

Interner Bericht  
DESY F1-76/03  
Juni 1976

DESY-Bibliothek

30. JULI 1976

Elektroproduktion bei kleinem  $\epsilon$  in einer Streamerkammer

von

Jürgen Knobloch



Elektroproduktion bei kleinem  $\epsilon$  in einer Streamerkammer

D i s s e r t a t i o n  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs für Physik  
an der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Jürgen Knobloch  
aus Erfurt

Hamburg 1976

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes der Gruppe F1 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY.

Gutachter: Prof. Dr. E. Lohrmann

Mitgutachter: Prof. Dr. P. Schmäser

Tag der Annahme: 12.5.1976

Tag der mündlichen Prüfung: 19.5.1976

# Inhaltsverzeichnis

I.	<u>Einleitung</u>	1
II.	<u>Definition der kinematischen Größen</u>	4
III.	<u>Experimenteller Aufbau</u>	5
1.	Vorüberlegungen zur Durchführung des Experiments bei kleinem $\epsilon$	5
1.1.	Der Elektronenstrahl	8
1.2.	Streamerammer und Target	9
1.3.	Triggerzähler	11
1.3.1.	Bleiglas Triggerzähler	12
1.3.2.	Szintillations Triggerzähler	14
1.4.	Vetozähler	15
1.4.1.	Strahldefinierende Vetozähler	15
1.5.2.	Vetozähler gegen Photoproduktionsereignisse	15
1.6.	Elektronik	16
1.6.1.	Digitale Elektronik	16
1.6.2.	Analoge Elektronik	17
1.7.	Prozeßrechner	18
IV.	<u>Datenauswertung</u>	20
2.	Auswertung der Streamerammeraufnahmen	20
2.1.	Durchmustern und Vormessen	20
2.2.	Messen auf dem HPD	20
2.3.	Nachmessungen	22
2.4.	Geometrische und kinematische Rekonstruktion	25
3.	Pion-Elektron Trennung	24
4.	Wirkungsquerschnittsbestimmung	26
4.1.	Flußbestimmung	27
4.2.	Akzeptanzberechnung	28
4.2.1.	Geometrische Akzeptanz	28
4.2.2.	Elektronische Akzeptanz	29

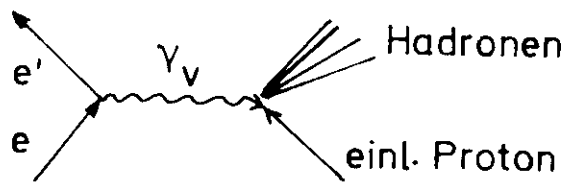
4.3.	Strahlungskorrekturen	29
4.3.1.	Strahlungskorrekturen für totale Wirkungsquerschnitte	31
4.3.2.	Strahlungskorrekturen für Verluste an 4C-Ereignissen	32
4.4.	Abtrennung von elastischer ep-Streuung	32
4.5.	Zusammenfassung der systematischen Fehler	33
V.	<u>Ergebnisse</u>	34
5.	Wirkungsquerschnitte	34
5.1.	Totaler Wirkungsquerschnitt	34
5.2.	Topologische Wirkungsquerschnitte	35
5.3.	Multiplizitäten	36
5.3.1.	Vergleich mit $e^+e^-$ -Speicherringen	36
6.	Inklusive Verteilungen	37
6.1.	Vergleich mit $e^+e^- \rightarrow \pi^-X$	39
7.	Die Reaktion $\gamma_V p \rightarrow p\pi^+\pi^-$	41
7.1.	Wirkungsquerschnitt	41
7.2.	Bestimmung der Resonanzanteile	41
7.3.	Die Reaktion $\gamma_V p \rightarrow \rho^0 p$	44
7.3.1.	$\rho^0$ -Erzeugung	44
7.3.2.	$\rho^0$ -Zerfall	46
VI.	<u>Zusammenfassung</u>	51
	Danksagung	
	Anhang	
	Literaturverzeichnis	
	Tabellen	
	Abbildungsverzeichnis	
	Abbildungen	

## I. Einleitung

Die tief-inelastische Elektron-Proton-Streuung

$$ep \rightarrow e'X \quad ; \quad X = \text{Hadronen}$$

wird unter der Annahme der Ein-Photon-Austausch-Näherung durch das folgende Diagramm beschrieben:



Das ausgetauschte virtuelle Photon mit dem negativen Massenquadrat  $Q^2$  und der Energie  $\nu$  kann transversal oder longitudinal polarisiert sein. Der Polarisationsparameter  $\epsilon$  und die übrigen kinematischen Größen werden im Abschnitt II. definiert.

Die bisher durchgeführten Experimente zur Untersuchung exklusiver hadronischer Endzustände wurden bei  $\epsilon \approx 1$  durchgeführt, d.h. die Beiträge von longitudinal und transversal polarisierten Photonen waren etwa gleich stark.

Eine Trennung der beiden Beiträge wurde nur für den totalen Wirkungsquerschnitt (RIO 74) und in der Einfach-Pion-Erzeugung (BRA 74, ACK 74) durchgeführt. Außerdem konnten bei der Erzeugung von Vektormesonen unter der Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung die longitudinalen und transversalen Anteile getrennt werden (LIE 75, RAB 74).

Als Ergebnis der 1-Arm-Messungen wird das Verhältnis R der Wirkungsquerschnitte für longitudinal ( $\sigma_L$ ) und für transversal polarisierte virtuelle Photonen ( $\sigma_T$ ) bestimmt:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = 0.2 \quad \text{für} \quad Q^2 > 0.5 \text{ GeV}^2$$

Die Einpionerzeugung nimmt relativ zum totalen Wirkungsquerschnitt mit abnehmendem  $z$  zu (DRI 71, BRO 71, AND 71).

Die wesentlichen Ergebnisse der bisher durchgeführten Experimente zur Erzeugung hadronischer Endzustände (Schwerpunktsenergie  $W$ ) durch virtuelle Photonen bei  $\epsilon \approx 1$  und  $W > 2$  GeV sind - soweit sie die auch in dieser Arbeit angeschnittenen Fragen betreffen - im folgenden zusammengefaßt:

#### Multiplizität

Die mittlere Anzahl geladener Hadronen  $\langle n \rangle$  ist um 8-10% niedriger, als in der Photoproduktion ( $Q^2=0$ ) für  $Q^2=0.5$  GeV<sup>2</sup> und  $W=3$  GeV (JOO 75); für  $W=3$  GeV ist keine  $Q^2$ -Abhängigkeit beobachtet worden (PAP 75).

#### Topologische Wirkungsquerschnitte

Der relative Anteil der Reaktionen mit einem geladenen Hadron ist für  $Q^2=5$  GeV<sup>2</sup> gegenüber der Photoproduktion um etwa 40% angewachsen, während die Erzeugung von drei geladenen Hadronen um 20% reduziert ist.

#### Inklusive $\pi^0$ -Verteilungen

Der normalisierte invariante  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt ist im Targetfragmentationsbereich und im zentralen Bereich unabhängig von  $Q^2$ . Im Strahlfragmentationsbereich zeigt sich ein Abfall relativ zur Photoproduktion, der nicht vollständig durch die reduzierte  $\pi^0$ -Erzeugung erklärt werden kann.

#### $\pi^0$ -Erzeugung

Die  $Q^2$ -Abhängigkeit des  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitts wird in Übereinstimmung mit dem Vektordominanzmodell (VDM) durch den  $\pi^0$ -Propagator beschrieben. Die  $\pi^0$ -Zerfallswinkelverteilungen zeigen einen relativ großen longitudinalen Anteil. Unter der Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) lassen sich die Wirkungsquerschnitte für  $\pi^0$ -Erzeugung durch transversal polarisierte Photonen,  $\sigma_{\perp}^{\pi^0}$  und durch longitudinal polarisierte Photonen,  $\sigma_{\parallel}^{\pi^0}$  trennen. Das Verhältnis  $R = \sigma_{\parallel}^{\pi^0} / \sigma_{\perp}^{\pi^0}$  hängt linear von  $Q^2$  ab und ist  $R \approx 0.4$  für  $Q^2=0.7$  GeV<sup>2</sup>.



In dieser Arbeit wird untersucht, ob die bisher beobachteten Phänomene bei den topologischen Wirkungsquerschnitten und den inklusiven Verteilungen auf das Anwachsen von  $Q^2$  oder auf den Anteil longitudinal polarisierter Photonen zurückzuführen sind. Bei der  $\mu^0$ -Erzeugung überprüfen wir die Gültigkeit der s-Kanal-Helizitätserhaltung und untersuchen die Erzeugung durch transversale Photonen bei  $Q^2=0$ .

Zur Trennung von  $\sigma_T$  und  $\sigma_L$  sind zwei Experimente bei verschiedenem  $\theta$  und gleichem  $Q^2$  und  $W$  notwendig: Bei dem hier beschriebenen Experiment in der DESY-Streamerkammer ist  $E=7.19$  GeV,  $\theta=0.45$ ,  $0.1 < Q^2 < 5.0$  GeV<sup>2</sup> und  $6.4 < W < 3.0$  GeV. Gleichzeitig wird am 12 GeV Elektronensynchrotron der Cornell Universität ein ähnliches Experiment mit  $\theta \approx 1$  und  $E = 12$  GeV unter sonst gleichen Bedingungen durchgeführt.

Beide Experimente verwenden zum Nachweis der erzeugten Teilchen Streamerkammern. Zur Impulsanalyse der auslaufenden geladenen Teilchen ist die Kammer in einem nahezu homogenen Magnetfeld von 1.8T angeordnet.

Da Ergebnisse des Cornell-Experiments noch nicht vorliegen, vergleichen wir unsere Resultate mit zwei ep-Experimenten bei etwa gleichem  $W$  und  $Q^2$  (BAL 73, LIE 75) und mit dem DESY-Streamerkammerexperiment bei großem  $\theta$  und kleinerem  $W$  ( $W < 2.8$  GeV).

Wir beschreiben zunächst in den Kapiteln 1-4 den experimentellen Aufbau und die Datenauswertung. Die Kapitel 5 und 6 enthalten die Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsbestimmung, Multiplizitäten und inklusiven Verteilungen. In Kapitel 7 wird die Untersuchung der Reaktion  $\gamma_V p \rightarrow p e^+ \mu^-$ , insbesondere die  $\mu^0$ -Erzeugung dargestellt.

## II. Definition der kinematischen Größen

Für einen unpolarisierten Elektronenstrahl ist die Kinematik der Reaktion durch die Energie  $E$  des einlaufenden Elektrons  $e$  sowie durch die Energie  $E'$  und den Steuwinkel  $\theta$  des gestreuten Elektrons  $e'$  festgelegt. Das virtuelle Photon  $\gamma$  hat dann die Energie

$$\nu = E - E' \quad (0-1)$$

und das negative Massenquadrat

$$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (0-2)$$

Die Energie  $W$  der auslaufenden Hadronen im Schwerpunktsystem ist gegeben durch

$$W^2 = 2 m_p \nu + m_p^2 - Q^2 \quad (0-3)$$

( $m_p$  = Protonmasse).

Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung virtueller Photonen an Protonen läßt sich in der folgenden Weise aufspalten:

$$\sigma_{TOT} = \sigma_T + \epsilon \sigma_L \quad (0-4)$$

$\sigma_T$  und  $\sigma_L$  sind die Wirkungsquerschnitte für transversal bzw. longitudinal polarisierte Photonen. Der Polarisationsparameter gibt das Verhältnis des Flusses transversal polarisierter Photonen  $\sigma_T$  zum Fluß longitudinal polarisierter Photonen  $\sigma_L$  an:

$$\epsilon = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} \quad (0-5)$$

ergibt sich aus den kinematischen Größen wie folgt:

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2 \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) \tan^2 \frac{\theta}{2}} \quad (0-6)$$

### III. Experimenteller Aufbau

#### 1. Vorüberlegungen zur Durchführung des Experiments bei kleinem:

Ein Detektor zur Untersuchung aller geladenen Endzustände bei der Elektroproduktion von Hadronen muß folgende Bedingungen erfüllen:

1. Der Detektor muß möglichst den gesamten Raumwinkel erfassen.
2. Da der inelastische ep-Wirkungsquerschnitt im Verhältnis zu elektromagnetischen Prozessen sehr klein ist, müssen die gewünschten Ereignisse schon bei der Datennahme durch eine schnelle Elektronik selektiert werden.
3. Wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts muß eine große Strahlintensität gewählt werden. Um die Ereignisse von elektromagnetischem Untergrund frei zu halten, muß die Gedächtniszeit des Detektors klein (wenige  $\mu\text{sec}$ ) sein.

Für  $\mu\text{p}$ -Streuung reicht es, die Forderungen 1. und 2. zu erfüllen, da der elektromagnetische Untergrund um den Faktor  $m_e/m_p$  reduziert ist. Hier kann man z.B. mit Blaskammern arbeiten, deren Gedächtniszeit ja im msec Bereich liegt.

Alle drei Forderungen lassen sich nur mit einer Streamerkammer (RAB 74, LIE 75) oder aufwendigen Anordnungen von Proportionalkammern wie beim LAMB-Experiment am Cornell-Synchrotron erfüllen.

Für dieses Experiment wurde die schon für ein früheres Elektroproduktionsexperiment bei DESY (RAB 74) verwendete Streamerkammer umgebaut. Gleichung (O-7) zeigt, daß für vorgegebenes  $Q^2$  der Steuwinkel  $\theta$  und die Energie  $E$  des virtuellen Photons möglichst groß gewählt werden müssen, um ein kleines  $x$  zu erreichen. Dadurch wird gleichzeitig für die vorgegebene Endenergie von 7.2 GeV des Synchrotrons die Schwerpunktsenergie  $W$  maximal.

Diese Bedingungen führen zu folgenden Konsequenzen:

1. Ein großes  $\theta$  bedeutet, daß die Energie  $E'$  des gestreuten Elektrons klein ist ( $E'=0.5 - 2$  GeV). Da die Teilchen im Magnetfeld abgelenkt werden - der Krümmungsradius für ein 1 GeV-Teilchen ist 1.4 m - müssen die Nachweiszähler für das auslaufende Elektron nahe am Target untergebracht werden. Dadurch wird gleichzeitig ein großer Raumwinkel erfaßt. Das ist wegen des kleinen Wirkungsquerschnitts notwendig, um eine ausreichende Ereignisrate zu erhalten.
2. Neben den gesuchten Ereignissen erzeugt der hochenergetische Elektronenstrahl im Target störende Untergrundprozesse:
  - a. Ein Strahlelektron erzeugt durch Bremsstrahlung ein reelles Photon. Dieses kann bei seinem weiteren Weg durch das Target eine  $\gamma p$ -Streuung machen und so Hadronen - hauptsächlich Pionen - erzeugen. Diese treffen, da sie etwa mit gleichen Impulsen und Winkeln wie die interessierenden Elektronen erzeugt werden, mit großer Wahrscheinlichkeit die Triggerzähler. Daher wird eine gute  $\pi/e$  Trennung benötigt.
  - b. Da der  $ep$ -Wirkungsquerschnitt ungefähr proportional zu  $\theta^{-4}$  ist, sind Elektroproduktionsprozesse mit kleinem Streuwinkel  $\theta$  (und daher mit kleinem  $Q^2$ ) sehr viel häufiger, als solche mit großem  $Q^2$ , die von besonderem physikalischen Interesse sind.
  - c. Es werden etwa  $10^8$  Elektronen benötigt, um ein Ereignis im gewählten kinematischen Bereich zu erzeugen. Deshalb müssen kleine Strahlaufläufer, die sich auch bei optimalem Strahltransportsystem nicht vermeiden lassen, durch Veto-zähler unterdrückt werden.

Eine Abschätzung der zu erwartenden Verhältnisse der Anzahl der Pionen  $N_\pi$  zur Anzahl der Elektronen  $N_e$  am Ort der Triggerzähler zeigt Abb. 1. Für diese Abschätzung wurden die gemessenen

inklusive  $\pi^-$ -Spektren aus der Elektro- und Photoproduktion, sowie der zu erwartende  $e\mu$ -Wirkungsquerschnitt verwendet (WOL 76). Es gibt kinematische Bereiche, wo das Verhältnis  $N_\pi/N_e \approx 100$  ist. Schon in der schnellen Elektronik müssen also die Pionen um ungefähr einen Faktor 100 unterdrückt werden. Zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen können Čerenkovzähler oder Schauerzähler dienen. Bei diesem Experiment scheiden Gasčerenkovzähler aus Platzgründen und wegen des kleinen erfaßbaren Raumwinkels aus.

Als Schauerzähler kommen nur Bleiglas-Zähler oder Natriumjodid-Zähler in Betracht; Blei-Szintillator Sandwich-Zähler können wegen der elektrischen Leitfähigkeit der Bleiplatten nicht in der Streamerkammer eingesetzt werden. Natriumjodid-Zähler haben gegenüber Bleiglaszählern den Vorteil einer besseren Lichtausbeute und damit einer besseren Impulsauflösung. Andererseits ist die Zeitauflösung bei Bleiglaszählern ( $\sim 10$  nsec) erheblich besser als bei NaJ-Zählern ( $\sim 250$  nsec), so daß die Teilchen zeitlich besser getrennt werden können. Außerdem ist NaJ sehr viel teurer als Bleiglas. Voruntersuchungen mit Bleiglaszählern, die wir in Pionen- und Elektronenstrahlen durchgeführt haben, zeigen, daß die Trennung von Pionen und Elektronen bei bekanntem Impuls und Auftreffwinkel mit einem Unterdrückungsfaktor von 200-500 möglich ist (WIN 75).

Bei den Untergrundprozessen a) und b) werden Elektronen unter kleinen Winkeln ( $\sim 40$  mrad) emittiert. Diese Elektronen verlaufen in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Durch einen Schauerzähler in dieser Ebene können solche Elektronen bzw. die Ereignisse als Untergrundereignisse markiert werden. Dadurch wird der Pionenuntergrund um einen weiteren Faktor 3 verkleinert.

Einen Überblick des experimentellen Aufbaus zeigt Abb. 2. Im folgenden werden die einzelnen Komponenten beschrieben.

### 1.1. Der Elektronenstrahl

Die im DESY-Synchrotron auf 7.2 GeV beschleunigten Elektronen werden durch langsame Ejektion ausgelenkt. Die Extraktionszeit ist bei 7.2 GeV 2,5-2,7 msec (flat-top Betrieb). Während dieser Zeit ist die Energieunschärfe  $\frac{\Delta E}{E} = 0.25\%$ . Das Fastverhältnis ist 13%. Die Intensität des Strahls im Ring ist gewöhnlich  $10^{11}$  Elektronen/sec. Bei wesentlich kleineren Intensitäten ist die Kontrolle der langsamen Ejektion nicht mehr möglich. Das Streamerkammerexperiment ist für eine Strahlintensität von  $2-4 \cdot 10^{11}$  e<sup>-</sup>/sec ausgelegt. Die Begrenzung der Strahlintensität wird mit 2 Kollimatorpaaren mit einer Öffnung von 0.2 x 0.4 mm (horizontal, vertikal) kontrolliert. Zwei weitere Kollimatorpaare mit größerer Öffnung (2x2 cm) unterdrücken Teilchen, die an den Rändern der ersten Kollimatoren gestreut werden.

In einer Anordnung von 7 Quadrupolen und 7 Ablenkmagneten wird der Strahl dispersionsfrei auf das Wasserstofftarget gelenkt. Die Quadrupole erzeugen einen Impulsfokus am zweiten Kollimatorpaar und fokussieren den Strahl auf das Target. Durch die beiden letzten Ablenkmagnete kann der Strahl horizontal und vertikal auf die Targetmitte justiert werden.

Hinter der Streamerkammer wird der Strahl in einem Quantameter vollständig durch Schauerbildung absorbiert. Die dabei erzeugte Ladungsmenge ist proportional zur Strahlintensität I und zur Strahlenergie E:

$$Q = E \cdot I \cdot C_q$$

Die Quantameterkonstante  $C_q$  ist  $C_q = 1.7$  McV Coulomb. Die Meßgenauigkeit des Quantameters ist bei der verwendeten kleinen Strahlintensität  $\pm 5\%$ .

Ein System aus einem Schauerzähler und zwei Szintillationszählern dient zur relativen Intensitätsmessung: Der Schauerzähler P registriert Photonen, die vom Strahl im Target durch Bremsstrahlung erzeugt werden. Die beiden Triggerzähler T1 und T2

weisen das zugehörige Bremsелеktron in Koinzidenz nach, wenn dessen Energie  $E = 5.0 \pm 0.2 \text{ GeV}$  ist. Die Koinzidenz-Zählrate  $P \cdot T_1 \cdot T_2$  ist proportional zur Strahlintensität und zur Menge der im Targetbereich durchstrahlten Materie. Mit dieser Zählrate läßt sich neben der Strahlintensität auch die Strahllage und der Füllzustand des Targets kontrollieren.

## 1.2. Streamer-kammer und Target

Die Streamerkammer ist ein Plexiglasbehälter mit den Maßen  $104 \times 60 \times 46 \text{ cm}^3$ . Sie ist mit fast reinem Neon und einer kleinen Beimischung von  $\text{SF}_6$  ( $10^{-1} \%$ ) gefüllt. Die Kammer ist von einer Masselektrode umgeben, die an der Vorderseite aus einem Drahtnetz mit 2 mm Maschenweite gebildet wird. Ein gleiches Drahtnetz teilt als Hochspannungselektrode die Kammer in zwei gleich große 23 cm breite Hälften (ECK 70, ECK 72).

Geladene Teilchen bilden entlang ihrer Bahn im Kammergas Elektron-Ion Paare. Ein elektrisches Feld von 22 kV/cm beschleunigt die primär gebildeten freien Ladungsträger. Durch Stöße werden weitere Gasatome ionisiert - es bildet sich eine Townsend-Lawine. Bald wird die Ladungsdichte so groß, daß die abstoßenden Kräfte die Lawine sprengen. Einsetzende Rekombinationsprozesse liefern Photonen, die weitere Atome ionisieren und das Wachstum des Streamers stark beschleunigen. Wird jetzt die Hochspannung nicht abgeschaltet, bildet sich ein Plasmakanal zwischen den Elektroden aus, und es kommt zum Funkendurchbruch. In der Streamerkammer wird die Hochspannung impulsartig für 10 nsec angelegt, so daß die Streamer nur eine Länge von 1-2 cm erreichen. Der Hochspannungsimpuls von 600 kV wird nach dem Marx-Prinzip erzeugt: 10 Kondensatoren werden parallel mit 60 kV aufgeladen. Durch das Zünden von Funkenstrecken werden die Kondensatoren in Serie geschaltet. Der dabei entstehende Impuls wird in einer Koaxialleitung (Blumleinsystem) auf 10 nsec verkürzt.

Eine wesentliche Größe bei Streamerkammern ist die Gedächtnis-

zeit . Sie ist definiert durch die Gleichung

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Dabei ist  $N$  die Zahl der primär gebildeten Ionenpaare pro Längeneinheit,  $N_0$  ist die Zahl der Ionenpaare, die nach der Zeit  $t$  noch vorhanden ist.  $\tau$  ist also ein Maß für die Zeit, in der die Kammer vor dem Anlegen der Hochspannung empfindlich ist. Um möglichst wenige Untergrundprozesse gleichzeitig mit einem gewünschten Ereignis zu registrieren, muß eine kleine Gedächtniszeit angestrebt werden. Die untere Grenze ist durch die Zeitspanne vom Teilchendurchgang bis zum Anlegen der Hochspannung gegeben. Diese Zeit wird durch die Signallaufzeiten vom Experiment zur Entscheidungslogik, in der Entscheidungslogik und im Hochspannungssystem bestimmt. Die Gedächtniszeit einer Streamerkammer mit einer reinen Edelgasfüllung ist  $\tau = 200 \mu\text{sec}$ . Durch einen geringen Zusatz ( $10^{-7}$  Volumenanteile) eines elektronegativen Gases läßt sich die Gedächtniszeit bis auf Bruchteile einer Mikrosekunde reduzieren.

Wir haben bei diesem Experiment eine Gedächtniszeit von  $2 \mu\text{sec}$  gewählt. Während der Gedächtniszeit durchqueren 30-50 Strahlteilchen die Streamerkammer. Dabei entstehen im Mittel 1-2 Bremsselektronen im Target. Der Strahl wird in der Streamerkammer durch ein Rohr mit rechteckigen Querschnitt geführt ( $\beta$ -Fänger). Die Seitenwände senkrecht zum Magnetfeld aus 2 mm starkem Plexiglas absorbieren 90 % der niederenergetischen Anstoßelektronen, die im Kammergas erzeugt werden. Solche Elektronen mit Energien kleiner als 1 MeV bewegen sich im Magnetfeld auf sehr engen Spiralbahnen zwischen den Hochspannungselektroden. Die dabei entstehende Lichtmenge (Flare) überstrahlt einen großen Teil des Streamerkammerbildes und kann es für die Auswertung unbrauchbar machen. Der  $\beta$ -Fänger ist oben und unten durch eine dünne Mylarfolie vom Kammergas getrennt, und mit einer weniger empfindlichen Gasmischung gefüllt, so daß auf dem Streamerkammerbild der Strahl etwa dieselbe Leuchtdichte wie eine einzelne Spur hat.



Ein spezielles Problem ergab sich bei diesem Experiment durch die Anordnung der Bleiglaszähler in der Streamerkammer. Die hohe Dielektrizitätskonstante  $\epsilon \approx 7$  von Bleiglas führt zu Verzerrungen des elektrischen Feldes in der Streamerkammer. Die daraus resultierenden lokalen Feldüberhöhungen erzeugen Koronaentladungen insbesondere an der Zähleroberfläche. Ein Abtrennen der Zähler vom Gasvolumen der Streamerkammer durch Plexiglaskästen konnte diese Erscheinungen nicht vollständig beseitigen. Erst das Aufbringen einer Schicht von 5 cm Rohacell<sup>\*</sup> auf die Plexiglaskästen trennt die Feldverzerrungen so weit vom empfindlichen Volumen, daß ein störungsfreier Betrieb der Streamerkammer möglich ist.

Das Flüssigwasserstofftarget ist ein Zylinder mit 1.5 cm Durchmesser und 9 cm Länge. Es ist zur Wärmeisolation von einem Vakuumbehälter umgeben.

Ein Magnet erzeugt in der Kammer ein Magnetfeld von 1.8 Tesla. Das Feld steht parallel zum elektrischen Feld und senkrecht zur Strahlrichtung. Die Inhomogenität des Magnetfeldes in 90 % des Kammervolumens ist weniger als 5%.

Die durch Streamerbildung sichtbar gemachten Teilchenspuren werden mit drei Kameras auf hochempfindlichem Film (Kodak S0121, effektive Empfindlichkeit 5000 ASA) photographiert. Die optischen Achsen der Kameras sind parallel zum magnetischen Feld. Dadurch sind die Teilchenspuren in den einzelnen Kameras nahezu Kreise. Eine typische Streamerkammeraufnahme zeigt Abb. 3.

### 1.5. Triggerzähler

Die gestreuten Elektronen werden durch je zwei übereinander angeordnete Szintillationszähler und zwei Bleiglaszähler nachgewiesen. Wir haben in beide Hälften der Streamerkammer (Targetseite, Kameraseite) je eine Zähleranordnung eingebaut. Die Zähler werden durch gasdichte Plexiglasbehälter vom Streamer-

\* ) Hersteller: Röhm GmbH, Darmstadt

kammergas getrennt. Dabei bleibt der Bereich der Strahlebene senkrecht zum Magnetfeld (10 cm) frei, so daß Bremsselektronen, die unter kleinen Winkeln (1 mrad) zum Strahl emittiert werden, die Zähler nicht treffen.

### 1.3.1. Bleiglas Triggerzähler

Die einfachste Methode zur Unterscheidung von Pionen und Elektronen ist das Setzen einer Ansprechschwelle für die Pulshöhe im Bleiglaszähler. Eine bessere Trennung läßt sich erreichen, wenn der Schauerzähler in zwei Hälften aufgeteilt wird. Die Schichtdicken werden dabei so gewählt, daß ein Elektronenschauer in beiden Zählern etwa gleich große Lichtmengen liefert. Die Wechselwirkungslänge für Pionen im Bleiglas ist etwa 10 mal größer als die Strahlungslänge für Elektronen. Deshalb liefern Pionen in beiden Zählern vorzugsweise sehr kleine Pulshöhen. Wechselwirkungen der Pionen treten in beiden Zählern etwa gleich häufig auf. Entsteht dabei im zweiten Bleiglasblock ein elektromagnetischer Schauer, wird er nur dort eine große Pulshöhe liefern. Ein von Pionen ausgelöster Schauer, der im ersten Zähler entsteht, ist nur dann von einem Elektronenschauer zu unterscheiden, wenn seine Reichweite zu gering ist, um den zweiten Zähler zu erreichen. Wir setzen also für beide Bleiglaszähler eine Schwelle, wie es in Abb. 4 angedeutet ist.

Die Eigenschaften des verwendeten Bleiglases sind in der folgenden Tabelle angegeben:

Dichte	= 4.08 g/cm
Strahlungslänge	$X = 2.54$ cm
Wechselwirkungslänge für starke Wechselwirkung	25 cm
Brechungsindex	$n = 1.67$
Absorptionslänge für 400 nm Wellenlänge	44 cm
Dielektrizitätskonstante	7
Abmessungen	60x17x(2x6) cm Kameraseite 60x14x(2x6) cm Targetseite

In beiden Hälften der Streamerkammer sind je zwei identische Zähler übereinander liegend angeordnet. Für Elektronen, die mit einem Winkel von  $25^\circ$  auf die Bleiglaszähler treffen, steht damit eine Schichtdicke von  $30 \text{ cm} \approx 11$  Strahlungslängen für Schauerbildung zur Verfügung. Da die Schauerzähler in einem 1.8 Tesla Magnetfeld angeordnet sind, die Photovervielfacher aber nur bei Magnetfeldern von weniger als  $10^{-4}$  Tesla zufriedenstellend arbeiten, wurden folgende Maßnahmen zur Reduktion des Magnetfeldes am Photovervielfacher getroffen: Das Cerenkovlicht wird mit 2 m langen Lichtleitern (11 cm Durchmesser) aus dem Magnetfeld herausgeführt; und die Photovervielfacher werden außer der üblichen Abschirmung mit  $\mu$ -Metall durch zwei konzentrische Weicheisenrohre gegen das Restfeld abgeschirmt. Voruntersuchungen in Pionen- und Elektronenstrahlen (GEN 74) ergaben u.a. die folgenden Eigenschaften der Bleiglaszähler (WIN 75, HAM 76, RUE 76):

1. Die Pulshöhe ist von 0.8 GeV bis zu Energien von 4 GeV proportional zur Energie der unter  $20 - 50^\circ$  auftreffenden Elektronen.
2. Die Energieauflösung für Elektronen ist

$$\sigma = \frac{\Delta E}{E} = \frac{14\%}{\sqrt{E}} \quad ; E \text{ in GeV}$$

3. Die Pulshöhe für Pionen ist zwischen 1 GeV und 3 GeV praktisch energieunabhängig.
4. Die Pulshöhe  $P$  hängt exponentiell von dem im Bleiglas bis zum Lichtleiter zurückgelegten Lichtweg  $x$  ab.

$$P(x) = P_0 e^{-\frac{x}{x_0}}$$

Die Absorptionslänge wurde experimentell in guter Übereinstimmung mit den Herstellerangaben zu  $x_0 = 40 \text{ cm}$  bestimmt.

5. Die Pulshöhe für einlaufende Elektronen ist innerhalb 5 % unabhängig davon, ob sich das Bleiglas in einem Magnetfeld von 1.8 Tesla befindet oder nicht.
6. Die Pion-Elektron-Trennung ist für Energien größer als

800 MeV mit einem Unterdrückungsfaktor von 200 möglich, wenn Energie und Auftreffort des Teilchens bekannt sind.

Abb. 4 zeigt zweidimensionale Darstellungen typischer Elektronen- und Pionenspektren bei 1 GeV und festem Auftreffort. Der Pionen-Teststrahl hatte eine Elektronenkontamination von 0.5 - 1 %. Die starke Ortsabhängigkeit der Impulshöhe erschwert die Pion-Elektron-Trennung bei der Datennahme; ein Pion, das nahe am Photovervielfacher den Zähler trifft, erzeugt eine große Impulshöhe, während die Pulshöhe für ein Elektron, das den Zähler an einem weiter entfernten Ort trifft, durch Lichtabsorption reduziert wird. Dieses Problem wird erleichtert, indem durch Szintillationszähler auf den Bleiglaszählern Ortsbereiche definiert werden, für die dann unterschiedliche Schwellen bei der Bleiglaszählerpulshöhe für die Triggerbedingung gesetzt werden.

#### 1.3.2. Szintillations Triggerzähler

Die auf den Bleiglaszählern liegenden Szintillationszähler sollen

1. sicherstellen, daß nur geladene Teilchen einen Trigger auslösen;
2. die effektive Oberfläche der Bleiglaszähler so einschränken, daß Randeffekte vermieden werden; d.h. es werden nur solche Elektronen akzeptiert, deren Schauer nicht seitlich aus dem Schauerzähler herausläuft.
3. durch Unterteilung ermöglichen, für verschiedene Bereiche der Bleiglaszähler unterschiedliche elektronische Schwellen zu setzen.

Eine Ansicht der Zähleranordnung zeigt Abb. 5a. Die in Abb. 5b eingetragenen Punkte sind die gemessenen Auftrefforte negativ geladener Teilchen in der Zählerebene. Die drei Zähler jeder Seite werden von einem gemeinsamen Koinzidenzzähler überdeckt. Die Photovervielfacher für alle Szintillationszähler mußten ebenfalls außerhalb des Magnetfeldes angeordnet werden. Die Lichtleiter werden nach oben aus dem Magneten herausgeführt.

