

Interner Bericht  
DESY F23-73/3  
Dezember 1973

DESY-Bibliothek

15. FEB. 1974

Inelastische Elektronenstreuung an Protonen  
und Deuteronen im Resonanzgebiet

von

Matthias Köbberling



INELASTISCHE ELEKTRONENSTREUUNG AN PROTONEN  
UND DEUTERONEN IM RESONANZGEBIET

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN  
von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl. Phys. Matthias Köbberling

aus Lötzen (Ostpr.)

|

Tag der mündlichen Prüfung: 30. November 1973

Referent: Privatdozent Dr. D. Wegener

Korreferent: Prof. Dr. A. Citron

## ÜBERSICHT

Es wurde der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die inelastische Elektron-Proton- und Elektron-Deuteronstreuung im Resonanzgebiet ( $W \leq 1.9 \text{ GeV}$ ) und für Viererimpulsüberträge im Bereich  $0.1 \text{ GeV}^2 \leq q^2 \leq 1.5 \text{ GeV}^2$  gemessen. Die Anregung der drei Nukleonresonanzen mit  $W=1.236 \text{ GeV}$ ,  $W=1.52 \text{ GeV}$  und  $W=1.69 \text{ GeV}$  des Protons und Neutrons wurde untersucht. Die Gültigkeit verschiedener Summenregeln, die einen Zusammenhang zwischen tief inelastischer Elektronenstreuung und Resonanzanregung angeben, wurde diskutiert.

## ABSTRACT

The twofold differential cross sections for inelastic electron-proton and electron-deuteron scattering in the resonance region ( $W \leq 1.9 \text{ GeV}$ ) for four-momentum transfers  $0.1 \text{ GeV}^2 \leq q^2 \leq 1.5 \text{ GeV}^2$  are measured. For the proton and neutron the excitation of the three nucleon resonances with  $W=1.236 \text{ GeV}$ ,  $W=1.52 \text{ GeV}$  and  $W=1.69 \text{ GeV}$  are investigated. The validity of different finite energy sum rules, which give a relation between deep inelastic scattering and resonance excitation, is discussed.

## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
A <u>EINLEITUNG</u>	1
B <u>GRUNDLAGEN DER INELASTISCHEN ELEKTRONENSTREUUNG</u>	3
1. Kinematik und allgemeine Darstellung des Wirkungsquerschnittes	3
2. Struktur und Erzeugungsmechanismus von Nukleonresonanzen	7
2.1 Multipole und Schwellenverhalten	8
2.2 Isospinamplituden	9
2.3 Eigenschaften der drei Nukleonresonanzen der Elektroproduktion	11
3. Skalenverhalten und Summenregeln	12
C <u>INTERPRETATION VON DEUTERONWIRKUNGSQUERSCHNITTEN</u>	17
1. Stoßnäherung	17
2. Berücksichtigung der Fermibewegung	19
2.1 Impulsverteilung im Deuteron	20
2.2 Kinematische Umrechnung in das Ruhesystem des Targetnukleons	20
D <u>MESSUNG UND AUSWERTUNG DER DATEN</u>	24
1. Meßapparatur	24
1.1 Primärstrahl	24
1.2 Target	25
1.3 Elektronenspektrometer	25
2. Wahl des Meßbereiches	28
3. Datenreduktion	29

	Seite
3.1 Umrechnung auf den Sollwinkel	30
3.2 Impulsakzeptanzkorrektur	30
3.3 Anpassung der Teilspektren	31
3.4 Untergrundeffekte	32
3.5 Normierung	33
3.6 Strahlungskorrekturen	35
3.7 Fehlerabschätzung	36
E <u>ERGEBNISSE</u>	38
1. Zusammenfassung der Ergebnisse	38
2. Resonanzanregung	39
2.1 Trennung von Resonanzen und Untergrund	39
2.2 Ergebnisse zur ersten Nukleonenresonanz	43
2.3 Ergebnisse zur zweiten und dritten Nukleonenresonanz	45
3. Prüfung der Summenregeln	47
F <u>ZUSAMMENFASSUNG</u>	51
<u>LITERATURVERZEICHNIS</u>	53
<u>VERZEICHNIS DER TABELLEN</u>	61
<u>VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN</u>	62

## A EINLEITUNG

Zur Untersuchung der Struktur von Protonen und Neutronen ist die Streuung von hochenergetischen Elektronen an Nukleonen ein geeignetes Mittel. Die Eigenschaften des Elektrons können mit Hilfe der Quantenelektrodynamik mit hoher Genauigkeit berechnet werden. In niedrigster Näherung wird der Streuprozess durch den Austausch eines virtuellen Photons zwischen Elektron und Nukleon beschrieben. Je nach Energie- und Impulsübertrag - diese lassen sich in der Elektronenstreuung unabhängig voneinander variieren - können unterschiedliche Phänomene untersucht werden:

Bei kleinen Impulsüberträgen ist die Wellenlänge des virtuellen Photons von der Größenordnung des Nukleons. Es tritt dann überwiegend kohärente Streuung am ganzen Nukleon auf. Hierzu gehören die elastische Streuung und die Anregung von Nukleonresonanzen. Bei diesen Prozessen bewirkt die ausgedehnte Struktur der Nukleonen, daß die Wirkungsquerschnitte mit wachsendem Impulsübertrag stark abnehmen.

Im Grenzfall hoher Impulsüberträge wird die Elektronenstreuung dagegen als inkohärente Streuung an möglichen Bestandteilen des Nukleons aufgefaßt. Für diese Auffassung spricht die Tatsache, daß die Wirkungsquerschnitte der inkohärenten Streuung, der sogenannten tief inelastischen Elektronenstreuung, von der Größenordnung des Mott-Wirkungsquerschnittes für punktförmige Streuzentren sind<sup>1</sup>.

Mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment sollte die kohärente Anregung von Nukleonresonanzen am Proton und Neutron systematisch untersucht werden. Die Ergebnisse können zur Klärung der elektromagnetischen Eigenschaften der Nukleonresonanzen beitragen. Die Abhängigkeit der Resonanz-

anregung vom Impulsübertrag gibt Aufschluß über die Dynamik des Erzeugungsmechanismus.

Die experimentellen Ergebnisse zur Resonanzanregung und deren theoretische Deutung weichen stark von der tief inelastischen Elektronenstreuung ab. Trotzdem läßt sich mit Hilfe von Summenregeln, die aus dem theoretischen Konzept der Dualität folgen, ein überraschender Zusammenhang angeben<sup>2</sup>. Die Ergebnisse dieses Experimentes ermöglichen eine systematische Überprüfung dieses Zusammenhangs. Dabei ist von besonderem Interesse, wie die Unterschiede zwischen Neutron und Proton in ihren Resonanzzuständen mit den Unterschieden bei der inkohärenten Streuung an Proton und Neutron<sup>3</sup> zusammenhängen.

B GRUNDLAGEN DER INELASTISCHEN ELEKTRONENSTREUUNG

1. Kinematik und allgemeine Darstellung des Wirkungsquerschnittes

In der Born'schen Näherung wird die Streuung eines Elektrons an einem Nukleon durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben (Abb. 1):

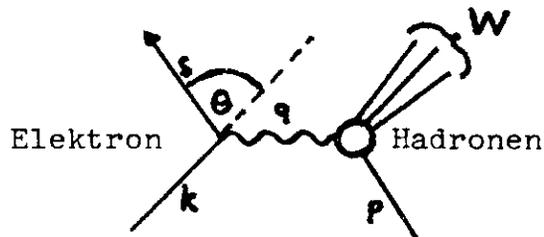


Abb.1

$k, s, q, p$  sind die Vierervektoren des einlaufenden und auslaufenden Elektrons, des virtuellen Photons und des einlaufenden Nukleons.  $\theta$  ist der Winkel zwischen ein- und auslaufenden Elektronen im Laborsystem.  $W$  ist die invariante Masse des hadronischen Systems im Endzustand. Als Einheiten werden

$$\hbar = c = 1$$

und als Metrik

$$q^2 = (q_0, \vec{q})^2 = q_0^2 - \vec{q}^2$$

gewählt.  $M$  ist die Nukleonmasse.

Die Wirkungsquerschnitte werden als Funktion von zwei der folgenden Lorentz-Invarianten bestimmt:

$$q^2 = (k-s)^2 \tag{1}$$

$$v = \frac{q \cdot p}{M} \tag{2}$$

$$W^2 = (q+p)^2 \tag{3}$$

Diese drei Invarianten sind durch die Beziehung

$$W^2 = q^2 + 2Mv + M^2 \quad (4)$$

miteinander verknüpft.

Bei Vernachlässigung der Elektronenmasse gilt:

$$q^2 = -4E_1 E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (5)$$

Dabei sind  $E_1$  und  $E_3$  die Energien des einlaufenden und gestreuten Elektrons. Der Viererimpulsübertrag ist also durch den Elektronenvertex eindeutig festgelegt. Für ein im Laborsystem ruhendes Targetnukleon gilt:

$$v = q_0 = E_1 - E_3 \quad (6)$$

Für Targetnukleonen, die aufgrund der Bindung im Deuteronkern bewegt sind, gilt statt (6) die in Abschnitt C 2.2 angegebene Formel (49).

Bei der Ableitung von Formeln für den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt werden folgende Annahmen gemacht: Zur Amplitude des Streuprozesses liefert nur der Einphoton-austausch einen Beitrag. Diese Annahme wird wegen der Kleinheit der elektromagnetischen Kopplungskonstanten nahegelegt. Experimente zur Positron-Nukleon-Streuung lassen den Schluß zu, daß der Realteil des Zweiphotonaustausches zu vernachlässigen ist<sup>4</sup>. Außerdem wird die Paritätserhaltung und Lorentzinvarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung ausgenutzt. Aus diesen Bedingungen folgt, daß zur Beschreibung der Struktur des hadronischen Vertex zwei Strukturfunktionen ausreichen, die jeweils von zwei der kinematischen Invarianten  $q^2$ ,  $v$  oder  $W$  abhängen.

Von L.N. Hand<sup>5</sup> wurde eine Darstellung des Wirkungsquerschnittes der Elektronenstreuung abgeleitet, die die Analogie zur Photoproduktion betont:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \Gamma_t \left[ \sigma_t(q^2, \nu) + \varepsilon \cdot \sigma_1(q^2, \nu) \right] \quad (7)$$

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_3}{E_1} \frac{(W^2 - M^2)}{-2Mq^2(1-\varepsilon)} \quad (8)$$

$$\varepsilon = \left( 1 + \frac{2\vec{q}^2}{-q^2} \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1} \quad (9)$$

$\Gamma_t$  ist der Fluß der transversal polarisierten virtuellen Photonen,  $\varepsilon$  beschreibt den Grad der transversalen Polarisation des virtuellen Photons,  $\alpha$  ist die Feinstrukturkonstante.  $\sigma_t$  und  $\sigma_1$  sind die totalen Wirkungsquerschnitte für die Absorption transversal bzw. longitudinal polarisierter virtueller Photonen durch das Targetnukleon.

Eine andere Darstellung des Wirkungsquerschnittes wurde von Bjorken und Walecka<sup>6</sup> und von Gourdin<sup>7</sup> angegeben:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \sigma_{\text{Mott}} \cdot \left[ W_2(q^2, \nu) + 2 \tan^2 \frac{\theta}{2} W_1(q^2, \nu) \right] \quad (10)$$

$$\sigma_{\text{Mott}} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2} \frac{\cot^2 \frac{\theta}{2}}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (11)$$

Die Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  können durch  $\sigma_t$  und  $\sigma_1$  ausgedrückt werden:

$$W_1 = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \sigma_t \quad (12)$$

$$W_2 = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \cdot \frac{-q^2}{\vec{q}^2} (\sigma_t + \sigma_1) \quad (13)$$

$$\text{mit } K = v + \frac{q^2}{2M} = \text{äquivalente Photonenergie} \quad (14)$$

Für die gestrennte Bestimmung von  $\sigma_t$  und  $\sigma_1$  bzw.  $W_1$  und  $W_2$  sind Messungen des Wirkungsquerschnittes bei gleichem  $q^2$  und  $v$  aber möglichst unterschiedlichem Streuwinkel  $\theta$  notwendig. Als Ergebnis solcher Messungen wird das Verhältnis

$$R = \frac{\sigma_1}{\sigma_t} \quad (15)$$

angegeben. Da Messungen bei großen Streuwinkeln aus Gründen der Zählrate und wegen theoretischer Unsicherheiten bei den Strahlungskorrekturen<sup>8</sup> nicht sehr genau sind, ist die Bestimmung von  $R$  schwierig. Es konnte jedoch gezeigt werden, daß im gesamten Resonanzgebiet die longitudinal polarisierten Photonen einen wesentlich kleineren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefern als die transversal polarisierten<sup>9,10,39</sup> ( $R = 0.18 \pm 0.1$ ). Mit Hilfe der Formeln (10), (12), (13), (15) läßt sich die Strukturfunktion  $W_2$  aus den Wirkungsquerschnitten bestimmen:

$$W_2 = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} \cdot \sigma_{\text{Mott}}^{-1} \cdot \left(1 + 2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \cdot \frac{1-v^2}{q^2}\right)^{-1} \quad (16)$$

Bei kleinen Streuwinkeln wirkt sich die Ungenauigkeit von  $R$

auf die Bestimmung von  $W_2$  im Resonanzgebiet ( $v \approx q^2$ ) kaum aus. Aus diesem Grund lassen auch Meßergebnisse zu nur einem Streuwinkel der Elektronen die Bestimmung der Strukturfunktion  $W_2$  zu.

## 2. Struktur und Erzeugungsmechanismus von Nukleonenresonanzen

Die in der Elektroproduktion auftretenden Nukleonresonanzen stimmen in ihrer Masse und Breite mit bekannten Resonanzen der Pion-Nukleon-Streuung überein. Es liegt daher nahe, sie als kurzlebige Pion-Nukleon-Zustände mit definierten Quantenzahlen (Spin, Isospin, Parität) aufzufassen. Im klassischen Feld-Modell wird die Elektroproduktion einer Nukleonresonanz als Anregung von Schwingungszuständen der das Nukleon umgebenden virtuellen Pionwolke aufgefaßt<sup>11</sup>. Andererseits lassen sich alle bekannten Nukleonen und Nukleonresonanzen in das Schema des Quark-Modells einordnen<sup>12</sup>. Sie werden darin als Drei-Quark-Zustände beschrieben, die sich durch die Art der Quarks, die Quarkspinorientierung und den räumlichen Anregungszustand der Quarks unterscheiden. In den Nukleonresonanzen größerer Masse befinden sich die Quarks in höheren Bahndrehimpulszuständen ( $L = 1, 2, \dots$ ).

Die Dynamik der Elektroproduktion von Nukleonresonanzen kann mit Hilfe von symmetrischen Quarkmodellen beschrieben werden<sup>13</sup>. Für die Quarks wird ein gemeinsames harmonisches Oszillatorpotential angenommen, welches den räumlichen Anteil der Resonanz-Wellenfunktion bestimmt. Die Abhängigkeit des Elektroproduktionswirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag ist ein guter Test für die räumliche Struktur einer Resonanz und damit für die Stärke des Oszillatorpotentials. In zwei relativistischen Versionen des symmetrischen Quarkmodells

werden Wirkungsquerschnitte für die Elektroanregung von Nukleonresonanzen angegeben<sup>14,15</sup>. Die Ansätze für die Wellenfunktion der Drei-Quark-Zustände sind in den Modellen von Lipes<sup>14</sup> und Ravndal<sup>15</sup> unterschiedlich und führen zu verschiedenen Ergebnissen für die Elektroproduktionswirkungsquerschnitte. In Ravndals Modell wird ein Quarkformfaktor als freier Parameter eingeführt.

## 2.1 Multipole und Schwellenverhalten

Bei der Interpretation der Winkelverteilung der Zerfallsprodukte einer Resonanz hat sich die Darstellung der Streuamplitude durch Multipolamplituden bewährt. Zu einem definierten Spin-Parität-Endzustand können in der Elektroproduktion drei (je eine elektrische, magnetische und skalare) Multipolamplituden beitragen<sup>16</sup>. Eine allgemeine Eigenschaft von Multipolamplituden ist ihr Schwellenverhalten bei kleinen Impulsüberträgen  $\vec{q}$ <sup>17</sup>. Ist  $l$  die Multipolordnung, so sollte die Erzeugungsamplitude  $A$  an der Schwelle  $\vec{q} = 0$  sich verhalten wie

$$A \sim |\vec{q}|^l \quad (17)$$

Der physikalische Grund dafür liegt in der endlichen Reichweite der stark wechselwirkenden Kraft. Das Schwellenverhalten kann als Argument dafür herangezogen werden, daß Resonanzen höheren Drehimpulses bevorzugt durch Photonen höheren Impulses erzeugt werden. Eine quantitative Bestimmung der Multipolordnung aufgrund des Schwellenverhaltens ist bei der Elektroproduktion von Resonanzen nicht möglich, da die Schwelle  $\vec{q} = 0$  im unphysikalischen Gebiet liegt.

## 2.2 Isospinamplituden

Durch den Vergleich von Wirkungsquerschnitten des Protons und Neutrons können Aussagen über die Isospinstruktur der Erzeugungsamplituden gewonnen werden. Nach der Gell-Mann-Nishijima-Formel

$$Q = \frac{Y}{2} + I_3 \quad (18)$$

setzt sich nämlich die elektromagnetische Ladung  $Q$  aus der dritten Komponente des Isospins  $I_3$  und der isoskalaren Hyperladung  $Y$  zusammen. Diese Beziehung läßt sich, da die Ladung das Raumintegral über die zeitartige Komponente des elektromagnetischen Stromes ist, für den elektromagnetischen Übergangstrom verallgemeinern. Die Amplitude für die Elektroproduktion von Resonanzen wird nach Isospinamplituden entwickelt, die dem Übergang eines reinen Isospinanzustandes in einen reinen Isospinendzustand entsprechen. In Tabelle 1 werden die möglichen Amplituden definiert.

Tabelle 1:

$S_1$ (Isoskalar)	$I = \frac{1}{2} + I=0 \rightarrow I = \frac{1}{2}$
$V_1$ (Isovektoriell)	$I = \frac{1}{2} + I=1 \rightarrow I = \frac{1}{2}$
$V_3$ (Isovektoriell)	$I = \frac{1}{2} + I=1 \rightarrow I = \frac{3}{2}$
$T_3$ (Isotensoriell)	$I = \frac{1}{2} + I=2 \quad I = \frac{3}{2}$

Die Existenz einer isotensoriellen Anteils des elektromagnetischen Übergangstroms ist umstritten<sup>18</sup>. Sie würde zu theoretischen Schwierigkeiten bei der Einordnung der Ströme in bekannte Symmetriegruppen führen<sup>19</sup>.

Die Entwicklung der Erzeugungsamplitude nach Isospinamplituden für die vier möglichen Prozesse der Pion-Einfachproduktion werden in Tabelle 2 angegeben<sup>20</sup>:

Tabelle 2:

Prozess	Amplitude	Entwicklung
$\gamma + p = p + \pi^0$	$T_p^0$	$= -(S_1 + \frac{1}{3} V_1 - 2T_3 + \frac{2}{3} V_3)$
$\gamma + p = n + \pi^+$	$T_p^+$	$= \sqrt{2}(S_1 + \frac{1}{3} V_1 + T_3 - \frac{1}{3} V_3)$
$\gamma + n = n + \pi^0$	$T_n^0$	$= -(S_1 - \frac{1}{3} V_1 - 2T_3 - \frac{2}{3} V_3)$
$\gamma + n = p + \pi^-$	$T_n^-$	$= \sqrt{2}(S_1 - \frac{1}{3} V_1 + T_3 + \frac{1}{3} V_3)$

Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion eines Pions an Proton und Neutron ist:

$$\begin{aligned} \sigma_p &\sim |T_p^0|^2 + |T_p^+|^2 \\ \sigma_n &\sim |T_n^0|^2 + |T_n^-|^2 \end{aligned} \tag{19}$$

Unterschiede zwischen Neutron- und Protonwirkungsquerschnitten entstehen durch die Interferenz jeweils der zwei Amplituden, die zu einem bestimmten Isospinendzustand beitragen können. Für einen Isospinendzustand  $\frac{3}{2}, \frac{1}{2}$  ergibt sich nach Tabelle 2 und Formel (19):

$$\begin{aligned}
 I = \frac{3}{2}: \quad (\sigma_p - \sigma_n) &\sim -8\text{Re}(T_3 V_3^*) \\
 I = \frac{1}{2}: \quad (\sigma_p - \sigma_n) &\sim 4\text{Re}(S_1 V_1^*)
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

Diese Formeln können für den resonanten Anteil der Wirkungsquerschnitte nur dann angewandt werden, wenn keine Interferenz zwischen Resonanz und Untergrund auftritt.

### 2.3 Eigenschaften der drei Nukleonresonanzen der Elektroproduktion

In der Elektroproduktion treten neben dem Maximum der elastischen Streuung drei deutliche Maxima im Wirkungsquerschnitt auf, die als "erste, zweite und dritte Resonanz" bezeichnet werden. Nur das erste Maximum mit der Masse 1.22 GeV kann eindeutig einem bestimmten Resonanzzustand zugeordnet werden, nämlich der  $P_{33}$  ( $\Delta_{1236}$ ) Resonanz mit Spin und Isospin  $\frac{3}{2}$  und positiver Parität. Bei Abwesenheit von Isotensorströmen sollte sie als  $I = \frac{3}{2}$  Zustand an Proton und Neutron gleich stark angeregt werden. Von den möglichen Multipolen trägt praktisch ausschließlich die magnetische Dipolamplitude  $M_1^+$  zur Resonanz bei<sup>21</sup>. Die Dynamik der Resonanzerzeugung kann daher durch einen magnetischen Übergangsfaktor  $G_M^*$  beschrieben werden, dessen Abhängigkeit von  $q^2$  z.B. mit Hilfe eines dispersionstheoretischen Modells von Gutbrod und Simon<sup>22,23</sup> erklärt werden kann.

Das zweite Maximum im Wirkungsquerschnitt tritt bei der invarianten Masse  $W = 1.51$  GeV auf. Zwei Pion-Nukleon-Resonanzzustände kommen in diesem Massenbereich in Frage:

$D_{13}$  (1520) mit Isospin, Spin-Parität  $\frac{1}{2}, \frac{3}{2}$  und  $S_{11}$  (1535) mit  $\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$ . Für die Photoproduktion wurde gezeigt, daß die zweite Resonanz vorwiegend als  $D_{13}$ -Zustand angeregt wird<sup>24</sup>. Neuere

Messungen zeigen in der Elektroproduktion einen Beitrag der  $S_{11}$ -Resonanz von etwa 20-40%<sup>25,26</sup>.

Das dritte Resonanzmaximum wird mit einer Masse von 1.69 GeV gefunden. In diesem Massenbereich gibt es etwa sechs Nukleon- und  $\Delta$ -Resonanzen, die zum Wirkungsquerschnitt beitragen könnten. In der Photoproduktion geladener  $\pi$ -Mesonen dominiert die  $F_{15}(1688)$ -Resonanz<sup>24</sup>. Im totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt verschwindet die Resonanzanregung am Neutron<sup>27,28</sup>. Das deutet auf eine starke Interferenz zwischen isoskalarer und isovektorieller Amplitude hin. Das Verschwinden der  $F_{15}$ -Resonanz am Neutron kann von Quarkmodellen<sup>29</sup> erklärt werden. Trotzdem kann im Bereich der dritten Resonanz symmetrischen Quarkmodellen<sup>14,15</sup> zufolge auch am Neutron ein Resonanzmaximum entstehen. Denn diese Modelle sagen für die Elektroproduktion wesentliche Beiträge anderer Nukleon- und  $\Delta$ -Resonanzen außer der  $F_{15}$ -Resonanz im Bereich der dritten Resonanz voraus. Die Ergebnisse des vorliegenden Experiments sollten zur Klärung der Frage beitragen, ob in der Elektroproduktion die dritte Nukleonresonanz am Neutron verschwindet.

### 3. Skalenverhalten und Summenregeln

Die Streuung von Elektronen bei hohem Viererimpulsübertrag ( $|q^2| \gg 1 \text{ GeV}^2$ ) und außerhalb des Resonanzgebietes ( $W > 2 \text{ GeV}$ ) wird als tief inelastische Elektronenstreuung bezeichnet. Die Wirkungsquerschnitte in diesem Gebiet bestätigen das vom Bjorken<sup>30</sup> für den Grenzfall

$$\left. \begin{array}{l} -q^2 \rightarrow \infty \\ \nu \rightarrow \infty \\ \frac{2M\nu}{-q^2} = \omega = \text{endlich} \end{array} \right\} \text{Bjorken Limes}$$

vorhergesagte Skalenverhalten:

Die Strukturfunktionen  $\nu W_2$  und  $MW_1$  hängen im Bjorken Limes nur vom Verhältnis der Invarianten  $M\nu$  und  $q^2$  ab. Demnach lassen sich alle aus den tief inelastischen Meßdaten berechneten Werte von  $\nu W_2(q^2, \nu)$  durch eine Skalenfunktion  $f(\omega)$  darstellen<sup>31</sup> (entsprechend gilt  $MW_1(q^2, \nu) = f'(\omega)$ ). Die Strukturfunktionen zeigen also im tief inelastischen Bereich im Gegensatz zum Resonanzgebiet eine relativ geringe Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag.

Es wurden verschiedene Skalenvariablen eingeführt, die jeweils im Bjorken Limes mit  $\omega$  identisch sind. Ziel ist dabei, den Bereich des Skalenverhaltens zu kleineren  $|q^2|$  und  $W$  hin auszudehnen:

Von Bloom und Gilman<sup>2,32</sup> wurde die Variable

$$\omega' = \frac{2M\nu + M^2}{-q^2} \quad (21)$$

eingeführt. Kuti und Breidenbach<sup>33</sup> schlagen die Lichtkegelvariable vor:

$$\omega_L = \frac{M}{|\vec{q}| - \nu} \quad (22)$$

Zwei freie Parameter enthält die Skalenvariable  $\omega_W$  von Rittenberg und Rubinstein<sup>34</sup>:

$$\omega_W = \frac{2M\nu + \xi^2}{-q^2 + a^2} \quad (23)$$

Die Parameter  $\xi^2$  und  $a^2$  können durch eine Anpassung der gemessenen Strukturfunktionen an die Skalenfunktionen bestimmt werden.

Das Skalenverhalten der tief inelastischen Meßdaten kann mit Hilfe von "finite energy sum rules" mit der Elektroproduktion von Resonanzen verknüpft werden. Dolen, Horn und Schmid<sup>35</sup> konnten durch eine Summenregel einen Zusammenhang zwischen dem Reggeverhalten des Imaginärteiles der Streuamplitude bei hohen Energien und den s-Kanal-Resonanz-Amplituden bei niedrigen Energien herstellen. Von Bloom und Gilman<sup>36</sup> wurde eine solche Summenregel für die Elektroproduktion abgeleitet: Für hohe Energien des virtuellen Photons ( $\nu \rightarrow \infty$ ) wird für die Strukturfunktion  $\nu W_2(q^2, \nu)$  eine Regge-Parametrisierung angenommen. Dann läßt sich für festes  $q^2$  eine Superkonvergenzrelation aufstellen:

$$\int_0^{\infty} (\nu W_2(q^2, \nu) - \sum_i c_i(q^2) \cdot \omega'^{\alpha_i(0)-1}) d\nu = 0 \quad (24)$$

Für genügend großes  $\nu$  stimmt  $\nu W_2(q^2, \nu)$  mit dem asymptotischen Grenzfall überein:

$$\nu W_2(q^2, \nu) = \sum_i c_i(q^2) \omega'^{\alpha_i(0)-1} \quad \text{für } \nu \rightarrow \infty \quad (25)$$

Das experimentell bestätigte Skalenverhalten von  $\nu W_2$  bedeutet, daß die Koeffizienten  $c_i(q^2)$  bei genügend großem  $|q^2|$  ( $|q^2| \geq 1 \text{ GeV}$ ) nicht mehr von  $q^2$  abhängen:

$$\nu W_2(q^2, \nu) = f(\omega') = \sum_i c_i(\infty) \omega'^{\alpha_i(0)-1} \quad (26)$$

für  $q^2 \geq 1 \text{ GeV}$   
 $\nu \rightarrow \infty$

Damit folgt aus (24)

$$\int_0^{\infty} (\nu W_2(q^2, \nu) - f(\omega')) d\nu = 0 \quad (27)$$

Aus dem Skalenverhalten folgt weiter, daß der Integrand außerhalb des Resonanzgebietes verschwindet, wenn das fest gewählte  $|q^2|$  größer als etwa  $1 \text{ GeV}^2$  ist. Das Integral (27) sollte demnach auch schon verschwinden, wenn nur bis zu einem Wert  $v_{\text{Max}}$  außerhalb des Resonanzgebietes integriert wird:

$$\int_0^{v_{\text{Max}}} (vW_2(q^2, v) - f(\omega')) dv = 0 \quad (28)$$

Anschaulich sagt die Gleichung (28) aus, daß die Strukturfunktionen  $vW_2$  im Resonanzgebiet von der tief inelastischen Skalenfunktion gemittelt werden. Noch weitergehend ist die Hypothese der lokalen Dualität, nämlich die Annahme, daß Gleichung (28) auch bei Integration nur über den Bereich einer Resonanz gilt. Ein Erfolg dieser Hypothese ist es z.B., daß sich damit ein quantitativer Zusammenhang zwischen dem Dipolverhalten der elastischen Formfaktoren bei hohem Viererimpulsübertrag und dem Schwellenverhalten der Skalenfunktion bei kleinem  $\omega'$  herstellen läßt<sup>36</sup>.

Voraussetzung für die Gültigkeit der Bloom-Gilman-Summenregel (28) ist, daß  $|q^2|$  größer als etwa  $1 \text{ GeV}^2$  ist, da die Meßdaten<sup>31</sup> erst oberhalb  $|q^2| \approx 1$  im Kontinuum Skalenverhalten zeigen. Von Kuti und Breidenbach<sup>33</sup> wird darauf hingewiesen, daß bei Benutzung von  $\omega_L$  (22) als Skalenvariable das Skalenverhalten schon bei kleineren Viererimpulsüberträgen einsetzt. Entsprechend sollte  $\omega_L$  in (28) statt  $\omega'$  eingesetzt den Gültigkeitsbereich der Summenregel erweitern.

Aus (13) folgt, daß für  $q^2 \rightarrow 0$  die Strukturfunktion  $vW_2$  verschwindet:

$$vW_2(q^2, v) \sim q^2 \quad \text{für} \quad q^2 \rightarrow 0 \quad (29)$$

Rittenberg und Rubinstein machten den Vorschlag, das Verschwinden der Strukturfunktion bei kleinem  $|q^2|$  durch einem Faktor  $\omega/\omega_W$  zu eliminieren. Es folgt dann aus (13), (23):

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} \frac{\omega}{\omega_W} v W_2(q^2, v) = \frac{a^2}{4\pi^2 \alpha} \cdot \frac{1}{1 + \xi^2 / 2Mv} \sigma_t \quad (30)$$

$$\lim_{\substack{|q^2| \rightarrow \infty \\ v \rightarrow \infty}} \frac{\omega}{\omega_W} v W_2(q^2, v) = v W_2(q^2, v) = f(\omega)$$

Damit konnte eine Summenregel

$$\int_0^{v_{\text{Max}}} \left[ \frac{\omega}{\omega_W} v W_2(q^2, v) - f(\omega_W) \right] dv = 0 \quad (31)$$

aufgestellt werden, die auch noch für kleine  $|q^2|$  bis hin zur Photoproduktion Gültigkeit beansprucht.

