



KfK 2886
Dezember 1979

Photoerzeugung von Proton-Antiproton Paaren an Wasserstoff im Energiebereich 4.74 - 6.55 GeV

A. Markou
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
KfK 2886

PHOTOERZEUGUNG VON PROTON-ANTIPROTON PAAREN
AN WASSERSTOFF IM ENERGIEBEREICH 4,74 - 6,55 GeV*

A. Markou

*von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Dissertation

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

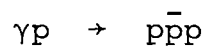
Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit berichtet über die Untersuchung der Photoerzeugung von Proton-Antiproton Paaren an Wasserstoff.



In einem Experiment am Deutschen Elektronensynchrotron DESY wurde diese Reaktion nachgewiesen. Es wurde die Verteilung der invarianten Masse der photoerzeugten Proton-Antiproton Paare gemessen und es gelang die wesentlichen Eigenschaften der Dynamik zu identifizieren, nach der die Reaktion abläuft.

Der Meßbereich des Experiments für die Energie und den Viererimpulsübertrag war:

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

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

Das Experiment verwendete einen Strahl energiemarkierter Photonen, ein magnetisches Spektrometer mit Proportional- und Funkenkammern, ein Flugzeitsystem und einen Cerenkovzähler.

Aus einer Gesamtanzahl von $1.5 \cdot 10^6$ Triggern wurden etwa 65 Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p \bar{p}$ durch folgende Methode identifiziert:

Die Masse des negativen Teilchens im Endzustand (die aus der Flugzeitinformation berechnet worden war) mußte im Bereich der Protonmasse liegen und die kinematische Anpassung des Ereignisses mußte für die Hypothese $\gamma p \rightarrow p \bar{p}$ die größte Wahrscheinlichkeit im Vergleich zu den Konkurrenzreaktionen liefern.

Die wesentlichen Eigenschaften der Dynamik, nach der die Reaktion abläuft, wurden durch einen Vergleich der experimentellen

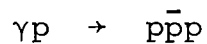
Verteilungen der Teilchenimpulse und der Viererimpulsüberträge mit den entsprechenden Verteilungen simulierter Ereignisse identifiziert. Die simulierten Ereignisse sind nach der Monte Carlo Methode erzeugt worden und entsprachen der Photoproduktion von $p\bar{p}$ Paaren in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung im Schwerpunktsystem. Der Vergleich ergab, daß bei der untersuchten Reaktion ein Proton-Antiproton Paar in Rückwärtsrichtung im Schwerpunktsystem erzeugt wird und daß die Winkelverteilung des Antiprotons im $p\bar{p}$ Ruhesystem angenähert isotrop ist.

Die Identifizierung der Reaktionsdynamik machte es möglich, aus den zwei Protonen im Endzustand jenes Proton zu bestimmen, welches zusammen mit dem Antiproton vom Photon erzeugt wurde. Durch diese Aufhebung der Ambiguität bei der Wahl des zum $p\bar{p}$ Paar gehörenden Protons war es möglich, die invariante Masse der $p\bar{p}$ Paare eindeutig zu berechnen. Die entsprechende $p\bar{p}$ Massenverteilung zeigt im Rahmen unserer Statistik keine signifikanten Strukturen, die auf die Existenz von Resonanzen im $p\bar{p}$ System hinweisen würden.

PHOTOPRODUCTION OF PROTON-ANTIPROTON PAIRS
ON HYDROGEN IN THE ENERGY REGION 4.74 - 6.55 GeV

ABSTRACT

The photoproduction of proton-antiproton pairs on hydrogen has been investigated in the elastic reaction



In an experiment at the Deutsches Elektronensynchrotron DESY this reaction has been identified. The distribution of the $p\bar{p}$ invariant mass has been measured and the basic features of the dynamics by which the reaction proceeds have been identified.

The kinematic region for the experiment was:

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

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

The experiment used a tagged photon beam, a magnetic spectrometer with proportional- and spark-chambers, a time of flight system, and a Cerenkov counter.

From a total number of $1.5 \cdot 10^6$ triggers about 65 events of the reaction $\gamma p \rightarrow p \bar{p}$ have been identified by using the following criteria:

The mass of at least the negative outgoing particle, computed from the time of flight information, was about the proton mass and the kinematic analysis of the event yielded the largest probability for the hypothesis $\gamma p \rightarrow p \bar{p}$ in comparison with the

competing reactions.

The basic features of the dynamics by which the reaction proceeds have been identified through a comparison of the experimental momentum- and four momentum transfer distributions with the corresponding distributions of simulated events. The simulated events have been generated by Monte Carlo methods according to forward or backward $p\bar{p}$ photoproduction. The result of the comparison was that in the investigated reaction a proton-antiproton pair is produced in backward direction in the c.m. system and the angular distribution of the \bar{p} in the $p\bar{p}$ rest system is nearly isotropic.

The identification of the basic reaction dynamics, allowed us to determine which of the two outgoing protons has been produced together with the antiproton by the photon. Therefore it was possible to calculate the invariant mass of the proton-antiproton pair unambiguously. The resulting $p\bar{p}$ mass distribution shows within our statistics no significant structures which would indicate the existence of resonances in the $p\bar{p}$ system.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. THEORETISCHER HINTERGRUND	3
2.1 Das Dualitätsprinzip für das $N\bar{N}$ System	3
2.2 $q\bar{q}\bar{q}$ Zustände in den "Bag" Modellen	7
2.3 Potential-Modelle	10
3. EXPERIMENTELLE METHODE	12
3.1 Prinzip der Messung	12
3.2 Überblick der Meßanordnung	14
3.3 Photonenstrahl und Energiemarkierungssystem	16
3.4 Target und Magnetfeld	19
3.5 Proportional- und Funkenkammern	23
3.5.1 Proportionalkammer	23
3.5.2 Funkenkammern	24
3.6 Cerenkovzähler	26
3.7 Trigger-Zähler	27
3.8 Flugzeitsystem	29
3.8.1 Prinzip der Flugzeitmessung	29
3.8.2 Eichung	31
3.8.3 Flugzeitzähler	33
3.8.4 Flugzeitelektronik	36
3.8.5 Diskriminationsverfahren-Pulshöhenkorrektur	38
3.8.6 Zeitauflösung	41
3.9 Schnelle Elektronik, Trigger	47
3.10 Steuerung des Experiments und Datenerfassung	54
4. DATENAUSWERTUNG	57
4.1 Spurenrekonstruktion	57
4.2 Impulsrekonstruktion	58

	Seite
4.3 Impulsauflösung	60
4.4 Bestimmung der Teilchenmasse	63
4.5 Kinematische Anpassung	66
5. ERGEBNISSE	69
5.1 Einschränkende Bedingungen (Schnitte)	69
5.2 Kinematische Abtrennung der elastischen p \bar{p} Ereignisse	72
5.3 p \bar{p} Massenspektrum und Diskussion der Ergebnisse	80

LITERATURVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG

Das Interesse an der Photoerzeugung von Proton-Antiproton Paaren basiert im wesentlichen auf der Tatsache, daß

- a. von verschiedenen theoretischen Modellen die Existenz von Resonanzen im $p\bar{p}$ System vorausgesagt wird und
- b. detaillierte Messungen über diese Reaktion weitgehend fehlen.

Proton-Antiproton Resonanzen sind von besonderem Interesse, weil sie aus vier Quarks zusammengesetzt sein könnten. Alle bis jetzt beobachteten Hadronen lassen sich im Rahmen des naiven Quark-Modells als Quark-Antiquark Zustände (Mesonen) oder als drei Quark Zustände (Baryonen) beschreiben. Vier-Quark-Zustände werden aus diesem Grunde "exotisch" genannt, aber ihre Existenz könnte mit gewissen Erweiterungen auch im Rahmen des Quark-Modells erklärt werden.

In der Tat gibt es mehrere Modellvorstellungen, durch welche $p\bar{p}$ Resonanzen vorausgesagt werden, insbesondere durch das Dualitätsmodell und durch das Quark-Gluon "Bag" Modell. Auch aus Potential-Modellen kann auf die Existenz von resonanten $p\bar{p}$ Endzuständen geschlossen werden. Wir geben in Kapitel 2 einen Überblick über diese drei Modelle und diskutieren ihre Voraussagen für das $p\bar{p}$ System.

Photoerzeugte Antiprotonen oder Antiproton-Proton Paare wurden in einigen Experimenten bereits nachgewiesen /1/. Die beobachtete Anzahl von Ereignissen war aber jeweils klein (weniger als 30 Ereignisse in der elastischen $p\bar{p}$ Photoerzeugung). Es ist aus diesem Grund nicht bekannt, ob das photoerzeugte $p\bar{p}$ Paar Resonanzen aufweist.

Wir berichten in der vorliegenden Arbeit über unsere Messungen /2/ der elastischen Photoerzeugung von Proton-Antipro-

ton Paaren an Wasserstoff:

$$\gamma p \rightarrow p\bar{p} \quad (1)$$

Wir diskutieren die beobachtete $p\bar{p}$ Massenverteilung und unsere Interpretation des $p\bar{p}$ Erzeugungsmechanismus.

Das Experiment, das dieser Arbeit zugrunde liegt, wurde am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) bei Photonenergien zwischen 4.74 und 6.55 GeV durchgeführt.* Es wurden elastisch photoerzeugte $p\bar{p}$ Paare mit der bisher größten Statistik (ca. 65 Ereignisse) gemessen.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

Kapitel 2: In diesem Kapitel wird ein Überblick über den theoretischen Hintergrund zu der Frage der Resonanzen im $p\bar{p}$ System gegeben. Die entsprechenden drei theoretischen Modelle werden in einigen Details beschrieben.

Kapitel 3: In diesem Kapitel wird die experimentelle Methode erklärt. Es wird eine umfassende Beschreibung der Meßapparatur und deren verschiedenen Komponenten sowie der Datenerfassung gegeben. Insbesondere wird das Flugzeitsystem wegen seines wesentlichen Beitrages bei der Abtrennung der Reaktion (1) vom Untergrund detailliert beschrieben.

Kapitel 4: Hier werden die Methoden der Spuren- und Impulsrekonstruktion, die Massenbestimmung und die kinematische Anpassung der Ereignisse dargestellt.

Kapitel 5: Dieses Kapitel enthält die Selektion der gesuchten Ereignisse der Reaktion (1), eine Untersuchung der Verteilung der $p\bar{p}$ invarianten Masse und eine Diskussion über den Erzeugungsmechanismus der photoproduzierten $p\bar{p}$ Paare.

*Die Arbeitsgruppe bestand aus Mitarbeitern des Deutschen Elektronensynchrotrons, des Institutes für Kernphysik des Kernforschungszentrums Karlsruhe und des Institutes für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe.

2. THEORETISCHER HINTERGRUND

Eine wesentliche Motivation für die vorliegende Arbeit stellt die von theoretischen Überlegungen begründete Erwartung dar, daß das $N\bar{N}$ System Resonanzen aufweist, die möglicherweise schmal sind. In der Absicht, dies näher zu erläutern, beschreiben wir in diesem Kapitel in einigen Details die wichtigen theoretischen Modelle, die Voraussagen über $N\bar{N}$ Resonanzen machen.

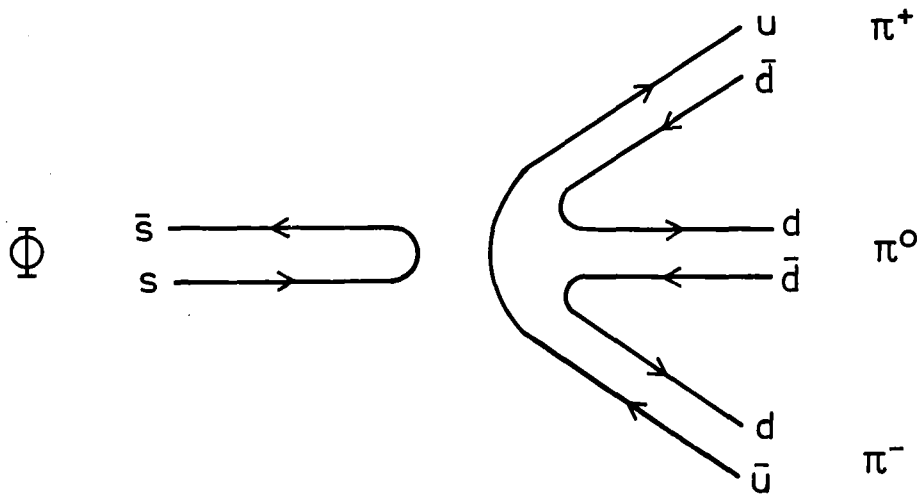
2.1 Das Dualitätsprinzip für das $N\bar{N}$ System

Die Beschreibung einer Teilchenreaktion kann auf zwei äquivalente Weisen geschehen: entweder über die Erzeugung von Resonanzen als Zwischenzuständen imdirekten Kanal (Bereich kleiner Energie) *oder* über den Austausch von Regge-Polen im t-Kanal (Bereich größerer Energie). Diese Tatsache wurde Dualität genannt

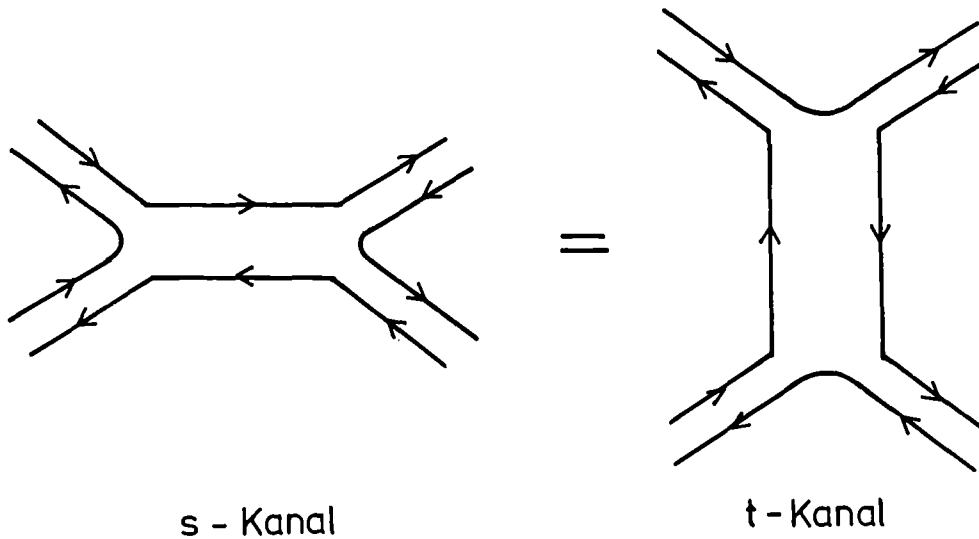
Anhand von Quark-Diagrammen läßt sich das Dualitätsprinzip veranschaulichen. In diesen Diagrammen (Harari-Rosner-Diagramme) / 3 / werden Quarks durch gerichtete Linien dargestellt, die vorwärts mit der Zeit laufen, während Antiquarklinien die dazu entgegengesetzte Richtung haben. Jedes Baryon entspricht drei gleichgerichteten Linien und jedes Meson zwei Linien, die entgegengesetzt gerichtet sind. Außerdem wird die Konstruktion dieser Quark-Diagramme durch folgende Regeln bestimmt:

1. Jede Quark-Linie behält ihre Identität.
2. Wenn die Linien der ein- und auslaufenden Quarks getrennt sind, ist das entsprechende Diagramm unterdrückt.

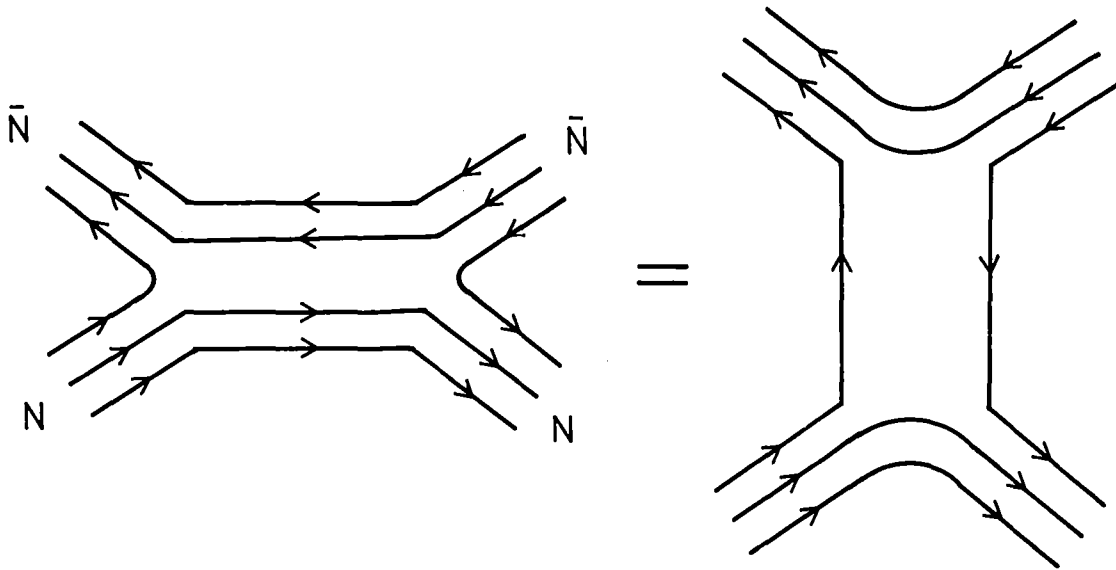
Die zweite Regel ist die bekannte Okubo-Zweig-Iizuka (OZI) Regel, die z.B. folgendes Diagramm verbietet:



Das nächste Quark-Diagramm demonstriert das Dualitätsprinzip für das Meson-Meson System,

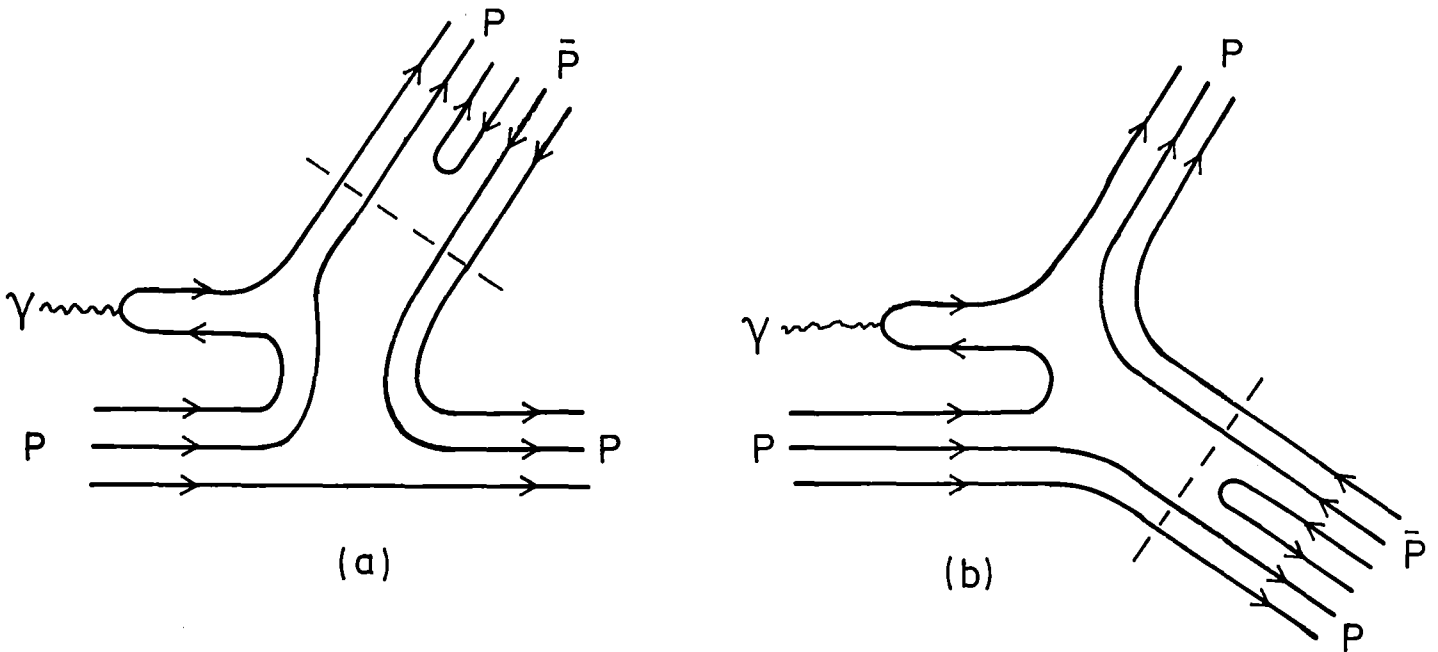


denn es zeigt die Äquivalenz zwischen Resonanzen im s-Kanal und ausgetauschten Regge-Polen im t-Kanal. Für das Nukleon-Antinukleon-System gilt das Diagramm



Die rechte Seite stellt den Austausch eines normalen $q\bar{q}$ Mesons im t-Kanal dar. Die entsprechende s-Kanal-Beschreibung zeigt nach dem Dualitätsprinzip, daß mesonische Resonanzen mit dem exotischen Quarkinhalt $qq\bar{q}$ erlaubt sind.

In Photoproduktionsexperimenten könnte die Erzeugung solcher Resonanzen durch folgende Quark-Diagramme erfolgen:



Das Diagramm (a) ist eine Photoproduktion in Vorwärtsrichtung im Schwerpunktsystem durch den Austausch eines exotischen

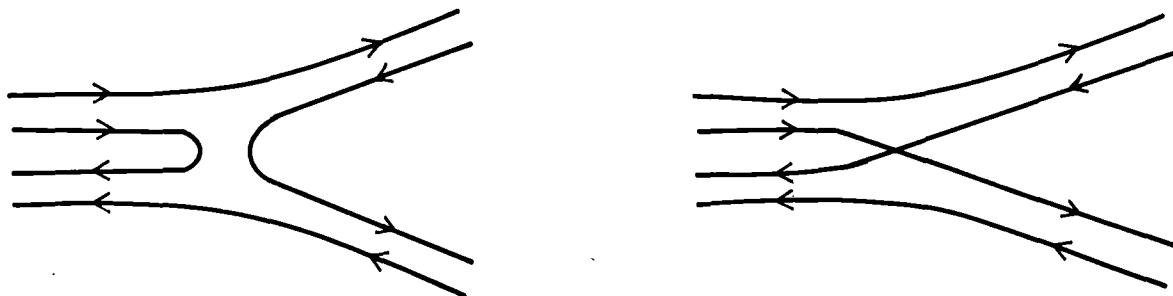
Vier-Quark-Teilchens. Es wird erwartet, daß in Produktions-experimenten solche Diagramme nur einen kleinen Beitrag liefern /4/.

Im Diagramm (b) wird in Rückwärtsrichtung im Schwerpunktsystem ein exotischer Zustand durch den Austausch eines Antinukleons erzeugt. Der Austausch eines Mesons würde in Vorwärtsrichtung einen gewöhnlichen mesonischen $q\bar{q}$ Zustand erzeugen.

Mesonische Zerfälle der Vier-Quark-Zustände sollen nach einer von Freund, Waltz und Rosner / 5 / erweiterten OZI-Regel unterdrückt sein. Diese Regel stützt sich auf zwei Beobachtungen aus gültigen Meson-Meson oder Meson-Baryon Quark-Diagrammen.

- a. Ein Quark kann sich nicht mit einem Antiquark des selben Hadrons annihilieren.
- b. An einem Vertex muß ein Teilchen mit jedem anderen mindestens ein Quark austauschen.

Folgende zwei Diagramme sind nach dieser Regel nicht erlaubt:

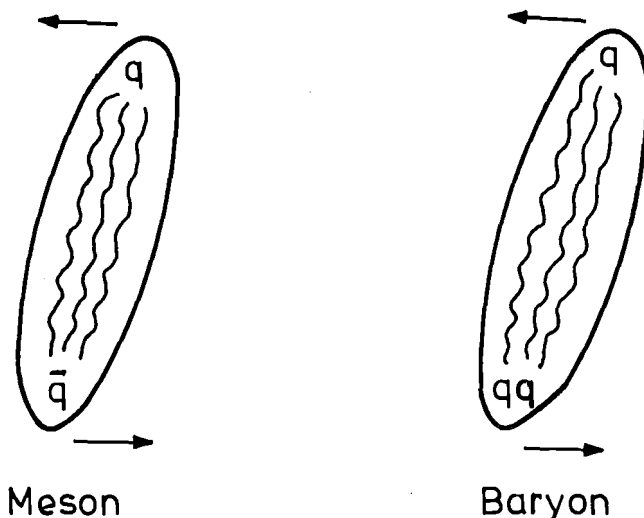


Wenn mesonische Zerfälle der $qq\bar{q}\bar{q}$ Zustände unterdrückt sind, sollten ihre $N\bar{N}$ Zerfallsbreiten in der Nähe der $N\bar{N}$ Schwelle aus Phasenraumgründen schmal sein.

2.2 $qq\bar{q}\bar{q}$ Zustände in den "Bag" Modellen

In diesen Modellen, deren bekanntestes das MIT "Bag" Modell ist /5 /, bewegen sich die Konstituenten der Hadronen (Farbe-geladene Quarks und Gluonen) in einem begrenzten Raum, der "Bag" genannt wird. Die Quarks wechselwirken in diesem Raum nur schwach miteinander über den Austausch von Gluonen. In die Hamilton-Funktion des Systems wird eine konstante Potentialenergiedichte B eingesetzt (die die Dimension von Druck hat), von der die Quarks und Gluonen im Bag gehalten werden. Das MIT Bag Modell berechnet Massen und andere statistische Größen der Hadronen, die in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Werten sind.

In einer Variante der Bag Modelle /6/ werden die Regge-Trajektorien der $q\bar{q}$ Mesonen und der qqq Baryonen dadurch berechnet, daß diese Teilchen als "Bags" aufgefaßt werden, die infolge ihres Drehimpulses länglich deformiert sind und an deren Enden sich farbegeladene Quarks befinden.



Der Druck, den die Quarks auf die Bag-Oberfläche aufgrund ihrer kinetischen Energie ausüben, steht im Gleichgewicht mit dem Druck der durch B beschrieben wird. Das Modell berechnet erfolgreich die Regge-Trajektorien der Hadronen. Da die Dynamik von $qq\bar{q}\bar{q}$ Zuständen in Bag Modellen die gleiche

wie die der $q\bar{q}$ und qqq Hadronen ist, läßt sich für die Steigung der Regge-Trajektorien für alle drei Fälle folgende Gleichung ausrechnen:

$$a = \frac{1}{16 \pi^{3/2}} \cdot \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} \cdot a_c^{-1/2} \cdot B^{-1/2} \cdot C^{-1/2}, \quad (2)$$

wobei B die konstante Energiedichte des Bags und a_c die Gluonkopplungskonstante ist. C ist der Eigenwert des Casimir Operators*, der die Farbe-Darstellung der Quarks /8/, die sich an den Enden des Bag befinden, bezeichnet.

Für die Mesonen und die Baryonen ergibt sich in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert $a = 0.88$, weil q, \bar{q} und qq in diesen Fällen Farbe-Tripletts sind**. Es wird angenommen, daß die Quarks in dem $qqq\bar{q}$ System ein Diquark und ein Antidiquark bilden, die durch einen hohen Drehimpuls getrennt sind und an beiden Bag-Enden gehalten werden. Das Diquark ist entweder in einer $\bar{3}$ oder in einer 6 Farbe-Darstellung. Von den vier möglichen Kombinationen erzeugen Farbe-Singletts (wie es für beobachtbare Teilchen erforderlich ist) nur die $(\bar{3}, 3)$ und $(\bar{6}, 6)$ Systeme. Die Steigung der entsprechenden Regge-Trajektorien ist 0.88 bzw. 0.56 GeV^{-2} .

Die Achsenabschnitte der Trajektorien können aus den s-Zuständen, die im Bag Modell breit sind /9/, berechnet werden, wenn man annimmt, daß die Trajektorien bis zum kleinen Drehimpuls linear bleiben /10/. Auf diese Weise lassen sich die Massen einer großen Anzahl von Vier-Quark-Zuständen aus-

*Casimir Operatoren einer Symmetriegruppe sind Operatoren, die aus den Generatoren der Gruppe gebildet werden und mit diesen allen kommutieren /7/.

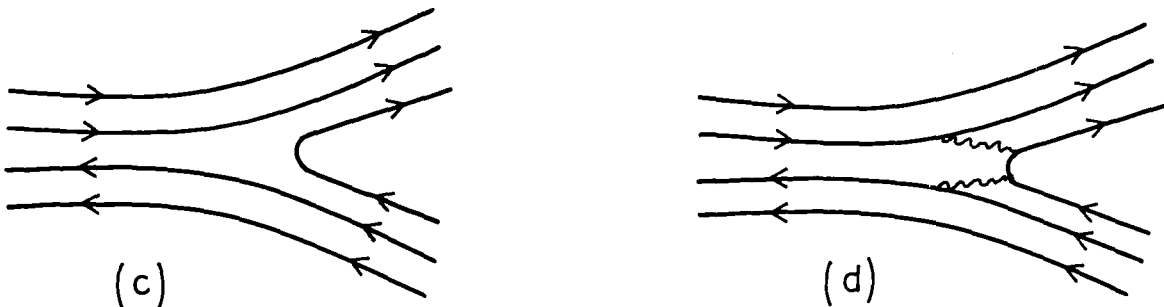
**Obwohl das qq Paar entweder ein Tripletts oder ein Sextuplett sein kann, kann es innerhalb eines Baryons nur als Tripletts existieren, weil ein Sextuplett in Verbindung mit dem Tripletts des dritten Quarks kein Farbe-Singlett ergibt.

rechnen. Einige koppeln stark an das $B\bar{B}$ System /10/.

Mit Hilfe einer anderen Varianten der Bag Modelle wurden Diquark-Antidiquark Zustände mit hohem Bahndrehimpuls untersucht /11/. Der hohe Bahndrehimpuls unterdrückt ihre Zerfälle in Mesonen.

Bezüglich der farbelektrischen Kräfte, die ihren Ursprung in dem Austausch von masselosen Gluonen zwischen Farbe-geladenen Quarks haben, sind Vier-Quark-Zustände entartet. Die Quarks besitzen wegen ihrer Farbe-Ladung und ihres Spins, farbmagnetische Momente /8/, die entsprechende Kräfte bewirken. Durch diese farbmagnetischen Kräfte erfolgt eine Massenaufspaltung der Diquark-Antidiquark Zustände.

Die $(\bar{3}, 3)$ Zustände werden T-Baryonium (wahres Baryonium) genannt, weil sie mit einem zusätzlichen Quark zwei Farbe-Singletts bilden und mit normalen hadronischen Breiten (~ 100 MeV) in Baryon-Antibaryon Paare nach dem Diagramm (c) zerfallen können:



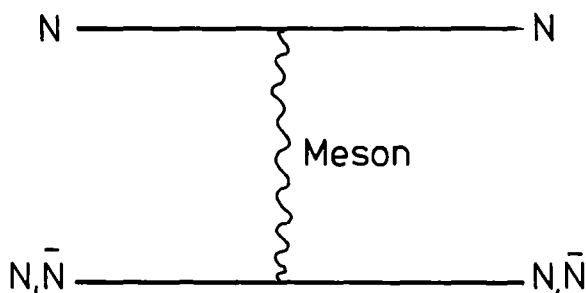
Die $(\bar{6}, 6)$ Zustände werden M-Baryonium (Pseudo-Baryonium) ge-

nannt, weil sie wegen ihres Farbe-Inhaltes nicht auf diese Weise sondern über Diagramme höherer Ordnung (d) in Baryon-Antibaryon Paare zerfallen können. Ihre entsprechende Zerfallsbreite sollte daher klein sein (1 bis 10 MeV).

2.3 Potential-Modelle

Diese Modelle gehen von einem Nukleon-Antinukleon Potential aus. In der Nähe der zwei Nukleonen Schwelle erlaubt diese nicht-relativistische Approximation eine annähernd korrekte Behandlung des $N\bar{N}$ Systems. Das Nukleon-Antinukleon Potential wird aus Potentialmodellen abgeleitet, die die experimentellen Daten der N-N Streuung erfolgreich interpretieren.

