

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON **DESY**

DESY 72/5
Februar 1972

DESY-Bibliothek
3. MRZ. 1972

Elektroproduktionsexperimente in der Hochenergiephysik

von

K. Heinloth

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

2 HAMBURG 52 · NOTKESTIEG 1

*La vérité, ce n'est point
ce qui se démontre, c'est
ce qui simplifie.*

*(Antoine de Saint-Exupéry:
Terre des hommes)*

Elektroproduktionsexperimente in der Hochenergiephysik

K. Heinloth

Inhalt:

- 1) Einleitung
- 2) Wesen der Elektroerzeugung von Mesonen in der Hochenergiephysik
- 3) Beschreibung der verwendeten Wirkungsquerschnitte
und Diskussion der Strahlungskorrekturen
- 4) Experimentelle Daten des totalen Absorptionsquerschnitts
für virtuelle Photonen
- 5) Diskussion der Daten des totalen Absorptionsquerschnitts
im Licht von Modellen für die Nukleonstruktur
- 6) Experimentelle Daten der differentiellen Wirkungs-
querschnitte für die Erzeugung von Mesonen mit virtuellen Photonen
- 7) Diskussion der Daten der Elektroerzeugung von Mesonen
im Licht von Modellen für die Erzeugungsdynamik
- 8) Zusammenschau der experimentellen Daten sowie der entsprechenden
Modellvorstellungen von dem totalen und den differentiellen
Wirkungsquerschnitten der Erzeugungsprozesse mit virtuellen
Photonen

1) Einleitung

Das Ziel dieser Arbeit ist es,

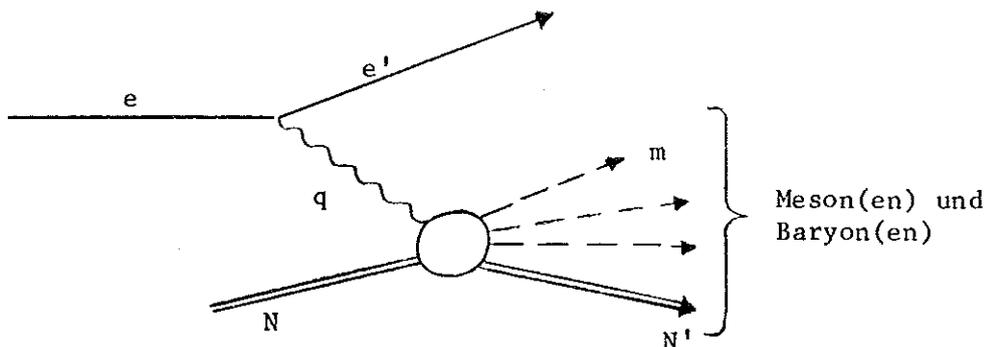
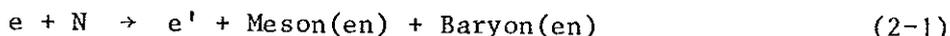
die bislang vorliegende experimentelle Information über die inelastische Elektronstreuung einerseits und die diskreten Elektroerzeugungsprozesse von Mesonen andererseits zusammenzustellen,

die daraus folgenden Hinweise auf Modellvorstellungen der Nukleonstruktur und der Photon-Hadron Kopplung zu diskutieren

und schließlich durch Vergleich der experimentellen Aussagen beider Prozeßarten das Verständnis für die Modellvorstellungen zu vertiefen und Grenzen dieser Modelle aufzuzeigen.

2) Wesen der Elektroerzeugung von Mesonen in der Hochenergiephysik

Unter der Elektroerzeugung von Mesonen versteht man in der Hochenergiephysik die inelastische Streuung eines Elektrons oder Positrons an einem Nukleon, wobei das Nukleon Energie absorbiert und entsprechend angeregt mehr oder minder spontan in einen der möglichen Zustände von Mesonen und Baryonen zerfällt.



Die Symbole e , e' , q , N , N' , m bedeuten die Vierer-Impulse des in die Reaktion einlaufenden und des gestreuten Elektrons, des ausgetauschten virtuellen Photons, des einlaufenden Nukleons, des Rückstoßnukleons und eines erzeugten Mesons. Dabei wird allgemein angenommen, daß der Energieübertrag zwischen Elektron und Nukleon durch Austausch eines einzigen Photons geschieht.

Der Ablauf des Prozesses durch Austausch mehrerer Photonen ist wegen der Kleinheit der Photonkopplung $\alpha = \frac{1}{137}$ entsprechend stark unterdrückt. Allerdings kann diese Unterdrückung vermindert werden, wenn die Absorption von Energie beim betrachteten Erzeugungsprozeß energetisch günstiger über den Austausch mehrerer Quanten erfolgen kann.

Für die elastische Elektron-Nukleon-Streuung konnte im weiten Bereich der Energieübertragung eine obere Grenze für den Zwei-Photon-Anteil am Wirkungsquerschnitt von ca. 10 % experimentell ermittelt werden¹.

Dieses Ergebnis benutzt man zur Stützung der Annahme, daß auch für die inelastische Elektronstreuung der Zwei-Photon-Anteil am Wirkungsquerschnitt innerhalb der bislang erzielten Meßgenauigkeiten der Wirkungsquerschnitte von $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx 10\%$ vernachlässigt werden kann.

Da die Kopplung von Photon und Elektron in der Theorie der Quantenelektrodynamik verstanden ist, kann die Elektron-Photon-Kopplung in der Elektroproduktion berechnet werden. Die verbleibende Photoabsorption am Nukleon kann im Rahmen des Ein-Photon-Austausches als Photoproduktion mit virtuellen Photonen angesehen werden.

Durch den Nachweis des gestreuten Elektrons werden folgende Eigenschaften der virtuellen Photonen in ihren Werten festgelegt:

- a) Die Photonen sind energiemarkiert; ihre Energie entspricht der Differenz der Energien von einlaufendem und gestreutem Elektron

$$q_0 = e_0 - e'_0 \quad (2-2)$$

- b) Die Photonen sind massenbehaftet; das Massenquadrat ist raumartig, es ist definiert als

$$q^2 = (e - e')^2 \approx -4 e_0 e'_0 \sin^2\left(\frac{\theta_{ee'}}{2}\right) \quad (2-3)$$

($\theta_{ee'}$ ist der Winkel zwischen den Richtungen des primären und des gestreuten Elektrons; die Elektronmasse wurde in diesem genäherten Ausdruck vernachlässigt.)

Das virtuelle Photon mit seiner durch experimentelle Parameter von primärem und gestreutem Elektron zu variierenden "Masse" kann als Sonde mit entsprechend variabler Auflösung Λ betrachtet werden: Massenquadrat und Auflösung sind durch die Unschärferelation verknüpft,

$$q^2 \Lambda^2 = (\hbar c)^2. \quad (2-4)$$

Λ kann man als kritische Distanz ansehen, innerhalb der das Photon die hadronische Struktur ausleuchtet.

c) Die Photonen sind polarisiert; der Vektor ihres elektrischen Feldes schwingt vorzugsweise in der ee' -Streuebene. Der Grad dieser Polarisation ϵ hängt von den Meßgrößen in folgender Weise ab²:

$$\epsilon = \left(1 + 2 \frac{\vec{q}^2}{|q^2|} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_{ee'}}{2} \right)^{-1} \quad (2-5)$$

Wozu macht man Elektroproduktionsexperimente?

Da Elektronen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, können sie besonders gut als Sonde für die Durchleuchtung der Hadronen benutzt werden: man kann dabei Information über die elektromagnetische Struktur der Hadronen gewinnen. Im Unterschied zur elastischen Elektron-Nukleon-Streuung, in der das zeitliche Mittel der elektromagnetischen Struktur der Nukleonen im Grundzustand getestet wird, kann man in der inelastischen Elektronstreuung sowohl eine mögliche Substruktur der Nukleonen als auch die elektromagnetische Struktur kurzlebiger Hadronen, Baryonresonanzen und Mesonen untersuchen. Ein anderer Gesichtspunkt ist das Studium der Dynamik der Wechselwirkung zwischen Leptonen und Hadronen, also die Kopplung des Photons an das Feld der starken Wechselwirkung im Bereich raumartiger Photonmassenquadrate q^2 , ausgehend vom Grenzfall der Photoerzeugung bei $q^2 = 0$.

3) Beschreibung der verwendeten Wirkungsquerschnitte
und Diskussion der Strahlungskorrekturen

3.1) Welche Größen werden in Elektroproduktionsexperimenten beobachtet,
welche Wirkungsquerschnitte werden dabei ermittelt?

Man kann folgende Unterscheidung treffen: Entweder wird nur das gestreute Elektron nach Impuls und Streuwinkel gemessen; dann wird dabei über alle kinematisch möglichen hadronischen Endzustände summiert. Man ermittelt somit also den totalen Wirkungsquerschnitt für die Absorption virtueller Photonen. Oder aber es werden sowohl das gestreute Elektron als auch wenigstens ein Hadron des Endzustandes in Koinzidenz gemessen. Dabei erhält man differentielle Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung spezieller hadronischer Endzustände.

Werden bei einer Koinzidenzmessung von gestreutem Elektron e' und einem Hadron h die Vektorimpulse und die Massen beider Teilchen nachgewiesen, so wird dadurch folgender 6-fach differentieller Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^6\sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} dE_h d\Omega_h} \quad \text{für die Reaktion}$$



ermittelt. (X steht dabei für die Summe aller nicht beobachteter Hadronen.)

Eine Abtrennung spezieller Reaktionen aus der Vielfalt aller möglichen Prozesse kann über die Berechnung der Masse M_X des Systems der nicht beobachteten Hadronen geschehen:

$$M_X = (e + N - e' - h)^2 \quad (3-2)$$

Für einen speziellen Fall der Koinzidenzmessung von gestreutem Elektron und einem erzeugten π^+ -Meson kann man z. B.²⁴ in der M_X -Verteilung aller gemessenen Ereignisse die Erzeugung eines einzelnen π^+ -Mesons,



an der Häufung der Ereignisse mit Massen M_X um die Masse des Rückstoßnukleons N' erkennen (Abb. 1). Die Breite dieser Häufung ist durch die endliche Impulsauflösung der gemessenen Teilchen bedingt.

Die ausreichende Trennung der Einfach- π^+ -Ereignisse von Prozessen, bei denen 2 oder mehr Mesonen erzeugt wurden, ist in diesem Falle durch die tiefe Einsattelung der M_X -Verteilung gewährleistet.

Die Anhäufung von Ereignissen mit Massen M_X um die Masse der Nukleonresonanz Δ ($M_\Delta = 1236 \text{ MeV}/c^2$) weist auf die Reaktion



hin. Der gemessene Wirkungsquerschnitt in diesem Massenbereich ist dabei sowohl durch die genannte Reaktion als auch durch andere Reaktionen der Mehrfach-Meson-Erzeugung bedingt. Der Anteil der Reaktion $\pi^+ + \Delta^0(1236)$ am Gesamtquerschnitt kann durch Anpassung einer entsprechenden Massenverteilung der $\Delta(1236)$ -Resonanz und einer nichtresonanten Verteilung der Summe der verbleibenden Reaktionen an die gemessene Massenverteilung ermittelt werden.

Für den Fall einer diskreten Masse M_X sind durch Energie und Impulserhaltung Energie und Streuwinkel des gemessenen Hadrons korreliert. Die Festlegung der Masse M_X vermindert also die Zahl der Hadronvariablen um eins.

Damit lautet dieser differentielle Wirkungsquerschnitt: $\frac{d^5\sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'} d\Omega_h}$

Durch den Impuls des primären Elektrons und die Variablen des gestreuten Elektrons werden die Eigenschaften des virtuellen Photons, durch die Variablen des gemessenen Hadrons die spezielle Kinematik zwischen diesem und dem Rückstoßhadron festgelegt.

Am Beispiel der Einfach- π^+ -Meson-Erzeugung am Proton, $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$, soll im folgenden der differentielle Wirkungsquerschnitt entwickelt werden. Die Kinematik dieser Reaktion ist in Abb. 2 illustriert.

Der Wirkungsquerschnitt kann in Lorentz-invarianter Form durch Umrechnung der Laborvariablen in die folgenden bezüglich Lorentztransformationen invarianten Parameter angegeben werden.

$$\begin{array}{l} \text{Quadrat des Viererimpulses} \\ \text{des virtuellen Photons} \end{array} \quad q^2 = (e - e')^2 \quad (2-3)$$

$$\begin{array}{l} \text{Quadrat der totalen Energie} \\ \text{von Photon + Proton} \end{array} \quad W^2 = (q + p)^2 \quad (3-5)$$

$$\begin{array}{l} \text{Quadrat des Viererimpulses des} \\ \text{Rückstoßes ans Nukleon} \end{array} \quad t = (q - \pi^+)^2 \quad (3-6)$$

Dieser Wirkungsquerschnitt kann faktorisiert werden in einen Anteil $\Gamma(e_0, q^2, W)$, der das Spektrum der virtuellen Photonen beschreibt, und in einen Anteil, der als Photoproduktionsquerschnitt mit virtuellen Photonen aufgefaßt werden kann³.

$$\frac{d^5\sigma}{dE_e d\Omega_{e'} d\Omega_{\pi^+}} \rightarrow \left(\frac{d^4\sigma}{dq^2 dW^2 dt d\phi_{\pi^+}} \right)_{e+p \rightarrow e'+\pi^++n} = \Gamma(e_0, q^2, W) \cdot \left(\frac{d\sigma(q^2, W, t, \phi_{\pi^+})}{dt d\phi_{\pi^+}} \right)_{q+p \rightarrow \pi^++n} \quad (3-7)$$

$$\int d\phi_e = 2\pi$$

für unpolarisierte primäre
Elektronen und unpolarisierte
Target-Nukleonen

$$\text{mit } \Gamma(e_0, q^2, W) = \frac{\alpha}{4(2\pi)^2} \frac{1}{e_0^2 M_p^2 |q^2|} \frac{(W^2 - M_p^2)}{1 - \epsilon}$$

$$M_p = \text{Protonmasse}$$

$$\alpha = \frac{1}{137} \text{ (Feinstrukturkonstante)}$$

$$\phi_{\pi^+} = \text{Azimutwinkel des erzeugten } \pi^+ \text{-Mesons, Winkel zwischen der } e'e' \text{-Streuebene und der } \pi^+n \text{-Erzeugungsebene (Abb. 2)}$$

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion mit virtuellen Photonen kann aufgespalten werden in Anteile, die den einzelnen Komponenten der Photonpolarisation zugeordnet sind:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(q^2, W, t, \phi_{\pi^+})}{dt d\phi_{\pi^+}} &= \frac{d\sigma_u(q^2, W, t)}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L(q^2, W, t)}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_P(q^2, W, t)}{dt} \cos 2\phi_{\pi^+} \\ &+ \sqrt{2} \epsilon(\epsilon + 1) \frac{d\sigma_I(q^2, W, t)}{dt} \cos \phi_{\pi^+} \end{aligned} \quad (3-8)$$

$\frac{d\sigma_u}{dt}$ entspricht dem Wirkungsquerschnitt für den Erzeugungsprozeß mit transversalen, unpolarisierten virtuellen Photonen, der auch als Summe über die beiden entsprechenden Wirkungsquerschnitte mit Photonen polarisiert parallel bzw. senkrecht zur π^+ -Erzeugungsebene

$$\frac{d\sigma_u}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{||}}{dt} + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right) \quad (3-9)$$

geschrieben werden kann.

$\frac{d\sigma_L}{dt}$ entspricht dem Wirkungsquerschnitt mit longitudinalen Photonen. Der Term $\frac{d\sigma_P}{dt}$ trägt der endlichen Transversalpolarisation der virtuellen Photonen Rechnung. Er kann dargestellt werden als Differenz der zwei Wirkungsquerschnitte entsprechend den beiden transversalen Polarisationszuständen.

$$\frac{d\sigma_P}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{||}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right) \quad (3-10)$$

Der Term $\frac{d\sigma_I}{dt}$ beschreibt die longitudinal-transversale Interferenz.

Ziel der Messungen ist, nach Möglichkeit das Verhalten aller vier Wirkungsquerschnittskomponenten bezüglich der Parameter "Photonmasse" q^2 , Gesamtenergie W und Impulsübertrag t zu ermitteln. Dies kann, wie aus Gleichung (3-8) er-

sichtlich, durch Messung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit des Azimutwinkels ϕ_{π^+} und in Abhängigkeit von der Photonpolarisation ϵ bei jeweils festgehaltenem Parametersatz q^2 , W und t erreicht werden.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt für den betrachteten hadronischen Prozeß folgt durch Integration über die Hadronvariablen t und ϕ_{π^+} . Bei der Integration über den ϕ_{π^+} -Bereich von 0 bis 2π ergeben sich die Terme $\frac{d\sigma_P}{dt} \cos 2\phi_{\pi^+}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt} \cos \phi_{\pi^+}$ gemäß ihrer ϕ_{π^+} -Abhängigkeit zu Null.

$$\int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \int_{\phi_{\pi^+}=0}^{2\pi} dt d\phi_{\pi^+} \frac{d\sigma(q^2, W, t, \phi_{\pi^+})}{dt d\phi_{\pi^+}} = \left(\sigma(q^2, W) \right)_{qp \rightarrow \pi^+ n} = \sigma_u(q^2, W) + \epsilon \sigma_L(q^2, W) \quad (3-11)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für die Absorption virtueller Photonen ergibt sich nach Summation über alle möglichen hadronischen Endzustände i :

$$\sum_i \left(\sigma(q^2, W) \right)_{qp \rightarrow i} = \sigma^{\text{total}}(q^2, W) = \sigma_u^{\text{total}}(q^2, W) + \epsilon \sigma_L^{\text{total}}(q^2, W) \quad (3-12)$$

Gemessen wird dieser totale Absorptionsquerschnitt durch Nachweis lediglich des inelastisch gestreuten Elektrons. Unter dem Aspekt der inelastischen Elektronstreuung wird der Wirkungsquerschnitt auch in Erweiterung des Wirkungsquerschnitts für die elastische Elektron-Nukleon-Streuung parametrisiert:

Der elastische Streuquerschnitt gemäß der sogenannten Rosenbluth-Formel⁴ lautet

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} \right)_{eN \rightarrow e'N'} = \sigma_{\text{Mott}} \left(\frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(q^2) \text{tg}^2 \frac{\theta_{ee'}}{2} \right) \quad (3-13)$$

mit $\sigma_{\text{Mott}} = \frac{\alpha^2}{|q^2|} \left(\frac{E_{e'}}{E_e} \right)^2 \text{ctg}^2 \frac{\theta_{ee'}}{2}$, Wirkungsquerschnitt für die
Streuung an einer punktförmigen Ladung

$G_{E,M}(q^2)$ = Formfaktoren des Nukleons, Fouriertransformierte der Verteilung
von elektrischer Ladung und magnetischem Moment des Nukleons

$$\tau = \frac{|q^2|}{4 M_N^2}$$

Analog dazu läßt sich der inelastische Streuquerschnitt schreiben als⁵:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_{e'} d\Omega_{e'}} \right)_{eN \rightarrow e' + \sum_i (qN \rightarrow i)} = \sigma_{\text{Mott}} \left(W_2(q^2, W) + 2 W_1(q^2, W) \text{tg}^2 \frac{\theta_{ee'}}{2} \right) \quad (3-14)$$

$W_{1,2}(q^2, W)$ = Strukturfunktionen, die die Verteilung von elektrischer Ladung
und magnetischem Moment beim Übergang aus dem Grundzustand des
Nukleons in die Summe aller möglichen Endzustände beschreiben

Dabei ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen den beiden Strukturfunktionen

$W_{1,2}$ und den Komponenten des totalen Absorptionsquerschnitts $\sigma_{\text{trans}}^{\text{tot}}$ und
 $\sigma_{\text{long}}^{\text{tot}}$:

$$W_1 = \frac{W^2 - M_N^2}{8 \pi^2 \alpha} \sigma_{\text{trans}}^{\text{total}} \quad (3-15)$$

$$W_2 = \frac{W^2 - M_N^2}{8 \pi^2 \alpha} \frac{4 M_N^2 |q^2|}{(W^2 - M_N^2 - q^2)^2 - 4 M_N^2 q^2} \left(\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}} + \sigma_{\text{long}}^{\text{total}} \right)$$

3.2) Strahlungskorrekturen

Bei den betrachteten Elektroerzeugungsprozessen werden Elektronen auf ein Target
aus Nukleonen geschossen und zumindest gestreute Elektronen, die einen bestimmten
Energieverlust erlitten haben, in einer Meßapparatur beobachtet.

Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten einer bestimmten Hadronerzeugung durch
einen inelastischen Elektronstoß an einem Nukleon ist aber weit geringer als die
Wahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung eines Elektrons im Feld eines Nukleons.

Das hat zur Folge, daß z. B. auch Elektronen, die eine bestimmte zu untersuchen-
de Hadronerzeugung verursachen, mehr oder minder häufig noch zusätzlich durch
Bremsstrahlung einen nicht unwesentlichen Teil ihrer Energie abstrahlen. Dabei
kann diese Bremsstrahlung entweder zugleich mit der Hadronerzeugung am selben
Targetnukleon oder in einem weiteren Prozeß an einem anderen Nukleon des Targets
emittiert werden.

Diese zusätzlichen Bremsstrahlungsprozesse führen einerseits zu Ereignisver-
lusten bei der Messung, wenn z. B. ein gestreutes Elektron durch Emission eines
Bremsquants soviel Energie zusätzlich verloren hat, daß es von der Meßapparatur
nicht mehr akzeptiert werden kann. Andererseits können hadronische Ereignisse
in einem bestimmten Energiebereich gemessen werden, die in Wirklichkeit aus
einem anderen Bereich stammen und die sich nur durch einen entsprechenden Brems-
strahlungsverlust in das betrachtete Energieintervall eingeschleust haben.

Diese Prozesse müssen durch sogenannte Strahlungskorrekturen, die an die gemes-
senen Wirkungsquerschnitte anzubringen sind, berücksichtigt werden. Entsprechende
Korrekturformulierungen sind für den Fall des totalen Absorptionsquerschnitts von
virtuellen Photonen⁶ und für den Fall von Koinzidenzmessungen bei der Elektro-
erzeugung von Mesonen⁷ veröffentlicht werden.

4) Experimentelle Daten des totalen Absorptions- querschnitts für virtuelle Photonen

In diesem Abschnitt werden die Daten des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen, gemessen

am Proton,

am Neutron und

an schweren Kernen,

zusammengestellt.

4.1) am Proton

Der totale Photoabsorptionsquerschnitt

$$\sigma^{\text{total}}(q^2, W) = \sigma_u^{\text{total}}(q^2, W) + \epsilon \sigma_L^{\text{total}}(q^2, W) \quad (3-12)$$

zeigt als Funktion der Schwerpunktsenergie W bei konstanten Werten von $|q^2| = 0.5, 2$ und $4 \text{ GeV}^2/c^2$ die Anregung der Nukleonresonanzen um Werte von $W = 1236, 1510$ und 1680 MeV ⁸ (Abb. 3). Die angegebenen Werte entsprechen Messungen bei Polarisationsgraden $\epsilon > 0.9$ (in Fig. 3 bezeichnet durch \dagger) und $\epsilon < 0.6$ (in Fig. 3 bezeichnet durch \times). Aus der Differenz dieser beiden Meßreihen läßt sich nach Gleichung (3-12) der longitudinale Anteil σ_L ermitteln. Da die beiden Meßreihen innerhalb der Meßfehler zusammenfallen, kann nur eine obere Grenze für σ_L angegeben werden. σ_L trägt demnach im gesamten Resonanzgebiet maximal 15 % zum totalen Photoabsorptionsquerschnitt bei.

Im bisher vorliegenden Meßbereich der Photonmasse $|q^2| \leq 4 \text{ GeV}^2$ fällt der totale Wirkungsquerschnitt rasch mit wachsenden Werten von q^2 ab. Dabei reduziert sich der Wirkungsquerschnitt im Bereich der prominenten Nukleonresonanzen rascher als bei höheren Energien (Abb. 3a-c).

Das q^2 -Verhalten für die Anregungen der einzelnen Nukleonresonanzen läßt sich in der Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts nach den beiden Strukturfunktionen $W_{1,2}$ laut Gleichung (3-14) mit der q^2 -Abhängigkeit des elastischen Elektron-Proton-Streuquerschnitts vergleichen. Der Anteil der einzelnen Resonanzen am totalen Wirkungsquerschnitt wurde durch Anpassung entsprechender Resonanzvertei-

lungen zusammen mit einem monoton verlaufenden Untergrund an die gemessenen Wirkungsquerschnittsverläufe gewonnen⁹.

In Abb. 4 wird der Vergleich für die Anregung der Nukleonresonanzen um $W = 1236, 1520, 1670$ und 1920 MeV gezeigt. Dabei wurde aus den Wirkungsquerschnitten das q^2 -Verhalten gemäß dem des elastischen Streuquerschnitts

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{e1} \approx \sigma_{\text{Mott}}(q^2) \left(\frac{0.71}{0.71 - q^2}\right)^4$ bereits abgespalten⁹. Die verbleibende q^2 -Abhängigkeit ist zumindest für die ersten 3 Resonanzen in einem weiten q^2 -Bereich $1 \lesssim |q^2| \lesssim 7 \text{ GeV}^2/c^2$ nahezu konstant. Das bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt für die Anregung dieser Resonanzen ähnlich steil wie der elastische Streuquerschnitt mit $|q^2|$ abfällt.

Dagegen scheint sich für die Anregung der Nukleonresonanzen um 1920 MeV eine flachere q^2 -Abhängigkeit anzudeuten. Dieses flacher werdende q^2 -Verhalten des inelastischen Streuquerschnitts setzt sich in dem Energiebereich oberhalb der sichtbaren Nukleonresonanzen fort¹⁰. In Abb. 5 wird dieses q^2 -Verhalten für Energien von $W = 2, 3$ und 3.5 GeV gezeigt. Aufgetragen ist dabei das Verhältnis

$\frac{d\sigma}{d\Omega_e dE_e} / \sigma_{\text{Mott}}$ als Funktion von q^2 .

Die so resultierende q^2 -Abhängigkeit entspricht dem q^2 -Verhalten der Kombination beider Strukturfunktionen $W_{1,2}$. Für $W = 2$ GeV ist dieses Verhalten bereits wesentlich flacher als das Dipolverhalten der Protonformfaktoren in der elastischen Streuung, $G_{E,M}^2(q^2) \sim \left(\frac{0.71}{0.71 - q^2}\right)^4$, das zum Vergleich in Abb. 5 eingetragen ist. Für $W \geq 3$ GeV ist das q^2 -Verhalten der Strukturfunktionen bereits nahezu konstant.

Die W -Abhängigkeit des totalen Absorptionsquerschnitts für Energien W oberhalb des Nukleonresonanzgebiets¹¹ zeigt für den Transversalanteil $\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}}(W)_{q^2=\text{const}}$ bei Werten von $|q^2| = 1.5 \text{ GeV}^2/c^2$ zunächst einen leichten Abfall, der mit wachsenden $|q^2|$ -Werten flacher wird und sich bei $|q^2| = 8 \text{ GeV}^2/c^2$ in einen flachen Anstieg verwandelt hat (Abb. 6).

Der Longitudinalanteil des Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\text{long}}^{\text{total}}(W)_{q^2=\text{const.}}$ ist vergleichsweise klein und trägt im Mittel zum totalen Wirkungsquerschnitt mit $(15 \pm 15) \%$ bei.

Bislang wurden Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnittsfunktion von einer Variablen bei gleichzeitig konstant gehaltener zweiter Variablen gezeigt. Diese Darstellung entspricht Schnitten des Funktionsgebirges $F(\text{Parameter } 1)_{\text{Par.2}=\text{const}}$

Im Prinzip ist es auch möglich, die Gestalt des Funktionsgebirges durch Schnitte bei konstanten Funktionswerten $F = \text{konstant}$ zu charakterisieren. Diese Schnitte entlang der Höhenlinien ergeben eine Korrelation ω zwischen den beiden Parametern q^2 und W :

$$\omega = f(q^2, W) \quad (4-1)$$

Die experimentellen Werte für die beiden Strukturfunktionen $w_{1,2}$ zeigen diese Konstanz bezüglich einer Funktion ω , die zumindest im Grenzfall großer Parameterwerte $|q^2|, W \gg M_p^2$ durch die Relation

$$\omega = \frac{W^2 - q^2 - M_p^2}{|q^2|} \quad (4-2)$$

beschrieben werden kann¹⁰. Im Fall kleinerer Parameterwerte $|q^2| \gtrsim 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ und $W \gtrsim 2 \text{ GeV}$ wird die Konstanzbedingung für die Strukturfunktionen besser für die Funktion

$$\omega' = \frac{W^2 - q^2}{|q^2|} \quad (4-3)$$

dargestellt⁹, die im Grenzfall großer Werte von $|q^2|$ und W mit der Relation (4-2) zusammenfällt.

Dieses als Skaleninvarianz bezeichnete Verhalten der Strukturfunktionen $w_1(\omega')$ und $q_0 w_2(\omega')$ ist in Abb. 7 gezeigt.

Die experimentellen Werte der beiden Strukturfunktionen im gesamten Meßbereich $1 \lesssim |q^2| \lesssim 8 \text{ GeV}^2/c^2$ und $18 < W < 4 \text{ GeV}$ liegen auf je einer universellen Kurve, $W_{1,2}(\omega')$.

Selbst im Energiebereich der Nukleonresonanzen scheint diese einfache Gesetzmäßigkeit der Strukturfunktionen zumindest gemittelt über die Resonanzstrukturen erfüllt zu sein:

Wie aus Abb. 8 zu entnehmen ist, oszillieren die Strukturfunktionen im Nukleonresonanzgebiet bei festen Werten von q^2 um die Skaleninvarianzkurve des tief inelastischen Bereichs¹².

4.2) am Neutron

Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Elektron-Neutron-Streuung wurde aus den gemessenen inelastischen Streuquerschnitten am Deuterium unter Vernachlässigung der Nukleonenbindung im Deuterium als Differenz der Wirkungsquerschnitte am Deuteron und am freien Proton ermittelt¹¹:

$$\sigma_n = \sigma_D - \sigma_P \quad (4-4)$$

Die Korrekturen für die Bindung und die interne Bewegung der Nukleonen im Deuterium, sowie für die Wechselwirkung der beiden Nukleonen im Endzustand wurden im tief inelastischen Bereich als vernachlässigbar klein abgeschätzt.

Der inelastische Streuquerschnitt am Neutron fällt mit wachsender Photonmasse $|q^2|$ schneller ab als der entsprechende Streuquerschnitt am Proton (Abb. 9).

Weiter zeigt sich im Fall der inelastischen Elektron-Neutron-Streuung unter der Annahme eines ähnlich vernachlässigbar kleinen Longitudinalbeitrages σ_{long} wie in der inelastischen Elektron-Proton-Streuung das Skaleninvarianz-Verhalten der Strukturfunktionen bezüglich der gleichen Skaleninvarianzfunktion

$\omega' = \frac{W^2 - q^2}{|q^2|}$ (Gleichung 4-3). Dieser Befund ist in Abb. 10. aufgetragen.

4.3) an schweren Kernen

Die Messung des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen an Kernen mit höherer Nukleonenzahl¹³ A zeigt, daß dieser Wirkungsquerschnitt im gesamten Meßbereich der Photonenergie $q_0 \leq 16$ GeV und der Photonmasse $|q^2| \leq 1.5$ GeV²/c² gleich ist der Summe aller Einzelquerschnitte der im Kern gebundenen Protonen und Neutronen, wenn man dafür die am Deuterium gemessenen Proton- und Neutronwirkungsquerschnitte zugrundelegt. Als typisches Beispiel ist das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{Cu}} / \left(Z \sigma_p^{(D)} + (A-Z) \sigma_N^{(D)} \right)$ gemessen an Kupfer in Abb. 11 aufgetragen. Dieses Ergebnis unterscheidet sich von entsprechenden Absorptionswirkungsquerschnitten für reelle Photonen¹⁴, bei denen durch eine Art Schatteneffekt der Absorptionsquerschnitt am Kern sich gegenüber der Summe der Einzelquerschnitte bei höheren Photonenergien verringert (Abb. 11).

5) Diskussion der Daten des totalen Absorptionsquerschnitts
im Licht von Modellen für die Nukleonstruktur

5.1) Klassisches-Feld-Modell für Nukleonresonanzen¹⁵

Die Anregung der verschiedenen Nukleonresonanzen (Abb. 3) wird in diesem Modell als Anregung entsprechender Oszillationszustände der den nackten Nukleonkern umgebenden Pionwolke, beschrieben als klassisches Pionfeld, angesehen. Das Modell beschreibt die experimentell gefundenen Wirkungsquerschnitte der Anregung der Nukleonresonanzen mit mittleren Massen ab $W = 1510$ MeV gut sowohl bezüglich der variierenden q^2 -Abhängigkeit als auch bezüglich der starken Abnahme zu höheren Resonanzen hin. Als Beispiel dafür ist der Vergleich von Modell und Experiment für die Resonanzen $N^*(1520)$ und $N^*(1950)$ in den Abbildungen 12 und 13 gezeigt.

