

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

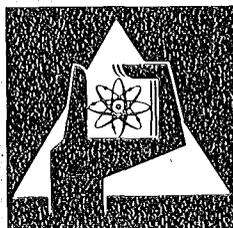
September 1975

KFK 2209

Institut für experimentelle Kernphysik

**Photoproduktion des Φ – Mesons
bei kleinem Impulsübertrag**

H. Hirschmann



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2209

Institut für Experimentelle Kernphysik

PHOTOPRODUKTION DES ϕ -MESONS
BEI KLEINEM IMPULSÜBERTRAG*)

H. Hirschmann

Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität
und des Kernforschungszentrums Karlsruhe

*) von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

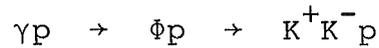
Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums
für Forschung und Technologie gefördert.

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

eingereicht am 14. August 1975

ZUSAMMENFASSUNG

Diese Arbeit berichtet über ein Hochstatistik-Experiment, das die Reaktion



untersucht. Die Messung bestimmt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $(d\sigma/dt)_{(\gamma p \rightarrow \phi p)}(E, t)$ des mit Photonen erzeugten ϕ -Mesons in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag (t) des Photons auf das Proton und in Abhängigkeit von der Energie (E). Der Meßbereich des Experimentes bezüglich Viererimpulsübertrag und Photonenergie liegt im Intervall

$$0 < |t - t_{\min}| < 0.23 \text{ (GeV}^2\text{)}$$
$$4.6 < E < 6.62 \text{ (GeV)}$$

Das ϕ -Meson wird mit den Viererimpulsen seiner Zerfallsprodukte K^+ und K^- nachgewiesen.

Die Flugbahnen der aus dem Wasserstofftarget austretenden K-Mesonen werden in einer Anordnung mit getriggerten Funken- und Proportionalkammern und einem Magnetfeld gemessen. Ein Schwellen-Cerenkov-Zähler unterdrückt den Untergrund von Elektronen und schnellen π -Mesonen. Die Energie der erzeugenden Photonen wird mit einem Markierungssystem gemessen.

Die Prinzipien der Spurrekonstruktion in den Funkenkammern werden im einzelnen erläutert. Mit den rekonstruierten Spuren können die Impulse der K-Mesonen am Vertexpunkt eindeutig bestimmt werden. Die Akzeptanzkorrektur wird durch individuelle Wichtung der Ereignisse berücksichtigt. Durch die kinematische Überbestimmung läßt sich die gesuchte Reaktion eindeutig vom Untergrund trennen. Insge-

samt wurden 2477 elastische Produktionsereignisse des ϕ -Mesons aus einer Datenmenge von 1.1 Millionen Ereignissen identifiziert.

In diesem Experiment konnte erstmals der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Photoerzeugung von ϕ -Mesonen bei kleinem Impulsübertrag mit sehr geringem Fehler bestimmt werden. Die Messung hat folgende Ergebnisse: Im Meßbereich des Experimentes ist der differentielle Wirkungsquerschnitt von der Energie unabhängig. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Impulsübertrag läßt sich durch eine Exponentialfunktion

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \phi p) = A \cdot e^{B \cdot (t - t_{\min})}$$

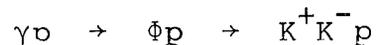
beschreiben. Der ermittelte Steigungsparameter B beträgt $(5.2 \pm 0.4) \text{ GeV}^{-2}$. Er ist damit größer als ein entsprechender Wert $((4.06 \pm 0.24) \text{ GeV}^{-2})$, der in einem früheren Hochstatistikexperiment [34] bei größerem Impulsübertrag und kleinerer Energie bestimmt wurde.

Der totale Wirkungsquerschnitt des ϕ -Mesons und sein differentieller elastischer Streuquerschnitt am Proton wurden von uns mit den Vorhersagen eines kombinierten Vektordominanz-Quark-Modells verglichen. Wie sich zeigte, liegt der vorhergesagte Wert des totalen Wirkungsquerschnittes gegenüber der Messung um einen Faktor 1.4 - 1.6 zu hoch, bezüglich des elastischen Streuquerschnitts unterscheiden sich Vorhersage und Meßwert um mehr als einen Faktor 2.

ABSTRACT

Photoproduction of Φ -Mesons at Small Momentum Transfer

The photoproduction of Φ -mesons has been investigated in the elastic reaction



collecting a comparatively large number of data.

The differential cross section $((d\sigma/dt)_{(\gamma p \rightarrow \Phi p)}(E, t))$ is determined for various intervals of the four-momentum transfer (t) from the photon to the proton and for photon energies (E) within the range

$$0 < |t - t_{\min}| < 0.23 \text{ GeV}^2$$
$$4.6 < E < 6.62 \text{ GeV}$$

The Φ -meson is detected from the four-momenta of its decay products K^+ and K^- .

The trajectories of the forward going K-mesons leaving a hydrogen target are recorded in triggered proportional and spark chambers in front and behind of an analysing magnet. A threshold Cerenkov counter discriminates against fast pions and electrons. The photon energy is measured by a tagging system.

The principle of track reconstruction out of spark coordinates recorded by the chambers are explained in detail. From the reconstructed tracks three-momenta of the K-mesons at the vertex point can be determined unequivocally. Statistical weights computed individually for each event correct the number of data for the geometric acceptance of the apparatus.

Subjecting the data to a one constraint kinematic fit and applying a cut on confidence level 2477 elastic Φ -production events could be clearly separated from a total background of 1.1 millions of events.

This is the first time that the cross section of elastic photoproduction of Φ -mesons has been determined for the forward direction with very small error the measurement yielding the following results: within the kinematic range of this experiment the differential cross section is essentially independent of energy. With respect to four-momentum transfer the cross section is given by the form

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \Phi p) = A \cdot e^{B \cdot (t-t_{\min})}$$

A best fit to our data yields a slope parameter $B = (5.2 \pm 0.4) \text{ GeV}^{-2}$. This clearly differs from a corresponding value $((4.06 \pm 0.24) \text{ GeV}^{-2})$ which has been measured with a big number of events by an earlier experiment [34] for higher momentum transfer and a lower energy.

We have compared the total cross section of the Φ -meson as well as its differential cross section for elastic scattering at the proton with the predictions of a combined vector-dominance-quark-model. It was shown, that the predicted value of the cross section comes out too high by a factor of 1.4 to 1.6. The prediction is worse for the differential cross section which - compared to the measured value - is too high by more than a factor of 2.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. MESSANORDNUNG UND DATENERFASSUNG	7
2.1 Prinzip der Messung	7
2.2 Meßapparatur	9
2.3 Datennahme und Datenreduktion	12
3. EXPERIMENTELLE METHODE	18
3.1 Strahl	18
3.2 Unterdrückung des Untergrundes	20
3.3 Strahlintensität	21
3.4 Energiemarkierung der Photonen	22
3.5 Elektronische Auswahl des Endzustandes	29
3.6 Funken- und Proportionalkammern	34
3.7 Magnetfeld	36
3.8 Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern	36
4. METHODEN DER DATENANALYSE	42
4.1 Rekonstruktion der Teilchenspuren	42
4.2 Impulsrekonstruktion und kinematische Korrektur	54
4.3 Statistische Wichtung	55
5. BESTIMMUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTES	59
5.1 Definition	59
5.2 Selektion der elastischen Ereignisse	60
5.3 Normalisierung auf den Photonfluß	69
5.4 Systematische Korrekturen	69
5.5 Differentieller Wirkungsquerschnitt	77

	Seite
6. DISKUSSION DES ERGEBNISSES	83
6.1 Experimentelle Situation	83
6.2 Vorhersagen des Quarkmodells	89
 ANHANG A	 101
A.1 Photonfluß in effektiven Quanten	101
A.2 Akzeptanz und Kinematik	102
A.3 Analytische Bestimmung des Untergrundes	103
 ANHANG B	
B.1 Beschreibung des Spurenrekonstruktionsprogrammes SEARCH	 106

1. EINLEITUNG

Das Φ -Meson ist eine elektrisch neutrale mesonische Resonanz der Masse 1020 MeV. Es zerfällt mit einer totalen Breite von rund 4 MeV hauptsächlich in K-Mesonen-Paare, wobei die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in ein geladenes K-Paar 46% beträgt. Die Quantenzahlen Spin-Parität (1^-), Isospin (1) und Ladungskonjugation (-1) dieses Teilchens stimmen mit denen des Photons überein.

Das Φ -Meson wurde erstmals im Jahre 1962 als Anhäufung im Massenspektrum von K-Mesonen-Paaren in Blasenkammerdaten der Reaktion $K^-p \rightarrow \Lambda \bar{K}K$ registriert [53]. Kurz darauf konnten seine Quantenzahlen und ein erster Wert für seine Zerfallsbreite ermittelt werden.

Eine Erzeugung des Φ -Mesons mit hochenergetischen Photonen wurde zuerst vor etwa 10 Jahren in Blasenkammerexperimenten am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) untersucht, wobei auch eine erste Bestimmung des Wirkungsquerschnittes gelang [33].

Unsere Arbeit berichtet über ein Hochenergie-Experiment, in welchem ebenfalls die Photoproduktion von Φ -Mesonen an Wasserstoff

E.1 $\gamma p \rightarrow \Phi p$

untersucht wurde. Bevor wir näher das Interesse begründen, welches die Messung dieser Reaktion gefunden hat, geben wir eine kurze Rückschau auf die Bedeutung der Vektormesonen mit Isospin 0 und 1, insbesondere des Φ -Mesons.

Das Φ -Meson hat zusammen mit den Vektormesonen ρ_0 und ω eine wichtige Stellung in der Photonphysik: Die Quantenzahlen dieser Teilchen, von denen vermutlich noch weitere

existieren, sind teils denen der isoskalaren teils denen der isovektoriellen Komponente des Photons gleich. Aufgrund dieser Tatsache stellt das Vektordominanzmodell [48] eine Äquivalenzbeziehung zwischen Vektormesonen und Photon her, derart, daß eine photoninduzierte Reaktion aufgefaßt werden kann als eine von Vektormesonen induzierte Reaktion. Quantitativ drückt sich nach diesem Modell die Amplitude f_γ eines durch Photonen induzierten Prozesses aus als Summe über die von Vektormesonen induzierten Amplituden f_V

$$E.2 \quad f_\gamma = \sum_V \sqrt{\frac{\alpha}{4} \cdot \frac{1}{\gamma_V^2/4\pi}} \cdot f_V$$

V = Vektormesonen ρ_0, ω, ϕ

α = Feinstrukturkonstante

$\gamma_V^2/4\pi$ = Photon-Vektormeson-Kopplungskonstante

Man kann die Rolle der genannten Vektormesonen dahingehend interpretieren, daß sie die starke Wechselwirkung des Photons vermitteln.

Eine interessante und wichtige Einsicht bezüglich des Quarkinhalts der Vektormesonen liefert das Verhältnis der Kopplungskonstanten ($\gamma_V^2/4\pi$), deren Werte aus Speicherring-Experimenten bekannt sind, in denen Vektormesonen mit Elektron-Positron-Paarvernichtung erzeugt wurden (vgl. z.B. [46,47]). Das Verhältnis beträgt in guter Annäherung

$$E.3 \quad \gamma_\rho^{-2} : \gamma_\omega^{-2} : \gamma_\phi^{-2} = 9:1:2$$

Gerade dieses Ergebnis erwartet man, wenn man im Rahmen der SU_3 -Symmetrie darstellt, wie die Vektormesonen an das Photon koppeln,

$$E.4 \quad |\gamma\rangle = \frac{1}{\sqrt{12}} (3|\rho_0\rangle + |\omega\rangle - \sqrt{2}|\phi\rangle)$$

wobei die physikalischen Mesonen ϕ und ω der sogenannten "idealen" Mischung der isoskalaren SU_3 -Multipllett-Zustände mit $J^P=1^-$ zugeordnet sind, nämlich - ausgedrückt durch ihre Quarkzusammensetzungen -

$$|\phi\rangle = |\lambda\bar{\lambda}\rangle$$

E.5

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|p\bar{p}\rangle + |n\bar{n}\rangle)$$

$p, n(\bar{p}, \bar{n})$ = Quarks (Anti-Quarks) mit strangeness 0

$\lambda(\bar{\lambda})$ = Quarks (Anti-Quarks) mit strangeness -1 (+1)

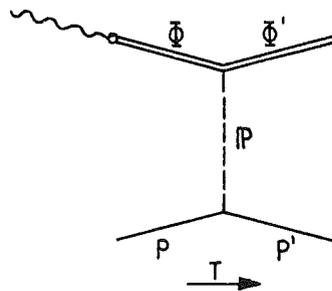
Die Annahme, daß das ϕ -Meson nur aus Quarks mit strangeness (λ -Quarks) aufgebaut ist, wird auch durch eine beobachtete Besonderheit des ϕ -Mesons unterstützt. Man kennt eine Reihe hochenergetischer Reaktionen [45], in denen wegen der Gleichheit der Quantenzahlen sowohl das ϕ - als auch das ω -Meson erzeugt werden kann. Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte zeigt jedoch, daß der Reaktionskanal für eine ϕ -Erzeugung stets dann zugunsten der ω -Erzeugung unterdrückt ist, wenn die Reaktionspartner des Eingangszustandes kein Quarkpaar ($\lambda\bar{\lambda}$) als Komponente enthalten. Diese Beobachtungen zusammen mit dem genannten Quarkbild des ϕ -Mesons sind zu der Verallgemeinerung herangezogen worden ([40, 41, 42, 45, 52]), daß das aus λ -Quarks allein aufgebaute ϕ -Meson nicht an Mesonen koppelt, welche nur Quarks der strangeness 0 enthalten. Hieraus folgt aber eine entscheidende Einschränkung für die Dynamik des eng mit der Photoproduktion des ϕ -Mesons zusammenhängenden Streuprozesses

E.6

$$\phi p \rightarrow \phi p$$

Wegen der Quark-Komponenten-Struktur des Φ -Mesons sind hier Resonanzen im direkten Kanal ausgeschlossen. Für den t-Kanal-Austausch gibt es kein massives Teilchen, welches den Isospin $I=0$ und die Ladungskonjugation $C=+1$ trägt und eine $(\lambda\bar{\lambda})$ -Quark-Komponente enthält. Aus diesem Grund gibt es (vgl. Freund [52]) für den Prozeß (E.6) als einzig möglichen Graphen nur den t-Kanal-Austausch des Pomeranchuk-Teilchens.

Die Verbindung des Prozesses (E.6) zur Photoproduktion (E.1) des Φ -Mesons wird durch die Vektordominanzbeziehung (E.2) hergestellt. Die Photoproduktionsamplitude wird durch den untenstehenden Feynmangraphen veranschaulicht



Der Wert einer experimentellen Untersuchung von Reaktionen (E.1) ist damit deutlich: Ihr differentieller Wirkungsquerschnitt $((d\sigma/dt)_{(\gamma p \rightarrow \Phi p)})$ ist dem einer elastischen Φ -p-Streuung $((d\sigma/dt)_{(\Phi p)})$ proportional mit der Konstanten der γ - Φ -Kopplung (γ_{Φ}^2)

$$E.7 \quad \frac{d\sigma}{dt}(\Phi p) = \frac{\gamma_{\Phi}^2}{\pi\alpha} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \Phi p)$$

Der Streuprozeß (E.6), welcher sich nur mittelbar an photoerzeugten Φ -Mesonen beobachten läßt, sollte wegen der besonderen Quark-Komponenten-Struktur des Φ -Mesons schon bei relativ kleinen Energien durch Pomeron austausch dominiert werden. Mit der Reaktion (E.1) kann daher der Beitrag des Pomeron austauschs zu Streuprozessen in annähernd reiner Form untersucht werden.

Für eine solche Untersuchung sind Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes von Reaktion (E.1) notwendig, die dessen Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag (t) des Photons auf das Proton und seine Abhängigkeit von der Photonenergie (E) bei kleinem t zeigen. Gerade in diesem kinematischen Bereich gab es bisher nur wenige Meßdaten hinreichender Genauigkeit.

In den Jahren 1973-74 wurde deshalb von uns am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) eine experimentelle Untersuchung der Reaktion (E.1) unternommen. Die Reaktion wurde im Zerfallskanal des Φ -Mesons für zwei geladene K-Mesonen beobachtet.



Ein Ziel dieses Experimentes war die genaue Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Photoproduktion des Φ -Mesons um die Vorwärtsrichtung in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag (t) und von der Photonenergie (E). Der Meßbereich des Experimentes bezüglich E und t lag im Intervall

$$\begin{aligned} 0 < |t-t_{\min}| < 0.23 \text{ GeV}^2 \\ 4.6 < E < 6.62 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Außerdem sollte die Zerfallswinkelverteilung für den Φ -Zerfall in ein geladenes K-Mesonen-Paar bei kleinem Impulsübertrag vollständig gemessen werden.

Der gesamte Erzeugungsquerschnitt der Reaktion (E.1) ist mit rund $0.4 \mu\text{b}$ außerordentlich klein. Die entsprechend geringen Ereignisraten im Vergleich zum Untergrund bildeten die Hauptschwierigkeit dieses Experimentes. Die experimentelle Information legte die Ereignisse aus Reaktion (E.8) mit kinematischer Überbestimmung fest. Es gelang,

eine unter diesen Bedingungen bislang niemals erreichte Datenmenge von etwa 3000 Ereignissen eindeutig aus dem Untergrund zu identifizieren.

Die vorliegende Arbeit umfaßt die Beschreibung dieses Experimentes und die Analyse der Daten zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes von Reaktion (E.1). Die Arbeit ist in 5 größere Teile (Abschnitte 2 - 6) des folgenden Inhaltes gegliedert:

Abschnitt 2 gibt einen Überblick über das Meßprinzip, den Versuchsaufbau und die Datenreduktion.

In Abschnitt 3 werden die angewendeten experimentellen Methoden und die zugehörigen apparativen Hilfsmittel im einzelnen beschrieben.

Abschnitt 4 enthält eine umfassende Beschreibung der Methoden der Datenanalyse. Dargestellt werden die geometrische Rekonstruktion des Endzustandes, bestehend aus einer Rekonstruktion der Teilchenbahnen und der Teilchenimpulse am Vertexpunkt, die kinematische Korrektur, die Korrektur der Datenmenge auf die Apparatur-Akzeptanz und die Korrektur für die Randzonen des kinematischen Bereiches der Apparatur. Ein großer Teil dieses Abschnittes befaßt sich mit der Spurekonstruktion in den verwendeten Funkenkammern, da, wie wir meinen, hierfür ein sehr flexibles Schema gefunden wurde, das auch auf andere Experimente anwendbar ist.

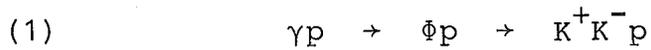
In Abschnitt 5 wird die Selektion der gesuchten Ereignisse aus dem Untergrund gezeigt und der Wirkungsquerschnitt berechnet.

Abschnitt 6 enthält eine zusammenfassende Darstellung über den derzeitigen Stand der Messungen von Reaktion (E.1). In einem zweiten Teil dieses Abschnittes wird versucht, die Summenregeln des Quarkmodells mit unserem Meßresultat zu verifizieren.

2. MESSANORDNUNG UND DATENERFASSUNG

2.1 Prinzip der Messung

Das hier beschriebene Experiment dient der Messung der Reaktion



mit dem Ziel einer absoluten Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes

$$\frac{d}{dt} \sigma_{\gamma p \rightarrow \phi p}(s, t)$$

Die kinematischen Invarianten s und t sind dabei mit den Viererimpulsen der Teilchen in (1) wie folgt definiert (Fig. 1):

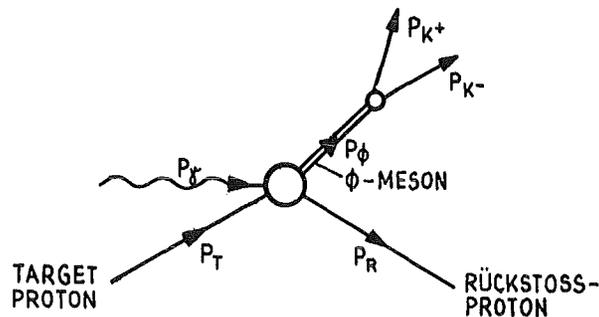


Fig. 1: Impulse von Anfangs- und Endzustand

Der Impulsübertrag t ist gegeben durch

$$(2) \quad t = (p_\gamma - p_\phi)^2 = (p_\gamma - p_{K^+} - p_{K^-})^2$$

Das Quadrat s der gesamten Ruheenergie beträgt

$$(3) \quad s = (p_\gamma + p_T)^2 = M_p^2 + 2 \cdot E_\gamma^{(LAB)} \cdot M_p$$

wobei

$E_\gamma^{(LAB)}$ die Photonenergie im Laborsystem und
 M_p die Masse des (im Labor ruhenden) Protons

bedeutet.

In der Photoerzeugung geladener oder auch elektrisch neutraler K-Mesonen-Paare am Nukleon dominiert der Prozeß (1). Dabei ist der auftretende Zwischenzustand eine Resonanz sehr kleiner Halbwertsbreite, das Φ -Meson. Seine Erzeugung wurde im vorliegenden Experiment mit vergleichsweise großer Statistik und guter Akzeptanz für die Zerfallsverteilung untersucht. Die Erzeugungsreaktion (1) werden wir in der Folge auch als "elastische" Φ -Produktion bezeichnen.

Das Φ -Meson zerfällt in der Hälfte aller Fälle (46.6%) in zwei geladene Kaonen; die totale Zerfallsbreite beträgt 4.2 MeV [16].

Experimentell hat man den stabilen Endzustand mit 3 Teilchen (K,K,p) nachzuweisen. Die relativ kleine Zerfallsbreite des Φ -Mesons ist dann eine hervorragende Hilfe zur Erkennung der Reaktion (1).

Wir haben diese Reaktion mit energiemarkierten (tagged) Photonen in einem Target aus flüssigem Wasserstoff erzeugt. Die Apparatur mißt die Impulse der geladenen K-Mesonen, woraus der Vierervektor des Φ -Mesons rekonstruiert werden kann.

Die Apparatur erlaubt den Nachweis von Viererimpulsüberträgern t auf das Rückstoßproton im Bereich

$$(4) \quad |t|_{\min} < |t| < 0.24 \text{ (GeV}^2\text{)}$$

Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} variiert in

$$(5) \quad 3.08 < \sqrt{s} < 3.64 \text{ GeV} \quad \text{entsprechend}$$
$$4.6 < E_{\gamma}^{(\text{LAB})} < 6.62 \text{ GeV}$$

Eine unabhängige Impulsmessung am Rückstoßproton ist schwierig. Kleine Impulsüberträge (4) bedingen im Labor Emissionswinkel des Protons von mehr als 40° ; solche Teilchenbahnen sind in der verwendeten Apparatur nur unvollkommen nachweisbar. Außerdem liegt in mehr als der Hälfte aller Fälle der Rückstoßimpuls im Laborsystem unter 50 MeV. Vielfachstreuung, Ionisationsverluste und Absorption im Target haben große Meß- und Zählfehler zur Folge.

Wenn die Impulse des einlaufenden Photons und der auslaufenden Kaonen bekannt sind, ist die elastische Reaktion kinematisch einmal überbestimmt (1-C-Situation). Die eindeutige Erkennung des Endzustandes aus Reaktion (1) ist daher auch ohne Messung des Rückstoßimpulses bedingt möglich.

2.2 Meßapparatur

Die Meßapparatur ist in Fig. 2 schematisch gezeigt.

Der vom Synchrotron kommende Elektronenstrahl erzeugt an einer Aluminiumscheibe (Radiator) Bremsphotonen. Die abgebremsten Elektronen beschreiben anschließend in einem Magnetfeld (tagging-C-Magnet) je nach dem verbliebenen Impuls mehr oder minder gekrümmte Bahnen. Diese treffen die Kanalzähler T und danach die Koinzidenzzähler-Paare TC. Entscheidend für die spätere Rekonstruktion der Er-

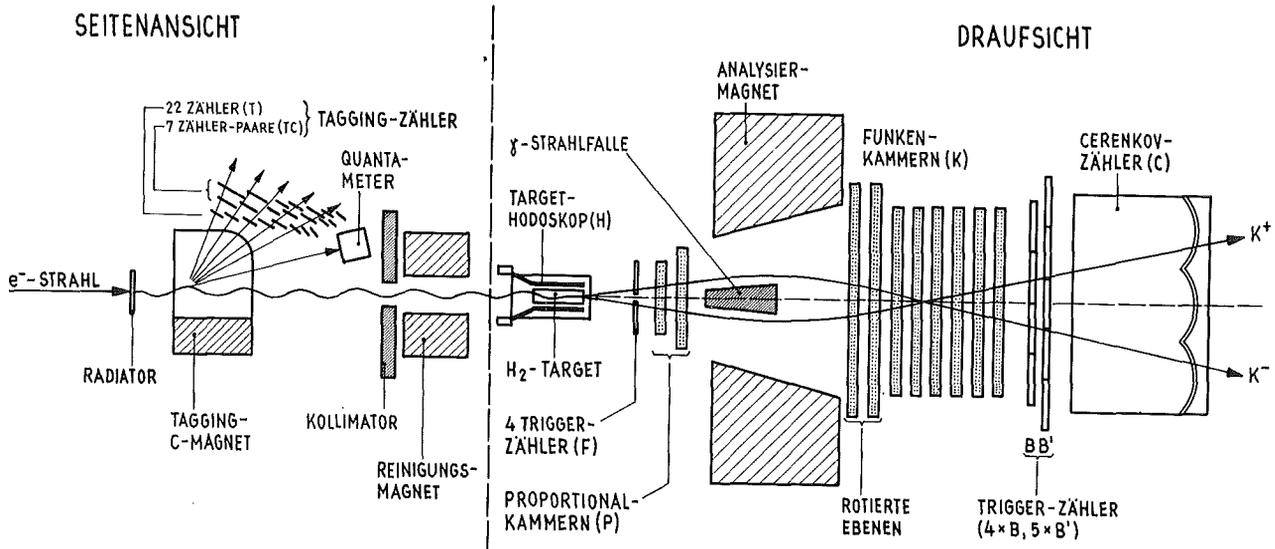


Fig. 2: Meßapparatur (schematisch)

eignisse ist die Information der Kanalzähler (T). Ihre räumliche Lage in bezug auf das Bremstarget und den Elektronenstrahl ist genau vermessen. Wird einer der insgesamt 22 T-Zähler getroffen, so ist damit die Energie des Bremsquants bekannt: das Photon ist energiemarkiert. Der ungestörte Anteil des Elektronenstrahls wird ebenfalls im Feld des tagging-Magneten abgelenkt und endet in einem Quantameter.

Die markierten Photonen erzeugen die gesuchte Reaktion in einem zylindrischen Wasserstofftarget von 50 cm Länge und 2.5 cm Durchmesser. Sofern keine Wechselwirkung stattfindet, werden sie in einer Strahlfalle aus Blei absorbiert.

Die Flugbahnen der auslaufenden K-Mesonen werden in den beiden Proportionalkammern (P) und einem Satz von 8 Funkenkammern (K) nachgewiesen und gemessen. Das zwischen

den Kammern P und K befindliche Magnetfeld dient der Impulsanalyse.

Die elektronische Abfrage der Information in der Meßapparatur nach dem Eintreten eines Ereignisses wird von einer schnellen Elektronik gesteuert. Die Signale der beiden von den Teilchenbahnen durchsetzten Zähler-Hodoskope (F) und ((B,B')) sind Komponenten der Trigger-Logik.

Den Abschluß der Anordnung bildet ein gasgefüllter Schwellen-Cerenkov-Zähler mit einem empfindlichen Volumen von 2.1 m Breite, 1 m Höhe und 2 m Tiefe. Das Cerenkov-Licht wird von einem Spiegelsystem an 6 Photoröhren (C) gesammelt. Die Eintrittsfläche des Zählers überdeckt die empfindliche Zone der letzten Funkenkammer. Die mit dem Gasdruck variable Cerenkov-Schwelle ist so eingestellt, daß die π -Mesonen des hadronischen Untergrundes bei Impulsen über 1.8 GeV/c ein Signal erzeugen (Freon-13; 4 atm). Elektronen aus elektromagnetischen Reaktionen verursachen dann bereits mit Impulsen oberhalb 6.6 MeV/c ein Signal. Dagegen erreichen K-Mesonen bei den im Experiment möglichen Energien die Schwelle nicht. Allerdings können K-Mesonen durch Stoßprozesse in der durchdrungenen Materie (Luft, Funkenkammern- und Zählmaterial, Metallmantel des Cerenkov-Zählers, Freon-Gas) Elektronen freisetzen, die dann ihrerseits zu Cerenkov-Licht Anlaß geben (Knock-on-Elektronen). Solche Ereignisse gehen verloren.

Zylindrisch um das Target angeordnet sind 23 Zähler (H). Sie messen den Austrittswinkel des Rückstoßprotons um den Strahl in azimuthalen Sektoren von je 15° .

Strahl und Ereignisrate.

Die Ejektion des Beschleunigers (DESY-Synchrotron) lie-

fert im sogenannten "flat top"-Betrieb einen Strahlimpuls konstanter Amplitude von 1.8 msec Dauer bei einer Wiederholfrequenz von 50 Hz. Der duty-cycle beträgt somit 10%. Der die Photonen erzeugende impulsanalytisierte Elektronenstrahl hatte eine Intensität von 5×10^7 Teilchen/sec. Wegen des elektromagnetischen Untergrundes ist die im Experiment verwendbare Stärke des Photonenstrahles auf etwa 1.8×10^5 markierte Photonen pro Sekunde begrenzt. Diese Intensität ergab rund 1 Ereignis der Reaktion (1) pro Minute.

2.3 Datennahme und Datenreduktion

2.3.1 Experimentelle Information

Die für jedes Ereignis anfallende Information wird in einer von der Ausleseelektronik durchlaufenen Folge von Abfrageoperationen gelesen und gespeichert. Die Liste (Tabelle 1) der Abfrage-Resultate für jedes Ereignis wird fortan als ein einziger logischer Satz verwaltet.

Weitere Information liefert eine Reihe kontinuierlich ausgeführter Zählungen. Als wichtigste ist hier die - außerhalb der Apparatur-Totzeit - fortlaufende Zählung der Tag-Signale (TC-Koinzidenzen) zu nennen, die den Fluß der markierten Photonen liefert. Zu Kontrollzwecken sowie im Hinblick auf später anzubringende systematische Korrekturen werden auch die Einzelrate des Cerenkov-Zählers und die Koinzidenz-Raten der Trigger-Zähler-Hodoskope (s. Abschnitt 3.5) dauernd überwacht.

Die Inhalte der hierfür eingesetzten CAMAC-Zähler werden in regelmäßigen Zeitabständen elektronisch ausgelesen.