Von den verschiedenen Potentialmodellen erwähnen wir hier das ein-Meson-Austausch Potentialmodell /12/ (OBEP, one Boson exchange Potential). Es beschreibt die N-N Wechselwirkung durch den Austausch einzelner Mesonen π, ρ, η, ω :



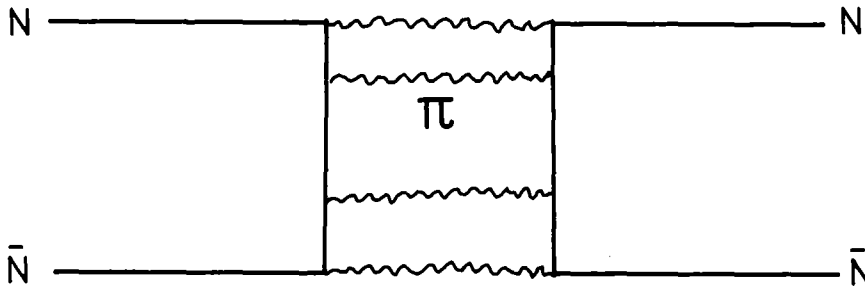
Die Beiträge eines bestimmten Austauschmesons x mit G-Parität G_x zum N-N Potential (N_x) und zum N- \bar{N} Potential (\bar{V}_x) sind durch die Beziehung verknüpft //:

$$\bar{V}_x = G_x \cdot V_x \quad . \quad (3)$$

Es ist daher möglich, aus dem N-N Potential durch G-Parität Transformation das N- \bar{N} Potential abzuleiten.

Wegen seiner großen Kopplungskonstanten $g_\omega \approx 20$ liefert der Austausch des ω -Mesons einen großen Beitrag. Er ist für das $N\bar{N}$ System anziehend, während er für das NN System abstoßend ist ($G_\omega = -1$). Insgesamt ist das N- \bar{N} Potential dadurch viel größer als das N-N Potential. Durch Lösung der Schrödinger Gleichung mit einer Hamiltonian, die diesem Potential entspricht, bekommt man die Regge-Trajektorien der $N\bar{N}$ Resonanzen /13/.

Sie annihilieren in $N\bar{N}$ Paaren nach dem Diagramm

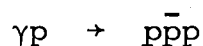


Für die Annihilation in $N\bar{N}$ Paaren wird in diesem Modell die Zerfallsbreite aus dem Radius innerhalb dessen die Annihilation möglich ist (0.2 f) und aus der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Nukleons und Antinukleons dort berechnet. Für die s-Zustände ergibt sich $\Gamma_{N\bar{N}}^- \approx 100$ MeV, während p- oder d-Zustände eine wesentlich kleinere Zerfallsbreite haben (1-10 MeV).

3. EXPERIMENTELLE METHODE

3.1 Prinzip der Messung

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment dient der Messung der Photoerzeugung elastischer Proton-Antiproton Paare an Wasserstoff,

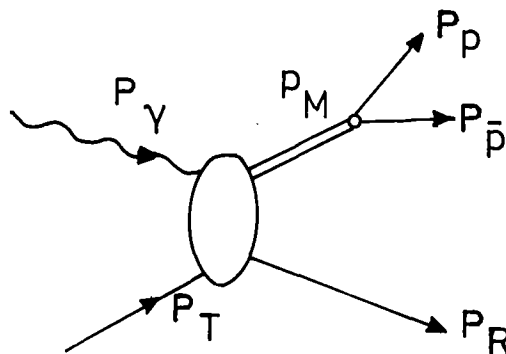


bei Photonenergien zwischen 4.74 und 6.55 GeV. Diese Photonenergien liegen über der Energieschwelle für die Erzeugung von $p\bar{p}$ Paaren, die 3.753 GeV beträgt.

Die Impulse der im Laborsystem nach vorne erzeugten Protonen und Antiprotonen werden in einem aus Proportional- und Funkenkammern sowie einem Analysiermagneten bestehenden Spektrometer gemessen. Die Abtrennung der gesuchten Reaktion von Untergrundreaktionen erfolgt mit Hilfe der Ermittlung der Masse des negativen Teilchens durch eine Flugzeitmessung und einer kinematischen Anpassung der Ereignisse (1-C Fit).

Die kinematischen Invarianten der Reaktion, s , t und u werden wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} s &= (p_\gamma + p_T)^2 \\ t &= (p_\gamma - p_M)^2 \\ u &= (p_\gamma - p_R)^2 \end{aligned}$$



p_γ , p_T und p_M sind die Viererimpulse des Photons, des Targetprotons und des $p\bar{p}$ Systems. s ist das Quadrat der Gesamtenergie. t und u sind die Quadrate der Viererimpulsüberträge vom Photon auf das $p\bar{p}$ System bzw. auf das Rückstoßproton.

Der in diesem Experiment zugängliche kinematische Bereich für s , t und u ist:

$$9.78 \leq s \leq 13.17 \text{ GeV}^2$$

$$|t_{\min}| \leq |t| \leq |t_{\max}|$$

$$|u_{\min}| \leq |u| \leq |u_{\max}|$$

Die Viererimpulsüberträge t_{\min} , t_{\max} und u_{\min} , u_{\max} können aus folgenden Beziehungen berechnet werden:

$$t_{\min}^{\max} = M_{pp}^2 - \frac{s - M_p^2}{2s} \left(s + M_{pp}^2 - M_p^2 \pm \sqrt{(s - (M_{pp} + M_p)^2)(s - (M_{pp} - M_p)^2)} \right),$$

(4)

$$s + t + u = \sum_1^4 m_i^2$$

Für eine Masse $M_{pp} = 1.936 \text{ GeV}^*$ ergeben sich folgende kinematische Grenzen:

für $s = 9.78 \text{ GeV}^2$: $t_{\min} = -0.345$, $t_{\max} = -3.669$, $u_{\min} = -0.603$,
 $u_{\max} = -3.927 \text{ (GeV/c)}^2$

für $s = 13.17 \text{ GeV}^2$: $t_{\min} = -0.128$, $t_{\max} = -7.343$, $u_{\min} = -0.319$,
 $u_{\max} = -7.534 \text{ (GeV/c)}^2$

Kleines $|t|$ entspricht einer Erzeugung des $p\bar{p}$ Zustandes in Vorwärtsrichtung im Schwerpunktsystem, während kleines $|u|$ die Erzeugung in Rückwärtsrichtung in diesem System bedeutet.

* Ein resonanter Zustand mit $M_{p\bar{p}} = 1.936 \text{ GeV}$ wurde in der $p\bar{p}$ Streuung nachgewiesen /14/.

3.2 Überblick der Meßanordnung

Der experimentelle Aufbau (Abb. 1) besteht im wesentlichen aus einem Energiemarkierungssystem (Tagging System), einem Wasserstofftarget, einem Analysiermagneten, Proportional- und Funkenkammern, mehreren Triggerzählebenen, einem Cerenkovzähler und einem Flugzeitsystem.

Der aus dem DESY-Synchrotron abgelenkte Elektronenstrahl trifft auf einen Aluminium-Radiator und erzeugt dort durch Bremsstrahlung einen Photonenstrahl. Die abgebremsten Elektronen durchlaufen das Magnetfeld des Tagging-Magneten, werden entsprechend ihrem Impuls auf ein Hodoskop aus Szintillationszählern gelenkt und markieren dadurch die Energie der zugehörigen Photonen. Dabei triggern sie eine der 7 Koinzidenzen, die aus 7 Paaren von Tagging-Triggerzählern gebildet werden. Die Elektronen des primären Strahls, die im Radiator keine Bremsstrahlung gemacht haben, werden auf ein Quantameter abgelenkt.

Der Photonenstrahl durchläuft zwei Kollimatoren, einen 20 kG Reinigungsmagneten - wo die an den Kollimatoren erzeugten geladenen Teilchen absorbiert werden - und fällt nach einer Strecke von insgesamt 10 m auf das zylindrische Wasserstofftarget (Länge 50 cm, Durchmesser 2.5 cm).

Der größte Teil des Photonenstrahls - der nicht im Target reagiert hat - sowie die meisten dort erzeugten e^+e^- Paare werden im Analysiermagneten durch einen Bleiabsorber gestoppt. Die sonst im Target erzeugten geladenen Teilchen werden im Analysiermagneten nach ihrem Impuls analysiert und laufen zunächst durch eine Proportionalkammer mit einer horizontalen und einer vertikalen Signalebene, die im Magneten steht. Dann laufen sie durch drei Ebenen von Szintillations-Triggerzählern (M, A und B-Ebene) und 8 magnetostrik-

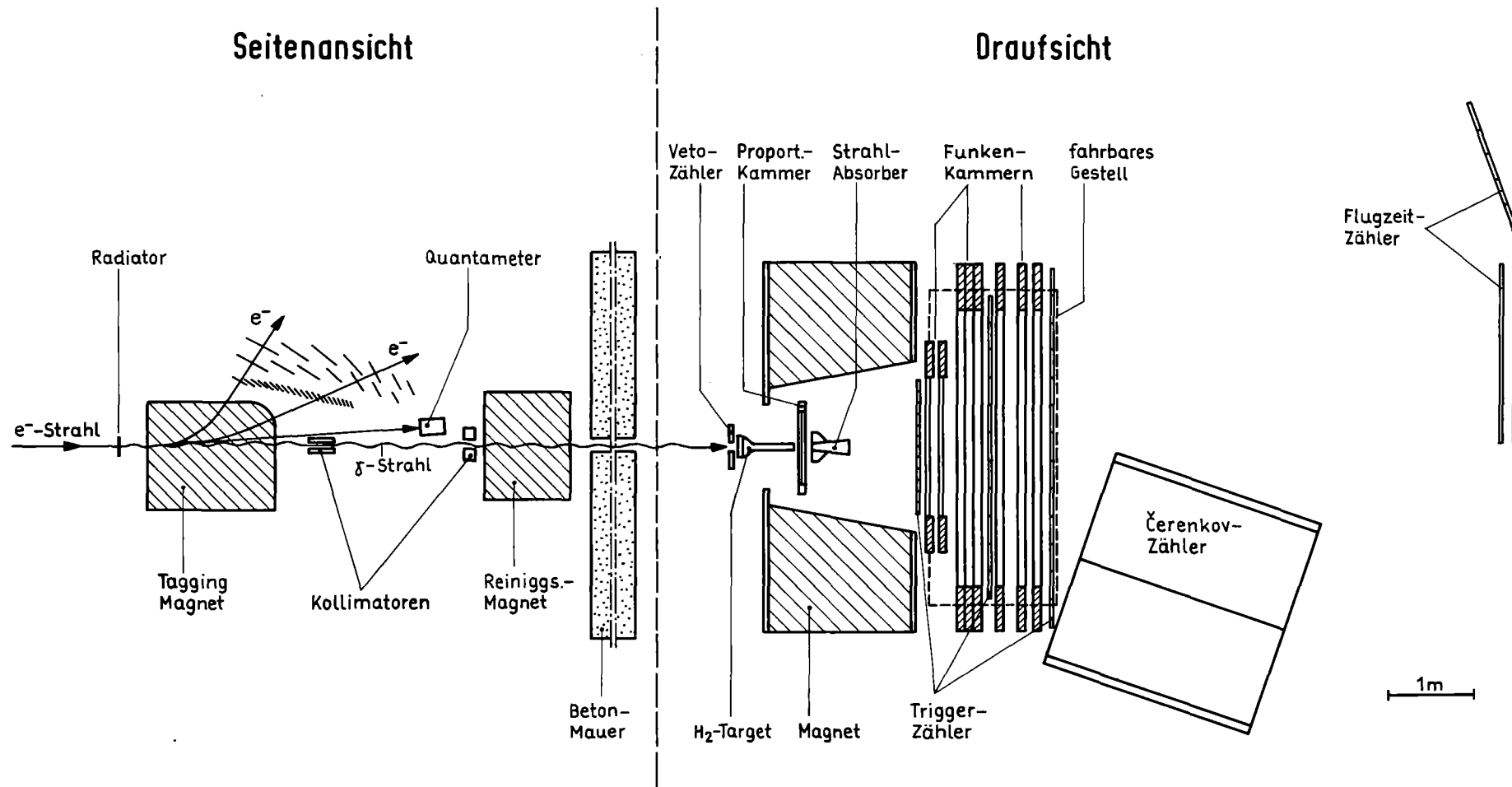


Abb. 1: Experimenteller Aufbau

tiven Funkenkammern. Die Kammern liefern die Ortsinformation der Spuren, woraus sich dann die Impulse der Teilchen rekonstruieren lassen. Hinter den Kammern steht asymmetrisch zum Photonstrahl ein Cerenkovzähler. Er ist für die Unterdrückung des Untergrundes vorgesehen, sofern dieser aus Elektronen oder schnellen π -Mesonen (Impuls > 1.8 GeV) besteht. Auf der anderen Seite des Strahls steht ein Flugzeitsystem für die Messung der Laufzeiten der Teilchen und die Berechnung ihrer Masse.

Die Signale aus den M,A,B, den Tagging Triggerzählern und den Flugzeitzählern bilden das Hauptkoinzidenzsignal (Master Trigger), welches die Funkenkammern triggert, die "Gate" Signale bildet und die Abfrage der experimentellen Daten bei jedem Ereignis startet.

3.3 Photonenstrahl und Energiemarkierungssystem

Der Photonenstrahl wird durch Bremsstrahlung erzeugt. Ein Strahlführungssystem fokussiert den e^- Strahl aus dem DESY Synchrotron auf den 0.1% Strahlungslängen dicken Al-Radiator. Seine Abmessungen dort betragen 4 mm vertikal und 10 mm horizontal. Sie werden von der Notwendigkeit diktiert, eine gute Energieauflösung im Tagging System zu haben und auch noch den Photonenstrahl am 10 m entfernten Wasserstoff-Target zu fokussieren.

Die Intensität des Photonenstrahls war durch die Anzahl der zufälligen Signale in den Tagging Zählern und in der Proportionalkammer begrenzt. Sie war in dem Experiment im Mittel auf $1.5 * 10^6$ energiemarkierte Photonen/sec eingestellt, bezogen auf die Dauer des Strahlpulses (~ 2 ms), die einem Tastverhältnis von 10% entspricht. Das ergibt bei dem

Energiefenster 4.74 - 6.55 GeV eine Gesamtintensität von $4.9 * 10^6$ äquivalente Quanten/sec im Photonenstrahl. Die entsprechende Intensität des e^- Strahls war $22 * 10^8 e^-/sec$.

Zur Definition der Energie eines Photons werden die im Radiator abgebremsten Elektronen im Magneten des Tagging Systems nach ihrem Impuls analysiert und treffen (Abb. 1) zunächst auf 22 kleine und dann auf 14 große Szintillationszähler. Die 14 großen Zähler überdecken sich paarweise und sind auch paarweise in 7 Koinzidenzen (TC1, TC2, ..., TC7) geschaltet. Sie überdecken die kleinen Tagging-Zähler und triggern die Hauptkoinzidenz (Master Trigger), wenn ein energiemarkiertes Photon das Tagging-System verläßt.

Die 22 kleinen Zähler bilden ein Hodoskop mit 43 logischen Kanälen, jedes mit einer Breite von ~ 43 MeV.

Die Lage der einzelnen Zähler wurde, nach dem Einbau im Tagging-Gestell, mit Hilfe eines Rechnerprogramms justiert*. Zu diesem Zweck hat das Programm aufgrund der gemessenen Zählrate der Kanäle kleine Verschiebungen für die Zähler ausgerechnet. Die Abbildung 2 zeigt ein mit diesem Tagging-System aufgenommenes Energiespektrum für den Photonenstrahl. Die Meßpunkte wurden durch die Funktion $F = I_0 * \Delta E_\gamma / E_\gamma$ angenähert (eingezeichnete Linie). ΔE_γ ist die Kanalbreite und I_0 ist die Anzahl der äquivalenten Quanten.

Für die Energiekalibrierung des Tagging-Systems haben wir e^+e^- Paare verwendet, die an einem 3 mm dicken Al-Target erzeugt wurden. Die Energie des Paares E_{e^\pm} wurde aus

*Das Tagging-System wurde auch in einem vorangegangenen ϕ -Photoproduktionsexperiment /15/ verwendet, mußte jedoch nach einem Kabelbrand in der Experimentierhalle von neuem aufgebaut und kalibriert werden.

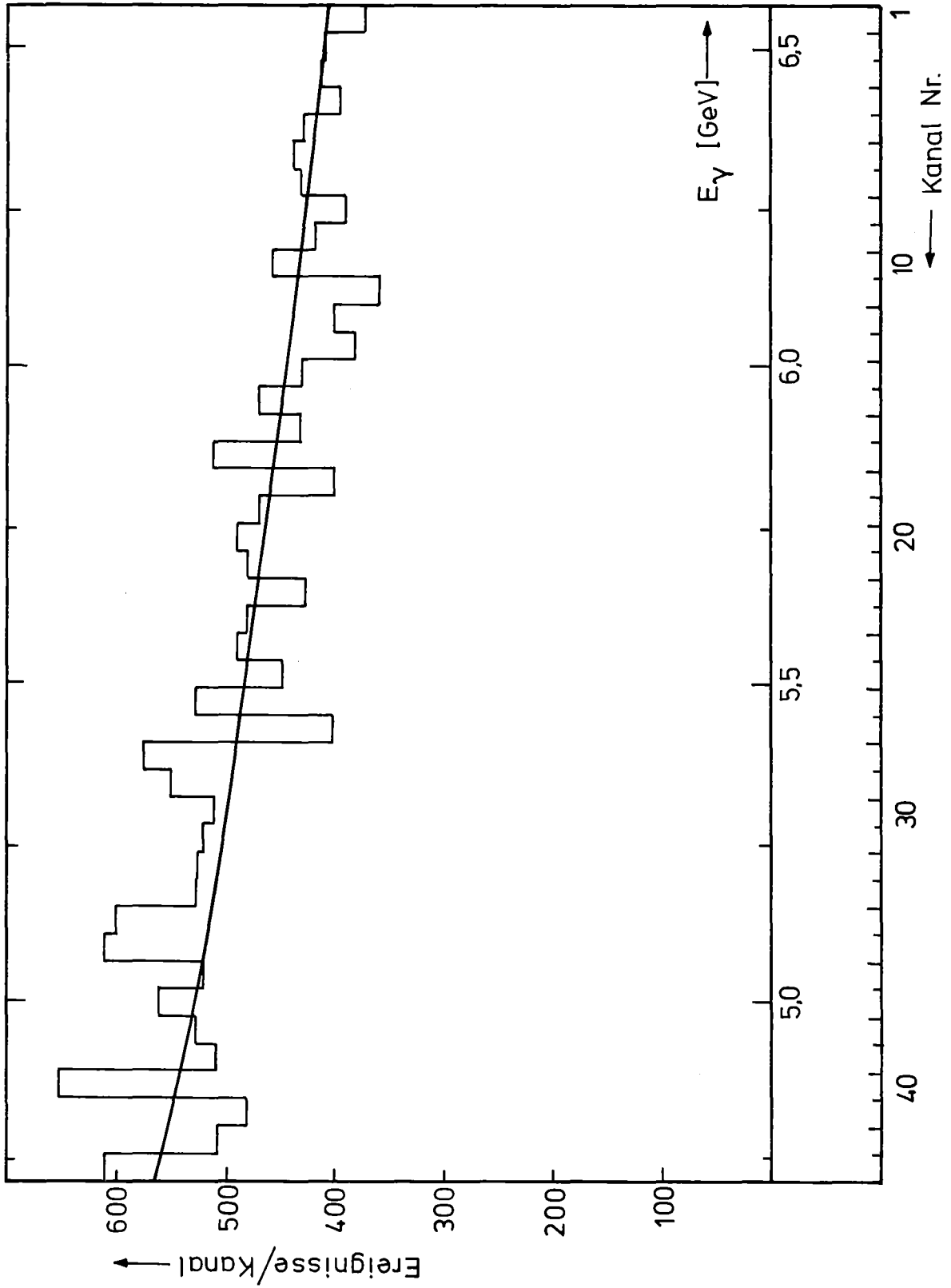


Abb. 2: Energieverteilung der Photonen

den im Spektrometer gemessenen Impulsen des Elektrons und des Positrons berechnet und mit der Photonenergie E_γ verglichen. Für E_γ gilt:

$$E_\gamma = E_{\max} - \Delta E_\gamma (K-1) \quad (5)$$
$$\Delta E_\gamma = (E_{\max} - E_{\min})/42 \quad .$$

E_{\max} und E_{\min} sind die Grenzwerte des Energie-Fensters und K die Kanalnummer. Diese Grenzwerte wurden so verändert, daß E_γ und E_{e^\pm} übereinstimmen, wenn man die Energieverluste der Teilchen im Al-Target berücksichtigt.

Die Abb. 3 zeigt den Mittelwert der Differenz $E_\gamma - E_{e^\pm}$ für alle 43 Kanäle. Die durchgezogene Linie ist eine Annäherung der Meßpunkte mit einer Geraden und die gestrichelte Linie ist die erwartete Abhängigkeit nach einer Analyse simulierter e^+e^- Paare, unter Berücksichtigung der Energieverluste im Aluminiumtarget. Auf diese Weise ergab sich für E_{\max} und E_{\min} 6.55 bzw. 4.74 GeV.

Die Abb. 4 zeigt die Differenz $E_\gamma - E_{e^\pm}$, gemittelt über alle Tagging Kanäle. Die Breite der Verteilung entspricht der Impulsauflösung des Spektrometers. Die Genauigkeit der Energiemarkierung der Photonen beträgt eine halbe Kanalbreite: $\delta E_\gamma = \pm 21.5$ MeV.

3.4 Target und Magnetfeld

Das Wasserstofftarget befindet sich in dem vorderen Teil des Analysiermagneten des Spektrometers und ist zylindrisch mit einem Durchmesser von 2.5 cm und einer Länge von

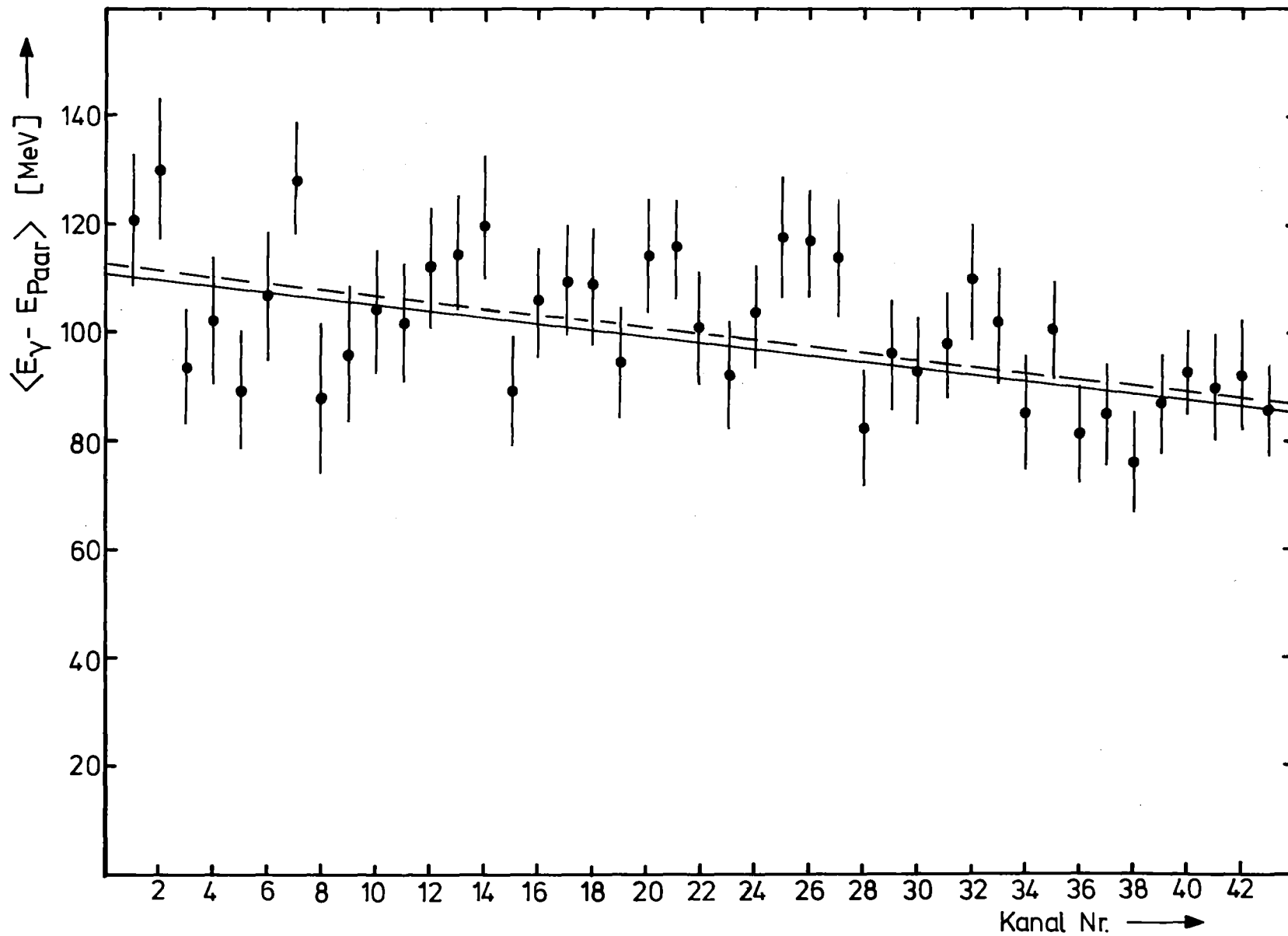


Abb. 3: Mittelwerte der Größe $E_\gamma - E_{\text{Paar}}$ für die 43 Tagging Kanäle. E_{Paar} ist die im Spektrometer gemessene Energie der e^+e^- Paare, die an einem 3 mm dicken Al-Target erzeugt wurden.

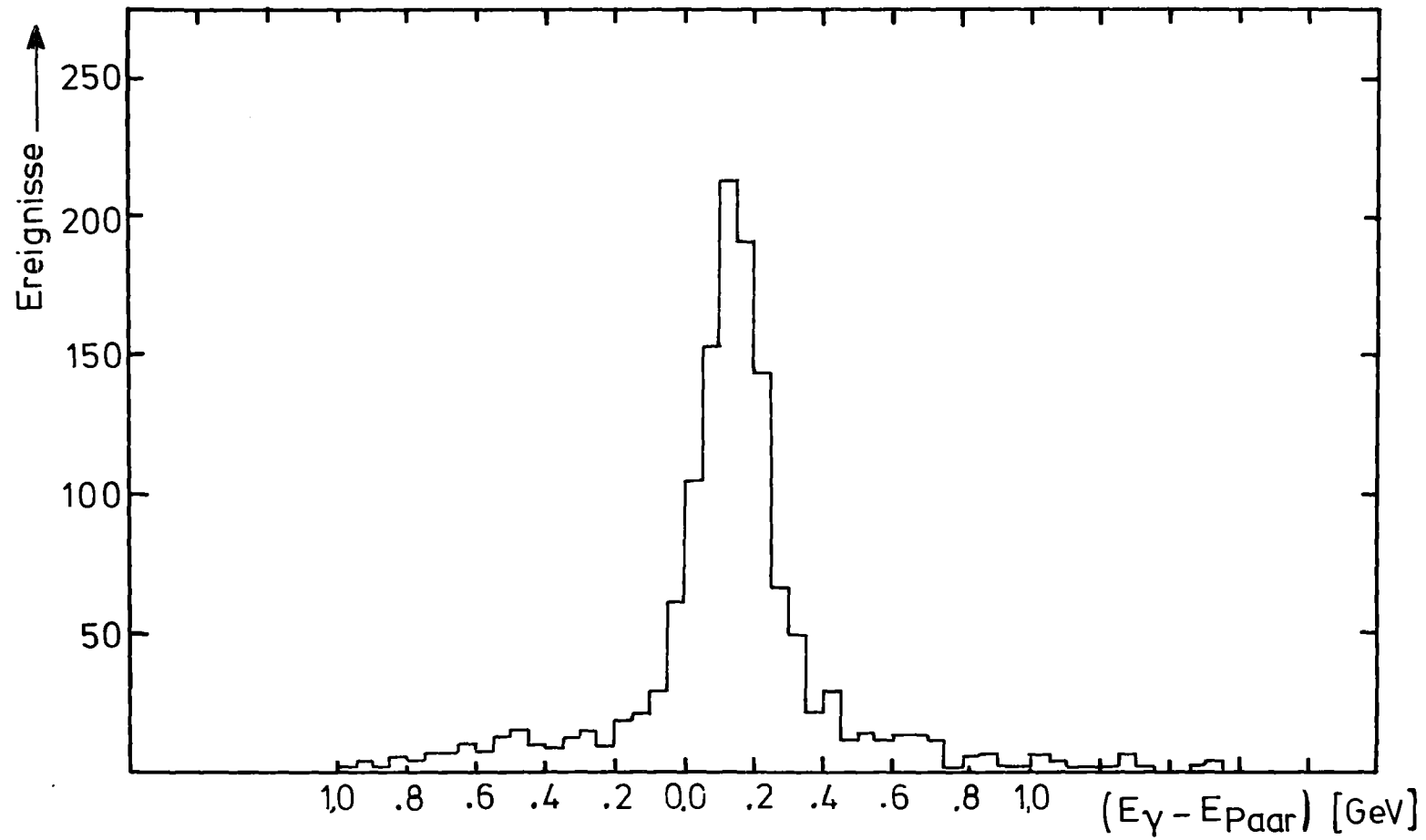


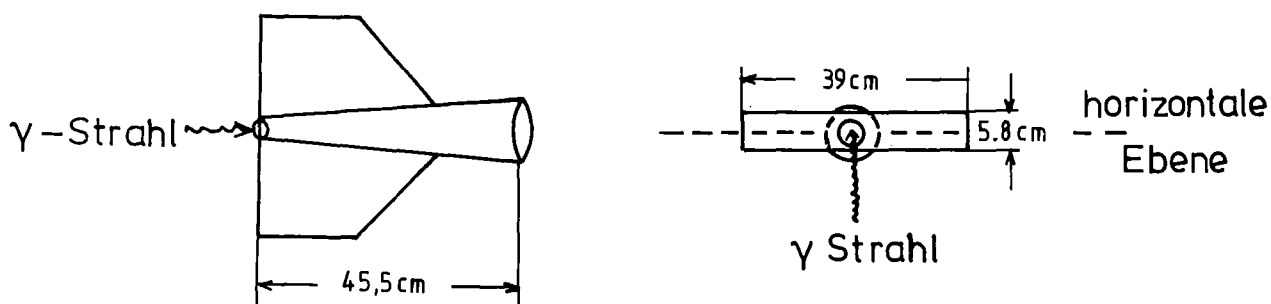
Abb. 4: Verteilung der Größe $E_\gamma - E_{\text{Paar}}$ gemittelt über alle Tagging Kanäle.

50 cm (5.62% Strahlungslänge). Der Analysiermagnet ermöglicht die Impulsbestimmung der Teilchen dadurch, daß er sie entsprechend ihrer Impulse ablenkt. Außerdem sorgt er dafür, daß der niederenergetische Untergrund nicht zu den Funkenkammern gelangt.

Der Magnet wurde in dem Experiment mit 1460 A betrieben und seine effektive Feldstärke betrug bei diesem Strom etwa 7.5 kG, mit einer effektiven Länge von 122 cm. Der Polschuhabstand beträgt 54 cm. Eintritts- und Austrittsöffnung sind $35 \times 90 \text{ cm}^2$ bzw. $76 \times 120 \text{ cm}^2$ groß.

Das Magnetfeld wurde mit einer Hallsonde an etwa 5000 Meßpunkten gemessen. Die horizontale Schrittweite betrug 1 bis 4 cm und die Genauigkeit war $\leq 1\%$. Das Feld ist wegen der großen Austrittsöffnung inhomogen.

Im Magneten befindet sich ein Strahlabsorber aus Blei (80 Strahlungslängen). Er absorbiert den Photonenstrahl, der größtenteils ohne Wechselwirkung durch das Target geht und die e^+e^- Paare, die meistens unter kleinen Winkeln emittiert werden. Seine Form und seine Abmessungen sind aus folgender Zeichnung ersichtlich:



3.5 Proportional- und Funkenkammern

3.5.1 Proportionalkammer

Die in diesem Experiment eingesetzte Vieldraht-Proportionalkammer (Charpak-Kammer) steht direkt hinter dem Target. Die Zeitauflösung dieser Detektorart wird durch die minimale Breite des für die Auslese erforderlichen Torimpulses für die volle Nachweiswahrscheinlichkeit definiert und ist relativ klein (60 ns in unserem Fall). Das ermöglicht den Einsatz der Kammer direkt hinter dem Target und vor dem Strahlabsorber, obwohl dort die Kammer von einem hohen Teilchenstrom durchsetzt wird.

