

KfK 3179  
August 1981

**Wirkungsquerschnitt und  
 $p\bar{p}$ -Massenspektrum der  
Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$  im  
Energiebereich 4.74 - 6.55 GeV,  
eine experimentelle Untersuchung**

J. Bodenkamp  
Institut für Kern- und Teilchenphysik

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE  
Institut für Kern- und Teilchenphysik  
KfK 3179

Wirkungsquerschnitt und  $p\bar{p}$ -Massenspektrum der Reaktion  
 $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$  im Energiebereich 4.74 - 6.55 GeV,  
eine experimentelle Untersuchung\*

J. Bodenkamp

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

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt  
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

## ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit berichtet über ein Photoproduktionsexperiment, welches am Deutschen Elektronensynchrotron in Hamburg durchgeführt wurde. Dabei handelt es sich um eine Untersuchung der Reaktion



welche mittels eines energiemarkierten Bremsphotonstrahls im Energiebereich  $4.74 \leq E_\gamma \leq 6.55$  GeV durchgeführt wurde. Zum Nachweis des Endzustandes wurde ein magnetisches Drahtkammerspektrometer mit einem Dipolmagneten großer Öffnung verwendet. Die Möglichkeit, mit Hilfe eines Zählerhodoskops die Teilchenflugzeit zu messen (TOF = Time of Flight-System), war ein weiterer wesentlicher Bestandteil der Nachweisapparatur. Ferner wurde ein Schwellencerenkovzähler installiert, der zur Diskriminierung von Untergrundprozessen mit Pionen im Endzustand diente.

Über 2 Millionen Ereignisse wurden während der Datennahme auf Magnetband aufgezeichnet. Für die endgültige Analyse konnten am Ende der Datenreduktion 200 Ereignisse des gesuchten Typs identifiziert werden.

Die Ergebnisse der Messungen des Wirkungsquerschnitts zeigen in dem uns zur Verfügung stehenden Energiebereich keine wesentliche Energieabhängigkeit und liefern einen integrierten Wirkungsquerschnitt für die untersuchte Reaktion von  $79.6 \pm 6$  nbarn.

Die Analyse des möglichen Reaktionsmechanismus führte zu dem Ergebnis, daß das eine der beiden Paarnukleonen im Schwerpunktsystem aller Teilchen nach vorn emittiert wird, während das andere als virtuelles Austauscheteilchen mit dem Targetproton wechselwirkt und zusammen mit diesem nach rückwärts gestreut wird. Diese Reaktionsdynamik entspricht dem Nukleonaustauschbild.

Im invarianten  $p\bar{p}$ -Massenspektrum werden Datenanhäufungen bei  $p\bar{p}$ -Massen von  $1940 \text{ MeV}/c^2$  und  $2020 \text{ MeV}/c^2$  beobachtet. Das Signal bei  $2020 \text{ MeV}/c^2$ , das eine statistische Signifikanz von 3.5 Standardabweichungen hat, ist in Übereinstimmung mit einem Zustand des  $p\bar{p}$ -Systems, von dem

bereits in anderen Experimenten berichtet wurde. Eine Breit Wigner Anpassung an die Daten ergab für Masse und Breite dieses Zustandes:

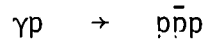
$$m_0 = 2.023 \pm 0.005 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_0 = 27 \pm 12 \text{ MeV}/c^2$$

Cross section and  $p\bar{p}$  invariant mass distribution  
of the reaction  $\gamma p \rightarrow p\bar{p}p$  at 4.74 - 6.55 GeV,  
an experimental investigation

ABSTRACT

This paper gives a report of a photoproduction experiment of proton-antiproton pairs on hydrogen in the elastic reaction



which was performed at the Deutsches Elektronensynchrotron in Hamburg. The main experimental tools used in this experiment were a bremsstrahlung photon beam, tagged in the energy range  $4.74 \leq E_\gamma \leq 6.55$  GeV and a magnetic wire chamber spectrometer with a large aperture dipole magnet. Furthermore a countersystem was installed designed to measure the time of flight (TOF-system) of the recorded particles. In addition a threshold Cerenkov counter was used to discriminate against background processes with pions in the final state.

During data taking more than 2 million events were recorded on magnetic tape and about 200 events of the desired type have been identified and extracted for the final analysis.

The results of our measurements do not show any substantial energy dependence in the energy range in our experiment. We obtain an integrated cross section of  $79.6 \pm 6$  nbarn for the investigated reaction. The analysis of the possible reaction mechanism led to the conclusion that one member of the pair produced nucleons scatters forward in the overall center of mass system, whereas the other one scatters backwards interacting with the target proton. This dynamical feature corresponds to a nucleon exchange mechanism.

Data accumulations could be observed in the invariant mass distribution of the proton antiproton pairs at  $1940 \text{ MeV}/c^2$  and  $2020 \text{ MeV}/c^2$ . The signal at  $2020 \text{ MeV}/c^2$  has a statistical significance of 3.5 standard deviations and is in agreement with a resonance of the  $p\bar{p}$ -system reported in earlier experiments, a Breit-Wigner fit to the data yielded for mass  $m_0$  and width  $\Gamma_0$  of this signal

$$m_0 = 2.023 \pm .005 \text{ GeV}/c^2$$

$$\Gamma_0 = 27 \pm 12 \text{ MeV}/c^2$$



## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. EINLEITUNG	1
1.1 Vorbemerkung	1
1.2 Prinzip der Messung	4
1.3 Die Meßapparatur	5
2. EXPERIMENTELLE METHODEN	7
2.1 Der Photonstrahl	7
2.2 Das Energiemarkierungssystem	10
2.2.1 Definition der Energiekanäle	10
2.2.2 Genauigkeit der Energiemarkierung	13
2.2.3 Das Energiemarkierungssystem als Monitor des Photonflusses	14
2.3 Das Spektrometer	16
2.3.1 Die Vieldrahtproportionalkammer	16
2.3.2 Die Funkenkammern	18
2.3.3 Die Vermessung der Kammern	21
2.3.4 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Funkenkammern	21
2.3.5 Nachweiswahrscheinlichkeit für Zweispurereignisse	24
2.3.6 Der Cerenkovzähler	25
2.3.7 Target, Magnet und Strahlgrab	27
2.3.8 Das Flugzeitsystem	29
2.3.9 Die Triggerhodoskope	30
2.4 Elektronische Auswahl des Endzustandes	31
2.5 Die Datenregistrierung	34
2.6 Experimentelle Information und der Prozeßrechner	36
3. METHODEN DER DATENANALYSE	39
3.1 Überblick über die Datenreduktion	39
3.2 Rekonstruktion der Teilchenspuren	40
3.2.1 Das Spurerkennungsprinzip	41
3.2.2 Auswahlkriterien	42
3.2.3 Wahl der Kammerkombination	45
3.2.4 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit	46
3.2.5 Programmsteuerung und zusätzliche Ausgabe- information	48

	Seite
3.3 Impulsrekonstruktion	50
3.4 Kinematische Anpassung	54
4. ERGEBNISSE DER DATENANALYSE	59
4.1 Grundzüge der Dynamik des Reaktionsprozesses	59
4.1.1 Diffraktive Streuung	59
4.1.2 Nukleonaustausch	70
4.2 Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion (1)	78
4.2.1 Definition	78
4.2.2 Die elastische Nenndatenmenge	79
4.2.3 Systematische Korrekturen	82
4.2.4 Normalisierung auf den Photonfluß	84
4.2.5 Totaler elastischer Wirkungsquerschnitt des $\rho$ -Mesons	85
4.2.6 Totaler elastischer Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1)	94
4.3 Das invariante Massenspektrum	98
5. ZUSAMMENFASSENDER DISKUSSION DER ERGEBNISSE	101
LITERATURVERZEICHNIS	110

## 1. EINLEITUNG

### 1.1 Vorbemerkungen

Die vorliegende Arbeit berichtet über ein Experiment am 7 GeV-Synchrotron DESY (Hamburg), bei dem die Photoerzeugung von Proton-Antiproton-Paaren am Wasserstoff untersucht wurde.



Es existieren bisher nur wenige Messungen der Reaktion (1) und diese nur mit geringer Statistik /Bal 72, Bin 73, Ast 80, Bar 79/. Die bislang gemessenen Wirkungsquerschnitte im Energiebereich von der Schwelle bis zu 70 GeV schwanken zwischen 20 und 150 nbarn<sup>\*)</sup>:

- Die Messungen dieses Experimentes zeigen im Energiebereich 4.74 bis 6.55 GeV keine wesentliche Energieabhängigkeit und liefern einen integrierten Wirkungsquerschnitt für (1) von  $79.6 \pm 5.7$  nbarn.
- Die Reaktionsdynamik der Reaktion (1) im betrachteten Energiebereich konnte in diesem Experiment zum ersten Male identifiziert werden.
- Im invarianten  $p\bar{p}$ -Massenspektrum werden Datenanhäufungen bei  $p\bar{p}$ -Massen von 1940 MeV und 2020 MeV beobachtet. Das Signal bei 2020 MeV, das eine Signifikanz von 3.5 Standardabweichungen hat, ist in Übereinstimmung mit einer bereits von anderen Experimenten beobachteten Zustand des  $p\bar{p}$ -Systems /Ben 77, Gib 79/.

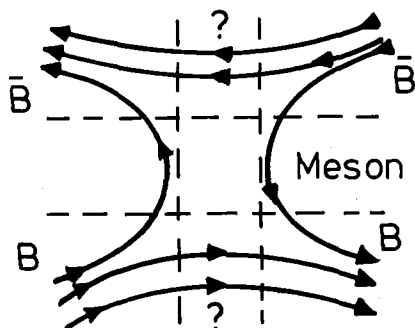
Da der Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) sehr klein ist im Vergleich zu Wirkungsquerschnitten mit vergleichbarer Kinematik, wie die Photoerzeugung von Vektormesonen oder die Produktion von Nukleonresonanzen, war auch in unserem Experiment eine Hauptschwierigkeit die Abtrennung der kleinen Ereignisrate aus dem Untergrund.

---

<sup>\*)</sup> Dieser Wert ist in einem Elektroproduktionsexperiment /Gib 79/ auf  $Q^2=0$  extrapoliert.

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes muß auf die Akzeptanzverluste der Apparatur korrigiert werden, was meist unter Benutzung einer modellabhängigen Monte-Carlo-Technik geschieht. Eine detaillierte Untersuchung und Identifizierung der Dynamik der Reaktion (1) ist daher von Wichtigkeit.

Von besonderem Interesse ist eine Betrachtung des invarianten Proton-Antiproton Massenspektrums. Es gibt eine Reihe von theoretischen Modellen, die im Baryon-Antibaryon-Kanal Resonanzen vorhersagen. Das Dualitätsprinzip /DoI 67, Har 69, Ros 69/ vermittelt bei der Beschreibung der Meson-Meson und Meson-Nukleon Wechselwirkung die Vorstellung, daß der Ablauf einer solchen Reaktion über die Bildung eines resonanten Zwischenzustandes oder durch den Austausch eines Mesons (Reggetrajektorie) zwei äquivalente Betrachtungsweisen sind. Dieses Prinzip in sogenannten Quarkliniendiagrammen formuliert, führt im Baryon-Antibaryon-Kanal auf einen resonanten Zwischenzustand, der aus 4 Quarks gebildet sein müßte.



Mittels Quarklinien ausgedrücktes Dualitätsdiagramm für Baryon-Antibaryon-Wechselwirkung. Der zum Mesonaustausch duale Kanal verläuft über einen intermediären Zwischenzustand, der aus vier Quarks besteht.

In Anlehnung an Positronium und Charmonium wird eine solche Resonanz Baryonium genannt. Da diese Zustände im "konventionellen" Quarkmodell, wo alle Hadronen entweder aus 2- (Meson) oder aus 3-Quarks (Bary-

on) bestehen, nicht vorgesehen sind, bezeichnet man sie als "exotisch". Gleichwohl lassen sie sich mit einigen Erweiterungen im Rahmen des Quarkmodells erklären. Das MIT-Bag-Modell /Cho 74, Tde 75/ beschreibt die 4 Quarkzustände mit der gleichen Dynamik wie die 2- und 3-Quark-Kompositionen, so daß sich die "Exoten" zwanglos in diese Vorstellung einfügen.

Die vorliegende Arbeit umfaßt die Beschreibung des Experiments und die Analyse der Daten zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion (1). Das Experiment wurde von einer Kollaboration aus Mitarbeitern des Deutschen Elektronensynchrotrons Hamburg, des Institutes für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe und des Institutes für Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt.

Die Arbeit gliedert sich in die folgenden 4 Abschnitte:

Abschnitt 2 behandelt die experimentellen Methoden, die Datenakquisition und die zugehörigen apparativen Hilfsmittel. Dabei gehen wir insbesondere auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der experimentellen Apparatur ein.

Abschnitt 3 enthält die genaue Beschreibung der Methoden der Datenanalyse. Wir erklären die Prinzipien der Spurenerkennung, der Impulsvertex-Rekonstruktion und der kinematischen Korrekturen.

Abschnitt 4 analysiert die Grundzüge der Dynamik mit der die Reaktion in unserem Energiebereich abläuft. Es werden die systematischen Korrekturen und die Korrekturen auf Verluste aus der begrenzten Apparaturakzeptanz beschrieben.

Als Überprüfung der absoluten Normalisierung und der systematischen Korrekturen wird der totale Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \rho^0$ ,  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  berechnet. Wir beschreiben die Selektion der gesuchten Ereignisse aus dem Untergrund und bestimmen den Wirkungsquerschnitt. Schließlich wird unter Zuhilfenahme der von uns identifizierten Reaktionsdynamik für die Auswahl des "richtigen" Protons das invariante  $p\bar{p}$ -Massenspektrum angegeben.

Abschnitt 5 enthält die, die Ergebnisse der Analyse zusammenfassende Diskussion.

## 1.2 Prinzip der Messung

Das hier beschriebene Experiment dient zur Messung der Reaktion



Der Endzustand wurde mit Hilfe eines energiemarkierten Photonstrahles im Energiebereich

$$4.74 \leq E_{\gamma} \leq 6.55 \text{ GeV} \quad ,$$

entsprechend der Schwerpunktsenergie

$$9.78 \leq S \leq 13.17 \text{ GeV}^2 \quad ,$$

an einem mit flüssigem Wasserstoff gefüllten Target erzeugt. Der Viererimpulsübertrag auf das Targetteilchen lag im Bereich

$$0.345 \leq |t| \leq 7.343 \text{ (GeV/c)}^2 \quad .$$

Die Energieschwelle zur Proton-Antiprotonpaarerzeugung  $E_{\gamma} = 3.75 \text{ GeV}$ . Sie liegt damit unterhalb der niedrigsten Photonenergie. Die Apparatur mißt die Impulse der geladenen Protonen und Antiprotonen. Diese und die Messung der Flugzeit der Teilchen gestattet die Bestimmung ihrer Masse. Sind die Impulse des einlaufenden Photons und zweier auslaufenden Teilchen bekannt, ist die Reaktion (1) einfach kinematisch überbestimmt (Zweispurereignis, 1C-Fit). Eine vierfache Überbestimmung liegt vor, wenn die Impulse aller auslaufenden Teilchen gemessen werden konnten (Dreispurereignis, 4C-Fit). Die Forderung nach erfüllter Kinematik und die Messung der Masse, mindestens des negativen Teilchens, im Flugzeit-

system ermöglicht die Auswahl der Datenmenge, die durch Reaktion (1) erzeugt wurde.

### 1.3 Die Meßapparatur

In Abb. 1 ist der Aufbau der experimentellen Apparatur schematisch dargestellt. Der aus dem Synchrotron ausgelenkte Elektronenstrahl erzeugt in einer Aluminiumscheibe (Radiator) Bremsphotonen. Die Energie dieser Photonen wird mit Hilfe des Energiemarkierungssystems aus den Impulsen der abgebremsten und im Feld des C-Magneten abgelenkten Elektronen rekonstruiert. Der primäre Elektronenstrahl erfährt im Feld des C-Magneten ebenfalls eine Ablenkung und endet in einem Quantameter, welches als Intensitätsmonitor diente. Der Photonstrahl erzeugt im mit flüssigem Wasserstoff gefüllten Target unter vielen anderen Reaktionen auch die gesuchte Reaktion (1). Während die nicht wechselwirkenden Photonen in einem Strahlabsorber aus Blei enden, können viele der erzeugten Teilchen an diesem vorbei das Feld des Impulsanalysiermagneten durchfliegen. Ihre Spuren werden mit Hilfe der Proportional- und Funkenkammern rekonstruiert. Die 3 Zählerhodoskope hinter dem Magneten und zwischen den Funkenkammern dienen zur Formung des Haupttriggersignals. An der zur Strahlrichtung linken Seite des Experimentes erkennt man ein großes Zählerhodoskop, welches als Flugzeitzählersystem zur Messung der Teilchenmasse eingesetzt wurde. Auf der rechten Seite verwendeten wir einen Schwellencerenkovzähler, der gegen Pionen diskriminieren sollte. Der Asymmetrie des apparativen Aufbaus wurde durch die Umpolung des Impulsanalysiermagneten während der Messung Rechnung getragen.

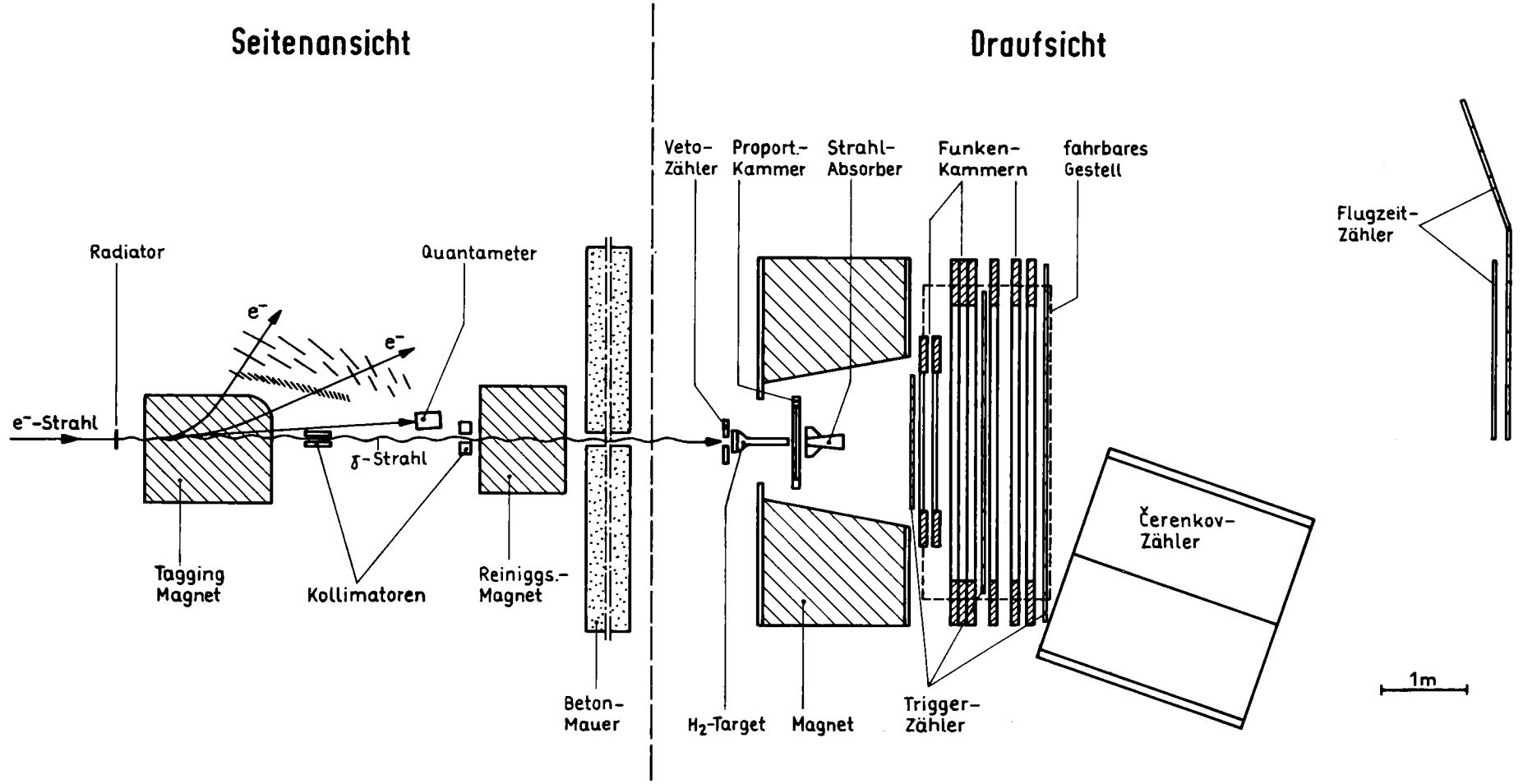


Abb. 1: Schematischer Aufbau der Meßapparatur



## 2. EXPERIMENTELLE METHODEN

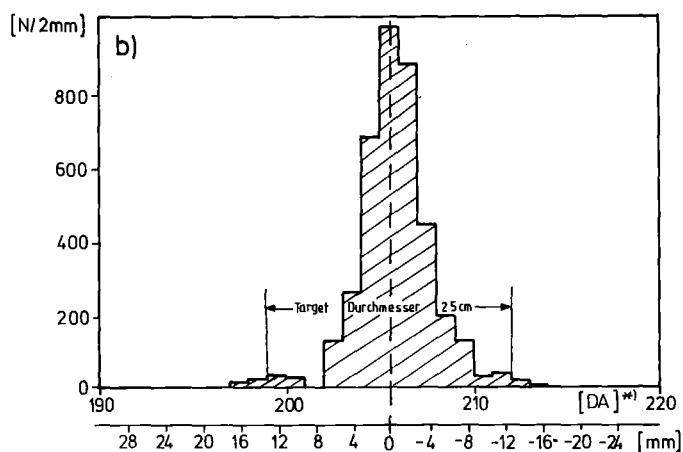
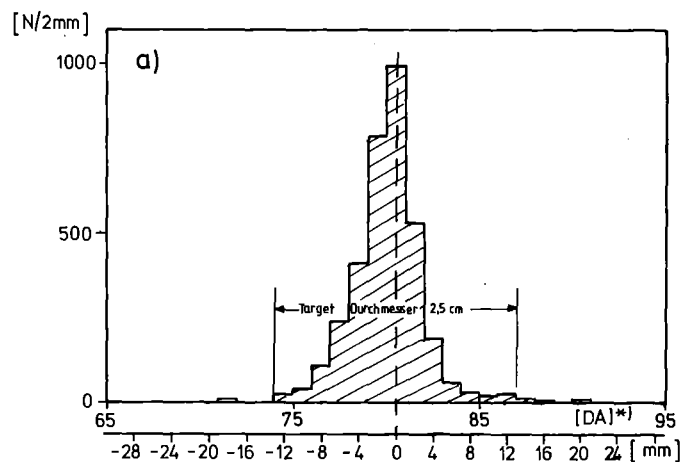
### 2.1 Der Photonstrahl

Für die Durchführung des Experimentes wurde ein externer 7 GeV Elektronenstrahl des DESY-Synchrotrons verwendet. Mittels eines Strahltransportsystems, welches aus fokussierenden Quadrupol-, ablenkenden Dipol-Magneten und Kollimatoren bestand, wurde der  $e^-$ -Strahl in einem Vakuumrohr ( $10^{-6}$  Torr) auf den Radiator des Energiemarkierungssystems (Tagging-System) fokussiert. Die dort entstehenden Bremsstrahlungsquanten verschiedener Energie wurden mit kleinen Öffnungswinkeln  $\theta \sim m_{e^-}/E_{e^-}$  nach vorn emittiert.

Um die Energieauflösung nicht zu beeinträchtigen, wurde der Elektronenstrahl am Ort der Aluminiumfolie vertikal einerseits so gebündelt, daß seine Ausdehnung klein gegen die Breite der Zähler des Energiemarkierungssystems (2-4 cm) war. Andererseits mußte berücksichtigt werden, daß der Photonstrahl noch nach etwa 10 m Wegstrecke gänzlich im Target lag. Horizontal ist ein Fokus am Radiator unnötig. Da die Strahlemittanz von der Öffnung eines Kollimators (Abb. 1) bestimmt wurde.

Die Ausdehnung des Elektronenstrahls am Ort des Bremstargets wurde auf einem Zinksulfid-Schirm, der sich ferngesteuert in den Strahl fahren ließ, mittels eines Fernsehbildes übertragen. In vertikaler Richtung wurde 2-3 mm, in horizontaler 7-8 mm gemessen.

Am Wasserstofftarget ließen sich die Abmessungen des Strahles sowohl mit Hilfe eines Zinksulfid-Schirmes als auch durch die registrierten Signale der Proportionalkammer, die strahlabwärts hinter dem Target aufgestellt war, bestimmen. Es wurden im Wasserstofftarget unter kleinen Winkeln ( $< 1^\circ$ ) Elektron-Positron-Paare erzeugt. Die bei abgeschalteten Magneten in den Proportionalkammern aufgenommenen Verteilungen der Spurkoordinaten dieser Teilchen gaben das Profil des Photonstrahles sehr gut wieder (Abb. 2).



DA <sup>\*)</sup> Drahtabstand

Abb. 2: Die über die Erzeugung von  $e^+e^-$ -Paaren im Wasserstofftarget gemessene Breite des Photonstrahls in der Proportionalkammer.

Entscheidend für die obere Begrenzung der Photonstrahlintensität erwies sich die Zahl von zufälligen Koinzidenzen im Energiemarkierungssystem und die Menge von Untergrundsignalen in der Proportionalkammer, welche

hinter dem Wasserstofftarget aufgestellt war (Abb. 1). Bei der von uns gewählten Strahlintensität von im Zeitmittel  $5 \cdot 10^6$  äquivalenten Quanten/Sekunde (s. Tabelle 1) lag die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachsignale im Energiemarkierungssystem bei etwa 10%.

Mittlere Intensität des Photonstrahls pro Sekunde	$I_0$	$5.1 \cdot 10^6$ ä.Q./sek ä.Q. = äquivalente Quanten	Aus der von einem Quantameter (Abb.: 1) pro Zeiteinheit aufgesammelten Ladung wird $I_0$ bestimmt.
Tastverhältnis	DF	0.7msek/20msek = 3.5 %	Nutzbare Ejektionszeit pro Dauer einer Beschleunigungsperiode (ohne "FLAT TOP").
Mittlere Peakintensität	$I_p$	$1.5 \cdot 10^8$ ä.Q./sek DF	
Anzahl der markierten Photonen	$I_Y$	$1.5 \cdot 10^6$ $\frac{\text{Photonen}}{\text{sek}}$	Energiefenster des Photonmarkierungssystems : $4.74 < E_Y < 6.55$ GeV $I_Y = I_0 \ln(6.55/4.74)$
Elektronenstrom	$I_e$	$5.1 \cdot 10^8$ $e^-$ /sek	0.1 Strahlungslängen Aluminium Radiator

Tabelle 1: Werte zur Photonstrahlintensität

Diese Zahl ergab sich auch rechnerisch als Produkt von Einzelraten und Zeitauflösung der Tagging-Zähler. Auf dieselbe Weise ließ sich die Untergrundbelastung der Proportionalkammer durch konvertierte Photonen, Comptonelektronen etc. bestimmen, wenn man für die Zeitauflösung die Gedächtniszeit der Kammer einsetzte, die in diesem Experiment 60 nsec betrug. Es treten unter diesen Bedingungen in etwa 12% aller Fälle, in denen ein gutes Ereignis registriert wurde, zusätzliche Signale auf, die eine geometrische Rekonstruktion der Ereignisse erschweren können. Da die Ereignisse während der Datennahme auf dem Bildschirm des Experimenterechners verfolgt werden konnte, bestand die Möglichkeit, die Rekonstruierbarkeit der Ereignisse mit dem Auge laufend zu überwachen.

Ein gutes Maß für die Untergrundbelastung der Meßapparatur ist der Quotient aus der Anzahl der Ereignistrigger und der Zahl der energetisch registrierten Photonen. Für die Reaktion (1) sollte er etwa bei  $10^{-9}$  liegen, wenn man von einem Wirkungsquerschnitt von 90 nb /Bin 73/ für diesen Kanal ausgeht. Da das Experiment jedoch von einem großen Teil des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts, der bei etwa  $60 \mu\text{b}$  liegt, getriggert wurde, war das Verhältnis natürlich schlechter. Es betrug  $5 \cdot 10^{-5}$ . So ist etwa eines von 50.000 aufgezeichneten Ereignissen vom Typ der Reaktion (1).

## 2.2 Das Energiemarkierungssystem

Als Radiator für die Erzeugung der hochenergetischen Photonen diente eine 0.1 mm dicke Aluminiumscheibe (entsprechend 0.1% Strahlungslänge), welche sich ferngesteuert in den Primärelektronenstrahl fahren ließ. Der Radiator befand sich an der strahlaufwärts liegenden Öffnung des Taggingmagneten, dessen Feldlinien horizontal und senkrecht zum  $e^-$ -Strahl verliefen (C-Magnet). Die abgebremsten Elektronen und der ungebremste  $e^-$ -Primärstrahl wurden im Feld dieses C-Magneten nach oben gelenkt; erstere in das Energiemarkierungshodoskop und letztere in ein Quantameter (Abb. 1).

Zur Reduktion sekundärer Untergrundprozesse, bei denen geladene Teilchen entstehen, befand sich hinter dem C-Magneten ein Bleikollimator und ein Reinigungsmagnet. Ferner wurde das Spektrometer vom Energiemarkierungssystem durch eine abschirmende Betonwand getrennt. Zwischen Tagging-System und dem Wasserstofftarget durchliefen die Photonen eine Flugstrecke von ca. 10 m, die als Vakuumrohr ausgebildet war. Dennoch wurden zusätzlich mit dem Restgas im Vakuumrohr Sekundärteilchen gebildet, die zum Untergrund beitrugen.

### 2.2.1 Definition der Energiekanäle

Die abgebremsten Elektronen wurden im Feld des C-Magneten in ein System von 22 kleinen und 14 großen Szintillationszählern gelenkt (Abb. 1).

Aus den vermessenen Zählerpositionen und der bekannten Feldstärke des C-Magneten ließen sich die Bremsелеktronimpulse bestimmen und damit die Energie des korrespondierenden Photons. Da jeweils ein Drittel eines benachbarten Zählers mit dem vorherigen überlappte, ein weiteres Drittel nicht überdeckte, während das letzte Drittel wieder mit dem nächsten Zählernachbarn überlappte (Abb. 3a), ergaben sich aus den 22 kleinen Zählern  $k = 2 * n - 1$  ( $= 43$ ) logische Energiekanäle, von denen jeder nach der Vorschrift

$$E_{\gamma} = E_0 - \Delta E_{\gamma}(k-1) \pm -1/2 \Delta E_{\gamma} \quad (2)$$

mit

$$\Delta E_{\gamma} = (E_0 - E_{\min}) / (k_0 - 1) \quad (3)$$

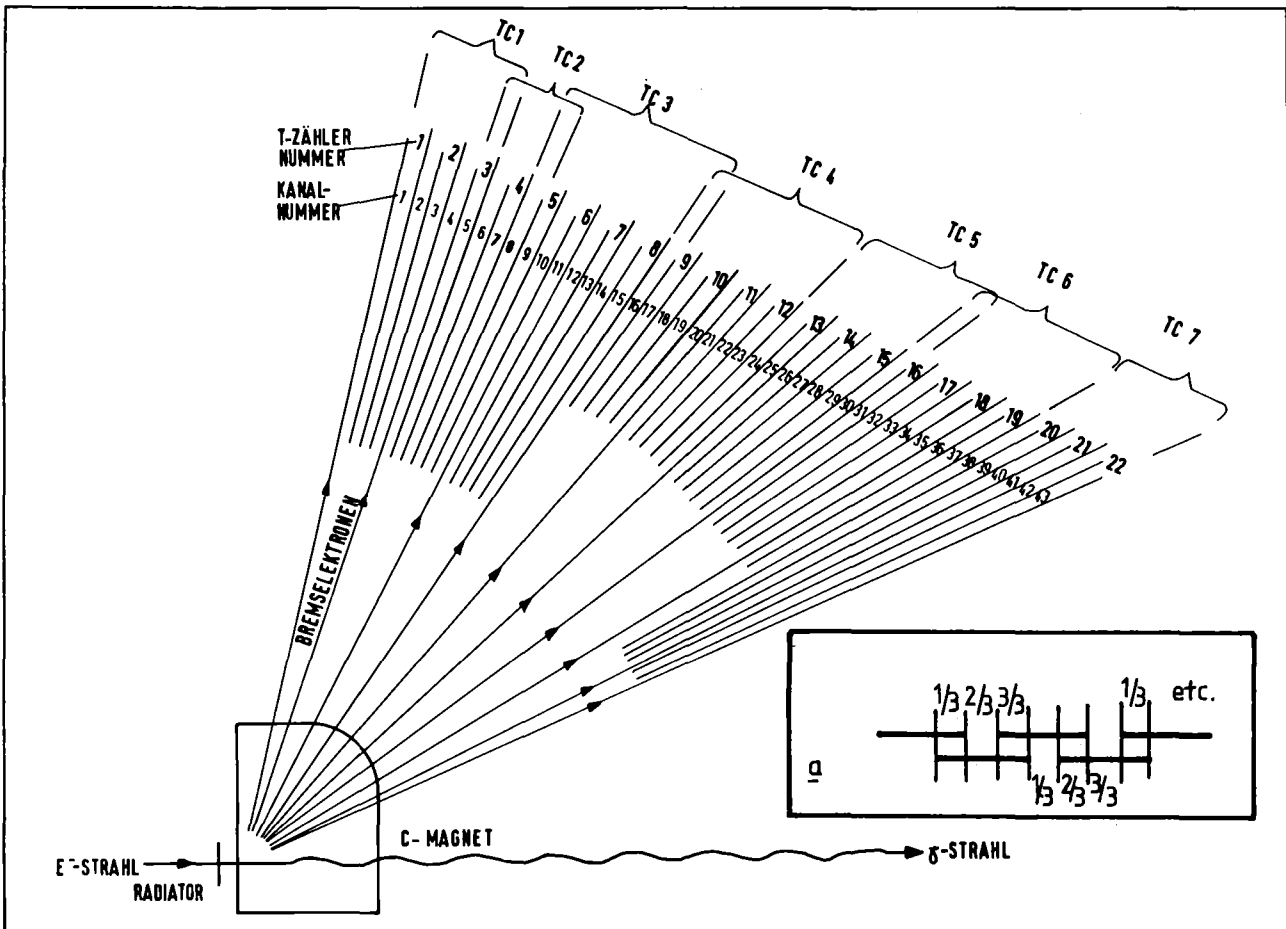


Abb. 3a: Konstruktion der logischen Energiekanäle aus den kleinen Tagging-Szintillationszählern.  
 3b: Aufbau des Energiemarkierungssystems (Tagging-System).

eine bestimmte Energie zugewiesen wurde. Die 43 Energiekanäle liegen im hochenergetischen Teil des Bremsspektrums  $4.74 \leq E_\gamma \leq 6.55$  GeV (Abb. 3c). Die Schwankungen der einzelnen Kanäle innerhalb des Spektrums resultieren aus geringfügigen Justierfehlern der Zähler des Energiemarkierungssystems. Die 14 großen Szintillationszähler, T1 - T14, überdeckten den gesamten geometrischen Bereich der kleinen Energiemarkierungskanäle (Abb. 3b). Sie wurden paarweise zu 7 logischen Kanälen, TC1 - TC7, elektronisch zusammengefaßt. Das entsprechende Koinzidenzsignal registrierte die Erzeugung eines Photons von bekannter (aus den angesprochenen Zählern rekonstruierbarer) Energie.

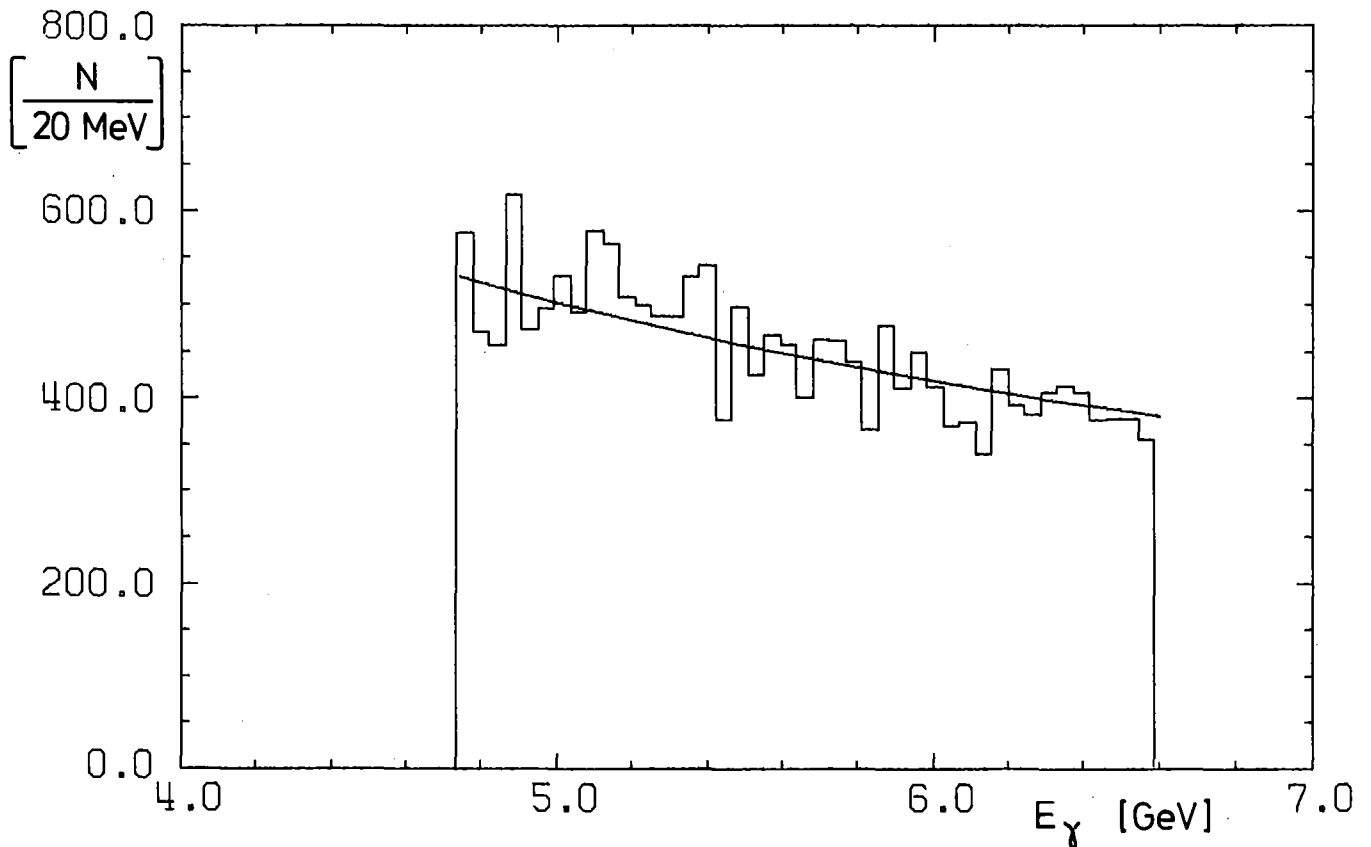


Abb. 3c:  $1/k$ -Photonbremsspektrum im Energiebereich 4.74 - 6.55 GeV.

