

tB

DEUTSCHES ELEKTRONEN-SYNCHROTRON **DESY**

DESY 73/18
Mai 1973

Inelastische Streuung von Elektronen an Nukleonen

Vortrag auf der Frühjahrstagung
der DPG in Heidelberg 1973

von

DESY-Bibliothek
12. JUNI 1973

K. Heinloth

Thema: Inelastische Streuung von Elektronen an Nukleonen

(Vortrag auf der Frühjahrstagung
der DPG in Heidelberg 1973)

von

K. Heinloth

- Inhalt:
- 1) Einleitung: Wozu inelastische e-N-Streuung?
 - 2) Elektromagnetische Struktur des Nukleons in Grundzustand und angeregten Zuständen
($eN \rightarrow eN$
 $\rightarrow eN^*$)
 - 3) Totaler Wirkungsquerschnitt für Hadronenerzeugung mit virtuellen Photonen
($eN \rightarrow e + \text{Hadronen}$)
 - 4) Inklusive Hadronenerzeugung am Beispiel
 $ep \rightarrow e + \pi^+ + \text{Rest}$
 - 5) Exklusive Hadronenerzeugung am Beispiel
 $ep \rightarrow ep\pi^0$
 - 6) Zusammenfassung

1. Wozu machen wir Experimente über inelastische Streuung von Elektronen an Nukleonen?

Wir erhoffen uns Antwort auf die Fragen

- a) nach der elektromagnetischen Struktur der Hadronen,
- b) nach der hadronischen Struktur des Photons.

Die Hadronen zeigen - soweit bekannt - eine elektromagnetische Struktur, die ähnlich weit ausgedehnt erscheint wie ihre hadronische Struktur. Dabei ist die elektrische Elementarladung - zumindest im zeitlichen Mittel - über eine Distanz von etwa 1 fermi verteilt.

Elektron und Muon zeigen dagegen eine praktisch punktförmige Ladungskonzentration: Die elektrische Elementarladung ist bei diesen Teilchen zumindest um einen Faktor 20 weniger weit als bei den Hadronen ausgedehnt⁽¹⁾. Weiter unterliegen Elektron und Muon nicht der starken Wechselwirkung. Damit sollten sich mit Hilfe dieser Teilchen die elektromagnetischen Strukturen der Hadronen ohne störende Einflüsse der starken Wechselwirkung ausloten lassen. Dabei messen wir das zeitliche Mittel der Ladungsstruktur eines Hadrons in der elastischen Elektron-Hadron-Streuung. Eine mögliche elektromagnetische Feinstruktur des Hadrons können wir in der inelastischen Elektron-Hadron-Streuung untersuchen.

Ich will Ihnen nun Resultate aus Experimenten im Lichte der Fragen nach der elektromagnetischen Struktur der Hadronen einerseits und der hadronischen Struktur des elektromagnetischen Quants andererseits vorstellen. Einige dieser Resultate wurden im Laufe des vergangenen Jahres gewonnen, andere sind schon länger bekannt und wurden zum Teil auf den DPG-Tagungen 1971 und 1972 von den Herren Drees und Piel vorgetragen. Alle diese Experimente wurden zum größten Teil mehrfach an den dafür relevanten Elektronbeschleunigern,

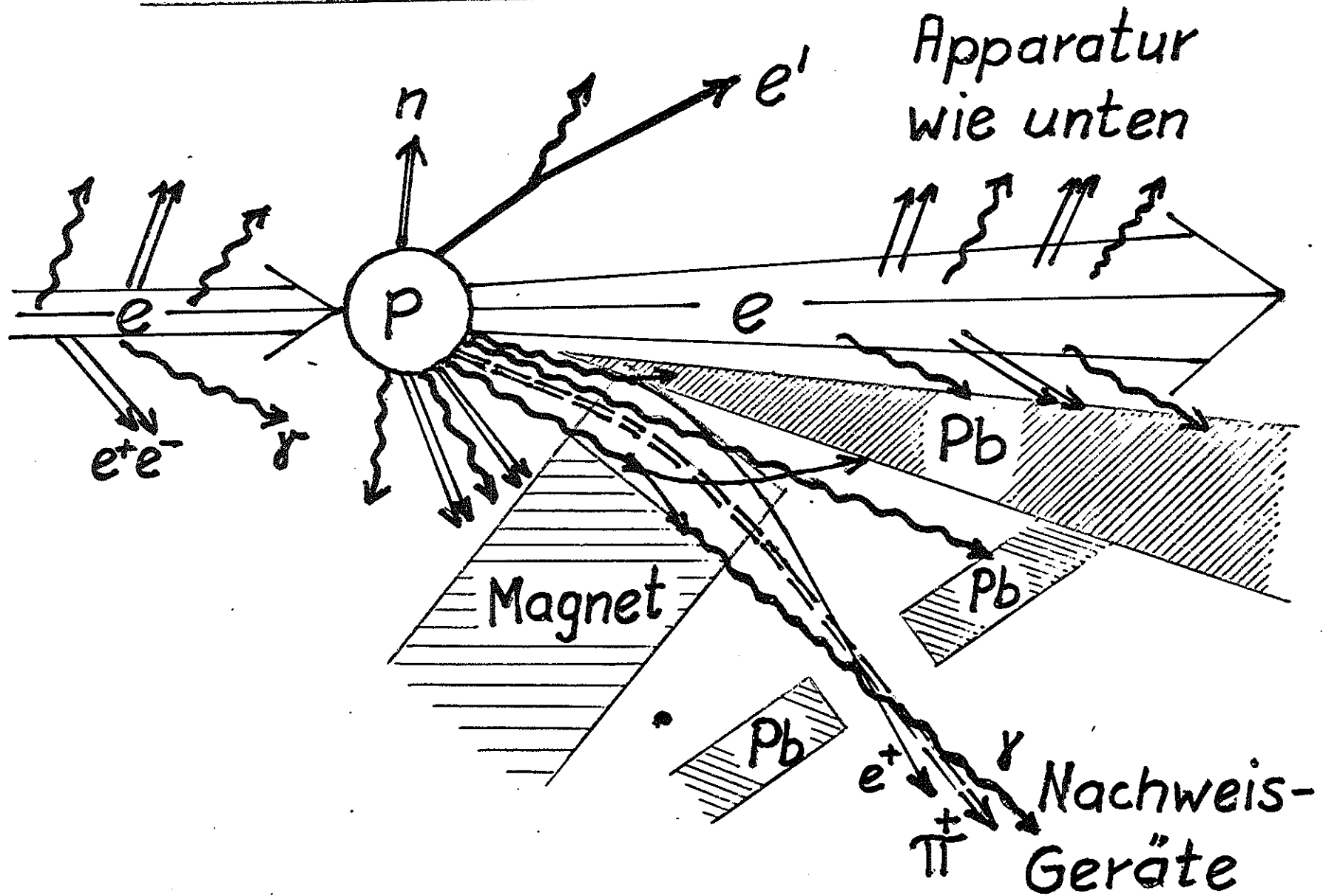
hier in Deutschland in Bonn und Hamburg,

in England in Daresbury

und in den USA in Cambridge, Cornell und Stanford,

durchgeführt. Dabei hat man sowohl Elektron- als auch Muon-Strahlen benutzt. Experimente mit Elektronstrahlen werden dabei im Gegensatz zu allen Hochenergieexperimenten mit anderen Strahlen geladener Teilchen beeinträchtigt durch Untergrund an elektromagnetischer Streustrahlung und durch Bremsstrahlungskorrekturen. Das möchte ich Ihnen an folgender Skizze einer typischen Apparatur für ein Experiment der Elektroerzeugung von Hadronen verdeutlichen.

$$ep \rightarrow e' \pi^+ n$$



Um z. B. die Elektroerzeugung eines π^+ -Mesons zu messen, muß man das gestreute Elektron in Koinzidenz mit dem erzeugten Pion nachweisen. Die Nachweisgeräte selbst sind die gleichen, wie man sie üblicherweise bei Hochenergieexperimenten benutzt. Die Anordnung der Geräte ist jedoch bei hoher Intensität des Primärstrahls wesentlich andersartig, bedingt durch das mißliche Feuerwerk an elektromagnetischer Streustrahlung:

Wechselwirkung des Primärstrahls am Restgas der Strahlführung und an den Wänden der Strahlführung erzeugen ein Spektrum meist niederenergetischer γ -Quanten und e^+ -Paare, die versuchen, gasartig den Raum zu erfüllen.

Im Target erzeugt der Primärstrahl weit mehr elektromagnetischen Untergrund als Hadronen. Weiter verursacht der Strahl nach Durchlaufen des Targets noch mehr Untergrund, bedingt durch Bremsstrahlverluste und Vielfachstreuung im Target.

Daraus resultiert die Anordnung der Nachweisgeräte:

Keine Nachweisgeräte im Primärstrahl. Alle Nachweisgeräte nach Möglichkeit hinter schützenden Magnetfeldern, die zumindest den niederenergetischen e^+ -Untergrund ausfiltern und hinter Kollimatoren, die direkte γ 's aus dem Target abblocken.

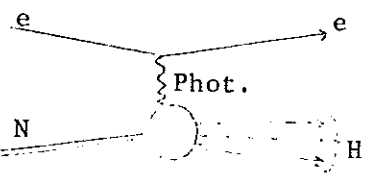
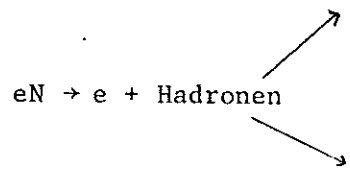
Das Fazit: Das Experimentiergebiet sollte am besten nur mit Vakuum oder Blei erfüllt sein.

Die primären und gestreuten Elektronen haben noch zusätzlich die unangenehme Eigenschaft, die Energiebilanz einer Reaktion häufig z. B. durch Abstrahlung von Photonen (meist im Target) zu verfälschen. Dem muß auch durch sogenannte Strahlungskorrekturen Rechnung getragen werden.

Experimente mit μ -Strahlen haben die eben genannten Schwierigkeiten praktisch nicht. Leider wird dieser Vorteil meistens durch den Nachteil sehr geringer μ -Strahlintensität überkompensiert, so daß die Resultate der Muon-Experimente an statischer Genauigkeit den Elektron-Experimenten fast immer unterlegen sind. Ich will deshalb im Folgenden mit einer Ausnahme nur Elektron-Experimente diskutieren.

Die folgende Tabelle 1 soll Ihnen einen Überblick über die zu besprechenden Experimente und die damit verknüpften Vorstellungen geben:

Tabelle 1

Experimente		Vorstellung
elastische Streuung	$eN \rightarrow eN$	ausgedehnte Struktur des Nukleons
inelastische Streuung	$eN \rightarrow eN^*$	
 totale Hadron-Erzeugung mit virtuellen Photonen	$eN \rightarrow e + \text{Hadronen}$ 	punktförmige Feinstruktur des Nukleons?
inkl. Hadron-Erzeugung	$ep \rightarrow e \pi^+ \text{ Rest}$	Kopplung des Photons an das Nukleon <u>Struktur</u> des Photons
exklus. Hadron-Erzeugung	$ep \rightarrow e \rho^0 p$	

Gestatten Sie mir zuerst einen kurzen Rückblick auf die elastische Elektron-Nukleon-Streuung, die es ermöglichte, die ausgedehnte elektromagnetische Struktur des Nukleons zu erkennen. Das gleiche gilt für die Anregung von Nukleonresonanzen bei der inelastischen Elektronstreuung.

Allgemein entnehmen wir der inelastischen Elektron-Streuung aber auch Hinweise auf eine mögliche punktförmige Substruktur des Nukleons. In beiden Fällen, der inelastischen wie der elastischen Elektronstreuung, erhalten wir also Information über die Struktur des Targetteilchens.

Betrachten wir die inelastische Streuung als Absorption eines virtuellen Photons mit nachfolgender Hadronerzeugung, so können wir Aussagen über die Kopplung dieses virtuellen Photons an Hadronen erhalten, also Information über die Umwandlung des Photons in hadronische Materie bzw. über das Projektil selbst.

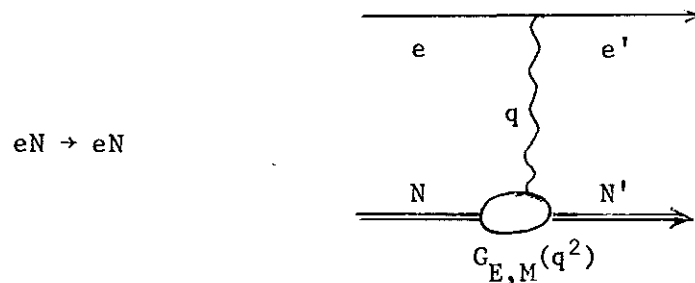
Noch detailliertere Information in dieser Richtung sollten wir aus der inklusiven und der exklusiven Hadron-Erzeugung gewinnen. Als Beispiel dafür möchte ich die inklusive Erzeugung geladener Pionen und die Elektroerzeugung von ρ^0 -Mesonen besprechen.

Lassen Sie mich im ersten Abschnitt kurz unser Wissen über die elektromagnetische Struktur des Nukleons in Grund- und angeregten Zuständen rekapitulieren.

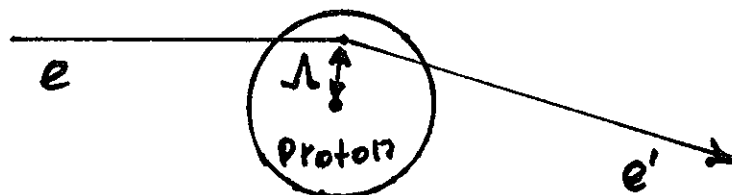
2. Die elektromagnetische Struktur des Nukleons
in Grundzustand und angeregten Zuständen

2.1. Elastische Elektron-Nukleon-Streuung

Auf den Rochester Konferenzen 1955 und 1956 hat Hofstadter das damals aufsehenerregende Resultat aus der elastischen Elektron-Proton-Streuung



verkündet, daß der Streuquerschnitt nicht den für die Streuung an einem Proton mit punktförmiger Ladung erwarteten Verlauf zeigt, sondern steiler als erwartet abfällt⁽²⁾. Das Resultat dieser Messung sehen Sie in Abb. 1. Dieser kleiner als erwartete Wirkungsquerschnitt zeigt, daß das Elektron offensichtlich an einer räumlich ausgedehnten Ladung gestreut wird: Das Elektron dringt beim Streuvorgang in die - zumindest im zeitlichen Mittel - ausgedehnte elektromagnetische Struktur des Nukleons ein. Dadurch kompensieren sich Teilbereiche der Nukleonladung in ihrer Wirkung. Die erreichbare Auflösung Λ , mit der das Elektron die Nukleonstruktur auslotet, ist gemäß der Unschärferelation wie folgt mit dem 4-Impulsquadrat des übertragenen Rückstoßes q^2 verknüpft.



$$\Lambda = \sqrt{\frac{(\hbar c)^2}{q^2}}$$

q^2 - das Quadrat der Masse des virtuellen Photons - ist definiert als das Quadrat der Differenz der 4-Impulse von einlaufendem und gestreutem Elektron: $q^2 = (e - e')^2$ ist im Fall der Elektronstreuung raumartig: Das Photon liegt außerhalb des Zeitkegels, ist also virtuell, d. h. nicht beobachtbar. q^2 wird im Folgenden immer als positive Größe benutzt.

