

Interner Bericht
DESY F32-71/1
Juli 1971

Elektroproduktion eines positiven Pions
oberhalb des Resonanzbereiches

von

DESY-Bibliothek
25. AUG. 1971

Peter Karow

Elektroproduktion eines positiven Pions
oberhalb des Resonanzbereiches

von
Peter Karow

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines
Experiments der Gruppe F32 beim DESY.

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Einführung in das Experiment	2
2.1 Gegenstand der Untersuchung	2
2.2 Kinematik des Experiments	3
2.3 Dynamik der untersuchten Reaktion	5
2.4 Wahl des Meßbereiches	7
2.5 Prinzip der Meßanordnung	7
3. Experimenteller Aufbau	8
3.1 Überblick über die Apparatur	8
3.2 Besondere Probleme beim Aufbau	10
3.3 Elektronik	11
3.4 System der Bildaufnahme	12
3.5 Digitalisierung und Rekonstruktion der Ereignisse	14
3.6 Meßgenauigkeit der Apparatur	16
4. Durchführung des Experiments	18
4.1 Eichung der Apparatur	18
4.2 Datenaufnahme	21
4.3 Berechnung des Wirkungsquerschnitts	22
4.4 Korrekturen	27
4.5 Fehler	29

	<u>Seite</u>
5. Resultate	30
5.1 Vorbemerkungen	30
5.2 s_0 -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes	31
5.3 t -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes	33
5.4 q^2 -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes	36
5.5 Abtrennung des longitudinalen Beitrages	38
5.6 Diskussion der Ergebnisse im Rahmen des elektrischen Borntermmodells	40
5.7 Diskussion der Resultate im Vektordominanzmodell	46
5.8 Vergleich mit den Einarmmessungen zur inelastischen Elektronenstreuung	48
6. Zusammenfassung	49
Literaturangaben	51
Abbildungsverzeichnis	55

1. Einleitung

Seit einigen Jahren werden die elastische und inelastische Elektronenstreuung erfolgreich untersucht¹. Einarmspektrometer aus Magneten und Szintillationszählerhodoskopen, die eine relativ kleine Akzeptanz haben, dienen zur Beobachtung der gestreuten Elektronen. Man betrachtet die totalen Wirkungsquerschnitte als Funktion von q^2 , dem Massenquadrat des ausgetauschten virtuellen Photons, und findet, daß die elastischen wesentlich schneller als die inelastischen Wirkungsquerschnitte mit wachsendem Betrag von q^2 abfallen.

Die Beobachtung bestimmter Endzustände bei der inelastischen Elektronenstreuung kann darüber Aufschluß geben, worauf dieser Unterschied zurückzuführen ist. Dafür wird der Nachweis weiterer Teilchen neben dem Elektron notwendig.

Als Endzustand wird in dieser Arbeit die Elektroproduktion eines positiven Pions untersucht, bei der man zur kinematisch vollständigen Bestimmung mit dem Nachweis des auslaufenden Elektrons und des Pions auskommt. Für diesen Prozeß gibt es bereits theoretische Vorstellungen über den Ablauf der Reaktion. Im Rahmen des elektrischen Borntermmodells² erhält man eine Messung des Pionformfaktors und durch den Vergleich mit den Ergebnissen aus Pion- und Photoproduktion Aussagen über das Vektordominanzmodell³. So bietet sich also als Ziel des Experiments nicht nur die Erweiterung der Kenntnisse über die inelastische Elektronenstreuung, sondern auch die Prüfung von Modellvorhersagen an.

Es werden zwei Spektrometer in Koinzidenz mit relativ großer Akzeptanz benutzt, die zur Impulsmessung mit Magneten und Funkenkammern und zur Teilchenbestimmung mit Cerenkov- und Schauerzählern ausgestattet sind⁴. Im Gegensatz zu Experimenten mit Quadrupolspektrometern kann man durch diesen Aufbau mit großer Akzeptanz

gleichzeitig die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von allen Parametern messen. Hierin liegt gegenüber den Apparaturen mit Quadrupolspektrometern der große Vorteil: man hat hohe Zählraten und überstreicht große Bereiche der kinematischen Variablen, ohne den Aufbau variieren zu müssen.

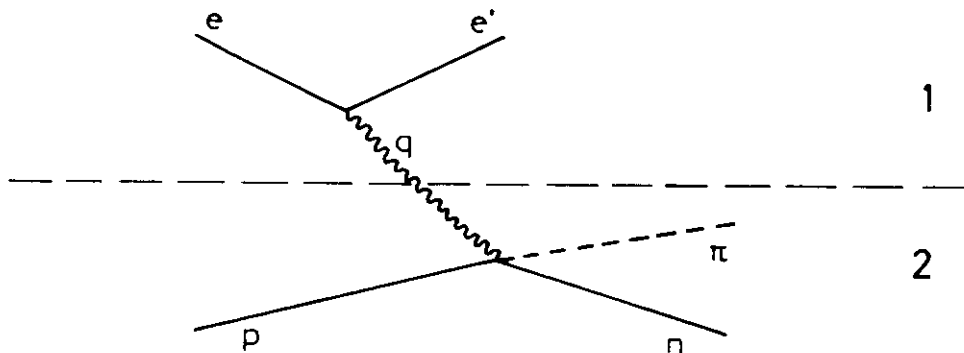
2. Einführung in das Experiment

2.1 Gegenstand der Untersuchung

Es wird die Elektroproduktion von positiven Pionen an Protonen untersucht gemäß der Reaktion:



Wenn man annimmt, daß nur ein Photon bei der Reaktion (1) ausgetauscht wird - erste Bornsche Näherung - kann man sich den Ablauf in zwei Teile zerlegt denken, den elektromagnetischen und den stark wechselwirkenden, und den ersten im Rahmen der Quantenelektrodynamik⁵ beschreiben.



Den zweiten Teil kann man⁶ als Erzeugung eines Hadrons durch virtuelle Photonen auffassen. Die Photonen haben hier raumartige Viererimpulse, speziell eine Masse ungleich Null, und daher auch drei mögliche Polarisationszustände, zwei transversale und einen longitudinalen.

Die Untersuchung der Elektroproduktion läuft somit hinaus auf eine Erweiterung der Photoproduktion in den raumartigen Bereich hinein.

Diese Vorstellungen führen dazu, daß man den differentiellen Wirkungsquerschnitt entsprechend aufgliedert und ihn als Funktion bestimmter, voneinander unabhängiger Variablen auffaßt.

2.2 Kinematik des Experiments

Polarisationsrichtungen der Elektronen und Nukleonen werden nicht beobachtet. Man hat daher bei der Berechnung des Matrixelementes für diese Reaktion^{5,6,7} über die Anfangsspinzustände zu mitteln und über die Spins im Ausgangskanal zu summieren. Man erhält für die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnittes aus der Annahme des Einphotonaustausches folgende Form, aufgespalten nach den einzelnen Beiträgen der Polarisationszustände des Photons:

$$\frac{d^4\sigma}{dq^2 ds_0 dt d\phi_{\pi q}} = \Gamma_t \cdot (\sigma_u + \epsilon \sigma_L + \epsilon \sigma_T \cos 2\phi_{\pi q} + \sqrt{2 \epsilon(\epsilon+1)} \sigma_I \cos \phi_{\pi q}) \quad (2)$$

Die kinematischen Variablen kann man mit Hilfe der Vierervektoren definieren. E_0 ist die Energie des einlaufenden Elektrons. Es gelte eine Metrik, in der $e = (E_0, \vec{e})$ und $m_e^2 = e^2 = E_0^2 - \vec{e}^2$ ist. $q^2 = (e - e')^2$ stellt das Quadrat der Masse des virtuellen Photons dar. $s_0 = (\pi + n)^2$ ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Pionnukleonsystems. $t = (p - n)^2$ bedeutet das Quadrat des Viererimpulsübertrages an das Proton. $\phi_{\pi q}$ ist der Azimutwinkel des auslaufenden Pions im Pionnukleonsystem, das wie folgt definiert wird: es ist rechtshändig, hat als z-Achse die Photonflugrichtung und eine x-Achse, die vom Primärstrahl wegweist. (Üblich ist auch eine um 180° verschiedene Definition des Azimutwinkels, also mit zum Primärstrahl hinweisender x-Achse.)

Γ_t ist ein kinematischer Faktor, der das Spektrum der virtuellen Photonen beschreibt:

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{4(2\pi)} \frac{s_o - m_p^2}{E_o^2 \cdot m_p^2} \frac{1}{-q^2} \frac{1}{1 - \epsilon} ,$$

wobei α die Feinstrukturkonstante, m_p die Protonmasse und ϵ der Grad der transversalen Polarisation des virtuellen Photons ist.

Es gilt

$$\epsilon = \frac{|A_x|^2 - |A_y|^2}{|A_x|^2 + |A_y|^2} ,$$

A_x und A_y sind die Amplituden der Photonpolarisation.

Speziell ergibt sich

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

und für kleine Streuwinkel $\theta_{ee'}$ des auslaufenden Elektrons

$$\epsilon = \frac{2 E_o E'_o}{E_o^2 + E'_o{}^2} .$$

σ_u und σ_T drücken den Anteil des Wirkungsquerschnittes aus, der von der transversalen Polarisation des virtuellen Photons herrührt. In der Photoproduktion mit polarisierten Photonen⁸ beschreibt man den Wirkungsquerschnitt mit σ_{\parallel} , Erzeugungsebene parallel zur Polarisationsrichtung des Photons, und mit σ_{\perp} , Erzeugungsebene senkrecht dazu. Man kann

$$\sigma_u = \frac{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}}{2} \quad \text{und} \quad \sigma_T = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{2} \quad (3)$$

setzen und sehen, daß

$$\begin{aligned} \sigma_u + \sigma_T \cos(2 \cdot 0^\circ) &= \sigma_{\parallel} \quad \text{und} \\ \sigma_u + \sigma_T \cos(2 \cdot 90^\circ) &= \sigma_{\perp} \quad \text{ist.} \end{aligned}$$

σ_L trägt der longitudinalen Polarisation des ausgetauschten Photons Rechnung, während σ_I der Anteil ist, der von transversaler und longitudinaler Interferenz herkommt.

Alle σ sind Funktionen von q^2 , s_0 und t allein. Die Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 steckt im kinematischen Faktor. Die Abhängigkeit vom Azimutwinkel $\phi_{\pi q}$ ist explizit angegeben als Folge der Rechnungen im Rahmen des Einphotonenaustausches. Auf diese Weise kann man durch eine Analyse der Azimutwinkelverteilungen drei Komponenten des differentiellen Wirkungsquerschnittes trennen, nämlich $(\sigma_u + \varepsilon \sigma_L)$, σ_T und σ_I .

2.3 Dynamik der untersuchten Reaktion

Während man sich den elektromagnetischen Teil der Reaktion (1) theoretisch erklären kann, ist man bei dem stark wechselwirkenden noch auf Modelle angewiesen. Man versucht auf dem Weg zu besserem Verständnis mit ihnen zu Vorhersagen zu gelangen, die von der Messung überprüft werden können. In dieser Arbeit wird auf zwei Modelle näher eingegangen.

Das elektrische Bornstermodell² führt das dynamische Verhalten der Elektroproduktion von Pionen oberhalb des Resonanzbereiches des Pionnukleonsystems auf das Vorherrschen peripherer Stöße zurück. In diesem s_0 -Bereich bei kleinen t -Beträgen hat das Modell in der Photoproduktion Erfolg gehabt¹. Man findet, daß der Einpionenaustausch dominiert und die Quelle der benötigten weitreichenden Kräfte ist. Durch Variation von q^2 , der Masse des virtuellen Photons, kann man dadurch Aufschluß über den Pionformfaktor $F_{\pi}(q^2)$ bekommen, der die Kopplung der Photonen an die Pionen beschreibt.

Einerseits kann man sich vorstellen, daß das Photon hadronähnlich direkt an das Pion ankoppelt. Aus dem gemessenen q^2 -Verhalten ergibt sich dann der Verlauf des Pionformfaktors im Rahmen einer speziellen Modellrechnung.

Andererseits kann unter der Annahme der ρ -Dominanz den Pionformfaktor durch Kopplung des Photons an ein ρ -Meson und des ρ -Mesons an das Pion beschrieben werden. Auf diesem Wege gelangt man zu einer Vorhersage und kann durch eine Anpassung an die Daten $F_{\pi}(q^2) = R(q^2) \cdot m_{\rho}^2 / (m_{\rho}^2 - q^2)$ bestimmen, wobei $R(q^2)$ eine von der Modellrechnung abhängende Korrekturfunktion ist.

Das Vektordominanzmodell⁹ liefert auch detailliertere Angaben über die Gesamtreaktion. In diesem Rahmen erwartet man, daß die Photonen sich in die bekannten Vektormesonen ρ^0 , ω^0 und ϕ^0 verwandeln und dann am Nukleonvertex ausschließlich Hadronen miteinander wechselwirken. So kann man die Rho-Produktion durch Pionen gemäß der Reaktion $\pi + N \rightarrow \rho + N$ über Zeitumkehrinvarianz verknüpfen mit der Pionproduktion durch ρ -Mesonen. Die Rho-Produktion ist gemessen worden. Daher kann man die bekannten Wirkungsquerschnitte umrechnen, und zwar mit Hilfe des Vektormesonpropagators $1/(m_{\rho}^2 - q^2)$ eine Vorhersage für Bereiche $q_{\nu}^2 \neq m_{\nu}^2$ erhalten, insbesondere für $q^2 = 0$ und den raumartigen Bereich $q^2 < 0$. Man entwickelt also keine spezielle Dynamik für die Reaktion (1), versucht vielmehr, durch Verknüpfung von bereits Gemessenem mit dem Modell zu bestimmten Vorhersagen zu gelangen.

Faßt man zusammen, so ergibt sich folgende Situation: Die Motive für dieses Experiment sind nun klar - Erweitern und Ergänzen der Messungen über die Elektroproduktion¹⁰, bei denen das gestreute Elektron allein nachgewiesen werden konnte, Prüfen des Vektordominanzmodells und Ermitteln des Pionformfaktors. Es entsteht nun das Problem, einen günstigen Meßbereich zu finden.

2.4 Wahl des Meßbereiches

Bei der Wahl des s_0 -Intervalls muß man zwei Dinge berücksichtigen. Erstens soll das Meßgebiet möglichst weit oberhalb des Resonanzbereiches jenseits von $s_0 = 4,0 \text{ GeV}^2$ liegen, um den Einfluß einzelner Resonanzen zu verhindern, zweitens wird der Wirkungsquerschnitt ähnlich wie in der Photoproduktion mit $1/(s_0 - m_p^2)^2$ abfallen und bei großen s_0 zu kleine Zählraten ergeben. Deshalb wird - ein Kompromiß - s_0 zwischen 4,0 und 6,0 GeV^2 gemessen.

q^2 sollte herauf bis 0, Anschluß an die Photoproduktion, und herunter bis wenigstens $-1,0 \text{ GeV}^2/c^2$ beobachtet werden. Zur Prüfung des Vektordominanzmodells braucht man nämlich auf jeden Fall Messungen unterhalb $q^2 = -m_\rho^2$. Die obere Grenze $q^2 = -0,1 \text{ GeV}^2/c^2$ entsteht durch den Aufbau (siehe Abschnitt 3.2), die untere $q^2 = -1,0 \text{ GeV}^2/c^2$ ist wieder ein Ausgleich zwischen Wunsch nach hohen Zählraten und unbedingt erforderlichem Meßbereich.

Das t -Intervall wird durch die Forderung nach ausreichender Akzeptanz für den wichtigen Azimutwinkel $\phi_{\pi q}$ und durch die endliche Ausdehnung des Funkenkammeraufbaus begrenzt. Der überstrichene Bereich liegt zwischen t_{\min} und $t = -0,15 \text{ GeV}^2/c^2$, also kommen hauptsächlich periphere Stöße vor.

Als ausreichende Akzeptanz des Azimutwinkels wird ein Intervall von 90° Breite gefordert.

2.5 Prinzip der Meßanordnung

Gemäß diesen Überlegungen und Wünschen läßt sich nun der prinzipielle Aufbau der Apparatur ableiten.

Es müssen zwei Spektrometer aufgebaut werden zum Nachweis eines Elektrons und eines positiven Pions. Beide müssen möglichst große Akzeptanzen haben. Es soll, wie oben gesagt, der Azimutwinkel $\phi_{\pi q}$ des Pions in Intervallbreiten von mindestens 90° in einem weiten t -Bereich gemessen werden können.

Zur Impulsbestimmung werden Magneten und Funkenkammern genommen. Zwischen Target und letzter Kammer stört durch Vielfachstreuung jegliche Materie die Messung. Deshalb befinden sich alle Zähler hinter den Funkenkammern. Die Magnetfelder müssen im Mittel Elektronen und Pionen zu den Zentren der Funkenkammern hin ablenken. Die Impulse werden aus den Ablenkwinkeln ermittelt, die man aus der Ortsmessung der durch Funken sichtbar gemachten Teilchenbahnen bekommt. Die Funken werden ereignisweise photographiert.

Zur Teilchenidentifikation benötigt man auf beiden Seiten des Aufbaus Schwellencerenkov- und Schauerzähler. Die Elektronen müssen von negativen Pionen unterschieden werden und die positiven Pionen von Positronen, Kaonen und Protonen.

Elektronisch wird eine Koinzidenzmessung zwischen auslaufenden Elektronen in dem einen Spektrometerarm und Pionen in dem anderen hergestellt.

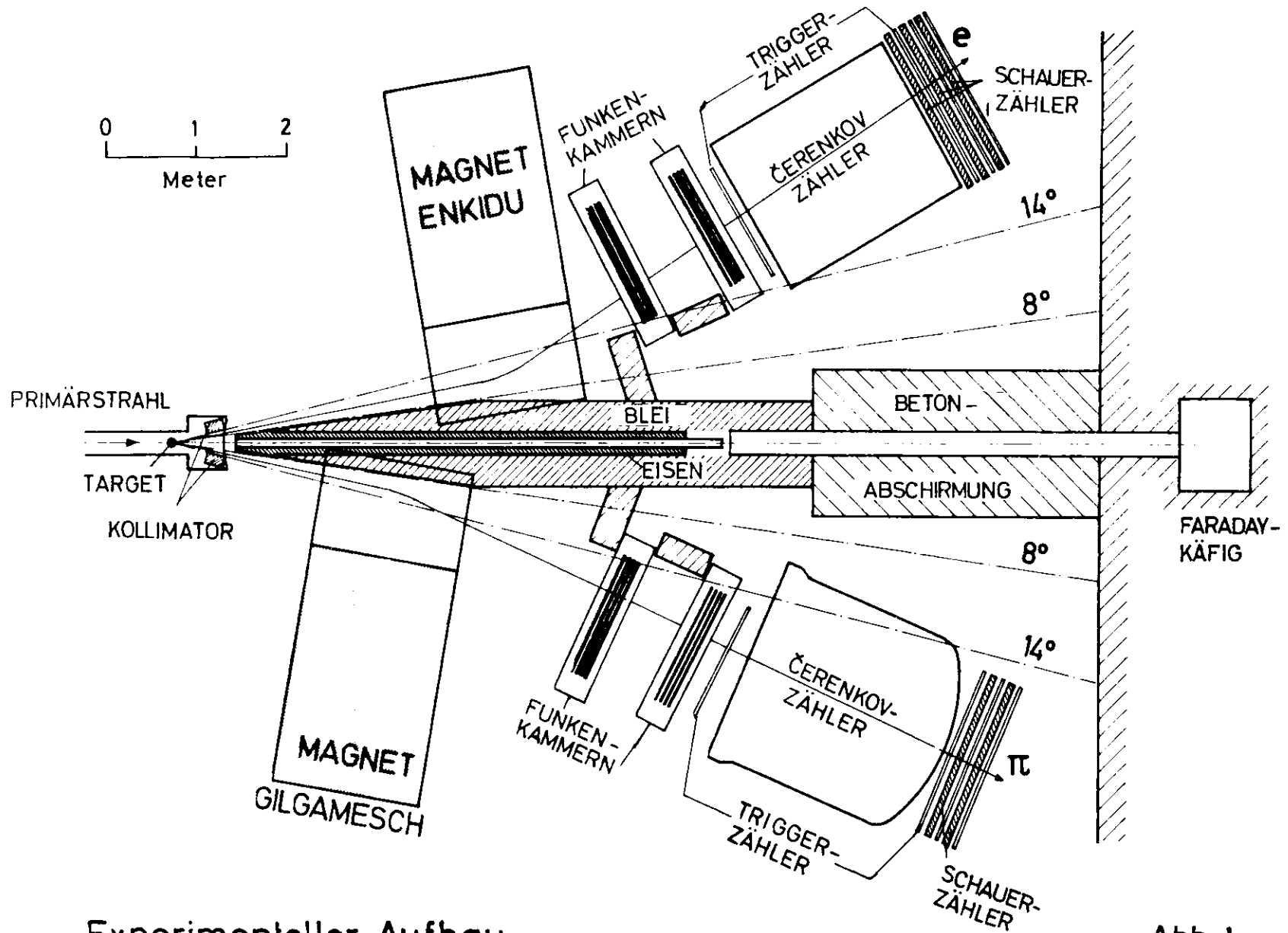
Mit diesem Aufbau kann man die Variablen q^2 , s_0 , t und $\phi_{\pi q}$ gleichzeitig messen, ohne die Spektrometer umzusetzen. Das hat den Vorteil, daß man bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte in verschiedenen Meßbereichen eine einzige Normierung hat.

3. Experimenteller Aufbau

3.1 Überblick über die Apparatur

Die Untersuchungen werden mit der in der 1. Abbildung gezeigten Apparatur durchgeführt.

Der externe Elektronenstrahl wird auf das Target aus flüssigem Wasserstoff¹¹ fokussiert. Er hat im 3 cm langen Target einen Querschnitt von etwa 1 mm² und eine Intensität von 10¹¹ Elektronen/sec. Das Experimentiergebiet durchfliegen die Primärelektronen zunächst in einem Eisenrohr von 10 cm Durchmesser und dann in normalen Strahlführungsrohren. In einem Faradaykäfig wird der Elektronenstrahl auf-



Experimenteller Aufbau

Abb. 1

gefangen und seine Stromstärke mittels der Aufladung des Systems bestimmt. Zur Berechnung der effektiven Zahl der Primärelektronen stehen in Targetnähe Szintillationszähler als Monitore, deren Zählraten insgesamt und während der Wartezeit auf ein Ereignis (siehe Abschnitt 3.3) registriert werden.

Das auslaufende Elektron und das erzeugte Pion werden in zwei fast identischen Spektrometern mit je 17 mrad Akzeptanz nachgewiesen. Jeweils ein C-Magnet mit einer Feldbreite von 100 cm und -höhe von 60 cm und zwei optischen Funkenkammern mit einer ausgenutzten Fläche von 130 x 80 cm messen die Teilchenimpulse und Flugrichtungen. Zwischen Target und Funkenkammern liegen mit Helium gefüllte Mylarsäcke, um die Vielfachstreuung zu mindern.

Die 10 kG starken Magnetfelder und die geometrische Anordnung der Triggerzähler und der Schwermetallkollimatoren sorgen dafür, daß ein Spektrometer nur negative Teilchen und das andere nur positive Teilchen nachweisen kann. Auf der Elektronenseite trennen der Elektroncerenkovzähler und ein Schauerzähler den Untergrund von negativen Pionen ab. Auf der Pionenseite können Kaonen und Protonen durch den Pioncerenkovzähler und Positronen durch einen Schauerzähler unterdrückt werden.

Die Cerenkovzähler sind Schwellencerenkovzähler mit einer Frigen-(R12)-Füllung. Das Gas hat auf der Elektronenseite Normaldruck und auf der Pionenseite 2,3 atü. Die Spiegelflächen erstrecken sich über 150 x 150 cm, davon werden nur etwas mehr als 1 m² ausgenutzt. Die Teilchenrichtungen dürfen bis zu +4° von der Eichrichtung abweichen, was die Akzeptanz nicht beschränkt. Die Eichrichtungen, das sind die Flugrichtungen der nachzuweisenden Teilchen unter experimentellen Bedingungen, sind durch Aufspannen dünner, stromdurchflossener Drähte (floating wires) gefunden worden.

Die Schauerzähler bestehen aus zwei Szintillationszählerebenen, vor denen sich Bleiplatten von 4 Strahlungslängen Dicke befinden. Die Lichterzeugung in beiden Ebenen wird addiert, was die beste Trennung von Schauern und einfachen Teilchendurchgängen ermöglicht.

3.2 Besondere Probleme beim Aufbau

Das ausgedehnte Streufeld der beiden Ablenkmagnete, bedingt durch die großen Polabstände, und die elektromagnetische Untergrundstrahlung erfordern ein sehr sorgfältiges Aufbauen der Nachweisgeräte.

Sämtliche Multiplier für die Szintillationszähler, Schauer- und Cerenkovzähler müssen zusätzliche Eisenabschirmungen als Schutz vor dem Magnetfeld erhalten.

Der Primärstrahl wird in seitlich bis zu 7,5 cm dicken Rohren aus Weicheisen mit 10 cm Innendurchmesser durch das Gebiet geführt, so daß bei einer Schwächung des Feldes um den Faktor 200 innen nur niederenergetische Elektronen aus inelastischen Reaktionen eine merkliche Ablenkung erfahren.

Zur Minderung des elektromagnetischen Untergrundes ist an vielen Stellen des Gebietes Abschirmmaterial aufgestapelt worden. Im Abstand von 10 und 2 m vor dem Target sorgen Strahlkollimatoren mit Durchmessern von 8 und 6 cm dafür, daß die Kontamination an elektromagnetischer Strahlung in der Strahlumgebung (Halo) verringert wird. Hinter dem Target sind Schwermetallblöcke so gesetzt, daß nur ein vertikaler Schlitz von $\pm 14^\circ$ Öffnung gegen die Strahlrichtung offen bleibt. Es entsteht dahinter bei größeren Winkeln als 14° ein Schatten, in dem die Funkenkammern und alle Zähler stehen. Bis zum Target hin sind im Gebiet um das Strahlführungssystem Bleiziegel zu einem Tunnel gestapelt. In Höhe der Schauerzähler sind nur noch Betonwände nötig. Dadurch können nur Teilchen in die Apparatur gelangen, die Streuwinkel von mehr als 8° gegen den Primärstrahl haben. Dies ist der Grund für die im Abschnitt 2.4 erwähnte obere Grenze von $\sim 0,1 \text{ GeV}^2/c^2$ für q^2 . Vor den Funkenkammern befinden sich außerhalb des Tunnels weitere Bleisockel. Sie verhindern, daß in den Kammern zuviel Untergrundfunken während der relativ langen Gedächtniszeit von 1 μsec entstehen.

Alle diese Maßnahmen sorgen zwar einerseits dafür, daß die Beimischung an niederenergetischen Teilchen nicht die Nachweisgeräte stört, sie beschränken aber andererseits die Akzeptanz wesentlich. Wie wirksam diese Abschirmungen sind, erkennt man daran, daß nur jedes fünfte Funkenkammerbild eine Untergrundspur enthält.

3.3 Elektronik

Der prinzipielle Aufbau der Triggerelektronik ist in der Abbildung 2 dargestellt. Die einzelnen Zähler sind vierfach bzw. sechsfach unterteilt. Nur die addierten Signalausgänge sind eingezeichnet.

