

DESY-Bibliothek
1. AUG. 1969

Interner Bericht
DESY F1-69/3
Juli 1969

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung
von Hadronen im Energiebereich 1.0 bis 6.4 GeV

von

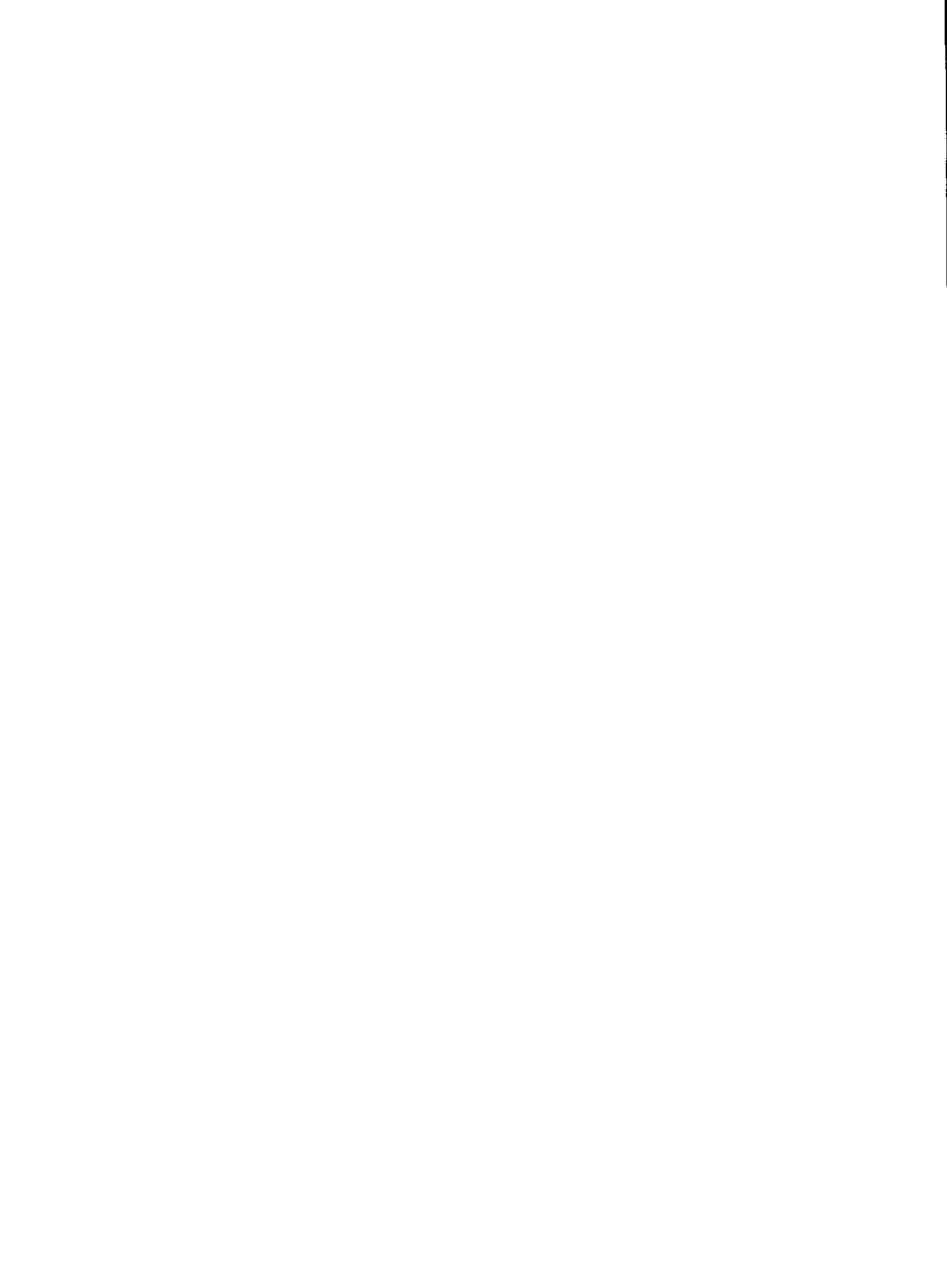
Jürgen Weber

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung
von Hadronen im Energiebereich 1.0 bis 6.4 GeV

von

Jürgen Weber

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes
der Gruppe F1 beim DESY.



INHALTSVERZEICHNIS

Seite

<u>0.</u>	<u>Zusammenfassung</u>	1
<u>1.</u>	<u>Einleitung</u>	2
<u>2.</u>	<u>Planung des Experiments</u>	
2.1	Die experimentelle Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte	5
2.2	Der Spezialfall der Photoproduktion	6
2.3	Methode dieses Experiments	3
<u>3.</u>	<u>Experimentelle Anordnung</u>	
3.1	Der Photonenstrahl	11
3.2	Das Target	12
3.3	Der 4π -Detektor	13
3.4	Übersicht über das Experiment	14
3.5	Bemerkung zum Untergrund	17
<u>4.</u>	<u>Datenverarbeitung</u>	
4.1	Datennahme	19
4.2	Datenkontrolle (ONLINE)	20
4.3	Das Auswerteprogramm	20
4.4	Korrekturen	22
4.4.1	Zufällige Koinzidenzen	22
4.4.2	Vorwärtswinkelkorrektur	23
4.4.3	Radiatorkorrektur	24

<u>5.</u>	<u>Ermittlung und Diskussion der Meßfehler</u>	
5.1	Vorbemerkung	26
5.2	Apparaturbedingte, systematische Fehler	27
5.2.1	Zählerabmessungen	27
5.2.2	Ein-Pion-Erzeugung	29
5.2.3	Mehrfach π^0 -Erzeugung	31
5.2.4	Ansprechvermögen der Zähler	35
5.2.5	Totzeiten und zufällige Koinzidenzen	37
5.3	Unsicherheit in der Bestimmung des Untergrundanteils ...	38
5.3.1	Strahluntergrund und Beitrag vom Wasserstoffbehälter ...	38
5.3.2	Elektromagnetische Prozesse	38
5.4	Flußbestimmung	39
5.5	Targetkonstante	40
5.6	Energiezuordnung	41
5.7	Datenverarbeitung	41
5.8	Zusammenfassung der systematischen Fehler	42
5.9	Statistische Fehler	42
5.10	Mögliche Verbesserungen	43
<u>6.</u>	<u>Ergebnis des Experiments</u>	
6.1	Die resultierenden Meßwerte	45
6.2	Annassungen	46
6.3	Energieabhängigkeit	46
<u>7.</u>	<u>Diskussion des Meßergebnisses im Rahmen theoretischer Modelle</u>	
7.1	Vorbemerkung	48
7.2	Totale Wirkungsquerschnitte und das asymptotische Verhalten der Streuamplitude	49

7.3	Dispersionsrelationen und Comptonstreuung	51
7.4	Bestimmung von Reggeparametern	
7.4.1	Summenregeln für kontinuierliche Momente	54
7.4.2	Zum Pomeranchukaustausch	55
7.4.3	Beitrag eines festen Pols	56
7.5	Weitere Anwendungen von Dispersionsrelationen und Summenregeln	
7.5.1	Comptonstreuung bei niedrigerer Energie	59
7.5.2	Bestimmung der g_{ρ} -Kopplungskonstanten	60
7.5.3	Relationen aus der Atomphysik	61
7.6	Faktorisierungsrelationen	63
7.7	Beziehung zur Elektroproduktion	66
7.8	Vektormesondominanz	67
7.9	Schlußbemerkung	74
8.	<u>Anhang</u>	
8.1	Herleitung von Faktorisierungsrelationen	75
8.2	Berechnung des Realteils der Compton-Vorwärts-Streuamplitude	77
	<u>Literaturverzeichnis</u>	78
	<u>Verzeichnis der Abbildungen</u>	82

Abbildungen

0. Zusammenfassung

In der folgenden Arbeit wird ein Experiment beschrieben, mit welchem der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von Hadronen für Photonenenergien zwischen 1 und 6.4 GeV bestimmt wurde.

Ausgehend von den üblichen Verfahren der Ermittlung totaler Wirkungsquerschnitte, wird der Spezialfall der Photonprozesse erläutert. Zwei Probleme treten hier hervor. Einmal die Notwendigkeit der Erzeugung von Photonen bekannter Energie, zum anderen das Vorhandensein eines hohen elektromagnetischen Untergrundes, der erkannt und separiert werden muß. Eine Apparatur wird beschrieben, die diese Probleme weitgehend löst. Die wesentlichen Komponenten sind einmal das Energiemarkierungssystem für Photonen, zum anderen ein sog. Hadronendetektor. Dieser besteht aus mehreren Zählern, die so angeordnet sind, daß das 12 cm lange Flüssigwasserstofftarget ganz umgeben ist. Nur in direkter Vorwärtsrichtung bietet der Detektor einen Durchlaß. Auf diese Weise erreicht man eine weitgehende Trennung von elektromagnetischen und hadronischen Prozessen. Nach Erläuterung dieser experimentellen Details wird der Ablauf des Experiments beschrieben, einschließlich der Datennahme und Datenverarbeitung. Das Ergebnis wird diskutiert und eine ausführliche Analyse der Meßfehler gegeben.

Abschließend wird an Hand von einigen Beispielen gezeigt, welche Bedeutung dieser Messung im Rahmen theoretischer Vorstellungen zukommt. Besonders zu erwähnen sind hier die Summenregeln und Dispersionsrelationen, mit deren Hilfe man grundsätzliche Annahmen der Theorie der Wechselwirkung überprüfen kann. Es wird weiterhin gezeigt, daß das Vektormeson-Dominanzmodell Relationen liefert, die in vollem Einklang sind mit den Ergebnissen dieses Experiments.

1. Einleitung

Bei der Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Elementarteilchen ist der totale Wirkungsquerschnitt eine wichtige Meßgröße. Durch ihn ist die Stärke der Wechselwirkung gegeben. In allen dynamischen Theorien spielt er eine wichtige Rolle. Wegen seiner relativ guten Meßbarkeit ist hier die Möglichkeit gegeben, die jeweiligen Modellvorstellungen zu überprüfen. Insbesondere interessiert das Verhalten dieser Wirkungsquerschnitte bei Variation der Reaktionsenergie, da hieraus geschlossen werden kann, ob diese elementaren Streu-Vorgänge mathematisch einfach (durch holomorphe Funktionen) beschrieben werden können, oder ob zu ihrer Beschreibung grundlegend neue Begriffe geschaffen werden müssen.

Mit Hilfe der Teilchenbeschleuniger ist man in der Lage, einen relativ großen Bereich von Teilchenenergien zu überstreichen; von der Pion- Erzeugungsschwelle an, bis hin zu Energien, bei denen diffraktive Prozesse weit überwiegen. Die Vorstellung ist die, daß bei diesen höchsten Energien eine einfache Beschreibung der Streuung möglich wird, die nur von wenigen universellen Parametern abhängt. Im mittleren Energiebereich, bei Teilchenenergien von wenigen GeV, bestimmen Resonanzerscheinungen weitgehend den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts. Durch sie kann der Wirkungsquerschnitt auf ein Vielfaches anwachsen. Auch hängt er stark davon ab, welche Teilchen miteinander wechselwirken. Trotz solcher Phänomene kann man auf Grund fundamentaler Annahmen Relationen aufstellen, die es ermöglichen, auch bei verhältnismäßig niedriger Energie viele Aspekte der asymptotischen Wechselwirkung zu untersuchen. In diesem Zusammenhang sind die Summenregeln für endliche Energie (FESR) und die Dispersions-

relationen zu erwähnen, die solche Untersuchungen ermöglichen.

In diese gehen als wesentliche Meßgrößen die totalen Wirkungsquerschnitte ein. Ihre Messung ist demnach von fundamentaler Bedeutung.

Einige Beispiele für die Aussagekraft solcher Beziehungen werden an Hand der Resultate dieses Experiments gegeben (Kap. 7).

Neben der Bedeutung, die Messungen jedes totalen Wirkungsquerschnitts für das Studium der Elementarteilchen haben, gibt es für die Wechselwirkung von Photonen noch die Besonderheit, daß hier primär eine elektromagnetische Wechselwirkung stattfindet. Die Untersuchung solcher Reaktionen liefert eine Einsicht in die elektromagnetische Struktur der Hadronen. Das hier beschriebene Experiment dient der Bestimmung des hadronischen Anteils der Photon-Wechselwirkung, dessen Auftreten, neben der rein elektromagnetischen, heute noch nicht voll erklärt werden kann. Ein Ansatz für die Beschreibung dieses Prozesses ist durch das Vektormeson-Dominanzmodell (VDM) gegeben. Wie in Kap. 7.8 gezeigt wird, können auf Grund der Meßwerte dieses Experiments einige wichtige Relationen dieses Modells überprüft werden.

Im Gegensatz zu dem totalen Wirkungsquerschnitt der Hadron-Hadronstreuung ist der hadronische Wirkungsquerschnitt der Photoerzeugung oberhalb 1 GeV bis heute nur wenig genau gemessen worden. Das liegt einmal daran, daß die Elektronenbeschleuniger als Quelle hochenergetischer Photonen noch nicht solange wie die Protonenmaschinen existieren, anderenteils daran, daß die Abtrennung der rein elektromagnetischen Prozesse einen von dem üblichen Verfahren abweichenden experimentellen Aufbau erfordern.

Die ersten Bestimmungen des totalen Photon-Wirkungsquerschnittes oberhalb 1 GeV wurden mit Hilfe von Blasenkamern gemacht. Die hierbei gewonnenen Erkenntnisse über die Ereignistypen und Winkelverteilungen ermöglichten die Planung und Durchführung von Zählerexperimenten. Das erste abgeschlossene Experiment dieser Art wird in der folgenden Arbeit beschrieben. Obwohl hier die Meßgenauigkeit erheblich gegenüber dem Blasenkammerexperiment gesteigert werden konnte, ist die Präzision noch nicht vergleichbar derjenigen, die zum Beispiel bei der Bestimmung des Pionnukleonquerschnitts erreicht wurde. Das liegt an den spezifischen Schwierigkeiten dieses Experiments. Außerdem fehlen zur vollständigen Interpretation der Daten noch die Meßwerte der elastischen Streuung (Proton-Comptoneffekt). So sind die gemachten Untersuchungen als ein erster Schritt zu verstehen, durch den einige wesentliche Probleme der Photon-Wechselwirkung erhellt werden, für deren endgültige Lösung jedoch noch weitaus genauere Messungen abgewartet werden müssen.

2. Planung des Experiments

2.1 Die experimentelle Bestimmung totaler Wirkungsquerschnitte

Die Hochenergiebeschleuniger liefern heute Teilchen mit Energien bis hinauf zu 70 GeV (Lit. 2.6). Viele Wirkungsquerschnitte wurden bereits mit großer Genauigkeit gemessen (siehe Abb. 17 und Lit. 2.1, 2.2, 2.3, 2.4, 2.5). Da insbesondere die Energieabhängigkeit dieser Wirkungsquerschnitte interessiert, muß die Meßapparatur entsprechend variabel sein. Weiterhin muß man mit ihr sowohl den elastischen als auch den inelastischen Anteil des Wirkungsquerschnitts bestimmen können. Es werden Apparaturen verwendet, die im allgemeinen aus zwei Spektrometern bestehen, wovon eines den einlaufenden Teilchenstrahl im Impuls und Winkel festlegt. Das Zweite dient zur Analyse des gestreuten Teilchens. Aus der Kinematik ergibt sich dann, ob es sich um einen elastischen oder inelastischen Prozess gehandelt hat. Derartige Experimente nennt man Experimente mit guter Geometrie, da hier das Auflösungsvermögen der Apparatur die wesentliche Rolle spielt. Zur Bestimmung des inelastischen Anteils genügt es festzustellen, welcher Bruchteil des einlaufenden Strahls im Target absorbiert wird (Absorptionsmethode). Für alle derartigen "good geometry"-Experimente benötigt man neben den bereits erwähnten hochauflösenden magnetischen Linsen noch spezielle Detektoren wie Čerenkov-Zähler, Flugzeitmesser und Schauerzähler, um die Identität der Teilchen sicherzustellen. Ein Beispiel für die Präzision, die mit solch einer Apparatur erreichbar ist, sind die Messungen der Pion-Nukleonstreuung (Lit. 2.5). Hier wurde mit Hilfe von 3 Zählerhodoskopen (2 in Reihe vor dem Target und eines dahinter) eine Genauigkeit von $\pm 0.3\%$ bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts erreicht.

2.2 Der Spezialfall der Photoproduktion

Bei der Untersuchung von Hadron-Hadron-Wechselwirkungen spielt nur unter besonderen Bedingungen die elektromagnetische Wechselwirkung eine gewisse Rolle. Bei der Pion-Nukleonstreuung wurde z.B. durch die Messung der Interferenz zwischen der Coulombstreuung und der elastischen Kernstreuung der Realteil der Vorwärtsstreuamplitude bestimmt. Dies war ein bedeutender Schritt in dem Nachweis der Gültigkeit von Vorwärtsdispersionsrelationen (siehe Kap. 7 und Lit. 2.7).

Für die Betrachtung des Imaginärteils jedoch und somit des totalen Wirkungsquerschnitts ist die elektromagnetische Wechselwirkung kaum von Bedeutung. Für die Photoproduktion gilt das nicht mehr. Das Photon macht als elektromagnetische Welle primär elektromagnetische Wechselwirkung die die dabei auftretenden Hadronproduktion ist als Prozess höherer Ordnung zu verstehen. Das zeigt sich im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\sigma^h}{\sigma^{e.m.}} = \frac{\sigma(\gamma \rightarrow \text{hadronen})}{\sigma(\gamma \rightarrow \gamma, \text{leptonen})} \approx \frac{1}{200}$$

Der Hauptanteil der elektromagnetischen Wechselwirkung ist die (Elektron-Positron-) Paarerzeugung, die oberhalb 2 GeV mehr als 95 % des gesamten Querschnitts ausmacht. Sie wurde bereits mehrfach gemessen (Lit. 2.17, 2.18) und in guter Übereinstimmung mit den Voraussagen der Quantenelektrodynamik gefunden, wie überhaupt alle bisher untersuchten elektromagnetischen Prozesse (Lit. 2.7).

Wie kann man nun den hadronischen Anteil des Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts ermitteln? Es ist klar, daß die oben erwähnte Absorptionsmethode versagt, es sei denn, es gelingt, den elektromagnetischen Beitrag auf wesentlich besser als 1 % zu bestimmen.

Nach den heutigen Erfahrungen an Elektronenbeschleunigern scheint das jedoch ausgeschlossen. Auch Spektrometer kann man nicht einsetzen, wie bei der Bestimmung der Hadron-Hadron-Querschnitte, da das Photon keine Ladung besitzt. Man muß hier also eine ganz andere Methode anwenden. Eine Möglichkeit ist z.B. die, den Photonproduktionsquerschnitt über den Umweg der Elektroproduktion zu messen. Man geht dabei von der Vorstellung aus, daß bei der Elektroproduktion die Wechselwirkung durch ein (virtuelles) Photon vermittelt wird. Dieses Photon hat zwar eine Masse ($\sqrt{q^2}$), sein Wirkungsquerschnitt (mit dem Nukleon) geht jedoch im Grenzwert $q^2 \rightarrow 0$ in den Photoproduktionsquerschnitt über. Diese Methode hat den Vorteil, daß man hier Spektrometer verwenden kann, deren hohe Auflösung eine gute Meßgenauigkeit garantiert. Andererseits sind die erforderliche Extrapolationen ($q^2 \rightarrow 0$) nicht leicht auszuführen, da bei kleinem q^2 die Strahlungskorrekturen den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts erheblich beeinflussen. Es ist demnach wünschenswert, eine weitere, unabhängige Methode zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts zu entwickeln. Dies ist z.B. möglich mit Hilfe der Blaskammer. Hier kann die Zahl der hadronischen Prozesse bei gegebenem Photonenfluß festgestellt werden. Solche Experimente haben bereits gute Resultate geliefert (Lit. 2.10, 2.11). Die Schwierigkeiten sind dabei, einmal das Festlegen der Photonenenergie - man kann das mit Hilfe eines Tagging-Systems (Lit. 2.12) erreichen, durch Benutzung von Annihilationsquanten (Lit. 2.13) oder Compton-gestreuete Laserphotonen (Lit. 2.19) - und zum zweiten die große Bilderzahl, die ausgewertet werden muß, um die entsprechende Genauigkeit zu erreichen. Man kann jedoch die bei den Blaskammerexperimenten gesammelten Kenntnisse über die Topologie der hadronischen Prozesse dazu verwenden, ein Zählerexperiment zu entwerfen, mit dem es dann möglich ist, besonders die statistische Genauigkeit wesentlich zu steigern.

2.3 Methode dieses Experiments

Das Zählerexperiment soll, ähnlich der Blasenkammer, in der Lage sein, alle inelastischen Reaktionen anhand der Reaktionsprodukte nachzuweisen.

Die Zahl dieser Reaktionen, gewichtet mit dem entsprechenden Photonenfluß und mit der Targetkonstanten multipliziert, ergibt dann den Wirkungsquerschnitt. Folgende Probleme müssen dazu gelöst werden:

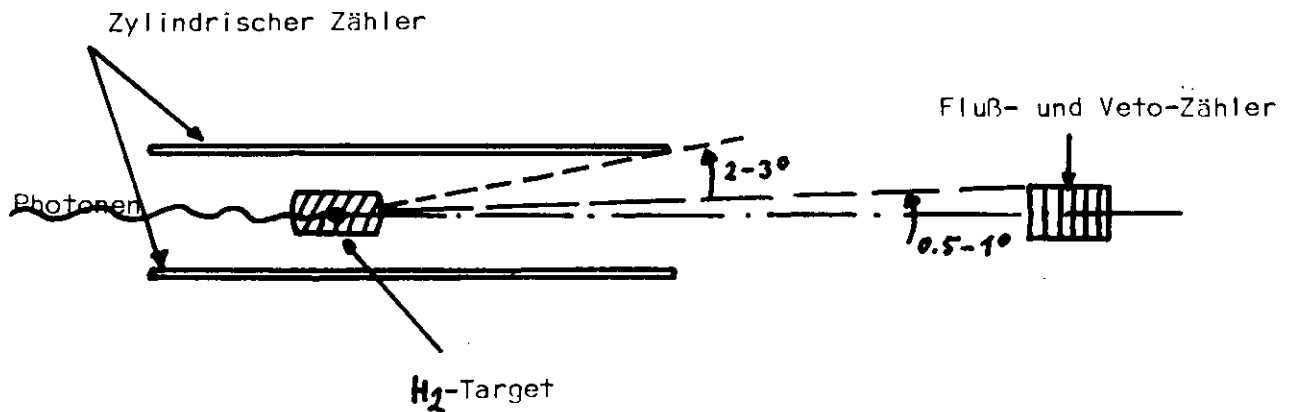
Erstens ist eine Zähleranordnung notwendig, die von jeder Reaktion mindestens ein Teilchen erkennt. Zweitens muß es eine Möglichkeit geben, die elektromagnetischen Prozesse zu unterdrücken.

Dazu folgende Überlegungen: Das Verhältnis der mittleren Erzeugungswinkel für beide Prozesse ist von der Größenordnung

$$\frac{\langle \vartheta \rangle_{e.m.}}{\langle \vartheta \rangle_{hadr.}} \approx \frac{m_e}{m_\pi} = \frac{0.5}{140} = \frac{1}{280}$$

so daß von der Kinematik her ein großer Unterschied besteht. Eine Analyse der Winkelverteilung von hadronischen (Lit. 2.16) und elektromagnetischen Prozessen auf Grund von Messungen bestätigt diesen Sachverhalt (Abb. 4): elektromagnetische Reaktionen erzeugen ein Teilchenbündel, dessen Intensität stark mit dem Polarwinkel abfällt und bereits bei 2° nur noch wenige Prozente vom Gesamtfluß ausmacht. Dieser Vorwärtskegel läßt sich noch mehr verengen, wenn man von jeder Reaktion nur das Teilchen betrachtet, was unter dem kleinsten Winkel erzeugt wurde. Eine solche Betrachtung ist gerechtfertigt, wenn man bei der zu konstruierenden Meßapparatur in Vorwärtsrichtung einen Veto-zähler vorsieht, der nur dann die Registrierung einer Reaktion zuläßt, wenn kein Teilchen in den Bereich seiner Akzeptanz gefallen ist. Die hadronischen Prozesse dagegen liefern eine breite Winkelverteilung, deren Maximum je nach Energie zwischen 5° und 10° liegt. Der in den Vorwärtswinkel ($< 2^\circ$) fallende Anteil ist verhältnismäßig klein. Durch folgenden experimentellen Aufbau können demnach die oben erwähnten

Probleme weitgehend gelöst werden:



Der Photonenstrahl trifft ein kleines Wasserstofftarget, das mit einem zylindrischen Szintillationszähler umgeben ist. Nach vorne und hinten bleibt der Zähler offen. Ein solcher Zähler wird den größten Teil der hadronischen Prozesse registrieren. Der Anteil, der wegen der Öffnungen nicht akzeptiert wird, ist gering und kann außerdem recht gut abgeschätzt werden (siehe z.B. Kap. 5.2.1). Elektromagnetisch erzeugte Teilchen treffen in Vorwärtsrichtung einen Veto-Zähler, der diese Prozesse von der Registrierung ausschließt. So werden in Endeffekt nur hadronische Reaktionen registriert. Nach diesem Prinzip wurde die Meßapparatur gebaut. Die einzelnen Details dazu werden im folgenden Kapitel beschrieben. Kapitel 5 gibt einen Überblick über die Meßfehler. Diese lassen sich im wesentlichen in drei Gruppen unterteilen. Da sind einmal die prinzipiellen Fehler, die mit dem speziellen Aufbau des Experiments zusammenhängen, zum zweiten die Fehler durch Nebenreaktionen (Untergrund) und schließlich die statistische Unsicherheit, die notwendig vorhanden ist, da nur begrenzte Meßzeit zur Verfügung steht.

Abschließend noch eine Bemerkung zur elastischen Photon-Proton-Streuung (Comptoneffekt), die auch Bestandteil des totalen Wirkungsquerschnitts ist. Die bisherigen Experimente zeigen, daß oberhalb von 2 GeV der totale Photonquerschnitt bei etwa $120 \mu\text{b}$ liegt. Nimmt man an, daß hier die Streuung vorwiegend absorptiv ist und somit der Imaginärteil der

Streuamplitude überwiegt, kann man das optische Theorem zur Abschätzung der elastischen Streuung heranziehen. Es gilt für den optischen Punkt:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} (\sigma_{\text{tot}})^2 \cdot \frac{1}{(\hbar c)^2} = 0.75 \left[\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right]$$

Setzt man ein für Hochenergieprozesse typisches Verhalten von

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-8t} \quad \text{ein,}$$

erkennt man, daß der elastische Beitrag bei der hier angestrebten Meßgenauigkeit keine Rolle spielen kann.

3. Experimentelle Anordnung

3.1 Der Photonenstrahl

Als Teilchenquelle wird das Elektronensynchrotron benutzt. Die im Augenblick maximal erreichbare Energie liegt bei 7.5 GeV. Die Emission der Teilchen aus der Maschine erreicht man dadurch, daß man den Elektronenstrahl an einem internen Target in Photonen konvertiert. Diese Photonen verlassen (siehe Abb. 2) tangential die Beschleunigungsbahn und treffen außerhalb auf ein zweites Kupfertarget, in dem Elektronpositronpaare entstehen. Je nach Polung der nachfolgenden magnetischen Strahlführungselemente, können die Positronen oder die Elektronen in das Experimentiergebiet gelenkt werden. Für dieses Experiment wurden die Positronen benutzt. Mit Hilfe eines Ablenkmagneten und eines Kollimators wird ein bestimmtes, schmales Impulsband ($\frac{\Delta p}{p} \approx 1\%$) selektiert. Diese Elektronen werden in Richtung des Wasserstofftargets fokussiert. Der auf diese Weise erreichbare Brennfleck hat die Größe von 1 cm x 0,5 cm, wenn man die Größe so definiert, daß an Rande die Intensität auf 1/1000 abgefallen ist. Einen kleineren Brennfleck könnte man erreichen, wenn man auf die doppelte Konversion verzichtet und stattdessen den Elektronenstrahl der Maschine ejiziert. Ein solches Verfahren verlangt jedoch den vollen Einsatz des Beschleunigers ausschließlich für dieses Experiment, während im anderen Fall wesentlich mehr Maschinenzzeit zur Verfügung steht, da man gleichzeitig mit anderen Experimenten arbeiten kann. Für das Experiment wurden Photonen bekannter Energie benötigt, diese erhält man aus dem Positronenstrahl durch eine weitere Konversion an einer (50μ) Goldfolie. Die Energie der Bremsstrahlung läßt sich dadurch ermitteln, daß man die dem abgebremsten Elektron noch ver-

bleibende Energie bestimmt. Es gilt dann die einfache Relation:

$$E_{\gamma} = E_e - E_{e'}$$

Die Bestimmung der Energie des abgebremsten Elektrons geschieht mit Hilfe eines Magneten und einer Zähleranordnung (Taggingssystem).

Die Zähler sind unter einem genau festgelegten Winkel zur Strahlachse aufgestellt, so daß sie jeweils nur ein bestimmtes Impulsband ($\Delta p =$

$$90 \pm 50 \frac{\text{MeV}}{c}$$

) akzeptieren. Das Signal (TAG) dieses Zählers wird in der elektronischen Entscheidungslogik dazu verwendet, die jeweilige Energie des Photons, welches eine Reaktion ausgelöst hat, zu markieren.

Der markierte Photonenfluß macht ungefähr 1/5 des gesamten, auf das Wasserstofftarget hingerichteten Photonenflusses aus, wenn man vom niederenergetischen (< 500 MeV) Anteil des Bremsspektrums absieht.

Der Photonenfluß wird von einem Schauerzähler (S) gemessen.

Der energiemarkierte Fluß ergibt sich demnach als die Koinzidenzrate TAG · S. Dieser Fluß war während des Wasserstoffexperiments im Mittel 2000 Photonen/sec, das entspricht bei Berücksichtigung des Arbeitsfaktors des Beschleunigers (1/20) einer momentanen Rate von 40 Khz. Die Rate im Schauerzähler lag jedoch bei 200 - 500 Khz, da hier natürlich auch die unmarkierten Photonen zählen.