### 2.2.2 Genauigkeit der Energiemarkierung

Die Genauigkeit der Energiemarkierung eines Photons wird im wesentlichen von der Breite der Energiekanäle (in unserem Fall 2 cm) festgelegt. Es gab jedoch andere Ursachen, die die Energieauflösung beeinträchtigten. Da die Flugbahn der Elektronen von der vertikalen Fokussierung am Ort des Bremstargets abhängt, wird durch sie die Impulsbestimmung der Elektronen beeinflusst. Als weitere die Energieauflösung beeinträchtigende Faktoren sind Vielfachstreuung an der Radiatormaterie und an Luft sowie Möllerstreuung zu nennen.

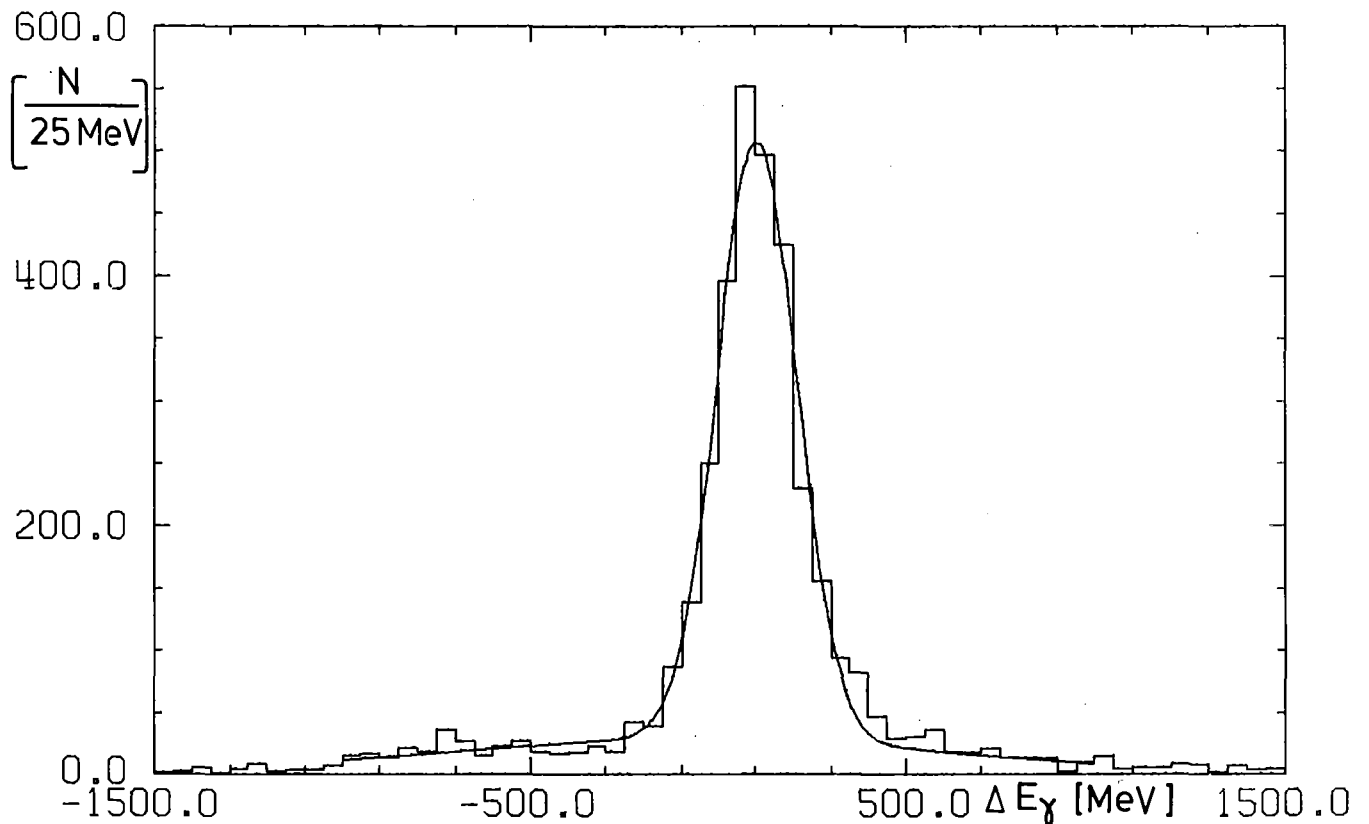


Abb. 4: Differenz aus der im Tagging-System gemessenen Photonenergie und der aus den rekonstruierten Impulsen von  $e^+e^-$ -Paaren berechneten Energie.  $\Delta E_\gamma = E_\gamma - E_{e^+e^-}$ .

Um die Genauigkeit der Energiemarkierung zu überprüfen, wurde der Photonstrahl auf ein dünnes Aluminiumtarget gelenkt. Die dort erzeugten  $e^+e^-$ -Paare wurden als Spuren in den Funkenkammern identifiziert, geometrisch rekonstruiert und ihre durch das Feld des Analysiermagneten bestimmte Paarenergie mit der Taggingenergie verglichen.

$$\Delta E_{\gamma} = E_{\gamma} - (E_{e^+} + E_{e^-}) \quad (4)$$

Die Verteilung dieser Differenzen zeigt Abb. 4. Die halbe Halbwertsbreite liegt im Bereich der experimentellen Impulsauflösung (0.15 - 0.2 GeV), so daß der Fehler in der Messung der Gammaenergie nicht größer als eine halbe Kanalbreite betragen dürfte ( $\Delta E_{\gamma} = \pm 21.5$  MeV).

### 2.2.3 Das Energiemarkierungssystem als Monitor des Photonflusses

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion (1) muß der Photonfluß, d.h. die Anzahl der Photonen pro Sekunde, die das Wasserstofftarget treffen, bestimmt werden. Die Zählrate T der registrierten Bremsphotonen wurde durch Totzeiteffekte beeinflusst, welche von der Photonstrahlintensität abhängen. Es wurde deshalb die Zählrate eines der 7 logischen Zweifach-Koinzidenzkanäle als Normierung für die Zählrate verwendet, da diese Zählrate nur etwa 1/22 der Gesamtzählrate betrug. Andererseits ist sie proportional zur Gesamtzählrate und intensitätsunabhängig, d.h. totzeitfrei.

TC4 selbst wurde ebenfalls auf Totzeiteffekte überprüft, indem man die Anzahl der gezählten Signale durch die Zahl der äquivalenten Quanten, die mit dem Quantameter (Abb. 1) gemessen wurden, dividiert ( $TC4/AE.Q$ ) und als Funktion der Intensität (T/sec) aufträgt (Abb. 5a). Dieses Verhältnis war für alle während der Messungen eingestellten Intensitäten konstant. Als Gesamtzählrate des Energiemarkierungssystems wurde die Zahl

$$T_{\text{korr}} = TC4 * (T/TC4) \Big|_{(I \rightarrow 0)} \quad (5)$$



benutzt, da das Verhältnis  $(T/TC_4)$  für eine gegen Null gehende Intensität konstant wird, d.h., daß dann auch die Zählrate  $T$  keine Totzeiteffekte mehr zeigt, wie dies aus Abb. 5b ersichtlich ist.

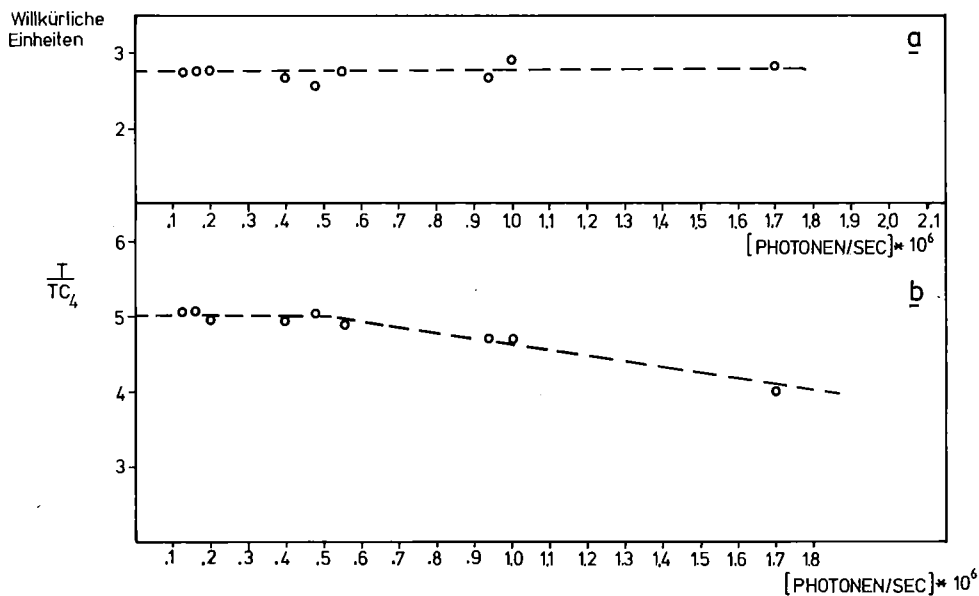


Abb. 5a: Zählrate der TC4 Koinzidenz dividiert durch die im Quantameter gemessene Anzahl von äquivalenten Quanten als Funktion der Strahlintensität.  
5b: Gesamtzählrate des Tagging-Systems dividiert durch die Zählrate der TC4 Koinzidenz in Abhängigkeit von der Strahlintensität.

Für den aus der Taggingrate berechneten Photonfluß mußten ferner Korrekturen berücksichtigt werden, die sich aus konkurrierenden elektromagnetischen Untergrundprozessen im Radiator ergaben, bei denen kein hochenergetisches Photon emittiert wurde. Diese sind insbesondere Mott-Streuung, die direkte und indirekte  $e^+e^-$ -Paarerzeugung. Dazu wurde ein Photonen registrierender Schauerzähler vor das Wasserstofftarget gestellt und die

Zählrate dieses Zählers S mit der des Energiemarkierungssystems T verglichen ( $C = T \cdot S / T$ ), so daß für die korrigierte Gesamtzählrate T der Wert

$$T_{\text{korr}} \equiv (T * S) / T * TC4 * (T / TC4) \quad (6)$$

mit

$$(T * S) / T = 0.910 \pm 0.004 \quad (7)$$

und

$$(T / TC4) = 5.01 \pm 0.05 \quad (8)$$

benutzt wurde. Eine weitere Korrektur für die Anzahl der Photonen N, ergab sich aus der Tatsache, daß zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts nur solche Ereignisse herangezogen wurden, bei denen genau einer der 43 Energiekanäle angesprochen hatte.

$$N_{\gamma} = T(\text{eins}) / T(\text{alle}) * T_{\text{korr}} \quad (9)$$

mit

$$T(\text{eins}) / T(\text{alle}) = 0.54 \pm 0.02 \quad , \quad (10)$$

wobei T (eins) die Taggingrate der Ereignisse mit einem und nur einem Energiekanal bezeichnet, während T (alle) die Taggingrate der Ereignisse mit einem, keinem oder mehreren angesprochenen Energiekanälen darstellt.

## 2.3 Das Spektrometer

### 2.3.1 Die Vieldrahtproportionalkammer

Das Spektrometer (Abb. 1) bestand aus einem Ablenkmagneten, einer Vieldrahtproportionalkammer und 8 Funkenkammern. Die Gedächtniszeit der Proportionalkammer, die im wesentlichen durch die Ausleseelektronik bestimmt wird, ist vergleichsweise sehr kurz. In diesem Experiment be-

trug sie 60 nsec /Bod 75/. Wir entschlossen uns daher, sie unmittelbar hinter dem Wasserstofftarget in den direkten Photonstrahl zu stellen, Wie oben bereits erwähnt, konnte bei der von uns eingestellten Photonintensität die registrierten zufälligen Hintergrundsignalraten toleriert werden. Die Kammern waren wie folgt aufgebaut: In ein und demselben Gasraum befanden sich zwei orthogonale Signaldraht- nebst den dazugehörigen Hochspannungsebenen, so daß der Teilchendurchgang horizontal und vertikal bestimmt werden konnte. Als Kammergas diente eine anorganische Gasmischung aus Neon (32%), Argon(0.3%) und Kohlendioxyd (68%). Diese hatte den Vorteil einer fast gleichzeitigen Entvölkerung angeregter metastabiler Gashüllenelektronenniveaus, so daß das Nachschwingverhalten der Kammer verbessert werden konnte. Die Betriebsspannung lag bei 4.5 kV. Da die Kammer dem Magnetfeld ausgesetzt worden ist, gab es aus Platzmangel keine Möglichkeit, die Verstärker direkt an die Kammer zu montieren, so daß die Signale (Signalhöhe = 1 - 20 Millivolt) über ca. 2 m lange Kabel an die hochohmigen Eingänge der Verstärker geführt werden mußten. Wegen der mit diesem Aufbau verbundenen Dämpfung und der Möglichkeit der elektromagnetischen Einstreuung von Störsignalen, ließ sich die Nachweiswahrscheinlichkeit für Zweispurereignisse nicht über 85% steigern. In der Tabelle 2a sind die wichtigsten konstruktiven Merkmale der Kammer zusammengefaßt.

Sensitive Fläche		0.8 m x 0.32 m
Signaldrähte	Vertikal	400
	Horizontal	160
Drahtabstand		2 mm
Abstand der Signaldrahtebenen		31 mm
Dicke der Hochspannungsdrähte		50 µm Cu
Dicke der Signaldrähte		30 µm Cu/Be vergoldet

Tabelle 2a: konstruktive Merkmale der Vieldrahtproportional-kammer

Sensitive Fläche		1 m x 1.21 m
Signaldrähte	Horizontal	1024
	Vertikal	1185
Winkel zur Vertikalen		18.5 Grad
Drahtabstand		1 mm
Signaldrahtabstand		10 mm
Dicke der Drähte		100 µm Cu/Be

Tabelle 2b: konstruktive Merkmale der ersten beiden Funkenkammern hinter dem Magneten strahlabwärts gesehen.

Sensitive Fläche		1 m x 3 m
Signaldrähte	Horizontal	1020
	Vertikal	3020
Drahtabstand		1 mm
Signaldrahtabstand		8 mm
Dicke der Drähte		125 µm Al
Die erste Kammer dieses Typs hat eine schräge Drahtebene mit einem Winkel von 11.3 Grad zur Vertikalen.		

Tabelle 2c: konstruktive Merkmale der hinteren 6 Funkenkammern

### 2.3.2 Die Funkenkammern

Hinter dem Magneten wurden 8 große Funkenkammern zur weiteren Vermessung der Teilchenbahnen aufgestellt. Der Funkenstrom erzeugt in einem ferromagnetischen Material eine mechanische Deformation (Magnetostriktion), welche sich mit etwa Schallgeschwindigkeit in beide Richtungen ausbreitet. Am Ende des magnetostriktiven Drahtes induziert diese in einer Spule einen Spannungspuls, der in der nachfolgenden Ausleseelektronik in ein logisches Signal umgewandelt wird. In Tabelle 2b sind die wichtigsten Merkmale der ersten zwei Funkenkammern zusammengefaßt.

Den darauffolgenden 6 Kammern lag ein anderes Konstruktionsprinzip zugrunde. Sie zeichneten sich insbesondere durch eine leichte Bauweise aus, da man auf Grund der Verwendung von gewellten Aluminiumdrähten die Zug-

spannung der Drähte und damit die Stabilität der Rahmen erheblich verringern konnte /Brm 73/. Um eine über die gesamte Kammer möglichst gleichmäßig verteilte Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhalten, wurde bei diesem Kammertyp die Hochspannung an beiden Seiten der Drähte der Hochspannungsebene zugeführt. Die Betriebsspannung lag bei 6.5 kV. Die Anstiegszeit der Pulse betrug 60 nsec. Tabelle 2c faßt die wesentlichen Konstruktionsmerkmale dieses Kammertyps zusammen.

Da die freien Elektronen entlang der Spur eines geladenen Teilchens im Gasraum relativ lange existieren, ist die Gedächtniszeit der Funkenkammern entsprechend groß. Um diese zu verringern, wurde das Kammergas bei 0°C durch Äthylalkohol geleitet, welcher sich durch stark elektronegative Eigenschaft auszeichnet. Zusätzlich war an den Kammern eine Gleichspannung von 100 Volt angelegt, die die freien Elektronen "absaugen" sollte. Darüberhinaus absorbiert der Alkoholzusatz im Kammergas Photonen, die im ultravioletten Bereich bei der Funkenbildung entstehen. Es gelang auf diese Weise die Gedächtniszeit der Funkenkammern auf 0.8 bis 1 msec zu drücken.

Um die Ortsauflösung der Kammern zu messen, wurden die Spuren von Elektronen im Spektrometer rekonstruiert. Die Streuung der Funken um eine Ausgleichsgerade ergab für die Breite einer angepaßten Gauss-Funktion einen mittleren Wert von  $\sigma = 0.8$  mm. Die Verteilungen waren jedoch nicht gaussisch und zeigten noch bei vierfacher Standardabweichung merkliche Zählungen (Abb. 6). Die Ortsauflösung wurde auch bei der Rekonstruktion der Teilchenbahnen hadronischer Ereignisse laufend überprüft. Bei der nachfolgenden Impulsanalyse wurde letztlich ein Mittelwert von  $\sigma = 2$  mm eingesetzt.



### 2.3.3 Die Vermessung der Kammern

Die Position der Proportionalkammer im Magneten wurde mit Hilfe optischer Methoden genau vermessen (besser als 1/10 mm). Die longitudinale Lage der Funkenkammern im Labor wurde mit einer Kombination aus optischer und Schublehrenvermessung genau bestimmt. Dafür wurden 2 Funkenkammern mit dem Theodolithen eingemessen, welche als Referenz für die Schublehrenvermessung aller weiteren Kammern diente. Es wurden die Abstände aller 4 Kammerecken zueinander bestimmt und zwischen den erhaltenen Werten gemittelt. Die waagerechte Ausrichtung der Kammern wurde optisch mit dem Nivelliergerät vorgenommen. Die Vermessungsfehler sind so klein, daß sie die Ortsauflösung der Kammern nicht wesentlich beeinflussen.

### 2.3.4 Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Funkenkammern

Zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten mußte die Nachweiswahrscheinlichkeit für Mehrspurereignisse bestimmt werden. Das Ansprechvermögen einer Funkenkammer für Ereignisse mit mehr als einer Spur ist wegen des Ladungsschwundes pro Funken sehr stark abhängig von der im Hochspannungspuls zur Verfügung stehenden Energiemenge. Um das Mehrspuransprechvermögen der benutzten Funkenkammern zu studieren, wurde die Größe  $W$  eingeführt, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine Kammer, die von  $s$ -Teilchenspuren durchsetzt ist,  $f$ -Funken enthält, also

$$W_{f,s}$$

mit  $(0 \leq f \leq s)$ .

Die  $W_{f,s}$  wurden so normiert, daß

$$\sum_{f=0}^s W_{f,s} = 1 \quad . \quad (11)$$

Mit Hilfe der Größe  $W_{f,s}$ , die wir Ansprechvermögen  $\bar{\eta}$  nennen wollen, läßt sich ein mittlerer Mehrspurwirkungsgrad einer Funkenkammer definie-

ren, vorausgesetzt das Ansprechvermögen für mehrere Funken in derselben Kammer ist nicht korreliert:

$$\bar{n} = 1/s * \sum_{f=0}^s (f * W_{f,s}) \quad . \quad (12)$$

Der mittlere Mehrspurwirkungsgrad  $\bar{n}$  gibt die mittlere Anzahl von Funken für s-Spurereignisse in einer bestimmten Kammer an.

Das Ansprechvermögen wurde durch das Auszählen der Funken in einer Kammer, die von den Teilchenbahnen eines s-Spurereignisses durchsetzt war, bestimmt. Die wahre Zahl s der Spuren wurde aus den Funkenregistrierungen der übrigen (7) Kammern abgeleitet. Dabei verwendete man einen Satz von hadronischen Ereignissen, so daß jeder Kammerwirkungsgrad unter den realen Untergrundbelastungen gemessen wurde. Um die Unabhängigkeit der Statistik zu gewährleisten, wurden für eine bestimmte Kammer nur diejenigen Ereignisse analysiert, die auch ohne diese Kammer vollständig rekonstruiert werden konnten. Es wurde in der folgenden Weise vorgegangen. Man brachte die zu betrachtende Kammer mit einer vermessenen Spur zum Schnitt und durchsuchte innerhalb eines bestimmten Abstandes vom Schnittpunkt in der Umgebung nach dem nächstliegenden Funken in dieser Kammer. Dieser Funke wurde der Spur zugeordnet und eine Ausgleichsgerade durch alle Funken gelegt. Blieb der Streuparameter der Geraden unter einer bestimmten Grenze, wurde der Funke für das entsprechende s-Spurereignis gezählt. Wählt man die Streugrenze zu klein, hängen Ansprechvermögen und der mittlere Mehrspurwirkungsgrad von diesem Parameter ab. Bei hinreichend großer Wahl blieben sie jedoch konstant. Als Beispiel zeigt Abb. 7 für eine Kammer die Größen  $W_{1,1}$ ,  $W_{1,2}$ ,  $W_{2,2}$  und  $\bar{n}_1$ ,  $\bar{n}_2$ . Man sieht, daß alle erkennbaren Spuren bei einer Streugrenze von 5 mm gefunden werden. Dieser Wert wurde auch für das Spurrekonstruktionsprogramm (vgl. Abschnitt 3.2) als Suchbreite benutzt.



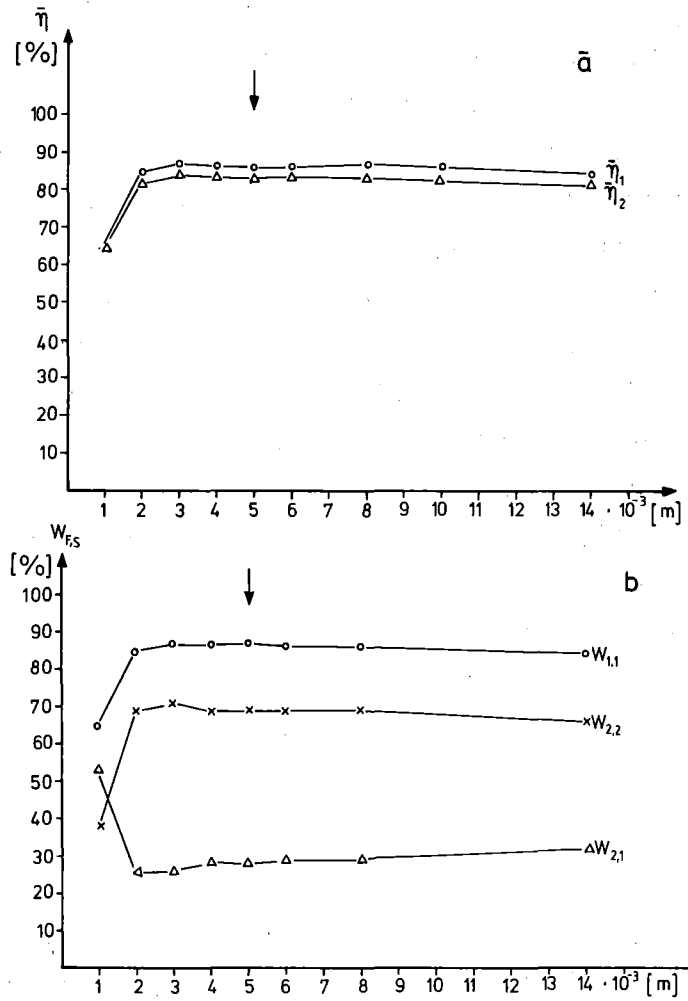


Abb. 7a: Mittlerer Mehrspurwirkungsgrad für Ein- und Zweispurereignisse als Funktion des Streuparameters am Beispiel der Funkenkammer 6.  
7b: Ansprechvermögen der Funkenkammer (Nr. 6) in Abhängigkeit vom Streuparameter.

### 2.3.5 Nachweiswahrscheinlichkeit für Zweispurereignisse

Da im Spektrometer im wesentlichen 2 Teilchenspuren registriert wurden, bestimmten wir die Wahrscheinlichkeit für den gleichzeitigen Nachweis von 2 Spuren. Eine Schwierigkeit der Prozedur bestand im folgenden: Man benötigt mindestens eine gedrehte Drahtebene, um mehr als eine Spur eindeutig festzuliegen. Die Kammern mit den gedrehten Drahtebenen waren aber am meisten dem Streufeld des Ablenkmagneten ausgesetzt. Die bereits erwähnte Umpolung des Feldes war ein weiterer Umstand, der das Ansprechvermögen dieser Kammern beeinträchtigte. Ein einfacher Binomialansatz, der Ladungsschwundfreiheit und gleichen Mehrspurwirkungsgrad in allen Kammern voraussetzt, ist zur Errechnung der Gesamtzweispurnachweiswahrscheinlichkeit daher ausgeschlossen. Es wurde vielmehr zur Bestimmung der Gesamtzweispurnachweiswahrscheinlichkeit ein Weg beschrieben, der für jede einzelne Kammer, deren Mehrspurwirkungsgrad bei allen möglichen Kombinationen, mit denen sich eine Spur bilden ließ, in Betracht zog. Dabei wurde so normiert, daß

$$\sum_{m=0}^8 \binom{n}{m} \prod_{i=1}^m p_i \prod_{j=1}^{n-m} (1-p_j) = 1 \quad (13)$$

für  $n=8$  ist.

Die Faktoren  $p$  des ersten Produkts stellen die einzelnen Zweispurwirkungsgrade der 1.- bis  $m$ .- Kammer dar, die in  $\binom{n}{m}$  möglichen Kombinationen an der Bildung einer Teilchenspur teilnehmen können. Das zweite Produkt enthält die Wahrscheinlichkeit, daß die übrigen Kammern einer bestimmten Kombination nicht zur Spur beitragen. Die Wahrscheinlichkeit mindestens 4 Funken in 8 Kammern zu haben, ist dann:

$$W_4^8 = \sum_{m=4}^8 \binom{8}{m} \prod_{i=1}^m p_i \prod_{j=1}^{8-m} (1-p_j) \quad (14)$$

Eine Spur ist nur unter der Bedingung eindeutig rekonstruierbar, wenn wegen der andernfalls mehrdeutiger Projektionszuordnung mindestens eine der gedrehten Kammern ein Funkensignal liefert.  $W\left(\frac{8}{4}\right)$  gibt die Wahrschein-

lichkeit für alle möglichen Spuren, die aus 4 Funken gebildet werden können, an. Subtrahiert man davon diejenigen, die nicht in den Kammern 1 bis 3 waren, erhält man gerade die Teilchenbahnen, die in mindestens einer gedrehten Kammer einen Funken hatten

$$(W_4^8 | \overline{123}) = \sum_{m=4}^8 \binom{8}{m} \prod_{i=1}^m p_i \prod_{j=1}^{8-m} (1-p_j) - \prod_{i=1}^3 (1-p_i) \cdot \sum_{m=4}^5 \binom{5}{m} \prod_{j=1}^m p_j \prod_{k=1}^{5-m} (1-p_k) \quad (15)$$

Für die über alle Meßläufe gemittelten Zweispurwirkungsgrade der Funkenkammern, errechnete sich für die Wahrscheinlichkeit des gleichzeitigen Nachweises zweier Teilchenbahnen

$$P_{\text{NACHWEIS}} = 0.86 \pm 0.03 \quad (16)$$

Zur Überprüfung dieser Zahl wurde mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms Zweispurereignisse erzeugt und durch die Apparatur geführt. Den Funkenkammern wurde der für jede einzelne gemessene Zweispurwirkungsgrad zugeordnet. Der Quotient aus rekonstruierten und erzeugten Ereignissen lag bei  $P_{\text{NACHWEIS}}^{\text{Monte Carlo}} = 0.84 \pm 0.03$ . Beide Zahlen stimmen im Rahmen der Fehler sehr gut überein.

### 2.3.6 Der Cerenkovzähler

Auf der in Strahlrichtung gesehen rechten Seite der Apparatur (Abb. 1) war ein gasgefüllter Schwellencerenkovzähler (Abb. 8) mit einem empfindlichen Volumen von 2.1 m (Breite) \* 1 m (Höhe) \* 2 m (Tiefe) aufgestellt worden. Sein Eintrittsfenster besteht aus 3 mm dickem Stahl. Das Cerenkovlicht wird von sechs 0.7 m \* 0.7 m großen sphärischen Spiegelsystemen auf die Kathoden von 6 Photovervielfacherröhren fokussiert. Das Signal wurde diskriminiert und als Antisignal in die Experimentelogik geführt. Darüberhinaus wurden die Pulshöhen des Signals gemessen und in der späteren Datenanalyse berücksichtigt. Mit einer Füllung aus Freon 13b bei 3 bar Innendruck diskriminierte der Zähler gegen Elektronen und

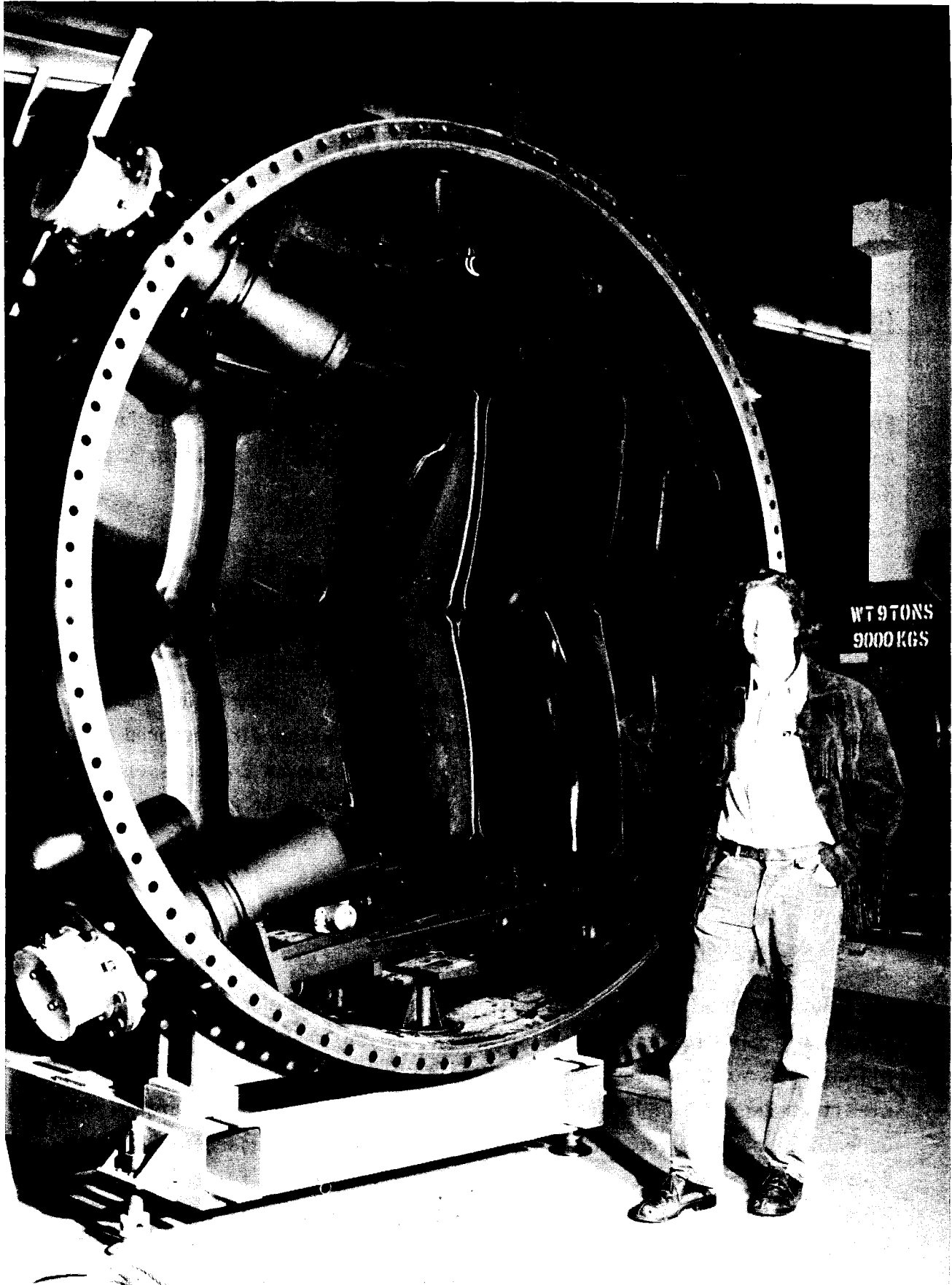


Abbildung 8: Blick in das Innere des geöffneten Cerenkovzählers.

Pionen, deren Impulsbeträge über 6.6 GeV/c bzw. 1.86 GeV/c lagen. Dagegen erreichten k-Mesonen und Protonen bei dem im Experiment möglichen Energien diese Schwelle nicht. Allerdings können z.B. Kaonen durch Stoßprozesse mit der umgebenden Materie (Luft, Freon, Eisen etc.) Elektronen freisetzen, die dann zur Bildung von Cerenkovlicht führen. Diese Ereignisse gehen verloren. Die abgeschätzte Rate von 0.6% /Ros 56, Die 78/ wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts vernachlässigt.

Die beschränkte geometrische Akzeptanz dieses Zählers und die große Zahl von Pionen unterhalb der Impulsschwelle grenzten seine Wirkung als Veto-Zähler zur Reduzierung des Untergrundes, insbesondere derjenigen aus Pionen, ein. Für die Datenläufe, bei denen Ereignisse mit hochenergetischen Pionen gesammelt wurden ( $\rho$ -Mesonen), mußte das Cerenkovsignal aus der Triggerlogik herausgenommen werden.

### 2.3.7 Target, Magnet und Strahlgrab

Um in Hinblick auf die Reaktion (1) eine möglichst große Akzeptanz auch für Teilchen zu haben, die unter großen Winkeln im Laborsystem erzeugt werden, wurde das mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Target bis zur Hälfte seiner Länge in das Magnetfeld geschoben.

Das Experiment wurde bei einer Magnetfeldstärke von 7.5 kGauss durchgeführt. Teilchen, die am Ende des Targets entstanden, mußten einen Impuls von  $> 250$  MeV haben, um im Spektrometer registriert werden zu können. Die Polschuhe des Magneten lagen weit auseinander (54 cm - Eintrittsöffnung des Magneten  $35 * 90$  cm<sup>2</sup>, Austrittsöffnung  $76 * 120$  cm<sup>2</sup>), so daß das Feld stark inhomogene Gestalt hatte. Es wurde an 5.000 Punkten mittels einer Hallsonde gemessen. Die Genauigkeit war besser als 1% /Sei 76/. Am hinteren Ende befand sich im Magneten ein bleiernes Strahlgrab, in welchem der primäre Photonstrahl und  $e^+e^-$ -Paare, die in der Horizontalebene entstanden, absorbiert wurden (Abb. 1).

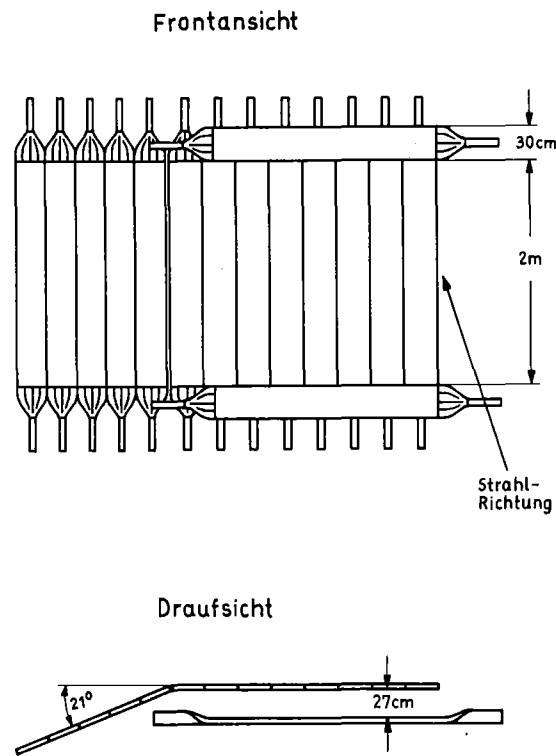


Abb. 9a: Schematische Skizze des Aufbaus des Flugzeitzählersystems

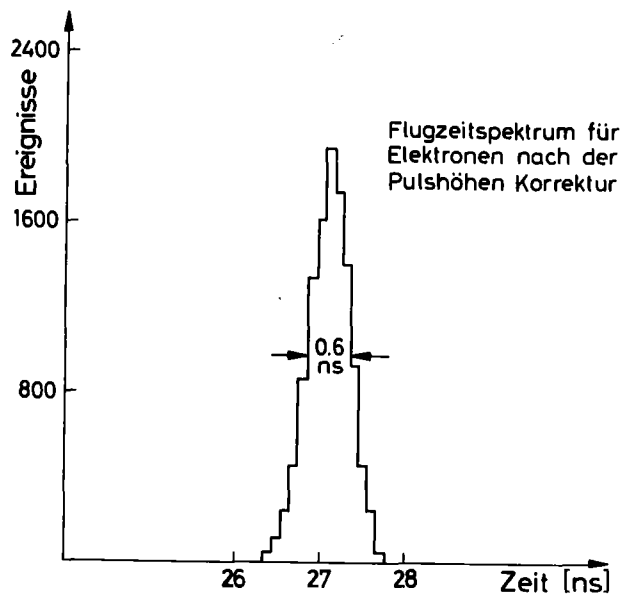


Abb. 9b: Flugzeitspektrum für Elektronen nach der Pulshöhenkorrektur

### 2.3.8 Das Flugzeitsystem

Eine für die Messung der Reaktion (1) entscheidende Einrichtung des Experimentes war das Flugzeitsystem, welches zur Identifizierung der Antiprotonen diente /Mar 79/. Es besteht aus großflächigen Szintillationszählern (insgesamt etwa  $10 \text{ m}^2$ ), die strahlabwärts gesehen auf der linken Seite in etwa 8 m Abstand vom Wasserstofftarget aufgebaut worden waren. An den fünfzehn 2 m langen, 0.30 m breiten und 0.02 m dicken Szintillationszählern waren an beiden Enden jeweils über adiabatische Streifenlichtleiter eine Photovervielfacherröhre angebracht (Abb. 9a). Es wurde einerseits mit Hilfe von Zeit-Digital-Konvertern (TDC = Time to Digital Converter) die Zeit zwischen Hauptkoinzidenzsignal und dem Signal des Bremsелеktrons in den großen Tagging-Zählern (TC-Kanäle, s. Abschnitt 2.2.3) des Energiemarkierungssystems und andererseits die Zeit zwischen Hauptkoinzidenzsignal und dem Signal aus dem Flugzeitzählensystem gemessen. Aus der Differenz ergab sich unter Einbeziehung der notwendigen Korrekturen (Pulshöhenkorrektur der Flugzeitzähler usw.) die Flugzeit des Teilchens vom Vertex bis zur Flugzeitzählerebene. Sind zusätzlich Spurlänge und Impuls des Teilchens bekannt, berechnet sich seine Masse nach

$$m = |\vec{p}| \sqrt{\frac{t^2 \cdot c^2}{s^2} - 1} \quad (17)$$

Die Flugzeit müßte für Teilchen, die etwa Lichtgeschwindigkeit hatten, wie z.B. Elektronen, in jeder TC- und Flugzeitzählerkombination gleich sein. Wegen der endlichen Zeitauflösung des Flugzeitsystems wurden in der Analyse von  $e^+e^-$ -Paaren, die an einem dünnen Aluminiumtarget erzeugt wurden, für jede Zählerkombination Eichkonstanten abgeleitet, so daß die Zeitverteilungen der Eichungselektronen den gleichen Mittelwert erhielten. Abb. 9b zeigt eine solche Verteilung. Aus dieser läßt sich auch die mittlere Zeitauflösung entnehmen:

$$\Delta t_{\text{FWHM}} = 0.6 \text{ nsec} \quad (18)$$

Der Impulsbereich, in welchem sich verschiedene Teilchen im Flugzeitsystem auf Grund unterschiedlicher Masse identifizieren lassen, ist wegen der endlichen Zeitauflösung natürlich beschränkt, so lassen sich Protonen von Kaonen unterscheiden, wenn der Impuls der Protonen nicht größer als 3.8 GeV/c ist. Eine Trennung zwischen Pionen und Kaonen ist bis zu einem Kaonimpuls von 1.8 GeV/c möglich.

