

UNIVERSITÄT BONN

Physikalisches Institut

UNTERSUCHUNGEN VON HADRONISCHEN ENDZUSTÄNDEN
IN HOCHENERGETISCHEN PHOTON PHOTON STÖSSEN
DER EXKLUSIVE KANAL $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
an der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
in Bonn

vorgelegt von

Michael Wollstadt
aus
Mainz

Post address:
Nussallee 12
D-5300 Bonn 1
W-Germany



BONN- IR-82-11
Bonn University
April 1982
ISSN-0172- 8741

Angefertigt mit Genehmigung der
Mathem.-naturw.Fakultät der Universität Bonn
Referent: Prof. R. Wedemeyer
Korreferent: Prof. G. Knop
Tag der Promotion:

ABSTRACT

This thesis reports on the observation of two photon interactions using the TASSO spectrometer at the electron-positron storage ring PETRA. A short description of the detector is given. The selection of multi-hadronic $\gamma\gamma$ -events without detection of the scattered electrons is described. An analysis of the exclusive reaction $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ in the invariant mass range from 1.4 to 2.0 GeV is presented. This channel is observed to be dominated by the production of two neutral ρ -mesons. The cross section for the process $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ near threshold is about 100 nb and can not be explained by VDM. A dominant contribution to the cross section from a 0^{-+} -resonance can be excluded.

INHALT

1.0	EINLEITUNG	1
2.0	MOTIVATION	5
3.0	CHARAKTERISTISCHE EIGENSCHAFTEN DES $\gamma\gamma$ -PROZESSES	9
3.1	Die Kinematik des $\gamma\gamma$ -Prozesses	9
3.2	Der Wirkungsquerschnitt des $\gamma\gamma$ -Prozesses	11
4.0	APPARATIVE VORAUSSETZUNGEN	15
4.1	Der Speicherring PETRA	15
4.2	Der TASSO-Detektor	18
4.2.1	Innendetektor	18
4.2.2	Flüssig-Argon-Kalorimeter, Hadronarme und Müonkammern	22
4.2.3	Vorwärtsdetektor und Luminositätsmonitor	22
4.2.3.1	Luminositätsmessung	23
5.0	DATENNAHME UND TRIGGER	25
5.1	Aufbau und Realisierung des Triggers	25
5.2	Aufbereitung der Daten und erste Reduktion	27
5.3	Reinigen der Daten von Untergrundreaktionen	30
5.3.1	Abtrennung von Höhenstrahlereignissen	30
5.3.2	Abtrennung von Strahl-Restgas-Ereignissen	34
5.3.3	Abtrennung von Strahlrohr-Ereignissen	34
5.3.4	Abtrennung von Bhabha-Ereignissen	37
5.4	Datensätze	38
6.0	DAS SIMULATIONS-PROGRAMM	39
6.1	Erzeugung der Vierer-Vektoren eines Ereignisses	41
6.2	Einfluß des Detektors und der Datenaufbereitung	41
7.0	AUSWAHL HADRONISCHER DATEN AUS DEM $\gamma\gamma$ -PROZESS	43
7.1	Auswahl der Daten	43
7.2	Bestimmung des Strahl-Restgas-Untergrundes	44
7.3	Simulation des Anteils aus dem 1γ -Prozess	45
7.3.1	Der Anteil aus $e^+e^- \rightarrow$ HADRONEN	46
7.3.2	Der Prozess $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	47
7.3.3	Der Vergleich mit den Daten	48
7.4	Simulation der QED-Beiträge aus dem $\gamma\gamma$ -Prozess	49
7.4.1	Die Prozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$	49
7.4.2	Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \tau^+\tau^-$	49
7.5	Beschreibung der hadronischen Daten aus der $\gamma\gamma$ -Reaktion	49
8.0	DER EXKLUSIVE KANAL $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$	55

8.1	Auswahl von exklusiven Ereignissen mit vier Spuren	56
8.2	Pion-Pion-Massenkombinationen	61
8.3	Modelle zur Beschreibung der Daten	65
8.4	Fit der Modelle an die Daten	66
8.5	Fitergebnisse und Wirkungsquerschnitt	69
8.6	Winkelverteilungen	75
8.7	Diskussion der Ergebnisse	80
9.0	ZUSAMMENFASSUNG	87
A.0	DAS TASSO-KOORDINATENSYSTEM	89
B.0	DER CDC-PROZESSOR (PREPRO)	91
C.0	SIMULATION DER ANSPRECHWAHRSCHEINLICHKEITEN IM MC-PROGRAMM	95
C.1	Der Einfluß des Detektors	95
C.1.1	Kernstreuung	95
C.1.2	γ -Konversion	97
C.1.3	Energieverlust (dE/dx)	97
C.1.4	Vielfachstreuung	99
C.2	Der Einfluß des Triggers	100
C.3	Der Einfluß der Datenaufbereitung (FOREST)	101
C.4	Der Einfluß des MILL-Programms und des Spurfits	105
	QUELLENVERZEICHNIS	107
	DANKSAGUNG	114

VERZEICHNIS DER TABELLEN

1. Entwicklung der Energien bei Elektron-Positron- Speicherringen	15
2. Parameter des Speicherrings PETRA	17
3. Wirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$	74
4. Material im TASSO Innendetektor	98

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	Diagramm des 1γ -Prozesses	1
Abbildung 2.	Diagramm des $\gamma\gamma$ -Prozesses	2
Abbildung 3.	Kinematik des $\gamma\gamma$ -Prozesses	9
Abbildung 4.	Die Beschleunigeranlagen bei DESY.	16
Abbildung 5.	Der TASSO-Detektor (Blick in Strahlrichtung)	19
Abbildung 6.	Der TASSO-Detektor (Blick von der Seite)	20
Abbildung 7.	Aufbau der Triggerlogik	26
Abbildung 8.	Integrierte Luminosität pro Woche	28
Abbildung 9.	Integrierte Luminosität bei verschiedenen Strahlenergien	29
Abbildung 10.	Vertex z-Koordinate der Rohdaten	31
Abbildung 11.	Impuls gegen Geschwindigkeit für positiv geladene Teilchen	32
Abbildung 12.	Impuls gegen Geschwindigkeit für negativ geladene Teilchen	33
Abbildung 13.	Beispiel für eine Wechselwirkung im Strahlrohr	35
Abbildung 14.	Verteilung der Ereignisvertizes in der $r\text{-}\varphi$ -Ebene	36
Abbildung 15.	Abstände der Ereignisvertizes von der Strahlachse	37
Abbildung 16.	Flußdiagramm des Monte-Carlo-Programms	40
Abbildung 17.	Summe der Impulsbeträge aller Teilchen pro Ereignis	44
Abbildung 18.	Summe der Impulsbeträge aller Teilchen mit 1γ -MC-Simulation	46
Abbildung 19.	p_t^2 -Verteilung für 1γ -Ereignisse.	47
Abbildung 20.	Verteilung der Impulse für 1γ -Ereignisse.	48
Abbildung 21.	Verteilung der sichtbaren invarianten Masse der $\gamma\gamma$ -Ereignisse	50
Abbildung 22.	Multiplizität geladener Teilchen für $\gamma\gamma$ -Ereignisse	51
Abbildung 23.	p_t^2 -Verteilung der $\gamma\gamma$ -Ereignisse.	53
Abbildung 24.	Beispiel für ein Ereignis mit genau 4 Spuren.	55
Abbildung 25.	$\sum \vec{p}_x$ gegen $\sum \vec{p}_y$ für neutrale 4-Spur-Ereignisse	57
Abbildung 26.	$ \sum \vec{p}_t ^2$ für neutrale 4-Spur-Ereignisse	59
Abbildung 27.	$ \sum \vec{p}_t ^2$ für 5-Spur-Ereignisse	59
Abbildung 28.	Verteilung der invarianten Massen für 4 Pionen	60
Abbildung 29.	Verteilung der invarianten Massen aller $\pi\pi$ -Kombinationen	62
Abbildung 30.	Differenzverteilung der Massen für geladene und ungeladene $\pi\pi$ -Kombinationen	63
Abbildung 31.	Zweidimensionale $\pi\pi$ -Massenverteilungen	64
Abbildung 32.	Fitergebnisse für die "Monte-Carlo-Daten"	68
Abbildung 33.	Resultat des Fits für 3 Modelle	70
Abbildung 34.	Resultat des Fits für 2 Modelle	71
Abbildung 35.	Akzeptanz des TASSO-Detektors für $\rho^0\rho^0$ -Ereignisse	72
Abbildung 36.	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$	75

Abbildung 37. Definition des Produktions- und Zerfallswinkels des ρ^0 's	76
Abbildung 38. Verteilung des ρ^0 -Produktionswinkels	77
Abbildung 39. Verteilung des ρ^0 -Zerfallswinkels	78
Abbildung 40. Verteilung der Winkel zwischen den ρ^0 -Zerfallsebenen	79
Abbildung 41. Vergleich mit der ersten Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$	80
Abbildung 42. Vergleich mit der Messung von MARK II	81
Abbildung 43. Vergleich mit der Messung von CELLO	82
Abbildung 44. Verteilung der Winkel zwischen den ρ^0 -Zerfallsebenen	85
Abbildung 45. Das TASSO Koordinatensystem	89
Abbildung 46. Spurparameter in der $r\text{-}\varphi$ -Ebene	90
Abbildung 47. Darstellung der PREPRO-Masken	92
Abbildung 48. Ansprechwahrscheinlichkeit des CDC-Prozessors	102
Abbildung 49. Flußdiagramm des FOREST-Programms	103
Abbildung 50. Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von FOREST	104

1.0 EINLEITUNG

Untersuchungen von hochenergetischen Photon-Photon-Stößen sind, betrachtet man die bisher vorliegenden experimentellen Ergebnisse, noch ein recht junges Gebiet der Teilchenphysik.

Die Idee, Wechselwirkungen von Licht mit Licht zu beobachten, also Reaktionen des Typs

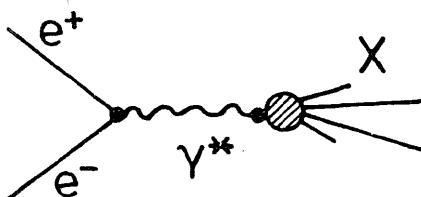
$$\gamma\gamma \rightarrow X,$$

hat allerdings schon 1930 das Interesse von Experimentalphysikern gefunden /1.2/. Damals dachte noch niemand daran, solche Prozesse mit hochenergetischen Photonen zu untersuchen. Die Möglichkeit dazu eröffnete erst viele Jahre später der Bau von e^+e^- -Speicherringen, mit denen Elektronen und Positronen auf Energien von mehreren GeV beschleunigt und dann zur Kollision gebracht werden.

Bei diesen Stößen hochenergetischer Elektronen und Positronen kommt es zu Reaktionen verschiedener Art, von denen die Annihilation von e^+ und e^- in ein hochvirtuelles Photon (1γ -Prozeß) als Zwischenzustand,

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow X,$$

in den letzten Jahren unsere Kenntnisse der Teilchenphysik erheblich erweitert hat /1.3/ (Abbildung 1).

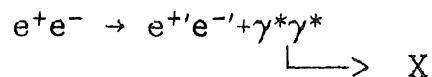


$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow X$$

Abbildung 1. Diagramm des 1γ -Prozesses

Wenn sich Elektron und Positron bei einem solchen Stoß nicht so nahe kommen, wie es zur Vernichtung notwendig ist, so kommt es zur Bremsstrahlung des einen Teilchens im Feld des anderen. Die dabei abgestrahlten Photonen können ebenfalls miteinander wechselwirken und es kommt zu Photon-Photon-Stößen.

Dieser Reaktionstyp



hat das folgende Diagramm (Abbildung 2):

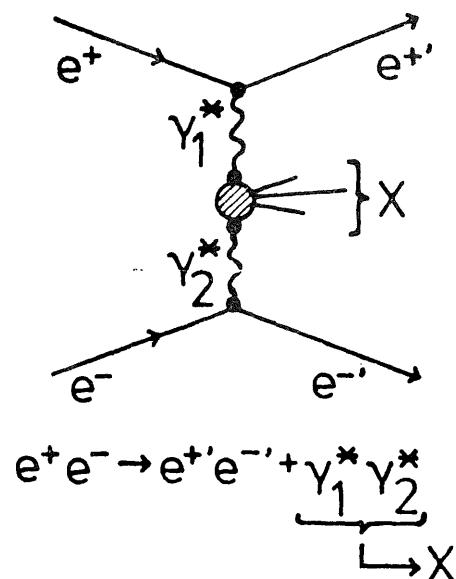


Abbildung 2. Diagramm des $\gamma\gamma$ -Prozesses

Das beim Photon-Photon-Stoß entstehende System X kann sowohl aus Leptonen als auch aus Hadronen bestehen und ist der Gegenstand der Untersuchungen über $\gamma\gamma$ -Physik.

Die theoretische Behandlung von $\gamma\gamma$ -Prozessen reicht zurück in das Jahr 1935, als zum ersten Mal die elastische Streuung von Licht an Licht untersucht wurde /1.4/. Der geplante Bau von e^+e^- -Speicherringen mit Strahlenergien bis zu 5 GeV führte um 1970 herum zu einer Fülle von

theoretischen Betrachtungen verschiedener Autoren zur $\gamma\gamma$ -Physik an Speicherringen mit mehreren GeV Strahlenergie /1.1/. Der Grund für das gestiegene Interesse lag darin, daß die Häufigkeit der $\gamma\gamma$ -Reaktion mit dem Logarithmus der Strahlenergie (E_{st}) ansteigt, während die Häufigkeit des 1γ -Prozesses mit E_{st}^{-2} abnimmt. Man rechnet aus, daß schon bei Strahlenergien von 2 GeV die Häufigkeit des $\gamma\gamma$ -Prozesses und des 1γ -Prozesses annähernd gleich sind.

Um experimentelle Untersuchungen von $\gamma\gamma$ -Reaktionen überhaupt durchführen zu können, muß man die Annihilationseignisse abtrennen. Dazu bietet sich zunächst einmal an, $\gamma\gamma$ -Prozesse durch Nachweis der dabei auftretenden gestreuten Elektronen und Positronen direkt zu markieren (TAG-Fall). Werden beide gestreuten Leptonen nachgewiesen, so spricht man von DOUBLE-TAG-Fall; wird wenigstens eines der beiden registriert, so hat man den SINGLE-TAG-Fall. Diese direkte Markierung ist aber wegen apparativer Probleme bei den meisten Detektoren nur für einen kleinen Teil (ca. 10%) der $\gamma\gamma$ -Ereignisse möglich.

Auch wenn man auf den Nachweis der gestreuten Leptonen ganz verzichtet, ist eine Unterscheidung von $\gamma\gamma$ - und 1γ -Ereignissen möglich, und zwar durch Ausnutzen der unterschiedlichen kinematischen Eigenschaften der auftretenden Endzustände. Dieses Abtrennverfahren wird NO-TAG-Methode genannt. Sie erlaubt die Erkennung eines großen Anteils der $\gamma\gamma$ -Ereignisse.

Die Analysen von TAG- bzw. NO-TAG-Ereignissen führen zu unterschiedlichen und sich gegenseitig ergänzenden physikalischen Aussagen, da im NO-TAG-Fall beide Photonen bevorzugt fast reell sind, beim TAG-Fall aber das von dem nachgewiesenen e' abgestrahlte Photon virtuell ist (Kap. 3).

Den in dieser Arbeit beschriebenen Untersuchungen von $\gamma\gamma$ -Reaktionen liegen Ereignisse zu Grunde, die über die NO-TAG-Methode selektiert worden sind. Die Untersuchungen erstrecken sich auf die besonders interessanten hadronischen Endzustände.

2.0 MOTIVATION

Die meisten bisher vorliegenden Untersuchungen auf dem Gebiet der $\gamma\gamma$ -Physik konzentrieren sich auf die Erzeugung von Hadronen.

Dabei ist zunächst von Interesse, den totalen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Hadronen zu bestimmen.

Für die Größe dieses totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts der $\gamma\gamma$ -Reaktion ($\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{Had}}$) gibt es auf der Basis physikalischer Modelle Vorhersagen. So wird von /2.10/ im Rahmen des Vektor-Meson-Dominanz-Modells (VDM) bei dominanter ρ^0 -Kopplung $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{Had}}$ zu 250 nb abgeschätzt.

Aus dem Regge-Modell erwartet man für $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{Had}}$ bei dominantem Pomeronaustausch mit Hilfe des Faktorisierungstheorems einen konstanten Anteil σ_0 von etwa 240 nb und einen von der CMS-Energie des $\gamma\gamma$ -Systems ($W_{\gamma\gamma}$) abhängigen Anteil σ_1 aus der Produktion von Resonanzen mit positiver C-Parität von etwa 270 nb/ $W_{\gamma\gamma}$ /2.11/.

Von anderen Autoren /2.12/ wurden mögliche Beiträge zu $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{Had}}$ aus der punktförmigen Kopplung von Photonen an Quarks untersucht. Eine grobe Abschätzung für die Abhängigkeit dieses Beitrags von $W_{\gamma\gamma}$ liefert die niedrigste Ordnung dieses Prozesses:

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{qq}} \sim \frac{4\pi\alpha^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \cdot \sum_i e_i^4 \ln\left(\frac{W_{\gamma\gamma}^2}{m_i^2}\right)$$

wobei

e_i = Quarkladung und m_i = Quarkmasse sind.

Das für diesen Anteil auftretende Verhalten wie $1/W_{\gamma\gamma}^2$ würde eine zusätzliche Erhöhung des Wirkungsquerschnitts bei kleinen $W_{\gamma\gamma}$ bedeuten.

Bei der experimentellen Bestimmung von $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{Had}}$ in Abhängigkeit von der zur Erzeugung der Hadronen zur Verfügung stehenden Energie $W_{\gamma\gamma}$, spielen Besonderheiten der jeweiligen Detektoren eine sehr große Rolle. Im Gegensatz zum 1γ -Prozeß, wo die sich vernichtenden Elektronen und Positronen im Schwerpunktssystem immer die gleiche Energie haben, wechselwirken beim $\gamma\gamma$ -Prozess Photonen verschiedener Energien (Kap. 3).

Das daraus resultierende $W_{\gamma\gamma}$ ist also nicht direkt bekannt, sondern muß im NO-TAG- und im SINGLE-TAG-Fall durch Extrapolation aus der im Detektor durch Akzeptanzverluste unvollständig gemessenen invarianten Masse (W_{vis}) des hadronischen Endzustandes gewonnen werden ¹.

Unterschiede zwischen verschiedenen Detektoren entstehen bei TAG-Messungen auch dadurch, daß die Messungen in unterschiedlichen kinematischen Bereichen durchgeführt werden. So sind bei NO-TAG-Messungen die wechselwirkenden Photonen überwiegend reell, das heißt, sie haben verschwindende Masse Q^2 ($Q^2 = -q^2$, q =Viererimpuls des Photons), während bei SINGLE-TAG-Messungen für das von dem nachgewiesenen e' abgestrahlte Photon Q^2 größer Null ist. Wie groß hierbei die Masse des virtuellen Photons ist, hängt von den von Detektor zu Detektor verschiedenen Winkelbereichen ab, in denen die gestreuten e' nachgewiesen werden können.

Im Rahmen des VMD-Modells lässt sich angeben, wie $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\text{Had}}$ vom Q^2 der Photonen abhängt²:

$$\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\text{Had}}(W_{\gamma\gamma}, Q_1^2, 0) = \left(1/(1 + \frac{Q_1^2}{m_\rho^2})\right)^2 \cdot \sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\text{Had}}(W_{\gamma\gamma}, 0, 0)$$

(ρ -Formfaktor, m_ρ = Masse des ρ -Mesons)

Diese beiden Extrapolationen in $W_{\gamma\gamma}$ und Q^2 zur Bestimmung von $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\text{Had}}(W_{\gamma\gamma}, 0, 0)$ sind für die verschiedenen Detektoren unterschiedlich groß und bedingen weitere Unsicherheiten der Messungen.

Die bisher vorliegenden Messungen /2.1, 2.2, 2.19/ die alle mit TAG-Daten gemacht wurden, zeigen eine befriedigende Übereinstimmung mit den VDM-Abschätzungen. Um aber Aussagen über darüberhinausgehende Modellvorstellungen machen zu können, sind sicherlich noch weitere Messungen sowohl in anderen kinematischen Bereichen (Variation von Q^2) als auch mit besserer statistischer Signifikanz notwendig. Außerdem muß angestrebt werden, die Auflösung von $W_{\gamma\gamma}$ zu verbessern.

¹ $W_{\gamma\gamma}$ kann im Prinzip auch aus den Daten der gestreuten Elektronen (Positronen) bestimmt werden. Jedoch werden die Raten durch diese DOUBLE-TAG-Forderung um ca. 1/100 unterdrückt.

² Korrekterweise gilt diese Beziehung nur, wenn beide Photonen transversal polarisiert sind. Dieser Fall ist aber im allgemeinen überwiegend gegeben (Kap.3).

In dieser Arbeit wird gezeigt, daß es prinzipiell möglich ist, den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt auch aus NO-TAG-Daten zu bestimmen. Dazu ist es notwendig zu zeigen, daß das Problem der Abtrennung bzw. Beschreibung des 1γ -Prozesses im Rahmen der notwendigen Genauigkeit lösbar ist. Die dann bei der eigentlichen Bestimmung von $\sigma_{\gamma\gamma\rightarrow\text{Had}}$ auftretenden Probleme (z. B. die Wahl eines geeigneten Modells) sind für NO-TAG-Daten und SINGLE-TAG-Daten sehr ähnlich und werden für SINGLE-TAG-Daten ausführlich in /2.18/ diskutiert.

Ein weiteres großes Feld für Untersuchungen sind die exklusiven hadronischen Prozesse. Darunter versteht man bestimmte Endzustände mit festen Teilchenzahlen und -arten. Das Hauptinteresse richtet sich dabei auf die Erzeugung von Resonanzen. Im Gegensatz zu den im 1γ -Prozess erzeugten Resonanzen, die die Quantenzahlen des Photons, $J^{PC}=1^{--}$, tragen, werden im $\gamma\gamma$ -Prozeß Resonanzen mit positiver C-Parität erzeugt. Zur Festlegung der Energie dieser Zustände ist es notwendig, alle erzeugten Teilchen auch vollständig im Detektor nachzuweisen. So wurden bisher einige durch den $\gamma\gamma$ -Prozeß direkt erzeugte Resonanzen beobachtet und die partiellen Zerfallsbreiten ($\Gamma_{\gamma\gamma}$) und teilweise ihre Quantenzahlen (Spin und Parität) bestimmt:

$\gamma\gamma \rightarrow \eta' \rightarrow \rho^0\gamma$	/2.9/
$\gamma\gamma \rightarrow f^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	/2.3, 2.4, 2.16/
$\gamma\gamma \rightarrow f^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$	/2.5/
$\gamma\gamma \rightarrow A_2 \rightarrow \eta^0\pi^0$	/2.5/

Außerdem liegen erste Messungen der Wirkungsquerschnitte für:

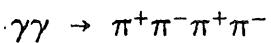
$\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$	/2.15/
$\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$	/2.8/

vor.

In all diesen Beispielen ist die Zahl der geladenen Teilchen im Endzustand höchstens 2. Mit dem TASSO-Detektor wurde 1980 die erste Messung von Endzuständen aus dem $\gamma\gamma$ -Prozeß mit genau 4 geladenen Teilchen durchgeführt /2.13/. Es zeigte sich, daß dieser exklusive Prozeß durch die Erzeugung von zwei neutralen ρ -Mesonen dominiert wird, die dann in 4 Pionen zerfallen. Die Ergebnisse wurden von anderen Experimenten bestätigt /2.14, 2.17/.

In der Zwischenzeit gibt es aber ungefähr die fünffache Datenmenge, so daß dieser Prozeß genauer studiert und das Verhalten des Wirkungsquerschnitts in schmäleren Intervallen von $W_{\gamma\gamma}$ bestimmt werden kann.

Die Untersuchung des Prozesses



ist der Hauptgegenstand dieser Arbeit.

— — — —

Im folgenden Kapitel 3 werden die Kinematik von $\gamma\gamma$ -Prozessen und die theoretischen Grundlagen zur Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitte beschrieben.

Im Kapitel 4 werden der Speicherring PETRA und der Detektor TASSO, mit dem die Daten für die Untersuchungen gemessen wurden, vorgestellt. Insbesondere werden hier die zum Verständnis der Analyse notwendigen Teile des Detektors beschrieben.

Die Kriterien für die Datennahme, die Aufarbeitung und Reduktion der gemessenen Daten und das Entfernen von Untergrundereignissen aus den Daten werden im Kapitel 5 erläutert.

Das Kapitel 6 beschreibt das Rechnerprogramm, mit dem sowohl die Erzeugung von $\gamma\gamma$ -Ereignissen als auch ihr Verhalten im Detektor und in der anschließenden Analyse simuliert wird.

Die Auswahl von hadronischen Endzuständen des $\gamma\gamma$ -Prozesses und die Beschreibung der auftretenden Konkurrenzprozesse werden im Kapitel 7 dargestellt.

Das Kapitel 8 beschäftigt sich dann mit der Erzeugung von 4 geladenen Pionen durch den $\gamma\gamma$ -Prozeß.

Den Abschluß bildet das Kapitel 9 mit einer zusammenfassenden Diskussion aller Ergebnisse.

3.0 CHARAKTERISTISCHE EIGENSCHAFTEN DES $\gamma\gamma$ -PROZESSES

Das grundlegende Problem bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der $\gamma\gamma$ -Reaktion liegt darin, daß nicht zwei in ihrer Kinematik genau festgelegte Teilchen miteinander wechselwirken, sondern zwei Photonen mit verschiedenen Energien aus dem die Elektronen und Positronen umgebenden elektromagnetischen Feld.

Ziel des ersten Teils dieses Kapitels ist es, eine Darstellung der besonderen kinematischen Verhältnisse des $\gamma\gamma$ -Prozesses zu geben und die zur Beschreibung der Kinematik nötigen Variablen einzuführen und zu erklären. Der zweite Teil beschäftigt sich mit der Formulierung des totalen Wirkungsquerschnitts und der Möglichkeit der Trennung zwischen dem Prozess der Erzeugung der Photonen und dem eigentlichen $\gamma\gamma$ -Prozess.

3.1 DIE KINEMATIK DES $\gamma\gamma$ -PROZESSES

Die kinematische Situation des $\gamma\gamma$ -Prozesses ist in der Abbildung 3 dargestellt.

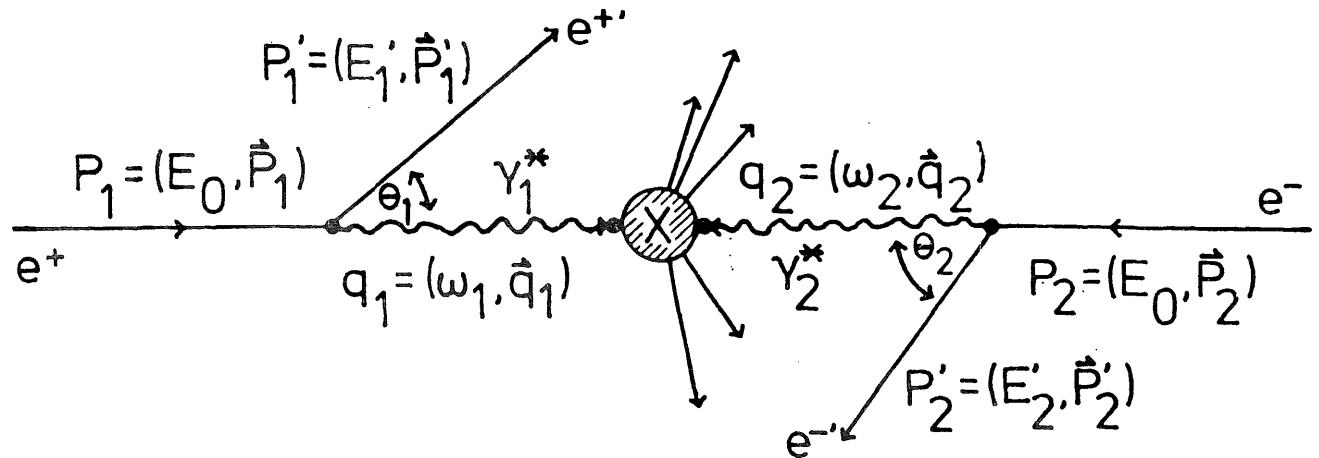


Abbildung 3. Kinematik des $\gamma\gamma$ -Prozesses

Im einzelnen bedeuten die Variablen:

$p = (E, \vec{p})$ = Viererimpuls eines Teilchens (E =Energie, \vec{p} =Impuls)

E_0, p_i = Energie und Viererimpuls des einlaufenden e^+ bzw e^- ($i=1,2$), E_0 wird auch als E_{st} bezeichnet

$E'_i, p'_i, \vartheta_i, \varphi_i$ = Energie, Viererimpuls, Polar- und Azimutwinkel eines gestreuten e^+ bzw e^- ($i=1,2$)

q_i, ω_i = Viererimpuls und Energie des abgestrahlten Photons ($i=1,2$)

$W_{\gamma\gamma}$ = CMS-Energie des $\gamma\gamma$ -Systems
= invariante Masse des Systems X

Die entsprechenden normierten Größen sind definiert als:

$$(1) \quad X_i = \frac{\omega_i}{E_{st}}$$

$$(2) \quad Q_i^2 = - \frac{q_i^2}{S} \quad \text{mit } S = 4 \cdot E_{st}^2$$

$$(3) \quad Z_{\gamma\gamma} = \frac{W_{\gamma\gamma}}{2E_{st}}$$

Aus den Parametern der einlaufenden und der gestreuten Elektronen und Positronen lässt sich die Kinematik der Photonen und des Systems X bestimmen.

$$(4) \quad \omega_i = E_{st} - E'_i$$

$$(5) \quad Q_i^2 = (p_i - p'_i)^2 \approx -2 \cdot E_{st} \cdot E'_i \cdot (1 - \cos \vartheta_i) - m_e^2 \frac{\omega_i^2}{E_{st} \cdot E'_i}$$

$$(6) \quad W_{\gamma\gamma}^2 = 4\omega_1 \cdot \omega_2 - \frac{E'_2}{E_{st}} Q_1^2 - \frac{E'_1}{E_{st}} Q_2^2 - \frac{2}{E_{st}} \sqrt{E'_1 \cdot E'_2} \cdot q_1 \cdot q_2 \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Man sieht sofort, daß sich Gleichung (6) für $q_1 \approx q_2 \approx 0$ vereinfacht zu:

$$(7) \quad W_{\gamma\gamma}^2 \approx 4\omega_1 \cdot \omega_2$$

Das Energiespektrum der abgestrahlten Photonen fällt wie bei der Bremsstrahlung annähernd proportional zu $1/\omega$ ab. Daher sind die Energien der beiden Photonen normalerweise voneinander verschieden und das erzeugte System X bewegt sich relativ zum Laborsystem mit der Geschwindigkeit:

$$(8) \quad \beta = \frac{v}{c} = \frac{p}{E} \approx \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1} \quad (q_1 \approx q_2 \approx 0)$$

Damit ist der hauptsächliche Unterschied in der Kinematik des $\gamma\gamma$ -Prozesses und des 1γ -Prozesses deutlich:

Im Gegensatz zum $\gamma\gamma$ -System ist das 1γ -System in Ruhe, da (bis auf die Strahlungskorrekturen im Anfangszustand) die Elektronen und Positronen die gleiche Energie haben. Den zweiten wichtigen Unterschied sieht man sofort aus den Gleichungen (4) und (7). Die invariante Masse $W_{\gamma\gamma}$ ist immer kleiner als beim 1γ -Prozess ($2 \cdot E_{\text{st}}$).

So ist infolge der kleinen erzeugten invarianten Massen bei gleicher Strahlenergie E_{st} auch die erwartete Multiplizität kleiner als bei e^+e^- -Vernichtungen.

3.2 DER WIRKUNGSQUERSCHNITT DES $\gamma\gamma$ -PROZESSES

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$ kann in allgemeiner Form dargestellt werden als /3.1, 3.3/:

$$(9) \quad d\sigma_{ee \rightarrow ee + X} = \frac{\alpha^2}{8\pi^4 S} \frac{1}{q_1^2 q_2^2} \sqrt{(q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2} \times$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 4 \rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{TT} + 2 \rho_1^{++} \rho_2^{00} \sigma_{TL} \\ + 2 \rho_1^{00} \rho_2^{++} \sigma_{LT} + \rho_1^{00} \rho_2^{00} \sigma_{LL} \\ + 2 |\rho_1^{+-} \rho_2^{+-}| \tau_{TT} \cos 2\varphi \\ - 8 |\rho_1^{+0} \rho_2^{+0}| \tau_{TL} \cos 2\varphi \end{array} \right\} \times$$

$$\times \frac{d^3 p'_1}{E'_1} \frac{d^3 p'_2}{E'_2}$$

Dabei sind die $\rho^{\lambda\lambda'}$ Photon-Dichte-Matrixelemente für verschiedene Helizitätszustände ($\lambda = +, -, 0$). Der Ausdruck vor der geschweiften Klammer enthält Phasenraumfaktoren. φ ist der Winkel zwischen den von den Systemen e^+e^+ und e^-e^- aufgespannten Ebenen.

Prinzipiell kann man also sechs Helizitätskomponenten des Wirkungsquerschnitts für $\gamma\gamma \rightarrow X$ bestimmen, falls man die Kinematik des gesamten Systems genau messen kann.

Für den NO-TAG Fall und die sich daraus ergebende kinematische Situation kann man zeigen, daß die meisten der Helizitätskomponenten vernachlässigbar sind.

Wenn, wie es beim TASSO-Detektor der Fall ist, alle auftretenden möglichen Werte für φ akzeptiert werden, kann über φ integriert werden. Dabei verschwinden die Terme, die σ_{TT} und σ_{TL} enthalten. Der überwiegende Anteil der auslaufenden Elektronen wird unter extrem kleinen Winkeln ϑ gestreut. Das heißt aber, daß das q_i^2 der Photonen sehr klein ist oder auch daß der überwiegende Anteil der Photonen praktisch reell ist. /3.1/ zeigt in Gleichung 5.11, daß für reelle Photonen ($q_1^2 \sim q_2^2 \sim 0$) die σ_{TL} , σ_{LT} und σ_{LL} enthaltenden Anteile verschwinden.

Der Wirkungsquerschnitt in differentieller Form reduziert sich dadurch auf:

$$(10) \quad \frac{d^5\sigma_{ee \rightarrow ee+X}}{dX_1 \, dX_2 \, d\cos\vartheta_1 \, d\cos\vartheta_2 \, d\varphi} = \frac{d^5L_{\gamma\gamma}}{dX_1 \, dX_2 \, d\cos\vartheta_1 \, d\cos\vartheta_2 \, d\varphi} \cdot \sigma_{TT}(W, q_1^2, q_2^2)$$

Damit hat man eine Trennung erreicht (die auch schon in (9) enthalten ist) zwischen dem Prozess der Photonenerzeugung, der in der QED berechenbar ist und den Photonfluß liefert (Luminositätsfunktion), und dem Wirkungsquerschnitt für die Hadronerzeugung durch Photon-Photon-Stöße.

In dem Ausdruck $L_{\gamma\gamma}$ sind die Phasenraumfaktoren und das Produkt der transversalen Photonendichten zusammengefaßt. Dieser Ausdruck beschreibt den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^*$.

In der voll differentiellen Form nach den Streuwinkeln, dem relativen Azimutwinkel und den normierten Elektronenenergien stellt sich die Luminositätsfunktion dar als /3.2/:

$$(11) \quad \frac{d^5L_{\gamma\gamma}}{dX_1 \, dX_2 \, d\cos\vartheta_1 \, d\cos\vartheta_2 \, d\varphi} = \frac{\alpha^2}{32\pi^3} \frac{1}{\xi} \frac{1}{1-\cos\vartheta_1} \frac{1}{1-\cos\vartheta_2} \cdot \left\{ \frac{[K-2(X_2+Q_2^2)]^2}{\xi^2} + 1 - \frac{m_e^2}{E_0^2 Q_1^2} \right\} \cdot \left\{ \frac{[K-2(X_1+Q_1^2)]^2}{\xi^2} + 1 - \frac{m_e^2}{E_0^2 Q_2^2} \right\}$$

$$\text{mit } K = Z_{\gamma\gamma}^2 + Q_1^2 + Q_2^2$$

$$\xi^2 = K^2 - 4Q_1^2 \cdot Q_2^2$$

Diese Formel wird zur Berechnung des Photonenflusses in den Simulationsprogrammen benutzt (Kap. 6).

4.0 APPARATIVE VORAUSSETZUNGEN

4.1 DER SPEICHERRING PETRA

Dem ersten e^+e^- - Speicherring mit einer Strahlenergie von 250 MeV, der 1961 in Frascati/Italien gebaut wurde, folgten in den nächsten Jahren eine Reihe weiterer Speicherringe mit immer höheren möglichen Energien (Tab. 1).

ADA	Frascati	1960		.25 GeV
ACO	Orsay	1966	.2 -	.55 GeV
ADONE	Frascati	1969	.7 -	1.55 GeV
BYPASS	Cambridge(USA)	1971	1.5 -	3.50 GeV
SPEAR	SLAC/Stanford	1972	1.2 -	4.20 GeV
DORIS	Desy/Hamburg	1974	1.0 -	5.10 GeV
PETRA	Desy/Hamburg	1978	5.0 -	19.00 GeV
TRISTAN(genehmigt)	KEK/Tokyo	?	15.0 -	50.00 GeV
LEP(genehmigt)	CERN/Genf	?	22.0 -	70.00 GeV

Tabelle 1. Entwicklung der Energien bei Elektron-Positron-Speicherringen

Die Aufstellung berücksichtigt nicht alle gebauten e^+e^- -Speicherringe, sondern zeigt, wie die möglichen Energien mit fortschreitender Zeit ansteigen.

Der Speicherring PETRA³ auf dem Gelände des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) wurde im Herbst 1978 nach nur 30 Monaten Bauzeit für Experimente zur Verfügung gestellt. Die Elektronen und Positronen erreichen in PETRA zur Zeit eine Energie von jeweils maximal 19 GeV. Durch die Erhöhung der Hochfrequenzleistung für die Beschleunigung kann die maximale Energie noch gesteigert werden.