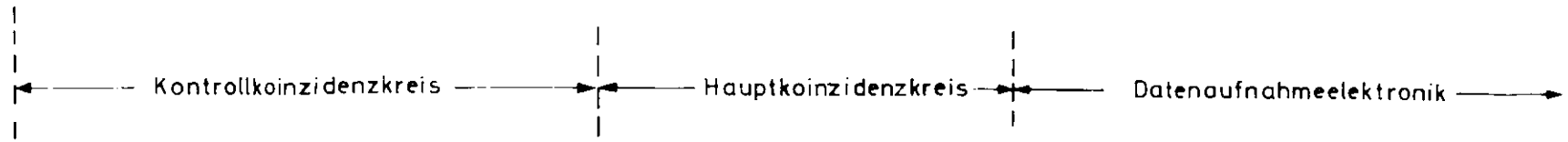
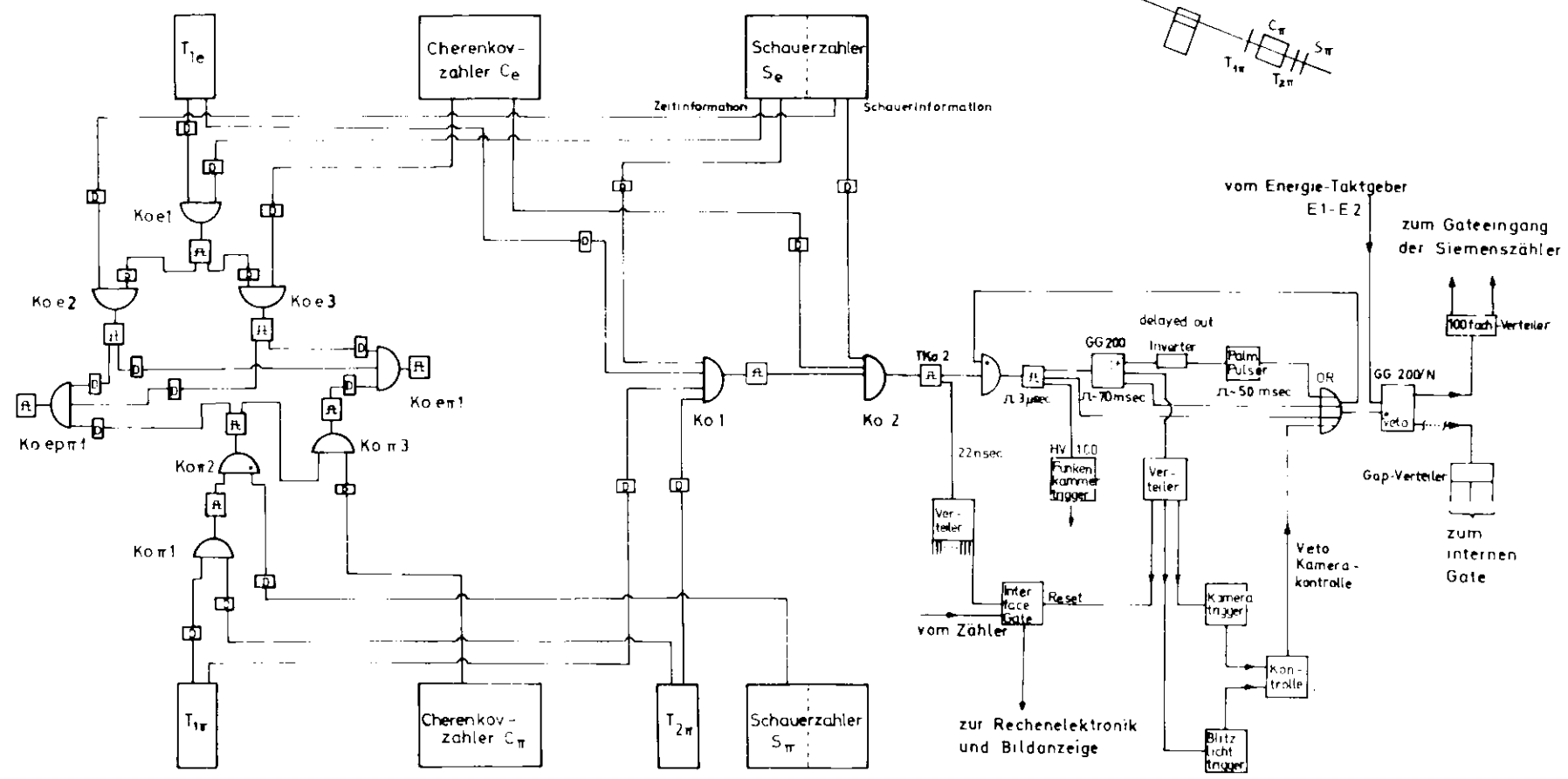
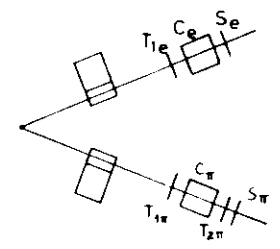
Die Triggerzähler T_{1e} , $T_{1\pi}$ und $T_{2\pi}$ befinden sich vor den Cerenkovzählern bzw. vor dem Pionschauerzähler und bestehen aus jeweils vier Elementen. Auch die Schauerzähler, S_e und S_π genannt, sind vierteilig. Sie sind, wie gesagt, aus zwei Szintillationszählerebenen zusammengesetzt. Ihre Ausgangssignale (Summe von vier Multiplierimpulsen) werden analog addiert und dann von einem Diskriminator auf Schauerbildung untersucht. Die erste Ebene des Elektronschauerzählers TS_e wird außerdem als Triggerzähler genommen. Die sechs Abschnitte jedes Cerenkovzählers werden getrennt ausgelesen, nur die gemischten Signale gehen in den Koinzidenzkreis.

Drei Hauptkreise werden gebildet:

Der Hauptkoinzidenzkreis zeigt durch die Koinzidenz $KO1 = T_{1e} + T_{1\pi} + TS_e + T_{2\pi}$ den gleichzeitigen Nachweis zweier geladener Teilchen und mit $KO2 = KO1 + C_e + S_e$ den Nachweis eines Elektrons dabei an.

Das Ausgangssignal von $KO2$ geht in die Datenaufnahmeelektronik. $KO2$ löst die Funkenkammer-, Blitzlicht- und Kameratätigkeit aus. Ferner werden die Trigger-, Cerenkov- und Schauerzählersignale und die Anzeigen des Kontrollkreises (siehe unten) an die Rechenmaschine, an die Siemenszähler und an die digitale Bildan-

Vereinfachtes Blockschaubild der schnellen Elektronik



Jedem Trigger nach einer Koinzidenz ist ein Siemenszähler zugeordnet

Abb. 2

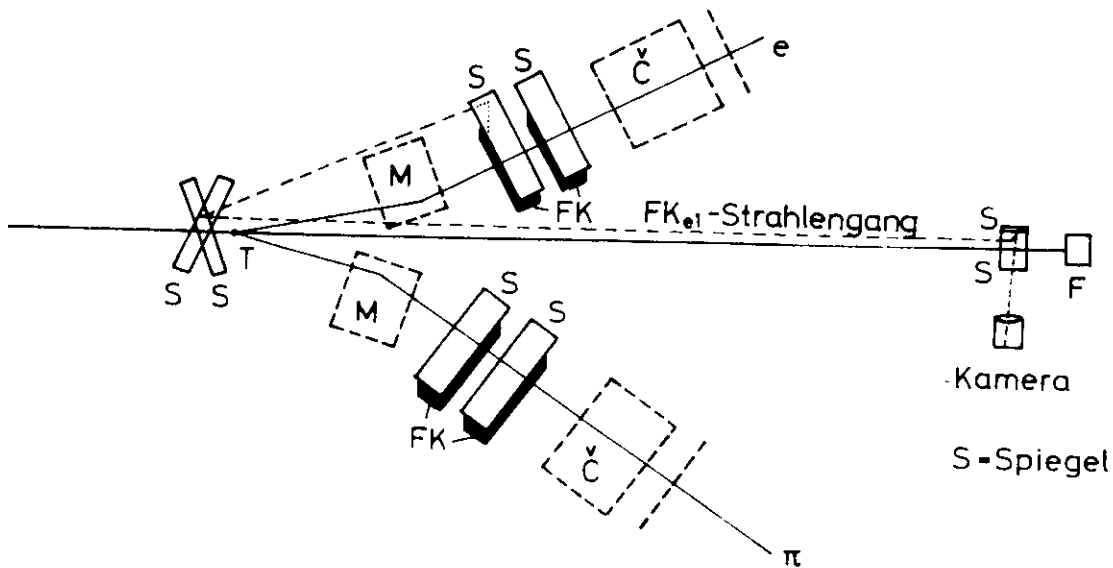
zeige gegeben. Außerdem wird die Zählerelektronik für 0,5 sec abgeschaltet, und zwar vor dem Auftreten der Funken in den Kammern bis zum Ende des Filmtransports. Die Funken erzeugen Störsignale, die von der Elektronik als Zählimpulse interpretiert werden könnten. Die Wartezeit auf ein Ereignis ist definiert als die Dauer vom Ende des Abschaltens bis zum Eintreten der nächsten Koinzidenz K02.

Parallel zum Hauptkoinzidenzkreis gibt es einen Kontrollkoinzidenzkreis. Hierin wird in Koinzidenzstufen das Auftreten verschiedener Teilchen in den beiden Spektrometerarmen einzeln und kombiniert gezählt. Auf diese Weise verschafft man sich alle wichtigen Einzelzählraten sowie die Zahl der Elektroproduktionsereignisse und kann den Verlauf des Experiments beobachten. Insbesondere wird jede Änderung des Ansprechverhaltens der Zähler erkennbar und der Hauptkoinzidenzkreis überwacht.

Die ständige, automatische Kontrolle des Experiments wird von dem angeschlossenen Prozeßrechner des Typs CAE 90-10 übernommen. Er erfaßt alle Angaben über Impulszähler, über Primärstrahl, Target und Magnetströme sowie von den Funkenkammern und der Bildaufnahme und vergleicht sie mit Sollwerten. Werden Toleranzen überschritten, so wird die Datenaufnahme gestoppt und der anwesende Operateur alarmiert.

3.4 System der Bildaufnahme

Alle Funkenkammern sollen von einer Kamera photographiert werden können. Dazu ist unabhängig vom Aufbau auf dem Hallenboden ein Spiegelsystem errichtet worden. Umlenkspiegel hängen an Betonbalken über den Funkenkammern und über der Mittelachse des Gebietes, der Strahlführung. Weitere Spiegel befinden sich über dem Faradaykäfig. Man betrachte dazu die folgende Skizze.



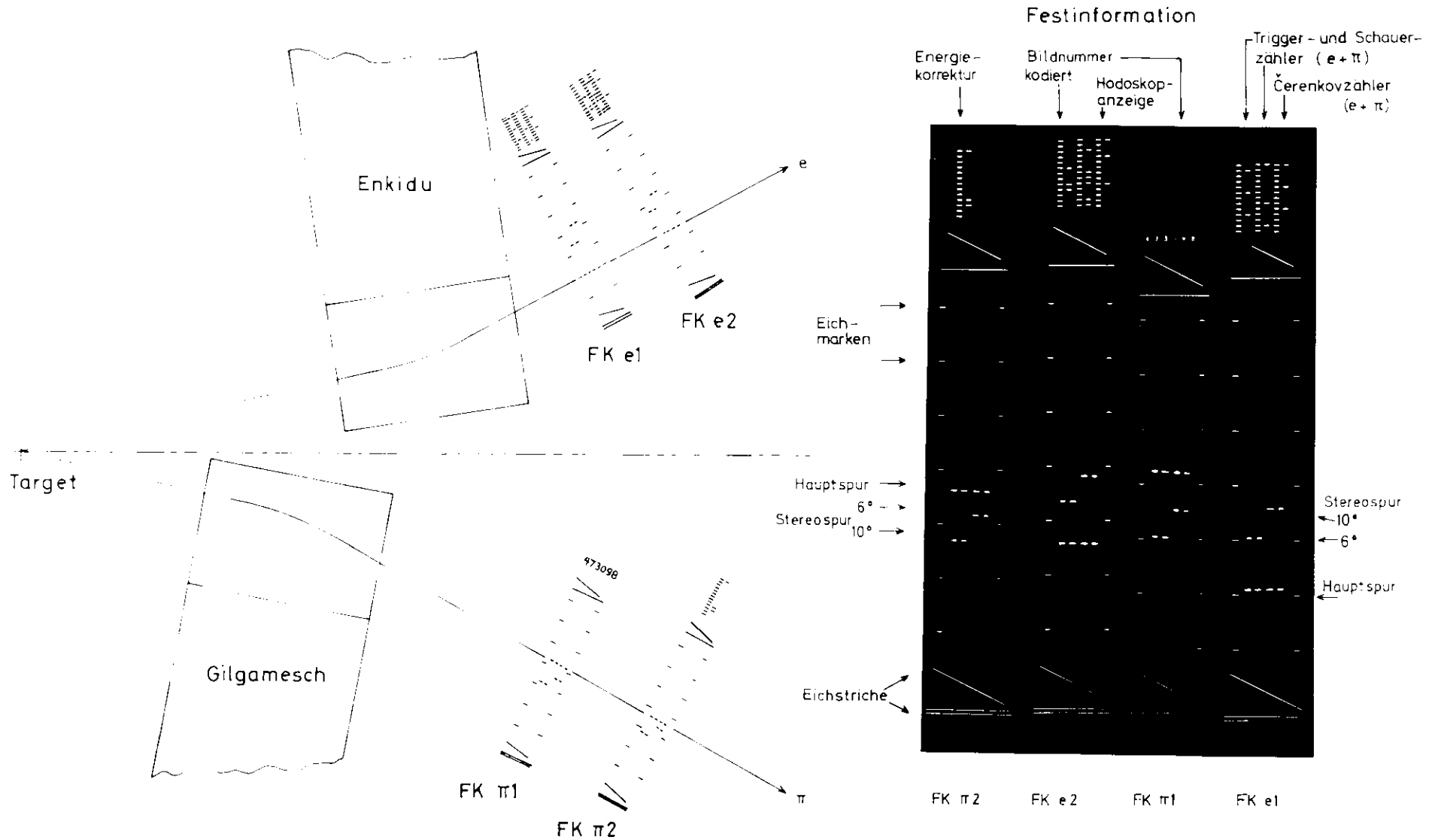
Auf diese Weise kann eine Kamera hinter Beton aufgestellt werden und abgeschirmt gegen elektromagnetische Strahlung in Draufsicht die Funkenkammern photographieren.

Zusammen mit den Umlenkspiegeln hängen über den Funkenkammern Rahmen mit Eichmarken. Letztere bestehen aus besonders preparierten Papierstreifen, die Licht in der Einfallrichtung reflektieren und bekannte Hallenkoordinaten haben. Sie dienen als Referenzen und werden von einem Blitzlicht, das sich am Ort der Kamera befindet, bei jeder Aufnahme erhellt.

Weiter sind auf die Eichmarkenrahmen digitale Anzeigen aufgesetzt. Sie geben an, welche Zählerelemente angesprochen haben, welche Nummer das Bild erhalten soll und wann - bezogen auf die Maximalenergie des Primärstrahls - das Ereignis stattgefunden hat. Letzteres wird Energiekorrektur genannt. In Abbildung 3 kann man links die Rahmen mit Anzeigen und die Funkenkammern von oben erkennen. Rechts ist eine typische Aufnahme zu sehen.

Man erkennt zwischen den vier Eichmarkenrahmen jeweils vier hintereinanderliegende Funken, die Direktansichten des Teilchendurchgangs. Zur Bestimmung der

Entstehung der Funkenkammerbilder



Jede Spur wird direkt (Hauptspur) und reflektiert von 2 verschiedenen geeigneten Spiegeln am Boden der Funkenkammer (Stereospuren) fotografiert. Eine Stereospur wird zur räumlichen Rekonstruktion benötigt, die zweite Stereospur dient zur Separation mehrerer Spuren in dieser Funkenkammer.

Abb. 3

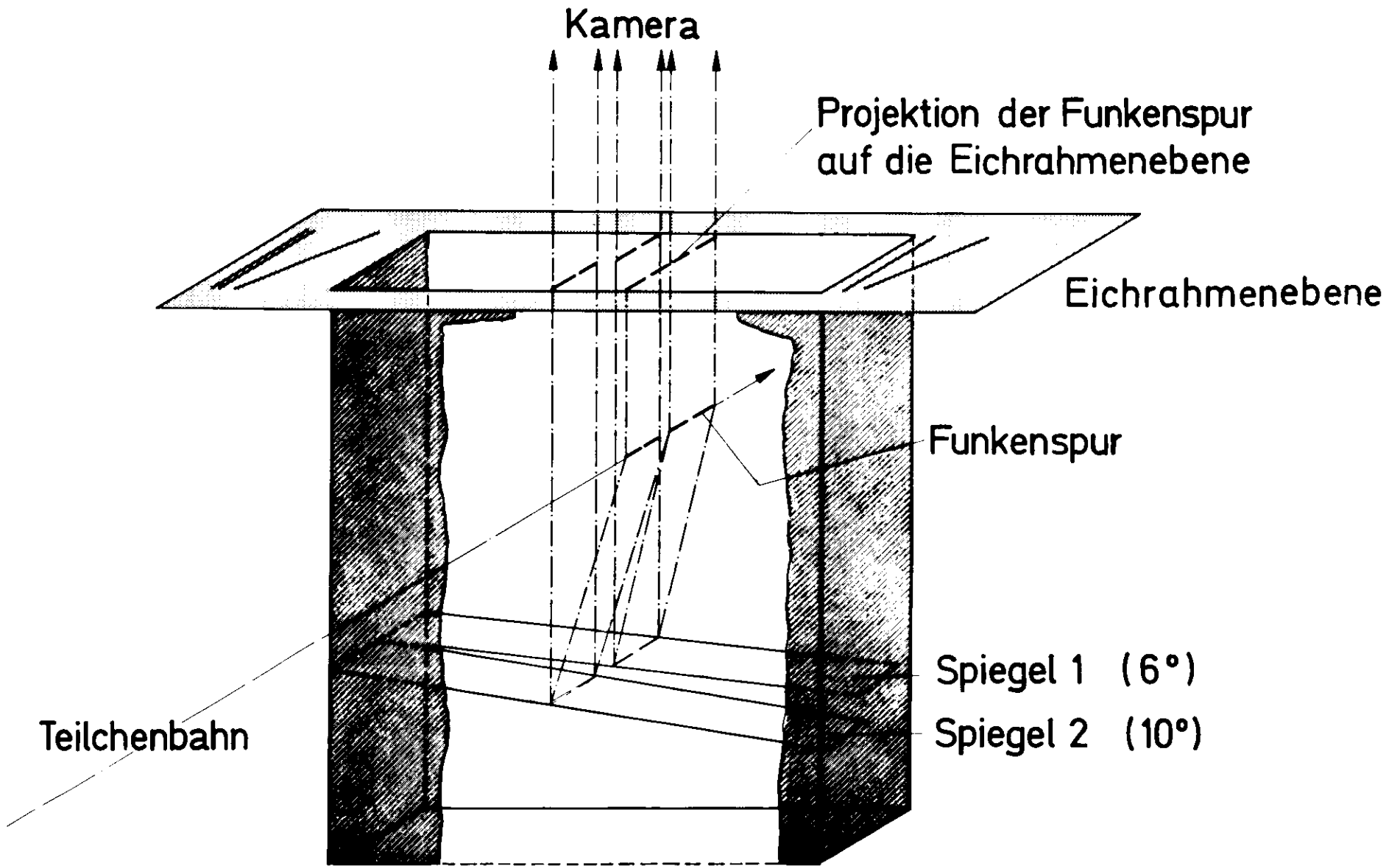
Raumlage der Funken braucht man noch eine zweite Ansicht, die Stereoansicht. Abbildung 4 veranschaulicht, wie sie durch 6° bzw. 10° gegen die Horizontale geneigte Bodenspiegel entsteht. Prinzipiell genügt eine Stereoansicht, um Halenkoordinaten eines Funkens berechnen zu können. Nun sind aber Untergrundfunken eine unvermeidbare Folge der langen Gedächtniszeit der Funkenkammern. Es können Haupt- und Stereoansichten verschiedener Funken vermischt werden. Mit Hilfe zweier Stereoansichten kann man richtige von falschen Zuordnungen unterscheiden und dadurch mehrere Spuren erkennen.

Jedes Ereignis löst die Aufnahme der Funken, Eichmarken und Anzeige der Zähler-elemente, Bildnummer und Energiekorrektur aus. Das hat den Vorteil, daß die Auswertung unabhängig vom Experiment und der elektronischen Datenspeicherung später erfolgen kann.

3.5 Digitalisierung und Rekonstruktion der Ereignisse

Die Bilder werden, wie in Abbildung 5 dargestellt, durch ein automatisches Gerät zur Vermessung von Funkenkammerbildern (flying spot digitizer)¹² verarbeitet. Das Gerät ist angeschlossen an den Prozeßrechner, durch den die Digitalisierungen der Bilder an einem Fernsehschirm kontrolliert und dann nach Passieren von Gütekriterien auf Magnetbänder geschrieben werden. Der Anfang jedes Bandes wird mit dem Meßprotokoll versehen. Es entsteht pro Film mit 3000 Bildern ein sogenanntes A-Band für die weitere Auswertung auf der Rechenanlage IBM 360-75.

Dort wird in einem umfangreichen Spurenerkennungsprogramm mit Hilfe der Eichmarken die Zuordnung der Funken vorgenommen, ihre Lage im Raum rekonstruiert, die Digitalisierungen der Bildnummer, der Zähleranzeige und der Energiekorrektur werden entschlüsselt. Das Programm hat bei vollständig digitalisierten Bildern einen guten Wirkungsgrad von 88 %. In 12 % der Fälle lassen sich Haupt- und



Entstehung der Stereoansichten

Abb. 4

Schematische Darstellung der Digitalisierung und Rekonstruktion der Bilder

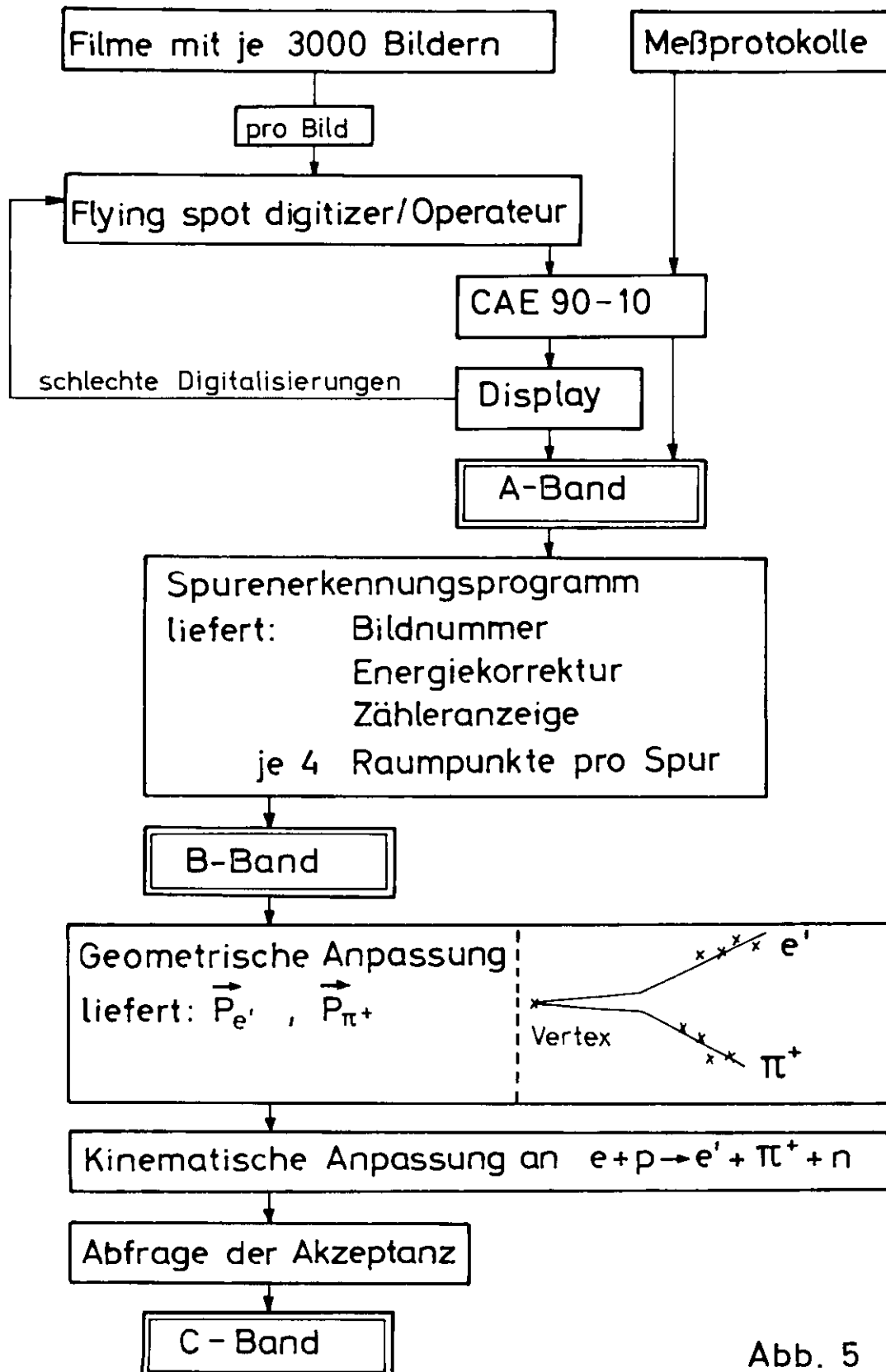


Abb. 5

Stereoansichten einer Spur wegen störender zusätzlicher Funken oder Flecken auf dem Film oder sonstiger Fehler nicht eindeutig oder überhaupt nicht zuordnen und werden verworfen. Es tritt kein Vorziehen eines bestimmten Ereignistyps ein, was die Hauptsache ist.

Die Spuren in den beiden Kammern einer Seite werden jeweils in die andere Kammer verlängert und mit den dort gemessenen Spuren verglichen. So können zueinander passende Funken eines Teilchendurchgangs gefunden werden. Die Ergebnisse dieses Abschnittes der Auswertung kommen auf B-Bänder.

Jetzt können in einem Geometrieprogramm die Impulse ermittelt werden. Der Vertex des Ereignisses wird in die Mitte des Targets gelegt und als Meßwert behandelt. Zu jedem Teilchen hat man vier weitere Meßpunkte, die Ein- und Austritte in und aus den Funkenkammern. Andere Funkenkoordinaten werden nicht mitgenommen. Durch Iteration werden die beiden Impulse bestimmt, die von einem Vertex ausgehen und Trajektorien haben, die sich allen neun Meßpunkten am besten angleichen¹³. Die Güte der Anpassung wird über ein χ^2 abgefragt, um Ereignisse mit Pionzerfall in der Apparatur oder mit Wechselwirkung an Materie teilweise zurückzuweisen und um Fehlinterpretationen von Untergrundfunken auszumerzen.

