

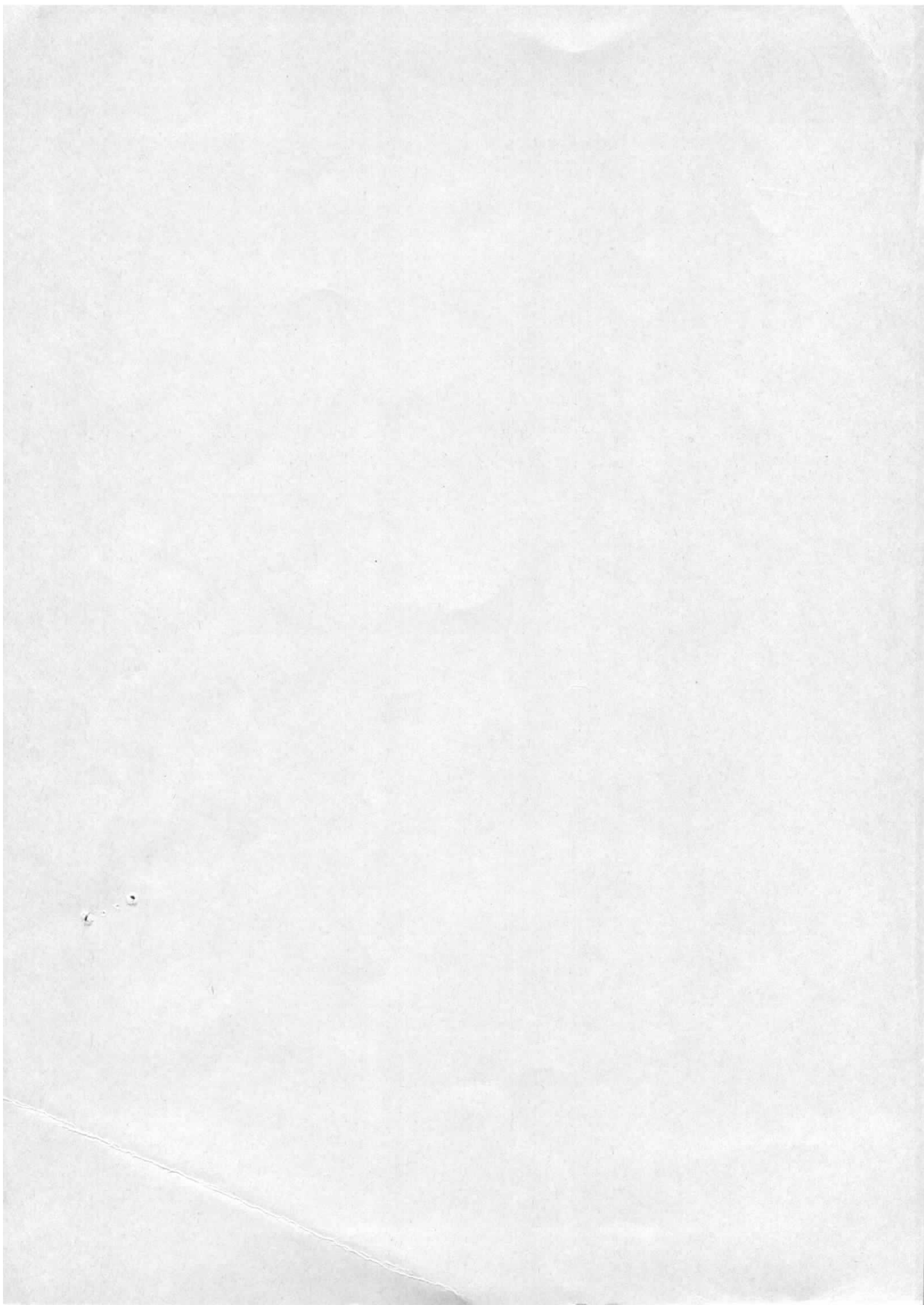
Interner Bericht
DESY F21-73/2
Januar 1973

Untersuchung des Proton-Spektrums in der Richtung des virtuellen Photons
im Bereich tiefinelastischer Elektroproduktion

von

Volker Korbel

DESY-Bibliothek
26. APR. 1973



Untersuchung des Proton-Spektrums in der Richtung des virtuellen Photons
im Bereich tiefinelastischer Elektroproduktion

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Volker Korbelt
aus Odernheim

Hamburg
1 9 7 2

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg
auf Antrag von Prof. Dr. E. Lohrmann

Hamburg, den 15. November 1972

Prof. Dr. R. Haensel
Sprecher des Fachbereichs

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes
der Gruppe F21 am Deutschen Elektronen-Synchrotron in den Jahren 1970 - 1972.

Abstract

Coincidence measurements in the region of deep inelastic electron-proton scattering have been made at the DESY electron synchrotron. Data were taken at a center of mass energy W of 2.63 GeV, a four momentum square of the virtual photon q^2 of 1.16 GeV^2 and a photon polarization parameter ϵ of 0.68. The momentum and missing mass distributions of the produced hadrons are measured in the photon direction.

In this paper the radiative corrected proton differential cross sections are presented and compared with photoproduction results. There is no agreement with predictions of a special field theoretical model of Drell, Levy and Yan. The data are also compared with predictions from a multiregge model and a bremsstrahlung model. The latter gives the best qualitative agreement.

Sommaire

Cette Thèse décrit des mesures en coïncidence dans le domaine de la diffusion inélastique électron-proton, qui ont été faites auprès de l'accélérateur d'électrons de DESY. Les données ont été prises à une énergie totale dans le système du centre de masse $W = 2.63 \text{ GeV}$. La valeur du quadransfert d'impulsion au carré était $q^2 = 1.16 \text{ GeV}^2$, le paramètre de polarisation des photons virtuels était $\epsilon = 0.68$. Les distributions en impulsion et en masse manquante pour les hadrons produits étaient mesurées dans la direction du photon échangé.

Ici sont présentés les sections efficaces différentielles de protons, après corrections radiatives, et comparées avec des résultats de la photoproduction. Un modèle spécial de la théorie des champs de Drell, Levy et Yan n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux. En outre des comparaisons ont été faites avec un modèle multiregge et un bremsstrahlung modèle. Le dernier modèle montre la meilleure concordance qualitative.

Zusammenfassung:

In dieser Arbeit wird ein Koinzidenzexperiment zur tiefinelastischen Elektroproduktion beschrieben, bei einem Impulsübertrag $q^2 = 1.16 \text{ GeV}^2$, einer Schwerpunktsenergie des hadronischen Systems W von 2.63 GeV und einem Polarisationsgrad $\epsilon = 0.68$.

Nachgewiesen wurde das gestreute Elektron und eines der in Richtung des Impulsübertrages fliegenden Hadronen. Diese Arbeit beschränkt sich auf die Untersuchung der Impuls- und Missing Mass-Verteilung für Protonen.

Ein wesentlicher Anlaß zu diesem Experiment ging von einem feldtheoretischen Partonmodell von Drell, Levy und Yan aus. Nach diesem Modell erwartet man, daß mit wachsendem Impulsübertrag q^2 immer mehr Hadronen mit Spin $1/2$ in Richtung des virtuellen Photons fliegen, die einen wesentlichen Teil des Photonimpulses übernommen haben.

Die invariante Dichteverteilung der nachgewiesenen Protonen bei $q^2 = 1.16 \text{ GeV}^2$ wird mit Protondichteverteilungen aus der Photo-Produktion verglichen, die bei gleicher Schwerpunktsenergie W gemessen wurden. Beide Verteilungen stimmen im Bereich kleiner Schwerpunktsimpulse im Rahmen der experimentellen Fehler gut überein. In Vorwärtsrichtung, bei Schwerpunktsimpulsen, die größer sind als die Hälfte des maximalen Schwerpunktsimpulses, sind allerdings die Werte für die Proton-Dichteverteilung in der Elektroproduktion um etwa 30 bis 50 % kleiner als die in der Photo-Produktion.

Außerdem werden die Daten mit Vorhersagen aus einem Bremsstrahlungs- und einem Multiregge-Modell verglichen. Das Multiregge-Modell sagt ebenfalls eine mit q^2 zunehmende Emissionshäufigkeit der Protonen in Vorwärtsrichtung voraus. In besserer Übereinstimmung mit den Daten ist das Bremsstrahlungsmodell, das den Verlauf der Protonimpulsverteilung oberhalb von Laborimpulsen von etwa 1.1 GeV qualitativ gut beschreibt.

Inhaltsverzeichnis

A	<u>EINLEITUNG</u>	1
B	<u>KINEMATIK UND WIRKUNGSQUERSCHNITT</u>	5
B I	Kinematik des Streuprozesses	5
B II	Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die invariante Darstellung inklusiver Reaktionen	6
C	<u>AUFBAU DES EXPERIMENTES</u>	9
C I	Target, Primärstrahl und Ladungsmessung	9
C II	Das Elektronspektrometer	10
C III	Das Hadronspektrometer	11
	III.1 Das Quadrupolsystem	11
	III.2 Die Hodoskope	13
	III.3 Die Triggerzähler	15
	III.4 Die Schwellencerenkovzähler	16
	III.5 Der Schauerzähler	17
C IV	Die schnelle Elektronik	18
	IV.1 Die Logik des Elektronspektrometers	18
	IV.2 Die Logik des Hadronspektrometers	19
	IV.3 Das Monitorteleskop	22
C V	Die Datennahme	23
	V.1 Datennahme durch die PDP-8	23
	V.2 Zwischenspeicherung im Kleinrechner und Transfer zum Großrechner	25
	V.3 Der Weg der Daten im Großrechner	26
	V.4 Überwachung des Experimentes	26
D	<u>MESSUNGEN</u>	28
D I	Testmessungen	28
	I.1 Testmessungen mit dem Elektronspektrometer	28
	I.2 Testmessungen mit dem Hadronspektrometer	29

D I	I.3	Elastische Koinzidenzen zwischen den beiden Spektrometerarmen	30
	I.4	Inelastische Testmessungen im Hadronspektrometer	31
D II		Inelastische Koinzidenzmessungen	32
E		<u>AUSWERTUNG DER DATEN</u>	35
E I		Datenreduktion	35
E II		Identifizierung der Protonen	36
E III		Bestimmung der Wirkungsquerschnitte	42
E IV		Korrekturen und Fehler	44
	IV.1	Korrekturen für das Elektronspektrometer	44
	IV.2	Korrekturen für das Hadronspektrometer	46
	IV.3	Allgemeine Korrekturen	48
F		<u>BESCHREIBUNG UND DISKUSSION DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE</u>	50
G	ANHANG	- Tabellen der Wirkungsquerschnitte	60
	Anhang I	- Bestimmung der Impulse, Winkel, Akzeptanzen und Auflösungen im Hadronspektrometer	60
	Anhang II	- Beschreibung der Strahlungskorrektur	62

A EINLEITUNG

Ein wesentliches Ziel der gegenwärtigen Hochenergiephysik ist die Erforschung der inneren Struktur der Hadronen. Die Elektron-Nukleonstreuung stellt ein besonders wertvolles Werkzeug zur Untersuchung der Nukleonstruktur dar, und zwar aus den folgenden Gründen:

1. Die elektromagnetische Wechselwirkung ist gut bekannt.
2. Man kann sich in der Störungsrechnung wegen der Kleinheit der Kopplungskonstanten α auf den Einphotonaustausch beschränken.
3. Das Quadrat des Viererimpulses q^2 des ausgetauschten Photons und seine Polarisierung ϵ kann variiert werden.

Der hadronische Anteil der Wechselwirkung kann rein formal durch zwei lorentzinvariante Strukturfunktionen W_1 und W_2 beschrieben werden, die nur von den zwei Variablen q^2 und ν abhängen. Dabei ist ν die Energie des virtuellen Photons.

In einer Vielzahl von Streuexperimenten wurde in den letzten Jahren, vor allem bei DESY und bei SLAC, das Verhalten dieser Strukturfunktionen untersucht. Bei diesen Experimenten wurde immer nur der Streuwinkel und die Energie des gestreuten Elektrons gemessen, bei bekannter Energie und Richtung des einlaufenden Elektrons. Solche Experimente werden im folgenden Einarmexperimente genannt.

Das auffallendste Resultat dieser Messungen ist nun, daß im tiefinelastischen Bereich der Elektron-Protonstreuung, d.h. für große q^2 und ν , die Strukturfunktionen nur noch von einer einzigen Variablen $\omega = 2 M\nu/q^2$ abhängen (BJO69). Diese Eigenschaft nennt man Skaleninvarianz der Strukturfunktionen.

In den letzten Jahren wurden eine Menge theoretischer Modelle geschaffen, die mit mehr oder weniger plausiblen Annahmen versuchen, dieses skaleninvariante Verhalten zu erklären. Dazu gehören folgende Klassen von Modellen:

Partonmodelle (FEY69, BJO69, BJO70)

Feldtheoretische Modelle (DRE69, DRE70)

Analyse der Lichtkegelsingularitäten von Stromkommutatoren (BRA69, BRA71)

Verschiedene Reggeaustausch-Modelle, Multireggemodell und venetianoartige Modelle (LAN70, BRA71, BLU70)

Hadronische Bremsstrahlungsmodelle (KAS68, GEM71, MOR71)

Modifizierte Vektordominanzmodelle (SAK72, KEL72).

Weitere Arbeiten sind in (HAR71) zitiert.

In allen bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt publizierten Arbeiten werden aber nur sehr unvollkommene oder überhaupt keine Aussagen über die zu erwartenden vollständigen hadronischen Endzustände gemacht. Ausgenommen sind hier spezielle Zweiteilchenendzustände, deren Beitrag zum totalen Querschnitt klein ist.

Phänomenologische Betrachtungen und Spekulationen über mögliche Endzustandswechselwirkungen führen nur zu qualitativen Aussagen über das kinematische Verhalten bestimmter Teilchen im Endzustand. Diese Voraussagen müssen verglichen werden mit experimentellen Ergebnissen der inklusiven Einteilchenreaktion

$$\tilde{\gamma} + p \rightarrow h + x_1 + \dots + x_n$$

Projektil ist das vom gestreuten Elektron erzeugte virtuelle Photon $\tilde{\gamma}$, dessen Viererimpulsübertrag q^2 und Energie ν variiert werden. Reelle Photonen sind als Grenzfall ($q^2 = 0$) eingeschlossen. Nachgewiesen wird das Hadron h und seine Longitudinal-

und Transversalimpulsverteilung gemessen, während die Teilchen x_1 bis x_n nicht identifiziert werden. Eine ausführliche Behandlung der Beschreibung inklusiver Prozesse und weitere Literaturhinweise sind in (ARN71, BER71) enthalten. Man unterscheidet drei voneinander getrennte kinematische Bereiche:

1. Den Bereich der Projektilfragmentation (große Impulse im Schwerpunktsystem in Richtung des Projektils),
2. den Bereich der Targetfragmentation (große Impulse im Schwerpunktsystem entgegengesetzt zur Richtung des Projektils)
3. und den sogenannten Pionisationsbereich, den Bereich mit kleinen Schwerpunktimpulsen.

Qualitative Aussagen über Hadronmultiplizität und Transversalimpulsverteilungen für solche Hadronen, die einen endlichen Teil des Photonimpulses übernommen haben, werden in (DRE70, ABA71, CIS, AKI72, NIE71, CHOU) gemacht. Drell, Levy und Yan sagen voraus, daß mit zunehmendem Impulsübertrag q^2 immer mehr Hadronen mit Spin $1/2$ und Impulsen von der Größenordnung des Photonimpulses in Richtung des virtuellen Photons fliegen. Außerdem wird in den meisten zitierten Arbeiten ein zweiter Hadronenstrom im Bereich der Targetfragmentation erwartet. Multiregge- und thermodynamische Modelle führen für alle inklusiven Reaktionen im Bereich der Pionisation zu großen Pionmultiplizitäten und einem schnellen Abfall in der Transversalimpulsverteilung.

Analogien zwischen von virtuellen Photonen induzierten Reaktionen und hadronischen Reaktionen werden in (SAT71, HAY71) formuliert.

In dem hier beschriebenen Experiment, das durch die Voraussagen von Drell, Levy und Yan angeregt wurde, wurden im tiefinelastischen Bereich inklusive Hadronspektren gemessen. Die Appara-

tur wurde so aufgebaut, daß die Verteilung der in Richtung des virtuellen Photons fliegenden Protonen untersucht werden konnte. Nachgewiesen wurden außerdem π^- - und K-Mesonen beider Polarität. Diese Arbeit beschreibt die Protonverteilung. Die Pion- und Kaonverteilungen werden in (FEH73) beschrieben werden. Ergebnisse dieses Experimentes wurden bereits veröffentlicht (BRAS71/19, ALD72).

Eine inklusive Protonverteilung bei kleinerem Impulsübertrag und kleinerer Energie wurde bei NINA in Daresbury (SOF71) gemessen. Vorläufige Verteilungen über verschiedene q^2 und ν -Bereiche liegen außerdem von einem Myon-Streuexperiment (BAL72) bei SLAC vor. In Cornell (CAS72) und Cambridge (BRO71) wurden jeweils schmale Impulsbereiche der Protonverteilung für nur je ein q^2, ν -Intervall gemessen. In allen diesen Daten sind bisher keine Strahlungskorrekturen angebracht worden.

Seit kurzer Zeit liegen inklusive Protonverteilungen aus Experimenten bei DESY vor (STR72, BUR72), die einen direkten Vergleich mit den hier veröffentlichten Elektroproduktionsdaten ermöglichen.

B KINEMATIK UND WIRKUNGSQUERSCHNITT

B I Kinematik des Streuprozesses

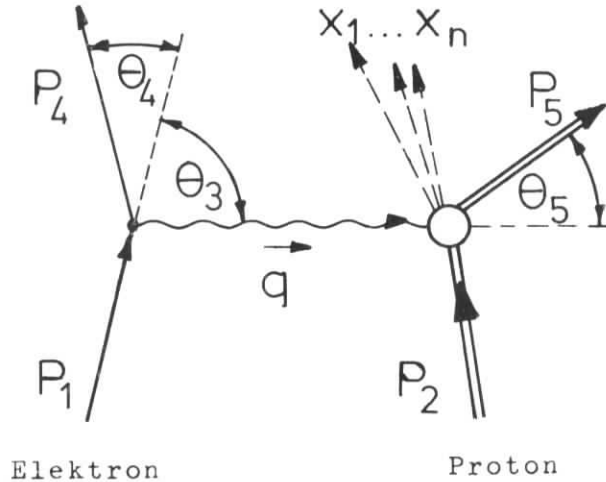


Bild 1

Ein einlaufendes Elektron mit dem Impuls p_1 erzeugt bei der Streuung am Proton p_2 mit der Masse M ein virtuelles Photon mit dem Impuls $|\vec{q}|$ (vergl. Bild 1). Die Energie ν des virtuellen Photons und der Viererimpulsübertrag q^2 an das Proton sind durch den Impuls des einlaufenden Elektrons, den Impuls p_4 des auslaufenden Elektrons und durch dessen Streuwinkel θ_4 gegeben:

$$\nu = E_1 - E_4$$

$$q^2 = \nu^2 - |\vec{q}|^2 = -2E_1 E_4 (1 - \cos \theta_4)$$

q^2 ist raumartig und in der hier gewählten Metrik kleiner als Null. Ebenso ist die Richtung des virtuellen Photons und seine Polarisation ϵ bestimmt:

$$\operatorname{tg} \theta_3 = \frac{\sin \theta_4}{\frac{p_1}{p_4} - \cos \theta_4}$$

$$\epsilon = (1 - 2 \frac{(\nu^2 - q^2)}{q^2} \operatorname{tg}^2 \theta_4 / 2)^{-1}.$$

Virtuelles Photon und Proton haben in ihrem gemeinsamen Schwerpunktsystem die Gesamtenergie W :

$$W^2 = M^2 + q^2 + 2Mv = s.$$

Reelle Photonen benötigen die Energie K , um die gleiche Schwerpunktsenergie W zu erzeugen.

$$K = \frac{(W^2 - M^2)}{2M}$$

Wird im Endzustand ein Proton mit dem Impuls p_5 unter dem Winkel θ_5 relativ zur Richtung des virtuellen Photons nachgewiesen, so läßt sich daraus die Masse des fehlenden Systems (Missing Mass) berechnen:

$$M(x_1 \dots x_n) = W^2 + M^2 - 2E_3 E_5 + 2 |\vec{q}| |\vec{p}_5| \cos\theta_5$$

$$\text{mit } E_3 = \sqrt{W^2 + |\vec{q}|^2}$$

E_3 ist die Energie des Photon-Protonsystems im Labor.

B II Der differentielle Wirkungsquerschnitt und die invariante Darstellung inklusiver Reaktionen

Gemessen wird der vierfach differentielle Querschnitt $d\sigma/d\Omega_4 dp_4 d\Omega_5 dp_5$. Daraus ergibt sich der zweifach differentielle Querschnitt für Absorption virtueller Photonen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_5 dp_5} = \Gamma_t^{-1} \frac{d\sigma}{d\Omega_4 dp_4 d\Omega_5 dp_5}$$

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_4 \cdot K}{E_1 \cdot q^2 \cdot (1-\epsilon)} \text{ GeV}^{-1} \cdot \text{sterad}^{-1}$$

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

Der Querschnitt $d\sigma/d\Omega_5 dp_5$ setzt sich aus einem transversalen und einem longitudinalen Anteil zusammen.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_5 dp_5} = \frac{d\sigma_t}{d\Omega_5 dp_5} + \epsilon \frac{d\sigma_l}{d\Omega_5 dp_5} .$$

Beide Anteile können in diesem Experiment nicht voneinander getrennt werden. Der Polarisationsgrad ϵ ist bei der vorliegenden Messung 0.68. Aus Einarmmessungen für große W und q^2 ist bekannt, daß das Verhältnis $R = \sigma_l / \sigma_t$ klein ist. Es beträgt etwa 0.18 ± 0.10 (ALB69, MIL71). Deshalb kann angenommen werden, daß im wesentlichen nur der transversale Beitrag zum Querschnitt gemessen wird.

Bei der Messung der inklusiven Reaktion



werde nur das Teilchen c im Endzustand nachgewiesen. Das System x enthalte alle weiteren nicht identifizierten Teilchen, sowohl geladene wie auch ungeladene. Es kann auch noch weitere Teilchen der Sorte c enthalten.

Der lorentzinvariante Einteilchenphasenraum ist von der Form $d^3\vec{p}/E$, wobei \vec{p} und E Impuls und Energie des nachgewiesenen Teilchens sind. Der differentielle invariante inklusive Einteilchenquerschnitt ist dann in seiner allgemeinen Form eine spezielle Funktion von s , p_{\parallel} und p_{\perp} :

$$E \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}} = f(s, p_{\parallel}, p_{\perp})$$

s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie, p_{\parallel} ist die Impulskomponente des nachgewiesenen Teilchens parallel zur Richtung des Projektils und p_{\perp} die dazu senkrechte Komponente. Man kann diese Funktion im Schwerpunktsystem beschreiben und den reduzierten Longitudinalimpuls x , die sogenannte Feynmanvariable einführen:

$$x = p_{\parallel}^* / p_{\parallel, \max}^*$$

Der maximale Schwerpunktsimpuls $p_{\parallel, \max}^*$ wird in diesem Experiment für Protonen bei der π^0 -Einfachproduktion erreicht und beträgt 1.14 GeV.

Nach der Scaling Hypothese (FEY69) wird die Funktion $F(s, x, p_{\perp})$ für große Energien s asymptotisch energieunabhängig.

$$f(s, x, p_{\perp}) = f_{\infty}(x, p_{\perp})$$

$$\lim_{s \rightarrow \infty}$$

Eine nützliche Größe für den Vergleich verschiedener inklusiver Reaktionen ist die Dichteverteilung

$$\rho(s, x, p_{\perp})_{ab \rightarrow c+x} = f(s, x, p_{\perp})_{ab \rightarrow c+x} \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}(s)_{ab}} .$$

Satz und Schildknecht (SAT71) leiten durch Anwendung des Regge-Formalismus auf die Dreikörper-Vorwärtsstreuamplitude (MUE70, CHA71) folgende Relation für die asymptotische Dichteverteilung im Fragmentierungsbereich des Protons ab:

$$\rho(s \rightarrow \infty, x, p_{\perp})_{\gamma+p \rightarrow c+\dots} = \rho(s \rightarrow \infty, x, p_{\perp})_{\text{Hadron} + p \rightarrow c+\dots}$$

Diese Beziehung sollte nach (SAT71) speziell auch für solche inklusiven Reaktionen gültig sein, bei denen das Projektil ein virtuelles Photon ist.

Wegen

$$E \cdot \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}} = \frac{E}{\pi} \frac{d\sigma}{dp_{\parallel} dp_{\perp}^2} = \frac{E}{p^2} \frac{d\sigma}{d\Omega dp} = \frac{E^*}{\pi p_{\max}^*} \frac{d\sigma}{dx dp_{\perp}^2}$$

läßt sich die invariante Dichteverteilung folgendermaßen durch den gemessenen Querschnitt $d\sigma/d\Omega_5 dp_5$ ausdrücken.

$$\rho(s, x, p_{\perp}) = \frac{E}{p^2} \frac{d\sigma}{d\Omega_5 dp_5}(s, x, p_{\perp}) \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}(s)} .$$

Von besonderem Interesse ist das Studium dieser Dichteverteilung für verschiedene Teilchen c im Endzustand bei variablem Viererimpulsübertrag q^2 der virtuellen Photonen.

C AUFBAU DES EXPERIMENTES

Das hier beschriebene Experiment ist ein Koinzidenzexperiment, bei dem in zwei magnetischen Spektrometern das gestreute Elektron und eines der erzeugten Hadronen nachgewiesen werden.

C I. Target, Primärstrahl und Ladungsmessung

Die einlaufenden Elektronen der Energie E_1 durchlaufen ein 9 cm langes mit flüssigem Wasserstoff gefülltes Target aus einer 90 μ starken Polyimidfolie. Der Durchmesser des zylindrisch geformten Targets beträgt 50 mm. Der Kühlkreislauf für das Target und die Streukammer sind in (MAY71) beschrieben.

Die Ladung des Primärstrahles wird mit zwei verschiedenen, unabhängigen Meßmethoden bestimmt. Zuerst durchquert der Strahl etwa 10 m hinter dem Target einen Sekundäremissionsmonitor, kurz SEM genannt (DESYH). Anschließend wird er, in einer Entfernung von etwa 14 m vom Target, in einem Faraday-Käfig (DESYH) gestoppt. Das Verhältnis der vom Faraday-Käfig und SEM angezeigten Ladung wurde während des Experimentes laufend verglichen. Dadurch konnten im Faradaykäfig und in den Integratoren auftretende Fehler rechtzeitig erkannt werden. Die Kurzzeitschwankungen im Verhältnis der vom Faradaykäfig und SEM gemessenen Ladung waren kleiner als 1 %.

Der vom Synchrotron gelieferte maximale Strom an ejizierten Elektronen betrug ca. 2×10^{-7} A (1.25×10^{12} Elektronen/sec). Bei kleinen zentralen Spektrometerimpulsen im Hadronspektrometer mußte wegen zunehmenden Untergrundes an zufälligen Koinzidenzen zwischen den beiden Spektrometerarmen der Primärstrom bis auf etwa 0.13×10^{-7} A (0.8×10^{11} Elektronen/sec) reduziert werden.

Die Lage des Primärstrahles am Target und am Faradaykäfig wird mit Leuchtschirmen und Fernsehkameras kontrolliert. Außerdem wird die Strahllage vor dem Faradaykäfig mit Hilfe eines Streifenmonitors (RAQ69, DES68) in beiden Koordinaten gemessen. Dieser Monitor arbeitet nach dem Prinzip der Sekundärelektronenemission. Er

besteht aus je 19 vertikal und horizontal gespannten Metallstreifen aus Aluminium von 6 mm Breite und 3 mm Abstand. Die Potentialdifferenz zwischen einem gemeinsamen Gitter und den Streifen wird über einen Multiplexer nacheinander auf einen hochohmigen Verstärker gegeben und danach auf einem Oszilloskop angezeigt.

Die genaue Strahlausdehnung am Target kann durch die Bestrahlung von Silberphosphatgläsern (ECK67) bestimmt werden. Die Halbwertsbreite beträgt vertikal etwa 1.5 mm und horizontal 3 mm. Die Breite bei 1 % der maximalen Intensität beträgt vertikal etwa 4 mm und horizontal 8 mm.

Die Dauer des ejizierten Elektronenpulses (Spill) war etwa 770 μsec (Halbwertsbreite) bei einer Fußbreite von 1100 μsec (Bild 2a). Das entspricht bei 50 Hertz-Betrieb einem duty-cycle von 3.8 %. Die Energie der ejizierten Elektronen ändert sich proportional zur Stärke des magnetischen Führungsfeldes im Synchrotron. Deswegen werden während jeder Beschleunigungsphase vom Synchrotron gelieferte Energietaktpulse (1 Puls pro 1 MeV Energieänderung) gezählt und damit die Primärenergie zum Zeitpunkt eines Koinzidenzereignisses gemessen. Bild 2b zeigt ein solches Energiespektrum. Die maximale Abweichung von der angezeigten Sollenergie betrug 0.8 %.

C II. Das Elektronspektrometer

Impuls und Winkel der gestreuten Elektronen werden mit einem doppelt fokussierenden magnetischen Spektrometer gemessen. Es ist in (MAY71) eingehend beschrieben. Deswegen sollen hier nur kurz seine wichtigsten Eigenschaften angeführt werden.

Das Spektrometer besteht aus einem Quadrupolpaar QA (DESYH) und zwei in Serie geschalteten Ablenkmagneten MA (DESYH) zur Erzeugung der Impulsdispersion in der vertikalen Ebene (Bild 3 und 4). Der erste Quadrupol fokussiert horizontal, der zweite vertikal. Am Horizontalwinkel-Fokus bestimmt ein Szintillationszählerhodoskop (H θ) den horizontalen Streuwinkel θ .

Ereignisse

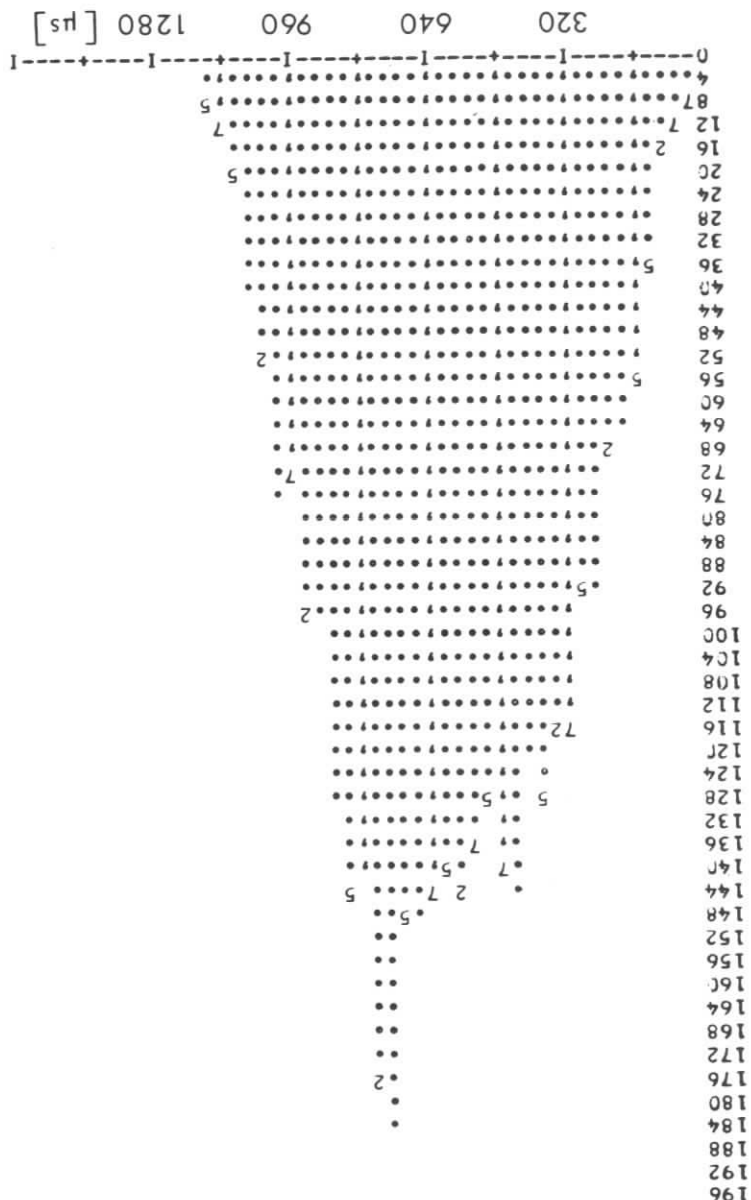


Bild 2a Relative zeitlich Verteilung der Ereignisse im Spill

Ereignisse

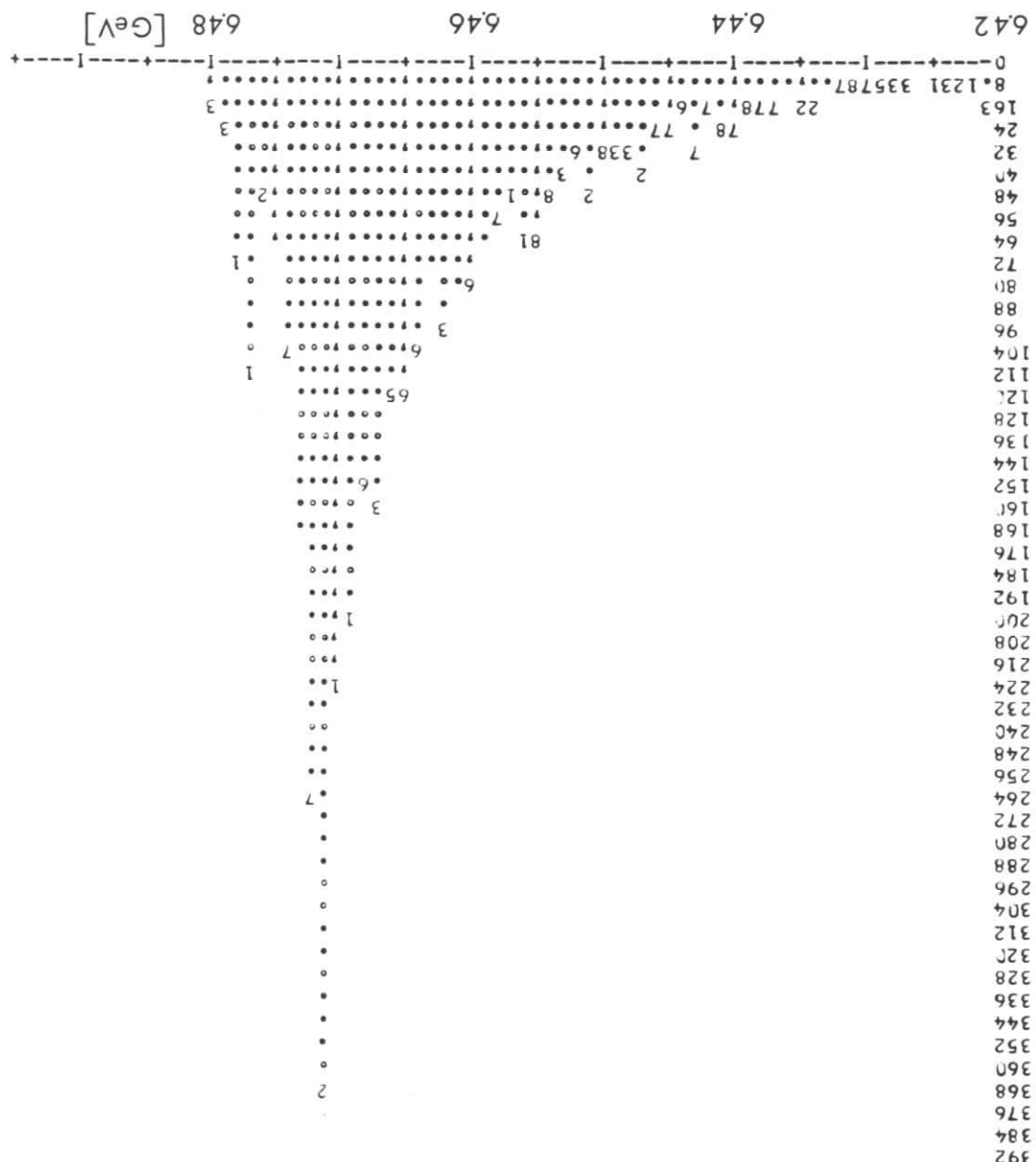
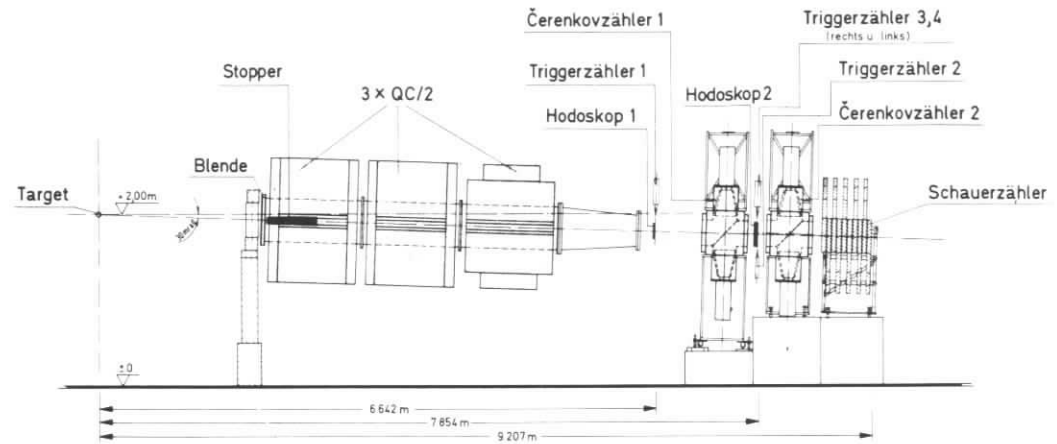