³ PETRA sind die Anfangsbuchstaben von Positron Elektron Tandem Ring Anlage

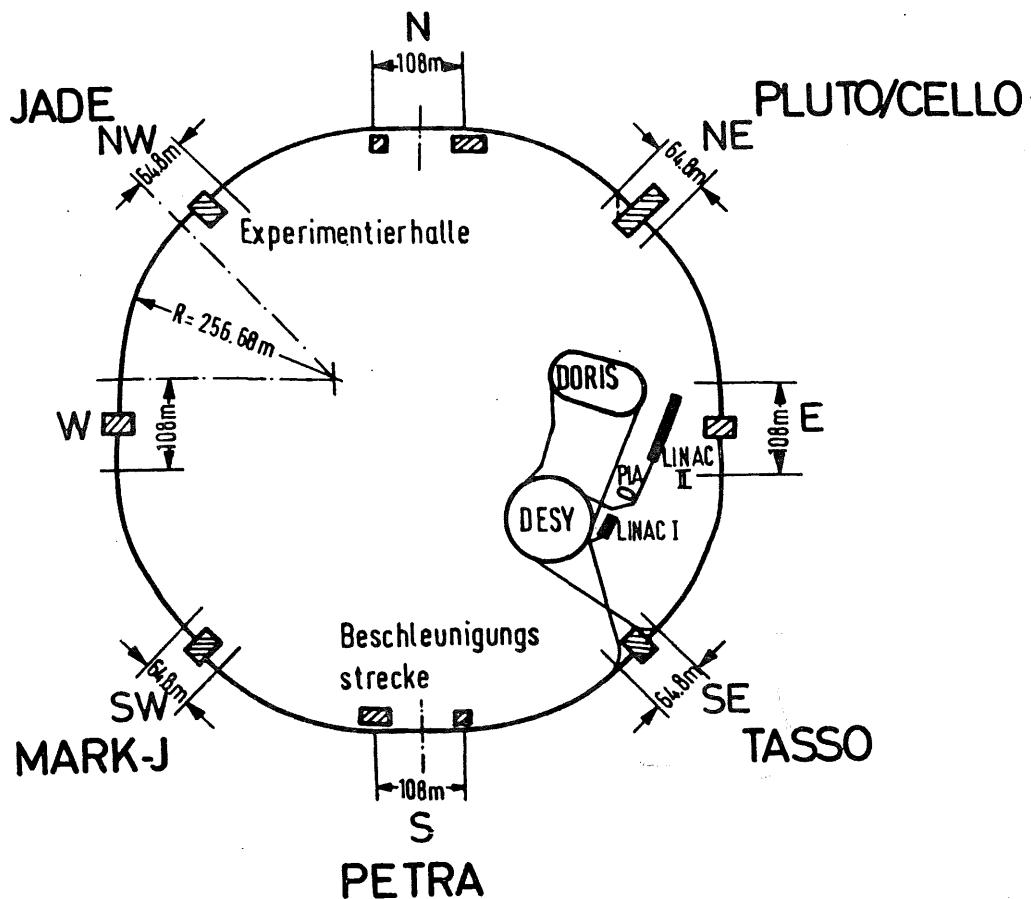


Abbildung 4. Die Beschleunigeranlagen bei DESY

Abbildung 4 gibt einen Überblick über die sich dort befindenden Beschleunigeranlagen und die verbindenden Strahlführungswege bei DESY.

Die Positronen werden im LINAC II erzeugt und zunächst in einem kleinen Ring (PIA⁴) gesammelt, bevor sie, wie auch die Elektronen, die im LINAC I erzeugt werden, im Synchrotron auf 7 GeV beschleunigt und dann in PETRA eingeschossen werden. Hier werden nun Elektronen und Positronen gemeinsam bis zur gewünschten Energie beschleunigt.

Bevor PIA 1979 fertiggestellt war, wurden seine Aufgaben von DORIS⁵ wahrgenommen.

⁴ PIA sind die Anfangsbuchstaben von Positron Intensitäts Akkumulator

⁵ DORIS sind die Anfangsbuchstaben von Doppel Ring Speicher

In der Tab. 2 sind einige wichtige Daten des Speicherrings PETRA zusammengestellt.

Abmessungen		
Umfang		2304 m
Bahnkrümmungsradius		192 m
Länge einer Beschleunigungsstrecke		108 m
Länge einer Experimentezone		15 m
Einschussenergie		7 GeV
Strahlenergie		5-19 GeV
Energieverlust der Teilchen bei 18.3 GeV		58 MeV/Umlauf
Energieunschärfe		0.023 E(r.m.s) MeV
Luminosität (bei 15 GeV)	max	$3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
mit MINI-BETA (seit 1981)	max	$15 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$
Lebensdauer der Strahlen		3-5 Std
Zahl der Teilchenbündel	bisher	$2 e^+ + 2 e^-$
	Design	$4 e^+ + 4 e^-$
Länge eines Teilchenbündels		10 mm r.m.s
Strahlströme	bisher	20 mA
	Design	80 mA
Hochfrequenz		500 MHz
Hochfrequenzleistung		4 MW
Anzahl der Klystrons		8
Zahl der Resonatoren	(Dez 1980)	60

Tabelle 2. Parameter des Speicherrings PETRA

Für den Betrieb von Experimenten gibt es an sechs möglichen Wechselwirkungszonen große Hallen, von denen bisher 4 für Experimente genutzt werden. In der Halle Süd-Ost befindet sich das Experiment TASSO. Die anderen Experimente sind Mark J (Halle SW), JADE (Halle NW), PLUTO (1978 - Dezember 1979, und wieder seit September 1981) und CELLO (Januar 1980 - August 1981) in der Halle NO.

4.2 DER TASSO-DETEKTOR

Der Detektor mit dem Namen TASSO⁶ wurde von einer Kollaboration aus Mitgliedern verschiedener Universitäten und Instituten geplant und gebaut /4.1/.

Abbildung 5 auf Seite 19 zeigt einen Schnitt durch den Detektor senkrecht zur Strahlachse, in Abbildung 6 auf Seite 20 geht der Schnitt parallel zum Strahl und senkrecht zur Ringebene.

Der Aufbau lässt sich grob in drei Teile gliedern:

- Innendetektor
- Flüssig-Argon-Kalorimeter, Hadronarme und Münatkammern
- Vorwärtsdetektor und Luminositätsmonitor

In den folgenden Abschnitten wird der Aufbau des Detektors beschrieben, wobei besonderer Wert auf den Innendetektor gelegt wird, dessen Informationen über die erzeugten Teilchen für die hier beschriebenen Untersuchungen ausgenutzt werden.

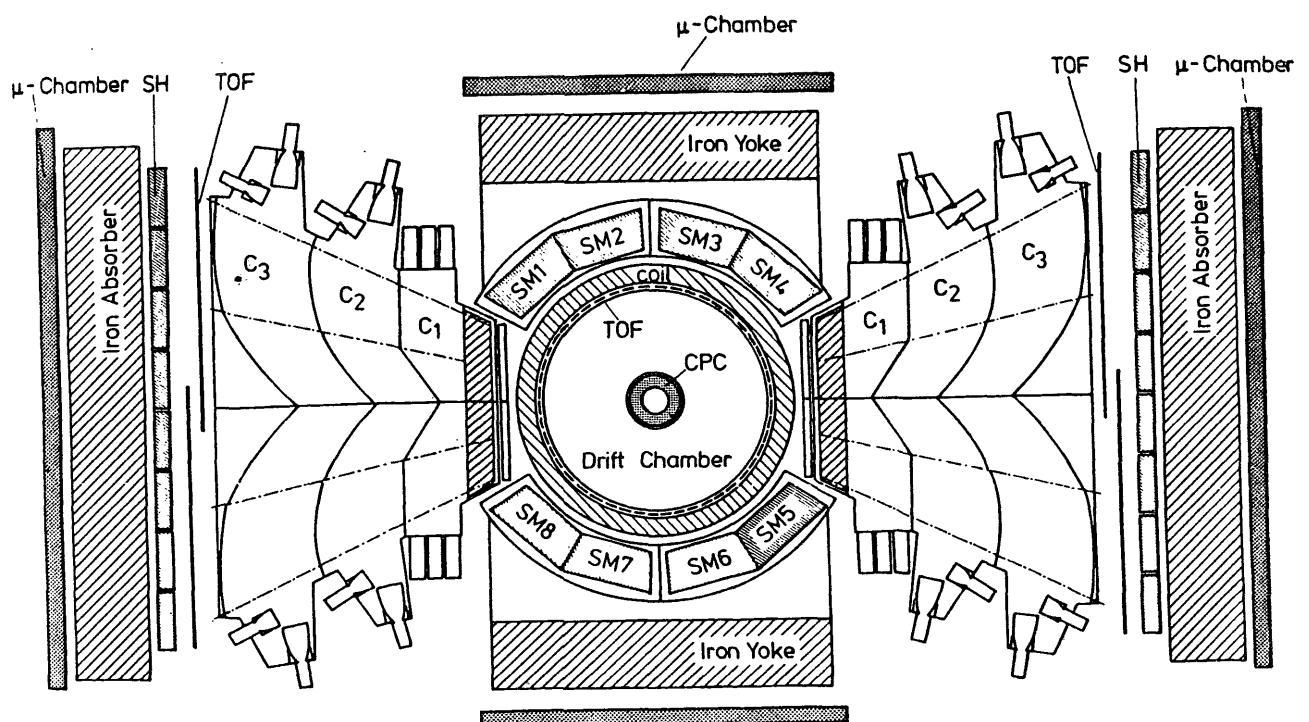
4.2.1 Innendetektor

Der Innendetektor besteht aus 6 konzentrischen zylinderförmigen Komponenten, deren Achse dem Strahlverlauf folgt. Vom Wechselwirkungspunkt nach außen gehend sind dies:

- Strahlrohr
- Strahlrohrzähler
- Proportionalkammer (CPC = Cylindrical-Proportional-Chamber)
- Driftkammer (CDC = Cylindrical-Drift-Chamber)
- Flugzeitzähler (ITOF = Inner-Time-Of-Flight)
- Magnetspule

⁶ TASSO sind die Anfangsbuchstaben von Two Arm Spectrometer SOlenoid

1. Das Strahlrohr trennt den Detektor vom Vakuum des Speicherrings. Es ist so konstruiert, daß Synchrotronstrahlung und Untergrundteilchen nicht auf direktem Wege in den Detektor gelangen können. Im Bereich der Wechselwirkungszone besteht es aus einem 4 mm starken Aluminiumrohr mit einem Radius von 13 cm.
2. Das Strahlrohr wird umgeben von dem in Längsrichtung in 4 Segmente geteilten Strahlrohrzähler. Er besteht aus 0.5 cm starkem Szintillator, hat eine aktive Länge von 149 cm und ist auf beiden Seiten über Lichtleiter mit Photomultipliern verbunden. Der mittlere Radius beträgt 15 cm. Bis Ende 1979 diente er in Verbindung mit den ITOF's zur schnellen Erkennung von geladenen Teilchen im Zentraldetektor. Seit dieser Zeit ist er wegen zu hoher Untergrundraten außer Betrieb.



TASSO

32960

Abbildung 5. Der TASSO-Detektor (Blick in Strahlrichtung)

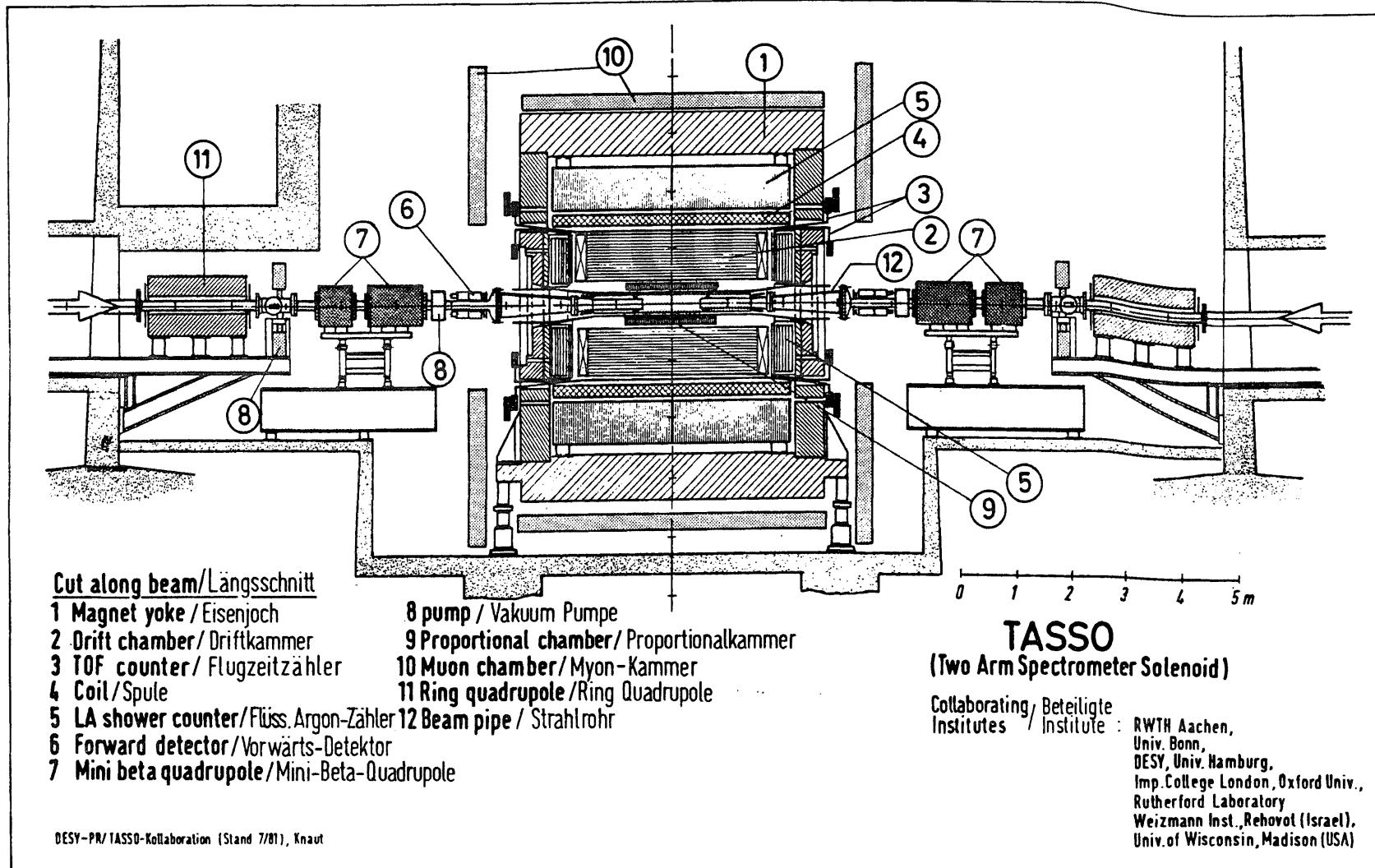


Abbildung 6. Der TASSO-Detektor (Blick von der Seite):

Der Aufbau entspricht dem Stand vom Dezember 1981

3. Im Bereich von 16.5 cm bis 30 cm befindet sich die Proportionalkammer (CPC) /4.2/, Sie hat eine empfindliche Länge von 150 cm und besteht aus 4 Lagen zu je 480 Anodendrähten. Die beiden Kathodenflächen jeder Lage haben zu ihr einen Abstand von 7 mm. Sie befinden sich auf Styrofoamschalen und sind in 120 helixförmige Streifen unterteilt, wobei der Drehsinn von Lage zu Lage wechselt. Die CPC gibt eine schnelle Information über die Lage geladener Spuren für den Trigger und dient zusammen mit der zylindrischen Driftkammer zur genauen Rekonstruktion geladener Spuren im Detektor. Die Kathodenstreifen erlauben die räumliche Rekonstruktion von Spurpunkten⁷.
4. Das Herzstück des Innendetektors ist die zylindrische Driftkammer (CDC) /4.3/. Sie besteht aus 15 konzentrischen Lagen mit insgesamt 2340 Driftzellen mit einer empfindlichen Länge von 323 cm. Der Abstand zwischen den Signaldrähten der einzelnen Lagen beträgt 6.1 cm. Der Radius der innersten Lage ist 36.7 cm und die äusserste Lage hat einen Radius von 122.2 cm. Die Drähte von 9 der 15 Lagen sind parallel zur Strahlachse gespannt (0° -Lagen) und erlauben eine Spurrekonstruktion in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ($r-\varphi$ -Ebene)⁸. Die Drähte der restlichen 6 Lagen sind abwechselnd im positiven und negativen Sinn um einen kleinen Winkel α gegen die Strahlachse geneigt (α -Lagen). Dies erlaubt im Zusammenhang mit den 0° -Lagen eine dreidimensionale Rekonstruktion der Spuren geladener Teilchen.
5. Auf einem Radius von 132 cm umgeben 48 Flugzeitzählern (ITOF) die CDC. Sie haben eine Länge von 192 cm, eine Breite von 17 cm und bestehen aus 2 cm dickem Plastik-Szintillator (NE110). Sie decken ungefähr einen Raumwinkel von 82% von 4π ab. Wie die Strahlrohrzählern sind auch sie an beiden Seiten über Lichtleiter mit Photomultipliern verbunden.
6. Der gesamte Innendetektor wird von einer Magnetspule mit einem mittleren Radius von 140 cm und einer Länge von 440 cm umgeben. Sie erzeugt zusammen mit dem Eisenjoch ein nahezu homogenes Magnetfeld von 0.5 Tesla parallel zum Strahl /4.4/. Aus der durch das Feld verursachten Krümmung der Teilchenbahnen werden Impuls und Ladungsvorzeichen der Teilchen bestimmt.

⁷ Seit Mai 1981 werden die Informationen der Kathodenstreifen für eine schnelle Spurerkennung (Information über die z-Koordinate) benutzt.

⁸ Eine ausführliche Darstellung des benutzten Koordinatensystems und der Parametrisierung der Spuren befindet sich im Anhang A.

4.2.2 Flüssig-Argon-Kalorimeter, Hadronarme und Müonkammern

Zum Nachweis und zur Energie- bzw. Ortsbestimmung von Photonen und Elektronen sind 45% des gesamten Raumwinkels mit Flüssig-Argon-Kalorimetern erfasst. Sie überdecken die beiden Stirnflächen der CDC (Endcap-LA) und jeweils 2 Sechstel oberhalb und unterhalb des Spulenmantels (Barrel-LA) /4.7/.

In den beiden übrigen Sechsteln reichen die sogenannten Hadronarme in der Höhe der Ringebene auf beiden Seiten an die Spule heran. Sie bestehen vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet aus ortsbestimmenden Driftkammern, Aerogel- und Gas-Čerenkov-Zählern, Flugzeitzählern und Blei-Szintillator-Schauerzählern. Diese Hadronarme ermöglichen die Erkennung und Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen in weiten Impulsbereichen.

Den Abschluß der Hadronarme bilden 87 cm starke Eisenwände, an deren Rückseite großflächige Proportionalkammern angebracht sind. Solche Kammern decken auch das Eisenjoch des Magneten ab. Da diese dicken Eisenschichten praktisch nur noch von Muonen durchdrungen werden, können diese so von anderen geladenen Teilchen unterschieden werden.

Detaillierte Beschreibungen der Hadronarmkomponenten finden sich in den Referenzen unter /4.5/.

4.2.3 Vorwärtsdetektor und Luminositätsmonitor

Der TASSO-Detektor wird vervollständigt durch den Vorwärtsdetektor, der auf beiden Seiten des Zentraldetektors im Abstand von 5.90 m vom Wechselwirkungspunkt den Polarwinkelbereich von 25 bis 60 mrad von der Strahlachse aus gesehen abdeckt. Er besteht aus Proportionalkammern, einem Ring von tortenförmig segmentierten Szintillationszählern und Bleiglaszählern zur Energiebestimmung von elektromagnetisch schauenden Teilchen. Er dient zum Nachweis der gestreuten Elektronen (Positronen) aus $\gamma\gamma$ -Reaktionen (TAGGING). Für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wird er nicht benutzt.

Einige Bleiglasblöcke bilden zusammen mit davorliegenden, symmetrisch angeordneten, kleinen, genau vermessenen Szintillationszählern den Luminositätsmonitor. Der gesamte Aufbau ist ausführlich in /2.1/ und /4.6/ beschrieben.

Beim Umbau von PETRA zur Erhöhung der Luminosität Ende 1980 wurde der Platz dieses Vorwärtsdetektors für die Quadrupole des

MINI-BETA-Schemas benötigt. Seit Januar 1981 gibt es daher einen neuen Vorwärtsdetektor mit Luminositätsmonitor, der ebenfalls aus Szintillationszählern und Bleiglaszählern besteht. Er überdeckt den Polarwinkelbereich von 23 mrad bis 60 mrad in einem Abstand zum Wechselwirkungspunkt von 3.40 m.

4.2.3.1 Luminositätsmessung

Die Luminosität (L) ist eine wichtige Größe für das Experiment, da sie die Ereignisrate (N) mit dem Wirkungsquerschnitt (σ) verknüpft.

$$\sigma = \frac{N}{L \cdot A}$$

(A = Akzeptanzfaktor)

Man bestimmt die Luminosität durch die Messung der Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) unter kleinen Winkeln, für die der Wirkungsquerschnitt in der Quantenelektrodynamik (QED) hinreichend genau berechnet werden kann. Da bei dieser Messung die Ladungen der Elektronen (Positronen) nicht identifiziert werden, ergibt sich der Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung von α zu:

$$\frac{d\sigma_B}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8 \cdot E_{st}^2} \left\{ \frac{9 + 15\cos^2\vartheta + 7\cos^4\vartheta + \cos^6\vartheta}{\sin^4\vartheta} \right\}$$

(E_{st} =Strahlenergie, α =Feinstrukturkonstante, ϑ =Streuwinkel)

Die im Luminositätsmonitor gemessenen Ereignisrate ist:

$$N = L \cdot A \cdot \int \frac{d\sigma_B}{d\Omega} d\Omega$$

Daraus erhält man die Luminosität:

$$L = N \cdot E_{st}^2 \cdot \frac{C}{A}$$

C/A ist eine durch die Geometrie des Luminositätsmonitors festgelegte Konstante. Zusätzlich müssen die Strahlungskorrekturen berücksichtigt werden⁹. Sie ändern den Wert der Luminosität um $-9\% \pm 1\%$ ($-1\% \pm 1\%$).

Der totale systematische Fehler der Luminositätsmessung beträgt $\pm 4\%$ /2.1/ ($\pm 5\%$ /4.8/).

Die Angaben in Klammern beziehen sich auf den seit Januar 1981 benutzten neuen Luminositätsmonitor.

⁹ Die Abhängigkeit der Konstante C/A und der Strahlungskorrekturen von E_{st} ist bei der relativ geringen Variation dieser Größe klein, wird aber bei der Berechnung der Luminosität berücksichtigt.

5.0 DATENNAHME UND TRIGGER

Die Wiederholfrequenz, mit der sich die Elektronen und Positronen im Wechselwirkungspunkt treffen, beträgt beim Betrieb mit 2×2 -Teilchenpaketen 260 KHz. Das entspricht einem zeitlichen Abstand von $\approx 4 \mu\text{sec}$. In dieser Zeit muß man also eine Entscheidung treffen, ob ein im Detektor registriertes Ereignis interessant ist und ausgeschrieben werden soll oder nicht. Diese Entscheidung (im folgenden Trigger genannt) wird mit Hilfe schneller Elektronik auf Grund bestimmter Informationen der Detektorkomponenten getroffen. Da die Bedingungen für den Trigger sehr allgemein gehalten sind, um möglichst keine interessanten Ereignisse zu verlieren, besteht der überwiegende Teil der ausgelesenen Ereignisse aus Untergrundreaktionen und Höhenstrahlereignissen.

In diesem Kapitel wird in den ersten beiden Abschnitten der Aufbau des Triggers, die Datennahme und die allgemeine Aufbereitung der Daten beschrieben. Im dritten Abschnitt folgt dann die Beschreibung der Methoden, mit denen die Anteile der Untergrundreaktionen reduziert werden können.

5.1 AUFBAU UND REALISIERUNG DES TRIGGERS

Um möglichst viele Topologien und Besonderheiten von Ereignissen zu erfassen, gibt es bei TASSO mehrere verschiedene Einzeltrigger, die in einem logischen ODER zusammengefasst den Trigger bilden, der die Auslese startet. Die Einzeltrigger unterscheiden sich hauptsächlich durch die Mindestanzahl der geforderten Spuren im Innendetektor und die gleichzeitig mindestens verlangte neutrale Energie.

Abbildung 7 auf Seite 26 zeigt den schematischen Aufbau der Triggerlogik. Im Folgenden werden nur die beiden Einzeltrigger näher beschrieben, mit denen die Daten für die Untersuchungen dieser Arbeit gewonnen wurden.

Während einer Zeit von 20 nsec um den Wechselwirkungszeitpunkt herum (Beamgate) ist die Elektronik empfindlich. Wenn der CPC-Prozessor /5.3/ für diesen Zeitraum in der CPC mindestens eine Spur erkannt und auch mindestens einer der ITOF-Zähler angesprochen hat, wird der CDC-Prozessor¹⁰ gestartet.

¹⁰ Im Anhang B ist die Funktionsweise des Prozessors ausführlicher beschrieben.

TASSO-Triggerschema

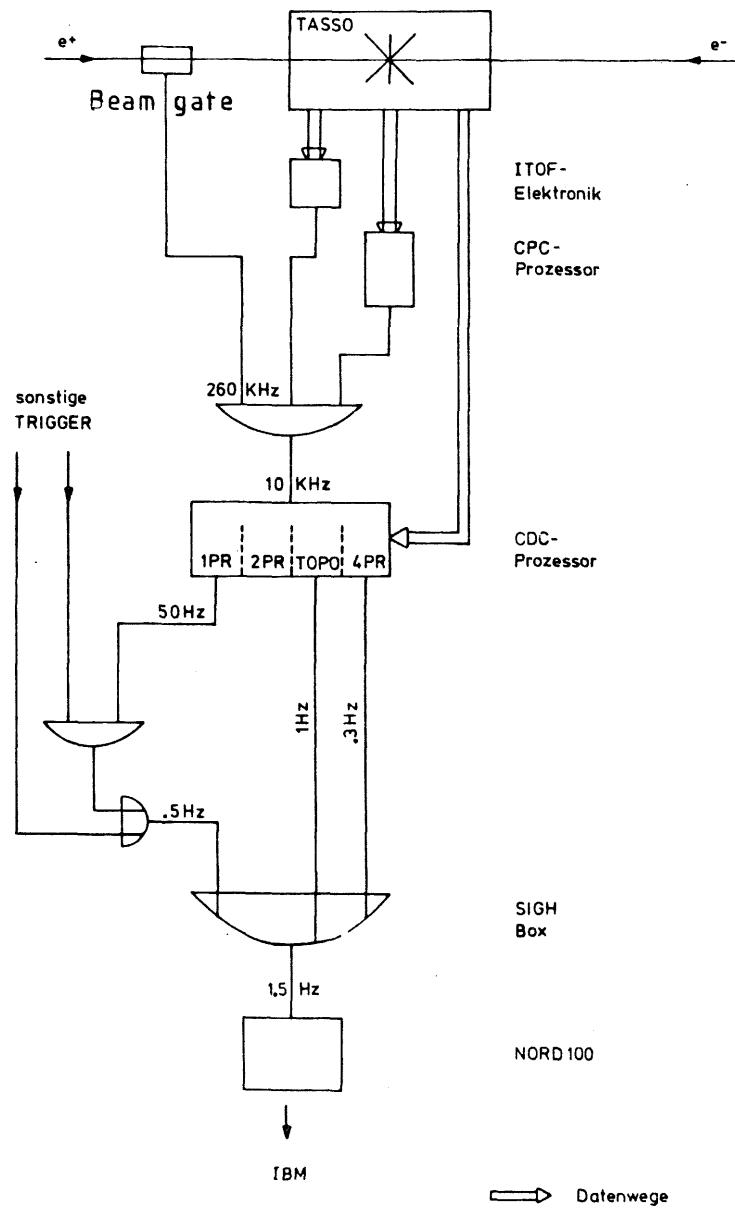


Abbildung 7. Aufbau der Triggerlogik:

Die angegebenen Raten sind ungefähre Werte bei einer Strahlenergie von 17 GeV und Strahlströmen von zusammen 18 mA.

Dieser sucht mit Hilfe von vorgegebenen Masken nach Spurkandidaten in den Informationen von Driftkammer, ITOF-Zählern und CPC-Prozessor. Er setzt Ausgangssignale für die beiden benutzten Einzeltrigger, wenn:

1. mindestens zwei mit der Strahlachse koplanare Spuren ("TOPO", ≈ 1 Hz) oder
2. mindestens vier Spuren gefunden ("4 PR", ≈ 0.3 Hz) wurden.

Dabei wird für jede Spur ein Transversalimpuls von nominal mindestens 320 MeV/c verlangt¹¹.

Für die Datenauslese und die Überwachung der Komponenten des Experiments steht ein NORD-10 Rechner zur Verfügung. Für das Auslesen eines Ereignisses werden ca. 35 msec benötigt. Alle Ereignisse (Daten) werden zunächst auf einer Magnetplatte zwischengespeichert und dann in größeren Blöcken über eine direkte Verbindung zum DESY-Rechenzentrum geschickt, wo sie dann wiederum auf einer Platte gesammelt und auf ein Magnetband geschrieben werden /5.1/.

5.2 AUFBEREITUNG DER DATEN UND ERSTE REDUKTION

In dieser Arbeit werden zur Auswertung alle Ereignisse ausgewählt, die auf Grund der in Kap 5.1 beschriebenen Einzeltrigger ausgelesen wurden. Außerdem werden nur Daten benutzt, die bei Strahlenenergien von mehr als 14.5 GeV zwischen September 1979 und Mai 1981 gemessen wurden (Abbildung 8 auf Seite 28 und Abbildung 9 auf Seite 29). Die gesamte integrierte Luminosität für diese Daten beträgt 18746 nb^{-1} .

Alle Ereignisse durchlaufen ein Programm (FOREST¹²), das aus den gemessenen Driftzeiten in der CDC Spuren dreidimensional rekonstruiert.

Um eine Teilchenspur voll rekonstruieren zu können, benötigt FOREST mindestens 5 Ansprecher in den 9 0° -Lagen und 3 Ansprecher in den 6 Stereo-Lagen, die sinnvoll einer Spur zugeordnet werden können. Für Spuren mit Transversalimpulsen größer als 300 MeV/c ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit circa 80%.

¹¹ Zur genaueren Definition des effektiven Mindestimpulses siehe Anhang B

¹² Der diesem Programm zugrunde liegende Algorithmus und das Programm selbst werden in /5.2/ beschrieben.

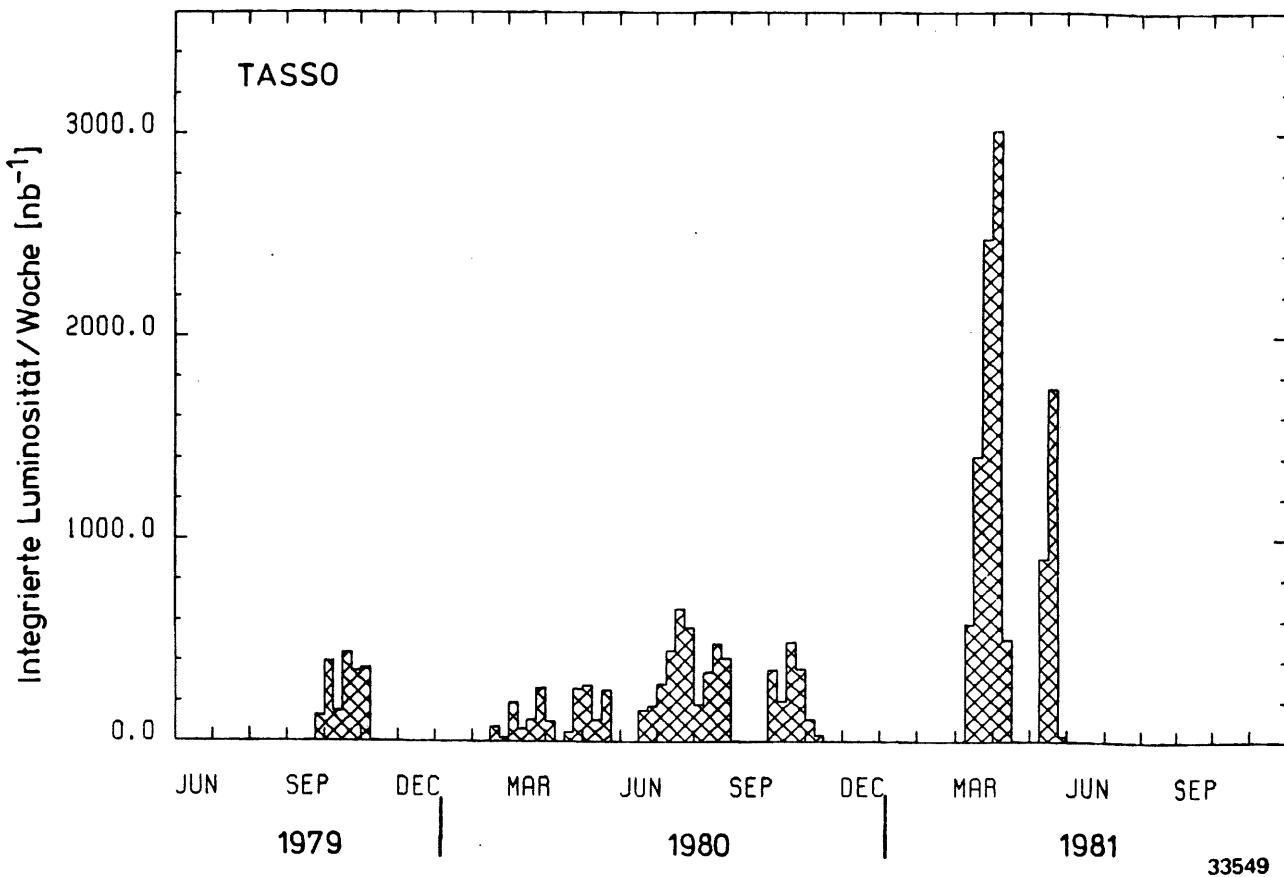


Abbildung 8. Integrierte Luminosität pro Woche:

Aufgetragen ist die integrierte Luminosität pro Woche für Strahlenergien größer als 14.5 GeV in der Zeit von September 1979 bis Mai 1981

Für die weitere Analyse werden nur solche Ereignisse ausgewählt, in denen mindestens 3 Spuren der r - φ -Projektion gefunden wurden, von denen mindestens 2 dreidimensional rekonstruiert sein müssen. Hierbei werden nur Spuren gezählt, die die folgenden beiden Bedingungen erfüllen¹³:

$$\begin{aligned}|D_0| &< 2.5 \text{ cm} \\ |z_0| &< 30.0 \text{ cm} \quad (\text{seit Anf. 1981: } 16.0 \text{ cm})\end{aligned}$$

Diese Forderung reduziert die Datenmenge um 95%.

¹³ Zur Definition der Spurparameter siehe Anhang A.

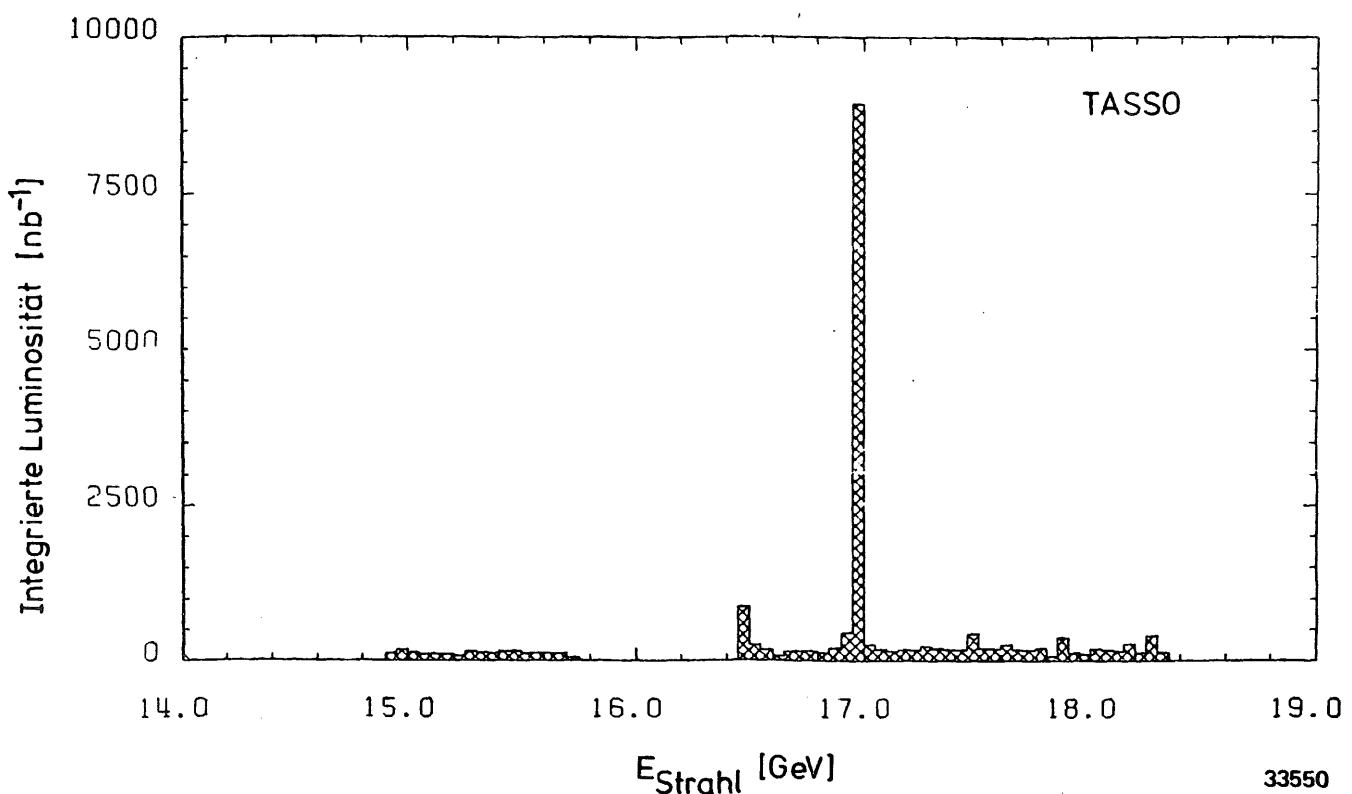


Abbildung 9. Integrierte Luminosität bei verschiedenen Strahlenenergien:

Aufgetragen ist die integrierte Luminosität bei verschiedenen Strahlenenergien für die Zeit von September 1979 bis Mai 1981

Die übrigbleibenden Ereignisse durchlaufen nun noch einmal ein Spurensuchprogramm (MILL), welches im ersten Schritt der FOREST Programm gleicht, dann aber Korrekturen an der CDC-Driftzeitinformation einschließt /4.3/ und auch die Informationen der CPC berücksichtigt. Dadurch hat MILL eine höhere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Spuren als FOREST, benötigt allerdings im Mittel die fünffache Zeit pro Spur.

5.3 REINIGEN DER DATEN VON UNTERGRUNDREAKTIONEN

Untergrundreaktionen zeichnen sich dadurch aus, daß ihre Ursprungsorte (Vertizes) in der z-Koordinate in keiner Korrelation zum Wechselwirkungspunkt stehen, sondern gleichmäßig über die Länge des Detektors verteilt sind. Bildet man den gemeinsamen Vertex aller Spuren eines Ereignisses und betrachtet dann für alle Ereignisse die Verteilung der Vertex-z-Koordinate Z_v , so erhält man die Abbildung 10 auf Seite 31.