## 1.4. Vetozähler

### 1.4.1. Strahldefinierende Vetozähler

Elektronen, die seitlich versetzt parallel zum Strahl in die Streamerkammer eintreten, können die Triggerzähler treffen und so ein Ereignis vortäuschen. Solche Elektronen entstehen z.B. durch Bremsstrahlung und Paarproduktion an den Folien, die das Vakuum des Strahltransportsystems von der Streamerkammer trennen. Außerdem gibt es Strahlteilchen, die einige cm von der Sollbahn entfernt in die Streamerkammer einlaufen. Obwohl 99.99% der Strahlintensität auf eine Fläche von 5x5 mm trifft, spielen diese Strahlausläufer eine wichtige Rolle, denn für ein ep-Ereignis werden  $10^7$  Elektronen benötigt.

Die unerwünschten Teilchen werden durch ein System von 6 Szintillationszählern registriert. Zwei der Zähler können durch Fernbedienung verschoben werden, um so die Ereignisrate zu optimieren. Insgesamt haben die Vetozähler die Triggerrate um den Faktor 50 reduziert.

### 1.5.2. Vetozähler gegen Photoproduktionsereignisse

Pionen, die in den Triggerzählern ein Signal auslösen, stammen hauptsächlich von Elektroproduktionsereignissen bei sehr kleinem  $Q^2$  oder von Photoproduktionsereignissen, die durch ein im Target durch Bremsstrahlung entstandenes Photon ausgelöst werden. Bei beiden Prozessen wird ein Elektron unter kleinem Winkel emittiert. Diese Elektronen bleiben in einer Ebene senkrecht zum Magnetfeld. Ein Bleiglaszähler außerhalb des Magneten erfaßt diese Elektronen in einem Impulsbereich von 2.4 - 6 GeV/c und einem Winkelbereich von + 20 mrad. Ein Triggerzähler vor dem Bleiglaszähler stellt sicher, daß nur geladene Teilchen ein Signal auslösen. Die Zähler tragen nicht zur Triggerbedingung bei. Für jedes Ereignis wird beim Eintreffen der Koinzidenz ein Bit gesetzt, und die Pulshöhe im Bleiglaszähler registriert. Etwa

50% aller Trigger sind von einem Signal in diesen Zählern begleitet.

## 1.6 Elektronik

### 1.6.1. Digitale Elektronik

Der Aufbau der schnellen Elektronik zur Entscheidung der Triggerbedingung ist schematisch in Abb. 6 gezeigt. Die Signale der Bleiglaszähler, die mehrfach benötigt werden, werden zunächst aufgespalten. Die Impulse der jeweils aufeinander liegenden Bleiglaszähler werden gemischt. Dann wird für die so entstandene Summe und für die Einzelzähler in Diskriminatoren eine Schwelle gesetzt. Die Schwellen werden für den vorderen und den hinteren Teil der Bleiglaszähler unterschiedlich gewählt: für den dem Lichtleiter zugewandten Teil sind sie um den Faktor 2 höher als für den vorderen Bereich. Die Signale für jeden Bereich werden zunächst untereinander und dann mit den zugehörigen Triggerzählern zur Koinzidenz gebracht. Die Koinzidenzsignale beider Bereiche werden in einer 'Oder'-Schaltung verknüpft und dann mit dem entsprechenden Signal des zweiten Triggerarms in einer weiteren 'Oder'-Schaltung zusammengefaßt. Schließlich wird noch mit dem Signal der Veto-Zähler eine Antikoinzidenz hergestellt. Das entstandene MASTER-Signal dient zum Auslösen des Hochspannungsimpulses für die Streamerkammer.

Alle Koinzidenzsignale, sowie die Anteile der von den einzelnen Veto-Zählern unterdrückten MASTER-Signale werden in Dezimalzählern gezählt.

In dem nach einem MASTER-Signal folgenden Zeitintervall von 0.6 sec. wird die Elektronik gesperrt (Gate). Diese Zeit wird benötigt, um die Filme in den Kameras zu transportieren und um den Marx-Generator neu aufzuladen.

Zur Unterdrückung von Triggern durch kosmische Strahlung wird die Elektronik nur während der Ejektionszeit des Strahls geöffnet (Spillgate).

Der Integrator, der die Ladung des Quantameters (Kap. 1.1.) mißt, läßt sich mit den schnellen Gatesignalen nicht steuern. Zur Ermittlung des Anteils der Strahlteilchen, die während der Gatezeiten im Quantameter registriert werden, zählen wir die Zählraten einiger Koinzidenzen ohne Gate und mit Gate. Insbesondere ist hierzu die Zählrate der relativen Flußmessung  $P \cdot T_1 \cdot T_2$  (Kap. 1.1.) geeignet. Wegen der hohen Wirksamkeit der Vetozähler - 98,6 % der Trigger werden durch ein Vetosignal unterdrückt - muß der Einfluß von zufälligen Vetos sorgfältig durch das Zählen verzögerter Koinzidenzen untersucht werden. Die wesentlichen Zählraten bzw. Zählratenverhältnisse sind in Tabelle 1 zusammengefaßt.

Für jedes Ereignis werden Bits (flip-flops) gesetzt, die anzeigen, welche der Triggerzähler angesprochen haben. Diese Information wird in den Prozeßrechner übertragen.

#### 1.6.2. Analoge Elektronik

Während der Datennahme können die Ereignisse nur grob selektiert werden. Später nach Vermessen der Impulse und Auftrefforte der Triggerteilchen, kann unter Berücksichtigung der Pulshöhen in den Bleiglaszählern eine bessere Trennung von Pionen und Elektronen durchgeführt werden (Kap. 3.). Die Impulse der Bleiglas-Triggerzähler, des Zählers P (Kap. 1.1.) und des Zählers VA (Kap. 1.4.2.) werden in Integratoren zeitlich integriert. Die Ausgangsgleichspannung wird für jedes Ereignis von einem Analog-Digital-Wandler (ADC) im Prozeßrechner PDP 8 abgefragt und gespeichert. Außerdem werden die relativen Zeiten, zu denen die einzelnen Triggerzähler und Vetozähler angesprochen haben, registriert. Damit wird der Zeitabgleich für die Koinzidenzen (Eingangsimpulsbreite 12 nsec.) kontrolliert.

Zur Kontrolle der Übertragungskette der Bleiglaszählersignale (Photovervielfacher - Integrator - Analog-Digital-Wandler) sind in den Lichtleitern der Zähler Leuchtdioden angebracht, die durch schnelle Impulse (30 V Pulshöhe, 10 nsec Dauer) angesteuert

werden können. Die Ausgangspulshöhen der Zähler waren während des Experiments innerhalb der Meßgenauigkeit von  $\pm 1\%$  konstant.

### 1.7. Prozeßrechner

Mit einem Kleinrechner PDP-3/I werden die Daten gesammelt und gespeichert, sowie der Ablauf des Experiments kontrolliert. Die Einzelheiten des Programms werden im Anhang 1 beschrieben. Hier werden nur die wesentlichen Funktionen des Rechners aufgezählt:

#### 1. Kontrollfunktionen

Durch den Rechner wird die Datennahme gestartet bzw. beendet. Der Rechner unterbricht das Experiment, wenn die vorgewählte Zahl von Ereignissen erreicht ist, oder eine der beiden folgenden Fehlerbedingungen eintritt:

- a) Mit einem an den Rechner angeschlossenen Digitalvoltmeter werden regelmäßig die Ströme in den Magneten des Strahltransportsystems und im Streamerkammermagneten sowie die Hochspannungen für die Photovervielfacher (insgesamt 30 Meßstellen) überprüft. Eine zu große Abweichung vom vorgewählten Sollwert führt zur Fehlerbedingung.
- b) Ist eines der zur Datensammlung benutzten Magnetbänder voll oder nicht ordnungsgemäß montiert, wird die Datennahme ebenfalls unterbrochen.

#### 2. Datensammlung

Für jedes Ereignis werden

- die Ereignisnummer
  - die Film- und Bildnummer
  - Datum und Uhrzeit
  - die digitisierten Impulshöhen und Zeiten
  - die Zeit, die seit dem letzten Ereignis vergangen ist
  - die Zählrate  $P \cdot T_1 \cdot T_2$
- gespeichert.



Nach jeweils 50 Ereignissen oder bei Unterbrechung des Experiments werden diese Daten auf Magnetband übertragen.

Nach 1000 Ereignissen werden die Inhalte der Dezimalzähler und die integrierte Ladung des Quantameters in den Rechner übertragen und zusammen mit Datum und Uhrzeit auf Magnetband gespeichert und auf einer angeschlossenen Schreibmaschine ausgedruckt. Die Zählerinhalte und die im Rechner erzeugten Histogramme werden zum Großrechner 370/168 übertragen. Ein FORTRAN-Programm überprüft hier die Daten und überträgt einen Kontrollausdruck zur PDP.

### 3. Darstellung der Daten

Die Pulshöhenverteilungen und die Zeitverteilungen werden in 21 Histogrammen gesammelt und können auf einen Sichtgerät dargestellt bzw. auf der Schreibmaschine ausgedruckt werden. Für die jeweils übereinander liegenden Bleiglaszähler werden zweidimensionale Darstellungen der Pulshöhenverteilungen angefertigt.

Auf Anforderung können die Werte der vom Digitalvoltmeter eingelesenen Spannungen zusammen mit den Sollwerten und den maximal zulässigen Abweichungen ausgedruckt werden. Ein im Großrechner ablaufendes Programm überträgt die Einstellungen der Strahlführungsmagnete für einen vorgewählten Strahlimpuls.

## IV. Datenauswertung

### 2. Auswertung der Streamerkameraaufnahmen

Wir haben bei diesem Experiment 111 000 Bilder in 3 Kameras aufgenommen. Bei 18 000 Ereignissen war eine negative Spur sichtbar, die den Bereich der Triggerzähler trifft. Nach dem Vermessen wurden die Ereignisse mit einem  $\bar{p}$  als Triggerteilchen abgetrennt. Am Ende der Auswertekette, die in Abb.7 dargestellt ist, blieben 2800 Elektroproduktionsereignisse übrig.

#### 2.1 Durchmustern und Vormessen

Die Streamerkammerfilme werden auf der automatischen Meßmaschine HPD (NAG 70, MOE 72, SEL 73) vermessen. Dazu muß in der gegenwärtigen Ausbaustufe des Programmsystems jedes Ereignis "vorgemessen" werden, d.h. auf jeder Spur werden in jeder Kamera 3 Punkte von Hand auf Meßprojektoren (Cefal-Vormeßtische) gemessen. Die digitisierten Koordinaten werden in einen Rechner PDP8 übertragen und auf Band gespeichert. Das 1. Durchmustern (Scan) und das Vormessen der Filme geschieht in einem Arbeitsgang.

Ein Ereignis ist durch folgende Bedingung festgelegt: eine negative Spur, die aus dem Targetbereich kommt, trifft einen der - auf dem Streamerkammerbild markierten- Zähler. Die Bestimmung des Auftreffortes wird durch einen oberhalb der Streamerkammer im Blickfeld der Kameras angeordneten Spiegel erleichtert.

In einer zweiten unabhängigen Durchmusterung wird das Ergebnis des ersten Scan überprüft. Über Unstimmigkeiten zwischen beiden Durchmusterungen wird in einem dritten Arbeitsgang von Physikern entschieden. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis in zwei Scans übersehen wird, ist kleiner als 1%.

## 2.2. Messen auf dem HPD

Im HPD wird ein in einer Richtung (y-Koordinate) gleichförmig bewegter Lichtpunkt (flying spot) mit 8  $\mu\text{m}$  Durchmesser auf den Film projiziert. Der Film wird senkrecht zur Bewegungsrichtung des Lichtpunktes sehr viel langsamer bewegt (x-Koordinate). Kreuzt der Lichtpunkt bei dieser zeilenförmigen Abtastung auf dem Bild eine Schwärzung -z.B. einen Streamer, eine Meßmarke oder die binär kodierte Film-Bild-Nummer - so wird er geschwächt. Die Lichtintensität hinter dem Film wird mit einem Photovervielfacher gemessen. Durch eine Schwellenschaltung wird die Lichtschwächung registriert und die Position des Lichtpunktes auf dem Film mit einer Auflösung von 1.6  $\mu\text{m}$  (y-Koordinate) bzw. 2  $\mu\text{m}$  (x-Koordinate) an einen Prozeßrechner (PDP9) übertragen. Die so gewonnenen "Digitisierungen" eines Bildes werden zum Großrechner IBM 370/168 übertragen und dort weiterverarbeitet:

Zunächst wird das durch seine Regelmäßigkeit relativ leicht erkennbare Strichmuster der Film-Bild-Nummer gesucht und dekodiert. Relativ zu diesen Strichmarken ist die Lage der Bezugsmarken grob bekannt. Die Bezugsmarken werden aus den Digitisierungen herausgesucht und ihre genauen Positionen bestimmt. Jetzt lassen sich mit Hilfe der bei der Vormessung gemessenen Bezugsmarken die Vormeßpunkte auf das digitisierte Ereignis abbilden. Durch die drei Vormeßpunkte auf jeder Spur wird ein Kreis festgelegt. Zwei dazu in gleichem Abstand konzentrische Kreise definieren einen Suchbereich ("Straße"). Die Straße wird in Abschnitte zerlegt, und für jeden Abschnitt werden die Digitisierungen auf den gemeinsamen Radius der drei Kreise projiziert. In diesen Verteilungen wird nach Häufungen gesucht, deren Lage dann für jeden Abschnitt einen endgültigen Meßpunkt (Master Point) festlegt. Diese Werte werden für jedes Ereignis zusammengefaßt auf Band geschrieben und stehen für das Geometrieprogramm THRESH zur räumlichen Rekonstruktion zur Verfügung.

Die Meßrate am HPD ist 100 Ereignisse (5 Ansichten)/Stunde. 85 % aller gemessenen Ereignisse wurden vom Geometrieprogramm als gut gemessen akzeptiert.

Ein Maß für die Meßgenauigkeit ist das "Residuum"  $\sigma$ , das vom Geometrieprogramm THRESH für jede Spur berechnet wird. Die von THRESH an die Meßpunkte räumlich angepaßte Helix wird in die 3 Filmebenen zurückprojiziert, und die Abstände  $d_i$  der N Meßpunkte berechnet.  $\sigma$  ist definiert als

$$\sigma = \frac{\sqrt{\sum d_i^2}}{ND}$$

ND ist die Anzahl der Freiheitsgrade bei der Helixanpassung. Abb. 8 zeigt die Verteilung von  $\sigma$  für positive und negative Spuren dieses Experiments aus der HPD-Messung und aus der Messung mit konventionellen Meßprojektoren (Vanguard). Das Maximum der Verteilung für Vanguardmessungen (7.5  $\mu\text{m}$ ) stimmt mit anderen Streamerkammerexperimenten (WAC 76, DIT 73) überein. Die HPD-Messung liefert eine deutlich bessere Meßgenauigkeit von 4  $\mu\text{m}$  auf dem Film (entsprechend 160  $\mu\text{m}$  in der Streamerkammer).

### 2.3. Nachmessungen

Ereignisse, die bei der ersten Durchmusterung und damit bei der Vormessung übersehen worden sind, sowie Ereignisse, bei denen Meßfehler am HPD oder bei der Vormessung auftraten, werden auf konventionellen Meßmaschinen (Vanguard) nachgemessen.

Wurde bei der ersten Messung mindestens die Triggerspur richtig gemessen, so kann mit Hilfe der Zählerinformation entschieden werden, ob es sich um ein Pion handelt (siehe Kap. 3), und die Nachmessung kann gegebenenfalls unterbleiben.

Bei Meßfehlern der Nachmessungen wird zunächst geprüft, ob die fehlerhaften Spuren bei der ersten Messung gut gemessen waren. Ist das der Fall, so werden die gut gemessenen Spuren beider Messungen kombiniert, und das Ereignis wird akzeptiert. Andernfalls wird ein dritter und evtl. ein vierter Meßversuch unternommen. Schließlich bleiben 25 Ereignisse oder 1% unmeßbar. Eine detaillierte Ereignisstatistik ist in Tabelle 2 angegeben.

## 2.4. Geometrische und kinematische Rekonstruktion

Für die geometrische und kinematische Rekonstruktion der Ereignisse wird die schon bei einem früheren Elektroproduktions-experiment in der DESY-Streamerkammer (RAB 74) benutzte Programm-kette THRESH-GEODEC-GRIND verwendet:

In der massenabhängigen Version des CERN-Geometrieprogramms THRESH (CER 67) wird an die Meßpunkte jeder Spur eine Helix nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt. Dazu werden neben den auf dem Film gemessenen Punkten die Geometriedaten wie die absolute Lage der Bezugsmarken und Kameras im Raum, die lichtbrechenden Medien zwischen Streamerkammer und Film und die Verzerrungen der Optik, sowie das in allen drei Komponenten vermessene Magnetfeld (DAU 73) berücksichtigt. Der auf dem Bild nicht sichtbare Wechselwirkungsort (Vertex) des Ereignisses wird aus den Spurdaten angepaßt. Die Genauigkeit der Vertexanpassung ist in x-Richtung (Strahlrichtung)  $\pm 0.01$  cm, in z-Richtung (Richtung der optischen Achsen der Kameras und Richtung der Hauptkomponenten des Magnetfeldes)  $\pm 0.08$  cm und in y-Richtung (vertikal)  $\pm 0.01$  cm.

Im Programm GEODEC (DIT 70) werden die in THRESH berechneten Impulse für die Massenhypothesen  $\pi$ , K und p auf den Impulsverlust im Target korrigiert. Die Meßfehler der Winkel werden um den mittleren Vielfachstreuwinkel korrigiert.

Mit dem Programm GRIND (CER 67) wird für verschiedene Massenzuordnungen zu den Spuren iterativ eine kinematische Anpassung durchgeführt. Dabei werden innerhalb der Meßfehler die gemessenen Spurparameter so variiert, daß Energie- und Impulserhaltung gelten. Für ein vollständig gemessenes Ereignis ist das Gleichungssystem 4-fach überbestimmt (4C-fit). Für ein nicht gemessenes Teilchen -z.B. ein neutrales Teilchen oder ein Teilchen, das den Targetbehälter nicht verläßt- können die drei Parameter bestimmt werden, und die Anpassung hat noch einen Freiheitsgrad (1C-fit). Fehlen mehrere Teilchen, so ist keine Anpassung möglich (NOFIT).

Häufig findet GRIND zu einem Ereignis mehrere Massenzuordnungen. Bei der Reaktion  $ep \rightarrow e'p\pi^+\pi^-$  (4C-Fit!) sind die Hypothesen, wo  $e'$  und  $\pi^-$  vertauscht sind, kinematisch nicht zu unterscheiden. Hier erfolgt die Trennung über die Pulshöhe in den Bleiglaszählern (Kap.3). Eine weitere Mehrdeutigkeit tritt z.B. dann auf, wenn die Impulsbeträge von  $p$  und  $\pi^+$  innerhalb der Fehler gleich sind. Da die Streamerdichte von der Geschwindigkeit der Teilchen  $v = \frac{v}{c}$  abhängt (MAI 70), läßt sich auch hier in vielen Fällen eine Entscheidung treffen. Zu jeder Spur wird nach der Formel

$$I_T = \frac{A}{\beta^2 \cos^3 \lambda}$$

( $\lambda$ =Neigungswinkel der Spur  
gegen die Ebene senkrecht  
zum Magnetfeld)

eine theoretische Ionisationsstärke für die Teilchenarten  $p, K$  und  $\pi$  berechnet. Der Faktor  $A$  korrigiert die Ortsabhängigkeit der Ionisation in der Streamerkammer durch Feldinhomogenitäten und Lichtabsorption durch die Mittelelektrode.  $A$  wurde empirisch als Funktion von  $v$  und  $\lambda$  bestimmt (RAB 74). Für Teilchenimpulse unterhalb 1 GeV/c und Neigungswinkel  $\lambda$  kleiner als  $45^\circ$  war eine Trennung zwischen Pionen und Protonen möglich. Die Ambiguitäten in der Reaktion  $ep \rightarrow e'p\pi^+\pi^-$  verringerten sich durch die Ionisationsentscheidung von 13 auf 6%.

### 3. Pion-Elektron Trennung

Die Entscheidung, ob das Triggerteilchen ein Pion oder ein Elektron war, wird mit Hilfe der in Kap. 1.3.1. beschriebenen Bleiglas-Triggerzähler und des Vetozahlers VA (Kap. 1.4.2) getroffen: Zunächst wird durch Vergleich des aus den Spurdaten berechneten Auftreffpunktes auf dem Zähler mit den Bitinformationen überprüft, ob das untersuchte Teilchen die Triggerbedingung ausgelöst hat. Die gemessene Pulshöhe im Bleiglastriggerzähler  $PH_g$  wird auf den Teilchenimpuls  $p$  und den Auftreffort  $x$

korrigiert:

$$PH_{\text{corr}} = PH_g \cdot e^{-\frac{x}{a}} \cdot \frac{1}{p}; \quad a = 40 \text{ cm} \quad .$$

Dabei wird die Orts- und Impulsabhängigkeit benutzt, die bei einem Zählertest mit Elektronen (RUE 76) gefunden wurde.

Diese Abhängigkeiten lassen sich mit den Daten aus dem Experiment überprüfen. In Abb. 9 ist die nur auf den Ort korrigierte Pulshöhe gegen den Impuls aufgetragen. Abb. 10 zeigt die Ortsabhängigkeit der durch den Impuls dividierten Pulshöhe. In beiden Fällen zeigt sich ein Anteil an Elektronen, dessen Verteilung mit den Testmessungen übereinstimmt. Davon getrennt liegen die Pionen bei kleineren Pulshöhen. Der Zähler VA registriert Bremslektronen mit Impulsen zwischen 2.4 und 6.5 GeV/c. Die Oberkante des Zählers war im Experiment nur wenige mm unterhalb des Strahls angeordnet. Die Strahlenbelastung war hier so hoch, daß der obere Teil des Bleiglasses durch Bildung von Farbzentren braun verfärbt wurde. Dadurch ist in diesem Bereich die Ansprechwahrscheinlichkeit verringert. Abb. 11c zeigt die Korrelation zwischen dem Zähler VA und den Triggerzählern. Die Ereignisse, bei denen der Zähler VA durch eine große Pulshöhe ein Bremslektron anzeigt, sind von einem Pion mit einer kleinen Pulshöhe im Triggerzähler begleitet.

Die Pulshöhe im Triggerzähler ist in Abb. 11a gezeigt. Für große Pulshöhen im Zähler VA (Histogramm) stimmt das Spektrum mit Testmessungen im Pionenstrahl (HAM 76) überein. Für kleine Pulshöhen im VA beobachten wir ein Gemisch aus Pionen- und Elektronenspektren (Kreise in Abb. 11a).

Durch Schnitte in der korrigierten Pulshöhe der Triggerzähler können Pionen und Elektronen getrennt werden. Die schraffierte Fläche in Abb. 11a zeigt den noch verbleibenden Pionenuntergrund von 18-20%. Dabei ist der Schnitt so gewählt, daß 90% der Elektronen akzeptiert werden.

Zur anschaulicheren Darstellung haben wir hier den Pulshöhen-schnitt nur in einer Dimension gezeigt. In der Praxis haben wir die Schnitte für die übereinander liegenden Bleiglaszähler und das Summensignal getrennt durchgeführt. Das Prinzip ist in Abb. 4 eingetragen. Durch diese Methode wird der Untergrund auf 15% reduziert.

Der Anteil von Photoproduktionsereignissen hat eine charakteristische Signatur: Etwa 80% dieser Ereignisse haben 3 geladene Teilchen im Endzustand und das  $\pi^-$ , das den Trigger ausgelöst hat, stammt häufig zusammen mit einem  $\pi^+$  aus dem  $\rho^0$ -Zerfall ( $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ ).

In Abb. 12 ist die Verteilung der invarianten  $\pi^+ \pi^-$ -Massen für 3-Spur-Ereignisse gezeigt. Dabei ist das  $\pi^-$  das Triggerteilchen. Ein deutliches  $\rho^0$ -Signal deutet darauf hin, daß es sich um Photoproduktionsereignisse handelt. Wir eliminieren die Ereignisse mit  $0.68 < M_{\pi^+ \pi^-} < 0.9$  GeV/c. Der verbleibende Untergrund in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  ist kleiner als 4%.

Bei den inklusiven  $\pi^-$ -Spekten tragen die 3-Spur-Ereignisse nur zur absoluten Normierung bei, verfälschen aber die Struktur der Spektren nicht.

Für die totalen Wirkungsquerschnitte und die Multiplizitätsverteilungen bestimmen wir die  $Q^2$ -W-Abhängigkeit des Untergrundanteils aus den Ereignissen, bei denen der Zähler VA angesprochen hat. Der Anteil variiert zwischen 5% und 25%. Die größten Werte ergeben sich für  $W=3.3$  GeV. Die relative Genauigkeit, mit der wir den Untergrundanteil bestimmen ist  $\pm 5\%$ .

#### 4. Wirkungsquerschnittsbestimmung

Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung wird unter Annahme der Ein-Photon-Austauschnäherung nach Hand (HAN 64) in der folgenden Weise dargestellt:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dW} = \frac{\pi W}{EE'm_p} \Gamma_T(\sigma_T(Q^2, W) + \epsilon\sigma_L(Q^2, W)) \quad (4-1)$$



Dabei ist  $\Gamma_T$  der Fluß virtueller transversal polarisierter Photonen:

$$\Gamma_T = \frac{\alpha E (W^2 - m_p^2)}{4\pi^2 E' m_p Q^2 (1-\epsilon)} \quad (4-2)$$

$\alpha$  = Feinstrukturkonstante.

Der Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dW}$  wird aus den experimentellen Größen wie folgt berechnet:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dW} = \frac{\Delta N}{N_e \cdot T \cdot \Delta Q^2 \cdot \Delta W} \quad (4-3)$$

Dabei ist  $\Delta N$  die auf Akzeptanz-, Musterungs- und Strahlungsverluste korrigierte Zahl von Ereignissen im Intervall  $Q^2 - W$ .  $N_e$  ist die Anzahl der Elektronen und  $T$  die Targetkonstante:

$$T = \frac{l \cdot L \cdot \rho}{A}$$

$l$  = Targetlänge

$\rho$  = Dichte des Wasserstoffs

$A$  = Atomgewicht

$L$  = Loschmidsche Zahl

Die Bestimmung des Elektronenflusses  $N_e$  und der Ereigniszahlen  $\Delta N$  wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

#### 4.1. Flußbestimmung

Die mit dem Quantameter (Kap. 1.1.) bestimmte Elektronenanzahl  $N_u$  wird mit dem Gatefaktor  $G$  (Kap. 1.6.1.) multipliziert. Ein weiterer Korrekturfaktor  $B$  berücksichtigt den Anteil von 4% nicht ausgewerteter Bilder (Teststreifen, Kameraausfälle, fehlende PDP-Daten). Durch Bremsstrahlung auf dem Weg zwischen Target und Quantameter können die Elektronen so viel Energie verlieren, daß sie das Quantameter verfehlen. Dieser Beitrag (Korrekturfaktor  $L$ )

wurde zu  $1.6 \cdot 0.3\%$  gemessen (MEI 73).

Die Zahl der Elektronen  $N_e$  ist dann

$$N_e = N_u \cdot G \cdot B \cdot L$$

mit

$$N_u = 2.96 \cdot 10^{11} \pm 5\%$$

$$G = 0.768 \pm 1\%$$

$$B = 0.96 \pm 1\%$$

$$L = 0.984 \pm 0.5\%$$

$$\rightarrow N_e = 2.18 \cdot 10^{11} \text{ Elektronen}$$

Der Fehler von  $N_e$  wird zu  $\pm 6\%$  abgeschätzt. Der Hauptbeitrag ist die Unsicherheit der Quantameterkonstanten bei kleinen Strahlintensitäten.

#### 4.2. Akzeptanzberechnung

Die Triggerzähler akzeptieren für ein festes  $Q^2$  und  $W$  innerhalb des untersuchten Bereichs nur ein beschränktes Azimathwinkelintervall der gestreuten Elektronen von  $10-20\%$   $2\pi$ . Da der Elektronenstrahl und das Target unpolarisiert sind, kann die "geometrische" Akzeptanz durch Drehen der Ereignisse um die Strahlrichtung bestimmt werden. Die Bleiglaszähler haben durch die Pulshöhenschnitte bei der Datennahme und durch die Schnitte zur Abtrennung von Pionen eine "elektronische" Akzeptanz, die von der Energie und dem Auftreffort des gestreuten Elektrons abhängt.

Die Verfahren zur Bestimmung der geometrischen und elektronischen Akzeptanz werden in der Diplomarbeit von R. Rüsck (RUE 76) ausführlich beschrieben. In den folgenden Abschnitten werden die Methoden und Ergebnisse kurz erläutert.

##### 4.2.1. Geometrische Akzeptanz

Zunächst wird für die Triggerspur eines jeden Ereignisses der

Streuwinkel  $\theta$  und die Energie  $E'$  bestimmt. Dann werden für Teilchen mit der Energie  $E'$ , dem Streuwinkel  $\theta$  und dem Azimutwinkel  $\phi$  die Auftrefforte in der Zählerebene berechnet. Dabei wird  $\phi$  von  $0-360^\circ$  in  $5^\circ$ -Schritten variiert. Für den Bereich der Zählerbegrenzungen werden durch Intervallschachtelung die genauen Werte der Azimutwinkel an den Zählerkanten bestimmt.

Die geometrische Akzeptanz ist das Verhältnis aus dem Winkelbereich, in dem die Zähler getroffen werden, zu  $360^\circ$ .

Der Verlauf der geometrischen Akzeptanz in der  $Q^2$ - $W$ -Ebene ist in Abb. 13 gezeigt. Der relative Fehler der geometrischen Akzeptanz ist  $\pm 3\%$  für  $Q^2 > 0.4 \text{ GeV}^2$  und etwa  $\pm 1\%$  für  $Q^2 < 0.4 \text{ GeV}^2$ .

#### 4.2.2. Elektronische Akzeptanz

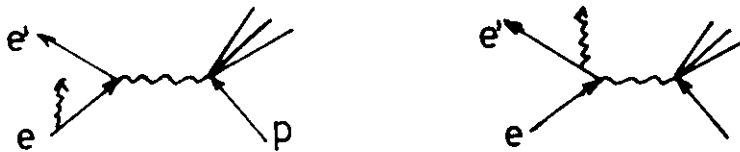
Zur Ermittlung der elektronischen Akzeptanz werden Testmessungen der Bleiglaszähler in einem Elektronenstrahl verwendet (RUE 76, HAM 76). Dabei wurden für verschiedene Auftrefforte und -winkel und für Strahlenergien zwischen 0.8 und 4 GeV Pulshöhenspektren aufgenommen. An die Spektren werden Gaußverteilungen angepaßt. Die Parameter der Gaußverteilungen Mittelwert  $\mu$  und Standardabweichung  $\sigma = \frac{\Delta E}{E}$  werden in Abhängigkeit von Energie und Auftreffort parametrisiert. Dann läßt sich durch Integration der Gaußverteilung über den akzeptierten Pulshöhenbereich für jedes Trigger-elektron die elektronische Akzeptanz bestimmen. Die Ergebnisse liegen zwischen 80 und 98 %. Testmessungen, bei denen die elektronische Akzeptanz direkt durch Setzen der im Experiment gewählten Diskriminatorschwellen gemessen wurde, stimmen innerhalb von 5% mit den Berechnungen überein.

#### 4.3. Strahlungskorrekturen

Sowohl das einlaufende als auch das gestreute Elektron können im Target Energie durch Bremsstrahlung verlieren. Dadurch werden die kinematischen Größen  $Q^2$  und  $\phi$  (bzw.  $W$ ) falsch berechnet und das Ereignis wird bei der Wirkungsquerschnittsberechnung dem falschen  $Q^2$ - $W$ -Intervall zugeordnet. Wegen der starken Abhängigkeit des

Wirkungsquerschnitts und der Akzeptanz von  $Q^2$  und  $W$  hängt auch die Größe der Strahlungskorrektur von  $Q^2$  und  $W$  ab. Die Strahlungskorrektur ist das Verhältnis der Ereigniszahl, die in einem Intervall verlorengegangen ist, zur Zahl der Ereignisse, die aus anderen Bereichen hinzugekommen sind.