Die Gültigkeit der Summenregeln (28) und (31) für die Proton-Strukturfunktionen wurde von mehreren Autoren überprüft und bestätigt<sup>2,32,37,38,39</sup>. Mit Hilfe der in diesem Experiment bestimmten Strukturfunktionen des Deuterons kann die Frage untersucht werden, ob auch die Neutronresonanzen von der tief inelastischen Skalenfunktion des Neutrons<sup>3</sup> gemittelt werden.

## C INTERPRETATION VON DEUTERONWIRKUNGSQUERSCHNITTEN

### 1. Stoßnäherung

Freie Neutronen sind nicht in genügender Dichte für ein Target verfügbar. Zur Bestimmung von Neutronwirkungsquerschnitten wird deshalb Deuterium als Targetmaterial herangezogen. Das Deuteron zeichnet sich durch seine einfache Struktur und geringe Bindungsenergie (2.23 MeV) vor anderen Kernen aus. Die Wechselwirkungsenergie von hochenergetischen Streuprozessen ( $\sim 1$  GeV) ist also groß gegen die Bindungsenergie. Außerdem ist der mittlere Abstand der Nukleonen im Deuteron ( $r = 4.3$  fermi) relativ groß. Ein Streuprozess an einem der Nukleonen wird daher vom anderen Nukleon (Zuschauernukleon) kaum beeinflusst, denn die Reichweite der stark wechselwirkenden Kraft ist etwa ein Viertel des mittleren Nukleonabstandes im Deuteron. Es liegt daher nahe, die Deuteronwirkungsquerschnitte mit Hilfe der Stoßnäherung<sup>40</sup> zu interpretieren: In dieser auch als Zuschauermodell bezeichneten Näherung wird der Wirkungsquerschnitt des Deuteronkerns als inkohärente Überlagerung der Wirkungsquerschnitte von quasi-freien Protonen und Neutronen aufgefaßt (32).

$$\sigma^D = \sigma_f^P + \sigma_f^N \quad (32)$$

$\sigma_f^{P,N}$  sind die Wirkungsquerschnitte des Protons und Neutrons, die durch die innere Bewegung der Nukleonen (Fermibewegung) im Kern beeinflusst sind (siehe folgender Abschnitt C2).

Durch verschiedene Effekte könnte die Gültigkeit von (32) eingeschränkt werden:

1. Die Nukleonen im Kern befinden sich nicht auf der Massenschale.

2. Das einlaufende virtuelle Photon kann durch das unbeteiligte Nukleon abgeschattet werden.
3. Die erzeugten Hadronen können im Endzustand mit dem Zuschauernukleon wechselwirken.
4. Das Pauliprinzip kann bestimmte Endzustände verbieten.
5. Das virtuelle Photon kann an Mesonenströmen im Deuteron gestreut werden.

Von allen diesen Effekten wird angenommen, daß sie in der Elektroproduktion am Deuteron keine wesentliche Rolle spielen<sup>39</sup>. Theoretische Abschätzungen für den zweiten<sup>41</sup> und dritten Effekt<sup>55</sup> ergeben, daß 2% bzw. 4% eine obere Grenze für die Abweichung von Gleichung (32) ist. Ein experimenteller Beweis dafür, daß die Effekte 1. - 5. die Gültigkeit der Stoßnäherung nur unwesentlich einschränken, kann Photoproduktionsmessungen entnommen werden. Es wurde das Verhältnis R für die Erzeugung positiver Pi-Mesonen am Deuteron und freien Proton bestimmt<sup>42</sup>. Unterhalb der Zwei-Pi-Schwelle verschwindet dieser Wirkungsquerschnitt am Neutron, so daß die Stoßnäherung das Verhältnis R=1 fordert. Die Experimentellen Ergebnisse sind damit verträglich:

$$R = \frac{\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^+ nn)}{\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)} = 0.94 \pm 0.1 \quad (33)$$

Die Stoßnäherung ist in der Elektroproduktion sicher besser erfüllt, als in der Photoproduktion. Denn einerseits sind die totalen Wirkungsquerschnitte kleiner als die entsprechenden der Photoproduktion und andererseits ist die Wellenlänge des Photons kleiner. Die Effekte 1. - 5. wurden daher bei der Auswertung des vorliegenden Experimentes nicht berücksichtigt.

## 2. Berücksichtigung der Fermibewegung

Die Bewegung der Nukleonen im Deuteron bewirkt eine "Verschmierung" der Strukturen in den Spektren, wodurch die Resonanzen weniger ausgeprägt erscheinen. Hier soll eine Methode angegeben werden, mit der aus den Wirkungsquerschnitten eines freien Protons durch Faltung mit der Impulsverteilung der Nukleonen im Deuteron Wirkungsquerschnitte für gebundene Protonen bestimmt werden können. Die so berechneten Wirkungsquerschnitte können dann nach Formel (32) zur Bestimmung der Neutronquerschnitte herangezogen werden.

In der Stoßnäherung wird vom folgenden Faltungsintegral ausgegangen:

$$\sigma_f(E_1, E_3, \theta) = \int d\vec{p} \{ W(\vec{p}) \cdot F(\vec{p}) \cdot \sigma_0(E_1^*, E_3^*, \theta^*) \frac{dE_3^*}{dE_3} \frac{d\Omega^*}{d\Omega} \} \quad (34)$$

Dabei ist  $\vec{p}$  der Impuls des Targetnukleons vor dem Stoß im Laborsystem, über dessen mögliche Werte integriert wird.  $W(\vec{p})$  ist die aus der Deuteronwellenfunktion folgende normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung von  $\vec{p}$ .  $\sigma_0$  ist der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/d\Omega dE_3$  des ruhenden Nukleons.  $E_1^*$ ,  $E_3^*$ ,  $\theta^*$  sind die Energien des primären und gestreuten Elektrons sowie der Streuwinkel umgerechnet auf das Ruhesystem des bewegten Nukleons. Die Größen  $dE_3^*/dE_3$ ,  $d\Omega^*/d\Omega$  tragen der Änderung des Energieintervalls der gestreuten Elektronen und der Raumwinkelakzeptanz beim Übergang vom Laborsystem in das Ruhesystem des bewegten Nukleons Rechnung.  $F(\vec{p})$  ist eine Flußkorrektur. Sie berücksichtigt die von der Richtung der Nukleonenbewegung abhängige Änderung der Reaktionswahrscheinlichkeit.

Im folgenden soll die praktische Auswertung des Faltungsintegrals (34) beschrieben werden. Dazu wird zunächst  $W(\vec{p})$  be-

stimmt, dann werden die nötigen kinematischen Umrechnungsformeln abgeleitet.

## 2.1 Impulsverteilung im Deuteron

Aus der Wellenfunktion des Deuterons im Ortsraum  $\psi_r$  läßt sich durch Fouriertransformation die Wellenfunktion im Impulsraum berechnen:

$$\psi_p(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \int e^{i\vec{p}\vec{r}} \psi_r(\vec{r}) d\vec{r} \quad (35)$$

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Beträge des Impulses ergibt sich dann als:

$$W(|p|) d|p| = |\psi_p(\vec{p})|^2 |p|^2 d|p| \quad (36)$$

Die Richtungsverteilung ist aus Symmetriegründen isotrop.

Bei der Berechnung des Integrals (34) wurde eine Impulsverteilung zugrunde gelegt, die aus einer Hulthén-Wellenfunktion<sup>43</sup> folgt. Dabei wurde angenommen, daß sich das Deuteron zu 95% im s-Zustand und zu 5% im d-Zustand befindet. Die numerischen Daten der Impulsverteilung wurden freundlicherweise von Bleckwenn<sup>23</sup> zur Verfügung gestellt. Das Maximum der Impulsverteilung liegt bei 44 MeV/c.

## 2.2 Kinematische Umrechnung in das Ruhesystem des Targetnukleons

Im Laborsystem seien  $k$ ,  $p$ ,  $s$  die Vierervektoren von einlaufendem Elektron, einlaufendem Nukleon und auslaufendem Elek-

tron (Abb. 1).  $\theta$  sei der Streuwinkel des Elektrons. Die entsprechenden Größen im Ruhesystem des bewegten Nukleons sind durch Sterne gekennzeichnet. Es werden cartesische Koordinaten verwandt, deren z-Achse in Primärstrahlrichtung zeigt und deren y-Achse senkrecht zur Streuebene ist. Die Maßeinheiten werden durch  $\hbar = c = \text{Nukleonmasse} = 1$  festgelegt. Glieder von der Größenordnung  $|\vec{p}|^2$  werden gegen eins vernachlässigt ( $|\vec{p}|$  ist im Mittel 0.09). Die Abweichung der gebundenen Nukleonen von der Massenschale wird vernachlässigt. Es gilt dann für  $k$ ,  $p$  und  $s$  in den beiden Systemen:

$$\begin{aligned}
 k &= (E_1, 0, 0, E_1) & k^* &= (E_1^*, \vec{k}^*) \\
 p &= (1, p_x, p_y, p_z) & p^* &= (1, 0, 0, 0) \quad (37) \\
 s &= (E_3, E_3 \sin \theta, 0, E_3 \cos \theta) & s^* &= (E_3^*, \vec{s}^*)
 \end{aligned}$$

Durch Ausnutzung relativistischer Invarianten erhält man die zur Faltung notwendigen kinematischen Größen im Targetruhesystem:

$$\begin{aligned}
 1. \quad k^* p^* &= k \cdot p & (38) \\
 E_1^* &= E_1 \cdot (1 - p_z)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 2. \quad p^* s^* &= p \cdot s & (39) \\
 E_3^* &= E_3 \cdot (1 - p_x \sin \theta - p_z \cos \theta)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 3. \quad q^2 &= (k^* - s^*)^2 = (k - s)^2 \\
 -4E_1^* E_3^* \sin^2 \frac{\theta^*}{2} &= -4E_1 E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} & (40) \\
 \sin^2 \frac{\theta^*}{2} &= \sin^2 \frac{\theta}{2} \cdot (1 - p_z)^{-1} \cdot (1 - p_x \sin \theta - p_z \cos \theta)^{-1}
 \end{aligned}$$

Für  $(\theta/2)^2$ ,  $(\theta^*/2)^2 \ll 1$  gilt dann:

$$\theta^* = \theta \cdot \left(1 - \frac{p_z}{2}\right)^{-1} \cdot \left(1 - \frac{p_x}{2} \sin \theta - \frac{p_z}{2} \cos \theta\right)^{-1} \quad (41)$$

Hieraus lassen sich  $dE_3^*/dE_3$  und  $d\Omega^*/d\Omega$  berechnen:

$$\frac{dE_3^*}{dE_3} = (1 - p_x \sin \theta - p_z \cos \theta) \quad (42)$$

$$\frac{d\Omega^*}{d\Omega} = \frac{\sin \theta^*}{\sin \theta} \frac{d\theta^*}{d\theta} = (1 - p_z)^{-1} \cdot (1 - p_x \sin \theta - p_z \cos \theta)^{-1} \quad (43)$$

Für die Flußkorrektur  $F(\vec{p})$  gilt<sup>28</sup>:

$$F(\vec{p}) = 1 - p_z \quad (44)$$

Aus (42), (43), (44) folgt:

$$F(\vec{p}) \cdot \frac{dE^*}{dE} \cdot \frac{d\Omega^*}{d\Omega} = 1 \quad (45)$$

Zur Berechnung des Faltungsintegrals ist es günstig, für den Wirkungsquerschnitt die Form (10) zu verwenden:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_{\text{Mott}} \cdot f(v, q^2, \theta) \\ f(v, q^2, \theta) &= W_2(q^2, v) + 2 \tan^2 \frac{\theta}{2} W_1(q^2, v) \end{aligned} \quad (46)$$

Aus  $\sigma_{\text{Mott}} = \frac{4\alpha^2}{q} E_3^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}$  und (39) folgt:

$$\sigma_{\text{Mott}}(E_1^*, E_3^*, \theta^*) = \sigma_{\text{Mott}}(E_1, E_3, \theta) \cdot (1 - p_x \sin \theta - p_z \cos \theta)^2 \quad (47)$$

Mit Hilfe von (45), (46) und (47) läßt sich das Faltungsin-  
tegral (34) vereinfachen:

$$\sigma(E_1, E_3, \theta) = \sigma_{\text{Mott}}(E_1, E_3, \theta) \cdot \int d\vec{p} \{ W(\vec{p}) f(v, q^2, \theta^*) (1 - p_x \sin \theta - p_z \cos \theta)^2 \} \quad (48)$$

mit

$$\begin{aligned} v &= E_1^* - E_3^* \\ q^2 &= -4E_1 E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (49)$$

Die Faltung besteht also im Wesentlichen aus einer Überla-  
gerung von Strukturfunktionen zu festem  $q^2$  aber  $v$ -Werten,  
die sich mit dem Impuls des Targetnukleons in gewissen Gren-  
zen ändern. Aus (38) und (39) folgt, daß die Verschmierung  
der Strukturfunktionen bei kleinen Streuwinkeln etwa propor-  
tional  $v$  ist. Das bedeutet, daß sich die Fermibewegung be-  
sonders bei den höheren Resonanzen und bei höherem Viererim-  
pulsübertrag auswirkt. Bei kleinen Streuwinkeln  $\theta$  ist die  
Näherung  $f(v, q^2, \theta^*) = f(v, q^2, \theta)$  möglich. Die zur Berechnung  
des Integrals (30) notwendige Kenntnis von  $f(v, q^2, \theta)$  in  
einem weiten kinematischen Bereich wurde durch Interpolation  
aus den gemessenen Strukturfunktionen gewonnen.

## D MESSUNG UND AUSWERTUNG DER DATEN

### 1. Meßapparatur

Das hier beschriebene Experiment wurde am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) durchgeführt. Das Synchrotron lieferte einen Strahl von Elektronen definierter Energie, der auf ein mit flüssigem Wasserstoff oder Deuterium gefülltes Target gelenkt wurde. Gestreute Elektronen wurden mit einem Spektrometer nach Richtung und Impuls analysiert.

#### 1.1 Primärstrahl

Die vom Synchrotron bis zu einer jeweils vorgewählten Endenergie beschleunigten Elektronen wurden mit Hilfe der "beam bump" Methode<sup>44</sup> aus dem Ringrohr ejiziert und über ein Strahltransportsystem zum Target geführt. Die Pulsfrequenz des Synchrotrons beträgt 50 Hz, die zeitliche Länge eines Pulses beträgt etwa 1 ms. Die Energie des Primärstrahls wird festgelegt durch die maximale Stromstärke der Synchrotronmagnete während des Beschleunigungszyklus. Bei 1 ms Spilldauer führt die Variation der Magnetfeldstärke während der Extraktion zu einer Unschärfe der Primärstrahlenenergie von etwa  $\pm 1\%$ . Ein Strahlführungssystem aus Ablenkmagneten und Quadrupolmagneten zwischen Synchrotron und Experimentaufbau dient zur Fokussierung des Primärstrahls auf das Target. Nach jeder Einstellung des Synchrotrons und des Strahltransportsystems auf die jeweils gewählte Primärenergie wurde die Lage und Struktur des Primärstrahls am Targetort mit Hilfe von Silberphosphatgläsern<sup>45</sup> überprüft. Die vertikale Lage und Ausdehnung des Strahls beeinflussen die Güte der Impulsbestimmung im Spektrometer während die horizontale Lage sich auf die Winkelgenauigkeit auswirkt. Die Halbwerts-

breiten des Strahles betragen im Mittel 2 mm in der vertikalen und 4 mm in der horizontalen Richtung.

Zur Erfassung der Intensität des Primärstrahls befanden sich hinter dem Target ein Sekundäremissionsmonitor und ein Faradaykäfig. Der mit diesen Geräten gemessene Strom wurde integriert und diente zur Normierung der Wirkungsquerschnitte.

### 1.2 Target

Als Target diente ein Flüssigwasserstoff-Kondensationstarget, dessen Zelle sich wahlweise mit Wasserstoff oder Deuterium füllen ließ<sup>46</sup>. Die Zelle hatte die Form eines senkrecht stehenden Zylinders von 30 mm Durchmesser. Sie bestand aus 0.05 mm starker Polyamid-Folie (Kapton H). Die Zelle befand sich in einer evakuierten Streukammer und war mit dieser horizontal beweglich. Dadurch konnte sie auf die jeweilige Strahllage justiert werden. Durch Leertargetmessungen konnte der Beitrag der Zellen- und Streukammerfolien zu den Zählraten bestimmt werden. Er betrug im vorliegenden Experiment etwa 10 - 20%.

### 1.3 Elektronenspektrometer

Das Elektronenspektrometer diente zur Analyse von Winkel und Impuls der im Target gestreuten Elektronen (Abb. 2). Es befand sich auf einer um den Targetort schwenkbaren Lafette. Zwischen dem Primärstrahl und der Lafette ließen sich Winkel zwischen  $12^\circ$  und  $90^\circ$  einstellen. Der vom Spektrometer akzeptierte Raumwinkel wurde durch einen Bleikollimator von 0.695 Milliradian Öffnung definiert. Die Analyse von Richtung und Impuls der gestreuten Elektronen erfolgte mit-

tels eines Magneten und vier Drahtfunkenkammern mit Ferritkernauslese<sup>47,48</sup>. Durch das annähernd homogene Feld des Magneten wurden die Elektronen nach unten abgelenkt. Die Trajektorie der abgelenkten Teilchen wurde durch die Funkenkammern bestimmt. Die Kenntnis der Teilchentrajektorie und des Targetortes ermöglichte die Berechnung des Krümmungsradius' im Magneten und des Durchtrittspunktes durch den Kollimator. Dadurch konnte jedem gestreuten Elektron eine Richtung und ein Impuls zugeordnet werden.

Ein "Ereignis" wurde definiert durch eine Vierfachkoinzidenz zwischen drei Szintillationszählern (50, 51, 52 in Abb. 2) und einem Schauerzähler (60). Jede Koinzidenz löste den Trigger der Funkenkammern aus und gab dem an das Experiment angeschlossenen Prozeßrechner ein Signal, durch welches das Auslesen und Speichern der relevanten Meßdaten ausgelöst wurde. Die Impulse des Schauerzählers wurden von der Elektronik nur dann akzeptiert, wenn sie oberhalb einer Schwelle lagen. Diese Schwelle lag niedriger als die Impulshöhen praktisch aller Elektronen aber höher als die Impulshöhen fast aller (ca. 85%) negativen Mesonen. Als weiteres Mittel zur Unterscheidung der Elektronen von schweren Teilchen enthielt das Spektrometer einen Schwellen-Čerenkovzähler, dessen Information bei jedem Ereignis eingelesen wurde. Die wichtigsten Eigenschaften des Elektronenspektrometers sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Tabelle 3:

Eigenschaften des Elektronenspektrometers

Raumwinkelakzeptanz	0.695 mSteradian
Genauigkeit der Winkelmessung	0.1 mrad
Impulsakzeptanz	±30%
Impulsgenauigkeit $\frac{\Delta p}{p}$	±0.6%
Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen	≈98%
Ansprechwahrscheinlichkeit für $\pi^-$	≈15%
Maximal mögliche Zählrate	50/s
Maximal meßbarer Impuls	3.5 GeV/c

Der zum Experimentaufbau gehörende Prozeßrechner (CDC 1700) erfüllte während der Messung drei Funktionen:

1. Aufnahme und Archivierung der Meßergebnisse.
2. Überprüfung der Funktion der Apparatur.
3. Vorauswertung der Meßdaten im "on-line-Betrieb".

Zu jedem Streuereignis wurde der Ort aller Funken in den Funkenkammern, die Information des Čerenkov-Zählers und die Impulshöhe im Schauertzähler eingelesen. In regelmäßigen Abständen wurde zusätzlich der Inhalt von elektronischen Zählern eingelesen, die Angaben über zufällige Koinzidenzen, Primärstrahlintensität, Totzeit der Funkenkammern und Zeitablauf enthielten. Da die Datenaufnahme den Rechner zeitlich nicht auslastete, konnten während der Messung vom Experimentator Auswerte- und Kontrollprogramme aufgerufen werden. Eines dieser Programme berechnete in regelmäßigen Abständen die momentane Nachweiswahrscheinlichkeit der einzelnen Funkenkammern. Außerdem konnten Impulshöhenspektren des Schau-

erzählers ermittelt werden, ließen sich Zahl und Art von Untergrundereignissen feststellen und Elektronenimpulsverteilungen vorläufig berechnen. Eine genaue Beschreibung der Datenaufnahme und der Experimentkontrolle ist in Ref. 49, 50 gegeben.

## 2. Wahl des Meßbereiches

Im vorliegenden Experiment wurden am Proton und Deuteron je neun Spektren mit Viererimpulsüberträgen zwischen  $|q^2| = 0.1 \text{ GeV}^2$  und  $|q^2| = 1.6 \text{ GeV}^2$  bestimmt. Tabelle 4 gibt die Primärenergien und Winkel der gestreuten Elektronen der einzelnen Spektren an. Jedes Spektrum erfaßte den Bereich von der elastischen bzw. quasielastischen Streuung bis  $W \approx 1.8 \text{ GeV}$  (siehe Tabelle 4):

Tabelle 4:

$E_0 \text{ (GeV)}$	$\theta_e = 22^\circ$	$\theta_e = 13^\circ$
3.82	$W \leq 1.86$	--
3.4	$W \leq 1.8$	--
3.08	$W \leq 1.84$	$W \leq 1.83$
2.67	--	$W \leq 1.81$
2.57	$W \leq 1.9$	--
2.19	$W \leq 1.77$	$W \leq 1.77$
1.95	--	$W \leq 1.7$

Der von diesen Spektren überdeckte Bereich von  $q^2$  und  $\nu$  ist aus Abb. 9, 10 ersichtlich. Die Zahl der Spektren im unter-

suchten kinematischen Bereich reicht dazu aus, daß mit hinreichender Verlässlichkeit Strukturfunktionen zwischen den Spektren interpoliert werden können. Dadurch wurde es möglich, die Strahlungskorrekturen (Abschnitt D3.8) modellunabhängig zu behandeln, die Fermibewegung im Deuteron zu berücksichtigen (Abschnitt C2), sowie Summenregeln zu festem  $q^2$  zu berechnen (Abschnitt B3, E2).

### 3. Datenreduktion

Die vom Prozeßrechner auf Magnetband gespeicherten Meßdaten (ca.  $5 \cdot 10^6$  Ereignisse) wurden mit Hilfe der Großrechenanlagen des DESY (IBM 360/75 und 360/65) und des Kernforschungszentrums Karlsruhe (IBM 360/85 und 360/65) ausgewertet. Im folgenden sollen die wichtigsten Arbeitsgänge und Korrekturen erläutert werden.

Die Ereignisse wurden zunächst in Klassen aufgeteilt, die sich durch Energie des Primärstrahls, Targetart, Spektromerwinkel oder Feldstärke des Spektrometermagneten unterschieden. Jedes Einzelereignis innerhalb der Klassen wird durch fünf Zahlen charakterisiert:

1. Krümmungsradius im Magneten
2. Vertikale Koordinate des Durchtritts durch den Kollimator
3. Abweichung vom Sollwinkel
4. Impulshöhe des Schauerzählers
5. Čerenkovzählerinformation

Der Impuls jedes gestreuten Teilchens läßt sich aus dem Krümmungsradius und der Magnetfeldstärke berechnen.

### 3.1 Umrechnung auf den Sollwinkel

Die Breite der Winkelakzeptanz des Kollimators von  $1.57^\circ$  führt zu einer Überlagerung von Streuereignissen zu verschiedenen Winkeln. Alle Ereignisse werden auf den Sollwinkel (Kollimatormitte) umgerechnet. Dabei wird der gemessene Impuls so verändert, daß der korrigierte Impuls  $p'$  mit dem Sollwinkel  $\theta$  zur selben invarianten Masse  $W$  gehört wie der unkorrigierte Impuls  $p$  mit dem gemessenen Winkel  $\theta + \Delta$ . Das führt in erster Näherung zu der Korrekturformel:

$$p' = p \left( 1 + \frac{E_1}{M} \sin \theta \cdot \Delta \right) \quad (50)$$

Mit dieser Korrektur wird die Verbreiterung der Resonanzen durch die endliche Winkelakzeptanz entfaltet. Dadurch treten die Resonanzstrukturen deutlicher hervor.

### 3.2 Impulsakzeptanzkorrektur

Die vom Spektrometer akzeptierten Krümmungsradien werden geometrisch begrenzt durch die Größe der Szintillationszähler 50, 51 und 52 und des Schauerzählers, die zusammen ein Ereignis definieren. Durch die vertikale Ausdehnung des Kollimators ist diese Begrenzung nicht scharf. So können z.B. Elektronen hohen Impulses vom Spektrometer noch erfaßt werden, wenn sie den Kollimator im unteren Teil durchlaufen haben während sie im oberen Teil nicht mehr akzeptiert würden. Die Begrenzung der Impulsakzeptanz läßt sich also als eine mit dem Krümmungsradius sich verkleinernde Raumwinkelakzeptanz beschreiben. Der effektive Raumwinkel in Abhängigkeit vom Krümmungsradius läßt sich anhand der Meßdaten folgendermaßen berechnen: Die Ereignisse werden nach Krümmungsradien in Klassen aufgeteilt. Für jede Klasse wird die

Belegung des Kollimators in vertikaler Richtung ermittelt. Diese Belegung hat etwa die Form eines Rechtecks, dessen Breite ein Maß für die Ausnutzung des verfügbaren Raumwinkels ist. Auf Abb. 3 ist die Breite der vertikalen Kollimatorbelegung in Abhängigkeit vom Krümmungsradius aufgetragen. Jedem Streuereignis wird die seinem Krümmungsradius entsprechende Kollimatorbelegungsbreite reziprok als Gewicht zugeordnet. Dadurch erhält man ein auf volle Kollimatoröffnung korrigiertes Spektrum. Die hier beschriebene Korrektur wurde für jede Primärenergie getrennt aus den Meßdaten berechnet, da sich die Unterschiede in der Primärstrahl Lage merklich darauf auswirken.

### 3.3 Anpassung der Teilspektren

Alle Spektren mit einer Primärenergie kleiner als 3.4 GeV wurden als zwei Teilspektren mit unterschiedlichem Magnetstrom gemessen. Das war notwendig, um das Resonanzgebiet vollständig zu erfassen. Die Magnetströme wurden so gewählt, daß sich die Teilspektren in einem hinreichend breiten Impulsbereich überlappten. Aus dem Überlappungsbereich läßt sich durch gewichtete Mittelung der Zählratenverhältnisse der beiden Spektren ein Anpassungsfaktor bestimmen, der dem Verhältnis der Primärteilchenzahlen beider Teilspektren entspricht. Die Abweichung dieses Faktors von dem mit Hilfe des Faradaykäfigs bestimmten Faktor betrug im Mittel 3%. Diese Abweichung läßt sich durch eine Unsicherheit der Bestimmung der Primärstrahlintensität von etwa 2% erklären.

Nach Korrektur der Teilspektren auf gleiche Primärteilchenzahl dürfen sie sich in ihrem gemeinsamen Impulsbereich statistisch nicht signifikant unterscheiden. Die Übereinstimmung wurde mit  $\chi^2$ -Tests überprüft und bestätigt. Diese Tests können auch als eine empfindliche Prüfung der vorher

angewandten Impulsakzeptanzkorrektur verstanden werden, denn der Überlappungsbereich besteht aus den stark von der Akzeptanzkorrektur betroffenen Randbereichen der Teilspektren. Ihre Ergebnisse stützen das Vertrauen in die hier angewandte Methode der Akzeptanzbestimmung (Abschnitt D3.2).

### 3.4 Untergrundeffekte

Nach Abzug der Leertargetrate von den gemessenen Zählraten mußte noch der Anteil der fälschlicherweise als Elektronen identifizierten Teilchen am Gesamtspektrum berücksichtigt werden. Die Zahl der im Target erzeugten  $\pi^-$ -Mesonen, die von der Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des Spektrometers erfaßt wurden, war bei kleinen Impulsen und besonders bei Messungen am Deuteron von der gleichen Größenordnung wie die der gestreuten Elektronen. Da ca. 15% der  $\pi^-$ -Mesonen vom Schauerzähler als Ereignis akzeptiert wurden, bildeten sie außer der Leertargetrate den wesentlichsten Untergrund der Elektronenstreuungsspektren. Der Anteil solcher Untergrundteilchen (es wurden alle "Nicht-Elektronen" erfaßt) am Gesamtspektrum wurde nach einer im folgenden beschriebenen Methode bestimmt und berücksichtigt.

Für Streuimpulsintervalle von 100 MeV/c wurde die Impulshöhenverteilung im Schauerzähler von Elektronen und  $\pi^-$ -Mesonen bestimmt. Als sichere Elektronen wurden Teilchen angesehen, die im Čerenkovzähler ein Signal gegeben haben. Zur Bestimmung der Impulshöhenverteilung der  $\pi^-$ -Mesonen im Schauerzähler wurden Messungen vorgenommen, bei denen eine 5 cm dicke Schicht Blei vor dem Kollimator das Eindringen von Elektronen in das Spektrometer verhinderte. Die überwiegende Zahl der  $\pi^-$ -Mesonen konnte durch das Blei hindurchlaufen. Durch eine Anpassung wurde dann das Schauerzähler-Impulshöhenspektrum aller Ereignisse als Summe einer Elektronen- und einer Pionimpulshöhenverteilung dargestellt (Abb. 4). Dadurch ließ

sich dann der relative Anteil von  $\pi$ -Mesonen am gemessenen Spektrum ermitteln.

Als Beispiel zeigt Abb. 5 das Ergebnis einer solchen Analyse. Der Prozentanteil von  $\pi$ -Mesonen ist bei Deuteronmessungen höher. Er steigt wie erwartet mit abnehmender Energie der gestreuten Teilchen stark an. Eine experimentelle Prüfung des hier angewandten Verfahrens wird in Ref. 51 beschrieben.

Es wurde außerdem untersucht, ob Dalitzpaare einen wesentlichen Beitrag zu den Zählraten liefern. Darunter werden Elektronen verstanden, die paarweise durch Zerfall neutraler  $\pi$ -Mesonen entstehen. Mit umgepolten Spektrometermagneten wurde die Positronenzählrate gemessen. Es ergab sich in dem vom vorliegenden Experiment untersuchten kinematischen Bereich eine fast vernachlässigbare Zahl ( $< 1\%$ ) von Dalitzpaaren.

### 3.5 Normierung

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich aus den gemessenen Zählraten ( $N_3$ ) nach folgender Formel berechnen:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \frac{N_3 \cdot A \cdot K}{N_1 \cdot \Delta\Omega \cdot \Delta E_3 \cdot d \cdot \rho \cdot L \cdot E_1 \cdot E_2} \quad (51)$$

Dabei ist  $N_1$  die Zahl der primären Elektronen,  $N_3$  die Zahl der im Raumwinkel  $\Delta\Omega$  und Energieintervall  $\Delta E_3$  nachgewiesenen Elektronen,  $d$ ,  $A$  und  $\rho$  sind Dicke, Atomgewicht und Dichte des Targets,  $L$  ist die Loschmidtzahl,  $E_1$ ,  $E_2$  sind die Nachweiswahrscheinlichkeit der Szintillationszähler und der Funkenkammern und  $K$  ist eine Korrektur, die der endlichen Größe von  $\Delta\Omega$  Rechnung trägt.