Man kann dieses klassische Modell analog zur Atomanregung durch Elektronenstoß (Franck-Hertz-Versuch) als Absorption der virtuellen Photonen in der Pionhülle des Nukleons betrachten.

5.2) Parton-Modell¹⁶

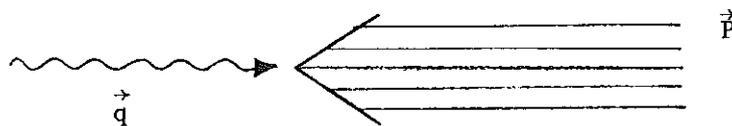
Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Elektronstreuung zeigt bei Energien oberhalb der sichtbaren Nukleonresonanzen eine mit wachsendem W immer flacher werdende q^2 -Abhängigkeit, die bei $W \approx 3$ GeV das relativ flache q^2 -Verhalten der Streuung an einer punktförmigen Ladungsquelle erreicht (Abb. 5). Diese experimentelle Erfahrung führte zu einer Vorstellung, wonach das Nukleon aus Partonen mit punktförmiger Ladung aufgebaut sein soll.

Bei Photonmassen q^2 , die einer Auflösung Λ entsprechen, die klein sein soll gegen den mittleren Nukleonradius und gegen den mittleren Abstand der Partonen im Nukleon, sollte demnach der inelastische Elektron-Nukleon-Streuquerschnitt gleich der Summe der Querschnitte für die inkohärente quasielastische Streuung

des Elektrons an den einzelnen Partonen im Nukleon sein. In den verschiedenen vorgeschlagenen Modellen betrachtet man als Partonen entweder die bekannten Hadronen oder neue Teilchen, wie z. B. die Quarks.

Aus dem q^2 - und W -Verhalten des inelastischen Elektron-Nukleon-Streuquerschnitts kann man versuchen, Vorstellungen über Masse, mittlere Anzahl und Ladung und über den Spin der Partonen zu gewinnen.

Die Partonen sind im Nukleon offensichtlich mehr oder minder stark gebunden. Um nun die inelastische Elektron-Streuung wirklich als quasielastische Streuung an quasifreien Partonen betrachten zu können, führt man diesbezügliche Rechnungen in einem Lorentzsystem aus, in welchem das Nukleon, der Verband der Partonen, mit extrem hohem Impuls \vec{P} auf das zu absorbierende virtuelle Photon zufliegt.

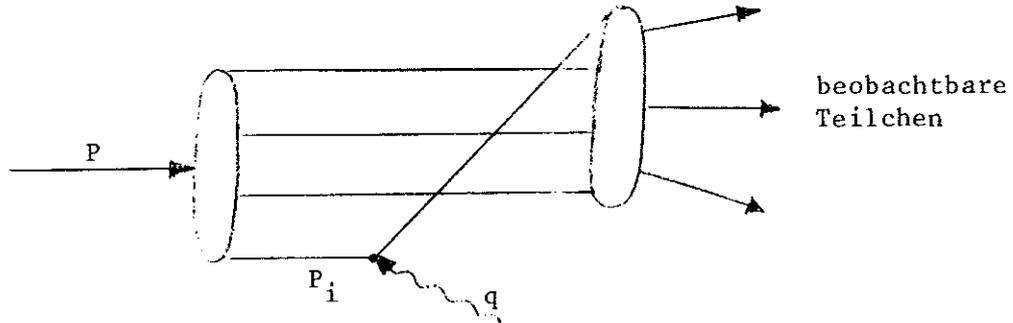


Dabei tragen die einzelnen i Partonen jeweils einen Bruchteil des gesamten Nukleonimpulses

$$\vec{P}_i = X_i \vec{P} . \quad (5-1)$$

Mögliche Querimpulse der Partonen im Nukleon werden wegen des hohen Impulses \vec{P} als vernachlässigbar klein angesehen.

Die Absorption des virtuellen Photons soll also an einem einzigen quasifreien Parton stattfinden; nach der Absorption kann natürlich das gestreute Parton mit seinen bislang ungestörten Partonkollegen in Wechselwirkung treten und dabei beliebige beobachtbare hadronische Endzustände bilden. Das mögen bekannte oder bislang unbekannte Teilchen sein.



Diese Vorstellung einer quasielastischen Elektron-Partonstreuung führt zur nämlichen Variablen ω bzw. ω' (Gleichungen 4-2, 4-3) der Skaleninvarianz der Strukturfunktionen, wie sie aus den Experimenten ermittelt wurde (Abb. 7 und 10):

Der Zusammenhang zwischen der Photonmasse q^2 und der Schwerpunktsenergie W ist durch die Definition von W (Gleichung 3-5) gegeben:

$$W^2 = (q + N)^2 = q^2 + M_N^2 + 2 q_0 M_N \quad (5-2)$$

Im Grenzfall der elastischen Elektron-Nukleonstreuung folgt gemäß $W^2 = M_N^2$ folgende Beziehung für die Variable ω der Skaleninvarianz

$$\frac{W^2 - M_N^2 - q^2}{|q^2|} = \frac{-q^2}{|q^2|} = 1 = \omega \quad (5-3)$$

Für die quasielastische Elektron-Streuung am i -ten Parton lautet Gleichung (5-2):

$$M_i^2 = (q + P_i)^2 = q^2 + M_i^2 + 2 q \cdot P_i$$

mit $2 q \cdot P_i = 2 X_i \cdot q_0 M_N$ gemäß Gleichung (5-1).

Damit hängen q^2 und W über den Bruchteil X_i des Partonimpulses vom Nukleonimpuls wie folgt zusammen:

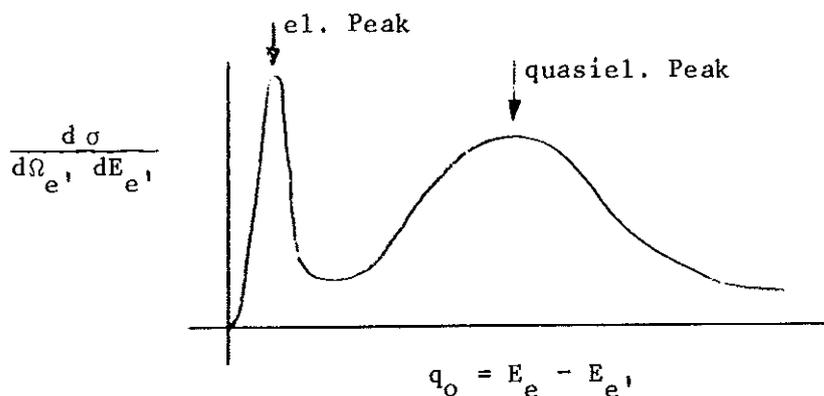
$$X_i = \frac{|q^2|}{2 q_0 M_N} = \frac{|q^2|}{W^2 - q^2 - M_N^2} = \frac{1}{\omega} \quad (5-4)$$

Der Strahleninvarianzparameter ω entspricht also dem Kehrwert des Bruchteils X des Partonimpulses am Nukleonimpuls.

Der X_1 -Variation zwischen 1 und 0 entspricht eine Variation der Skaleninvarianz-Variablen ω zwischen 1 und ∞ .

Vorstellung über die Partonmasse

Im Fall der Elektronstreuung an einem aus Partonen aufgebauten Nukleon erwartet man im Energiespektrum des unter festem Winkel gestreuten Elektrons bei der maximalen Elektronenergie den elastischen Peak für die kohärente Streuung am Partonverband und bei einer verminderten Energie einen quasielastischen Peak für die inkohärente Streuung an den Partonen.

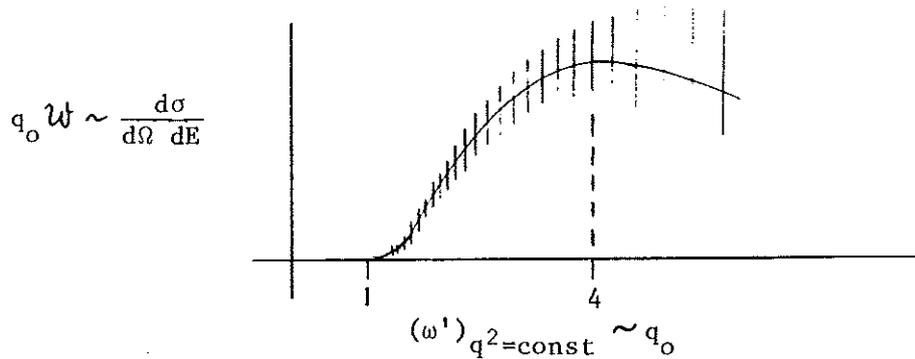


Die Lage des quasielastischen Peaks im q_0 -Spektrum ist wesentlich bedingt durch die Bindungsenergie des Partons, die durch die Energie des virtuellen Photons kompensiert werden muß. Die Breite des quasielastischen Peaks ist bedingt durch die Impulsverteilung der Partonen im Nukleon.

Man kann nun versuchen, die Skaleninvarianzkurve der Strukturfunktion $q_0 \mathcal{W}_2(\omega')$ als Hinweis auf einen quasielastischen Peak zu deuten. Vernachlässigt man den bei kleinen Elektronstreuwinkeln geringen Beitrag von \mathcal{W}_1 zum Wirkungsquerschnitt, so ist gemäß Gleichung (3-14) der inelastische Streuquerschnitt der Funktion $q_0 \mathcal{W}_2$ näherungsweise proportional

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{e'}} \sim q_0 \mathcal{W}_2(\omega'). \quad (5-5)$$

Demnach könnte man den Kurvenverlauf von $q_0 \mathcal{W}_2(\omega')$ für feste und genügend große Werte von $|q^2|$ als Hinweis auf einen quasielastischen Peak deuten.



Der elastische Peak liegt bei $\omega' = 1$; nimmt man an, daß bei $\omega' = 4$ der quasielastische Peak sein Maximum hat (Abb. 7), so folgen daraus für große Werte von $|q^2|$ Bindungsenergien der Partonen von der Größenordnung 10 GeV. Bei der beobachtbaren Nukleonmasse von ca. $1 \text{ GeV}/c^2$ würde das auf Partonmassen von der Größenordnung der Partonbindungsenergie hinweisen.

Vorstellung über die mittlere Anzahl und Ladung der Partonen

Die Strukturfunktionen enthalten definitionsgemäß die elektrische Ladung des Nukleons beziehungsweise seiner möglichen Bestandteile, der Partonen. Dementsprechend ergibt die Summation über die Beiträge aller einzelnen Partonen eines Nukleons folgenden Zusammenhang zwischen Strukturfunktionen und Partonladung:

$$q_0 \mathcal{W}_2\left(\frac{1}{\omega'}\right) = F_2(X) = \sum_N P(N) \left(\sum_i Q_i^2 \right)_N \cdot f_N(X) \quad (5-6)$$

Dabei ist $P(N)$ die Wahrscheinlichkeit, N Partonen im Nukleon vorzufinden,

Q_i die Ladung des i -ten Partons und

$f_N(X)$ die Verteilungsfunktion der Longitudinalimpulse für jedes der N Partonen.

Eine Integration von $q_0 \mathcal{W}_2\left(\frac{1}{\omega'}\right)$ über den vollen Bereich von ω' führt zu Summenregeln¹⁷ über die mittlere quadratische Ladung pro Parton

$$I_1 = \int_0^1 dX F_2(X) = \sum_N P(N) \frac{\left(\sum_i Q_i^2 \right)_N}{N} \quad (5-7)$$

und über die gewichtete Summe der Ladungsquadrate der Partonen eines Nukleons

$$I_2 = \int_0^1 \frac{dX}{X} F_2(X) = \sum_N P(N) \left(\sum_i Q_i^2 \right) \quad (5-8)$$

Die vorliegenden Messungen des inelastischen Elektronstreuquerschnitts erlauben eine Integration im Bereich $\frac{1}{12} \leq \left(\frac{1}{\omega^2} = X\right) \leq 1$.

Die in diesem nahezu vollständigen Bereich erhaltenen Ergebnisse^{13,18} für die beiden Integrale I_1 und I_2 können mit Vorhersagen bestimmter Modelle, wie z.B. speziellen Quark-Modellen, in welchen das Nukleon aus 3 Quarks mit drittelzahliger Ladung - in einem Fall noch umgeben von einer Wolke von N Quark-Antiquark-Paaren (Mesonen) - aufgebaut sein soll, verglichen werden

Resultate für die Integrale

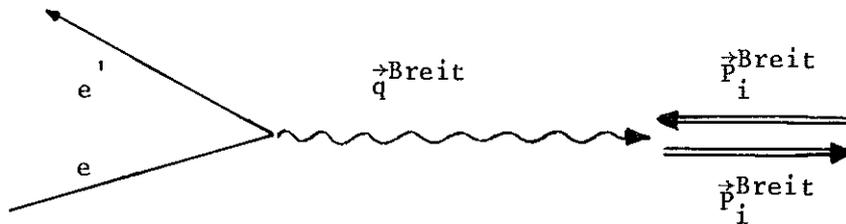
	experimentell erhalten	vorhergesagt im Modell	
		für 3 Quarks	für 3 Quarks + einen See von N Quark-Antiquark-Paaren
I_1^{Proton}	$0,17 \pm 0,02$	$\left\{ \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 \right\} \frac{1}{3} = \frac{1}{3}$	$\frac{2}{9} + \frac{1}{3N}$
I_1^{Neutron}	$0,14 \pm 0,02$	$\left\{ \left(\frac{2}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 + \left(\frac{1}{3}\right)^2 \right\} \frac{1}{3} = \frac{2}{9}$	$\frac{2}{9}$
I_2^{Proton}	$0,78 \pm 0,04$	1	divergent
F_2^{Neutron}	$0,6 - 0,8$	$\frac{2}{3}$	divergent

Es ist erstaunlich, wie nahe sich teilweise Meßresultat und Modellvorhersage kommen, wenn man bedenkt, daß die Voraussetzung der quasielastischen Elektron-Quark-Streuung im zugänglichen Meßbereich sicher noch keine gute Näherung ist.

Vorstellung über den Spin der Partonen

Aus den Meßergebnissen über das Verhältnis von transversaler zu longitudinaler Komponente des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen

$\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}}(q^2, \omega) / \sigma_{\text{long}}^{\text{total}}(q^2, \omega)$ kann man wieder unter der Voraussetzung der Gültigkeit einer quasielastischen Elektron-Parton-Streuung Schlüsse über den Spin der Partonen ziehen. Dazu ist es zweckmäßig, die quasielastische Elektron-Parton-Streuung in dem Lorentzsystem zu betrachten, in dem das Elektron keine Energie auf das Parton überträgt (Breitsystem, mit der Definition $q_0^{\text{Breit}} = 0$).



Das Parton hat vor und nach der Absorption des virtuellen Photons gleichen Impulsbetrag, kehrt aber bei der Absorption seine Impulsrichtung um 180° um.

Das Parton kann also Drehimpuls vom Photon entlang der Impulsrichtung des Photons nur durch Spinflip seines eigenen Spins übernehmen. Hat das Parton selbst Spin 0, so kann es dementsprechend nur an Photonen mit longitudinaler Polarisation an-koppeln. Der totale Absorptionsquerschnitt hat in diesem Fall nur eine longitudinale Komponente:

$$\text{Parton-Spin} = 0 \rightarrow \sigma_{\text{long}}^{\text{total}} = \sigma^{\text{total}}$$

$$\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}} = 0.$$

Hat das Parton dagegen Spin $\frac{1}{2}$, so kann es unter der Voraussetzung der Helizitätserhaltung für die elektromagnetische Wechselwirkung nur an ein transversal polarisiertes Photon an-koppeln. In diesem Fall hat der totale Absorptionsquerschnitt nur eine transversale Komponente:

$$\text{Parton-Spin} = \frac{1}{2} \rightarrow \sigma_{\text{long}}^{\text{total}} = 0$$

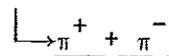
$$\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}} = \sigma^{\text{total}}$$

Alle vorliegenden Messungen des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen zeigen einen gegenüber dem Transversalanteil $\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}}$ sehr kleinen Longitudinalanteil $\sigma_{\text{long}}^{\text{total}}$. Dieser Befund würde in der Vorstellung der quasi-elastischen Elektron-Parton-Streuung vorzugsweise auf Partonen mit Spin $\frac{1}{2}$ hinweisen. In gewissen Modellen betrachtet man als Partonen die bekannten Hadronen, Nukleonen und Mesonen¹⁹. In diesem Fall sollten im tief inelastischen Bereich entlang der Richtung der virtuellen Photons vorwiegend Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$, also Nukleonen, emittiert werden.

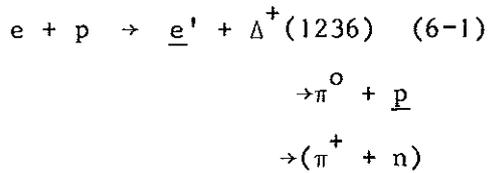
Im folgenden Abschnitt werden Experimente behandelt, bei welchen die Emission von Hadronen entlang der Photonrichtung beobachtet wurde.

6) Experimentelle Daten der differentiellen Wirkungsquerschnitte
für die Erzeugung von Mesonen mit virtuellen Photonen

In diesem Abschnitt werden Koinzidenzmessungen zwischen dem gestreuten Elektron und mindestens einem Hadron des Endzustands, Meson oder Nukleon, besprochen. Dabei werden folgende Reaktionen der Elektroerzeugung von pseudoskalaren und vektoriellen Mesonen behandelt:



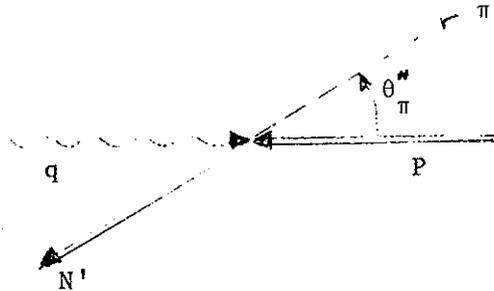
Die in Koinzidenz gemessenen Teilchen sind dabei unterstrichen. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte wurden als Funktion der Parameter W , q^2 , t und ϕ_h gemessen (siehe Gleichung (3-8)). Eine Separation der ϕ_h abhängigen Komponenten vom Anteil $d\sigma_u/dt + \varepsilon d\sigma_L/dt$ konnte dabei durch Messung in großen ϕ_h -Bereichen in vielen Fällen durchgeführt werden. Eine Messung über größere ε -Bereiche zur Trennung von Transversal- und Longitudinalanteil war in den vorliegenden Experimenten nicht möglich. Die Meßwerte für die genannten Reaktionen wurden vornehmlich bei einer Photonpolarisation ε nahe 1 aufgenommen. Deshalb kann man nur in Einzelfällen unter bestimmten Annahmen Aussagen über $d\sigma_L/dt$ gewinnen.

6.1) Elektroanregung der ersten Nukleonresonanz^{20,21}

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird dabei gemäß Gleichung 3-8 mit folgender Bezeichnung parametrisiert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\pi}^*} = A + \epsilon B + \epsilon C \cdot \sin\theta_{\pi}^* \cos 2\phi_{\pi} + \sqrt{\epsilon(\epsilon + 1)} D \sin\theta_{\pi}^* \cos\phi_{\pi} \quad (6-8)$$

Dabei ist θ_{π}^* der Polarwinkel des π -Mesons im Ruhesystem der Nukleonresonanz.



Unter der Annahme, daß nur S- und P-Wellen wesentlich zum Wirkungsquerschnitt beitragen, können die Koeffizienten in folgender Form nach Potenzen von $\cos\theta_{\pi}^*$ entwickelt werden²⁰:

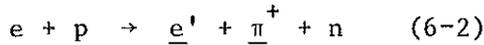
$$\begin{aligned}
 A + \epsilon B &= \bar{A} = \bar{A}_0 + \bar{A}_1 \cos\theta_{\pi}^* + \bar{A}_2 \cos^2\theta_{\pi}^* \\
 C &= C_0 \\
 D &= D_0 + D_1 \cos\theta_{\pi}^*
 \end{aligned} \quad (6-9)$$

Aus diesen Koeffizienten kann Information über das Verhalten der Multipolamplituden gewonnen werden²².

In den Abbildungen 14 und 15 ist die Energieabhängigkeit dieser Koeffizienten im Gebiet der $\Delta(1236)$ -Resonanz bei 2 festen Werten von $|q^2| = 0,6$ und $|q^2| = 1,0$ GeV^2/c^2 gezeigt.

Die Transversalkomponenten A und C zeigen die klare Struktur der Resonanzanregung. Aus dem endlichen Beitrag des longitudinal-transversalen Interferenzterms D_1 zum Wirkungsquerschnitt kann zumindest auf die Anwesenheit eines endlichen Longitudinalanteils im Bereich der 1. Resonanz geschlossen werden.

6.2) Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons am Proton²³⁻²⁶



Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde gemäß Gleichung (3-8) analysiert, die Trennung der ϕ -abhängigen Komponenten durchgeführt und schließlich die Abhängigkeit der so getrennten Terme von den Parametern W , q^2 und t ermittelt.

6.2.1) t-Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei festen Werten von W und q^2

Eine typische t -Abhängigkeit der drei Querschnittsanteile $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$, $d\sigma_p/dt$ und $d\sigma_T/dt$ ist für $W = 2,2 \text{ GeV}$ und $|q^2| = 0,26 \text{ GeV}^2/c^2$ in Abb. 16 gezeigt. Der Anteil $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ dominiert den Wirkungsquerschnitt in diesem kinematischen Bereich und fällt mit wachsendem Rückstoßimpulsquadrat $|t|$ annähernd exponentiell wie $\exp(-12 \cdot |t|)$. Dabei ist dieser Anteil sogar weit größer als der entsprechende Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion eines π^+ -Mesons²⁷ $d\sigma_u/dt(q^2=0)$, der einen viel schwächeren t -Abfall gemäß $\exp(-3 \cdot |t|)$ zeigt.

Unter der Annahme, daß man in jedem vernünftigen Modell für die Transversalkomponente $d\sigma_u/dt(q^2)$ einen monotonen Abfall mit $|q^2|$, ausgehend vom Grenzfall der Photoproduktion erwarten kann, ist die Größe von $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ nur durch einen entsprechend großen Longitudinalanteil zu erklären. Dieser große Longitudinalanteil wäre nicht im Widerspruch zum Befund des kleinen Longitudinalanteils im totalen Absorptionsquerschnitt, da die Einfach- π^+ -Erzeugung zum totalen Querschnitt nur einen Anteil von wenigen Prozent ausmacht.

Der Beitrag des transversalen Polarisationsanteils $d\sigma_P/dt$ ist vergleichsweise klein und zeigt eine flache t -Abhängigkeit, die longitudinal-transversale Interferenz $d\sigma_I/dt$ weist durch die deutliche Struktur auf das Vorhandensein eines Longitudinalanteils hin.

6.2.2) q^2 -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei festen Werten von W und t

Die q^2 -Abhängigkeit der drei Querschnittsanteile $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$, $d\sigma_P/dt$ und $d\sigma_I/dt$ ist für $W = 2,2 \text{ GeV}$ und $|t| \approx 0,04 \text{ GeV}^2/c^2$ in Abb. 17 gezeigt.

Der Anteil $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ zeigt mit wachsender Photonmasse $|q^2|$ ausgehend vom Photoproduktionswert $d\sigma_U/dt$ ($q^2=0$) einen Anstieg bis zu einem Maximum bei $|q^2| \approx 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ und einen nachfolgenden relativ steilen Abfall.

Die Transversalkomponente $d\sigma_P/dt$ fällt monoton mit $|q^2|$ ab.

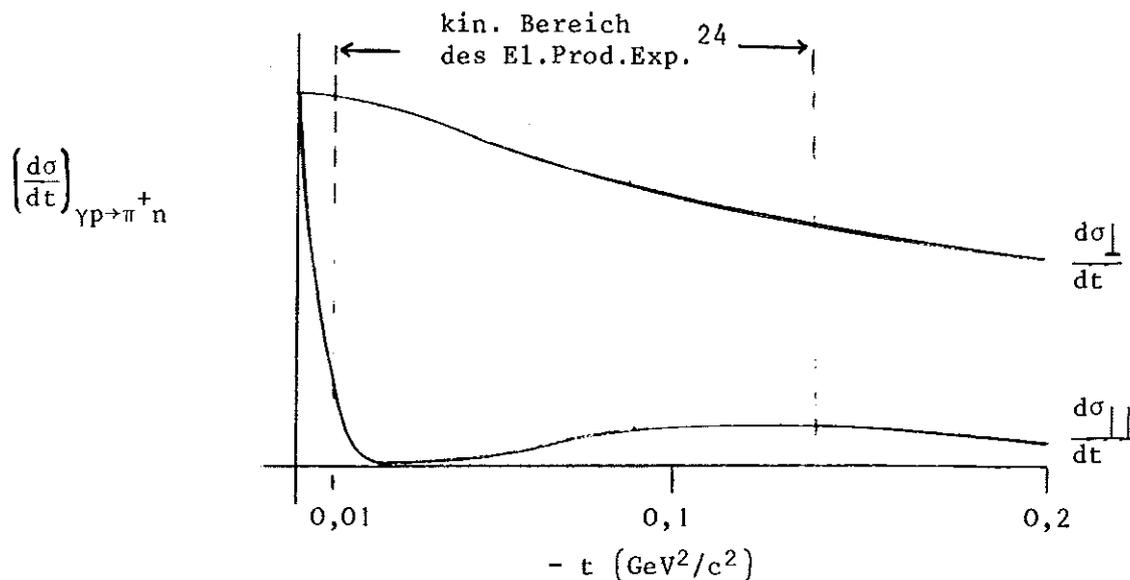
6.2.3) W -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei festen Werten von q^2 und t

Die W -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittsanteils $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ bei festen Werten von q^2 und t zeigt - wie aus Abb. 18 ersichtlich - einen ähnlich steilen Abfall wie der entsprechende Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von π^+ -Mesonen.

6.2.4) Trennung von $d\sigma_U/dt$ und $d\sigma_L/dt$

Wegen des den Photoproduktionsquerschnitt weit übersteigenden Elektroproduktionsquerschnitts $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ kann man versuchen, wenigstens eine von Annahmen abhängige Trennung von Longitudinal- und Transversalanteil zu erreichen. Dazu dient die Information über das t -Verhalten der Pionerzeugung mit polarisierten reellen Photonen²⁷:

Der Wirkungsquerschnitt für die π^+ -Erzeugung in einer Ebene senkrecht zur Polarisationssebene hat eine flache t -Abhängigkeit, während der Wirkungsquerschnitt für π^+ -Erzeugung in einer Ebene parallel zur Polarisationssebene von einem Vorwärtsspeak bei sehr kleinen $|t|$ -Werten abgesehen in einem weiten t -Bereich praktisch verschwindend klein ist.



Unter der Annahme, daß die beiden entsprechenden Transversalkomponenten in der Pionerzeugung mit virtuellen Photonen auch das in der Photoerzeugung gefundene t -Verhalten haben, reduzieren sich Gleichung (3-9) und (3-10) im bislang ausgemessenen t -Bereich der Elektroproduktion²⁴ wie folgt:

$$\frac{d\sigma_u}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right) \rightarrow \frac{1}{2} \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \quad (6-10)$$

$$\frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right) \rightarrow -\frac{1}{2} \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \quad (6-11)$$

Damit ist $d\sigma_u/dt$ durch den Meßwert von $d\sigma_p/dt$ bestimmt und der Longitudinalanteil kann nach folgender Beziehung ermittelt werden:

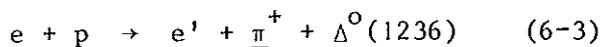
$$\frac{d\sigma_L}{dt} = \left[\left(\frac{d\sigma_u}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right) - \left| \frac{d\sigma_p}{dt} \right| \right] \frac{1}{\varepsilon} \quad (6-12)$$

Die so erhaltene t -Abhängigkeit von $d\sigma_L/dt$ bei $W = 2,2$ GeV und verschiedenen festen q^2 -Werten ist in Abb. 19 gezeigt. Der Abfall des Wirkungsquerschnitts mit wachsendem Impulsübertrag $|t|$ kann durch eine exponentielle Abhängigkeit von der Form $\frac{d\sigma_L}{dt} \sim \exp(-12 \cdot |t|)$ gut wiedergegeben werden.

Die q^2 -Abhängigkeit des Longitudinalquerschnitts $d\sigma_L/dt$ bei $W = 2,2$ GeV und $|t| \sim 0,08$ GeV²/c² (Abb. 20) zeigt ausgehend vom Wert 0 bei $|q^2| = 0$ bei kleinen Werten von $|q^2|$ einen steilen Anstieg bis zu einem Maximum bei $|q^2| \sim 0,5$ GeV²/c² und fällt mit weiter wachsenden Werten von $|q^2|$ rasch ab.

Ein wesentlicher Longitudinalanteil im Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines π^+ -Mesons mit virtuellen Photonen ist also beschränkt auf den Bereich sehr kleiner Rückstoßimpulse $|t|$ und relativ kleiner Werte des Photonmassenquadrats $|q^2|$.

6.3) Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons unter zusätzlicher Anregung der Nukleonresonanz $\Delta(1236)$ ^{28,29}



Die q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile $d\sigma_u/dt' + \varepsilon d\sigma_L/dt'$, $d\sigma_p/dt'$ und $d\sigma_L/dt'$ ist in Abb. 21 für feste Werte von $W = 2,35$ GeV und $|t'| = 0,05$ GeV²/c² gezeigt. (Die Variable t' ist definiert als $t - t_{\min}$, wobei t_{\min} das für die variablen Massenwerte der Δ -Resonanz variierende minimale Rückstoßimpulsquadrat bedeutet.)

Der Anteil $d\sigma_u/dt' + \varepsilon d\sigma_L/dt'$ dominiert den Wirkungsquerschnitt und fällt monoton mit wachsendem $|q^2|$ ausgehend vom Wert für die entsprechende Reaktion

in der Photoproduktion³⁰ bei $q^2 = 0$. Dieses q^2 -Verhalten ist durchaus vergleichbar mit dem der Einfach- π^+ -Elektroproduktion (Abschnitt 6.2): Nimmt man für den Transversalanteil $d\sigma_u/dt'$ ein q^2 -Verhalten

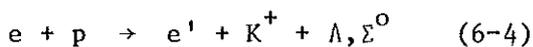
$$\frac{d\sigma_u}{dt'}(q^2) \sim \left(\frac{0,6}{0,6 - q^2} \right)^2,$$

wie es bestimmte Modelle⁵³ vorhersagen und wie es für die Einfach- π^+ -Erzeugung gemessen worden ist²³, an, so resultiert daraus ein Longitudinalanteil $d\sigma_L/dt'$ mit einem Maximum bei $|q^2| \approx 0,4 \text{ GeV}^2/c^2$.

Das Verhältnis von Longitudinal- zu Transversalanteil beträgt bei $|q^2| = 0,4 \text{ GeV}^2/c^2$ und $|t-t_{\min}| = 0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ bzw. $|t|(M_\Delta = 1236 \text{ MeV}/c^2) = 0,12 \text{ GeV}^2/c^2$ $\frac{d\sigma_L}{dt'} / \frac{d\sigma_u}{dt'} \approx 1$, wie es auch im Falle der Einfach- π^+ -Erzeugung bei den gleichen Parameterwerten ermittelt worden ist.

Der transversale Polarisationssterm $d\sigma_p/dt'$ ist mit Null verträglich, wogegen der longitudinal-transversale Interferenzterm klein aber von Null verschieden ist.

6.4) Elektroerzeugung eines K^+ -Mesons³¹ gemäß der Reaktion



Die q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittsanteils $d\sigma_u/d\Omega_{K^+} + \epsilon d\sigma_L/d\Omega_{K^+}$ für die $K^+\Lambda$ -Erzeugung ist in Abb. 22 gezeigt (Ω_{K^+} = Raumwinkelelement des K^+ -Mesons im Schwerpunktsystem $K\Lambda$).

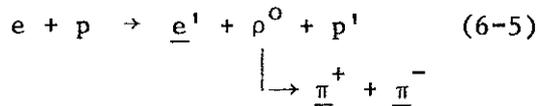
Im Vergleich zum entsprechenden Photoproduktionsquerschnitt bei $q^2 = 0$ zeigt sich eine Überhöhung des Elektroproduktionsquerschnitts bei kleinen Werten von $0,2 \leq |q^2| \leq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$. Das könnte analog zur Einfach- π^+ -Erzeugung²³ ein Hinweis auf einen relativ großen Longitudinalanteil $d\sigma_L/dt'$ sein.