Bild 2b Energieverteilung der Ereignisse im Spill

Hadron - Spektrometer



Elektron - Spektrometer

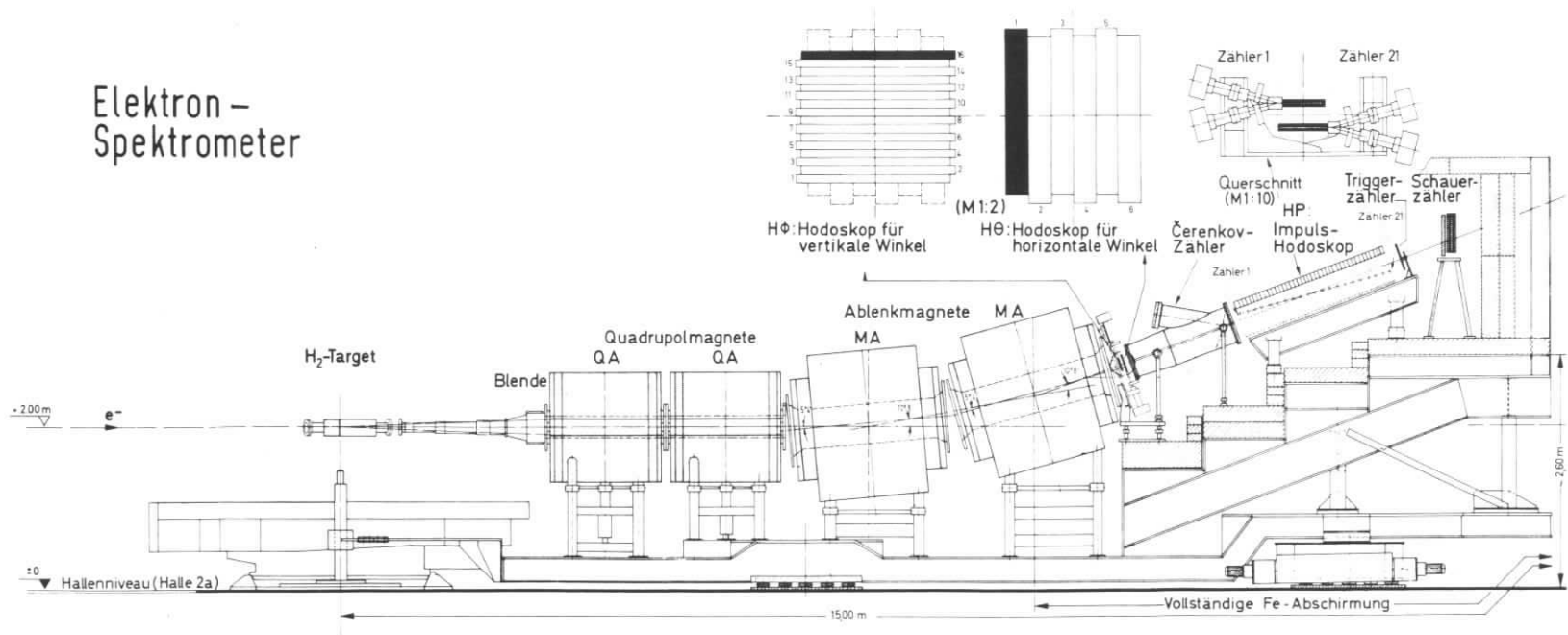
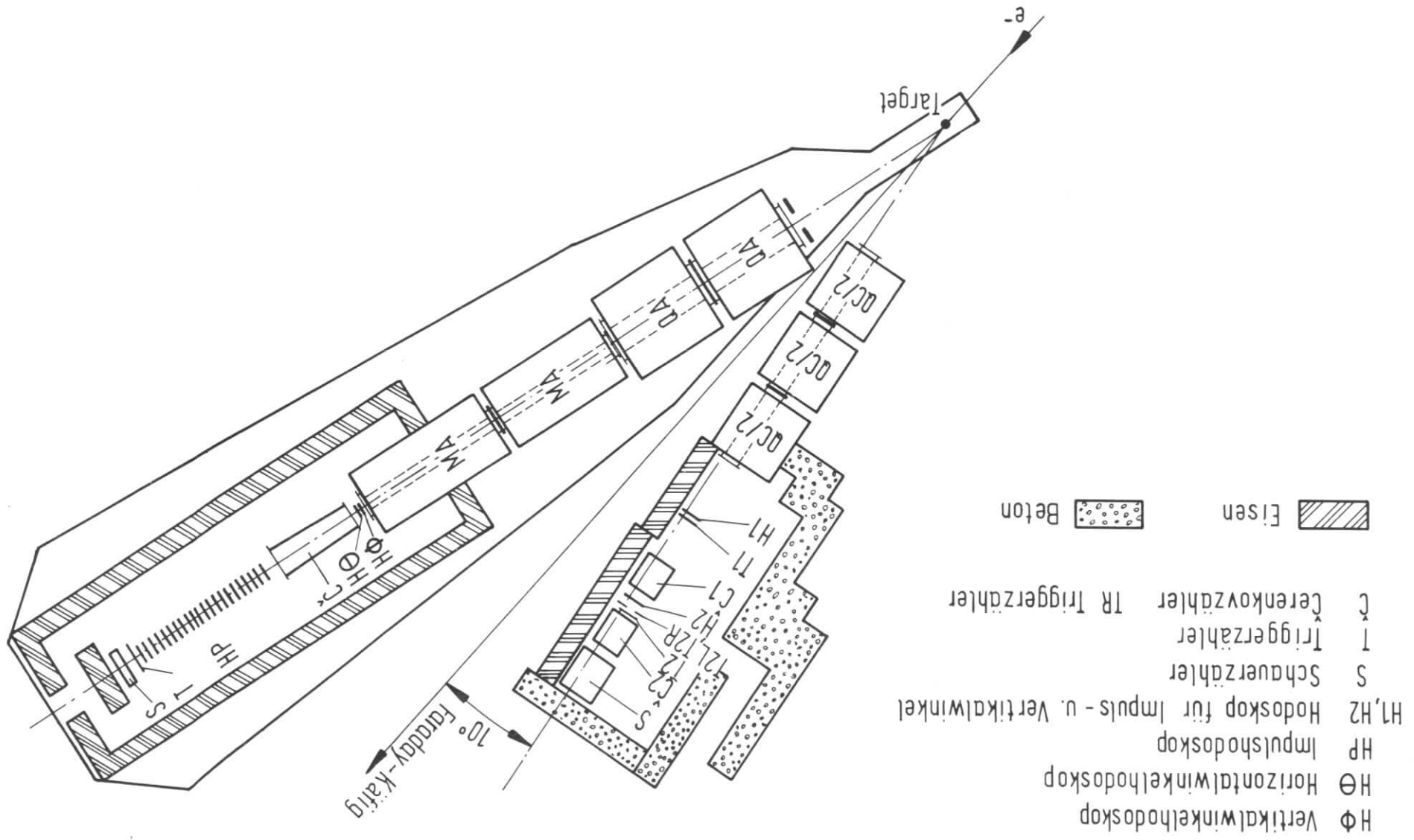


Bild 3 Seitenansicht der beiden verwendeten Spektrometer

Schematische Darstellung der Magnet- und Zähleranordnung in den beiden Spektrometerarmen



Der Impuls wird im Impulshodoskop (HP) gemessen, das in der Fokalebene liegt. Dieses Hodoskop besteht aus zwei hintereinander angeordneten Reihen von je 20 Szintillationszählern. Ein drittes Szintillationszählerhodoskop (H Φ) ist vor dem Θ -Hodoskop angebracht und bestimmt, zusammen mit dem Impulshodoskop, den vertikalen Winkel. Hinter dem Hodoskop HP befindet sich ein Triggerzähler, der zur Flugzeitmessung relativ zu anderen Triggerzählern im Hadronspektrometer verwendet wird. Ein Gas-Cerenkovzähler (CO₂-Füllung, 1.3 ata) und ein Sandwich-Schauerzähler (6 Szintillatörplatten und 6 Strahlungslängen Blei) trennen Elektronen von Pionen. Sämtliche Zähler befinden sich in einem Abschirmhaus aus Eisen mit einer Wandstärke von 30 cm. Auflösung und Akzeptanz für Impuls und Winkel sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

	Impuls	Horizontalwinkel	Vertikalwinkel
Anzahl der Hodoskopkanäle	20	6	16
Auflösung	$\pm 0.25 \%$	$\pm 1.4 \text{ mrad}$	1.5-3.0 mrad
Akzeptanz	$\pm 5 \%$	$\pm 8.1 \text{ mrad}$	29 mrad

Der akzeptierte Raumwinkel beträgt 0.9 msterad (GAY71). Der Horizontalwinkel des Spektrometers kann zwischen 15 und 57° variiert werden.

C III. Das Hadronspektrometer (Bild 3 und 4)

Die Hadronen werden, vom Primärstrahl aus gesehen, im linken Spektrometer nachgewiesen. Es besteht aus 3 halben Quadrupolen, 2 Hodoskopen, 2 Triggerzählern, 2 Schwellencerenkovzählern und einem Schauerzähler. Das Spektrometer ist unter einem festen Winkel zum Primärstrahl aufgebaut. Die einzelnen Komponenten werden im folgenden beschrieben.

C III.1 Das Quadrupolsystem

Der magnetische Teil des Spektrometers besteht aus 3 parallel geschalteten halben Quadrupolen (Typ QC/2, DESYH). Die bei der vertikalen Fokussierung auftretende Impulsdispersion wird zur Be-

stimmung der Teilchenimpulse benutzt.

Die Verwendung halber Quadrupole ermöglicht es, das Spektrometer unter einem Winkel von nur 10° zum Primärstrahl aufzubauen. In der horizontalen Symmetrieebene des ersten Quadrupols ist ein 60 cm langer Stopper aus Blei mit einer Höhe von ± 4.85 cm eingebaut. Bild 5 zeigt einen Querschnitt durch diesen Quadrupol. Der

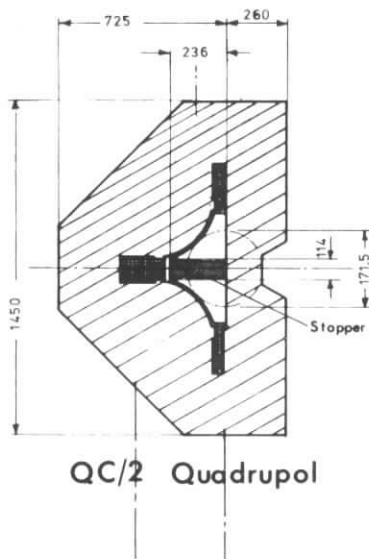


Bild 5 Querschnitt eines halben Quadrupols

Stopper verhindert, daß Photonen und Neutronen vom Target durch das Spektrometer gelangen und die dahinterliegenden Detektoren treffen.

Damit trotzdem Teilchen in der durch das Elektronenspektrometer definierten Streuebene akzeptiert werden können, ist die Achse des Hadronspektrometers um 30 mrad nach unten geneigt.

Die magnetische Länge des Quadrupolspektrometers beträgt 3×66 cm. Die Quadrupole haben einen maximalen Erregungsstrom 1500 A. Das entspricht einem Feldgradienten von 0.8 KG/cm (DESYH). Das Streu-

feld hat bei dieser Erregung noch keinen merkbaren Einfluß auf den Primärstrahl. Beim maximalen Feldgradienten beträgt der zentrale Spektrometerimpuls 5.9 GeV.

Zwischen der Streukammer und dem ersten Quadrupol ist ein mit Helium gefüllter Mylarsack angebracht, um die Vielfachstreuung der nachzuweisenden Teilchen zu verringern. Man erreicht damit, trotz der zusätzlichen Folien, eine Verkleinerung des mittleren projizierten Vielfachstreuwinkels um einen Faktor 2.

Eine Vakuumkammer innerhalb der Quadrupole mit einer Verlängerung bis direkt vor das erste Hodoskop verhindert weitere Vielfachstreuung.

C III.2 Die Hodoskope

Hinter dem Quadrupolsystem werden der Impuls und die Winkel der Teilchen gemessen. Hierzu sind bei gegebenem Wechselwirkungspunkt (Target) und gegebenem Quadrupolfeld zwei Ortsmessungen in der vertikalen und eine in der horizontalen Ebene nötig. Für die vertikalen Ortsmessungen werden zwei Szintillationszählerhodoskope (H1 und H2), für die horizontale ein System aus 3 Triggerzählern (T2, T2L, T2R) hinter dem zweiten Hodoskop verwendet (Bild 4).

Das Hodoskop H1 besteht aus zwei, H2 aus drei voneinander unabhängigen Kammern (Bild 6a). Die Kammern sind in einem modifizierten Graycode aufgebaut. Den Querschnitt durch eine solche Kammer zeigt Bild 6b. Die nachzuweisenden Teilchen treffen von links auf die Kammer, die durch zwei Frontszintillatorplatten (Sz1 und Sz2) in eine obere und eine untere Hälfte unterteilt wird. Es folgen vier Szintillatorebenen (Sz3 - Sz6) mit Szintillatorstreifen verschiedener Breite und Anordnung. Im Szintillator mit der feinsten Unterteilung sind zwischen die einzelnen Szintillatorstreifen Plexiglasstreifen eingebaut, um eine Verschiebung der Streifen gegeneinander zu verhindern und eine bessere Lichtleitung zu gewährleisten. Durch das Ansprechen von mindestens 2 und höchstens 5 Szintillatorebenen ist ein Ortskanal in der Kammer definiert. Ein solches modifiziertes Graycodesystem hat folgende Vorteile gegenüber einem System aus nebeneinander aufgestellten Szintillatoren, wie sie z.B. im Elektronenspektrometer verwendet werden:

- 1) Mit nur jeweils 6 Multipliern lassen sich 30 Ortskanäle definieren.
- 2) Die Ortsauflösung beträgt die Hälfte der kleinsten Szintillatorstreifenbreite.
- 3) Für jeden Ortskanal kann eine Koinzidenz zwischen 2 Szintillatorebenen verlangt werden. Dadurch wird die Rate an zufälligen Ereignissen stark unterdrückt.
- 4) Es treten keine Stoßstellen zwischen den Szintilla-

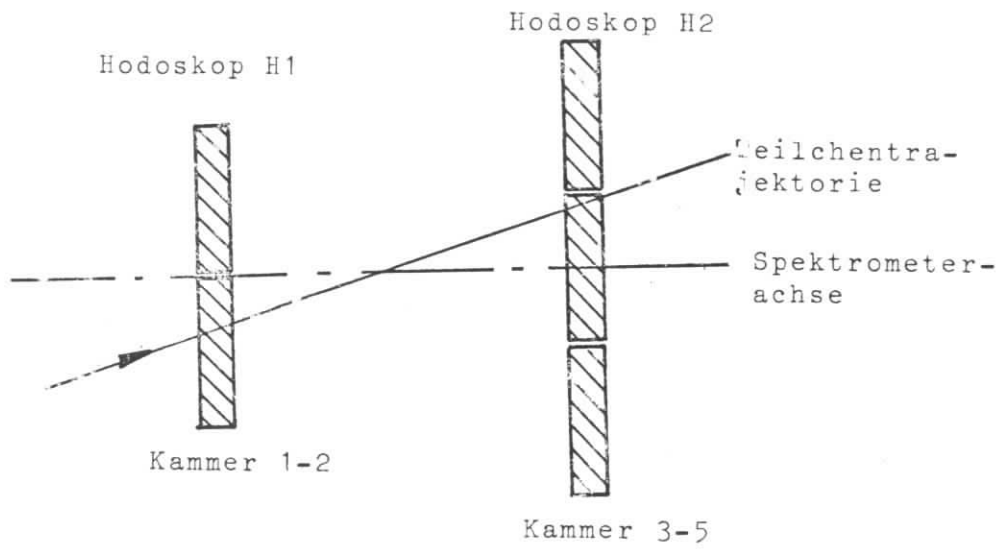


Bild 6a Schematische Anordnung der Hodoskopkammern

/// Plexiglas
 Szintillator

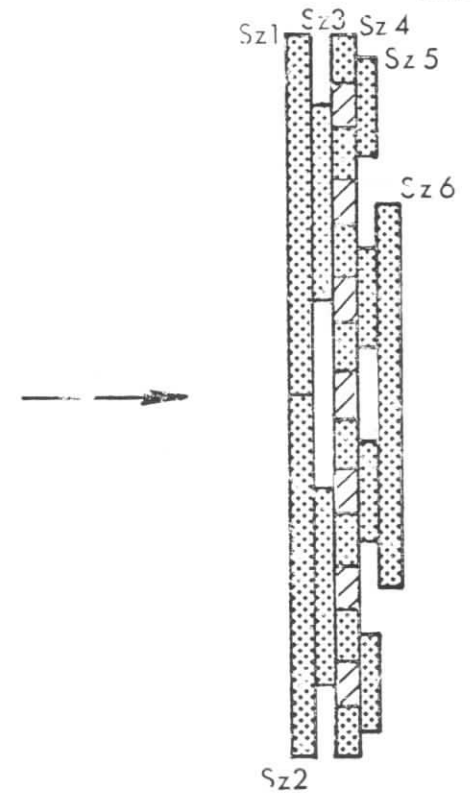


Bild 6b Querschnitt durch eine Hodoskopkammer

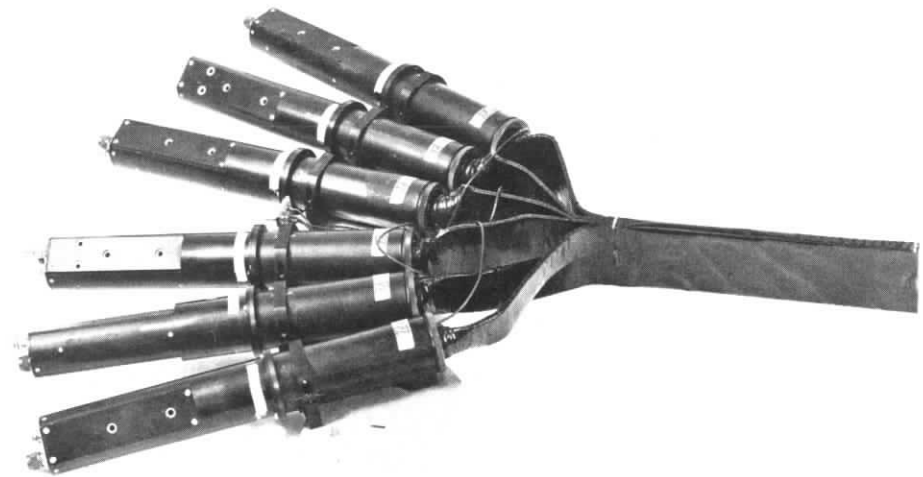


Bild 6c Aufbau einer kompletten Hodoskopkammer

toren auf, d.h. es gibt keine Spaltverluste.

- 5) Geometrische Ungenauigkeiten in der Justierung der Streifen beeinflussen nur die Zählrate in den Nachbarkanälen. Der Fehler in der Impulsmessung bleibt daher klein. Akzeptanzverluste treten dabei überhaupt nicht auf.

Ein wesentlicher Nachteil dieses Systems tritt bei hohen Zählraten im Spektrometer auf. Durchqueren zwei Teilchen in einer Kammer den gleichen Frontszintillator innerhalb der Auflösungszeit, dann werden sie für ein einzelnes Teilchen gehalten und ein falscher Durchgangsort bestimmt. Trifft je ein Teilchen je einen der beiden Frontszintillatoren, dann werden sie zwar als zwei Teilchen erkannt, ihr Durchgangsort ist aber nicht bestimmbar. Ein weiterer Nachteil gegenüber Hodoskopen aus nebeneinander aufgestellten Zählern liegt in der größeren Dicke der Kammern.

Eingehende Untersuchungen über die Lichtverluste in Szintillatoren verschiedenen Materials und verschiedener Querschnitte sind in FEH70 beschrieben. Den geringsten Lichtverlust bei langen, dünnen Szintillatorstreifen weist das Szintillationsmaterial Nuplex 3 ⁺⁾ auf. Mit zunehmender Szintillatordicke nimmt die absolute Lichtausbeute zu, ebenfalls aber auch die Vielfachstreuung der nachzuweisenden Hadronen und die Kernabsorption. Die Impulsauflösung ist begrenzt durch die Vielfachstreuung im ersten Hodoskop, die proportional der Wurzel aus der Szintillatordicke zunimmt und durch die Genauigkeit, mit der der Durchgangsort eines Teilchens durch die beiden Hodoskope bekannt ist. Monte-Carlo-Untersuchungen zur Optimalisierung der Impulsauflösung für Teilchenimpulse bis zu 0.4 GeV ergaben bei der notwendigen Szintillatordicke von 3 mm eine Forderung an die Genauigkeit der Bestimmung der Durchgangsorte von ± 1.6 mm. Damit ist die Breite für die schmalsten Szintillatorstreifen vorgegeben. Sie beträgt 6.4 mm. Die Massenbelegung für die einzelnen Kanäle einer Kammer variiert zwischen 0.65 und 1.64 g/cm². Die mittlere Belegung beträgt 1.18 g/cm², das sind 0.024 Strahlungslängen.

⁺⁾ Hersteller: Röhm + Haas, Darmstadt

Die wichtigsten Kammer- und Hodoskopdaten sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Kammerdaten

Zahl der Szintillatoren pro Kammer:	6
Zahl der Ortskanäle pro Kammer:	30
Breite der Szintillatorstreifen:	
Sz1 und Sz2	je 48.0 mm
Sz3	25.6 mm
Sz4	6.4 mm
Sz5	12.8 mm
Sz6	51.2 mm
Ortsauflösung:	± 1.6 mm
Dicke der Szintillatoren:	3.0 mm
mittlere Materialbelegung pro Kammer:	1.18 g/cm ²
Länge der Szintillatorstreifen:	320 mm
Höhe einer Kammer:	96 mm

Hodoskopdaten

	<u>H1</u>	<u>H2</u>
Kammern pro Hodoskop	2	3
Zahl der Kanäle:	60	90
Entfernung vom Target:	662.4 cm	782.4 cm

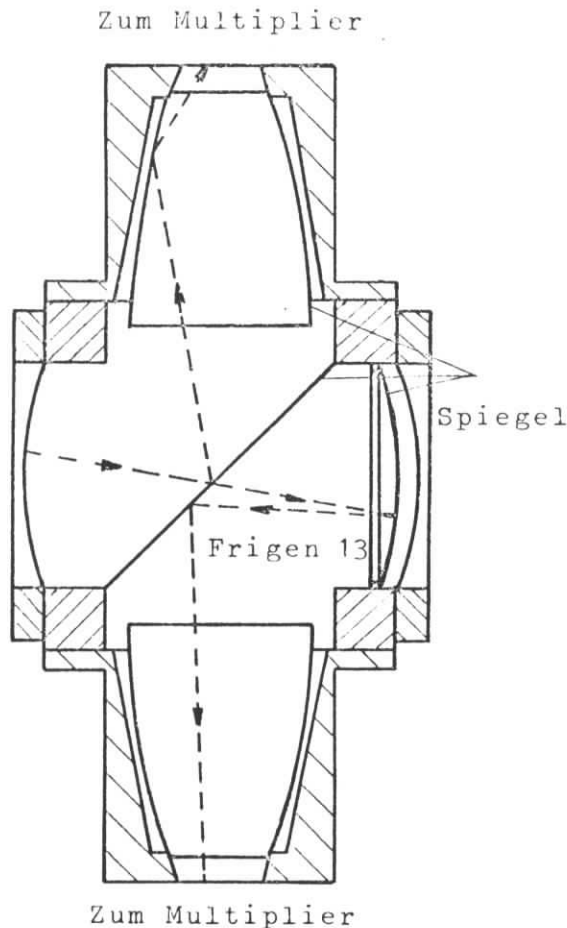
C III.3 Die Triggerzähler

Hinter jedem der beiden Hodoskope befindet sich ein Triggerzähler (T1, T2). Der Trigger T1 ist 32 cm hoch, 20 cm breit und nur 3 mm dick, um die Vielfachstreuung klein zu halten. Der Trigger T2 hinter Hodoskop H2 ist 28.8 cm hoch und 11.8 cm breit. Er wird für Protonen mit Impulsen unterhalb 0.8 GeV/c als dE/dx-Zähler verwendet. Deshalb ist er 10 mm dick. Beide Trigger werden außerdem zu Flugzeitmessungen verwendet. Es wird sowohl die Flugzeit zwischen dem Elektronentrigger signal im Elektronenspektrometer und T2 im Hadronspektrometer (TOF T2), als auch die zwischen T1 und T2 (TOF T1-T2) gemessen. (Kap. E I.2). Zwei zusätzliche Trigger vor T2, die Seitentrigger T2L und T2R, dienen zur Verbesserung der Horizontalwinkelauflösung. Sie sind je 4.5 cm breit.

C III.4 Die Schwellencerenkovzähler

Im Hadronspektrometer werden zwei gleich aufgebaute Schwellencerenkovdetektoren verwendet. Sie sollen Protonen, Pionen und schnelle Kaonen voneinander unterscheiden. Der Cerenkovdetektor C1 befindet sich zwischen den Hodoskopen H1 und H2, der Detektor C2 ist zwischen dem Trigger T2 und dem Schauerzähler aufgestellt. Der Durchmesser der Cerenkovdetektoren beträgt 30 cm, ihre Länge 60 cm. Das erzeugte Cerenkovlicht wird durch Spiegel auf die Photokathoden zweier ultraviolett empfindlicher Multiplier⁺⁾ gelenkt (Bild 7). Deren Anodensig-

nale werden linear gemischt und in ADC's⁺⁺⁾ registriert. Als Gasfüllung wird Frigen 13 (CF_3Cl) verwendet.



Der Gasdruck der beiden Detektoren wurde variiert, um die Schwelle für die Erzeugung von Cerenkovlicht für π -Mesonen und Kaonen entsprechend dem jeweiligen, minimalen Spektrometerimpuls einzustellen (Bild 8). Dazu waren in C1 Drucke bis zu 18 ata und in C2 bis zu 32 ata notwendig.

Die Ausgangssignale beider Cerenkovdetektoren werden ebenfalls zur Flugzeitmessung relativ zum Elektronentrigger verwendet. (TOF C1 und TOF C2.) Die Flugzeitmessung dient dazu, den Untergrund an zufälligen Koinzidenzen in den Pion- und Kaonspektren zu bestimmen.

Bild 7: Cerenkovzählerquerschnitt

+) 58 UVP, Valvo
++) Analog to Digital-Converter

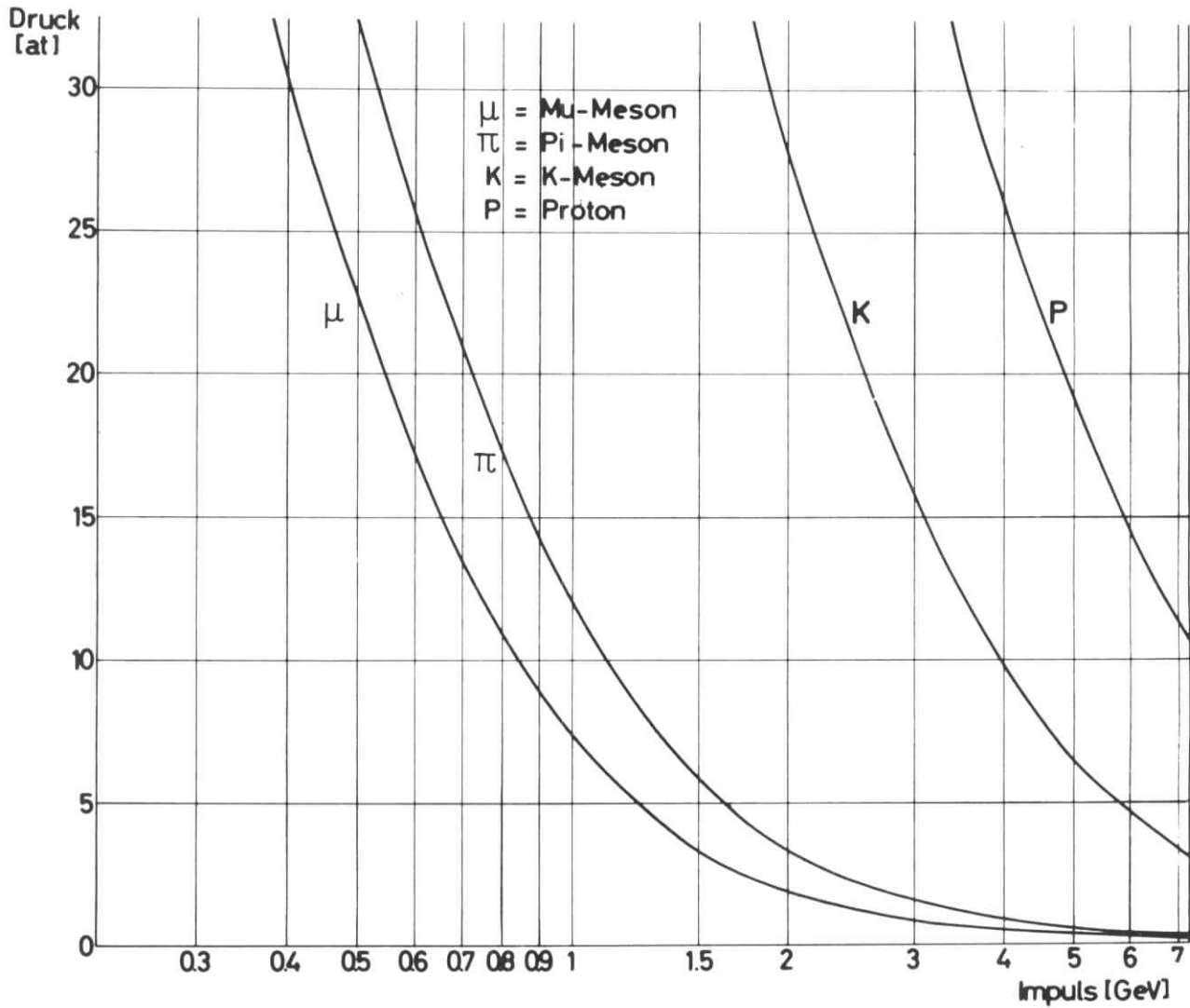


Bild 8 Schwellendruck für die Erzeugung von Cerenkovlicht in Frigen 13 (CF_3Cl) bei 20°C als Funktion des Impulses für Myonen, Pionen, Kaonen und Protonen

C III.5 Der Schauerzähler

Hinter dem Cerenkovdetektor C2 ist der Schauerzähler S aufgestellt. Er ist in Sandwichbauweise aufgebaut und besteht aus 10 hintereinander angeordneten Segmenten, die von je einem Photomultiplier beobachtet werden. Jedes Segment (Bild 9) setzt sich aus 5 Szintillatoren (NE 102A) und 6 Eisenplatten von zusammen 25 mm Dicke zusammen. Die Dicke jedes Segmentes beträgt 1.54 Strahlungslängen.

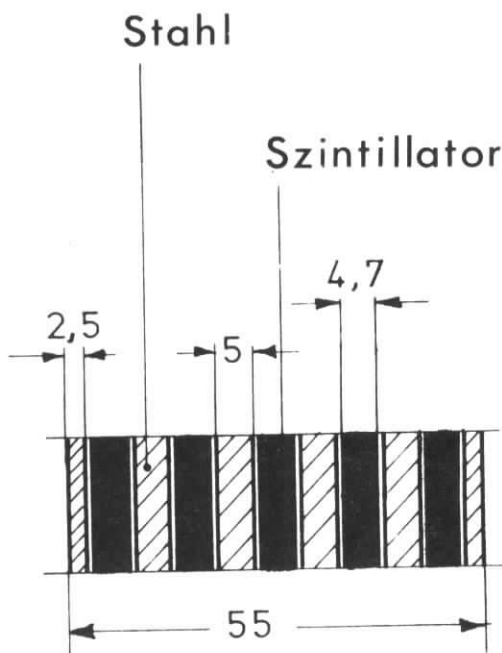


Bild 9: Schauerzählersegment

Der gesamte Schauerzähler hat eine Höhe und Breite von je 40 cm bei einer Tiefe von 55 cm. Der von ihm erfaßte Raumwinkel ist um 30 % kleiner als die Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers.

Die Anoden-Ausgangssignale der Photomultiplier der 5 ersten Schauerzählersegmente werden addiert und in einem ADC gespeichert. Außerdem werden Digitalsignale von allen 10 Schauerzählersegmenten registriert. Diese dienen zur Bestimmung der Reichweite der Teilchen.

Der Schauerzähler hat die Aufgabe, schauernde Teilchen wie Positronen (oder, bei Messungen mit umgekehrter Polarität, Elektronen) von Hadronen zu trennen. Die Untersuchung der Diskriminierungseigenschaften dieses Detektors wird in FEH73 behandelt.

C IV. Die schnelle Elektronik

C IV.1 Die Logik des Elektronspektrometers (Bild 10)

Die Logik des Elektronspektrometers ist ausführlich in (MAY71, Kap. 3.2) beschrieben. Trotzdem sei hier aus Gründen der besseren Übersicht ihre Funktionsweise in einigen Sätzen erklärt und außerdem auf eine wesentliche Änderung in der Logik für das Impulshodoskop HP hingewiesen. Unter Produkt von Signalen ist dabei im folgenden ihre Koinzidenz, unter Summe ihr logisches oder analoges "ODER" zu verstehen.

Eine Hauptkoinzidenz, im folgenden Elektron-Master (EM) genannt, wird durch das Produkt Cerenkov x Schauer x $(\sum_{i=1}^6 \theta_i)$ x Trigger gebildet. Dadurch ist der Durchgang eines Elektrons durch das Spektrometer definiert. Das Triggersignal definiert in der Vierfachkoinzidenz den Zeitpunkt des Teilchendurchgangs.

Mit diesem Elektron-Mastersignal werden sämtliche Hodoskopzähler multipliziert. Die Zeitauflösung beträgt 20 ns. Außerdem liefert das Mastersignal Gatesignale für ADC's (60 ns Gatebreite), die die analoge Information aus Cerenkov-, Schauer- und Triggerzähler speichern.

In früheren Experimenten mit diesem Spektrometer wurden nur diejenigen Impulskanäle registriert, für die zwei hintereinanderliegende Impulshodoskopzähler gleichzeitig angesprochen hatten. Für das hier beschriebene Experiment wurden 20 weitere Koinzidenzstufen und Buffer eingebaut, um bei der Auswertung alle Zähler des Impulshodoskopes unabhängig voneinander auf Koinzidenz mit dem Elektron-Master untersuchen zu können. Dadurch gewinnt man zusätzliche Information über die Verteilung der Vielfachereignisse und des Untergrundes und die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Zähler.

Das Elektron-Master-Gate (EM-Gate) verhindert, daß neue Information gespeichert wird, bevor die alte in den Buffern ausgelesen und gelöscht ist. Die Zahl der Elektron-Master vor dem

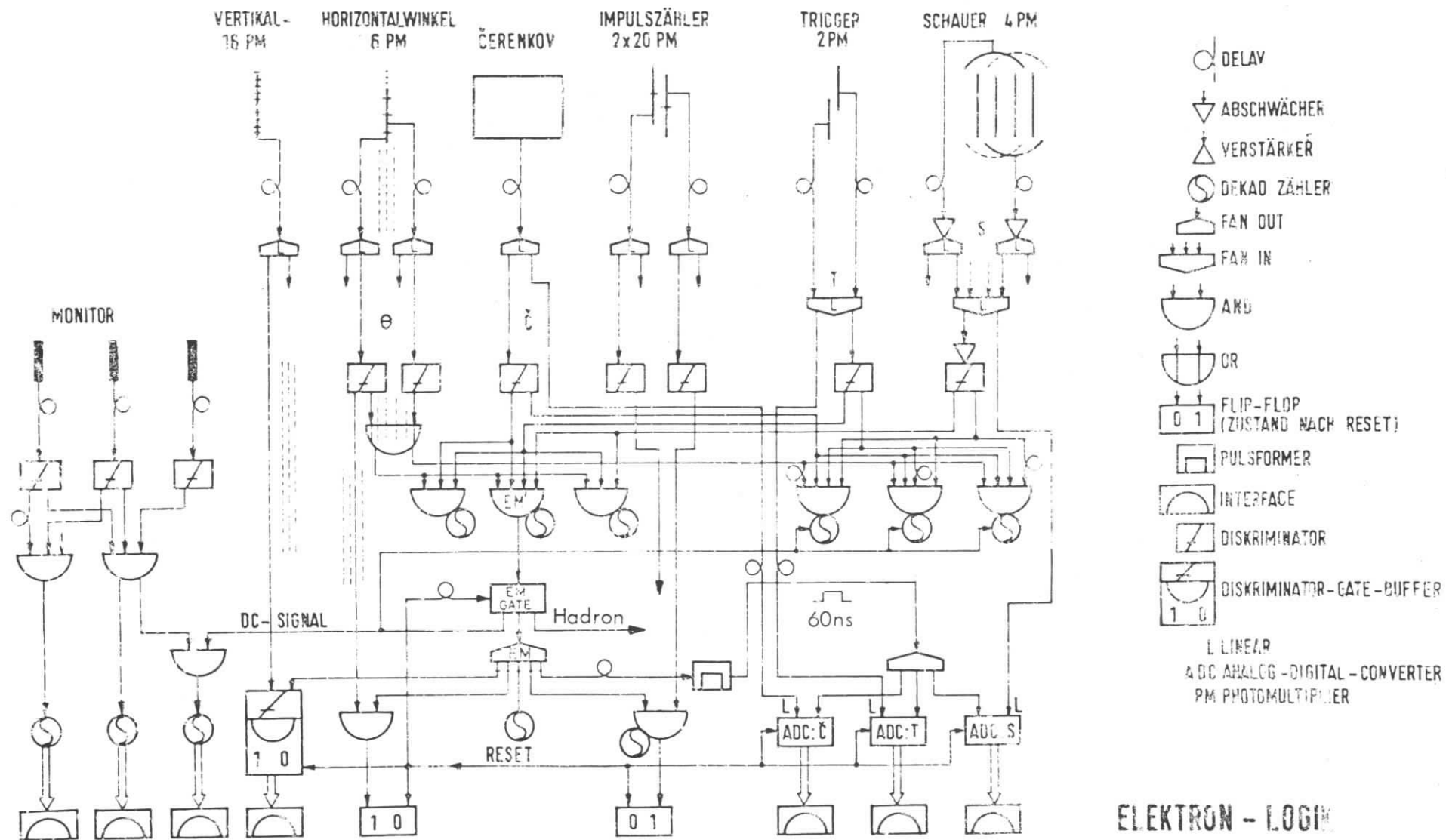


Bild 10 Schematische Darstellung der Logik des Elektronspektrometers

Mastergate wird bei EM' gezählt (Bild 10). Sie sei Z_0 . Mit der Zahl der vom Mastergate akzeptierten Master Z_{acc} läßt sich dann die durch die Auslese verursachte Totzeit bestimmen. Die Totzeitverluste ΔZ_{acc} sind durch

$$\Delta Z_{acc} = (1 - Z_{acc}/Z_0)$$

gegeben. Sie hängen von der jeweils gewählten Intensität des Primärstrahles ab und variierten während des Experimentes zwischen 0.5 und 4.0 %.

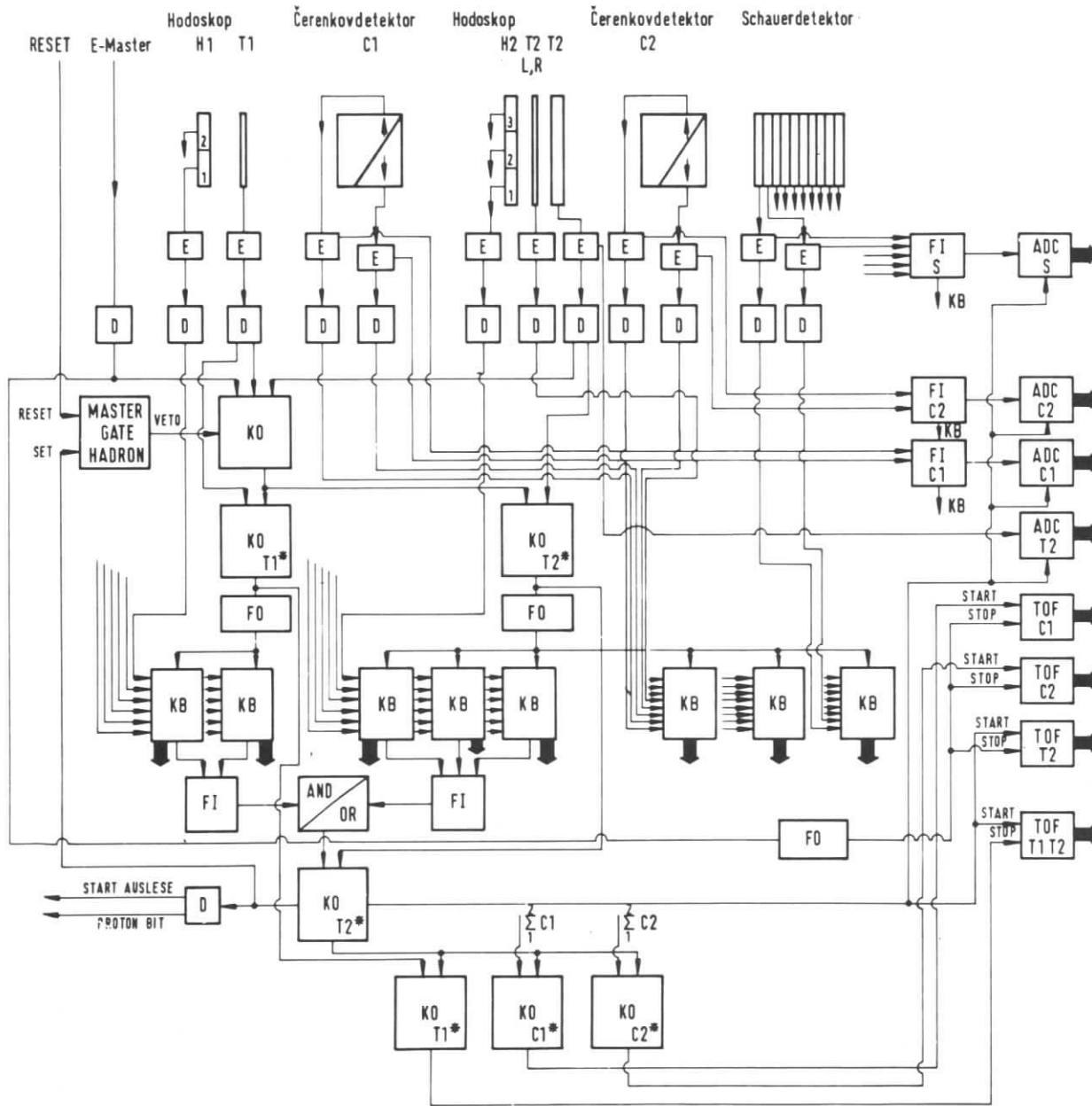
C IV.2 Die Logik des Hadronspektrometers (Bild 11)

Die Anodensignale aller Photomultiplier durchlaufen Verzögerungseinheiten. In diesen wird die unterschiedliche Laufzeit in den einzelnen Multipliern und Kabeln des Hadronspektrometers und die Zeitdifferenz relativ zum Elektron-Triggersignal aus dem Elektronspektrometer kompensiert. Anschließend werden sämtliche Signale in Emitterfolgern linear aufgeteilt, um unabhängig von laufenden Messungen Amplitudenspektren beobachten zu können. Die digital weiterzuverarbeitenden Signale durchlaufen dann Diskriminatoren ⁺⁾ mit einer Schwelle von etwa 90 - 100 mV, die an 3 Signalausgängen logische Signale von -750 mV liefern. Die Signalbreite beträgt etwa 10 ns.

a) Digitale Information

Ein Koinzidenzereignis ist bestimmt durch das Produkt Elektron-master x Trigger T1 x Trigger T2 (Koinzidenzmaster). Die Koinzidenzauflösung beträgt hier 60 ns, da auch noch Protonen mit kleinen Impulsen und damit längerer Flugzeit registriert werden sollen. Das Ausgangssignal der Haupt-Koinzidenzstufe ist 250 ns breit. Es wird durch passive Pulsformung auf 25 ns verkürzt. Dadurch erreicht man eine Totzeit der Koinzidenz-

+) Edgerton T120/N Quad Diskriminator



- E Emitterfolger
- D Diskriminator
- FI Fan In
- FO Fan Out
- KO Koinzidenzstufe
- KB Strobed Koinzidenz-Buffer
- ADC Analog Digital Converter
- TOF Time To Digital Converter

HADRON-LOGIK

Bild 11 Schematische Darstellung der Logik des Hadronspektrometers

stufe von 250 ns und verhindert, daß ein weiteres Signal in die Logik gelangt, bevor das erste verarbeitet ist. Wird dieses erste Signal bei der Verarbeitung (s.u.) als echtes Event akzeptiert, dann erscheint vor Ablauf der 250 ns ein Veto-Signal vom Hadron-Mastergate an der Hauptkoinzidenz, das diese solange sperrt, bis sämtliche Buffer vom Computer ausgelesen sind.