Mit der Berechnung der Impulse und der Identifikation des auslaufenden Elektrons und Pions hat man deren Viererimpulse. Ferner sind die des einlaufenden Elektrons und Protons bekannt, so daß die Masse des nicht beobachteten auslaufenden Nukleonsystems gemäß der Gleichung $e + p = e' + \pi^+ + x$ als $m_x = \sqrt{(e+p-e'-\pi^+)^2}$ berechnet werden kann.

Man erwartet, daß gemäß der gesuchten Reaktion (1) viele Ereignisse eine Masse m_x um die Neutronmasse herum haben, entsprechend der endlichen Meßgenauigkeit. Deshalb werden Ereignisse mit einer Masse m_x zwischen 0,850 und 1,050 GeV/c²

einer kinematischen Anpassung an die Hypothese $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$ unterworfen.¹⁴ Die Reaktion (1) ist einfach überbestimmt. Eine Anpassung für alle Ereignisse - auch mit Massen $m_x > 1,050 \text{ GeV}/c^2$ - hat gezeigt, daß die Abfrage des χ^2 aus der kinematischen Anpassung äquivalent zur Massenabfrage $0,850 \leq m_x \leq 1,050 \text{ GeV}/c^2$ ist.

Danach werden für beide Teilchen mit den nun angeglichenen, leicht geänderten Impulsen erneut Trajektorien erzeugt. An ihnen wird geprüft, ob sie von einer Apparatur akzeptiert werden, deren geometrische Abgrenzungen überall kleiner als die tatsächlichen sind. Dadurch werden sowohl für die gemessenen als auch für die für Akzeptanzberechnungen zu simulierenden Ereignisse gleiche Akzeptanzbedingungen geschaffen. Allerdings verliert man etwa 20 - 30 % der Daten. Die Ergebnisse dieser Rechnungen werden zur weiteren Analyse auf C-Bänder geschrieben.

3.6 Meßgenauigkeit der Apparatur

In erster Linie kommt es darauf an, eine möglichst gute Auflösung der Masse des auslaufenden Nukleonsystems m_x zu erhalten. Die Massenunschärfe Δm_x bestimmt nämlich die Güte, mit der man die Einfach- von der Mehrfachpionproduktion trennen kann. Im ersten Fall hat das auslaufende Nukleonsystem die Neutronmasse, im zweiten mindestens eine Masse gleich der Summe aus Proton- und Pionmasse. Es muß also mindestens eine Massenschärfe von der Größenordnung der Pionmasse gewährleistet sein.

Die Fehler der kinematischen Variablen q^2 , s_0 , t und $\phi_{\pi q}$ sind verglichen mit dem Massenfehler von untergeordneter Bedeutung. Die jeweiligen Intervallbreiten sind ein Vielfaches des Meßfehlers.

Es gibt im wesentlichen vier unvermeidbare Gründe für ein beschränktes Massenaufklärungsvermögen. Sie sind unten aufgeführt. Man erhält die Größe der Fehler aus der Eichung der Apparatur mit der elastischen Elektronenstreuung und durch Rechnung:

1) Ungenauigkeit der Primärenergie $\Delta e_0/e_0 = \pm 0,2 \%$.

$$\rightarrow \Delta m_x = \pm 0,008, \pm 0,010, \pm 0,011 \text{ GeV}/c^2 \text{ für}$$

$$E_0 = 4,0, 4,9 \text{ und } 5,4 \text{ GeV}^2, \text{ und } m = 0,939 \text{ GeV}/c^2.$$

2) Vielfachstreuung der Teilchen im Target, an Folien (Mylar, Aluminium)

und im Heliumgas, zusammen etwa 0,005 Strahlungslängen.

$$\rightarrow \Delta m_x = \pm 0,015 \text{ GeV}/c^2$$

3) Ungenauigkeit der Magnetfeldvermessung und der Bestimmung der Größe

$\int_{s=0}^{5 \text{ m}} (\vec{s} \times \vec{B}) \cdot d\vec{s}$ für die Trajektorien durch die Interpolation des Feldes und durch Zerlegung des Integrals in 40 Summanden, $d\vec{s}$ ist das Wegelement.

$$\text{Aus } \left. \frac{\Delta B}{B} \right|_{\text{meß}} = \pm 0,2 \% \text{ und } \left. \frac{\Delta B}{B} \right|_{\text{int}} = \pm 0,2 \%$$

$$\rightarrow \Delta m_x = \pm 0,006 \dots \pm 0,010 \text{ GeV}/c^2$$

4) Unschärfe der x- und y-Koordinatenbestimmung. Sie ist aus den gemessenen Abweichungen ermittelt worden, die beim Verbinden der beiden Teilchenspuren auf einer Seite auftreten. Es ergibt sich:

$$\Delta x = \pm 0,9 \text{ mm} \quad \text{und} \quad \Delta y = \pm 5,0 \text{ mm}$$

$$\rightarrow \Delta m_x = \pm 0,020, \pm 0,025, \pm 0,027 \text{ GeV}/c^2 \text{ für}$$

$$e_0 = 4,0, 4,9 \text{ und } 5,4 \text{ GeV}/c^2.$$

Mit diesen Fehlern ist das Experiment simuliert worden. Dadurch erhält man die mittleren Fehler für alle interessanten Meßgrößen, die in nachstehender Tabelle aufgeführt sind.

Tabelle 1

Meßgröße	Einheit	Standardabweichungen für		
		$e_0 = 4,0 \text{ GeV}$	$e_0 = 4,9 \text{ GeV}$	$e_0 = 5,4 \text{ GeV}$
m_x	GeV/c^2	0,025	0,035	0,042
$ \vec{e}' $	GeV/c	0,011	0,015	0,019
		$\Delta P/P = \pm 0,4 \%$	$\Delta P/P = \pm 0,6 \%$	$\Delta P/P = \pm 0,7 \%$
$ \vec{\pi} $	GeV/c	0,012	0,017	0,025
		$\Delta P/P = \pm 0,5 \%$	$\Delta P/P = \pm 0,75 \%$	$\Delta P/P = \pm 0,9 \%$
q^2	GeV^2/c^2	0,006	0,010	0,013
$\sqrt{s_0}$	GeV	0,006	0,008	0,010
t	GeV^2/c^2	0,003	0,005	0,006
$\theta_{ee'}$	Grad	0,1	0,1	0,08
$\theta_{e\pi}$	Grad	0,08	0,07	0,08
$\theta_{\pi q}^+$	Grad	0,4	0,5	0,6
$\phi_{ee'}$	Grad	0,4	0,4	0,4
$\phi_{\pi q}$ (insgesamt)	Grad	3,3	4,1	4,9
für $\theta_{\pi q}^+ < 10^\circ$	Grad	4,0	5,7	6,4
$> 10^\circ$	Grad	1,9	1,8	2,2

4. Durchführung des Experiments

4.1 Eichung der Apparatur

Die elastische Streuung von Elektronen an Protonen bietet sich als ideales Mittel zur Eichung und zum Test des Aufbaus an. Die beiden Spektrometerarme werden getrennt, die Magnetfelder für den Test der Pionseite umgepolt. Die Bildaufnahme wird nur mit zwei Zählern gesteuert, und zwar mit einer Koinzidenzstufe aus den beiden Triggerzählern der entsprechenden Seite, nämlich mit

$KO2: = KO_{e1} = T_{1e} + TS_e$ bzw. mit $KO2: = KO_{\pi1} = T_{1\pi} + T_{2\pi}$. Dann wird die Primärenergie zur Untersuchung der Elektronseite auf verschiedene Energien entsprechend den Impulsintervallen im Experiment zwischen 1,5 und 2,5 GeV und für die Überprüfung der Pionseite auf Werte zwischen 1,5 und 3,0 GeV eingestellt.

Zum Eichen wird bei einer Energieeinstellung pro Spektrometerarm ein Film mit 3000 Bildern aufgenommen, digitalisiert und rekonstruiert. In der Abbildung 6 sieht man beispielsweise das Resultat für die Elektronseite bei einer Primärenergie von 1,8 GeV.

Das links gezeichnete Histogramm zeigt, daß man die elastische Streuung an der Anhäufung der Masse des auslaufenden Nukleonsystems $m_x = \sqrt{(e + p - e')^2}$ bei der Protonmasse erkennen kann und sie sich gut von der inelastischen Elektronenstreuung abhebt. Lage und Breite der Protonmassenverteilung bestätigen eine gute Genauigkeit der Vermessung des Aufbaus und spiegeln eine ausreichende Impulsauflösung wider. Auf der rechten Seite der Abbildung 6 sieht man im Rahmen der statistischen Fehler keine Abweichung der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/d\Omega$ von der theoretischen Vorhersage durch die Rosenbluthformel¹⁵. Systematische Fehler, die größer als 5 % sind, können somit ausgeschlossen werden.

Es ergeben sich also folgende wichtige Resultate: 1. die Auswertprogramme funktionieren einwandfrei; 2. es gibt keine groben Fehler wie Ablesefehler oder defekte Anzeigen bei der Vermessung des Magnetfeldes, des Funkenkammeraufbaus und des Spiegelsystems; 3. die gemessenen Zählraten ergeben zusammen mit den Normierungskonstanten die richtige Höhe der Wirkungsquerschnitte.

Elastische Streuung bei $p_e=1.8$ GeV/c gemessen auf der Elektronenseite

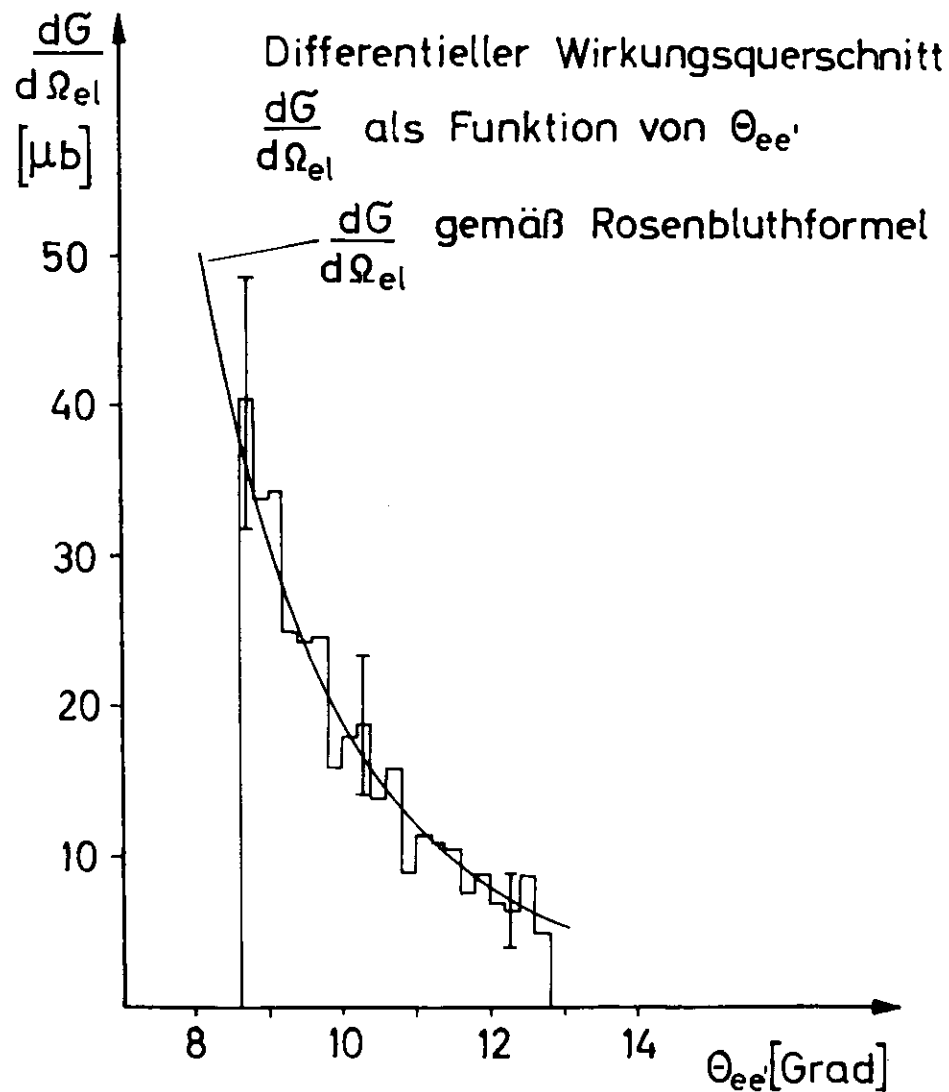
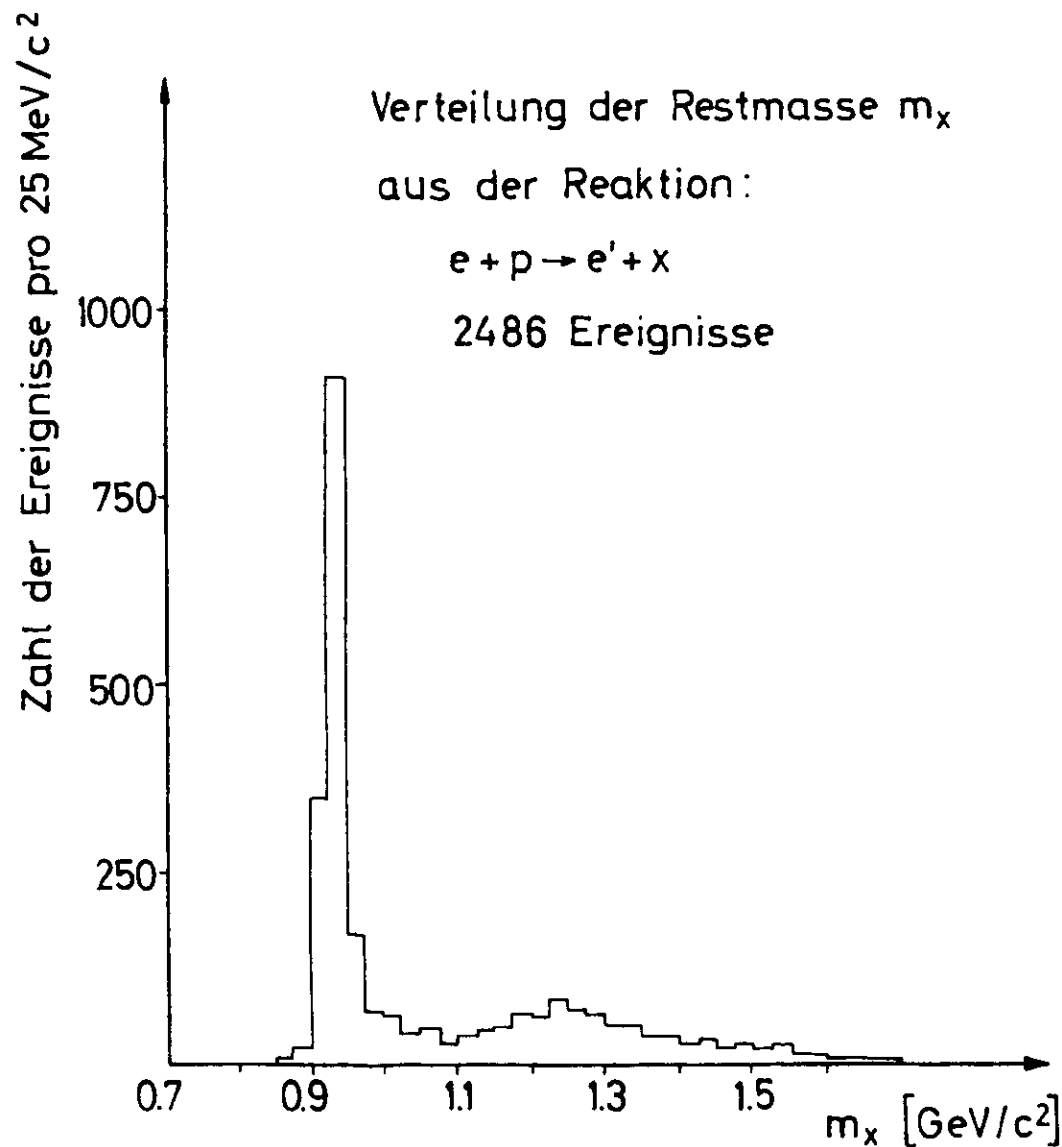


Abb. 6

Die zur Protonmassenanhäufung gehörenden Teilchen sind elastisch gestreute Elektronen. Mit ihnen verfügt man nach der Impulsberechnung über Teilchen mit bekannter Geschwindigkeit, durch die man Cerenkov- und Schauerzähler prüfen kann. Beim Pioncerenkovzähler muß nur der Gasdruck erniedrigt werden, damit die Elektronen dieselbe Lichtmenge wie die Pionen bei höherem Druck erzeugen.

Im einzelnen ergibt sich:

Die Schauerzähler sind leicht zu handhaben und sichere Nachweisgeräte. Ihre Ansprechwahrscheinlichkeiten auf Pionen können nicht vernachlässigt werden, so daß man zusätzlich die Cerenkovzähler braucht.

Der Pioncerenkovzähler hat eine gleichmäßige Ansprechwahrscheinlichkeit in seinen sechs Elementen für fast alle Pionen von 100 %. Bei Pionimpulsen unterhalb 1,85 GeV/c sinkt sie rasch ab, ist bei 1,7 GeV/c nur noch 85 % und bei 1,5 GeV/c fast 0 %. In diesem Experiment werden alle Ereignisse mit Pionimpulsen unterhalb 1,7 GeV/c verworfen. Weniger als 0,5 % der Ereignisse werden davon betroffen.

Der Elektroncerenkovzähler hat eine ortsabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit. Sie schwankt zwischen 100 % und 90 %. Die elastische Streuung und die Auswertung über Funkenkammerbilder ermöglichen es, die Spiegelflächen in Ausschnitten von 10 x 10 cm zu prüfen und so das Problem zu lösen. Eine Matrix mit den einzelnen Ansprechwahrscheinlichkeiten wird zum Bewichten der Ereignisse während der Auswertung benutzt.

Grob zusammenfassend gelangt man zu folgender Tabelle:

Tabelle 2						
Ergebnisse der Zählerprüfung						
Nachweiswahrscheinlichkeit	für	Elektronseite		Pionseite		
		e^-	π^-	π^+	p	e^+
der Cerenkovzähler		0,974	0,02	0,98	0,02	1,00
der Schauerzähler		0,995	0,15	0,18	0,18	0,995
der Triggerzähler		← 0,994 →				

4.2 Datenaufnahme

Bei drei verschiedenen Primärenergien $E_0 = 4,0, 4,9$ und $5,4$ GeV sind 300 000 Bilder aufgenommen worden von Ereignissen, bei denen ein Elektron und ein positiv geladenes Teilchen nachgewiesen worden sind. Die Aufnahmezeit hat 1 Bild/sec betragen. Ungefähr 100 000 Bilder werden aus verschiedenen, im Abschnitt 4.4 über Korrekturen erläuterten Gründen verworfen. Weitere 100 000 Bilder enthalten als positives Teilchen ein Kaon oder Proton und kommen deshalb nicht für diese Untersuchung in Frage.

Bei etwa 100 000 Bildern hat der Pioncenzähler angesprochen, diese sind vom gewünschten Typ. Etwa 25 000 von ihnen werden durch die verschärfte Akzeptanzabfrage zurückgewiesen, siehe Abschnitt 3.5.

Als Ergebnis der kinematischen Rechnungen erhält man die Masse m_x des auslaufenden Nukleonsystems, wie bereits erklärt worden ist. Man erwartet in der Umgebung der Neutronmasse eine starke Anhäufung der Ereignisse, die zur gesuchten Reaktion (1) gehören, und zu großen Massen hin solche Ereignisse, bei denen mehr als ein Pion erzeugt worden ist.

Die gefundenen Massenverteilungen für die drei verschiedenen Primärenergien sind in Abbildung 7 zu sehen. Es zeigt sich klar, daß die Einfach- von der Mehrfachpionproduktion abzutrennen ist. Die Standardabweichungen der Neutronmassenverteilungen betragen $0,025, 0,034$ und $0,040$ GeV/c^2 im Einklang mit den Ergebnissen für die Meßgenauigkeit der Apparatur. An der Stelle $m_x = 1,236$ GeV/c^2 sieht man, daß außer der Reaktion (1) auch der Prozeß $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + \Delta^0$ gemessen worden ist. Dieser wird in einer weiteren Dissertation⁴ untersucht werden.

Massenverteilungen für das auslaufende Hadronensystem x

bei der Reaktion: $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + x$

N = Zahl der Ereignisse pro $20 \text{ MeV}/c^2$

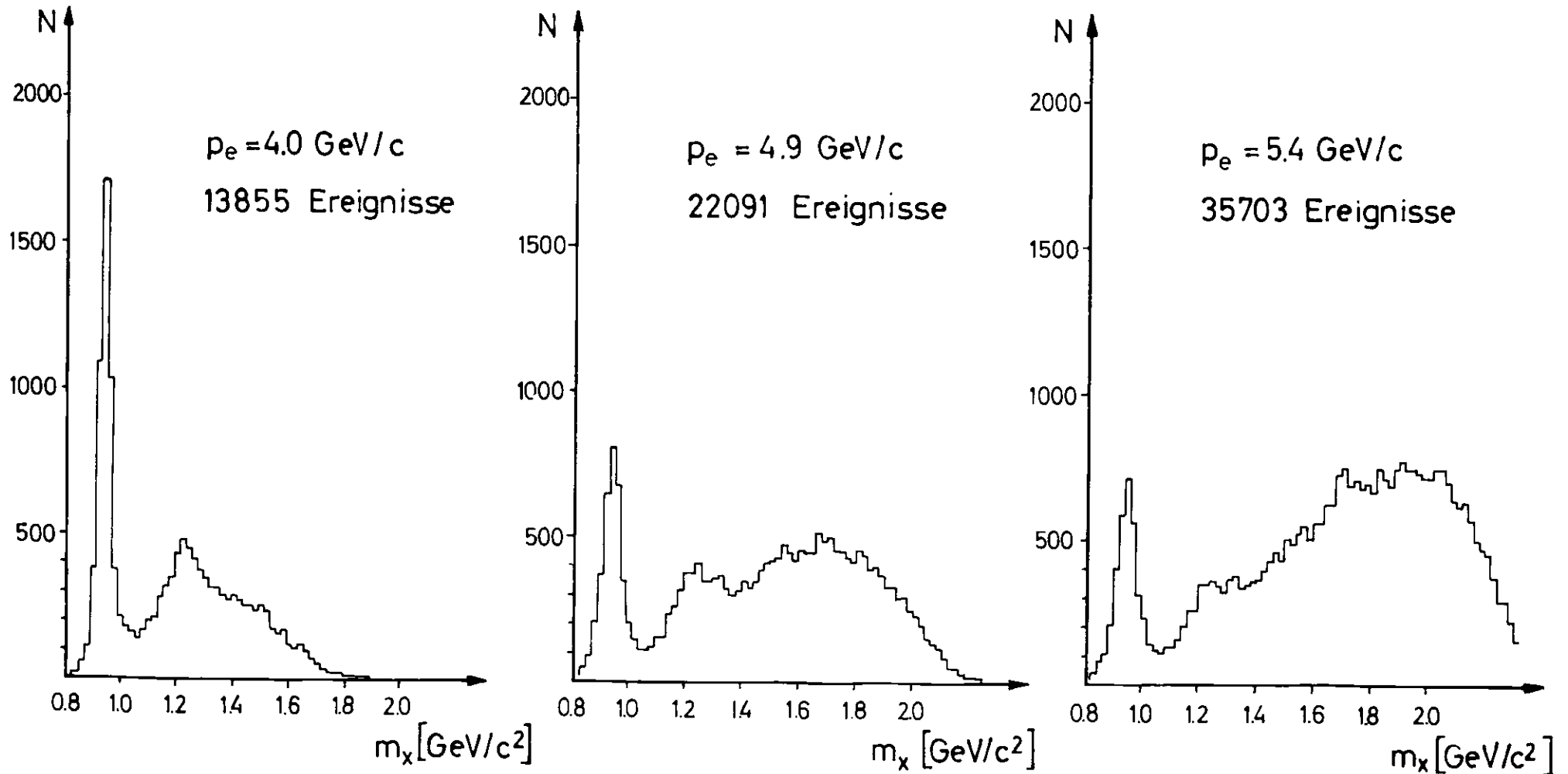


Abb. 7

Das Ergebnis der Datenaufnahme läßt sich kurz zusammenfassen. Wenn man alle Ereignisse nimmt, die mit den drei verschiedenen Primärenergien gemessen worden sind und Massen m_x zwischen 0,850 und 1,050 GeV/c² haben, verfügt man über etwa 10 500 Ereignisse zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte.

4.3 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Eine Koinzidenzmessung zweier Teilchen ergibt einen sechsfach differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d^6\sigma}{dE_e, d\Omega_e, dE_\pi, d\Omega_\pi}$$

Die Restriktion der Masse des auslaufenden Nukleonsystems m_x auf m_n vermindert die Zahl der unabhängigen Variablen auf fünf. Die Integration über den Azimutwinkel ϕ_{ee} , des auslaufenden Elektrons kann sofort durchgeführt werden. Es bleibt ein vierfach differentieller Wirkungsquerschnitt, umgerechnet in die Variablen q^2 , s_o , t und $\phi_{\pi q}$, zu betrachten. Die Annahme des Einphotonaus-tausches erlaubt, wie bereits gesagt, die Abhängigkeit vom Azimutwinkel $\phi_{\pi q}$ des Pions explizit anzugeben, was in folgender Weise herausgestrichen werden soll:

$$\frac{d^4\sigma}{dq^2 ds_o dt d\phi_{\pi q}} = \Gamma_t \cdot (P_1 + P_2 \cos\phi_{\pi q} + P_3 \cos 2\phi_{\pi q}),$$

wo $P_1(q^2, s_o, t) = \sigma_u + \varepsilon \sigma_L$
 $P_2(q^2, s_o, t) = \sqrt{2 \varepsilon(\varepsilon + 1)} \cdot \sigma_I$
 $P_3(q^2, s_o, t) = \varepsilon \cdot \sigma_T$ bedeuten.

Die Funktionen P_i können bei festen q^2 , s_o und t als Parameter einer Anpassung an die gemessene $\phi_{\pi q}$ -Winkelverteilung Punkt für Punkt ermittelt werden.

Zwei Probleme tauchen dabei auf: 1. Wie berücksichtigt man die Akzeptanz der Apparatur? 2. Welche Unterteilung des Meßgebietes ist noch erlaubt, ohne daß eine statistische Genauigkeit von 5 % für die Summe der P_i überschritten wird?

Die Akzeptanzrechnungen werden durch Simulation des Experimentes ausgeführt.

Sei eine Unterteilung des Meßbereiches gewählt und $\Delta V = \Delta q^2 \Delta s_o \Delta t \Delta \phi_{\pi q}$ ein Element dieser Teilung, seien ferner mit $V = (q^2, s_o, t, \phi_{\pi q})$ Punkte im Meßbereich bezeichnet und eine Akzeptanzfunktion $A(V, \phi_{ee'})$ wie folgt erklärt:

$$A(V, \phi_{ee'}) = \begin{cases} 1, & \text{wenn das zu } \{V, \phi_{ee'}\} \text{ gehörige Ereignis} \\ & \text{von der Apparatur akzeptiert wird,} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases}$$

Dann läßt sich die Akzeptanz $a(V)$ berechnen als: $a(V) = \int_0^{2\pi} A(V, \phi_{ee'}) d\phi_{ee'}$.

