

Interner Bericht  
DESY F35-78/02  
Oktober 1978

DESY-Bibliothek  
14. DEZ. 1978

Untersuchung der Paarproduktion des schweren Leptons  $\tau$  im inklusiven  
 $e^+e^-$  - Endzustand der Elektron - Positron - Paarvernichtung am  
Speicherring DORIS

von

J. Ringel



Untersuchung der Paarproduktion des schweren Leptons  $\tau$  im inklusiven

$e^+e^-$  - Endzustand der Elektron - Positron - Paarvernichtung am

Speicherring DORIS

D i s s e r t a t i o n

zur Erlangung des Doktorgrades

des Fachbereichs Physik

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Jens R i n g e l

aus Hamburg

Hamburg

1978

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. V. Blobel  
Prof. Dr. P. Schmüser

Gutachter der Disputation : Prof. Dr. P. Schmüser  
Prof. Dr. P. Söding

Datum der Disputation : 13. Oktober 1978

Prof. Dr. H.G. Danielmeyer  
Vorsitzender des Promotionsausschusses  
und Sprecher des Fachbereichs Physik

Inhaltsverzeichnis :

	Seite
I. Einleitung	
I.1. Neue Freiheitsgrade in der Elektron - Positron - Vernichtung	4
I.2. Theoretische Vorhersagen fuer ein neues schweres Lepton $\tau$	6
II. Beschreibung des Experimentes	
II.1. Elektron - Positron - Speicherring D O R I S	9
II.2. Luminositaet	10
II.3. Doppellarmspektrometer D A S P	11
II.4. D A S P - Magnet	12
II.5. D A S P - Innendetektor	12
II.6. D A S P - Aussendetektor	14
II.7. Ereignistrigger und Datennahme	15
II.8. Teilchenerkennung im DASP - Aussendetektor	17
II.9. Teilchenerkennung im DASP - Innendetektor	19
III. Beschreibung der Datenanalyse	
III.1. Strategie der Ereignisauswahl	24
III.2. Kandidaten fuer Elektronen im Aussendetektor	25
III.3. Nichtschauernde Teilchen im Innen- und Aussendetektor	26
III.4. Schnitte zur Auswahl guter Elektronspuren	26
III.5. Modifizierung der Ereignisauswahl fuer $J/\psi$ - und $\psi'$ - Daten	29
III.6. Sichtpruefung ausgewaehlter Ereignisse	30
III.7. Ergebnis der Ereignisauswahl	31
IV. Korrektur der Rohdaten	
IV.1. Uebersicht ueber die Korrekturen	35
IV.2. Untergrund durch Strahl - Gas - Wechselwirkung	35
IV.3. Untergrund durch Prozesse der Quantenelektrodynamik	36
IV.4. Untergrund durch multihedronische Ereignisse und Kaskadenzerfaelle der $\psi'$ - Resonanz	38
IV.5. Untergrund durch semileptonische Zerfaelle von Teilchen mit Charm	43
IV.6. Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit durch eine Monte - Carlo - Simulation	48

IV.7. Strahlungskorrekturen	51
IV.8. Energieabhaengiger Wirkungsquerschnitt der $\tau$ - Paarerzeugung und Impulsspektrum der Zerfallselektronen	53
V. Gemessene Parameter des schweren Leptons $\tau$	
V.1. Masse, Spin und Verzweigungsverhaeltnisse des $\tau$	55
V.2. Impulsspektrum der Zerfallselektronen des $\tau$	58
V.3. Vergleich der DASP - Ergebnisse ueber das schwere Lepton $\tau$ mit denen anderer Experimente und mit den theoretischen Vorhersagen	60
V.4. Zusammenfassung	64

Tabellen :

1.) Zerfaelle des $\tau$ - Vorhersagen	65
2.) Maschinenparameter des Speicherringes DORIS	66
3.) Komponenten des Aussendetektors	67
4.) Massenbestimmung fuer geladene Teilchen im Aussendetektor durch Flugzeitmessung	67
5.) Winkelaufloesung der Innendetektorspuren	68
6.) Akzeptanzen des DASP - Innendetektors	69
7.) Schwerpunktsenergien, integrierte Luminositaet und Magneteregun=gen waehrend der Messungen	70
8.) Nachweiswahrscheinlichkeiten fuer ein Elektron im Aussendetektor	71
9.) Ergebnisse der Datenanalyse	72
10.) Untergrundbeitraege zu $e^+ X^-$ - Ereignissen mit nichtschauerndem Teilchen	73
11.) Gemessene Parameter des schweren Leptons $\tau$	74

Literaturhinweise	75
-------------------	----

Abbildungen	81
-------------	----

Dankseugung	107
-------------	-----

Lebenslauf	108
------------	-----

I. Einleitung

I.1. Neue Freiheitsgrade in der Elektron - Positron - Vernichtung

Die Physik an Elektron - Positron - Speicherringen mit Schwerpunktsenergien oberhalb 3 GeV hat ihre Bedeutung zu einem grossen Teil durch die Anregung neuer Freiheitsgrade gewonnen. Bei der Elektron - Positron - Paarvernichtung besitzt der Endzustand die Quantenzahlen des virtuellen zeitartigen Photons, so dass alle ladungsartigen Quantenzahlen verschwinden. Daher findet die Paarerzeugung bzw. assoziierte Erzeugung von Teilchen mit neuen Quantenzahlen statt, sobald die Schwerpunktsenergie ausreicht. Bei Elektron - Positron - Speicherringen ist das Laborsystem zugleich Schwerpunktsystem, so dass die Strahlenergien voll zur Schwerpunktsenergie beitragen.

So kann die Struktur im totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt oberhalb 3 GeV durch die Anregung eines neuen schweren Quarks c mit der Quantenzahl Charm / 1 / erklart werden : die schweren Vektormesonen  $J/\psi$  ( 3.1 ) und  $\psi'$  ( 3.7 ) / 2 / sind gebundene  $c\bar{c}$  - Zustande des Charmoniums / 3 / , waehrend das schwellenartige Ansteigen des Wirkungsquerschnittes um 4 GeV / 4 / das Einsetzen der assoziierten Erzeugung von Mesonen mit Charm bedeutet. Die Existenz von Mesonen mit Charm wird auch direkt durch den Nachweis ihrer schwachen Zerfaelle in rein hadronische Endzustande  $D \rightarrow K + n\pi$  bzw.  $F \rightarrow \pi\eta$  mit sehr schmalen effektiven Massenverteilungen / 5 / und den Nachweis ihrer semileptonischen Zerfaelle in gemischte Lepton - Hadron - Endzustande / 6 / bestaetigt.

Neben der Entdeckung der neuen hadronischen Quantenzahl Charm / 7 / ist an Elektron - Positron - Speicherringen auch ein neues schweres Lepton  $\tau$  / 8, 9 / nachgewiesen worden. Damit sind Spekulationen / 12 / bestaetigt worden, die neben dem bekannten Elektron und Myon weitere geladene Leptonen fuer moeglich halten, die sich ebenso wie das Myon vom Elektron nur durch eine hoehere Masse und durch eine eigene elementare Leptonenzahl von den bekannten geladenen Leptonen unterscheiden.

Analog zum zeitartigen Graphen der Bhabha - Streuung  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  und zur Myonpaarerzeugung  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  ist auch die Paarerzeugung von schwereren Leptonen moeglich :  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ .

Ein solches Lepton kann wie das Myon rein leptonisch zerfallen :  $\tau \rightarrow e\nu$ ,  $\tau \rightarrow \mu\nu$ , aber auch semileptonisch :  $\tau \rightarrow X\nu$ ,

wenn seine Masse zur Erzeugung von Hadronen X ausreicht. Eine Signatur fuer die Paarerzeugung eines neuen schweren Leptons ist also das Auftreten von  $e^+\mu^{\pm}$  - Endzustanden, aber auch von Lepton - Hadron - Ereignissen, wobei die kinematische Rekonstruktion der Ereignisse wegen der nicht nachgewiesenen Neutrinos nicht moeglich sein darf.

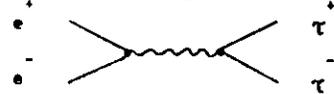
Die ersten Anzeichen fuer die Existenz des schweren Leptons sind 1975 am SLAC - LBL - Detektor Mark I in  $e^+\mu^{\pm}$  - Ereignissen gefunden worden / 8a /. Die Existenz des  $\tau$  ist in der Folgezeit sowohl durch die Untersuchung von  $e^+\mu^{\pm}$  - Ereignissen / 8, 9e, 9g /, als auch von Lepton - Hadron - Ereignissen  $e^+X$  bzw.  $\mu^+X$  / 9 / in der Elektron - Positron - Vernichtung gesichert worden.

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Nachweis der  $\tau$  - Paarerzeugung sowie Zerfalleigenschaften des  $\tau$  aufgrund einer Messung am Elektron - Positron - Speicherring DORIS mit dem Doppelarmspektrometer DASP / 21 /, bei der von April 1976 bis August 1977 der Endzustand  $e^+X^{\pm}$  fuer Schwerpunktsenergien zwischen 3.1 GeV und 5.2 GeV untersucht worden ist.

Als wichtigstes Ergebnis ist hierbei erstmals die eindeutige Trennung der  $\tau$  - Paarproduktion von der assoziierten Erzeugung von Teilchen mit Charm durch den Nachweis der  $\tau$  - Paarproduktion auf der  $\psi'$  - Resonanz / 9g / unterhalb der Charm - Schwelle gelungen, was eine genaue Massenbestimmung  $m_{\tau} = 1.817 \pm 0.028 \text{ GeV}/c^2$  fuer das  $\tau$  ermöglicht. Aus dem ausgepraegten Schwellenverhalten des gemessenen Paarbildungswirkungsquerschnittes wird der Spin des  $\tau$  zu 1/2 bestimmt, waehrend der Spin 0 ebenso ausgeschlossen werden kann wie der Spin 1 in Verbindung mit SLAC - LBL - Daten / 9e / bei hoeheren Schwerpunktsenergien. Die Energieabhaengigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnittes fuer  $\tau$  - Paarbildung wird durch die QED - Vorhersage gut beschrieben und bestaetigt so auch die erwartete punktfoermige Struktur des  $\tau$ . Aus der Messung des Wirkungsquerschnittes werden weiterhin die topologischen Verzweungsverhaeltnisse fuer die semihadronischen  $\tau$  - Zerfaelle in ein bzw. mindestens drei geladene Hadronen ausser neutralen Teilchen bestimmt.

1.2. Theoretische Vorhersagen fuer ein neues schweres Lepton  $\tau$

Ein Lepton ist ein punktfoermiges Teilchen mit Spin 1/2. Bei den bisher zugaenglichen Wechselwirkungsenergien erfahrt ein Leptonen nur die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung / 10 /. Wird es in der Elektron - Positron - Paarvernichtung durch Ein - Photon - Austausch paarweise erzeugt, muss es geladen sein :



Man erhaelt den R E D - Wirkungsquerschnitt ( erster Ordnung )

$$G_{\tau\tau} = \frac{2\pi\alpha^2}{3} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{s} \quad (1)$$

( s ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie,  $\beta$  die Laborgeschwindigkeit der erzeugten  $\tau$ 's ), und die Winkelverteilung

$$\frac{dG}{d\Omega} \tau\tau = \frac{\alpha}{4s} \cdot \beta \cdot (1 + \cos^2\Theta + (1-\beta^2) \sin^2\Theta) \quad (2)$$

(  $\Theta$  ist der Winkel zwischen  $e^+$  und  $\tau^+$  ).

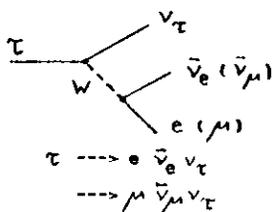
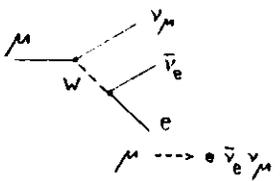
Man unterscheidet drei moegliche Typen von neuen Leptonen / 11 / :

- das sequentielle Lepton mit eigener erhaltener Leptonenzahl und eigenem Neutrino  $\nu_\tau$ .
- das Ortholepton mit gleicher Leptonenzahl wie das ladungsgleiche Elektron ( Orthoelektron ) oder Myon ( Orthomyon ),
- das Paralepton mit gleicher Leptonenzahl wie das entgegengesetzt geladene Elektron ( Paraelektron ) oder Myon ( Paramyon ).

Es sollen hier nur die vorhergesagten Zerfalleigenschaften eines sequentiellen Leptons  $\tau$  mit einer Masse  $m_\tau \sim 1.8 \text{ GeU/c}^2$  aufgefuehrt werden. Fuer den leptonischen schwachen Strom wird eine Kombination aus geladenen Vektor - ( V ) und Axialvektor - ( A ) - Stroemen angenommen / 13, 14 / :

$$J_\mu = \langle \bar{\tau} | \gamma_\mu [ \sin\xi ( 1 + \gamma_5 ) + \cos\xi ( 1 - \gamma_5 ) ] | \nu_\tau \rangle \quad (3)$$

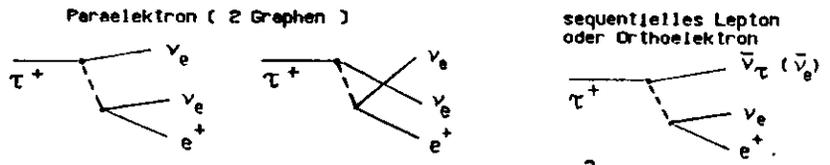
Die rein leptonischen Zerfaelle des  $\tau$  werden analog zum Myonzerfall berechnet / 12 / :



Durch den Quotienten  $\Gamma(\tau \rightarrow e \nu \nu) / \Gamma(\tau \rightarrow \mu \nu \nu)$  der Zerfallsbreiten koennen sequentielles und Ortholepton vom Paralepton unterschieden werden. Uernachlaessigt man die Myonmasse, gilt fuer ein

sequentielles und ein Ortholepton  $\frac{\Gamma(\tau \rightarrow e \nu \nu)}{\Gamma(\tau \rightarrow \mu \nu \nu)} = 1$ ,  
 fuer ein Paraelektron }  $\frac{\Gamma(\tau \rightarrow e \nu \nu)}{\Gamma(\tau \rightarrow \mu \nu \nu)} = \begin{cases} 2 & (4) \\ 1/2 & / 11 / \end{cases}$   
 fuer ein Paramyon

Im Gegensatz zum sequentiellen und Ortholepton treten naemlich bei Paraleptonen zwei identische Neutrinos im Endzustand auf :



Fuer ein Lepton der Masse  $m_\tau \sim 1.8 \text{ GeU/c}^2$  sind auch semileptonische Zerfaelle in Hadronen und ein Neutrino moeglich :

$\tau \rightarrow \pi \nu_\tau, \tau \rightarrow \rho \nu_\tau, \tau \rightarrow A_1 \nu_\tau, \tau \rightarrow K \nu_\tau, \tau \rightarrow K^* \nu_\tau$ , wobei die Hadronzustaeude mit Strangeness nach der Cabibbo - Theorie um einen Faktor  $\cos^2\Theta_c = 20$  unterdrueckt sind / 12, 13 /. Die Zerfaelle  $\tau \rightarrow \pi \nu_\tau, \tau \rightarrow A_1 \nu_\tau$  treten bei einem Axialvektoranteil des schwachen hadronischen Stroms auf, der an das  $\tau$  koppelt, der Zerfall  $\tau \rightarrow \rho \nu_\tau$  dagegen bei einem Vektoranteil. Die Zerfallsbreiten  $\Gamma(\tau \rightarrow \pi \nu_\tau), \Gamma(\tau \rightarrow K \nu_\tau)$  koennen aus den Zerfaellen  $\pi \rightarrow \mu \nu, K \rightarrow \mu \nu$  berechnet werden / 12, 13 /.



die Zerfallsbreite  $\Gamma(\tau \rightarrow \rho \nu_\tau)$  aus dem Wirkungsquerschnitt fuer  $e^+ e^- \rightarrow \rho^0$  mit Hilfe der C U C - Hypothese / 12, 13, 15 /, die Zerfallsbreite  $\Gamma(\tau \rightarrow A_1 \nu_\tau)$  aus  $\Gamma(\tau \rightarrow \rho \nu_\tau)$  mit Hilfe der Weinbergschen Summenregeln / 12, 13 /.

Neben den Zweikoerperzerfaellen des  $\tau$  in ein Hadron und ein Neutrino kann der schwache hadronische Strom auch an ein Vielteilchensystem koppeln, wie z.B.  $\pi^+ \pi^0 \pi^0, \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$  und  $\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ . Der Vektoranteil fuer die Zerfallsbreite des  $\tau$  in das sogenannte Hadronkontinuum kann wiederum aufgrund der C U C - Hypothese aus dem Isovektoranteil des totalen multihadronischen Elektron - Positron - Wirkungsquerschnittes fuer Schwerpunktsenergien zwischen  $\sim 1 \text{ GeU}$  und  $m_\tau$  abgeleitet werden / 12, 13, 15 /. Fuer den Axialvektoranteil nimmt man



II.2. Luminositaet

Um an Speicherringen aus der Zaehrate  $N_t$  fuer eine Teilchenreaktion den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  bestimmen zu koennen, muss man die Luminositaet  $L$  kennen. Sie wird durch die Beziehung

$$N_t = L \cdot \sigma \quad (6)$$

definiert und hat die Dimension Laenge  $\cdot$  Zeit<sup>-1</sup>.

Die Luminositaet laesst sich aus den Strahlstoemen  $I^+, I^-$ , der Zahl der Teilchenpakete  $n_p$ , der Umlauffrequenz  $f$  und dem effektiven Strahlquerschnitt  $A_{eff}$  berechnen / 17 / :

$$L = \frac{I^+ \cdot I^-}{e^2 \cdot A_{eff} \cdot n_p \cdot f} \quad (7)$$

sie betraegt bei DORIS maximal  $(1 - 2) \cdot 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  bei 4 - 5 GeU Schwerpunktsenergie.

Da der effektive Strahlquerschnitt  $A_{eff}$  nicht mit der erforderlichen Genauigkeit von einigen Prozent bekannt ist, bestimmt man die Luminositaet, indem man die Zaehrate einer Monitorreaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt misst / 18 /. Fuer die Untersuchungen am Doppelarmspektrometer DASP wird als Monitorreaktion die Bhabbastreuung  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$  unter kleinem Winkel parallel zum eigentlichen Experiment mitgemessen. Bei der Kleinwinkel - Bhabbastreuung ueberwiegt der raumartige Beitrag zum Wirkungsquerschnitt mit kleinen Impulsuebertraegen, so dass der Wirkungsquerschnitt im Rahmen der QED bekannt ist. Ausserdem wird eine hohe Zaehrate gemessen.

Der DASP - Luminositaetsmonitor / 19 / besteht aus vier jeweils unter  $5 - 10^\circ$  symmetrisch zum Strahl angeordneten Teleskopen. Jedes Teleskop setzt sich aus drei Szintillationszaehlern zusammen, von denen zwei die Akzeptanz bestimmen, und einem Blei - Szintillator - Schauerzaehler von 14.2 Strahlungslaengen, durch den eine Schwelle gegen niederenergetischen Untergrund gesetzt wird. Die Dimensionierung der Szintillationszaehler und die Symmetrie des Aufbaus stellen sicher, dass fuer den stark winkelabhaengigen Wirkungsquerschnitt der Fehler durch Aenderung der Strahlage und Strahldivergenz sowie der Einfluss von Vielfachstreuung und Abstrahlung klein gehalten wird. Fuer den DASP - Monitor ergibt sich die Luminositaet  $L$  aus der Monitorrate  $N_t$  und der Strahlenergie  $E$  zu

$$L \text{ ( nb } \cdot \text{ s )} = 0.002 \cdot \left( \frac{E}{\text{GeV}} \right)^2 \cdot \left( \frac{N_t}{\text{s}} \right) \quad (8)$$

Bei einer Strahlenergie  $E = 2.2 \text{ GeU}$  mit einer typischen Luminositaet von  $\sim 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  erhaelt man als Monitorrate  $N_t \sim 0.1$  Bhabha - Paare pro Sekunde.

Die Luminositaet wird fuer die DASP - Messungen absolut auf die Myon - Paarerzeugung normiert, die im DASP - Aussendetektor gemessen wird / 20 /. Die Luminositaetsmessung hat einen Fehler von  $5\% / 20\%$ .

II.3. Doppelarmspektrometer D A S P

Im Doppelarmspektrometer DASP / 21 / sind zwei Detektorkonzeptionen vereinigt. Senkrecht zu den Speicherringstrahlen befinden sich in der Ringebene beidseitig vom Wechselwirkungspunkt zwei symmetrisch aufgebaute Magnetspektrometer ( siehe Abb. 2 ), der Raum um das Strahlrohr zwischen den beiden Magneten ist dagegen von einem nichtmagnetischen Innendetektor ausgefuehrt.

Die beiden Arme des magnetischen Aussendetektors ermoeglichen innerhalb eines begrenzten Raumwinkels ( $\Delta\Omega \leq 0.057 \cdot 4\pi$ ) fuer geladene Teilchen neben einer genauen Impulsmessung eine gute Teilchentrennung.

Der nichtmagnetische Innendetektor ueberdeckt einen grossen Raumwinkel ( $\Delta\Omega \leq 0.93 \cdot 4\pi$ ). Er misst die Richtungen fuer geladene Teilchen und Photonen sowie die Energie schauernder Teilchen ( Elektronen, Photonen ) und erkennt nichtschauernde Teilchen ( Myonen, geladene Hadronen ).

Abb. 3 zeigt das fuer die Datenanalyse festgelegte Koordinatensystem. Es handelt sich um ein rechtshaendiges System, dessen Ursprung im Wechselwirkungspunkt liegt. Die Richtung des Positronenstrahles definiert die z - Achse. Die y - Achse weist senkrecht zur Ringebene nach oben, so dass die x - Achse senkrecht zu den Teilchenstrahlen in der Ringebene liegt. Der Polarwinkel  $\theta$  und der Azimutalwinkel  $\varphi$  sind wie ueblich in diesem System definiert ( siehe Abb. 3 ).

In den folgenden Abschnitten werden die Elemente des Doppelarmspektrometers naeher erlaeutert.

II.4. D A S P - Magnet / 27 /

In jedem der beiden Spektrometerarme des DASP - Aussendetektors befindet sich in 1.09 m Abstand vom Wechselwirkungspunkt ein Dipolmagnet vom H - Typ, dessen Hauptfeldrichtung senkrecht zur Ringebeane steht. Die vertikale Magnetoffnung betraegt 0.9 m.

Geladene Teilchen, die vom Wechselwirkungspunkt aus durch das Magnetfeld in den Aussendetektor fliegen, werden darin abgelenkt, so dass ihr Impuls bestimmt werden kann.

Beide Magnete sind unterhalb und oberhalb der Strahlebene durch Eisenflussbruecken miteinander verbunden ( siehe Abb. 2 ). Die Magnete sind entgegengesetzt gepolt, so dass die magnetische Induktion kreisfoermig um das Strahlrohr herumlaeuft. Dadurch erhaelt man fuer den Innendetektor einen weitgehend feldfreien Raum. Spiegelplatten an den Magnetenden sorgen ausserdem fuer einen schnellen Abfall der Feldstaerke.

Bei maximaler Erregung ( 1480 A Magnetstrom bei einer Leistung von 2.5 MW ) liefert jeder der beiden Magnete ein Feldintegral  $\int B \cdot dl = 1.85 Tm$ . Fuer die hier beschriebenen Messungen sind Magnetstroeme von 300 A, 500 A und 1000 A mit Feldintegralen von 0.40 Tm, 0.67 Tm und 1.32 Tm verwendet worden.

II.5. D A S P - Innendetektor / 26 /

Im feldfreien Raum zwischen den DASP - Magneten, den Flussbruecken und den letzten Strahlfuehrungsquadrupolen ist der nichtmagnetische DASP - Innendetektor aufgebaut ( siehe Abb. 4 ). Er fuehlt ein Volumen von etwa 3.50 m ( = Laenge ) \* 1.80 m ( = Breite ) \* 3.00 m ( = Hoehe ) aus.

Vom Wechselwirkungspunkt ausgehend folgt auf das evakuierte Strahlrohr mit 20.6 cm Durchmesser und einer Wandstaerke von 1.5 mm Aluminium ( = 0.017 Strahlungslaengen ) ein ringfoermig angeordnetes Szintillationszaehlerhodoskop. Das Hodoskop ist parallel zur Strahlrichtung in 22 Zaehler unterteilt. Die beiden Zaehler ( = OS ), die zum Aussendetektor zeigen, ueberdecken einen Azimutalwinkelbereich (  $\Delta\varphi$  ) von je 30°. Die restlichen 20 Zaehler ( = IS ) des Hodoskops ueberdecken je 15° in  $\varphi$ , insgesamt akzeptieren die Ringzaehler geladene

Teilchen in einem Raumwinkel von  $0.93 \cdot 4\pi$

Auf den Seiten zum Magneten hin folgen jeweils zwei gleichgrosse, ebene Vieldrahtproportionalkammern, von denen jede drei gekreuzte Signaldrahtebenen mit 2 mm Drahtabstand besitzt.

Die Detektorelemente, die sich an Ringzaehler und Proportionalkammern anschliessen, kann man azimutal in acht Sektoren unterteilen ( siehe Abb. 4 ). Abgesehen von den beiden Oktanten, die zum Aussendetektor zeigen, sind die restlichen sechs nach dem gleichen Schema aufgebaut. Zunaechst folgen vier ModuIn gleicher Zusammensetzung aufeinander. Jeder Modul besteht aus einem Hodoskop von Szintillationszaehlern, hinter dem ein Bleikonverter von 0.5 cm Staerke und eine Proportionalrohrkammer / 24 / liegen.

Die vier Zaehlerhodoskope ( = 2S - 5S ) sind abwechselnd parallel ( 2S, 4S ) und senkrecht ( 3S, 5S ) zur Strahlachse unterteilt.

Die vier Proportionalrohrkammern ( = R1 - R4 ) bestehen in den beiden Oktanten direkt oberhalb und unterhalb des Strahlrohres aus je drei Ebenen von Proportionalrohren mit 1 cm Durchmesser. In den drei Ebenen einer Kammer haben die Rohre einen Winkel von + 30°, 0° und - 30° zur Strahlachse.

In den vier seitlichen Oktanten bestehen drei ( R1, R2, R4 ) der vier Rohrkaemern aus je zwei Ebenen von Proportionalrohren mit 1.5 cm Durchmesser und einem Winkel von + 60° bzw. - 60° zur Strahlachse. Eine Rohrkaemern jedoch ( R3 ) hat drei Ebenen aus Proportionalrohren von 1 cm Durchmesser, die Winkel von + 60°, 90° und - 60° mit der Strahlachse einschliessen.

Abb. 5 zeigt einen Schnitt durch einen Modul aus einem der beiden Oktanten ober - bzw. unterhalb des Strahlrohres. Jeder Modul hat bei senkrechtem Einfall eine Staerke von 1.07 Strahlungslaengen.

Hinter den vier ModuIn werden die inneren sechs Oktanten des Innendetektors durch ein parallel zur Strahlachse unterteiltes Schauerzaehlerhodoskop nach aussen hin abgeschlossen. Jeder Schauerzaehler ( = 6S ) besteht aus acht 1 cm starken Szintillatorlagen und sieben 0.5 cm starken Bleilagern mit einer Gesamtstaerke von 6.25 Strahlungslaengen bei senkrechtem Einfall.

Die beiden zum Aussendetektor zeigenden Oktanten enden vor dem Magneten in je einer Drahtfunkenkammer mit magnetostriktiver Auslese.

Die zwei unter  $7^{\circ}$  gekreuzten Signalebenen jeder Kammer haben einen Drahtabstand von 1 mm.

Ausserdem enthalten beide Oktanten noch weitere Detektorkomponenten, die logisch zum Aussendetektor gehoeren ( siehe Abb. 6 ) : zwischen dem Ringzaehlerhodoskop und der ersten Proportionalkammer einen Szintillationszaehler ( = OSS ), der als Startzaehler fuer das Flugzeitsystem dient, und zwischen der zweiten Proportionalkammer und der Drahtfunkenkammer einen Schwellencerenkouzaehler, dessen Rueckseite von einem weiteren Szintillationszaehler ( = OSH ) ueberdeckt wird.

11.6. D A S P - Aussendetektor / 27 /

Auf die beiden DASP - Magnete folgt nach aussen jeweils ein Arm des Aussendetektors. Abb. 7 zeigt einen horizontalen Schnitt durch die beiden identischen Spektrometerarme. In Tab. 3 sind Abstaende und Abmessungen der einzelnen Komponenten angegeben.

Fuenf Drahtfunkenkammern hinter dem Magneten erlauben eine Spursuche im Aussendetektor. Zusammen mit der Spur im Innendetektor kann so die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld und damit der Impuls bestimmt werden. Die Kammer bestehen aus je zwei Ebenen mit 1 mm Drahtabstand, deren Draehte parallel zum Magnetfeld laufen bzw. um  $7^{\circ}$  dagegen geneigt sind. Die Funkenkammern werden magnetostruktiv ausgelesen / 27 /.

Auf die Impulskammern folgt ein Hodoskop aus 31 senkrecht zur Ringebene orientierten Flugzeitzaehlern / 22, 29 /. Zwischen diesem Hodoskop und dem OSS - Zaehler vor dem Magneten, der von drei Fotovervielfachern ausgelesen wird und so eine Aufloesung von Mehrfachdurchgaengen erlaubt, wird die Flugzeit geladener Teilchen gemessen.

Hinter den Flugzeitzaehlern steht ein Hodoskop aus 11 Schauerzaehlern, das senkrecht zur Ringebene unterteilt ist. Die Schauerzaehler sind aus Blei und Szintillator aufgebaut und 6.2 Strahlungslaengen stark. Aufgrund der Pulshoehen in den Schauerzaehlern koennen Myonen und Hadronen von den aufschauernenden Elektronen getrennt werden, ausserdem werden Photonen nachgewiesen.