Die Kammer hat zwei Anodendraht-Ebenen, jeweils eine Ebene für die horizontale bzw. vertikale Ortsinformation und die entsprechenden Kathodendraht-Ebenen in dem selben Gasraum. Der Abstand zwischen den Anodendrähten beträgt 2 mm und der Abstand Anoden- zu Kathodenebene ist 6.5 mm. Die sensitive Fläche der Kammer ist $32 \times 80 \text{ cm}^2$ groß. Als Kammergas verwenden wir eine Mischung aus Ne 32%, Ar 0.3% und CO_2 68%. Mit diesem Gas beträgt die Betriebsspannung der Kammer etwa 4.5 kV auf beiden Ebenen. Für eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit ist sie möglichst hoch zu wählen, sie ist aber in der Praxis durch die dann auftretenden Funkenentladungen begrenzt. Die Kammer wird somit, wie üblich für diesen Detektor, im semi-proportionalen bis saturierten Bereich betrieben.

Die Verstärker für die Signale der Anodendrähte konnten aus Platzgründen nicht direkt an die Kammer montiert werden und stehen außerhalb vom Magneten. Die Signale werden durch 1.5 m lange Einzelkabel zu den hochohmigen Verstärkereingängen geführt. Das hatte zur Folge, in Verbindung mit der hohen Strahlbelastung und in zweiter Linie mit der Tatsache, daß die Kammer in einem hohen Magnetfeld arbeitete, daß ihre Nach-

weiswahrscheinlichkeit nicht sehr hoch war (85%).

3.5.2 Funkenkammern

Die in diesem Experiment eingesetzten 8 Funkenkammern haben eine magnetostriktive Auslese. Nach dieser Auslesemethode wird ein Draht aus geeignetem ferromagnetischen Material* über die Funkenkammerdrähte außerhalb der sensitiven Kammerfläche gelegt. Wenn ein Funke in der Kammer entsteht, erzeugt der Funkenstrom, der durch ein oder mehrere Kammerdrähte fließt, eine mechanische Deformation in dem ferromagnetischen Draht (Magnetostriktion). Die Deformation breitet sich mit Schallgeschwindigkeit (typisch sind Werte von $\sim 5 \text{ mm}/\mu\text{s}$) in beiden Richtungen entlang des Drahtes aus.

An seinem Ende umgibt den Draht eine Auslesespule, in der die mechanische Deformation einen Spannungsimpuls induziert. Ein direkt an die Kammer montierter Verstärker verstärkt den Spannungsimpuls für die nachfolgende Ausleseelektronik. Dicht neben den Grenzdrähten der Kammer sind als Eichmarken Drähte angebracht, die über einen Widerstand direkt vom Hochspannungsimpuls gespeist werden. Ihre Lage ist bekannt, so daß aus der Laufzeitdifferenz zwischen Funkenimpuls und dem Impuls der Eichmarke sich der Entstehungsort der Funken berechnen läßt.

Die Laufzeit wird mit einem bei DESY entwickelten Auslesesystem gemessen. Es besteht aus CAMAC-vierfach-Zeitdigitalisierern und einem Steuergerät. Die Digitalisierer messen mit Hilfe einer 50 MHz Zählfrequenz die Zeit zwischen einem aus dem Master Trigger abgeleiteten START-Signal und

* Wir verwenden Vacoflux 50 hart, Vakuumschmelze AG Hanau

den Funken- bzw. Eichimpulsen. Das Steuergerät erzeugt die Zählfrequenz, fragt die Digitalisierer ab, speichert die Zeitinformation und wickelt den Dialog mit dem CAMAC-Kontroller ab.

Die sensitive Fläche der ersten zwei Funkenkammern beträgt $1 \times 1.21 \text{ m}^2$ und der Drahtabstand 1 mm. Jede Kammer liefert gleichzeitig zwei Koordinaten eines Punktes der Teilchenspur, durch eine Ebene mit horizontalen Drähten und eine andere mit um 18.3 Grad zur Vertikalen geneigten Drähte. Der Abstand der beiden Ebenen beträgt 1 cm. Die Anstiegszeit des Hochspannungspulses beträgt etwa 60 ns (von 10% bis 90% der Amplitude) und seine Amplitude etwa 6 kV. Er wird durch Entladen einer Kondensatorbank über einer Thyatron Röhre erzeugt und wird konduktiv an die Hochspannungsebene gekoppelt.

Die übrigen 6 Funkenkammern sind von einer anderen Bauweise /16/. Ihre sensitive Fläche ist $3 \times 1 \text{ m}^2$ groß. Die verwendeten Aluminiumdrähte sind gewellt, was die notwendige mechanische Spannung der Drähte auf 80 bzw. 200 g/Draht reduziert. Auf diese Weise wird die Verwendung von leichten Aluminiumrahmen ermöglicht. Die erste dieser Kammern hat horizontale und um 30° zur Vertikalen geneigte Drähte, die anderen haben horizontale und vertikale Drähte.

Der Hochspannungspuls hat eine Anstiegszeit von 60 ns und seine Amplitude beträgt 6.5 kV. Er wird an beide Enden der Hochspannungsdrähte gekoppelt, an dem einen kapazitiv, an dem anderen konduktiv. Dies hat den Zweck eine möglichst gleichmäßige Nachweiswahrscheinlichkeit über die gesamte Kammerfläche zu erreichen.

Funkenkammern haben im Vergleich zu Proportionalkammern eine schlechtere Zeitauflösung (einige μs). Sie registrieren neben dem Ereignis, das den Hochspannungsimpuls ausgelöst hat, auch Teilchen, die kurz zuvor oder kurz danach die Kammern durchquert haben, weil die entlang der Teilchenspuren erzeugten freien Elektronen relativ lange Zeit existieren. Für die Verbesserung der Zeitauflösung der Funkenkammern wird erstens zwischen den Drahtebenen eine Gleichspannung von 100 V gelegt und zweitens eine kleine Menge Äthylalkohol wird zum Kammergas (75% Ne, 25% He) dadurch beigemischt, daß das Gas durch Alkohol bei einer Temperatur von 0°C geleitet wird bevor es die Kammern durchfließt. Elektronen, die von früheren Spuren stammen, werden entweder durch die Gleichspannung "abgesaugt" oder von den Alkoholmolekülen aufgefangen. Der Alkohol absorbiert außerdem Photonen, die im ultravioletten Bereich von den Funken emittiert werden und die zu weiteren Funken führen können. Die Zeitauflösung der Funkenkammern beträgt 0.8 bis 1 μs .

Die Ortsauflösung der Funkenkammern wurde mit Elektrenspuren gemessen und beträgt etwa 0.6 mm (Standardabweichung). Die mittlere Zweispur-Nachweiswahrscheinlichkeit der $3 \times 1 \text{ m}^2$ Kammern beträgt 84%. Für die übrigen 2 magnetostriktiven Kammern, die im Streufeld des Magneten eingesetzt waren, beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit 50%. Da die Spuren jedoch mit 8 Kammern weit überbestimmt sind, fällt dieser Verlust an Nachweiswahrscheinlichkeit nicht zu sehr ins Gewicht. Im Mittel werden 2-Spur Ereignisse mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 94% registriert (Abschnitt 4.1).

3.6 Cerenkov Zähler

Der Cerenkovzähler ist ein Druckgas-Schwellenzähler, gefüllt mit Freon 13 unter einem Druck von 4 bar. Er dient

der Reduzierung des Untergrundes. Elektronen und schnelle π -Mesonen erzeugen im Zähler ein Signal, welches als VETO-Signal in die Hauptkoinzidenz eingegeben wird. Die Amplitude des Cerenkov-Signals wird mit ADC's gemessen und in der offline Auswertung berücksichtigt. Die Schwelle beträgt für Elektronen 6.6 MeV/c und für π -Mesonen 1.6 GeV/c. Kaonen und schwerere Teilchen erzeugen kein Signal, weil ihre Schwelle oberhalb der im Experiment vorkommenden Impulse liegt.

Der Zähler ist ein Stahlzylinder mit 2.40 m Durchmesser und 2.33 m Länge. Die Dicke seines Eintrittsfensters beträgt 3 mm. Seine Achse ist horizontal. Er wurde hinter der letzten Triggerzähler-Ebene so aufgestellt, daß er die eine Hälfte der Kammerfläche überdeckt. Seine VETO-Wirkung gegen Elektronen und schnelle Pionen ist daher wegen seiner relativ kleinen geometrischen Akzeptanz beschränkt.

Das Cerenkovlicht wird von sechs $70 \times 70 \text{ cm}^2$ großen sphärischen Spiegeln auf sechs Valvo 58 UVP Photomultiplier fokussiert. Jeder dieser Spiegel ist aus 72 ebenen $8.5 \times 8.9 \text{ cm}^2$ großen Spiegeln zusammengesetzt, die sowohl einzeln als auch als ganzes verstellbar sind. Sie wurden auf die Haupteinfallrichtung der Teilchen justiert.

3.7 Triggerzähler

Die folgende Zeichnung zeigt schematisch die Aufstellung und die Abmessungen der M,A,B Triggerzähler. Wie sie für die Bildung des Master Triggers in Koinzidenz zusammenschaltet sind, wird in Abschnitt 3.9 beschrieben.

DER STRAHL GEHT IN DIE PAPIEREBENE

DRAUFSICHT

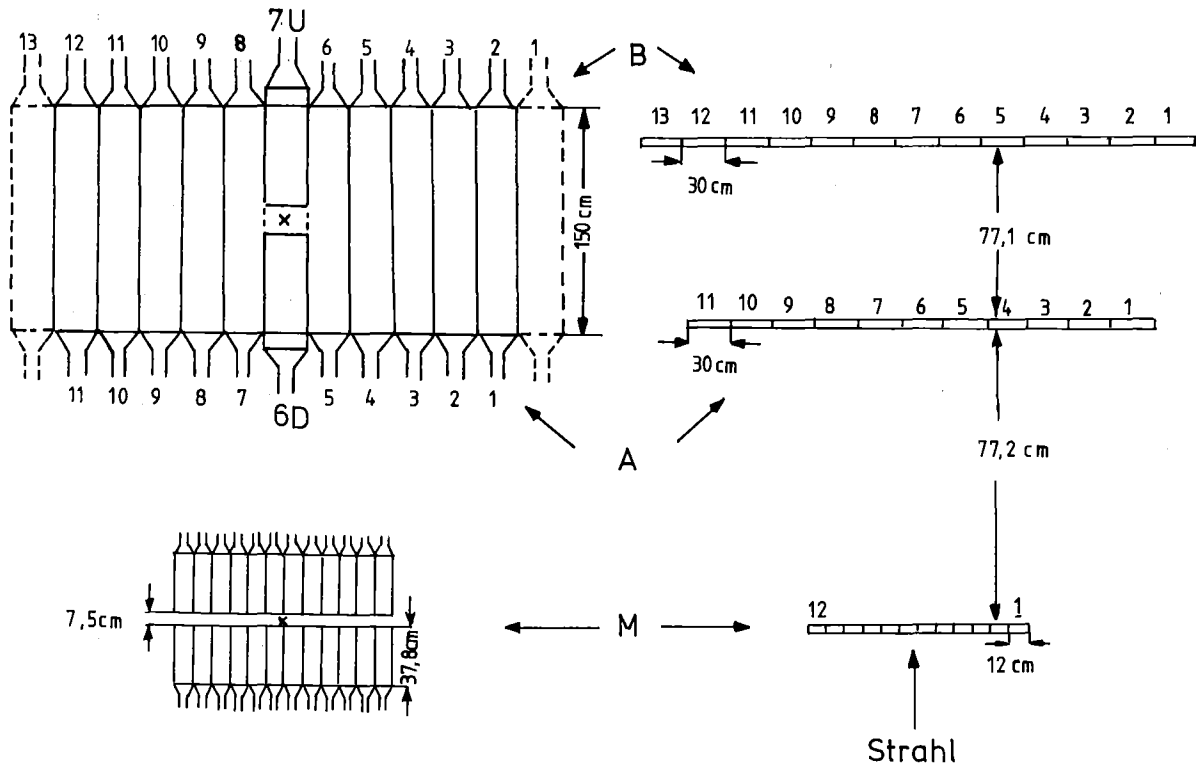


Abb. 5: Aufstellung der M,A,B Triggerzähler

Die 24 M Zähler sind 5 mm dick und stehen direkt hinter dem Magneten. Weil dort ein Magnetfeld von einigen Hundert Gauss herrscht, mußten die Photomultiplier zusätzlich durch einen 10 mm dicken Abschirmzylinder abgeschirmt werden. Die M Zähler lassen in der Mittelebene einen 7.5 cm breiten Streifen frei, damit sie nicht von den Elektron-Positron Paaren ge-

troffen werden, die den Strahlstopper verfehlen oder an ihm erzeugt werden.

Die A und B Zähler sind 1.5 cm dick. Alle Triggerzähler sind mit 56 DVP Photomultipliern ausgerüstet. Ihre Anodensignale werden diskriminiert und in die Meßhütte geführt, wo sie in CAMAC-Register eingelesen werden. Ihre letzten Dynodensignale werden in der Meßhütte für die Hochspannungseinstellung und zu Testzwecken benutzt.

3.8 Flugzeitsystem

3.8.1 Prinzip der Flugzeitmessung

Die Identifizierung der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$ in diesem Experiment beruht entscheidend auf der Verwendung des Flugzeitsystems. Aufgabe des Systems ist die Messung der Flugzeit der Teilchen zwischen dem Erzeugungspunkt und einer bestimmten Ebene. Bei bekannter Bahnlänge gewinnt man die Geschwindigkeit und über den Impuls wird dann die Teilchenmasse berechnet.

Das Prinzip der Flugzeitmessung wird anhand von Abb. 6 erklärt.

Für jedes akzeptierte Ereignis wird durch die Verwendung von Zeitdigitalisierern (TDC's), die Zeit t_{TAG} zwischen dem Master Trigger und dem Signal des Elektrons in den Tagging Zählern gemessen. Ebenfalls wird die Zeit zwischen dem Master Trigger und dem Signal eines im Target erzeugten Teilchens in den Flugzeitählern gemessen, wenn dieses Teilchen das Flugzeitsystem trifft. Aus diesen zwei Messungen erhält man indirekt die Flugzeit des Teilchens vom Vertex bis zu der Ebene der Flugzeitähler. Eine direkte Messung der Flug-

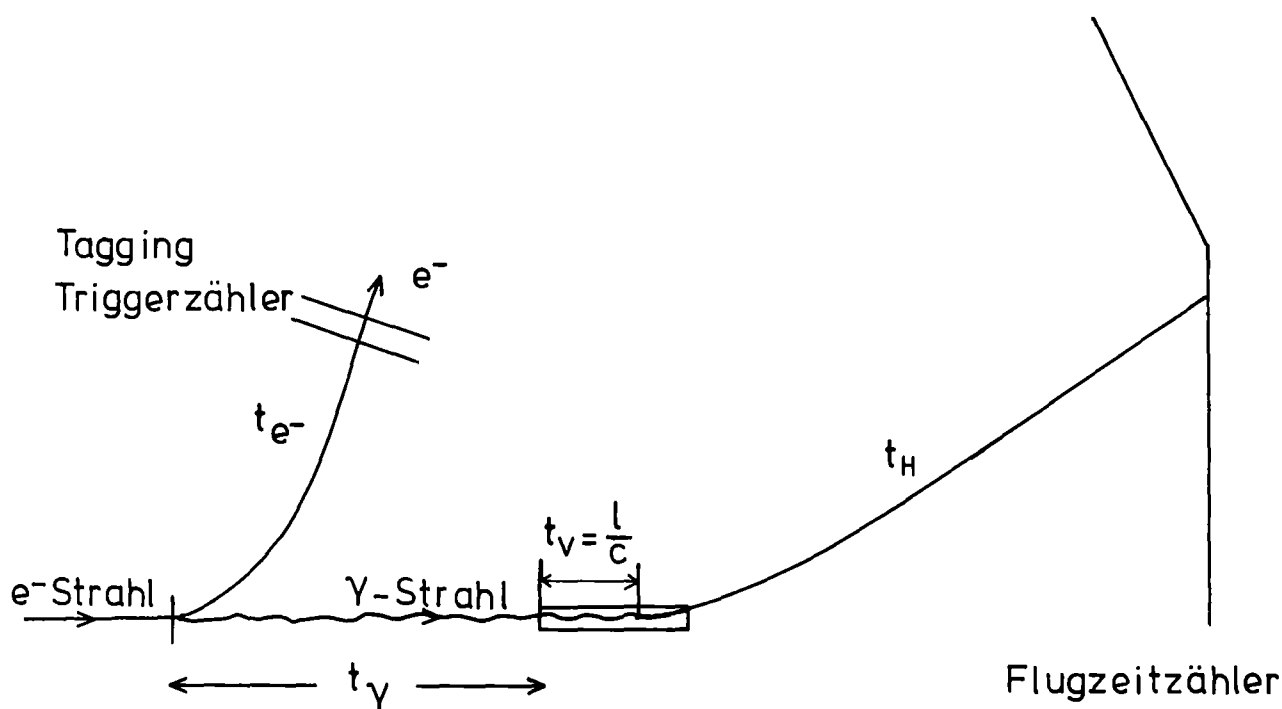


Abb. 6

zeit war in diesem Experiment nicht möglich, weil sie Startzähler hinter dem Target, d.h. im Magneten, erfordern würde. Diese müßten einerseits lange und komplizierte Lichtleiter haben - beides ungünstig für eine gute Zeitauflösung - und andererseits würden sie dem hohen Teilchenuntergrund ausgesetzt sein, der hinter dem Target herrschte.

Wenn $\langle t_{TAG} \rangle$ der Mittelwert der gemessenen TDC-Zeit des getroffenen Tagging Zählerpaares und $\langle t_{TOF} \rangle$ der Mittelwert der pulshöhenkorrigierten (Abschnitt 3.8) TDC-Zeit des oberen und unteren Photomultipliers des getroffenen Flugzeitzählers ist, setzt sich $t = \langle t_{TOF} \rangle - \langle t_{TAG} \rangle$ wie folgt zusammen:

$$t_1 = t_\gamma + t_v + t_H - t_{e^-} + K(TAG, TOF) \quad (5)$$

t_γ und t_v ist die Flugzeit des Photons vom Radiator bis zur

Targetfrontseite bzw. von dort bis zum Vertex, t_H ist die Flugzeit des Teilchens vom Vertex bis zum getroffenen TOF-Zähler und t_{e^-} ist die Flugzeit des Elektrons vom Radiator bis zu den Tagging Zählern.

Die Größe K ist eine Konstante für jede der 7×15 Kombinationen von Tagging und Flugzeitzählern, die jeweils angesprochen haben. Sie enthält alle feste Laufzeiten der Signale in den Zählern, Kabelverbindungen, Diskriminatoren und anderen elektronischen Einheiten sowie Korrekturkonstanten (Abschnitt 3.6.4). Für jedes Teilchen ist $t_v = l/c$ aus seiner rekonstruierten Spur bekannt. Die Konstanten K , t_{e^-} und t_γ werden durch die Eichung mit e^+e^- Paaren ermittelt und dann läßt sich die Teilchenflugzeit berechnen.

3.8.2 Eichung

Für die Eichung des Flugzeitsystem wurden e^+e^- Paare an einer dünnen Al-Platte vor dem H_2 -Target erzeugt. Die Gleichung (6) läßt sich jetzt für die Elektronen oder Positronen, die zu den Flugzeitzählern gelangen, umschreiben:

$$t_2 = t_\gamma + \frac{L_e}{c} - t_{e^-} + K(\text{TAG, TOF}) \quad (7)$$

L_e ist die Spurlänge des e^+ oder e^- vom Target bis zum jeweiligen Flugzeitzähler. Für jede bestimmte TAG-TOF Zählerkombination sind K , t_γ , t_{e^-} für Hadronen und Elektronen gleich. Da alle Elektronen, die die Apparatur triggern, relativistisch sind, müßte t_2 , immer für jede bestimmte TAG-TOF-Kombination, für alle Elektronen gleich sein. Sie ist jedoch wegen der endlichen Zeitauflösung der Mittelwert der Zeitverteilung der Eichungselektronen.

In der Analyse der e^+e^- -Paare werden 7×15 Konstanten ermittelt (Matrix $DIF(TAG,TOF)$), mit deren Hilfe alle Zeitverteilungen so verschoben werden, daß die Verteilungen der Eichungselektronen alle den gleichen Mittelwert T haben. Aus (6) und (7) bekommt man:

$$t_1 + DIF = t_\gamma + t_v + t_H - t_{e^-} + K + DIF \quad (8)$$

$$T = t_2 + DIF = t_\gamma + \frac{L_e}{c} - t_{e^-} + K + DIF \quad (9)$$

und durch Subtraktion und Umrechnung ergibt sich die Flugzeit des Hadrons, da alle anderen Größen bekannt sind.

$$t_H = (t_1 + DIF(TAG,TOF)) + \frac{L_e}{c} - t_v - T \quad (10)$$

Zu der Eichung des Flugzeitsystems gehört auch die Überprüfung der Linearität der TDC's. Dies wurde über den verwendeten Zeitbereich gemacht. Ein Impulsgenerator lieferte die START und STOP Signale. Das STOP Signal war durch Verzögerungskabel um bekannte (15 ns) Zeitintervalle relativ zum START versetzt. Für die meisten der 30 TDC Eingänge ergab sich eine gute Übereinstimmung der gemessenen Zeit t_G mit der erwarteten t_E über einen Bereich von 50 nsec. Abb. 7 zeigt die Differenz $t_G - t_E$ für 22 Eingänge. Für die übrigen 8 Eingänge, die alle zum gleichen TDC-Modul gehören, ergab sich zwar auch Linearität, aber mit einer leicht größeren Steigung. Darauf wurde in der Auswertung korrigiert.

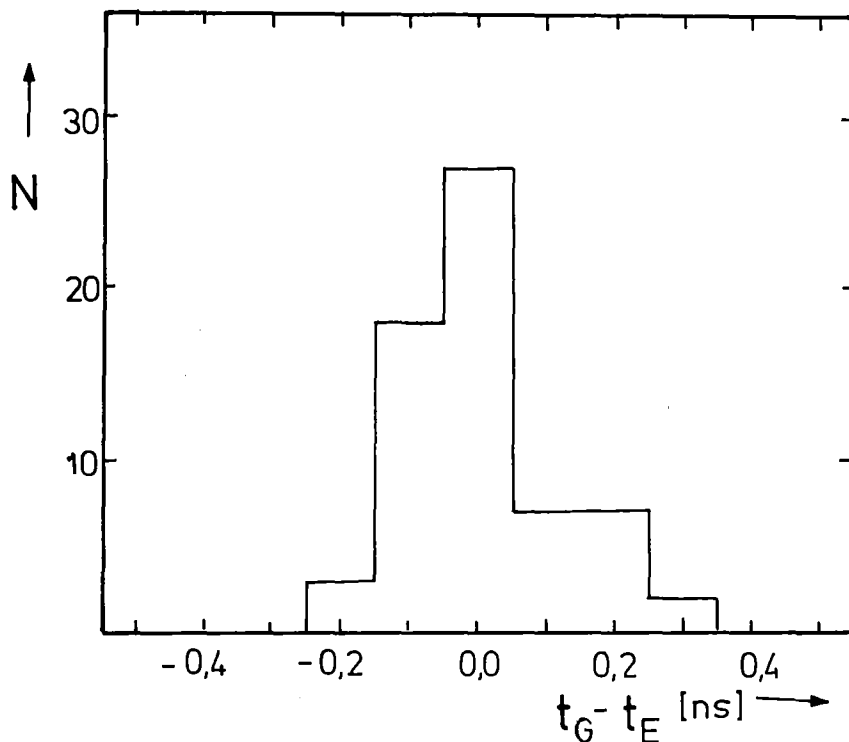


Abb. 7: Verteilung der Differenz zwischen der gemessenen (t_G) und der erwarteten (t_E) TDC-Zeit für Impulsgenerator Signale (Eichung der TDC's).

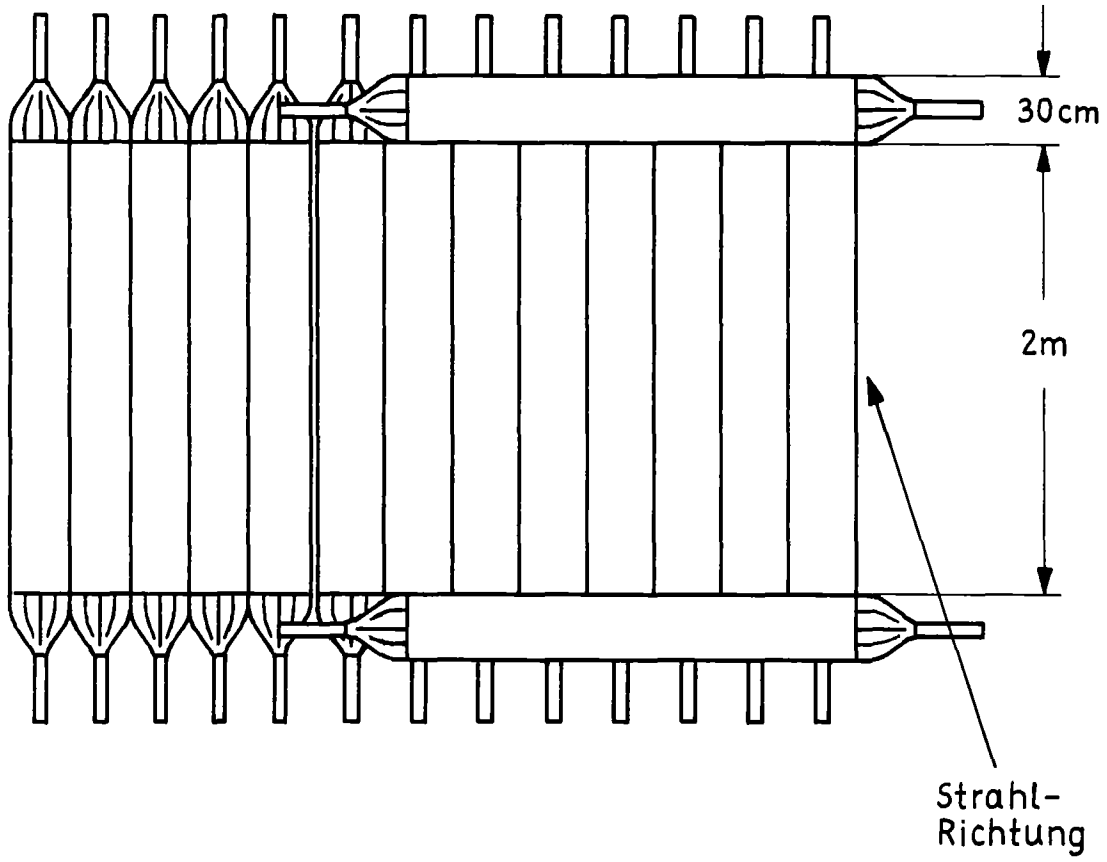
3.8.3 Flugzeitzähler

Das Flugzeitsystem verwendet 15 großflächige ($2.0 \times 0.3 \text{m}^2$) Zähler. Sie wurden in einem Abstand von etwa 8 m von der Mitte des Wasserstofftargets aufgestellt (Abb. 8). Um eine gute Zeitauflösung zu erhalten, mußten sie besonders sorgfältig optimiert werden.

Die Zeitauflösung Δt von Szintillationszählern hängt von folgenden Parametern ab:

- Anzahl der bei einem Teilchendurchgang auf die Photokathode fallenden Photonen N .
- Quantenausbeute der Photokathode η .
- Laufzeitdispersion der Elektronen im Photomultiplier σ_{Ph} und Streuung der Verstärkung σ_A dort.

Frontansicht



Draufsicht

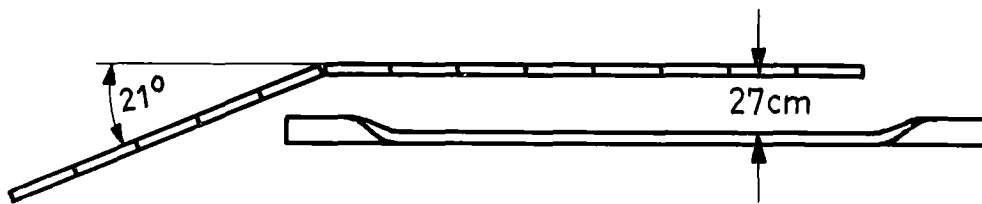


Abb. 8: Aufstellung der Flugzeitähler

- d. Effektive Abklingzeit des Szintillatormaterials τ_{eff} (bei nicht dünnen Zählern erreicht die Photokathode ausser dem direkten Licht auch mehrfach das an die Szintillatorflächen reflektierte Licht. Dies entspricht einer Vergrößerung der Abklingzeit).

Für Δt gilt /17/

$$\Delta t = f \left(\frac{1}{\eta \cdot N}, \tau_{\text{eff}}, \sigma_{\text{ph}}, \sigma_{\text{A}} \right) \quad (11)$$

Der von uns verwendete Plastiksintillator NE-110 hat hohe Lichtausbeute und niedrige Absorption bei einer Abklingzeit von 3.3 ns. Er erfüllt daher die Anforderungen für eine gute Zeitauflösung.

Das Lichtsignal einzelner Flugzeitähler wird an beiden Enden über je einen Lichtleiter, bestehend aus vier gleich langen Plexiglasstreifen aufgenommen. Es hat sich bei den Tests gezeigt, daß diese adiabatischen Streifenlichtleiter um 20 bis 30% besser in der Zeitauflösung sind als trapezförmige oder konische Plexiglaskörper. Szintillator und Lichtleiter sind in Alu-Folie eingewickelt.

An die Lichtleiter sind Photomultiplier vom Typ Valvo XP 2230 B mit 44 mm effektiven Kathodendurchmesser angeschlossen. Die Röhren sind so ausgesucht, daß die K-Cs-Sb Photokathoden eine Quantenausbeute von mehr als 28% haben. Der schnelle 12-stufige Photomultiplier XP 2230 B verwendet eine relativ hohe Stufenspannung. Der bei uns eingesetzte Spannungsteiler hat zwischen Kathode und der ersten Dynode eine Spannung von etwa 700 V, um die Zeit- und Verstärkungsstreuung, die dort stark zu einer Vergrößerung der Zeitauflösung beitragen, klein zu halten.

An den letzten Dynoden haben wir neben Überbrückungskondensatoren auch Zener-Dioden verwendet, um diesen Teil niederohmig zu halten, denn der gleiche Photomultipliertyp wurde auch im Tagging System eingesetzt, wo eine hohe Zählrate zu bewältigen war.

3.8.4 Flugzeitelektronik

Das Schaltdiagramm der Flugzeitelektronik zeigt Abb. 9. Der Master Trigger bildet die START Signale für die TOF und TAG TDC's (Time to Digital Converters). Sie sind 11-bin, 8-fach Camac TDC's vom Typ EGG TD811 mit 100 ps Zeitauflösung.

Gestoppt werden die TOF TDC's durch die Anodensignale der Flugzeitähler, die in Vorderflanken EGG 121/N Diskriminatoren (Abschnitt 3.8.5) bei einer Schwelle von 80 mV diskriminiert werden.

Da die mittlere Pulshöhe P_m am Eingang der Diskriminatoren bei 1.2 V lag, war das Verhältnis Schwelle/ P_m 0.07. Bei der Wahl dieses Wertes wurde berücksichtigt, daß für eine gute Zeitauflösung dieses Verhältnis klein sein sollte, aber andererseits nicht viel Rauschen durchkommen darf.

Die Anodenimpulse der TAG Triggerzähler wurden nach der Kurzschlußkabelmethode in solche mit Nulldurchgang umgeformt. Sie werden in EGG 140/N zero-crossing Diskriminatoren eingegeben, deren Ausgänge die STOP Signale für die TAG TDC's liefern.

Die Pulshöhe wird über Camac ADC Einheiten gemessen (LECROY 2249, 2248). Dazu verwenden wir die Impulse der letzten Dynoden und schalten Abschwächer vor den ADC Eingängen, um in deren Meßbereich zu bleiben.