Die Koinzidenzmaster erzeugen "Strobe"-Signale für die Information aus den beiden Hodoskopen. Dies geschieht für jedes Hodoskop gesondert in einer weiteren Koinzidenzstufe. Dort wird das Produkt zwischen Koinzidenzmaster (Signalbreite 25 ns) und dem zum jeweiligen Hodoskop gehörenden Trigger (Signalbreite 5 ns) gebildet. Der Trigger definiert dabei die Zeit.

Die 6 Szintillationszählerausgänge jeder Hodoskopkammer werden auf eine "Strobed-Koinzidenz-Buffer"-Einheit gegeben. ⁺) Die "Strobe"-Breite ist auf ca. 10 ns eingestellt. Hat in einer Kammer mindestens ein Szintillator angesprochen, erscheint am Ausgang der "Strobed-Koinzidenz" ein Signal (" ≥ 1 "-Signal). Für jedes Hodoskop getrennt wird dann die logische Summe dieser Kammersignale gebildet.

Die Logik ist so aufgebaut, daß man während des Experimentes festlegen kann, ob

- 1) entweder alle Ereignisse registriert werden, bei denen mindestens 1 Kammer in mindestens einem der beiden Hodoskope ein " ≥ 1 "-Signal geliefert hat, o d e r
- 2) nur solche Ereignisse registriert werden, die in beiden Hodoskopen mindestens je ein " ≥ 1 "-Signal geliefert haben.

⁺) Omnilogik, LeCroy, 8 unabhängige Speicherkanäle mit gemeinsamem Gate

Beim Durchgang eines Teilchens durch das Spektrometer sollten in jedem Hodoskop mindestens 2 Szintillatoren ansprechen, d.h. es kann eine 6-fache Koinzidenz $((2 \times H1) \times T1 \times (2 \times H2) \times T2)$ gefordert werden. Würde man diese Mindestkoinzidenz von vornherein verlangen, dann hätte man keinerlei Information über die Anzahl der Ereignisse, bei denen ein Szintillator wegen schlechter Ansprechwahrscheinlichkeit oder Totzeitverlusten - bedingt durch hohe Zählrate am Diskriminator - nicht angesprochen hat. Nimmt man nun Ereignisse wie im Fall 1), dann gewinnt man Information über Ansprechwahrscheinlichkeiten und über den Untergrund in den einzelnen Kammern. Allerdings nimmt dann die Datenrate proportional zum Untergrund zu.

Das Ansprechen der beiden Cerenkovzähler, der Seitentrigger T2L und T2R und der 10 Schauerzähler-Segmente wurde in 3 weiteren "Strobed-Koinzidenz-Buffer"-Einheiten registriert. Das "Strobe"-Signal liefert das Produkt Koinzidenzmaster \times T2, wobei wieder Trigger T2 die Zeit definiert. Die "Strobe"-Breite beträgt 20 ns.

b) Analoge Information

Neben der Information der Hodoskope wird bei jedem Ereignis analoge Information in 4 ADC's ⁺⁾ registriert. Es werden gespeichert: Die Amplitudenspektren der beiden Cerenkovdetektoren, und zwar jeweils die gemischten Signale der oberen und unteren Multiplier, das Spektrum des Triggers T2 (dE/dx) und ein Schauerspektrum (s.o.). Das Gatesignal für die ADC's liefert eine Koinzidenz zwischen dem Koinzidenzmaster und Trigger T2. Die Gatebreite beträgt ca. 60 ns.

+) Multi-Mode-Linear ADC, LeCroy, Typ 243

c) Flugzeitinformation

Die Flugzeitmessung zwischen dem Trigger T2 und dem Elektronen-
trigger wird vom T2-Signal gestartet, nachdem dieses eine
Koinzidenz mit dem Koinzidenzmaster durchlaufen hat, in der
T2 die Zeit definiert. Das Stoppsignal für die Flugzeitmessung
liefert der verzögerte Koinzidenzmaster selbst, indem der
Elektronentrigger die Zeit bestimmt. Die Flugzeitmessung für
TOF C1 und TOF C2 arbeitet auf dieselbe Weise. Dort ist das
Startsignal von T2 durch das des entsprechenden Cerenkov-
zählers ersetzt. Time-Amplitude-Converter ⁺) liefern Signale
mit Amplituden proportional zur Zeitdifferenz zwischen Start
und Stop. Diese analogen Signale werden anschließend in
ADC's ⁺⁺) in digitale Information umgesetzt. Die Zeitauflö-
sung dieser Anordnung beträgt 0.57 ns/Kanal.

Zur Flugzeitmessung zwischen T1 und T2 erfolgt der Start auf
die schon beschriebene Weise durch T2. Den Stop liefert ein
Signal von T1, nachdem dieses eine Koinzidenz mit dem Koinzi-
denzmaster durchlaufen hat. Die Flugzeit TOF T1 T2 wird
direkt in einem Time-to-Digital-Converter ⁺⁺⁺) gemessen.
Seine Kanalbreite beträgt 0.2 ns.

C IV.3 Das Monitorteleskop

Im Winkel von etwa 60° zum Primärstrahl ist ein magnetloses
Monitorteleskop aufgebaut. Es besteht aus 3 hintereinander an-
geordneten Szintillationsdetektoren, die zum Target hin durch
etwa 1 Strahlungslänge Blei gegen niederenergetische Teilchen
abgeschirmt sind. Die Zählrate dieses Teleskops ist bei gege-
bener Energie proportional zum Strom der primären Elektronen.
Damit läßt sich die zeitliche Konstanz der Integratoren über-
prüfen. Die Monitorzähler werden zur Kontrolle der Totzeit-
messung mit den Elektronenmastersignalen verwendet (Kap. C IV.1),

+) TAC TH200A/N, Edgerton

++) Dual ADC für TAC TH200 A/N, DESY

+++) TDC, DESY

indem die direkte Zählrate der Monitor-Koinzidenz mit der durch das Elektron-Mastergate gegateten Monitor-Zählrate verglichen wird.

C V. Die Datennahme

Die anfallenden Experimentedaten werden von einem Kleinrechner mit einem Kernspeicher von 16 Kiloworten à 12 bit ⁺) eingelesen. Zu seiner Peripherie gehören Schreibmaschine, Fernschreiber, Kathodenstrahl-Display, 4 Bändeinheiten ⁺⁺), ein Digitalvoltmeter und zwei 20-Wort-Scanner, über die die Einlese der digital vorliegenden Information in den Kleinrechner erfolgt. Der Kleinrechner dient als Zwischenspeicher. Er übergibt die Daten in geblockter Form On-Line einem Computer der DESY Rechenanlage (IBM 360/65). Dort werden die Daten von einem speziellen On-Line Programm auf Zwischendatensätze auf einer Magnetplatte zwischengespeichert. Diese Zwischendatensätze werden dann etwa alle 2 - 3 Stunden auf Magnetbänder übertragen.

Außerdem unterzieht das On-Line-Programm die vom Experiment übertragenen Daten einer direkten Voranalyse und speichert die hierbei gewonnene Information ebenfalls auf Plattendatensätze ab. Diese Information kann jederzeit vom Kleinrechner her abgerufen und auf dem Display angezeigt bzw. auf der Schreibmaschine ausgedruckt werden.

C V.1 Datennahme durch die PDP-8

Beim Experiment können folgende Typen von Ereignissen anfallen:

- 1) Ein Elektron allein ohne Koinzidenz mit einem Hadron;
- 2) ein Hadron allein ohne Koinzidenz mit einem Elektron;
- 3) eine Koinzidenz zwischen Elektron und Hadron.

⁺) PDP-8 von Digital Equipment Corp. Maynard, Mass., USA

⁺⁺) DEC-tapes vom gleichen Hersteller

Dadurch wird eine vom Typ des Ereignisses abhängige Steuerung der Mastergates in der Logik der beiden Spektrometerarme und der Computer-einlese notwendig. Sie ist im folgenden beschrieben (Schema in Bild 12).

Im Fall 1) wird durch ein einzelnes Elektron das Elektron-Mastergate geschlossen. Mit einer Verzögerung von 20 μ s, die sicherstellt, daß alle ADC's die analoge Information in digitale Form konvertiert haben, wird dann ein Start-Scan-Signal zur PDP-8 geschickt und der Scanner Sc1 angesteuert. Dieser Scanner liest dann im Data-Break-Verfahren die Elektron-Information (8 Worte à 12 bit) ein. Die Einlesezeit beträgt $8 \times 1.5 \mu$ s, die Wartezeit bis zum Beginn des Data Break ist im allgemeinen $\leq 4.5 \mu$ s. Nach einer Gesamtzeit von maximal 16,5 μ s öffnet dann ein End-Scan-Signal des Scanners Sc1 das Elektron-Mastergate wieder zur weiteren Messung.

Im Fall 2) wird durch ein Hadronereignis das Hadronmastergate geschlossen und, ebenso verzögert wie im Fall 1), der Scanner Sc2 der PDP gestartet. Dieser Scanner liest 13 Worte ein. Die ersten 10 Worte enthalten die Information aus dem Hadronspektrometer. Die nächsten beiden Worte enthalten die Zeitdifferenz in μ sec zwischen dem Signal für minimales Magnetfeld im Synchrotron (B-Min-Signal) und dem gemessenen Ereignis. Im letzten Wort ist die Synchrotronenergie im Augenblick des Ereignisses gespeichert. Nach maximal 24 μ s schickt der Scanner Sc2 dann sein END SCAN-Signal, das das Hadronmastergate wieder öffnet.

Im Fall 3), wenn nur Koinzidenzen genommen werden, müssen die Mastergates in beiden Spektrometern miteinander korrespondieren. Jedes Elektron im Elektronspektrometer schließt das Elektron-Mastergate. Danach wird beim Hadron-Mastergate nachgefragt, ob innerhalb der Auflösungszeit von 60 ns eine Elektron-Hadron-Koinzidenz gemessen wurde. Ist dies nicht der Fall, dann werden alle Buffer gelöscht und das Elektron-Mastergate durch ein schnelles Reset-Signal wieder geöffnet. Im Falle einer Elektron-Hadron-Koinzidenz werden statt dessen mit der üblichen Verzögerung von

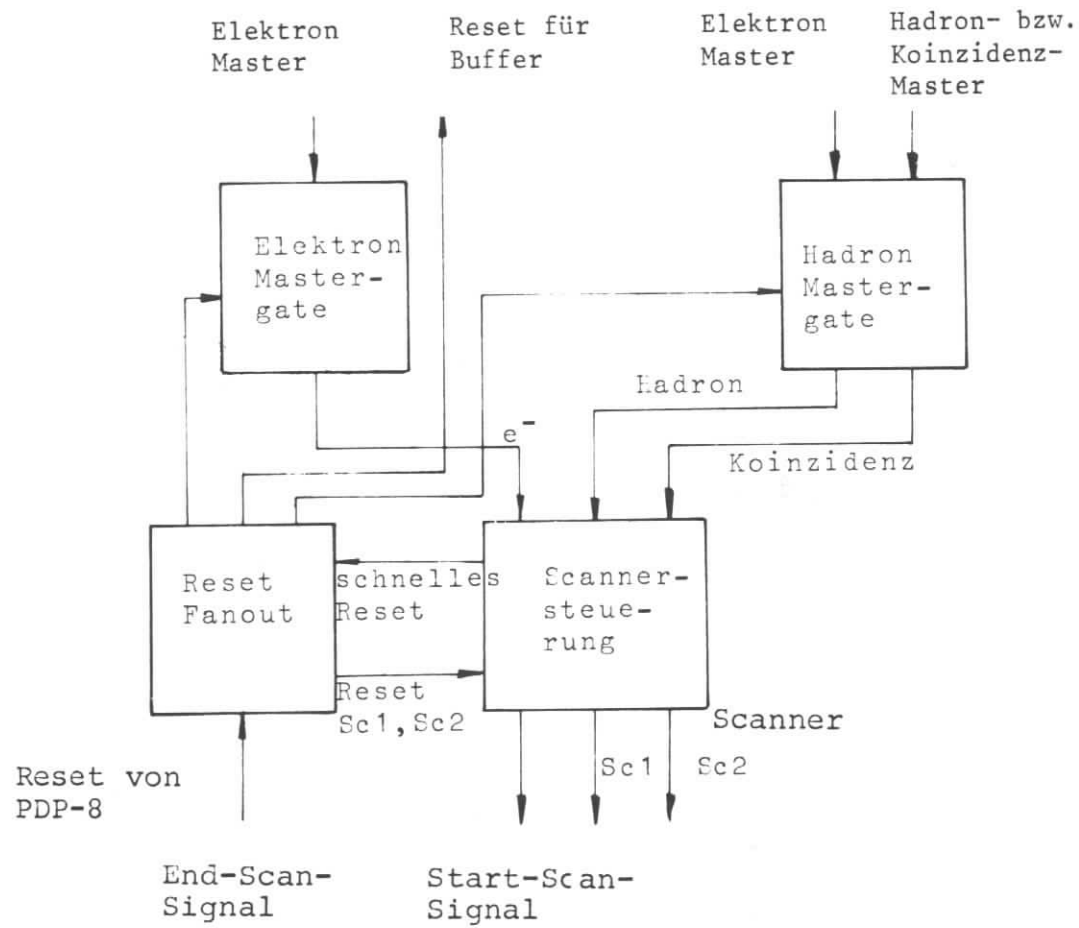


Bild 12 Blockdiagramm der Steuerung der Datennahme für Einarm- und Koinzidenzereignisse

20 μ s die Scanner Sc1 und Sc2 nacheinander gestartet. Nach Einlesen der Hadron-Information, d.i. nach einer Gesamtzeit von etwa 60 μ s, wird zuerst das Hadron-Mastergate und danach das Elektron-Mastergate geöffnet. Auf diese Weise ist sichergestellt, daß nur ein Mastergate, nämlich das Elektron-Mastergate, die Totzeit definiert.

Der Fall 2) tritt nur bei Testmessungen für den Hadronarm auf. Während des größten Teils der eigentlichen Messungen wurden Ereignisse vom Typ 1) und 3) genommen. Der Typ des Ereignisses wird durch bestimmte Bits im ersten an den Scanner gelieferten Wort markiert.

C V.2 Zwischenspeicherung im Kleinrechner und Transfer zum Großrechner

Der Kernspeicher der PDP-8 ist in 4 Speicherbänke aufgeteilt. Eine Bank wird für das PDP-Datennahme-Programm benötigt. Eine weitere Bank wird für Parameterwerte, Displaydaten und Experimente-Kontrolldaten verwendet. Die Speicherbänke 3 und 4 stehen als Zwischenspeicher zur Verfügung. In sie wird die am Scanner anstehende Information eingelesen. Das PDP-Programm liest einmal pro Minute die Monitordaten und die Faraday- und SEM-Ladung und speichert sie im Zwischenspeicher. Dadurch ist bei der Off-Line-Auswertung eine laufende Kontrolle von Strahlintensität und Qualität möglich. Während der Inhalt eines vollen Zwischenspeichers zum Großrechner transferiert wird, werden die Experimentedaten jeweils in den anderen Zwischenspeicher eingelesen.

Die Übertragung der Daten zum Großrechner erfolgt in Blöcken von etwa 1750 Worten bei einer Übertragungsrate von ca. 43.5 Kiloworten/sec. Die Häufigkeit der Übertragungen ist proportional zur Ereignisrate und variiert von 20/min bis etwa 0.2/min. Die Dauer einer Übertragung hängt davon ab, wieviele konkurrierende Benutzer bereits auf Zugriff zum Großrechner warten. Diese stehen in der Reihenfolge ihres Eintreffens in einer Warteschlange und werden nacheinander mit dem Großrechner verbunden. Außerdem er-

fordert das Aufarbeiten der Daten im On-Line-Programm und der Aufbau von Kontrolldisplays etwa eine Zeit von 1 sec. Bei mehreren konkurrierenden Benutzern traten Wartezeiten von etwa 6 sec pro Benutzer auf. Laufen während dieser Wartezeit beide Zwischenspeicher voll, muß die Datennahme angehalten werden. Bei Testmessungen mit hohen Ereignisraten traten dabei Totzeitverluste bis zu 50 % auf.

C V.3 Der Weg der Daten im Großrechner

Das On-Line-Programm hat im Großrechner Zugriff zu 2 Platten-Datensätzen von je 100 Tracks (~ 730 Kilobytes). Auf diese Datensätze werden die transferierten Daten sofort abgespeichert. Nach etwa 200 Datentransfers ist jeweils ein Datensatz voll. Dann speichert das On-Line-Programm die weiteren Daten auf den zweiten Datensatz und fordert gleichzeitig den Operateur am Großrechner auf, ein Off-Line-Programm zu laden, das den Inhalt des vollen Datensatzes auf ein Magnetband überträgt. Anschließend wird dieser Datensatz wieder freigegeben. Die auf Magnetband gespeicherten Daten werden später Off-Line ausgewertet. Während dieses Experimentes fiel eine Gesamtinformationsmenge an Zählerinhalten und digitalisierten Analogdaten von etwa 300 Millionen Bytes (20 Magnetbänder) an.

C V.4 Überwachung des Experimentes

Eine direkte Überwachung der Magnetströme des Strahlführungssystems und der Spektrometer wird von der PDP-8 vorgenommen. Sie liest etwa jede Minute über ein Digitalvoltmeter die 17 angeschlossenen Meßstellen und vergleicht die Istwerte mit den Sollwerten. Für jede Meßstelle werden am Anfang einer Meßperiode bestimmte maximal zulässige Toleranzwerte eingegeben (Typische Werte sind etwa 0.2 - 2 %). Ist der Istwert um mehr als die angegebene Toleranz von dem Sollwert entfernt, dann schließt die PDP sämtliche Zählergates und gibt Alarm.

Die Kontrolle der anfallenden Daten selbst erfolgt im Großrechner

On-Line durch eine Rohanalyse im 'On-Line-Modul'. Dieser Modul dekodiert die bei jedem Transfer anfallende Information und speichert sie akkumulativ in ein- und zweidimensionale Arrays ab. Außerdem werden die Totzeitverluste berechnet und die Faraday-, SEM- und Monitorzählraten miteinander verglichen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Impulszähler und der Vertikalwinkelzähler im Elektronenspektrometer läßt sich ebenfalls direkt berechnen. Die Ereignisse in den Hodoskopen der beiden Spektrometer werden gezählt und nach Einzelereignissen und Vielfachen sortiert. Außerdem werden Einarmereignisse und Koinzidenzen gezählt. Für den Elektronarm werden Impulshöhenspektren von Cerenkov-, Trigger- und Schauerzähler aufgesetzt und das W-Spektrum für die registrierten Elektronen berechnet. Außerdem werden Korrelationen zwischen dem Impuls- und Vertikalwinkelhodoskop und zwischen dem Cerenkov- und Schauerzähler registriert.

Für den Hadronarm werden Impulshöhenspektren für die beiden Cerenkovzähler, den Schauer- und den dE/dx -Zähler aufgesetzt. Die Information aus den beiden Hodoskopen H1 und H2 wird zweidimensional abgespeichert und aus den Trajektorien der Impuls und die Winkel berechnet.

Eine Voranalyse der Cerenkov- und Schauerzähleramplituden bestimmt den Typ des Teilchens im Hadronarm (Proton, Pion, Kaon oder Positron). Für Protonen und Pionen wird jeweils ein Impulsspektrum abgespeichert. Außerdem wird die Flugzeitinformation für TOF T2 für Protonen, Pionen und Kaonen getrennt abgespeichert sowie die Flugzeitinformation der Cerenkovzähler.

Die gesamte akkumulierte Information eines laufenden Meßruns steht dem Experimentator direkt zur Verfügung. Auf Anforderung vom Teletyp an der PDP liefert der On-Line-Modul den Inhalt des gewünschten Speichers fertig aufgesetzt an die PDP. Dort wird er auf dem Kathodenstrahldisplay angezeigt. Zum Vergleich kann jeweils auch die entsprechende Information aus dem vorausgegangenen Run angefordert werden. Sämtliche Displayinhalte - es gibt davon etwa 60 - können auf Anforderung vom On-Line-Modul im

Textformat aufgesetzt und zur PDP transferiert werden, die sie auf der Schreibmaschine ausdruckt.

Damit ist die laufende Überwachung der Messung, Protokollierung und der Vergleich mit früheren Messungen möglich.

D MESSUNGEN

D I Testmessungen

D I.1 Testmessungen mit dem Elektronspektrometer

Zu Beginn des Experimentes wurde das Elektronspektrometer mit elastisch gestreuten Elektronen bei $q^2 = 0.43 \text{ GeV}^2$ getestet. Die Parameter waren:

$$\begin{aligned} E_1 &= 2.625 \text{ GeV}, E_4 = 2.397 \text{ GeV}, \theta_4 = 15^\circ, \\ q^2 &= 0.43 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad (1)$$

Für jeden der durch die 6 Horizontalwinkelzähler definierten mittleren Streuwinkel wurde die Lage des elastischen Peaks im Impulshodoskop berechnet. Dazu wurde ein Monte-Carlo-Programm verwendet, das die Ausdehnung des Strahlflecks am Target, die Energiebreite des Primärstrahles, die Vielfachstreuung im Target und in den Szintillationszählern und interne und externe Bremsstrahlung im Target berücksichtigt (GAY71, MAY71). Der Vergleich der gemessenen mit den berechneten Werten für den Impuls der gestreuten Elektronen ergab Übereinstimmung bis auf $1.0 \pm 0.5 \%$.

Die Akzeptanz des Elektronspektrometers wurde bei der gleichen Spektrometereinstellung bereits in einem früheren Experiment bestimmt. Gemessen wurde der elastische Wirkungsquerschnitt. Nach Anbringen aller Korrekturen (Vielfachereignisse, Leertargetraten und Strahlungskorrekturen) ergab sich mit den aus JAN66 bekannten Querschnitten Übereinstimmung innerhalb von 3 % (MAY71).

Bei den inelastischen Messungen betrug die Primärenergie 6.5 GeV. Um nicht unnötig viel Meßzeit durch Strahlführungsarbeiten bei verschiedenen Energien zu verlieren, wurde jeweils auch ein elastischer Einarmtest bei 6.5 GeV vorgenommen. Nachgewiesen wurden dabei im Elektronspektrometer die elastisch gestreuten Protonen. Die kinematischen Parameter waren:

$$\begin{aligned} E_1 &= 6.500 \text{ GeV}, E_4 = 5.881 \text{ GeV}, \theta_4 = 10^\circ, \\ q^2 &= 1.156 \text{ GeV}^2, p_5 = 1.243 \text{ GeV}, \theta_5 = 55.25^\circ. \end{aligned} \quad (2)$$

Der Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Impuls liefert auch hier im Mittel über alle θ -Zähler Abweichung von weniger als 1.0 %.

Der Fehler für den eingestellten Streuwinkel ist durch Vermessungsfehler und die Einstellgenauigkeit gegeben. Er ist kleiner als 0.2 mrad. Damit ist die Genauigkeit, mit der im Elektronspektrometer Impuls und Winkel der gestreuten Elektronen gemessen werden, weit besser, als sie für inklusive Messungen im tiefinelastischen Bereich erforderlich ist.

D I.2 Testmessungen mit dem Hadronspektrometer

Mit dem Hadronspektrometer wurden ebenfalls bei 2 verschiedenen Energien elastische Einarmmessungen gemacht, um die Impuls- und Winkeleichung zu überprüfen:

$$\begin{aligned} 1) \quad E_1 &= 2.625 \text{ GeV}, E_4 = 2.518 \text{ GeV}, \\ \theta_4 &= 10^\circ, q^2 = 0.20 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} 2) \quad E_1 &= 6.500 \text{ GeV}, E_4 = 5.881 \text{ GeV}, \\ \theta_4 &= 10^\circ, q^2 = 1.156 \text{ GeV}^2 \end{aligned} \quad (4)$$

Letztere Messung wurde in jeder neuen Meßperiode wiederholt.

Der Streuwinkel variiert über die Akzeptanz des Spektrometers um etwa 1.5° (von 9.85° bis 11.35°), bedingt durch die relativ

große Vertikalwinkelakzeptanz (von -110 bis $+55$ mrad, s. Anhang I) relativ zur Streuebene. Zur Impuls- und Winkeleichung wurde die Akzeptanz des Hadronspektrometers in Vertikalwinkelbins unterteilt und für jedes Bin gesondert die Missing Mass M_x für den elastischen Prozeß berechnet. $e+p \rightarrow e+p$, $M_x = M_p$. Es wurde eine mit abnehmendem Betrag des Vertikalwinkels zunehmende Abweichung $M_x = M_p - M_x$ von der Protonmasse gefunden. $M_{x,max}$ betrug etwa $+100$ MeV für nahezu achsenparallele Trajektorien. Die Winkelabhängigkeit der Missing Mass-Bestimmung konnte durch eine Korrektur der vertikalen Position des Hodoskopes H1 um $+0.35$ cm vollständig beseitigt werden.

D I.3 Elastische Koinzidenzen zwischen den beiden Spektrometerarmen

Die elastischen Koinzidenzmessungen dienen dazu, die relativen Winkel zwischen den Spektrometerarmen und die Impulsmeßgenauigkeit zu testen. Im Elektronspektrometer werden dabei diesmal die Protonen, im Hadronspektrometer die elastisch gestreuten Elektronen nachgewiesen. Die kinematischen Werte sind wie in (2) eingestellt. Die Geometrie des Elektronspektrometers ist besser bekannt als die des neu aufgebauten Hadronspektrometers. Deshalb wird aus dem im Elektronspektrometer gemessenen Protonimpuls und dem vertikalen und horizontalen Streuwinkel bei bekannter Primärenergie der jeweilige vertikale und horizontale Streuwinkel sowie der Impuls für das gestreute Elektron berechnet. Die berechneten Werte werden mit den im Hadronarm gemessenen Werten verglichen. Die Resultate sind die folgenden:

- 1) Die vertikale Winkelauflösung beträgt ± 2 mrad (Halbwertsbreite). Es besteht keine erkennbare systematische Abweichung zwischen gemessenem und berechnetem Winkel.
- 2) Die horizontale Winkelauflösung beträgt im Zentrum von Trigger T2: ± 2.5 mrad. Eine systematische Abweichung zwischen dem gemessenen und dem berechneten Horizontalwinkel von 0.5 mrad könnte darauf beruhen, daß das Hadronspektrometer um $1/35^\circ$ näher am Primär-

strahl steht. (Spektrometerwinkel 9.971° statt 10° .)
Diese Abweichung liegt aber weit unter der für die
inklusive Koinzidenzmessung geforderten Genauigkeit.

- 3) Durch Variation des Protonstreuwinkels lassen sich die
mittleren Horizontalwinkel für die drei Sektionen des
Triggers T2 bestimmen. Sie betragen:

Trigger:	links	Mitte	rechts
	10.15°	9.97°	9.72° .

- 4) Bei den elastischen Koinzidenzen ist die Impulsauf-
lösung der gestreuten Elektronen schlecht, weil deren
Trajektorien infolge der Raumwinkelakzeptanz des für
den Protonnachweis verwendeten Elektronspektrometers
nur eine kleine Neigung zur Achse des Hadronspektro-
meters haben.

Wegen der endlichen vertikalen Kanalbreite in H1 und H2
kann dann der Impuls nicht genau genug bestimmt werden.
Die Impulsauflösung beträgt hier etwa $\pm 4\%$ und stimmt
mit der aus dem Monte-Carlo-Programm bestimmten Auf-
lösung für kleine Vertikalwinkel überein.

D I.4 Inelastische Testmessungen im Hadronspektrometer

Während der eigentlichen Messungen wurden die Impulseinstellun-
gen für das Hadronspektrometer häufig geändert. Um die Zählraten
in den beiden Triggern T1 und T2 und in sämtlichen Hodoskopmul-
tipliern zu überwachen und eventuelle Efficiencyverluste zu er-
kennen, wurde etwa alle 8 Stunden eine inelastische Testmessung
vorgenommen. Bei einem Spektrometerimpuls von 4.7 GeV wurden ne-
gativ geladene Teilchen, d.h. vor allem inelastisch gestreute
Elektronen, akzeptiert. Beobachtet wurde dabei das Verhältnis
der auf Totzeit korrigierten Monitorzählrate zur Koinzidenzzähl-
rate aus (Trigger T2 Mitte x H1 x H2).

Da der Trigger T1 das Hodoskop H1 öffnet, werden damit die Zähl-
raten der beiden Trigger und die sämtlicher Hodoskopkammern über-
wacht. Das Zählratenverhältnis blieb während der Messungen zu
dieser Arbeit, die auf etwa ein Jahr verteilt waren, ziemlich

stabil. Die Abweichungen, hervorgerufen durch Zählratenstatistik in den Triggern und untergrundabhängige Zählraten im Monitor-teleskop, waren immer kleiner als 5.6 %.

Außerdem wurde jeweils auf dem PDP-Display die Zählratenverteilung sämtlicher Hodoskopmultiplier angezeigt und mit einem Referenzbild verglichen. Es wurden keine Abweichungen der relativen Zählraten festgestellt.

Diese und andere Testmessungen wurden zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der Cerenkovzähler in Abhängigkeit vom Ort und vom Impuls für Elektronen und Pionen verwendet. Sie sind in FEH73 beschrieben. Dort wird ebenfalls untersucht, wie gut der Schauerzähler Pionen bzw. Protonen von Elektronen trennt.

D II Inelastische Koinzidenzmessungen

Die kinematischen Werte der Messung inklusiver Einteilchenspektren zeigt Tabelle 1. Aufgetragen sind die über endliche Akzeptanzintervalle gemittelten Werte und die akzeptierten Bereiche in q^2 , W und ϵ .

P_1	=	6.461	GeV
p_4	=	2.643	"
θ_4	=	14.951°	
q^2	=	1.156	(GeV ²)
W	=	2.625	GeV
s	=	6.889	GeV ²
ν	=	3.818	GeV
ϵ	=	0.681	
ω	=	6.197	
\vec{q}	=	3.966	GeV
K_γ	=	3.202	GeV
θ_3	=	9.90°	
Γ_t	=	$1.313 \cdot 10^{-3}$	GeV sr
		$2.55 < W < 2.68$	GeV
		$1.05 < q^2 < 1.28$	GeV ²
		$0.65 < \epsilon < 0.70$	

Tabelle 1: Liste der kinematischen Werte

Die Kinematik des Elektrons und der Winkel des Hadronspektrometers blieben während der gesamten Messungen unverändert. Variiert wurde lediglich die Impulseinstellung des Hadronspektrometers, um die Impulsverteilung der Hadronen in Richtung der virtuellen Photonen zu messen.

Ein erster, kleinerer Teil der Messungen mit etwa nur 1/3 der Anzahl der gesamten Ereignisse wurde im August 1970 gemacht. Zu dieser Zeit war in das Hadronspektrometer nur ein einziger Schwellencerenkovdetektor eingebaut, der Pionen registrierte. Es stellte sich dann heraus, daß ein nicht vernachlässigbarer Anteil von Kaonen im Protonenspektrum enthalten war: Deutlich sichtbar war im Missing Mass-Spektrum der Protonen eine Erhebung bei einer Masse von etwa 1.07 GeV zu sehen. Berechnet man die Missing Mass unter der Annahme, daß das nachgewiesene Teilchen ein Kaon ist, dann erhält man als fehlende Masse die Masse des Λ -Baryons von etwa 1.12 GeV.

Um die Kaonen über einen möglichst großen Impulsbereich von den Protonen zu trennen, wurde im Frühjahr 1971 ein zweiter Hochdruck-Gas-Cerenkovzähler eingebaut. Mit dieser Anordnung wurden die restlichen 2/3 der Protonereignisse gewonnen.

Der zentrale Spektrometerimpuls des Hadronspektrometers wurde variiert von $p_{o,max} = 4.39$ GeV bis $p_{o,min} = 0.53$ GeV (Tabelle 2). Die eigentliche Meßgrenze, bestimmt durch die Absorption der Protonen im Szintillatormaterial der Hodoskope und in den Wänden des Cerenkovzählers liegt bei einem Impuls von 400 MeV. Unterhalb von 500 MeV wird aber durch starke Vielfachstreuung die Impulsmessung sehr ungenau. Außerdem nimmt der Untergrund an langsamen Pionen mit abnehmendem Impuls schnell zu. Da Pionen mit Impulsen von weniger als 800 MeV vom Cerenkovzähler C1 nicht mehr identifiziert werden, werden sie alle zunächst wie Protonen behandelt und vergrößern den Untergrund in den Flugzeitspektren.

Tabelle 2 zeigt die Parameter der gewählten 21 Impulseinstellungen wie zentraler Spektrometerimpuls p_o , Quadrupolstrom im Spek-

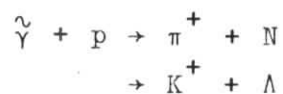
Nr.	p_0 [GeV]	I (A)	P_{C1} [ata]	p_{C2} [ata]	Intensität in A $\cdot 10^{-7}$	Ladung total (μCb)
1	4.390	990.0	7	-	0.8	41.8
2	3.968	891.0	7	-	"	79.9
3	3.310	760.0	7	24	"	2362.0
4	3.223	721.7	7	24	"	69.4
5	2.902	649.5	10	30	"	439.9
6	2.616	584.6	10	30	"	631.0
7	2.354	526.1	10	32	0.7	974.6
8	2.119	473.5	10	32	"	59.8
9	1.907	426.2	13	32	0.5	549.0
10	1.717	383.5	13	32	"	59.8
11	1.544	345.2	15	32	"	513.4
12	1.390	310.7	18	32	"	59.8
13	1.251	279.6	18	32	0.3	407.0
14	1.126	251.6	18		"	59.9
15	1.013	226.5	18	32	0.25	326.9
16	.912	203.8	1; 18		0.25	59.8
17	.820	183.4	1; 18	32	0.19	246.4
18	.739	165.1	1	3; 32	"	56.9
19	.665	148.6	1	3; 32	0.13	339.9
20	.599	133.7	1	3; 32	"	75.4
21	.532	119.0	1	3; 32	0.12	69.5

Tabelle 2: Impulseinstellungen für das Hadron-Spektrometer

trometer I(A), die Gasdrucke in den beiden Cerenkovzählern C1 und C2, die jeweils verwendete Intensität des primären Elektronenstrahles in Einheiten von 10^{-7} Ampère und die integrierte Gesamtladung der primären Elektronen für jede Einstellung in μCb .

Die Impulseinstellungen sind so gewählt, daß sich benachbarte Impulseinstellungen um jeweils 10 % des zentralen Spektrometerimpulses unterscheiden. Da die Impulsauflösung auch in größerem Abstand $\Delta p/p_0$ vom zentralen Spektrometerimpuls p_0 noch befriedigend ist (s. Anhang I), wurde der Hauptteil der Messungen bei solchen zentralen Spektrometerimpulsen gemacht, die jeweils um 20 % auseinanderliegen.

Eine Ausnahme macht die Einstellung 3. Bei ihr wurde der Spektrometerimpuls so gewählt, daß bei π^+ bzw. K^+ -Nachweis die Auflösung in der Missing Mass für die beiden Kanäle



optimal ist.

Wegen der genügend guten Impulsauflösung (s. Anhang I) konnten alle Ereignisse innerhalb einer Impulsakzeptanz von $[0.65 p_0 \leq p \leq 2.00 p_0]$ verwendet werden. In Anhang I wird die nutzbare Impuls- und Winkelakzeptanz und die Impuls- und Winkelauflösung ausführlich behandelt.

Bei kleinen zentralen Spektrometerimpulsen wurden öfter zwei verschiedene Cerenkov-Gasdrucke verwendet. Ein Teil der Messungen wurde bei kleinen Gasdrucken gemacht, um für Pionen, die durch ihre Flugzeit bereits gut erkennbar sind, die Vielfachstreuung gering zu halten. Verwendet man dagegen hohe Gasdrucke, dann sprechen die Cerenkovzähler auch auf langsame Pionen an und man kann deshalb den Untergrund an zufälligen Pionen im Flugzeitspektrum der Protonen reduzieren.

E AUSWERTUNG DER DATEN

E I Datenreduktion

Die bei diesem Experiment angefallene Informationsmenge von 300 Megabytes ist zu groß, um damit eine schnelle Auswertung aller Daten zu erreichen. Außerdem ist diese Datenmenge auf Magnetbänder gespeichert, die von schnellen Auswerteprogrammen (Expreßläufern) nicht benutzt werden dürfen.

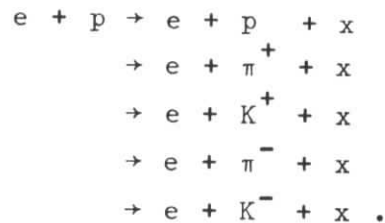
Eine starke Verringerung der im Normalfall zu bearbeitenden Daten wurde durch folgende Maßnahme erreicht:

- a) Unterdrückung sämtlicher Einarmereignisse.
- b) Unterdrückung der Ereignisse, bei denen kein impulsdefinierender Zähler im Elektronenspektrometer getroffen wurde.
- c) Unterdrückung der Ereignisse, bei denen kein vertikalwinkeldefinierender Zähler im Elektronenspektrometer getroffen wurde.
- d) Unterdrückung sämtlicher Koinzidenzen, bei denen die Hodoskope H1 und H2 im Hadronenspektrometer nicht gleichzeitig angesprochen haben.

Die unterdrückten Ereignisse werden zur Bestimmung von Einarmquerschnitten, von Akzeptanzen und Ansprechwahrscheinlichkeiten verwendet. Sie brauchen bei der Auswertung der Koinzidenzereignisse, die nachfolgend besprochen wird, nicht immer wieder durchlaufen zu werden. Die Informationsmenge ist auf ca. 3.5 Megabytes komprimiert, das entspricht etwa 500 Tracks auf einem Plattendatensatz. Diese Daten sind auf Band gespeichert. Jeweils ein Teil dieser Daten wurde dann auf Plattendatensätze von etwa 100 Tracks kopiert und dort mit schnellen Auswerteprogrammen (Rechenzeit ≤ 1 min) untersucht.

E II Identifizierung der Protonen

Die verbleibenden Koinzidenzereignisse enthalten folgende Endzustände:



Die beiden letzten Kanäle wurden mit umgekehrter Polarität der Quadrupole im Hadronspektrometer gemessen und sind hier nur der Vollständigkeit halber aufgezählt. (Diese Messungen werden in FEH73 beschrieben.)