An die Schauerzaehler schliesst sich ein Reichweitendetektor an.

Er besteht aus einem Szintillationszaehlerhodoskop hinter 60 cm Eisen und zwei magnetostruktiven Drahtfunkenkammern hinter 40 cm bzw. 80 cm Eisen / 23, 30 /. Das Eisen dient als Hadronfilter, in dem die stark wechselwirkenden Hadronen absorbiert werden. Myonen dagegen unterliegen nur der Vielfachstreuung und dem Energieverlust durch elektromagnetische Wechselwirkung im Eisen. Sie koennen daher den Eisenfilter von einem bestimmten Minimalimpuls an passieren ( Reichweitekammern : 0.6 GeU/c bzw. 1.1 GeU/c, Reichweitezaehler : 0.9 GeU/c / 39 / ).

Ein Schwellencerenkouzaehler / 25 / vor dem Magneten ( siehe Abb. 6 und 8 ) erlaubt die Unterscheidung zwischen Elektronen einerseits sowie Myonen und Hadronen andererseits. Als Radiatargas wird Freon 114 unter Atmosphaerendruck mit einem Brechungsindex  $n = 1.0014 / 31 /$  verwendet. Daraus ergeben sich die folgenden Schwellenimpulse : fuer Elektronen 0.0037 GeU/c, fuer Myonen 2.01 GeU/c und fuer Pionen 2.67 GeU/c. Die Zaehleroptik besteht aus zwei Spiegeln, die als Rotationsellipsoide geformt sind. In einem Brennpunkt liegt jeweils der Wechselwirkungspunkt, im anderen eine 5 - Zoll - Fotovervielfacherroehre ( siehe Abb. 8 ). Der Zaehler akzeptiert Teilchen mit Polarwinkeln  $\Theta$  zwischen  $45^{\circ}$  und  $135^{\circ}$  und mit Azimutalwinkeln  $\varphi$  zwischen  $- 8.44^{\circ}$  und  $+ 8.44^{\circ}$  symmetrisch zur Ringebene.

Die Rueckwand des Cerenkouzaehlers zum Magneten hin wird durch den OSH - Zaehler abgedeckt, der ebenso wie der OSS - Zaehler als Triggerzaehler und  $dE/dx$  - Zaehler verwendet wird.

11.7. Ereignistrigger und Datennahme

Waehrend der Messungen mit dem Doppelarmspektrometer DASP fuer die Auswertung interessante Ereignisse auszuwaehlen, wird aus den elektronischen Signalen einzelner Detektorkomponenten ein Steuersignal gebildet, das sogenannte Triggersignal.

Hier soll nur der fuer diese Arbeit wichtige Inklusivtrigger beschrieben werden. Die Bedingung fuer das inklusive Triggersignal ist, dass ein geladenes Teilchen vom Strahlrohr aus durch den Magneten und den Aussendetektor fliegt. Neben den Teilchen, die aus der Elektron - Positron - Vernichtung stammen und vom Wechselwirkungspunkt ausgehen, werden durch die inklusive Triggerbedingung jedoch auch Teilchen aus der

Strahl - Gas - Wechselwirkung und der kosmischen Strahlung erfasst. Abb. 9 zeigt in einem Blockschaltbild das logische Verhalten der Elektronik.

Aus den Signalen der drei Szintillationszaehler OS, OSS und OSM vor dem Magneten und den beiden Odersummen der Signale aus den Flugzeitzaehlern  $\sum FZ$  bzw. den Schauerzaehlern  $\sum SZ$  hinter dem Magneten wird eine Koinzidenz gebildet. Dieses reine Einarms - Triggersignal wird fuer jeden der beiden Detektorarme unabhängig erzeugt :

$$\text{Inklusivtrigger} = \prod_{i=1,2}^{i=1,2} OS_i \cdot OSS_i \cdot OSM_i \cdot \sum_{i=1} FZ_i \cdot \sum_{i=1} SZ_i$$

Das inklusive Triggersignal liefert unter anderem auch das Startsignal fuer die TDC's ( Time - Digital - Converter ) des OSS - Zaehlers und der Flugzeitzaehler, das OS - Signal ist dabei zeitbestimmend / 22, 27 /.

Unabhängig vom Inklusivtrigger wird noch ein Paartrigger fuer den Aussendetektor / 27, 28 / und ein Triggersignal fuer den Innendetektor / 26 / gebildet. Beide verlangen im Gegensatz zum Inklusivtrigger jedoch mehrere Teilchenspuren im Detektor. Ausserdem fuehrt ein Ansprechen der Luminositatsmonitor - Koinzidenz zu einem Triggersignal.

Das Triggersignal geht an eine Elektronik - Kontrolleinheit. Diese unterbricht die Datennahme , bis das Ereignis von einem Prozessrechner verarbeitet worden ist. Die Kontrolleinheit erzeugt ausserdem Torpulse fuer die ADC's ( Analog - Digital - Converter ), TDC's und binären Register der Szintillationszaehler sowie Strobepulse fuer die Hauptverstaerker der Vieldrahtproportionalkammern und der Rohrkammern und ein Triggersignal fuer die gepulste Hochspannung der Funkenkammern. Weiterhin wird ein Startsignal an den Rechner fuer die Dateneinlese geschickt.

Ein Prozessrechner vom Typ PDP 11/45 liest die ADC - und TDC - Werte der Szintillationszaehler ein, falls die zugehoerigen binären Register gesetzt sind, danach die Adressen gesetzter Draehnte in den Vieldrahtproportionalkammern und Rohrkammern und zuletzt die digitalisierte Information der magnetostriktiven Funkenkammerauslese / 26, 27 /.

Vom Prozessrechner aus werden die Daten zu einem Grossrechner vom Typ IBM 370/168 des DESY - Rechenzentrums uebermittelt, wo sie auf einer Magnetplatte und dann auf Magnetbaendern gespeichert werden.

Bei den Messungen, die dieser Arbeit zugrundeliegen, sind fuer Schwerpunktsenergien zwischen 4 und 5 GeV die folgenden Triggerraten

registriert worden : Inklusivtrigger 2 Hz , Paartrigger 0.2 Hz , Innentrigger 4 Hz , Luminositatstrigger 0.4 Hz , Summe  $\geq 6$  Hz . Die gesamte Triggerrate wird zum grossten Teil durch Untergrundereignisse der Strahl - Gas - Wechselwirkung und der kosmischen Strahlung bestimmt.

### II.8. Teilchenerkennung im DASP - Aussendetektor

Waehrend der Messungen wird die Information ueber akzeptierte Ereignisse auf Magnetband gespeichert. Spezielle Rechenmaschinenprogramme rekonstruieren spaeter aufgrund dieser Daten die Ereignisse sowohl im Ausssen - als auch im Innendetektor des Doppelspektrometers.

Der Impuls geladener Teilchen, die den Aussendetektor durchqueren, kann aufgrund ihrer Ablenkung im Magnetfeld gemessen werden / 27, 33 /. Zunaechst werden Spuren in den Funkenkammern des Aussendetektors ( Aussenspur ) und in den Vieldrahtproportionalkammern und der Funkenkammer des Innendetektors ( Innenspur ) gesucht. Aussenspuren und Innenspuren werden zur Mitte des Magneten hin verlaengert , wo ihr Abstand bestimmt wird. Aufgrund dieses Abstandes werden die zum selben Teilchen gehoerenden Spurabschnitte aus dem Ausssen - und Innendetektor kombiniert.

Danach wird die Aussenspur mit Hilfe eines Naeherungswertes fuer den Impuls / 32 / durch den Magneten zurueck zum Wechselwirkungspunkt verfolgt. Die Projektion der zurueckverfolgten Spur und der Innenspur in die Ringebene werden miteinander verglichen. Aufgrund des Abstandes beider Projektionen in der Funkenkammer vor dem Magneten und der Differenz ihrer Steigungen wird aus dem ersten Naeherungswert mit einem Iterationsverfahren der Impuls des Teilchens bestimmt / 27, 33 /. Findet man zu einer Aussenspur keine zugehoerige Innenspur, wird die Impulsbestimmung mit Hilfe einzelner angesprochener Draehnte der Innendetektor- kammern und des nominellen Wechselwirkungspunktes durchgefuehrt.

Bei einem Feldintegral von 0.40 Tm betraegt die Impulsaufloesung  $\frac{\Delta p}{p} = 1.4\% / 48 /$  fuer Impulse  $p \ll 1$  GeV/c . Weist man jedoch Elektronen im Aussendetektor nach, so begrenzt die Materie von 0.112 Strahlungslaengen vor dem Magneten die Impulsaufloesung.

Das Verfahren der Impulsbestimmung legt auch den Flugweg eines Teilchens fest. Durch die Messung der Flugzeitdifferenz zwischen dem

DAS - Zaehler als Startzaehler und einem der Flugzeitzaehler als Stop-zaehler kann also die Teilchengeschwindigkeit  $v = \beta * c$  bestimmt werden / 22, 29 /. Sind der Impuls  $p$  und die Geschwindigkeit  $\beta$  eines Teilchens bekannt, so kann die Masse  $m$  berechnet werden :

$$m * c = \frac{p}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2} \quad (9)$$

Im DAS - Aussendetektor erreicht man bei einem mittleren Flugweg von  $S = 1.7$  m fuer die Messung der Flugzeit  $t$  eine Aufloesung  $\sigma_t = 0.32$  ns / 18 /. Daher lassen sich Pionen von Kaonen bis zu einem Maximalimpuls von 1.7 GeV/c und Kaonen von Protonen bis zu einem Maximalimpuls von 2.8 GeV/c trennen . In der vorliegenden Auswertung wird jedoch nur die Moeglichkeit ausgenutzt, Elektronen von Myonen und Pionen bis zu einem Maximalimpuls von 0.35 GeV/c zu unterscheiden. Die angegebenen Grenzwerte beziehen sich auf eine Massentrennung von zwei Standardabweichungen der Flugzeitmassenverteilung. In Tab. 4 sind fuer verschiedene Teilchenarten die Intervalle der Flugzeitmassen  $m(\beta, p)$  aufgefuehrt, die bei der Analyse verwendet worden sind.

Die Pulshoeheladener Teilchen im Schauerzaehlerhodoskop ermöglicht die Unterscheidung zwischen Elektronen, die einen elektromagnetischen Schauer ausbilden, und ionisierenden Myonen bzw. Hadronen ( siehe III.1. ). Der von der Aussenspur getroffene Zaehler zeigt die Schauerenergie des Teilchens selbst an, veraengert man dagegen die Innenspur geradlinig nach aussen, so weist der durchstossene Schauerzaehler moeglicherweise ein Photon nach, das in der Materie vor dem Magneten durch ein Elektron abgestrahlt wird. Elektronen koennen also auch durch ein abgestrahltes Photon im Aussendetektor von Myonen und Hadronen getrennt werden.

Elektronen im DAS - Aussendetektor setzen den Schwellencerenkovzaehler. Spuren, die in den Aussendetektor laufen, wird folgen demassen ein Cerenkovzaehlersignal zugeordnet : fuer Polarwinkel  $\Theta < 85^\circ$  und  $\Theta > 95^\circ$  jeweils das Signal der naechstliegenden Roehre, fuer  $85^\circ \leq \Theta \leq 95^\circ$  jedoch die Summe der Signale beider Roehren.

Neben der Elektronidentifizierung im Schwellencerenkovzaehler gibt es mit der Moeglichkeit, Elektronen im DAS - Aussendetektor fuer Impulse unterhalb 0.35 GeV/c durch ihre Flugzeit und fuer Impulse oberhalb 0.35 GeV/c durch ihre Schauerenergie zu erkennen, jeweils noch eine zweite, vom Cerenkovzaehlersignal voellig unabhengige Methode, Elektronen von Myonen und geladenen Hadronen zu unterscheiden.

Der Reichweitendetektor spielt wegen der hohen abschneideimpulse und seiner gegenueber dem uebrigen Aussendetektor eingeschaenkten Akzeptanz fuer die vorliegenden Messungen keine Rolle, d.h. Myonen und Hadronen werden nicht unterschieden.

Die Akzeptanz des Aussendetektors / 34 /, d.h. der Raumwinkel, in dem geladene Teilchen nachgewiesen werden, ist wegen des Magnetfeldes impulsabhengig. Sie wird durch das Flugzeitzaehlerhodoskop definiert. Der Azimutalwinkelbereich wird durch den Cerenkovzaehler ( $\Delta\phi = 16.88^\circ$ ) und der Polarwinkelbereich durch den Magneten begrenzt. Abb. 10 zeigt die Abhengigkeit der Akzeptanz vom Impuls fuer Feldintegrale von 0.40 Tm und 1.32 Tm . Fuer einen Teilchenimpuls von 2.6 GeV/c ergeben sich Akzeptanzen von  $0.0257 * 4\pi$  bzw.  $0.0250 * 4\pi$  pro Detektorarm. Abb. 11 zeigt den akzeptierten Polarwinkelbereich fuer ein Feldintegral von 0.40 Tm in Abhengigkeit vom Impuls.

### II.9. Teilchenerkennung im DAS - Innendetektor

In den Drahtkammern des Innendetektors werden sowohl die Spuren geladener Teilchen nachgewiesen, als auch Spuren von Photonen, die in den Bleikonvertern aufschauern. Bei der Spursuche werden die Proportionalrohrkammern ( im folgenden kurz Rohrkaammern ) anders behandelt als die Vieldrahtproportionalkammern und Funkenkammern des Innendetektors ( im folgenden kurz Proportionalkammern ), zwischen denen nicht unterschieden wird.

Die Spursuche / 27, 35 / beginnt in den Rohrkaammern. Hierbei reichen zwei gekreuzte Rohre der  $\pm 30^\circ$  Ebenen ( oben / unten ) bzw.  $\pm 60^\circ$  Ebenen ( Seiten ) zur Spurdefinition aus. Haben nicht genugend Kammerenebenen angesprochen, um die Richtung der Spur festzulegen, wird der nominelle Wechselwirkungspunkt zur Hilfe genommen.

Die Rohrkaammerspuren werden zum Wechselwirkungspunkt hin veraengert, wobei benachbarte Draehete, die in den Proportionalkammern gesetzt sind, den Spuren zugeordnet werden. Unter Einbeziehung dieser Koordinaten wird die Richtung der Spuren erneut bestimmt.

Die uebrigen Draehete, die in den Proportionalkammern des Innendetektors angesprochen haben, werden ebenfalls zu Spuren kombiniert, wobei pro Spur mindestens fuerf Kammerenebenen gesetzt sein muessen.

Aus den Spuren, deren Richtung ohne den nominellen Wechselwir-

kungspunkt festgelegt worden ist, und den beiden einlaufenden Strahlen, die sich im nominalen Wechselwirkungspunkt kreuzen, wird der Wechselwirkungspunkt des vorliegenden Ereignisses durch eine Anpassung bestimmt. Mit diesem Wechselwirkungspunkt als zusätzlichem Spurpunkt wird die Richtung der Spuren abschliessend festgelegt. Hiervon ausgenommen sind jedoch Spuren, die nur in den Proportionalkammern gefunden worden sind.

Szintillationszaehler, die angesprochen haben, ohne von einer Spur getroffen zu sein, koennen ihrerseits Spuren definieren. Die Richtung wird durch die Verbindung von Zaehlermitte und Wechselwirkungspunkt gegeben. Fuer die vorliegende Analyse werden Schauerzaehlerspuren ( 6S ) als Photospuren beruecksichtigt, bei denen das Photon erst nach den Rohrkammern konvertiert ist. Spuren aus 2S - Zaehlern, die ausserdem einen gesetzten 1S/OS - Ringzaehler treffen, werden als Spuren geladener Teilchen interpretiert, die ausserhalb der Drahtkammer - Spuraakzeptanz verlaufen. Der Ringzaehler darf jedoch ebenso wie der 2S - Zaehler von keiner anderen Spur getroffen worden sein.

Die Akzeptanz des Innendetektors fuer geladene Teilchen kann noch erweitert werden, indem man Spuren aus einzelnen 1S/OS - Ringzaehlern und einzelnen Draehten in den ersten Ebenen der Drahtkammern definiert, falls diese von den uebrigen Spuren deutlich getrennt sind. Diese Spurenerkennung wird aber nicht von einem Rechenmaschinenprogramm, sondern erst bei der Sichtpruefung ( siehe III 6. ) vorgenommen.

Die Winkelaufloesung fuer die verschiedenen Spurarten enthaelt Tab. S . Bei Spuren schauernder Teilchen wie Elektronen und Photonen, aber auch bei Vernichtungsternen von Hadronen koennen einzelne, zur Spur gehoerende Rohre per Programm zu einer eigenen Spur gemacht werden. Daher werden bei der Multiplizitaetsanalyse durch das Rechnerprogramm Spuren innerhalb eines Kegels von  $17.5^\circ$  als eine Spur betrachtet. Ausgenommen von dieser Kombination sind Spuren, die in den Aussen-detektor gehen, und Spuren, bei denen jeweils mehr als drei Ebenen der Proportionalkammern angesprochen haben.

Fuer die Unterscheidung geladener und neutraler Teilchen im Innendetektor gibt es vier Merkmale : die 1S/OS - Ringzaehler, die 2S - Zaehler und die dazwischen liegenden Proportionalkammern werden nur von geladenen Teilchen gesetzt; Photonen, die nicht in der ersten Bleilage konvertieren, haben kein Signal in der ersten Rohrkammer R1. Das

Analyseprogramm ordnet Spuren geladenen Teilchen zu, wenn sie entweder mindestens drei Proportionalkammerebenen ansprechen lassen oder zwei der drei folgenden Bedingungen erfuellen : 1S/OS gesetzt, 2S gesetzt, R1 gesetzt. Bei dieser vorlaeufigen Ladungszuordnung werden Photonen zum Teil als geladene Teilchen klassifiziert.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit fuer Photonen im DASP - Innendetektor ist in einem energiemarkierten Photonenstrahl gemessen worden : sie steigt von 50 % bei 50 MeV auf 95 % oberhalb 300 MeV Photonenenergie an / 26 /.

Bei geladenen Teilchen kann man aufgrund des Musters gesetzter Rohre in den Rohrkammern zwischen aufschauernenden Elektronen und nichtschauernenden Myonen und Hadronen unterscheiden. Die Schauercharakteristik der Spur wird durch die mittlere Rohrzahl MRZ parametrisiert :

$$MRZ = \frac{\text{Zahl der Rohre pro Spur}}{\text{Zahl der angesprochenen Rohrkammerebenen}}$$

Diese mittlere Rohrzahl wird mit dem Erwartungswert EMRZ fuer die Spur eines nichtschauernenden Teilchens verglichen, der vom Winkel zwischen der Rohrebene und der Spur abhaengt ( siehe Abb. 12 ).

Die Rohrkammern im oberen bzw. unteren Oktanten unterscheiden sich von denen in den seitlichen Oktanten durch die zusaeztlichen Rohrebenen unter  $0^\circ$  zur Strahlachse. Bei deren 22 Rohren besteht jedoch die Gefahr, dass ein gesetztes Rohr mehreren Spuren zugeordnet wird, die sich im Azimutalwinkel  $\varphi$  ueberlappen. Daher wird fuer die Analyse des Rohrmusters die mittlere Rohrzahl und ihr Erwartungswert nicht nur fuer alle Rohrebenen ( MRZ(alle), EMRZ(alle) ), sondern auch fuer die  $\pm 30^\circ$  Ebenen ( oben / unten ) bzw.  $\pm 60^\circ$  Ebenen ( Seiten ) berechnet ( MRZ( $\pm 30^\circ$ ), EMRZ( $\pm 30^\circ$ ) ).

Fuer die Definition der Spur eines nichtschauernenden Teilchens ( Myon oder geladenes Hadron ) werden zwei verschiedene Kriterien mit unterschiedlicher Wirksamkeit verwendet.

Welches Kriterium :

- $\geq 3$  Rohrebenen einer Richtung haben angesprochen,
  - $\geq 2$  Rohrebenen einer anderen Richtung haben angesprochen,
  - $MRZ(\text{alle}) - EMRZ(\text{alle}) \leq 0.5$
- oder
- $MRZ(\pm 30^\circ) - EMRZ(\pm 30^\circ) \leq 0.5$

Hartes Kriterium :

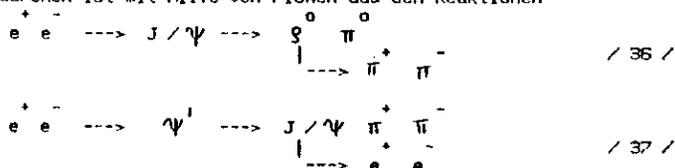
- alle 4 Rohrkammern haben angesprochen ( R1 - R4 ),
- $\geq 9$  aus 12 Rohrebenen ( oben / unten ) bzw.
- $\geq 7$  aus 9 Rohrebenen ( Seiten ) sind gesetzt,
- $HRZ( \text{alle} ) - EHRZ( \text{alle} ) \leq 0.25$
- und
- $HRZ( +30^\circ ) - EHRZ( +30^\circ ) \leq 0.25$  .

Elektronen werden ebenfalls aufgrund ihrer Signatur in den Rohrkammern erkannt :

- in  $\geq 4$  Rohrebenen sind  $\geq 2$  Rohre gesetzt,
- $HRZ( \text{alle} ) - EHRZ( \text{alle} ) \geq 0.5$
- oder
- $HRZ( +30^\circ ) - EHRZ( +30^\circ ) \geq 0.5$  .

Die Nachweiswahrscheinlichkeit mit diesen Kriterien fuer geladene

Hadronen ist mit Hilfe von Pionen aus den Reaktionen



untersucht worden, die Wirkung des Elektronkriteriums dagegen mit Elektronen aus der Weitwinkelbremsstrahlung / 38 /.

Abb. 13 zeigt die Differenz zwischen mittlerer Rohrzahl und dem Erwartungswert ( alle Ebenen ) fuer Pionen, Abb. 14 dagegen fuer Elektronen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit fuer Elektronen mit Hilfe des Elektronkriteriums ist in Abb. 15 und die Nachweiswahrscheinlichkeit fuer Pionen mit den beiden Kriterien fuer nichtschauernde Teilchen ist in Abb. 16 in Abhaengigkeit vom Impuls aufgetragen.  $3.0 \pm 0.4 \%$  der Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung erfuellen das weiche,  $0.4 \pm 0.1 \%$  dagegen das harte Kriterium fuer nichtschauernde Teilchen. Umgekehrt erfuellen  $6.3 \pm 1.3 \%$  der Pionen aus den beiden angefuhrten Reaktionen das Schauerkriterium fuer Elektronen. Durch eine zusaetzliche Sichtpruefung des Rohrmusters ( siehe III.6. ) koennen auch Vernichtungssterne der Pionen zum Teil vom elektromagnetischen Schauer der Elektronen unterschieden werden, so dass nur  $2.0 \pm 0.4 \%$  der untersuchten Pionen ein Elektron vortauschen / 39 /.

Fuer den Nachweis von Myonen im Innendetektor liegen keine experimentellen Werte vor. Die Nachweiswahrscheinlichkeit durch das harte

te Kriterium fuer nichtschauernde Teilchen wird zu  $93 \pm 3 \%$  abgeschaezt, da im Gegensatz zu Pionen keine Sterne durch Kernwechsellwirkung auftreten. Der Minimalimpuls von Myonen, die das harte Kriterium erfuellen, ist durch die Reichweite im Blei des Innendetektors gegeben. Bei senkrechtem Einfall muessen  $22.7 \text{ g/cm}^2$  Blei durchquert werden :  $p_{\mu} > 0.12 \text{ GeU/c}$ , beim maximal moeglichen Winkel von  $60^\circ$  gegen die Flaechnormale dagegen  $45.6 \text{ g/cm}^2$  :  $p_{\mu} > 0.15 \text{ GeU/c} / 39 /$ .

Fuer Elektronen und Photonen, die im Innendetektor einen elektromagnetischen Schauer ausbilden, wird die Energie in den Szintillations - und Schauerzaehlern gemessen / 26 /. Die Pulshoehen der 35 - bis 65 - Zaehler werden mit verschiedenen Gewichten aufsummiert, die mit Hilfe von Elektronen aus der Bhabha - Streuung bestimmt werden. In einer eingeschraenkten Akzeptanz von  $0.446 = 4\pi$  erreicht man eine Energieaufloesung

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{0.175}{\sqrt{E / \text{GeV}}} \quad [ 10 ] .$$

Ausser zur Eichung der Energiemessung werden Bhabha - Ereignisse im Innendetektor zur Definition des nominellen Wechselwirkungspunktes mit Hilfe ihrer Proportionalkammerspuren verwendet.

Die unterschiedlichen Akzeptanzen des Innendetektors fuer die verschiedenen Spurarten sowie fuer die Kriterien ueber schauernde und nichtschauernde Teilchen sind in Tab. 6 zusammengefasst. Dabei werden nur die Raumwinkel ohne Beruecksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeiten angegeben.

### III. Beschreibung der Datenanalyse

#### III.1. Strategie der Ereignisauswahl

Der Zweck der hier beschriebenen Messung und Analyse ist der Nachweis der  $\tau$  - Paarerzeugung im inklusiven  $e^{\pm} X^{\mp}$  - Endzustand ( siehe I.2. ). Die Elektronen werden im Aussendetektor nachgewiesen, wobei weniger als 0.09 % der Hadronen ein Elektron vertauschen. Um den Untergrund durch QED - Reaktionen abzutrennen, bei denen Endzustände mit Elektronen und Positronen auftreten, wird zusätzlich ein nichtschauernes Teilchen ( Myon oder geladenes Hadron ) im Innen - oder Aussendetektor verlangt.

Semileptonische Zerfälle von Teilchen mit Charm werden mit Hilfe der Zahl geladener Teilchen im Detektor abgetrennt. Für den Endzustand  $e^{\pm} X^{\mp}$  bei der  $\tau$  - Paarerzeugung, wobei in  $X^{\pm}$  ein nichtschauernes Teilchen enthalten ist, erwartet man in 68 % der Fälle nur zwei geladene Teilchen ( siehe I.2. ). Bei der assoziierten Erzeugung von Teilchen mit Charm dagegen erwartet man mehr als drei geladene Teilchen im Endzustand ( siehe IV.5. ). Daher wird in dieser Analyse das Signal der  $\tau$  - Paarerzeugung in  $e^{\pm} X^{\mp}$  - Ereignissen gesucht, die nur zwei geladene Teilchen ausser Photonen im Detektor aufweisen.

Um den Untergrund durch semileptonische Zerfälle von Teilchen mit Charm abschätzen zu können und weil eine sichere Festlegung der Zahl geladener Teilchen durch Rechnerprogramme nicht möglich ist, muss die Analyse weitgehend gemeinsam für Ereignisse mit zwei und mit mehr als zwei geladenen Teilchen im Endzustand durchgeführt werden. Die Ereignisauswahl wird mit Rechnerprogrammen durchgeführt, die ausgewählten Ereignisse werden jedoch ausserdem einer Sichtprüfung ( siehe III.6. ) unterzogen.

Die Wirkung der Schnitte zur Isolierung des  $\tau$  - Signals wird durch die Untersuchung weiterer Reaktionen geprüft. Bhabha - Streuung und Weitwinkelbremsstrahlung liefern Elektronen im Aussendetektor, multihadronische Reaktionen dagegen Hadronen zum Vergleich.

Es sind Daten bei Schwerpunktsenergien zwischen 3.9 GeV und 5.2 GeV sowie bei der  $\psi'$  - Resonanz genommen worden, zur Überprüfung des Untergrundes ausserdem bei der  $J/\psi$  - Resonanz und bei 3.6 GeV. In Tab. 7 sind die integrierten Luminositäten für die einzelnen Energieintervalle sowie die verschiedenen Magneteregelungen zusammengestellt.

#### III.2. Kandidaten für Elektronen im Aussendetektor

Ausgangspunkt der Untersuchung sind Ereignisse, für die mindestens eine Spur im Aussendetektor mit der zugehörigen Innendetektorspur gefunden wird, so dass der Impuls bestimmt werden kann ( siehe II.8. ).

Da diese Spur Kandidat für die Spur eines Elektrons ist, muss der Schwellencerenkouzähler angesprochen haben. Um Untergrund durch Streuung der einlaufenden Strahlen am Restgas im Vakuumrohr ( = Strahl - Gas - Wechselwirkung ) und durch kosmische Strahlung teilweise abzutrennen, wird ein sehr loser Schnitt auf die Spurkoordinaten am Wechselwirkungspunkt durchgeführt ( für  $x = 0$ , siehe Abb. 3 ) :

$$\begin{aligned} |z - z_0| &\leq 10 \text{ cm} \\ |y| &\leq 2 \text{ cm} \end{aligned} \quad ( 11 )$$

$z_0$  ist die Koordinate des nominellen Wechselwirkungspunktes ( siehe II.9. ).

Kosmische Strahlung wird ausserdem durch die folgenden beiden Schnitte unterdrückt :

$$\begin{aligned} \text{Teilchenimpuls } p &< 1.5 \cdot \text{Strahlimpuls} \\ \text{Flugzeit } t &> 0 \end{aligned} \quad ( 12 )$$

Die letzte Bedingung stellt sicher, dass der Detektorarm vom Innen nach aussen durchlaufen wird.

Weiterhin müssen OSS - und OSM - Zähler für die Spur angesprochen haben, und die Flugzeitbestimmung muss möglich sein.

Für Spuren nichtschauerner Teilchen im Aussendetektor gelten dieselben Schnitte ohne das Cerenkouzählersignal.