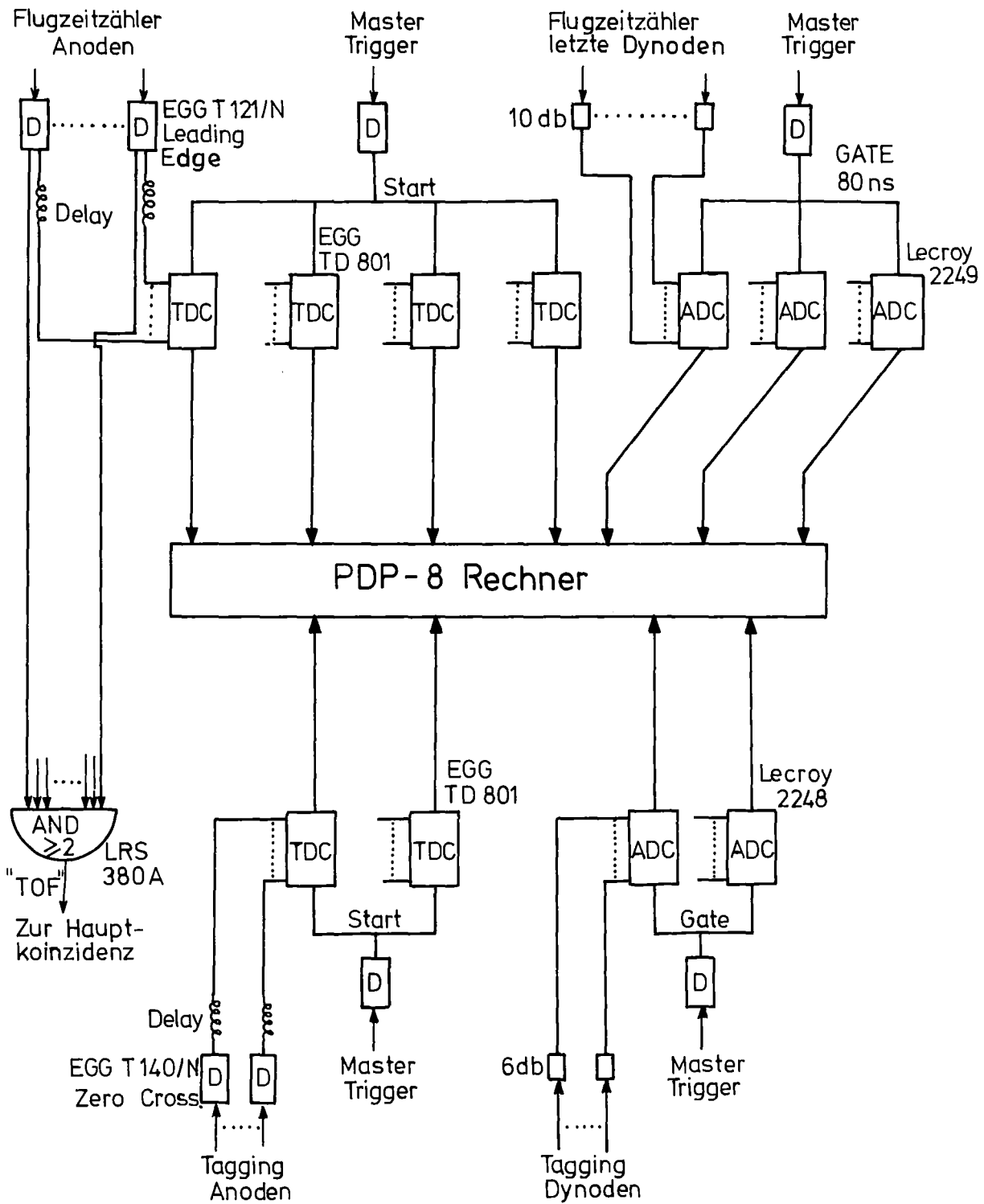


Abb. 9: Schaltplan der Flugzeitelektronik

Die Signale der 30 Flugzeitphotomultiplier sind in einer AND-Koinzidenz zusammengefaßt. Wenn mindestens zwei davon angesprochen haben (mindestens ein Teilchen hat die Zähler getroffen), liefert diese Koinzidenz das "TOF" Signal an der Hauptkoinzidenz.

3.8.5 Diskriminierverfahren-Pulshöhenkorrektur

Wesentlich für die Konzeption eines Flugzeitsystems ist die Wahl der Diskriminatoren, die den TDC's vorgeschaltet sind. Wir verwenden solche, die nach dem Vorderflankenprinzip (leading-edge) arbeiten. Getestet wurden neben diesen auch Nulldurchgangs (Zero Crossing) Diskriminatoren, wobei die Pulsformung sowohl mit dem "konstant-fraction" als auch mit dem Kurzschlußkabelverfahren vorgenommen worden war. Die Tests haben ergeben, daß für unsere Flugzeitähler die Vorderflankendiskriminatoren die bessere Zeitauflösung ermöglichen. In der Auswertung ist allerdings eine Korrektur der gemessenen Zeit notwendig, die Zeitschwankungen des "walk" Effektes berücksichtigt. Dieser Effekt hat zwei Ursachen: Die erste ist, daß Pulse mit gleicher Anstiegszeit aber verschiedener Amplitude die feste Triggerschwelle des Diskriminators zu verschiedener Zeit erreichen (Abb. 10a) und deswegen eine zeitliche Schwankung des Ausgangsimpulses auftritt.

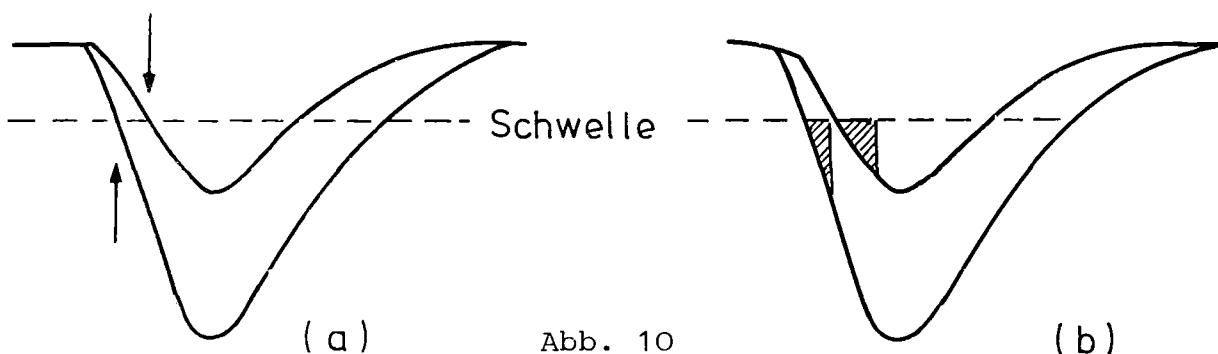


Abb. 10

Die zweite Ursache des "Walk"-Effektes beruht auf der Tatsache, daß die Diskriminatoren ladungsempfindliche Geräte sind und deswegen der flachere, kleinere Puls mehr Zeit braucht (Abb. 10b), um die notwendige Ladung zu liefern /18/ als der steile, große Puls. Um auf die Zeitschwankungen des "Walk"-Effektes korrigieren zu können, wurde die Abhängigkeit der gemessenen Zeit von der Pulsamplitude untersucht. Die Abb. 11 zeigt die verwendete Testanordnung.

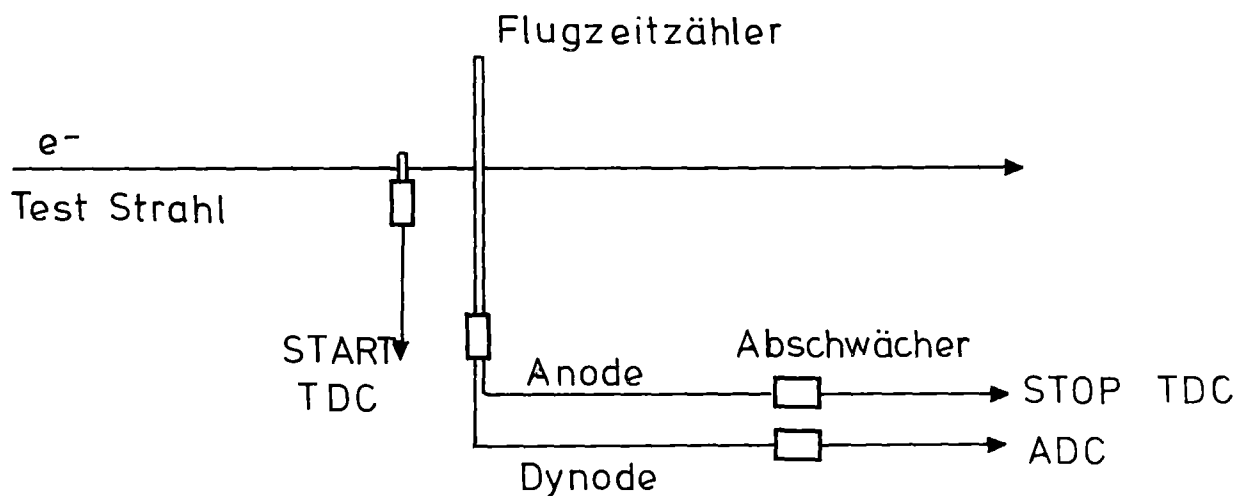


Abb. 11

Die Hochspannungen der Zähler wurden konstant gehalten und für feste Durchstoßpunkte der Elektronen in den Flugzeitzählern wurden die Abschwächer verändert, um einen großen Bereich der Pulsamplitude zu erfassen. Für die auf diese Weise auf Band geschriebenen Testdaten wurden off-line Schnitte in der Pulshöhe gemacht und für jeden Schnitt der Mittelwert der vom TDC gemessenen Zeit berechnet. Eine dafür typische Meßreihe zeigt die Abb. 12. Die eingezeichnete Kurve ist eine Anpassung der Meßwerte nach dem Ansatz

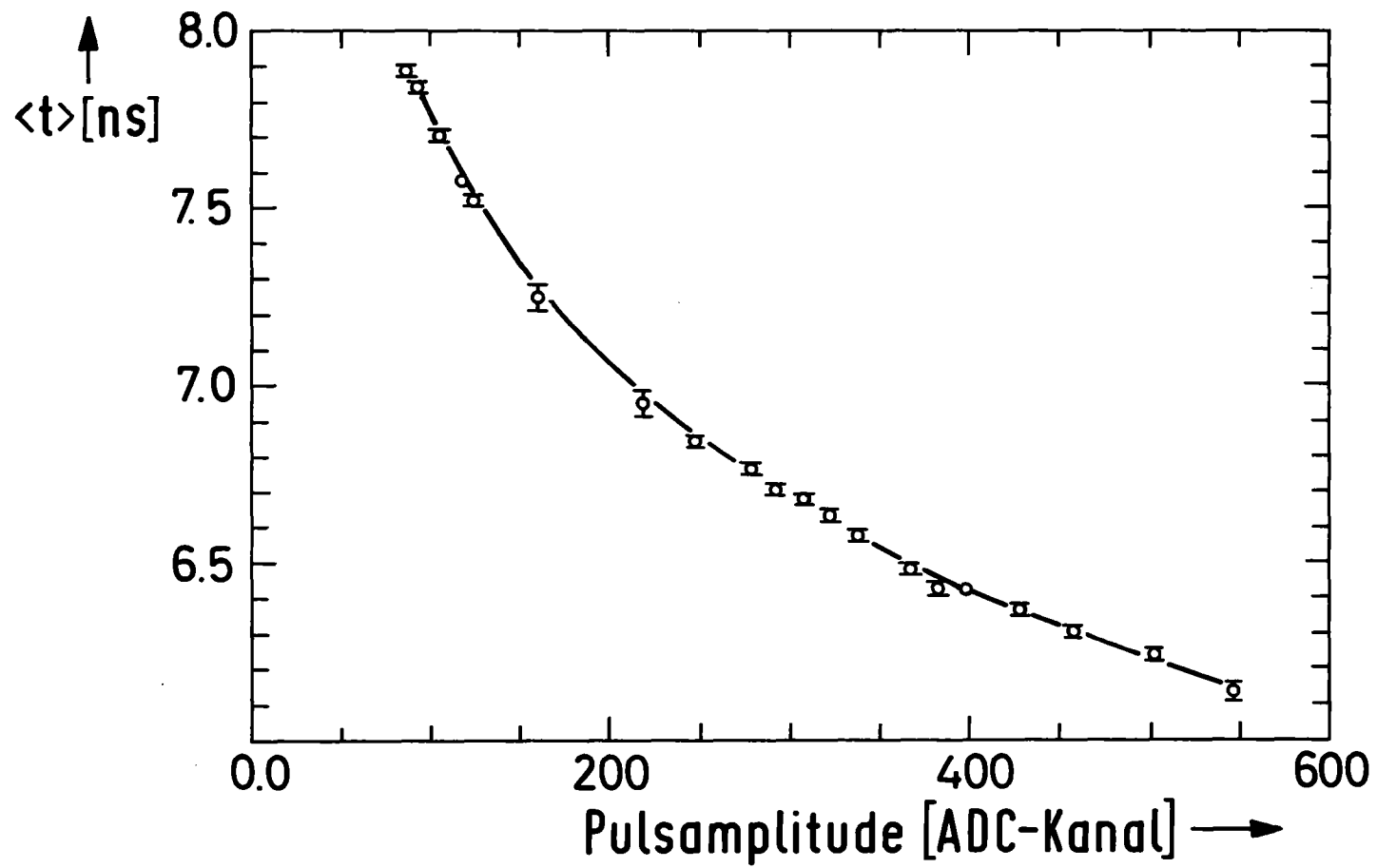


Abb. 12: Abhängigkeit der gemessenen TDC-Zeit von der Amplitude des Photomultiplierimpulses.

$$t = \frac{k_1}{A \cdot 0.1} + k_2 \quad (12)$$

wobei A die Pulsamplitude in ADC Kanälen ist.

Dieser Ansatz stellt auch die Korrektur der Zeitschwankungen wegen des "Walk"-Effektes dar. Da die additive Konstante k_2 in der Konstante K (Abschnitt 3.8.1) mitberücksichtigt werden kann, ist die korrigierte TOF-TDC Zeit (3.8.1):

$$t_{\text{TOF}} = t_{\text{TDC}} - \frac{k_1}{A \cdot 0.1} \quad (13)$$

Die TDC-Zeit der Tagging Triggerzähler wird nicht korrigiert. Wie bereits erwähnt wurde, verwenden wir für diese Zähler Nulldurchgangsdiskriminatoren. Der Grund ist, daß die Bildung der TC-Koinzidenzen und des Signals "T" (Abschnitt 3.9) einen präzisen Zeitabgleich erfordert. Daher ist die Verwendung von Vorderflankendiskriminatoren wegen der damit verbundenen off-line Zeitkorrektur nicht möglich. Außerdem zeigen die Tagging Zähler wegen ihrer kleinen Abmessungen keine großen Amplitudenschwankungen und daher wird durch Pulsformung mit Hilfe von clip-Kabeln und Verwendung von Nulldurchgangsdiskriminatoren eine gute Zeitdefinition erreicht. Experimentell zeigte sich, daß die TAG-TDC-Zeit praktisch unabhängig von der Pulshöhe ist.

3.8.6 Zeitauflösung

Für die Messung der Auflösung des Flugzeitsystems sind Teilchen mit $\beta=1$ notwendig. Wir verwenden für diesen Zweck e^+e^- Paare, die auch der Kalibrierung des Systems dienen (3.8.2). Sie werden am Al-Target unter kleinen Winkeln erzeugt und treffen die Flugzeitähler in einem Bereich ± 15 cm um

die Mittelebene. Um selektiv auf die e^+e^- Paare zu triggern, wird deswegen der Strahlstopper aus seiner Position in der horizontalen Symmetrieebene des Magneten entfernt und das Funkenkammergestell nach oben oder nach unten gefahren, so daß die M-Zähler der unteren bzw. oberen Reihe in dem e^+e^- Signal liegen. Das C Signal wird aus der Hauptkoinzidenz entfernt. Die Abb.13 zeigt die unter diesen Bedingungen gemessene Verteilung der Flugzeit für Elektronen, normalisiert auf eine mittlere Bahnlänge von $S = 8.2$ m. Es wurde über alle Kombinationen der 15 Flugzeitähler und der 7 Paare der Tagging Triggerzähler, die jeweils angesprochen haben, summiert. Die Halbwertsbreite der Verteilung beträgt 0.6 ns.

Da die Flugzeitähler von den e^+e^- Paaren etwa in der geometrischen Mitte getroffen werden, muß zusätzlich untersucht werden, ob die Halbwertsbreite δt und der Mittelwert $\langle t \rangle$ der Verteilung entlang der Zähler konstant bleiben, damit der Wert 0.6 ns als die Auflösung des Systems betrachtet werden kann. Eine entsprechende Untersuchung wurde mit den im Experiment registrierten Hadronen durchgeführt. In der Tat aus Abb. 14 und Abb. 15 ist zu entnehmen, daß diese Konstanz gewährleistet ist. Dort wurde die Halbwertsbreite und der Mittelwert der Zeitverteilungen für hadronische Ereignisse für drei typische Zähler aufgetragen. Die Vergrößerung der Halbwertsbreite auf 0.75 ns ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß Teilchen verschiedener Massen und Impulse in der Verteilung enthalten sind.

Der Impulsbereich in dem die Trennung der verschiedenen Teilchen aufgrund der Auflösung des Flugzeitsystems möglich ist, ist aus der Abb. 16 zu ersehen. Dort sind die Flugzeitdifferenzen zwischen Pionen und Kaonen bzw. zwischen Kaonen und Protonen für eine Spurlänge von 8 m - entsprechend der mittleren Spurlänge die für Hadronen im Experiment vorkommt - als Funktion vom Impuls aufgetragen. Danach sollte die Tren-

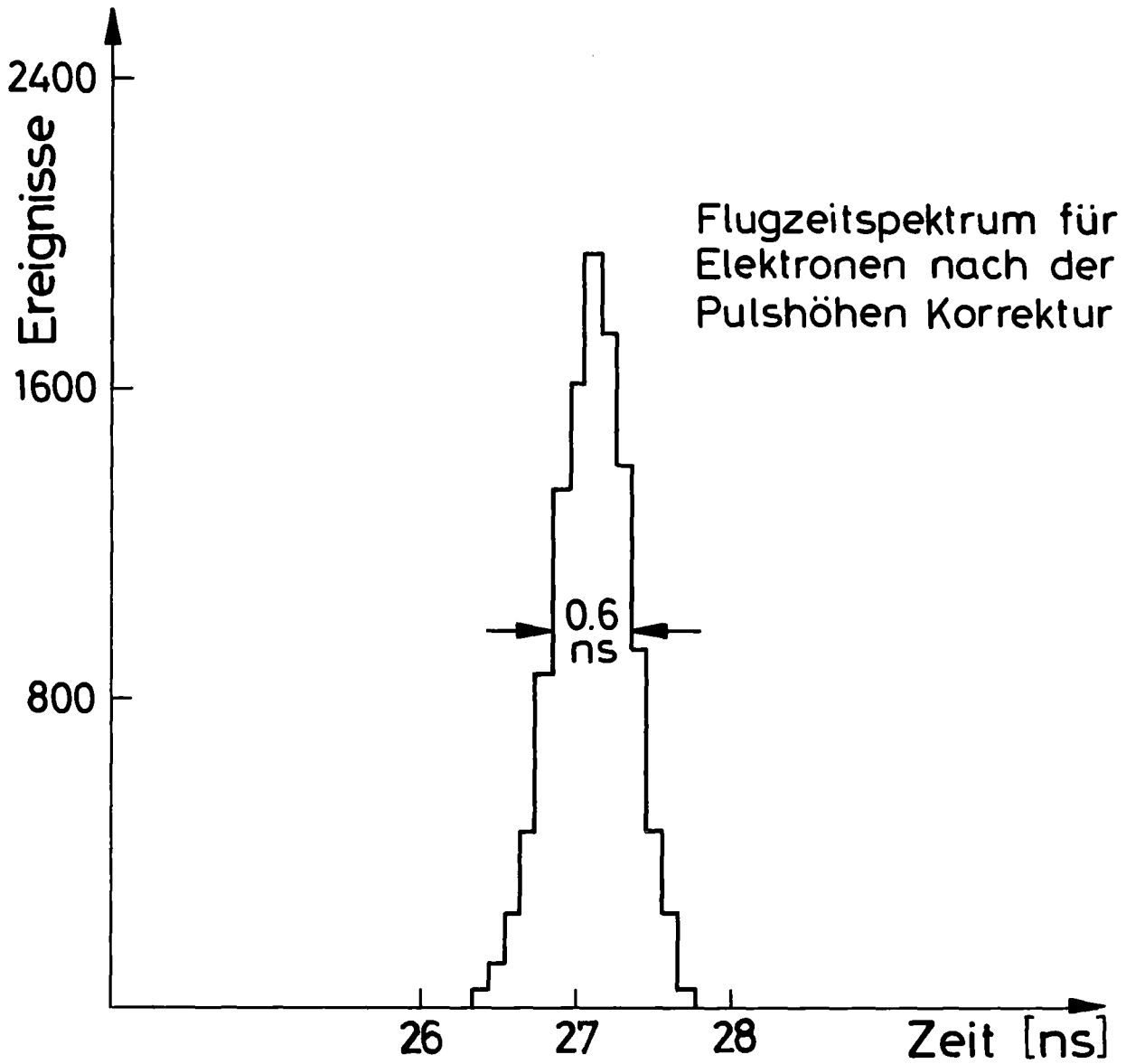


Abb. 13: Verteilung der Flugzeit der Elektronen, die für die Eichung des Flugzeitsystems verwendet wurden, summiert über alle Tagging- und Flugzeitzähler.

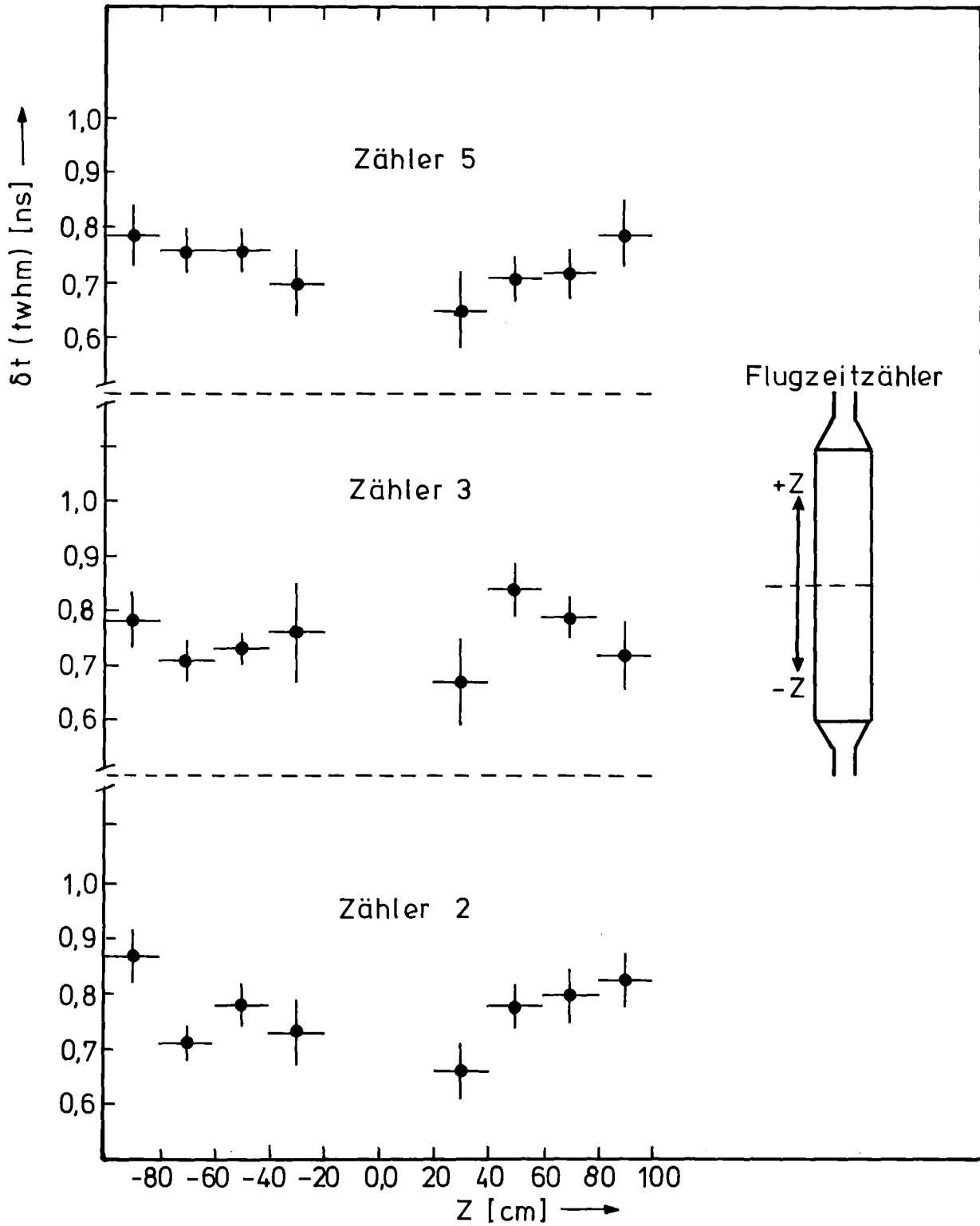


Abb. 14: Halbwertsbreite der Flugzeitverteilung der Hadronen als Funktion des Abstandes z des Durchstoßpunktes von der Zählermitte für drei typische Flugzeitzähler.

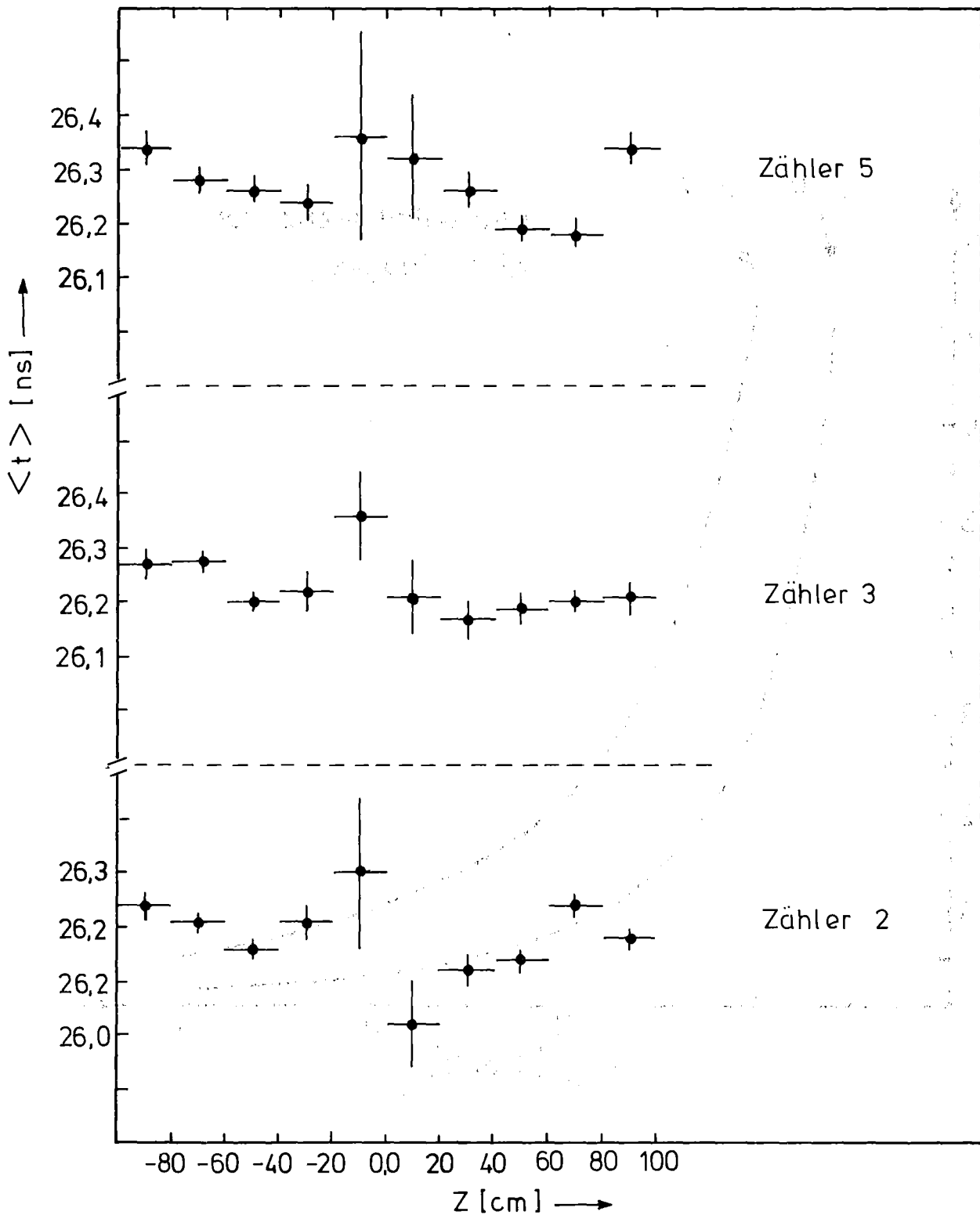


Abb. 15: Mittelwert der Flugzeitverteilung der Hadronen als Funktion des Abstandes des Durchstoßpunktes von der Zählermitte für drei typische Flugzeitzähler.

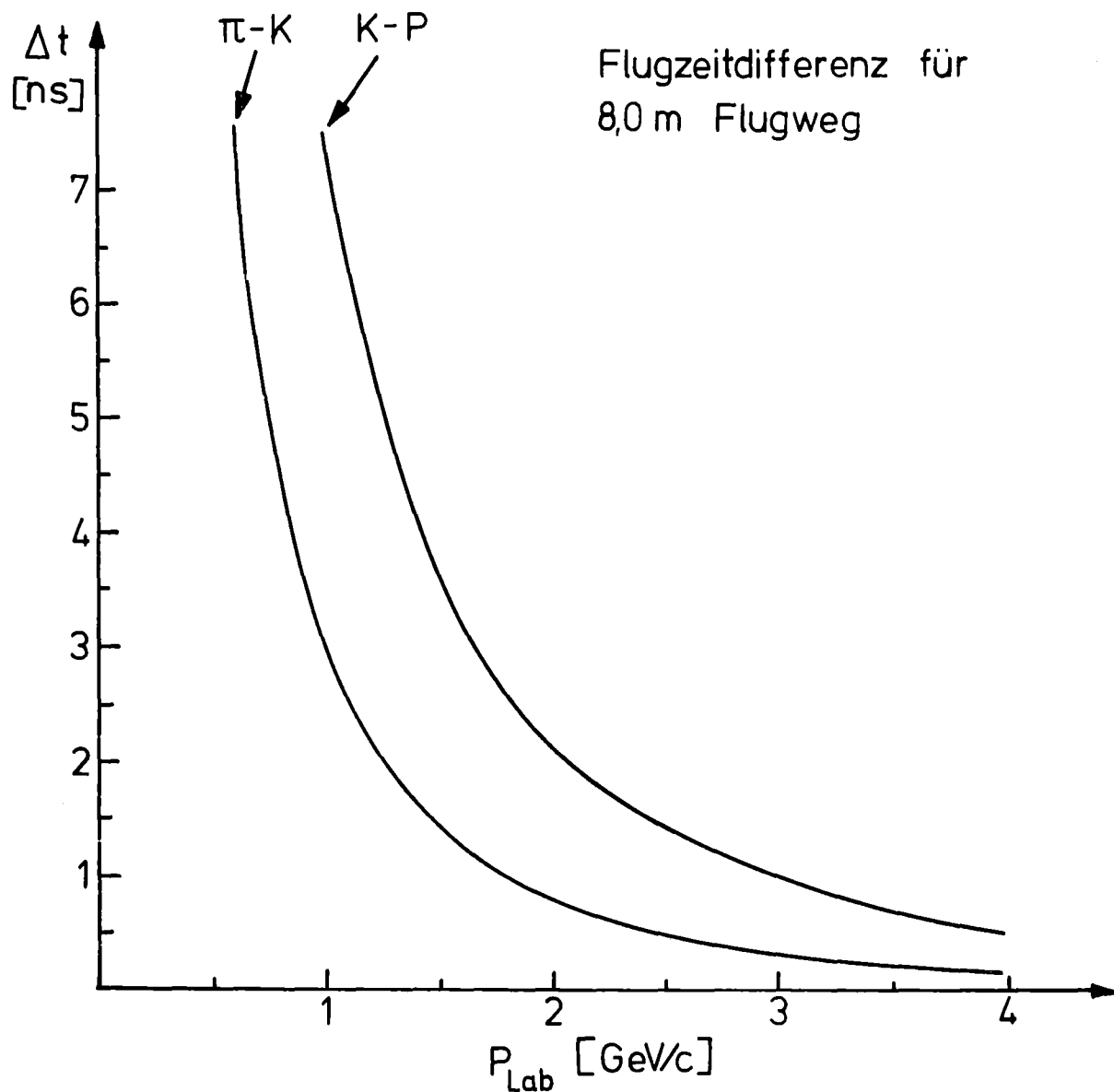


Abb. 16: Flugzeitdifferenz zwischen Protonen und K-Mesonen sowie zwischen Pionen und K-Mesonen als Funktion des Teilchenimpulses P_{Lab} für 8.0 m Flugweg.

nung zwischen Kaonen und Protonen bis 3.7 GeV und zwischen Pionen und Kaonen bis 1.8 GeV möglich sein.