Die ausgedehnte Struktur des Nukleons wird charakterisiert durch die Nukleon-Formfaktoren, $G_{E,M}(q^2)$, die grob das sogenannte Dipolverhalten⁽³⁾ zeigen, ein Verhalten, das wir immer noch nicht richtig verstehen können:

$$G_{E,M}(q^2) \sim \left[\frac{1}{1 - q^2/0,71} \right]^2$$

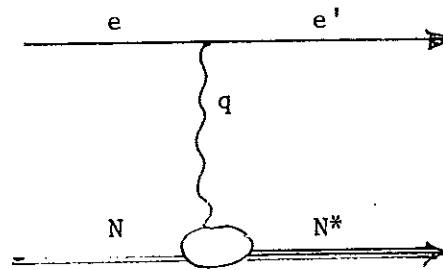
Dieses q^2 -Verhalten entspricht einem mittleren Radius der elektromagnetischen Struktur des Nukleons von

$$\langle R_N \rangle \approx 0,8 \text{ fermi.}$$

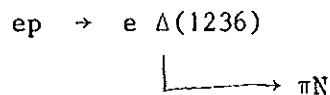
2.2. Elektromagnetische Struktur der Nukleonresonanzen

Aus Messungen der inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung konnten bislang - zum größten Teil nur summarisch - Übergangsformfaktoren für die Anregung des Nukleons aus dem Grundzustand in resonante Zustände bis zu Massen von ca. 1900 MeV/c² bestimmt werden. Man betrachtet dabei folgende Reaktion

$$eN \rightarrow \underline{e}N^*$$



Der dabei einfachste und auch am besten vermessene Fall ist die Anregung der 1. Nukleonresonanz $\Delta(1236)$ bei der inelastischen Elektronstreuung⁽¹¹⁾.



Aus der gemessenen Winkelverteilung von Pion bzw. Nukleon beim Zerfall der Resonanz folgt, daß diese Resonanz nahezu ausschließlich über eine magnetische Dipolanregung erzeugt wird. Der diesem Übergang entsprechende Formfaktor $G_M^*(q^2)$ fällt mit wachsendem Betrag von $|q^2|$ noch steiler ab als der Dipolformfaktor^(12,13) (Fig. 2).

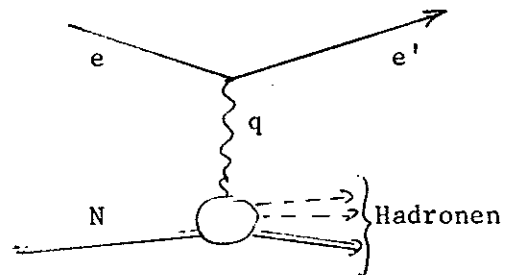
Über die Elektroanregung höherer Nukleonresonanzen liegt wenig detaillierte Information vor, weil es sehr schwierig ist, aus den gemessenen inelastischen Streuquerschnitten die Resonanzanregung von nicht resonanten Prozessen abzutrennen. Es hat den Anschein, daß die Wirkungsquerschnitte für die Anregung der höheren Resonanzen im Gegensatz zur 1. Resonanz ein q^2 -Verhalten zeigen, das mit wachsender Resonanzmasse M_{N^*} zunehmend flacher als das Dipolverhalten wird⁽¹⁴⁾.

3. Totaler Wirkungsquerschnitt für Hadronerzeugung mit virtuellen Photonen

Diese Verflachung der q^2 -Abhängigkeit des inelastischen Streuquerschnitts tritt bei der inelastischen Elektron-Streuung noch deutlicher im Energiebereich des angeregten Hadronzustandes $W = \sqrt{(q + N)^2}$ oberhalb der deutlich sichtbaren Nukleonresonanzen zutage.

Man betrachtet dabei folgenden allgemeinen Prozeß^(15,16):

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



Gemessen wird dabei nur das inelastisch gestreute Elektron.

3.1.

Der Wirkungsquerschnitt kann bei Annahme des 1-Photon-Austausches analog zur Rosenbluth-Formel der elastischen Elektron-Nuklon-Streuung wie folgt parametrisiert werden:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE}\right)_{e'} = \sigma_{\text{Mott}} \left[W_2(q^2, W) + 2W_1(q^2, W) \operatorname{tg}^2\left(\frac{\theta_{ee'}}{2}\right) \right]$$

wobei
$$\sigma_{\text{Mott}} = \frac{4\alpha^2 E_{e'}^2 \cos^2\left(\frac{\theta_{ee'}}{2}\right)}{q^4}$$

der Wirkungsquerschnitt für die Streuung an einer punktförmigen Ladung ist. Der Struktur beim hadronischen Übergang vom Grundzustand zum Endzustand tragen für Streuung unpolarisierter Elektronen an unpolarisierten Nukleonen zwei summarische Strukturfunktionen $W_{1,2}(q^2, W)$ Rechnung. Sie können allgemein sowohl vom übertragenen Impuls q^2 als auch von der Energie W abhängen ($W^2 = (q + N)^2$).

Nun einige der Resultate der inelastischen Streuung in dieser Parametrisierung:

- a) Der gemessene Streuquerschnitt nähert sich mit wachsender Energie W bei Werten von $W > 2 \text{ GeV}$ der $\frac{1}{q^4}$ -Abhängigkeit des reinen Mott-Querschnitts für die Streuung an einer punktförmigen Ladung⁽¹⁵⁾ (Abb. 3). Dieser Befund nährte die Partonvorstellung, wonach das

Nukleon aus Partonen mit selbst mehr oder minder punktförmiger elektromagnetischer Struktur aufgebaut sein könnte⁽¹⁷⁾. Die inelastische Streuung bei ausreichend großen Werten von $|q^2|$ und entsprechend kleinen Streulängen $\lambda = \sqrt{\frac{(\hbar c)^2}{q^2}}$ könnte man in diesem Bild als quasielastische inkohärente Streuung an den einzelnen Partonen des Nukleons auffassen. Ob dieser Grenzfall allerdings im Meßbereich $0,5 \lesssim |q^2| \lesssim 5 \text{ GeV}^2/c^2$ und $2 \lesssim q_0 \lesssim 9 \text{ GeV}$ bereits vorliegt, wissen wir nicht ($q_0 =$ Energie des absorbierten Photons). Ich möchte deshalb zunächst auf weitere Resultate der inelastischen Elektron-Streuung hinweisen, die die Vorstellung einer partonartigen Feinstruktur stützen könnten:

- b) Gemäß dieser Partonmodell-Vorstellung einer quasielastischen Streuung sollten im tiefinelastischen Bereich ($q^2, q_0 M_N \gg M_N^2$) die Strukturfunktionen $q_0 \tilde{w}_2$ und \tilde{w}_1 nur noch von einer einzigen Variablen, nämlich

$$\omega = \frac{2 q_0 M_N}{q^2} = \frac{W^2 + q^2 - M_N^2}{q^2}$$

abhängen. Tatsächlich zeigen dieses Verhalten auch die experimentellen Resultate im Meßbereich $W \geq 2 \text{ GeV}$, $q^2 \geq 1 \text{ GeV}^2$ (Abb. 4a). Noch bessere Gemeinsamkeit aber zeigen die Daten bezüglich der empirisch leicht modifizierten Variablen⁽⁵¹⁾

$$\omega' = \frac{W^2 + q^2}{q^2} = \omega + \frac{M_N^2}{q^2}$$

(Abb. 4b). Dabei folgen auch die Wirkungsquerschnitte im Bereich der Nukleonresonanzen im Mittel der universellen Skaleninvarianzkurve. Bei Benutzung einer weiteren empirisch ermittelten Variablen

$$\omega_R = \frac{W^2 + q^2 + 0,5}{q^2 + 0,4}$$

folgen sogar noch die Photoproduktionswirkungsquerschnitte ($q^2 = 0$) im Resonanzbereich im Mittel einer gemeinsamen universellen Kurve⁽⁵²⁾ (Abb. 4c).

Wir sehen also, das vom Partonmodell für die tief inelastische Streuung geforderte Skaleninvarianzverhalten der Strukturfunktionen gilt zwar; es gilt aber auch in einem Bereich, in dem es nicht so ohne weiteres aus der Partonvorstellung motiviert werden kann.

- c) Auch die aus der Streuung am Deuterium gewonnenen Resultate der inelastischen Elektron-Neutron-Streuung weisen ein Skaleninvarianzverhalten bezüglich der genannten Variablen auf. Das Verhältnis der Streuquerschnitte an Neutron und Proton

$$R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE} \right)_{en} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE} \right)_{ep} = \left(\frac{D}{H} - 1 \right)$$

fällt mit $\frac{1}{\omega}$ ab^(21,58) (Abb. 5). Dabei wurden beide Streuquerschnitte an den im Deuterium gebundenen Nukleonen gemessen; das Verhältnis beider Querschnitte sollte also nur wenig durch Bindungskorrekturen verunsichert sein.

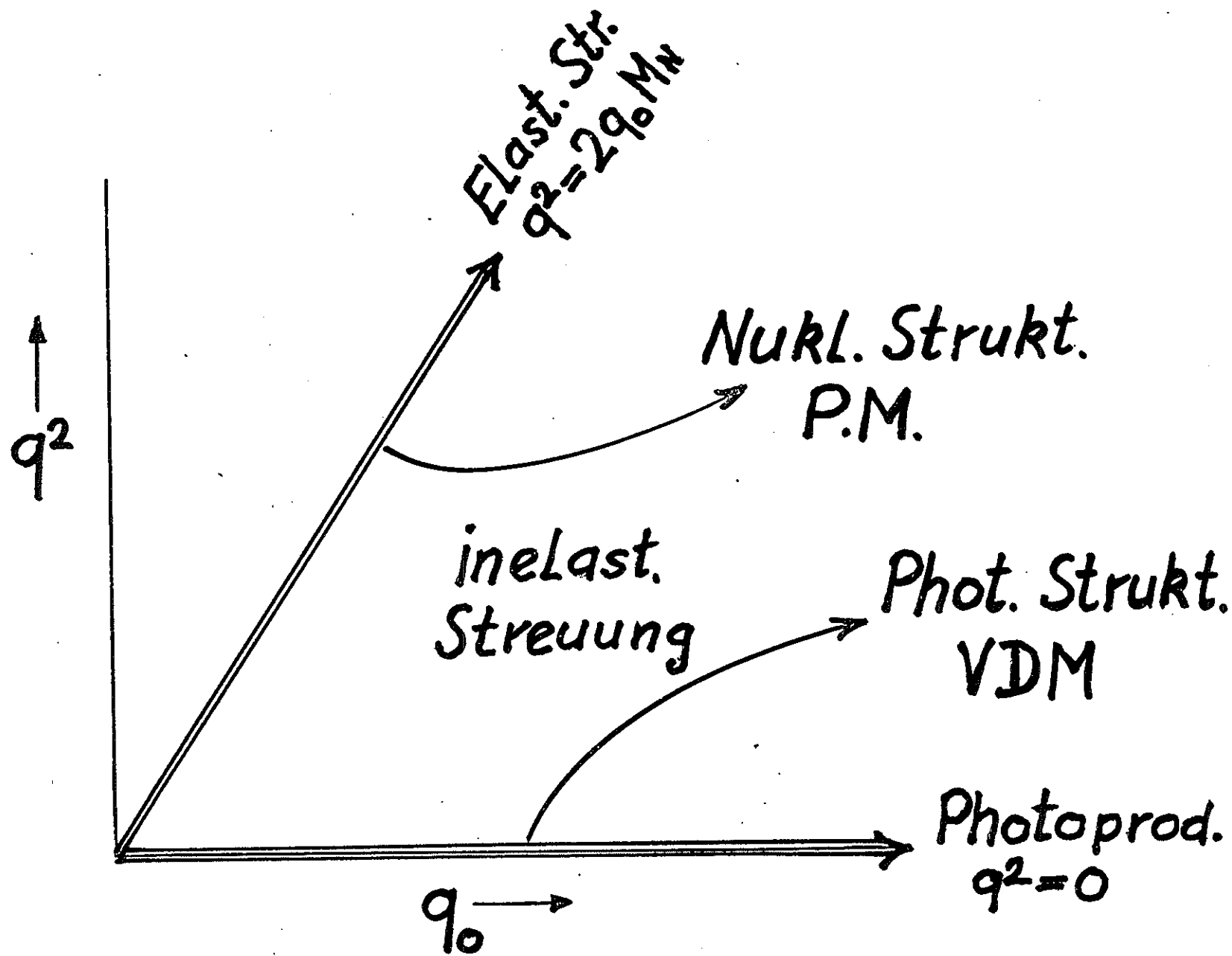
Für $\omega \gg 1$ sind die Strukturfunktionen für Proton und Neutron gleich groß. Nahe dem Grenzfall der elastischen e-N-Streuung $\omega = 2 q_0 M / q^2 = q^2 / q^2 = 1$ ist der Streuquerschnitt am Neutron sehr viel kleiner als der am Proton. Verschiedenen Partonmodellen nach⁽⁵⁴⁾ sollte das Verhältnis im Grenzfall $1/\omega \rightarrow 1$ nicht unter $1/4$ sinken. Die experimentellen Daten haben diese Grenze im Meßbereich $1/\omega \leq 0,8$ nicht unterschritten.

- d) Summenregeln über die Strukturfunktionen: Die Strukturfunktionen enthalten natürlich implizit Information über die Eigenschaften der Partonen. Durch geeignete Summation der Strukturfunktionen kann man z. B. Aussagen über die mittlere quadratische Ladung pro Parton oder über die Summe der Ladungsquadrate aller Partonen erhalten^(20,21). So gewonnene Ergebnisse stimmen mit bestimmten Partonvorstellung zum Teil erstaunlich gut überein. (Ich möchte allerdings im Rahmen der Übersicht nicht näher auf diese Resultate eingehen.)
- e) Schließlich sei von den möglichen experimentellen Indizien für die Partonvorstellung auch noch auf die experimentellen Resultate aus der Neutrino- und Antineutrino-Streuung an Nukleonen hingewiesen⁽²²⁾. Sowohl der lineare Anstieg der inelastischen Streuquerschnitte mit wachsender Neutrinoenergie als auch das Verhältnis von Neutrino- zu Antineutrino-Streuung $\frac{\sigma_{\nu N}}{\sigma_{\bar{\nu} N}} \approx \frac{1}{3}$ stützt die Vorstellung einer partonartigen Feinstruktur des Nukleons.