Die Abstrahlung kann sowohl an dem Proton, an dem die hadronische Reaktion stattfindet (interne Bremsstrahlung), als auch im Coulombfeld anderer Kerne und Elektronen im Target (externe Bremsstrahlung) erfolgen. Während sich die externe Bremsstrahlung nach Bethe und Ashkin (BET 63) berechnen läßt, wird die interne Bremsstrahlung nach einem Näherungsverfahren von Mo und Tsai (MO 69) bestimmt. Dabei werden nur die folgenden Beiträge der niedrigsten Ordnung in  $\alpha$  berücksichtigt:



Außerdem wird die Annahme gemacht, daß die Abstrahlung unter sehr kleinem Winkel erfolgt (Peaking approximation). Mo und Tsai zeigen, daß die interne Bremsstrahlung etwa denselben Effekt hat, als würde das Target der Länge  $t_a$  vor und hinter dem Streuprozeß um die Länge  $t_i$  verlängert:

$$t_i = \frac{3}{4} \frac{\alpha}{\pi} \left( \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - 1 \right); \quad t_i \text{ in Strahlungslängen} \quad (4-4)$$

Damit läßt sich jetzt die gesamte Strahlungskorrektur für einen Streuprozeß nach der Formel von Bethe und Ashkin berechnen:

$$W(E, k, t) = \frac{3}{4} \frac{t}{k} \left( \frac{E-k}{E} + \frac{3}{4} \frac{k^2}{E^2} \right) \cdot \left( \ln \frac{E}{E-k} \right)^{\frac{3}{4}t} \quad (4-5)$$

$W$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron der Energie  $E$ , das die Schichtdicke  $t$  durchfliegt, ein Photon mit der Energie  $k$  abstrahlt. Durch Integration der Funktion  $W(E, k, t)$  über den

möglichen Bereich abgestrahlter Energien  $k$  oberhalb einer Mindestenergie  $k_{\min}$  für den Targetbereich vor und nach dem Streuprozeß, erhält man die Wahrscheinlichkeit  $P$ , daß ein Photon mit einer Energie größer als  $k_{\min}$  abgestrahlt wird:

$$P(E, E', Q^2) = \int_{k_{\min}}^k W(E, k, t_{\text{eff}}) dk + \int_{k_{\min}}^k W(E', k, t_{\text{eff}}) dk \quad (4-6)$$

Hier wird angenommen, daß der Streuprozeß in der Targetmitte stattfindet. Die effektive Targetlänge ist dann

$$t_{\text{eff}} = t_i + \frac{t_a}{2}$$

unter der vereinfachenden Annahme eines rechteckigen Photonspektrums

$$k \frac{dN}{dk} = \text{const}$$

reduzieren sich die Integrale zu

$$P(E, Q^2) = \int_{k_{\min}}^k W(E, k, t_{\text{eff}}) = t_{\text{eff}} \ln \frac{E}{k_{\min}} \quad (4-7)$$

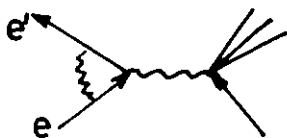
#### 4.3.1. Strahlungskorrekturen für totale Wirkungsquerschnitte

Die Strahlungskorrekturen werden mit einem Monte-Carlo-Programm (SCA 75) berechnet. Dabei werden zwei Sätze von Ereignissen nach einer Zufallsverteilung in der  $Q^2$ - $W$ -Ebene erzeugt und mit den totalen Wirkungsquerschnitt aus einem Ein-Arm-Elektroproduktionsexperiment (STE 75) gewichtet. Für einen Teil der Ereignisse wird geprüft, ob vor und/oder nach dem Streuprozeß eine Strahlung stattgefunden hat. Die abgestrahlte Energie wird aus einem rechteckigen Photonspektrum ausgewürfelt. Unter Berücksichtigung der Meßfehler und der Akzeptanz des Experiments wird dann das  $Q^2$ - $W$ -Intervall bestimmt, dem das Ereignis im Experiment zugeordnet würde. Durch Vergleich der Ereigniszahlen mit und ohne Strahlung läßt sich dann in jedem Intervall die Strahlungskorrektur bestimmen. Bei der Berechnung der topologischen Wirkungsquerschnitte wird zur Ermittlung der Strahlungskorrekturen die unterschiedliche  $W$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für

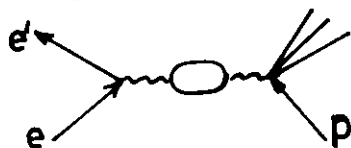
verschiedene Spurzahlen berücksichtigt. Für jedes W-Intervall werden Ereignisse unterschiedlicher Multiplizität in dem Verhältnis erzeugt, wie es in der Photoproduktion gefunden wurde. Eine Q<sup>2</sup>-Abhängigkeit wird nicht berücksichtigt.

Die Werte der Strahlungskorrektur für den totalen Wirkungsquerschnitt betragen 0.75 bis 1.3. Die systematischen Fehler werden zu +4% abgeschätzt. Die erzeugte Ereigniszahl ist so gewählt, daß die statistischen Fehler etwa +5% betragen.

In diesen Strahlungskorrekturen sind die Beiträge der Vertexkorrektur



und der Vakuumpolarisation



nicht berücksichtigt. Diese Beiträge werden für alle Q<sup>2</sup>-W-Bereiche zu -7 % angenommen (RAB 74).

#### 4.3.2. Strahlungskorrekturen für Verluste an 4C-Ereignissen

Ereignisse ohne neutrale Teilchen im Endzustand, bei denen alle Spuren vermessen sind, geben nur dann in GRIND einen 4C-Fit, wenn die abgestrahlte Energie einen Betrag  $k_{min}$  nicht übersteigt.  $k_{min}$  wird aus der Verteilung der fehlenden Energie bei 4C-Ereignissen zu 500 MeV bestimmt. Die Strahlungskorrektur für diese Ereignisse ist durch die Gleichung (4-7) näherungsweise gegeben. Sie beträgt 11-18% mit einem Fehler von 5%.

#### 4.4. Abtrennung von elastischer ep-Streuung

Obwohl bei diesem Experiment die elastische ep-Streuung

$$ep \rightarrow e'p \quad (W=m_p)$$

nicht im Akzeptanzbereich liegt, können solche Ereignisse registriert werden, wenn sie sehr stark (abgestrahlte Energie  $k > 2$  GeV) gestrahlt haben. Diese Ereignisse lassen sich wirksam durch den Schauerzähler PR (Kap. 1.1.) abtrennen. PR registriert alle Photonen mit  $k > 0.5$  GeV, die im Target in Strahlrichtung ( $< 0.02$  rad) abgestrahlt werden. Da die Pulshöhe dieses Zählers für jedes Ereignis registriert wird, können 2-Spur-Ereignisse mit  $k = 1$  GeV abgetrennt werden. Während die Bedingung  $k > 2$  GeV für 45% der 2-Spur-Ereignisse gilt, ist sie bei nur 2.5% der übrigen Ereignisse erfüllt. Eine Überprüfung der Abtrennung von elastischen Ereignissen wurde durchgeführt, indem in GRIND das abgestrahlte Photon angepaßt wurde (1C-Fit).

#### 4.5. Zusammenfassung der systematischen Fehler

Im folgenden sind die systematischen Fehler der Wirkungsquerschnitte zusammengestellt:

Fehlerquelle	systematischer Fehler	Kapitel
a) Scanverluste	$\pm 1\%$	(2.1.)
b) Pion-Untergrund	$\pm 4\%$	(3.)
c) Flußmessung	$\pm 6\%$	(4.1.)
d) geometrische Akzeptanz	$\pm 3\%$	(4.2.1.)
e) elektronische Akzeptanz	$\pm 3\%$	(4.2.2.)
f) Strahlungskorrekturen	$\pm 4\%$	(4.3.1.)
g) Untergrund $e^+p \rightarrow e^+p$	$\pm 2\%$	(4.4.)

Der durch quadratische Addition zusammengefaßte gesamte systematische Fehler von 10% wirkt sich nur auf den totalen Wirkungsquerschnitt aus. Für die relativen Spurzahl-Wirkungsquerschnitte und die mittleren Multiplizitäten tragen hauptsächlich die Punkte b) und g) bei. Der Einfluß des Pion-Untergrundes ist aber wesentlich geringer, da sich die Multiplizitätsverteilungen des Untergrundes und der guten Ereignisse nur wenig unterscheiden.

## V. Ergebnisse

### 5. Wirkungsquerschnitte

Die Verteilung der 2600 zur Wirkungsquerschnittsberechnung verwendeten Ereignisse in der  $Q^2$ - $W$  Ebene zeigt Abb. 14. Das eingetragene Raster ist die Intervalleinteilung, in der die Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Für Bereiche, die nur teilweise innerhalb der Akzeptanz liegen, wird kein totaler Wirkungsquerschnitt angegeben. Die Werte des mittleren Polarisationsparameters sind in Abb. 15 für die gewählten  $Q^2$ - $W$  Intervalle eingezeichnet.

#### 5.1. Totaler Wirkungsquerschnitt

Der totale Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{TOT}(Q^2, W) = (\sigma_T(Q^2, W) + \epsilon \sigma_L(Q^2, W))$$

ist in Abb. 16 für vier  $W$ -Intervalle in Abhängigkeit von  $Q^2$  gezeigt. Die eingetragenen Kurven (durchgezogene Linien) geben den Verlauf des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_T$  für transversal polarisierte Photonen wieder. Sie wurden nach folgender Formel berechnet

$$\sigma_T(Q^2, W) = \frac{\bar{m}^2}{Q^2 + \bar{m}^2} \sigma_{YP}(W)$$

mit  $\bar{m} = 0.56$  GeV werden die Ergebnisse von Einarm-Messungen, bei denen  $\sigma_T$  und  $\sigma_L$  getrennt wurde (BLO 69, RIO 74), im Rahmen der Meßgenauigkeit gut beschrieben (SAK 72).

Die gestrichelten Kurven geben eine Anpassung an die Summe wieder (GAY 76).

Unsere Meßwerte bei kleinem  $W$  ( $W \leq 5$  GeV) sollten zwischen beiden Kurven liegen. Im Rahmen der statistischen und der in Abb. 16 nicht gezeigten systematischen Fehler von 10 % ist das erfüllt.



Die Fehler sind bei diesem Experiment zu groß, um einen Einfluß des unterschiedlichen  $\epsilon$  zu erkennen.

## 5.2. Topologische Wirkungsquerschnitte

Der topologische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_n$  ist der Wirkungsquerschnitt für Reaktionen, bei denen  $n$  geladene Hadronen erzeugt werden. In diesem Experiment werden Ereignisse mit  $n=1, 3, 5, 7$  beobachtet.

Die relativen topologischen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_n/\sigma_{\text{tot}}$  sind in Abb. 17 zusammen mit den Ergebnissen der Photoproduktion (MOF 72, STR 75) und anderen Elektro- (Müon-) Produktionsexperimenten (BAL 73, RAB 74, PAP 76) gezeigt. Unsere Daten enthalten die in Abschnitt 4 beschriebenen Korrekturen. Die eingetragenen Fehler enthalten die statistischen Fehler der experimentellen Daten und die der Strahlungskorrekturen. Im Bereich  $2.5 < W < 3.0$  GeV ist bei diesem Experiment das mittlere  $\epsilon$ ,  $\langle \epsilon \rangle = 0.7$ . Die Werte stimmen innerhalb der Fehler mit dem ersten Elektroproduktionsexperiment in der DESY-Streamerammer bei  $\langle \epsilon \rangle = 0.9$  (RAB 74, JOO 75) überein. Das wesentliche Merkmal ist der Anstieg des Anteils an 1-Spurereignissen mit  $Q^2$  und eine relative Abnahme der 3-Spurereignisse. Das Abfallen von  $\sigma_3/\sigma_{\text{tot}}$  ist hauptsächlich auf den starken Rückgang der Erzeugung von Vektormesonen zurückzuführen (siehe dazu Kap. 7.5).

Das Anwachsen von  $\sigma_1/\sigma_{\text{tot}}$  wird auf den Beitrag an longitudinalen Photonen zurückgeführt (RAB 74). In den Bereichen unseres Experiments mit kleinem  $\epsilon$  sollte dann der Anstieg von  $\sigma_1/\sigma_{\text{tot}}$  geringer sein. Allerdings wurde in dem  $\mu p$ -Streamerammerexperiment bei SLAC (PAP 76) gefunden, daß das Anwachsen von  $\sigma_1/\sigma_{\text{tot}}$  mit zunehmendem  $W$  weniger deutlich wird.

Im Energiebereich  $3 < W < 3.3$  GeV ist bei unserem Experiment  $\langle \epsilon \rangle = 0.5$ . Die Werte sind hier sowohl mit dem  $\mu p$ -Experiment  $\langle \epsilon \rangle = 0.9$  als auch mit der Photoproduktion verträglich. Für  $3.3 < W < 3.5$  GeV ist

$\sigma_3/\sigma_{\text{tot}} \approx 0.55$ . Hier ist  $\sigma_1/\sigma_{\text{tot}}$  innerhalb der Meßfehler konstant und stimmt ebenso wie  $\sigma_5/\sigma_{\text{tot}}$  und  $\sigma_7/\sigma_{\text{tot}}$  mit der Photoproduktion überein.  $\sigma_3/\sigma_{\text{tot}}$  ist für  $0.05 < Q^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$  etwa 20 % kleiner als in der Photoproduktion.

### 5.3. Multiplizitäten

Die mittlere geladene Multiplizität  $\langle n \rangle$  ist die im Mittel pro Ereignis erzeugte Zahl von Hadronen.

$\langle n \rangle$  wird aus den topologischen Wirkungsquerschnitten folgendermaßen berechnet

$$\langle n \rangle = \frac{\sum_n n \sigma_n}{\sigma_{\text{TOT}}}$$

Abb. 18 zeigt  $\langle n \rangle$  für zwei  $W$ -Intervalle bei kleinem  $\theta$  in Abhängigkeit von  $Q^2$ . Die eingetragenen Photoproduktionswerte berechnen wir mit der Formel

$$\langle n \rangle = 1 + \ln s = 1 + 2 \ln W$$

die die mittlere Multiplizität für Photoproduktion beschreibt (MOF 72).

$\langle n \rangle$  stimmt innerhalb der Fehler mit anderen Experimenten (PAP 76, BAL 73) überein, und nähert sich für  $Q^2 \rightarrow 0$  dem Photoproduktionswert.

#### 5.3.1. Vergleich mit $e^+e^-$ -Speicherringen

Zum Vergleich der mittleren Multiplizität in der Elektroproduktion mit den Ergebnissen aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung in Speicherringen wenden wir das von Bunnell et al. (BUN 75, PAP 76), beschriebene Verfahren an.

Dabei wird auf zwei Arten die Tatsache berücksichtigt, daß die

unterschiedlichen Ladungen (Q, B, L) der Anfangszustände die zur Hadronerzeugung verfügbare Energie beeinflussen:

1. Den 1-Spur-Ereignissen in der Elektroproduktion entsprechen Prozesse mit nur neutralen Teilchen im Endzustand bei der  $e^+e^-$ -Vernichtung. Diese Reaktionen sind bei den bisherigen Speicherringexperimenten nicht vollständig nachweisbar und werden deshalb zur Berechnung der mittleren Multiplizität nicht berücksichtigt. Wir lassen deshalb in der Elektroproduktion zum Vergleich die 1-Spur-Ereignisse bei der Bestimmung von  $\langle n \rangle$  aus. Im Rahmen dieser Überlegungen würde man erwarten, daß bei der  $e^+e^-$ -Annihilation der Anteil der Reaktionen mit nur neutralen Teilchen ebenso groß ist, wie der Anteil der 1-Spur-Ereignisse bei diesem Experiment. Das sind bei  $s=10$  GeV etwa 20 %.

2. Wir wählen eine neue Energie-Variable, den Q-Wert:

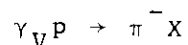
$$Q\text{-Wert} = W - (m_1 + m_2)$$

Dabei ist  $m_1+m_2$  die kleinste Ruhemasse, die im Endzustand auftreten kann. Für die Elektroproduktion setzen wir  $m_1+m_2=m_p+m_{\bar{p}}$ . In der Hadronerzeugung durch  $e^+e^-$ -Vernichtung ist der Q-Wert  $\approx W$ .

Abb. 19 zeigt die nach beiden Methoden gewonnenen Werte der mittleren geladenen Multiplizität im Vergleich mit den Speicherringergebnissen (SCH 75). Die Übereinstimmung ist innerhalb der Meßfehler gut.

## 6. Inklusive Verteilungen

Bei der Untersuchung der Reaktion



betrachten wir alle negativen Hadronen als  $\pi^-$ . Den Untergrund an  $K^-$  bestimmen wir aus den sichtbaren  $K^-$ -Zerfällen zu 6,2%. Der Verlust an nicht sichtbaren oder unmeßbaren negativen Spuren beträgt etwa 10 %. Die Teilchenverluste konzentrieren sich bei  $x \approx 0$  (Teilchen mit kleinem Impuls verlassen den Targetbehälter

nicht) und  $x \neq 1$  (Teilchen mit großem Impuls in Strahlrichtung können durch den  $\phi$ -Fänger verdeckt werden).

Wir betrachten den lorentzinvarianten auf  $\sigma_{TOT}$  normierten und über alle Transversalimpulse  $p_t$  integrierten Wirkungsquerschnitt

$$F(x) = \frac{1}{\pi \sigma_{TOT}} \int_0^{\infty} \frac{E^*}{P_{max}^*} \frac{d^2 \sigma}{dx dp_t^2} dp_t^2$$

Dabei ist  $P_{max}^*$  der maximal mögliche Impuls des  $\pi^-$  im Schwerpunktsystem. Die Feynmanvariable  $x$  ist der relative Longitudinalimpuls im Schwerpunktsystem

$$x = \frac{P_L^*}{P_{max}^*}$$

Die Strukturfunktion  $F(x)$  ist in Abb. 20 für 5 verschiedene  $Q^2$ -Intervalle gezeigt. Die eingetragene Kurve ist die jeweils gleiche Anpassung an die gemeinsame Verteilung für alle  $Q^2$ . Eine  $Q^2$ -Abhängigkeit der Funktion  $F(x)$  ist in Übereinstimmung mit anderen Messungen (RAB 74) innerhalb der statistischen Fehler nicht zu beobachten. Wir fassen deshalb für die weiteren Untersuchungen die Ergebnisse aus allen  $Q^2$ -Bereichen zusammen.

Das auffälligste Merkmal bei den bisherigen Experimenten ist der große Unterschied der Strukturfunktion  $F(x)$  im Strahlfragementationsbereich ( $x < 0$ ) zwischen der Photoproduktion ( $Q^2=0$ ) und der Elektroproduktion ( $Q^2 > 0$ ). Auch der verringerte Einfluß der elastischen  $\pi^-$ -Erzeugung in der Elektroproduktion kann diesen Effekt nicht vollständig erklären (RAB 74).

In Abb. 21 vergleichen wir Photo- und Elektroproduktion. Die Photoproduktionsdaten liegen bei  $x < 0$  deutlich über den Werten der Elektroproduktion. Die Werte dieses Experiments ( $\phi = 0.4$ ,  $\sqrt{s} = 5.0 \text{ GeV}$ ,  $Q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$ ) sind in diesem Bereich etwas höher als bei dem DESY-Elektroproduktionsexperiment (RAB 74) ( $\phi = 0.9$ ,  $2.4 < \sqrt{s} < 2.8 \text{ GeV}$ ,  $Q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$ ).

Werden aus allen Spektren die Ereignisse, bei denen ein "elastisches"  $\pi^-$  erzeugt wird, eliminiert (Abb. 21b), so wird der

Unterschied zwischen Photo- und Elektroproduktion bei großem  $\epsilon$  auf etwa 10 % reduziert. Die Werte für Elektroproduktion bei kleinem  $\epsilon$  liegen zwischen den beiden anderen Spektren. Daraus würde man schließen, daß der Hauptunterschied zur Photoproduktion durch longitudinal polarisierte Photonen verursacht wird. Es bleibt zu prüfen, ob der Effekt durch die unterschiedlichen  $W$  der beiden Elektroproduktionsexperimente verursacht wird ( $\langle W \rangle = 3$  GeV bzw.  $\langle W \rangle = 2.5$  GeV). In dem  $\mu p$ -Experiment in der SLAC-Streamerkammer (BUN 75) wird jedoch gezeigt, daß die  $\pi^-$ -Strukturfunktion im Strahlfragmentationsbereich zwischen  $W=2.5$  GeV und  $W=3.8$  GeV von  $W$  unabhängig ist. Bunnell et al. (BUN 75) wählen zur Darstellung ihrer Daten die Strukturfunktion

$$F(z) = \frac{z}{\sigma_{TOT}} \frac{d\sigma}{dz}$$

Dabei ist  $z = \frac{E_h^{lab}}{v}$  der Energieanteil, den das untersuchte Teilchen ( $\pi^-$ ) davonträgt. Abb. 22 veranschaulicht den Zusammenhang zwischen  $x$  und  $z$ .

In Abb. 23 vergleichen wir  $F(z)$  aus diesem Experiment mit dem  $\mu p$ -Experiment bei gleichem  $W$ . Die Übereinstimmung ist innerhalb der Fehler gut. Lediglich im Bereich  $0.4 < z < 0.7$  ist  $F(z)$  bei kleinem  $\epsilon$  um 30 % höher als bei großem  $\epsilon$ . Das entspricht der schon beschriebenen Abweichung bei  $x \approx 0.5$ .

### 6.1. Vergleich mit $e^+e^- \rightarrow \pi^- X$

Zum Vergleich der  $\pi^-$ -Spektren aus der Elektroproduktion und aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung (SCH 75, WOL 76) verwenden wir  $F(z)$  für  $ep \rightarrow e\pi^- X$  und

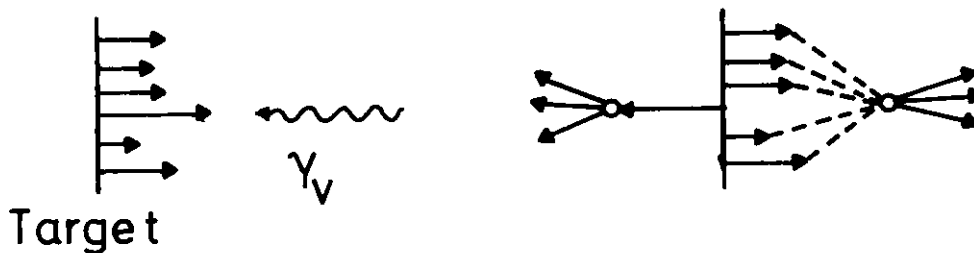
$$F'(x') = \frac{x'}{2\sigma_{TOT}} \frac{d\sigma}{dx'} \quad \text{für } e^+e^- \rightarrow \pi^- X,$$

Dabei ist  $x' = \frac{2E}{\sqrt{s}}$  der Energieanteil, der auf das betrachtete Teilchen entfällt.

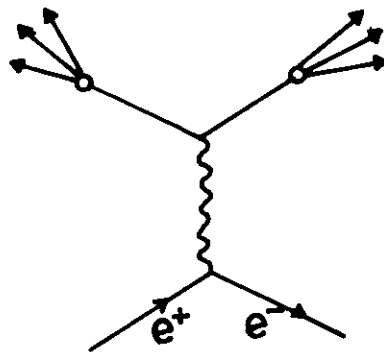
Der Faktor 2 folgt aus dem Quark-Parton-Modell (siehe z.B. (DAK 73)). In der Elektroproduktion tritt das raumartige

virtuelle Photon mit einem Konstituenten (Parton) des Targetprotons in Wechselwirkung. Die Fragmente dieses Partons laufen schließlich etwa in Richtung des einlaufenden Photons aus (Strahlfragmentationsbereich).

Die übrigen Konstituenten des Protons ergeben nach einer Endzustandswechselwirkung ebenfalls Hadronen (Targetfragmentationsbereich).



Die Elektron-Positron Annihilation wird in diesem Modell als Parton-Antiparton Paarerzeugung beschrieben. Jedes Parton fragmentiert anschließend in Hadronen.



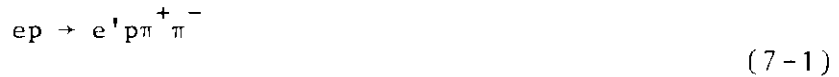
Diese Fragmentationsprozesse für Annihilation und Leptonerzeugung werden als gleich angenommen.

Wie bei den Multiplizitäten (Kap. 5. 3. 1.) schließen wir bei der Elektroproduktion die 1-Spur-Ereignisse von der Analyse aus, indem wir statt auf  $\sigma_{tot}$  auf  $\sigma_{tot} - \sigma_1$  normieren. Der Vergleich in Abb. 24 zeigt - wie schon Bunnell et al. gefunden haben - im Strahlfragmentationsbereich eine gute Übereinstimmung der  $ep$ - und  $e^+e^-$ -Streuung. Lediglich bei  $z < 0.4$  (Targetfragmentationsbereich und zentraler Bereich) macht sich der Einfluß des Protons in der  $ep$ -Streuung bemerkbar.

## 7. Die Reaktion $e^+p \rightarrow p^+\pi^-$

### 7.1. Wirkungsquerschnitt

Bei der Reaktion



werden in den meisten Fällen alle Teilchen im Endzustand gemessen, und die kinematische Anpassung ist 4-fach überbestimmt (4c-Fit.) Ist eine Spur unmeßbar - weil sie vom Targetbehälter, dem  $\pi^-$ -Fänger oder einem Flare verdeckt wird - so wird sie von GRIND angepaßt, und die Anpassung hat noch einen Freiheitsgrad. In diesem Fall sind häufig zwei Hypothesen mit jeweils vertauschten  $p$  und  $\pi^+$  möglich. Diese Ambiguitäten werden durch die Ionisationsentscheidung in den meisten Fällen beseitigt. Von den 239 Ereignissen der Reaktion (7-1) sind nur 16 mehrdeutig. Die Beiträge der Reaktion (7-1) zum totalen Wirkungsquerschnitt sind in Tabelle 2 und Abb. 24 gezeigt. Zum Vergleich sind die Werte für Photoproduktion ( $Q^2=0$ ) und für Elektroproduktion bei großem  $Q^2$  (LIE 75, JOO 76) eingetragen. Abb. 25 zeigt den Wirkungsquerschnitt der Reaktion (7-1). Die Daten stimmen innerhalb der Fehler mit den Ergebnissen bei großem  $Q^2$  überein.

### 7.2. Bestimmung der Resonanzanteile

Die Verteilungen der invarianten Massen  $M_{p^+\pi^-}$ ,  $M_{p^+\pi^+}$  und  $M_{\pi^+\pi^-}$  aus der Reaktion  $ep \rightarrow e'p^+\pi^+\pi^-$  zeigt Abb. 26.

Die wesentlichen Merkmale sind:

1.  $\rho^0$ -Erzeugung ist innerhalb der geringen Statistik nicht,  $\rho^{++}$ -Erzeugung nur schwach erkennbar.
2. Das  $M_{\pi^+\pi^-}$ -Spektrum wird durch die  $\rho^0$ -Erzeugung dominiert.

Die Resonanzanteile werden durch eine "Channel Maximum-Likelihood"-Anpassung (CML) an die Dichteverteilung im Dalitzdiagramm  $dN(M_{p\pi^+}, M_{\pi^+\pi^-})$  bestimmt.

$$dN(M_{p\pi^+}, M_{\pi^+\pi^-}) = dM_{p\pi^+}, dM_{\pi^+\pi^-} \cdot \sum a_i \cdot F_i(M_i) \quad (7-2)$$

Dabei werden die Anteile  $a_i$  folgender Reaktionen berücksichtigt

i	Prozeß	$F_i(M_i)$
1	$\gamma_{\Delta^{++}} p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$ $\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$	$F_{\Delta^{++}}(M_{p\pi^+})$
2	$\gamma_{\Delta^0} p \rightarrow \Delta^0 \pi^+$ $\Delta^0 \rightarrow p \pi^-$	$F_{\Delta^0}(M_{p\pi^-})$
3	$\gamma_{\rho^0} p \rightarrow \rho^0 \pi^+$ $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$F_{\rho^0}(M_{\pi^+\pi^-})$
4	$\gamma_{PS} p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$	$F_{PS}$ (Lorentzinvarianter Phasenraum)

Die Funktionen  $F_i$  sind normierte relativistische Breit-Wigner-Verteilungen:

$$F_i = B_i / I_i \quad (7-3)$$

$$B_i = \frac{M}{q(M)} \frac{\Gamma(M)}{(M_0^2 - M^2) + M_0^2 \Gamma^2(M)} \quad (7-4)$$

dabei ist

$M_0$  die Resonanzmasse

$q$  der Dreierimpuls eines Zerfallsteilchens im Ruhesystem der Resonanz

Die Normierungskonstante  $I_i$  ergibt sich durch Integration der  $B_i$



Über die Massenverteilung im Dalitzdiagramm:

$$I_i = \int B_i dM_{p\pi}^2 + dM_{\pi^+\pi^-}^2 \quad (7-5)$$

Die Integrationsgrenzen der Normierungsintegrale  $I_i$  hängen von  $Q^2$  und  $W$  ab und müssen deshalb für jedes Ereignis separat berechnet werden.

Die massenabhängige Breite des  $\rho^0$   $\Gamma_o(M)$  lautet:

$$\Gamma(M) = \Gamma_o \left( \frac{q(M)}{q(M_o)} \right)^3 \frac{2q^2(M_o)}{q^2(M) + q^2(M_o)} \quad (7-6)$$

An die Breit-Wigner Verteilung des  $\rho^0$  wird der Ross-Stodolsky-Faktor (ROS 66)  $F_{RS}$  angebracht:

$$F_{RS} = \left[ \frac{M_{\rho^0}}{M_{\pi^+\pi^-}} \right]^n \quad (7-7)$$

Mit  $n=4$  wird in der Photoproduktion und in der Elektroproduktion die  $\rho^0$ -Massenverschiebung gut beschrieben.

Zusätzlich berücksichtigen wir bei der Anpassung die Zerfallswinkelverteilung  $W(\cos\theta_H)$  des  $\rho^0$ .  $\theta_H$  ist der Polarwinkel eines Zerfallsteilchens ( $\tau^+$ ) im  $\rho^0$ -Ruhesystem relativ zur Richtung des Rhos im Gesamtschwerpunktsystem (Helizitätssystem).

$W(\cos\theta_H)$  wird durch die  $\rho^0$ -Dichtematrix  $r_{ik}$  beschrieben:

$$W(\cos\theta_H) = \frac{3}{4} [1 - r_{o4}^{oo} + (3r_{o4}^{oo} - 1) \cos^2\theta_H] \quad (7-8)$$

Die Dichtematrix  $r_{ik}$  für  $\rho^0$  Elektroproduktion (SCH 73) wird in Kap. 7.3.2 definiert. Die Verteilung der nicht resonanten Ereignisse im Phasenraum wird durch die Größe  $F_{RS}$  beschrieben.

Bei der Anpassung werden die Resonanzmassen ( $M_\rho = 765\text{MeV}$ ,  $M_\Delta = 1236\text{MeV}$ ), Breiten ( $\Gamma_\rho = 143\text{MeV}$ ,  $\Gamma_\Delta = 115\text{MeV}$ ) und der Exponent  $n$  im

Ross-Stodolsky-Faktor ( $n=4$ ) zunächst fest eingesetzt. Die relativen Beiträge  $a_i$  und das  $\rho^0$ -Dichtematrixelement  $r_{00}^{00}$  werden durch die Anpassung bestimmt. Die Besonderheit der Channel-Maximum-Likelihood Methode ist, daß für jedes Ereignis die Wahrscheinlichkeiten  $g_i$  bestimmt werden, die angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit das Ereignis zum Kanal  $i$  gehört. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, daß für die weiteren Untersuchungen (z.B. Zerfallswinkelverteilungen) die einzelnen Anteile getrennt aufgetragen werden können und nicht jeweils neu angepaßt werden müssen. Die Ergebnisse wurden mit einem zweiten unabhängigen, aber mathematisch äquivalenten Programm (WAC 76) überprüft. Die Resultate stimmen innerhalb der Rechengenauigkeit überein.

In Tabelle 4 sind die Ergebnisse für verschiedene  $Q^2$ - $W$  Bereiche zusammengefaßt. Dabei wird die Strahlungskorrektur berücksichtigt und der relative Beitrag der einzelnen Reaktionen zum totalen Wirkungsquerschnitt angegeben. Der Anteil der  $\Lambda^0$ -Erzeugung ist in allen Bereichen mit Null verträglich und deshalb in der Tabelle nicht gezeigt. Die  $\Lambda^{++}$ -Erzeugung ist ebenfalls gering und - wie die  $p^+$ -Massenverteilung (Abb. 26a) zeigt - nur schwer vom Untergrund zu trennen. In den Bereichen mit großer Ereigniszahl für  $W > 3$  GeV und  $Q^2 < 1$  GeV<sup>2</sup> finden wir  $\sigma_{\Lambda^{++}} \approx 1 \mu\text{b}$

### 7.3. Die Reaktion $\gamma_V p \rightarrow p \rho^0$

#### 7.3.1. $\rho^0$ -Erzeugung

Die Wirkungsquerschnitte für die  $\rho^0$ -Erzeugung im Kanal  $\gamma_V p \rightarrow p \rho^0 p$  sind in Abb. 27 und Tabelle 4 gezeigt. Mit Ausnahme des Punktes bei  $Q^2 = 0.15$  GeV stimmen unsere Ergebnisse innerhalb der Fehler mit anderen Experimenten (J00 76, LIE 75) überein. Ein Einfluß des unterschiedlichen  $\epsilon$  ist wegen der großen statistischen Fehler bei diesem Experiment und wegen der Streuung der Werte der anderen Experimente untereinander nicht zu beobachten. Um die  $W$ -Abhängigkeit beim Vergleich der verschiedenen Experimente teilweise zu eliminieren, ist in Abb. 28 der auf den jeweiligen Photoproduktionswert normierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma(Q^2)/\sigma(Q^2=0)$  gezeigt.