3.2 Das Target

Benutzt wurde ein Flüssig-Wasserstofftarget, von zylindrischer Form. Die Länge ist durch folgende Überlegung gegeben. Mit zunehmender Targetlänge vergrößert sich durch Mehrfachprozesse der mittlere Winkel zur Strahlachse der auslaufenden Reaktionsprodukte. Das bedeutet eine Erschwerung bei der Abtrennung der elektromagnetischen Prozesse. Zum zweiten werden durch die Targetmaterie die Reaktionsprodukte abgebremst, was sich

besonders beim Rückstoßproton bemerkbar macht. Da man bei einigen speziellen Reaktionen auf die Registrierung gerade des Rückstoßteilchens angewiesen ist, sollte demnach das Target so kurz wie möglich sein. Andererseits darf die Ereignisrate nicht zu klein sein, da die Stabilität aller Parameter über längere Zeit nur schwer zu erreichen ist. Als möglicher Kompromiß wurde für die Targetzelle eine Länge von 12 cm und ein Durchmesser von 6 cm gewählt. Der Targetzylinder wird so aufgehängt, daß er vom Photonenstrahl in Längsrichtung getroffen wird. Die Wasserstoffzuführung geschieht mittels eines 1 cm starken Rohres, welches von der Oberseite des Zylindermantels zum Kryostaten führt. Sowohl Zuführungsrohr wie auch Targetzelle sind aus dünner (100μ) Kantonfolie gefertigt. Während der Messung wird die Temperatur und der Druck so geregelt, daß der Wasserstoff gerade siedet. Aus dem Druck läßt sich dann die momentane Dichte bestimmen (Lit. 3.1)

3.3 Der 4π -Detektor

Zum Nachweis der Reaktionsprodukte einer starken Wechselwirkung im Wasserstofftarget werden im wesentlichen zwei zylindrische Szintillationszähler verwendet, die sich jeweils aus zwei Halbschalen zusammensetzen. Eine solche Halbschale ist in Abb. 3 dargestellt. Die beiden Zylinder haben einen Durchmesser von 12 bzw. 11 cm, so daß sie gerade ineinander passen. Die Lichtleiter gehen von der Stirnfläche des Zylinders ab und werden auf jeweils 4 Photovervielfacher geführt. Der Detektor wird auf solche Weise montiert, daß er das Wasserstofftarget voll umgibt. Der Zylinder liegt dann so, daß der Photonenstrahl zentral und ohne Berührung hindurchgeführt werden kann.

Die doppelte Ausführung dieses Detektors erwies sich als notwendig, weil ein Zähler allein durch sein Eigenrauschen die Zählraten verfälscht. Durch die Koinzidenzforderung - ein Teilchen durchdringt beide Zähler gleichzeitig - kann dieses Eigenrauschen weitgehend unterdrückt werden.

3.4 Übersicht über das Experiment

Abb. 1 gibt einen Überblick über den experimentellen Aufbau. Folgt man dem Elektronenstrahl, dann trifft er als erstes den Radiator. In diesem dünnen Goldblech (50μ) entsteht Bremsstrahlung, die geradeaus auf das Wasserstofftarget hin gerichtet ist. Der Elektronenstrahl selbst wird durch den nachfolgenden C-Magneten abgelenkt, so daß er den aus Wolfram und Blei bestehenden Strahlstopper trifft, in dem er voll absorbiert wird. Die Elektronen, die im Radiator abgebremst werden, haben eine kleinere Energie. Sie werden demnach stärker abgelenkt und erreichen so einen der 12 Tagging-Zähler (T 1 - T 12). Diese Zähler sind überlappend aufgestellt, so daß insgesamt 23 Bereiche entstehen. Jeder Bereich entspricht einem bestimmten Energieintervall. Man wählt das Magnetfeld gerade so hoch, daß zwischen Zähler T 1 und Zähler T 12 ein Energieintervall von 2 GeV liegt. Hinter den Taggingzählern steht eine weitere Reihe von Detektoren (K 1 bis K 6). Diese haben die Aufgabe, den Beitrag unkorrelierter Teilchen zu unterdrücken; denn es ist klar, daß in der Nähe eines intensiven Elektronenstrahls beträchtlicher Raumuntergrund vorhanden ist. Außerdem gibt es noch eine Reihe von Vetozählern (V 1 bis V 8), die ebenfalls die Aufgabe haben, ungewollte Teilchen und Photonen falscher Energie zu eliminieren. Hierauf wird im nächsten

Absatz noch etwas genauer eingegangen. Erwähnt werden soll hier nur der Kollimatorzähler V 7. Dies ist ein Schauerzähler, bestehend aus mehreren Lagen Szintillator- und Bleiplatten (Lit. 3.2). Er ist in Längsrichtung durchbohrt mit einer Bohrung von 2 cm Durchmesser. Durch ihn wird der Photonstrahl noch einmal kollimiert. Der Strahlquerschnitt ist an dieser Stelle bereits wesentlich kleiner als diese Öffnung. Es werden demnach durch diesen Kollimator nur solche Photonen eliminiert, die auf Grund von irgendeiner Wechselwirkung nicht mehr auf der Achse liegen.

Target und zylindrischer Detektor sind in einem Vakuumtank von 1,50 m Länge untergebracht. Die Photonen, die vorher und hinterher durch Luft fliegen, gelangen durch eine dünne Mylarfolie in diesen Wechselwirkungsraum. Dieser Raum ist vorne ganz mit Blei ausgefüllt, um die Zähler so gut wie möglich abzuschirmen. Nur für die Strahldurchführung ist eine Öffnung von 8 cm Durchmesser vorhanden.

Der Detektor wird vervollständigt durch eine Reihe von ebenfalls rotationssymmetrischen Winkelzählern (D 1 - D 3). Im Endeffekt ist damit praktisch eine 4π -Akzeptanz gegeben. Diese Winkelzähler sind so dimensioniert, daß sie sich überlappen. Damit entstehen 6 verschiedene Winkelbereiche, deren Beitrag zum Wirkungsquerschnitt einzeln ermittelt werden kann. Eine solche differentielle Messung gibt Aufschluß darüber, inwieweit elektromagnetischer Untergrund vorhanden ist (siehe Kap. 4.4.2). Um mehr Information über die Wechselwirkungen zu erhalten, befindet sich hinter den Winkelzählern ein großer Schauerzähler (P), bestehend aus mehreren Lagen Blei (insgesamt 10 Strahlungslängen) und 5 großen Szintillationszählern. Diese Information kann man dazu benutzen, einmal die Zahl der erzeugten π^0 zu ermitteln, zum anderen kann man unter Hinzunahme der Information aus den Winkelzählern Rückschlüsse

auf den elektromagnetischen Untergrund ziehen. Die im Strahl hinter dem Wasserstofftarget stehenden Zähler G und E dienen der Bestimmung des Paarwirkungsquerschnitts am Wasserstoff (Lit. 3.3); eine Messung, die zur Kontrolle des Targets und des Flusses dient. Den Abschluß der Apparatur bildet ein kleiner Schauerzähler (S). Dieser ist in Sandwichform gebaut, um ein hohes Ansprechvermögen zu erreichen. Dieser Schauerzähler (S) dient einmal zur Flußbestimmung, da er auf jedes Photon ein Signal gibt. Wenn dieses Signal (S) korreliert ist mit einem entsprechenden Signal im Taggingssystem (TAG), dann handelt es sich um ein markiertes Photon (TAG · S). Auf diese Weise kann man die Rate der markierten Photonen für jeden einzelnen Taggingkanal bestimmen. Zum anderen dient dieser Schauerzähler als Veto-Zähler, nämlich für solche Prozesse, bei denen er von einem auslaufenden Teilchen eines Prozesses im Target getroffen wird. Wie in Kap. 2.3 erläutert wurde, wird auf diese Weise ein großer Teil der elektromagnetischen Prozesse unterdrückt. Winkel-, Platten- und Schauerzähler sind auf zwei optischen Bänken montiert, damit sie leicht längs der Strahlachse verschoben werden können, was Messungen bei verschiedener Akzeptanz ermöglicht.

Damit sind alle Komponenten kurz beschrieben. Das Experiment läuft somit folgendermaßen ab: Ein Strahl energiemarkierter Photonen wird auf ein Wasserstofftarget gelenkt. Der Fluß ist durch die Koinzidenzrate TAG · S gegeben. Tritt eine Wechselwirkung auf, äußert sich das dadurch, daß mindestens ein Teilchen unter einem Winkel $> 0^\circ$ das Target verläßt. Dieses wird in den zylindrischen Zählern H oder in den Winkelzählern D nachgewiesen. Das Signal muß jedoch mit einem Signal von den Energiemarkierungszählern korreliert sein

und außerdem darf der kleine Schauerzähler (S) kein Vorwärtsteilchen gesehen haben. Ein Ereignis ist demnach folgendermaßen definiert

$$\text{TAG} \cdot (\text{H} + \text{D}) \cdot \overline{\text{S}}$$

Aus der Zahl dieser Ereignisse und dem Wert für den Fluß

$$\text{TAG} \cdot \text{S}$$

erhält man unter Berücksichtigung der Korrekturen schließlich den Wirkungsquerschnitt.

3.5 Bemerkung zum Untergrund

Der stets vorhandene Raumuntergrund kann durch Koinzidenzforderung und durch Target "Leer" Subtraktionen weitgehend eliminiert werden. Es wurde jedoch festgestellt, daß der Strahl markierter Photonen eine Beimischung von relativ niederenergetischen (z.B. 10 MeV) Photonen enthält. Ein solcher Untergrund ist weitaus gefährlicher, als der unkorrelierte Raumuntergrund. Unmarkierte Photonen dieser Art enthält der Strahl sehr viele, da am Radiator ein volles Bremspektrum erzeugt wird. Untersuchungen, wie solche niederenergetische Photonen eine Markierung erhalten können, haben zwei Ursachen ergeben. Erstens, der Elektronenstrahl ist nicht monochromatisch. Er enthält auch Teilchen mit (um einige GeV) abweichender Energie. Solche Elektronen gelangen nicht in den Strahlstopper, sondern sie fliegen direkt in einen der Taggingzähler. Damit sind alle eventuell erzeugten weichen Photonen automatisch markiert. Diese Quelle von störenden weichen Photonen konnte durch intensive Strahluntersuchung und Verbesserung weitgehend beseitigt werden. Die zweite Quelle ist der Radiator selbst. Da er eine gewisse Dicke hat, werden mit entsprechender Wahrscheinlichkeit zwei Wechselwirkungen hintereinander

stattfinden, so daß schließlich mehrere Teilchen entstehen, wovon die mit dem richtigen Impuls und Ladungsvorzeichen im Taggingssystem ein Markierungssignal erzeugen können, wobei dann jedoch die Taggingrelation

$$E_{\gamma} = E_e - E_{e'}$$

keineswegs erfüllt sein braucht. Um solchen Untergrund zu beseitigen, kann man die Tatsache ausnutzen, daß nach einem Doppelprozess im Radiator meist mehrere geladene Teilchen vorhanden sind. Stellt man demnach fest, daß bei einem Ereignis (in H oder D Zähler) gleichzeitig mehrere Taggingzähler angesprochen haben, wird dieses Ereignis nicht gerechnet. Um hier keinen systematischen Fehler zu machen, wird die gleiche Entscheidung auch bei der Flußmessung getroffen. Von großer Bedeutung sind in dieser Beziehung auch die Veto-Zähler, insbesondere V 3, der auf Teilchen mit dem falschen Ladungsvorzeichen anspricht. Sie alle dienen dazu, den Anteil fälschlich markierter Photonen zu reduzieren. Es bleibt jedoch ein gewisser Rest, der auf andere Art ermittelt werden muß. Naheliegend ist z.B., daß man die Radiatordicke variiert. Das wurde bei Messungen am Kohlenstoff gemacht (siehe Abb. 15). Man erkennt hier deutlich eine Abhängigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnitts von der Radiatordicke. Den wahren Wert des Wirkungsquerschnitts erhält man dann durch Extrapolation auf Radiatordicke Null. Da die Bestimmung der Radiatorabhängigkeit eine längere Meßzeit erfordert, wurde im Falle der Messungen am Wasserstoff ein anderer Weg eingeschlagen (siehe Kap. 4.6.3) Nachträgliche Untersuchungen haben ergeben, daß beide Methoden zum gleichen Ergebnis führen.

4. Datenverarbeitung

4.1 Datennahme

Die Aufstellung der Detektoren wurde im letzten Kapitel beschrieben. Es handelt sich im wesentlichen um 12 Taggingzähler (TAG), um 11 Wechselwirkungszähler (4 H + 6 D + G) und um die Schauerzähler P und S (siehe Abb. 1). Die verwendeten Detektoren sind ausnahmslos Szintillationszähler mit einem Photovervielfacher (56 AVP) als Ausgangsverstärker. Die elektrischen Signale werden von Diskriminatoren standardisiert und der Entscheidungslogik zugeführt. Diese besteht aus einzelnen Modulen, wovon jedes eine bestimmte Funktion (AND, OR, usw.) ausführen kann. Jedem Detektor ist ein Ein-Bit-Speicherplatz zugeordnet. Auf diese Weise kann ein momentaner Zustand festgehalten werden. Weiterhin stehen für den großen Schauerzähler (P) 5 Konverter bereit, mit deren Hilfe die Impulshöhe der Ausgangssignale in Zahlenwerte umwandeln kann (ADC). Auch diese Zahlenwerte können bis zur Abfrage gespeichert werden. Eine hadronische Wechselwirkung zeigt sich durch die Koinzidenz

$$\text{TAG} \cdot (\text{H} + \text{D}) \cdot \overline{\text{S}}$$

an. Stellt die Logik diese Koinzidenz fest (Master), wird der entsprechende Zustand des Experiments in die Speicher geschrieben. Dort wird somit festgehalten, welcher Detektor zum Ereignis beigetragen hat und welcher nicht. Weiterhin wird durch die ADC's die Impulshöhe der Schauerzählensignale digitalisiert und gespeichert. Die so erzeugte Bitmenge nennt man ein Ereigniswort. Im Falle dieses Experiments besteht dieses Wort aus 64 bits, wobei 16 für die einzelnen Detektoren und 48 für die Analoginformation (ADC-Inhalte) verwendet werden. Diese Ereignisworte werden von einem Kleinrechner (PDP-8) nacheinander übernommen. Dieser ist in der Lage, eine große Zahl solcher Ereignisworte zu akkumulieren.

4.2 Datenkontrolle

Der PDP-8 Rechner steht in direkter Verbindung mit dem DESY-Rechenzentrum (IBM-360). So kann man den Großrechner mit all seinen Möglichkeiten unmittelbar zur Unterstützung des Experiments und der Experimentkontrolle heranziehen (ONLINE). Der Kleinrechner sammelt eine gewisse Menge von Ereignisworten, z.B. 100 und schickt sie zusammen mit anderen Kontrollinformationen wie Magnetstromwerten, Kennungen, usw., zum Großrechner. Dieser speichert sie auf einer Magnetplatte ab. Weiterhin verarbeitet er die Datenmenge zu Schaubildern (Displays), die vom Experimentskontrollraum aus abgerufen werden können. Auf diese Weise ist es möglich, sich innerhalb kurzer Zeit einen Überblick über die gesamte Datenmenge zu verschaffen. Abb. 8 zeigt als Beispiel vier solche typischen Kontrollbilder, und zwar sind zu sehen die Ansprechhäufigkeit der Detektorzähler (a), der Photonfluß pro 100 Ereignisse über einen Zeitraum von ca. 4 Stunden (b), ein vorläufiger Wirkungsquerschnitt für 23 Energiekanäle (c) und die relative Akzeptanz der einzelnen Taggingzähler (d).

4.3 Das Auswerteprogramm

Die eigentliche Auswertung läuft parallel dazu. Sie geschieht ausschließlich am Großrechner. Ausgangspunkt sind die aneinandergereihten, jeweils mit einer Kennung versehenen Ereignisworte, die auf Magnetband oder -platte abgespeichert werden. Die Kennung enthält die für eine Buchführung notwendige Information, wie Datum und Uhrzeit, Photonenergie, ob das Target voll war oder leer, usw. Außerdem wird für jeweils 100 Ereignisse der Photonfluß registriert. Der Kennung kann man weiterhin entnehmen, ob das jeweilige Ereignis ein sogenanntes

"Zufälliges" ist oder nicht. Um die Zahl der zufälligen Koinzidenzen zu ermitteln (Näheres siehe 4.4.1), wird eine Parallelkoinzidenz benutzt, die in der Auflösungszeit mit der Hauptkoinzidenz übereinstimmt, bei der aber das 4π -Detektorsignal zeitlich verzögert angelegt wird. Diese Koinzidenz liefert Ereignisse, die besonders gekennzeichnet werden.

Weiterhin konnte festgestellt werden, daß sich ein typischer Untergrundprozess dadurch zu erkennen gibt, daß nur ein einziges geladenes auslaufendes Teilchen auftritt, was dazuhin noch so wenig Energie hat, daß es bereits im ersten der zylindrischen (H-) Zähler stecken bleibt. Solche Ereignisse werden speziell als stoppende Teilchen gekennzeichnet. Damit kann man die Ereignisse in vier Gruppen einteilen:

- A): Ereignisse, die nicht unter B - D fallen
- B): Zufällige
- C): Stoppende
- D): Stoppende Zufällige

Das Auswerteprogramm (siehe Abb. 7) geht in entsprechender Weise vor. Zuerst erfolgt die Buchführung, dann die Berechnung der Photoenergie, die Wichtung der Ereignisse durch den jeweiligen Photonenfluß (γ^*), die Ausscheidung von nicht eindeutigen Ereignissen. Unter letzteren sind solche Ereignisse zu verstehen, bei denen mehrere Taggingzähler gleichzeitig angesprochen haben (siehe Kap. 3.5). Weiterhin werden die Ereignisse in die Gruppen A - D eingeteilt. Anschließend durchlaufen sie einen variablen Filter, mit dem man spezielle Abhängigkeiten untersuchen kann. z.B. kann man verlangen, nur solche Ereignisse zu akzeptieren, die von einem großen Schauersignal im P-Zähler begleitet waren, usw.

Nach dem Filter wird der Wirkungsquerschnitt folgendermaßen ausgerechnet

$$WQ = A - \alpha B - \beta C + \alpha \beta D$$

Die Konstanten α, β müssen vorher bestimmt werden (siehe Kap. 4.4.1 und 4.4.3). Die Korrektur $\alpha \cdot B$ und $\beta \cdot C$ macht ungefähr 10 bzw. 5 % von A aus. Weiterhin wird der Leereffekt berücksichtigt und die statistischen Fehler ermittelt. Als Ergebnis werden 23 Wirkungsquerschnitte entsprechend den 23 Energiekanälen ausgedruckt. Eine Begründung für den obigen Ansatz ergibt sich aus dem folgenden Abschnitt.

4.4 Korrekturen

4.4.1 Zufällige Koinzidenzen

Da für die untersuchten Ereignisse keine kinematischen Zwangsbedingungen bestehen, ist die Zahl der Detektorsignale (H + D) relativ groß. Neben der Höhenstrahlung, dem Rauschen der Photovervielfacher, gibt es hier die große Zahl der elektromagnetisch erzeugten Teilchen. Erst die Bedingung, daß ein hochenergetisches Photon vorhanden ist (TAG) und kein Teilchen den Vetoschauerzähler trifft (S), reduziert die Zahl der Ereignisse auf die echten hadronischen Reaktionen. Es ist klar, daß unter diesen Bedingungen eine gewisse Zahl (10 - 20 %) von zufälligen Koinzidenzen auftritt. Ihre genaue Bestimmung ist von großer Wichtigkeit. Drei unabhängige Verfahren werden dazu verwendet:

- a) eine verzögerte Koinzidenz
- b) 4 Masterkoinzidenzen mit verschiedener Auflösungszeit
- c) Registrierung des zeitlichen Überlappungsspektrums der koinzidenten Signale

Da sich die Gesamtereignisrate zusammensetzt aus den Beiträgen verschiedener Zähler und Zählergruppen, muß für jede Konfiguration die entsprechende Zahl der Zufälligen bekannt sein, damit bei der etwaigen Elimination eine bestimmten Gruppe von Ereignissen auch der dazugehörige Anteil an zufälligen Koinzidenzen entfernt werden kann. Um die Verteilung der Zufälligen zu finden, wird eine Koinzidenz parallel zur Hauptkoinzidenz betrieben. Jedoch sind hier die wahren (korrelierten) Signale gegeneinander verzögert (Verfahren a), so daß dieses Koinzidenzmodell nur auf zufällige Korrelationen anspricht. Diese Signale werden wie die echten behandelt, d.h., sie werden mit all den dazugehörigen Parametern gespeichert. Zur Unterscheidung von den Ereignissen der Hauptkoinzidenz werden sie besonders markiert. Auf diese Weise erhält man ein genaues Abbild der Zufälligenverteilung. Die oben erwähnten Methoden b) und c) dienen dann als Eichmessung, d.h. zur Bestimmung des Faktors α .

4.4.2 Vorwärtswinkelkorrektur

Wie im Kap. 2.3 erwähnt, sind die in elektromagnetischen Prozessen erzeugten Teilchen stark nach vorwärts gebündelt. Trägt man demnach den gefundenen Wirkungsquerschnitt über dem Abschneidewinkel auf, sollte sich ein Ansteigen zu kleinen Winkeln hin bemerkbar machen. Unter Abschneidewinkel ist folgendes zu verstehen: Im Vorwärtsbereich wird der akzeptierte Winkel durch die D-Zähler (siehe Abb. 1) 6-fach unterteilt. Der kleinste noch akzeptierte Winkel (= Abschneidewinkel) ist 2° . Man kann diesen Winkel dadurch vergrößern, daß man in der Analyse solche Ereignisse nicht berücksichtigt, die nur in dem entsprechenden Vorwärtszähler (D3, D3 · D2, D2, usw.) ein Signal gegeben haben.

Dabei ändert sich der Wirkungsquerschnitt in der durch Abb. 12 wiedergegebenen Weise. Ein Ansteigen zu kleinsten Winkeln hin ist deutlich zu erkennen. Differenziert man die Verbindungskurve der Meßpunkte, erhält man die Winkelverteilung, die man erwartet, wenn man die elektromagnetischen und hadronischen Prozesse (aus Blasenkammermessungen) der Abb. 4 addiert. Die Korrektur folgt aus einer Extrapolation des nicht ganz Vorwärtsanteils, wie es in Abb. 12 dargestellt ist.

4.4.3 Radiatorkorrektur

Wie festgestellt wurde, hängen die Meßwerte leicht davon ab, wie dick der verwendete Radiator ist. Wie in Kap. 3.5 erläutert, sind Sekundärprozesse hierfür die Ursache. Es zeigt sich, daß Photonen, die in solchen Prozessen entstanden sind, zwar eine Markierung (TAG) haben, daß diese Markierung aber nicht richtig ist, da hier die Taggingbeziehung:

$$E_{\gamma} = E_e - E_{e'}$$

nicht erfüllt wird. Solche falschen Markierungen treten vorwiegend auf der niederenergetischen Seite des Taggingystems auf. In der Mitte jedoch kaum. Ein ähnliches Verhalten zeigen die Markierungen für die stoppenden Teilchen. Das legt den Schluß nahe, daß diese Prozesse korreliert sind. Der einfachste Ansatz hierfür ist ein linearer Zusammenhang. Das heißt, man kann bei Kenntnis der Proportionalitätskonstanten (β) aus der Zahl der stoppenden Teilchen die Zahl der niederenergetischen Photonen bestimmen und umgekehrt. Um diese zu finden, wurde die Energie des Elektronenstrahls variiert und zwar so, daß der gleiche Wirkungsquerschnitt zweimal gemessen

wurde. Einmal mit einem Kanal am niederenergetischen Ende des Tagging-Systems und ein zweites Mal mit einem "guten" Kanal in der Mitte. Aus den unterschiedlichen Meßwerten für den gleichen Wirkungsquerschnitt läßt sich die erforderliche Konstante β berechnen. Es hat sich herausgestellt, daß dieser so gefundene Wert unabhängig ist von der jeweiligen Photoenergie und selbst bei schweren Targets wie Kupfer oder Titan die richtigen Korrekturen liefert. Es wurde Übereinstimmung gefunden zwischen dieser mit Hilfe der stoppenden Teilchen gefundenen Korrektur und einer entsprechenden Korrektur, die sich durch Variation der Radiatordicke ergibt (Abb. 15).

5. Ermittlung und Diskussion der Meßfehler

5.1 Vorbemerkung

Bei der Dimensionierung der Apparatur wurde von den Resultaten der Blaskammerexperimente ausgegangen (siehe Kap. 2.2). Diese ermöglichen einen guten Überblick über die auftretenden Reaktionen der Photoproduktion. Es gibt jedoch eine Reihe von Prozessen, die in der Blaskammer praktisch unsichtbar bleiben. Solche Ereignisse werden dann auch von der Zählerapparatur nicht ohne weiteres registriert. Denkbar sind z.B. Reaktionen mit minimalom Impulsübertrag auf das Proton und nur ungeladenen, auslaufenden Pimesonen oder der Ladungsaustausch mit auslaufendem Neutron und Pimeson, wobei letzteres nur wenig Energie mitbekommt. Solche Prozesse sind nach den bisherigen Kenntnissen jedoch relativ selten (verglichen mit σ_{tot}). Es könnte jedoch sein, daß man einen bedeutenden Beitrag übersehen hat, z.B. einen Prozess



Dies sind Möglichkeiten, die bei der Abschätzung des systematischen Fehlers nicht in Betracht gezogen werden können, d.h., für die folgende Fehlerermittlung wird davon ausgegangen, daß es außer den bisher bekannten Reaktionstypen keine weiteren gibt, jedenfalls keine solchen, die wesentlich zum totalen Wirkungsquerschnitt beitragen.

Einige der im Folgenden betrachteten Fehler sind kleiner als 1 % des gesamten Querschnitts. Sie sind der Vollständigkeit halber trotzdem aufgeführt. Sie werden jedoch nicht weiter berücksichtigt.

5.2 Apparaturbedingte, systematische Fehler

5.2.1 Zählerabmessungen

Der das Target umgebende Szintillationszähler (Abb. 3) überdeckt nicht den vollen Raumwinkel von 4π . Es fehlt ein Vorwärtskegel von 2° Öffnung und ein Rückwärtskegel von 12° Öffnung. Diese Öffnungen sind notwendig, um einerseits den Photonenstrahl ungehindert auf das Wasserstofftarget zu führen, andererseits, um unempfindlich zu sein für die in größter Zahl in Vorwärtsrichtung erzeugten Elektronenpaare.

Weiterhin befinden sich im zylindrischen Zähler oben und unten Schlitze, die jeweils 10° des Azimuths von der Mitte des Zählers (90°) bis zum Ende hin ausblenden. Durch sie führt die Wasserstoffleitung zur Versorgung des Targets.

Eine exakte Berechnung der auf diese Weise fehlenden Akzeptanz ist ohne die genaue Kenntnis der einzelnen Prozesse nicht möglich. Da die fehlenden Bereiche klein sind, genügt jedoch die folgende Abschätzung der Verluste.

Rückwärtskegel:

Weniger als 5 % aller auslaufenden Teilchen bei Reaktionen im GeV-Bereich aus hadronischer Wechselwirkung haben einen Winkel, der größer ist als 90° . In den meisten Fällen werden diese Reaktionen dann doch durch die übrigen nach vorne gehenden Teilchen registriert. Ein Sonderfall ist die sog. Rückwärtsproduktion. Hier übernimmt das Nukleon einen großen Teil der Energie des Geschossteilchens. So wird es kinematisch möglich, daß das erzeugte

Teilchen entgegengesetzt zur Richtung des Protonenstrahls fliegt. Man beobachtet hier sogar ein Wiederansteigen des Wirkungsquerschnitts, wenn der Teilchenwinkel gegen 180° geht. Die absoluten Wirkungsquerschnitte sind jedoch einen Faktor 100 bis 1000 mal kleiner als die entsprechenden Vorwärtsproduktionen. Der Verlust durch Reaktionen solchen Typs liegt demnach weit unter 1 %.

Fehlender Azimuth (Durchführung für die Targetversorgung)

Wiederum ist der Polarwinkel des fehlenden Winkelbereichs $> 90^\circ$.

Der Fehler läßt sich wie folgt abschätzen:

$$\Delta \sigma < 5\% \left(\frac{20}{360} \right)^{1.5}$$

wobei angenommen wird, daß bei ca. 5 % aller Reaktionen ein oder mehrere Teilchen einen Winkel $> 90^\circ$ haben. Diese Rückwärtsteilchen verteilen sich gleichmäßig auf den vollen Azimuth. Der zweite Faktor gibt dann die Wahrscheinlichkeit an, die unempfindliche Stelle des Detektors zu treffen (Öffnung = 20°). Der Exponent berücksichtigt die mittlere Multiplizität des Endzustandes (bei der Multiplizität werden hier nur geladene auslaufende Teilchen in Rechnung gesetzt, sie ist natürlich energieabhängig und hier nur als minimaler und ungefährender Wert zu verstehen). Es ergibt sich, daß auch diese fehlenden Winkelbereiche zu keiner nennenswerten Korrektur Anlaß geben. Um die Richtigkeit dieser Überlegung nachzuprüfen, wurden bei einer speziellen Auswertung einmal nur die eine Hälfte des zylindrischen Zählers berücksichtigt. Vorwärtswinkel miteingeschlossen. Es ergab sich eine Reduktion des Wirkungsquerschnitts um weniger als 10%.

Dies zeigt, daß die auslaufenden Teilchen so verteilt sind, daß mindestens eines auf der rechten bzw. linken Seite der Apparatur zu erwarten ist.

Vorwärtskegel

Dieser Bereich ist unterteilt in einen Vetobereich von $\vartheta = 0^\circ$ bis $\vartheta = 1^\circ$ und einen insensitiven Bereich von $\vartheta = 1^\circ$ bis $\vartheta = 2.5^\circ$

Nehmen wir erst den Vetobereich. Bei allen Reaktionen mit mehr als zwei auslaufenden Teilchen gibt es die Möglichkeit, daß eines der Teilchen den Vetoähler trifft und so die Registrierung der Reaktion verhindert. Jedoch tritt dieser Fall nur selten auf, da es sich um einen kleinen Bruchteil des möglichen Phasenraumes handelt.

Das gleiche Argument gilt auch bei dem sich anschließenden insensitiven Bereich, wobei hier noch weiterhin einschränkend wirkt, daß alle geladenen auslaufenden Teilchen in diesen insensitiven Bereich fallen müssen. Nur so findet keine Registrierung statt.

Der gesamte Vorwärtswinkelbereich wurde 6-fach unterteilt, um die Möglichkeit zu haben, auf Grund von Winkelverteilungen die elektromagnetischen Prozesse zu separieren. Die in Kap. 4.4.2 durch Extrapolationen gefundenen Korrekturen berücksichtigen auch die Verluste an hadronischen Prozessen. Sie sind in den dortigen Fehlerangaben mit eingeschlossen. Einen Eindruck von der Größenordnung dieses Betrages gibt Abb. 12.

