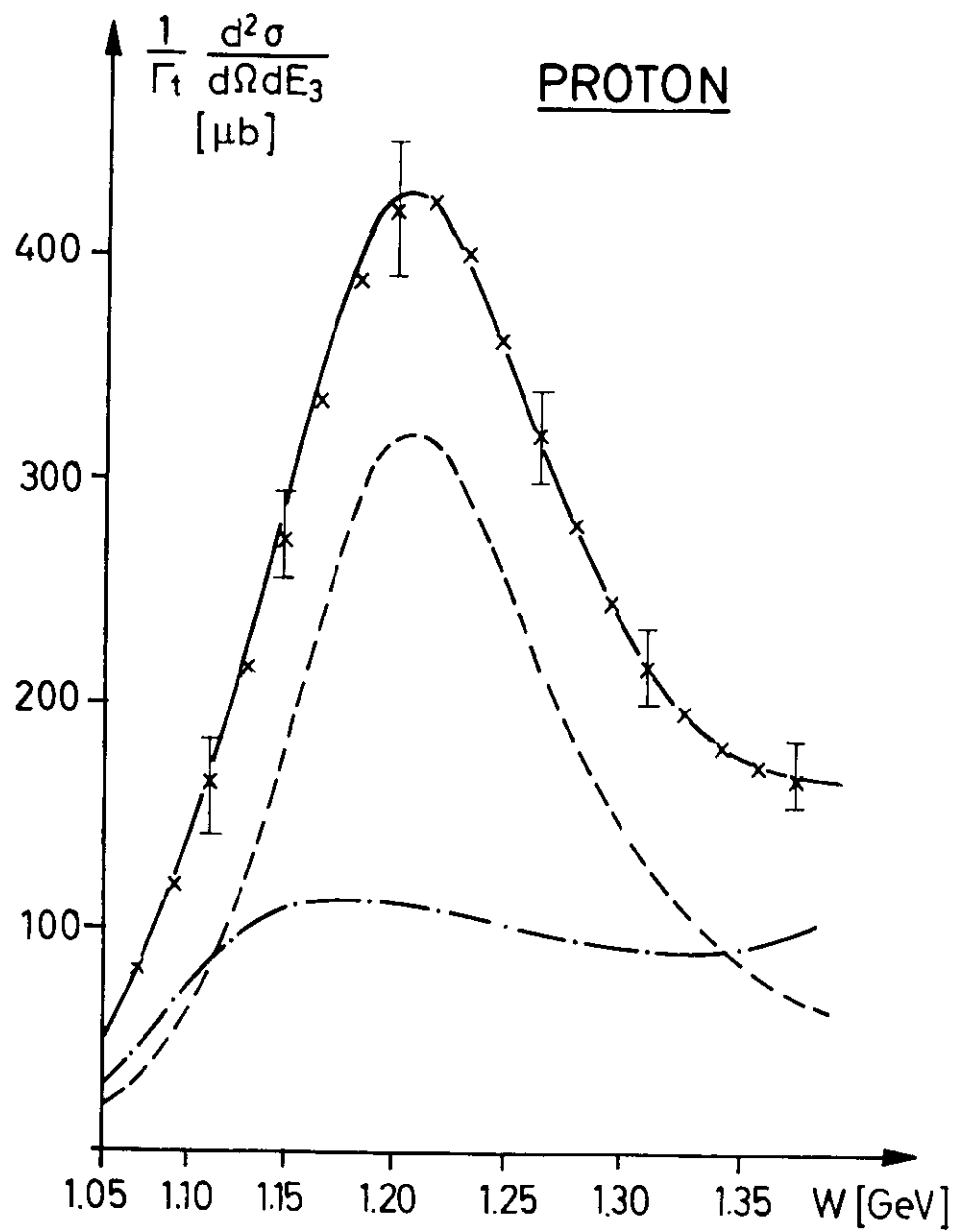


Abb. 16

$E_1 = 2.7 \text{ GeV}$, $\vartheta = 13.8^\circ$

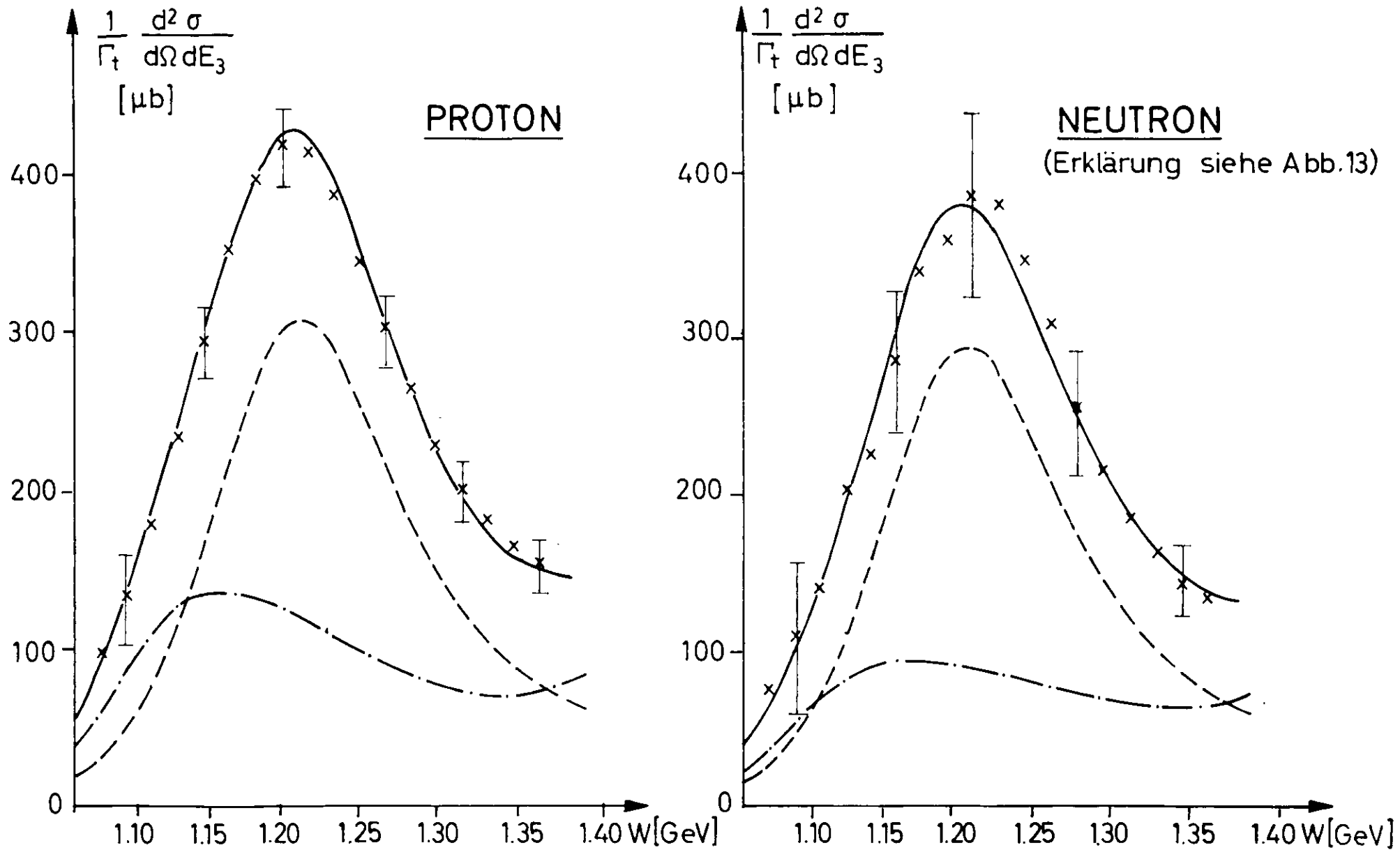


Abb. 17

$E_1 = 2.7 \text{ GeV}, \vartheta_e = 15^\circ$

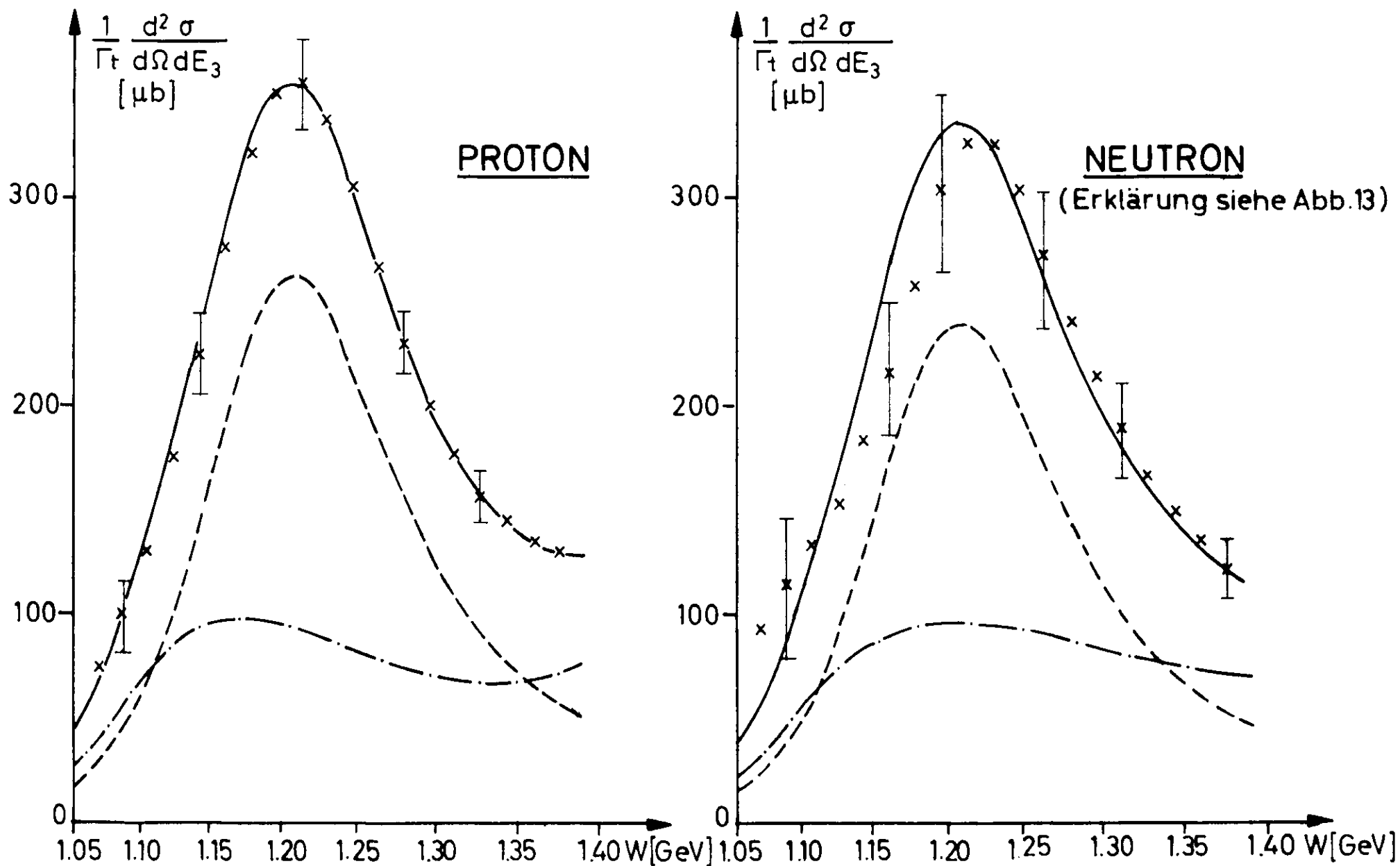


Abb.18

$E_1 = 2.5 \text{ GeV}, \vartheta_e = 18^\circ$

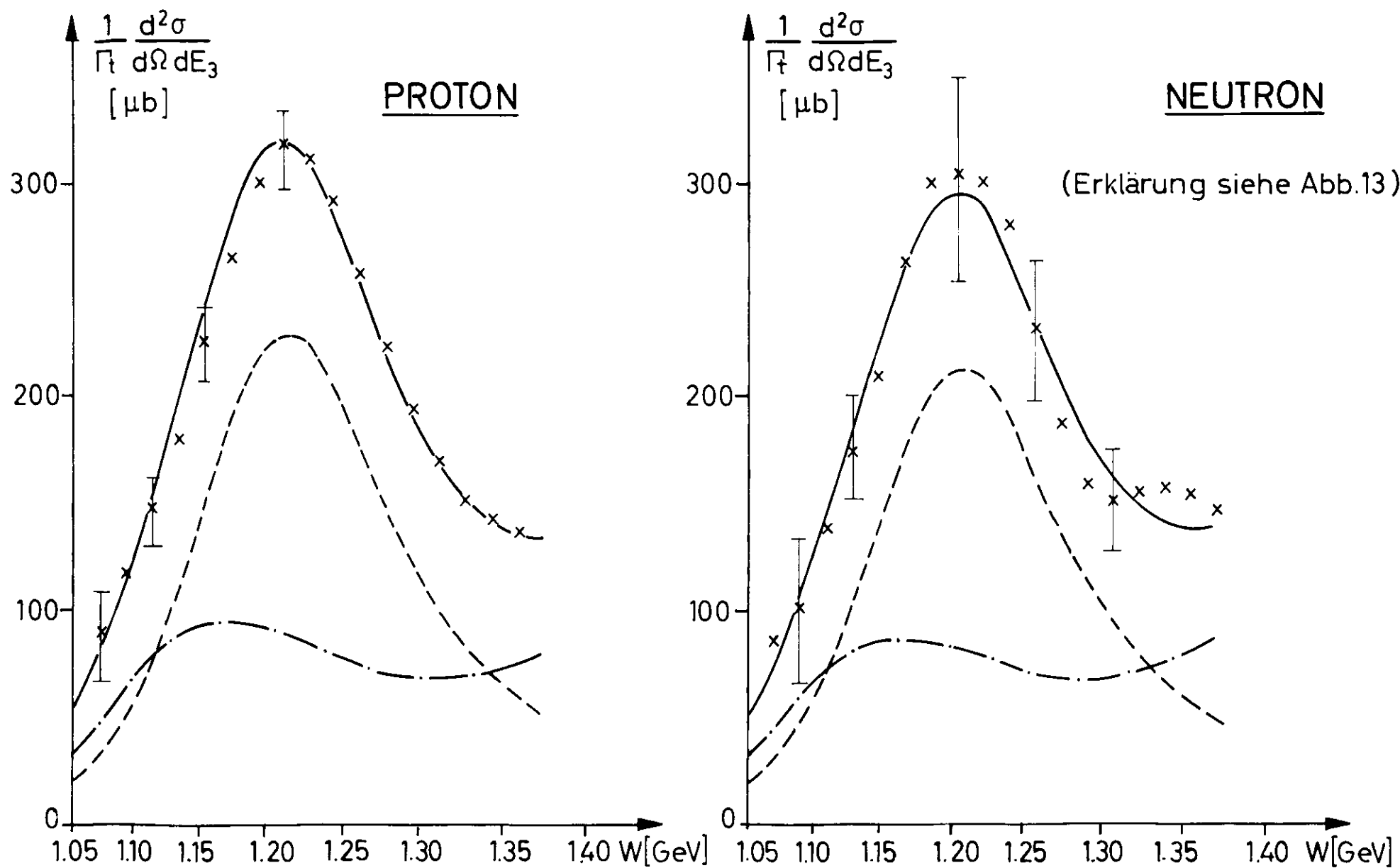


Abb. 19

Tabelle 8

Übergangsformfaktoren für die $\Delta(1236)$ -Resonanz

$-q^2$ (GeV/c) ²	G_{MP}^* exper. (diese Arbeit)	G_{MN}^*	G_{MP}^* Gutbrod + Simon ¹
0.12	2.11±0.09	2.01±0.19	2.10
0.17	1.81±0.08	1.75±0.18	1.85
0.22	1.61±0.06	1.56±0.15	1.61
0.30	1.40±0.06	1.38±0.15	1.36
0.34	1.31±0.06	1.28±0.14	1.23
0.40	1.14±0.07	1.10±0.12	1.10
0.47	1.01±0.07	0.94±0.10	0.95

Die theoretischen Werte nach Gutbrod und Simon für das Proton sind ebenfalls angegeben, sie werden durch das Experiment gut bestätigt. Abbildung 20 zeigt die Werte im Vergleich zu anderen Experimenten. Sowohl für das Proton als auch für das Neutron sind die auf 1 normierten Übergangsformfaktoren kleiner als die elektrischen Nukleonformfaktoren. Das Verhältnis

$$\frac{G_M^*(q^2)}{G_M^*(0)} : \frac{G_{EP}(q^2)}{G_{EP}(0)}$$

ist etwa $0,95 \pm 0,03$ für das Proton und $0,92 \pm 0,05$ für das Neutron innerhalb des untersuchten Bereiches von $(-q^2) < 0,5$ (GeV/c)² und damit kleiner als 1, über eine systematische Abhängigkeit von q^2 kann jedoch innerhalb dieses Bereiches keine Aussage gemacht werden.