TABELLE 1: EXPERIMENTELLE INFORMATION

- (+) Schneller Digitalspeicher
- (++) Amplitude-to-Digital converter
- (+++) Time-to-amplitude converter
- (++++) G,U: (= gated, ungated) U-Zählungen sind nicht mit der Triggerbedingung verknüpft.

	Informations- quelle	Art der Information	elektron. Messung bzw. Speicherung	Abfrage hardware
Information zu jedem aus- gelesenen Er- eignis	Prop.-Kammern	Draht-Adressen	Verstärker und flip-flop	Suchlaufgerät
	Funkenkammern	Draht-Adressen	Ferritkerne	Kammerauslese- einheiten
	Zähler T ₁₋₂₂	Licht: ja/nein	DCB (+)	CAMAC
	2-fach-Koin- zidenzen TC ₁₋₇	ja/nein	DCB	CAMAC
	CERENKOV, MP-Pulse aus C ₁₋₆	Pulshöhen und 6-fach-"OR"	ADC (++) +DCB	CAMAC
	F-,B-,B'- Zähler	Pulshöhen und Koinzidenzen	ADC + DCB	CAMAC
	F- und B- Zähler	Flugzeit	TAC (+++)	CAMAC
fortlaufende Zählungen	TC-Zähler- Koinzidenzen (G+U) (++++)	Integraler Photonfluß	CAMAC-Scaler	CAMAC
	Haupt-Koinzi- denzen (Master) (G+U)	Integraler Photonfluß	CAMAC-Scaler	CAMAC
	Einzelraten am Cerenkovzähler und F-,B-,B'- Zähler (U)	Kontrolle	CAMAC-Scaler	CAMAC

2.3.2 Steuerung durch den Prozeßrechner. On-Line-Verbindung

Die zentrale Steuerungs- und Kontrollstelle der Datennahme ist ein PDP-8 Rechner. Er hat folgende Funktionen:

- a. Programm-steuerbare Aufnahme der Experiment-Information.
Mit den Meßeinheiten der schnellen Elektronik (Koinzidenzspeicher, ADC's, TAC's) sowie mit der Auslese der Proportionalkammer steht der Rechner über CAMAC-interface in Verbindung. Die Leseeinheiten der Funkenkammern |3| werden über ein eigenes interface abgefragt.
- b. Ständige Kontrolle der Apparatur über Display und Schreibmaschine, sowie die Ausführung von Fernschreiberkommandos.
- c. On-line-Verbindung zum Großrechner.

Mit dem DESY-on-line-System besteht eine dauernde Verbindung zwischen dem Experiment und der IBM-Rechenanlage. Seitens des IBM-Rechners wird dabei die Verbindung durch ein on-line-Programm organisiert. Es dient zur Übertragung der experimentellen Information aus dem PDP-Rechner auf größere Datenträger (Platten), prüft die Information auf Übertragungsfehler, übernimmt die Buchführung und schickt Nachrichten zum Versuchsstand zurück.

Außerdem hält das Programm 2-dimensionale Momentaufnahmen des Funkenbildes eines Ereignisses sowie eine Reihe von Histogrammen bereit, die wahlweise vom PDP-Rechner anforderbar sind.

2.3.3 Reduktion

Zur Reduktion werden die Daten jedes Ereignisses in einer festen Folge (Fig. 3) von Rechner-Programmen durchmustert und bearbeitet. Wir erläutern hier kurz die wesentlichen Eigenschaften der Programme und die durch sie ausgeführten Operationen.

a. Spurrekonstruktion:

Die experimentelle Information enthält, ungeordnet und lückenhaft, die Nummern der von Funken belegten Kammerdrähte. Ein von uns entwickeltes Programm rekonstruiert daraus die Teilchenspuren in der Apparatur. Die Spurenrekonstruktion führt zugleich eine erste Selektion der Ereignisse aus. Sie erfolgt auf Grund einfacher Kriterien bezüglich Anzahl, Lage und Richtung der Spuren. Die Datenmenge wird hierdurch auf rund 50% verkleinert.

Wesentliche Forderungen an das Rekonstruktionsprogramm sind eine hohe Durchmusterungsgeschwindigkeit sowie hinreichende Anpassungsfähigkeit an den experimentellen Aufbau.

Für dieses Experiment mußten insgesamt 1.1 Millionen Ereignisse durchmustert werden. Das Programm benötigte hierzu rund 23 Stunden CPU-Zeit (70 msec pro Ereignis) an einem Rechner IBM-370/168. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit liegt bei 95%. Das Programm ist allgemein für Kombinationen aus Magnet-Funkenkammer-Anordnungen verwendbar.

b. Impulsrekonstruktion:

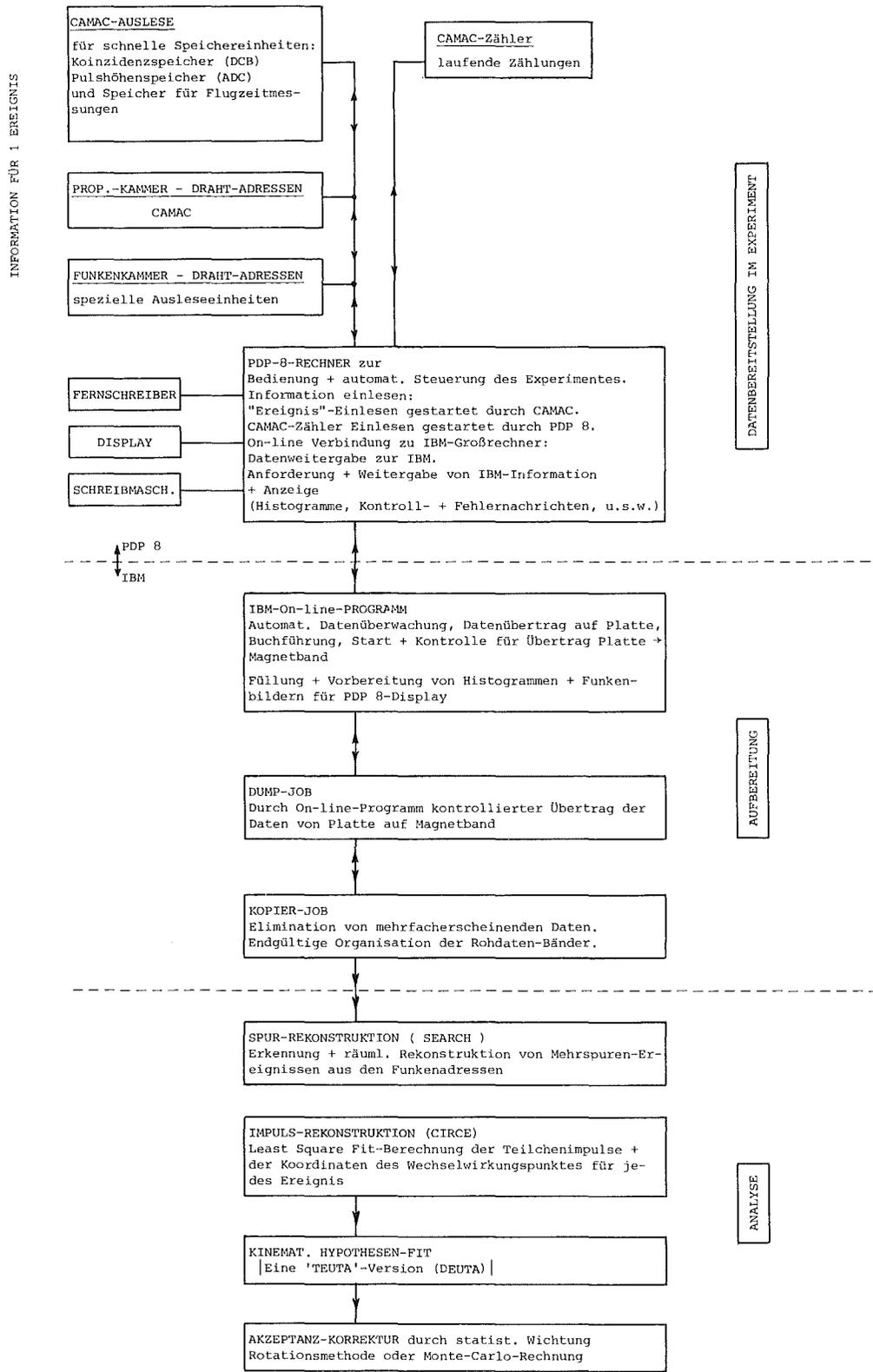
Jede Teilchenbahn ist durch die Raumkoordinaten von maximal 10 Funken definiert. Unter Hinzunahme der gemessenen Verteilung des Magnetfeldes müssen damit die Teilchenimpulse am Wechselwirkungspunkt nach Betrag

und Richtung berechnet werden. Die Notwendigkeit optimale Schätzungen der Fehler zu erhalten, erfordert eine Anpassungsrechnung. Das benutzte Programm |14| berechnet die Bahnen der geladenen Teilchen im Feld als Anfangswertproblem. Anfangswerte sind die Impulsvektoren sämtlicher Teilchen am Wechselwirkungspunkt und die Koordinaten desselben. Sie werden variiert, bis die Summe der Abstandskvadrat (χ^2) zwischen berechneter Teilchenbahn und gemessenen Funken minimal ist. Zugleich wird auch die vollständige Korrelationsmatrix der Impulskomponenten berechnet.

Kinematische Anpassung:

Normalerweise wird der kinematische Hypothesen-fit zur Feststellung der Teilchenmassen benutzt. Das in diesem Experiment weitaus häufigste Ereignis hat zwei gemessene K-Meson-Impulse und bekannte Photonenergie. Die Prüfung der kinematischen Verträglichkeit der Hypothese (KKp) für den Endzustand führt auf einen 1-C-fit. Eine Anpassungsrechnung mit nur einer einzigen Bedingung (Energiesatz) ist allerdings keine starke Hypothesenselektion. Trotzdem gibt es Gründe die Rechnung auszuführen. Einmal ist die kinematische Anpassung eine notwendige Korrektur an den Meßdaten. Außerdem werden die individuellen Meßfehler der Ereignisse in statistisch konsequenter Weise verarbeitet. Darüberhinaus liefert die Anpassung aufgrund ihrer Wahrscheinlichkeitsaussage (χ^2) eine unabhängige Methode zur Trennung von Signal und Untergrund.

Benutzt wurde das Kinematik-Programm TEUTA |15|. Das Programm ist so angelegt, daß die volle Fehler-Korrelationsmatrix aus der vorangehenden Impulsrekonstruktion verarbeitet werden kann. Für die Behandlung der 1-C-Situation wurde das Programm von uns überarbeitet und erweitert.



FIGUR 3: Schema von Datennahme und Datenreduktion

c. Akzeptanz-Korrektur

Für die Korrektur der Ereignisraten, die sich auf die Akzeptanz der Apparatur bezieht, benutzen wir eine Methode, die mit "Rotationsmethode" bezeichnet werden soll. Sie ordnet jedem Ereignis individuell ein statistisches Gewicht zu.

Im Vergleich zu der üblichen Akzeptanzberechnung mit simulierten Ereignissen (Monte Carlo) benutzt die Rotationsmethode nur die wirklich beobachteten Ereignisse. Sie ist daher frei von Annahmen über die Natur der betrachteten Reaktionen; außerdem benötigt sie einen wesentlich geringeren Rechenaufwand. In kinematischen Bereichen mit nur wenigen beobachteten Ereignissen lassen sich Akzeptanzfaktoren mit dieser Methode allerdings nicht mehr zuverlässig ermitteln. Für solche Bereiche müssen spezielle Korrekturmaßnahmen angewandt werden.

Für die Datenauswertung wurde sowohl die Rotationsmethode als auch eine Monte Carlo-Wichtung verwendet, wobei letztere von der Hypothese Gebrauch macht, daß die Φ -Mesonen der Reaktion (1) eine Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem haben, die proportional zu $\sin^2 \Theta_H$ und isotrop in ϕ_H ist (s-Kanal-Helizitätserhaltung).

Die Übereinstimmung in den Resultaten beider Methoden war sehr gut. Mit Monte Carlo-Methoden kann man die Berechnung von $d\sigma/dt$ auch auf t-Bereiche (größer 0.25 GeV^2) ausdehnen, in denen mit der Apparatur nur noch geringe Zählraten beobachtbar sind |17|.

3. EXPERIMENTELLE METHODE

Wir geben in diesem Abschnitt eine ins einzelne gehende Beschreibung der im Experiment angewendeten Meßmethoden und der benutzten apparativen Hilfsmittel.

3.1 Strahl

Der vom Synchrotron auf 7.2 GeV beschleunigte Elektronenstrahl wird mit einem Magnetsystem im Vakuumrohr an das Bremstarget (Radiator) des tagging-Systems herangeführt. Der Photonenstrahl zwischen C-Magnet (Fig. 2) und Wasserstofftarget liegt ebenfalls in einem evakuierten Rohr. Querschnitt und Divergenz des Photonstrahls stimmen im wesentlichen mit denen des erzeugenden Elektronenstrahls überein und sind mit der Strahlführung des letzteren einstellbar.

Die Fokussierung bezüglich der vertikalen Transversalrichtung, in welche die abgebremsten Elektronen zur Impulsmessung im tagging-System abgelenkt werden, ist eine Kompromißlösung. Einerseits muß der Strahldurchmesser im Bremstarget klein gegen die Breite der Tag-Kanal-Zähler (2-5 cm) sein, um die Energieauflösung des tagging-Systems nicht zu beeinträchtigen. Andererseits ist die zulässige Strahldivergenz beschränkt: Radiator- und Wasserstofftarget sind etwa 10 m voneinander entfernt; trotz dieser im Aufbau nicht vermeidbaren Strecke muß der Strahl noch vollständig im Wasserstofftarget (Durchmesser 2.5 cm) liegen, wenn nicht später schwer bestimmbare Flußkorrekturen notwendig werden sollen.

Horizontal ist ebenfalls möglichst kleine Strahldivergenz zu verlangen; ein Fokus im Radiator ist unnötig. Die Strahlemittanz hängt im wesentlichen von der Öffnung eines

Kollimators ab (Fig. 2).

Im Experiment hatte der Strahl in Höhe und Breite etwa folgende Ausdehnungen:

	am Radiator	am Wasserstofftarget
vertikal	< 1 mm	<10 mm, 10% Breite (Fig. 5)
horizontal	< 7 mm	<12 mm, "

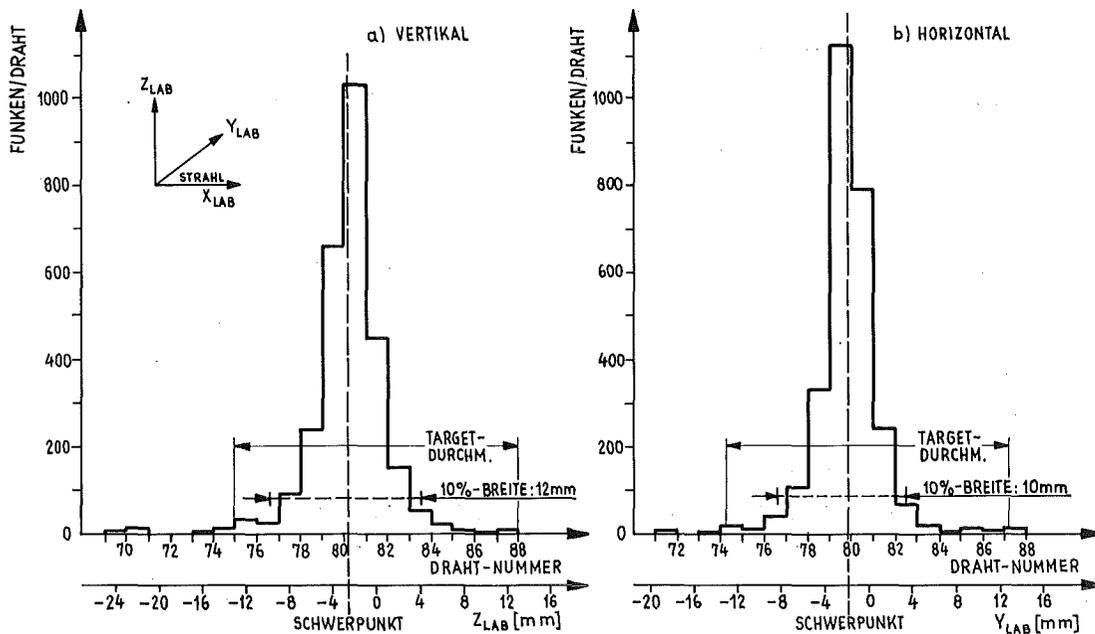


Fig. 4: Breite des Photonstrahls in der ersten Proportional-kammer, bestimmt mit e^+e^- -Paaren.

Für den Radiator sind diese Angaben nach der Beobachtung des Elektronenstrahls mittels ZnS-Schirm sowie durch Abtasten mit einem stabförmigen Szintillationszähler gewonnen.

Die Ausdehnung des Photonenstrahles am Target ist an der Verteilung der Spurkoordinaten abzulesen, welche Elektron-Positron-Paare in einer Proportional-kammer erzeugen. Die

Paare entstehen im Wasserstoff des Targets im wesentlichen unter Winkeln von weniger als 1° . Die Funkenverteilung in der nur etwa 0.4 m strahlabwärtsstehenden ersten Proportionalkammer entspricht deshalb dem Strahlprofil (Fig. 4).

3.2 Unterdrückung des Untergrundes

Die von Photonen in Wasserstoff ausgelösten Untergrundreaktionen sind elektromagnetischer und hadronischer Herkunft. Die Erzeugungsraten beider Reaktionsarten für Photonen aus dem Markierungsbereich unterscheiden sich mindestens wie die Wirkungsquerschnitte

$$\sigma_{\text{elm}} = 21 \text{ mb (e}^+\text{e}^-\text{-Paare)} \text{ und } \sigma_{\text{hadr}} \approx 100 \text{ } \mu\text{b}$$

Elektromagnetische Reaktionen:

Da grundsätzlich das ganze Bremsspektrum zum elektromagnetischen Untergrund beiträgt, hat man sowohl mit Paarbildung als auch im Bereich unter 1 GeV mit Comptonelektronen zu rechnen.

Apparativer Aufbau und Zusammensetzung des hadronischen Triggers sind so beschaffen, daß weder Paare noch Comptonelektronen ein Signal erzeugen: Paarelektronen werden, soweit sie unter Winkeln kleiner 1.5° das Target verlassen, von der Strahlfalle aufgehalten. Sekundär an der Strahlfalle erzeugte Elektronen passieren das Magnetfeld nicht. Da das Hauptsignal die Koinzidenz der Zähler B und B' (Fig. 2) enthält, erfüllt die Mehrzahl der Paare die Triggerbedingung nicht.

Comptonstreuung:

Die in Compton-Prozessen gestreuten Elektronen treffen zwar wegen der größeren Erzeugungswinkel teilweise die

Strahlfälle nicht, haben jedoch zu kleine Energien, um durch das Magnetfeld zu gelangen. Außerdem reduziert auch das von schnellen Teilchen erzeugte Veto des Cerenkov-Zählers die Signalrate.

Hadronischer Untergrund:

Die konkurrierenden hadronischen Reaktionen führen vorwiegend auf Endzustände mit π -Mesonen. Soweit sie der Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho^0 p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ entstammen, haben sie hinreichend großen Impuls, um im Cerenkov-Zähler das Vetosignal zu erzeugen. Multiprong-Ereignisse und niederenergetische Pion-Paare werden dagegen registriert und müssen in der nachfolgenden Analyse abgetrennt werden.

3.3 Strahlintensität

Die im Experiment eingestellte Intensität des Photonenstrahles betrug (im Zeitmittel) 5×10^5 äquivalente Quanten/sec. Unter Zugrundelegung eines $1/E$ -proportionalen Bremsspektrums entspricht dies 1.82×10^5 markierten Photonen/sec (Tab. 2). Als entscheidend für die Begrenzung der Intensität erwies sich die Anzahl der zufälligen Koinkidenzen im tagging-System und in den Frontkammern (Tab. 3).

Die Wahrscheinlichkeit (relative Rate) dafür, daß beim Eintreten des hadronischen Signals mehr als ein einziger Tag-Kanal ein Signal liefert, ist das Produkt

$$f \cdot \tau$$

aus der Einzelrate (f) des tagging-Systems und seiner Zeitauflösung (τ). Letztere beträgt effektiv etwa 20 nsec. Es ergeben sich knapp 4% Doppeltags.

Eine ähnliche Abschätzung kann man für das Auftreten von Untergrundspuren in den targetnahen Proportionalkammern

machen. Hier ist für τ die effektive Gedächtniszeit der Proportionalkammern einzusetzen. Diese Kammern sind der vollen Belastung durch elektromagnetische Untergrundsreaktionen ausgesetzt. Die effektive Zeitauflösung der Kammern beträgt 70 nsec. Dann treten in wenigstens 14% aller Hauptkoinzidenzen zusätzliche Funken in den Kammern auf (Tab. 3). Eine zu große Zahl zufälliger Funken führt zu Fehlinterpretationen in Spur- und Impulsrekonstruktion. Wir haben uns im Verlauf des Experimentes davon überzeugt, daß die Rekonstruktion bei der angegebenen Intensität noch möglich ist.

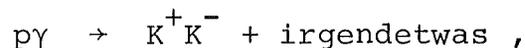
Hadronische Raten:

Eine charakteristische Größe für Experimente der hier beschriebenen Art ist die Anzahl der Hauptkoinzidenzen pro markiertem Photon. Sie sollte möglichst nahe dem für die Reaktion (1) optimalen Wert (etwa 6×10^{-8}) liegen. Durchschnittlich betrug das Verhältnis im Experiment unter Einschluß des Cerenkov-Vetos in die Trigger-Bedingung

$$6 \times 10^{-6} \text{ Ereignisse/markiertes Photon .}$$

Das heißt, daß etwa eines aus 100 registrierten Ereignissen durch Reaktion (1) erzeugt wird.

Von großem Wert sind auch Ereignisse vom Typ



weshalb insgesamt etwa 5% der registrierten Ereignisse in der Analyse verwendet werden können.

3.4 Energiemarkierung der Photonen

Als Radiator für das tagging-System wird ein ferngesteuert auswechselbares Bremstarget verwendet. In der Regel wurde

TABELLE 2: Strahlintensität

1) alle Intensitäten bezogen auf die Pulsdauer

2) s. Anhang A.1 (ä.Q.: äquivalente Quanten).

Gesamte Intensität im γ -Strahl	I_0	5×10^6 ä.Q./sec ^{1,2} ($\hat{=} 10^4$ ä.Q./Puls)	gewählte Intensität bei 7.2 GeV Synchrotronenergie und Ejektion mit "flat top".
duty cycle		10%	
markierte Photonen (tagged)	I_γ	1.82×10^6 /sec	Energie 4.6 - 6.62 GeV $I_\gamma = I_0 \times 0.364$ $[= I_0 \times \ln(\frac{6.62}{4.6})]$
erforderlicher Elektronenstrom	I_e	$500 \times 10^6 e^-$ /sec	für 1 mm Al-Radiator entspr. 1% Strahlungslängen.

TABELLE 3: Die häufigsten Zufallskoinzidenzen in hadronischen Triggern

	EINZELRATE $\times 10^6$ /sec [Pulszeit]	ZUFÄLLIGE RATE	BEMERKUNG
markierte Photonen 4.6 - 6.62 GeV	1.8	3.7%	Zufallsrate der Doppeltags bei einer Zeitauflösung des tagging-Systems von 20 nsec
e^+e^- -Paare Photonenergie: 0.1 - 7.2 GeV	.94	7%	Zufällige Funken in den Frontkammern. Zeitauflösung der Kammern 70 nsec.
Compton-elektronen Streuwinkel $> 1.5^\circ$	~ 1.0	7%	Comptonelektronen unter weniger als 1.5° laufen in die Strahlfalle.
totale Belastung durch elektromag. Reaktionen	~ 2.0	14%	Gesamtrate zufälliger Funken in den Frontkammern durch elektromagnetischen Untergrund

ein 1 mm starkes Aluminiumstück (1% Strahlungslänge) benutzt.

Zur Reduktion des auftretenden Halos durchlaufen die Photonen einen Bleikollimator und ein magnetisches Reinigungsfeld, welches sekundär entstandene Elektronen auslenkt. Der Photonenstrahl wird danach im Vakuum zum Wasserstofftarget geführt. Zusätzliche Abschirmung gegen geladenen Untergrund bietet eine Betonwand zwischen tagging-System und Experiment. Nachteilig bei diesem Aufbau ist die lange Laufstrecke der Photonen (etwa 10 m) bis zum Target. Einmal treten trotz Evakuierung erneut Elektronen aus Reaktionen mit dem restlichen Gas auf, außerdem ist eine gewisse Strahlaufweitung wegen der Divergenz des Elektronenstrahls nicht zu vermeiden.

3.4.1 Definition der Tag-Kanäle

Die im Radiator abgebremsten Elektronen laufen - abgelenkt im Feld eines C-Magneten - in eine Anordnung aus 22 tagging-Zählern (T-Zähler), die den Impuls und damit die Photonenergie feststellt (Fig. 5). Feld und Zählerpositionen sind vermessen. Die tagging-Zähler sind so aufgestellt, daß die Elektronen entweder einen einzelnen Zähler oder ein Paar benachbarter Zähler treffen. Mit N (= 22) Zählern ergeben sich so

$$K_{\max} = 2 \cdot N - 1 \quad (= 43)$$

logisch unterscheidbare Tag-Kanäle. Jeder Kanal wird von einem gewissen Teil der möglichen Elektronenbahnen überstrichen und markiert daher ein endliches Intervall (Kanalbreite) der Photonenenergie.

Das bestehende tagging-System hat eine konstante Kanalbreite mit Ausnahme des ersten und letzten Kanals, die jede nur das halbe Intervall überdecken. Mit einer Numerierung (K) der Kanäle vom hochenergetischen Ende her gilt für die

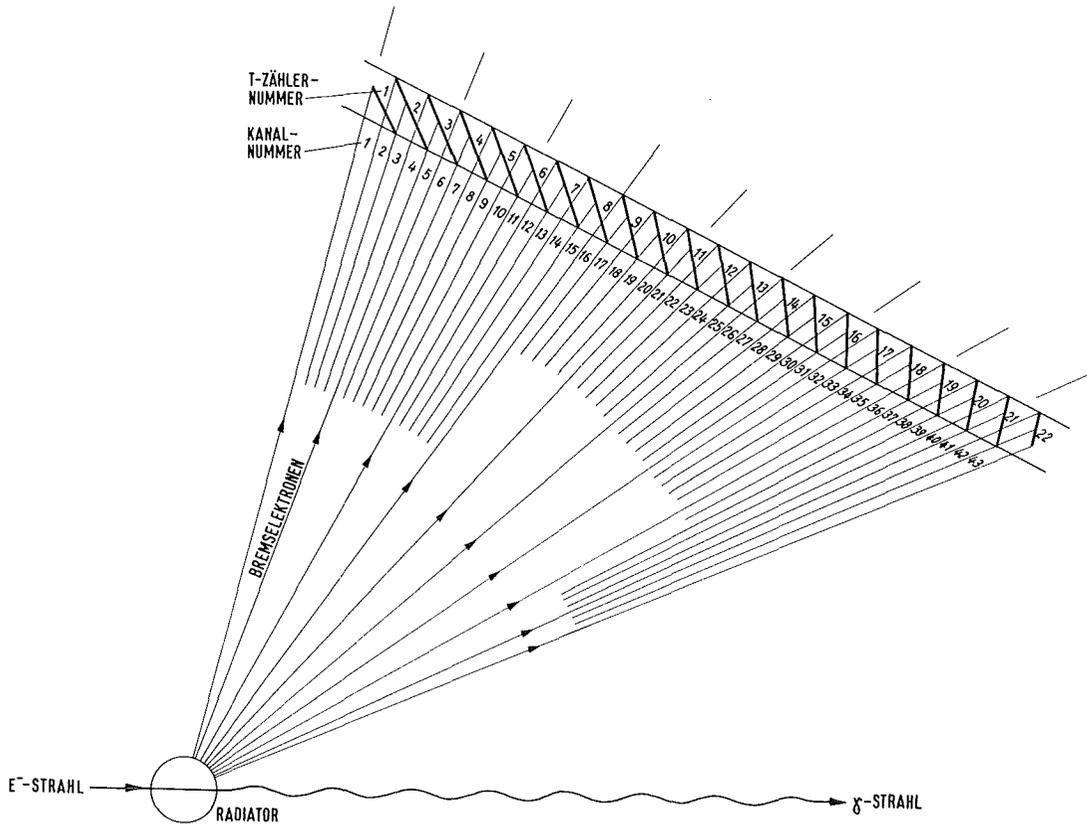


Fig. 5: Definition der Tag-Kanäle. Schematische Anordnung der Kanal-Zähler (T-Zähler), angedeutet durch kurze, dicke Striche. Durch abwechselnde 1-fach und 2-fach Koinzidenzen werden durch 22 Zähler (T) 43 logische Kanäle beschrieben.

Photonenergie

$$(6) \quad E_{\gamma} = E_{\max} - \Delta E_{\gamma} \cdot (K-1) \pm \frac{1}{2} \Delta E_{\gamma}$$

$$\Delta E_{\gamma} = (E_{\max} - E_{\min}) / (K_{\max} - 1)$$

In der Auswertung ist E_{γ} nach dieser Vorschrift ausgerechnet.

TABELLE 4: Kenngrößen des tagging-Systems

max. Photonenergie (E_{\max}): 6.62 GeV	"tagging-Fenster" 2.02 GeV
min. Photonenergie (E_{\min}): 4.6 GeV	
T-Zähler-Anzahl : 22	
Kanäle (K_{\max}) : 43	
Kanalbreite (ΔE_{γ}) : 0.0481 GeV	$\Delta E_{\gamma} = (E_{\max} - E_{\min}) / (K_{\max} - 1)$

3.4.2 Genauigkeit der Markierung

Eine obere Grenze für die Genauigkeit der Energiemarkierung der Photonen ist durch die Kanalbreite gegeben. Es ist zu fragen, ob es Störungen gibt, welche diese Genauigkeit herabsetzen.

Ein Markierungssystem der beschriebenen Art arbeitet nur dann sinnvoll, wenn der Verlauf der Elektronenbahnen im Feld des C-Magneten wesentlich nur vom Betrag des Impulses abhängt. Im Idealfall müßten alle gebremsten Elektronen den Radiator parallel und von einem Punkt aus verlassen. Wie gut dies angenähert werden kann, ist eine Frage der Fokussierung und der Emittanz des einfallenden Strahles. Auch Mott-Streuung am Radiator oder an der Luft kann zu Markierungsfehlern führen.