Die eingetragene Kurve (durchgezogene Linie) ist eine Vorhersage nach dem Vektordominanzmodell :

$$c_{\rho}^{\text{VDM}}(Q^2) = \frac{p_{\text{in}}^*(Q^2=0)}{p_{\text{in}}^*(Q^2)} \frac{(1 + \epsilon^2 Q^2/m_{\rho}^2)}{(1 + Q^2/m_{\rho}^2)^2} \exp \left[ A(t_{\text{min}}(Q^2) - t_{\text{min}}(0)) \right] c_{\rho}(0) \quad (7-9)$$

$$p_{\text{in}}^*(0)/p_{\text{in}}^*(Q^2) = (W^2 - m_{\rho}^2) / \{ (W^2 - m_{\rho}^2 - Q^2)^2 + 4W^2 Q^2 \}^{1/2} .$$

Dabei wird der unterschiedliche minimale Viererimpulsübertrag  $t_{\text{min}}$  für verschiedene  $Q^2$  und der Beitrag durch longitudinale Photonen berücksichtigt.  $\epsilon^2 Q^2/m_{\rho}^2 = R = \sigma_L^{\rho} / \sigma_T^{\rho}$  ist das Verhältnis der  $\rho^0$ -Erzeugungswirkungsquerschnitte durch longitudinal bzw. transversal polarisierte Photonen. Wir haben hier  $\epsilon = 0.5$  eingesetzt (JOO 76). Die verschiedenen Experimente überstreichen einen großen  $W$ -Bereich. Wir haben deshalb die von  $W$  abhängigen kinematischen Faktoren an die Werte bei großem  $\epsilon$  angepaßt (fein gestrichelte Linie). Dann berechnen wir die Gleichung (7-9) für  $\epsilon = 0.4$  (grob gestrichelte Kurve). Das Verhältnis  $R$ , das wir aus dem Vergleich unserer Messung mit der Kurve für  $\epsilon = 0.9$  erhalten, ist

$$R_{\rho} = \frac{\sigma_L^{\rho}}{\sigma_T^{\rho}} = \frac{0.27 - 0.1}{0.142 - 0.074} = 0.9 \pm 0.8 \quad (7-10)$$

bei  $Q^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$

Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem aus der Zerfallswinkelverteilung erhaltenen (Kap. 7.3.2.).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  ist in Abb. 29 gezeigt. Die Verteilung läßt sich durch eine Maximum-Likelihood Anpassung der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} \cdot e^{At} \quad (7-11)$$

im Bereich  $0.1 < |t| < 0.5 \text{ GeV}^2$  beschreiben. Die Resultate dieser Anpassung sind

$$A = 6.7 \pm 1.2 \text{ GeV}^{-2} \text{ für } Q^2 = 0.15 \text{ GeV}^2 \text{ und } \alpha = 0.35$$

$$A = 3.6 \pm 1.4 \text{ GeV}^{-2} \text{ für } Q^2 = 0.5 \text{ GeV}^2 \text{ und } \alpha = 0.4$$

In einem optischen Modell beschreibt die Steigung  $A$  den Wechselwirkungsradius des Photons und des Protons:

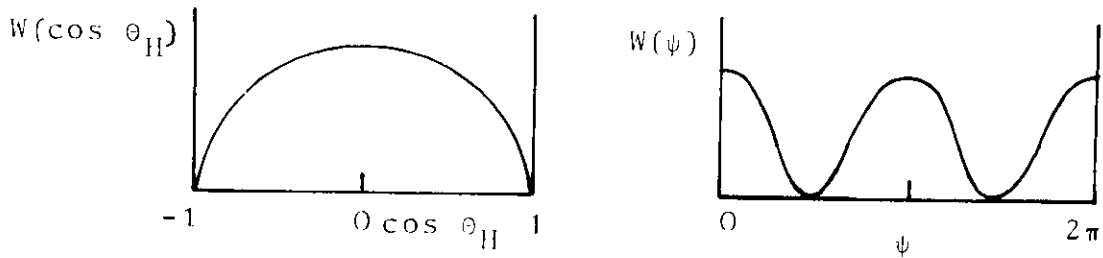
$$A_{pp} \approx \frac{1}{4} (R_{\gamma}^2 + R_p^2) \quad (7-12)$$

Eine Verkleinerung des Wechselwirkungsradius des Photons (shrinkage) mit zunehmendem  $Q^2$  (BJO 71, NIE 72) würde zu einem kleineren  $A$  führen. Abb. 30 zeigt die gefundenen Werte für  $A$  in Abhängigkeit von  $Q^2$ . Außerdem sind die Werte eingetragen, die im DESY-Streamerkammerexperiment bei großem  $Q^2$  gefunden wurden. Dabei wurde die Trennung von longitudinalen und transversalen  $\rho^0$  unter der Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung durchgeführt. Eine Abweichung vom Photoproduktionswert ist statistisch nicht signifikant.

### 7.3.2. $\rho^0$ -Zerfall

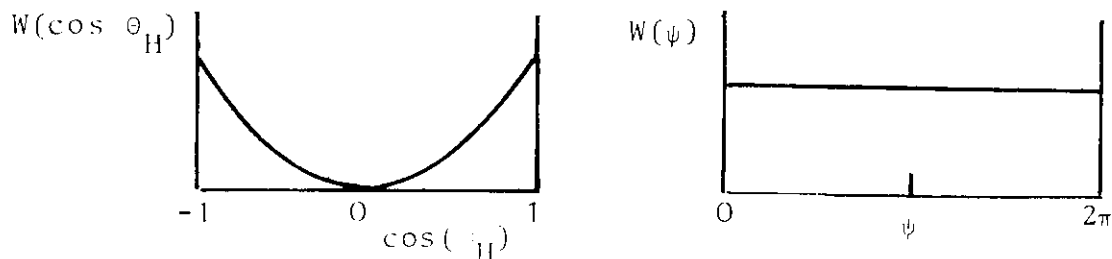
In der Photoproduktion (BAL 72) und in der Elektroproduktion (JOO 76) wurde für die  $\rho^0$ -Erzeugung kein Hinweis für eine Verletzung der s-Kanal-Helizitätserhaltung gefunden. Wir untersuchen deshalb den  $\rho^0$ -Zerfall im s-Kanal-Helizitätssystem.

$\theta_H$  und  $\phi_H$  sind Polar- bzw. Azimuthwinkel des  $\pi^+$  im  $\rho^0$ -Ruhesystem. Die x-Achse liegt in der Hadron-Erzeugungsebene. Der Winkel  $\theta$  gibt die Neigung der Hadron-Erzeugungsebene gegen die e-e'-Streuungsebene an. Der Polarisationswinkel  $\Psi$  ergibt sich aus  $\Psi = \phi_H - \theta$ . In der Photoproduktion mit linear polarisierten Photonen (BAL 72) wird eine fast reine  $\sin^2\theta - \cos^2\Psi$ -Zerfallswinkelverteilung gefunden.



Das wird durch s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) erklärt, d.h. transversale Photonen erzeugen transversale  $\rho^0$ 's.

Wenn SCHC auch für die  $\rho^0$ -Erzeugung durch longitudinale Photonen gilt, wird eine  $\cos^2\theta$ -Verteilung erwartet. Die Verteilung des Polarisationswinkels  $\psi$  sollte isotrop sein:



In der Elektroproduktion bei  $\beta \approx 1$  wird eine Mischung aus beiden Anteilen beobachtet (RAB 74, JOO 76, LIE 75).

In Abb. 51 zeigen wir die in diesem Experiment gefundenen Zerfallswinkelverteilungen des  $\rho^0$ . Dabei ist jedes Ereignis mit dem Gewicht  $g_{\rho^0}$  eingetragen, daß die CML-Anpassung (Kap. 7.2.) für  $\rho^0$ -Erzeugung liefert. Für  $\langle Q^2 \rangle = 0.5$  ( $\langle Q^2 \rangle = 0.15$ ,  $\langle \beta \rangle = 0.35$   $W = 3.4$ ) finden wir eine fast reine  $\sin^2\theta$ -Verteilung. Für  $\langle Q^2 \rangle = 0.5$  überwiegt ebenfalls der transversale Anteil. Bei  $Q^2 > 1$  ist das mittlere  $\beta$  schon  $\langle \beta \rangle = 0.78$ . Trotz der geringen Statistik ist erkennbar, daß hier auch longitudinale  $\rho^0$ 's beitragen. Die  $\psi$ -Verteilungen lassen wegen der geringen statistischen Genauigkeit keine detaillierten Schlußfolgerungen zu.

Zur Beschreibung der  $\rho^0$ -Zerfallswinkelverteilung  $W(\cos \theta_H, \phi_H, \psi)$  durch die Helizitätsamplituden verwenden wir den Formalismus von Schilling und Wolf (SCH 73).

Die  $\rho^0$ -Spindichtematrix  $\rho_{ik}$  kann in 7 unabhängige Matrizen  $\rho_{ik}^\alpha$  ( $\alpha=0-6$ ) zerlegt werden. Die Matrizen mit  $\alpha=0,1; 2,3$  beschreiben die  $\rho^0$ -Erzeugung durch transversale,  $\rho_{ik}^{0,4}$  die durch longitudinale

Photonen. Die Matrizen  $\rho^5$  und  $\rho^6$  liefern die Interferenzterme.

Für ein festes  $\epsilon$  ( $\epsilon \neq 0$ ) können die Beiträge von  $\rho^0$  und  $\rho^4$  nicht getrennt werden. Die Zerfallswinkelverteilung bestimmt dann die folgenden Kombinationen der  $\rho_{ik}$

$$r_{ik}^{o4} = \frac{\rho_{ik}^o + \epsilon R \rho_{ik}^4}{1 + \epsilon R} \quad (7-13)$$

$$r_{ik}^\alpha = \frac{\rho_{ik}^\alpha}{1 + \epsilon R} \quad \alpha = 1-3 \quad (7-14)$$

$$r_{ik}^\alpha = \frac{\sqrt{R} \rho_{ik}^\alpha}{1 + \epsilon R} \quad \alpha = 5-6 \quad (7-15)$$

Die Zerfallswinkelverteilung ist dann:

$$\begin{aligned} W(\cos\theta, \phi, \Phi) = & \frac{3}{4\pi} \left[ \frac{1}{2}(1-r_{oo}^{o4}) + \frac{1}{2}(3r_{oo}^{o4}-1)\cos^2\theta - \sqrt{2} \operatorname{Re} r_{10}^{o4} \sin 2\theta \cos\phi - r_{1-1}^{o4} \sin^2\theta \cos 2\phi \right. \\ & - \epsilon \cos 2\phi \{ r_{11}^1 \sin^2\theta + r_{oo}^1 \cos^2\theta - \sqrt{2} \operatorname{Re} r_{10}^1 \sin 2\theta \cos\phi - r_{1-1}^1 \sin^2\theta \cos 2\phi \} \\ & - \epsilon \sin 2\phi \{ \sqrt{2} \operatorname{Im} r_{10}^2 \sin 2\theta \sin\phi + \operatorname{Im} r_{1-1}^2 \sin^2\theta \sin 2\phi \} \\ & + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon\delta)} \cos\phi \{ r_{11}^5 \sin^2\theta + r_{oo}^5 \cos^2\theta - \sqrt{2} \operatorname{Re} r_{10}^5 \sin 2\theta \cos\phi - r_{1-1}^5 \sin^2\theta \cos 2\phi \} \\ & \left. + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon\delta)} \sin\phi \{ \sqrt{2} \operatorname{Im} r_{10}^6 \sin 2\theta \sin\phi + \operatorname{Im} r_{1-1}^6 \sin^2\theta \sin 2\phi \} \right] \quad (7-16) \end{aligned}$$

Für s-Kanal-Helizitätserhaltung und natürlichen Paritätsaustausch gelten die folgenden Beziehungen:

$$r_{oo}^{o4} = \frac{\epsilon R}{1 + \epsilon R} \quad (7-17)$$

$$r_{1-1}^1 = - \operatorname{Im} r_{1-1}^2 = \frac{0.5}{1 + \epsilon R} \quad (7-18)$$

$$\operatorname{Re} r_{10}^5 = - \operatorname{Im} r_{10}^6 = \frac{\sqrt{R/\epsilon}}{1 + \epsilon R} \cos\delta \quad (7-19)$$

$$r_{ik}^\alpha = 0 \text{ für alle übrigen Elemente}$$

Dabei ist  $\delta$  die Phase zwischen den Helizitätsamplituden  $T_{00}$  für longitudinale und  $T_{11}$  für transversale Photonen:

$$T_{00} T_{11}^* = |T_{00}| |T_{11}| e^{-i\delta} \quad (7-20)$$

Wir haben die Dichtematrixelemente nach der Momentenmethode (SCH 73) bestimmt. Die dazu benutzten Formeln sind im Anhang 2 angegeben. Abb. 33a zeigt die 15 Dichtematrixelemente in Abhängigkeit von  $\epsilon$ . Die eingetragenen Kurven sind die Vorhersagen nach SCHC für  $R=0.4$  bzw.  $R=0.8$  (Gleichungen 7-17, 7-18 und 7-20). Mit  $\epsilon$  variieren in dieser Darstellung gleichzeitig  $Q^2$  und  $W$ . Abb. 33b zeigt die mittleren Werte dieser Größen für die gewählten  $\epsilon$ -Intervalle.

Die Übereinstimmung mit SCHC ist innerhalb der Fehler gut. Lediglich für  $r_{1-1}^1$  zeigt sich eine Abweichung von 2-3 Standardabweichungen für alle Punkte.

Aus dem Element  $r_{00}^{00}$  kann aus Gleichung (7-17) unter der Annahme, daß SCHC gilt  $R = \frac{r_{00}^{00}}{1 - r_{00}^{00}}$  bestimmt werden:

$$R = \frac{1}{1 - r_{00}^{00}} \quad (7-21)$$

Die so berechneten Werte für  $R$  sind zusammen mit dem Wert, den wir aus dem  $\rho^0$ -Wirkungsquerschnitt erhalten (Kap. 7.3.1) in Abb. 33 gezeigt. Die Ergebnisse stimmen mit den ebenfalls eingetragenen Resultaten aus anderen Experimenten (JOO 76, LIE 75) innerhalb der Fehler überein. Nach Vektor-Dominanz-Modellen (SAK 72, FRA 69) ist

$$R = \xi^2 \frac{Q^2}{m_\rho^2} \quad (7-22)$$

Dabei ist  $\xi$  das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für elastische  $\rho\rho$ -Streuung durch longitudinale und transversale  $\rho$ 's:

$$\xi = \frac{\sigma_L(\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p)}{\sigma_T(\rho^0 p \rightarrow \rho^0 p)} \quad (7-23)$$

$\xi$  wird von Fraas und Schildknecht (FRA 69) zu  $\xi=1$  und von Sakurai und Schildknecht zu  $\xi \approx 0.35$  angenommen. Die experimentellen Werte von R werden durch  $\xi^2 \approx 0.5$  beschrieben (JOO 76).



## VI. Zusammenfassung

Die Elektroproduktion von Hadronen an Protonen bei kleinem Anteil longitudinal polarisierter virtueller Photonen wurde in einer Streamerkammer untersucht. Die Ergebnisse entstammen einem Experiment, das 1975 am Deutschen Elektronen-Synchrotron durchgeführt wurde. Ein 7.2 GeV Elektronenstrahl wurde auf ein Flüssig-Wasserstofftarget gelenkt. Eine Anordnung von Bleiglaszählern registrierte die gestreuten Elektronen im Energiebereich von 0.8 bis 4 GeV. Der hohe Pionenuntergrund von bis zu 100 Pionen/Elektron konnte mit diesen Zählern auf 20 % unterdrückt werden. Für viele physikalische Untersuchungen konnte dieser Untergrund auf weniger als 5 % reduziert werden.

Von den 111000 aufgenommenen Bildern war auf 18000 eine negative Triggerspur sichtbar. Diese Ereignisse wurden automatisch auf dem HPD (Hough-Powell-Device) vermessen. Die Meßgenauigkeit ist gegenüber konventionellen Meßmaschinen etwa verdoppelt worden.

Nach Abtrennung der  $\pi^-$ -Ereignisse blieben 2800 Elektroproduktionsereignisse im kinematischen Bereich  $2 < W < 3.6$  GeV,  $0 < Q^2 < 3$  GeV<sup>2</sup>. Der mittlere Polarisationsparameter  $\langle \epsilon \rangle$  ist 0.4.

Der totale Wirkungsquerschnitt stimmt innerhalb der Fehler mit den Ergebnissen aus den genaueren Einarm-Messungen überein.

Die relativen topologischen Wirkungsquerschnitte  $\frac{\sigma_n}{\sigma_{tot}}$  zeigen für kleines  $\epsilon$  keine signifikanten Abweichungen gegenüber den Experimenten bei  $\epsilon \approx 1$ .

Die mittlere Multiplizität der geladenen Hadronen  $\langle n \rangle$  fällt ebenso wie bei großem  $\epsilon$  mit  $Q^2$  ab.

Die mittlere Multiplizität für Elektroproduktion wurde mit der  $e^+e^-$ -Annihilation verglichen. Wird dabei die unterschiedliche zur Hadronerzeugung verfügbare Energie berücksichtigt, so ist die Übereinstimmung gut.

Die inklusive  $\pi^{\pm}$ -Erzeugung wurde in Abhängigkeit von  $Q^2$  und  $x$  untersucht. Die Strukturfunktion  $F(x)$  ist für  $Q^2 > 0.1 \text{ GeV}^2$  unabhängig von  $Q^2$ . Der Unterschied zwischen der Photoproduktion und der Elektroproduktion im Strahlfragmentationsbereich wird mit abnehmendem  $x$  geringer. Dieser Unterschied kann für transversale Photonen vollständig durch die reduzierte  $\rho^0$ -Erzeugung erklärt werden.

Die  $\pi^{\pm}$ -Strukturfunktionen für Elektroproduktion und  $e^+e^-$ -Vernichtung wurden verglichen. Die Übereinstimmung im Strahlfragmentationsbereich ist gut, wenn nach dem Quark-Parton Modell die unterschiedlichen Quarkinhalte bei der Wechselwirkung durch raumartige und zeitartige Photonen berücksichtigt werden.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma_V p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  zeigt keine Abweichung gegenüber Experimenten bei großem  $x$ .

Bei der Untersuchung der  $\rho^0$ -Erzeugung finden wir gegenüber einer Anpassung an die Experimente bei großem  $x$  bei  $x=0.4$  und  $Q^2=0.5 \text{ GeV}^2$  einen um 25 % kleineren Wirkungsquerschnitt. Daraus ergibt sich  $R = \sigma_L / \sigma_T = 0.9 \cdot 0.8$ .

Die Steigung einer Exponentialanpassung an den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für  $\rho^0$ -Erzeugung ist bei  $Q^2=0.5 \text{ GeV}^2$  um den Faktor 2 kleiner als in der Photoproduktion. Der Unterschied entspricht 2 Standardabweichungen.

Die  $\rho^0$ -Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem wird für kleines  $x$  durch eine  $\sin^2\theta$ -Verteilung beschrieben. Die Dichtematrixelemente zeigen keine Abweichung von der Annahme der s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC). Wird SCHC vorausgesetzt, so ergibt sich  $R=0.33 \cdot 0.36$  bei  $Q^2=0.5 \text{ GeV}^2$  und  $x=0.4$ .

## Danksagung

Herrn Prof. M.W. Teucher danke ich, daß er mir die Teilnahme an diesem Experiment ermöglicht hat.

Das Experiment wurde gemeinsam von den Gruppen F1 und F52 bei DESY durchgeführt. Allen, die an der Planung, Durchführung und Auswertung dieses Experiments beteiligt waren, danke ich für die gute Zusammenarbeit.

In besonderer Weise danke ich Herrn Dr. G. Wolf für wertvolle Diskussionen, ständige Unterstützung und das sorgfältige Lesen der Arbeit.

Bei Frau E. Hell und Frau H. Siegner bedanke ich mich für das schnelle und sorgfältige Anfertigen der Zeichnungen.

## Anhang 1

### Einsatz des Kleinrechners am Experiment

Zur Experimentkontrolle und Datensammlung wurde ein Kleinrechner vom Typ DEC PDP-8/1 eingesetzt. Der Rechner ist mit 16 k Kernspeicher (1k= 1024 12-Bit Worte) und einer Multiplikations-Divisions-Hardware ausgerüstet.

Folgende externe Geräte sind an den Rechner angeschlossen:

- Teletype ASR35
- Sichtgerät Hewlett-Packard 1300A
- IBM-Kugelschreibmaschine
- 4 DECTape Bandeinheiten (Speicherkapazität 188 672 Worte pro Band)
- Datenkanal zum Großrechner
- Datenkanal zur Einlese von digitalen Daten aus dem Experiment
- Analog-Digital-Wandler mit 10 Bit Auflösung und Analog-Multiplexer zur Abfrage von max. 32 Meßstellen
- Digital-Voltmeter
- Vom Rechner kontrollierte Register (flip-flops) zur Steuerung des Experiments
- 50 8-stellige Dezimalzähler

Während des Experiments treffen die Daten aus den externen Geräten in statistischer Reihenfolge ein. Der Rechner ist nur mit einer einzigen Interruptebene ausgestattet. Deshalb werden die anfallenden Anfragen (requests) der Peripheriegeräte von dem bei DESY entwickelten Multi-Tasking-Betriebssystem (Supervisor) den zugehörigen Programmteilen (Tasks) zugeordnet. Die Reihenfolge des Programmablaufs wird durch unterschiedliche Prioritäten der Tasks geregelt.

Das für dieses Experiment verwendete Programm ist in folgende Tasks gegliedert:

- Verarbeitung der Kommando-Eingabe vom Fernschreiber
- Anzeige von Histogrammen und zweidimensionalen Darstellungen auf dem Sichtgerät
- Einlese der Daten für jedes Ereignis
- Abspeichern der Daten für je 50 Ereignisse auf DECTape
- Einlese der SEN-Zähler
- Einlese und Kontrolle der DVM-Werte
- Kommunikation mit dem Großrechner (IBM 370/168)

Der Ausdruck von Daten auf der Schreibmaschine ist folgendermaßen organisiert:

Die verschiedenen möglichen Texte (Histogramme, zweidimensionale Verteilungen, Kontrollausdrucke für Zählerdaten usw.) werden in unterschiedlichen Tasks zusammengestellt und auf einem DECTape abgespeichert. Eine weitere unabhängige Task verwaltet die Ausgabe des Textes vom Band auf die Schreibmaschine. So wird die Wartezeit, nach der ein neuer Befehl zum Ausdrucken gegeben werden kann, nicht durch die Schreibmaschine, sondern durch die kurze Band-Zugriffszeit bestimmt.

Das Programm ist so aufgebaut, daß die Datennahme auch unabhängig vom Großrechner durchgeführt werden kann. Die Daten werden auf DECTape gespeichert und nach Beendigung des Experiments zur IBM 370 übertragen.

Das PDP-Programm ist zur optimalen Ausnutzung des Rechners in Maschinensprache geschrieben. Trotzdem ist das Programm zu umfangreich (~12 000 Assembler-Befehle), um vollständig im Kernspeicher resident zu sein. Allein die Datenpuffer benötigen 9 k Speicherplatz. Deshalb werden die Programmteile, die nur selten benötigt werden, auf DECTape ausgelagert und nur bei Bedarf in den Speicher geladen.

## Anhang 2

### Bestimmung der Dichtematrixelemente $r_{ik}$

Die Zerfallswinkelanalyse von Vektormesonen in der Elektroerzeugung wird von Schilling und Wolf in (SCH 73) ausführlich hergeleitet. Hier werden nur die Formeln zur Berechnung der Dichtematrixelemente  $r_{ik}$  nach der Momentenmethode angegeben. Dabei beschränken wir uns auf den Fall unpolarisierter Elektronen.

#### Dichtematrixelemente des $\rho^0$ :

$$\begin{aligned}r_{00}^{04} &= \frac{5}{2} \langle \cos^2 \Theta \rangle - \frac{1}{2} \\r_{11}^{04} &= \frac{1}{2} - r_{00}^{04} \\ \operatorname{Re} r_{10}^{04} &= -\frac{5}{4\sqrt{2}} \langle \sin 2\Theta \cos \varphi \rangle \\r_{1-1}^{04} &= -\frac{5}{4} \langle \sin^2 \Theta \cos 2\varphi \rangle \\r_{00}^1 &= \frac{1}{\epsilon} (\langle \cos 2\Phi \rangle - 5 \langle \cos^2 \Theta \cos 2\Phi \rangle) \\r_{11}^1 &= \frac{1}{\epsilon} \left( -\frac{3}{2} \langle \cos 2\Phi \rangle + \frac{5}{2} \langle \cos^2 \Theta \cos 2\Phi \rangle \right) \\ \operatorname{Re} r_{10}^1 &= \frac{1}{\epsilon} \frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin 2\Theta \cos \varphi \cos 2\Phi \rangle \\r_{1-1}^1 &= \frac{1}{\epsilon} \frac{5}{2} \langle \sin^2 \Theta \cos 2\varphi \cos 2\Phi \rangle \\ \operatorname{Im} r_{10}^2 &= -\frac{1}{\epsilon} \frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin 2\Theta \sin \varphi \sin 2\Phi \rangle \\ \operatorname{Im} r_{1-1}^2 &= -\frac{1}{\epsilon} \frac{5}{2} \langle \sin^2 \Theta \sin 2\varphi \sin 2\Phi \rangle \\r_{00}^5 &= \frac{1}{\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}} (-\langle \cos \Phi \rangle + 5 \langle \cos^2 \Theta \cos \Phi \rangle) \\r_{11}^5 &= \frac{1}{\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}} \left( \frac{3}{2} \langle \cos \Phi \rangle - \frac{5}{2} \langle \cos^2 \Theta \cos \Phi \rangle \right) \\ \operatorname{Re} r_{10}^5 &= \frac{-1}{\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}} \frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin 2\Theta \cos \varphi \cos \Phi \rangle \\r_{1-1}^5 &= \frac{-1}{\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}} \frac{5}{2} \langle \sin^2 \Theta \cos^2 \varphi \cos \Phi \rangle \\ \operatorname{Im} r_{10}^6 &= \frac{1}{\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}} \frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin 2\Theta \sin \varphi \sin \Phi \rangle \\ \operatorname{Im} r_{1-1}^6 &= \frac{1}{\sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)}} \frac{5}{2} \langle \sin^2 \Theta \sin 2\varphi \sin \Phi \rangle\end{aligned}$$

## Literaturverzeichnis

- ABBHHM 68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-  
Collaboration, Phys. Rev. 175, 1669 (1968)  
und Phys. Lett. 27B, 474 (1968)
- ACK 74 H. Ackermann et al., DESY-Proposal Nr. 126 (1974)
- AND 71 D. Andrews et al., CORNELL-Report, CLNS-169 (1971)
- BAL 72 SLAC-Berkeley-Tufts-Collaboration, J. Ballam et al.,  
Phys. Rev. D5, 545 (1972)
- BAL 73 J. Ballam et al., Beiträge zur Bonn-Konferenz 1973  
(Nr. 291, 286, 287)
- BAL 74 J. Ballam et al., Phys. Rev. D10, 765 (1974)
- BET 63 H.A. Bethe, J. Ashkin, in E. Segre, Experimental Nuclear  
Physics (New York, 1963)
- BJO 71 J.D. Bjorken et al., Phys. Rev. D3, 1382 (1971)
- BRA 72 F.W. Brasse et al., Nucl. Phys. B39, 421 (1972)
- BRA 73 F.W. Brasse, DESY 73/49 (1973), Invited talk at the  
International Symposium on Electron and Photon  
Interactions at high Energies, Bonn, 1973
- BRA 74 F. W. Brasse et al., DESY-Proposal Nr. 134 (1974)
- BRO 71 C. N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 987 (1971)
- BUN 76 K. Bunnell et al., Phys. Rev. Lett. 36, 772 (1976)
- CER 67 CERN-TC-Library
- DAU 73 H. Dau, Diplomarbeit, Hamburg (1973)
- DAK 73 J. T. Dakin, G. J. Feldmann, Phys. Rev. D8, 2862 (1973)
- DIT 70 P. Dittmann, Interner Bericht DESY R2-70/1 (1970)
- DIT 73 P. Dittmann, Doktorarbeit, Hamburg (1973)  
Interner Bericht DESY F1-73/3

- ECK 70 V. Eckardt, A. Ladage, Proceedings of the International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, Dubna (1970)
- ECK 72 V. Eckardt, Doktorarbeit, Hamburg (1972),  
V. Eckardt, H.J. Gebauer, DESY Bericht 72/2 (1972)
- ECK 73 V. Eckardt et al., Nucl. Physics B55, 45 (1973)  
V. Eckardt et al., Phys. Lett. 43B, 240 (1973)  
V. Eckardt et al., Lettre al Nuovo Cim. 6, 551 (1975)
- ECK 74 V. Eckardt et al., DESY 74/5 (1974)
- FRA 69 H. Fraas, D. Schildknecht, Nucl. Phys. B14, 543 (1969)
- GAY 76 J. Gayler hat uns dankenswerterweise ein Programm zur Verfügung gestellt, das eine Interpolation der bestehenden Daten zum totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt nach BRA 72 liefert.
- GEN 74 H. Genzel hat uns dankenswerterweise die Benutzung des Spektrometers der Gruppen F34/F35 für die Pion-Testmessungen ermöglicht.
- HAM 76 W. Hamann, Diplomarbeit, Hamburg (1976)
- HAN 64 L. Hand. Phys. Rev. 129, 1834 (1964)
- HEM 73 G. Hemmie, Interner Bericht DESY S1-73/2 (1973)
- JOO 75 P. Joos, Beitrag zur Stanford-Konferenz 1975, zitiert in (WOL 75)
- JOO 76 P. Joos et al., DESY 76/17
- KUM 70 P. S. Kummer et al., Lettre al Nuovo Cimento 1, 1026 (1970)
- LIE 75 B. Liebermann, Doktorarbeit, Santa Cruz (1975)
- MAI 70 E. Maier-Reimer, Diplomarbeit, Hamburg (1970)
- MEI 72 W. Meincke, Diplomarbeit, Hamburg (1972)



MO 69 L.W. Mo, J.S. Tsai, Rev. of Modern Physics 41, 205 (1969)

MOE 72 D. Mönkemeyer, Doktorarbeit, Hamburg (1972)

MOF 72 K. Mofeit et al., Phys. Rev. D5, 1603 (1972)

MOZ 75 R. F. Mozley, Vortrag, International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford (1975)

NAG 70 H.H. Nagel, Doktorarbeit, Hamburg (1970)

NIE 72 H.T. Nieh, Phys. Letters B38, 100 (1972)

PAP 76 C. del Papa et al., SLAC-PUB-1708 (1976)

RAB 74 E. Rabe, Doktorarbeit, Interner DESY-Bericht F1-74/2 (1974)

RIO 74 E. M. Riordan et al., SLAC-PUB-1634 (1975)

ROS 66 M. Ross, L. Stodolsky, Phys. Rev. 149, 1172 (1966)

RUE 76 R. Rüsck, Diplomarbeit, Hamburg (1976)

SAK 72 J.J. Sakurai, D. Schildknecht, Phys. Lett. 40B, 121 (1972), Phys. Lett. 41B, 489 (1972), Phys. Lett. 42B, 216 (1972)

SCA 75 Das Programm zur Berechnung der Bremsstrahlungskorrekturen wurde von M. Scarr zur Verfügung gestellt.

SCH 74 D. Schildknecht, DESY 74/50 (1974)

SCH 73 K. Schilling, G. Wolf, DESY 73/13 und Nucl. Phys. B61, 318 (1973)

SCH 75 R. F. Schwitters, Vortrag, International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford (1975)

SEL 73 F. Selonke, Doktorarbeit, Hamburg (1973)

STE 75 S. Stein, SLAC-PUB-1528 (1975)

- STR 72 W. Struczinski et al., Beitrag zur NAL Konferenz,  
Batavia 1972
- STR 73 W. Struczinski et al., Nucl. Physics B571 (1973)
- STR 75 W. Struczinski, DESY 75/36 (1975)
- WAC 76 K. Wacker, Doktorarbeit, Hamburg (1976)  
K. Wacker, Private Mitteilung
- WIN 75 P. Winkler, Diplomarbeit, Hamburg (1975)
- WOL 74 G. Wolf, private Mitteilung
- WOL 75 G. Wolf, Vortrag, International Symposium on Lepton and  
Photon Interactions at High Energies, Stanford (1975);  
DESY-75/40 (1975)
- WOL 76 G. Wolf, private Mitteilung

### Tabelle 1: Zählratenverhältnisse

Die Bezeichnungen der Zähler- und Koinzidenzraten ergeben sich aus Abb. 5a und 5b.