Der Schwellencerenkovzähler C1 liefert Lichtsignale für Teilchen, deren Impuls größer ist als der vom jeweiligen Gasdruck abhängige Schwellenimpuls. Beim maximal zulässigen Gasdruck für C1 (18 ata, s. Kap. C III.4) beträgt der Schwellenimpuls für Pionen etwa 0.8 GeV (Bild 8).

Der Schwellencerenkovzähler C2 spricht beim maximalen Druck von 32 ata auf Kaonen mit Impulsen größer als 1.9 GeV und auf Pionen mit Impulsen größer als 0.5 GeV an (Bild 8). Da er aber nur etwa 80 % der Akzeptanz des Hadronspektrometers erfaßt, können durch ihn allein nicht alle Pionen im Impulsbereich zwischen 0.5 und 0.8 GeV identifiziert werden. Oberhalb von Impulsen von 1.9 GeV wird er zur Abtrennung von Kaonen von den Protonen verwendet. Um eine vollständige Unterdrückung der Kaonen zu erreichen, wird dort bei der Auswertung die verwendete Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers um etwa 25 % verkleinert.

Eine weitere Möglichkeit zur Unterdrückung langsamer Pionen bietet der Schauerzähler, der allerdings ebenfalls nicht die volle Akzeptanz, sondern nur ca. 70 % davon erfaßt. Er wird als Reich-

weitezähler verwendet. Die Massenbelegung der einzelnen Schauersegmente (hauptsächlich Eisen) beträgt ca. 22 g/cm^2 (s. Kap. C III.5). Die Reichweite der Protonen im Schauerzähler als Funktion ihres Impulses ist in Tabelle 3 angegeben.

Protonimpuls GeV	maximale Reichweite Anzahl der Schauersegmente
< 0.55	1
< 0.67	2
< 0.77	3
< 0.85	4
< 0.94	5

π^+ -Mesonen mit Impulsen $\geq 0.30 \text{ GeV}$ durchlaufen mehr als 5 Schauerzählersegmente

Tabelle 3: Reichweite der Protonen im Schauerzähler als Funktion des Impulses

Die Werte der Tabelle 3 sind aus Diagrammen berechnet, die (UCR66) entnommen sind. Während alle geladenen Pionen mit Impulsen größer als 0.3 GeV mehr als 5 Schauersegmente durchlaufen, wenn sie keine Kernabsorption erleiden, müssen Protonen dazu größere Impulse haben als 0.94 GeV . Allerdings können auch, wegen des verkleinerten Raumwinkels des Schauerdetektors, Pionen nach Durchfliegen einiger Schauersegmente den Detektor seitlich verlassen und damit ein Proton vortäuschen. Um diesen Effekt klein zu halten, wird die Schauerreichweite für die in Tabelle 3 angegebenen Impulsintervalle gesondert getestet.

Außerdem kann der Schauerzähler dazu verwendet werden, den Untergrund an Positronen zu reduzieren. Innerhalb des gemessenen Impulsbereiches trat aber kein merklicher Beitrag an Positronen auf. Die Diskriminierung gegen Positronen bzw. Elektronen wird in FEH73 beschrieben.

Eine weitere Möglichkeit der Identifizierung langsamer Protonen bietet eine dE/dx -Messung in den Triggerzählern, besonders in T2, der für den letzten und größten Teil der Messungen von 3 auf 10 mm Dicke verstärkt wurde. Bild 13 zeigt dreidimensional die Zählraten aufgetragen gegen den gemessenen Impuls und die Impulshöhenverteilung der Multipliersignale. Eingezeichnet ist der aus (UCR66) gewonnene Verlauf von dE/dx als Funktion des Impulses. Normiert ist die Darstellung auf den nahezu impulsunabhängigen dE/dx -Verlauf für Pionen. Man kann deutlich die Pion- und Protonereignisse erkennen, die sich um die eingezeichneten dE/dx -Kurven verteilen. Kaonen heben sich nicht aus dem allgemeinen Untergrund in der dreidimensionalen Darstellung ab. Dies kann darauf zurückzuführen sein, daß bei Impulsen kleiner als 0.6 GeV mehr als 80 % der Kaonen bis zum Trigger T2 zerfallen sind und verloren gehen. Eingezeichnet ist außerdem der Schnitt, der in der Impulshöhenverteilung gemacht wurde, um Pionen von Protonen abzutrennen. Man sieht, daß dieses Verfahren für Impulse kleiner als 0.7 GeV gut zur Identifizierung von Protonen angewendet werden kann. Der verbleibende Untergrund an Pionen und Kaonen in den Proton-Koinzidenzen läßt sich mit Hilfe von Flugzeitmessungen reduzieren. Darauf wird im folgen-

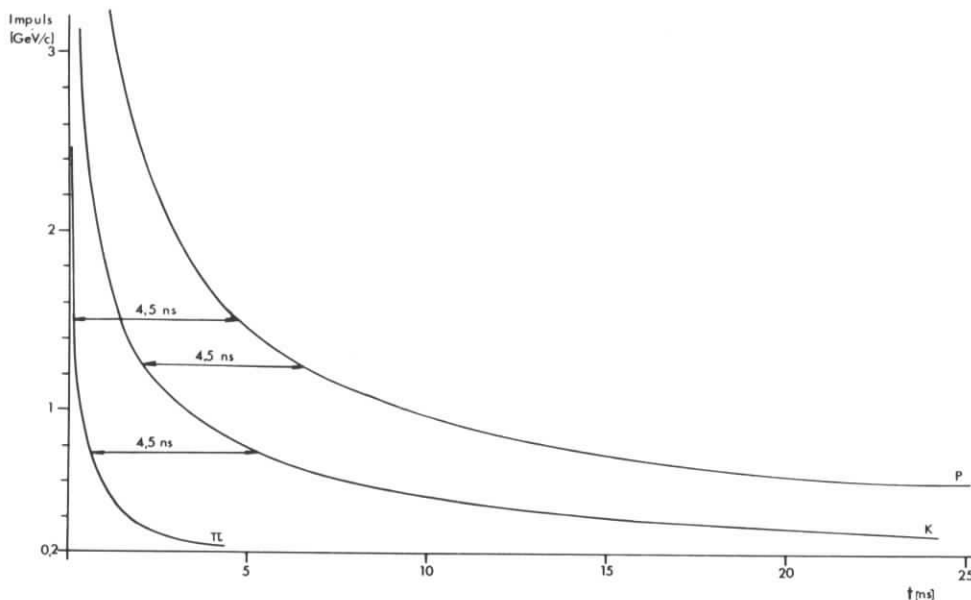


Bild 14: Flugzeit im Hadronspektrometer als Funktion des Impulses für Pionen, Kaonen und Protonen. Die Flugzeit bezieht sich auf eine Laufstrecke von 7.82 m und ist in Nanosekunden angegeben.

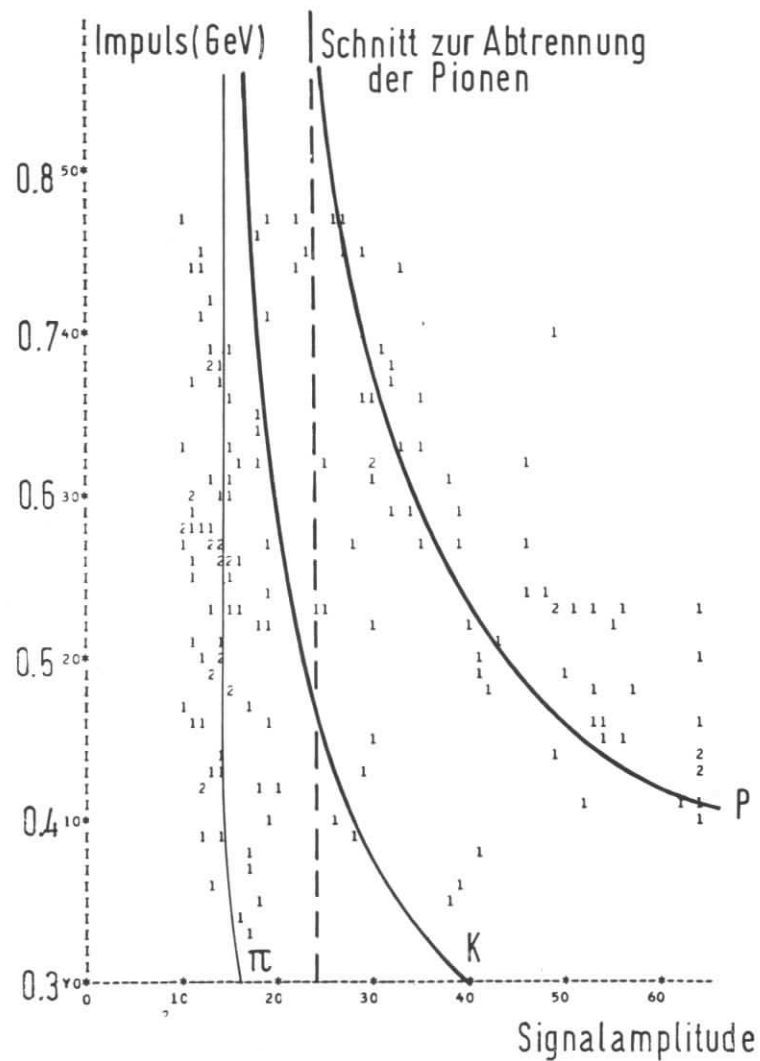
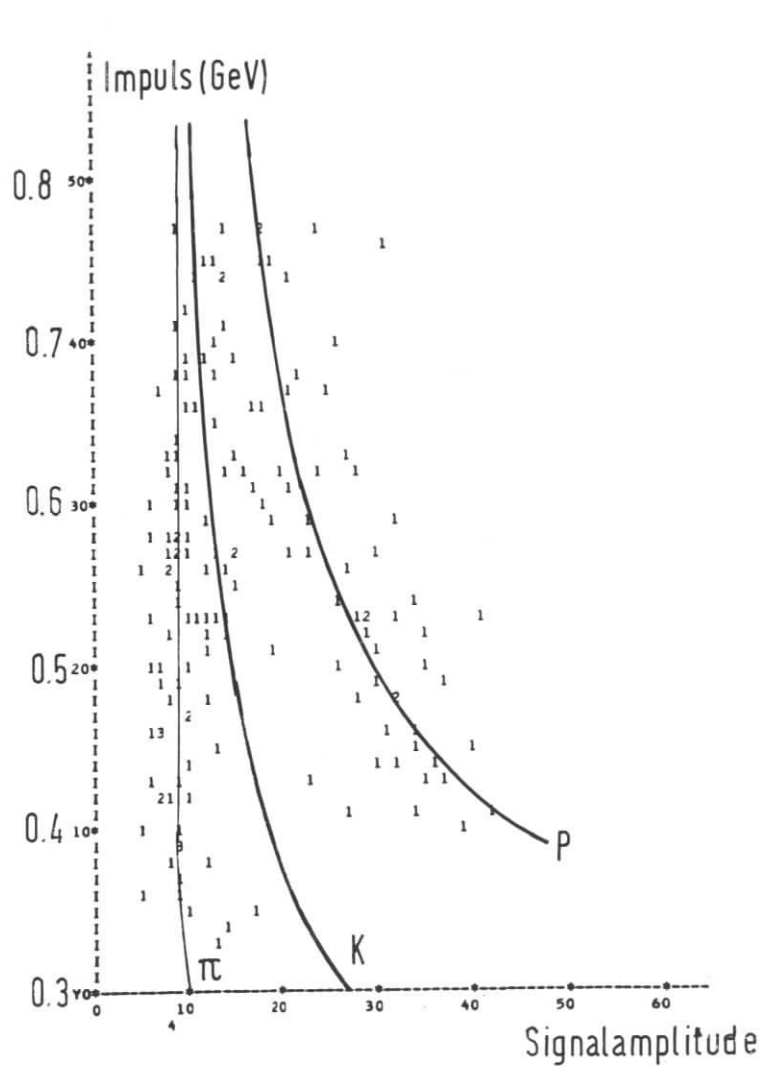


Bild 13 dE/dx -Messung in den Triggerzählern T1 und T2. Aufgetragen ist die Impulshöhenverteilung der nachgewiesenen Teilchen als Funktion des Teilchenimpulses. Eingezeichnet ist die aus (UCR66) gewonnene Impulsabhängigkeit der Signalamplitude für π , K und P

den eingegangen.

Bild 14 zeigt die Flugzeit für die 7.82 m lange Strecke Target-Trigger T2 für Pionen, Kaonen und Protonen als Funktion ihres Impulses. Außerdem wird die Flugzeit im Hadronspektrometer zwischen den Triggern T1 und T2 (Distanz = 1.20 m) gemessen. Eine solche Flugzeitverteilung für Pionen mit Impulsen größer als 1.5 GeV ist in Bild 15a aufgetragen. Ein Kanal entspricht 0.2 ns. Die Halbwertsbreite der Verteilung beträgt 3.3 ns, 99 % der Ereignisse liegen innerhalb einer Breite von etwa 6.8 ns. Die Zeitauflösung kann verbessert werden, wenn man den vertikalen Durchgangsort des Teilchens durch den Trigger kennt und dann die Laufzeitunterschiede des Szintillationslichtes im Trigger berücksichtigt. Eine weitere Korrektur ist möglich, weil die Signalamplitude am Triggerausgang von T2 registriert wird. Damit läßt sich die Verschiebung der Diskriminatorsignale als Funktion der Eingangsamplitude berechnen. Ein solchermaßen korrigiertes Spektrum für die Flugzeit zwischen T1 und T2 zeigt Bild 15b. Die Halbwertsbreite beträgt jetzt 1.8 ns, 99 % der Ereignisse liegen innerhalb von 4.6 ns. Nicht in der Korrektur berücksichtigt ist allerdings das Amplitudenspektrum von Trigger T1, weil es nicht gemessen wurde. Außerdem ist die digitale Information über die Signalamplitude $A(t)$ von Trigger T2 nicht proportional zu A_{\max} , sondern zum Integral $\int_0^T A(t) dt$. Dabei ist t die Zeitkoordinate und T die Dauer des Gatesignals am ADC. Diese Arbeitsweise der ADC's nennt man Area-Mode. Sie ist wesentlich schneller als die Bestimmung des Betrages von A_{\max} (Peak-Mode). Signale mit einem zusätzlichen Rauschereignis innerhalb der Gatezeitdauer täuschen dann allerdings eine größere Amplitude und damit einen schnelleren Anstieg vor und werden falsch korrigiert.

Bild 16a zeigt ein Flugzeitspektrum zwischen dem Elektronentrigger und T2. Die Kanalbreite beträgt 0.57 ns. Verwendet sind wiederum Pionen mit Impulsen größer als 1.5 GeV. Die Halbwertsbreite beträgt 2.9 ns. 99 % der Ereignisse liegen innerhalb einer Breite von 7.0 ns. Korrigiert man wie oben die Laufzeit und Amplitudenabhängigkeit des Ausgangssignals von T2 und berück-

Ereignisse

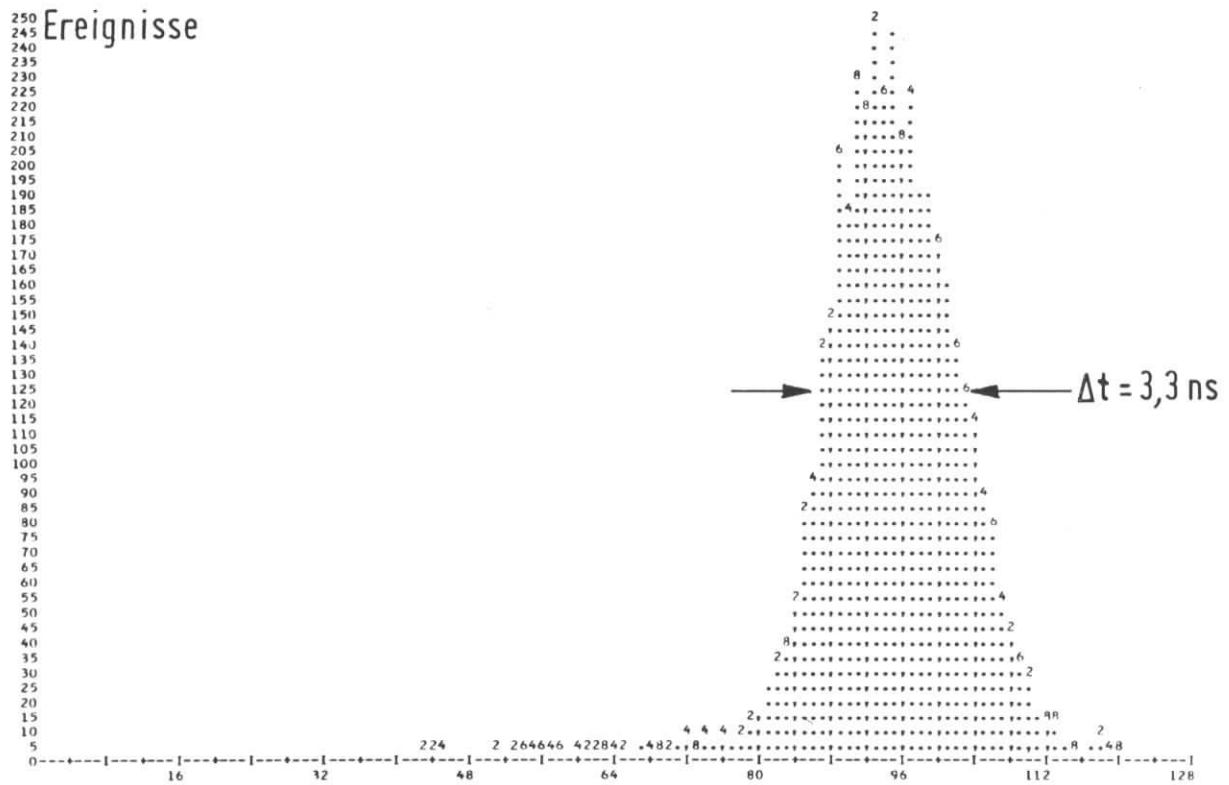


Bild 15a Flugzeitmessung für relativistische Pionen zwischen Trigger T1 und T2. Dargestellt ist die gemessene Flugzeitverteilung. Kanal

Ereignisse

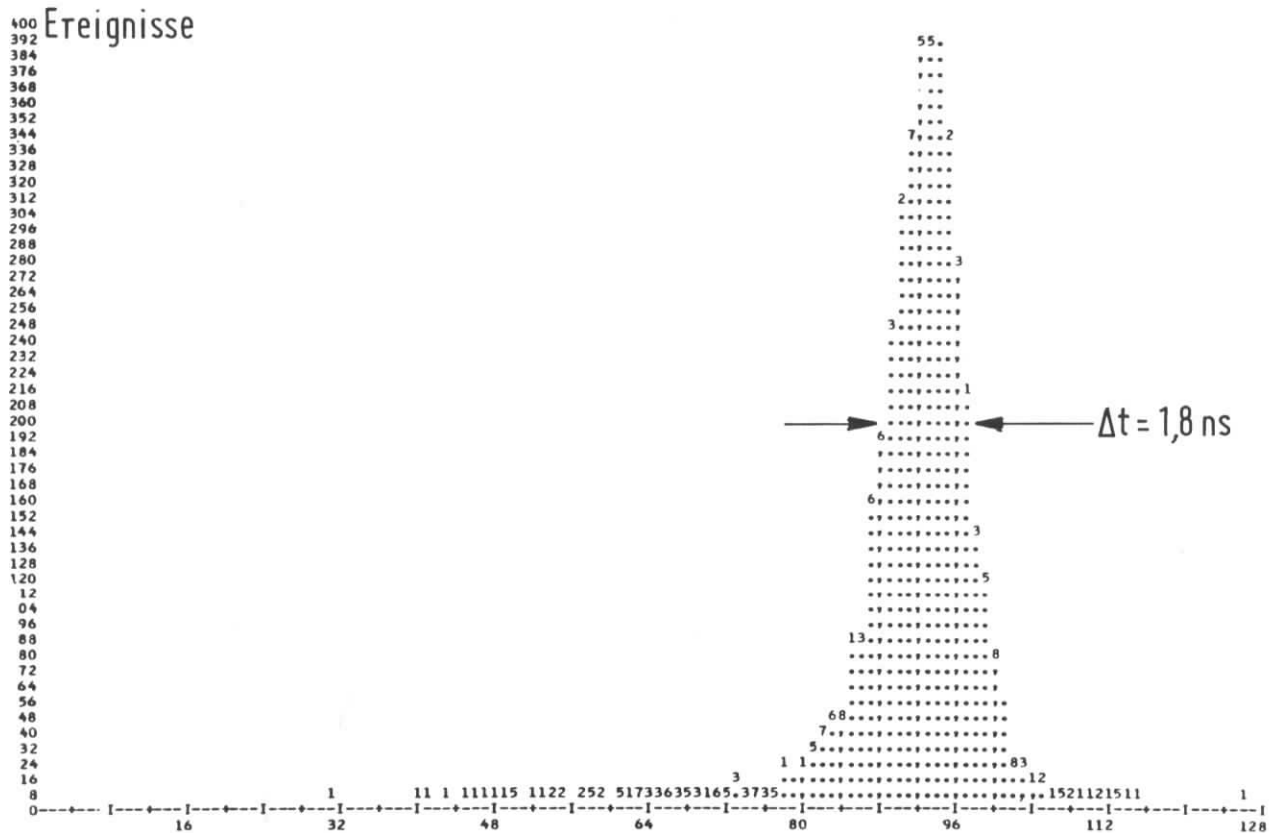


Bild 15b Flugzeitmessung für relativistische Pionen zwischen Trigger T1 und T2. Dargestellt ist die auf Laufzeitunterschiede in den beiden Triggern korrigierte Verteilung. Außerdem ist die Amplitudenabhängigkeit in T2 berücksichtigt. Ein Kanal entspricht 0.2 ns. Kanal

sichtigt außerdem auch die zeitliche Verschiebung des Diskriminatorausgangs als Funktion der Amplitude beim Elektron-Trigger und korrigiert man auch die Laufzeiteffekte im Elektron-Trigger durch Bestimmung des horizontalen Durchgangsortes mittels der Horizontalwinkelzähler ($H\theta$), dann erhält man als korrigiertes Spektrum Bild 16b. Jetzt beträgt die Halbwertsbreite 1.70 ns, ca. 99 % der Ereignisse liegen innerhalb einer zeitlichen Breite von 4.5 ns. Die Korrekturprogramme für die beiden Flugzeitspektren wurden mit Pionen getestet (Forderung $C1 \neq 0$), da deren höhere Zählrate zu einer besseren Statistik im Spektrum führt.

Der Vollständigkeit halber zeigt Bild 17 noch zwei weitere Flugzeitspektren für relativistische Pionen. Bild 17a enthält die Flugzeit zwischen dem Elektron-Trigger und dem Cerenkovzähler C1, Bild 17b enthält die entsprechende Flugzeit für den Cerenkovzähler C2. Ein Kanal entspricht im Bild 17a 0.61 ns, im Bild 17b 0.86 ns.

Bild 18 zeigt als Beispiel eine Flugzeitmessung zwischen T1 und T2 im Impulsbereich zwischen 0.4 und 1.5 GeV. Bild 18a zeigt das gemessene, Bild 18b das wie oben beschrieben korrigierte Flugzeitspektrum. Der Peak bei $\Delta t = 4$ ns rührt von schnellen Pionen her. Nach links hin nimmt die Flugzeit zu. Man sieht einen breiten Buckel langsamer Protonen. Durch einen Schnitt an geeigneter Stelle, etwa bei $\Delta t = 5.2$ ns, lassen sich im Impulsbereich zwischen 1.2 und 0.4 GeV Protonen von Pionen trennen.

Mit Hilfe der bisher beschriebenen Entscheidungsverfahren wird der größte Teil aller Pionen und Kaonen erkannt und eliminiert, unabhängig davon, ob das beobachtete Meson zu einer zufälligen oder zu einer echten Koinzidenz zwischen den beiden Spektrometern gehörte. Der verbleibende Untergrund im Flugzeitspektrum von Trigger T2 besteht daher hauptsächlich aus Protonen. Einige Flugzeitspektren für die verbleibenden Protonen zeigt Bild 19. Die Bilder 19a und 19b enthalten Protonen mit Impulsen zwischen

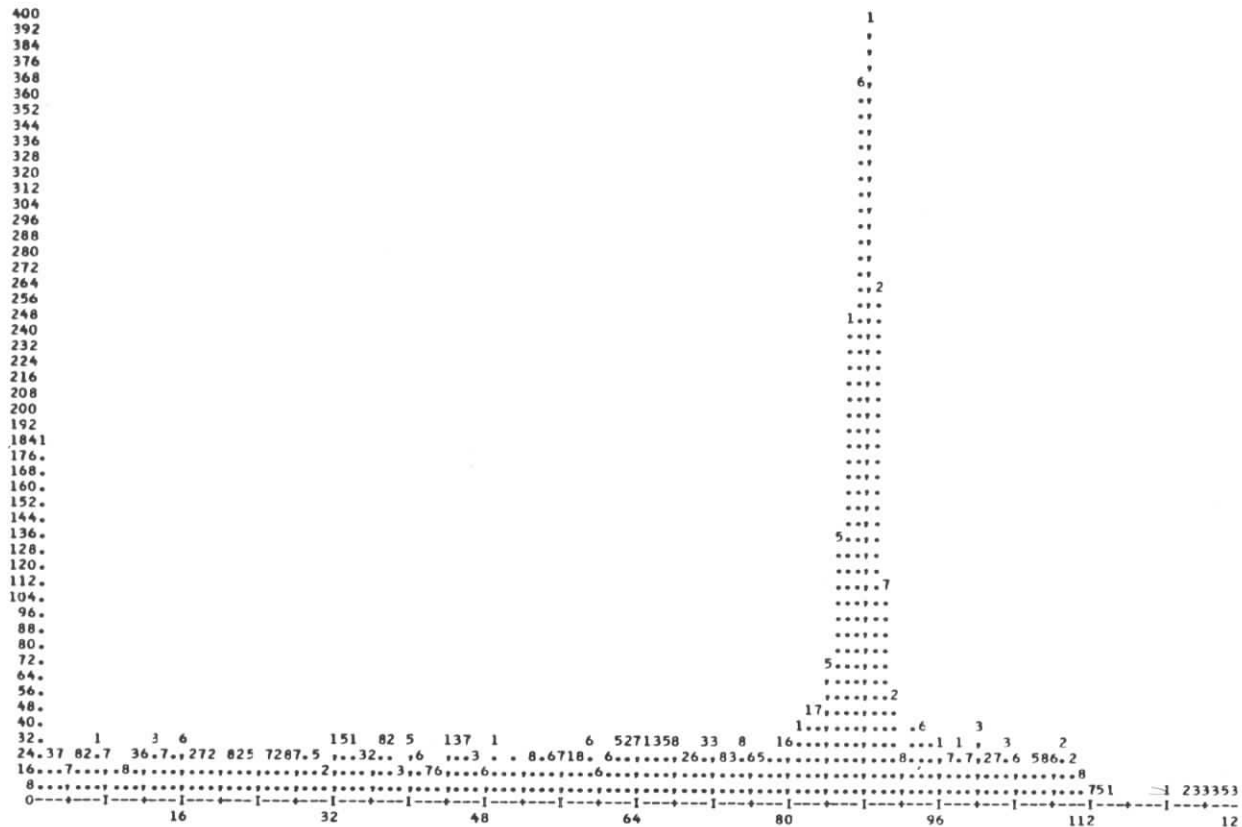


Bild 17a Flugzeitmessung für relativistische Pionen zwischen dem Cerenkovzähler C1 und dem Elektrontrigger. Ein Kanal entspricht 0.61 ns

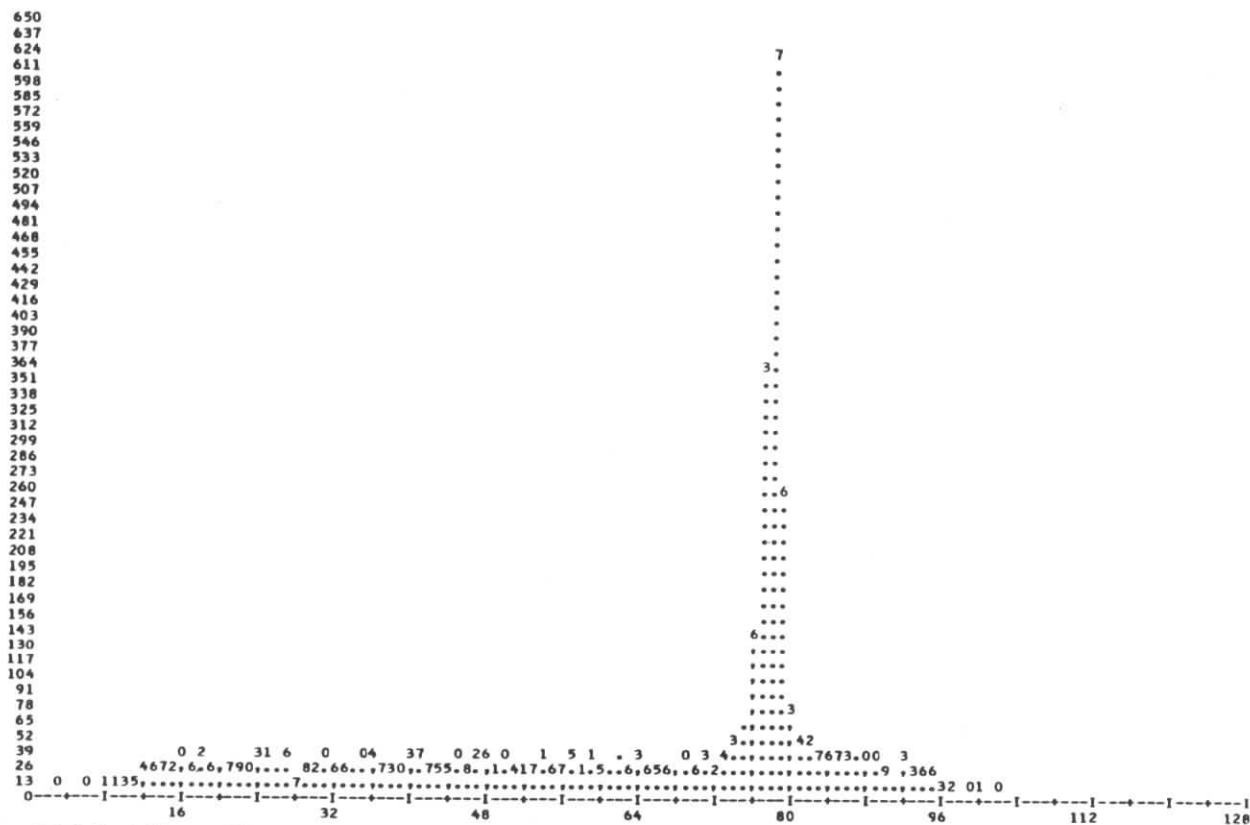


Bild 17b Flugzeitmessung für relativistische Pionen zwischen dem Cerenkovzähler C2 und dem Elektrontrigger. Ein Kanal entspricht 0.86 ns

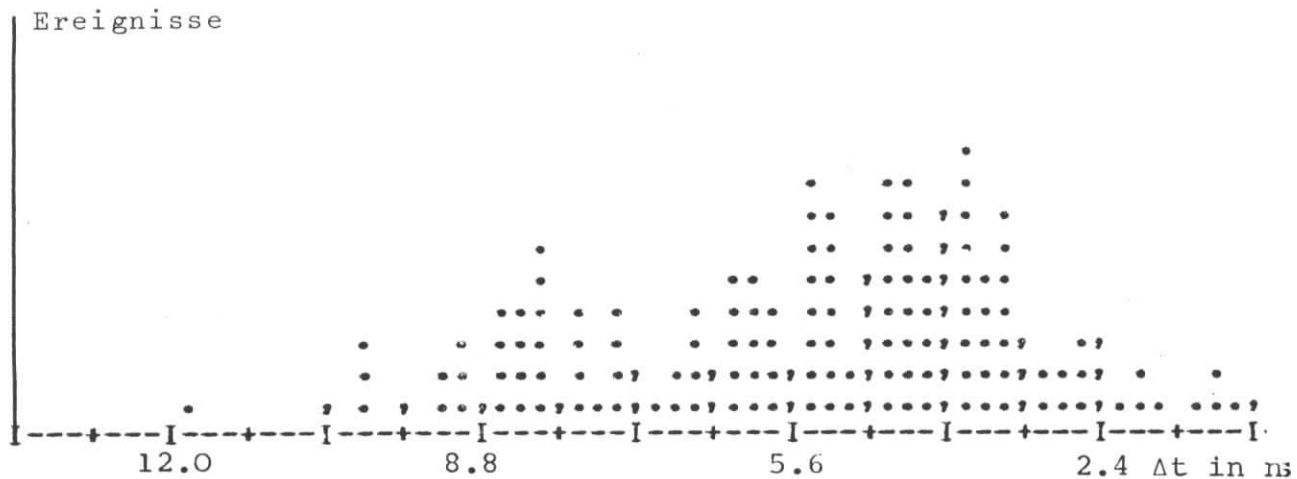


Bild 18a Flugzeitmessung zwischen den Triggern T1 und T2 für Teilchen mit Impulsen zwischen 0.4 und 1.5 GeV

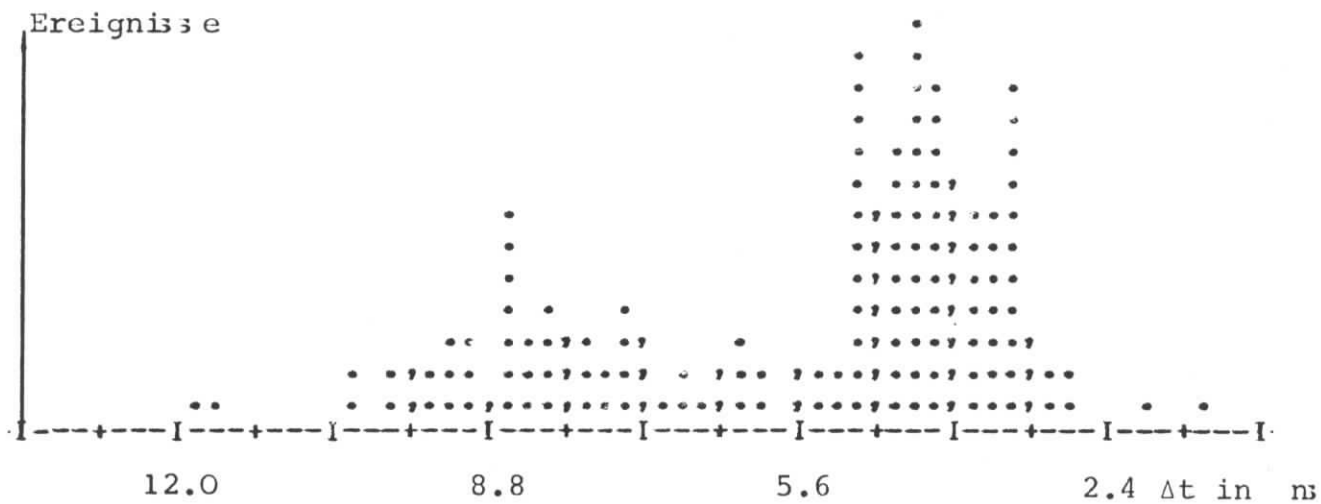


Bild 18b Die Laufzeitunterschiede in den Triggern sind berücksichtigt. Ebenso der Einfluß der Amplituden in T2. Ein Kanal entspricht 0.2 ns

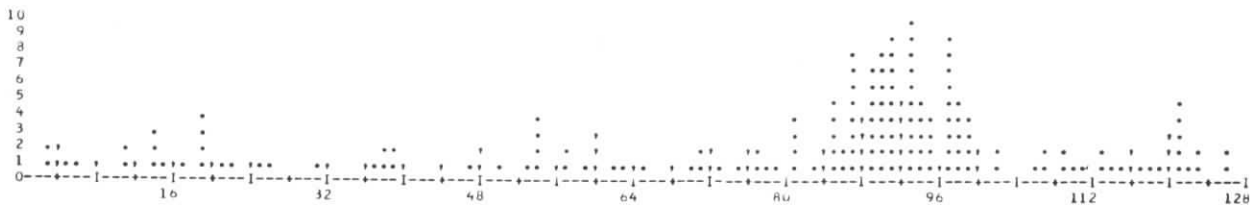


Bild 19a Gemessene Flugzeitverteilung für Protonen mit Impulsen zwischen 1 und 2 GeV.

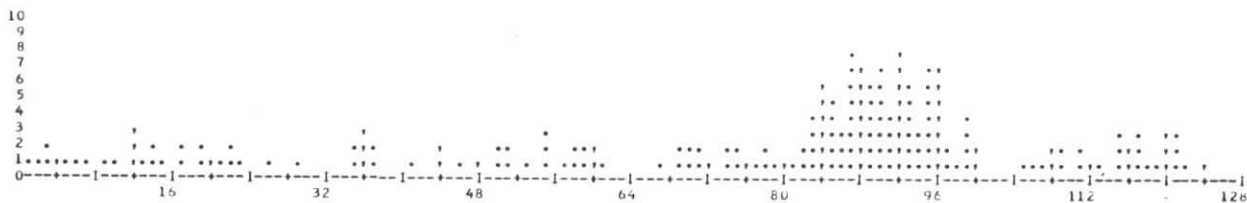


Bild 19b Korrigierte Flugzeitverteilung für Protonen mit Impulsen zwischen 1 und 2 GeV.

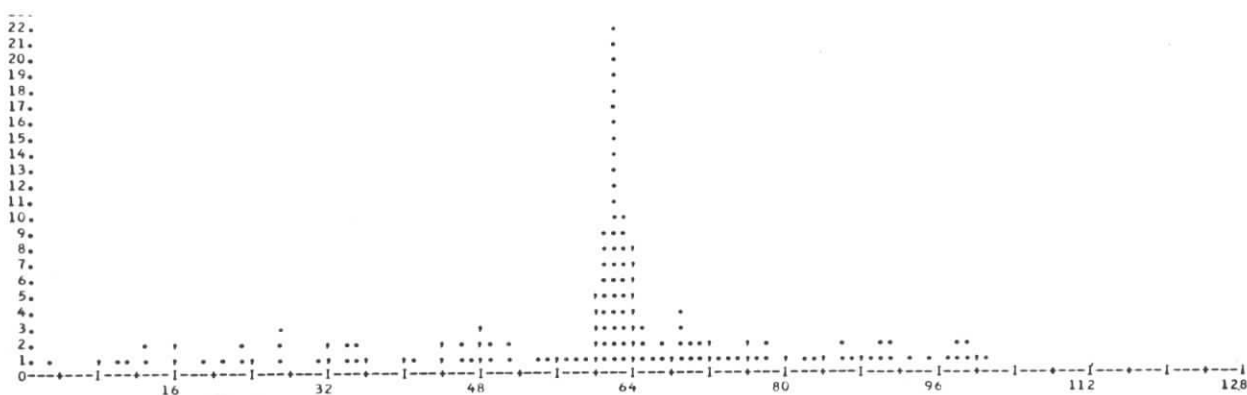


Bild 19c Differenz zwischen der gemessenen Flugzeit und der aus den gemessenen Impulsen berechneten Flugzeit für Impulse zwischen 1 und 2 GeV. Ein Kanal entspricht überall 0.56 ns.

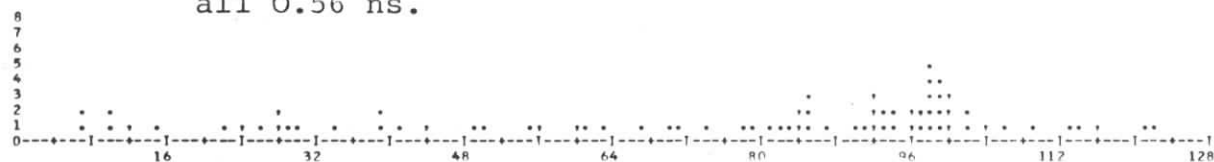


Bild 19d Gemessene Flugzeitverteilung für Protonen mit Impulsen zwischen 0.7 und 1 GeV.