4.4 Obere Grenze von Isoskalar- und Isotensoranteil

Aus dem nichtresonanten Untergrund kann der an der Wechselwirkung beteiligte Isoskalaranteil (vgl. Abschnitt 1.34) abgeschätzt werden. Bildet man für den nichtresonanten Untergrund den Quotienten

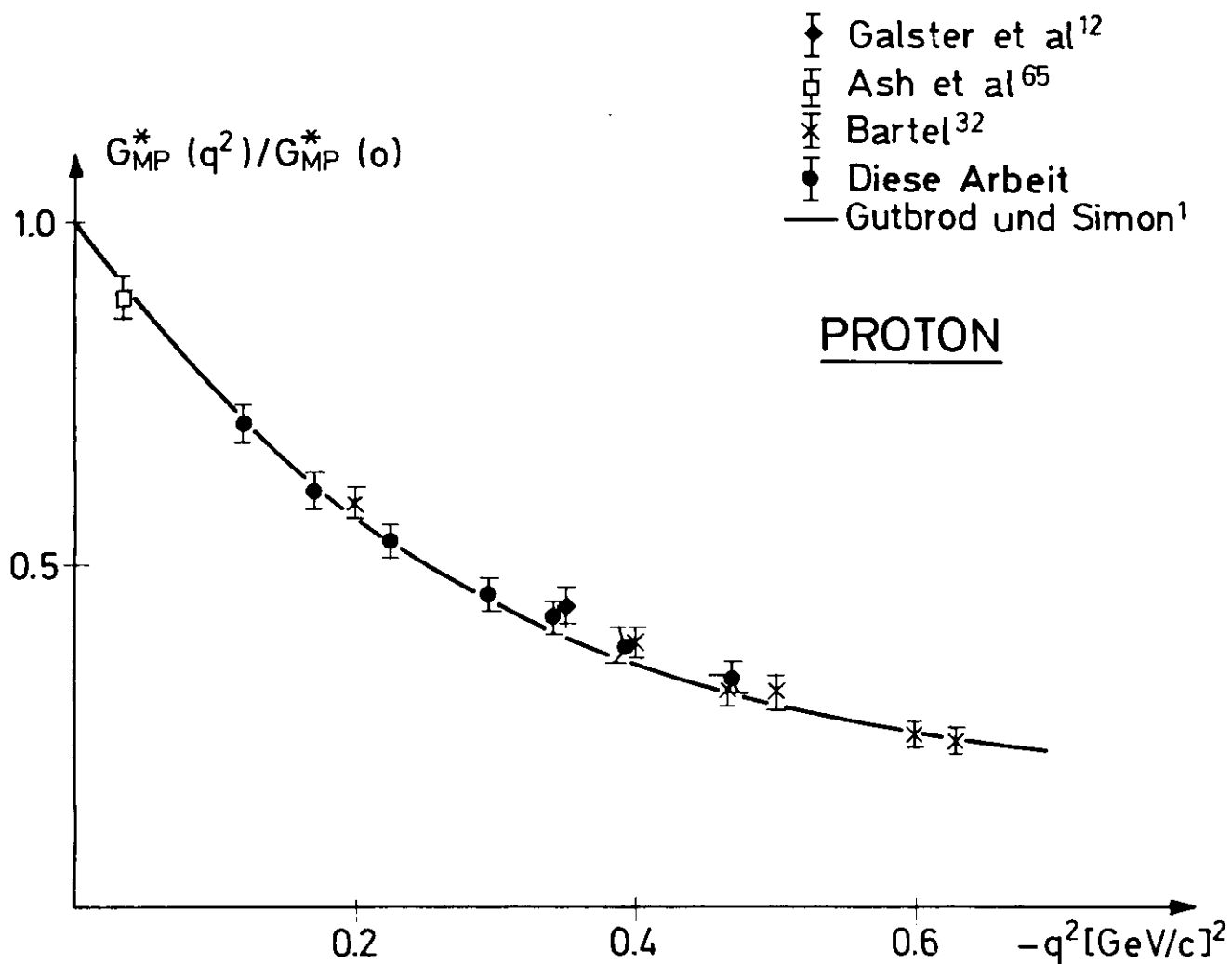


Abb. 20a Übergangsformfaktor des Protons

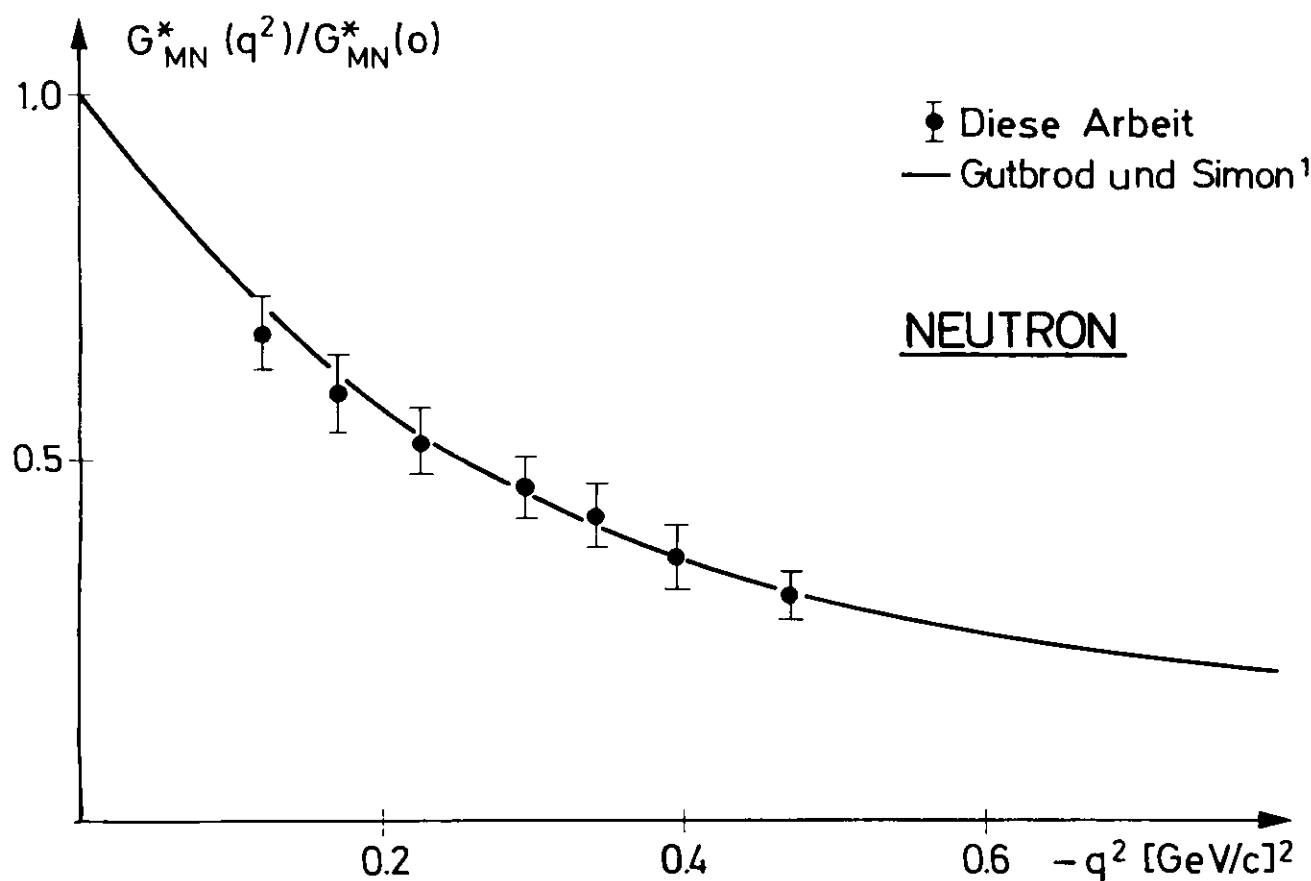


Abb. 20b Übergangsformfaktor des Neutrons

$$R_{nres} = \left[\frac{\sigma_p - \sigma_n}{\frac{1}{2}(\sigma_p + \sigma_n)} \right]_{nres}$$

so liegen die Werte je nach Impulsübertrag und invarianter Masse in einem Bereich zwischen -0,6 und +0,6. Daraus ergibt sich nach Formel (8) für das Verhältnis der Multipolamplituden E_{0+}^0 (isoskalar) zu $(E_{0+}^1 + E_{0+}^3)$ (isovektoriell):

$$\frac{|E_{0+}^0|}{|E_{0+}^1| + |E_{0+}^3|} \leq \frac{1}{12} \cdot |\pm 0,6 \pm 0,8| = 0,05 \pm 0,07$$

Aus den von Behrends et. al.²¹ angegebenen Multipolen für die Photoproduktion folgt ein Wert von etwa 0,04, der mit dem hier angegebenen innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmt.

Der Isotensoranteil (vgl. Abschnitt 1.33) wird aus dem resonanten Beitrag des Wirkungsquerschnitts allein abgeschätzt. Bei der Berechnung von R_{res} fällt wegen Formel (16) die Abhängigkeit von der invarianten Masse heraus. In der Tabelle 9 sind die Werte für R_{res} für verschiedene Impulsüberträge angegeben, eine systematische Abhängigkeit von q^2 kann nicht festgestellt werden.