#### Zählraten/Master

TKV	80.5	TTV	340.8
TKH	59.6	TTH	186.3
MKV	15.2	MTV	39.0
MKH	6.4	MTH	17.9

MK+MT 68.9

MK+MT·VETO 1.0

Zufällige Vetos < 0.001

Elektronen/Master  $2.1 \cdot 10^6$

Zeit/Master 3.2sec

Gatefaktor 0.77

### Tabelle 2: Ereignisstatistik

	Ereignisse
Aufgenommene Bilder	111 000
Ereignisse mit mindestens einer Triggerspur	15 210
Auf dem HPD vermessen	13 370
HPD Meßfehler	2 620
Davon nachzumessen	420
Vormeßfehler, im 1. Scan übersehen	540
1. Vanguardmessung gesamt	950
2. Vanguardmessung	86
unmeßbar	25

Tabelle 3:  $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$

	W (GeV)	$\langle W \rangle$ (GeV)	$Q^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV <sup>2</sup> )	$\langle \epsilon \rangle$	$ep \rightarrow p\pi^+\pi^-$		
						Ereignisse	$\frac{\sigma(ep \rightarrow p\pi^+\pi^-)}{\sigma_{TOT}}$	$\sigma(ep \rightarrow p\pi^+\pi^-)$ ( $\mu\text{b}$ )
1	2-3	2.56	0.3-1	0.69	0.8	43 $\pm$ 6.5	0.16 $\pm$ 0.03	7.8 $\pm$ 1.4
2	2-3	2.39	1 - 3	1.52	0.78	39 $\pm$ 6.2	0.23 $\pm$ 0.04	6.5 $\pm$ 1
3	3-3.6	3.41	0 - 0.3	0.15	0.36	57 $\pm$ 7.5	0.08 $\pm$ 0.01	6.1 $\pm$ 0.8
4	3-3.6	3.29	0.3-1	0.53	0.4	34 $\pm$ 6	0.085 $\pm$ 0.015	4.2 $\pm$ 0.7
5	3-3.6	3.19	1 - 3	1.28	0.39	4 $\pm$ 2	0.09 $\pm$ 0.05	2.5 $\pm$ 1.5

Tabelle 4: Resonanzzeugung im Kanal  $ep \rightarrow ep \pi^+ \pi^-$

	W (GeV)	Q <sup>2</sup> (GeV <sup>2</sup> )	<ε>	Resonanzanteile		Wirkungsquerschnitte			
				a <sub>ρ</sub>	a <sub>Δ<sup>++</sup></sub>	$\frac{\sigma_{\rho}}{\sigma_{TOT}}$	σ <sub>ρ</sub> (μb)	$\frac{\sigma_{\Delta^{++}}}{\sigma_{TOT}}$	σ <sub>Δ<sup>++</sup></sub> (μb)
1	2-3	0.3-1.0	0.8	0.30±0.04	—	0.16 ±0.03	2.3±0.4	—	—
2	2-3	1.0-3.0	0.78	0.37±0.07	—	0.084 ±0.015	2.4±0.4	—	—
3	3-3.6	0.0-0.3	0.36	0.62±0.09	0.12±0.02	0.079±0.01	3.8±0.6	0.01±0.002	0.7±0.15
4	3-3.6	0.3-1.0	0.4	0.67±0.11	0.33±0.06	0.085±0.02	2.8±0.5	0.028±0.005	1.4±0.25
5	3-3.6	1.0-3.0	0.39	—	—	—	0 ±1.4	—	—

# Abbildungsverzeichnis

- Abb. 1  $e^+e^-$ -Verhältnis am Ort der Triggerzähler
- Abb. 2 Experimenteller Aufbau
- Abb. 3 Streamerkammeraufnahme mit einem 4-Spur Ereignis
- Abb. 4 Pulshöhe im zuerst getroffenen Bleiglaszähler gegen Pulshöhe im zweiten Zähler für
- a) 1 GeV Pionen
  - b) 1 GeV Elektronen
- Abb. 5 a) Triggerzähleranordnung  
b) Auftrefforte von negativen Spuren in der Zählerebene
- Abb. 6 Schaltplan der Triggerelektronik
- Abb. 7 Auswertekette
- Abb. 8 Meßgenauigkeit für HPD-Messungen (Histogramm) und Vanguardmessungen
- a) positiv geladene Spuren
  - b) negativ geladene Spuren
- Abb. 9 Pulshöhe im Bleiglaszähler auf den Ort korrigiert gegen Impuls des Triggerteilchens
- Abb. 10 Pulshöhe im Bleiglaszähler durch den Impuls dividiert gegen den Auftreffort
- Abb. 11  $e^+e^-$  Trennung:
- a) Pulshöhe im Bleiglas-Triggerzähler  
Histogramm: Pulshöhe im Vetozyähler ist größer als 80  
Kreise: Pulshöhe im Vetozyähler ist kleiner als 80
  - b) Pulshöhe im Vetozyähler  
Histogramm: Pulshöhe im Triggerzähler ist größer als 80  
Kreise: Pulshöhe im Triggerzähler ist kleiner als 80
  - c) Pulshöhe im Vetozyähler gegen Pulshöhe im Triggerzähler
- Abb. 12 3-Spur Ereignisse, die in GRIND die Hypothese  $e^+e^- \mu^+ \mu^-$  mit angepaßtem  $\mu^-$  liefern. Aufgetragen ist die effektive Masse des Triggerteilchens mit dem  $\mu^+$ . Für das Triggerteilchen wird die  $\mu^-$ -Masse eingesetzt.
- Abb. 13 Linien konstanter Akzeptanz in der  $Q^2$ -W-Ebene
- Abb. 14 Verteilung der Ereignisse in der  $Q^2$ -W-Ebene
- Abb. 15 Das mittlere  $\sigma$  für die gewählten  $Q^2$ -W-Intervalle
- Abb. 16 Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_T + \sigma_L$  gegen  $Q^2$  für verschiedene W-Intervalle  
Die eingetragenen Kurven sind:
- $\sigma_T + \sigma_L$ ; eine Anpassung an die Ergebnisse aus Ein-Arm-Messungen (GAY 76)
  - $\sigma_T$ ; eine Anpassung an die Messungen von  $\sigma_T$  (SCH 74)

- Abb. 17 Topologische Wirkungsquerschnitte  $\sigma_n/\sigma_{tot}$  als Funktion von  $Q^2$  für
- 1.7 <math>W < 2.5 </math> GeV
  - 2.5 <math>W < 3 </math> GeV
  - 3 <math>W < 3.3 </math> GeV
  - 3.3 <math>W < 3.5 </math> GeV
- zusammen mit den Werten aus anderen Experimenten (J00 75, BUN 75, BAL 73).
- Die Werte für Photoproduktion stammen aus (MOF 72, BAL 73, STR 75)
- Abb. 18 Die mittlere geladene Multiplizität  $\langle n \rangle$
- 3 <math>W < 3.5 </math> GeV
  - 3.3 <math>W < 3.5 </math> GeV
- Abb. 19 Die mittlere geladene Multiplizität  $\langle n \rangle$  für  $Q^2=0.5$  GeV<sup>2</sup> im Vergleich mit  $e^+e^-$ -Annihilation (SCH 76)
- Abb. 20  $F(x)$  für 3  $Q^2$ -Intervalle. Die eingetragene Linie zeigt den Verlauf für alle  $Q^2$ .
- Abb. 21 Die invariante Strukturfunktion  $F(x)$  für die  $\pi^-$ -Erzeugung in der Photoproduktion (STR 72) und Elektroproduktion
- alle Ereignisse
  - elastische  $\pi^-$ -Erzeugung ausgeschlossen
- Abb. 22  $z$  gegen  $x$
- Abb. 23  $F^*(z)$  für inklusive  $\pi^-$ -Elektroproduktion bei  $Q^2=0.4$  und  $\pi^-$ -Produktion bei  $Q^2=0.9$  (PAP 75)
- Abb. 24 Vergleich der inklusiven  $\pi^-$ -Erzeugung in der Elektroproduktion und der  $e^+e^-$ -Vernichtung. In der Elektroproduktion sind bei der Normierung die  $t$ -Spur-Ereignisse ausgeschlossen worden.
- Abb. 25  $\sigma(\nu_p \rightarrow p + \pi^-)$  für die  $W$ -Bereiche 2 <math>W < 3 </math> GeV und 3 <math>W < 3.6 </math> GeV. Die Werte aus anderen Experimenten (J00 76, LIE 75) sind ebenfalls eingetragen.
- Abb. 26 Verteilungen der effektiven Massen  $M_{p^+p^-}$ ,  $M_{p^+e^-}$  und  $M_{e^+e^-}$  aus der Reaktion  $ep \rightarrow ep + \pi^+ \pi^-$ . Die eingetragene Kurve resultiert aus der Anpassung im Dalitzdiagramm. Schraffiert ist der Anteil, der nicht dem  $\pi^0$  angehört.
- Abb. 27  $\sigma(\nu_p \rightarrow p)$  als Funktion von  $Q^2$  für zwei  $W$ -Bereiche. Die  $Q^2=0$  Werte sind STR 75 entnommen.
- Abb. 28  $\sigma^-(Q^2)/\sigma^-(Q^2=0)$  für  $W=2$  GeV gegen  $Q^2$ . Eingetragen sind auch die Werte aus (LIE 75) und (J00 76). Die Kurven sind:
- Vektordominanzvorhersage (WOL 75) für  $\alpha=0.5$  und  $W=2.5$  GeV
  - Anpassung an die Werte bei großem  $Q^2$

- c) Die gleiche Funktion wie b) aber  $\alpha = 0.4$  gesetzt.
- Abb. 29  $d\sigma/dt (\nu p \rightarrow p)$  für  $W = 5 \text{ GeV}$  und zwei  $Q^2$ -Bereiche  
Die Geraden zeigen das Ergebnis von Maximum-Likelihood-Anpassungen von Exponentialfunktionen  $d\sigma/dt \sim e^{-\Lambda t}$  im Bereich  $0.1 < t < 0.5 \text{ GeV}^2$
- Abb. 30 Steigung der Exponentialfunktionen aus Abb. 29 als Funktion von  $Q^2$ . Ergebnisse aus (J00 76) sind in diesem Bild enthalten.
- Abb. 31 Verteilung des Helizitätswinkels  $\cos \theta_{\parallel}$  und des Polarisationswinkels  $\beta$  für  $\nu p \rightarrow p$  (CML-Gewichte) für 5  $Q^2$ -Bereiche.
- Abb. 32 a) Dichtematrixelemente  $r_{ik}^{\mu}$  des  $\rho^{\mu}$  als Funktion des Polarisationsparameters  $\beta$ .  
b) Mittlere Werte von  $W$  und  $Q^2$  für die in a) gewählten  $Q^2$ -Bereiche.
- Abb. 33  $R = \frac{I_1}{I_2}$  als Funktion von  $Q^2$ .  
Werte aus anderen Experimenten (LIE 75, J00 76) sind ebenfalls eingetragen.