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit  $\eta_{\text{Spur}}$  bezüglich Spur - und Impulsbestimmung sowie  $\eta_{\text{Flz}}$  bezüglich der Flugzeitbestimmung und die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\eta_{\text{Cer}}$  des Schwellencerenkouzählers für Elektronen sind in Tab. 8 für die Messungen auf der  $\psi'$  - Resonanz und oberhalb von 3.9 GeV angegeben. Bei den  $\psi'$  - Daten ergeben sich für  $\eta_{\text{Spur}}$  und  $\eta_{\text{Cer}}$  schlechtere Werte, weil eine Proportionalkommer zeitweilig ausgefallen ist bzw. weil das hohe Magnetfeld (  $\int B \cdot dl = 1.32 \text{ Tm}$  ) die Röhren des Cerenkouzählers beeinflusst hat.

Die Spurrekonstruktionswahrscheinlichkeit ist durch Paarereignisse und kosmische Strahlung / 40 %, die Wahrscheinlichkeit von Flugzeitversagern durch Bhabha - und Myonpaare / 41 % und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkouzählers durch Bhabha - Paare / 42 % bestimmt worden.

III.3. Nichtschauernde Teilchen im Innen- und Aussendetektor

Zusaetzlich zur Elektronspur im Aussendetektor muss ein nichtschauerndes Teilchen ( geladenes Hadron oder Myon ) im Detektor gefunden werden, damit das Ereignis ausgewaehlt wird. Dabei werden Spuren geladener Teilchen im Innendetektor akzeptiert, wenn sie das weiche Kriterium ( siehe II.9. ) fuer ein nichtschauerndes Teilchen in den Rohrkammern erfuellen.

Spuren im Aussendetektor werden akzeptiert, wenn der Schwellen=cerenkouzaehler nicht angesprochen hat. Ist der Cerenkouzaehler jedoch gesetzt, muss entweder ein Reichweitezaehler angesprochen haben ( Myon mit Impuls  $p > 2.01 \text{ GeV/c}$  ), oder eine weitere Spur in den Aussendetektor passiert den Cerenkouzaehler im Bereich derselben Roehre, wobei die erste Spur das Schauerenergie - Kriterium fuer Elektronen ( siehe III.4. ) nicht erfuellt.

Fuer die Flugzeitmasse  $m(\beta, p)$  von nichtschauernden Teilchen im Aussendetektor muss

$$m^2(\beta, p) > 0.006 (\text{GeV/c}^2)^2 \quad (13)$$

gelten, falls der Impuls  $p \leq 0.35 \text{ GeV/c}$  ist. Durch diesen Schnitt gehen  $1.9 \pm 0.2 \%$  der nichtschauernden Teilchen im geforderten Impulsbereich verloren. Ein Schnitt auf die Schauerenergie nichtschauernder Teilchen wird in dieser Vorauswahl nicht vorgenommen.

III.4. Schnitte zur Auswahl guter Elektronspuren

Auf die Ereignisse, die einen Elektronkandidaten im Aussendetektor und zusaetzlich ein nichtschauerndes Teilchen aufweisen, werden weitere Schnitte angewendet, um Untergrund durch multihadronische Ereignisse abzutrennen, bei denen Hadronen ein direktes Elektron vortauschen.

Fuer Elektronen im Aussendetektor muss eine Geschwindigkeit

$$\beta > 0.95 \quad (14)$$

gemessen werden. Mit Elektronen aus Bhabha - Streuung und Weitwinkel - Bremsstrahlung wird eine Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_B = 97.5 \pm 1.2 \%$  ( Daten oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie ) bzw.  $\eta_B = 98.1 \pm 1.2 \%$  (  $\psi'$  - Daten ) fuer den Geschwindigkeitsschnitt bestimmt. Hadronspuren aus multihadronischen Endzuständen erfuellen zu  $5.8 \pm 1.0 \%$  ( Impulse

$p \leq 0.35 \text{ GeV/c}$  ) bzw.  $59.3 \pm 1.4 \%$  (  $p > 0.35 \text{ GeV/c}$ , ohne Protonen ) diese Bedingung. Abb. 17 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung fuer Elektronen aus Weitwinkel - Bremsstrahlung, Abb. 18 fuer Hadronen mit Impulsen  $p \leq 0.35 \text{ GeV/c}$  aus multihadronischen Ereignissen und Abb. 19 fuer Elektronkandidaten mit  $p \leq 0.35 \text{ GeV/c}$ , die gemeinsam mit nichtschauernden Teilchen nachgewiesen werden.

Fuer Elektronen mit Impulsen  $p > 0.35 \text{ GeV/c}$  wird zusaetzlich eine minimale Energie  $E_{\text{min}}$  im Schauerzaehler verlangt :

$$E_{\text{min}} = \max \left\{ 0.15 \text{ GeV}, 0.25 \cdot p \cdot c \right\} \quad (15)$$

Elektronen aus Bhabha - Streuung und Weitwinkel - Bremsstrahlung erfuellen diese Bedingung mit einer Wahrscheinlichkeit  $\eta_{\text{ESch}} = 98.7 \pm 1.0 \%$  ( oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie ) bzw.  $\eta_{\text{ESch}} = 98.3 \pm 1.0 \%$  (  $\psi'$  - Daten ). Pionen aus multihadronischen Ereignissen dagegen genuegen in  $22.0 \pm 1.5 \%$  aller Faelle dem Schauerenergie - Schnitt fuer Elektronen. Abb. 20 zeigt die Schauerenergie in Abhaengigkeit vom Impuls fuer Elektronen aus Weitwinkel - Bremsstrahlung, Abb. 21 fuer Pionen aus multihadronischen Ereignissen und Abb. 22 fuer Elektronkandidaten, die gemeinsam mit einem nichtschauernden Teilchen nachgewiesen werden. Die Grenzlinie der minimalen Schauerenergie fuer Elektronen ist jeweils eingezeichnet.

Die Schnitte auf Geschwindigkeit und Schauerenergie trennen Untergrund durch Hadronen ab, die den Cerenkouzaehler durch Szintillation im Radiatorgas oder durch Erzeugung von  $\delta$  - Elektronen in der Materie vor dem Zaehler ansprechen lassen ( siehe IV.4. ). Der Cerenkouzaehler kann bei rein multihadronischen Ereignissen jedoch ausserdem Elektronen aus Dalitzzerfaellen von neutralen Pionen und  $\eta$ 's sowie aus konvertierten Photonen nachweisen. In diesen Faellen wird ein Elektron - Positron - Paar erzeugt, das einen kleinen Winkel einschliesst, so dass beide Teilchen den OSS - und den OSM - Zaehler vor dem Magnetenebenen gemeinsam durchqueren. Wenn beide Teilchenspuren in den Drahtkammern vor dem Magneten nicht getrennt werden koennen und eines der beiden Teilchen den Magneten aufgrund seines niedrigen Impulses nicht passieren kann, tauscht das andere Teilchen des Paares ein einzelnes Elektron im Aussendetektor vor.

Daher wird ein Schnitt auf die Pulshoehe im OSS - und OSM - Zaehler gemacht. Fuer eine akzeptierte Elektronspur muessen beide Signale kleiner als der zweifache Medianwert der Pulshoeherverteilung minimalisierender Teilchen sein. Die Pulshoehen werden dabei fuer den Winkel, unter dem das Teilchen die Zaehler schneidet, korrigiert. Ausserdem wird auf die Zahl der in den Aussendetektor laufenden Spuren normiert, die beide Zaehler passieren. Fuer die erkannten Mehrfachdurchgaenge wird bei der Sichtpruefung ( siehe III.6. ) entschieden, ob ein Elektron - Positron - Paar im Aussendetektor vorliegt oder nur ein zusaetzliches nichtschauerndes Teilchen.

Mit Elektronen aus Bhabha - Streuung und Weitwinkel - Bremsstrahlung wird die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_{OSS/M}$  fuer den Pulshoehenschnitt zu  $88.0 \pm 1.0 \%$  ( oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie ) bzw.  $86.2 \pm 1.1 \%$  (  $\Psi'$  - Daten ) bestimmt. Bei Mehrfachdurchgaengen durch beide Zaehler wird das Kriterium in  $10 \pm 4 \%$  aller Faelle erfuellt. In Abb. 23 ist das OSM - Signal gegen das OSS - Signal fuer Elektronen der Weitwinkel - Bremsstrahlung aufgetragen, in Abb. 24 fuer Elektronkandidaten, die zusammen mit nichtschauernden Teilchen nachgewiesen werden und in Abb. 25 fuer Ereignisse, bei denen mehrere Spuren beide Zaehler durchqueren. Die Grenzlinien des Pulshoehenschnittes sind jeweils angedeutet.

In Tab. 8 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten fuer Elektronenspur im Aussendetektor fuer die verschiedenen Schnitte zusammengestellt. Fuer die Daten oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie betraegt die gesamte Wahrscheinlichkeit  $\eta_e$   $81.5 \pm 2.4 \%$  (  $p \leq 0.35$  GeV/c ) bzw.  $80.4 \pm 2.4 \%$  (  $p > 0.35$  GeV/c ), fuer die  $\Psi'$  - Daten  $69.5 \pm 2.1 \%$ .

Pionen setzen den Schuellencerenkouzaehler mit einer Wahrscheinlichkeit von  $0.7 \pm 0.2 \%$  / 9f / . Zusammen mit den oben angegebenen Wahrscheinlichkeiten fuer Hadronspuren, den Geschwindigkeitschnitt und den Schauerschnitt zu ueberstehen, ergibt sich daraus fuer geladene Pionen mit Impulsen oberhalb 0.35 GeV/c eine Wahrscheinlichkeit von  $0.09 \pm 0.03 \%$ , irrtuemlich als Elektron im Aussendetektor identifiziert zu werden. Dieser Zahlenwert stellt jedoch nur eine obere Grenze dar, da die Wirkung des OSS/M - Pulshoehenschnittes auf Teilchen mit  $\delta$  - Elektronen im Cerenkouzaehler nicht beruecksichtigt worden ist.

Protonen mit niedrigen Geschwindigkeiten, die daher staerker als Pionen und Kaonen durch Szintillation den Schuellencerenkouzaehler ansprechen lassen, und die besonders als Antiprotonen hohe Schauerenergien durch Kernwechselwirkung aufweisen, koennen durch den Schnitt auf die Geschwindigkeit ( 14 ) leicht als Untergrund abgetrennt werden.

### III.5. Modifizierung der Ereignisauswahl fuer $J/\Psi$ - und $\Psi'$ - Daten

Die Vorauswahl von inklusiven  $e^+ X^+$  - Endzuständen ist im Bereich der Resonanzen  $J/\Psi$  und  $\Psi'$  mit strengeren Schnitten durchgefuehrt worden, damit sich der Aufwand der Sichtpruefung ( siehe III.6. ) in Grenzen haelt.

Um den Untergrund durch Bhabha - Paare, bei denen fuer ein Elektron der Cerenkouzaehler nicht angesprochen hat, zu unterdruecken, muessen nichtschauernde Teilchen im Aussendetektor eine Schauerenergie  $E_{Sch} < 0.7$  GeV ( 16 ) nachweisen. Durch diesen Schnitt werden nur  $0.77 \pm 0.09 \%$  der Pionen und  $2.1 \pm 0.7 \%$  der Kaonen aus multihadronischen Zerfaellen der  $J/\Psi$  Resonanz verworfen. Protonen mit ihren hoeheren Schauerenergien sind fuer den  $\tau$  - Zerfall wegen der erhaltenen Baryonenzahl bedeutungslos.

Fuer die nichtschauernden Teilchen im Innendetektor wird das harte Kriterium fuer das Rohrmuster ( siehe II.9. ) verlangt, wobei jedoch die Differenz zwischen mittlerer Rohrzahl MRZ und dem Erwartungswert EMRZ maximal gleich 0.50 anstelle von 0.25 sein darf. Die Leadedefinition per Programm wird enger gefasst: eine gesetzte R1 - Rohrkammer wird nicht mehr als Hinweis auf ein geladenes Teilchen geuert ( siehe II.9. ).

Bei der  $\Psi'$  - Resonanz wird der inklusive  $e^+ X^+$  - Endzustand durch den Kaskadenzerfall

$$\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^- \rightarrow e^+ e^- \pi^+ \pi^- \quad ( 17 )$$

angereichert. Zur Abtrennung der Kaskadenzerfaelle werden Ereignisse verworfen, wenn in jedem Arm des Aussendetektors eine akzeptierte Elektronspur verlaeuft. Liegt jedoch im Aussendetektor nur eine Elektronspur vor, so muss die geladene Spur mit dem kleinsten Akollinearitaetswinkel dazu in der gegenueberliegenden Innendetektorhaelfte eine

Schauerenergie kleiner als 1 GeU aufweisen.

Diese beiden Schnitte werden nur auf Ereignisse mit mehr als zwei geladenen Teilchen im Detektor angewendet, daher beeinträchtigen sie den Nachweis der  $\tau$  - Paarerzeugung im inklusiven  $e^+ X^-$  - Endzustand nicht, wenn  $X^-$  nur ein geladenes (nichtschauerndes) Teilchen neben Photonen enthalten darf.

### III.6. Sichtprüfung ausgewählter Ereignisse

Die Ergebnisse der Auswahl von Ereignissen mit einem Elektron und einem weiteren, nichtschauernden Teilchen (siehe III.2. - 5.) sind in Tab. 9 zusammengefasst. Im nichtresonanten Energiebereich bei 3.6 GeU und oberhalb 3.9 GeU werden 1111 Kandidaten aus 377528 Ereignissen mit Spuren im Aussendetektor ausgewählt. Diese Ereignisse werden ebenso wie die 185 Kandidaten im Bereich der  $J/\psi$  - Resonanz bzw. die 195 Kandidaten im Bereich der  $\psi'$  - Resonanz einer Sichtprüfung unterzogen.

Grundlage fuer die Sichtprüfung sind vom Rechner ausgedruckte Bilder, in denen fuer ein Ereignis die angesprochenen Detektorkomponenten in verschiedenen Projektionen dargestellt sind. Abb. 27 zeigt als Beispiel die Rohrkammern aus den Seitenteilen des Innendetektors fuer ein Ereignis mit einem Elektron im Aussendetektor und einem nichtschauernden Teilchen und einem Photon im Innendetektor.

Bei der Sichtprüfung wird das Ergebnis der Programmanalyse nachvollzogen und korrigiert. Ereignisse mit einem Elektron im Aussendetektor, das als Teil eines Elektron - Positron - Paares erkannt wird, werden verworfen. Bei nichtschauernden Teilchen im Aussendetektor wird geprüft, ob sie die Akzeptanz des Cerenkovzaehlers passieren und ob die Abstrahlung eines Photons auf ein Elektron hindeutet, bei nichtschauernden Teilchen im Innendetektor, ob das Rohrmuster richtig zugeordnet worden ist. Bhabha - Paare im Aussendetektor, bei denen fuer ein Elektron der Cerenkovzaehler nicht angesprochen hat, werden aufgrund der Kollinearitaet der Spuren, der Schauerenergie und der mit der Strahlenergie uebereinstimmenden Impulse erkannt und verworfen.

Fuer Ereignisse mit nur zwei geladenen Teilchen ist per Programm eine Analyse auf Weitwinkel - Bremsstrahlung durchgefuehrt worden, falls das nichtschauernde Teilchen in den Innendetektor laeuft. Aus dem

Impuls des Elektrons im Aussendetektor und den Richtungen beider geladener Teilchen werden die Richtung des Photons und die Energien des zweiten Elektrons sowie des Photons berechnet. Wird ein Photon in der berechneten Richtung gefunden und stimmen die berechneten Energien mit den gemessenen Schauerenergien von Photon und geladenem Teilchen im Innendetektor ueberein, so wird das Ereignis bei der Sichtprüfung verworfen. Auf diese Weise werden Ereignisse der Weitwinkel - Bremsstrahlung abgetrennt, bei denen ein nichtschauerndes Teilchen im Innendetektor von einem Elektron vorgetauscht wird, das entweder eine niedrige Energie hat, am Rand der Innendetektorakzeptanz verlaeuft oder dessen Schauer sich erst hinter den Rohrkammern im GS - Schauerzaehler entwickelt.

Bei der Sichtprüfung wird weiterhin die Gesamtzahl der Spuren geladener und neutraler Teilchen im Detektor festgelegt. Hierbei werden Spuren geladener Teilchen, die aus einzelnen Ringzaehlern (1S/OS) und einzelnen gesetzten Kammerdraehten kombiniert werden (siehe II.9.), sowie Photonen, die in den Schauerzaehlern des Aussendetektors konvertieren, eingefuegt.

Im Bereich der Resonanzen  $J/\psi$  und  $\psi'$  werden nur Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen ausser Photonen im Detektor behalten. Hoehere geladene Multiplizitaeten aus der Erzeugung von Teilchen mit Charm, die zur Untergrundabschaetzung untersucht werden, treten nur bei hoeheren Energien auf.

### III.7. Ergebnis der Ereignisauswahl

Nach der Sichtprüfung bleiben fuer Schwerpunktsenergien oberhalb von 3.9 GeU 239 und auf der  $\psi'$  - Resonanz 20 Ereignisse mit einem Elektron im Aussendetektor und einem zweiten geladenen, nichtschauernden Teilchen neben Photonen uebrig, wobei keine weiteren geladenen Teilchen nachgewiesen werden (siehe Tab. 9). Diese Ereignisse werden noch abschliessenden Schnitten unterworfen.

Nichtschauernde Teilchen im Innendetektor muessen das harte Kriterium (siehe II.9.) fuer das Rohrmuster erfuellen. Fuer die Kandidaten, bei denen das nichtschauernde Teilchen die erforderliche Zahl von Rohrkammerebenen gesetzt hat, ist in Abb. 26 die Differenz  $MRZ - ERZ$  zwischen mittlerer Rohrzahl und dem Erwartungswert aufge-

tragen, berechnet aus allen Ebenen.

Nichtsauernde Teilchen im Aussendetektor muessen ein Ladungs= vorzeichen entgegengesetzt zum Elektron des Ereignisses haben.

Ereignisse, in denen einzelne Ringzaehler ( 1S/OS ) unabhängig von Spuren geladener Teilchen angesprochen haben, werden verworfen. Dadurch wird die Akzeptanz fuer geladene Teilchen auf  $0.931 \approx 4\pi$  erweitert ( siehe Tab. 6 ).

Weiterhin wird ein engerer Schnitt auf die Koordinaten der Elektronspur am Wechselwirkungspunkt vorgenommen. In Abb. 28 ist die Differenz der z - Koordinate ( fuer  $x = 0$  ) der Spur zum Wert  $z_0$  des nominellen Wechselwirkungspunktes fuer die Ereignisse mit Schwerpunkts= energien oberhalb 3.9 GeU aufgetragen. Abb. 29 zeigt die gleiche Verteilung fuer die Ereignisse aus dem Bereich der  $\Psi'$  - Resonanz, Abb. 30 dagegen fuer die Ereignisse oberhalb 3.9 GeU, die mindestens drei geladene Teilchen aufweisen, darunter ein Elektron und ein nichtsauerndes Teilchen.

In allen drei Faellen liegt ein deutliches Signal um den Wechselwirkungspunkt vor, das unabhängig von Strahl - Gas - Wechselwirkung und von kosmischer Strahlung aus der Elektron - Positron - Paarvernichtung herruehrt. Ereignisse, fuer deren Elektronspur

$$| z - z_0 | \leq 3 \text{ cm} \quad ( 18 )$$

gilt, werden akzeptiert.

Fuer geladene Teilchen im Aussendetektor faellt die Akzeptanz zu niedrigen Impulsen hin stark ab ( siehe Abb. 10 ). Um grosse Korrekturen an einer kleinen Zahl von Ereignissen zu vermeiden, werden nur Ereignisse akzeptiert, fuer deren auf Abstrahlung korrigierten Elektron= impulse ( siehe IV.B. )

$$p_e > 0.2 \text{ GeU/c} \quad ( 19 )$$

gilt. Diese Impulsschwelle fuer niedrige Magnetfelder (  $\int B \cdot dl = 0.40 \text{ Tm}$  bzw.  $0.67 \text{ Tm}$  ) muss fuer die Messungen im Bereich der  $\Psi'$  - Resonanz, die mit einem staerkeren Magnetfeld (  $\int B \cdot dl = 1.32 \text{ Tm}$  ) durchgefuehrt worden sind, erhoehet werden :

$$p_e > 0.4 \text{ GeU/c} \quad ( 20 )$$

Nach diesen Schnitten bleiben in der Ereignisklasse mit zwei geladenen Teilchen 89 Ereignisse mit Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeU und 12 Ereignisse im Bereich der  $\Psi'$  - Resonanz uebrig. Die Wirkung der verschiedenen Schnitte ist in Tab. 9 dargestellt.

Abb. 31 zeigt das rohe, aber akzeptanzbewichtete Impulsspektrum

der Elektronen aus den  $\Psi'$  - Ereignissen. Man erkennt zwei deutlich getrennte Ereignisgruppen. Die 4 Ereignisse mit Elektronimpulsen oberhalb 1 GeU/c lassen sich durch Kaskadenzerfaelle der  $\Psi'$  - Resonanz erklären :

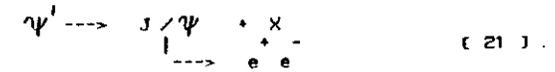
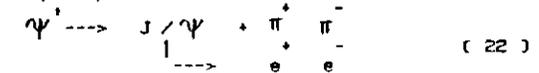


Abb. 32 zeigt das Impulsspektrum von Elektronen des Kaskadenzerfalls



zum Vergleich. Deren Impulse haeuften sich erwartungsgemass um 1.5 GeU/c und liegen durchweg oberhalb 1 GeU/c.

Die 8 Ereignisse mit Elektronimpulsen zwischen 0.4 GeU/c und 1.0 GeU/c stimmen jedoch mit dem Impulsspektrum ueberein, das man fuer Elektronen aus dem Zerfall eines schweren Leptons  $\tau$  mit einer Masse um  $1.8 \text{ GeU/c}^2$  und verschwindender Neutrinomasse erwartet. In Abb. 31 ist eine entsprechende Kurve fuer eine V - A Kopplung am  $\tau - \nu_\tau$  - Vertex eingetragen, die auf die 8 Ereignisse entsprechend dem akzeptierten Impulsbereich normiert ist.

Bei der Schwerpunktsenergie von 3.6 GeU uebersteht kein Ereignis mit nur zwei geladenen Teilchen ausser Photonen alle Schnitte, bei der  $J/\Psi$  - Resonanz werden 2 Ereignisse nachgewiesen.

Ereignisse mit mindestens drei geladenen Teilchen im Endzustand, die fuer Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeU zum Vergleich ebenfalls untersucht werden, muessen die gleichen Schnitte ueberstehen. Nur der Schnitt auf die Pulshoehen in den OSS - bzw. OSM - Zaehlern fuer Elektronspuren wird enger gefasst : die Amplituden in OSS und OSM muessen jeweils kleiner als der 1.7 - fache Medianwert der Pulshoehenteilung minimalisierender Teilchen sein und mindestens eine von beiden kleiner als der 1.5 - fache Medianwert ( vergl. III.4. ). Dadurch wird der Untergrund multihadronischer Ereignisse staerker abgetrennt, der bevorzugt mit hohen geladenen Multiplizitaeten auftritt.

Die Bedingung, dass Aussenelektronen und nichtsauernde Teilchen im Aussendetektor entgegengesetzte Ladungsvorzeichen haben muessen, wird fallengelassen. Einzelne gesetzte Ringzaehler ( 1S/OS ) ohne zugehoerige Spur werden fuer die Festlegung der Zahl geladener Teilchen in dieser Ereignisklasse nicht beachtet.

Als Ergebnis erhaelt man 199 Ereignisse mit Elektronimpulsen

oberhalb 0.2 GeV/c, diesen stehen 77 Ereignisse mit nur zwei geladenen Teilchen im selben Bereich von Schwerpunktsenergien ( $> 3.9$  GeV) gegenueber, die ebenfalls das verschaeufte QSS/M - Kriterium ueberstehen.

#### IV. Korrektur der Rohdaten

##### IV.1. Uebersicht ueber die Korrekturen

Um aus der Zahl von Ereignissen, die das Auswahlverfahren (III.1. - III.7.) ueberstehen, Wirkungsquerschnitte und Verzweigungsverhaeltnisse fuer das schwere Lepton  $\tau$  ableiten zu koennen, muss man die verschiedenen Untergrundbeitraege abgeschaeutzen und subtrahieren. Ausserdem muss die Wahrscheinlichkeit, die Endzustaende aus dem Zerfall der paarweise erzeugten  $\tau$ 's in den verschiedenen Detektorkomponenten nachzuweisen, in einer Monte - Carlo - Simulation bestimmt werden. Der Einfluss von Strahlungskorrekturen ist ebenfalls zu berechnen.

Im folgenden werden die Untergrundbeitraege durch Strahl - Gas - Wechselwirkung, durch QED - Reaktionen und rein multihadronische Ereignisse diskutiert, ferner der Beitrag, den semileptonische Zerfaelle von Mesonen mit Charm zum Endzustand mit nur zwei geladenen Teilchen leisten. Weiterhin wird die Monte - Carlo - Simulation erlaeutert. Abschliessend wird das korrigierte Impulsspektrum der Zerfallselektronen sowie der energieabhaengige Wirkungsquerschnitt unter Beruecksichtigung der Strahlungskorrekturen angegeben.

##### IV.2. Untergrund durch Strahl - Gas - Wechselwirkung

Fuer den Endzustand mit einem Elektron sowie einem nischauernden Teilchen und keinem weiteren geladenen Teilchen wird der Untergrundanteil durch Strahl - Gas - Wechselwirkung aus der Verteilung der z - Koordinate der Elektronspur am Wechselwirkungspunkt abgeleitet ( siehe Abb. 28 und 29 ).

Von den Ereignissen mit Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV liegen 7 ausserhalb des Schnittes auf den Wechselwirkungspunkt, fuer sie gilt

$$10 \text{ cm} \geq | z - z_0 | > 3 \text{ cm} \quad ( 23 )$$

Aufgrund dieser eindeutig identifizierten Strahl - Gas - Ereignisse erwartet man unter den 89 akzeptierten Ereignissen  $3.4 \pm 1.3$  Untergrunde ereignisse, die den Wechselwirkungspunktschnitt

$$3 \text{ cm} \geq | z - z_0 | \quad ( 24 )$$

erfüllen. Hierbei ist berücksichtigt worden, dass die Nachweiswahrscheinlichkeit fuer Elektronen im Cerenkovzaehler im z - Bereich ( 23 ) um einen Faktor  $1.14 \pm 0.04$  schlechter als im z - Bereich ( 24 ) ist / 43 /.

Bei der Untergrundsubtraktion im Impulsspektrum der Elektronen wird fuer den Anteil der Strahl - Gas - Wechselwirkung die Verteilung

$$\frac{dn}{dp} \sim e^{-5.2 \cdot p(\text{GeV}/c)} \quad ( 25 )$$

angenommen. Sie stammt aus einer Anpassung an die Strahl - Gas - Ereignisse aus dem z - Bereich ( 23 ), die zwei oder mehr geladene Teilchen aufweisen.

Im Bereich der  $\Psi'$  - Resonanz liegt kein Ereignis mit zwei geladenen Teilchen ausserhalb des Schnittes ( 24 ) auf den Wechselwirkungspunkt. Daher muss der Untergrund durch Strahl - Gas - Wechselwirkung bei der  $\Psi'$  - Resonanz aus den Daten mit Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV abgeleitet werden. Da die Ereignisrate der Strahl - Gas - Wechselwirkung nicht der Luminositaet, sondern den einzelnen Strahlstroemen proportional ist, wird als Skalenfaktor das Verhaeltnis der ueber die Messzeit integrierten Strahlstroeme verwendet. Ausserdem wird der hoehere Abschneideimpuls von 0.4 GeV/c, die verkleinerte Aussendetektorakzeptanz bei der hoeheren Magnetenerregung ( Tab. 7 und Abb. 10 ) sowie die schlechtere Elektronnachweiswahrscheinlichkeit ( Tab. 8 ) fuer die  $\Psi'$  - Daten beruecksichtigt.

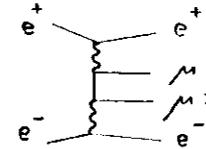
Fuer die 8 bei der  $\Psi'$  - Resonanz akzeptierten Ereignisse ergeben sich  $0.12 \pm 0.04$  Untergruendergebnisse aus der Strahl - Gas - Wechselwirkung. Da der Druck des Restgases im Strahlrohr fuer die Messungen auf der  $\Psi'$  - Resonanz etwa 3 - 5 mal kleiner als bei den hoeheren Schwerpunktsenergien war, liefert diese Untergrundabschaetzung nur eine obere Grenze.

#### IV.3. Untergrund durch Prozesse der Quantenelektrodynamik

Ereignisse mit einem Elektron, einem nichtschauernenden Teilchen und keinem weiteren geladenen Teilchen koennen auch von dem Zwei - Photonen - Prozess

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^- \quad ( 26 )$$

hervorgerufen, wobei ein Elektron und ein Myon im Detektor nicht nachgewiesen werden. Die hauptsaechlich beteiligten Feynman - Graphen sind vom folgenden Typ :



Da sich sowohl die gestreuten Elektronen als auch die erzeugten Myonen bevorzugt unter kleinen Winkeln zur Richtung der einlaufenden Elektronen bewegen, werden nicht alle der vier geladenen Endzustandsteilchen in der Detektorakzeptanz nachgewiesen, wobei zwei nachgewiesene Teilchen haeufiger als drei sind. Eine Monte - Carlo - Simulation / 45 / nach den bekannten Wirkungsquerschnitten / 44 / unter Beruecksichtigung der DASP - Akzeptanzen und der Nachweiswahrscheinlichkeiten fuer Elektronen und Myonen ergibt einen Untergrund von  $6.2 \pm 2.0$  Elektron - Myon - Ereignissen unter den 89 akzeptierten Ereignissen mit Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV. Fuer die 8 Ereignisse im  $\Psi'$  - Bereich erwartet man  $0.6 \pm 0.2$  Elektron - Myon - Ereignisse als Untergrund aus dem Prozess ( 26 ).