Der Wirkungsquerschnitt für $K\Sigma^0$ -Erzeugung ist wesentlich kleiner als der für die $K^+\Lambda$ -Erzeugung. Das Verhältnis der beiden Wirkungsquerschnitte im Bereich

$W \approx 2,2 \text{ GeV}$, $q^2 \approx 0,4 \text{ GeV}^2/c^2$ und $|t| \approx |t_{\min}|$ beträgt:

$$\left(\frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right)_{q+p \rightarrow K^+ \Sigma^0} / \left(\frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right)_{q+p \rightarrow K^+ \Lambda} = 0,3 \pm 0,2$$

6,5) Elektroerzeugung von ρ^0 -Mesonen an Protonen ^{32,33}



Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung transversal polarisierter ρ^0 -Mesonen, $d\sigma_u/dt$, wurde durch Koinzidenznachweis des gestreuten Elektrons und beider π -Mesonen aus dem ρ^0 -Zerfall im Bereich $0,1 < |q^2| < 0,4 \text{ GeV}^2/c^2$, $|t| < 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$ und $W \approx 2,8 \text{ GeV}$ gemessen.

Die t -Abhängigkeit dieses Wirkungsquerschnitts (Abb. 23) ist von ähnlicher Steilheit wie in der Photoproduktion³⁴, was auf einen diffraktiven Mechanismus bei der ρ^0 -Erzeugung schließen läßt.

Die q^2 -Abhängigkeit zeigt einen flachen Abfall mit wachsender Photonmasse $|q^2|$ (Abb. 24), wie er auch für den totalen Absorptionsquerschnitt virtueller Photonen gemessen worden ist³⁵.

Bei den letzten 4 besprochenen Experimenten wurde jeweils die Mesonerzeugung in Vorwärtsrichtung in einem beschränkten Kegel um die Achse des virtuellen Photons beobachtet.

In den nachfolgenden zwei Experimenten wurde die Mesonerzeugung in Rückwärtsrichtung untersucht, wobei das mit hohem Impuls gestreute Rückstoßproton in einem beschränkten Kegel um die Photonrichtung nachgewiesen wurde.

6.6) Elektroerzeugung von π^0 -Mesonen in Rückwärtsrichtung^{36,37}

$$e + p \rightarrow \underline{e}' + \underline{p}' + \pi^0 \quad (6-6)$$

Die q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_u}{du} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{du}$ bei festen Werten von $W = 1,91 \text{ GeV}$ und $\theta_{\pi^0 q}^* = 180^\circ$ ist in Abb. 25 gezeigt. Dabei bedeutet u das invariante Rückstoßimpulsquadrat im u -Kanal gemäß der Definition $u = (q - p')^2$.

Ausgehend vom entsprechenden π^0 -Photoproduktionsquerschnitt bei $q^2 = 0$ ³⁸ fällt der Wirkungsquerschnitt monoton mit q^2 ab. Die gemessene q^2 -Abhängigkeit läßt sich nicht durch ein einfaches ρ^0 -Polverhalten beschreiben.

6.7) Elektroerzeugung von Vektormesonen in Rückwärtsrichtung^{39,40}

$$e + p \rightarrow \underline{e}' + \underline{p}' + (\rho^0 + \omega)$$

Die q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnittsanteile $\frac{d\sigma_u}{du'} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{du'}$, $\frac{d\sigma_P}{du'}$ und $\frac{d\sigma_I}{du'}$ bei festen Werten von $W = 2,15 \text{ GeV}$ und $u' = u - u_{\min} = 0,06 \text{ GeV}^2/c^2$ sind in Abb. 26 gezeigt. Dabei bedeutet $|u_{\min}|$ den Betrag des minimalen Rückstoßimpulses in u -Kanal, der einer Mesonerzeugung beim Winkel $\theta_{\text{Meson}}^* = 180^\circ$ entspricht.

Der Anteil $\frac{d\sigma_u}{du'} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{du'}$ dominiert den gemessenen Wirkungsquerschnitt, die beiden Terme $\frac{d\sigma_P}{du'}$ und $\frac{d\sigma_I}{du'}$ sind wesentlich kleiner und innerhalb der Meßfehler mit Null verträglich.

Innerhalb des Meßbereichs fällt der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_u}{du'} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{du'}$ monoton mit wachsendem $|q^2|$ ab.

Wegen der relativ großen Unsicherheit des entsprechenden Vektormeson-Photoproduktionsquerschnitts⁴¹ ist die Überhöhung des Elektroproduktionsquerschnitts über den Photoproduktionsquerschnitt bei kleinen $|q^2|$ -Werten nicht klar bestimmt. Andererseits zeigt der Vergleich der Wirkungsquerschnitte für Elektroerzeugung von pseudoskalaren und vektoriellen Mesonen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung be-

züglich der Impulsrichtung des virtuellen Photons, daß zumindest im vorliegenden Meßbereich von $|q^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^2$ auch die Elektroproduktionsquerschnitte für Mesonerzeugung in Vorwärtsrichtung um ein Vielfaches größer sind als die in Rückwärtsrichtung, ebenso wie das für die entsprechenden Photoerzeugungsprozesse gilt.

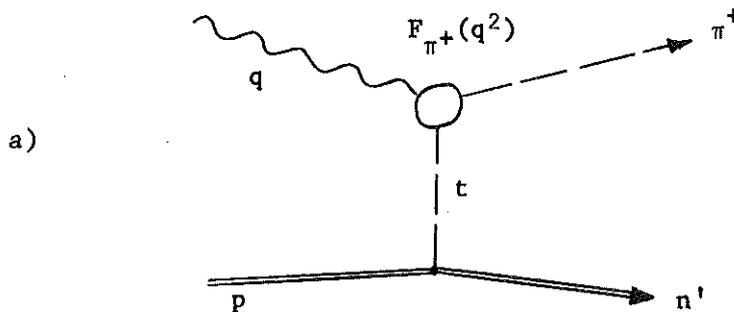
7) Diskussion der Daten der Elektroerzeugung von Mesonen
im Licht von Modellen für die Erzeugungsdynamik

7.1) Das Borntermodell

Die Wechselwirkung eines Teilchens mit einem Nukleon wird bei kleinen Impulsüberträgen an das Nukleon von den Kernkräften mit der größten Reichweite, den π -Mesonen, dominiert.

In diesem Sinne kann die Photoerzeugung eines π -Mesons bei kleinen Rückstoßimpulsen analog zum Photoeffekt in Atom- und Kernphysik als Nukleonphotoeffekt aufgefaßt werden: Das reelle oder virtuelle Photon wird in der das nackte Nukleon umgebenden Pionwolke absorbiert und führt zur Emission eines Pions.

Dieser Effekt wird durch den sogenannten Ein-Pion-Austausch-Graphen beschrieben, der im Fall der Einfach- π^+ -Erzeugung am Proton folgendes Aussehen hat:

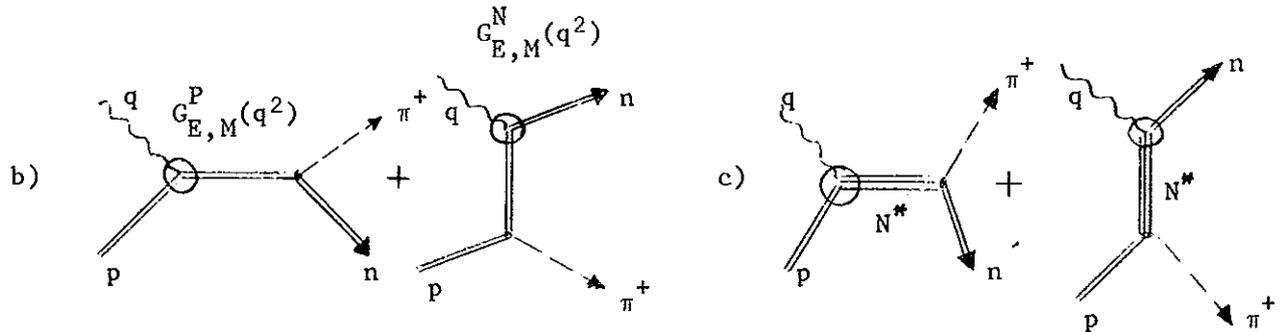


Die Kopplung des virtuellen Photons an das π^+ -Meson hängt von der Ladungsverteilung des Pions ab und wird dementsprechend durch den Pionformfaktor $F_{\pi^+}(q^2)$ beschrieben.

Da der Wirkungsquerschnitt für die Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons am Proton bei kleinen Impulsüberträgen t vorwiegend durch den Ein-Pion-Austausch bedingt wird, kann man aus der Messung dieses Wirkungsquerschnitts Information über die Struktur der elektrischen Ladung des π^+ -Mesons gewinnen.

Im Borntermodell, das für den t -Bereich $|t| < 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$ den Wirkungsquerschnitt gut darstellen soll, wird die Beschreibung des Wirkungsquerschnitts für

die Elektropionerzeugung durch die Ergänzung des selbst nicht eichinvarianten Ein-Pion-Austauschterms a um folgende weitere Terme b und c vervollständig⁴²⁻⁴⁴;



Die s- und u-Kanalbeiträge der Pol-Terme b hängen von den elektromagnetischen Formfaktoren von Proton und Neutron ab, der Beitrag von Term c wird durch Dispersionsintegrale über die Nukleonresonanzen dargestellt.

Im Prinzip kann man unter Verwendung der bekannten Nukleonformfaktoren den Pionformfaktor als einzig freien Parameter in diesem Modell durch Anpassung des so berechneten Wirkungsquerschnitts an die experimentellen Daten der Elektro- π^+ -Erzeugung gewinnen. Dabei haben die verschiedenen Autoren verschiedene vereinfachende Annahmen über die kleinen Beiträge der isoscalaren Anteile der Amplituden, über die Beiträge höherer Nukleonresonanzen zu den Dispersionsintegralen und über den Ansatz des Pionformfaktors gemacht.

Zwei der so erhaltenen Ergebnisse des Pionformfaktors als Funktion der Photonmasse q^2 mit folgenden Ansätzen für den Pionformfaktor

$$a) \quad F_{\pi^+}(q^2) = \left(\frac{m^2}{m^2 - q^2} \right)$$

(Fit beschränkt auf t-Bereich $|t| \leq 0,05 \text{ GeV}^2/c^2$) (Lit. 44)

$$b) \quad F_{\pi^+}(q^2) = \left(\frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - q^2} \right) (1 + a q^2 + b q^4)$$

(Fit über den gesamten Meßbereich $|t| \leq 0,12 \text{ GeV}^2/c^2$) (Lit. 42)

sind in Abb. 27 gezeigt.

Im Fall a) resultiert eine Parametermasse m , die der Masse des ρ^0 -Mesons sehr nahe kommt; der Verlauf des Formfaktors zeigt also ein ρ^0 -Pol-Verhalten.

Im Fall b) resultiert eine anfänglich schwächer mit $|q^2|$ fallende Abhängigkeit.

In beiden Parametrisierungen ist der Formfaktorverlauf wesentlich flacher als der steile Abfall der Nukleonformfaktoren gemäß dem Dipolverhalten $G_{E,M} \left(\frac{0,71}{0,71 - q^2} \right)^2$. In der Verknüpfung der Steilheit des Formfaktorabfalls mit dem mittleren Radius der elektromagnetischen Struktur folgen

für das Proton gemäß $G_{E,M}^P \left(\frac{0,71}{0,71 - q^2} \right)^2$
 ein mittlerer Radius $\eta_p \approx 0,8$ fermi ,

für das π^+ -Meson gemäß $F_{\pi^+}(q^2) \left(\frac{0,58}{0,58 - q^2} \right)$
 ein mittlerer Radius $\eta_{\pi^+} \approx 0,6$ fermi.

Das π^+ -Meson scheint also in diesem Bild eine etwas weniger ausgedehnte Ladungsstruktur als das Proton aufzuweisen.

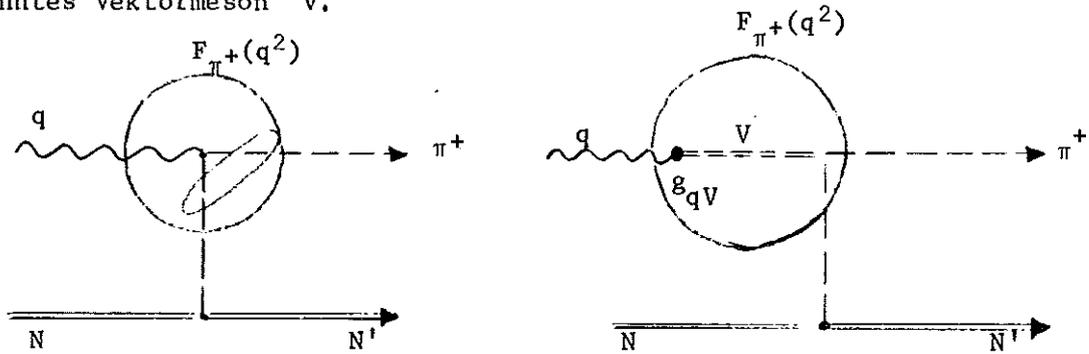
Ebenso wie für die Einfach- π^+ -Erzeugung kann der Wirkungsquerschnittsverlauf für die Elektroerzeugung von $\pi^+ + \Delta^0$, gemäß $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + \Delta^0(1236)$ (6-3) im entsprechend abgewandelten Borntermmodell⁴⁵ gut wiedergegeben werden. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 28 gezeigt.

Auch für diese Reaktion trägt bei hohen Energien und bei kleinen Impulsüberträgen der Ein-Pion-Austausch wesentlich zum Wirkungsquerschnitt bei.

7.2) Das Vektormesondominanzmodell⁴⁶

Dieses Modell enthält eine mögliche Antwort auf die Frage, wie das Photon generell an das Feld der starken Wechselwirkung ankoppelt.

Im Fall des dominanten Ein-Pion-Austausches im t-Kanal bei Einfach- π^+ -Meson-Erzeugung koppelt das Photon an ein Pionpaar mit Spin und Parität gleich denen des Photons, $J^P = 1^-$. Die Kopplung ist sicher besonders stark, wenn das Pionpaar einen resonanten Zustand bildet, ein Mesonsystem mit Spin-Parität 1^- , ein sogenanntes Vektormeson V .



Im Vektormesondominanzmodell wird die Kopplung des Photons an die Hadronen ausschließlich als Kopplung des Photons an die Vektormesonen mit Spin und Parität gleich denen des Photons mit einer von der Photonmasse q^2 unabhängigen Kopplungskonstanten beschrieben. Die nachfolgende Wechselwirkung kann dann als rein hadronische Wechselwirkung zwischen Vektormeson und Nukleon aufgefaßt werden. In diesem Bild läßt sich der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion mit reellen bzw. virtuellen Photonen wie folgt als die Summe der Wirkungsquerschnitte aller Vektormesonen mit dem Nukleon beschreiben:

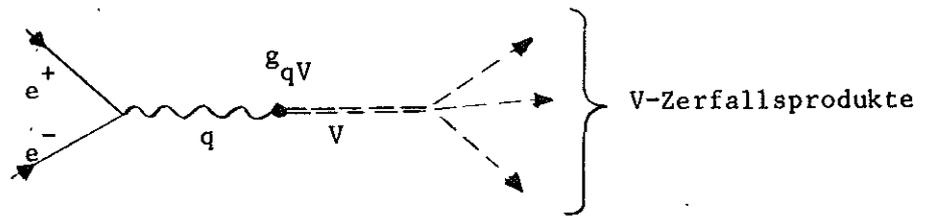
$$\sigma_{qN \rightarrow \text{Hadr., Endzust.}} = \sum_V g_{qV}^2 \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 - q^2} \right)^2 \sigma_{VN \rightarrow \text{Hadr., Endzust.}} \quad (7-1)$$

Die Summe erstreckt sich auf die bis heute bekannten Vektormesonen ρ^0 , ω und ϕ . Die entsprechenden hadronischen Wirkungsquerschnitte für bestimmte hadronische Endzustände, wie z. B. $\pi+n$, sind experimentell bekannt, wenn man Gleichheit des Wirkungsquerschnitts unter Zeitumkehr voraussetzt, also

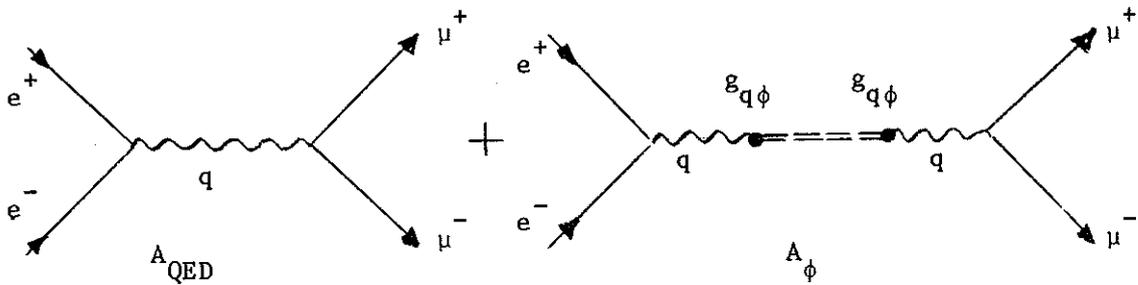
$$\sigma_{VN \rightarrow \pi N} = \sigma_{\pi N \rightarrow VN}$$

Die Größe der Kopplung g_{qV} ist dabei im Bereich zeitartiger Photonmassen q^2 bei der Vektormesonerzeugung durch Elektron-Positron-Vernichtung bestimmt worden: $e^+ + e^- \rightarrow V$

durch Elektron-Positron-Vernichtung bestimmt werden: $e^+ + e^- \rightarrow V$



Die Annahme einer zeitweiligen Dissoziation eines Photons q in ein Vektormeson V mit der Kopplung g_{qV} konnte zumindest für das ϕ -Meson bei der Elektron-Positron-Streuung experimentell durch Messung der Interferenz vom Photonaustausch (QED) und ϕ -Meson-Zwischenzustand (ϕ) für die μ -Paarerzeugung durch Elektron-Positron-Vernichtung, $e^+ + e^- \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, direkt sichtbar gemacht werden⁴⁷:



$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = (A_{\text{QED}} + A_{\phi})^2 \approx A_{\text{QED}}^2 + 2 A_{\text{QED}} \cdot A_{\phi} \quad (7-2)$$

Der Beitrag des Interferenzgliedes als Funktion von q^2 beim Überstreichen des ϕ -Massenbereiches ist in Abb. 29 als Oszillation um einen nur langsam monoton massenabhängigen Wert mit Nulldurchgang an der ϕ -Masse zu sehen.

Im Fall der Pion-Austauschdominanz bei der π^+ -Meson-Erzeugung dominiert die Photonkopplung das in zwei π -Mesonen zerfallende ρ^0 -Meson.

Dementsprechend erwartet man ein Verhalten des Pion-Formfaktors, das im wesentlichen durch den ρ -Meson-Pol beschrieben wird:

$$F_{\pi^+}(q^2) = \frac{m_{\rho}^2}{m_{\rho}^2 - q^2},$$

ein Resultat, das sich bereits bei der Analyse der Daten im Borntermmodell gezeigt hat.

Qualitativ ist in diesem VDM-Bild auch die Dominanz des Longitudinalquerschnitts $\frac{d\sigma_L}{dt}$ über den Transversalquerschnitt $\frac{d\sigma_u}{dt}$ bei kleinen Impulsüberträgen $|t|$ gut zu verstehen: Der Spin des Photons q muß vom Dipionsystem als Bahndrehimpuls übernommen werden. Um diesen Drehimpuls übernehmen zu können, müssen die beiden Pionen eine Impulskomponente senkrecht zur Spinrichtung des Photons haben. $\frac{d\sigma_u}{dt}$ koppelt an das Photon mit der Helizität ± 1 ; bei kleinen $|t|$ -Werten ist wegen der damit verbundenen Kleinheit des Pionquerimpulses die Kopplung unterdrückt. Dagegen koppelt $\frac{d\sigma_L}{dt}$ an Photonen mit Helizität 0 ; diese Kopplung ist also gerade bei kleinen $|t|$ -Werten besonders bevorzugt.

Quantitative Berechnungen der Wirkungsquerschnittsabhängigkeiten für die Einfach- π^+ -Elektroerzeugung im Rahmen des Vektormesondominanzmodells einmal unter Verwendung der verfügbaren Daten über die relevanten hadronischen Prozesse^{48,49,50}, zum anderen unter Extrapolation der invarianten Amplituden der Pionphotoproduktion^{51,52} in den raumartigen Bereich $q^2 < 0$ ergeben eine qualitativ gute Übereinstimmung mit den gemessenen Abhängigkeiten vom Rückstoßimpulsquadrat $|t|$ und vom Photonmassenquadrat q^2 im Meßbereich kleiner Werte von $|t| < 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$ und $|q^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^2$.

Ein typisches Beispiel dafür wird für den Fall der t -Abhängigkeit bei $|q^2|$ -Werten von $0,26$ und $0,75 \text{ GeV}^2/c^2$ in den Abbildungen 30 und 31 gezeigt: Die longitudinale Dominanz und die Steilheit des t -Abfalls wird vom Modell gut wiedergegeben. Die Absoluthöhe des Wirkungsquerschnitts dagegen wird zumindest für kleine Werte von $|q^2| < 0,3 \text{ GeV}^2/c^2$ zu klein errechnet.

Analoge Rechnungen für die $\pi^+\Delta^0(1236)$ -Elektroerzeugung⁵³ führen ebenfalls zu guter qualitativer Übereinstimmung mit den Meßwerten, wobei wiederum die VDM-Vorhersagen die gemessenen Wirkungsquerschnitte nicht vollständig sättigen. Als Beispiel ist die q^2 -Abhängigkeit in Abb. 32 gezeigt.

Dagegen ist der gemessene q^2 -Verlauf des Transversalanteils des Wirkungsquerschnitts für die Elektro- ρ^0 -Erzeugung und des totalen Absorptionsquerschnitts flacher^{32,11}, als dies durch das ρ -Polverhalten des Vektormesondominanzmodells^{54,55} vorhergesagt wird; in Abb. 24 ist das ρ -Polverhalten - normiert bei $q^2 = 0$ an den Wirkungsquerschnitt für die ρ^0 -Photoproduktion - als schraffierter Bereich den experimentellen Daten gegenübergestellt. Ebenso zeigen die Messungen des totalen Absorptionsquerschnitts keinen mit $|q^2|$ wachsenden und ab $|q^2| > m_\rho^2$ dominierenden Longitudinalanteil⁵⁵.

8) Zusammenschau der experimentellen Daten sowie der entsprechenden Modellvorstellungen von den totalen und den differentiellen Wirkungsquerschnitten der Erzeugungsprozesse mit virtuellen Photonen

8.1) Zusammenfassung der wesentlichsten experimentellen Daten

Der totale Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen zeigt bei Energien unterhalb $W = 2 \text{ GeV}$ die Anregung der diversen Nukleonresonanzen. Die q^2 -Abhängigkeit der Übergangsformfaktoren der niederen Nukleonresonanzen ist ähnlich steil wie die der elastischen Nukleonformfaktoren. Dagegen wird diese q^2 -Abhängigkeit im Bereich der hohen Energien wesentlich flacher, bis sie bei etwa $W \sim 3 \text{ GeV}$ nahezu Konstanz erreicht.

Die longitudinale Komponente des Wirkungsquerschnittes beträgt im gesamten Meßbereich nicht mehr als ca. 20 % des totalen Wirkungsquerschnitts.

Der Absorptionsquerschnitt am Neutron wird mit wachsendem $|q^2|$ merklich kleiner als der Wirkungsquerschnitt am Proton.

Die Wirkungsquerschnitte an Proton und Neutron zeigen Skaleninvarianzverhalten bezüglich der Variablen $\omega' = \frac{W^2 - q^2}{|q^2|}$. Die Absorptionsquerschnitte an schweren Kernen zeigen keine A-abhängige Querschnittsreduktion.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte aller beobachteten Einzelreaktionen, die Elektro- ρ^0 -Erzeugung ausgenommen, zeigen entsprechend ihrer gegenüber dem totalen Absorptionsquerschnitt unterschiedliche Abhängigkeiten von q^2 und W nicht die ω' -Skaleninvarianz.

8.2) Meson-Erzeugung und Nukleon-Resonanzanregung

Bei kleinen Impulsüberträgen $|t|$ an das Nukleon mißt man eine relativ große Emissionswahrscheinlichkeit von Mesonen und Meson-Resonanzen. Dieses Verhalten paßt gut in die Vorstellung einer das nackte Nukleon umgebenden Mesonenwolke.

Diese Vorstellung wiederum führt zu einer guten Beschreibung der Anregung von Nukleon-Resonanzen als Oszillationszustände der Pionwolke des Nukleons.

8.3) Longitudinale Wirkungsquerschnitte und Vektormeson-Dominanz

Ein Vergleich der longitudinalen Wirkungsquerschnittsanteile diskreter Pionerzeugungen mit dem Longitudinalanteil des totalen Absorptionsquerschnitts liefert folgenden typischen Befund (beispielsweise für einen bestimmten Parametersatz $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ und $W = 2 \text{ GeV}$):

$$\sigma_{\text{long}}^{\text{total}} \left(\begin{array}{l} q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2 \\ W = 2 \text{ GeV} \end{array} \right) \leq 12 \text{ } \mu\text{b} \leftrightarrow \sum \sigma_{\text{long}} \left(\begin{array}{l} q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2 \\ W = 2 \text{ GeV} \end{array} \right) = (7 \pm 2) \text{ } \mu\text{b}^{59}$$

$$\begin{array}{l} qp \rightarrow \pi^+ n \\ qp \rightarrow \pi^+ \Delta^0(1236) \\ qp \rightarrow \pi^- \Delta^{++}(1236) \end{array}$$

Der Longitudinalanteil des totalen Wirkungsquerschnitts wird also zum größten Teil, wenn nicht gänzlich, durch Prozesse mit Ein-Pion-Austausch im t-Kanal bedingt. Der Spielraum für mögliche Beiträge von Diffraktionsprozessen, wie z. B. die Vektor-Meson-Erzeugung, ist sehr beschränkt.

Im Rahmen dieser Pion-Austauschdominanz ist auch die Kleinheit des longitudinalen Querschnitts im tief inelastischen Bereich verständlich: Die für diesen Bereich typische hohe Teilchenmultiplizität, also die Produktion großer Massen, bedingt relativ hohe Impulsüberträge $|t|$, zu welchen der langreichweitige Pion-Austausch keinen wesentlichen Beitrag mehr liefern kann.

Im Bereich der Ein-Pion-Austauschdominanz liefert das Vektormesondominanzmodell eine gute Beschreibung der gemessenen Wirkungsquerschnittsverhalten.

Dagegen entsprechen der ρ^0 -Erzeugungsquerschnitt und der totale Absorptionsquerschnitt keineswegs der einfachen VDM-Erwartung mit dem Vektormesonpolverhalten

für alle Komponenten und dem mit $|q^2|$ wachsenden Longitudinalanteil⁵⁵

$$\sigma(q^2) = \sigma_{\text{trans}}(q^2) + \sigma_{\text{long}}(q^2) = g_{qV} \left[\frac{m_V^2}{m_V^2 - q^2} \right]^2 \left[1 + \frac{|q^2|}{m_V^2} \right] \sigma_{VN}$$


In der Vektormesondominanzvorstellung hat das virtuelle Photon eine mit $|q^2|$ variierende hadronische Struktur. Diese Struktur zeigt sich experimentell gut z. B. im Pionformfaktor. Sollte diese Struktur generell in der Photon-Hadron-Kopplung dominieren, so sollte sie sich z. B. in nachfolgenden Prozessen bemerkbar machen:

Die steile Winkelabhängigkeit der diffraktiven ρ^0 -Erzeugung könnte sich mit wachsenden $|q^2|$ -Werten, also mit abnehmendem "Photondurchmesser" Λ , verflachen⁶⁰. In der Photoabsorption an Kernen müßte bei verschiedenen Photondurchmessern Λ ein von der Nukleonzahl A abhängiger entsprechender Schatteneffekt den Wirkungsquerschnitt vermindern. Diese Forderung steht im Widerspruch zur experimentellen Erfahrung.

Das virtuelle Photon zeigt sich also bislang praktisch nur im Fall der Pion-Erzeugung bei kleinen Impulsüberträgen mit dem dominanten Pion-Austausch in der hadronischen Struktur des entsprechenden Vektormesons. Dagegen fällt der Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung mit wachsender Photonmasse $|q^2|$ wesentlich rascher ab, als das durch die Dominanz der Photonkopplung an die bekannten Vektormesonen verstanden werden könnte,

Ebenso scheint das virtuelle Photon bei der ρ^0 -Erzeugung und beim totalen Absorptionsquerschnitt zu einem wesentlichen Teil in anderer Form an die Hadronen anzukoppeln.

Im Fall des totalen Absorptionsquerschnitts läßt sich die für kleine $|q^2|$ -Werte auftretende Abweichung von der ω' -Skaleninvarianz durch Vektordominanzbeiträge zum Wirkungsquerschnitt auffassen⁵⁶ (Abb. 33): Man unterscheidet also geradezu langreichweitige Beiträge, beschrieben durch Vektormesondominanz, bzw. Kopplung des Photons an die Mesonwolke des Nukleons und kurzreichweitige Beiträge, z. B. beschrieben im Partonmodell durch quasielastische Elektron-Partonstreuung.

8.4) Diffraktion im tief inelastischen Bereich ?

Die Verschiedenheit der totalen Photoabsorptionsquerschnitte an Proton und Neutron im tief inelastischen Bereich ist nur durch entsprechend große nicht diffraktive, isospinabhängige Beiträge zu den Wirkungsquerschnitten zu erklären.

Andererseits nehmen die gemessenen nicht diffraktiv verlaufenden Wirkungsquerschnitte der Einzelreaktionen, wie π^+ -Meson-Erzeugung, mit wachsenden Werten der Energie W und der Photonmasse q^2 viel rascher ab als der totale Querschnitt, wogegen die diffraktiv verlaufende ρ^0 -Meson-Erzeugung ähnliches Verhalten bezüglich q^2 und W wie der totale Wirkungsquerschnitt zeigt.

Der totale Wirkungsquerschnitt sollte sich also demnach im tief inelastischen Bereich sowohl aus diffraktiven Anteilen als auch aus nicht diffraktiven Anteilen, bedingt durch eine rasch wachsende Zahl von Reaktionen mit hohen Teilchenmultiplizitäten, zusammensetzen. Das entspricht teilweise der im voranstehenden Absatz besprochenen Aufteilung in langreichweitige und kurzreichweitige Anteile.

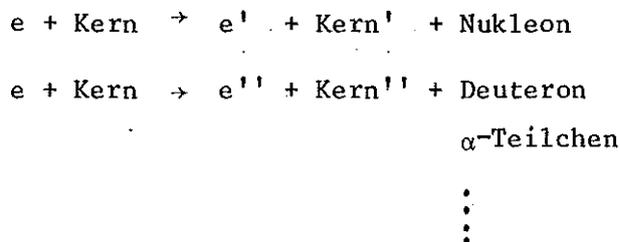
8.5) Ein Blick in das Partonmodell

Die flache q^2 -Abhängigkeit und das ω -Skaleninvarianzverhalten des totalen Photoabsorptionsquerschnitts im tief inelastischen Bereich könnten als Hinweis auf eine Substruktur des Nukleons aus Partonen mit punktförmiger Ladung gedeutet werden. Dabei wurde die Elektronstreuung als quasielastische Elektronstreuung an den quasifreien Partonen im Nukleon aufgefaßt.

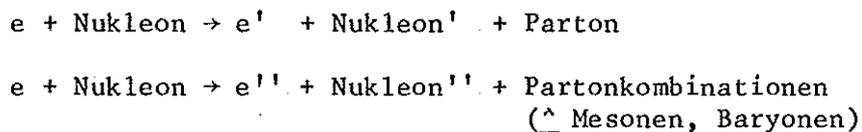
Die Abweichung von der ω -Skaleninvarianz für die Wirkungsquerschnitte der Mesonerzeugung in der Pionwolke bei kleinen Impulsüberträgen und kleinen Photonmassen, also in einem Bereich, in dem wegen der großen "Ausdehnung" des virtuellen Photons der Prozeß nur als kohärente Streuung an Partonsystemen angesehen werden kann, ist im Einklang mit der Partonvorstellung.