3.9 Schnelle Elektronik, Trigger

Wir nennen das Signal, welches von der schnellen Elektronik erzeugt wird, nachdem ein gewünschtes Ereignis in die Apparatur eingetroffen ist, den "Master Trigger". Dieses Signal bewirkt folgendes:

1. Es sperrt die Aufnahme weiterer Ereignisse, bis das Ereignis durch den on-line Rechner ausgelesen worden ist.
2. Es erzeugt das TOR-Signal für das Auslesen der Proportionalkammer-Daten.
3. Es legt den Hochspannungspuls an die Funkenkammern.
4. Es startet die Flugzeit- und Tagging-TDC s und bildet die TOR-Signale für alle ADC s und Register.
5. Es veranlaßt das Einlesen der gesamten Ereignisinformation in den PDP-8-Rechner, der das Experiment steuert.

Der Master Trigger wird in der Hauptkoinzidenzeinheit (Abb. 17) erzeugt. Dort laufen die Signale aus den Tagging (T)-, Trigger (R·S)-, Flugzeit (TOF)- und Cerenkov (C)-Zählern zusammen.

Im folgenden wird die Bildung der Signale T, R·S, TOF und C beschrieben, wobei für eine OR bzw. eine AND Koinzidenz die Symbole + und · verwendet werden.

Das Signal T wird von einer OR Koinzidenz gebildet (Abb. 18), wo alle Tagging TC Koinzidenzen zusammengeschaltet sind:

$$T = TC1 + TC2 + \dots + TC7$$

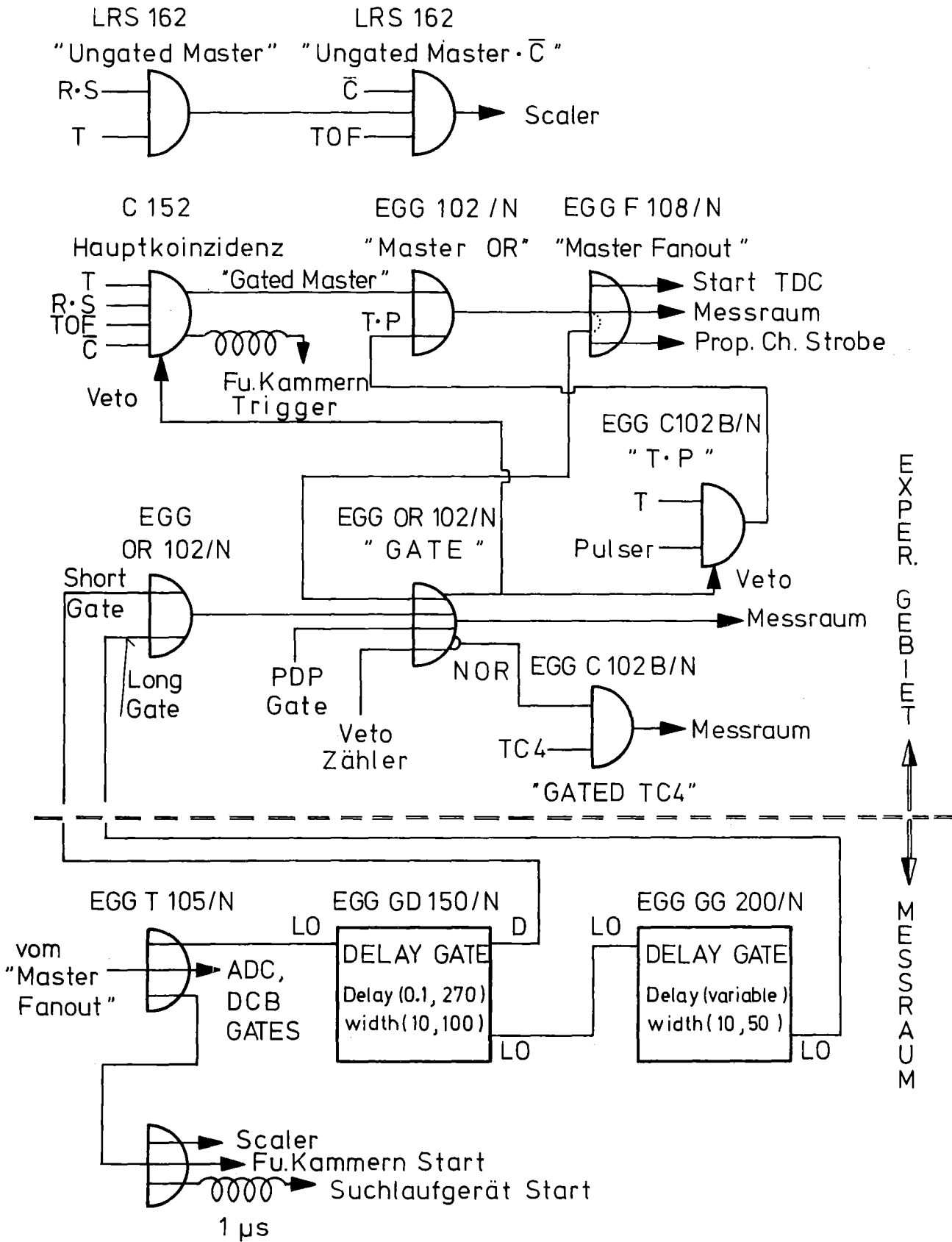


Abb. 17: Schaltplan der Elektronik für die Bildung des "Master Triggers"

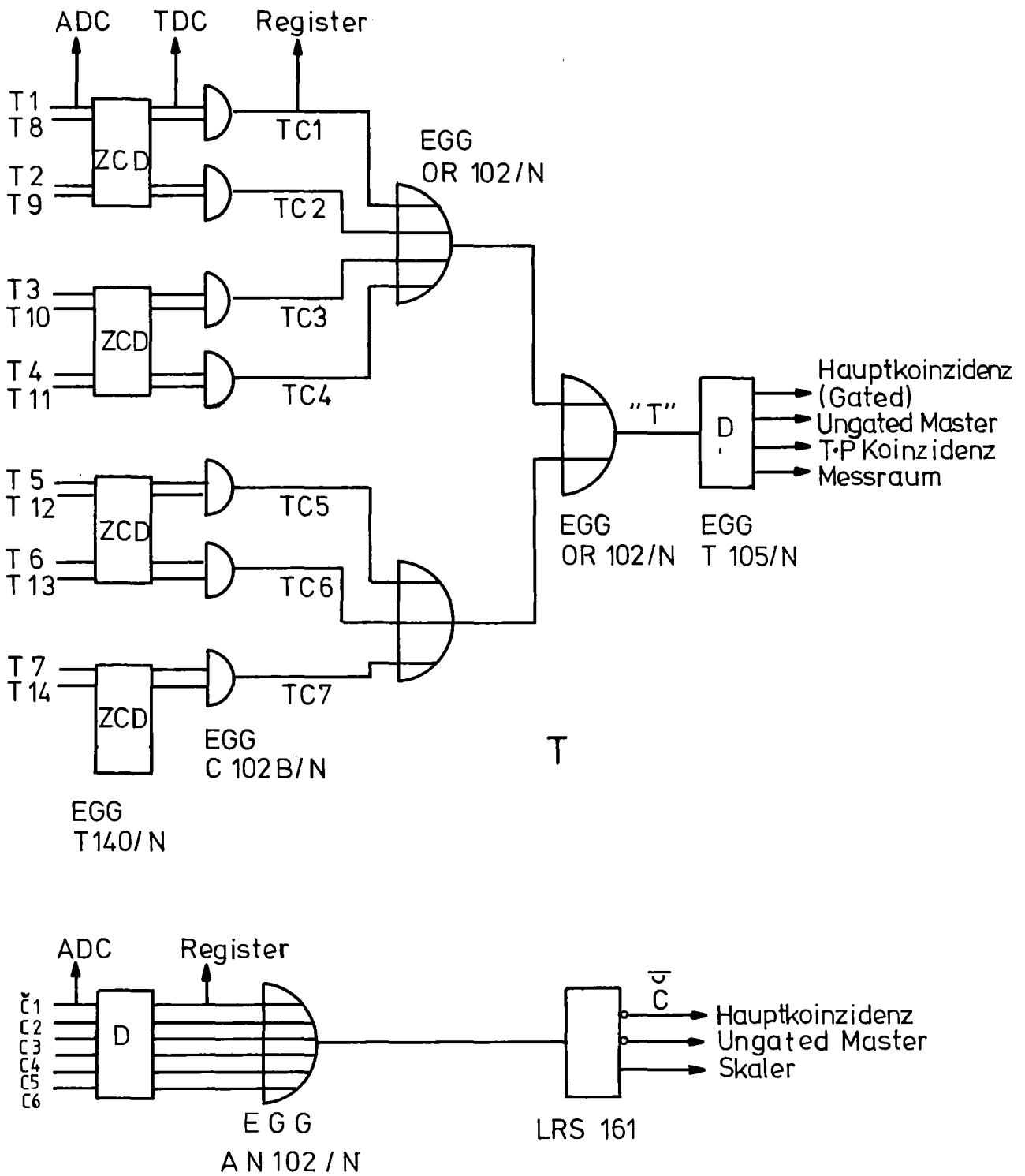


Abb. 18: Schaltplan der Elektronik für die Bildung der Signale "T" und "C̄".

Das Signal R wird aus M, A und B gebildet (Abb.19). Für die Koinzidenzsignale M,A,B müssen jeweils zwei entsprechende Zähler angesprochen haben:

$$R = M(2) \cdot A(2) \cdot B(2)$$

Bei der Bildung des Signals R kann es durch zufällige Zählereignisse vorkommen, daß die Bedingung $R = M(2) \cdot A(2) \cdot B(2)$ erfüllt wurde, obwohl weniger als zwei Teilchen das Spektrometer durchquert haben. Um die Anzahl der auf diese Weise entstehenden falschen Trigger zu reduzieren, verwenden wir eine schnelle elektronische Spurensuchlogik*. Dieses Gerät selektiert aus der M,A,B-Zählerinformation die geometrisch möglichen Spuren. Das Muster der möglichen $M(1) \cdot A(1) \cdot B(1)$ -Spuren wurde zuvor aufgrund der Zählergeometrie mit einem Rechnerprogramm berechnet und in die Spurensuchlogik durch den PDP-8 Rechner eingespeichert.

Die 24 M-Zähler sind paarweise (je zwei übereinander stehende Zähler) in 12 OR Koinzidenzen zusammengeschaltet (Abb. 20). Wenn eine dieser Koinzidenzen gesetzt wird, untersucht die Spurensuchlogik, ob aus den entsprechenden M-Zählern und den A und B Zählern die angesprochen haben, eine der gespeicherten geometrisch möglichen Spuren gebildet werden kann. Wenn das zutrifft, erzeugt die Spurensuchlogik ein Signal auf einem von 12 Ausgängen (entsprechend dem jeweiligen M-Zählerpaar).

Die gewünschte Anzahl der Spuren pro Ereignis läßt sich an einer "multiplicity" Koinzidenzeinheit einstellen, in der die 12 Ausgänge der Spurensucheinheit eingegeben werden und die das Signal S erzeugen. Dort werden auch die Signale aus 12 AND Koinzidenzen eingegeben. In diesen Koinzidenzen sind

*Entwickelt speziell für diesen Zweck in Zusammenarbeit mit der DESY Gruppe F-51

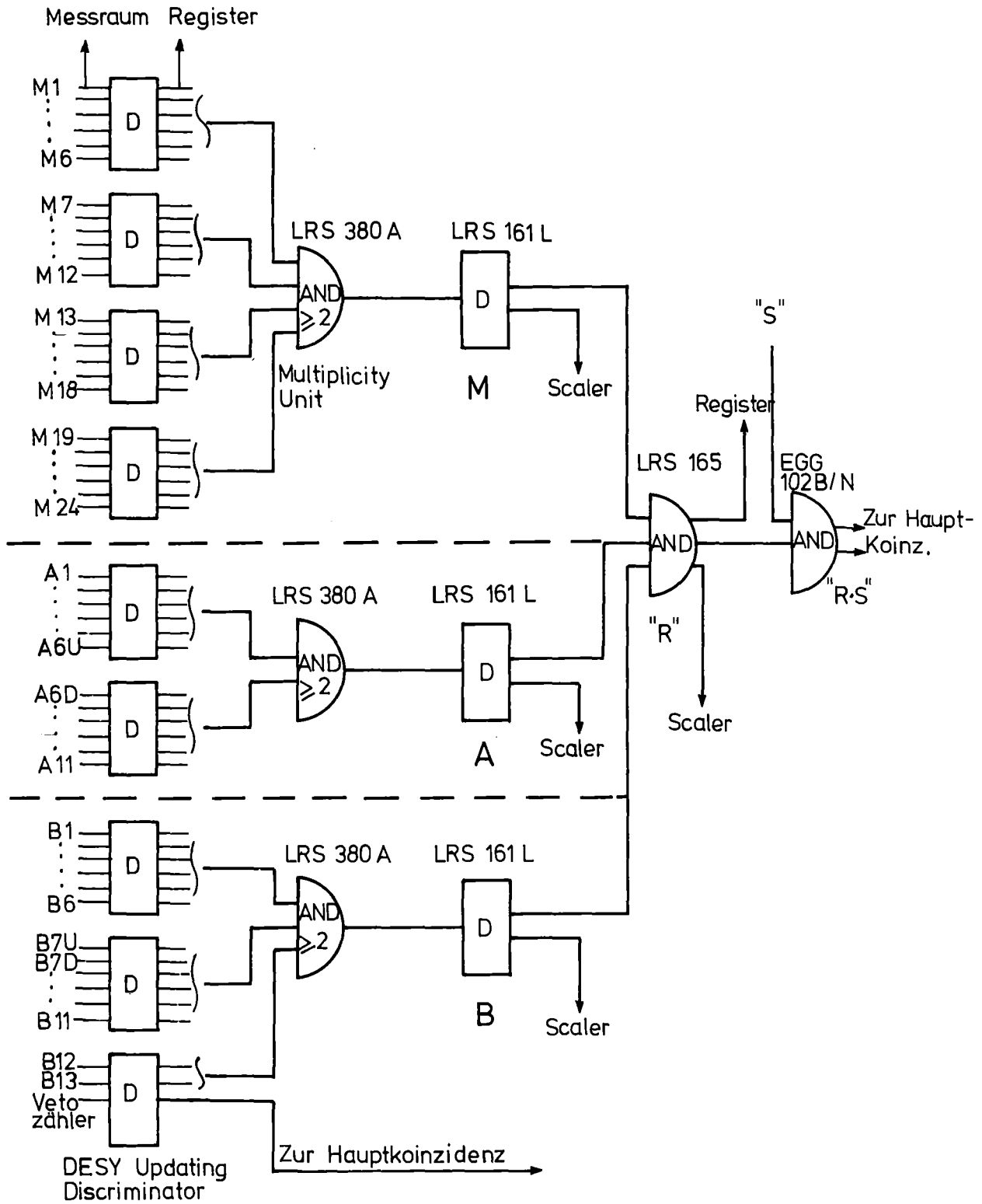


Abb. 19: Schaltplan der Elektronik für die Bildung des Signals "R".

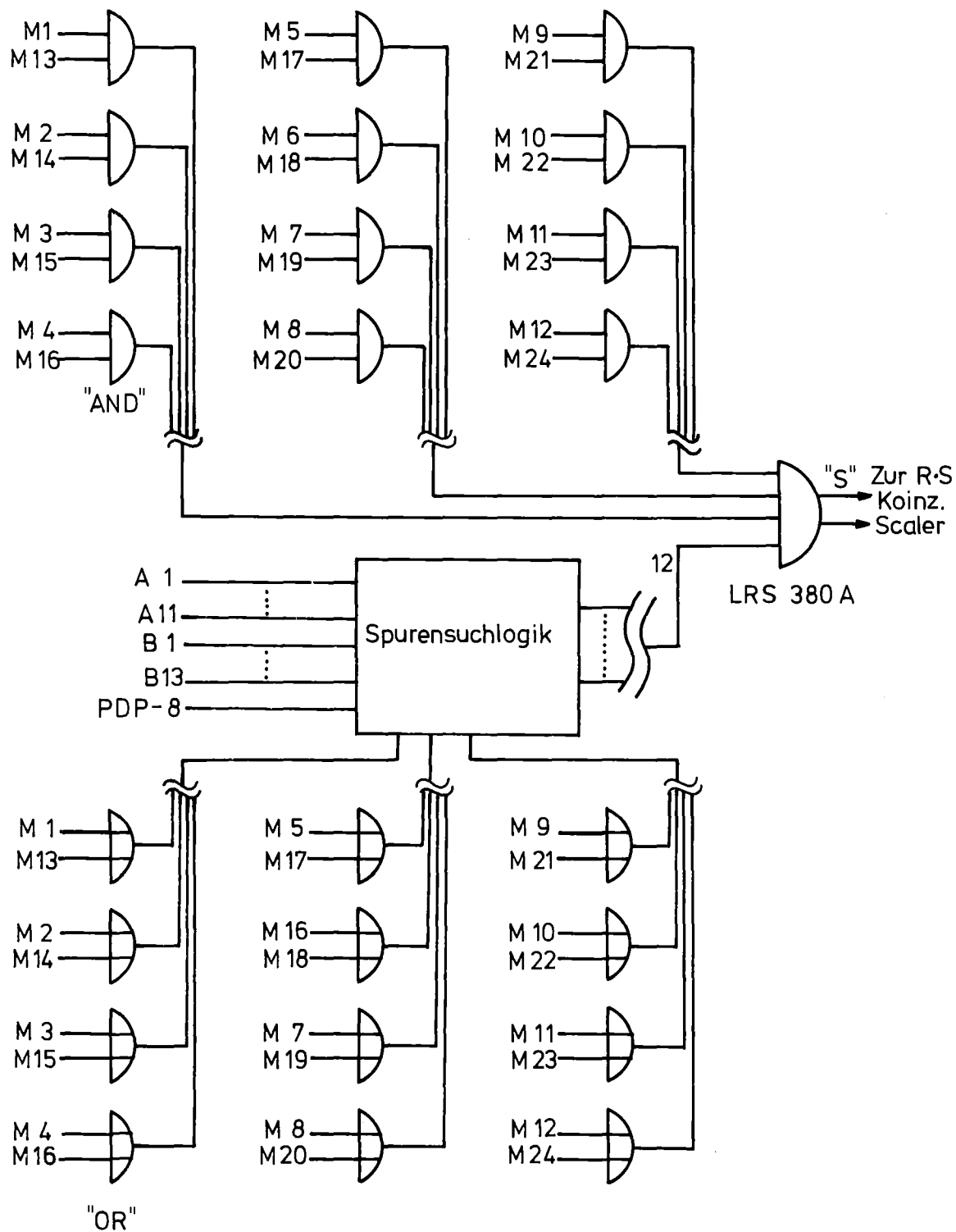


Abb. 20: Schaltplan der Elektronik für die Spurensuchlogik

übereinanderstehende M-Zähler zusammengeschaltet. Dadurch könnte vermieden werden, daß Zweispurenereignisse verloren gehen, die ein solches M-Zählerpaar, aber nur einen A- und einen B-Zähler treffen. Von dieser Möglichkeit wurde in den Daten, die diese Arbeit präsentiert, nicht Gebrauch gemacht, weil in der Hauptkoinzidenz das Signal $R \cdot S$ eingesetzt war, das diese Klasse von Zweispurenereignissen ausschließt.

Die Spurensuchlogik ermöglicht eine Unterdrückung der zufälligen Trigger durch eine starke Reduktion der Anzahl der erlaubten $M(2) \cdot A(2) \cdot B(2)$ -Kombinationen. Dies ist jedoch von den Strahlbedingungen abhängig, d.h. von der Anzahl der Streuphotonen, die außerhalb des eigentlichen Strahlprofils vorhanden waren (Halo). Bei guten Strahlbedingungen war die Wirkung der Spurensuchlogik vernachlässigbar und im Trigger genügte das Signal R (statt $R \cdot S$). Dagegen bei schlechten Strahlbedingungen (z.B. bei großem Halo im Photonenstrahl) bewirkte die Spurensuchlogik eine wesentliche Unterdrückung der zufälligen Trigger.

Für das TOF-Signal werden die diskriminierten Impulse der 30 Flugzeitphotomultiplier in einer AND "multiplicity" Einheit eingegeben (Abb. 9). Sie liefert ein TOF-Signal, wenn mindestens 2 der Flugzeitphotomultiplier angesprochen haben. Wenn man berücksichtigt, daß jeder Flugzeitzähler von zwei Photomultipliern betrachtet wird, bedeutet dies, daß mindestens ein Flugzeitzähler getroffen werden muß. Ereignisse, bei denen zwei Photomultiplier von verschiedenen Zählern angesprochen haben, werden in der Auswertung aufgrund der TDC-Information beseitigt.

Das Cerenkov Veto-Signal C ist das Resultat einer ODER Koinzidenz aus den sechs Photomultipliern des Cerenkov-Zählers (Abb. 18):

$$\bar{C} = \overline{C1 + \dots + C6}$$

Somit war die schaltlogische Definition des Master-Triggers für dieses Experiment:

$$\text{MASTER} = T \cdot (R \cdot S) \cdot \text{TOF} \cdot \bar{C}$$

Für Testzwecke wurde auch eine Reihe von Meßläufen ohne das Cerenkov-Veto-Signal gemacht* ("ρ"-Trigger):

$$\text{"}\rho\text{"-MASTER} = T \cdot (R \cdot S) \cdot \text{TOF}$$

Da die Cerenkov-Photomultiplier auch an ADC's angeschlossen waren, konnten auch diese Daten durch Schnitte in den ADC-Spektren in der Auswertung verwendet werden.

Der Trigger für die e^+e^- Paare, die zur Eichung des Tagging- und des Flugzeitsystems aufgenommen wurden, ist im Abschnitt 3.8.2 beschrieben worden.

3.10 Steuerung des Experiments und Datenerfassung

Die Steuerung und Überwachung des Experiments geschieht über einen PDP8-Rechner. Außer dieser Funktion übernimmt der Rechner das Auslesen der experimentellen Information durch ein CAMAC System. Die Daten überträgt er einem IBM-Großrechner in dem DESY Rechenzentrum, mit dem er in on-line Verbindung steht. Sie werden dort zunächst auf einen schnellen Datenspeicher (Platte) geschrieben und später durch ein off-line Programm auf Band kopiert.

* Dabei triggern im wesentlichen hadronische Ereignisse; unter diesen sind besonders häufig Ereignisse des Typs $\gamma p \rightarrow p \hat{\rho}^0 (\rightarrow \pi^+ \pi^-)$ + anything

Abb. 21 gibt eine Übersicht über die ausgelesene Information und die dafür verwendeten Geräte. Die Signale T,M,A, B,R,S im CAMAC Überrahmen Nr. 1 werden kontinuierlich (unabhängig vom Trigger) gezählt. Sie dienen der Kontrolle der experimentellen Bedingungen. T gibt auch den Fluß der energiemarkierten Photonen an.

Die übrigen Daten (Überrahmen 2 und 3) werden einmal pro Ereignis eingelesen. Die Drahtadressen der Proportionalkammer werden von einer entsprechenden Ausleseeinheit (Suchlaufgerät) und die Funkenkoordinaten durch die Zeitdigitalisierer der magnetostriktiven Signale und ihrer Steuereinheit aufgenommen. Diskriminator-Koinzidenzregister (DCR) oder einfache Koinzidenzregister zeichnen auf, ob die verschiedenen Zähler in Koinzidenz mit dem Master Trigger angesprochen haben oder nicht. Pulshöhen werden über Analog zu Digital Wandler (ADC's) und Zeitdifferenzen über Zeitdigitalisierer (TDC's) aufgenommen. Die genaue Schaltung und Steuerung der ADC's und TDC's wurde an anderer Stelle beschrieben (3.8.4).

Zur Überwachung des Experiments werden annähernd maßstabsgerecht die horizontalen und vertikalen Koordinaten der Funken- und der Proportionalkammersignale sowie Informationen über die Zähler, die angesprochen haben, auf ein Datensichtgerät übertragen. Dort werden auch ADC- und TDC-Inhalte für jedes Ereignis gezeigt. Abfragen kann man außerdem auf dem Datensichtgerät Histogramme der Belegung der Kammerdrähte und der Zähler, die für eine gegebene Anzahl von Ereignissen von dem PDP-8 oder dem IBM Rechner erzeugt wurden.

Unabhängig von den Rechnern und zu deren Entlastung haben zwei Mikroprozessoren Überwachungsaufgaben übernommen. Hauptsächlich kontrollierte der eine laufend die Hochspannung der Kammern und der Zähler. Er konnte dadurch die Experimentatoren alarmieren, wenn es zu einer größeren Abweichung bezüglich der eingestellten Werte kam. Der andere Mikroprozessor erzeugte u.a. auf einem Datensichtgerät Histogramme der Flugzeit und Tagging TDC's und ADC's.

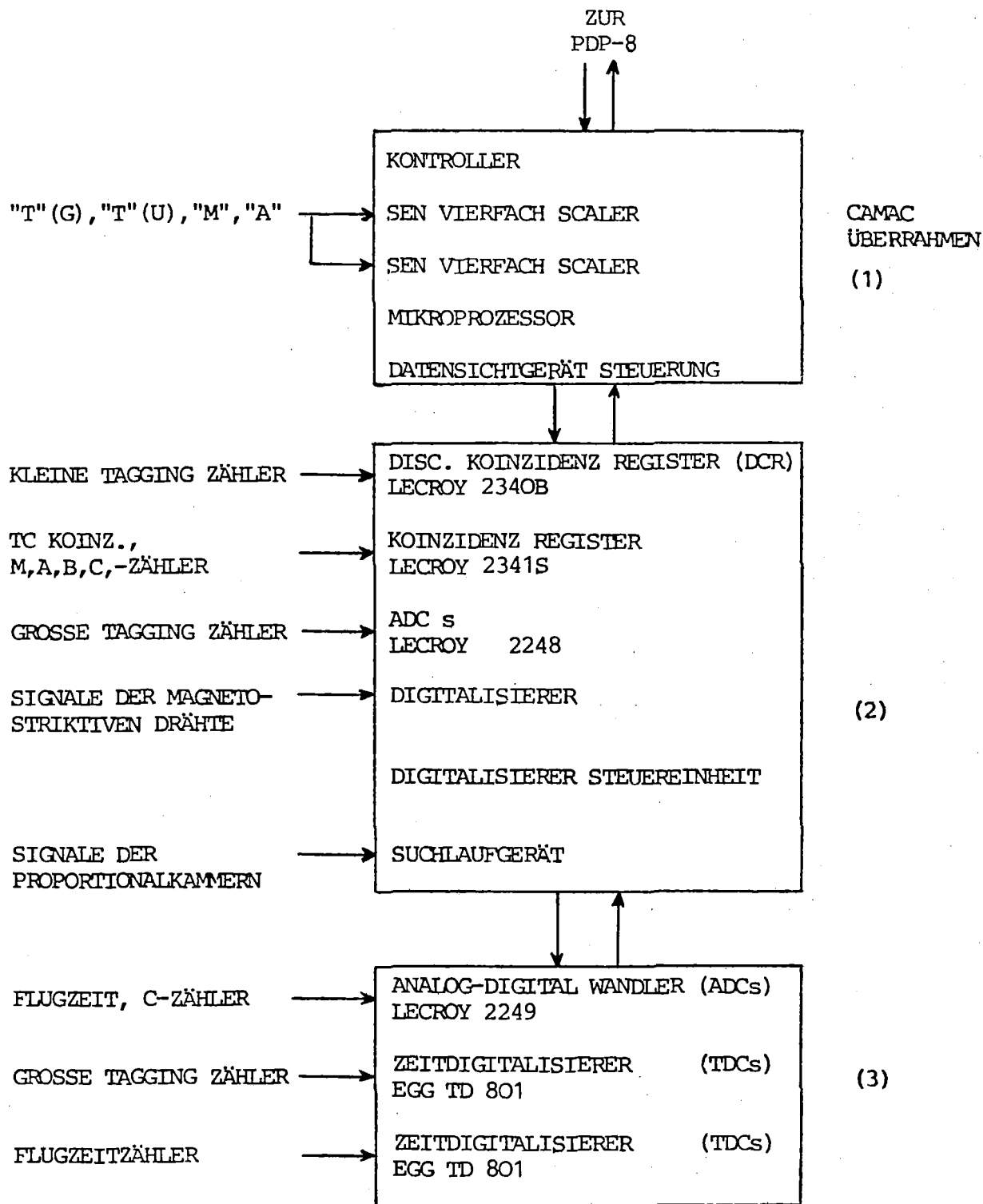


Abb. 21: Übersicht über die ausgelesene experimentelle Information.

4. DATENAUSWERTUNG

4.1 Spurenrekonstruktion

Spurenrekonstruktion nennen wir die Berechnung der Teilchentrajektorien aus den Funkenkoordinaten. Das Programm SEARCH /19 wurde auf die magnetostriktiven Funkenkammern und auf die Geometrie dieses Experimentes angepaßt und für die Spurenrekonstruktion verwendet. Das Programm macht für jedes Ereignis folgende Schritte:

1. Dekodiert die Funkenkammerinformation in Funkenkoordinaten.
2. Sucht nach 4- bzw. 3-Funken geraden Teilspuren in einer Reihe von 4-Kammerkombinationen.
3. Verbindet die Teilspuren miteinander.
4. Zu den gefundenen Teilspuren ordnet es durch Extrapolation zusätzlich einzelne Funken in den übrigen Kammern.
5. Berechnet die Ausgleichsgerade der zu einer Spur zugeordneten N Funken durch Minimierung der Größe:
$$r^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N |(A \cdot X_i + B - Y_i)^2 + (C X_i + D - Z_i)^2| \cdot P_i \quad *$$
 (14)
6. Berechnet eine erste Schätzung des Wechselwirkungspunktes. Die endgültige Berechnung geschieht im Impulsrekonstruktionsprogramm.

Um Mehrdeutigkeiten zu eliminieren, muß ein Teilchen mindestens in einer der gedrehten Kammern nachgewiesen worden sein. Die gefundenen Spuren müssen eine Reihe von Bedingungen erfüllen, um akzeptiert zu werden:

1. Die erste Schätzung des Wechselwirkungspunktes darf nicht sehr weit außerhalb der Targetgrenzen liegen.

* X_i, Y_i, Z_i und P_i sind die Koordinaten bzw. die Gewichte der Funken.

2. Die Triggerzähler, die geometrisch von der Spur getroffen sein müßten (bei einer geom. Toleranz von 10%), zeigten auch ein Signal (die Triggerbedingung war erfüllt).
3. Die Spur muß von dem Austrittsfenster des Magneten kommen.
4. Für die Streuung r_{\min} der Funken um die Ausgleichsgerade gilt:

$$r_{\min} < R$$

R muß experimentell ermittelt werden. Die Anzahl der gefundenen Spuren wächst zunächst als Funktion des größten zugelassenen r_{\min} . Von einem gewissen Wert R an bleibt diese Anzahl konstant. Auf diese Weise wurde für die Spurenrekonstruktion $R = 5$ mm festgesetzt.

Die mittlere Zwei-Spur-Nachweiswahrscheinlichkeit einzelner Funkenkammern beträgt $\bar{\eta} = 75 \pm 5\%$.

Daraus folgt, daß das 8-Kammer-Paket 94.3% der erzeugten Zwei-Spur-Ereignisse registriert hat.

4.2 Impulsrekonstruktion

Das für die Impulsrekonstruktion verwendete Programm berechnet den Wechselwirkungspunkt (Vertex) des Ereignisses und die Impulsvektoren der Teilchen an diesem Punkt. Die Rekonstruktionsmethode stützt sich auf die Tatsache, daß die Projektionen der Teilchenbahnen auf der horizontalen Ebene im Magneten in guter Näherung als Kreise in einem Kastenfeld betrachtet werden können. Eine Kontroll-Auswertung nach einer zweiten Methode (CIRCE /26/) ergab gute Konsistenz zwischen den Ergebnissen beider Methoden*.

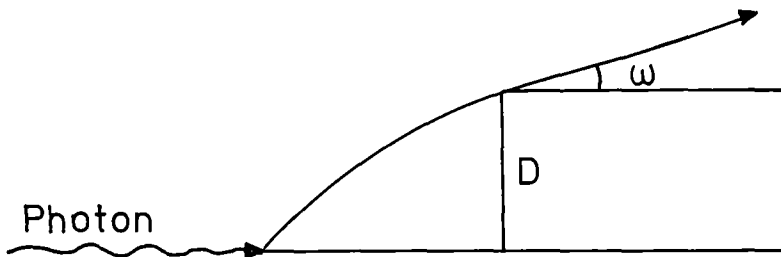
*Die 2. Methode beruht auf einer gleichzeitigen Optimierung von 9-Spurparametern (Impulse der Teilchen und Vertexkoordinaten). Wegen größerer Fit-Verluste der zweiten wurde in der Auswertung die erste Methode verwendet.