Tabelle 9
Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

E_1 (GeV)	Θ (°)	σ_p (μb)	σ_n (μb)	R_{res}
1.8	12.6	407+-28	374+-59	0.085+-0.235
1.8	15.0	360+-24	342+-54	0.051+-0.234
2.5	12.0	345+-24	326+-52	0.057+-0.236
2.5	14.0	315+-22	302+-48	0.042+-0.239
2.7	13.8	304+-21	292+-46	0.040+-0.237
2.7	15.0	259+-18	238+-37	0.085+-0.233
2.5	18.0	227+-16	210+-33	0.078+-0.236

Nimmt man für R_{res} einen Maximalwert von 0,10 an, so folgt für die Isotensoramplitude M_{1+}^2 :

$$\frac{|M_{1+}^2|}{|M_{1+}^3|} = \frac{1}{12} \cdot R_{res} \approx 0,01 \pm 0,03$$

Dieser Wert ist durchaus mit Null verträglich, selbst bei Annahme der äußersten Fehlergrenze würde die Isotensoramplitude nur 4 % der Isovektor-(3/2)-Amplitude betragen. Auf Grund der gegenwärtig nicht zu verkleinernden Fehlergrenzen bei der Messung am Deuteron (Endzustandswechselwirkungen!) kann diese Rechnung allerdings nur den Charakter einer Abschätzung haben.

In den Abbildungen 21a und 21b ist die absolute Differenz der Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die Abbildung 21b zeigt bei $W = 1220$ MeV ein schwaches Maximum. Von Sanda und Shaw⁸ wird dies modellunabhängig als Hinweis für einen Isotensoranteil postuliert. Da ein Extremum in der absoluten Differenz für den resonanten Anteil aber auch durch einen systematischen relativen Meßfehler erzeugt werden kann, liegt damit kein schlüssiger Hinweis auf einen von Null verschiedenen Isotensoranteil vor.

4.5 Schwellenverhalten der Wirkungsquerschnitte

Die Multipolamplitude M_{1+} und damit der Wirkungsquerschnitt sind eine Funktion von q^2 und W . In diesem Abschnitt soll die Abhängigkeit von $|\vec{q}|$ untersucht werden. Trennt man in Formel (8') den Formfaktor $G_M^*(q^2)$ ab, so ist für eine konstante invariante Masse W der Rest wegen

$$|\vec{p}_2^*| = |\vec{q}^*| = \frac{M}{W} \cdot |\vec{q}|$$

proportional zu $|\vec{q}|$ und der Wirkungsquerschnitt proportio-

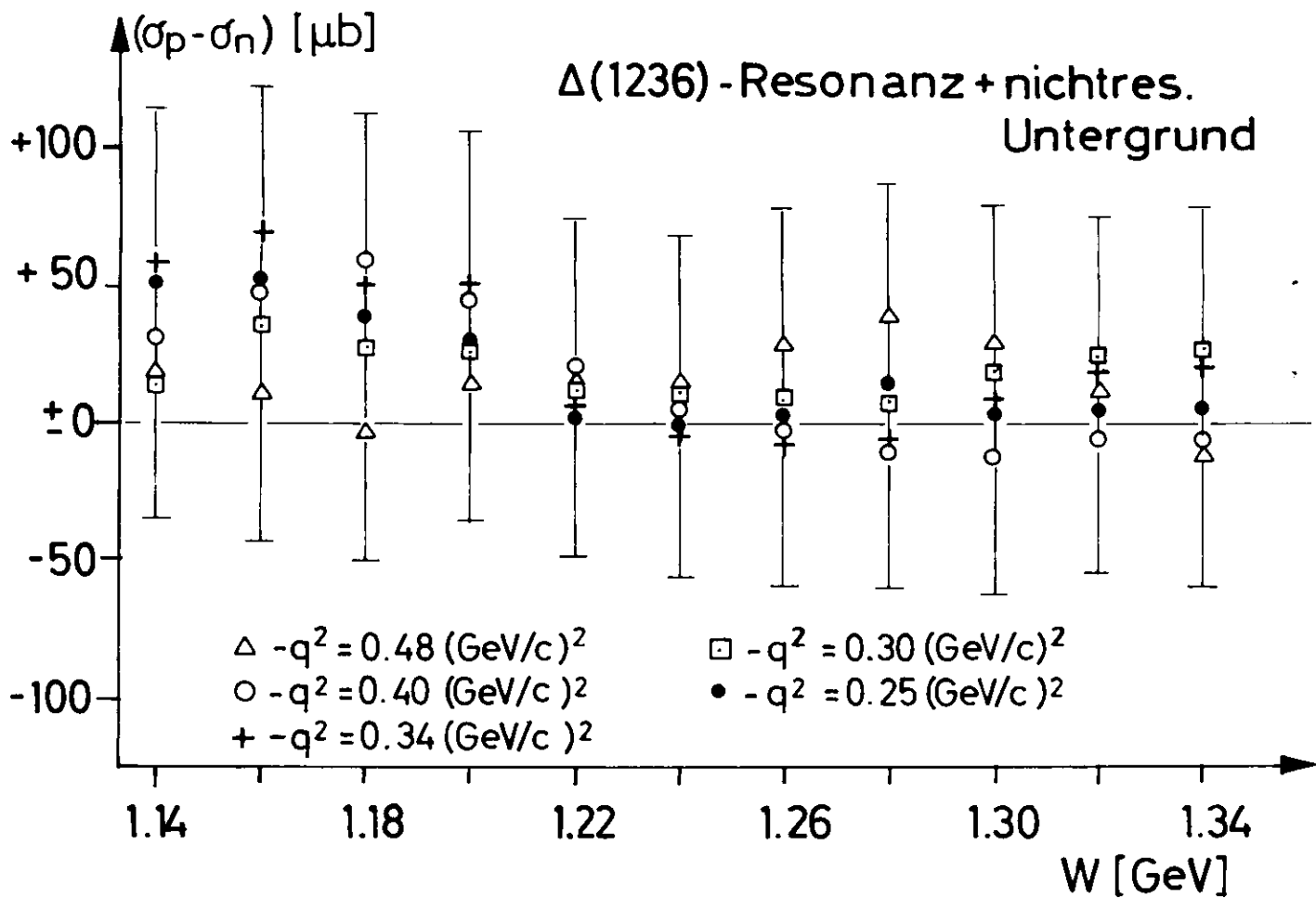


Abb. 21a Verhältnis der Wirkungsquerschnitte (gemessen)

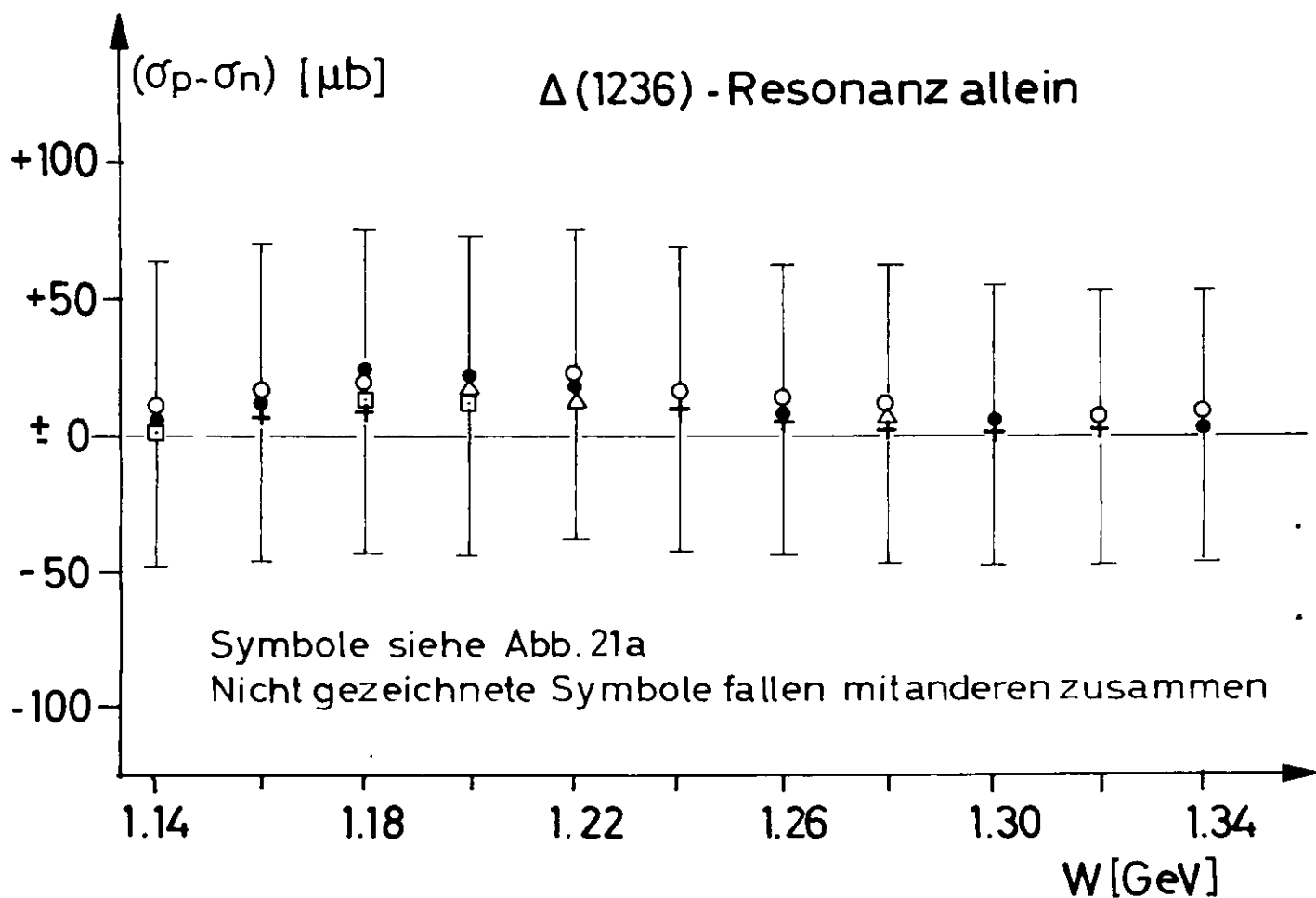


Abb. 21b Verhältnis der Wirkungsquerschnitte (Resonanz)

nal zu $|\vec{q}|^2$. Ganz allgemein läßt sich für invariante Massen in der Nähe der Pionschwelle zeigen, daß die Multipolamplituden proportional zu den Besselfunktionen l-ter Ordnung sind, wobei l die Multipolordnung ist⁶⁶. Damit wird

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} \sim (j_l(|\vec{q}|R))^2 \sim (|\vec{q}|R)^{2l}$$

unter der Voraussetzung, daß $|\vec{q}| \cdot R \ll 1$ ist. R ist ein Maß für die räumliche Ausdehnung des Pion-Nukleon-Systems.

Zur experimentellen Prüfung dieses Sachverhalts wurden die Werte

$$S \equiv \frac{1}{\Gamma_{\uparrow}} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} \cdot \frac{G_{EP}^2(0)}{G_{EP}^2(q^2)}$$

als Funktion von $|\vec{q}|$ ermittelt. Trägt man S gegen $|\vec{q}|^2$ auf (Abb. 22a-d), so ergibt sich ein Zusammenhang

$$S = a(W) \cdot \{|\vec{q}|\}^{b(W)} \quad (19)$$

Die Werte für b(W) liegen im Bereich der 1. Resonanz nicht, wie erwartet, bei 2, sondern sowohl in der Nähe der Schwelle als auch im Gebiet der Resonanz bei etwa 1,6 bis 1,8. Hierfür lassen sich zwei Gründe angeben:

- 1.) b = 2 würde einen ausschließlichen Beitrag von Multipolen 1. Ordnung voraussetzen, das ist wegen des nichtresonanten Untergrundes nicht erfüllt.
- 2.) Selbst für den kleinsten Wert von $|\vec{q}|$, nämlich für die Photoproduktion an der Pionschwelle, ist

$$|\vec{q}| = \frac{\sqrt{W^2 - M^2}}{2M} = 0,15 \text{ (GeV/c)}$$

und damit wird das Argument der Besselfunktion unter der Annahme $R \approx 1/2m_{\pi}$:

$$(|\vec{q}|R)_{\min} = \frac{0,15}{2m_{\pi}} = 0,55$$

Die Forderung $|\vec{q}|R \ll 1$ ist also nicht hinreichend erfüllt.

Da b nur von W abhängt, ergibt der Zusammenhang (19) im logarithmischen Maßstab eine Gerade. Dieses Verhalten gestattet eine Extrapolation auf die äquivalente Photonenenergie in der Photoproduktion:

$$|\vec{q}|_{(q^2=0)} = E_\gamma$$

Trotz der durch die Extrapolation bedingten Fehler erhält man dadurch näherungsweise Photoproduktionsquerschnitte am gebundenen Neutron für die Summe der Prozesse



Daten für den Prozeß (II) sind anderweitig nur schwer zu gewinnen, da als Endzustand ausschließlich neutrale Teilchen entstehen. Die Tabelle 10 enthält die auf die Photoproduktion extrapolierten Werte für beide Nukleonen im gebundenen Zustand, zum Vergleich sind extrapolierte Werte für das freie Proton aus dieser Arbeit sowie die Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion am freien Proton von Beale, Ecklund und Walker⁶⁷ angegeben. In Abbildung 23a und 23b sind die extrapolierten Wirkungsquerschnitte aufgetragen.