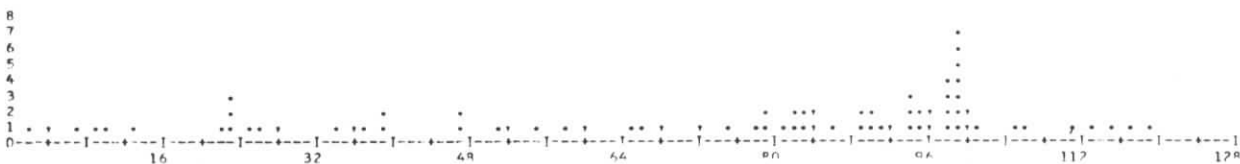


Bild 19e Korrigierte Flugzeitverteilung für Protonen mit Impulsen zwischen 0.7 und 1 GeV.

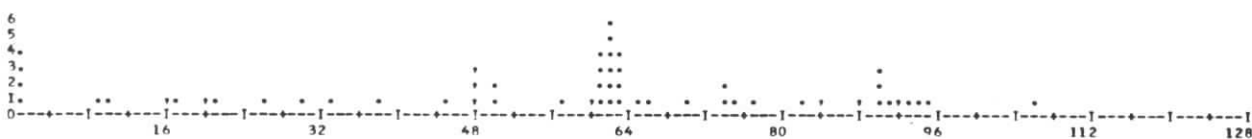


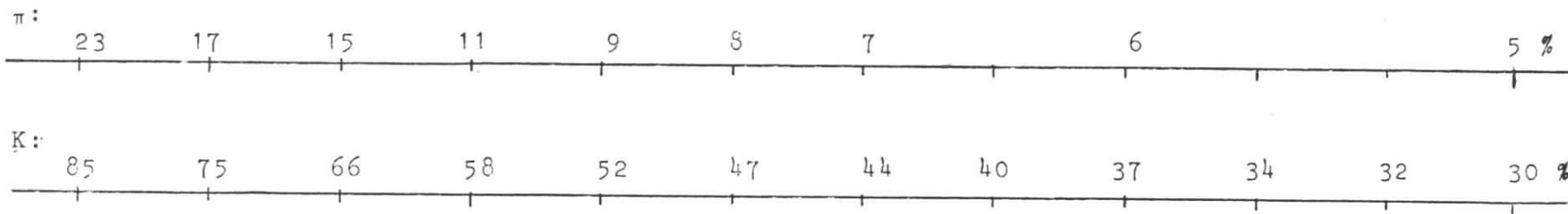
Bild 19f Differenz zwischen der gemessenen Flugzeit und der aus den gemessenen Impulsen berechneten Flugzeit für Impulse zwischen 0.7 und 1 GeV. Ein Kanal entspricht überall 0.56 ns.

1. und 2. GeV, die Bilder 19d und 19e Protonen zwischen etwa 0.7 und 1. GeV. Die Bilder 19a bzw. 19d zeigen die direkt gemessene Flugzeit, 19b und 19e zeigen die entsprechenden auf Laufwege und Amplituden korrigierten Flugzeitverteilungen. Im Bild 19e sieht man noch einige koinzidente schnelle Pionen, die mit den vorher beschriebenen Verfahren nicht vollständig eliminiert werden können. Außerdem verteilen sich langsame koinzidente Protonen mit Impulsen zwischen 0.4 und 1.5 GeV im Flugzeitspektrum über die Kanäle 1 bis 96 und gehen im Untergrund zufälliger Koinzidenzen unter. Diesen Effekt kann man unterdrücken, wenn man die Flugzeit für Protonen aus dem gemessenen Impuls berechnet, und die Differenz zwischen der so berechneten und der gemessenen Flugzeit aufträgt. Das ist in Bild 19c und 19f dargestellt. Zur Differenz sind jeweils 64 Kanäle hinzugeaddiert. Daß der Peak in Kanal 62 erscheint und nicht in Kanal 64, liegt an der Eichung relativ zu den relativistischen Teilchen und ist unwesentlich. Der Timejitter in der korrigierten Flugzeitmessung beträgt nur noch etwa ± 1.4 ns. Die verbleibenden relativistischen Pionen am Bild 19b und e liegen jetzt rechts abgesetzt vom Protonenpeak in Bild 19c und f und vergrößern dort scheinbar den Untergrund. Der extrapolierte Untergrund unter dem Protonenpeak beträgt in beiden Fällen etwa 7.5 %. Er nimmt mit wachsendem Protonenimpuls ab und erreicht minimal 4.0 %. Deshalb werden die Flugzeitspektren für Impulsintervalle von jeweils 0.2 GeV getrennt ausgewertet.

Sämtliche angewandten Diskriminierungsmethoden sind noch einmal in Bild 20 zusammengefaßt.

Am Ende dieser Datenreduktion verbleiben für die Bestimmung der Querschnittsverteilung der Protonen noch 725 Protonen. Davon stammen 240 Protonen aus der ersten Meßperiode ohne den Cerenkovzähler C2 für die Kaon-Identifizierung. Die verbleibende Informationsmenge beträgt knapp 30 Kilobyte.

von den ursprünglichen Teilchen sind zerfallen bis C1:



dE/dx in T2 trennt P von π , K

Reichweite im "Schauerzähler", trennt P von π

C2 spricht an auf K-Mesonen

C2 spricht auf π an, nicht auf P

C1 spricht auf π an, nicht auf P, K

C

TOFT1T2 trennt P von π (Einarm)

TOFT2 trennt P von K (Koinzidenz)

TOFT2 trennt P von π (Koinzidenz)

keine Flugzeittrennung zwischen π , P, K möglich TOF



Hadronimpuls in GeV

Bild 20 Übersicht über sämtliche angewendeten Diskriminierungsmethoden zur Identifikation der Teilchen im Hadronspektrometer.

E III Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Aus der Zahl der gemessenen Koinzidenzen $K(p_5)$ läßt sich der 4-fach differentielle Querschnitt $d^4\sigma/d\Omega_e dE_e d\Omega_5 dp_5$ berechnen:

$$K(p_5) = N_e^- \cdot N_T \cdot \Delta\Omega_e \cdot \Delta E_e \cdot \Delta\Omega_5 \cdot \Delta p_5 \cdot \frac{d^4\sigma}{d\Omega_e dE_e d\Omega_5 dp_5} \quad (1)$$

N_e^- ist die Zahl der primären Elektronen, N_T die Flächendichte der Protonen im Target, $\Delta\Omega_e$ und ΔE_e die Raumwinkel- und Energieakzeptanz des e^- -Spektrometers und $\Delta\Omega_5$ und Δp_5 die Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des Hadronspektrometers.

Die Akzeptanz $A(p_5, \theta_5, \phi_5, E_e, \theta_e, \phi_e) = \Delta\Omega_e \Delta E_e \Delta\Omega_5 \Delta p_5$ hängt nicht nur von der Geometrie der Zählerteleskope in beiden Spektrometern, sondern auch von den eingestellten Spektrometerströmen, Aperturen, von der vertikalen und horizontalen Ausdehnung des Primärstrahles, seinem Energiespektrum, von der Targetlänge und der Vielfachstreuung in Target, Folien und den Detektoren ab. Die Bestimmung dieser Akzeptanzwahrscheinlichkeit läßt sich am einfachsten mit Monte-Carlo-Verfahren durchführen. Dazu wird im Querschnittsbestimmungsprogramm das Koinzidenzexperiment vollständig simuliert. Außerdem werden Elektronen- und Hadronenereignisse simuliert, deren Impulse und Winkel gleichverteilt sind über den Bereich der maximalen Impuls- und Raumwinkelakzeptanz. Aus der Akzeptanzwahrscheinlichkeit und der Breite der Intervalle der gewürfelten Verteilungen läßt sich die experimentelle Akzeptanz berechnen:

$$\Delta\Omega\Delta p_{\text{exp}} = \frac{\text{Akzeptierte Ereignisse}}{\text{Gewürfelte Ereignisse}} \cdot (\Delta\Omega\Delta p)_{\text{gewürfelt}} \quad (2)$$

Gewürfelt wird zunächst mit Elektronen im Raumwinkel- und Impulsbereich des Elektronspektrometers. Für jedes akzeptierte Elektron werden wegen der größeren verwendbaren Impulsakzeptanz des Hadronspektrometers ($0.65 p_0 = p = 2.0 p_0$) jeweils 100 verschiedene Protonen gewürfelt. Akzeptierte Protonen werden in Impulsbins von je 0.2 GeV Breite einsortiert. Die Gesamtzahl der gewür-

felten Ereignisse wird proportional zur experimentell bestimmten Faradayladung bei der betreffenden Einstellung des zentralen Spektrometerimpulses p_0 für das Hadronspektrometer gewählt.

Der zweifach differentielle Querschnitt für den Nachweis einer Proton-Elektron-Koinzidenz bei der Streuung virtueller Photonen an Protonen ist nach (1) für das Bin p_5 :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_5 dp_5} = \frac{1}{\Gamma_t} \cdot \frac{1}{n_e N_T} \cdot \frac{K}{\Delta\Omega_e \Delta E_e \Delta\Omega_5 \Delta p_5} \cdot \frac{1}{F} \quad (3)$$

n_e = Zahl der e^- /Coulomb

F = Faradayladung in Coulomb

Summiert man über alle 21 sich zum großen Teil überlappenden Einstellungen des Hadronspektrometers, dann erhält man:

$$\frac{d^2\sigma(p_5)}{d\Omega_5 dp_5} = \frac{1}{\Gamma_t} \cdot \frac{1}{n_e N_T} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{21} K_i(p_5)}{\sum_{i=1}^{21} A_i(p_5) \cdot F_i} \quad (4)$$

mit

$$A_i(p_5) = \left(\frac{\text{Akzeptierte } e^-}{\text{Gewürfelte } e^-} \right)_{MC} \cdot \Delta\Omega_{e_{MC}} \cdot E_{e_{MC}} \cdot \left(\frac{\text{Akzeptierte Protonen}(p_5)}{\text{Gewürfelte Protonen}} \right)_{MC,i} \cdot \Delta\Omega_{MC} \cdot \Delta p_{i_{MC}} \quad (5)$$

Aussagen über die p_{\perp} -Verteilung werden gewonnen, indem der zweifach differentielle Querschnitt $d^2\sigma/d\Omega dp$ für verschiedene p_{\perp} -Intervalle bestimmt wird.

Zur Berechnung des zweifach differentiiellen Querschnittes

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dM_x^2}, \quad (M_x = \text{Missing Mass})$$

wird für jedes gewürfelte und akzeptierte Elektron der Viererimpuls des hadronischen Systems W berechnet. Daraufhin werden im Schwerpunktsystem von W die Winkel gleichverteilt über den Raumwinkel Ω^* und die Schwerpunktimpulse gleichverteilt im Intervall

$$p_{5\min}^* (\vec{p}_{\min}) \leq p_5^* \leq p_{5\max}^* (\vec{p}_{\max}) \quad (6)$$

gewürfelt. Aus p_5 und W wird das Quadrat M_x^2 der Missing Mass berechnet

$$M_x^2 = W^2 + M^2 - 2E_5 \cdot W, \quad M = \text{Protonenmasse} \quad (7)$$

und sowohl die gewürfelten als auch die akzeptierten Protonen werden in M_x^2 -Bins abgespeichert. Mit dem jeweiligen Verhältnis der über alle Einstellungen summierten Bins in M_x^2 läßt sich dann auf genau die gleiche Weise wie für $d^2\sigma/d\Omega_5 dp_{5,2}$ beschrieben, der zweifach differentielle Querschnitt $d^2\sigma/d\Omega^* dM_x^2$ bestimmen.

E IV Korrekturen und Fehler

E IV.1 Korrekturen für das Elektronenspektrometer

a) Ansprechwahrscheinlichkeiten und Spaltverluste

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Szintillationszähler im Impulshodoskop werden während des Experimentes laufend gemessen. Dies ist möglich, weil in diesem Hodoskop die Zähler so angeordnet sind, daß ein Elektron mindestens 4 Zähler durchquert (Bild 21a). Ist eine Koinzidenz $P_N \times Q_N$ gemessen worden, dann müssen auch P_{N-1} und Q_{N+1} angesprochen haben. Dies gilt allerdings exakt nur für die Mitte des Hodoskopes. Zum Rand hin ist für die ersten P- und Q-Kanäle die Steigung der Trajektorie größer, und für die letzten hat die horizontale Divergenz zugenommen. Vielfachstreuung im Szintillationszählermaterial kann dann dazu führen, daß nicht mehr alle Zähler

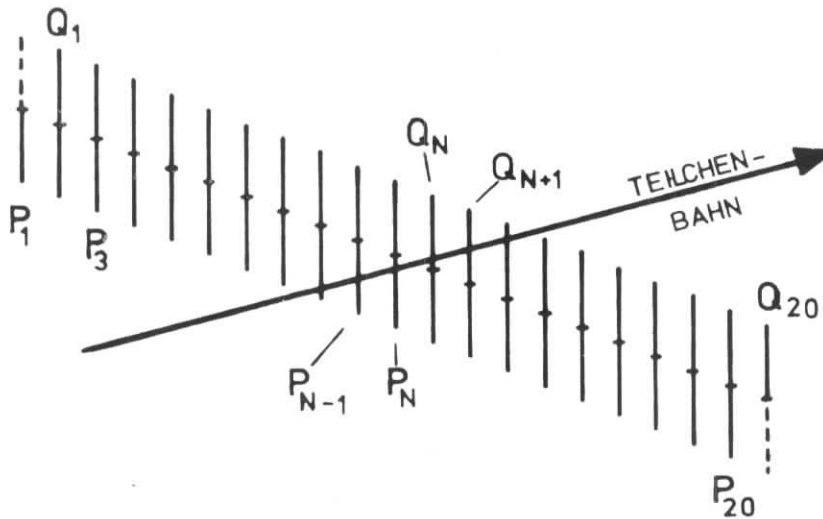


Bild 21a Schematische Anordnung der Szintillationszähler im Impulshodoskop des Elektronspektrometers.

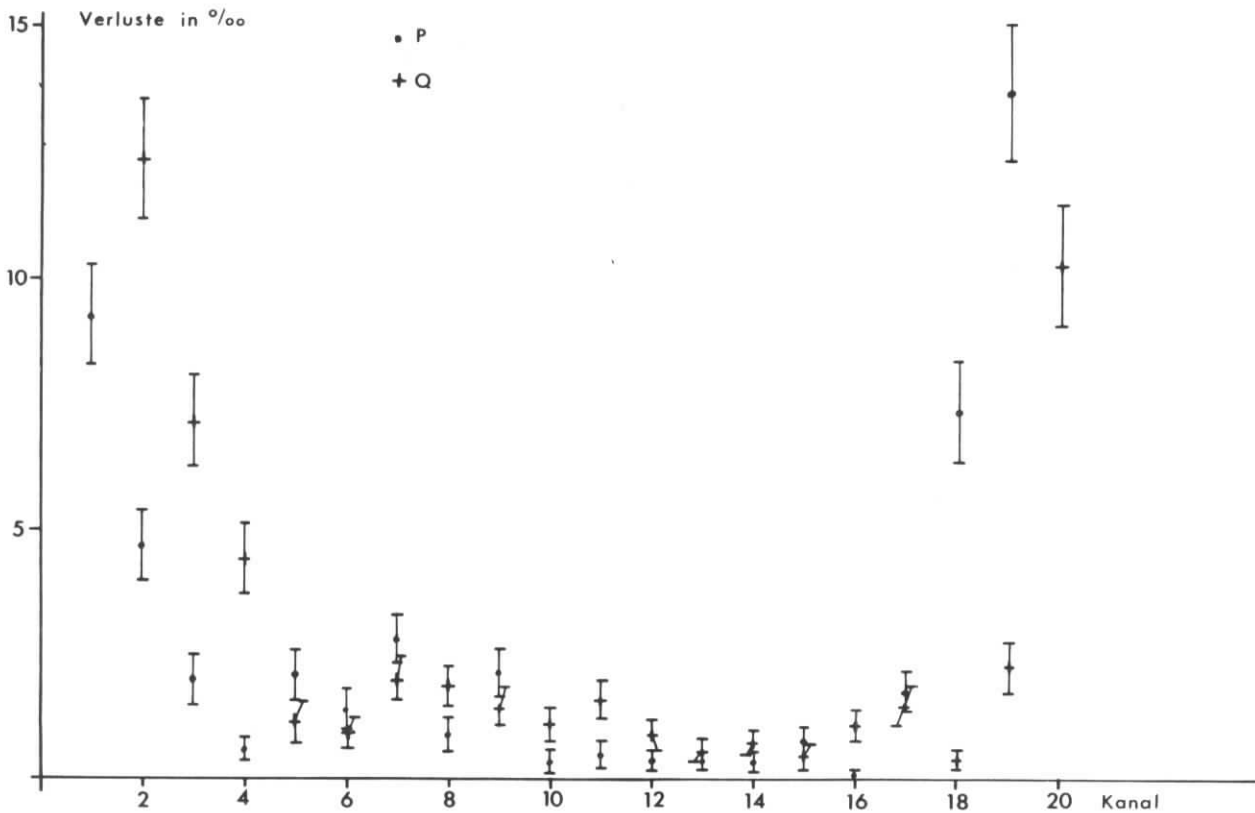


Bild 21b Ansprechwahrscheinlichkeitsverluste der Szintillationszähler im Impulshodoskop des Elektronspektrometers.

ansprechen. Die so bestimmten Verluste in der Ansprechwahrscheinlichkeit für alle Zähler des Impulshodoskopes sind in Bild 21b angegeben. Sie betragen für die mittleren Zähler weniger als 0.2 %. Es wird angenommen, daß diese Werte auch für die Randzähler gelten.

Durchquert ein Elektron das Hodoskop zwischen den beiden Zählern P_N und Q_N , dann wird keine Koinzidenz zwischen P und Q-Hodoskop gefunden. Diese Spaltverluste wurden zu einem früheren Zeitpunkt bestimmt (MAY71). Sie sind ≈ 0.2 %.

Für das Horizontalwinkelhodoskop wird angenommen, daß die Efficiency- und Spaltverluste ebenfalls ≤ 0.3 % betragen.

Die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit des Vertikalwinkelhodoskopes läßt sich ebenfalls während des Experimentes prüfen. Werden die Kanäle 9, 10 oder 11 im Impulshodoskop getroffen, dann muß die Trajektorie dieses Elektrons das ϕ -Hodoskop passieren, allerdings mit größerer Wahrscheinlichkeit in der Mitte des Hodoskopes als am Rande. Aus der Zahl der Ereignisse, die kein ϕ -Signal haben, läßt sich die Summe von Efficiency- und Spaltverlusten berechnen. Sie beträgt etwa 0.2 ± 0.1 %.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkovdetektors und des Schauerzählers für elastisch gestreute Elektronen von 2.64 GeV wurde in Testmessungen bestimmt. Sie ist nur wenig abhängig vom Durchgangsort und beträgt 99.9 % für den Cerenkovzähler und 99.7 % für den Schauerzähler beim Durchgang durch die Detektormitte.

b) Mehrdeutige Elektronenereignisse

Etwa 16 % aller registrierten Ereignisse sind mehrdeutige Elektronenereignisse, d.h. in mindestens einem Hodoskop des Elektronenspektrometers hat ein zusätzlicher Zähler oder ein Zählerpaar im Impulshodoskop angesprochen. Der größte Teil dieser mehrdeutigen Ereignisse entsteht durch Anstoßelektronen oder Schauerbildung in der Zählermaterie, ein weiterer Teil durch Schauer-

teilchen, die außerhalb der Akzeptanz, etwa an den Magnetwänden, erzeugt werden.

Die Untersuchung dieser mehrdeutigen Ereignisse wird in (FEH73) eingehend beschrieben.

Der größte Teil dieser 16 %, nämlich 10.6 % aller Ereignisse, läßt sich in Einfachereignisse reduzieren, weil benachbarte Kanäle im Impulshodoskop oder den Winkelhodoskopen angesprochen haben oder die zweite Trajektorie außerhalb der Akzeptanz liegt. 4.9 % liegen ganz außerhalb der Akzeptanz oder haben zu kleine Schauersignale. Sie entstehen hauptsächlich an den Magnetwänden des Spektrometers. Nur 0.5 % der Ereignisse sind nicht reduzierbar und haben gleichzeitig große Schauersignale. Für sie wird eine Korrektur von 0.5 ± 0.5 % angebracht.

c) Sonstige Korrekturen im Elektronspektrometer

Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen im Elektronspektrometer ist vernachlässigbar klein, da innerhalb der Koinzidenzlösungszeit von 20 ns eine 7-fach Koinzidenz gefordert wird. ((H ϕ)x(H θ)xCx(2HP)xTxS, siehe Bild 4). Außerdem ist das gesamte Spektrometer von einer dicken Eisenabschirmung umgeben. Dadurch wird die Zählrate in den einzelnen Zählern so klein gehalten, daß Totzeitverluste vernachlässigt werden können. Der Fehler in der Akzeptanz des Elektronspektrometers setzt sich hauptsächlich aus Fehlern in den Dimensionen der einzelnen akzeptanzbestimmenden Zähler zusammen. Dieser Fehler wird in GAY71 abgeschätzt. Er beträgt ± 1 %.

E IV.2 Korrekturen für das Hadronspektrometer

a) Ansprechwahrscheinlichkeit der Hodoskope und Trigger

Diese Korrekturen wurden in Testmessungen bestimmt und sind ausführlich in FEH73 behandelt. Sie sind klein. Im Wesentlichen gehen nur die Efficiencyverluste der vorderen beiden Szintillatoren (Sz1 und Sz2, Bild 6b) ein. Efficiencyverluste in den hin-

teren Szintillatoren führen meist zu einer Fehlbestimmung des Impulses von etwa 2 - 10 %. Größe und Fehler der einzelnen Korrekturen sind in Tabelle 4 angegeben.

b) Akzeptanzbestimmung

Der Fehler in der Bestimmung der Raumwinkelakzeptanz des Hadronspektrometers durch Simulation des Aufbaus im Monte-Carlo-Programm wird verursacht durch Justierfehler, die Randfelder der Quadrupole, zusätzliche Vielfachstreuung in den Heliumsäcken und der Luft und Randeffekte in den Triggern und Hodoskopen. Er wird auf $\pm 1.5 \%$ geschätzt.

c) Mehrdeutige Protonereignisse

Die Zahl der mehrdeutigen Protonereignisse durch echte zufällige Koinzidenzen zwischen zwei Trajektorien im Hadronspektrometer bzw. durch Schauer von den Rändern der Quadrupole sind klein. Ihr Beitrag beträgt etwa 0.5 %. Größer ist der Beitrag solcher mehrdeutigen Ereignisse, die durch Kernreaktionen bzw. Anstoßelektronen in den Hodoskopen, Folien und dem Trigger T1 erzeugt werden. Eine Untersuchung dieser Ereignisse zeigt, daß die Korrektur impulsunabhängig ist. Sie beträgt überall $4.1 \pm 1.0 \%$.

d) Verluste durch Anstoßelektronen in den Cerenkovdetektoren

Protonen, die in den Cerenkovdetektoren C1 bzw. C2 genügend schnelle Anstoßelektronen in Vorwärtsrichtung erzeugen, können als Pionen bzw. Kaonen interpretiert werden und sind dann für die Proton-Querschnittsbestimmung verloren. Diese Verluste wurden als Funktion des Impulses abgeschätzt nach (RIT61). Für C1 betragen sie im Intervall $2. < p < 4. \text{ GeV}$ $1.0 \pm 5 \%$. Hierbei ist über die verschiedenen Drucke der verschiedenen Impulseinstellungen gemittelt. Für $1.2 < p < 2. \text{ GeV}$ beträgt die Korrektur $0.25 \pm 0.25 \%$. Bei kleineren Protonimpulsen werden in C1 keine schnellen Anstoßelektronen erzeugt. Die Korrektur für Anstoßelektronen beträgt bei 32 ata Druck in C2 für das Impulsintervall $2. < p < 4. \text{ GeV}$ $3. \pm 2. \%$. Unterhalb 2 GeV wurde keine Korrektur angebracht.

Fehler, die durch schlechte Ansprechwahrscheinlichkeit für Pionen in C1 und C2 entstehen, sind vernachlässigbar klein.

e) Totzeitverluste

Aus den gemessenen zufälligen Koinzidenzen zwischen den Triggern T1 und T2 läßt sich bei gegebenem Zählratenverhältnis ($T1/T2 \approx 2$) die Untergrundzählrate in den beiden Triggern berechnen. Daraus erhält man für die Totzeitkorrekturen K_T etwa folgenden impulsabhängigen Verlauf:

$$K_T \approx ((0.92 \cdot p \text{ [GeV]} + 0.56) \pm 1.0)\%.$$

Die Zunahme mit dem Impuls ist vor allem durch die Zunahme der Primärintensität bestimmt (Tabelle 2).

f) Zufällige Koinzidenzen zwischen den beiden Spektrometern

Auf die Untergrundzählrate durch zufällige Koinzidenzen zwischen den beiden Spektrometerarmen wurde bereits in Kap. E II hingewiesen. Die Korrektur beträgt -17.% bei den kleinsten Protonimpulsen und nimmt zu den höheren Impulsen hin ab bis auf -4.%. Sie wird bereits bei der Auswahl der Protonereignisse berücksichtigt.

E IV.3 Allgemeine Korrekturen

a) Leertargetkorrektur

Die Leertargetraten wurden aus am Proton und Deuteron gemessenen Querschnitten (KEN71) abgeschätzt. Die sich daraus ergebende Querschnittkorrektur beträgt für Targetwände aus 90 μ starker Polyimidfolie $2.6 \pm 1.0\%$. Die Unsicherheit in der Targetlänge wird auf $\pm 0.2\%$ geschätzt.

b) Ladungsmessung

Die Ladungsmessung wurde durch Vergleich der von Faraday-Käfig und SEM angezeigten Ladung, der Elektron-Einarmzählraten und der Koinzidenzzählraten im Monitorteleskop überwacht. Kurzzeitschwankungen wurden nicht beobachtet. Die Langzeitschwankungen waren kleiner als $\pm 2 \%$.

c) Strahlungskorrektur

Die Strahlungskorrekturen für das Protonenspektrum wurden mit einem speziellen Monte-Carlo-Programm berechnet, in dem die Akzeptanz des Hadronarmes simuliert wurde. Verwendet wurde die Peaking-Näherung nach Mo und Tsai (TSA71, M069) für den Einarmquerschnitt.

Die longitudinale Impulsverteilung der Protonen wurde aus dem gemessenen Querschnitt $d^2\sigma/d\Omega dp$ bestimmt. Für die transversale Impulsverteilung wurde ein Faktorisierungsansatz gewählt. Darauf wird ausführlich im Anhang II eingegangen.

Die Strahlungskorrekturen sind groß für kleine Protonimpulse. Bei den kleinsten gemessenen Impulsen sind die gemessenen Querschnitte um ca. 30 % zu reduzieren. In der Gegend des Maximums der Impulsverteilung betragen die Korrekturen noch etwa 10 % und oberhalb von etwa 2 GeV treten praktisch keine Korrekturen mehr am gemessenen Spektrum auf.

In der folgenden Tabelle (Tabelle 4) sind noch einmal Korrekturen und Fehler zusammengestellt. Die Fehler sind dann weglassen, wenn sie vernachlässigbar klein sind gegen 1 %.

Schätzt man den Fehler in der Berechnung der Strahlungskorrekturen auf $\pm 4 \%$ und addiert alle anderen impulsunabhängigen Fehler quadratisch hinzu, dann erhält man einen allgemeinen Normierungsfehler von $\pm 5.3 \%$. Dieser Fehler ist nicht in den in den nachfolgenden Tabellen und Bildern angegebenen Querschnittsfehlern enthalten.

Korrekturen im Elektronspektrometer

Ansprech- und Spaltverluste:			
Impulshodoskop	0.35	± 0.15	%
Horizontalwinkelhodoskop	0.2	± 0.1	%
Vertikalwinkelhodoskop	0.2	± 0.1	%
Ansprechverluste:			
Cerenkovdetektor	0.1		%
Schauerdetektor	0.3		%
Korrektur für Vielfache:	0.5	± 0.5	%
Akzeptanzberechnung:	0	± 1.0	%
	<hr/>		
	+ 1.7	± 1.1	%

Korrekturen im Hadronspektrometer

Ansprechverluste:			
H1 vordere Szintillatoren	0.1	± 0.1	%
hintere Szintillatoren	0.05	± 0.05	%
H2 vordere Szintillatoren	0.1	± 0.1	%
hintere Szintillatoren	0.05	± 0.05	%
T1 und T2	0.25	± 0.25	%
Bestimmung der Akzeptanz	0.	± 1.5	%
Vielfache	4.1	± 1.0	%
	<hr/>		
	4.7	± 1.8	%

Impulsabhängige Korrekturen:

Anstoßelektronen:			
C1 1.2 < p < 2. GeV	0.25	± 0.25	%
2. < p < 4. GeV	1.0	± 0.5	%
C2 2. < p < 4. GeV	3.0	± 2.	%
Totzeitverluste: $K_T \approx (.92p(\text{GeV})+0.56)$		± 1.0	%

Allgemeine Korrekturen:

Leertarget	-2.6	± 1.	%
Targetlänge und Targetdichte	0.	± 1.0	%
Ladungsbestimmung	0.	± 2.0	%
	<hr/>		
	-2.6	± 2.4	%

Tabelle 4: Zusammenfassung der Korrekturen und Fehler

F BESCHREIBUNG UND DISKUSSION DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE

Tabelle 5 ⁺) und Bild 22 zeigen den zweifach differentiellen Querschnitt $(d^2\sigma/d\Omega dp)_{p_{\perp} \approx 0}$ aufgetragen gegen den Impuls p ⁺⁺). Die Kreise im Bild repräsentieren den gemessenen Querschnitt nach Anbringen aller Korrekturen, die Kreuze zeigen den gleichen Querschnitt vor Anbringen der Strahlungskorrektur. Zusätzlich zur Laborimpulsskala auf der Abszisse ist eine zweite Skala aufgetragen, die den zum entsprechenden Laborimpuls gehörenden mittleren Schwerpunktimпульс p^* anzeigt. Der Schwerpunktimпульс ist jedoch durch die Breite der W-Akzeptanz im Elektronenspektrometer verschmiert. Die p_{\perp} -Grenzen sind durch die Spektrometerakzeptanz festgelegt und impulsabhängig. Es gilt: $\sqrt{\langle p_{\perp}^2 \rangle} \approx 0.047 \cdot p$.

Der maximale Impuls der Protonen tritt bei der π^0 -Rückwärtserzeugung auf und beträgt etwa 4.4 GeV. An dieser Stelle ist der gemessene Querschnitt im Rahmen der Fehler mit Null verträglich. Unterhalb von 4 GeV steigt der Querschnitt nur langsam an mit abnehmendem Impuls bis etwa 2.5 GeV, nimmt dann schneller zu und erreicht ein ausgeprägtes Maximum bei etwa 1.5 GeV. Dieser Laborimpulsbereich entspricht sehr kleinen Schwerpunktsimpulsen. Gerade dort erwartet man eine Überhöhung des Laborsystemquerschnittes, weil bei kleinen Schwerpunktsimpulsen auch Protonen mit großen Polarwinkeln in die Vorwärtsrichtung gehen. Unterhalb des Maximums fällt der Querschnitt sehr steil ab und ist beim Impuls von 0.5 GeV im Rahmen der Fehler schon wieder mit Null verträglich. Der Impulsbereich von 1.5 GeV an abwärts entspricht der Rückwärtsbewegung von Protonen im Schwerpunktsystem. Die Missing Mass M_x für das dann nach vorne fliegende mesonische System liegt zwischen 1.75 und 1.10 GeV (Bild 23).

Der größte Teil der nachgewiesenen Protonen muß aus Prozessen kommen, die mehr als zwei Teilchen im Endzustand haben

+) Die Tabellen 5, 6 und 7 befinden sich im Anhang

++) Die mittlere Impulsauflösung beträgt etwa $\pm 2.5 \%$ (s. Anhang I). Das entspricht beim maximalen Impuls von ca. 4 GeV gerade ± 100 MeV.

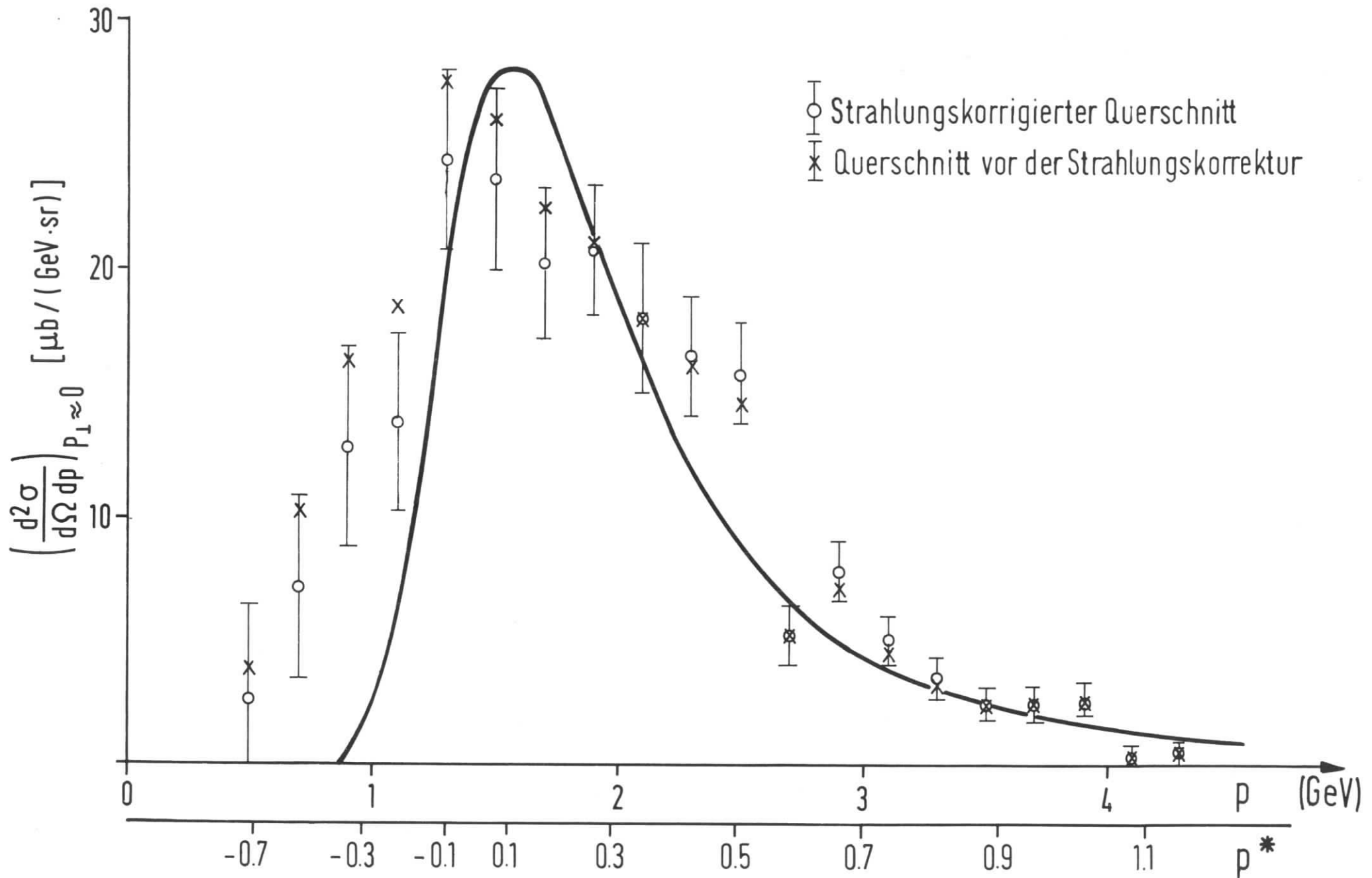


Bild 22 Impulsverteilung der in Richtung des virtuellen Photons fliegenden Protonen. Eingetragen sind die Querschnitte vor und nach der Strahlungskorrektur. Die eingezeichnete Kurve ist ein Fit nach einem Bremsstrahlungsmodell von GEM71.

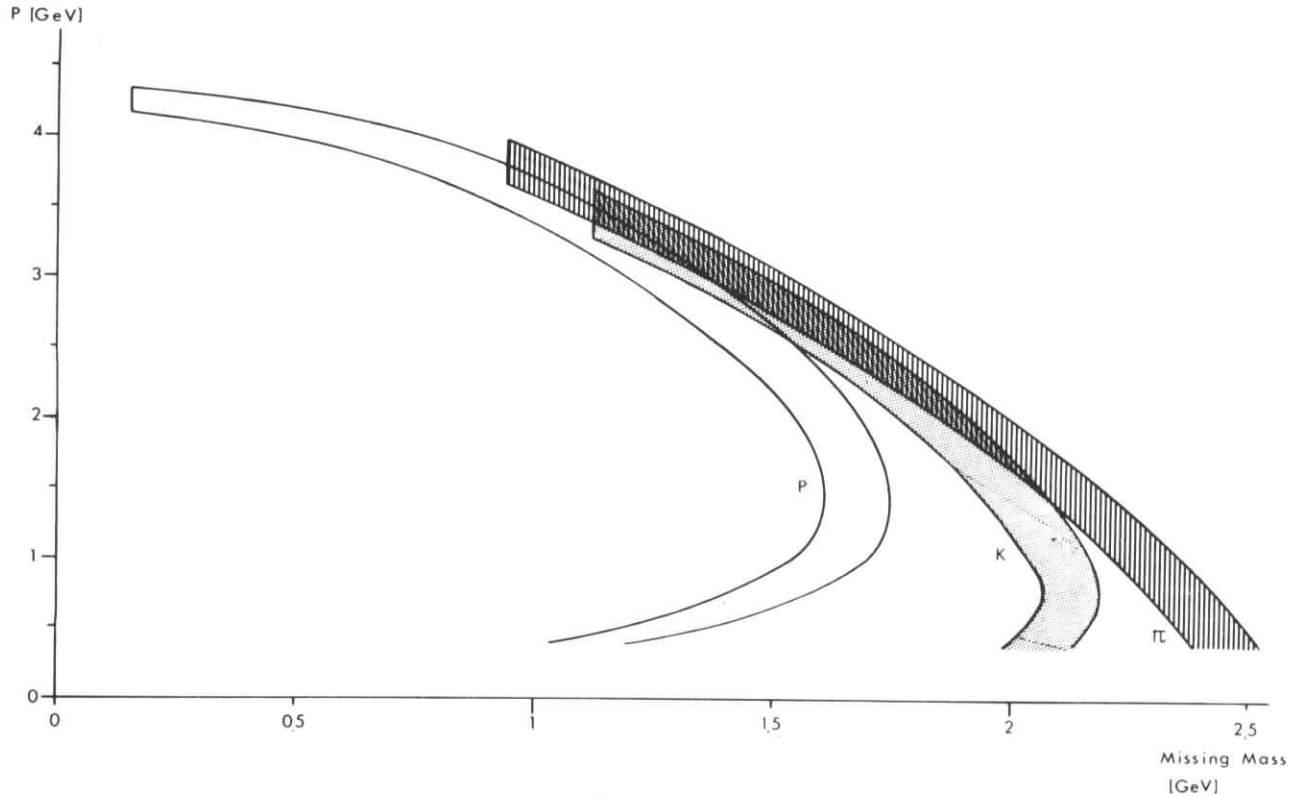
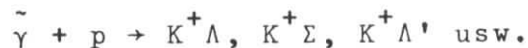


Bild 23 Missing Mass als Funktion des Impulses für Protonen, Kaonen und Pionen. Die Verschmierung in der Missing Mass für feste Hadronimpulse ist in dieser Darstellung durch die endliche Breite der W-Akzeptanz des Elektronenspektrometers verursacht.

oder durch den Zerfall der Nukleonresonanzen von Quasi-Zweitteilchenendzuständen entstehen.

K-Mesonen können nur im Impulsbereich zwischen 1.2 GeV und 1.9 GeV zum Querschnitt beitragen (Kap. E I.2), in dem keine prominenten resonanten Endzustände mehr wie



existieren, die einen plötzlichen Anstieg des Querschnittes verursachen könnten: Unterhalb von 1.9 GeV Impuls ist die Missing Mass für K-Mesonen größer als 1.8 GeV (Bild 23). Schließlich beträgt der bei $p = 1.95$ GeV gemessene Kaon-Querschnitt etwa $6.2 \pm 4. \mu\text{b}/\text{GeV sr}$ (ALD72) gegenüber einem Protonquerschnitt von $21.6 \pm 2.6 \mu\text{b}/\text{GeV sr}$. Im Impulsbereich zwischen 1.9 und 1.2 GeV zerfallen aber 42-54 % der K-Mesonen vor Erreichen der Hodo-

skope. Deshalb wird angenommen, daß der Beitrag der Kaonen zum Querschnitt hier klein ist.