Zurück zur inelastischen Elektron-Streuung:

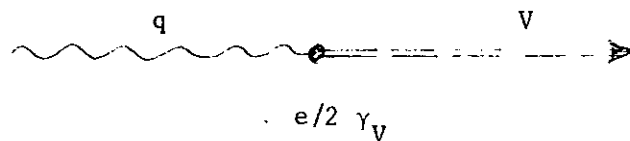
Das offensichtlich universelle Verhalten der Wirkungsquerschnitte der inelastischen Elektron-Streuung im gesamten kinematisch erfaßten Bereich von q^2 und W einschließlich der Photoproduktionsquerschnitte bei $q^2 = 0$ stimulierte ein ganzes Spektrum von Modellvorstellungen⁽²³⁾. Bisher haben wir die Daten aus der inelastischen Elektronstreuung in der Parametrisierung nach Strukturfunktionen analog zur elastischen Streuung angesehen unter dem Aspekt der Partonstruktur des Nukleons. Wir können uns das am besten an der $q^2=0$ -Ebene des Photons verdeutlichen:

$q^2 - q_0$ -Ebene des Photons



3.2.

Ich möchte nun die Daten aus der inelastischen Elektronstreuung in einer anderen Parametrisierung analog zur Photoproduktion besprechen. In dieser Darstellung untersuchen wir bei der Wechselwirkung zwischen virtuellem Photon und Nukleon mehr den Aspekt der Hadronstruktur des virtuellen Photons, z. B. im Vektormeson-Dominanz-Bild. Diese VDM-Vorstellung hat ihren Ursprung wiederum in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung. Um das q^2 -Verhalten der Formfaktoren bei der elastischen Streuung deuten zu können, hat man ursprünglich die Existenz von Vektormesonen⁽⁴⁾ mit einem Quadrat ihrer Massen von $m_V^2 = 0,7 \text{ GeV}^2/c^2$ vermutet. Nachdem diese tatsächlich - wenn auch mit etwas anderen Massen - gefunden worden waren^(56,57), wurde das Vektormeson-Dominanz-Modell entwickelt (VDM)⁽⁵⁻⁶⁾. Danach koppelt das Photon q bzw. der elektromagnetische Strom direkt an die hadronischen Felder der Vektormesonzustände mit den Quantenzahlen des Photons (Spin und Parität 1^-):

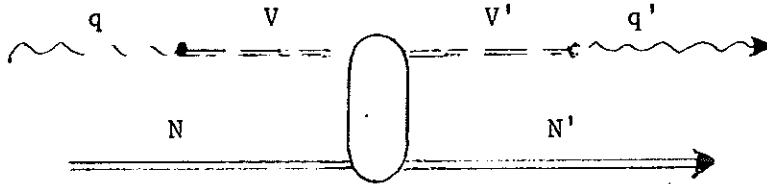


Die Absorption eines Photons q in einem Hadron wird damit auf die der Kopplung und der Ausbreitung des Vektormesons nachfolgende starke Wechselwirkung des Vektormesonzustandes mit dem Targethadron verlagert.

$$T(qN \rightarrow B) = \sum_V \frac{e}{2 \gamma_V} \frac{1}{1 + q^2/m_V^2} T(VN \rightarrow B)$$

Dominieren sollen bei der Kopplung die resonanten Vektormesonzustände, wovon wir mit Sicherheit ρ^0 , ω und ϕ kennen; neuerdings scheint auch in einigen Experimenten ein weiteres Meson, das $\rho'(1500)$, gefunden worden zu sein^(7,8).

Wir wissen aber auch, daß die Beiträge dieser Mesonen in dieser naiven Summation die Comptonstreuamplitude - die Amplitude der elastischen Photon-Nukleon-Streuung -



nur bis zu etwa 80 % aufbauen^(9,10). Es müßten in diesem Modell also noch Beiträge von weiteren Mesonen oder Kontinuumszuständen berücksichtigt werden, was man in einem verallgemeinerten VDM auch tut⁽³⁵⁾.

Soviel zum VDM, und damit zurück zu den Experimenten der inelastischen Elektronstreuung. Man betrachtet dabei die inelastische Streuung als Photoproduktion mit virtuellen Photonen und parametrisiert den Wirkungsquerschnitt wie folgt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dE} \right)_e = \Gamma_t \left[\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}}(q^2, W) + \epsilon \sigma_{\text{long}}^{\text{total}}(q^2, W) \right]$$

$$\text{mit } \Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_e}{E_e'} \frac{W^2 - M_p^2}{2M} \frac{1}{1-\epsilon} \frac{1}{q^2}$$

Der Flußfaktor Γ_t beschreibt das Spektrum der virtuellen Photonen. Er enthält die vom Photonpropagator herrührende $1/q^4$ -Abhängigkeit des Mott-Streuquerschnitts, kompensiert zu $\frac{1}{q^2}$ durch einen kinematischen Faktor q^2 aus dem Leptonvertex.

$\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}}$ ist der Absorptionsquerschnitt für transversale virtuelle Photonen; er geht demnach bei $q^2 = 0$ in den Photoproduktionswirkungsquerschnitt über.

$\sigma_{\text{long}}^{\text{total}}$ ist der Absorptionsquerschnitt für die Longitudinalkomponente der virtuellen Photonen. Er verschwindet im Grenzfall $q^2 \rightarrow 0$. Er ist proportional zur Photonpolarisation ϵ , die zwischen 0 und 1 variieren kann und im wesentlichen vom Elektronstreuwinkel θ_{ee} abhängt.

Natürlich sind beide Parametrisierungen nach Absorptionsquerschnitten und nach Strukturfunctionen einander äquivalent: Strukturfunctionen und Absorptionsquerschnitt hängen eindeutig zusammen.

Die experimentellen Resultate des totalen Absorptionsquerschnitts für virtuelle Photonen zeigen u. a. folgende hervorstechende Eigenschaften:

- a) Das Verhältnis von longitudinaler zu transversaler Komponente ist im gesamten Meßbereich

$$M_N < W \lesssim 4 \text{ GeV},$$

$$1 \lesssim q^2 \lesssim 8 \text{ GeV}^2/c^2$$

klein^(15,34). Derzeit liegen folgende experimentelle Resultate vor:

$$\left(\frac{\sigma_{\text{long}}^{\text{total}}}{\sigma_{\text{trans}}^{\text{total}}} \right)_{\text{exp}} = \begin{array}{ll} 0,1 \pm 0,15 & 0,14 \pm 0,10 \\ \text{(Resonanzbereich)} & \text{(tiefinelastischer Bereich)} \end{array}$$

Genaue Daten über dieses Verhältnis sind sehr schwer zu gewinnen, da man dazu experimentelle Daten vergleichen muß, die unter verschiedenen experimentellen Bedingungen aufgenommen wurden und die mit recht unterschiedlichen Korrekturen und Unsicherheiten behaftet sein können.

Im einfachen VDM-Bild hätte man für dieses Verhältnis eine Abhängigkeit gemäß q^2/m_V^2 erwartet, wobei m_V im wesentlichen durch die Masse des ρ^0 -Mesons bestimmt sein sollte.

Ein verallgemeinertes VDM, erweitert um die maximal möglichen, aber insgesamt kleinen Beiträge eines Kontinuums von VM-Zuständen höherer Massen, kommt diesem kleinen Verhältnis unter bestimmten Annahmen schon wesentlich näher⁽³⁵⁾.

Zum totalen Absorptionsquerschnitt liefert die Longitudinalkomponente also einen im Rahmen der Meßfehler meist vernachlässigbar kleinen Beitrag.

- b) Die q^2 -Abhängigkeit des totalen Absorptionsquerschnitts zeigt im gesamten Meßbereich von der Schwelle bis zu Energien $W = 4$ GeV einen relativ flachen Abfall mit q^2 (Abb. 6)^(15,36), ein Verhalten, das im verallgemeinerten VDM gut verstanden werden kann.
- c) Das Verhältnis des totalen Absorptionsquerschnitts an Neutron und Proton fällt mit wachsenden Werten von $|q^2|$ ausgehend von Wert 1 bis $q^2 = 0$ rasch ab, wie wir es für die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts nach Strukturfunktionen bereits besprochen haben⁽²¹⁾. Auch dieser Abfall wird von erwähnten VDM gut wiedergegeben.
- d) Als letztes Resultat des totalen Absorptionsquerschnitts der Absorptionsquerschnitt an schweren Kernen A . Aus der A -Abhängigkeit dieses Wirkungsquerschnitts sollte sich zeigen, ob und wie weit bei der Absorption von Photonen die Nukleonen im Kerninnern im Schatten der Oberflächennukleonen liegen. Man geht dabei von folgender bildhafter Vorstellung aus:

Das Photon hat in seinem hadronischen Vektormesonenzustand eine bestimmte Wechselwirkungsausdehnung Λ ; gemäß der Unschärferelation sollte diese Ausdehnung aus der Blickrichtung der elastischen Elektronstreuung^(37,42) von q^2 abhängen gemäß

$$\langle \Lambda \rangle = \sqrt{\frac{(\hbar c)^2}{q^2}} .$$

Sie sollte also mit wachsendem q^2 zusammenschrumpfen. Aus der Blickrichtung der Photoerzeugung^(38,39) sollte die Hadron-Wechselwirkungsausdehnung mit der Lebensdauer τ des virtuellen Vektormesonenzustands verknüpft sein, wobei τ von q^2 , q_0 von der Vektormesonenmasse wie folgt abhängen sollte:

$$\tau_V = \frac{2 q_0}{q^2 + M_V^2} \cdot \hbar .$$

Dementsprechend sollte wiederum bei ausreichend großen Werten von q^2 , aber auch bei großen Vektormesonmassen, über die Beschränkung der Lebensdauer die hadronische räumliche Ausdehnung des Photons beschränkt sein.

Bei der Wechselwirkung eines so ausgedehnten "hadronischen" Photons mit einem Kern können die Nukleonen der Kernoberfläche die tiefer liegenden Nukleonen abschatten.

Demnach erwartet man einen Absorptionsquerschnitt $\sigma_{qA} = \sigma_{qN} \cdot A^\alpha$ mit $\frac{2}{3} \leq \alpha \leq 1$. ($\alpha = \frac{2}{3}$ $\hat{=}$ Zahl der Nukleonen an der Kern-Oberfläche.) Bei der Absorption reeller Photonen an schweren Kernen hat man einen Schatteneffekt von $\alpha \approx 0,9$ beobachtet⁽⁴⁰⁾. Das resultiert aus folgendem Wirkungsquerschnittsverhältnis:

$$\frac{\sigma_{qA}^{\text{tot}}}{A \cdot \sigma_{qN}^{\text{tot}}} \left(\begin{array}{l} A = \text{Au, Pb} \\ q_0 \geq 3 \text{ GeV} \end{array} \right) \approx 0,6 \pm 0,1$$

Dieser Schatteneffekt entspricht einer endlichen räumlichen Ausdehnung des Photons von der gleichen Größenordnung wie der eines Hadrons gemäß obiger hadronischer Lebensdauer τ_V . Das gemessene Wirkungsquerschnittsverhältnis wird vom verallgemeinerten VDM gut beschrieben. Die Absorption virtueller Photonen wurde an Be, Cu und Au im Bereich

$$\begin{aligned} 0,25 \leq q^2 \leq 1,5 \text{ GeV}^2/c^2, \\ 2 \leq q_0 \leq 16 \text{ GeV} \end{aligned}$$

gemessen⁽²¹⁾.

Alle Meßresultate⁽²¹⁾ für die Absorption virtueller Photonen zeigen innerhalb der angegebenen Meßfehler keinen nennenswerten Schatteneffekt mehr, wie dies in Abb. 7 am Beispiel der Absorption im Au zu sehen ist.

$$\alpha \approx 1$$

$$\frac{\sigma_{qA}^{\text{tot}}}{A \cdot \sigma_{qN}^{\text{tot}}} (A = \text{Au}) \approx 1 \pm 0,2$$

Wieweit allerdings die angegebenen Meßfehler auch die an den Kernen mit hoher Kernladung besonders delikaten Strahlungskorrekturen korrekt berücksichtigen, ist wohl noch nicht publik geworden. Sehen wir einmal von dieser möglichen Unsicherheit ab, so

ist in der bildhaften Vorstellung die hadronische Wechselwirkungs-
ausdehnung des virtuellen Photons zusammengeschrumpft.

In der verallgemeinerten Vektormeson-Dominanz rückt das erwartete
Querschnittsverhältnis mit wachsenden Werten q^2 auch näher an
1 heran, da bei größeren Werten von q^2 auch die Beiträge der
höheren Vektormesonmassen relativ zum ρ^0 -Meson an Einfluß zuneh-
men⁽⁵⁹⁾ (Abb. 7). In diesem Modell wird dabei eine Interferenz zu
der Absorption des Photons im ausgedehnten VM-Zustand und so im
nackten punktförmigen elektro-magnetischen Zustand angesetzt.

Lassen Sie uns im Folgenden untersuchen, wieweit die bei der totalen
Absorption an Kernen gewonnene Vorstellung eines schrumpfenden Pho-
tons auch in spezielleren Reaktionskanälen der inelastischen Elektron-
streuung aufrechterhalten werden kann. Dies möchte ich Ihnen zeigen
am Beispiel der beiden letzten Experimente in der einleitend bespro-
chenen Liste, nämlich:

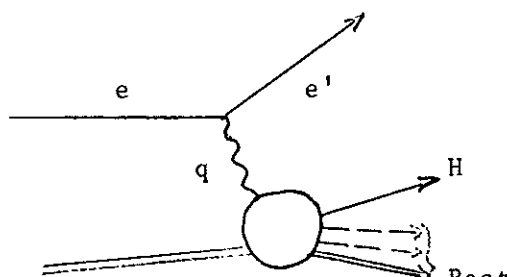
- a) der inklusiven Erzeugung von π^\pm -Mesonen und
- b) der ρ^0 -Erzeugung.

4. Inklusive Hadronerzeugung

Um im Bereich hoher Schwerpunktsenergien $W \gg M_p$ und bei den damit
verknüpften hohen Teilchenmultiplizitäten detailliertere Information
über Wechselwirkung zu erhalten, mißt man inklusive Hadronspektren.