Aus dem relativ kleinen Beitrag des longitudinalen Anteils zum totalen Photoabsorptionsquerschnitt im tief inelastischen Bereich schließt man auf den Partonspin $\frac{1}{2}$. Dagegen beobachtet man auch im tief inelastischen Bereich entlang der Impulsrichtung des Photons vorwiegend die Emission von Mesonen als Hadronen mit Spin 0 oder 1 und mit ausgedehnter Ladungsstruktur,

Um Verständnis für diese scheinbaren Widersprüche zu erlangen, kann man als Analogon zur Elektron-Parton-Streuung die inelastische Elektron-Kern-Streuung betrachten: Man beobachtet dabei die Emission sowohl einzelner Nukleonen als auch Nukleonkombinationen⁵⁷, wie z. B. Deuteronen und α -Teilchen:



Analog erwarten wir im Partonbild folgende inelastischen Prozesse:



Je größer die Partonmassen und die entsprechenden Bindungsenergien der Partonen, um so geringer ist die Emissionswahrscheinlichkeit einzelner Partonen bei der inelastischen Elektronstreuung.

Dagegen kann die Emission von Partonkombinationen (Mesonen, Baryonen) groß sein, wenn die Partonbindungen sich gegenseitig absättigen.

Dementsprechend werden für extrem hohe Partonmassen diese Partonen nie frei beobachtbar sein. In diesem Fall ist nicht mehr zu unterscheiden, ob diese Partonen wirklich existieren oder ob sie nur eine mathematische Beschreibung der beobachtbaren physikalischen Teilchen darstellen.

Dank

Besonderer Dank gilt meinen Kollegen, den Herren Drs. C. Driver, K. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, J. Rathje, D. Schmidt und G. Specht, mit denen ich in der Zusammenarbeit beim Experimentieren am Deutschen Elektronen-Synchrotron seit vielen Jahren Wissen und Verständnis in der Physik erwerben kann.

Dank gebührt der Leitung von DESY, vor allem den Herren Professoren W. Jentschke, E. Lohrmann, W. Paul und P. Stähelin für die wohlwollende Unterstützung unserer Arbeit.

Für anregende Diskussionen und für die Durchsicht des Manuskripts bedanke ich mich auch bei Herrn Dr. D. Schildknecht.

Schließlich sei Fräulein R. Schöning für die sorgfältige Schreibebeit bedankt.

Literaturverzeichnis

- 1) J. Pine, Proceedings 1967 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Stanford (1967), p. 102 ff.
- 2) J.D. Bjorken, S.D. Drell, Relativistische Quantenmechanik
- 3) S.M. Berman, Phys. Rev. 135, 1249 (1964)
H.F. Jones, Nuovo Cim. 40, 1018 (1965)
- 4) M. Rosenbluth, Phys. Rev. 79, 615 (1950)
- 5) J.D. Bjorken, Proceedings 1967 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Stanford (1967), p. 109 ff.
- 6) L.W. Mo, Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. 41, 205 (1969)
Y.S. Tsai, SLAC-PUB-848 (1971)
- 7) C. de Calan, G. Fuchs, Nuovo Cim. 38, 1594 (1965)
A. Bartl, P. Urban, Acta Physica Austriaca 24, 139 (1966)
- 8) F.W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbel, J. May, P.D. Zimmerman, E. Ganssauge, DESY 71/2 (1971)
- 9) M. Breidenbach, thesis Stanford (1970)
- 10) M. Breidenbach, J.I. Friedman, H.W. Kendall, E.D. Bloom, D.H. Coward, H. De Staebler, J. Drees, L.W. Mo, R.E. Taylor, Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969)
- 11) E.D. Bloom, G. Buschhorn, R.L. Cottrell, D.H. Coward, H. De Staebler, J. Drees, C.C. Jordan, G. Miller, L. Mo, H. Piel, R.E. Taylor, M. Breidenbach, W.R. Ditzler, J.I. Friedman, G.C. Hartman, H.W. Kendall, J.S. Poucher, SLAC-PUB-796 (1970)

- 12) Die Kurven über das Skaleninvarianzverhalten der Strukturfunktionen im Bereich der Nukleonresonanzen wurden entnommen der zusammenfassenden Arbeit über die tief inelastische Elektronstreuung von J. Drees, Vorträge auf der Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach (1971),
UNIV BONN PIB1-144I (1971)
- 13) H.W. Kendall, rapporteurs talk at the 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell (1971)
- 14) D.O. Caldwell, Phys. Rev. Letters 23, 1256 (1969)
V. Heynen, H. Meyer, B. Naroska, D. Notz, DESY 71/5 (1971)
- 15) P.L. Pritchett, DESY 71/38 (1971)
- 16) J.D. Bjorken, Proceedings of the 1967 Int. School of Physics at Varenna (Academic Press, New York and London 1968), and
SLAC-PUB-571 (1969)
J.D. Bjorken, E.A. Paschos, Phys. Rev. 185, 1975 (1969)
R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969)
S.D. Drell, D.J. Levy, T.M. Yan, SLAC-PUB-606 (1969)
V.F. Weißkopf, DESY 70/50 (1970)
- 17) C. Callan, D. Gross, Phys. Rev. Lett. 21, 311 (1968)
K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. 18, 1174 (1967)
- 18) J. Drees, BONN UNIV PIB-1-132 (1971)
- 19) S.D. Drell, T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. 24, 855 (1970)
- 20) W. Albrecht, F.W. Brasse, H. Derner, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbel, J. May, P.D. Zimmerman, A. Courau, A. Diaczek, J.C. Dumas, G. Tristram, J. Valentin, C. Aubret, E. Chaqelas, E. Ganssaue,
DESY 70/36 (1970) und
Nucl. Phys. B25, 1 (1971)

W. Albrecht, F.W. Brasse, H. Derner, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler,
V. Korbel, J. May, P.D. Zimmerman, A. Courau, A. Diaczek, J.C. Dumas,
G. Tristram, J. Valentin, C. Aubret, E. Chaqelas, E. Ganssaue,
W. Fehrenbach, DESY 70/65 (1970) und
Nucl. Phys. B27, 615 (1971)

21) S. Galster, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, W. Schmidt-Parze-
fall, D. Wegener, J. Bleckwenn, DESY 71/44 (1971), wird veröffentlicht in
Phys. Rev. D

J. Moritz, DESY F23-71/1 (1971)

C. Mistretta, J.A. Appel, R.J. Busnitz, L. Carroll, J. Chen, J.R. Cuning,
M. Goitein, K. Hanson, D.C. Imrie, R. Wilson, Phys. Rev. 184, 1487 (1969)
R.D. Hellings, J. Allison, A.B. Clegg, F. Foster, G. Hughes, P. Kummer,
R. Siddle, B. Dickinson, M. Ibbotson, R. Lawson, H.R. Montgomery, W.J.
Shuttleworth, A. Sofair, J. Fannon, DNPL/P 65 Daresbury (1971)

N. Kajiura, K. Baba, R. Hamatsu, N. Ishihara, S. Kancho, T. Katsura,
T. Ohusai, S. Fukui, M. Hongoh, T. Ohsuka, K. Meno, K. Huke, T. Katayama,
Y. Kobayashi, T. Yamakawa, Lett. Nuovo Cim. 3, 714 (1970)

E. Amaldi, B. Borgia, P. Pistilli, M. Balla, G. di Giorgio, A. Giazotto,
S. Serbassi, G. Stoppini, Nuovo Cim. 65A, 377 (1970)

W.W. Ash, K. Berkelman, C.A. Liechtenstein, A. Ramanauskas, R.H. Sieman,
Phys. Lett. 24B, 165 (1967)

Elektroproduktionsdaten der zweiten Nukleonresonanz liegen vor von

W.J. Shuttleworth, B. Dickinson, M. Ibbotson, R. Lawson, H.E. Montgomery,
R. Siddle, A. Sofair, J. Allison, A.B. Clegg, F. Foster, R.D. Hellings,
G. Hughes, P. Kummer, Daresbury DNPL/P90 (1971)

22) G.v. Gehlen, H. Wessel, UNIV BONN PIB-2-94 (1971)

P. Noelle, W. Pfeil, D. Schwela, Nucl. Phys. B26, 461 (1971)

F. Gutbrod, DESY 69/33 (1969)

- 23) H. Blechschmidt, J.P. Dowd, B. Elsner, K. Heinloth, P. Karow, J. Rathje, D. Schmidt, J.H. Smith, Nuovo Cim. 52A, 1370 (1967)
- 24) C. Driver, K. Heinloth, K. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, J. Rathje, D. Schmidt, G. Specht, DESY 71/9 (1971), Phys. Lett. 35B, 77 ff. und 81 ff. (1971), Nucl. Phys. B30, 245 (1971)
- 25) P.S. Kummer, A.B. Clegg, F. Foster, G. Hughes, R. Siddle, J. Allison, B. Dickinson, E. Evangelides, M. Ibbotson, R. Lawson, R.S. Meaburn, H.E. Montgomery, W.J. Shuttleworth, A. Sofair, DNPL/P 67 Daresbury (1971)
- 26) C.N. Brown, C.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M. Eisner, G.J. Feldman, C.A. Liechtenstein, L.Litt, W. Lockeretz, V.B. Montana, F.M. Pipkin, Phys. Rev. Lett. 26, 987 und 991 (1971)
- 27) K. Lübelmeyer, rapporteurs talk, Proceedings of the Electron Photon Symposium, Liverpool (1969)
- 28) C. Driver, K. Heinloth, K. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, J. Rathje, D. Schmidt, G. Specht, DESY 71/25 (1971), Nucl. Phys. B32, 45 (1971)
- 29) C.N. Brown, C.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M. Eisner, G.J. Feldman, C.A. Liechtenstein, L. Litt, W. Lockeretz, V.B. Montana, F.M. Pipkin, Harvard preprint (1971)
- 30) A.M. Boyarski, R. Diebold, S.D. Ecklund, G.E. Fischer, Y. Murata, B. Richter, M. Sands, Phys. Rev. Lett. 25, 695 (1970)

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von $\pi^+ + \Delta^0(1236)$ wurde von $W = 5,56$ nach $W = 2,35$ GeV gemäß der Abhängigkeit $\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{1}{(W^2 - M_p^2)^2}$ extrapoliert.

- 31) C.N. Brown, D.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M. Eisner, G.J. Feldman, C.A. Liechtenstein, L. Litt, W. Lockeretz, V.B. Montana, F.M. Pipkin, N. Hicks, Harvard preprint (1971)
- 32) C. Driver, K. Heinloth, K. Höhne, G. Hofmann, F. Janata, P. Karow, J. Rathje, D. Schmidt, G. Specht, DESY 71/56 (1971) und Nucl. Phys. B (zur Veröffentlichung eingereicht)
- 33) Weitere Daten über die Elektroerzeugung von $(\rho^0 + \omega)$ -Mesonen durch Koinzidenznachweis von gestreutem Elektron und Rückstoßproton liegen in folgenden Veröffentlichungen vor:
 D. Andrews, K. Berkelman, G. Brown, D.G. Cassel, W. Francis, D.L. Hartill, J. Hartmann, E. Lazarus, R.M. Litterer, R. Loveless, R. Rohlfs, A.J. Sadoff, Phys. Rev. Lett. 26, 864 (1971) und CLNS-169 (1971)
 E.D. Bloom, R.L.A. Cottrell, H. De Staebler, C.L. Jordan, G. Miller, H. Piel, C. Prescott, R. Sieman, C.K. Sinclair, S. Stein, R.E. Taylor, SLAC-PUB-955 (1971)
- 34) K. Lübelmeyer, rapporteurs talk at the 15th International Conference on High Energy Physics Kiev (1970) und BONN UNIV PIB-1-126 (1971)
- 35) Die q^2 -Abhängigkeit des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen wurde durch Interpolation zwischen den gemessenen Werten ab $|q^2| \geq 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ (Lit. Zitate 8 und 9) und dem entsprechenden Wert für die Produktion (Lit. Zitat 58) ermittelt.
- 36) C. Driver, K. Heinloth, K. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, J. Rathje, D. Schmidt, G. Specht, DESY 71/29 (1971) und Nucl. Phys. B33, 84 (1971)

- 37) C.N. Brown, C.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M. Eisner, G.E. Feldman, C.A. Liechtenstein, L. Litt, W. Lockeretz, V.B. Montana, F.M. Pipkin, Harvard preprint (1971)
- 38a) G. Buschhorn, P. Heide, U. Kötzt, R.A. Lewis, P. Schmüser, H.J. Skronn, Phys. Rev. Lett. 20, 230 (1968)
- 38b) G.L. Cassiday, H. Fischer, A. Ho, E.G. Lou, J. Rutherford, Phys. Rev. Lett. 21, 933 (1968)
- 39) C. Driver, K. Heinloth, K. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, G. Pfeiffer, J. Rathje, D. Schmidt, G. Specht, DESY 71/58 (1971) und Nucl. Phys. B (zur Veröffentlichung eingereicht)
- 40) C.N. Brown, C.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M. Eisner, G.J. Feldman, C.A. Liechtenstein, L. Litt, W. Lockeretz, V.B. Montana, F.M. Pipkin, Harvard preprint (1971)
- 41) Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration, Phys. Rev. 175, 1669 (1968)
 J. Ballam, H.H. Bingham, G.B. Chadwick, W.B. Fretter, R. Gearhart, Z.G.T. Guiragossian, M. Menke, R.H. Milburn, K.C. Moffeit, J.J. Murray, W.J. Podolsky, M.S. Rabin, A.H. Rosenfeld, P. Seyboth, A. Shapira, C.K. Sinclair, I.O. Skillicorn, R. Widmolders, G. Wolf, Phys. Rev. Lett. 24, 955 und 1364 (1970)
 (Die Photoproduktionswerte wurden gemäß einer W -Abhängigkeit von $(W^2 - M_p^2)^{-3}$ und u' -Abhängigkeiten von $\exp(3 u')$ bzw. $\exp(1,6 u')$ extrapoliert.)
- 42) R. Manweiler, W. Schmidt, CLNS-129 (1970) und Phys. Lett. 33B, 366 (1970)
 W. Schmidt, DESY 71/22 (1971)

- 43) R.C.E. Devenish, D.H. Lyth, University of Lancaster preprint (1971), und
Phys. Rev. (zur Veröffentlichung eingereicht)
- 44) F.A. Berends, Phys. Rev. D1, 2590 (1970)
C.N. Brown, C.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M. Eisner, G.J. Feldman,
C.A. Liechtenstein, L. Litt, W. Lockeretz, V.B. Montana, F.M. Pipkin,
Phys. Rev. Lett. 26, 991 (1971)
- 45) F.A. Berends, R. Gastmans, Harvard preprint (1971)
- 46) Für eine Übersicht des VDM seien zitiert:
H. Joos, Schladming Lectures 1967, Acta Physica Austriaca, Suppl. IV (1967)
J.J. Sakurai, Lectures in Teoretical Physics, Vol. 11, Part I, p. 1
(New York, London, Paris 1969)
J.J. Sakurai, rapporteurs talk at the 1969 International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool (1969)
UCLA/71/TEP/39 (Erice Lectures 1971)
- 47) J. Lefrancois, rapporteurs talk at the 1971 International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell (1971)
(Results from the Orsay Storage Ring A.C.O.)
- 48) F.A. Berends, R. Gastmans, Harvard preprint (1971)
- 49) H. Fraas, D. Schildknecht, DESY 71/12 (1971), Phys. Lett. 35B, 72 (1971)
- 50) H. Fraas, D. Schildknecht, DESY 71/59 (1971)
- 51) B.H. Kellet, Daresbury DNPL/P 81 (1971)
- 52) C.F. Cho, ITP-389 (1971)
- 53) A. Bartl, D. Schildknecht, DESY 71/43 (1971)
A. Bartl, W. Majerotto, D. Schildknecht (Die Ergebnisse wurden in
dankenswerter Weise vor der Veröffentlichung mitgeteilt)
- 54) H. Fraas, D. Schildknecht, Nucl. Phys. B14, 543 (1969)
C.F. Cho, G.J. Gounaris, COO 264-505 (1969)

- 55) J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 22, 981 (1969)
- 56) Ashok suri, D.R. Yennie, SLAC-PUB-954 (1971)
- 57) z.B. F.H. Heimlich, E. Roessle, M. Köbberling, J. Moritz, K.H. Schmidt,
D. Wegener, D. Zeller, J.K. Bienlein, J. Bleckwenn, H. Dinter,
DESY 71/55 (1971)
- 58) H. Meyer, B. Naroska, J.H. Weber, M. Wong, V. Hevnen, E. Mandelkow, D. Notz,
DESY 70/17 (1970)
- 59) Der Gesamtquerschnitt für die angegebenen Reaktionen wurde durch Integration
der entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitte^{24,28,29} über das
Rückstoßimpulsquadrat t ermittelt. Dazu wurde die bei kleinen $|t|$ -Werten
gemessene t -Abhängigkeit bis zum maximalen Impulsübertrag festgesetzt.
- 60) H. Harari, rapporteurs talk at the 1971 International Symposium on Electron
and Photon Interactions at High Energies, Cornell (1971)

Verzeichnis der Abbildungen

- 1) Häufigkeitsverteilung von Ereignissen der Reaktion $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + X$ nach der "fehlenden" Masse $M_X = \sqrt{(e + p - e' - \pi^+)^2}$ (Ref. 24).
- 2) Skizze der Kinematik für die Elektro- π^+ -Erzeugung, $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$
- 3) Der totale Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen an Protonen als Funktion der Schwerpunktsenergie W bei Photonmassenquadraten von $|q^2| = 0.5, 2, 4 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 8).
- 4) Der Wirkungsquerschnitt für die Elektroanregung von Nukleonresonanzen um $W = 1236, 1520, 1670$ und 1920 MeV , dividiert durch den Mott-Streuquerschnitt und die q^2 -Abhängigkeit der Protonformfaktoren als Funktion des Photonmassenquadrats q^2 (Ref. 9).
- 5) Der inelastische Elektron-Proton-Streuquerschnitt bei Energien von $W = 2, 3, 3.5 \text{ GeV}$, dividiert durch den Mott-Streuquerschnitt als Funktion des Photonmassenquadrats q^2 (Ref. 10).
- 6) Transversal- und Longitudinalanteil des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen bei Werten von $|q^2| = 1.5, 3, 5, 8 \text{ GeV}^2/c^2$ als Funktion der Schwerpunktsenergie W (Ref. 11).
- 7) Skaleninvarianzverhalten der Strukturfunktionen $\mathcal{W}_1(\omega')$ und $q_0 \mathcal{W}_2(\omega')$ der inelastischen Elektron-Proton-Streuung als Funktion von ω' (Ref. 9).
- 8) Skaleninvarianzverhalten der Strukturfunktion $q_0 \mathcal{W}_2(\omega')$ der inelastischen Elektron-Proton-Streuung im Nukleon-Resonanzgebiet bei verschiedenen Werten von q^2 als Funktion von ω' (Ref. 12).

- 9) Der totale Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen am Neutron, dividiert durch den entsprechenden Wirkungsquerschnitt am Proton bei verschiedenen Energien W als Funktion des Photonmassenquadrats q^2 (Ref. 11).
- 10) Skaleninvarianzverhalten der Strukturfunktion $q_0 W_2(\omega')$ der inelastischen Elektron-Neutron-Streuung, normiert auf das entsprechende Verhalten bei der Elektron-Proton-Streuung (Ref. 11).
- 11) Der totale Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen an Kupfer, dividiert durch die entsprechende Summe der Wirkungsquerschnitte an Proton und Neutron (gemessen im Deuterium) bei verschiedenen Werten von q^2 als Funktion der Photonenergie q_0 (Ref. 13).
Vergleichsweise ist die entsprechende Querschnittsabhängigkeit bei der Absorption reeller Photonen eingezeichnet (Ref. 14).
Die eingezeichneten Kurven zeigen die Vorhersage aus dem Vektordominanzmodell für den Verlauf der Absorptionsquerschnitte für virtuelle Photonen an Kupfer (Ref. 13).
- 12) Der Wirkungsquerschnitt für die Anregung der Nukleonresonanz um $W = 1520$ MeV durch inelastische Elektronstreuung am Proton als Funktion des Photonmassenquadrats q^2 . Die Meßwerte entstammen Ref. 9, die Kurven dem Resonanzmodell von Ref. 15.
- 13) Der Wirkungsquerschnitt für die Anregung der Nukleonresonanz um $W = 1950$ MeV durch inelastische Elektronstreuung am Proton als Funktion des Photonmassenquadrats q^2 . Die Meßwerte entstammen Ref. 9, die Kurven dem Resonanzmodell von Ref. 15.
- 14) Elektroanregung der ersten Nukleonresonanz $\Delta(1236$ MeV):
Abhängigkeit der Koeffizienten der Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts von der Energie W bei festen Werten von $|q^2| = 0,6 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 20).

15) Elektroanregung der ersten Nukleonresonanz $\Delta(1236 \text{ MeV})$:

Abhängigkeit der Koeffizienten der Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts von der Energie W bei festen Werten von $|q^2| = 1 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 20).

16) Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons am Proton:

t -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei einem Photonmassenquadrat von $q^2 = -0,26 \text{ GeV}^2/c^2$ und einer Gesamtenergie von $W = 2,2 \text{ GeV}$ (Ref. 24).

Vergleichsweise zeigt die gestrichelte Kurve die t -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von π^+ -Mesonen bei $W = 2,2 \text{ GeV}$.

17) Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons am Proton:

q^2 -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei einem Rückstoßimpulsquadrat von $t = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$ und einer Gesamtenergie von $W = 2,2 \text{ GeV}$ (Ref. 24).

18) Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons am Proton:

W -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$

bei Werten der Photonmasse und des Rückstoßimpulses von

$q^2 = -0,29 \text{ GeV}^2/c^2$, $t \approx t_{\min}$ (Ref. 26) und

$q^2 = -0,26, -0,55, -0,75 \text{ GeV}^2/c^2$, $t = -0,06 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 24).

Vergleichsweise ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von π^+ -Mesonen, willkürlich normiert, gestrichelt eingezeichnet (Ref. 27).

19) Elektroproduktion eines π^+ -Mesons am Proton:

t -Abhängigkeit des differentiellen longitudinalen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_L}{dt}$ bei Werten des Photonmassenquadrats von

$q^2 = -0,26, -0,55, -0,75 \text{ GeV}^2/c^2$ und

einer Gesamtenergie $W = 2,2 \text{ GeV}$ (Ref. 24).

20) Elektroproduktion eines π^+ -Mesons am Proton:

q^2 -Abhängigkeit des differentiellen longitudinalen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_L}{dt}$ bei Werten des Rückstoßimpulsquadrats $t = -0,08 \text{ GeV}^2/c^2$ und des Photonmassenquadrats $q^2 = -0,26 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 24).

21) Elektroerzeugung von $\pi^+\Delta^0(1236)$ am Proton:

q^2 -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei einer Gesamtenergie von $W = 2,35 \text{ GeV}$ und einem Rückstoßimpulsquadrat von $t' = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 28).

22) Elektroerzeugung von $K^+\Lambda$ am Proton:

q^2 -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_u}{d\Omega_{K^+}} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega_{K^+}}$ bei einer Gesamtenergie von $W = 2,2 \text{ GeV}$ und einem Rückstoßimpulsquadrat $t \approx t_{\min}$ (Ref. 31).

23) Elektroerzeugung von ρ^0 -Mesonen an Protonen:

t -Abhängigkeit des transversalen differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_u}{dt}$ bei einer Gesamtenergie von $W = 2,8 \text{ GeV}$ und einem Photonmassenquadrat von $q^2 = -0,3 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 32).

24) Elektroerzeugung von ρ^0 -Mesonen an Protonen:

q^2 -Abhängigkeit des transversalen differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_u}{dt}$ bei einer Gesamtenergie von $W = 2,8 \text{ GeV}$ und einem Rückstoßimpulsquadrat von $t = -0,08 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 32).

Vergleichsweise eingezeichnet ist das q^2 -Verhalten des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen und die Vorhersage für das q^2 -Verhalten im Vektormesondominanzmodell, normiert bei $q^2 = 0$ an den entsprechenden Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen.

25) Elektroerzeugung von π^0 -Mesonen in Rückwärtsrichtung:

q^2 -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d\sigma_U}{du} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{du}$

bei einer Gesamtenergie von $W = 1,9 \text{ GeV}$ und einem Erzeugungswinkel der π^0 -Mesonen von 180° im Photon-Nukleon-Schwerpunktssystem (Ref. 36).

26) Elektroerzeugung der Vektormesonen ($\rho^0 + \omega$) in Rückwärtsrichtung:

q^2 -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei einer

Gesamtenergie von $W = 2,15 \text{ GeV}$ und einem Rückstoßimpulsquadrat

$u' = -0,06 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 39).

27) Pionformfaktor $F_{\pi^+}(q^2)$ als Funktion des Photonmassenquadrats q^2

(Ref. 42 und 44).

Vergleichsweise eingezeichnet ist die ρ^0 -Polabhängigkeit $F = \frac{m_\rho^2}{2 - q^2}$

und das Dipolverhalten der Formfaktoren aus der elastischen Elektron-Proton-Streuung $G(q^2) = \left[\frac{0,71}{0,71 - q^2} \right]^2$.

28) Elektroerzeugung von $\pi^+ \Delta^0(1236)$ am Proton:

Vergleich der experimentellen Daten über die t -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei $W = 2,3 \text{ GeV}$ und $q^2 = -0,76 \text{ GeV}^2/c^2$

(Ref. 28) mit dem Borntermmodell (Ref. 45).

29) Wirkungsquerschnitt für die μ -Paar-Erzeugung durch Elektron-Positron-Paar-

vernichtung bei zeitartigen Energien im Bereich $W^2 = (e^+ + e^-)^2 \approx m_\phi^2$

(Ref. 47).

30) Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons am Proton:

Vergleich der experimentellen Daten über die t -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei einer Gesamtenergie von $W = 2,2 \text{ GeV}$

und Photonmassenquadrat $q^2 = -0,26 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 24) mit den Vorher-

sagen aus dem Vektormeson-Dominanz-Modell (Ref. 50).

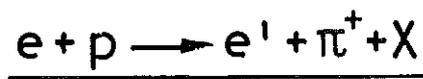
31) Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons am Proton:

Vergleich der experimentellen Daten über die t -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei einer Gesamtenergie von $W = 2,2 \text{ GeV}$ und Photonmassenquadrat $q^2 = -0,75 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 24) mit den Vorhersagen aus dem Vektormeson-Dominanz-Modell (Ref. 50).

32) Elektroerzeugung von $\pi^+\Delta^0(1236)$ am Proton:

Vergleich der experimentellen Daten über die q^2 -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei einer Gesamtenergie von $W = 2,35 \text{ GeV}$ und einem Rückstoßimpulsquadrat von $t' = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ (Ref. 28) mit den Vorhersagen aus dem Vektormeson-Dominanz-Modell (Ref. 53).

33) Skaleninvarianzverhalten der Strukturfunktion $q_0 W_2(\omega')$ des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen an Protonen unter Einbeziehung der Meßwerte bei Werten von $|q^2| < 1 \text{ GeV}^2/c^2$ ohne (33a) und nach (33b) Abzug eines bezüglich ω' nicht skaleninvarianten Vektormeson-Dominanzbeitrags (Ref. 56).



M_X - Massenspektrum

(Ref. 24)

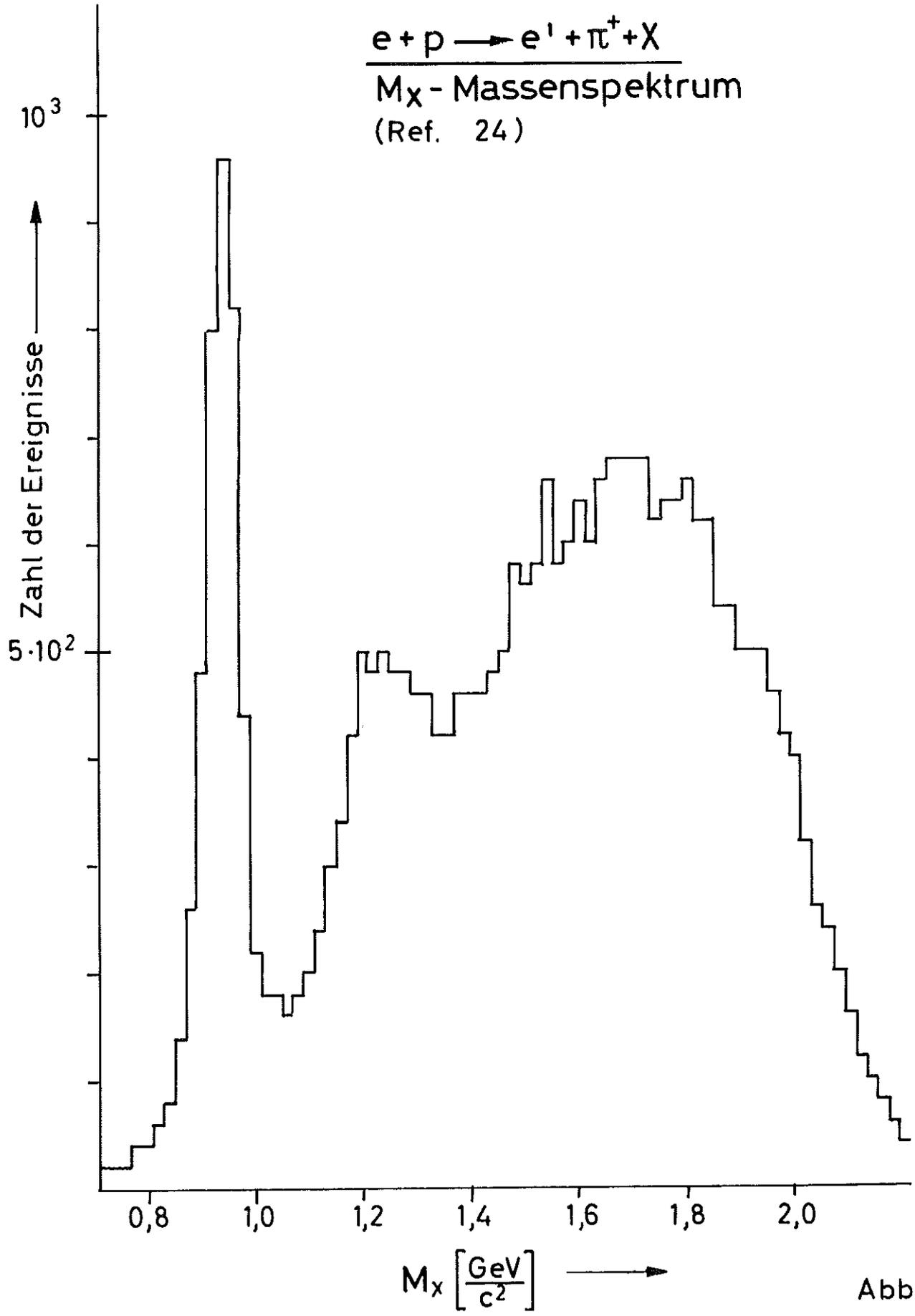
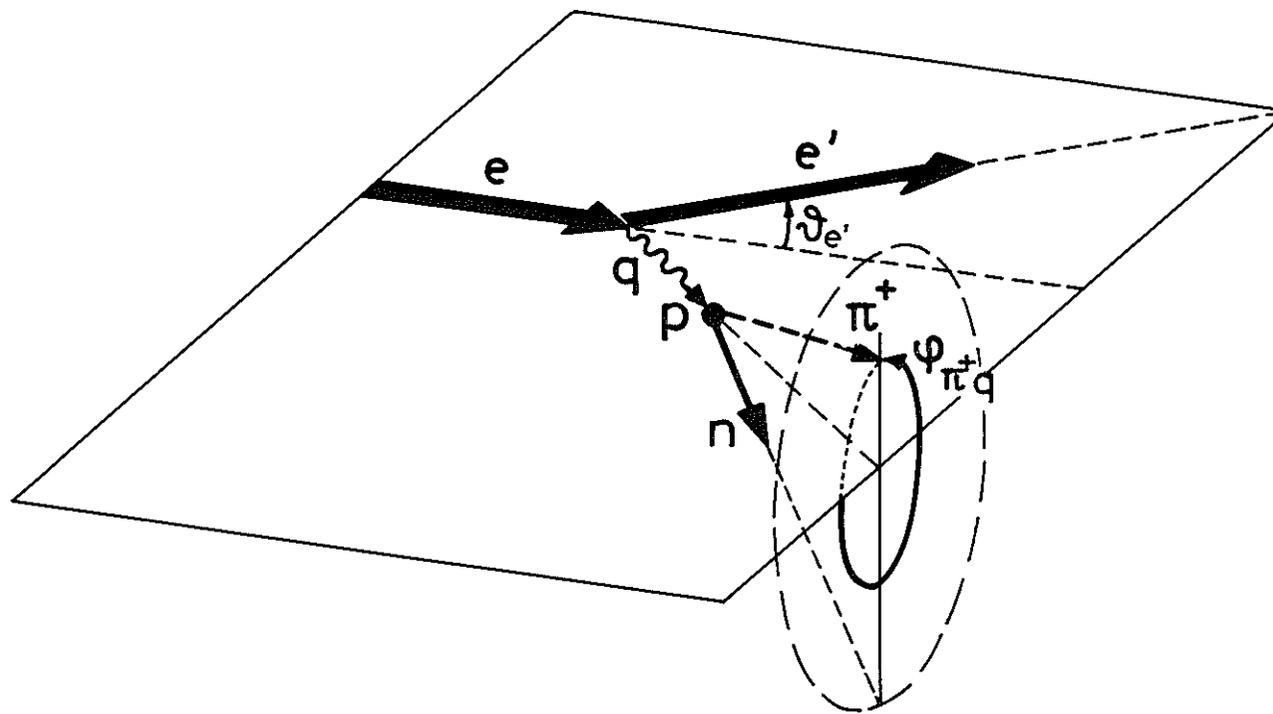