5.2.2 Ein-Pion-Erzeugung

Besonders behandelt werden müssen die beiden Reaktionen mit nur einem auslaufenden geladenen Teilchen,

- 1.) $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$
- 2.) $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$

da hier die Akzeptanz durch den offenen Vorwärtskegel merklich beschnitten ist. Beide Reaktionen sind jedoch ausreichend bekannt (Lit. 5.2, 5.3), um die erforderlichen Korrekturen zu ermitteln. Die totalen Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion fallen mit der Energie rasch ab (Abb. 5 und Abb. 6), so daß sich die Korrekturen oberhalb 3 GeV erübrigen. Der Beitrag der ersten Reaktion wird bei der Behandlung der Mehrfach- π^0 -Erzeugung mitbehandelt werden, so daß hier zuerst der nicht detektierte Anteil der Reaktion 2 ermittelt werden soll. Um die gemessenen Winkelverteilungen (Lit. 5.8) benutzen zu können, rechnet man den (Vierer)impulsübertrag auf das Nukleon aus, der sich ergibt, wenn das Pion noch gerade den innersten Vorwärtszähler (D3) trifft. Dieser Zähler geht bis auf 4 cm an die Strahlachse heran, entsprechend einem Winkel vom Target aus von 2° .

Es ist

$$t = (p - u)^2 = (\pi - \gamma)^2 = 2m_\pi^2 + 2E_\gamma E_\pi - 2E_\gamma p_\pi \cos \vartheta \approx E_\gamma^2 \vartheta^2$$

das ergibt bei 2 GeV einen minimalen detektierbaren Impulsübertrag von

$$t = 4 \cdot 0.04^2 = 0.0064 \text{ [GeV}^2\text{]}$$

Die Anpassung an den differentiellen Wirkungsquerschnitt liefert (bei 2 GeV):

$$\frac{d\sigma}{dt} = 17 e^{-4t}$$

somit wird der nicht registrierte Anteil

$$\Delta\sigma = \int_{t_{\min} \approx 0}^{0.0064} \frac{d\sigma}{dt} dt = \frac{17}{4} \left\{ 1 - e^{-0.0064} \right\} < 0.5 \mu\text{b}$$

das heißt, daß praktisch alle Ereignisse dieser Reaktion registriert werden.

5.2.3 Mehrfach π^0 -Erzeugung

Eine Sonderstellung nehmen die Reaktionen



ein, da hier das Proton als einzig geladen auslaufendes Teilchen in der Regel wenig Impuls erhält und somit bereits im Wasserstoff absorbiert werden kann. Wie groß der auf diese Weise zu erwartende Verlust ist, soll im Folgenden abgeschätzt werden. Allgemein kann man sagen, daß bei höherer Multiplizität (Teilchenzahl im Endzustand) die Zahl der Reaktionen, bei dem außer dem Proton nur ungeladene Teilchen auslaufen gegenüber der Zahl der Reaktionen, bei denen die auslaufenden Teilchen auch geladen sein können, stark abnimmt, was vom unterschiedlichen (Isospin-)Phasenraum herrührt. Quantitativ kann man unter der Annahme statistischer Verteilung im Phasenraum sog. Isospingewichte für die folgenden Reaktionen berechnen (Lit.5.9):

$$\begin{array}{ll} \pi^0 = 0, & \pi^+ = + \quad \pi^- = - \\ \gamma p \rightarrow p 0 0 0 : 7.1 & \gamma p \rightarrow p 0 0 0 0 : 2 \\ \rightarrow p + - 0 : 47.1 & \rightarrow p + - 0 0 : 32.0 \\ \rightarrow n + 0 0 : 20.0 & \rightarrow p + + - - : 20.0 \\ \rightarrow n + + - : 25.1 & \rightarrow n + 0 0 0 : 10.0 \end{array}$$

Man sieht, daß diese Isospinfaktoren für die Reaktionen mit nur π^0 im Endzustand mehr als einen Faktor 10 unter den entsprechenden Reaktionen mit geladenen Pionen im Endzustand liegen.

Unabhängig davon zeigt die Analyse der Einspurereignisse (Lit. 5.10) bei Blaskammernmessungen, daß keine größeren Beiträge ($> 10\mu\text{s}$) der obigen Reaktionen zu erwarten sind.

Betrachten wir als erstes den Fall

$$\underline{n = 1}$$

Diese Reaktion ist hinreichend bekannt (Lit. 5.2), um die fehlende Akzeptanz der Apparatur zu berechnen.

Ein Teil der Zerfallsphotonen der n^0 können sich durch Schauerbildung im großen Schauerzähler (P) anzeigen. Während der Messungen am Wasserstoff wurde jedoch gefordert, daß für eine Registrierung mindestens noch ein weiterer Zähler (H oder D) angesprochen haben muß, das heißt, effektiv kann nur das Proton die obige Reaktion signalisieren. In späteren Meßreihen (an anderen Elementen) wurde diese Bedingung geändert und zwar so, daß ein Schauer im großen Schauerzähler allein ausreicht, ein Ereignis zu signalisieren. Die dabei gewonnenen Daten werden weiter unten für eine Abschätzung der bezüglich der n^0 Reaktionen auftretenden Zählverluste benutzt.

Als erstes gilt es also zu ermitteln, bei welchem Prozentsatz des Wirkungsquerschnitts das Proton registriert wird. Um ein Signal zu geben, muß es mindestens eine kinetische Energie von 50 MeV haben, damit es den Wasserstoff verlassen und zwei Szintillationszähler (je 3 mm Pilot B) durchdringen kann. 50 MeV entspricht einem quadrierten Impulsübertrag von

$$t = (p - p')^2 = 0.1 \text{ [GeV]}^2$$

Von der Winkelakzeptanz her werden praktisch alle Protonen erfaßt, so daß sich der Verlust aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten (Lit. 5.2) direkt berechnen läßt:

$$\Delta\sigma(v) = \int_{\sim 0}^{0.1} \frac{d\sigma}{dt}(v) dt$$

für die Reaktion



ergeben sich daraus folgende Fehlbeträge:

E_γ [GeV]	$\Delta\sigma$ [μb]
2	0.42
3	0.31
4	0.18
5	0.13

Diese Beiträge sind hier aufgeführt, um die Energieabhängigkeit und die Größenordnung anzudeuten. Sie werden im weiteren nicht berücksichtigt.

n = 2

Prozesse, die einen Endzustand ($p 2\pi^0$) liefern, sind bisher noch kaum beobachtet worden (Lit. 5.11). Das liegt einmal an der Schwierigkeit, diesen Prozess zu identifizieren, zum anderen ist der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion offensichtlich klein. Diffraktions-erzeugung, ähnlich der Rhomesonerzeugung scheidet aus Gründen der Isospin- und G-Paritätserhaltung aus.

n = 3

Übernimmt man die Rückstoßverteilung von der ω -Produktion (Lit. 5.4) (Lit. 5.12), erhält man als Korrekturbetrag

E_γ [GeV]	$\Delta\sigma$ [μb]
1.6	3.2
2.1	2.9
4.3	1.4

Die Isospinfaktoren für ω und $3\pi^0$ -Produktionen stehen jedoch bereits im Verhältnis 9 : 1; , sodaß die tatsächlichen Verluste erheblich kleiner sind, als die hier angegebenen Zahlen.

$n > 3$

Man erkennt aus dem Vorangegangenen, daß die Beiträge mit wachsendem n schnell abnehmen. Die Gründe dafür sind einmal die Isospinfaktoren, die mit wachsender Teilchenzahl anwendbar werden und zum anderen die mehr zentrale Erzeugung der Teilchen, bei der das Proton einen höheren Rückstoßimpuls erhält und somit die Reaktion signalisieren kann.

Neben diesen aus Analogieschlüssen gewonnenen Abschätzungen, liefert das Experiment jedoch eine direkte Möglichkeit, den Beitrag der nur π^0 -Produktion wenigstens teilweise zu bestimmen.

Hierfür kann man die Analogieinformation aus den P-Zählern benutzen. Man setzt die Schwellen der Diskriminatoren so, daß diese nur auf Schauer ansprechen, betrachtet den Bruchteil der Reaktionen, bei denen Schauer auftreten und vergleicht diese Zahl mit der bekannten (Lit. 5.10, 5.12, 5.13) Zahl der Reaktionen, die mindestens ein π^0 ergeben. Daraus erhält man eine mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit des Schauerzählers (P) auf jedes erzeugte π^0 . Bei diesem Experiment ergab sich ein Wert von $\approx 30\%$. Diese Zahl ist hauptsächlich durch die geometrische Akzeptanz bestimmt. Diese Ansprechwahrscheinlichkeit gilt jedoch auch für Reaktionen des hier untersuchten Typs



Solche Reaktionen müßten sich dadurch bemerkbar machen, daß neben dem Schauer kein weiteres Signal in den Detektoren auftritt. Eine spezielle Untersuchung ergab, daß solche Ereignisse zwar vorhanden sind, daß ihr Anteil am Wirkungsquerschnitt jedoch unter 1% liegt.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die Korrekturen wegen des nicht erfaßten Anteils der Reaktionen



klein sind ($< 2 \%$), wobei der Beitrag von der Einfachproduktion hinreichend genau aus den vorhandenen differentiellen Messungen bestimmt werden kann. Prozesse mit $n > 2$ tragen nur wenig zum Wirkungsquerschnitt bei, wie aus statistischen Überlegungen folgt. Die Reaktion mit $n = 2$ kann einen gewissen Beitrag liefern, dieser liegt jedoch, wie die beschriebene Schauerzählmessungen zeigen, unter 2% .

Hier sollen noch zwei weitere Effekte, die von der π^0 -Erzeugung herrühren, erwähnt werden, die auf das Meßergebnis einen - allerdings geringen - Einfluß haben.

- a.) Die erzeugten π^0 können gerade so zerfallen, daß ein Photon den Vetoschauerzähler (S) trifft. Dadurch wird die Registrierung gewisser Ereignisse verhindert.
- b.) Die Photonen vom π^0 -Zerfall treffen den großen Schauerzähler (P). Ein Teilchen aus dem Schauer trifft wiederum den Vetoschauerzähler (S) und verhindert die Registrierung.

Beide Effekte sind klein, wie der Vergleich der Akzeptanzen unmittelbar ergibt. Experimentell kommt man zu einem entsprechenden Resultat, wenn man den Einfluß des Schauerzählerwertes auf die Zählraten studiert. Die sich ergebenden Korrekturen liegen unter 1% .

5.2.4 Ansprechvermögen der Zähler (H + D)

Die Szintillationszähler wurden aus dem Material Pilot B und NE 102A gefertigt. Sie haben eine Dicke von 3 bzw. 5 mm. Um das in ihnen erzeugte Licht optimal zum Photovervielfacher (56 AVP) zu überführen, werden streifenförmige Lichtleiter aus Plexiglas verwendet (Abb. 3). Das gemessene Ansprechvermögen dieser Zähler ist besser als 98%

für minimal ionisierende Teilchen.

Während des Experiments und anschließend an Hand der Daten kann die Ansprechwahrscheinlichkeit kontrolliert werden. Hierzu dient die azimuthale Unterteilung der Apparatur. Gleiche Winkelbereiche müssen auch gleiche Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefern. In Abb. 11 ist der Unterschied zwischen dem rechten und linken H-Zähler für verschiedene Photonenenergien aufgetragen. Man sieht, daß die Abweichungen von der Rechts-Links-Symmetrie des Detektors klein sind. Man kann aus diesem Verhalten mit großer Wahrscheinlichkeit schließen, daß das Ansprechvermögen der einzelnen Zähler während des Experiments nicht nachgelassen hat. Rechnerisch ergibt sich als Ansprechwahrscheinlichkeit für ein Ereignis

$$\mathcal{E}H = (1 - (1 - 0,98^2)^{2,4}) > 99,5\%$$

wobei 0,98 die Einzelansprechwahrscheinlichkeit ist und der Exponent 2 die Koinzidenzforderung berücksichtigt. Der Exponent 2,4 schließlich rührt von der mittleren Spurenzahl im gemessenen Energiebereich her. Die sich ergebenden Verluste sind demnach zu vernachlässigen.

Schwerwiegender macht sich mangelndes Ansprechvermögen im Vetoschauerzähler (S) bemerkbar, Spezielle Untersuchungen haben gezeigt, daß bei Teilchenenergien oberhalb 1 GeV das Ansprechvermögen bei $99,8 \pm 0,1\%$ liegt. Daß diese Zahl auch während des Experiments erreicht wurde, kann aus dem Verhältnis von markierter Photonenrate (TAG) zur entsprechenden Schauerrate (TAG · S) abgelesen werden. Da der Photonenfluß mit Hilfe dieses Schauerzählers (S) gemessen wird, ist hier bei der angegebenen Ansprechwahrscheinlichkeit eine Korrektur von $0,2 \pm 0,1\%$ anzusetzen.

Der Schauerzähler hat jedoch noch die weitere Aufgabe, Prozesse mit Teilchen in Vorwärtsrichtung zu unterdrücken. Solche Prozesse treten etwa 10-mal häufiger auf, als echte hadronische Ereignisse. Bei der oben angegebenen Ansprechwahrscheinlichkeit können demnach 0,2 % nicht eliminiert werden, das ergibt, bezogen auf hadronische Ereignisse, eine Korrektur von $-2 \pm 1\%$. Ein Teil solcher Ereignisse kann jedoch auf Grund der typischen Winkelverteilung elektromagnetischer Prozesse eliminiert werden (siehe Kap. 4.4.2), so daß noch eine Unsicherheit von $-1 \pm 0.5\%$ verbleibt.

5.2.5 Totzeiten und zufällige Koinzidenzen

Die höchste Rate muß vom Schauerzähler (S) verarbeitet werden. Während der Messungen am Wasserstoff lag die Signalfolge bei 100 bis 500 KHz. Die Signalformung geschieht mittels eines sogenannten Schmitt-triggers, d.h., die Signale dauern solange an, bis der Detektor für ein neues Signal wieder voll empfindlich ist. Während des Signals werden keine Ereignisse registriert. Das bedeutet, daß in der effektiven Totzeit des Schauerzählers weder Fluß noch Ereignisse gezählt werden. Daraus folgt, daß beim Wirkungsquerschnitt als dem Verhältnis aus beiden keine Totzeitkorrekturen erforderlich sind.

Zufällige Koinzidenzen

Die Masterkoinzidenz ($TAG \cdot TOT \cdot S$) ist 4-mal vorhanden, mit jeweils verschiedener Auflösungszeit (12, 15, 22, 28 ns). Aus den sich somit ergebenden 4 Zählraten kann durch Extrapolation der Anteil der zufälligen Koinzidenzen ermittelt werden. Da die Zufälligenrate ca. 10 % ist und die Extrapolation ohne großen Fehler gemacht werden kann, ist der sich hieraus ableitende Fehler mit $0 \pm 2\%$ anzusetzen.

5.3 Unsicherheit in der Bestimmung des Untergrundanteils

5.3.1 Strahluntergrund und Beitrag vom Wasserstoffbehälter

Es müssen alle solchen Ereignisse eliminiert werden, die nicht am flüssigen Wasserstoff in der Targetzelle erzeugt wurden. Das gelingt weitgehend mit Hilfe von sogenannten "Target-leer"-Messungen, die man unmittelbar an die "voll"-Messungen anschließen läßt. In diesem Experiment war die Ereignisrate bei leerem Target 30 % der entsprechenden Rate bei mit Wasserstoff gefülltem Target. Dies ist wesentlich höher, als es dem Baumaterial der Targetzelle entspricht (Kaptonfolie, 100 μ). Das liegt daran, daß hier auch alle solchen Wechselwirkungen mitzählen, die vor der Targetzelle stattgefunden haben und wovon mindestens ein geladenes Teilchen den 4 π -Detektor erreicht hat. Einmal treten solche Wechselwirkungen auf, weil der Photonenstrahl teilweise durch Luft geführt wird, zum anderen, weil der Strahl durch massive Kollimatoren begrenzt wird, die ebenfalls getroffen werden können. Zieht man jedoch die Meßergebnisse voneinander ab (Target voll minus Target leer), erhält man nur den Anteil der Wechselwirkungen, der wirklich im Wasserstoff stattgefunden hat. Beide Messungen wurden unter den gleichen Bedingungen durchgeführt, so daß hierbei nur ein statistischer Zählratenfehler in Betracht kommt, der bei der Auswertung direkt mit berücksichtigt wird und z.B. beim Fehler in Abb. 14 mitenthalten ist.

5.3.2 Elektromagnetische Prozesse

Der verbleibende Untergrund stammt aus Wechselwirkungen im Wasserstoff, und zwar aus elektromagnetischen Prozessen. Zwei Verfahren zu seiner Abtrennung wurden im Kap. 4.4.2 und Kap. 4.4.3 beschrieben.

Es handelt sich um eine Extrapolation der Vorwärtswinkelverteilung und um die Ermittlung eines radiatorabhängigen Faktors. Die gefundenen Korrekturen sind auf 20 bis 30 % genau. Der absolute Beitrag dieser Prozesse zur Ereignisrate sinkt mit zunehmender Energie. Er liegt zwischen 1 % und 6 %, so daß hier mit einer Unsicherheit von 0,2 % bis 2 % zu rechnen ist.

5.4 Flußbestimmung

- a.) statistischer Fehler: Pro Meßpunkt werden mehrere 10^7 Photonen gezählt, so daß der statistische Fehler 0,1 % wird.
- b.) Ansprechwahrscheinlichkeit des Schauerzählers (siehe Kap. 5.2.4):
Ermittelt wurde $99,8 \pm 0,1$ %. Daraus ergibt sich eine Ungenauigkeit in der Flußmessung von $-0,2 \pm 0,1$ %.
- c.) Doppelbremsstrahlung im Radiator: Werden im Radiator von einem Elektron 2 Photonen (mit jeweils $E_\gamma > 500$ MeV) erzeugt, wird das eine der beiden eine eventuelle hadronische Reaktion des anderen dadurch annullieren, daß es in Vetoschauerzähler (S) ein Signal gibt. Diese Photonen tragen also nur zum Fluß bei. Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen liegt ihre Zahl bei 1 %.
- d.) Fehler in der Bestimmung der Akzeptanz der einzelnen Energiekanäle:
Da nur der Gesamtfluß aller markierten Photonen registriert wurden, mußte in einer getrennten Messung bestimmt werden, wie sich der Gesamtfluß auf die einzelnen Energiekanäle verteilt. Hierzu wurden 10^4 Eichereignisse pro Energieintervall gezählt, wodurch dann die Akzeptanz auf ± 1 % bestimmt ist.

5.5 Targetkonstante

Während der Messung wurde der Wasserstoff in der Zelle ständig am Sieden gehalten. Der Druck konnte gemessen werden. Daraus ergibt sich ein bestimmter Wert für die Dichte typisch z.B.

$$\rho = 0.0708 \pm 0.0005$$

Die Targetlänge ist $l = 12.05 \pm 0,05$ cm

Die Targetkonstante T ist folgendermaßen definiert:

$$G = T \cdot \frac{\text{Zahl der Ereignisse (Nen)}}{\text{Fluß } (\gamma^*)}$$

somit $T = \frac{10^{30}}{L \cdot \rho \cdot l}$

L = Lohschmidtzahl
 ρ = Targetdichte
 l = Targetlänge

obige Fehler eingesetzt, ergibt eine Unsicherheit von

$$\frac{\Delta T}{T} = \pm 0.8\%$$

Weiterhin soll an dieser Stelle noch eine Korrektur zur Leer-Messung angebracht werden, und zwar war die Zelle auch im "leeren" Zustand noch mit Wasserstoffgas gefüllt, zählt man die "Leer"-Rate ab, muß man schließlich die Rate vom Wasserstoffgas wieder dazuzählen, d.h., eine Korrektur mit positivem Vorzeichen anbringen. Außerdem war durch das Sieden des Wasserstoffs im Target während des "voll" Betriebes die Dichte nicht ganz gleich derjenigen, die man aus dem Druck errechnet, da die Siedebällchen von allen Wänden des Behälters aufsteigen und somit auch in den Strahldurchgang gelangen. Durch diese Bällchen wird die Dichte leicht verringert. Beide Effekte wurden durch ein Korrekturglied zur Targetkonstanten berücksichtigt. Es beträgt $+ 1,5 \% \pm 0,5 \%$.

Die so bestimmte Targetkonstante wird auch für die Ermittlung des Elektron-Positron-Paarquerschnitts benutzt. Das Ergebnis einer Auswertung zeigt gute Übereinstimmung mit der theoretischen Voraussage (siehe Abb. 13 und Lit. 3.2).

5.6 Fehler in der Energiezuordnung

Mit der Apparatur ist es möglich, gleichzeitig in 23 Energiekanälen Daten zu sammeln (Abb. 1). Das akzeptierte Impulsband ist 80 - 100 MeV pro Kanal. Die mit der Apparatur erreichbare Genauigkeit ist somit ± 60 MeV. Tatsächlich wird dieser Wert etwas größer sein durch die endliche Breite und Winkeldivergenz des Elektronenstrahls.

Mehrere Energieeichungen wurden gemacht. Beispielsweise sei die Elektronen-Paarmessung mit Hilfe einer Streamerkammer erwähnt. Abb. 10 zeigt das Verhältnis von gemessener zu berechneter Energie. Sie stimmt mit der für dieses Experiment erforderlichen Genauigkeit überein. Prinzipiell könnte das Resultat in 100-MeV-Schritten angegeben werden. Um jedoch ein übersichtlicheres Bild zu erhalten, wurden jeweils 4 Kanäle zusammengefaßt, so daß 400 MeV Intervalle entstehen.

5.7 Datenverarbeitung

Wie in Kap. 2.1 beschrieben, wurden die Ereignisse in Hunderterblöcken auf Band geschrieben. Diese Blöcke enthalten alle Kennzeichen der Ereignisse und außerdem den dazugehörigen Photonenfluß. 95 % der Blöcke konnten ohne weiteres verarbeitet werden. Beim Rest waren technische Mängel erkennbar (3%) oder zu vermuten (2%). Das Resultat kann jedoch durch die Elimination dieser Daten nicht verändert werden, da kein direkter Bezug zur Meßgröße besteht.

5.8 Zusammenfassung der systematischen Fehler

Die wesentlichen systematischen Fehler ($>1\%$ vom resultierenden Wirkungsquerschnitt) sind in folgender Tabelle zusammengestellt.

Die mit einem Stern bezeichneten Fehler sind von der Energie abhängig, und zwar so, daß sie mit zunehmender Energie abnehmen. Der angegebene Wert gilt für die Energie 2 GeV.

TABELLE 1

Fehlerquelle	Korrektur ¹⁾	Diskussion in Kap.
$\gamma + p \rightarrow p + n\pi^0^*$	$+2 \pm 1$	5.2.3.
Targetkonstante T	$+1,5 \pm 1$	5.5.
kein Veto S	$-1 \pm 0,5$	5.2.4.
Elmag. Prozesse*	0 ± 3	5.3.2.
Fluxbestimmung	$+1 \pm 1$	5.4.
fehlende Akzept.*	$+1 \pm 0,5$	5.2.1.
Zufällige Korrekt.	0 ± 2	5.2.5
Summe	$+4 \pm 4$	

Diese Korrekturen sind beim dargestellten Verlauf des Wirkungsquerschnitts (Abb. 14) nicht enthalten.

5.9 Statistische Fehler

In Kap. 4.3 wurde der Gang der Auswertung beschrieben. Die dort auftretenden Zählraten und Faktoren sind mit einem Fehler behaftet, der von der statistischen Natur der Untersuchung und der untersuchten Prozesse herrührt. Wie Abb. 9 zeigt, haben die Meßwerte eine Gauß-Verteilung, auch handelt es sich um relativ große Zahlen, so daß

1) diese Zahlen sind Angaben in %, bezogen auf das in Kap. 6 gegebene Meßresultat.

man als Fehler \sqrt{N} bei einer Zählrate N ansetzen kann. 233 Einzelmessungen wurden gemacht, die jeweils mit einem mittleren Fehler von 20 - 30 % behaftet sind. Der schließlich angegebene Wirkungsquerschnitt (Abb. 14) ist das Ergebnis einer Mittelung aller Einzelmessungen, wobei in folgender Weise gewichtet summiert wurde:

sei x_i der Meßwert, Δx_i der Fehler und \bar{x} das zusammengefaßte Mittel, dann ist:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i^N \frac{x_i}{\Delta x_i}}{\sum_i^N \frac{1}{\Delta x_i}} \quad \text{und} \quad \Delta \bar{x} = \frac{\sqrt{N}}{\sum_i^N \frac{1}{\Delta x_i}}$$

Da der Wirkungsquerschnitt verhältnismäßig flach verläuft, können mehrere Energiekanäle zusammengefaßt werden. Es resultiert schließlich ein Wirkungsquerschnitt, der im Photon-Energiebereich 1 - 6,5 GeV einen statistischen Fehler von 4-5% aufweist.

5.10 Mögliche Verbesserungen der Apparatur

Die mit diesem Experiment erzielte Meßgenauigkeit liegt zwischen 6 - 8 % im oberen Energieintervall. Der größte Anteil ist statistischen Ursprungs, so daß man hier durch längere Messungen, besonders oberhalb 2 GeV, den Gesamtfehler auf 4 - 6 % erniedrigen könnte. Außerdem sind die erforderlichen Extrapolationen bei der Bestimmung des elektromagnetischen Untergrundes bei größerer Ereigniszahl leichter und sicherer durchzuführen, so daß auch hier die Präzision erhöht werden kann. Jeder in der Tabelle 1 angegebene, systematische Fehler kann durch entsprechenden Aufwand noch erniedrigt werden. Zum Beispiel kann die Ansprechwahrscheinlichkeit auf η^0 durch Vergrößerung des Schauerzählers erreicht werden. Ebenso kann durch Verringern der Zählrate die Korrektur auf zufällige Koinzidenzen verkleinert werden.

Um jedoch unter einen Fehler von 3 % zu kommen, müssen die Voraussetzungen, die zu diesem Experiment geführt haben, überprüft werden. Im Gegensatz zu den "good geometry" Experimenten, bei denen nur beobachtet wird, ob das Geschößteilchen Energie verloren hat oder nicht, muß hier jeder Prozess anhand eines erzeugten Teilchens nachgewiesen werden. Es müssen also die Reaktionstypen weitgehend bekannt sein, wenn man sicher sein will, daß man keinen Prozess übersieht. Hier liegt momentan eine Grenze für die erreichbare Meßgenauigkeit. Weiterhin muß man bedenken, daß es sich bei Photonprozessen um eine primär elektromagnetische Wechselwirkung handelt. Mit zunehmender Genauigkeit der Messung müssen bei der Verwertung des Resultats auch höhere Ordnungen dieser Wechselwirkung beachtet werden.

6. Ergebnis des Experiments

6.1 Die resultierenden Meßwerte

Die Auswertung ergibt schließlich 14 Meßpunkte für den totalen Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion im Energieintervall 0,8 bis 6,4 GeV. Jeder Meßpunkt gilt für einen Energiebereich von 400 MeV. Eine solche Zusammenfassung der Daten ist gerechtfertigt, da der Wirkungsquerschnitt einen verhältnismäßig flachen Verlauf hat und - wie sich zeigte - auch die Einzelmeßwerte sich ohne große Unterschiede aneinanderreihen. Durch dieses Verfahren wird der statistische Fehler erheblich herabgedrückt und der Verlauf des Wirkungsquerschnitts übersichtlicher. Diese Zusammenfassung erfolgt jedoch erst am Ende der Auswertung. Während des Experiments und während der Auswertung ist die feinere Unterteilung des Energiebereichs äußerst vorteilhaft, da man so Extrapolationen und die Prüfung auf Koinsistenz sicherer durchführen kann. Das Ergebnis der Messung ist in folgender Tabelle zusammengestellt:

TABELLE 2

E_γ [GeV]	σ [μb]	E_γ [GeV]	σ [μb]
0.8-1.2	204 \pm 15	3.6-4.0	118 \pm 5
1.2-1.6	176 \pm 11	4.0-4.4	120 \pm 5
1.6-2.0	146 \pm 10	4.4-4.8	113 \pm 5
2.0-2.4	118 \pm 12	4.8-5.2	110 \pm 4
2.4-2.8	120 \pm 13	5.2-5.6	114 \pm 5
2.8-3.2	118 \pm 8	5.6-6.0	112 \pm 7
3.2-3.6	117 \pm 6	6.0-6.4	117 \pm 10

6.2 Anpassungen

Für die Meßwerte oberhalb 2 GeV (11 Punkte), von wo an der Wirkungsquerschnitt keine ausgeprägte Strukturen mehr zeigt, wurde nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate eine Anpassungskurve folgender Form berechnet

$$\sigma(v) = A v^{-B}$$

Das Resultat ist:

$$\text{Fit 1: } \sigma(v) = (121 \pm 0.5) \cdot v^{-0.032 \pm 0.023} \quad [\mu\text{b}], v \text{ in GeV}$$

das sich dazu ergebende χ^2 ist:

$$\chi^2 = \sum_m \left(\frac{\sigma_m(v) - \bar{\sigma}(v)}{\Delta \sigma_m(v)} \right)^2 = 3.56$$

σ_m = Meßwert
 $\bar{\sigma}$ = Wert auf der Anpassungskurve

was bei 9 Freiheitsgraden einer Konfidenzzahl von 93 % entspricht.

Weiterhin wurde untersucht, ob ein zusätzlicher, konstanter Beitrag eine bessere Anpassung ergibt. Mit dem folgenden Ansatz

$$\sigma(v) = C + A v^B$$

gelangt man zu dem Resultat

$$\text{Fit 2: } \sigma(v) = (23 \pm 11) + (110 \pm 1) v^{0.12 \pm 0.05}$$

mit einer Konfidenzzahl von 94 %. Der Unterschied in den Konfidenzzahlen ist gering, das spiegelt die Tatsache wieder, daß die Messungen nicht ausreichen, den konstanten (Pomeranchuk-) Anteil genau zu bestimmen.