$N_1$  läßt sich aus der im Faradaykäfig integrierten Ladung berechnen. Dabei wurde die während der Messung bestimmte Totzeit der Funkenkammern berücksichtigt. Die effektive Targetdicke hängt wegen der Rundung des Targetzylinders von der Breite des Primärstrahls ab und war 0.5% geringer als der Zylinderdurchmesser. Die effektive Targetdicke wurde durch im flüssigen Wasserstoff aufsteigende Bläschen um etwa 1% vermindert. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Koinzidenz aus Szintillationszählern und Schauerzähler wurde im Anschluß an die Datenaufnahme an einem Elektronenstrahl bestimmt. Sie betrug 98%. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Funkenkammern betrug je nach Zustand 98 - 99.5% und wurde während der Datenaufnahme in regelmäßigen Abständen berechnet. Die Korrektur  $K$  berücksichtigt die Tatsache, daß der Wirkungsquerschnitt über den vom Kollimator erfaßten Winkelbereich stark variiert. Sie soll den über den Winkelbereich gemittelten Wirkungsquerschnitt in den Wirkungsquerschnitt des Sollwinkels umrechnen. Sie kann mit Hilfe von Annahmen über die Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes (z.B. Mott-Querschnitt) nach folgender Formel abgeschätzt werden:

$$K = \frac{\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}(\theta) \cdot \Delta}{\int_{\theta - \frac{\Delta}{2}}^{\theta + \frac{\Delta}{2}} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}(\theta') d\theta'} \quad (52)$$

$\Delta$  = Winkelakzeptanz  
des Kollimators

Es ergaben sich für die einzelnen Spektren Korrekturen zwischen 1% und 2.5%.

### 3.6 Strahlungskorrekturen

Zusätzlich zur Streuung des Elektrons an einem Nukleon kann das Elektron vor oder nach dem Streuprozess Bremsquanten abstrahlen. Diese Prozesse treten einerseits als externe Bremsstrahlung an den Kernen der Streukammerfolien, Targetfolien oder des Targetinhaltes auf. Andererseits kann ein Elektron auch während des Streuprozesses am selben Nukleon sogenannte interne Bremsstrahlung abstrahlen. Die im Experiment beobachtete Primärenergie eines Elektrons ist also im Einzelfall nur eine obere Grenze für die Energie des Elektrons beim Streuprozess. Entsprechend ist die beobachtete Streuenergie nur eine untere Grenze für die Streuenergie eines Ereignisses. Jeder gemessene Wirkungsquerschnitt ist eine Überlagerung von Wirkungsquerschnitten zu allen kinematisch möglichen Primär- und Streuenergien. Das Ziel von Strahlungskorrekturen ist es, aus den gemessenen, solche Wirkungsquerschnitte zu berechnen, die reinen Streuprozessen ohne zusätzlicher Strahlung entsprechen.

Von Mo und Tsai<sup>8</sup> wurde das Problem der Strahlungskorrekturen in einer speziellen physikalischen Näherung, der peaking-approximation, auf ein Entfaltungsproblem der unkorrigierten Wirkungsquerschnitte (Lösung einer Integralgleichung) zurückgeführt. In dieser Näherung wird angenommen, daß alle Bremsquanten in Richtung des emittierenden Elektrons abgestrahlt werden. Die von Mo und Tsai angegebene Integralgleichung ist iterativ lösbar, wenn zu festem Streuwinkel ein Kontinuum von unkorrigierten Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von Primär- und Streuenergie bekannt ist. Im vorliegenden Experiment wurden bei  $\theta = 13^\circ$  und  $\theta = 22^\circ$  vier bzw. fünf Spektren mit unterschiedlicher Primärenergie bestimmt. Zwischen diesen Spektren ließen sich in einem weiten Bereich Wirkungsquerschnitte interpolieren. Daher konnten alle Spektren nach dem modellunabhängigen Iterationsverfahren korrigiert werden.

Zunächst wurde von den Spektren der durch Strahlungseffekte verbreiterte Beitrag der elastischen bzw. quasielastischen<sup>52</sup> Streuung abgezogen. Die verbleibenden inelastischen Wirkungsquerschnitte wurden dann nach dem Verfahren von Mo und Tsai entfaltet. Alle im Ergebnisteil angegebenen Wirkungsquerschnitte sind strahlungskorrigiert und enthalten keine Beiträge der elastischen Streuung.

### 3.7 Fehlerabschätzung

Aufgrund statistischer Fehler und der Unsicherheit einiger Korrekturen ist der Fehler der Wirkungsquerschnitte innerhalb eines Spektrums etwa 4 - 6%. Die Beiträge zu diesem Fehler, die quadratisch addiert wurden, sind in Tabelle 5 zusammengestellt:

Tabelle 5:

#### Korrekturen und Fehlerquellen

	Korrektur	Fehler
Statistik	--	} 2%-5%
Leertargetrate	≈ 10%	
Pionuntergrund	< 20%	< 2%
Dalitzpaare	< 1%	< 0.5%
Impulsakzeptanz	≤ 50%	1%
Strahlungskorrekturen	≤ 30%	2%-4%
		<hr/> 4%-6%

Der systematische Fehler bei der Normierung der Spektren setzt sich aus den Fehlern der einzelnen Größen der Normierungsformel zusammen (Tabelle 6):

Tabelle 6:

Systematischer Fehler der Normierung:

Zahl der Primärteilchen (Faraday-Käfig)	2%
Totzeitkorrektur	1%
Raumwinkelakzeptanz	0.5%
Nachweiswahrscheinlichkeit der Funkenkammern	0.5%
Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler	1%
Targetdichte und Dimensionen	2%
Primärenergie	1%
Totaler Fehler der Normierung	<u>3.5%</u>

Der totale systematische Fehler ist konsistent mit Abb. 6, auf der die gemessenen elastischen Protonwirkungsquerschnitte im Vergleich mit den nach der Rosenbluthformel und dem Dipolfit berechneten Wirkungsquerschnitten aufgetragen sind. Die mittlere quadratische Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Wirkungsquerschnitten beträgt 3.7%.

## E ERGEBNISSE

### 1. Zusammenfassung der Meßergebnisse

Die Wirkungsquerschnitte aller in diesem Experiment bestimmten Spektren wurden tabelliert und zusammen mit den kinematischen Parametern und Angaben über die Strahlungskorrekturen veröffentlicht<sup>53</sup>. In diesen Tabellen wurden auch Neutronwirkungsquerschnitte angegeben, die als Differenz zwischen Deuteronwirkungsquerschnitten und den nach der in Abschnitt C2 beschriebenen Methode gefalteten Protonenwirkungsquerschnitten berechnet wurden.

Auf den Abbildungen 7 und 8 werden einige Ergebnisse dieses Experimentes mit entsprechenden Ergebnissen anderer Autoren verglichen. Die Protonwirkungsquerschnitte in der ersten Resonanz ( $W = 1.22$  GeV) in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag stimmen mit Ergebnissen von Brasse et al.<sup>54</sup> und Bartel et al.<sup>21</sup> überein. Die Deuteronwirkungsquerschnitte der ersten Resonanz wurden mit Hilfe von (16) in die Strukturfunktion  $\nu W_2(q^2, W = 1.22)$  umgerechnet. Diese stimmen mit vorläufigen Ergebnissen der SLAC-MIT-Gruppe<sup>39</sup> überein (Abb. 8).

Eine graphische Übersicht über die gesamten Meßergebnisse dieses Experimentes geben die Abbildungen 9 und 10 für Protonen und Deuteronen. In Abhängigkeit von den beiden unabhängigen kinematischen Invarianten  $q^2$  und  $\nu$  sind die aus den Meßdaten bestimmten Strukturfunktionen  $\nu W_2(q^2, \nu)$  in Form von Höhenlinien aufgetragen. Die eingezeichneten Geraden geben an, entlang welcher Linien aus den gemessenen Spektren Strukturfunktionen berechnet werden konnten. Dabei wurde für Proton und Deuteron angenommen, daß  $R = 0.18$  (Formel 15, 16) gilt. Die Unsicherheit von  $R$  bedingt

bei der Berechnung von  $vW_2$  einen Fehler von durchschnittlich 1% (an wenigen Stellen kann er bis zu 4% betragen). Auf den Abbildungen 9 und 10 sind die drei bekannten Nukleonresonanzen als nebeneinanderliegende "Höhenzüge" erkennbar.

## 2. Resonanzanregung

### 2.1 Trennung von Resonanzen und Untergrund

Die gemessenen totalen Absorptionswirkungsquerschnitte setzen sich aus den Beiträgen verschiedener Resonanzen und aus einem nichtresonanten Untergrund zusammen. Eine Trennung der einzelnen Anteile der Spektren ist besonders im Bereich der höheren Nukleonresonanzen wegen der starken Überlappung der Resonanzen schwierig. Nach der Methode der kleinsten Quadrate wurde an die Protonspektren eine Funktion angepaßt, die sich additiv aus drei Resonanzanteilen und einem Polynomausdruck für den Untergrund zusammensetzt:

$$\sigma(W) = \sigma_1(W) + \sigma_2(W) + \sigma_3(W) + U(W) \quad (52)$$

mit

$$U(W) = \sum_{i=1}^3 a_i (W - W_s)^{i-\frac{1}{2}} \quad (53)$$

$W_s$  ist die Pionschwelle und  $a_i$  sind freie Parameter, die durch die Anpassung bestimmt wurden. Der an der Pionschwelle dominierende Term  $\sqrt{W-W_s}$  berücksichtigt das Verhalten der s-Welle an der Schwelle<sup>16</sup>.

Für die erste Resonanz wurde eine relativistische Breit-Wigner-Formel mit massenabhängiger Breite angesetzt<sup>21,56</sup>.

$$\sigma_1 = \frac{\pi \cdot \alpha \cdot \vec{q}^2}{2 \cdot K \cdot W \cdot M} \frac{\Gamma(W)}{(W-W_1)^2 + \Gamma^2(W)/4} G_M^*(q^2)^2 \quad (54)$$

Die Masse der ersten Resonanz  $W_1$  und der magnetische Übergangsfaktor  $G_M^*$  sind dabei die freien Parameter. Für die Breite  $\Gamma(W)$  wird ein Ausdruck verwendet, der aus einer Phasenanalyse der Pion-Nukleon-Streuung von Dalitz und Sutherland folgt<sup>27</sup>:

$$\Gamma(W) = \frac{0.128(0.85 \cdot |\vec{p}_\pi|/m_\pi)^3}{1 + (0.85 \cdot |\vec{p}_\pi|/m_\pi)^2} \quad (55)$$

$m_\pi, \vec{p}_\pi$  = Masse des Pions, Impuls des erzeugten Pions im Schwerpunktsystem der erzeugten Resonanz.

Für die zweite und dritte Resonanz wurden nichtrelativistische Breit-Wigner-Formeln angesetzt:

$$\sigma_{2,3} = A_{2,3}(q^2) \frac{\Gamma_{2,3}}{(W-W_{2,3})^2 + \Gamma_{2,3}^2/4} \quad (56)$$

Für die Breiten wurde  $\Gamma_2 = 0.08$  GeV und  $\Gamma_3 = 0.1$  GeV fest gewählt<sup>33,58</sup>.

Die Massen und Höhen der Resonanzen wurden als freie Parameter durch die Anpassung bestimmt. Das Ergebnis der Separation von Resonanzen und nichtresonantem Untergrund ist

für drei Proton-Spektren auf den Abbildungen 11 - 13 angegeben. Es ergaben sich für die drei Resonanzen die folgenden Massenwerte:

$$W_1 = 1.222 \pm 0.005 \text{ GeV}$$

$$W_2 = 1.510 \pm 0.008 \text{ GeV}$$

$$W_3 = 1.685 \pm 0.014 \text{ GeV}$$

Die gefundenen Resonanzwirkungsquerschnitte sind auf Abb. 17 und Tabelle 7 zusammengestellt. Sie sollen in den folgenden Abschnitten E2.2 und E2.3 diskutiert werden.

Tabelle 7:

Resonanzwirkungsquerschnitte Proton

1. Resonanz		2. Resonanz		3. Resonanz	
$-q^2   \text{GeV}^2  $	$\sigma_{t+\epsilon}   \mu\text{b}  $	$-q^2   \text{GeV}^2  $	$\sigma_{t+\epsilon}   \mu\text{b}  $	$-q^2   \text{GeV}^2  $	$\sigma_{t+\epsilon}   \mu\text{b}  $
0.15	$690 \pm 100$	0.12	$116 \pm 30$	0.21	$68 \pm 20$
0.2	$580 \pm 80$	0.15	$126 \pm 20$	0.3	$75 \pm 16$
0.3	$460 \pm 30$	0.24	$110 \pm 24$	0.33	$43 \pm 17$
0.4	$370 \pm 40$	0.34	$94 \pm 16$	0.48	$37 \pm 7$
0.5	$315 \pm 15$	0.39	$84 \pm 7$	0.74	$35 \pm 15$
0.7	$210 \pm 15$	0.57	$59 \pm 7$	0.93	$32 \pm 6$
1.0	$110 \pm 10$	0.84	$44 \pm 6$	1.2	$24 \pm 9$
1.2	$85 \pm 5$	1.04	$31 \pm 5$		
1.5	$50 \pm 5$	1.32	$21.5 \pm 2.5$		

Im Falle des Deuterons konnte nicht dasselbe Anpassungsverfahren wie bei den Proton-Spektren verwandt werden, da die Resonanzstrukturen durch die Fermibewegung stark verschmiert werden. Es wurden deshalb die aus der Proton-Anpassung gewonnenen Resonanzwirkungsquerschnitte nach dem in Abschnitt

C2 angegebenen Verfahren mit der Fermibewegung gefaltet. Ebenso wurde der nichtresonante Untergrund gefaltet. Eine Überlagerung der verschmierten Protonresonanzen und des Untergrundes wurde dann an die Deuteron-Spektren angepaßt.

$$\sigma_D = d_1 \cdot \sigma_1^f(W) + d_2 \cdot \sigma_2^f(W) + d_3 \cdot \sigma_3^f(W) + du \cdot U^f(W) + a_4(W) \quad (57)$$

Die Faktoren  $d_1 - d_3$  geben an, um wieviel stärker die Resonanzen 1 - 3 am Deuteron gegenüber dem Proton angeregt werden. Der Zusatzterm  $a_4(W)$  berücksichtigt die Möglichkeit, daß sich das Verhältnis von Proton-Untergrund und Neutron-Untergrund entlang des Spektrums ändert. Voraussetzung für die Gültigkeit von Ansatz (57) ist die Annahme, daß Masse und Breite der Resonanzen des Neutrons mit denen des Protons übereinstimmen. Für die Richtigkeit dieser Annahme spricht die Tatsache, daß mit der Anpassung von Ansatz (57) an die Deuteronspektren ein  $\chi^2$ /Freiheitsgrad von etwa eins erreicht werden konnte. Die Abb. 14 - 16 zeigen drei Deuteronspektren mit den durch die Anpassung bestimmten Wirkungsquerschnittanteilen. Die wesentlichen Ergebnisse sind die Faktoren  $d_1 - d_3$ , die auf Abb. 18 und Tabelle 8 zusammengestellt sind.

Tabelle 8:

Verhältnis D/H der Resonanzwirkungsquerschnitte

1. Resonanz		2. Resonanz		3. Resonanz	
$-q^2$  GeV <sup>2</sup>	$d_1$	$-q^2$  GeV <sup>2</sup>	$d_2$	$-q^2$  GeV <sup>2</sup>	$d_3$
0.2	1.99±0.1	0.15	2.00±0.15	0.21	2.55±0.6
0.3	1.82±0.1	0.24	1.85±0.35	0.3	2.05±0.2
0.4	1.87±0.05	0.34	1.72±0.12	0.33	2.15±0.2
0.5	1.96±0.05	0.39	1.48±0.3	0.48	1.45±0.45
0.7	1.88±0.07	0.57	1.45±0.5	0.74	1.9 ±0.5
1.0	1.86±0.08	0.84	1.4 ±0.3	0.93	2.1 ±0.3
1.2	2.02±0.1	1.04	1.35±0.35		
1.5	1.93±0.05				

2.2 Ergebnisse zur ersten Nukleonresonanz

Die magnetischen Übergangsformfaktoren  $G_M^*(q^2)$  für Proton und Neutron sind in Tabelle 9 zusammengestellt. Sie folgen aus der Anpassung von (54) an die Proton-Spektren. Im Falle des Neutrons wurden sie aus den Anpassungsparametern  $d_1$  bestimmt:

$$G_M^{*n}(q^2) = \sqrt{G_M^{*p^2}(q^2) \cdot (d_1 - 1)} \quad (58)$$

Tabelle 9:

Übergangsformfaktoren der 1. Resonanz

$ q^2 $	$G_M^{*p}$	$G_M^{*n}$
0.15	2.15 ± 0.13	
0.2	1.79 ± 0.12	1.76 ± 0.15
0.3	1.38 ± 0.04	1.28 ± 0.10
0.4	1.10 ± 0.08	1.02 ± 0.08
0.5	0.92 ± 0.03	0.91 ± 0.04
0.7	0.64 ± 0.02	0.60 ± 0.03
1.0	0.39 ± 0.02	0.36 ± 0.03
1.2	0.31 ± 0.01	0.31 ± 0.02
1.5	0.216 ± 0.01	0.205 ± 0.018

Es zeigt sich, daß sich die Übergangsformfaktoren der  $\Delta(1236)$ -Resonanz für die Erzeugung am Proton und Neutron im gesamten untersuchten Bereich des Viererimpulsübertrags ( $0.1 \leq |q^2| \leq 1.5 \text{ GeV}^2$ ) nicht unterscheiden. Das stimmt mit den Ergebnissen von Bleckwenn et al.<sup>59</sup> überein, die diese Tatsache für  $|q^2| < 0.5 \text{ GeV}^2$  nachgewiesen haben. Weiterhin beweist dieses Ergebnis, daß nur die Isovektoramplitude die  $\Delta(1236)$ -Resonanz anregt (siehe Gleichung (20)).

Sowohl die Proton- als auch die Neutronwerte des Übergangsformfaktors sind konsistent mit einem dispersionstheoretischen Modell von Gutbrod und Simon<sup>22,23</sup> (Abb. 19). Phänomenologisch lassen sich die hier gefundenen Werte von  $G_M^*$  ebenso wie die elastischen Formfaktoren durch einen Dipolansatz beschreiben:

$$G_M^*(q^2) = \frac{\mu^*}{\left(1 - \frac{q^2}{m^2}\right)^2} \quad (59)$$

Eine Anpassung an die Werte von Tabelle 9 ergibt für das Übergangsmoment  $\mu^* = 3.54 \pm 0.40$  in Übereinstimmung mit Ergebnissen aus der Photoproduktion<sup>60</sup>. Die für die  $q^2$ -Abhängigkeit charakteristische Masse  $m^2$  ergibt sich zu  $0.5 \pm 0.05 \text{ GeV}^2$ . Aus der Tatsache, daß  $m^2$  kleiner als die entsprechende Größe der elastischen Formfaktoren ( $0.71 \text{ GeV}^2$ ) ist, kann gefolgert werden, daß die  $\Lambda(1236)$ -Resonanz gegenüber den Nukleonen eine größere räumliche Ausdehnung besitzt.

### 2.3 Ergebnisse zur zweiten und dritten Nukleonresonanz

Der resonante Anteil des Protonwirkungsquerschnitts für die zweite und dritte Resonanz ist auf Abb. 17 in Abhängigkeit von  $q^2$  aufgetragen. Mit wachsendem Viererimpulsübertrag nehmen die Wirkungsquerschnitte schwächer ab als die der ersten Resonanz. Dies kann als Folge des Schwellenverhaltens der beitragenden Multipole interpretiert werden. Es deutet darauf hin, daß die hauptsächlich beitragenden Multipolamplituden eine höhere Multipolordnung als die der ersten Resonanz ( $M_1^+$ ) besitzen.

Die Vorhersagen von zwei relativistischen Quarkmodellen wurden auf Abb. 20 den Meßergebnissen gegenübergestellt. Die Meßdaten wurden unter der Annahme  $\sigma_t + \epsilon\sigma_1 \approx \sigma_t$  (d.h.  $R \approx 0$ ) mit den Modellvorhersagen für  $\sigma_t$  verglichen. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte werden von Ravndal's<sup>15</sup> Modell besser beschrieben als vom Modell von Lippe. Beide Modelle sagen einen relativ großen longitudinalen Wirkungsquerschnitt vor-

aus ( $R \approx 0.3-0.5$ ), der mit experimentell bestimmten Werten nicht verträglich ist.

Die Ergebnisse dieses Experiments lassen erstmals einen Vergleich zwischen Neutron- und Protonwirkungsquerschnitten für die Elektroanregung der zweiten und dritten Resonanz zu (Abb. 18, Tabelle 8):

Für die zweite Resonanz enthält Abb. 18 bei  $q^2 = 0$  einen Wert für  $D/H$ , der aus neueren Analysen<sup>61</sup> der Photoproduktionsmessungen folgt. In der Elektroproduktion wird die zweite Resonanz bei kleinem Viererimpulsübertrag am Neutron und Proton etwa gleich stark angeregt ( $D/H \approx 2$ ). Mit wachsendem  $|q^2|$  wird das Verhältnis  $D/H$  kleiner. Aus einem  $\chi^2$ -Test folgt, daß die Hypothese  $D/H = 2$  für  $q^2 > 0.3 \text{ GeV}^2$  mit 99.5% Wahrscheinlichkeit falsch ist. Daraus kann gefolgert werden, daß bei hohem Viererimpulsübertrag eine Interferenz zwischen isovektorieller und isoskalarer Amplitude auftritt (Formel 20).

Für die dritte Resonanz ergibt sich die Analyse des vorliegenden Experiments im Rahmen relativ großer systematischer Fehler, daß Neutron und Proton etwa gleich stark zum Resonanzmaximum beitragen. Aus Photoproduktionsmessungen<sup>27,28</sup> folgt dagegen, daß die  $F_{15}(1688)$ -Resonanz am Neutron kaum angeregt wird. Dieser Unterschied könnte folgende Ursachen haben:

Quarkmodellen<sup>14,15</sup> zufolge werden außer der  $F_{15}(1688)$ -Resonanz andere Nukleonen- und  $\Delta$ -Resonanzen im selben Massenbereich angeregt, von denen einige vorwiegend in Drei-Teilchen-Endzustände<sup>58</sup> zerfallen. In Blaskammerexperimenten wurde aber nur der Zwei-Teilchen-Endzustand  $p\pi^-$  von Neutronresonanzen analysiert. Das Neutron-Proton-Verhältnis des totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitts<sup>27</sup> wurde nicht mit

der Fermibewegung korrigiert, so daß die im vorliegenden Experiment ermittelten Werte für D/H damit nicht direkt vergleichbar sind.

### 3. Prüfung der Summenregeln

Um die Integrale der Summenregeln (28) und (31) berechnen zu können, muß zum einen die Skalenfunktion  $f(\omega')$  der tief inelastischen Elektronenstreuung und zum anderen die Strukturfunktion  $\nu W_2$  für festes  $q^2$  im ganzen Resonanzgebiet bekannt sein. Die Skalenfunktionen für das Proton und Deuteron wurden der Literatur<sup>31,39</sup> entnommen. Die Strukturfunktion wurde durch kubische Interpolation zwischen den in diesem Experiment gemessenen Spektren bestimmt. Auf den Abbildungen 21 - 23 sind die so bestimmten  $\nu W_2$ -Werte des Protons für  $|q^2| = 0.4, 1.0, 1.4 \text{ GeV}^2$  aufgetragen. Zusätzlich ist die Skalenfunktion in Abhängigkeit von  $\omega'$ ,  $\omega_L$  und  $\omega_W$  aufgetragen. Nur bei hohem Viererimpulsübertrag werden die Resonanzdaten von  $f(\omega')$  und  $f(\omega_L)$  befriedigend gemittelt. Dagegen ist auch bei kleinem  $|q^2|$  die Funktion  $\omega/\omega_W f(\omega_W)$  eine gute Mittelung der gemessenen Strukturfunktionen. Das deutet darauf hin, daß die Rittenberg-Rubinstein-Summenregel (31) auch bei kleinem Viererimpulsübertrag gültig ist. Die Abbildungen 24 - 26 zeigen denselben Sachverhalt für Deuterium.

Für einen quantitativen Test der Summenregeln wurde die Größe

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\int_0^{\nu^{\text{Max}}} \nu W_2(q^2, \nu) d\nu}{\int_0^{\nu^{\text{Max}}} f(\omega') d\nu} \quad (60)$$

gebildet, die bei Gültigkeit der Summenregel eins sein sollte. Auf Abb. 27 ist die Abhängigkeit von  $I_2/I_1$  vom Viererimpulsübertrag für Proton- und Deuterontarget aufgetragen. Die obere Integrationsgrenze wurde so gewählt, daß das Resonanzgebiet bis  $W = 1.8 \text{ GeV}$  eingeschlossen wurde. Wie erwartet, gilt die Bloom-Gilman-Summenregel (28) erst oberhalb von etwa  $|q^2| = 1.2 \text{ GeV}^2$ . Als Funktion von  $q^2$  zeigt  $I_2/I_1$  für Protonen und Deuteronen sehr ähnliches Verhalten. Auch bei Integration nur bis  $W^{\text{Max}} = 1.3 \text{ GeV}$  (Elastische Streuung und erste Resonanz) unterscheiden sich Proton und Deuteron kaum.

Als Test für die lokale Gültigkeit der Summenregel wurde  $I_2/I_1$  in Abhängigkeit von der oberen Integrationsgrenze aufgetragen (Abb. 28). Im Gebiet zwischen elastischer Streuung und erster Resonanz unterscheidet sich  $I_2/I_1$  von Proton und Deuteron deutlich.

Die entsprechenden Ergebnisse bei Benutzung der Skalenvariablen  $\omega_L$  sind auf den Abbildungen 29 und 30 zusammengefaßt. Bei Integration über das Resonanzgebiet bis  $W^{\text{Max}} = 1.8 \text{ GeV}$  setzt die Gültigkeit der Summenregel (Gleichung (28) mit  $\omega_L$  statt  $\omega'$ ) schon bei  $|q^2| > 0.5 \text{ GeV}^2$  ein. Die Forderung der lokalen Dualität, die Mittelung einzelner Resonanzen durch die Skalenfunktion, wird von  $f(\omega_L)$  nicht erfüllt.

Die freien Parameter der Rittenberg-Rubinstein-Summenregel (31) wurden für Protonen und erstmals auch für Deuteronen bestimmt. Durch Minimalisierung des Summenregelintegrals ergaben sich im Falle des Protons und Deuterons dieselben Parameter:

$$a^2 = (1.3 \pm 0.07) \text{ GeV}^2$$

$$b^2 = (0.4 \pm 0.02) \text{ GeV}^2$$

\*

Diese Werte stimmen mit den Ergebnissen anderer Autoren<sup>37,38</sup> für Protonen überein.

Auf Abb. 31 ist die Größe

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{\int_0^{v_{\text{Max}}} \frac{\omega}{\omega_W} v W_2(q^2, v) dv}{\int_0^{v_{\text{Max}}} f(\omega_W) dv} \quad (61)$$

in Abhängigkeit von  $q^2$  aufgetragen. Bei Integration bis  $W^{\text{Max}} = 1.8 \text{ GeV}$  ist die Rittenberg-Rubinstein-Summenregel (31) für den gesamten untersuchten Bereich von  $q^2$  für Proton und Deuteron gut erfüllt. Bei der Prüfung der lokalen Dualität (Abb. 32) zeigen sich wie bei den anderen Summenregeln Unterschiede zwischen Proton und Deuteron.

Aus dem Vergleich der tief inelastischen Wirkungsquerschnitte von Proton und Deuteron kann eindeutig geschlossen werden, daß die entsprechende Streuamplitude eine nichtdiffraktive Komponente besitzt. Denn das Verhältnis der Neutron- und Protonwirkungsquerschnitte ist für kleine  $\omega'$  ungleich eins. Für  $\omega' \geq 1.7$  ist folgender Zusammenhang mit den Meßdaten verträglich<sup>3</sup>:

$$\left(\frac{D}{H} - 1\right) = \frac{N}{H} = 1 - \frac{1}{\omega'} \quad (62)$$

Das Verhältnis der Neutron- und Protonwirkungsquerschnitte im Resonanzgebiet hängt für  $|q^2| \geq 0.5 \text{ GeV}^2$  und  $W > 1.3 \text{ GeV}$  in derselben Weise von  $\omega'$  ab (Abb. 33). Die Meßdaten aus dem Gebiet der ersten Resonanz weichen von diesem Verhalten ab, da hier unabhängig von  $\omega'$  die Neutron- und Protonwirkungsquerschnitte gleich sind. Das muß als Argument gegen

die strenge Gültigkeit der lokalen Dualität im Gebiet der  $\Delta(1236)$ -Resonanz gewertet werden. Die erste Resonanz trägt im Sinne der lokalen Dualität zuviel zum Summenregelintegral (28, 31) bei. Andererseits ergibt die elastische Neutronenstreuung einen geringeren Beitrag als der entsprechende Teil der Neutronskalenfunktion. Die Tatsache, daß die Summenregeln bei Integration über das ganze Resonanzgebiet für Proton und Deuteron gleich gut erfüllt sind, ist auf die gegenseitige Kompensation dieser beiden Effekte zurückzuführen.

Es bleibt das erstaunliche Ergebnis, daß tief inelastische Elektronenstreuung und Elektroproduktion von Resonanzen sich gegenseitig einschränken, daß also die kohärente Anregung von Nukleonenresonanzen nicht unabhängig von der inkohärenten Streuung an Bestandteilen der Nukleonen ist. Dieser Sachverhalt gilt für das Neutron ebenso wie für das Proton, obwohl die Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte des Protons und Neutrons in der ersten Resonanz dem zu widersprechen schien.

F ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde über ein Experiment berichtet, mit dem die Streuung von Elektronen an Protonen und Deuteronen im gesamten Resonanzgebiet bis  $W = 1.85 \text{ GeV}$  und über einen weiten Bereich des Viererimpulsübertrages ( $0.1 \text{ GeV}^2 < q^2 < 1.5 \text{ GeV}^2$ ) untersucht worden ist. Eine Methode zur quantitativen Berücksichtigung der Fermibewegung im Deuteron wurde entwickelt. Dadurch konnten erstmals totale Wirkungsquerschnitte für die Absorption virtueller Photonen an Neutronen im Resonanzgebiet angegeben werden und die Anregung von Resonanzen am Proton und Neutron verglichen werden.

1. Die  $\Delta(1236)$ -Resonanz wird am Proton und Neutron gleich stark angeregt. Es trägt also nur die isovektorielle Amplitude zur ersten Resonanz bei. Die Abhängigkeit des magnetischen Übergangsformfaktors der  $\Delta(1236)$ -Resonanz vom Viererimpulsübertrag stimmt für Proton und Neutron mit den Vorhersagen eines dispersionstheoretischen Modells von Gutbrod und Simon überein.
2. Das Schwellenverhalten der beitragenden Multipole bewirkt, daß die Wirkungsquerschnitte im Gebiet der zweiten und dritten Nukleonresonanz mit wachsendem  $|q^2|$  weniger stark abnehmen als die der ersten Resonanz. Die Resonanzanteile des Protonwirkungsquerschnittes wurden mit den Vorhersagen symmetrischer Quarkmodelle verglichen. Die Neutronwirkungsquerschnitte der zweiten und dritten Resonanz unterscheiden sich bei kleinem Viererimpulsübertrag nicht von denen des Protons. Eine Interferenz zwischen isoskalarer und isovektorieller Amplitude bewirkt bei höheren Viererimpulsüberträgen ( $|q^2| \geq 0.5 \text{ GeV}^2$ ), daß die Neutronwirkungsquerschnitte der zweiten Resonanz kleiner als die des Protons werden.

3. Mit Summenregeln kann ein Zusammenhang zwischen den inkohärenten Wirkungsquerschnitten der tief inelastischen Elektronenstreuung und den Resonanzwirkungsquerschnitten hergestellt werden. Es konnte gezeigt werden, daß dieser Zusammenhang für das Neutron ebenso besteht wie für das Proton. Die Bloom-Gilman-Summenregel ist für Proton und Deuteron für  $|q^2| \geq 1.2 \text{ GeV}^2$  erfüllt. Die freien Parameter der Rittenberg-Rubinstein-Summenregel wurden für Proton und Deuteron bestimmt. Es ergaben sich jeweils die gleichen Werte, mit denen die Summenregel im gesamten untersuchten Bereich des Viererimpulsübertrages gültig ist.
  