Tabelle 10

Totale Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion

W (MeV)	Photopr. ⁶⁷	Extrapoliert aus der Elektroproduktion		
	$\sigma_{p, frei}$ (μb)	$\sigma_{p, frei}$ (μb)	$\sigma_{p, geb.}$ (μb)	$\sigma_{n, geb.}$ (μb)
1160	265	271+-46	236+-41	175+-42
1180	380	319+-52	340+-56	228+-50
1200	490	437+-71	420+-70	327+-72
1220	500	467+-76	438+-72	423+-93
1240	410	390+-63	384+-64	425+-93
1260	320	337+-55	308+-51	349+-77
1280	235	294+-48	287+-47	334+-73
1300	190	231+-37	252+-42	277+-61
1320	170	225+-36	227+-38	198+-43

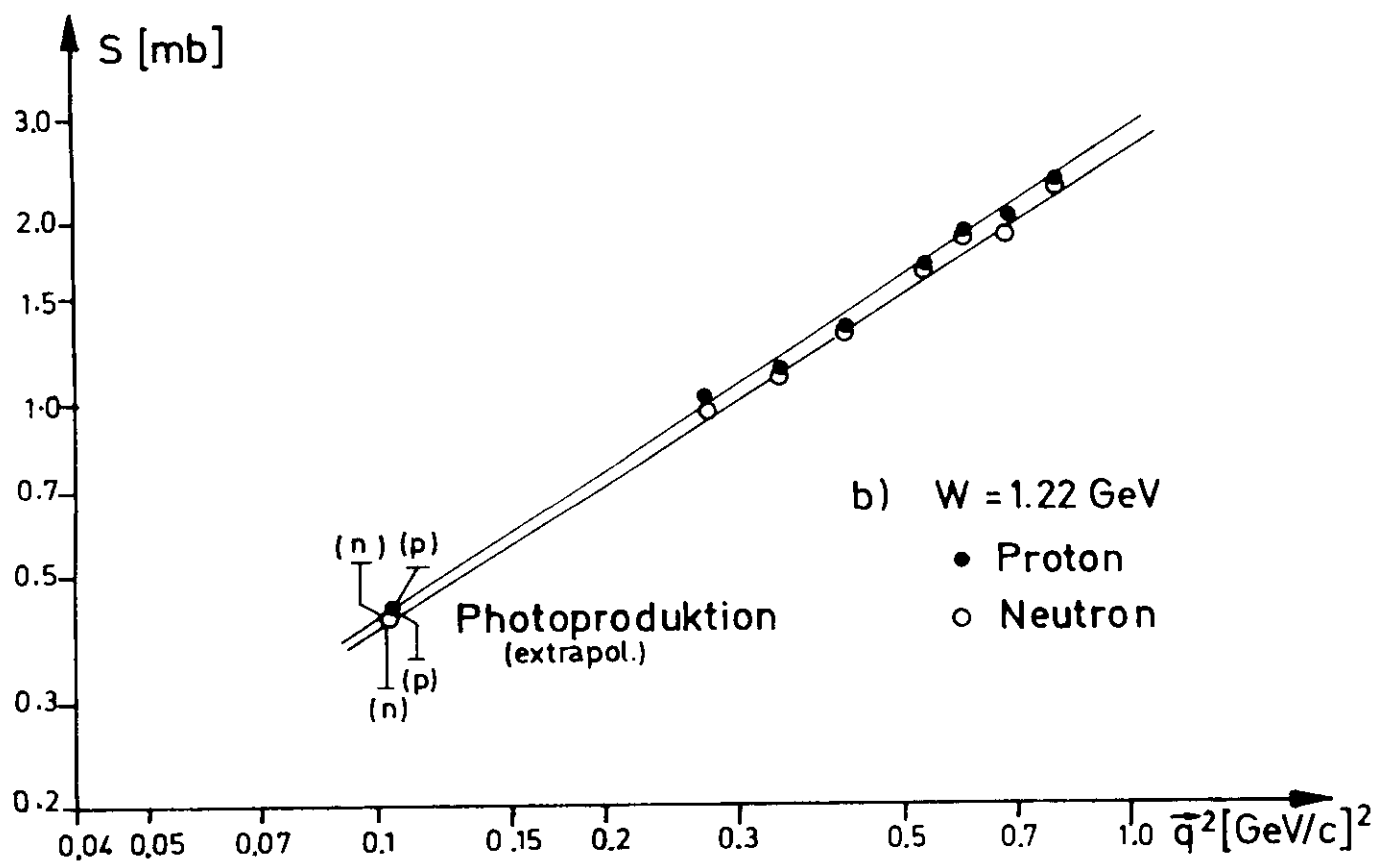
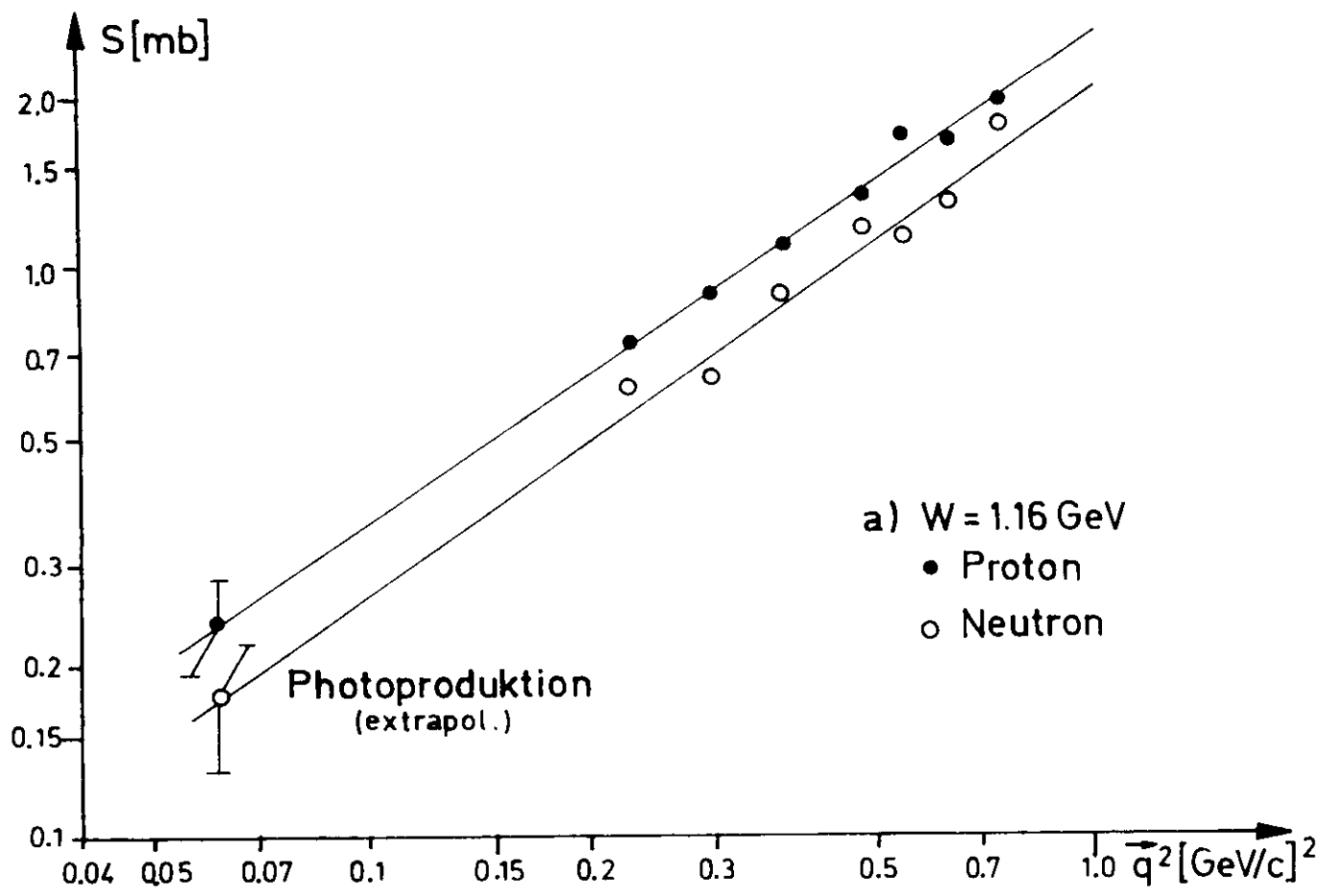


Abb. 22 Schwellenverhalten der Wirkungsquerschnitte

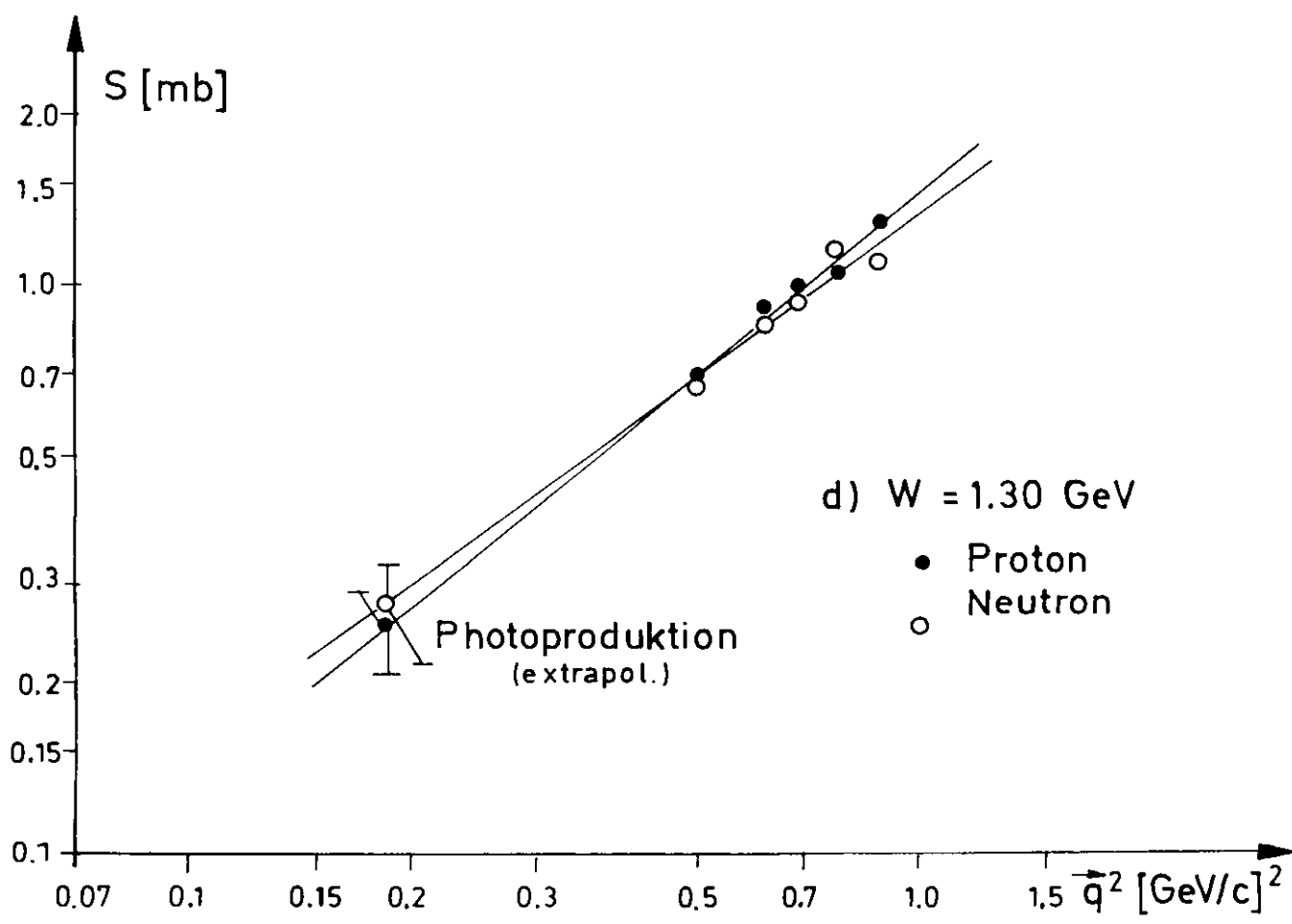
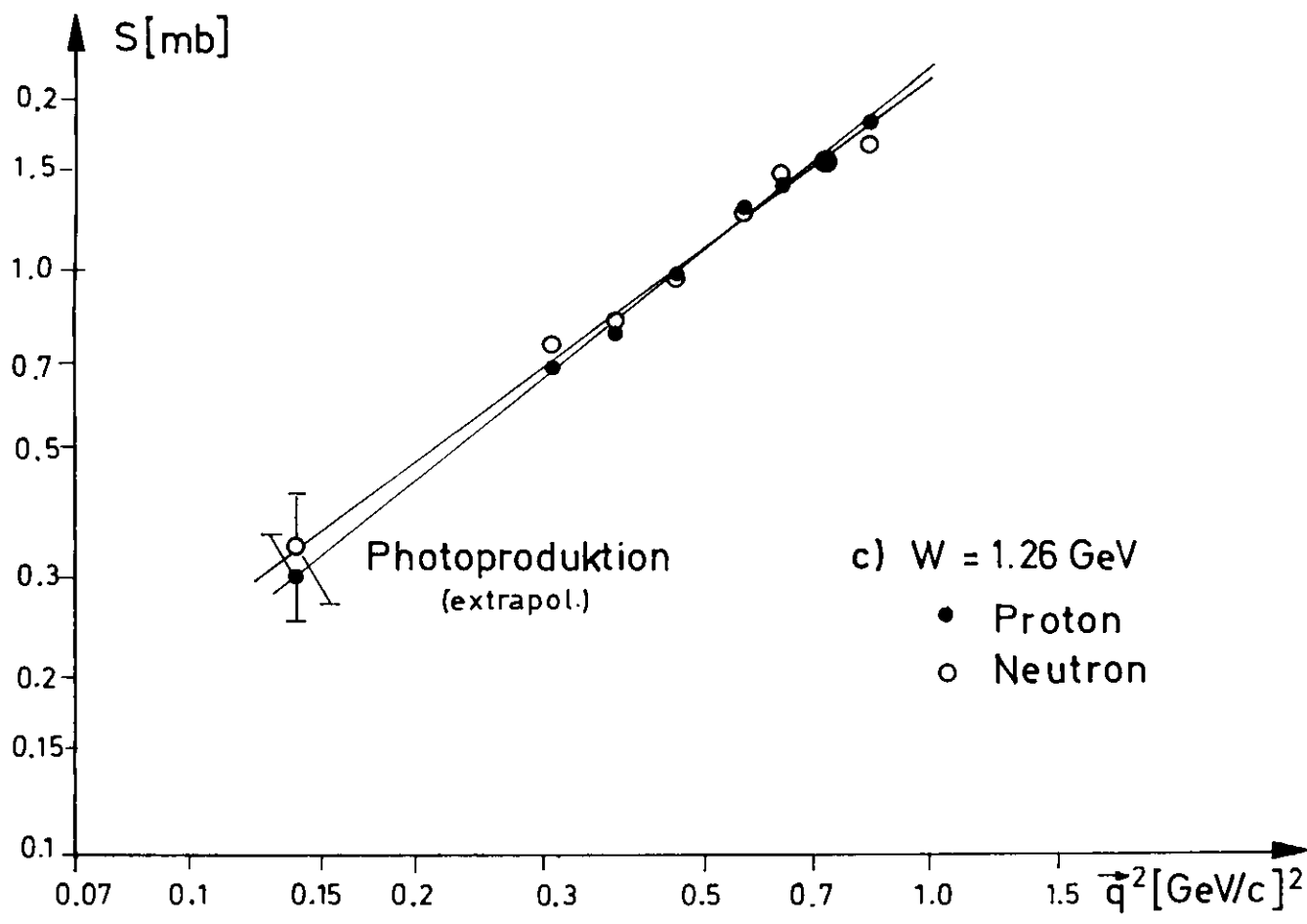