Abb.1



Kinematik der Reaktion
 $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$

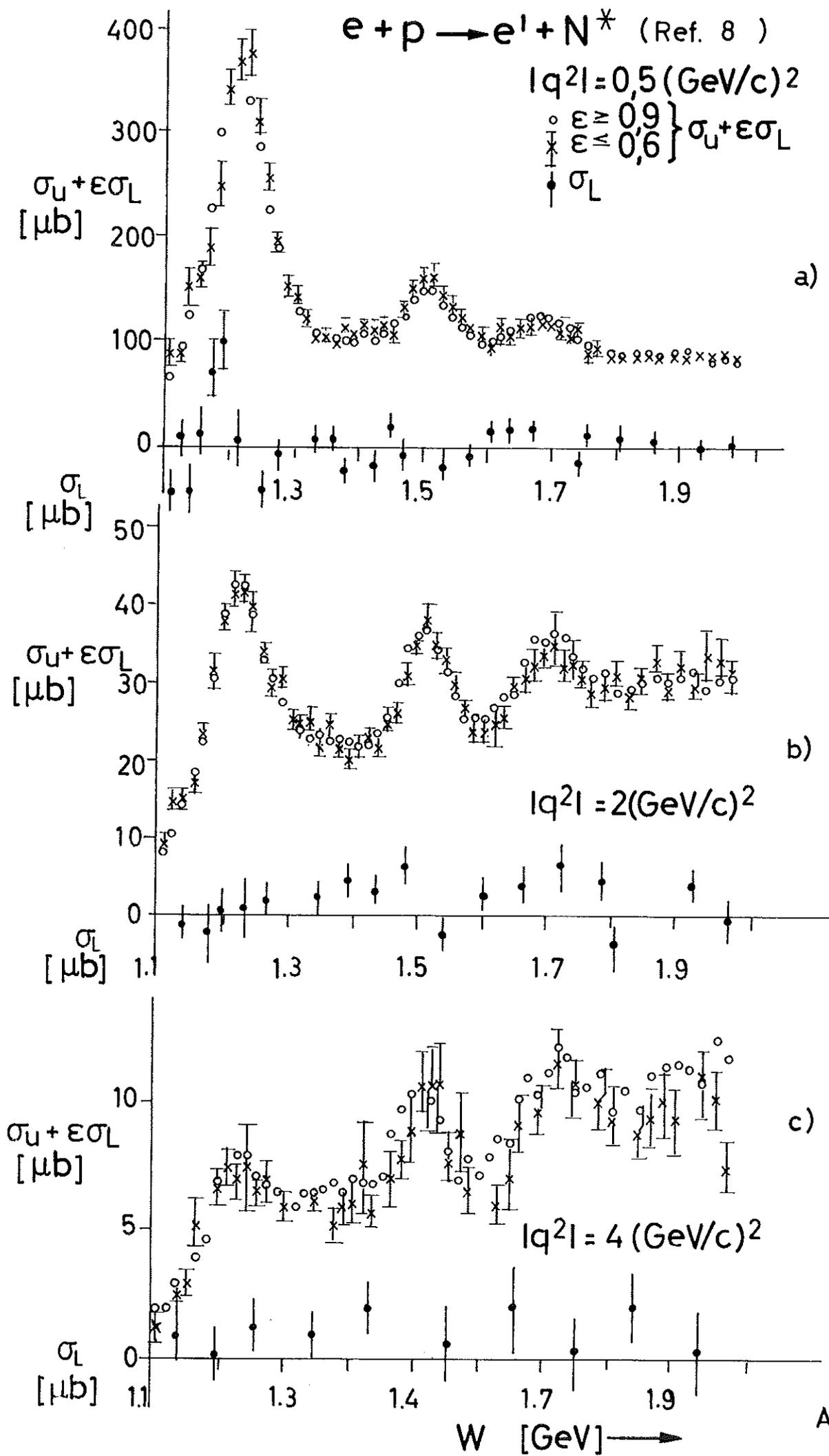
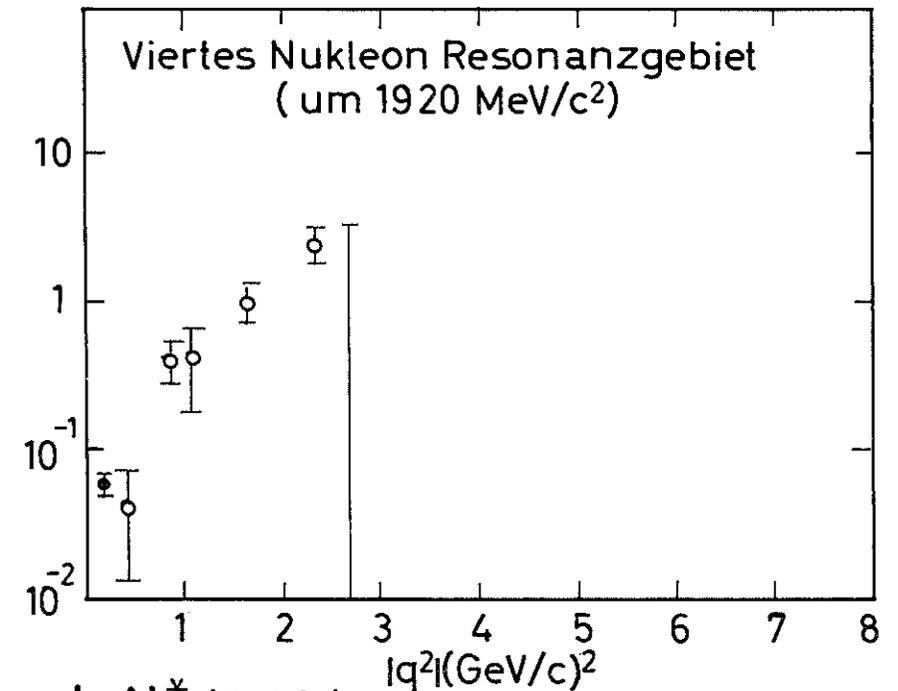
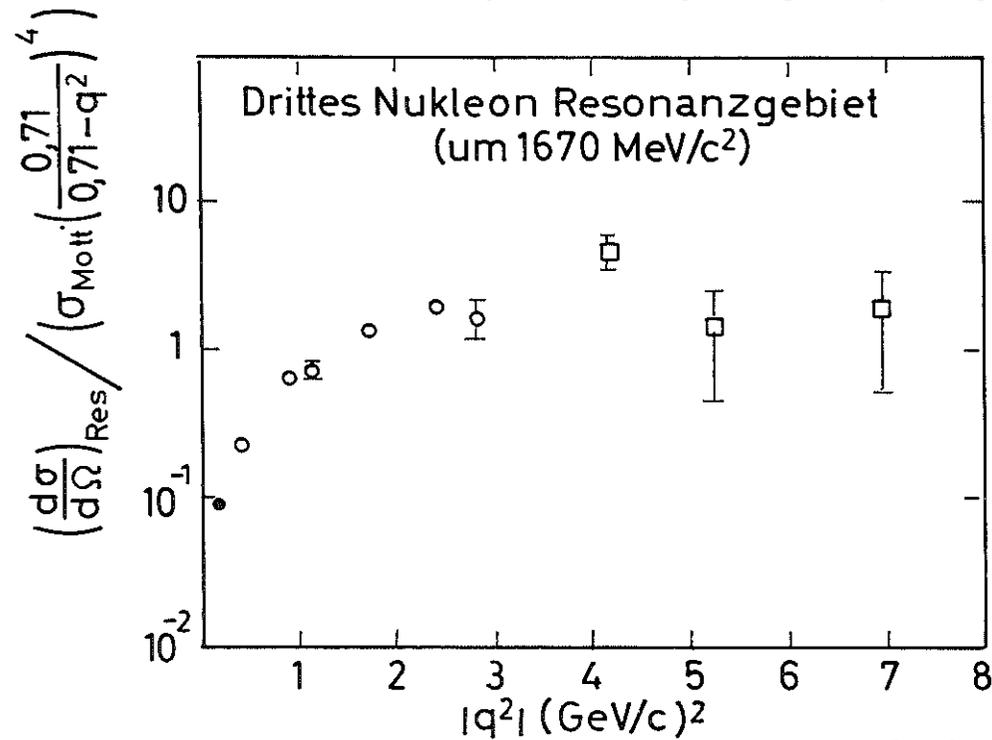
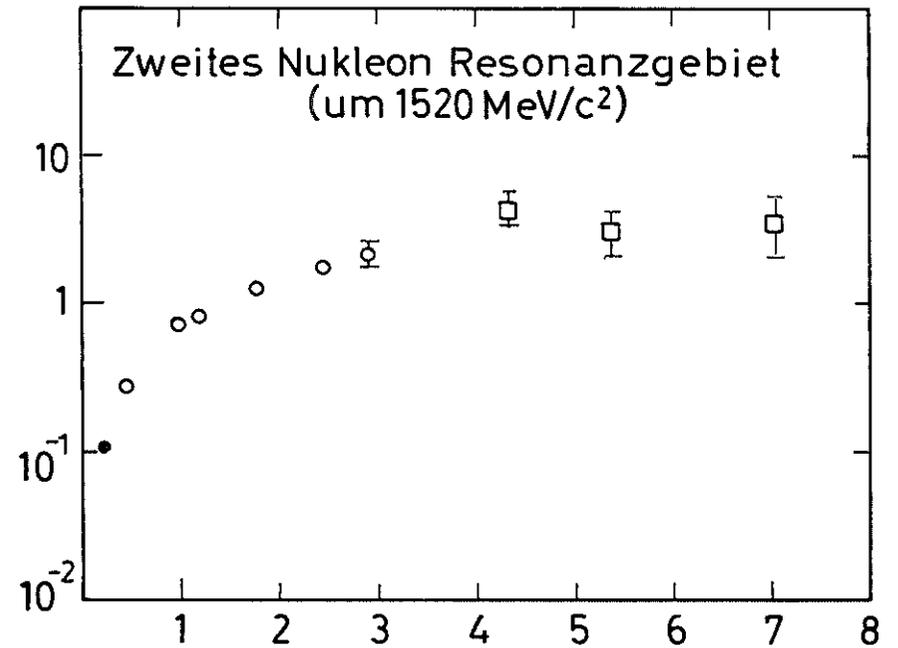
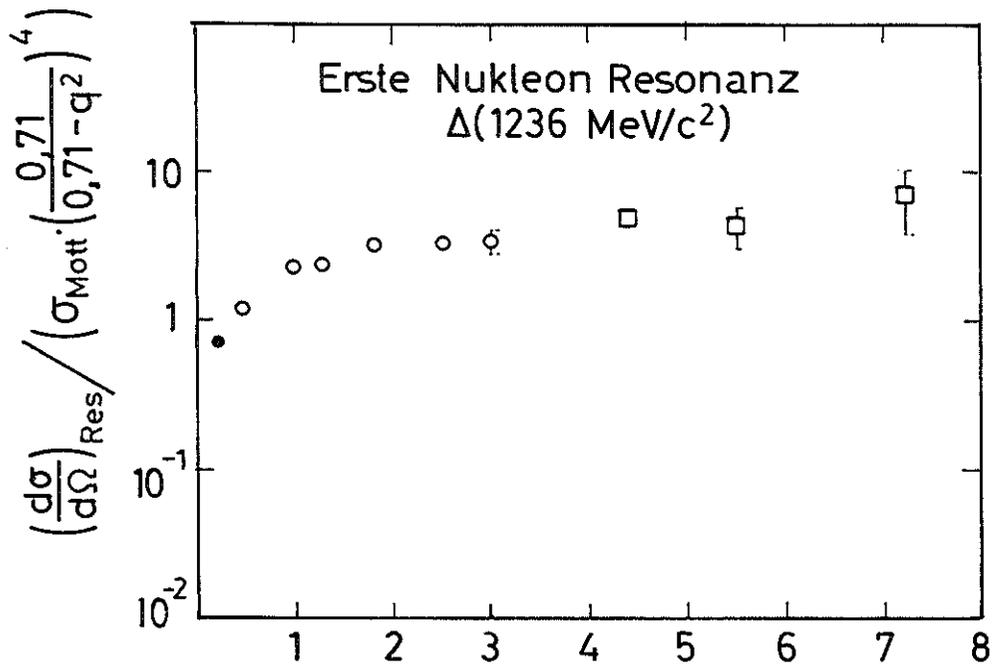


Abb. 3



$e+p \rightarrow e' + N^*$ (Ref.9)

Abb.4

$e + p \rightarrow e' + \text{Hadronen}$ (Ref.10)

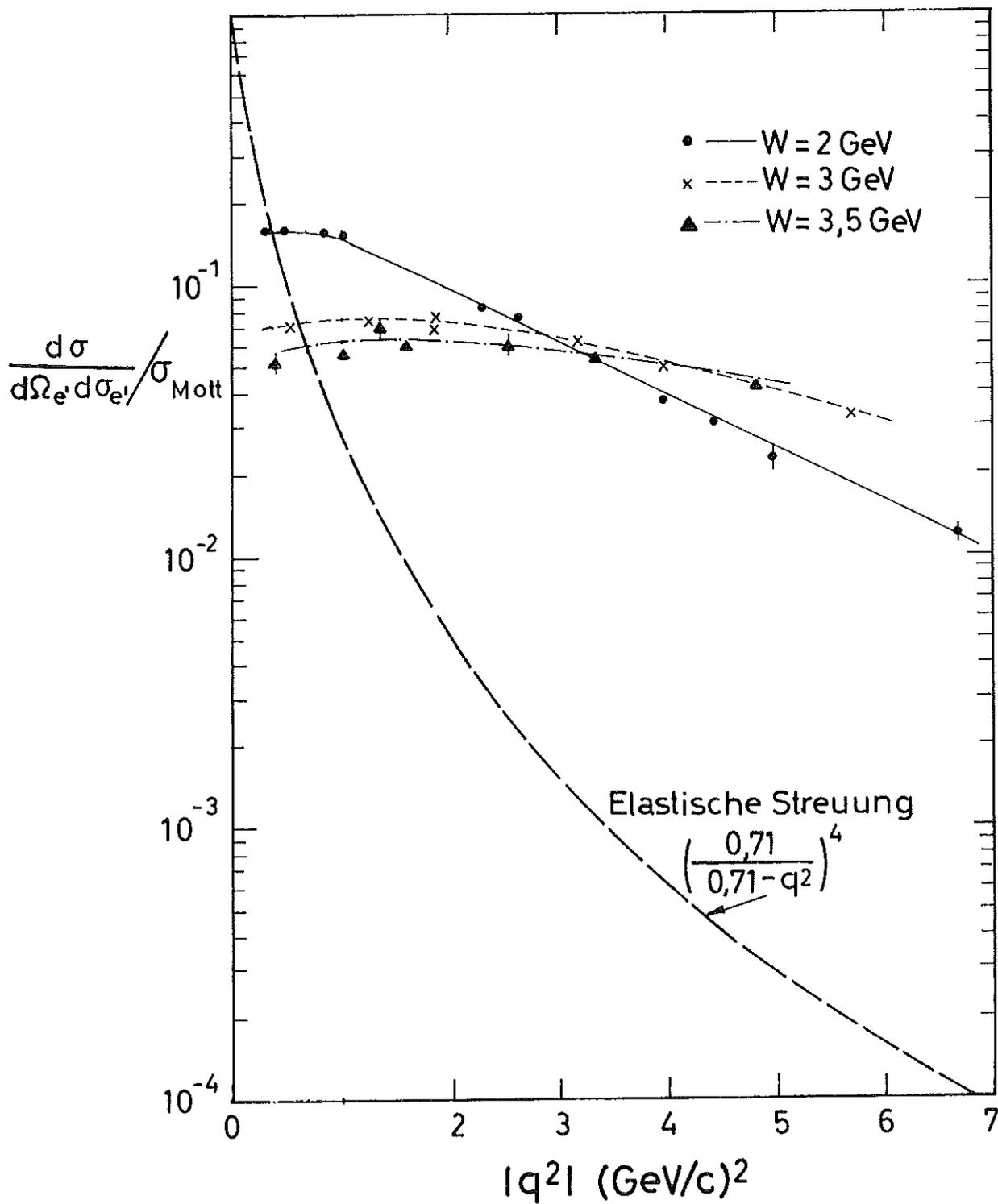


Abb.5

$e + p \rightarrow e' + \text{Hadronen}$ (Ref. 11)

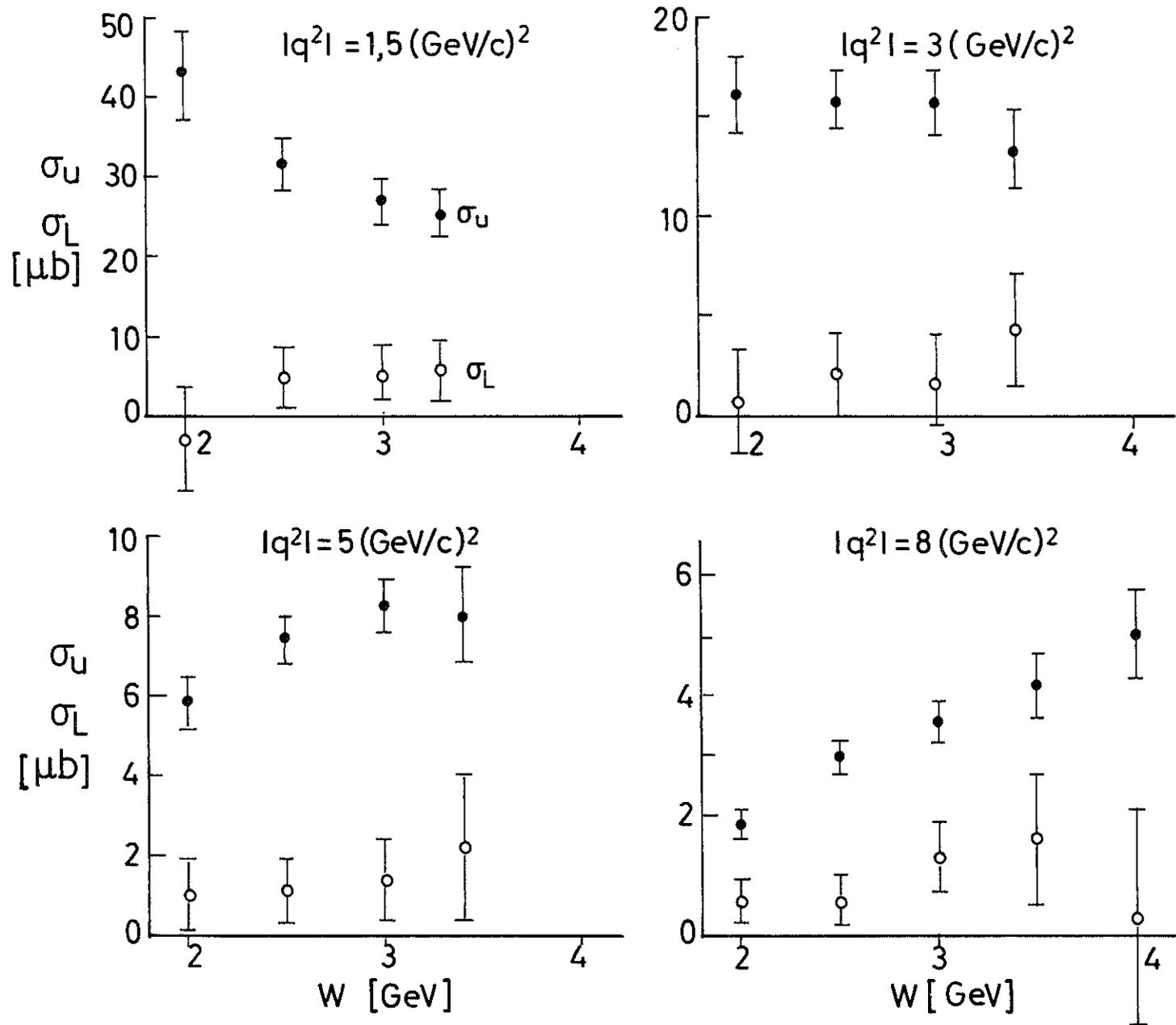


Abb.6

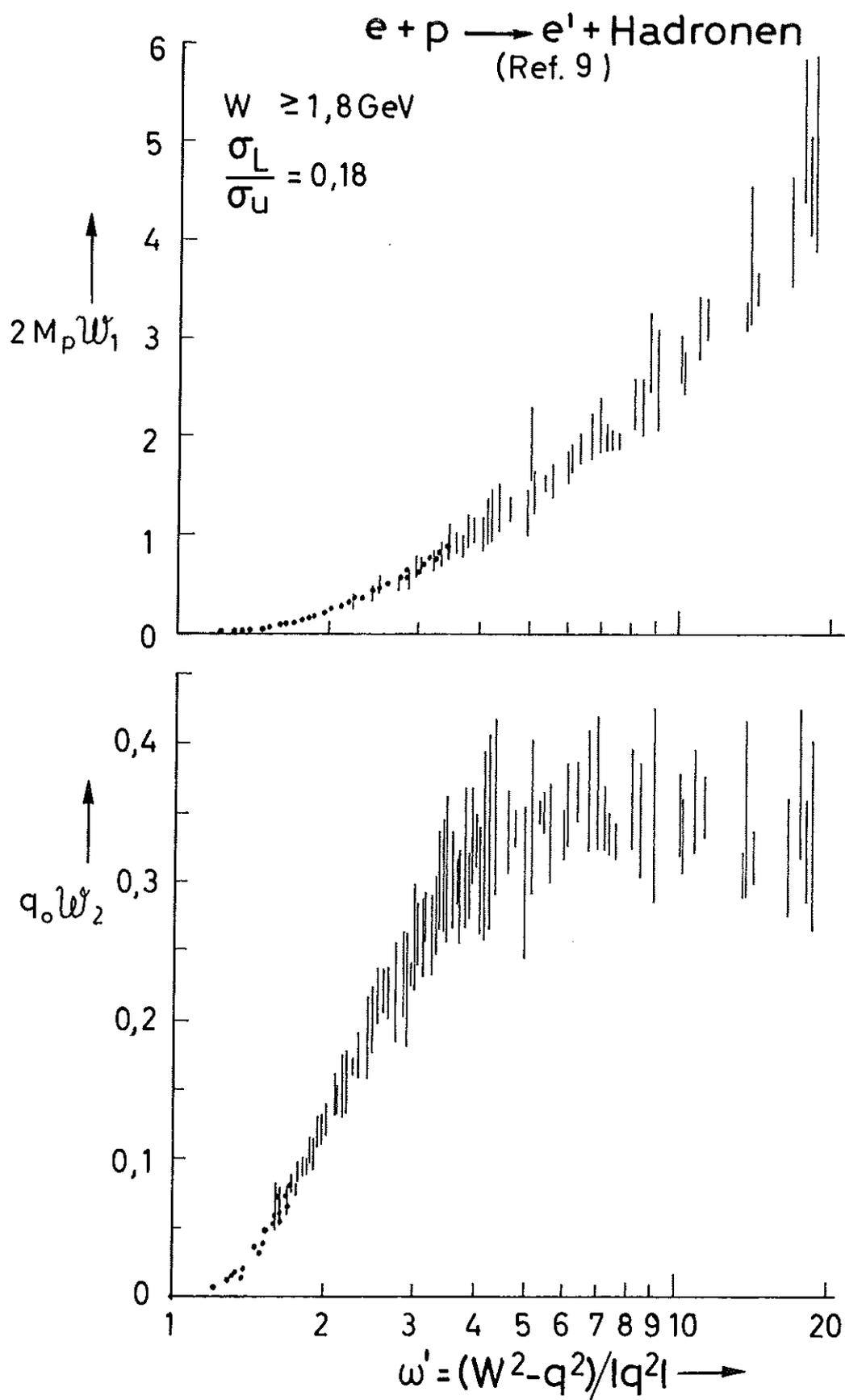


Abb. 7

$e + p \longrightarrow e' + \text{Hadronen}$

(Ref. 12)

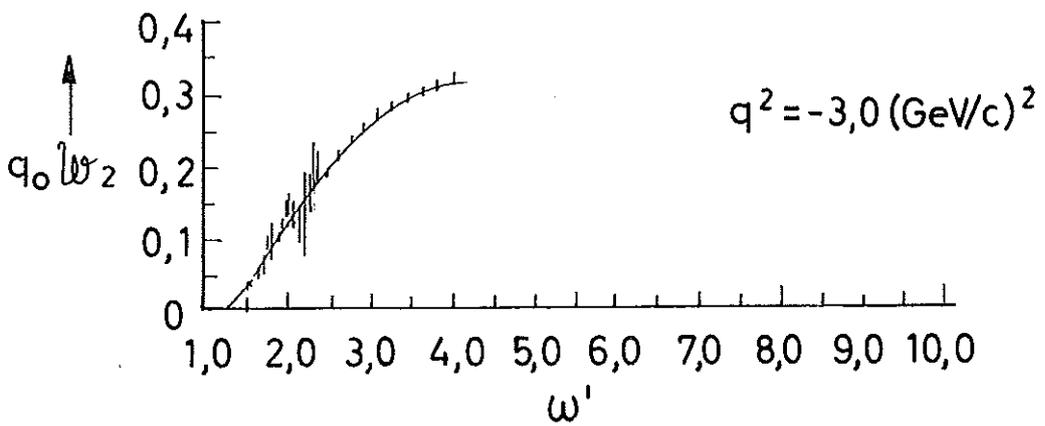
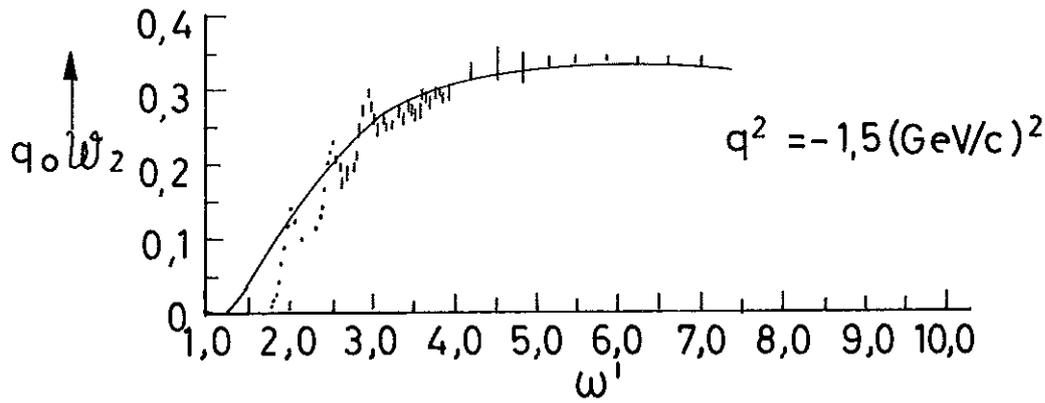
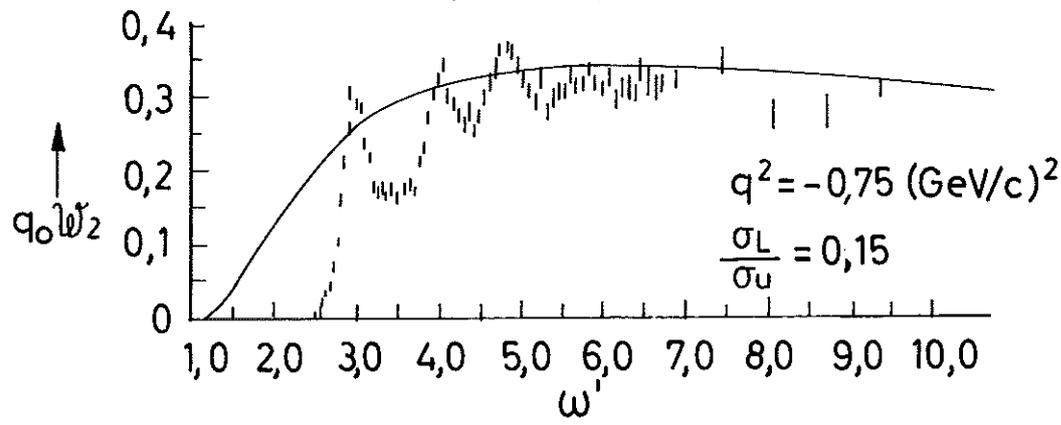


Abb. 8

$e + d \longrightarrow e' + \text{Hadronen}$ (Ref.11)