6.3 Zur Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Das bei den obigen Anpassungen betrachtete Energieintervall (> 2 GeV) ist ein Übergangsbereich und durch die Annahme, daß es sich bei dem

mit der Energie abfallenden Anteil des Wirkungsquerschnitts um die Ausläufer der Resonanzen handelt, die sich einem konstanten, diffraktiven Teil überlagern, wird der gemessene Verlauf des Wirkungsquerschnitts gut erklärt. Die im Rahmen der Fehler möglichen Anpassungskurven verlaufen alle relativ flach, doch ist ein signifikanter Abfall zu hohen Energien hin festzustellen. Bezüglich dieses Abfalls kann man zwei Vergleiche anstellen:

a.) mit der Pion-Nukleonstreuung. Für den mittleren Wirkungsquerschnitt der π^+ und π^- -Streuung gibt Lindenbaum (Lit. 6.3) folgende Anpassung an:

$$\sigma(\nu) = \frac{1}{2} (\sigma_{\pi^+p}(\nu) + \sigma_{\pi^-p}(\nu)) = 22.12 + 18.5 \cdot \nu^{-0.69 \pm 0.21} \quad [\text{mb}]$$

das entspricht im Energieintervall 5-6 GeV einem relativen Abfall von 1,1 %.

b.) mit der ρ^0 -Mesonphotoerzeugung (Lit. 6.4). Hier zeigen die Daten folgenden Verlauf:

$$\sigma(\nu) = (18,2 \pm 1,7) \cdot \nu^{-0.08 \pm 0.07}$$

woraus sich wieder im gleichen Energieintervall ein relativer Abfall von 1,4 % errechnen läßt.

Bei den oben angegebenen Anpassungen der $\sigma_{\pi p}$ Meßwerte fällt der Wirkungsquerschnitt zwischen 5 und 6 GeV bei Fit 1 um 0,5 % und bei Fit 2 um 1,8 %.

Wie man erkennt, sind alle Steigungen im betrachteten Energieintervall von der gleichen Größenordnung (vergleiche auch Abb. 13).

Schließlich fällt bei Fit 2 die Kleinheit des energieunabhängigen Anteils auf, welcher dem Pomeranchukterm entspricht. Aber wie oben schon erwähnt, ist seine Bestimmung sehr vage, da das vorliegende Energieintervall zu klein ist. Trotzdem wird dieses Resultat in folgenden Betrachtungen verwendet, um die Möglichkeiten der Auswertung solcher Meßergebnisse aufzuzeigen.

7. Diskussion des Meßergebnisses im Rahmen theoretischer Modelle

7.1 Vorbemerkung

In wie weit trägt die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts zum Verständnis der Wechselwirkung der Elementarteilchen bei? In den folgenden Abschnitten soll versucht werden, an Hand einiger Anwendungen der Meßresultate, diese Frage zu beantworten. Grundsätzlich kann man jedoch Folgendes sagen:

In der Theorie der Streuung der Elementarteilchen ist der Ausgangszustand, z.B. zwei einlaufende Teilchen, mit dem Endzustand, z.B. mehrere produzierte Teilchen, durch eine unitäre Transformation miteinander verknüpft

$$\phi^{ein} = S \phi^{aus}$$

Der hier auftretende Operator S - die S Matrix - läßt sich folgendermaßen aufspalten:

$$S = 1 + iT$$

wobei dann die Streumatrix T die gesamte Information über die Wechselwirkung enthält. Sie hängt bei einer 2-Teilchenreaktion von den kinematischen Variablen s und t ab, wobei \sqrt{s} die Schwerpunktsenergie und t der quadrierte Impulsübertrag bedeutet. Der Wirkungsquerschnitt ist durch das Produkt TT^\dagger gegeben. Das Studium der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte bringt somit eine Einsicht in das Verhalten einer so definierten Streumatrix. Insbesondere ist es von Wichtigkeit, zu untersuchen, ob diese Streumatrix eine holomorphe Funktion dieser kinematischen Variablen s und t ist. Auf Grund allgemeiner feldtheoretischer Überlegungen können gewisse Analytizitätsbereiche abgegrenzt werden, es bleibt jedoch die Aufgabe der Experimente,

hier den entscheidenden Nachweis zu führen. Sollte es gelingen, ein einfaches holomorphes Verhalten der Streuamplitude nachzuweisen, ist die Möglichkeit gegeben, konkretere Modelle einer Wechselwirkung zu entwickeln. Diese Frage ist jedoch insgesamt zu komplex, um sie mit Hilfe eines Experiments zu lösen. Das Studium der totalen Wirkungsquerschnitte ist aber in besonderem Maße dafür geeignet, diese fundamentalen Ansätze einer Streuthorie der Elementarteilchen zu überprüfen.

7.2 Totale Wirkungsquerschnitte und das asymptotische Verhalten der Streuamplitude

Ein wichtiges Ergebnis dieses Experiments ist die Feststellung, daß bereits oberhalb von 2 GeV der Wirkungsquerschnitt kaum noch eine Resonanzstruktur zeigt und daß er über den weiteren Meßbereich immer flacher wird. Es besteht hier also kein Unterschied zwischen der Photoproduktion und der Hadron-Hadronstreuung (siehe Abb. 17), bei der die Wirkungsquerschnitte einem konstanten Wert zuzustreben scheinen. Somit liegt es nahe, hier die gleichen Analysen durchzuführen, wie z.B. bei der Pion-Nukleonstreuung. Eine erste Frage ist die: kann man auf Grund der Kenntnis des Verlaufs des totalen Wirkungsquerschnitts Aussagen über das asymptotische Verhalten ($s \rightarrow \infty$) der Streuamplituden erhalten? Sind die Aussagen auch dann sinnvoll, wenn aus technischen Gründen nur bis zu einer begrenzt hohen Energie hin (z.B. 300 GeV) gemessen werden kann? Es zeigt sich, daß hier Relationen bestehen wie z.B. Summenregeln und Dispersionsrelationen, die das asymptotische Verhalten mit dem Verhalten der Streuamplitude innerhalb eines gewissen endlichen Bereiches verknüpfen. Solche Relationen sind nur auf wenige grundlegenden Annahmen gegründet.

Betrachten wir als erstes die Summenregeln (FESR) für endliche Energie (Lit. 7.1):

Der Ausdruck

$$\eta(\nu) = \frac{\nu \operatorname{Im} f(\nu)}{\int_0^{\nu} \alpha \nu' \operatorname{Im} f(\nu')} - \alpha - 1 \quad \begin{array}{l} \nu = \text{Energie} \\ f(\nu) = \text{Streuamplitude} \end{array}$$

geht bei wachsender Energie gegen Null, insbesondere dann, wenn die Streuamplitude durch folgenden (Reggepol-)Ansatz beschrieben werden kann,

$$f(\nu) = \sum_i \beta_i \nu^{\alpha_i} \quad \alpha_i < 1, \quad \alpha = \alpha_{\max}$$

α bedeutet also in der Summenregel den größten Exponenten bei einem Potenzreihenansatz für die Energieabhängigkeit.

Setzt man in die obige Gleichung die Werte dieses Experimentes (siehe Abb. 18) ein, erhält man

$$\eta(\nu) = \frac{275}{160} - \alpha - 1$$

mit $\eta(\nu) = 0$, wird $\alpha = 0,71$, d.h., der Wirkungsquerschnitt fällt asymptotisch schwächer als

$$\sigma_{\text{tot}} \sim \nu^{\alpha-1} = \nu^{-0.3}$$

Die einzige notwendige Bedingung für die Gültigkeit dieser Relation ist ein nicht oszillierender Wirkungsquerschnitt im Bereich höchster Energien. Diese Relationen gelten auch, wenn $\operatorname{Im} f(\nu)$ ersetzt wird durch

$$\nu^n \cdot \operatorname{Im} f(\nu)$$

Einige spezielle Anwendungen dieser Summenregel werden weiter unten gegeben. Hier interessiert im Moment nur, daß durch diese Regel eine Möglichkeit gegeben ist, die durch die Froissart-Gribov-Schranke

$$\sigma_T \leq \text{const.} \cdot \log^2 s$$

(Lit. 7.2) bereits begrenzte Vielfalt der Ansätze für asymptotische Streuamplituden auf Grund durchführbarer Experimente weiter einzuschränken. Außerdem kann aus dem Verlauf von $\eta(\nu)$ welcher durch die

Messung eines totalen Wirkungsquerschnitts gegeben ist, geschlossen werden, ob der führende Beitrag von einem Schnitt (in der komplexen Drehimpulsebene) herrührt, entsprechend einem Mehrteilchenaustausch. Im letzten Falle geht $\eta(\nu)$ viel langsamer gegen Null (bei $\nu \rightarrow \infty$), so daß bereits bei verfügbaren Energien ein Unterschied festgestellt werden kann. Eine entsprechende Analyse in der Pion-Nukleonstreuung ergibt (Lit. 7.1), daß mit großer Wahrscheinlichkeit der führende Beitrag von einem Schnitt herrührt. Derartige Untersuchungen können auch bei der Photoproduktion durchgeführt werden.

7.3 Dispersionsrelationen und Comptonstreuung

Die Vorwärtsamplitude der Comptonstreuung kann man folgendermaßen ansetzen (Lit. 7.3)

$$f(\nu) = f_1(\nu) \boldsymbol{\varepsilon}'^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + i\nu f_2(\nu) \boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}' \times \boldsymbol{\varepsilon}$$

$\boldsymbol{\varepsilon}, \boldsymbol{\sigma}$ Polarisationsvektor bzw. Spinmatrix

wobei die beiden Nonspinflip-Amplituden f_1 und f_2 in Relation gesetzt werden können mit den Wirkungsquerschnitten σ_A und σ_P . Hierbei ist σ_P der Wirkungsquerschnitt, der auftritt bei Parallelität von Nukleon und Photospin, σ_A derjenige bei Antiparallelität. Es ist

$$\begin{aligned} \text{Im } f_1(\nu) &= \frac{\nu}{8\pi} (\sigma_A + \sigma_P) \equiv \frac{\nu}{4\pi} \sigma_{T_1}, & \text{Im } f_2(\nu) &= \frac{1}{8\pi} (\sigma_A - \sigma_P) \\ & & & \equiv \frac{1}{4\pi} \sigma_{T_2} \end{aligned}$$

Für diese Amplituden gelten Dispersionsbeziehungen

(Lit. 7.4)

$$\text{Re } f_1(\nu) = -\frac{\alpha}{M} + \frac{\nu^2}{2\pi^2} \mathcal{P} \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\nu' \sigma_{T_1}}{\nu'^2 - \nu^2}, \quad \text{Re } f_2(\nu) = \frac{1}{4\pi^2} \mathcal{P} \int_0^{\infty} \frac{ds'}{s' - s} \sigma_{T_2}$$

$s \equiv \nu^2$

Diese Gleichungen enthalten zwei unabhängig meßbare Größen. Einmal den inelastischen Wirkungsquerschnitt, zum anderen den Realteil der Vorwärtsstreuamplitude, der durch eine präzise Messung der Vorwärtsstreuung ermittelt werden kann. Allerdings ist für die Bestimmung von σ_{T_2} erforderlich, daß die Wirkungsquerschnitte sowohl für polarisierte Photonen wie auch polarisierte Targetnukleonen gemessen werden.

Mit Hilfe genauer Meßdaten ist man in der Lage, die obigen Relationen und damit die Annahmen, die zu diesen Relationen geführt haben, zu prüfen. Diese Annahmen sind grundlegender Natur. Es genügt z.B. die Forderung, daß die Wechselwirkung als ein (relativistisch) kausaler Vorgang abläuft, d.h., sie ist nur dann möglich, wenn die Teilchen einen zeitartigen Abstand voneinander haben. Das bringt jedoch die Schwierigkeit mit sich, daß die Wechselwirkung (dargestellt durch den Kommutator zweier Feldoperatoren) auf den Lichtkegel singularär wird. Eine Lösung dieses Divergenzproblems kann durch die Einführung eines elementaren Längenquants (l_0) herbeigeführt werden. Auch dafür lassen sich Dispersionsrelationen herleiten (Lit. 7.6). Diese unterscheiden sich jedoch von den üblichen (lokalen) Dispersionsrelationen durch Terme, die das Produkt ($v \cdot l_0$) enthalten. Im Grenzwert $l_0 \rightarrow 0$ gehen beide ineinander über. Entsprechende Analysen wurden an Hand der πN Streudaten angestellt (Lit. 7.6, 7.7). Hier ist eine leichte Abweichung von den Aussagen der einfachen ($l_0 = 0$) Dispersionsrelationen zu beobachten. Diese ist aber so gering, daß keine endgültigen Entscheidungen getroffen werden können. Es soll hiermit nur angedeutet werden, welche fundamentale Bedeutung die Kenntnis des totalen Wirkungsquerschnitts für die Untersuchung grundlegender Annahmen der Streutheorie hat.

Da im Falle der Photon-Wechselwirkung die Messung des (Kern-)Compton-effektes noch aussteht, kann man umgekehrt die Dispersionsrelationen dazu benutzen, für diesen Prozess gewisse Voraussagen zu machen. Hierfür wurde das Dispersionsintegral numerisch berechnet (siehe Anhang 8.2). Als Ergebnis ist das Verhältnis ϕ von Realteil zu Imaginärteil in Abb. 20 angegeben:

$$\phi(\nu) = \frac{\text{Re } f_1(\nu)}{\text{Im } f_1(\nu)}$$

Man erkennt (siehe Abb. 20), daß bei 2 GeV noch ein beträchtlicher Realteil vorhanden ist, der dann bei höherer Energie allerdings rasch kleiner wird. Aus der genauen Analyse dieses Abfalls kann man entnehmen, ob Schnitte oder Pole das Hochenergieverhalten der Streuamplitude bestimmen (Lit. 7.8).

Mit Hilfe der Kenntnis von ϕ ist es möglich, den Comptonvorwärtsquerschnitt vorauszusagen. Es ist

$$\frac{d\sigma^{00}}{d\Omega} = |f_1|^2 + \nu^2 |f_2|^2$$

Nimmt man an, daß f_2 klein ist (bei hoher Energie sollte die Wechselwirkung spinunabhängig werden), dann ist

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{00} = |\text{Im } f_1(\nu)|^2 (1 + \phi^2) = \frac{\nu^2}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2 (1 + \phi^2)$$

Durch Einsetzen der Werte aus Abb. 14 (σ_{tot}) und aus Abb. 20 (ϕ) erhält man somit den jeweiligen optischen Punkt für die Comptonstreuung.

7.4. Bestimmung von Reggeparametern

7.4.1 Summenregeln für kontinuierliche Momente

Im Vorangehenden wurde erläutert, wie man aus dem Kenntnis des totalen Wirkungsquerschnitts (innerhalb eines endlichen Energiebereichs) auf das Hochenergieverhalten der Streuamplitude schließen kann.

Das wesentliche Mittel dazu sind die Summenregeln für endliche Energie (EESR). In der Photonproduktion stehen drei verschiedene Ansätze für die (Hochenergie-) Streuamplitude zur Debatte. Einmal ein reiner Reggepolansatz mit den führenden Anteilen der P , P' und A_2 Trajektorien (Lit. 7.9), zweitens ein Reggepolansatz plus einem festen Pol und drittens ein Ansatz, bei dem ein Schnitt den führenden Beitrag zum Hochenergieverhalten liefert. Diese drei Ansätze können mit Hilfe der Summenregeln und den $\sigma_{\gamma p}$ Meßwerten untersucht werden.

Um $\sigma_{\gamma p}$ effektiv zu benutzen, ist es zweckmäßig, die Summenregeln für kontinuierliche Momente (Lit. 7.10) zu verwenden. Diese sind eine Erweiterung der üblichen Summenregel. Sie haben folgende Form:

$$\begin{aligned}
 & - \frac{1}{v_0^{\gamma+1}} \int_0^{v_0} dv v^{\gamma} \Im [\{ \exp(-i \frac{\pi}{2} \gamma) \} F(v)] = \\
 & = \sum_n \frac{\rho_n}{\cos(\frac{\pi}{2}) \alpha_n} \cdot \frac{\sin(\frac{\pi}{2})(\alpha_n + \gamma + 1)}{\alpha_n + \gamma + 1} v_0^{\alpha_n} + \mathcal{O}(v_0^{-1})
 \end{aligned}$$

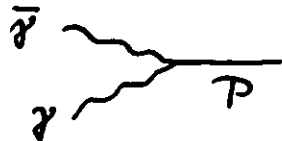
Der Integrand enthält mit $F(v)$ die volle Streuamplitude. Der hierzu erforderliche Realteil wird durch die Dispersionsrelation bestimmt. Statt eines ganzzahligen Exponenten tritt hier nun die Zahl γ auf. Für bestimmte Werte von γ wird der Funktionswert auf der linken Seite der Gleichung maximal oder minimal. Diesen Verlauf kann man nun versuchen, durch verschiedene (Regge-) Ansätze zu erklären.

Ein Ansatz dafür stellt die rechte Seite der Gleichung dar, worin die α_n und β_n die üblichen Reggeparameter sind. Diese können nun mit Hilfe eines Anpassungsverfahrens bestimmt werden. Eine entsprechende Analyse des Photonproduktionsquerschnitts ist in Arbeit.

Das umgekehrte Verfahren (Lit. 7.11), nämlich bekannte Reggeparameter einzusetzen und zu beobachten, wann die Summenregeln erfüllt sind, läßt sich auch durchführen. Die Annahmen erscheinen speziell in der Photonproduktion jedoch etwas willkürlich, da grundsätzlich eine große Zahl von Austauscheteilchen zugelassen ist.

7.4.2 Zum Pomeronchukaustausch

Bei der Comptonvorwärtsstreuung kann der Austausch eines Pomerons nicht stattfinden (Lit. 7.12), da es als Spin 1 Teilchen nicht an das $\gamma\bar{\gamma}$ System im gekreuzten Prozess



koppelt. Das äußert sich beim Reggeansatz dadurch, daß vor den entsprechenden Amplituden ein Faktor $\alpha_P(t)-1$ auftritt, der für $\alpha_P(t) = 1$ die Amplitude zum Verschwinden bringt.

Die Pomeronchuktrajektorie wurde eingeführt, um an Hand des Reggemodells den Diffraktionscharakter der differentiellen Wirkungsquerschnitte und das asymptotische Verhalten der totalen Wirkungsquerschnitte zu erklären (Lit. 7.13). Es ist bis heute jedoch nicht möglich gewesen, signifikante Teilchen zu finden, die man dieser Trajektorie zuordnen kann.

Vielleicht entspricht dieser Pomeranchukpol einer Zusammenfassung vieler Prozesse - praktisch des ganzen inelastischen Spektrums - und demnach gilt für $\alpha_p(s,t)$ nur im Grenzfall $\alpha_p(\infty,0) = 1$. Dies hat jedoch zur Folge, daß sich die Wirkungsquerschnitte auch noch bei sehr hoher Energie ständig verkleinern. Untersucht man mit einer solchen Annahme alle heutigen Daten über totale Wirkungsquerschnitte (d.h., man läßt die Zwangsbedingung, daß der Wirkungsquerschnitt konstant wird bei hoher Energie, fort), erhält man (Lit. 7.15)

$$\alpha_p(0) = 0.925$$

Unter solchen Bedingungen kann man auch für die Photonprozesse einen Pomeranchukaustausch annehmen.

Eine andere Lösung dieses Problems könnte darin bestehen, daß in der Amplitude ein fester Pol vorhanden ist, der gerade die Nullstelle kompensiert. In wie weit hierfür eine Evidenz besteht und was die Konsequenzen für den totalen Wirkungsquerschnitt sind, wird im nächsten Abschnitt erläutert.

Denkbar ist auch, daß Multipomeranchukaustausch stattfindet im Sinne eines Multireggenmodells (MRM). Hier gibt es jedoch die Schwierigkeit, daß die totalen Wirkungsquerschnitte bei hoher Energie nicht beschränkt bleiben (Lit. 7.53). Diese Schwierigkeiten treten nicht auf, wenn man statt mehrerer Pole einen oder mehrere Schnitte annimmt (Lit. 7.16). Eine solche Erklärung für den Pomeranchukbeitrag zum Photoproduktionsquerschnitt ist im Augenblick ohne Widerspruch.

7.4.3 Beitrag eines festen Pols

Wie im obigen Abschnitt erläutert wurde, besteht die Möglichkeit, daß bei der Comptonstreuamplitude ein fester Pol vorhanden ist, der sich bei der Vorwärtsstreuung dadurch bemerkbar macht, daß er die Nullstelle in der Pomeranchukaustauschamplitude kompensiert. Ein solcher Pol liefert einen Beitrag zu den oben erwähnten Summenregeln.

Durch die Anwendung dieser und unter Benutzung der Meßwerte dieses Experiments kann man diesen Beitrag bestimmen (Lit. 7.17).

Es gilt nämlich (Lit. 7.18)

$$\int_{\mu}^A \sigma_T(v) dv = \sum_i \frac{\beta_i A^{\alpha_i}}{\alpha_i} - T - 2\pi^2 \cdot C \approx \\ \approx \beta_P \cdot A + \bar{\beta} \cdot A^{\bar{\alpha}} - T - 2\pi^2 \cdot C$$

und (Lit. 7.19)

$$\int_{\mu}^A v^2 \sigma_T(v) dv = \sum_i \frac{\beta_i A^{\alpha_i+2}}{\alpha_i+2} \approx \beta_P \frac{A^3}{3} + \frac{\bar{\beta} \cdot A^{\bar{\alpha}+2}}{\bar{\alpha}+2}$$

T ist der Thomsongrenzwert $\left(\frac{\alpha}{M}\right)$ und C ist der Beitrag des festen Pols. Die Summen auf der rechten Seite der beiden Gleichungen wurden ersetzt durch das Pomeranchuk-Residuum (β_P) und den Beitrag eines weiteren effektiven Reggepols ($\bar{\beta}, \bar{\alpha}$), in dem die übrigen mit der Energie stärker abfallenden Anteile zusammengefaßt wurden (z.B. P' und A_2). Die linken Seiten der Gleichungen können aus den Meßdaten berechnet werden (siehe Abb. 13). Setzt man für $\bar{\alpha}$ den Erfahrungswert $\bar{\alpha} = 0.5$ ein, bleiben als Unbekannte nur noch die Größen $\beta_P, \bar{\beta}$ und C übrig. β_P läßt sich auf Grund des Verlaufs des Wirkungsquerschnitts sofort angeben. Es ist (Fit 2)

$$\sigma(v) = 23 + 110 \cdot v^{-0.122} \quad [\mu b]$$

und somit wird

$$\sigma(\infty) = \beta_P = 23$$

zur Bestimmung von $\bar{\beta}$ und C können dann die obigen Gleichungen verwendet werden. Es ergibt sich (bei 5 GeV)

$$\bar{\sigma} = 180 \pm 23 [\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^{\frac{1}{2}}], \quad C = -8,2 \pm 3 [\mu\text{b} \cdot \text{GeV}]$$

Das heißt, der Wert von C ist signifikant von Null verschieden, was als Hinweis für die Anwesenheit eines festen Pols gedeutet werden kann. Es wurde gezeigt (Lit. 7.20), daß solche Pole bei Photoprozessen nicht durch die Unitaritätsrelation ausgeschlossen werden. Nimmt man sie als gegeben an, kann man gewisse Voraussagen für die Comptonstreuung und damit auch für den totalen Wirkungsquerschnitt der Photonproduktion machen. Zum Beispiel geben Abarbanel et al. für den Pomeranchukanteil des totalen Wirkungsquerschnitts die Relation (Lit. 7.21)

$$\sigma^{\text{P}} = \frac{8\pi^2}{137} \alpha'(0) \left[\frac{1}{4} Y^2 + \frac{1}{3} I(I+1) \right]$$

Y ist die Hyperladung und I der Isospin des Targetkerns. α' ist die Steigung der P-Trajektorie. Es ergibt sich mit $\alpha'(0) = 0,3 (\text{GeV}^{-2})$ bei der Streuung am Proton

$$\sigma_{\gamma p}^{\text{P}} = 18,6 \mu\text{b}$$

was dem Wert von Fit 2 ($\sigma_{\gamma p}(\infty) = 23 \mu\text{b}$) nicht widersprechen würde.

Weiterhin wurde von Mueller und Treimann (Lit. 7.22) die Comptonstreuung am Pion ausgerechnet und unter Benutzung der Faktorisierung erhalten sie die folgende Relation für den totalen Wirkungsquerschnitt der Photonproduktion

$$\sigma_{\gamma p}(\infty) = \frac{\sigma_{pp}(\infty)}{\sigma_{\pi p}(\infty)} \cdot \frac{16\pi^2}{3} \cdot \frac{e^2}{4\pi} \alpha'(0)$$

setzt man $\alpha'(0) = 0.3 \text{ (GeV}^{-2} \text{)}$ und $\frac{\sigma_{pp}}{\sigma_{\pi p}} = \frac{38}{21}$ erhält man

$$\sigma_{\pi p}(\infty) = 95 \mu\text{b}$$

Dieser Wert widerspricht zwar den Anpassungskurven (Fit 1 und Fit 2), bei denen einmal $\sigma(\infty) = 0$ (Fit 1), und $\sigma(\infty) = 23 \mu\text{b}$ ist.

Aber wie Abb. 17 deutlich macht, sind die Meßwerte durchaus mit dem obigen Resultat vereinbar.

7.5 Weitere Anwendungen von Dispersionsrelationen und Summenregeln

7.5.1 Comptonstreuung bei niedriger Energie (Lit. 7.13)

Nach Kap. 7.3 gilt für die Comptonstreuamplitude folgende Dispersionsrelation

$$\text{Re } f_1(\nu) = -\frac{\alpha}{M} + \frac{\nu^2}{2\pi^2} \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\nu' \sigma_T(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2}$$

Betrachtet man den Grenzwert

$$\lim_{\nu^2 \rightarrow 0} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{00} = |f_1(\nu)|^2 + \nu^2 |f_2(\nu)|^2$$

und benutzt, daß

$$f_2(0) = -\frac{\alpha}{2M^2} g_p^2 \quad g_p = 1.79$$

erhält man bei Verwendung der Meßdaten dieses Experiments eine exakte Voraussage für die Comptonstreuung bei niedriger Energie:

$$\lim_{\nu^2 \rightarrow 0} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{00} = \frac{\alpha^2}{M^2} \left[1 - \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^2 \left\{ \frac{\nu_0^2 M}{\alpha \pi^2} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\sigma_{\pi p} d\nu}{\nu^2} - \frac{\nu_0^2 g_p^4}{4M^2} \right\} \right]$$

An diesem Beispiel kann man erkennen, wie bereits im Niederenergieverhalten der Streuamplitude sich die gesamten inelastischen Reaktionen der Hochenergiephysik abzeichnen müssen. Ausgedrückt wird dieser Sachverhalt durch die Dispersionsrelationen, deren Gültigkeit somit eine bedeutende Einschränkung in der Wahl der Streuamplituden darstellt.

7.5.2 Bestimmung der g_s -Kopplungskonstanten (Lit. 7.23)

Vektormesondominanz- und Quarkmodell liefert folgende Relation für den totalen Photoproduktionsquerschnitt:

$$\sigma(\gamma p) = \frac{1}{2} [G_{g_s}^2 + G_{\gamma\omega}^2 - 2G_{g_s\phi}^2] (\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p)) + \frac{3}{2} G_{g_s\phi}^2 (\sigma(\kappa^+ p) + \sigma(\kappa^- p))$$

durch Einsetzen der SU_3 Relation

$$G_{g_s}^2 : G_{\gamma\omega}^2 : G_{g_s\phi}^2 = 9 : 1 : 2$$

erhält man eine Gleichung, in der neben der Kopplungskonstanten $G_{g_s}^2$ nur gemessene Größen auftreten:

$$\sigma(\gamma p) = \frac{1}{3} G_{g_s}^2 (\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p) + \sigma(\kappa^+ p) + \sigma(\kappa^- p))$$

Diese Beziehung kann man in jedem Energiebereich direkt nachprüfen, indem man den Wert für die Kopplungskonstante, die sich aus dem Experiment ergibt (Lit. 7.24), einsetzt. Man findet gute Übereinstimmung (siehe Abb. 19, dort wird diese Gleichung in ausführlicher Form dargestellt).

Will man jedoch die heutigen Kenntnisse optimal ausnutzen, um die Kopplungskonstante in diesem Zusammenhang zu bestimmen, kann man die Summenregeln für endliche Energie zu Hilfe nehmen, und zwar in folgender Form:

$$2\pi^2 \frac{\alpha}{M} = \int_0^A \sigma_{\gamma p}(\text{Messung}) dv - \sum_i \frac{P_i}{\alpha_i} A^{\alpha_i}$$

Durch diese Relation wird das asymptotische ($\nu \rightarrow \infty$) Verhalten der Hadronquerschnitte, das durch einen Reggeansatz sehr gut wiedergegeben wird, in Verbindung gebracht mit den Meßwerten des Photonquerschnitts in einem erreichbaren Energieintervall. Die Reggeansätze für die Pion- und Kaonstreuung lauten:

$$\begin{aligned}\sigma(\pi^+p) + \sigma(\pi^-p) &= 2 (B_p + B_{p1} \cdot \nu^{-0.5}) \\ \sigma(k^+p) + \sigma(k^-p) &= 2 (C_p + C_{p1} \cdot \nu^{-0.5})\end{aligned}$$

mit den Werten (7.55)

$$B_p = 19,7, \quad B_{p1} = 19,6, \quad C_p = 17,7, \quad C_{p1} = 5,7$$

erhält man (für $A = 5$ GeV)

$$0,06 = 0,7 - \frac{2}{3} G_{\pi\pi}^2 \cdot 301$$

wobei der Wert für das Integral aus der Abb. 18 entnommen werden kann.

Daraus ergibt sich für $\frac{\pi^2}{4\pi} = G_{\pi\pi}^2/d$ ein Wert von $0,43$ in guter

Übereinstimmung mit anderweitigen Resultaten. Der Fehler liegt etwas

höher als $\pm 20\%$, wenn man für das Integral eine Unsicherheit von

5 % und für die asymptotischen Wirkungsquerschnitte eine solche

von 20% ansetzt.

7.5.3 Relationen aus der Atomphysik

Man kann in diesem Zusammenhang auch versuchen, Summenregeln der

Atomphysik auf entsprechende Summen der Elementarteilchentheorie zu

übertragen (Lit. 7.25). Beispielsweise gilt für das Wasserstoff-

atom (Lit. 7.26)

$$\int_0^{\infty} \sigma(\nu) d\nu = \frac{2\pi^2\alpha}{m_e} \cdot Z \quad \text{und} \quad \int_0^{\infty} \frac{\sigma(\nu)}{\nu} d\nu = \frac{4\pi^2}{3} \langle R^2 \rangle$$

wobei hier $\sigma(\nu)$ der Wirkungsquerschnitt für den photoelektrischen Effekt, α die Feinstrukturkonstante, R der Atomradius und Z die Zahl der Atomelektronen darstellt. Versteht man unter $\sigma(\nu)$ den Photoabsorptionsquerschnitt (oberhalb der Pionschwelle), ist klar, daß die erste Regel keine Bedeutung haben kann, da der Wirkungsquerschnitt zu langsam abfällt und so das Integral divergiert.

$$\int_0^{\infty} \sigma(\nu) d\nu \rightarrow \infty$$

Die zweite Regel (jedoch könnte eine Aussage liefern, allerdings nur dann, wenn der Wirkungsquerschnitt asymptotisch wie mindestens irgend eine Potenz von ν verschwindet. Das würde z.B. gelten für das von CKHN (Lit. 7.15) vorgeschlagene Modell.