4. Oberhalb der ersten Resonanz ( $W > 1.3 \text{ GeV}$ ) zeigt das Verhältnis der Neutron- zu Protonwirkungsquerschnitte als Funktion von  $\omega'$  dasselbe Verhalten wie die Meßwerte im tief inelastischen Bereich. Von diesem Verhalten weichen die Wirkungsquerschnitte der ersten Resonanz und der elastischen Streuung ab. Das letzte spricht gegen die Annahme, daß Summenregeln auch lokal für einzelne Resonanzen aufgestellt werden können. Die Gültigkeit von Summenregeln wird vielmehr erst durch das Zusammenwirken mehrerer Resonanzen gewährleistet.

LITERATURVERZEICHNIS

1. W.K.H. Panofsky  
14<sup>th</sup> International Conference on High Energy Physics  
Wien 1968, S. 23  
  
E. Bloom, D. Coward, H. De Staebler, J. Drees, J. Litt,  
G. Miller, L. Mo, R.E. Taylor, M. Breidenbach,  
J.I. Friedman, H.W. Kendall, S. Loken  
14<sup>th</sup> International Conference on High Energy Physics  
Wien 1968, Konferenzbericht 563
2. E. D. Bloom und F.J. Gilman  
Phys. Rev. Lett. 25, 1140 (1970)
3. A. Bodek, M. Breidenbach, D.J. Dubin, J.E. Elias,  
J.I. Friedman, H.W. Kendall, J.S. Poucher, E.M. Riordan,  
M.R. Sogard, D.H. Coward  
Phys. Rev. Lett. 30, 1087 (1973)
4. W. Bartel, B. Dudelzack, H. Krehbiel, J. McElroy,  
R.J. Morrison, W. Schmidt, V. Walther, G. Weber  
Phys. Rev. D4, 2901 (1971)  
  
J. Bleckwenn, S. Hartwig, F.H. Heimlich, G. Huber,  
M. Köbberling, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener,  
D. Zeller  
unveröffentlicht
5. L.N. Hand  
Phys. Rev. 129, 1834 (1963)
6. J.D. Bjorken, I.D. Walecka  
Ann. Phys. (New York) 38, 35 (1966)

7. M. Gourdin  
Nuovo Cimento 37, Nr. 1, 208 (1965)
8. L.W. Mo, Y.S. Tsai  
Rev. Mod. Phys. 41, 205 (1969)
9. W. Bartel, F.-W. Büßer, W.R. Dix, R. Felst, D. Harms,  
K. Krehbiel, P.E. Kuhlmann, J. McElroy, J. Meyer,  
G. Weber  
DESY 71/21 (1971)
10. J.C. Alder, F.W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehrenbach,  
W. Flauger, K.H. Frank, E. Ganßauge, J. Gayler,  
W. Krechlok, V. Korbel, J. May, M. Merkwitz,  
P.D. Zimmermann  
Nucl. Phys. B48, 487 (1972)
11. P.L. Pritchett  
DESY 71/38 (1971)
12. P. Söding  
Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach 1969
13. R.P. Feynman, M. Kislinger, F. Ravndal  
Phys. Rev. D3, 2706 (1971)
14. R.G. Lipes  
Phys. Rev. D5, 2533 (1972)
15. F. Ravndal  
Phys. Rev. D4, 1466 (1971)
16. P. Stichel  
Fortschritte der Physik 13, 73 (1965)

17. A.B. Clegg  
Proceedings of the VI<sup>th</sup> International Conference on  
Electron and Proton Interactions at High Energies,  
Liverpool 1969
18. A.I. Sanda und G. Shaw  
Phys. Rev. Lett. 24, 1310 (1970)  
Phys. Rev. D3, 243 (1971)
19. J.J. Sakurai  
Currents and Mesons, Chicago Press, Chicago 1969
20. B. Gittelmann und W. Schmidt  
Phys. Rev. 175, 1998 (1968)
21. W. Bartel  
Dissertation Hamburg 1969  
DESY, Interner Bericht F22 - 69/3 (1969)
22. F. Gutbrod, D. Simon  
Nuovo Cimento 51A, 602 (1967)
23. J. Bleckwenn  
Dissertation Karlsruhe 1971  
DESY, Interner Bericht F23 - 71/2 (1971)
24. R.L. Walker  
Proceedings of Liverpool Conference on High Electron  
Photon Interactions (1969), S. 23

25. Vith International Symposium on Electron and Photon Interactions, Bonn, August 1973:
- U. Beck, K.H. Becks, V. Burkert, J. Drees, G. Knop, H. Kolanoski, M. Leenen, K. Moser, Ch. Nietzel, J. Päsler, K. Rith, R. Sauerwein, E. Schlösser und H.E. Stier
- Konferenzbericht Nr. 27
- J.C. Alder, H. Behrens, F.W. Brasse, W. Fehrenbach, J. Gayler, V. Korbel, W. Krechlok, J. May und M. Merkwith
- Konferenzbericht Nr. 156
26. P.S. Kummer, E. Ashburner, G. Hughes, R. Siddle, J. Allison, B. Dickinson, E. Evangelides, M. Ibbotson, R.S. Lawson, R.S. Meaburn, H.E. Montgomery und W.J. Shuttleworth
- Phys. Rev. Lett. 30, 873 (1973)
27. T.A. Armstrong, W.R. Hogg, G.M. Leweis, A.W. Rubertson, G.R. Brookes, A.S. Clough, J.H. Freeland, W. Balbraith, A.F. King, W.R. Rawlinson, N.R.S. Tait, O.J.C. Thompson und B.W.L. Tolfrees
- Nucl. Phys. B41, 445 (1972)
28. H. Butenschön
- Dissertation Hamburg 1970
29. L.A. Copley, G. Karl, E. Obryk
- Nucl. Phys. B13, 303 (1969)
30. J.D. Bjorken
- Phys. Rev. 179, 1547 (1969)

31. G. Miller, E.D. Bloom, G. Buschhorn, D.H. Coward,  
H. De Staebler, J. Drees, C.L. Jordan, L.W. Mo,  
R.E. Taylor, J.I. Friedman, G.C. Hartmann, H.W. Kendall,  
R. Verdier  
Phys. Rev. D5, 528 (1971)
32. E.D. Bloom und F.J. Gilman  
Phys. Rev. D4, 2901 (1971)
33. M. Breidenbach und J. Kuti  
Phys. Lett. 41B, 345 (1972)
34. V. Rittenberg und H.R. Rubinstein  
Phys. Lett. 35B, 50 (1971)
35. R. Dolen, D. Horn, C. Schmid  
Phys. Rev. Lett. 19, 402 (1967)  
Phys. Rev. 166, 1768 (1968)
36. E.D. Bloom und F.J. Gilman  
SLAC-PUB-042 (1971)
37. J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener, J. Bleckwenn,  
E. Engels Jr.  
Nucl. Phys. B41, 336 (1972)
38. F.W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehrenbach, K.H. Frank,  
E. Ganßauge, J. Gayler, V. Korbel, J. May,  
M. Merkwitz, V. Rittenberg, H.R. Rubinstein  
Nucl. Phys. B39, 421 (1972)
39. H.W. Kendall  
Proc. 1971 International Symposium on Electron and  
Photon Interactions at High Energies,  
Cornell University

40. G.F. Chew und G.C. Wick  
Phys. Rev. 85, 636 (1952)
41. S.J. Brodsky und J. Pumplin  
Phys. Rev. 182, 1794 (1969)
42. G. Neugebauer, W. Wales, R.L. Walker  
Phys. Rev. 119, 1726 (1960)
43. L. Hulthén, M. Sugawara  
Handbuch der Physik 39, 2 (1957)
44. G. Hemmie und H. Walther  
DESY - 70/51 (1970)
45. V. Eckardt  
DESY - 67/12 (1967)
46. G. Kessler  
DESY - 67/44 (1967)
47. W. Schmidt-Parzefall  
KFK 769 (1968)  
Dissertation Karlsruhe 1968
48. S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz,  
K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener  
Nucl. Instr. 76, 337 (1969)
49. S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz,  
K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener,  
J. Bleckwenn  
Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK-963 (1969)

50. J. Moritz  
Dissertation Karlsruhe 1970 und  
DESY-F23-71/1 (1971) (Interner Bericht)
51. W.-R. Merget  
Staatsexamensarbeit, Karlsruhe 1973
52. L. Durand III  
Phys. Rev. 115, 1020 (1959)  
Phys. Rev. 123, 1303 (1961)
53. M. Köbberling, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener,  
D. Zeller, J. Bleckwenn, F.H. Heimlich  
Kernforschungszentrum Karlsruhe, KFK-Bericht 1822 (1973)
54. F.W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank,  
J. Gayler, V. Korbel, J. May, P.D. Zimmermann,  
E. Ganßauge  
DESY Bericht 71/2 (1971)
55. R. Smith and C. Wilkin  
Lettere al Nuovo Cimento, Vol. IV, Nr. 14, 627 (1970)
56. S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz,  
K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parzefall, D. Wegener  
Phys. Rev. D5, 519 (1972)
57. R.H. Dalitz und D.G. Sutherland  
Phys. Rev. 146, 1180 (1966)
58. A.H. Rosenfeld et al.  
Particle Properties, Reviews of Modern Physics,  
Vol. 45, Nr. 2 (1973)

59. J. Bleckwenn, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt,  
D. Wegener  
Nucl. Phys. B33, 475 (1971)
60. G. Ebel, A. Müllensiefen, H. Pilkuhn, F. Steiner,  
D. Wegener, M. Gourdin, C. Michael, J.L. Petersen,  
M. Rees, B.R. Martin, G. Dades, J.J. De Swart  
Nucl. Phys. B33, 317 (1971)
61. 6<sup>th</sup> International Symposium on Electron and Photon  
Interaction at High Energies, Bonn, August 1973:  
R.C.E. Devenish, W.A. Rankin und D.H. Lyth  
Konferenzbericht Nr. 53  
R.G. Moorhouse, H. Oberlack und A.H. Rosenfeld  
Konferenzbericht Nr. 241

VERZEICHNIS DER TABELLEN

- Tabelle 1: Definition von Isospinamplituden (Seite 9).
- Tabelle 2: Entwicklung der Erzeugungsamplituden nach Isospinamplituden (Seite 10).
- Tabelle 3: Eigenschaften des Elektronenspektrometers (Seite 27).
- Tabelle 4: Meßbereich dieses Experimentes (Seite 28).
- Tabelle 5: Korrekturen und Fehlerquellen (Seite 36).
- Tabelle 6: Systematische Fehler der Normierung (Seite 37).
- Tabelle 7: Resonanzwirkungsquerschnitte Proton (Seite 41).
- Tabelle 8: Verhältnis D/H der Resonanzwirkungsquerschnitte (Seite 43).
- Tabelle 9: Übergangsformfaktoren der ersten Resonanz (Seite 44).

Sämtliche Wirkungsquerschnitte dieses Experimentes sind tabelliert in Ref. 53.

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

1. Feynman Diagramm für die inelastische Elektron-Nukleon-Streuung (Seite 3).
2. Meßanordnung
3. Impulsakzeptanz: Abhängigkeit des effektiven Raumwinkels vom Krümmungsradius im Magneten.
4. Impulshöhenspektren im Schauerzähler.
5. Anteil des Pionuntergrundes an einem Proton- und einem Deuteronspektrum.
6. Vergleich der elastischen Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen der Rosenbluth-Formel und dem Dipolfit.
7. Protonwirkungsquerschnitte der ersten Resonanz. Vergleich der Ergebnisse dieses Experimentes mit Ergebnissen anderer Autoren<sup>21,54</sup>.
8.  $\nu W_2(W = 1.22, q^2)$ : Dieses Experiment im Vergleich mit Ref. 39.
9. Die Strukturfunktion  $\nu W_2(q^2, \nu)$  des Protons in Höhenliniendarstellung. Die eingezeichneten Geraden entsprechen den in diesem Experiment gemessenen Spektren.
10. Dasselbe wie Abb. 9 für das Deuteron. Zusätzlich wurden Höhenlinien der tief inelastischen Elektronenstreuung ( $\omega' = \text{const.}$ ) eingetragen.

11. - 16. Anpassung von Resonanzen und Untergrund an die folgenden Spektren:
11.  $H_2 \quad E_1 = 2.68 \text{ GeV} \quad \theta = 13^\circ$
12.  $H_2 \quad E_1 = 2.19 \text{ GeV} \quad \theta = 22^\circ$
13.  $H_2 \quad E_1 = 3.40 \text{ GeV} \quad \theta = 22^\circ$
14.  $D_2 \quad E_1 = 3.08 \text{ GeV} \quad \theta = 13^\circ$
15.  $D_2 \quad E_1 = 2.19 \text{ GeV} \quad \theta = 22^\circ$
16.  $D_2 \quad E_1 = 3.40 \text{ GeV} \quad \theta = 22^\circ$
17. Resonanzanteile des Protonwirkungsquerschnittes. Höhe der ersten, zweiten und dritten Resonanz im Resonanzmaximum.
18. Verhältnis zwischen den Resonanzwirkungsquerschnitten des Deuterons und Protons. Zusätzlich wurde ein Punkt für die Photoproduktion (Ref. 61) eingetragen.
19. Der magnetische Übergangsformfaktor  $G_M^*(q^2)$  des Protons und Neutrons im Vergleich mit theoretischen Vorhersagen von Gutbrod und Simon<sup>22</sup>.
20. Protonwirkungsquerschnitte der zweiten und dritten Resonanz im Vergleich mit Quarkmodellvorhersagen<sup>14,15</sup>.
21. - 26. Aus den Meßdaten interpolierte Strukturfunktionen  $\nu W_2(q^2, \nu)$  im Vergleich mit tief inelastischen Skalenfunktionen  $f(\omega')$ ,  $f(\omega_L)$ ,  $\omega_W/\omega$   $f(\omega_W)$ .
21.  $H_2 \quad -q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$

22.  $H_2$   $-q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$
23.  $H_2$   $-q^2 = 1.4 \text{ GeV}^2$
24.  $D_2$   $-q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$
25.  $D_2$   $-q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$
26.  $D_2$   $-q^2 = 1.4 \text{ GeV}^2$
27.  $I_2/I_1$  (Formel 60) in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag.
28.  $I_2/I_1$  in Abhängigkeit von  $W^{\text{Max}}$  für  $-q^2 = 1.3 \text{ GeV}^2$  und  $-q^2 = 0.8 \text{ GeV}^2$ .
29. Dasselbe wie Abb. 27 mit  $I_1 = \int_0^{v^{\text{Max}}} f(\omega_L) dv$
30. Dasselbe wie Abb. 28 mit  $I_1 = \int_0^{v^{\text{Max}}} f(\omega_L) dv$  für  $-q^2 = 1.0; 0.7; 0.4 \text{ GeV}^2$ .
31.  $I_2/I_1$  (Formel 61) in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag.
32.  $I_2/I_1$  (Formel 61) in Abhängigkeit von  $W^{\text{Max}}$ .
33. Das Verhältnis von Neutron- und Protonwirkungsquerschnitten  $D/H - 1$  in Abhängigkeit von  $1/\omega'$ . Die Gerade  $1 - 1/\omega'$  ist konsistent mit den entsprechenden Verhältnissen der tief inelastischen Elektronenstreuung<sup>3</sup>.