Auf diese Weise erhält man mit $\int_{\Delta V} a(V) dV$ die mittlere Akzeptanz für das Volumenelement ΔV . Weiter unten wird diese Formel sowohl in den experimentellen Zählraten als auch den Simulationsraten auftauchen.

Die zweite Frage ist leichter zu lösen. Man betrachte lediglich die Zahl der Ereignisse $N_{ex}(\Delta V)$, die in das Volumenelement ΔV fallen, und kann - Poissonverteilungen annehmend - abschätzen, wie signifikant das Resultat der Anpassung werden wird. Die Zählraten sind gegeben als:

$$N_{ex}(\Delta V) = N_e \cdot N_T \int_{\Delta V} \frac{d\sigma}{dV}(V) a(V) dV,$$

wobei N_e die Zahl der eingeschossenen Elektronen,

N_T die Protonendichte des Targets und

$\frac{d\sigma}{dV}(V)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d^4\sigma}{dq^2 ds_o dt d\phi_{\pi q}}$

ist und sowohl V als auch ΔV bereits definiert sind.

Nimmt man an, daß $\frac{d\sigma}{dV}(V)$ eine stetige Funktion von V ist, dann gilt wegen des Mittelwertsatzes der Integralrechnung

$$N_{\text{ex}}(\Delta V) = N_e \cdot N_T \cdot \frac{d\sigma}{dV}(V_i) \cdot \int_{\Delta V} a(V) dV, \quad (3)$$

wobei der Punkt V_i in ΔV liegt.

In der Gleichung (3) sind alle Größen bekannt; denn die mittlere Akzeptanz in ΔV kann durch Simulation berechnet werden. Man erhält mit $\frac{d\sigma}{dV}(V_i)$ eine Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes an einer Stelle V_i . Leider weiß man nicht, wo V_i in ΔV liegt, also wo man den Meßwert $\frac{d\sigma}{dV}$ eintragen soll. Im allgemeinen ist ΔV relativ groß, um den statistischen Fehler klein genug zu halten. Man entrinnt dem Dilemma möglicher daraus erwachsender Zuordnungsfehler, indem man wie folgt verfährt:

Man nähert den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes durch eine analytische Funktion $F(q^2, s_0, t)$ iterativ, indem man von zwei weiteren Gleichungen ausgeht.

1. Es gilt

$$\frac{\frac{d\sigma}{dV}(V_m)}{\frac{d\sigma}{dV}(V_i)} = \frac{F(V_m)}{F(V_i)} \quad (4)$$

je eher, je besser $F(V)$ an $\frac{d\sigma}{dV}(V)$ angepaßt ist. Mit dieser Beziehung kann man den Meßwert $\frac{d\sigma}{dV}(V_i)$ zu einem bekannten wählbaren Punkt V_m hinschieben. Dort hat man $\frac{d\sigma}{dV}(V_m)$ zu nehmen.

2. Die Zahl $N_{\text{MC}}(\Delta V)$ der mit $F(V)$ bewichteten simulierten Ereignisse ist analog zu (3):

$$N_{\text{MC}}(\Delta V) = d_{\text{MC}} \cdot \int_{\Delta V} F(V) a(V) dV = d_{\text{MC}} \cdot F(V_k) \cdot \int_{\Delta V} a(V) dV, \quad (5)$$

wobei d_{MC} die konstante Dichte der simulierten Ereignisse und V_k ein Punkt im Volumenelement ΔV ist, der mit der Güte der Näherung $F(V)$ an $\frac{d\sigma}{dV}(V)$ gegen V_i konvergiert. Aus den Gleichungen (3), (4) und (5) erhält man folgende Iterationsformel:

$$\frac{d\sigma^n}{dV}(V_m) = \frac{N_{ex}(\Delta V) \cdot d_{MC} \cdot F^n(V_m)}{N_e \cdot N_T \cdot N_{MC}(\Delta V)}$$

Der Index n kennzeichnet die n -te Näherung. Der Punkt V_m wird stets so gewählt, daß er in der Mitte des Volumenelementes ΔV liegt. Dadurch bestimmen alle Ereignisse aus dem Intervall - wie z. B. in Abbildung 8 - von $2,0 < \sqrt{s_0} < 2,4$ GeV und $-0,1 > q^2 > -0,42$ GeV²/c² den differentiellen Wirkungsquerschnitt an einem fest einstellbaren Wert $s_0 = 4,84$ GeV und $q^2 = -0,26$ GeV²/c².

Das Verfahren ist zunächst an Daten geprüft worden, die mit einem bekannten Wirkungsquerschnitt simuliert worden sind. Die Übereinstimmung zwischen Eingabe und Resultat ist erwartungsgemäß gut.

Abbildung 8 soll an experimentellen Daten zeigen, wie schnell und wie gut das Iterationsverfahren konvergiert. Treten keine wesentlichen Änderungen nach einer Verbesserung von $F(V)$ ein, so ist man am Ziel. Es ist klar, daß man im Rahmen der statistischen Fehler eine gewisse Güte der Näherung nicht übertreffen kann.

Der Reihe nach sind die Berechnungen der Meßpunkte durchgeführt worden mit:

- 1) $F^1(V) = \text{const}$
- 2) $F^2(V) = \Gamma_t(V) / (s_0 - m_p^2)^2$
- 3) $F^3(V) = F^2(V) \cdot e^{10t} \cdot -q^2 / (0,58 - q^2)^2$
- 4) $F^7(V) = \Gamma_t(V) \cdot (P_1(V) + P_2(V) \cdot \cos\phi_{\pi q} + P_3(V) \cdot \cos 2\phi_{\pi q})$
mit P_i aus $\frac{d\sigma^6}{dV}(V)$

Abhängigkeit der Meßpunkte von der Interpolationsfunktion $F(V)$

für $\frac{dG}{dV}(V) = \Gamma_t \{ P_1(V) + P_2(V) \cos \varphi_{\pi q} + P_3(V) \cos 2\varphi_{\pi q} \}$

als Funktion von t bei $s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$
 $q^2 = -0.26 \text{ GeV}^2/c^2$

- $F^1(V) = \text{const}$
- - - $F^2(V) = \Gamma_t(V) \frac{1}{(s_0 - m_p^2)^2}$
- ⋯ $F^3(V) = F^2 \cdot \frac{(-q^2)}{(.58 - q^2)^2} \cdot e^{10t}$
- $F^7(V) = \Gamma_t \{ P_1(V) + P_2(V) \cos \varphi_{\pi q} + P_3(V) \cos 2\varphi_{\pi q} \}$
 aus $\frac{dG^6}{dV}(V)$

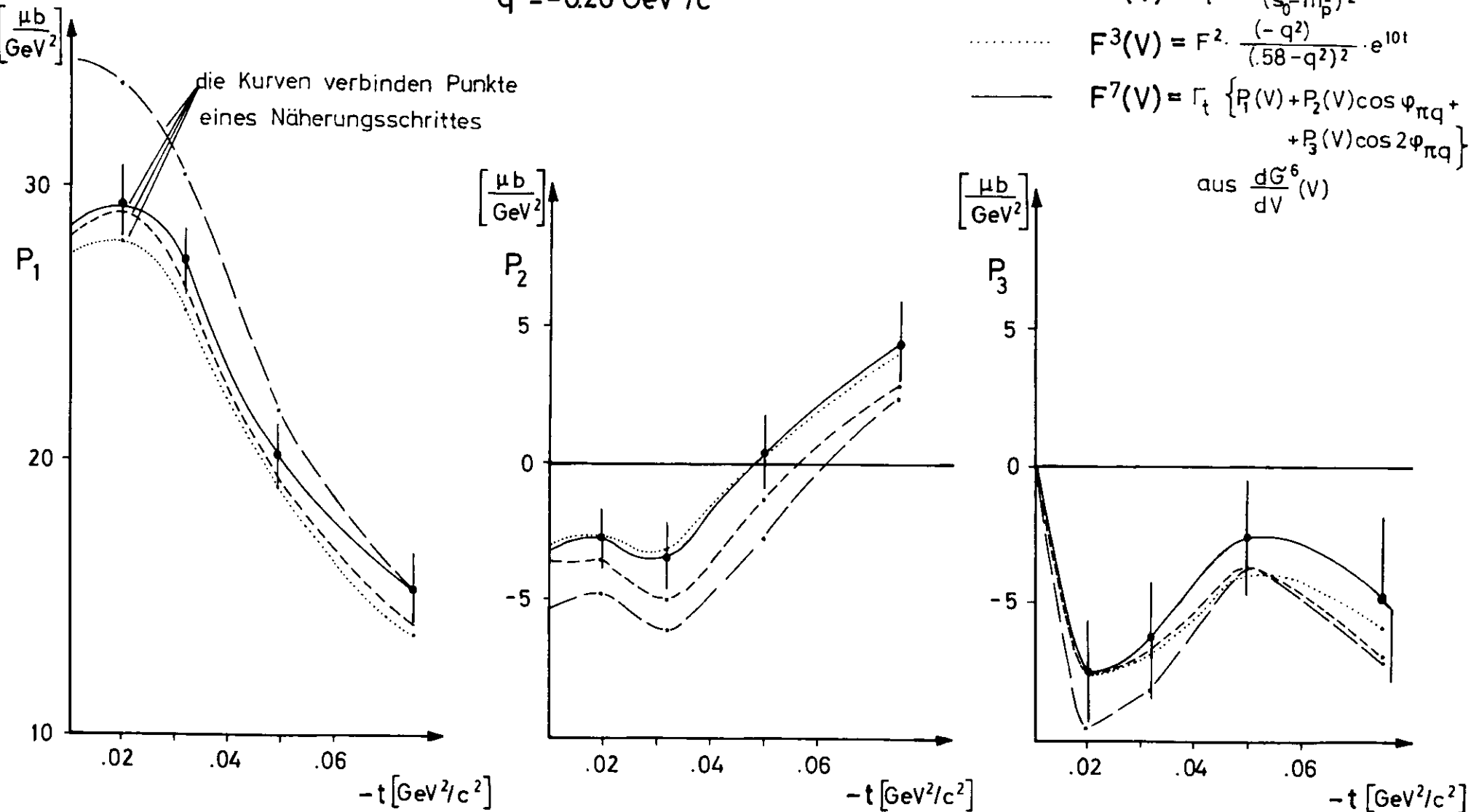


Abb. 8

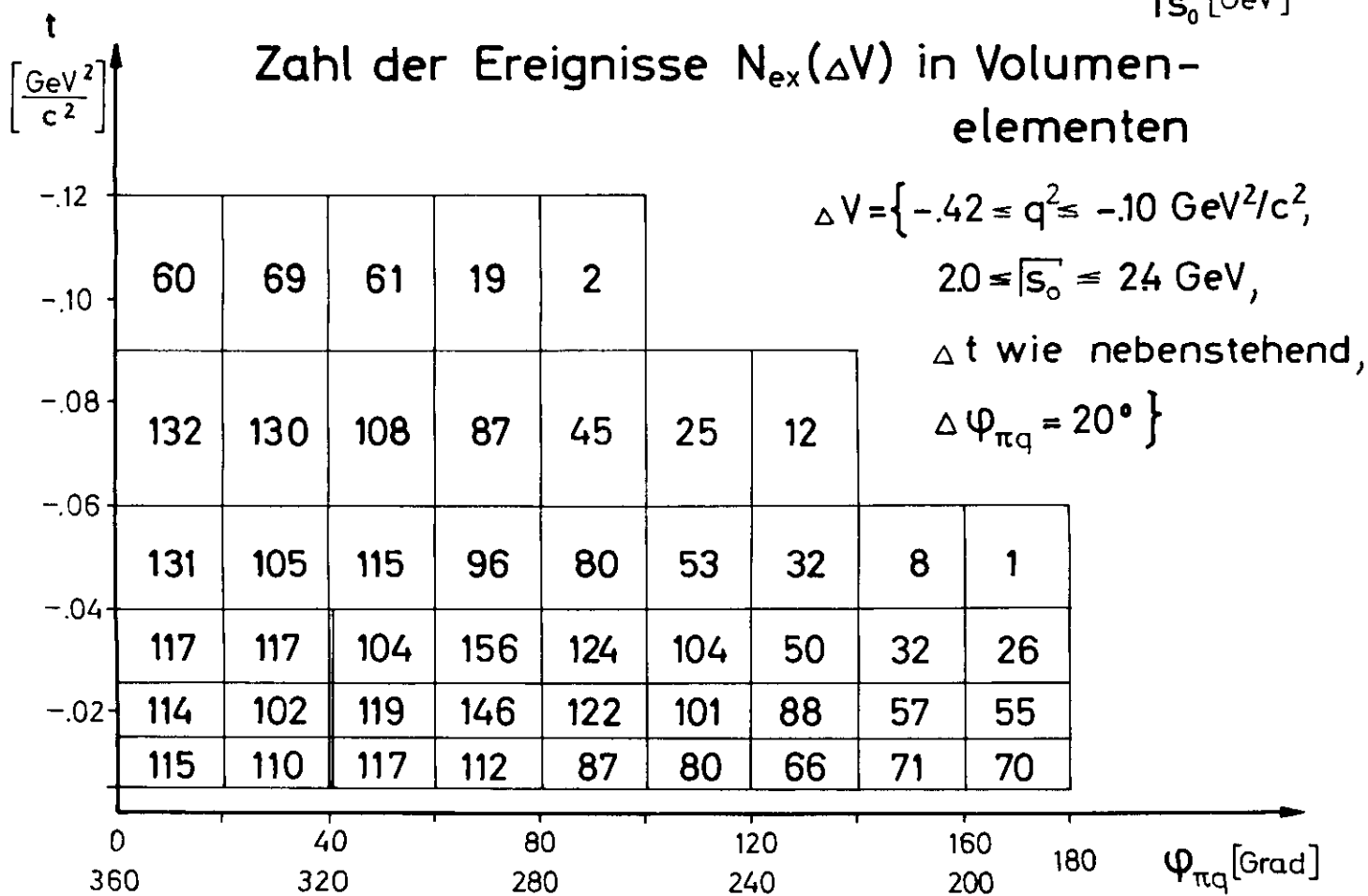
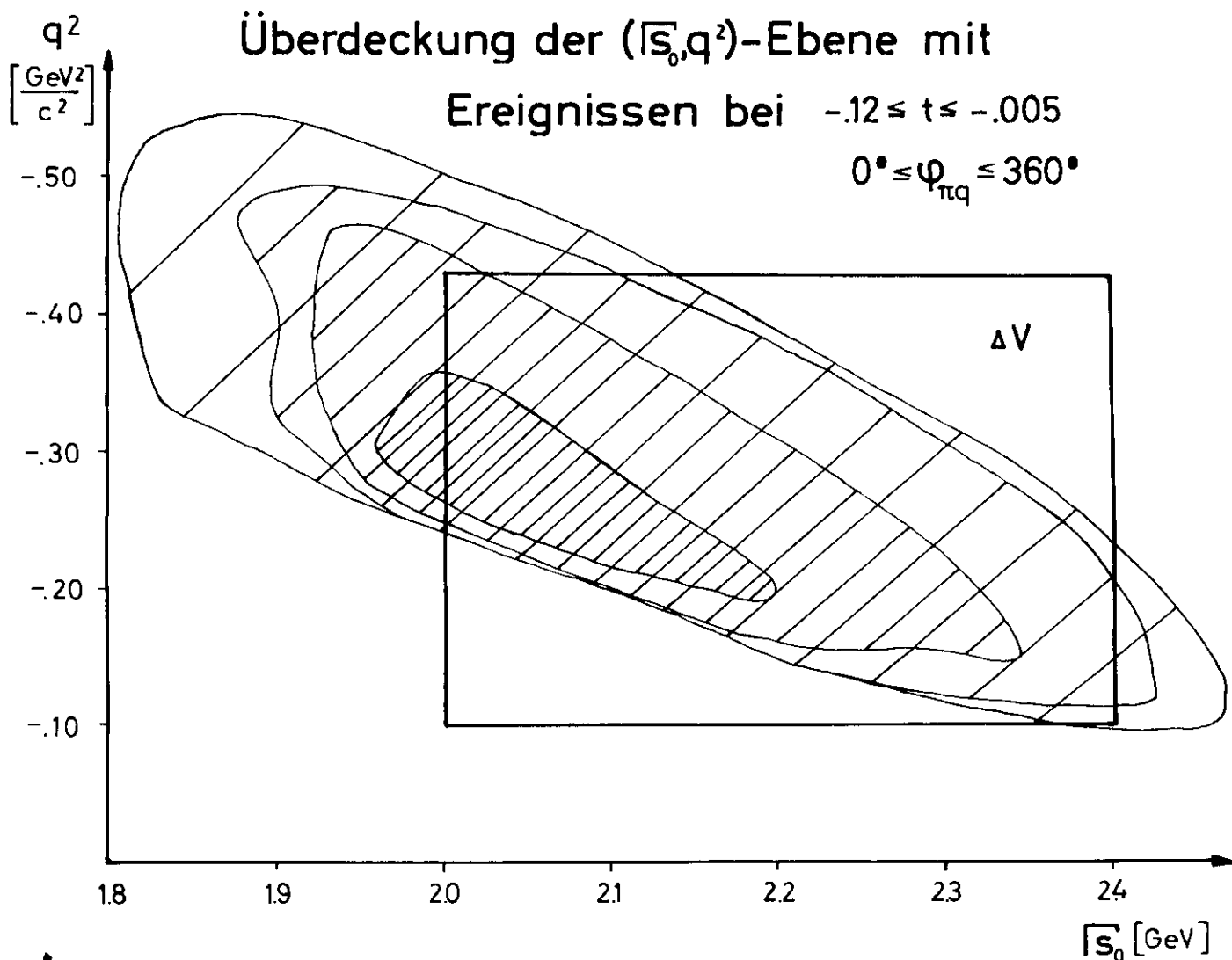
Zur besseren Übersicht sind die Punkte eines Näherungsschrittes jeweils durch Linien verbunden. Zwischen dem 3. und 7. Schritt liegen weitere Näherungsschritte, die fortgelassen worden sind. Bereits $F^2(V)$ nähert $\frac{d\sigma}{dV}(V)$ ausreichend. Die folgenden Näherungen liegen im Rahmen der statistischen Fluktuationen.

Alle Meßwerte werden auf diese Weise bestimmt. Ihnen haftet deshalb neben dem statistischen und dem systematischen Fehler (siehe Abschnitt e) die Unsicherheit an, mit der man bei diesem Verfahren den Meßwert $\frac{d\sigma}{dV}(V_m)$ an der Meßstelle V_m erhält. Dieses Beispiel und die Erfahrung mit allen Meßpunkten im Experiment zeigen, daß höchstens ein Fehler von der Größenordnung des systematischen entsteht, nämlich von etwa 3 %.

Nachdem man weiß, wie man Meßpunkte bekommt, kann man sich nun überlegen, für welche Meßbereiche man die Berechnungen durchführen darf. Dafür sind in diesem Experiment folgende Kriterien aufgestellt worden:

- 1) Das Volumenelement ΔV muß ausreichend mit Ereignissen überdeckt sein.
- 2) Die Azimutwinkel $\phi_{\pi q}$ müssen in mindestens 90° -breiten Bereichen meßbar sein.
- 3) Die Zahlen $N_{ex}(\Delta V)$ müssen ein statistisch signifikantes Resultat der Anpassung versprechen.

Für den Fall des oben stehenden Beispiels sei einmal vorgeführt, wie gut diese drei Punkte erfüllt werden können. In der Abbildung 9 oben sieht man anhand von einem Höhenliniendiagramm, wo und wie die Ereignisse im Volumenelement ΔV



liegen. Bedingung 1 ist demnach erfüllt. Unten auf der Abbildung erkennt man, daß auch den beiden anderen Forderungen entsprochen werden kann. Für alle genommenen t -Intervalle erhält man eine ausreichende Menge von Ereignissen. Außerdem wird überall ein genügender Bereich des Azimutwinkels akzeptiert.

Die obenstehenden Nebenbedingungen schränken den gemessenen kinematischen Bereich ein, etwa nur 60 % der Ereignisse liegen in benutzbaren Gebieten und dienen tatsächlich den Berechnungen.

4.4 Korrekturen

Die effektive Protonenzahl im Target läßt sich auf 0,3 % genau berechnen¹⁶. Sie erhöht sich durch die Targetwände um 1 %. Die Zylinderform hat eine kaum merkliche Verringerung ($< 0,1$ %) der mittleren Targetdicke (3 cm) zur Folge, da der Elektronenstrahl einen Querschnitt am Ort des Targets von nur 1 mm^2 hat und die Zylinderachse auf 0,5 mm genau trifft.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten aller Zähler sind ausgemessen worden. Die Triggerzähler haben eine Ansprechwahrscheinlichkeit von $0,994 \pm 0,003$, woraus sich ein Zählratenverlust bei 4 Zählern von $0,976 \pm 0,006$ ergibt. Nicht überall überlappen sich die 4 Szintillationszähler eines Triggerzählers, was einen Faktor von $0,996 \pm 0,001$ bedeutet.

Der Elektronenrenkovzähler hat eine ortsabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit, sie geht in die Rechnungen ein. Im Mittel ergibt sich ein Korrekturfaktor von $0,974 \pm 0,005$.

Der Pionerenkovzähler hat eine ortsunabhängige, aber impulsabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit. Sie wird ebenfalls in den Programmen berücksichtigt. Alle Ereignisse mit Pionimpulsen unterhalb $1,7 \text{ GeV}/c$ werden fortgelassen. Gemittelt ergibt sich ein Faktor von $0,98 \pm 0,01$.

Aus dem Pionzerfall $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ entsteht eine Korrektur von $0,97 \pm 0,01$.

Infolge der Wechselwirkung mit Materie sinken die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerzähler und des Pioncerenkovzählers. Es tragen elastische Streuung, Ladungsaustausch ($\pi^-_p \rightarrow \pi^0_n$) und inelastische Prozesse bei. Daraus läßt sich eine Korrektur von $0,956 \pm 0,011$ berechnen. Die beiden letzten Korrekturen sind gerechnet und verglichen worden mit der χ^2 -Abfrage nach der geometrischen Anpassung. Es ergibt sich eine gute qualitative Übereinstimmung.

Ferner muß man berücksichtigen, daß negative Pionen als Elektronen ansprechen können und Protonen, Kaonen und Positronen als positive Pionen. Mit Hilfe des Elektronschauerzählers und des Elektroncerenkovzählers wird das Verhältnis $\pi^-/e^- < 0,0004$. Der Pioncerenkovzähler hat über Anstoßelektronen eine Ansprechwahrscheinlichkeit für Protonen von 2 %, woraus ein Faktor $1,02 \pm 0,01$ folgt. Das Verhältnis e^+/π^+ ist kleiner als 0,005 gemessen worden. Kaonen fallen aus kinematischen Gründen nicht ins Gewicht.

Die Verteilungen der Neutronmasse haben Schwänze. Sie werden unter der Annahme einer Gaußverteilung abgeschnitten. Die Verluste und Gewinne durch Mehrfachpionproduktion führen zu dem Faktor von $0,99 \pm 0,004$.

Die Rate zufälliger Koinzidenzen ist kleiner als 0,001.

Die Ausbeute an auswertbaren Bildern ist bei den drei verschiedenen Energien $0,639 \pm 0,005$, $0,546 \pm 0,005$ und $0,582 \pm 0,005$. Die Verluste rühren einmal von Bedienungsfehlern und dann hauptsächlich von der Bedingung her, daß man für eine gute Rekonstruktion eines Ereignisses in allen acht Funkenkammerhälften den Ort des Teilchendurchgangs bestimmen können muß. Folgende Gründe führen im einzelnen zum Verwerfen von Ereignissen:

1) Fehlende Bilder, nicht dekodierbare Records auf A-Band oder Filmentwicklungsfehler	5 %
2) Ausfall irgendeiner Funkenkammerhälfte	17 %
3) Verluste bei der Spurenerkennung	5 %
4) Verluste beim Verbinden von Spuren in zwei Kammern	8 %

Die Analyse der verworfenen Bilder zeigt, daß weder ein bestimmter Ereignistyp noch eine besondere geometrische Konstellation bevorzugt wird, daß man also die Auswertung als vorurteilslosen Filter für Ereignisse bezeichnen kann.

Schließlich sind die Strahlungskorrekturen¹⁷ für die Meßwerte einzeln berechnet worden. Sie variieren zwischen 10 % und 15 %, hängen aber nicht wesentlich vom Azimutwinkel $\phi_{\pi q}$ ab. Diese Variation kommt im Rahmen der durchgeführten Rechnung kleiner als 1 % der Korrekturen heraus. Man kann also die Korrekturen nach der Berechnung der Wirkungsquerschnitte anbringen, d. h. nach der $\phi_{\pi q}$ -Anpassung. Die Strahlungskorrekturen selbst haben einen möglichen Fehler von etwa 20 %.

Es entstehen Korrekturfaktoren von etwa $1,12 \pm 0,025$.

Alle diese Korrekturen sind an den im Teil 5 beschriebenen Resultaten bereits angebracht, was bis auf die Strahlungskorrekturen vor der Anpassung an die $\phi_{\pi q}$ -Winkelverteilungen per Programm geschieht.

4.5 Fehler

Die oben beschriebenen Korrekturen sind ungenau. Es entsteht eine Reihe von Fehlern, die man am leichtesten in einer Tabelle (siehe unten) übersehen kann. An ihrem Schluß ist der Fehler der Primärelektronenzahl, die mit Hilfe des Faradaykäfigs ermittelt wird, angefügt und der Fehler durch das Hinschieben des Meßwertes $\frac{d\sigma}{dV}(V_i)$ auf eine Meßstelle V_m .

Neben diesen systematischen Fehlern gibt es einen statistischen, den die gemessenen Ereignisraten und die Akzeptanzrechnungen haben. Nur dieser Fehler ist für die Meßwerte angegeben, weil er im allgemeinen 5 %, zuweilen 10 % beträgt und den systematischen Fehler von etwa 4,6 % überwiegt.

Tabelle 3

Übersicht über die Fehler	
Ursache	Fehler %
effektive Protonenzahl	0,3
Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler	0,6
ungenügendes Überlappen der Zähler	0,1
Elektroncerenkovzähler	0,5
Pioncerenkovzähler	0,5
Pionzerfall	1,0
Wechselwirkung mit Materie	1,1
Kontamination anderer Teilchen	1,0
Schwänze der Massenverteilungen	0,4
Ausbeute an auswertbaren Bildern	0,5
Strahlungskorrekturen	2,5
Zahl der Primärelektronen	1,0
falsche Zuordnung von Meßpunkt zu Meßstelle (s.S.26)	3,0
Gesamtfehler	4,6

5. Resultate

5.1 Vorbemerkungen

Die Ergebnisse des Experiments sind sowohl tabelliert als auch graphisch dargestellt. Einleitend seien nochmals Eigentümlichkeiten hervorgehoben:

1. Die Berechnungen basieren auf der Annahme des Einphoton austausches.

Es werden Anpassungen an die $\phi_{\pi q}$ -Winkelverteilungen unternommen.

2. Es entstehen für bestimmte Punkte $V_m = (q_m^2, s_{0m}, t_m, \phi_{\pi q_m})$ aus den betrachteten kinematischen Bereichen Meßwerte des Wirkungsquerschnittes. Diese Punkte sind in die Mitte der Intervalle gelegt, die den Rechnungen zugrundeliegen.
3. Es ist nicht möglich, für gleiche Werte von q^2 und s_0 in diesem Experiment verschiedene Werte für den Polarisationsgrad ϵ zu messen. Deshalb können nur drei Komponenten des differentiellen Wirkungsquerschnittes getrennt werden, nämlich $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$, σ_T und σ_I .
4. Von den drei Variablen s_0 , t und q^2 werden jeweils zwei festgehalten und die Abhängigkeit von der dritten betrachtet.