An Elektron-Positron-Paaren kann man die Markierung (E_{γ}) mit der im Feld des Analysiermagneten bestimmten Paarenenergie ($E^{+}+E^{-}$) vergleichen. Die Verteilung der Differenz

D_{γ}

$$(7) \quad D_{\gamma} = E_{\gamma} - (E^{+}+E^{-})$$

zeigt Fig. 6. Die (halbe) Halbwertsbreite beträgt 0.16 -

0.2 GeV. Dies ist aber die Größenordnung für die Auflösung in der Impulsrekonstruktion. Der Fehler von E_γ dürfte demnach nicht mehr als eine Kanalbreite betragen.

In den einzelnen Kanälen sind die Verteilungen von D_γ im wesentlichen gleich und symmetrisch um 0 (Fig. 6a).

Die Belegung der Tag-Kanäle (Bremspektrum) wurde in einem gesonderten Experiment gemessen durch den Nachweis markierter Photonen mit einem am Target aufgestellten Schauerzähler in Koinzidenz mit den Tagging-Zählern (vgl. Fig. 7). Die zum Teil außerhalb der statistischen Schwankung liegenden Unregelmäßigkeiten der Belegung sind vermutlich die Folge kleiner Justierfehler bei der Aufstellung der Zähler T.

3.4.3 Elektronische Übertragung der Tag-Information

Das Informationsmuster hell/dunkel der einzelnen Tagging-Zähler wird in schnellen Koinzidenzspeichern abgelegt und danach vom Prozeßrechner ohne weitere Dekodierung abgelesen. Der von der Hauptkoinzidenz veranlaßte Tor-Impuls an den Speichereinheiten von 12 - 15 nsec und die minimale Pulslänge der Tag-Signale von 8 nsec ergeben die zeitliche Auflösung 20 nsec des tagging-Systems.

Die 7 Zweifach-Koinzidenzen TC (Fig. 2) bilden ein schnelles logisches ODER-Signal. Jedes Elektron, welches die T-Zähler durchsetzt, erzeugt zugleich ein TC-Koinzidenz-Signal (Tag-Signal).

3.4.4 Wirkungsgrad des tagging-Systems

Nicht jedes erzeugte Photon mit einer Energie im Meßbereich des Markierungssystems gelangt zum Target. Außerdem können Elektronen, die ein weiches Photon unterhalb des

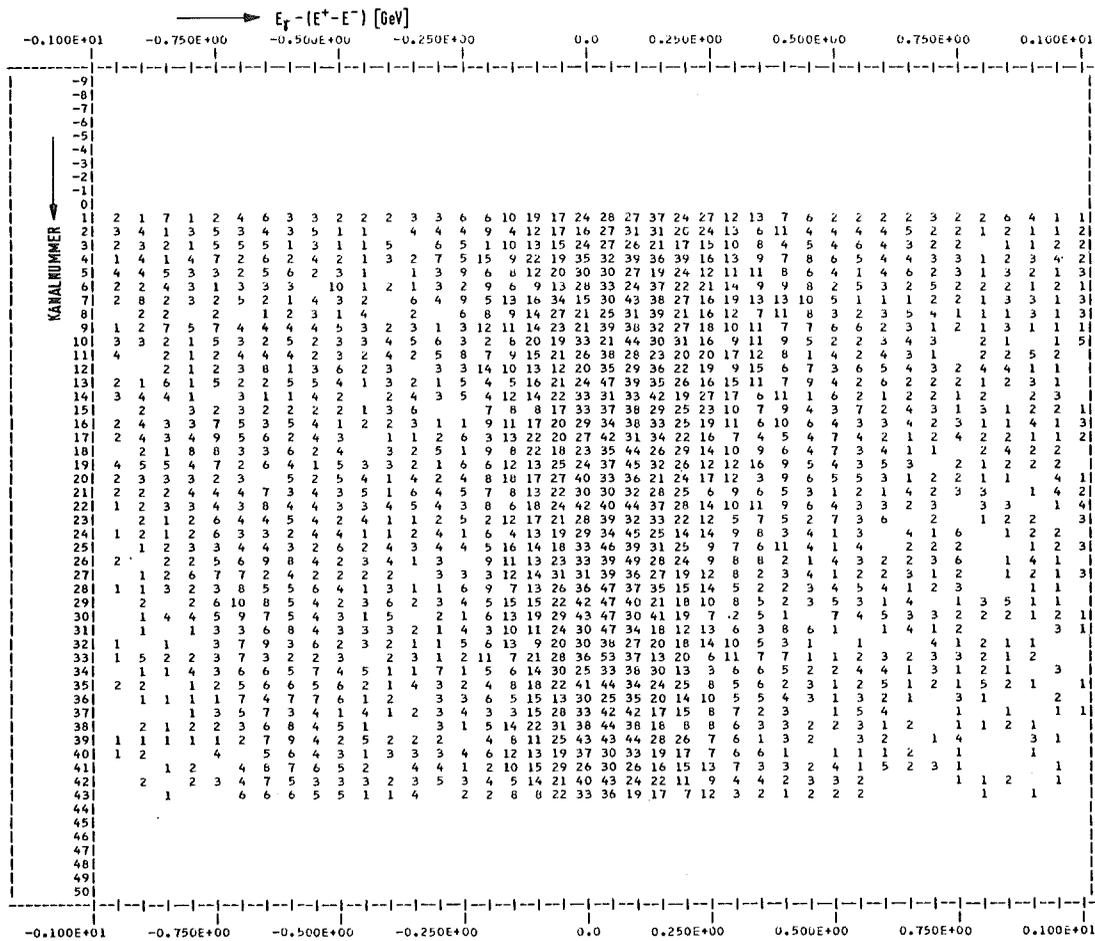


Fig. 6a: Häufigkeitsverteilung der Streugröße D_γ nach (7), getrennt nach Tag-Kanälen (horizontale Auflösung im Bild ca. 1 Kanalbreite).

Meßbereiches erzeugt haben, durch Mottstreuung in die TC-Zähler gelangen und so in der schnellen Elektronik die Entstehung eines markierten Photons vortäuschen.

Der Wirkungsgrad des Markierungssystems ist das Verhältnis der Zahl der am Target ankommenden Photonen zur Zahl der Tag-Signale. In der bereits in 3.4.2 angeführten Messung wurde ein am Target aufgestellter Schauerzähler benutzt, dessen Signal in Koinzidenz mit dem Tag-Signal das

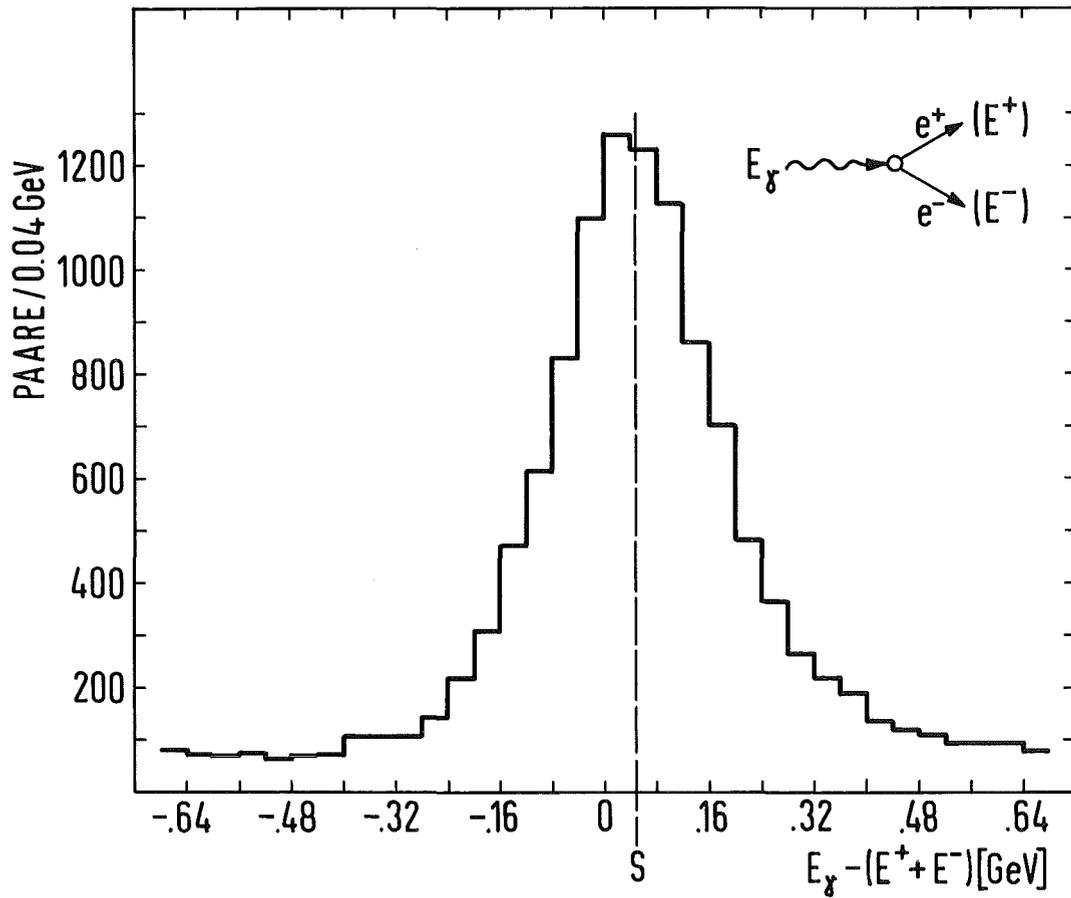


Fig. 6b: Verteilung der Streugröße D_γ nach (7) summiert über alle Tag-Kanäle. Der Schwerpunkt der Verteilung (S) liegt innerhalb einer Kanalbreite. Bei 0 (ca. 12.000 Ereignisse).

eintreffende Photon nachweist. Es ergab sich ein über das gesamte Photonspektrum gemittelter Wirkungsgrad:

$$\frac{\text{Photonen nachgewiesen im Target}}{\text{Photonen durch Elektronen markiert}} = 0.91 \pm 0.001$$

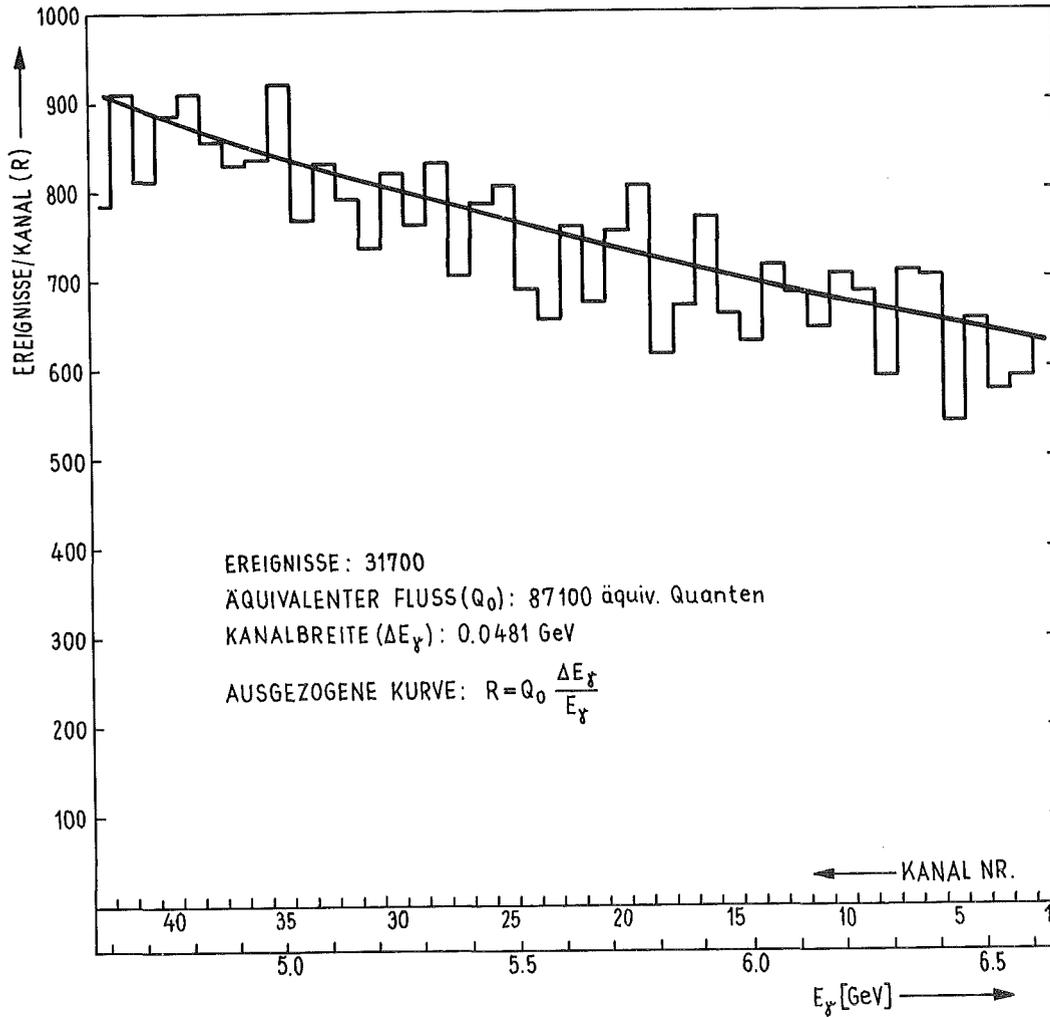


Fig. 7: Häufigkeitsverteilung energiemarkierter Photonen in den Tag-Kanälen (E_γ = Photonenergie).

3.5 Elektronische Auswahl des Endzustandes

3.5.1 Schaltlogische Formung des Signals

Das Eintreffen eines Ereignisses wird am Ansprechen verschiedener Zähler erkannt. Schaltlogisch bilden sie mehrere Gruppen, deren Signale Komponenten der Hauptkoinzi-

denz sind.

Einen Beitrag liefert das Markierungssystem. Die 7 TC-Koinzidenzen (Abschnitt 3.4) sind auf ein logisches "ODER" zusammengeführt. Wir kennzeichnen das Signal am Ausgang als T-Komponente:

$$T = TC_1 \cup TC_2 \cup \dots \cup TC_7$$

(Wir schreiben im folgenden \cup für inklusives "ODER" und \cap für "UND".)

Die 4 Zähler F (Fig. 2) sind so aufgestellt, daß die beiden Teilchenbahnen eines hadronisches Paares stets 2 verschiedene Zähler durchsetzen (Fig. 8a). Photonstrahl und elektromagnetische Paare gehen durch die Aussparung im Zentrum. Das logische Signal (F-Komponente) dieser Gruppe ist die Zweifach-Koinzidenz irgendeines Zählerpaares:

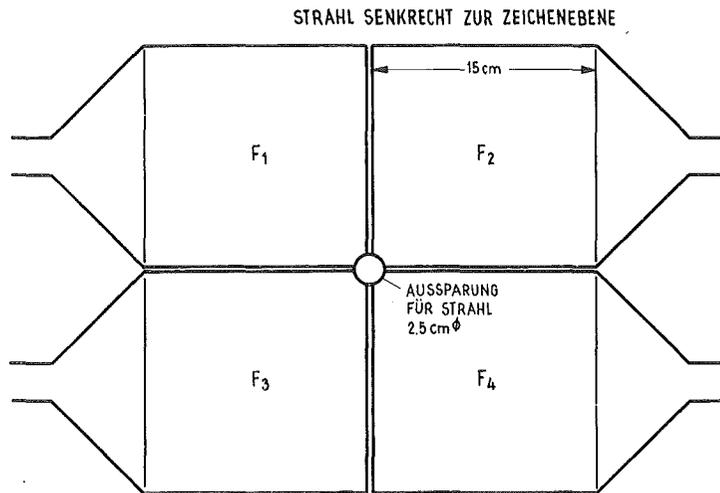
$$F = \bigcup_{i,k} (F_i \cap F_k) ; \quad i = 1 \dots 4, k = 1 \dots 4, i < k$$

Strahlabwärts nach den Funkenkammern befindet sich ein zweireihiges Gatter aus 1 m langen Zählern (B,B'; Fig. 8b). Sie überdecken sich derart, daß ein Teilchen, welches die B-Reihe trifft, stets eine Zweifach-Koinzidenz mit B' erzeugt. Das logische Signal der Gruppe lautet:

$$B = \bigcup_i (B_i \cap (B'_i \cup B_{i+1})) ; \quad i = 1 \dots 4$$

Ferner ist das (Anti-)Signal des Cerenkov-Zählers ein Bestandteil der Auswahllogik. Das Veto-Signal (C) erzeugen π -Mesonen mit einem Impuls von mehr als 1.8 GeV/c und schnellere Teilchen. Es ist definiert als "ODER" aus den Signalen von den 6 Spiegeln des Zählers.

a) FRONTZÄHLER



b) ZÄHLER B UND B'

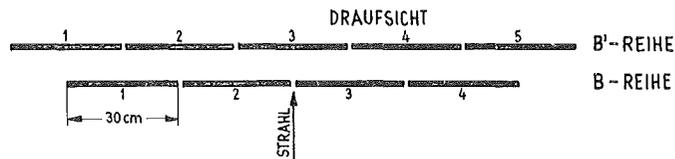


Fig. 8

Mit den genannten Komponenten sind Triggerlogiken für hadronische Ereignisse und für elektromagnetische Ereignisse alternativ definierbar. Die Reaktion (1) wird erwartet für das logische

$$(8a) \quad \text{Signal } \phi, \text{ definiert als } T \cap F \cap B \cap \bar{C}$$

Wenn schnelle π -Mesonen zugelassen sind, lautet die Definition:

$$(8b) \quad \text{Signal } \pi, \text{ definiert als } T \cap F \cap B$$

Elektromagnetische Paare berühren die F-Zähler kaum. Man kann für Testzwecke Elektron-Positron-Paare (ohne Strahlabsorber) registrieren lassen, wenn man das logische

(8c) Signal "e" definiert als $T \cap B$.

3.5.2 Trigger, Zwischenspeicherung und Totzeit

Wenn die Koinzidenzbedingung (8) erfüllt ist, wird die Apparatur kurzfristig gesperrt und die experimentelle Information an den Rechner (PDP-8) übertragen. Vereinfachend sind dabei folgende Stationen zu durchlaufen:

1. Auslese eines schnellen Registers für die Drahtadressen in den Proportionalkammern.
2. Auslese der schnellen Digital- und Pulshöhenpeicher (DCB, ADC).
3. Anlegen der Hochspannung an die Funkenkammern (zünden) und Auslese der Ferritkernspeicher.

Das Prinzip der elektronischen Steuerung bis zur Auslese zeigt Fig. 9.

Den Beginn der Abfrage bestimmt ein elektrischer Impuls (master-trigger), der nur dann zustande kommt, wenn die Apparatur zur Datenaufnahme bereit ist. In diesem Fall startet der Triggerimpuls alle Folge-Operationen wie die Auslese der Kammern und der schnellen elektronischen Speicher. Außerdem wird ein Vetoimpuls an den Veto-Eingang der Haupt-Koinzidenzeinheit zurückgeführt. Damit können weitere Trigger nicht mehr erzeugt werden. Da das "schnelle Veto" (Fig. 9) zu rasch verschwindet, um alle Operationen abwarten zu können, wird die Sperrung der Apparatur mit zwei nach Verzögerung und Relaxation geeignet eingestellten Verzögerungseinheiten (delay gates) verlängert.

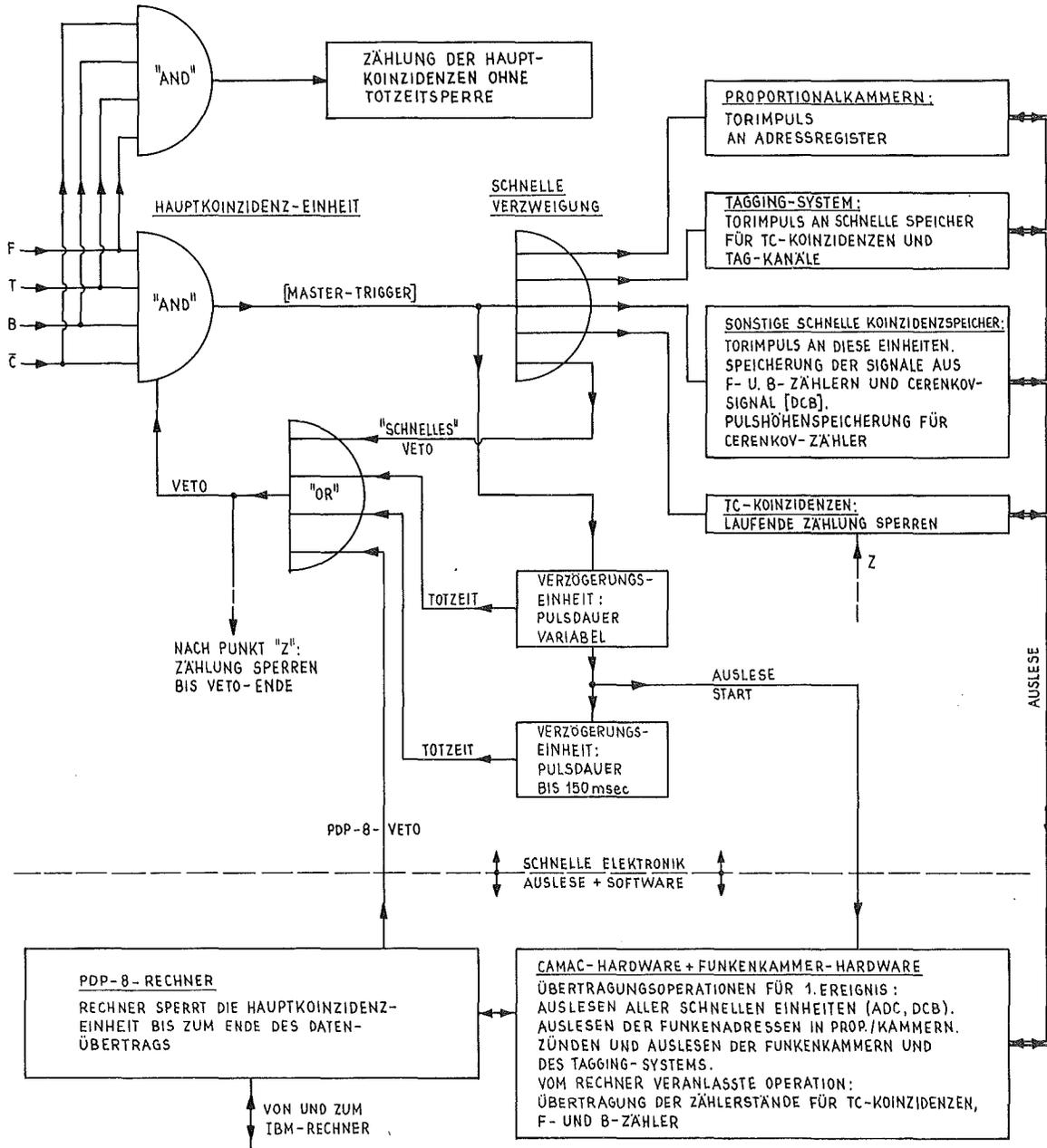


Fig. 9: Schaltplan der schnellen Elektronik (schematisch)

gert. Schließlich muß auch der Prozeßrechner das Veto aufrecht erhalten können.

Die Auslese-Operationen laufen wie folgt ab:

Die nach der Verzweigung geformten Torimpulse (Dauer 10-20 nsec) öffnen kurzfristig die schnellen Meßeinheiten.

Etwa 100 nsec nach dem Eintreffen der Hauptkoinzidenz beginnt die Ausleseprozedur, in deren Verlauf auch die Funkenkammern gezündet und abgefragt werden. Die gesamte Information wandert in den Rechner, der während dieser Zeit ein Veto an die schnelle Elektronik gibt.

Ausleseprozeduren werden nicht nur durch ein Ereignis veranlaßt. In regelmäßigen Zeitabständen müssen die Zählerinhalte der laufenden Zählungen (Tabelle 1) übertragen werden. Startsignal und Veto haben in diesem Fall ihren Ursprung im Prozeßrechner.

Die maximale Wiederholfrequenz für die Aufnahme eines Ereignisses war im Experiment auf etwa 3 Trigger/sec eingestellt. Sie ist durch andere technische Erfordernisse als die Dauer eines Auslesezyklus begrenzt.

3.6 Funken- und Proportionalkammern

Die 8 Funkenkammern (Fig. 2) sind eine Weiterentwicklung des in [3] beschriebenen Kammertyps mit Ferritkernspeicherung der Drahtadressen und digitaler Auslese. Jede Kammer enthält zwei zueinander senkrecht orientierte Drahtsysteme in parallelen Ebenen. Zwischen diesen liegt kurzzeitig in der Folge einer Hauptkoinzidenz die Hochspannung (7 kV). Die Relaxationszeit (Gedächtniszeit) beträgt etwa 300 nsec.

Wegen des stärkeren Untergrundes kommen im targetnahen Bereich zwei Proportionalkammern zur Anwendung. Ihre Zeitauflösung beträgt 70 nsec. Jede dieser Kammern enthält zwei orthogonale Signaldrahtebenen. Die wesentlichen Konstruktionsdaten sind

für die Funkenkammern:

sensitive Fläche: 1 m × 1 m ,
Anzahl der Drähte pro Drahtebene: 512 ,
Drahtabstand: 2 mm ,
Abstand der Drahtebenen: 5 mm

und für die Proportionalkammern:

sensitive Fläche: 0.3m × 0.3m, bzw. 0.6m × 0.6m
Anzahl der Drähte pro Signalebene: 150 bzw. 300
Drahtabstand: 3 mm
Abstand der Signalebenen: 25 mm

Die Ortsauflösung der Kammern wurde mit geraden Elektrophotenspuren geprüft. Die Streuung der Funken um eine Ausgleichsgerade ergibt für die Breite einer angepaßten Gaußfunktion ($\sim \exp(0.5 \times \delta^2 / \sigma_{\text{Gauß}}^2)$) einen mittleren Wert $\sigma_{\text{Gauß}} = 1.5$ mm. Allerdings haben die Verteilungen lange Ausläufer, so daß auch bis zum 4-fachen Abstand vom Schwerpunkt noch merkliche Zählungen auftreten.

Die Impulsrekonstruktion der hadronischen Ereignisse liefert im Mittel die Standardabweichung 1 (ein auf die Zahl der Freiheitsgrade normiertes mittleres χ^2), wenn man für die Schätzung der Funkenstreuung

$$\sigma_{\text{Ort}} = 2.1 \text{ mm}$$

einsetzt. Wir verwenden diesen Wert in der Datenanalyse.

3.6.1 Vermessung

Jede Kammer trägt eine fest montierte Wasserwaage, die 0.1 millirad Abweichung aus der Horizontalen anzeigt. Die Wasserwaage dient zur Einstellung der Rotationswinkel um eine zur Kammerebene senkrechte Achse.

Die Versetzung der Kammern (und auch des Magneten) senkrecht zur Sollrichtung des Strahles wird optisch vermessen. Hierfür befindet sich an jeder Kammer eine Meßmarke. Über mehrere Tage beträgt die transversale Lagegenauigkeit der Kammern einige Zehntel Millimeter.

Für die parallele Verschiebung der Kammern in Strahlrichtung sowie Drehungen um die Hochachse und die Horizontale quer zum Strahl, genügt eine Messung mit Bandmaß.

Die auf Vermessungsfehler zurückgehende Ungenauigkeit in den transversalen Funkenkoordinaten wird auf 0.5 mm geschätzt. Sie trägt daher nur wenig zur effektiv beobachteten Funkenstreuung bei.

3.7 Magnetfeld

Das Feld des Analysiermagneten (Höhe \times Breite \times effektive Länge = 0.54 \times 0.90 \times 1.05 m, effektive Feldstärke etwa 10 k Gauß) ist stark inhomogen. Es wurde für alle drei Komponenten mit einer Hallsonde in zehn übereinanderliegenden Ebenen (Abstand 5 cm) ausgemessen. Die horizontale Schrittweite betrug 1 - 4 cm.

3.8 Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammern

Da das Ansprechvermögen der Kammern kleiner als 100% ist, müssen Zählverluste in der Ereignisrate in Kauf genommen werden.

Wir geben hier ein Verfahren an, welches das Ansprechvermögen aus rekonstruierten Spuren gemessener Ereignisse bestimmt. Die Methode hat für uns auch deshalb Bedeutung, da sie den richtigen Toleranzparameter für die Spurrekonstruktion liefert (Toleranz = Breite, innerhalb der ein Funke noch einer Spur zugeordnet wird (vgl. 4.1.2)).

Es ist eine bekannte Erscheinung (Ladungsschwund), daß das Ansprechvermögen für die einzelne Spur davon abhängt, wieviele Spuren gleichzeitig in der Kammer sind |1, 2|. Daher muß das Ansprechvermögen mit seiner Abhängigkeit von der Zahl der in der Kammer vorhandenen Spuren beobachtet werden.

Wir definieren die Funkenwahrscheinlichkeit

$$E_{s,f} \quad (0 \leq f \leq s)$$

mit der Normierung

$$\sum_{f=0}^s E_{s,f} = 1$$

als die Wahrscheinlichkeit, daß eine von s Spuren durchsetzte Kammer f Funken an den Durchtrittsstellen enthält.

Hiermit läßt sich das Mehrspur-Ansprechvermögen definieren als

$$(9) \quad \eta_s = \frac{1}{s} \cdot \sum_{f=1}^s (f \cdot E_{s,f})$$

Dies ist die mittlere Anzahl Funken, die sich pro Spur in der Kammer befinden. Im Idealfall einer Kammer ohne Ladungsschwund sind die η_s für jedes s gleich*

Zur Ermittlung von $E_{s,f}$ einer Kammer werden die Spuren gemessener Ereignisse bei einer geschätzten, nicht allzu großen Start-Toleranz (in Fig. 10 mit R_0 bezeichnet) ohne die betreffende Kammer rekonstruiert. Für Ereignisse einer festen Spurenzahl (s) werden die durch die Funkenreihen

*Die $E_{s,f}$ sind dann gerade $\binom{s}{f} \eta^f (1-\eta)^{s-f}$ mit einem von s nicht mehr abhängenden Ansprechvermögen η .