In der inklusiven Elektroproduktion bedeutet das Koinzidenzmessung
von gestreutem Elektron und einem bestimmten Hadron des Endzustandes:

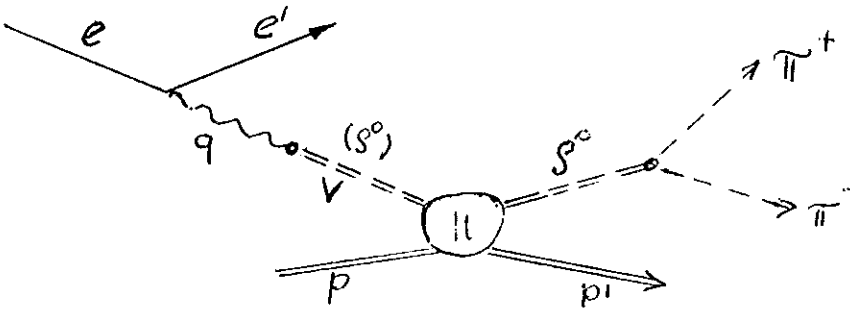
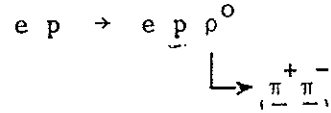
$$e + N \rightarrow \underline{e'} + \underline{H} + \text{Rest}$$



Der so gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt $\sigma(W, q^2, p_{\perp}^H, p_{\parallel}^H)$ hängt außer von der totalen Energie W , dem variablen Photonmassenquadrat q^2 auch noch von den Variablen des gemessenen Hadrons ab (z. B. seinen Impulskomponenten $p_{\perp}^H, p_{\parallel}^H$). Anstelle von p_{\parallel} wird meist die Variable $\chi = \frac{p_{\parallel}}{p_{\parallel \max}}$ verwendet. Die inklusive Elektroerzeugung bzw. die Hadron-Erzeugung mit virtuellen Photonen hat gegenüber ähnlichen Streuprozessen mit Hadronen den Vorteil, daß man die Masse des einlaufenden Projektils, des virtuellen Photons, kontinuierlich variieren kann und mögliche Änderungen der Wirkungsquerschnittsabhängigkeit als Funktion der Masse bzw. der Ausdehnung des Projektils des vielleicht mehr oder minder geschrumpften Photons messen kann. Als einziges Beispiel aus der Fülle der vorhandenen Messungen möchte ich das Resultat einer Messung⁽⁴¹⁾ der Reaktion $qp \rightarrow \pi + \text{Rest}$ für die Abhängigkeit des lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitts von $p_T^2 \left\{ \sigma(p_T^2) \right\}_{q^2=\text{const}}$ bei Werten von $q^2 = 0 - 0,6 \text{ GeV}^2/c^2$ zeigen. Der Wirkungsquerschnitt hat im Bereich $\chi > 0,4$, also im Bereich großer positiver Longitudinalimpulse, im Fragmentationsbereich des Projektils annähernd eine exponentielle Form:

$\sigma \sim \sigma_0 \cdot \exp(-ap_T^2)$ mit $a(q^2)$ (Abb. 8). Ausgehend von einer Steilheit $a(0) = 8 [\text{GeV}^2/c^2]^{-1}$ bei $q^2 = 0$ scheint sich die Steilheit mit wachsenden Werten von $|q^2|$ im betrachteten Fall bis zu Werten von $a \simeq 4 \text{ GeV}^2/c^2$ abzuflachen. Die Steilheit a ist ein Maß für einen Wechselwirkungsradius, der über die Unschärferelation mit dem Transversalimpuls p_T verknüpft ist. Dementsprechend wird als eine mögliche Ursache für diese Abflachung die schrumpfende hadronische Ausdehnung des Photons diskutiert^(37,38,42).

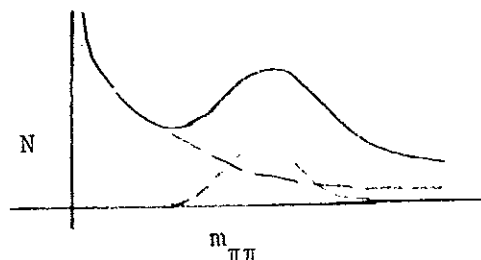
Diese Hypothese läßt sich etwas klarer in einem ganz speziellen exklusiven Prozeß, nämlich der diffraktiven Erzeugung von ρ^0 -Mesonen in der inelastischen Elektronstreuung untersuchen.

5. Elektroerzeugung von ρ^0 -Mesonen

Das vom inelastisch gestreuten Elektron emittierte Photon wird im Nukleon absorbiert, das ρ^0 -Meson emittiert. In der VDM-Vorstellung wird das ρ^0 -Meson zumindest bei kleinen Impulsüberträgen $t = (q - \rho^0)^2$ an das Nukleon vorwiegend immer dann erzeugt werden, wenn auch das Photon bei der Absorption im hadronischen Zustand des Vektormesons ρ^0 gewesen war. Man mag dann den Erzeugungsprozeß als quasielastische ρ^0 -Streuung verstehen.

Nun ehe ich zu den Resultaten komme, ein Wort zur technischen Durchführung: Gerade am Beispiel dieser Experimente lassen sich nämlich die Vielfalt der experimentellen Möglichkeiten und die zugehörigen Nöte zeigen: Um bei der inelastischen e^- bzw. μ^- -Streuung die ρ^0 -Erzeugung zu messen, kann man in Koinzidenz mit dem gestreuten Lepton entweder das Rückstoßproton oder beide Zerfallspionen nachweisen. Beide Methoden wurden angewandt^(36,44-47). Nachweis des Rückstoßprotons hat den Vorteil, daß man automatisch über den Zerfall des ρ^0 -Mesons integriert, also direkt die ρ^0 -Erzeugung mißt. Nachteilig kann sich wesentlich bemerkbar machen ein Untergrund an Ereignissen, bei denen z. B. der Energieverlust des Leptons nicht durch die gewünschte Erzeugung eines Pionpaares mit der ρ^0 -Masse, sondern durch die Abstrahlung eines

Photons bewirkt wurde. Der Anteil der Pionpaar-Erzeugung an der gemessenen Verteilung der berechneten Restmasse der nicht beobachteten Teilchen kann nur durch Anpassung ermittelt werden; die gemessenen Wirkungsquerschnitts-Abhängigkeiten von den verschiedenen Parametern können also sehr wohl vom Untergrund fälschlich beeinflusst sein.



Durch Nachweis der beiden Zerfallspionen isoliert man die Pionpaar-Erzeugung von anderen, unerwünschten, Reaktionen. Man hat den Vorteil, aus der Zerfallswinkelverteilung Aufschluß über den Erzeugungsmechanismus zu bekommen. Nachteilig sind die kleinen Meßraten an 3-fach-Koinzidenzen. Vergrößerung der Raumwinkel der Nachweisgeräte führte meist nicht zu höheren Ereignisraten, weil mit zunehmendem Raumwinkel die vom Elektronstrahl im Target wohl oder übel erzeugte Bremsstrahlung und deren Sekundärprodukte sich entsprechend zunehmend als störender Untergrund in den Nachweisgeräten bemerkbar machen, was nur durch Reduzierung der Primärintensität auf ein erträgliches Maß beschränkt werden kann. Abhilfe kann im Prinzip die Verwendung von μ -Strahlen anstelle der Elektronen schaffen, da die Muonen dank ihrer sehr viel größeren Masse als der des Elektrons praktisch keine Bremsstrahlung machen. Nur stehen meist nicht ausreichend intensive μ -Strahlen zur Verfügung.

Unter Benutzung aller denkbaren Typen von Apparaturen hat man bislang die ρ^0 -Erzeugung in 6 verschiedenen Experimenten gemessen: Wie ergiebig diese Experimente waren, können Sie Tabelle 2 entnehmen.

Tabelle 2

Lab.	App.	Raumwinkel (sterad)	Reaktion	E (GeV)	Strahl Inten- sität /Puls	Target- länge (cm H ₂)	Kinematischer Bereich (GeV) W q ² , t (GeV ² /c) θ (°)	Anzahl der gemessenen e - ρ ⁰	Dauer der Messung (Stunden)
SLAC (Bloom)	2 konvent. Spektrom.	10 ⁻⁴ + 10 ⁻³	ep → ep ()	20	10 ⁸ /μs (360 Hz)	25	W = 3.5 q ² = .1/.5 t = .15 - .75	1000	einige 100
CORNELL (Andrews)	1 konvent. Spektrom. + 1 Großraum- spektrom.	(1 + 20) × 10 ⁻³	ep → ep ()	10	5 · 10 ⁹ /ms (60 Hz)	3	W = 3. q ² = .3/.6/1.2 t = .06 - .4	1000	"
DESY (Driver)	2 Großraum- spektrom.	(20 + 20) × 10 ⁻³	ep → eππ ()	6	2 · 10 ⁹ /ms (50 Hz)	3	W = 2.6 - 3.0 q ² = .1 - .4 t = min. - .15 θ* _π = 70 - 110	300	"
SLAC (Dakin)	1 Großraum- spektrom.	200 × 10 ⁻³	ep → eππ ()	20	10 ⁴ /μs (360 Hz)	4	W = 3. - 5. q ² = .3 - 2.0 t = min. - 0.7 θ* _π = 30 - 150	300	"
DESY (Eckardt)	Streamer- kammer	4 π	ep → eπππ	7	4 · 10 ⁴ /ms (50 Hz)	9	W = 1.7 - 2.7 q = .3 - 1.5 t = min. - 1.5 θ* _π = 0 - 180	300	"
SLAC (Ballam)	Hybrid Blasen- kammer	4 π	μp → μπππ	16	10 ² /μs (10 Hz)	50	W = 2. - 4. q ² = .2 - 1.5 t = min. - .9 θ* _π = 0 - 180	100	1000
SLAC (Heusch)	Streamer- kammer	4 π	μp → μπππ	16	4 · 10 ² /μs (360 Hz)	10	W = 2. - 4. q ² = .2 - 1.5 t = min. - 1. θ* _π = 0 - 180	einige 1000	einige 100

In Stanford und in Cornell hat man

- a) in konventionellen Spektrometern die ρ^0 -Erzeugung über Nachweis von e' und p' gemessen. Typische Spektrometer-Raumwinkel $\Omega = 1$ msterad, bei $I = 10^{10}$ /msec $\rightarrow 10^3$ Ereignisse in einer erträglichen Meßzeit von einigen 100 Stunden.
- b) Um ρ^0 -Erzeugung über Nachweis von $e\pi\pi$ zu messen, braucht man impulsanalysierende Apparaturen mit größeren Raumwinkeln. In Hamburg und in Stanford hat man dazu homogene Magnete mit sehr großer Jochöffnung benutzt. Die auf Größenordnung 100 msterad erweiterten Raumwinkel bedingen eine entsprechende Intensitätsreduktion auf 10^9 e/ms. Unter diesen Bedingungen hat man wieder in einigen 100 Std. Meßzeit ca. 300 saubere $e\rho^0$ -Ereignisse gemessen; dabei akzeptieren die Apparaturen nur einen recht beschränkten Bereich des ρ^0 -Zerfalls.
- c) Um alle möglichen ρ^0 -Zerfälle messen zu können, braucht man eine Apparatur, die möglichst den vollen Raumwinkel von 4π akzeptiert. Dazu hat man beim DESY eine Streamerkammer benutzt; dabei gewann man bei entsprechend reduzierter Intensität wiederum etwa 300 ρ^0 -Ereignisse in einer adäquaten Meßzeit. Bei SLAC hat man durch Verwendung eines μ -Strahls die Blaskammer benutzen können. Da man die BLAKA aber nicht spontan triggern kann, benötigte man eine relativ hohe Meßzeit (10^3 Stunden), um wenigstens 100 ρ^0 -Ereignisse zu messen.

Ein Blick in die Zukunft: In Stanford wird man u. a. die Vorteile μ -Strahl + Streamerkammer kombinieren und erhofft sich damit einige 1000 ρ^0 -Ereignisse in erträglicher Meßzeit.

Resultate der ρ^0 -Erzeugung

- a) Die gemessene Winkelverteilung der Pionen aus dem ρ^0 -Zerfall ist im Einklang mit der Erhaltung der Helizität zwischen dem einlaufenden Photon und dem erzeugten ρ^0 -Meson. Dies läßt auf eine diffraktive Erzeugung wie in der Photoproduktion schließen^(34,45).
- b) Die gemessene q^2 -Abhängigkeit des transversalen ρ^0 -Erzeugungsschnitts bei kleinen Rückstoßimpulsen $t = (q - \rho)^2$ stimmt mit der VDM-Vorstellung einer quasielastischen ρ^0 -Streuung überein^(36,44-45), wonach die q^2 -Abhängigkeit durch das Quadrat des ρ^0 -Propagators beschrieben werden soll (Abb. 9):

$$\frac{d\sigma_{\text{trans}}}{dt}(q^2) \approx \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{q^2=0} \cdot \left(\frac{1}{1 + q^2/m_\rho^2} \right)^2$$

Der ρ^0 -Erzeugungsschnitt ist proportional dem Quadrat des ρ^0 -Propagators, fällt also mit wachsendem q^2 steiler ab als der totale Absorptionsquerschnitt. Demnach wird der Beitrag dieses diffraktiven ρ^0 -Anteils am totalen Wirkungsquerschnitt mit wachsendem q^2 immer bedeutungsloser.

- c) Das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem ρ^0 -Erzeugungsschnitt ist im gesamten Meßbereich $0,2 \leq q^2 \leq 1,3 \text{ GeV}^2/c^2$ von der Größenordnung 0,3 (Abb. 10). Dieses Verhältnis ist kleiner als man das aus einer naiven ρ^0 -Dominanz gemäß $\sigma_{\text{long}}/\sigma_{\text{trans}}(q^2) \approx \frac{q^2}{m_\rho^2}$ erwarten würde.
- d) t -Abhängigkeit: Der ρ^0 -Erzeugungsschnitt zeigt den für einen diffraktiven Prozeß typischen exponentiellen Abfall mit t :

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \exp(a t) \quad \text{mit} \quad a = \left(\frac{R}{2} \right)^2$$

Die Steilheit a ist ein Maß für den Wechselwirkungsradius

$$R = R_q + R_N.$$

Die aus den verschiedenen Experimenten gewonnenen Werte für die Steilheit sind in Abb. 12 in Abhängigkeit vom Photonmassenquadrat q^2 aufgetragen.

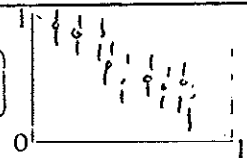
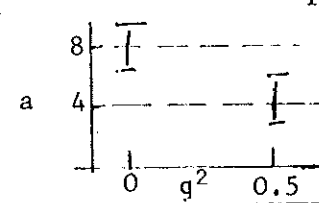
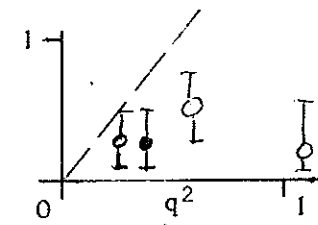
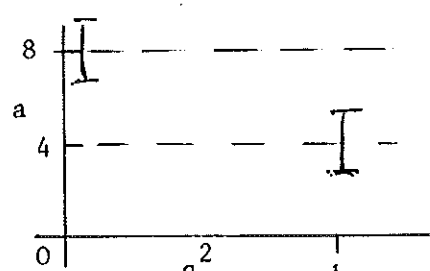
Vergleichbare Experimente von Photo- und Elektroerzeugung - die auf gleichartiger Analyse der Pionpaar-Massenverteilung beruhen - sind durch gleiche Symbole gekennzeichnet.

In der Vielzahl der Daten scheint die Steilheit a mit $|q^2|$ zu fallen. Dieser Abfall könnte aber zumindest teilweise - je nach Art der Experimente - durch mehr oder minder großen q^2 -abhängigen Einfluß von nicht resonantem Untergrund bedingt werden. Sehen wir von dieser denkbaren Möglichkeit ab, so zeigt sich in den vorliegenden Experimenten der ρ^0 -Erzeugung ein Schrumpfen des Wechselwirkungsradius des virtuellen Photons: Ausgehend von einem mittleren hadronischen Photonradius von $R_q \approx R_N$ bei $q^2 = 0$ schrumpft er in der Elektroerzeugung bis zu $q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2/c^2$ auf praktisch Null zusammen.