### 2.3.9 Die Triggerzählhodoskope

Abb. 1 zeigt drei Ebenen von Zählerhodoskopen, hinter dem Magneten (M-Zähler), zwischen den Funkenkammern 3 und 4 (A-Zähler) und am Ende des Spektrometers (B-Zähler), die zusammen mit anderen Detektorkomponenten zur Formung des Haupttrigger Signals dienten. Aus. Abb. 10 geht der

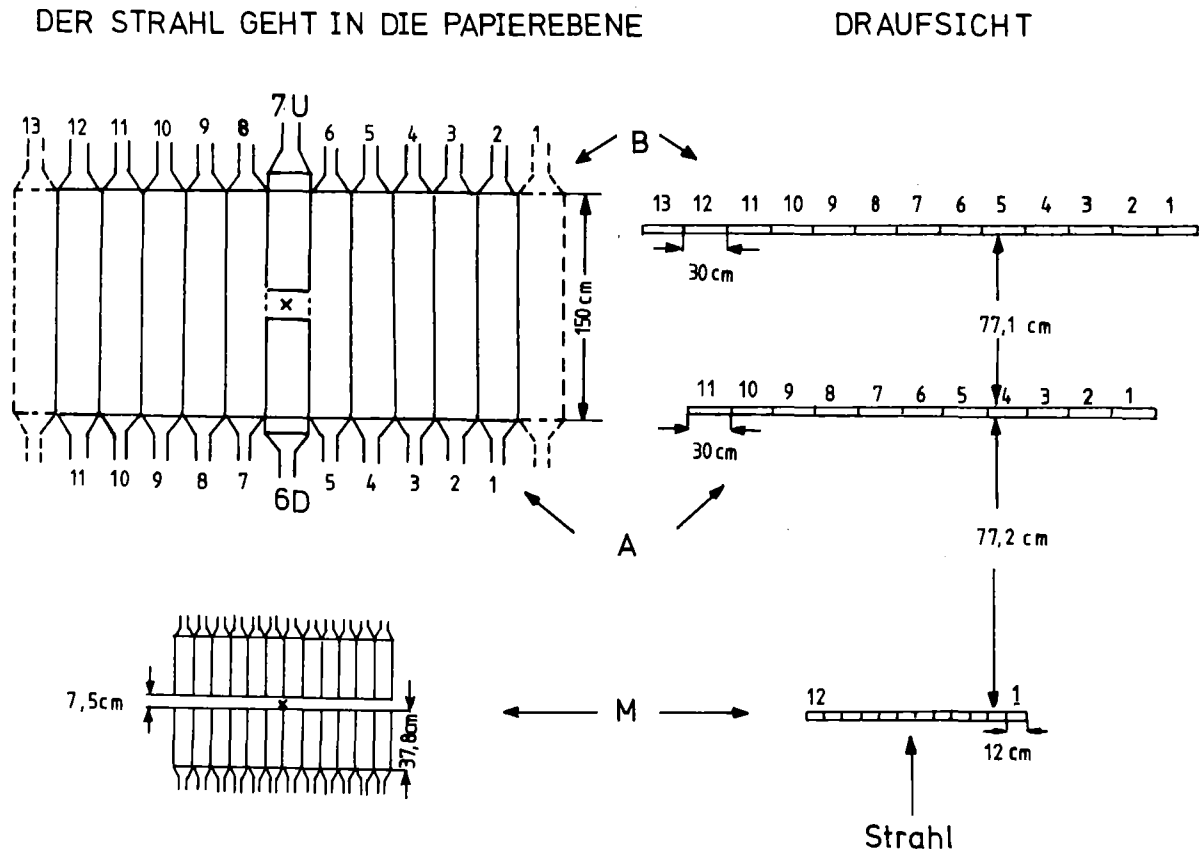


Abb. 10: Geometrischer Aufbau der Triggerhodoskope



geometrische Aufbau dieser Zählerebenen hervor. Die Trennung der M-Hodoskopebene in eine untere und eine obere Hälfte war notwendig, damit diese Zähler nicht auf  $e^+e^-$ -Paare ansprechen, welche an der Materie des Strahlabsorbers erzeugt wurden oder bereits vor diesem entstanden und am Strahlgrab vorbeifliegen konnten.

Da die M-Zähler dem Restfeld des Magneten (etwa 100 Gauss) ausgesetzt waren, wurden die Photovervielfachröhren mit Hilfe 10 mm dicker Metallzylinder abgeschirmt.

#### 2.4 Elektronische Auswahl des Endzustandes

Signale aus verschiedenen Zählern wurden mit Hilfe von "und" und "oder" Logiken in Gruppen zusammengefaßt, zu einem Hauptkoinzidenzsignal zusammengesetzt, welches die Registrierung eines Ereignisses auslöste.

Der Aufbau der Triggerlogik ist der folgende:

Den ersten Beitrag liefern 14 große Szintillationszähler des Energiemarkierungssystems, die zu 7 logischen Kanälen geordnet sind. Sie sollen die Existenz eines Bremsелеktrons und damit eines Photons signalisieren. Das Ausgangssignal aus dieser Komponente der Hauptkoinzidenz ist dann logisch wahr, wenn gilt:

$$T = TC1 + TC2 + \dots + TC7 \quad , \quad (19)$$

wobei durch das "+" ein inklusives logisches "oder" angezeigt werden soll, während "\*" in Zukunft die Bedeutung des logischen "und" haben soll. Die Zeichen "U" bedeuten Vereinigung und "∩" Durchschnitt.

Da wir im wesentlichen auf Zweispurereignisse triggerten, wurde aus den M-, A- und B-Triggerzählern (vgl. Abschn. 2.3.9) das Ansprechen jeweils mindestens zweier Zähler verlangt.

$$M = \bigcup_{i,k} (M_i \cap M_k) \quad \text{mit } i \neq k, i=1, \dots, 24, k=1, \dots, 24 \quad (20)$$

$$A = \bigcup_{i,k} (A_i \cap A_k) \text{ mit } i \neq k, i=1, \dots, 11, k=1, \dots, 19 \quad (21)$$

$$B = \bigcup_{i,k} (B_i \cap B_k) \text{ mit } i \neq k, i=1, \dots, 13, k=1, \dots, 13 \quad (22)$$

Die Signale aus diesen Zählergruppen wurden als Bestandteil der Hauptkoinzidenz zu einem Signal "R" logisch durch "und" verbunden zusammengefaßt, also

$$R = M(2) * A(2) * B(2) \quad (23)$$

Natürlich gab es zufällige Ereignisse, bei denen zwar die Bedingung "R" erfüllt war, die angesprochenen Zähler jedoch nicht zu einem Teilchenpaar gehörten. Die Anzahl dieser Fälle ist abhängig von der "Sauberkeit" des Photonstrahls. Gab es viele außerhalb des eigentlichen Photonstrahls befindliche Streuphotonen (Halo; englisch = Heiligenschein), stieg die Zahl an. Um diese Untergrundereignisse zu beseitigen, wurde ein elektronischer Filter, "S", entwickelt, welcher in die Logik einbezogen werden konnte, so daß aus "R"

$$R = R * S \quad (24)$$

wurde. Wir legten den Filter dermaßen aus, daß die 12 jeweils übereinanderliegenden M-Zähler als logisches "oder" in die Koinzidenz gingen. Ausgehend von einem gesetzten M-Zählerpaar wurde geprüft, ob sich die A- und B-Zähler, welche einen möglichen Teilchendurchgang signalisierten, zu einer geraden Spur nach einem vorher der Spursuchlogik einprogrammierten Muster ordnen ließen. Der Filter suchte gewissermaßen aus der Menge der Möglichkeiten für ein bestimmtes M-Zählerpaar eine gerade Spur mit A- und B-Zählern zu bilden, dasjenige heraus, welches mit der Realität übereinstimmte. Fand er eines, produzierte er ein Signal an einem seiner 12 Ausgänge, entsprechend dem gesetzten M-Zählerpaar. Für die Suche benötigte die Logik etwa 80 nsec. Die 12 Ausgänge wurden an einer Majoritätslogik zusammengefaßt, an der dann die Anzahl der gewünschten

Spuren (hauptsächlich  $\geq 2$ ) einzustellen war. Es wurden nicht alle Möglichkeiten eine gerade Linie durch alle drei Zählerebenen zu konstruieren, geprüft, sondern nur diejenigen, die unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung und Ungenauigkeiten am wahrscheinlichsten waren. Für eine Spur reduzierte sich so die theoretisch mögliche Anzahl von Kombinationen auf 180. Das ist ein Faktor 12 im Vergleich mit den 2288 Möglichkeiten aus  $M(1) * A(1) * B(1)$  ein R-Signal zu formen. Der Reduktionsfaktor vergrößerte sich noch, wenn auf zwei Teilchen getriggert wurde. In diesem Fall gab es 15164 S-Möglichkeiten im Vergleich zu 514800 R-Möglichkeiten, was ein Verhältnis von 1:30 bedeutet.

Die Spursuchlogik scheidet allerdings gerade Spuren von Teilchen mit niedrigen Impulsen unterhalb 293 MeV/c aus. Das führte jedoch zu keinen Verlusten, weil diese Teilchen den Magneten nicht verlassen konnten, wenn sie im Target erzeugt wurden.

Ein weiterer Beitrag zur Hauptkoinzidenz war die Abwesenheit eines Signals aus der Gruppe der 6 Photovervielfacher des Cerenkovzählers (vgl. Abschn. 2.3.6), die in einem logischen "oder" zusammengefaßt wurden.

$$\bar{C} = \overline{C1 + C2 + \dots + C6} \quad . \quad (25)$$

Schließlich bedurfte es eines Signals aus dem Flugzeitzählersystem, um eine Hauptkoinzidenz zu verursachen. Dazu war es nötig, daß 2 diskriminierte Impulse von den Flugzeitzählern, die an einer Majoritätslogik durch ein logisches "und" verbunden waren, registriert wurden. Es wurde nicht gefordert, daß die beiden Signale von einem Zähler kommen mußten. Diese Mehrdeutigkeit wurde später durch die Berücksichtigung der Information aus den Zeit-Digital-Konvertern beseitigt.

$$TOF = \bigcup_{i,k} (TOF_i \cap TOK_k) \quad \text{mit } i=1,\dots,15, k=1,\dots,15, i \neq k \quad (26)$$

So hatte die schaltlogische Definition des gewünschten Endzustandes die folgende Form:

$$L = T * R * (S) * \bar{C} * TOF \quad . \quad (27)$$

Dabei sollen die Klammern um S andeuten, daß der Spurfilter nicht während den gesamten Messungen an der Hauptkoinzidenz beteiligt war. Durch leichte Abwandlung in der Logik ließ sich auch ein Trigger für hochenergetische  $\rho$ -Mesonen bilden:

$$L = T * R * (S) * TOF \quad . \quad (28)$$

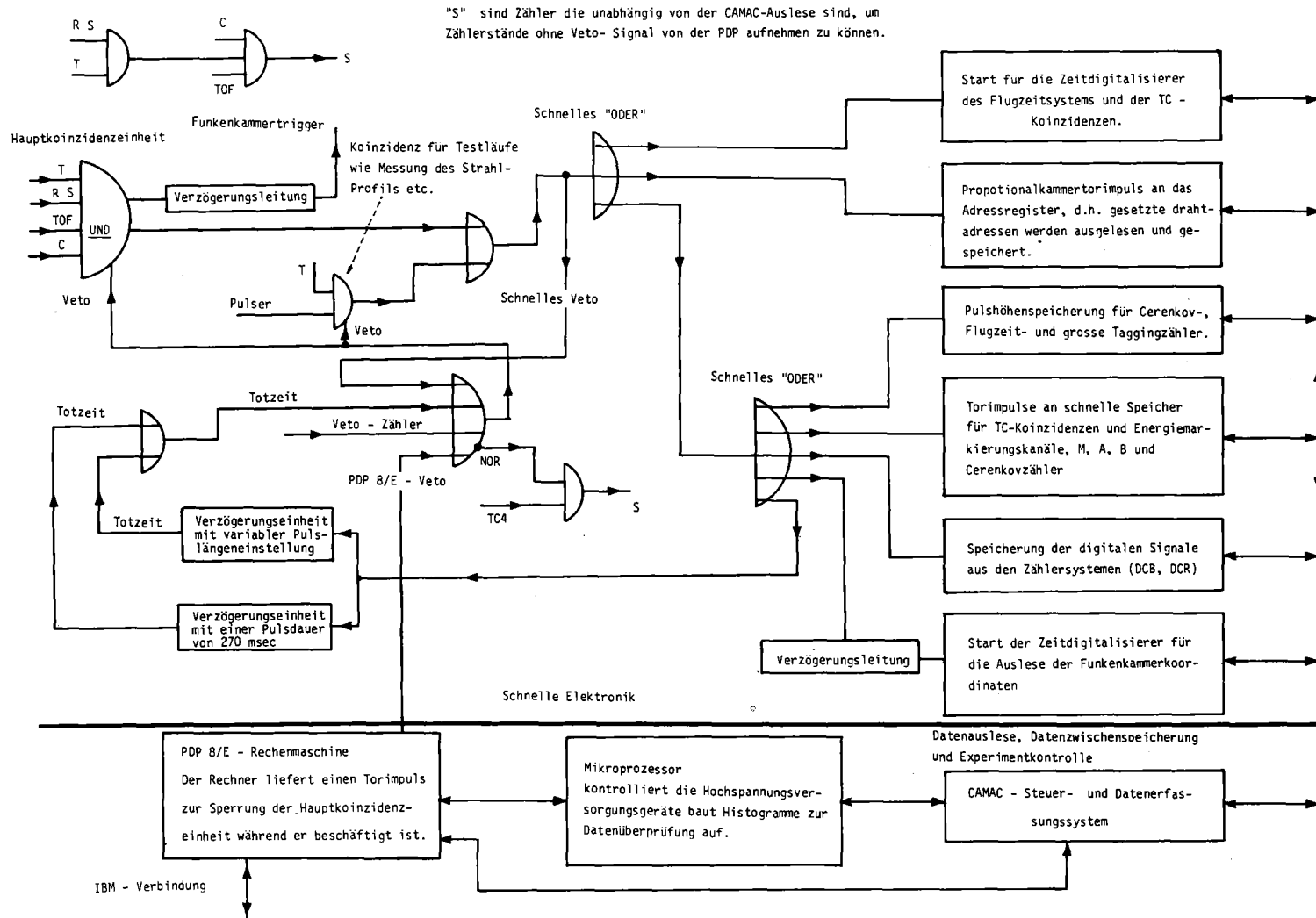
In diesem war das Antisignal des Cerenkovzählers aus der Logik genommen.

## 2.5 Die Datenregistrierung

Wenn die Bedingung L erfüllt war, wurde die Experimenteapparatur für die weitere Datennahme etwa 500-600 nsec gesperrt. Während der Dauer dieser Sperre liefen vereinfacht dargestellt in der schnellen Experimenteelektronik (Abb. 11) die folgenden Vorgänge ab:

- Etwa 100 nsec nach dem Entstehen eines Ereignisses im experimentellen Aufbau erzeugte die Hauptkoinzidenzstufe das sogenannte "Master Trigger" Signal. Dieses produzierte über schnelle Verzweigungen Torimpulse, die die schnellen Meßeinheiten, wie Flugzeitähler, digitale Register, diskriminierende Koinzidenzspeicher und Analog-zu-Digital Konverter (ADC) für die Dauer dieser Signale öffneten (20 nsec Torimpulslänge für die M-, A- und B-Zähler, 10 nsec für die kleinen Zähler des Energiemarkierungssystems).
- Die Koinzidenzinformation wurde in den schnellen Koinzidenzspeichern abgelegt und aus diesen über ein Camac-Steuergerät in den Kleinrechner PDP 8/E ausgelesen.
- Ebenso wurden die Pulshöhen der Tagging-, des Cerenkov- und der Flugzeitähler in ADC's registriert und die Zeiten zur Bestimmung der Teilchenflugzeit aus den Zeitdigitalisierern (TDC = Time to Digital Converter) in den Prozeßrechner PDP 8/E übertragen.

Abb.: 11 Blockschahtbild der schnellen Experimentierelektronik



- Ferner wurde das schnelle Adressregister der Proportionalkammersignale ausgelesen.
- 500 nsec nachdem alle Speicher- und Auslesefunktionen abgearbeitet waren, wurden die Funkenkammern gezündet. Nach etwa 1  $\mu$ sec war die Funkenkammerinformation mit Hilfe der Zeitdigitalisierer und Steuergerte in den Kleinrechner übertragen worden.

Das "schnelle Vetosignal", welches die Hauptkoinzidenz für die Registrierung neuer Ereignisse sperrte (Abb. 11), konnte nicht solange aufrecht erhalten werden, bis alle Operationen abgearbeitet waren. Insbesondere konnten die Funkenkammern höchstens mit einer Frequenz von 10 Ereignissen pro Sekunde betrieben werden. Daher wurde mit Hilfe zweier Torimpulsgeneratoren (Abb. 11) eine Verzögerungseinheit geschaffen, die eine Sperrung der Hauptkoinzidenz während der Auslese- und Erholzeit der Apparatur aufrecht erhielt. Darüberhinaus mußte der Kleinrechner in der Lage sein, die Datennahme zu verhindern, während er selbst mit der Aufarbeitung eines Ereignisses beschäftigt war. Ferner war im Camac-System ein Mikroprozessor untergebracht, der einerseits technische Funktionen wie die Überprüfung der Zählerhochspannung etc. zu erledigen hatte, andererseits zur Kontrolle des Experimentes beitragen sollte, indem er Datenhistogramme aus Zählern und Kammern aufsamelte und diese auf ein Datensichtgerät übertrug.

## 2.6 Experimentelle Information und der Prozeßrechner

Den Weg der experimentellen Information eines Ereignisses von seiner Quelle über die Ausleseelektronik zu einem unveränderlichen Satz von Rohdaten, der dann der weiteren Analyse zur Verfügung stand, beschreibt Tabelle 3. Unabhängig vom Experimenterechner wurden die Inhalte einiger Zähler von einem Mikroprozessor übernommen, der diese auf einem Datensichtgerät darstellte und am Ende eines Meßlaufes auf einem kleinen Drucker ausgab. Als wichtigster Teil dieser Information ist die kontinuierliche Zählung der TC-Koinzidenzen aus dem Energiemarkierungssystem

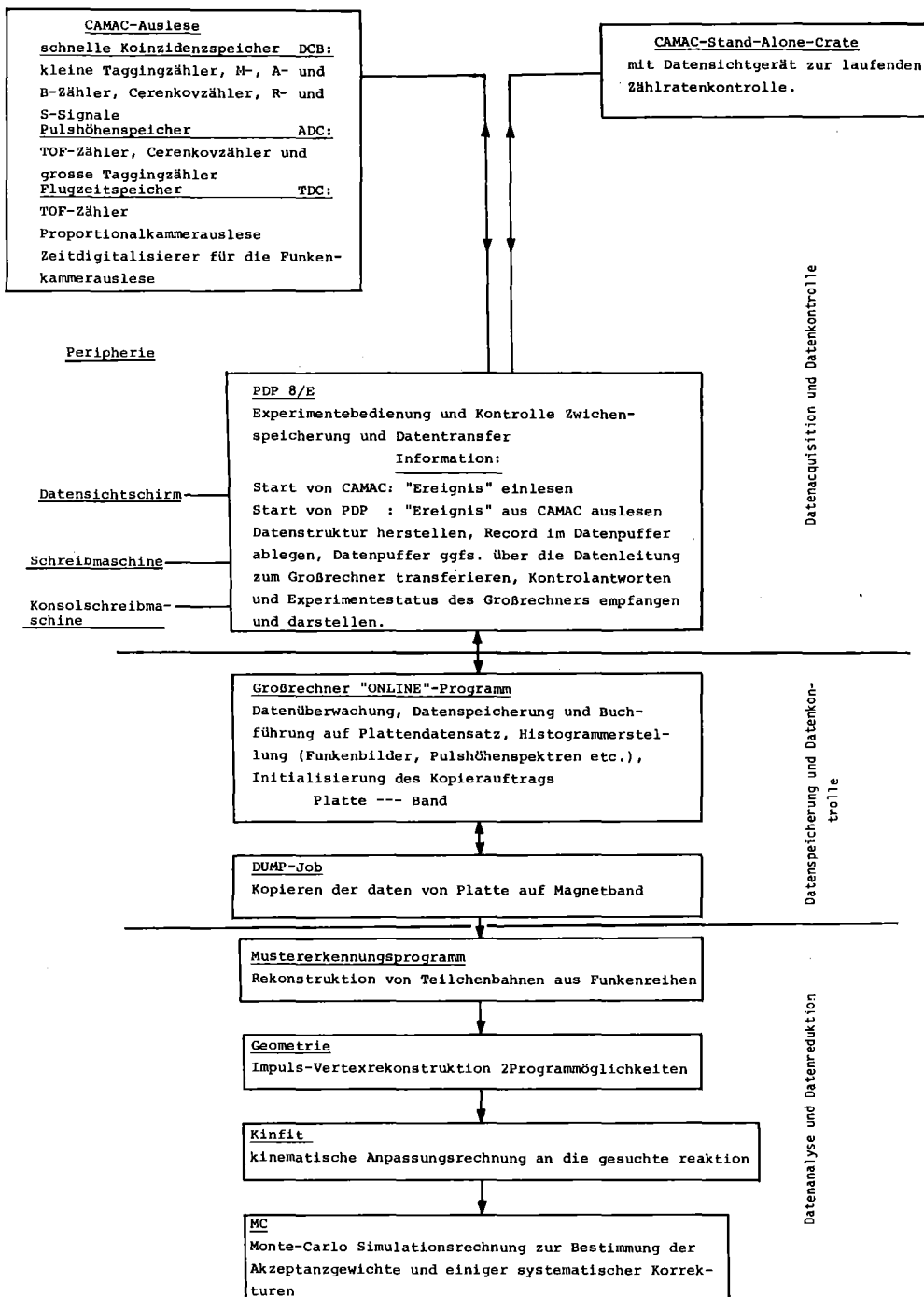


Tabelle 3: Der Weg der Daten von der Auslese bis zur Nenndatenmenge der Reaktion (1).

zu nennen, da diese den Fluß der energiemarkierten Photonen lieferte. Zur Kontrolle und auch im Hinblick auf spätere anzubringende systematische Korrekturen wurden die Zählraten der M-, A- und B-Zähler etc. aufgenommen. So ein Satz der wichtigsten Zählerstände wurde darüberhinaus am Ende jedes Meßlaufes und in regelmäßigen Abständen davor über das Camac-System an den Experimenterechner automatisch übergeben.

Im Zentrum der Datenauslese stand ein Kleinrechner vom Typ PDP 8/E. Diesem oblagen, von einem Programm gesteuert, die Aufgaben der Datenakkumulation über die Camac-Steuerinheit aus der schnellen Camac-Ausleseelektronik (Tab. 3), die Aufbereitung und Zwischenspeicherung dieser Daten, die Aufrechterhaltung der Verbindung zur IBM-Großrechenanlage und die Ausgabe von Kontrollinformation über den Stand des Experimentes. So konnten die Funken- und Zählermuster aus der Experimenteapparatur nahezu maßstabsgerecht in beiden Projektionen auf einem Fernsehschirm dargestellt werden. In Zusammenarbeit mit dem IBM-Rechner ließen sich Histogramme von Funkenverteilungen in den Kammern, Pulshöhenspektren etc. auf den Bildschirm des Experimenterechners abrufen. Nach Zwischenspeicherung von etwa 10 bis 12 Ereignissen im Kleinrechner wurde dieser Block über eine Ferndatenleitung "on line-Verbindung" der IBM-Rechenanlage zugeführt. Auf dieser Seite wurde die Organisation der Kleinrechner-Großrechner-Verbindung von einem sogenannten "on line Programm" vorgenommen. Es sorgte für die Speicherung auf einen externen Datenträger (Plattenspeicher), prüfte die Rohdatensätze auf Übertragungsfehler, erzeugte einen "Job", der den Platteninhalt schließlich auf Band kopierte, übernahm die Buchführung und schickte Nachrichten über den Stand des Experimentes und über seinen eigenen Status an den Kleinrechner zurück.



### 3. METHODEN DER DATENANALYSE

Im Verlauf der Datenanalyse wurde der Rohdatensatz, der aus der Experimente-elektronik abgeleitet, die Eigenschaften eines Ereignisses beschreibt, einer Folge von Auswerteprogrammen unterworfen, welche an dieser Stelle beschrieben werden soll (Tabelle 3).

#### 3.1 Überblick über die Datenreduktion

Die insgesamt aufgenommenen etwa 2 Millionen Ereignisse wurden als erstes einem Mustererkennungsprogramm zugeführt, welches aus der ungeordneten Menge der Funkenkammerinformation die Spuren der Teilchen rekonstruieren sollte. Nach Anwendung einfacher Selektionsprinzipien, wie z.B. der Forderung nach  $\geq 2$  Spuren und nach einer "vernünftigen" Lage und Richtung der Teilchenbahnen, blieben ca. noch 600000 Ereignisse aus der Rohdatenmenge erhalten. Die Durchmusterungsgeschwindigkeit betrug im Mittel 165 msec pro Ereignis. Die Hauptschwierigkeit bei der Erkennung von Teilchenbahnen lag in der hohen Untergrundbelastung der spurenregistrierenden Kammern, die zum Teil ihren Grund in der langen Gedächtniszeit der Funkenkammern hatte. So entstanden häufig zufällige Kollinearitäten, die von den Spuren der "richtigen" Teilchen unterschieden werden mußten. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Erkennungsprogramm ein Zweispurereignis eindeutig aus dem Untergrund aussondert lag bei 80%, wie wir später noch genauer zeigen werden.

In einem zweiten Schritt wurde die Rohdatenmenge 2 Programmen zugeführt, die in unterschiedlicher Weise den Impulsbetrag und die Richtung der Impulse am Ort des Vertex zu bestimmen hatten. Diese Analyse mittels zweier unabhängiger Methoden sollte uns helfen, die Fehler bei der geometrischen Rekonstruktion der Ereignisse so gering wie möglich zu halten. Die Ergebnisse beider Programme waren gut miteinander verträglich.

Im letzten Schritt wurde eine kinematische Hypothesenanpassung durchgeführt. Ein Zweispurereignis mit gemessener Photonenergie und den

gemessenen Impulsen führt auf einen sogenannten 1C-Fit. Diese nur einmal überbestimmte Anpassungsrechnung ist im allgemeinen nicht geeignet, zwischen verschiedenen Massenhypothesen eine eindeutige Unterscheidung zu treffen. Durch die Gewährleistung jedoch, daß der Impulssatz erfüllt ist, liefert diese 1C-Anpassung eine starke Unterdrückung des inelastischen Untergrundes, d.h. des Untergrundes, bei dem mehr als ein Teilchen nicht gemessen wurde. Elastische Ereignisse, wie z.B. die Erzeugung des  $\rho$ -Mesons, die zufällig die  $p\bar{p}p$ -Hypothese erfüllten, konnten dann mittels der unabhängigen Messung der Masse des negativen Teilchens im Flugzeitsystem abgetrennt werden. Die gemessenen Dreispurereignisse auf der anderen Seite, führen bei der Anpassung derselben Massenhypothese auf einen 4C-Fit. In diesem Fall ist die Anpassungsrechnung vierfach überbestimmt.

Kinematische Anpassung und Verwendung der Flugzeitinformation über die Masse der beobachteten Teilchen waren die entscheidenden Bedingungen zur Erstellung der gesuchten Datenmenge für die Reaktion (1).

### 3.2 Rekonstruktion der Teilchenspuren

Aus den geometrisch vermessenen Teilchenbahnen läßt sich ein Ereignis vollständig rekonstruieren. Die Spuren der Teilchen werden aus Funken, die diese in den Kammern hinterlassen haben, berechnet. Ein Funke in einer Kammer stellt näherungsweise einen Punkt in einer Schnittebene im Raum dar. Die Koordinaten des Punktes werden durch

$$\vec{x}_i(\text{Labor}) = \vec{x}_{0i} + \sum_{k=1}^3 T_{ik} \cdot \vec{x}_i(\text{Kammer}) \quad (29)$$

bestimmt. Dabei bildeten die  $\vec{x}_{0i}$  die Ursprungskordinaten eines in der Kammerebene vermessenen Punktes. Die  $x_i(\text{Kammer})$ , welche mit den Durchtrittspunkten des Teilchens in der Kammer identifiziert werden, berechnen sich nach

$$x_i(\text{Kammer}) = \frac{t_i - D_F}{T_F} \quad (30)$$

Dabei ist:

$t_i$  = die in den Zeitdigitalisierern gemessene Laufzeit der Schallwelle des Funkens auf dem magnetostriktiven Draht.

$D_F$  = der Abstand in Metern zwischen 2 vermessenen Kammermarkierungen (Fiducials).

$T_F$  = die Laufzeit der Schallwelle auf dem magnetostriktiven Draht zwischen den 2 Markierungen (Fiducials).

Die Matrix  $T_{ik}$  legte den Rotationswinkel einer Drahtebene senkrecht um die Strahlachse fest. Neigungen der Kammer gegen die Strahlachse blieben unberücksichtigt, da diese den Strahl annähernd senkrecht durchsetzten.

Aufgabe der Spurrekonstruktion ist es aus der Menge der Funkenkoordinaten diejenigen zu suchen, die sich eindeutig zu einer Spur ordnen lassen, dazu zogen wir ein Interpretationsprogramm heran, welches schon in der Vergangenheit in verschiedenen Experimenten eingesetzt wurde und paßten es an die experimentellen Bedingungen an, ohne dabei die prinzipielle Erkennungsmethode zu ändern. Das Programm ist in /Hir 75/ ausführlich beschrieben. An dieser Stelle soll kurz auf die wesentlichsten Eigenschaften eingegangen und wichtigere Änderungen genauer beschrieben werden.

### 3.2.1 Das Spurerkennungsprinzip

Das Prinzip der Spurerkennung beruht darauf in 3 verschiedenen Schritten Raumfunken, d.h. Funken, die sowohl zu einem Signal in der vertikalen als auch in der horizontalen Projektion geführt haben, zu Geraden zu ordnen. Im ersten und zweiten Schritt werden von jeweils 2 Kammern jeder Funke mit jedem durch ein Geradenstück verbunden. Im dritten Schritt wird versucht zwei dieser Geradenstücke zu einem längeren Teil einer Spur zusammzusetzen, welches die Vermutung zuläßt, daß es nach Lage und Richtung aus dem Target hätte kommen können. Diese 3 Schritte werden für verschiedene Kammerkombinationen wiederholt, am Schluß der Prozedur werden alle Kammerebenen mit den gefundenen Geraden

zum Schnitt gebracht und Funken, die in einer bestimmten Umgebung (in der einschlägigen Literatur häufig mit Straßenbreite bezeichnet) der Durchstoßpunkte liegen, zu dieser Geraden hinzugefügt. Um eine eindeutige Zuordnung der Projektionen der Spuren zu gewährleisten, mußte mindestens eine der gedrehten Kammern zur Teilchenbahn beigetragen haben. Der gedrehten Drahtebene entspricht gewissermaßen der Blick aus einer dritten Projektionsrichtung.

### 3.2.2 Auswahlkriterien

Eine Spur wird durch eine Ausgleichsgerade gebildet, welche mit den Funken als Stützstellen nach der Methode der kleinsten Quadrate errechnet wurde. Wir wählten

$$y = m_y x + b_y \quad (31)$$

$$z = m_z x + b_z \quad (32)$$

als Parameterdarstellung der Geraden. Die Parameter ergaben sich aus der Minimierung der Gleichung

$$R^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N |(m_y x_i + b_y - y_i)^2 + (m_z x_i + b_z - z_i)^2| \cdot p_i \quad (33)$$

zu

$$m_y = \frac{\sum_{i=1}^n x_i y_i p_i \cdot \sum_{i=1}^n p_i - \sum_{i=1}^n y_i p_i \cdot \sum_{i=1}^n x_i p_i}{\sum_{i=1}^n x_i^2 p_i \cdot \sum_{i=1}^n p_i - \left(\sum_{i=1}^n x_i p_i\right)^2} \quad (34)$$

und

$$b_y = \frac{\sum_{i=1}^n y_i p_i \cdot \sum_{i=1}^n x_i^2 \cdot p_i - \sum_{i=1}^n x_i y_i p_i \cdot \sum_{i=1}^n x_i p_i}{\sum_{i=1}^n x_i^2 p_i \cdot \sum_{i=1}^n p_i - \left(\sum_{i=1}^n y_i p_i\right)^2} \quad (35)$$

$x_i, y_i, z_i$  sind die Laborkoordinaten des  $i$ ten Funkens bei  $1, \dots, n$  Kammern.  
 $p_i$  ist das Gewicht des  $i$ ten Funkens.

Das Gewicht wurde in allen Fällen bis auf die zweite Funkenkammer gleich 1 gesetzt. Den Koordinaten der Funken dieser Kammer wurde ein kleineres Gewicht gegeben, da sie in den Messungen eine wesentliche größere Funkenstreuung zeigte als die übrigen Kammern.

Wenn eine Gerade als Spur akzeptiert werden sollte, mußte ihr Streuparameter  $R$  kleiner als ein vorgegebenes  $R$  sein.  $R$  wurde als Funktion der Funkenwahrscheinlichkeit aufgenommen (Abb. 7) und im Bereich des Plateaus von  $w_{2,2}$  festgelegt.

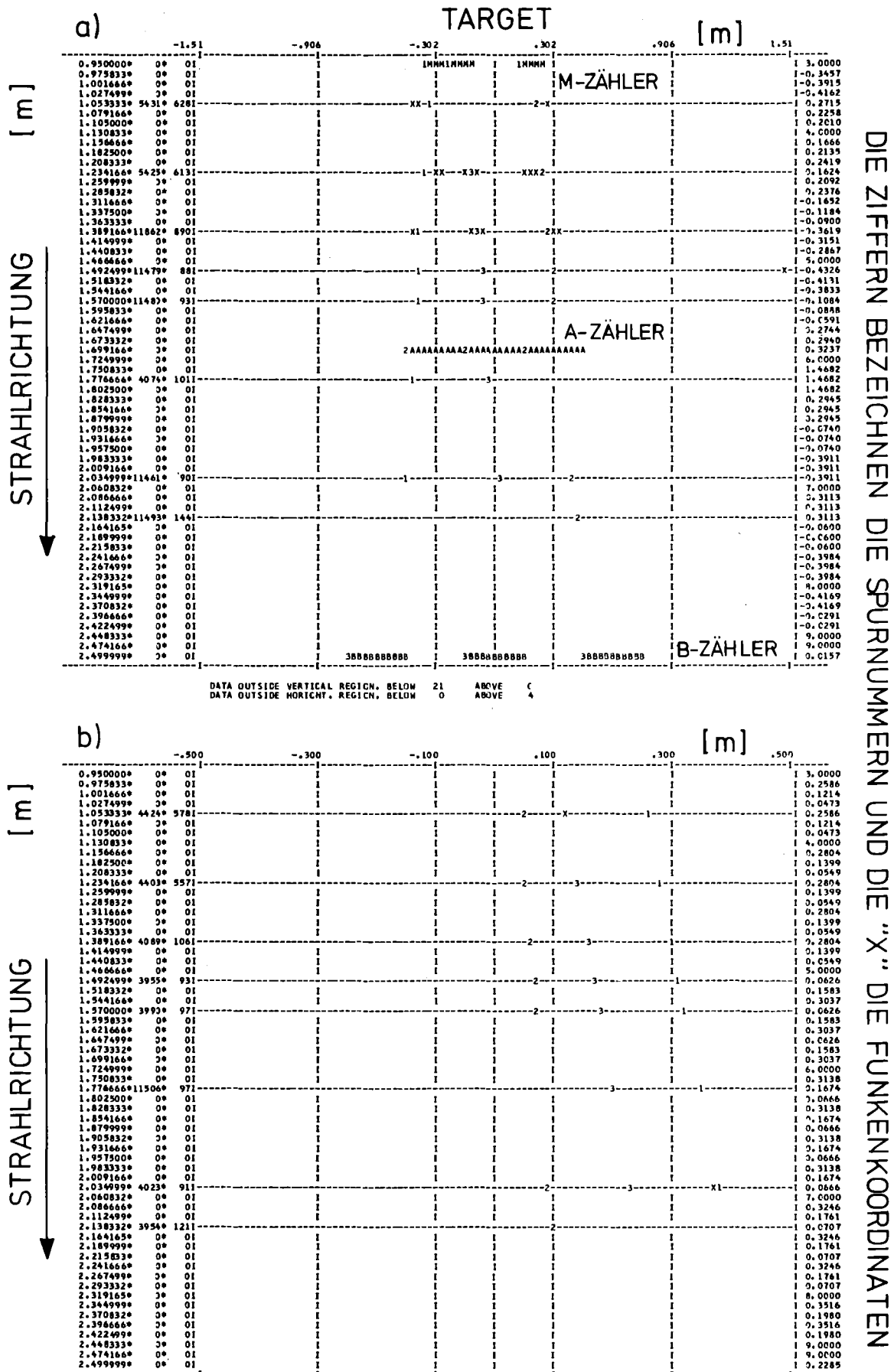
Eine Funkenreihe wurde dann als Teilchenspur gewertet, wenn sie aus mindestens 4 Funken gebildet wurde. Die Ausgleichsgerade mußte bestimmten Forderungen genügen, die von den experimentellen Randbedingungen abhängen.

Gelöscht wurde eine Spur, wenn sie

- nicht aus der hinteren (in Strahlrichtung gesehen) Magnetfeldöffnung kam und
- die Spurneigungen bestimmte vorgebene Werte überschritten.

Die Spur wurde markiert,

- wenn die erste Schätzung des Wechselwirkungspunktes nicht innerhalb des um einen Faktor 2 vergrößerten Targets lag,
- wenn nicht jeder der von den Spuren durchsetzten Zähler angesprochen hatte,



DIE ZIFFERN BEZEICHNEN DIE SPURNUMMERN UND DIE "X" DIE FUNKENKOORDINATEN

Abb. 12: In den Funkenkammern mit Hilfe des Spurerkennungsprogramms rekonstruiertes Ereignis (Run: 847/Ereignis: 5049).  
(a) horizontale - (b) vertikale Projektion

- wenn eine Nachprüfung die Nichterfüllung der Triggerbedingung ergab,
- wenn kein oder kein eindeutiges Signal aus dem Energiemarkierungssystem vorhanden war und
- wenn sich mit den übrigen von Teilchenbahnen nicht geschnittenen Zählern, die ein Signal anzeigten, eine Anordnung finden ließ, innerhalb welcher noch eine gerade Spur hätte liegen können.

Endgültig wurde eine Funkenkombination als Spur erst dann akzeptiert, wenn feststand, daß es sich nicht um eine zufällige Kollinearität handelte. Dazu wurde eine Reduktionsprozedur durchlaufen, die in /Hir 75/ beschrieben wurde und an der wir für die hadronischen Ereignisse keinerlei Änderung vorgenommen haben. Abb. 12 zeigt ein Ereignis als Ergebnis des Spurerkennungsprogramms.