Abb. 22 Schwellenverhalten der Wirkungsquerschnitte

4.6 Prüfung der Dualität

Zur Prüfung der Dualitätshypothese vergleicht man die Funktion $\sqrt{W_2}$ im Resonanz- und im Scalingbereich (siehe Abschnitt 1.7). In den Summenregeln wurde statt des Nukleon-Pols der gemessene Anteil der elastischen Streuung ohne Strahlungskorrekturen benutzt und die Integrationen unter Einschluß der elastischen Streuung durchgeführt. Vernachlässigt man den kleinen Anteil des elastischen "Strahlungsschwanzes" außerhalb der oberen Integrationsgrenze ($W=1350$ MeV), so liefert das Verfahren dasselbe Ergebnis wie die Berücksichtigung des Nukleon-Pols.

In den Abbildungen 23a-d ist $\omega/\omega'' - \sqrt{W_2}$ über ω'' für verschiedene Werte von q^2 aufgetragen. Die durchgezogene Kurve ist aus Daten⁶⁸ für $(-q^2) > 2,0$ (GeV/c)² und $W > 2$ GeV, also im Scaling-limit, gewonnen. Es zeigt sich, daß die Werte im Scaling-limit tatsächlich im Sinne eines Mittelwertes gleich denen im Resonanzbereich sind. Die semilokale Dualität ist also bei Verwendung der Scalingvariablen ω'' für $0,1$ (GeV/c)² $< (-q^2) < 0,5$ (GeV/c)² gut erfüllt.

Die vorliegenden Daten ermöglichen auch eine Prüfung der vektoriellen Dualität im Sinne der Summenregel (12) aus Abschnitt 1.72. Da in dieser Arbeit nur im Gebiet der elastischen Streuung und der 1. Resonanz gemessen wurde, ist eine Aussage über Dualität nur in diesen Bereichen möglich. In der Tabelle 11 sind die Ergebnisse für die Summenregel (12) als Funktion der oberen Integrationsgrenze zusammengestellt. Als untere Integrationsgrenze wurde stets ein Wert ω''_1 entsprechend $W=920$ MeV angenommen. Als beste Parameter in

$$\omega'' = \frac{2Mv + \xi^2}{(-q^2) + a^2}$$

wurden $\xi^2 = 1,3$ (GeV)² und $a^2 = 0,42$ (GeV)² ermittelt. Da nicht bis zum Scaling-limit integriert werden konnte, war nur ein Vergleich der Ergebnisse für verschiedene Werte von q^2 möglich. Für den Bereich der "nullten" und ersten Resonanz konnte jedoch die Gültigkeit der Summenregel (12) für $0,1$ (GeV/c)² $< -q^2 < 0,5$ (GeV/c)² bestätigt werden.

Tabelle 11

Ergebnisse der Summenregel (12)

$-q^2$ (GeV/c) ²	Obere Integrationsgrenze entsprechend W =						
	1050 (MeV)	1100 (MeV)	1150 (MeV)	1200 (MeV)	1250 (MeV)	1300 (MeV)	1350 (MeV)
0.12	- 6.89	-15.73	-23.08	-24.37	-11.10	- 3.30	+ 0.89
0.17	- 3.70	-11.97	-19.88	-21.60	-12.50	- 5.39	- 1.10
0.22	+ 2.11	- 5.75	-13.68	-17.63	-12.15	- 5.80	- 4.09
0.30	+ 3.20	- 4.20	-11.49	-14.45	- 8.12	- 3.28	- 1.87
0.34	+ 7.00	+ 0.61	- 6.79	-11.40	- 6.33	+ 0.06	+ 2.70
0.40	+ 7.97	+ 1.85	- 5.58	-10.70	- 7.01	- 1.49	- 1.22
0.47	+10.55	+ 5.55	- 0.77	- 5.20	- 1.41	+ 5.12	+ 4.77

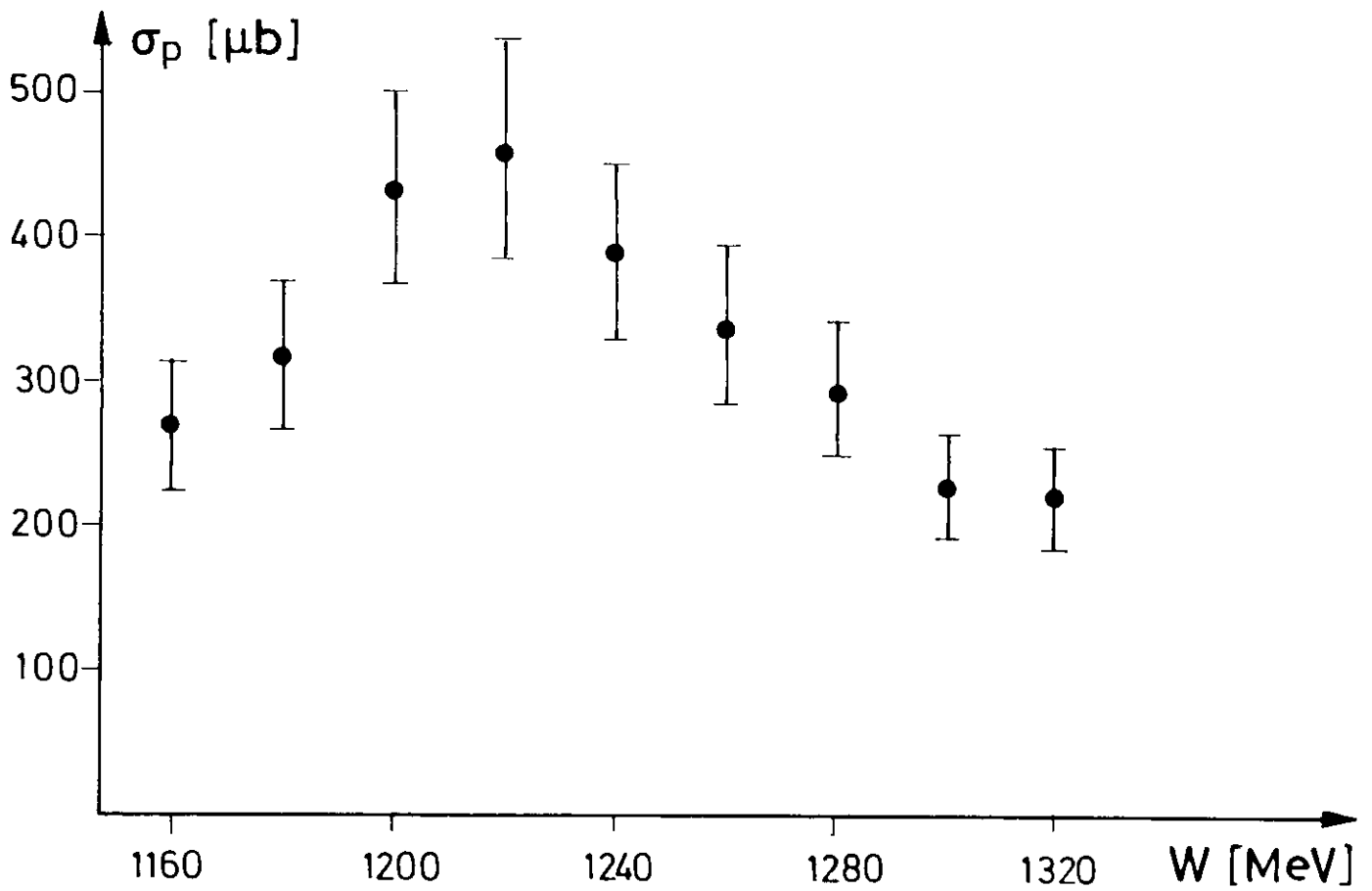


Abb. 23 a. Totaler Photoproduktionsquerschnitt am freien Proton
(aus der Elektroproduktion extrapoliert)

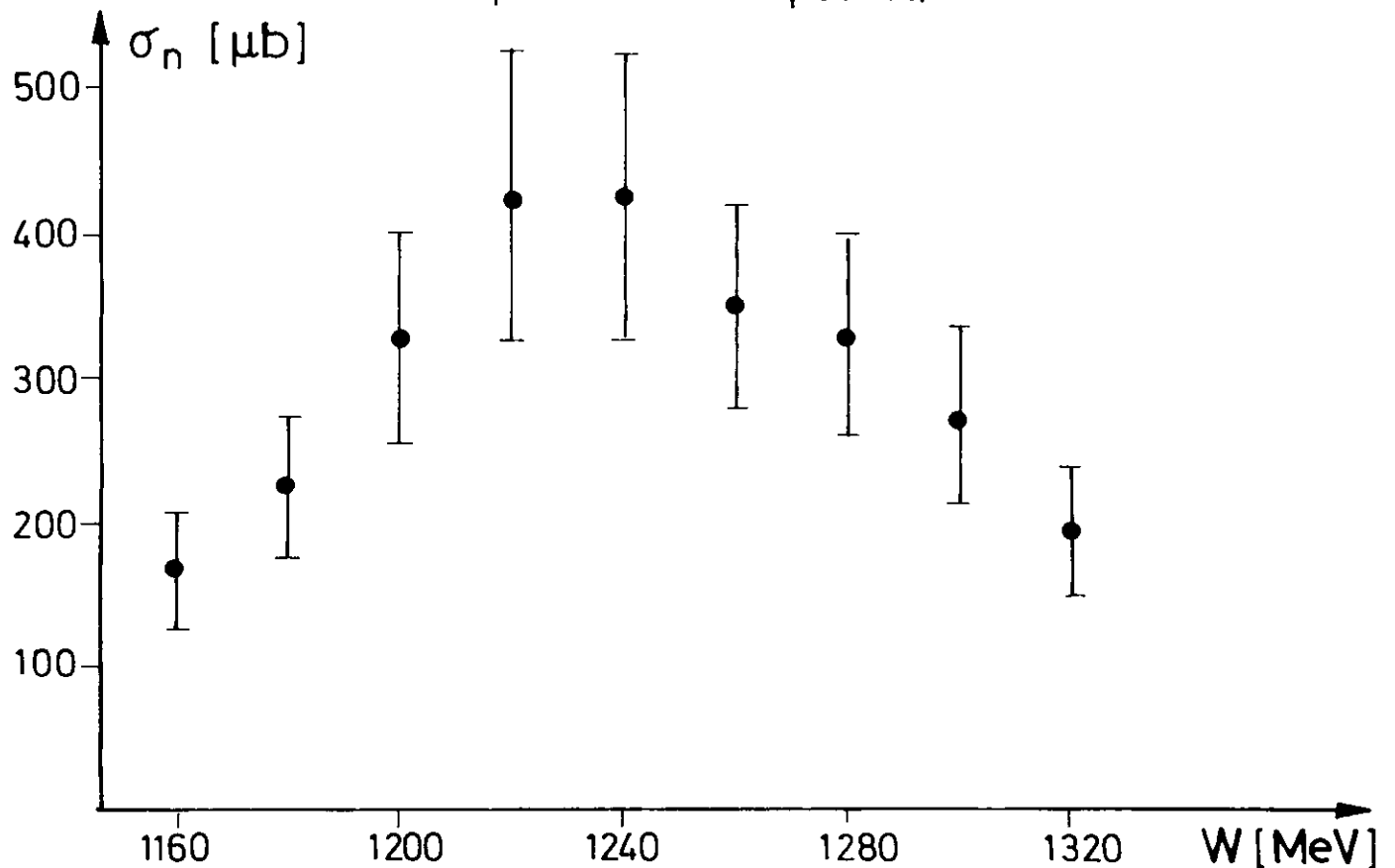


Abb. 23 b. Totaler Photoproduktionsquerschnitt am gebundenen Neutron
(aus der Elektroproduktion extrapoliert)