Die nächsten vier Abschnitte beschäftigen sich mit den unterscheidbaren Komponenten des Wirkungsquerschnittes als Funktion dieser drei Variablen. In den drei letzten Abschnitten folgen dann die Diskussionen der Ergebnisse.

5.2 s_0 -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Für einen t -Wert und drei verschiedene q^2 -Werte ist die s_0 -Abhängigkeit der drei Komponenten aufgenommen worden. Die nachstehende Tabelle 4 und die Abbildung 10 zeigen die gefundenen Ergebnisse.

Klar zu erkennen, dominiert überall die Komponente $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ über die anderen beiden, was das auffälligste Resultat der Messung ist. $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ fällt mit wachsendem s_0 monoton steil ab. In der Photoproduktion hat man eine s_0 -Abhängigkeit für $\frac{d\sigma}{dt}(s_0)$ gefunden, die mit $\frac{1}{(s_0 - m_p^2)^2}$ beschrieben werden kann. Dies entspricht in der Elektroproduktion² folgendem Verhalten:

$$\frac{1}{(s_0 - m_p^2) \sqrt{(s_0 - m_p^2 - q^2)^2 - 4 q^2 m_p^2}}$$

s_0 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$t = -0.06 \text{ GeV}^2/c^2$

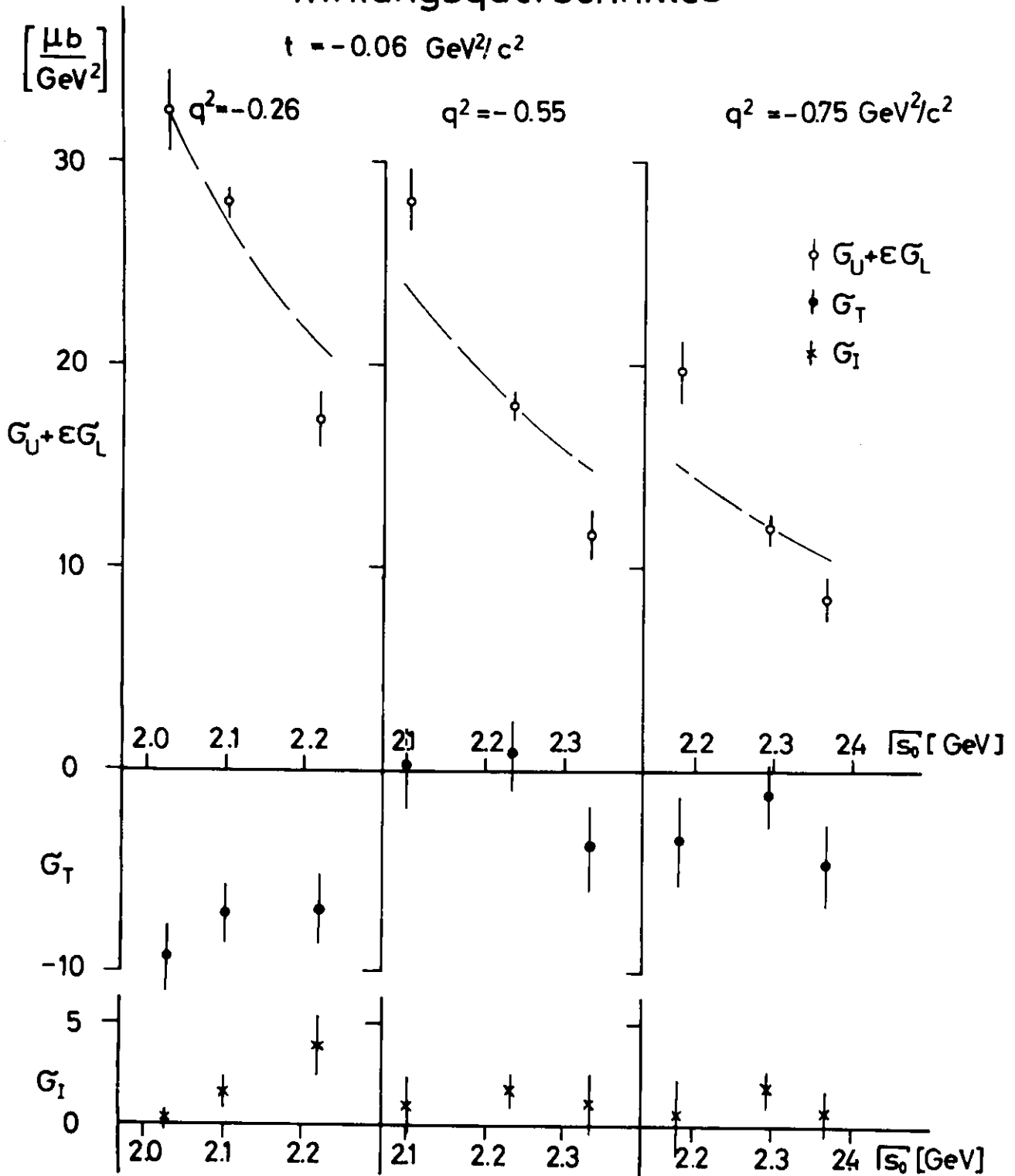


Abb. 10

Tabelle 4 s_0 -Abhängigkeiten für $t = -0,06 \text{ GeV}^2/c^2$ und drei verschiedene q^2 -Werte: $-0,25, -0,55, -0,75 \text{ GeV}^2/c^2$

$-q^2$ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	s_0 GeV ²	$W = \sqrt{s_0}$ GeV	$\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler σ_L $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler σ_T $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler σ_I $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	Strahlungs-Korrekturen %
0,260	4,121	2,030	32,5	2,1	- 9,3 1,8	+ 0,2 0,4	11,0
0,260	4,410	2,100	27,9	0,8	- 7,1 1,4	+ 1,6 0,7	11,7
0,260	4,928	2,220	17,3	1,4	- 6,9 1,7	+ 3,9 1,4	11,2
0,550	4,410	2,100	28,0	1,5	+ 0,3 2,1	+ 1,0 1,5	14,3
0,550	4,995	2,235	18,0	0,8	+ 0,9 1,7	+ 1,8 0,8	12,8
0,550	5,452	2,335	11,7	1,2	- 3,8 2,0	+ 1,2 1,5	12,2
0,750	4,752	2,180	19,8	1,5	- 3,4 2,2	+ 0,6 1,6	14,3
0,750	5,267	2,295	12,0	0,6	- 1,1 1,4	+ 2,0 0,7	13,6
0,750	5,593	2,365	8,5	0,9	- 4,5 2,0	- 0,7 1,2	13,2

Es ist als gestrichelte Kurve in Abbildung 10 eingezeichnet. Man sieht, daß ein etwas steileres Abfallen gemessen worden ist.

Für σ_T und σ_I findet man ein s_0 -Verhalten, das nicht so einfach zu beschreiben ist. Bei kleinen q^2 -Werten fällt mit wachsendem s_0 σ_T flacher als $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ ab. Während bei größeren q^2 -Werten, wie man später in diesem Teil der Arbeit sehen wird, die q^2 -Abhängigkeit von σ_T sich so stark bemerkbar macht, daß die Werte mit Null verträglich sind und keine bedeutungsvolle Aussage über ihren Verlauf ermöglichen. σ_I scheint bei kleinen q^2 -Werten mit wachsendem s_0 anzusteigen, ist aber im ganzen klein, was wiederum als Reflexion des t -Verhaltens erklärt werden wird.

5.3 t-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Die untenstehende Tabelle 5 und die Abbildungen 11, 12 und 13 zeigen für einen festen s_0 -Wert von $4,84 \text{ GeV}^2$ und drei verschiedene q^2 -Punkte das t -Verhalten der drei Komponenten des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Tabelle 6 enthält die $(t-t_{\min})$ -Verläufe.

Der Anteil $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ des differentiellen Wirkungsquerschnittes übertrifft bei allen drei q^2 -Werten sogar den gestrichelt eingezeichneten differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma_u(t)$ der Photoproduktion¹⁸ bei $q^2 = 0$ in dem hier gemessenen t -Bereich.

Mit wachsendem Betrag von t fällt $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ steiler ab als $\sigma_u(t)_{\text{Photo}}$. Man findet einen Verlauf entsprechend $\exp(12 t)$ bzw. $\exp(10 t)$ im Gegensatz zur Photoproduktion, wo man $\exp(3 t)$ beobachtet.

Dieser Unterschied sticht klar hervor und muß auf den longitudinalen Beitrag σ_L zurückgeführt werden.

Der Anteil σ_T zum Wirkungsquerschnitt fällt bei $q^2 = -0,26 \text{ GeV}^2/c^2$ flach wie $\sigma_u(t)$ in der Photoproduktion ab. Die beiden Messungen für $q^2 = -0,55$ und $-0,75 \text{ GeV}^2/c^2$ zeigen, daß mit wachsendem $|q^2|$ σ_T keine Rolle mehr spielt. Das t -Verhalten läßt sich daher nicht mehr signifikant herauslesen. Alle Werte liegen dem Betrage nach unter den Photoproduktionswerten $\sigma_u(t)$.

Der Interferenzterm σ_I variiert mit wachsendem Betrag von t schnell. Es läßt sich keine Monotonie finden. Interessant ist der Vorzeichenwechsel dieser Komponente an der Stelle $t = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ bei $q^2 = -0,26 \text{ GeV}^2/c^2$ in Abbildung 11. Für die beiden höheren q^2 -Werte deutet sich im ganzen ein ähnlicher Verlauf an. Es scheint nur eine konstante Verschiebung zu negativen Werten überlagert zu sein, so daß zwar noch ein Wendepunkt, aber kein Nulldurchgang mehr zu erkennen sind.

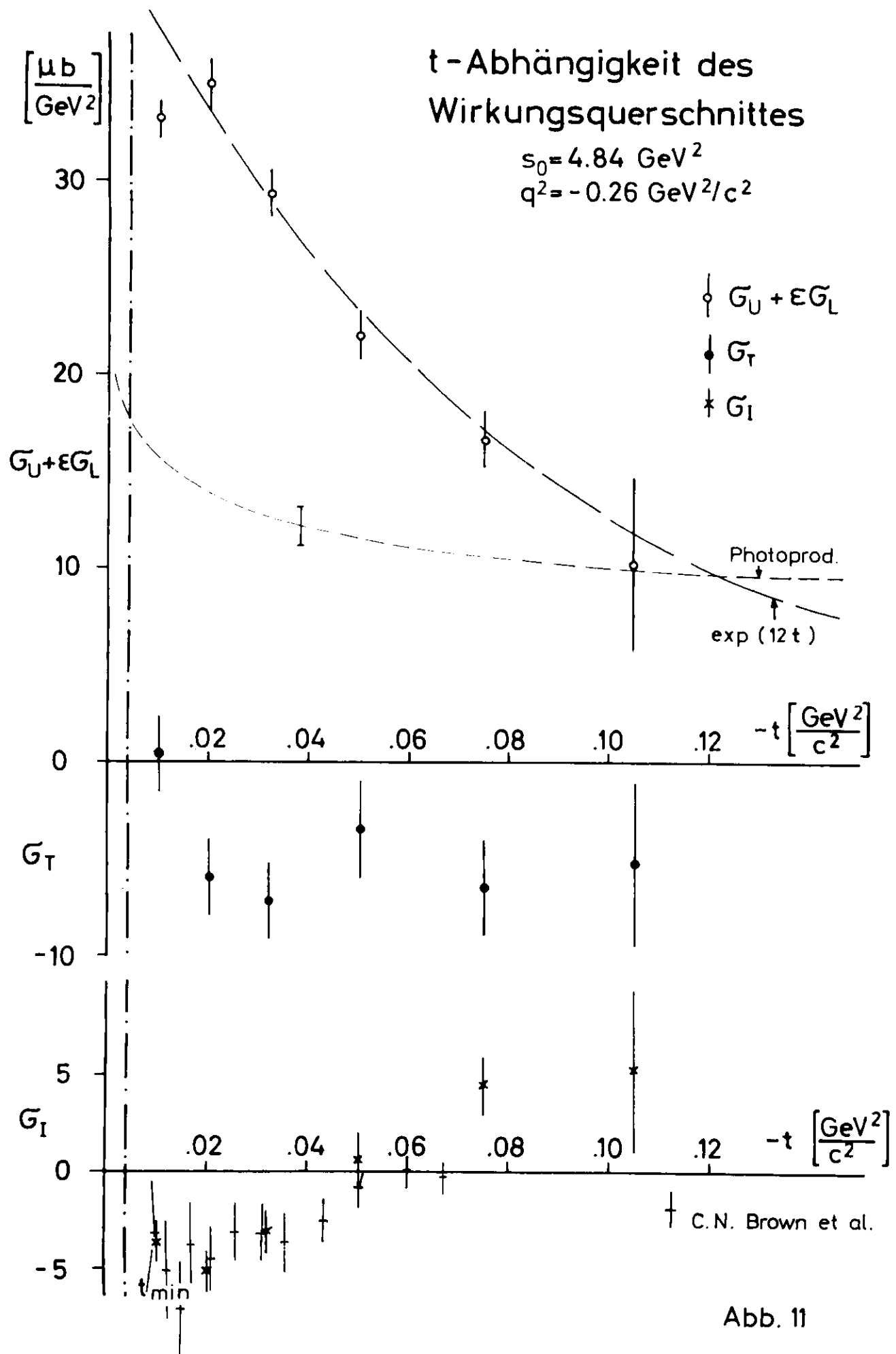


Abb. 11

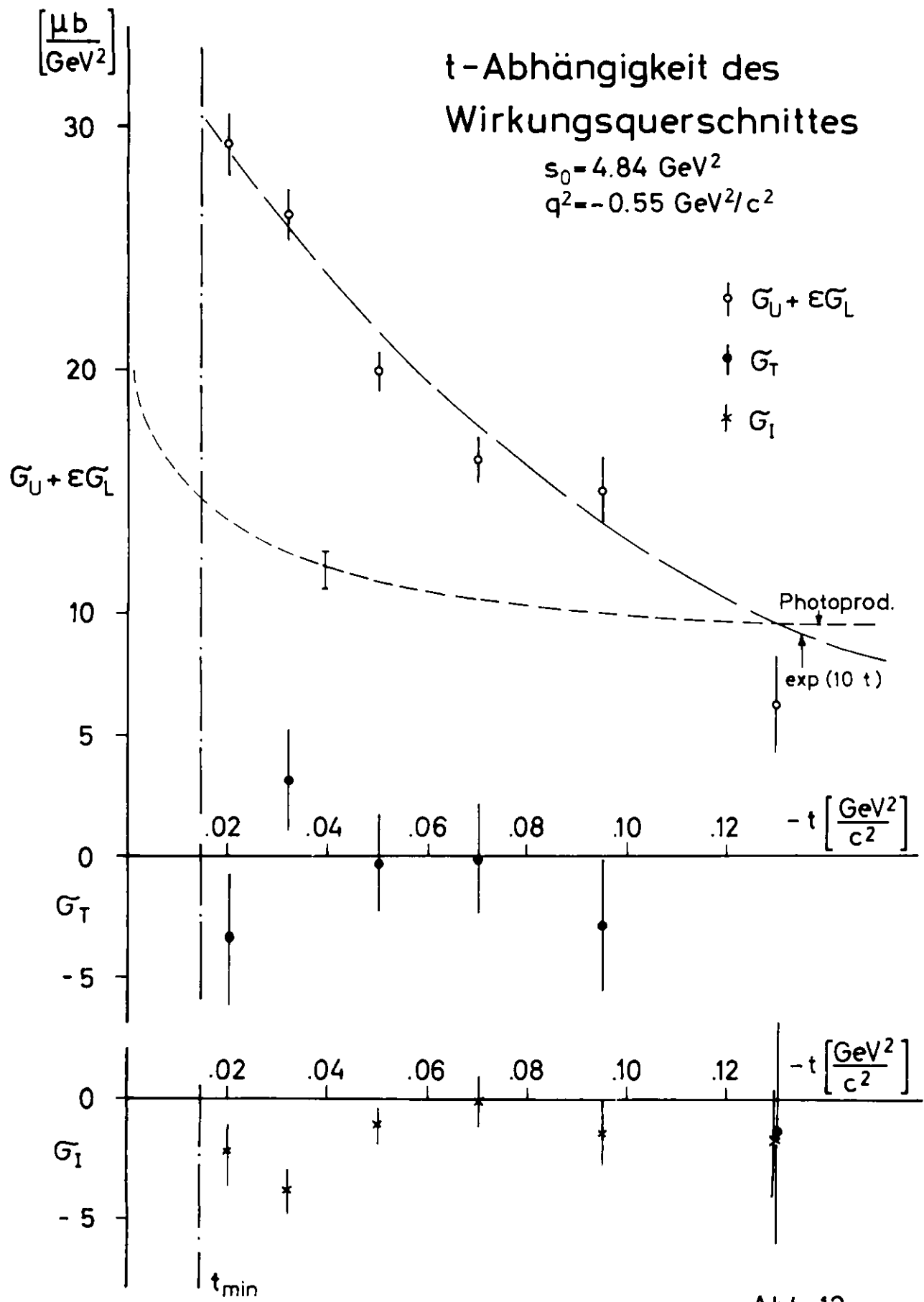


Abb. 12

t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$
 $q^2 = -0.75 \text{ GeV}^2/c^2$

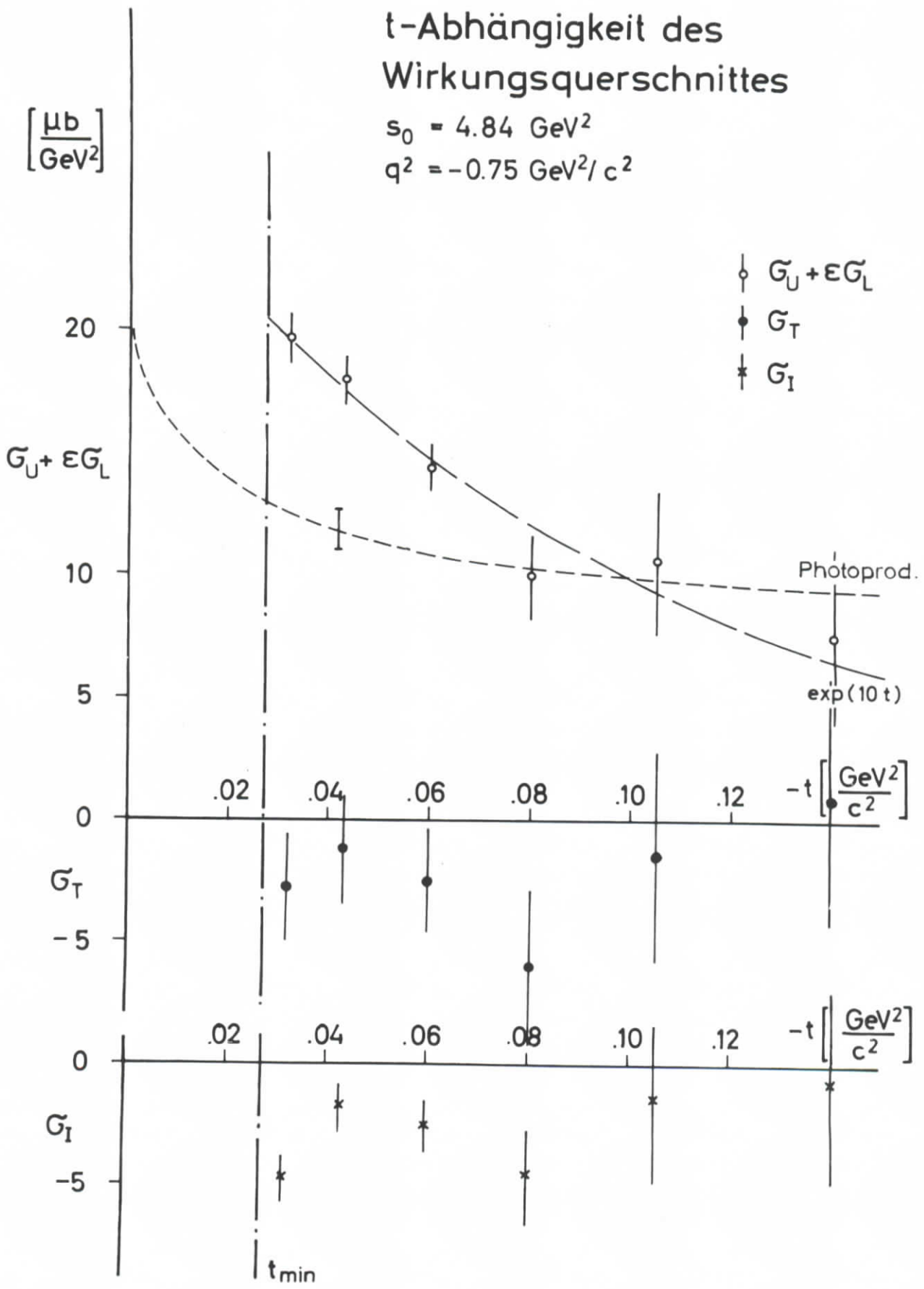


Abb. 13

Tabelle 5 t-Abhängigkeiten für $s_0 = 4,84 \text{ GeV}^2$							
bei $q^2 = - 0,26 \text{ GeV}^2/c^2$,							
$-t$ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler	σ_T $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler	σ_I $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler	Strahlungs- Korrekturen %
0,010	33,3	1,1	+ 0,3	2,1	- 3,7	1,0	11,0
0,020	35,0	1,2	- 6,0	2,1	- 5,1	1,1	10,8
0,032	29,4	1,2	- 7,3	2,0	- 3,1	1,1	10,6
0,050	22,1	1,3	- 2,6	2,3	+ 0,55	1,4	10,4
0,075	16,6	1,5	- 6,6	2,4	+ 4,7	1,6	10,1
0,105	10,3	4,6	- 5,3	4,3	+ 5,3	4,4	9,3
bei $q^2 = - 0,55 \text{ GeV}^2/c^2$							
0,020	29,3	1,3	- 3,4	2,7	- 2,2	1,3	14,7
0,032	26,4	1,0	+ 3,2	2,0	- 3,8	0,9	14,3
0,050	20,0	0,8	- 0,34	1,8	- 1,0	0,8	14,0
0,070	16,4	1,0	+ 0,1	2,1	- 0,1	1,0	13,7
0,095	15,1	1,3	- 2,9	2,7	- 1,4	1,4	13,3
0,130	6,3	2,0	-11,3	4,6	- 1,7	2,3	12,9
und bei $q^2 = - 0,75 \text{ GeV}^2/c^2$							
0,032	19,7	1,0	- 2,8	2,2	- 4,7	1,0	16,5
0,043	18,0	1,0	- 1,2	2,2	- 1,7	1,0	16,2
0,060	14,4	1,0	- 2,5	2,1	- 2,5	1,1	15,8
0,080	10,0	1,7	- 6,0	3,2	- 4,5	2,0	15,4
0,105	10,7	2,9	- 1,4	4,3	- 1,4	3,3	15,0
0,140	7,6	3,5	+ 0,9	4,9	- 0,7	4,0	14,6

Tabelle 6 (t-t _{min})-Abhängigkeiten für s ₀ = 4,84 GeV ²							
bei q ² = - 0,26 GeV ² /c ² ,							
- (t - t _{min}) GeV ² c ²	σ _u + ε σ _L μb GeV ²	stat. Fehler	σ _T μb GeV ²	stat. Fehler	σ _I μb GeV ²	stat. Fehler	Strahlungs- Korrekturen %
0,01	33,6	0,8	- 3,7	1,4	- 4,0	0,7	11,0
0,03	26,2	1,1	- 6,7	1,9	- 1,0	1,1	10,6
0,05	20,8	1,6	- 6,5	2,7	+ 2,5	1,8	10,3
0,07	12,1	1,8	- 10,7	3,0	+ 8,8	1,9	10,1
0,09	13,0	5,2	- 4,8	5,3	+ 6,7	5,1	9,9
bei q ² = - 0,55 GeV ² /c ²							
0,01	28,2	0,8	- 1,1	1,6	- 3,1	0,7	14,5
0,03	20,3	0,8	- 0,1	1,7	- 0,6	0,8	14,1
0,05	17,4	0,9	- 1,0	2,0	+ 0,2	0,9	13,8
0,07	16,0	1,3	- 0,6	2,7	- 0,6	1,3	13,5
0,09	15,1	2,0	+ 0,6	4,1	+ 2,7	2,2	13,2
und bei q ² = - 0,75 GeV ² /c ²							
0,01	21,3	0,7	- 2,3	1,5	- 1,7	0,7	16,4
0,03	15,0	0,8	- 2,8	1,7	- 0,6	0,8	15,9
0,05	12,1	1,0	- 5,7	2,2	- 2,4	1,1	15,5
0,07	12,2	2,5	- 0,3	4,2	- 0,6	2,9	15,2
0,09	10,3	3,7	+ 0,7	5,7	- 0,2	4,2	14,9

In Abbildung 11 sind die Messungen von CEA¹⁹ für σ_I eingetragen. In dem Experiment sind Messungen des gesamten Wirkungsquerschnittes bei etwa gleichen q^2 -, s_0 - und t -Werten mit einem ähnlichen Aufbau vorgenommen worden. Man hat bei $\phi_{\pi q} = 0^\circ$ und 180° gemessen. Durch Subtraktion der Einzelmessungen bekommt man $2 \sigma_I$ heraus (siehe dazu Formel (2)). Die Übereinstimmung ist gut.

5.4 q^2 -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes

In diesem Abschnitt werden die interessantesten Ergebnisse vorgeführt, das q^2 -Verhalten des Wirkungsquerschnittes. Es wird für einen s_0 -Wert und zwei verschiedene t -Werte sowie einen $(t-t_{\min})$ -Wert in der Tabelle 7 vorgelegt und in den Diagrammen 14, 15 und 16 dargestellt.

Besonders auffällig ist, daß $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ ein Maximum bei etwa $q^2 = -0,4 \text{ GeV}^2/c^2$ durchläuft. Mit wachsendem Betrag von q^2 steigen die Meßwerte zunächst steil an und fallen dann ab $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ genauso rasch ab.

Bei $q^2 = 0$ ist $\sigma_u(t)_{\text{Photo}}$ für die entsprechenden s_0 - und t -Werte eingetragen und für $q^2 = -0,04 \text{ GeV}^2/c^2$ ein Meßwert aus dem Vorläufer dieses Experiments²⁰. Für die Extrapolation auf das hier gemessene s_0 ist eine s_0 -Abhängigkeit von $1/(s_0 - m_p^2)^2$ angenommen worden. Beide Meßwerte passen jeweils gut in die Gesamtverläufe.

Die Komponente σ_T fällt bei allen drei t -Werten mit q^2 steil ab. Bereits bei relativ kleinen Beträgen von q^2 werden die Meßpunkte mit Null verträglich.