K. Gottfried (Lit. 7.27) leitet auf Grund einfacher Quarkvorstellungen eine solche Summenregel ab. Sie lautet

$$\int_0^{\infty} \sigma(\nu) \frac{d\nu}{\nu} = \frac{\pi^2 \alpha}{m^2} \left\{ \frac{4}{3} m^2 \langle R^2 \rangle + 1 - \mu_p \right\}$$

worin jetzt $\sqrt{\langle R^2 \rangle}$ der mittlere Nukleonradius ist.

Benutzt man das Ergebnis dieses Experiments (siehe Abb. 18) und hierbei als Extrapolation den Fit 1

$$\sigma(\nu) = 121 \cdot \nu^{-0.032}$$

erhält man als mittleren Radius

$$\sqrt{\langle R^2 \rangle} \approx 2 \text{ fermi}$$

Ist das Integral jedoch so zu verstehen, daß nur über den nicht diffraktiven Anteil zu integrieren ist, kann man auch den Fit 2 verwenden

$$\sigma(\nu) = 23 + 110 \cdot \nu^{-0.12}$$

Läßt man hierbei jetzt den konstanten (Pomeranchuk-) Anteil weg und integriert nur über den energieabhängigen Teil, erhält man

$$\sqrt{\langle R^2 \rangle} \approx 0.9 \text{ fermi}$$

Man erkennt, daß unter diesen Annahmen die richtige Größenordnung erreicht wird.

Bei der Auswertung von Summenregeln (FESR) bei der inelastischen Elektronstreuung findet man einen dazu komplementären Sachverhalt.

Die Summenregel für die Amplitude $W_2(\nu, q^2)$ (siehe Kap. 7.7.) heißt:

$$\int_0^N \nu \cdot W_2(\nu, q^2) d\nu = \sum_i \beta_i(q^2) N^{\alpha_i(0)}$$

Wählt man $N = 2 \text{ GeV}$, kommt es zum Widerspruch (Lit. 7.54) im Verhalten der beiden Seiten auf eine Variation von q^2 . Die Messungen haben ergeben, daß bei hohem ν die q^2 Abhängigkeit nur schwach ist (Lit. 7.34), während andererseits unter 2 GeV W_2 stark von q^2 ($\sim \frac{1}{q^2}$) abhängt. Hier sieht es so aus, als wäre zur Erfüllung der Summenregel noch ein zusätzlicher (Nukleon-) strukturabhängiger Ausdruck auf der rechten Seite der Gleichung erforderlich, während die obigen (atomaren) Summenregeln (bei der Anwendung auf die Photoproduktion) recht gut erfüllt sind, wenn man zum Strukturterm ($\langle R^2 \rangle$) noch einen Pomeranchukterm dazunimmt.

7.6 Faktorisierungsrelationen

Das Reggemo­dell liefert in Zusammenhang mit der Unitarität Aussagen über Verhältnisse von totalen Wirkungsquerschnitten (Lit. 7.28).

Eine kurze Herleitung derselben wird im Anhang (Kap. 8.1) gegeben.

Man erhält z.B.

$$\sigma_{\pi\pi} \cdot \sigma_{K\bar{K}} = \sigma_{\pi K}^2$$

Solche Beziehungen sind unter dem Namen Faktorisierungsrelationen bekannt. Weitere Anwendungen sind

$$\sigma_{\pi\pi} \sigma_{NN} = \sigma_{\pi N}^2$$

woraus sich ein asymptotischer Pion-Pion-Wirkungsquerschnitt ergibt (Lit. 7.29) von

$$\sigma_{\pi\pi} = 12,3 \text{ mb}$$

Auch für die Photonwechselwirkung läßt sich eine solche Relation herleiten (Lit. 7.12)

$$\sigma_{\gamma\gamma} \cdot \sigma_{PP} = \frac{1}{2} \sigma_{\gamma P}$$

Der Faktor 1/2 rührt von der Einführung eines festen Pols in der Photonstreuamplitude her. Auf diese Komplikation bei Photon-Photonvertices wurde im vorangehenden Kapitel eingegangen (Kap. 7.4.3).

$\sigma_{\gamma\gamma}$ bedeutet hier den Querschnitt für Streuung von Licht an Licht.

Da die zwei anderen Querschnitte bekannt sind, kann man diesen

$\gamma\gamma$ Querschnitt berechnen und erhält bei 5 GeV Schwerpunktsenergie:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = 0,16 \mu\text{b}$$

Benutzt man die Vektormeson-Photonanalogie, kann man diesen Wirkungsquerschnitt in Verbindung bringen mit der Meson-Mesonstreuung:

$$\sigma_{\gamma\gamma} = f_{\gamma\eta}^2 \sigma_{\eta\eta}, \quad f_{\gamma\eta} = \frac{\alpha}{4} \left(\frac{g_{\eta}^2}{4\pi} \right)^{-1}$$

setzt man für $\frac{g_{\eta}^2}{4\pi}$ den Wert 0,52 ein und benutzt $\sigma_{\gamma\gamma} = 0,16 \mu\text{b}$, erhält man

$$\sigma_{\eta\eta} = 13 \text{ mb}$$

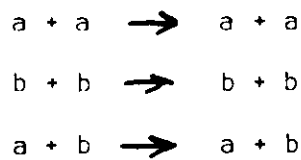
was wiederum sehr gut mit der durch SU_6 gegebenen Relation

$$\sigma_{\eta\eta} = \sigma_{\pi\pi}$$

übereinstimmt, wenn man den obigen Wert von $\sigma_{\pi\pi}$ heranzieht (Lit. 7.29, 7.31). Die direkte Messung von $\sigma_{\gamma\gamma}$ ist wegen der Kleinheit des Wirkungsquerschnitts schwierig. Ein Spezialfall ist die Delbrückstreuung (Streuung von Photonen am Kerncoulombfeld). Hier konnten Messungen gemacht werden (Lit. 7.32) und somit die Existenz einer solchen Photon-Photon-Wechselwirkung im Niederenergiebereich ($E_\gamma = 8.99$ MeV) nachgewiesen werden.

Für die Schwerpunktsenergien im GeV-Bereich bietet sich die Technik der Elektron-Positron Speicherringe an. Jedoch sind die heute erreichbaren und geplanten Luminositäten ($10^{33} - 10^{35}$ pro $\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$) bei weitem nicht ausreichend, um diese Photon-Photon-Wechselwirkung direkt zu untersuchen.

Der Ausgangspunkt für die Herleitung von Faktorisierungsrelationen (siehe Kap. 8.1) sind die Unitaritätsbeziehungen für folgende Prozesse



Um Faktorisierungsrelationen zu erhalten, muß man die Existenz von Polen in der komplexen Drehimpulsebene annehmen. Die entsprechenden Matrixelemente der obigen Reaktionen sind jedoch durch die Schwarz'sche Ungleichung miteinander verbunden, so daß aus der Unitarität alleine bereits eine Aussage über die Größenverhältnisse der Wirkungsquerschnitte für die obigen Reaktionen folgt (Lit. 7.33). Speziell für die Photoproduktion erhält man die folgende Relation:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\vartheta=0} (\gamma p \rightarrow \gamma p) \leq \sigma(\gamma p) \cdot \sigma(\gamma p)$$

Wenn nur das ρ^0 -Meson die Photon-Hadronwechselwirkung vermittelt, gilt das Gleichheitszeichen. Es ergeben sich $99 \mu\text{b}$ als untere Grenze für $\sigma_{\gamma p}$ im Energieintervall 3 bis 5 GeV (bei $\sigma(\rho p) = 29 \text{ mb}$) (Lit. 7.24), was mit dem experimentellen Ergebnis gut zu vereinbaren ist.

Hier ist jedoch zu bedenken, daß, wenn man nur die niederste Ordnung der elektromagnetischen Wechselwirkung berücksichtigt, die Unitaritätsrelation zu einer linearen Gleichung wird ($T = T^\dagger$). Das heißt, daß bei Photoprozessen obige Relationen eigentlich nur dann sinnvoll sind, wenn man höhere Ordnungen der elektromagnetischen Wechselwirkung (z.B. beim $\gamma \rightarrow \rho$ Übergang) berücksichtigt.

7.7 Beziehungen zur Elektroproduktion

Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Elektronenstreuung kann folgendermaßen geschrieben werden (Lit. 7.34, 7.35)

$$\frac{d\sigma^2}{dq^2 d\nu} = \frac{E}{E'} \frac{4\pi\alpha^2}{q^4} \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} W_2(q^2, \nu) + 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} W_1(q^2, \nu) \right]$$

wobei $\nu = E - E'$ die Energie und $\sqrt{q^2}$ die Masse des virtuellen Photons ist. Setzt man

$$k = \frac{\nu}{M} + \frac{q^2}{2M} \quad (\nu = q \cdot p)$$

wird

$$W_1(\nu, q^2) = \frac{m \cdot k}{2\pi^2 \alpha} \bar{\sigma}_t(\nu, q^2) \quad , \quad W_2(\nu, q^2) = \frac{m \cdot k (\bar{\sigma}_e + \bar{\sigma}_t)}{2\pi^2 \alpha \left(1 + \frac{\nu^2}{m^2(-q^2)}\right)}$$

hierbei sind $\bar{\sigma}_e$ und $\bar{\sigma}_t$ die Wirkungsquerschnitte für Photonen longitudinaler bzw. transversaler Polarisation. Betrachtet man den

Übergang $q^2 \rightarrow 0$, erhält man

$$W_2(\nu, q^2) \rightarrow 0, \quad W_1(\nu, q^2) \rightarrow \frac{m \cdot k}{2\pi^2 \alpha} \bar{\sigma}_t$$

wobei dann $\bar{\sigma}_t$ der Photoproduktionsquerschnitt (für reelle Photonen) ist. Das heißt, die Messung des Querschnitts $\bar{\sigma}_2(\nu) = \bar{\sigma}_t(\nu, 0)$ liefert für die Elektronenstreuexperimente eine wichtige Randbedingung.

Umgekehrt kann man an Hand der Elektron- oder Muonstreuung den totalen Photoproduktionsquerschnitt dadurch bestimmen, daß man bei kleinen q^2 mißt und die Meßwerte nach $q^2 = 0$ hin extrapoliert (Lit. 7.36, 7.37). Wegen der Strahlungskorrekturen sind die Unsicherheiten hier jedoch noch so groß ($\pm 20\%$), daß ein genauer Vergleich mit den aus den direkten Messungen gewonnenen Daten nicht möglich ist. Im Rahmen des Fehlers wird jedoch gute Übereinstimmung gefunden.

7.8 Vektormesondominanz

Folgender Ansatz für die Relation zwischen den Feldern der Vektormesonen und dem elektromagnetischen Strom der Hadronen hat sich in vielen Anwendungen bewährt:

$$j_\mu^{e.m.} = - \left\{ \frac{m_\rho^2}{2g_\rho} S_\mu^0 + \frac{m_\omega^2}{2g_\omega} \omega_\mu + \frac{m_\phi^2}{2g_\phi} \phi_\mu \right\}$$

Der elektromagnetische Strom wird (analog zur Gellmann Nishijima Formel) folgendermaßen eingeführt:

$$j_\mu^{e.m.}(x) = j_\mu^{(0)}(x) + \frac{1}{2} j_\mu^Y(x)$$

mit $j_\mu^{(0)}$ dem Isospin- und j_μ^Y dem Hyperladungsstrom.

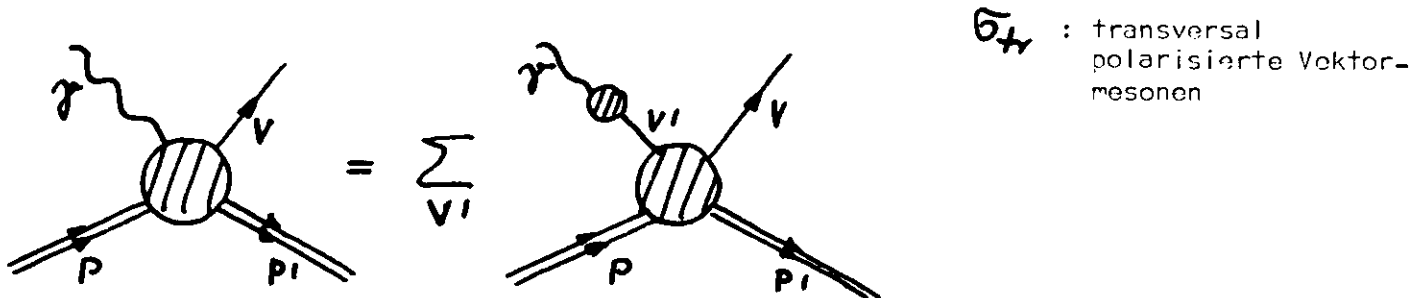
Durch Vergleich der Streumatrixelemente für die Prozesse

$$\gamma + A \rightarrow B + C \quad \text{und} \quad V + A \rightarrow B + C$$

erhält man mit obigem Ansatz die Relation:

$$\sigma(\gamma + A \rightarrow B + C) = \sum_{V_i} \frac{d \cdot \pi}{g_{V_i}^2} \sigma_{TV}(V_i + A \rightarrow B + C)$$

die durch folgendes Bild veranschaulicht werden kann



Die Problematik der Photoerzeugung von Hadronen steckt dann im Übergang vom Photon zum Vektormeson



Diese Kopplung läßt sich in erster Näherung beschreiben durch den Ausdruck

$$\frac{e}{2g_V} m_V^2 g_{\mu\nu}$$

Die Kopplungskonstanten g_V sind demnach die Parameter dieses Modells (im Folgenden mit VDM abgekürzt). Ihre Bestimmung ist von großer Wichtigkeit.

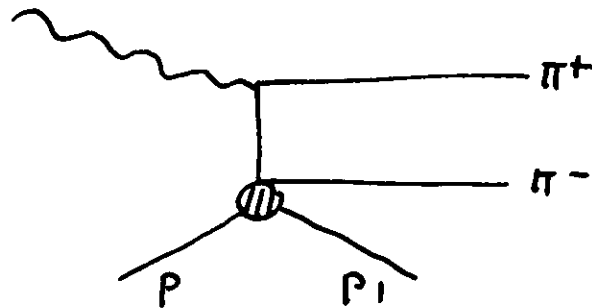
Bisher unbekannt ist, welchen Einfluß die Tatsache hat, daß das Vektormeson vor der Streuung massenlos ist. Speziell möchte man also wissen, ob die Kopplungskonstante von q^2 , dem Viererimpulsquadrat des Photons, abhängt. Entsprechend den Werten für q^2 gibt es 3 Gruppen von Experimenten:

- a.) Speicherringexperimente $q^2 > 0$
- b.) Photoproduktionsexperimente $q^2 = 0$
- c.) Elektron- und Neutronstreuung $q^2 < 0$

Am geeignetsten zur Bestimmung der Kopplungskonstanten sind die Experimente der Gruppe a.), da hier keine Abtrennung der Effekte der starken Wechselwirkung erforderlich ist wie bei den Gruppen b.) und c.). Ungeachtet dieser Problematik werden im Folgenden feste Werte für die Kopplungskonstanten eingesetzt, und zwar die, die sich als Mittel aller bisherigen Messungen ergeben, nämlich (Lit. 7.24)

$$\frac{\gamma_S^2}{4\pi} = 0.52^{+0.07}_{-0.06}, \quad \frac{\gamma_\omega^2}{4\pi} = 4.69^{+1.24}_{-0.81}, \quad \frac{\gamma_\phi^2}{4\pi} = 3.04^{+1.07}_{-0.66}$$

Eine Alternative (Lit. 7.42) zu den obigen Vorstellungen (VDM) ist die, daß das Photon nicht an die Vektormesonen koppelt, sondern peripher ein Pionpaar erzeugt (mit dem relativen Bahndrehimpuls $l = 1$) die mit dem Nukleon eine Wechselwirkung im Endzustand haben, etwa nach folgendem Bild



Statt der Kopplungskonstanten γ_V hat man dann die Parameter der Endzustandswechselwirkung. Das Modell hat den Vorteil, daß man an

frühere Beschreibungen (Lit. 7.43) anknüpfen kann und daß man ohne den etwas undurchsichtigen Photon-Vektormesonübergang auskommt. Auf der anderen Seite ist man bisher nicht in der Lage, die experimentellen Daten so erfolgreich zu beschreiben, wie es auf Grund des VDM möglich ist.

Der Wirkungsquerschnitt für die Photoerzeugung von Hadronen kann mit Hilfe des VDM durch die Vorwärtsquerschnitte der Vektormesonerzeugung von Photonen ausgedrückt werden (Lit. 7.44, 7.45):

$$\sigma_{tot}(\gamma p) = \sqrt{4\pi\alpha} \int_V \left\{ \frac{1}{1+\beta_V^2} \left(\frac{4\pi}{\gamma_V^2} \right) \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow V p) \Big|_{t=0} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

α ist die Feinstrukturkonstante, β_V das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude $\Lambda(\gamma p \rightarrow V p)$.

Macht man folgende drei Annahmen (Lit. 7.47), kann man die Relation auf Grund der vorliegenden Meßwerte überprüfen.

- a) β_V ist klein gegen 1
- b) Die Werte der Vorwärtsquerschnitte bei $t = 0$ lassen sich durch einfache Extrapolation der Meßwerte bei kleinem t gewinnen
- c) alle Kopplungskonstanten haben das gleiche Vorzeichen

Die letzte Bedingung ist im Rahmen der SU_3 Symmetrie nicht erfüllt.

Dort hat die ϕ -Meson Kopplung das umgekehrte Vorzeichen.

Bei der Bedingung b) muß noch erwähnt werden, daß das ω -Meson auch nichtdiffraktiv erzeugt werden kann (über Einpionenaustausch).

Dieser Anteil hat jedoch eine deutliche Energieabhängigkeit ($E_\gamma^{-1.6}$), so daß er zumindest bei hohen Energien vernachlässigt werden kann.

Zur Prüfung dieser Relation sind in Abb. 16 die bis heute vorhandenen Daten der Vorwärtsproduktion von Vektormesonen eingetragen, wobei die

durch Extrapolation nach $t = 0$ erhaltenen Werte gleich umgerechnet wurden in den Betrag, den sie zum totalen Wirkungsquerschnitt liefern:

$$\sigma(v) = \sqrt{4\pi\alpha'} \left\{ \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma p \rightarrow \nu p) \left(\frac{\gamma_{\nu}}{4\pi} \right)^{-1} \cdot (t/c)^2 \right\}$$

Als Kopplungskonstanten wurden die obigen Werte (Lit. 7.24) eingesetzt. Wie Abb. 16 zeigt, kommt der weitaus größte Beitrag durch das ρ^0 -Meson. Daraus folgt, daß auch die Energieabhängigkeit von σ_{ρ} praktisch gleich ist derjenigen des ρ^0 -Mesonanteils. An die Werte von $\sigma(\rho)$ und $\sigma(\omega)$ wurde eine Gerade (in doppelt log. Maßstab) angepaßt. $\sigma(\phi)$ wurde als konstant angenommen. Die durch die Anpassungsgeraden gegebenen Werte wurden zu einer resultierenden Geraden addiert:

$$\sigma(v)M = \sigma(\rho) + \sigma(\omega) + \sigma(\phi)$$

Wie man erkennt, stimmt der so vorausgesagte Wirkungsquerschnitt gut mit den direkten Messungen überein.

Diese Übereinstimmung ist jedoch nicht gegeben, wenn man andere Kopplungskonstanten einsetzt. Sollte sich hier also schließlich ein anderer Wert (Lit. 7.46) ergeben, muß eine Erklärung für den Verlauf von σ_{ρ} gefunden werden (Lit. 7.47). Das VDM ist in seiner jetzigen Form damit in Frage gestellt.

Bei der obigen Relation für den Wirkungsquerschnitt treten wegen der Verwendung von Streuamplituden keine Interferenzterme (zwischen ω u. ϕ) auf. Vernachlässigt man solche Interferenzen, kann man die Relation auch in der folgenden Form schreiben (Lit. 7.38):

$$\sigma(\gamma p) = \frac{\alpha}{4} \left[\left(\frac{\gamma_{\rho}^2}{4\pi} \right)^{-1} \sigma_T(\rho^0 p) + (\omega) + (\phi) \right]$$

Die hier einzusetzenden Werte sind allerdings lange nicht so genau bekannt, wie die Vorwärtsproduktionsquerschnitte.

Es ist (Lit. 7.24)

$$\sigma(\rho p) = 31.3 \pm 2.3 \text{ mb}, \quad \sigma(\phi p) = 12.0 \pm 3.9 \text{ mb}$$

Diese Werte wurden mit Hilfe des Diffraktionsmodells (Lit. 7.48) aus den Daten der Photoproduktion von Vektormesonen an komplexen Kernen gewonnen (Lit. 7.49). Der Wert für $\sigma(\omega p)$ wird gleich $\sigma(\rho p)$ gesetzt. Ein Vergleich mit den $\sigma_{\rho p}$ Meßwerten ist in Abb. 19a wiedergegeben. Man erkennt, daß die Messungen gut übereinstimmen.

Diese Vektormesonennukleonwirkungsquerschnitte können jedoch mit Hilfe des additiven Quarkmodells (Lit. 7.50) auch mit den Pion- und Kaon-Wirkungsquerschnitten in Verbindung gebracht werden. Es ist

$$\begin{aligned}\sigma(\omega p) &= \sigma(\rho p) = \frac{1}{2} \sigma(\pi^+ p + \pi^- p) \\ \sigma(\phi p) &= 2\sigma(k^+ p) + \sigma(\pi^- p) - 2\sigma(\pi^+ p)\end{aligned}$$

Die Ausnutzung dieser Beziehung ergibt wiederum einen mit dem experimentellen Wert gut übereinstimmenden Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von Hadronen (siehe Abb. 19b).

Das ist jedoch nicht überraschend, wenn man bedenkt, daß schon die einfache SU_6 Relation (Lit. 7.51)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\rho^0 p) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi p)$$

welche zu der Voraussage führt

$$\sigma(\rho p) = (\gamma_\rho^2 + \gamma_\omega^2 + \gamma_\phi^2) \sigma_{\pi p} \quad \text{und}$$

praktisch erfüllt ist. Das ρ^0 -Meson ist unter den Anteilen des totalen Wirkungsquerschnitts so dominant (siehe Abb. 16), daß aus dem Verlauf dieses Wirkungsquerschnitts kaum feinere Quarkmodellstrukturen herausgelesen werden können.

In diesem Zusammenhang sollen noch die von A.C. Hirshfeld und L.P. Horwitz (Lit. 7.52) auf Grund des Reggemo­dells und Vektordominanz errechneten Vorwärtsquerschnitte für Vektormesonen erwähnt werden. Die sich hier ergebenden Werte stimmen mit den experimentellen Werten gut überein (vergleiche Abb. 16). Die Addition der Vorwärtsquerschnitte nach obigem Schema ergibt in ihrem Fall einen totalen Photoproduktionsquerschnitt von $92 \mu\text{b}$ bei 5 GeV. Dieser Wert liegt etwas unterhalb der Meßwerte, ist aber durchaus noch in Übereinstimmung, wenn man bedenkt, daß die Unsicherheit in den Reggeparametern, die hier von der π -Nukleonstreuung übernommen wurden, noch beträchtlich sind.

7.9 Schlußbemerkung

Die in dieser Arbeit angegebenen Meßresultate sind auf das Energieintervall 1 - 6 GeV beschränkt. Sie beruhen auf nur einem Teil der Daten (60 %) des beschriebenen Experiments. Die vollständige Auswertung wird noch eine Erhöhung der Meßgenauigkeit, besonders im Bereich unter 3 GeV, mit sich bringen. Außerdem liegen bereits Ergebnisse bei höherer Energie (20 GeV, Lit. 7.56) vor. Mit diesen verbesserten Kenntnissen wird man die in diesem Kapitel angedeuteten theoretischen Auswertungen durchführen können und eine Reihe interessanter Aussagen gewinnen.

Weitere wesentliche Information ist in diesem Zusammenhang aus den Messungen des Comptoneffekts zu erwarten. Entsprechende Experimente sind geplant und zum Teil schon in der Ausführung.

Unabhängig davon zeigt sich jedoch, daß für gewisse Aussagen genauere Messungen erforderlich sind. Die Resultate dieses Experiments sind demnach nur als ein Anfang zu betrachten und es müssen Methoden gefunden werden, wie trotz der im Kap. 5.10 erwähnten Schwierigkeiten die Meßgenauigkeit noch gesteigert werden kann.

3. Anhang

8.1 Herleitung von Faktorisierungsrelationen (Lit. 7.28)

Ausgangspunkt sind beispielsweise die drei verschiedenen Relationen,

$$\begin{aligned} \pi + \pi &\longrightarrow \bar{\pi} + \pi & (f_j) \\ k + \bar{k} &\longrightarrow \pi + \pi & (g_j) \\ k + \bar{k} &\longrightarrow k + \bar{k} & (h_j) \end{aligned}$$

die der Reihe nach durch die Amplituden f_j , g_j , h_j beschrieben werden sollen. Der Einfachheit halber wurden spinlose Teilchen

gewählt. Für die Amplituden gelten folgende Unitaritätsrelationen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2i} (f_j - f_j^*) &= \frac{g}{\omega} f_j f_j^* \\ \frac{1}{2i} (g_j - g_j^*) &= \frac{g}{\omega} g_j f_j^* \\ \frac{1}{2i} (h_j - h_j^*) &= \frac{g}{\omega} g_j g_j^* \end{aligned}$$

wobei von der folgenden Aufspaltung Gebrauch gemacht wurde:

$$\langle k\bar{k} | T T^\dagger | \pi\pi \rangle = \langle k\bar{k} | T | \pi\pi \rangle \langle \pi\pi | T^\dagger | \pi\pi \rangle$$

k und ω bedeuten Impuls und Energie des Pi-Mesons:

$$\omega = \frac{1}{2} \sqrt{t'} \quad , \quad g = \frac{1}{2} \sqrt{t' - 4\mu^2} \cdot$$

Löst man die Gleichungen nach den Amplituden (ohne Stern) auf, erhält man

$$\begin{aligned} f_j &= \frac{f_j^*}{1 - 2i(g/\omega)f_j^*} \quad , \quad g_j = \frac{g_j^*}{1 - 2i(g/\omega)f_j^*} \quad , \\ h_j &= \frac{2i g (g_j^*)^2}{\omega (1 - 2i(g/\omega)f_j^*)} \end{aligned}$$

man erkennt, daß alle Amplituden einen Pol haben, und zwar für solche $j(t)$ für die gilt

$$\frac{h_j}{\omega} f_{j^*} = \frac{1}{2i}$$

Entwickelt man demnach f_{j^*} in der Nähe des Pols

$$f_{j^*} = \frac{\omega}{2i\beta} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{\beta} \right) (\gamma - \gamma(t)) \right\}^{-1}$$

und setzt diese Entwicklung in die obige Amplituden ein, erhält man

$$f_j = \frac{\beta \cdot \left(\frac{\omega}{2i\beta} \right)}{\gamma - \gamma(t)}, \quad g_j = \frac{\beta g_{j^*}}{\gamma - \gamma(t)}, \quad h_j = 2i \left(\frac{\beta}{\omega} \right) \beta \frac{(g_{j^*})^2}{\gamma - \gamma(t)}$$

daraus folgt, daß sich die Residuen dieser Funktionen verhalten wie

$$r_j^2(t) = r_f^2(t) \cdot r_h^2(t)$$

Die Residuen sind analytische Funktionen von t , so gilt die Relation auch bei $t = 0$. Der totale Wirkungsquerschnitt hängt mit dem Residuum folgendermaßen zusammen:

$$\sigma_{\pi\pi} = 12\pi^2 \left(\frac{1}{m_\pi} \right)^2 r_{\pi\pi}(0)$$

entsprechend die anderen Querschnitte, so daß sich schließlich folgende Faktorisierungsrelation ergibt

$$\sigma_{\pi k}^2 = \sigma_{\pi\pi} \cdot \sigma_{kk}$$

8.2 Berechnung des Realteils der Compton-Vorwärts-Streuamplitude

Zur numerischen Berechnung des Dispersionsintegrals

$$\Re f_1(\nu) = -\frac{\alpha}{M} + \frac{\nu^2}{2\pi^2} \mathcal{P} \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\nu' \sqrt{5\tau_2}}{\nu'^2 - \nu^2}$$

wurden in Form einer Wertetabelle folgende Daten in das Rechenprogramm eingegeben:

unter 1 GeV die Werte von (Lit. 5.6)

von 1 GeV bis 6.4 GeV die Resultate dieses Experiments

oberhalb 6.4 GeV die durch Fit 1 bzw. Fit 2 (siehe Kap. 6.2)

gegebenen Werte.

Den Hauptwert erhält man durch Linesbildung:

$$\mathcal{P} \int_a^b \frac{f(z) dz}{z-x} = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \left\{ \left[\int_a^{x-\varepsilon} + \int_{x+\varepsilon}^b \right] \frac{f(z) dz}{z-x} + 2\varepsilon f'(x) \right\}$$

Bei der Berechnung wird ε solange verringert, bis das Korrekturglied hinreichend klein geworden ist. Da der Integrand in der Nähe des Poles stark anwächst, wird der Integrationsbereich 6fach unterteilt. Auf diese Weise erzielt man schneller eine Konvergenz des mit Hilfe der Simpsonregel berechneten Integrals.

Als Ergebnis ist in Abb. 20 das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil von $f_1(\nu)$ dargestellt.