### 3.2.3 Wahl der Kammerkombination

Eine Funkenreihe wurde als Teilchenbahn bezeichnet, wenn mindestens 4 Funken zu ihrer Bildung beigetragen hatten. Mit den 8 zur Verfügung stehenden Funkenkammern gab es  $\binom{8}{4} = 70$  Möglichkeiten eine Spur zu finden. Durch geeignete Auswahl der Kammerkombinationen mußte ein Schema gefunden werden, welches erlaubte, auch Spuren niedrigster Ordnung zu finden, das andererseits aber nicht redundant sein sollte. Nacheinander wurden 4 Kammerschritte (vgl. 3.2.1) mit allen 8 möglichen Kammerkombinationen nach der Vorschrift wie sie aus Abb. 13 ersichtlich ist angewandt.

Programmschritt Nummer	Funkenkammernummer							
	3	4	5	6	7	8	9	10
1	x	x	x		x			
2	x	x		x		x		
3	x	x			x		x	
4	x	x				x		x
Zweiter Durchgang im spursuchprogramm								
1			x	x		x	x	
2			x	x			x	x
3			x	x				x

Abb. 13: Schema der Reihenfolge der Kammerkombinationen, in denen nach einzelnen Spurstücken gesucht wird.

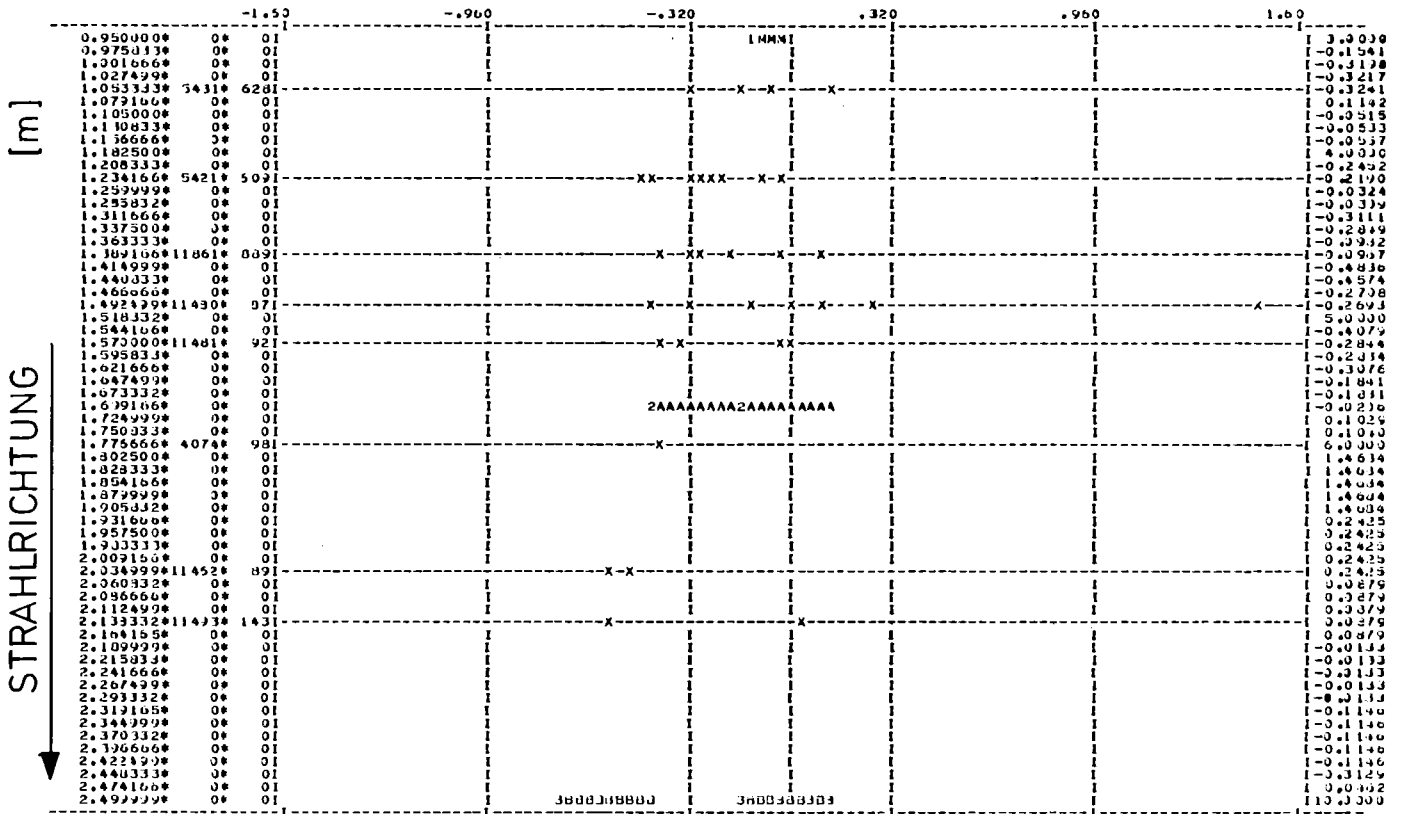
### 3.2.4 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit

Zur Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit, die von der Stärke des jeweilig vorhandenen Untergrundes abhing, wurden die Funkenverteilungen von ca. 700 hadronischen Ereignissen verschiedener Meßläufe durch den Rechner aufgezeichnet (Abb. 14). Zwei Personen versuchten unabhängig voneinander die Bilder auf Zweispurereignisse visuell zu durchmustern. Die Ergebnisse wurden verglichen. Kamen die beiden Personen in der Beurteilung einiger Ereignisse auf unterschiedliche Resultate, wurden diese einer nochmaligen gemeinsamen Prüfung unterzogen. Die endgültige Anzahl der mit den Augen aus den Rohdaten gefundenen Zweispurereignisse wurde mit der durch das Programm erhaltenen verglichen. Es ergab sich  $P = 81\% \pm 6\%$ .

Zur Überprüfung dieses Ereignisses wurden einige Tausend Rohdaten mit einem zweiten Spurrekonstruktionsprogramm analysiert, welchem ein anderes Rekonstruktionsprinzip zu Grunde lag. Mit Hilfe eines statistischen Tests, der Methode des sogenannten "Doppelscans" wurden die Ergebnisse beider Rekonstruktionsprogramme, angewandt auf dieselbe Datenmenge



TARGET (HORIZONTAL) [m]



DATA OUTSIDE VERTICAL REGION, JELO# 21 ANJVE 0  
DATA OUTSIDE HORIZONTAL REGION, JELO# 0 ANJVE 0

(VERTIKAL) [m]

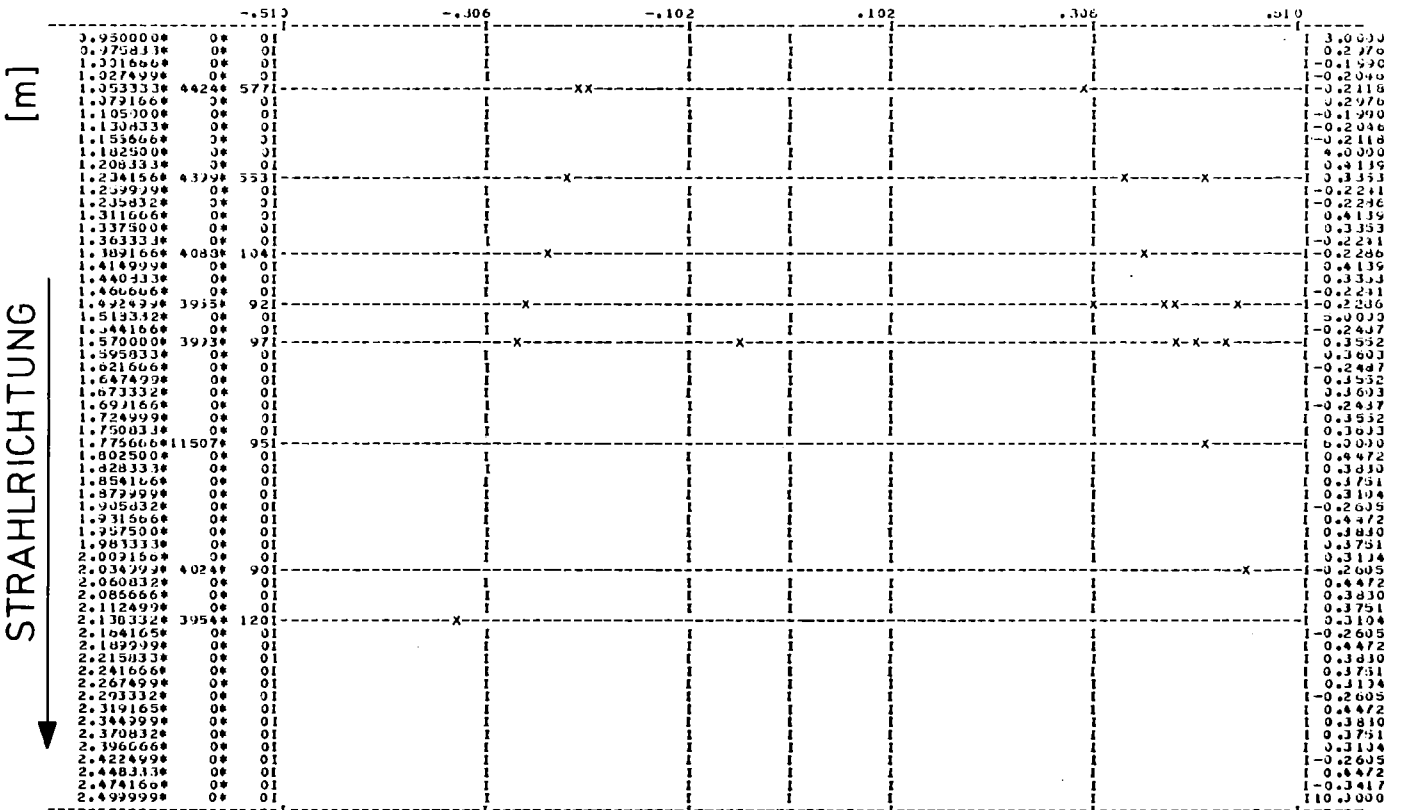


Abb. 14: Rekonstruktion eines Rohdatenereignisses in den Funkenkammern

verglichen.

Die Auffindwahrscheinlichkeit  $P_1$  für eine einzelne Spur ist definiert als der Quotient aus der Zahl  $W$  der gefundenen Spuren und aus  $N$ , der Anzahl der tatsächlich vorhandenen Spuren:  $P_1 = n/N$ . Hat man zwei voneinander unabhängige Rekonstruktionsverfahren zur Verfügung, gelten für beide Auffindwahrscheinlichkeiten:  $P_a = n_a/N$  und  $P_b = n_b/N$ . Zählt man ferner die von beiden Verfahren gemeinsam gefundenen Spuren  $G$ , gilt eben wegen der statistischen Unabhängigkeit der Erkennungsmethoden:  $P_a(1) \cdot P_b(1) = G/N$ , so daß die Anzahl der tatsächlich vorhandenen Spuren folgt:  $N = (n_a \cdot n_b)/G$ . Mit dem berechneten  $N$  und den gezählten  $n_a$  und  $n_b$  lassen sich die Auffindwahrscheinlichkeiten  $P_a(1)$  und  $P_b(1)$  bestimmen. Für den Fall, daß man nach der Auffindwahrscheinlichkeit einer bestimmten Klasse von Ereignissen fragt, wie in unserem Fall nach der für Zweispurereignisse, sind bedingte Wahrscheinlichkeiten an die Zahl der tatsächlich vorhandenen Spuren in einem Ereignis geknüpft und das "Doppelscan"-Verfahren muß in diesem Sinne modifiziert werden. Diese Methoden stimmen im Rahmen der Fehler überein. Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts korrigierten wir auf den Mittelwert beider Wahrscheinlichkeiten.

### 3.2.5 Programmsteuerung und zusätzliche Ausgabeinformation

Es wurde einige Mühe darauf verwendet, sowohl die Steuerungsmechanismen des Programms zu verbessern als auch die Anzahl der Einzeltests für Ereignisse einerseits und andererseits für die gesamte während eines Datenlaufes im Rechner analysierte Datenmenge zu steigern. Dadurch wurde es möglich, ein einziges Programm für Rohdaten verschiedenen physikalischen Inhaltes wie  $e^+e^-$ -Paaren, hadronischen Ereignissen oder für die Aufnahme von geraden Spuren unabgelenkter Elektronen zur Ausrichtung der Funkenkammern zu verwenden, was andernfalls jedesmal insbesondere bei der Reduktionsprozedur tiefgreifende Änderungen im Programm nötig gemacht hätte.

Besonderer Wert wurde auf die laufende Überprüfung der Richtigkeit der Laborgeometrie gelegt, indem die Differenzen zwischen der extrapolierten Spurcoordinate und dem wahren Funken als Funktion der Lage der Teilchenbahn in der Kammerebene aufgesammelt wurden. Aus diesen Verteilungen ließen sich Schlüsse auf die tatsächliche im Vergleich zu der erwarteten Lage der jeweiligen Kammerebene im Raum ziehen. Z.B. hätte eine Drehung der Kammer um die Strahlachse in so einem Histogramm auf ein geneigtes Oval, wie es in Abb. 15 zu sehen ist, geführt.

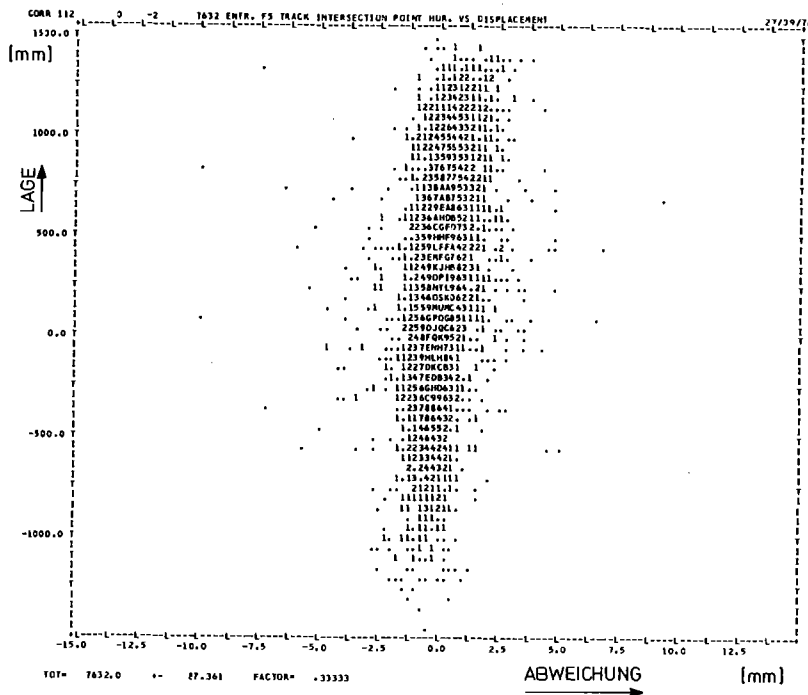


Abb. 15: Teilchenbahnschnittpunkt mit der Funkenkammerebene als Funktion der Abweichung der Ausgleichsgeraden von der gemessenen Funkencoordinate (horizontale Projektion). Das gedrehte Oval deutet eine leichte Rotation der Kammer um die Strahlachse an.

### 3.3 Impulsrekonstruktion

Eine Hauptschwierigkeit bei der Rekonstruktion des Impulses aus den gemessenen Funkenreihen bestand in der Zuordnung der Proportionalkammer-signale. Da die Kammer im Magneten stand, ließ sich die wirkliche Lage der Teilchentrajektorie im Feld des Magneten nicht ohne weiteres bestimmen, weil es in der Proportionalkammer Untergrundsignale gab. Da nur eine Proportionalkammer zur Verfügung stand, waren alle Signale, ob Untergrund oder nicht, gleichgewichtig.

Mittels zweier unabhängiger Methoden wurden die Impulse berechnet und die Ergebnisse verglichen. Methode 1 /Beh 79/ wählte einen iterativen Ansatz zur Lösung des Problems. Im ersten Schritt wurde aus den Parametern der Spuren und einem eventuell vorhandenen Signal aus der Proportionalkammer die longitudinale Lage des Wechselwirkungspunktes in der vertikalen Projektion im Target bestimmt (in der vertikalen Projektion sind alle Spuren in der Näherung eines homogenen Magnetfeldes Geraden). Dabei wird angenommen, daß der Wechselwirkungspunkt horizontal auf der Strahlachse liegt. Je nach Position dieses Punktes war für einen mittleren Impuls ein effektives magnetisches Feld  $B \cdot L$  berechnet worden, für welches eine erste Schätzung des Teilchenimpulses nach der Formel  $|\vec{p}| = 0.3 \cdot |\vec{H}| \cdot |\vec{R}|$  ( $|\vec{H}|$  = magnetische Feldstärke,  $|\vec{R}|$  = Krümmungsradius der Trajektorie) gemacht wurde. Vermöge des so gewonnenen Impulses und des Vertexpunktes wird die Bahn des Teilchens unter Berücksichtigung des realen magnetischen Feldes vom Vertex bis zur Proportionalkammer berechnet. Ein Signal in der Nähe des Schnittpunktes an diesem Ort ( $\geq 3$  cm, entsprechend fast der gesamten halben Fußbreite der Verteilung der Differenzen zwischen Proportionalkammersignal und Durchtrittspunkt der Trajektorie) wurde unter Anwendung bestimmter Randbedingungen der Teilchenbahn zugeordnet. Mit Hilfe dieses Punktes und der Spurparameter hinter dem Magneten wurde ein neues effektives Feld bestimmt, für welches erneut der Betrag des Impulses des Teilchens berechnet wurde. Durch lineare Extrapolation zum Target ergab sich ein verbesserter Vertex. An dieser Stelle wurden die Komponenten des Impulses bestimmt. Eine weitere Wiederholung der Prozedur mit den verbesserten Werten für Impuls und Wechselwirkungspunkt brachte keine Verbesserung mehr, so daß das Programm an dieser Stelle abbrach.

Die Methode 2 /Fri 69/ berechnet die Bahnen der Teilchen durch das Magnetfeld als Anfangswertproblem. Die Startwerte sind die Koordinaten des Vertex und die Komponenten des Impulses bzw. der Horizontal- und Vertikal-Startwinkel der Teilchentrajektorie mit der Strahlachse an dieser Stelle. Die Anfangswerte werden auf dieselbe Weise wie bei Methode 1 gewonnen. Für diese Werte wird eine Trajektorie für das reale inhomogene Magnetfeld berechnet. Impulskomponenten und Vertexkoordinaten werden variiert bis die Summe der Abstandskvadrat zwischen gemessenen Funken und berechneter Teilchenbahn minimal wird. Im Laufe des Verfahrens werden in geeigneter Weise die Koordinaten der Proportionalkammer den Teilchenbahnen zugeordnet. Die Güte der Anpassungsrechnung ( $\chi^2$ ) und die für jedes Ereignis bestimmte Fehlermatrix der Variablen hängt von der geometrischen Ortsauflösung der Funkenkammern ab. Sie wurde mit 2 mm abgeschätzt. Die Ergebnisse beider Rekonstruktionsverfahren stimmten recht gut überein.

Mittels eines Monte Carlo Programms, welches unser Experiment simulieren konnte, wurden Ereignisse gewürfelt, als Rohdaten kodiert und der Auswerteprogrammkette zugeführt. So lieferte die Impulsrekonstruktion den effektiven Fehler der Impulsbestimmung in diesem Experiment. Abb. 16 zeigt die Differenzen zwischen den gemessenen und gewürfelten Impulsen. Der Fehler in der Impulsbestimmung beträgt:

$$\Delta p = 0.025 \cdot |\vec{p}|^2 \text{ |GeV/c|} \quad . \quad (36)$$

Ein TOF-Massenspektrum der negativen Teilchen nach der geometrischen Rekonstruktion ist in Abb. 17 dargestellt. Es läßt sich kein Antiprotonensignal erkennen.

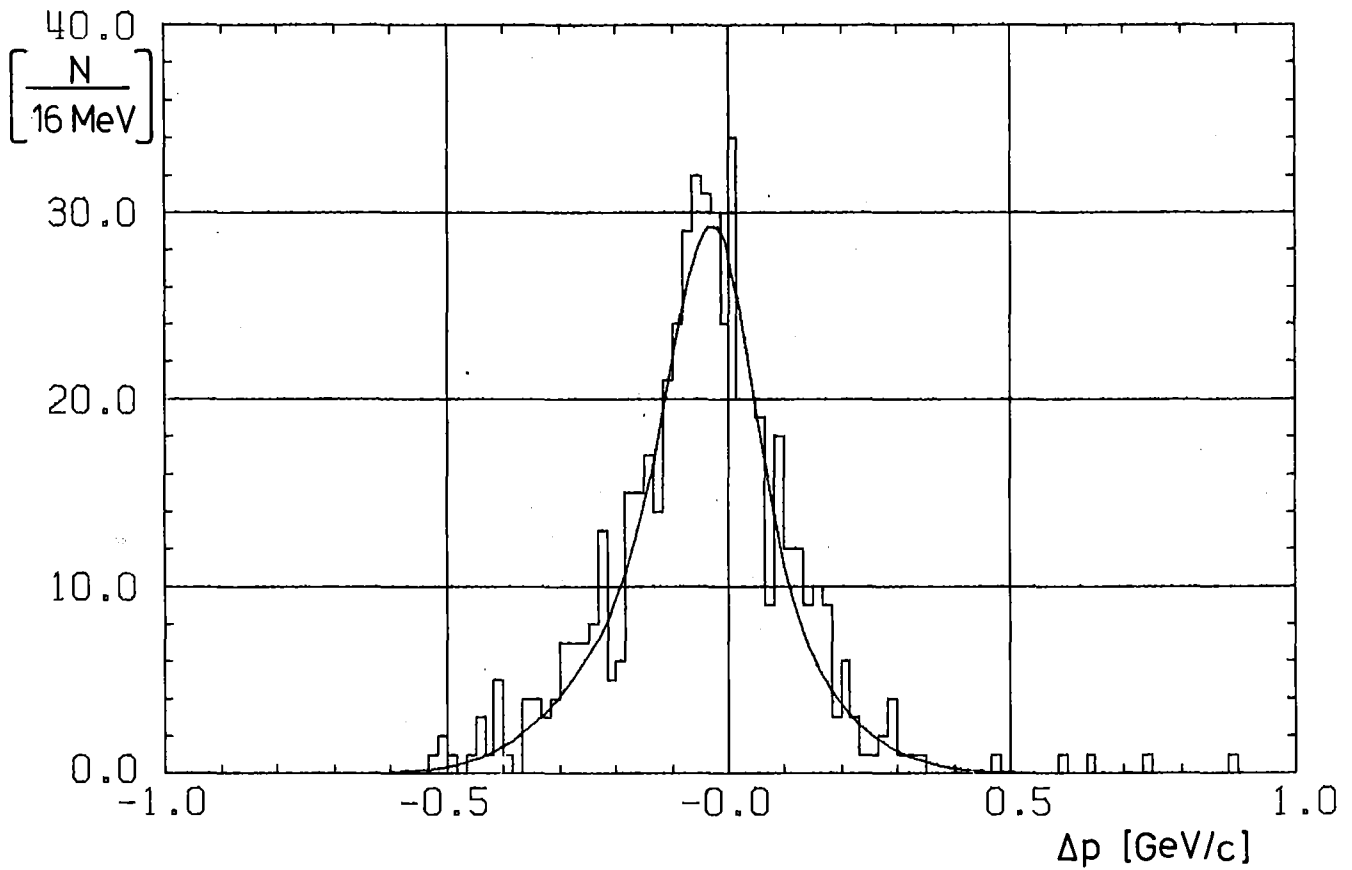


Abb. 16: Verteilung der Abweichungen im Impuls zwischen den im Monte Carlo Programm simulierten und denselben im Analysierprogramm-paket rekonstruierten Ereignissen, aus der sich die Impulsauf-lösung der Apparatur ergibt. Die Koordinaten in den Drahtkam-mern werden gaussisch mit der aus der Ortsauflösung bestimmten Standardabweichung gefaltet.

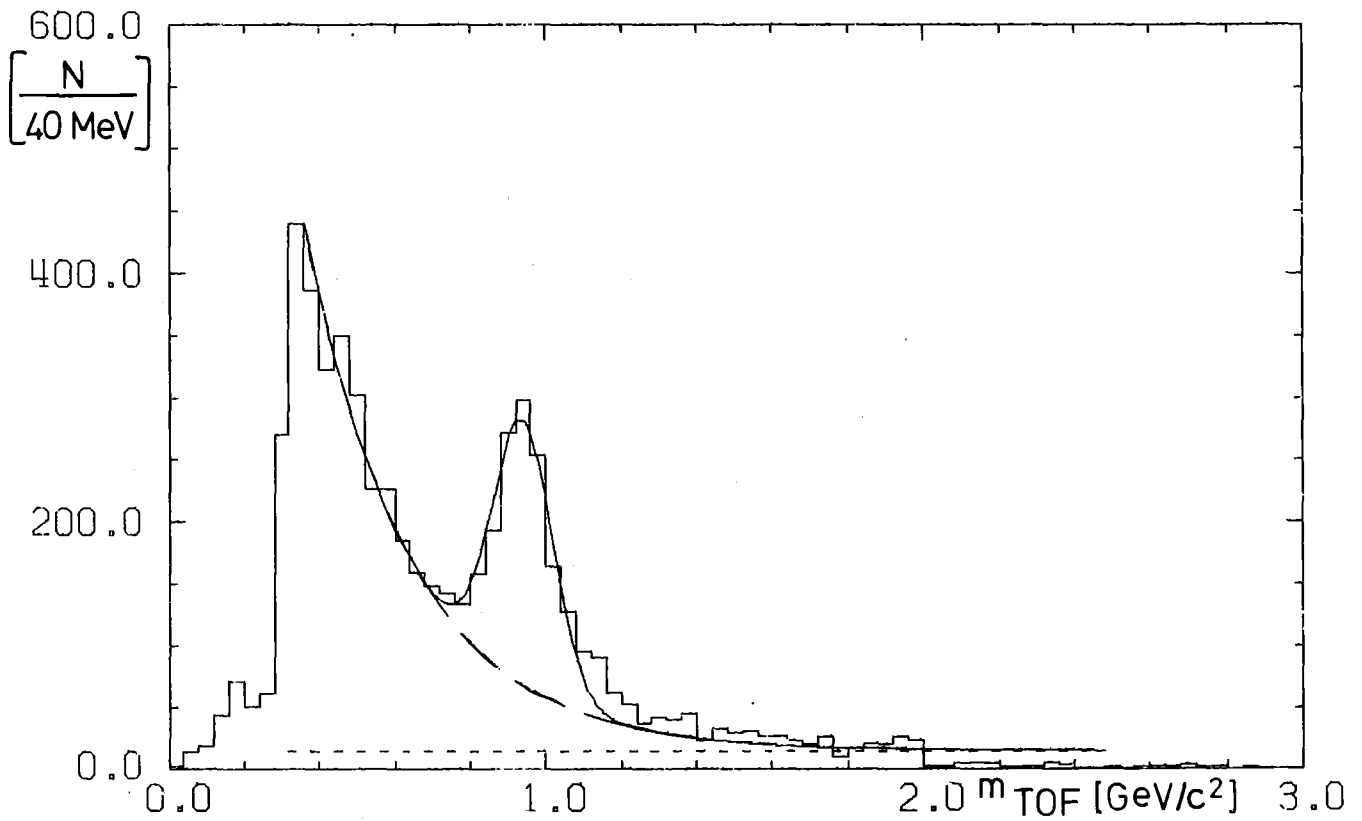
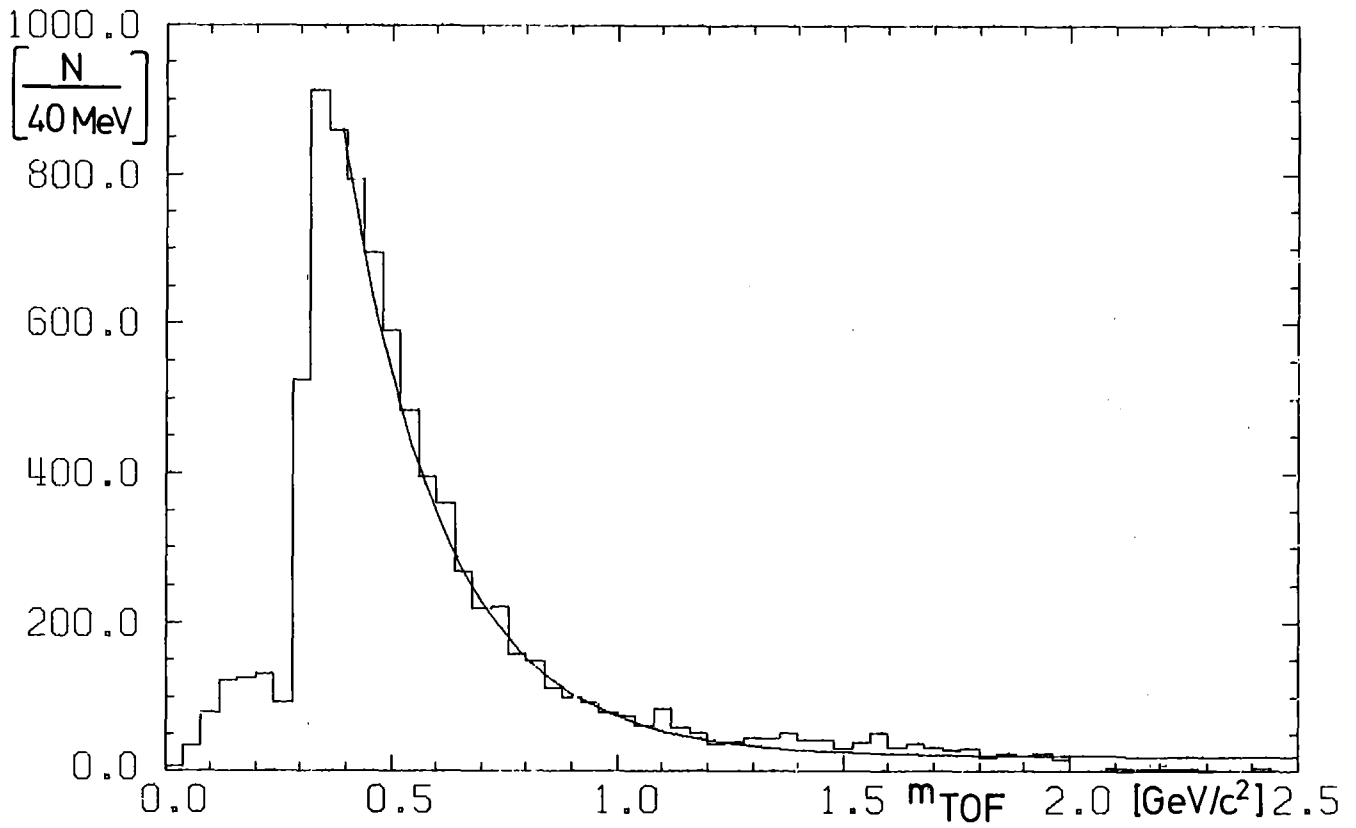


Abb. 17: TOF-Massenspektrum für negative Teilchen (a) und positive Teilchen (b) nach Anwendung des Geometrieprogramms.

### 3.4 Kinematische Anpassung

Auf den Datensatz der kinematisch rekonstruierten Zwei- und Dreispurereignisse wendeten wir ein kinematisches Anpassungsprogramm an, welches für jedes Ereignis eine Serie von Massenhypothesen berechnete. Neben anderen wird auch der Endzustand der Reaktion (1) geprüft (s. Tabelle 3). Das Prinzip dieser Methode wurde in /Mar 79/ ausführlich beschrieben. Es soll an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß das letztlich zur Impulsrekonstruktion benutzte Programm keine Fehlerkorrelationen lieferte. Daher wurde jedem Ereignis die mittleren experimentellen Varianzen des reziproken Impulsbetrags ( $\Delta(1/p) = 0.025 \text{ GeV}$ ), des Polar- oder "Dip"-Winkels  $\lambda$  ( $\Delta\lambda = 0.001 \text{ rad}$ ), des Azimuthwinkels  $\phi$  ( $\Delta\phi = 0.01 \text{ rad}$ ) und der Koordinaten des Vertex ( $\Delta(x,y,z)/(x,y,z) = 0.05$ ) zugeordnet. Darüberhinaus bestimmten wir nach einem Vorschlag von S. Brandt /Brn 68/ die Kovarianzen aus

$$\text{Cov}(1/r, \phi) = -(\Delta 1/r)(\Delta\phi) \text{ zu } 0.002 \quad (37)$$

( $r$  = Krümmungsradius,  $\phi$  = Azimuthwinkel). Als Test für die Richtigkeit der angepaßten Massenhypothese wird allgemein die kumulative Wahrscheinlichkeit

$$W(\chi^2) = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\chi^2} u^{-1/2} e^{-u/2} du \quad (38)$$

benutzt. Die Verteilung  $W(\chi^2)$  liefert allerdings nur dann ein brauchbares Kriterium für die Akzeptierbarkeit einer bestimmten Hypothese, wenn der durch die Anpassung abgetrennte Datensatz überwiegend der richtigen (gesuchten) Hypothese entspricht. Da für die Hypothese  $\gamma p \rightarrow p\bar{p}p$  erwartet werden mußte, daß viele falsche (nicht gesuchte) Ereignisse noch einen akzeptablen Fit liefern werden, haben wir  $W(\chi^2)$  nicht als einziges Kriterium verwendet, sondern 2 Merkmale für die Auswahl der "guten" Ereignisse festgelegt:



1. Es wurde in der  $W(\chi^2)$ -Verteilung so geschnitten, daß die akzeptierten  $W(\chi^2)$  annähernd flach waren. (Dieser Schnitt wurde bei  $W(\chi^2) = 0.09$  festgelegt.)
2. Es wurden nur diejenigen Ereignisse akzeptiert, deren Antiprotonmasse im TOF-Spektrum im Intervall

$$0.72 \text{ GeV}/c^2 \leq M_p^{\text{TOF}} \leq 1.12 \text{ GeV}/c^2$$

lagen.

In Abb. 18 wird ein Flugzeitmassenspektrum mit den Ereignissen gezeigt, welche allein die Bedingung 1. erfüllten. Jetzt läßt sich deutlich ein Antiprotonensignal im Spektrum der negativen Teilchen erkennen. Durch den in 2. angegebenen Schnitt an der Masse der Teilchen wird letztlich der Datensatz für die Reaktion (1) gewonnen.

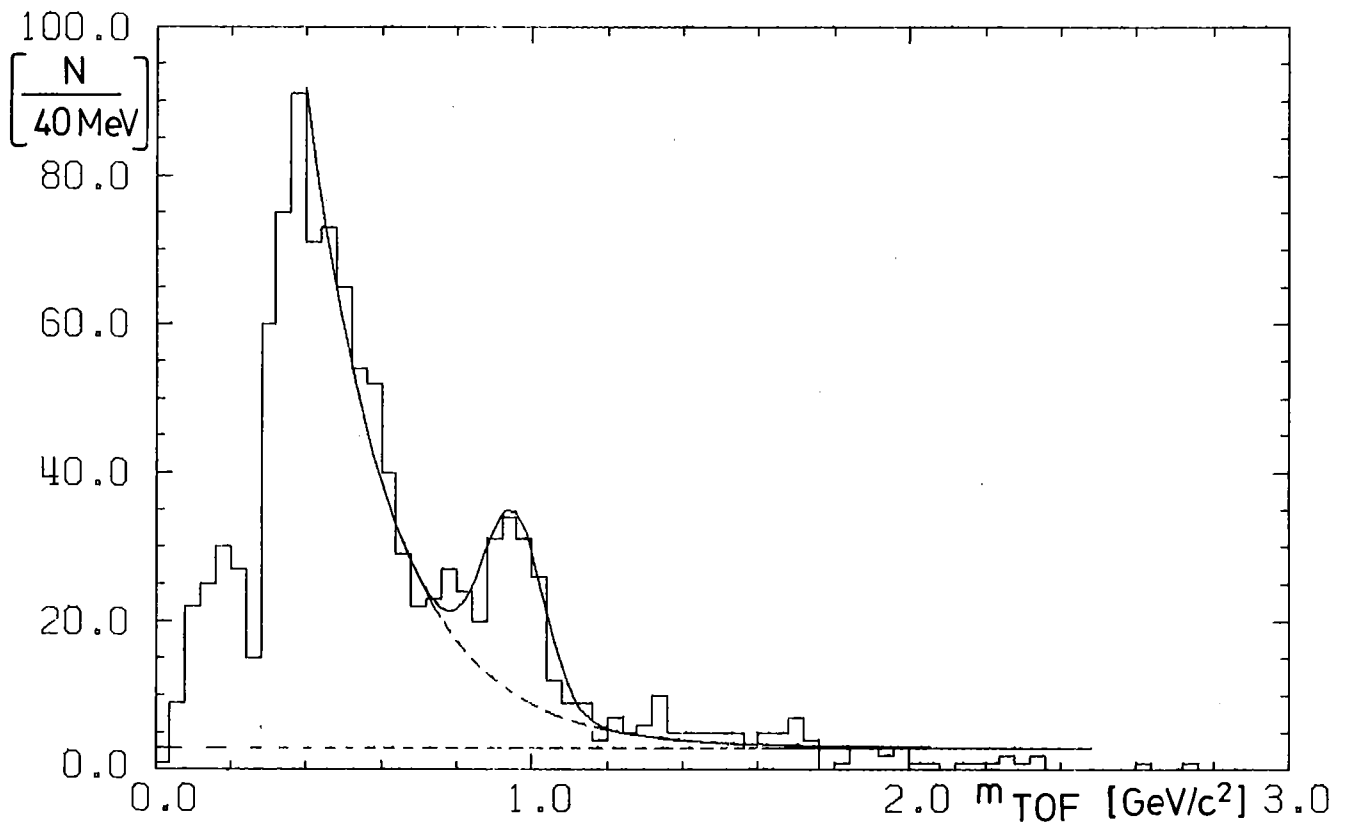


Abb. 18: TOF-Massenspektrum für negative Teilchen nach Anwendung der kinematischen 1C-Anpassungsrechnung. Bei der Nukleonmasse ist ein deutliches Signal zu erkennen.

Diese Methode wurde von uns sorgfältig durch mehrere Tests untersucht und ihre qualitative und quantitative Verwendbarkeit festgestellt.

1. Die Frage, ob vielleicht auch Hypothesen mit unphysikalischen Massen einen nach unseren Kriterien akzeptierten Datensatz für die Reaktion (1) liefern wird, wurde dadurch geprüft, daß die Hypothesenanpassung (mit anschließendem TOF-Massenschnitt) für unphysikalische Nukleonmassen berechnet wurde. Die Nukleonmasse wurde in Schritten von 50 MeV verändert. In Abb. 19a wird die Zahl akzeptierter Ereignisse gegen die angenommene Nukleonmasse aufgetragen. Man erkennt, daß die Anzahl der akzeptierten Ereignisse bei der wirklichen Nukleonmasse ein Maximum besitzt.