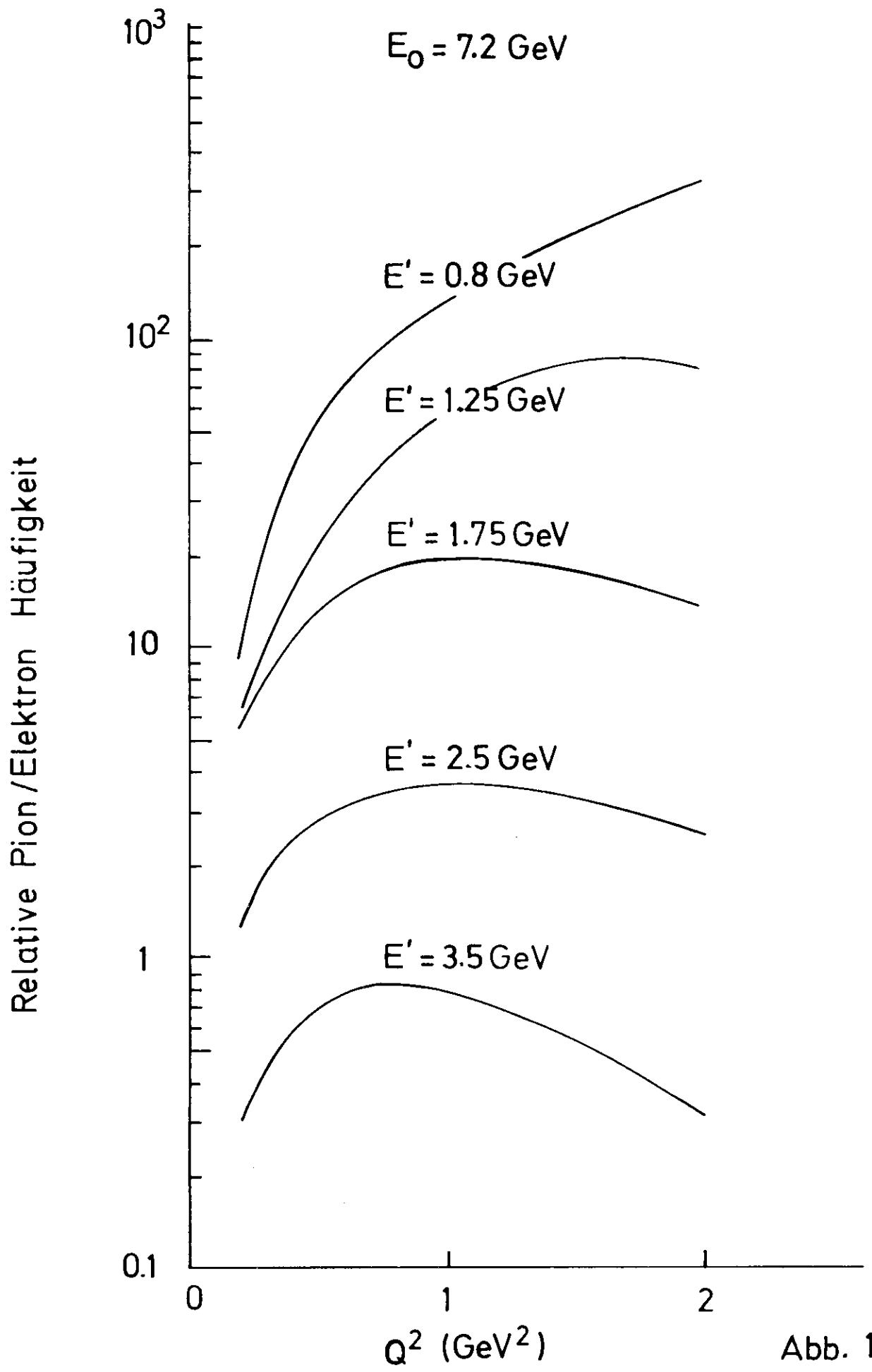


Abb. 1

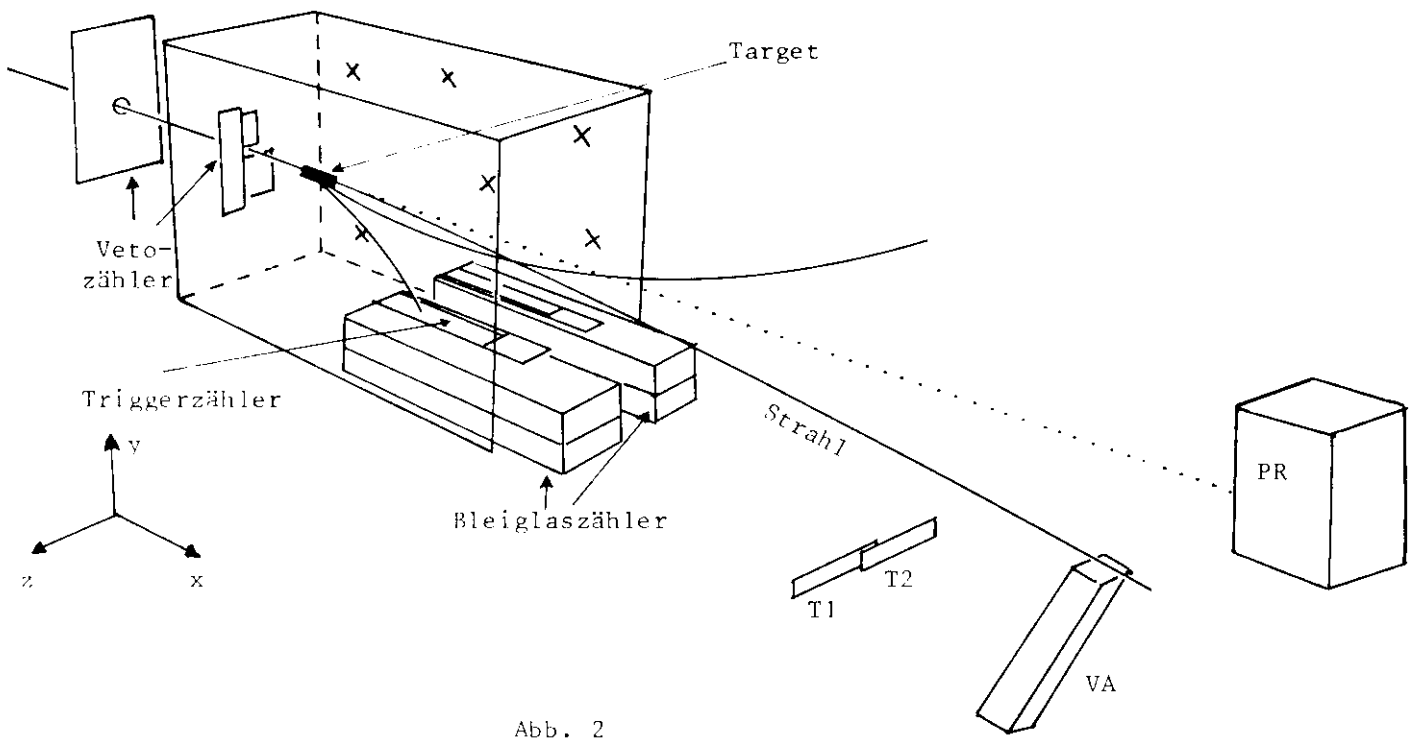


Abb. 2

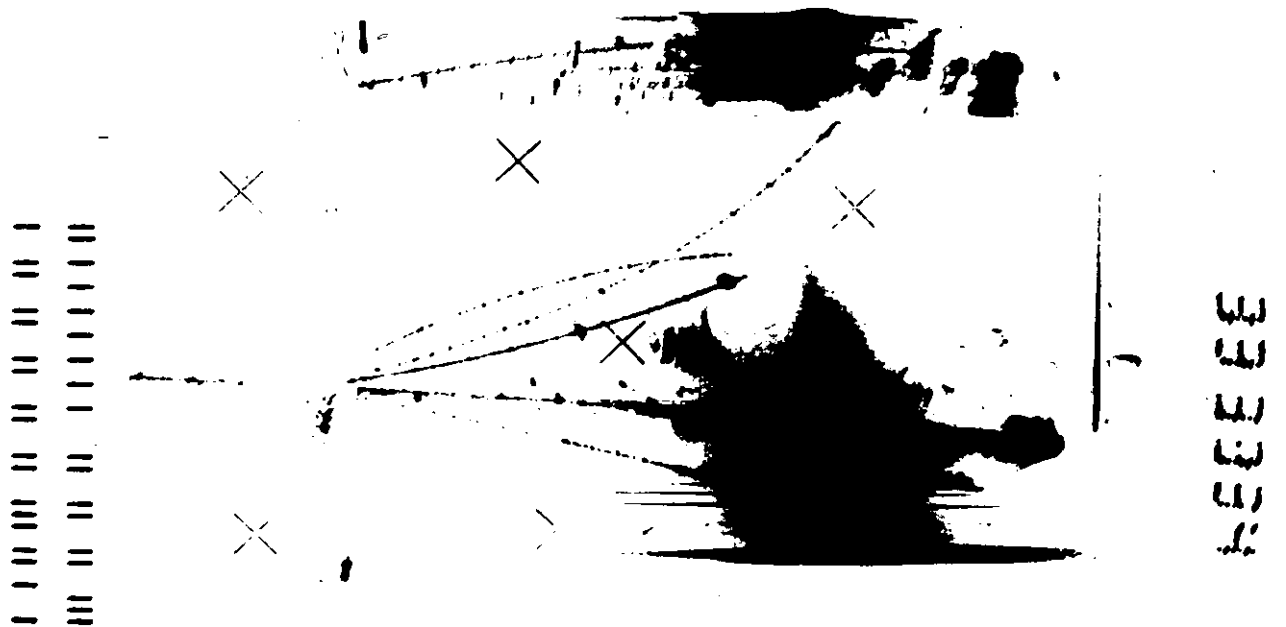


Abb. 3

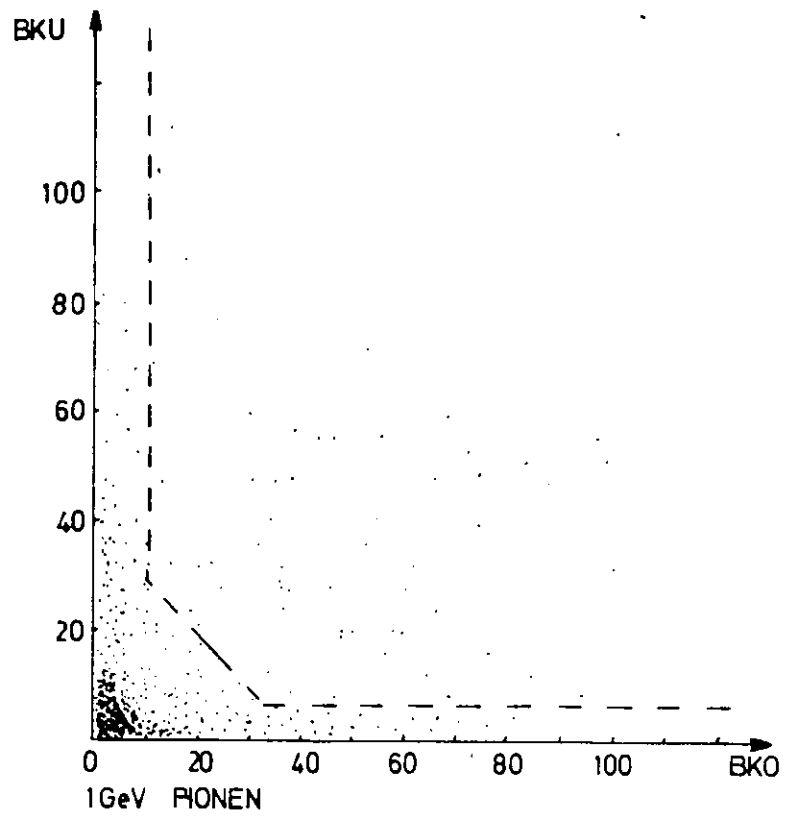


Abb. 4a

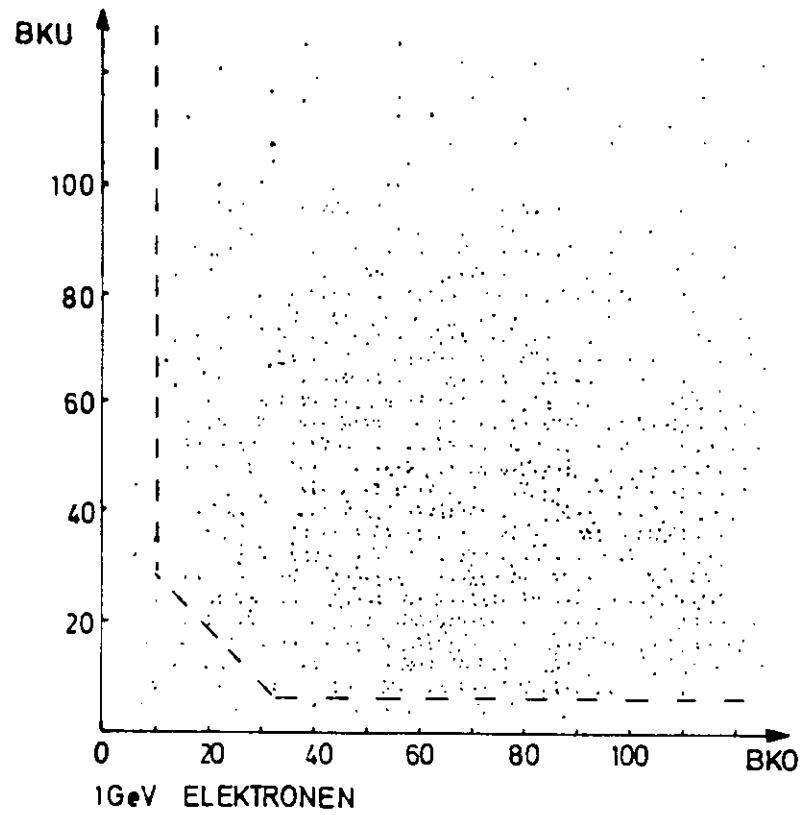


Abb. 4b

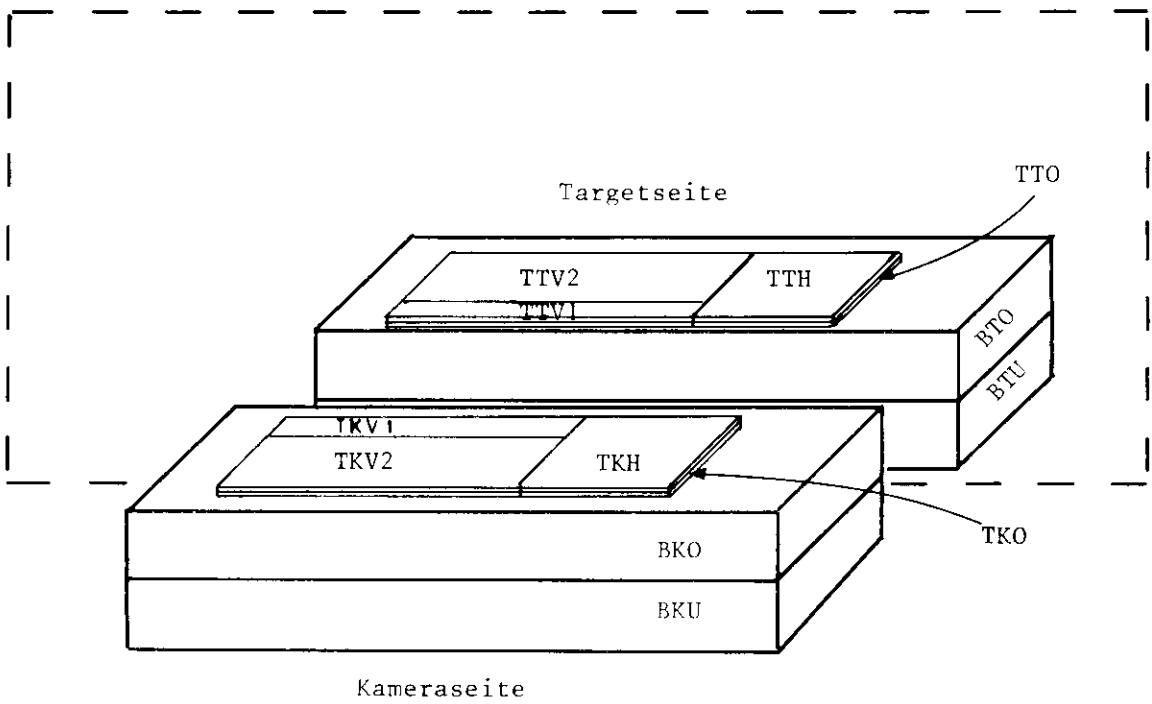


Abb. 5a

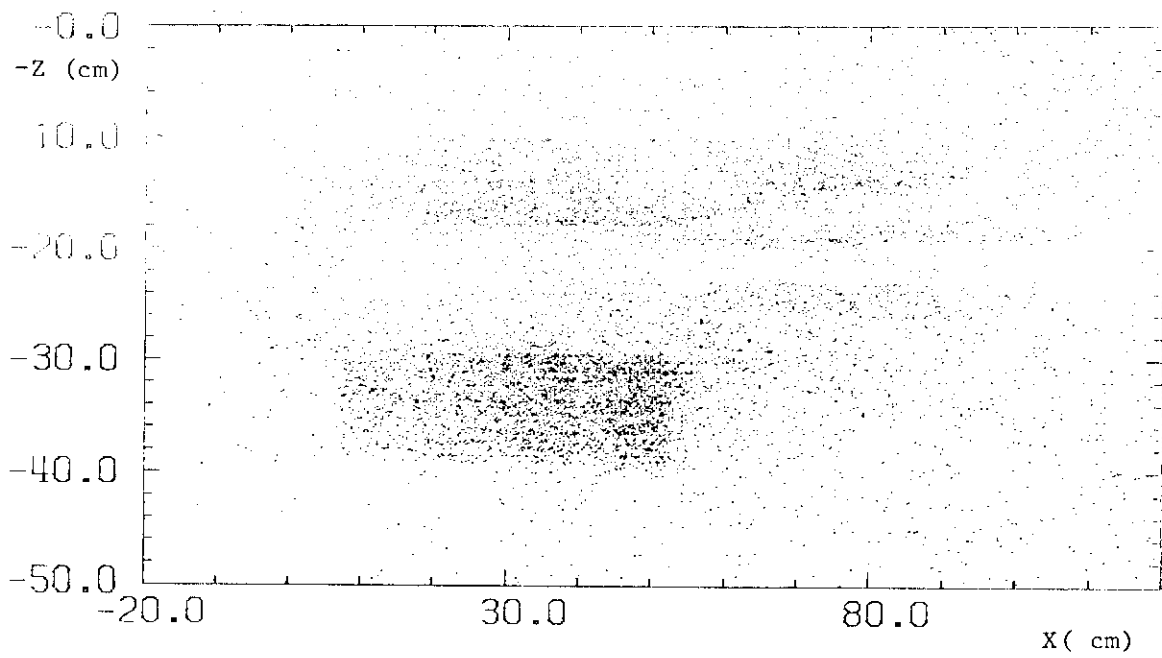


Abb. 5b

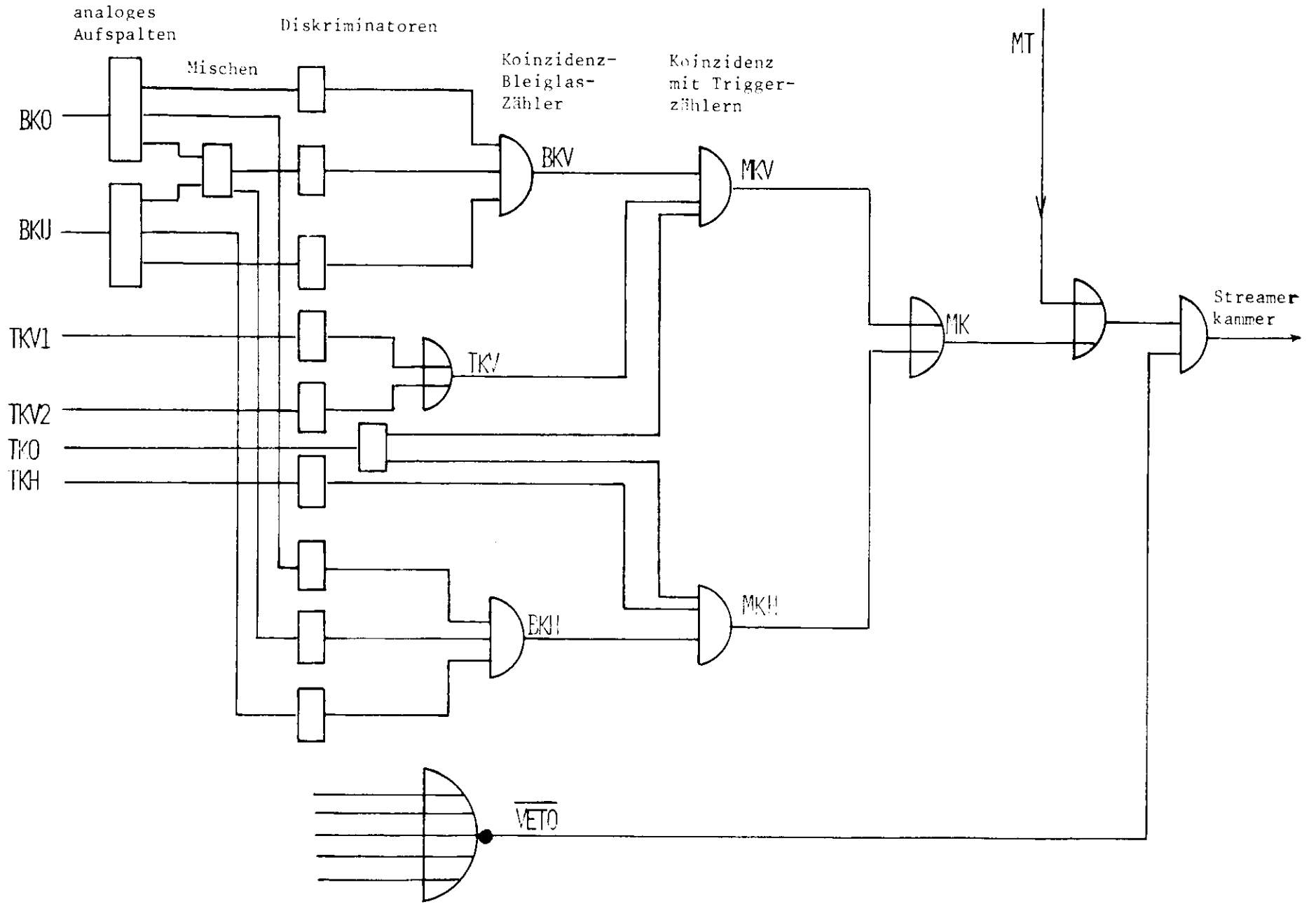


Abb. 6

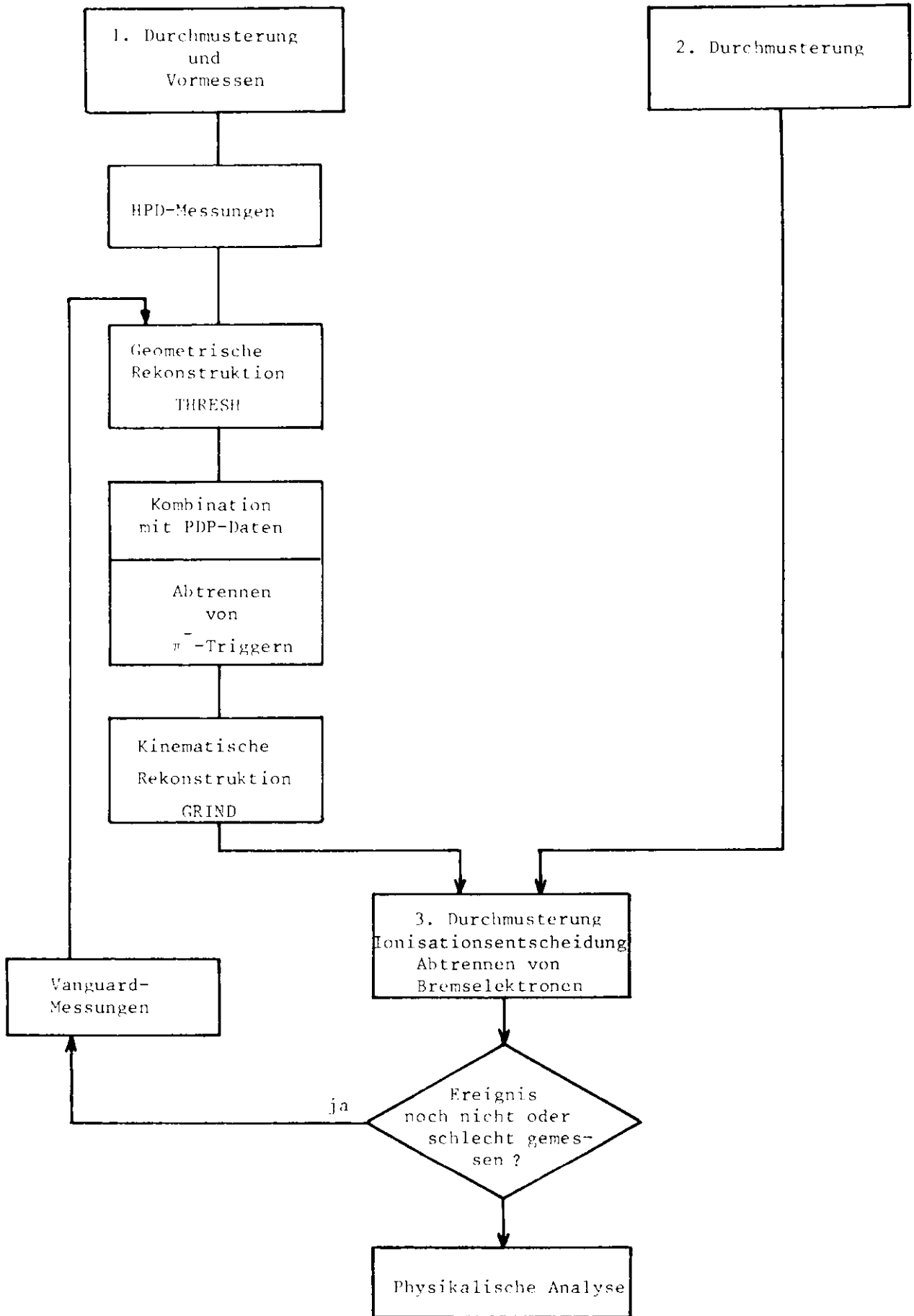


Abb. 7

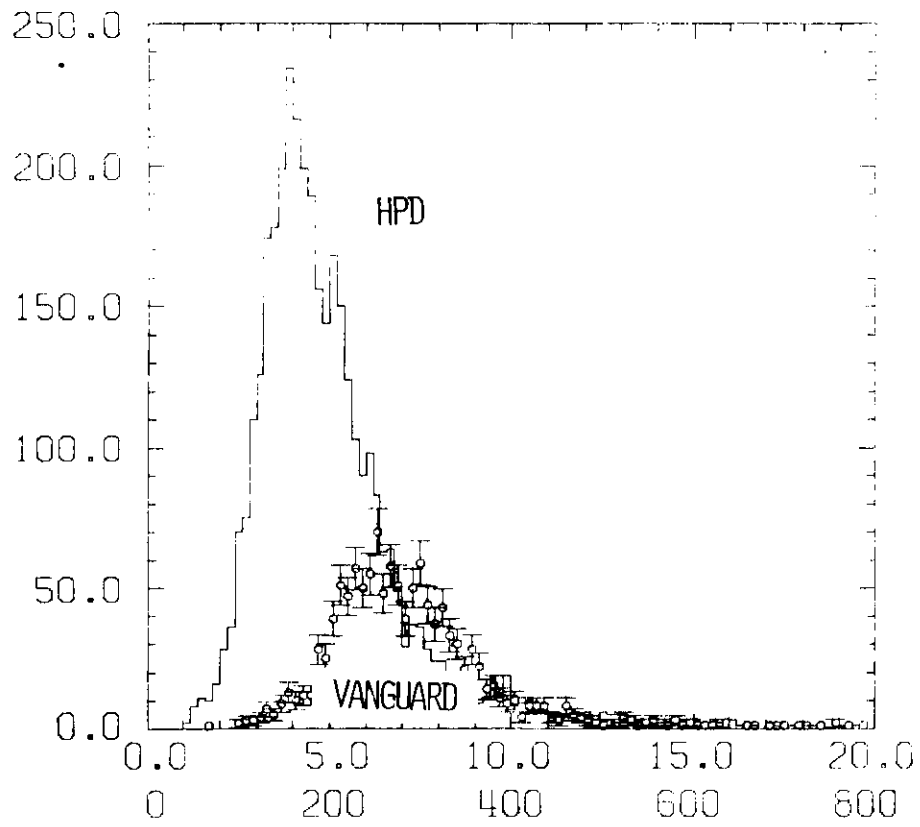


Abb. 8a

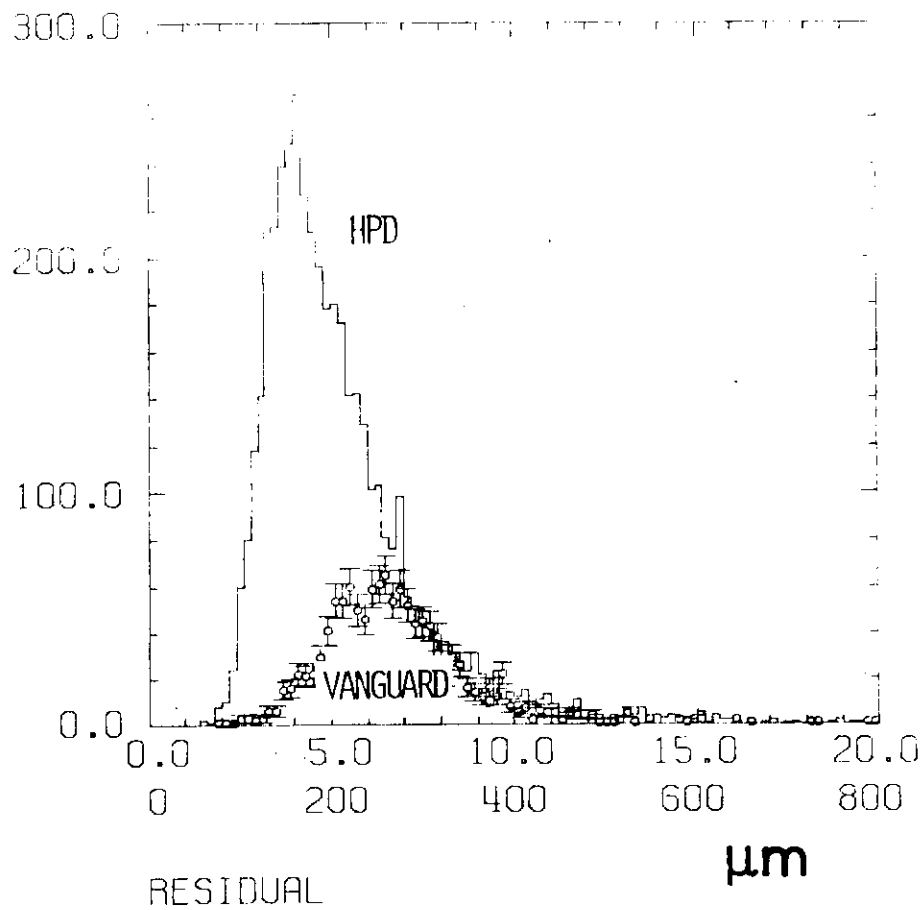
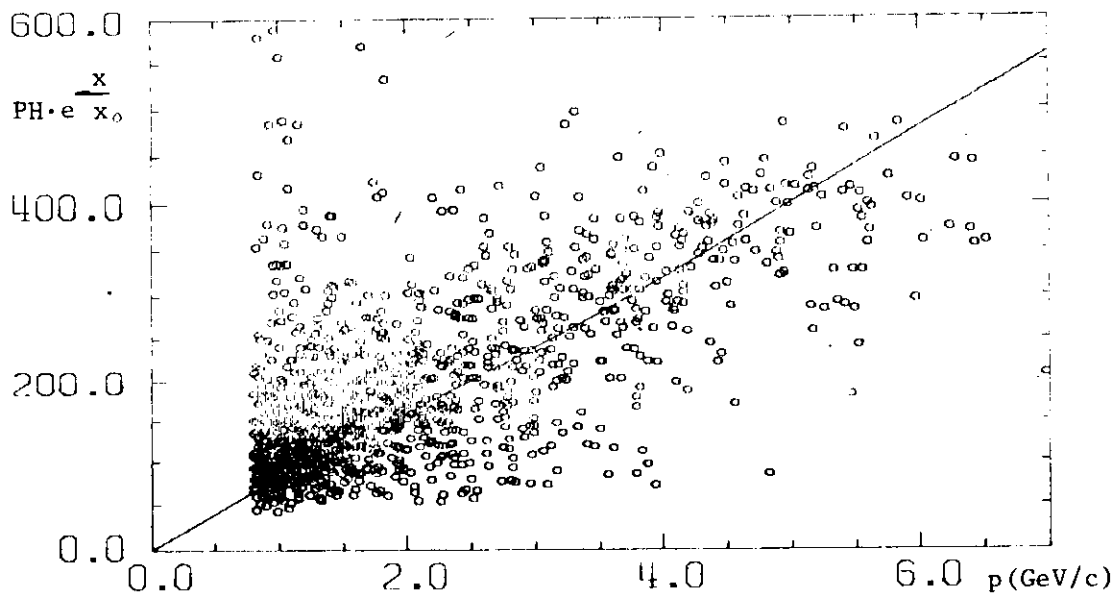
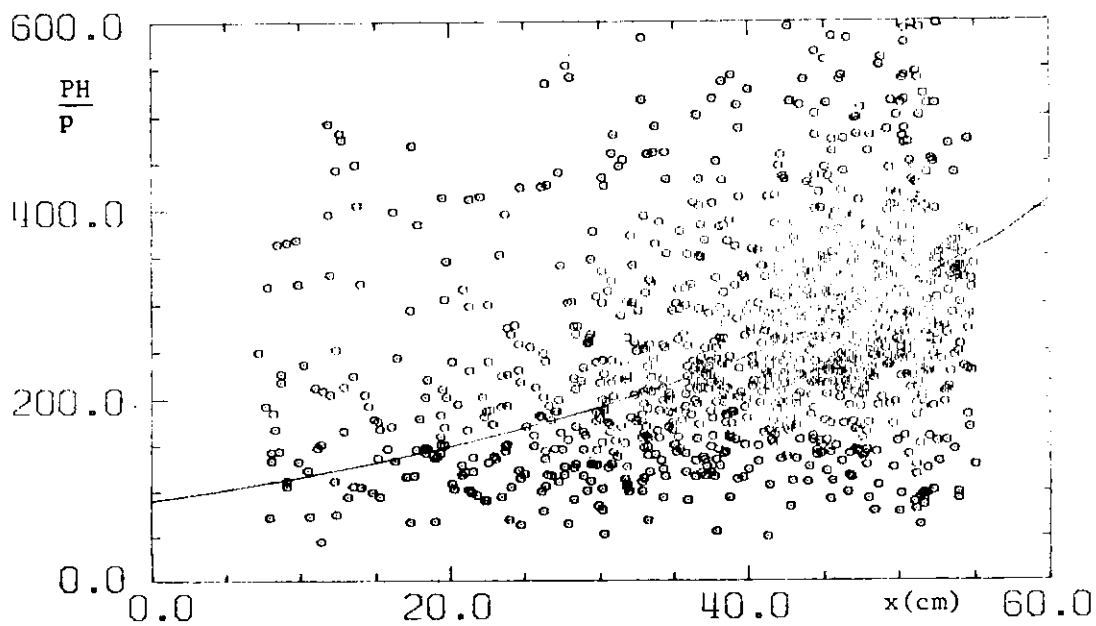


Abb. 8b



BSUM(XCORR) VS PA

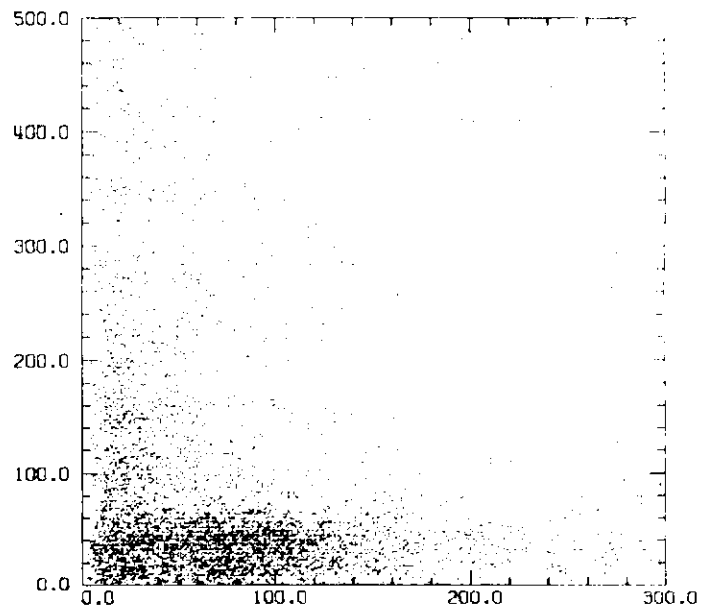
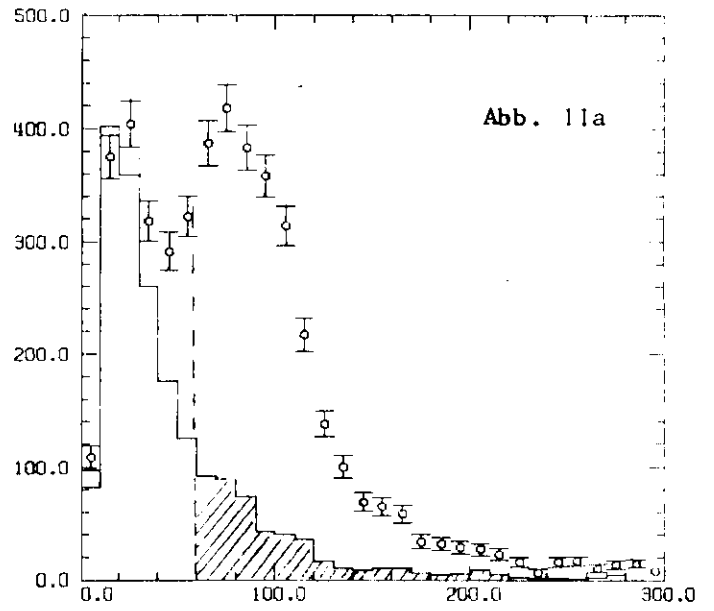
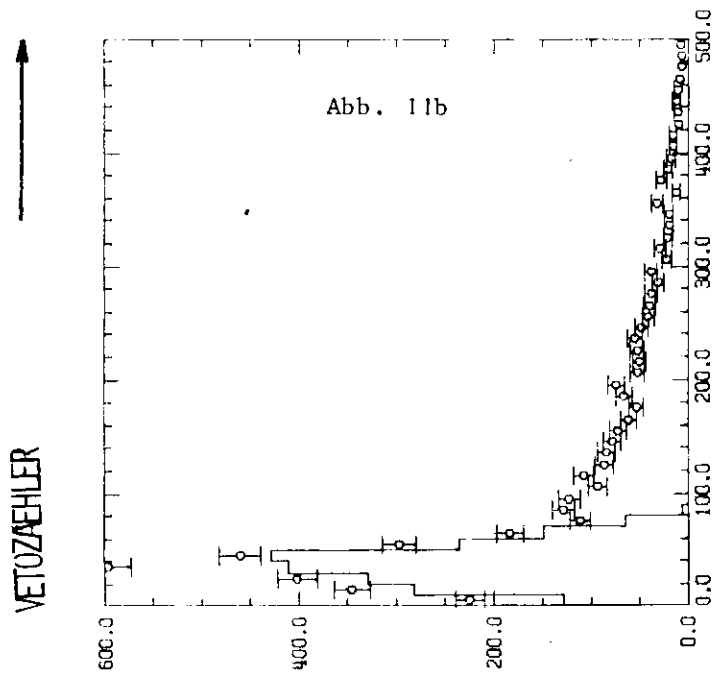
Abb. 9



BSUM/P VS

Abb. 10





TRIGGERZAEHLER

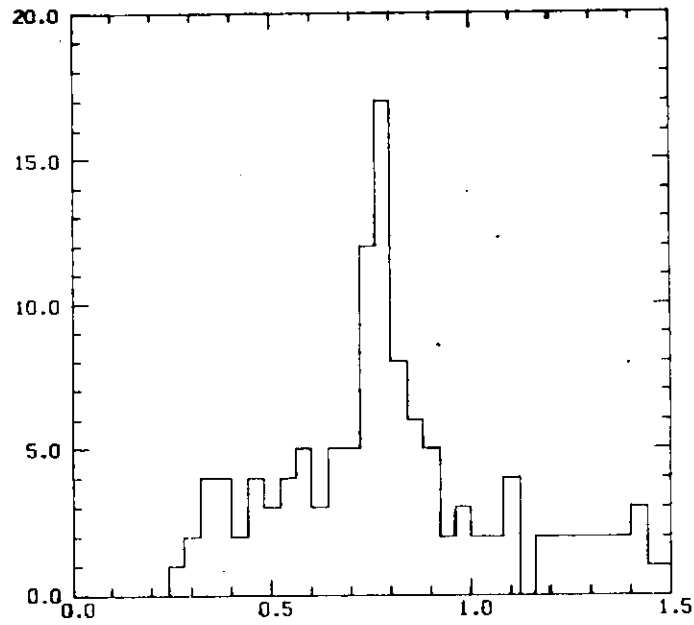


Abb. 12

$M_{\pi^+\pi^-}$

PI+ PI-(TRIGGER)

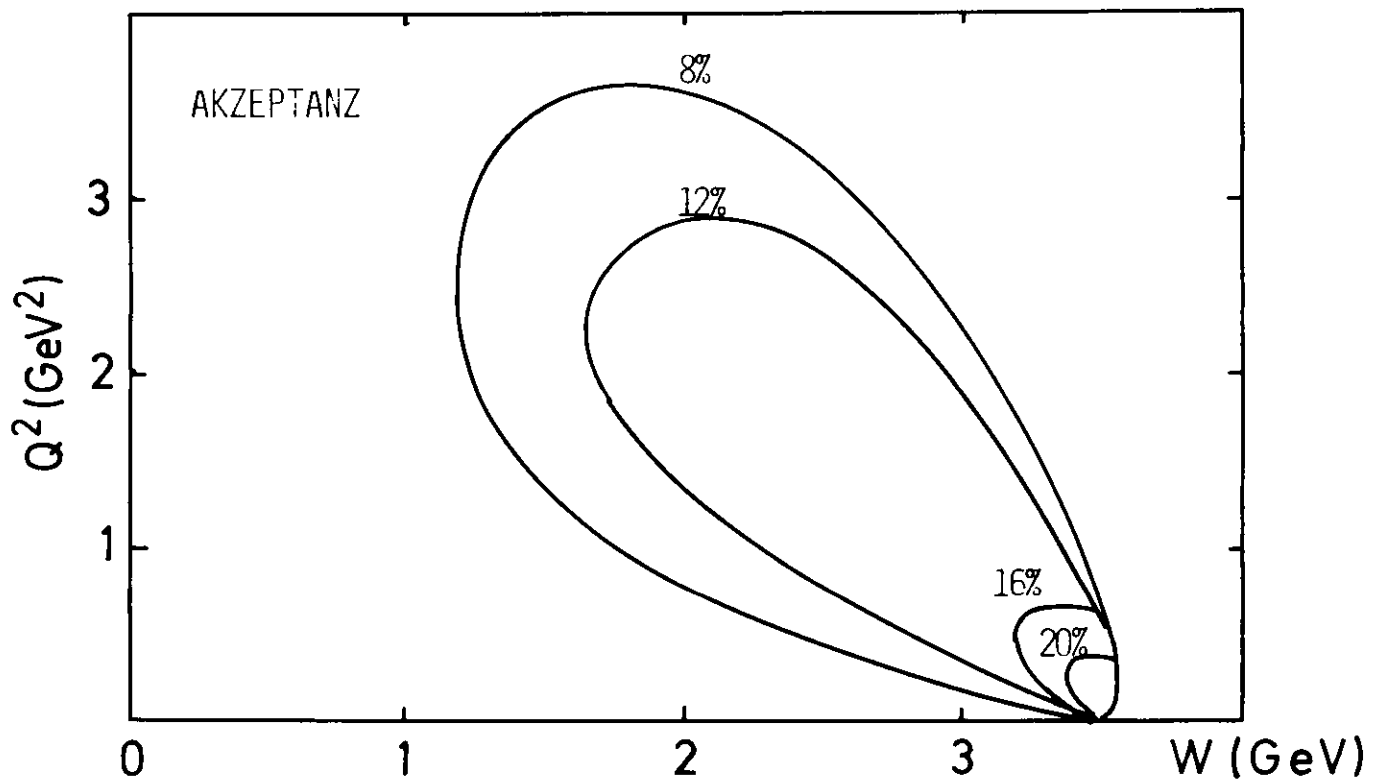


Abb. 13

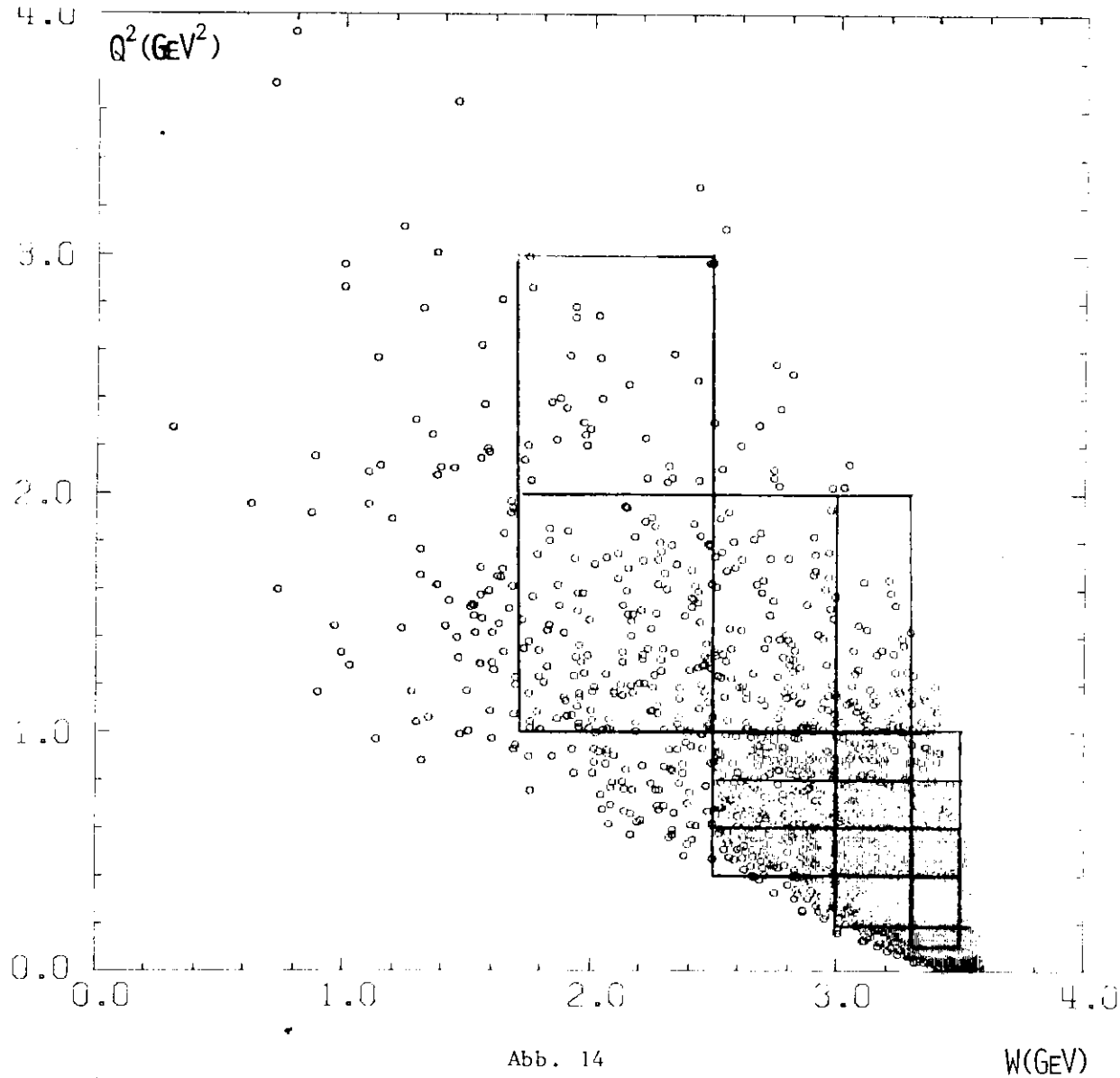
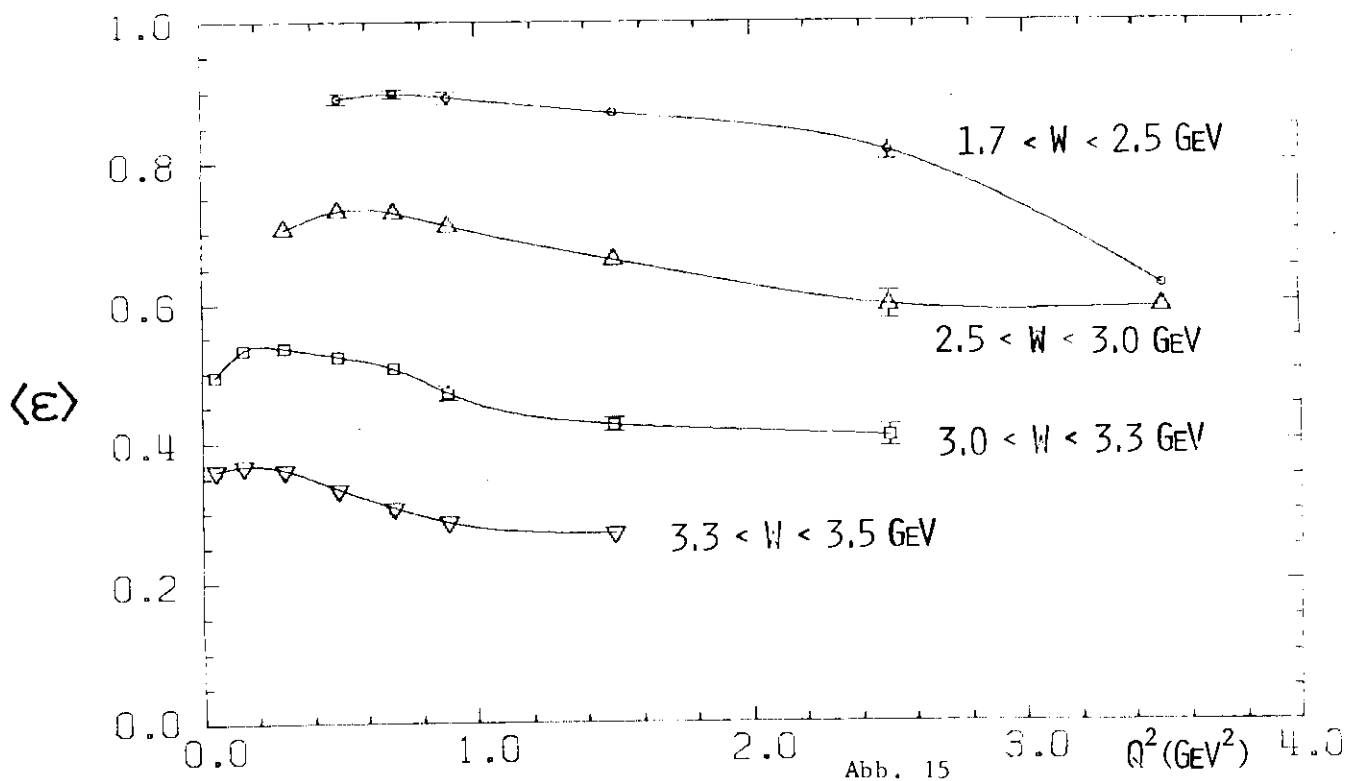


Abb. 14



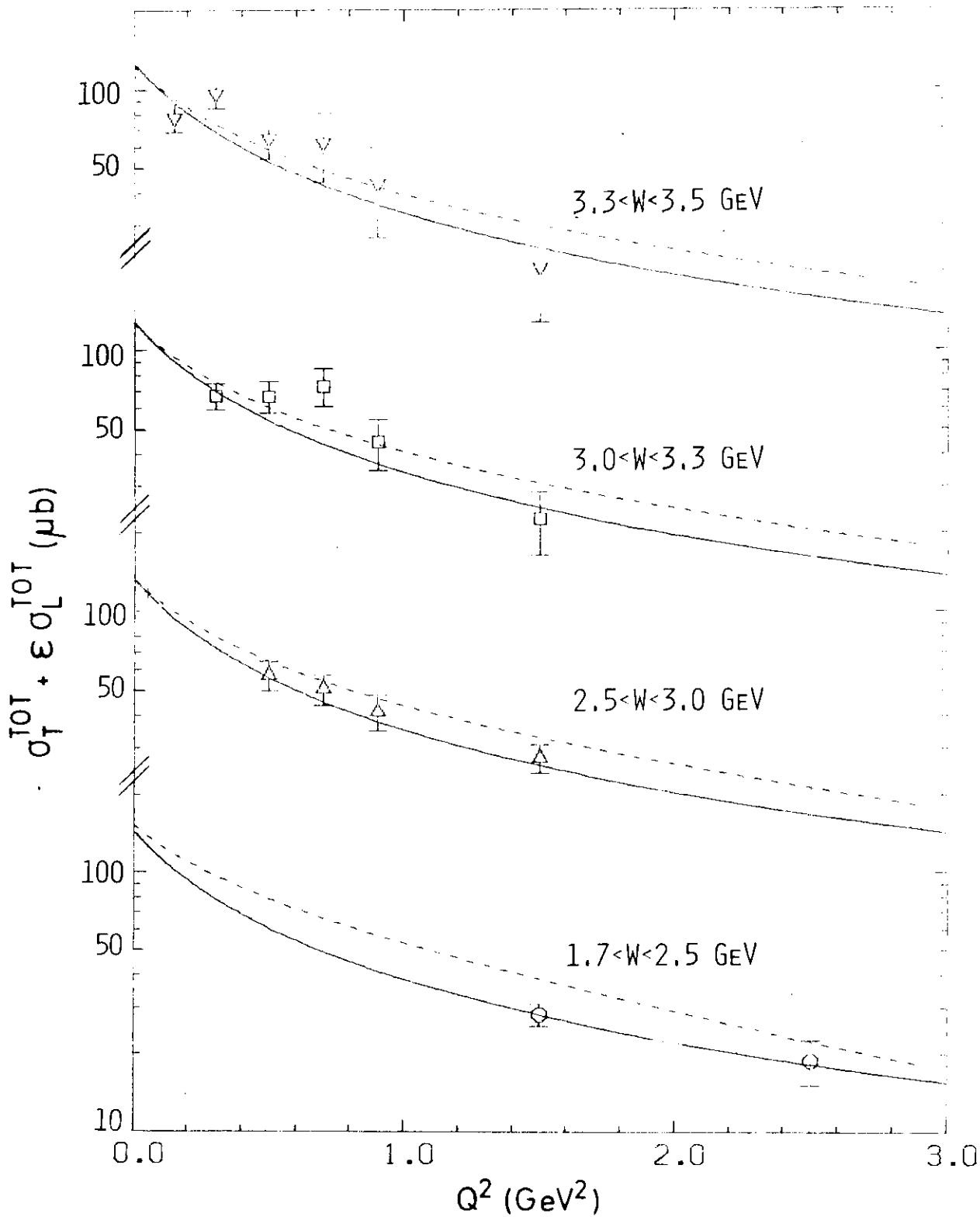


Abb. 16

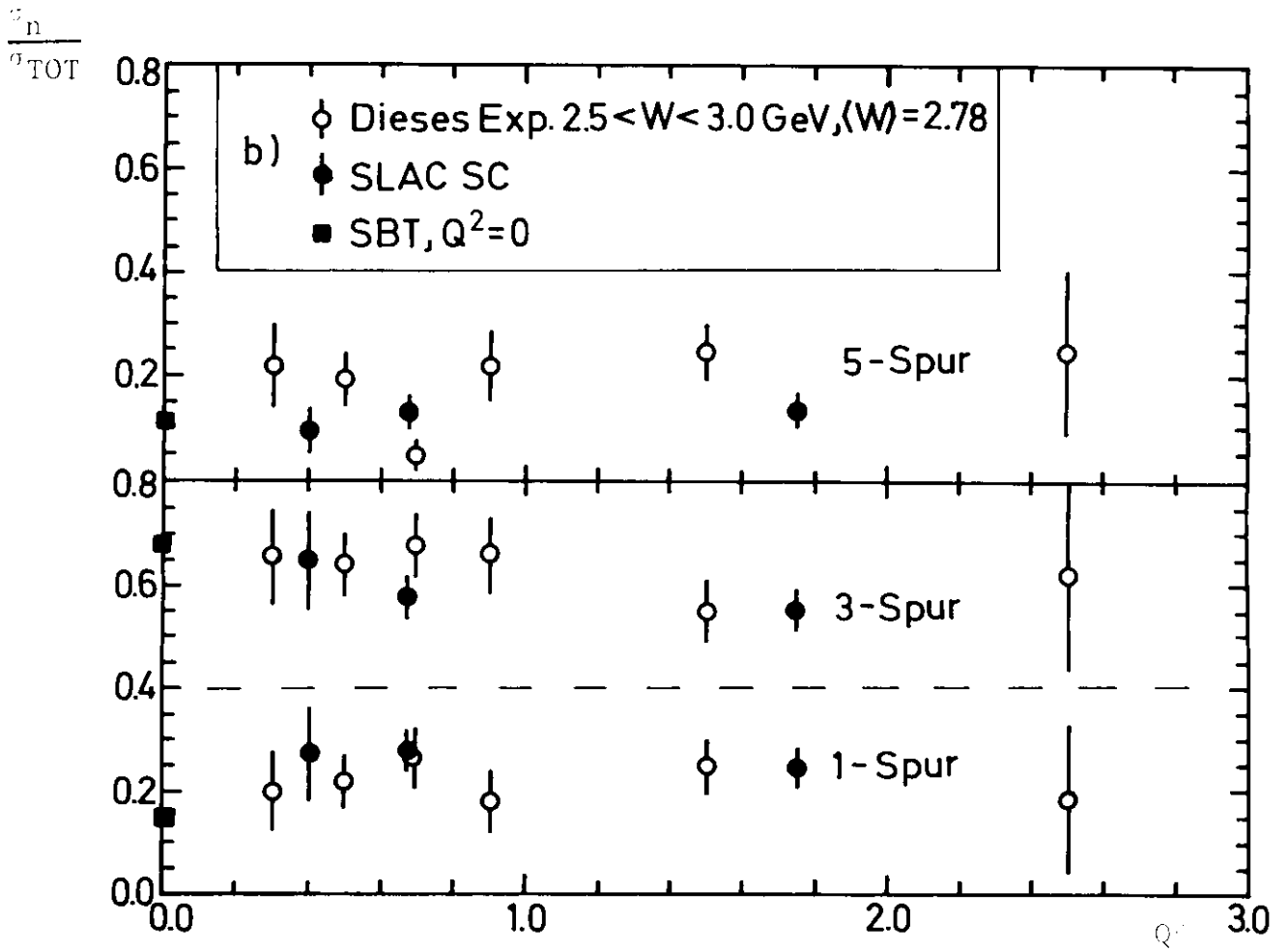
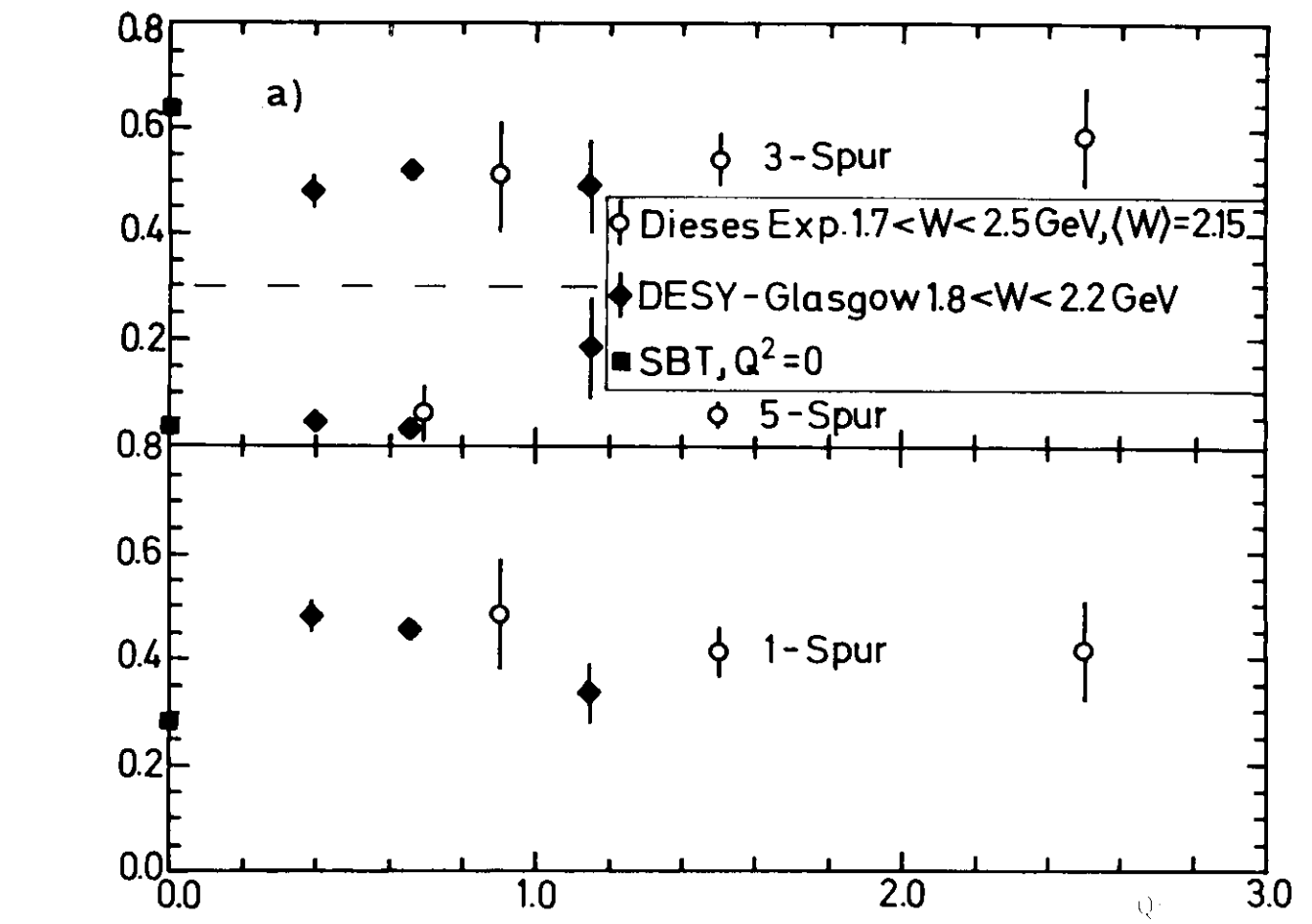