Wenn man mit den Augen σ_T zu $q^2 = 0$ hin extrapoliert, läuft der Betrag von σ_T etwa gegen den Wert von $\sigma_u(t)_{\text{Photo}}$.

q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$$s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$$

$$t = -0.037 \text{ GeV}^2/c^2$$

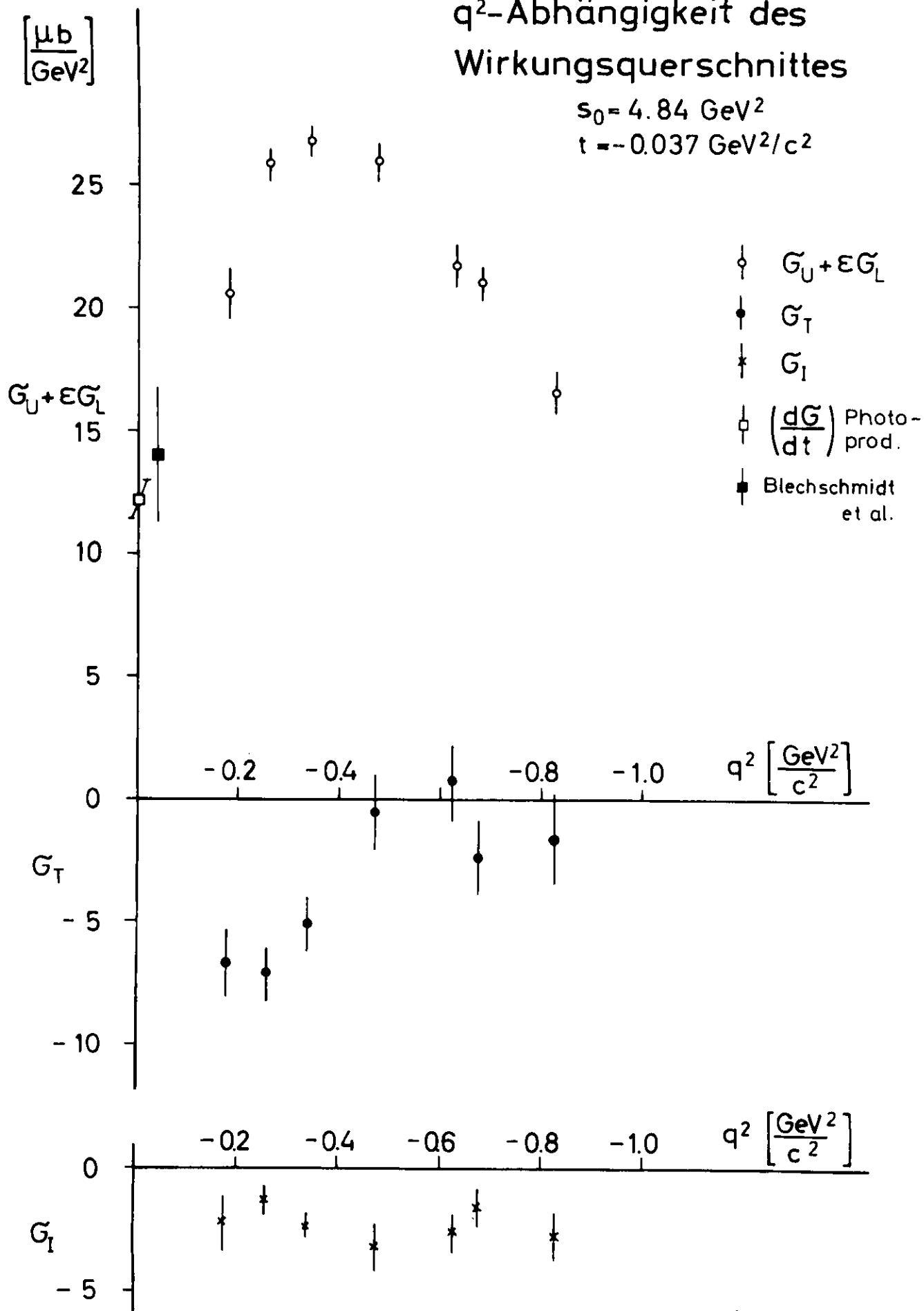


Abb. 14

q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$

$t = -0.075 \text{ GeV}^2/c^2$

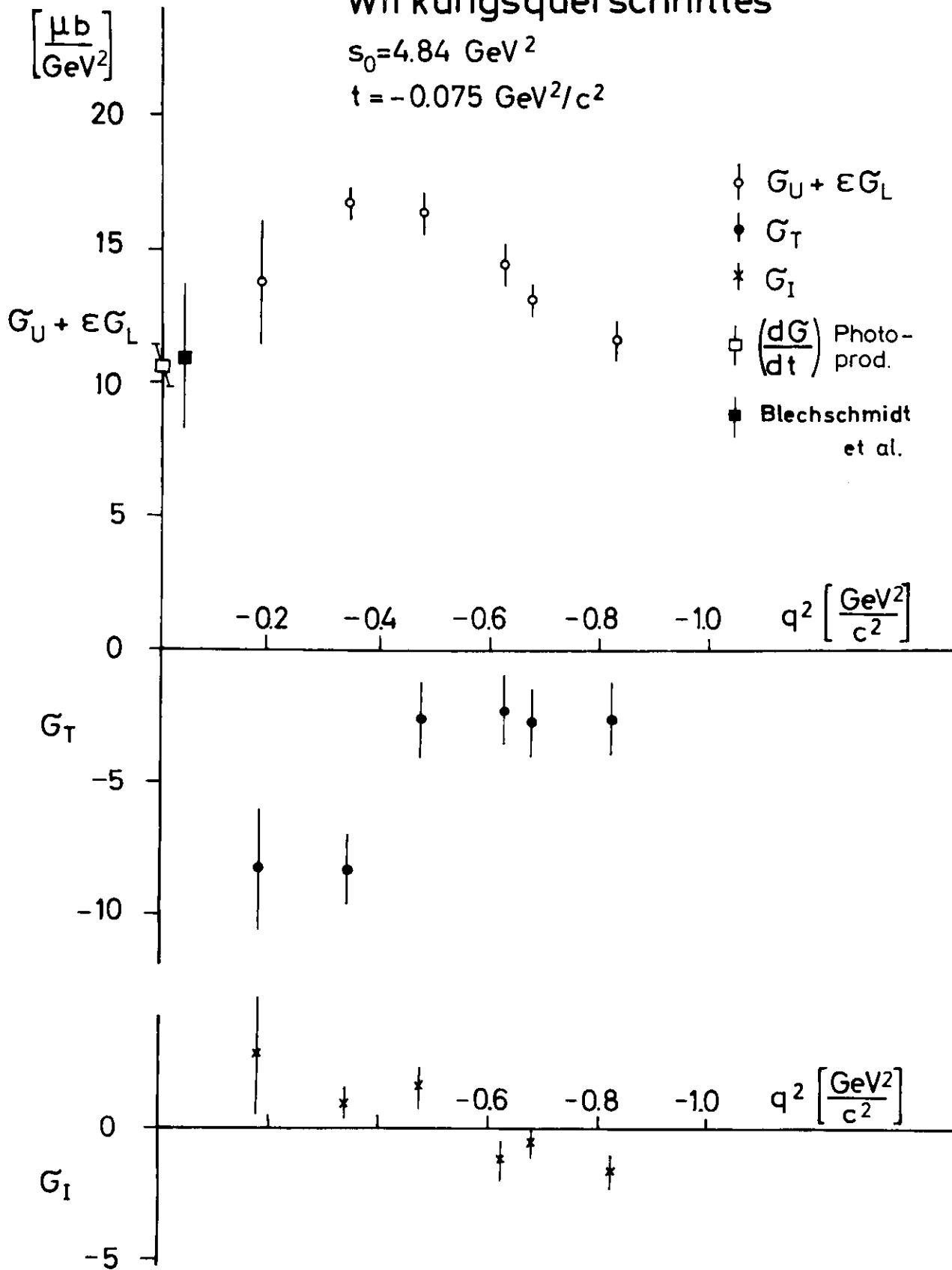


Abb. 15

q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$$s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$$

$$t - t_{\min} = -0.01 \text{ GeV}^2/c^2$$

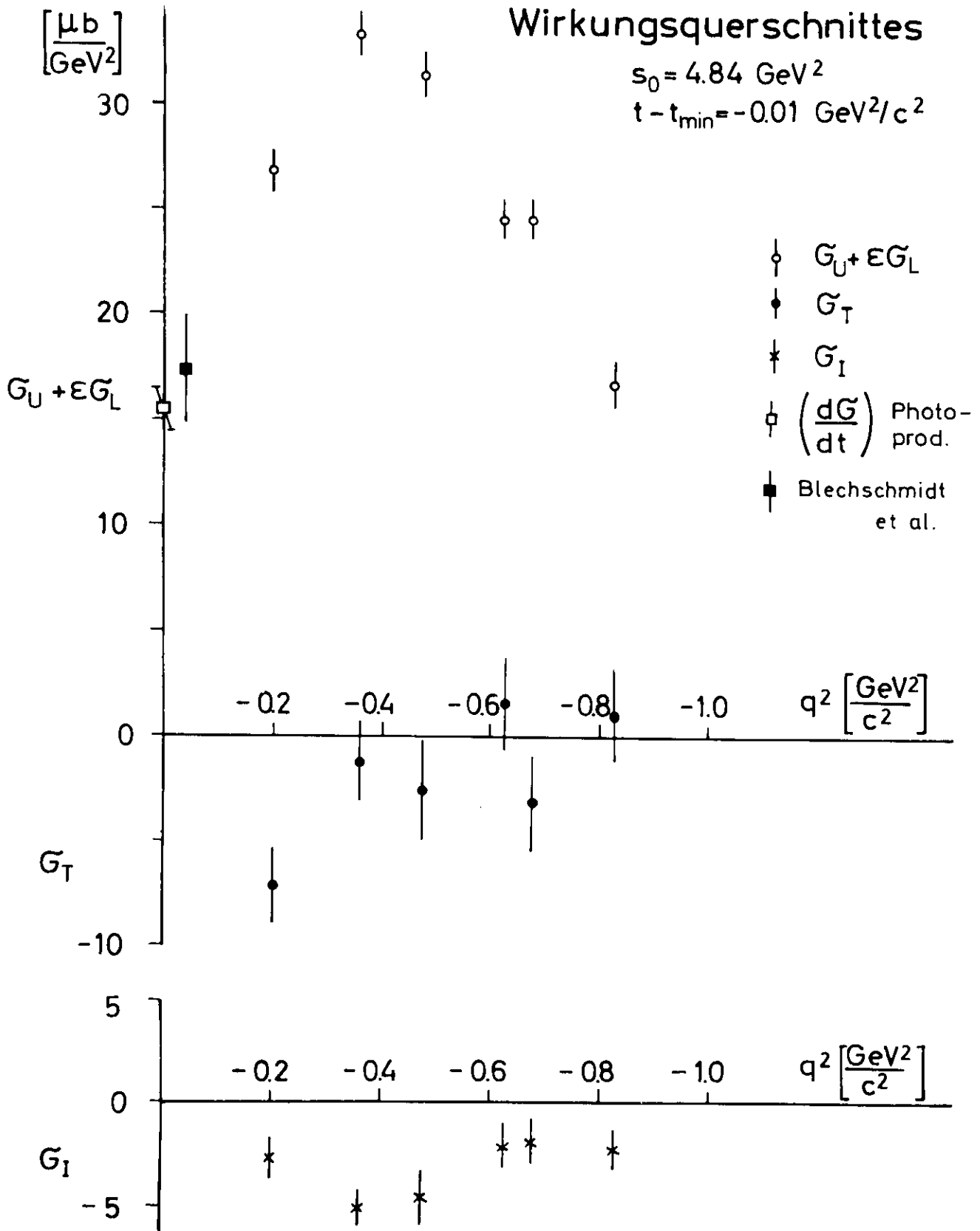


Abb. 16

Tabelle 7 q^2 -Abhängigkeiten für $s_0 = 4,84 \text{ GeV}^2$

bei $t = - 0,037 \text{ GeV}^2/c^2$,

$- q^2$ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	$\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler	σ_T $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler	σ_I $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler	Strahlungs- Korrekturen %
0,180	20,6	1,1	- 6,7	1,4	- 2,2	1,1	9,9
0,255	25,9	0,6	- 7,1	1,1	- 1,3	0,6	10,5
0,340	26,8	0,6	- 5,1	1,1	- 2,4	0,5	11,0
0,475	26,0	0,9	- 0,5	1,6	- 3,2	0,9	13,9
0,625	21,8	0,8	+ 0,7	1,6	- 2,6	0,8	14,1
0,675	21,1	0,7	- 2,5	1,6	- 1,6	0,8	14,3
0,825	16,6	0,9	- 1,6	1,9	- 2,8	1,0	16,7
bei $t = - 0,075 \text{ GeV}^2/c^2$							
0,180	13,8	2,3	- 8,3	2,3	+ 2,8	2,3	9,5
0,340	16,8	0,6	- 8,3	1,3	+ 1,0	0,6	10,5
0,475	16,4	0,8	- 2,6	1,5	+ 1,6	0,8	13,3
0,625	14,5	0,8	- 2,3	1,4	- 1,2	0,8	13,5
0,675	13,2	0,6	- 2,7	1,3	- 0,5	0,6	13,7
0,825	11,7	0,8	- 2,7	1,4	- 1,6	0,6	15,8
und bei $(t-t_{\min}) = - 0,01 \text{ GeV}^2/c^2$							
0,200	26,8	1,0	- 7,2	1,7	- 2,7	0,9	9,4
0,360	33,3	1,0	- 1,3	2,1	- 5,1	1,0	10,3
0,475	31,4	1,3	- 2,6	2,5	- 4,7	1,3	12,9
0,625	24,5	1,1	+ 1,5	2,3	- 2,2	1,1	13,3
0,675	24,5	1,0	- 3,2	2,2	- 1,9	1,0	14,6
0,825	16,4	1,3	+ 1,0	2,3	- 2,3	1,1	15,0

Der Interferenzterm σ_I bleibt überall klein und zeigt bei $t = -0,037$ und $-0,075 \text{ GeV}^2/c^2$ die Reflexion des t -Verhaltens (siehe auch Abbildung 11). Beschränkt man sich auf besonders kleine $(t-t_{\min})$ -Werte wie in Abbildung 16, dann erkennt man eine q^2 -Abhängigkeit, die etwa so wie die von $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ verläuft.

5.5 Abtrennung des longitudinalen Beitrags

In diesem Experiment mißt man bei sehr kleinen t -Beträgen. Es gibt dazu vergleichbare Ergebnisse aus der Pionproduktion mit linear polarisierten Photonen²¹, bei $q^2 = 0$ also. Man kann dort zwei Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dt}(t)$ untersuchen: $\sigma_{||}$ bei Polarisation in der Reaktionsebene und σ_{\perp} bei um 90° gedrehter Polarisation. Man findet, daß für $-0,02 \geq t \geq -0,15 \text{ GeV}^2/c^2$ stets $\sigma_{||}/\sigma_{\perp} \leq 0,1$ bleibt.

Wenn man nun annimmt, daß sich für $q^2 \neq 0$ das Verhältnis der Transversalkomponenten nicht wesentlich ändert, kann man σ_L von σ_u trennen. Es gilt ja $\sigma_u = \frac{\sigma_{||} + \sigma_{\perp}}{2}$ und $\sigma_T = \frac{\sigma_{||} - \sigma_{\perp}}{2}$. Mit $\sigma_{||}/\sigma_{\perp} \leq 0,1$ ergibt sich also $\sigma_u \cong -\sigma_T$, und daraus:

$$\sigma_L \cong \frac{1}{\epsilon} ((\sigma_u + \epsilon \sigma_L) + \sigma_T)$$

Das Resultat dieser einfachen Addition der Meßwerte ist in Tabelle 8 zusammengefaßt.

Der Beitrag der longitudinalen Polarisation des virtuellen Photons liefert unter dieser Annahme den Hauptbeitrag. Man erkennt auf Abbildung 17 einen sehr steilen Abfall mit wachsendem s_0 , was mit $1/(s_0 - m_D^2)^3$ nicht unverträglich ist. Ebenso verschwindet, wie auf Abbildung 18 zu sehen ist, σ_L rasch mit wachsendem Betrag von t wie etwa $\exp(16 t)$. Das q^2 -Verhalten wird in Abbildung 19 wiedergegeben. Die Meßpunkte haben ein Maximum bei $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ und fallen zu beiden Seiten rasch ab. Zu kleinen Beträgen von q^2 hin laufen sie gegen Null, wie man es wegen der Stromerhaltung erwartet.

s_0 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$t = -0.06 \text{ GeV}^2/c^2$

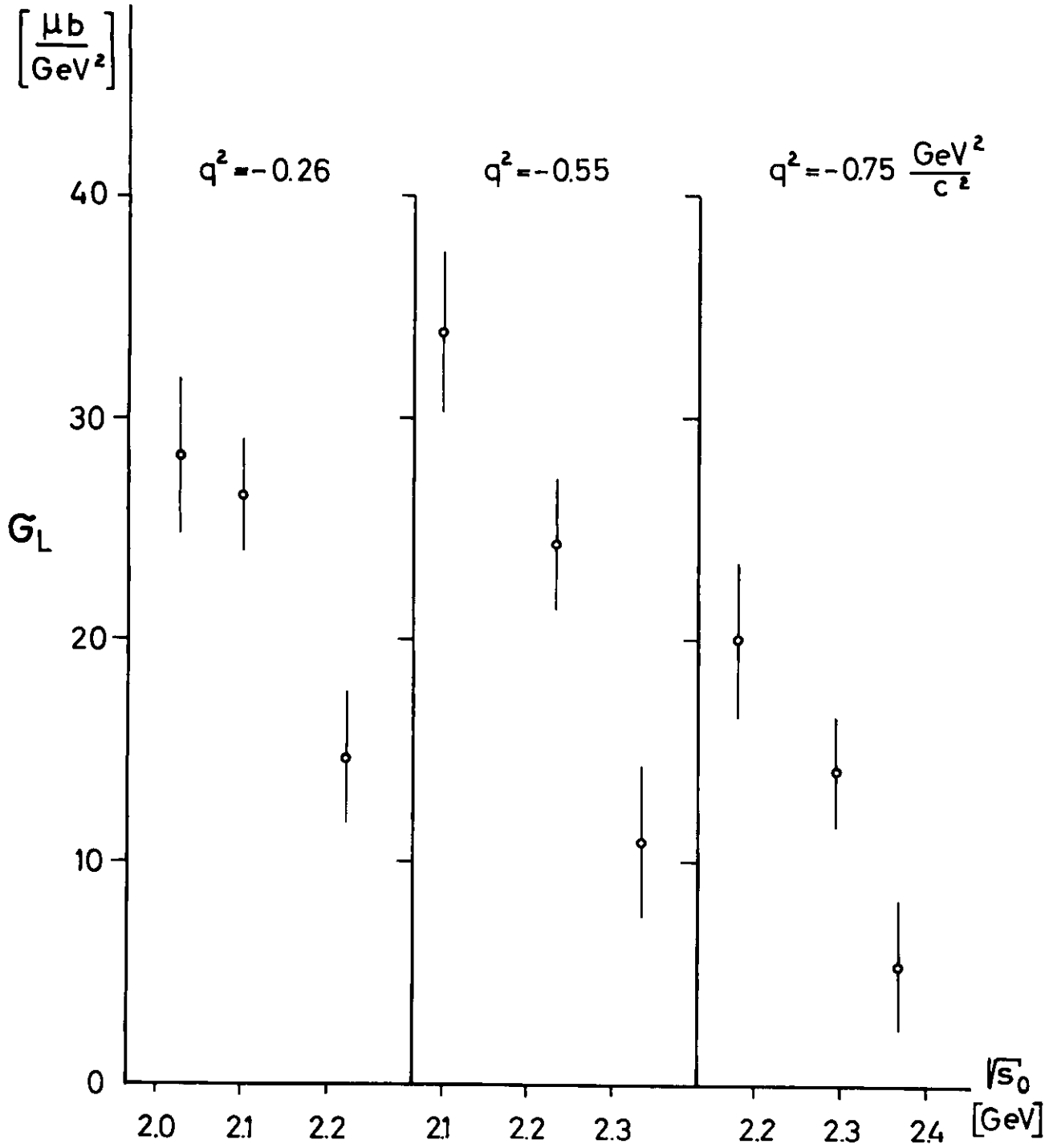


Abb. 17

t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

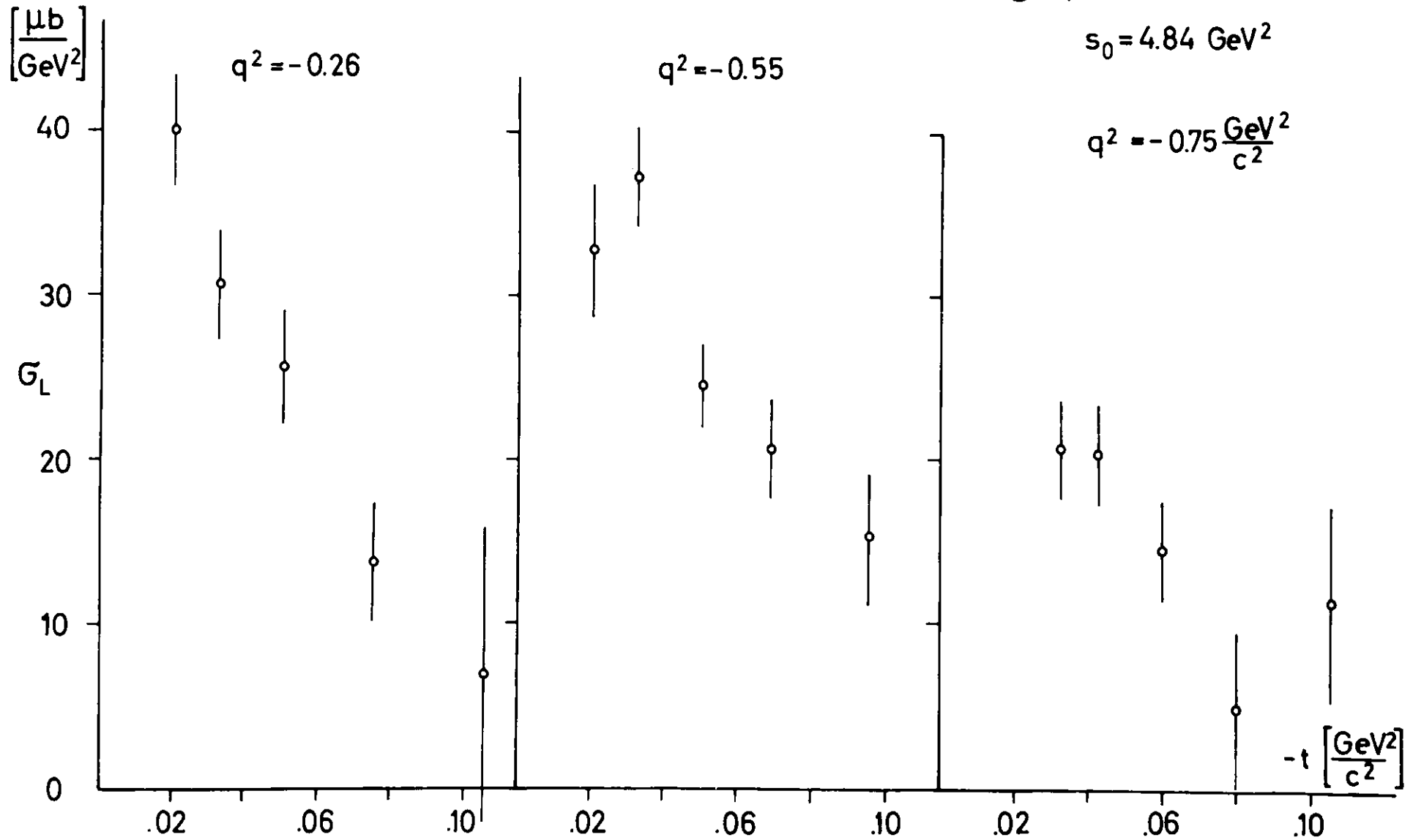


Abb. 18

q^2 -Abhängigkeit des
Wirkungsquerschnittes
 $s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$

$t = -0.075 \text{ GeV}^2/c^2$

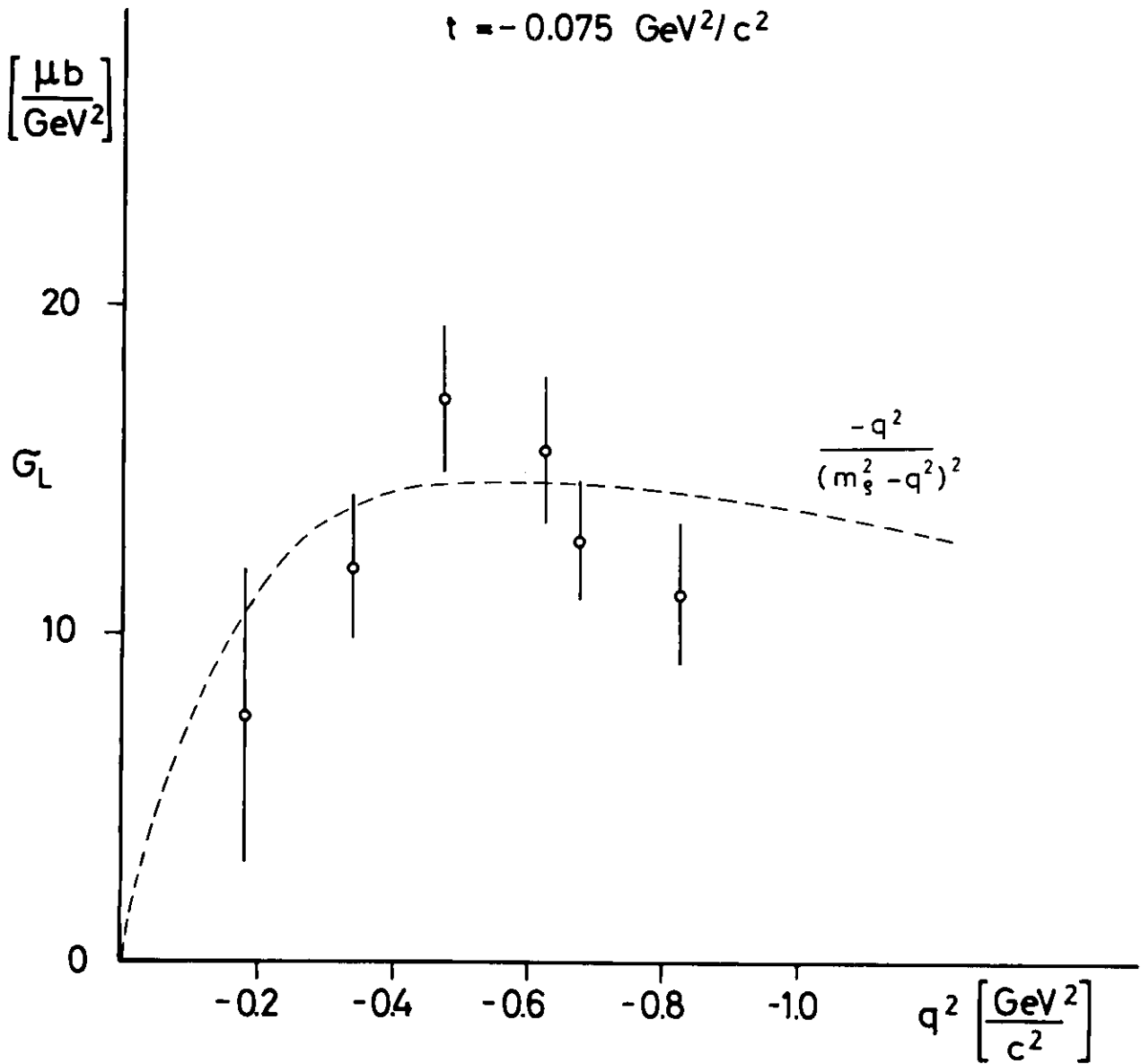


Abb. 19

Tabelle 8 s_0 -, t - und q^2 -Abhängigkeit von σ_L

$-q^2$ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	s_0 GeV ²	$W = \sqrt{s_0}$ GeV	$-t$ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	ϵ	σ_L $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler
0,26	4,121	2,030	0,06	0,819	28,3	3,5
0,26	4,410	2,100	0,06	0,784	26,5	2,5
0,26	4,928	2,220	0,06	0,709	14,7	3,0
0,55	4,410	2,100	0,06	0,834	33,9	3,5
0,55	4,995	2,235	0,06	0,777	24,3	3,0
0,55	5,452	2,335	0,06	0,724	10,9	3,5
0,75	4,752	2,180	0,06	0,821	20,0	3,5
0,75	5,267	2,295	0,06	0,775	14,1	2,5
0,75	5,593	2,365	0,06	0,742	5,4	3,0
0,26	4,84	2,2	0,02	0,723	40,0	3,5
0,26	4,84	2,2	0,032	0,723	30,6	3,5
0,26	4,84	2,2	0,050	0,723	25,6	3,6
0,26	4,84	2,2	0,075	0,723	13,8	3,7
0,26	4,84	2,2	0,105	0,723	6,9	9,0
0,55	4,84	2,2	0,02	0,793	32,8	3,8
0,55	4,84	2,2	0,032	0,793	37,2	3,1
0,55	4,84	2,2	0,050	0,793	24,7	2,5
0,55	4,84	2,2	0,070	0,793	20,8	3,1
0,55	4,84	2,2	0,095	0,793	15,4	3,8
0,75	4,84	2,2	0,032	0,814	20,8	3,0
0,75	4,84	2,2	0,043	0,814	20,6	3,0
0,75	4,84	2,2	0,060	0,814	14,6	3,0
0,75	4,84	2,2	0,080	0,814	4,9	4,5
0,75	4,84	2,2	0,105	0,814	11,4	6,0

noch Tabelle 9						
$-q^2$ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	s_0 GeV ²	$W = \sqrt{s_0}$ GeV	$-t$ $\frac{\text{GeV}^2}{c^2}$	ϵ	σ_L $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2}$	stat. Fehler
0,180	4,84	2,2	0,075	0,739	7,5	4,5
0,340	4,84	2,2	0,075	0,707	12,0	2,2
0,475	4,84	2,2	0,075	0,803	17,2	2,2
0,625	4,84	2,2	0,075	0,783	15,6	2,2
0,675	4,84	2,2	0,075	0,822	12,8	1,8
0,825	4,84	2,2	0,075	0,806	11,2	2,2