Eingezeichnet in die Daten von Bild 22 ist das Ergebnis einer Rechnung nach dem Bremsstrahlungsmodell von Gemmel (GEM71). Das Proton wird dabei als Compoundsystem aus einer Fermion-Komponente und einer Mesonenwolke betrachtet. Die Fermion-Komponente wird als klassische Quelle behandelt, an die das quantisierte Mesonfeld gekoppelt ist. Wenn dann das Photon das nackte Nukleon streut, muß sich die Mesonenwolke des einlaufenden Nukleons zu der des auslaufenden Nukleons umordnen. Dabei werden Mesonen in Richtung des ein- und auslaufenden Nukleons abgestrahlt. Mit wachsendem Impulsübertrag nimmt wegen der unterschiedlichen Lorentzkontraktion der beiden Wolken die Mesonproduktion zu. Wenn Spin, Isospin- und Paritätseffekte vernachlässigt und weder Anregung von Isobaren bzw. Mesonresonanzen noch diffraktive Erzeugungsprozesse berücksichtigt werden, ergibt das Modell folgenden Querschnitt in der invarianten Darstellung für gegebenes v und q^2

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = A \cdot e^{-\left(\frac{B}{p_{\parallel}} - C\right)^2} \cdot e^{-D \cdot \left(\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}\right)^2} = f_1(p_{\parallel}) \cdot f_2\left(\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}\right) \cdot f_3(\vartheta_{\text{Labor}}).$$

Diese feste Winkelbreite der Protonverteilung gilt nur für große v und q^2 . Die Koeffizienten A, B, C und D enthalten die mittlere Anzahl der Mesonen um das nackte Nukleon, ihren Energieerwartungswert, die Energie- und Impulsbreite der Mesonverteilung, die Stärke der Kopplung der Mesonen an das Nukleon und die Energie des Photons. Bis auf die Photonenergie sind die Parameter nur sehr schlecht bekannt. Wegen der voraus erwähnten Vernachlässigungen werden deshalb in (GEM71) keine Angaben über die Größe der Koeffizienten gemacht.

Bei dem in Bild 22 dargestellten Fit ist $p_{\perp} \approx 0$ angenommen. Für die Koeffizienten werden folgende Werte ermittelt:

$$A = (22.1 \pm 1.6) \mu\text{b}/\text{GeV} \cdot \text{sr}, \quad B = (4.56 \pm 0.20) \text{ GeV}, \quad C = 3.16 \pm 0.07.$$

Obige Funktion fittet aber den Verlauf der Daten nicht besonders

gut, denn es ergibt sich ein χ^2 /Freiheitsgrad von etwa 4.2. Dies liegt zum großen Teil daran, daß die Daten für Protonenimpulse kleiner als 1 GeV nicht den geforderten steilen Abfall zeigen. Gerade in dem Bereich erwartet man aber das Einsetzen der in dieser Näherung vernachlässigten diffraktiven Erzeugungsprozesse.

Ein spezielles Multi-Reggemodell (BLU70, BLU72) macht ebenfalls Voraussagen über das Impulsspektrum der Protonen in der tiefinelastischen e-p-Streuung. Als wesentliche Annahmen gehen ein, daß der Baryonaustausch dabei dominiert und daß die effektive Trajektorie bestimmt werden kann aus der Einpion-Photoproduktion in Rückwärtsrichtung. Außerdem muß $|q^2|$ groß sein, mindestens größer als der Betrag des invarianten Viererimpulsübertrages vom Photon auf das Proton $|u|$. Um ein Regge-Verhalten für den Querschnitt $d^2\sigma/du dM_x^2$ zu finden, wird außerdem gefordert, daß M_x^2 groß ist. Der Autor benutzt dann noch die Skaleninvarianz von vW_2 und sagt das inklusive Protonenspektrum ohne jeglichen freien Parameter voraus.

Sicherlich liegt dieses Experiment nicht gut in dem von diesem speziellen Multi-Reggemodell geforderten kinematischen Bereich. Für Protonenimpulse von 2.2 GeV ist aber $|u| \approx |q^2|$ und $M_x^2 \approx 2.6 \text{ GeV}^2$. Dort sagt das Modell einen von kleinen Impulsen her stetig anwachsenden Querschnitt voraus, der etwa bei $p = 2.8 - 2.9 \text{ GeV}$ ($M_x^2 \approx 1.60 \text{ GeV}^2$ und $|u| \approx 0.58 < |q^2|$) sein Maximum erreicht und bei $p = 3.9 \text{ GeV}$ mit ($M_x^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$ und $|u| = 0.03$) wieder auf halben Wert abgefallen ist. Dieser Verlauf wird von den Daten nicht bestätigt.

Tabelle 6 und Bild 24 zeigen $d^2\sigma/d\Omega dp$ als Funktion des Verhältnisses $p_{\perp}/p_{\parallel} = r$ für kleine p_{\perp} und zwar für 6 verschiedene p_{\parallel} -Intervalle zwischen 0.8 und 3.2 GeV. Die Fehler sind groß und der akzeptierte Bereich in r ist klein.

Eingezeichnet in die Daten ist der Verlauf des Querschnittes $d^2\sigma/d\Omega dp$ nach dem allgemeinen Faktorisierungsansatz

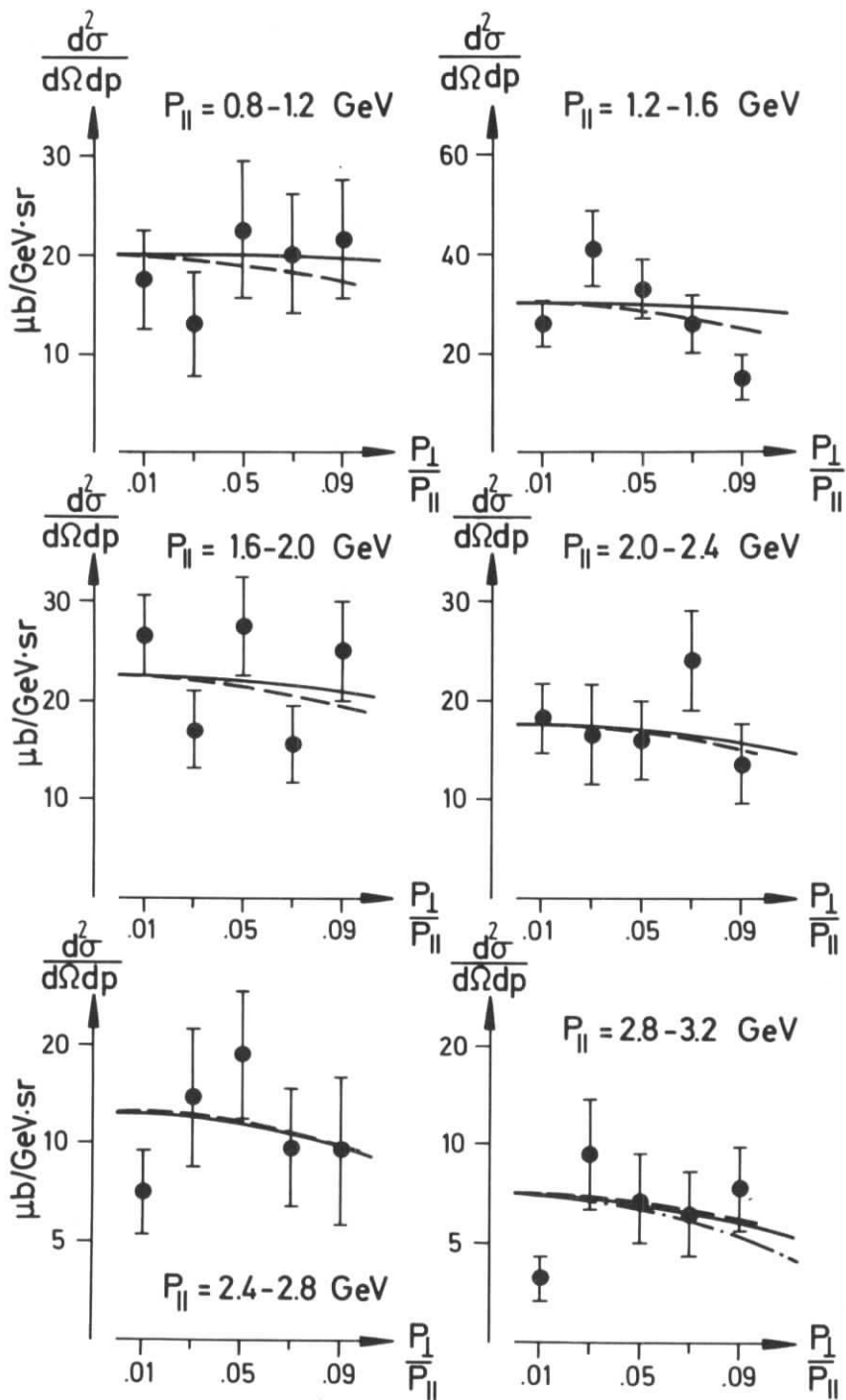


Bild 24

Abhängigkeit der Querschnitte vom Verhältnis p_{\perp}/p_{\parallel} für 6 verschiedene p_{\parallel} -Intervalle. Eingezeichnet ist der Verlauf für verschiedene Faktorisierungsansätze, die im Text genau beschrieben sind.

$$\frac{1}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = F(p_{\parallel}) \cdot e^{-ap_{\perp}^2}$$

für den Fall $a = 3.1 \text{ GeV}^{-2}$ (ausgezogene Kurve). Dieser Wert entspricht bei einer Normalverteilung im Transversalimpuls um Null einem Erwartungswert $\sqrt{\langle p_{\perp}^2 \rangle} = 0.40 \text{ GeV}$. Für das p_{\parallel} -Intervall $[2.8 < p_{\parallel} < 3.2 \text{ GeV}]$ ist zusätzlich eine Kurve mit $a = 5. \text{ GeV}^{-2}$ eingetragen ($\sqrt{\langle p_{\perp}^2 \rangle} = 0.32 \text{ GeV}$, strichpunktierte Kurve). Den erwarteten Verlauf des Querschnitts nach einem Faktorisierungsansatz der Form

$$\frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} = F(p_{\parallel}) \cdot e^{-b\left(\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}\right)^2} \quad (\text{GEM71})$$

zeigt die gestrichelte Kurve. Für b wurde ein Wert von 20. gewählt. Beträgt der Parallelimpuls p_{\parallel} etwa 2.55 GeV, dann ist $b/p_{\parallel}^2 = 3.1 \text{ GeV}^{-2}$ und man erhält dieselbe p_{\perp}^2 -Verteilung wie beim ersten Ansatz für $a = 3.1 \text{ GeV}^{-2}$. Wegen des kleinen akzeptierten Bereiches in p_{\perp} kann zwischen den beiden Ansätzen nicht entschieden werden.

Tabelle 5 und Bild 25 (schwarze Punkte) zeigen die Dichteverteilung $\rho(s = 6.91, x, p_{\perp} \approx 0)$ der Protonen (siehe Kap. B II), aufgetragen gegen die Feynmanvariable $x = p_{\parallel}^*/p_{\parallel, \text{max}}^*$. Die Daten in dieser Darstellung sind ebenfalls strahlungskorrigiert. Die Verteilung steigt mit abnehmendem x an bis etwa $x = 0$, wobei die Steigung stetig abnimmt. Von $x = 0$ bis etwa $x = -0.5$ scheint sie im Rahmen der Fehlerbalken einen konstanten Wert anzunehmen. Der Meßpunkt bei $x = -0.6$ gibt nur eine obere Grenze an. Das asymmetrische Verhalten in der Dichteverteilung ist qualitativ auch in rein hadronischen Reaktionen wie $\pi^{\pm} + p \rightarrow N + x$ beobachtet worden (PIO70). N steht für irgendein Nukleon. Inklusive Spektren für die Reaktion $\pi^{\pm} + p \rightarrow p + x$ wurden auch von (COL71) publiziert. Beide Arbeiten beziehen sich auf Blaskammerexperimente und integrieren über die gesamte beobachtete p_{\perp} -Verteilung. Die Pionenergien der analysierten Daten betragen 8., 8.5, 11. und 16. GeV. Mit zunehmendem s wird die Unsymmetrie immer stärker und man beobachtet eine schnell zunehmende Überhöhung

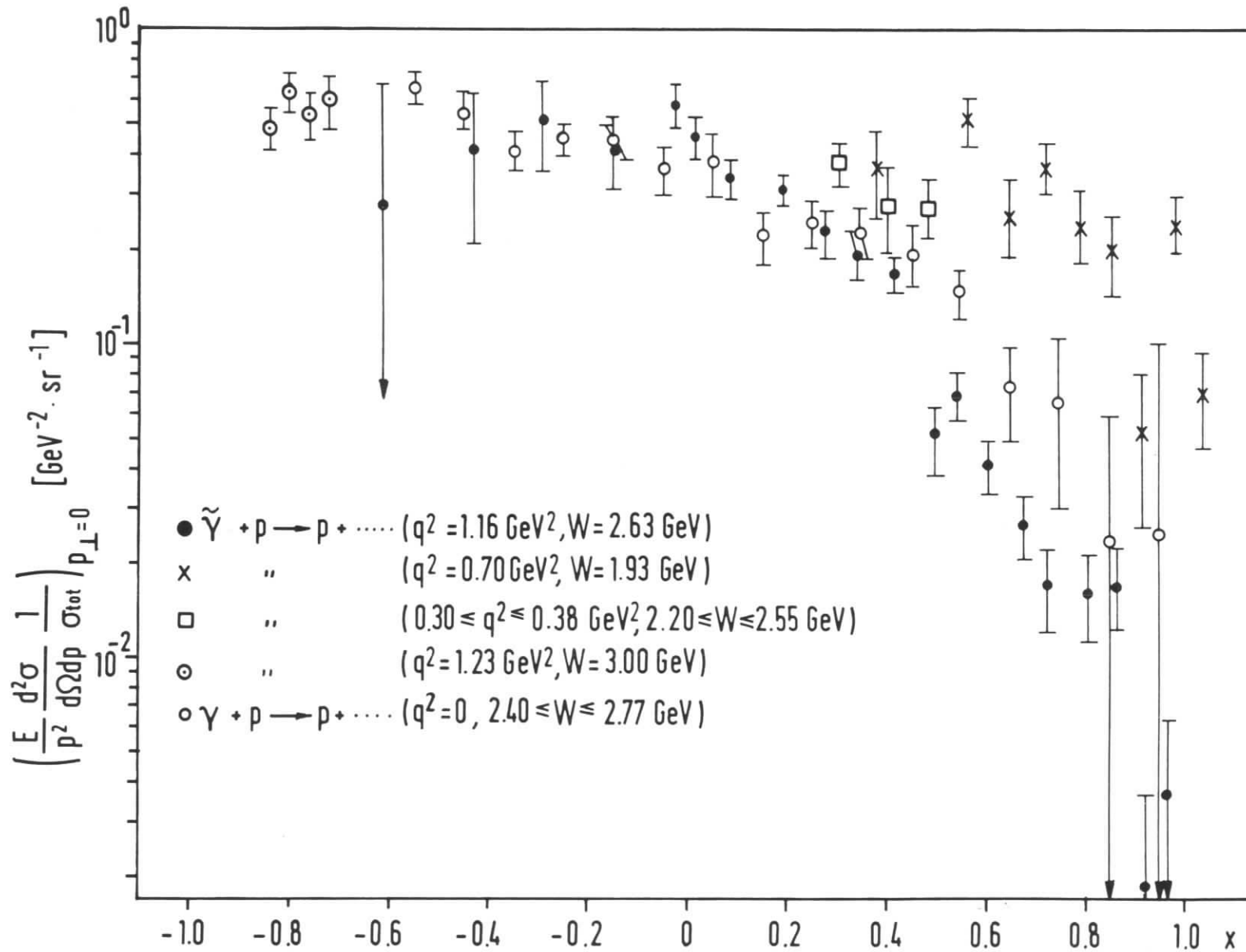


Bild 25 Gemessene Werte für die invariante Dichteverteilung für Protonen. Die eingetragenen Elektroproduktionsdaten stammen aus dieser Arbeit (•), SOF71 (x), BRO71 (□) und CAS72 (◊). Die Photoproduktionsdaten (◊) sind STR72 entnommen.

zwischen $x = -0.8$ und $x = -1.0$.

Zum Vergleich sind außerdem Photoproduktionsdaten und Elektroproduktionsdaten aus anderen Labors eingezeichnet. Die Photoproduktionsdaten stammen aus einem Streamerkammerexperiment mit energiemarkierten Photonen bei DESY (STR72, KNO72). Es sind nur Protonen mit $p_{\perp}^2 < 0.03 \text{ GeV}^2$ und $2.40 < W < 2.77 \text{ GeV}$ verwendet, um einen direkten Vergleich zwischen Elektro- und Photoproduktion zu ermöglichen. Die Trennung von Pionen und Protonen wurde durch Ionisationsmessung und kinematische Fitprozeduren vorgenommen. 20 % aller Ereignisse lassen verschiedene Massenhypothesen zu. Diese Ereignisse wurden, entsprechend der Zahl der möglichen Fits gewichtet, beiden Endzuständen zugeordnet. Außerdem wurden keine Ereignisse der Art $\gamma + p \rightarrow p + \text{neutrale Teilchen}$ ausgemessen. Ihr Beitrag wurde aber mit 3 - 13 % berücksichtigt (STR72). Ein weiteres inklusives Photoproduktionsspektrum für Protonen, bei gleichem W und ebenfalls in Richtung von \vec{q} gemessen, ist in (BUR72) angegeben (Bild 26). Die statistischen Fehler sind kleiner als die von (STR72). Aber die Daten erfassen nur den Bereich von $0. < x < 0.8$.

Im Wesentlichen haben die Dichteverteilungen von Photo- und Elektroproduktion einen ähnlichen Verlauf. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit den Vorhersagen von Satz und Schildknecht (SAT71). In einem speziellen feldtheoretischen Partonmodell (DRE69) werden im Gegensatz zur Photoproduktion in der tiefinelastischen Elektroproduktion viele Hadronen mit Spin 1/2 erwartet, die einen großen Teil des Dreierimpulses des virtuellen Photons übernommen haben und kleine Transversalimpulse (etwa $\sqrt{\langle p_{\perp}^2 \rangle} \approx 0.4 \text{ GeV}$) besitzen. Wenn ein wesentlicher Anteil dieser Hadronen Protonen sind, dann sollte die Dichteverteilung für Vorwärtsprotonen in der Elektroproduktion deutlich höher sein als in der Photoproduktion.

Die Elektroproduktionsdaten bestätigen, wenn man sie mit den Photoproduktionsdaten bei gleicher Schwerpunktsenergie W vergleicht, ein solches Verhalten nicht. Im Bereich zwischen

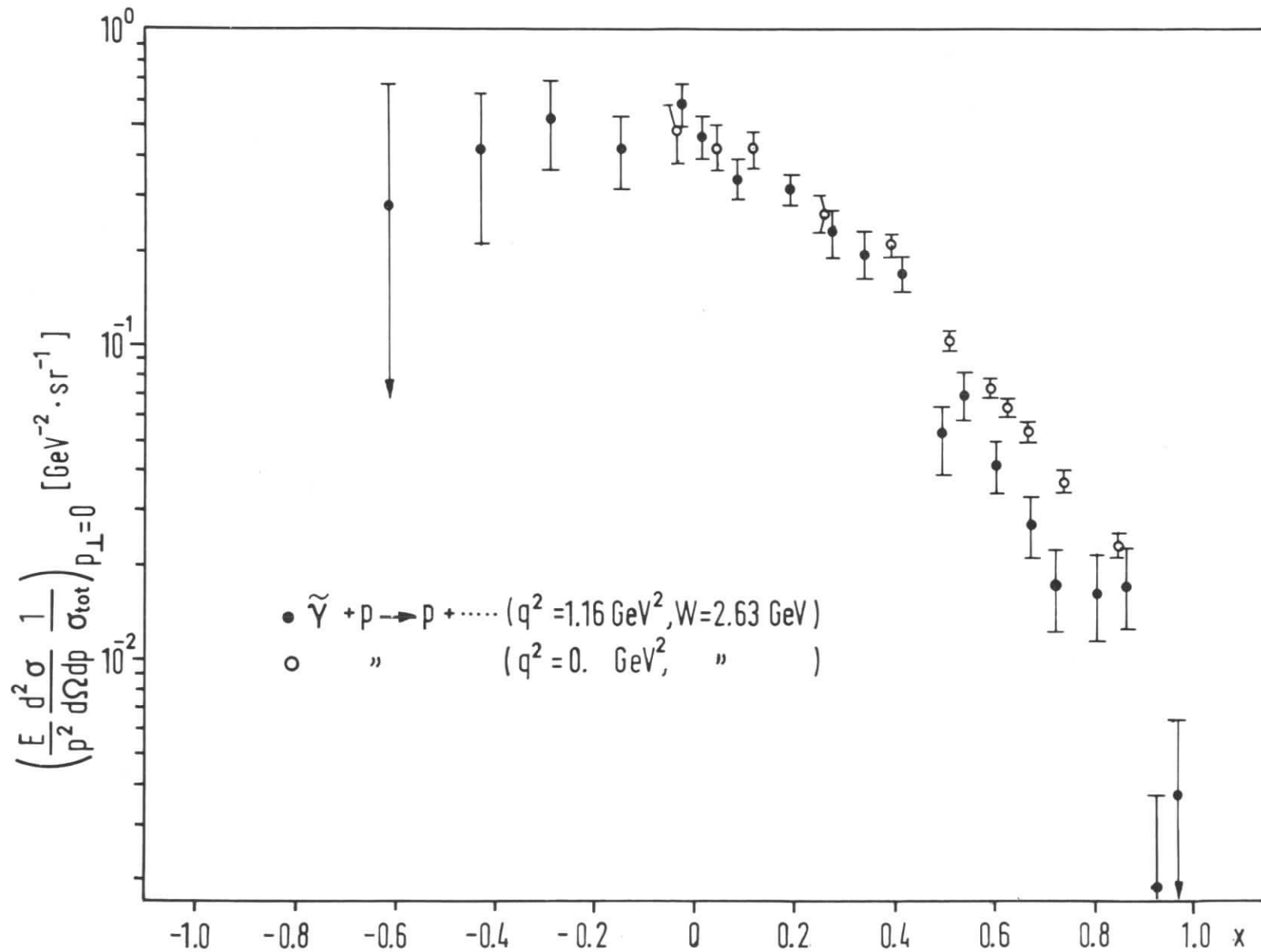


Bild 26

Invariante Dichteverteilung für Protonen aus Elektro- und Photo-
 produktion bei gleicher Schwerpunktsenergie. Die Photoproduktions-
 daten sind BUR72 entnommen.

$x = 0.4$ und $x = 0.8$ liegen die Photoproduktionswerte alle oberhalb von denen der Elektroproduktion. Dieses Verhalten zeigen übereinstimmend beide Photoproduktionsspektren (STR72, BUR72). Für $x < 0.4$ stimmen die Photo- und Elektroproduktionswerte im Rahmen der Fehler völlig überein.

In einer Arbeit von H. Goldberg (GOL72) wird aus lokalen Dualitätsargumenten und wegen der beträchtlichen Beiträge nichtdiffraktiver Kanäle für kleine ω ($\omega \lesssim 10$) und große q^2 ($q^2 \gtrsim 1$) der Schluß gezogen, daß Interferenzen zwischen Pomeron- und Reggeanteil im Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ beobachtbar seien. Der Autor spekuliert dann, daß die meisten von virtuellen Photonen erzeugten Pionen in einem schmalen Ring um das Streuzentrum mit dem Stoßparameter $r \approx 0.9 \pm 0.1$ Fermi erzeugt werden. Dies sollte zu einem Dip in der Proton-Dichteverteilung führen für x -Werte: $x \lesssim -0.1$. Für den x -Bereich: $-0.4 < x < -0.1$ findet man im Widerspruch dazu im Rahmen der Fehler in diesem Experiment keinen Unterschied zwischen Photo- und Elektroproduktion. Allerdings ist der erfaßte Bereich in p_{\perp}^2 klein: $p_{\perp}^2 \leq 0.016 \text{ GeV}^2$ für $x \leq -0.1$.

Für sehr kleine x -Werte ($x \lesssim -0.8$) sind außerdem in Bild 25 noch 4 Cornell-Elektroproduktions-Meßwerte für die Dichteverteilung eingetragen (CAS72). Sie sind bei $q^2 = 1.23 \text{ GeV}^2$, $W = 3.00 \text{ GeV}$ und $\epsilon = 0.79$ gemessen. Um sie mit den hier vorliegenden Daten zu vergleichen, wurde der totale Querschnitt σ_{tot} nach BRAS71/68 berechnet. Er beträgt $37.1 \mu\text{b}$. Die Daten sind allerdings nicht strahlungskorrigiert. Die maximalen Strahlungskorrekturen für die hier angegebene Dichteverteilung liegen bei den kleinsten x -Werten ($x \approx -0.4$ bis -0.6). Sie betragen ca. 30 %. Wenn an die Cornell-Daten nur Korrekturen von dieser Größe angebracht werden müssen, dann setzt sich der etwa konstante Verlauf der Dichteverteilung fort bis zu $x = -0.85$.

In Bild 25 sind bei $x \approx 0.4$ 3 CEA-Werte für die Dichteverteilung eingetragen, die aus BRO71 entnommen sind. Für q^2 und W sind folgende Werte angegeben: $0.30 < q^2 < 0.38 \text{ GeV}^2$ und

$2.20 < W < 2.55$ GeV. Die drei Punkte liegen um etwa 70 - 80 % oberhalb unserer Meßwerte. Strahlungskorrekturen sind allerdings auch hier nicht angebracht. Da bei gleichem W zwischen $q^2 = 0$ und $q^2 = 1.16$ GeV² keine Unterschiede in der Dichteverteilung zu beobachten sind, könnte diese Änderung hauptsächlich von der kleineren Schwerpunktsenergie W herrühren.

In dieser Arbeit ist auch ein Faktorisierungsansatz der Art

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} \sim e^{-ap_{\perp}^2}$$

für die Beschreibung der p_{\perp}^2 -Abhängigkeit untersucht worden. Die Autoren finden einen Steigungsparameter $a = 2.08_{-0.7}^{+1.5}$ GeV⁻². Der Wert gilt aber nur für $1.6 < p_{\parallel} < 1.9$ GeV und für p_{\perp}^2 -Werte ≤ 0.1 GeV².

Außerdem enthält Bild 25 noch Daresbury-Daten für die Dichteverteilung, die SOF71 entnommen sind. Der Viererimpulsübertrag q^2 ist ungefähr 0.70 GeV², die Schwerpunktsenergie W beträgt 1.93 GeV, liegt also am Rande des Resonanzbereiches. Der totale Querschnitt wurde aus BRAS71/2 berechnet. Er beträgt 74.5 μ b. Alle Daresbury-Punkte liegen um einen Faktor 2 oder mehr über den hier publizierten Daten.

Weitere inklusive Protonenspektren sind in (BAL72) veröffentlicht. Die Arbeit beschreibt die Untersuchung der Endzustände der inelastischen Myon-Streuung mit einer Hybridblasenkammer. Es wurden 1300 inelastische Ereignisse mit $q^2 > 0.15$ GeV² und $W > 1.4$ GeV ausgewertet. Die rein kinematischen Unterschiede in den Querschnitten für Elektron- und Myonstreuung, die sich durch Ersetzen der Elektronmasse durch die Myonmasse ergeben, sind klein und können bei großen q^2 ($q^2 > 0.15$ GeV²) vernachlässigt werden. Es sind die über alle p_{\perp} integrierten Proton-Dichteverteilungen angegeben von $x = +1$ bis -1 für je drei q^2 -Intervalle und je zwei verschiedene W -Intervalle (Bild 27). Etwa im kinematischen Bereich der hier publizierten Elektroproduktionsdaten [$2.5 < W < 4.0$ GeV], $\langle W \rangle = 3.1$ GeV, $q^2 > 0.7$ GeV², $\langle q^2 \rangle =$

$\gamma_V p \rightarrow p + (\text{anything})$

1.8 < W < 2.5 GeV
 <W> = 2.1 GeV

2.5 < W < 4.0 GeV
 <W> = 3.1 GeV

— x elastic ρ^0 and ω excluded

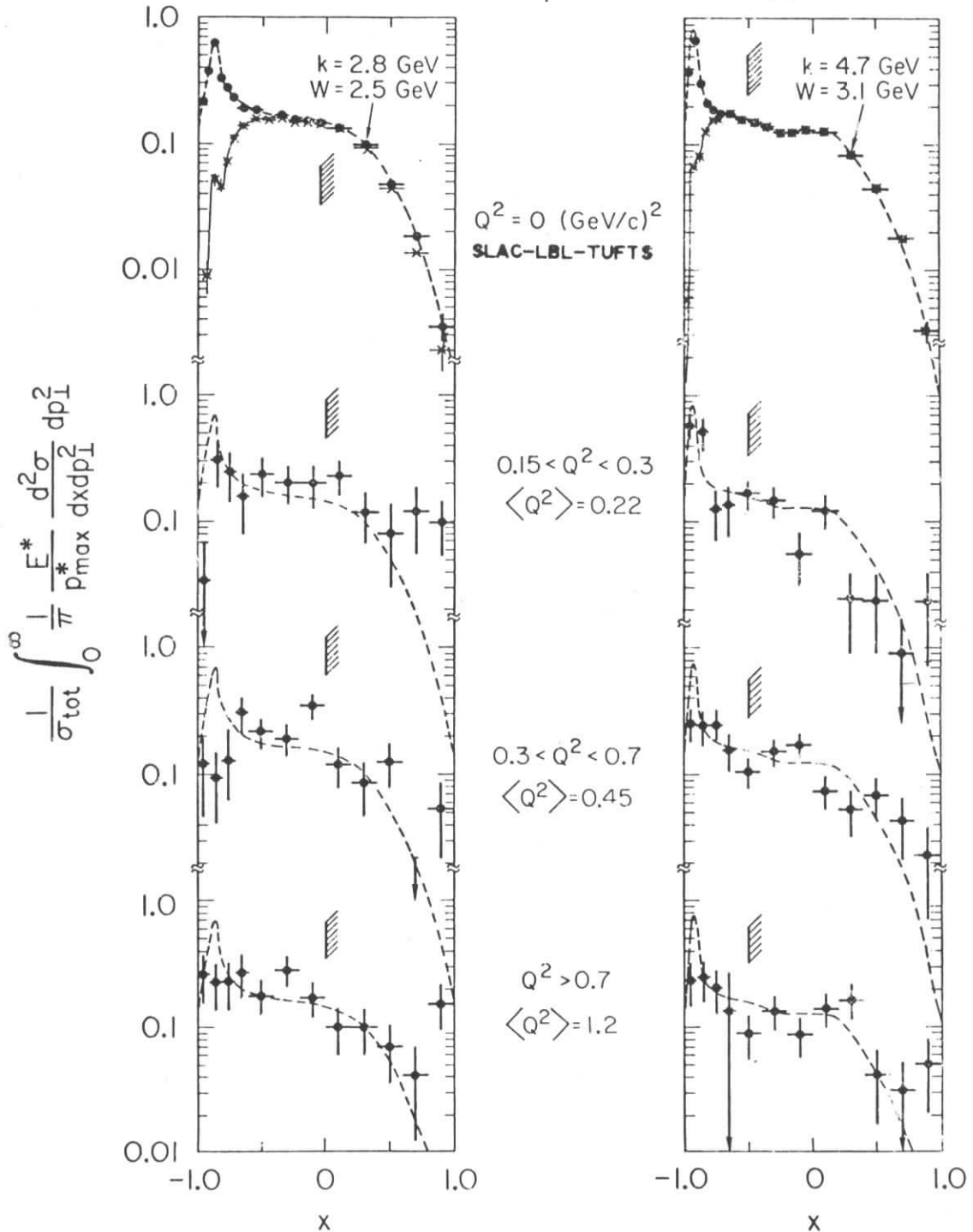


Bild 27

Dargestellt ist die über p_{\perp} integrierte Dichteverteilung der Protonen für verschiedene q^2 - und W -Intervalle nach BAL72. Rechts vom Zeichen E lassen sich Pionen nicht gut von Protonen trennen. Eingezeichnet ist außerdem der Verlauf der Photoproduktionsverteilung (---). Diese Daten sind bisher unveröffentlicht. Das Bild ist BAL72 entnommen.

1.2 GeV ist mit allerdings recht großen Fehlern der Verlauf der über p_{\perp} integrierten Dichteverteilung ebenfalls gemessen. Oberhalb von $x = -0.5$ können allerdings nicht alle positiven Pionen abgetrennt werden. Die Daten zeigen zwischen $-0.6 < x < 0.2$ ebenfalls ein Plateau und einen schnellen Abfall für größere x . Sie stimmen im Rahmen der Fehler mit Photoproduktionswerten bei der gleichen Energie ^{+) überein. Auffallend ist, daß in der Dichteverteilung ein Punkt bei $x \approx 0.9$ um etwa eine Größenordnung oberhalb der der Photoproduktion liegt. Ein solches Verhalten zeigt sich bei allen q^2 und W . Für $p_{\perp} \approx 0$ findet man ein solches Verhalten des Querschnittes nicht. Möglicherweise liegt die Ursache für diesen Anstieg in den Daten von BAL72 in der schlechten Abtrennung der Pionen.}

In Bild 28 und Tabelle 7 ist der zweifach differentielle Querschnitt $d^2\sigma/d\Omega^* dM_x^2$ dargestellt für die Protonen, die im Schwerpunktsystem nach vorne fliegen, d.h., die Laborimpulse haben größer als etwa 1.5 GeV. Die Missing Mass-Auflösung ΔM_x^2 beträgt im Bereich der kleinsten M_x^2 etwa 0.150 GeV^2 und nimmt zu größeren Missing Mass hin stetig ab bis auf ca. 0.01 GeV^2 . Die Binbreite in der Darstellung beträgt 0.1 GeV^2 . Der hier dargestellte Querschnitt ist nicht strahlungskorrigiert, da für Impulse größer als 1.9 GeV praktisch keine Strahlungskorrekturen mehr beitragen. Oberhalb von $M_x^2 = 2.6 \text{ GeV}^2$ ist der Querschnitt durch strahlungsbehaftete Ereignisse überhöht um etwa 7.5 %.

Der Bereich kleiner Missing Mass entspricht der Rückwärtserzeugung von π^0, η oder ρ^0 -Mesonen. Die Auflösung ist in diesem Gebiet schlecht und die Querschnitte sind sehr klein und im Rahmen der Fehler mit Null verträglich. Oberhalb von $M_x^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$ steigt der Querschnitt schnell an. Er ist etwa proportional zur vierten Potenz von M_x und fällt dann zur Phasenraumgrenze hin steil ab.

^{+) Die Daten stammen vom Laserbeam-Experiment der SLAC-BERKELEY-TUFTS-Collaboration. Im Gegensatz zu den inklusiven π^- -Spektren sind die Spektren für positive Teilchen bisher noch nicht veröffentlicht.}

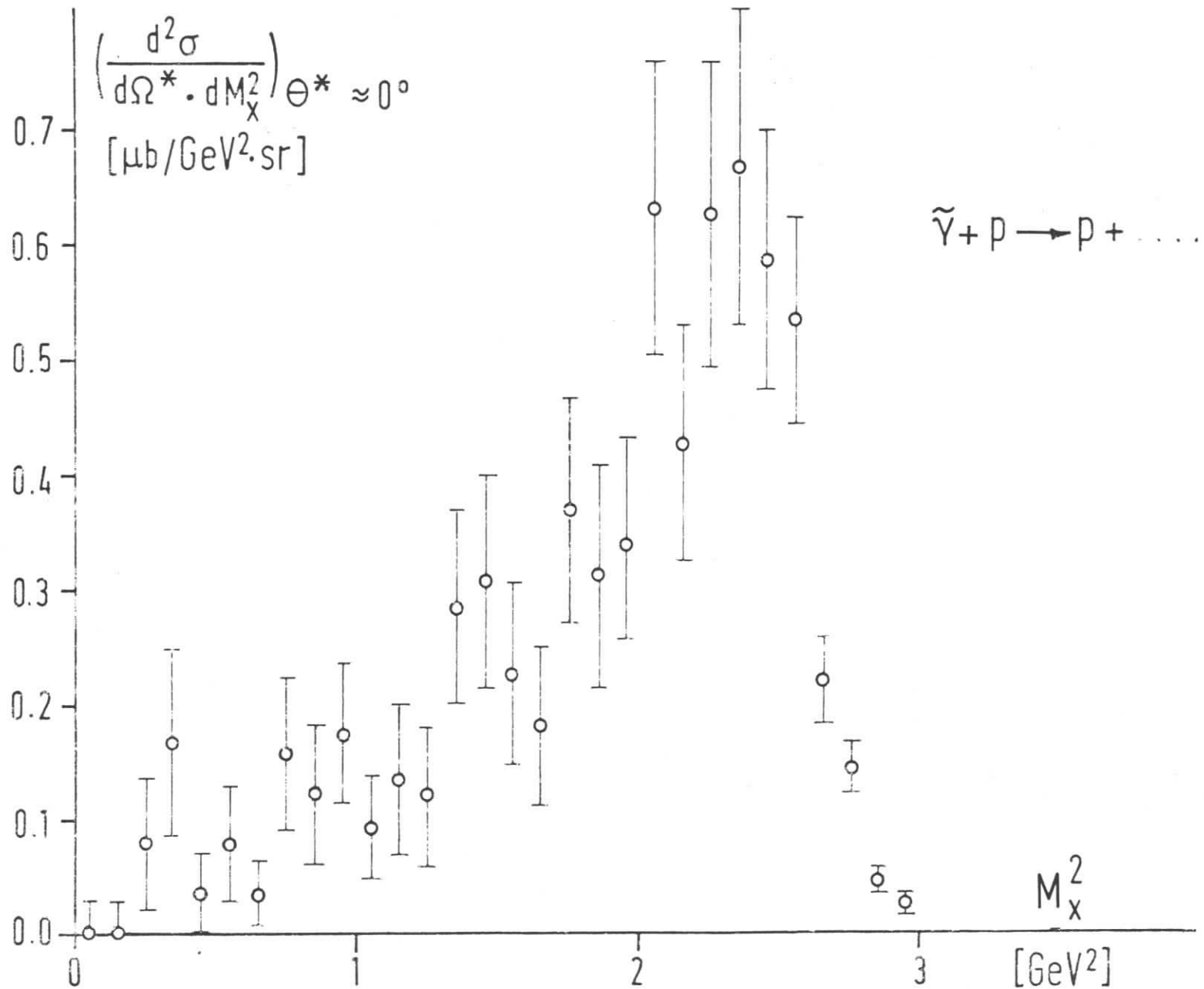


Bild 28 Missing Mass-Verteilung der Protonen. Es sind nur solche Protonen zur Querschnittsbestimmung verwendet, die im Schwerpunktsystem nach vorne fliegen.

Der maximale Wert für M_x^2 wird dort erreicht, wo das Proton im Schwerpunktsystem ruht. Wegen

$$M_{x\max}^2 = (W - M)^2$$

erstreckt sich die Phasenraumgrenze entsprechend der W-Akzeptanz des Elektronenspektrometers (siehe Tabelle 1) in M_x^2 über den Bereich von 2.59 bis 3.03 GeV^2 . Dadurch wird die Verbreiterung des Abfalls an der Phasenraumgrenze verursacht.

Kaonen können nur mit Impulsen kleiner als 1.9 GeV zum Protonquerschnitt beitragen. Diesem Impuls entsprechen in der Missing Mass-Darstellung für Protonen M_x^2 Werte größer als 2.56 GeV^2 . Außerdem ist der Beitrag der Kaonen klein (siehe oben).