Literaturverzeichnis

zu Kap. 2

- 2.1 V. BARGER, CERN Konf. Jan. 1968
M.N. FOCACCI and G. GIACOMELLI, CERN 66-18
- 2.2 G. von DARDEL et al., Phys.Rev.Lett. 5, 333 (1960)
- 2.3 W.F.BAKER et al., Phys Rev. 138, 2285 (1962)
- 2.4 W.GALBRAITH et al., Phys.Rev. 138, B913 (1965)
- 2.5 K.J.FOLEY et al., Phys.Rev.Lett. 19, 193 (1967)
- 2.6 A.A.NAUMOV Vest.Akad.Nauk.Sssr. Nr. 8 (1968) oder CERN Trans. 69/1
- 2.7 S.J.LINDENBAUM, Konferenz Triest 1968 oder BNL 12811
- 2.8 E.LOHRMANN, Sommerschule Herceg Novi 1967
- 2.9 T.M.KNASEL, Dissertation Harvard 1967
- 2.10 H.G.HILPERT et al., Phys.Rev.Lett. 27B, 474 (1968)
- 2.11 J.BALLAM et al., Phys.Rev.Lett. 21, 1544 (1968)
- 2.12 S.RIEKER, Diplomarbeit Hamburg 1967
- 2.13 J.BALLAM et al., SLAC-PUB 530 (1968)
- 2.14 M.JAUCH und J. ROHRLICH, Theory of Photons and Electrons, P.386 (1955)
- 2.15 A.P.CONTOGOURIS, Phys.Rev. 124, 912 (1961)
- 2.16 U. BRALL et al, DESY 66/34
- 2.17 D.C.GATES, Berkeley, UCRL 9390 (1960)
- 2.18 E.MALAMUD, Phys.Rev. 115, 687 (1959)
- 2.19 z.B. J.R.SAUER, Preprint, Tufts Univ.Medford (March 1969)

zu Kap. 3

- 3.1 G. KESSLER, DESY-68
- 3.2 D.NOTZ, Diplomarbeit Hamburg 1969
- 3.3 C.A.HEUSCH, Konferenz Hamburg (1969)

zu Kap. 5

- 5.1 G.BUSCHHORN et al., DESY 67/36
- 5.2 M.BRAUNSCHWEIG et al., Vienna Conference (1968)
Phys.Lett. 26B, 405 (1968)
- 5.3 G.BUSCHHORN et al., Phys.Rev.Lett. 18, 571 (1967)
- 5.4 L.S.OSBORN, Konferenz Hamburg (1965)
- 5.5 R.H.TALMAN et al., Phys Rev. Lett. 9, 177
- 5.6 CATECH REPORT 68-108 Nov. 1966
- 5.7 J.DOND et al., Phys.Rev.Lett. 18, 414 (1967)
- 5.8 P.SCHMÜSER, Dissertation Hamburg 1967
- 5.9 J.SHAPIRO, Suppl. al Nuov.Cin. 18, 40 (1960)
- 5.10 H. BAISCH, Diplomarbeit Hamburg 1968
- 5.11 A.PIAZZA et al., Proposal Frascati 1969
and A.B. CLEGG et al. Proposal NINA, DNPL/SCP.20 (1968)
- 5.12 Y. EISENBERG, Phys.Rev.Lett. 22, 669 (1969)
- 5.13 J.BALLAM et al., Phys.Rev.Lett. 21, 1541 (1968)
- 5.14 ABBHHM Kollaboration, Phys.Rev. 175, 1669 (1968)

zu Kap. 6

- 6.1 J.BALLAM et al., Phys.Rev.Lett 21, 1544 (1968)
- 6.2 ABBHHM Kollaboration, Phys. Lett. 27B,474 (1968)
H.MEYER, Dissertation Hamburg 1968
- 6.3 S.J.LINDENDAUM ENL 12811
- 6.4 siehe 5.14

zu Kap. 7

- 7.1 F.J.YNDURAIN, CERN-TH (993) (1968)
- 7.2 M.FROISSART, Phys.Rev. 123, 1053 (1961)

- 7.3 M.GELLMANN et al., Phys.Rev. 95, 1612 (1954)
- 7.4 J.K.WALKER, Phys.Rev.Lett. 21, 1619 (1968)
- 7.5 M.E.PERELMANN, Sov.Phys.JETP 23, 407 (1966)
- 7.6 M.SEKINE, Progr.Theor.Phys. 39, 1038 (1968)
- 7.7 S.J.LINDENBAUM, Konferenz Triest (1968)
- 7.8 F.J.INDURAIN CERN th-910 (July 1968)
- 7.9 F.BUCELLA and M.COLOCCI, Phys.Lett. 24B, 61 (1967)
- 7.10 A.Della SELVA, Nuov.Cim 54a, 979 (1968)
- 7.11 G.COSTA et al., Nuov.Cim., 57A, 890 (1968)
- 7.12 V.D.MUR, Sov.Phys. JET/ 18, 727 (1964)
- 7.13 S.D.DRELL'Comments on Nucl.Phys.(1968)
- 7.14 V.BARGER CERN, Konferenz Jan. 1968
- 7.15 N.CABIBBO et al., Nuov.Cim. 45A, 275 (1966)
- 7.16 F.SCHREMPP (private Mitteilung), 7.17 H.J.GREITZ et al. SLAC-PRIP 499
- 7.18 A.A.LOGONOV et al., Phys.Lett. 24B, 625 (1967)
- 7.19 R.DOLEN et al., Phys.Rev. 166, 1768 (1968)
- 7.20 A.H.MÜLLER et al. Phys.Rev. 160, 1296 (1967)
- 7.21 H.D.I.ABARBANEL et al., Phys.Rev. 160, 1329 (1967)
- 7.22 A.H.MUELLER et al., Phys.Rev. 160, 1306 (1967)
- 7.23 S.B.GERASIMOV, Konferenz Wien 1968
- 7.24 S.C.C.TING, Konferenz Wien 1968
- 7.25 S.D.DRELL and J.R.PRIMACK, "Old and new Problems in Elementary Particles", G. Puppi (Editor), Academic Press (1968)
- 7.26 F.REICHE and W.THOMAS, Zeits.Phys., 51 510 (1925)
- 7.27 K.BOTTFRIED, Phys.Rev. 18, 1174 (1967)
- 7.28 V.N.GRIBIV, I.A.POMERANCHUK, Phys.Rev.Lett. 8, 343 (1962)
- 9.29 M.GELLMANN, Phys.Rev.Lett. 8, 203 (1962)
- 7.30 V.N.GRIBOV, Preprint, übersetzt von W.J.ZAKRZEWSKI (D.A.M. I.P., Cambridge 1968)

- 7.31 V.I.NIKANOROF, Sov.Phys. JETP 17, 1466 (1963)
- 7.32 R.BÖSCH et al. Phys.Lett. 2, 16 (1962)
und H.E.JACKSON u.K.J.WETZEL, Phys.Rev.Lett. 22, 1008 (1969)
- 7.33 G.KNIES, DESY 68/28
- 7.34 W.K.H. PANOFSKY, Konferenz Wien 1968
- 7.35 J.BJORKEN, Varenna 1967
- 7.36 T.F.ZIPF et al, Konferenz Wien 1968, Paper 370
- 7.37 C.M.HOFFMANN et al., Phys.Rev.Lett. 22, 659 (1969)
- 7.38 H.JOOS, DESY 67/13 und dort zitierte Literatur
- 7.39 H.JOOS Konferenz Heidelberg 1967
- 7.40 V.L.AUSLENDER, Phys, Lett, 25B, 433 (1967)
- 7.41 J.E.AUGUSTIN, Phys.Lett. 28B, 508 (1969)
- 7.42 G.KRAMER and J.L.URETSKY, Preprint ANL/HEP 6823
- 7.43 K.SCHILLING, DESY 66/9
- 7.44 L.STODOLSKY, Phys.Rev.Lett. 18, 135 (1967)
- 7.45 A. DAR and V.F.WEISSKOPF, Phys.Rev.Lett. 20, 1261 (1968)
- 7.46 G.Mc.CLELLAN et al, Phys.Rev.Lett. 22, 374 (1969)
- 7.47 Z.G.T.GUIRAGOSSIAN et al., SLAC-Pub 535 (1968)
- 7.48 S.D.DRELL and J.S.TREFIL, Phys.Rev.Lett. 16, 552, 832(E), (1966)
- 7.49 J.G.ASBURY et al., Phys.Rev.Lett. 12, 865 (1967)
- 7.50 H.J.LIPKIN, Phys.Rev.Lett. 16, 1015 (1966)
- 7.51 P.G.O.FREUND, Nuov.Cim. 44A, 411 (1966)
- 7.52 A.C.HIRSHFELD and L.P.HORNITZ, Phys.Rev. 175, 1865 (1968)
- 7.53 J.FINKELSTEIN and K.KAJANTIE, CERN TH 863 (1967)
- 7.54 H.HARARI, Phys.Rev.Lett.22, 1078 (1969)
- 7.55 R.J.N. PHILLIPS und W.RARITA, Phys.Rev.139, B 1335 (1965)
- 7.56 P.MORRISON (private Mitteilung an Dr. Meyer)

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Meßanordnung zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts
- Abb. 2 Strahltransportsystem
- Abb. 3 Ein Hauptzähler des 4π -Detektor-Systems mit Lichtleiter
- Abb. 4 Labor-Winkelverteilung für elektromagnetische und starke Prozesse
- Abb. 5 Partieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$
- Abb. 6 Partieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion: $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$
- Abb. 7 Flußdiagramm der Auswertung
- Abb. 8 Kontrollbilder für die Datennahme
- Abb. 9 Verteilung der Einzelmessungen
- Abb. 10 Energiegleichung
- Abb. 11 Test auf Rechts-Links-Symmetrie
- Abb. 12 Vorwärtswinkelkorrektur
- Abb. 13 Wirkungsquerschnitt für Elektronenpaarbildung am Wasserstoff (eingezeichnet sind die Meßwerte dieses Experiments. Sie dienen zur Kontrolle der Flußmessung und der Targetfüllung)
- Abb. 14 Ergebnis dieses Experiments. Verlauf von $\sigma_{\gamma p}$
- Abb. 15 Radiatorabhängigkeit bei den Messungen am Wasserstoff
- Abb. 16 Test der Vektormeson-Dominanzrelation
$$\sigma(\gamma p) = \sigma(g) + \sigma(\omega) + \sigma(\rho)$$
wobei
$$\sigma(V) = \left[\frac{e}{f} \cdot \sigma(p \rightarrow h) \left(\frac{g}{f} \right)^2 \right]^2$$
und $\sigma_{\gamma p}$ der totale Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion von Hadronen bedeutet.

Abb. 17 Energieabhängigkeit der hadronischen Wirkungsquerschnitte (der asymptotische Verlauf und die Grenzwerte sind der Lit. 2.1 entnommen)

Abb. 18 Integrale zur Auswertung von Summenregeln

Abb. 19 Vergleich der Meßergebnisse mit den Aussagen des Vektormeson-Dominanz- und Quarkmodells

19a) in die Relation

$$\sigma(\gamma p) = \frac{\alpha}{4} \sum_V \frac{4\pi}{g_V^2} \sigma(Vp)$$

wurden die Ergebnisse der Experimente eingesetzt.

Der Wirkungsquerschnitt für die Vektormesonennukleonstreuung wurde aus den Daten der Vektormesonerzeugung an komplexen Kernen bestimmt (Lit. 7.24). Die Werte für $\sigma_{\gamma p}$ stammen aus diesem Experiment. Die gezeigten Bereiche entsprechen den jeweiligen Fehlerangaben (einschließlich der Fehler der Kopplungskonstanten (Lit. 7.24))

19b) Hier wurden die Vektormeson-Nukleon-Wirkungsquerschnitte durch Pion- und Kaonquerschnitte ersetzt.

Abb. 20 Verhältnis von Realteil zu Imaginärteil der Compton-Vorwärts-Streuamplitude oberhalb der Pionerzeugungsschwelle, berechnet aus den Verlauf des totalen Photon-Absorptionsquerschnittes. Für den Bereich oberhalb 1 GeV wurden die Resultate dieses Experiments und die entsprechenden Anpassungen verwendet.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Experimentengruppe F 1 am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg.

Herrn Prof. M. W. Teucher und Herrn Prof. E. Lohrmann danke ich für die großzügige Unterstützung, die sie dem Experiment zuteil werden ließen. Insbesondere sei Herrn Prof. Lohrmann für die ständige Bereitschaft zu wissenschaftlicher Diskussion gedankt.

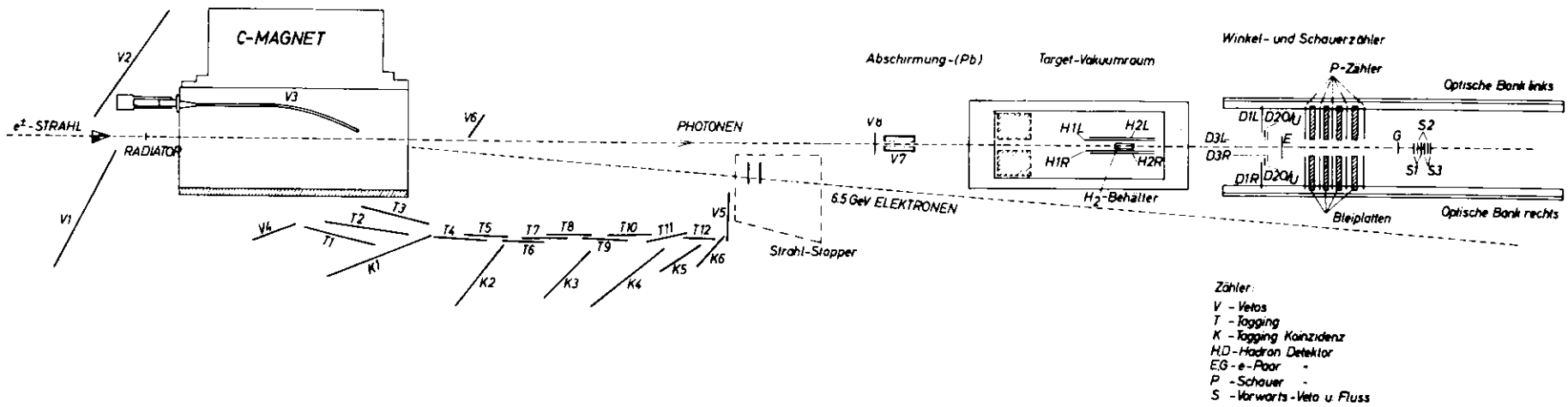
Dem Leiter der Gruppe, Herrn Dr. H. Meyer, sei besonders gedankt. Sein persönlicher, unermüdlicher Einsatz beim Experiment war für das Resultat entscheidend. Unzählige Diskussionen wurden geführt, wobei wir von seiner großen Sachkenntnis profitieren konnten. Ebenfalls gedankt sei Dr. M. Wong, der durch seine kritischen Bemerkungen uns auf viele wichtigen Punkte aufmerksam machte. Schließlich sei allen beteiligten Mitgliedern der Gruppe F 1 gedankt für unzählige Stunden des Einsatzes, viele Gespräche und Anregungen zur Verbesserung der Apparatur. Insbesondere zu erwähnen sind hier: Fri. B. Naroska, Herr H. Heynen, Herr E. Mandelkow und Herr D. Notz.

Herrn F. Akolik und Herr G. Hochweller haben durch die ausgezeichnete Organisation der direkten Datenverarbeitung (ONLINE-System) und durch ihre ständige und bereitwillige Hilfe bei den Problemen der Datennahme viel zum Gelingen des Experiments beigetragen.

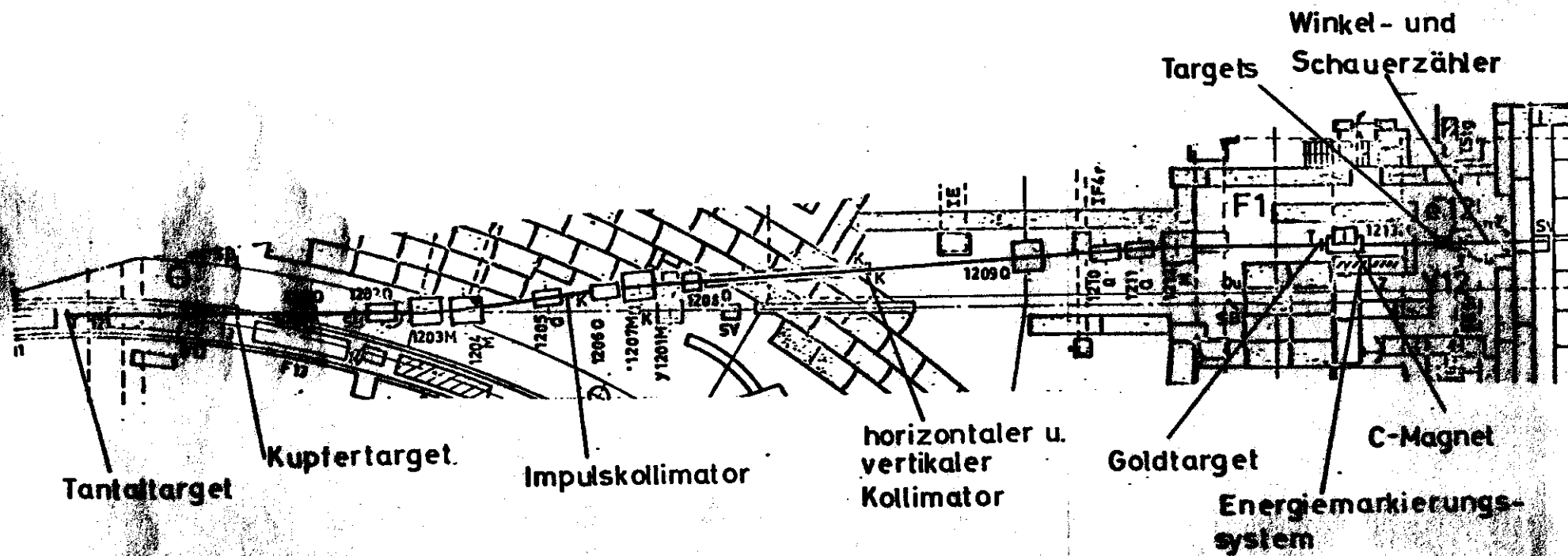
Den Mitgliedern des Rechenzentrums sei Dank für die reibungslose Abwicklung der Datenverarbeitung und die vielfältige Unterstützung, die wir dabei erfahren haben.

Mein Dank gilt außerdem der Synchrotronbetriebsgruppe und dem Rechenzentrum für die gute Zusammenarbeit.

Abb.1 MESSANORDNUNG ZUR BESTIMMUNG VON σ_{TOT}



Abis 2 STRAHLTRANSPORT SYSTEM



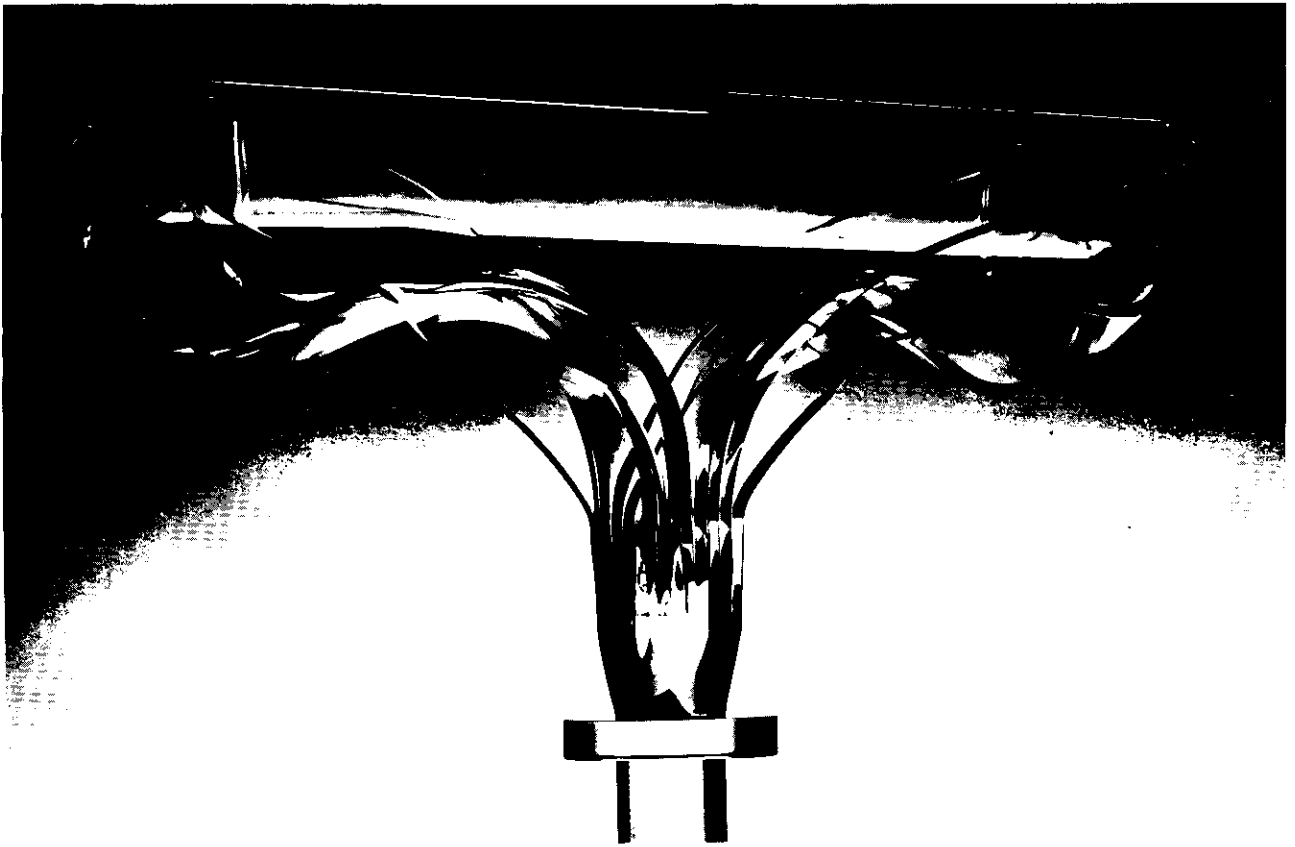


Abb. 3 Szintillationszähler mit Lichtleiter
(eine Halbschale des 4π Detektors)

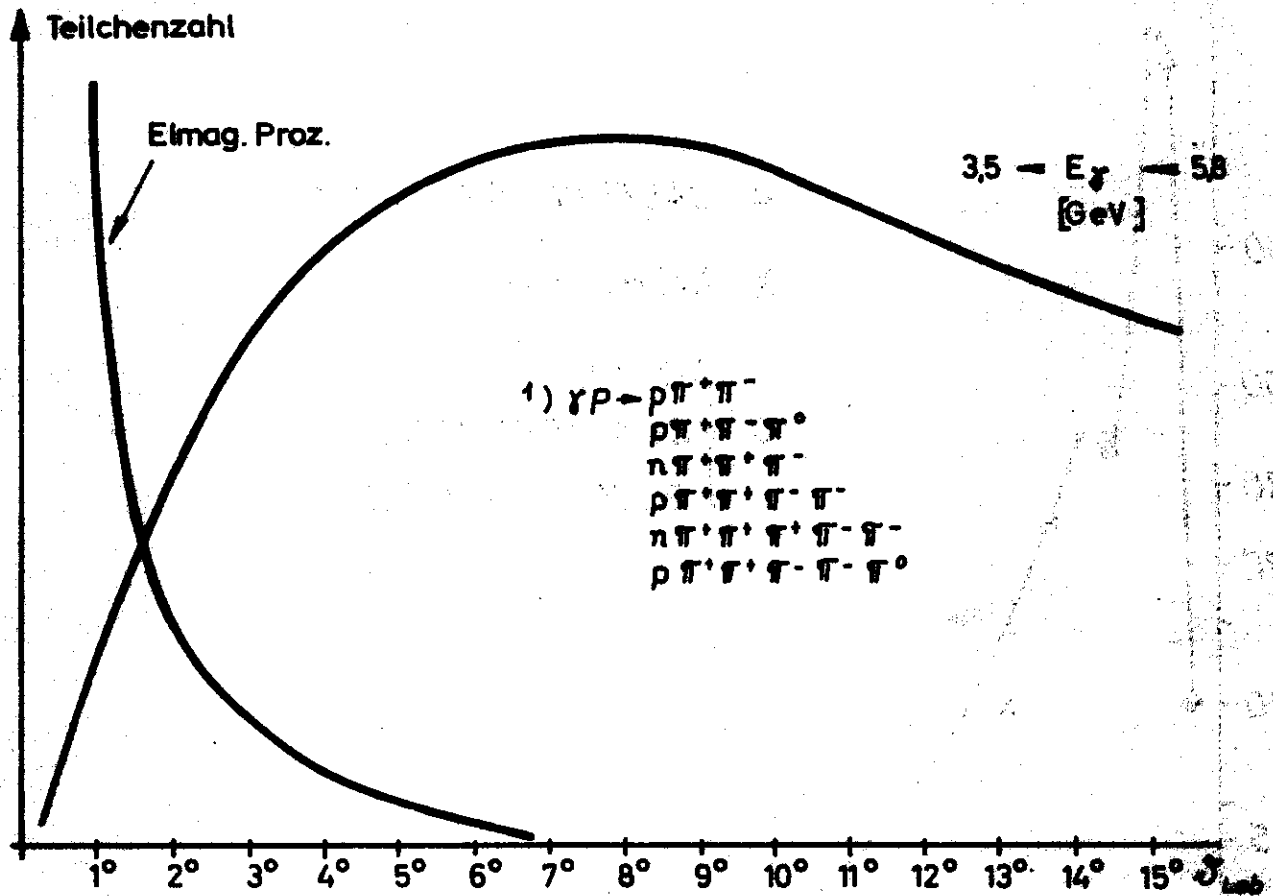


Abb.4 Laborwinkelverteilung bei elektromagnetischen und starken Prozessen ¹⁾

Abb. 5 Partiieller Wirkungsquerschnitt für
 $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$

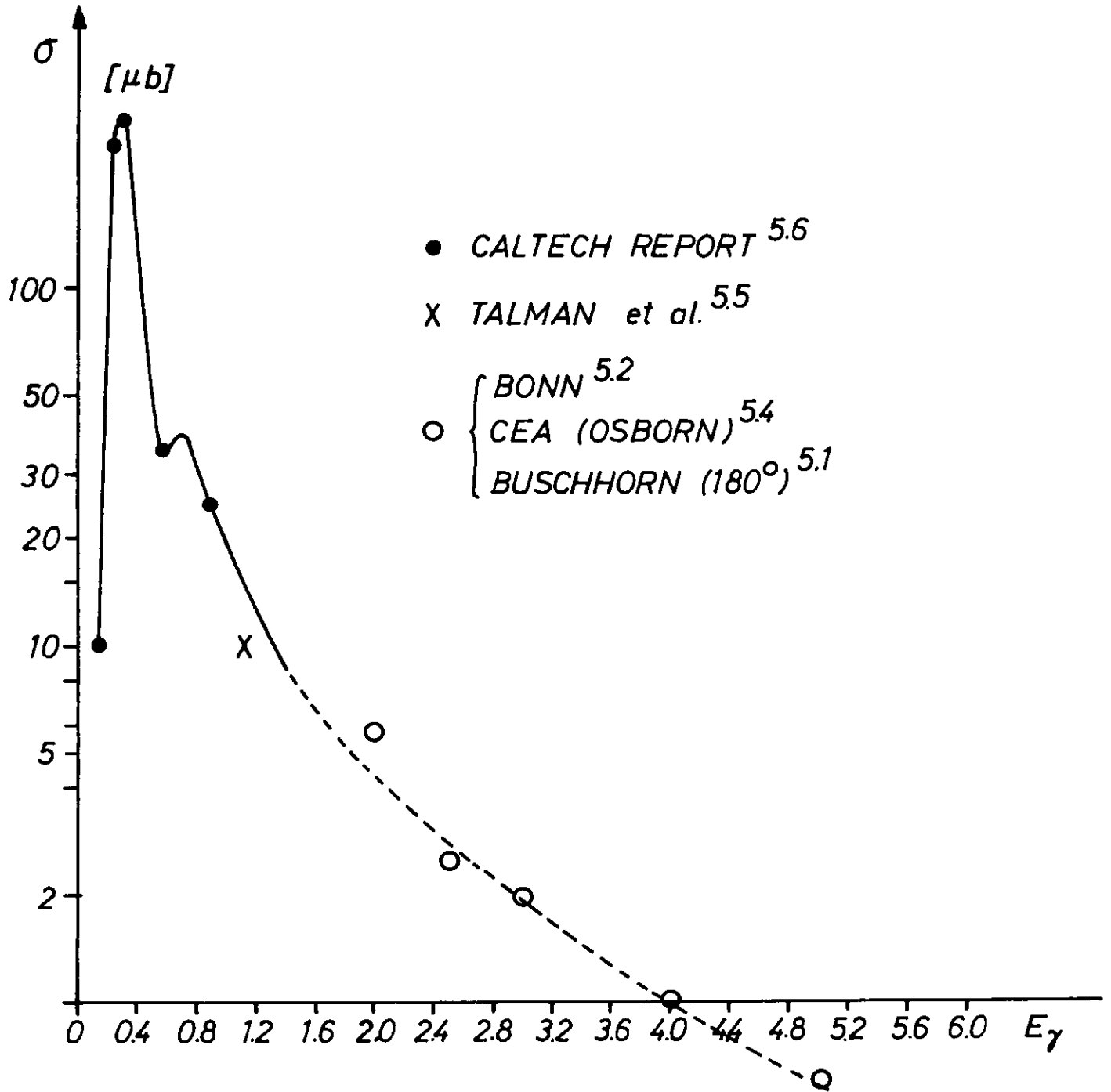
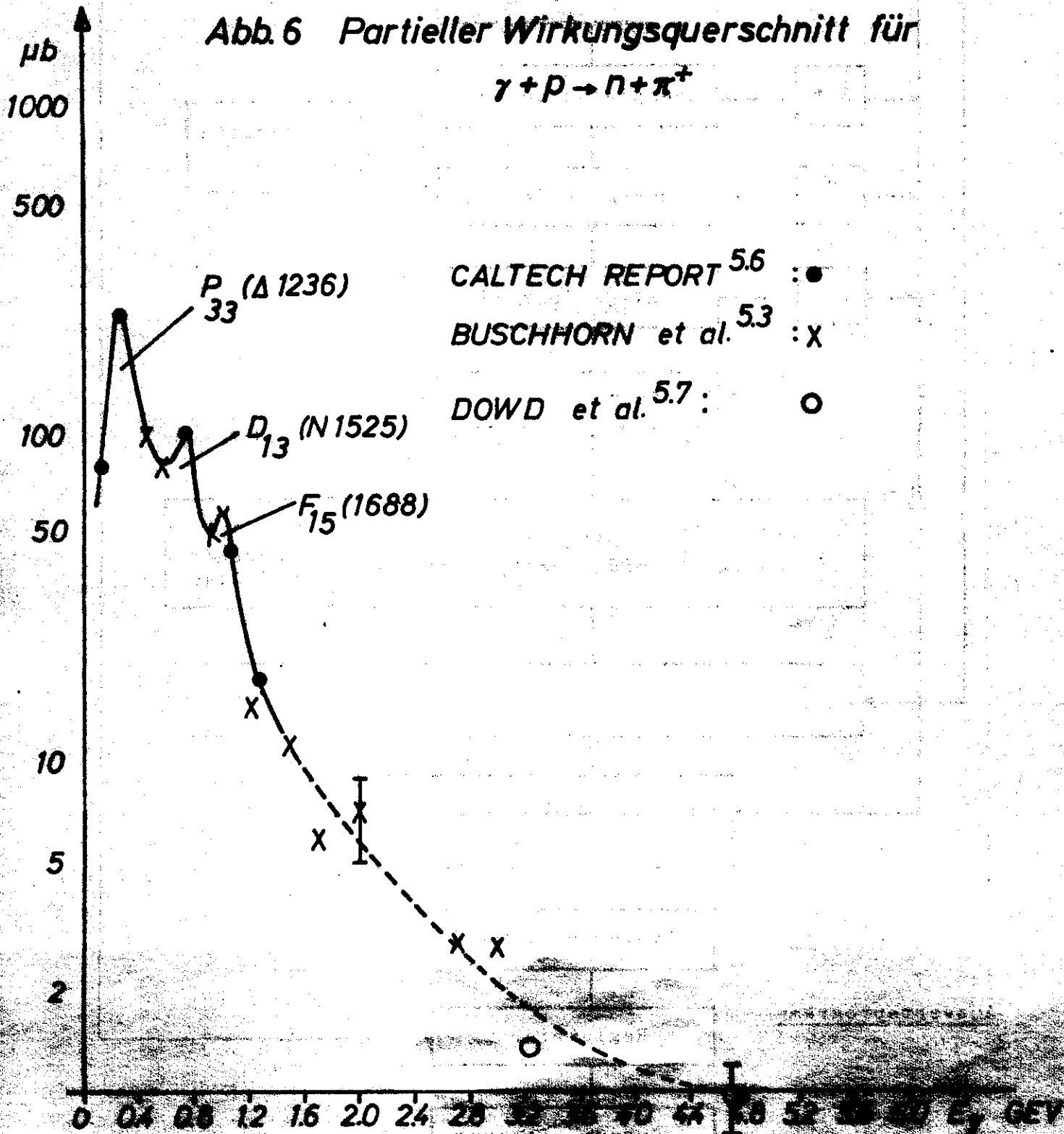