5.6 Diskussion der Ergebnisse im Rahmen des elektrischen Borntermmodells

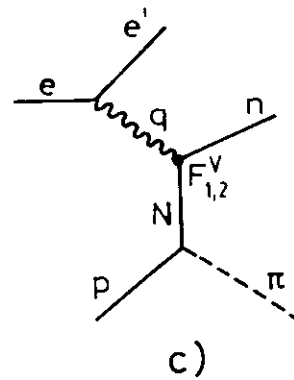
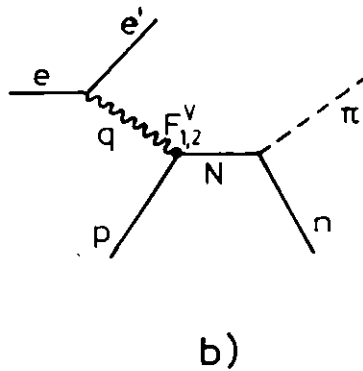
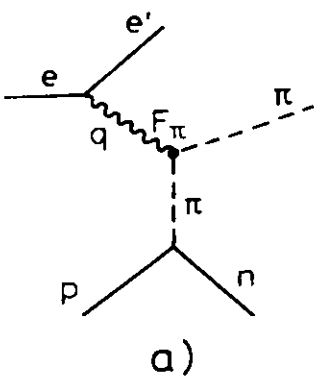
Die Streuamplitude, eine Funktion von q^2 , s_0 und t , wird als Summe der möglichen Bornterme gegeben, die man für die Reaktion (1) als Feynman-Graphen in niedrigster Ordnung der Störungstheorie hinschreiben und nach den Regeln ausrechnen kann²². Es ist dabei wichtig, daß man sich auf einige entscheidende Graphen beschränkt. Also geht man auf das zurück, was man schon weiß, um die stärksten Beiträge zur Streuamplitude zu finden.

Sowohl in der Photoproduktion von Pionen¹⁸ als auch in der Elektroproduktion, wie dieses Experiment zeigt, beobachtet man eine Bevorzugung kleiner Streuwinkel bzw. kleiner t -Beträge. Das heißt, daß in einer Partialwellenzerlegung der Streuamplitude²³ nur Partialwellen mit hohem Drehimpuls beitragen würden. Es kommen also periphere Stöße am häufigsten vor, eine typische Erscheinung bei der Erzeugung von wenigen Teilchen²⁴. Weitreichende Kräfte spielen die Hauptrolle.

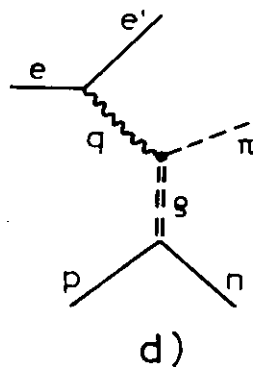
Diesen Sachverhalt kann man durch Einteilchenaustausch im t-Kanal verstehen. Unter Beachtung der bekannten Erhaltungssätze für Drehimpuls, Parität, G-Parität und Isospin können bei der Pionproduktion ein π^+ oder ein ρ^+ ausgetauscht werden. Andere mögliche Teilchen sind schwerer und führen deshalb zu Austauschkräften mit kürzeren Reichweiten. Nun ergibt aber der Graph a) (s. u.), der dem Einpionenaustausch entspricht, keine eichinvariante Streuamplitude²⁵. Man muß mindestens - minimale eichinvariante Erweiterung - den Graphen b) hinzunehmen, um den Einpionenaustausch in diesem Sinne richtig zu beschreiben.

Man versucht im elektrischen Borntermmodell mit folgenden Feynman-Graphen auszukommen, was in der Photoproduktion von Pionen bereits Erfolg²⁶ gehabt hat.

1. Das Photon kann den Isospin $I = 1$ haben. Die entsprechende Isektoramplitude kann zusammengesetzt werden aus Einpionenaustausch im t-Kanal und Nukleonresonanzen im s- und u-Kanal:



2. ρ -Austausch im t-Kanal verlangt einen Isospin $I = 0$ des Photons, er trägt zur Isoskalaramplitude bei



Es wird allgemein angenommen, daß Photonen isoskalare und isovektorielle Komponenten haben, was die Analyse der Photoproduktion von geladenen Pionen bestätigt²⁷, und daß keine wichtigen isotensoriellen Komponenten vorhanden sind²⁸.

Weitere Graphen, wo statt des Pions in a) ein Dreipionenzustand, wie das ω -Meson, ausgetauscht wird, und in b) und c) höhere Nukleonresonanzen im s- und u-Kanal beitragen, müssen außerdem noch berücksichtigt werden²⁹. Sie sind allerdings bei t-Werten $\geq -60 m_\pi^2$ sehr klein, so daß nach wie vor der Einpionenaustausch den Hauptbeitrag gibt, also der Graph a) entscheidend ist, der sogenannte Einpionenaustauschterm.

Im Rahmen dieses Modells haben Berends³⁰ einerseits und Manweiler und W.Schmidt³¹ andererseits spezielle Vorstellungen entwickelt und Rechnungen angestellt.

Berends betrachtet nur die Isovektoramplitude. Wie man aus der Vorhersage für die Photoproduktion weiß, braucht man für größere t-Beträge Korrekturen der Bornamplitude²⁶. In seinem Modell wird dies durch Beiträge aus Dispersionsrelationen bei festgehaltenem t erreicht³². Schwierigkeiten bei der Berechnung der Dispersionsintegrale werden dadurch überwunden, daß die Imaginärteile der Photoproduktionsamplituden bei hohen s_0 -Werten und kleinen t-Beträgen verglichen mit den Realteilen sehr klein sind und gleich Null gesetzt werden dürfen. So können die Integrale auf relativ kleine s_0 beschränkt und tatsächlich ausgeführt werden.

Das Modell bleibt auf $|t| < 6 m_\pi^2$ beschränkt. Die Formfaktoren F_1^V , F_2^V und F_π als die freien Parameter werden experimentiellen Messungen entnommen. Es wird $G_{EP} = 1/(1 - q^2/0,71)^2$, $F_1^V = G_{EP} \cdot (1 - 3,7 q^2/(4 m_p^2 - q^2))$ und $F_2^V = G_{EP} \cdot (3,7 + 3,7 q^2/(4 m_p^2 - q^2))$ gesetzt. Ferner wird $F_\pi = 1/(1 - q^2/0,31)$ angenommen³³.

Berends kommt in diesem Rahmen zu Vorhersagen, die in ihren wesentlichen Zügen mit den experimentellen Daten übereinstimmen: Die beiden Terme σ_U und σ_T verhalten sich wie in der Photoproduktion. Sie fallen gemäß $\exp(3t)$ mit t ab. σ_U hat ein Vorwärtsmaximum, und σ_T geht bei kleinen t -Beträgen gegen Null. σ_L übertrifft außer bei kleinen und großen t -Beträgen σ_U , und zwar maximal um den Faktor 2. σ_T hat, wie experimentell gefunden, einen Nulldurchgang bei $t = -0,05 \text{ GeV}^2/c^2$ und das richtige Vorzeichen. Die qualitative Übereinstimmung ist gut.

Der Vergleich mit den experimentellen Daten ergibt also, daß das Modell von Berends die Elektroproduktion von Pionen qualitativ richtig vorhergesagt hat. Bis jetzt fehlt allerdings noch eine Anwendung auf die speziellen Parameter dieses Experiments, die aber in nächster Zukunft erwartet werden kann³⁴.

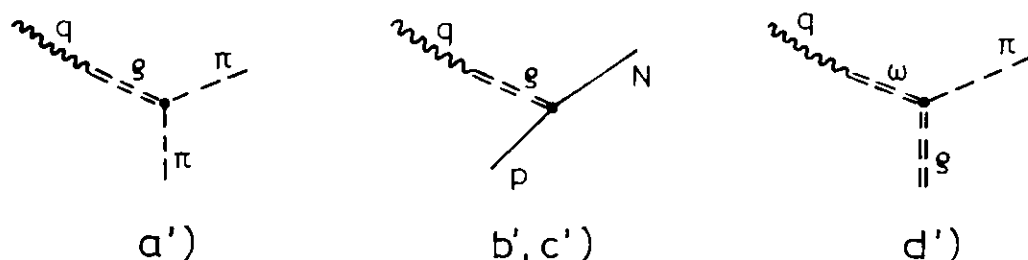
Sein Modell ist bereits auf die Daten der Pipkin-Gruppe bei CEA³⁵ angewandt worden. Die Analyse ergibt, daß ein Pionformfaktor $F_\pi = F_1^V$ die beste Anpassung an die Daten bietet. Eine q^2 -Abhängigkeit $F_\pi = m_\rho^2/(m_\rho^2 - q^2)$ stellt sich als weniger wahrscheinlich heraus.

Einen ganz ähnlichen Weg schlagen Manweiler und W. Schmidt ein. Wieder werden Dispersionsrelationen bei festgehaltenem t benutzt, um Korrekturen für das Verhalten bei größeren t -Beträgen zu bekommen. In den Dispersionsrelationen erscheinen die Bornsterme - es werden alle s -, t -, u -Kanalaustausche wie in Ref. 28 angenommen - als Polterme oder Subtraktionen. Die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren wird mit der Hypothese der ρ -Dominanz hergeleitet. Es wird z. B. gesetzt:

$$\sigma_K(q^2, s_0, t) = \frac{m_\rho^2}{m_\rho^2 - q^2} \left(\frac{e}{f_\rho} \right)^2 \sigma_K^\rho(q^2, s_0, t),$$

wo $K = U, T$ ist.

Für $q^2 = m_\rho^2$ können die $\sigma_K(m_\rho^2, s_0, t)$ in die Dichtematrixelemente σ_{iK} umgeschrieben werden, die in der Rhoproduktion von Pionen gemessen werden. Diese Vereinfachung kann man sich so veranschaulichen, daß man das hadronähnliche Verhalten an den Photonvertices über Kopplung an das ρ -Meson bzw. ω -Meson versteht.



Die daraus abzuleitende q^2 -Abhängigkeit entspricht der Annahme, ρ -Dominanz vorausgesetzt. $F_\pi = F_\rho^2 / (m_\rho^2 - q^2)$. Manweiler und W. Schmidt zeigen, daß F_1^V von $m_\rho^2 / (m_\rho^2 - q^2)$ um höchstens 10 % abweicht. Sie arbeiten deshalb mit der weiteren Annahme $F_\pi = F_1^V$.

Zur Überprüfung dieses Modells hat man für $q^2 = m_\rho^2$ mit den Daten der Rhoproduktion durch Pionen³⁶ und für $q^2 = 0$ mit der Photoproduktion von Pionen verglichen²¹.

Für die Elektroproduktion von Pionen kommen dann die Autoren zu folgenden Vorhersagen: σ_L dominiert den Wirkungsquerschnitt und fällt mit wachsendem t -Betrag steiler als σ_u ab. σ_u und σ_T zeigen etwa das gemessene Verhalten. σ_I wechselt das Vorzeichen bei kleineren t -Beträgen als im Experiment. Im ganzen kommt die t -Abhängigkeit von σ_L flacher als gemessen heraus.

W. Schmidt³⁷ hat darüber hinaus eine Anpassung im Rahmen des oben skizzierten elektrischen Borntermmodells an die hier gemessenen Daten vorgenommen, um den

Pionformfaktor zu bestimmen. Er geht wie oben von der ρ -Dominanz aus, also zunächst von $F_\pi = m_\rho^2 / (m_\rho^2 - q^2)$. Da in den Dispersionsrelationen die Bornsterme als Polterme oder Subtraktionen stehen, entsteht durch zweimalige Subtraktion eine Korrektur R an F_π von der Form $R = 1 - b q^2 / m_\rho^2 (1 + a q^2 / m_\rho^2)$. Die Anpassung ist mit diesen beiden Parametern a und b und außerdem einer Normierung der Amplituden durchgeführt worden. Es haben sich bezüglich der Komponente $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ übereinstimmende Resultate ergeben, wie die Abbildungen 20 und 21 zeigen. Es liefern

$$a = 0,65$$

$$\text{und } b = 0,85$$

die beste Anpassung. Man sieht, daß man nicht mit dem ursprünglichen Ansatz für F_π auskommt und daß daher die Annahme der ρ -Dominanz in der einfachen Form - ohne Subtraktionen - nicht erfüllt ist, siehe Abb. 22. $R(q^2)$ sorgt dafür, daß F_π zunächst bis $q^2 = -1,0 \text{ GeV}^2/c^2$ größer herauskommt. R durchläuft etwa bei $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ ein Maximum von 1,3. Ab $q^2 = -0,5 \text{ GeV}^2/c^2$ kommt durch R ein steilerer Abfall als mit $m_\rho^2 / (m_\rho^2 - q^2)$ heraus.

Schließlich haben Devenish und Lyth³⁸ im Rahmen dieses Modells diese Daten und die Ergebnisse der Clegg-Gruppe³⁹ analysiert. Letztere sind vorläufig. Es ist die Summe der σ_u , σ_T , σ_L und σ_I gemessen worden. Die Übereinstimmung mit diesem Experiment ist gut. Sie erhalten folgendes Resultat: Ohne die höheren Resonanzen (wie Berends, Manweiler und W. Schmidt) in den Dispersionsintegralen zu berücksichtigen, ergibt ein Pionformfaktor von der Art $F_\pi = 1 / (1 + a q^2)$ keine guten Anpassungen an die Daten. Die Diskrepanz wird darauf zurückgeführt, daß man wegen der kleinen q^2 -Werte wohl doch höhere Resonanzen bei den Integrationen mitnehmen müßte.

t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$
 $q^2 = -0.26 \text{ GeV}^2/c^2$

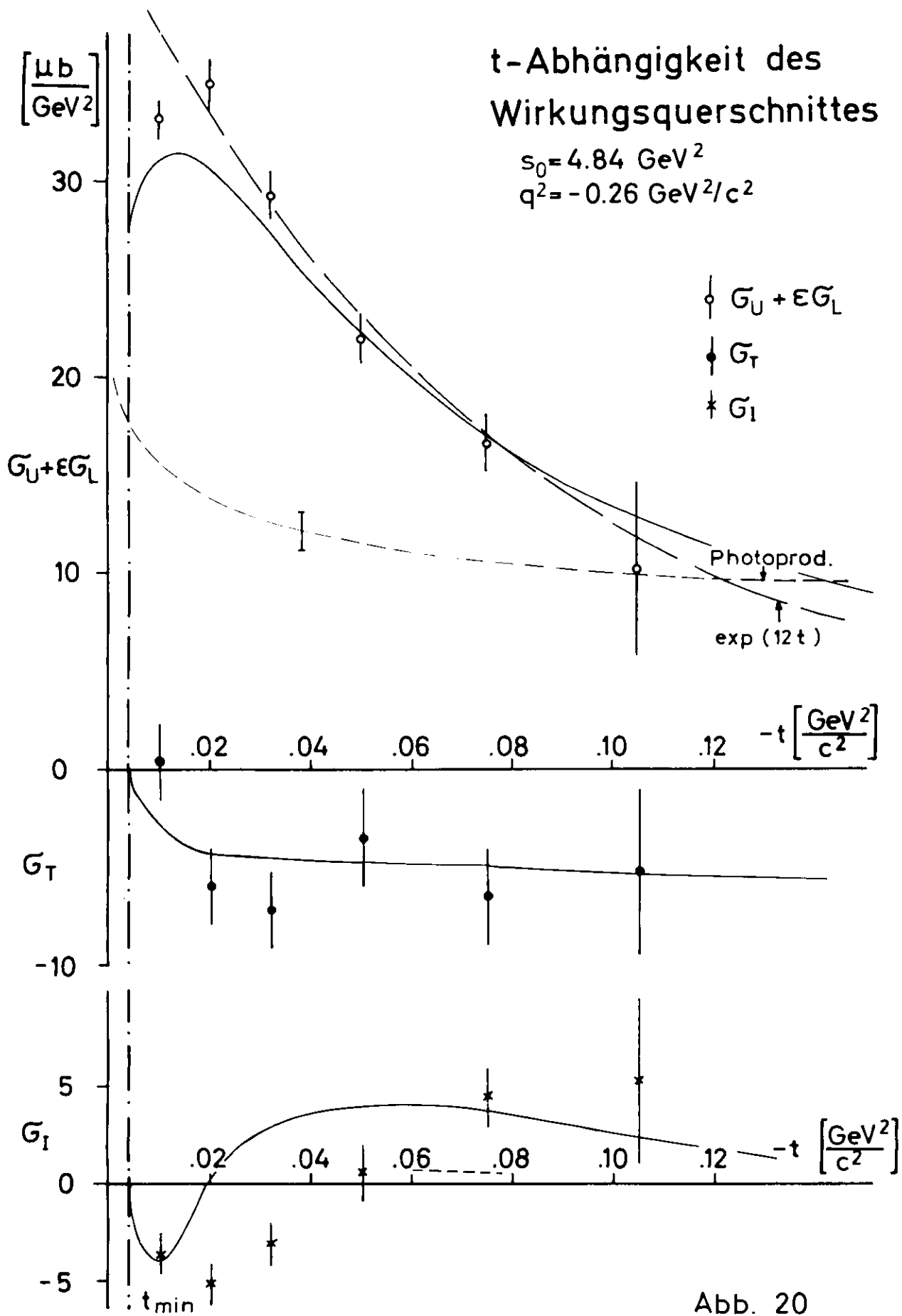


Abb. 20

q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$
 $t = -0.037 \text{ GeV}^2/c^2$

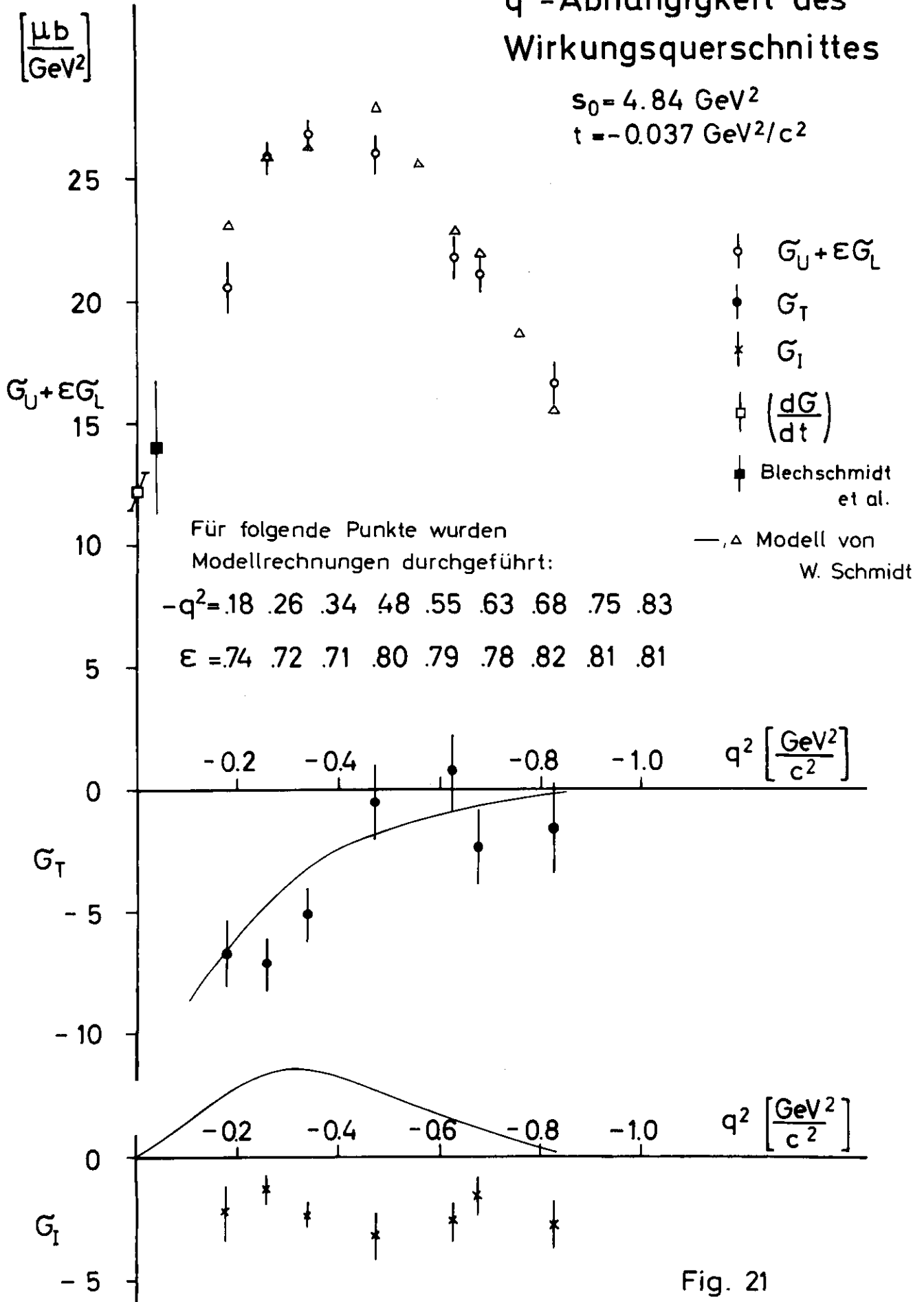


Fig. 21

q^2 -Abhängigkeit des Pionformfaktors

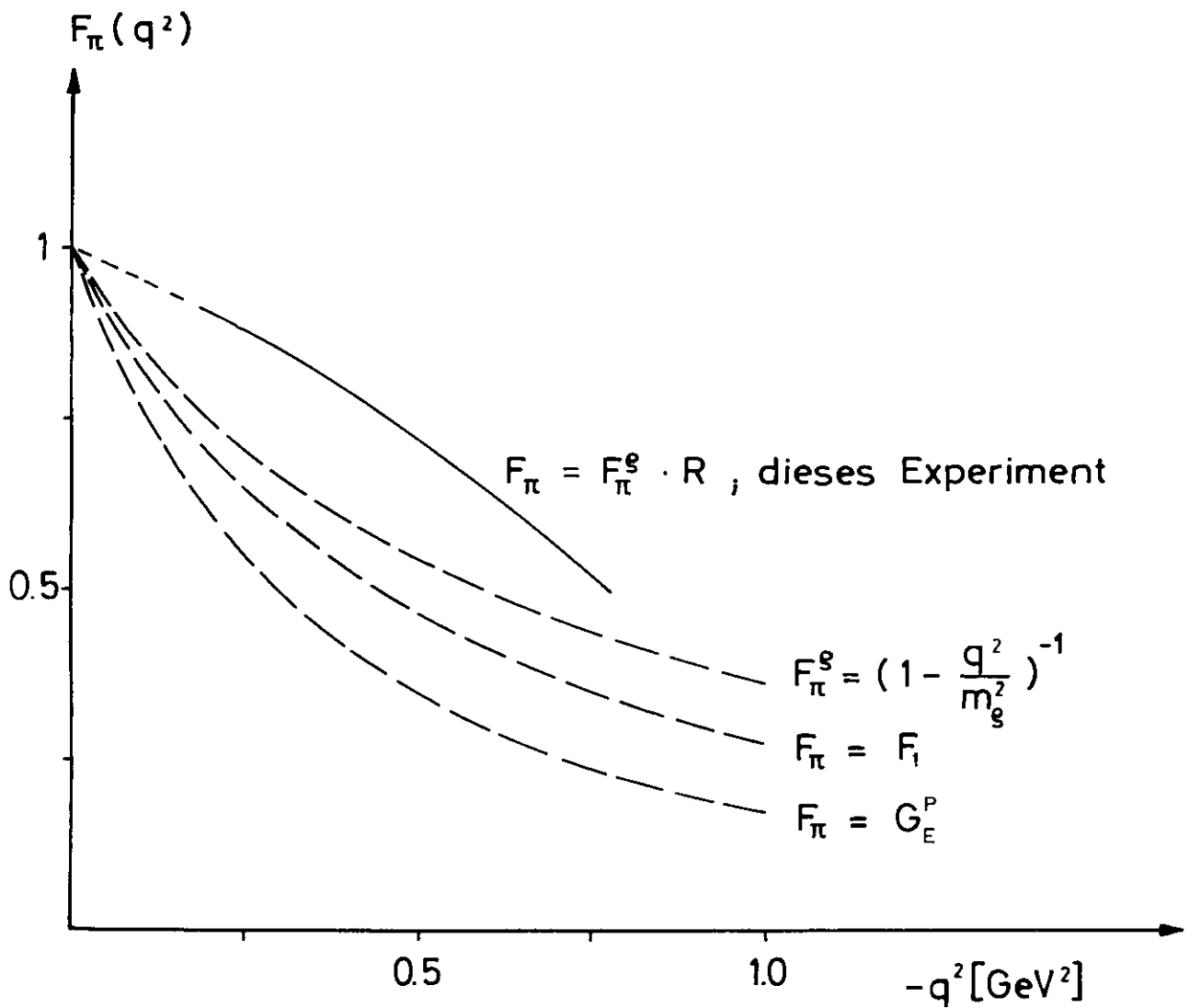


Abb. 22

Man sieht, daß diese drei theoretischen Arbeiten im Rahmen des elektrischen Borntermmodells ganz verschiedene Mittel benutzen, um Diskrepanzen mit dem Experiment zu beseitigen.