Protonen, die im Schwerpunktsystem rückwärts fliegen, besitzen beim kleinsten, nachweisbaren Laborimpuls eine Missing Mass von etwa 1.10 GeV (Bild 23). Die Vorwärtserzeugung von Vektormesonen mit Massen kleiner als 1.1 GeV bzw. die von π^0 - oder η -Mesonen wurde vom Experiment nicht erfaßt.

p [GeV]	x	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp_{exp}}$ [$\mu\text{b}/\text{GeVsr}$]	$\Delta \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp_{exp}}$ [$\mu\text{b}/\text{GeVsr}$]	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp_o}$ [$\mu\text{b}/\text{GeVsr}$]	$\Delta \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp_o}$ [$\mu\text{b}/\text{GeVsr}$]	$\rho = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} \frac{1}{\sigma_{tot}}$ [$\text{GeV}^{-2} \text{sr}^{-1}$]	$\Delta\rho_0$ [$\text{GeV}^{-2} \text{sr}^{-1}$]	$p_{\perp}^2 \leq$ [GeV^2]
0.5	-0.62	3.8	± 3.8	2.6	+ 3.8 - 2.6	0.28	+ 0.41 - 0.28	0.003
0.7	-0.43	10.2	± 3.6	7.1	± 3.6	0.42	± 0.21	0.005
0.9	-0.29	16.4	± 3.9	12.9	± 3.9	0.52	± 0.16	0.008
1.1	-0.16	18.5	± 3.3	13.8	± 3.3	0.41	± 0.10	0.012
1.3	-0.06	27.5	± 3.7	24.3	± 3.7	0.58	± 0.09	0.017
1.5	+0.04	26.0	± 3.4	23.5	± 3.4	0.46	± 0.07	0.023
1.7	0.13	22.4	± 3.0	20.2	± 3.0	0.34	± 0.05	0.030
1.9	0.21	21.1	± 2.7	20.7	± 2.7	0.31	± 0.04	0.036
2.1	0.29	18.1	± 2.9	18.0	± 2.9	0.23	± 0.04	0.044
2.3	0.36	16.1	± 2.4	16.5	± 2.4	0.19	± 0.03	0.053
2.5	0.43	14.4	± 2.0	15.8	± 2.0	0.17	± 0.02	0.063
2.7	0.50	5.4	± 1.2	5.2	± 1.2	0.051	± 0.011	0.073
2.9	0.57	7.1	± 1.3	7.8	± 1.3	0.070	± 0.012	0.084
3.1	0.63	4.6	± 1.0	5.0	± 1.0	0.042	± 0.008	0.096
3.3	0.70	3.2	$\pm .8$	3.5	$\pm .8$	0.027	± 0.006	0.109
3.5	0.76	2.2	$\pm .7$	2.4	$\pm .7$	0.018	± 0.005	0.123
3.7	0.82	2.2	$\pm .7$	2.4	$\pm .7$	0.017	± 0.005	0.140
3.9	0.88	2.2	$\pm .7$	2.2	$\pm .7$	0.017	± 0.005	0.152
4.1	0.94	.3	$\pm .3$.3	$\pm .3$	0.0021	± 0.0021	0.168
4.3	1.00	.6	$\pm .5$.6	$\pm .5$	0.0037	± 0.0031	0.185

Tabelle 5: Eingetragen sind die Querschnitte vor und nach der Strahlungskorrektur und die strahlungskorrigierte invariante Dichteverteilung. Außerdem sind angegeben der mittlere Wert der Feynmanvariablen x für jedes Impulsintervall und die maximale p_{\perp} -Akzeptanz.

p_{\parallel} [GeV]	p_{\perp}/p_{\parallel} :		0.02-0.04	0.04-0.06	0.06-0.08	0.08-0.10
	0.0-0.02					
0.7	50.8 ±	50.8	145.1 ± 102.6	268.1 ± 134.0	134.6 ± 95.2	64.5 ± 64.5
0.9	162.2 ±	72.6	112.1 ± 79.2	229.8 ± 114.9	212.8 ± 95.1	150.7 ± 87.0
1.1	189.8 ±	64.6	149.2 ± 73.1	218.0 ± 86.2	188.9 ± 74.7	282.7 ± 89.4
1.3	200.5 ±	59.7	432.9 ± 111.6	459.6 ± 105.4	239.6 ± 83.0	123.3 ± 60.4
1.5	312.7 ±	68.2	379.5 ± 97.8	203.5 ± 64.4	273.4 ± 78.7	169.3 ± 68.4
1.7	295.5 ±	61.6	156.6 ± 55.3	260.0 ± 72.1	97.8 ± 47.9	353.6 ± 85.8
1.9	236.0 ±	49.2	181.8 ± 60.6	292.8 ± 75.4	215.1 ± 59.7	194.3 ± 64.8
2.1	249.4 ±	62.3	150.0 ± 75.0	156.1 ± 63.7	183.3 ± 61.1	136.6 ± 61.1
2.3	114.1 ±	36.1	183.0 ± 69.2	160.8 ± 56.9	297.8 ± 76.9	129.3 ± 48.9
2.5	104.5 ±	33.0	98.4 ± 44.0	247.7 ± 60.1	125.4 ± 41.8	177.8 ± 51.3
2.7	45.3 ±	20.3	147.6 ± 52.2	44.4 ± 25.7	67.8 ± 27.7	14.8 ± 14.8
2.9	29.2 ±	14.6	82.8 ± 37.0	82.5 ± 33.7	110.8 ± 35.1	85.4 ± 30.2
3.1	35.2 ±	17.6	104.4 ± 42.6	60.7 ± 30.3	17.0 ± 12.0	71.4 ± 27.0
3.3	53.2 ±	18.8	27.8 ± 19.6	21.3 ± 15.0	18.3 ± 12.9	47.1 ± 21.1
3.5	15.1 ±	10.7	27.7 ± 19.6	0.0 ± 0.0	36.3 ± 18.1	29.2 ± 16.8
3.7	27.7 ±	13.9	12.2 ± 12.2	27.3 ± 19.3	30.9 ± 21.9	13.9 ± 13.9

Tabelle 6 : $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$ für verschiedene p_{\perp}/p_{\parallel} -Intervalle. Der Querschnitt ist angegeben in $\mu\text{b}/10 \cdot \text{GeV} \cdot \text{sterad}$

M_x^2	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dM_x^2}$	$\Delta \frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dM_x^2}$
0.050	0.0	± 0.0
0.150	0.0	± 0.0
0.250	8.06	± 5.70
0.350	16.56	± 8.28
0.450	3.55	± 3.55
0.550	7.85	± 5.23
0.650	3.28	± 3.28
0.750	15.81	± 6.45
0.850	12.12	± 6.06
0.950	17.39	± 6.15
1.050	9.20	± 4.60
1.150	13.48	± 6.60
1.250	12.06	± 5.91
1.350	28.41	± 8.57
1.450	30.81	± 9.26
1.550	22.64	± 7.95
1.650	18.36	± 6.88
1.750	36.98	± 9.81
1.850	31.24	± 9.74
1.950	34.02	± 9.35
2.050	63.22	± 13.17
2.150	42.73	± 10.31
2.250	62.85	± 13.35
2.350	66.71	± 13.85
2.450	58.76	± 11.25
2.550	53.48	± 9.01
2.650	22.14	± 3.72
2.750	14.47	± 2.25
2.850	4.64	± 1.13
2.950	2.55	± 0.83

Tabelle 7 : Der zweifach differentielle Querschnitt $d^2\sigma/d\Omega^* dM_x^2$ als Funktion von M_x^2 für Vorwärtsprotonen im Schwerpunktsystem. Außerdem gilt für die Querschnitte: $p_{\perp} \sim 0$.

Anhang I. Bestimmung der Impulse, Winkel, Akzeptanzen und
Auflösungen im Hadronspektrometer

Das Monte-Carlo-Programm, in dem der vollständige Aufbau des Hadronspektrometers simuliert ist (siehe Kap. E,III), wird dazu verwendet, Akzeptanzen und Auflösungen für den Vertikal- und Horizontalwinkel und den Impuls zu bestimmen. Dazu werden im Laborsystem aus dem Target auslaufende Protonen gewürfelt, die im Impuls, Azimutalwinkel und Cosinus des Polarwinkels gleichverteilt sind. Die Vielfachstreuung in der durchlaufenden Materie wird berücksichtigt.

Bild 29 zeigt eine mit diesem Programm gewonnene zweidimensionale Matrix, die den mittleren Impuls als Funktion der getroffenen Kanäle in den Hodoskopen H1 und H2 angibt. Diese Matrix wurde in den Auswerteprogrammen verwendet. Sie gilt für relativistische Protonen ($p_0 > 3.3$ GeV), deren Vielfachstreuung klein ist. Die Symbole "1" bis "F" stehen für die Zahlen von 1 bis 15. Die Bereiche mit dem Symbol "8" enthalten die Durchstoßpunkte für Impulse um den zentralen Spektrometerimpuls p_0 . Die Symbole "5" entsprechen Impulsen von etwa $0.63 p_0$, die Symbole "F" stehen für Impulse von etwa $2 p_0$. Der Stopper trennt die Trajektorien im Spektrometer in einen oberen und einen unteren Bereich. Die Gebiete mit hoher Kanalnummer in H1 (niederer Kanalnummer in H1) und niederer Kanalnummer in H2 (hoher Kanalnummer in H2) werden durch die Quadrupolwände ausgeblendet. Außerdem werden in Hodoskop H2 die Kanäle kleiner als 4 und größer als 87 (schraffierte Bereiche) nicht verwendet, da dort die Ansprechwahrscheinlichkeit für Pionen im Cerenkovzähler C1 abfällt. Bei kleineren Quadrupolströmen und damit kleineren Impulsen nimmt wegen der zunehmenden Vielfachstreuung die Impulsauflösung ab. Außerdem werden die durch die Quadrupolwände und den Stopper erzeugten Grenzen verwaschen. Deshalb werden für die Auswertung in den Bereichen $0.4 \leq p_0 \leq 0.8$ GeV und $0.8 \leq p_0 \leq 1.5$ GeV andere Matrizen verwendet.

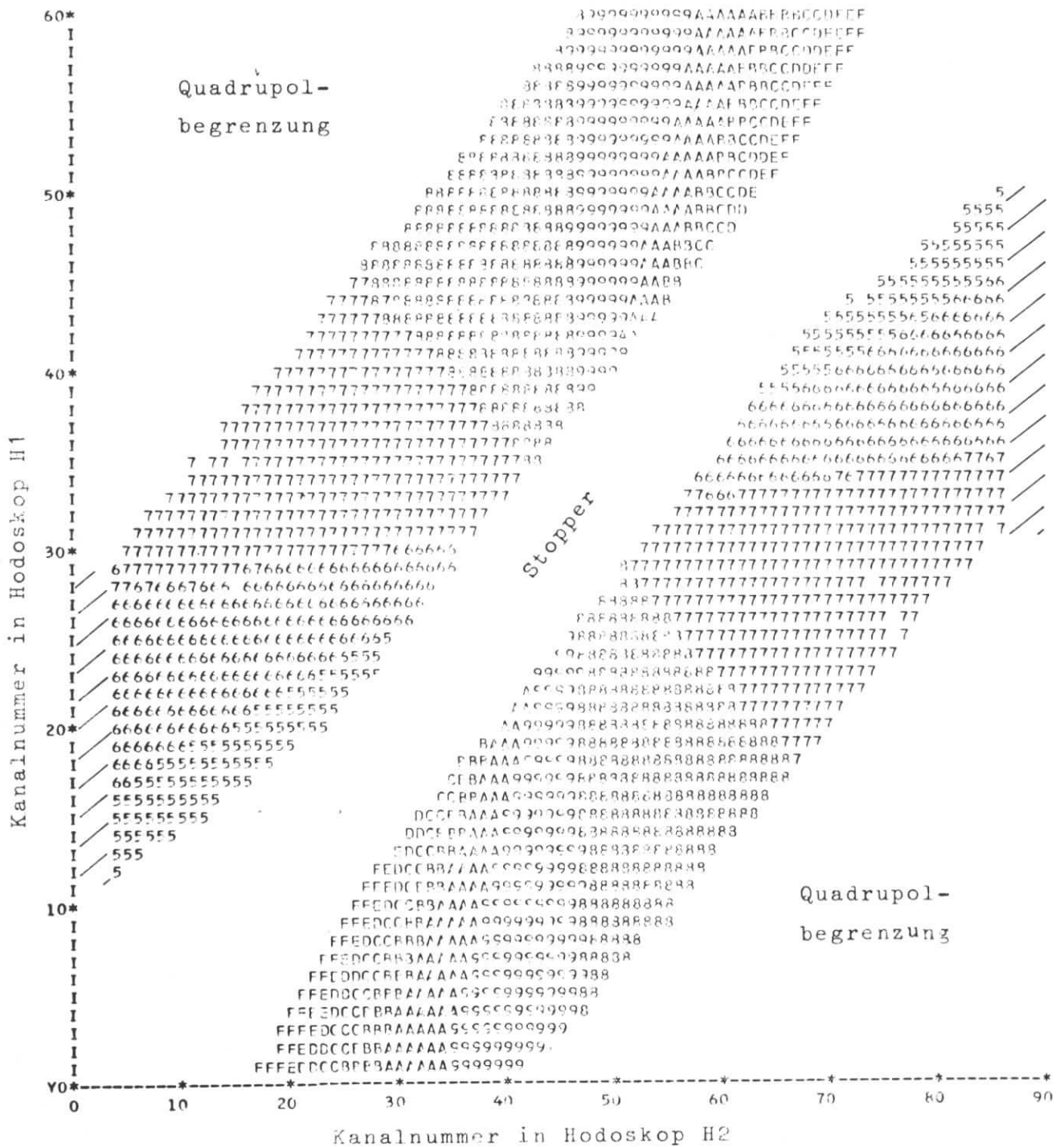


Bild: 29 Zweidimensionale Matrix zur Bestimmung der Protonimpulse mit Hilfe ihres Durchgangsortes in den Hodoskopen H1 und H2. Die Bereiche, die das Symbol "8" enthalten, akzeptieren Protonen mit etwa zentralem Spektrometerimpuls p_0 . "F" entspricht $p = 2p_0$ und "5" gilt für Impulse mit $p \approx 0.63 p_0$. In den schraffierten Bereichen treten Begrenzungen durch die Akzeptanz des Cerenkovzählers C1 auf.

Bild 30 zeigt eine zweidimensionale Matrix zur Bestimmung der Vertikalwinkel. Diese Winkel sind ebenfalls bestimmt durch die Durchstoßpunkte in den beiden Hodoskopen. Linien konstanten Vertikalwinkels sind etwa parallel zur Diagonalen. Sie sind symmetrisch zum Stopper, weil in der Matrix die Neigung des Hadronspektrometers relativ zur Streuebene um 30 mrad noch nicht berücksichtigt ist. Der Betrag des Vertikalwinkels variiert zwischen 20 ("4") und 90 mrad ("F"). Eingezeichnet sind wieder die Begrenzungen durch den Stopper, die Quadrupole und den Cerenkovzähler C1.

Bild 31 a zeigt die mit dem Monte-Carlo-Programm bestimmte Änderung der Raumwinkelakzeptanz, aufgetragen über dem Verhältnis von Impuls zu zentralem Impuls (p/p_0). Die maximale Akzeptanz beträgt etwa 1.1 msr in der Nähe des zentralen Impulses. Nach kleinen Impulsen hin fällt sie steil ab. Zu großen Impulsen hin ist der Abfall flacher. Für die Berechnung dieser Akzeptanz ist die Forderung, daß das nachzuweisende Teilchen den gesamten Cerenkovzähler C2 passieren muß, nicht enthalten. Fordert man dies zusätzlich, dann nimmt die Akzeptanz in der Gegend des zentralen Impulses auf 0.85 msr ab. Auf der Flanke zu kleineren Impulsen hin ist der Akzeptanzabfall noch stärker.

Bild 31 b zeigt die relative Vertikalwinkelakzeptanz. Der Neigungswinkel des Spektrometers ist berücksichtigt. Die Vertikalwinkelakzeptanz ist am größten am Rande des Stoppers. Oberhalb des Stoppers werden Vertikalwinkel von +55 bis -10 mrad, unterhalb von -50 bis -110 mrad akzeptiert.

Die zweidimensionale Verteilung der akzeptierten Vertikalwinkel gegen die akzeptierten Impulse zeigt Bild 32 a. Der maximale akzeptierte vertikale Winkel ist im Bereich der zentralen Spektrometerimpulse am größten und nimmt sowohl nach größeren als auch nach kleineren Impulsen hin schnell ab. Das Integral der Verteilung über alle Vertikalwinkel ergibt eine Verteilung über den Impuls, die der in Bild 31 a dargestellten eindimensionalen Verteilung

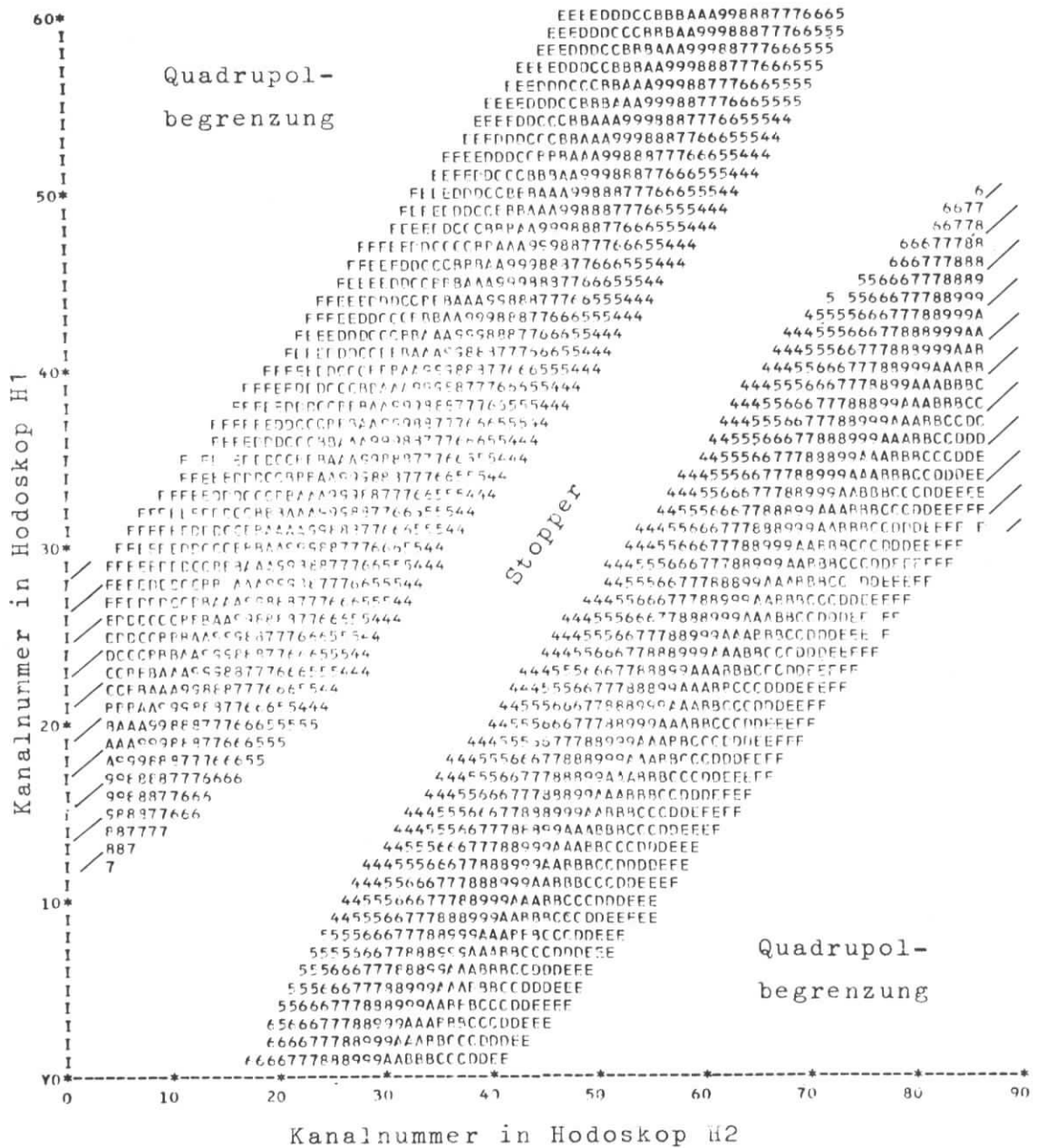


Bild 30: Zweidimensionale Matrix zur Bestimmung der Vertikalwinkel mit Hilfe ihres Durchgangsortes in den Hodoskop H1 und H2. Die Symbole geben den Vertikalwinkel relativ zur Stoppermitte an. Zwei aufeinanderfolgende Symbole unterscheiden sich um 5 mrad. In den schraffierten Bereichen treten Begrenzungen durch die Akzeptanz des Cerenkovzählers C1 auf.

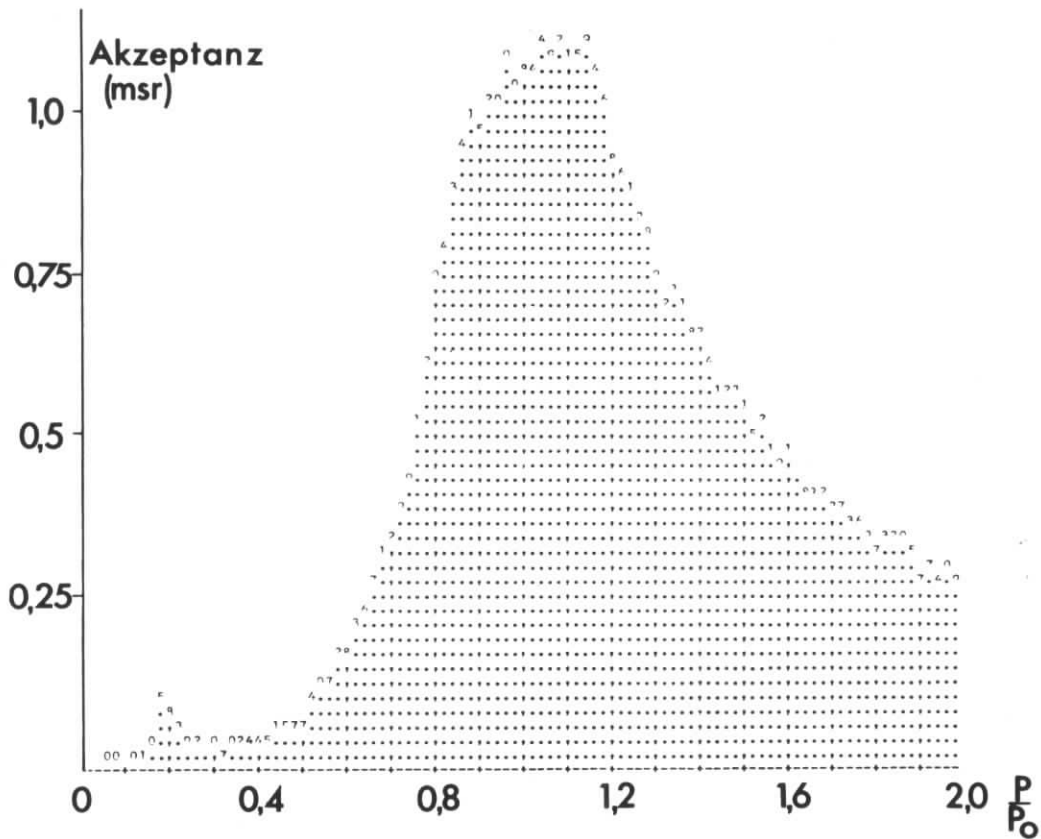


Bild 31a) Akzeptanz des Hadronspektrometers als Funktion des Impulses. p_0 ist der zentrale Impuls des Spektrometers. Für diese Akzeptanzberechnung ist der Cerenkovdetektor C2 nicht gefordert.

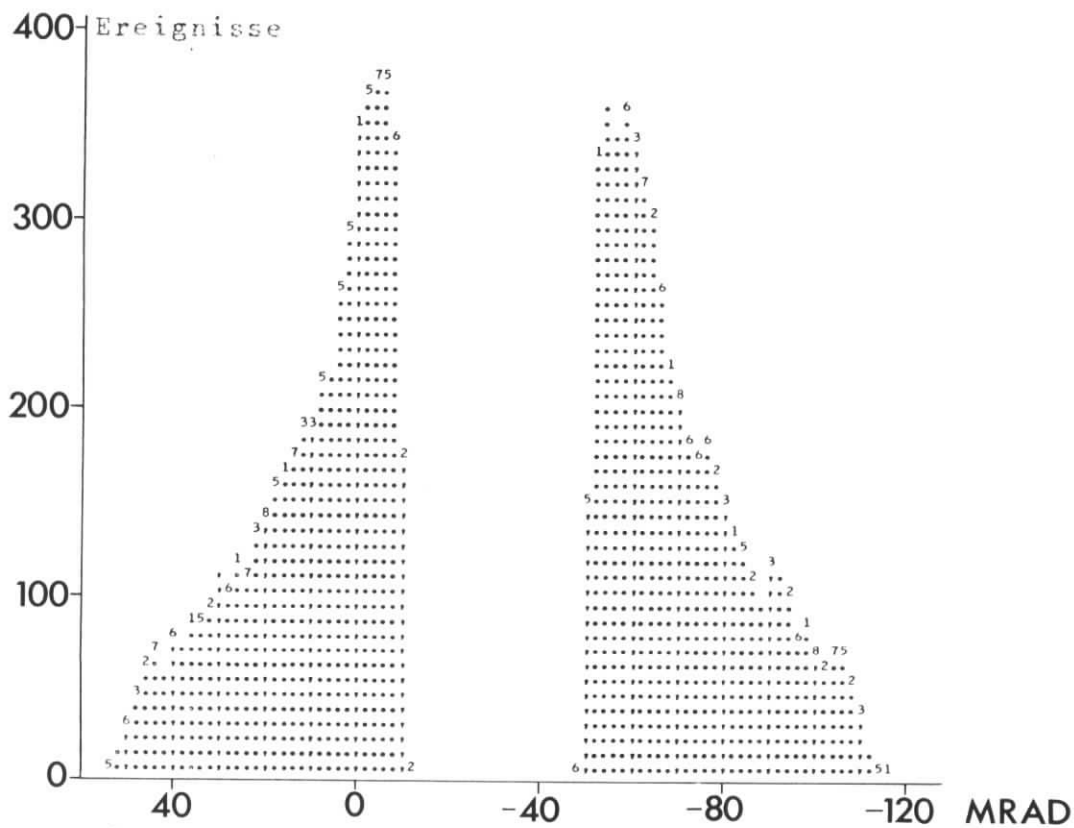


Bild 31b) Zählrate gegen den Vertikalwinkel im Hadronspektrometer. Das Loch zwischen -10 und -50 mrad wird durch den Stopper erzeugt.

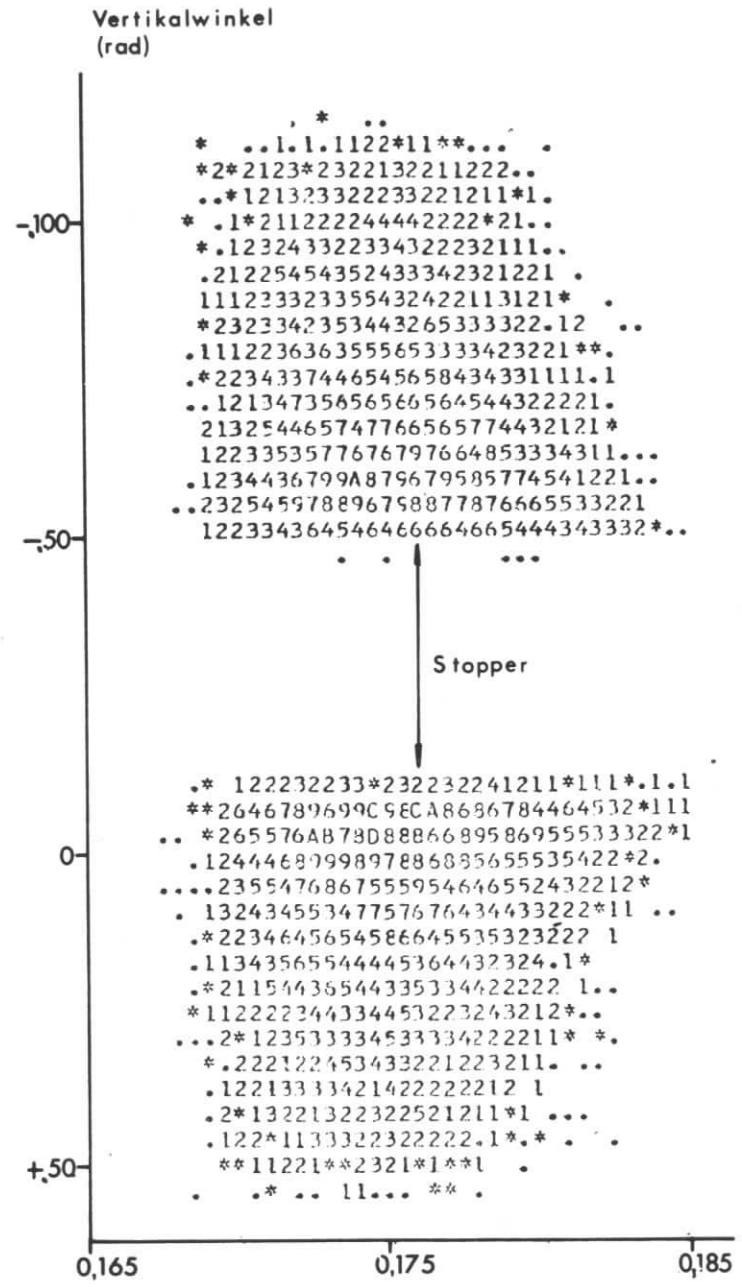
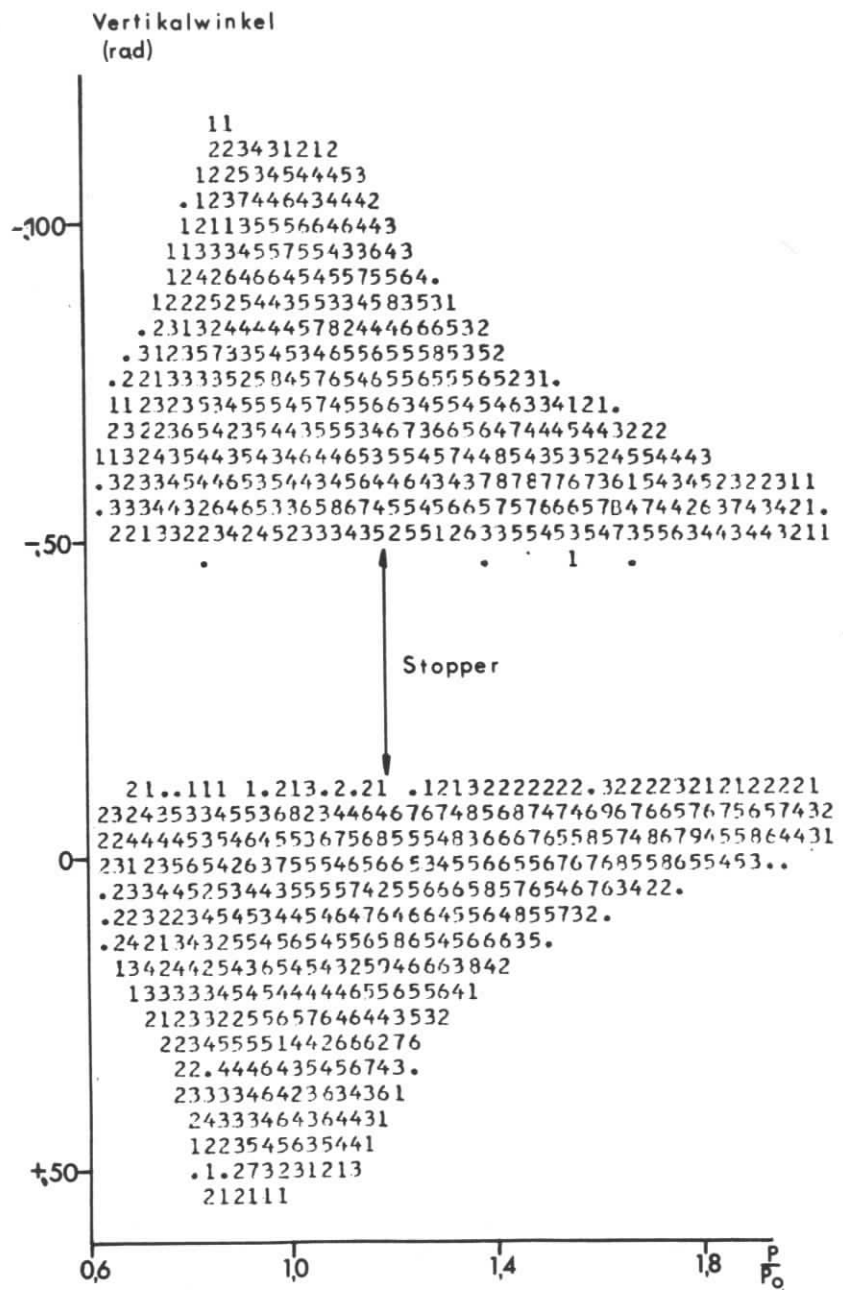


Bild 32 Zweidimensionale Darstellung der Vertikalwinkel-Impulsakzeptanz und der Vertikalwinkel-Horizontalwinkelakzeptanz des Hadronspektrometers.

entspricht.

Bild 32b zeigt eine zweidimensionale Verteilung in der der Vertikalwinkel aufgetragen ist gegen den auf den Primärstrahl bezogenen Horizontalwinkel. Der akzeptierte Horizontalwinkelbereich liegt zwischen 168 und 186 mrad. Auf beiden Seiten des Stoppers nimmt mit zunehmendem Betrag des Vertikalwinkels die Horizontalwinkelakzeptanz leicht ab.

In Bild 33 ist die Impulsauflösung über den bei der Auswertung verwendeten Impulsbereich des Hadronspektrometers ($0.63 < p/p_0 < 2$) aufgetragen. Eine Kanalbreite entspricht einer Auflösung in $\Delta p/p$ von 1 %. Die Impulsauflösung ist am größten im Bereich zentraler Spektrometerimpulse. Für sehr große relative Impulse ($p/p_0 \approx 1.9$) verschlechtert sich die Auflösung bis auf ± 4 %. Bei den 21 verschiedenen Einstellungen für den zentralen Spektrometerimpuls (Tabelle 2) wird jeder Laborimpulsbereich mehrmals und mit verschiedener Auflösung erfaßt. Die mittlere Auflösung beträgt zwischen ± 2.0 und ± 2.5 %. Die absolute Auflösung ist überall besser als ± 0.1 GeV.

Die Vertikalwinkelauflösung ist im Bereich des zentralen Impulses vom vertikalen Winkel selbst unabhängig und beträgt übercall ca. ± 2.1 mrad.

Die Auflösung für den Horizontalwinkel im Hadronspektrometer zeigt Bild 34. Eine Kanalbreite entspricht einer Auflösung von 1 %. Dargestellt sind die Auflösungsverteilungen für vier verschiedene Horizontalintervalle zwischen 0.170 und 0.186 rad. Die Auflösung beträgt über die gesamte Horizontalwinkelakzeptanz konstant etwa ± 1.5 % oder ± 2.7 mrad.

150—Ereignisse

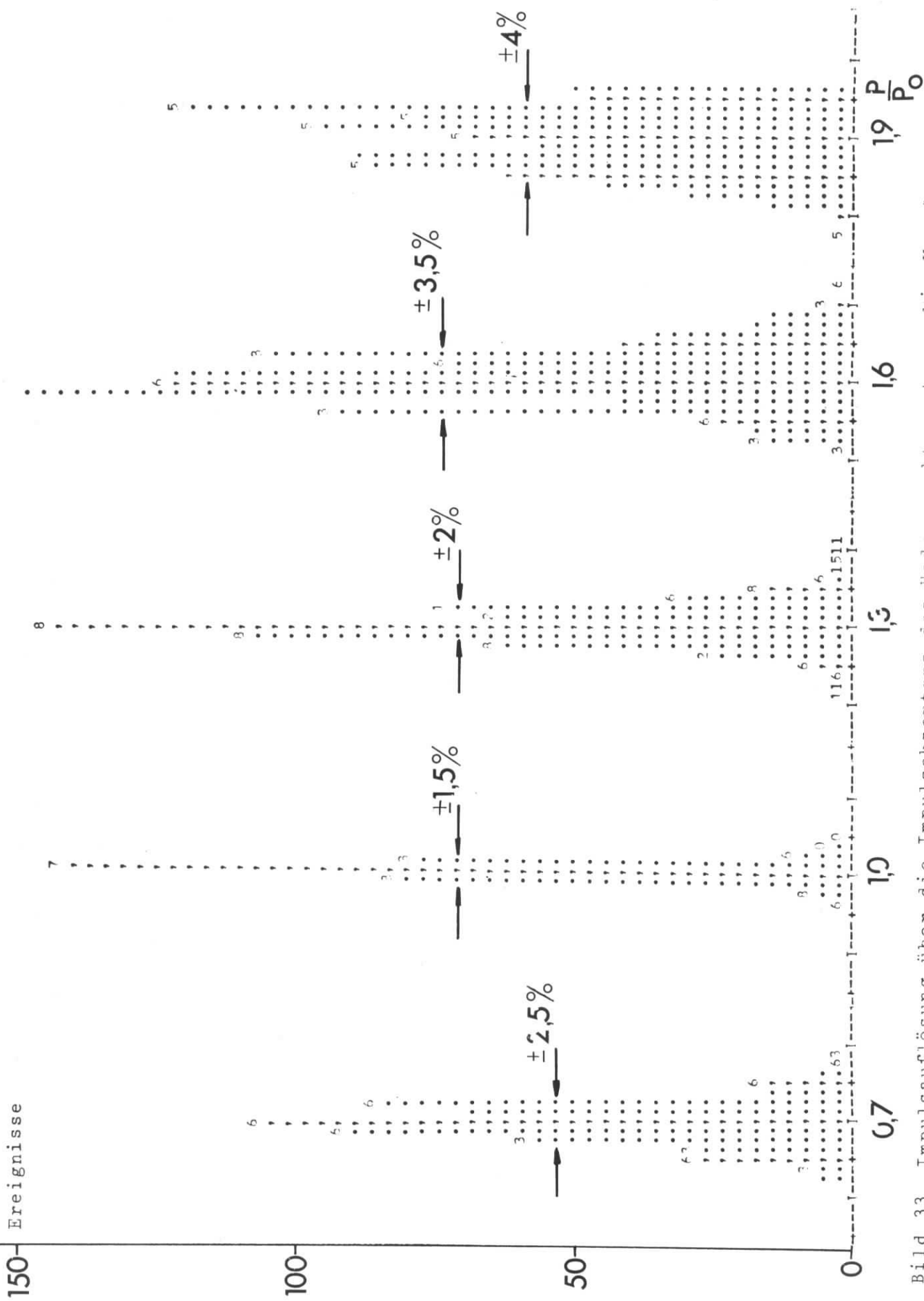


Bild 33 Impulsauflösung über die Impulsakzeptanz des Hadronspektrometers. Ein Kanal entspricht einer Auflösung in $\Delta p/p$ von 1%.