▲ Photoproduktion

● } Elektroproduktion
x }

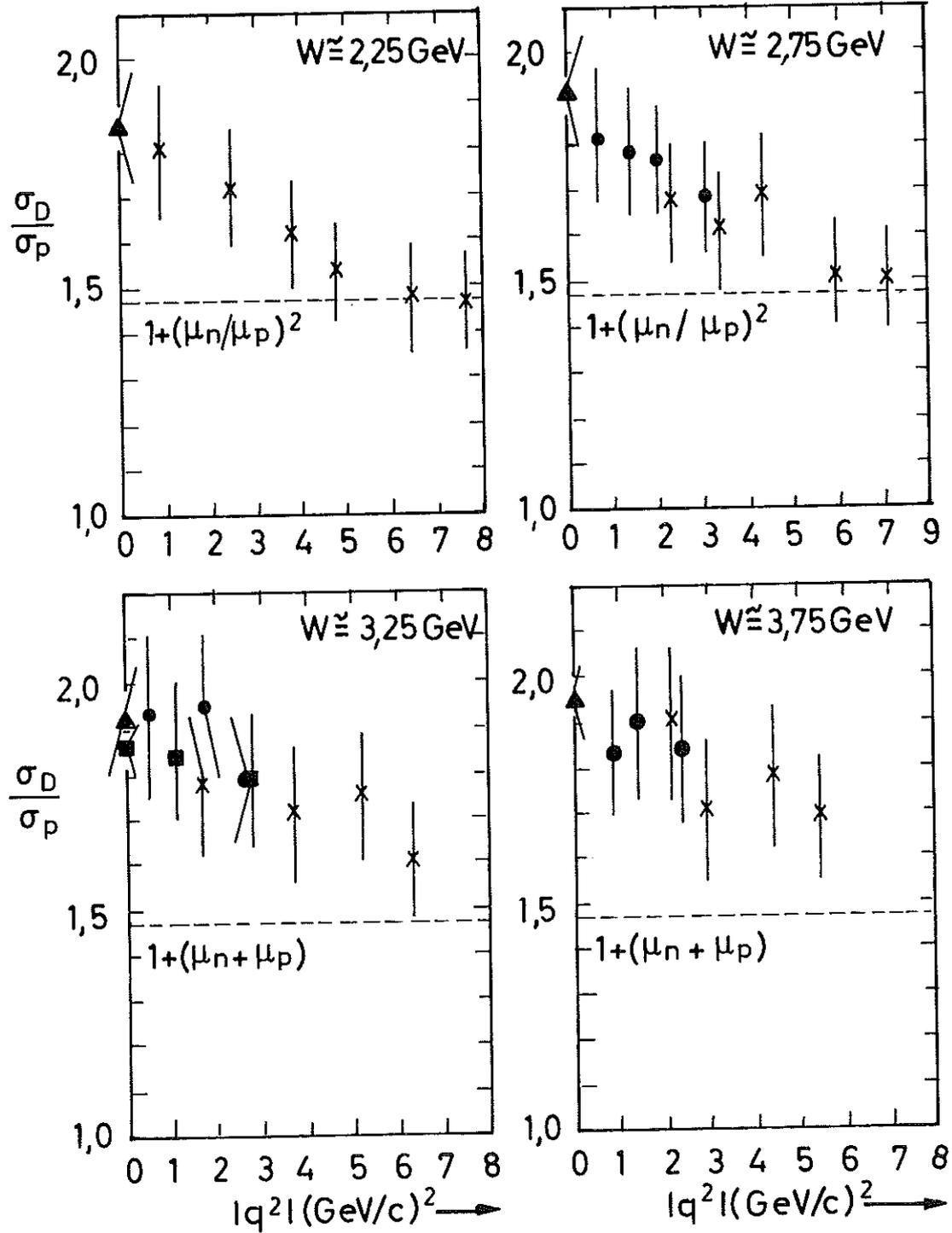


Abb.9

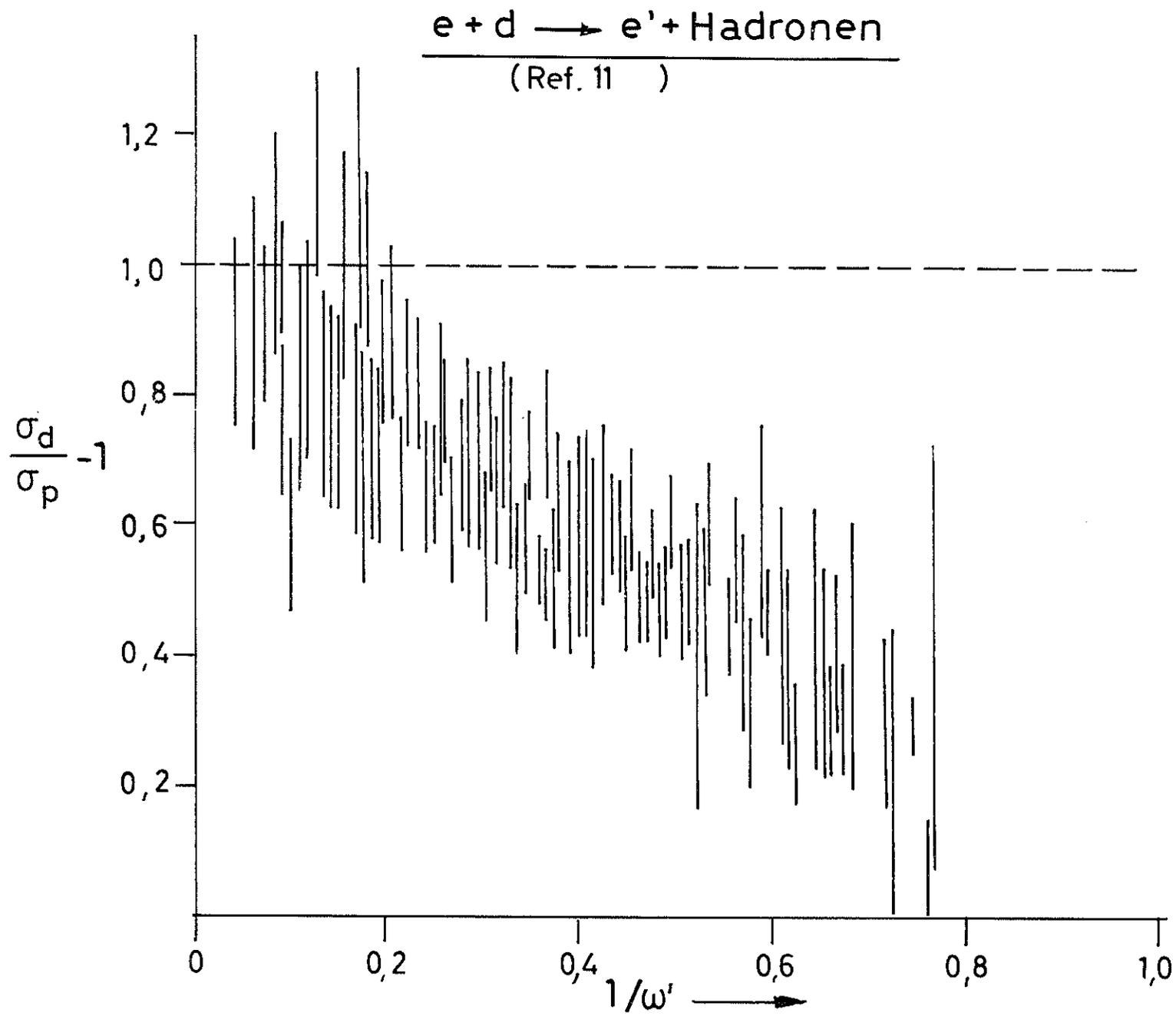


Abb.10

$e + \text{Cu} \rightarrow e' + \text{Hadronen}$

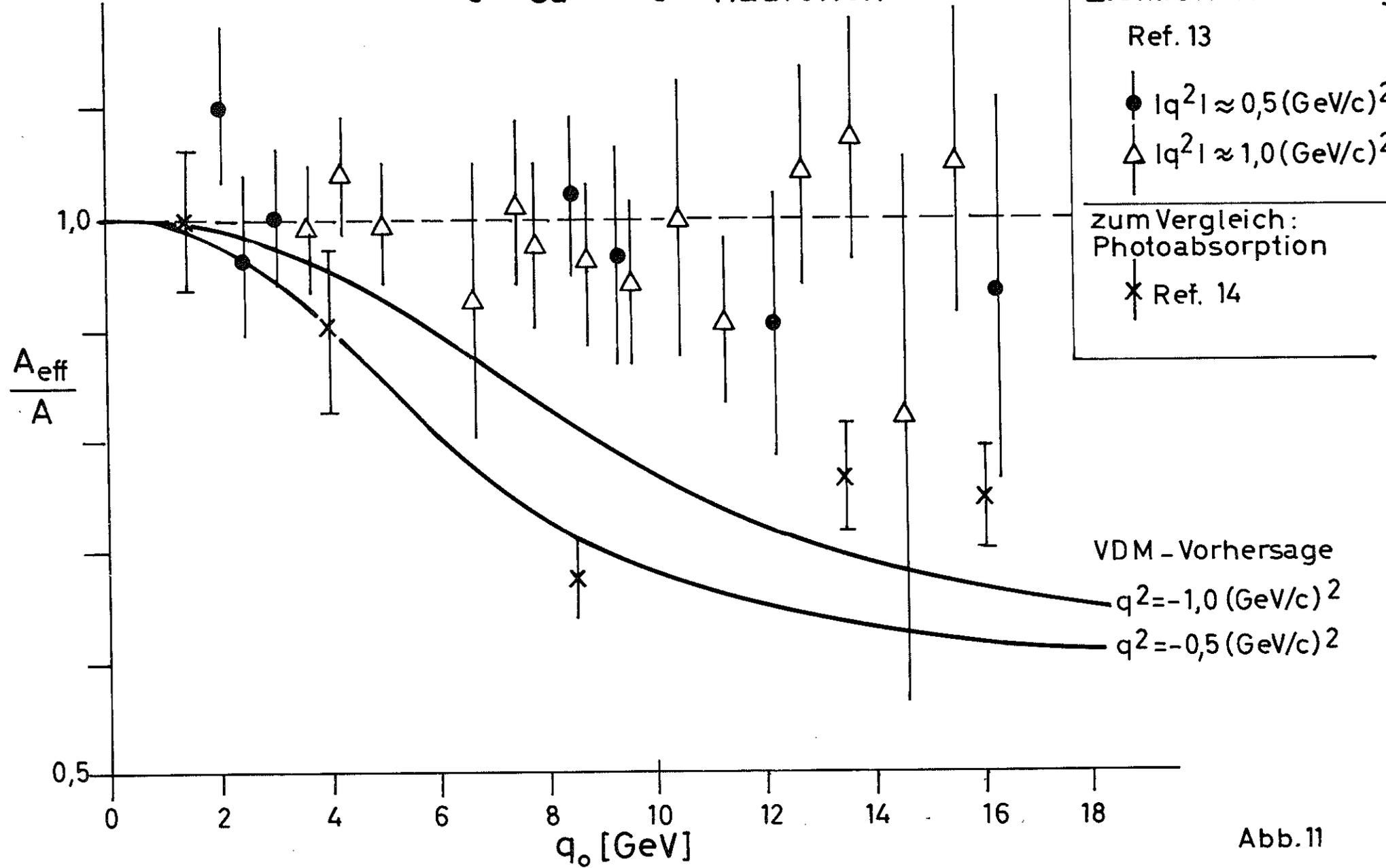


Abb. 11

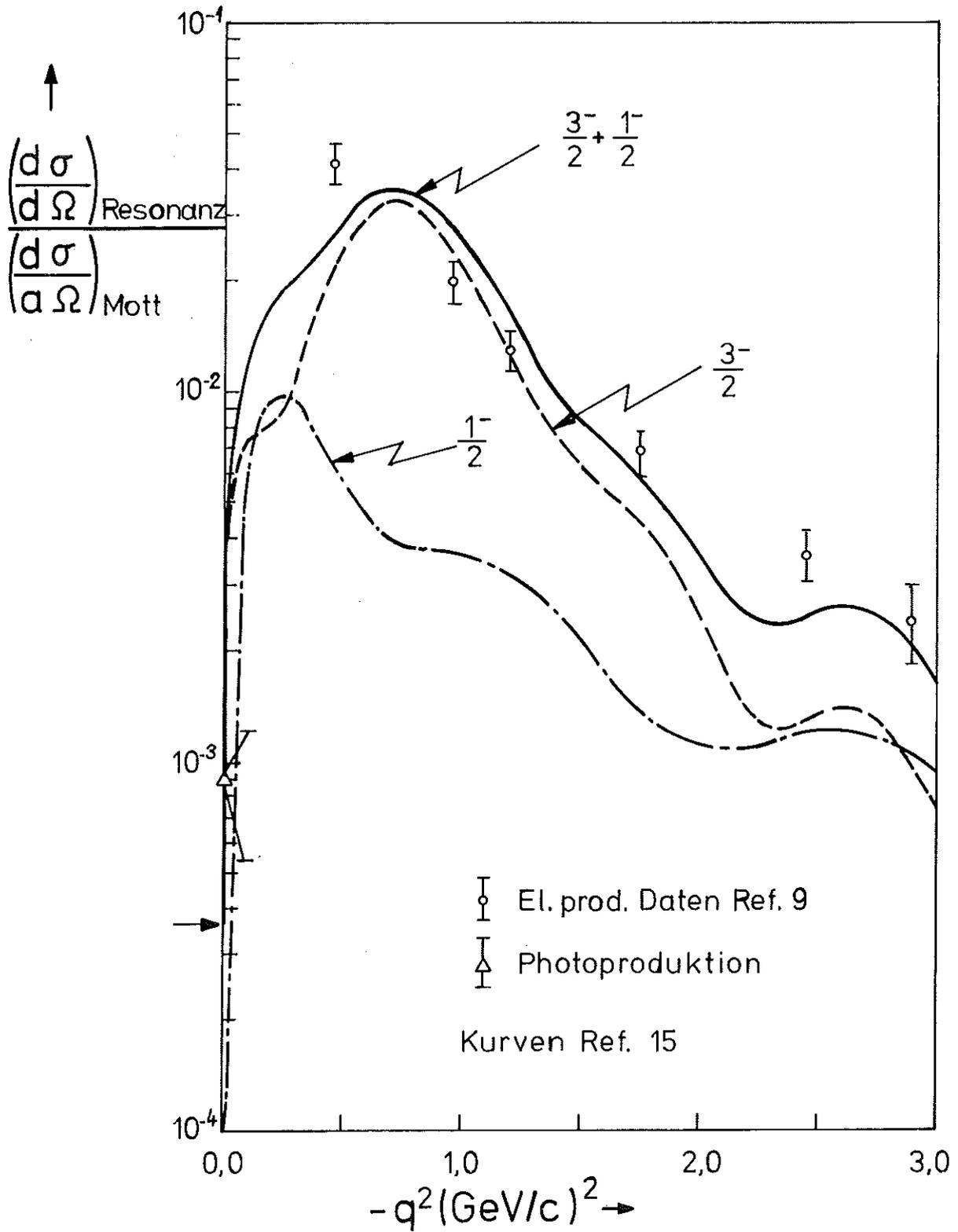
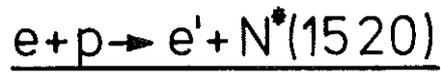


Abb.12

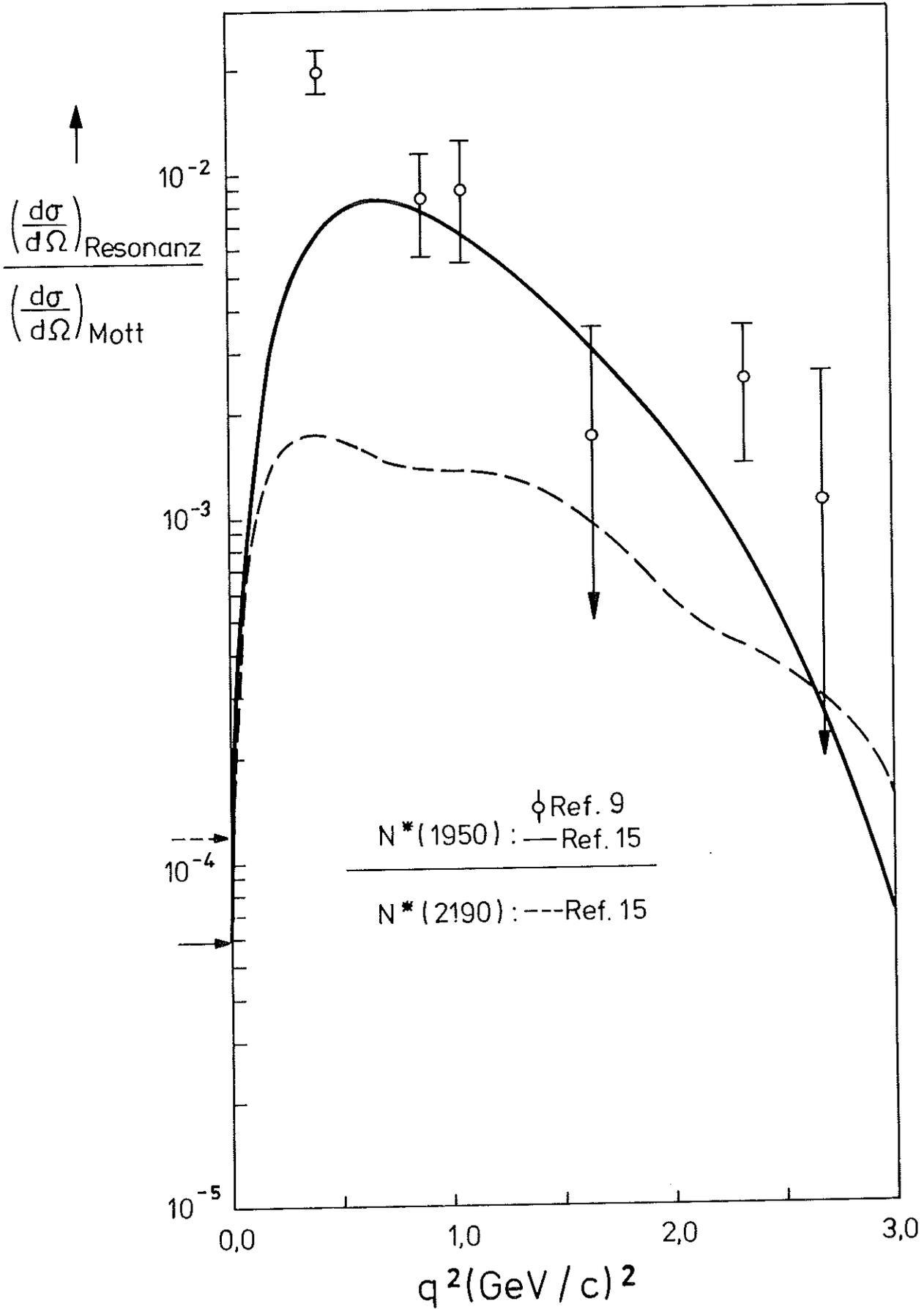
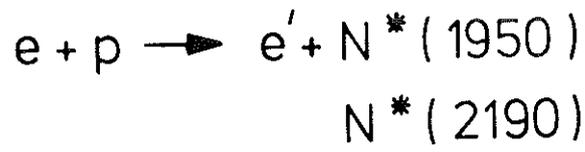
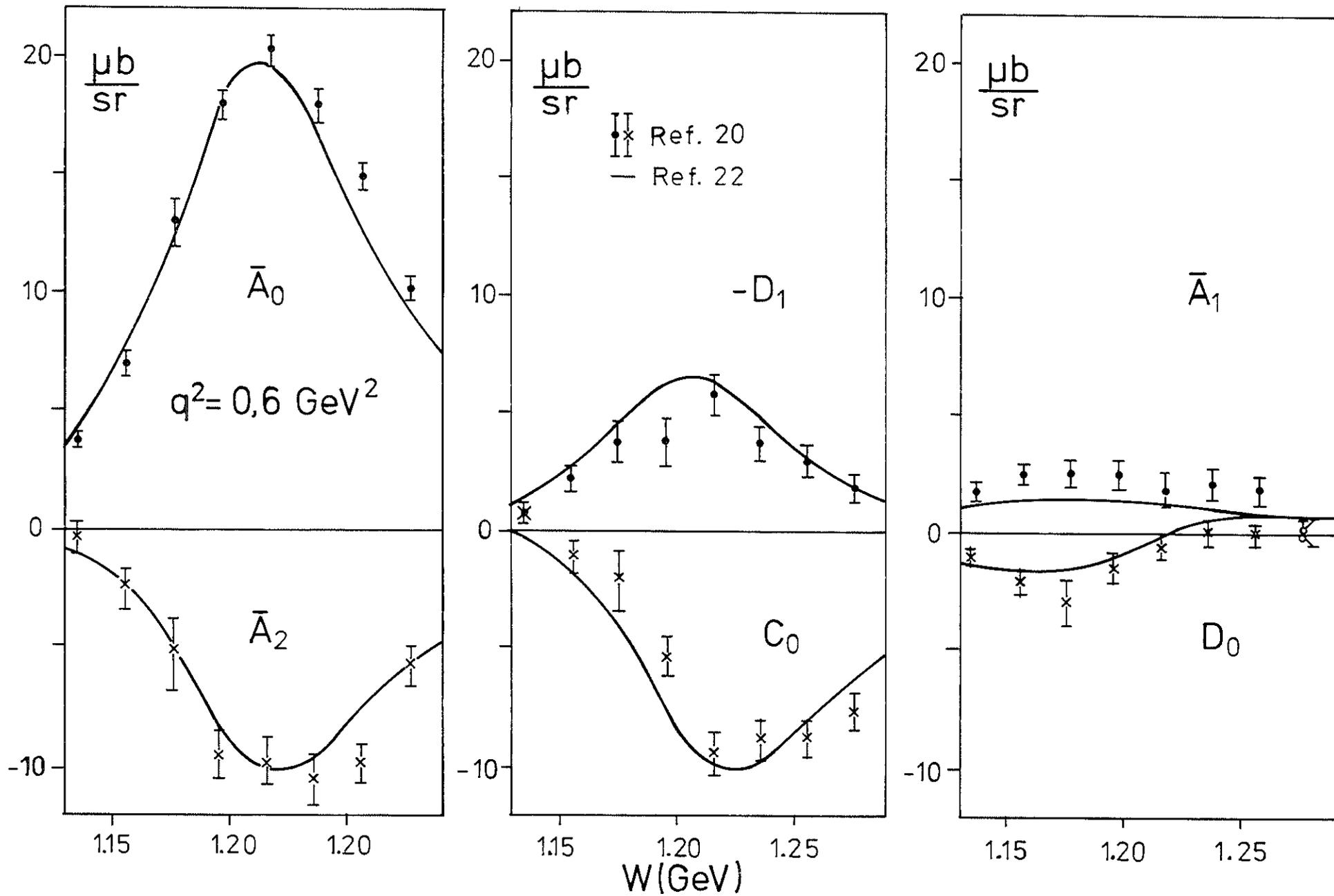
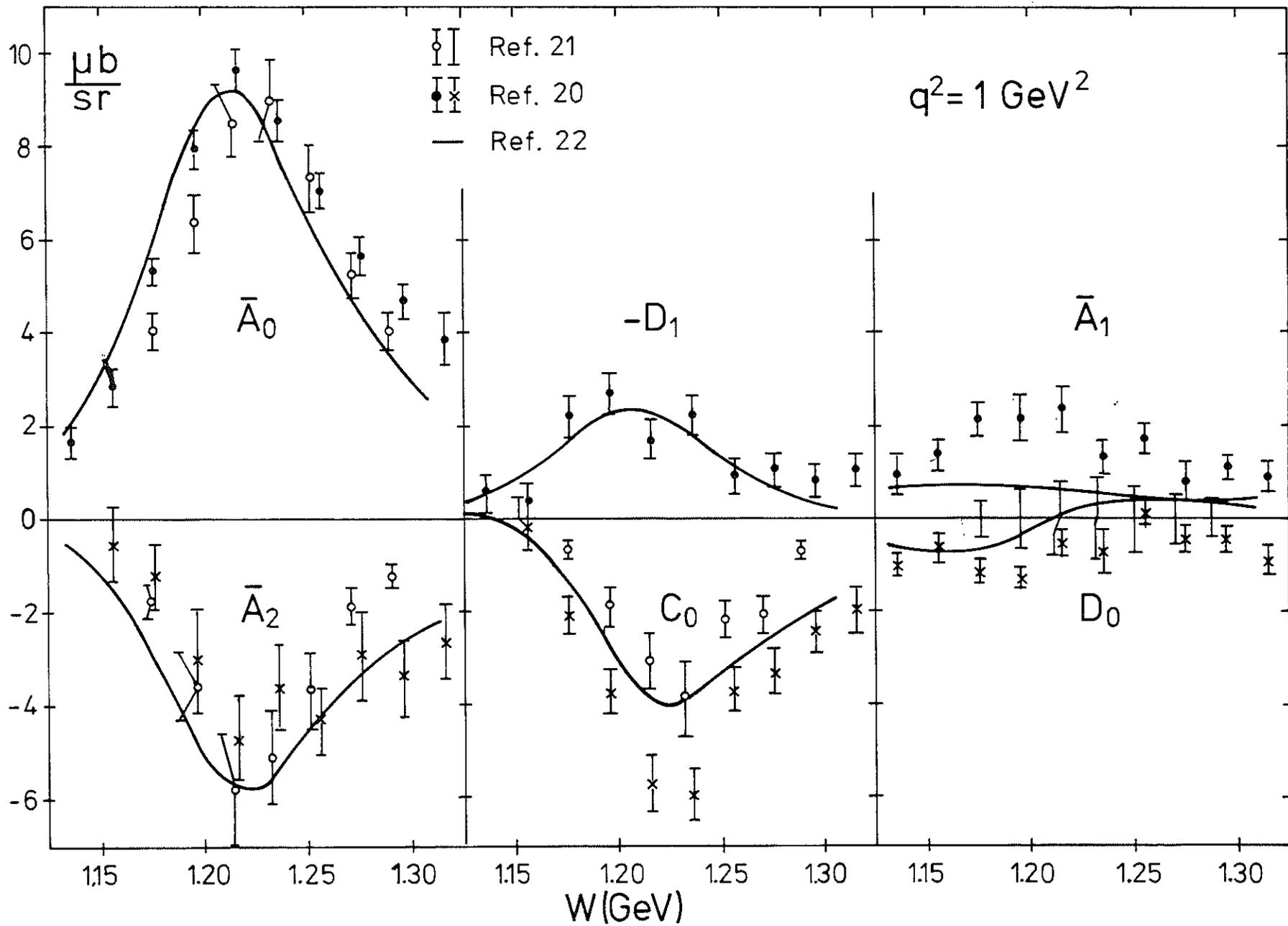