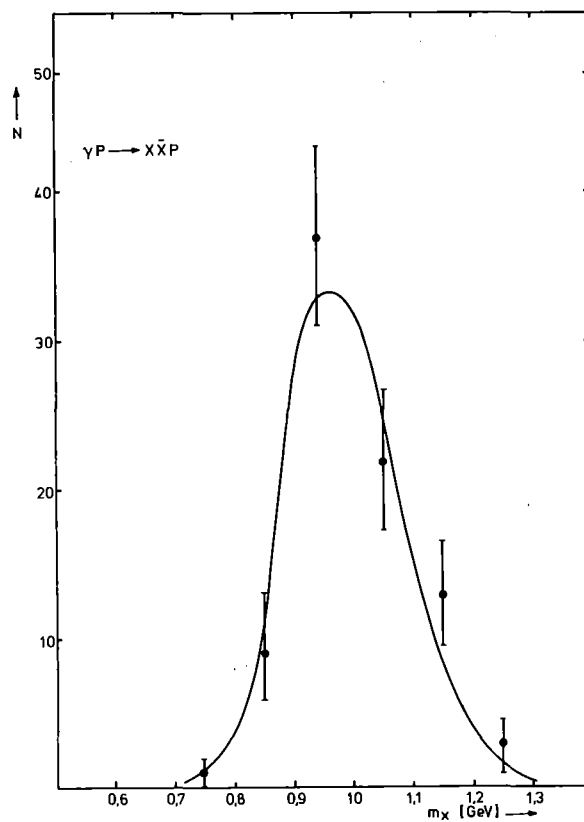


Abb. 19a: Anzahl der akzeptierten Ereignisse als Funktion einer willkürlich gewählten Nukleonmasse

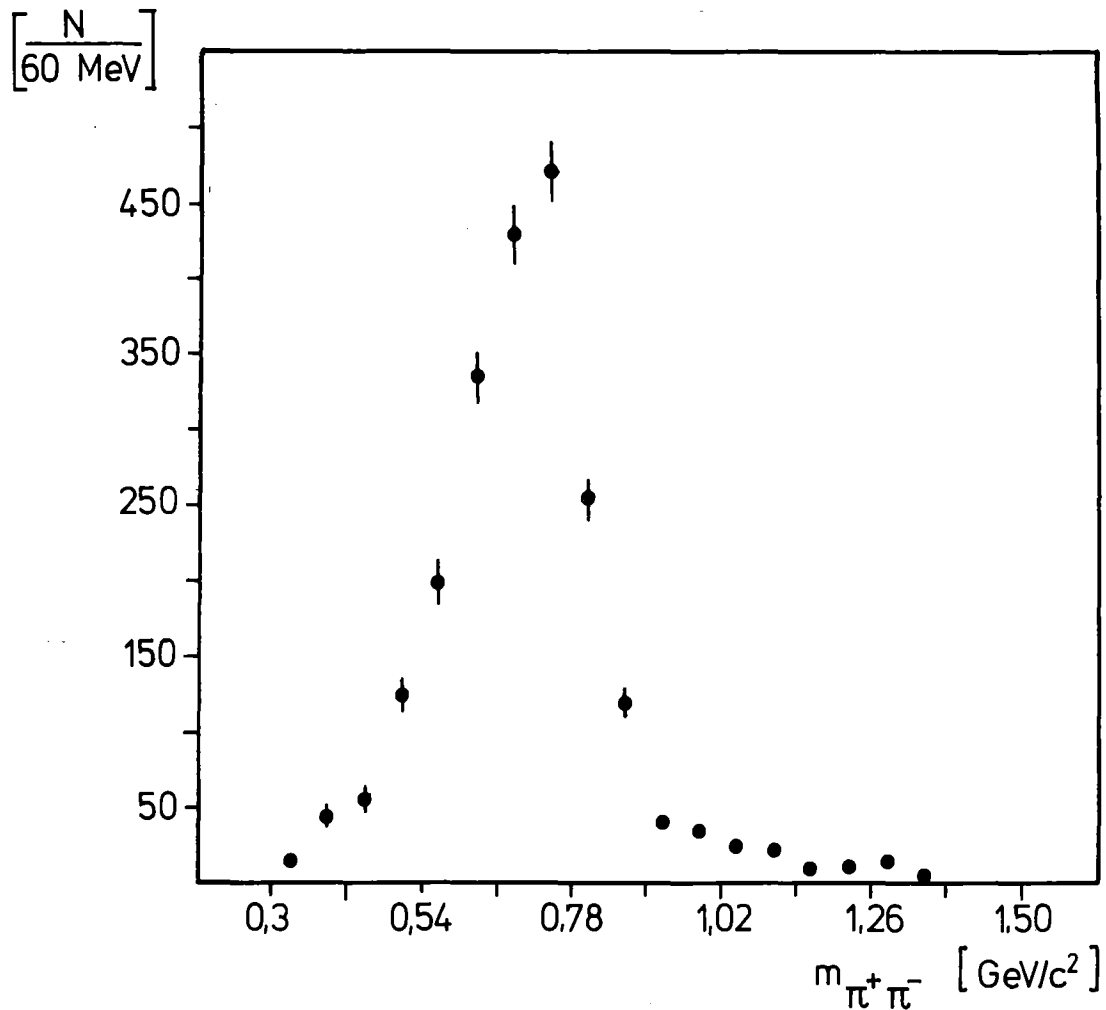


Abb. 19b: Verteilung der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse nach der kinematischen 1C-Anpassungsrechnung. Es überwiegen bei weitem die Ereignisse aus der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ,  $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Bei 1270 MeV (f-Meson) ist eine leichte Überhöhung in den Daten zu erkennen.

2. Wir haben die Hypothesenanpassung bei gleichen Kriterien für einen Datensatz durchgeführt, der aufgrund der geänderten Triggerbedingungen  $\rho$ -Mesonen (d.h. hochenergetische  $\pi$ -Mesonen) enthält. Nach der kinematischen Anpassungsrechnung wurden alle die Ereignisse ausgewählt, die die Hypothese  $\gamma p \rightarrow \pi\pi p$  und das TOF-Massenkriterium erfüllten. Für diese Hypothese ist in Abb. 19b die invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse aufgetragen. Man sieht, daß die akzeptierten Ereignisse fast

ausschließlich über die Reaktion  $\gamma p \rightarrow pp \rightarrow \pi^+ \pi^- p$  abläuft.

Wie in Kapitel 4.2.5 ausgeführt werden wird, läßt sich darüberhinaus sagen, daß der so erhaltene Datensatz auch den erwarteten totalen Wirkungsquerschnitt quantitativ wiedergibt.

Wir können daher annehmen, daß sich die oben beschriebenen Auswahlkriterien zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion (1) verwenden lassen.

## 4. ERGEBNISSE DER DATENANALYSE

### 4.1 Grundzüge der Dynamik des Reaktionsprozesses

Im Endzustand der Reaktion (1) liegen 2 Protonen vor. Welches der beiden das Partnerproton zum Antiproton ist und welches das Targetproton läßt sich nicht ohne weiteres feststellen. Um eine Unterscheidung treffen zu können, mußten Merkmale gefunden werden, die jedes einzelne Proton als Partner des Antiprotons oder als Targetproton identifizierte. Ein tieferes Verständnis für die Dynamik der Reaktion (1) würde wahrscheinlich die Entdeckung geeigneter Kriterien ermöglichen.

Die in dem von uns untersuchten Energiebereich veröffentlichten Daten geben darüberhinaus keinerlei Hinweis auf den Mechanismus, mit welchem die Reaktion (1) abläuft /Ba1 72, Bar 79/. Daher erklärt sich das starke Interesse an der Beschreibung der wesentlichen Grundzüge der Dynamik der Reaktion (1).

Unsere Methode bestand darin mit Hilfe eines von uns entwickelten Monte Carlo Programms verschiedene einfache Modelle auf der Rechenanlage zu simulieren und die Ergebnisse der Modellrechnungen mit den Ergebnissen des Experimentes zu vergleichen. Als relevante Vergleichsgrößen wurden zu diesem Zwecke die gemessenen Impulsspektren der Protonen und Antiprotonen sowie deren Winkelverteilungen herangezogen.

#### 4.1.1 Diffraktive Streuung

Ausgangspunkt der Modellüberlegungen ist die Vorstellung, daß das Photon an den Strom des Nukleon-Antinukleonpaares koppelt, welches durch Wechselwirkung mit dem Targetproton als reelles Proton-Antiprotonpaar auf die Massenschale gehoben wird (Abb.20).

In einem ersten Versuch die Dynamik des Prozesses zu identifizieren, untersuchten wir im Hinblick auf die Photoproduktion von Vektormesonen /Beh 75, Beh 79/ zunächst eine diffraktive Reaktionskinematik. Das Photon

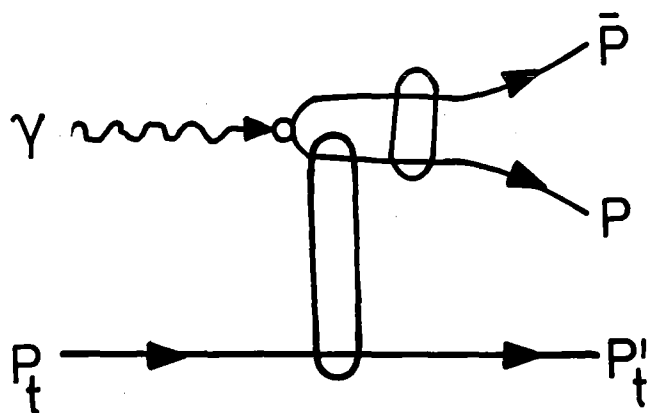


Abb. 20: Modellgraph der Kopplung des Photons an das  $p\bar{p}$ -Paar und der Wechselwirkung mit dem Targetproton

koppelt an ein Proton-Antiprotonpaar, welches als ein resonantes oder nichtresonantes System bestimmter invarianter Masse in Vorwärtsrichtung gestreut wird. Das Proton-Antiproton Paar wechselwirkt dabei mit dem Targetproton über den Austausch eines leichten Mesons oder Pomerons. Das Diagramm einer solchen Reaktion, welches in Abb. 21 dargestellt ist, gibt das bekannte  $t$ -Kanal Austauschbild wieder, wobei

$$t = -(p_\gamma - (p_p + p_{\bar{p}}))^2 \quad . \quad (40)$$

In diesem Kanal die Bedeutung des Quadrates der Schwerpunktsenergie hat. Bei der angenommenen Dynamik wie sie in Abb. 21 dargestellt ist, erwartet man für die Impulse des Protons und des Antiprotons ungefähr gleiche Verteilungen. Da in einem peripheren Prozeß das Proton-Antiproton System nach vorne, d.h. in Richtung des einfallenden Photons erzeugt wird, sollte man ebenfalls davon ausgehen können, daß der Mittelwert der Impulsspektren beider Teilchen bei höheren Impulsbeträgen zu finden sein würde. Es wurde für alle diejenigen Ereignisse, deren Antiprotonmasse im Intervall  $0.72 \leq m_{\bar{p}}^{\text{TOF}} \leq 1.12 \text{ GeV}/c^2$  lagen (s. Abb. 18), die Impulsbe-

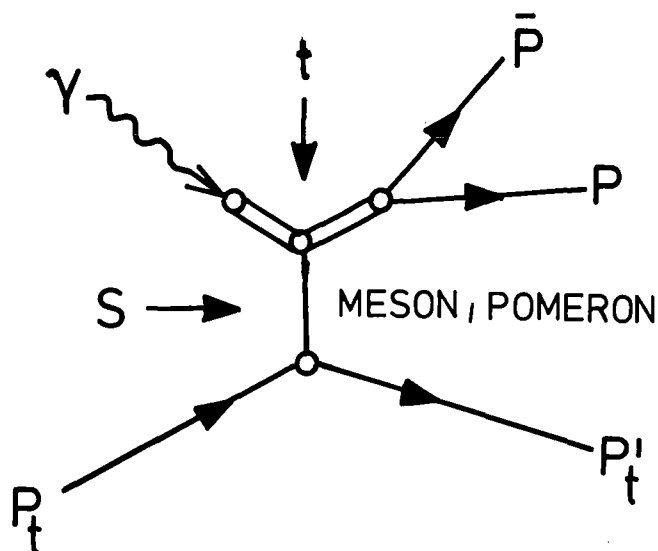


Abb. 21: Feynman Diagramm des t-Kanal-Austauschmodells für die Reaktion (1)

träge der Antiprotonen und Protonen aufgetragen (Abb. 22a,b). Aus Abb. 22a geht hervor, daß insbesondere in der Verteilung der Impulse der Protonen eine Unterteilung in 2 verschiedene Beiträge zu erkennen ist, einen niederenergetischen und einen hochenergetischen Anteil, die bei etwa  $|\vec{p}_p| = 2 \text{ GeV}/c$  ineinander übergehen. Ebenso wie bei den Protonen fällt eine Häufung der Ereignisse bei Antiprotonimpulsen mit  $|\vec{p}_{\bar{p}}| < 2 \text{ GeV}/c$  auf, wenn auch nicht ganz so prägnant (Abb. 22b). Das t-Kanal-Austauschbild vorausgesetzt, ließ einen Schnitt im Protonimpulsspektrum bei 2 GeV/c für naheliegend erscheinen. Entgegen der Erwartung konnte festgestellt werden, daß für Protonen oberhalb dieses Schnittes nahezu keine hochenergetischen Antiprotonen registriert wurden, wie aus Abb. 23 ersichtlich ist. Die Monte-Carlo Simulation für peripher erzeugte Ereignisse ergibt andererseits nach Abb. 23 für unsere Meßanordnung eine deutlich von Null verschiedene Nachweiswahrscheinlichkeit ( $p \gtrsim 0.06$ ) und daß durch die gestrichelte Kurve angegebene Impulsspektrum. Für die wenigen beobachteten Protonen wäre darüberhinaus eine Interpretation der meisten dieser Ereignisse als Ausläufer des niederenergetischen Antipro-

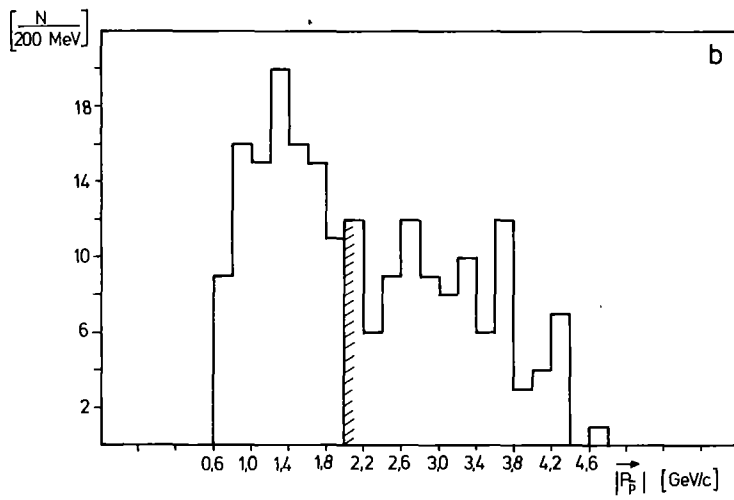
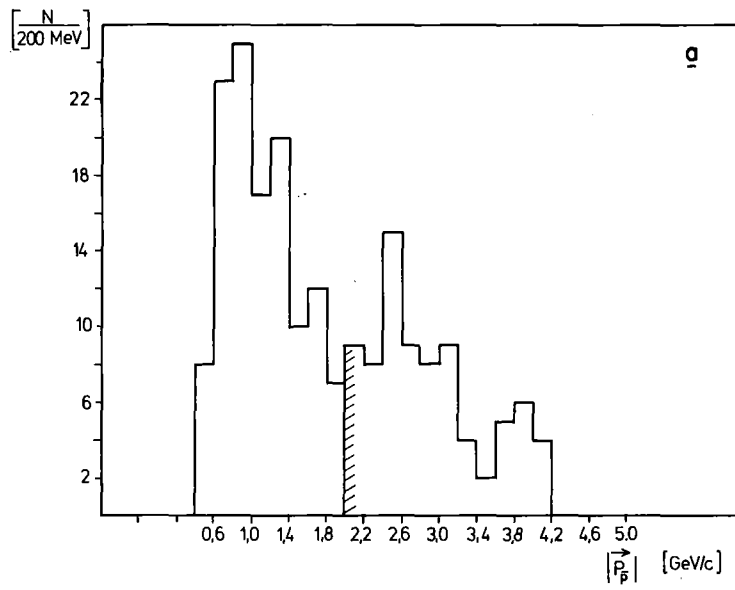


Abb. 22a: Impulsverteilung der gemessenen Protonen für Antiprotonen aus dem TOF-Massenspektrum der negativen Teilchen mit  $0.72 \leq p_p^{\text{TOF}} \leq 1.12 \text{ GeV}/c^2$ .

b: Impulsspektrum der Antiprotonen aus demselben Massenintervall.



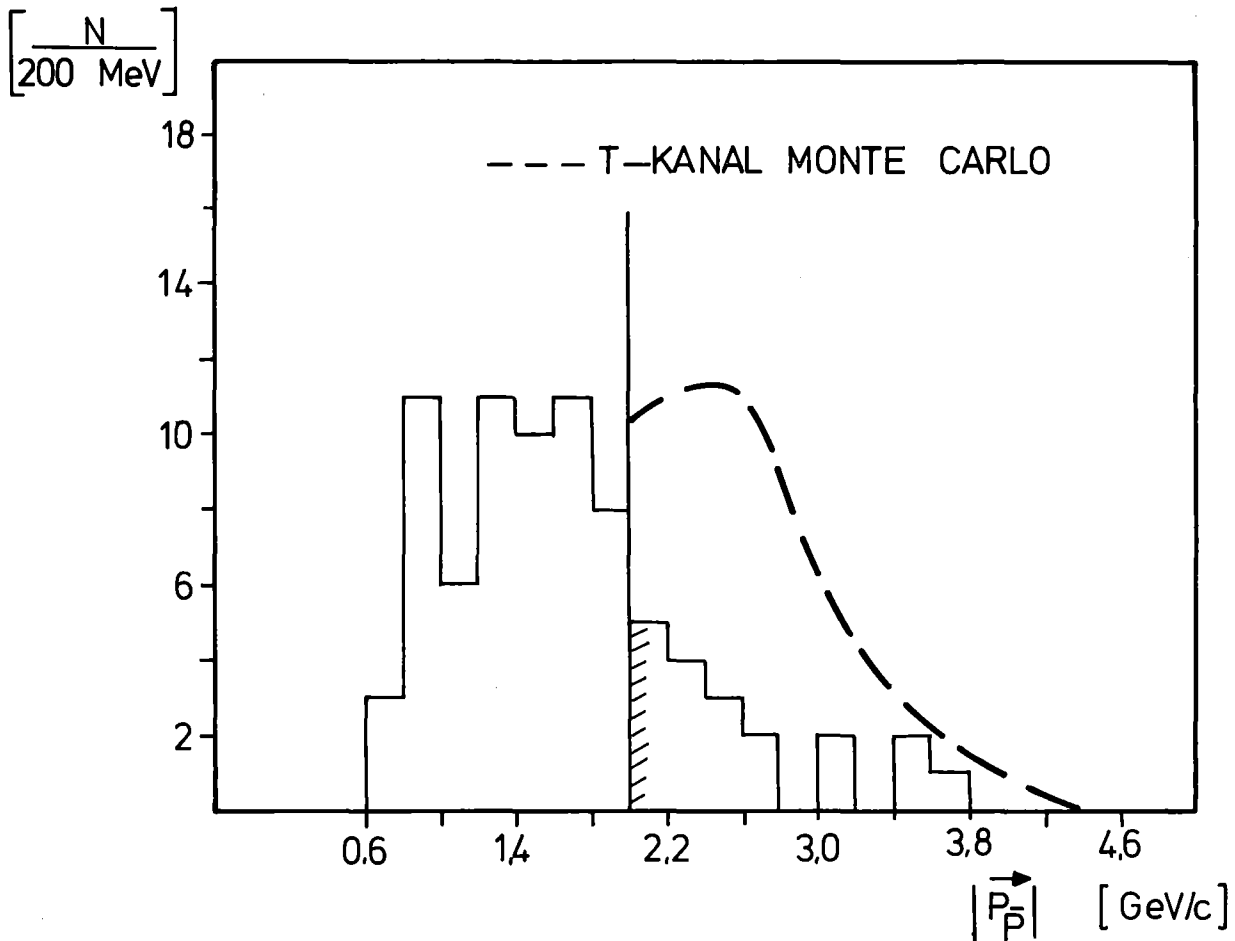
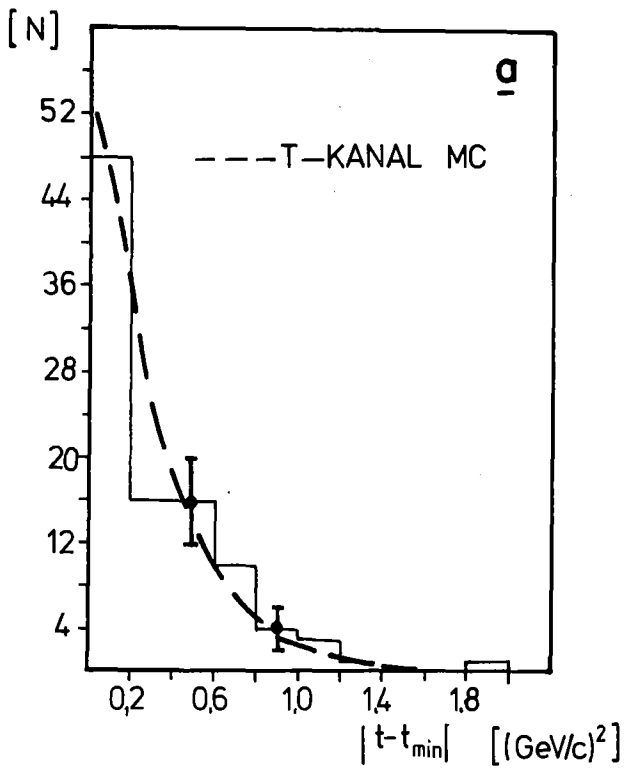
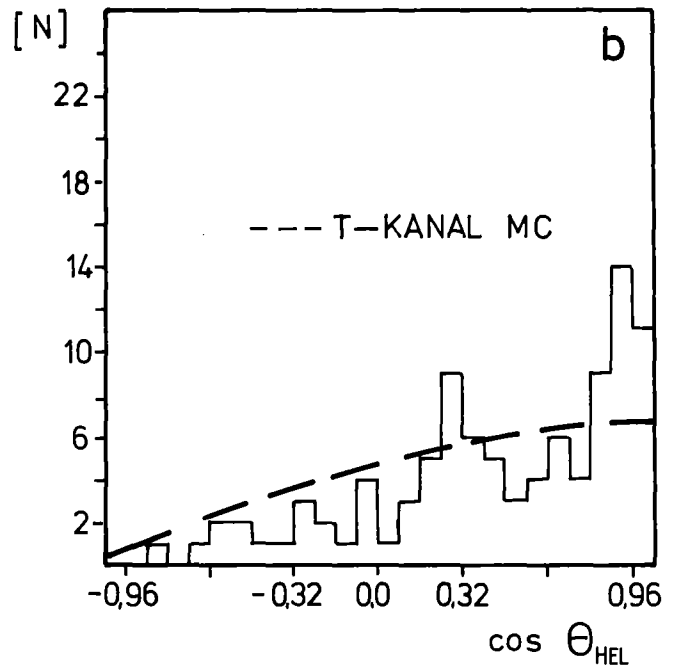


Abb. 23: Impulsspektrum der korrelierten Antiprotonen für Protonen mit einem Impuls  $|\vec{p}_p| > 2 \text{ GeV/c}$

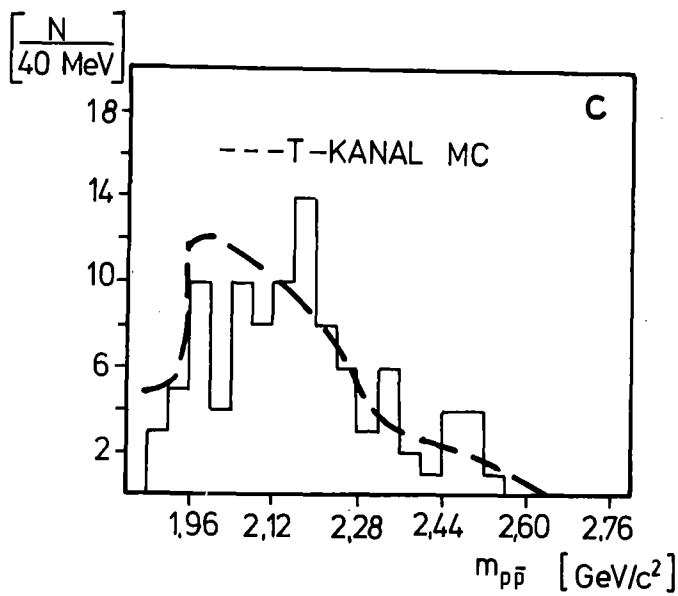
tonspektrums durchaus plausibel. Um einen detaillierteren Vergleich der Daten mit dem Modell zu ermöglichen, wurden die Eingangsparameter in das t-Kanal-Monte Carlo Programm auf die gemessenen Größen angepaßt (Tabelle 4). Bei der Berechnung der invarianten  $p\bar{p}$ -Masse und des Impulsübertrages  $t$  aus unserem Datensatz ordnete man zunächst den Antiprotonen mit Impulsen oberhalb von  $2 \text{ GeV/c}$  die Protonen zu, die den höheren Impulsbetrag besaßen, unabhängig davon, ob sie im Detektor nachgewiesen werden konnten oder als fehlende Teilchen in ihren charakteristischen Größen aus Energie- und Impulserhaltung berechnet worden waren. Für die so gewonnenen Teilchenpaare wurde der Impulsübertrag  $t$  des Photons auf das Proton-Antiproton System berechnet und die Größe  $|t - t_{\min}|$  in Abb. 24a aufgetragen. Dabei ist



$|t - t_{\min}|$  Verteilung



$\cos \theta_{\text{HEL}}$  - Verteilung (Winkel zwischen der Richtung des Antiprotons und der negativen Richtung des Rückstoßprotons im  $\bar{p}p$  - Ruhesystem)



Invariante  $p\bar{p}$  - Massenverteilung

Abbildung: 24 a-c

$$t_{\min} = m_{p\bar{p}}^2 - \frac{s - m_p^2}{2s} (s + m_{p\bar{p}}^2 - m_p^2 \pm \sqrt{(s - (m_{p\bar{p}} + m_p)^2)(s - (m_{p\bar{p}} - m_p)^2)}) \quad (41)$$

mit

$$s = (p_Y - p_R)^2 \quad (42)$$

Die Kurve in Abb. 24a stellt das Ergebnis einer Anpassungsrechnung der folgenden Form an die Daten dar:

$$f(t) = e^{-bt} \quad (43)$$

Der Parameter  $b = -2.5 \text{ (GeV/c)}^2$  wurde in das Monte Carlo Programm als Eingangsgröße übernommen. Eine Schätzung über die Art der Verteilung der invarianten Masse des Proton-Antiproton Systems ließ sich ebenfalls aus den experimentellen Daten ableiten. Das geschah in der Weise, daß das akzeptierte Spektrum der "gewürfelten" invarianten Masse der Proton-Antiproton Paare im Monte Carlo Programm annähernd mit der experimentellen Verteilung im Einklang gebracht wurde (Abb. 24c). Die Verteilung der Winkel zwischen der Richtung des Antiprotons der negativen Richtung des Rückstoßprotons im Ruhesystem des Proton-Antiproton Paares (sogenannter Helizitätswinkel, s. Tabelle 4) fand darüberhinaus Eingang in das Monte Carlo Programm. Eine Gleichverteilung des Kosinus dieses Winkels zwischen  $-\pi \leq \Theta_{\text{HEL}} \leq \pi$  ergab Übereinstimmung mit dem Experiment (Abb. 24b).

Das Photonspektrum wurde in den experimentellen Grenzen aus dem Bereich

$$f(k) \sim \frac{1}{k} \quad (44)$$

"gewürfelt".

Die unter den o.a. physikalischen Rahmenbedingungen simulierten Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$  im t-Kanal Modell wurden durch die experi-

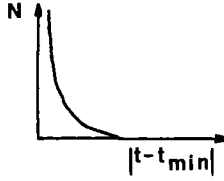
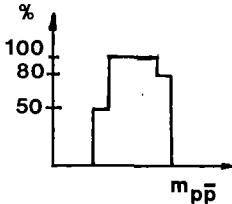
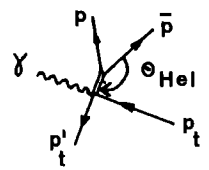
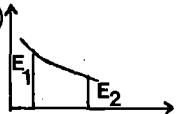
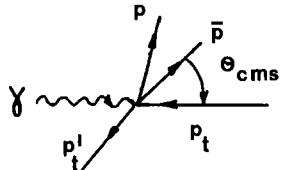
Monte Carlo Eingangsgrößen t-Kanal Modell	
$t-t_{\min} = e^{-b  t-t_{\min} }$ mit $b = -2.5 \text{ (GeV/c)}^2$	
Invariantes $p\bar{p}$ -Massenspektrum nach der experimentellen Verteilung.	
$-\pi < \cos\theta_{\text{Hel}} < \pi$ Helizitätswinkel	
$1/k$ Photonbremsspektrum ( $4.74 < E_{\gamma} < 6.55 \text{ GeV}$ )	
Apparativer Aufbau:	geometrische Randbedingungen Nachweiswahrscheinlichkeit
Photonabsorption im Target Vielfachstreuung in Materie Nukleon- und Antinukleonabsorption in Materie	
Triggerbedingung :	T · C · R · (S) · TOF
Monte Carlo Ausgangsvergleichsgrößen	
Impulsübertrag auf das $p\bar{p}$ - Paar	
Winkel $\cos \theta_{\text{cms}}$	
Impulsspektrum des Protons	
Impulsspektrum des Antiprotons für Protonen mit $ \vec{p}_p  > 2 \text{ GeV/c}$	

Tabelle 4: Im Monte Carlo Programm verwendete Ein- und Ausgangsgrößen für die t- Kanal Modellrechnung.

mentelle Apparatur propagiert, deren einzelne Komponenten wie Proportionalkammer und Funkenkammer mit den jeweiligen Nachweiswahrscheinlichkeiten versehen waren, um auf diese Weise eine möglichst getreue Wiedergabe des Experimentes sicherzustellen. Ferner fanden Photonabsorption im Target und Vielfachstreuung in Materie Berücksichtigung.

Den Verlusten der Nukleonen und Antinukleonen durch Absorption in der Materie der Apparatur (wie Target, Szintillationszählern, Proportional- und Funkenkammern) wurde im Monte Carlo Programm ebenfalls Rechnung getragen. Da der totale Wirkungsquerschnitt für p-Nukleon und  $\bar{p}$ -Nukleon Streuung in unserem Meßbereich stark energieabhängig ist, bestimmten wir den Absorptionswirkungsquerschnitt als Funktion der Energie /Bra 73, Gia 70/.

$$\sigma(p)_{\text{Abs}}^{\text{pp}} = \sigma(p)_{\text{tot}}^{\text{pp}} - \sigma(p)_{\text{elastisch}}^{\text{pp}} \quad (45)$$

Den elastischen Anteil zogen wir mit der Begründung ab, daß die auf diese Weise wechselwirkenden Nukleonen in den meisten Fällen nach vorn gestreut werden. Für die Streuung von Proton und Antiproton an Kernen parametrisierten wir ferner die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Atomgewicht in der einfachen Form

$$\sigma = \sigma_0 A^b \quad (46)$$

Mit  $b = 0.83$  waren die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Kerne als Funktion des Atomgewichts befriedigend wiedergegeben (Abb. 25). Ein Ereignis galt erst dann als akzeptiert, wenn die im Programm nachfolgenden Triggerbedingungen erfüllt waren (Tabelle 4). Die mit dem Monte Carlo Programm berechneten Verteilungen

- 1) des Impulsübertrages auf das Proton Antiproton Paar,
- 2) des Winkels, gebildet aus der Richtung des Antiprotons und der Achse des einfallenden Photons im Schwerpunktsystem aller Teilchen

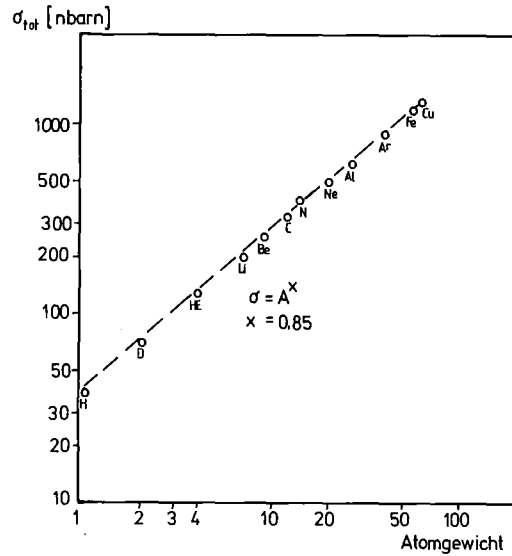
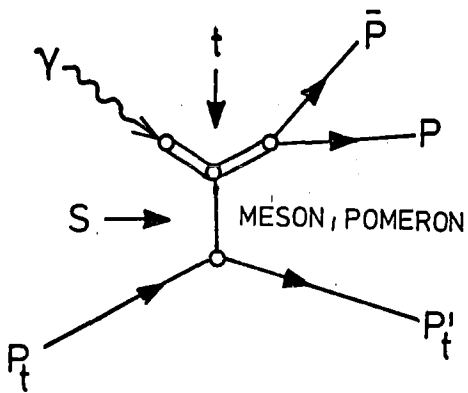


Abb. 25: Wirkungsquerschnitt der Nukleonabsorption als Funktion vom Atomgewicht für verschiedene Elemente

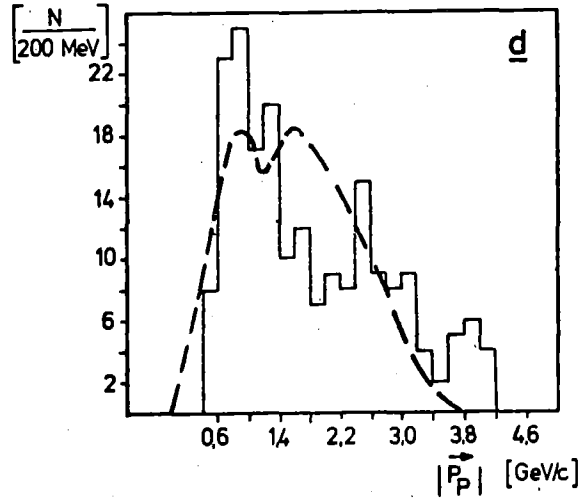
(s. Tabelle 4: Monte Carlo Ausgangsvergleichsgrößen).

- 3) des Antiprotonimpulsspektrums und
- 4) des Protonimpulses

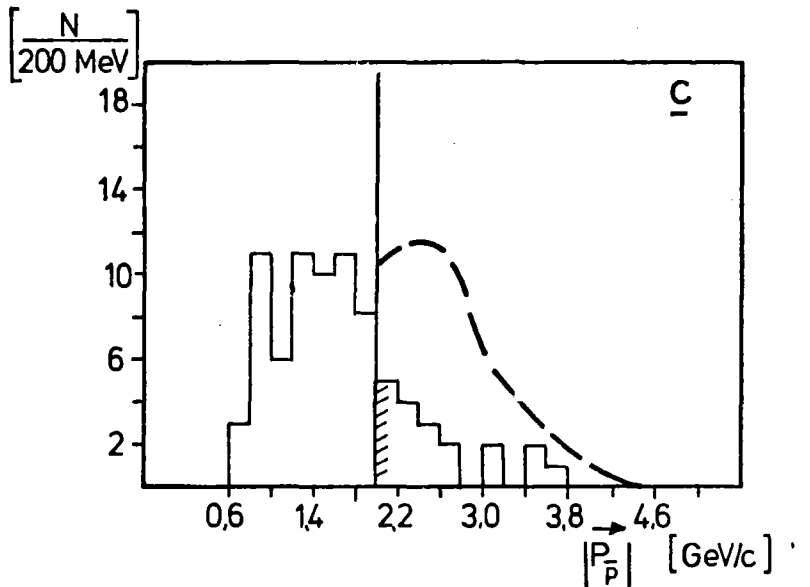
wurden mit denen des Experimentes verglichen. Der Normierungsfaktor berechnete sich als Quotient aus der Anzahl der im Experiment beobachteten Antiprotonen mit einem Impuls  $|\vec{p}_p^-| > 2 \text{ GeV}/c$  und der im Monte Carlo Programm akzeptierten Antiprotonen mit einem Impuls ebenfalls  $|\vec{p}_p^-| > 2 \text{ GeV}/c$ . Die aus Abb. 26a-d ersichtliche große Diskrepanz zwischen den gemessenen Daten und der t-Kanal Modellrechnung läßt diese Dynamik in dem uns zur Verfügung stehenden Energiebereich als unwahrscheinlich erscheinen.



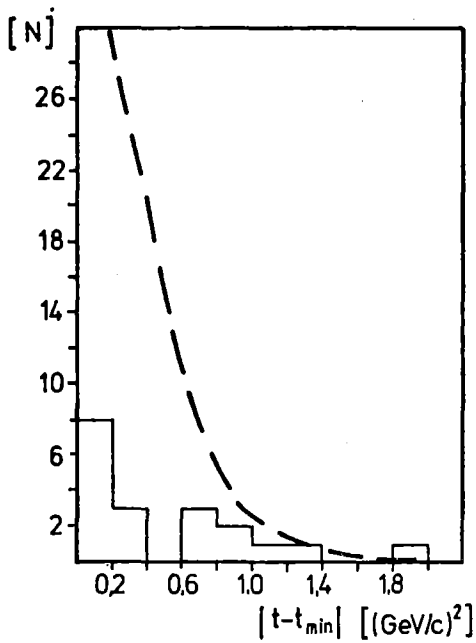
t-Kanal-Austauschgraph  
für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \bar{p}$



(a) Impulsspektrum der Protonen



(b) Impulsspektrum der Antiprotonen



(c)  $|t-t_{\min}|$  Verteilung

(d) Verteilung des  $\cos \theta_{\text{CMS}}$   
(Winkel zwischen der Richtung des Antiprotons und der Achse des einfallenden Photons)

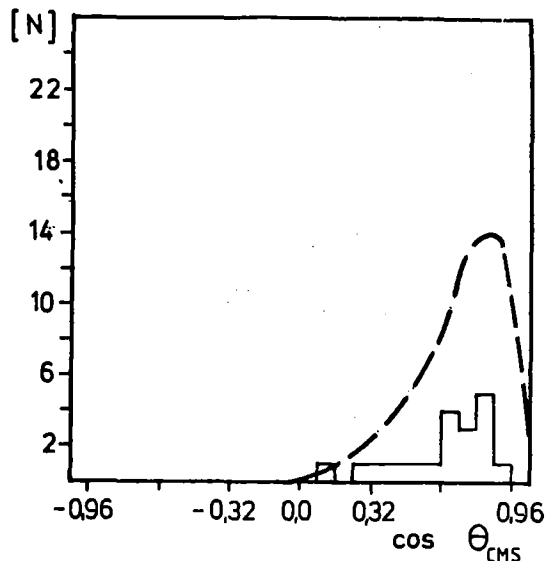


Abb. 26a-d

Die gleichen Argumente gegen das t-Kanal Bild lassen sich auch finden, wenn man umgekehrt an den Antiprotonimpulsen bei 2 GeV/c schneidet und für Ereignisse oberhalb dieser Grenze nach korrelierten Protonen mit  $|\vec{p}_p| > 2$  GeV/c sucht. Auch hier zeigt sich ein deutlicher Mangel an Ereignissen wie aus Abb. 27 ersichtlich ist.