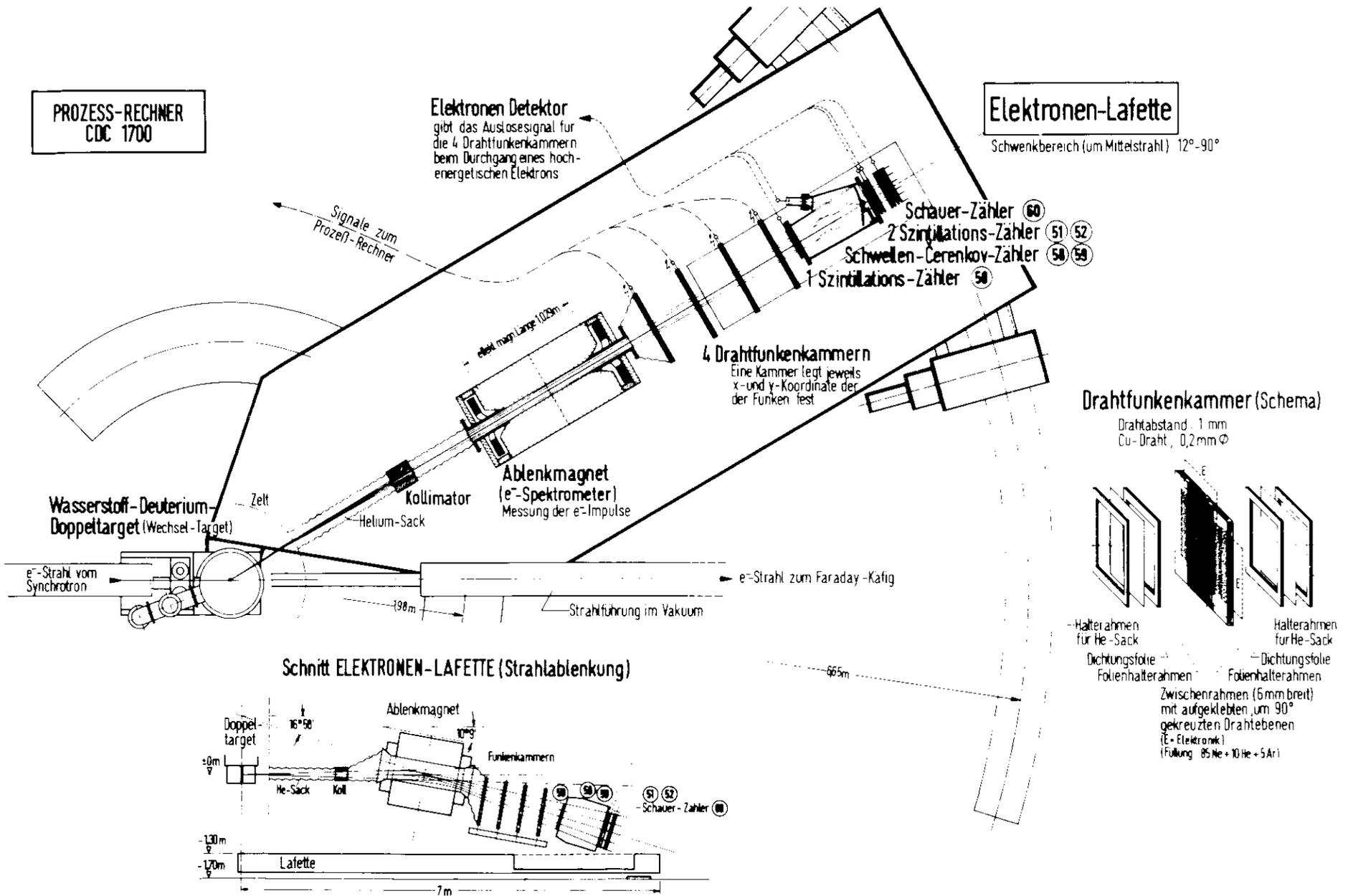


Abb. 2 Meßanordnung

# Impulsakzeptanz des Spektrometers

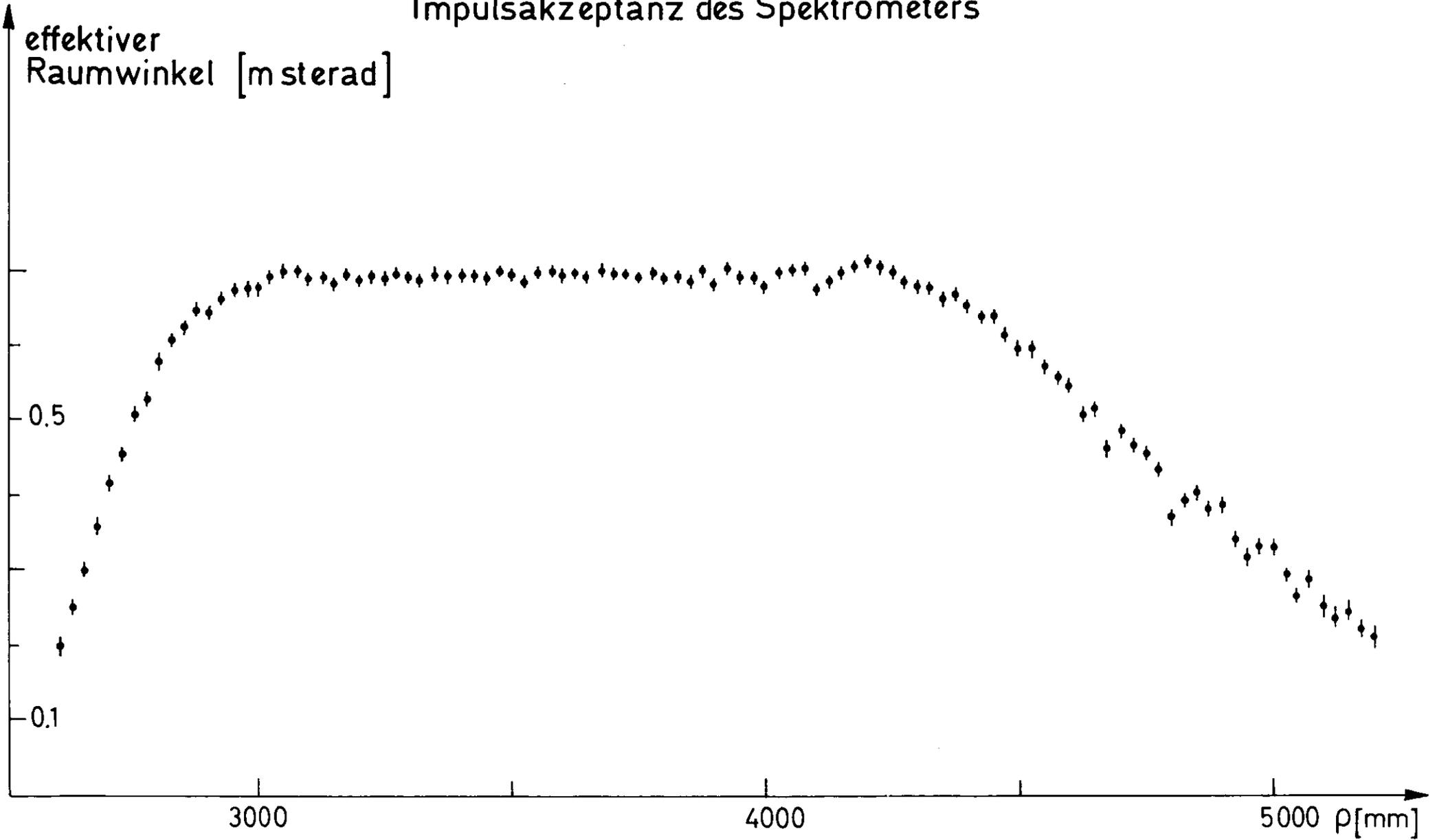


Abb. 3

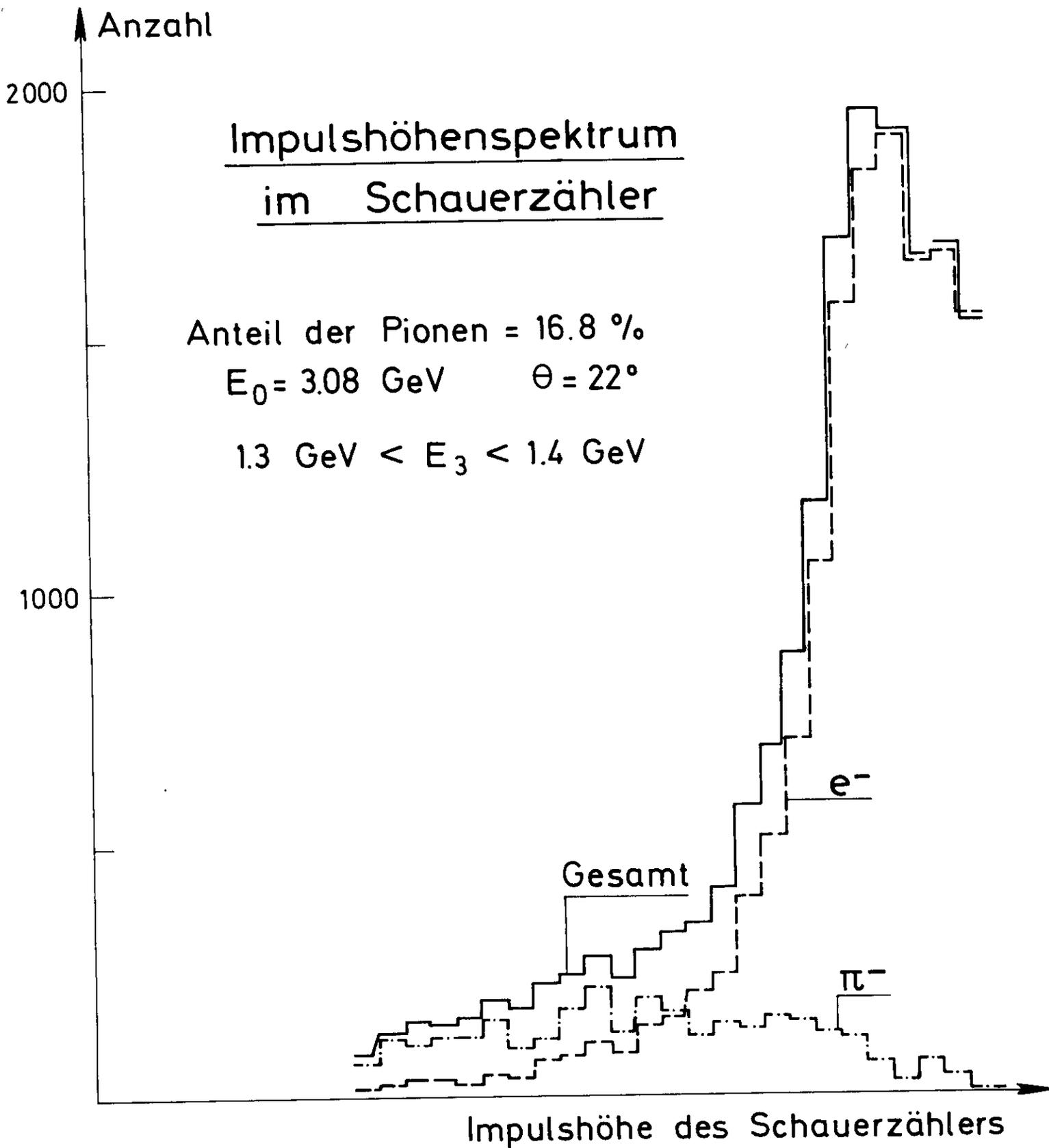


Abb. 4

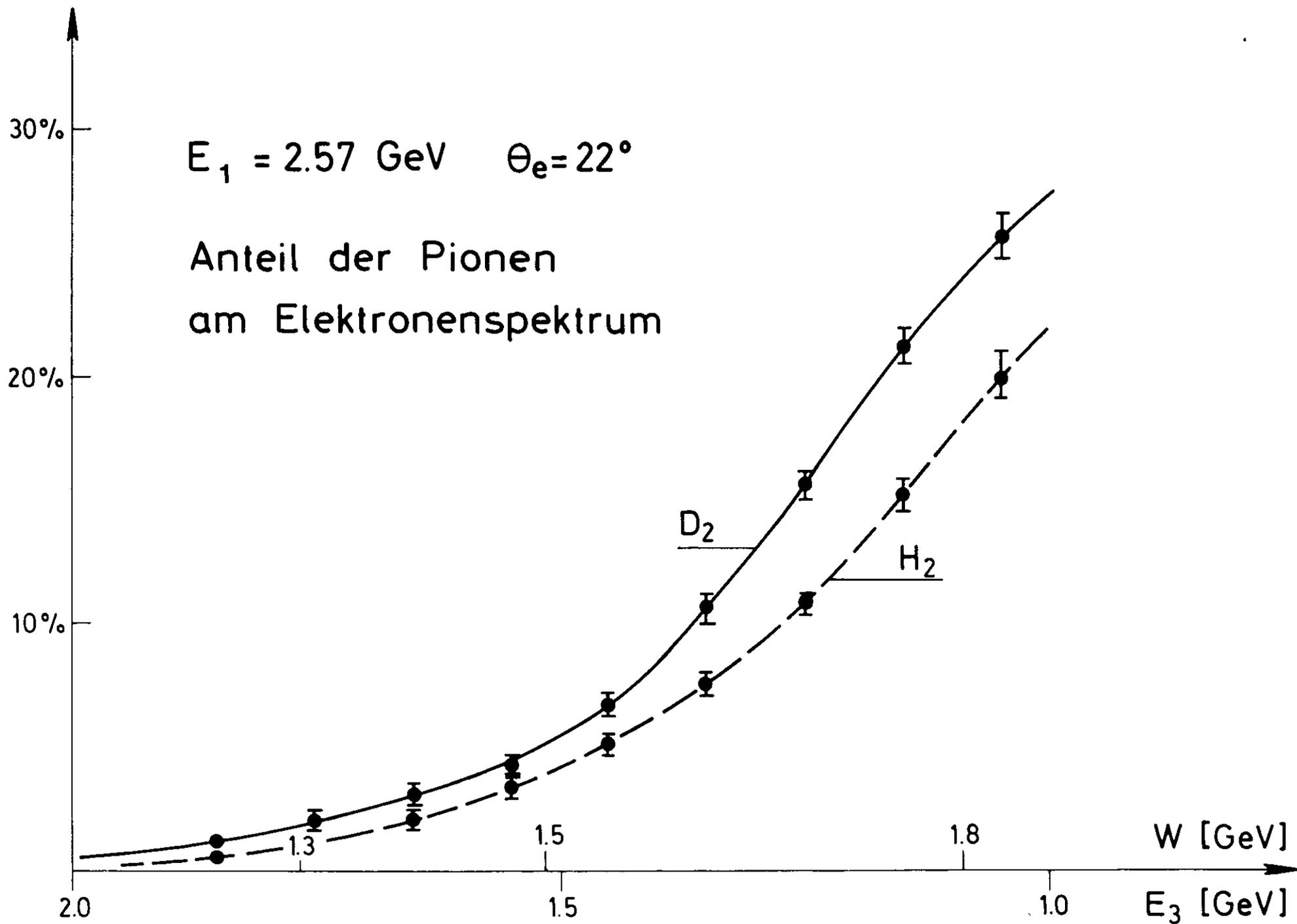


Abb. 5

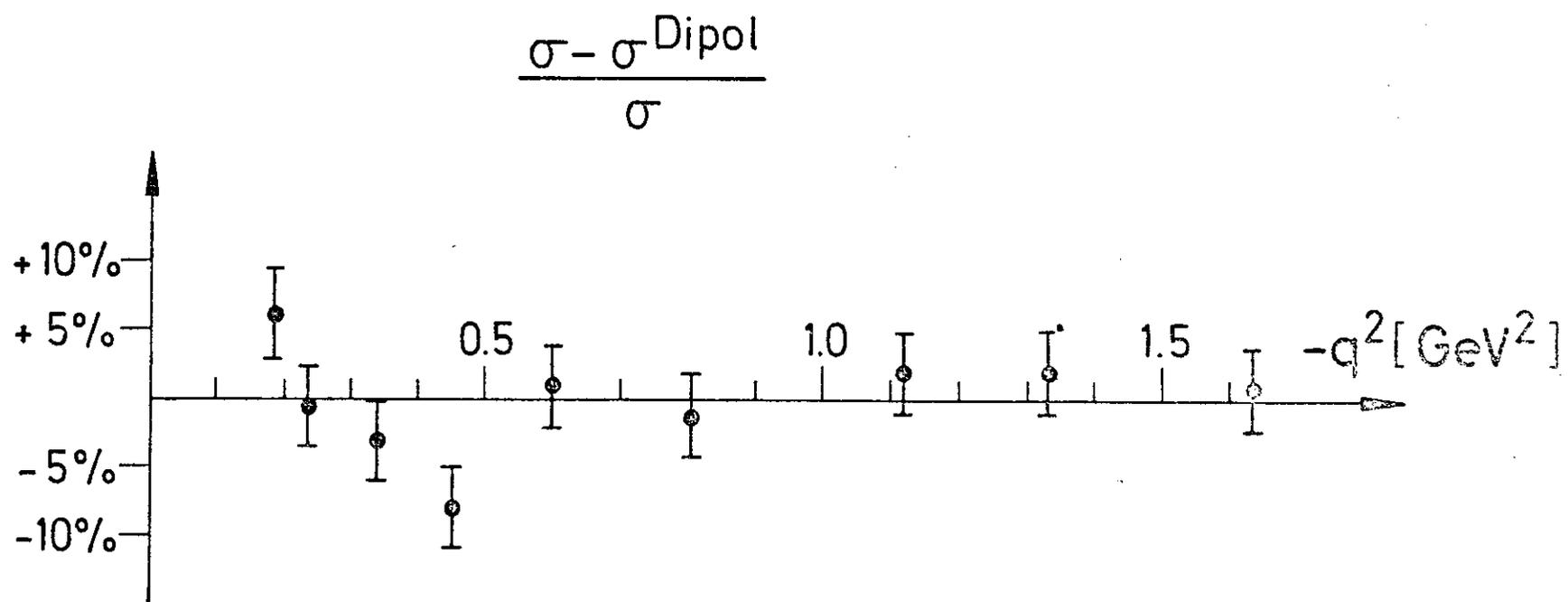


Abb. 6

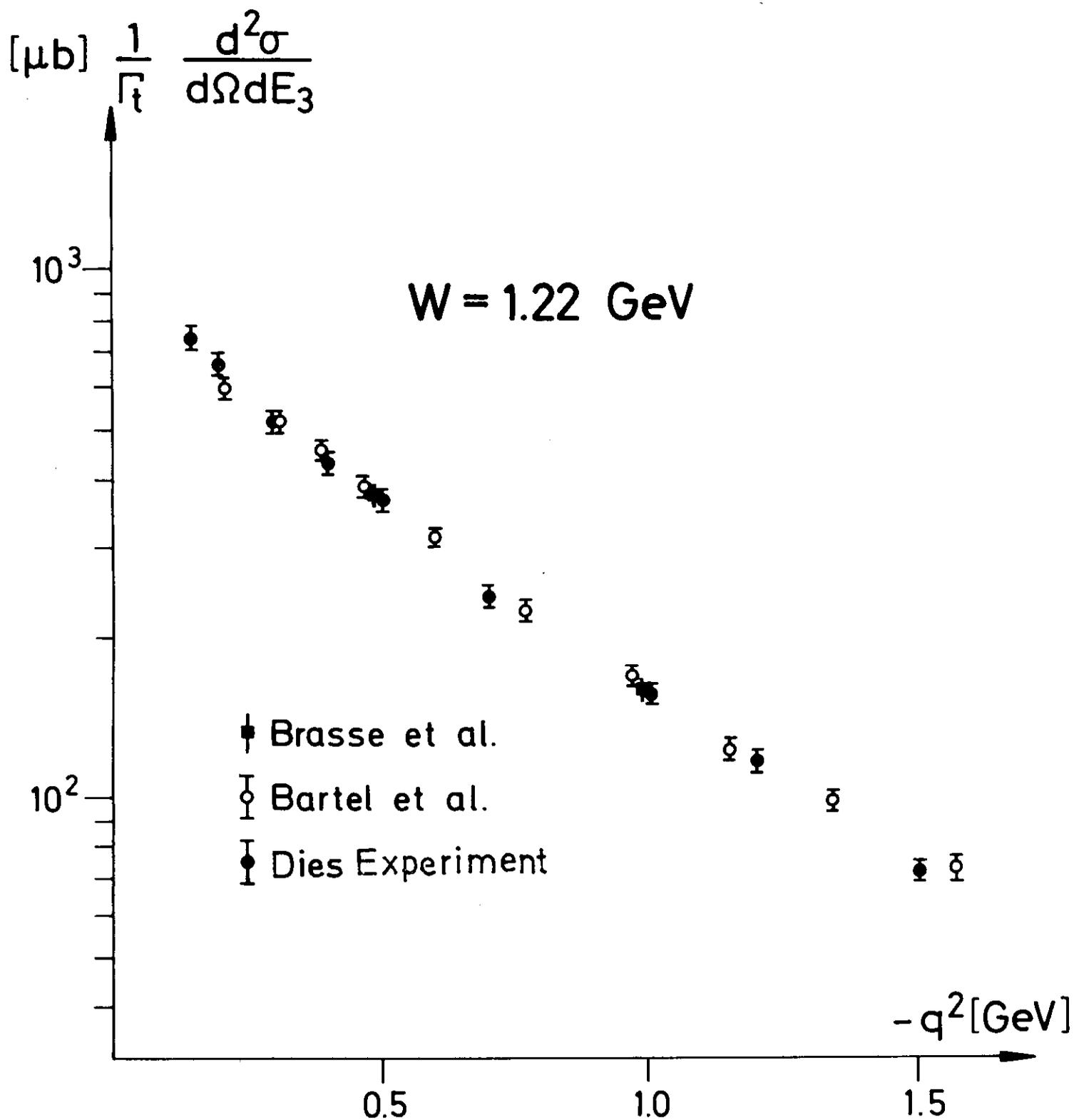
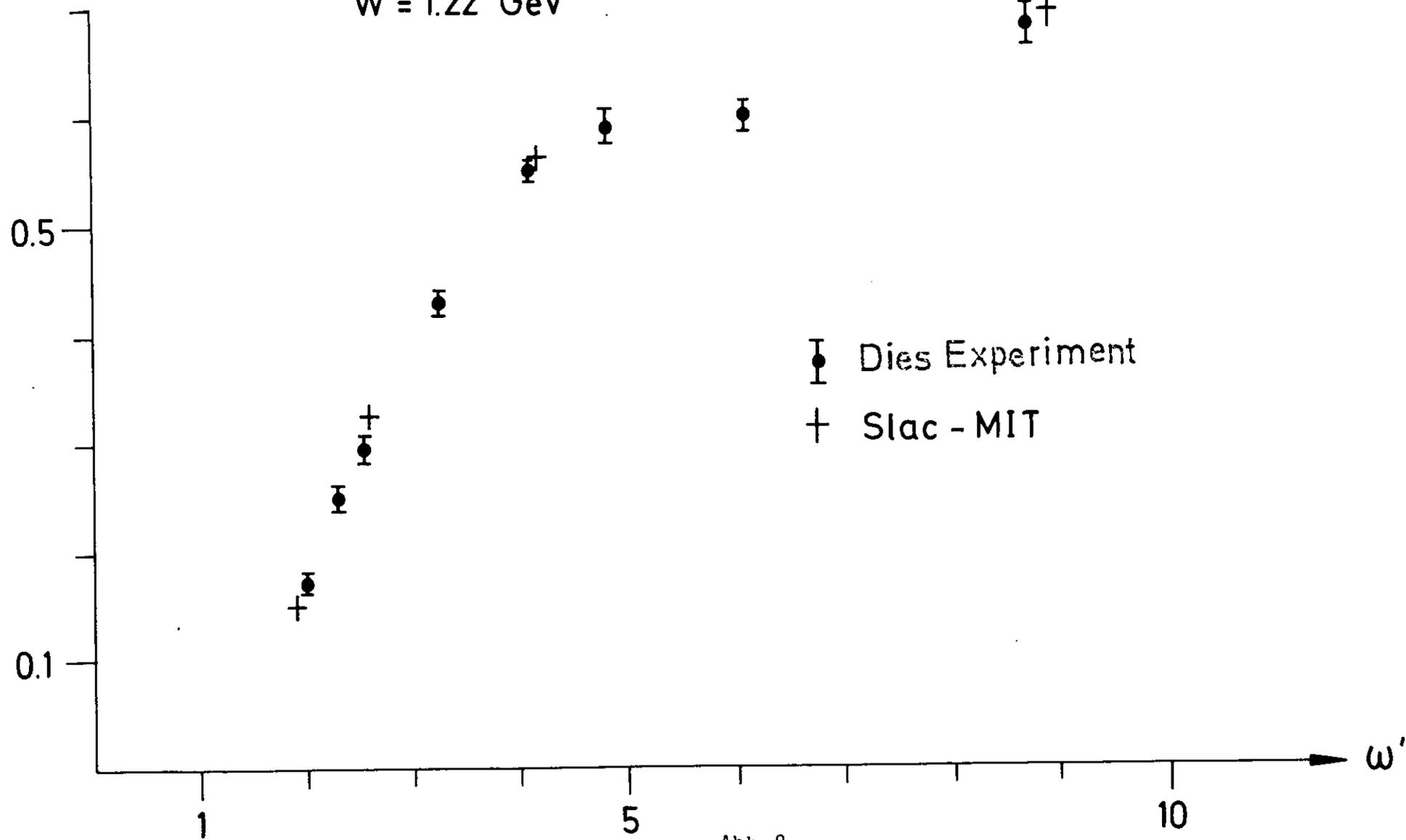


Abb. 7

# $\nu W_2$ (Deuteron)

$W = 1.22$  GeV



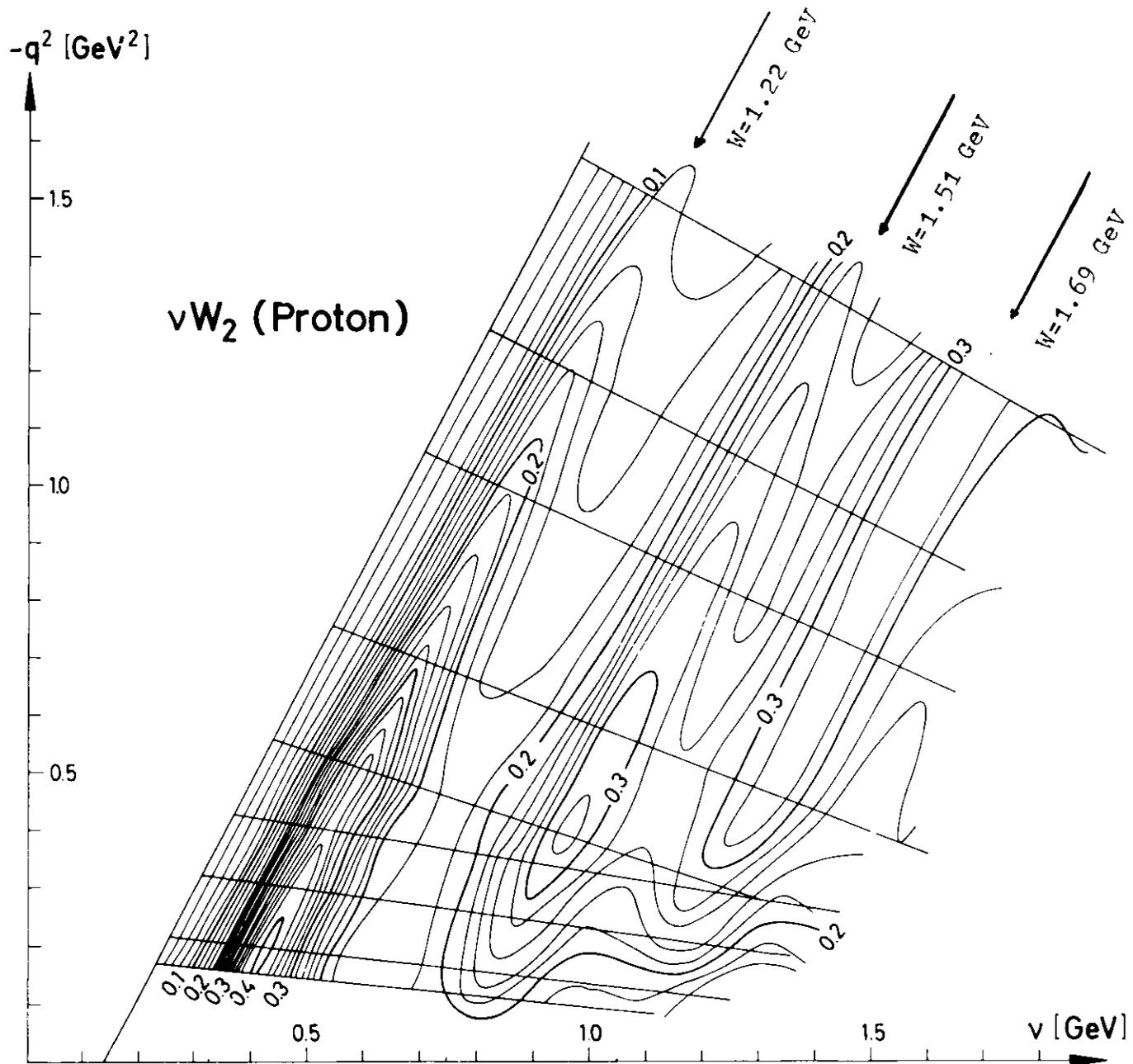


Abb. 9

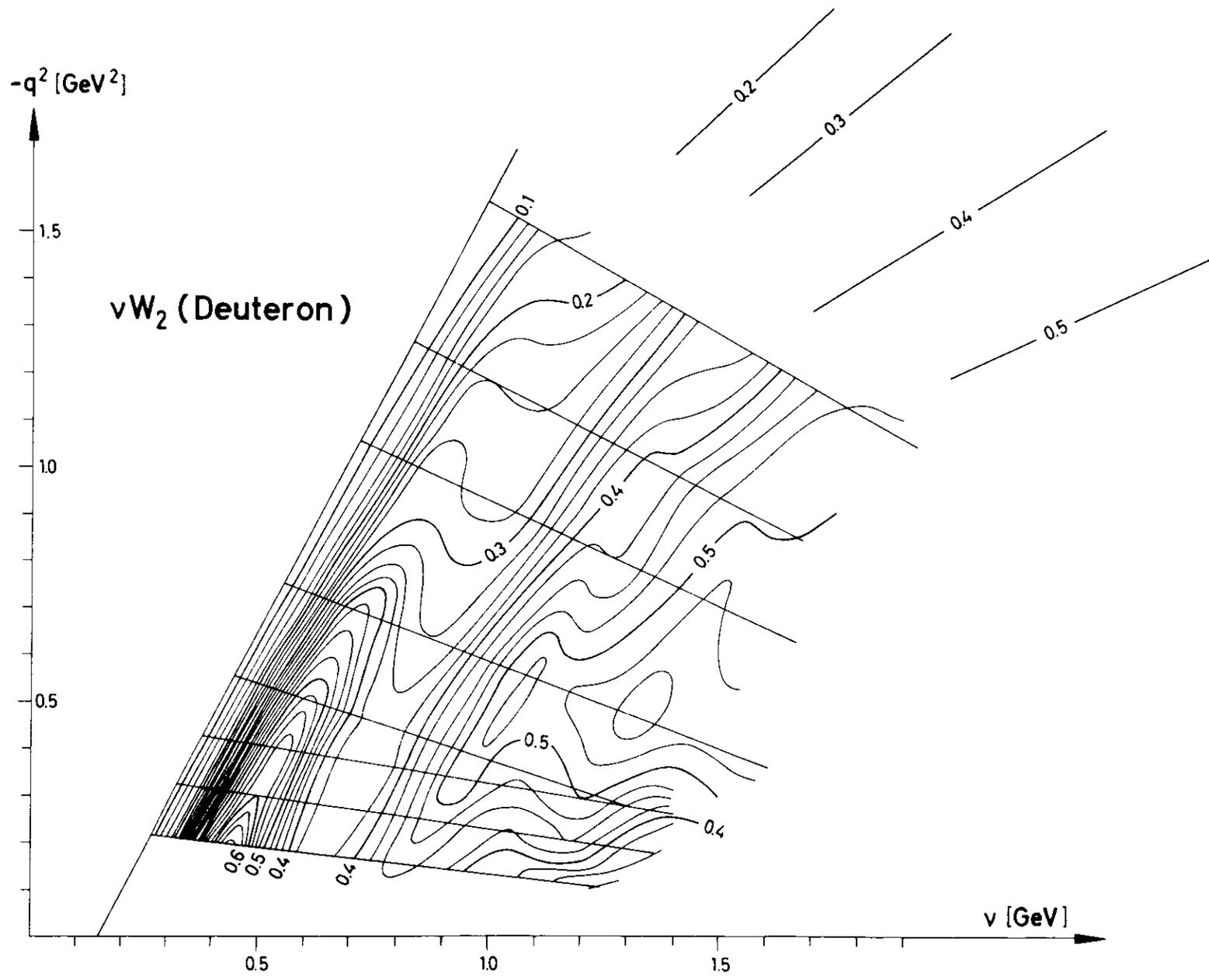


Abb. 10

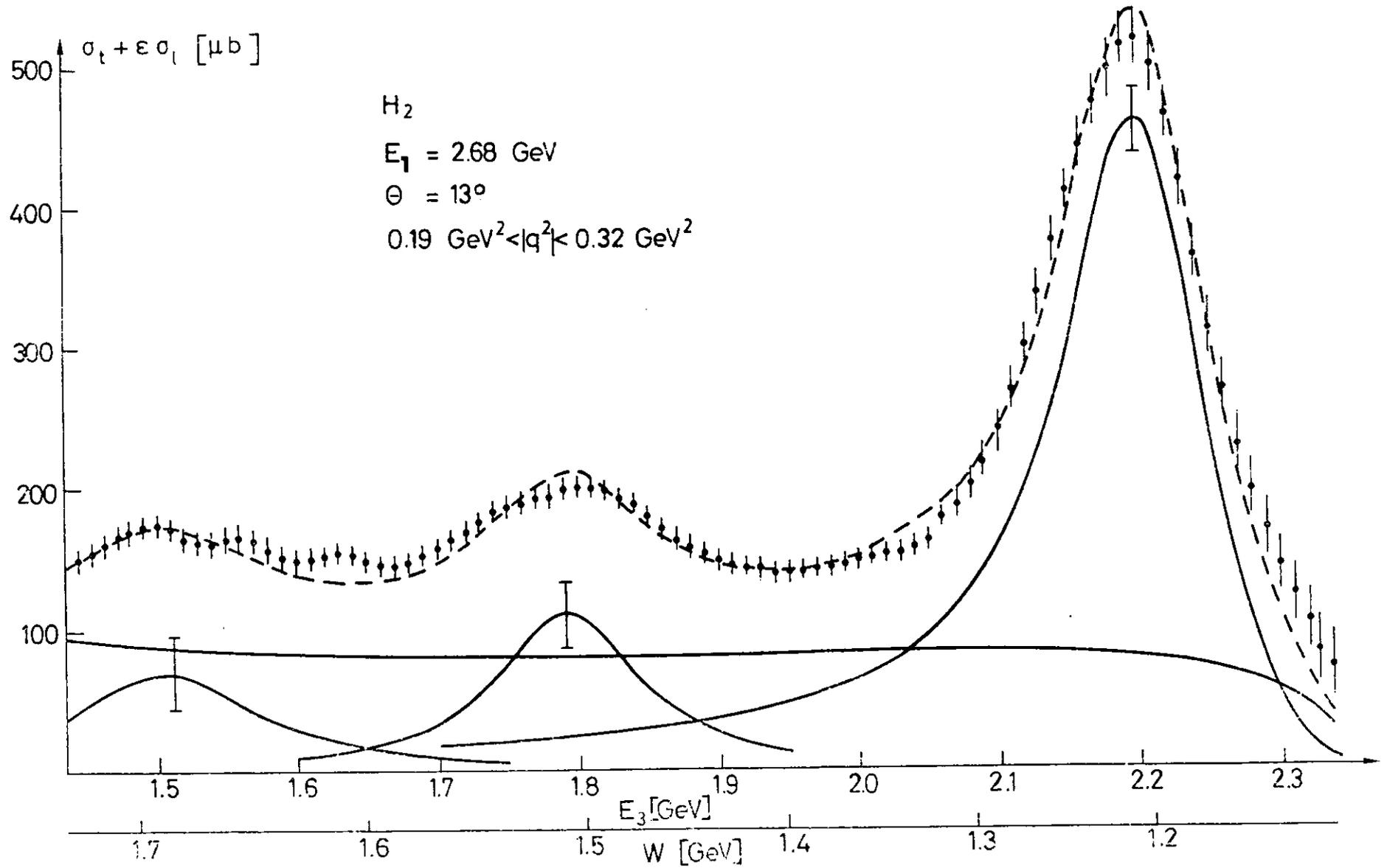


Abb. 11

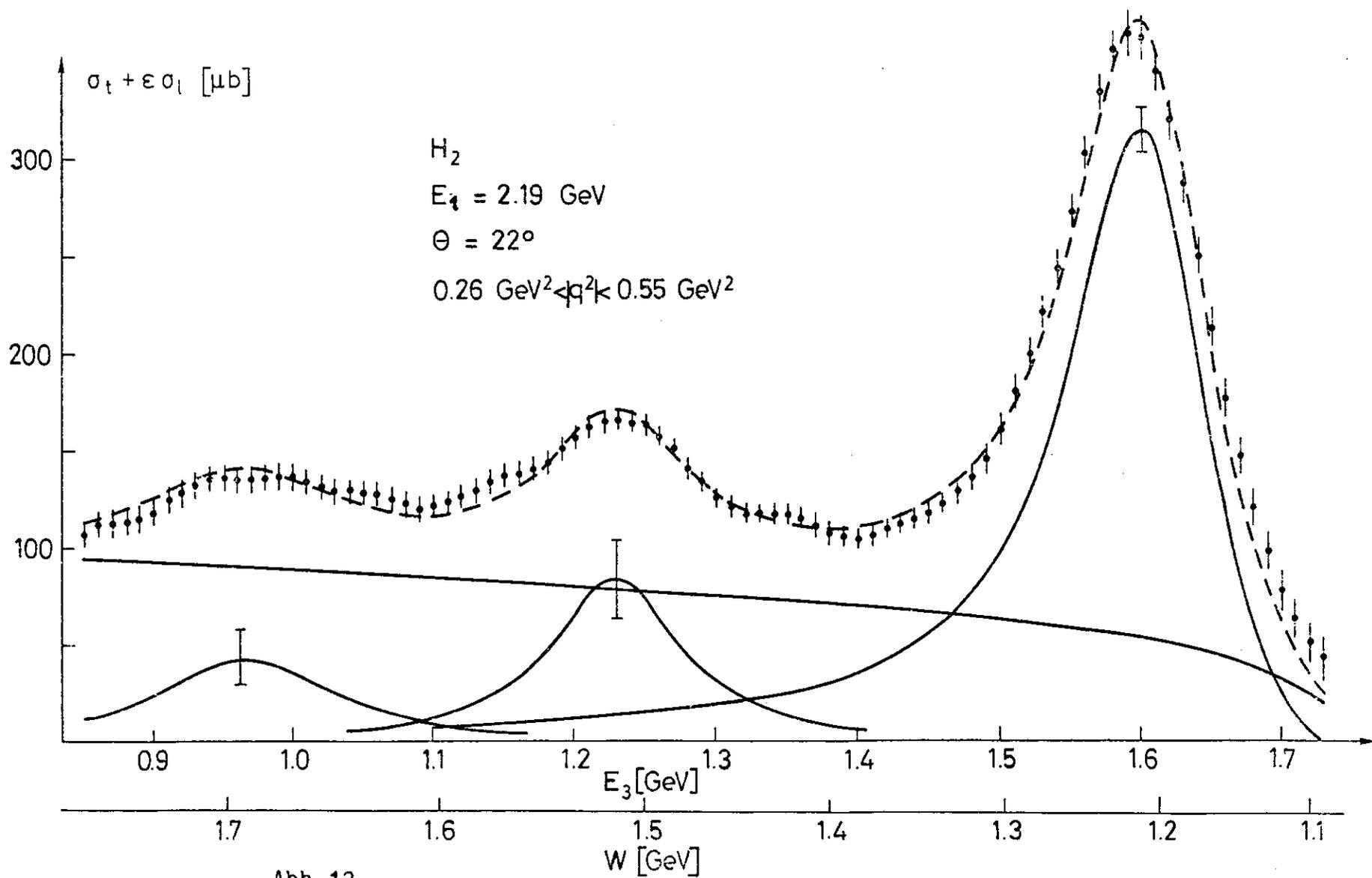


Abb. 12

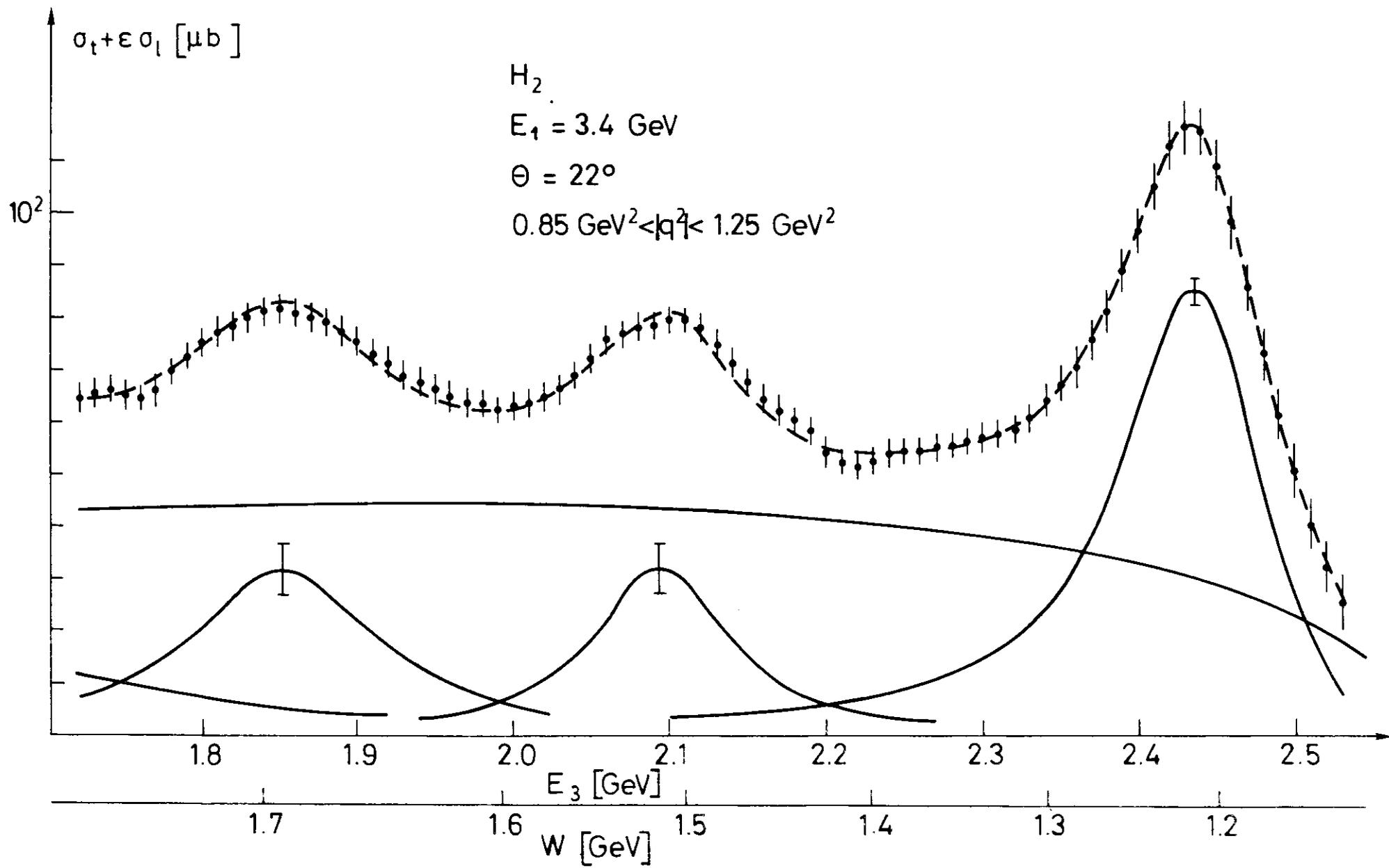
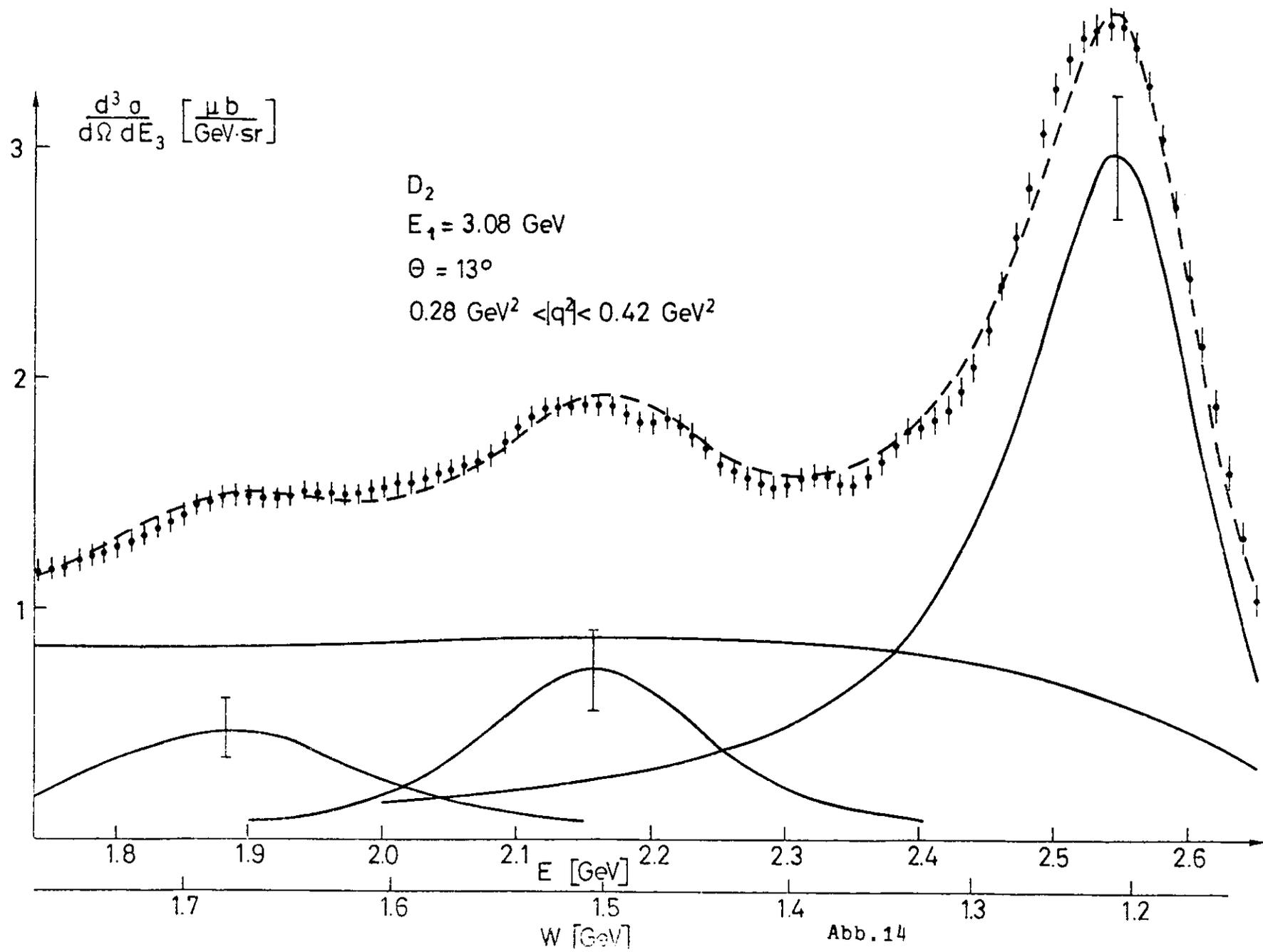