Das Signal der Ereignisse aus der Strahl-Strahl-Wechselwirkung erhebt sich klar über einem im gesamten Z_v -Bereich gleichmässigen Sockel. Die Ereignisse, die diesen Sockel bilden, setzen sich zusammen aus:

- Höhenstrahlereignissen
- Strahl-Restgas-Wechselwirkungen
- Reaktionen von "Off-Momentum¹⁴" Teilchen im Strahlrohr

Diese Ereignisse können durch geeignete Kriterien zu einem großen Teil erkannt und aus der Datenmenge entfernt werden. Die benutzten Methoden werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

5.3.1 Abtrennung von Höhenstrahlereignissen

Ereignisse aus der Höhenstrahlung zeichnen sich dadurch aus, daß ihre Teilchen nicht am Wechselwirkungspunkt entstehen, sondern von außen kommend den Detektor durchqueren. Auf Grund der Triggerbedingungen gelangen nur solche Ereignisse in die Datenmenge, bei denen mindestens eines von oft mehreren Teilchen nahe an der Strahlachse vorbeigegangen ist. Im Detektor erscheinen diese Ereignisse in der $r\text{-}\varphi$ -Projektion wie zwei oder mehrere Spuren, die von der Nähe der Strahlachse ausgehen. In der Z_v -Koordinate aber sind diese Ereignisse gleichmäßig über den Detektor verteilt und zeigen keine Häufung am Wechselwirkungspunkt.

Höhenstrahlereignisse können erkannt werden, indem man die Flugrichtung der Teilchen bestimmt. Teilchen, die gleichzeitig vom Wechselwir-

¹⁴ Das sind Strahlteilchen, die durch Stöße mit dem Restgas an Impuls verloren haben und daher aus dem umlaufenden Teilchenbündel verloren gehen (siehe auch Kap. 5.3.3).

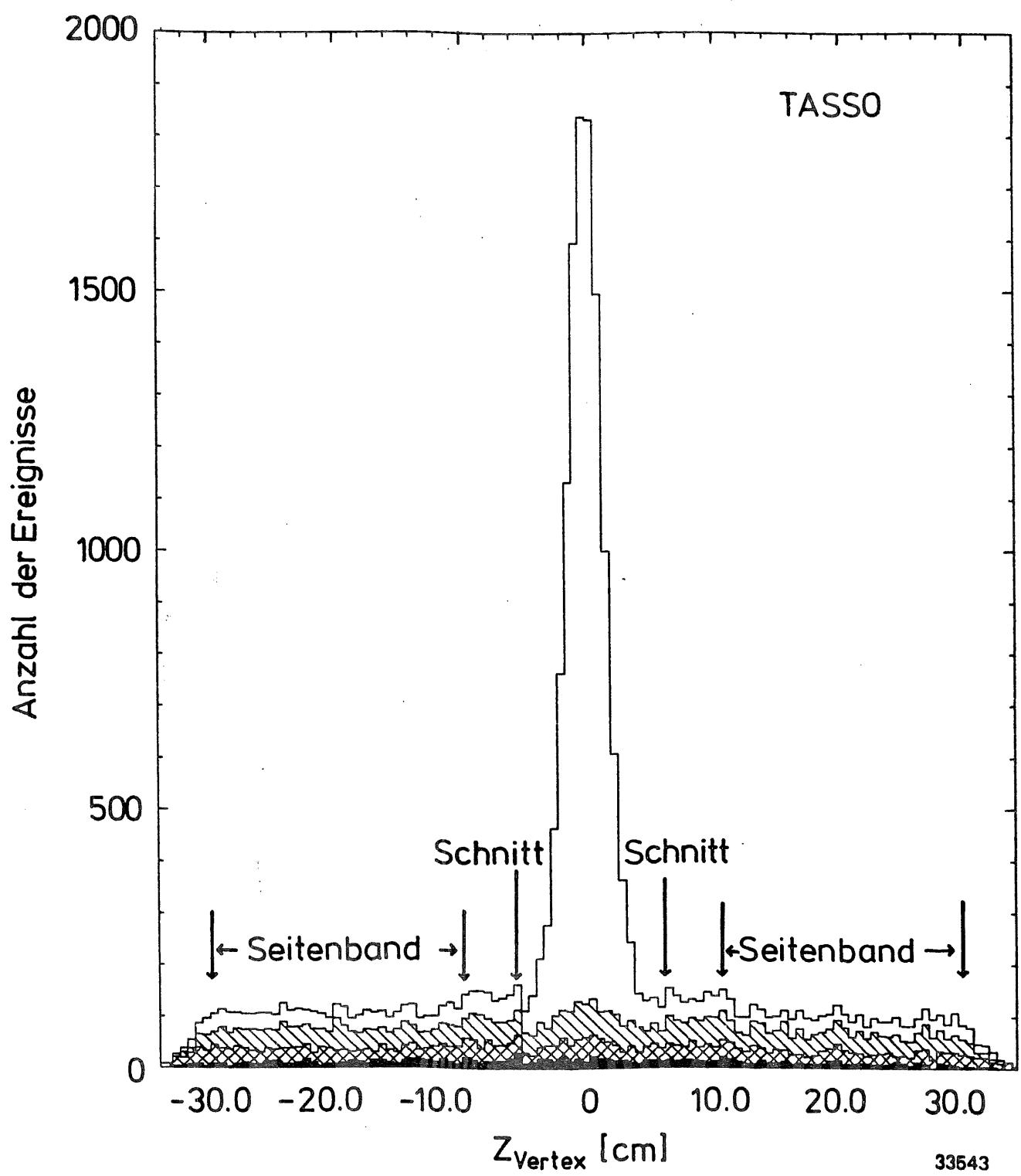


Abbildung 10. Vertex z -Koordinate der Rohdaten:

\\\\\\ = Strahl-Gas-Ereignisse
 XXXXXX = Strahlrohr Wechselwirkungen
 schwarz = Höhenstrahlung

kungspunkt ausgehend zu den ITOF's fliegen, sollten dort ungefähr gleiche Zeiten haben, die Flugzeitdifferenz also ~ 0 nsec sein, während das Höhenstrahlteilchen von einem zum anderen ITOF ungefähr 10 nsec benötigt. Außerdem müssen die zu einem Höhenstrahlteilchen gehörenden Spuren kollinear sein.

Um Höhenstrahlteilchen auszusondern, verwirft man alle Ereignisse, bei denen für zwei beliebige Spuren die Flugzeitdifferenz größer als 7 nsec, die

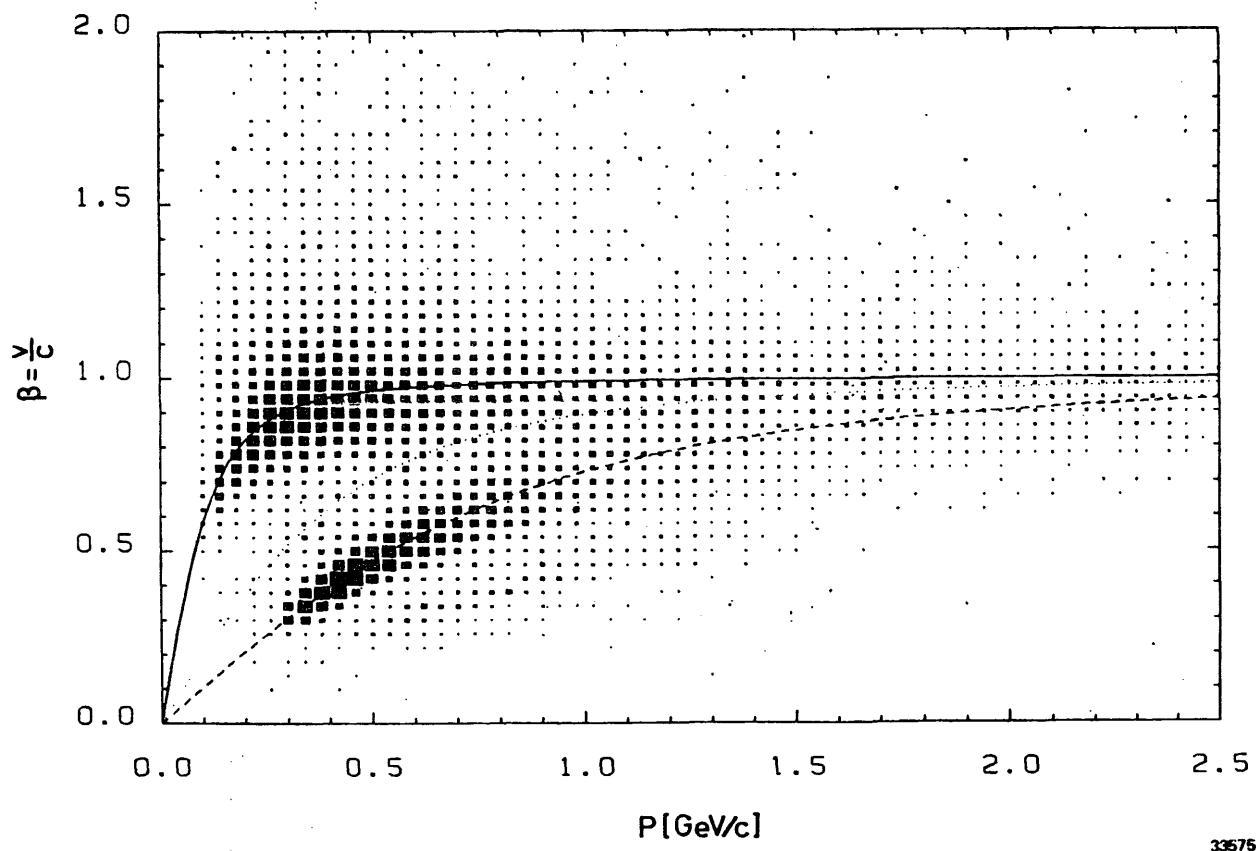


Abbildung 11. Impuls gegen Geschwindigkeit für positiv geladene Teilchen:

- Die Geschwindigkeit wird aus der Flugzeitmessung bestimmt (ITOF).
- Die Linien zeigen den berechneten Verlauf für:
 - Pionen ———
 - Kaonen ·····
 - Protonen - - - -
- (Daten von September 1979 bis Oktober 1980)

Differenz im Azimut-Winkel φ kleiner als 10 Grad und die Differenz im Polarwinkel ϑ kleiner als 20 Grad ist.

Betrachtet man nun die Verteilung der Z_V -Koordinaten dieser Ereignisse, so sieht man, daß sie wie für Höhenstrahlereignisse erwartet, über den vollen Z_V -Bereich flach ist (schwarzer Bereich in Abbildung 10 auf Seite 31).

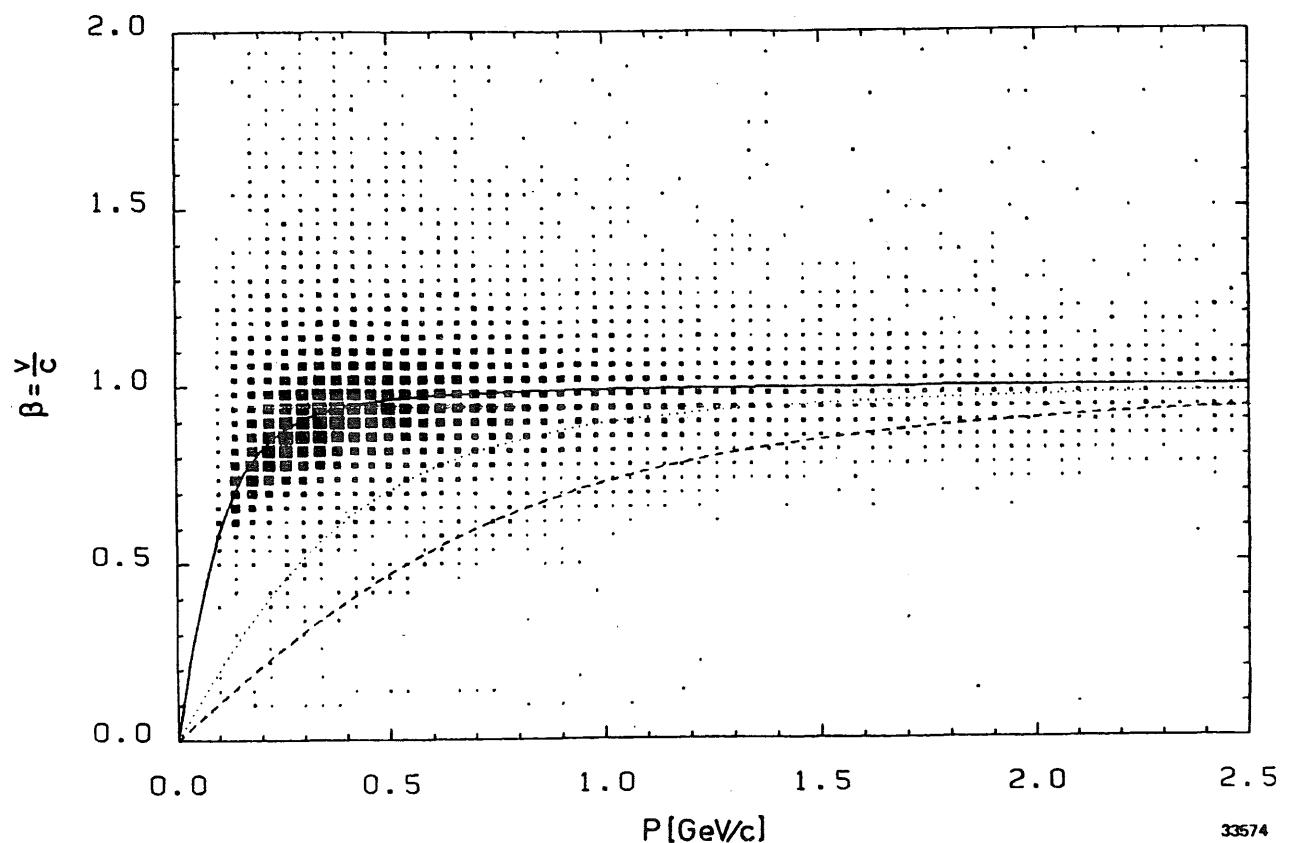


Abbildung 12. Impuls gegen Geschwindigkeit für negativ geladene Teilchen:

Die Geschwindigkeit wird aus der Flugzeitmessung bestimmt (TOF).

Die Linien zeigen den berechneten Verlauf für:

Pionen —

Kaonen ·····

Protonen - - -

(Daten von September 1979 bis Oktober 1980)

Die so als Höhenstrahlung erkannten Ereignisse werden für die weitere Analyse aus den Daten entfernt.

5.3.2 Abtrennung von Strahl-Restgas-Ereignissen

Weiterer möglicher Untergrund kommt aus Wechselwirkungen der Elektronen und Positronen mit Atomen des in der Vakuumkammer noch vorhandenen Restgases. Da die Atomkerne zum großen Teil aus Protonen bestehen, erwartet man, daß Ereignisse aus dieser Reaktion auch einen hohen Anteil an Protonen enthalten. Wie die Höhenstrahlereignisse sollten auch Ereignisse aus der Strahl-Restgas-Wechselwirkung in der Z_V -Koordinate keine Anhäufung um den Wechselwirkungspunkt zeigen.

In Abbildung 11 auf Seite 32 sind die Impulse aller positiven Teilchen gegen ihre aus der Flugzeit berechnete Geschwindigkeit aufgetragen. Die Geschwindigkeit ist direkt von der Masse eines Teilchens abhängig:

$$M^2 = P^2 \times [(1/\beta)^2 - 1],$$

so daß in der Darstellung eine Separation nach Massen auftritt. Deutlich sind die Anhäufungen der Pionen und Protonen zu erkennen, dazwischen die Andeutung einer Kaon-Linie und eine vierte Linie, die man Deuteronen zuschreiben kann. Vergleicht man diese Verteilung mit der gleichen für negativ geladene Teilchen (Abbildung 12 auf Seite 33), so sieht man, daß praktisch nur Pionen vorkommen, bei einem kleinen Anteil Kaonen und Antiprotonen.

Wie man weiter aus der Abbildung 11 auf Seite 32 entnimmt, lassen sich die Protonen bis zu einem Impuls von $1 \text{ GeV}/c$ sicher identifizieren.

Nimmt man alle Ereignisse, in denen mindestens ein Proton, aber kein Antiproton identifiziert worden ist, und betrachtet die Lage der Vertizes, so sieht man, daß auch diese Ereignisse gleichmäßig über den gesamten Z_V -Bereich verteilt sind (schraffiert in Abbildung 10 auf Seite 31) und aus den Daten entfernt werden können.

5.3.3 Abtrennung von Strahlrohr-Ereignissen

Eine weitere Quelle möglicher Untergrundereignisse sind Strahlteilchen, die aufgrund von elastischen Stößen mit dem Restgas an Impuls verloren haben (Off-Momentum) und daher aus dem Strahl verloren gehen. Treffen solche Teilchen im Bereich des Detektors auf das Strahlrohr, kann es ebenfalls zu Reaktionen kommen, deren Produkte im Detektor zu sehen sind.

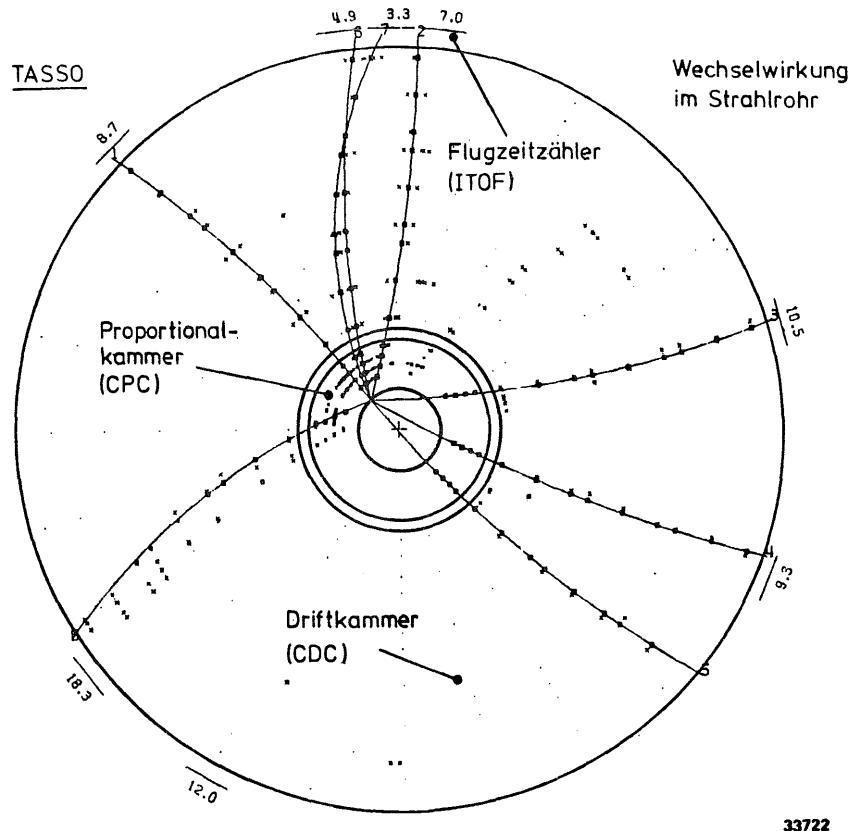


Abbildung 13. Beispiel für eine Wechselwirkung im Strahlrohr

Ein Beispiel für ein solches Ereignis ist in Abbildung 13 auf Seite 35 dargestellt. Sie zeigt das Ereignis im Innendetektor, projiziert in die $r\text{-}\varphi$ -Ebene. Die Linien sind die von MILL rekonstruierten Spuren. Es ist klar zu sehen, daß der gemeinsame Ursprung der Spuren nicht im Zentrum, d.h. der Strahlachse liegt, sondern genau auf dem Radius des Strahlrohrs. Um solche Ereignisse zu erkennen, bestimmt man den Vertex aller Teilchen jedes Ereignisses in der $r\text{-}\varphi$ -Ebene. In Abbildung 14 auf Seite 36 sind die X_V - und Y_V -Koordinate der Vertizes gegeneinander aufgetragen. Man erkennt deutlich die Konzentration der Ereignisse in der Strahlachse und mindestens zwei Ringe in einem gewissen Abstand. Die starke Anhäufung in der Speicherringebene läßt sich dadurch erklären, daß Teilchen mit falschem Sollimpuls im Bereich des Detektors bevorzugt in diese Richtung aus der Bahn gelenkt werden.

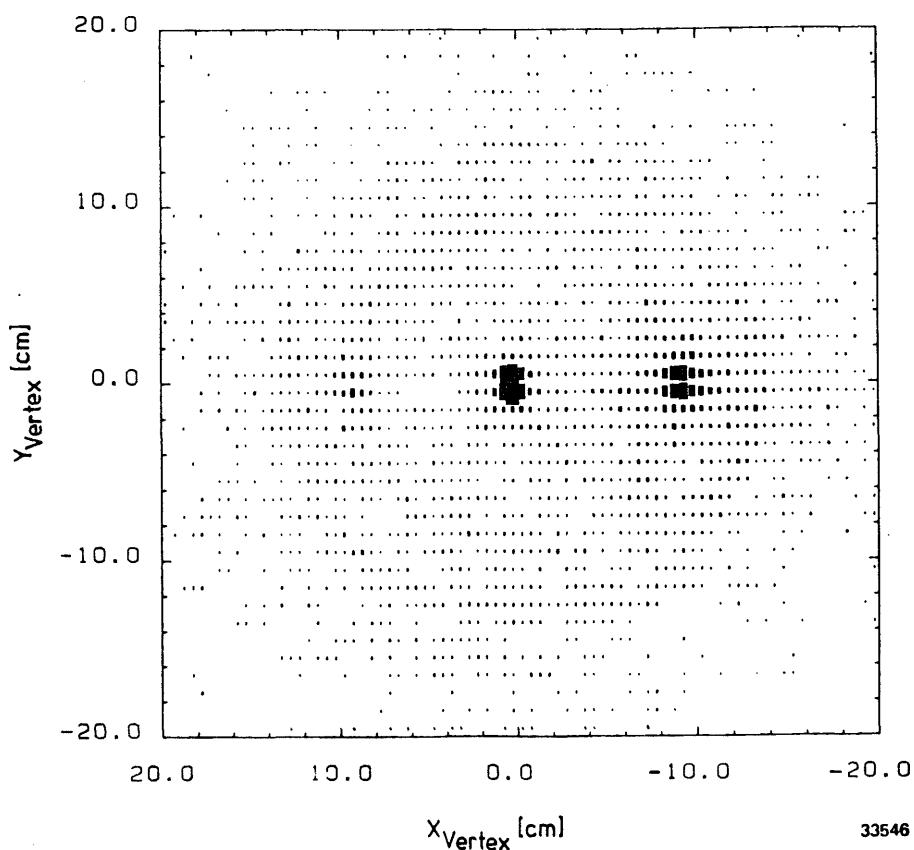


Abbildung 14. Verteilung der Ereignisvertizes in der r - φ -Ebene
 (Daten vom September 1979 bis Oktober 1980)

Die Verteilung der Abstände der Ereignisvertizes von der Strahlachse (Abbildung 15 auf Seite 37) zeigt ebenfalls klare Strukturen bei ca. 9 cm, 13 cm und 15 cm. Dies entspricht genau den Radien des Strahlrohrs (außerhalb und im Bereich des Wechselwirkungspunktes) und der Position der CPC.

Macht man einen Schnitt bei $D_V=7$ cm, so erhält man die in der Z_V -Verteilung (Abbildung 10 auf Seite 31) doppelt schraffiert gezeichneten Einträge. Auch hier ist keine Korrelation mit dem Wechselwirkungspunkt zu erkennen. Diese Ereignisse werden ebenfalls zurückgewiesen.

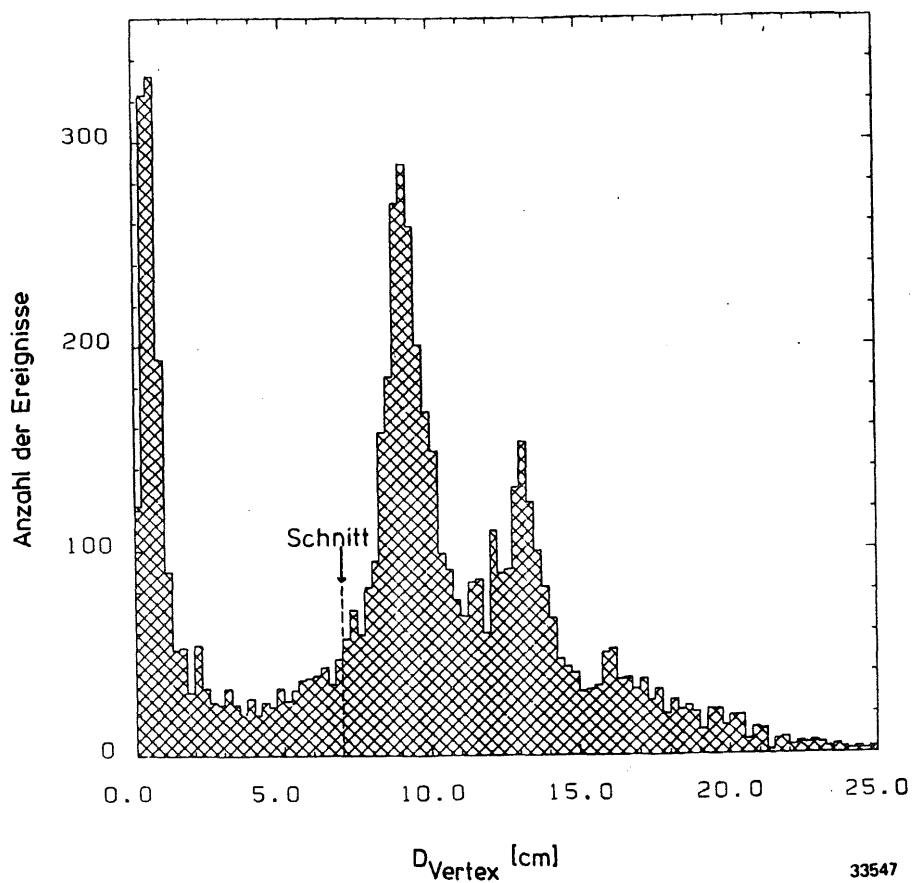


Abbildung 15. Abstände der Ereignisvertizes von der Strahlachse

5.3.4 Abtrennung von Bhabha-Ereignissen

Als nächstes werden Ereignisse, die aus der Bhabha-Streuung stammen, abgetrennt. Infolge der in Kap. 5.2 beschriebenen Datenreduktion durch die Forderung nach mindestens 3 Spuren, sind in den Daten allerdings fast nur noch solche Bhabha-Ereignisse vorhanden, bei denen eines der beiden Elektronen ein Photon abgestrahlt hat, welches dann in ein e^+e^- -Paar konvertiert ist. Diese Ereignisse werden wie die Höhenstrahlereignisse an genau 2 innerhalb einer Toleranz von 10 Grad kollinearen Spuren erkannt, deren Flugzeitdifferenz zwischen den ITOF's, nun im Gegensatz zu den Höhenstrahlereignissen, kleiner als 2.5 nsec ist.

5.4 DATENSÄTZE

Die nach Abzug der Untergrund- und Bhabha-Ereignisse übrigbleibenden Daten sind auf zwei Datensätze aufgeteilt. Der erste Datensatz umfaßt die Zeit von September 1979 bis September 1980. Er enthält 14182 Ereignisse bei Strahlenergien von 15 bis 17 GeV und entspricht einer integrierten Luminosität von 6991 nb^{-1} .

Der zweite Datensatz enthält 18525 Ereignisse bei einer integrierten Luminosität von 11755 nb^{-1} aus der Zeit von Oktober 1980 bis Mai 1981. In dieser Zeit lag die Strahlenergie überwiegend bei 17.0 GeV.

Diese beiden Datensätze wurden für die Analysen zusammengefaßt.

6.0 DAS SIMULATIONS-PROGRAMM

Um quantitative Aussagen über die gemessenen Ereignisse machen zu können, benötigt man erstens ein Modell für den Erzeugungsmechanismus dieser Ereignisse. Zweitens ist eine genaue Kenntnis darüber nötig, wie der Einfluß des Detektors auf die Teilchen eines Ereignisses ist und ob das erzeugte Ereignis auch durch die Triggerbedingungen und die folgende Auswertekette erfasst wird.

Dazu gibt es die Möglichkeit, mit einem Computerprogramm mittels der Monte-Carlo-Methode Teilchen eines Ereignisses gemäß einem bestimmten Modell zu erzeugen, den Werdegang dieser Teilchen im Detektor zu verfolgen und den Einfluß des Triggers und der allgemeinen Datenaufbereitung zu simulieren (MC-Programm). Aus solchen Rechnungen erhält man Informationen über die Verteilungen verschiedener Meßgrößen und wieviel Prozent eines bestimmten Ereignistyps gemessen werden (Akzeptanz). Dieses Wissen ist notwendig zum Test des verwendeten Modells und zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten.

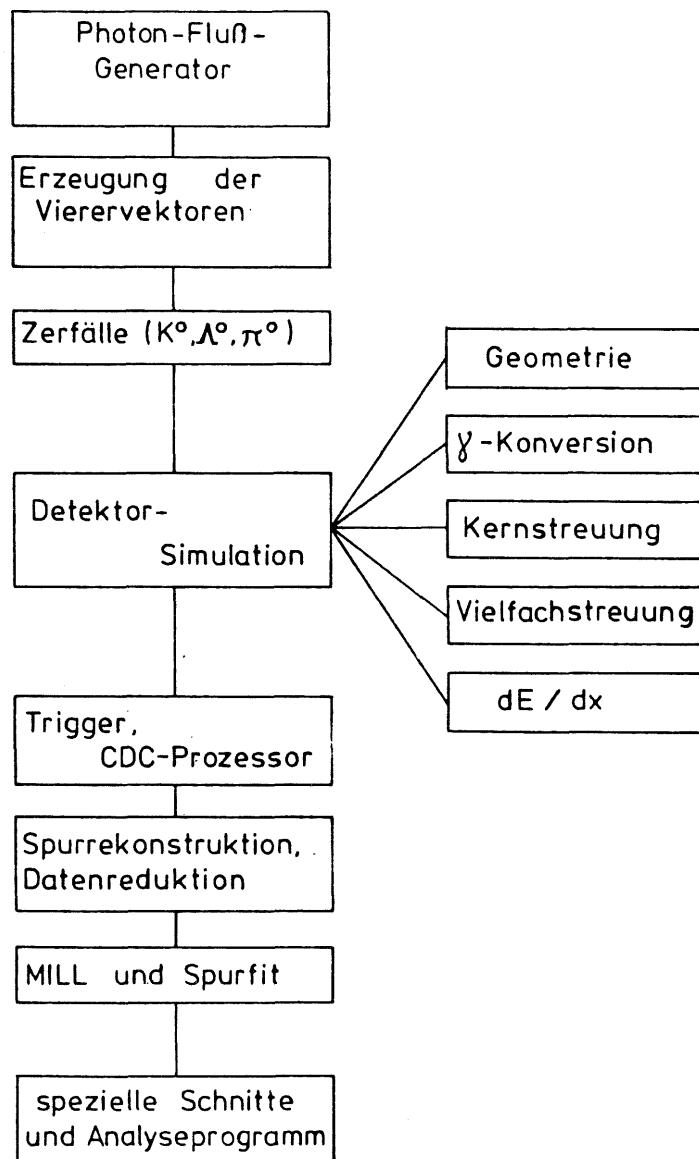
Eine wesentliche Forderung an das Programm ist, daß es möglichst wenig Rechenzeit pro Ereignis benötigt. Dies ist wichtig, da im TASSO-Detektor mit den für diese Arbeit benutzten Einzeltriggern (Kap. 5.1) die Nachweiswahrscheinlichkeit für $\gamma\gamma$ -Ereignisse nur bei einigen Prozent liegt. Im Vergleich dazu liegt bei multihadronischen 1γ -Ereignissen die Effizienz bei ca. 80% /6.1/. Das aber heißt, daß man im Vergleich zur 1γ -Physik sehr viel mehr Ereignisse simulieren muß, um den (statistischen) Fehler der Akzeptanzrechnung klein gegen den Fehler der gemessenen Daten zu machen.

Dafür wurde ein Programm entwickelt, wobei besonderer Wert auf seine Schnelligkeit gelegt wurde. Das Programm benötigt etwa 1 sec auf einer IBM 370/168 zur Simulation von Ereignissen mit zusammen 300 Teilchen.

Für die Simulation von Ereignissen benötigt man eine genaue Kenntnis der Geometrie und der Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Detektorkomponenten und der Wechselwirkungen von bestimmten Teilchensorten mit dem zu durchquerenden Material des Detektors.

In den folgenden Abschnitten wird der generelle Aufbau dieses Programms beschrieben (Abbildung 16 auf Seite 40).

AUFBAU DES MC-PROGRAMMS



33731

Abbildung 16. Flußdiagramm des Monte-Carlo-Programms

Es läßt sich in drei Teile gliedern:

- Erzeugung der Vierer-Vektoren eines Ereignisses entsprechend einem Modell
- Einfluß des Detektors, Trigger und allgemeine Datenaufbereitung
- Analyse der Ereignisse

Eine ausführlichere Diskussion der Teile, die den Detektor und die Datenaufbereitung beschreiben, findet sich in Anhang C.

6.1 ERZEUGUNG DER VIERER-VEKTOREN EINES EREIGNISSES

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$ wird angesetzt in der faktorisierten Form der Gleichung 10 in Kap. 3.2. Dabei liefert die Luminositätsfunktion die richtige Häufigkeitsverteilung der invarianten Masse $W_{\gamma\gamma}$ für den Prozess $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \gamma^*\gamma^*$ und die kinematischen Daten der beiden Photonen.

Der Ansatz des Wirkungsquerschnitts für den Übergang $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$ ist für jedes zu testende Modell verschieden. Die benutzten Ansätze werden an den entsprechenden Stellen im Text gesondert angegeben.

Entsprechend dem zu testenden Modell werden dann die Teilchenendzustände erzeugt (MC-Ereignisse).

6.2 EINFLUSS DES DETEKTORS UND DER DATENAUFBEREITUNG

Im zweiten Teil des Programms wird das Verhalten der Teilchen des Endzustands im Detektor und ihr Weg durch die anschließende Analysekette verfolgt. Im ersten Schritt werden folgende Prozesse berücksichtigt:

- Zerfälle (K^0_S, Λ^0, π^0)
- Konversion von Photonen in e^+e^-
- elastische und inelastische Kernstreuung
- Coulomb-Vielfachstreuung
- Energieverlust (dE/dx)

Der nächste Schritt simuliert den Einfluß des Triggers. Dafür muß die Ansprechwahrscheinlichkeit pro Spur in Abhängigkeit von ihrem Transversalimpuls (p_t) bestimmt werden.

Im dritten und letzten Schritt werden dann die Einflüsse bei der schnellen Rekonstruktion der Spuren (FOREST), der darauf folgenden ersten Ereignisselektion und der endgültigen Spurrekonstruktion simuliert (MILL). Auch hier werden p_t -abhängige Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten bestimmt. Außerdem werden die Unsicherheiten der verschiedenen Spurparameter berücksichtigt. Am Ende dieses Schritts liegen die MC-Ereignisse in der gleichen Form vor wie die gemessenen nach Durchlaufen der Datenauswertekette.

Das hat den Vorteil, daß jeweils das gleiche Analyseprogramm angewandt werden kann.

7.0 AUSWAHL HADRONISCHER DATEN AUS DEM $\gamma\gamma$ -PROZESS

In diesem Kapitel wird gezeigt, daß es prinzipiell möglich ist, aus NO-TAG-Daten den aus der $\gamma\gamma$ -Reaktion stammenden Anteil hadronischer Ereignisse herauszuarbeiten. Dies gelingt durch entsprechende Schnitte an den Daten (Kap. 7.1), Bestimmung des noch vorhandenen Strahl-Restgas Untergrundes (Kap. 7.2) und Simulation des restlichen Anteils aus der 1γ -Reaktion (Kap. 7.3).

7.1 AUSWAHL DER DATEN

Aus den beiben in Kap. 5 beschriebenen Datensätzen mit zusammen 32707 Ereignissen werden Ereignisse nach den folgenden Kriterien ausgesucht.

1. Jede Spur muß einen Transversalimpuls (p_t) von mindestens 150 MeV/c haben.
2. Die Spur muß mindestens die ersten 6 Lagen der CDC durchquert haben.
3. In der $r\text{-}\varphi$ -Ebene muß der Abstand der Spur zur Strahlachse (D_0) kleiner als 5 cm sein.

Außerdem gilt für jedes Ereignis:

4. Es hat mindestens 4 Spuren, die den beiden folgenden Bedingungen genügen:
 - $p_t > 250$ MeV/c
 - Die Spur geht in den Raumwinkelbereich, der von den ITOF-Zählern abgedeckt wird.
5. Die z-Koordinate des Ereignisvertex (Z_v) liegt zwischen +6 und -6 cm.

Die Kriterien 1, 2 und 3 schließen Spuren in Bereichen aus, für die die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten nur mit großen Fehlern bestimmt werden können. Die Forderung 4 stellt sicher, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers gut simuliert werden kann.

Nach diesen Schnitten bleiben 12783 Ereignisse übrig.

In Abbildung 17 ist für diese Ereignisse die Summe der Teilchenimpulse normiert auf die CM-Energie dargestellt ($\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_{\text{ST}}$). Es sind deutlich getrennt zwei Bereiche von Ereignissen zu unterscheiden, die der e^+e^- -Vernichtung und dem $\gamma\gamma$ -Prozess zugeordnet werden (Kap. 3.1).