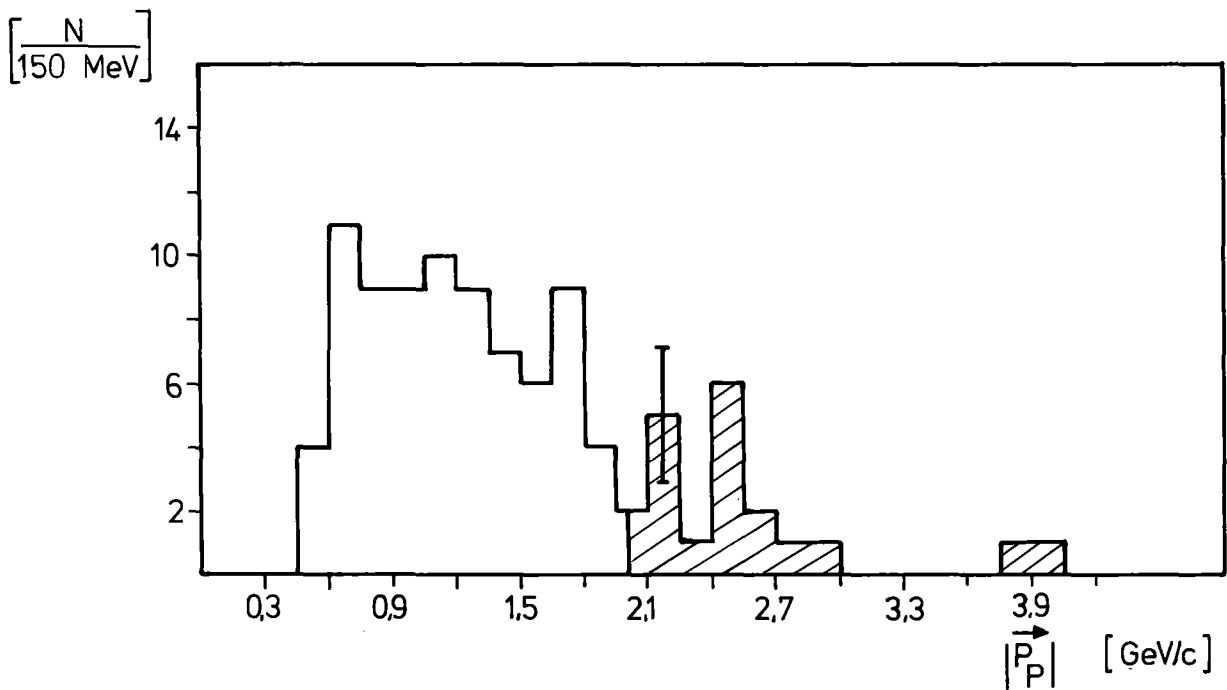


Abb. 27: Impulsverteilung der gemessenen Protonen für die Ereignisse deren Antiprotonimpuls  $|\vec{p}_p| > 2$  GeV ist.

Wir können jedoch nicht ausschließen, daß ein gewisser, wenn auch sehr geringer Anteil der t-Kanal Dynamik zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) beiträgt. Wir werden in Kapitel 5 auf diesen Punkt zurückkommen.

#### 4.1.2 Nukleonaustausch

Als alternative Reaktionsdynamik untersuchten wir ein Modell, in welchem das Antiproton nach vorn emittiert wird und beide Protonen im Schwerpunktsystem aller Teilchen nach rückwärts gestreut werden. Das



Paarproton wechselwirkt als virtuelles Teilchen mit dem Targetproton und wird dabei auf die Massenschale gehoben. Dieses Modell läßt sich als Nukleon- oder u-Kanal-Austausch bezeichnen. Dabei ist  $u$  wie folgt definiert:

$$u = -(p_\gamma - (p_p + p_t))^2 \quad . \quad (47)$$

Abb. 28 zeigt den Graphen, der einer solchen Dynamik entspricht.

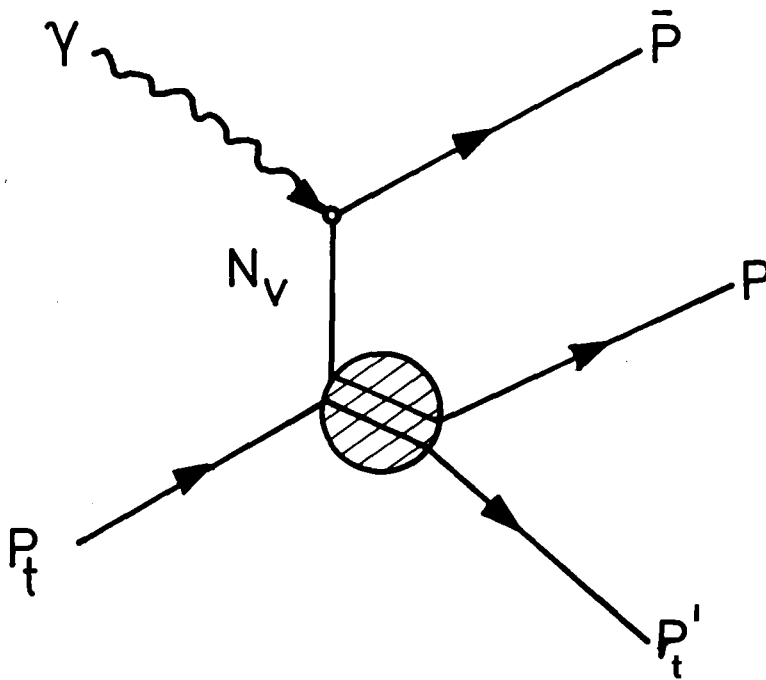


Abb. 28: Diagramm des Nukleonaustausches für die Reaktion (1)

Erneut wurden die aus den Daten abgeleiteten charakteristischen Größen mit den durch die Ereignissimulation erzeugten verglichen. Eingang in die Simulationsrechnung fanden genau wie im t-Kanal Austauschbild die folgenden Größen:

1. Die dem Graphen entsprechende Dynamik mit exponentieller  $|u-u_{\min}|$ -Verteilung wie sie die Daten in Abb. 29 zeigen. Es wurde die gleiche Parametrisierung wie in (43) gewählt. Die Anpassungsrechnung ergab für die Größe  $b = -2 \text{ (GeV/c)}^2$ .
2. Die dem Experiment angegliche Verteilung der invarianten  $p\bar{p}$ -Masse, die im wesentlichen als uniform angenommen wurde.
3. Das Spektrum des Helizitätswinkels im Ruhesystem des Proton-Proton-paares  $\Theta_{\text{HEL}}$  wurde ebenfalls als gleichverteilt angenommen.
4. Im Spektrum der Antiprotonen wurde ein Impulsschnitt von  $|\vec{p}_{\bar{p}}| > 2 \text{ GeV/c}$  angewendet.
5. Es wurde erneut ein  $1/k$  Photonbremsspektrum wie das in Kapitel 4.1.1 verwendete erzeugt.
6. Die geometrische Akzeptanz- und Triggerbedingung und schließlich
7. Photonabsorption im Target, Vielfachstreuung und Nukleonabsorption in der Apparaturmaterie dienten als Eingangsgrößen in das Monte Carlo Programm.

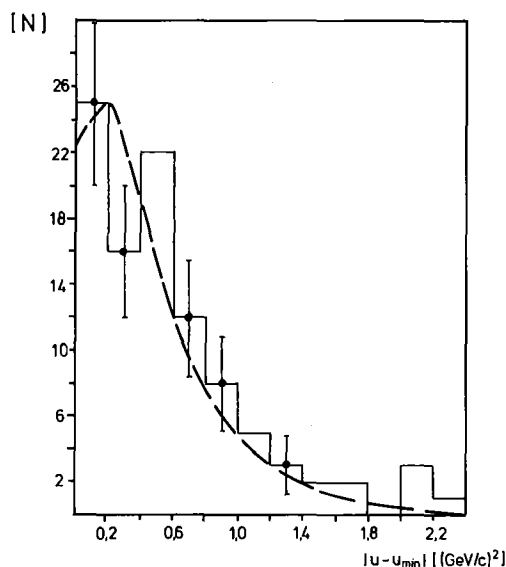
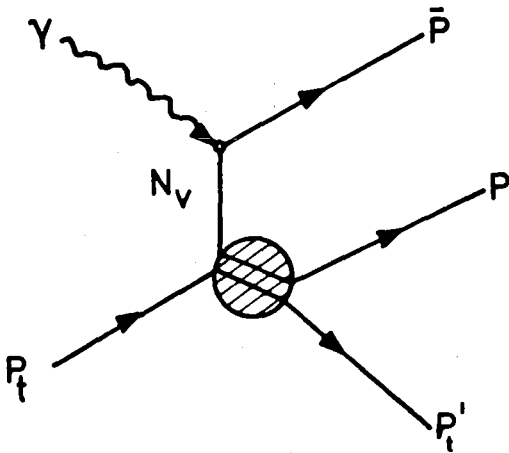
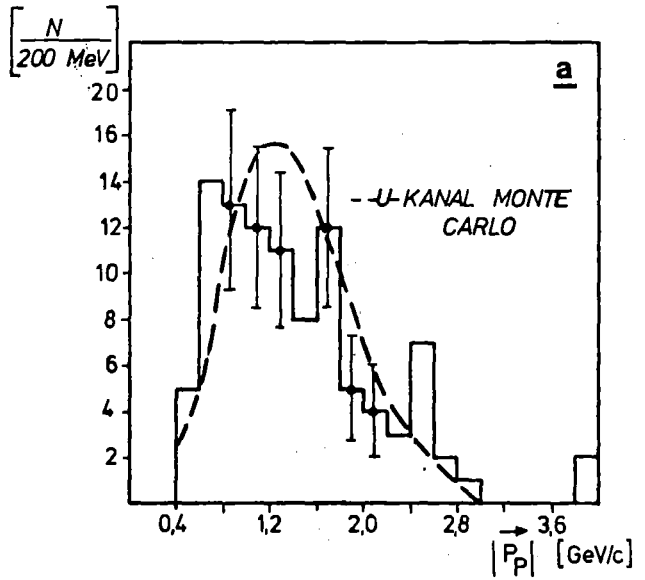


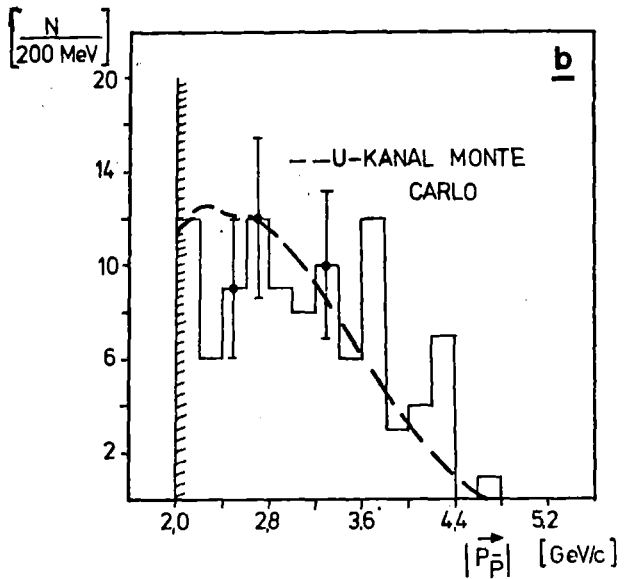
Abb. 29:  $|u-u_{\min}|$ -Verteilung der Daten. Die Kurve entspricht dem Graphen einer Anpassungsrechnung der Form der Gl. (43).



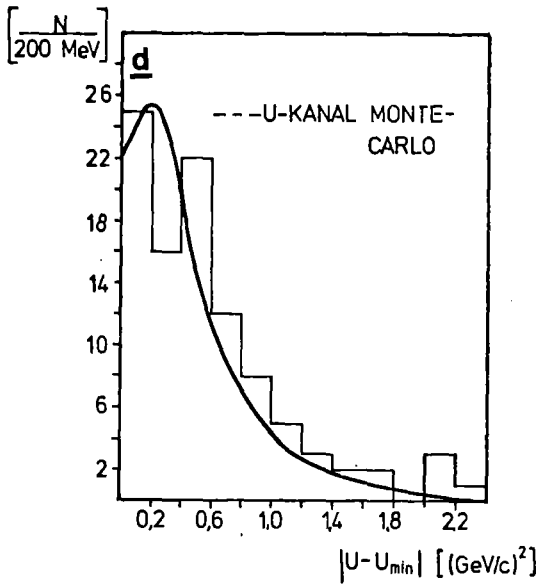
Nukleonaustauschgraph für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p p p$



(a) Impulsspektrum der Protonen

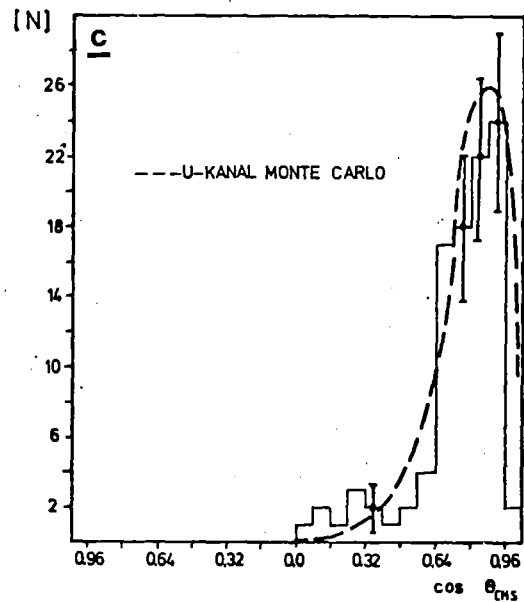


(b) Impulsspektrum der Antiprotonen



(d)  $|u-u_{\min}|$  Verteilung

(c) Verteilung des  $\cos \Theta_{\text{cms}}$  (Winkel zwischen der Richtung des Antiprotons und der Achse des einfallenden Photons)



Die Abb. 30a-d zeigen den Vergleich der experimentellen Verteilungen mit den durch das Monte-Carlo Programm erzeugten Spektren. Normiert wurde dabei wieder auf die Anzahl der in der Simulationsrechnung akzeptierten Antiprotonen. Es sei darauf hingewiesen, daß dieser eine Normierungsfaktor auf alle Verteilungen angewendet wurde. Die sehr gute Übereinstimmung der simulierten Ereignisse mit den beobachteten Verteilungen ließ uns schließen, daß die wesentlichen dynamischen Eigenschaften der Reaktion (1) für den hochenergetischen Anteil der Antiprotonen ( $|\vec{p}_{\bar{p}}| > 2 \text{ GeV}/c$ ) durch den in Abb. 28 dargestellten Graphen der Rückwärtsstreuung wiedergegeben wird.

Wenn der in Abb. 28 dargestellte Graph die Reaktionsdynamik für einen Teil der Daten richtig wiedergibt, liegt es nahe, die Reaktionsdynamik des zu Abb. 28 komplementären Graphen (Abb. 31) zu untersuchen.

Wir wiederholten diese Prozedur mit den entsprechenden aus den experimentellen Daten abgeleiteten Eingangsparametern in das Monte Carlo Programm für den Anteil der Antiprotonen, deren Impulsbetrag im Intervall  $0.0 \leq |\vec{p}_{\bar{p}}| \leq 2 \text{ GeV}/c$  lag. Für diese Ereignisse erwarteten wir Verteilungen, die der Reaktionsdynamik des Graphen in Abb. 31 entsprechen. In diesem Falle wird das Proton nach vorn gestreut. Das virtuelle Antiproton wechselwirkt mit dem Targetproton und erscheint zusammen mit diesem als resonantes oder nicht resonantes System bestimmter invarianter Masse in der realen Welt. Dieses wird im Schwerpunktsystem aller Teilchen nach rückwärts erzeugt. Beim zuerst diskutierten Nukleonaustausch waren hochenergetische Antiprotonen mit niederenergetischen Protonen gepaart. Für diesen Reaktionsmechanismus liegt eine Korrelation zwischen hochenergetischen Protonen mit niederenergetischen Antiprotonen vor.

Der Vergleich mit den Monte Carlo Spektren (Abb. 32a-d) zeigt die gleiche gute Übereinstimmung mit den Daten, wie sie bereits in /Mar 79/ dargestellt wurde. Insbesondere fallen bei Betrachtung der Impulsverteilung der gemessenen Protonen 2 Anhäufungen der Ereignisse bei niedrigen ( $|\vec{p}_p| = 1.2 \text{ GeV}/c$ ) und bei höheren Impulsen ( $|\vec{p}_p| = 2.8 \text{ GeV}/c$ ) auf. Bei

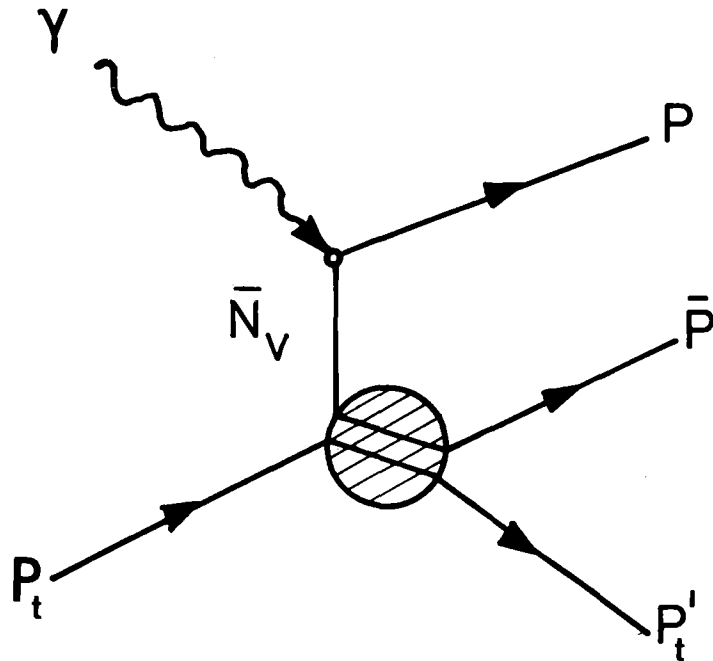
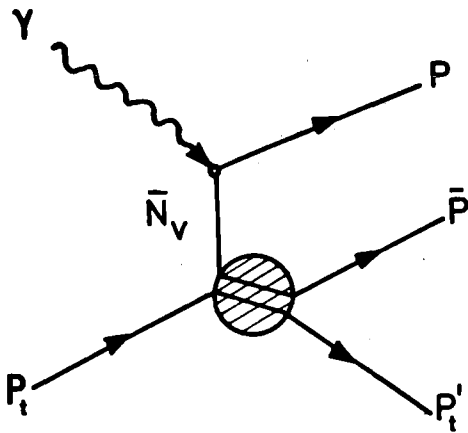


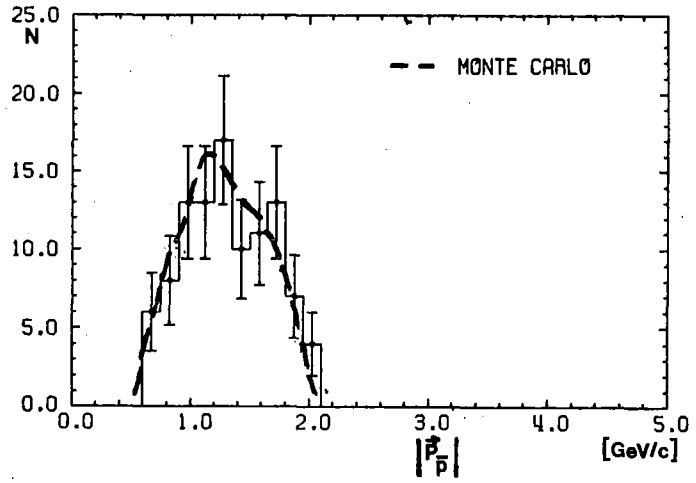
Abb. 31: Antinukleonaustauschgraph für  $\gamma p \rightarrow p \bar{p} p$

Gültigkeit der angenommenen Dynamik gehören die niederenergetischen Protonen zum rückwärts gestreuten Proton-Antiproton Paar, während die hochenergetischen als die in Strahlrichtung emittierten Protonen identifiziert werden. Ein Schnitt am Impuls des Protons erfüllt so die Bedingungen an ein Kriterium zur Unterscheidung des positiven Teilchens für alle Ereignisse, bei denen ein virtuelles Antinukleon mit dem Targetproton wechselwirkt (Abb. 31). Bei der Bildung der invarianten Masse des Proton Antiproton Systems wird dem Antiproton deshalb stets das niederenergetische Proton zugeordnet.

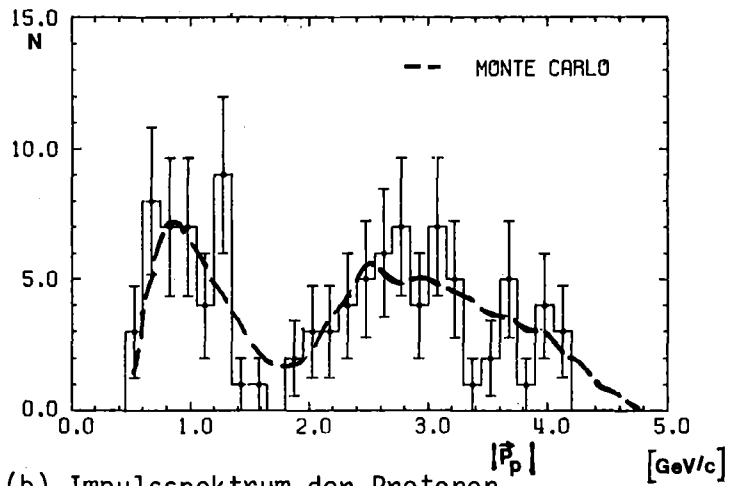
Ein weiterer Test auf die Konsistenz des u-Kanal Modells mit den Daten ist ein Vergleich der im Experiment gemessenen Zahlenverhältnisse zwischen 2- und 3-Spurereignissen mit den vom Monte Carlo Programm vorausgesagten. Nicht zuletzt zu diesem Zwecke wurde die Menge der im Experiment aufgenommenen 3-Spurereignisse (etwa  $5 \cdot 10^4$ ) der im Kapitel



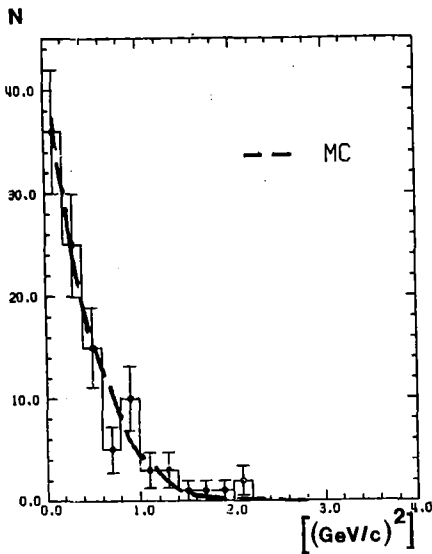
Antinukleonaustauschgraph für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p p p$



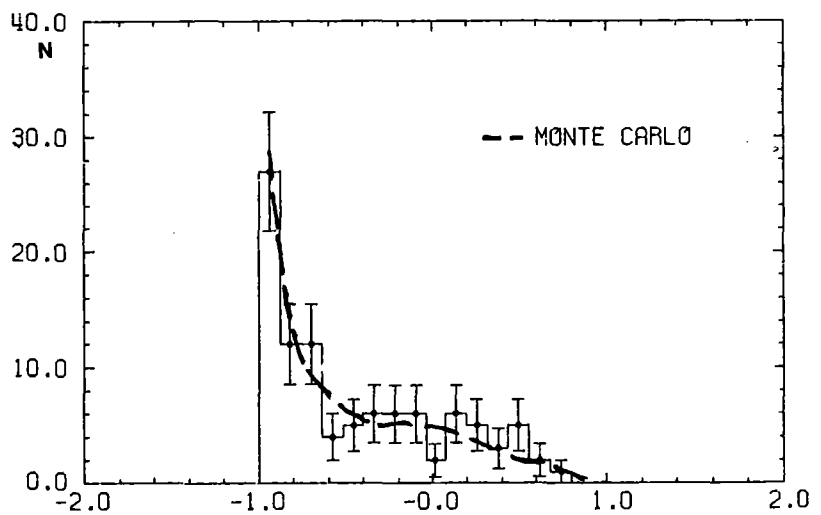
(a) Impulsspektrum der Antiprotonen



(b) Impulsspektrum der Protonen



(c)  $|u-u_{\min}|$  Verteilung



(d) Verteilung des  $\cos \theta_{\text{cms}}$  (Winkel zwischen der Richtung des Antiprotons und der Achse des einfallenden Photons)

3. beschriebenen Datenreduktionsprozedur unterzogen. Es verblieben nur 6 Kandidaten vom Typ der Reaktion (1). Die Monte Carlo Rechnung ergibt für das Verhältnis von 2- zu 3-Spurereignissen 1:2.6. Vergleicht man diese Voraussage mit dem aus den experimentellen Daten abgeleiteten Verhältnis von 1:22, so zeigt sich offensichtlich ein Widerspruch. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für 3-Spurereignisse in diesem Experiment niedrig ist (etwa 60%), wird ein Teil der Menge der 2-Spurereignisse eigentlich 3-Spurereignisse sein, deren eine Spur in der Apparatur nicht registriert werden konnte. Zur Überprüfung dieser Hypothese wurden die Viererimpulse der nicht gemessenen Teilchen dem Detektorsimulationsprogramm übergeben, die Spuren dieser Teilchen durch die Apparatur geführt und diejenigen gezählt, die noch die B-Zähler erreichten (s. Abb. 1). Addierte man die so erhaltene Anzahl von rekonstruierten 3-Spurereignissen zu den gemessenen, ergibt sich ein Verhältnis von 2- zu 3-Spurereignissen aus den Daten von 1:2.3, welches mit dem Monte Carlo Programm recht gut übereinstimmt. Die Viererimpulse der gemessenen Teilchen wurden ebenfalls durch die Detektorsimulation propagiert und diejenigen gezählt, die nicht mehr die B-Zähler (Abb. 1) erreichten. Dieser Anteil, bezogen auf die Gesamtzahl der Ereignisse, ergibt eine Abschätzung des relativen Fehlers des Anteils der 3-Spurereignisse in der Menge der 2-Spurereignisse. Er beträgt 23%.

Eine weitere Voraussage des Monte Carlo Programms, die sich experimentell überprüfen läßt, ist die Anzahl der Ereignisse, bei denen 2 Protonen im TOF-System registriert wurden. Darüberhinaus konnte das Verhältnis von Target- und Paarprotonen für die Ereignisse bestimmt werden, die durch Antinukleonaustausch erzeugt wurden. Tabelle 5 stellt alle vom Monte Carlo Programm vorausgesagten Zahlenverhältnisse den experimentell ermittelten gegenüber.

registrierte Ereignisse Typ	Monte Carlo Vorhersage	experimentelles Ergebnis
<u>3-Spurereignisse</u>	$\frac{1}{2.6}$	$\frac{1}{2.3 \pm .23}$
2-Spurereignisse		
<u>Protonen &lt; 2 GeV</u>	$\frac{1}{1.7}$	$\frac{1}{1.6 \pm .08}$
Protonen > 2 GeV		
Ereignisse mit 2 Protonen im TOF	0	2

Tabelle 5: Vergleich von Monte Carlo Voraussagen mit dem experimentellen Ergebnis für 3 spezielle Ereignismassen.

#### 4.2 Bestimmung des totalen elastischen Wirkungsquerschnitts der Reaktion (1)

##### 4.2.1 Definition

Der totale elastische Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Energie des einfallenden Photonstrahls wird aus folgender Relation berechnet.

$$\sigma(E) = \frac{\epsilon}{T} \cdot \frac{R(E_1, E_2)}{Q(E_1, E_2)} \quad (48)$$

Die in (48) aufgeführten Größen haben die folgende Bedeutung:

- $\epsilon$  stellt die Zusammenfassung aller systematischen Korrekturen dar, welche unabhängig von den Eigenschaften eines speziellen Ereignisses generell angebracht werden.



- $R(E_1, E_2)$  ist die Rate der akzeptanzkorrigierten Ereignisse in einem Energieintervall.
- $Q(E_1, E_2)$  ist der Fluß der einfallenden Bremsquanten zwischen den Energien  $E_1$  und  $E_2$ , auf den der Wirkungsquerschnitt normalisiert wird.
- $T$

$$T = \frac{\rho \cdot L \cdot N}{A} \quad (49)$$

stellt den Targetfaktor dar, der mit den folgenden Größen bestimmt wird:

- $\rho = 0.0708 \text{ g/cm}^3$  (spezifisches Gewicht des Targetwasserstoffs)
- $L = 50 \text{ cm}$  (Länge des Targets)
- $N = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  (Loschmidtsche Zahl)
- $A = 1.01 \text{ g/mol}$  (Atomgewicht des Wasserstoffs)

#### 4.2.2 Die elastische Nenndatenmenge

Um aus den ursprünglich registrierten Ereignissen die Nenndatenmenge herauszudestillieren, wurden einige selektive Kriterien bei der Ereigniswahl angewendet.

- 1) Die kumulative Wahrscheinlichkeit  $W(\chi^2)$  der kinematischen 1C-Anpassungsrechnung an die Reaktion (1) muß größer als 9% sein (vgl. hierzu Kapitel 3.4).

In Bezug auf die gesuchten Ereignisse verursacht dieses Auswahlkriterium einen Verlust von 9%, der mit einer entsprechenden Korrektur ausgeglichen wird.

- 2) Es werden nur Ereignisse zugelassen, deren Antiprotonmasse im TOF-Spektrum der negativen Teilchen (Abb. 18) im Intervall  $0.72 \leq m_p^{\text{TOF}} \leq 1.2 \text{ GeV}/c^2$  liegt.

In diesem Intervall gibt es noch Untergrund, so daß die Verteilung der negativen Massen im TOF-Spektrum ganz allgemein der Form

$$V(m) = \text{Antiprotonsignal} + \text{Untergrund} \quad (50)$$

genügt. Über spezielle Beiträge bestimmter Untergrundprozesse läßt sich quantitativ praktisch keine gültige Aussage machen. Die z.B. in  $\mu\nu_\mu$  und  $\pi^+\pi^0$  zerfallenden Kaonen täuschen für den bereits gemessenen Impuls im TOF-Massenspektrum kleinere oder größere Massen als das ursprüngliche  $k$  vor, je nachdem, ob das im TOF registrierte Zerfallsteilchen im Ruhesystem des  $k$  nach vorn oder rückwärts erzeugt wurde (Verkürzung oder Verlängerung der Flugzeit). Das Antiproton, welches auf seinem Weg zum TOF-System mit Materie wechselwirkt, wird in Abhängigkeit vom Produktionswinkel in seinem Ruhesystem durch das in seiner Richtung weiterfliegende Reaktionsprodukt, z.B. ein Pion, ebenfalls bei höheren oder niedrigeren Massen erscheinen. Verluste im Antiprotonsignal jedoch, die aus Antinukleon-Nukleon-Streuung resultieren, werden bei der Berechnung der Apparaturakzeptanz berücksichtigt. Es gibt darüberhinaus elektronische Schwierigkeiten, die zur Fehlmessung der Teilchenmasse führen können. Hatte die die TOF-TDC's startende TC-Koinzidenz einen Doppelpuls, deren erster bereits im Torimpuls der übrigen Triggerzähler fiel, während der zweite der eigentlich mit der Reaktion (1) assoziierte Puls war, verlängerte sich die Flugzeit und das Antiproton erscheint in der TOF-Massenverteilung zu höheren Werten verschoben. Da der Untergrund somit eine Mischung aus mehreren physikalischen und elektronischen Ursachen ist, deren Einzelbeiträge sich nicht unterscheiden lassen, wurde für Gleichung (1) folgender sehr allgemeiner Ansatz gemacht:

$$f(m) = a_i \cdot e^{-a_2 m} + a_e \cdot e^{-\frac{(m-m_0)^2}{4\sigma^2}} + a_4 \quad (51)$$

wobei  $m$  die im TOF-System gemessene Masse und  $m_0$  die Nukleonmasse ist. Offensichtlich wird der Untergrund durch den ersten und letzten Term beschrieben. Die Intervallbreite ist mit 400 MeV 20% größer als 3 Standardabweichungen aus der Anpassungsrechnung an das Antiprotonsignal.

- 3) Der Untergrund im Massenspektrum der Antiprotonen wurde in Abhängigkeit von der Photonstrahlenergie abgeschätzt und abgezogen.

Dazu versuchten wir die Funktion (51) in 5 Energieintervallen an die Daten anzupassen. Diese Anpassung ließ sich jedoch auf Grund der zu geringen Datenmenge nicht in allen Intervallen durchführen. In diesem Falle wurde nach 2 Kriterien eine obere und eine untere Untergrundmenge abgeschätzt.

- A) Es wurden die Ereignisse im TOF-Massenspektrum der negativen Teilchen gezählt, die im Intervall  $1.12 \leq m^{\text{TOF}} \leq 1.52 \text{ GeV}/c^2$ , also außerhalb der Masse lagen, die die Nenndatenmenge nach oben begrenzt und von den Ereignissen im Signalintervall abgezogen.
- B) Es wurde eine grobe Abschätzung des Untergrundes vorgenommen.

Die Hälfte der Differenz zwischen größerer und kleinerer Untergrundmenge wurde quadratisch dem statistischen Fehler des Antiprotonsignals hinzugefügt, welches aus dem arithmetischen Mittel von größerer und kleinerer Singalmenge gebildet wird.

- 4) Die Rückstoßmasse wurde als fehlende Masse aus den kinematisch unkorrigierten Viererimpulsen der gemessenen Teilchen nach

$$M(x) = (p_\gamma + p_t - (p_p + p_{\bar{p}}))^2 \quad (52)$$

berechnet. Sie liegt im Intervall  $0.65 \leq M(x) \leq 1.1 \text{ GeV}$ .

Die Rückstoßmasse  $M(x)$  ist wegen der mit einem Fehler behafteten Impulsmessung um ein Maximum verteilt (Abb. 33). Eine Anpassungsrechnung (2 übereinanderliegende Gausskurven) an die Daten ergab einen Mittelwert von  $M(x) = 0.95 \text{ GeV}$  bei einer Standardabweichung von  $80 \text{ MeV}$ . Die obere Grenze des Rückstoßmassenintervalls von  $1.1 \text{ GeV}$  wurde so gewählt, daß aus dem Zerfall von  $\Delta(1232) \rightarrow \pi p$  keine Ereignisse zur Nenndatenmenge beitragen.\*)

---

\*) Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \Delta p \bar{p}$  werden in der 1C-Anpassung nicht eliminiert und sind auch im Spektrum des Rückstoßprotons erkennbar.

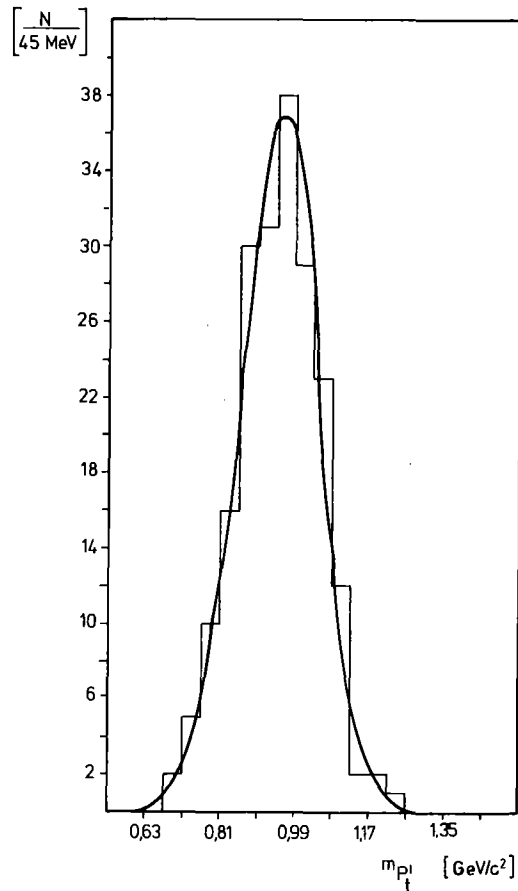


Abb. 33: Verteilung der Rückstoßmasse

Ereignisse, die durch die Reaktion (1) erzeugt worden sind, genügen den Auswahlkriterien (1) bis (4). Ebenso wird erwartet, daß die durch diese Kriterien extrahierten Ereignisse die Menge der elastischen produzierten Proton Antiprotonpaare darstellt.

In diesem Experiment besteht sie aus  $128 \pm 12$  Ereignissen.

#### 4.2.3 Systematische Korrekturen

Die systematischen Korrekturen, die unabhängig von den Eigenschaften des einzelnen Ereignisses an die Rate der Ereignisse anmultipliziert wird, setzt sich als Produkt von folgenden Einzelkorrekturen zusammen:

- 1) Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit des Spursuchprogramms aus einer Funkenreihe einer Spur zu erkennen, wurde nach verschiedenen Methoden bestimmt (vgl. Abschnitt 3.2.4). Sie beträgt  $p(\text{Spur}) = 78.5\% \pm 3.2\%$ . Daraus folgt eine Korrektur für Ereignisverluste, die im Spurerkennungsprogramm entstehen von

$$\epsilon_1 = 1.27 \pm 0.04$$

- 2) Einen weiteren Faktor stellt die begrenzte Nachweiswahrscheinlichkeit unserer Apparatur dar. Sie wurde nach dem in Abschnitt 2.3.5 beschriebenen Verfahren errechnet.

$$\epsilon_2 = 1.18 \pm 0.04$$

- 3) Die Verluste, die aus fehlenden Signalen in den Szintillationszählern resultieren, betragen

$$\epsilon_3 = 1.01 \pm 0.01$$

- 4) Da die kleinen Zähler aus dem Energiemarkierungssystem nicht an der Bildung der Hauptkoinzidenz beteiligt waren, gab es Fälle, in denen die Apparatur auch dann Ereignisse registrierte, wenn kein oder mehrere Energiekanäle angesprochen hatte. Die Korrektur der Nenndatenmenge auf die Ereignisse mit undefinierter Photonenergie ist der Quotient aus der Anzahl der Ereignisse mit eindeutig definierter Photonenergie und der Gesamtzahl der Hauptkoinzidenzen (s. Kap. 2.2.5). Um die Unabhängigkeit der Statistik zu gewährleisten, wurde zur Bestimmung dieser Zahl eine Messung herangezogen, deren Ereignisse wir mit einem zufälligen Trigger (Pulser \* TC-Zähler) erzeugten. Die Korrektur beträgt

$$\epsilon_4 = 1.85 \pm 0.04$$

- 5) Die Impuls-Vertexrekonstruktion ist eine komplizierte iterative Rechnung (s. Kap. 3.3), die ebenfalls zu Verlusten führt, wenn aus

augenscheinlich guten Spurkonfigurationen Impulse und Vertices bestimmt werden, die zu einer unvernünftigen Kinematik führen (z.B. Energiesatzverletzung). Zur Berechnung dieser Korrektur wurden mit Hilfe des Monte Carlo Programms Ereignisse vom Typ der Reaktion (1) simuliert, in das Rohdatenformat übersetzt und dem Impulsrekonstruktionsprogramm zugeführt. Mit den dort berechneten Impulsen wurde versucht die Kinematik des Ereignisses zurückzurechnen. In 5% aller Fälle war das nicht möglich.

$$\epsilon_5 = 1.05 \pm 0.02$$

- 6) Die Hochrechnung auf die Verlustmenge der Proton Antiprotonpaare bei Anwendung des ersten Auswahlkriteriums (vgl. Abschnitt 4.2.2) ergibt

$$\epsilon_6 = 1.10 \quad ,$$

so daß der Gesamtkorrekturfaktor für Proton-Antiprotonereignisse zu

$$\epsilon = \prod_{i=1}^6 \epsilon_i = 3.23 \pm 0.18$$

bestimmt wird.