Abb. 13



$e+p \rightarrow e'+\Delta(1236)$

Abb.14



$e+p \rightarrow e'+\Delta(1236)$

Abb.15

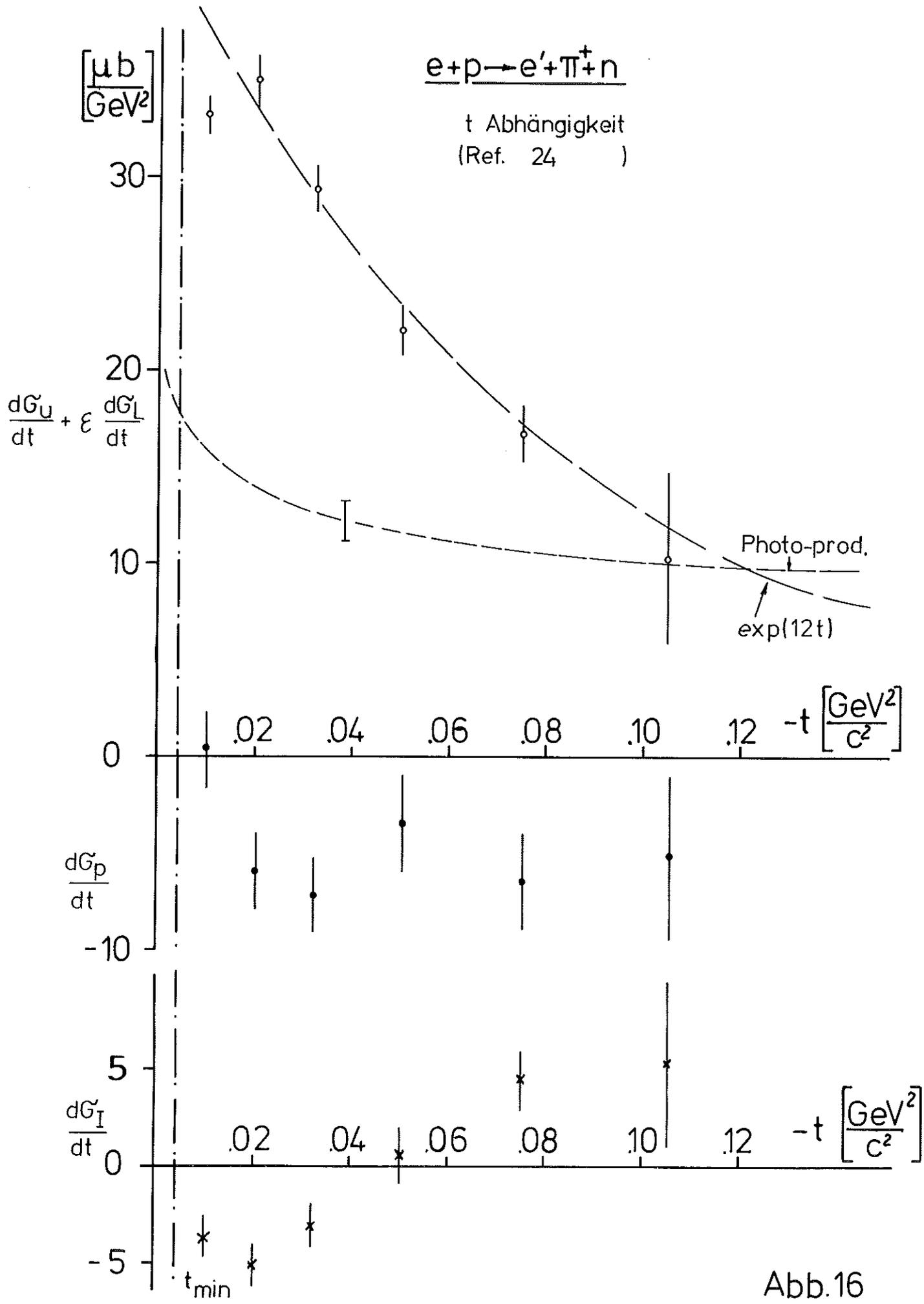


Abb.16

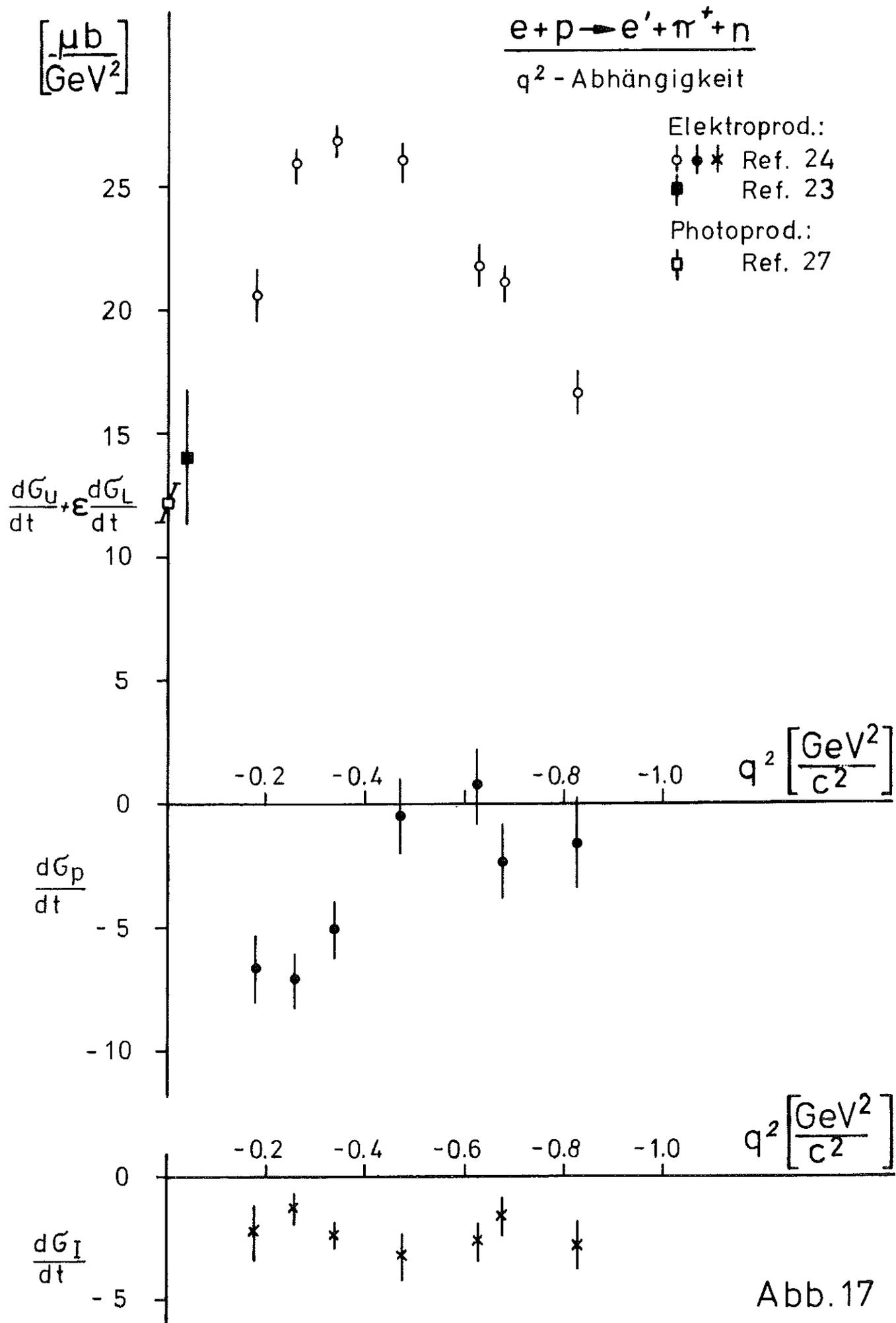


Abb. 17

$e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$
 W - Abhängigkeit

$$\frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$$

↑

$$\left[\frac{\mu b}{\text{GeV}^2} \right]$$

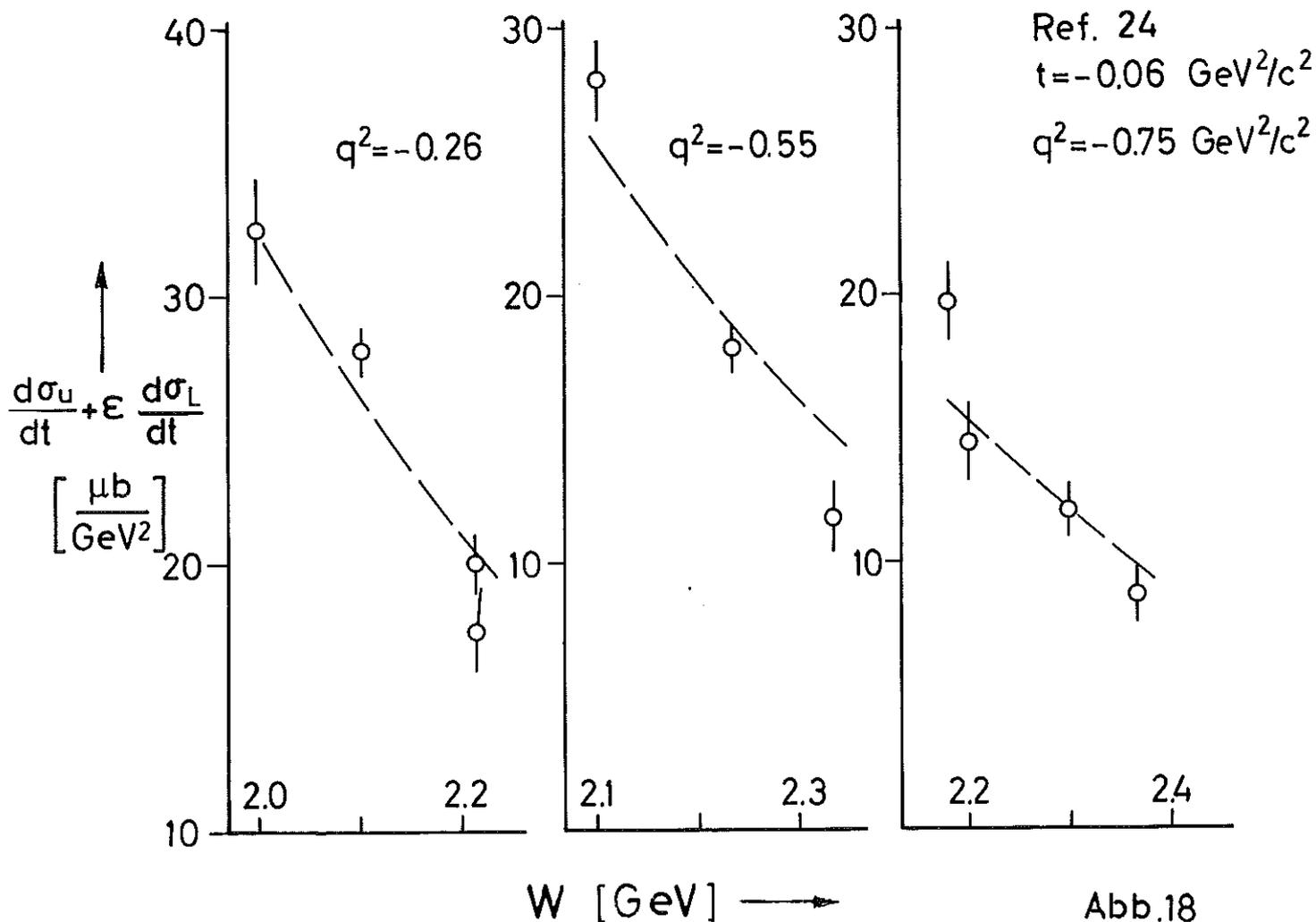
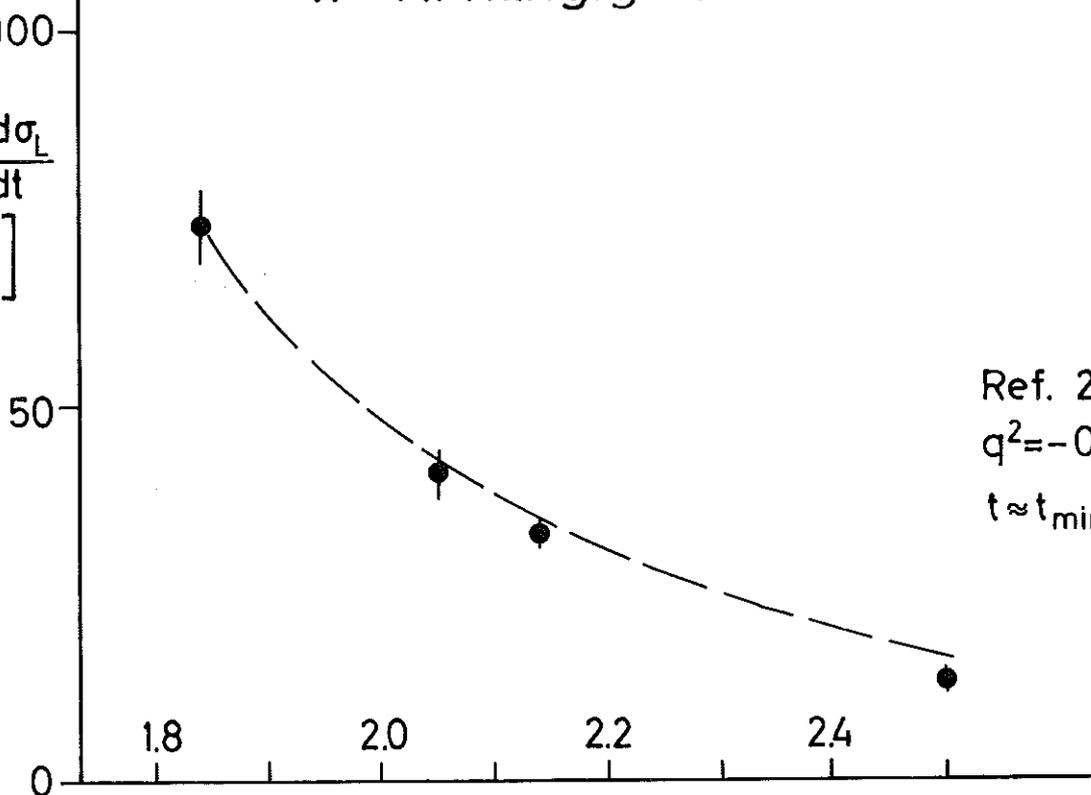
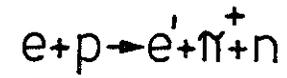


Abb.18



t-Abhängigkeit des
longitudinalen Wirkungsquerschnitts
(Ref. 24)

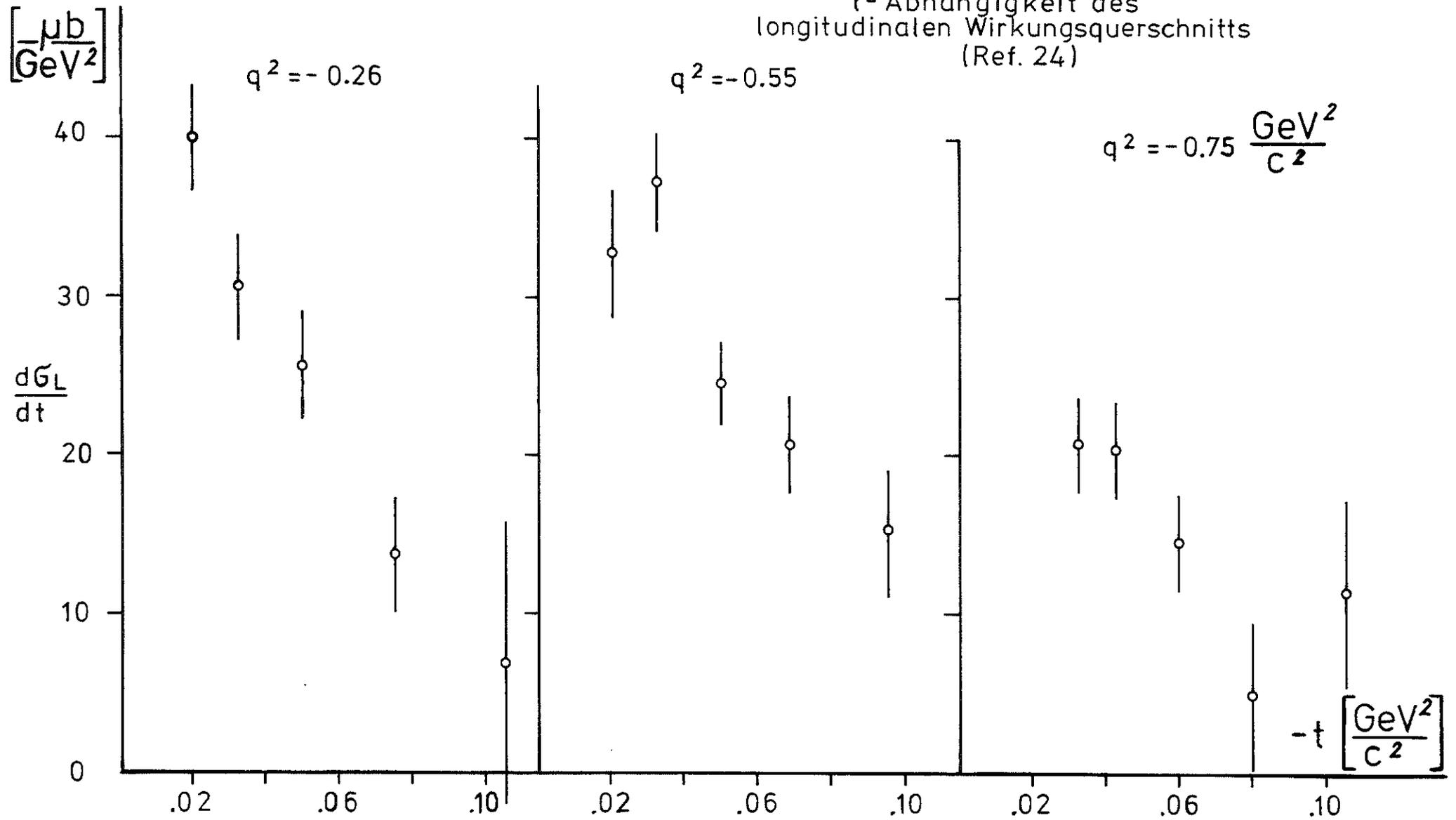
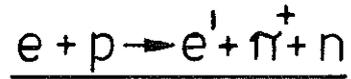


Abb.19



q^2 -Abhängigkeit des
longitudinalen Wirkungsquerschnitts
(Ref. 24)

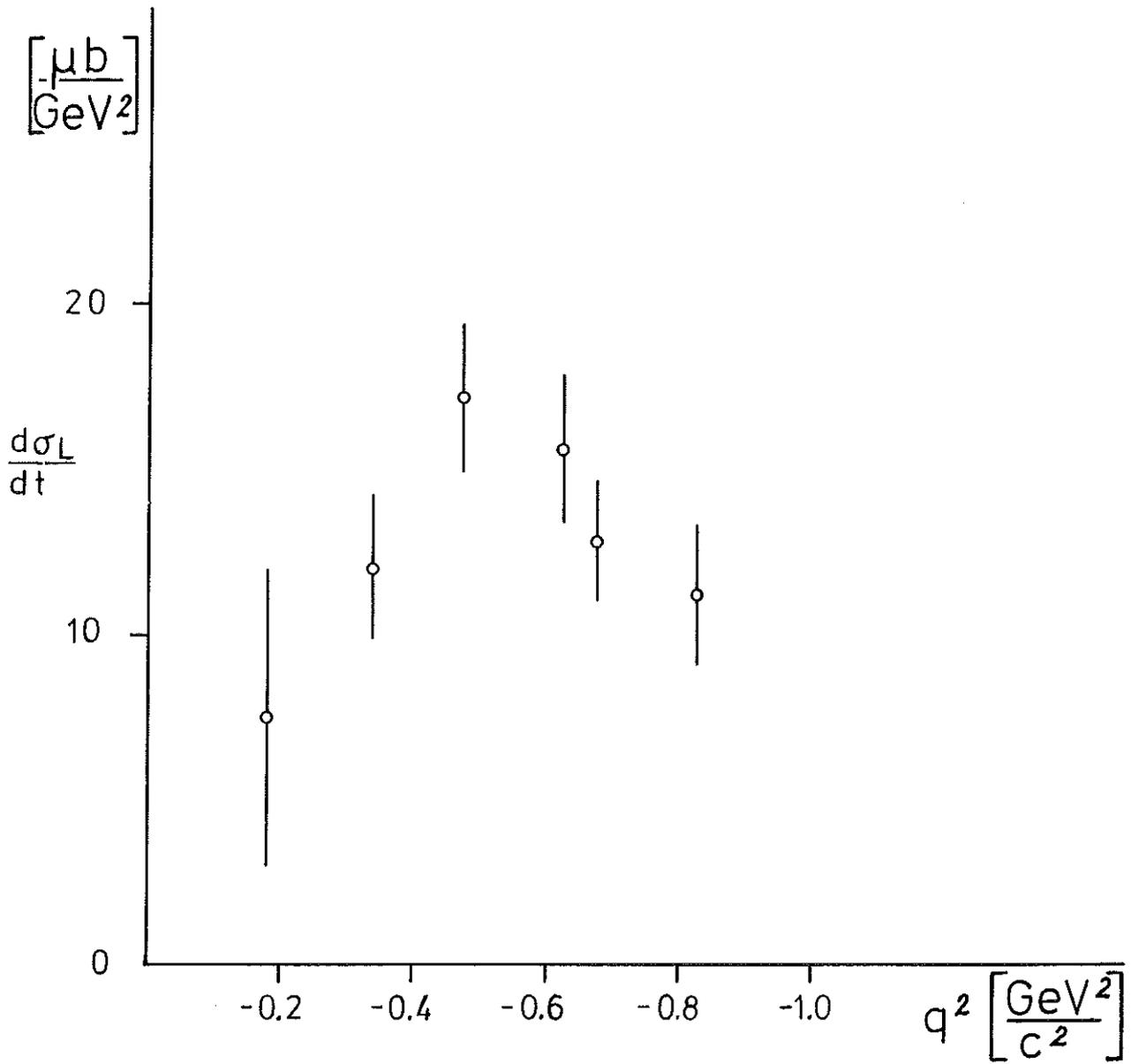
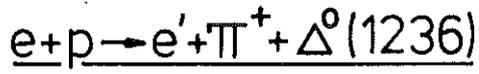


Abb. 20



q^2 -Abhängigkeit
(Ref. 28)

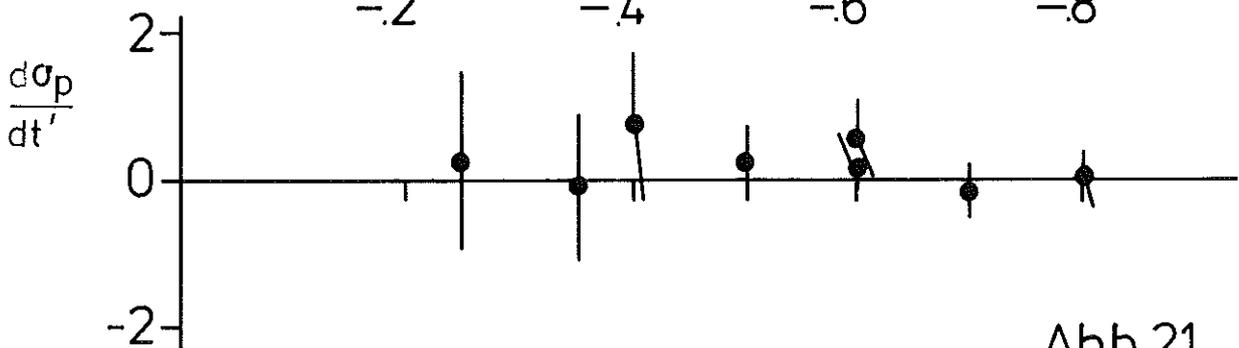
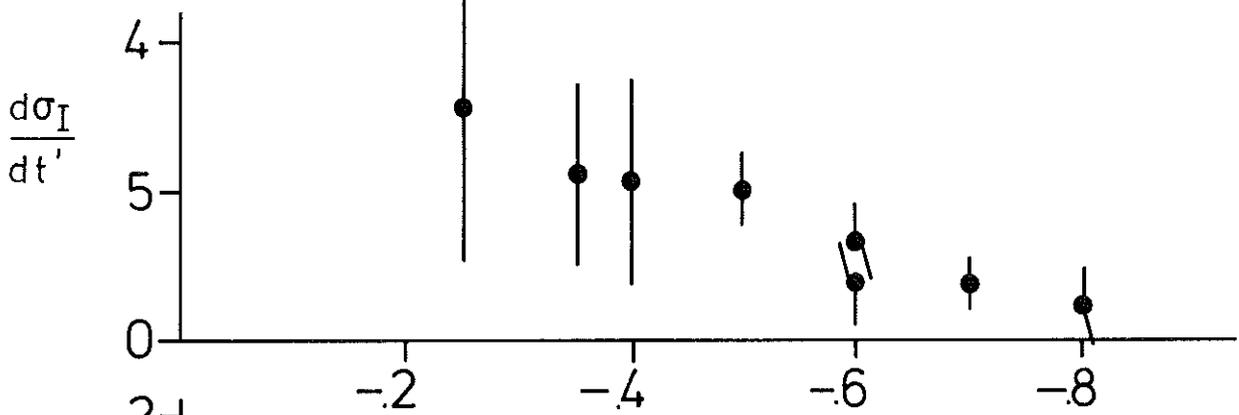
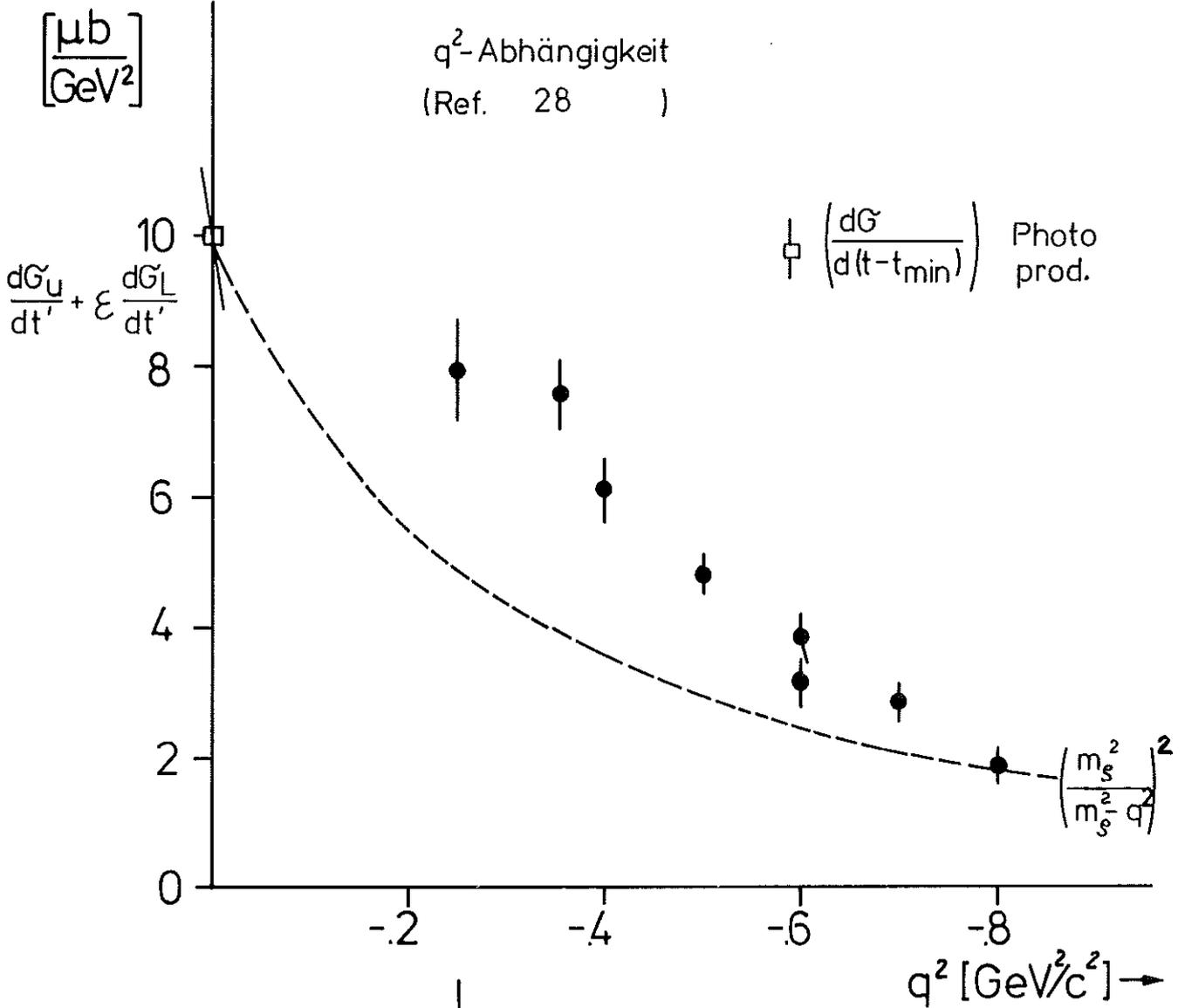


Abb.21



(Ref. 31)

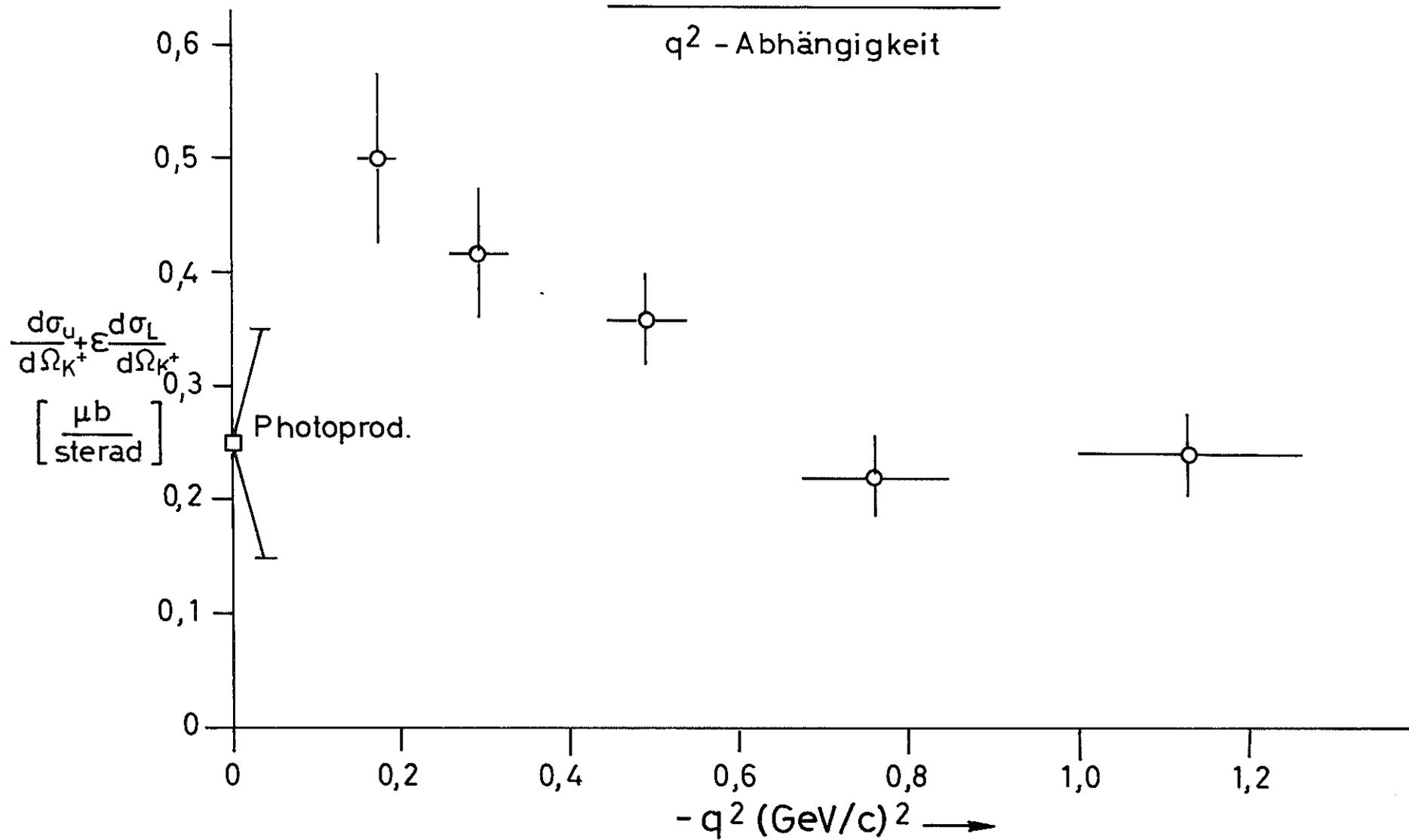
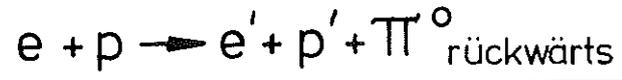


Abb. 22



q^2 - Abh\"angigkeit

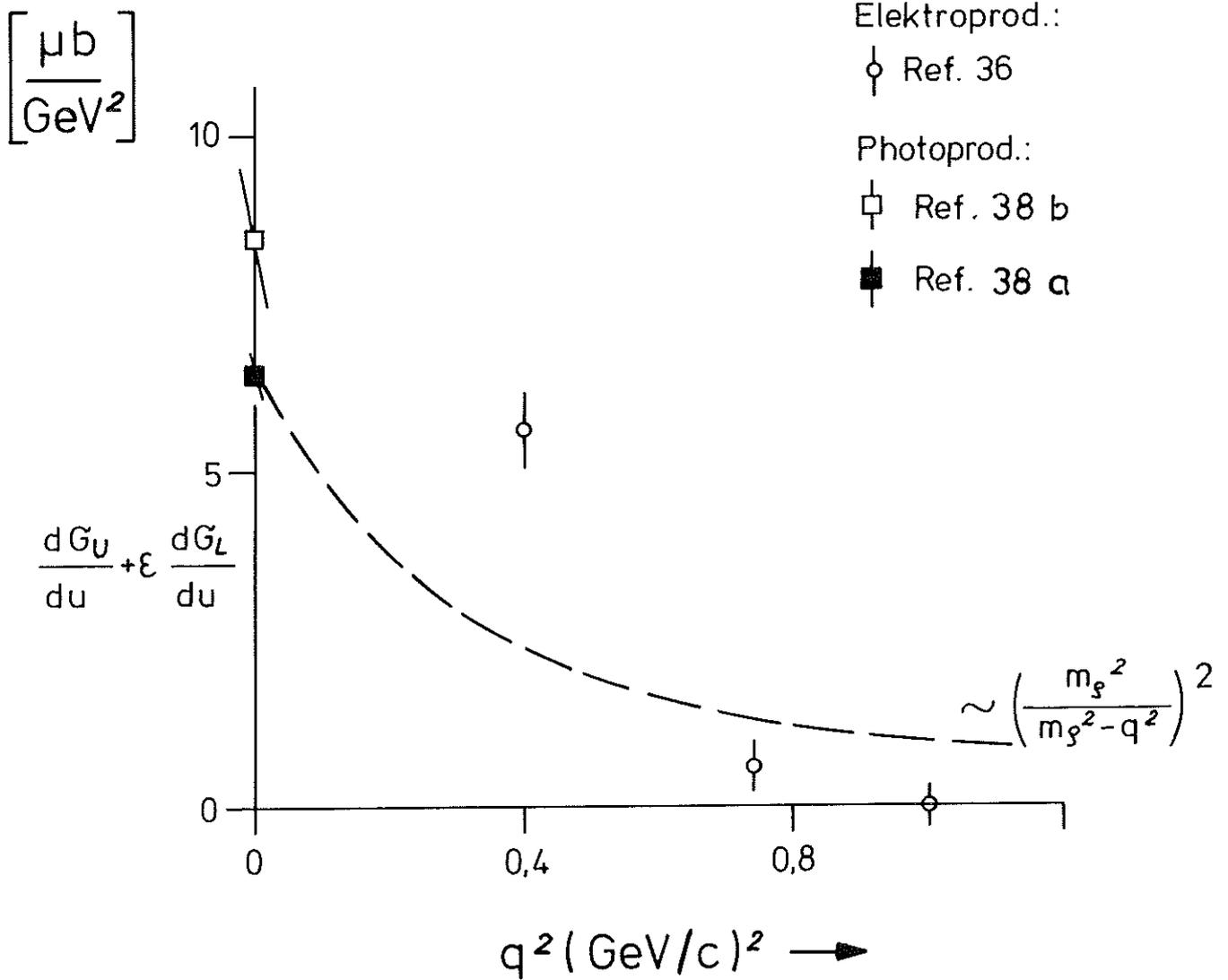
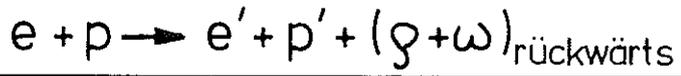


Abb. 25



q^2 - Abhängigkeit

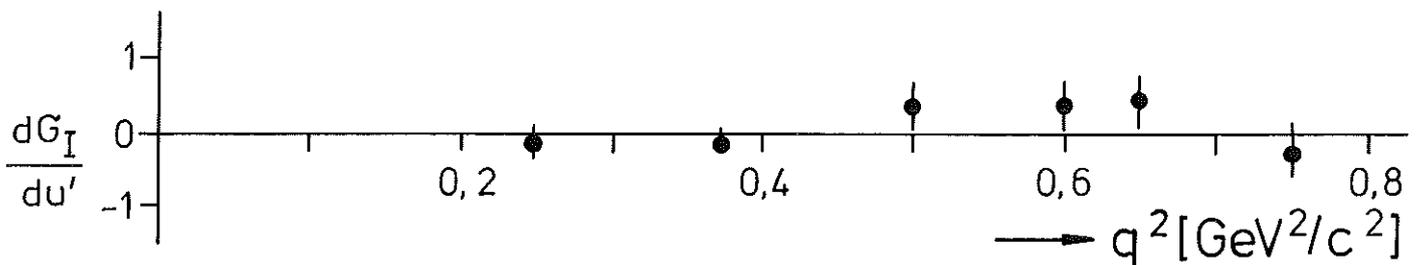
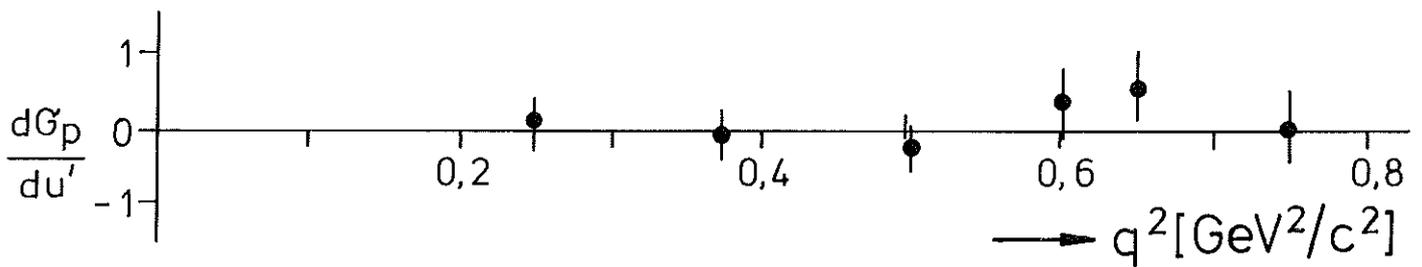
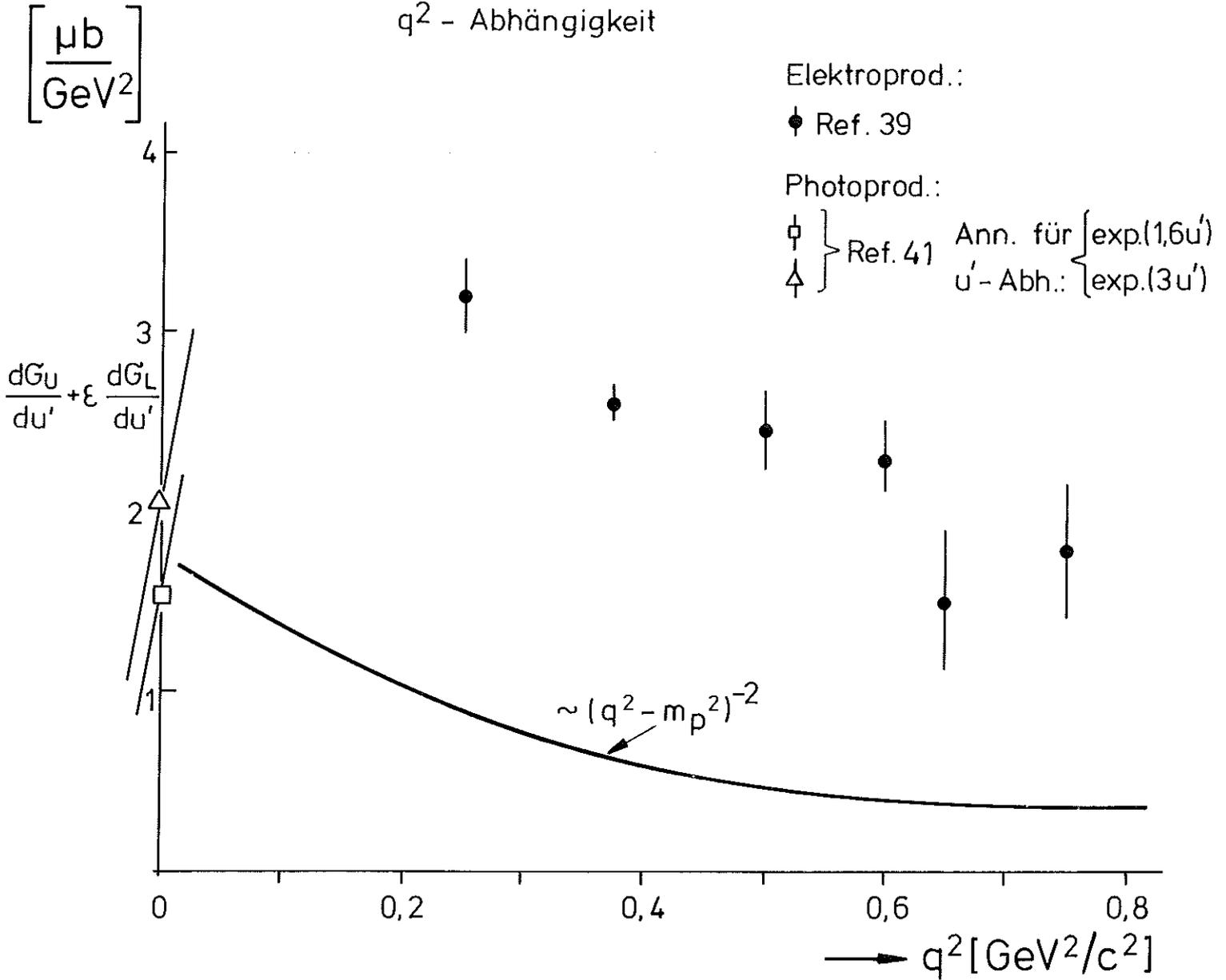