Abb. 13



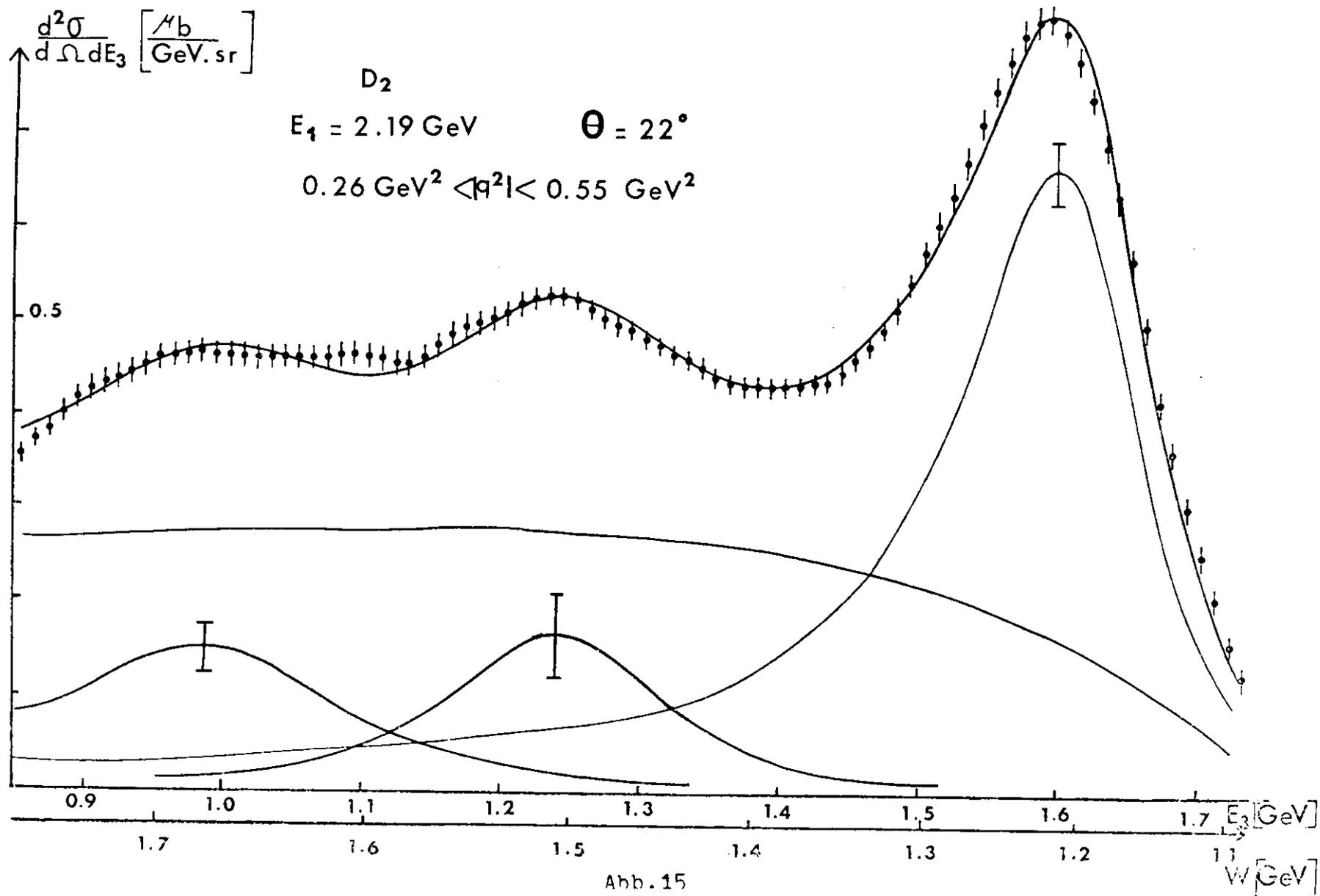


Abb. 15

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} \left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}\cdot\text{sr}} \right]$$

$D_2$   
 $E_1 = 3.4 \text{ GeV}$      $\theta = 22^\circ$   
 $0.85 \text{ GeV}^2 < |q^2| < 1.25 \text{ GeV}^2$

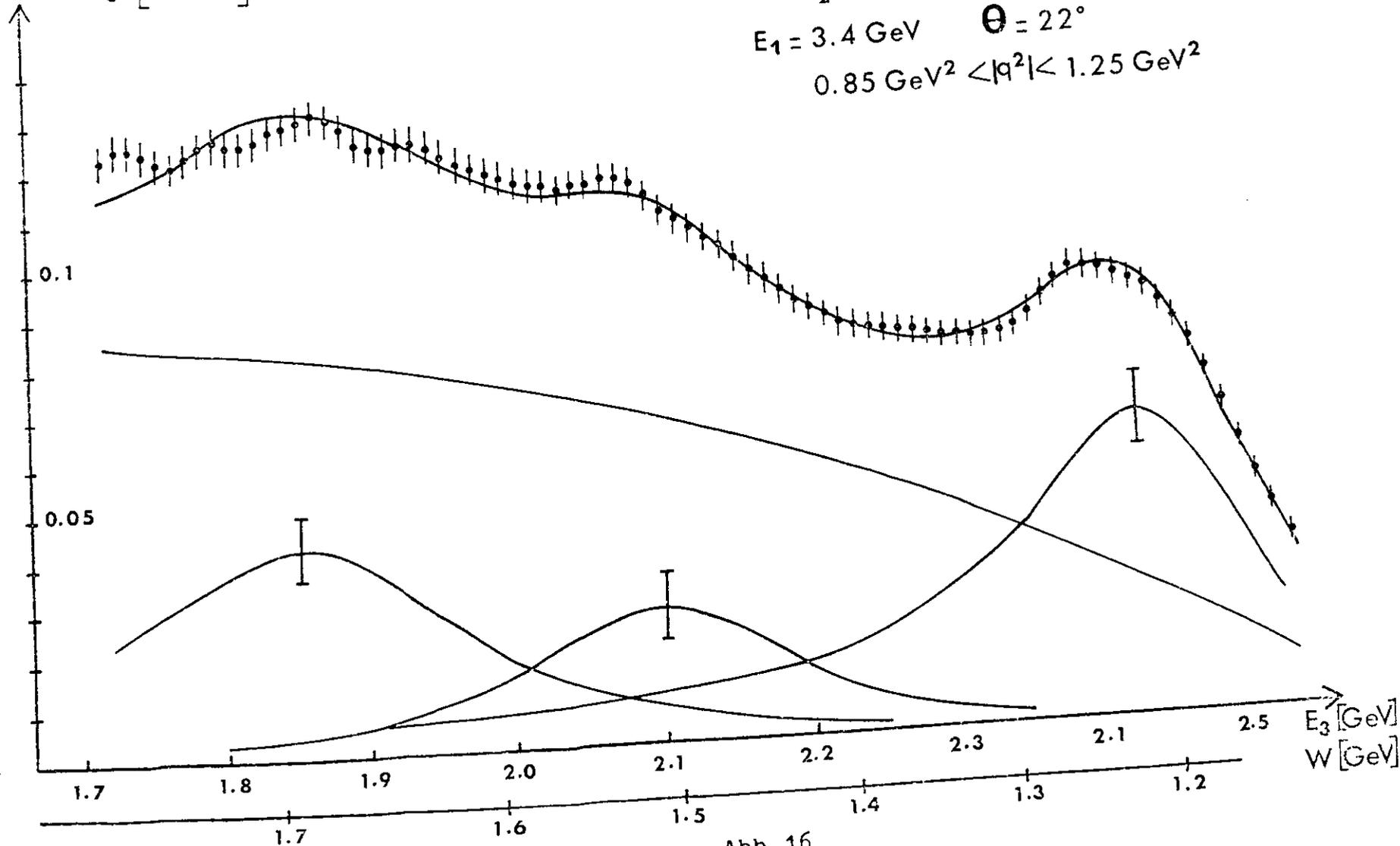


Abb. 16

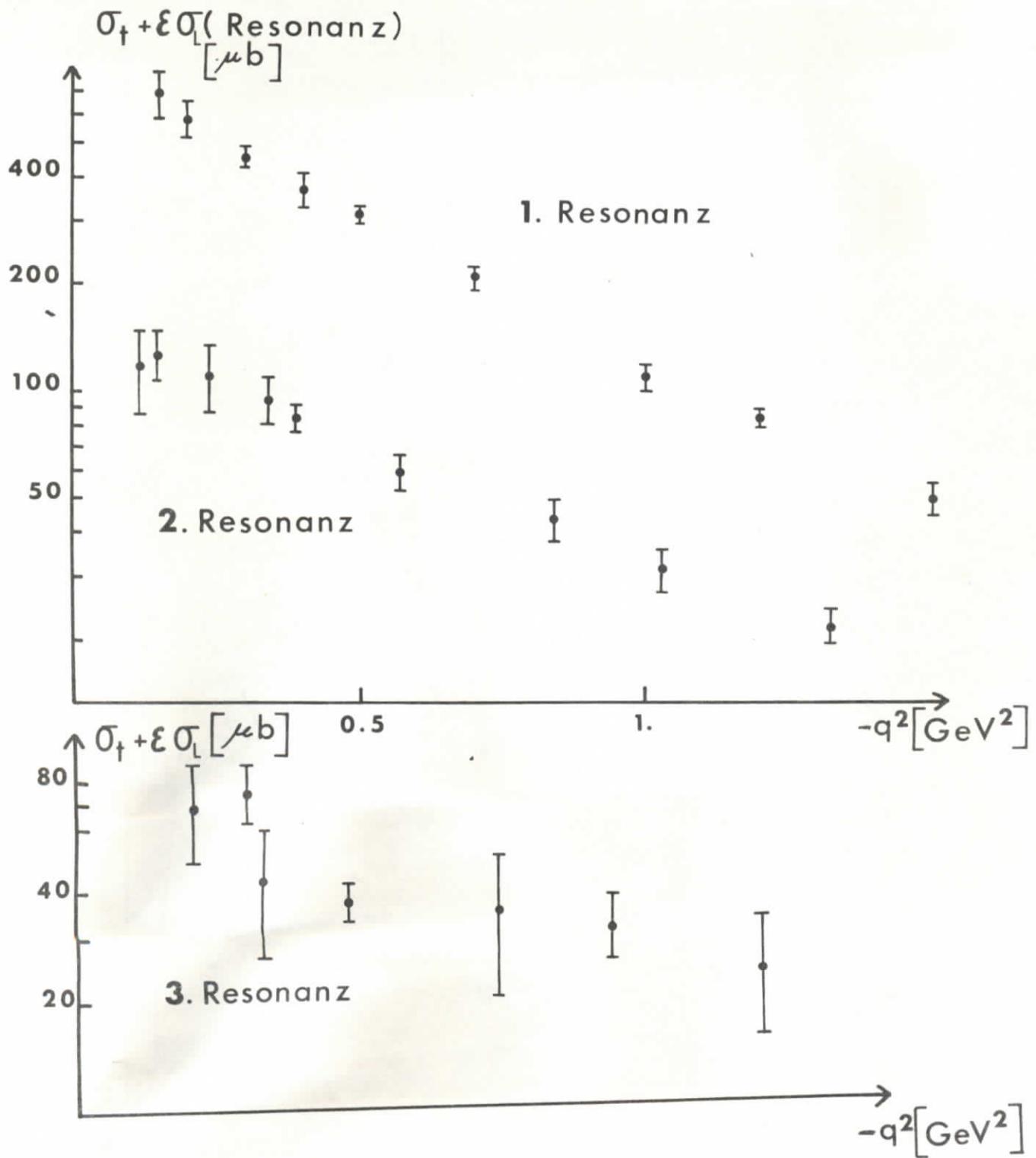
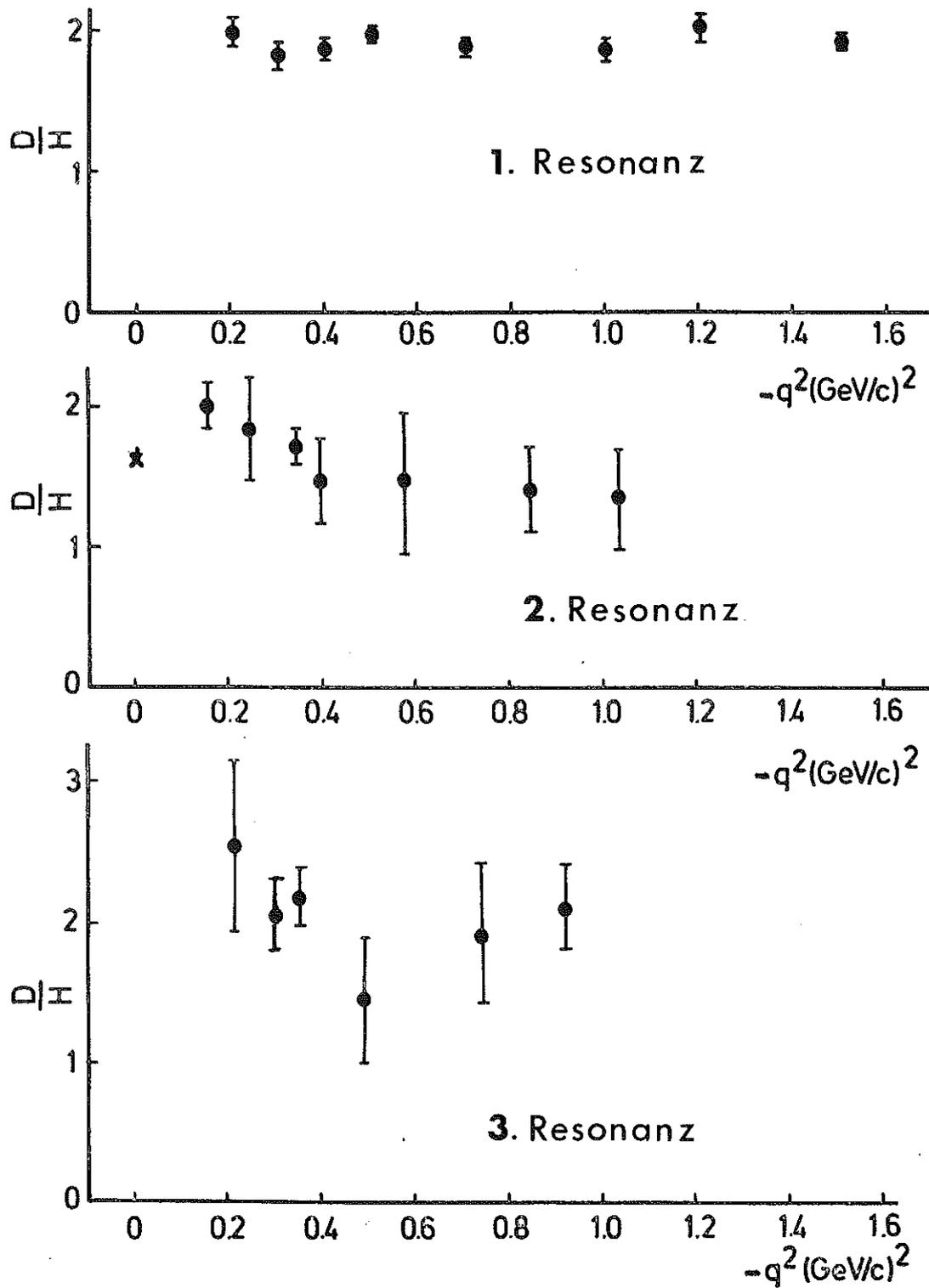


Abb. 17



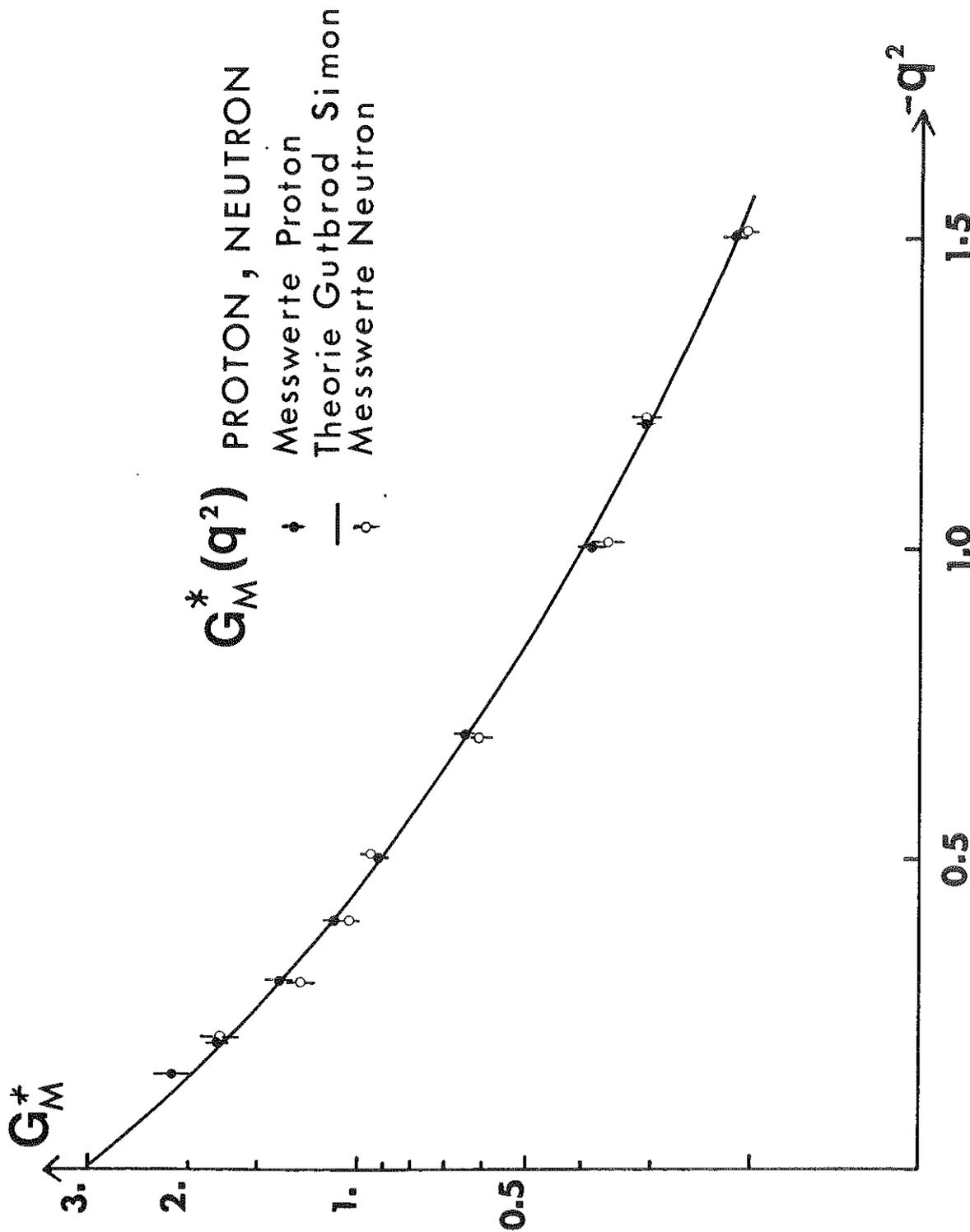


Abb. 19

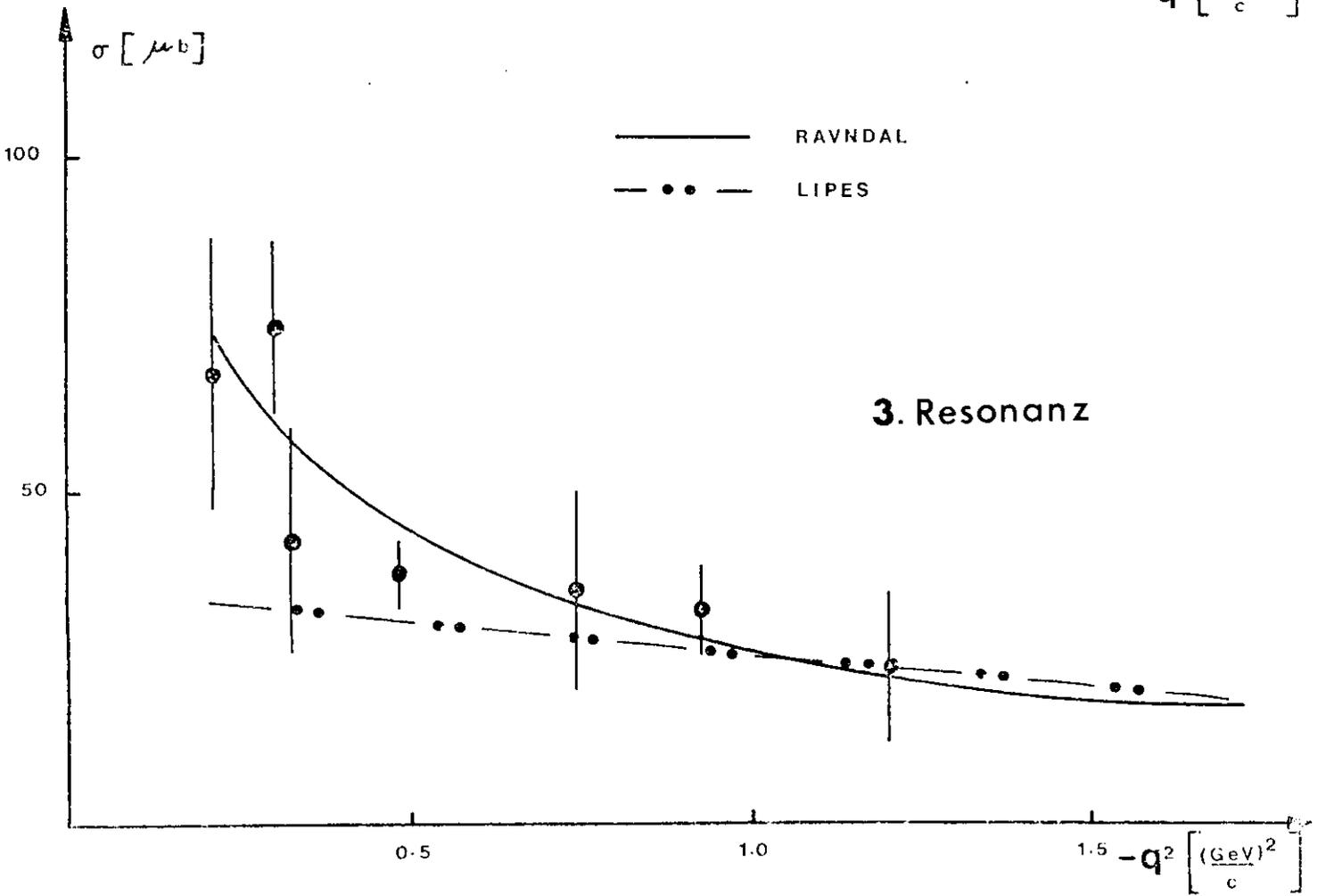
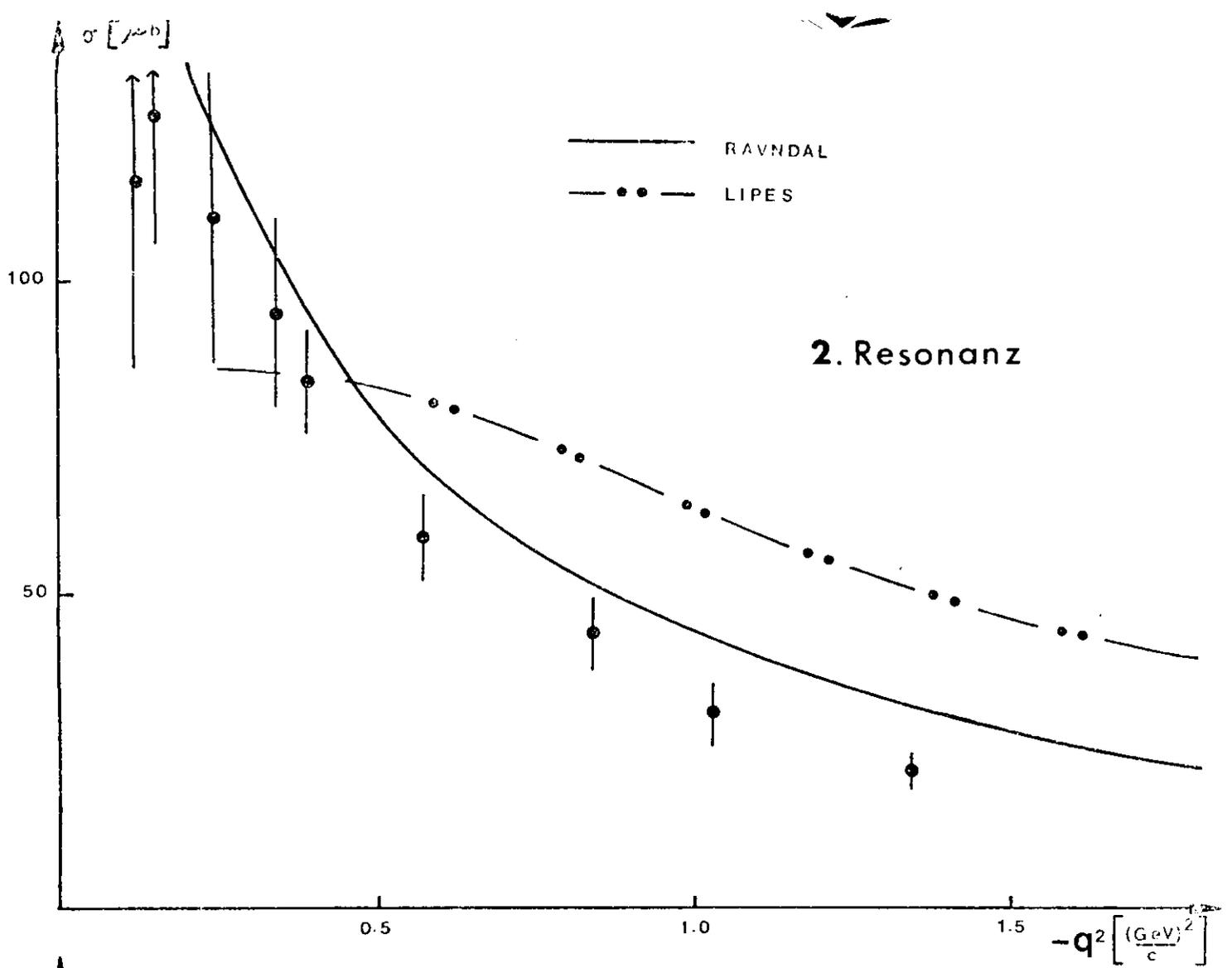