Das in dieser Arbeit verwendete Impulsrekonstruktionsprogramm umfaßt im wesentlichen folgende Schritte:

1. Aus den vertikalen Projektionen der Spuren (Proportional- und Funkenkammersignale) werden die vertikale und longitudinale Koordinate des Vertex bestimmt. Aus dem gemessenen Magnetfeld und dem longitudinalen Vertex wird ein entsprechendes Kastenfeld berechnet (effektive Feldstärke H und eff. Länge L).
2. Der Krümmungsradius der vom Teilchen beschriebenen Kreisbahn wird aus der Beziehung berechnet:

$$R = \frac{D^2 + L^2}{2(D \cdot \cos \omega - L \cdot \sin \omega)} \quad (15)$$

ω und D sind aus folgender Zeichnung ersichtlich:



Aus der Beziehung

$$|\vec{p}| = 0.3 \cdot H \cdot R \quad (16)$$

wird eine erste Approximation des Impulsbetrages berechnet. Dann wird auf die Impulskomponenten am Vertex zurückgerechnet.

3. Vom Vertex aus und mit der ersten Approximation des Impulses wird schrittweise durch die Lorenzkraft eine Polygonnäherung der Teilchenbahn ausgerechnet und ihre Schnittpunkte mit der Proportionalkammer bestimmt. Abb. 22 zeigt für die horizontale Koordinate die Differenz D zwischen berechnetem Schnittpunkt und Kammersignal. Beträgt diese Differenz weniger als 3 cm, wird der Spur das Proportionalkammersignal zugeordnet.
4. Mit dem zugeordneten Signal, dem Spurparameter außerhalb des Feldes und dem effektiven Feld von der Proportionalkammer bis zum Magnetende wird über die Beziehungen (15) und (16) der endgültige Impulsbetrag und die Impulskomponenten an der Proportionalkammer berechnet.

Von dort aus wird die Spur durch das gemessene Magnetfeld zum Target zurückverfolgt. Der Vertex und die Impulskomponenten dort werden bestimmt.

Abb. 23 zeigt die longitudinale, vertikale und horizontale Vertexverteilung.

4.3 Impulsauflösung

Die Impulsauflösung wurde mit Hilfe von Monte Carlo-generierten Ereignissen bestimmt. Die Teilchenbahnen wurden durch das Magnetfeld verfolgt und deren Schnittpunkte mit Proportional- und Funkenkammern, entsprechend der Auflösung dieser Geräte, zu Kammerkoordinaten kodiert. Außerdem wurde die Streuung der Kammerkoordinaten aufgrund von Vielfachstreuung berücksichtigt. Die auf diese Weise entstandenen Ereignisse wurden wie normale Daten durch das Spur- und Impulsrekonstruktionsprogramm ausgewertet. Aus der Differenz zwischen generiertem und rekonstruiertem Impuls ergab sich:

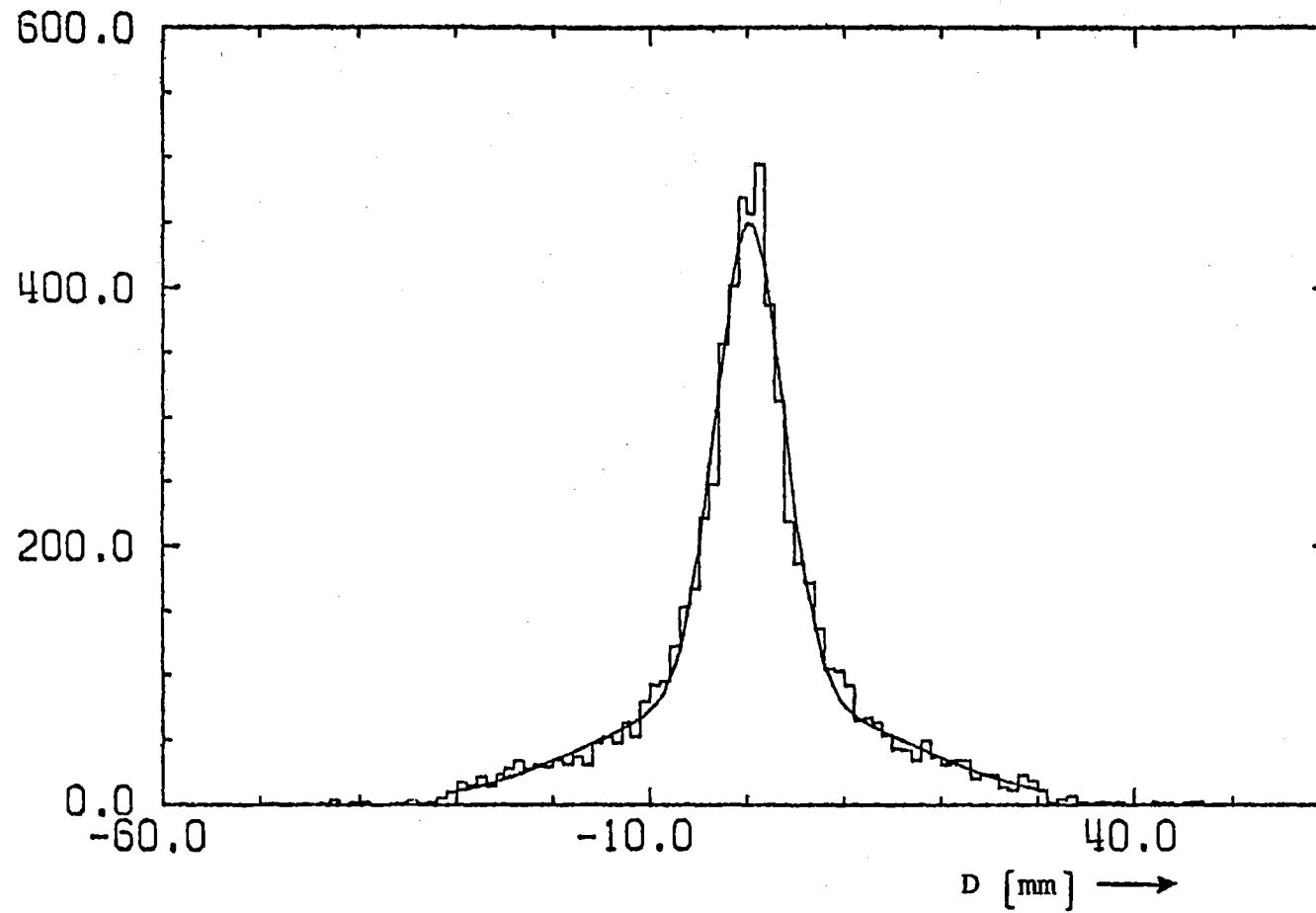


Abb. 22: Verteilung der Größe $D = Y_S - Y_K$. Y ist die horizontale Koordinate des Durchstoßpunktes durch die Proportionalkammer, berechnet aus der rekonstruierten Teilchenspur (Y_S) bzw. aus dem Kammersignal (Y_K).

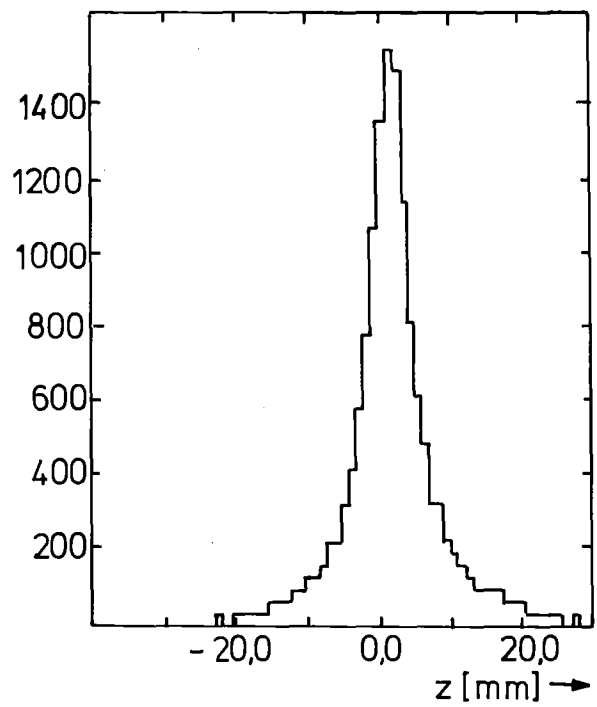
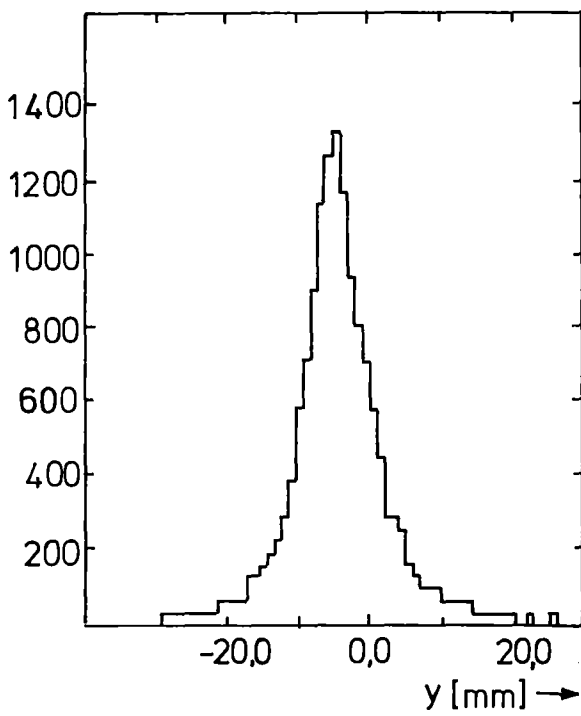
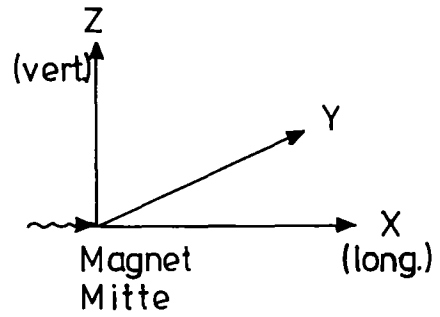
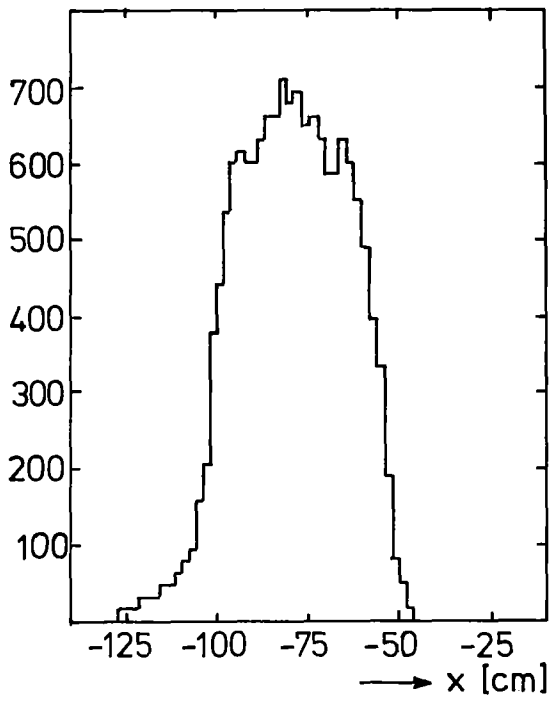


Abb. 23: Longitudinale, horizontale und vertikale Vertexverteilung.

$$\Delta p = 0.025 \cdot p^2 \text{ |GeV/c|} \quad (17)$$

4.4 Bestimmung der Teilchenmasse

Die Bestimmung der Teilchenmasse aus der "time of flight" (TOF)-Information dient der Identifikation der Antiprotonen und der Abtrennung der gesuchten Reaktion $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$. Die Teilchenmasse wird aus folgender Beziehung berechnet:

$$m = p \left(\frac{t^2 c^2}{s^2} - 1 \right)^{1/2} \quad (18)$$

Den Impuls p und die Länge s der Teilchenbahn liefert die Impulsrekonstruktion. t ist die Flugzeit.

Die Abb.24a stellt ein aus den Rohdaten nach der Beziehung (18) berechnetes Massenspektrum für die Teilchen mit positiver Ladung dar. Es ist dort ein Impulsschnitt $p < 3.7$ GeV angewandt worden, weil bei der Zeitauflösung des Flugzeitsystems die Trennung der Protonen von den Kaonen bis zu einem maximalen Impuls von 3.7 GeV möglich ist (Abschnitt 3.8.6). Weitere Schnitte wurden nicht gemacht. Es tritt ein deutliches Maximum der Verteilung bei der Protonmasse auf. Das kann als eine zusätzliche Kontrolle der Eichung der Flugzeitmessung angesehen werden.

Die Verteilung der Teilchenmasse für die negativen Teilchen ist in der Abb.24b dargestellt. Sie wurde unter den gleichen Bedingungen wie für die positiven Teilchen gemacht. Eine kleine Schulter in der Nähe der Protonmasse ist in diesem Stadium der Auswertung ein erster Hinweis auf photoproduzierte Antiprotonen in diesem Experiment. Sie stehen allerdings auf einem hohen Untergrund von ca. 85%.

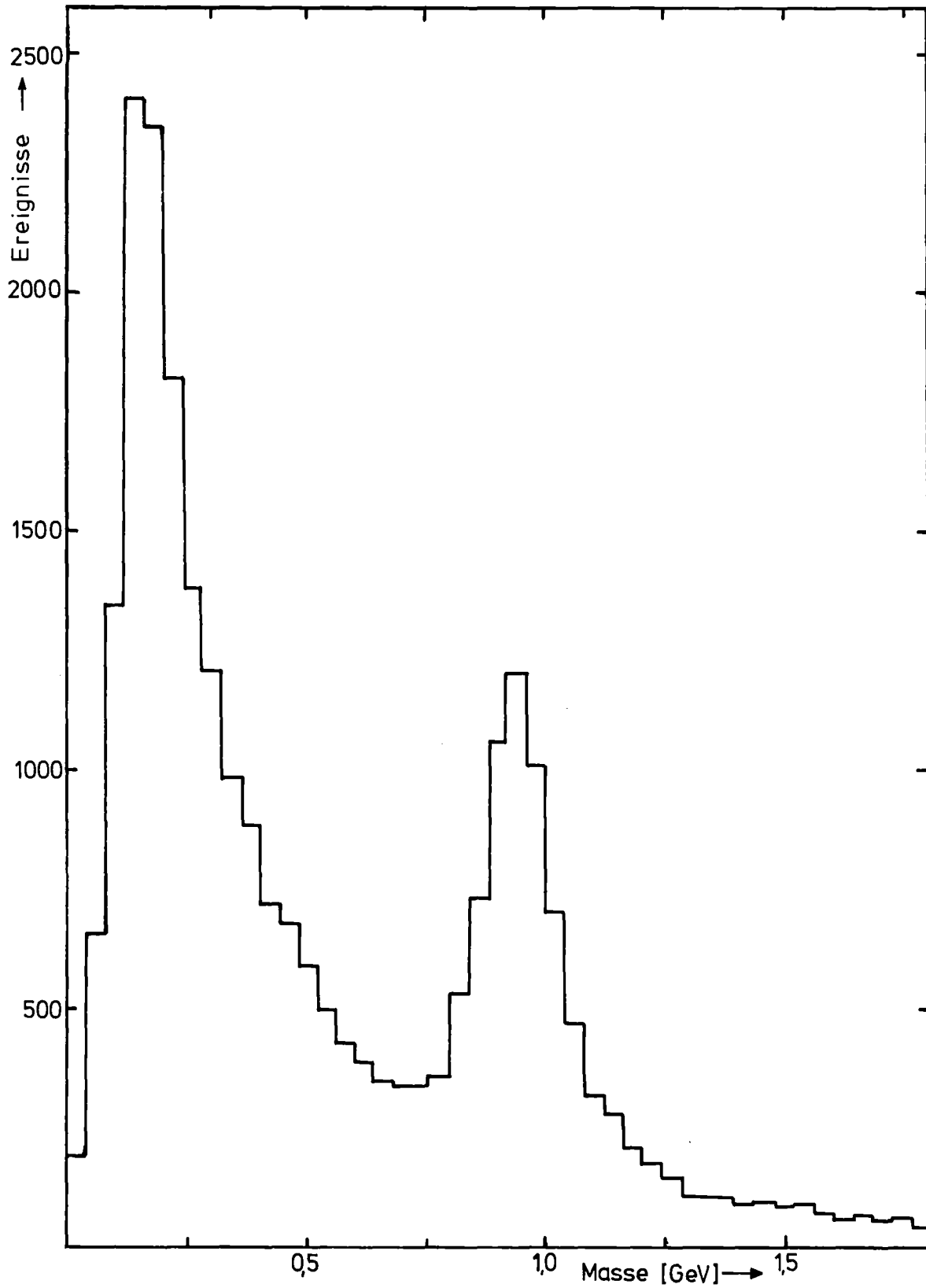


Abb. 24a: Verteilung der aus der Flugzeitinformation berechneten Teilchenmasse für Teilchen positiver Ladung.

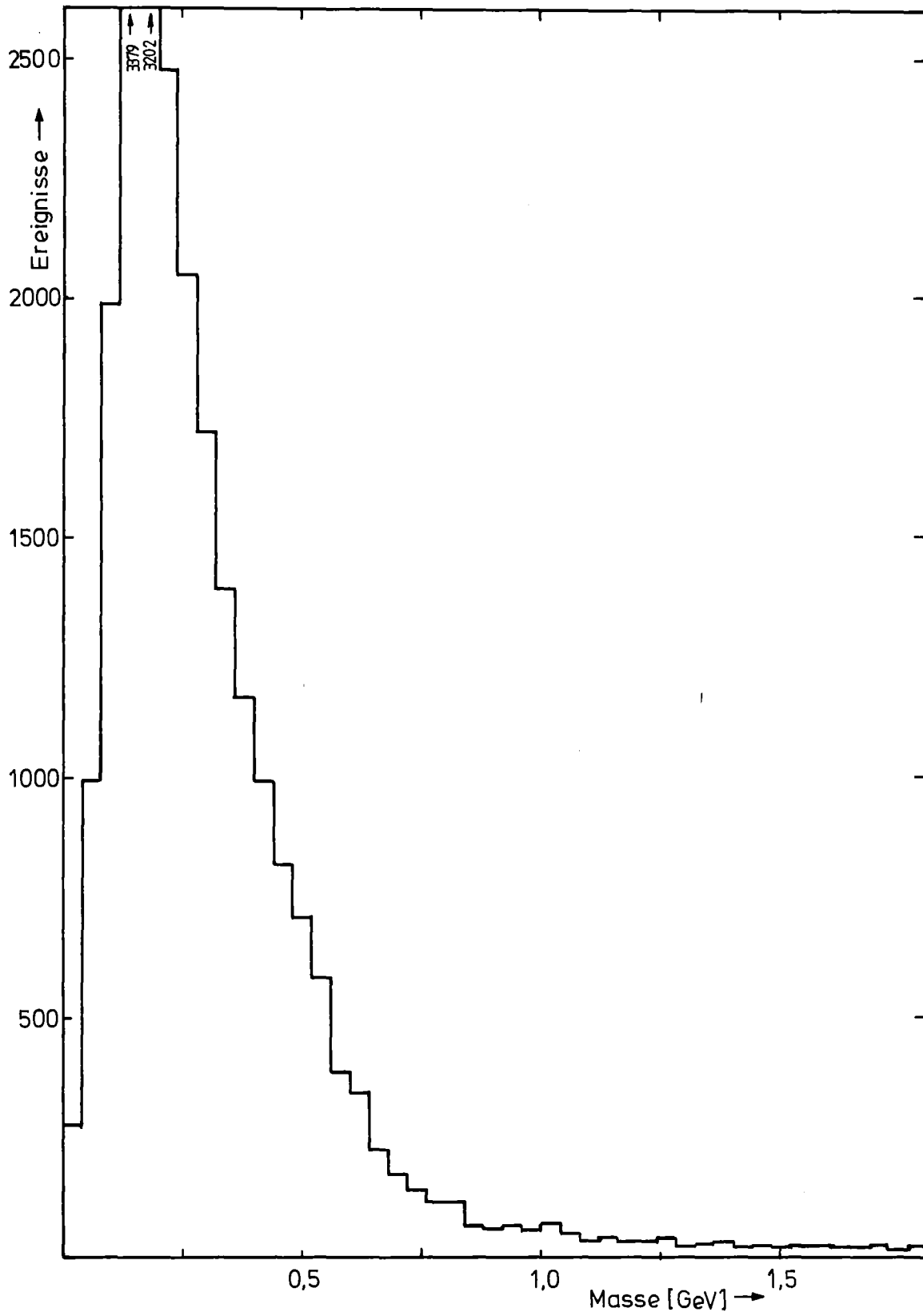


Abb. 24b: Verteilung der aus der Flugzeitinformation berechneten Teilchenmasse für Teilchen negativer Ladung.

Um die Antiprotonen abzutrennen, wurde folgende Prozedur angewandt:

1. Die Daten wurden einer Reihe einschränkender Bedingungen unterworfen (Abschnitt 5.1).
2. Es wurde eine kinematische Anpassung mit Hilfe des Energie- und des Impulssatzes durchgeführt.

4.5 Kinematische Anpassung

Wir beschreiben hier das Prinzip der kinematischen Anpassung. Ihre Anwendung auf die Abtrennung der elastischen $\bar{p}p$ -Ereignisse wird in Abschnitt 5.2 dargestellt.

Die kinematische Anpassung eines Ereignisses besteht darin, die Richtigkeit einer bestimmten Annahme über die Massen der Teilchen (Massenhypothese) mit Hilfe eines χ^2 -Tests nachzuprüfen, wobei die gemessenen Impulsvektoren innerhalb der Fehler korrigiert werden. Wir verwenden für die kinematische Anpassung das Programm TEUTA /21/. Innerhalb der Meßfehler korrigiert das Programm die Impulsvektoren unter der Voraussetzung, daß der Energie- und der Impulssatz erfüllt sind und folgende Bedingung gilt:

$$\chi^2 = (P_i^m - P_i^s) \cdot G_{ij}^{-1} \cdot (P_j^m - P_j^s) = \text{Minimum}$$

Diese Bedingung ist eine Matrixschreibweise der Methode der kleinsten Quadrate. Der Vektor P_i^m enthält die Massen und die gemessenen Variablen der Spuren: den inversen Impulsbetrag $1/P$ und die "dip"- und Azimutwinkel*.

*"dip-Winkel" (λ): Neigungswinkel zwischen Spur und horizontaler Ebene
Azimutwinkel (ϕ): Winkel zwischen der x-Achse (Strahlrichtung) und der Projektion der Spur auf der horizontalen Ebene.

P_i^S ist der entsprechende Vektor, der neben den ursprünglichen Massen die verbesserten Impulse enthält. Es wird $1/P$ statt P verwendet, weil im Gegensatz zu P diese Größe in guter Näherung normalverteilte Fehler hat. G_{ij} ist die Fehlerkorrelationsmatrix. Sind die Fehler normalverteilt und werden sie auch richtig geschätzt, dann muß die Häufigkeitsverteilung - wenn viele Ereignisse angepaßt werden - einer χ^2 -Verteilung mit N Freiheitsgraden entsprechen (N = Anzahl der Bedingungsgleichungen minus den ungemessenen Variablen). In diesem Experiment werden in den meisten Fällen nur zwei Teilchen im Endzustand nachgewiesen, weil das Rückstoßproton oft nicht aus dem Magneten herauskommt, entweder weil es einen kleinen Impuls hat, oder wegen der begrenzten Akzeptanz der Apparatur. Die vorliegende Arbeit basiert auf der Auswertung der Zweispur-Ereignisse. Die Anzahl der Freiheitsgrade ist eins (1-C Fit).

Als Maß für die Güte der einzelnen Hypothesen betrachten wir die kumulative Wahrscheinlichkeit der kinematischen Anpassung $W(\chi^2)$. Für den 1-C Fit gilt:

$$W(\chi^2) = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\chi^2} u^{-1/2} e^{-u/2} du \quad (20)$$

Wenn die Fehler an den gemessenen Größen richtig geschätzt sind, sollte die Verteilung dieser Fit-Wahrscheinlichkeit für die Ereignisse, die alle die selbe (und richtige) Hypothese erfüllen, gleichverteilt sein.

Die Entscheidung darüber, ob für ein Ereignis eine bestimmte Hypothese akzeptiert werden kann, wird auf folgende Weise getroffen:

1. Diese Hypothese muß als einzige Hypothese oberhalb einer Fit-Wahrscheinlichkeitsgrenze erfüllt sein.

2. Wenn mehrere Hypothesen für das gleiche Ereignis diese Grenze überschritten haben, wird nachgeprüft, ob die beste Hypothese eine um einen bestimmten Faktor größere Fit-Wahrscheinlichkeit als alle anderen Hypothesen hat.

Trifft eine dieser zwei Bedingungen zu, wird die Hypothese als die richtige akzeptiert und das Ereignis "eindeutig" genannt. Wegen der zweiten Bedingung werden wir durch eine solche kinematische Analyse nur eine Untermenge der erzeugten $p\bar{p}$ Paare bekommen. Andererseits enthalten die so selektierten Ereignisse einen Untergrund aus inelastischen Ereignissen, die zufällig die 1-C Bedingung erfüllen. Dieser Untergrund wird von uns durch einen Schnitt in dem aus der Flugzeit berechneten Massenspektrum eliminiert (Abschnitt 5.2).

5. ERGEBNISSE

Wir beschreiben in diesem Abschnitt die Selektion der elastischen $p\bar{p}$ -Ereignisse, untersuchen die Verteilung der $p\bar{p}$ invarianten Masse und diskutieren mögliche Erzeugungsmechanismen für die photoproduzierten $p\bar{p}$ Paare.

Das für die Selektion der elastischen $p\bar{p}$ Ereignisse von uns verwendete Verfahren besteht aus der Anwendung einer Reihe einschränkender Bedingungen (Schnitten) an jedem Ereignis und einer kinematischen Analyse in Verbindung mit der Berechnung der Masse des negativen Teilchens aus seiner Flugzeit.

5.1 Einschränkende Bedingungen (Schnitte)

a.) Tagging System Schnitt

Nur einer der 43 Tagging Kanäle, die die Photonenergie definieren, darf angesprochen haben (single Tags). Zusätzlich muß das zu diesem Kanal entsprechende Paar der Tagging Triggerzähler angesprochen haben. Das wird der Tagging TDC Information entnommen. Das entsprechende Zeitfenster beträgt 15 ns.

b.) Target Schnitt

Der rekonstruierte Wechselwirkungspunkt muß innerhalb der physikalischen Grenzen des Wasserstofftargets liegen.

c.) Cerenkovzähler Schnitt

Einige Ereignisse haben zu einem Trigger geführt (Abwesenheit des Cerenkov Veto-Signals), obwohl sie einen Cerenkov ADC ge-

setzt haben. Außerdem war das Cerenkov-Veto-Signal bei den "ρ"-Meßläufen nicht in der Hauptkoinzidenz geschaltet (Abschnitt 3.9). Aus diesen zwei Gründen wurden Ereignisse mit einem Cerenkov ADC Signal in der Auswertung verworfen.

d.) Flugzeitzähler Schnitt

Es ist möglich aus den Inhalten der Flugzeitzähler-TDC s den Abstand z_F des Durchstoßpunktes in dem getroffenen Flugzeitzähler von seiner Mitte auszurechnen. Dieser Abstand hängt mit der in den zwei entsprechenden TDC s gemessenen Zeit t_1 und t_2 wie folgt zusammen:

$$z_F = \frac{v}{2} (t_1 - t_2) + K_0$$

Die Konstante K_0 wurde für jeden Zähler von den Meßläufen mit Elektronen ermittelt. v ist die effektive Lichtgeschwindigkeit (nach der Pulshöhenkorrektur) im Szintillator. Sie wurde in den Testzählern mit $v = 15.74$ cm/ns gemessen.

Die Abb. 25 zeigt die Differenz $z_F - z_S$. z_S ist der Abstand des Durchstoßpunktes von der Zählermitte, der aus den Spurparametern berechnet wird. Wir haben die Ereignisse mit $|z_F - z_S| > 15$ cm verworfen. Auf diese Weise werden Ereignisse mit zufälligen STOP-Signalen in den Flugzeit-TDC s, die nicht von den eigentlichen Spuren stammen können, stark unterdrückt.

e.) Schnitt an der Masse des positiven Teilchens

Wenn bei einem Ereignis außer dem negativen auch das positive Teilchen im Flugzeitsystem registriert wurde, wird dieses Ereignis verworfen, wenn die aus der Flugzeit berechnete Masse des positiven Teilchens deutlich von der Protonmasse abweicht ($1.4 < m < 0.7$ GeV).

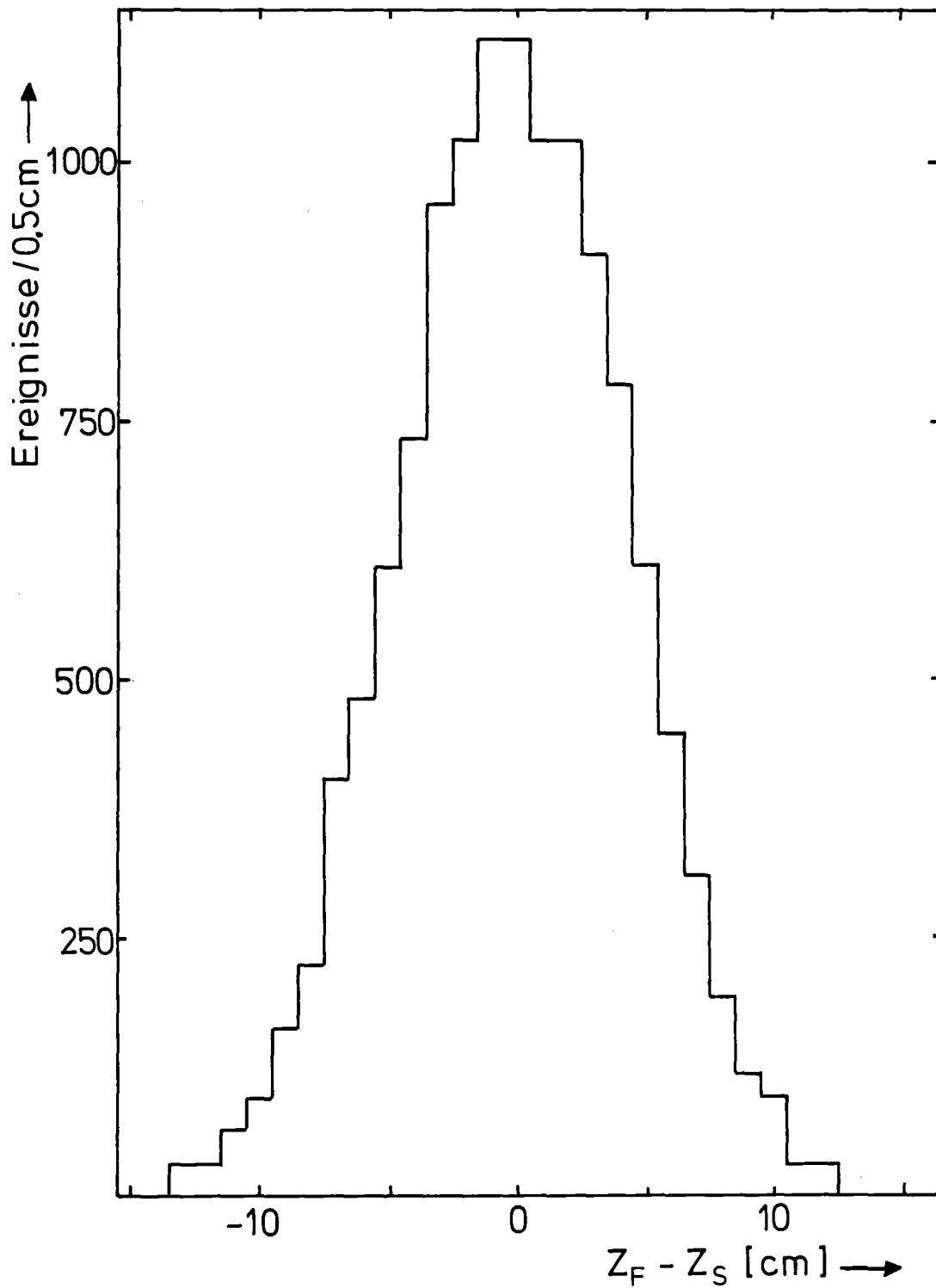


Abb. 25: Verteilung der Diferenz $z_F - z_S$. z ist der Abstand des Durchstoßpunktes von der Flugzeitzählermitte, berechnet aus den zwei TDC-Inhalten des Zählers bzw. aus den Teilchenspурparametern.