6. Zusammenfassung

Lassen Sie mich zum Schluß die Ergebnisse in 2 Tabellen zusammenfassen, und zwar einmal die experimentellen Resultate, zum anderen die daraus abgeleiteten Vorstellungen.

Tabelle 3

$eN \rightarrow eN$	$G(q^2) \sim (1 + q^2/0,71)^{-2}$	$\langle R_N \rangle \approx 0,8 \text{ f}$
$(\pi e \rightarrow \pi e)$		$\langle R_\pi \rangle = 0,8 \pm 0,2 \text{ f}$
$eN \rightarrow e + \text{Hadronen}$	inelast. e-Streuung:	totale q-Absorption:
	$\frac{d\sigma}{d\Omega dE} \approx \sigma_{\text{Mott}}(q^2)$	
	$\mathcal{W}_{1,2}(q^2, W) \rightarrow \mathcal{W}_{1,2}(\omega, \omega_R)$	
		$\sigma_{\text{long}}^{\text{tot}} / \sigma_{\text{trans}}^{\text{tot}} \approx 0,1 \pm 0,1$
	$\frac{d\sigma(eN)}{d\sigma(ep)} \left(\frac{1}{\omega} \right)$ 	
		$\sigma(qA) = \sigma(qN) \cdot A^1$
$ep \rightarrow e\pi^{\pm} \text{Rest}$	$\sigma(p_T^2)_{q^2} \sim \exp(-a(q^2)) \cdot p_T^2$ 	
$ep \rightarrow epp^0$	$\frac{d\sigma_{\text{trans}}}{dt}(q^2) \sim (1 + q^2/m_{\rho^0}^2)^{-2}$	
	$\frac{\sigma_{\text{long}}}{\sigma_{\text{trans}}}(q^2)$ 	
	$\frac{d\sigma}{dt} \sim \exp(a(q^2) \cdot t)$ 	

Nach diesen Resultaten die daraus abgeleiteten verschiedenartigen Vorstellungen:

Tabelle 4

Reaktion:	Vorstellung:	Offene Fragen:
elast. eN	ausged. Strukt. } VM des Nukleons	
inel. eN	punktf. Feinstr. } PM des Nukleons	Skaleninvarianz im Resonanzbereich und bei Photoerzeugung
	hadr. Strukt. } verallg. des Photons } VDM	$\sigma(qA)$: kein Schatten
$e\pi^+$ Rest <hr/> $e\rho^0 p$	schrumpf. Photon	

Bei der Absorption virtueller Photonen in schweren Kernen wird erstmals die Vorstellung des mit q^2 schrumpfenden Photons aufgeworfen. Zwei weitere ganz andersartige Experimente, die inklusive π -Mesonerzeugung und die diffraktive ρ^0 -Erzeugung, scheinen diese Vorstellungen ebenfalls zu stützen. Jede Reaktion für sich allein mag sicherlich als ein schwaches Indiz angesehen werden. Jedenfalls könnte das geschrumpfte Photon vielleicht das Verständnis der im Fall der Photon-Nukleon-Wechselwirkung komplementären Vorstellungen aus dem Partonbild einerseits und aus dem VDM-Bild andererseits erleichtern, ihre Verzahnung besser sichtbar machen.

Bleibt nur die Frage, ob diese Vorstellung vom schrumpfenden Photon auf seinen drei wackeligen Beinen stabiler steht, als dies z. B. in verschiedenen Experimenten das gespaltene A_2 -Meson tat.

Literatur

- 1) C. Bernardini, Proc. 1971 Internat. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971)
- 2) R. Hofstadter, R.W. McAllister, Phys. Rev. 98, 217 (1955);
R. Hofstadter, R.W. McAllister, Phys. Rev. 102, 851 (1956);
R. Hofstadter, 5th Rochester Conference (1955);
R. Hofstadter, 6th Rochester Conference (1956)
- 3) R. Wilson, Proc. 1971 Internat. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971)
- 4) Y. Nambu, Phys. Rev. 106, 1366 (1957);
W.R. Frazer, J.R. Fulco, Phys. Rev. 117, 1609 (1960)
- 5) J.J. Sakurai, Ann. Phys. 11, 1 (1960);
J.J. Sakurai, Proc. 1969 Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Liverpool 1969),
M. Gell Mann, D. Sharp, W.G. Wagner, Phys. Rev. Lett. 8, 261 (1962)
- 6) N.M. Kroll, T.D. Lee, B. Zumino, Phys. Rev. 157, 1376 (1967);
H. Joos, DESY 67/13 (1967)
- 7) G. Bacci et al., Phys. Lett. 38B, 551 (1972);
G. Barbarino et al., Lettre al Nuov. Cim. 3, 689 (1972)
- 8) G. Smadja et al., LBL-991 (Verkeley 1972);
H.H. Bingham et al., SLAC-PUB-1113 and
LBL-1085 (1972)
- 9) G. Buschhorn et al., Phys. Lett. 33B, 241 (1970)
- 10) G. Wolf, DESY 70/64 (1970)

- 11) R. Wilson, Proc. 1971 Internat. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971)
- 12) W. Albrecht et al., DESY 70/65 (1970)
- 13) K. Bätzner et al., Phys. Lett. 39B, 575 (1972)
- 14) M. Breidenbach, Thesis Cambridge (1970) und
MIT-2098-635;
D. Wegener et al., Beitrag zur DPG-Tagung Heidelberg 1973
(Abstr. Nr. 8);
P.S. Kummer et al., DNPL/p. 147 (1973)
- 15) M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969);
E.D. Bloom et al., SLAC-PUB-796 (1970) und
Proc. of the XVth Int. Conf. on High Energie Physics (Kiev 1970);
J.I. Friedman and H.W. Kendall, Ann. Rev. of Nucl. Sciences,
to be published (1973) $\frac{\sigma_{\text{long}}}{\sigma_{\text{trans}}} = 0,14 \pm 0,10$
- 16) T.J. Braunstein et al., Phys. Rev. D6, 106 (1971);
W. L. Lakis et al., Phys. Rev. Lett. 26, 34 (1971)
- 17) J.D. Bjorken, Proc. of the 1967 Int. School of Physics at Varenna
(New York-London: Academic Press 1968), and SLAC-PUB-571 (1969);
J.D. Bjorken et al., Phys. Rev. 185, 1975 (1969);
R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23, 1415 (1969);
S.D. Drell et al., SLAC-PUB-606 (1969);
V.F. Weißkopf, DESY 70/50 (1970)
- 18) K. Heinloth, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 65, p. 92 (1972)
- 19) C. Callan et al., Phys. Rev. Lett. 21, 311 (1968);
K. Gottfried, Phys. Rev. Lett. 18, 1174 (1967)

- 20) J. Drees, Springer Tracts in Modern Physics Vol. 64, p. (1972)
- 21) H. Kendall, Proc. 1971 Internat. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971)
- 22) ABCPMOL-Collaboration CERN;
 B. Derange, Neutrino 72 - Europhysics Conference Balatonfüred (1972);
 J. von Krogh, Plenarvortrag auf der DPG-Tagung Heidelberg 1973
- 23) Weitere Modellvorstellungen wurden z. B. entwickelt von:
 P.V. Landshoff, J.C. Polkinhorne, Nucl. Phys. B19, 432 (1970);
 R.A. Brandt, Wing-Chin NG, Lett. al Nuov. Cim. 5, 1137 (1972)
 (Reggemodell);
 C.N. Yang, Proc. 3rd Stony Brook Conference (1969)
 (Tröpfchenmodell);
 J. Kogut, Inst. of Advanced Study prep. (Princeton 1971)
 (Multiperipheres Modell);
 Ashok suri, D.R. Yennie, SLAC-PUB-954 (1971)
 (Reichweiten-Modell);
 H. Cheng, T.T. Wu, Phys. Rev. 183, 1324 (1969)
 (Pancake-Modell);
 G. Preparata, Brookhaven preprint (1972);
 M. Gourdin, PAR.LPTHE 10 (1972);
 J. Dash et al., Nucl. Phys. B47, 269 (1972);
 J. Pestieau, J. Urias, preprint Univ. de Luvain (Feb. 1973)
 (Verknüpfung von Vektormeson-Dominanz-Modell mit Parton-Modell)
- 24) F.H. Heimlich et al., DESY 71/55 (1971);
 F.H. Heimlich, private Mitteilgung

- 25) P. Shephard, UCLA-Serpukhov-Collaboration, report at APS-Meeting
(Washington 1972)
- 26) C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 987, 991 (1971)
- 27) C. Driver et al., DESY 71/9 (1971), Phys. Lett. 35B, 77ff. und
81 ff. (1971), Nucl. Phys. B30, 245 (1971)
- 28) P.S. Kummer et al., DNPL/P 67 Daresbury (1971)
- 29) C.N. Brown et al., Contribution to the XVIth Int. Conf. on High
Energy Physics (Chicago 1972)
- 30) R. Manweiler et al., CLNS-129 (1970) und Phys. Lett. 33B, 366 (1970);
W. Schmidt, DESY 71/22 (1971)
- 31) R.C.E. Devenish, D.H. Lyth, Phys. Rev. D5, 47 (1972) und
Phys. Rev. D6, 2067 (1972)
- 32) F.A. Berends, Phys. Rev. D1, 2590 (1970);
C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 991 (1971)
- 33) L. Hand, Phys. Rev. 129, 1834 (1963)
- 34) J.C. Alder, DESY 72/38 (1972)
- 35) J.J. Sakurai, D. Schildknecht,
Part I UCLA/72/TEP/49 (1972)
Part II UCLA/72/TEP/57 (1972)
Part III SLAC-PUB-1094 (1972)
- 36) V. Eckhardt, DESY 72/67 (1972)

- 37) J.D. Bjorken, Proc. 1971 Internat. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971)
- 38) H.T. Nieh, Phys. Lett. 38B, 100 (1972)
- 39) T.H. Bauer, DNPL/p 139 (1972)
- 40) D.O. Caldwell, Phys. Rev. Lett. 23, 1256 (1969) und
UCSB preprint (1972);
V. Heynen et al., DESY 71/5 (1971);
G.R. Brookes et al., DNPL-P136 (1972)
- 41) C. Driver et al., DESY 72/71 (1972)
- 42) H. Cheng, T.T. Wu, Phys. Rev. 183, 1324 (1969)
- 43) Messungen der inklusiven Elektroerzeugung von Hadronen liegen
in folgenden Publikationen vor:
E. Lazarus et al., Phys. Rev. Lett. 29, 1409 (1972);
E. Lazarus et al., Phys. Rev. Lett. 29, 743 (1972);
L. Ahrens et al., Phys. Rev. Lett. (1972);
A. Sofair et al., DNPL 79 (1971) und Nucl. Phys. B
J.C. Bebek, contributed to the XVIth Int. Conf. on High
Energy Physics (Chicago 1972), (paper 952);
und in den bereits zitierten Referenzen 34, 36, 41, 44 und 45.
- 44) C. Driver et al., Nucl. Phys. B38, 1 (1972) und
Errata, to be published in Nucl. Phys. (1973)
- 44) J. Ballam et al., Contribution to the XVIth Int. Conf. on High
Energy Physics (Chicago 1972)

- 45) J.T. Dakin et al., Phys. Rev. Lett. 30, 142 (1973)
- 46) E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 28, 516 (1972)
- 47) D. Anrews et al., Contribution to the XVIth Int. Conf. on High Energy Physics (Chicago 1972)
- 48) C.A. Hensch et al., SLAC proposal 1972
- 49) R. Wilson, Proc. 1971 Internat. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971)
- 50) J. Lefrancois, Repporteurs talk at the 1971 International Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971) (Results from the Orsay Storage Ring A.C.O.)
- 51) E.D. Bloom, F. Gilman, Phys. Rev. Lett. 25, 1140 (1970) und SLAC-PUB-942 (1971)
- 52) V. Rittenberg, H. R. Rubinstein, Phys. Lett. 35B, 50 (1971); F.W. Brasse et al., Nucl. Phys. B39, 421 (1972)
- 53) J. Kuti, V.F. Weißkopf, Phys. Rev. D4, 3418 (1971)
- 54) R.P. Feynmann, Proc. of "Neutrino 72" Europhysics Conference Balatonfüred Ungarn (1972)
- 55) V.F. Weißkopf Proc. of "Neutrino 72" Europhysics Conference Balatonfüred Ungarn (1972)

- 56) A.R. Erwin et al., Phys. Rev. Lett. 6, 628 (1961);
D. Stonehill et al., Phys. Rev. Lett. 6, 624 (1961);
E. Pickup et al., Phys. Rev. Lett. 7, 192 (1961)
- 57) B.C. Maglic et al., Phys. Rev. Lett. 7, 178 (1961)
- 58) G.v. Gehlen et al., Phys. Lett. 42B, 365 (1972)
- 59) D. Schildknecht, private Mitteilung vor der Veröffentlichung,
für die ich hiermit nochmals meinen Dank ausspreche.

Verzeichnis der Abbildungen

- 1) Elastische Elektron-Proton-Streuung:
Wirkungsquerschnitt als Funktion des Elektron-Streuwinkels,
(Fig. aus Ref. 2 entnommen).
- 2) $G_M^*(q^2)$ für den Übergang $q N \rightarrow \Delta(1236)$,
normalisiert auf $G_M^*(0) = 3,0$ und dividiert durch das
Dipolverhalten $F(q^2) = 1/(1 + \frac{q^2}{0,71})^2$,
(Fig. aus Ref. 9 entnommen).
- 3) Inelastischer Wirkungsquerschnitt für Elektron-Proton-Streuung
als Funktion des Photonmassenquadrats q^2 bei verschiedenen
Schwerpunktsenergien $W = 2, 3, 3,5$ GeV
(dividiert durch den Mott-Streuquerschnitt),
(Fig. aus Ref. 15 entnommen).
- 4) Skaleninvariantes Verhalten der Strukturfunktion $q_0^2 W_2$ der
inelastischen Elektron-Proton-Streuung als Funktion der Variablen
 ω (Ref. 15), ω' (Ref. 51) und ω_R (Ref. 52).
- 5) Inelastische Elektron-Neutron-Streuung:
Verhältnis der Wirkungsquerschnitte an Neutron und Proton, beide
an Deuterium gemessen:
$$\frac{\sigma_{en}}{\sigma_{ep}} = \frac{D}{H} - 1 \quad \text{als Funktion von } \chi = \frac{1}{\omega},$$

(Fig. aus Ref. 21 entnommen).