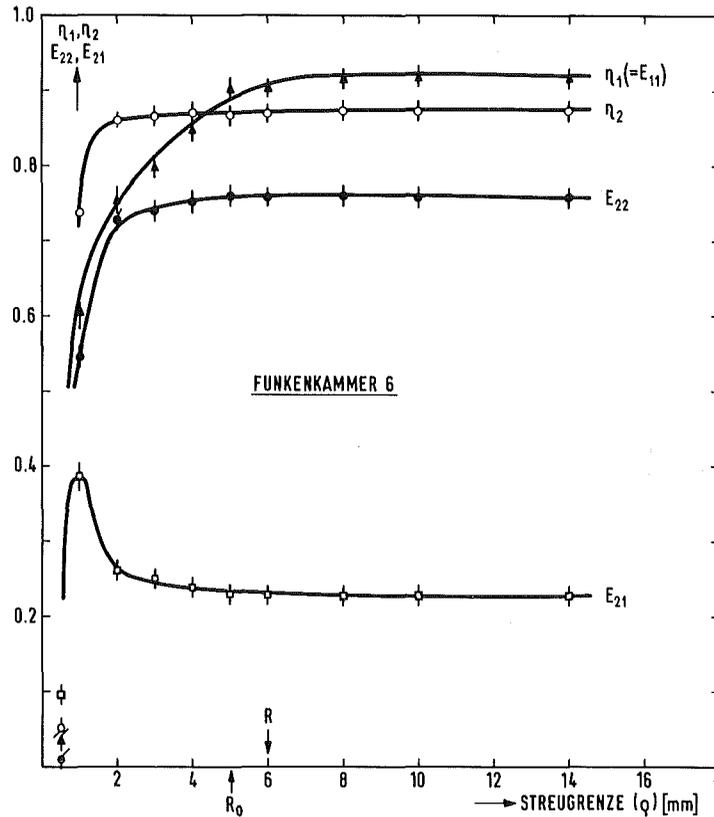


Fig. 10: Bestimmung des Ansprechvermögens einer Funkenkammer. η_1, η_2 : Ein- bzw. Zweispur-Ansprechvermögen. E_{22}, E_{21} : Funkenwahrscheinlichkeiten für Zweispur-Ereignisse. Den bei der Starttoleranz R_0 rekonstruierten Spuren lassen sich bei hinreichend großer Streugrenze ($\rho \geq R$) alle in der Kammer vorhandenen Funken zuordnen, soweit diese ursächlich zu den Spuren gehören. Die Größen E und η sind dann von ρ unabhängig. Ein- und Zweispur-Ansprechvermögen sind leicht verschieden. Die Fehlerbalken kennzeichnen die vom Umfang der rekonstruierten Ereignismenge abhängende Schwankung.

definierten Ausgleichsgeraden in die untersuchte Kammer extrapoliert und die Umgebung (3-4 cm Radius) um die Durchstoßpunkte nach Funken abgesucht. Ein zunächstliegender Funke wird einer Spur zugeordnet, wenn bei einer erneuten Ausgleichrechnung unter Einschluß des Funkens die Streuung r_{\min} (Gl. 12) unter einer gewissen Streu-

Grenze (in Fig. 10 mit ρ bezeichnet) bleibt. Die Funkenwahrscheinlichkeiten ($E_{s1} \dots E_{ss}$) ergeben sich aus der Zahl der Fälle, in denen die Kammer 1, 2, ..., s zuordenbare Funken zeigt, dividiert durch die Zahl aller s-Spurenereignisse.

Fig. 10 zeigt am Beispiel einer Funkenkammer die Funkenwahrscheinlichkeiten E_{22}, E_{21} und das Zweispur-Ansprechvermögen η_2 für die in diesem Experiment interessierenden Zweispur-Ereignisse. Da die Funken um die Teilchenbahnen streuen, hängen die in der beschriebenen Weise bestimmten Größen $E_{s,f}$ und η_s ($s=2$) bei zu klein gewählter Streugrenze (ρ) von dieser ab. Für eine hinreichend große Streugrenze werden dagegen alle ursächlich zu den verschiedenen Teilchenbahnen gehörende Funken einer der Spuren zugeordnet. Ansprechvermögen und Funkenwahrscheinlichkeit werden dann konstant.

Wir ziehen aus Fig. 10 zwei Schlüsse:

Das Mehrspur-Ansprechvermögen einer Kammer ist gleich dem stationären Wert bei großem ρ

und

der richtige Toleranzparameter R , bei dem die Spurrekonstruktion alle erkennbaren Spuren finden kann, liegt im Bereich mit konstantem η_s ($s=2$). Eine untere Schranke ist aus Fig. 10 ablesbar (etwa 6 mm).

Ein Vorteil der beschriebenen Bestimmung des Ansprechvermögens ist es, daß keine gesonderte Messung nötig ist. Das Verfahren ist auf die hadronischen Daten anwendbar und zeigt das Verhalten der Kammern bei der im Experiment gegebenen Untergrundbelastung.

Ein über alle 8 Funkenkammern gemittelter Wert des Zweispur-Ansprechvermögens unter den Bedingungen des Signals ϕ beträgt

$$\bar{\eta}_2 = 0.86 \pm 0.04$$

3.8.1 Gleichzeitige Erkennbarkeit für Zweispurereignisse

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß jede Spur eines Teilchenpaares mit wenigstens 4 kollinearen Funken erkennbar ist, hängt vom Zweispurenansprechvermögen der Kammern ab. Vereinfachend nehmen wir Ladungsschwundfreiheit an. Für das Ansprechvermögen bedeutet dies

$$\eta_1 = \eta_2 \equiv \eta$$

und für die Funkenwahrscheinlichkeiten

$$E_{21} = 2\eta(1-\eta) , \quad E_{22} = \eta^2$$

(vgl. Fußnote 3.8). Außerdem sei η für alle Kammern gleich. Weiter ist zu berücksichtigen, daß Zweispurereignisse, bei denen kein Teilchen in einer rotierten Kammer einen Funken hinterläßt (s. 4.1.2) wegen der nicht eindeutigen Projektionszuordnung als verloren gelten müssen. Dann beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit für 2 gleichzeitige Spuren in 8 Kammern

$$(10) \quad W_2 = \{ \eta^8 + \binom{8}{1} \eta^7 \cdot x + \binom{8}{2} \eta^6 \cdot x^2 + \binom{8}{3} \eta^5 \cdot x^3 + \binom{8}{4} \eta^4 \cdot x^4 \}^2 \\ - \{ x^2 \cdot (\eta^6 + \binom{6}{1} \eta^5 \cdot x + \binom{6}{2} \eta^4 \cdot x^2) \}^2$$

mit

$$x \equiv 1-\eta .$$

Die geringe Varianz von (10) für $\eta > 0.8$ (Fig. 11) rechtfertigt die oben gemachten Annahmen bezüglich des Ansprechvermögens. Für $\eta = 0.86$ beträgt die Zweispur-Nachweiswahrscheinlichkeit mehr als 99.5%.

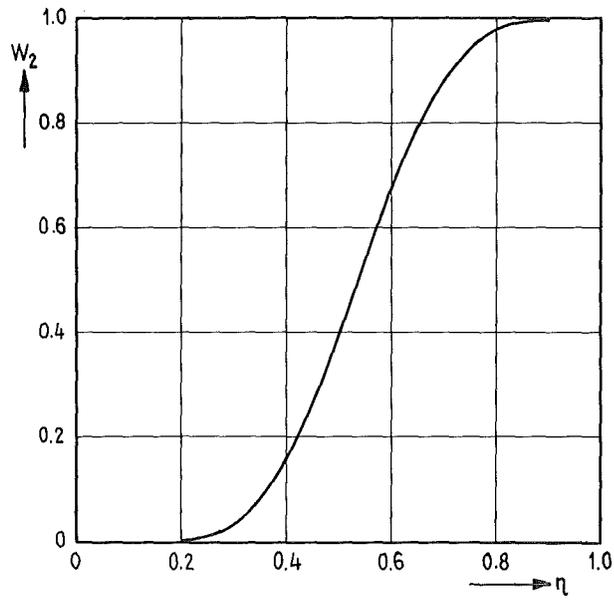


Fig. 11: Nachweiswahrscheinlichkeit (W_2) für zwei Spuren in 8 Kammern als Funktion des Ansprechvermögens (η) der Einzelkammern.

4. METHODEN DER DATENANALYSE

4.1 Rekonstruktion der Teilchenspuren

Mit Hilfe der Teilchenbahnen kann ein Ereignis vollständig rekonstruiert werden. Die Teilchenbahnen werden aus den zu den Spuren gehörenden Funken* berechnet.

Es stellt sich zunächst das Problem, in einer Such- und Ordnungsprozedur die experimentelle Information zusammenzustellen, die für die Festlegung einer Teilchenspur wesentlich ist. Die experimentelle Information für jedes Ereignis ist enthalten in den Adressen derjenigen Drähte, an denen Funken übergegangen sind. Letztere bezeichnen approximativ die Durchstoßpunkte der Spuren durch die Drahtebenen. Mit gewissen zusätzlichen Annahmen sind die Raumkoordinaten der Entladungszentren in den Kammern berechenbar. Diese Koordinaten (Funkenkoordinaten) bilden, wenn sie nach Spuren geordnet vorliegen, die Stützwerte für die numerische Definition der Teilchenspuren.

Aufgabe der Spurrekonstruktion ist es, nach einem einsichtigen Interpretationsprinzip aus der experimentellen Information Funkenkoordinaten zu gewinnen und jeden Funken entweder gar nicht oder aber eindeutig einer Spur zuzuordnen. Folgende Teilaspekte ergeben sich:

1. In welcher Weise trägt eine Drahtnummer zur Bestimmung eines Funkens bei.
2. Welche Funken können zu einer Spur gehören.
3. Was ist eine erkennbare Spur und wieviel Spuren sind erkennbar.
4. Ist eine Spur eindeutig durch die zugeordneten Funken definiert?

*Wir unterscheiden im hier besprochenen Zusammenhang nicht zwischen Funken- und Proportionalkammern.

Die Spurrekonstruktion ist ein Problem der Formerkennung. Zu seiner Lösung mit Hilfe eines Großrechners wurde ein Programm geschrieben.

Wir berichten im folgenden über die experimentellen Voraussetzungen, unter denen das Programm arbeitet, über die Grundzüge seines Aufbaus und seine Anwendung.

4.1.1 Voraussetzungen

Die Kammern sind gegen das Feld des Analysiermagneten weitgehend abgeschirmt (Feldstärke etwa 300 Gauß bei Kammer K_1). Die Bahnkrümmung für Teilchen mit mehr als 2 GeV/c Impuls ist wegen des begrenzten Auflösungsvermögens der Kammern nicht erkennbar und wird vernachlässigt. Abweichungen der Funken von einer geraden Linie kommen nur durch Kleinwinkelstreuung und das von den Drahtabständen gegebene Raster zustande. Das oben erwähnte Ordnungsprinzip für die Interpretation eines Funkenbildes lautet also:

1. Hochenergetische geladene Teilchen hinterlassen in einem Satz feldfreier Kammern eine Reihe von Funken, die um eine Gerade streuen. Die Teilchenbahn wird dargestellt mit der Ausgleichsgeraden durch diese Funken.

Die Berechnung der Funkenkoordinaten erfolgt auf naheliegender Weise. Die beiden Drahtsysteme einer Kammer werden so behandelt als seien sie in einer Mittelebene vereinigt. Diese Idealisierung ist nicht unerlässlich und müßte bei sehr schrägem Einfall der Teilchenbahnen (Einfallswinkel $> 30^\circ$) aufgegeben werden. In unserem Fall genügt sie und verringert den Rechenaufwand:

2. Jede Funkenkammer wird repräsentiert durch die Mittelebene zwischen den beiden Drahtsystemen. Die senkrechten Projektionen der Drahtsysteme in dieser Ebene bil-

den darin ein (orthogonales) Koordinatennetz.

Die Lage der so definierten Funken in einem einheitlichen Laborsystem berechnet sich mit einer aus der Vermessung bekannten Koordinatentransformation.

4.1.2 Auswahlschema

Nur in etwa einem Drittel aller Fälle erzeugt ein Teilchen in einer Kammer genau einen Funken. Ebensooft werden in wenigstens einer Drahtebene zwei benachbarte Drähte von der Entladung getroffen. Bei dem restlichen Drittel sind mehrere - bis zu 6 - benachbarte Drähte belegt.

Die Rekonstruktion ersetzt Funkengruppen, die aus lückenlos aufeinanderfolgenden Drahtnummern berechnet werden durch den Schwerpunkt aller Funken (Zentrierung). Funkengruppen hoher Multiplizität bestimmen die Lage des Durchstoßpunktes der Teilchenbahnen nur ungenau. Bei der Berechnung der Ausgleichsgeraden wird deshalb jedem Funken ein Gewicht (P) zugeordnet. Gute Ergebnisse liefert eine Wichtung nach der Vorschrift

$$(11) \quad P = \frac{1}{(N_H)^2 + (N_L)^2}$$

mit

$$N_H(N_L) = \begin{cases} \text{hochspannungs-(erd)seitige Multiplizität der Funken, wenn sie } \geq 3 \text{ ist.} \\ 1 \text{ andernfalls} \end{cases}$$

Für die Ausgleichsgerade, die die Teilchenbahn repräsentiert, wählen wir die Parametrisierung:

$$\begin{aligned} y &= A \cdot x + B \\ z &= C \cdot x + D \end{aligned}$$

(Die x-Richtung ist im Labor die Sollrichtung des Strahls.)
Die Koeffizienten ergeben sich aus der Minimierung des Ausdrucks

$$(12) \quad r^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left| (A \cdot x_i + B - y_i)^2 + (C \cdot x_i + D - z_i)^2 \right| \cdot P_i$$

mit:

(x_i, y_i, z_i) = Laborkoordinaten des i-ten Funkens.

P_i = Gewicht des i-ten Funkens nach (11) .

Der minimale Wert r_{\min} (Streuung) entscheidet darüber, ob eine Funkenreihe als Spur anzusehen ist.

Projektionen:

Die eindeutige Zuordnung der Projektionen mehrerer Spuren ist nur möglich, wenn nicht alle Funkenkammern mit gleicher Drahtorientierung aufgestellt sind. Im Experiment sind deshalb die beiden Funkenkammern K_1, K_2 gegen die übrigen um 45° rotiert. Der Nachweis in zum Teil gedrehten Kammern entspricht einer Beobachtung der Teilchenspuren aus mehr als zwei Projektionsrichtungen.

Behandlung der Mehrdeutigkeiten:

Eine Sequenz von Funken kann eine Spur kennzeichnen, wenn sie folgende Kriterien erfüllt

1. Für den minimalen Wert r_{\min} (s. Gl. 12) gilt

$$r_{\min} < R .$$

Der richtige Toleranzradius R muß experimentell gefunden werden. (R steht an Stelle der in ähnlichen Rekonstruktionsproblemen vielfach eingeführten "Straßen"-Breite (z.B. $|7|$)).

2. Die Funkenreihe enthält eine vorgeschriebene Mindestzahl von Funken.
3. Die Ausgleichsgerade genügt gewissen einfachen Beschränkungen, die von der Art der gesuchten Reaktion und vom Versuchsaufbau abhängen. Beispiele für Vorbedingungen sind die Forderung, daß die Spur auf das (nicht punktförmig interpretierbare) Target weist oder, daß sie eine Magnetöffnung trifft oder, daß die Spurneigungen (A,B) in bestimmten Grenzen bleiben.

Endgültig akzeptiert wird eine Funkenreihe als Spur erst dann, wenn auch die ursächliche Zusammengehörigkeit der Funken eindeutig festgestellt ist.

In fast jedem Ereignis enthalten die Funkenkammern auch eine Anzahl von Störfunken. Es kann sich dabei um zufällig innerhalb der Relaxationszeit der Funkenkammern (300 nsec) mit dem Ereignis koinzidente Spuren handeln. Wenn in den Kammern durch Untergrundereignisse elektromagnetische Schauer gebildet werden, sind diese zusätzlichen Spuren zahlreich. Es ist dann leicht möglich, daß die Rekonstruktion außer dem wahren Spuren zu Ereignis und Untergrund noch einige zufällig kollineare Funkenreihen findet (zufällige Kollinearitäten, Fig. 12).

Vieldeutigkeiten entstehen auch dadurch, daß sich in der Nähe von Teilchenbahnen häufig mehrere Funken bilden. Sie werden durch Elektronen, die durch Stoßionisation entstehen, verursacht (delta rays). Sie liegen so dicht zusammen, daß sie austauschbar einer Spur zugeordnet werden können, jedoch nicht lückenlos, um nach einer Zentrierung als ein einziger Funke interpretierbar zu sein (Fig. 12). Gibt es in verschiedenen Kammern mehrere solcher Funkengruppen, so läßt sich eine beträchtliche Zahl möglicher Spuren kombinieren. Die entstehenden Spurenbündel bilden in diesem Experiment die hauptsächliche Fehlerquelle. Wegen der unausgeglichenen Aufeinanderfolge von rotierten und aufrechten Funkenkammern kommt es zu Verwechslungen bei der Projek-

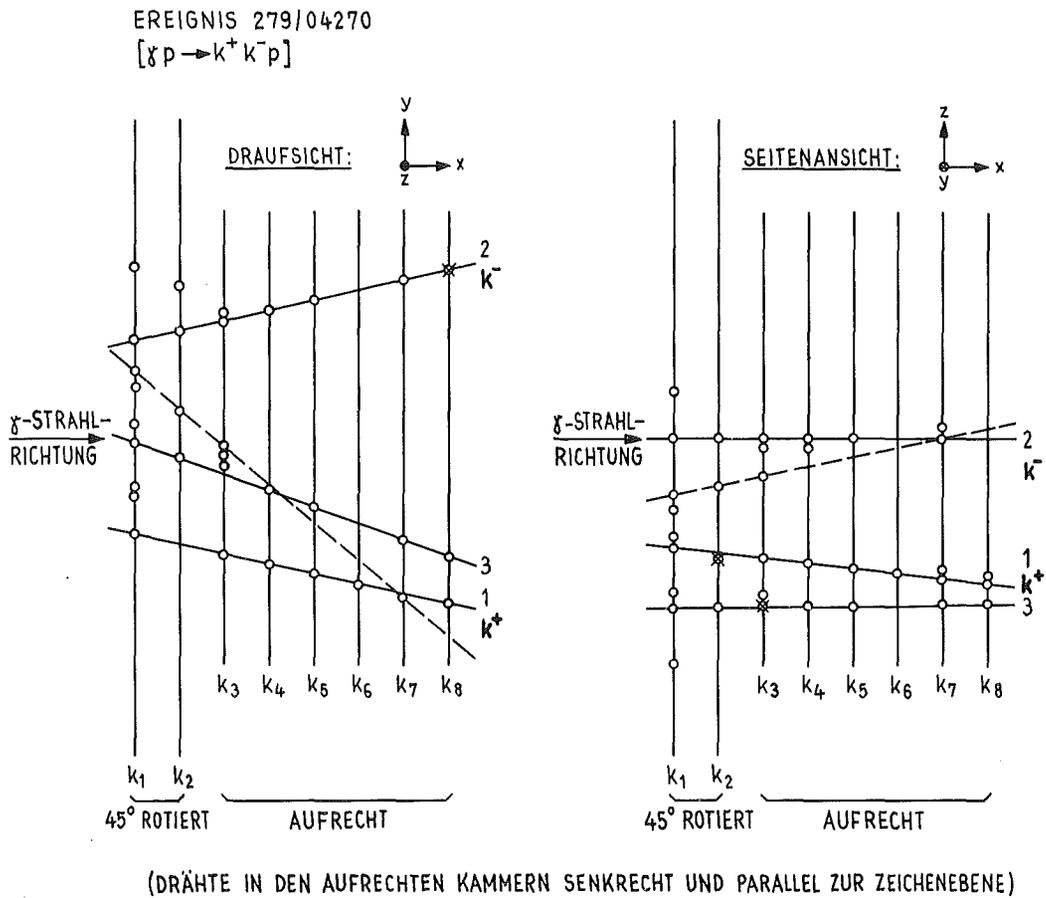


Fig. 12: Funkenbild eines hadronischen Ereignisses in den Funkenkammern. Die Rekonstruktion erkennt 3 Spuren. Die gestrichelte Linie ist ein Beispiel für eine zufällige Kollinearität. Sie wird im Verlauf der Spurreduktion verworfen. In der Nähe der Teilchenbahnen zeigen manche Kammern zusätzliche Funken (durch delta rays). An einigen Durchtrittsstellen von Teilchenbahnen sind keine Funken entstanden. An den mit * gekennzeichneten Punkten sind nur Drähte einer Kammerseite belegt. (Als Ergebnis einer weiteren Analyse werden die Spuren 1 und 2 mit K-Meson-Bahnen identifiziert. Die kinematische fit-Wahrscheinlichkeit, daß es sich insgesamt um eine Reaktion vom Typ $\gamma p \rightarrow KKp$ handelt, beträgt 83%.)

tionszuordnung, wenn die Funkenhäufungen in den rotierten Kammern auftreten.

Echte Untergrundspuren, soweit sie die Kriterien 1-3 erfüllen, sind bei der Rekonstruktion von den gesuchten Spuren nicht unterscheidbar. Ihre Elimination muß in einem späteren Stadium der Auswertung erfolgen. Dagegen haben zufällige Kollinearitäten zwei Eigenschaften, die eine statistisch richtige Elimination möglich machen (wir nennen die Prozedur Spurreduktion):

Zufällige Kollinearitäten umfassen zumeist weniger Funken als echte Spuren und die Streuung um die Ausgleichsgerade ist größer. Außerdem haben sie mit echten Spuren fast immer wenigstens eine Funken gemeinsam. Überschneidungen echter Spuren in den Funkenkammern sind für die gesuchten Reaktionen extrem unwahrscheinlich.

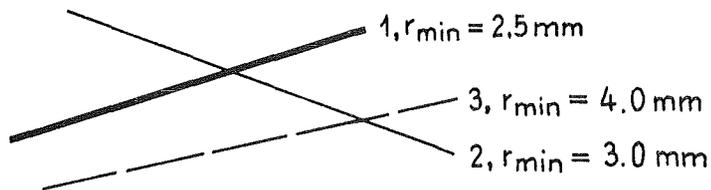
Wir reduzieren daher die in einem Satz benachbarter Kammern gefundenen Spuren eines Ereignisses in folgender Weise:

Die Spuren sind nach der Anzahl der darin enthaltenen Funken geordnet zu denken. Spuren gleicher Funkenzahl seien nach dem Wert der Streuung (r_{\min}) geordnet.

Die Spurenreduktion beginnt mit den Spuren der höchsten Funkenzahl und durchmustert zunächst nur diese Teilmenge. Enthält sie mehrere Spuren, so werden alle diejenigen gelöscht, die sich mit einer anderen Spur kleinerer Streuung überschneiden. Die hiernach übrigbleibenden Spuren (ihre Anzahl ist mindestens 1) löschen sodann sämtliche überschneidenden Spuren mit niedrigerer Funkenzahl. Dies ist ein Reduktionszyklus. Er wird wiederholt für Spuren der nunmehr verwirklichten zweithöchstens Funkenzahl und weiter, bis die Teilmenge niedrigster Funkenzahl erreicht ist.

Hier ist auf eine Willkürlichkeit hinzuweisen. Auf der Teilmenge mit Spuren gleicher Funkenzahl kann es vorkom-

men, daß eine löschtende Spur ihrerseits von einer weiteren Spur gelöscht werden müßte, weil Überschneidung stattfindet und die Streuung der löschtenden Spur nicht minimal ist. In dem untenstehenden Beispiel überschneidet Spur 1 die Spur 2, Spur 2 überschneidet Spur 3, 3 und 1 haben keinen Schnittpunkt.



Es gibt zwei Möglichkeiten der Interpretation:

(Spur) 2 löscht 3 und 1 löscht 2. Übrig bleibt 1. Auf diese Weise können ganze Ketten überschneidender Spuren verworfen werden, jeweils nur unter Beibehaltung derjenigen Spur mit der kleinsten Streuung.

Nimmt man dagegen den Standpunkt ein, daß 2 als löschtbare Spur keiner realen Teilchenbahn entspricht, so besteht kein Anlaß 3 mit 2 zu löschen. In diesem Falle bleiben die Spuren 1 und 3 übrig.

Die visuelle Durchmusterung eines Teils der rekonstruierten Ereignisse hat gezeigt, daß das zuerst genannte Verfahren, die Spurreduktion mit mittelbarer Löschung, richtige Ergebnisse liefert. Wir verwenden dieses Verfahren. Für Fälle, in denen dem Augenschein nach zu viele Spuren verworfen werden könnten, hilft eine geeignete Steuerung des Rekonstruktionsablaufs.

4.1.3 Anwendung

Das Rekonstruktionsproblem stellt sich in jedem Experiment, in welchem Teilchenspuren in Kammern oder Zählerhodoskopen zu rekonstruieren sind. Entsprechend zahlreich sind die dazu entwickelten Programme. Getrennt vom Experiment (off-line) betriebene Programme haben eine beträchtliche Vielseitigkeit in der Verarbeitung der Information erreicht |5|. Eine neuere umfängliche Entwicklung ist MARC |6| für die Interpretation von Funkenkammerbildern im Feld der Analysiermagnete am CERN-Protonen-Speicherring. Eine Schwierigkeit beim Aufbau der Interpretationsprogramme liegt darin, daß alle Einzelheiten der Meßapparatur variabel parametrisiert werden müssen. Das von uns benötigte Programm mußte von einem frühen Stadium des Versuchsaufbaus an einsetzbar sein.

Die Übernahme eines fertig entwickelten Programmes hätte erhebliche Anpassungsprobleme mit sich gebracht. Aus demselben Grund schied auch die Verwendung von fest verdrahteten Interpretationsprozessoren |9, 10, 11, 12| aus.

Das von uns entwickelte Rekonstruktionsprogramm besteht aus einer Reihe unabhängiger Unterprogrammblöcke, die nach einem Baukastenprinzip angewandt werden sollen. Die Blöcke können gewisse elementare Operationen ausführen (vgl. Anhang B.1). Der Ablauf der Spurrekonstruktion eines Ereignisses ist durch eine passend zum Versuchsaufbau gewählte Folge von Aufrufen der Blöcke steuerbar. Auf diese Weise wird die erforderliche Flexibilität erreicht.

Fig. 13 zeigt das Rekonstruktionsschema für dieses Experiment. Die experimentelle Information eines Ereignisses wird schrittweise durchmustert. In den mehrfach wiederholten Operationen "4-Kammer-Schritt" und "Kopplung" (Anhang B1.3, B1.4) werden die kollinearen Funkenreihen in je 4 herausgegriffenen Funkenkammern gesucht und bereits gefun-

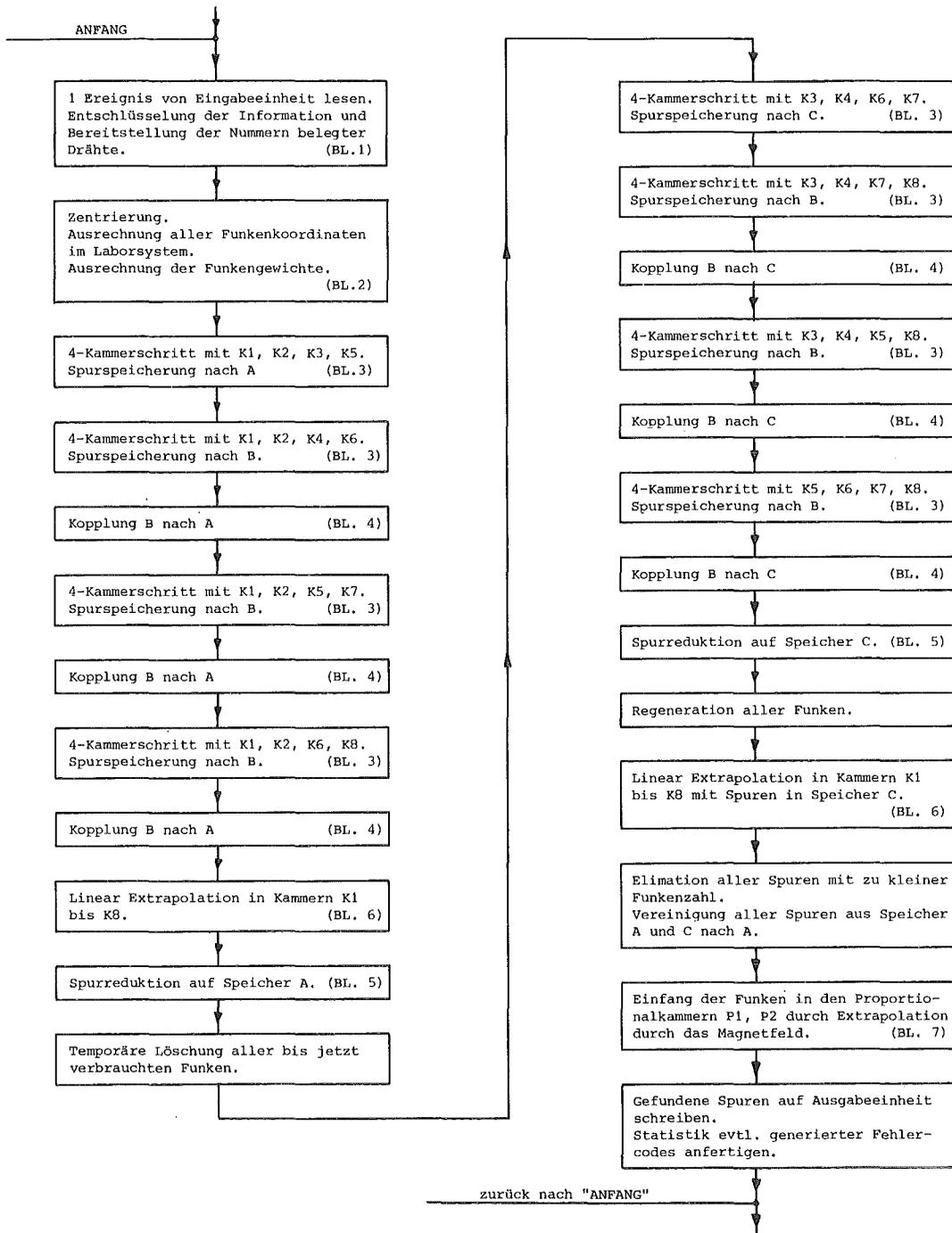


Fig. 13: Schema der Spurrekonstruktion für ein Ereignis. (Erläuterung der Blöcke in Anhang B.1)

denen Spurstücken angefügt. Nach dem Aufbau aller Spuren in den strahlabwärtsstehenden Kammern erfolgt eine Extrapolation durch das Analysierfeld in die targetseitigen Kammern, um auch die darin enthaltenen Funken einzuordnen. Nach der Durchmusterung des Kammerquadrupels K_1, K_2, K_6, K_8 ist die vorübergehende Löschung der bis dahin bereits eingeordneten Funken vorgesehen. Man vermeidet so im Fortgang der Rekonstruktion unnötig viele zufällige Kollinearitäten, die zu Fehlinterpretationen führen können. Ob und an welchen Stellen solche Löschungen nötig sind, muß durch Experimentieren festgestellt werden.