Zur Unterscheidung zwischen der Reaktion ( 26 ) und dem  $e^+ X^-$  - Endzustand aus der  $\Upsilon$  - Paarerzeugung kann auch die Verteilung der Grosse  $Q \cdot \cos(\Theta)$  dienen, wobei Q das Ladungsvorzeichen und  $\Theta$  der Polarwinkel des Elektrons bezueglich des einlaufenden Positronenstrahles ist. Waehrend fuer Elektronen und Positronen aus dem Prozess ( 26 ) ein starke Ueberhoehung in Vorwaertsrichtung (  $Q \cdot \cos(\Theta) \rightarrow 1$  ) erwartet wird, zeigt die Verteilung fuer die oberhalb von 3.9 GeV gemessenen Ereignisse mit einem Elektron, einem nichtschauernenden Teilchen und keinem weiteren geladenen Teilchen einen flachen Verlauf ( siehe Abb. 33 ).

Die Weitwinkel - Bremsstrahlung

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \quad ( 27 )$$

kann ebenfalls zum Untergrund beitragen. Werden beide Elektronen im Aussendetektor nachgewiesen, ist eine Fehlinterpretation als nichtschauernendes Teilchen aufgrund der hohen Nachweiswahrscheinlichkeit im Cerenkovzaehler und der grossen Schauerenergie bei den zu erwartenden hohen Impulsen zu vernachlaessigen. Verlaeuft die Spur fuer eines der beiden Elektronen jedoch im Innendetektor, kann es irrtuemlich als nichtschauernendes Teilchen eingestuft werden ( siehe II.9. und III.6. ). Diese Ereignisse werden durch die kinematische Rekonstruktion nur als Weitwin-

kel - Bremsstrahlung erkannt, wenn das zugehörige Photon im Detektor nachgewiesen wird.

Im Bereich der  $\Psi^1$ -Resonanz und fuer Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV werden 2 Ereignisse der Weitwinkel - Bremsstrahlung mit einem Elektron im Innendetektor und nachgewiesenem Photon gefunden, bei denen die Innendetektorspur das harte Kriterium ( II.9. ) fuer nichtschauernde Teilchen erfuehlt. Photonen werden in einem Raumwinkel von  $0.711 \cdot 4\pi$  ( Tab. 6 ) mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.95 ( siehe II.9. ) bei hoeheren Impulsen nachgewiesen. Nimmt man naeherungsweise eine isotrope Verteilung des Photons an, so erwartet man aufgrund der 2 mit einem Photon nachgewiesenen Ereignisse einen Untergrund von  $1.0 \pm 0.7$  Ereignissen ohne nachgewiesenes Photon. Dieser Untergrund teilt sich in  $0.8 \pm 0.6$  Ereignisse mit Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV und  $0.2 \pm 0.14$  Ereignisse im Bereich der  $\Psi^1$ -Resonanz auf. Im Impulsbereich zwischen 0.4 GeV/c und 1.0 GeV/c fuer das Elektron im Aussendetektor erwartet man sogar nur  $0.1 \pm 0.07$  Ereignisse als Untergrund unter den 8 akzeptierten  $\Psi^1$ -Ereignissen.

Fuer die Weitwinkel - Bremsstrahlung erhaelt man ebenso wie fuer die Bhabha - Streuung in der Verteilung von  $Q \cdot \cos^2 \Theta$  einen Anstieg in Vorwaertsrichtung. Abb. 34 zeigt diese Verteilung fuer Bremsstrahlungseignisse mit einem Elektron im Aussendetektor, einem Elektron im Innendetektor und nachgewiesenem Photon. Sie unterscheidet sich deutlich vom flachen Verlauf der entsprechenden Verteilung aus Abb. 33 fuer die akzeptierten Ereignisse oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie.

IV.4. Untergrund durch multihadronische Ereignisse und Kaskadenzerfaelle der  $\Psi^1$ -Resonanz

In rein hadronischen Endzuständen werden Elektronen von Hadronen veraetauscht oder entstehen durch Zerfaelle von Hadronen. Dadurch koennen also auch reine Multihadronereignisse zum Untergrund fuer den  $e^+ X^-$ -Endzustand mit nur zwei geladenen Teilchen aus der  $\tau$ -Paarerzeugung beitragen.

Geladene Hadronen, die im DASP - Aussendetektor nachgewiesen werden, koennen im Material vor dem Cerenkovzaehler  $\delta$ -Elektronen erzeugen oder im Radiatargas szintillieren, so dass der Cerenkovzaehler anspricht. Wenn sie den Schnitt auf die Geschwindigkeit  $\beta$  und die

Schauerenergie ( siehe III.4. ) ueberstehen, werden diese Teilchen als Elektronen eingestuft.

Die  $\delta$ -Elektronen, die den Cerenkovzaehler ansprechen lassen, muessen einen minimalen Impuls von 9.7 MeV/c ( siehe II.8. ) aufweisen. Die maximal auf das  $\delta$ -Elektron uebertragene kinetische Energie

$$E_{kin} ( max ) = \frac{2 \cdot m \cdot c^2}{(1 - \beta^2)} \cdot \beta^2 \quad / 46 /$$

ergibt sich aus der Geschwindigkeit  $\beta$  des stossenden Teilchens. Man berechnet daraus die folgenden Impulsschwellen fuer nichtschauernde Teilchen, die durch  $\delta$ -Elektronen den Cerenkovzaehler setzen :

$$K : 0.33 \text{ GeV/c}, \quad \pi : 0.43 \text{ GeV/c}, \quad K : 1.5 \text{ GeV/c}, \quad P : 2.9 \text{ GeV/c}$$

Dallitzerfaelle neutraler Hadronen, z.B.

$$\begin{aligned} \pi^0 & \text{--->} e^+ e^- \gamma \quad ( 1.2 \times ) \\ \eta & \text{--->} e^+ e^- \gamma \quad ( 0.5 \times ) \end{aligned} \quad ( 28 )$$

sowie Photonen aus Zerfaellen wie

$$\begin{aligned} \pi^0 & \text{--->} \gamma \gamma \quad ( 98.8 \times ) \\ \eta & \text{--->} \gamma \gamma \quad ( 38.0 \times ) \\ & \text{--->} 3 \pi^0 \text{--->} 6 \gamma \quad ( 29.9 \times ) \\ & \text{--->} \pi^+ \pi^- \pi^0 \text{--->} \pi^+ \pi^- \gamma \gamma \quad ( 23.6 \times ) \\ & \text{--->} \pi^+ \pi^- \gamma \quad ( 4.9 \times ) \\ & \text{--->} \pi^0 \gamma \gamma \text{--->} 4 \gamma \quad ( 3.1 \times ) \end{aligned} \quad / 46 /$$

die im Strahlrohr konvertieren, erzeugen ebenfalls Elektronen, die akzeptiert werden, falls sie den Schnitt auf die Amplituden im OSS- bzw. DSM - Zaehler ( siehe III.4. ) und die Sichtpruefung ( siehe III.6 ) ueberstehen.

Der Untergrund aus diesen Quellen wird experimentell ermittelt. Sei  $N_H$  die Zahl von Ereignissen mit einem Elektronkandidaten, einem nichtschauernden Teilchen und keinem weiteren geladenen Teilchen, bei denen der Elektronkandidat fuer Impulse  $p \leq 0.35 \text{ GeV/c}$  den Schnitt auf die Geschwindigkeit

$$\beta > 0.95 \quad ( 30 )$$

nicht erfuehlt bzw. fuer Impulse  $p > 0.35 \text{ GeV/c}$  zwar dem  $\beta$ -Schnitt, nicht aber dem Schnitt auf die Schauerenergie

$$E_{Sch} > \max \{ 0.15 \text{ GeV}, 0.25 \cdot p \cdot c \} \quad ( 31 )$$

genuegt. Dann wird mit Hilfe der Wahrscheinlichkeiten  $\epsilon_\beta$  bzw.  $\epsilon_{ESch}$  fuer Hadronen, diese Schnitte zu erfuehlen, die Zahl

$$N_{UG} = \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \cdot N_H \quad ( 32 )$$

von Untergrundeignissen bestimmt, bei denen ein geladenes Hadron ein Elektron vortauscht.

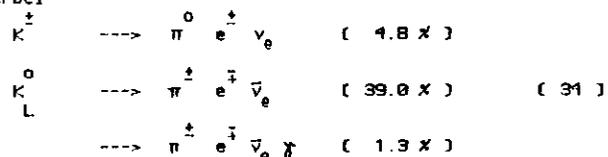
Ebenfalls nach der Formel ( 32 ) wird aus der Zahl von Ereignissen, deren Elektronkandidat den Schnitt auf die Amplituden der OSS - bzw. OSM - Zaehler nicht erfuehlt, aber den Schnitten auf Geschwindigkeit und Schauerenergie genuegt, die Zahl der Untergrundeignisse mit Elektronen aus Dalitzzerfaellen oder Photonenkonversion berechnet. Zuvor muss von  $N_H$  jedoch der Anteil von 12 - 14 % der guten Elektronen abgezogen werden, der ausserhalb des OSS/OSM - Amplitudenschnittes erwartet wird ( siehe III.4. ) und hier nicht mehr vernachlaessigt werden kann.

Die Wahrscheinlichkeiten fuer Hadronen, die einzelnen Schnitte zu ueberstehen, sind  $\xi_B = 0.058 \pm 0.010$  (  $p \leq 0.35$  GeV/c ),  $\xi_{ESch} = 0.220 \pm 0.015$  und  $\xi_{OSS/M} = 0.10 \pm 0.04$  ( siehe III.4. ).

Unter den 89 bei Schwerpunktsenergien oberhalb 3.9 GeV akzeptierten  $e^+ X^-$  - Ereignissen mit nur zwei geladenen Teilchen im Detektor erwartet man  $1.2 \pm 0.7$  Untergrundeignisse, bei denen ein geladenes Hadron ein Elektron vortauscht, und  $0.8 \pm 0.6$  Untergrundeignisse mit Elektronen aus Dalitzzerfaellen bzw. konvertierten Photonen. Fuer die 8 akzeptierten Ereignisse im Bereich der  $\psi'$  - Resonanz laufen die entsprechenden Zahlen  $1.1 \pm 0.7$  bzw.  $0.3 \pm 0.2$  Ereignisse. Fuer die Untergrundsubtraktion im Impulsspektrum der Elektronen wird eine Verteilung gemaess den gemessenen inklusiven Pionenspektren / 48 / oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie zugrundegelegt:

$$E = \frac{d\sigma}{dp^3} \sim e^{-E \cdot 5 / \text{GeV}} \quad ( 33 )$$

Ereignisse mit Elektronen und nichtschauernden Teilchen koennen auch durch schwache semileptonische Zerfaelle von Pionen und Kaonen aus multihadronischen Endzustaaenden entstehen. Die wichtigsten Zerfaelle sind hierbei



/ 46 /. Der Einfluss dieser Zerfaelle auf das beobachtete Signal wird durch eine Monte - Carlo - Simulation abgeschaezt / 21b, 47 /. Anzahl und Impulsverteilung der zerfallenden Kaonen werden dabei den gemessenen inklusiven Hadronspektren / 48 / entnommen. Die geladenen Kaonen muessen vor der Mitte des Cerenkovzaehlers (  $\sim 61$  cm ) zerfallen, damit das Elektron nachgewiesen wird, neutrale Kaonen sogar schon vor dem OS -

Ringzaehler (  $\sim 12$  cm ), damit das Zerfallelektron als geladene Spur akzeptiert wird. Fuer den Energiebereich oberhalb 3.9 GeV erhaelt man als Ergebnis der Simulation 1 Untergrundeignis, bei dem im Endzustand neben Hadronen ein Elektron aus dem Zerfall von Kaonen nachgewiesen wird.

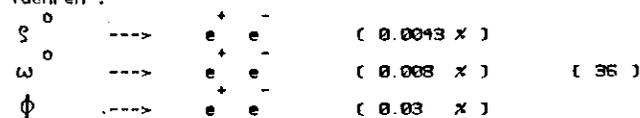
Photonen aus rein hadronischen Endzustaaenden koennen durch Compton - Streuung



im Strahlrohr vor dem OS - Ringzaehler ebenfalls ein Elektron im Aussendetektor erzeugen, das die Ereignisauswahl uebersteht. Eine Monte - Carlo - Simulation / 47 / mit Photonen aus Zerfaellen neutraler Pionen, deren Zahl und Impulsspektrum aus den gemessenen inklusiven Hadronspektren / 48 / abgeleitet wird, liefert mit dem Klein - Nishina - Wirkungsquerschnitt fuer die Compton - Streuung weniger als 0.1 Untergrundeignisse mit einem Elektron und Hadronen im Energiebereich oberhalb 3.9 GeV.

Bei Compton - Streuung an den Huelienelektronen der Strahlrohre materie werden nur negativ geladene Elektronen freigesetzt. Von den 8 auf der  $\psi'$  - Resonanz und den 89 oberhalb von 3.9 GeV akzeptierten Ereignissen haben jedoch nur 51 ein Elektron und 46 ein Positron. Beide Zahlen stimmen annaeherd ueberein, wie man es fuer den Zerfall paarweise erzeugter, schwerer Leptonen  $\tau$  erwartet.

Zerfaelle von Vektormesonen in Elektron - Positron - Paare koennen ebenfalls zu Ereignissen mit gemischtem Elektron - Hadron - Endzustand fuehren:

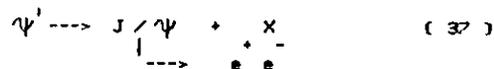


/ 46 /. Aufgrund der gemessenen inklusiven  $\rho^0$  - Erzeugung / 49 / in der Elektron - Positron - Paarvernichtung fuer Schwerpunktsenergien oberhalb 4.0 GeV fuehrt eine Abschaetzung zu weniger als 0.14 Untergrundeignissen aus  $\rho^0$  - Zerfaellen.

Da multihadronische Ereignisse bevorzugt mit mehr als zwei geladenen Teilchen auftreten, stellt der oben abgeschaezte Untergrund durch semileptonische Kaonzerfaelle, Compton - Streuung und Vektormesonzerfaelle nur eine obere Grenze fuer die Ereignisklasse mit nur zwei geladenen Teilchen dar. Fuer die Untergrundsubtraktion werden diese Beitraege im folgenden vernachlaessigt, obwohl die Abschaetzungen nur

fuer den Energiebereich oberhalb 3.9 GeV durchgefuehrt worden sind.

Auf der  $\Psi'$ -Resonanz muss man mit einem Untergrund aus Kaskadenzerfaellen



rechnen, bei denen im Detektor nur zwei geladene Teilchen nachgewiesen werden. Dabei muss jedoch der Elektronimpuls  $p$  durch Abstrahlung kleiner als 1.0 GeV/c werden. Nur 4 +- 4 % der Kaskadenelektronen aus Abb. 32 haben Impulse  $p < 1.0$  GeV/c. Aus den 4 Ereignissen mit Elektronimpulsen  $p > 1.0$  GeV/c, die auf der  $\Psi'$ -Resonanz mit einem Elektron und einem nichtschauernenden Teilchen gemessen (siehe III.7. und Abb. 31) und dem Kaskadenzerfall (37) zugeschrieben werden, schliesst man auf einen Untergrund von 0.2 +- 0.2 Ereignissen unter den 8 akzeptierten Ereignissen mit  $p < 1.0$  GeV/c.

In Tabelle 10 sind die verschiedenen Untergrundbeitraege aufgefuehrt, die fuer die Korrektur der Daten beruecksichtigt worden sind. Aus Strahl-Gas-Wechselwirkung, QED-Prozessen sowie rein hadronischen Endzustaaenden erwartet man 12.4 +- 2.6 Untergrundereignisse bei einem Signal von 89  $e^+ X^-$  Ereignissen im Energiebereich oberhalb 3.9 GeV, die ausser Elektron und nichtschauernendem Teilchen kein weiteres geladenes Teilchen aufweisen. Fuer die  $\Psi'$ -Resonanz erhaelt man 2.3 +- 0.8 Untergrundereignisse unter Einschluss des Kaskadenbeitrages bei einem Signal von 8 Ereignissen.

Fuer beide Energiebereiche sieht man also ueber dem diskutierten Untergrund ein klares Signal fuer die  $\tau$ -Paarerzeugung im  $e^+ X^-$ -Endzustand mit nur zwei geladenen Teilchen. Im Gegensatz zum  $\Psi'$ -Messpunkt unterhalb der kinematischen Schwelle zur Erzeugung von Teilchen mit Charm muss man oberhalb 3.9 GeV jedoch noch den Untergrund durch deren semileptonische Zerfaelle beruecksichtigen (siehe IV.5.).

Die Untergrundabschaetzung kann mit Messungen auf der  $J/\Psi$ -Resonanz und bei 3.6 GeV Schwerpunktsenergie verglichen werden. Fuer die  $J/\Psi$ -Resonanz werden 2 Ereignisse gemessen, von denen jedoch nur 1 Ereignis ein Elektron mit einem Impuls  $p > 0.4$  GeV/c hat. Extrapoliert man den abgeschaezten Untergrund von der  $\Psi'$ -Resonanz, so erwartet 1.0 +- 0.4 Untergrundereignisse in guter Uebereinstimmung mit der Messung. Bei 3.6 GeV Schwerpunktsenergie wird kein Ereignis mit zwei geladenen Teilchen gefunden. Extrapoliert man den Untergrund, der fuer Energien oberhalb 3.9 GeV erwartet wird, so erhaelt man 1.1 +- 0.3 Unter-

grundereignisse, was ebenfalls mit der Messung vertraeglich ist.

Das Fehlen eines wesentlichen Untergrundbeitrages aus multihadronischen Ereignissen kann auch aus der Photonenstatistik der akzeptierten Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen abgelesen werden. Abb. 35 zeigt die Verteilung fuer Daten oberhalb 3.9 GeV, Abb. 36 fuer die  $\Psi'$ -Daten und Abb. 37 fuer eine Monte-Carlo-Simulation der Zerfaelle von paarweise erzeugten  $\tau$ 's (IV.6.) mit den Verzweungsverhaeltnissen aus Tab. 1. Alle drei Verteilungen stimmen in der niedrigen Zahl von Photonen pro Ereignis ueberein, die hauptsaechlich aus dem  $\xi$ -Zerfall (2 Photonen) und dem  $A_1$ -Zerfall (4 Photonen) erwartet werden.

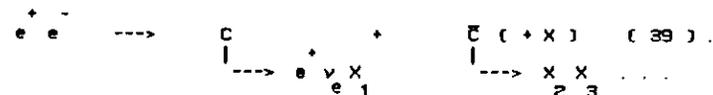
Die Verteilungen unterscheiden sich deutlich von der Photonenstatistik fuer multihadronische Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen, die auf der  $\Psi'$ -Resonanz gemessen worden ist (Abb. 38).

#### IV.5. Untergrund durch semileptonische Zerfaelle von Teilchen mit Charm

Zu gemischten Endzustaaenden  $e^+ X^-$  mit Elektronen und nichtschauernenden Teilchen traegt nicht nur die Paarerzeugung schwerer Leptonen  $\tau$



bei, sondern auch die assoziierte Erzeugung von Teilchen  $C$  (Mesonen und Baryonen) mit der Quantenzahl Charm:



Fuer die Reaktion (38) erwartet man in etwa 70 % aller Faelle nur zwei geladene ausser neutralen Teilchen im Endzustand (siehe I.2. und /Sb, Sg /). Der Nachweis von Ereignissen mit einem Elektron, einem nichtschauernenden Teilchen und keinem weiteren geladenen Teilchen auf der  $\Psi'$ -Resonanz beweist, dass die  $\tau$ -Paarerzeugung (38) unabhnaengig von der Erzeugung von Teilchen mit Charm (39) stattfindet. Die leichtesten Teilchen mit Charm, die  $D^0$ -Mesonen mit einer Masse von 1.8633 +- 0.0009 GeV/c<sup>2</sup> /Sd /, koennen erst bei einer Schwerpunktsenergie von 3.727 GeV oberhalb der  $\Psi'$ -Resonanz (3.686 GeV /20 /) auftreten.

Fuer die assoziierte Erzeugung von Teilchen mit Charm (39)

erwartet man aus deren Zerfaellen hoehere geladene Multiplizitaeten im Endzustand als bei der  $\tau$  - Paarerzeugung. Aufgrund eines statistischen Modells / 50 / erhaelt man fuer die mittlere Zahl geladener Teilchen  $\langle N \rangle$  aus rein hadronischen Zerfaellen der  $D^0$ ,  $D^+$  und  $F^+$  Mesonen die folgenden Werte :

$$\begin{aligned} \langle N \rangle_{th} &= 3.1 & ( D^0 ) \\ &= 3.0 & ( D^+ ) \\ &= 3.2 - 3.4 & ( F^+ ) \end{aligned} \quad ( 40 )$$

Sie liegen hoeher als die fuer  $D^0$  und  $D^+$  gemessenen Werte / 5d / :

$$\begin{aligned} \langle N \rangle &= 2.3 \pm 0.2 & ( D^0 ) \\ &= 2.3 \pm 0.3 & ( D^+ ) \end{aligned} \quad ( 41 )$$

Durch die Untersuchung von Ereignissen mit nur zwei geladenen Teilchen wird also der Beitrag von Teilchen mit  $Charm$  zum  $e^+ X^-$  - Endzustand weitgehend abgetrennt. Ihr Anteil am Untergrund unter dem Signal der  $\tau$  - Paarerzeugung wird im folgenden abgeschaezt.

Der DASP - Detektor weist geladene Teilchen nicht im vollen Raumwinkel nach ( siehe Tab. 6 ). So koennen bei der Erzeugung von Teilchen mit  $Charm$  zwar mehr als zwei geladene Teilchen im Endzustand auftreten, von denen aber nur zwei nachgewiesen werden. Dieser Vorgang wird durch ein einfaches Modell simuliert. Ausgangspunkt sind die 199 Ereignisse, die oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie mit einem Elektron, einem nichtschauernenden Teilchen und mindestens drei geladenen Teilchen insgesamt beobachtet werden. Es wird eine isotrope Richtungsverteilung fuer die geladenen Teilchen angenommen, ferner impulsunabhaengige Nachweiswahrscheinlichkeiten. Sei  $f = 0.041$  die Nachweiswahrscheinlichkeit fuer ein Elektron im Aussendetektor,  $q = 0.45$  fuer ein nichtschauernendes Teilchen und  $p$  fuer ein geladenes Teilchen im gesamten Detektor. Die Wahrscheinlichkeiten  $f$ ,  $q$  und  $p$  sind ein Produkt aus dem relativen Raumwinkel und der Nachweiswahrscheinlichkeit innerhalb dieses Raumwinkels. Der Wert fuer  $p$  wird im folgenden bestimmt, er ist von der Groessenordnung des Raumwinkels  $\Delta\Omega/4\pi = 0.84$ , in dem fuer die 199 untersuchten Ereignisse Spuren geladener Teilchen definiert worden sind. Aus der Binomialstatistik ergibt sich die Wahrscheinlichkeit

$$W_{km} = f \cdot \left\{ 1 - \binom{k-1}{0} \cdot [1 - q/p]^{k-1} \right\} \cdot \binom{m-1}{k-1} \cdot p^{k-1} \cdot [1-p]^{m-k} \quad ( 42 )$$

ein Ereignis mit  $m$  geladenen Teilchen,  $m = 4, 6, 8, \dots$ , mit  $k$  im Detektor nachgewiesenen geladenen Teilchen,  $k = 2, 3, 4, \dots$ , wiederzufinden. Das Elektron und das nichtschauernende Teilchen sind dabei ge-

sondert behandelt worden.

Aus der Zahl  $N$  von Ereignissen mit  $k$  nachgewiesenen geladenen Teilchen,  $k = 3, 4, 5, \dots$ , kann die Zahl  $N'$  von Ereignissen mit  $m$  geladenen Teilchen im Endzustand,  $m = 4, 6, 8, \dots$ , durch die Loesung des Gleichungssystems

$$N_k = \sum_{m \geq k} W_{km} \cdot N'_m \quad ( 43 )$$

bestimmt werden. Aus der wahren Multiplizitaetsverteilung  $N'_m$  kann dann mit Hilfe von ( 43 ) auch die Zahl  $N_2$  von Ereignissen mit mindestens vier geladenen Teilchen bestimmt werden, von denen nur zwei im Detektor nachgewiesen werden. Hierbei muss jedoch  $p$  durch die Akzeptanz  $p' = 0.931$  der Ringzaehler ( OS/IS ) ersetzt werden, da bei der Analyse von Ereignissen mit nur zwei geladenen ausser neutralen Teilchen auch einzelne gesetzte Ringzaehler als Spuren geladener Teilchen betrachtet worden sind ( siehe III.7. ).

Unabhaengig vom genauen Wert fuer  $p$  erhaelt man  $N_2 = 1 \pm 1$  Untergrundereignisse. Die unterschiedlichen Schnitte auf die OSS/OSM - Amplituden fuer Ereignisse mit zwei und mit mehr als zwei geladenen Teilchen ( siehe III.7. ) sind dabei beruecksichtigt worden. Aufgrund der  $6 \pm 2.4$  Ereignisse mit nur zwei geladenen Teilchen, aber zusätzlich gesetztem Ringzaehler, bestimmt man  $p = 0.805 \pm 0.040$  in guter Ueberstimmung mit dem reinen Raumwinkel.

Bei der Untergrundsubtraktion fuer die  $89 e^+ X^-$  - Ereignisse aus der  $\tau$  - Paarproduktion oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie mit nur zwei geladenen Teilchen im Detektor werden also  $1 \pm 1$  Ereignisse aus  $e^+ X^-$  - Endzuständen mit mindestens vier geladenen Teilchen beruecksichtigt. Sie enthalten nicht nur den Beitrag semileptonischer Zerfaelle von Teilchen mit  $Charm$ , sondern auch semihadronischer  $\tau$  - Zerfaelle in das Hadronkontinuum mit mindestens drei geladenen Hadronen.

Abb. 39 zeigt die gemessene Verteilung der Zahl geladener Teilchen im Detektor fuer  $e^+ X^-$  - Endzustände unabhaengig von der Zahl nachgewiesener Photonen, Abb. 40 dagegen nur fuer Ereignisse ohne Photon. In beiden Faellen heben sich die Ereignisse mit nur zwei geladenen Teilchen im Detektor, die aus den Zerfaellen paarweise erzeugt  $\tau$  's erwartet werden, deutlich von den hoeheren Multiplizitaeten ab. Aus der nach ( 42 ) und ( 43 ) entfaltenen Verteilung berechnet man die mittlere Zahl geladener Teilchen fuer  $e^+ X^-$  - Ereignisse mit mindestens vier geladenen Teilchen zu

$$\langle N \rangle = 5.1 \pm 0.4 \quad ( 44 )$$

Abb. 41 zeigt die Zahl nachgewiesener Photonen fuer  $e^+ X^-$ -Ereignisse mit mindestens drei geladenen Teilchen im Detektor. Im Gegensatz zu den gemessenen  $\tau$ -Verteilungen (siehe Abb. 35 und 36) aus  $e^+ X^-$ -Ereignissen mit nur zwei geladenen Teilchen treten hier hoehere Photonenmultiplizitaeten bevorzugt auf.

Legt man eine isotrope Richtungsverteilung nur paarweise vorkommender Photonen unabhängig von der Zahl geladener Teilchen zugrunde, erhaelt man mit Hilfe der Binomialstatistik die Wahrscheinlichkeit

$$W_{km}(\gamma) = \binom{m}{k} p_{\gamma}^k (1 - p_{\gamma})^{m-k} \quad (45),$$

dass ein Ereignis mit  $m$  Photonen,  $m = 0, 2, 4, \dots$ , mit nur  $k$  Photonen,  $k = 0, 1, 2, \dots$ , nachgewiesen wird, wobei  $p_{\gamma} = 0.675$  die Nachwahrscheinlichkeit fuer Photonen mit hoeheren Impulsen ist. Die niederenergetischen, ungepaarten Photonen aus den Zerfaellen der angeregten Mesonen  $D^*$  und  $F^*$  werden in diesem Modell nicht erfasst.

Eine Entfaltung der wahren Photonenzahl aus der gemessenen analog zu (43) ermoeglicht die Berechnung der mittleren Photonenzahl  $\langle N_{\gamma} \rangle$ . Fuer Ereignisse mit mindestens drei geladenen Teilchen im Detektor ergibt sich

$$\langle N_{\gamma} \rangle = 2.8 \pm 0.3 \quad (46),$$

fuer Ereignisse mit nur zwei nachgewiesenen geladenen Teilchen

$$\langle N_{\gamma} \rangle = 1.2 \pm 0.2 \quad (47),$$

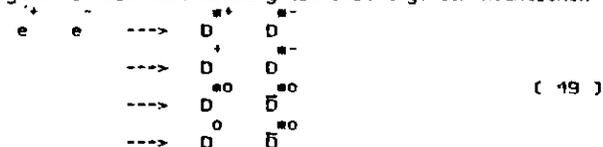
wobei (47) sich nur auf eines der paarweise erzeugten  $\tau$ 's in Verbindung mit dem nichtschauenden Teilchen (Myon oder Hadron) bezieht, da das andere rein leptonisch in ein Elektron und Neutrinos zerfaellt. Die mittleren Multiplizitaeten (44), (46) und (47) sind nicht auf Untergrundbeitraege korrigiert (vergl. U.1., (57)).

Bei der assoziierten Erzeugung von Teilchen mit Charm sind auch  $e^+ X^-$ -Endzustaeende moeglich, in denen ausser Photonen und anderen langlebigen neutralen Teilchen nur zwei geladene Teilchen vorkommen. Der Untergrund fuer das  $\tau$ -Signal oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie durch diese Kanaele wird im folgenden fuer die D-Mesonen abgeschaezt.