5.7 Diskussion der Resultate im Vektordominanzmodell

Man geht von der Annahme aus, daß der elektromagnetische Strom an die Vektormesonströme in folgender Weise ankoppelt⁴⁰:

$$j_{\mu}(x) = e \sum_{\rho, \omega, \phi} \frac{m_V^2}{2 \gamma_V} j_{\mu}^V(x)$$

Dadurch verknüpft man die Photoproduktion mit der Vektormesonproduktion. Für die Photoproduktion mit virtuellen Photonen erhält man durch den Photonpropagator daraus folgende Formel⁴¹:

$$T(\gamma N \rightarrow \pi N) = \sum_{V'} \frac{e}{2 \gamma_{V'}} \frac{m_{V'}^2}{m_{V'}^2 - q^2} T(V' N \rightarrow \pi N)$$

Iso und Schildknecht kommen mit dieser wichtigen Grundannahme und dem Ansatz $m_{\rho}^2 = m_{\omega}^2 = m_{\phi}^2$ und damit, daß sie die Wirkungsquerschnitte nicht direkt auf die Vektormesonproduktion zurückführen, sondern auf die Photoproduktion mit reellen Photonen normieren, zu den Beziehungen:

$$\sigma(q^2, s_0, t) = \frac{m_{\rho}^4}{(m_{\rho}^2 - q^2)^2} \frac{d\sigma}{dt}(s_0, t)_{\text{Photo}} \quad \text{und}$$

$$\sigma(q^2, s_0, t) = \frac{m_{\rho}^4}{(m_{\rho}^2 - q^2)^2} \frac{d\sigma}{dt}(s_0, t)_{\text{Photo}}$$

Für σ_L erhalten sie, wenn sie einen Faktor $(-q^2)$ aus Stromerhaltungsgründen ableiten und herausziehen, folgende Gleichung:

$$\sigma_L \left\{ \begin{array}{l} \gamma p \rightarrow \pi^+ n \\ \gamma n \rightarrow \pi^- p \end{array} \right\} = \frac{-q^2}{m_\rho^2} \frac{m_\rho^4}{(m_\rho^2 - q^2)^2} \frac{\rho_{00}^{\rho_0}}{\rho_{++}^{\rho_0}} \left\{ \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) + \frac{d\sigma}{dt}(\gamma n \rightarrow \pi^- p) \right\}$$

Die Dichtematrixelemente $\rho_{00}^{\rho_0}$ und $\rho_{++}^{\rho_0}$ sind bekannt als Funktion von t aus der Rho-Produktion durch Pionen⁴². Das Verhältnis $\rho_{00}^{\rho_0}/\rho_{++}^{\rho_0}$ erreicht bei kleinen t -Beträgen Werte um 10 und fällt sehr rasch ab. Betrachtet man die drei obenstehenden Gleichungen für $q^2 = -m_\rho^2$ zum Beispiel, dann sieht man, daß demnach σ_L den Wirkungsquerschnitt bei kleinen $|t|$ -Werten dominieren wird.

Fraas und Schildknecht⁴³ haben Rechnungen mit den Parametern dieses Experiments durchgeführt. Dazu haben sie $\sigma_I(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ ganz analog zu $\sigma_L(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ unter der Annahme maximaler $\rho\omega$ -Interferenz berechnet. Sie haben dann die Daten der Photo-Produktion von Pionen^{21,27} genommen und sie mit dem bekannten s_0 -Verhalten $1/(s_0 - m_\rho^2)^2$ auf $s_0 = 4,84 \text{ GeV}^2$ extrapoliert. Das Verhältnis der ρ_0 -Dichtematrixelemente zeigt bezüglich s_0 im Rahmen der Fehler keine signifikante Variation und kann ohne Änderung verwendet werden.

Man erhält s_0 ohne eine Anpassung an die Meßwerte der Elektroproduktion die in Abbildung 23 und 24 dargestellten Resultate. Die Größe von $(\sigma_U + \epsilon \sigma_L)$ kommt richtig heraus, also auch der große Beitrag von σ_L . Das t -Verhalten stimmt gut überein. Die steile t -Abhängigkeit von σ_L wird durch den ebenso raschen t -Abfall des Verhältnisses $\rho_{00}^{\rho_0}/\rho_{++}^{\rho_0}$ richtig erzeugt. Die q^2 -Abhängigkeit dagegen erscheint zu flach. Wie erwartet, ergeben sich bei der Betrachtung von σ_T keine Diskrepanzen. Es zeigt sich das Verhalten der Photoproduktion. Für σ_I wird für $q^2 = -0,26 \text{ GeV}^2/c^2$ und $s_0 = 4,84 \text{ GeV}^2$ ein qualitativ richtiges t -Verhalten berechnet. Insbesondere der Vorzeichenwechsel und die Größenordnung stimmen. Bei größeren q^2 -Werten allerdings kommt das Vorzeichen vor σ_I entgegengesetzt dem gemessenen heraus.

t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$
 $q^2 = -0.26 \text{ GeV}^2/c^2$

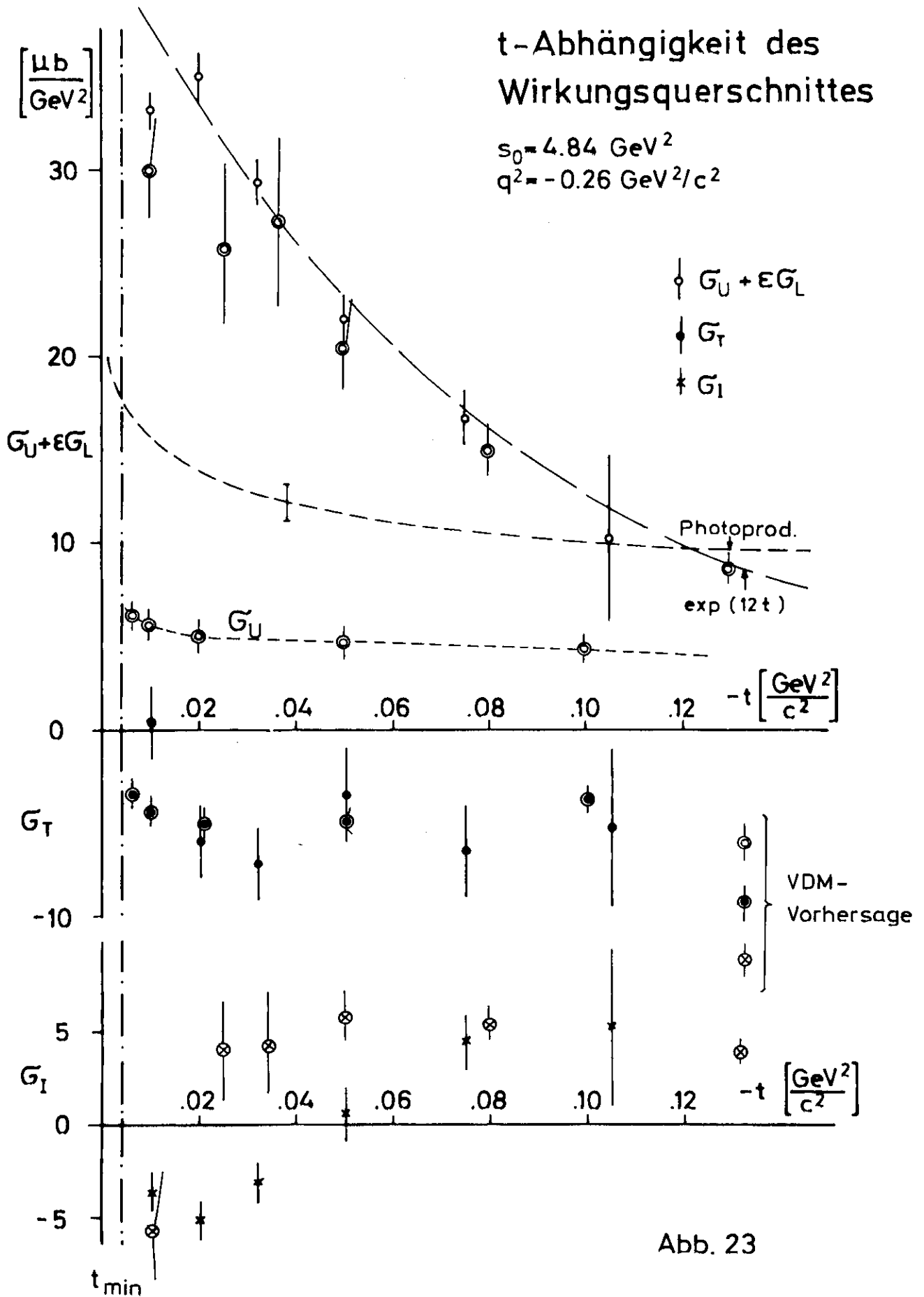


Abb. 23

q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$s_0 = 4.84 \text{ GeV}^2$
 $t = -0.075 \text{ GeV}^2/c^2$

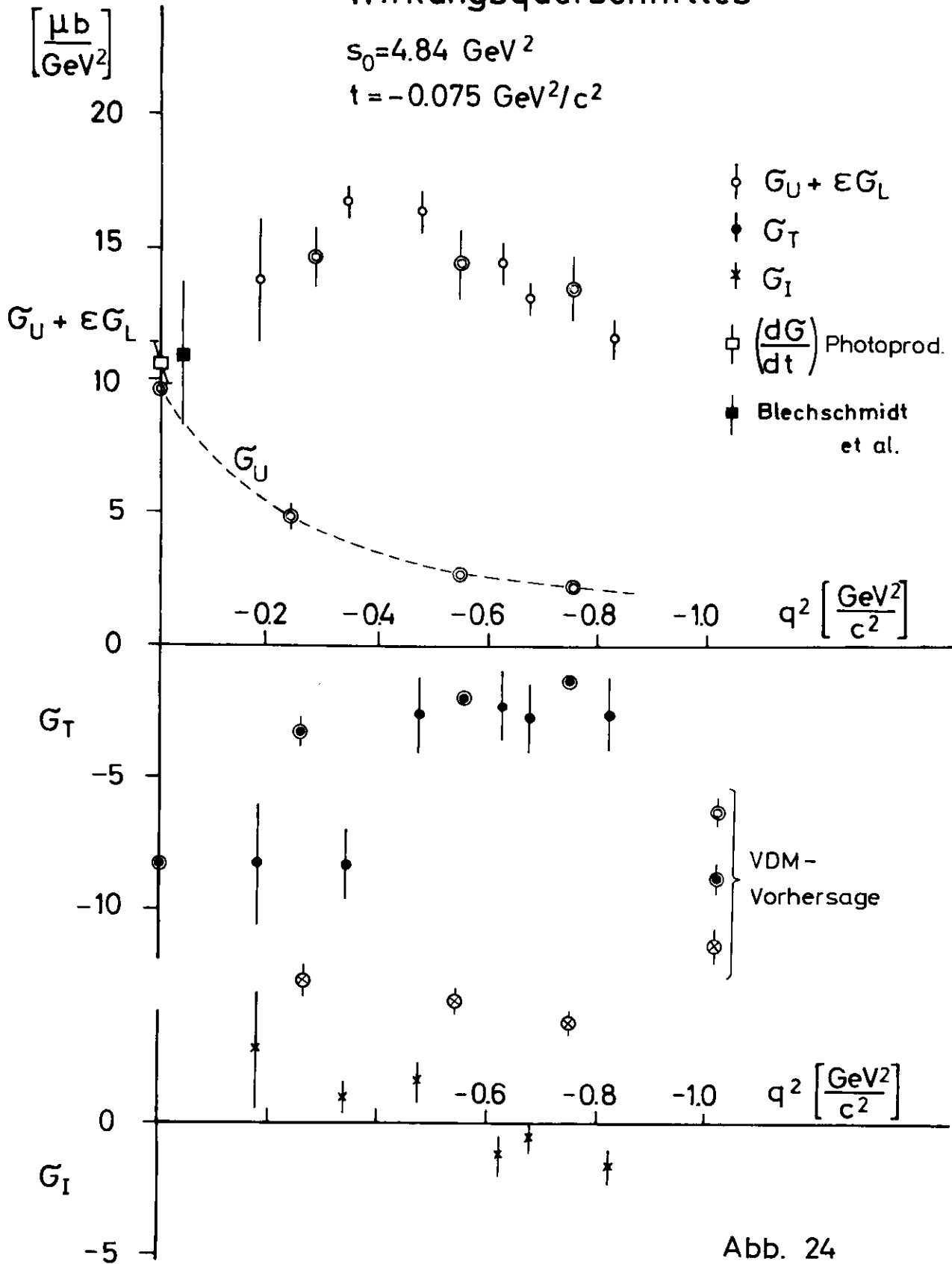


Abb. 24

Zu etwa dem gleichen Resultat gelangen ebenfalls in diesem Modell Berends und Gastmans⁴⁴. Die t -Abhängigkeit von σ_T kommt allerdings auch bei kleinen $|t|$ -Werten nicht richtig heraus. Dieser Unterschied zwischen beiden Rechnungen rührt daher, daß verschiedene Quellen für die Rhodichtematrixelemente benutzt werden.

Das Vektordominanzmodell liefert also ebenso wie das elektrische Borntermmodell qualitative Übereinstimmung. Das q^2 -Verhalten zeigt, wie man es auch schon im Rahmen der Rechnungen von W. Schmidt gesehen hat, daß der ρ -Mesonpropagator $1/(m_\rho^2 - q^2)$ nicht für die richtige q^2 -Abhängigkeit von σ_L sorgt. In die Abbildung 19 ist der Verlauf der Funktion $-q^2/(m_\rho^2 - q^2)^2$ zum Vergleich eingezeichnet. Fraas und Schildknecht führen das darauf zurück, daß die Messungen bei zu kleinen s_0 -Werten vorgenommen worden sind, und daß man die Photoproduktionsdaten nicht ohne Berücksichtigung der relativ starken t_{\min} -Variationen verwenden darf.

5.8 Vergleich mit den Einarmmessungen zur inelastischen Elektronstreuung

Die Experimente über die inelastische Elektronenstreuung⁴⁵, bei denen nur das auslaufende Elektron beobachtet wird und somit über alle möglichen Ausgangskanäle des Photonnukleonsystems summiert wird, ergeben einen kleinen longitudinalen Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt. Als obere Grenze für den Quotienten

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_u + \sigma_L} \quad \text{findet man } 0,20 \pm 0,05.$$

Stehen die Resultate der vorliegenden Arbeit dazu im Widerspruch? Man findet in diesem Experiment immerhin für $t = t_{\min}$, daß etwa $\sigma_L(t=t_{\min}) \leq 3 \sigma_u(t=t_{\min})$ ist.

Zum Klären dieser Frage wird wieder wie im Abschnitt 5.5 die Vereinfachung $\sigma_u = -\sigma_T$ benutzt. Die Daten zeigen, daß sich die t -Abhängigkeiten von σ_L

wie $\exp(16 t)$ und von q_T wie $-\exp(3 t)$ verhalten. Damit kann man R berechnen als

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_L + \sigma_U} = \frac{\int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \sigma_L(t) dt}{\int_{t_{\min}}^{t_{\max}} (\sigma_L(t) + \sigma_U(t)) dt} \leq 0,35$$

Berücksichtigt man, daß bei der Photoproduktion die Erzeugung einzelner Pionen nur etwa 4 % des totalen Wirkungsquerschnittes⁴⁵ in dem betrachteten s_0 -Bereich ausmacht, so steht der hier gefundene große Beitrag von σ_L nicht zu den Resultaten der inelastischen Elektronenstreuung im Widerspruch. Im übrigen sind die inelastischen Messungen nicht in dem kinematischen Bereich vorgenommen worden, der in diesem Koinzidenzexperiment untersucht wird.

6. Zusammenfassung

In diesem Experiment wird die Elektroproduktion von Pionen oberhalb der Pionnukleonresonanzen gemessen gemäß der Reaktion: $e + p \rightarrow e' + \pi^+ + n$. Das auslaufende Elektron und das Pion werden in Koinzidenz mit einer Funkenkammerapparatur nachgewiesen. Unter der Annahme des Einphoton austausches erhält man die Abhängigkeit des vierfach differentiellen Wirkungsquerschnittes explizit vom Azimutwinkel $\phi_{\pi q}$ des Pions und implizit von q^2 , dem Viererimpulsquadrat des virtuellen ausgetauschten Photons, von s_0 , dem Quadrat der Schwerpunktsenergie des Pionnukleonsystems, und von t , dem Quadrat des Viererimpulsübertrages an das Proton.

Es wird folgender kinematischer Bereich untersucht: q^2 von $-0,1$ bis $-0,9 \text{ GeV}^2/c^2$, s_0 von $4,0$ bis $6,0 \text{ GeV}^2$ und t von t_{\min} bis $-0,15 \text{ GeV}^2/c^2$.

Die Analyse der $\phi_{\pi q}$ -Abhängigkeiten, gemessen in mindestens 90° breiten Intervallen, erlaubt, den differentiellen Wirkungsquerschnitt in drei Komponenten zu zerlegen: in $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$, dem Anteil durch transversale und longitudinale Polarisation, in σ_T , einem Beitrag transversaler Polarisation, und σ_I , einem Interferenzterm durch transversale und longitudinale Polarisation des virtuellen Photons.

Man erhält folgendes Resultat: Die Komponente $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ dominiert den Wirkungsquerschnitt bei den hier gemessenen kleinen $|t|$ -Werten. Sie übertrifft sogar in einem weiten q^2 -Bereich den Wert für $q^2 = 0$ aus der Photoproduktion. σ_I zeigt, als Funktion von t betrachtet, bei $q^2 = -0,26 \text{ GeV}^2/c^2$ und $t = -0,06 \text{ GeV}^2/c^2$ einen Vorzeichenwechsel. σ_T verhält sich bezüglich s_0 und t wie in der Photoproduktion und zeigt eine steile q^2 -Abhängigkeit. Das rasche Abfallen mit wachsendem $|t|$ der ersten Komponente $(\sigma_u + \epsilon \sigma_L)$ und deren ungewöhnliche q^2 -Abhängigkeit, die ein Maximum bei etwa $q^2 = -0,4 \text{ GeV}^2/c^2$ hat, sind durch ein großes σ_L relativ zu σ_u zu erklären. Es gelingt, mit Hilfe von Photoproduktionsdaten σ_L als Funktion von q^2 , s_0 und t abzuschätzen.

Im Rahmen des elektrischen Borntermmodells ergeben sich zufriedenstellende Übereinstimmungen und eine Messung des Pionformfaktors als Funktion von q^2 . Es zeigt sich, daß die Annahme der ρ -Dominanz die q^2 -Abhängigkeit nur nach Modifikationen richtig wiedergibt.

Das Vektordominanzmodell liefert im ganzen eine gute Vorhersage des Wirkungsquerschnittes. Im einzelnen aber werden σ_I nicht richtig postuliert und die q^2 -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes zu flach erwartet.

Literaturangaben

- 1) K. Lübelmeyer, Pseudoscalar Meson Production,
A.B. Clegg, N^+ Electroproduction: Experimental Results,
F. Gilman, High Energy Electroproduction,
4. Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies,
Liverpool 1969;

E. Lohrmann, Electromagnetic Interactions, Lund Int. Conf. on El. Part., 1969
- 2) Dieser Name wurde geprägt von
C.F. Cho und J.J. Sakurai, Phys. Lett. 30B, 119 (1969)
- 3) J.J. Sakurai, Proceedings of the Electron Photon Symposium, Liverpool (1969)
- 4) J. Rathje, Dissertation, Hamburg 1971
(enthält eine eingehende Beschreibung der Apparatur);

G. Hofmann, Dissertation, Hamburg 1971
(enthält eine umfassendere Beschreibung der Digitalisierung und
Rekonstruktion der Ereignisse)
- 5) S.M. Berman, Phys. Rev. 135, 1249 (1964)
M. Gourdin, Nuovo Cim. 37, 209 (1965)
- 6) E. Ganssauge, Int. Bericht, DESY F21/3, Mai 1968 und siehe bei Ref. 4)
- 7) H.F. Jones, Nuovo Cim. 40, 1018 (1965)
C.W. Akerlof et al., Phys. Rev. Lett. 14, 1036 (1965)
- 8) Siehe z. B. bei K. Lübelmeyer, Ref. 1)
- 9) D. Schildknecht, Int. Bericht, DESY T-70/5, August 1970

- 10) A.A. Cone, et al., Phys. Rev. 156, 1490 (1967)
H.L. Lynch et al., HEPL-494 B (9167)
F.W. Brasse et al., Nuovo Cim. X, 55A, 679 (1968)
W. Albrecht et al., Phys. Lett. 28B, 225 (1968)
W. Albrecht et al., Nucl. Phys. B13, 1 (1969)
W. Bartel et al., Phys. Lett. 28B, 148 (1968)
E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969)
M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969)
- 11) G. Keßler, Int. Bericht, DESY B2-68/1 (1968)
- 12) U. Becker, K. Höhne, J. Weber, DESY 66/25 (1966)
- 13) Das Magnetprogramm stammt von M. Regler, CERN
- 14) B. Ronne, Vol. I, CERN 64-13, 1964
- 15) J.D. Björken, S.D. Drell, Relativistische Quantenmechanik, Lehrbuch
- 16) G. Keßler, Int. Bericht, DESY B2-69/3 (1969)
- 17) C. de Calan, G. Fuchs, Nuovo Cim. 38, 1594 (1965) und
Nuovo Cim. 41, 286 (1966)
- 18) G. Buschhorn et al., Phys. Lett. 25B, 622 (1967)
- 19) C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 987 (1971)
- 20) H. Blechschmidt et al., Nuovo Cim. 52A, 1370 (1967)
- 21) H. Burfeindt et al., Phys. Lett. 33B, 509 (1970)

- 22) S.S. Schweber, An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory,
Lehrbuch
- 23) A.M. Wetherell, CERN 65-24, Vol- 0
- 24) N. Schmitz, CERN 65-24, Vol. I
- 25) P. Stichel, Photoerzeugung von π -Mesonen, Vorlesung, 2. Teil,
DESY 66/2 (1966)
- 26) B. Richter, Int. Conf. on HE Physics, Wien 1968
- 27) P. Heide et al., Phys. Rev. Lett. 21, 248 (1968)
- 28) B. Gittelman, W. Schmidt, Phys. Rev. 175, 1998 (1968)
- 29) Ph. Dennery, Phys. Rev. 124, 2000 (1961)
- 30) F.A. Berends, Phys. Rev. D1, 2590 (1970)
- 31) R. Manweiler und W. Schmidt, Phys. Rev. 33B, 366 (1970)
- 32) J. Engels, G. Schwiderski, W. Schmidt, Phys. Rev. 166, 1343 (1968)
- 33) C.A. Mistretta et al., Phys. Rev. 184, 1487 (1969)
- 34) Private Mitteilung von F.A. Berends an D. Schildknecht
- 35) C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 991 (1971)
- 36) J.H. Scharenquivel et al., Phys. Rev. Lett. 24, 332 (1970)
B.D. Hyams et al., Nucl. Phys. B7, 1 (1968)
- 37) W. Schmidt, DESY 71/22 (1971)

- 38) R.C.E. Devenish und D.H. Lyth, preprint, Lancaster, April 1971
- 39) P.S. Kummer et al., preprint, DNPL/P 67, April 1971
- 40) H. Joos, DESY 67/13 (1967)
- 41) C. Iso und D. Schildknecht, Nucl. Phys. B21, 242 (1970)
H. Fraas und D. Schildknecht, Nucl. Phys. B6, 395 (1968)
- 42) F. Bulos et al., Contribution to the Kiev Int. Conf. on EP Phys., 1970
D.H. Miller et al., Phys. Rev. 153, 1423 (1967)
- 43) H. Fraas und D. Schildknecht, DESY 71/12 (1971)
- 44) F.A. Berends, R. Gastmans, preprint, MIT, April 1971
- 45) E.D. Bloom et al., SLAC-PUB-796, August 1970
F.W. Brasse et al., DESY 71/2, 1971
W. Bartel et al., zu veröffentlichen in Phys. Lett.
- 46) H. Meyer et al., DESY 70/17, 1970

Abbildungsverzeichnis

- 1) Aufbau der Apparatur
- 2) Prinzipieller Aufbau der Elektronik
- 3) Entstehung der Bilder
- 4) Entstehung der Stereoansichten
- 5) Flußdiagramm der Auswertung
- 6) Elastische Elektronenstreuung, e-Seite, 1,8 GeV
- 7) Massenverteilungen
- 8) Konvergenz des Iterationsverfahrens zur Ermittlung der WQ
- 9) Überdeckung der (s_0, q^2) - und $(\phi_{\pi q}, t)$ -Ebene
- 10) s_0 -Abhängigkeit des WQ
- 11) t -Abhängigkeit des WQ bei $q^2 = - 0,26 \text{ GeV}^2/c^2 + \text{Pipkins } \sigma_I$
- 12) t -Abhängigkeit des WQ bei $q^2 = - 0,55 \text{ GeV}^2/c^2$
- 13) t -Abhängigkeit des WQ bei $q^2 = - 0,75 \text{ GeV}^2/c^2$
- 14) q^2 -Abhängigkeit des WQ bei $t = - 0,037 \text{ GeV}^2/c^2$
- 15) q^2 -Abhängigkeit des WQ bei $t = - 0,075 \text{ GeV}^2/c^2$
- 16) q^2 -Abhängigkeit des WQ bei $(t-t_{\min}) = - 0,01 \text{ GeV}^2/c^2$

- 17) s_0 -Abhängigkeit von σ_L
- 18) t -Abhängigkeit von σ_L
- 19) q^2 -Abhängigkeit von σ_L
- 20) Abb. 11 mit Vergleich der Theorien von W. Schmidt
- 21) Abb. 15 mit Vergleich der Theorien von W. Schmidt
- 22) q^2 -Abhängigkeit des Pionformfaktors
- 23) Abb. 11 mit Vergleich der Theorien von Fraas und Schildknecht
- 24) Abb. 15 mit Vergleich der Theorien von Fraas und Schildknecht

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen entstanden im Rahmen des Experimenteprogramms der Gruppe F32 bei DESY in Hamburg.

Ich danke Herrn Professor Dr. E. Lohrmann für die Förderung dieser Arbeit. Allen Mitarbeitern der Gruppe F32 gilt ebenfalls mein Dank, besonders möchte ich Herrn Dr. K. Heinloth und Herrn Dr. D. Schmidt danken. Ferner möchte ich für die Bereitstellung von Rechenzeit an der IBM-Rechenanlage und der Synchrotron-Gruppe für die gute Zusammenarbeit danken.