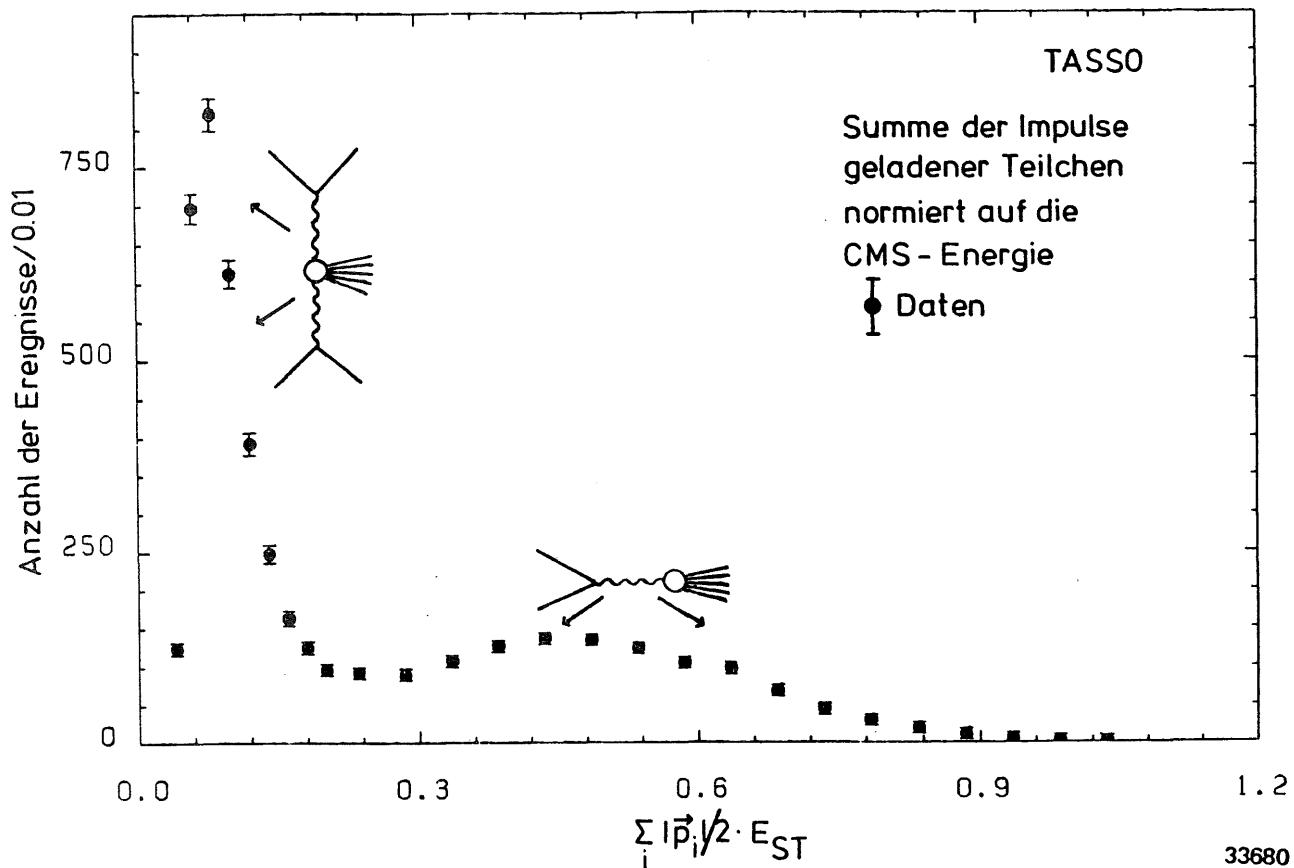


Abbildung 17. Summe der Impulsbeträge aller Teilchen pro Ereignis

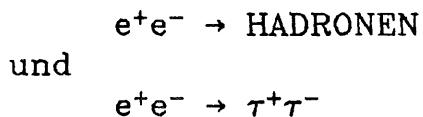
7.2 BESTIMMUNG DES STRAHL-RESTGAS-UNTERGRUNDSES

Wie man aus der Abbildung 10 auf Seite 31 deutlich erkennen kann, ist trotz der Säuberung der Daten von Untergrundereignissen (Kap. 5.3) noch ein Rest von Untergrund vorhanden, der nicht direkt als solcher identifiziert werden konnte. Der Anteil dieser Ereignisse im ausgewählten Z_V -Bereich von -6 cm bis +6 cm wird aus den sogenannten Seitenbändern bestimmt. Dafür wurde hier der Z_V -Bereich zwischen ± 10 und ± 30 cm (seit

Anf. 1981: ± 10 und ± 16 cm) gewählt, wo offensichtlich keine Ereignisse aus Strahl-Strahl-Wechselwirkungen mehr vorhanden sind. Der hieraus ermittelte Untergrund wird in den jeweiligen Verteilungen auf statistischer Basis abgezogen. Diese Anteile sind in den Abbildungen dieses Kapitels mit Rasterpunkten unterlegt.

7.3 SIMULATION DES ANTEILS AUS DEM 1γ -PROZESS

Im nächsten Schritt muß nun noch der Untergrund an 1γ -Ereignissen bestimmt werden. Da der Detektor nicht alle Teilchen erfassen kann und zudem nur die geladenen Teilchen berücksichtigt werden, zeigen sich diese Ereignisse als ein breiter Berg, der weit bis zu kleinen Werten von $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_{st}$ hinunterreicht (Abbildung 17 auf Seite 44). Diese Ereignisse stammen aus den Reaktionen:



Die Abtrennung der aus der Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ stammenden Ereignisse ist bereits in Kap. 5.3.4 behandelt worden.

Der größte Teil dieser Ereignisse läßt sich leicht gegen die Anhäufung der $\gamma\gamma$ -Ereignisse abtrennen durch einen Schnitt in der Größe $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_{st}$. Unterhalb dieses Schnitts bleiben aber immer noch 1γ -Ereignisse übrig, welche keine von den $\gamma\gamma$ -Ereignissen abweichende Signatur haben, die es erlauben würde, diese Ereignisse direkt zu erkennen. Der Anteil der 1γ -Ereignisse in den verschiedenen Verteilungen muß daher durch MC-Rechnungen bestimmt werden. Die so bestimmten Anteile werden dann wie auch die Strahl-Restgas-Anteile in den jeweiligen Verteilungen auf statistischer Basis abgezogen.

Zur Bestimmung des 1γ -Untergrundes wird folgendermaßen vorgegangen. Nach der Simulation der in Betracht kommenden 1γ -Reaktionen werden die Ergebnisse für den Bereich $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_{st} > 0.3$ mit den entsprechenden Daten verglichen. Dieser Bereich wird gewählt, da er frei ist von wesentlichen Beiträgen aus der $\gamma\gamma$ -Physik.

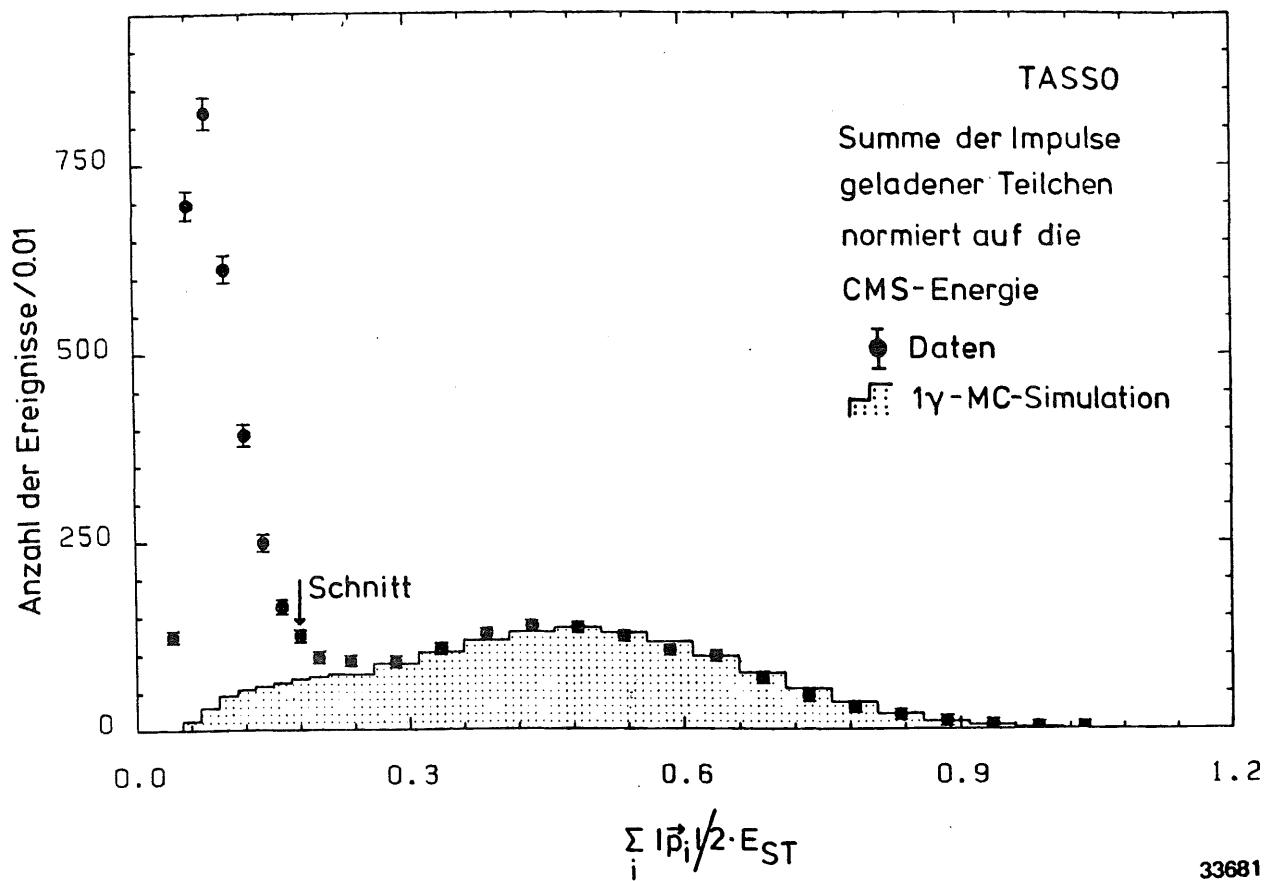


Abbildung 18. Summe der Impulsbeträge aller Teilchen mit 1γ -MC-Simulation

7.3.1 Der Anteil aus $e^+e^- \rightarrow$ HADRonen

Zur Simulation des Prozesses $e^+e^- \rightarrow$ Hadronen wurde der in /7.1/ beschriebene Generator unter Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen mit den dort bestimmten Parametern benutzt. Die Anzahl der Ereignisse (N_{MC}) wurde normiert auf die Luminosität (L) bei den entsprechenden Energien. Dabei gilt folgender Zusammenhang:

$$N_{MC} = L \cdot R \cdot \sigma_{ee \rightarrow \mu\mu}$$

wobei R das Verhältnis des in der QED berechenbaren Wirkungsquerschnitts:

$$\sigma_{ee \rightarrow \mu\mu} = 21.7 / E_{st}^2 \text{ [nb]}$$

zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{ee \rightarrow \text{Had}}$ ist.

Der Parameter R wurde gleich 4 gesetzt. Das ist der Mittelwert mehrerer Messungen bei Strahlenergien zwischen 15 GeV und 18 GeV für diesen Wert /7.2/. Die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts durch die Strahlungskorrekturen /7.3/ wurde berücksichtigt.

7.3.2 Der Prozess $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$

Außerdem wurde die Produktion von $\tau^+\tau^-$ -Paaren aus der 1γ -Annihilation mit MC-Rechnungen simuliert. Dabei wurden für die Verzweigungsverhältnisse des τ -Leptons in die verschiedenen Zerfallskanäle theoretisch berechnete Werte /7.4/ benutzt, die, soweit bisher bestimmt, mit den experimentellen Werten /7.5/ gut übereinstimmen.

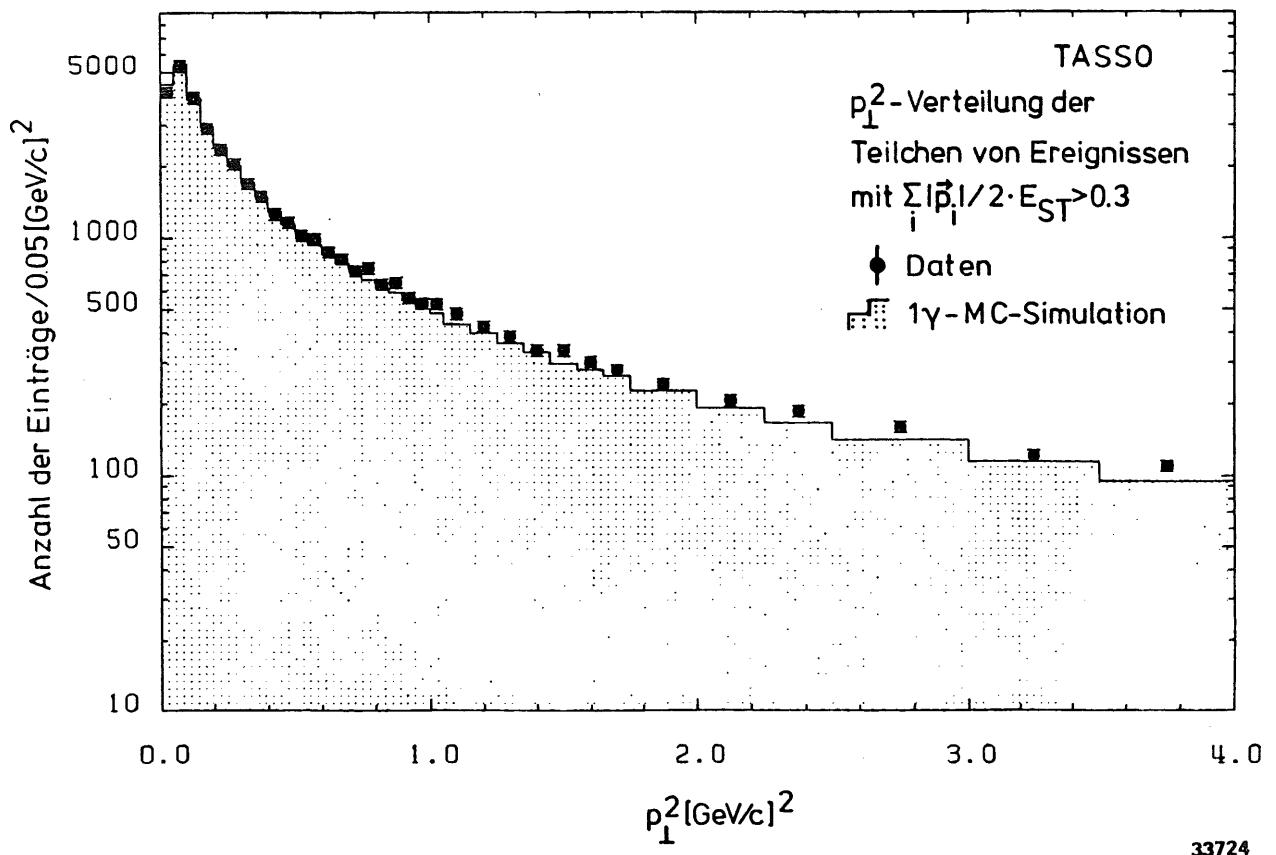


Abbildung 19. p_t^2 -Verteilung für 1γ -Ereignisse

7.3.3 Der Vergleich mit den Daten

In der Abbildung 18 auf Seite 46 ist das Ergebnis der Simulation der 1γ -Reaktionen ($e^+e^- \rightarrow \text{Hadronen}$ und $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$) mit Punkten unterlegt eingetragen. Die Übereinstimmung ist oberhalb $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_{\text{st}} = 0.3$ sehr gut und läßt keinen Raum für einen wesentlichen Beitrag aus der $\gamma\gamma$ -Physik. Daß der 1γ -Beitrag gut beschrieben wird, soll noch an zwei weiteren Beispielen dargestellt werden. Für Ereignisse aus dem Bereich oberhalb $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_{\text{st}} = 0.3$ ist in Abbildung 19 auf Seite 47 die Verteilung der Transversalimpulse zum Quadrat und in der Abbildung 20 die Verteilung der Impulsbeträge der einzelnen Teilchen aufgetragen. In beiden Verteilungen ist die Übereinstimmung von Daten und MC-Simulation gut.

Da in diesem Bereich die Daten gut durch die Simulation beschrieben werden, wird angenommen, daß dies auch für den Bereich unterhalb von $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_{\text{st}} = 0.3$ gilt.

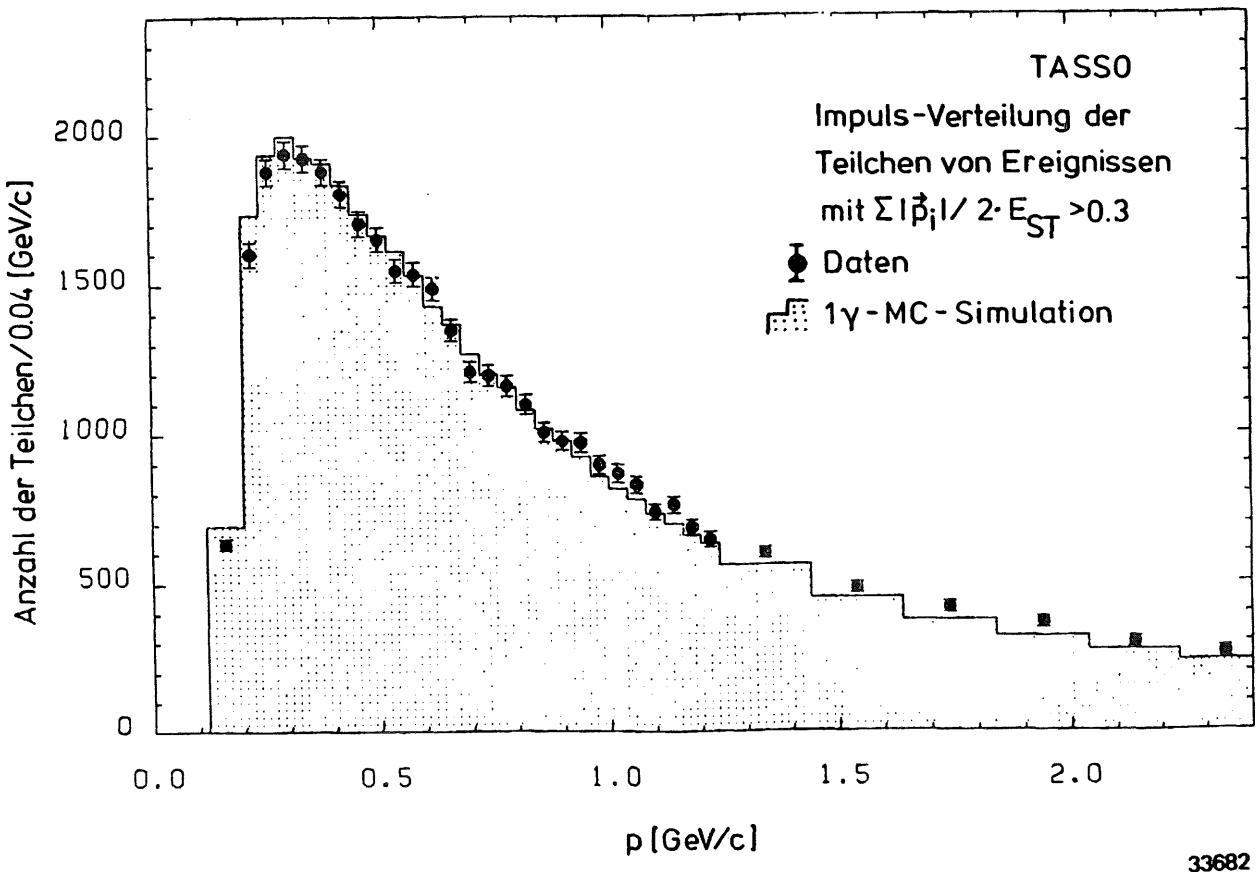


Abbildung 20. Verteilung der Impulse für 1γ -Ereignisse

7.4 SIMULATION DER QED-BEITRÄGE AUS DEM $\gamma\gamma$ -PROZESS

Da mit den Daten die Erzeugung von hadronischen Endzuständen untersucht werden soll, muß nun noch untersucht werden, ob QED-Prozesse aus der $\gamma\gamma$ -Reaktion ($\gamma\gamma \rightarrow$ Leptonen-Paare) einen wesentlichen Anteil an den Ereignissen haben.

7.4.1 Die Prozesse $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$

Von der Elektron-Paar-Produktion wird nur ein geringer Beitrag erwartet, da diese Ereignisse besonders durch die Forderung nach mindestens 4 geladenen Spuren im Innendetektor unterdrückt werden. Die Simulation dieses Prozesses zeigte, daß dieser Beitrag verschwindend gering ist. Er beträgt nur 0.05 %. In der gleichen Größenordnung liegt auch der Beitrag aus dem Prozess $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$.

7.4.2 Der Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$

Einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag erwartet man aber von der Erzeugung von τ -Paaren. Die τ 's können nämlich in mehrere geladene Teilchen zerfallen, so daß hier die Forderung nach 4 geladenen Spuren weniger wirksam ist als für die Reaktionen aus Kap. 7.4.1. Die MC-Simulation ergibt hier einen Beitrag von ca. 1% zu den Daten. In den weiteren Abbildungen sind die entsprechenden Beiträge abgezogen, jedoch nicht dargestellt.

7.5 BESCHREIBUNG DER HADRONISCHEN DATEN AUS DER $\gamma\gamma$ -REAKTION

In den nächsten Abbildungen werden nun drei Beispiele gezeigt, wie die statistisch zu subtrahierenden Anteile an den Daten aussehen und welche Verteilungen sich für die rein hadronischen Ereignisse aus der $\gamma\gamma$ -Reaktion ergeben.

Betrachtet werden die Verteilungen, die in den bisherigen Veröffentlichungen /2.1, 2.2/ zum Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \text{Had}}$ zur Anpassung des Modells benutzt wurden.

Abbildung 21 auf Seite 50 zeigt die Verteilung der sichtbaren invarianten Massen der Ereignisse. Dabei zeigt das obere Bild die Rohdaten nach dem Schnitt bei $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_{\text{st}} = 0.18$ mit den abzuziehenden Anteilen; das untere Bild zeigt dann die Daten nach Abzug des Untergrundes. Die Verteilung ist

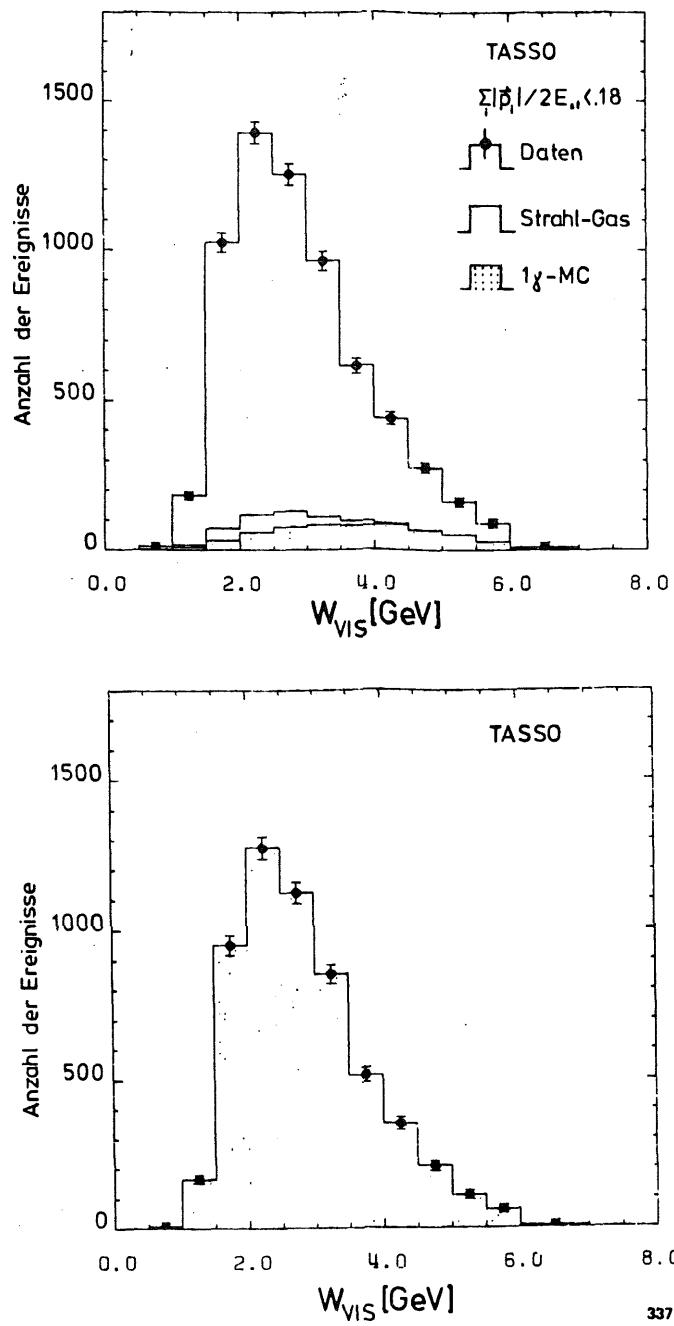


Abbildung 21. Verteilung der sichtbaren invarianten Masse der $\gamma\gamma$ -Ereignisse:

Teil A zeigt die Rohdaten mit dem aus den Seitenbändern bestimmten Strahl-Restgas-Untergrund und dem simulierten Anteil aus der 1γ -Reaktion.

Teil B zeigt die Daten nach Abzug der Anteile aus den Untergrundreaktionen.

unterhalb von 2.5 GeV bestimmt durch das Verhalten der Detektorakzeptanz und die an den Daten angebrachten Schnitte. Zu höheren invarianten Massen fällt die Verteilung bedingt durch den abnehmenden Photonenfluß erwartungsgemäß ab. Der Schnitt bei $\sum|\vec{p}_i|/2E_{\text{st}} = 0.18$ verhindert, daß höhere invariante Massen als 7 GeV auftreten. Es ist zu beachten, daß sich die Anzahl der $\gamma\gamma$ -Ereignisse und der 1γ -Ereignisse bei etwa 5 GeV ungefähr die Waage halten.

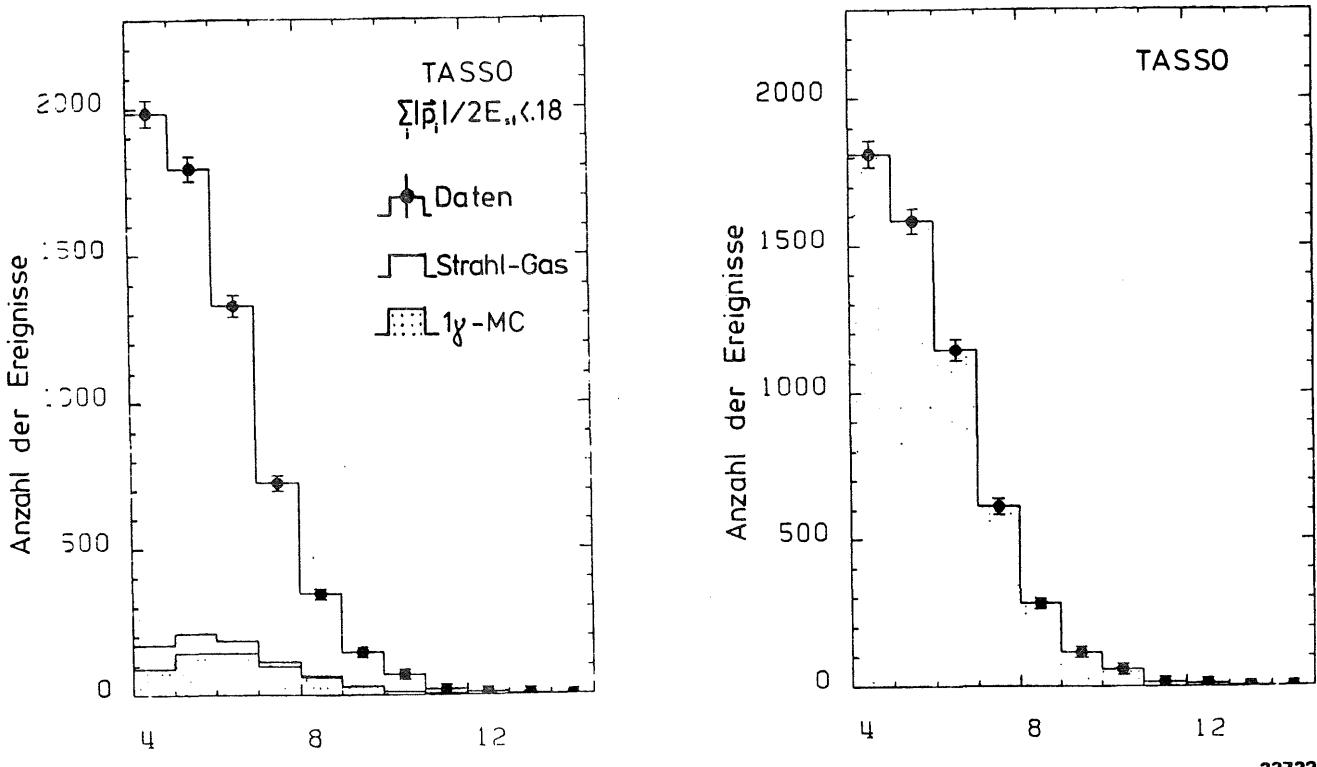


Abbildung 22. Multiplizität geladener Teilchen für $\gamma\gamma$ -Ereignisse :

Teil A zeigt die Rohdaten mit dem aus den Seitenbändern bestimmten Strahl-Restgas-Untergrund und dem simulierten Anteil aus der 1γ -Reaktion.
 Teil B zeigt die Daten nach Abzug der Anteile aus den Untergrundreaktionen.

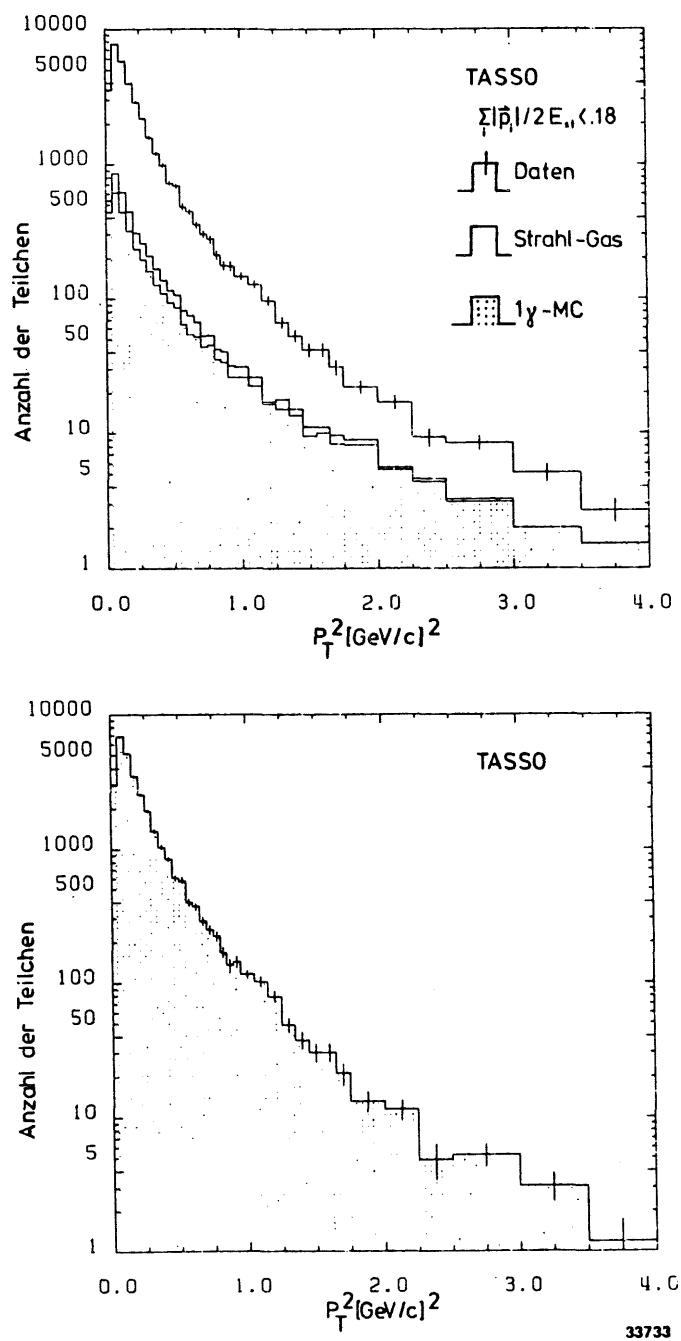


Abbildung 23. p_t^2 -Verteilung der $\gamma\gamma$ -Ereignisse. :

Teil A zeigt die Rohdaten mit dem aus den Seitenbändern bestimmten Strahl-Restgas-Untergrund und dem simulierten Anteil aus der 1γ -Reaktion.

Teil B zeigt die Daten nach Abzug der Anteile aus den Untergrundreaktionen.

Die Summe der geladenen Teilchen pro Ereignis zeigt die Abbildung 22 auf Seite 51. Infolge der Datenauswahlkriterien beginnt die Verteilung bei 4 Spuren. Sie fällt dann rasch ab, so daß Ereignisse mit mehr als 10 geladenen Teilchen nur noch einen geringen Teil der Daten bilden.

Interessant ist noch die Verteilung der quadrierten Transversalimpulse der Teilchen (p_t^2) (Abbildung 23 auf Seite 52). Hier zeigt sich wie auch bei SINGLE-TAG-Daten /2.1, 2.2/ ein sehr steiler Abfall, der dann zu höheren p_t^2 -Werten merklich flacher wird. Zwischen 0.05 und 1.0 stimmt der Abfall mit den in /2.1/ und /2.2/ beobachteten im Mittel überein. Auf Grund der höheren statistischen Signifikanz der neuen Daten wird jedoch deutlich, daß die p_t^2 -Verteilung von dem in /2.1/ und /2.2/ angenommenen einfachen Verhalten $\sim \exp(\alpha p_t^2)$ abweicht.

Für eine weitere Analyse der hadronischen Daten stellt der Verlauf der gemessenen p_t^2 -Verteilung bei sehr kleinen Werten von p_t^2 (hier die ersten beiden Bins) ein großes Problem dar. Die gemessene Verteilung wird dort stark von der Akzeptanz beeinflußt (was u. a. dazu führt, daß das erste Bin weniger Einträge hat als das zweite).

Für die Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt ist aber die Kenntnis des p_t^2 -Verhaltens gerade zu sehr kleinen p_t^2 hin entscheidend /2.18/.

8.0 DER EXKLUSIVE KANAL $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$

In diesem Kapitel wird der spezielle Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ untersucht. Am Anfang steht die Selektion von Ereignissen mit 4 geladenen Teilchen. Dann wird gezeigt, wie die Existenz vollständiger 4-Teilchen-Zustände nachgewiesen wird. Diese Ereignisse werden genau untersucht. Dabei zeigt es sich, daß dieser Kanal von der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ dominiert ist. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion wird bestimmt. Den Abschluß des Kapitels bildet die Diskussion der Ergebnisse.

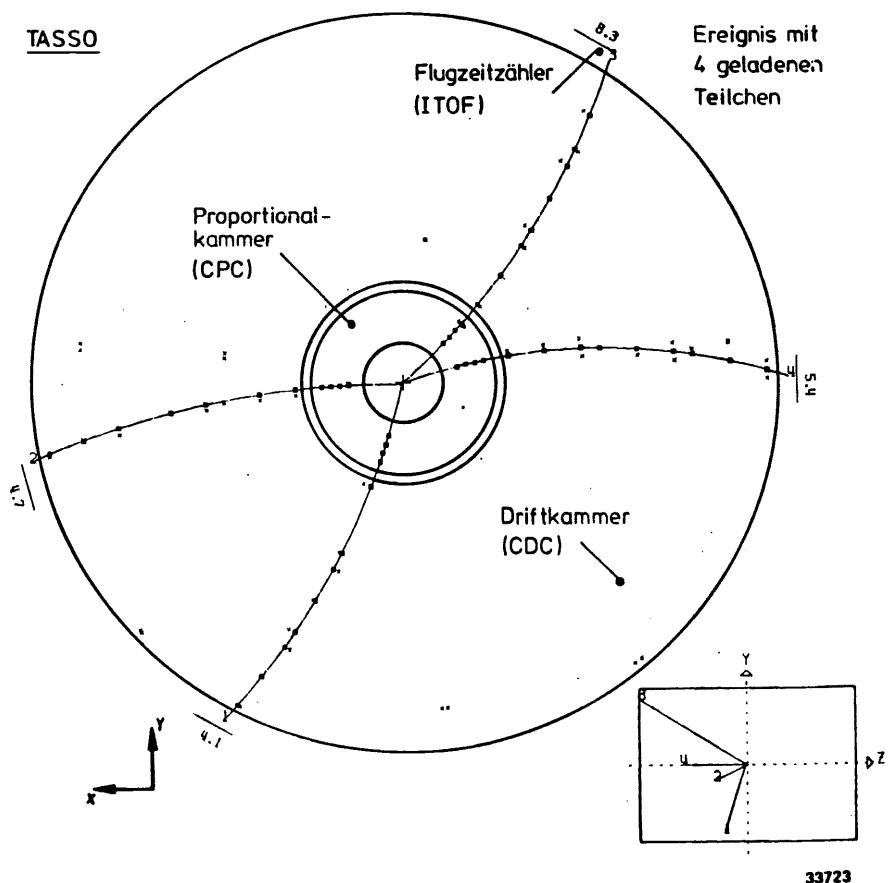


Abbildung 24. Beispiel für ein Ereignis mit genau 4 Spuren

8.1 AUSWAHL VON EXKLUSIVEN EREIGNISSEN MIT VIER SPUREN

Der erste Schritt zur Untersuchung von exklusiven Kanälen ist die Auswahl von Ereignissen des gewünschten Typs, zum Beispiel von Ereignissen mit genau 2 oder 4 oder 6 geladenen Teilchen. Der nächste Schritt ist dann der Nachweis, daß diese Ereignisse wirklich exklusiv sind, also ursprünglich keine weiteren geladenen oder neutrale Teilchen erzeugt wurden, die sich dem Nachweis im Detektor entzogen haben.

Aus den im Kap 4 beschriebenen Datensätzen wurden daher für die hier beschriebene Untersuchung Ereignisse mit genau 4 dreidimensional rekonstruierten Spuren geladener Teilchen ausgewählt (Abbildung 24 auf Seite 55). Jede dieser Spuren wiederum erfüllt folgende Bedingungen¹⁵:

$$\begin{aligned}\chi^2_{\text{Fit}}(\Gamma-\varphi) &< 10. \\ \chi^2_{\text{Fit}}(z) &< 20. \\ p_t &> 0.2 \text{ GeV}/c \\ |D_0| &< 2.5 \text{ cm} \\ |\cos\vartheta| &< 0.87\end{aligned}$$

Die erste Forderung an die Vollständigkeit eines Ereignisses resultiert aus der Ladungserhaltung: Das $\gamma\gamma$ -System ist neutral, daher muß auch das System aus 4 Teilchen neutral sein. Man wählt also weiterhin nur solche Ereignisse aus, die die Bedingung erfüllen:

$$\sum Q_i = 0$$

Das nächste Kriterium basiert auf der Impulserhaltung. Da die beiden Photonen in den weitaus meisten Fällen $q^2 \sim 0$ haben und damit praktisch keine Transversalimpulskomponente, hat auch das erzeugte System fast keine transversale Impulskomponente. Man sucht also nach Ereignissen, für die gilt:

$$\sum \vec{p}_x \approx \sum \vec{p}_y \approx 0$$

oder auch:

$$(\sum \vec{p}_x)^2 + (\sum \vec{p}_y)^2 \approx 0$$

In Abbildung 25 auf Seite 57 sind die Summen der \vec{p}_x -Komponenten gegen die Summen der \vec{p}_y -Komponenten der 4 Teilchen für alle Ereignisse aufgetragen. Deutlich kann man die Anhäufung bei $\sum \vec{p}_x$ und $\sum \vec{p}_y$ nahe Null erkennen. Eine quantitativ aussagefähigere Darstellung ergibt sich, wenn man eindimensional die Anzahl von Ereignissen gegen die Grösse $P_t^2 =$

¹⁵ Zur Definition der Spurparameter siehe Anhang A.

$(\sum \vec{p}_x)^2 + (\sum \vec{p}_y)^2$ aufträgt (Abbildung 26 auf Seite 59). Das Ergebnis ist eine über fast den gesamten Bereich flache Verteilung mit einem eindeutigem Signal bei sehr kleinen Werten von P_t^2 .