Ausgangspunkt sind die gemessenen Wahrscheinlichkeiten fuer das  $D^0$  bzw.  $D^+$ , in Endzustaeende mit keinem bzw. nur einem geladenen Teilchen zu zerfallen / Sd /. Fuer semileptonische Zerfaelle wird jeweils die niedrigste moegliche geladene Multiplizitaet angenommen:



Weiterhin gehen in die Abschaeztung die Beitraege der Reaktionen



mit gleichem Gewicht ein. Die Verzweigungsverhaeltnisse fuer die Zerfaelle der angeregten Mesonen



sind gemessen oder berechnet worden / Sd /.

Unter diesen z.T. willkuerlichen Voraussetzungen erwartet man fuer  $\tau \rightarrow 4 \pi$  der Ereignisse mit Elektron und nichtschauendem Teilchen aus dem Zerfall von Teilchen mit Charm nur zwei geladene Teilchen. Dieser Wert kann sich veraendern, wenn das F-Meson und Baryonen mit Charm / Sd / ebenfalls beruecksichtigt werden.

Geht man von den 199  $e^+ X^-$ -Ereignissen mit mindestens drei geladenen Teilchen im Detektor aus, die oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie gefunden worden sind, und subtrahiert  $11.6 \pm 2.0 \times$  Untergrund durch rein multihadronische Ereignisse und Strahl-Gas-Wechselwirkung sowie einen Anteil von  $22 \pm 8 \times$  durch semihadronische  $\tau$ -Zerfaelle in mindestens drei geladene Hadronen neben neutralen Teilchen, so erhaelt man  $6.5 \pm 3.9$  Ereignisse als Untergrund unter den 89 fuer das  $\tau$ -Signal akzeptierten  $e^+ X^-$ -Ereignissen mit nur zwei geladenen Teilchen. Die unterschiedlichen Nachwahrscheinlichkeiten fuer Ereignisse mit nur zwei und mit mehr als zwei geladenen Teilchen sind hierbei beruecksichtigt worden.

Fuer diese Untergruendereignisse wird jedoch eine hohe Photonenmultiplizitaet erwartet. Aufgrund des statistischen Modells fuer die Zerfaelle von D-Mesonen ( / Sd /, siehe oben (40) ) wird eine theoretische Verteilung der Photonenzahl fuer diese Ereignisse berechnet. Abb. 42 zeigt diese Verteilung unter Beruecksichtigung der Nachwahrscheinlichkeit fuer Photonen im Detektor nach (45). Sie unterscheidet sich deutlich von den gemessenen Verteilungen fuer  $e^+ X^-$ -Ereignisse mit nur zwei geladenen Teilchen (Abb. 35 und 36). Man erwartet  $45.9 \times$  der Untergruendereignisse mit mehr als vier nachgewiesenen Photonen. Unter den 89 akzeptierten Ereignissen erfuellen nur 3 diese Bedingung. Diese Ereignisse koennen teilweise vom Zerfall des  $\tau$  ins Hadron-Kontinuum (siehe I.2.) mit nur einem geladenen Teilchen herruehren. Ordnet man dennoch alle 3 Ereignisse dem Untergrund zu, so

erhaelt man  $6.5 \pm 3.8$  Untergrundereignisse insgesamt.

Die auf verschiedenen Wege durchgefuehrten Abschaetzungen des Untergrundes durch  $e^+ X^-$  - Ereignisse mit nur zwei geladenen Teilchen aus Zerfaellen von Teilchen mit Charm fuehren zu gleichen Ergebnissen, die jedoch stark von den verwendeten Annahmen und Modellen abhaengen. Wegen dieser Unsicherheit wird vom Signal oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie dieser Untergrund nicht subtrahiert.

Baryonen mit Charm tragen aufgrund der Messung inklusiver Baryonerzeugung / S2 / mit weniger als 1% zwischen 4.4 GeV und 5.2 GeV Schwerpunktsenergie zur Erzeugung von Teilchen mit Charm in der Elektron - Positron - Vernichtung bei. Grosse Veraenderungen durch ihre Beruecksichtigung sind gegeneuber den rein mesonischen Abschaetzungen also nicht zu erwarten.

Fasst man die vorangehende Diskussion zusammen, so laesst sich das Signal der  $\tau$  - Paarerzeugung im  $e^+ X^-$  - Endzustand mit nur zwei geladenen Teilchen sauber vom Untergrund durch semileptonische Zerfaelle von Teilchen mit Charm oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie abtrennen. Die abgeschaezten Untergrundbeitraege sind in Tab. 10 gemeinsam mit den zuvor diskutierten Beitrageen der anderen Untergrundquellen ( siehe IV.2. - 4. ) dem gemessenen  $\tau$  - Signal gegenebergestellt.

IV.6. Bestimmung der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit durch eine Monte - Carlo - Simulation

Aus einem Signal von N Ereignissen mit einem Elektron, einem nichtschau= ernden Teilchen und keinem weiteren geladenen Teilchen wird der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\tau\tau}$  fuer die  $\tau$  - Paarerzeugung nach der Bezie= hung

$$2 \cdot \frac{B_e}{e} \cdot \frac{B_{ns}}{ns} \cdot \sigma_{\tau\tau} = \sum_{i=1}^N A_e(i) \cdot A_{ns} \cdot \eta_e \cdot F_{MC} \cdot \frac{1}{\int L \cdot dt} \quad (52)$$

bestimmt.  $B_e$  bzw.  $B_{ns}$  sind die Verzweigungsverhaeltnisse fuer die Zerfaelle

bzw.  $\tau \rightarrow e \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad (53)$

$\tau \rightarrow X \nu_\tau \quad (54)$

X enthaelt genau ein nichtschau= erndes und kein weiteres geladenes Teil= chen.

Der Ereigniszahl entspricht in ( S2 ) die Summe

$$N = \sum_{i=1}^N A_e(i) \quad (55)$$

wobei jedes der N Ereignisse mit dem Akzeptanzgewicht fuer das Elektron im Aussendetektor eingeht. Das Gewicht  $A_e(i)$  ist der Quotient aus dem vollen Raumwinkel  $4\pi$  und der Akzeptanz  $\int d\Omega$  fuer den gemessenen Impuls in beiden Spektrometerarmen ( siehe Abb. 10 ). Von ( 55 ) muss der ebenfalls akzeptanzbewichtigte Untergrund zuvor subtrahiert werden. Weiterhin ist  $A_{ns} = 1/0.613$  der Quotient aus  $4\pi$  und dem Raumwinkel, in dem nichtschau= ernde Teilchen nachgewiesen werden ( siehe Tab. 6 ). Der Aussendetektor wird dabei mit  $0.05 \cdot 4\pi$  veranschlagt, die Impuls= abhaengigkeit wird in der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit  $F_{MC}$  be= ruecksichtigt.  $\eta_e$  ist die Wahrscheinlichkeit, mit der Elektronen die Schnitte der Ereignisauswahl ueberstehen ( siehe Tab. 8 ).

In der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit  $F_{MC}$  sind die impuls= abhaengige Nachweiswahrscheinlichkeit fuer nichtschau= ernde Teilchen, der Minimalimpuls fuer Elektronen im Aussendetektor ( siehe III.7. ) sowie die von der Isotropie abweichende Richtungsverteilung der Elektronen und nichtschau= ernden Teilchen beruecksichtigt. Abschliessend wird die rechte Seite von ( S2 ) durch die integrierte Luminositaet  $\int L \cdot dt$  geteilt.

$F_{MC}$  wird durch eine Monte - Carlo - Simulation / S3 / der  $\tau$  - Paarerzeugung und der anschliessenden Zerfaelle bestimmt. Als Zerfael= le mit nur einem nichtschau= ernden Teilchen werden die Prozesse

$$\tau \rightarrow \mu \nu_\mu \nu_\tau \quad (56)$$

$$\tau \rightarrow \pi \nu_\tau \quad (57)$$

$$\tau \rightarrow \rho \nu_\tau \rightarrow \pi^+ \pi^0 \nu_\tau \quad (58)$$

$$\tau \rightarrow A_1 \nu_\tau \rightarrow \rho^+ \pi^0 \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0 \quad (59)$$

beruecksichtigt. Fuer ( 56 ), ( 57 ) und ( 58 ) werden die im Impuls und Winkel sowohl des Elektrons aus ( 53 ) als auch des nichtschau= ernden Teilchens differentiellen Zerfallsverteilungen / 12 / zugrunde gelegt.

Fuer das  $A_1$  bzw. das  $\rho$  aus ( 59 ) werden dagegen Phasenraumvertei= lungen der Zerfallsprodukte angenommen. Bei der Simulation der rein lep= tonischen Zerfaelle ( 53 ) und ( 56 ) wird fuer die Struktur des  $\tau - \nu_\tau$  - Vertex sowohl die  $V - A$  als auch die  $V + A$  Kopplung beruecksichtigt / S4 /.

Als Ergebnis der Simulation erhaelt man mit den Verzweigungs= verhaeltnissen fuer das  $\tau$  aus Tab. 1 und einer Masse von 1.8 GeV/c<sup>2</sup> die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten

$F_{MC} = 0.75 (U - A)$  bzw.  $0.74 (U + A)$  ( 60 )  
 fuer die Daten oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie. Aufgrund der statistischen Schwankungen der Simulation und einer geringfuegigen Energieabhaengigkeit der gleichen Groessenordnung erhaelt man einen Fehler von  $1.3 \%$ . Der Unterschied fuer U - A Kopplung und U + A Kopplung ergibt sich aus dem Minimalimpuls von 0.2 GeV/c fuer das Elektron im Auswendedetektor, der bei U - A Kopplung weniger Ereignisse wegschneidet als bei U + A Kopplung.

Da bei den  $\Psi'$ -Daten ein hoeherer Abschneideimpuls von 0.4 GeV/c bei einer kleineren Schwerpunktsenergie verwendet worden ist, erhaelt man kleinere Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten, die sich fuer U - A und U + A Kopplung staerker unterscheiden :

$F_{MC} = 0.62 (U - A)$  bzw.  $0.54 (U + A)$  ( 61 ).  
 Der statistische Fehler der Simulation betraegt hier  $2.3 \%$ .

Ein systematischer Fehler wird durch die Unsicherheit ueber die  $\tau$ -Verzweigungsverhaeltnisse verursacht, da ein Myon eine hoehere Wahrscheinlichkeit als ein Pion besitzt, die Schnitte fuer ein nicht-schauernes Teilchen ( siehe II.9. ) zu ueberstehen. Um die Groessenordnung dieses Fehlers abzuschuetzen, wird die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit fuer die gemessenen Verzweigungsverhaeltnisse

$$\begin{aligned} B(\tau \rightarrow \mu \nu_\tau) &= 0.182 \pm 0.028 \quad / 9g / \\ B(\tau \rightarrow \pi \nu_\tau) &= 0.022 \pm 0.028 \quad / 9h / \\ B(\tau \rightarrow \rho \nu_\tau) &= 0.24 \pm 0.09 \quad / 9h / \\ B(\tau \rightarrow A \nu_\tau \rightarrow \rho \pi \nu_\tau) &= 0.050 \pm 0.015 \quad / 9c / \end{aligned} \quad ( 62 )$$

berechnet. Fuer die Messungen oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie erhaelt man eine Abweichung von  $1 \%$  gegenueber ( 60 ) und fuer die  $\Psi'$ -Daten von  $2 \%$  gegenueber ( 61 ) in der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit.

Ein weiterer systematischer Fehler von  $4 \%$  kommt durch den Fehler zustande, mit dem die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit fuer nichtschauernde Teilchen behaftet ist.

Insgesamt erhaelt man fuer die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit  $F_{MC}$  bei quadratischer Addition einen relativen Fehler von  $5 \%$ .

IV.7. Strahlungskorrekturen

Der Wirkungsquerschnitt fuer die  $\tau$ -Paarerzeugung laeuft in niedrigster Naehering der QED ( Ein - Photon - Austausch )

$$\sigma_{\tau\tau}^0 = \frac{2\pi\alpha^2}{3} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{4E^2} \quad ( 63 ) ,$$

wobei E die Energie der einlaufenden Strahlen und  $\beta$  die Geschwindigkeit der erzeugten  $\tau$ 's ist. Das  $\tau$  wird als punktfoermiges Spin - 1/2 - Teilchen betrachtet.

Beim Vergleich mit dem Messergebnis muessen jedoch Strahlungskorrekturen fuer den Elektron - Positron - Anfangszustand beruecksichtigt werden / SS /.

Ausser der Abstrahlung reeller Photonen



gehen auch noch Vertexkorrekturen, Selbstenergietherme und die Vakuum polarisation



in die Korrektur ein. Die Abweichung des gemessenen Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{\tau\tau}$  vom in erster Naehering berechneten Wert  $\sigma_{\tau\tau}^0$  laesst sich faktorisieren / SS / :

$$\sigma_{\tau\tau} = \sigma_{\tau\tau}^0 (4E)^2 \cdot \left[ 1 + \dots \right] \quad ( 66 )$$

$$+ \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \left( 2 \log \frac{2E}{m_e} - 1 \right) \left( \log \frac{A}{E} + \frac{4}{3} \right) + \int_A^{k_{max}} \left( 1 - \frac{k}{E} - \frac{k^2}{2E^2} \right) \frac{\sigma_{\tau\tau}^0(4E(E-k))}{\sigma_{\tau\tau}^0(4E^2)} \frac{dk}{k} - \frac{4}{3} + \frac{\pi^2}{6} \right\}$$

k ist die maximale Energie abgestrahlter Photonen, fuer welche die Reaktion im Detektor noch nachgewiesen werden kann. Die Energie A ist eine Hilfsgroesse fuer die Berechnung der Korrektur. Sie trennt die Bereiche weicher und harter Photonen voneinander, die jeweils auf eine andere Art beruecksichtigt werden. Fuer die vorliegende Auswertung wird  $A = 5$  MeV verwendet,  $k_{max}$  ist durch die Bedingung gegeben, dass die Schwerpunktsenergie nach Abstrahlung des Photons groesser als die doppelte  $\tau$ -Masse sein muss :

$$4 * E = (E - k_{max})^2 = 4 * m_\tau^2 \quad ( 67 ) .$$

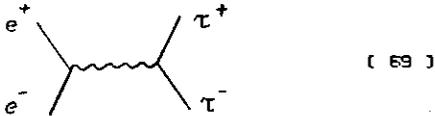
Fuer die Energiebereiche oberhalb 3.9 GeV ( siehe Tab. 7 ) berechnet man die folgenden Korrekturfaktoren (  $m_\tau = 1.82$  GeV/c ) :

$2 * E = 4.14 \text{ GeV}$	1.105	
4.46 GeV	1.068	( 68 )
5.09 GeV	1.036	

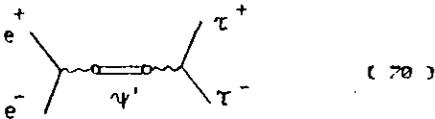
Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\tau\tau}$  muss mit den Faktoren ( 68 ) multipliziert werden, damit er mit dem theoretischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\tau\tau}^0$  in niedrigster Naeherung ( 63 ) verglichen werden kann.

Bei den Messungen auf der  $\Psi'$ -Resonanz traegt ausser dem

Q E D - Prozess



auch die  $\Psi'$ -Resonanz über die Vakuumpolarisation zur  $\tau$ -Paar=erzeugung bei :



Beim Vergleich der  $\Psi'$ -Daten mit den nichtresonanten Messungen oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie muss also ausser den Strahlungskorrekturen am Q E D - Beitrag auch noch eine Korrektur fuer die Ueberhoehebung durch den Resonanzbeitrag angebracht werden, der experimentell aus der parallel gemessenen Myonpaarerzeugung bestimmt wird. Vernachlaessigt man die Interferenz zwischen resonanter Paarzeugung und dem Q E D - Beitrag, so lassen sich die gemessenen Wirkungsquerschnitte fuer die  $\tau$ - bzw.  $\mu$ -Paarerzeugung im Bereich der Resonanz folgendermassen schreiben :

$$\sigma_{\tau\tau} = \delta_{\tau\tau}(\Psi') * \sigma_{\tau\tau}^0 + (1 + \delta_{\tau\tau}(\text{QED})) * \sigma_{\tau\tau}^0 \quad ( 71 )$$

$$\sigma_{\mu\mu} = \delta_{\mu\mu}(\Psi') * \sigma_{\mu\mu}^0 + (1 + \delta_{\mu\mu}(\text{QED})) * \sigma_{\mu\mu}^0 \quad ( 72 )$$

Dabei ist

$$\sigma_{\mu\mu}^0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3} * \frac{1}{4E^2} \quad ( 73 )$$

analog zu  $\sigma_{\tau\tau}^0$  ( 63 ) der totale Wirkungsquerschnitt fuer Myonpaarerzeugung (  $\beta_{\mu} \rightarrow 1$  ) in erster Naeherung der Q E D, und  $\delta_{\tau\tau}(\text{QED})$  bzw.  $\delta_{\mu\mu}(\text{QED})$  sind die zugehoerigen Strahlungskorrekturen. Die Resonanzueberhoehebung steckt in den Faktoren  $\delta_{\tau\tau}(\Psi')$  bzw.  $\delta_{\mu\mu}(\Psi')$ , die den gleichen Wert haben :

$$\delta_{\tau\tau}(\Psi') = \delta_{\mu\mu}(\Psi') \equiv \delta(\Psi') \quad ( 74 )$$

Aus der gemessenen Myonpaarerzeugung wird

$$\delta(\Psi') = 0.869 \quad ( 75 )$$

bestimmt / 57 %. Dieser Wert enthaelt neben der Resonanzueberhoehebung auch den Einfluss der Strahlenergiebreite (  $\Gamma(2 * E) = 1.2 \text{ MeV}$  ), die grosser als die Breite der  $\Psi'$ -Resonanz (  $0.228 \text{ MeV} / 56 /$  ) ist und daher eine Korrektur bei der Messung des Resonanzwirkungsquerschnittes erfordert / 20, 26 %. Die Abstrahlung reeller Photonen im Anfangszustand spielt beim Resonanzbeitrag zur  $\tau$ -Paarerzeugung aufgrund der geringen Resonanzbreite keine Rolle. Fuer die Strahlungskorrektur zur nichtresonanten Paarzeugung erhaelt man nach ( 66 )

$$1 + \delta_{\tau\tau}(\text{QED}) = 0.733 \quad ( 76 )$$

bei 3.686 GeV Schwerpunktsenergie und einer  $\tau$ -Masse von 1.82 GeV/c.<sup>2</sup> Insgesamt muss man also  $\sigma_{\tau\tau}(\Psi')$  mit

$$\frac{1}{1 + \delta(\Psi') + \delta_{\tau\tau}(\text{QED})} = 0.624 \quad ( 77 )$$

multiplizieren, um auf den Messwert fuer den Q E D - Wirkungsquerschnitt erster Ordnung  $\sigma_{\tau\tau}^0(\Psi')$  zu kommen.

#### IV.8. Energieabhaengiger Wirkungsquerschnitt der $\tau$ -Paarerzeugung und Impulsspektrum der Zerfallselektronen

Nach der Untergrundsubtraktion kann unter Beruecksichtigung der Rekonstruktionswaerscheinlichkeit und der Strahlungskorrekturen ( siehe IV.2. - IV.7. ) der totale Wirkungsquerschnitt fuer die  $\tau$ -Paarerzeugung als Funktion der Energie angegeben werden. In Abb. 43 sind die gemessenen Werte fuer  $B * B_{\text{ins}} * \sigma_{\tau\tau}$  als Funktion der Schwerpunktsenergie aufgetragen.  $B$  bzw.  $B_{\text{ins}}$  sind die Verzweigungsverhaeltnisse fuer den Zerfall des  $\tau$  in ein Elektron bzw. ein nichtschauernes Teilchen und neutrale Teilchen. Beim Messpunkt mit 3.61 GeV Schwerpunktsenergie ist kein Ereignis gefunden worden ( siehe III.7. ), daher wird unter Beachtung des erwarteten Untergrundes fuer den Wirkungsquerschnitt eine obere Grenze fuer 90 % Konfidenz angegeben.

Die Rekonstruktionswaerscheinlichkeiten unter der Annahme einer V - A bzw. U + A Kopplung am  $\tau - \nu_{\tau}$ -Vertex unterscheiden sich

geringfügig ( siehe IV.6. ), in Abb. 43 ist die Korrektur fuer eine U - A Kopplung eingegangen. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben. Zum Fehler der absoluten Normierung traegt die Nachweiswahrscheinlichkeit fuer Elektronen mit 3 %, die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit mit 5 %, die Akzeptanzberechnung fuer den Aussendetektor mit 3 % und die Luminositätsmessung mit 5 % / 20 / bei, so dass man bei quadratischer Addition einen systematischen Fehler von 8.2 % erhaelt.

Den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt  $B_e \cdot B_{1ns}$  als Funktion des Elektronimpulses  $p_e$  zeigt Abb. 44 fuer die Daten oberhalb 3.9 GeV Schwerpunktsenergie. Anstelle der Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten, welche die Wirkung der minimalen Elektronimpulse beruecksichtigen ( siehe IV.6. ), wird hier der Wert

$$F_{MC} = 0.77 \quad ( 78 )$$

verwendet, bei welchem der Anteil des Impulsschnittes herausgekuert worden ist. Dieser Wert gilt also fuer eine U - A und fuer eine U + A Kopplung am  $\tau - \nu_\tau$  - Vertex. Am gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt sind keine Strahlungskorrekturen fuer den Elektron - Positron - Anfangszustand vorgenommen worden.

Die gemessenen Elektronimpulse werden auf Bremsstrahlung in der Materie zwischen dem Wechselwirkungspunkt und dem Magneten ( 0.112 Strahlungslaengen ) korrigiert. Fuer Polarwinkel  $\Theta$  zwischen SS<sub>0</sub> und 124° werden die abgestrahlten Photonen in den Schauerzaehlern des Aussendetektors nachgewiesen, so dass die gemessene Schauerenergie der Photonen  $E_\gamma$  zu den gemessenen Impulsen addiert werden kann :

$$p_e \text{ ( korr. )} = p_e + E_\gamma \quad ( 79 )$$

Fuer Elektronen ausserhalb dieses Polarwinkelbereiches wird der gemessene Impuls gewaess der mittleren Abstrahlung in 0.112 Strahlungslaengen korrigiert :

$$p_e \text{ ( korr. )} = p_e / ( 1 - 0.112 ) \quad ( 80 )$$

Waehrend beim Schnitt auf die Schauerenergie fuer Elektronen ( siehe III.4 ) und bei der Berechnung von Akzeptanzgewichten der gemessene, unkorrigierte Elektronimpuls zugrundegelegt wird, kommt es beim Schnitt auf den minimalen Elektronimpuls ( siehe III.7. ) und beim differentiellen Wirkungsquerschnitt auf die fuer Bremsstrahlung korrigierten Impulse an.

U. Gemessene Parameter des schweren Leptons  $\tau$

U.1. Masse, Spin und Verzweigungsverhaeltnisse des  $\tau$

Aus dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt  $B_e \cdot B_{1ns} \cdot \sigma_{\tau\tau}(2eE)$  bei verschiedenen Schwerpunktsenergien ( siehe Abb. 43 ) koennen die  $\tau$  - Masse und das Produkt  $B_e \cdot B_{1ns}$  der Verzweigungsverhaeltnisse fuer den  $\tau$  - Zerfall in ein Elektron bzw. ein nichtschauernes Teilchen und neutrale Teilchen bestimmt werden.

Waehrend die Masse  $m_\tau$  ueberwiegend durch die beiden Messpunkte bei  $2eE = 3.61$  GeV ( kein  $\tau$  - Signal ) und  $2eE = 3.686$  GeV (  $\tau^+$ , deutliches  $\tau$  - Signal ) bestimmt wird, haengt das Produkt  $B_e \cdot B_{1ns}$  hauptsaechlich von den Messpunkten oberhalb des Schwellengebietes (  $2eE > 3.9$  GeV ) ab.

Fuer eine Anpassung an den gemessenen Wirkungsquerschnitt werden die drei niedrigsten Spin - Hypothesen betrachtet ( E ist die Energie der einlaufenden Strahlen,  $\beta$  die Geschwindigkeit der  $\tau$  's ) : die Paarerzeugung punktfoermiger Spin - 0 - Teilchen

$$\sigma(2eE) = \frac{\pi \alpha^2}{3} \frac{1}{4 E^2} \beta^3 \quad ( 81 )$$

punktfoermiger Spin - 1/2 - Teilchen

$$\sigma(2eE) = \frac{4\pi \alpha^2}{3} \frac{1}{4 E^2} \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} \quad ( 82 )$$

sowie punktfoermiger Spin - 1 - Teilchen

$$\sigma(2eE) = \frac{\pi \alpha^2}{4 E^2} \beta^3 \left( \frac{4}{3} \frac{1}{(1-\beta^2)^2} + \frac{20}{3} \frac{1}{(1-\beta^2)} + 1 \right) \quad ( 83 )$$

Im Falle der Spin - 1 - Teilchen ist der Wirkungsquerschnitt fuer die Paarerzeugung des intermediaeren Vektorbosons  $W^{\pm}$  durch Ein - Photon - Austausch / SB / verwendet worden.

Der Wirkungsquerschnitt ( 81 ) fuer punktfoermige Spin - 1/2 - Teilchen reproduziert den steilen Anstieg der Messwerte oberhalb der kinematischen Schwelle und laesst sich auch bei hoeheren Energien gut an die Daten anpassen (  $\chi^2 = 1.7 / 2$  Freiheitsgrade ). Man erhaelt die Parameter

$$m_\tau = 1.817 \pm 0.028 \text{ GeV}/c^2 \quad ( 84 )$$

und

$$B_e \cdot B_{1ns} = 0.102 \pm 0.014 \pm 0.008 \quad ( 85 )$$

Aufgrund der geringen Unterschiede in der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit fuer eine  $U - A$  bzw.  $U + A$  Kopplung am  $\tau - \nu_\tau$  Vertex ( siehe IV.6. ) ergeben sich fuer die Parameter je nach Kopplung ebenfalls verschiedene Werte. Diese Differenzen sind jedoch klein gegenueber den Messfehlern und werden daher vernachlaessigt. Fuer beide Parameter sind oben die Mittelwerte angegeben worden.

Der Fehler bei der  $\tau$  - Masse ( 84 ) ist rein statistisch, der systematische Fehler aufgrund der absoluten Energiegleichung des Speicherringes ist klein dagegen und wird vernachlaessigt. Beim Produkt der Verzweigungsverhaeltnisse ( 85 ) wird zuerst der statistische Fehler und danach der systematische Fehler der Normierung der Daten ( siehe IV.8. ) aufgefuehrt.

Bei der Anpassung des Wirkungsquerschnittes fuer Spin - 0 - Teilchen ( 81 ) an die Daten mit zwei freien Parametern verletzt das Ergebnis die Bedingung

$$B_e * B_{1ns} \leq 0.25 \quad ( 86 ) ,$$

die fuer  $B_e + B_{1ns} \leq 1$  gelten muss. Nimmt man ausschliesslich rein leptonische Zerfaelle des  $\tau$  an und verwendet den Grenzwert

$$B_e * B_{1ns} = B_e * B_\mu = 0.25 \quad ( 87 ) ,$$

so erhaelt man aus der Anpassung mit nur einem freien Parameter eine Masse von  $0.73 \text{ GeV}/c^2$  fuer das  $\tau$  (  $\chi^2 = 12.2 / 3$  Freiheitsgrade ).

Durch die Anpassung mit dem Spin - 1 - Wirkungsquerschnitt ( 83 ) bei zwei freien Parametern ergibt sich eine  $\tau$  - Masse von  $1.4 \text{ GeV}/c^2$  (  $\chi^2 = 10.4 / 2$  Freiheitsgrade ).

In Abb. 43 sind die Kurven aufgrund der Anpassung fuer die Wirkungsquerschnitte der drei Spin - Hypothesen eingezeichnet. Fuer den Spin 0 wird dabei die Masse aus der Anpassung verworfen und durch den Wert ( 84 ) fuer den Spin 1/2 ersetzt. Die resultierenden Werte fuer den Wirkungsquerschnitt liegen um eine Groessenordnung tiefer als die Messpunkte. Fuer den Spin 1 mit der Masse  $m_\tau = 1.4 \text{ GeV}/c^2$  aus der Anpassung unterscheidet sich der resultierende Wirkungsquerschnitt ebenfalls deutlich von den Daten. Der gleichmaessige Anstieg gibt das steile Schwellenverhalten der Messpunkte nicht richtig wieder und ist auch mit Messungen bei hoeheren Schwerpunktsenergien / 8a, 8b, 9e / nicht vertraeglich.

Die Spins 0 und 1 lassen sich also fuer das  $\tau$  ausschliessen, die Daten werden jedoch gut durch den Wirkungsquerschnitt fuer ein punktfoermiges Fermion mit dem Spin 1/2 beschrieben.

Aus dem Vergleich des  $e^+ X^-$  - Signals aus der  $\tau$  - Paarerzeugung mit dem gleichzeitig im DASP - Detektor nachgewiesenen  $\mu^+ X^-$  - Signal ist das Verhaeltnis der rein leptonischen Verzweigungsverhaeltnisse

$$B_\mu / B_e = 0.92 \pm 0.32 \pm 0.07 \quad ( 88 )$$

bestimmt worden / 9g, 30 /. Unter der Annahme  $B_e = B_\mu$  sind daraufhin aus den  $e^+ \mu^-$  - Ereignissen im DASP - Detektor, die keine weiteren Spuren aufweisen, die rein leptonischen Verzweigungsverhaeltnisse des  $\tau$  abgeleitet worden :

$$B_e = B_\mu = 0.182 \pm 0.028 \pm 0.014 \quad ( 89 )$$

fuer eine  $U - A$  Kopplung bzw.

$$B_e = B_\mu = 0.206 \pm 0.033 \pm 0.015 \quad ( 90 )$$

fuer eine  $U + A$  Kopplung am  $\tau - \nu_\tau$  Vertex / 9g, 30 /. Zuerst sind jeweils die statistischen, danach die systematischen Fehler angegeben. Die deutlichen Unterschiede der Verzweigungsverhaeltnisse fuer eine  $U - A$  Kopplung bzw.  $U + A$  Kopplung kommen durch die hohen Abschneideimpulse fuer Myonen im DASP - Reichweitendetektor / 30 / zustande.