- 6) Totaler Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen $\sigma^{\text{total}}(qp)$ als Funktion des Photon-Massenquadrats q^2 für verschiedene Intervalle von W (effektive Masse des hadronischen Endzustandes) (Ref. 36). Zum Vergleich sind eingetragen die Funktionsverläufe $\sigma \sim \frac{1}{q^2 + 0,6}$ (ausgezogene Kurve) und $\sigma \sim \left(\frac{1}{q^2 + m_\rho^2} \right)^2$ (gestrichelte Kurve).
- 7) Der totale Absorptionsquerschnitt für virtuelle Photonen an Gold, 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. 21). Vergleichsweise ist die entsprechende Querschnittsabhängigkeit bei der Absorption reeller Photonen eingezeichnet (Ref. 40). Die eingezeichneten Kurven zeigen die Vorhersage aus dem Vektor-dominanzmodell für den Verlauf der Absorptionsquerschnitte für virtuelle Photonen an Blei (Ref. 59).
- 8) Inklusive Elektroerzeugung von π^+ -Mesonen:
 Invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulsquadrats p_T^2 in verschiedenen Intervallen von χ und q^2 . Die eingezeichneten Geraden sind Resultate der an die Daten angepassten Exponentialform $f(p_T^2) \sim \exp(-a \cdot p_T^2)$, wobei die Steilheit a den eingetragenen Wert in GeV^{-2} hat (Ref. 41).
- 9) Elektroerzeugung von ρ^0 -Mesonen $e p \rightarrow e \rho^0 p$, transversaler Erzeugungsquerschnitt als Funktion von q^2 . Weiter sind als Kurven eingetragen die q^2 -Verhalten des totalen Absorptionsquerschnitts und des VDM gemäßen ρ^0 -Propagators $1/(1 + q^2/m_\rho^2)^2$, (Abb. Ref. 43 entnommen).

10) Elektroerzeugung von ρ^0 -Mesonen:

Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Erzeugungsquerschnitt
als Funktion von q^2 , (Daten von Ref. 36 und 45).

11) Elektroproduktion von ρ^0 -Mesonen:

Steigungsparameter $a(q^2)$ der t -Abhängigkeit des Wirkungsquer-
schnitts $\frac{d\sigma}{dt}(qp \rightarrow \rho^0 p) = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} \cdot \exp(a t)$,

(Daten Ref. 36 (○), 45 (Δ), 43 (□), 46 (●), 47 (▲) und 44 (×) entnommen).