Wie das Beispiel dieses Experimentes zeigt, läßt sich eine Blockfolge finden, die vollkommen einsinnig durchlaufen werden kann. Sprunganweisungen sind unnötig. Das Schema Fig. 13 ist daher unschwer für andere Versuchsanordnungen abwandelbar.

4.1.3.1 Die Auswahl-Kombinatorik in 8 Funkenkammern

Eine Funkenreihe wird in diesem Experiment als Spur anerkannt, wenn sie wenigstens 4 Funken enthält. In einem Satz aus 8 benachbarten Kammern gibt es 70 Kombinationen zu 4 Kammern, in denen eine 4-Funken-Spur definiert sein kann. Mit einer Steuerung nach Fig. 13 lassen sich alle Spuren bis zur niedrigsten Ordnung finden. Ein 4-Kammer-Schritt findet alle 4- und 3-Funkenreihen. Sofern eine Viererreihe nicht in einem Schritt erkennbar ist, wird sie durch Verknüpfung von 2 Drei-Funkenreihen aufgebaut. Die 4-Kammer-Schritte wirken nacheinander auf die 8 Kammerkombinationen in Tabelle 5. Letztere bilden eine Basis für die Darstellung sämtlicher Kombinationen - 4 aus 8 - in dem Sinne, daß jede Kombination mit mindestens einer Basiskombination in wenigstens 3 Kammern überlappt. Umgekehrt enthält die Basis auch keine überflüssigen Kombinationen, da gewisse Viererkombinationen nur auf eine einzige Weise darstell-

TABELLE 5: Basiskombinationen

Die Ziffern einer Zeile bezeichnen die Nummern der Funkenkammern (1 bis 8), die in einem 4-Kammerschritt abgefragt werden.

laufende Nummer der Basiskombination	Kammernummer →							
	1	2	3	4	5	6	7	8
1	1	2	3		5			
2	1	2		4		6		
3	1	2			5		7	
4	1	2				6		8
5			3	4		6	7	
6			3	4			7	8
7			3	4	5			8
8					5	6	7	8

bar sind.

4.1.3.2 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit liegt nach der visuellen Durchmusterung von einigen 100 Funkenbildern bei 97%. Sie wird von der Stärke des Untergrundes beeinflusst, der über die Meßperiode nicht konstant war. Der von W. Ziekursch [8] mit einem zweiten unabhängigen Rekonstruktionsprogramm und größerer Datenmenge vorgenommene statistische Test, mit Hilfe eines sogenannten Doppel-scan die wahre Ereignismenge abzuschätzen, ergab für die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der vorliegenden Methode (94±2)%. Wir akzeptieren diesen Wert und vernachlässigen bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes die - sehr kleine - Korrektur bezüglich des Funkenkammer-Ansprechvermögens (Gl. 10).

4.2 Impulsrekonstruktion und kinematische Korrektur

Das Programm CIRCE [14] berechnet aus den Funkenreihen der Spurrekonstruktion und mit dem gemessenen Magnetfeld die Impulskomponenten der nachgewiesenen Teilchen am Wechselwirkungspunkt. Auch die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes werden dabei ermittelt.

Zwischen den Meßstellen für das Magnetfeld interpoliert eine passend gewählte Funktion, die die Gleichung des statischen Feldes erfüllt [13].

Die Impulsberechnung benutzt das Anpassungsverfahren der kleinsten Fehlerquadrate. Das χ^2 und die berechnete Kovarianzmatrix der angepaßten Variablen hängen von einer Schätzung des Koordinatenfehlers für die Funken ab.

Wir verwenden für den Fehler einen solchen Wert (2.1 mm), daß das Quadrat der Standardabweichung im Mittel 1 beträgt (χ^2 -Test).

Die Impulsrekonstruktion liefert den effektiven Fehler der Impulsbestimmung in diesem Experiment. Er beträgt für die Daten elastischer Φ -Produktion

$$\delta_p = 0.016 * p^2 \text{ |GeV/c|} ,$$

das sind 0.13 GeV/c für den mittleren Impuls 2.8 GeV/c der K-Mesonen aus Reaktion (1).

Kinematischer Fit:

Eine korrekte Bestimmung der Kovarianzmatrix ist notwendig, weil die kinematische Korrektur davon Gebrauch macht. Die Anpassungsrechnung für die Massenhypothese der Reaktion (1) liefert, angewandt auf die Daten, eine χ^2 -Verteilung, die eine wichtige Hilfe bei der Abtrennung des Un-

tergrundes ist. Anstatt χ^2 benutzen wir die kumulative Wahrscheinlichkeit des kinematischen 1-C-Fits:

$$(13) \quad W_{\text{kin}}(\chi^2) = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\chi^2} u^{-1/2} e^{-u/2} du$$

Wir erwarten für diese Größe Gleichverteilung (zwischen 0 und 1) soweit die Datenmenge des Signals Φ aus Ereignissen elastischer Φ -Produktion besteht (vgl. Fig. 17).

4.3 Statistische Wichtung

Die statistischen Gewichte, die den Ereignissen zuzuschreiben sind, sollen die gemessenen Raten auf folgende Verluste korrigieren:

1. Verluste durch die begrenzte Apparatur-Akzeptanz
2. Verluste der K-Mesonen durch schwachen Zerfall
3. Verluste der K-Mesonen im Target (kp-Streuung)
4. Absorption des Photonstrahls im Target

Ein Gewicht ist definiert als der Kehrwert der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis nachgewiesen werden kann. Eine auf Verluste korrigierte Ereignisrate ist die Summe aller Gewichte der zur Rate beitragenden Ereignisse. Nachzuweisen ist in diesem Experiment das Photon und zwei Teilchen im Endzustand. Ein Ereignis gilt als beobachtbar, wenn nach Lage der Teilchenbahnen ein Trigger-Signal erzeugt werden kann (Abschnitt 3.5).

Wir verwenden zur Bestimmung der Gewichte die sogenannte Rotationsmethode. Da bei Abwesenheit von Polarisation im Anfangszustand alle physikalischen Ergebnisse invariant sind gegenüber Rotationen um die Strahlachse, kann jedes

tatsächlich beobachtete Ereignis mit gleicher Wahrscheinlichkeit auch beliebig um die Strahlrichtung gedreht erzeugt werden.

Die Rotationsmethode dreht daher - mit Hilfe eines Rechners - jedes gemessene Ereignis starr um die Flugrichtung des Photons. Unter jeder Drehung wird durch Verfolgen der Teilchenbahnen festgestellt, ob das Ereignis noch nachweisbar gewesen wäre. Nach etwa 50 durch einen Zufallsgenerator gesteuerten Drehungen ergibt sich für die Mehrzahl der Ereignisse die Beobachtungswahrscheinlichkeit und damit das Gewicht mit hinreichend kleinem Fehler.

Die Rotationen allein ergäben nur das Gewicht für die Akzeptanzkorrektur. Die oben mit den Punkten 2. - 4. benannten Effekte werden nach jeder Drehung, ebenfalls durch Zufallsgenerator gesteuert, mitsimuliert. Man erhält so ein pauschales Gewicht, zu dem allerdings die Apparaturbegrenzung den wesentlichen Beitrag liefert.

Für die Menge der elastischen Φ -Ereignisse sind die Gewichte gemäß Fig. 15 verteilt. Auffällig ist das systematische Anwachsen der Gewichte mit wachsendem Impulsübertrag (t) auf das Nukleon. Dies ist eine Folge der Raumwinkelbegrenzung. In der Tat treten Gewichte größer als 50 auf, die allerdings mit entsprechend großem Fehler behaftet sind.

4.3.1 Die E-t-Wichtung

Große Gewichte erscheinen an den Rändern der sensitiven kinematischen Zonen der Apparatur (s. Anhang A.2). Die Rotationsmethode verliert dort ihren Sinn. Für die Bestimmung eines differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ als Funktion von E_γ und t (wir beschreiben hier und künftig s durch die Laborenergie E_γ des Photons; s ist

hiervon eine lineare Funktion) dürfen deshalb nur solche Ereignisse berücksichtigt werden, die hinreichend weit im Innern der sensitiven Zone liegen.

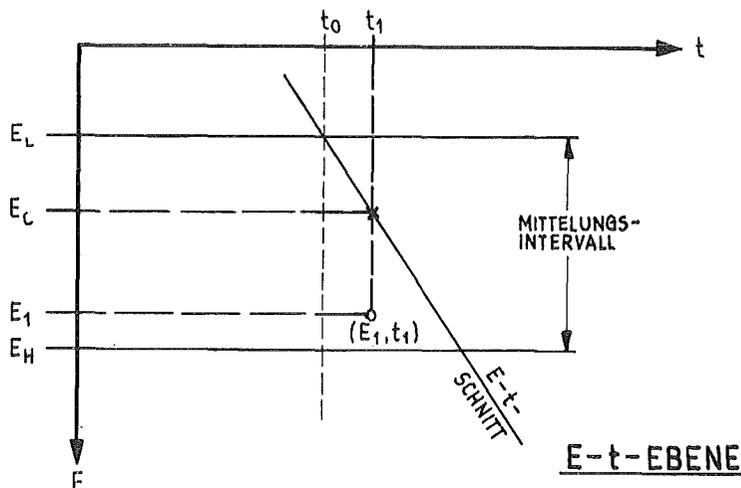
Fig. 16 zeigt die Häufigkeitsverteilung der ungewichteten Φ -Ereignisse, projiziert in eine E_Y -t-Ebene. Die sensitive Zone endet abhängig von der Energie bei verschiedenen großen t.

Wir führen die "Schattengrenze" der Apparatur in der E_Y -t-Ebene (E-t-Schnitt) ein, indem wir auf Ereignisse rechts der in Fig. 16 eingezeichneten Linie verzichten. Jedes verbleibende Ereignis erhält bei der Ausrechnung des Wirkungsquerschnittes formal ein zusätzliches multiplikatives Gewicht (G_{Et}). Diese Wichtung (E-t-Wichtung) ist die Korrektur an den beobachteten Raten für Ereignisse außerhalb des E-t-Schnittes.

Wie geben die Vorschrift zur Bildung von G_{Et} für den Fall, daß ein über die Energien des Intervalls

$$E_L \leq E \leq E_H \quad (E \equiv E_Y)$$

gemittelter Wirkungsquerschnitt bestimmt werden soll (s. hierzu die untenstehende Skizze).



Zur Berechnung des E-t-Gewichts.

Voraussetzung ist ein $(1/E)$ -proportionales Photonspektrum. Dann beträgt das E-t-Gewicht eines Ereignisses am Punkte (E_1, t_1) in der E-t-Ebene (gemeint ist stets der Absolutbetrag von t):

$$G_{Et} = 1 \quad \text{für } t_1 < t_0$$

$$(14) \quad G_{Et} = 0 \quad \text{für } t_1 > t_0, E_1 < E_C \quad \text{(Ereignisse außerhalb des E-t-Schnittes)}$$

$$G_{Et} = \frac{\ln E_H/E_C}{\ln E_H/E_L} \quad \text{für } t_1 > t_0, E_1 > E_C$$

Die Einführung des E-t-Schnittes löst das Problem der Behandlung von Ereignissen mit extrem großen Gewichten: innerhalb des Schnittes gibt es keine Gewichte jenseits von 40.

5. BESTIMMUNG DES WIRKUNGSQUERSCHNITTES

5.1 Definition

Wir berechnen den differentiellen Wirkungsquerschnitt mit seiner Abhängigkeit von E_γ und t approximativ als Mittelwert über ein endliches Intervall der E-t-Ebene

$$t_1 < t < t_2 = t_1 + \Delta t$$

$$E_1 < E_\gamma < E_2$$

nach der Formel

$$(15) \quad \overline{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)}_{t_1, t_2; E_1, E_2} = \frac{\varepsilon \cdot R(t_1, t_2; E_1, E_2)}{T \cdot \Delta t \cdot Q(E_1, E_2)}$$

Die Größen auf der rechten Seite haben folgende Bedeutung:

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

ist der mit den nachstehenden Zahlen berechnete Targetfaktor

$\rho = 0.0708 \text{ g/cm}^3$ (Dichte des Targetwasserstoffs)

$l = 50 \text{ cm}$ (Targetlänge)

$N = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ (Loschmidt-Zahl)

$A = 1.01 \text{ g/mol}$ (Atomgewicht des Wasserstoffs)

Δt ist die Intervalllänge bezüglich t .

$R(t_1, t_2; E_1, E_2)$ ist die Rate der nach 4.3 statistisch gewichteten Ereignisse, die in den Grenzen des obengenannten Rechtecks liegen.

$Q(E_1, E_2)$ ist der Fluß der Photonen mit Energien zwischen E_1 und E_2

ε steht für eine Reihe systematischer Korrekturen.

Da über ein endliches Energieintervall gemittelt werden muß, ist es im Hinblick auf die spätere Analyse günstig, t durch die Differenz $t-t_{\min}$ zu ersetzen und alle Verteilungen bezüglich dieser Größe darzustellen. Der minimale Impulsübertrag (Vorwärtspunkt) für Reaktion (1)

$$(16) \quad t_{\min} = M_{\phi}^2 - \frac{s-M_p^2}{2s} \cdot (s+M_{\phi}^2-M_p^2 - \sqrt{(s-(M_{\phi}+M_p)^2)(s-(M_{\phi}-M_p)^2)})$$

hängt von der Energie (s) und der Masse des ϕ -Mesons (M_{ϕ}) ab und wird deshalb individuell für jedes Ereignis ausgerechnet. Mit der Masse des ϕ -Mesons 1.020 GeV nimmt er folgende Werte an:

$$\begin{aligned} \text{für } E_{\gamma} = 4.6 \text{ GeV: } & t_{\min} = -0.0150 \text{ (GeV/c)}^2 \\ \text{für } E_{\gamma} = 6.62 \text{ GeV: } & t_{\min} = -0.0069 \text{ (GeV/c)}^2 \end{aligned}$$

5.2 Selektion der elastischen Ereignisse

5.2.1 Einschränkende Bedingungen

Von der Gesamtmenge der mit der ϕ -Trigger-Logik (Signal ϕ) registrierten Ereignisse sondern wir die durch Reaktion (1) entstandene Menge aus. Wir tun dies, indem wir einer Reihe von Meßgrößen, die mit jedem Ereignis anfallen, gewisse Beschränkungen auferlegen. Eine sinnvolle Wahl dieser Beschränkungen, auch Schnitte genannt, ist an den Häufigkeitsverteilungen der betreffenden Größen ablesbar. Wir beschreiben im folgenden die Schnitte:

1. Schnitt A:

Hierin ist eine Reihe von allgemeinen Beschränkungen zusammengefaßt, denen Reaktion (1) in diesem Experiment immer genügt.

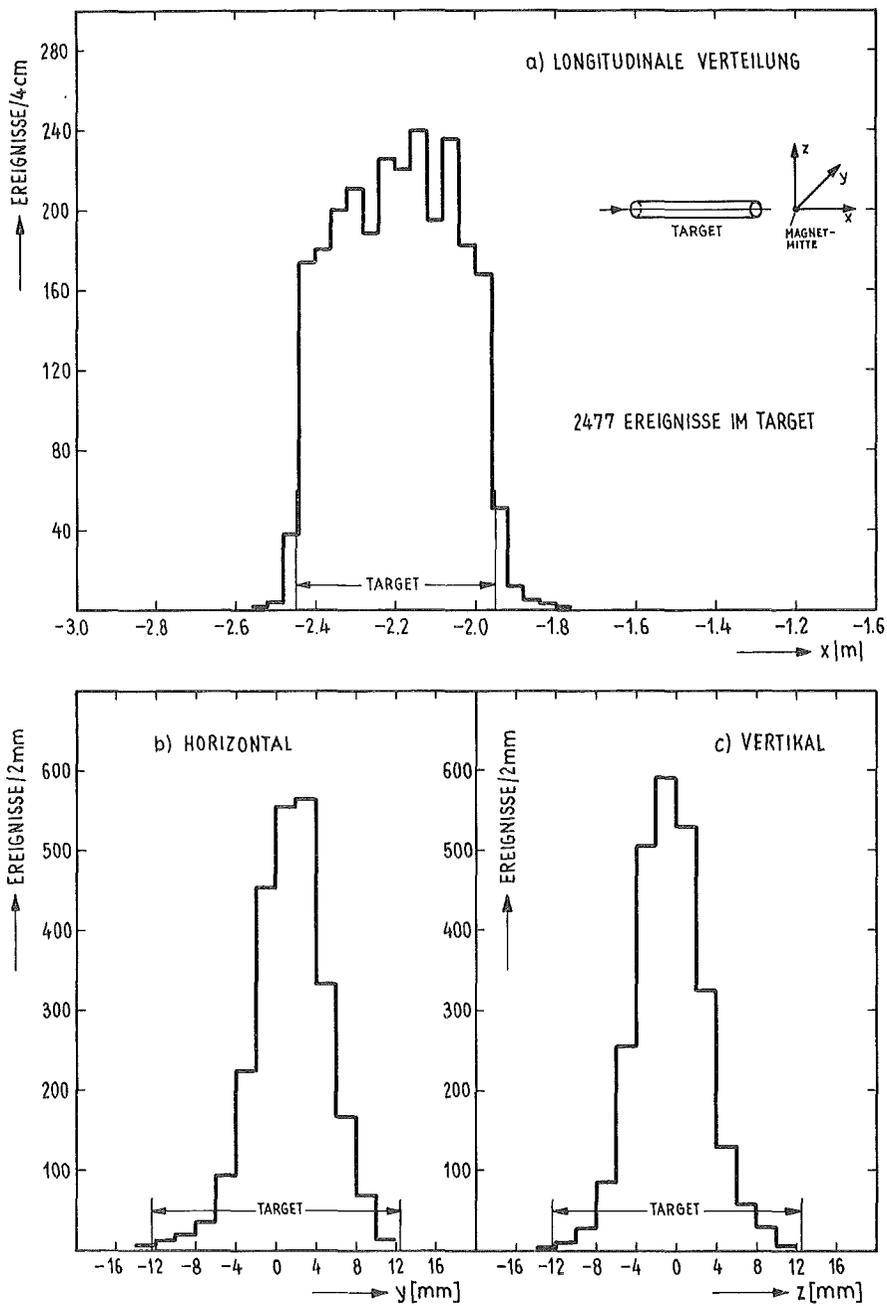


Fig. 14: Räumliche longitudinale (a) und transversale (b,c) Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Vertexpunkte am Target. Auswahlbedingungen: Schnitte 1, 2 und A, jedoch ohne Beschränkung der Vertexlage.

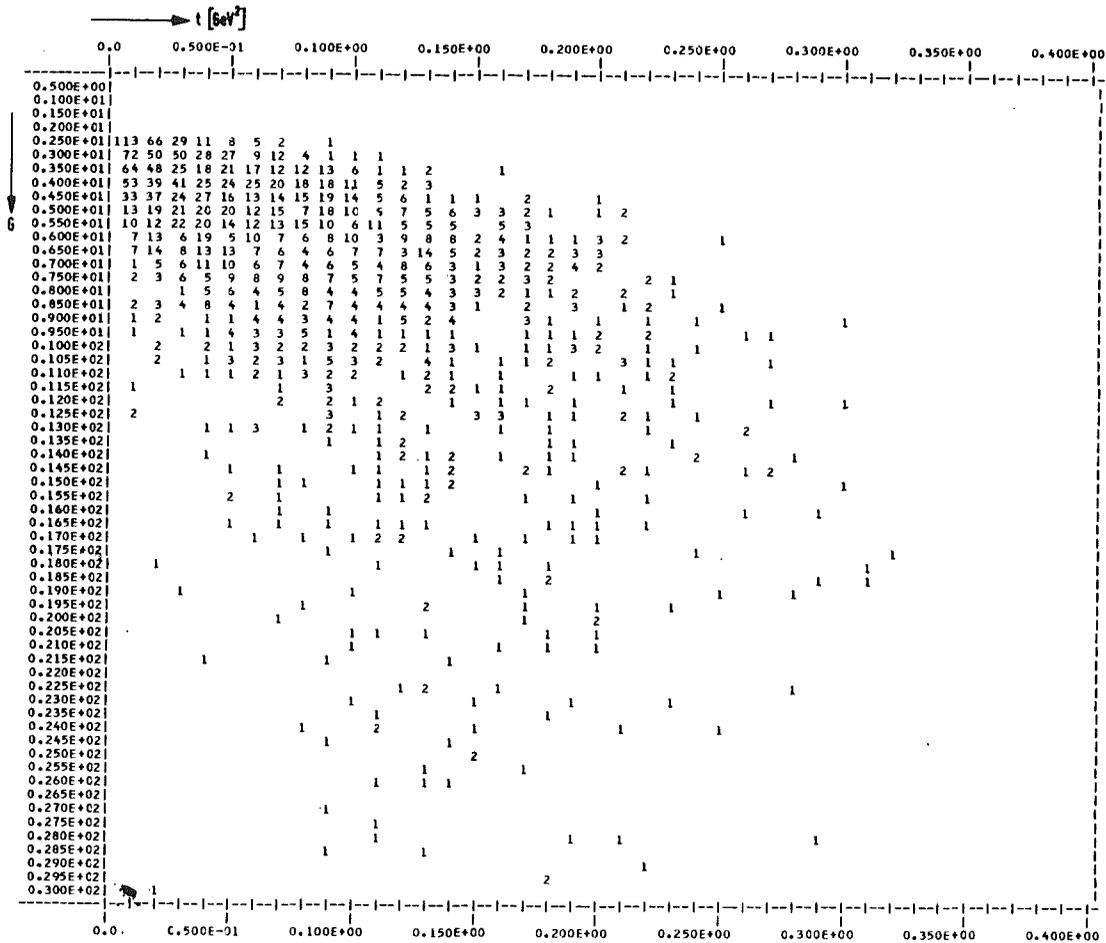


Fig. 15: Häufigkeitsverteilung der Daten bezüglich des statistischen Gewichts (G) und des Impulsübertrags ($|t|$). Mit wachsendem $|t|$ verringert sich die Akzeptanz der Apparatur. Auswahlbedingungen: Schnitte A, 1 und 2 (Nennmenge). Total: ca. 2400 Ereignisse.

a. Der Cerenkov-Zähler zeigt kein Signal über dem Rauschpegel

Die Abwesenheit des Cerenkov-Vetos ist zwar bereits Bestandteil des Signals Φ , schwache elektrische Impulse an den Photoröhren passieren jedoch die Schwellen der nachgeschalteten Diskriminatoreinheiten nicht. Die nunmehr vorgenommene Nachselektion verwendet die an den Photoröh-

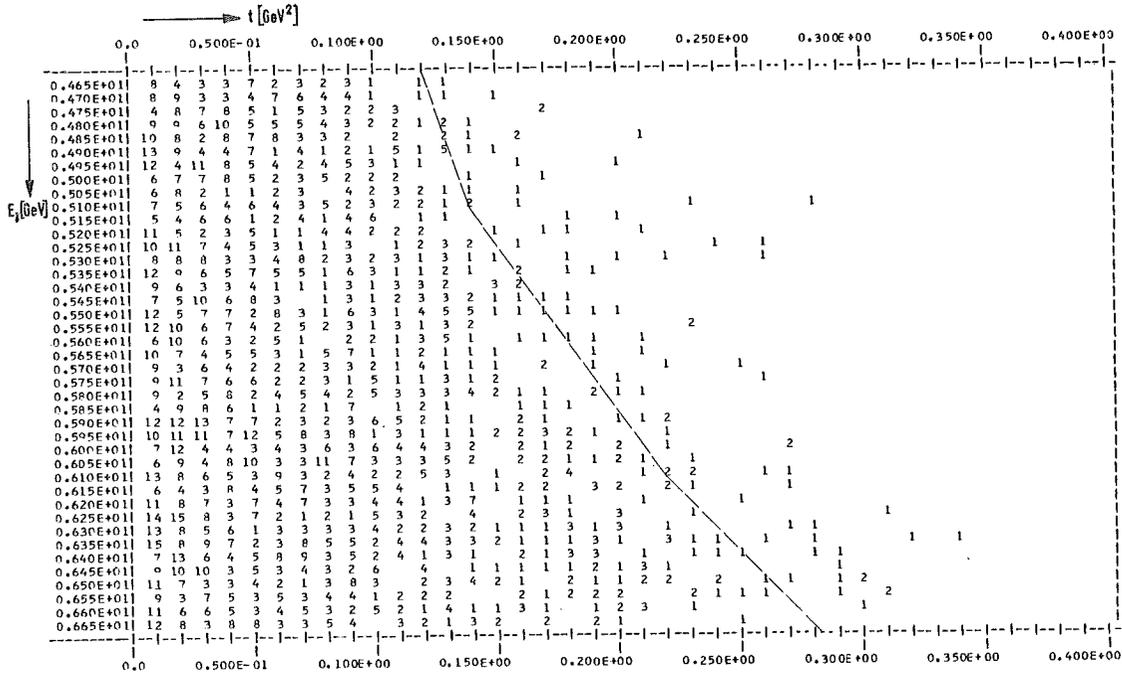


Fig. 16: Häufigkeitsverteilung der Daten bezüglich der Photonenenergie (E_γ) und des Impulsübertrages ($|t|$) (E - t -Ebene). Der schräg im Bild verlaufende Polygonzug definiert den E - t -Schnitt. Auswahlbedingungen: A, 1 und 2 (Nennmenge). Total: 2477 Ereignisse.

ren gemessenen Pulshöhen.

- b. Der Impuls von mindestens einem der auslaufenden Teilchen ist größer als 1.8 GeV/c

Letzteres ist die Impulsschwelle des Cerenkov-Zählers für π -Mesonen. Im Energiebereich dieses Experimentes gibt es keine K-Mesonenpaare aus Reaktion (1) mit beiden Impulsen unterhalb dieser Schwelle.

- c. Das statistische Gewicht (Abschn. 4.3) ist kleiner als 100

Diese Einschränkung hilft, fehlinterpretierte Ereignisse fernzuhalten. Richtig rekonstruierte Ereignisse mit Ge-

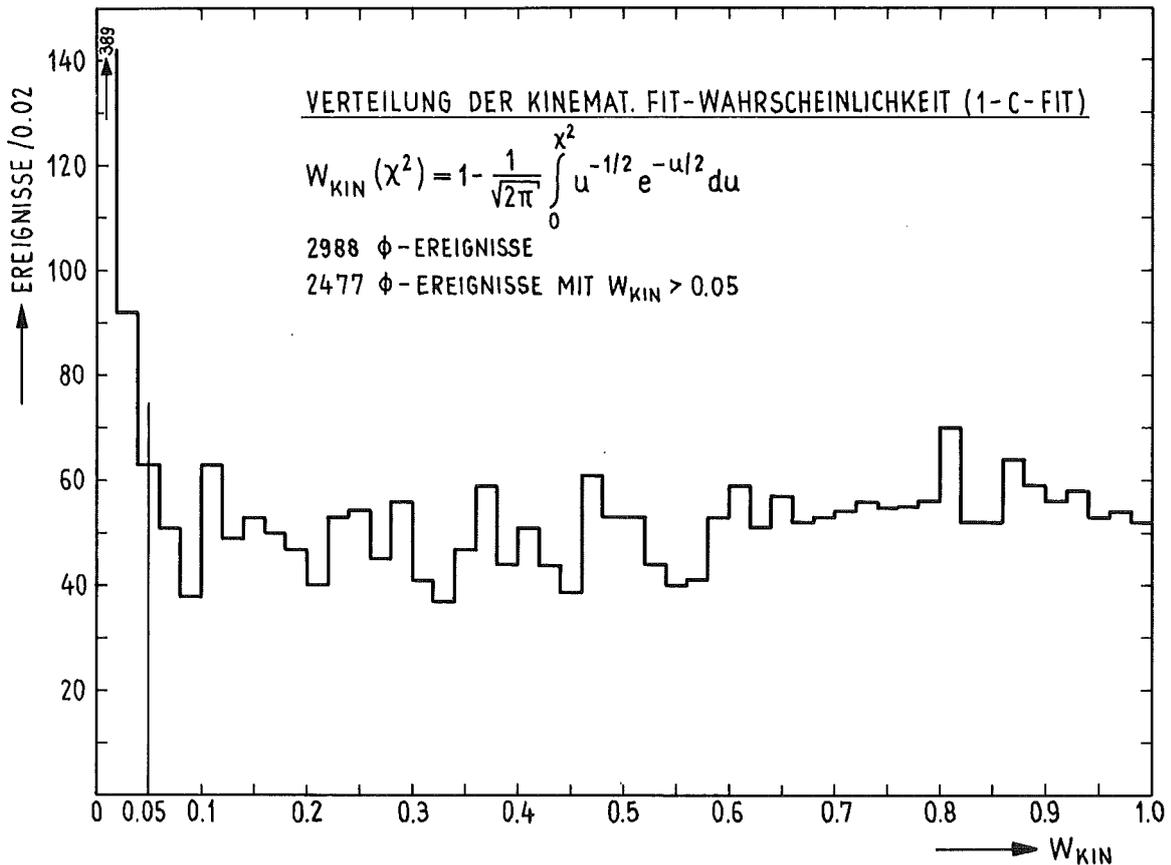


Fig. 17: Wahrscheinlichkeitsverteilung des kinematischen 1-C-fits für die Massenhypothese $\gamma p \rightarrow KKp$, berechnet für die Ereignisse mit ϕ -Produktion (Schnitte A und 2). Annähernde Gleichverteilung stellt sich für $W_{kin} \geq 0.05$ ein.

wichten 100 gibt es innerhalb des E-t-Schnittes nicht.

- d. Der rekonstruierte Vertex-Punkt liegt innerhalb der Targetberandung

Für den weitaus größten Teil der Ereignisse ist dies der Fall (Fig. 14). Der Rest ist mit einer Korrektur zu berücksichtigen.

2. Schnitt 1:

Die kumulative Wahrscheinlichkeit (13) des kinematischen 1-C-fits für die Massenhypothese der Reaktion (1) beträgt

mehr als 5%.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für Ereignisse mit Φ -Produktion rechtfertigt diesen Schnitt. Die in Fig. 17 ersichtliche Häufung bei kleinen Wahrscheinlichkeiten rührt von Ereignissen her, auf welche die Massenhypothese nicht zutrifft (z.B. inelastische Φ -Produktion mit einem schwereren Rückstoßsystem). Der Schnitt verursacht einen Verlust von 5% bezüglich der gesuchten Ereignisse, der mit einer entsprechenden Korrektur ausgeglichen wird.

3. Schnitt 2:

Die invariante Masse (M_{KK}) der K-Meson-Paare genügt der Beschränkung

$$1.0 < M_{KK} < 1.050 \text{ GeV}$$

Die unter den Bedingungen der Schnitte A und 1 entstehende Massenverteilung (Fig. 18, Verteilung 2) zeigt, daß die Masse des Φ -Mesons fast vollständig in den genannten Grenzen enthalten ist.