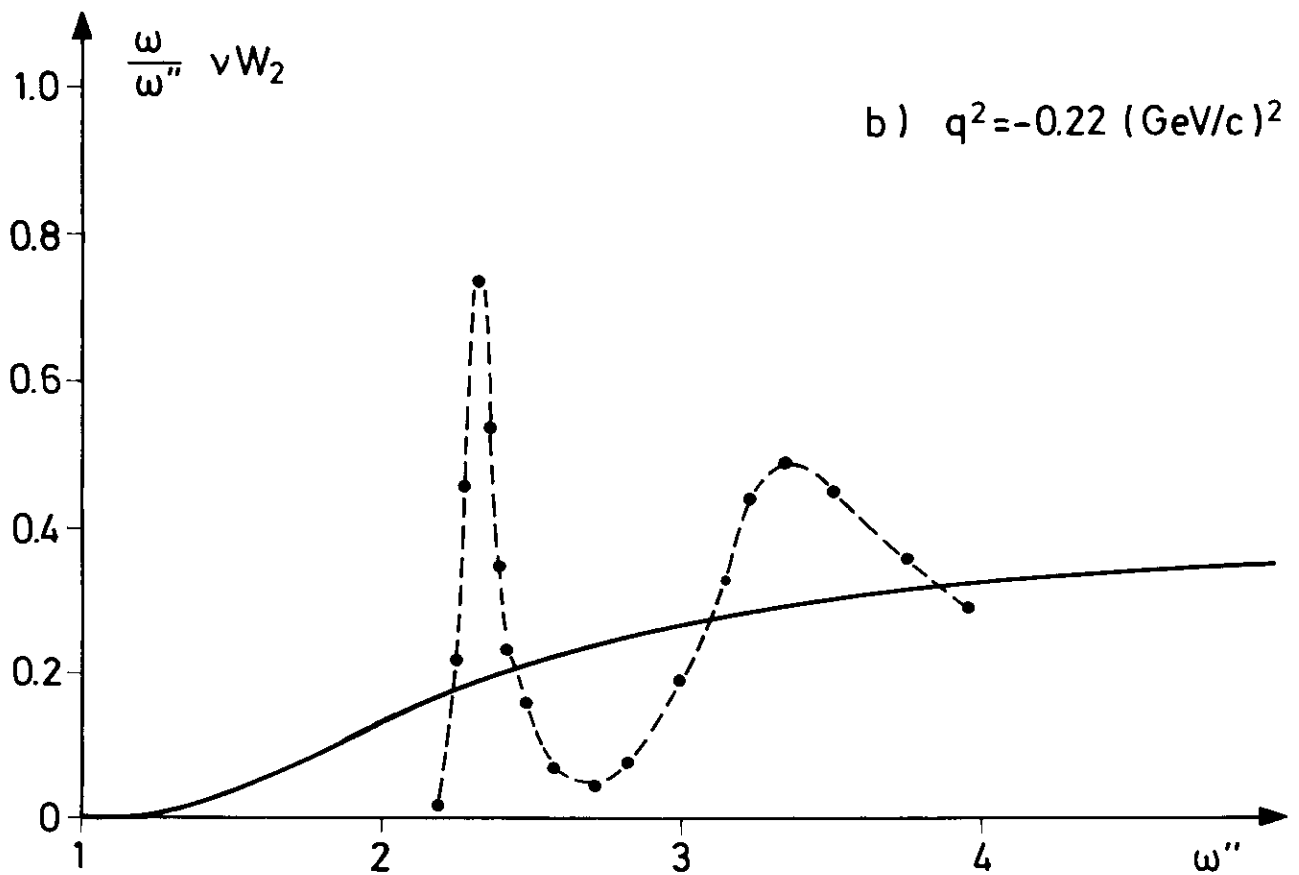
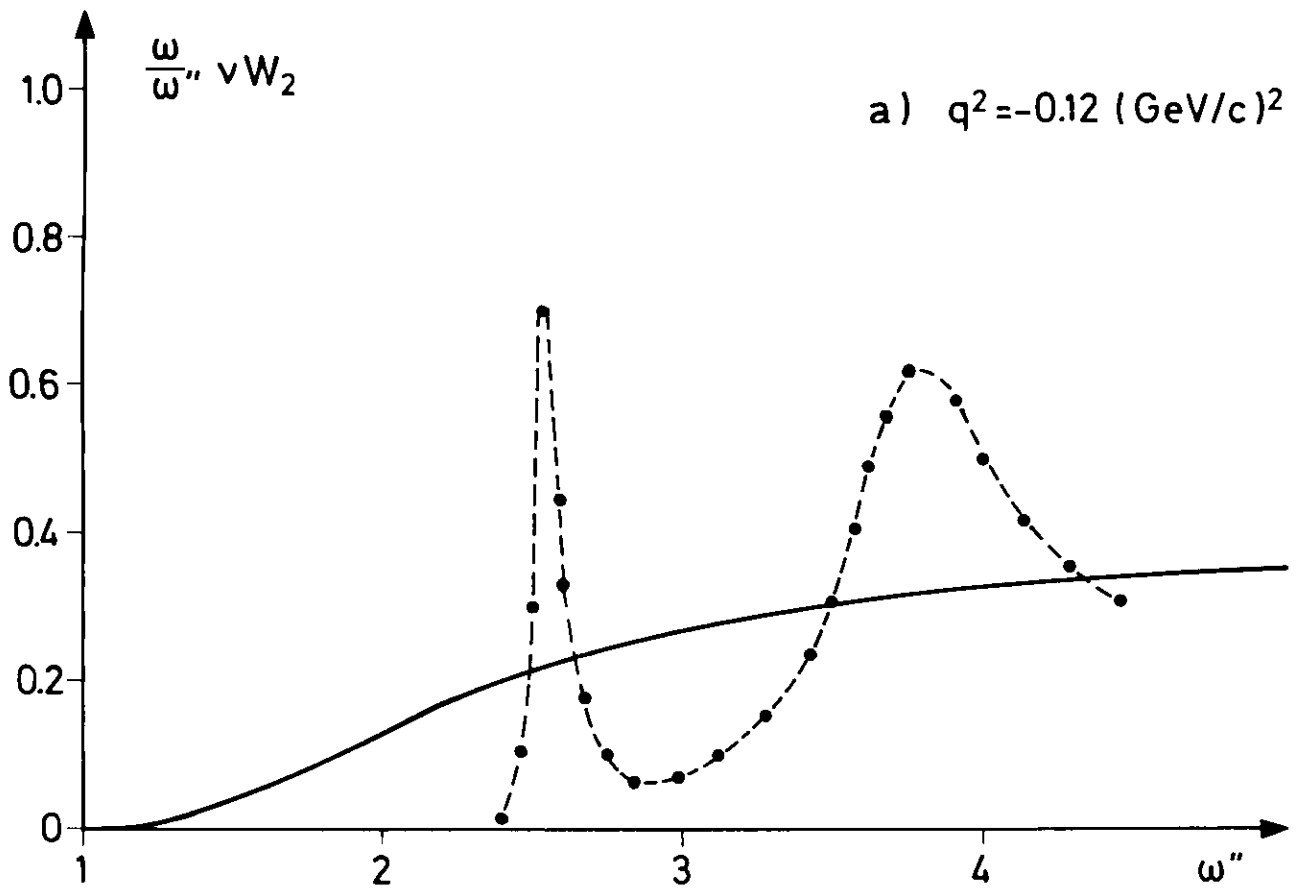


Abb. 24 Prüfung der semilokalen Dualität

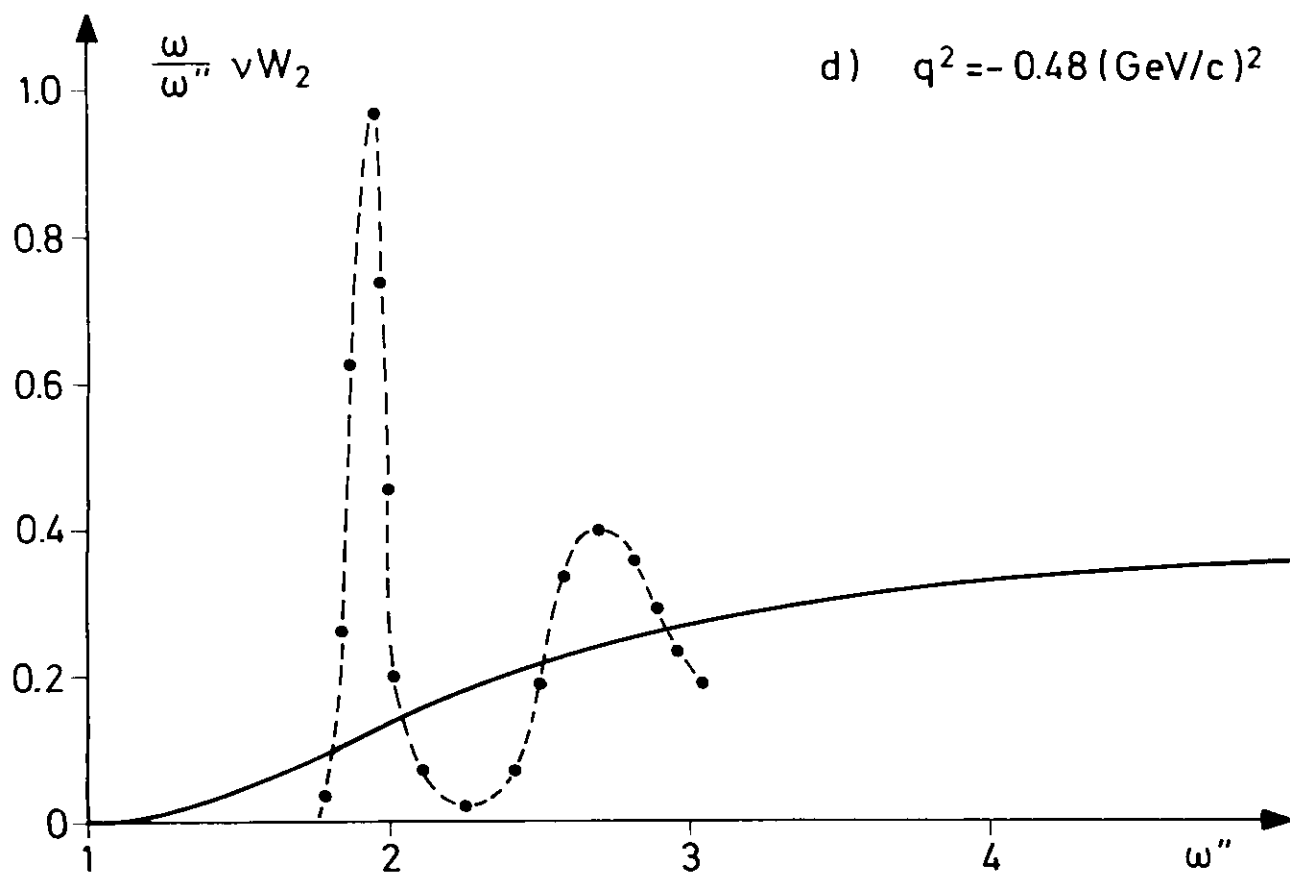
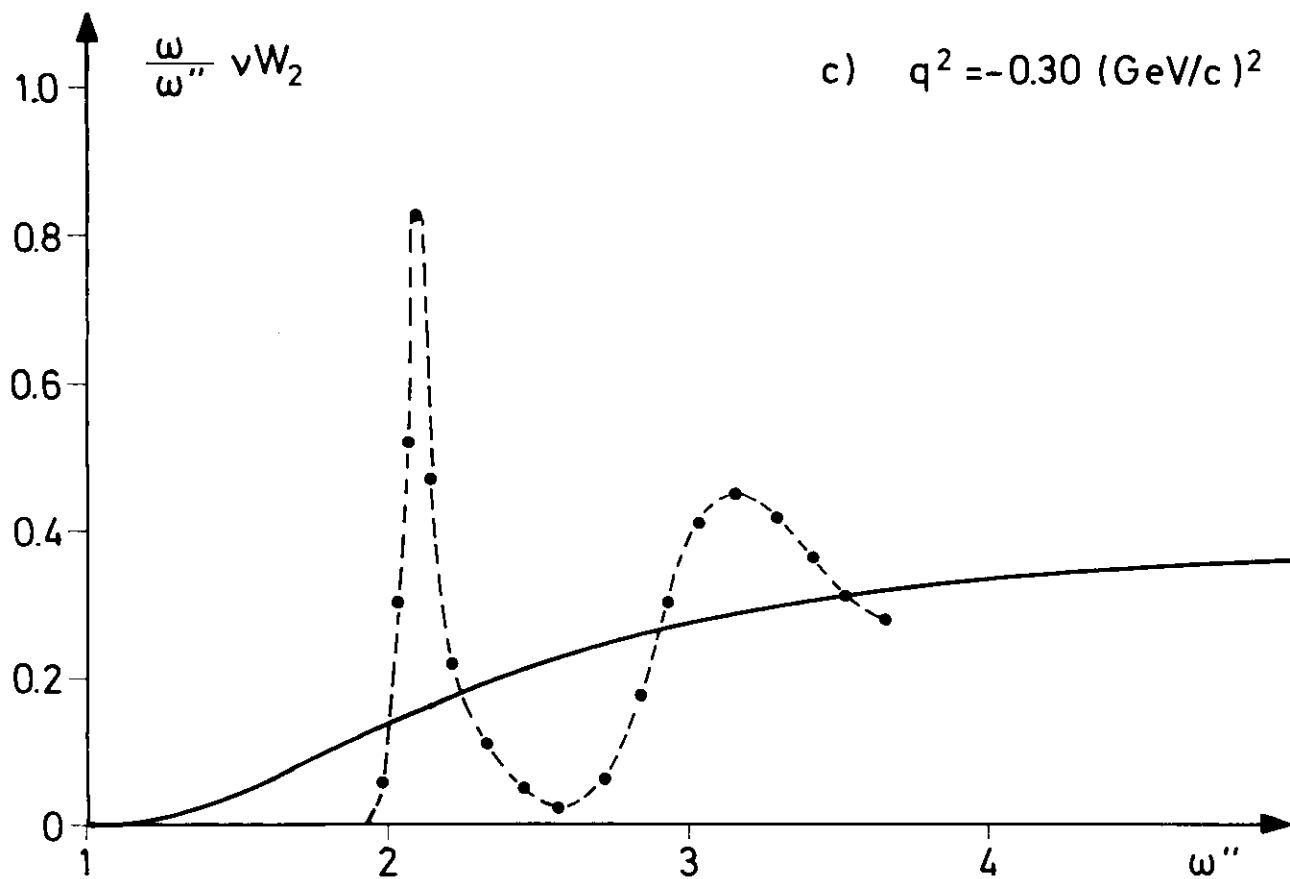