Der Fehler errechnet sich aus der Wurzel der Summe der Quadrate der relativen Einzelfehler. Die quadratische Addition des statistischen Fehlers der Nenndatenmenge, des Fehlers der Korrekturen und des Fehlers aus der Untergrundabschätzung ergibt den Gesamtfehler an der gesuchten Ereignisrate der Reaktion (1).

#### 4.2.4 Normalisierung auf den Photonfluß

In 325 Meßläufen konnte eine Gesamtzahl von  $96.71 \cdot 10^8$  TC4-Tagging-Signalen registriert werden. Für die Gesamtmenge von Ereignissen, die durch die in Abschnitt 2.4 beschriebene Hauptkoinzidenz erzeugt wurden

( $p\bar{p}$ -Trigger), ergibt sich somit ein totaler Photonfluß  $Q(E_{\min}, E_{\max})$  in unserem Energiebereich von

$$4.4 * 10^{10} \text{ Photonen}$$

mit einem Signal aus dem Energiemarkierungssystem. Diese Zahl ist auf den Wirkungsgrad des Taggingystems korrigiert worden (vgl. hierzu Abschnitt 2.2.3). In einem bestimmten Energieintervall  $E_1 \leq E \leq E_2$  berechnet man den Photonfluß für ein  $1/k$  Bremspektrum nach der Formel

$$Q(E_1, E_2) = Q(E_{\max}, E_{\min}) \cdot \frac{\ln(E_2/E_1)}{\ln(E_{\max}/E_{\min})} \quad (53)$$

Dieses ist die in Abschnitt 4.2.1 einzusetzende Größe auf die der Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) in Abhängigkeit von der Energie normalisiert wird.

#### 4.2.5 Totaler elastischer Wirkungsschnitt des $\rho$ -Mesons

Um die Methode mit der wir unsere Nenndatenmenge extrahierten zu überprüfen, analysierten wir alle Meßläufe, die mit dem logischen Signal  $\rho^0$  (s. Kap. 2.4) erzeugt wurden. Diese Ereignisse sollten hauptsächlich solche sein, die 2 schnelle Pionen im Endzustand haben. Auf die solcherart gewonnene Datenmenge wurde die gleiche Auswertekette angewendet, die wir bereits zur Selektion der Proton-Antiproton Paare benutzten. Nach Spurerkennung und Impuls-Vertexrekonstruktion sonderten wir in der kinematischen 1C-Anpassungsrechnung alle die Ereignisse aus, die der Hypothese

$$\gamma p \rightarrow \rho p, \quad \rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad (54)$$

genühten. Berechnet man für die so gewonnene Ereignismenge die invariante  $\pi^+ \pi^-$ -Masse, erkennt man aus Abb. 19b sofort, daß der ausgesuchte End-

zustand fast ausschließlich aus Pionen aus dem  $\rho$ -Zerfall besteht. Das ist aber genau das, was man von der  $\pi^+\pi^-$ -Photoproduktion am Wasserstoff erwartet, da der  $p\pi^+\pi^-$ -Endzustand in den meisten Fällen über die Bildung der  $\rho$ -Resonanz abläuft.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion (54) wurden einige systematische Korrekturen notwendig, die zum Teil auch zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die Photoproduktion von Proton-Antiprotonpaaren eine Rolle spielten. Diese werden im folgenden mit den Ziffern 1) bis 5) gekennzeichnet, während neu hinzugekommene oder geänderte Korrekturen mit den Buchstaben A) bis C) kenntlich gemacht sind.

- 1) Korrektur, um die Verluste im Spurrekonstruktionsprogramm zu kompensieren:

$$\epsilon_1 = 1.27 \pm 0.04 .$$

- 2) Korrektur, die der Nachweiswahrscheinlichkeit unserer Apparatur für einen Zweiteilchenendzustand Rechnung trägt:

$$\epsilon_2 = 1.18 \pm 0.04$$

- 3) Korrektur, die die OC-Ereignisse (undefinierte Photonenergie) kompensiert:

$$\epsilon_3 = 1.85 \pm 0.04$$

- 4) Korrektur, um die Verluste durch Fehlfunktion der Szintillationszähler auszugleichen:

$$\epsilon_4 = 1.01 \pm 0.01$$

- 5) Der Schnitt in der Wahrscheinlichkeitsverteilung  $W(\chi^2)$ , der bei 9% liegt, führt zu einem Verlust, welcher mit



$$\epsilon_5 = 1.10$$

berücksichtigt wird.

- A) Durch Nukleonabsorption gehen der Analyse Pionen verloren, die mit

$$\epsilon_A = 1.16 \pm 0.04$$

berücksichtigt werden.

- B) Der Zerfall des Pions in Muon und Neutrino wird mit einer Korrektur von

$$\epsilon_B = 1.10 \pm 0.03$$

kompensiert.

- c) Die Verluste in der Impuls-Vertexrekonstruktion betragen 21.3% und werden mit

$$\epsilon_C = 1.27 \pm 0.02$$

ausgeglichen.

Die gesamte ereignisunabhängige Korrektur errechnet sich somit zu

$$\epsilon = \prod_{i=1}^5 \epsilon_i \cdot \prod_{j=A}^C \epsilon_j = 4.99 \pm 0.35$$

Zur Bestimmung der experimentellen Akzeptanz unserer Apparatur für die Reaktion (54) verwendeten wir das bereits mehrfach beschriebene Monte Carlo Programm. Die Viererimpulse der  $\rho$ -Resonanz wurden mit den Standardparametern, die in Tabelle 6 zusammengefaßt sind, erzeugt. Der Zerfall

Tabelle 6 Eingangsparameter für das Monte Carlo Programm zur Bestimmung der Apparaturakzeptanz für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$

MONTE CARLO EINGANGSGRÖSSEN $\gamma p \rightarrow \rho p$	
$b = -7.5 \text{ (GeV/c)}^2$	$f(t) = e^{-b t-t_{\min} }$
$4.74 \leq E_\gamma \leq 6.55 \text{ GeV}$	$f(k) \sim 1/k$
$0.3 \leq m_\rho \leq 1.2 \text{ GeV/c}^2$	$BW(m) = \frac{m}{(m^2 - m_0^2)^2 + m_0^2 \Gamma^2}$
$\Theta_{\text{HEL}} \sim \sin^2$	

des  $\rho^0$ 's in die beiden Pionen ist anisotrop und  $\sin^2$  verteilt. Normalisiert auf die in den entsprechenden Meßläufen aufgesammelten und nach Abschnitt 2.2.3 korrigierten Anzahl von Photonen berechnet sich der totale Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von  $\rho$ -Mesonen nach

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p) = \frac{\epsilon}{T} \cdot \frac{R(E_1, E_2)}{Q(E_1, E_2)} \quad (55)$$

zu

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p) = 12.2 \pm 0.89 \text{ } \mu\text{barn} \quad *)$$

Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit den veröffentlichten Wirkungsquerschnitten für die Photoerzeugung des  $\rho$ -Mesons /Dav 71, Bal 77, Bal 72/. Abb. 34 zeigt die Anzahl der Ereignisse nach der geometrischen

---

\*) vgl. hierzu Tabelle 7

N	m  GeV	N	$\eta$	$\Delta\eta$	$N_{\text{Korr}}$	$\Delta N_{\text{Korr}}$
1	0.30-0.36	15	0.183	0.017	82.	22.5
2	0.36-0.42	39	0.101	0.011	386.1	74.8
3	0.42-0.48	56	0.100	0.009	560.0	90.2
4	0.48-0.54	126	0.109	0.008	1156.	133.4
5	0.54-0.60	200	0.121	0.006	1652.9	142.8
6	0.60-0.66	335	0.138	0.005	2427.5	159.1
7	0.66-0.72	429	0.153	0.003	2803.9	146.1
8	0.72-0.78	470	0.152	0.003	3092.1	155.1
9	0.78-0.84	254	0.152	0.003	1671.1	109.9
10	0.84-0.80	122	0.152	0.005	802.6	77.3
11	0.90-0.96	41	0.148	0.009	277.	46.5
12	0.96-1.02	37	0.147	0.011	251.7	45.5
13	1.02-1.08	25	0.142	0.013	176.1	38.7
14	1.08-1.14	23	0.145	0.016	158.6	37.4
15	1.14-1.20	11	0.108	0.018	101.9	35.1

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p) = \frac{\epsilon}{T} \cdot \frac{R(E_{\min}, E_{\max})}{Q(E_{\min}, E_{\max})}$$

$$\epsilon = 4.99 \pm 0.35$$

$$T = 2.1107 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$$

$$R = 15599$$

$$Q = 3.015 \cdot 10^9 \text{ Photonen(Korr.)}$$

$$\Rightarrow \Delta\sigma = \sigma(\gamma p \rightarrow \rho p) \pm \sqrt{\frac{1}{N} + \left(\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2}$$

$$\sigma(\gamma p \rightarrow \rho p) = 12.2 \pm 0.89 \text{ } \mu\text{barn}$$

Tabelle 7 Ereignisrate, Akzeptanzen und Fehler für den Wirkungs-Querschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \rho p$ .

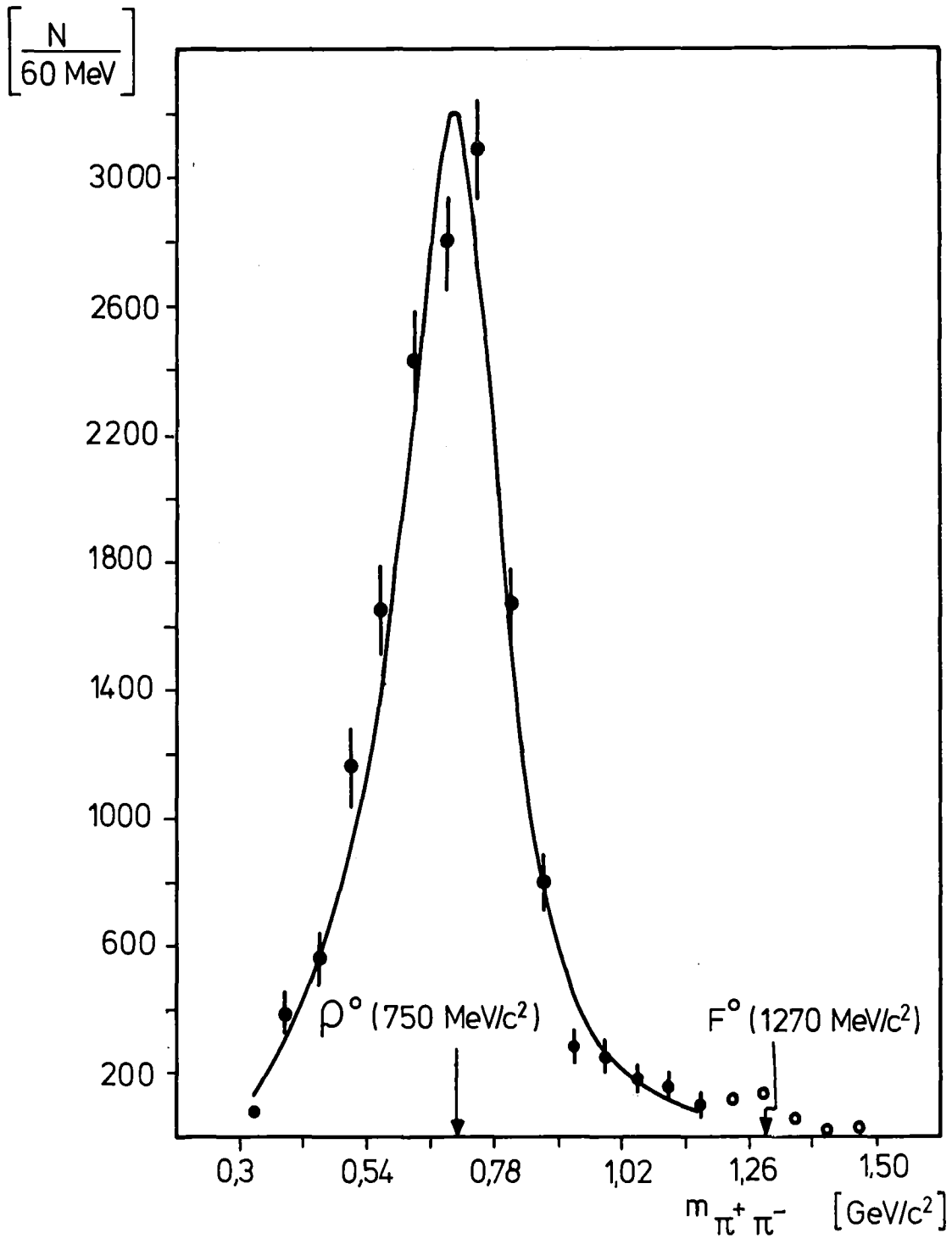


Abb. 34: Invariante  $\pi^+\pi^-$ -Masse. Das Maximum der Kurvenanpassung liegt bei  $m_{\rho^0} = 750 \text{ MeV}/c^2$ . Die leichte Anhäufung der Daten an der Stelle des  $f$ -Mesons ( $m^f = 1270 \text{ MeV}/c^2$ ) ist bereits in der Rohdatenmenge zu erkennen (vgl. Abschnitt 3.4, Abb.19b).

Akzeptanzkorrektur in Abhängigkeit von der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse. Das alles dominierende  $\rho^0$ -Signal ist deutlich zu erkennen. Die an die Daten angepaßte Kurve gibt den Graphen einer relativistischen Breit-Wigner Funktion mit energieabhängiger Breite und Ross-Stodolski Faktor wieder, wie sie in Gl. (56) dargestellt ist. Der Wirkungsquerschnitt wurde nicht auf Beiträge des Söding-Drell Mechanismus zum Zweipion-Endzustand im Massenbereich des  $\rho$  korrigiert /Spi 67/.

$$BW(m) = \frac{m-m_0 \cdot \Gamma}{(m^2-m_0^2) + m_0^2 \cdot \Gamma^2} \left(\frac{m}{m_0}\right)^{4.2} \quad (56)$$

wobei

$$\Gamma = \left(\frac{m^2-0.077}{m_0^2-0.077}\right)^{1.5} \cdot \left(\frac{2m_0^2-0.155}{m^2+m_0^2-0.155}\right) \cdot \Gamma_0$$

ist.

$$m_0 = 0.75 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_0 = 0.2 \text{ GeV}$$

$$\text{Ross Stodolski Faktor} = (m/m_0)^{4.2}$$

Die Breite der Breit-Wigner Funktion weicht mit  $\Gamma_0 = 200 \text{ MeV}$  von den in der Literatur veröffentlichten Werten ( $\Gamma_0^{\text{Lit}} = 150 \text{ MeV}$ ) ab /Spi 67/. Das hat seinen Grund in der durch fehlerbehaftete Impulsmessung bedingten Massenverbreiterung, deren Wert  $\sigma_m = 25 \text{ MeV}$  aus Abb. 35 entnommen werden kann. Dort ist die Differenz der Massen simulierter und später in unserem Analysierprogrammpaket rekonstruierter Ereignisse aufgetragen. Zur Überprüfung dieser Hypothese falteten wir die Breit-Wigner Funktion (56) mit einer angenommenen Breite von  $\Gamma = 150 \text{ MeV}$  mit einer Gaussverteilung derart, daß die Meßfehler am Impuls berücksichtigt werden.

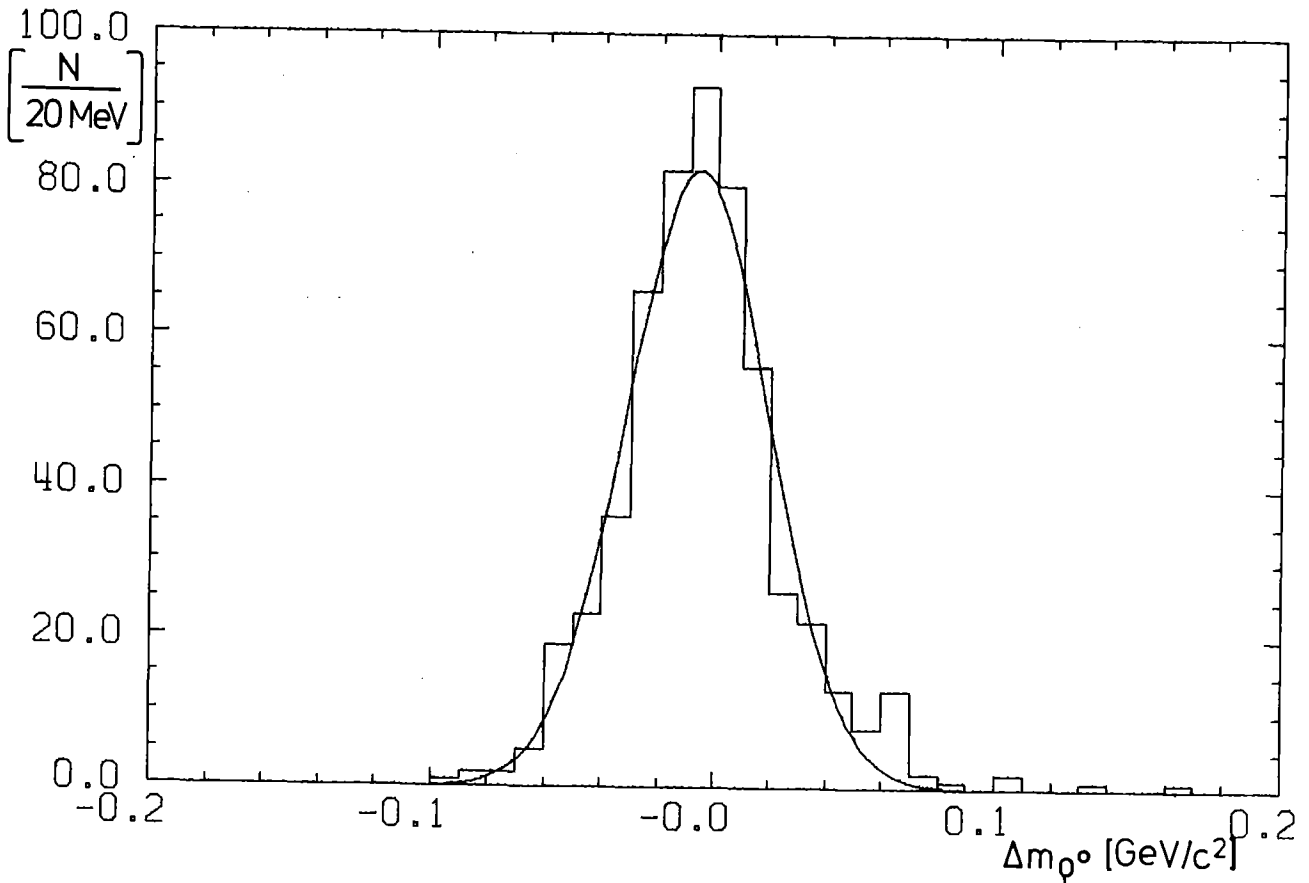


Abb. 35: Zur Bestimmung der Massenauflösung werden im Monte Carlo Programm Ereignisse des Typs  $\gamma p \rightarrow \rho^0 p$  erzeugt. Aus diesen werden unter Berücksichtigung der Ortsauflösung in den Kamern ein Rohdatensatz erstellt, welcher durch das Analyseprogrammpaket rekonstruiert wurde. Dargestellt ist die Differenz aus der Masse des simulierten  $\rho$ 's und der des rekonstruierten  $\rho$ 's.  $\Delta m_{\rho}^0 = m_{\text{sim}}^{\rho} - m_{\text{rek}}^{\rho}$ . Die Gausskurvenanpassung ergibt ein  $\sigma = 25 \text{ MeV}/c^2$ .

$$BW(m') = \int_{0.3}^{1.5} e^{-\frac{(m-m')^2}{4\sigma^2}} \cdot BW(m) \, dm \quad (57)$$

Die mittlere Kurve in Abb. 36 gibt das Ergebnis der Faltung wieder, wobei für die Standardabweichung der Normalverteilung  $\sigma = 30 \text{ MeV}/c^2$  angenommen wurde. Wir können feststellen, daß fast ausschließlich die Fehler in der Impulsmessung für die vergrößerte Breite der Resonanz verantwortlich sind.

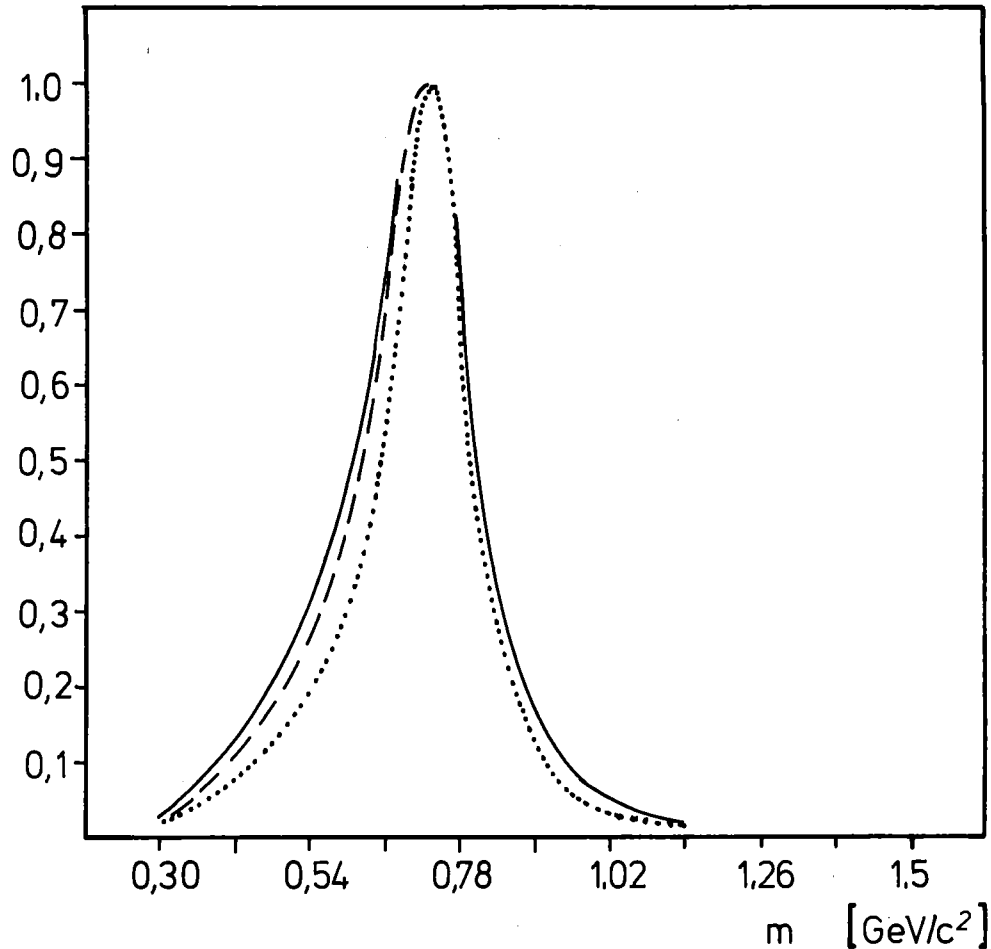


Abb. 36: Ergebnis der Faltung der invarianten  $\pi^+\pi^-$ -Masse mit dem Meßfehler in der Masse. Die gepunktete Kurve hat eine Breite von  $\Gamma_0 = 150$  MeV, die gestrichelte stellt das Ergebnis der Faltung mit der Massenauflösung dar. Die durchgezogene ist das experimentelle Ergebnis.

Die gute quantitative Übereinstimmung des von uns bestimmten Wirkungsquerschnitts der  $\rho$ -Photoproduktion und der Breite dieser Resonanz unter Berücksichtigung der Meßfehler mit den Messungen anderer Experimente /Dav 71, Bal 77, Bal 72/, bestätigt uns sowohl die Zuverlässigkeit der Selektionsmethode für die Nenndatenmenge von Proton und Antiproton-Paaren und der benötigten systematischen Korrekturen, als auch die Rich-

tigkeit der Korrekturen und Flußnormalisierung für diesen Wirkungsquerschnitt.

#### 4.2.6 Totaler elastischer Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1)

Mit den Beziehungen 4.2.1 (48) und 4.2.4 (53) errechnet sich der totale elastische Wirkungsquerschnitt der Reaktion (1) in Abhängigkeit von der Energie zu:

$$\sigma(E) = K(E) \cdot R(E_1, E_2) \quad (58)$$

Er ist in Abb. 37 dargestellt.

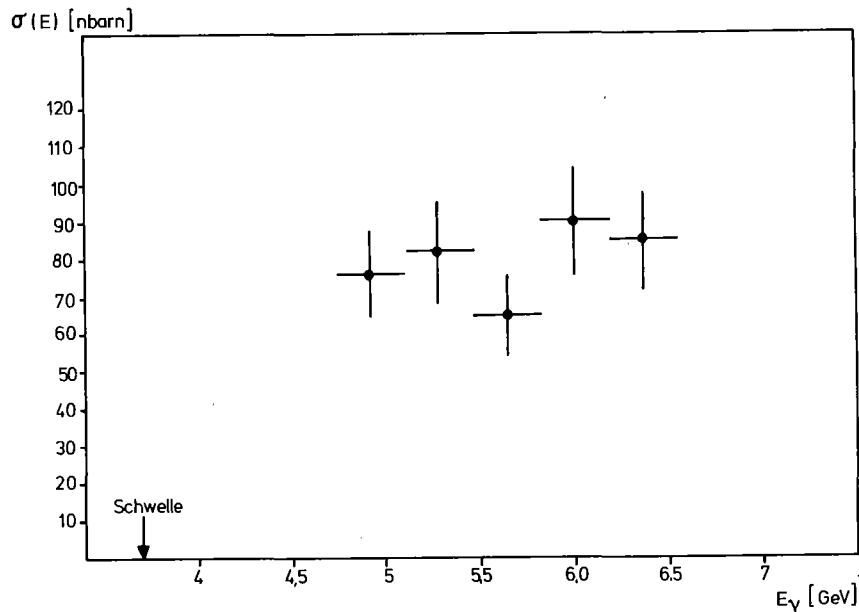


Abb. 37: Totaler elastischer Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$  als Funktion der Photonenergie.



Die Zahlenwerte des Wirkungsquerschnitts, die Größen  $K(E)$ , die gewichteten und ungewichteten Ereignisraten, sowie die Fehler sind in Tabelle 8 zusammengefaßt. Von wesentlicher Bedeutung für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in diesem Experiment ist die Tatsache, daß wir die selektierten Ereignismengen je nachdem, ob sie durch den Prozeß des Nukleon oder Antinukleonaustauschs erzeugt wurden, mit den Akzeptanzen wichteten, die sich aus der Simulation der entsprechenden Dynamik ergaben. Eingeklammert dargestellte Zahlen in Tabelle 8 geben die 3-Spurereignisse wieder, von denen kein Untergrundbeitrag abgezogen wurde.

Der Fehler unserer Datenpunkte in Abb. 38 berücksichtigt die statistische Schwankung der Rate  $R(E_1, E_2)$ , zu der  $N(E_1, E_2)$  ungewichtete Ereignisse beigetragen haben, und den Fehler aus den systematischen Korrekturen. Er wurde nach:

$$\Delta\sigma(E) = \sigma(E) \pm \sqrt{\frac{1}{N} + \left(\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon}\right)^2} \quad (59)$$

berechnet.

Die Methode des Untergrundabzuges verursacht darüberhinaus einen weiteren Fehler. Er wurde aus den beiden Arten der Signal/Untergrund Abschätzung (s. Kap. 4.2.2) nach folgender Vorschrift ermittelt:

$$\Delta N_{\bar{p}_{\text{korr}}} = N_{\bar{p}_{\text{korr}}} \pm \sqrt{\frac{1}{N_{\bar{p}}} + \left(\frac{\Delta u}{\bar{s}}\right)^2} \quad (60)$$

$N_{\bar{p}_{\text{korr}}}$  = Akzeptanzkorrigierte Ereignisrate

$\Delta u$  = Differenz in den zwei Ergebnissen der verschiedenen Methoden des Untergrundabzuges

$\bar{s}$  = gemittelttes Signal

Den Gesamtfehler des Wirkungsquerschnitts bestimmten wir unter Verwendung von Gl. (60) und Relation (48) nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz zu:

$$\Delta\sigma_G(E) = \frac{1}{T \cdot N_\gamma^2} \pm \sqrt{\frac{N_{\text{Pkor}}^2}{N_\gamma^2} \cdot \Delta\varepsilon \cdot N_\gamma^2 + \varepsilon^2 \cdot \frac{N_{\text{Pkor}}^2}{N_\gamma^2} \cdot N_\gamma^2 + \frac{N_{\text{Pkor}}^2}{N_\gamma^2} \cdot N_\gamma^2 + \varepsilon^2 \cdot \frac{N_{\text{Pkor}}^2}{N_\gamma^2} \cdot N_\gamma^2} \quad (61)$$

T = Targetfaktor

$N_\gamma$  = Anzahl der Photonen

$\varepsilon$  = systematische Korrektur

für jedes Energieintervall (Tabelle 8).

Tabelle 8: Ereignisrate, Akzeptanzen und Fehler für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\bar{p}p$

i	$E_\gamma$  GeV	$N_\gamma \cdot 10^{10}$	$K(E_\gamma) \cdot 10^{-34}$  cm <sup>-2</sup>	N(HE)	N(LE)	$\eta$ (HE)	$\eta$ (LE)		
1	4.740-5.102	1.0012	1.528	18	26	0.039	0.049		
2	5.102-5.464	0.9326	1.641	13	24+(2)	0.062	0.049		
3	5.464-5.826	0.8727	1.754	18	20	0.082	0.051		
4	5.826-6.188	0.8201	1.866	22(+1)	19(+2)	0.093	0.05		
5	6.188-6.550	0.7735	1.978	28	13(+1)	0.10	0.047		
$N(LE+HE)_{Korr}$		$S_1$	$B_1$	$S_2$	$B_2$	$R(E_1, E_2)$	$\sigma(E)$  nbarn	$\Delta\sigma_1(E)$  nbarn	$\Delta\sigma_G(E)$  nbarn
1	992.15	24	20	20	24	496.08	75.8	12.2	13.4
2	699.48(+40.82)	27	10	21	16	499.85	82.1	13.9	16.7
3	611.51	26	12	20	18	370.12	65.	11.2	13.5
4	616.56(+50.75)	32	9	25	16	479.33	89.6	14.4	17.5
5	556.60(+21.28)	33	8	27	14	428.55	84.9	13.9	15.7

$$\sigma(E_\gamma) (\gamma p \rightarrow p\bar{p}p) = K(E_\gamma) \cdot R(E_1, E_2)$$

N(HE) = Anzahl der Ereignisse, denen die Nukleonaustauschdynamik zugrunde liegt.

N(LE) = Anzahl der Ereignisse, die der Antinukleonaustauschdynamik folgen.

$\eta(LE), \eta(HE)$  = Die dem jeweiligen Reaktionsmechanismus entsprechenden Akzeptanzkorrekturen

$S_1, B_2, S_2, B_2$  = Signal bzw. Untergrund für die 1. Methode bzw. 2. Methode des Untergrundabzuges (s. Abschnitt 4.2.2)

$R(E_1, E_2)$  = auf den Untergrund korrigierte Ereignisrate

$\Delta\sigma_1(E)$  = nach Gl. (59) bestimmter Fehler ohne Berücksichtigung des Fehlers in der Abschätzung des Untergrundes

$\Delta\sigma_G(E)$  = Gesamtfehler

### 4.3 Das invariante Massenspektrum

Für die invariante  $p\bar{p}$ -Massenverteilung werden im Rahmen neuerer Theorien /Cho 74, Jaf 78/ mehrere schmale Resonanzzustände vorausgesagt. Besondere Bedeutung hat das S(1936) Meson, weil es bisher wohl am deutlichsten in einer Reihe von Messungen nachgewiesen worden ist /Chi 66, Car 74, Cha76, Bru 77, Sak 79, Cli 68, Dan 75, Def 80/. Es gibt jedoch mehrere Experimente, in denen es nicht oder nicht genau bei 1.936 GeV beobachtet wurde, so daß man die experimentelle Situation wohl als etwas verwirrend bezeichnen muß /Als 75, Als 79, Kam 80, Ham 80/. Messungen einer französischen Kollaboration (Collège de France, Ecole Polytechnique, Orsay /Ben 77, Ben 78/) berichten in  $\pi^-p$  Reaktion 1977 und 1978 darüberhinaus von der Existenz zweier schmaler Resonanzen bei 2.02 GeV/c<sup>2</sup> und 2.204 GeV/c<sup>2</sup> ( $\Gamma_{2.02} = 24 \pm 12$  MeV,  $\Gamma_{2.204} = 16 \begin{smallmatrix} + 20 \\ - 16 \end{smallmatrix}$  MeV).

Bei der Berechnung der invarianten  $p\bar{p}$ -Masse benutzten wir die Resultate des Abschnitts 4.1.2, die sich auf den Antinukleonaustausch (s. Abschnitt 3.2) beziehen und die stets das niederenergetische Antiproton mit dem niederenergetischen Proton korrelierten. Die  $p\bar{p}$ -Massenverteilung ist zusammen mit der Akzeptanzkurve unserer Apparatur in Abb. 38a dargestellt. Das ungewichtete Massenspektrum zeigt bei 1.94 GeV/c<sup>2</sup> und 2.02 GeV/c<sup>2</sup> Datenhäufungen, deren statistische Signifikanz nicht ausreicht, um für sich genommen als Resonanzen gedeutet werden zu können. Sie lassen sich jedoch als weiterer Hinweis auf die Existenz dieser beiden Resonanzen auch in der Photoproduktion betrachten. Eine Verbesserung der statistischen Signifikanz des bei 2.02 GeV/c<sup>2</sup> beobachteten Signals konnte durch einen geeigneten Schnitt erzielt werden, wie im nächsten Abschnitt näher ausgeführt wird.

Um eine Abschätzung der statistischen Fluktuationen in einer Datenmenge vergleichbarer Größe zu erhalten, berechneten wir die invariante  $pp$ -Masse, in deren Verteilung keine Resonanzen zu erwarten sind (Abb. 38b). Auch in diesem Spektrum sind einige Spitzen zu erkennen. Die statistischen Schwankungen blieben aber unterhalb von 2 Standardabweichungen über einem glatten Verlauf des angenommenen Untergrundes. Eine Änderung der Massenintervalle auf 10 MeV, was etwa unserer Massenauflösung entspricht (Abb. 39), ließen die Häufungen jedoch verschwinden.

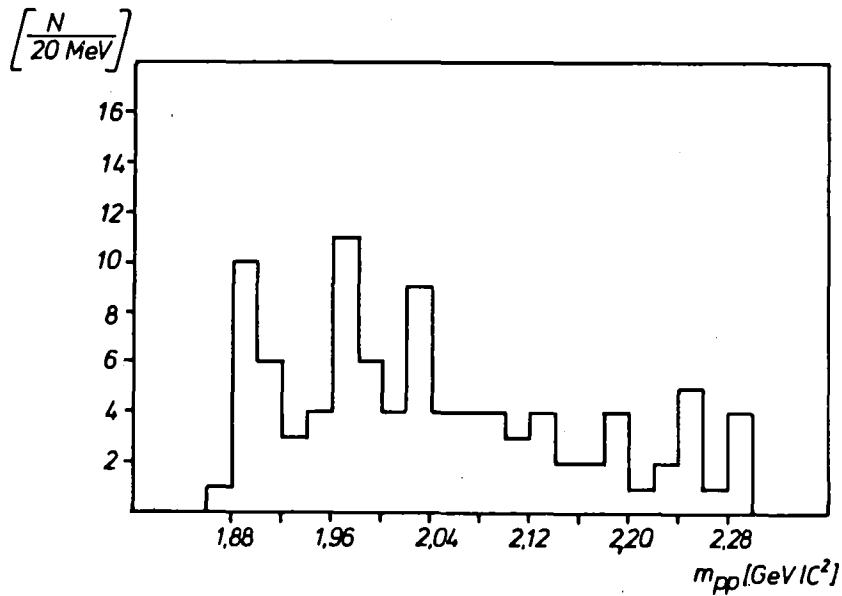
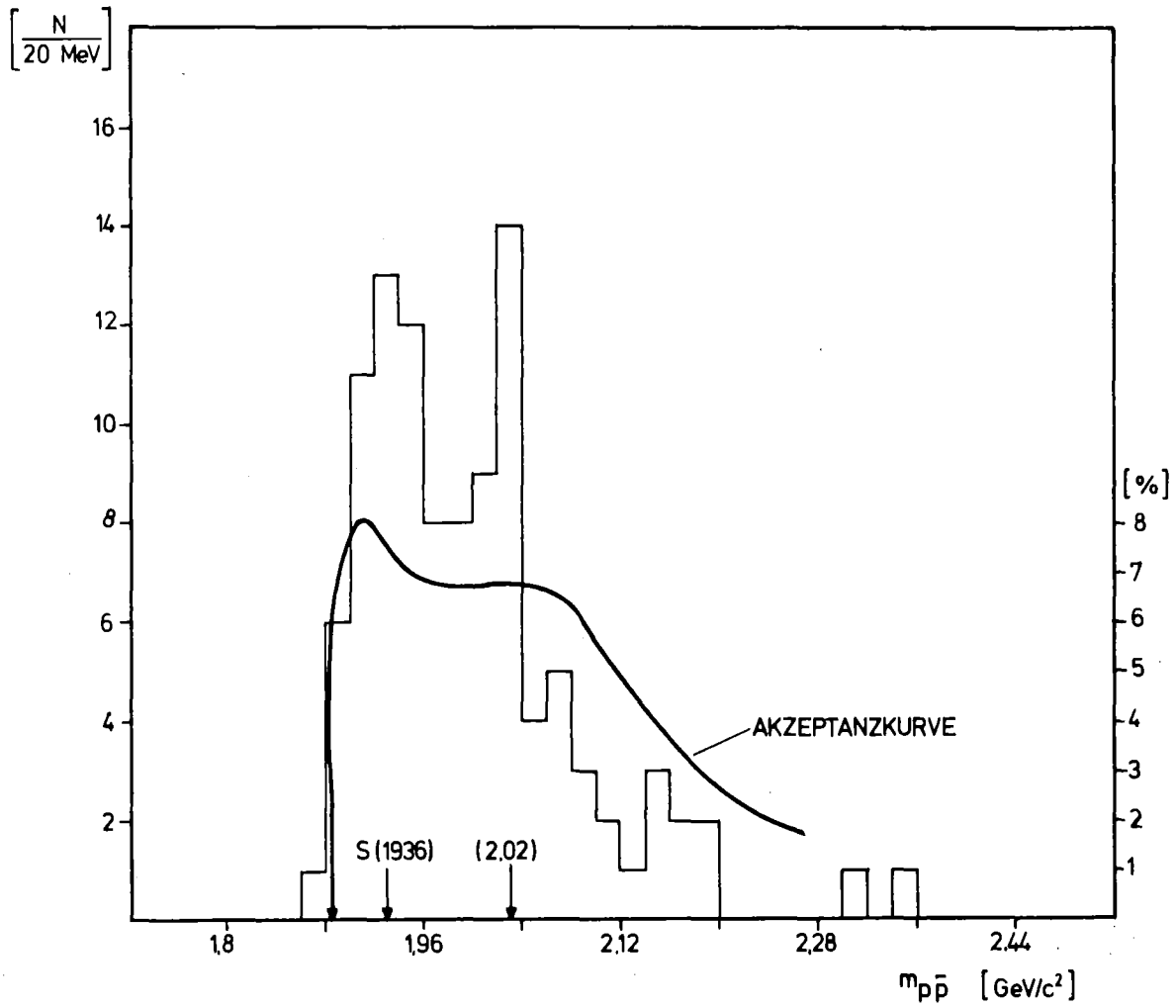


Abb. 38a: Invariante  $p\bar{p}$ -Massenverteilung. Die durchgezogene Kurve stellt die Akzeptanz der Apparatur als Funktion der invarianten Masse dar. Die Ordinatenwerte sind an der rechten Seite der Graphen in [%] angegeben.  
b: Invariante  $pp$ -Massenverteilung.