4. Schnitt 3:

Die bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes mitgezählten Ereignisse liegen innerhalb des E-t-Schnittes gemäß 4.3.1.

Eine im Zusammenhang mit den Korrekturen herangezogene Beschränkung ist der folgende Schnitt:

5. Schnitt 4:

Die nach (17), Seite 68, aus den kinematisch nicht korrigierten Impulsen berechnete Masse des Rückstoßsystems liegt in den Grenzen

$$0.65 < M_x < 1.2 \text{ GeV}$$

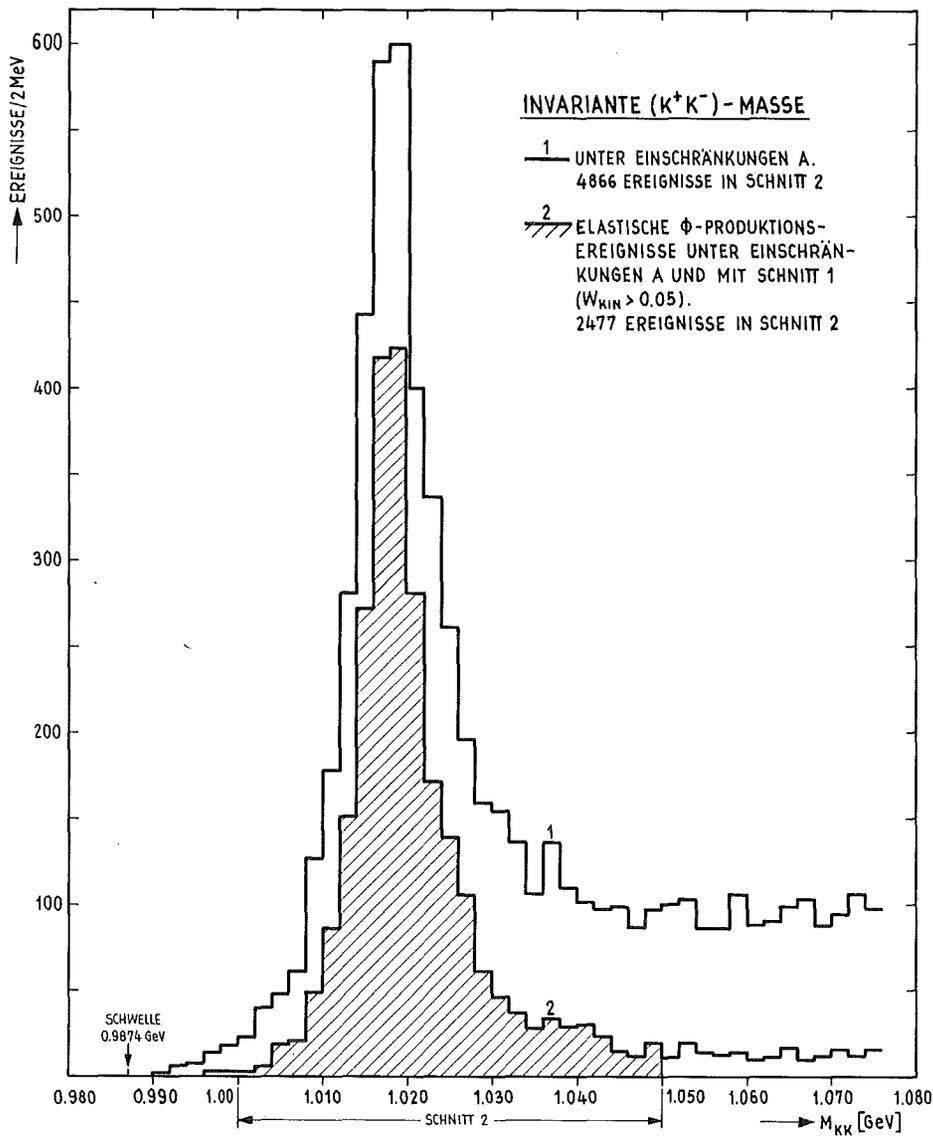


Fig. 18: Häufigkeitsverteilung der invarianten K^+K^- -Masse (M_{KK}). Die Datenmenge unter Verteilung 2 für $1.0 < M_{KK} < 1.05$ GeV (Schnitt 2) ist die Nennungs-
menge zu Reaktion (1).

Wegen der Fehler in der Impulsmessung erscheint die indirekt bestimmte Rückstoßmasse verteilt. Die Verteilungen 1 und 2 in Fig. 19 lassen erwarten, daß für die meisten elastischen Ereignisse mit einem KK_p -Endzustand die Rückstoßmasse in den genannten Grenzen liegt.

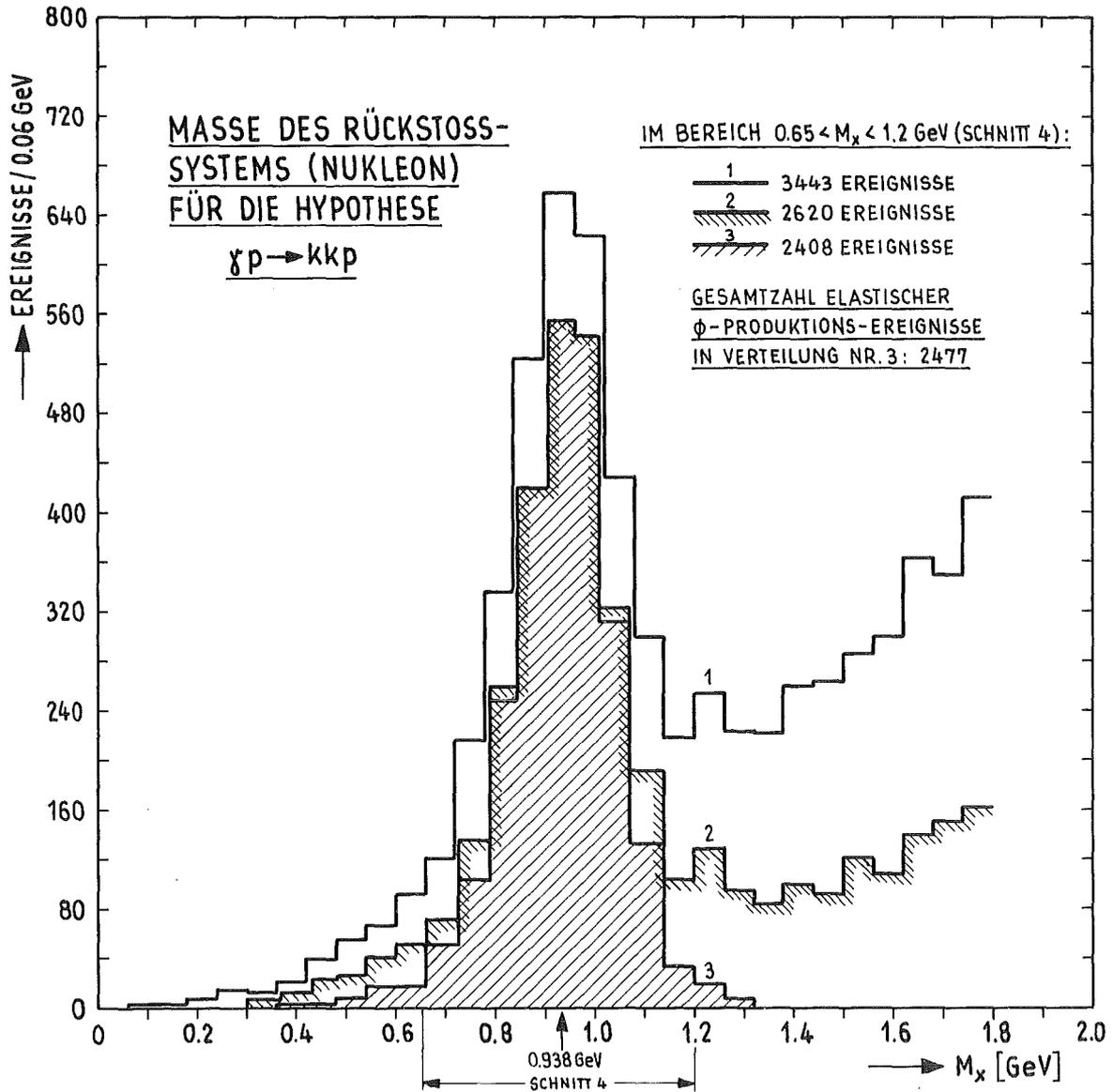


Fig. 19: Häufigkeitsverteilungen der Masse des Rückstoßsystems (M_x) in $\gamma p \rightarrow K^+K^- + X$. Gezeigt sind die Verteilungen unter zunehmend verschärften Auswahlbedingungen (vgl. Abschnitt 5.2).
Verteilung 1: Daten mit Schnitt A .
Verteilung 2: Daten mit Schnitt A und 2 (Daten elastischer und nicht-elastischer ϕ -Produktion).
Verteilung 3: Daten mit Schnitten A, 1 und 2 (Nennungsmenge der Daten mit elastischer ϕ -Produktion).

5.2.2 Definition und Beschreibung der Nennungsmenge

Ereignisse, die durch Reaktion (1) entstanden sind, genügen überwiegend den Bedingungen A, 1 und 2. Umgekehrt erwarten wir, daß die mit den drei Schnitten ausgesonderten Ereignisse bis auf einen geringen Untergrundanteil die Menge mit elastischer Φ -Produktion bilden. Wir bezeichnen diese Datenmenge als die Nennungsmenge für Reaktion (1). Sie umfaßt in diesem Experiment 2477 Ereignisse.

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes wenden wir auf diese Datenmenge die systematischen Korrekturen und den E-t-Schnitt an.

Die selektive Wirkung der Schnitte 2 und 1 läßt sich durch Vergleich der Verteilungen der fehlenden Masse (Fig. 19) verfolgen. Letztere berechnet sich mit den kinematisch unkorrigierten Impulsen aus

$$(17) \quad M_x^2 = (p_\gamma + p_T - p_{K^+} - p_{K^-})^2$$

(Definition der Viererimpulse siehe Fig. 1), wobei angenommen wird, daß die beobachteten Teilchen des Endzustandes K-Mesonen sind. Eine Beschränkung der Daten auf Reaktionen, deren invariante KK-Masse im Resonanzbereich liegt (Fig. 19, Verteilung 2), reduziert die Gesamtmenge (Verteilung 1) für große Rückstoßmassen noch unvollkommen. Die Daten enthalten eine erhebliche Menge von Ereignissen, bei denen ein resonantes, in 2 K-Mesonen zerfallendes System entsteht, zusammen mit einer fehlenden Masse, die größer ist als die des Protons. Auf die vollständige Abtrennung dieses Untergrundes mit nicht-elastischer Φ -Produktion kommen wir an anderer Stelle zurück.

Die zusätzliche Anwendung des Schnittes 1 schränkt die möglichen Rückstoßmassen auf eine Umgebung der Protonmasse ein.

Das Resonanzmaximum in der Verteilung der invarianten K^+K^- -Masse (M_{KK} , Fig. 18) liegt bei (1019 ± 0.5) MeV in Übereinstimmung mit dem Tabellenwert |16| (1019.69 ± 0.28) MeV. Die beobachtete Halbwertsbreite beträgt 7 MeV.

Die Verteilung M_{KK} der Nennungsmenge genügt keiner Breitwigner-Form |18|, da der mittlere Fehler der Einzelmessung für die invariante Masse mit 4 MeV die Größenordnung der Halbwertsbreite hat.

5.3 Normalisierung auf den Photonfluß

Der totale Fluß $Q(E_{\min}, E_{\max})$ der Photonen mit Energien im Meßbereich des Markierungssystems bestimmt sich aus der Anzahl aller im Experiment gezählten Tag-Signale (TC-Koinzidenzen). Er beträgt für die Gesamtmenge der mit dem logischen Signal Φ genommenen Daten

$$Q(E_{\min}, E_{\max}) = 8.55 \times 10^{10} \text{ Photonen mit Tag-Signal}$$

Diese Zahl ist mit dem Wirkungsgrad des Markierungssystems korrigiert.

Für ein kleineres Intervall der Photonenenergie ($E_1 < E < E_2$) berechnet sich der in (15) einzusetzende Fluß mit

$$(18) \quad Q(E_1, E_2) = Q(E_{\max}, E_{\min}) \cdot \frac{\ln(E_2/E_1)}{\ln(E_{\max}/E_{\min})}$$

5.4 Systematische Korrekturen

Der Korrekturfaktor in (15) ist das Produkt einer Reihe systematischer Einzelkorrekturen, die wir im folgenden erläutern.

Verluste durch Knock-on-Elektronen:

Stöße der geladenen K-Mesonen in den Atomhüllenelektronen der durchflogenen Materie setzen schnelle Elektronen frei, die im Cerenkov-Zähler ein Vetosignal erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit für die Entstehung eines Elektrons oberhalb der Cerenkov-Schwelle (etwa 6.6 MeV) ist bei hoher Energie des erzeugenden Mesons von dieser unabhängig. Sie beträgt

$$P(E_{\text{thresh}}) \approx 0.15 \cdot \frac{Z \cdot \rho}{A} \cdot \frac{x}{E_{\text{thresh}}} \quad (\text{Rutherford})$$

(x , Z , A , ρ = Dicke, Kernladung, Atomgewicht, Dichte des durchsetzten Materials E_{thresh} = Schwellenenergie in MeV).

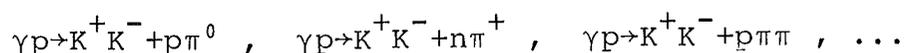
Unter Anwendung dieser Beziehung läßt sich eine effektive Erzeugungswahrscheinlichkeit berechnen. Der durch Stoßelektronen von Mesonen-Paaren verursachte Verlust in der Zahl der beobachteten Ereignisse wird mit einer Korrektur

$$\varepsilon_1 = 1.09 (\pm 3\%)$$

berücksichtigt.

Restuntergrund:

Die Selektion der Daten mit Schnitt 1 bedeutet im wesentlichen eine Beschränkung der mit der Endzustandshypothese (KKp) nach (17) berechneten Rückstoßmasse. Untergrundreaktionen elektromagnetischer Herkunft sowie fehlinterpretierte Spur- und Impulskonfigurationen lassen sich daher mit Hilfe des kinematischen 1-C-fits abtrennen. Dagegen ergeben sich für hadronische Reaktionen der Art



mit jeweils zwei beobachteten K-Mesonen fehlende Massen, die meßfehlerbedingt durchaus im Bereich des Verteilungs-

maximums des Protons liegen können (Fig. 19). Deshalb besteht ein kleiner Teil auch der Nennmenge noch aus solchen Untergrundereignissen.

Eine Korrektur für diesen Untergrund läßt sich aus der in Fig. 19 (Verteilung 2) gezeigten Rückstoßverteilung aller Ereignisse mit Φ -Produktion ermitteln. Wir trennen Signal und Untergrund mit einem an die Rückstoßverteilung angepaßten Funktionsansatz in der Art:

$$\text{Gesamtverteilung} = \text{Signal} + \text{Untergrund} ,$$

bezeichnet als

$$t(M_x) = s(M_x) + b(M_x)$$

Als Ansatz für den Untergrund verwenden wir die Phasenraumverteilung $Q(M_{p\pi})$ der Masse eines $(p\pi)$ -Systems im Bereich der Schwelle (s. Anhang A.3). Wegen der Meßfehler, die in die Rekonstruktion der fehlenden Masse M_x eingehen, wird die beobachtete Untergrundverteilung durch eine Faltung der Phasenraumverteilung mit einer Gaußfunktion beschrieben:

$$b(M_x) = B \cdot \int_{p\pi\text{-Schwelle}}^{M_1} Q(\mu) \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\mu-M_x}{\sigma}\right)^2} dM_x$$

Für die Signalverteilung wurde sowohl ein Ansatz mit einer Gaußfunktion als auch die Form a.3.2.1 (Anhang A.3) versucht, wobei sich letztere befriedigender an die gemessene Verteilung anpassen ließ (Fig. 20).

Der Korrekturfaktor für den inelastischen Restuntergrund berechnet sich mit dem Signal/Total-Verhältnis (s/t) aus

$$(19) \quad \epsilon_{inel} = \int n(m_x) \frac{s(M_x)}{t(M_x)} dM_x / \int n(M_x) dM_x$$

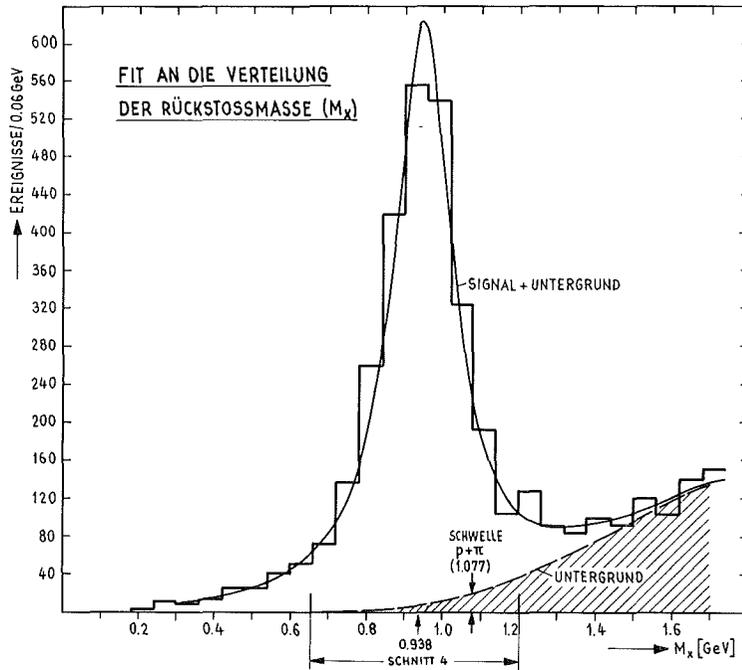


Fig. 20: Abtrennung des Restuntergrundes aus Reaktionen mit nicht-elastischer Φ -Erzeugung. Auswahlbedingungen an die Daten der untersuchten Rückstoßverteilung: Schnitte A und 2. Die Kurve entspricht einem Best-fit nach dem in A.3.1 angegebenen Ansatz

wobei $n(M_x)$ die Rückstoßverteilung der Nennmenge (Fig. 19, Verteilung 3) ist. Die Integration erstreckt sich in den Grenzen von Schnitt 4. Die Ausrechnung liefert

$$\epsilon_{inel} = 0.96 (\pm 2\%)$$

wobei der Fehler die Schwankung des Resultats mit verschiedenen Signalansätzen kennzeichnet.

Hadronischer Untergrund besteht zu einem anderen Teil aus Endzuständen ($\pi\pi p$), worin die beobachteten π -Mesonen fälschlich als K-Mesonen interpretiert wurden. In der Verteilung einer nach (17) berechneten Rückstoßmasse erscheint das Hauptmaximum rund 100 MeV unterhalb der Protonmasse, so daß eine Unterscheidung von (KKp)-Zuständen bei der ki-

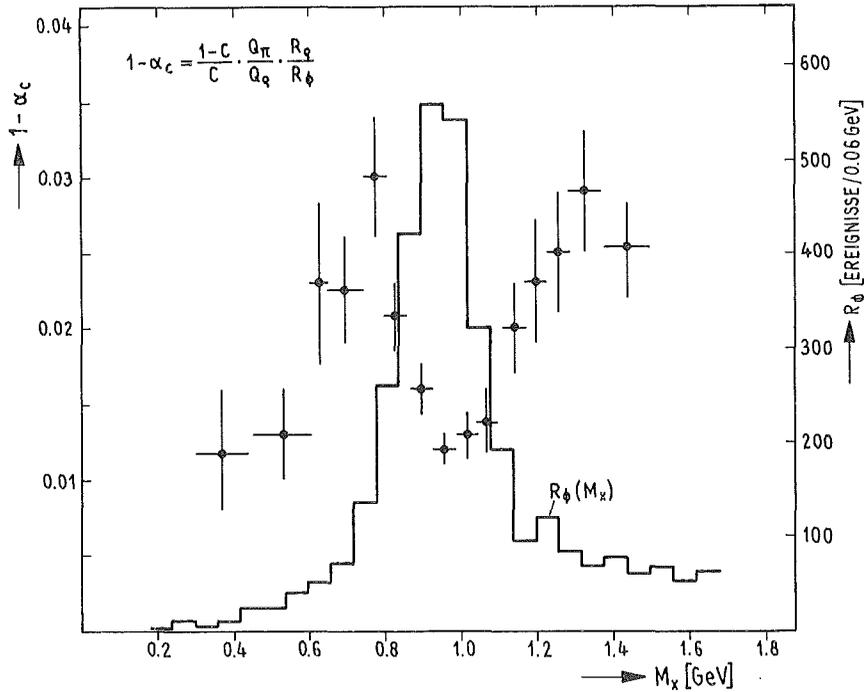


Fig. 21: Signal/Total-Verhältnis α_c (gezeigt ist $1 - \alpha_c$) für π -mesonischen Untergrund (Kreuze). Verteilung R_ϕ ist die Rückstoßverteilung für ϕ -Daten mit den Schnitten A und 2 sowie der Beschränkung auf schnelle Mesonen-Paare (Impuls ≥ 1.8 GeV/c).

nematischen Anpassung nicht möglich ist.

Die Stärke des registrierten Untergrundes hängt vom Ansprechvermögen des Cerenkov-Zählers für schnelle π -Mesonen-Paare und dem Verhältnis der Erzeugungsraten von $(\pi\pi\rho)$ - und $(KK\rho)$ -Zuständen ab.

Zur Bestimmung einer Korrektur wird das in Anhang A.3.2 angegebene Verfahren benutzt. Das Signal/Total-Verhältnis

$$\alpha_c(m_x) = 1 - \frac{1-C}{C} \cdot \frac{Q_\phi}{Q_\pi} \cdot \frac{R_\pi(m_x)}{R_\phi(m_x)}$$

ist in Fig. 21 gezeigt. Das Ansprechvermögen des Cerenkov-Zählers konnte unabhängig nur mit Elektronenpaaren zu $C = 0.9975 \pm 0.0015$ bestimmt werden. Mit der Wichtung

$$(19a) \quad \varepsilon_{\pi} = \frac{\int n(M_X) \cdot \alpha_C(M_X) dM_X}{\int n(M_X) dM_X}$$

Schnitt 4 Schnitt 4

ergibt sich die Pion-Korrektur zu

$$\varepsilon_{\pi} = 0.985 (\pm 0.4\%)$$

wobei im Fehler die Unsicherheit der C-Messung und die statistische Schwankung berücksichtigt ist.

Als totale Untergrundkorrektur mit Berücksichtigung des Anteils aus inelastischer ϕ -Produktion und des Pion-Untergrundes ergibt sich:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_{\text{inel}} \cdot \varepsilon_{\pi} = 0.95 (\pm 2\%)$$

Verluste durch die Cerenkov-Einzelrate:

Die Signal-Einzelrate des Cerenkov-Zählers beträgt $(2 \pm 1) \times 10^5 |(\text{sec Pulszeit})^{-1}|$ bei einer Pulsdauer 50 nsec. Der Verlust an ϕ -Ereignissen durch zufällige Koinzidenzen beträgt daher 1%. Für die entsprechende Hochrechnung ergibt sich definitionsgemäß

$$\varepsilon_3 = 1.01 (\pm 0.5\%)$$

Verluste bei undefinierter Photonenergie:

Da das Signal der Kanalzähler des Markierungssystem keine Komponente der Hauptkoinzidenz ist, werden Ereignisse registriert, bei denen kein Tag-Kanal oder mehrere ansprechen. Auch auf Ereignisse mit undefinierter Photonenergie (O-C-Ereignisse) sind die Schnitte A und 2 anwendbar. Die Korrektur der Nennungsmenge für O-C-Ereignisse ist das Zahlenverhältnis aller ϕ -Ereignisse und derjenigen mit

eindeutig definierter Photonenergie:

$$\varepsilon_4 = 1.28 (\pm 2\%)$$

Scan-Verluste:

Die Auffindungswahrscheinlichkeit der Spurrekonstruktion beträgt nach Ziekursch |8| 94%. Die Differenz zum Resultat einer von uns vorgenommenen visuellen Durchmusterung (97%) wird im Fehler der Korrektur berücksichtigt:

$$\varepsilon_5 = 1.06 (\pm 3\%)$$

Verluste bei der Impulsrekonstruktion:

Die Impuls-Vertex-Rekonstruktion aus den Spuren ist ein verwickelter iterativer Prozeß, der bei ungünstigen Startbedingungen - vermutlich durch Kumulation von Rundungsfehlern - divergiert. Etwa 5% der Spurkonfiguration, die dem Anschein nach alle Voraussetzungen für ein gesuchtes Ereignis erfüllen, werden vom Programm verworfen. Eine Auszählung der Verluste ergibt die Korrektur

$$\varepsilon_6 = 1.05 (\pm 2\%)$$

Verluste durch die Targetbegrenzung:

Die in Schnitt A enthaltene Einschränkung auf Ereignisse mit einem rekonstruierten Vertex-Punkt innerhalb der Targetberandung führt zu Verlusten. Eine Auszählung der Koordinatenverteilungen (Fig. 14) ergibt die Korrektur

$$\varepsilon_7 = 1.04 (\pm 1\%)$$

Verluste durch Vielspurkonfigurationen:

Die Häufigkeiten der Ereignisse mit 2, 3 und mehr rekonstruierten Spuren verhalten sich wie 1:0.09:0.0015. Die Impuls-Vertex-Rekonstruktion wurde deshalb zunächst nur auf die Menge der 2-Spur-Ereignisse angewandt. Eine Korrektur für die in 3- und Mehr-Spur-Daten enthaltenen ϕ -Ereignisse beläuft sich auf

$$\varepsilon_8 = 1.015 (\pm 0.15\%)$$

Zusammenfassung:

Die nachstehende Liste ist eine Zusammenstellung aller zur Gesamtkorrektur

$$\varepsilon = \prod_i \varepsilon_i = 3.553 (\pm 5.6\%)$$

beitragenden Faktoren, deren relative Fehler quadratisch addiert werden.

Verluste durch Stoßelektronen	$\varepsilon_1 = 1.09 (\pm 3\%)$
Korrektur für den Restuntergrund	$\varepsilon_2 = 0.95 (\pm 2\%)$
Verluste durch Cerenkov-Einzelrate	$\varepsilon_3 = 1.01 (\pm 0.5\%)$
Verluste durch 0- und Doppeltags	$\varepsilon_4 = 1.28 (\pm 2\%)$
Verluste der Spurrekonstruktion	$\varepsilon_5 = 1.06 (\pm 3\%)$
Verluste bei der Impulsrekonstruktion	$\varepsilon_6 = 1.05 (\pm 2\%)$
Verluste durch Targetbegrenzung	$\varepsilon_7 = 1.04 (\pm 1\%)$
Korrektur für Vielspurereignisse	$\varepsilon_8 = 1.015 (\pm 0.15\%)$
Hochrechnung für Schnitt 1	$\varepsilon_9 = 1.0/0.95$
$\Gamma_{\text{total}}/\Gamma_{(\phi \rightarrow K^+K^-)}$ (nach 16)	$\varepsilon_{10} = 2.146$

(Die Korrektur ε_{10} berücksichtigt, daß außer dem ϕ -Zerfall der Reaktion (1) noch andere Zerfälle existieren, bei denen das ϕ -Meson von der Apparatur nicht nachgewiesen wird.)

5.5 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Mit dem Resultat aus 5.4 berechnet sich der Wirkungsquerschnitt gemäß (15) und (18) in der Form

$$\overline{\frac{d\sigma}{dt}} = \lambda(E_1, E_2) \cdot \frac{R(t, t+\Delta t; E_1, E_2)}{\Delta t}$$

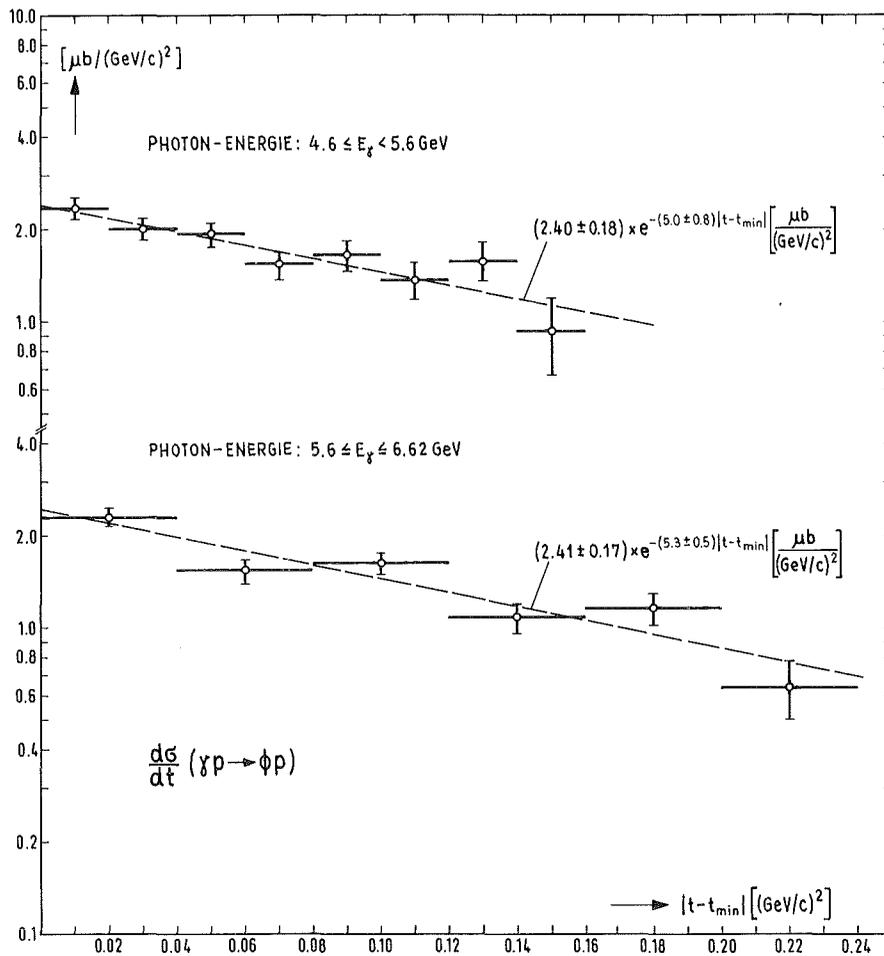


Fig. 22: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \phi p)$ für zwei Bereiche der Gesamtenergie.
 (E_γ = Laborenergie des Photons)
 Obere Bildhälfte : $4.6 < E_\gamma < 5.6$ GeV
 Untere Bildhälfte: $5.6 < E_\gamma < 6.62$ GeV.
 Die Linien entsprechen Best-fits an die Daten mit einem Exponentialansatz.