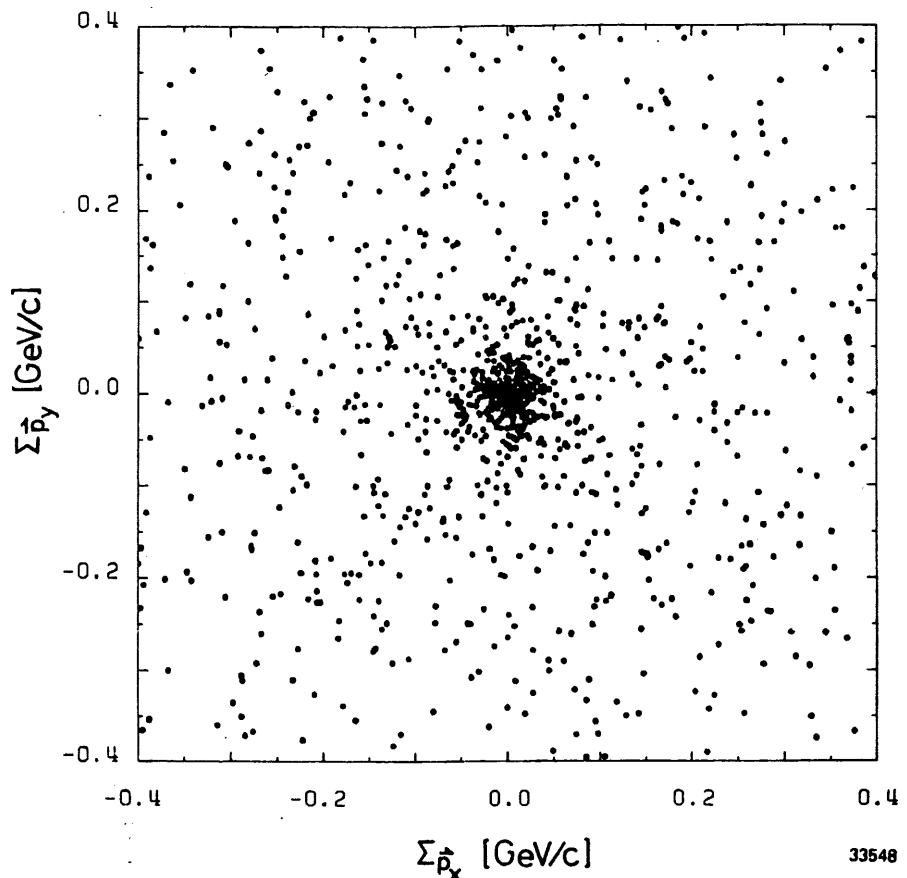


Abbildung 25. $\sum \vec{p}_x$ gegen $\sum \vec{p}_y$ für neutrale 4-Spur-Ereignisse

Um weiter zu verdeutlichen, daß dieses Signal wirklich von vollständigen Ereignissen herrührt, kann man die gleiche Verteilung für solche Ereignisse betrachten, die mit Sicherheit nicht vollständig sind. Dazu eignen sich Ereignisse mit fünf geladenen Teilchen, da diesen mindestens ein geladenes Teilchen fehlt. Die P_t^2 -Verteilung dieser Ereignisse zeigt Abbildung 27 auf Seite 59. Wie erwartet ist diese Verteilung über den gesamten Bereich flach, ohne eine Andeutung einer Anhäufung bei kleinen Werten von P_t^2 . Damit ist gezeigt, daß das Signal bei kleinem P_t^2 von vollständigen Teilchensystemen stammt. Man kann die meisten inklusiven Ereignisse durch einen Schnitt in P_t^2 abtrennen. Es werden alle Ereignisse mit $P_t^2 > 0.0225$ (GeV/c)² (das entspricht $P_t > 0.15$ GeV/c) verworfen.

Danach verbleiben 595 Ereignisse. Der in diesen Ereignissen noch vorhandene Untergrund an inklusiven Ereignissen kann durch Extrapolation des flachen Teils der Verteilung nach Null hin bestimmt werden (gestrichelte Linie in Abbildung 26 auf Seite 59). Der so ermittelte Untergrund beträgt 106 ± 11 Ereignisse.

Die Verteilung der invarianten Massen der verbleibenden 4-Spur-Ereignisse ist in Abbildung 28 auf Seite 60 dargestellt. Zur Berechnung der invarianten Masse wurde angenommen, daß die vier Teilchen Pionen sind. Aus der Massenbestimmung über die Flugzeitmessung kann gezeigt werden, daß es sich nicht um Kaonen oder Protonen handelt. Warum es sich nicht um Elektronen oder Müonen handeln kann, wird in Kap 8.2 behandelt.

Um ein Gefühl dafür zu bekommen, wie diese Verteilung der invarianten Massen einzuschätzen ist, ist die durchgezogene Linie eingezeichnet. Sie zeigt qualitativ den Verlauf für phasenraumverteilte 4-Pion-Systeme mit konstantem Wirkungsquerschnitt nach der Simulation der Detektorakzeptanz. Dabei wird der Verlauf der Kurve oberhalb von 2.1 GeV durch den $\gamma\gamma$ -Fluß dominiert. Unterhalb von 2.0 GeV nimmt die Akzeptanz des Detektors so stark ab, daß trotz steigenden $\gamma\gamma$ -Flusses die Kurve steil abfällt. Die absolute Höhe der Kurve ist völlig frei gewählt, interessant ist nur die Form des Kurvenverlaufs.

Die Daten zeigen ein stark abweichendes Verhalten. Gerade in dem Bereich, wo die Akzeptanz besonders stark einschneidet, ist die Zahl der gemessenen 4-Teilchen-Systeme am höchsten.

Die Frage liegt nahe, durch welchen physikalischen Prozeß dieses Verhalten verursacht wird. In der weiteren Untersuchung beschränken wir uns auf den Bereich von $1.4 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 2.3 \text{ GeV}$, da unterhalb von 1.4 GeV die Detektorakzeptanz sehr steil abfällt und die Unsicherheiten in ihrer Bestimmung daher sehr groß werden. Oberhalb von 2.3 GeV reicht die Anzahl der Ereignisse nicht für eine genauere Untersuchung. Die Zahl der Ereignisse in dem ausgewählten Bereich ist 462 bei einem Untergrundanteil von 78 ± 9 Ereignissen.

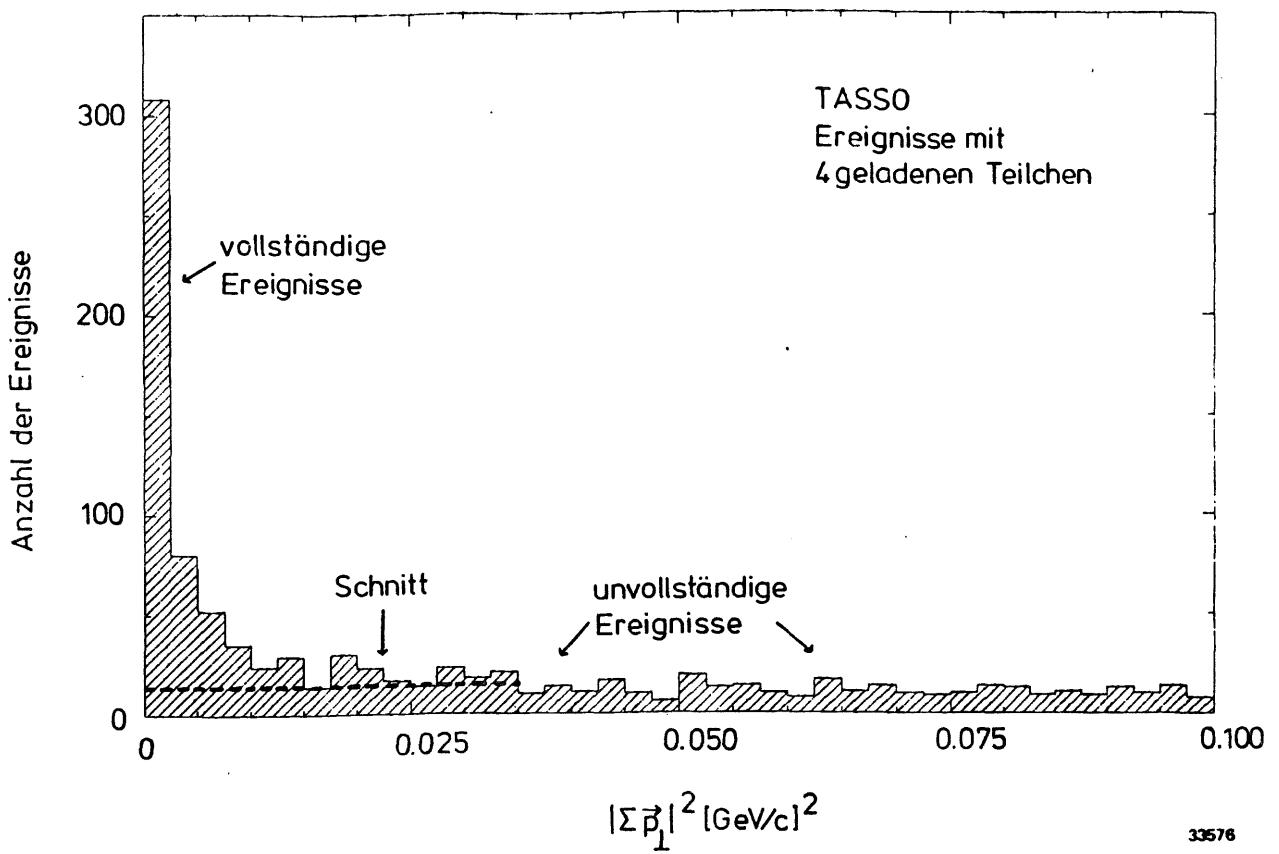


Abbildung 26. $|\sum \vec{p}_t|^2$ für neutrale 4-Spur-Ereignisse

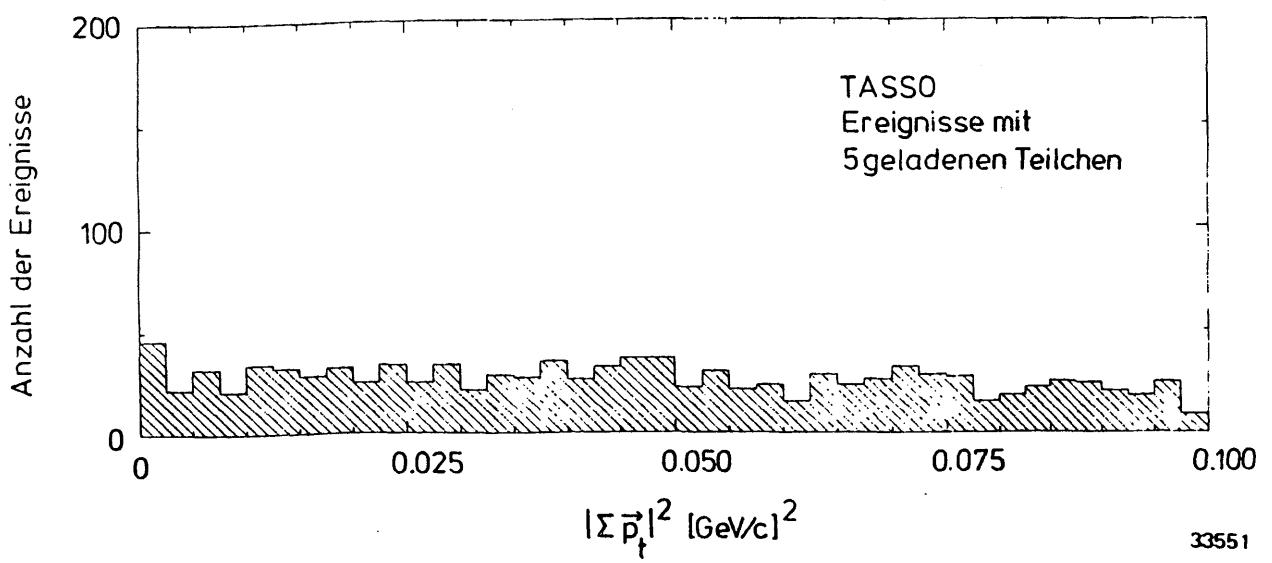


Abbildung 27. $|\sum \vec{p}_t|^2$ für 5-Spur-Ereignisse

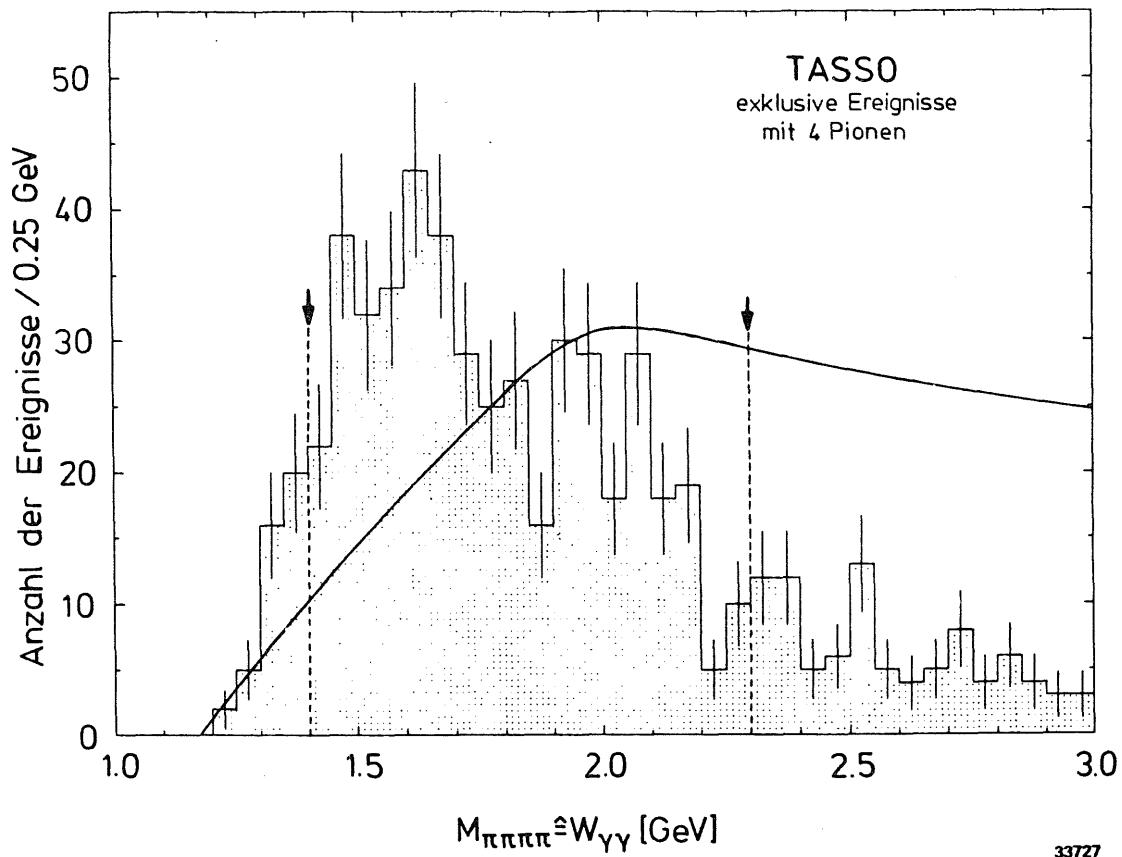


Abbildung 28. Verteilung der invarianten Massen für 4 Pionen:

Die Kurve stellt die erwartete Form der Verteilung für Phasenraum-verteilte 4-Pion-Systeme dar. Die absolute Höhe der Kurve ist völlig willkürlich gewählt, interessant ist lediglich die Form der Kurve im Vergleich zu den Daten.

Durch die beiden senkrechten gestrichelten Linien wird der untersuchte Bereich abgegrenzt.

8.2 PION-PION-MASSENKOMBINATIONEN

Um zu untersuchen, ob zwei der Pionen Zerfallsprodukte eines schwereren Teilchens sind, wie zum Beispiel des ρ^0 oder K^0 , bildet man die invarianten Massen je zweier Teilchen mit unterschiedlichem Ladungsvorzeichen (Abbildung 29 auf Seite 62). Für jedes Ereignis gibt es genau 4 mögliche Kombinationen, von denen aber unter der Annahme, daß immer zwei Teilchen zusammengehören, nur 2 Kombinationen richtig sind. Eine gute Möglichkeit, die Verteilung der beiden "falschen" Kombinationen zu beschreiben, bietet sich in den beiden möglichen Kombinationen gleichnamig geladener Teilchen an. Die Verteilung für diese Kombinationen gleicher Ladungen ist mit Punkten unterlegt. Zieht man diesen Beitrag von den ungleichnamigen Kombinationen ab, so bleibt die Verteilung in Abbildung 30 auf Seite 63 übrig.

Es zeigt sich ein deutliches Signal bei der Masse des ρ^0 (0.776 GeV). Die volle Halbwertsbreite des Signals beträgt ~ 200 MeV, was bei Berücksichtigung der Auflösung des Detektors in guter Übereinstimmung mit der bekannten Breite des ρ^0 ($\Gamma_\rho = 0.155$ GeV) ist /A3.5/.

Aufgrund dieser Verteilung kann auch die Möglichkeit, es könne sich bei den Teilchen vorwiegend um Elektronen oder Müonen handeln, verworfen werden. Da sich mit der Pion-Massenhypothese ein resonantes Verhalten bei der ρ^0 Masse zeigt und außerdem keine in der Masse tieferliegenden Resonanzen, die in Elektronen oder Müonen zerfallen, bekannt sind, wird die Pion-Hypothese untermauert. Im Folgenden werden daher die Teilchen immer mit Pionen identifiziert.

Das ρ^0 -Signal ist so beherrschend und zeigt fast keinen Platz für Kombinationen, die kein ρ^0 ergeben, daß die Annahme gerechtfertigt erscheint, daß die meisten Ereignisse zwei ρ^0 's enthalten. Um dieses zu prüfen, werden in einer zweidimensionalen Verteilung die eine $\pi^+\pi^-$ -Massenkombination gegen die zweite mögliche eines jeden Ereignisses aufgetragen. Das ergibt 2 Einträge pro Ereignis; der auch hier auftretende kombinatorische Untergrund wird wieder annähernd durch die ladungsgleichen Kombinationen repräsentiert (ein Eintrag pro Ereignis).

Das Ergebnis zeigt die Abbildung 31 auf Seite 64. Deutlich ist im oberen Teil der Abbildung eine Anhäufung zu sehen, wenn die invarianten Massen beider $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen bei der Masse des ρ^0 liegen. Im unteren Teil hingegen ist eine solche Anhäufung nicht zu erkennen, die Einträge sind vielmehr gleichmäßig verteilt. Es scheinen also vorwiegend $\rho^0\rho^0$ -Ereignisse erzeugt zu werden.

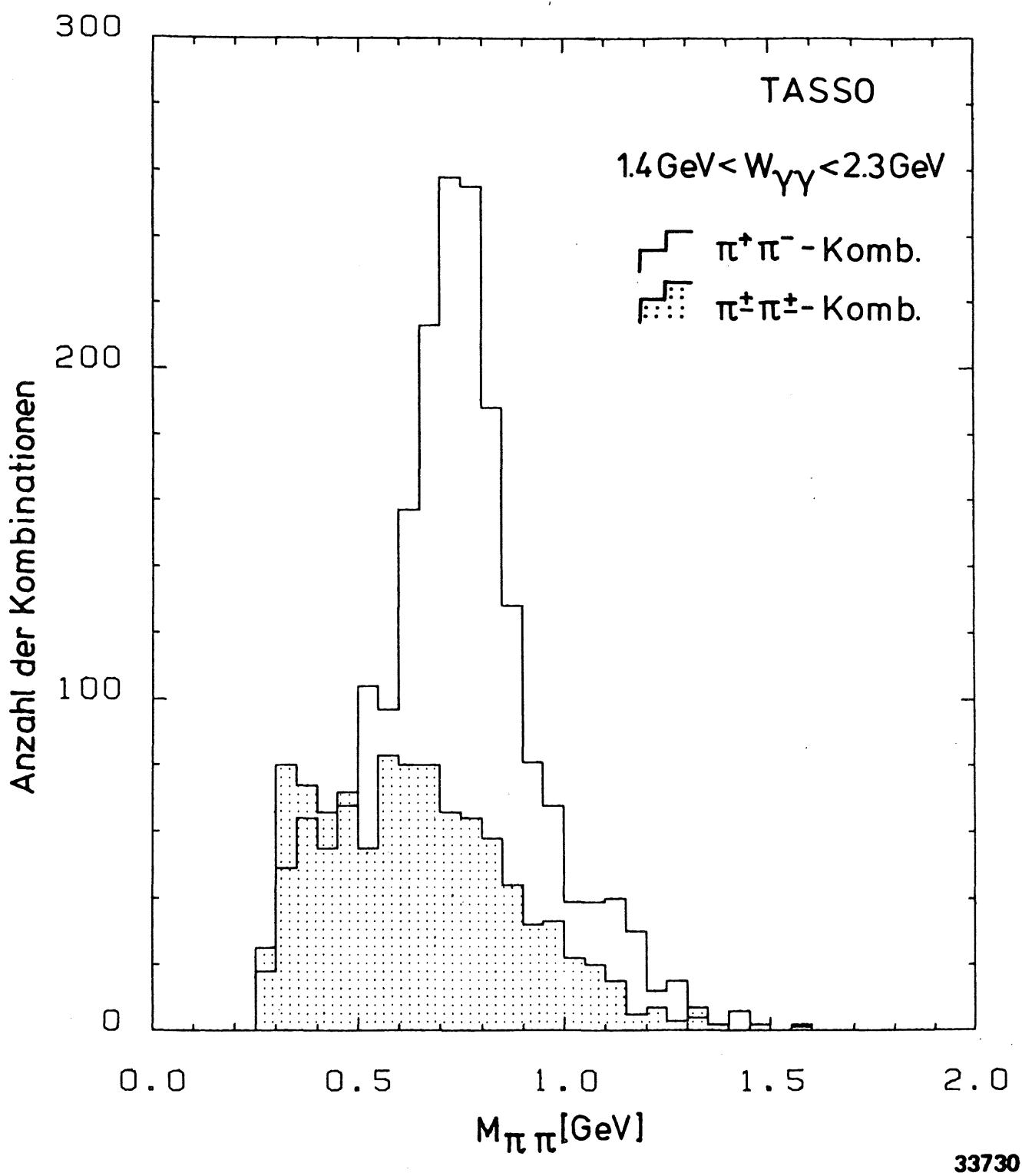


Abbildung 29. Verteilung der invarianten Massen aller $\pi\pi$ -Kombinationen

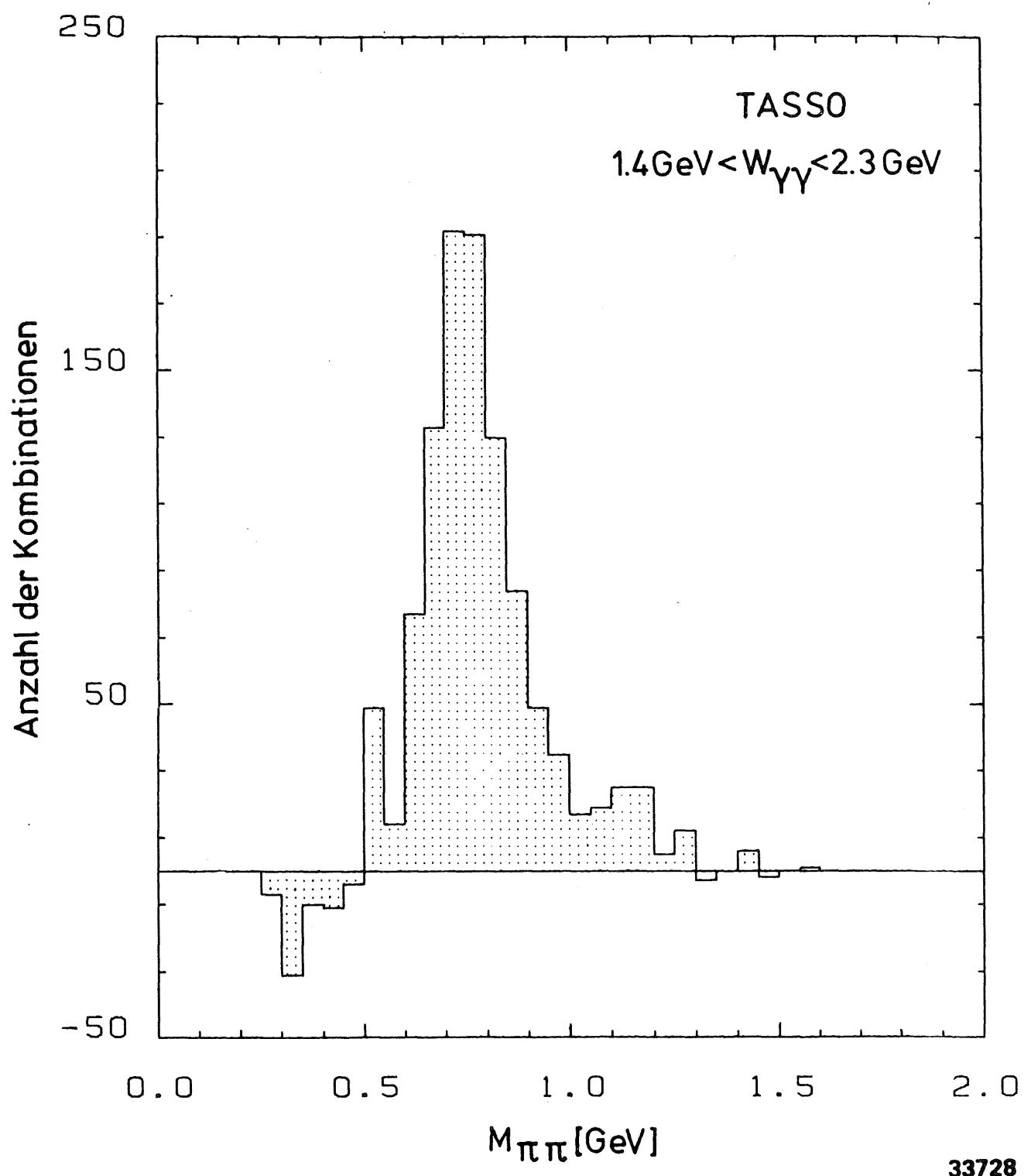


Abbildung 30. Differenzverteilung der Massen für geladene und ungeladene $\pi\pi$ -Kombinationen

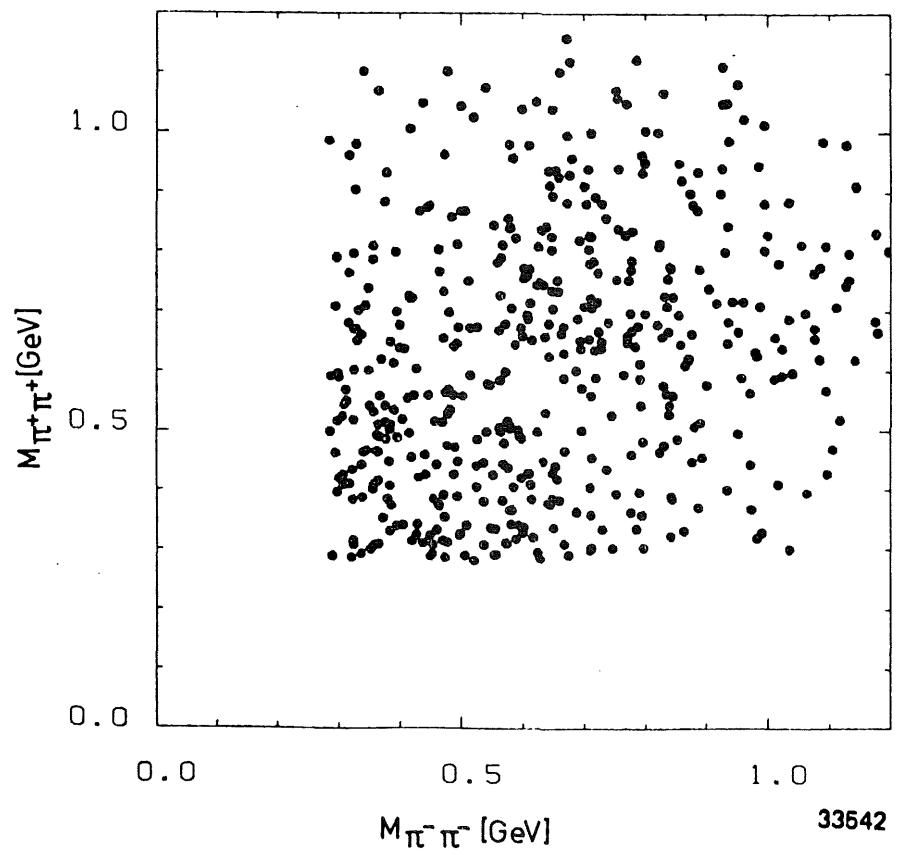
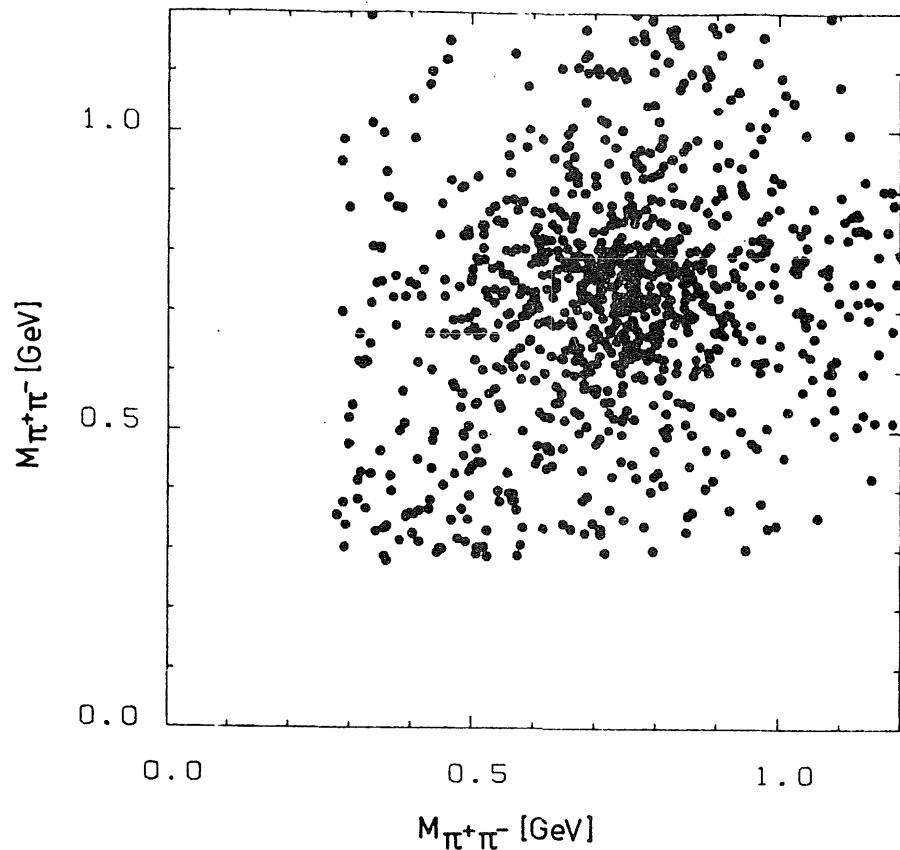


Abbildung 31. Zweidimensionale $\pi\pi$ -Massenverteilungen

8.3 MODELLE ZUR BESCHREIBUNG DER DATEN

Bisher wurde gezeigt, daß die ausgesuchten 4-Pion-Systeme sehr stark durch die Erzeugung von ρ^0 -Teilchen dominiert sind. Anteile anderer denkbarer resonanter Zwischenzustände (z. B. K^0_s) liefern offensichtlich keine signifikanten Beiträge.

Zwei mögliche Prozesse, in denen ρ^0 's eine Rolle spielen und die im Endzustand zu 4 Pionen führen, sind:

- a) $\gamma^* \gamma^* \rightarrow \rho^0 \rho^0 \rightarrow 2(\pi^+ \pi^-)$
- b) $\gamma^* \gamma^* \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$

Außerdem können die 4 Pionen ohne irgendwelche anderen Zwischenzustände direkt erzeugt werden:

- c) $\gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$

Dieser Prozeß, isotrop verteilt (Phasenraum), kann auch den Untergrund von Ereignissen mit ursprünglich mehr als 4 Teilchen mitberücksichtigen.

Die Simulation dieser Prozesse mit Hilfe des im Kapitel 6 beschriebenen MC-Programms geschieht auf folgendem Weg. Mit dem Programmpaket SAGE /8.1/ werden die Vierervektoren von phasenraumverteilten 4-Pion-Zuständen als Eingangsgrößen für das MC-Programm erzeugt. Diese Simulation beschreibt dann gerade das Modell c.

Die Verteilungen für die Modelle a und b werden aus den 4-Pion-Phasenraumereignissen durch eine geeignete Wichtung /8.2/ dieser Ereignisse gewonnen. Als Gewicht benutzt man das Matrixelement ME des jeweiligen Prozesses. Für das Modell a stellt es sich in der gegen Vertauschung der Pionen symmetrischen Form dar als:

$$|ME|^2 = |BW(M_{12}) \cdot BW(M_{34}) + BW(M_{13}) \cdot BW(M_{24})|^2$$

In diese Wichtung gehen keine Winkelabhängigkeiten ein. Diese symmetrisierte Form ist zu wählen, da es sich bei den Pionen um Bosonen handelt und man aus dem 4-Pion-Endzustand prinzipiell nicht erkennen kann, welches Pion (1,2,3,4) zu welchem ρ^0 gehört. Die die ρ^0 's beschreibende relativistische Breit-Wigner-Amplitude (BW) stellt sich in komplexer Schreibweise dar als:

$$BW(M_{ij}) = \frac{\sqrt{M_\rho \cdot \Gamma \cdot M_{ij}} / P_0}{(M_\rho^2 - M_{ij}^2) + i(M_\rho \cdot \Gamma)}$$

mit:

M_{ij} = invariante Masse der Pionen i und j

$$\Gamma = \Gamma_\rho \cdot \left(\frac{P}{P_0} \right)^3 \cdot \frac{2 \cdot P_0^2}{(P^2 + P_0^2)}$$

$$P = \frac{\sqrt{M_{ij}^2 - (2 \cdot M_\pi)^2}}{2}$$

$$P_0 = \frac{\sqrt{M_\rho^2 - (2 \cdot M_\pi)^2}}{2}$$

M_π = Pionmasse, M_ρ = ρ^0 -Masze, Γ_ρ = totale Breite des ρ^0

Analog zu Modell a wird auch mit Modell b verfahren. Bei gleicher Form der Breit-Wigner-Resonanz sieht das Matrixelement so aus:

$$|ME|^2 = |BW(M_{12}) + BW(M_{34}) + BW(M_{13}) + BW(M_{24})|^2$$

8.4 FIT DER MODELLE AN DIE DATEN

Zur Bestimmung der Beiträge der drei Modelle zur gemessenen 4π -Produktion wird eine Anpassung (Fit) nach der Methode der Maximierung der Likelihood-Funktion benutzt.

In diesem Falle wird der Fit durchgeführt für die zweidimensionale Verteilung der einen $M_{\pi\pi}$ -Kombinationen gegen die andere mögliche $M_{\pi\pi}$ -Kombination, wobei gleichzeitig sowohl die Verteilung der Kombinationen mit gleichen als auch mit ungleichen Ladungsvorzeichen angepaßt werden. Für den Fit wurden die beiden Verteilungen in 50 MeV * 50 MeV breite Bereiche aufgeteilt.

Die Likelihood-Funktion ist hier das Produkt der Wahrscheinlichkeiten $P(i)$ für alle diese Bereiche, daß man für unter einer bestimmten Hypothese ermittelte Erwartungswerte $F(i)$, eine bestimmte Anzahl gemessener Daten N_{exp} erhält.

Der Erwartungswert $F(i)$ der Hypothese ist gegeben durch:

$$F(i) = A(1) \cdot N_{\text{MC}}^a(i) + A(2) \cdot N_{\text{MC}}^b(i) + A(3) \cdot N_{\text{MC}}^c(i)$$

wobei die $N_{\text{MC}}(i)$ die aus MC-Rechnungen für das jeweilige Modell bestimmte Anzahl der Ereignisse für die Bereiche i sind. Für jedes Modell ist die $\sum N_{\text{MC}}(i)$ auf die Anzahl der gemessenen Daten normiert. Die $A(j)$ sind die durch den Fit zu bestimmenden Beiträge der 3 Modelle.

Die Wahrscheinlichkeiten $P(N_{\text{exp}}(i), F(i))$ für den Erwartungswert $F(i)$ die Anzahl der Daten $N_{\text{exp}}(i)$ zu messen, ist durch eine Poisson-Verteilung gegeben:

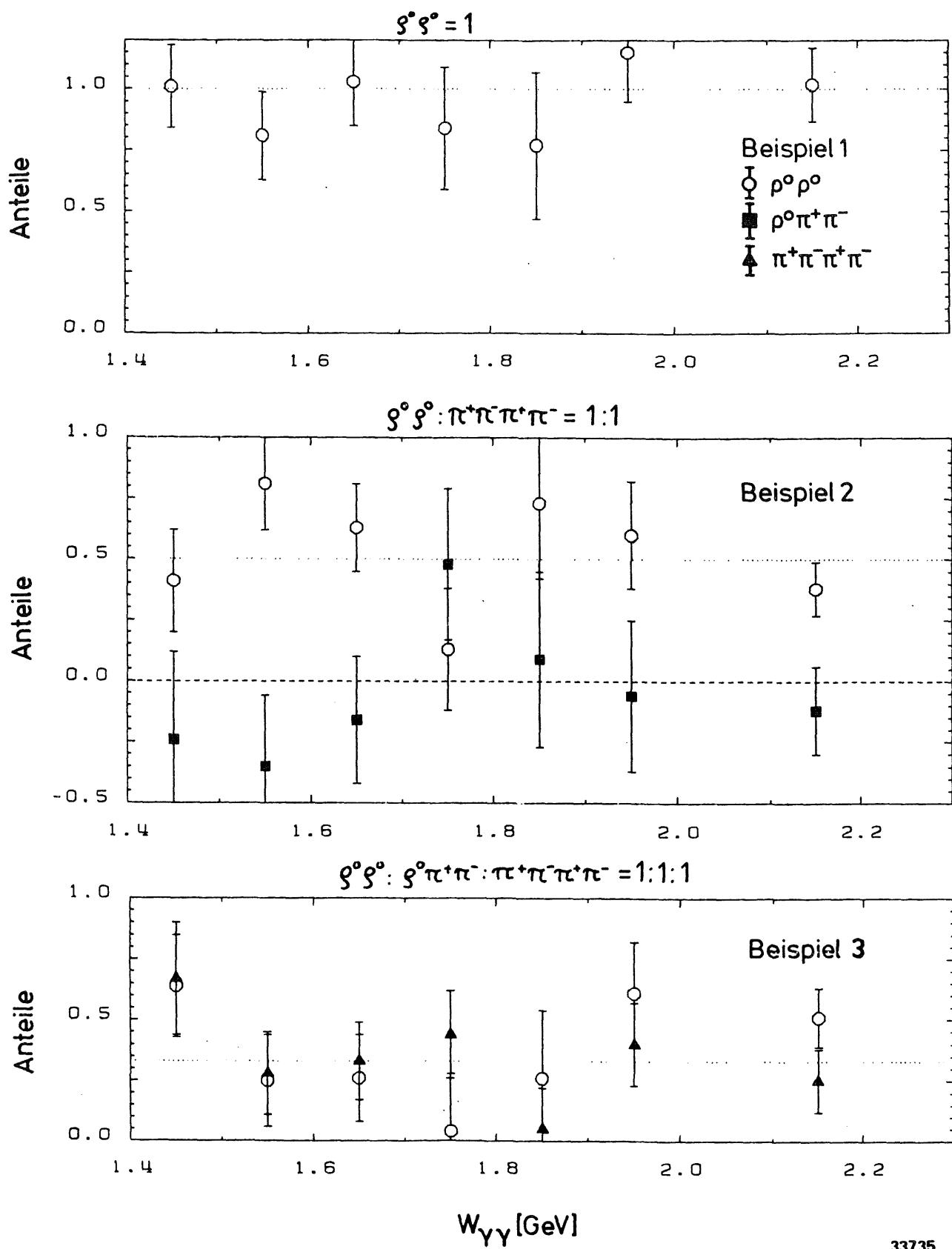
$$P(N_{\text{exp}}(i), F(i)) = F(i)^{N_{\text{exp}}(i)} \cdot \frac{e^{-F(i)}}{N_{\text{exp}}(i)!}$$

Um eine Abhängigkeit der Anteile $A(j)$ von $W_{\gamma\gamma}$ zu erhalten, wurde der Fit für verschiedene $W_{\gamma\gamma}$ -Intervalle durchgeführt; unterhalb von $W_{\gamma\gamma} = 2 \text{ GeV}$ mit jeweils 100 MeV und oberhalb von 2 GeV in zwei 150 MeV breiten Intervallen. Die Likelihood-Funktion wird bezüglich der $A(j)$ maximalisiert.