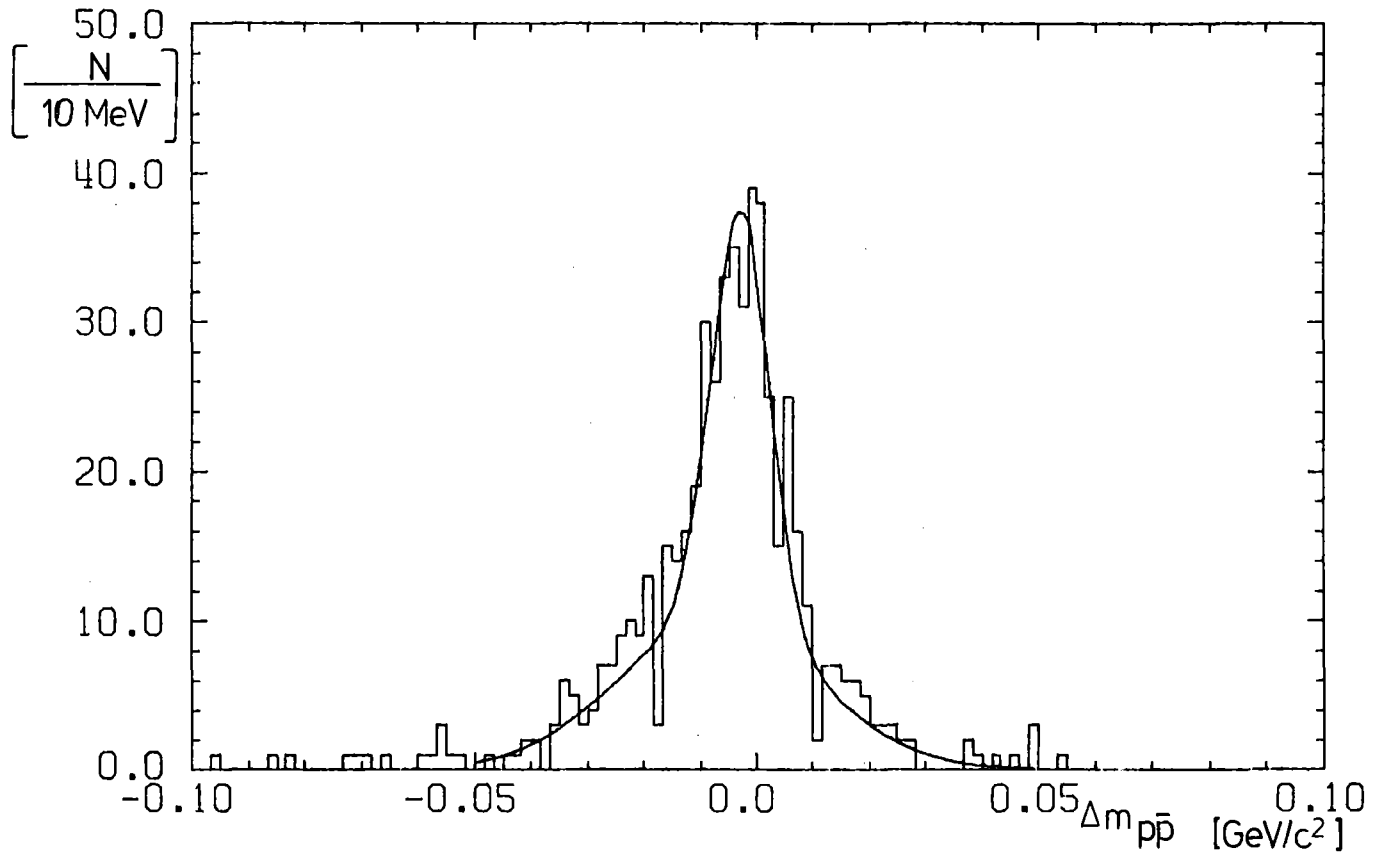


Abb 39: Zur Bestimmung der Massenauflösung werden im Monte Carlo Programm Ereignisse des Typs  $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$  erzeugt. Aus diesen kodierten wir unter Berücksichtigung der Ortsauflösung in den Funkenkammern einen Rohdatensatz, welcher dem Analyseprogrammpaket zur Rekonstruktion zugeführt wurde. Dargestellt ist die Differenz aus der Masse der simulierten  $p\bar{p}$ -Ereignisse und der rekonstruierten.  $\Delta m_{p\bar{p}} = m_{p\bar{p}}^{\text{sim}} - m_{p\bar{p}}^{\text{rek}}$ . Die Kurve stellt den Graphen einer Anpassungsrechnung mit zwei übereinanderliegenden Gausskurven dar. Die Standardabweichung der oberen  $\sigma_0$  ist  $10 \text{ MeV}/c^2$ .

## 5. ZUSAMMENFASSENDER DISKUSSION DER ERGEBNISSE

In diesem Experiment wurde zum ersten Male der Wirkungsquerschnitt  $\sigma(\gamma p \rightarrow p\bar{p})$  im Energiebereich  $4.74 \leq E_\gamma \leq 6.55$  GeV gemessen. Außer dem unseren haben 3 weitere Experimente /Bal 72, Bin 73, Ast 80, Bar 79/ über Messungen des Photoproduktionswirkungsquerschnitts von Proton-Antiproton-Paaren berichtet. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind in Abb. 40 aufgetragen und in Tabelle 9 zusammengefaßt. Das Resultat unserer Messungen ist ein im Vergleich zu zwei anderen Experimenten /Bar 79, Ast 80/ relativ großer Wirkungsquerschnitt. Unsere Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung mit denen von Bingham et al., die bei 4.7 GeV /Bal 72/ bzw. 9.3 GeV /Bin 73/ in einem Blasenkammerexperiment erzielt wurden. Bingham et al. verwendeten für ihr Experiment einen nahezu monoenergetischen polarisierten Photonstrahl, den sie durch Rückwärts-Comptonstreuung von Elektronen an einem polarisierten Laserstrahl erzeugten. Die Meßpunkte basieren zwar auf einer niedrigen Rate von nur 25 Ereignissen, da das Experiment aber mit einer Blasenkammer durchgeführt wurde, so daß der Nachweis der Reaktion (1) im gesamten  $4\pi$  Raumwinkel möglich ist, messen wir dem Wert der Autoren eine besondere Bedeutung bei. Durch den begrenzten Akzeptanzbereich von Zählerexperimenten mit oder ohne Vieldrahtkammern müssen bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts einer Reaktion Akzeptanzkorrekturen eingeführt werden, die entscheidend von den Modellvorstellungen des Ablaufs der Reaktion abhängen. Unsere Untersuchungen haben gezeigt, daß im wesentlichen 2 Reaktionsmechanismen (Nukleon- und Antinukleonaustausch) zum totalen elastischen Wirkungsquerschnitt beitragen. Die kinematische Überlappung der beiden Kanäle ist so klein, daß wir Interferenzen im Rahmen unserer Statistik vernachlässigen können. Wir konnten daher zuverlässige Akzeptanzkorrekturen gewinnen, indem wir die Beiträge beider Reaktionskanäle zum Wirkungsquerschnitt, die dem Nukleonaustausch und dem Antinukleonaustausch entsprechen, getrennt berechneten. Die am CERN-OMEGA-Spektrometer /Ast 80/ durchgeführten Messungen bei Photonenergien zwischen 44 und 70 GeV ergaben einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion (1) von  $20 \pm 8$  nbarn. Die Autoren interpretieren den Ablauf der Reaktion (1) in dem von ihnen zugänglichen Energiebereich, in welchem sie keine Energieabhängigkeit feststellten

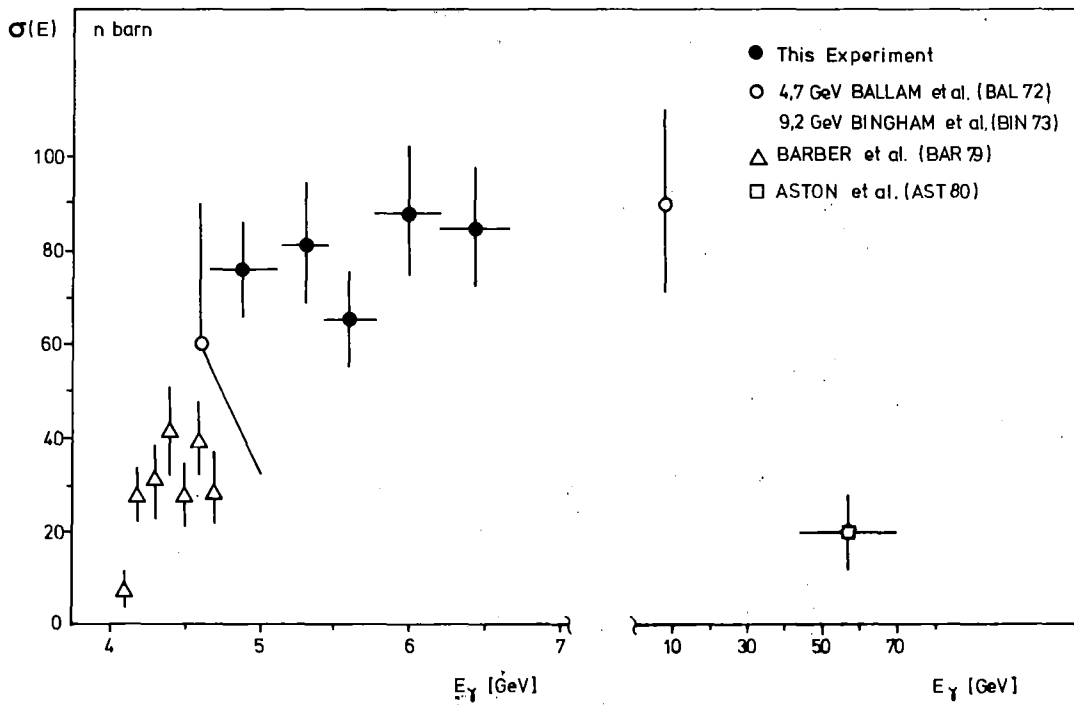


Abb. 40: Totaler elastischer Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$  zusammen mit den veröffentlichten Messungen der übrigen Experimente.



Experiment	Energiebereich	Ereignisse	Wirkungsquerschnitt	Bemerkungen
Ballam et al. (BAL72)	4.7 GeV	nicht angegeben	$60 \pm 30$ nbarn	monoenergetischer Laserstrahl, Blasenkammer
Bingham et al. (BIN73)	9.3 GeV	$25 \pm 5$	$90 \pm 20$ nbarn	
Aston et al. (AST80)	44 - 70 GeV	68	$20 \pm 8$ nbarn	energiemarkierter Photonstrahl Omega - spektrometer
Barber et al. (BAR79)	3.75 - 4.8 GeV	137	$33.4 \pm 3.3$ nbarn	energiemarkierter Photonstrahl, Spektrometer
Karlsruhe - DESY	4.74-6.55 GeV	$128 \pm 12$	$79.6 \pm 5.7$ nbarn	energiemarkierter Photonstrahl, Spektrometer

Tabelle 9: Experimente zur Photoerzeugung von Proton- Antiproton Paaren.

als diffraktiven Prozeß. Eine Abschätzung für t-Kanal Beiträge können auch für unsere Daten ermittelt werden. Rechnen wir die Anzahl der hochenergetischen Antiprotonen, die mit hochenergetischen Protonen oberhalb von  $|\vec{p}_p^-| > 2$  GeV/c korreliert sind (Abb. 23) als zum t-Kanal gehörig, läßt sich auf dieser Basis ein Wert für den t-Kanal Wirkungsquerschnitt angeben. Wir erhalten:

$$\sigma(\gamma p \rightarrow p\bar{p}p)_{t\text{-Kanal}} \approx 9.4 \pm 2.2 \text{ nbarn} \quad *)$$

welcher innerhalb der Fehlergrenzen mit dem Ergebnis des Omega Experimentes verträglich ist. Die Ergebnisse der DARESBURY-Messungen /Bar 79/ scheinen mit den unseren und denen von Bingham et al. nicht übereinzustimmen. Ein Abfall des Wirkungsquerschnitts zur Schwelle hin ist jedoch nicht auszuschließen. Die Autoren finden jedoch, was auch aus Abb. 40 ersichtlich ist, ab  $E_\gamma = 4.4$  GeV ein konstantes Verhalten des Wirkungsquerschnitts vor.

\*) Der Fehler wurde nach (59) berechnet.

In einem Elektroproduktionsexperiment wurde der Erzeugungsquerschnitt des  $p\bar{p}$ -Endzustandes für virtuelle Photonen als Funktion von  $Q^2$  /Gib 79/ ermittelt. Durch Extrapolation auf  $Q^2 = 0$  wurde ein "Photoproduktionspunkt" bestimmt. Gibbard et al. fanden eine starke Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von  $S$ . Unter dieser Voraussetzung skalierten sie den von Ballam et al. /Bal 72/ gemessenen Wirkungsquerschnitt bei  $S = 9.6 \text{ GeV}^2$  für reelle Photonen ( $Q^2 = 0$ ) auf ihren Energiebereich ( $S = 11.9 \text{ GeV}^2$ ). Die Autoren berechneten einen Wert von etwa 148 nbarn, der über allen anderen gemessenen Werten liegt und ungefähr 4-mal so groß ist wie der von DARESBURY bestimmte.

Die in unserem Energiebereich beitragenden Graphen (Abb. 28 und 31) enthalten jeweils den Prozeß elastischer  $pp$ - und  $p\bar{p}$ -Streuung für virtuelle Protonen bzw. virtuelle Antiprotonen. Man kann versuchen einen Zusammenhang mit reeller elastischer  $pp$ - und  $p\bar{p}$ -Streuung herzustellen. Während im Bereich hoher Energien die  $p\bar{p}$ -Streuung diffraktiv verläuft, wird sie in unserem Energiebereich durch den  $S$ -Kanal bestimmt, in welchem resonante und nicht resonante Effekte zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Vergleicht man das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte - gemittelt über unseren Energiebereich - der Nukleon-Nukleon- und Nukleon-Antinukleonstreuung mit den Wirkungsquerschnitten der Photoerzeugung, die wir getrennt für den Nukleon- und Antinukleonaustauschgraphen (Abb. 28 und 31) berechnen, so erhält man eine überraschend gute Übereinstimmung

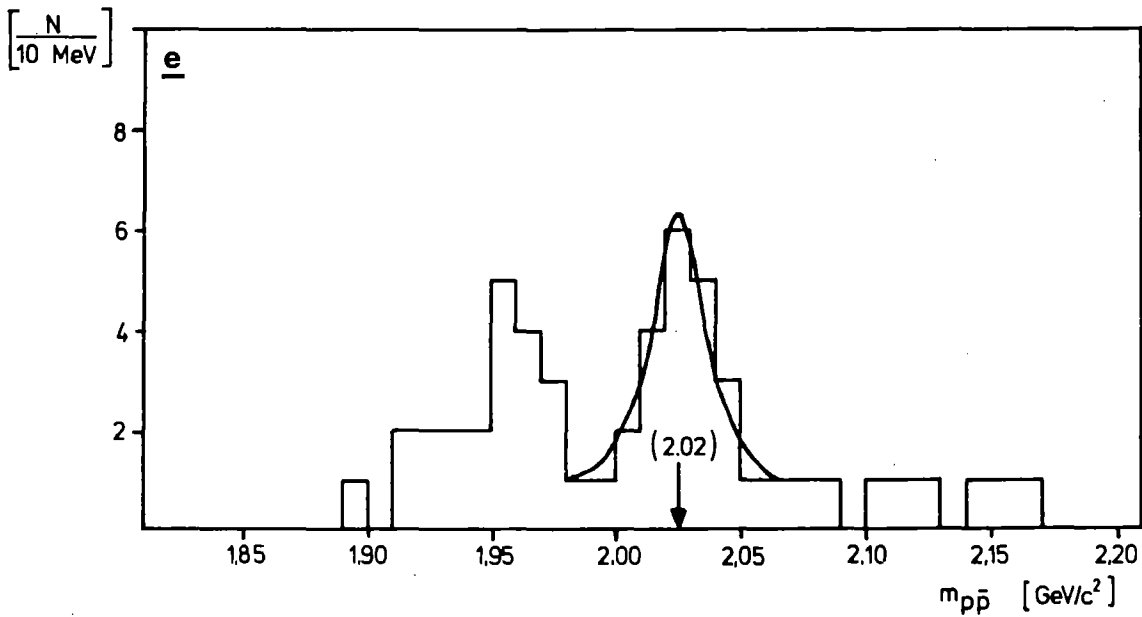
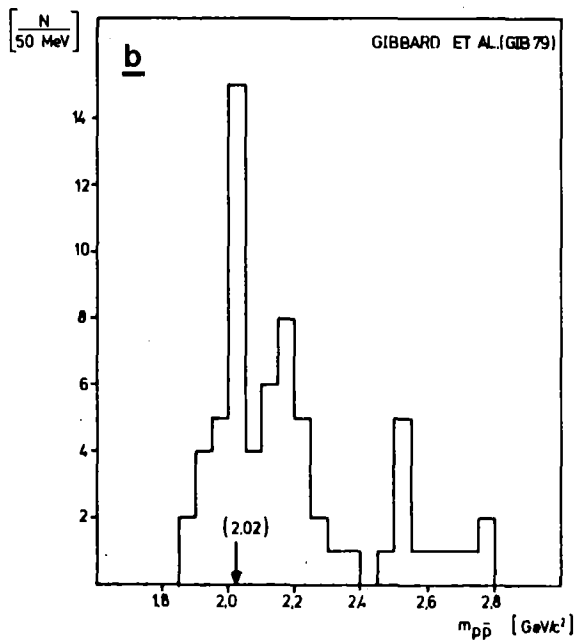
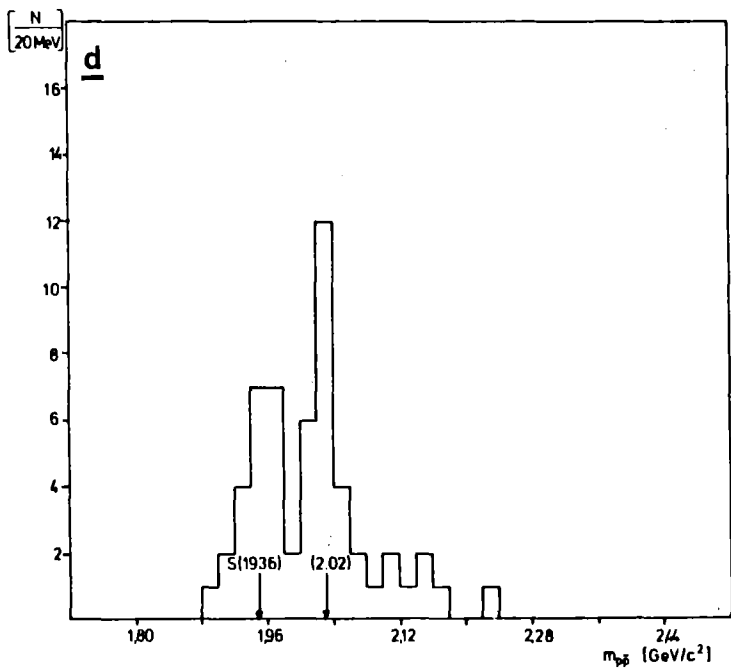
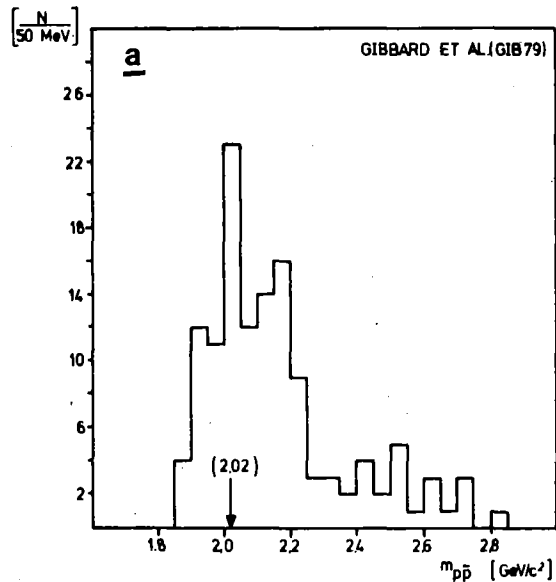
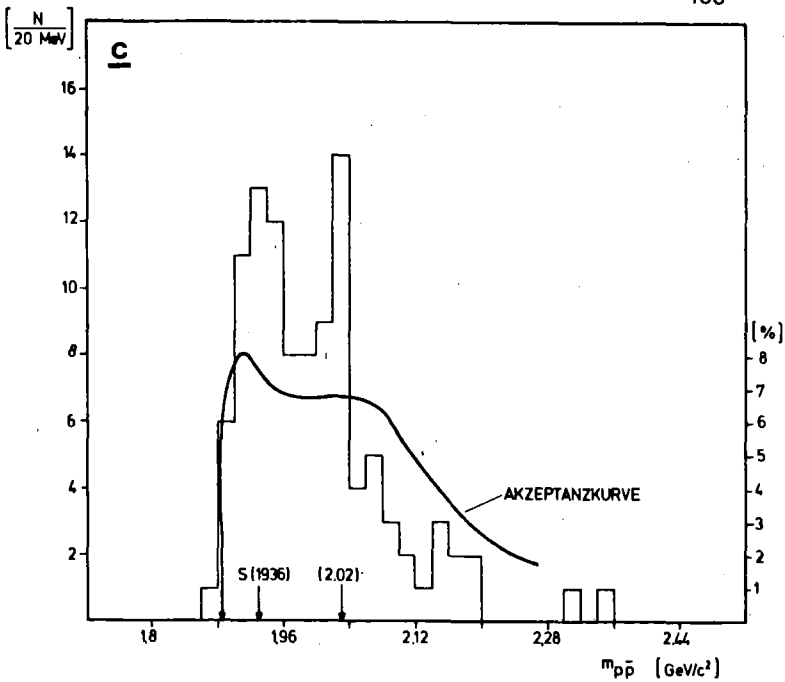
$S$	$\frac{\sigma_{p\bar{p}}}{\sigma_{pp}}$	$\frac{\sigma(\text{Antinukleon})}{\sigma(\text{Nukleon})}$
11.47	1.76	$1.65 \pm 0.12$

Auf der Suche nach resonanten Strukturen im Baryon-Antibaryonkanal sind viele Experimente durchgeführt worden. Dabei begründet sich das starke Interesse an diesen Zuständen insbesondere mit dem exotischen Inhalt von 4 Quarks. In der Theorie der Bag-Modelle werden die 4 Quarks

als in Zweiergruppen geordnete Diquark-Antidiquark Zustände beschrieben, die durch einen hohen Bahndrehimpuls voneinander getrennt sind und an den Enden des Bags gehalten werden. Eine andere Vorstellung besagt, daß die 4 Quarks wegen ihrer Farbladung und ihres Spins farbmagnetische Momente /Jac 76, Fri 78/ besitzen, die entsprechende Kräfte bewirken, durch welche die farbelektrisch entarteten 4-Quarkzustände in Diquark-Antidiquark aufgespalten werden.

Die 4-Quarkzustände könnten je nach Farbinhalt mit einem weiteren Quark in Baryon-Antibaryon Paare mit normalen hadronischen Breiten ( $\sim 100$  MeV) zerfallen, als auch zu sehr schmalen Resonanzen (1-10 MeV) führen (T- und M-Baryonium). Bisher scheint erst eine solche Resonanz gefunden worden zu sein. Das S(1936) Meson, über welches erstmals 1966 /Chi 66/ berichtet wurde, wird als ein solcher schmaler Resonanzzustand angesehen. Eine Zusammenstellung der veröffentlichten Experimente und ihrer Ergebnisse befindet sich bei /Tri 80/ und /Mon 79/. Außer für das S(1936) liegt experimentelle Evidenz für 2 weitere schmale Zustände vor, die von Benkheiri et al. erstmals berichtet wurden ( $2.02 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\Gamma \sim 21$  MeV und  $2.204 \text{ GeV}/c^2$ ,  $\Gamma \sim 16$  MeV). Eine Bestätigung der Existenz der  $2.02 \text{ GeV}/c^2$  Resonanz gelang Gibbard et al. in dem bereits erwähnten Elektroproduktionsexperiment /Gib 79/. Die Verteilung der invariante  $p\bar{p}$ -Masse, die in diesem Experiment ermittelt wurde (Abb. 38a) zeigt ebenfalls einen 2.5-3.0 Standardabweichungseffekt an dieser Stelle (Abschn. 4.3). Bei der Suche nach  $p\bar{p}$ -Resonanzen haben einige Experimente /Ben 77, Gib 79/ zur Reduktion des Untergrundes einen Schnitt am Helizitätswinkel vorgenommen. (Der Helizitätswinkel ist der Winkel zwischen der negativen Richtung des Targetprotons und der Achse des Protons oder Antiprotons im Ruhesystem des Proton-Antiprotonpaares). Gibbard et al. sonderten alle Ereignisse aus dem invarianten Massenspektrum (Abb. 41a) ab, welche in Vorwärts- ( $0^\circ$ )- und Rückwärtsrichtung ( $180^\circ$ ) in einem Konus von  $10^\circ$  fielen und im Intervall  $80^\circ \leq \theta_{\text{He1}} \leq 100^\circ$  erzeugt wurden. Die Summe aus diesen Ereignissen ist in Abb. 41b aufgetragen.

Wir haben einen ähnlichen Schnitt an unseren  $p\bar{p}$ -Daten gemacht. Auf Grund unserer sehr geringen Akzeptanz und Ereignispopulation im Bereich



- Abb. 41 a: Invariantes  $p\bar{p}$ -Massenspektrum gemessen in einem Elektroproduktionsexperiment von Gibbard et al. /Gib 69/. Es sind deutlich zwei Datenhäufungen bei  $2.02 \text{ GeV}/c^2$  und  $2.204 \text{ GeV}/c^2$  zu sehen.
- b: Invariantes  $p\bar{p}$ -Massenspektrum im /Gib 79/-Experiment nach Anwendung eines Schnitts in der Zerfallswinkelverteilung des  $p\bar{p}$ -Systems. Es werden die Ereignisse ausgesondert, bei denen der Helizitätswinkel des Protons nahe  $0^\circ$ ,  $180^\circ$  oder  $90^\circ$  lag. Es ist eine Verschärfung der Signale bei  $2.02 \text{ GeV}/c^2$  und  $2.204 \text{ GeV}/c^2$  zu erkennen.
- c: Ungewichtete invariante  $p\bar{p}$ -Massenverteilung in diesem Experiment. Es liegen erhöhte Ereignisraten bei  $2.02 \text{ GeV}/c^2$  und  $1.94 \text{ GeV}/c^2$  vor.
- d: Die gleiche Verteilung wie (c) mit einem Schnitt in der Zerfallswinkelverteilung. Es werden die Ereignisse ausgewählt, bei denen der Helizitätswinkel des Antiprotons im Bereich  $130^\circ - 180^\circ$  oder  $0^\circ - 50^\circ$  lag. Man erkennt eine Verschärfung des Signals bei  $2.02 \text{ GeV}/c^2$ .
- e: Das gleiche Spektrum wie (d) nur mit veränderter Massenskala. (Ein Bin entspricht  $10 \text{ MeV}/c^2$ !) Das Signal bei  $2.02 \text{ GeV}/c^2$  ist noch deutlicher geworden. Die Kurve gibt eine Breit Wigner Anpassung wieder.

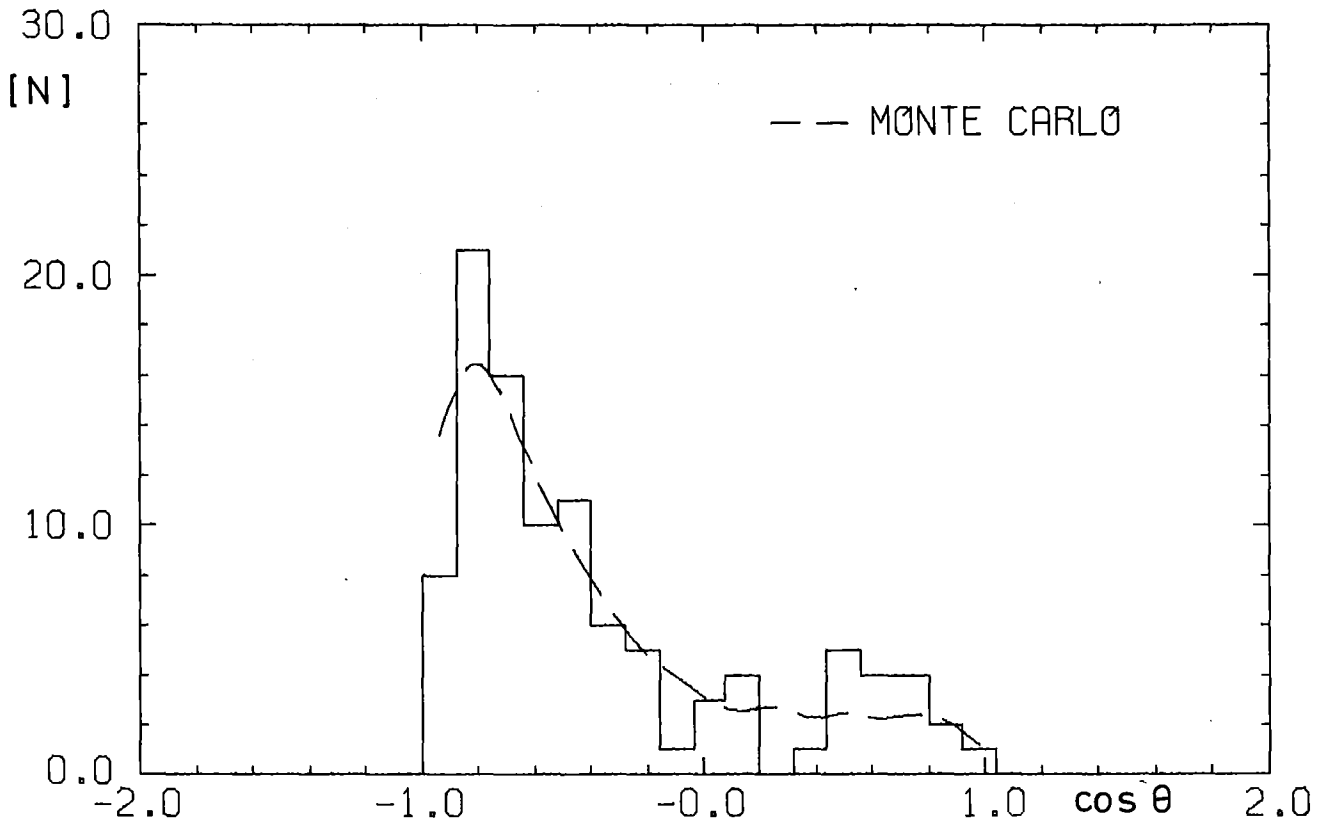


Abb. 42: Helizitätswinkelverteilung des  $p\bar{p}$ -Systems

von  $\theta_{\text{He1}} = 90^\circ$  (Abb. 42) wählten wir nur die nach vorn und rückwärts erzeugten Ereignisse aus dem invarianten Massenspektrum aus, diese allerdings in einem wesentlich größeren Konus als Gibbard et al., nämlich aus dem Bereich  $\theta_{\text{He1}} = 130^\circ - 180^\circ$  und  $\theta_{\text{He1}} = 0^\circ - 50^\circ$ . Das Ergebnis ist in Abb. 41c und 41d zusammen mit der ursprünglichen Massenverteilung dargestellt. In beiden Experimenten ist ein bestimmtes ähnliches Verhalten zu beobachten, nämlich eine Verschärfung des Signals bei  $2.02 \text{ GeV}/c^2$ . Um einen möglichen Binierungseffekt auszuschließen, wurden die Ergebnisse in einem  $10 \text{ MeV}$  Raster erneut aufgetragen (Abb. 41e). Wir erhalten über einen uniform verteilten Untergrund, etwa ein Ereignis pro Bin, ein Signal mit einer Signifikanz von 3.5 Standardabweichungen. Es muß an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, daß es keinen guten theoretischen Grund gibt für den von uns und anderen Experimenten angewendeten Schnitt, außer daß er merklich den Untergrund zu reduzieren scheint.

Unter der Annahme, daß es sich bei der Häufung von Ereignissen um den von Benkheiri et al. /Ben 77/ gefundenen  $2.02 \text{ GeV}/c^2$  Zustand handelt, haben wir versucht aus unseren Daten Masse und Breite der Resonanz zu

bestimmen. Eine Anpassungsrechnung mit einer Breit Wigner Funktion im Intervall  $1.99 \leq m_{\bar{p}p} \leq 2.06 \text{ GeV}/c^2$  über einem glatten Untergrund ergibt

$$m_0 = 2023 \pm 5 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma_0 = 27 \pm 12 \text{ MeV}/c^2$$

Diese Breite und dieser Massenwert ergeben sich sowohl aus einer Anpassung in der geschnittenen Datenmenge, als auch in der ungeschnittenen.

Unsere Daten um 1930 MeV lassen keine direkte Bestätigung des S(1936) Mesons zu, obwohl es bei dieser Masse eine Überhöhung gibt, die allerdings mit etwa 50 MeV im Vergleich zu den von anderen Experimenten gemessenen Werten von  $2 \leq \Gamma \leq 10 \text{ MeV}$  zu breit ist. Das Experiment von Defoix et al. /Def 80/ berichtet von einem weiteren möglichen Zustand bei  $1949 \pm 10 \text{ MeV}$  mit einer Breite von  $80 \pm 20 \text{ MeV}$ . Es ist also durchaus möglich, daß im Massenbereich um das S(1936) Meson herum mehrere Resonanzen liegen, die sich in einer größeren Ereignisrate an dieser Stelle in unseren Daten widerspiegeln. Ein weiteres Argument für diese Hypothese liegt in der Tatsache begründet, daß in einem neueren Experiment ( $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$ ) mit guter Statistik und Massenauflösung von Alston-Garnjost et al. /Als 79/ keinerlei Hinweis auf die S(1936) Resonanz erbracht wurde. Addiert man diese neuen Ergebnisse zu denen von Chaloupka et al. /Cha 76/ ist eine Breit-Wigner Anpassung an die Daten nach wie vor notwendig. Es vergrößert sich aber die resultierende Breite des S(1936) Zustandes von 2-10 MeV auf etwa 20 MeV.

Nehmen wir nun wiederum an, daß die Ereignisanhäufung bei 1940 MeV in unseren Daten mit dem S(1936) in Zusammenhang steht, kann man eine Anpassung an die Verteilung versuchen, es ergibt sich dann:

$$m_0 = 1938 \pm 6 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma_0 = 42 \pm 15 \text{ MeV}/c^2 .$$

LITERATURVERZEICHNIS

- Ba172 (1) J. Ballam et al., Phys.Rev. D5 (1972) 545
- Bin73 (2) H.H. Bingham et al., Phys.Rev. D8 (1973) 1277
- Ast80 (3) D. Aston et al., CERN EP/80 - 40 (1980)
- Bar79 (4) D.P. Barber et al., Daresbury Preprint, DL/P291E (1979)
- Ben77 (5) P. Benkheiri et al., Phys.Lett. 68B (1977) 483
- Gib79 (6) B.G. Gibbard et al., Phys.Rev.Lett. 42 (1979) 1593
- Dol67 (7) R. Dolen, D. Horn, C. Schmidt, Phys.Rev.Lett. 19 (1967, 402  
sowie Phys.Rev. 166 (1968) 1768
- Har69 (8) H. Harari, Phys.Rev.Lett. 22 (1969) 562
- Ros69 (9) J. Rosner, Phys.Rev.Lett. 22 (1969) 689
- Cho74 (10) A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn und  
V.F. Weisskopf, Phys.Rev. D9 (1974) 3471
- Tde75 (11) T. Degrand, R.L. Jaffe und J. Kiskis,  
Phys.Rev. D1 (1975) 2060
- Bod75 (12) J. Bodenkamp, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1975)
- Brm73 (13) F. Bradamante et al., Nucl.Inst.Meth. 116 (1974) 541,  
Phys.Rev. D1 (1975) 2060
- Ros56 (14) B. Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall Inc. (1956)
- Die78 (15) W. Dietzel, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1978)
- Sei76 (16) E. Seitz, private Mitteilung (1976)
- Mar79 (17) A. Markou, KfK 2886, Karlsruhe (1979)
- Hir75 (18) H. Hirschmann, KfK 2209, Karlsruhe (1975)
- Beh79 (19) H.J. Behrend, private Mitteilung (1979)
- Fri69 (20) D.C. Fries, Nucl.Instr.Meth. 44 (1966) 317
- Brn68 (21) S. Brandt, B.I. Hochschulschriften 816/816A (1968)
- Beh75 (22) H.J. Behrend et al., Phys.Lett. 56B (1975) 408



- Beh79 (23) H.J. Behrend et al., Nucl.Phys. B144 (1978) 22
- Bra73 (24) E. Bracci et al., CERN/HERA 73-1 (1973)
- Gia70 (25) G. Giacomelli, Progress in Nuclear Physics, 12, Part 2 (1970)
- Dav71 (26) M. Davier et al., SLAC-PUB-922 (1971)
- Bal77 (27) J. Ballam et al., Nucl.Phys. B122 (1977) 283
- Spi67 (28) H. Spitzer, DESY F1/4 (1967)
- Jaf78 (29) R.L. Jaffe, Phys.Rev. D17 (1978) 1444
- Chi66 (30) Chicovani et al., Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 247
- Car74 (31) L. Barroll et al., Phys.Rev.Lett. 61B (1974) 247
- Cha76 (32) V. Chaloupka et al., Phys.Lett. 61B (1976) 487
- Bru77 (33) W. Bruckner et al., Phys.Lett. 67B (1977) 222
- Sak79 (34) S. Sakamoto et al., Nucl.Phys. B158 (1979) 410
- Cli68 (35) D. Cline et al., Phys.Rev.Lett. 21 (1968) 1268
- Dan75 (36) Ch. D'Andlau et al., Phys.Lett. 58B (1975) 223
- Def80 (37) Ch. Defoix et al., Nucl.Phys. B162 (1980) 12
- Als75 (38) M. Alston-Garnjost et al., Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 1685
- Als79 (39) M. Alston-Garnjost et al., Phys.Rev.Lett. 43 (1979) 1901
- Kam80 (40) T. Kamae et al., Phys.Rev.Lett. 44 (1980) 1439
- Ham80 (41) R.P. Hamilton et al., Phys.Rev.Lett. 44 (1980) 1179
- Ben78 (42) P. Benkheiri et al., Phys.Lett. 81B (1979) 380
- Jac76 (43) J.D. Jackson, Prov. of the SLAC Summer Institute on  
Particle Physics (1976)
- Fri78 (44) H. Fritzsch, Acta Phys. Astr. Suppl. 19 (1978) 249
- Tri80 (45) R.D. Tripp, CERN EP/80-131 (1980)
- Mon80 (46) L. Montanet, Prov. of the Workshop on Baryonium and other  
unusual Hadron States, Orsay (1979)