Abb. 6 Partiieller Wirkungsquerschnitt für
 $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$



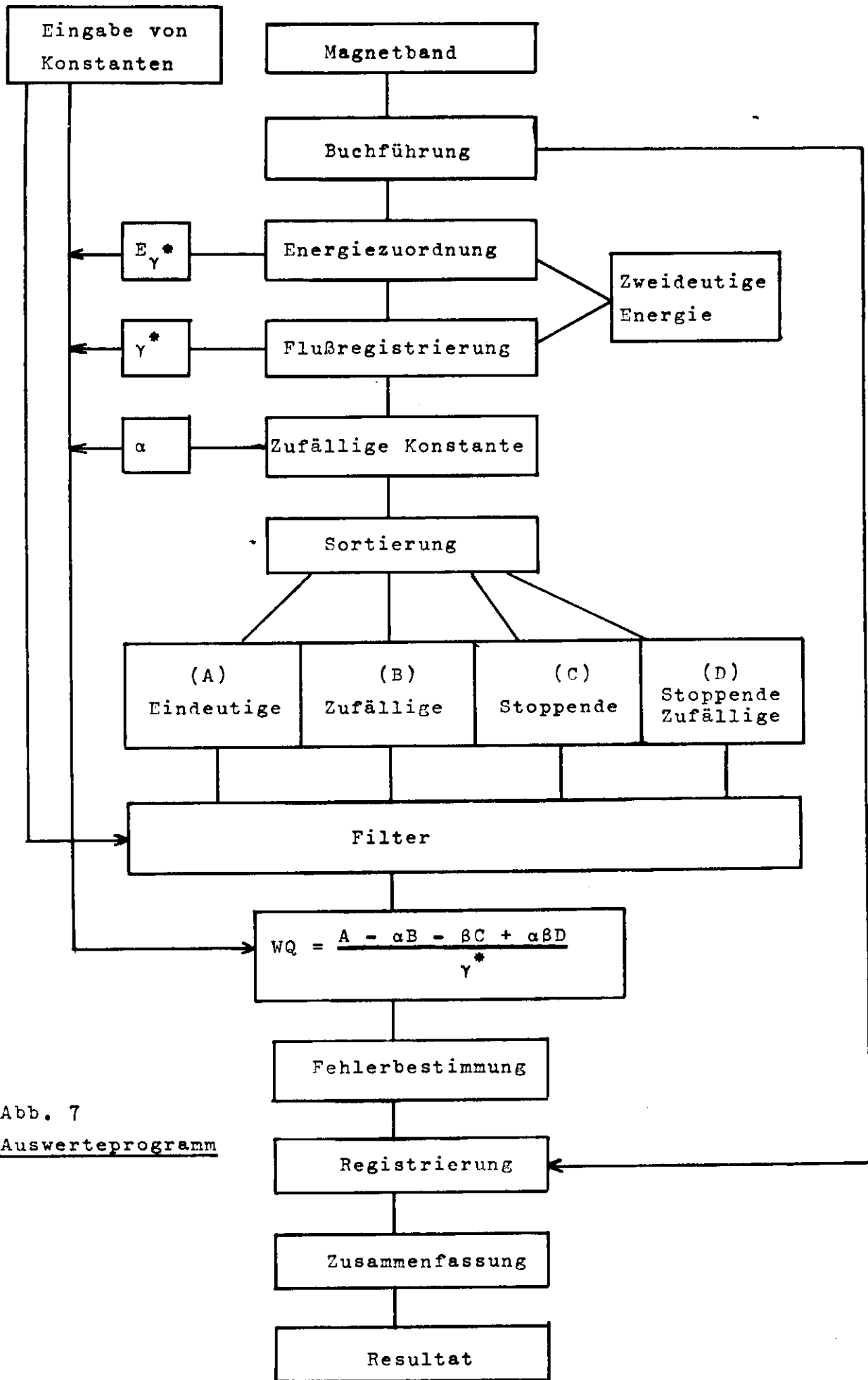
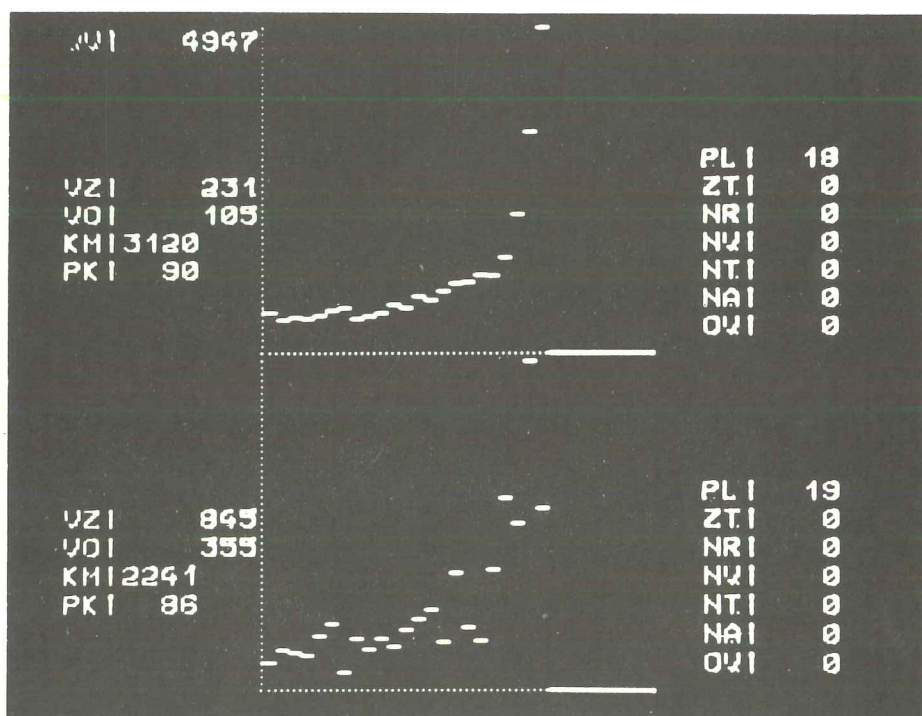
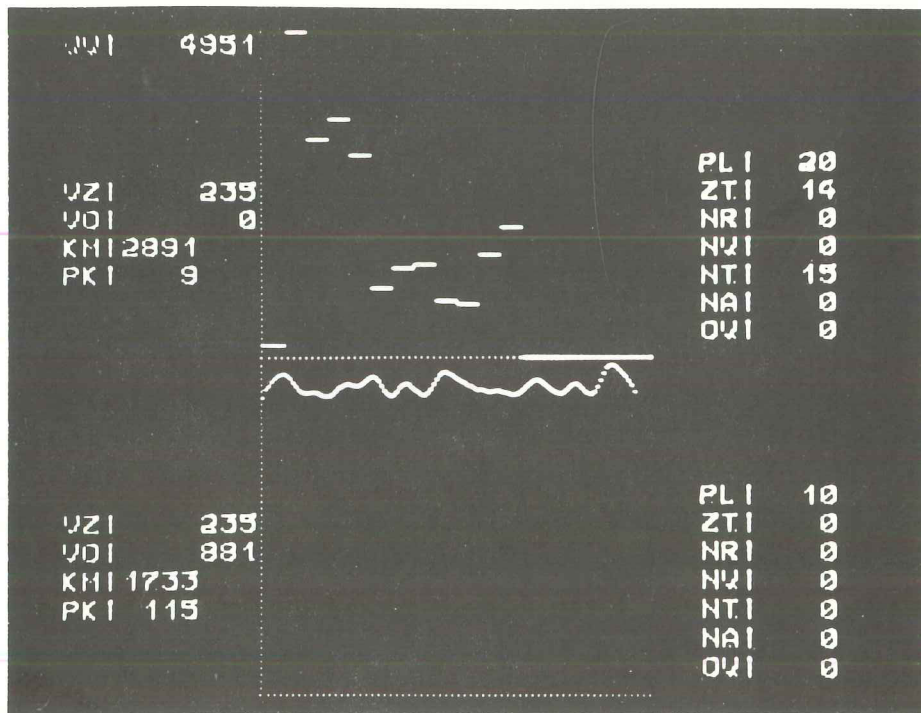


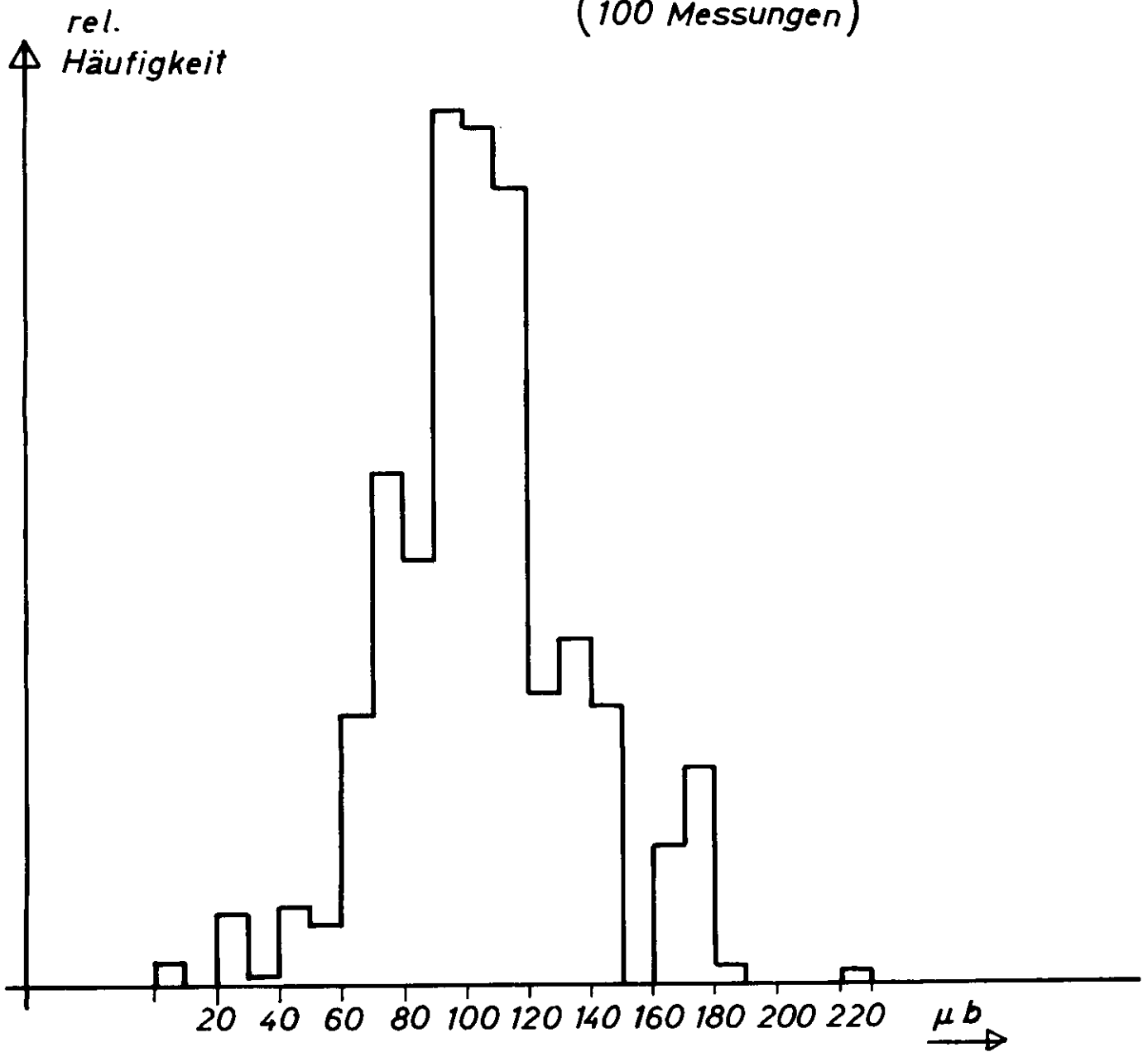
Abb. 7
Auswerteprogramm



- a) Zählraten der Hadronzähler
- b) Photonenzahl pro Ereignis (Langzeitkontrolle)
- c) Wirkungsquerschnitt für 23 Energiekanäle
- d) Akzeptanz der 23 Taggingzähler

Abb. 8 Kontrollbilder

Abb. 9 Verteilung der Einzelmessungen*
zwischen 4,8 und 6 GeV
(100 Messungen)



* ohne Korrekturen

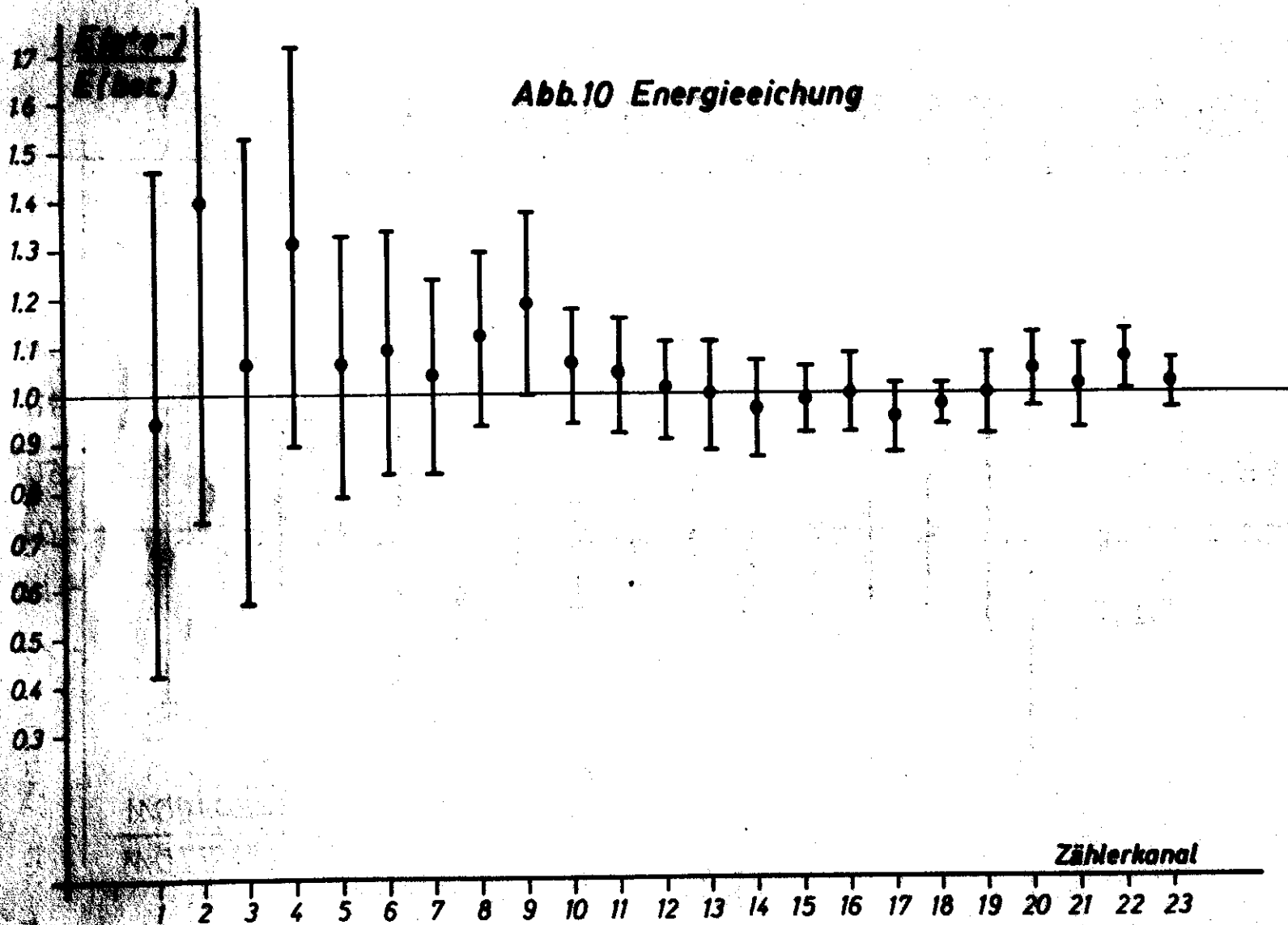
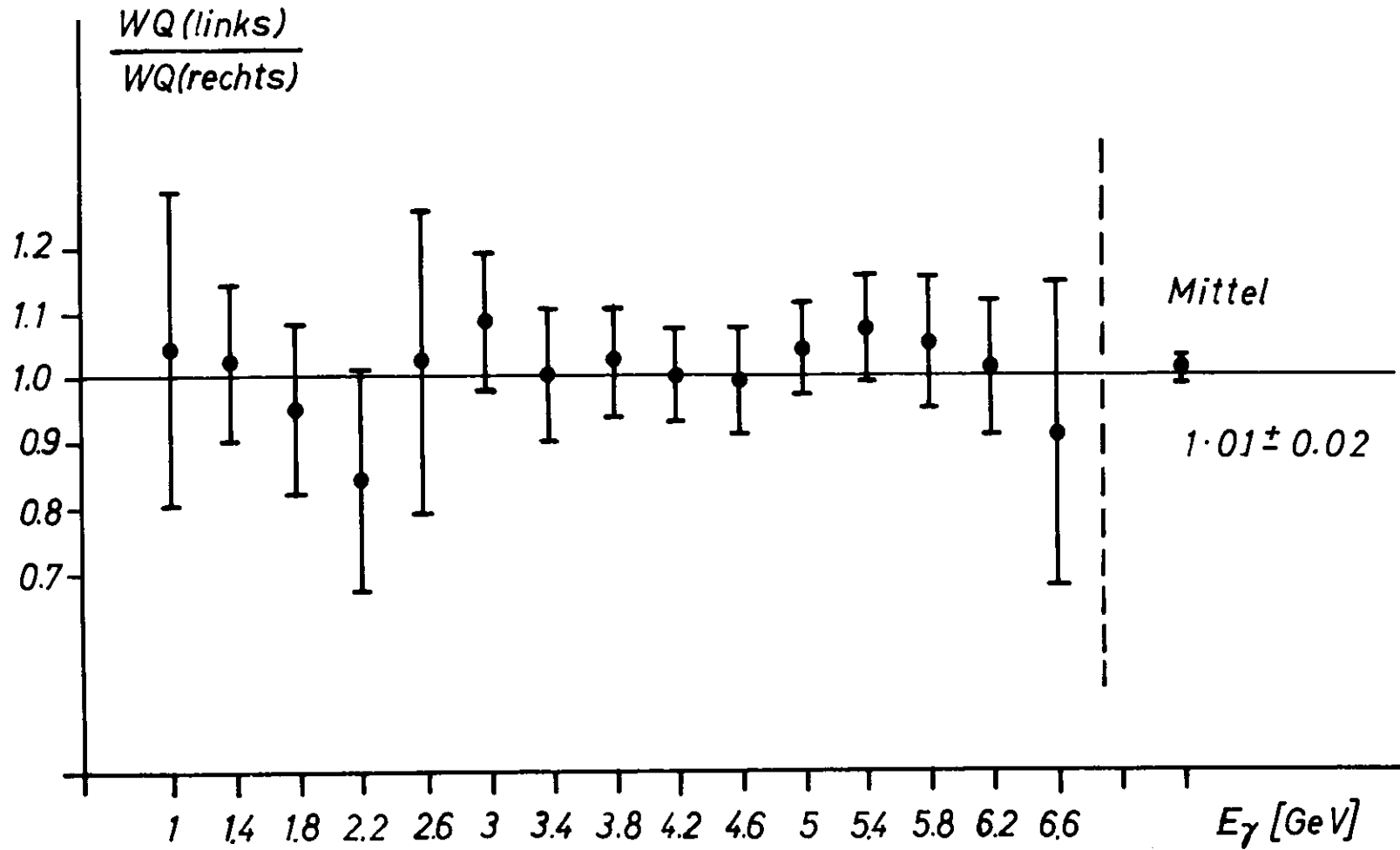


Abb.11 Test auf Rechts - Links -Symmetrie



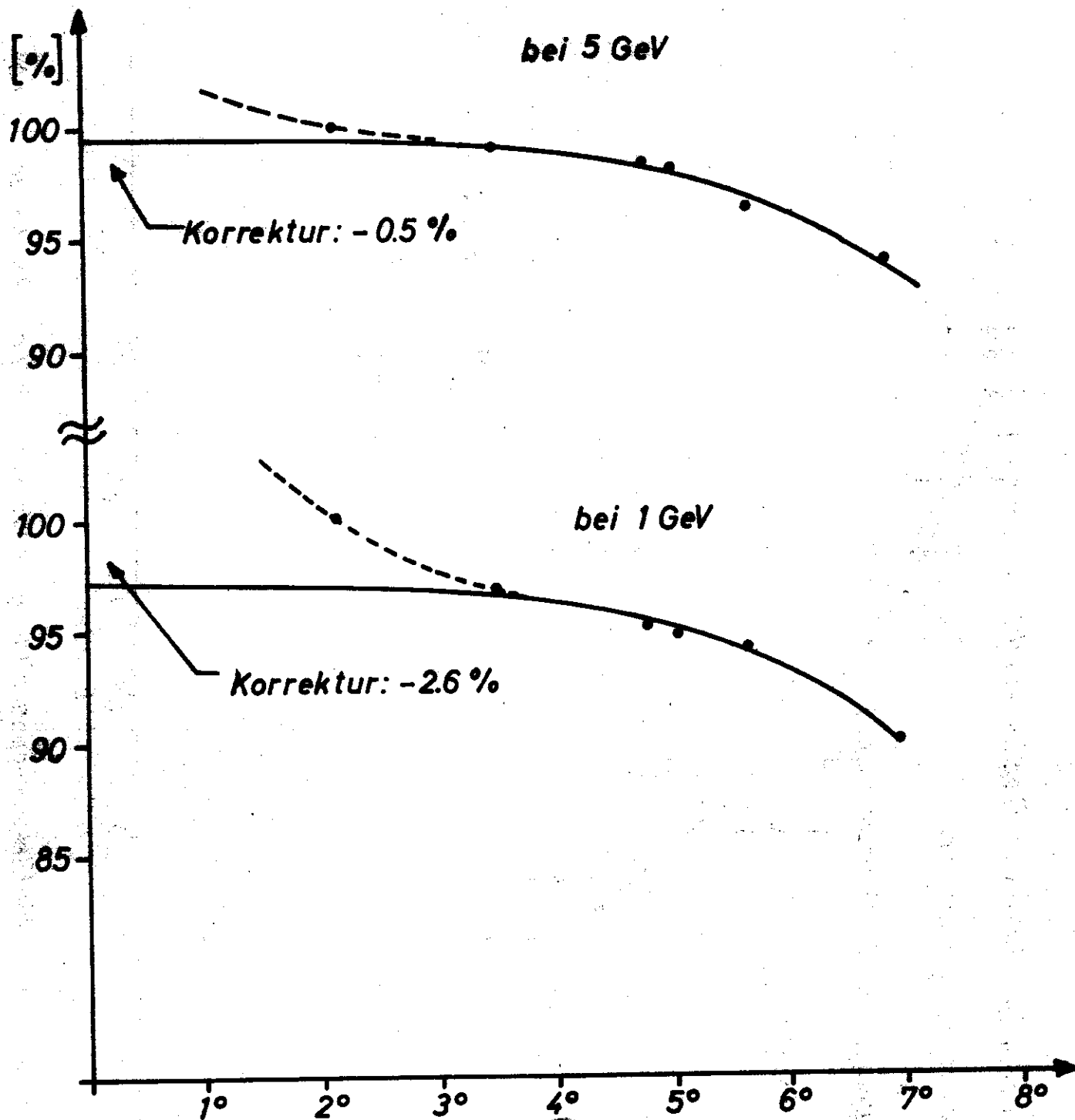


Abb. 12 Vorwärtswinkelkorrektur

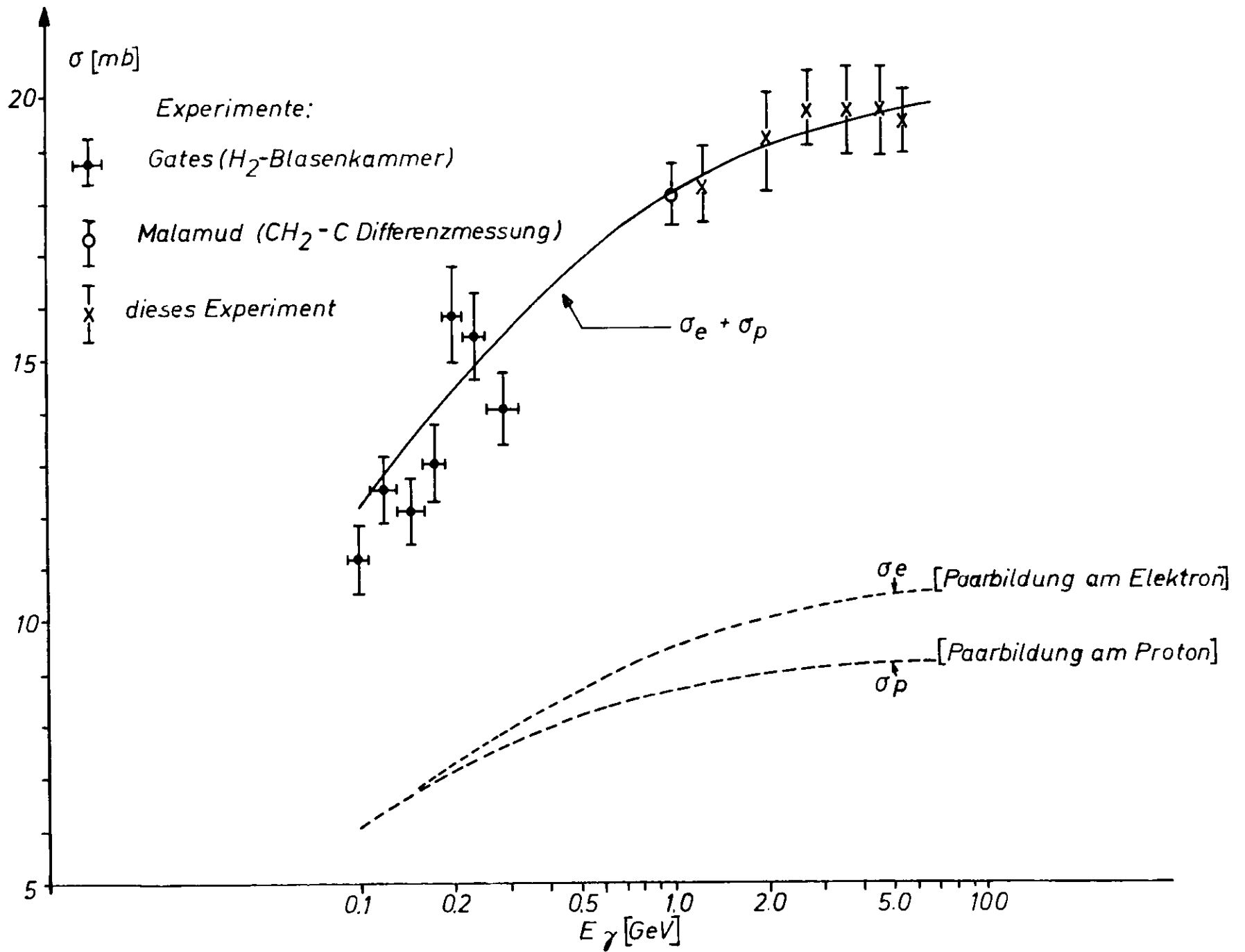


Abb.13 Wirkungsquerschnitt für Elektronenpaarbildung am Wasserstoff (nach Wheeler und Lamb)