Die Zahlenwerte von $\frac{\overline{d\sigma}}{dt}$ und λ sowie die gewichteten und ungewichteten Raten, R und n , sind den Tabellen 6 zu entnehmen (vgl. auch Fig. 22). Die in den Tabellen angegebenen Fehler sind nach der Vorschrift

$$\delta\left(\frac{\overline{d\sigma}}{dt}\right) = \left(\frac{\overline{d\sigma}}{dt}\right) \cdot \sqrt{\frac{1}{n} + \left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2}$$

zusammengesetzt. Der erste Summand unter der Wurzel ist das Quadrat der relativen statistischen Schwankung der Rate $R(t, t+\Delta t; E_1, E_2)$, zu der $n(t, t+\Delta t; E_1, E_2)$ ungewichtete Ereignisse beitragen. Der systematische Fehler trägt mit 5.6% bei.

Für die Extrapolation der Daten bis zur Stelle mit minimalem Impulsübertrag wurde die Funktion

$$(19) \quad \frac{d\sigma}{dt} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=t_{\min}} \cdot e^{B \cdot (t-t_{\min})}$$

für zwei Energiebereiche an die Daten angepaßt. Das Resultat zeigt Fig. 22 und Tabelle 7. Eine Energieabhängigkeit von Amplitude und Exponentialfaktor (Achsenabschnitt und Steigung genannt) ist nicht zu erkennen. Dies ist eines der bemerkenswerten Resultate dieses Experimentes. In der folgenden Diskussion verwenden wir für Abschnitt und Steigung Werte, die durch Anpassen von (19) an die Daten des gesamten Energiebereiches berechnet sind (Tabelle 7, letzte Zeile).

TABELLE 6a

$4.6 < E_{\gamma} < 5.6 \text{ GeV}; \quad \lambda = 0.3645 * 10^{-4} \text{ } \mu\text{barn};$				
$\left \frac{t-t_{\min}}{(\text{GeV}/c)^2} \right $ von - bis	Anzahl der Ereignisse (n)	gewichtete Rate (R)	$\overline{d\sigma/dt}$ $ \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2 $	$\pm\delta(\overline{d\sigma/dt})$ $ \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2 $
0.00-0.02	299	1275	2.32	0.19
0.02-0.04	205	1100	2.00	0.18
0.04-0.06	154	1048	1.91	0.19
0.06-0.08	104	835	1.52	0.17
0.08-0.10	99	898	1.63	0.19
0.10-0.12	61	754	1.37	0.19
0.12-0.14	52	864	1.58	0.24
0.14-0.16	13	510	0.93	0.26
0.16-0.18	4	405	0.74	0.37

TABELLE 6b

5.6 < E _γ < 6.62 GeV; λ = 0.4285 * 10 ⁻⁴ μbarn				
$\left \frac{t-t_{\min}}{(\text{GeV}/c)^2} \right $ von - bis	Anzahl der Ereignisse (n)	gewichtete Rate (R)	$\overline{d\sigma/dt}$ $ \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2 $	$\pm\delta(\overline{d\sigma/dt})$ $ \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2 $
0.00-0.04	589	2148	2.30	0.16
0.04-0.08	316	1421	1.52	0.15
0.08-0.12	237	1506	1.61	0.14
0.12-0.16	120	1010	1.08	0.12
0.16-0.20	90	1075	1.15	0.14
0.20-0.24	28	599	0.64	0.14

TABELLE 6c: (gesamter Energiebereich)

$4.6 < E_{\gamma} < 6.62 \text{ GeV}; \quad \lambda = 0.1969 * 10^{-4} \text{ } \mu\text{barn}$				
$ t-t_{\min} $ $ (\text{GeV}/c)^2 $ von - bis	Anzahl der Ereignisse (n)	gewichtete Rate (R)	$\overline{d\sigma/dt}$ $ \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2 $	$\pm\delta(\overline{d\sigma/dt})$ $ \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2 $
0.00-0.02	651	2451	2.41	0.16
0.02-0.04	442	2071	2.03	0.15
0.04-0.06	317	1716	1.69	0.13
0.06-0.08	257	1587	1.56	0.13
0.08-0.10	243	1776	1.74	0.15
0.10-0.12	154	1381	1.36	0.13
0.12-0.14	131	1448	1.42	0.15
0.14-0.16	54	905	0.89	0.13
0.16-0.18	54	1181	1.16	0.17
0.18-0.20	40	1122	1.10	0.19
0.20-0.22	21	840	0.83	0.19
0.22-0.24	7	463	0.46	0.17

TABELLE 7: Angepaßte Parameter der Exponentialfunktion (19) zur Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnittes.

E_γ GeV	$d\sigma/dt \Big _{t=t_{\min}}$ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$	B $(\text{GeV}/c)^{-2}$
4.6-5.6	2.40 ± 0.18	5.0 ± 0.8
5.6-6.62	2.41 ± 0.17	5.3 ± 0.5
4.6-6.62	2.41 ± 0.16	5.2 ± 0.4

6. DISKUSSION DES ERGEBNISSES

Dieser Abschnitt enthält einen Überblick über den derzeitigen experimentellen Kenntnisstand der Photoerzeugung von Φ -Mesonen sowie einen Vergleich unserer Ergebnisse mit den Voraussagen des Quarkmodells.

6.1 Experimentelle Situation

Der differentielle Wirkungsquerschnitt elastisch photoerzeugter Φ -Mesonen hat eine besondere Bedeutung für den Vergleich mit theoretischen Modellen erlangt. Für kleine Viererimpulsüberträge $|t|$ des Photons auf das Nukleon sollte der Wirkungsquerschnitt gemäß (19) exponentiell von t abhängen, wie dies sowohl für die Photoproduktion anderer Vektormesonen als auch bei elastischer Hadron-Hadron-Streuung beobachtet wird.

Um Betrag und Steigungsparameter ($d\sigma/dt|_{t=0}$ bzw. B) nahe bei $t=0$ zu ermitteln, sind besonders solche Experimente interessant, in denen das unter minimalem Impulsübertrag erzeugte Φ -Meson gemessen werden kann.

Wie der Datenvergleich mit Fig. 23 zeigt, gibt es unter den Φ -Produktions-Experimenten der letzten Jahre nur wenige, in denen Impulsüberträge kleiner als 0.2 GeV^2 untersucht wurden. Es war eines der Ziele unseres Experimentes, in diesem t -Bereich den Wirkungsquerschnitt mit großer Datenmenge zu bestimmen.

Hinsichtlich der Meßmethode lassen sich unter den bisherigen Experimenten zwei Arten unterscheiden: Spektrometermessungen, die bei guter Impulsauflösung im allgemeinen eine kleine Akzeptanz haben und kinematisch nur schwach festgelegt sind, und Experimente mit kinematischer Überbestimmung der gesuchten Reaktion.

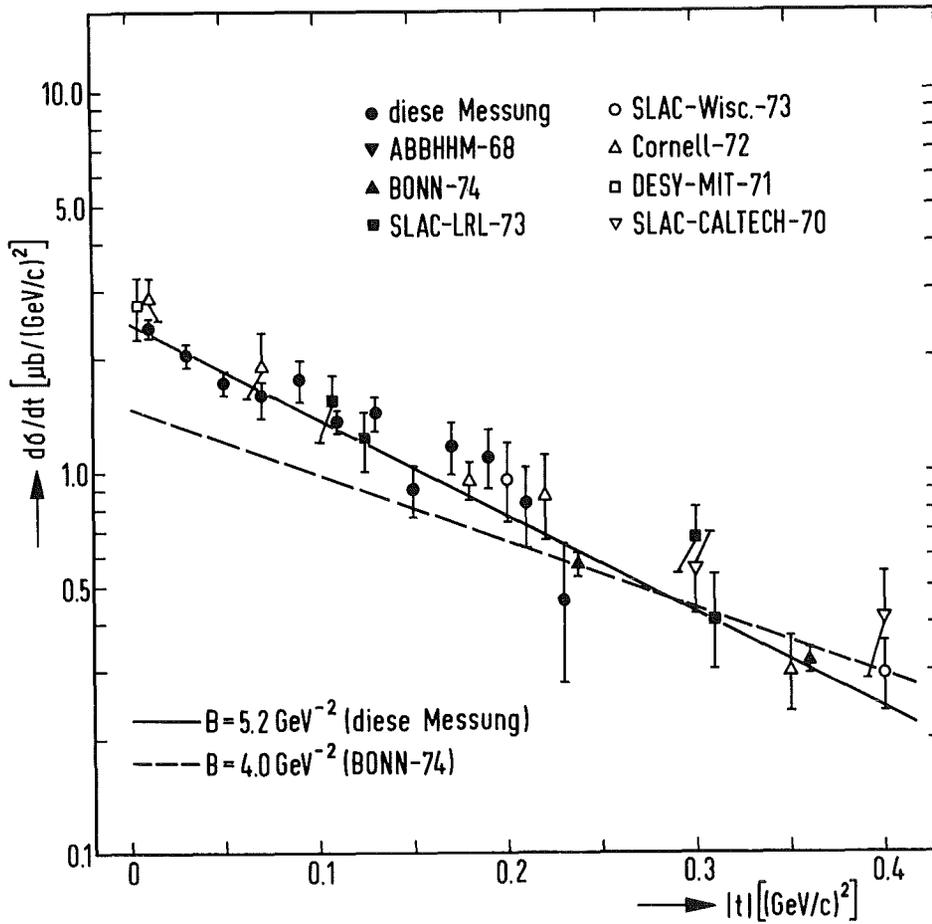


Fig. 23 Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \phi p)$ aus dieser Messung zusammen mit den Resultaten früherer Experimente.
 Ausgefüllte Symbole: Kinematisch überbestimmte Messungen (Ref. 33, 34, 35)
 Hohle Symbole: Spektrometer-Messungen (O-C-fit) (Ref. 36, 37, 38, 39).

Experimente, die Einarm- oder Paarspektrometer sowie einen Strahl mit nicht-markierten Photonen verwenden, wurden von den Autorengruppen [36, 37, 38, 39] durchgeführt. Eine Übersicht über die Messungen dieser Experimente zusammen mit den Meßergebnissen anderer vergleichbarer Experimente ist in Fig. 23 dargestellt. Extrem in Vorwärtsrichtung mißt das Experiment von Alvensleben et al. (38,

DESY-MIT-71) mit $|t| < 0.02 \text{ GeV}^2$ bei einer maximalen Photonenergie (Bremsstrahl) von 5.2 GeV. Dieses Experiment ist das einzige, welches elastische ϕ -Produktion bei den Photonenergien unseres Experimentes untersucht. Der von Berger et al. (39, Cornell-72) bei kleinem t angegebene Wirkungsquerschnitt entstammt einer Messung bei 8.5 GeV. Die erwähnten Spektrometermessungen verfügen alle über große Statistiken von etwa 10.000 Ereignissen. Nachteilig ist jedoch die im allgemeinen schwache kinematische Festlegung des Endzustandes. Bei der Bestimmung der elastischen Reaktion (1) aus dem Untergrund sind daher systematische Fehler nicht auszuschließen.

In der zweiten Art von Experimenten, zu der auch das hier beschriebene gehört, ist der KKp-Endzustand aus dem elastischen Produktionsprozeß kinematisch mindestens einmal überbestimmt.

In Tabelle 8 sind von solchen bis jetzt existierenden Experimenten die Resultate, die Grenzen ihres kinematischen Meßbereiches und die Ereignisstatistik zusammengestellt. Zwei Experimente verdienen hier besondere Beachtung, da in ihnen aufgrund hoher kinematischer Überbestimmung der Untergrund bei der Messung von Reaktion (1) stark unterdrückt wird:

Das Zähler-Funkenkammer-Experiment von Besch et al. |34| mißt die Impulse von allen drei auslaufenden Teilchen. Da ein Strahl mit nicht-markierten Bremsphotonen verwendet wird, ist der Endzustand der Reaktion (1) kinematisch dreifach überbestimmt (3-C-fit). Der t -Bereich dieses Experimentes schließt an denjenigen unserer Messung an. Die Photonenergie ist jedoch mit 2 GeV niedriger.

In diesem Experiment wird jedes der auslaufenden K-Mesonen getrennt in einem Zähler-Funkenkammer-Hodoskop mit verhältnismäßig kleinem Raumwinkel nachgewiesen. Eine Berechnung der Akzeptanz-Korrektur ist hier problematisch, weil sie auf Hypothesen über die Zerfallswinkelverteilung des

TABELLE 8 Differentieller Wirkungsquerschnitt der elastischen Φ -Photoproduktion aus früheren Experimenten, bei denen die Festlegung der Reaktion kinematisch überbestimmt ist. Angegeben sind die angepaßten Parameter der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=t_{\min}} \cdot \exp(B \cdot (t-t_{\min}))$$

E_{γ} GeV	$t-t_{\min}$ GeV ²	$\frac{d\sigma}{dt} \Big _{t=t_{\min}}$ $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$	B GeV ⁻²	Ereignisse	Kinemat. Bestimmung	Referenz; Meßmethode
4.6 -6.62	0.0 -0.23	2.41±0.16	5.2 ±0.4	2477	1C	(diese Messung); Impulsmessung an K ⁺ und K ⁻ , markierter Photonenstrahl
2.0	0.23 -0.73	1.47±0.16	4.06±0.24	1538	3C	34 (Bonn-74); Impulsmessung an K ⁺ und p, Bremsstrahl
2.8	0.045-1.6	1.7 ±0.7	3.7 ±1.2	~20	4C	35 (SLAC-LRL-73); Blasenkammer, rückwärts gestreuter Laserstrahl
4.7	0.02 -1.6	1.6 ±0.6	3.7 ±1.0	~20	4C	
9.3	0.02 -1.6	2.5 ±0.5	4.6 ±0.7	~70	4C	
1.58-3.5	0.1 -1.2	1.1 ±0.7	2.7 ±1.1	10	3C	33 (ABBHM); Blasenkammer, Bremsstrahl
3.5 -5.8	0.1 -1.2	1.6 ±0.6	3.5 ±0.9	8	3C	

Φ -Mesons angewiesen ist. Dies kann zu systematischen Fehlern im Wirkungsquerschnitt führen.

In der Tat stellt das von uns durchgeführte Experiment das bislang einzige Hochstatistik-Experiment dar, in welchem für kleine Impulsüberträge der gesamte Zerfallswinkelkonus des Φ -Mesons beobachtbar ist.

Die an der SLAC-Blasenkammer von Ballam et al. [35] durchgeführte Messung benutzt als Photonstrahl Laser-Photonen, die am SLAC-Elektronenstrahl in Rückwärtsrichtung streuen. Für eine bestimmte Streurichtung (um 180°) läßt sich ein hochenergetischer Photonenstrahl mit sehr genau definierter Energie ausblenden. Der Endzustand aus Reaktion (1) ist

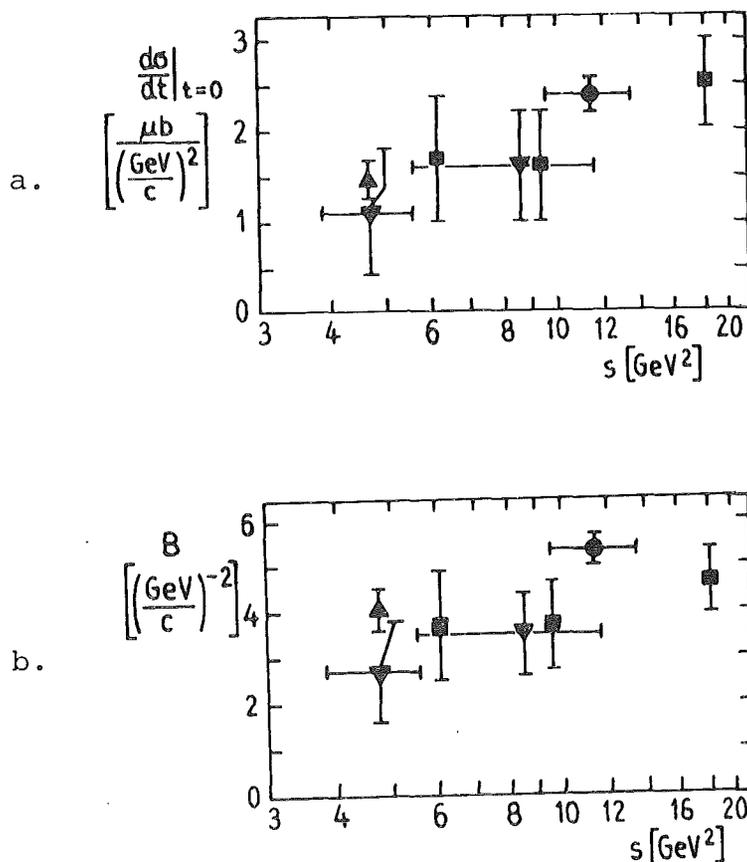


Fig. 24 a. Extrapolierte differentielle Wirkungsquerschnitte $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}$,

b. angepaßte Steigungsparameter (B)

aus diesem Experiment zusammen mit Resultaten aus früheren Messungen mit kinematischer Überbestimmung für den Kkp-Endzustand in Reaktion (1). (Symbole und Referenzen wie in Fig. 23.)

damit kinematisch 4-fach überbestimmt.

Bei den Blasenkammerexperimenten ist der statistische Fehler wegen der geringen Ereignisstatistik groß. Die für das SLAC-Experiment in Fig. 23 um $t = 0.1$ eingetragenen Meßpunkte sind von den Autoren angegebene Mittelwerte der Messungen bei zwei Energien über einen t -Bereich 0 bis 0.2 GeV.

Für die Energieabhängigkeit von Betrag und Steigungspara-

meter des Wirkungsquerschnittes ergibt sich damit das Folgende: der von uns gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt wird dargestellt durch eine Anpassung unserer Daten aus dem gesamten Energieintervall $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.62$ GeV an eine Exponentialfunktion, der die durchgezogene Linie in Fig. 23 entspricht. Die Zahlenwerte der Parameter $d\sigma/dt|_{t=0}$ und B sind der Tabelle 8 zu entnehmen. Wie aus Fig. 23 ersichtlich ist, liefern die Daten der Cornell-Gruppe [37] systematisch größere Wirkungsquerschnitte bei einer Photonenergie von 8.5 GeV. Ein Vergleich der nach $t=0$ extrapolierten differentiellen Wirkungsquerschnitte (Fig. 24) läßt besonders bei kleinen Energien eine Energieabhängigkeit vermuten. Hingegen zeigen, wie erwähnt, unsere Daten allein keine Energieabhängigkeit. So kommt als weitere Möglichkeit eine Abhängigkeit des Steigungsparameters B von t in Betracht. Dies wird beim Vergleich mit den Messungen der Bonn-Gruppe [34] deutlich.

Die gestrichelte Linie in Fig. 23 stellt eine Exponentialfunktion dar, welche die Autoren der Bonn-Gruppe an ihre Daten angepaßt haben. Bei $|t| \geq 0.2 \text{ GeV}^2$ sieht man einerseits eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit unserer angepaßten Kurve, andererseits ist der Steigungsparameter B von unserem signifikant verschieden. Da die Bonn-Gruppe keine Messungen unter $|t| = 0.2 \text{ GeV}^2$ hat, ist eine Änderung von B bei kleinem t nicht auszuschließen. Aus den über einen weiten t -Bereich ($0.2 - 1.0 \text{ GeV}^2$) durchgeführten Messungen von Anderson et al. [36] ist nicht zu erkennen, daß der Steigungsparameter des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei großem t einer starken Variation unterliegt. Es ist daher möglich, daß die Verschiedenheit der Steigungen aus den Daten der Bonn-Gruppe und unseren Messungen entweder eine Abhängigkeit der Steigung von der Energie oder von t , insbesondere bei kleinem t , anzeigt. Die Zusammenstellung in Fig. 24b zeigt, die von den verschiedenen Gruppen ermittelten Werte für B. Eine Energieabhängigkeit

ist nicht auszuschließen, aber wegen der großen Fehler nicht mit Sicherheit feststellbar.

Wir fassen zusammen:

Das hier beschriebene Experiment ist zur Zeit das einzige, welches die differentiellen Wirkungsquerschnitte der elastischen Photoproduktion des Φ -Mesons bei kleinem Impulsübertrag mit hoher Statistik mißt, wobei die Zerfallswinkelverteilung des Φ -Mesons vollständig beobachtet werden kann.

Für die Betrags- und Steigungsparameter des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei $t=0$ liefert unsere Messung Werte mit sehr kleinem Fehler. Ein Vergleich unseres Wirkungsquerschnittes bei $t=0$ mit den Resultaten anderer Messungen läßt eine Energieabhängigkeit vermuten, welche bei kleinen Energien am stärksten ist, und für hohe Energien abnimmt. Da bei anderen Gruppen $d\sigma/dt|_{t=0}$ meistens aus Messungen bei großem t extrapoliert wurde, kann man jedoch die Schwankungen dieser Werte untereinander auch mit einer Änderung des Steigungsparameters B bei kleinen t -Beträgen in Zusammenhang bringen.

6.2 Vorhersagen des Quarkmodells

Der Wirkungsquerschnitt für elastisch am Proton erzeugte Φ -Mesonen kann mit den Vorhersagen eines Vektordominanz-Quark-Modells nach Joos [41] verglichen werden. Wir erläutern im folgenden kurz die theoretischen Ansätze, die die Anwendung des Modells auf unsere Daten rechtfertigen und führen sodann den Vergleich durch.

6.2.1 Theoretisches

Vektordominanz-Modell:

Das Φ -Meson ist ein Vektormeson mit den Quantenzahlen be-

zätzlich Spin-Parität (J^P), Ladungskonjugation (C) und Isospin (I)

$$\begin{aligned} J^P &= 1^- \\ C &= -1 \\ I &= 0 \end{aligned}$$

Diese Quantenzahlen stimmen mit denen der isoskalaren Komponente des Photons überein. Auch die Vektormesonen ω , ρ_0 , $\rho'_0(1600)$ haben die Quantenzahlen des Photons, wobei der Isospin der Teilchen ρ und ρ' 1 beträgt. Nach dem Vektordominanz-Modell [48] sind Photoproduktionsreaktionen am Proton auf Wechselwirkungen der genannten Vektormesonen mit dem Proton zurückzuführen, derart, daß die Photoproduktionsamplitude f_γ mit den Amplituden f_V der wechselwirkenden Vektormesonen verknüpft ist wie

$$f_\gamma = \sum_V \sqrt{\frac{\alpha}{4} \cdot \frac{1}{\gamma_V^2/4\pi}} \cdot f_V$$

V = Vektormesonen

$\gamma_V^2/4\pi$ = Photon-Vektormeson-Kopplungskonstante

α = Feinstrukturkonstante

Unter diffraktiver Photoproduktion von Vektormesonen am Proton versteht man Reaktionen, die mit einem elastischen Streuvorgang des an das einfallende Photon koppelnden Vektormesons am Proton erklärt werden können. Diffraktive Prozesse sind [49] gekennzeichnet durch eine exponentielle Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ von t , durch Energieunabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes oder dessen Proportionalität zu $\ln s$ und durch eine im wesentlichen imaginäre Amplitude der Meson-Proton-

Streuung. Außerdem werden beim Streuvorgang im t-Kanal die Quantenzahlen $I=0$ und $C=+1$ ausgetauscht.

Nach dem Vektordominanz-Modell ist für diffraktive Photo-
produktion der differentielle Produktionsquerschnitt des
Vektormesons verknüpft mit dessen elastischen Streuquer-
schnitt.

Für das Φ -Meson lautet die Beziehung

$$(20) \quad \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \Phi p) = \frac{\alpha}{4} \frac{1}{\gamma_{\Phi}^2/4\pi} \cdot \frac{d\sigma}{dt}_{e1}(\Phi p \rightarrow \Phi p)$$

Aufgrund des optischen Theorems ist der elastische Streu-
querschnitt auf der rechten Seite von (20) mit dem tota-
len Wirkungsquerschnitt $\sigma_T(\Phi p)$ des Φ -Mesons am Proton ver-
knüpft. Unter der Voraussetzung, daß die Photoproduktion
des Φ -Mesons diffraktiv abläuft, besteht mit (20) auch
die Beziehung

$$(21) \quad \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}(\gamma p \rightarrow \Phi p) = \frac{\alpha}{64\pi} \cdot \frac{1+\eta_{\Phi}^2}{\gamma_{\Phi}^2/4\pi} \cdot \sigma_T^2(\Phi p)$$

mit

σ_T = totaler Wirkungsquerschnitt des Φ -Mesons am
Proton

α = Feinstrukturkonstante

$\gamma_{\Phi}^2/4\pi$ = γ - Φ -Kopplungskonstante

η_{Φ} = $\text{Re}(f)/\text{Im}(f)$

f = Amplitude der elastischen ϕ -p-Streuung, gemit-
telt über alle Spins vor der Streuung und sum-
miert über alle Spins nach der Streuung.

Quark-Komponenten des Φ -Mesons:

Das physikalische Φ -Meson läßt sich keiner Quark-Kombina-
tion innerhalb eines SU_3 -Multipletts allein zuordnen. Mög-

licherweise aufgrund spinabhängiger Kräfte zwischen den Quarks und der Differenzen der Quarkmassen ist das reale Φ -Meson eine lineare Kombination des SU_3 -Singulett ω_1 und des isoskalaren Oktett-Mitglieds Φ_8 . Die aus Singulett und Oktett durch Kombination hervorgehenden physikalischen Teilchen bilden das sogenannte Nonet mit Spin 1. Aus den experimentellen Teilchenmassen des Nonets ergibt sich (vgl. z.B. |50|) für den Grenzfall der Spinunabhängigkeit der Quarkkräfte die "ideale" ω_1 - Φ_8 -Mischung als Näherung für die physikalischen Meson-Zustände

$$|\Phi\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |\Phi_8\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |\omega_1\rangle = |\lambda\bar{\lambda}\rangle$$

$$|\omega\rangle = -\sqrt{\frac{1}{3}} |\Phi_8\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} |\omega_1\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}} (|p\bar{p}\rangle + |n\bar{n}\rangle)$$

λ = Quarks mit strangeness -1 (λ -Quarks)

p, n = Quarks mit strangeness 0 (q-Quarks) .

Das Modell der diffraktiven Photoproduktion des Φ -Mesons: Die Vorstellung vom Aufbau des Φ -Mesons aus λ -Quarks allein wird durch eine Reihe experimenteller Beobachtungen gestützt: Bezüglich ihrer Quantenzahlen sind die Mesonen Φ und ω völlig gleichwertig. Für gewisse Reaktionen (vgl. |45|), in denen nach den Quantenzahlen sowohl das Φ -Meson als auch stattdessen das ω -Meson erzeugt werden kann, ist jedoch stets der Reaktionskanal mit dem Φ -Meson unterdrückt. Es handelt sich dabei um Reaktionen, bei denen die Reaktionspartner des Eingangszustandes keine Quark-Komponente ($\lambda\bar{\lambda}$) enthalten. Für die Zerfälle mit gleichem Endzustand $\Phi \rightarrow \rho\pi$ und $\omega \rightarrow \rho\pi$ verhalten sich die Wirkungsquerschnitte etwa wie 1:600.

Barger und Cline |45| schließen aus diesen Beobachtungen, daß das Φ -Meson ganz allgemein nicht an Hadronen koppelt,

welche nur aus Quarks mit strangeness 0 aufgebaut sind.

Dies hat eine entscheidende Konsequenz:

Für den Prozeß

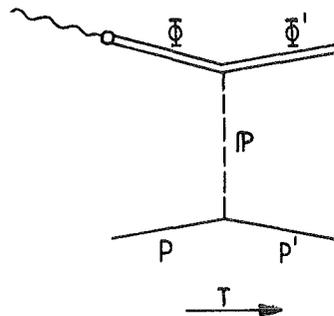
$$(22) \quad \Phi p \rightarrow \Phi p$$

sind Resonanzen im direkten Kanal verboten. Wegen des Dualitätsprinzips (Harari |51|) sind nur Graphen möglich, bei denen im t-Kanal der Isospin $I=0$ und die Ladungskonjugation $C = +1$ ausgetauscht werden. Wie zuerst von Joos |41| und Freund |52| bemerkt wurde, kommt mit diesen Quantenzahlen nur Pomeron austausch in Frage. Ein ebenfalls denkbarer Austausch des f_0 -Mesons ist unterdrückt, da das f_0 -Meson keine λ -Quarks enthält.

Für die Amplitude des Photoproduktionsprozesses

$$(23) \quad \gamma p \rightarrow \Phi p$$

folgt in Verbindung mit dem Vektordominanzmodell als einzige Möglichkeit der untenstehende Graph mit Pomeron austausch:



Mit dem Argument von Barger und Cline und nach einem Vorschlag von Schildknecht |48| ist für Reaktion (23) auch ein Graph auszuschließen, bei dem das an das Photon koppelnde Vektormeson ein ω -Meson ist.

Die besondere Bedeutung der Reaktion (23), die von uns mit dem speziellen Φ -Zerfallskanal der Reaktion (1) untersucht

wurde, ist damit deutlich:

Mit dieser Reaktion kann der Beitrag des Pomeron austauschs in Streuprozessen unmittelbar untersucht werden.

Weiter ist die Beziehung (21), welche eine vom Photon initiierte elastische Meson-Nukleon-Streuung voraussetzt, für Reaktion (23) anwendbar.

Summenregeln nach dem additiven Quarkmodell:

Nach einem auf Lipkin [40] und Joos [41] zurückgehenden Quarkmodell können die totalen Wirkungsquerschnitte der Mesonen am Nukleon aus der Summe von spinunabhängigen additiven Streuamplituden der Quarkkomponenten berechnet werden.

Aus diesem additiven Quarkmodell folgen Summenregeln, welche den totalen Wirkungsquerschnitt des Φ -Mesons am Proton mit den Wirkungsquerschnitten der Mesonen π und K am Nukleon in Beziehung setzen.

Das Modell der diffraktiven Photoproduktion des Φ -Mesons stützt sich, wie erwähnt, auf die beobachtete Entkopplung des Φ -Mesons von Teilchen ohne $(\lambda\bar{\lambda})$ -Quark-Komponente. Diese Entkopplung findet eine natürliche Erklärung im Quarkbild mit der Annahme, daß λ -Quarks nicht an q -Quarks koppeln und daß das Φ -Meson nur das Quark-Paar $(\lambda\bar{\lambda})$ enthält. Die im folgenden untersuchten Quark-Summenregeln sind für ein solches, aus einer "idealen" ω_1 - Φ_8 -Mischung hervorgehendes Φ -Meson aufgestellt.