Die Zuverlässigkeit dieses Fitverfahrens und seine Fähigkeit, auch bei wenigen Daten zwischen den einzelnen Modellen unterscheiden zu können, wurde genau untersucht:

Mit dem MC-Programm wurden Ereignisse in den verschiedenen $W_{\gamma\gamma}$ -Bereichen erzeugt, so daß ihre Zahl genau der Zahl der gemessenen Daten im jeweiligen $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich gleich war (MC-Daten). Dadurch erhält man realistische, mit den gemessenen Daten vergleichbare Fehler der Fitergebnisse. Auf diese Weise kann man auch Mischungen aus den drei Modellen mit einem festen Mischungsverhältnis dem Fitprogramm anbieten und durch Vergleich der gefitteten Anteile mit den erzeugten die Zuverlässigkeit des Fits für verschiedene Konstellationen testen.

In Abbildung 32 auf Seite 68 sind die Fitergebnisse für drei Beispiele mit unterschiedlichen Mischungen dargestellt. Der Variationsbereich der Parameter $A(j)$ für die drei Modelle $\rho^0\rho^0$, $\rho^0\pi^+\pi^-$ und $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ war bei diesem Fit völlig freigegeben; so konnte er insbesondere auch negative Werte für die drei Parameter $A(j)$ annehmen.



33735

Abbildung 32. Fitergebnisse für die "Monte-Carlo-Daten"

Oberhalb der Abbildung ist das jeweils erzeugte Mischungsverhältnis angegeben. Das erste Beispiel (oben) zeigt das Ergebnis des Fits für den Anteil an $\rho^0\rho^0$, wobei die MC-Daten zu 100% aus $\rho^0\rho^0$ -Ereignissen bestanden.

Die untere Darstellung zeigt das Ergebnis für den gefitteten $\rho^0\rho^0$ - und $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Anteil bei der Konstellation, in der jedes der drei Modelle ein Drittel Anteil an den MC-Daten hat.

Besonders hingewiesen sei auf das mittlere Beispiel. Hier waren in den MC-Daten je zur Hälfte $\rho^0\rho^0$ - und $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ -Ereignisse. Der Fit sollte also für $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Ereignisse keine Anteile finden.

Für alle drei Beispiele reproduziert der Fit die erwarteten Ergebnisse gut im Rahmen der ermittelten Fehler.

8.5 FITERGEBNISSE UND WIRKUNGSQUERSCHNITT

Nachdem die Sensitivität des Fits auf die verschiedenen Modelle nachgewiesen wurde, ist der nächste Schritt der Fit an die gemessenen Daten.

Die sich aus dem Fit an die Daten ergebenden Anteile der drei Modelle für die verschiedenen $W_{\gamma\gamma}$ -Bereiche zeigt die Abbildung 33 auf Seite 70. Bei diesem Fit waren negative Anteile für ein Modell nicht zugelassen. Zur Bestimmung der Fehler wurde der Verlauf des Logarithmus der Likelihood-Funktion in Abhängigkeit der $A(j)$ bei Optimierung der anderen Parameter bestimmt. Eine 1σ Abweichung entspricht dann gerade einer Änderung von 1 gegenüber dem Maximalwert der Funktion.

Im $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.4 GeV bis 1.7 GeV überwiegt der Anteil aus dem $\rho^0\rho^0$ -Modell, der dann für höhere $W_{\gamma\gamma}$ auf die Hälfte abfällt und oberhalb von 2.0 GeV mit Null verträglich ist.

Der Anteil des $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Modells ist über den gesamten untersuchten $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich mit Null verträglich, eventuell mit Ausnahme des Bereichs oberhalb 2.0 GeV.

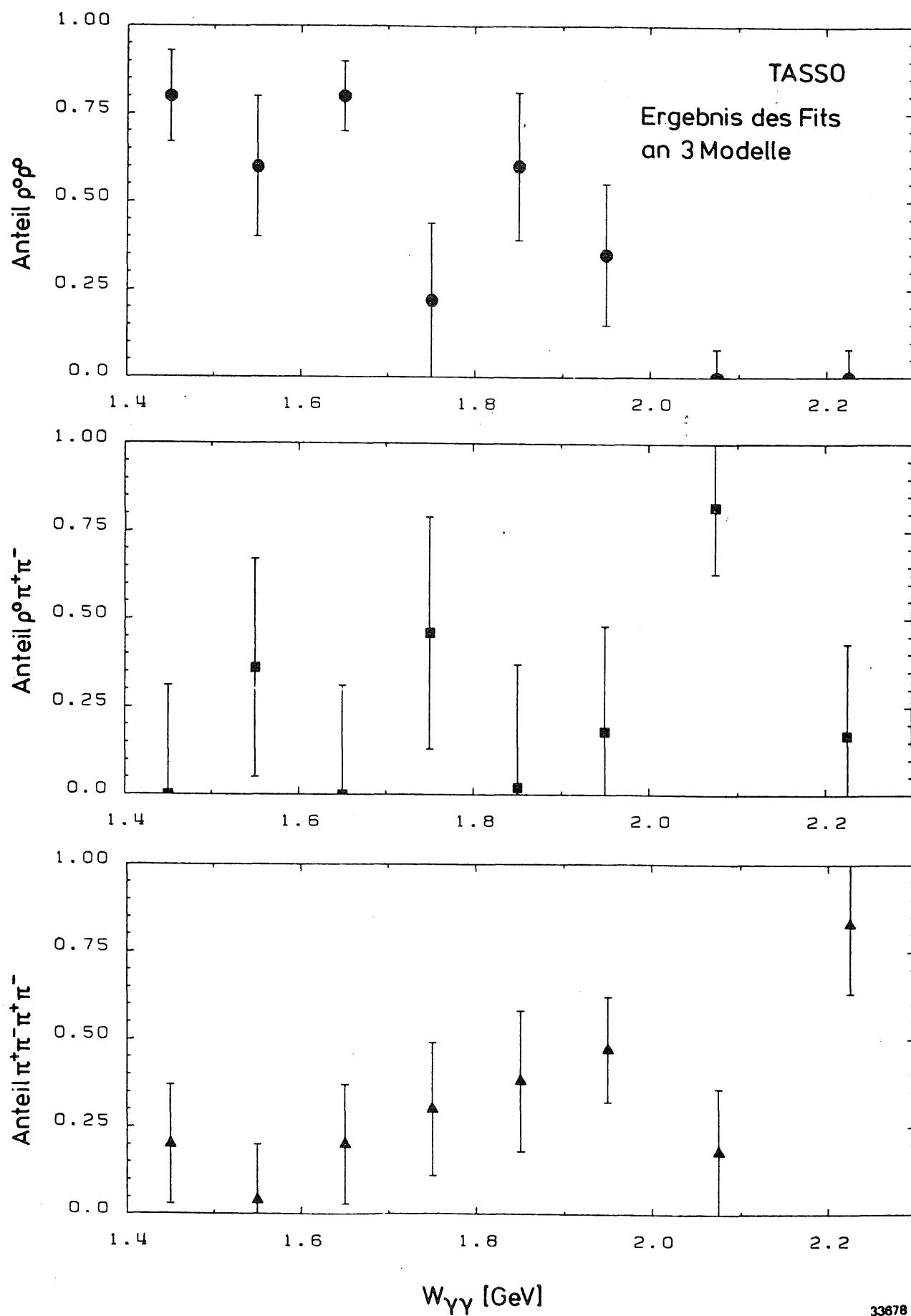


Abbildung 33. Resultat des Fits für 3 Modelle

33678

Wenn der $\rho^0\pi^+\pi^-$ -Anteil aber mit Null verträglich ist, so kann man für einen weiteren Ansatz diesen Anteil auf Null setzen. Die Ergebnisse für diesen zweiten Ansatz zeigt die Abbildung 34.

Es ergibt sich kein signifikanter Unterschied des $\rho^0\rho^0$ -Anteils im Vergleich zu dem Fit mit allen drei Modellen (Abbildung 33 auf Seite 70).

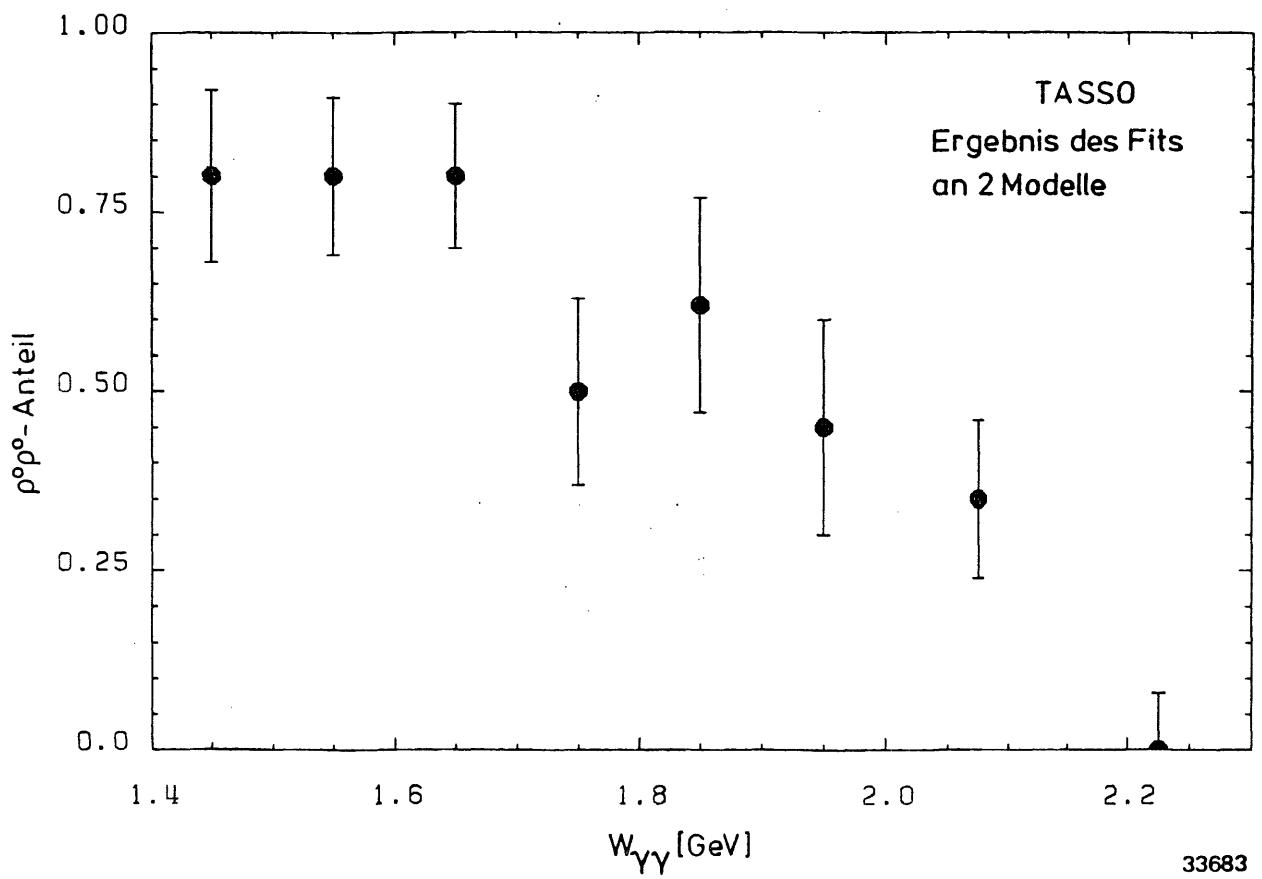
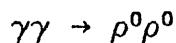


Abbildung 34. Resultat des Fits für 2 Modelle

Aus den Ergebnissen des Fits und der Wahrscheinlichkeit, daß ein in einem bestimmten $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich erzeugtes $\rho^0\rho^0$ -Ereignis auch im Detektor nachgewiesen wird (Akzeptanz), kann man den Wirkungsquerschnitt der Reaktion



bestimmen.

Die Akzeptanz für diese Reaktion wurde mit dem im Kapitel 6 beschriebenen MC-Programm bestimmt. Den Verlauf der Akzeptanzkurve für das $\rho^0\rho^0$ -Modell zeigt die Abbildung 35.

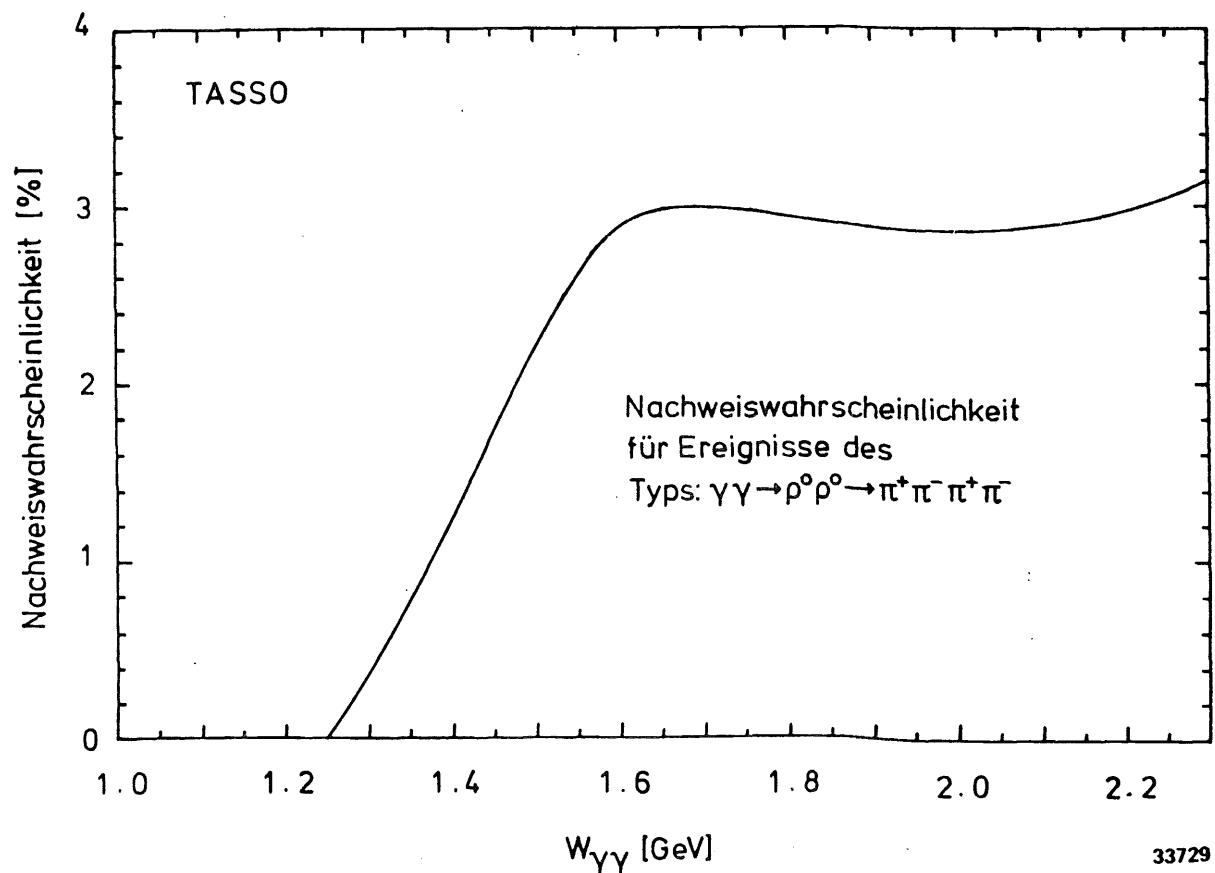


Abbildung 35. Akzeptanz des TASSO-Detektors für $\rho^0\rho^0$ -Ereignisse

PREPRO-Ansprechwahrscheinlichkeit verursacht¹⁶. Demgegenüber sind alle anderen Fehlerquellen zu vernachlässigen. Der systematische Fehler der Messung wurde aus den Unterschieden der Akzeptanzrechnung für verschiedene PREPRO-Ansprechwahrscheinlichkeiten bestimmt. Er beträgt $\pm 12\%$.

Die Variation der Akzeptanz im Bereich von 1.4 bis 1.5 GeV beträgt ungefähr einen Faktor 2. Daher wird für diesen Bereich ein zusätzlicher systematischer Fehler von 25% angenommen.

In der Tab. 3 (S.74) sind die gefitteten $\rho^0\rho^0$ -Anteile für die beiden Modellansätze und die aus den Ergebnissen des zweiten Modellansatzes ($\rho^0\rho^0$ und $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$) unter Berücksichtigung der Akzeptanz berechneten Wirkungsquerschnitte des Prozesses $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ zusammengestellt. Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts als Funktion von $W_{\gamma\gamma}$ ist in der Abbildung 36 auf Seite 75 graphisch dargestellt.

¹⁶ Die Bestimmung der PREPRO-Ansprechwahrscheinlichkeit und die dabei auftretenden Unsicherheiten sind im Anhang C erläutert.

inv. Masse des $\gamma\gamma$ -Sys. [GeV]	Ereig- nisse	$\rho^0\rho^0$ - Ereignisse (3 Modelle)	$\rho^0\rho^0$ - Ereignisse (2 Modelle)	Wirkungs- querschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ [nb] (2 Modelle)
1.4 - 1.5	60	+ 7.2 48.0 - 8.4	+ 6.6 48.0 - 7.8	+16.8 122.4 -19.9
1.5 - 1.6	66	+13.2 39.6 -13.2	+ 7.3 52.8 - 7.9	+14.3 103.1 -15.4
1.6 - 1.7	81	+ 9.7 64.8 - 6.5	+ 9.7 64.8 - 6.5	+17.5 116.8 -11.7
1.7 - 1.8	54	+11.9 11.9 -11.9	+ 7.6 27.0 - 6.5	+15.1 53.8 -12.9
1.8 - 1.9	43	+ 6.9 25.8 -11.1	+ 6.5 26.7 - 6.5	+14.7 60.3 -14.7
1.9 - 2.0	59	+11.8 20.7 -11.8	+ 8.9 26.6 - 8.9	+21.8 65.0 -21.8
2.0 - 2.15	65	+ 5.2 0.0 - 5.2	+ 5.9 22.7 - 8.5	+10.8 41.4 -15.5
2.15 - 2.3	34	+ 2.7 0.0 - 2.7	+ 2.7 0.0 - 2.7	+ 5.3 0.0 - 5.3

Tabelle 3. Wirkungsquerschnitte für $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$

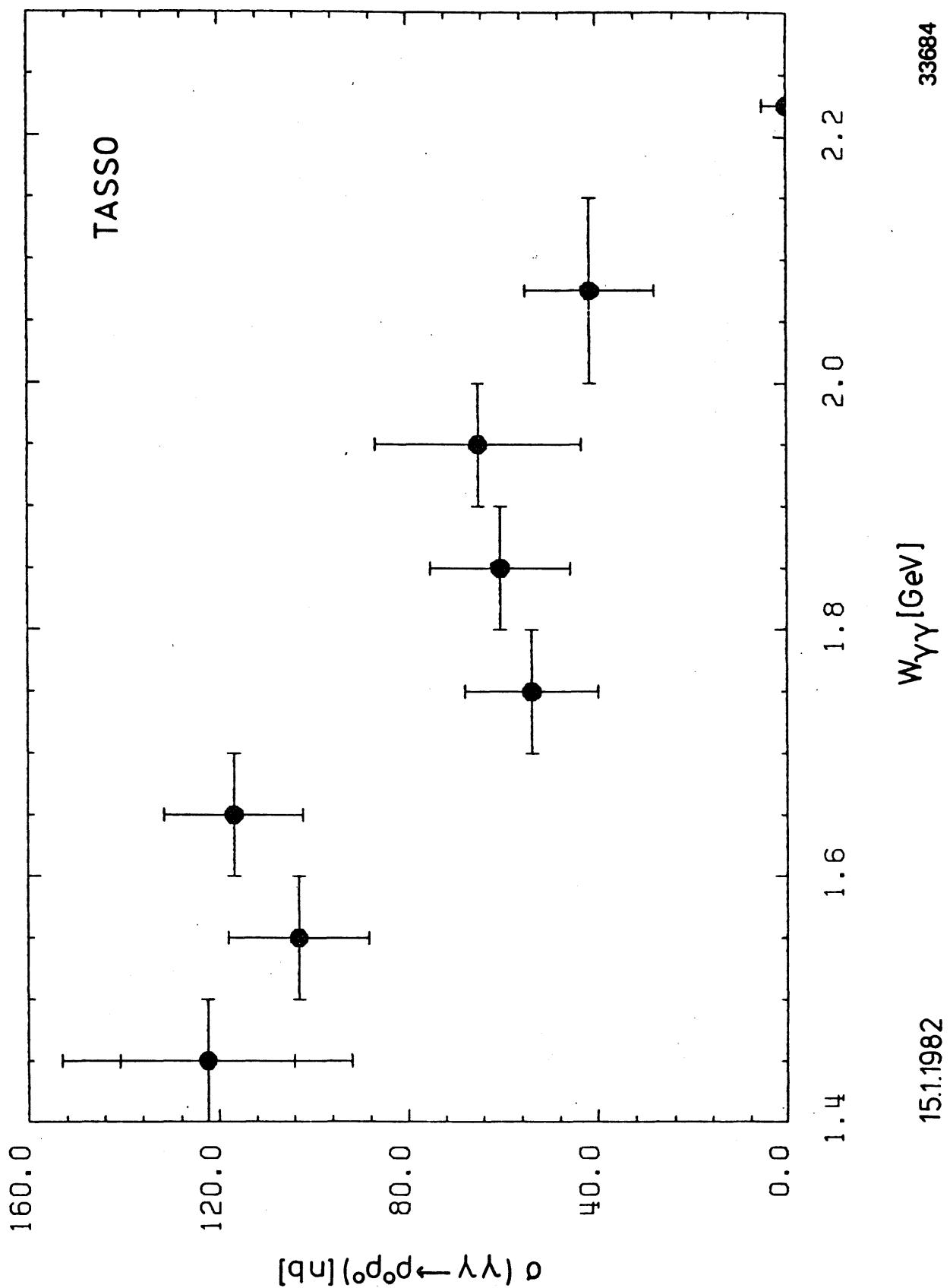


Abbildung 36. Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0 \rho^0$

8.6 WINKELVERTEILUNGEN

Die Untersuchung der Winkelverteilungen kann Aufschluß darüber geben, ob die Teilchen eines Ereignisses die Zerfallsprodukte eines Zustandes mit festen Quantenzahlen sind.

Betrachtet werden sollen hier die Verteilungen für drei ausgezeichnete Winkel:

1. der Produktionswinkel der ρ^0 's: ϑ_ρ^*
2. der Zerfallswinkel der ρ^0 's: ϑ_π^H
3. der Winkel zwischen den ρ^0 -Zerfallsebenen: $\Delta\varphi_\pi$

Die beiden ersten Winkel sind in Abbildung 37 dargestellt. ϑ_ρ^* ist der Winkel zwischen dem auslaufenden ρ^0 und der Achse des $\gamma\gamma$ -Systems im $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem. ϑ_π^H wird im Ruhesystem der ρ^0 's gemessen und ist der Winkel zwischen dem zugehörigen positiven Pion und der Richtung des ρ^0 's (Helizitätssystem). Der Winkel $\Delta\varphi_\pi$ ist der Winkel zwischen den beiden Ebenen, die jeweils von der Richtung eines ρ^0 's und dem dazugehörigen positiven Pion aufgespannt werden.

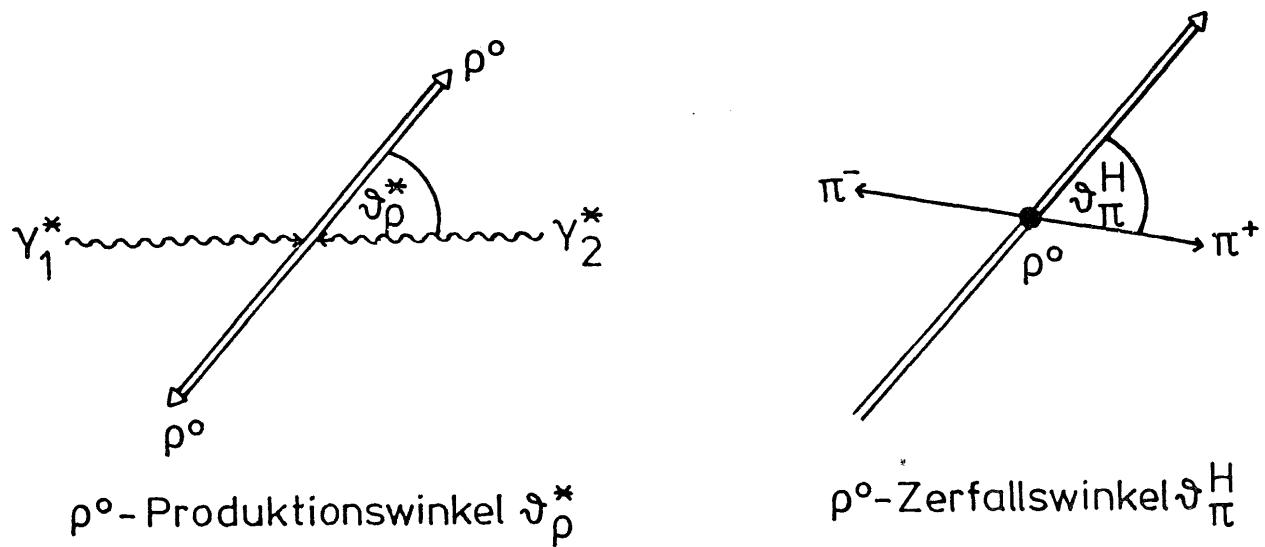


Abbildung 37. Definition des Produktions- und Zerfallswinkels des ρ^0 's

Da diese Winkel für Produktion und Zerfall der ρ^0 's untersucht werden sollen, werden nur Ereignisse aus dem Bereich $1.4 \text{ GeV} < W_{\gamma\gamma} < 1.7 \text{ GeV}$ benutzt, wo der Anteil der $\rho^0\rho^0$ -Produktion dominant und der Untergrund aus anderen Prozessen entsprechend gering ist. Um solchen Untergrund weiter zu reduzieren, werden nur solche Ereignisse betrachtet, bei denen, wenn eine $\pi^+\pi^-$ -Massenkombinationen die Bedingung

$$|M_{\pi\pi} - M_\rho| < 0.100 \text{ GeV}$$

erfüllt, auch die Massenkombination der beiden anderen Pionen in diesem Bereich liegt.

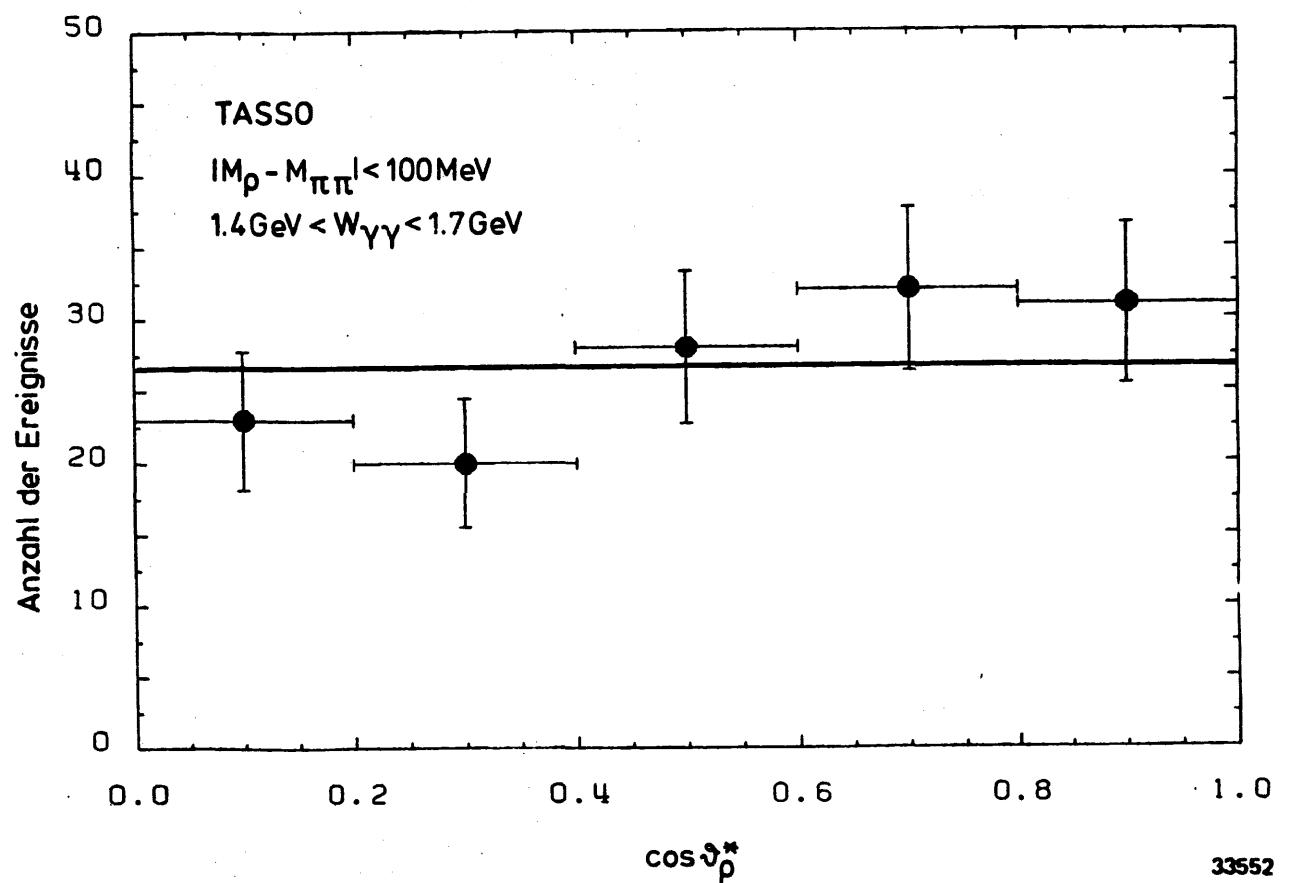


Abbildung 38. Verteilung des ρ^0 -Produktionswinkels :

Die Verteilung ist nicht akzeptanzkorrigiert.
Die Linie zeigt das Ergebnis der MC-Simulation bei isotroper Erzeugung des Winkels.

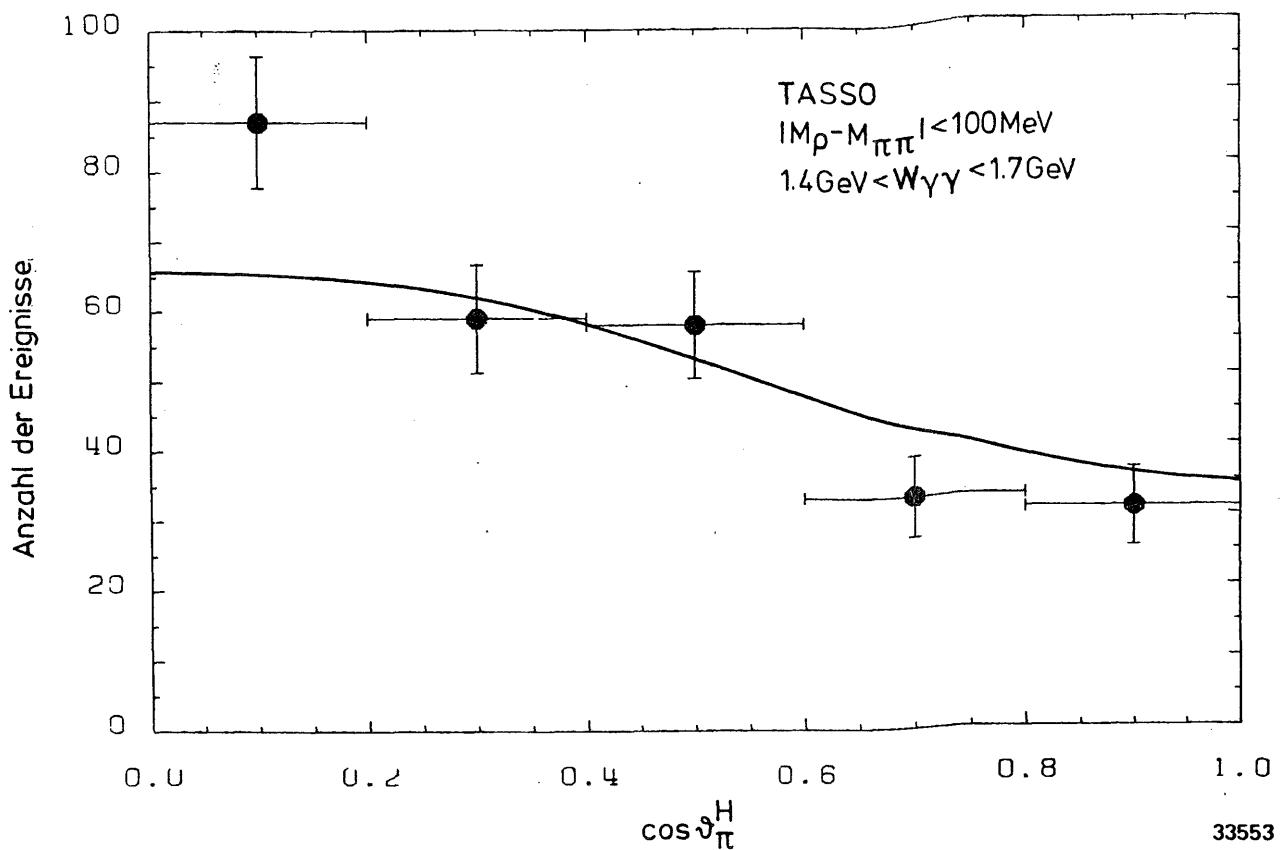


Abbildung 39. Verteilung des ρ^0 -Zerfallswinkels :

Die durchgezogene Linie zeigt den durch die Detektorakzeptanz modifizierten Verlauf bei isotroper Erzeugung des Winkels.

Abbildung 38 auf Seite 77 und Abbildung 39 zeigen die gemessenen Verteilungen für ϑ_{ρ}^* und ϑ_{π}^H . In Abbildung 40 auf Seite 79 ist die für $\Delta\varphi_{\pi}$ gemessene Verteilung aufgetragen.

Verglichen werden die Daten mit den Ergebnissen der MC-Rechnung. Die durchgezogenen Linien zeigen den durch die Detektorakzeptanz modifizierten Verlauf für in $\cos\vartheta$ gleichverteilt erzeugte Winkel. Die Übereinstimmung zwischen Daten und MC-Simulation ist gut und rechtverteilt den Ansatz aus Kap. 8.2 zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts. Es

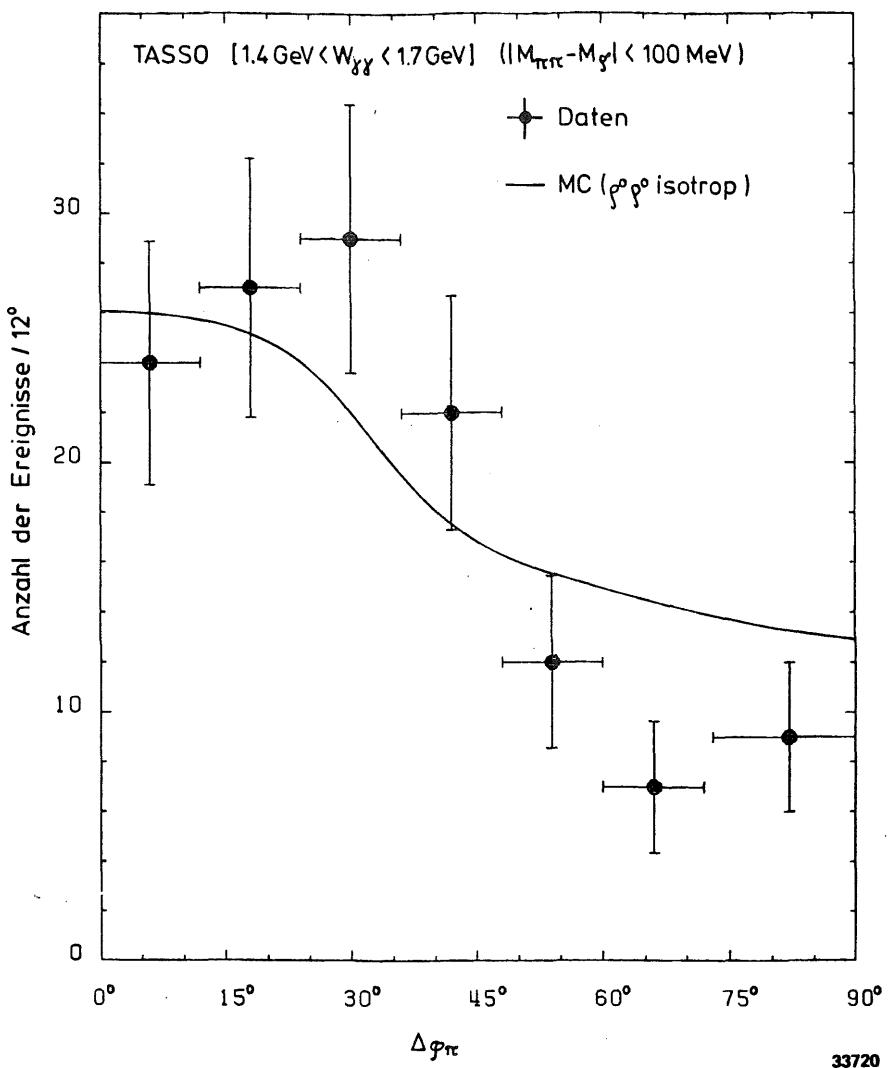


Abbildung 40. Verteilung der Winkel zwischen den ρ^0 -Zerfallsebenen

Die durchgezogene Linie zeigt den durch die Detektorakzeptanz modifizierten Verlauf einer gleichverteilt erzeugten $\Delta\varphi_\pi$ -Verteilung.

bedeutet aber nicht, daß damit bereits bestimmte Spin-Paritäts-Zustände ausgeschlossen werden könnten. Unterschiedliche Winkelverteilungen bei der Teilchenerzeugung können nämlich durchaus durch den Einfluß der Akzeptanz zu ähnlichen Winkelverteilungen in den gemessenen Ereignissen führen.