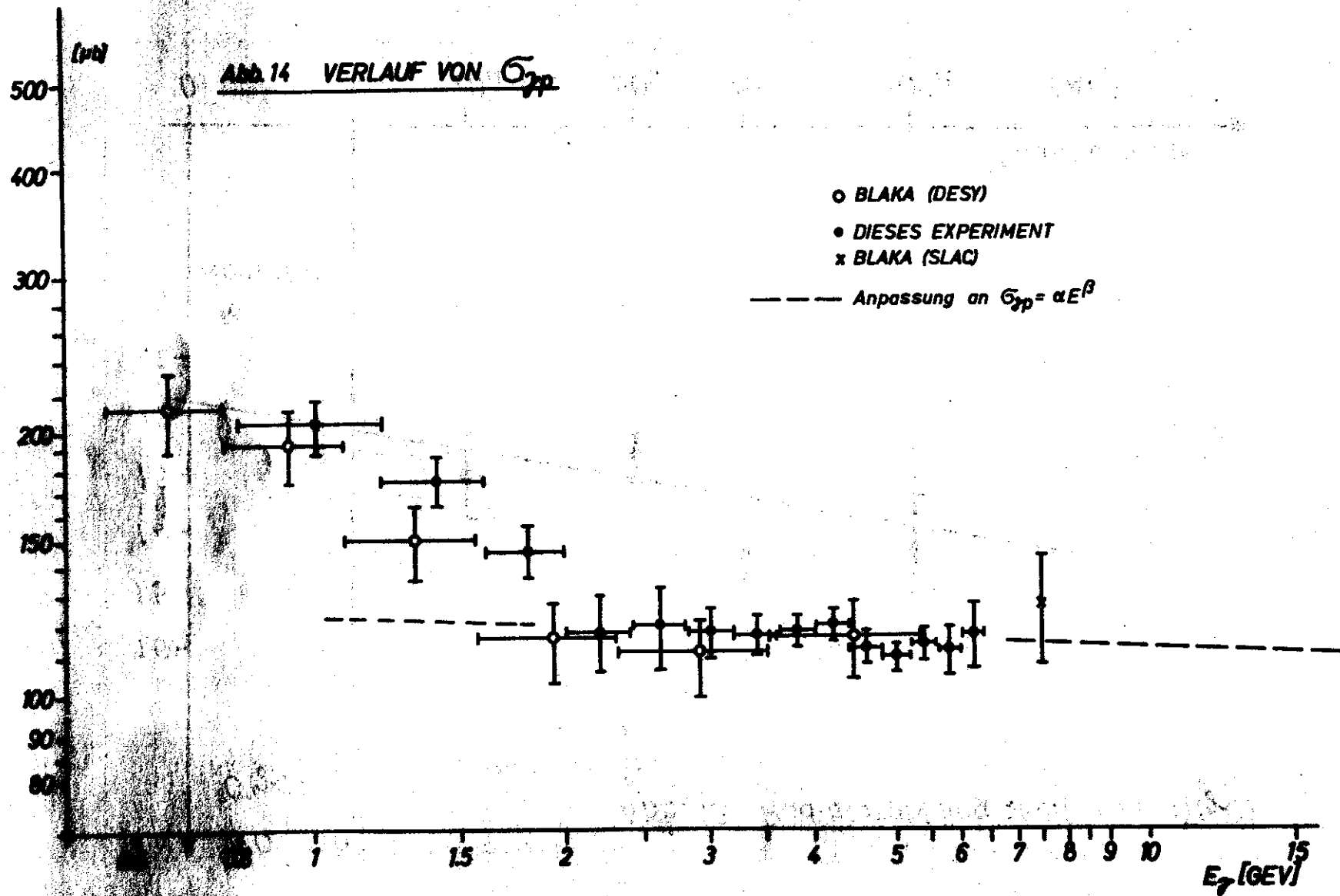
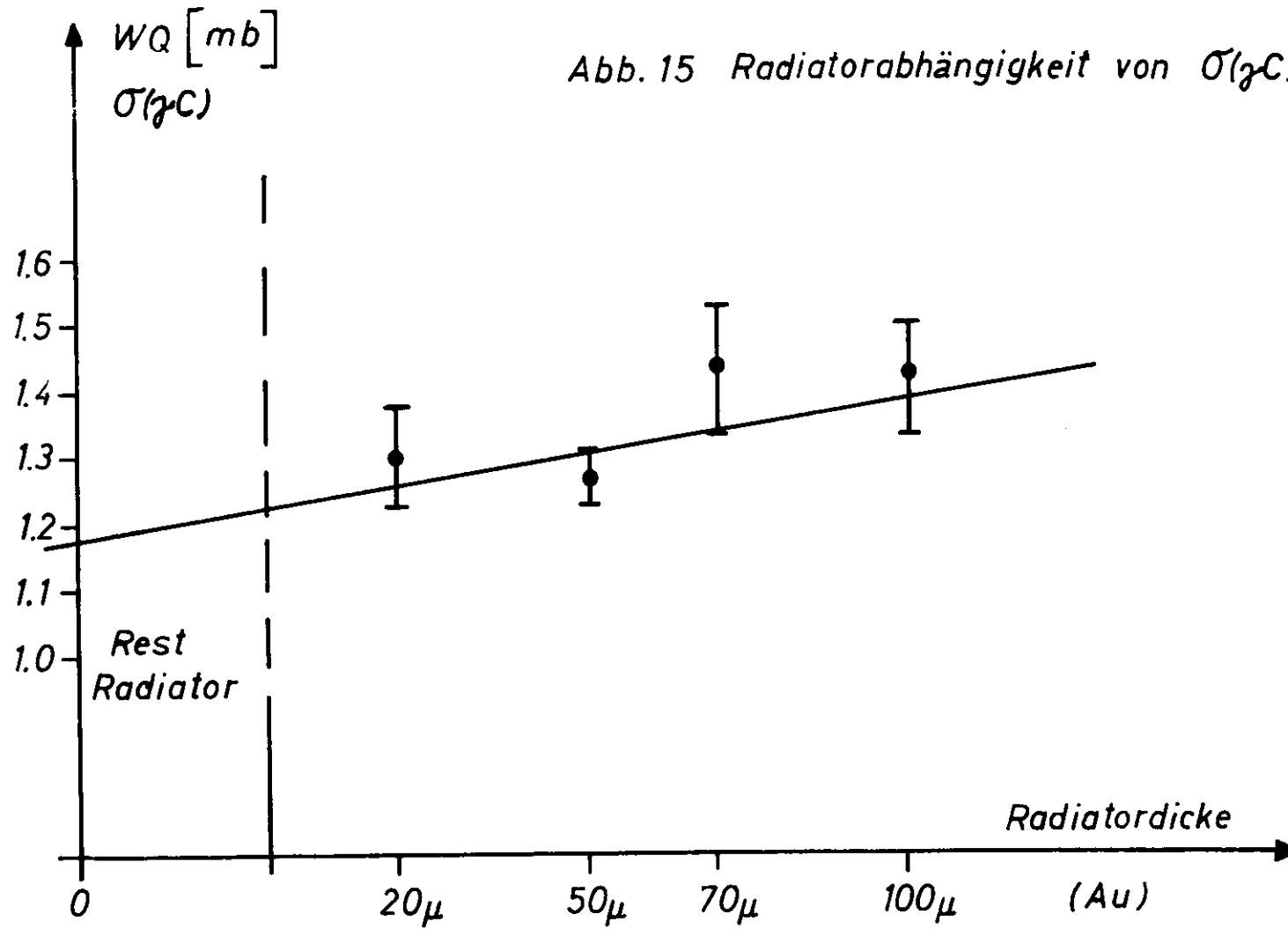


Abb. 15 Radiatorabhängigkeit von $\sigma(\gamma C)$



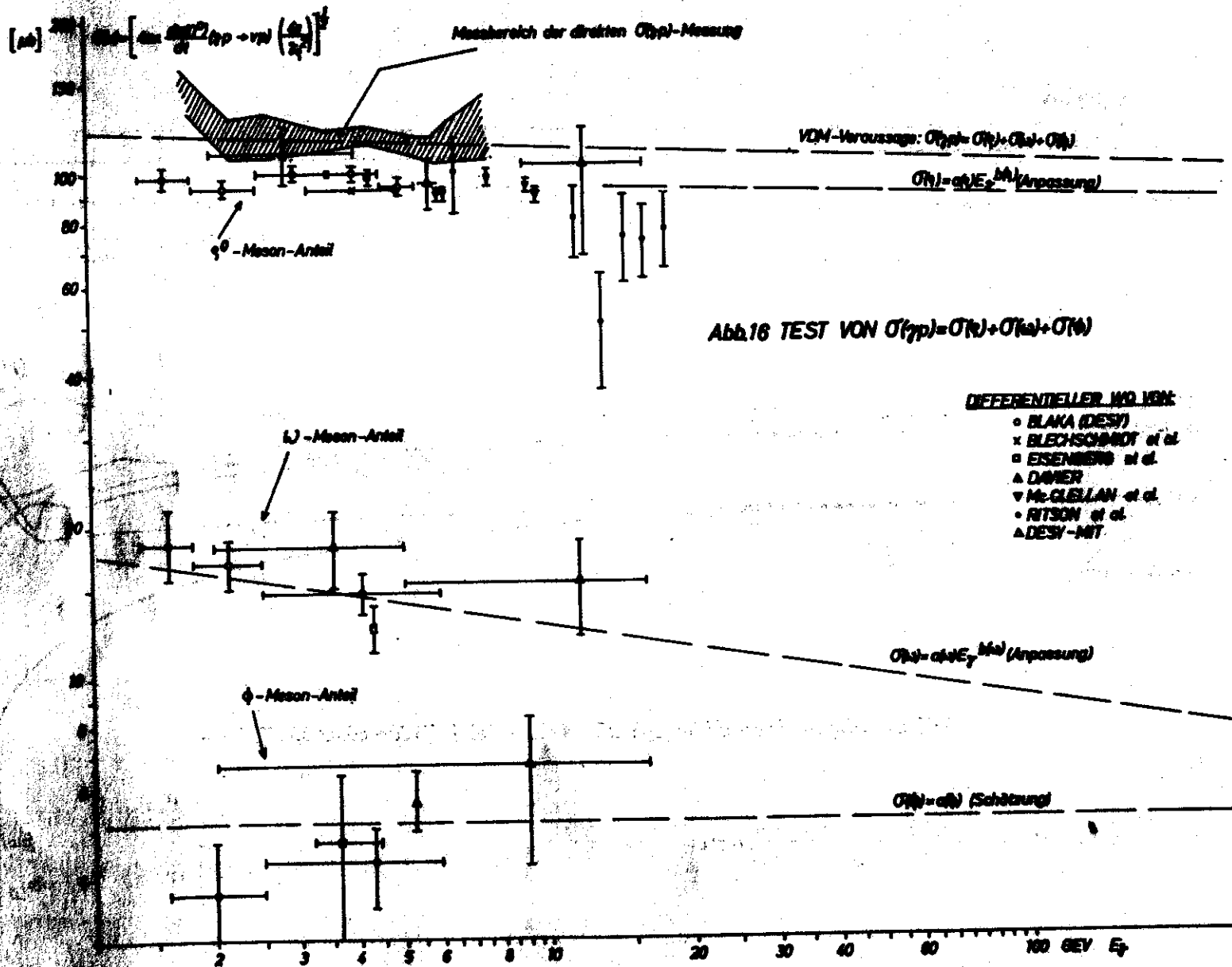
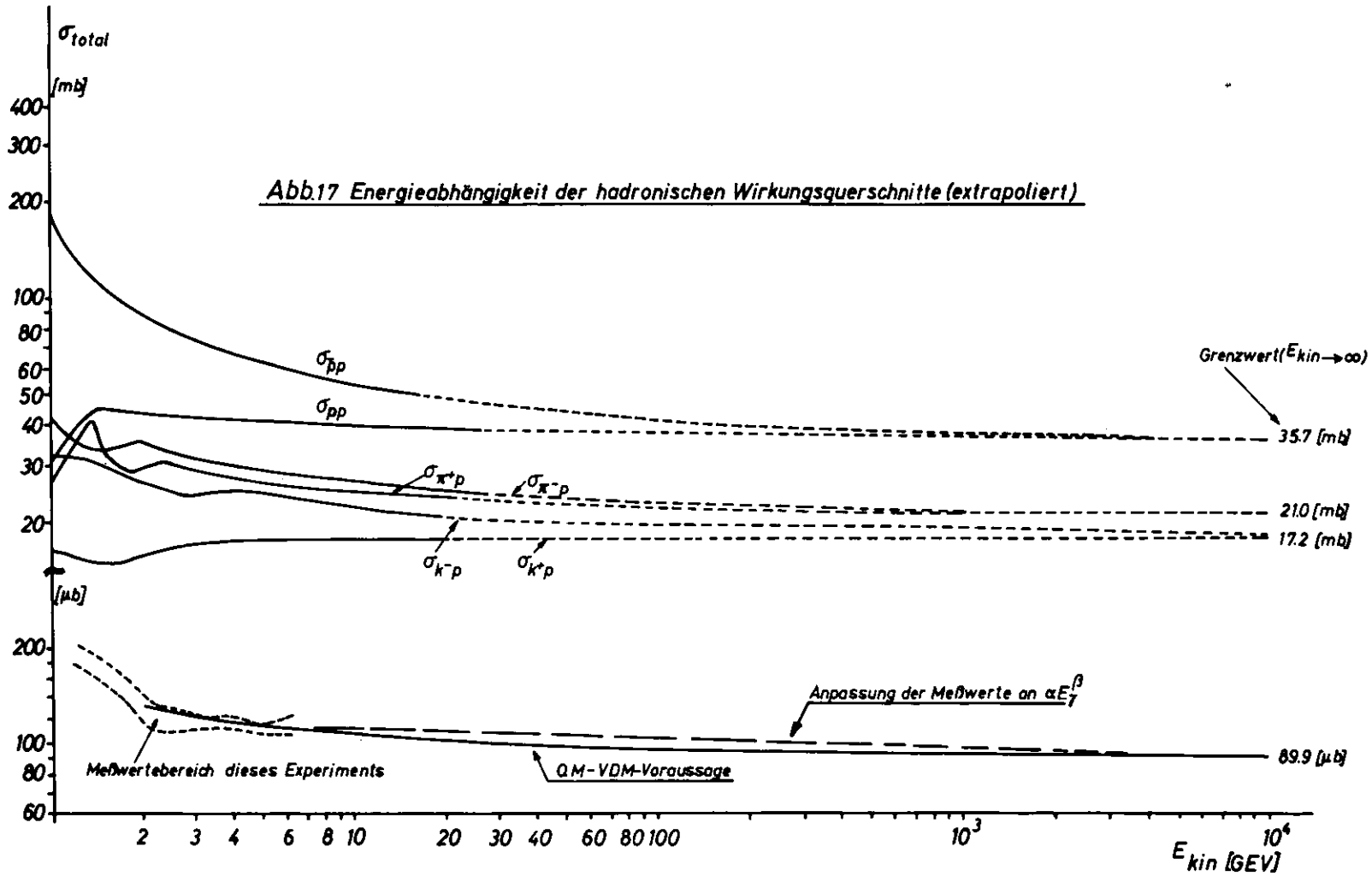


Abb.17 Energieabhängigkeit der hadronischen Wirkungsquerschnitte (extrapoliert)



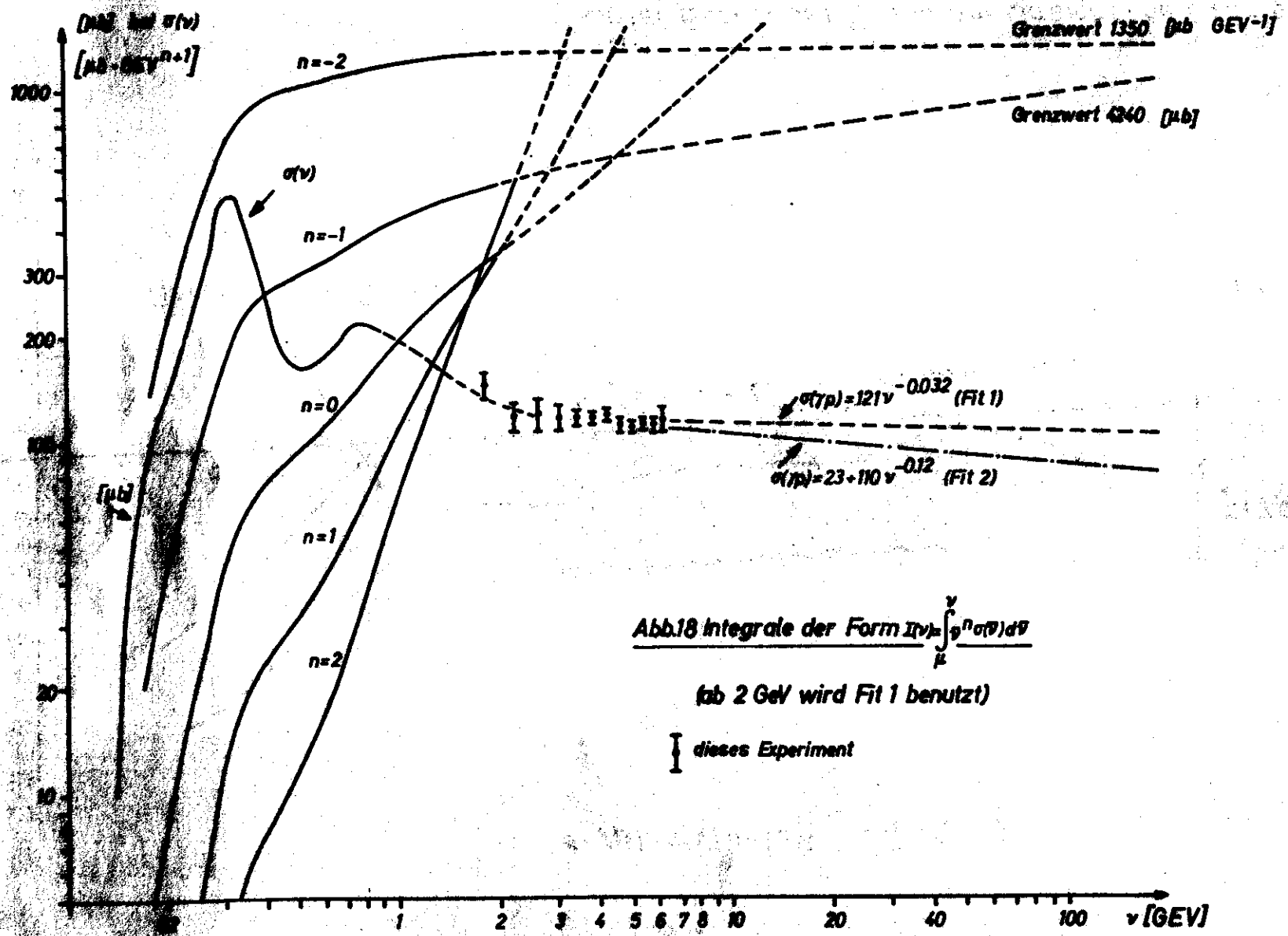
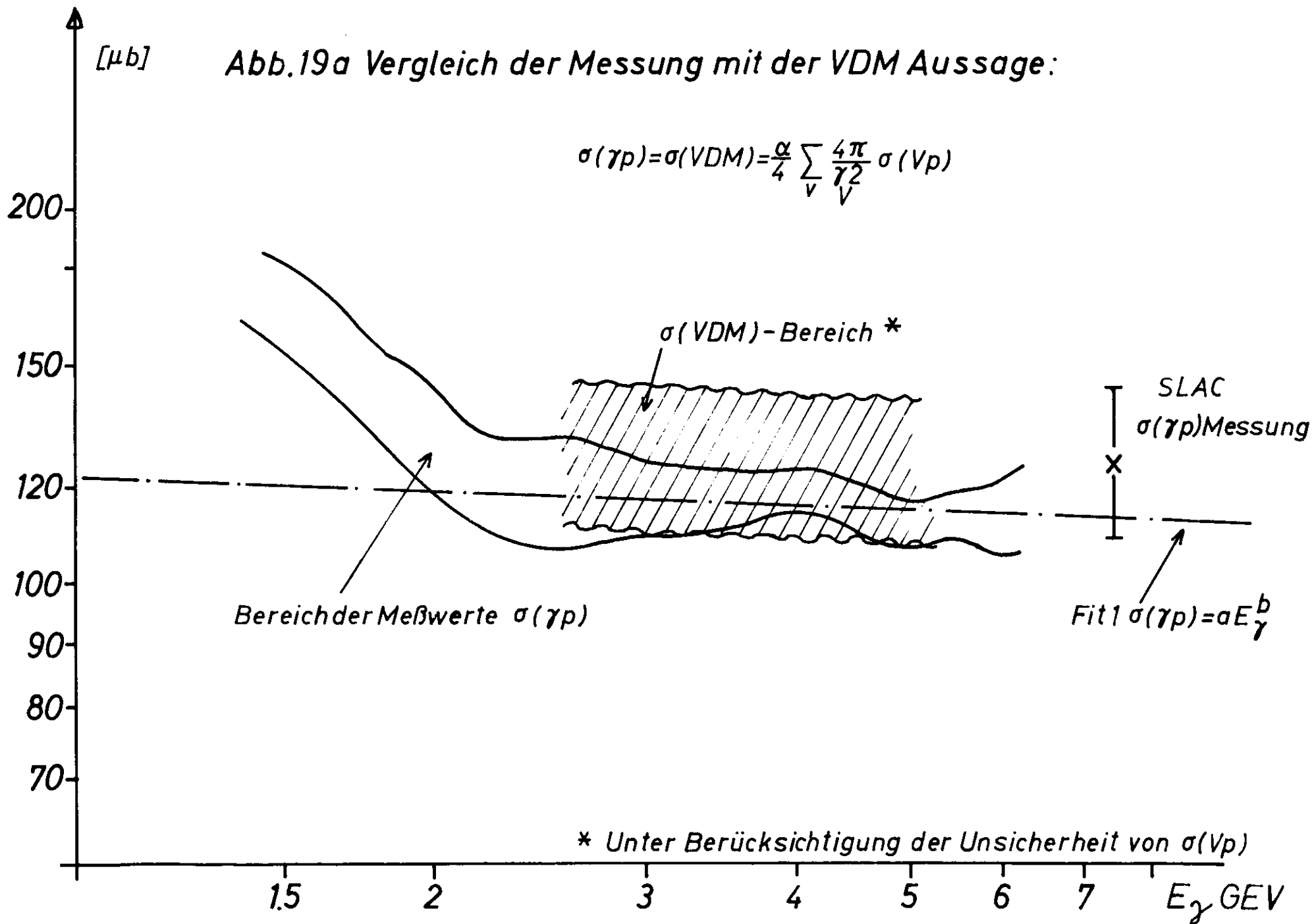


Abb.18 Integrale der Form $I_n(v) = \int_{\mu}^v \sigma(\sigma) d\sigma$

(ab 2 GeV wird Fit 1 benutzt)

Abb.19a Vergleich der Messung mit der VDM Aussage:

$$\sigma(\gamma p) = \sigma(\text{VDM}) = \frac{\alpha}{4} \sum_V \frac{4\pi}{\gamma^2} \sigma(Vp)$$



* Unter Berücksichtigung der Unsicherheit von $\sigma(Vp)$

Abb. 19b Vergleich der Messung mit der VDM/QM Aussage

$$\sigma(\gamma p) = \sigma(QM) = \frac{\alpha}{4} \left[\left| \frac{4\pi}{\gamma_0^2} + \frac{4\pi}{\gamma_\omega^2} \right| \cdot \frac{1}{2} (\sigma(\pi^+ p) + \sigma(\pi^- p)) + \frac{4\pi}{\gamma_\phi^2} (2\sigma(K^+ p) + \sigma(\pi^- p) - 2\sigma(\pi^+ p)) \right]$$

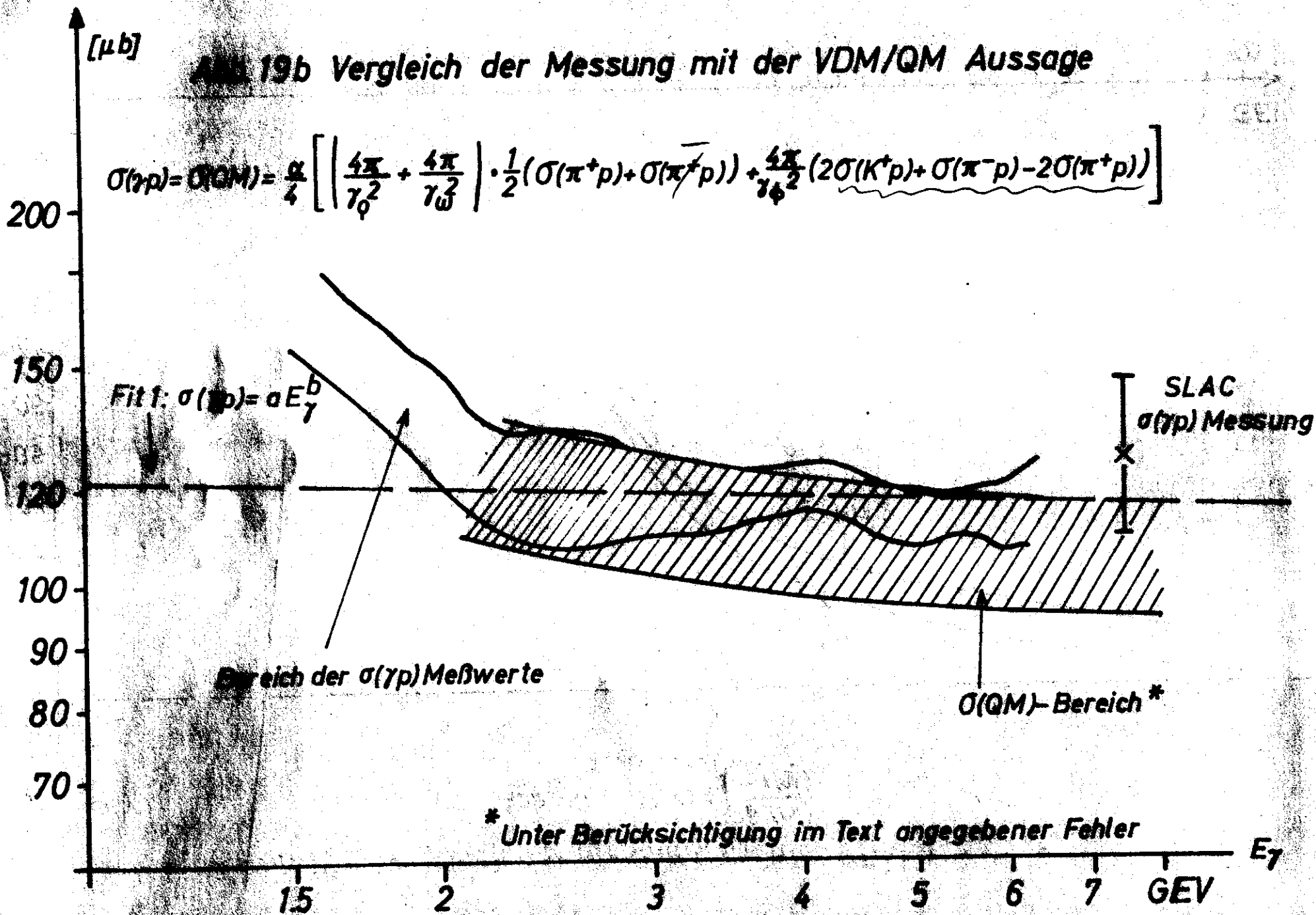
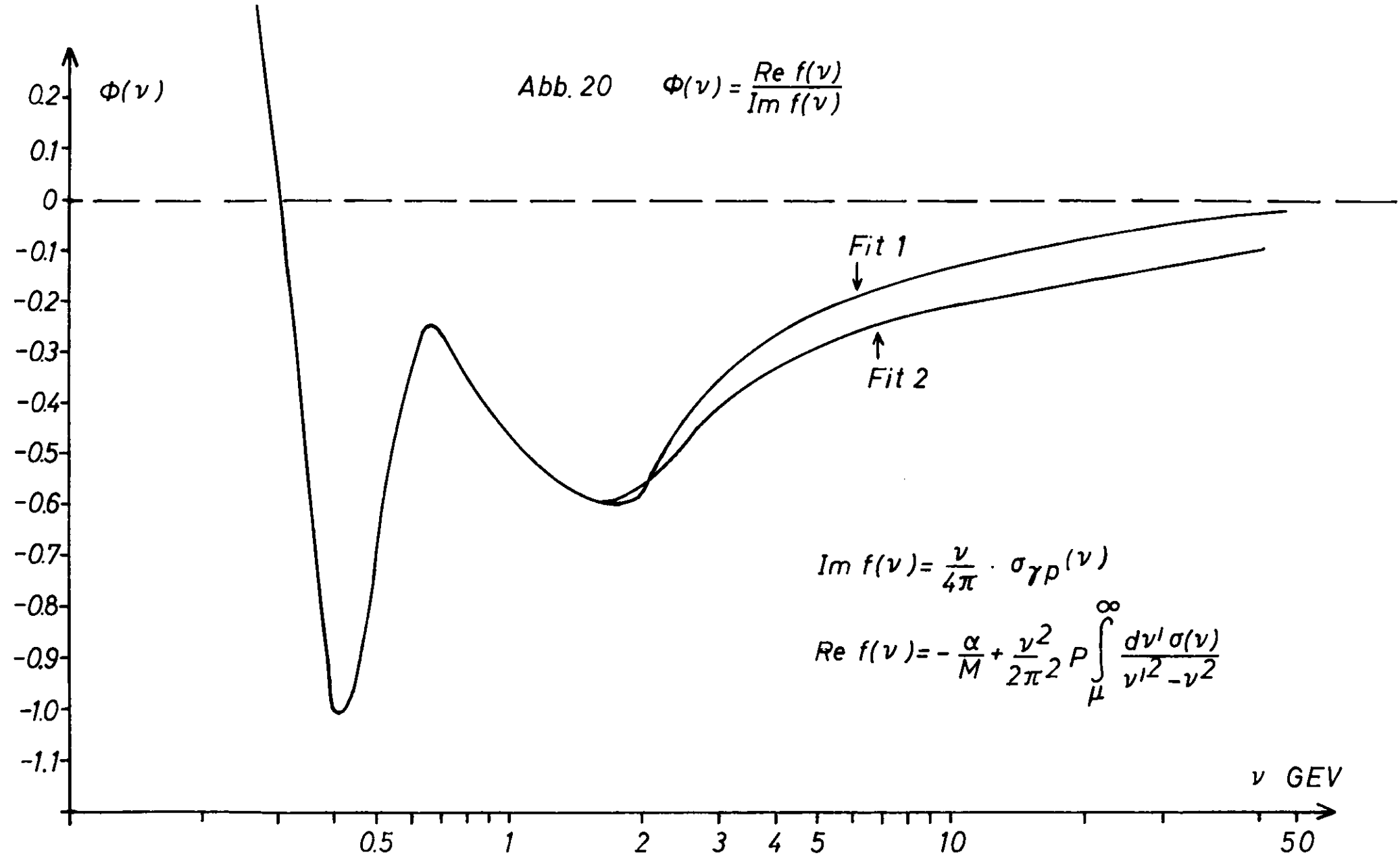


Abb. 20 $\Phi(\nu) = \frac{\text{Re } f(\nu)}{\text{Im } f(\nu)}$



$$\text{Im } f(\nu) = \frac{\nu}{4\pi} \cdot \sigma_{\gamma p}(\nu)$$

$$\text{Re } f(\nu) = -\frac{\alpha}{M} + \frac{\nu^2}{2\pi^2} P \int_{\mu}^{\infty} \frac{d\nu' \sigma(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2}$$

ν GEV