Für die totalen Wirkungsquerschnitt erhält man Regeln der untenstehenden Art:

$$\text{Regel I: } \sigma_T(\phi p) = 2\sigma_T(K^+ p) + \sigma_T(\pi^- p) - 2\sigma_T(\pi^+ p)$$

$$\text{Regel II: } \sigma_T(\phi p) = \sigma_T(K^+ p) + \sigma_T(K^- p) - \sigma_T(\pi^- p)$$

$$\text{Regel III: } \sigma_T(\phi p) = \frac{1}{2} \cdot (\sigma_T(K^+ p) + \sigma_T(K^- p) + \sigma_T(K^+ n)$$

$$+ \sigma_T(K^- n)) - \frac{1}{2} \cdot (\sigma_T(\pi^+ p) + \sigma_T(\pi^- p))$$

Regel III ergibt sich auch aus einem SU_3 -symmetrieerhaltenden Modell von Davier |43|.

Margolis |44| hat die Folgerungen aus dem additiven Quarkmodell auf differentielle Wirkungsquerschnitte der elastischen Vektormeson-Proton-Streuung ausgedehnt. Es lassen sich dann Beziehungen der folgenden Art formulieren:

$$\text{Regel IV: } \frac{d\sigma}{dt}(\phi p) = \left(2 \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^+ p)} + \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p)} - 2 \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p)} \right)^2$$

$$\text{Regel V: } \frac{d\sigma}{dt}(\phi p) = \left(\sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^+ p)} + \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(K^- p)} - \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p)} \right)^2$$

Wir werden Regel IV und V nur für $t=0$ anwenden. Anderson et al. |36| konnte zeigen, daß die rechte Seite von Regel IV auch für $t > 0.2 \text{ GeV}^2$ dem gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt photoerzeugter Φ -Mesonen proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor erwies sich jedoch als energieabhängig. Die Anwendbarkeit solcher Regeln auf Photoproduktionsdaten bei von 0 verschiedenem t erscheint deshalb für das Φ -Meson zweifelhaft.

6.2.2 Anwendung der Summenregeln

Wir berechnen den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Φ -p-Streuung und den totalen Wirkungsquerschnitt des Φ -Mesons am Proton nach (20) und (21). Als Photoproduktionsquerschnitt für die Vorwärtsrichtung verwenden wir unseren über alle Energien gemittelten Wert aus Tabelle 7. Für die Kopplungskonstante setzen wir ein gewichtetes Mittel der Messungen aus den Speicherring-Experimenten |46| und |47| ein:

$$\gamma_{\Phi}^2/4\pi = 2.82 \pm 0.17$$

Das Verhältnis η_{Φ} von Real- und Imaginärteil der Φ -p-Streu-

amplitude ist nur ungenau bekannt. Nach Alvensleben et al. [38] liegt es zwischen 0 und 0.5. Die obere Grenze des totalen Wirkungsquerschnitts ergibt sich mit (20) für $\eta_{\phi} = 0$.

Mit diesen Werten liefern die Beziehungen (20) und (21) folgende Wirkungsquerschnitte:

elastischer Wirkungsquerschnitt der ϕ -p-Streuung in Vorwärtsrichtung

$$\frac{d\sigma}{dt}_{el, t=0} = (\phi p \rightarrow \phi p) = (3.72 \pm 0.33) \text{ mb}/(\text{GeV}/c)^2$$

totaler Wirkungsquerschnitt des ϕ -Mesons am Proton mit $\eta_{\phi} = 0$

$$\sigma_T(\phi p) = (8.53 \pm 0.39) \text{ mb}$$

Wir wollen diese Wirkungsquerschnitte mit den Werten vergleichen, welche die Quarksummenregeln I bis V mit gemessenen Wirkungsquerschnitten von $(\pi^{\pm}p)$ - und $(K^{\pm}p)$ -Reaktionen vorhersagen.

Für die in den Summenregeln vorkommenden totalen Wirkungsquerschnitte ($\sigma_T(Kp)$, u.s.w.) benutzen wir die der Literatur entnommenen Werte in Tabelle 9. Wenn Messungen aus verschiedenen Experimenten im richtigen Energiebereich existieren, ist in Tabelle 9 ein mittlerer Wert eingetragen. Die angegebenen Fehler rühren im wesentlichen von systematischen Unsicherheiten her.

Für die Wirkungsquerschnitte $\sigma_T(Kn)$ wurde die bezüglich der Energie interpolierende Formel der Datensammlung CERN/HERA 72-2 verwendet.

Das additive Quarkmodell geht davon aus, daß alle vorkommenden Wirkungsquerschnitte von der Energie unabhängig

sind. Dies ist nicht der Fall. Wir haben deshalb die rechten Seiten der Summenregeln versuchsweise einmal auf (πp)- und (Kp)-Daten aus dem Energiebereich unserer Messung

$$3.08 < \sqrt{s} < 3.65 \text{ GeV}$$

angewandt und ein zweites Mal auf Daten bei höherer Gesamtenergie (Laborimpuls des π -Mesons etwa 50 GeV/c),

$$\sqrt{s} \approx 10 \text{ GeV}$$

Die Daten der beiden Energiebereiche sind in Tabelle 9 getrennt eingetragen.

Tabelle 9a enthält experimentelle Werte für differentielle Wirkungsquerschnitte der elastischen (πp)- und (Kp)-Streuung bei einem Impulsübertrag $t=0$. Den angegebenen Wirkungsquerschnitten liegen veröffentlichte Meßwerte zugrunde, die mit einer angepaßten Exponentialfunktion für $t=0$ extrapoliert sind. Auch Tabelle 9a enthält Daten für Energien unserer Messung und für eine größere Energie $\sqrt{s} = 9.1 \text{ GeV}$.

Tabelle 10 zeigt die totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte ($\sigma_T^{(Q)}(\phi p)$ bzw. $(d\sigma/dt)^{(Q)}(\phi p)$), die sich mit den Werten der Tabellen 9 und 9a auf den rechten Seiten der Summenregeln I bis V ergeben. Wir erhalten folgendes Ergebnis:

- a. Die Vorhersagen der Quark-Summenregeln I bis III sind untereinander fast gleich und hängen nur schwach von der Energie ab, bei welcher die (πp)- und (Kp)-Daten genommen sind. Die Vorhersagen der Regeln IV und V sind stärker energieabhängig.
- b. Im Vergleich zu unserem Meßwert sind die durch Regel I bis III vorhergesagten totalen Wirkungsquerschnitte für

TABELLE 9 Totale Wirkungsquerschnitte (σ_T) der Reaktionen $\pi^\pm p$ und $K^\pm p$.
 Teil I: Energiebereich dieses Experimentes
 $3.08 < \sqrt{s} < 3.65$ GeV (Laborimpuls
 $p_{\pi,K} \approx 5.2$ GeV/c
 Teil II: höhere Energien ($p_{\pi,K} \approx 55$ GeV/c).

Teilchen	I			II		
	\sqrt{s} GeV	σ_T mb	Ref.	\sqrt{s} GeV	σ_T mb	Ref.
$\pi^+ p$	3.066 - 3.655	26.2±0.3	19	10.6	23.3±0.3	20
$\pi^- p$	3.066 - 3.655	28.9±0.3	19	10.6	24.4±0.3	21,22
$K^+ p$	3.010 - 4.021	17.2±0.7	23,24	10.2	18.2±0.3	20
$K^- p$	3.053 - 3.781	24.7±1.0	24,25,26	10.2	20.5±0.3	21
$K^+ n$	3.3	17.2±0.8	fit, CERN/HERA 72-2	10.2	17.9±0.8	fit, CERN/HERA 72-2
$K^- n$	3.3	20.8±1.2	fit, CERN/HERA 72-2	10.2	19.4±1.2	fit, CERN/HERA 72-2

eine Gesamtenergie im Meßbereich unseres Experimentes im Mittel um einen Faktor (1.4 ± 0.1) und für hohe Energien um einen Faktor (1.6 ± 0.1) zu groß. Meßwert und Vorhersage liegen also bezüglich des totalen Wirkungsquerschnittes in der gleichen Größenordnung. Für ein einfaches Quarkmodell, wie es den Summenregeln zugrunde liegt, ist diese Übereinstimmung überraschend gut.

TABELLE 9a Extrapolierte differentielle Wirkungsquerschnitte
 $(\frac{d\sigma}{dt})_{t=0}$ für elastische Reaktionen $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$
 und $K^\pm p \rightarrow K^\pm p$
 Teil I: Energiebereich dieses Experimentes
 $3.08 < \sqrt{s} < 3.65$ GeV
 Teil II: höhere Energien ($p_{\pi,K} \approx 40$ GeV/c).

Teilchen	I			II		
	\sqrt{s} GeV	$d\sigma/dt _0$ mb/GeV ²	Ref.	\sqrt{s} GeV	$d\sigma/dt _0$ mb/GeV ²	Ref.
$\pi^+ p$	3.932	39.9±0.4	27,30	9.1	28.0±0.9	32
$\pi^- p$	3.963	39.7±0.4	27,30	9.1	29.8±1.1	31
$K^+ p$	3.243	24.8±3.0	28,30	9.1	15.4±1.6	32
$K^- p$	3.010	36.9±1.5	29,30	9.1	19.0±0.5	31

c. Für hohe Energien ist der von Regel IV und V vorhergesagte differentielle Wirkungsquerschnitt gegen unsere Messung um einen Faktor (2.1±0.3) zu groß. Die Übereinstimmung ist schlechter als bei den Regeln I bis III. Für den unteren Energiebereich unterscheiden sich Vorhersage und Messung um einen Faktor 5. Es ist denkbar, daß Regel IV und V für kleine Energien ungültig werden, da hier nicht vernachlässigt werden darf, daß die Amplituden der π -p- und K-p-Streuung Real- und Imaginärteile haben. Eine wesentliche Rolle spielen jedoch auch systematische Fehler an den experimentellen Werten in Tabelle 9a, Teil I. Die rechten Seiten der Regeln IV und V sind wegen ihrer andersartigen analytischen Struktur als Funktion der Wirkungsquerschnitte stärker mit

TABELLE 10 Vorhersagen der Quarksummenregeln für den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_T^{(Q)}(\phi p)$ des ϕ -Mesons und den elastischen Streuquerschnitt bei $t=0$ $\frac{d\sigma(Q)}{dt}|_{t=0}(\phi p)$.

Die Werte in den beiden Spalten sind mit den Daten aus zwei verschiedenen Energiebereichen berechnet. Diese Daten sind in den Teilen I und II der Tabellen 9 und 9a enthalten.

Regel Nr.	Energie: $3.08 < \sqrt{s} < 3.65$ GeV	Energie: $9.1 < \sqrt{s} < 10$ GeV
	$\sigma_T^{(Q)}(\phi p)$ [mb]	$\sigma_T^{(Q)}(\phi p)$ [mb]
I	10.9 ± 1.5	14.2 ± 0.9
II	13.0 ± 1.3	14.3 ± 0.6
III	12.4 ± 1.0	14.2 ± 0.8
	$\frac{d\sigma(Q)}{dt} _{t=0}(\phi p)$ [mb/GeV ²]	$\frac{d\sigma(Q)}{dt} _{t=0}(\phi p)$ [mb/GeV ²]
IV	13.2 ± 4.4	7.4 ± 1.5
V	22.6 ± 3.1	7.9 ± 1.3
Meßwerte dieses Experimentes: Totaler Wirkungsquerschnitt: $\sigma_T(\phi p) = (8.35 \pm 0.39)$ mb Elastischer Streuquerschnitt: $\frac{d\sigma}{dt}_{el, t=0}(\phi p) = (3.72 \pm 0.33)$ mb/GeV ²		

diesen veränderlich, als dies für die Regeln I bis III der Fall ist. Es ist daher nicht auszuschließen, daß mit geeigneteren Daten die Regeln IV und V besser erfüllbar sind.

ANHANG A

A.1 Photonfluß in effektiven Quanten

Die Gesamtintensität eines Strahles aus Bremsphotonen (I_0) wird üblicherweise in äquivalenten Quanten/sec ausgedrückt

$$a.1.1 \quad I_0 = L_\gamma / E_0$$

Darin ist L_γ die gesamte im Photonstrahl transportierte Energie und E_0 die Energie des erzeugenden Elektronenstrahls. Für die Anzahl der Photonen mit Energien zwischen E_1 und E_2 gilt

$$a.1.2 \quad I_\gamma = I_0 \cdot \ln(E_2/E_1)$$

Die Leistung L_γ kann in einem Quantameter gemessen werden.

Für hochenergetische Elektronen ist die an einem Brems-target (s. z.B. B. Rossi, S. 50) abgestrahlte Leistung

$$a.1.3 \quad L_\gamma = I_e \cdot E_0 \cdot \frac{x}{x_0}$$

mit

I_e : Teilchenzahl im Elektronenstrahl

x, x_0 : Dicke und Strahlungslänge des Bremstargets.

Mit a.1.1 gilt

$$a.1.4 \quad I_e = I_0 \frac{x_0}{x}$$

In diesem Experiment mißt ein Quantameter statt der Photonen die Leistung (L_e) des Elektronenstrahls. Mit dem Elektronenstrom

$$I_e = L_e/E_0$$

und a.1.4 ergibt sich die Photonenintensität (I_0).

A.2 Akzeptanz und Kinematik

Für einen Prozeß mit 2 einfallenden und 3 auslaufenden Teilchen hängt die Übergangswahrscheinlichkeit bezüglich der linearen Teilchenimpulse von 5 Lorentzskalaren ab.

Einen für die Reaktion $\gamma p \rightarrow KKp$ geeigneten Satz bilden die Variablen

$$s, t, M_{KK}, \theta_H, \phi_H .$$

Darin sind s und t Mandelstam-Variable, M_{KK} ist die invariante Masse des Φ -Mesons und θ_H, ϕ_H haben die geometrische Bedeutung von Zerfallswinkeln des Φ -Mesons in einem Ruhesystem (z.B. Helizitätssystem).

Die Variablen spannen einen 5-dimensionalen Raum auf; den bei beschränktem s kinematisch möglichen Impulskonfigurationen entspricht ein endlicher Bereich in diesem Raum. Für jeden Punkt des kinematischen Bereichs besitzt die Meßapparatur eine gewisse Nachweiswahrscheinlichkeit. Mit der in 4.3 genannten Rotationsmethode läßt sie sich für jedes Ereignis ermitteln. Diejenigen Teile des kinematischen Bereichs, in denen die Nachweiswahrscheinlichkeit von Null verschieden bleibt, nennen wir die sensitive Zone der Apparatur.

Die komplementäre Menge erfüllt die insensitive Zone (Akzeptanzlöcher).

An den Rändern der sensitiven Zone verschwinden die beobachtenden Ereignisraten und die statistischen Gewichte wachsen über alle Grenzen.

A.3 Analytische Bestimmung des Untergrundes

A.3.1 Inelastische Φ -Produktion

Bei der Beschreibung des nicht-elastischen Untergrundes können wir annehmen, daß das oberhalb der Protonmasse nächst schwerere Rückstoßsystem aus einem Proton und einem π -Meson besteht. Da über die Erzeugungswahrscheinlichkeit des $(p\pi)$ -Systems nichts Näheres bekannt ist, wird eine phasenraumartige Verteilung auf der Massenskala angenommen. Im Bereich der Schwelle ist die Verteilung der Masse $M_{p\pi}$ für einen 3-Teilche-Zustand (Φ, p, π) bis auf schwach mit $M_{p\pi}$ veränderliche Faktoren proportional zu

$$Q(M_{p\pi}) = \frac{1}{2M_{p\pi}} \cdot \sqrt{(M_{p\pi}^2 - (M_p + M_\pi)^2)(M_{p\pi}^2 - (M_p - M_\pi)^2)}$$

Aufgrund der Meßfehler erscheint diese Verteilung verzerrt. Der benutzte Funktionsansatz für das Signal $s(m)$ und den Untergrund $b(m)$

$$s(m) = \frac{A \cdot m}{(m^2 - M_p^2)^2 + (\Gamma \cdot M_p)^2}$$

a.3.1.1

$$b(m) = B \cdot \int_{\text{Schwelle}}^{M_1} Q(\mu) \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\mu-m}{\sigma}\right)^2} d\mu$$

enthält 5 Parameter A , Γ , M_p , B , σ . Die obere Integrationsgrenze für das Faltungsintegral kann so gewählt werden ($M_1 \approx 1.8$ GeV), daß das Resultat hiervon unabhängig ist. Eine Gaußfunktion für $s(m)$ liefert kein gutes χ^2 .

Die Anpassung ergibt folgende Parameterwerte:

Protonmaximum bei : $M_p = (0.944 \pm 0.003)$ GeV
Halbwertsbreite des Signals : $\Gamma = (0.201 \pm 0.006)$ GeV
Streubreite am Untergrundteil: $\sigma = (0.208 \pm 0.010)$ GeV
(Standardabweichung 0.9)

Die Lage des Maximums liefert eine nachträgliche Eichung für das tagging-System. Bei einer Änderung der Obergrenze E_{\max} (Abschnitt 3.4) des Markierungsbereiches um 1 Kanalbreite (50 MeV) erscheint das Rückstoßmaximum um etwa die Hälfte des Betrages verschoben. Die bestehende Eichung bestimmt die Lage des Markierungsbereiches mit einem Fehler von höchstens 25 MeV.

A.3.2 Pion-Untergrund

Verwendet werden zwei Datenmengen, die mit der logischen Triggerbedingung der Signale Φ bzw. π aufgenommen sind. Bei Rückstoßmassen unter 1.2 GeV besteht die erste Menge vorwiegend aus Ereignissen mit (KKp)-Zuständen, während die zweite hauptsächlich Zustände ($\pi\pi p$) enthält.

Wir führen folgende Bezeichnungen ein (m = Rückstoßmasse):

Ereignisse mit Signal Φ :

$R_\Phi(m)$: gemessene Rückstoßverteilung für Ereignisse mit signallosem Cerenkov-Zähler, einer invarianten KK-Masse im Resonanzbereich, beiden Meson-Impulsen über der Schwelle des Cerenkov-Zählers.

$r_{\phi}(m)$: Rückstoßverteilung des pion-freien Teils unter $R_{\phi}(m)$.

Ereignisse mit Signal π :

$R_{\pi}(m)$: gemessene Rückstoßverteilung für Ereignisse mit positivem Cerenkov-Signal, einer invarianten 2-Meson-Masse, die bei Identifikation der Teilchen mit K-Mesonen im Bereich der Resonanz liegt, beiden Meson-Impulsen über der π -Schwelle des Cerenkov-Zählers.

$r_{\pi}(m)$: Rückstoßverteilung des kaon-freien Teils unter $R_{\pi}(m)$.

Alle Verteilungen sind auf die entsprechenden Photonflüsse Q_{ϕ} bzw. Q_{π} normiert.

P: Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung eines Cerenkov-Signals mit Stoßelektronen durch ein K-Mesonen-Paar.

C: Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkov-Zählers für schnelle π -Mesonen-Paare.

Die gemessenen Raten setzen sich in folgender Weise zusammen:

$$R_{\phi} = r_{\phi} \cdot (1-P) + r_{\pi} \cdot (1-C)$$

$$R_{\pi} = r_{\phi} \cdot P + r_{\pi} \cdot C$$

so daß das Signal/Total-Verhältnis in der Verteilung R_{ϕ} beträgt

$$\text{a.3.2.1} \quad \frac{r_{\phi}}{R_{\phi}} \equiv \frac{\alpha_C}{1-P/C} = \frac{1}{1-P/C} \cdot \left(1 - \frac{1-C}{C} \frac{R_{\pi}}{R_{\phi}}\right) .$$

ANHANG B

B.1 Beschreibung des Spurenrekonstruktions-Programmes SEARCH

Wir geben hier eine Liste der existierenden Teile des Programmes für die Spurrekonstruktion und erläutern ihre Funktionen.

1. Entschlüsselung der Ereignisse
2. Ausrechnung der Funkenkoordinaten und Funkengewichte
3. Der 4-Kammer-Schritt
4. Kopplung gerader Spurstücke
5. Spurreduktion
6. Lineare Extrapolation
7. Einordnung der Funken in targetnahen Kammern
8. Verbindung von Spurstücken durch ein Magnetfeld
9. Auffindung von Wechselwirkungspunkten.

B.1.1 Entschlüsselung der Ereignisse

Dieser Teil dekodiert die experimentelle Information eines Ereignisses. Die Nummern der von Funken belegten Drähte werden für die weitere Verarbeitung bereitgestellt. Die folgenden Programmteile erwarten eine Zählung, die in jeder Drahtebene bei einem Randdraht mit 0 beginnt. Der Schnittpunkt des Drahtpaares (0,0) aus zwei gekreuzten Randdrähten definiert den Nullpunkt des kammerfesten Koordinatensystems.

B.1.2 Ausrechnung von Funkenkoordinaten und Gewichten

Es wird die Mittelung über die Nummern lückenlos benachbarter Drähte ausgeführt (Zentrierung). Multipliziert mit

dem Drahtabstand 2 mm ergeben diese Mittelwerte die Funkenkoordinaten x_2' , x_3' in der Kammerebene. Die Koordinaten in einem einheitlichen Laborsystem berechnen allgemein gehaltene Transformationen:

$$b.1 \quad \vec{x} = T^{(k)} \cdot \vec{x}^{(k)} + \xi^{(k)}$$

Hier bedeuten: $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$, $\vec{x}' = (x_1', x_2', x_3')$ die Koordinaten in Labor- bzw. Kammersystem (x_1' ist stets 0),

T eine dreizeilige (nicht notwendigerweise orthogonale) Matrix,

$\vec{\xi}$ den Koordinatenvektor des Kammernullpunktes im Laborsystem .

Der Index k bezeichnet die betreffende Kammer.

Die $T^{(k)}$ und $\vec{\xi}^{(k)}$ sind aus der Vermessung bekannt.

Dieser Programmblock berechnet auch die Funkengewichte gemäß (4.1.2).

B.1.3 Der Vier-Kammer-Schritt

In einem Satz von 4 Kammern werden sämtliche 4-Funken-Spuren gesucht und ohne Rücksicht auf Überschneidungen aufgeschrieben. Mit den noch nicht berührten Funken werden danach ebenso alle 3-Funken-Spuren notiert.

Das Symbol in Fig. 13

4-Kammer-Schritt mit K_1, K_2, K_3, K_5 .
Spurspeicherung nach A

gibt die Namen der betreffenden Kammern an und den Speicherbereich, der das Resultat aufnimmt.

B.1.4 Kopplung gerader Spurstücke

Das Symbol in Fig. 13 lautet:

Kopplung B nach A .

Dieser Block versucht, einem bereits (auf Speicher namens A) bekannten geraden Spurstück eine weitere Funkenkombination (aus Speicher B) anzufügen. Diese Identifikation ist notwendig, weil verschiedene 4-Kammer-Schritte partiell immer wieder die gleiche Spur notieren können. Die Verschränkung erfolgt nur, wenn sie sich widerspruchsfrei ausführen läßt.

Hierzu zwei Beispiele:

Gegeben seien 7 Kammern. Auf Speicher A sind bereits 5-Funken einer 7-Funken-Spur bekannt, und von Speicher B soll eine 3-Funken-Kombination zugeordnet werden.

Es gibt folgende Situationen:

(Die vierstelligen Zahlen symbolisieren Funkenkoordinaten):

Beispiel 1:

Kammernummer :	1	2	3	4	5	6	7
Speicher A :	0101	0102	0103	0104	leer	0106	leer
Speicher B :	leer	leer	leer	leer	0105	0106	0107
Resultat auf A:	0101	0102	0103	0104	0105	0106	0107

Die Spur von B ist vollständig nach A absorbiert und kann auf B gelöscht werden.

Beispiel 2:

Kammernummer :	1	2	3	4	5	6	7
Speicher A :	0101	0102	0103	0104	leer	0106	leer
Speicher B :	leer	leer	leer	leer	0105	0105	0107
						↑	
						Widerspruch	

Hier ist keine Identifikation möglich. Die Spur von B wird in diesem Fall als selbständiges Spurstück nach Speicher A übertragen.

Eine Identifikation unterbleibt auch dann, wenn die resultierende Reihe eine Streuung außerhalb der zugelassenen Toleranz hat.

B.1.5 Spurreduktion

Das Prinzip der Behandlung von Mehrdeutigkeiten ist in 4.1.2 erklärt.

B.1.6 Lineare Extrapolation

Beginnend von einem bekannten Spurstück werden durch Extrapolation in benachbarte Kammern weitere Funken zugeordnet. Nach jeder erfolgreichen Zuordnung eines Funkens wird die Ausgleichgerade neu berechnet. Die Extrapolation wird danach mit der neuen Geraden fortgesetzt.

B.1.7 Einordnung der Funken in targetnahen Kammern

Da targetseitig in diesem Experiment nur zwei Kammern stehen, können dort nicht unabhängig gerade Spurstücke definiert werden.

Alle in den targetfernen Kammern zuvor gefundenen Spuren werden durch das Magnetfeld hindurch zu einem Aufpunkt (Vertex) im Target extrapoliert. Enthalten die targetseitigen Kammern in der Nähe der Durchtrittspunkte der berechneten Bahnen Funken, so werden diese zugeordnet. Der Aufpunkt wird so lange verschoben, bis eine maximale Zahl von Funken zuordenbar ist.

(Die beiden folgenden Blöcke waren in diesem Experiment nicht anwendbar, da sie die unabhängige Rekonstruierbarkeit gerader Spurenstücke auf der Targetseite des Magne-

ten voraussetzen.)

B.1.8 Verbindung von geraden Spurstücken durch ein Magnetfeld

Die zu beiden Seiten eines Magneten bereits erkannten Spurstücke werden verbunden. Bei Mehrdeutigkeit der Zuordnung entscheidet das χ^2 einer Anpassungsrechnung.

B.1.9 Auffindung von Wechselwirkungspunkten

Dieser Block versucht, gefundene Spuren einem Vertex im Target zuzuordnen. Es dürfen mehrere Vertices existieren.

LITERATURVERZEICHNIS

- | 1 | H. Faissner et al., Nucl.Instr.Meth. 20 (1963) 161

- | 2 | O.C. Allkofer, C. Grupen, G. Maxion
Nucl. Instr. Meth. 79 (1970) 181

- | 3 | W. Schmidt-Parzefall, KFK-Bericht 769, Karlsruhe 1969

- | 4 | CAMAC, European Atomic Energy Community-Euratom
EUR 4100 e

- | 5 | R.F. Clark, CERN 64-30 (1964)
Proc. Int. Meeting on Filmless Spark Chamber Tech-
niques and Associated Computer Use

- | 6 | J.C. Lasalle, M. Hansroul, P. Zanella, H. Grote
CERN-DD/73/23 (1973)

- | 7 | G. Francke (Dissertation), DESY-72/1 (1972)

- | 8 | W. Ziekursch (Diplomarbeit), Karlsruhe 1975

- | 9 | E. Jarocci, P. Waloschek, DESY-72-13 (1972)

- | 10 | J. Solomon, T.A. Numamaker, Preprint Ill. Univ.
Chicago 1972

- | 11 | M. Hansroul, C. Verkerk, P. Zanella
CERN-DD-73/11 (1973)

- | 12 | R.G. Friday, D.W.G.S. Leith, K.D. Mauro, B. Richter
SLAC-PUB-805 (1970)

- | 13 | H. Wind, Journal of Computational Physics 2, (1968)
274-278

- |14| D.E.C. Fries, Nucl. Instr. Meth. 44 (1966) 317-320
- |15| I. Derado, R. Leedy, SLAC-72, UC-34 (1967)
- |16| Particle Data Group, Phys. Lett. 50B (1974) 84-85
- |17| H.-J. Behrend et al., D.C. Fries et al.
DESY-75/O5 (1975)
- |18| J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34 (1964) 1644
- |19| A. Citron et al., Phys. Rev. 144 (1966) 1101
- |20| S.P. Denisov et al., Phys. Lett. 36B (1971) 415
- |21| S.P. Denisov et al., Nucl. Phys. B65 (1973) 1
- |22| Yu.P. Gorin et al., Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 530
- |23| W.F. Baker et al.,
Proc. Sienna Int. Conf. of Elementary Particles,
Societa Italiana di Fisica, Bologna 1963
- |24| W. Galbraith et al., Phys. Rev. 138B (1965) 913
- |25| A.N. Diddens et al., Phys. Rev. 132 (1963) 2721
- |26| W.F. Baker et al., Phys. Rev. 129 (1963) 2285
- |27| K.J. Foley et al., Phys. Rev. 181 (1969) 1775
M. Fellingner et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 600
- |28| Th.H.J. Bellm et al., Nuovo Cim. 3 (1970) 389
- |29| Th.H.J. Bellm et al., Phys. Lett. 33B (1970) 438

- | 30| D.R.O. Morrison,
Proc. Lund Int. Conf. on Elementary Particles 1969,
237

- | 31| Y.M. Antipov et al., Sov.J.Nucl.Phys. 18 (1973) 182

- | 32| S. Nurushev,
Proc. XVII. Int. Conf. on High Energy Physics,
London 1974, I-25

- | 33| Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kol-
laboration ("ABBHMM")
Phys. Rev. 175 (1968) 1669

- | 34| H.J. Besch et al., ("Bonn - 74")
Nucl. Phys. B70 (1974) 257-271

- | 35| J. Ballam et al., ("SLAC-LRL-73")
Phys. Rev. D7 (1973) 3150

- | 36| R.L. Anderson et al., ("SLAC-Wisc.-73")
Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 149

- | 37| C. Berger et al., ("Cornell-72")
Phys. Lett. 39B (1972) 659

- | 38| H. Alvensleben et al., ("DESY-MIT-71")
Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 66

- | 39| R.L. Anderson et al., ("SLAC-CALTECH-70")
Phys. Rev. D1 (1970) 27

- | 40| H.J. Lipkin and F. Scheck, Phys. Rev. 16 (1966) 71
H.J. Lipkin, Phys. Rev. 16 (1966) 1015

- |41| H. Joos, Phys. Lett. 24B (1967) 103
- |42| K. Kajantie, J.S. Trefil, Phys.Lett. 24B (1966) 106
- |43| M. Davier, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 952
- |44| B. Margolis, Nucl. Phys. B6 (1968) 687
- |45| V. Barger, D. Cline, Phys.Rev.Lett. 24 (1970) 1313
- |46| J.C. Bizot et al., Phys. Lett. 32B (1970) 416
- |47| V.E. Balakin et al., Phys. Lett. 34B (1971) 328
- |48| D. Schildknecht, Springer Tracts in Modern Physics,
Vol. 63 (1972) 57
K. Schilling, ebenda - Seite 31
- |49| K.C. Moffeit, Int. Symp. on Electron and Photon In-
teractions at High Energies, Bonn 1973
- |50| J. Kokkedee, CERN Lectures 1967-1968
- |51| H. Harari, Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1395
- |52| P.G.O. Freund, Nuovo Cimento 48A (1967) 541
- |53| L. Bertanza et al., Phys. Rev. Lett. 9 (1962) 180
P. Schlein et al., Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 368
N. Gelfand et al., Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 438