8.7 DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ lassen sich mit drei anderen experimentellen Ergebnissen vergleichen.

Im Vergleich zu der ersten Beobachtung dieses Prozesses bei TASSO /2.13/ und dem dort in breiteren $W_{\gamma\gamma}$ -Intervallen bestimmten Wirkungsquerschnitt liegen die neuen Werte systematisch höher (Abbildung 41).

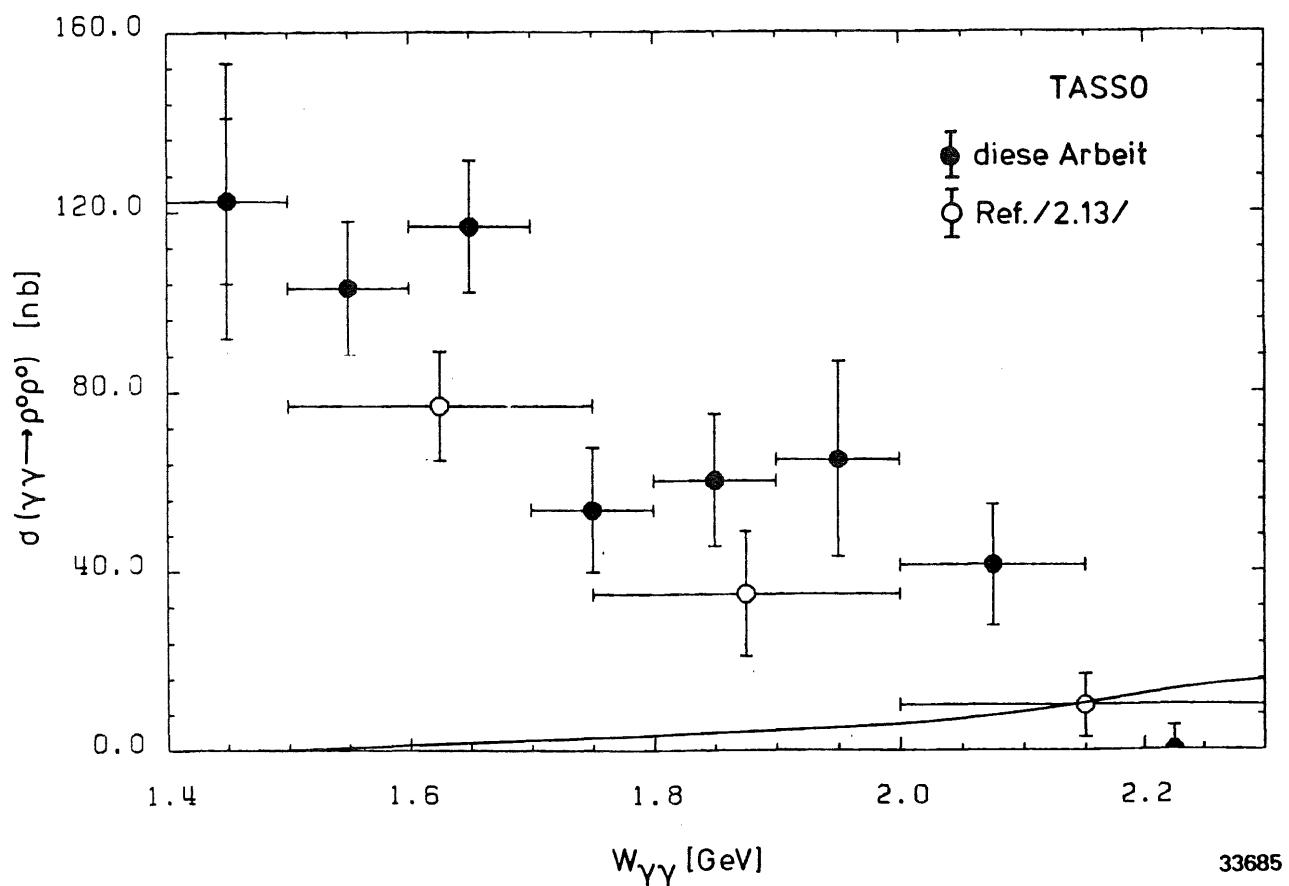


Abbildung 41. Vergleich mit der ersten Messung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$:

Die durchgezogene Linie ist die Erwartung des VDM-Modells.

Beide Messungen sind aber unter Einschluß der systematischen Fehler miteinander verträglich. Die systematische Verschiebung zu höheren Werten hat ihre Ursache in Verbesserungen der MC-Simulation.

Außerdem kann die für die Simulation gewählte Form der Winkelverteilungen für ϑ_ρ^* und ϑ_π^H systematische Änderungen der Akzeptanz hervorrufen. In der vorliegenden Arbeit wurde $\cos\vartheta_\rho^*$ und $\cos\vartheta_\pi^H$ gleichverteilt von 0 bis 1 angenommen, während in /2.13/ für $\cos\vartheta_\pi^H$ ein Verhalten wie $3/4 \cdot \sin^2 \vartheta_\pi^H$ benutzt wurde.

Die fünffach größere Datenmenge ermöglicht die Bestimmung eines weiteren Punktes zwischen 1.4 GeV und 1.5 GeV. Überraschenderweise liegt der Wirkungsquerschnitt für diesen Punkt genauso hoch wie zwischen 1.5 GeV und 1.7 GeV. Zu beachten ist allerdings der zusätzliche systematische Fehler für diesen Punkt.

In der Abbildung 41 auf Seite 80 ist eine aus /2.13/ entnommene sehr grobe VDM-Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für elastische $\rho^0\rho^0$ -Streuung eingetragen. Sie unterstreicht noch einmal, daß ein solches VDM-Modell nicht in der Lage ist, den gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0}$ zu erklären.

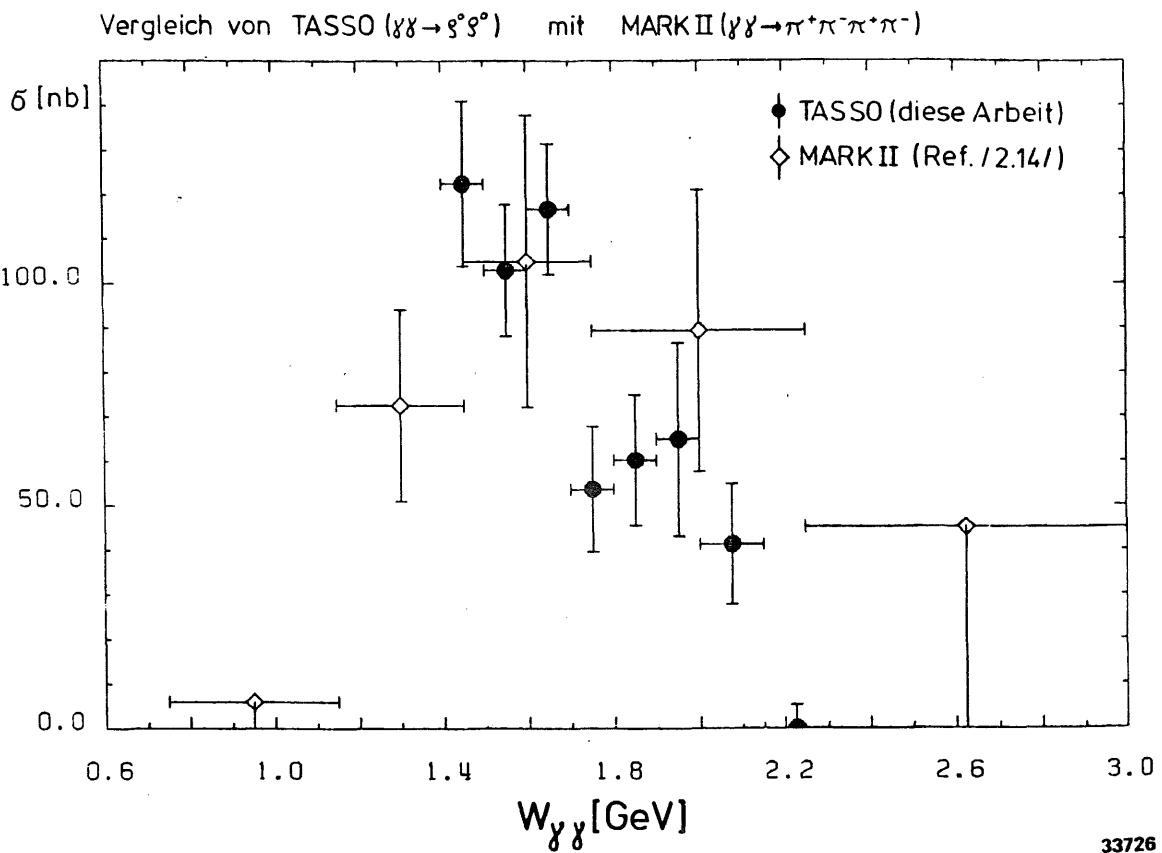


Abbildung 42. Vergleich mit der Messung von MARK II

Die bei MARK II gemessenen Wirkungsquerschnitte /2.14/ sind nur bedingt vergleichbar (Abbildung 42), da dort der Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ bestimmt wurde. Die Autoren weisen darauf hin, daß alle Ereignisse mit der Annahme einer reinen $\rho^0\rho^0$ -Produktion verträglich seien; ein Untergrund von 15 - 20% $\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ wird jedoch nicht ausgeschlossen. Vergleicht man unter diesem Vorbehalt beide Ergebnisse, so ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Die auf den ersten Blick bestehende Diskrepanz um $W_{\gamma\gamma} = 2$ GeV läßt sich dadurch erklären, daß für diesen Bereich der in der vorliegenden Arbeit bestimmte $\rho^0\rho^0$ -Anteil bei nur ca. 50% liegt.

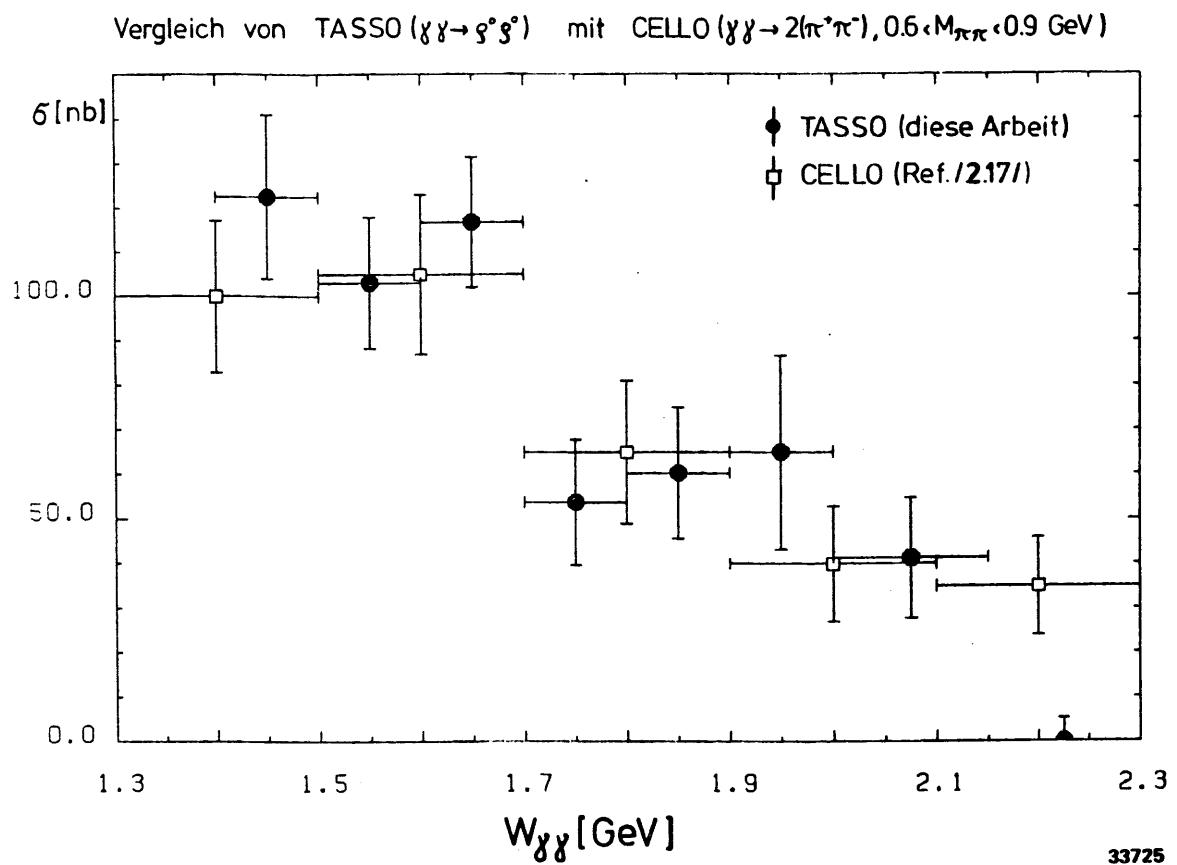


Abbildung 43. Vergleich mit der Messung von CELLO

Eine weitere Analyse, von der bisher nur vorläufige Ergebnisse vorliegen, wurde von der CELLO Kollaboration mit bei PETRA gemessenen Daten durchgeführt. /2.17/. Bei dieser Analyse wurde nicht wie in der vorliegenden Arbeit explizit der Anteil der $\rho^0\rho^0$ -Ereignisse bestimmt, sondern durch die Einschränkung des Massenbereichs für die $\pi^+\pi^-$ -Kombinationen auf $0.6 \leq M_{\pi\pi} \leq 0.9$ GeV eine Anreicherung im ρ^0 -Massenbereich erreicht (Abbildung 43). Die Übereinstimmung mit den in der vorliegenden Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnittswerten ist sowohl im Verlauf als auch in der Höhe gut.

Ein Vergleich der verschiedenen gemessenen Winkelverteilungen der Winkel ϑ_ρ^* und ϑ_π^H ist nicht ohne weiteres möglich, da die Voraussetzungen und die betrachteten $W_{\gamma\gamma}$ -Bereiche sehr unterschiedlich sind. So zeigt MARK II /2.14/ akzeptanzkorrigierte Verteilungen für den Bereich $1.15 \text{ GeV} \leq W_{\gamma\gamma} \leq 2.25 \text{ GeV}$ unter Benutzung aller gemessenen Ereignisse. Für den ρ -Zerfallswinkel zeigt sich ebenfalls Übereinstimmung mit einer isotropen Verteilung in $\cos\vartheta_\pi^H$, während für $\cos\vartheta_\rho^*$ eine Verteilung der Form $a+b\cdot\cos^2\vartheta_\rho^*$ die Daten beschreibt.

CELLO benutzte zur MC-Simulation eine isotrope Verteilung in $\cos\vartheta_\rho^*$ und für $\cos\vartheta_\pi^H$ eine $\sin^2\vartheta$ -Verteilung.

Insgesamt ist bei den drei Experimenten zur Zeit keine eindeutige Bevorzugung bestimmter Verteilungen festzustellen.

Von theoretischer Seite war die Resonanz auf die bisherigen Veröffentlichungen des überraschend hohen Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow \rho^* \rho^*}$ an der kinematischen Schwelle für diesen Prozeß sehr groß.

Mehrere Autoren schlugen zur Erklärung des gemessenen Wirkungsquerschnitts eine neue Resonanz vor /8.3, 8.4, 8.5, 8.6/. Dabei weisen die beiden Veröffentlichungen in /8.5, 8.6/ auf die Möglichkeit hin, daß diese Resonanz von einem sogenannten "Glue-Ball"¹⁷ herrühren könne. Aus verschiedenen Argumenten heraus kommen die Autoren auch zu unterschiedlichen Quantenzahlen J^{PC} für eine solche neue Resonanz. Kurz aufgelistet sind dies:

/8.3/ $J^{PC} = 0^{-+}$

/8.4/ $J^{PC} = 0^{++}$

/8.5/ $J^{PC} = 2^{-+}$

/8.6/ $J^{PC} = 2^{++}$

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit kann zu dem ersten Vorschlag ($J^{PC} = 0^{-+}$) bereits eine Aussage gemacht werden.

¹⁷ Ein Überblick über "Glue-Balls" findet sich zum Beispiel in /8.7/.

Der in Kap. 8.6 beschriebene Winkel $\Delta\varphi_\pi$ hat nämlich für eine in $\rho^0\rho^0$ zerfallende Resonanz mit $J^{PC} = 0^{-+}$ eine sehr charakteristische Verteilung. Für einen solchen Prozeß ist:

$$|\Psi(0^{-+})|^2 \sim \sin^2\vartheta_\pi^H \cdot \sin^2\vartheta_\pi^H \cdot \sin^2(\Delta\varphi_\pi)$$

Das heißt, daß die Zerfallsebenen der ρ^0 's bevorzugt senkrecht zueinander stehen. Abbildung 44 auf Seite 86 zeigt noch einmal die gemessene Verteilung für $\Delta\varphi_\pi$. Als Linien eingetragen sind die aus MC-Rechnungen erhaltenen Ergebnisse für eine in $\rho^0\rho^0$ zerfallende Resonanz mit $J^{PC} = 0^{-+}$ zusammen mit einem Untergrund aus 4-Pion-Phasenraum. Dabei wurde für die Resonanz ein Anteil von 80% angenommen, gemäß den Fitergebnissen für den $\rho^0\rho^0$ -Anteil aus Kap. 8.5. Das Integral der MC-Vorhersage wurde auf die Anzahl der Daten normiert.

Die Daten zeigen klar ein völlig anderes Verhalten als das Resonanzmodell. Dies ist besonders deutlich für den Bereich $\Delta\varphi_\pi < 30^\circ$, der von den Daten bevorzugt ist, im Gegensatz zu einer Resonanz mit $J^{PC} = 0^{-+}$, für die dieser Bereich stark unterdrückt sein sollte. Von daher kann ausgeschlossen werden, daß es sich hier überwiegend um eine Resonanz mit $J^{PC} = 0^{-+}$ handelt.

Es läßt sich grob abschätzen, wie groß der Anteil einer 0^{-+} -Resonanz maximal sein kann. Begrenzt wird der Anteil einer solchen Resonanz offensichtlich durch die tiefliegenden Meßpunkte für $\Delta\varphi_\pi > 45^\circ$. Legt man wieder einen Untergrundanteil von 20% 4π-Phasenraum zugrunde, so kann man höchstens noch einen Anteil von ca. 30% aus einer 0^{-+} -Resonanz hinzufügen, ohne mit den Meßpunkten oberhalb von 45° in Widerspruch zu kommen. Ein weiterer, dritter Anteil müßte dann allerdings zur Erklärung der Meßpunkte unterhalb von 45° herangezogen werden.

Es gibt noch weitere Vorschläge von theoretischer Seite, die hier nur kurz erwähnt werden sollen.

Zwei Autoren /8.8/ beschäftigen sich mit der Überlegung, daß die ρ^0 's Zerfallsprodukte eines aus 4 Quarks zusammengesetzten Zustandes /8.9/ sein könnten. Eine weitere Arbeit betrachtet den Prozeß $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\pi^+\pi^-$ als einen weiteren Beitrag zur 4 Pion Produktion /8.10/. Diese Rechnungen zeigen nach Meinung der Autoren, daß dieser Prozeß über die Kontakt-Graphen wesentlich zum Wirkungsquerschnitt beitragen sollte und nicht zu vernachlässigen sei. Zuletzt sei noch eine Arbeit erwähnt, die den hohen Wirkungsquerschnitt durch einen Schwelleneffekt erklärt, der durch einen Überlapp der Quarkwellenfunktionen hervorgerufen wird /8.11/.

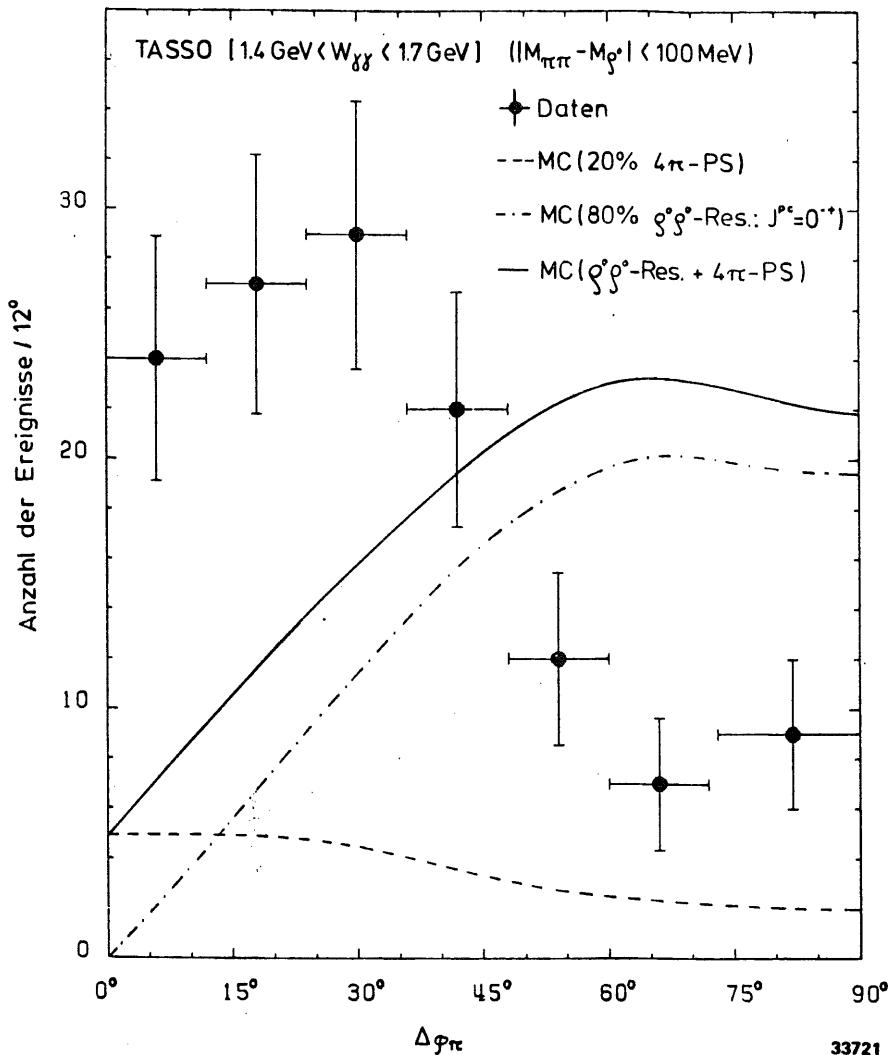


Abbildung 44. Verteilung der Winkel zwischen den ρ^0 -Zerfallsebenen

Zwischenzeitlich konnten mit dem TASSO-Detektor ungefähr weitere 20000 nb^{-1} gesammelt werden mit einem Trigger, dessen Empfindlichkeit für geladene 4-Spur-Ereignisse im Vergleich zu dem für diese Arbeit benutzten Trigger wesentlich verbessert werden konnte. Die Auswertung dieser Daten ist zur Zeit noch im Gange.

9.0 ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß es auch ohne spezielle Markierung (TAG) möglich ist, hadronische Endzustände des $\gamma\gamma$ -Prozesses abzutrennen und den verbleibenden Untergrund aus dem 1γ -Prozeß mit genügender Genauigkeit zu beschreiben.

Aus den hadronischen Endzuständen wurde dann der exklusive Kanal $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ genau untersucht. Dieser Endzustand wird nahe der kinematischen Schwelle dominiert durch die Erzeugung von zwei ρ^0 's, die dann in je zwei Pionen zerfallen. Der Anteil des Prozesses $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ wurde im $W_{\gamma\gamma}$ -Bereich von 1.4 GeV bis 2.0 GeV in 100 Mev Intervallen bestimmt und der Wirkungsquerschnitt berechnet. Er erreicht zwischen 1.4 GeV und 1.7 GeV eine Höhe von um 100 nb.

Die Winkelverteilungen für Produktion und Zerfall der ρ^0 's sind mit der Annahme isotroper Winkelverteilungen verträglich.

Außerdem wurde die Verteilung der Winkel zwischen den ρ^0 -Zerfallsebenen untersucht. Aus einer Analyse dieser Verteilung konnte gezeigt werden, daß der hohe Wirkungsquerschnitt nicht von einer Resonanz mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$ dominiert wird, wie dies unter anderem vorgeschlagen wurde.

A.0 DAS TASSO-KOORDINATENSYSTEM

In diesem Anhang wird eine zusammenfassende Darstellung des TASSO-Koordinatensystems und der zur Darstellung von Spuren und Ereignissen benutzten Parameter gegeben.

Orte im TASSO-Detektor werden in einem rechtshändigen orthogonalen Koordinatensystem angegeben (Abbildung 45).

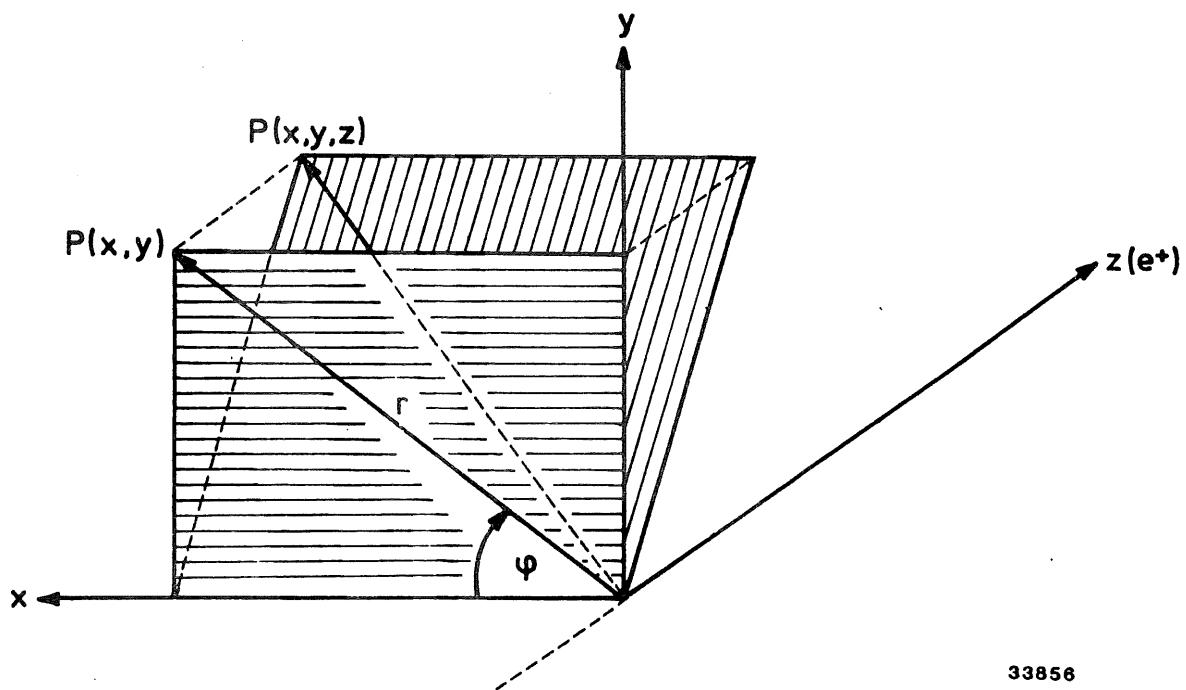
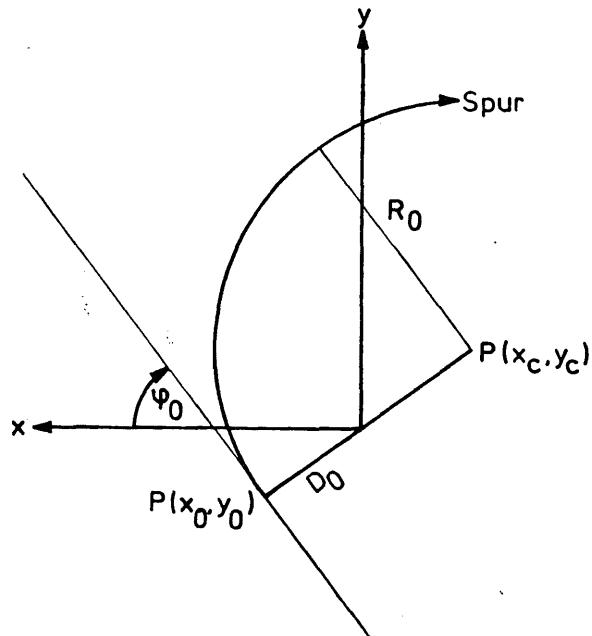


Abbildung 45. Das TASSO Koordinatensystem

Die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Speicherrings und die y-Achse senkrecht nach oben. Die z-Achse liegt in der Strahlachse und zeigt in die Flugrichtung der Positronen. Da die Komponenten des Innendetektors alle die Form von Zylindern mit der z-Achse als Symmetriearchse haben, werden sehr oft auch Zylinderkoordinaten verwandt. So wird die von der x und y-Achse aufgespannte Ebene als $r\text{-}\varphi$ -Ebene bezeichnet (waagrecht schraffiert). Die Impulskomponente von Teilchen in dieser Ebene ist der Transversalimpuls (p_t). Der Longitudinalimpuls ist die Komponente in Richtung der z-Achse. Da das Magnetfeld parallel zur z-Achse verläuft, erfahren geladene Teilchen eine Ablenkung genau in der senkrecht auf der z-Achse stehenden $r\text{-}\varphi$ -Ebene. Daher haben die Teilchenbahnen die Form einer Schraubenlinie, wobei die Projektionen auf die $r\text{-}\varphi$ -Ebene Kreise beschreiben.

TASSO - Spur - Parametrisierung



33544

Abbildung 46. Spurparameter in der r - φ -Ebene

Spuren im Detektor werden mit folgenden Parametern beschrieben (Abbildung 46).

Der Radius (R_0) der Spur ist direkt proportional zu p_t . Er wird immer positiv angegeben. Der kleinste Abstand zwischen dem Koordinatenmittelpunkt und einem Punkt der Spur $P(x_0, y_0)$ wird als D_0 bezeichnet. Der Mittelpunkt des Spurkreises hat die Koordinaten x_c und y_c . Definitionsgemäß ist die Strecke D_0 größer 0, wenn sie innerhalb des Spurkreises liegt, andernfalls ist D_0 kleiner 0. φ_0 ist der Winkel zwischen der x -Achse und der Tangente an die Spur in der r - φ -Ebene im Punkt $P(x_0, y_0)$. Der Steigungswinkel der Schraubenlinie ("Dip"-Winkel) wird mit λ bezeichnet. Er ist positiv, wenn die Impulskomponente \vec{p}_z des dazugehörigen Teilchens positiv ist.

Außerdem wird das Ladungsvorzeichen Q_1 angegeben. Bei der derzeitigen Polung des Magnetfeldes und Blick in die positive z -Koordinate sind positive Spuren entgegen dem Uhrzeigersinn gekrümmmt. z_0 ist die Koordinate des Schnittpunkts der Projektion der Spur auf die x - z -Ebene mit der z -Achse.

Häufig benutzte Größen für ein aus mehreren Spuren bestehendes Ereignis sind die Ortskoordinaten des gemeinsamen Ursprungs (Vertex) aller Spuren (X_v , Y_v , Z_v). Benutzt wird auch der Abstand des Vertex von der Strahlachse in der r - φ -Ebene D_v .

B.0 DER CDC-PROZESSOR (PREPRO)

Dieser Anhang beschreibt die Funktionsweise des CDC-Preprozessors. Er bestimmt gerade bei $\gamma\gamma$ -Reaktionen und den dabei auftretenden niedrigen Teilchenmultiplizitäten entscheidend die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse aus solchen Prozessen.

Der CDC-Preprozessor (PREPRO) erkennt geladene Spuren im Zentraldetektor innerhalb einiger μ sec. Er ist eine aus festverdrahteten Logikschaltungen bestehende Elektronikeinheit. Er wurde für das TASSO-Experiment bei DESY (F58) entwickelt und von einer Elektronik-Firma gebaut /A2.1/.

Für die Spurerkennung stehen Informationen des CPC-Prozessors¹⁸, der ITOF's und der CDC zur Verfügung.

Der CPC-Prozessor liefert Informationen über mögliche geladene Spuren in der Proportionalkammer, indem er an der entsprechenden Stelle des Umfangs eines von 48 möglichen Bits setzt. Ebenso gibt es von den 48 ITOF-Zählern je ein Signal, wenn beide Seiten eines Zählers angesprochen haben (Mean-Timer-Bit). Von der CDC erhält der PREPRO aus 6 ausgewählten 0° -Lagen (1,2,3,5,7,8) die Information, welche der Driftzellen in diesen Lagen angesprochen haben. Die Driftzeitinformation wird hierbei nicht benutzt.

Über 63 Eingangsmodule zu je 16 Kanälen werden die Informationen auf ein bestimmtes Signal hin eingelesen. Die Erkennung von Spuren geschieht in 72 FPLA's (field programmable logic arrays), wobei jeweils ein FPLA einer der 72 Zellen der innersten 0° -Lage der CDC zugeordnet ist. 15 sich in der Krümmung unterscheidende mögliche Spuren (Masken), die durch das Gebiet der zugeordneten Zelle in der innersten Lage der CDC gehen, sind in jedem der FPLA's gespeichert. Außerdem gehören zu jeder der Masken bestimmte CPC- und ITOF-Bits (Abbildung 47 auf Seite 92).

Bedingt durch die "Breite" einer Maske gibt es in den Masken bis zu 55 Möglichkeiten (für jede Maske verschieden), die Bedingung zu erfüllen, daß in 5 der 6 0° -Lagen mindestens eine Zelle angesprochen hat und ein dazugehöriges CPC-Bit gesetzt ist.

¹⁸ Aufbau und Arbeitsweise des CPC-Prozessors sind in /5.3/ beschrieben.

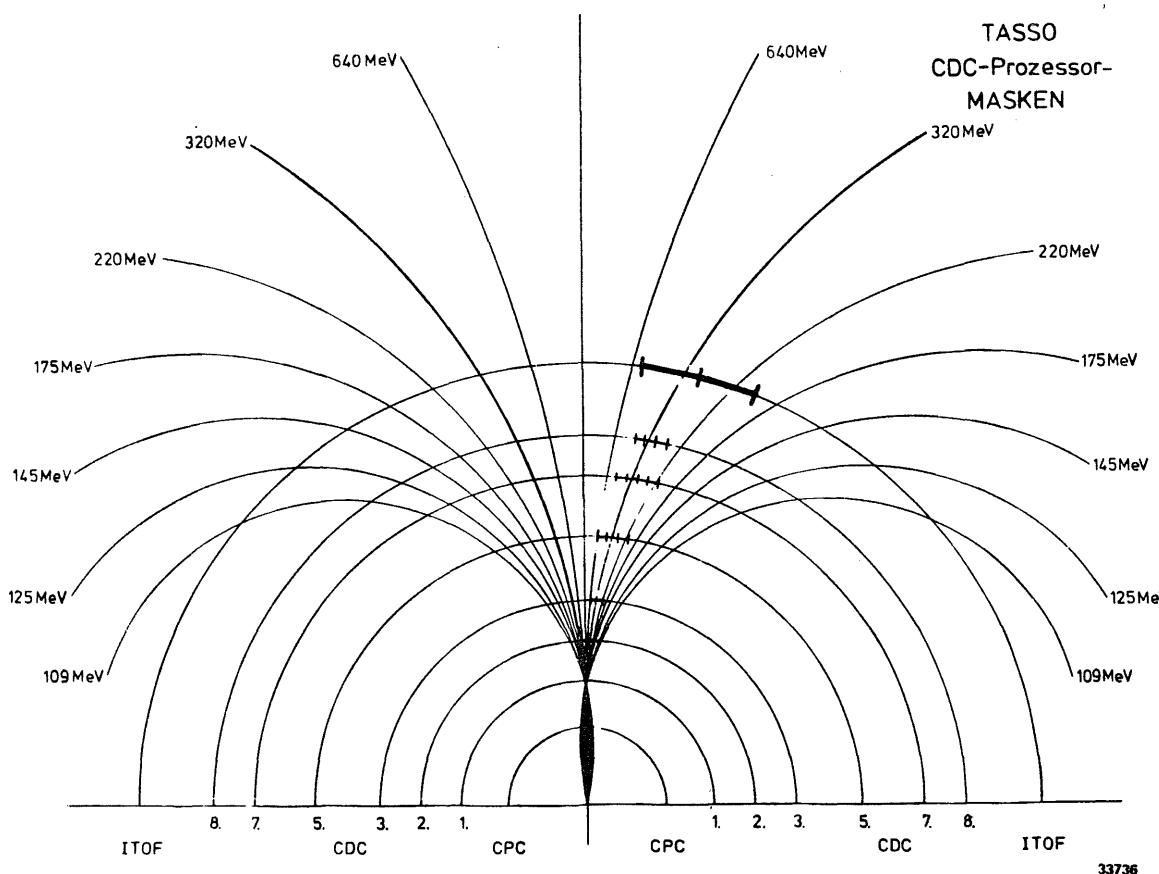


Abbildung 47. Darstellung der PREPRO-Masken

Alle Möglichkeiten einer Maske werden in einem logischen ODER zusammengefaßt und, falls die Bedingung erfüllt ist, wird das daraus entstehende Signal FPLA-Spur genannt. Eine Spur gilt dann als erkannt, wenn ein gesetzter ITOF-Zähler von einer FPLA-Spur geschnitten wird. Maximal können also 48 Spuren erkannt werden.

Da zu jeder Maske bis zu 4 ITOF's zugeordnet sind, zählt der PREPRO eine wahre Spur, bei der mehrere benachbarte ITOF's angesprochen haben, auch als mehrere Spuren.

Die Masken repräsentieren aufgrund ihrer verschiedenen starken Krümmung verschiedene p_t -Bereiche (Abbildung 47). Wieviele der 15 Masken bei der Suche berücksichtigt werden sollen, kann über eine CAMAC-Verbindung vom Experimentrechner gesteuert werden.

In der weiteren Logik werden nun die Anzahl der gefundenen Spuren und deren Lage ausgewertet. In der sogenannten Majoritätslogik kann man die Anzahl der Spuren wählen, für die der PREPRO ein Ausgangssignal setzen soll. Es wird eine obere und eine untere Grenze gesetzt.

Zusätzlich gibt es speziell für Bhabhaereignisse (und Höhenstrahlereignisse) einen sogenannten Topologietrigger. Er gibt ein Ausgangssignal, wenn Spuren gefunden wurden, deren dazugehörige ITOF's sich innerhalb einer Toleranz von ± 3 ITOF's gegenüberliegen müssen (grobe Topologie). Für Spezialfälle gibt es noch die Möglichkeit, Spuren in genau gegenüberliegenden ITOF's zu verlangen, die nur in den beiden höchsten p_t -Masken gefunden worden sind (feine Topologie). Für beide Topologietrigger gibt es die Möglichkeit, die Anzahl der Spuren auf genau 2 zu begrenzen.

C.0 SIMULATION DER ANSPRECHWAHRSCHEINLICHKEITEN IM MC-PROGRAMM

In diesem Anhang werden die Grundlagen des Teils desjenigen Monte-Carlo-Programms (MC-Programm) ausführlicher beschrieben, in dem der Einfluß des Detektors, des Triggers, der Spurrekonstruktion und die Reduktion der Daten simuliert wird.

Die Einteilung entspricht genau dem zweiten Abschnitt des Flußdiagramms des MC-Programms (Abbildung 16 auf Seite 40).