5.2 Kinematische Abtrennung der elastischen $p\bar{p}$ -Ereignisse

Für die Abtrennung des gesuchten Endzustandes $(p\bar{p})p$ vom Untergrund ist in der Regel eine 1-C kinematische Anpassung auch für die Ereignisse, die eindeutig diese Massenhypothese erfüllen, kein ausreichendes Auswahlkriterium. Da wir aber zusätzlich dazu über die aus der Flugzeit berechneten Masse mindestens des negativen Teilchens verfügen, ist diese Abtrennung möglich.

Das für die kinematische Analyse eingesetzte Rechnerprogramm TEUTA /21/ ist so ausgelegt, daß es die volle Fehlerkorrelationsmatrix verwenden kann. Da das Impulsrekonstruktionsprogramm nicht die Fehler der gemessenen Größen $(1/P)$, λ , ϕ für individuelle Ereignisse liefert, wurden bis auf Proportionalitätsfaktoren folgende Werte für die Fehler $\Delta(1/P)$, $\Delta\lambda$ und $\Delta\phi$ verwendet (Abschnitt 4.3):

$$\begin{aligned}\Delta(1/P) &= 0.025 \text{ GeV}^{-1} \\ \Delta\lambda &= 0.001 \text{ rad} \\ \Delta\phi &= 0.010 \text{ rad}\end{aligned}$$

Die Kovarianzen, d.h. die Elemente der Fehlermatrix außerhalb der Hauptdiagonalen wurden gleich Null gesetzt.

Die Proportionalitätsfaktoren wurden empirisch in der Weise ermittelt, daß sich für die Verteilung der Fit-Wahrscheinlichkeit der aus unseren Daten gut separierbaren Reaktion $\gamma p \rightarrow \rho p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$, die erwartete Gleichverteilung ergab. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$ Hypothese wird in der Abb. 26 dargestellt. Abb. 27 zeigt das ρ -Signal in der Verteilung der $\pi^+ \pi^-$ invarianten Masse für die Ereignisse, die diese Hypothese erfüllen. Diese zwei Verteilungen stellen eine wesentliche Kontrolle unserer kinematischen Anpassung dar.

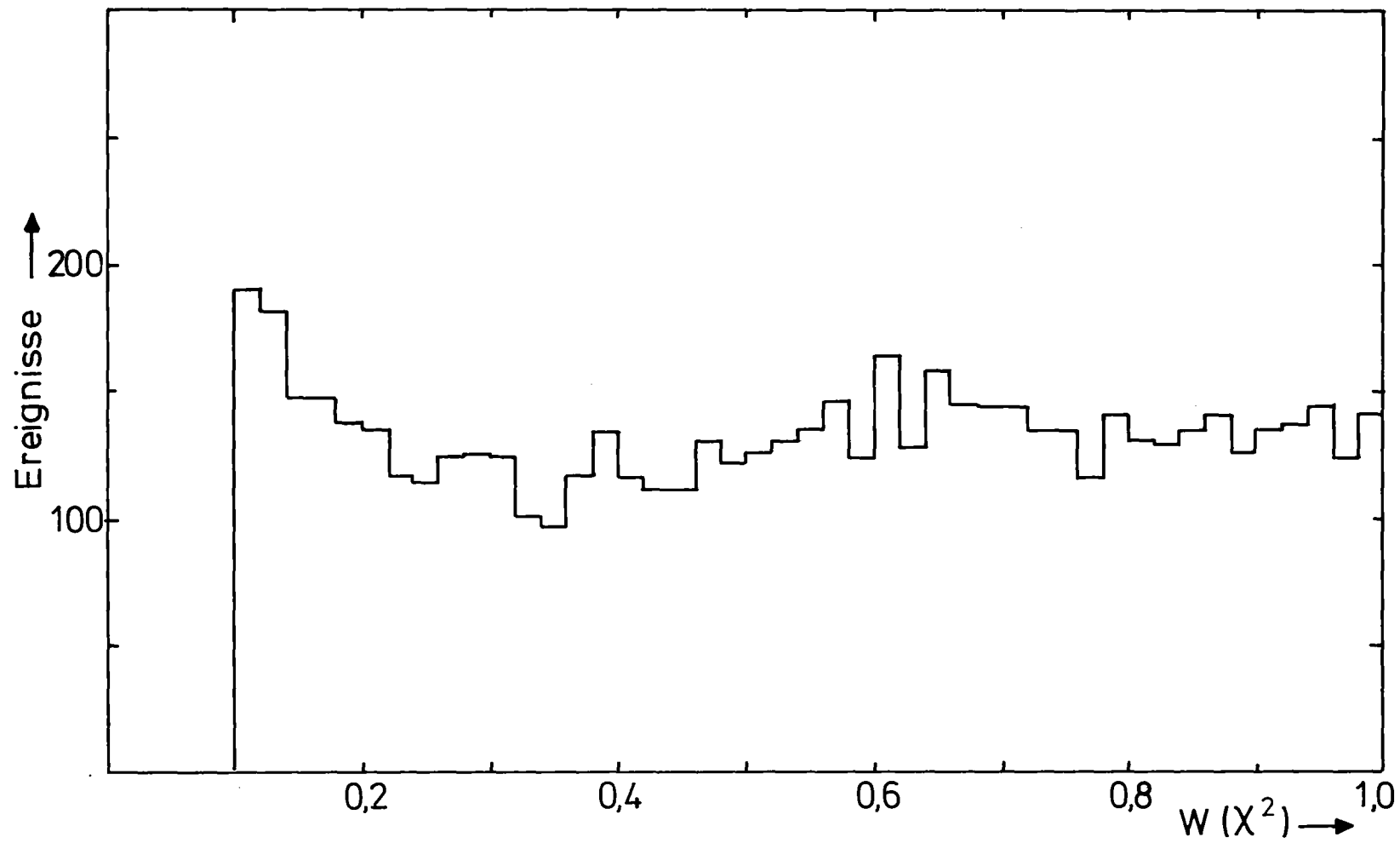


Abb. 26: Verteilung der Wahrscheinlichkeit des kinematischen Fits nach (20) für die Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$.

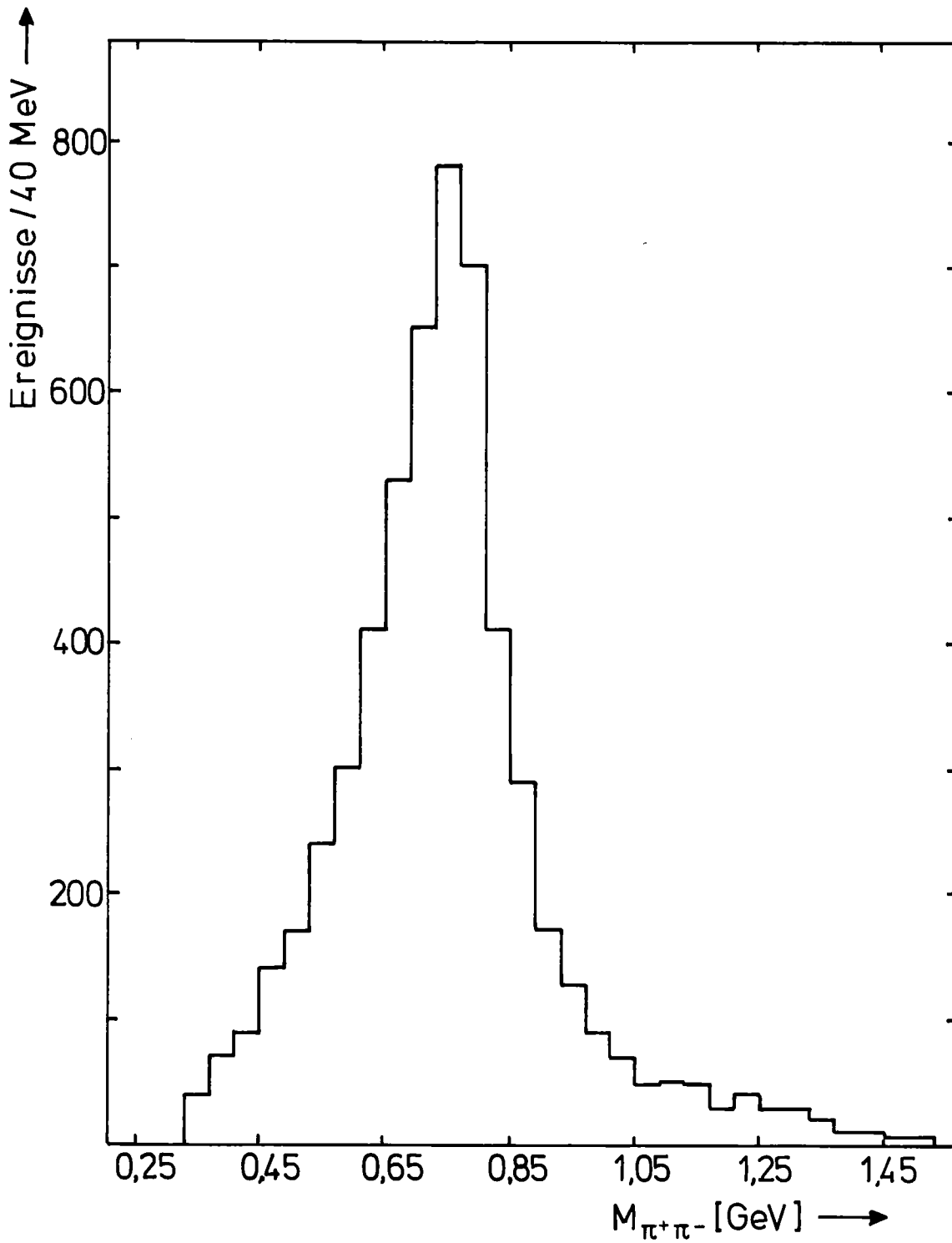


Abb. 27: Verteilung der invarianten Masse des $\pi^+\pi^-$ -Paares für Ereignisse, die die Massenhypothese $\gamma p \rightarrow \pi^+\pi^-p$ erfüllen.

Bei der Anwendung der kinematischen Analyse für die Abtrennung der elastischen $p\bar{p}$ Ereignisse sind wir wie folgt vorgegangen:

- a) Zweispur-Ereignisse mit Teilchen gleicher Ladung wurden verworfen.
- b) Es wurden nur Ereignisse bei der kinematischen Anpassung berücksichtigt, die ein Teilchen hatten, dessen aus der Flugzeit berechnete Masse größer als 0.3 GeV war. Folgende Massenhypothesen wurden untersucht: $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$, $\pi^- p \pi^+$, $K^+ K^- p$, $K^- p K^+$, $p\bar{p}p$, $p\bar{p}\Delta^+$ (Δ^+ wurde als stabiles Teilchen behandelt).
- c) Für die gesuchte Reaktion wurden Ereignisse akzeptiert, wenn:
 1. die kinematische Wahrscheinlichkeit der entsprechenden Hypothese größer als 0.1 und außerdem die größte der geprüften Hypothesen war;
 2. sie mindestens um einen Faktor 3 größer als die Wahrscheinlichkeit der zweitbesten Hypothese war.
- d) Für die Ereignisse vom Typ $\gamma p \rightarrow p\bar{p}p$, die nach der obigen Prozedur ausgewählt waren, wurde das aus der Flugzeit berechnete Massenspektrum für das negative Teilchen aufgetragen. Es zeigt ein deutliches Signal für Antiprotonen, wenn die Impulse der negativen Teilchen < 2.0 GeV waren (Abb. 28a). Oberhalb dieser Impulsgrenze beobachteten wir kein signifikantes Antiprotonensignal über dem Untergrund (Abb. 28b). Aus diesem Massenspektrum ergeben sich die Schnittgrenzen für die Selektion von Antiprotonen: $0.7 < m < 1.25$ GeV.

Als weiteren Test für dieses Verfahren wurde ein Teil der Daten neben der $\gamma p \rightarrow p\bar{p}p$ Hypothese auch einer unphysikalischen Hypothese $\gamma p \rightarrow x\bar{x}p$ unterworfen. Die Masse m_x der fiktiven Teilchen x und \bar{x} wurde dabei relativ zu der Protonmasse in beiden Richtungen verschoben. Dann wurde das unter c) und d)

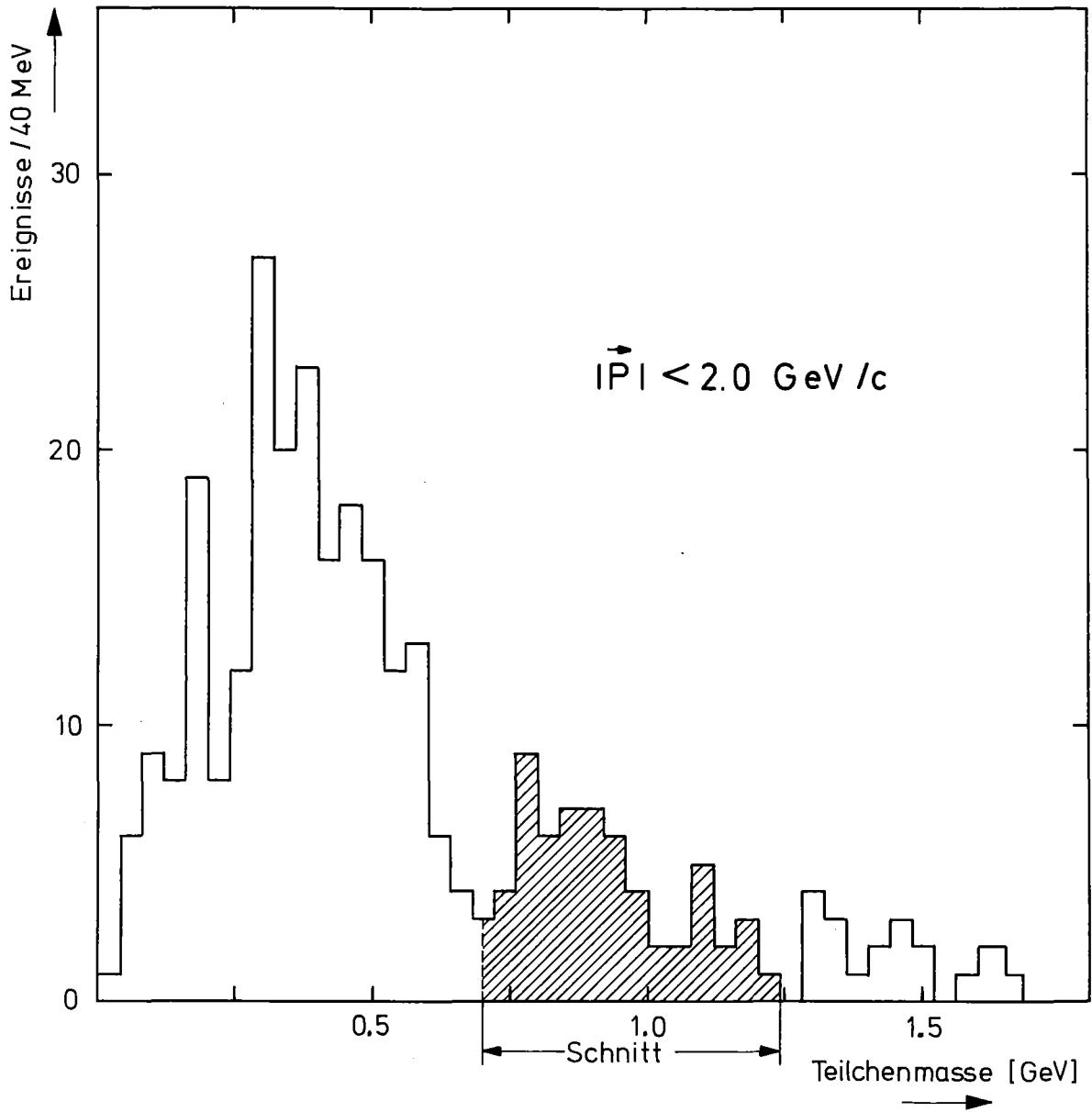


Abb. 28a: Verteilung der Masse des negativen Teilchens für Ereignisse, die nach der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Methode selektiert wurden. ($|\vec{p}| < 2.0 \text{ GeV}/c$)

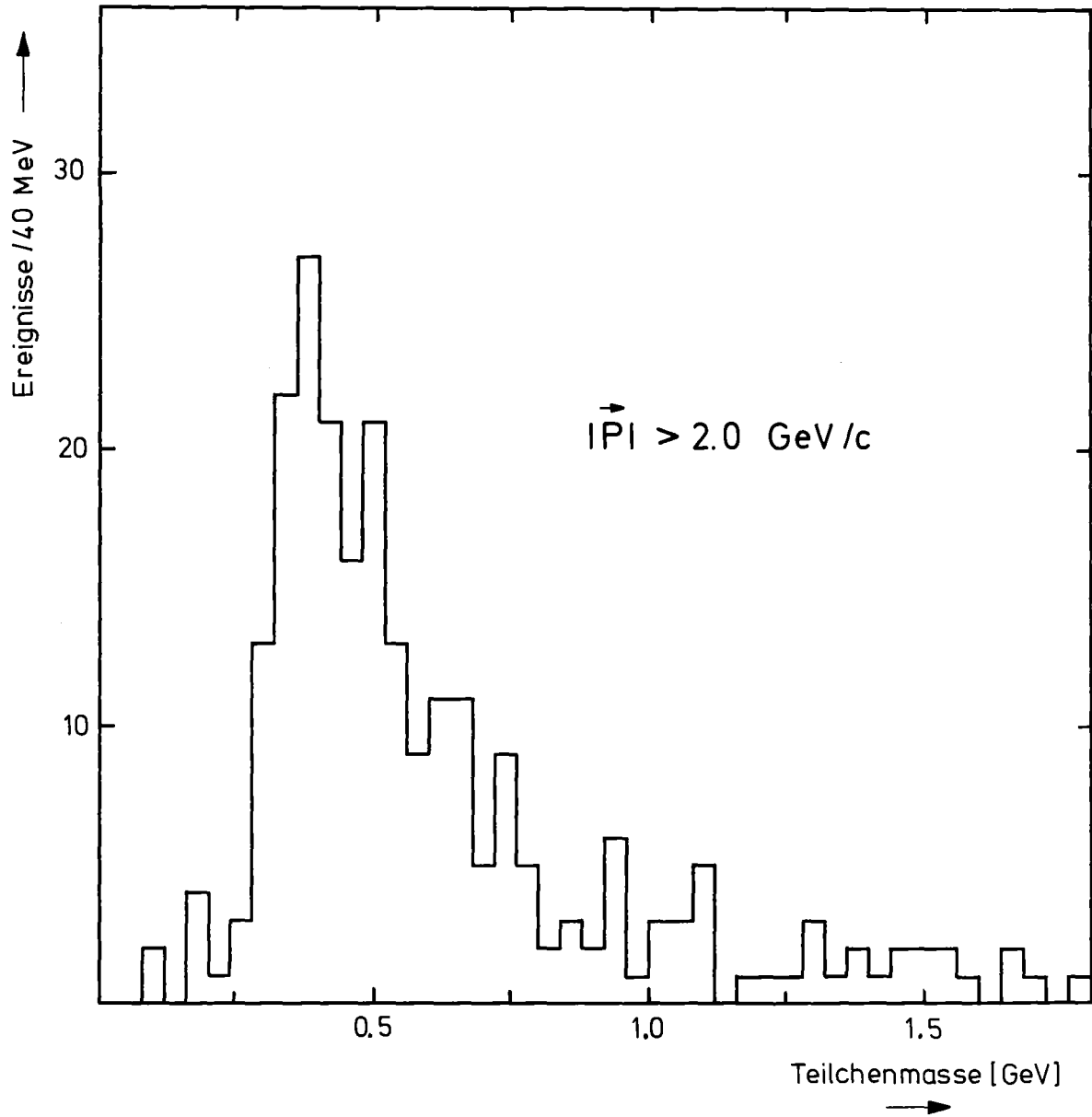


Abb. 28b: Verteilung der Masse des negativen Teilchens für Ereignisse, die nach der in Abschnitt 5.2 beschriebenen Methode selektiert wurden. ($|\vec{p}| > 2.0 \text{ GeV}/c$)

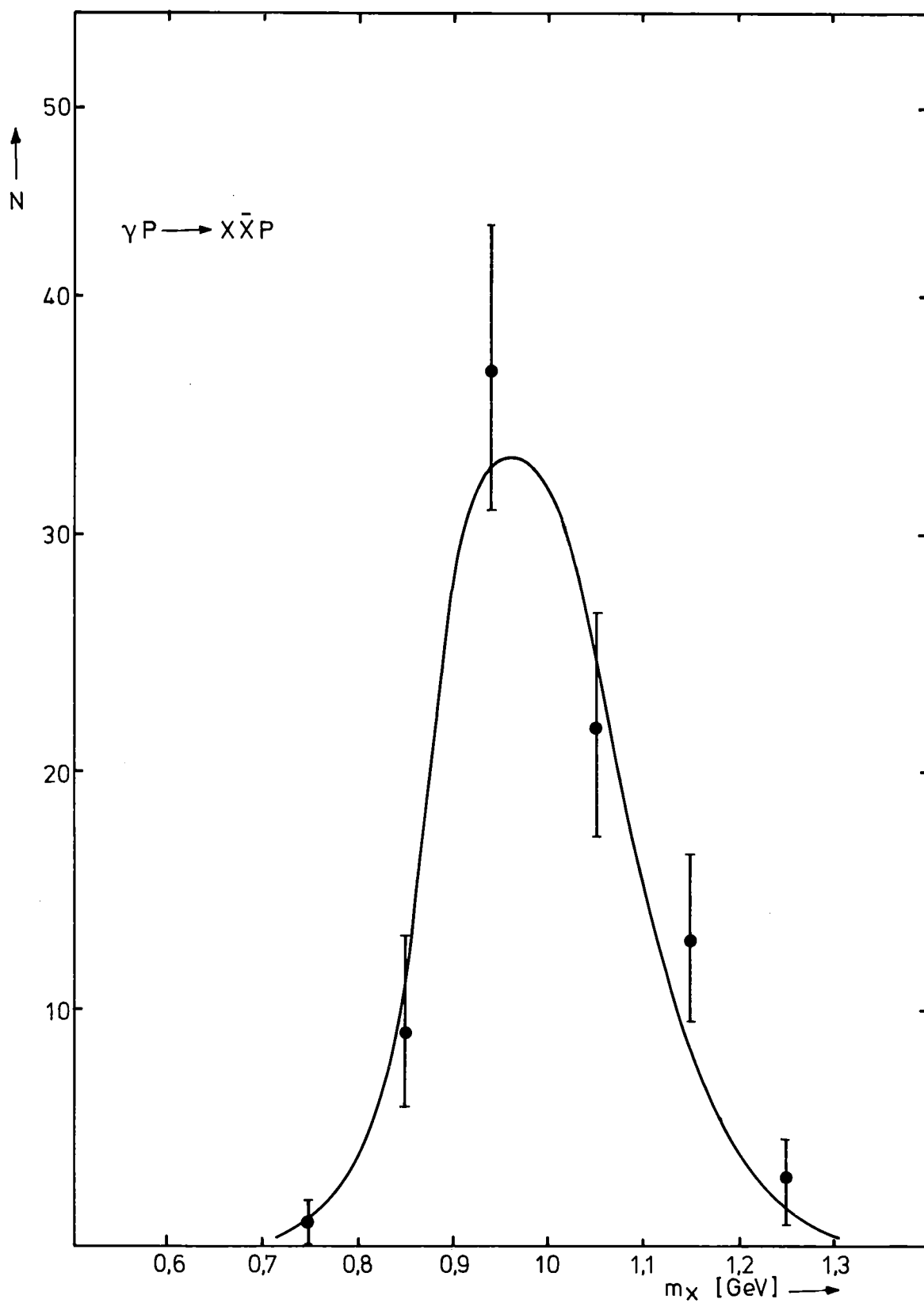


Abb. 29: Anzahl der gefundenen Antiprotonen als Funktion der Masse m_x in der hypothetischen Reaktion $\gamma p \rightarrow x \bar{X} p$.

beschriebene Auswahlverfahren angewendet. In der Abb. 29 ist die Anzahl der jeweils gefundenen Antiprotonen als Funktion von m_x aufgetragen. Die Verteilung hat ein klares Maximum in der Nähe der Protonmasse. Hierin sehen wir einen sehr guten Test auf die Empfindlichkeit und Konsistenz des von uns angewandten Verfahrens für die Auswahl der richtigen $p\bar{p}$ Hypothese.

Eine Verteilung der Masse des Rückstoßsystems für die nach unserem Auswahlverfahren selektierten $p\bar{p}$ Ereignisse ist in der Abb. 30 dargestellt. Diese Rückstoßmasse wurde aus den kinematisch unkorrigierten Impulsen berechnet. Die Halbwertsbreite der Verteilung (~ 120 MeV) ist gut verträglich mit der erwarteten experimentellen Auflösung für die Rückstoßmasse bei dem gemessenen Impulsspektrum der auslaufenden Teilchen.

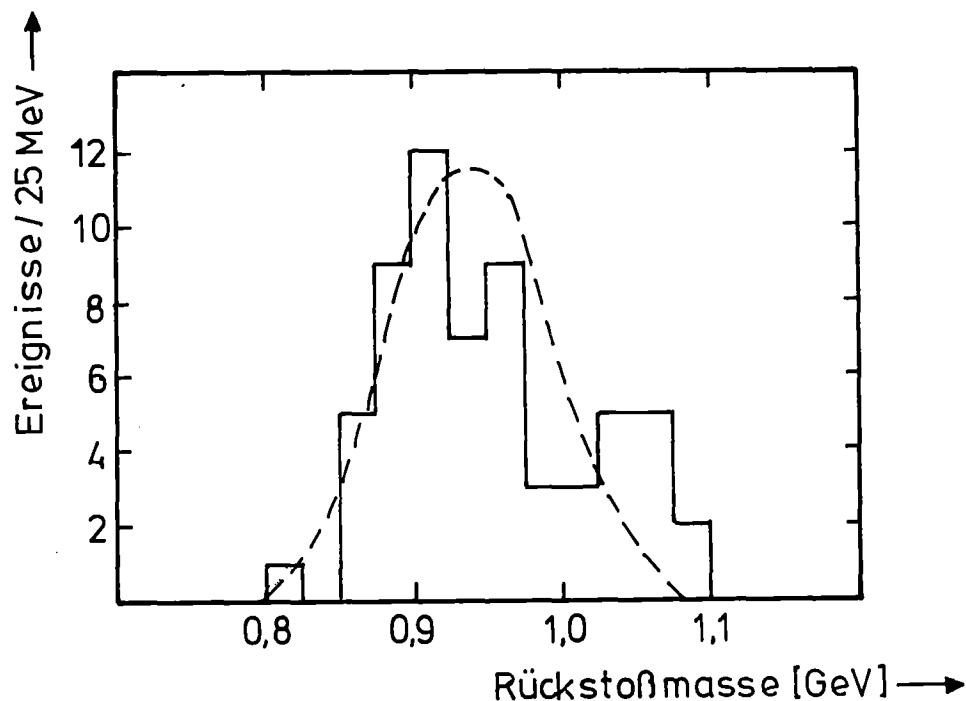


Abb. 30: Verteilung der Masse des Rückstoßsystems für die beobachteten $p\bar{p}$ Ereignisse.

Aufgrund der verschiedenen konsistenten Kontrolltests für das Auswahlverfahren schließen wir, daß die so selektierten Ereignisse die gesuchten Ereignisse der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\bar{p}$ sind.

5.3 $p\bar{p}$ Massenspektrum und Diskussion der Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden wir die experimentellen Verteilungen der photoerzeugten Proton-Antiproton Paare diskutieren, insbesondere die Verteilung der invarianten $p\bar{p}$ Masse und die Impulsverteilung der Nukleonen. Ferner werden wir mögliche Erzeugungsmechanismen für die Reaktion (1) untersuchen.

Bei der Berechnung der invarianten $p\bar{p}$ Masse in der Reaktion (1) ist die Wahl des Protons zunächst nicht eindeutig, da beide Protonen (das Rückstoßproton sowie das zum Nukleon-Antinukleon System gehörende Proton) in unserer Meßanordnung nachgewiesen werden können. Zur Auflösung dieser Zweideutigkeit stützen wir uns auf die experimentellen Impulsverteilungen (Abb. 31). Die Impulsverteilung der Protonen zeigt deutlich zwei Gruppen von Ereignissen mit Laborimpulsen bei 1 GeV und oberhalb von 2 GeV. Die Antiprotonen haben Impulse, die im wesentlichen zwischen 0.5 und 2 GeV liegen. Wie bereits erwähnt wurde, beobachten wir oberhalb von 2 GeV kein signifikantes Signal von Antiprotonen. Wir machen die Annahme, daß in Reaktion (1) Proton und Antiproton sich in einer (möglicherweise resonanten) Wechselwirkung befinden und die gleiche Impulsverteilung haben.

Aus diesem Grund bilden wir die invariante $p\bar{p}$ Masse aus den (kinematisch korrigierten) Impulsvektoren des nachgewiesenen Proton-Antiproton Paares, wenn beide Teilchen einen Impuls kleiner als 2 GeV haben. Wenn aber das beobachtete Proton

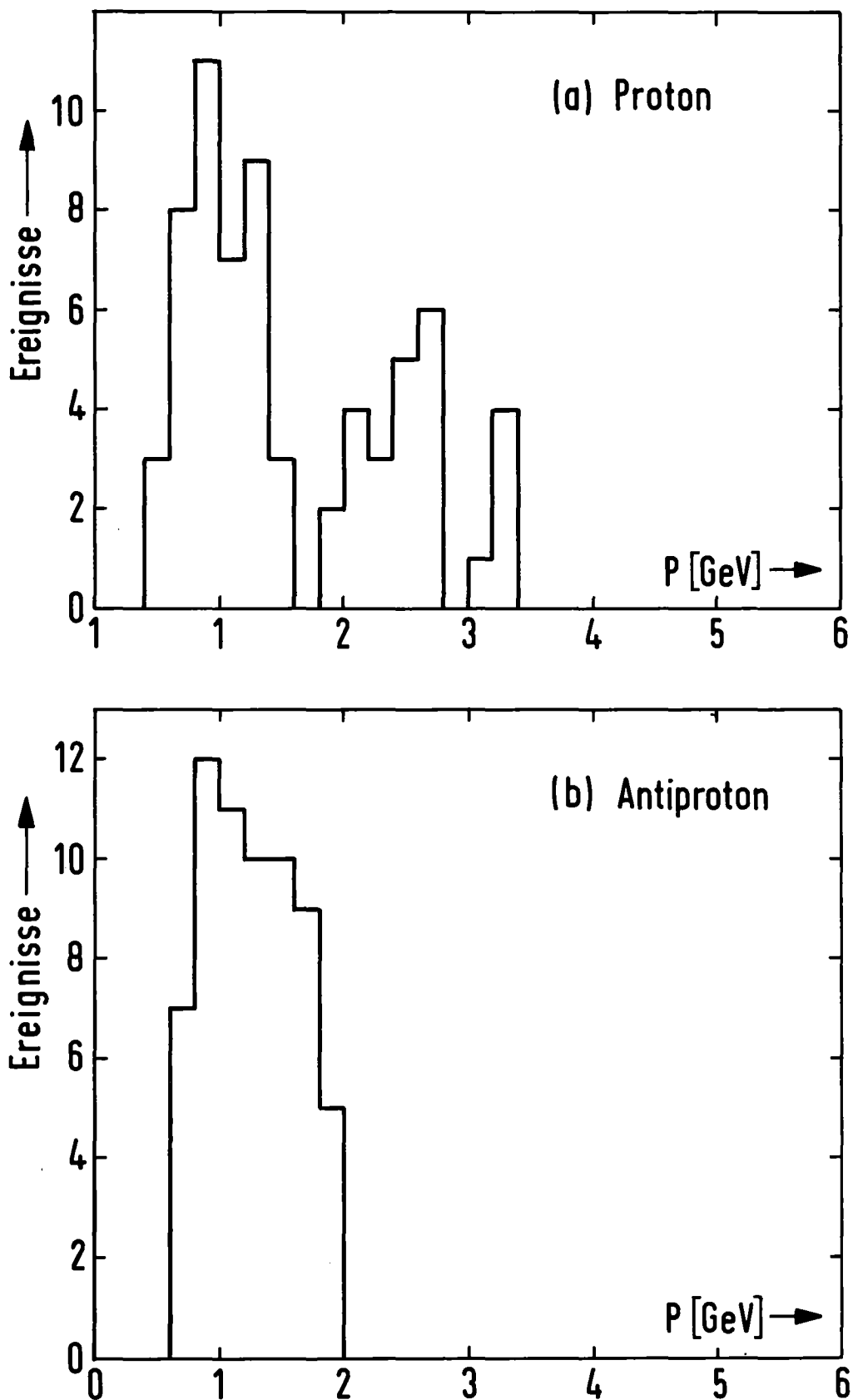


Abb. 31: Impulsverteilungen der Protonen und Antiprotonen für die beobachteten $p\bar{p}$ Ereignisse.

einen größeren Impuls als 2 GeV hat, bilden wir die invariante Masse aus dem Impulsvektor des Antiprotons und dem berechneten Impulsvektor des zweiten (nicht registrierten) Protons*. Die $p\bar{p}$ Massenverteilung wird in Abb. 32 dargestellt. Die Binbreite - 10 MeV - entspricht der experimentellen Massenauflösung in der Nähe der $p\bar{p}$ Schwelle.