Abb. 17 a+b

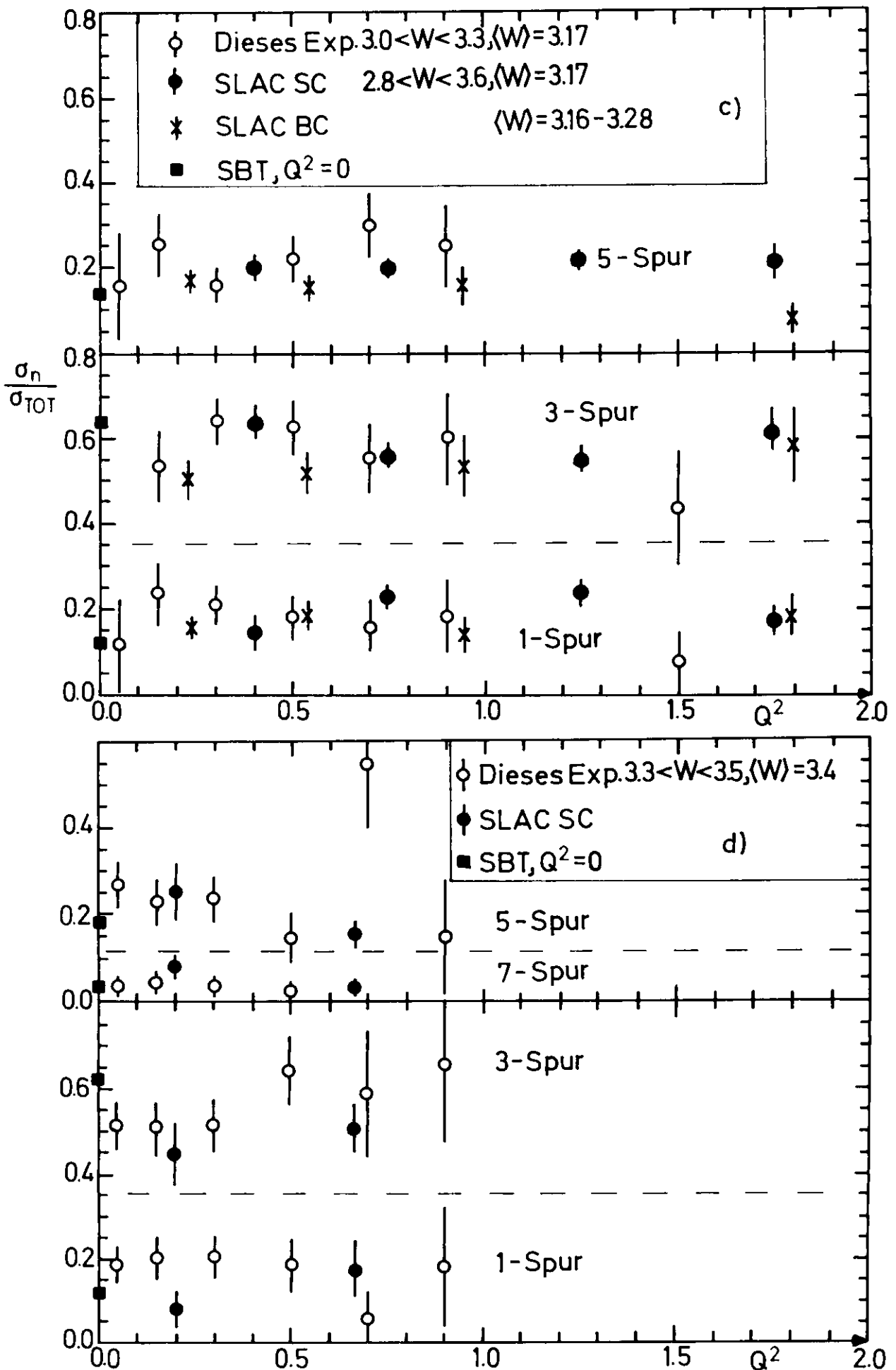


Abb. 17 c+d

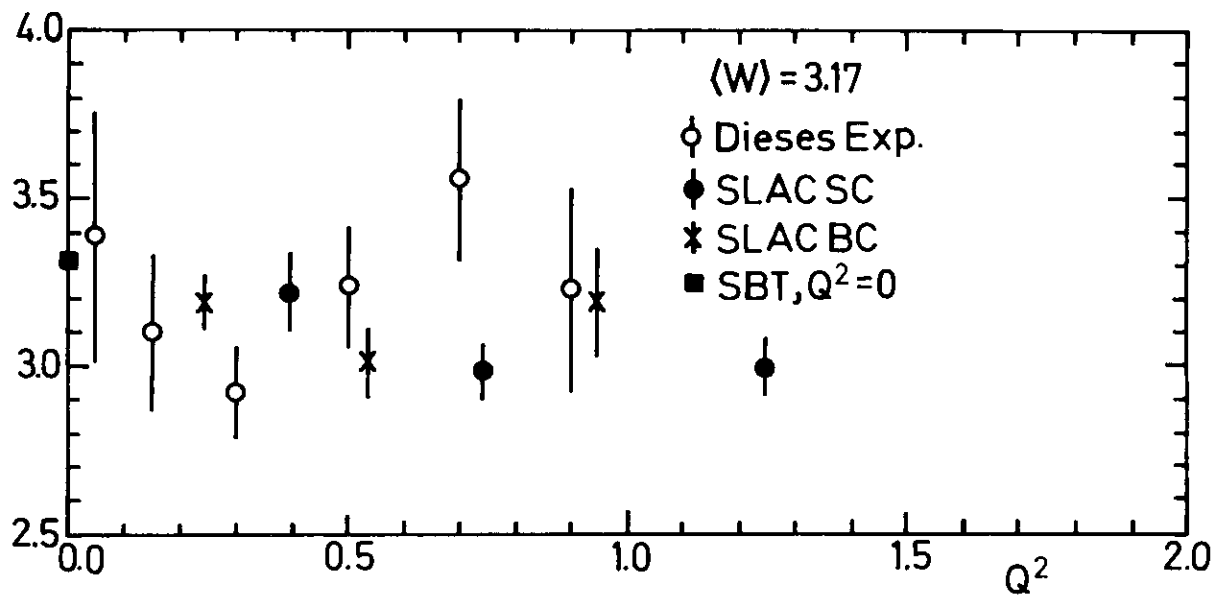


Abb. 18a

◇ n

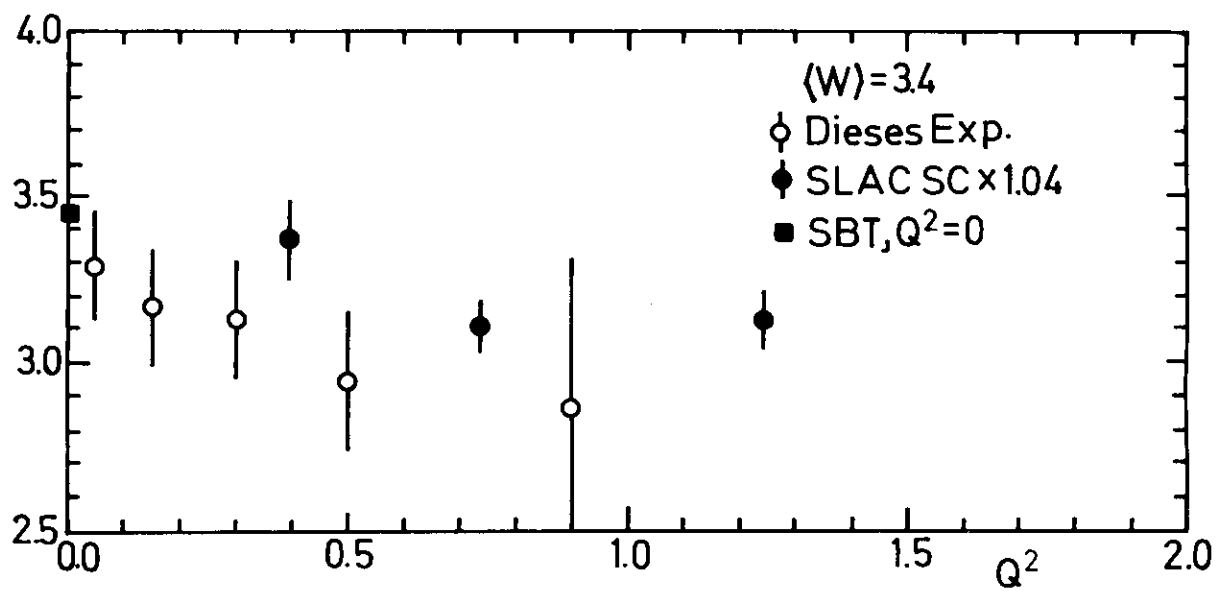


Abb. 18b

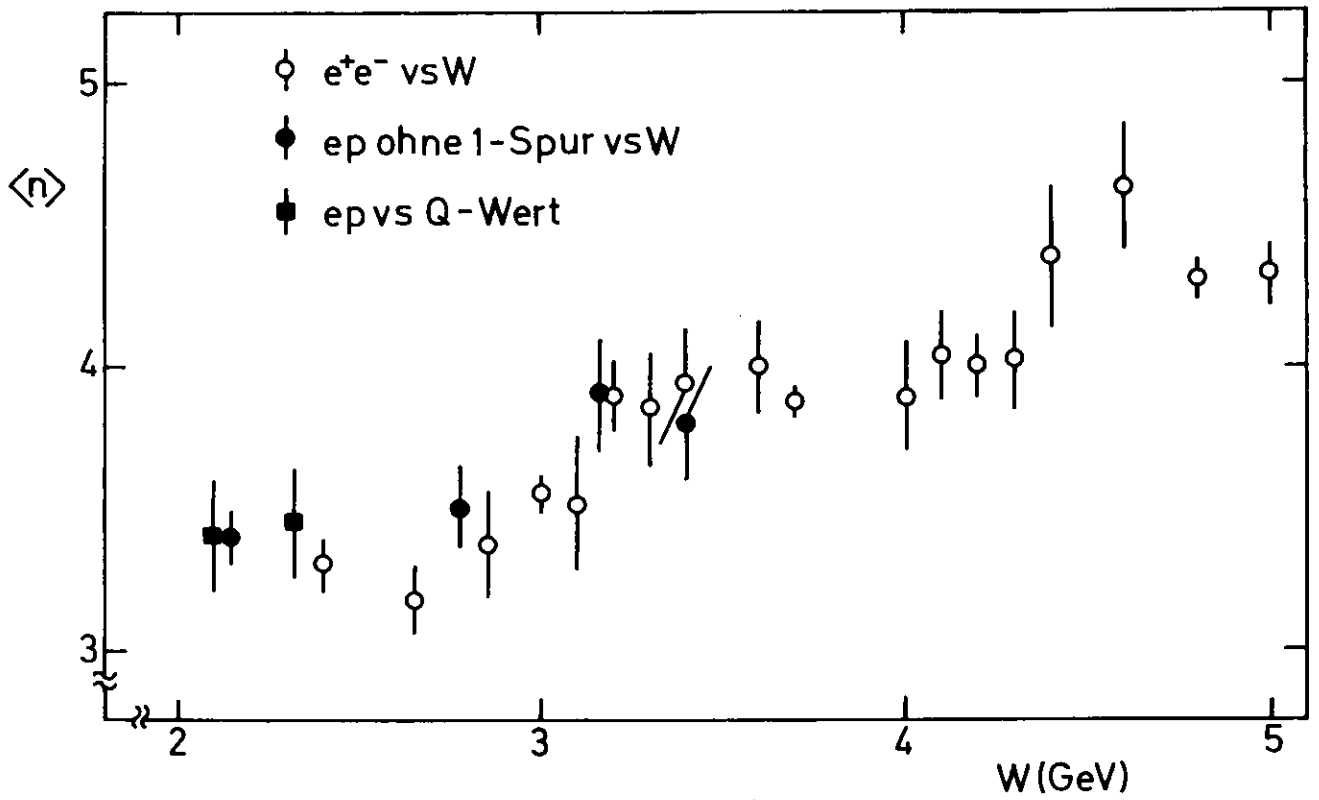


Abb. 19

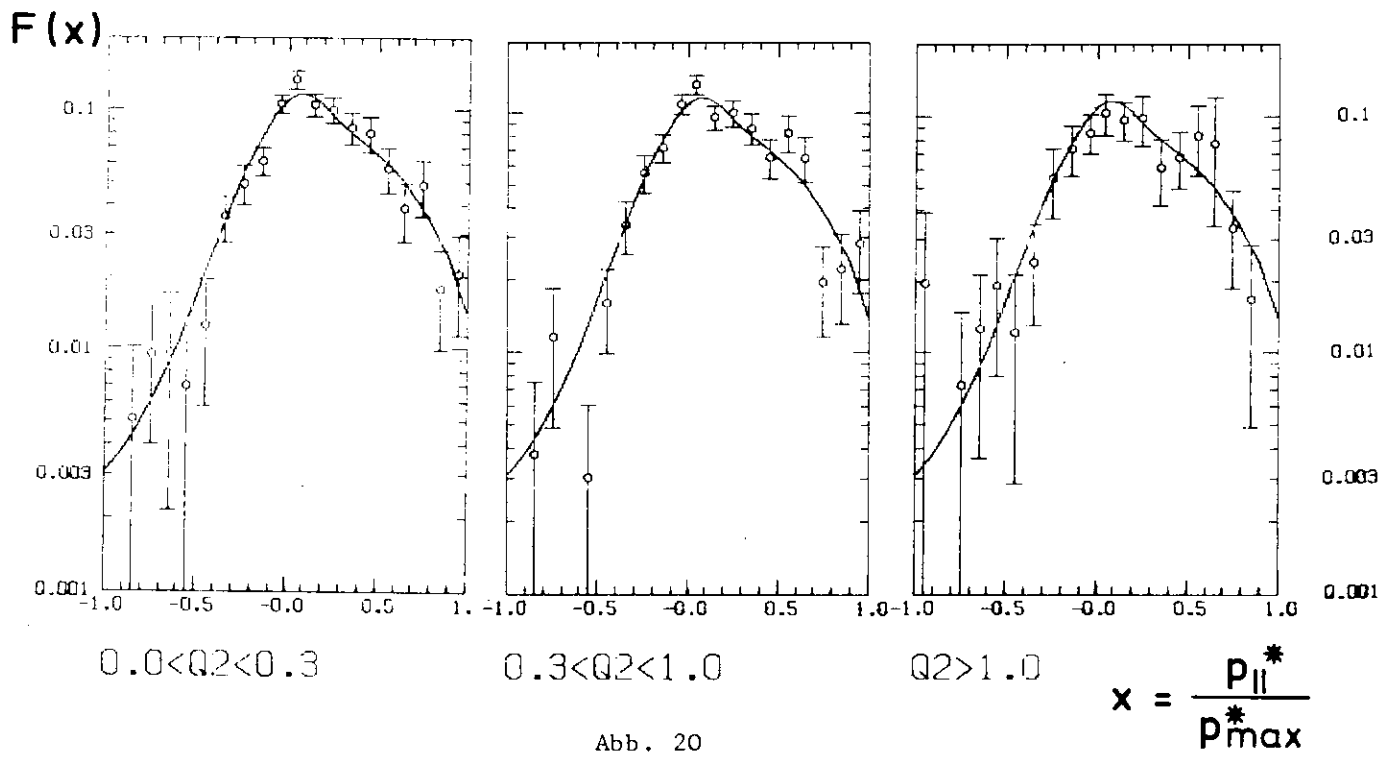
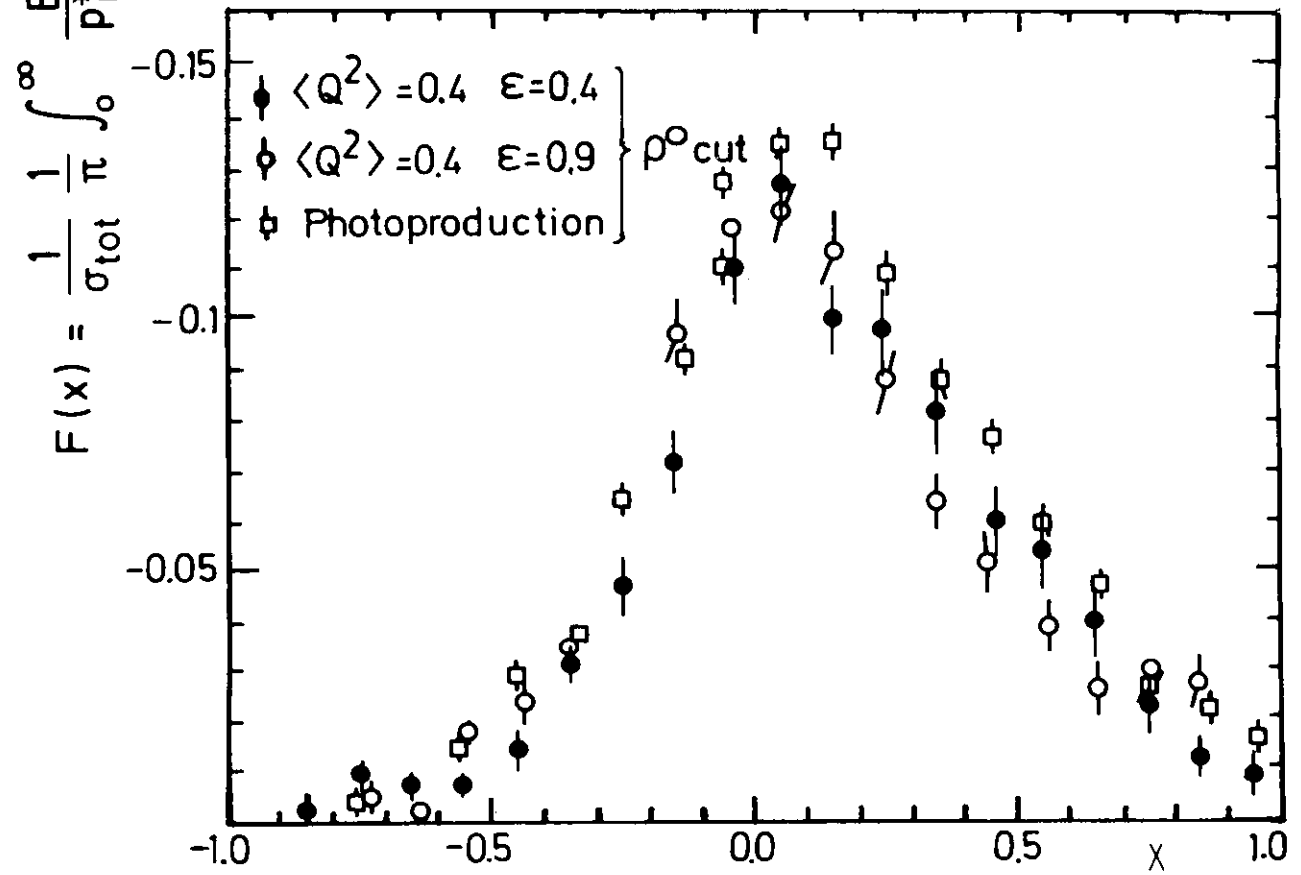
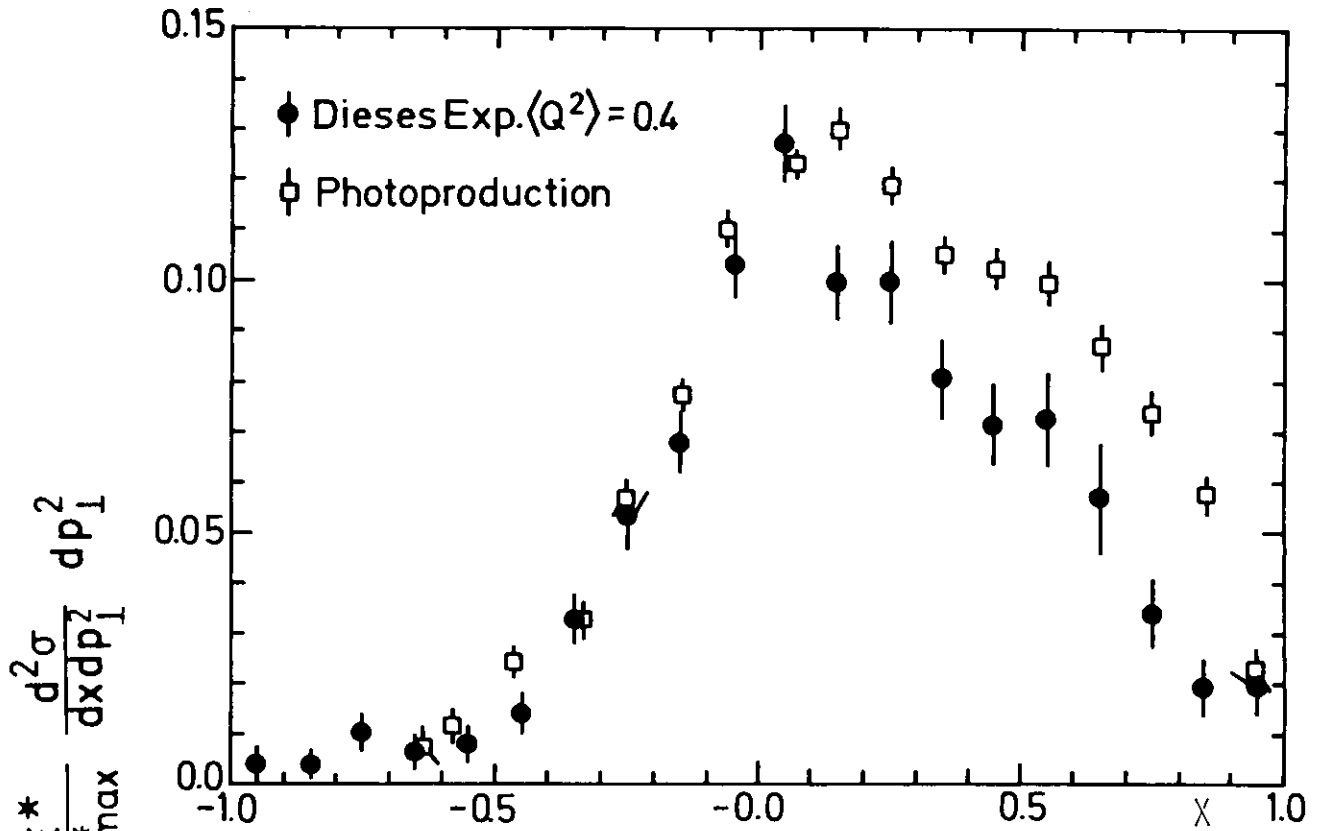
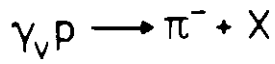
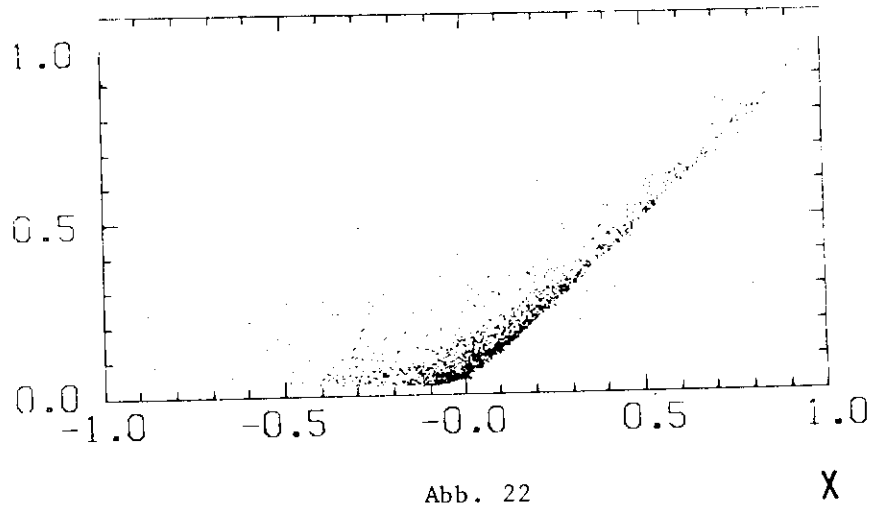


Abb. 20

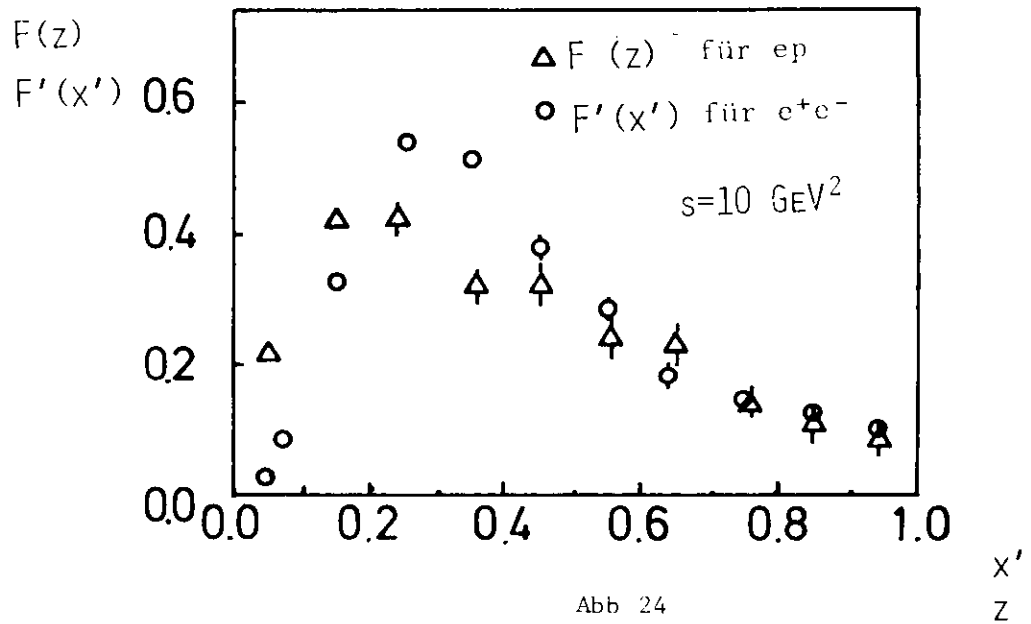
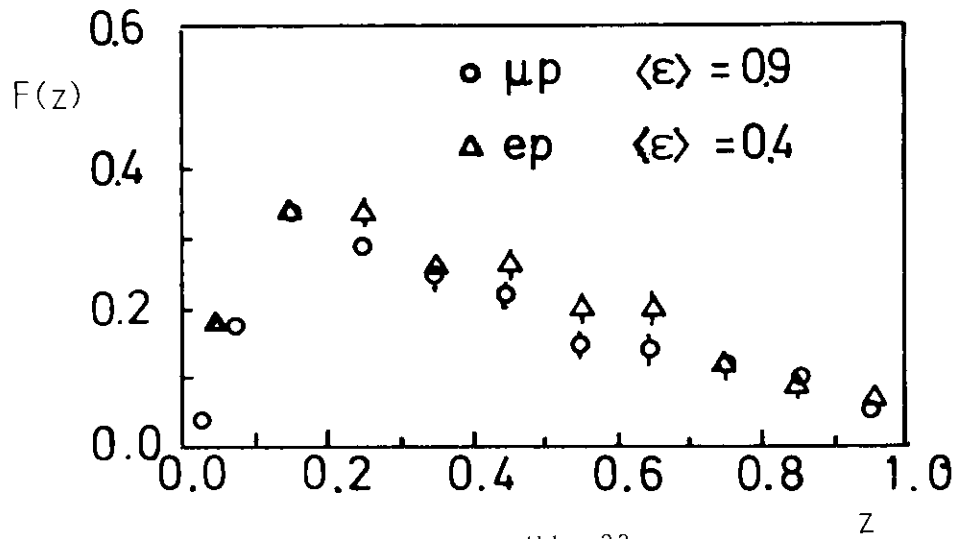




$$x = \frac{p_{\parallel}^*}{p_{\max}^*}$$



Z VS X



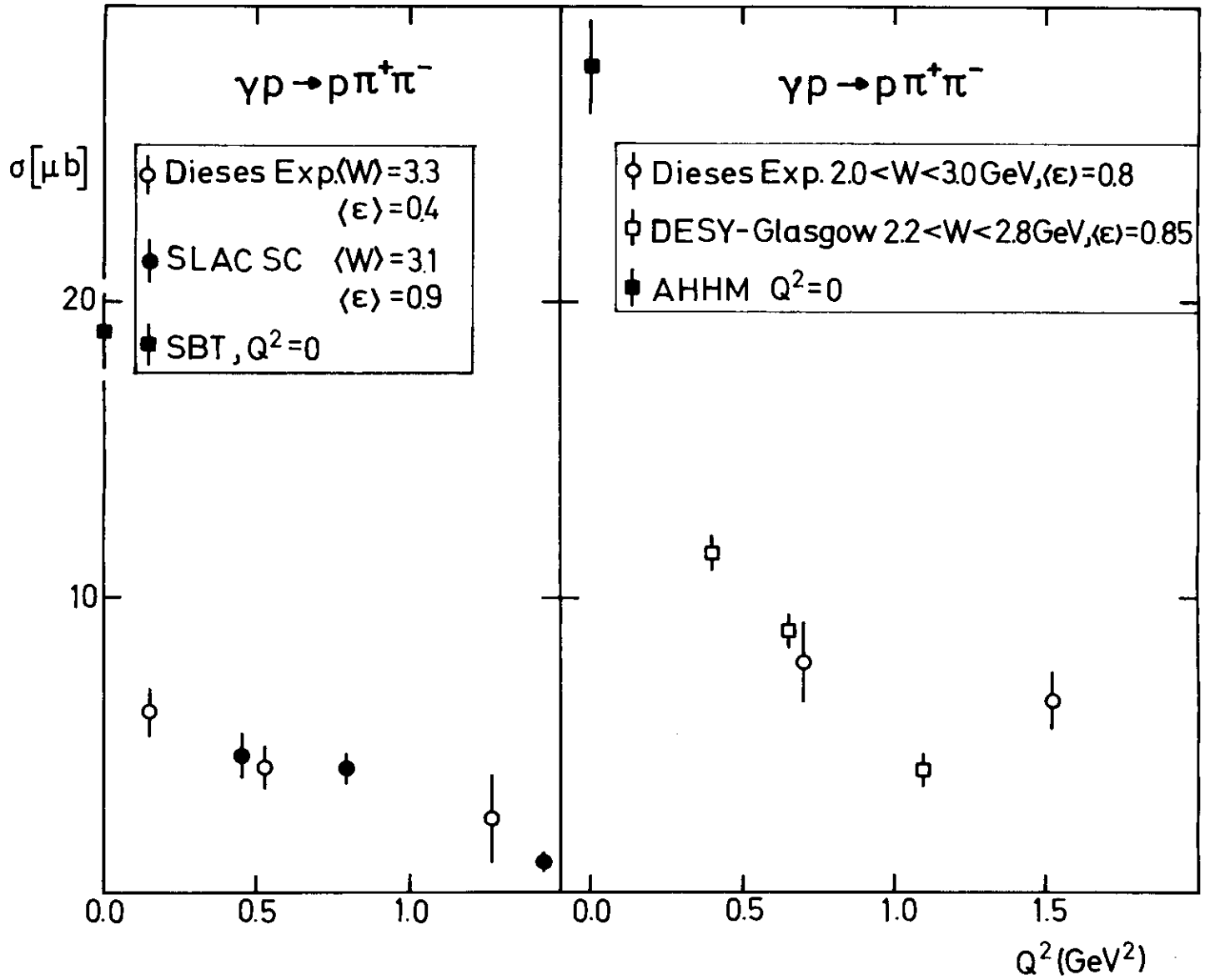
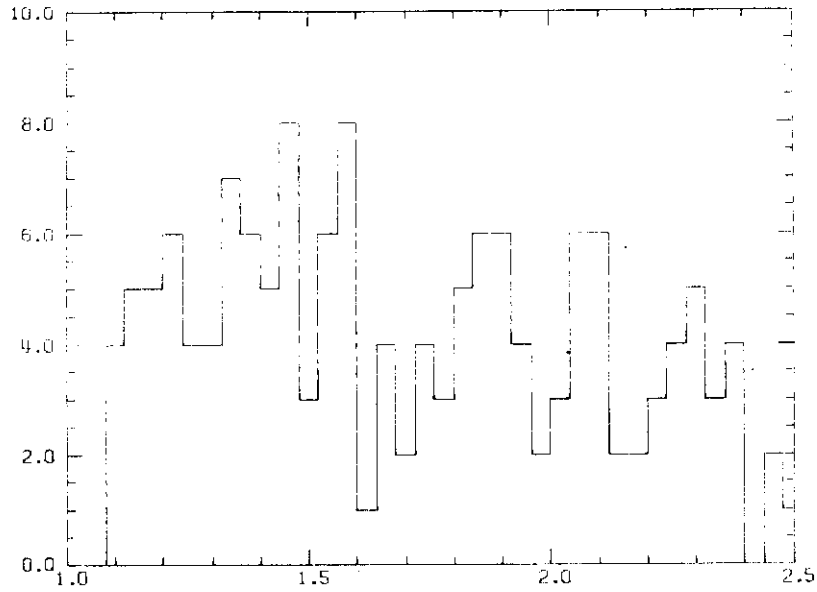