Abb. 20

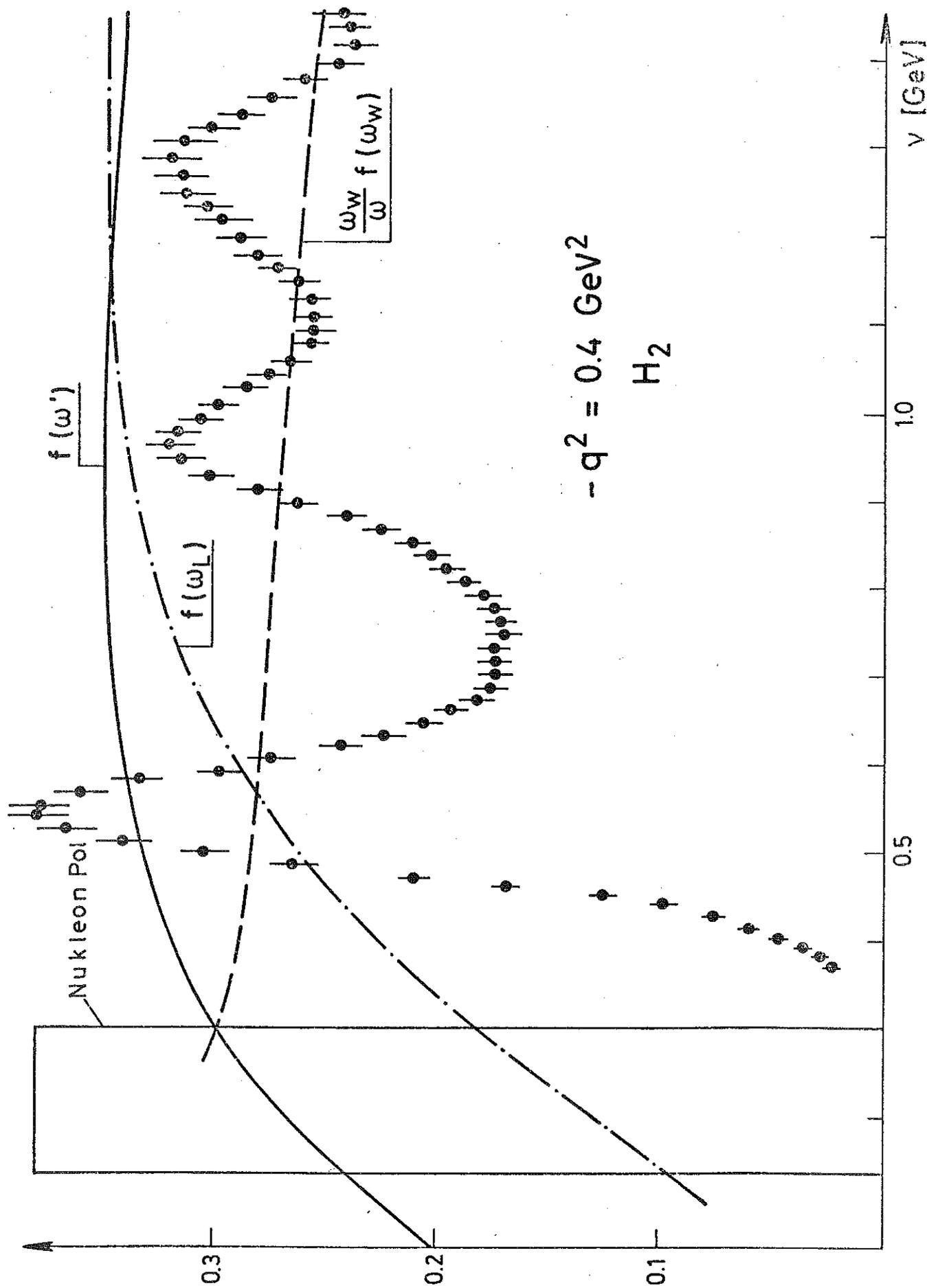


Abb. 21

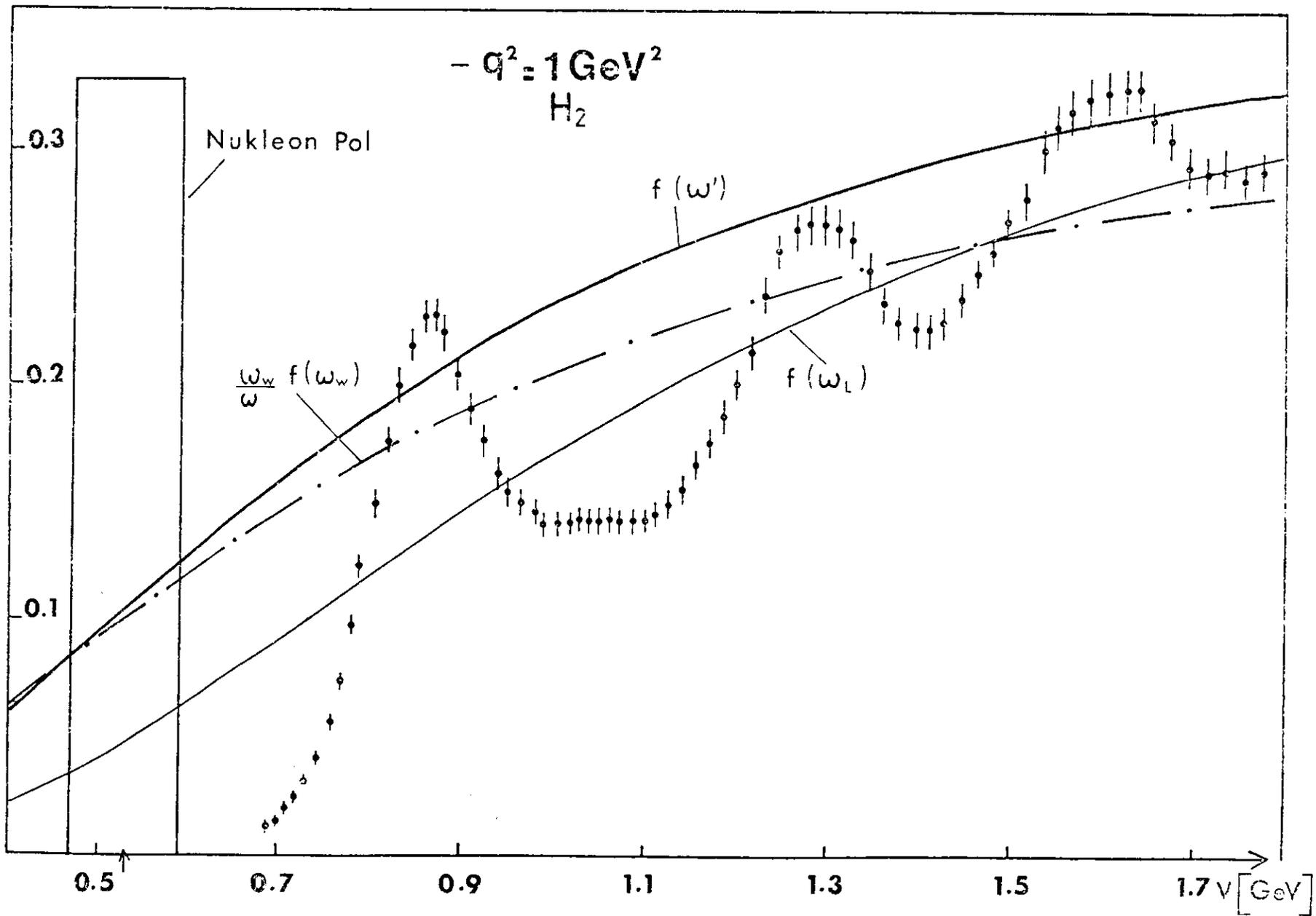


Abb. 22

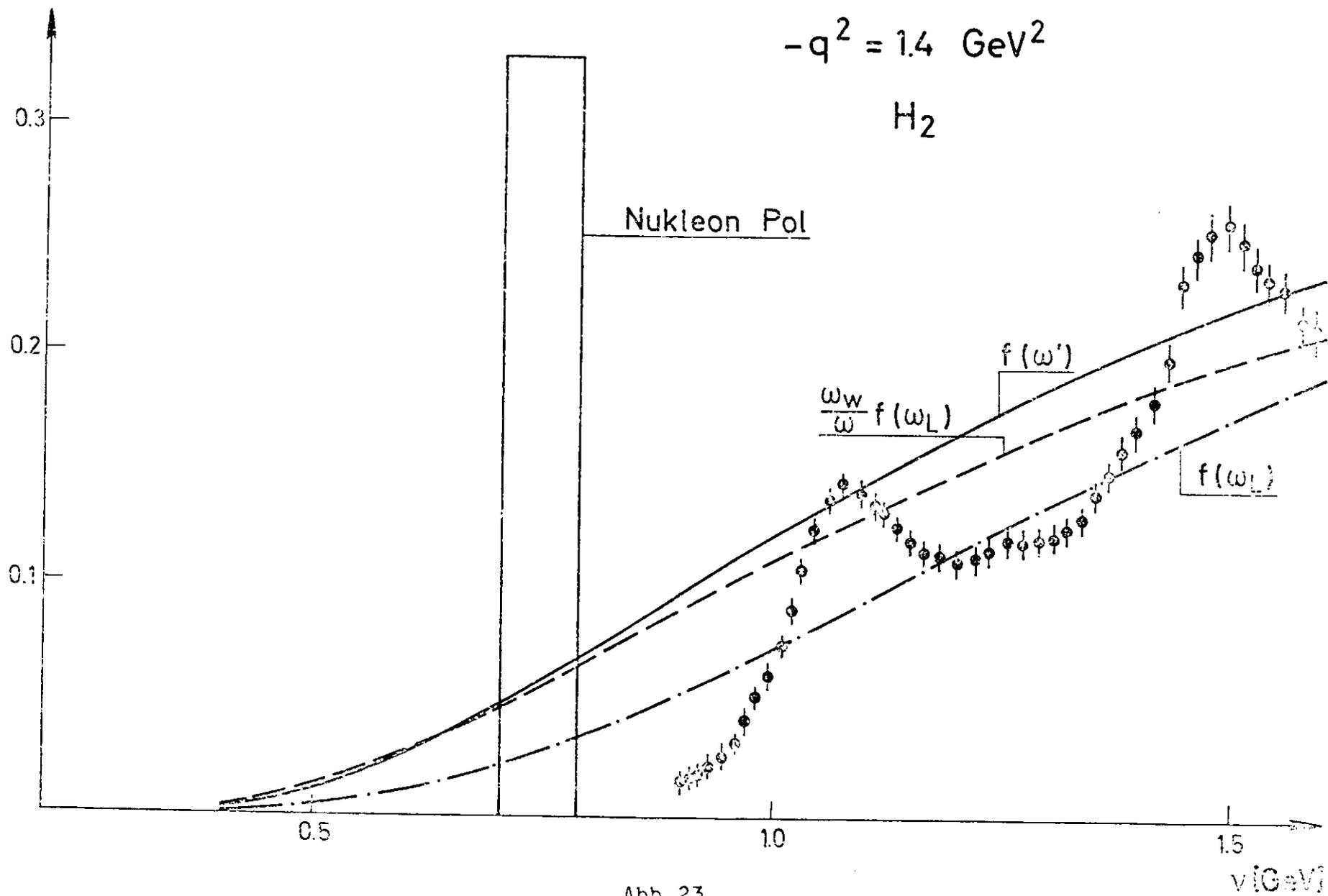


Abb. 23

$$-q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$$

$D_2$

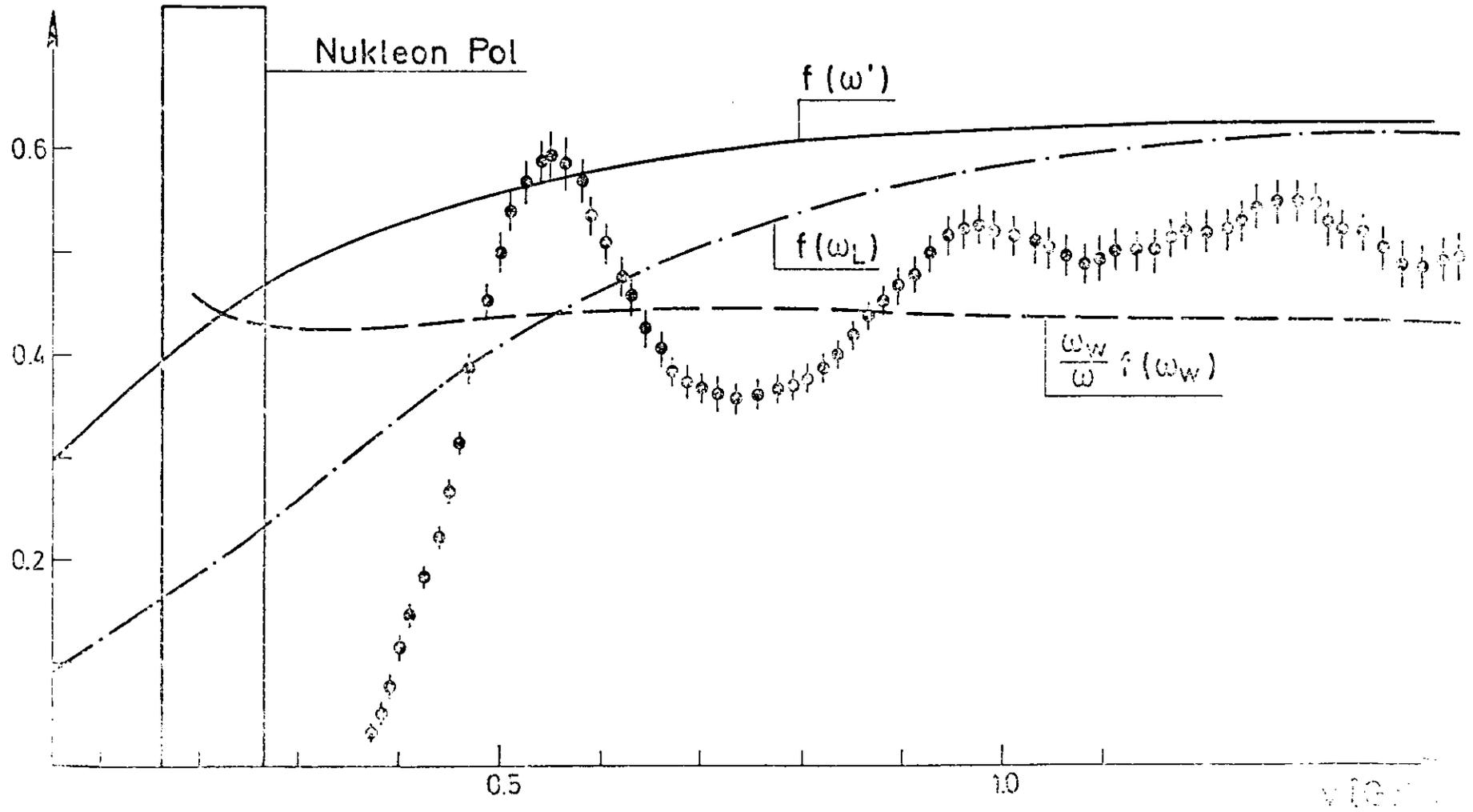


Abb. 24

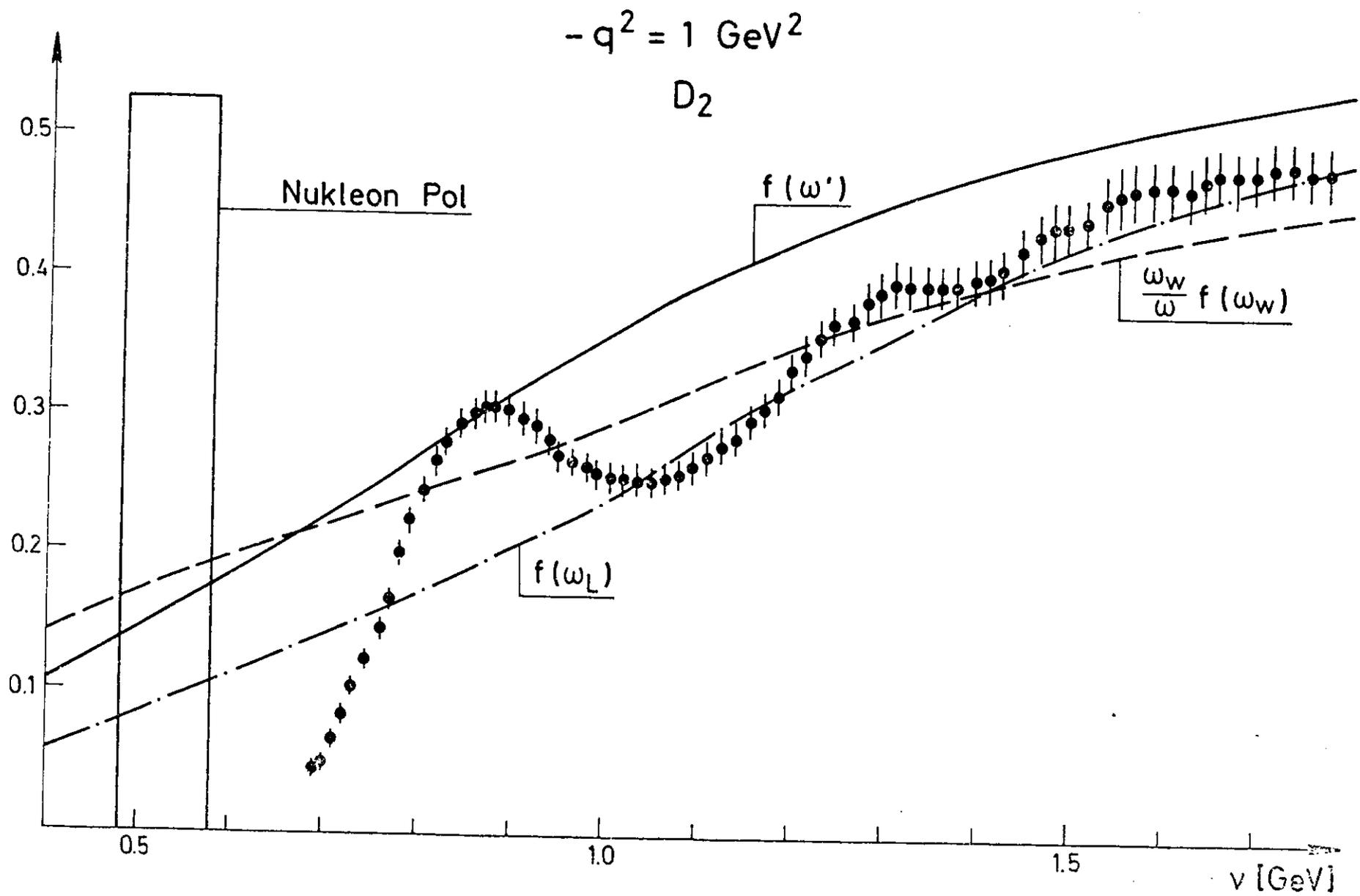


Abb. 25

$$-q^2 = 1.4 \text{ GeV}^2$$

$D_2$

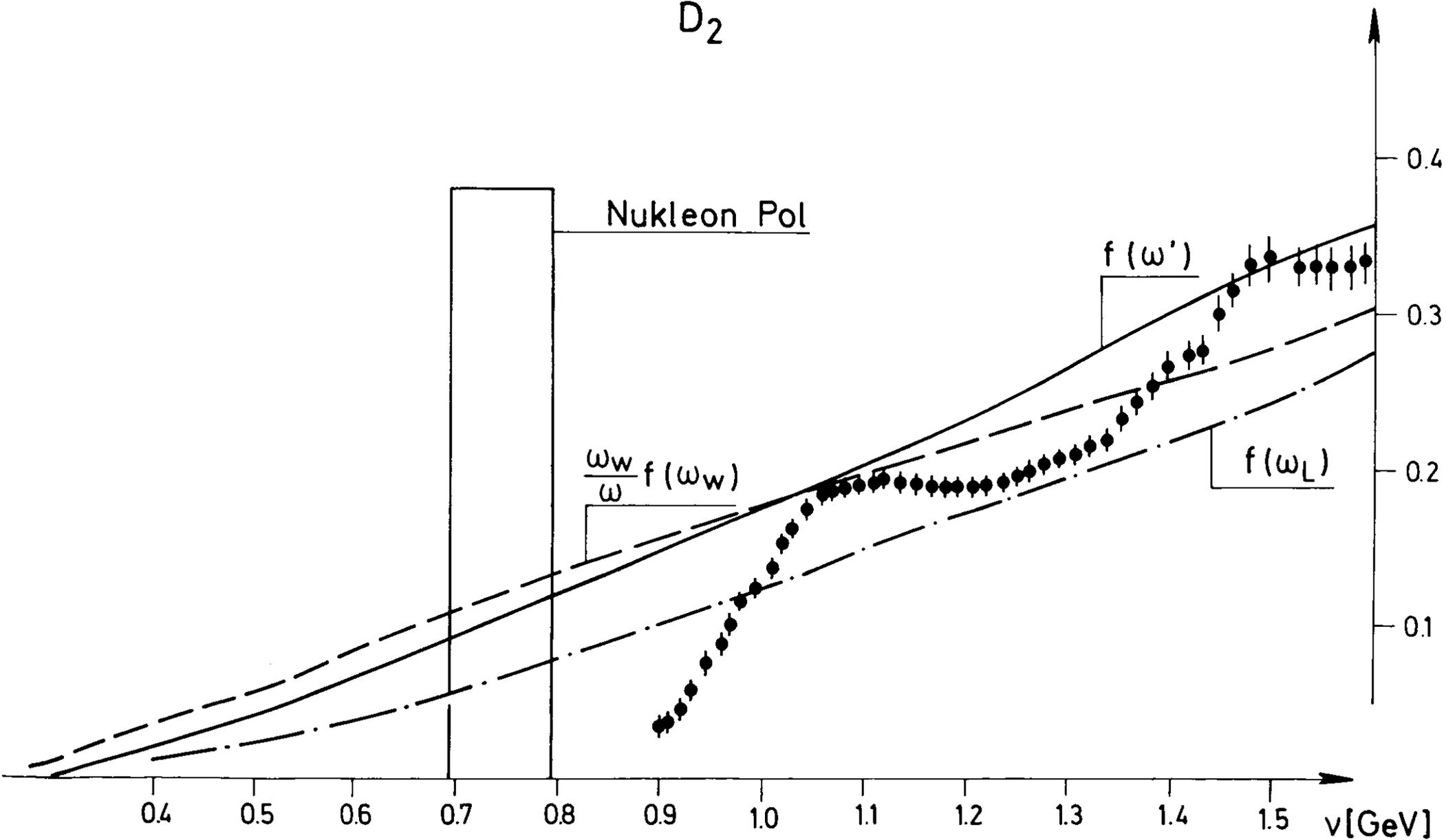


Abb. 26

# BLOOM - GILMAN

## Summenregel

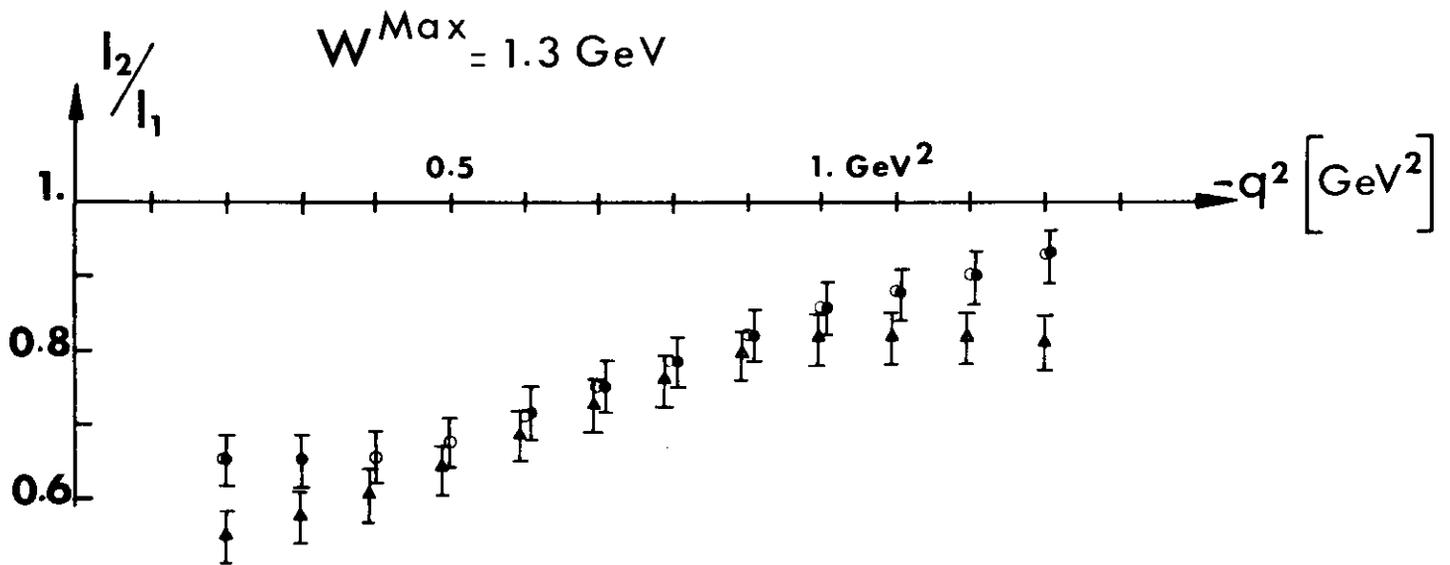
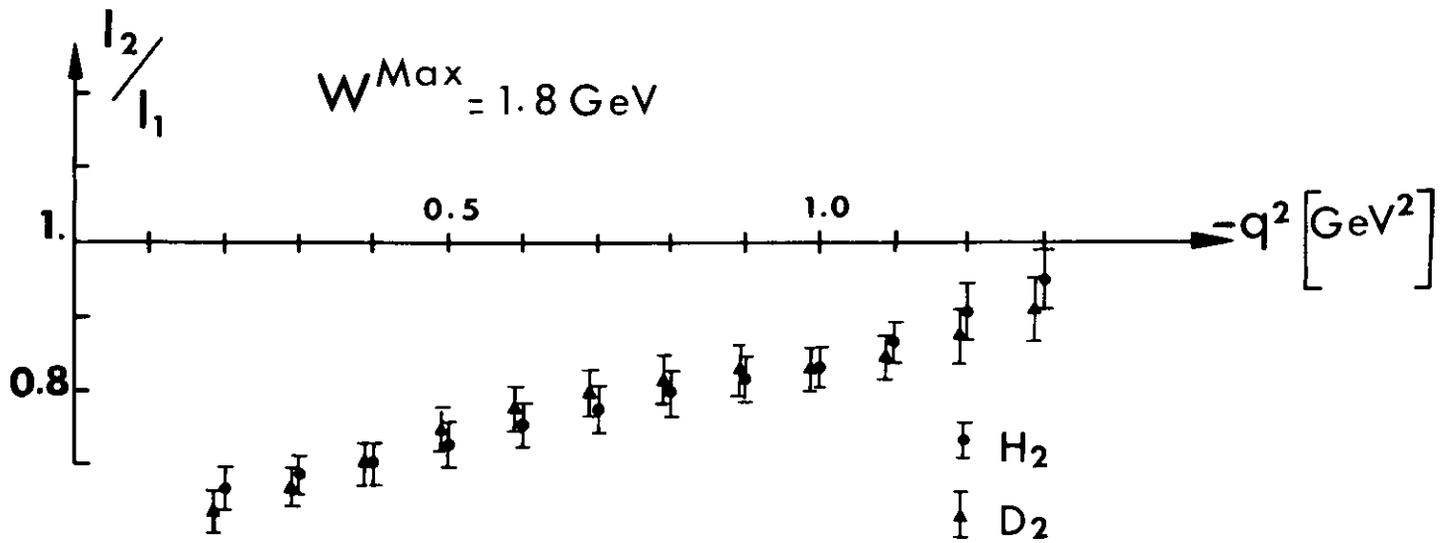
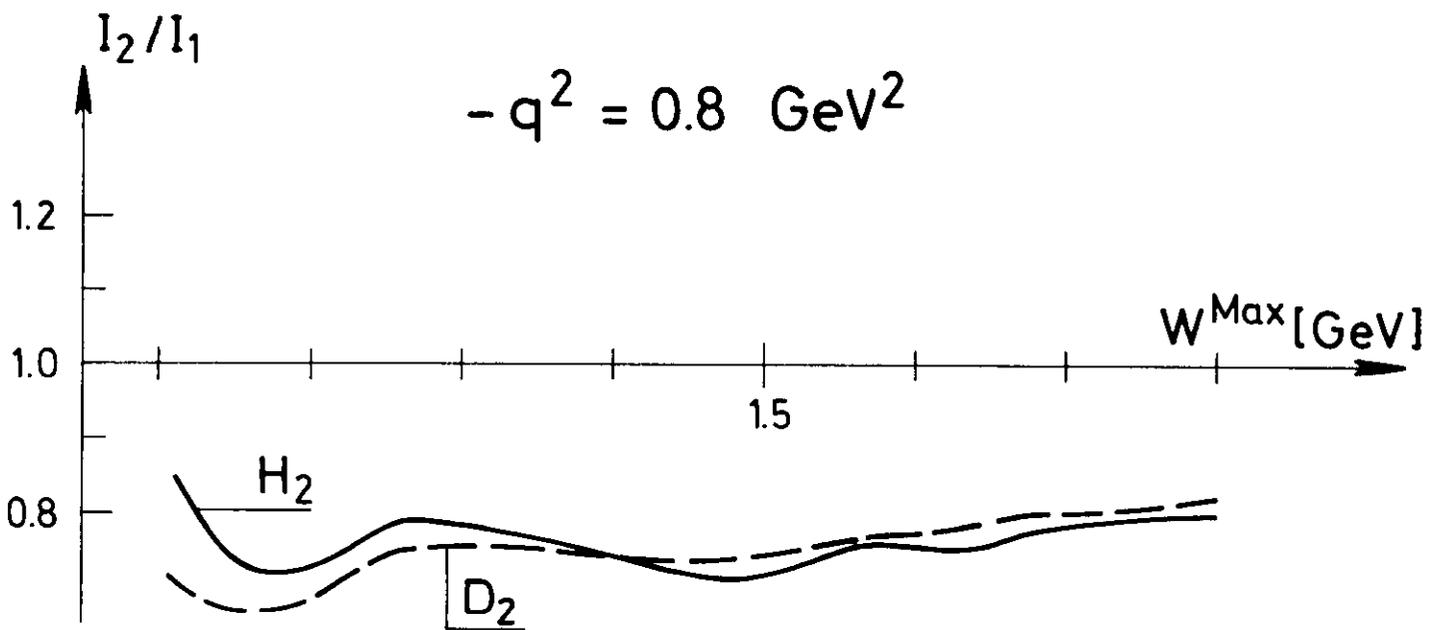
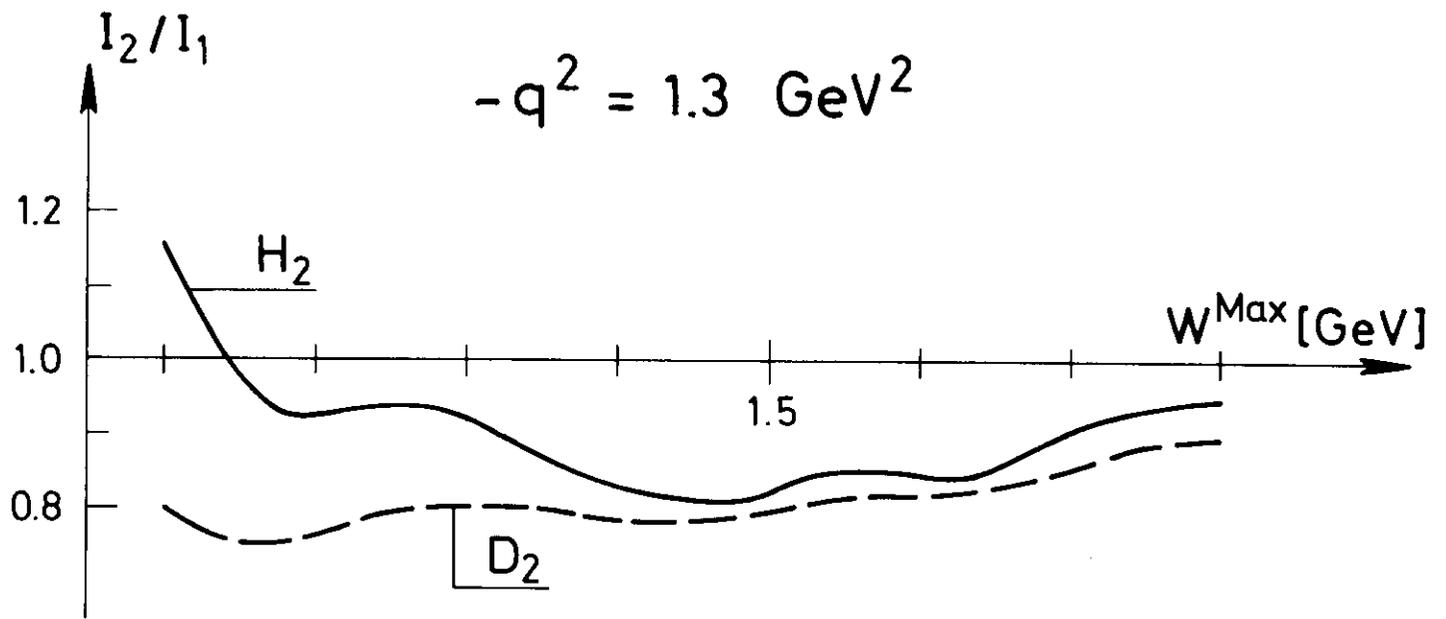
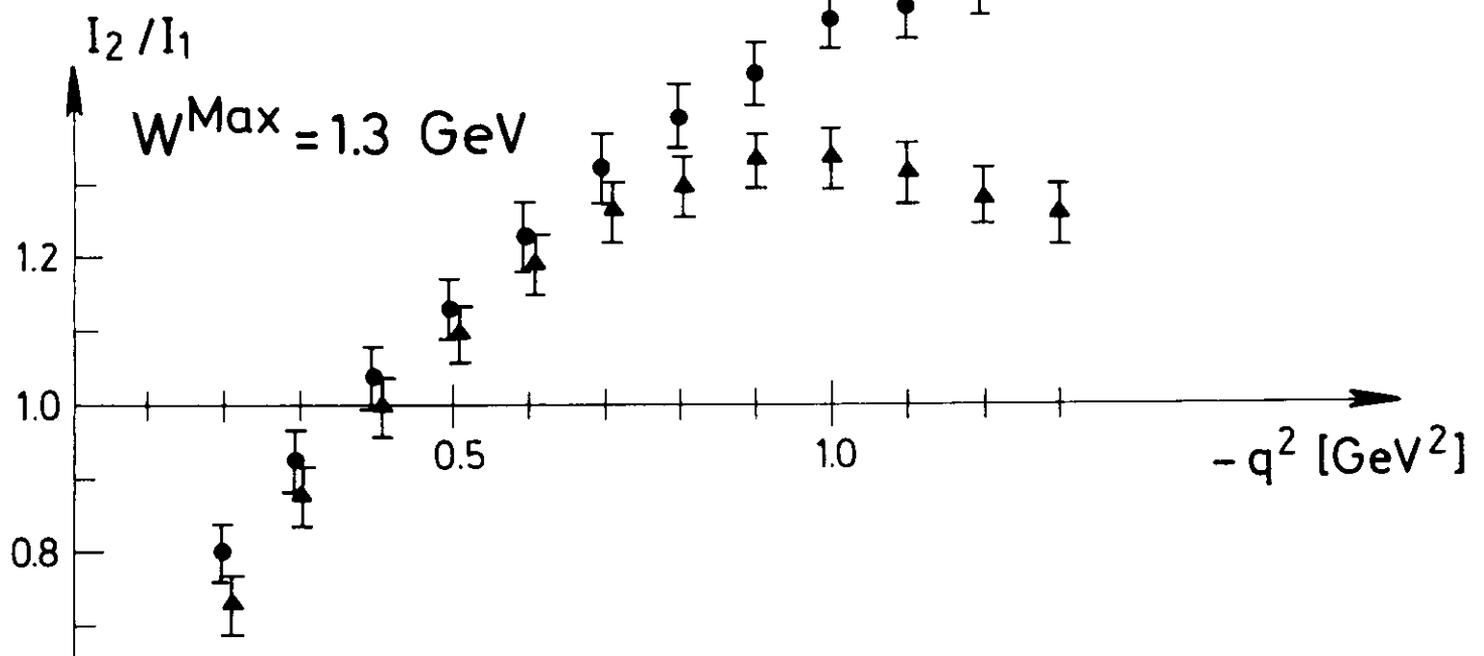
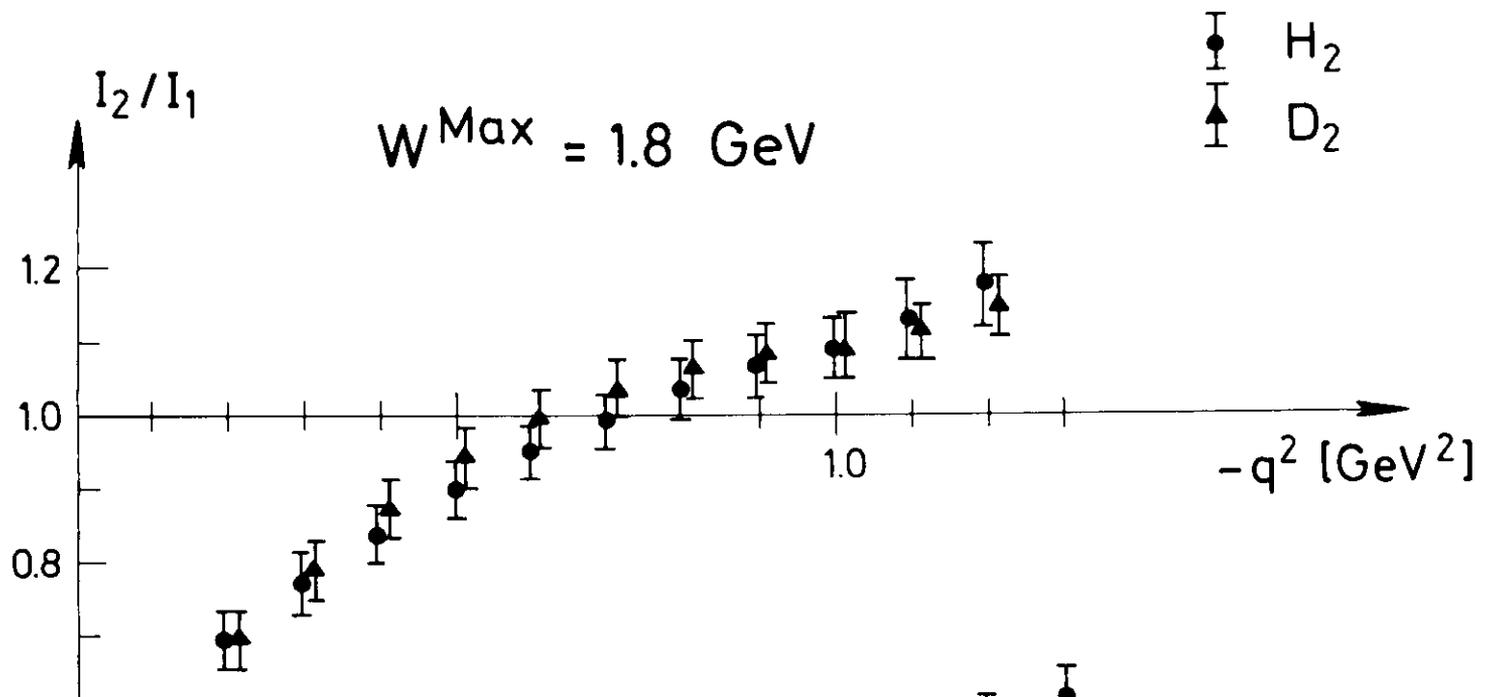