Mit Hilfe der rein leptonischen Verzweigungsverhaeltnisse koennen aus dem Messwert ( 85 ) fuer  $B_e * B_{1ns}$  die Verzweigungsverhaeltnisse fuer den  $\tau$  - Zerfall in ein nichtschauendendes Teilchen ( Myon oder geladenes Hadron ) sowie neutrale Teilchen ,

$$B_{1ns} = 0.56 \pm 0.12 \quad ( U - A ) \quad ( 91 )$$

$$B_{1ns} = 0.50 \pm 0.11 \quad ( U + A ) \quad ( 92 ) ,$$

fuer den Zerfall in ein geladenes Hadron und neutrale Teilchen,

$$B_{1H} = 0.38 \pm 0.14 \quad ( U - A ) \quad ( 93 )$$

$$B_{1H} = 0.30 \pm 0.13 \quad ( U + A ) \quad ( 94 ) ,$$

und fuer den Zerfall in mindestens drei geladene Hadronen und neutrale Teilchen,

$$B_{3H} = 0.26 \pm 0.10 \quad ( U - A ) \quad ( 95 )$$

$$B_{3H} = 0.29 \pm 0.08 \quad ( U + A ) \quad ( 96 ) ,$$

bestimmt werden. Es werden sowohl Werte fuer eine  $U - A$  Kopplung als auch fuer eine  $U + A$  Kopplung am  $\tau - \nu_\tau$  Vertex angegeben. Die Fehler sind rein statistisch, da die systematischen Fehler in ( 85 ), ( 89 ) und ( 90 ) bei quadratischer Addition klein gegenueber den statistischen sind und daher vernachlaessigt werden koennen.

Die semihadronischen Verzweigungsverhaeltnisse ( 93 ) - ( 96 ) stimmen im Rahmen der Messfehler gut mit den von der Theorie vorherge-

sagten Werten  $B_{1H}(\text{th.}) \approx 0.37$  bzw.  $B_{3H}(\text{th.}) \approx 0.26$  (siehe Tab. 1) ueberein. Ordnet man die beobachteten Photonen (vergl. IV.5. - (47)) nach einer Korrektur auf Untergrundbeitraege (siehe IV.2. - IV.5.) nur den Zerfaellen des  $\tau$  in ein geladenes Hadron neben neutralen Teilchen zu, so erhaelt man fuer diesen Kanal die mittlere Photonenzahl

$$\begin{aligned} \langle N_\gamma \rangle &= 2.4 \pm 0.6 && (U - A) \\ \langle N_\gamma \rangle &= 2.7 \pm 0.8 && (U + A) \end{aligned} \quad (97)$$

Mit den Verzweigungsverhaeltnissen nach Tab. 1 erwartet man aus den  $\tau$ -Zerfaellen in  $\pi$ ,  $\beta$  und  $\beta \pi (A_1)$  und das Neutrino den Wert

$$\langle N_\gamma(\text{th.}) \rangle = 1.67 \quad (98)$$

der um etwa eine Standardabweichung niedriger als die Messwerte (97) liegt. Falls diese Abweichung systematisch ist, kann sie verschiedene Erklarungen haben. Liegt das Verzweigungsverhaeltnis des Zerfalls

$\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$  niedriger als der theoretische Wert von 0.102 (Tab. 1), wie es der DASP-Messwert von  $0.022 \pm 0.028 / 9h$  andeutet, erhoert sich die mittlere Photonenzahl ebenso wie bei einem Beitrag des Hadronkontinuums zum Zerfallskanal mit nur einem stabilen Hadron neben neutralen Teilchen / 15 / und wie bei Untergrund durch assoziierte Erzeugung von Teilchen mit Charm, deren Zerfaelle zu nur zwei geladenen Teilchen im Endzustand fuehren (siehe IV.5.).

U.2. Impulsspektrum der Zerfallselektronen des  $\tau$

Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt  $B_e = B_{1ns} \cdot d\sigma_{\tau\tau} / dp_e$  kann mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Die erwartete Verteilung der Elektronimpulse wird nach folgender Formel berechnet:

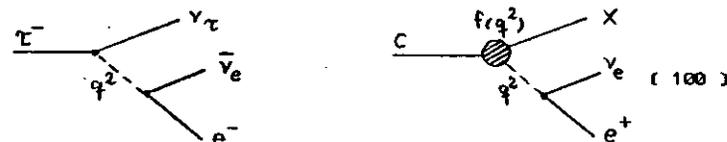
$$B_e = B_{1ns} \cdot \frac{d\sigma_{\tau\tau}(\text{th.})}{dp_e} = \frac{\sum_{E_i} B_e \cdot B_{1ns} \cdot \sigma_{\tau\tau}^0(2E_i) \cdot (1 + \delta) \cdot T(p_e)}{\int L dt} \quad (99)$$

In die Rechnung gehen als Faktoren der QED-Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\tau\tau}^0(2 = E_i)$  in erster Naehering, die Strahlungskorrektur  $1 + \delta$  fuer den Anfangszustand und die Impulsverteilung  $T(p_e)$  der Zerfallselektronen ein, die fuer ein schweres sequentielles Lepton vorhergesagt

wird / 13 /. Diese Faktoren werden fuer die verschiedenen Schwerpunktsenergien  $2 = E_i$  oberhalb 3.9 GeV berechnet und mit der integrierten Luminositaet  $\int_{E_i} L dt$  fuer den Messpunkt multipliziert. Die Summe dieser Ausdruecke ueber alle Strahlenergien  $E_i$  muss abschliessend durch die gesamte integrierte Luminositaet  $\int L dt$  geteilt werden. Fuer das Produkt der Verzweigungsverhaeltnisse  $B_e = B_{1ns}$  sowie die  $\tau$ -Masse bei der Berechnung von  $\sigma_{\tau\tau}^0$  werden die Resultate der Anpassung aus U.1. verwendet.

In Abb. 44 sind die Kurven nach (99) fuer eine Masse  $m_{\nu_\tau} = 0$  des  $\tau$ -Neutrinos und eine U - A bzw. U + A Kopplung am  $\tau - \nu_\tau$  Vertex eingetragen. Sie stimmen mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten gut ueberein. Das Impulsspektrum zeigt die fuer einen Dreikoerperzerfall typische angenaeherte Dreiecksform. Die Messwerte erstrecken sich hin bis zu hohen Impulsen und geben so die erwartete punktoerartige Struktur des  $\tau$  und die niedrige Masse seines Neutrinos wieder.

Das Spektrum der Elektronimpulse aus dem schwachen Zerfall von Hadronen mit Charm, das im DASP-Detektor fuer den gleichen Bereich von Schwerpunktsenergien gemessen worden ist / 6 b /, zeigt zum Vergleich Abb. 45. Im Gegensatz zum  $\tau$ -Spektrum sind die hohen Elektronimpulse unterdrueckt, was auf eine ausgedehnte Hadronstruktur hindeutet, die durch einen Formfaktor beschrieben werden muss:



Durch zusaetzliche Beruecksichtigung von Myonen, die aus inklusiven  $M^+ X^-$ -Endzustaaenden des  $\tau$ -Paarerzeugung stammen und parallel zum  $e^+ X^-$ -Signal im DASP-Detektor nachgewiesen worden sind / 9g, 30 /, kann die Statistik fuer Impulse oberhalb 1 GeV/c verbessert werden. Aus der kombinierten Elektron-Myon-Impulsverteilung sind obere Grenzen fuer die Masse des  $\tau$ -Neutrinos  $m_{\nu_\tau}$  bestimmt worden. Man erhaelt fuer 90 % Konfidenz bei einer U - A bzw. U + A Kopplung die folgenden Werte / 9g /:

$$m_{\nu_\tau} < 0.74 \text{ GeV}/c^2 \quad (U - A) \quad (101)$$

bzw.

$$m_{\nu_\tau} < 0.54 \text{ GeV}/c^2 \quad (U + A) \quad (102)$$

U.3. Vergleich der DASP - Ergebnisse ueber das schwere Lepton  $\tau$  mit denen anderer Experimente und mit den theoretischen Vorhersagen

Durch die genaue Bestimmung der Masse des  $\tau$  ueber den Nachweis der  $\tau$  - Paarerzeugung auf der  $\Psi'$  - Resonanz hat die DASP - Kollaboration erstmals die  $\tau$  - Paarerzeugung eindeutig von der assoziierten Erzeugung von Teilchen mit Charm abgetrennt, die erst bei hoeheren Energien einsetzt. Der DASP - Wert von  $1.817 \pm 0.028 \text{ GeV}/c^2$  fuer die  $\tau$  - Masse ist mittlerweile im Rahmen der Messfehler von Messungen mit deutlich hoeherer Statistik durch die DESY - Heidelberg - Kollaboration / 91 / ( $m_\tau = 1.787 \pm 0.010 \pm 0.018 \text{ GeV}/c^2$  aus  $e^+e^-$  - und  $\mu^+\mu^-$  - Endzustaeuden ) und die DELCO - Kollaboration / 91 / ( $m_\tau = 1.782 \pm 0.002 \pm 0.007 \text{ GeV}/c^2$  aus  $e^+e^-$  - Endzustaeuden ) bestaetigt worden. Diese Massenwerte sind ebenso wie die uebrigen gemessenen  $\tau$  - Parameter, die im folgenden zitiert werden, in Tab. 11 zusammengefasst.

Betrachtet man die drei niedrigsten Spinypothesen 0, 1/2 und 1 fuer das  $\tau$ , so weist das ausgepraegte Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnittes aus der DASP - Messung der  $\tau$  - Paarerzeugung ( siehe Abb. 43 ) eindeutig auf einen Spin 1/2 fuer das  $\tau$  hin in Uebereinstimmung mit den Daten von SLAC - LBL / 9e / (  $e^+\mu^-$  - Endzustaeude ) und DELCO / 9j / . Die letzteren beiden Experimente erfassen Schwerpunktsenergien bis zu 7.8 GeV bzw. 7.4 GeV und zeigen auch bei hoeheren Schwerpunktsenergien die fuer die Paarerzeugung eines punktfoermigen Leptons mit Spin 1/2 erwartete Energieabhaengigkeit des Wirkungsquerschnittes, wodurch ein Formfaktor am  $\gamma \tau \tau$  - Vertex ausgeschlossen werden kann.

Die rein leptonischen Zerfaelle  $\tau \rightarrow e \nu \nu$  bzw.  $\tau \rightarrow \mu \nu \nu$  haben zur Entdeckung der  $\tau$  - Paarerzeugung in  $e^+\mu^-$  - Endzustaeuden durch die SLAC - LBL - Kollaboration / 8a, 8b / gefuehrt. Diese Messungen sind sowohl durch die  $e^+\mu^-$  - Ereignisse von PLUTO / 8d / , von LBL - SLAC / 9k / und von DASP / 9g, 30 / bestaetigt worden, als auch durch die Untersuchung inklusiver  $e^+e^-$  - Endzustaeude von DASP / 9f, 9g / , LBL - SLAC / 9k / und DELCO / 9i, 9j / sowie durch die Untersuchung inklusiver  $\mu^+\mu^-$  - Endzustaeude durch PLUTO / 9b / und SLAC - LBL / 9d, 9e / . Die Impulsspektren der geladenen Zerfallsleptonen zeigen jeweils die typische Dreiecksform fuer den Dreikoerperzerfall eines schwe-

ren Leptons  $\tau$  ( siehe Abb. 44 ). Gemass einer punktfoermigen Struktur des  $\tau - \nu_\tau$  - Vertex erstrecken sich die Verteilungen bis zu hoeheren Impulsen, als man sie beim weichen Impulsspektrum von Leptonen aus schwachen Zerfaellen von Teilchen mit Charm misst ( siehe Abb. 45 ). Die Impulsverteilung der Elektronen aus den DASP  $e^+e^-$  - Ereignissen mit nur zwei geladenen Teilchen in Abb. 44 laesst aufgrund der geringen Statistik eine Unterscheidung zwischen einer U - A und einer U + A Kopplung am  $\tau - \nu_\tau$  - Vertex nicht zu. Dagegen werden die Verteilungen der Leptonimpulse der  $e^+\mu^-$  - Ereignisse von SLAC - LBL / 9e / und der Elektronimpulse der  $e^+e^-$  - Ereignisse von DELCO / 9j / durch eine U - A Kopplung eindeutig besser als durch eine U + A Kopplung am  $\tau - \nu_\tau$  - Vertex beschrieben. Waehrend das Leptonspektrum von SLAC - LBL nur Impulse oberhalb 0.65 GeV/c erfasst, reicht das Elektronenspektrum von DELCO bis zu Impulsen von 0.3 GeV/c hinunter. Die U + A Hypothese hat fuer die DELCO - Daten eine  $\chi^2$  - Wahrscheinlichkeit von  $< 1\%$  und fuer die SLAC - LBL - Daten von  $< 5\%$ , die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten fuer die U - A Hypothese sind jeweils 50%. Bei der Angabe von Parametern des  $\tau$  werden im folgenden daher nur die Werte unter Annahme einer U - A Kopplung zitiert.

Aus der Form des Impulsspektrums der geladenen Zerfallsleptonen koennen obere Grenzen fuer die Masse des  $\tau$  - Neutrinos bestimmt werden. Fuer 90% Konfidenz erhaelt man aus dem DASP - Spektrum den Wert  $0.74 \text{ GeV}/c^2 / 9g /$ . Das DELCO - Experiment mit seiner deutlich hoeheren Statistik gibt  $0.25 \text{ GeV}/c^2 / 9j /$  an, waehrend PLUTO aus der Analyse des  $\tau \rightarrow A_\mu \nu_\tau$  Zerfalls den vergleichbaren Wert  $0.3 \text{ GeV}/c^2 / 9f /$  als obere Grenze erhaelt.

Aus dem Vergleich von  $e^+e^-$  - und  $\mu^+\mu^-$  - Endzustaeuden kann man den Quotienten der Verzweungsverhaeltnisse fuer die Zerfaelle  $\tau \rightarrow e \nu \nu$  und  $\tau \rightarrow \mu \nu \nu$  bestimmen. PLUTO gibt fuer  $B_e / B_\mu$  den Wert  $0.92 \pm 0.37 / 8d /$  in Uebereinstimmung mit dem DASP - Wert  $B_\mu / B_e = 0.92 \pm 0.32 / 9g /$  an. Messungen von SLAC - LBL / 8c / stuetzen diese Ergebnisse. Fuer rein leptonische Zerfaelle von Ortho - und sequentiellen Leptonen sind diese Verhaeltnisse 1, waehrend man fuer Parameyonen 0.5 bzw. 2 und fuer Paraelektronen 2 bzw. 0.5 erwartet ( siehe I.2. ). Die zitierten Verhaeltnisse der rein leptonischen Zerfallsbreiten schliessen das  $\tau$  als Paralepton aus, das  $\tau$  als Para - oder Orthomyon bei konventioneller Staerke seiner Kopplung an die schwachen Stroeme

wird ferner durch Ergebnisse aus  $\nu_{\mu}$ -Experimenten ausgeschlossen / 59 /. Fuer das schwere Lepton  $\tau$  besteht also neben der Klassifizierung als sequentielles Lepton mit eigener erhaltener Leptonzahl und einem Neutrino, womit alle bekannten Messergebnisse uebereinstimmen / 60, 61 /, immer noch die Moeglichkeit einer Klassifizierung als Orthoelektron.

Aus den gemessenen rein leptonischen Verzweigungsverhaeltnissen  $B_e$  und  $B_{\mu}$  fuer das  $\tau$ , die in Tab. 11 fuer die verschiedenen Experimente zitiert werden, erhaelt man den Mittelwert  $0.174 \pm 0.028$  in guter Uebereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage von  $0.18 - 0.19$  ( siehe Tab. 1 ) und speziell mit dem DASP - Wert  $B_e = B_{\mu} = 0.182 \pm 0.028$  / 9g, 30 /.

Neben den rein leptonischen sind auch die vorhergesagten semihadronischen  $\tau$ -Zerfaelle gefunden worden. Die DASP - Kollaboration gibt fuer den Zerfall  $\tau \rightarrow \rho \nu_{\tau}$  ein Verzweigungsverhaeltnis  $B_{\rho} = 0.24 \pm 0.09$  an / 9h / ( vorhergesagt : 0.223, Tab. 1 ), wodurch die Kopplung des schwachen hadronischen Vektorstromes an das  $\tau$  in der erwarteten Staerke bestaetigt wird. Durch den Nachweis des Zerfalls  $\tau \rightarrow A_1 \nu_{\tau} \rightarrow \rho \pi \nu_{\tau}$  mit  $B_{\rho \pi} = 0.050 \pm 0.015$  durch PLUTO / 9c / ( vorhergesagt : 0.041, Tab. 1 ) und die Bestaetigung durch SLAC - LBL / 9m / mit  $B_{\rho \pi} = 0.050 \pm 0.015$  wird die Kopplung des schwachen hadronischen Axialvektorstromes an das  $\tau$  in der erwarteten Staerke gefunden. Dagegen ergibt sich fuer den hadronischen Axialvektorstrom aus dem DASP - Verzweigungsverhaeltnis  $B_{\pi} = 0.022 \pm 0.028$  fuer den Zerfall  $\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau}$  / 9h / eine Diskrepanz zur theoretischen Vorhersage von 0.102 ( siehe Tab. 1 ). Neuere Daten von DELCO fuehren zu einem Verzweigungsverhaeltnis  $B_{\pi} = 0.023 \pm 0.030$  / 9h / fuer diesen Zerfall. Dieser Wert wird durch eine PLUTO - Messung mit  $B_{\pi} = 0.090 \pm 0.029$  / 9o / bestaetigt, so dass in beiden Experimenten die erwartete Kopplung des schwachen hadronischen Axialvektorstromes an das  $\tau$  gefunden wird.

Nimmt man aufgrund von Isospinbetrachtungen die Zerfaelle  $\tau \rightarrow A_1 \nu_{\tau} \rightarrow \rho \pi \nu_{\tau}$  und  $\tau \rightarrow A_1 \nu_{\tau} \rightarrow \rho \pi \nu_{\tau}$  gleichstark an, so addieren sich die gemessenen Verzweigungsverhaeltnisse der exklusiven Zerfallskanaele  $\tau \rightarrow A_1 \nu_{\tau} \rightarrow \rho \pi \nu_{\tau}$  ( PLUTO ),  $\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau}$  ( DELCO ) und  $\tau \rightarrow \rho \nu_{\tau}$  ( DASP ) zu einem Verzweigungsverhaeltnis  $B = 0.37 \pm 0.10$  fuer den  $\tau$ -Zerfall in ein stabiles geladenes Hadron und neutrale Teilchen. Hiermit stimmt der inklusiv ohne Hadronidentifizierung gemessene

senes DASP - Wert  $B = 0.38 \pm 0.14$  ( siehe U.2. ) ebenso uebereinstimmend mit dem inklusiven Messwert  $B = 0.45 \pm 0.19$  von LBL - SLAC / 9k /.

Fuer das Verhaeltnis der  $\tau$ -Zerfaelle in semihadronische Endzustaeude mit und ohne Strangeness wird mit Hilfe des Cabibbo - Winkels der Wert  $\tan^2 \theta_c = 0.05$  vorhergesagt ( siehe I.2. ). Die DASP - Messung des Verhaeltnisses  $B(\tau \rightarrow K^{\pm} + n \gamma + \nu_{\tau}) / B(\tau \rightarrow \pi^{\pm} + n \gamma + \nu_{\tau}) = 0.07 \pm 0.06$  / 9f / bestaetigt auch diese Vorhersage der Theorie.

Fuer die  $\tau$ -Zerfaelle in semihadronische Endzustaeude mit mindestens drei geladenen stabilen Hadronen und neutralen Teilchen ergibt die DASP - Messung ein Verzweigungsverhaeltnis  $B = 0.26 \pm 0.10$  ( siehe U.2. ) in Uebereinstimmung mit dem PLUTO - Wert  $0.30 \pm 0.10$  / 9b / und dem DELCO - Wert  $0.32 \pm 0.05$  / 9j, 9n /.

Nimmt man zum Vergleich die theoretischen Vorhersagen fuer die  $\tau$ -Zerfaelle in das Hadron - Kontinuum aufgrund der CVC - Hypothese und asymptotischer chiraler Symmetrie ( siehe I.2. ) sowie fuer den Anteil der Zerfaelle  $\tau \rightarrow A_1 \nu_{\tau}$  und  $\tau \rightarrow K^{\pm} \nu_{\tau}$ , der zu drei geladenen Hadronen im Endzustand fuehrt ( siehe Tab. 1 ), erhaelt man eine obere Grenze von 0.26 fuer  $B$  in guter Uebereinstimmung mit den Messwerten.

Zusammenfassend betrachtet stimmen die gemessenen Parameter des schweren Leptons  $\tau$  durchweg mit den theoretischen Vorhersagen uebereinstimmend. Durch die praezise Massenbestimmung (  $m_{\tau} = 1.8 \text{ GeV}/c^2$  ) ist das  $\tau$  eindeutig von Teilchen mit Charm unterschieden worden. Weitere Messungen zur Klaerung der Struktur des  $\tau - \nu_{\tau}$ -Vertex ( V, A - Kopplung ) und zur Kopplung des hadronischen Axialvektorstromes an das  $\tau$  beim Zerfall  $\tau \rightarrow \pi \nu_{\tau}$  sind jedoch ebenso erforderlich wie zur Klassifizierung des  $\tau$  als sequentielles Lepton oder Orthoelektron sowie zur Massenbestimmung des  $\tau$ -Neutrinos. Waehrend ueber die relativen Anteile der verschiedenen Zerfallskanaele schon detaillierte Informationen vorliegen, existiert fuer die absolute Lebensdauer des  $\tau$  nur eine obere Grenze  $T_{\tau} < 0.7 \times 10^{-11} \text{ s}$  ( 95 % Konfidenz ) von PLUTO / 49, 59 /, die weit oberhalb der theoretischen Vorhersage  $T_{\tau} = 3 \times 10^{-13} \text{ s}$  liegt ( siehe I.2. ). Eine genaue Lebensdauermessung zur Untersuchung der absoluten Kopplung des  $\tau$  an die schwachen Stroeme ist also noch notwendig.

#### U.4. Zusammenfassung

Durch die Untersuchung des inklusiven  $e^+ X^-$  - Endzustandes mit nur zwei geladenen Teilchen im DASP - Detektor ist die Paarerzeugung des schweren Leptons  $\tau$  in der Elektron - Positron - Vernichtung nachgewiesen worden.

Das  $\tau$  - Signal auf der  $\psi'$  - Resonanz zeigt klar die Unabhängigkeit von der assoziierten Erzeugung von Teilchen mit Charm. Aus der Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes fuer die  $\tau$  - Paarbildung ergibt sich das  $\tau$  als punktförmiges Spin - 1/2 - Fermion, dessen ausgepraegtes Schwellenverhalten eine genaue Bestimmung der Masse von  $1.817 \pm 0.028 \text{ GeV}/c^2$  erlaubt.

Mit Hilfe der Verzweigungsverhaeltnisse fuer die rein leptonenischen  $\tau$  - Zerfaelle, die durch  $e^+ \mu^-$  - Ereignisse ebenfalls im DASP - Detektor gemessen worden sind, werden die topologischen Verzweigungsverhaeltnisse fuer die semileptonischen  $\tau$  - Zerfaelle in ein oder mindestens drei geladene stabile Hadronen ausser neutralen Teilchen bestimmt.

Die Resultate der DASP - Kollaboration stimmen im Rahmen der Messfehler nicht nur mit denen anderer Experimente ueberein, sondern auch mit den theoretisch vorhergesagten Verzweigungsverhaeltnissen fuer ein schueres Lepton und mit dem erwarteten Impulsspektrum fuer seine Zerfallelektronen.

Tabelle 1

Zerfalle des  $\tau$  - Vorhersagen / 13, 15 /

(  $\beta_{\tau} = 1.8 \text{ GeV}/c$  ,  $\gamma_{\tau} = 0$  )

Zerfallskanal	Verzweigungs- verhaeltnis	Zahl stabiler geladener Teilchen
$\tau \rightarrow e \nu \nu$	0.186	1
$\mu \nu \nu$	0.181	1
$\pi \nu$	0.102	1
$K \nu$	0.004	1
$\rho \nu$	0.223	1
$K^* \nu$	0.011	3 ( 23 % ) , 1 ( 77 % )
$A_1 \nu$	0.082	3 ( 50 % ) , 1 ( 50 % )
$\nu +$	0.212	1 , 3 , 5 , . . .
Hadronkontinuum		

Tabelle 2

Maschinenparameter des Speicherringes DORIS / 16 /

( Doppelringbetrieb bis August 1977 )

Ringumfang	288 m	
mittlerer Halbkreisradius	28 m	
Laenge der geraden Strecken	55 m	
Bahnradius in den Ablenkmagneten	12.2 m	
Kreuzungswinkel	0.021 rad	
Strahiquerschnitt am Wechselwirkungspunkt	Hoehe 0.01 cm Breite 0.1 cm	} ( Standardabweichung )
Laenge eines Teilchenpaketes	$\sim 3$ cm	
Schwerpunktsenergien	3 - 6 GeV	
Hochfrequenz	500 MHz	
Energieverschmierung pro Strahl	$\frac{\sigma}{E} / \text{MeV} = 0.24 \cdot ( E / \text{GeV} )^2$ ( = 1.2 MeV fuer 2.2 GeV Strahlenergie )	
Teilchenpakete / Strahl	120 ( max. 180 )	} Schwerpunkts- energien 4 - 5 GeV
Strom / Strahl	0.15 - 0.20 A	
Lebensdauer	5 - 10 Stunden	
Luminositaet	$\sim 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	
Vakuum am Wechselwirkungspunkt	( 2 - 8 ) $\cdot 10^{-12}$ bar	

Tabelle 3

Komponenten des Aussendetektors

[ Masse und Abstände ]

Nachweisgeraet	Abstand zum Wechselwirkungspunkt	Flaeche = Hoehe * Breite ( Hoehe senkrecht Breite parallel zur Ringebene )
Impulsfunkenkammern	3.55 m - 4.55 m	1.65 m * 5.60 m
Flugzeitzaehler	4.75 m	1.72 m * 6.20 m
Schauerzaehler	4.85 m	1.86 m * 6.60 m
1. Reichweite - Funkenkammer	6.45 m	1.65 m * 5.60 m
Reichweitezaehler	6.81 m	2.50 m * 7.80 m
2. Reichweite - Funkenkammer	7.13 m	1.65 m * 5.60 m

Tabelle 4

Massenbestimmung

fuer geladene Teilchen im Aussendetektor durch Flugzeitmessung

Teilchen	$m_0^2$ [ GeU/c <sup>2</sup> ]	Intervall fuer Flugzeitmasse $m^2$ [ $\beta, p$ ] / [ GeU/c <sup>2</sup> ]
e	0.0000	$m^2 < 0.006$
$\mu$	0.0112	$0.006 \leq m^2 < 0.014$
$\pi$	0.0195	$0.014 \leq m^2 < 0.026$
K	0.244	$-0.200 \leq m^2 < 0.160$
P	0.890	$0.160 \leq m^2 < 0.400$
		$0.600 \leq m^2 \leq 2.00$

} p <= 0.35 GeU/c  
} p > 0.35 GeU/c  
} alle Impulse p

Tabelle 5

Winkelaufloesung der Innendetektorspuren

reine Proportionalkammerspur	$\sigma_{\theta} = 0.4^{\circ}$	$\sigma_{\varphi} = 0.4^{\circ}$
reine Rohrkammerspur	oben / unten = 2.6 <sup>0</sup>	= 1.5 <sup>0</sup>
	Seiten = 0.9 <sup>0</sup>	= 1.6 <sup>0</sup>
6S - Schauerzaehlerspur	oben / unten = 17.4 <sup>0</sup>	= 8.2 <sup>0</sup>
	Seiten = 17.8 <sup>0</sup>	= 6.3 <sup>0</sup>
1S / 2S - Zaehlerspur	oben / unten = 31.9 <sup>0</sup>	= 4.3 <sup>0</sup>
	Seiten = 12.6 <sup>0</sup>	= 7.1 <sup>0</sup>

Tabelle 6

Akzeptanzen des DASP - Innendetektors

( integrierte Raumwinkel )

DS / 1S - Ringzaehler	0.931 * 4π
max. Akzeptanz fuer Spuren geladener Teilchen ( 0/1S und >= 1 Draht )	0.839 * 4π
nichtschauende Teilchen :	
weiches Kriterium	0.592 * 4π
hartes Kriterium	0.563 * 4π
Elektron - Kriterium	0.623 * 4π
Proportionalkammerspuren ( >= 5 Ebenen )	0.455 * 4π
Photon - Spuren ( Rohrkammern oder 6S , >= 2 Strahlungslaengen )	0.653 * 4π
Photon - Spuren, mit Aussendeel. - Schauerz.	0.711 * 4π
Akz. fuer Energiemessung ( Elektronen & Photonen )	0.446 * 4π

Tabelle 7

Schwerpunktsenergien, Integrierte Luminositaet und Magneterregungen

waehrend der Messungen

Schwerpunktsenergie / GeV	Integrierte Luminositaet		Feldintegral $\int B \cdot dl$		
	Mittelwert	min. - max.	$\int L \cdot dt / nb^{-1}$	$/( T \cdot n )$	
J / $\psi$ ( 3.096 )	3.091 - 3.099	185.3	0.67	$\int L \cdot dt / nb^{-1}$	
3.61	3.60 - 3.66	652.1	0.40	100	
$\psi'$ ( 3.686 )	3.678 - 3.700	1263.3	0.40	252	
			0.67	43	
			1.32	77	
4.14	4.09 - 4.38	2321.5	} 7057	1143	
4.46	4.38 - 4.80	2805.0		0.40	5480
5.09	5.00 - 5.20	1930.2		0.67	1577