Obwohl das Spektrum signifikante Massenstrukturen nicht aufweist, die das Auftreten von Resonanzen anzeigen würden, so ergeben sich doch aus den experimentellen Impulsverteilungen und aus den Verteilungen der Viererimpulsübeträge vom Photon auf das $p\bar{p}$ System (t) und auf das Rückstoßproton (u), deutliche Hinweise auf den Reaktionsmechanismus der Proton-Antiproton Photoerzeugung in unserem Energiebereich.

Wir werden im folgenden zwei alternative Modelle für den Reaktionsmechanismus diskutieren, von denen eines die experimentellen Verteilungen gut beschreibt und die von uns gemachte Annahme zur Auswahl der LM Paare stützt.

Für diese Modelle haben wir jeweils Daten der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\bar{p}p$ mit Hilfe eines Digitalrechners simuliert. Die simulierten (Monte Carlo) Daten wurden mit den experimentellen Details unserer Apparatur (Akzeptanz, Triggerbedingung, Magnetfeld, geometrische Randbedingungen) entsprechend gewichtet.

Wenn man annimmt, daß die $p\bar{p}$ Paare in der Reaktion (1) im wesentlichen durch periphere Photoproduktion in Vorwärtsrichtung (im Schwerpunktsystem) erzeugt werden, d.h. durch den Austausch eines Mesons oder des Pomerons nach dem nachstehenden Diagramm, dann erwartet man eine exponentiell abfallende $|t-t_{\min}|$ Verteilung. Im Rahmen dieser Vorstellung haben wir Monte Carlo Ereignisse erzeugt (t-Modell), welche die entsprechende exponentielle $|t-t_{\min}|$ Abhängigkeit zeigen. Im Gegensatz dazu ist die experimentell beobachtete $|t-t_{\min}|$ Verteilung, die mit den LM Paaren berechnet wurde, völlig flach

*Die so ausgewählten $p\bar{p}$ Paare werden im folgenden mit "LM Paaren" (Lower Momentum) bezeichnet.

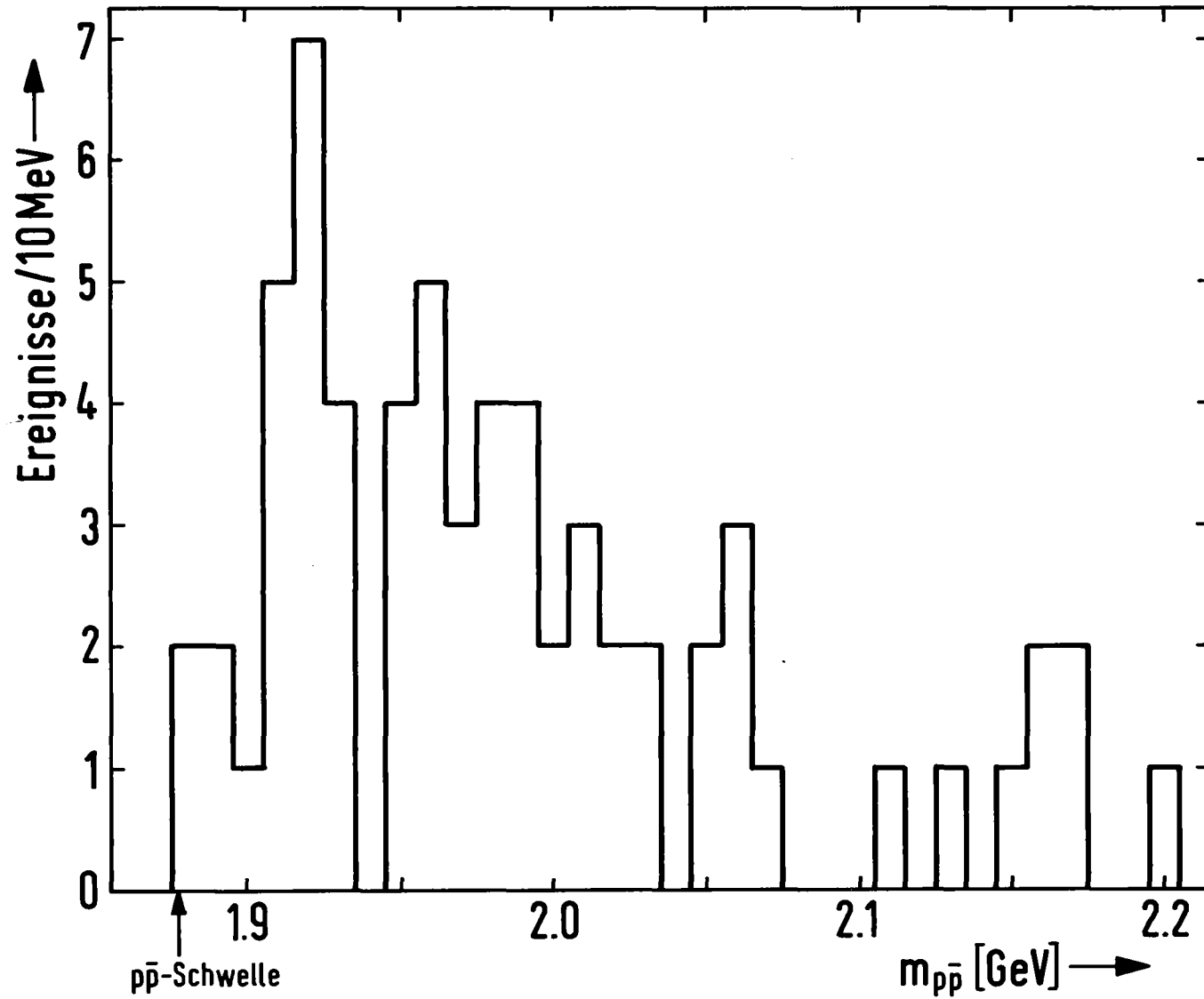
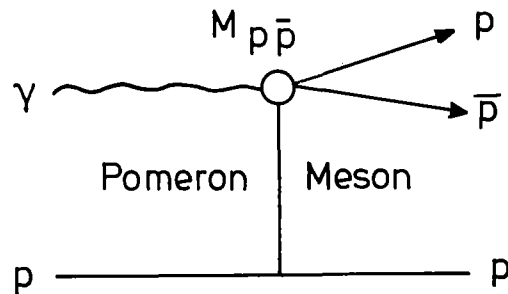


Abb. 32: Verteilung der $p\bar{p}$ invarianten Masse.



(Abb. 33). Auch die $p\bar{p}$ Paare mit einem höherenergetischen Proton zeigen keine exponentielle $|t-t_{\min}|$ Abhängigkeit. Ein weiterer direkter Vergleich der Modelldaten mit den experimentellen ergibt sich bei den Impulsspektren der Nukleonen. Bei dem Impulsspektrum der Protonen zeigt das t -Modell, daß sowohl die Paar-Protonen wie auch die Rückstoßprotonen in der Apparatur nachgewiesen werden können. Wie bei den experimentellen Daten treten zwei getrennte Gruppen mit langsamen bzw. schnellen Protonen auf, wobei die Paar-Protonen die höheren Impulse haben. Die Abb. 34a zeigt jedoch, daß die Impulsverteilung der beobachteten Protonen beträchtlich zu kleineren Impulsen abweicht. Noch schlechter ist die Übereinstimmung für die Antiprotonen (Abb. 34b). Die Impulsverteilung der simulierten Antiprotonen zeigt einen schnellen Anstieg oberhalb von 1 GeV und hat ein Maximum bei 2.5 GeV. Die experimentelle Impulsverteilung der Antiprotonen hat dagegen ein Maximum bei 1 GeV und fällt nach höheren Impulsen ab. Eine Variation des Steigungsparameters und der Winkelverteilungen der simulierten Daten führte zu keiner besseren Übereinstimmung.

Da dieses Modell unsere experimentellen Daten nicht beschreiben kann, haben wir als Alternative ein zweites untersucht. Bei diesem u -Modell wird das $p\bar{p}$ Paar im Schwerpunktsystem rückwärts erzeugt, entsprechend einem Antinukleon Austausch, wie es im folgenden Diagramm dargestellt ist:

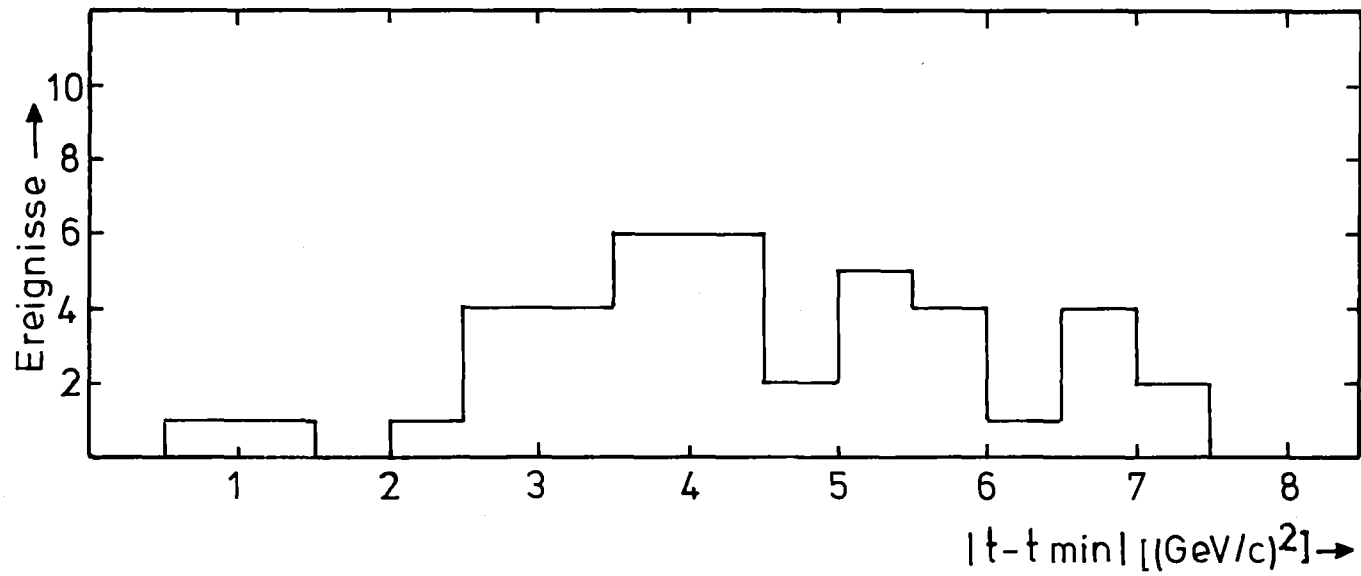


Abb. 33: $|t-t_{\min}|$ Verteilung für die "LM" $p\bar{p}$ Paare

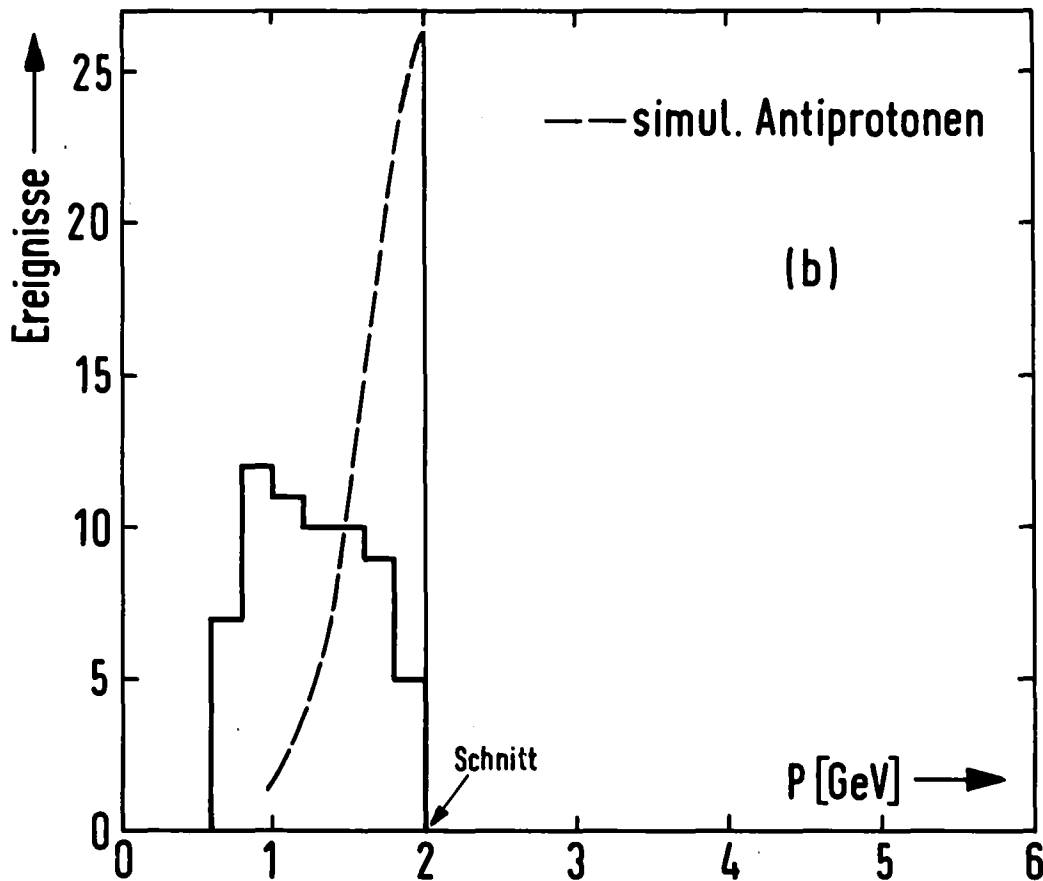
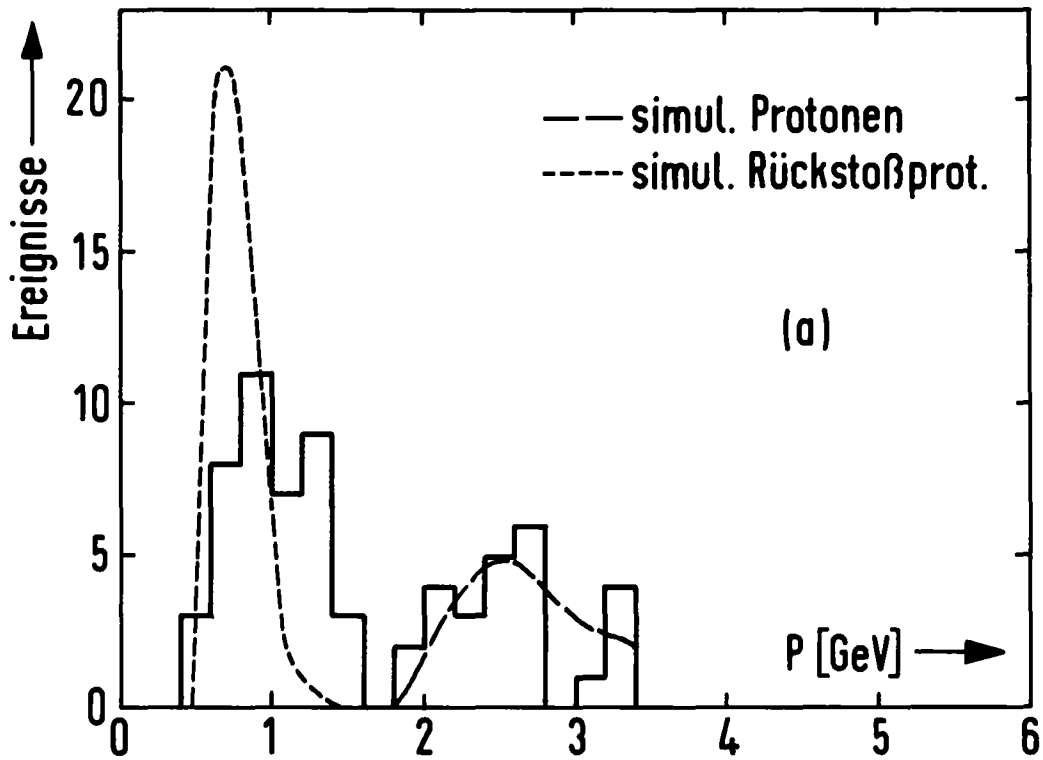
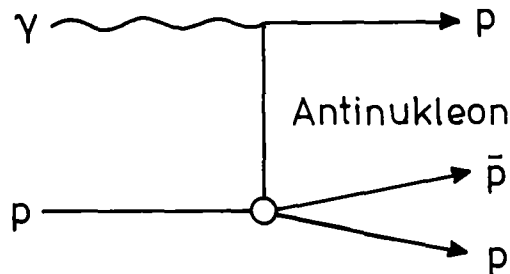


Abb. 34: Impulsverteilungen der Protonen und der Antiprotonen für die beobachteten und die nach dem t-Modell simulierten $p\bar{p}$ Paare.



Für die Simulation entsprechend dem u-Modell wurden folgende Annahmen gemacht:

- die $|u-u_{\min}|$ Verteilung fällt exponentiell ab.
- die invariante $p\bar{p}$ Masse ist gleichverteilt zwischen der $p\bar{p}$ Schwelle und 2.2 GeV (etwa den experimentellen Daten entsprechend)
- die Zerfallswinkelverteilung des $p\bar{p}$ Systems ist isotrop.

Die als $p\bar{p}$ System simulierten Protonen und Antiprotonen haben in diesem Modell ähnliche Impulsverteilungen (Abb. 35a,35b).

Das Impulsspektrum der simulierten Antiprotonen zeigt eine ähnliche Verteilung und die gleiche Tendenz wie das beobachtete Impulsspektrum (Abb. 35b). Es hat ein Maximum bei etwa 1 GeV und fällt zu höheren Impulsen ab. Die simulierte Impulsverteilung der Protonen ist konsistent mit der experimentellen (Abb. 35a). Sie zeigt die beobachtete Gruppierung in langsamen und schnellen Protonen, wobei man die niederenergetische Komponente als Paar-Partner den Antiprotonen zuordnet und die höherenergetische Komponente mit den Rückstoßprotonen identifiziert.

Die Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den simulierten Impulsspektren ist im Rahmen dieses Modells sehr gut. Eine Variation der Modell-Parameter bei der Simulation hatte geringen Einfluß auf die Übereinstimmung. Als Steigungs-

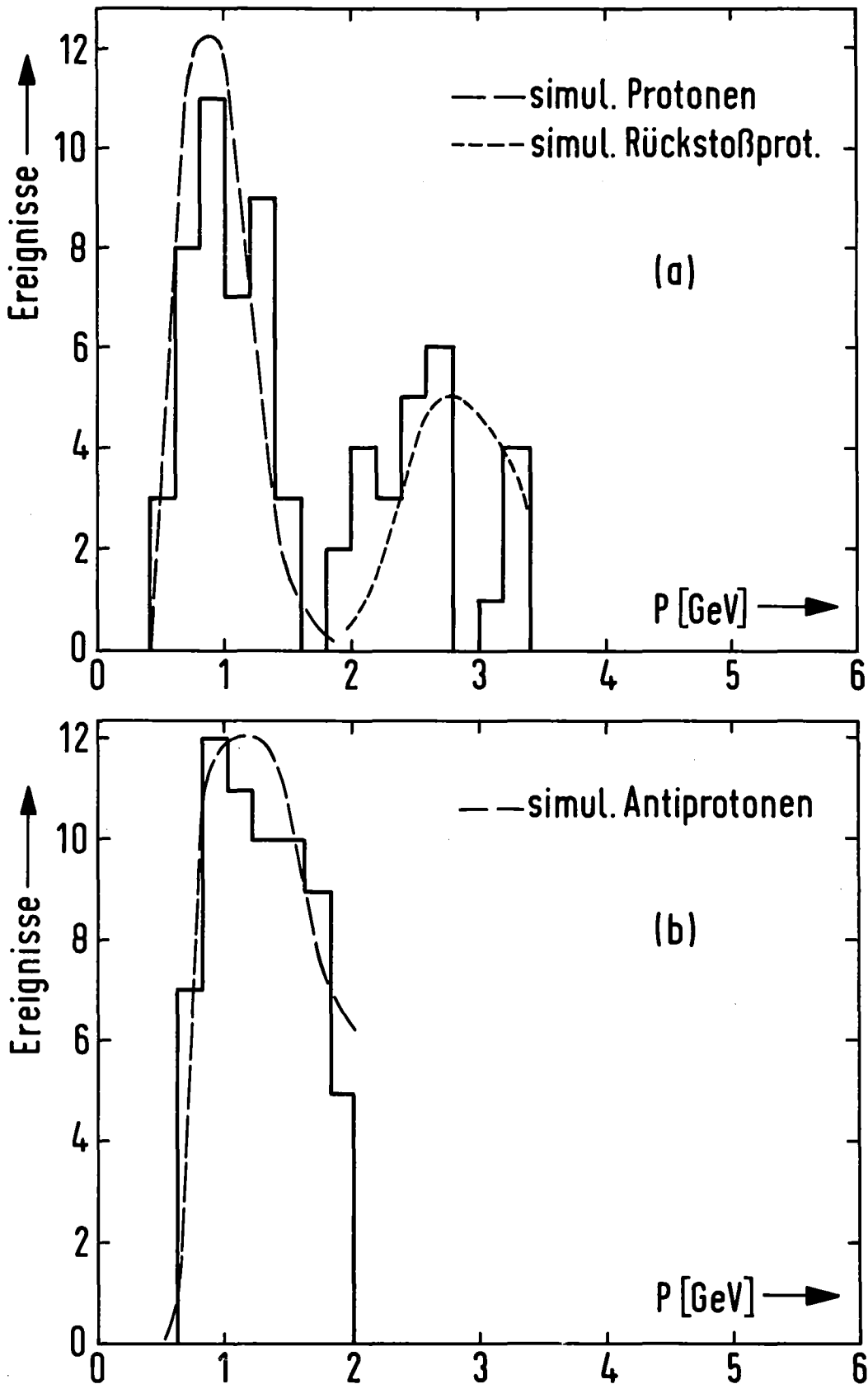


Abb. 35: Impulsverteilungen der Protonen und der Antiprotonen für die beobachteten und die nach dem u-Modell simulierten $p\bar{p}$ Paare.

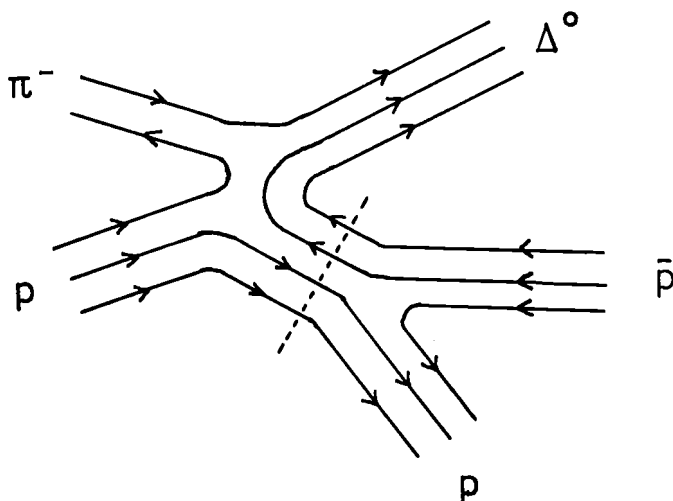
parameter für die $|u-u_{\min}|$ Verteilung wurde $-8 |GeV/c|^{-2}$ angenommen.

Die experimentelle $|u-u_{\min}|$ Verteilung wird in Abb. 36 zusammen mit der nach diesem Modell simulierten Verteilung gezeigt. Die Anzahl der simulierten Ereignisse wurde auf die Anzahl der beobachteten für $|u-u_{\min}| < 0.5 (GeV/c)^2$ normalisiert. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung in diesem $|u-u_{\min}|$ Bereich.

Aus diesem Vergleich der experimentellen und der simulierten Daten schließen wir, daß bei der Reaktion (1) ein Proton-Antiproton Paar in Rückwärtsrichtung im Schwerpunktsystem erzeugt wird.

Diese Reaktion kommt durch den Austausch eines schweren Teilchens, z.B. eines Antinukleons, zustande. Im Rahmen der in Abschnitt 2.1 diskutierten Quark-Diagramme bedeutet dies, daß der durch das Diagramm (b) in diesem Abschnitt dargestellte Mechanismus den Ablauf der Reaktion (1) erklären kann.

In π^- -induzierten Reaktionen, wie $\pi^- p \rightarrow \Delta^0 (p\bar{p}) \rightarrow p\pi^- (p\bar{p})$, wurden rückwärts erzeugte $p\bar{p}$ Resonanzen beobachtet /22/. Es wird angenommen, daß sie über einen ähnlichen Mechanismus erzeugt werden /10/:



Ob bei der Reaktion (1) $p\bar{p}$ Resonanzen erzeugt werden, läßt sich auf der Basis unserer Statistik nicht entscheiden.

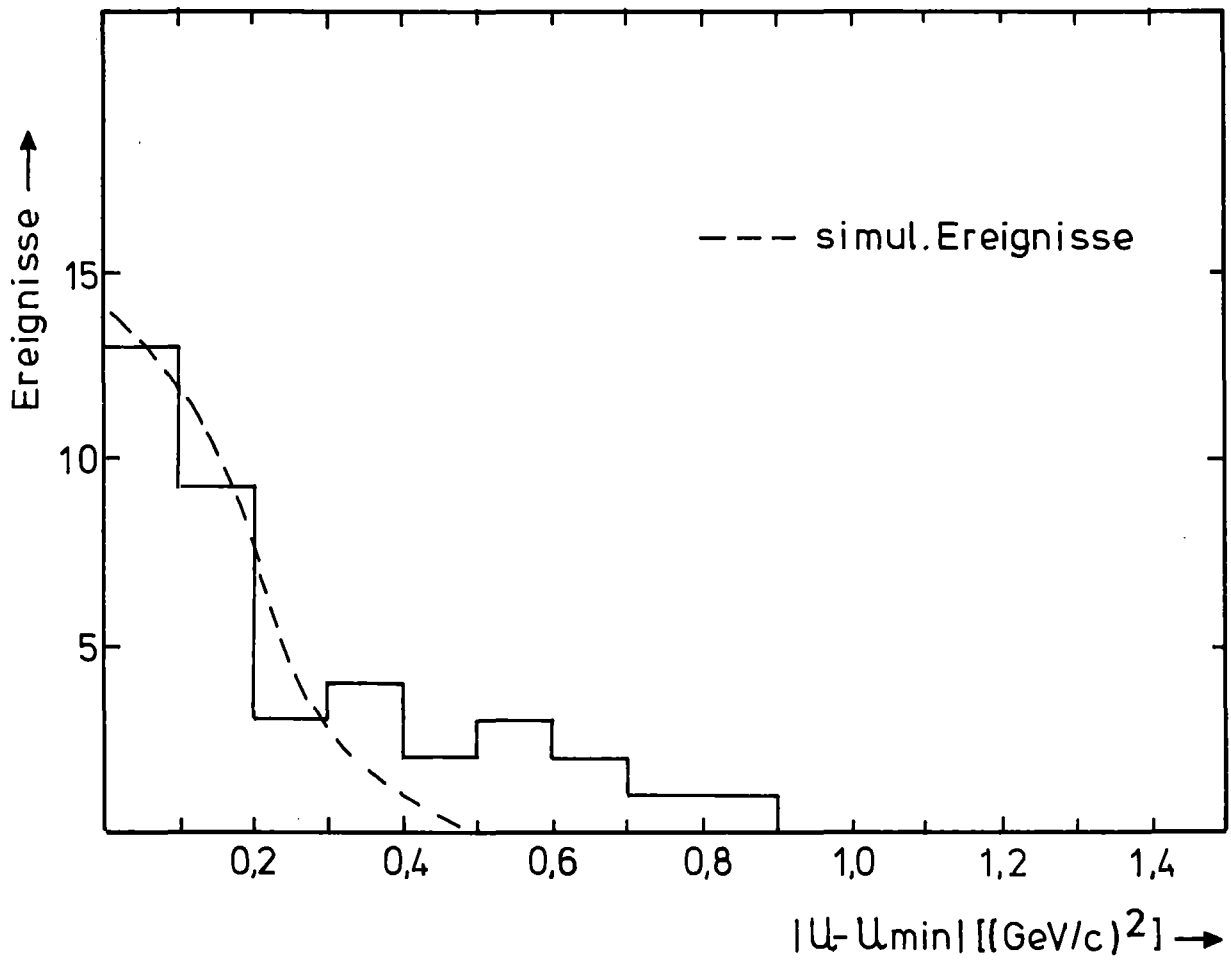


Abb. 36: $|u-u_{\min}|$ Verteilung für die "LM" Paare und für die nach dem u-Modell simulierten $p\bar{p}$ Paare.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ W. Bertram et al., Phys. Lett. 21 (1966) 471
H.H. Bingam et al., Phys.Rev. D8 (1973) 1277
D. Aston et al., Proc. of the 19. Intern. Conf. on High
Energy Physics, Tokyo, Phys. Soc. of Japan (1979) 1011
- /2/ J. Bodenkamp, D.C. Fries, A. Markou, E. Seitz, H.J. Behrend,
W.P. Hesse, W.A. McNeely, T. Miyachi, V. Schröder
Verhndlg. der Dtsch. Phys. Gesellschaft R.6, 14 (1979) 956
- /3/ R. Dolen, D. Horn, C. Schmidt, Phys.Rev.Lett. 19 (1967)
402 und Phys.Rev. 166 (1968) 1768
H. Harari, Phys.Rev.Lett. 22 (1969) 562,
J. Rosner, Phys.Rev.Lett. 22 (1969) 689
- /4/ M. Jacob und J. Weyers, Nuovo Cimento 69A (1970) 521
- /5/ A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn und
V.F. Weisskopf, Phys.Rev. D9 (1974) 3471
T. DeGrand, R.L. Jaffe, K. Johnson und J. Kiskis
Phys.Rev. D1 (1975) 2060
- /6/ K. Johnson und C.B. Thorn, Phys.Rev. D13 (1976) 1934
- /7/ L. Schiff, Quantum Mechanics, McGraw-Hill, 3. Auflage
- /8/ J.D. Jackson, Proc. of the SLAC Summer Institute on Particle
Physics, Aug. 2-13, 1976, Ed. M.C. Zipf, SLAC-198 (1977) 147
H. Fritzsche, Acta Phys. Austr. Suppl. 19 (1978) 249
- /9/ R.L. Jaffe, Phys.Rev. D15 (1977) 267 und 281
- /10/ R.L. Jaffe, Phys.Rev. D17 (1978) 1444
- /11/ Chan Hong-Mo und H. Høgaasen, Phys.Lett. 72B (1977) 121

- /12/ R.J.N. Phillips, Rev.Mod.Phys. 39 (1967) 681
- /13/ L.N. Bogdanova, O.D. Dalkarov und I.S. Shapiro,
Annals of Physics 84 (1974) 261
I.S. Shapiro, Phys.Rep. 35C (1978) 129
- /14/ A.S. Carrol et al., Phys.Rev.Lett. 32 (1974) 247
V. Chaloupka et al., Phys.Lett. 61B (1976) 487
W. Brückner et al., Phys.Lett. 67B (1977) 222
- /15/ H.J. Behrend et al., Nucl.Phys. B144 (1978) 22
- /16/ F. Bradamante et al., Nucl.Instr.Meth. 116 (1974) 541
- /17/ E. Gatti, V. Svelto, Symp. on Nucl. Instr. (ed. J.B.
Birks, Heywood Co. Ltd., London 1962) und
Nucl.Instr.Meth. 43 (1966) 248
B. Sigfridson , Nucl.Instr.Meth. 54 (1967) 13
- /18/ H.J. Stuckenberg, Nukl. Elektronik, G. Braun Karlsruhe 1974
- /19/ H. Hirschmann, KfK-Bericht 2209 (1975)
- /20/ D.E.C. Fries, Nucl.Instr.Meth. 44 (1966) 317
- /21/ I. Derado, R. Leedy, SLAC-72, UC-34 (1967)
- /22/ P. Benkheiri et al., Phys.Lett. 68B (1977) 483