Abb. 26

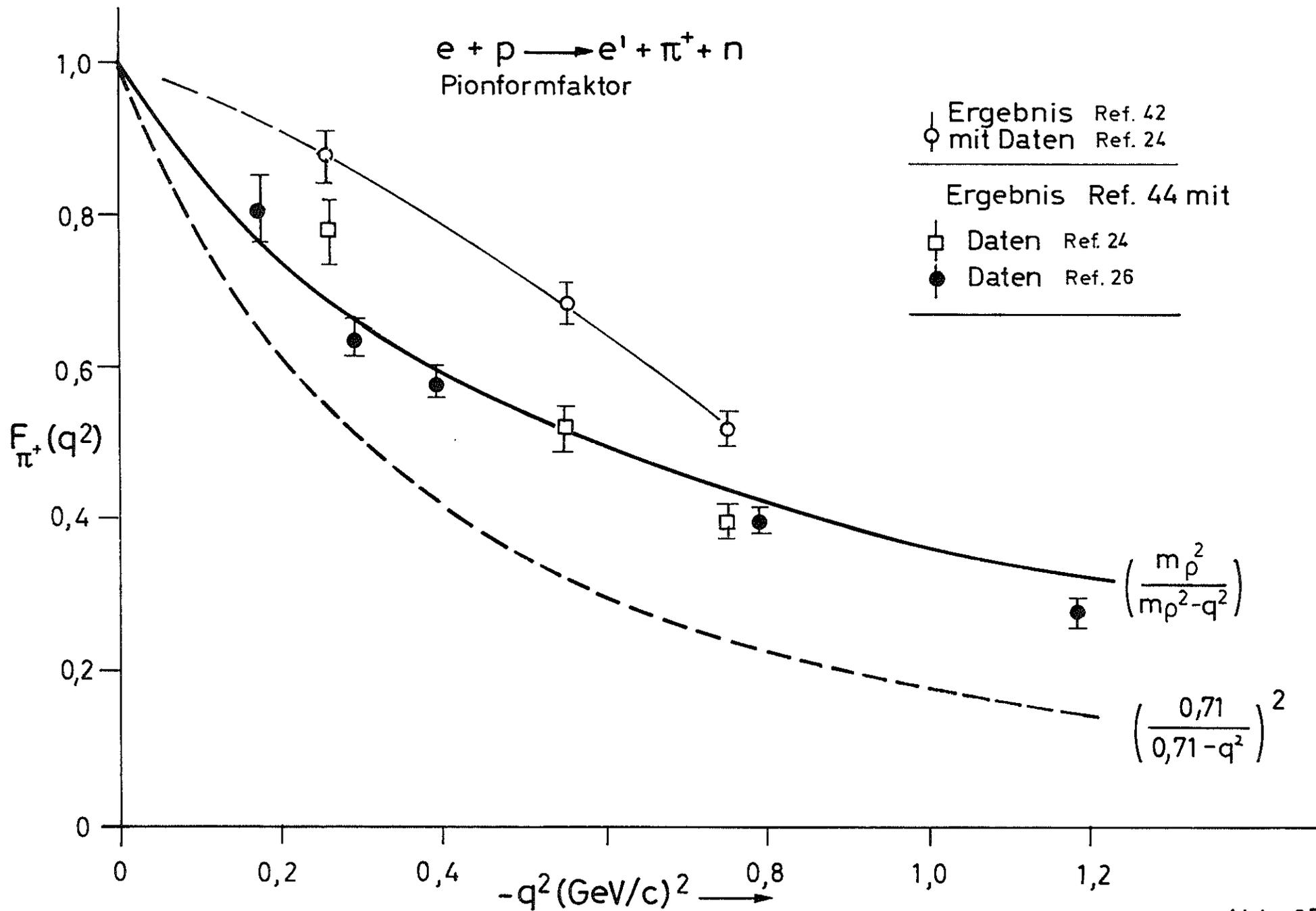
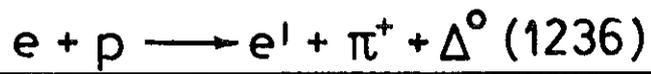


Abb. 27



○ Daten Ref. 28
 Kurven Ref. 45

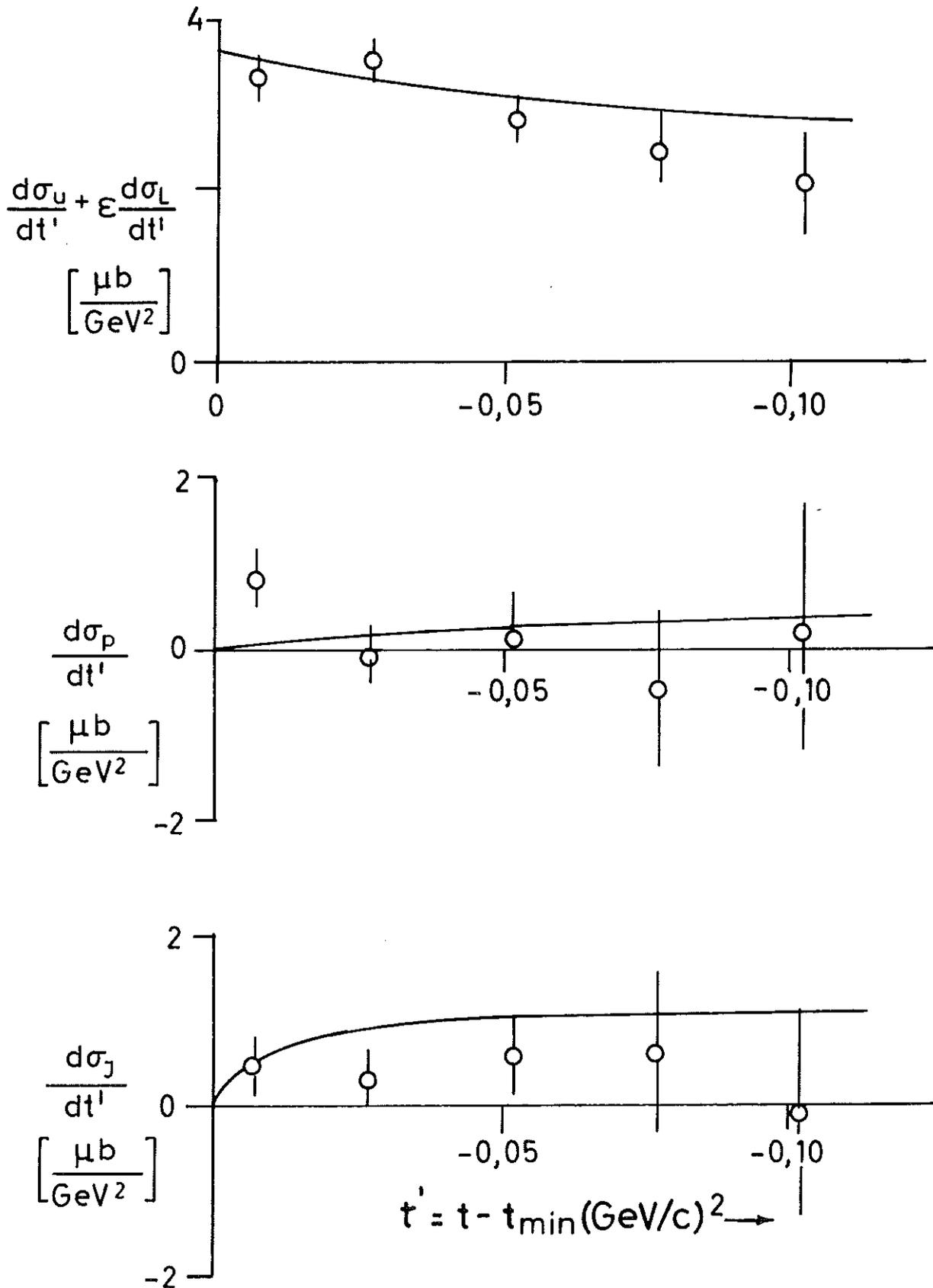


Abb. 28



(Ref. 47)

$(\mu^+ \mu^-)$ = Wirkungsquerschnitt
(willk. Einheit)

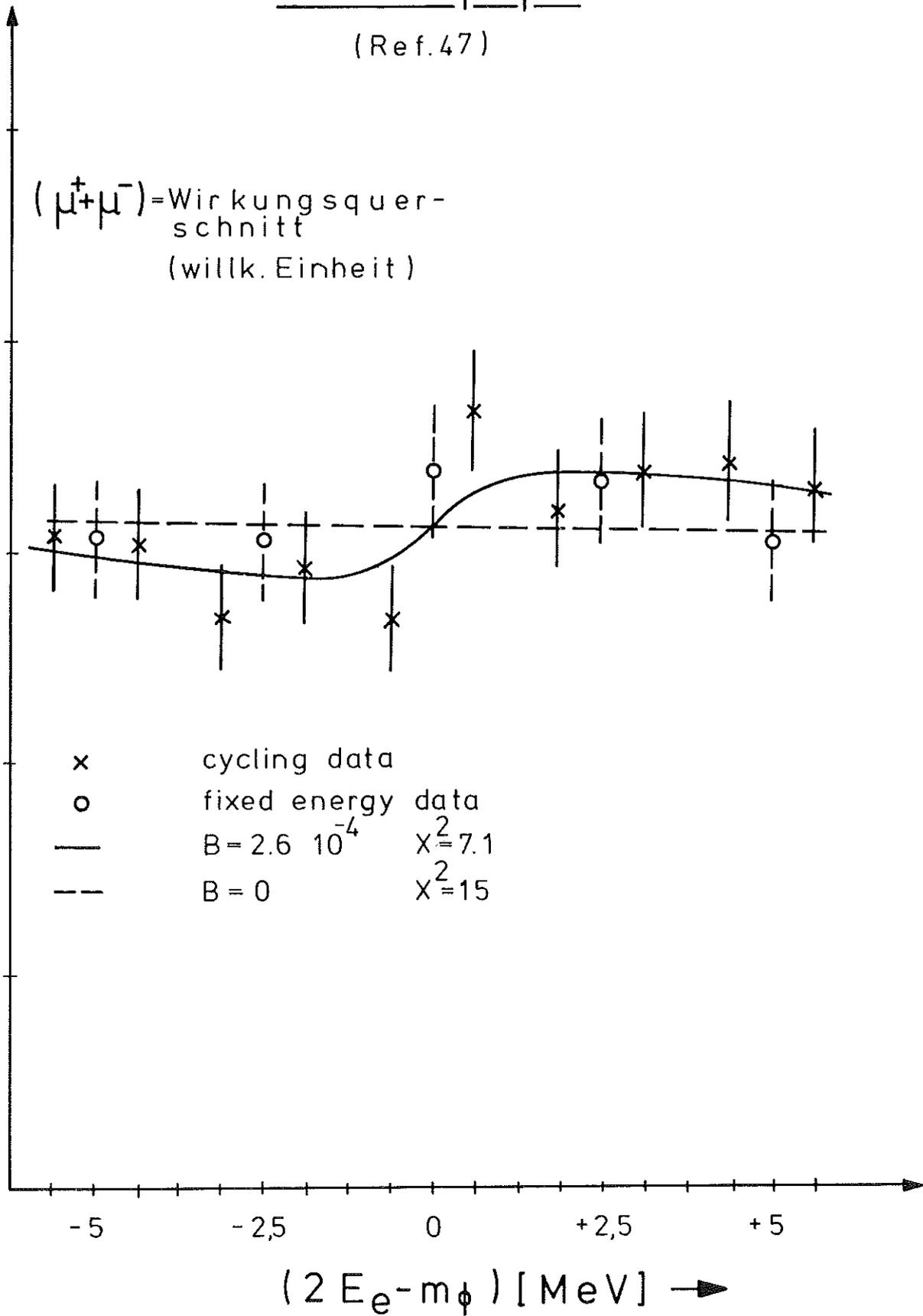


Abb. 29

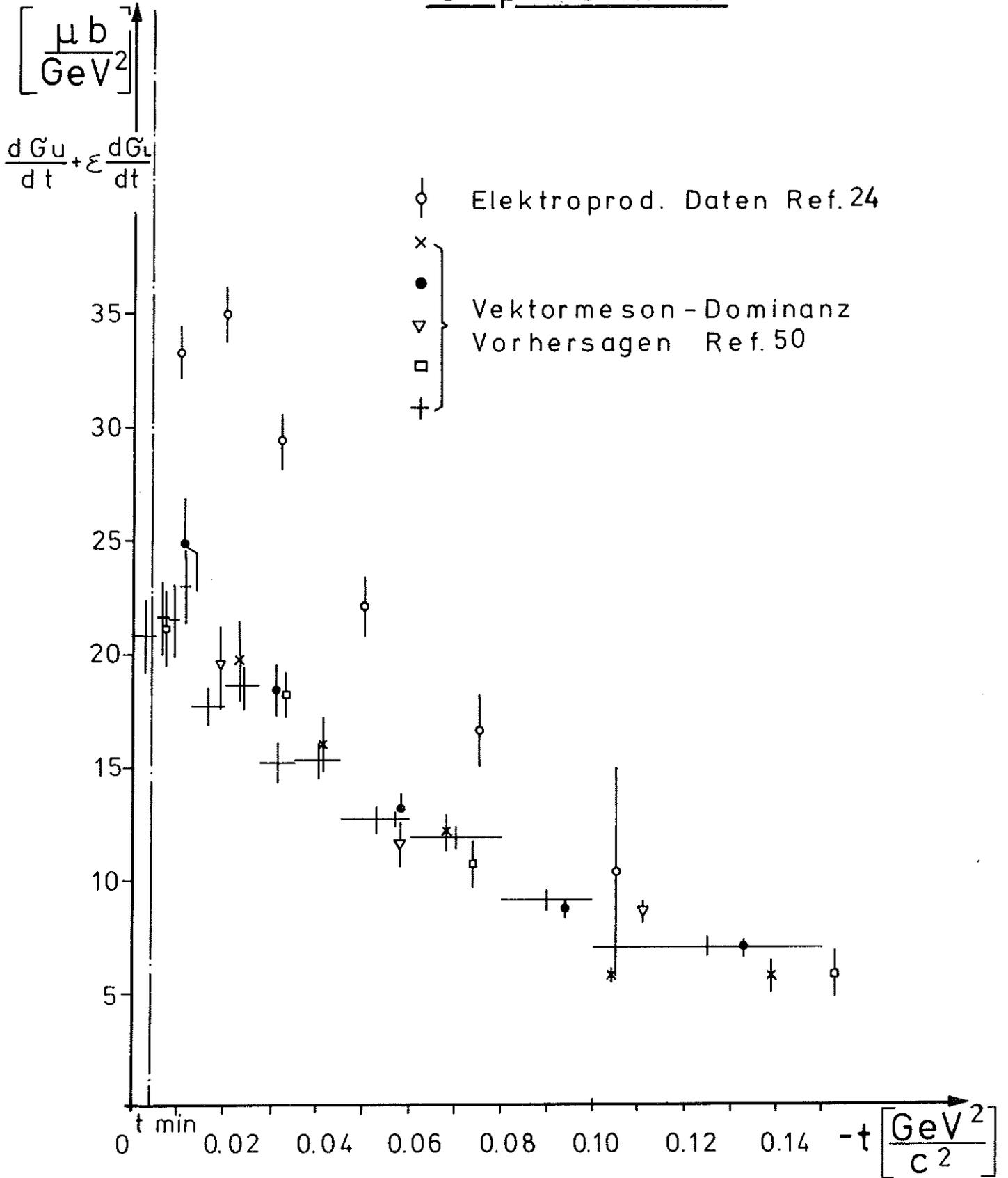


Abb. 30

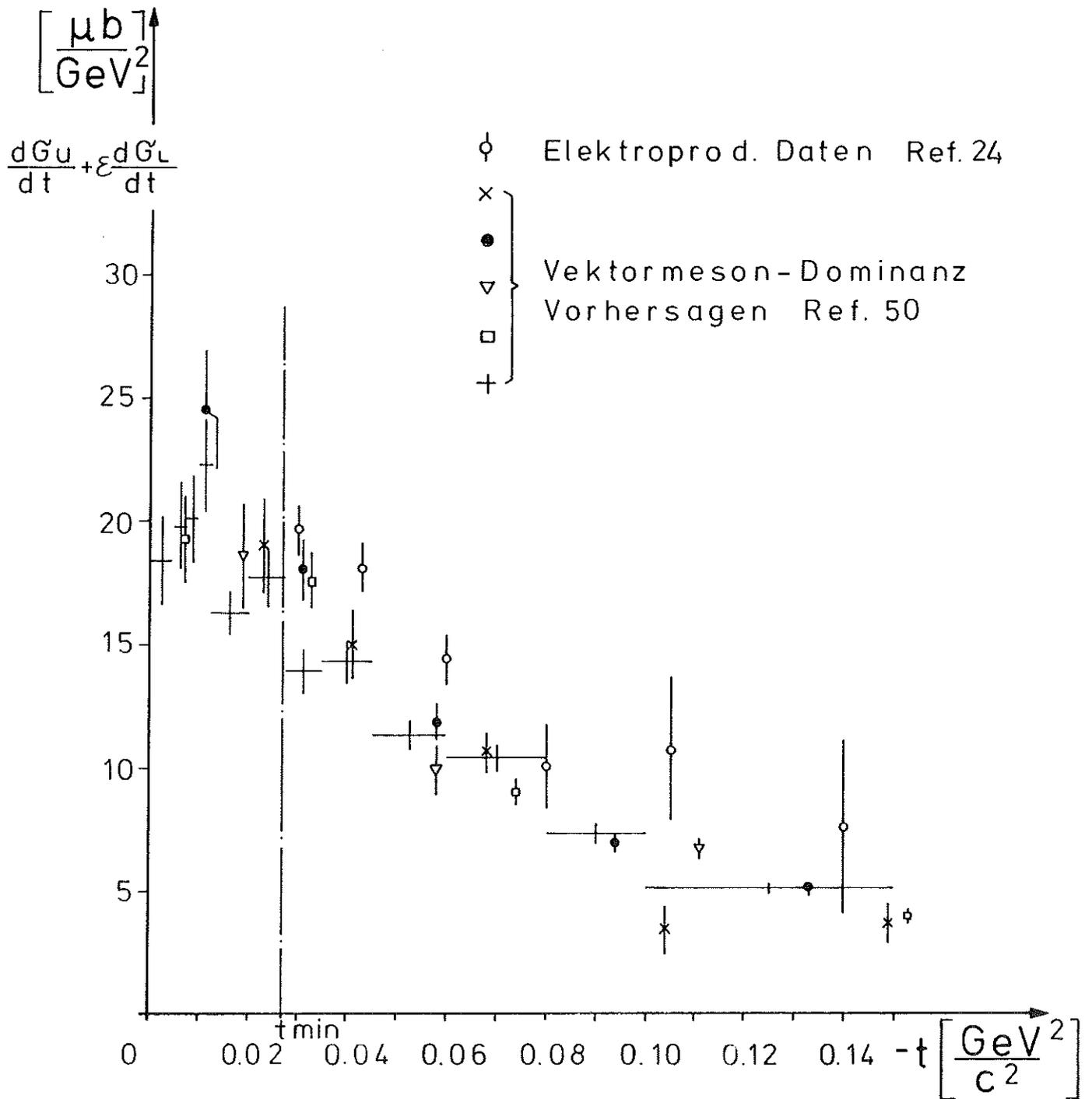
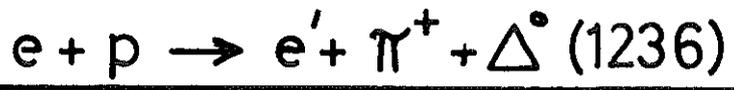


Abb. 31



Vergleich der exp. Daten mit der Vorhersage des Vektormeson-Dominanz-Modells

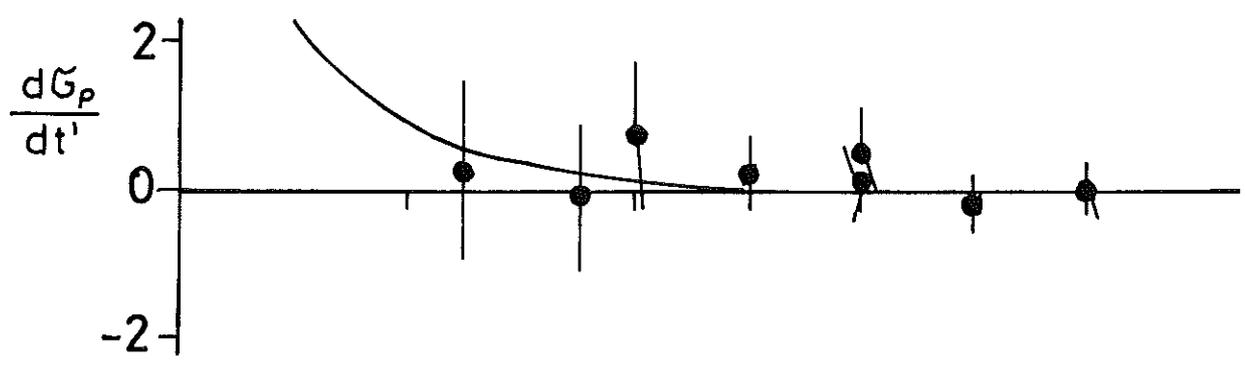
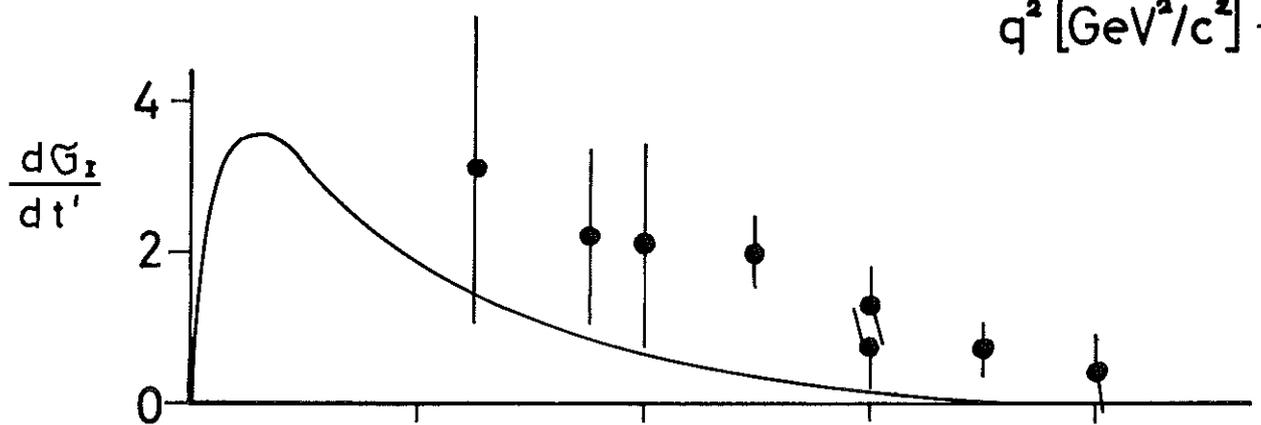
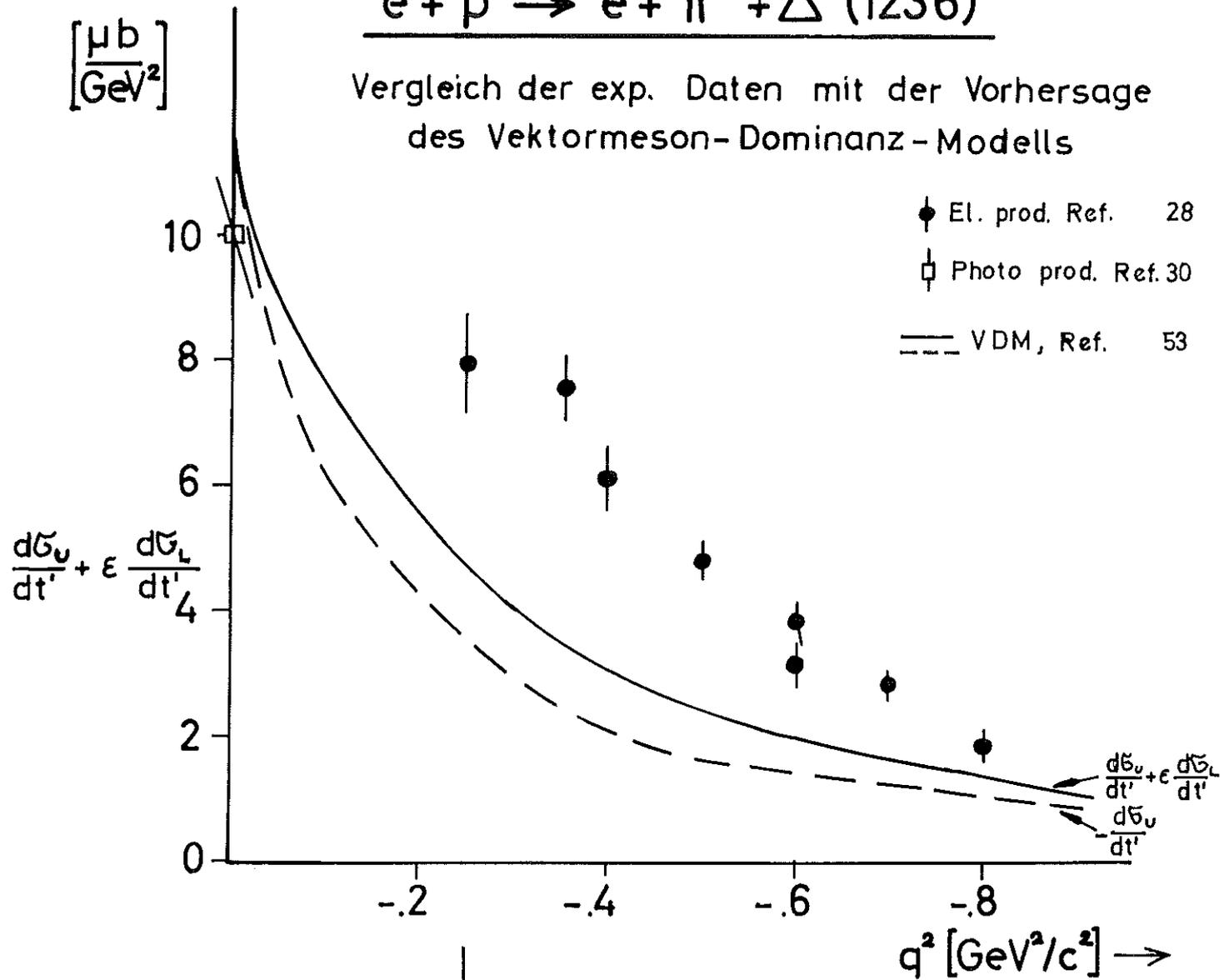


Abb. 32

$e + p \rightarrow e' + \text{Hadronen}$

SKALENINVARIANZ VERHALTEN der STRUKTURFUNKTION

$q_0 \mathcal{W}_2(\omega')$ mit und ohne Abzug eines nicht
skaleninvarianten Vektordominanzanteils

(Ref. 56)

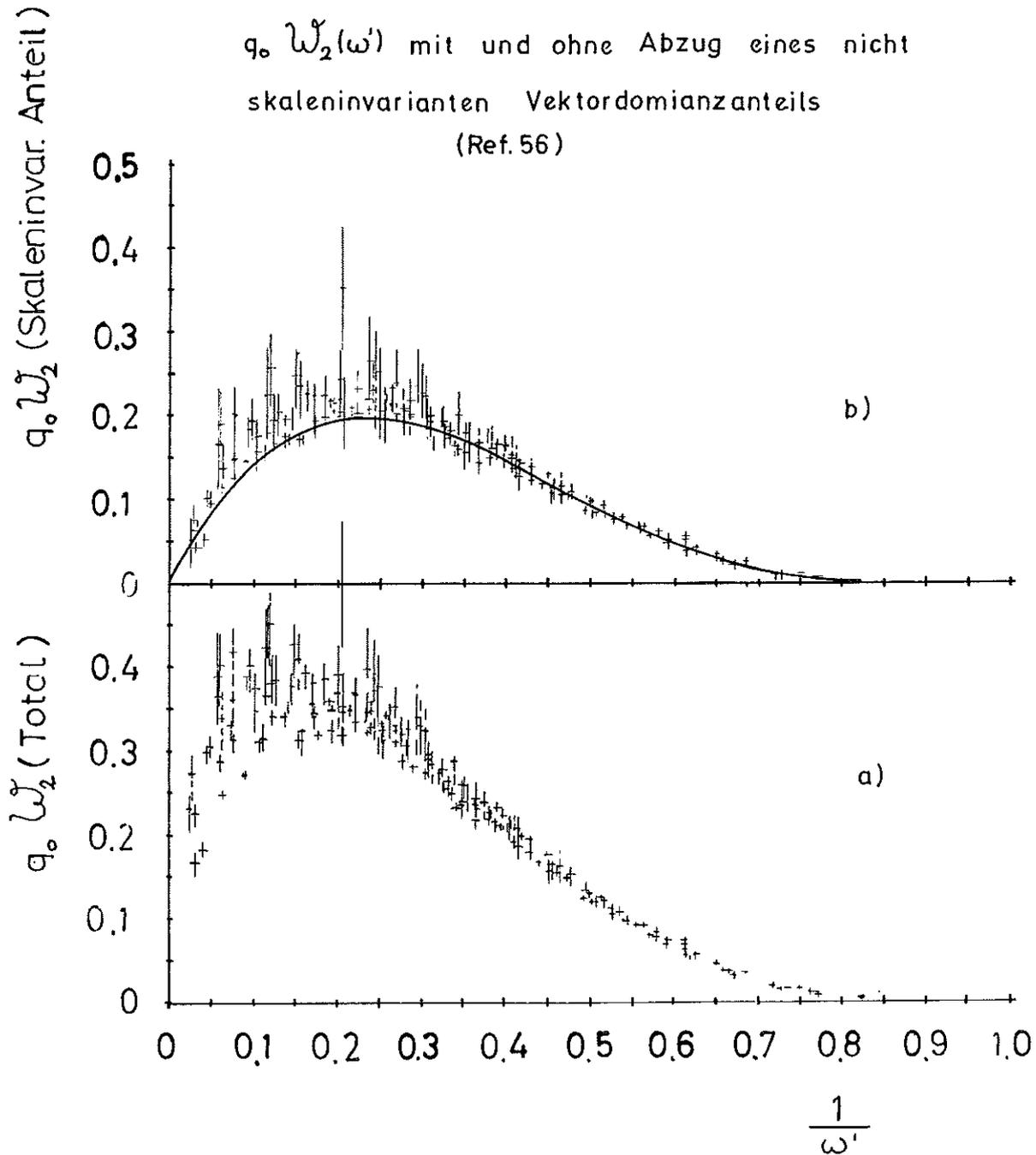


Abb. 33