Tabelle 8

Nachweiswahrscheinlichkeiten fuer ein Elektron im Aussendetektor

	$\psi'$ - Daten	Schwerpunkts= energien > 3.9 GeV
Spur/Impuls-Rekonstruktion $\eta_{\text{Spur}} / 10 /$	0.885 +- 0.015	0.961 +- 0.017
Flugzeitbestimmung $\eta_{\text{Flz}} / 41 /$	0.993 +- 0.002	0.993 +- 0.002
Cerenkov - Zaehler Ansprechwahrscheinlichkeit $\eta_{\text{Cer}} / 12 /$	0.952 +- 0.006	0.992 +- 0.002
Flugzeitschnitt $\beta > 0.95$ $\eta_{\beta}$	0.981 +- 0.012	0.975 +- 0.012
Schauerenergie - Schnitt $p > 0.35 \text{ GeV/c}$ $\eta_{\text{ESch}}$	0.983 +- 0.010	0.987 +- 0.010
dE/dx - Schnitt $\eta_{\text{OSS/M}}$	0.862 +- 0.011	0.880 +- 0.010
Insgesamt $\eta_e$	0.695 +- 0.021	$p \leq 0.35 \text{ GeV/c} :$ 0.815 +- 0.024 $p > 0.35 \text{ GeV/c} :$ 0.801 +- 0.024

Tabelle 9  
Ergebnisse der Datenanalyse

Analysestufe	resonanter Energiebereich		nichtresonanter Energiebereich	
	J / $\psi$	$\psi'$	3.6 GeV	> 3.9 GeV
Ereignisse mit Spuren im Aussendetektor	61440	61022	377528	
Ereignisse mit Cerenkovsignal fuer Aussenspur	5843	9288	21136	
Ereignisse mit akz. Elektron und nicht-schauerndem Teilchen	185	195	1111	
nach der Sichtpruefung : nur noch Ereignisse mit 2 geladenen Teilchen				
akz. Ereignisse nach Sichtpruefung	5	20	6	239
hartes Krit. fuer nichtsch. Teilchen	3	15	0	114
kein IS/OS extra	2	13		108
W/P - Schnitt / 3 cm	2	13		97
$p_e > 0.2 \text{ GeV/c}$	2			89
$p_e > 0.4 \text{ GeV/c}$	1	12		
$p_e < 1.0 \text{ GeV/c}$		8		

Tabelle 10

Untergrundbeiträge zu  $e^+ X^-$  - Ereignissen mit nichtschauendem Teilchen - ( bei nur zwei geladenen ausser neutralen Teilchen )

Untergrundquelle	Zahl der Ereignisse	
	$\psi'$ - Daten	Daten oberhalb 3.9 GeV
Strahl - Gas - Wechselwirkung	$< 0.12 \pm 0.04$	$3.4 \pm 1.3$
geladenes Hadron tauscht Elektron vor	$1.1 \pm 0.7$	$1.2 \pm 0.7$
Dalitzzerfalle und Photon - Konversion	$0.3 \pm 0.2$	$0.8 \pm 0.6$
$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \mu^+ \mu^-$	$0.6 \pm 0.2$	$5.2 \pm 2.0$
$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$	$0.10 \pm 0.07$	$0.8 \pm 0.6$
Kaskadenzerfalle $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- X$	$0.2 \pm 0.2$	----
Summe	$2.3 \pm 0.8$	$12.4 \pm 2.6$
Semileptonische Kaonzerfalle		$< 1.0$ fuer 2 und mehr geladene Teilchen
Compton - Streuung		$< 0.1$
Vektormesonen - ( $\rho^0$ ) - Zerfall		$< 0.14$
semileptonische Zerfalle von Mesonen mit Charm :		
mit nur 2 geladenen Teilchen	----	$( 6.5 \pm 3.9 )$
mit $\geq 4$ geladenen Teilchen	----	$1.0 \pm 1.0$
das Signal zum Vergleich	$8.0 \pm 2.8$	$89.0 \pm 9.4$

Tabelle 11 - Gemessene Parameter des schweren Leptons  $\tau$

Masse $m_\tau$ :	$1.817 \pm 0.028$ GeV/c <sup>2</sup>	DASP	
	$1.787 \pm 0.010 - 0.018$ GeV/c <sup>2</sup>	DESY-Heidelberg / 91 /	
	$1.782 \pm 0.002 - 0.007$ GeV/c <sup>2</sup>	DELCO / 9j /	
Neutrinomasse ( obere Grenzen, 90 % Konfidenz ) :	$0.74$ GeV/c <sup>2</sup> ( U - A )	DASP / 9g, 30 /	
	$0.54$ GeV/c <sup>2</sup> ( U + A )		
	$0.30$ GeV/c <sup>2</sup>	PLUTO / 49 /	
	$0.25$ GeV/c <sup>2</sup>	DELCO / 9j /	
	Spin :	1/2	
Rein leptonische Verzweigungsverhaeltnisse :			
$B_\mu / B_e$	$0.92 \pm 0.32$	DASP / 9g, 30 /	
$B_e / B_\mu$	$0.92 \pm 0.37$ ( U - A )	PLUTO / 8d /	
$e_\mu$ - Ereignisse :	$B_e = B_\mu$	$0.182 \pm 0.028$ ( U - A )	DASP / 9g, 30 /
		$0.206 \pm 0.033$ ( U + A )	
		$0.186 \pm 0.030$	SLAC - LBL / 9e /
		$0.14 \pm 0.04$ ( U - A )	PLUTO / 8d /
		$0.224 \pm 0.055$	LBL-SLAC-LGI / 9k /
$e X$ - Ereignisse :			
$B_e$	$0.160 \pm 0.013$	DELCO / 9j, 9n /	
$\mu X$ - Ereignisse :			
	$B_\mu$	$0.175 \pm 0.040$ ( U - A )	SLAC - LBL / 9e /
	$0.15 \pm 0.03$	PLUTO / 9b /	
Semihadronische Verzweigungsverhaeltnisse :			
$B_\pi$	$0.022 \pm 0.028$	DASP / 9h /	
	$0.083 \pm 0.030$	DELCO / 9n /	
	$0.090 \pm 0.029$	PLUTO / 9a /	
$B_\rho$	$0.24 \pm 0.09$	DASP / 9h /	
$B_{\rho \pm} ( B_{A1} / 2 )$	$0.050 \pm 0.015$	PLUTO / 9c /	
	$0.060 \pm 0.015$	SLAC - LBL / 9m /	
$B_{1H}$	$0.38 \pm 0.14$ ( U - A )	DASP	
	$0.30 \pm 0.13$ ( U + A )		
	$0.45 \pm 0.19$ ( U - A )		
$B_{3H}$	$0.26 \pm 0.10$ ( U - A )	DASP	
	$0.29 \pm 0.08$ ( U + A )		
	$0.30 \pm 0.10$		
	$0.32 \pm 0.05$	PLUTO / 9b /	
		DELCO / 9j, 9n /	

Literaturhinweise :

/ 1 / Y. Hara  
Phys.Rev. B 134, 201 (1964)

J.D. Bjorken, S.L. Glashow  
Phys.Lett. 11, 255 (1964)

S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani  
Phys.Rev. D 2, 1285 (1970)

C. Bouchiat, J. Iliopoulos, Ph. Meyer  
Phys.Lett. 38B, 519 (1972)

D. Gross, R. Jackiw  
Phys.Rev. D 6, 477 (1972)

/ 2 / J.J. Aubert & al.  
Phys.Rev.Lett. 33, 1404 (1974)

J.-E. Augustin & al.  
Phys.Rev.Lett. 33, 1406 (1974)

G.S. Abrams & al.  
Phys.Rev.Lett. 33, 1453 (1974)

H. Braunschweig & al.  
Phys.Lett. 53B, 393 (1974)

L. Criegee & al.  
DESY 75/35, 1975

/ 3 / T. Appelquist & al.  
Phys.Rev.Lett. 34, 365 (1975)

E. Eichten & al.  
Phys.Rev.Lett. 34, 369 (1975)

/ 4 / J.-E. Augustin & al.  
Phys.Rev.Lett. 34, 764 (1975)

J. Siegrist & al.  
Phys.Rev.Lett. 36, 700 (1976)

J. Burmester & al.  
Phys.Lett. 66B, 395 (1977)

R. Brandelik & al.  
Phys.Lett. 76B, 361 (1978)

/ 5a / G. Goldhaber & al.  
Phys.Rev.Lett. 37, 255 (1976)

/ 5b / I. Peruzzi & al.  
Phys.Rev.Lett. 37, 569 (1976)

/ 5c / G.S. Abrams & al.  
Contributed Paper # 245  
1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at  
High Energies  
Hamburg 1977

/ 5d / G.J. Feldman  
SLAC - Pub 206B, 1977

/ 5e / R. Brandelik & al.  
Phys.Lett. 70B, 132 (1977)  
und  
S. Yamada  
Proc. of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon  
Interactions at High Energies . S. 69  
Hamburg 1977

/ 6a / H. Braunschweig & al.  
Phys.Lett. 63B, 471 (1976)

/ 6b / R. Brandelik & al.  
Phys.Lett. 70B, 387 (1977)

/ 6c / J. Burmester & al.  
Phys.Lett. 64B, 369 (1976)

/ 6d / J. Kirkby  
SLAC - Pub 2040, 1977  
und  
Proc. of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon  
Interactions at High Energies , S. 3  
Hamburg 1977

/ 9e / J.M. Feller & al.  
SLAC- Pub 2119 , 1978

/ 7 / Eine Uebersicht ueber den Nachweis von Teilchen mit Charm in  
Neutrino - Experimenten findet man z. B. bei  
J. Steinberger  
Proc. of the 1976 CERN School of Physics  
S. 57  
CERN 76 - 20, 1976

/ 8a / M.L. Perl & al.  
Phys.Rev.Lett. 35, 1489 (1975)

/ 8b / M.L. Perl & al.  
Phys.Lett. 63B, 466 (1976)

/ 8c / F.B. Heile & al.  
SLAC - Pub 2059, 1977

/ 8d / J. Burmester & al.  
Phys.Lett. 68B, 301 (1977)

/ 9a / M. Cavalli - Sforza & al.  
Phys.Rev.Lett. 36, 558 (1976)

/ 9b / J. Burmester & al.  
Phys.Lett. 68B, 297 (1977)

/ 9c / G. Alexander & al.  
Phys.Lett. 73B, 99 (1977)

/ 9d / G.J. Feldman & al.  
Phys.Rev.Lett. 38, 117 (1977)

/ 9e / M.L. Perl & al.  
Phys.Lett. 70B, 487 (1977)

/ 9f / R. Brandelik & al.  
Phys.Lett. 70B, 125 (1977)

/ 9g / R. Brandelik & al.  
Phys.Lett. 73B, 109 (1978)

/ 9h / S. Yamada  
Proc. of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon  
Interactions at High Energies , S. 69  
Hamburg 1977

/ 9i / J. Kirkby  
SLAC - Pub 2040, 1977  
und  
Proc. of the 1977 International Symposium on lepton and Photon  
Interactions at High Energies . S. 3  
Hamburg 1977

/ 9j / H. Bacino & al.  
SLAC - Pub 2113 , 1978  
  
L.J. Nodulman  
SLAC - Pub 2104 , 1978

- / 9k / A. Barbaro - Gallieri & al.  
LBL - Pub 6458, 1977  
und  
A. Barbaro - Gallieri  
Proc. of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon  
Interactions at High Energies, S. 21  
Hamburg 1977
- / 9l / W. Bartel & al.  
DESY 78/24, 1978
- / 9m / J.A. Jaros & al.  
SLAC - Pub 2084, 1978
- / 9n / J. Kirkby  
SLAC - Pub 2127, 1978
- / 9o / G. Alexander & al.  
DESY 78/30, 1978
- / 10 / A. Pais, S.B. Treiman  
Rockefeller Univ. New York, COO - 22328 - 96, 1976
- / 11 / C.H. Llewellyn Smith  
Oxford Univ., OUP 76 - 33, 1976
- / 12 / Y.-S. Tsai  
Phys.Rev. D 4, 2821 (1971)
- / 13 / K. Fujikawa, N. Kawamoto  
DESY 76/01, 1976
- / 14 / J. Ellis  
CERN - TH.2365, 1977
- / 15 / F.J. Gilman, D.H. Miller  
SLAC - Pub 2046, 1977
- / 16 / Vorschlag zum Bau eines 3 GeV - Doppelspeicherringes fuer DESY  
Hamburg 1967  
K. Steffen  
Z.Kerntechnik 12, 536 (1970)
- / 17 / H. Wiedemann  
Einfuehrung in die Physik der Elektron - Positron - Speicherringe  
Herbstschule fuer Hochenergiephysik - Maria Laach 1973  
DESY - Interner Bericht
- / 18 / J. Haissinski  
Experiments with Electron - Electron and Electron - Positron  
Colliding Beams  
Herbstschule fuer Hochenergiephysik - Maria Laach 1971  
DESY - Interner Bericht  
G. Wolf  
Experimenteller Stand der  $e^+e^-$  - Vernichtung  
Herbstschule fuer Hochenergiephysik - Maria Laach 1975  
DESY - Interner Bericht
- / 19 / E. Gadermann  
DESY F22 - 74/1, Interner Bericht 1974  
K. Sauerberg  
DESY F22 - 74/2, Interner Bericht 1974
- / 20 / K. Sauerberg  
Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Univ. Hamburg 1978
- / 21a / W. Braunschweig & al.  
DESY - Proposal # 123, 1973
- / 21b / W. Braunschweig & al.  
DESY - Proposal # 139, 1976

- / 21c / D A S P - Kollaboration :  
R. Brandelik, W. Braunschweig, H.-U. Martyn, H.G. Sander,  
D. Schmitz, W. Sturm, W. Wallraff :  
I. Phys. Inst., RWTH Aachen,  
D. Cords, R. Feist, R. Fries, E. Gadermann, H. Hulstschig,  
P. Joos, W. Koch, U. Koetz, H. Krehbiel, D.L. Kreinick,  
H.L. Lynch, W.A. McNeely, G. Mikenberg, K.C. Moffeit, D. Notz,  
H. Schliwa, A. Shapira, B.H. Wiik, G. Wolf :  
D E S Y - Hamburg  
J. Ludwig, K.H. Mess, A. Petersen, G. Poelz, J. Ringel,  
O. Roemer, R. Ruesch, K. Sauerberg, P. Schmaeser :  
II. Inst. f. Exp.-Phys., Univ. Hamburg,  
W. de Boer, G. Buschhorn, W. Fues, Ch. v. Gagern,  
G. Grindhammer, B. Gunderson, R. Kotthaus, H. Lierl,  
H. Oberlack :  
M P I f. Phys. & Astrophys., Muenchen,  
S. Orito, T. Suda, Y. Totsuka, S. Yamada :  
LICEPP, Faculty of Science, Univ. Tokyo
- / 22 / W. Braunschweig & al.  
HEP 75/11, I. Phys. Inst., RWTH Aachen, 1975
- / 23 / H.G. Sander  
HEP 74/07, I. Phys. Inst., RWTH Aachen, 1974
- / 24 / S. Diekmann  
Diplomarbeit, II. Inst. f. Exp.-Phys., Univ. Hamburg 1975
- / 25 / O. Roemer  
DESY F35 - 76/01, Interner Bericht 1976
- / 26 / J. Ludwig  
DESY F35 - 77/01, Interner Bericht 1977
- / 27 / H. Lierl  
MPI-PAE/Exp.E1 65, M P I f. Phys. & Astrophys., Muenchen, 1977
- / 28 / H.G. Sander  
HEP 77/08, I. Phys. Inst., RWTH Aachen, 1977
- / 29 / W. Sturm  
HEP 77/07, I. Phys. Inst., RWTH Aachen, 1977
- / 30 / R. Ruesch  
Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Univ. Hamburg 1978
- / 31 / M. Piath  
DESY F35 - 77/07, Interner Bericht 1977
- / 32 / M. Schliwa  
Diplomarbeit, II. Inst. f. Exp.-Phys., Univ. Hamburg 1973
- / 33 / M. Schliwa  
DASP - Notiz # 114, 1977
- / 34 / E. Gadermann  
Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Univ. Hamburg 1978  
und  
DASP - Notiz # 34, 1975 & 1976
- / 35 / A. Petersen  
Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Univ. Hamburg 1978  
und  
DASP - Notizen # 68 & # 100, 1976
- / 36 / D.L. Kreinick  
DASP - Notiz # 120, 1977
- / 37 / D.L. Kreinick  
DASP - Notiz # 111, 1977

- / 38 / J. Ringel  
DASP - Notiz # 118, 1977
- / 39 / W.H. Barkas, M.J Berger  
in 'Studies in Penetration of Charged Particles in Matter'  
National Academy of Sciences - National Research Council  
Washington 1964
- / 40 / M. Schliwa  
DASP - Notiz # 105, 1976
- / 41 / K. Sauerberg  
persoenliche Mitteilung, Hamburg 1978
- / 42 / O. Roemer  
persoenliche Mitteilung, Hamburg 1978
- / 43 / O. Roemer  
DASP - Notiz # 119, 1977
- / 44 / L. Camilleri & al.  
in CERN 26 - 18, 1976, S. 169
- / 45 / G. Wolf  
persoenliche Mitteilung, Hamburg 1978
- / 46 / Particle Data Group  
Rev.Mod.Phys. 48, # 2, Part II, 1976
- / 47 / S. Yamada  
persoenliche Mitteilung, Hamburg 1977
- / 48 / R. Brandelik & al.  
Phys.Lett. 67B, 358 (1977)  
  
R. Brandelik & al.  
" Charged Pion, Kaon and Nucleon Production by  $e^+e^-$  Annihilation  
for C.M. Energies between 3.6 and 5.2 GeV "  
zur Veroeffentlichung in Nucl.Phys., 1978  
  
R. Fries  
Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Univ. Hamburg 1978
- / 49 / G. Knies  
DESY 77/74, 1977.  
und in  
Proc. of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon  
Interactions at High Energies , S. 93  
Hamburg 1977
- / 50 / C. Guigg, J.L. Rosner  
Phys.Rev. D 17, 239 (1978)
- / 51 / B. Knapp & al.  
Phys.Rev.Lett. 37, 882 (1976)  
  
E.G. Cazzoli & al.  
Phys.Rev.Lett. 34, 1125 (1975)
- / 52 / M. Piccolo & al.  
SLAC - Pub 2023, 1977
- / 53 / G. Wolf  
persoenliche Mitteilung, Hamburg 1978
- / 54 / S.-Y. Pi, A.I. Sanda  
Rockefeller Univ. New York, C00 - 2232B - 109, 1976
- / 55 / G. Bonneau, F. Martin  
Nucl.Phys. B 27, 381 (1971)
- / 56 / U. Lueth & al.  
SLAC - Pub 1617, 1975

- / 57 / K. Sauerberg  
persoenliche Mitteilung, Hamburg 1978
- / 58 / J. Ellis, M.K. Gaillard  
in CERN 26 - 18, 1976, S. 21
- / 59 / F. Dydak  
Vorlesung bei den  
17. Internationalen Universitaetswochen fuer Kernphysik  
Schladming 1978
- / 60 / G. Fluegge  
DESY F14 - 78/03, interner Bericht 1978
- / 61 / M.L. Perl  
SLAC - Pub 2022, 1977  
und in  
Proc. of the 1977 International Symposium on Lepton and Photon  
Interactions at High Energies , S. 145  
Hamburg 1977
- / 62 / M. Boehm, H. Joos  
DESY 78/27, 1978  
  
H. Fritsch  
CERN - TH.2483, 1978

Verzeichnis der Abbildungen :

- 1.) Beschleuniger - und Speicherringanlagen bei DESY
- 2.) Senkrechter Schnitt durch das Doppelaspektrometer DASP
- 3.) Koordinatensystem fuer die Analyse der DASP - Daten
- 4.) Senkrechter Schnitt durch den DASP - Innendetektor
- 5.) Schnitt durch einen Modul des Innendetektors
- 6.) Ausschnitt des Innendetektors mit vertikalem Schnitt durch den Schwellenerenzkoerzähler
- 7.) Waagerechter Schnitt durch die beiden Arme des DASP - Aussendetektors
- 8.) Optik des DASP - Cerenkovzaehlers
- 9.) Inklusives Triggersignal - Blockschaltbild der Elektronik
- 10.) Aussendetektor - Akzeptanz
- 11.) Aussendetektor - Akzeptanz : Grenzwinkel  $\Theta$  gegen Impuls p
- 12.) Erwartete mittlere Rohrzahl EHRZ
- 13.) Pionen im Innen - Detektor  
mittlere Rohrzahl - Erwartungswert, alle Ebenen
- 14.) Elektronen im Innen - Detektor  
mittlere Rohrzahl - Erwartungswert, alle Ebenen
- 15.) Elektronen im Innen - Detektor  
Nachweiswahrscheinlichkeit gegen Energie
- 16.) Pionen im Innen - Detektor  
Nachweiswahrscheinlichkeit gegen Impuls
- 17.) Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung  
Verteilung der Geschwindigkeiten
- 18.) Hadronen multihadronischer Ereignisse : Verteilung der Geschwindigkeiten fuer Impulse  $p \leq 0.35$  GeU/c
- 19.) Elektronkandidaten : Ereignisse mit nichtschauendem Teilchen , Verteilung der Geschwindigkeiten ,  $p \leq 0.35$  GeU/c
- 20.) Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung  
Schauerenergie gegen Impuls
- 21.) Pionen aus multihadronischen Ereignissen  
Schauerenergie gegen Impuls
- 22.) Elektronkandidaten : Ereignisse mit nichtschauendem Teilchen , Schauerenergie gegen Impuls

- 23.) Elektronen aus Weitwinkelbremsstrahlung  
OSH - Amplitude gegen OSS - Amplitude
- 24.) Elektronkandidaten : Ereignisse mit nichtschauendem Teilchen , OSH - Amplitude gegen OSS - Amplitude
- 25.) Mehrfachdurchgaenge durch OSH und OSS  
OSH - Amplitude gegen OSS - Amplitude
- 26.) Nichtschauende Teilchen aus  $e X$  - Ereignissen mit zwei geladenen Teilchen : MRZ - EHRZ , alle Ebenen
- 27.) Schematische Darstellung eines Ereignisses  
( DASP - Innendetektor , Rohrkammern der Seitenteile )

Verteilung der z - Koordinate am Wechselwirkungspunkt fuer

- $e X$  - Ereignisse mit nichtschauendem Teilchen :
- 28.) Schwerpunktsenergie  $> 3.9$  GeU, 2 geladene Teilchen
- 29.)  $\Psi'$  - Resonanz , 2 geladene Teilchen
- 30.) Schwerpunktsenergie  $> 3.9$  GeU,  $\geq 3$  geladene Teilchen
- 31.)  $\Psi'$  - Resonanz : Elektronimpulse aus  $e X$  - Ereignissen mit zwei geladenen Teilchen, darunter ein nichtschauendes
- 32.) Elektronimpulse aus Kaskadenzerfaellen der  $\Psi'$  - Resonanz
- 33.) Ladung  $\cdot \cos \Theta$  fuer Elektronspuren aus  $e X$  - Ereignissen mit zwei geladenen Teilchen, darunter ein nichtschauendes
- 34.) Ladung  $\cdot \cos \Theta$  fuer Elektronspuren aus Weitwinkelbremsstrahlung

Verteilung der Photonenzahl fuer  $e X$  -Ereignisse mit zwei geladenen Teilchen, darunter ein nichtschauendes :

- 35.) Schwerpunktsenergie  $> 3.9$  GeU
  - 36.)  $\Psi'$  - Resonanz
  - 37.) Monte - Carlo - Simulation der  $\tau$  - Paarerzeugung
  - 38.) Verteilung der Photonenzahl fuer multihadronische Ereignisse mit nur zwei geladenen Teilchen :  $\Psi'$  - Resonanz
- Verteilung der Zahl geladener Teilchen fuer  $e X$  -Ereignisse mit nichtschauendem Teilchen , Schwerpunktsenergie  $> 3.9$  GeU :
- 39.) Ereignisse mit Photonen
  - 40.) Ereignisse ohne Photonen

Verteilung der Photonenzahl fuer  $e^+ X$ -Ereignisse mit nicht=  
schauender Teilchen aus Zerfaellen von Teilchen mit Char# :

41.)  $\geq 4$  geladene Teilchen ( gemessen )

42.) 2 geladene Teilchen ( statistisches Modell / SB / )

43.)  $B \rightarrow B_{ins} + G_{\tau\tau}$  gegen Schwerpunktsenergie

44.)  $B \rightarrow B_{ins} + d G_{\tau\tau} / dp_e$ , Impulsspektrum der Elektronen  
aus  $\tau$ -Zerfaellen fuer Schwerpunktsenergien  $> 3.9$  GeU

45.) Impulsspektrum der Elektronen aus semileptonischen Zer=  
faellen von Teilchen mit Char# fuer Schwerpunktsenergien  
 $> 3.9$  GeV / 6b /

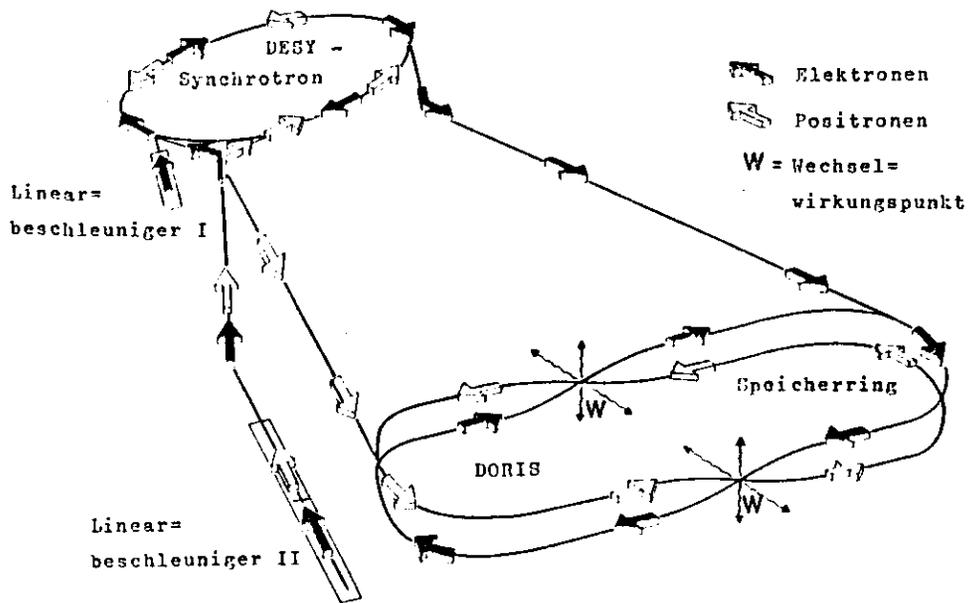


Abb. 1 Beschleuniger - und Speicherringanlagen bei DESY

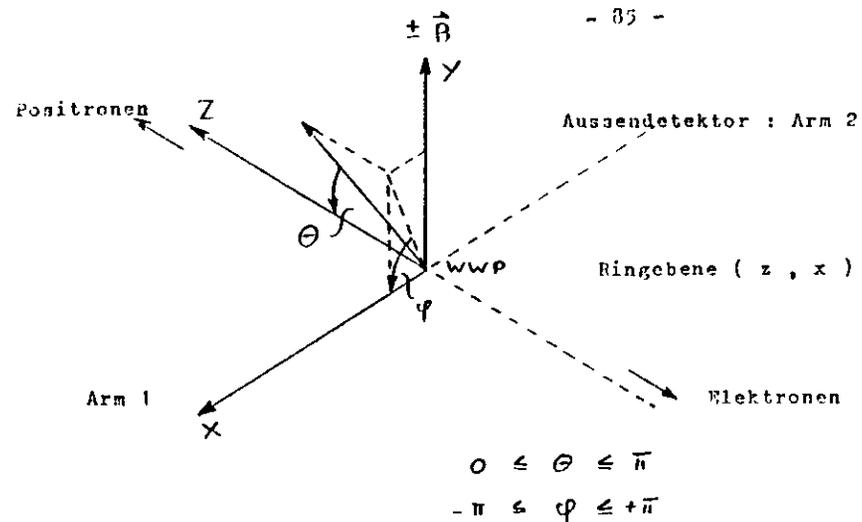


Abb. 3 Koordinatensystem fuer die Analyse der DASP - Daten

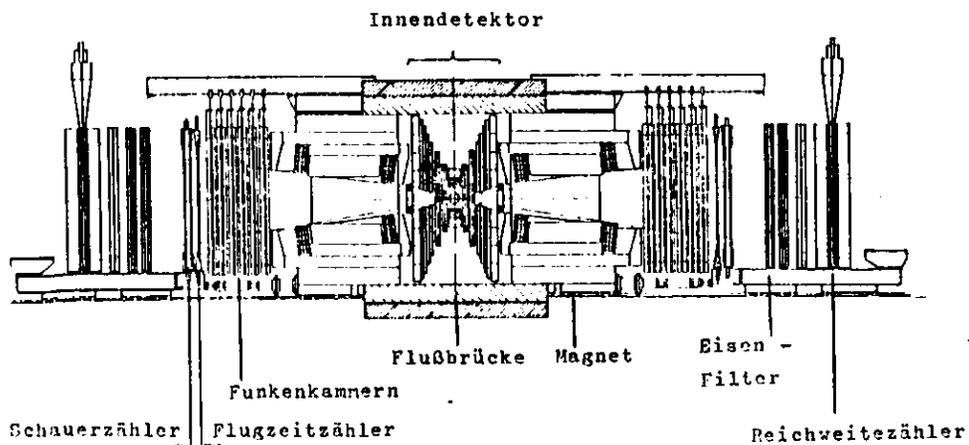


Abb. 2 Senkrechter Schnitt durch das Doppelarmspektrometer DASP

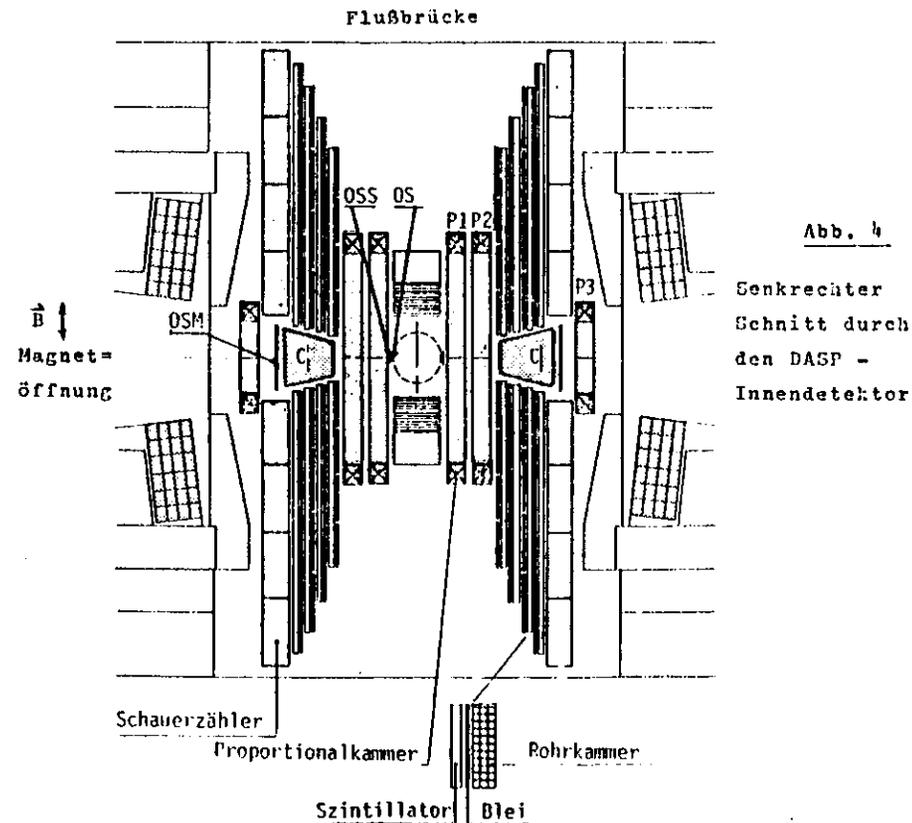


Abb. 4

Senkrechter Schnitt durch den DASP - Innendetektor

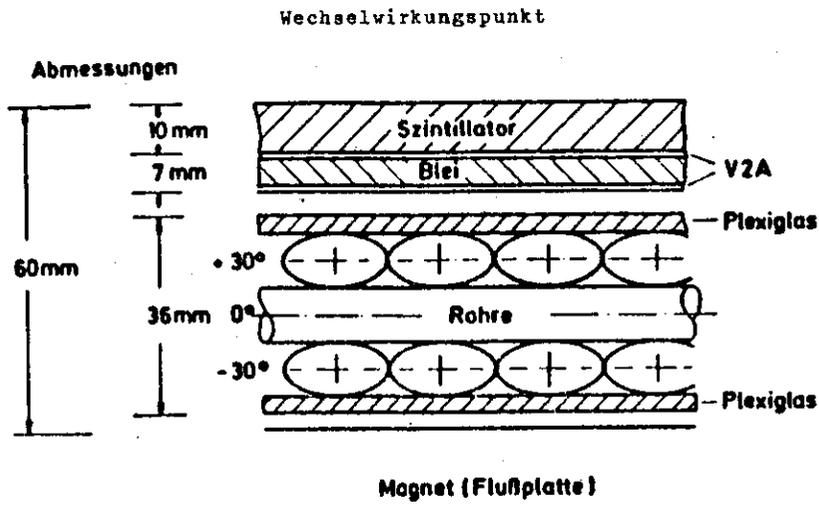


Abb. 5 Schnitt durch einen Modul des Innendetektors  
( Oktant oben / unten )