Abb. 24 Prüfung der semilokalen Dualität

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Elektronen hoher Energie an Wasserstoff und Deuterium im Bereich $0,1 \text{ (GeV/c)}^2 < (-q^2) < 0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ im Gebiet der $\Delta(1236)$ -Resonanz gemessen. Die Werte für die Streuung am Deuteron wurden benutzt um Wirkungsquerschnitte für die Streuung am gebundenen Neutron zu gewinnen. Die Prozesse an beiden Nukleonen wurden verglichen, dabei wurden folgende Ergebnisse erzielt:

1. Innerhalb von etwa 10% stimmen im Bereich der 1. Nukleonresonanz die Wirkungsquerschnitte für Proton und Neutron überein. Daraus kann geschlossen werden, daß im wesentlichen die Isovektoramplitude zur Elektroproduktion der 1. Resonanz beiträgt.
2. Die Anteile von Resonanz und nichtresonantem Untergrund wurden getrennt. Die resonanten Anteile von Proton und Neutron wurden verglichen, daraus wurde als obere Grenze für das Verhältnis der Isosensor zur Isovektoramplitude der Wechselwirkung ein Wert von $0,01 \pm 0,03$ gefunden.
3. Für die Anregung der 1. Resonanz wurde der magnetische Übergangsfaktor für Proton und Neutron ermittelt. Der Übergangsfaktor ist für beide Nukleonen innerhalb der Fehlergrenzen gleich.
4. Die Daten stimmen gut mit dem dispersionstheoretischen Modell von Gutbrod und Simon in Verbindung mit dem Zuschauermodell überein.
5. Das Schwellenverhalten von Proton und Neutron ist nahezu gleich. Durch Extrapolation wurden Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion am gebundenen Neutron ermittelt.
6. Für die Wirkungsquerschnitte am freien Proton wurde die Dualitätshypothese geprüft. Mit Hilfe der von Rittenberg und Rubinstein³⁸ angegebenen Summenregel für feste Elektronenstreuwinkel konnte semilokale Dualität im Bereich der 1. Resonanz für $(-q^2) < 0,5 \text{ (GeV/c)}^2$ festgestellt werden.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen mehrerer Experimente, die von einer Gruppe des Instituts für experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe und des Deutschen Elektronensynchrotrons DESY durchgeführt wurden.

Herrn Prof. Dr. H. Schopper danke ich für wohlwollende Förderung und Unterstützung dieser Arbeit.

Meinen Mitarbeitern, den Herren S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, H. Köbberling, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener und D. Zeller danke ich sehr herzlich für die gute Zusammenarbeit beim Aufbau des Experiments und der Ausführung der Messungen sowie für viele wertvolle Diskussionen.

Besonders gedankt sei Herrn H. Sindt für seine Einsatzbereitschaft und Hilfe beim Aufbau der Meßapparatur und bei der Messung.

Mein Dank gilt ferner den Herren P. Adler und D. Rogner für die Lösung vieler Konstruktionsprobleme und den DESY-Gruppen der technischen Bereiche für ihre ständige Unterstützung.

Herrn Dr. F. Gutbrod sowie den Herren Professoren Dr. H. Pilkuhn, Dr. V. Rittenberg und Dr. H.R. Rubinstein danke ich für viele anregende Hinweise.

Die Arbeit wurde durch das Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft gefördert.

Literatur

1. F. Gutbrod, D. Simon Nuov.Cim. 51A,602(1967)
2. F. Gutbrod DESY 69/22 und DESY 69/33
3. J. G. Rutherglen Proceedings of the 4th Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions, Liverpool 1969
4. S. Rock, M. Borghini, O. Chamberlain, R.Z. Fuzesy, C.C. Morehouse, T. Powell, G. Shapiro, H. Weisberg, R.L. Cottrell, J. Litt, L.W. Mo, R.E. Taylor Phys.Rev.Lett. 24,748(1970)
5. J.D. Bjorken, S.D. Drell Relativistische Quantenmechanik, BI-Hochschultaschenbücher, Mannheim 1966
6. L.N. Hand Phys.Rev. 129,1834(1963)
7. J.D. Bjorken, J.D. Walecka SLAC-PUB-139 und Ann.Phys.(New York) 38,35(1966)
8. A.I. Sanda, G. Shaw Phys.Rev. D3,243(1971)
9. A. Donnachie, G. Shaw DNPL/P79 (1971)
10. J.J. Sakurai Currents and Mesons, Chicago Press, Chicago 1969
11. J.J.J. Kokkedee The Quark Model, Amsterdam und New York 1969
12. S. Galster, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener, J. Bleckwenn DESY-71/44(1971)
13. P. Dennery Phys.Rev. 124,2000(1961)

14. J. Moritz Dissertation Karlsruhe 1970 und
DESY-F23-71/1(1971) (Interner Bericht)
15. J. Gayler Dissertation Hamburg 1971 und
DESY-F21-71/2 (Interner Bericht)
16. B. Gittelman, W. Schmidt Phys.Rev. 175,1998(1968)
17. N.M. Kroll, M.A. Ruderman Phys.Rev. 93,233(1954)
18. A. Donnachie 14th International Conference on High
Energy Physics Wien 1968
19. K. Watson Phys.Rev. 95,228(1954)
20. J.L. Alberi, J.A. Appel, R.J. Budnitz, J. Chen
J.R.Dunning, M. Goitein, K. Hansen, D.C. Imrie,
C.A. Mistretta, R. Wilson Phys.Rev. 176,1631(1968)
21. F.A. Behrends, A. Donnachie, D.L. Weaver
Nucl.Phys. B4,54(1967)
22. G.F. Chew, M.L. Goldberger, F. Low, Y. Nambu
Phys.Rev. 106,1345(1957)
23. S. Fubini, Y. Nambu, V. Wataghin Phys.Rev. 111,329(1958)
24. N. Zagury Phys.Rev. 145,1112(1966) und Phys.Rev.
150,1406(1966)
25. G. v.Gehlen Nucl.Phys. B9,17(1969) und Nucl.Phys.
B20,102(1970)
26. S.L. Adler Ann.Phys.(New York) 50,189(1968)
27. D. Corrigan, B. Hamprecht, H. Kleinert Nucl.Phys. B11,1(1969)
28. H. Harari, H.J. Lipkin Phys.Rev. 140B,1617(1965)

29. C. Becci, G. Morpurgo Phys.Lett. 17,352(1965)
30. M. Gourdin, P. Salin Nuov.Cim. 27,193(1963)
31. W. Bartel, F.-W. Büber, W.-R. Dix, R. Felst, D. Harms, H. Krehbiel, P.E. Kuhlmann, J. McElroy, J. Meyer, G. Weber Phys.Lett. 35B,181(1971)
32. W. Bartel Dissertation Hamburg 1969 und DESY-F22-69/3(1969) (Interner Bericht)
33. R.H. Dalitz, D.G. Sutherland Phys.Rev. 146,1180(1966)
34. G.F. Chew, G.C. Wick Phys.Rev. 85,636(1952)
35. G.F. Chew, M.L. Goldberger Phys.Rev. 87,778(1952)
36. R. Dolen, D. Horn, C. Schmid Phys.Rev. 166,1768(1968)
37. E.D. Bloom, F.J. Gilman Phys.Rev.Lett. 25,1140(1970)
38. V. Rittenberg, H.R. Rubinstein Phys.Lett. 35B,50(1970)
39. V. Rittenberg, H.R. Rubinstein priv. Mitteilung
40. G. Hemmie, H. Walther DESY-70/51(1970)
41. A. Ladage, H. Pingel DESY-65/12(1965)
42. V. Eckardt DESY-67/12(1967)
43. G. Kessler DESY-67/44(1967)
44. W. Schmidt-Parzefall Dissertation Karlsruhe 1968 und Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK 769(1968)
45. S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, H. Schopper, D. Wegener Nuc.Instr.Meth. 76,337(1969)

46. S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener, J. Bleckwenn
Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK-963(1969)
47. K.H. Schmidt Dissertation Karlsruhe 1970 und
DESY-F23-70/1(1970) (Interner Bericht)
48. S. Galster, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener, J. Bleckwenn Nucl.Phys. B32,221(1971)
49. J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener, J. Bleckwenn, E. Engels jr. DESY-71/61(1971)
50. DESY-Handbuch, Kap. K12 (1966)
51. Particle Data Group Rev.Mod.Phys. 43,S1(1971)
52. L.W. Mo, Y.S. Tsai Rev.Mod.Phys. 41,205(1969)
53. H. Klein Dissertation Karlsruhe 1970 und Kernforschungszentrum Karlsruhe Externer Bericht 3/70-11 (1970)
54. S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener, J. Bleckwenn
Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK-1473(1971)
55. L. Durand III Phys.Rev. 115,1020(1959) und
Phys.Rev. 123,1393(1961)
56. L. Hulthen, M. Sugawara Handb.Phys. 39,2(1957)
57. I. McGee Phys.Rev. 151,772(1966)
58. T. Hamada, J.D. Johnston Nucl.Phys. 34,382(1962)
59. R.J. Glauber Phys.Rev. 100,242(1955)

60. G. Neugebauer, W. Wales, R.L. Walker
Phys.Rev. 119,1726(1960)
61. Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-
Collaboration Nucl.Phys B8,535(1968)
62. A.M. Baldin Nuov.Cim. 8,569(1958)
63. S. Penner Phys.Rev. 105,1113(1967)
64. H. Butenschön Dissertation Hamburg 1970 und
DESY-R1-70/1(1970) (Interner Bericht)
65. W.W. Ash, K. Berkelman, C.A. Lichtenstein,
A. Ramanauskas, R.H. Siemann Phys.Lett. 24B,165(1967)
66. P. Stichel Fortschr.Phys. 13,73(1965)
67. J.T. Beale, S.D. Ecklund, R.L. Walker CALT-68-108(1966)
68. G. Miller, E.D. Bloom, G. Buschhorn, D.H. Coward,
H. DeStaebler, J. Drees, C.L. Jordan, L.W. Mo,
R.E. Taylor, J.I. Friedman, G.C. Hartmann,
H.W. Kendall, R. Verdier SLAC-PUB-815(1971)

A N H A N G :

Tabellen A - G

Gemessene und angepaßte Wirkungsquerschnitte
im Bereich der $\Delta(1236)$ -Resonanz

Tabelle A: Gemessene und angepaßte Wirkungsquerschnitte
 $E_1=1.8 \text{ GeV}$, $\theta=12.6^\circ$