- Detektoreinfluß
 - Kernstreuung
 - γ -Konversion
 - Energieverlust (dE/dx)
 - Coulomb Vielfachstreuung
- Trigger
- Datenreduktion
- Spurfit

Bei den physikalischen Prozessen werden die verwendeten Formeln zusammen mit den für den TASSO-Detektor gültigen Parametern angegeben.

Da, wo aus Messungen gewonnene Wahrscheinlichkeiten eingehen (Trigger, Spurrekonstruktion usw.), wird beschrieben, wie diese ermittelt wurden und dann im MC-Programm benutzt werden.

C.1 DER EINFLUSS DES DETEKTORS.

C.1.1 Kernstreuung

Auf ihrem Weg vom Wechselwirkungspunkt zur Driftkammer können Teilchen durch Streuung an Atomkernen des dazwischenliegenden Materials absorbiert (inelastische Str.) oder um einen Winkel gestreut werden (elastische Str.).

Die Wahrscheinlichkeit für die Wechselwirkung eines Teilchens mit einem Kern ist:

$$(12) \quad P_{\text{KERN}} = 1 - \exp[-(N_k \cdot \sigma_{\text{ktot}} / \sin \vartheta)]$$

Sie hängt von der Anzahl der Kerne pro cm^2 (N_k) und dem Wirkungsquerschnitt (σ_{ktot}) ab. Die Division durch $\sin \vartheta$ berücksichtigt den längeren Weg bei schrägem Durchgang durch das Material.

Die letzte Spalte in Tab. 4 (S.98) enthält für die verschiedenen Materialien die Anzahl der Atomkerne pro $\text{cm}^2 \times 10^{-22}$.

Der Wirkungsquerschnitt (σ_{ktot}) ist abhängig von der Teilchensorte, dem Impuls des Teilchens und dem Material.

Experimentelle Ergebnisse gibt es vor allem für Reaktionen am Kohlenstoff (C^{12}). Aus verschiedenen Messungen an anderen Materialien weiß man, daß sich die Wirkungsquerschnitte in guter Näherung wie $A^{0.75}$ verhalten. Im Programm werden nur die Wirkungsquerschnitte für C^{12} tabelliert und für andere Materialien entsprechend modifiziert.

$$(13) \quad \sigma_{\text{ktot}} = \sigma_{\text{ctot}} \left(\frac{A_k}{A_c} \right)^{0.75}$$

Wirkungsquerschnitte wurden für Pionen, Kaonen und Protonen (π^- , π^+ , K^- , K^+ , p und \bar{p}) in Abhängigkeit vom Impuls tabelliert /A3.1, A3.2/

Der totale Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen setzt sich zusammen aus einem inelastischen (σ_{in}) und einem elastischen (σ_{el}) Teil. Das Verhältnis $\alpha = \sigma_{\text{el}} / \sigma_{\text{ktot}}$ ist ebenfalls gemessen für die Streuung von π^- , π^+ und p . Für \bar{p} wurde der gleiche Verlauf wie für p und für die Kaonen der gleiche wie für die Pionen angenommen.

Im Programm wird zuerst P_{KERN} bestimmt und dann entsprechend dem Verhältnis α unterschieden in Verlust oder Streuung um einen Winkel τ . Die Streuwinkelverteilung wird berechnet aus:

$$(14) \quad dN/dt \sim \exp(-bt), \quad t = \text{Impulsübertrag}$$

Die Steigung b ist nach dem optischen Modell für Streuung an einer durchlässigen Scheibe gleich $\sigma_{\text{ktot}} / 16\pi\alpha$ gesetzt worden.

Die aus der Kernstreuung resultierende Winkeländerung der Teilchenspur wird benutzt, um die sich ergebenden Änderungen der Impulskomponenten und der Spurparameter D_0 und z_0 zu berechnen.

C.1.2 γ -Konversion

Die Wahrscheinlichkeit für Photonkonversion ist:

$$(15) \quad \eta_1 = 1 - \exp[-(\sigma_{\gamma \rightarrow ee} \times X / \sin \vartheta)]$$

wobei X für die Dicke des Materials in Einheiten der Strahlungslänge (X_0) und

$\sigma_{\gamma \rightarrow ee}$ für den Wirkungsquerschnitt in Einheiten der inversen Strahlungslänge (X_0^{-1}) stehen.

Zwischen 100 MeV und 1 GeV Photonenergie steigt $\sigma_{\gamma \rightarrow ee}$ von $0.62 X_0^{-1}$ bis auf den Grenzwert von $0.78 X_0^{-1}$ an. Die Konversionswahrscheinlichkeit wird für jede Detektorkomponente getrennt berechnet, wobei ein mittlerer Radius benutzt wird.

Aus dem Abstand des Konversionspunktes vom Wechselwirkungspunkt und dem Transversalimpuls des erzeugten e^+e^- -Paars lässt sich dann leicht das resultierende D_0 der Spuren des Elektrons und Positrons errechnen.

Die Aufteilung des Photonimpulses auf Elektron und Positron wird gleichverteilt gewürfelt.

Die im MC-Programm berücksichtigten Detektorkomponenten und die für die γ -Konversion benutzten Parameter sind in der Tab. 4 (S.98) aufgeführt.

C.1.3 Energieverlust (dE/dx)

Für Elektronen wird der Energieverlust entsprechend der Formel

$$(16) \quad dE/dx = X \times [A + B \times \log_{10}(E)]$$

berechnet.

A und B sind Materialkonstanten, X ist wieder die Materialdicke in Strahlungslängen und E die Energie des Elektrons. Diese Formel ist nur gültig für hochrelativistische Elektronen.

Komponente Material	mittl. Radius (cm)	Dicke (cm)	Dicke in Strahlungs- längen (X_0)	Atomkerne ($\text{cm}^{-2} 10^{-22}$)
Strahlrohr: Aluminium Kunststoffe	13.4	0.4 1.05	.045 .013	2.40 4.00
Strahlrohr- zähler: Szintillator	15.1	0.5	.012	3.88
Proportional- kammer: Kunststoffe Kupfer Aluminium	23.3	7.30 0.03 0.02	.011 .019 .002	3.90 0.25 0.12
Zinnschild: (Jan 80 - Okt 80) Aluminium Zinn	32.0	0.20 0.06	.022 .050	1.20 0.22
Driftkammer- innenrohr: Fiberglas	32.5	0.50	.024	3.60
Summe ohne Zinnschild			.198	19.57
			.126	18.13

Tabelle 4. Material im TASSO Innendetektor

Für alle anderen Teilchen wird der Energieverlust nach einer von Sternheimer angegebenen Formel /A3.3/ berechnet:

$$(17) \quad dE/dx = \xi \times [B + X(m_0, \beta) - \delta]$$

wobei

- ξ die Materialdicke in Einheiten von $\text{MeV}/(\text{g} \times \text{cm}^{-2})$ beschreibt,
- B das Ionisationspotential beinhaltet
- δ Dichtekorrekturen berücksichtigt und
- $X(m_0, \beta)$ das durchfliegende Teilchen beschreibt.

Die Parameter A,B sind materialabhängig und in /A3.3/ tabelliert.

Die Verteilung um den so errechneten Mittelwert und auch die Ausläufer zu hohen Energieverlusten werden für Teilchenimpulse größer als 100 MeV/c und die vorkommenden Materialdicken durch eine Landau-Verteilung beschrieben /A3.4/. Es ist zu beachten, daß für kleinere Impulse und dicke Materialien die Landau-Verteilung aber nicht gültig ist.

C.1.4 Vielfachstreuung

Die Formel für den mittleren Streuwinkel in Abhängigkeit von dem durchquerten Material (X in Strahlungslängen) und Impuls (P) und Geschwindigkeit (β) eines Teilchens findet sich in /A3.5/.

$$(18) \quad \langle \vartheta_0 \rangle = \frac{20 \text{ MeV/c}}{P \cdot \beta} \sqrt{X} \left[1 + \frac{1}{9} \log_{10} (X) \right]$$

Dieser räumliche Winkel ϑ_0 hängt mit dem in eine Ebene projizierten Winkel ϑ_{Ebene} zusammen:

$$(19) \quad \langle \vartheta_0 \rangle = \sqrt{2} \langle \vartheta_{\text{Ebene}} \rangle$$

Das Programm würfelt mit $\sigma = \vartheta_{\text{Ebene}}$ normalverteilte Streuwinkel in zwei Ebenen senkrecht zum Impulsvektor P. Die Winkeländerung drückt sich aus in einer Änderung der Impulsvektoren \vec{p}_x , \vec{p}_y und \vec{p}_z mit der Nebenbedingung, daß $|P|$ gleich bleibt.

Zur Berechnung des aus der Winkeländerung resultierenden D_0 und z_0 der Spur wird als effektiver Streupunkt das Innenrohr der CDC genommen ($R_0=30\text{cm}$).

Die Ortsversetzung der Spur des Teilchen ist klein und wird nicht berücksichtigt.

C.2 DER EINFLUSS DES TRIGGERS

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers wird im Wesentlichen durch das Verhalten des PREPRO bestimmt. Daher ist eine gute Kenntnis seiner Nachweiswahrscheinlichkeit für die Analyse von entscheidender Bedeutung. Das gilt besonders für Analysen des $\gamma\gamma$ -Prozesses, da die dabei auftretenden Ereignisse überwiegend kleine Multiplizitäten geladener Teilchen haben, während beim 1γ -Prozeß bei Strahlenergien von 17 GeV im Mittel 14 geladene Teilchen erzeugt werden.

Um die Ansprechwahrscheinlichkeiten des PREPRO's zu bestimmen, wurde folgendes Verfahren angewandt. In einem Simulationsprogramm werden alle im PREPRO eingebauten Masken gespeichert. Dann werden die Informationen gemessener Ereignisse eingegeben (angesprochene CDC-Drähte, ITOF-Mean-Timer Bits, CPC-Prozessor Bits) und exakt das Verhalten des PREPRO nachvollzogen (Anhang B).

Dazu ist es zuerst notwendig, Ereignisse auszuwählen, die möglichst nicht bereits durch den PREPRO beeinflußt sind (frei von "Triggerbias"). Nach folgenden Kriterien wurden zwei unabhängige Datensätze erstellt.

1. Der erste Datensatz enthält Ereignisse, die aufgrund von Triggern (siehe Kapitel 5) ausgelesen wurden, die jeweils nur mindestens eine PREPRO-Spur verlangen.
2. Der zweite Datensatz enthält Ereignisse verschiedener Trigger die in der Datenanalyse als hadronische Ereignisse identifiziert wurden. Für diese Ereignisse wurden im Trigger mindestens zwischen einer und vier PREPRO-Spuren verlangt.

Aus beiden Datensätzen werden nur solche Ereignisse zur Bestimmung der PREPRO-Effizienz benutzt, die mindestens eine Spur mehr als im Trigger verlangt und weniger als 7 Spuren haben. Die Spuren müssen ein $D_0 < 1$ cm und ein $p_t > 0.1$ GeV/c haben. Die Beschränkung auf maximal 6 Spuren vermeidet weitgehend unkontrollierbare Überschneidungen der Spuren. Die Forderung, daß die Ereignisse bei der Datennahme nicht von den PREPRO-Eigenschaften beeinflußt sind, wird dadurch erfüllt, daß mindestens eine Spur mehr vorhanden sein muß, als vom Trigger verlangt wurde.

Verglichen werden die vom Simulationsprogramm gefundenen Ergebnisse mit den Spuren, die MILL gefunden hat. Diese wurden als wahre Spuren angenommen. Es wurde geprüft, welchen ITOF-Zähler die MILL-Spur trifft und ob auch das entsprechende Bit aus der PREPRO-Simulation gesetzt ist. Die daraus folgende Nachweiswahrscheinlichkeit wurde in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der MILL-Spur bestimmt. Das Resultat für beide Datensätze zeigt die Abbildung 48 auf Seite 102.

Man sieht, daß für den Datensatz 1 im Bereich von 220 MeV/c bis 350 MeV/c die Effizienz bis zu 5% höher liegt, als für den zweiten Datensatz. Woher dieser Unterschied kommt, konnte bisher noch nicht geklärt werden.

Da in das PREPRO-Simulationsprogramm die gemessene Information der ITOF-Zähler und des CPC-Prozessors eingehen, wird durch diese Prozedur gleichzeitig auch deren Effizienz mitbestimmt.

Da der PREPRO gefundene Spuren durch die Nummer des zugeordneten ITOF-Zählers angibt, kann es passieren, falls zwei benachbarte Zähler angesprochen haben, auf die aber nur eine wahre Spur zielt, daß der PREPRO diese eine Spur beiden ITOF's zuordnet, folglich 2 Spuren zählt. Die Wahrscheinlichkeit, daß dies passiert, beträgt immerhin 8% für jede echte Spur unabhängig vom Transversalimpuls. Die Folge davon ist zum Beispiel, daß der Trigger für ein Ereignis mit nur 3 geladenen Spuren ansprechen kann, obwohl er dies eigentlich erst ab 4 Spuren sollte.

C.3 DER EINFLUSS DER DATENAUFBEREITUNG (FOREST)

Die genaue Kenntnis der Effizienz des schnellen Spurrekonstruktionsprogramms FOREST ist ebenfalls sehr wesentlich für die Auswertung von $\gamma\gamma$ -Ereignissen. Auch hier ist wie beim PREPRO die geringe Multiplizität der Ereignisse der Grund.

Mit den von FOREST gefundenen Spuren wird nämlich die Hauptdatenselektion durchgeführt, bei der mindestens 3 in der $r\text{-}\varphi$ -Ebene und 2 davon auch in der z_0 -Koordinate rekonstruierte Spuren verlangt werden. Es ist leicht einzusehen, daß die Verluste, die hierbei auftreten, eher Ereignisse mit kleinen Multiplizitäten betreffen, als solche mit hohen.

Die Effizienz von FOREST wurde ebenfalls in Abhängigkeit von p_t bestimmt durch Vergleich der Ergebnisse von FOREST und MILL.

Alle hierfür verwendbaren Ereignisse haben aber die allgemeine Datenaufbereitung und somit auch FOREST und die darauf folgenden Schnitte passt. Um unzulässige Einflüsse dieser Schnitte auszuschalten, wurden nur

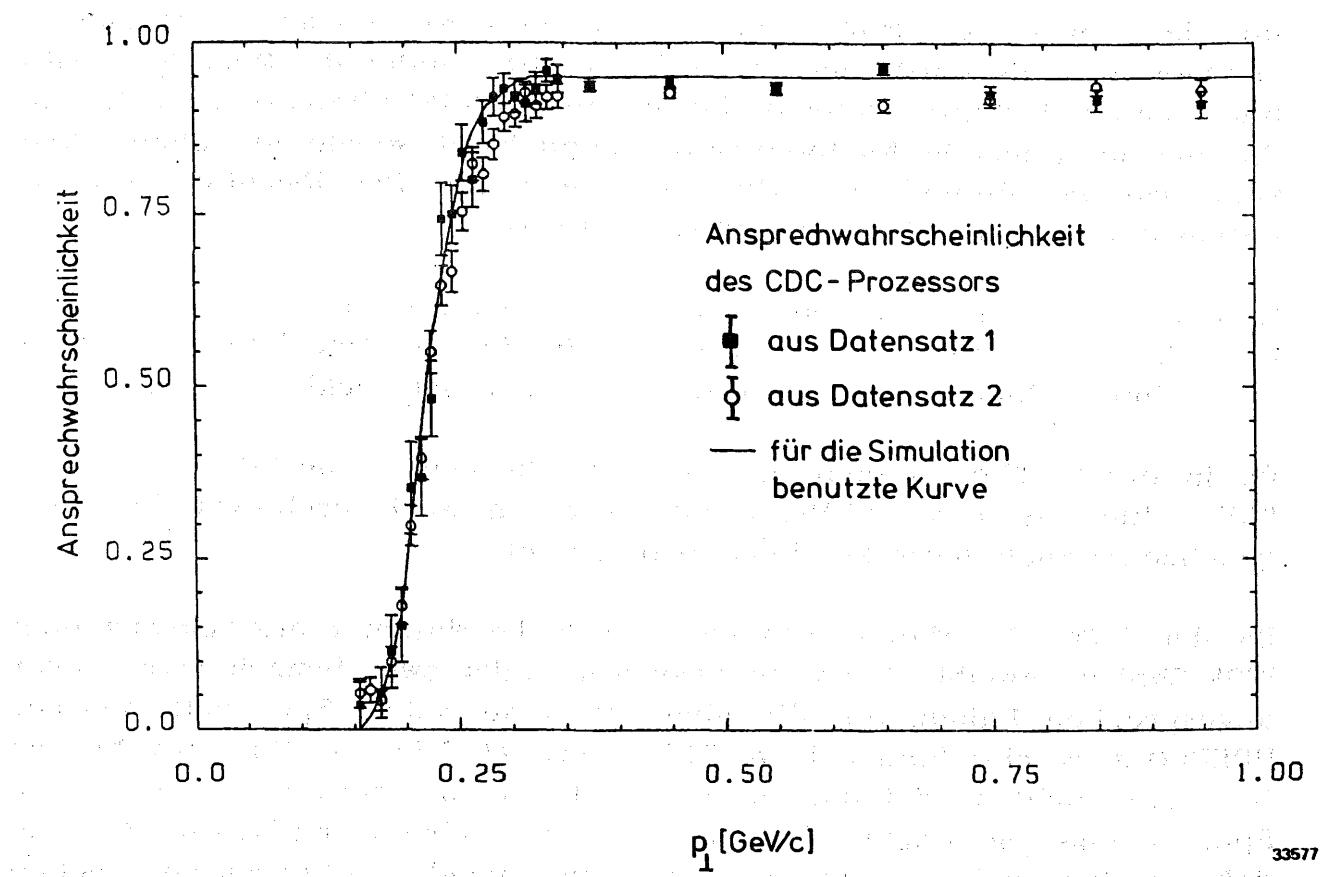


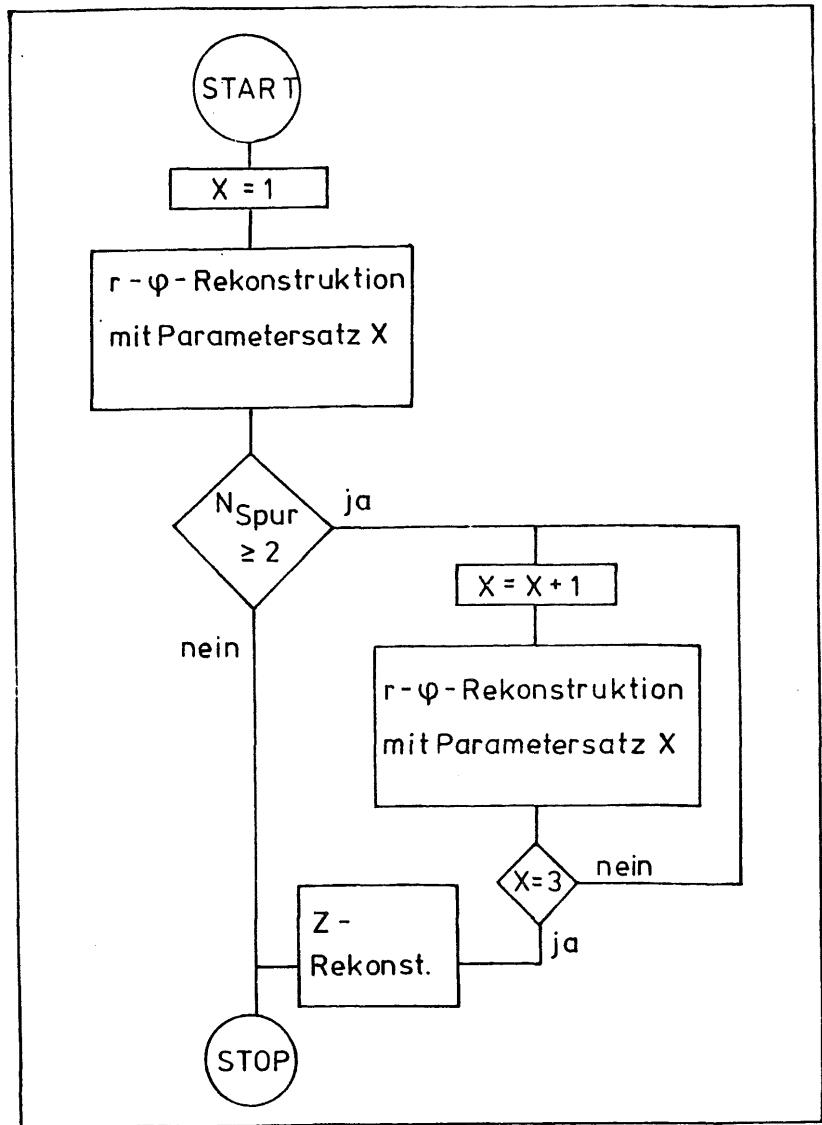
Abbildung 48. Ansprechwahrscheinlichkeit des CDC-Prozessors:

Die Kurve gilt für die PREPRO-Maske von nominal 320 MeV/c.

solche Spuren benutzt, die zum Passieren der Schnitte nicht notwendig gewesen waren.

Bei der Spurrekonstruktion geht FOREST in mehreren Schritten vor. Abbildung 49 auf Seite 103 zeigt das Flußdiagramm des Programms.

FOREST startet die Suche nach Spuren in den 0° -Lagen mit einem Parametersatz, der eindeutige Spuren und solche mit höherem p_t bevorzugt und schnell findet.



FOREST - Flußdiagramm

33579

Abbildung 49. Flußdiagramm des FOREST-Programms

Nach diesem ersten Durchgang wird verlangt, daß mindestens zwei Spuren gefunden wurden. Diese Abfrage dient der Beschleunigung des Programms. Erst wenn diese Bedingung erfüllt ist, startet das Programm mit anderen Parametern, die auch auf kleinere p_t empfindlich und auch weniger restriktiv in den Kriterien für eine mögliche Spur sind, die Suche nach weiteren Spuren in der 0° -Lagen. Wenn dann die Rekonstruktion der Spuren in der r - φ -Projektion abgeschlossen ist, wird der Programmteil zur

Rekonstruktion der z_0 -Koordinaten der in der r - φ -Ebene gefundenen Spuren gestartet.

In der Abbildung 50 sind die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Schritte von FOREST zusammengestellt, so wie sie im Monte-Carlo-Programm benutzt werden.

Anfang 1981 wurde FOREST leicht modifiziert, was eine verbesserte Effizienz für den ersten Parametersatz zur Folge hatte.

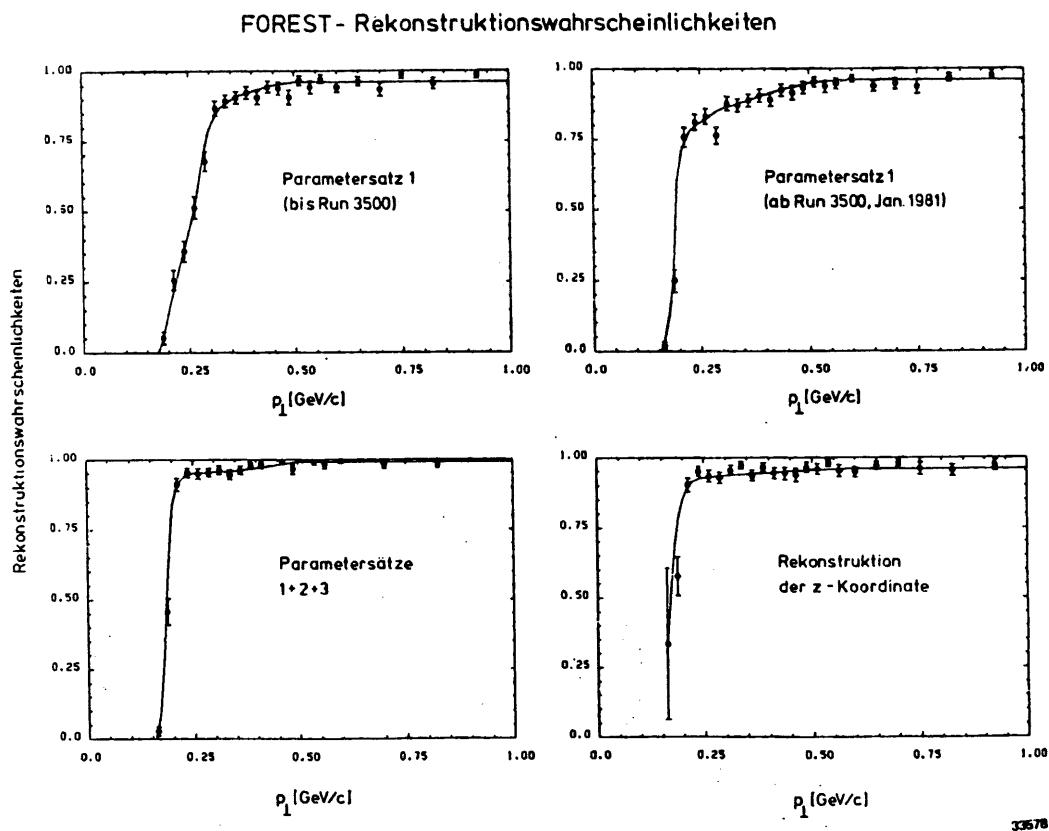


Abbildung 50. Rekonstruktionswahrscheinlichkeit von FOREST

Diese Werte sind gültig, wenn die Spuren durch alle neun 0° -Lagen gehen. Die Verminderung der Effizienz bei weniger als 9 Lagen wurde ebenfalls bestimmt und wird auch im Monte-Carlo-Programm berücksichtigt.

C.4 DER EINFLUSS DES MILL-PROGRAMMS UND DES SPURFITS

In erster Näherung wird angenommen, daß MILL alle Spuren findet, die die ersten fünf 0° -Lagen der CDC durchquert und ein $p_t > 0.1$ GeV/c haben. Aus Ref. 4.3 kann man entnehmen, daß die Wahrscheinlichkeit P_0 , daß ein möglicher Ansprecher (Hit) in einer Driftkammerlage auch einer Spur zugeordnet wird, 92% beträgt (diese Zahl schließt auch elektronische Verluste ein). Damit kann man die Wahrscheinlichkeit η_{MILL} berechnen, mit welcher einer Spur mindestens 5 Hits zugeordnet werden. Allgemein gilt:

$$(20) \quad \eta_{MILL} = \sum_{n=n_0}^m \binom{m}{n} \cdot P_0^n \cdot (1-P_0)^{m-n}$$

Dabei ist m die Anzahl der von dem Teilchen durchquerten Lagen und n_0 die Mindestzahl der Hits. Das gleiche gilt analog für die Stereo-Lagen, wobei MILL hier mindestens 3 Hits verlangt, um eine Spur in der z_0 -Koordinate rekonstruieren zu können.

Diese Annahmen sind allerdings bei Ereignissen mit hohen Teilchenzahlen und eng beieinanderliegenden Spuren nur mit Einschränkungen gültig. Falls nämlich zwei Spuren durch die gleiche Driftzelle gehen, muß zusätzlich berücksichtigt werden, daß aufgrund der Elektronik nur maximal ein Hit pro Driftzelle nachgewiesen werden kann. Das heißt, daß eine der beiden Spuren für die Rekonstruktion einen Hit weniger zur Verfügung hat.

Der Fehler in den Spurparametern hängt vom Fehler der Ortsmessung und von der Vielfachstreuung im Bereich der CDC ab. Die Formeln für die Auflösung im Radius (R_0), φ_0 und ϑ der Spuren sind aus /4.3/ Anhang 4 entnommen. In der gleichen Arbeit werden auch die für die CDC spezifischen Konstanten und die Ortsauflösung der CDC angegeben.

QUELLENVERZEICHNIS

- /1.1/ S. J. Brodsky, T. Kinoshita, H. Terazawa,
Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 972
- S. J. Brodsky, T. Kinoshita, H. Terazawa,
Phys. Rev. D 4 (1971) 1532
- H. Terazawa,
Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 615
- A. Jaccarini, N. Arteaga-Romero, J. Parisi, P. Kessler,
Lett. Nuovo Cim. IV (1970) 933
- N. Arteaga-Romero, A. Jaccarini, J. Parisi, P. Kessler,
Phys. Rev. D 3 (1971) 1569
- J. Parisi, N. Arteaga-Romero, A. Jaccarini, P. Kessler,
Phys. Rev. D 4 (1971) 2927
- /1.2/ A. L. Hughes und G. E. M. Jauncey,
Phys. Rev. 36(30) (1930) 773
- /1.4/ H. Euler und B. Kockel,
Die Naturwissenschaften 23 (1935) 246
- /1.3/ siehe z.B. die folgenden Übersichtsvorträge und die dortigen Referenzen
- G. J. Feldman, M. L. Perl
Phys. Rep. 19C (1975) 233
- G. J. Feldman, M. L. Perl
Phys. Rep. 33C (1977) 285
- B. H. Wiik, G. Wolf
Springer Tracts in Mod. Phys. Vol. 86 (1979)
- P. Söding, G. Wolf
DESY 81-013 (1981)
- G. Wolf
DESY 81-086 (1981)

- /2.1/ W. Hillen, Dissertation,
Bonn IR-81-7 (1981)
- /2.2/ F.Raupach, Dissertation,
PITHA Aachen 81/05 (1981)
- PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al.,
Phys. Lett. 89B (1979) 120
- PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al.,
Phys. Lett. 99B (1981) 287
- /2.3/ TASSO Collaboration, R. Brandelik et al.,
Z.Phys.C - Particles and Fields 10 (1980) 177
- /2.4/ MARK II Collaboration, A. Roussarie et al.,
Phys. Lett. 105B (1981) 304
- /2.5/ D. Burke,
Proc. of IV. Int. Coll. on Photon-Photon-Interactions, Paris S. 123
(1981)
- /2.8/ TASSO Collaboration, R. Brandelik et al.,
Phys. Lett. 108B (1982) 67
- /2.9/ MARK II Collaboration, G.S..Abrams et al.,
Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 477
- /2.10/ T.F. Walsh,
Journal de Physique C2 suppl. 3,35 (1974) C2-77
- /2.11/ J.L. Rosner,
BNL-Preprint CRISP 71-26 (1971)
- S.J. Brodsky,
Journal de Physique C2 suppl. 3,35 (1974) C2-69
- /2.12/ M. Greco, Y. Srivastava,
Nuovo Cim. 43A (1978) 88
- J.F. Gunion,
Lecture Notes on Physics 134 (1980)
- /2.13/ TASSO Collaboration, R. Brandelik et al.,
Phys. Lett. 97B (1980) 448

- /2.14/ MARK II Collaboration, D. L. Burke et al.,
Phys. Lett. 103B (1981) 153
- /2.15/ A. Courau et al.,
Phys. Lett. 96B (1980) 402
- /2.16/ PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al.,
Phys. Lett. 94B (1980) 254
- /2.17/ CELLO Collaboration
contributed paper to the "Intern. Conf. on High Energy Physics",
Lissabon, Portugal Juli 1981
- /2.18/ N. Wermes, Dissertation
Bonn (1982) in Vorbereitung
- /2.19/ C. J. Biddick et al.,
Phys. Lett. 97B (1980) 320
- /3.1/ V. M. Budnev et al.,
Physics Reports 15 (1975) 181
- /3.2/ J. H. Field,
Nucl. Phys. B168 (1980) 477 et Erratum
- /3.3/ G. Bonneau, M. Gourdin, F. Martin
Nucl. Phys. B54 (1973) 573
- /4.1/ Die Mitglieder der TASSO Kollaboration

R.Brandelik, W.Braunschweig, K.Gather, F.J.Kirschfink,
K.Lübelsmeyer, H.-U.Martyn, G.Peise, J.Rimkus, H.G.Sander,
D.Schmitz, D.Trines, W.Wallraff
I.Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Germany

H.Boerner*, H.M.Fischer, H.Hartmann, E.Hilger, W.Hillen, G.Knop,
L.Köpke, H.Kolanoski, B.Löhr, R.Wedemeyer, N.Wermes, M.Wollstadt
Physikalisches Institut der Universität Bonn, Germany

H.Burkhardt, S.Cooper, D.Heyland, H.Hultschig, P.Joos, W.Koch,
U.Kötz**, H.Kowalski**, A.Ladage, D.Lüke, H.L.Lynch***,
P.Mättig, K.H.Mess, D.Notz, J.Pyrlik, D.R.Quarrie****,
R.Riethmüller, A.Shapira*****, P.Söding, G.Wolf
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg, Germany

R.Fohrmann, M.Holder, H.L.Krasemann, P.Leu, D.Pandoulas,
G.Poelz, O.Römer, P.Schmüser, B.H.Wiik

*II.Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg,
Germany*

I.Al-Agil, R.Beuselinck, D.M.Binnie, A.J.Campbell, P.J.Dornan,
D.A.Garbutt, T.D.Jones, W.G.Jones, S.L.Lloyd,
J.K.Sedgebeer, R.A.Stern, S.Yarker[#]

Departement of Physics, Imperial College London, England

K.W.Bell, M.G.Bowler, I.C.Brock, R.J.Cashmore, R.Carnegie,
R.Devenish, P.Grossmann, J.Illingworth, M.Ogg^{##}, G.L.Salmon,
J.Thomas, T.R.Wyatt, C.Youngman

*Departement of Nuclear Physics, Oxford University,
England*

B.Foster, J.C.Hart, J.Harvey, J.Proudfoot, D.H.Saxon,
P.L.Woodworth

Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England

E.Duchovni, Y.Eisenberg, U.Karshon, G.Mikenberg, D.Revel,
E.Ronat

Weizmann Institute, Rehovot, Israel

T.Barklow, J.Freeman^{###}, T.Meyer^{####}, G.Rudolph, E.Wicklund,
S.L.Wu, G.Zobernig

*Departement of Physics, University of Wisconsin, Madison,
Wisconsin, USA*

Februar 1982

- * Now at KEK, Oho-Machi, Japan
- ** On leave at CERN, Geneva, Switzerland
- *** On leave at UC Santa Barbara, USA
- **** On leave from Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England
- ***** Minerva Fellow, on leave from Weizmann Institute, Rehovot, Israel
- # Now at Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England
- ## Now at Cornell University, Ithaca, NY, USA
- ## Now at FNAL, Batavia, Ill., USA
- #### Now at Texas A+M University, Texas, USA

- /4.2/ C. Youngman, Thesis,
Imperial College HEP/T/820 (1980)
- /4.3/ H. Boerner, Dissertation,
Bonn IR-81-27 (1981)
- H. Boerner et al., Proc. of Int. Wire Chamber Conference Wien,
Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 151-157
- /4.4/ H. M. Fischer, N. Wermes,
Desy Interner Bericht F12-80/01 (1980)
- /4.5/ H. Burkhardt,
Desy Interner Bericht F35-80/01 (1980)
- H. Burkhardt et al.,
Nucl. Instr. Meth. 184 (1981) 319
- K. W. Bell et al.,
RL 80/037 (1980)
- G. Poelz, R. Riethmüller,
Desy 81/055 (1981) subm. to Nucl. Instr. Meth.
- /4.6/ H. Korbach, Diplomarbeit,
Bonn-IR-79-37
- F. Roth, Diplomarbeit,
Bonn-IR-79-19
- /4.7/ TASSO Collaboration, R. Brandelik et al.,
Phys. Lett. 108B (1982) 71
- D. Heyland, Dissertation,
Desy Interner Bericht F1-81/01
- /4.8/ W. Hillen, private Mitteilung
- /5.1/ D. Quarrie,
RL-81-048 (1981)
- /5.2/ D. Cassel, H. Kowalski,
Desy 80/107 (1980)

- /5.3/ S. Jarowslavski, Proc. of Int. Wire Chamber Conference Wien,
Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 163-269
- /6.1/ TASSO Collaboration, R. Brandelik et al.,
Phys. Lett. 88B (1979) 199
- /7.1/ TASSO Collaboration, R. Brandelik et al.,
Phys. Lett. 94B (1980) 437
- /7.2/ D. Cords
Proc. XXth Int. Conf. on High Energy Physics, Madison, USA (1980)
- TASSO Collaboration, R. Brandelik et al.,
Desy 82-010, subm to Phys. Lett.
- /7.3/ F. A. Berends, R. Kleiss
Nucl. Phys. B186 (1981) 22 und dortige Referenzen
- /7.4/ Y. S. Tsai
SLAC-PUB-2242
- /7.5/ G. J. Feldman
SLAC-PUB-2311
- /8.1/ J. H. Friedman
SAGE, SLAC Computation Group, Technical Memo No. 145 (1972)
- J. H. Friedman
Journal of Comp. Physics, 7 (1971) 201
- /8.2/ J. D. Jackson,
Nuovo Cim. 34 (1964) 1644
- /8.3/ J. Layssac, F. M. Renard
Montpellier preprint PM/80/11
- /8.4/ R. M. Godbole, K. V. L. Sarma
Preprint TIFR/TH/81-35 (1981)
- /8.5/ H. Goldberg, T. Weiler
Phys. Lett. 102B (1981) 63
- /8.6/ S. Minami
Osaka City University, OCU-81, September 1981

- /8.7/ J. D. Bjorken
SLAC-PUB-2372 (1979)
- /8.8/ Bing An Li, K. F. Liu
SLAC-PUB-2783 (T/E) (1981)
- N. N. Achasov, S. A. Devyanin, G. N. Shestakov
Preprint Novosibirsk TP-124 (1981)
- /8.9/ R. L. Jaffe
Phys. Rev. D15 (1977) 267
Phys. Rev. D15 (1977) 281
- /8.10/ C. Ayala, A. Bramon, F. Cornet
Phys. Lett. 107B (1981) 235
- /8.11/ K. Biswal, S. P. Misra
IP/BBSR/80-18 (1980) und
IP/BBSR/81-13 (1981)
- /A2.1/ Fa. B. Struck, Tangstedt
- /A3.1/ V. S. Barashenkov et al.,
Fortschritte der Physik 17 (1969) 638-725
- /A3.2/ CERN Hera Compilation 72 und 73,
- /A3.3/ R. M. Sternheimer,
Phys. Rev. 103 (1956) 511
Phys. Rev. 145 (1966) 145
Phys. Rev. 164 (1967) 164
Phys. Rev. B3 (1971) 3680
- /A3.4/ Studies in Penetration of Matter, National Academy of Sciences -
National Research Council Report #39, S.187 ff und Anhang A
- /A3.5/ Particle Data Group,
Rev. Mod. Phys. 52,2 (1980)

DANKSAGUNG

Für die Ermöglichung dieser Arbeit und viele Diskussionen danke ich Herrn Prof. R. Wedemeyer.

Prof. E. Hilger sage ich herzlichen Dank für viele hilfreiche Gespräche.

Ich danke H. Boerner, R. Fohrmann, H. Hartmann, U. Kötz, B. Löhr, W. Sieburg und W. Winkelmann für die gute und erfolgreiche Zusammenarbeit während der Tests, der Konstruktion und dem Bau der zylindrischen Driftkammer.

Allen Mitgliedern der TASSO-Kollaboration sei gedankt, die durch den Bau des Detektors und im Bereich der Datenverarbeitung zum Entstehen dieser Dissertation beigetragen haben.

Für die gute Zusammenarbeit und die vielen Anregungen bei der Auswertung bedanke ich mich bei den Mitgliedern der Gruppe F12, Susan Cooper, H. Kolanoski, P. Leu und N. Wermes.

Frau H. Siegner half mir beim Zeichnen der Abbildungen.

Nicht zuletzt möchte ich auch Prof. G. Mikenberg und dem Weizman-Institut für einen Aufenthalt in Israel danken.