Abb. 27

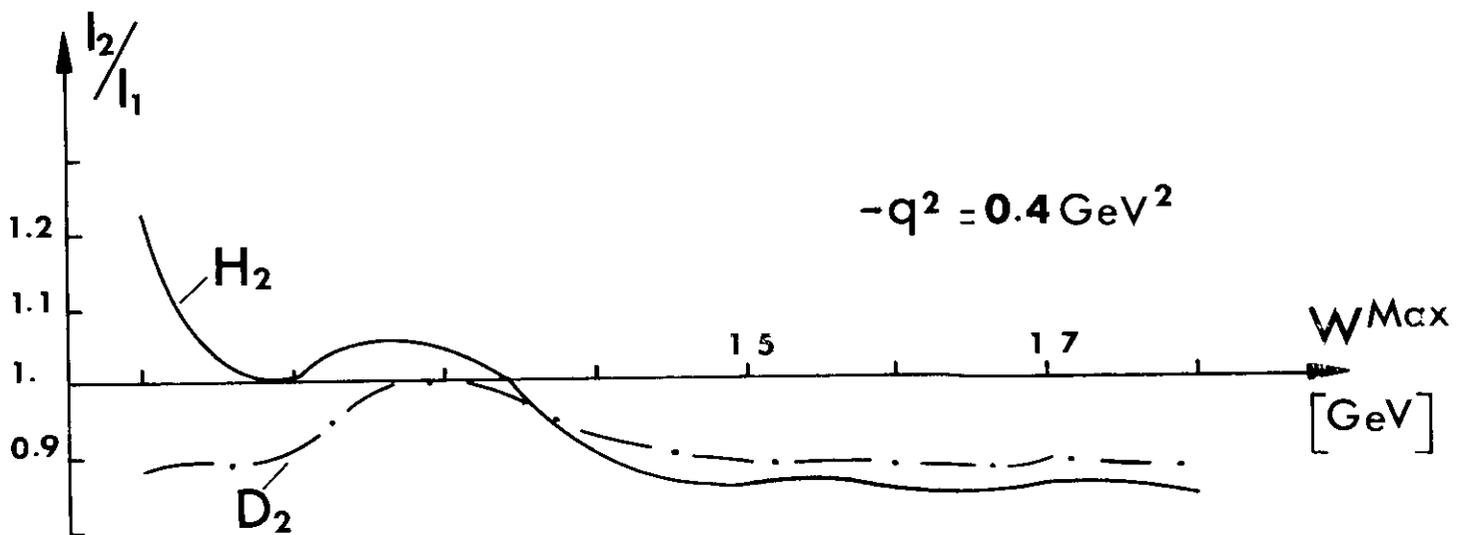
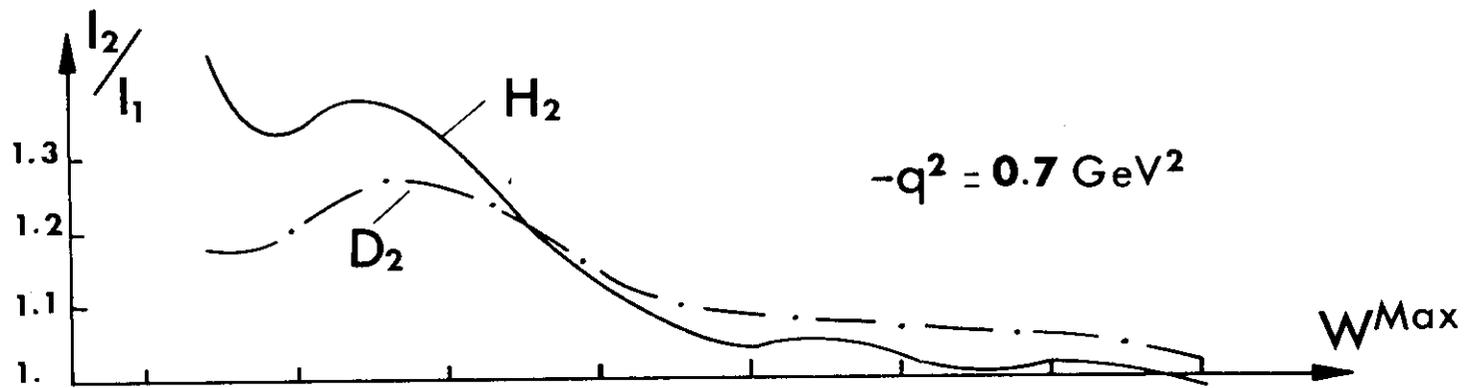
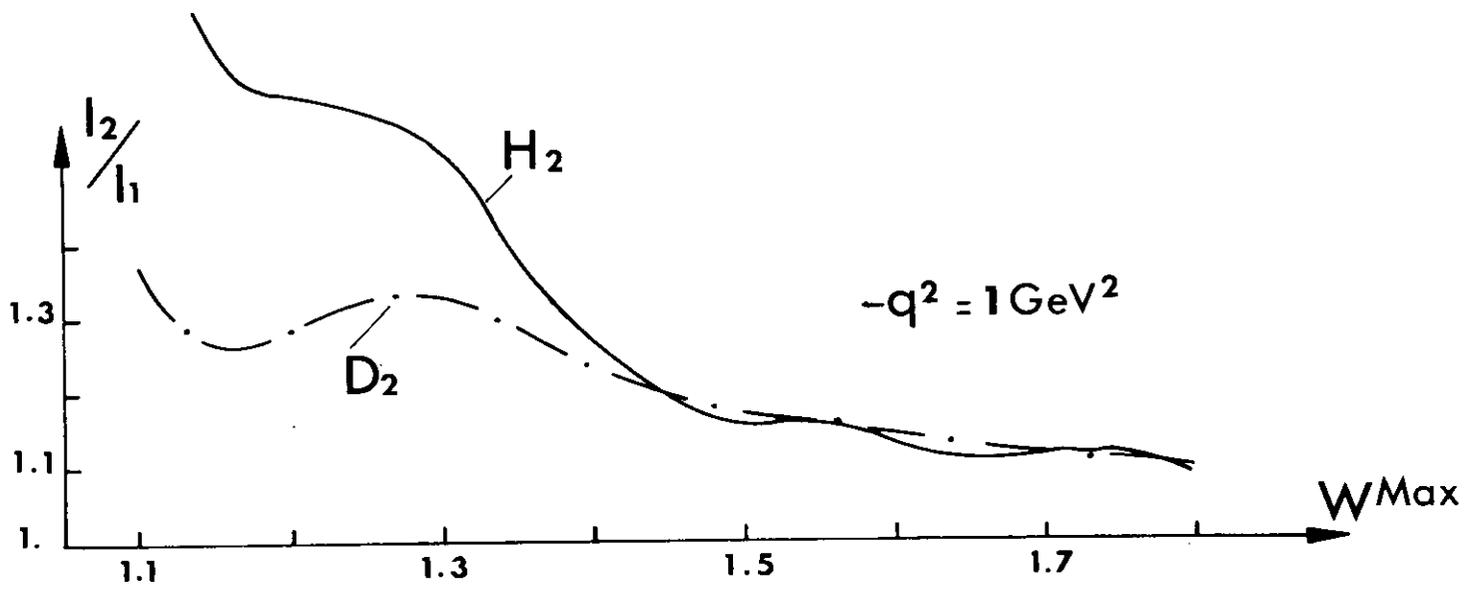


Bloom - Gilman - Summenregel



$$I_1 = \int_0^{v^{\text{Max}}} f(\omega_L) dv$$

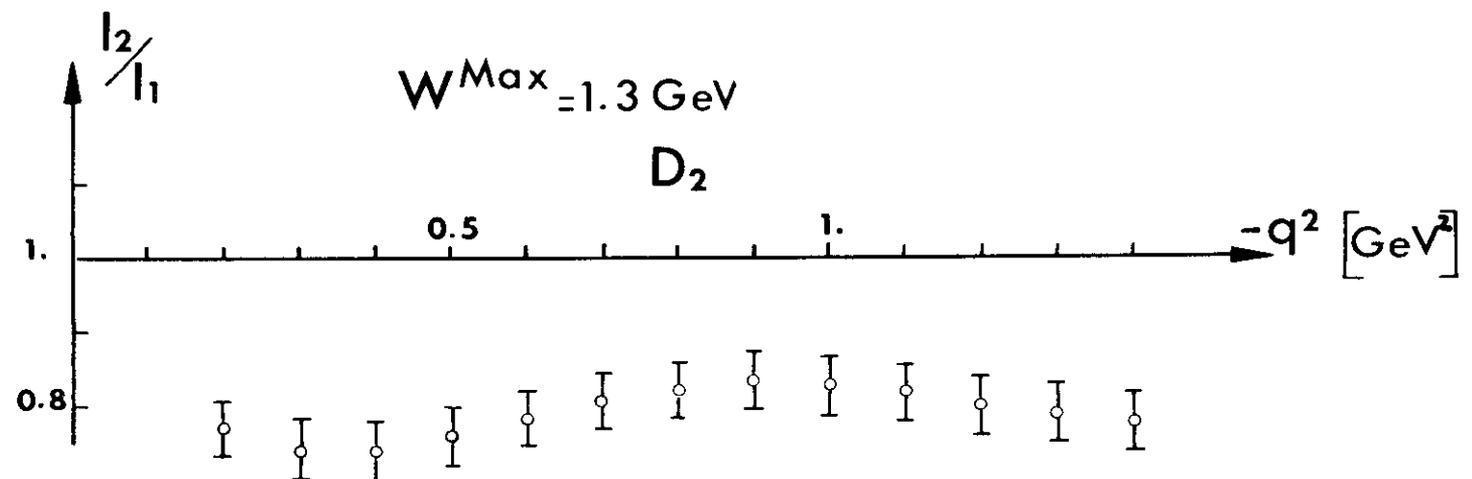
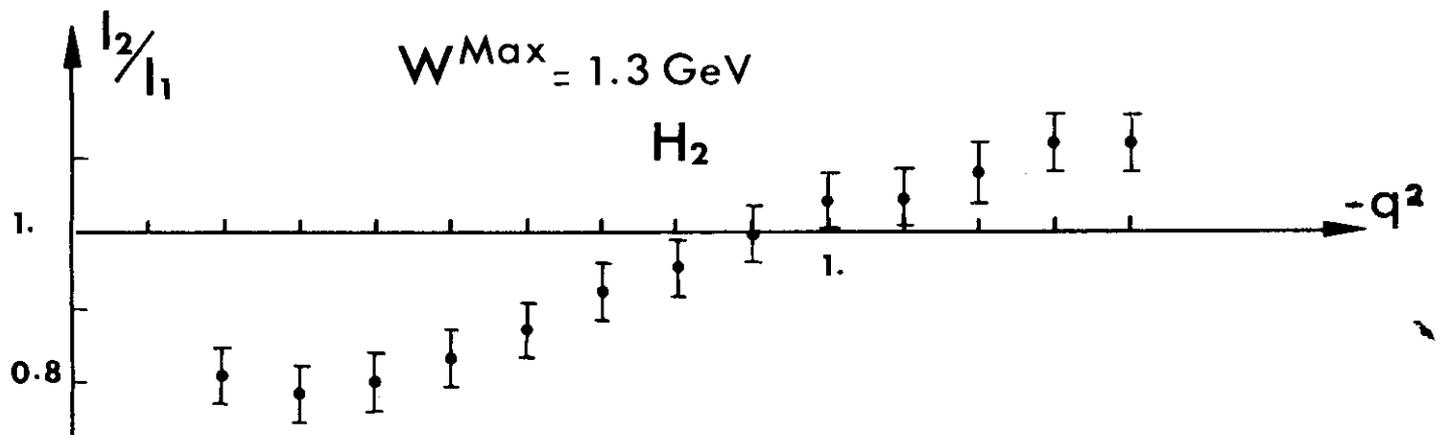
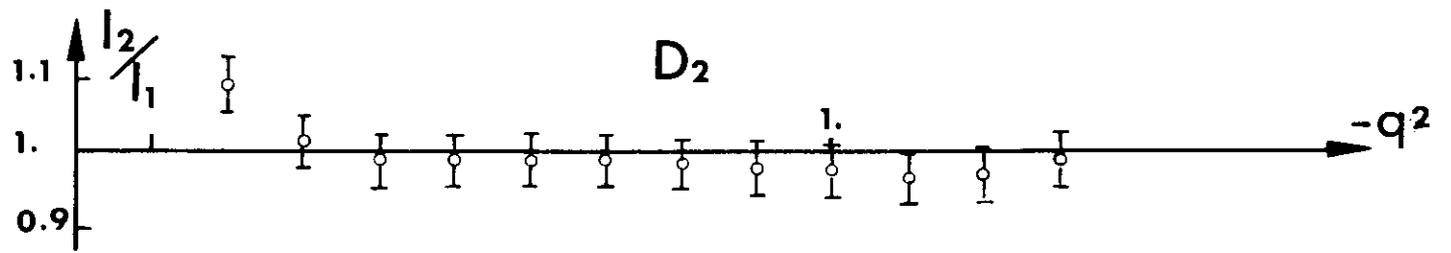
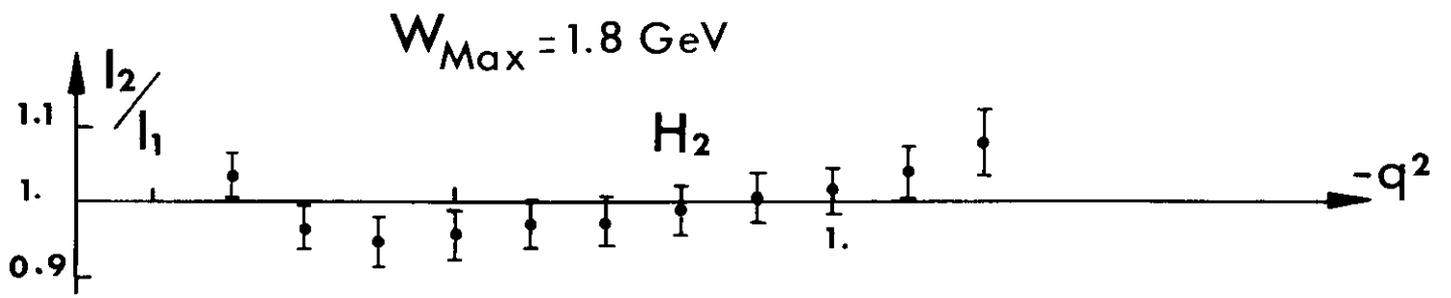
$$I_2 = \int_0^{v^{\text{Max}}} v W_2 dv$$



$$I_1 = \int_0^{\nu^{\text{Max}}} f(\omega_L) d\nu$$

$$I_2 = \int_0^{\nu^{\text{Max}}} \nu W_2 d\nu$$

Abb. 30

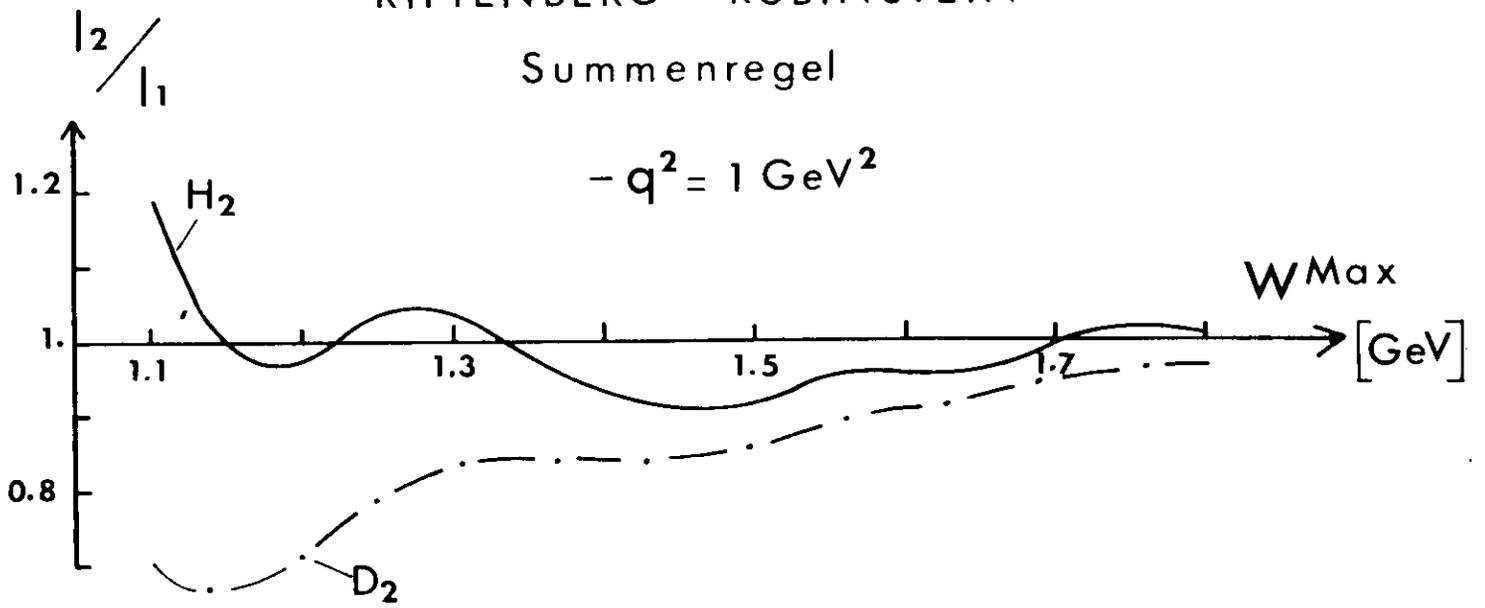


RITTENBERG RUBINSTEIN  
Summenregel

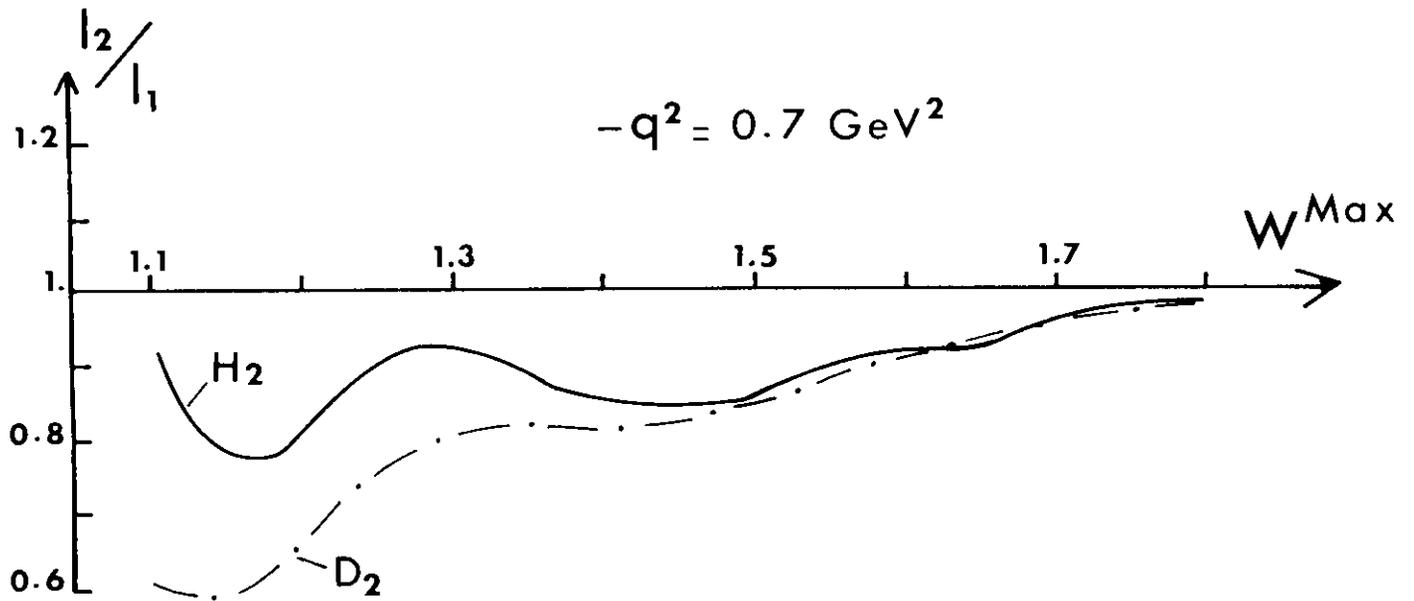
# RITTENBERG - RUBINSTEIN

Summenregel

$$-q^2 = 1 \text{ GeV}^2$$



$$-q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$$



$$-q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$$

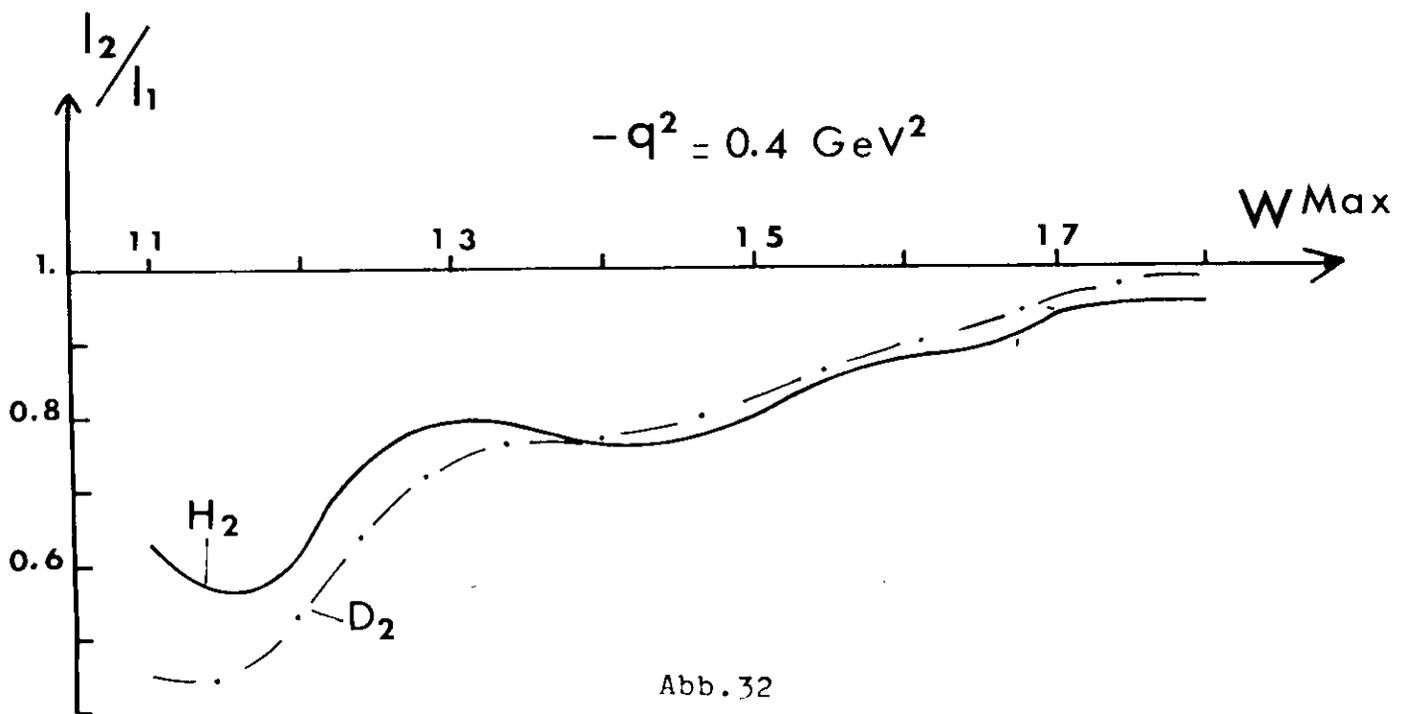
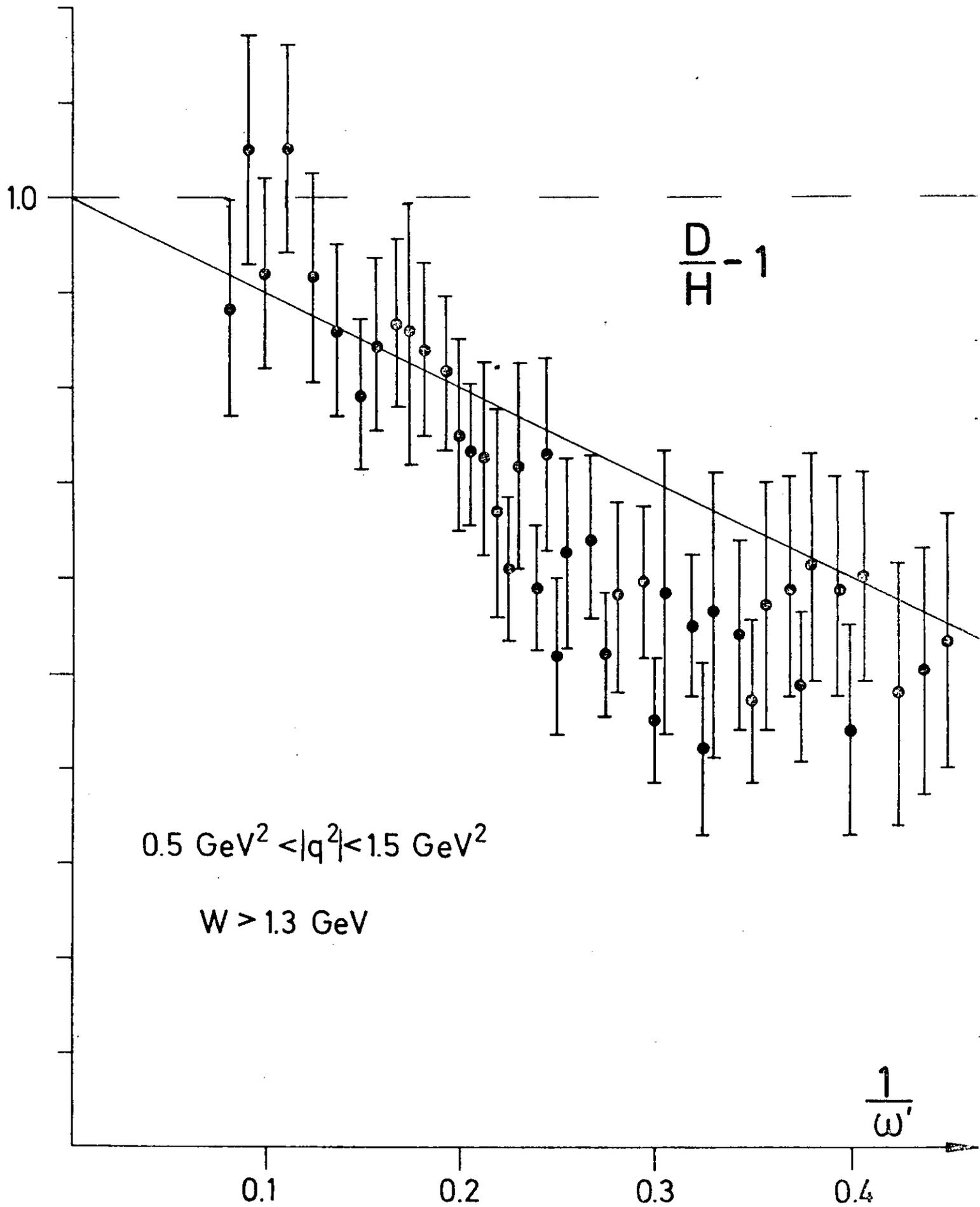


Abb. 32



## DANKSAGUNG

Von einer Gruppe des Institutes für Experimentelle Kernphysik in Karlsruhe und des Deutschen Elektronensynchrotrons in Hamburg wurden mehrere Elektronenstreuexperimente am Hamburger Beschleuniger (DESY) durchgeführt. Eines dieser Experimente liegt dieser Arbeit zugrunde. Für die gute Zusammenarbeit, für hilfreiche Diskussionen und Anregungen möchte ich meinen Kollegen, den Herren D. Wegener, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Zeller (Karlsruhe), J. Bleckwenn, H. Sindt (Hamburg) und F.H. Heimlich (Freiburg) herzlich danken.

Für die wohlwollende Unterstützung und Förderung der Experimente möchte ich den Herren Professoren H. Schopper und A. Citron danken.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unterstützt.

## LEBENSLAUF

Am 19. 12. 1942 wurde ich als viertes Kind des Arztes Dr. Jacob Köbberling und dessen Ehefrau Milka, geb. Flügge, in Lötzen (Ostproußen) geboren. In Holzminden (Weser) besuchte ich von 1949 bis 1953 die Grundschule und danach bis zum Abitur 1962 das Gymnasium. Nach sechs Monaten Industriearbeit im Ruhrgebiet begann ich das Physikstudium in Marburg (Lahn). 1965 ging ich nach dem Vordiplom an die Universität Hamburg, wo ich 1969 das Physikstudium mit der Diplomprüfung abschloß. Seitdem arbeite ich als Doktorand und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Experimentelle Kernphysik in Karlsruhe.

1967 schloß ich die Ehe mit Almut Quehl.