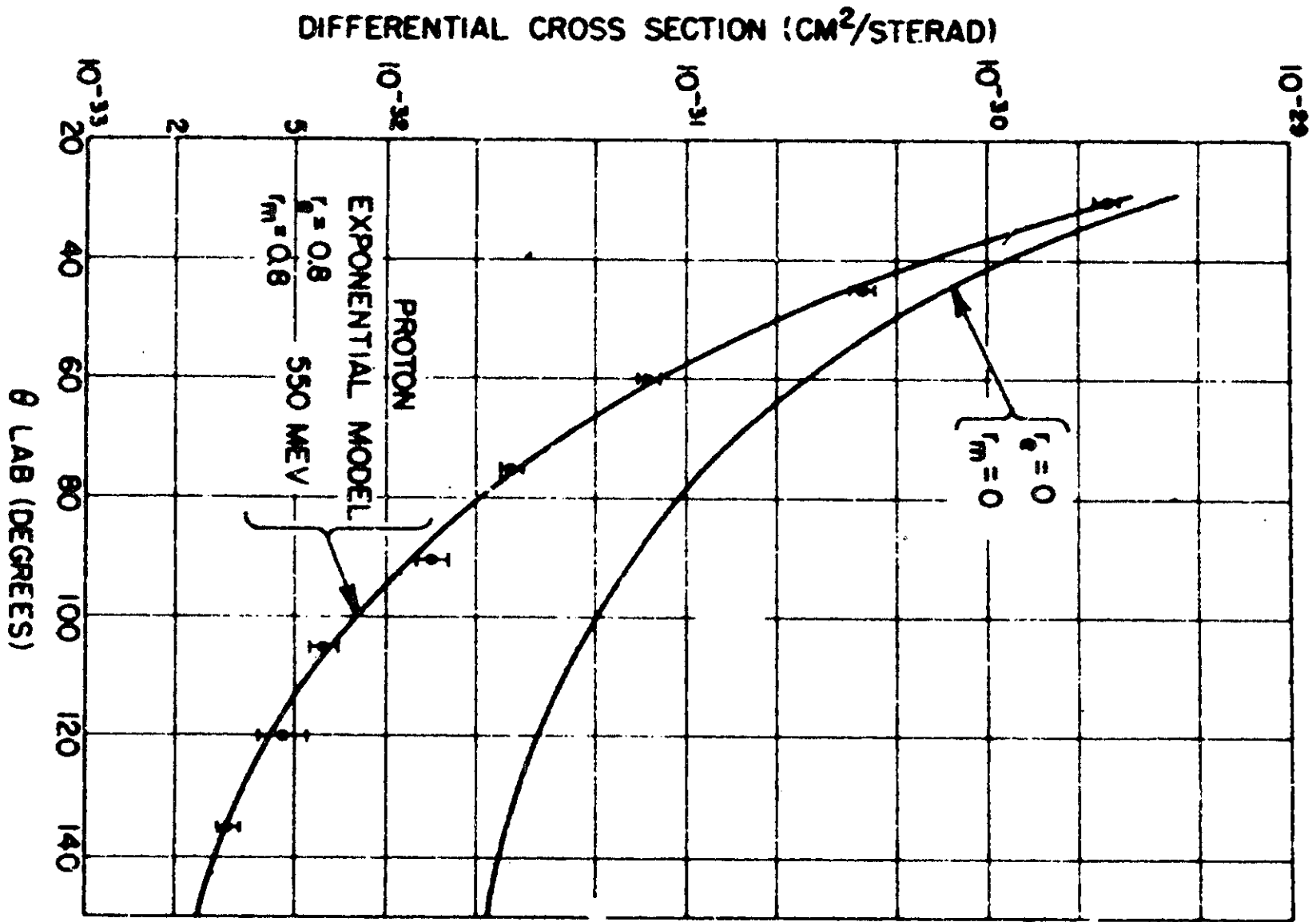


Fig. 1

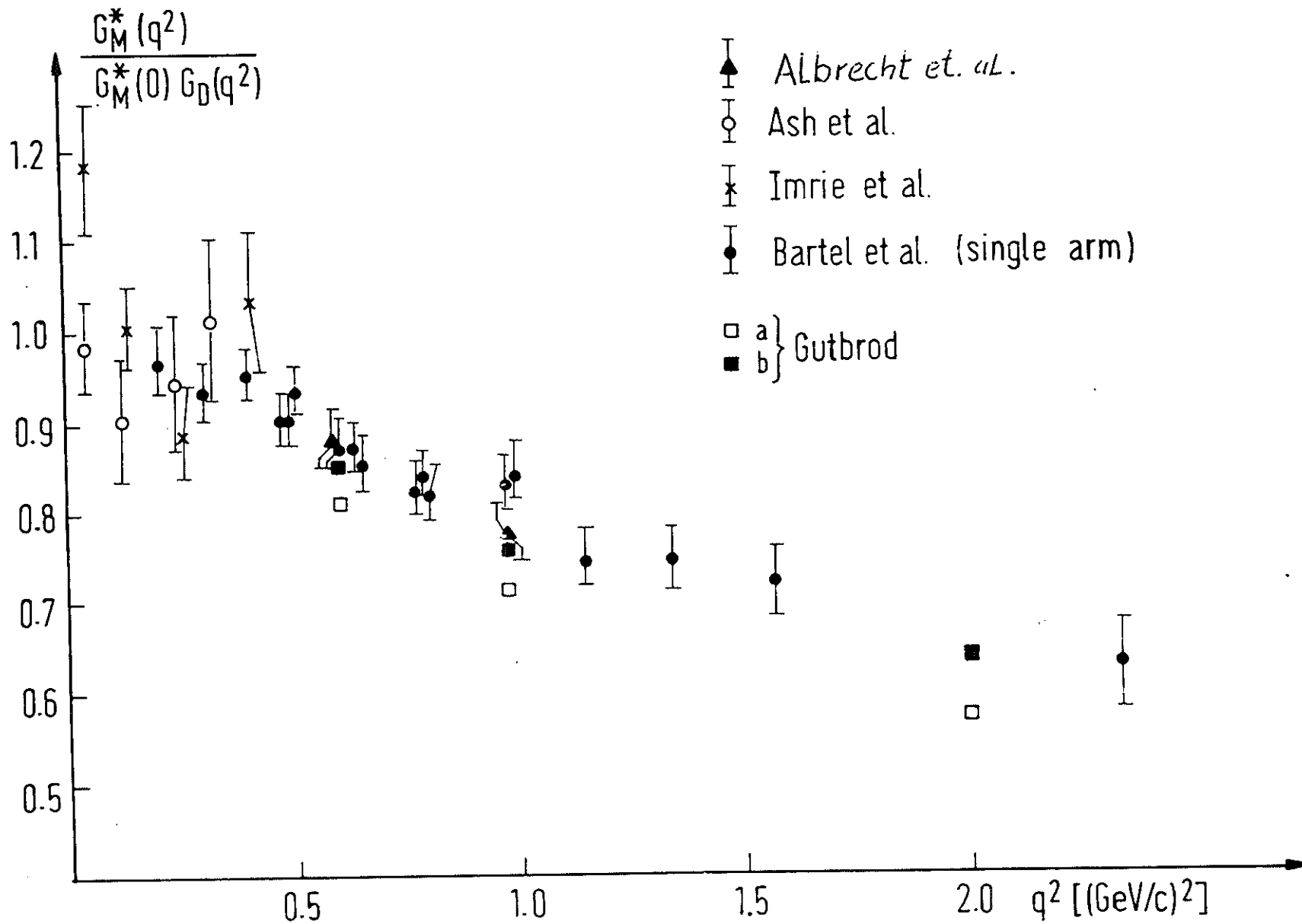


Fig. 2

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

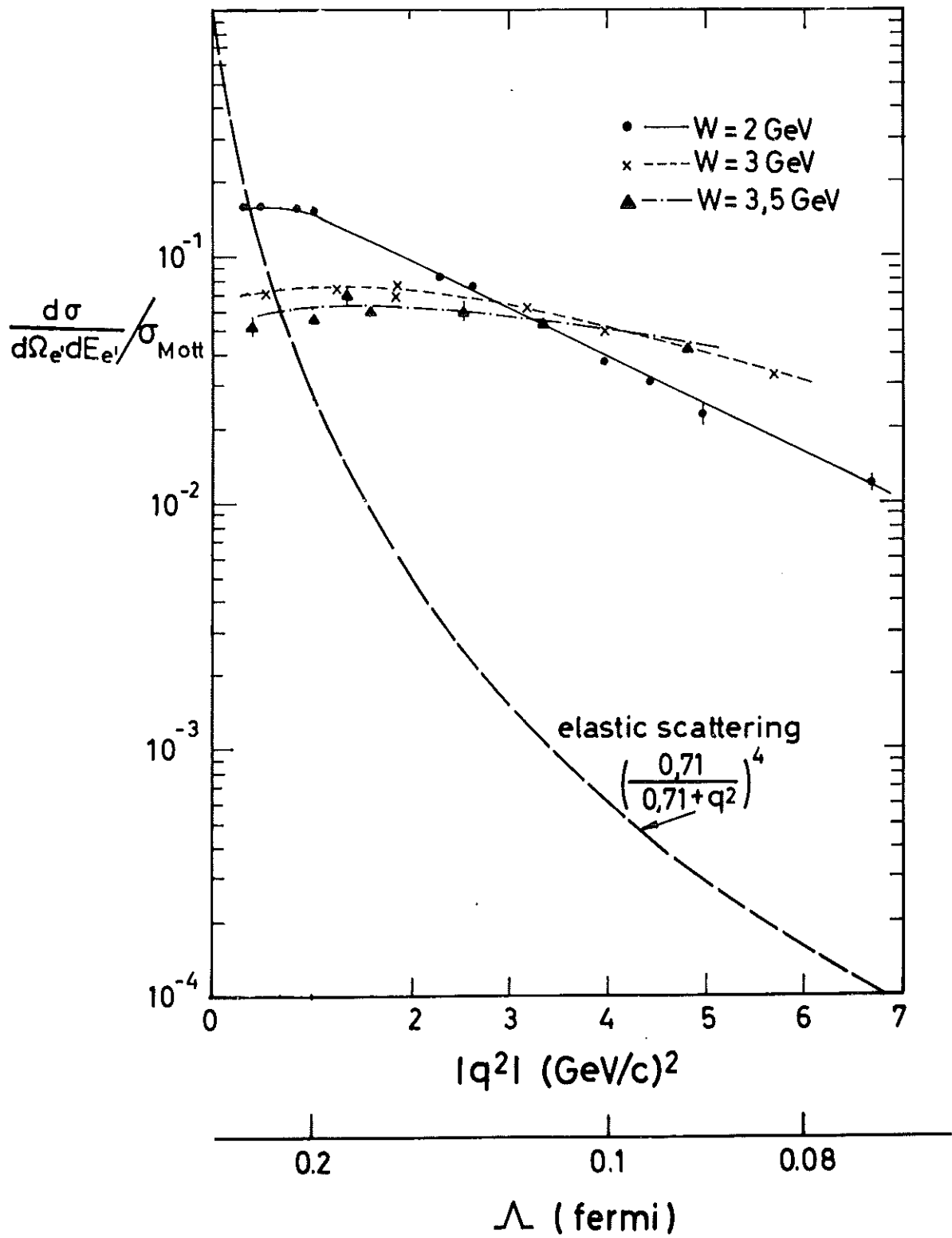


Fig. 3

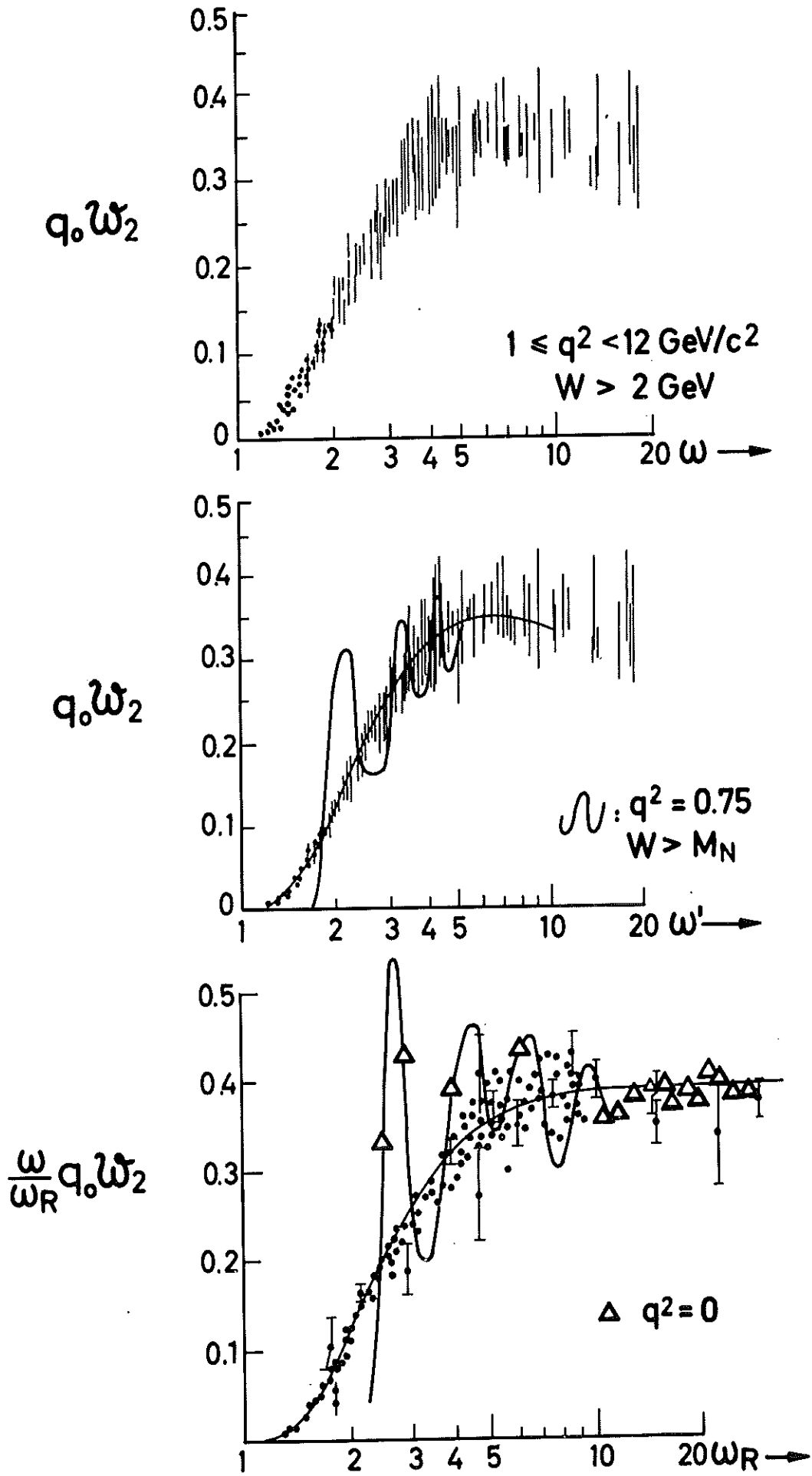


Fig. 4

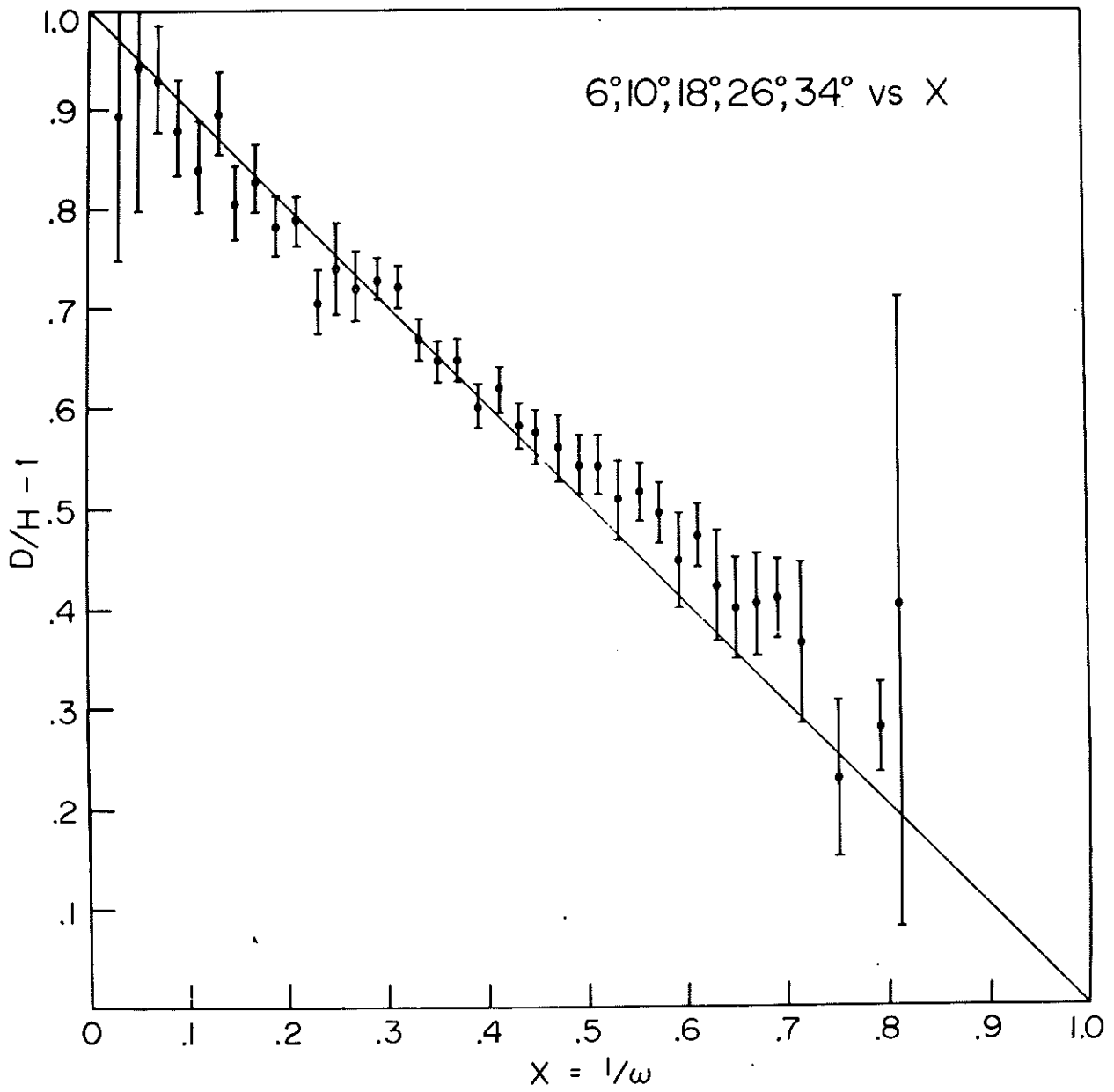


Fig. 5

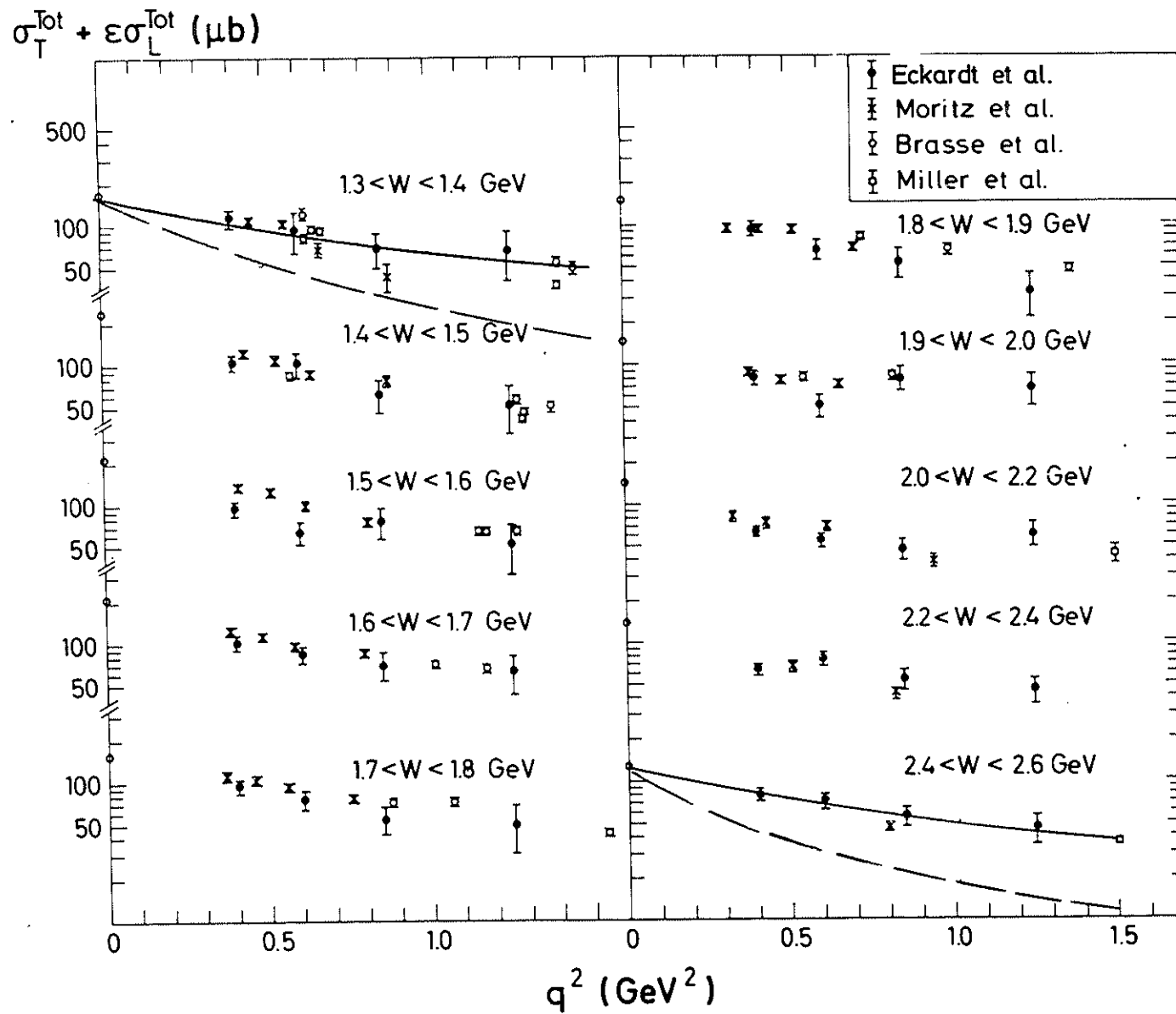


Fig. 6

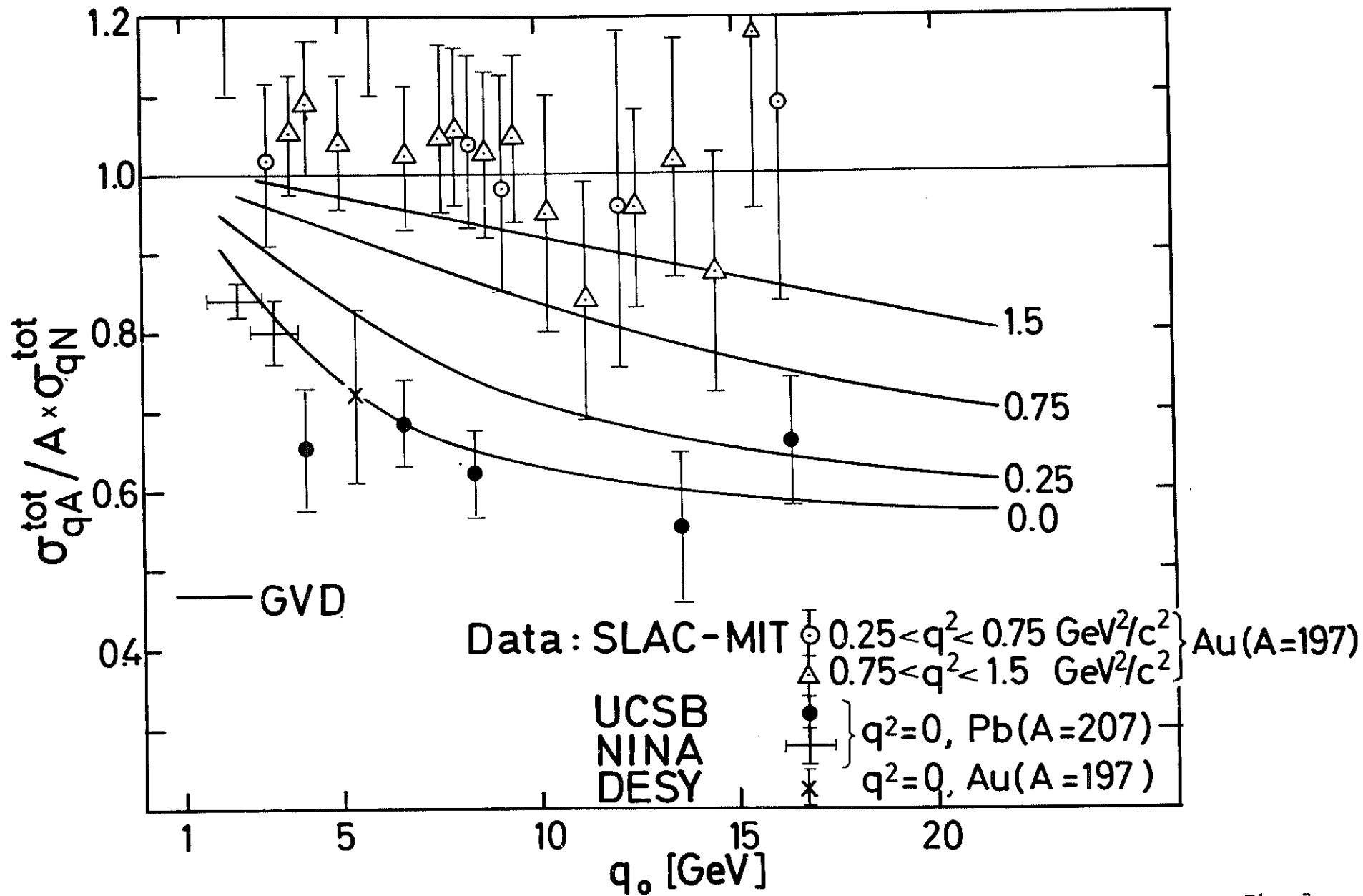


Fig. 7

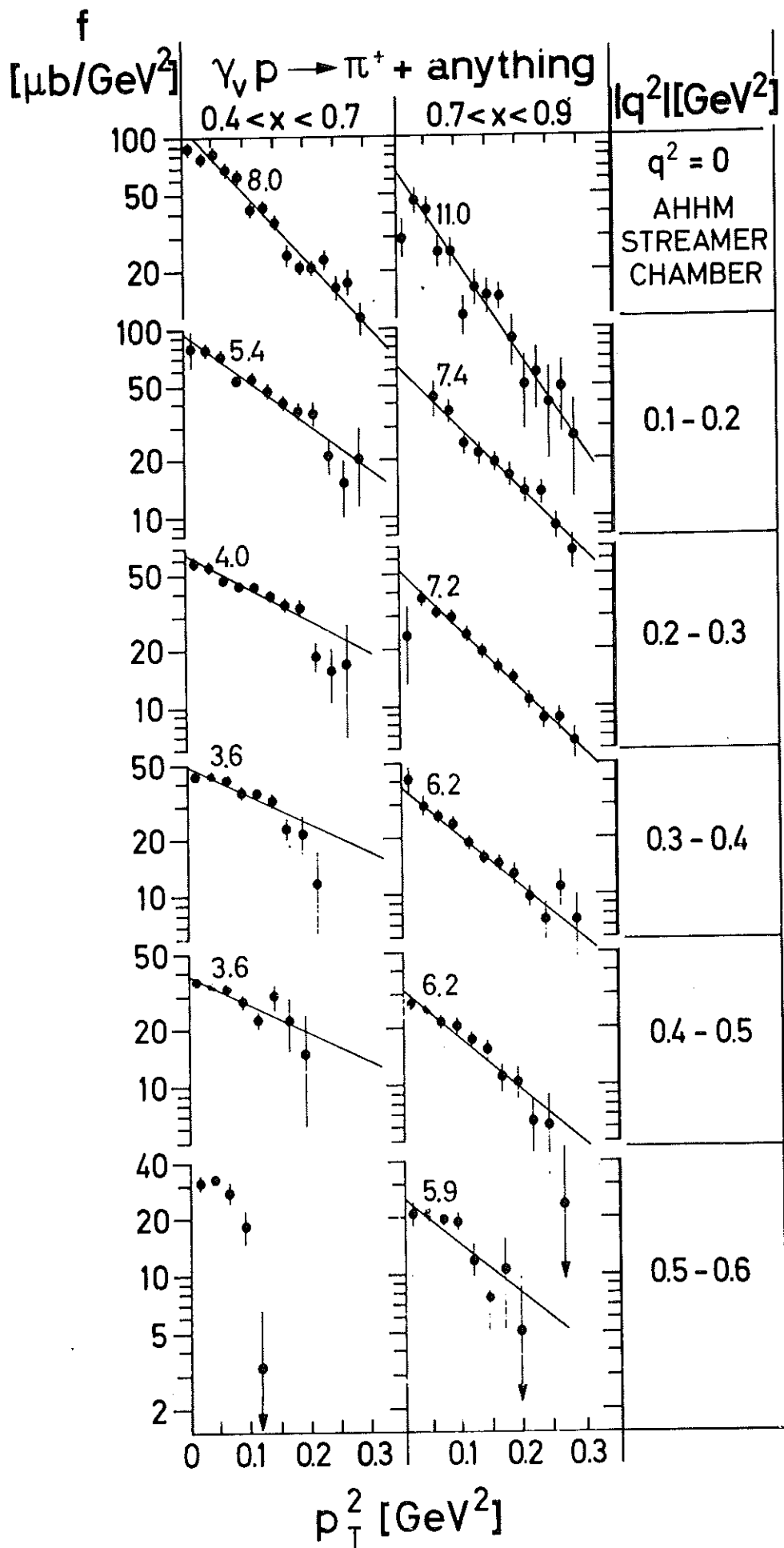


Fig. 8

Cross Section q^2 - Dependence (t - fixed)

Photoproduction
 \square $W = 2.9 \text{ GeV}$
 $t = -.08 \text{ GeV}^2/c^2$ (ref. 19)