W (MeV)	$-q^2$ (GeV/c) ²	σ_{theor}^1 (μb)	σ_{exp} (μb)	σ_{1236} (μb)	σ_{nres} (μb)	σ_{1520} (μb)
P R O T O N						
1060	0.14	42	48+- 7	15	22	5
1080	0.14	82	93+-14	29	55	6
1100	0.13	143	156+-23	55	96	7
1120	0.13	212	217+-33	97	121	7
1140	0.13	285	285+-26	158	132	8
1160	0.13	368	378+-34	242	132	9
1180	0.13	456	476+-33	337	125	10
1200	0.12	519	542+-38	402	115	11
1220	0.12	533	538+-38	407	101	13
1240	0.12	487	470+-33	360	86	15
1260	0.12	412	376+-26	292	71	17
1280	0.12	334	298+-21	231	57	19
1300	0.11	271	243+-17	182	45	23
1320	0.11	224	212+-15	146	35	27
1340	0.11	189	187+-13	120	29	33
1360	0.11	164	163+-11	100	25	41
N E U T R O N						
1060	0.14	44	93+-25	13	18	5
1080	0.14	86	124+-34	25	46	5
1100	0.13	151	177+-48	48	84	6
1120	0.13	223	202+-55	85	111	6
1140	0.13	296	259+-49	140	127	7
1160	0.13	383	309+-59	216	135	8
1180	0.13	473	355+-57	302	136	9
1200	0.12	536	449+-72	365	134	10
1220	0.12	553	506+-81	374	129	11
1240	0.12	508	490+-78	333	121	13
1260	0.12	434	438+-70	272	111	15
1280	0.12	357	339+-54	214	100	17
1300	0.11	295	306+-49	169	88	20
1320	0.11	249	266+-42	136	76	24
1340	0.11	215	221+-35	111	65	29
1360	0.11	190	149+-24	93	53	36

Tabelle B: Gemessene und angepaßte Wirkungsquerschnitte
E₁=1.8 GeV, θ=15.0°

W (MeV)	-q ² (GeV/c) ²	σ _{theor} ¹ (μb)	σ _{exp} (μb)	σ ₁₂₃₆ (μb)	σ _{nres} (μb)	σ ₁₅₂₀ (μb)
P R O T O N						
1060	0.19	47	55+- 8	16	25	6
1080	0.19	84	98+-15	30	55	6
1100	0.19	140	149+-22	55	90	7
1120	0.18	205	206+-31	94	116	7
1140	0.18	277	273+-25	151	127	8
1160	0.18	356	362+-33	225	130	9
1180	0.18	434	441+-31	305	126	10
1200	0.17	492	488+-34	358	117	12
1220	0.17	501	482+-34	360	107	13
1240	0.17	461	426+-30	318	95	15
1260	0.16	390	352+-25	260	61	17
1280	0.16	319	293+-20	204	66	20
1300	0.16	259	245+-17	161	56	24
1320	0.15	215	209+-15	129	45	28
1340	0.15	182	175+-12	105	36	34
1360	0.15	160	140+-10	88	29	43

N E U T R O N						
1060	0.19	48	89+-24	14	19	5
1080	0.19	84	116+-31	27	42	5
1100	0.19	142	145+-39	50	71	6
1120	0.18	208	196+-53	86	94	6
1140	0.18	281	235+-45	138	105	7
1160	0.18	362	261+-50	207	110	8
1180	0.18	442	346+-55	283	112	9
1200	0.17	502	430+-69	336	109	10
1220	0.17	512	468+-75	342	107	11
1240	0.17	473	440+-70	305	104	13
1260	0.16	404	355+-57	249	101	15
1280	0.16	334	329+-53	197	99	17
1300	0.16	275	311+-50	155	96	20
1320	0.15	232	294+-47	123	100	24
1340	0.15	200	222+-35	101	105	30
1360	0.15	179	156+-25	84	111	37

Tabelle C: Gemessene und angepaßte Wirkungsquerschnitte
 $E_1=2.5 \text{ GeV}$, $\theta=12.0^\circ$

W (MeV)	$-q^2$ (GeV/c) ²	σ_{theor}^1 (μb)	σ_{exp} (μb)	σ_{1236} (μb)	σ_{nres} (μb)	σ_{1520} (μb)
P R O T O N						
1060	0.24	50	66+-10	18	28	4
1080	0.24	84	106+-16	32	56	5
1100	0.24	135	156+-23	57	89	5
1120	0.24	195	211+-32	95	114	6
1140	0.24	259	277+-25	150	127	6
1160	0.23	333	348+-31	221	129	7
1180	0.23	403	412+-29	294	126	8
1200	0.23	451	451+-32	342	119	9
1220	0.22	459	448+-31	345	108	10
1240	0.22	421	405+-28	307	98	12
1260	0.22	358	347+-24	252	86	13
1280	0.22	295	291+-20	199	74	16
1300	0.21	241	243+-17	157	64	19
1320	0.21	200	210+-15	125	56	22
1340	0.21	171	186+-13	102	50	27
1360	0.20	149	171+-12	85	46	33
N E U T R O N						
1060	0.24	49	67+-18	16	21	4
1080	0.24	82	99+-27	29	42	5
1100	0.24	132	139+-38	51	69	5
1120	0.24	193	182+-49	86	91	6
1140	0.24	257	219+-42	137	105	7
1160	0.23	332	286+-54	203	110	7
1180	0.23	403	370+-59	272	111	8
1200	0.23	453	420+-67	320	109	9
1220	0.22	462	439+-70	326	103	10
1240	0.22	426	409+-66	292	96	12
1260	0.22	364	350+-56	242	88	14
1280	0.22	302	279+-45	191	78	16
1300	0.21	249	240+-38	150	67	19
1320	0.21	209	208+-33	120	57	22
1340	0.21	181	183+-29	97	46	27
1360	0.21	160	155+-25	81	36	33

Tabelle D: Gemessene und angepaßte Wirkungsquerschnitte
 $E_1 = 2.5 \text{ GeV}$, $\theta = 14.0^\circ$

W (MeV)	$-q^2$ (GeV/c) ²	σ_{theor}^1 (μb)	σ_{exp} (μb)	σ_{1236} (μb)	σ_{nres} (μb)	σ_{1520} (μb)
------------	--------------------------------	--	--	--------------------------------------	---	--------------------------------------

P R O T O N

1060	0.33	57	58+- 9	21	26	4
1080	0.32	88	88+-13	35	44	5
1100	0.32	131	130+-20	59	66	5
1120	0.32	181	181+-27	95	85	6
1140	0.31	238	243+-22	146	97	6
1160	0.31	299	312+-28	211	103	7
1180	0.31	358	378+-26	274	102	8
1200	0.30	396	417+-29	313	100	9
1220	0.30	399	419+-29	315	96	10
1240	0.30	367	384+-27	283	90	12
1260	0.29	317	335+-23	234	85	13
1280	0.29	262	283+-20	186	78	16
1300	0.28	215	240+-17	146	72	18
1320	0.28	180	206+-14	116	67	22
1340	0.28	154	183+-13	93	62	27
1360	0.27	135	169+-12	77	59	33

N E U T R O N

1060	0.33	55	95+-26	19	29	4
1080	0.32	84	119+-32	32	50	5
1100	0.32	124	144+-39	54	75	5
1120	0.32	173	181+-49	88	96	6
1140	0.31	230	224+-42	135	106	7
1160	0.31	291	272+-52	196	112	7
1180	0.31	351	343+-55	258	106	8
1200	0.30	390	390+-62	298	102	9
1220	0.30	394	406+-65	302	93	10
1240	0.30	364	376+-60	273	82	12
1260	0.29	315	330+-53	227	72	14
1280	0.29	261	273+-44	181	61	16
1300	0.28	215	222+-36	142	51	19
1320	0.28	182	183+-29	113	41	22
1340	0.28	157	154+-25	91	34	27
1360	0.27	139	128+-20	75	26	33

Tabelle E: Gemessene und angepaßte Wirkungsquerschnitte
 $E_1=2.7 \text{ GeV}$, $\theta=13.8^\circ$

W (MeV)	$-q^2$ (GeV/c) ²	σ_{theor} (μb)	σ_{exp} (μb)	σ_{1236} (μb)	σ_{nres} (μb)	σ_{1520} (μb)
P R O T O N						
1060	0.37	59	77+-11	22	36	4
1080	0.37	87	109+-16	36	62	5
1100	0.36	126	152+-23	60	90	5
1120	0.36	172	206+-31	96	112	6
1140	0.36	224	273+-25	145	125	6
1160	0.35	280	339+-31	206	129	7
1180	0.35	332	393+-28	265	124	8
1200	0.35	366	418+-29	302	115	9
1220	0.34	367	405+-28	304	104	10
1240	0.34	340	364+-25	273	91	12
1260	0.33	294	313+-22	227	78	13
1280	0.33	244	263+-18	181	67	16
1300	0.33	201	221+-15	143	57	18
1320	0.32	169	189+-13	113	48	22
1340	0.32	145	167+-12	91	42	27
1360	0.31	127	152+-11	75	40	33

N E U T R O N						
1060	0.37	55	49+-13	20	22	4
1080	0.37	81	93+-25	34	38	5
1100	0.36	118	109+-29	55	56	5
1120	0.36	163	186+-50	89	72	6
1140	0.36	213	208+-39	135	82	6
1160	0.35	270	263+-50	193	87	7
1180	0.35	323	341+-55	250	86	8
1200	0.35	357	363+-58	288	83	9
1220	0.34	359	395+-63	292	79	10
1240	0.34	334	368+-59	265	72	11
1260	0.33	288	326+-52	221	65	13
1280	0.33	240	260+-42	177	59	15
1300	0.33	198	208+-33	140	51	18
1320	0.32	167	174+-28	111	45	21
1340	0.32	144	146+-23	89	38	26
1360	0.31	128	133+-21	73	33	32

Tabelle F: Gemessene und angepaßte Wirkungsquerschnitte
 $E_1 = 2.7 \text{ GeV}$, $\theta = 15.0^\circ$

W (MeV)	$-q^2$ (GeV/c) ²	σ_{theor}^1 (μb)	σ_{exp} (μb)	σ_{1236} (μb)	σ_{nres} (μb)	σ_{1520} (μb)
P R O T O N						
1060	0.43	58	64+-10	21	26	4
1080	0.43	84	86+-13	34	42	5
1100	0.42	119	117+-18	55	60	5
1120	0.42	160	158+-24	87	74	6
1140	0.41	206	208+-19	129	84	6
1160	0.41	255	267+-24	180	89	7
1180	0.41	300	319+-22	228	89	8
1200	0.40	327	350+-25	258	85	9
1220	0.40	329	351+-25	259	80	10
1240	0.39	305	321+-22	234	74	12
1260	0.39	265	278+-19	196	66	13
1280	0.38	221	232+-16	157	59	16
1300	0.38	184	194+-14	124	52	18
1320	0.38	154	166+-12	98	46	22
1340	0.37	133	147+-10	79	40	27
1360	0.37	117	135+-9	64	35	33
N E U T R O N						
1060	0.43	54	82+-22	19	21	4
1080	0.43	77	102+-27	30	33	5
1100	0.42	110	124+-34	49	49	5
1120	0.42	149	141+-38	77	63	6
1140	0.42	194	173+-33	115	74	6
1160	0.41	243	207+-39	161	81	7
1180	0.41	288	252+-40	206	86	8
1200	0.40	316	303+-48	235	86	9
1220	0.40	319	328+-52	238	85	10
1240	0.39	295	318+-51	216	83	12
1260	0.39	257	284+-46	182	78	14
1280	0.39	214	244+-39	146	72	16
1300	0.38	178	212+-34	116	66	19
1320	0.38	150	181+-29	92	58	22
1340	0.37	129	154+-25	73	49	27
1360	0.37	114	136+-22	60	39	33

Tabelle G: Gemessene und angepaßte Wirkungsquerschnitte
 $E_1=2.5 \text{ GeV}$, $\theta=18.0^\circ$

W (MeV)	$-q^2$ (GeV/c) ²	σ_{theor}^1 (μb)	σ_{exp} (μb)	σ_{1236} (μb)	σ_{nres} (μb)	σ_{1520} (μb)
P R O T O N						
1060	0.51	58	72+-11	22	31	4
1080	0.51	80	94+-14	34	45	5
1100	0.50	110	125+-19	54	62	5
1120	0.50	145	153+-23	82	76	6
1140	0.49	185	196+-18	120	84	6
1160	0.49	225	239+-22	164	87	7
1180	0.48	262	283+-20	204	86	8
1200	0.48	284	312+-22	227	82	9
1220	0.47	284	313+-22	227	75	10
1240	0.47	264	294+-21	206	68	12
1260	0.46	231	255+-18	174	61	14
1280	0.45	195	215+-15	140	54	16
1300	0.45	163	182+-13	111	50	19
1320	0.44	138	155+-11	88	46	22
1340	0.44	118	144+-10	71	44	27
N E U T R O N						
1060	0.51	53	65+-18	19	27	4
1080	0.51	72	83+-23	30	39	5
1100	0.50	99	104+-28	48	54	5
1120	0.50	132	144+-39	73	68	6
1140	0.49	171	175+-33	107	75	6
1160	0.49	211	225+-43	148	78	7
1180	0.48	248	282+-45	185	77	8
1200	0.48	270	298+-48	208	74	9
1220	0.47	271	300+-48	210	68	10
1240	0.47	252	285+-46	192	63	11
1260	0.46	220	231+-37	162	57	13
1280	0.45	186	179+-29	132	52	15
1300	0.45	155	151+-24	104	49	18
1320	0.44	130	154+-25	83	48	21
1340	0.44	112	157+-25	66	49	26