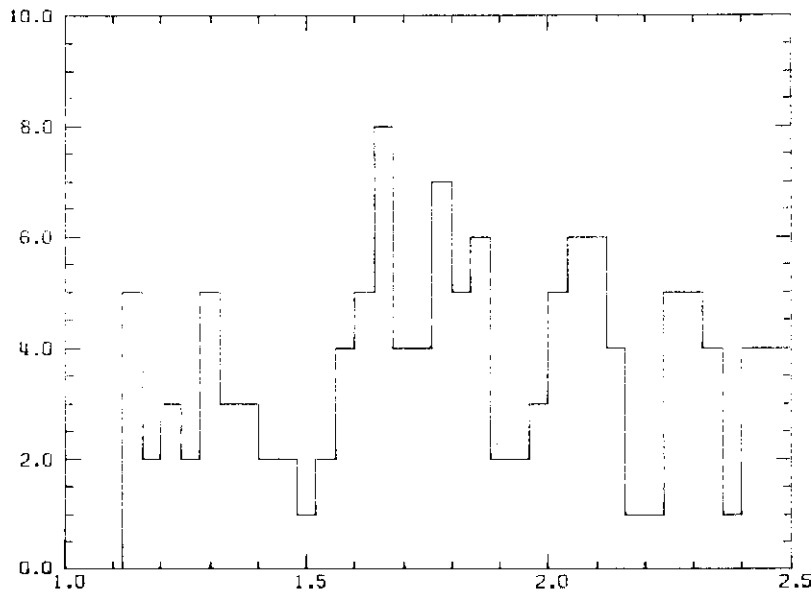
Abb. 25

$e\rho \rightarrow e\rho\pi^+\pi^-$

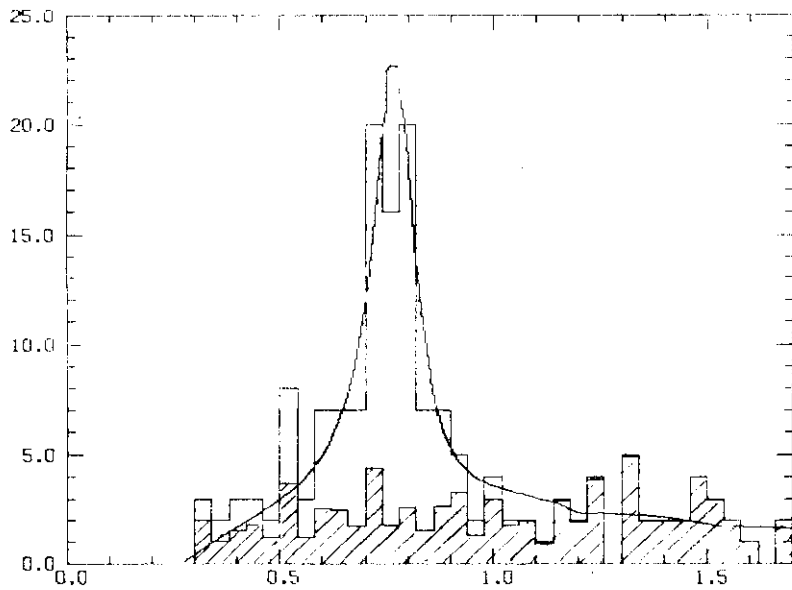


$M_{\rho\pi^+}$  (GeV)

Ereignisse/40MeV



$M_{\rho\pi^-}$  (GeV)



$M_{\pi^+\pi^-}$  (GeV)

Abb. 26



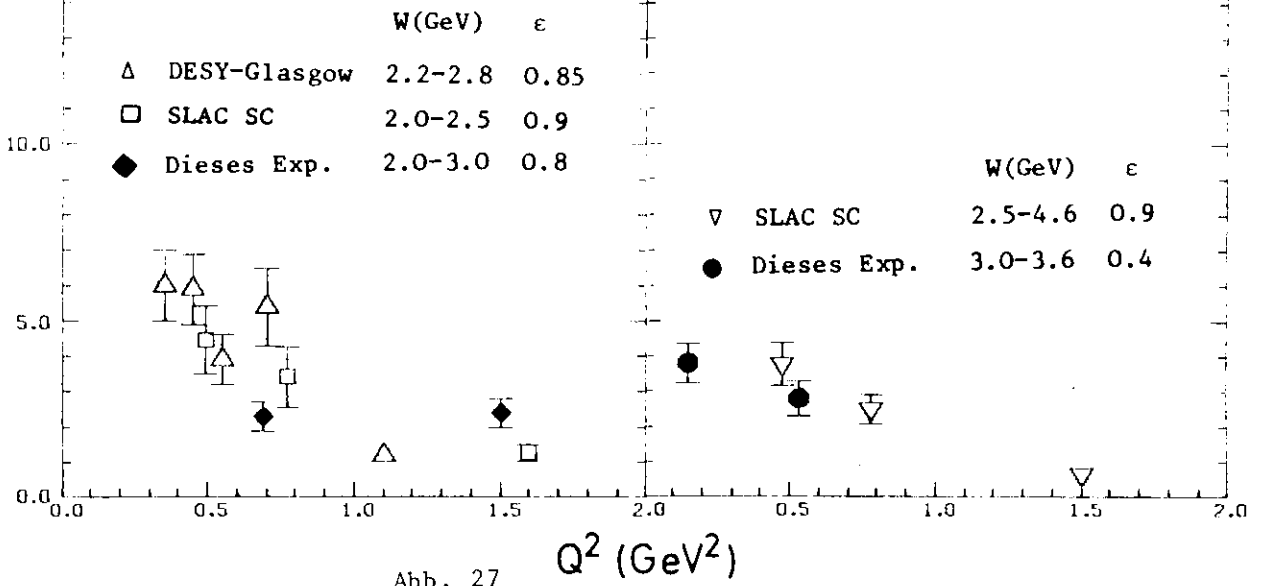
$$\sigma(\gamma_p \rightarrow \rho^0 p) (\mu\text{b})$$


Abb. 27

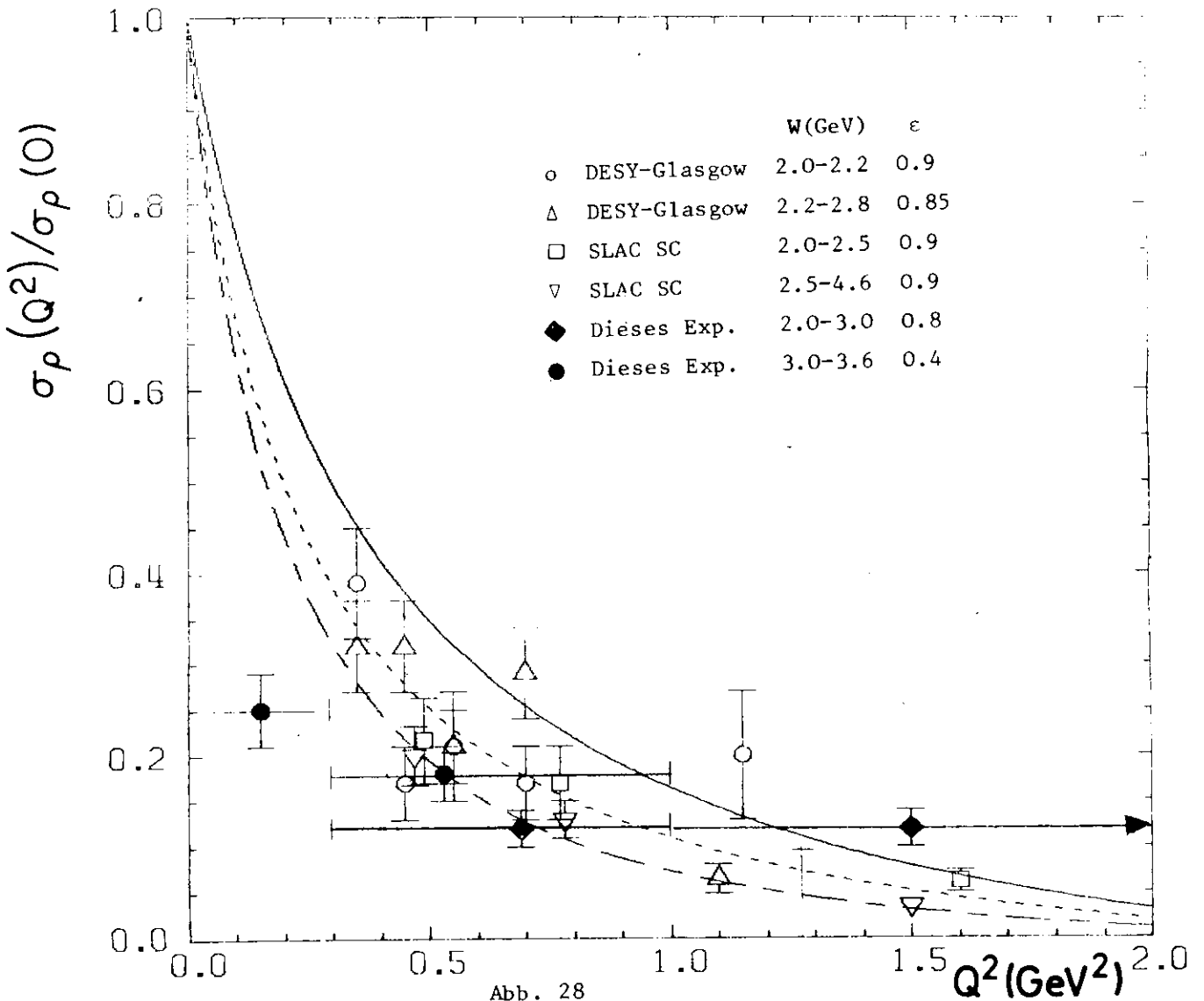


Abb. 28

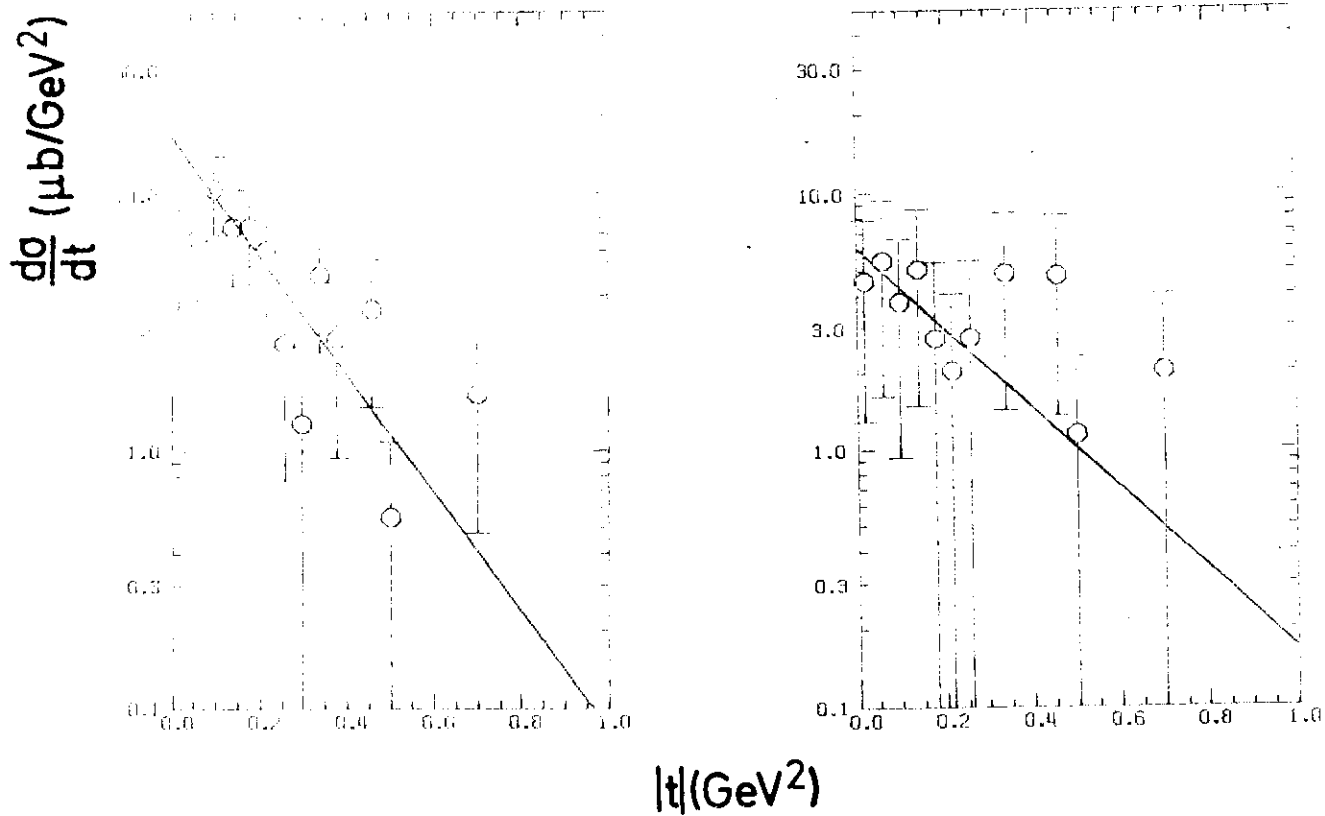


Abb. 29

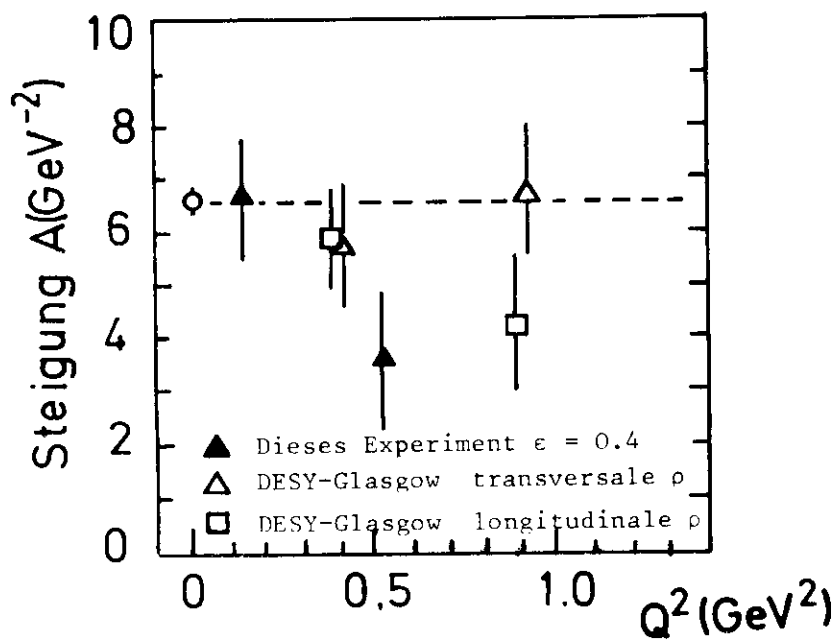
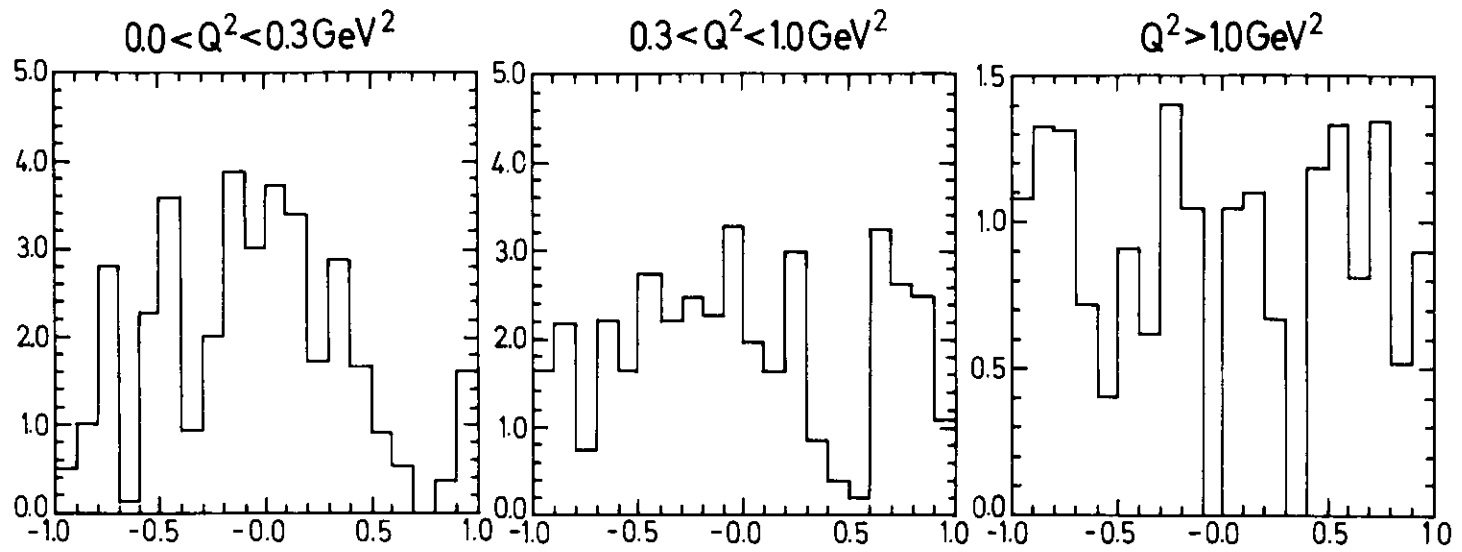
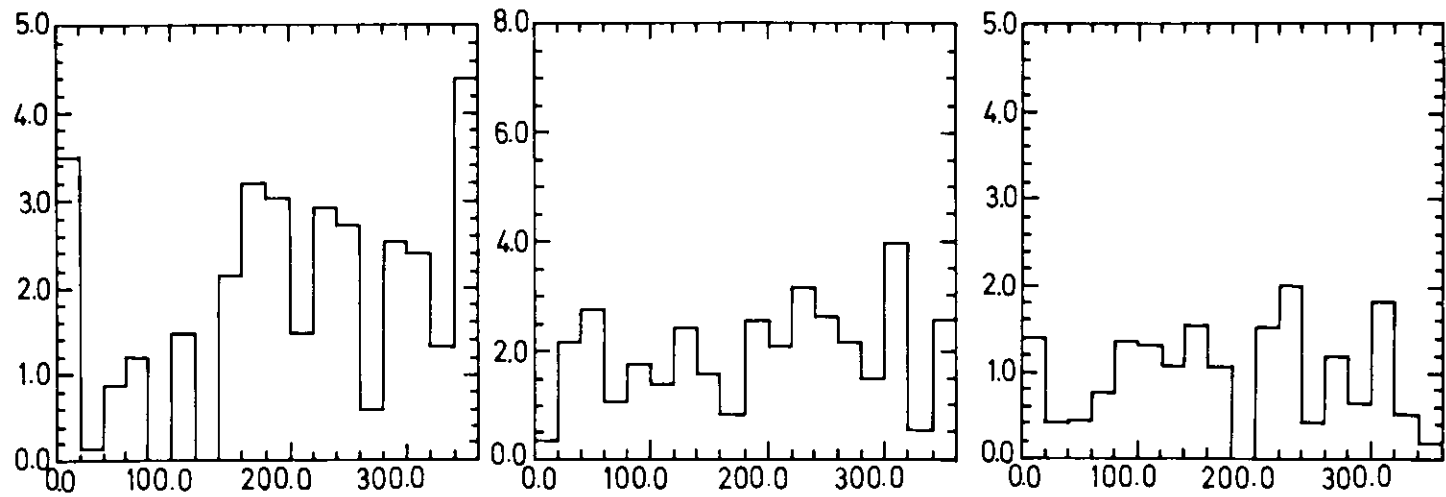


Abb. 30

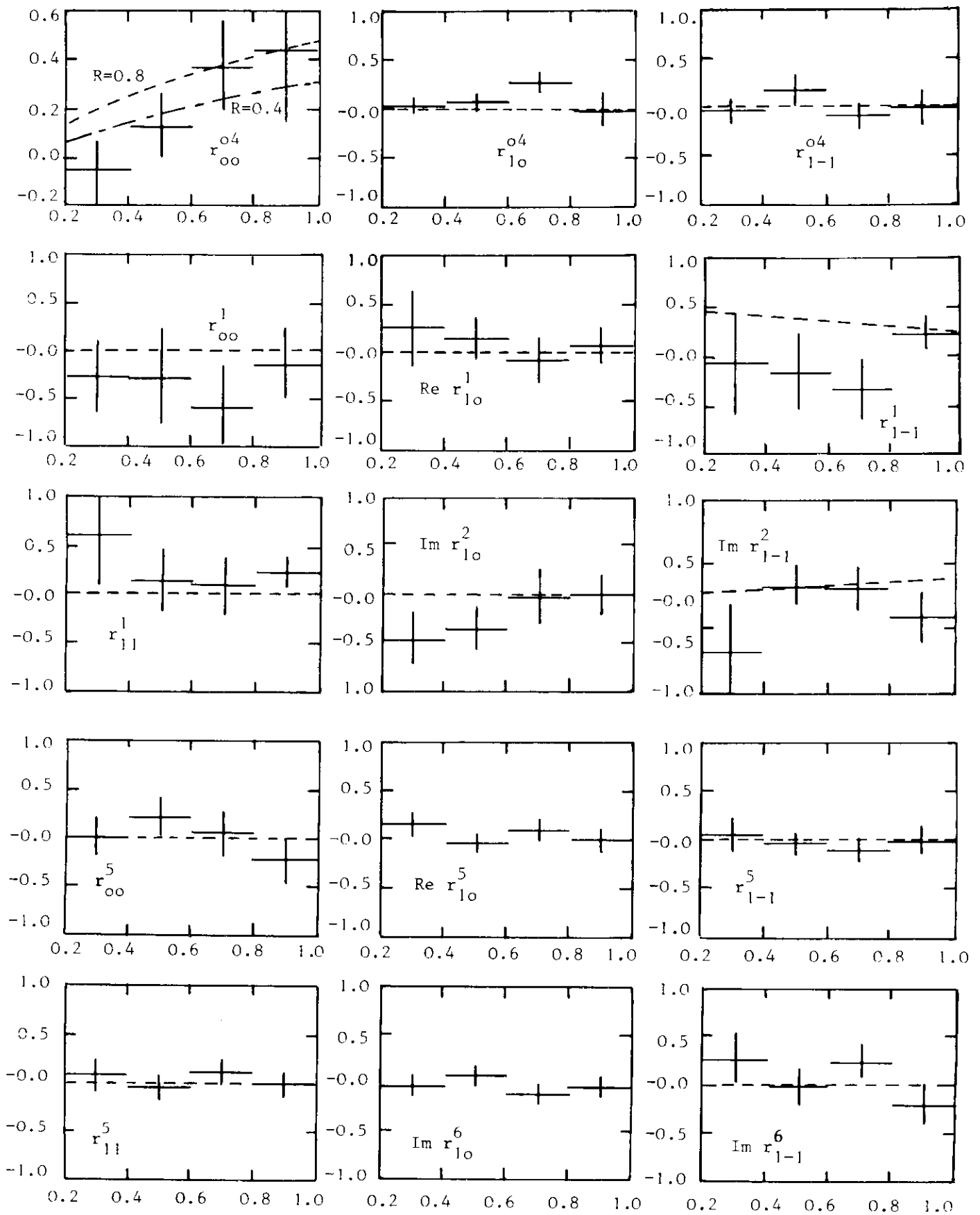
$$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$$



$\cos(\theta_H)$



$\psi$



$\epsilon$

Abb. 32a



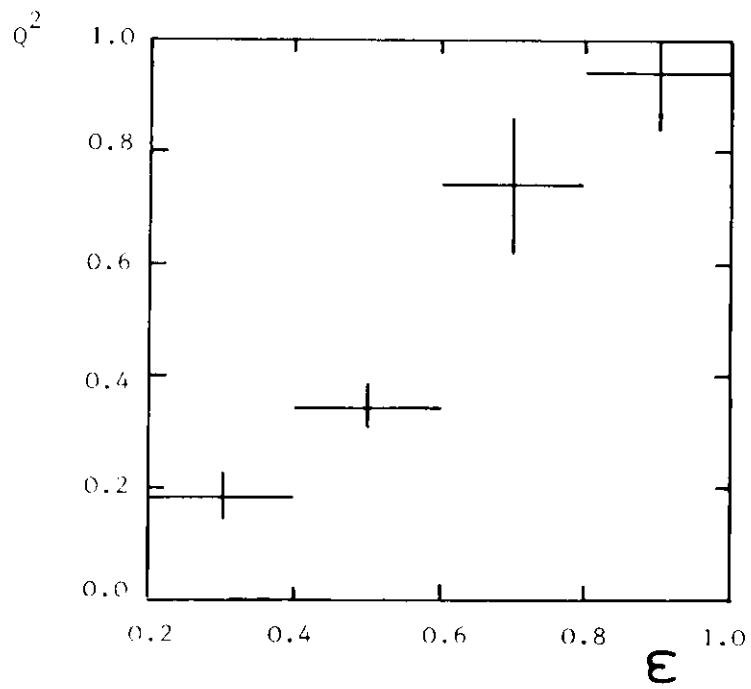
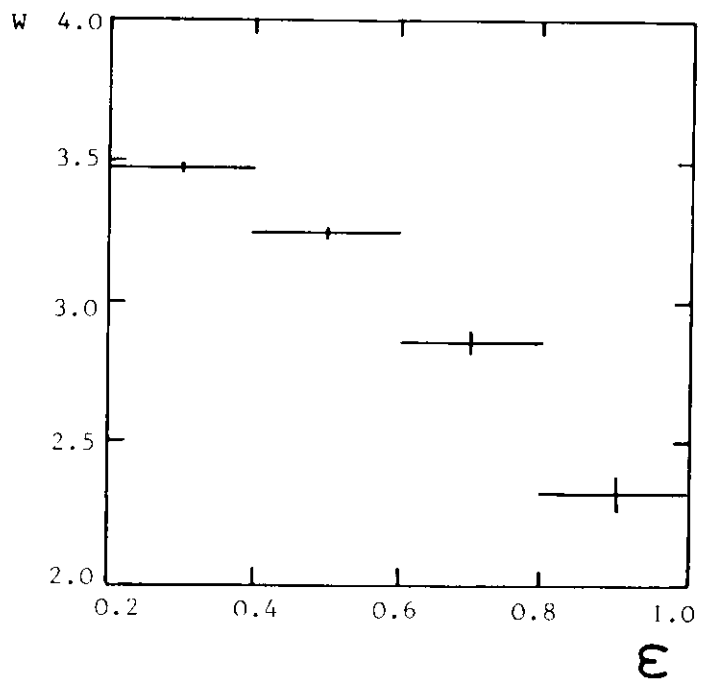


Abb. 32b

$\gamma_V p \rightarrow \rho^0 p$

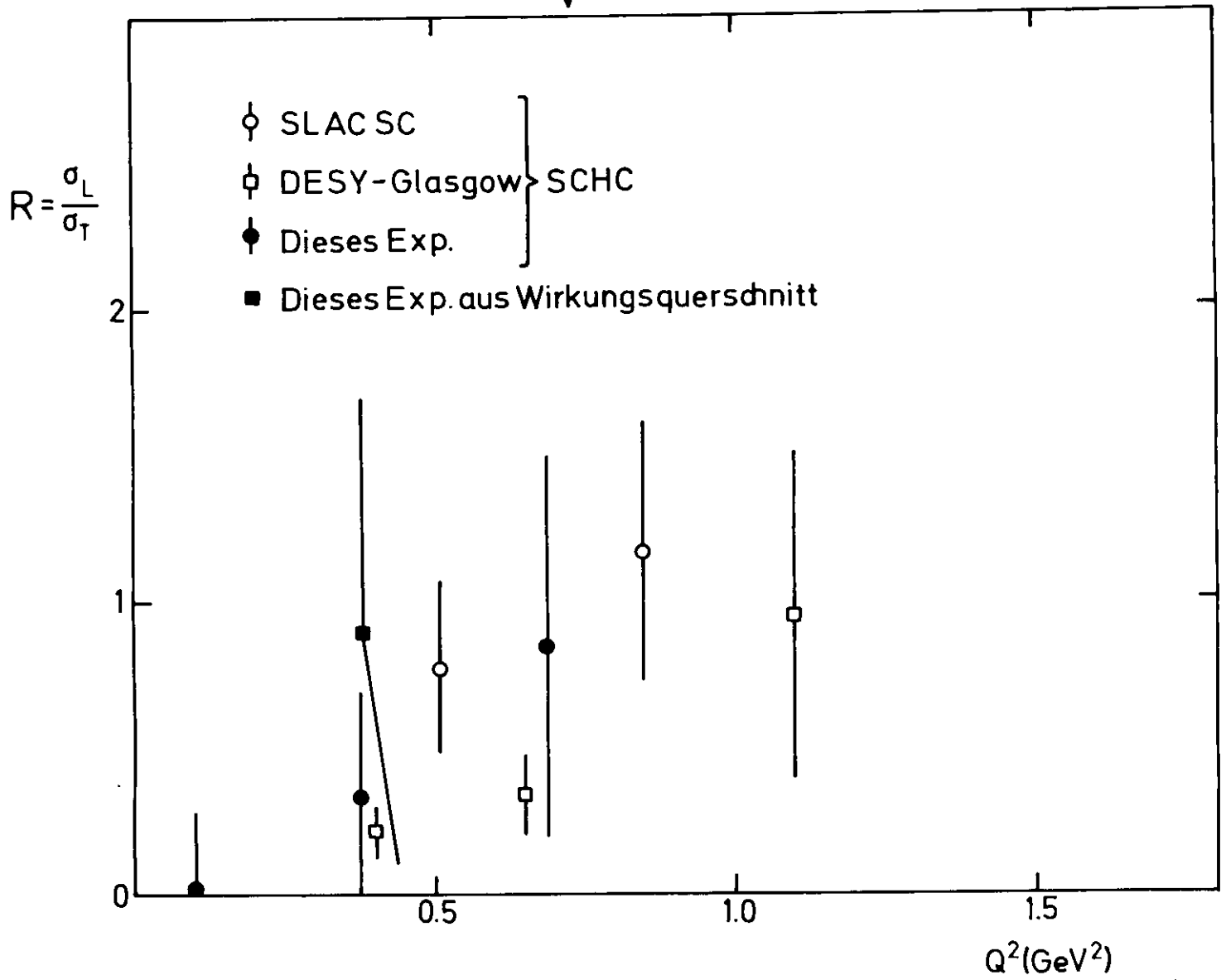


Abb. 33

## Lebenslauf

- 24.7.1945 geboren in Erfurt, als Sohn des Kaufmanns Rolf Knobloch und seiner Ehefrau Sonja Knobloch geb. Berger
- 1952-1958 Besuch der Grundschule in Bremerhaven
- 1958-1965 Besuch der Lessingschule - mathematisch- naturwissenschaftliches Gymnasium - in Bremerhaven
- März 1965 Abitur
- 1965-1971 Studium der Physik an der Universität Hamburg
- Juli 1971 Diplom in Physik  
Thema der Diplomarbeit: Messung von Photoerzeugungswirkungsquerschnitten mit einer Streamerkammer
- seit 1.9.71 als wissenschaftlicher Angestellter am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg tätig

Ich bin seit Januar 1971 mit Ursula Knobloch geb. Mack verheiratet und habe zwei Kinder im Alter von 1 und 3 Jahren.