 \circ $W = 2.7 \text{ GeV}$
 $t = -.08 \text{ GeV}^2/c^2$ (ref. 20)

Electroproduction
 \blacksquare $W = 2.8 \text{ GeV}$ $E_e = 4.9 \text{ GeV}$
 \bullet $t = -.08 \text{ GeV}^2/c^2$ $E_e = 5.4 \text{ GeV}$

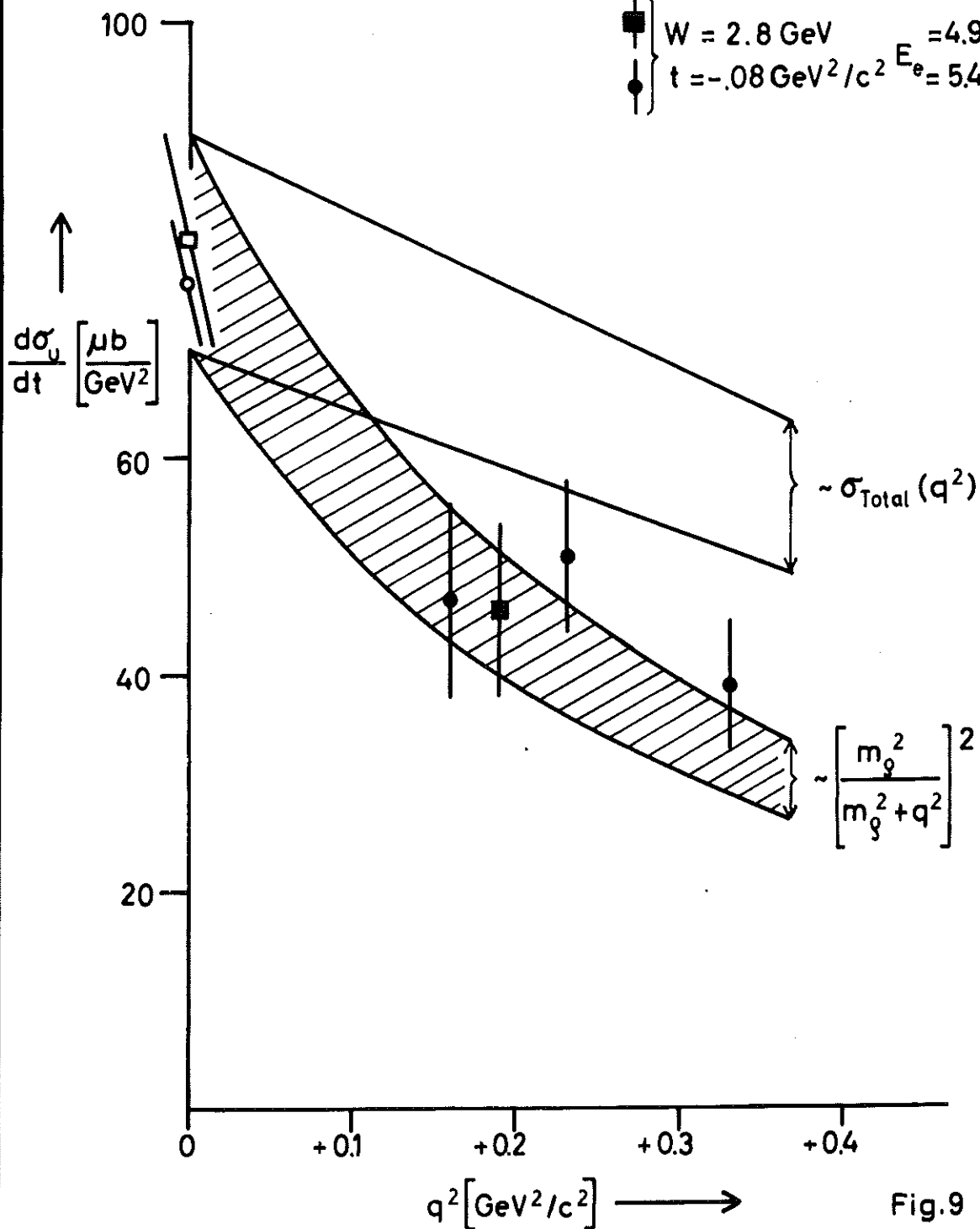


Fig.9

Elektroerzeugung von ρ^0 -Mesonen

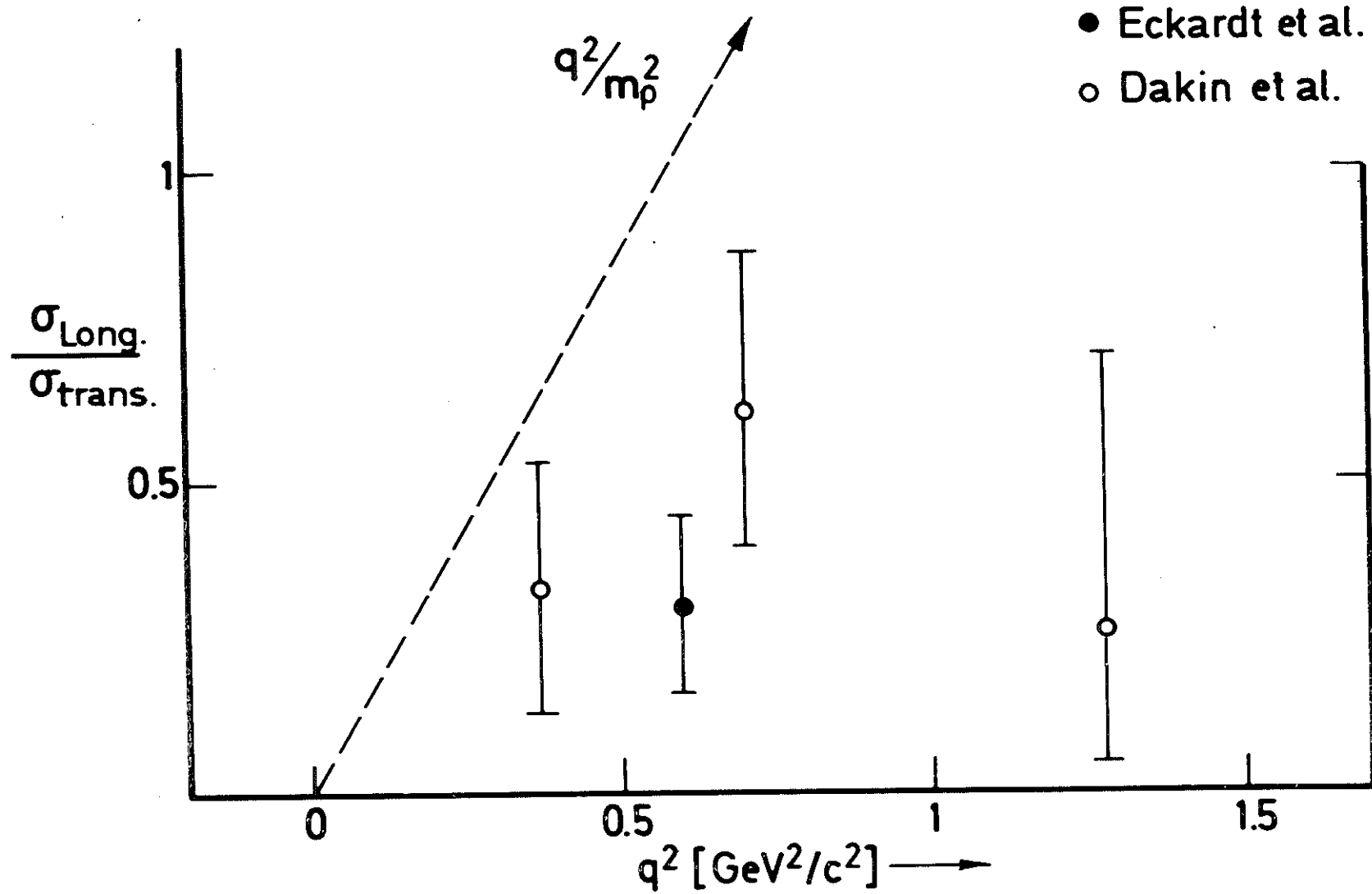


Fig. 10

Slope α of ρ^0 -Production
with Real and Virtual Photons

$$\frac{d\sigma}{dt}(q\bar{p} \rightarrow \rho^0 p) = \frac{d\sigma}{dt}_{t=0} \times \exp(\alpha t)$$

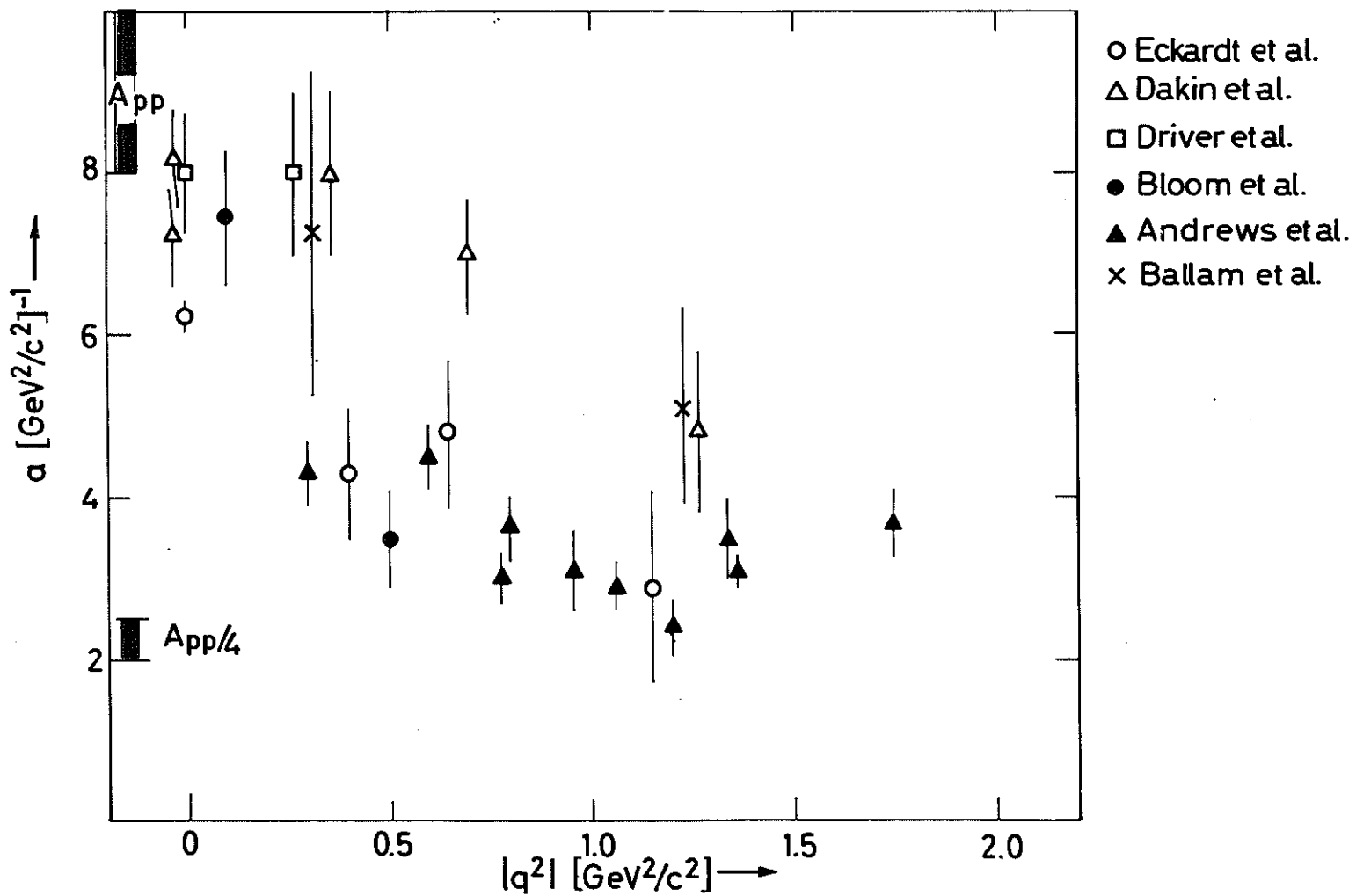


Fig. 11