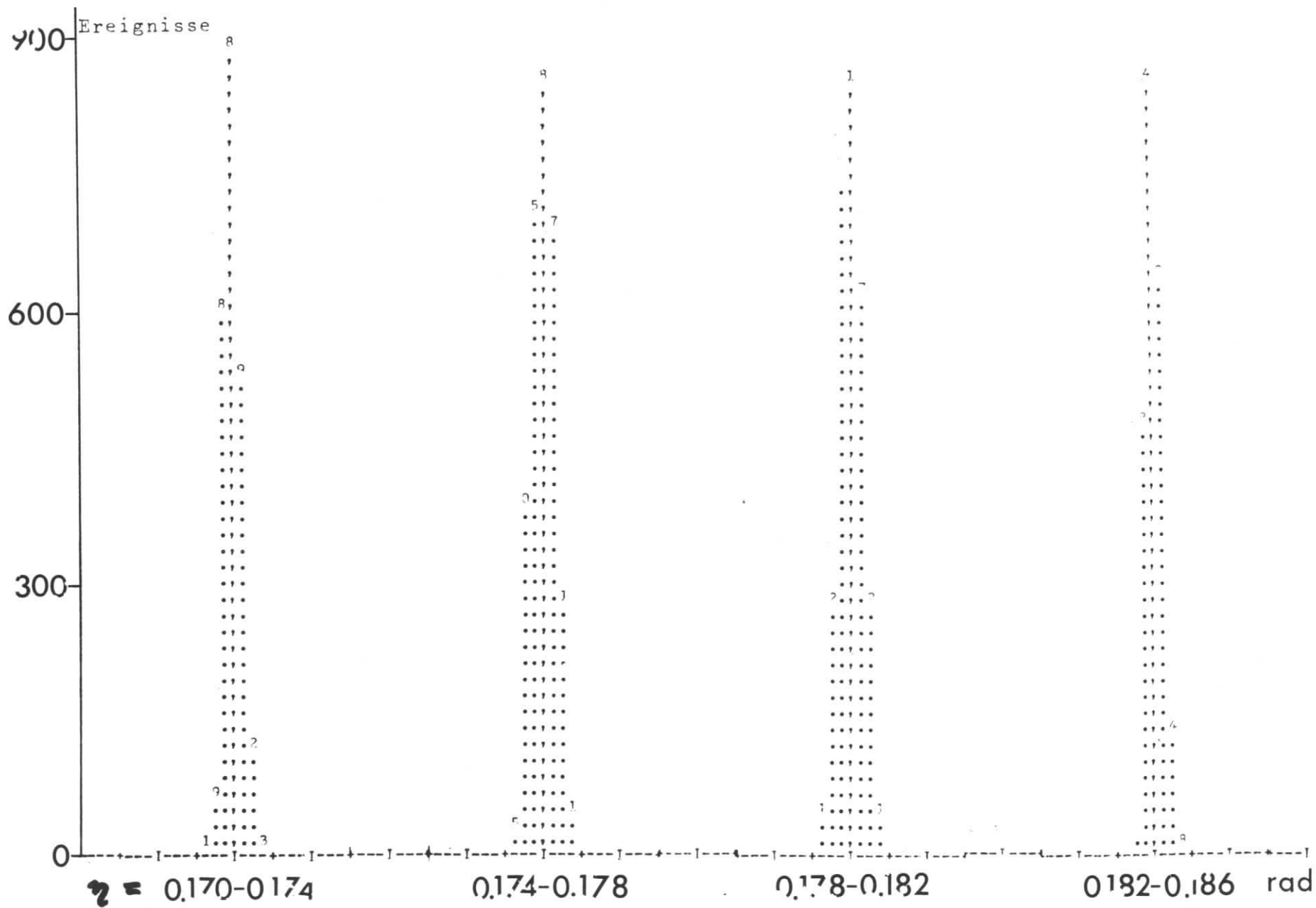


Bild 34 Auflösung des Horizontalwinkels η im Hadronspektrometer für verschiedene Horizontalwinkelintervalle. Eine Kanalbreite entspricht einer Auflösung in $\Delta\eta/\eta$ von 1%.

Anhang II. Beschreibung der Strahlungskorrektur

Im gemessenen Querschnitt sind Ereignisse enthalten, bei denen im Coulombfeld des streuenden Protons oder anderer Targetprotonen interne oder externe Bremsstrahlung emittiert wird, bei denen virtuelle Strahlung emittiert und wieder absorbiert wird (z.B. Vertexkorrektur) oder bei denen die virtuellen Photonen kurzzeitig virtuelle Elektron-Positron-Paare bilden (Vakuumpolarisation). Strahlungskorrekturen solcher Art sind in M069 und in TSA71 beschrieben.

Im hier beschriebenen Experiment wurde aber außer dem gestreuten Elektron auch ein auslaufendes Proton nachgewiesen. Eine genauere Behandlung der Strahlungskorrekturen müßte auch solche Terme behandeln, bei denen zwischen dem ein- oder auslaufenden Elektron und dem ein- oder auslaufenden Proton bzw. den zusätzlich erzeugten π - oder K-Mesonen zusätzlich virtuelle Photonen ausgetauscht werden. Solche Korrekturen sind in BAR66 und URB66 behandelt. Die dort beschriebene Methode läßt sich aber nur sinnvoll auf die Messung hadronischer Zweiteilchen-Endzustände anwenden, weil dort die Viererimpulse aller beteiligten Teilchen bekannt sind.

Deshalb wurde hier ein Verfahren entwickelt, bei dem die Strahlung am hadronischen Vertex vernachlässigt wird. Es greift auf die Einarmkorrektur für den Nachweis des gestreuten Elektrons allein zurück. Verwendet wurde die Peaking-Näherung nach TSA71. Zusätzlich mußten plausible Annahmen gemacht werden über die Verteilung der auslaufenden Protonen für alle Strahlungsereignisse. Durch Simulation der Raumwinkel- und Impulsakzeptanz des Hadronspektrometers in einem Monte-Carlo-Programm wurde bestimmt, wie viele der auslaufenden Protonen von Strahlungsereignissen in die Spektrometerakzeptanz fallen und in welche Impulsbereiche sie eingeordnet werden. Der aus diesen Protonen bestimmte "Strahlungsquerschnitt" wird dann vom experimentell gemessenen Querschnitt abgezogen. Das Verfahren ist im Folgenden kurz beschrieben. Die Strahlungskorrektur in der Peaking-Approximation (TSA71) wird als

bekannt vorausgesetzt. Die Peaking-Formel lautet:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma(E_1, E_4)}{d\Omega dE_4} \text{exp} &= S(E_1, E_4, R\Delta, T) \cdot \sigma^{\text{eff}}(E_1, E_4) \\ &+ \int_{E_{1\text{min}}}^{E_1 - R\Delta} \sigma^{\text{eff}}(E'_1, E_4) \cdot U_1(E_1, E'_1, E_4, R, T) dE'_1 \\ &+ \int_{E_4 + \Delta}^{E_{4\text{max}}} \sigma^{\text{eff}}(E_1, E'_4) \cdot U_2(E_1, E_4, E'_4, R, T) dE'_4 \end{aligned} \quad (1)$$

Dabei ist:

$$\begin{aligned} T &= \text{Targetlänge} \\ \sigma^{\text{eff}} &= F(q^2, T) \cdot \frac{d^2\sigma_0}{d\Omega dE_4}, \end{aligned} \quad (2)$$

$\frac{d^2\sigma_0}{d\Omega dE_4}$ ist der strahlungskorrigierte Querschnitt. Der Faktor $F(q^2, T)$ berücksichtigt alle Korrekturen, die keine infrarotdivergenten Terme enthalten.

Die 3 einzelnen Summanden berücksichtigen in der gegebenen Reihenfolge:

- 1) den Beitrag weicher Photonen mit Energien kleiner als Δ . Dieser Beitrag kann nicht in die Integration mit einbezogen werden, da er für sich alleine divergiert. Erst durch die Hinzunahme der ebenfalls infrarotdivergenten virtuellen Photonen wird erreicht, daß sich die singulären Anteile kompensieren;
- 2) den Beitrag aller reellen Photonen mit Energien größer als $R \cdot \Delta$, die in Richtung des einlaufenden Elektrons abgestrahlt werden. Der Faktor R verändert die Integrationsgrenze des 1. Integrals so, daß

$$W(E_1 - R \cdot \Delta, E_4) = W(E_1, E_4 + \Delta) \quad (3)$$

W ist die invariante Masse des hadronischen Systems;

- 3) den Beitrag aller reellen Photonen mit Energien größer als Δ , die in Richtung des auslaufenden Elektrons abgestrahlt werden.

Die Funktionen $U_1(E_1, E_1', E_4, R, T)$ und $U_2(E_1, E_4, E_4', R, T)$ beschreiben die Energieverteilung der in den beiden Peakingrichtungen emittierten Photonen.

Zur Berechnung der Peakingintegrale müssen die strahlungskorrigierten Querschnitte $d^2\sigma_0(E_1', E_4)/d\Omega dE_4$ für $E_{1\min} < E_1' < E_1 - R\Delta$ und $d^2\sigma(E_1, E_4')/d\Omega dE_4$ für $E_4 - \Delta < E_4' < E_{4\max}$ bekannt sein. Der Elektronstreuwinkel Θ_4 ist durch das Elektronenspektrometer festgelegt. Zur Berechnung der Querschnitte wurden zwei Fits an die vorhandenen ep-Streudaten verwendet:

- a) für $W < 2$ GeV: Fit angegeben in (BRAS71/2)
- b) für $W > 2$ GeV: Fit angegeben in (BRAS71/68).

Mit zunehmender Energie der Strahlungsphotonen nimmt W ab und damit auch der maximal mögliche Protonenimpuls. Außerdem wächst der Winkel zwischen der \vec{q} -Richtung und der Hadron-Spektrometerachse. Bei Peaking in E_1 -Richtung (E_4 -Richtung) können nur Protonen für W -Bereiche größer als 1.37 GeV (1.53 GeV) ins Hadronspektrometer gelangen. Dadurch sind die Integrationsgrenzen ($E_{1\min}$ und $E_{4\max}$) gegeben. Protonen von Strahlungsereignissen aus der elastischen Streuung und dem Bereich der ersten Resonanz werden überhaupt nicht mehr akzeptiert. Die notwendige Korrektur erstreckt sich nur über die höheren Nukleonresonanzen und das anschließende inelastische Kontinuum.

Berechnet man die strahlungskorrigierten Einarmquerschnitte innerhalb dieser Grenzen, für $q^2 = -1.16$ GeV², $W = 2.63$ GeV,

$\theta_4 = 15^\circ$ nach TSA71, dann erhält man:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_4} \text{ exp} / \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_4}^0 = 1.09 \quad (4)$$

Das Resultat hängt nur sehr wenig von der Größe von Δ ab: Variiert man Δ zwischen 10 und 100 MeV, dann ändert sich der Wert der Korrektur um weniger als 2%. Für die Rechnungen wurde für Δ ein Wert von 20 MeV verwendet. Die durch die Emission weicher Photonen mit Energien $E_\gamma \leq \Delta$ verursachte Änderung in der Richtung von \vec{q} beträgt dann für Peaking in der E_1 -Richtung weniger als 2 mrad, für Peaking in der E_4 -Richtung weniger als 1 mrad. Diese Änderungen sind klein gegen die Horizontalwinkelakzeptanz des Spektrometers von etwa 16 mrad. Deshalb haben Protonen aus strahlungsbehafteten Ereignissen mit Photonenergien ≤ 20 MeV etwa die gleiche Akzeptanzwahrscheinlichkeit wie Protonen aus dem strahlungslosen Prozeß. Alle Ereignisse mit dieser weichen Strahlung können im ersten Term der Peakingformel (1) behandelt werden, unabhängig von Impuls- und Winkelverteilung der Protonen.

Zur Berücksichtigung des Beitrages der Peakingintegrale zur Koinzidenzkorrektur braucht man die Impulsverteilung der Protonen für den gesamten zur Korrektur beitragenden Bereich in q^2 und W . Gemessen wurde in diesem Experiment die p_{\parallel} -Verteilung für $p_{\perp} \approx 0$ bei $q^2 = 1.16 \text{ GeV}^2$ und $W = 2.63 \text{ GeV}$. Als einfacher Ansatz wurde eine Faktorisierung der p_{\parallel} und p_{\perp} -Abhängigkeit gewählt:

$$\frac{d^3\sigma}{d^3p} = F(p_{\parallel}) \cdot e^{-(p_{\perp}/a)^2} \quad (5)$$

Aus der gemessenen Größe $(d^2\sigma/d\Omega dp)$ läßt sich $F(p_{\parallel})$ berechnen:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}\right)_{p_{\perp} \approx 0} = p_{\parallel}^2 F(p_{\parallel}) \quad (6)$$

Daraus folgt für die Impulsverteilung der Protonen im Schwerpunktsystem (s. B II):

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel}^* dp_{\perp}} = 2\pi \cdot \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \cdot \frac{E}{E^*} \cdot \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}\right)_{p_{\perp} \approx 0} \cdot e^{-(p_{\perp}/a)^2} \quad (7)$$

Es ist der Koeffizient a der Transversalimpulsverteilung zu bestimmen. Eine obere Grenze für a ist gegeben durch die Bedingung:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Prot}} &= \int_0^{p_{\parallel}^* \text{max}} \int_0^{p_{\perp}^* \text{max}} \frac{d^2\sigma}{dp_{\parallel}^* dp_{\perp}} dp_{\parallel}^* dp_{\perp} \leq \sigma_{\text{tot}} (q^2=1.15 \text{ GeV}^2, W=2.63 \text{ GeV}) \\ &= 40 \text{ } \mu\text{b} \quad (\text{berechnet nach BRAS71/68}) \end{aligned} \quad (8)$$

Man erhält $a_{\text{max}} = 1. \text{ GeV}$. Dies gilt für den speziellen Fall, daß in jedem Endzustand ein Proton auftritt. Mehr als ein Proton pro Endzustand ist nicht möglich, da bei $W = 2.63 \text{ GeV}$ die Schwellenenergie für die Proton-Antiproton-Paarherzeugung noch nicht erreicht ist. Wegen der Ladungsunabhängigkeit der starken Wechselwirkung und der Tatsache, daß keine speziellen Zweiteilchenendzustände dominieren, sollte man aber eher erwarten, daß in etwa 50 % aller Fälle ein Neutron im Endzustand auftaucht. Dann soll das Integral über die Impulsverteilung nur etwa den halben totalen Querschnitt ergeben und man erhält $a = 0.56 \text{ GeV}$. Dies entspricht einem mittleren Transversalimpuls $\sqrt{\langle p^2 \rangle}$ von 400 MeV. Wie später gezeigt wird, ist die Größe der Korrektur von der Wahl des Koeffizienten a ziemlich unabhängig.

Bild 35a zeigt eine p_{\parallel}^* , p_{\perp} -Verteilung (Peyrouplot) nach dem Faktorisierungsansatz (5) für $a = 0.56 \text{ GeV}$, wie sie zur Berechnung der Strahlungskorrekturen verwendet wurde.

Bild b zeigt einen Peyrouplot für eine Verteilung der Art

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = A \cdot e^{-(B/p_{\parallel} - C)^2} \cdot e^{-D(p_{\perp}/p_{\parallel})^2} \quad (\text{GEM71}) \quad (9)$$

Für die Koeffizienten A, B und C wurden die aus Kap. F gewonnenen Werte eingesetzt, für D wurde 6.25 gewählt. Mit einer solchen Verteilung wurde ebenfalls der Beitrag der Strahlungskorrekturen

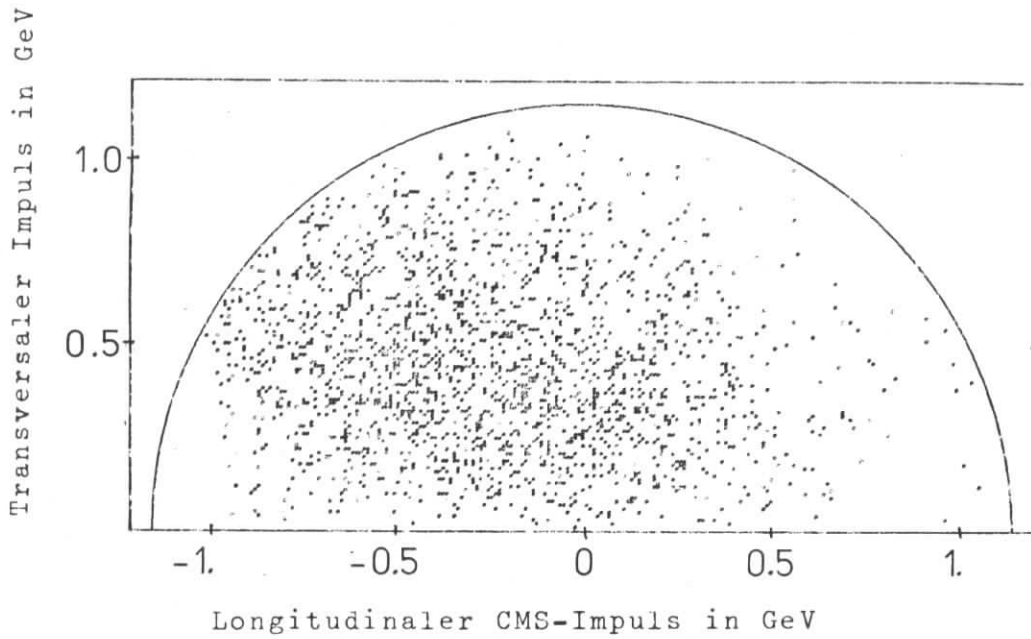


Bild 35a) Impulsverteilung der Protonen für einen Faktorisierungsansatz der Form (5) mit $a = 0.565$ GeV. Der Halbkreis bezeichnet die kinematische Grenze: $\gamma + p \rightarrow \pi^0 + p$.

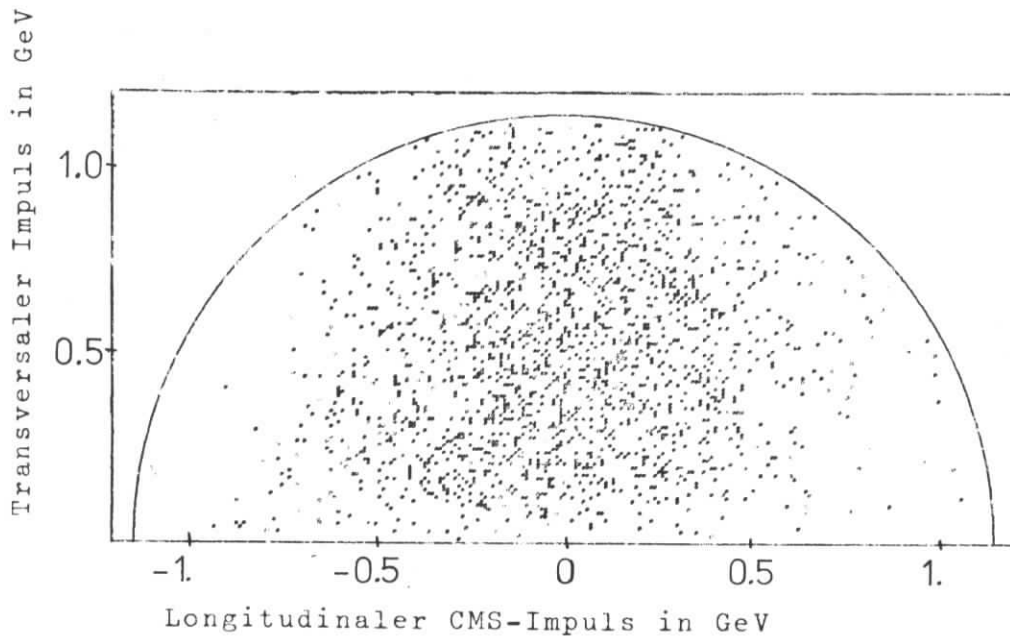


Bild 35b) Impulsverteilung der Protonen für einen Ansatz mit fester Winkelverteilung nach GEM71. Ansatz wie (9), $D = 6.25$. Die anderen Parameter sind in Kap F angegeben. Der Halbkreis gibt wieder die kinematische Grenze an.

berechnet (s.u.).

Mit zunehmender Bremsstrahlungsenergie nimmt W ab. Während q^2 für Peaking in der E_1 -Richtung abnimmt bis auf $q_{\min}^2 = 0.66 \text{ GeV}^2$, nimmt es in der E_4 -Richtung mit zunehmender Bremsstrahlungsenergie bis auf $q_{\max}^2 = 1.98 \text{ GeV}^2$ zu. Für diese q^2 , W -Gebiete sind noch keine Messung der p_{\parallel}^* , p_{\perp} Verteilung für Protonen publiziert. Deshalb wurde als einfachste Annahme die oben bestimmte p_{\parallel}^* , p_{\perp} -Verteilung (Bild 35a) beibehalten. Aus kinematischen Gründen wurde aber p_{\parallel}^* und p_{\perp} jeweils im Verhältnis $p_{\max}^*(W)/p_{\max}^*(W=2.63 \text{ GeV})$ verkleinert.

Außerdem wurde versucht, den Beitrag der Einfach- π^0 -Produktion zu berücksichtigen. Der relative Anteil am totalen Querschnitt wurde aus der Photoproduktion entnommen. Für $W > 1.8 \text{ GeV}$ stammen die Daten aus DIE69. Es wurde ein Ansatz gewählt:

$$\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^0 p}^{\sim} = (13 \pm 2)/K^2 \cdot \frac{\sigma_{\text{tot}, \gamma}^{\sim}(W, q^2)}{\sigma_{\text{tot}, \gamma}(W, 0)} \mu\text{b} \quad (10a)$$

K ist die äquivalente Photonenergie. Für $\sigma_{\text{tot}, \gamma}(W, 0)$ wurde ein Ansatz verwendet:

$$\sigma_{\text{tot}, \gamma}(W, 0) = (110 \pm 5) + (72 \pm 13)/K \mu\text{b} \quad (\text{MEY69}) \quad (10b)$$

Im W -Bereich zwischen 1.37 und 1.80 GeV ist der Beitrag zur Einfach- π^0 -Produktion zum totalen Querschnitt ziemlich konstant und beträgt etwa $13 \pm 3 \%$ (LUE70, DIE69). Dieser Beitrag wurde mit einer Polarwinkelverteilung proportional zu $\sin^2 \theta_p^*$ (BEA66, SHU72) im Strahlungskorrekturprogramm berücksichtigt. Würfelt man statt dessen mit einer isotropen Polarwinkelverteilung für die π^0 -Einfachproduktion, so nimmt der Strahlungskorrekturbeitrag um 1 % zu.

Der Beitrag der Peakingintegrale zum gemessenen Koinzidenzquerschnitt wird im Monte-Carlo-Programm bestimmt:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d^4\sigma}{d\Omega_4 dE_4 d\Omega_5 dp_5} \right)_{\text{Peaking}} &= (\text{Treffer}(p)/\text{Versuche}) \\
 &\cdot \left(\int_{E_1^*} dE_1^* + \int_{E_4^*} dE_4^* \right) \cdot (\sigma_{\text{Prot}}/\sigma_{\text{tot}}) \\
 &/ \Delta\Omega_5 \Delta p_5 \qquad (11)
 \end{aligned}$$

Daraus berechnet sich der strahlungskorrigierte 2-fach differenzielle Querschnitt:

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_5 dp_5} \right)_{\text{Korr}} &= \left(\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_5 dp_5} \right)_{\text{exp}} - \frac{1}{\Gamma_t} \left(\frac{d^4\sigma}{d\Omega_4 dE_4 d\Omega_5 dp_5} \right)_{\text{Peaking}} \right) \\
 &/ S(\Delta) \cdot F(q^2, T) \qquad (\text{siehe (1)}) \qquad (12)
 \end{aligned}$$

$\sigma_{\text{Prot}}/\sigma_{\text{tot}}$ gibt an, wie oft ein Proton im Endzustand erscheint. Dieser Wert ist nicht genau bekannt und wird im Strahlungskorrekturprogramm zwischen 0.5 und 1.0 variiert (Bild 35). Nimmt der Beitrag der Protonen zum totalen Querschnitt zu, dann nimmt auch der Koeffizient a in der p_{\perp} -Verteilung zu. Die Folge ist, daß häufiger Protonen von strahlungsbehafteten Ereignissen in die Akzeptanz des Spektrometers fallen. Vergrößert man z.B. das Proton/Neutron Verhältnis um 60 %, d.h. $\sigma_{\text{Prot}}/\sigma_{\text{tot}} = 0.62$, dann nimmt der Koeffizient a in der p_{\perp} -Verteilung um 15 % zu. Der strahlungskorrigierte Querschnitt verkleinert sich aber nur um 5.6 %. Für den Fall, daß alle Endzustände ein Proton enthalten, ist der strahlungskorrigierte Querschnitt um 7.0 % kleiner als der für $\sigma_{\text{Prot}}/\sigma_{\text{tot}} = 0.5$. Die Korrekturen wirken sich am stärksten aus im Impulsbereich unter 1.1 GeV (Bild 36). Dort sind allerdings auch die experimentellen Fehler am größten.

Ausgegangen wurde von der nicht strahlungskorrigierten gemessenen Verteilung $F(p_{\parallel})$. Das Resultat der Strahlungskorrektur ist eine korrigierte Verteilung $F_1(p_{\parallel})$. Aus dieser wird wieder die Schwerpunktsverteilung der Protonen in p_{\parallel}^* und p_{\perp} bestimmt und daraus eine zweite korrigierte Verteilung $F_2(p_{\parallel})$ gewonnen. Nach 5 Schritten konnte die Iteration abgebrochen werden, da die Abweichungen zwischen den einzelnen Iterationsschritten die Größenordnung der

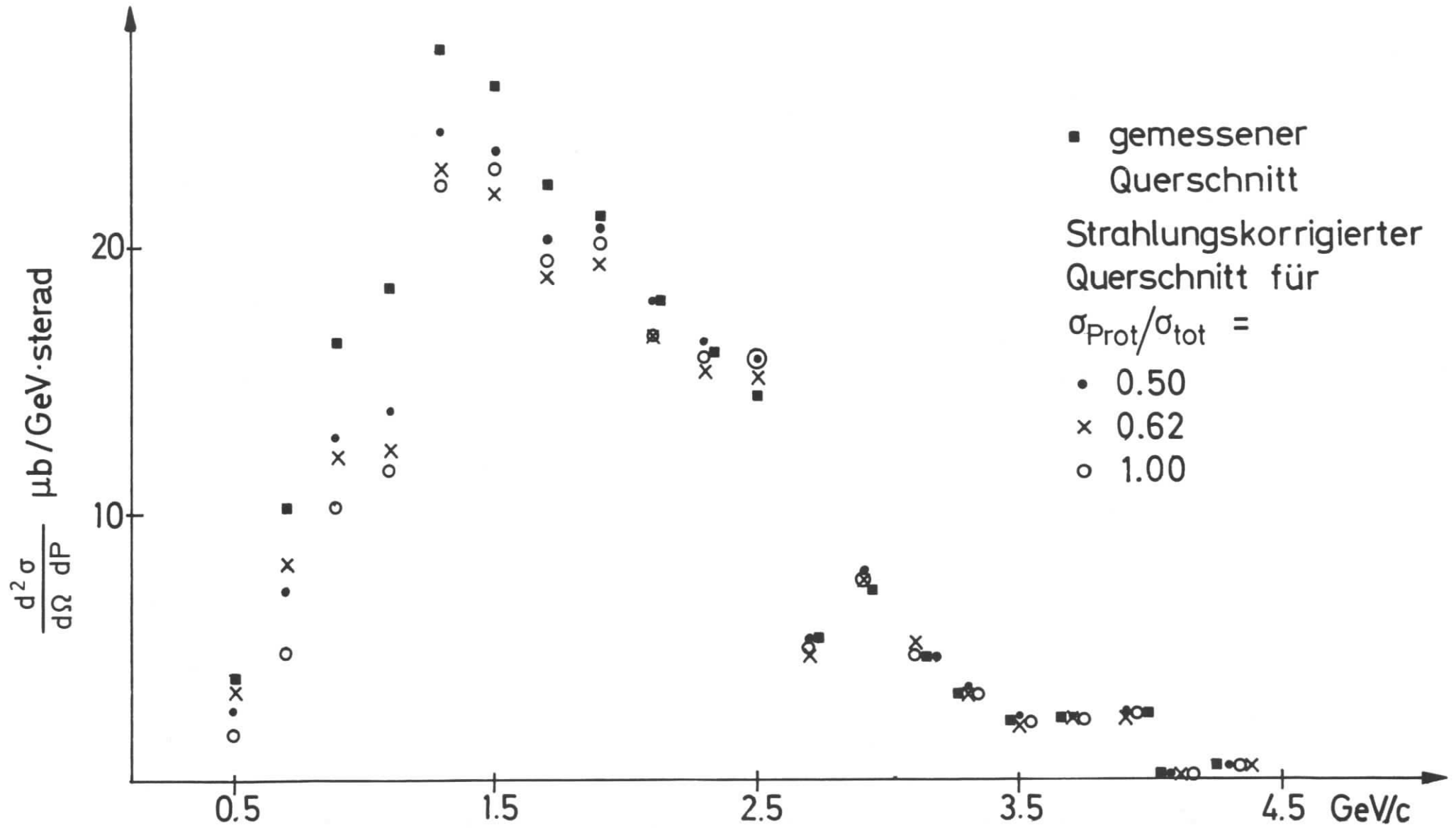


Bild 36 Gemessene und strahlungskorrigierte Querschnitte $d^2\sigma/d\Omega dp$ für Protonen bei verschiedenem Verhältnis $\sigma_{\text{Prot}}/\sigma_{\text{tot}}$. $\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{Prot}} + \sigma_{\text{Neutron}}$

statistischen Fehler des Monte-Carlo-Programmes erreichten. Die Änderungen im strahlungskorrigierten Spektrum waren dann zwischen 2 Schritten kleiner als 3 % und oszillierten um einen Mittelwert.

Wählt man statt des Faktorisierungsansatzes einen Ansatz mit einer konstanten Polarwinkelverteilung (GEM71, s. Bild 35a), dann gelangt man innerhalb von Abweichungen, die klein sind gegenüber den experimentellen Fehlern, zum gleichen strahlungskorrigierten Querschnitt.

Die Werte für die experimentell bestimmten und die strahlungskorrigierten Querschnitte sind in Tab. 5 angegeben.

Literaturverzeichnis

- ABA71 H.D.I. Abarbanel und J.B. Kogut, Princeton,
Submitted to the Phys. Rev., 1971
"The Effect of Virtual Photon Mass on Transverse
Momentum Distributions in Inclusive
Processes"
- ALB69 W. Albrecht, F.W. Brasse, H. Dorner, W. Flauger
K.H. Frank, J. Gayler, H. Hultschig, V. Korbel,
J. May, E. Ganßauge; DESY 69/46, 1969
- ALD72 J.C. Alder, F.W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehren-
bach, W. Flauger, K.H. Frank, E. Ganßauge, J.
Gayler, V. Korbel, W. Krechlok, J. May, M. Merk-
witz, P.D. Zimmerman; DESY 72/31 und
Nucl. Phys. B46 (1972), 415
- AKI72 T. Akiba, T. Kasahara und T. Ebata,
Tohoku University, Sendai, Japan; TU/72/94, 1972
- ARN71 R.C. Arnold, Argonne National Laboratory;
ANL/HEP 7139, 1971
- BAL72 J. Ballam, E.D. Bloom, J.T. Carroll, G.B. Chad-
wick, R.L.A. Cottrell, M. Della Negra, H. DeStaeb-
ler, L.K. Gershwin, L.P. Keller, M.D. Mestayer,
K.C. Moffeit, C.Y. Prescott, S. Stein,
SLAC, Stanford University
"A Study of Hadronic Final States from Inelastic
Muon Scattering in a Hybrid Bubble Chamber
Experiment"
Contribution to the XVI International Conference
on High Energy Physics Chicago, 1972

- BAR66 A. Bartl und P. Urban, Acta Physica Austriaca,
Band XXIV, (1966), 139
- BEA66 J.T. Beale, S.D. Ecklund and R.L. Walker;
Calt-68-108, Pasadena, 1966
- BER71 E.L. Berger, Argonne National Laboratory;
ANL/HEP 7148, 1971
- BJO69 J.D. Bjorken und E.A. Paschos;
Phys. Rev. 185, 1975 (1969)
und J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969)
- BJO70 J.D. Bjorken; Phys. Rev. D1, 1450 (1970)
- BLU70 K. Blum, Universität München, Sektion Physik,
Dissertation, Juli 1970
und private Mitteilung
- BLU71 K. Blum, Section Physik of the University of
München, Germany, 1971
"Deep Inelastic Electro- and Photoproduction
in a Specific Multi-Regge-Model"
- BRA69 R.A. Brand; Phys. Rev. Letters 23, 1260 (1969)
- BRA71 R.A. Brandt und G. Preparata;
Nucl. Phys. B27, 541 (1971)
und
R.A. Brandt, M. Breidenbach und P. Vinciarelli,
Center for Theoretical Physics, University of
Maryland; Technical Report 1971
- BRAS
71/2 F.W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank,
J. Gayler, V. Korbel, J. May, P.D. Zimmerman,
E. Ganßauge; DESY 71/2 (1971)

- BRAS 71/19 F.W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbel, J. May, P.D. Zimmerman, E. Ganßauge; DESY 71/19 (1971)
- BRAS 71/68 F. W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehrenbach, K.H. Frank, E. Ganßauge, J. Gayler, V. Korbel, J. May, M. Merkwitz und V. Rittenberg und H.R. Rubinstein; DESY 71/68 (1971) und Nucl. Phys. B39 (1971), 421
- BR071 C.N. Brown, C.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M.Eisner, G.J. Feldman, C.A. Lichtenstein, L. Litt, W. Lockeretz, V.B. Montana and F.M. Pipkin: "Coincidence Measurement of Backward Inelastic Electroproduction", Cambridge, Paper submitted to the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell, August 1971
- BUR72 H. Burfeindt, G. Buschhorn, H. Genzel, P. Heide, U. Kötz, K.-H. Mess, P. Schmüser, B. Sonne, G. Vogel and B.H. Wiik; DESY, Hamburg, "Measurement of Inclusive Photoproduction at 3.2 GeV and Comparison with Electroproduction", Contribution to the XVI International Conference on High Energy Physics, Chicago, 1972
- CAS72 D.G. Cassel, Cornell University, Laboratory of Nuclear Studies, Ithaca, N.Y.
Private Mitteilung, August 1972
- CHA71 Chan Hong-Mo, C.S. Hsue, C. Quigg and Jiunn-Ming Wang; Phys. Rev. Letters 26, 672 (1971)
- CH071 T.T. Chou und Ch.N. Yang; Phys. Rev. D4, (1971) 2005

- CIS72 A. Cisneros, CALTEC, Pasadena; CALT-68-363, 1972
- COL71 J. Cole, J. Lee-Franzini und R.J. Loveless,
P. Franzini and H.H. Kung;
Phys. Rev. 4D (1971), 627
- DES68 Wissenschaftliche Berichte der Gruppen in den
Bereichen Technik und Forschung, 1968, DESY 1969
- DESYH DESY Handbuch, 1966
- DIE69 R. Diebold; SLAC-PUB-673, 1969
- DRE69 S.D. Drell, D.J. Levy und T.M. Yan;
Phys. Rev. Letters 22, 744 (1969) und
Phys. Rev. 187, 2159 (1969)
- DRE70 S.D. Drell, D.J. Levy und T.M. Yan;
Phys. Rev. D1, 1035 (1970)
- ECK67 V. Eckardt; DESY 67/12 (1967)
- FEH70 W. Fehrenbach, Diplomarbeit, Universität
Hamburg 1970
- FEH73 W. Fehrenbach, Dissertation, Hamburg 1973
- FEY69 R.P. Feynman; Phys. Rev. Letters 23, 1415 (1969)
- GAY71 J. Gayler, Dissertation, Hamburg, 1971
und interner Bericht DESY F21-71/2

- GEM71 H. Gemmel, Sektion Physik der Universität München, Interner Bericht, 1971 und private Mitteilung
- GOL72 H. Goldberg, Northeastern University, Boston Mass.: " Prediction of a Narrow Dip at Low t in the Electroproduction of ρ^0 ", NUB 2142, Juni 1972
- HAY71 K. Hayashi, Kinki University, Osaka, "Analogy between Hadron and Virtual Photon Reactions", 1971, Preprint
- HAR71 H. Harari, "Models for High Energy Photoproduction and Low q^2 -Electroproduction"; International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell, 1971
- JAN66 T. Janssens, R. Hofstadter, E.B. Hughes, M.R. Yearian; Phys. Rev. 142, 922 (1966)
- KAS68 H.A. Kastrup, Acta Physica Austriaca; Supplementum V, 407 (1968)
- KEL72 B.H. Kellett, Department of Theoretical Physics, University of Manchester, DNPL/P 116, 1972
- KEN71 H.W. Kendall, Rapporteurs Talk in Proceedings of the 1971 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell, 1971
- KNO72 J. Knobloch, DESY, F1, private Mitteilung
- LAN70 P.V. Landshof und J.C. Polkinghorne; Nucl. Phys. B19, (1970), 432
- LUE70 D. Lüke and P. Söding in Symposium on Meson-, Photon-, and Electroproduction at Low and Intermediate Energies, Bonn, 1970; Springer Tracts in Modern Physics

- MAY71 J. May, Dissertation, Hamburg 1971
und interner Bericht DESY F21-71/3
- MEY69 H. Meyer, B. Naroska, J. Weber and M. Wong; "Total
Cross-Section for Photoproduction of Hadrons on
Protons between 1.5 and 6.5 GeV"; Beitrag zum 4th
Int. Symposium on Electron and Photon Interactions
at High Energies, Daresbury, England (1969)
- MIL71 G. Miller, E.D. Bloom, G. Buschhorn, D.H. Coward
H. DeStaebler, J. Drees, C.L. Jordan, L.W. Mo,
R.E. Taylor, J.I. Friedman, G.C. Hartman,
H.W. Kendall, R. Verdier;
SLAC-PUB-815, April 1971
- MO69 L.W. Mo, Y.S. Tsai, Review of Modern Physics,
41 (1969), 205
- MOR71 H. Moreno, Stanford University,
SLAC-PUB-1002
- MUE70 A.H. Mueller, Phys. Rev. D2, (1970) 2963
- NIE71 H.T. Nieh, CERN, TH 1432, 1971
- PIO70 H. Piotrowska; Phys. Lett. 32 B (1970), 71
- RAQ69 E. Raquet, DESY 69/12
- RIT61 D.M. Ritson, Techniques of High Energy Physics,
Interscience Publishers, New York, 1961
- SAK72 J.J. Sakurai, D. Schildknecht;
Phys. Letters 40B, 121 (1972)
- SAT71 H. Satz und D. Schildknecht, CERN, TH1332, 1971
- SHU72 W.J. Shuttleworth, A. Sofair, R. Siddle, B. Dickin-
son, M. Ibbotson, R. Lawson, H.E. Montgomery,
R.D. Hellings, J. Allison, A.B. Clegg, F. Foster,
G. Hughes and P.S. Kummer;
DNPL/P119 Daresbury 1972 and
Nucl. Phys. B45, (1972), 428

- SOF71 A. Sofair, J. Allison, B. Dickinson, E. Evangelides, M. Ibbotson, R. Lawson, R.S. Meaburn, H.E. Montgomery, W.J. Shuttleworth, A.B. Clegg, F. Foster, G. Hughes, P. Kummer, R. Siddle;
DNPL/P 97, 1971
- STR72 W. Struczinski, P. Dittmann, V. Eckardt, P. Joos, A. Ladage, H. Meyer, B. Naroska, D. Notz, S. Yellin, G. Hentschel, J. Knobloch, E. Rabe, S. Brandt, M. Grimm, D. Pollmann, I. Derado, R. Meinke, P. Schacht, H. Strobl, DESY, Hamburg;
Contribution to the XVI. International Conference on High Energy Physics, Chicago 1972
- TSA71 Yung-Su Tsai;
SLAC-PUB-848, 1971
- URB66 P. Urban and F. Widder;
Physics Letters 22, (1966), 526
- UCR66 University of California; High Energy Particle Data, UCRL-2426, Vol. II, (1966 Rev.)

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experimentes, das am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg von der Gruppe F21, durchgeführt wurde.

Mein Dank geht an

Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann, der diese Arbeit ermöglicht und wohlwollend gefördert hat,

Herrn Dr. F.W. Brasse, dessen Erfahrung und Initiative dem Experiment entscheidende Impulse gaben und dessen Rat und Kritik mir bei meiner Arbeit sehr geholfen haben,

die Herren J. Koll, G. Singer, K. Thiele und H. Weiß für ihre sorgfältigen technischen Arbeiten beim Aufbau des Experimentes,

Herrn Dr. H. Dorner für die Erstellung eines On-line-Programmes für den PDP-8-Kleinrechner,

Herrn Dr. H. Gemmel für zahlreiche Diskussionen und die Erläuterung seiner an Bremsstrahlungsmodellrechnungen gewonnenen Ergebnisse,

Frau K. Schmöger und Frau U. Stoklasa für die schnelle und sorgfältige Ausführung der Schreibarbeit,

Frl. Budde, Frl. Harms, Herrn Knaut und Herrn J. Koll für die Hilfe bei der Anfertigung eines Teils der Zeichnungen, die Herren Dr. H. Dilcher, G. Hochweller und alle Mitglieder ihrer Gruppe für die beim Aufbau des PDP-8-Kleinrechners und dessen On-line-Anschluß geleistete Arbeiten,

Herrn P. Kuhlmann für die Programmberatung beim Anfertigen und Testen des IBM-On-line-Programmes,

Herrn Busse und Herrn Hudelmeier für den Aufbau und die Wartung der Hochdruck-Cerenkovzähler,

alle Mitglieder der Gruppe F21 für stetige Anregung, fachliche Diskussionen und die im Verlauf des Experimentes geleistete Arbeit.