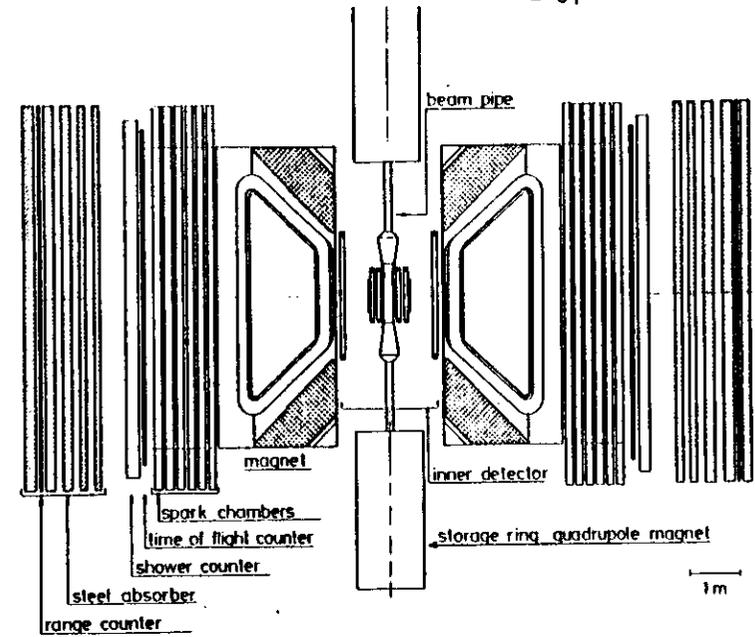


Abb. 7 Waagerechter Schnitt durch die beiden Arme des DASP - Aussendetektors

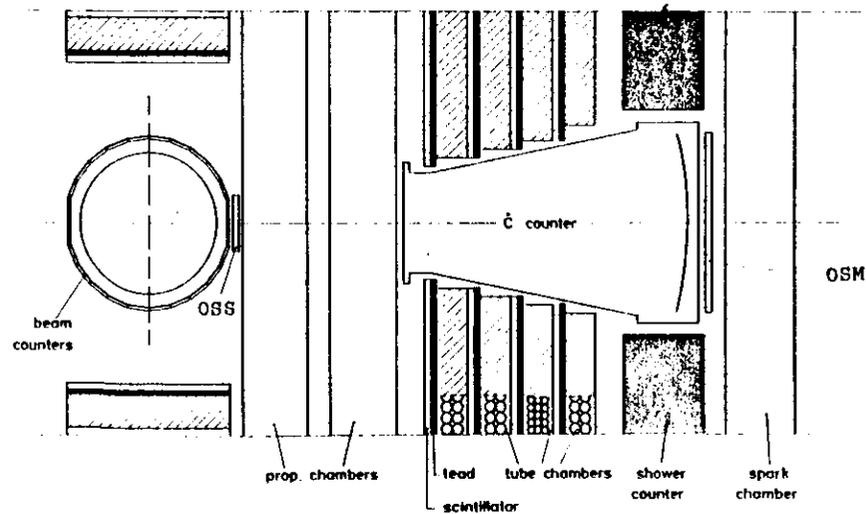


Abb. 6 Ausschnitt des Innendetektors mit vertikalem Schnitt durch den SchwellenČerenkovzähler

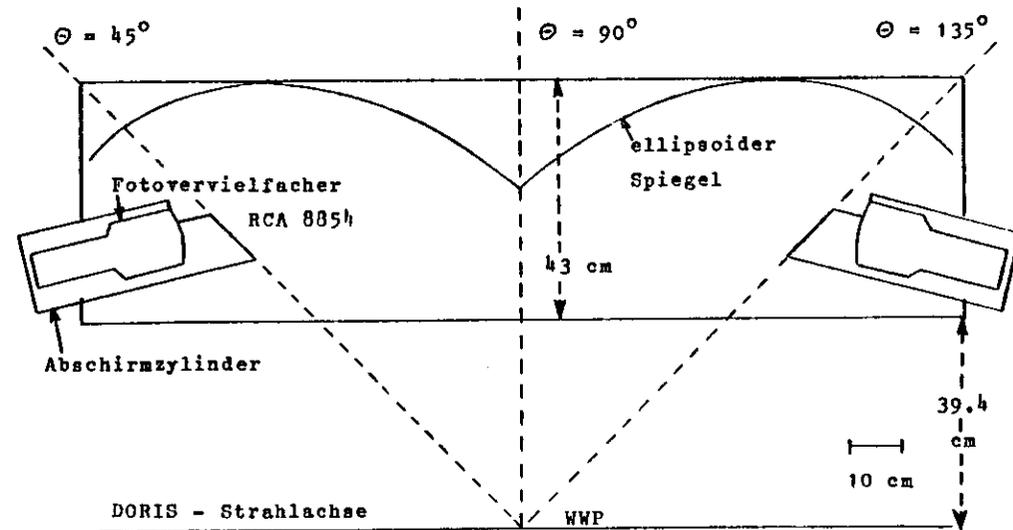


Abb. 8 Optik des DASP - Čerenkovzählers ( Schnitt in der Ringebene ) / 25 /

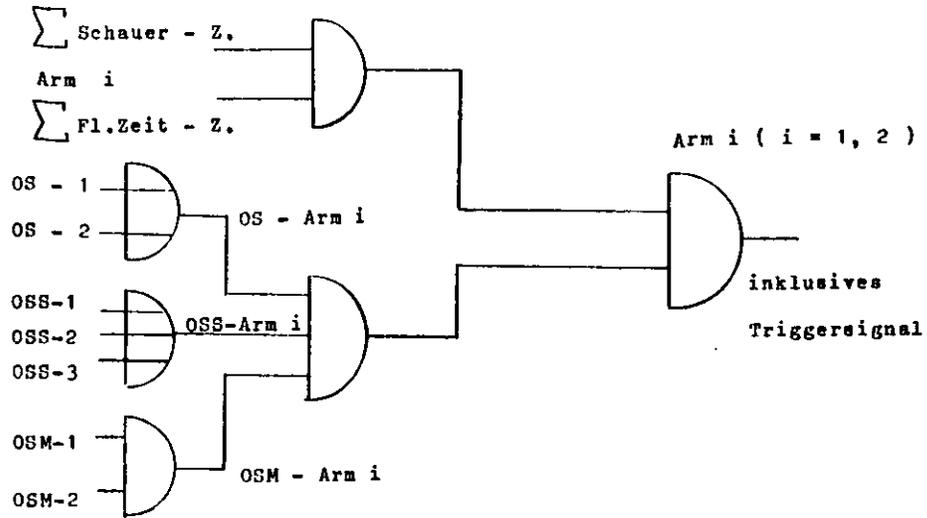


Abb. 9 Inklusive Triggersignal  
Blockschaltbild der Elektronik ( 1 Detektorarm )

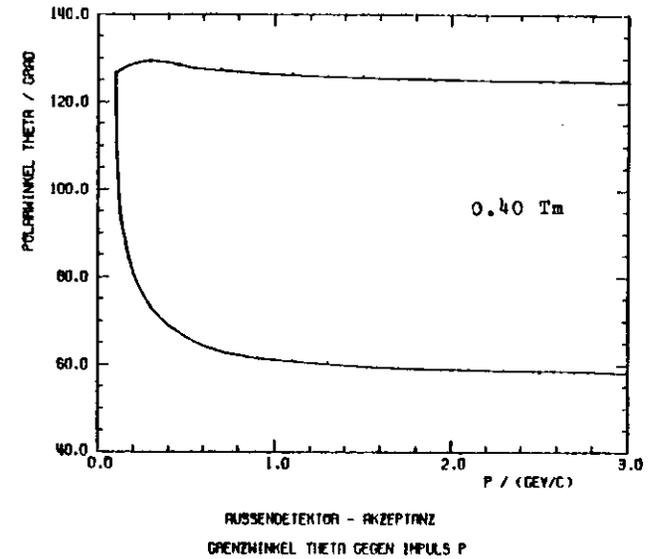


Abb. 11

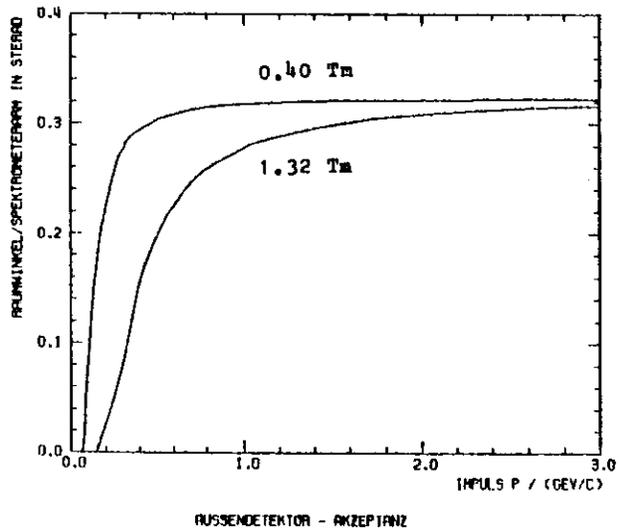


Abb. 10

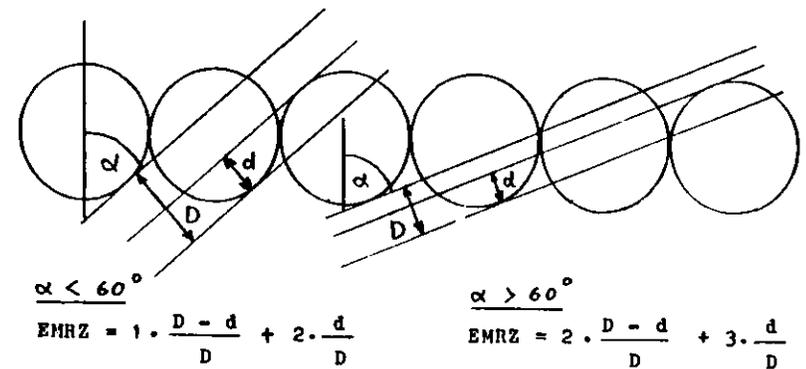
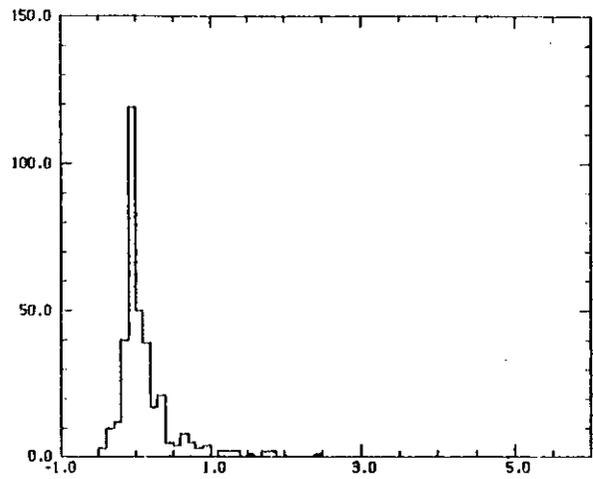
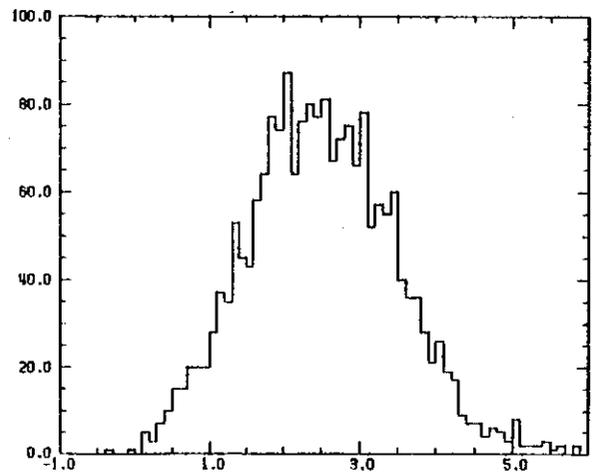


Abb. 12 Erwartete mittlere Rohrzahl EMRZ



PIONEN IN INNEN - DETEKTOR  
MITTLERE ROHZAHL - ERWARTUNGSWERT, ALLE EBENEN

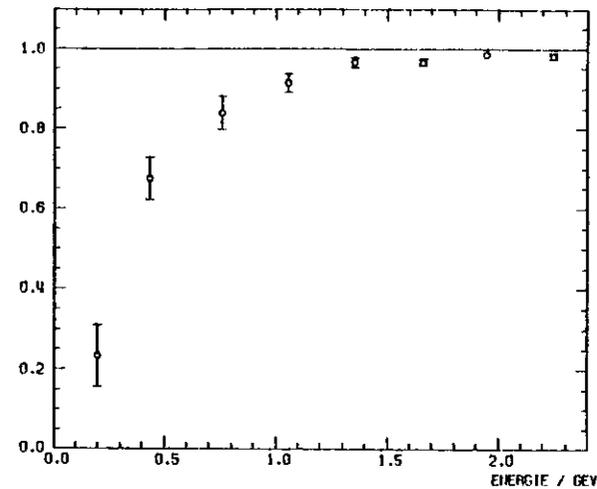
Abb. 13



ELEKTROEN IN INNEN - DETEKTOR  
MITTLERE ROHZAHL - ERWARTUNGSWERT, ALLE EBENEN

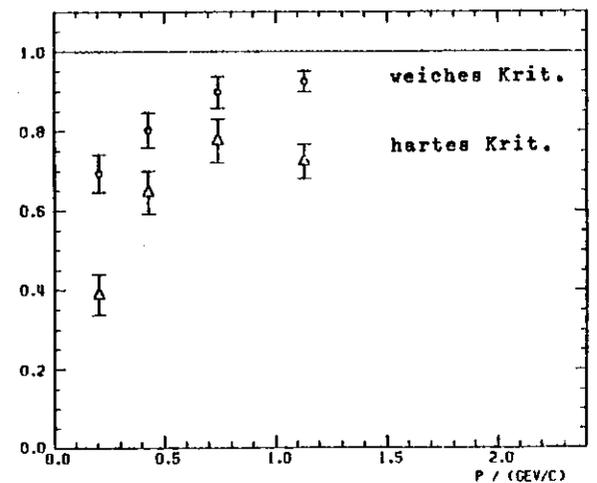
Abb. 14

Abb. 15



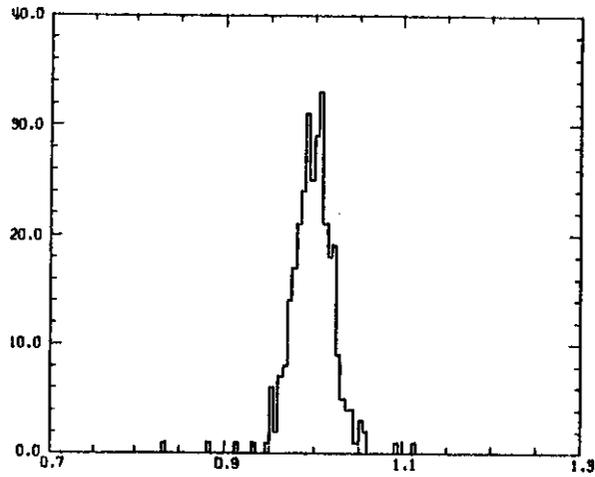
ELEKTROEN IN INNENDETEKTOR  
NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT GEGEN ENERGIE

Abb. 16



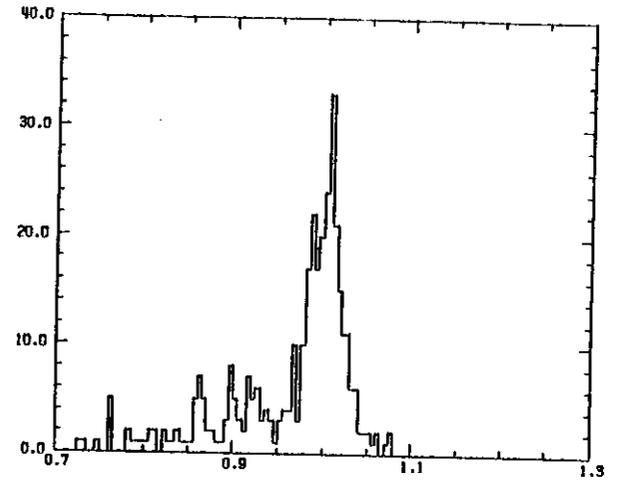
PIONEN IN INNENDETEKTOR  
NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT GEGEN IMPULS P

Abb. 17



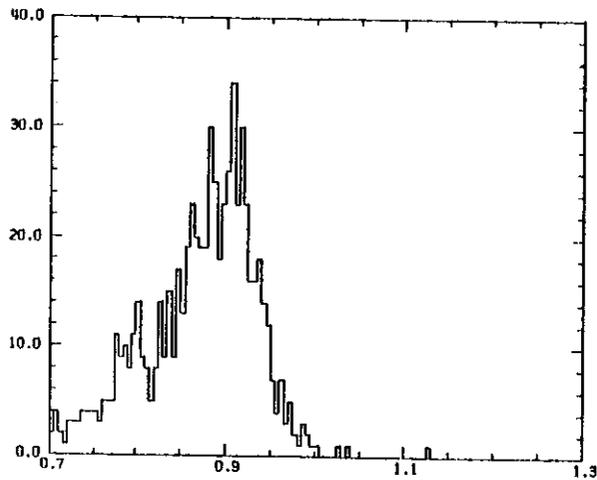
ELEKTRONEN AUS WEITWINKELBREMSSTRAHLUNG  
VERTEILUNG DER GESCHWINDIGKEIT  $\beta = v / c$

Abb. 19



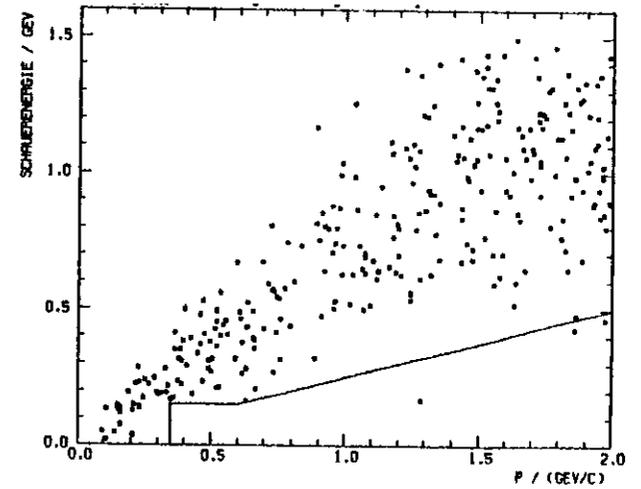
ELEKTRONKANDIDATEN / EREIGNISSE MIT NICHTSCHAUERNDEN TEILCHEN  
VERTEILUNG DER GESCHWINDIGKEIT  $\beta = v / c$ , IMPULSE  $\leq 0.35$  GEV/C

Abb. 18



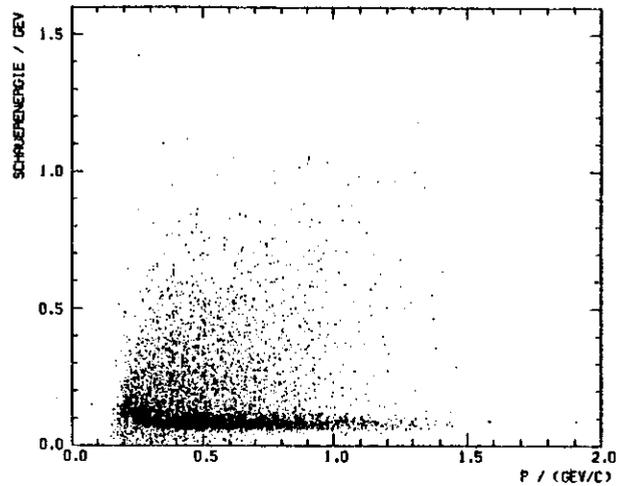
HADRONEN MULTIHADRONISCHER EREIGNISSE  
VERTEILUNG DER GESCHWINDIGKEIT  $\beta = v / c$ , IMPULSE  $\leq 0.35$  GEV/C

Abb. 20



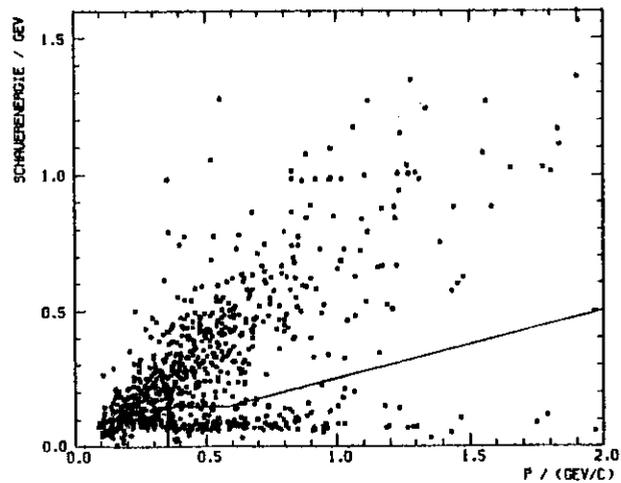
ELEKTRONEN AUS WEITWINKELBREMSSTRAHLUNG  
SCHAUERENERGIE GEGEN IMPULS P

Abb. 21



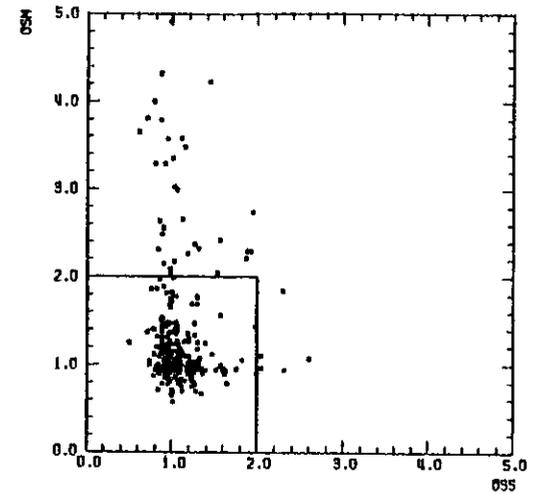
PIONEN AUS MULTIHADRONISCHEN EREIGNISSEN  
SCHAUERENERGIE GEGEN IMPULS P

Abb. 22



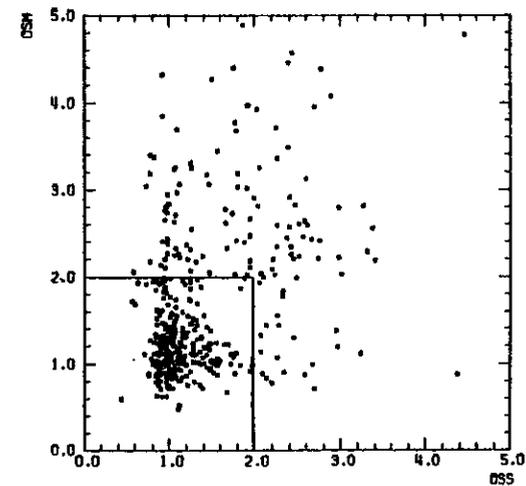
ELEKTRONKANDIDATEN / EREIGNISSE MIT NICHTSCHAUERNDEN TEILCHEN  
SCHAUERENERGIE GEGEN IMPULS P

Abb. 23



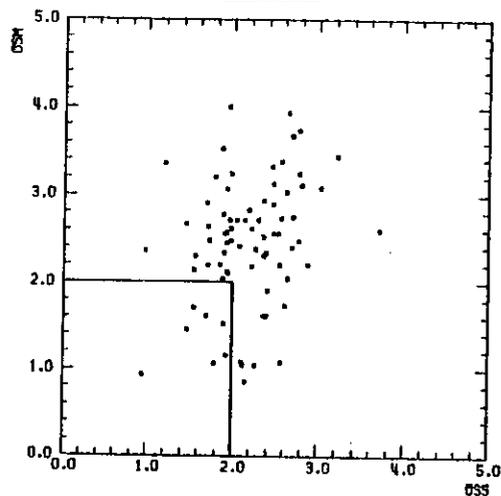
ELEKTRONEN AUS WEITWINKELBREMSSTRAHLUNG  
OSH - AMPLITUDE GEGEN OSS - AMPLITUDE

Abb. 24



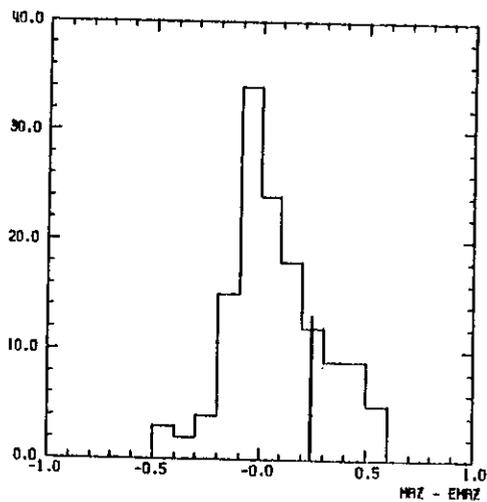
ELEKTRONKANDIDATEN / EREIGNISSE MIT NICHTSCHAUERNDEN TEILCHEN  
OSH - AMPLITUDE GEGEN OSS - AMPLITUDE

Abb. 25



MEHRFACHÜBERGRENZE DURCH OSH UND OSS  
OSH - AMPLITUDE GEGEN OSS - AMPLITUDE

Abb. 26



NICHTSCHAUERNDEN TEILCHEN  
EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN  
MITTLERE ROHRZAHN - ERWARTUNGSWERT, ALLE EBENEN

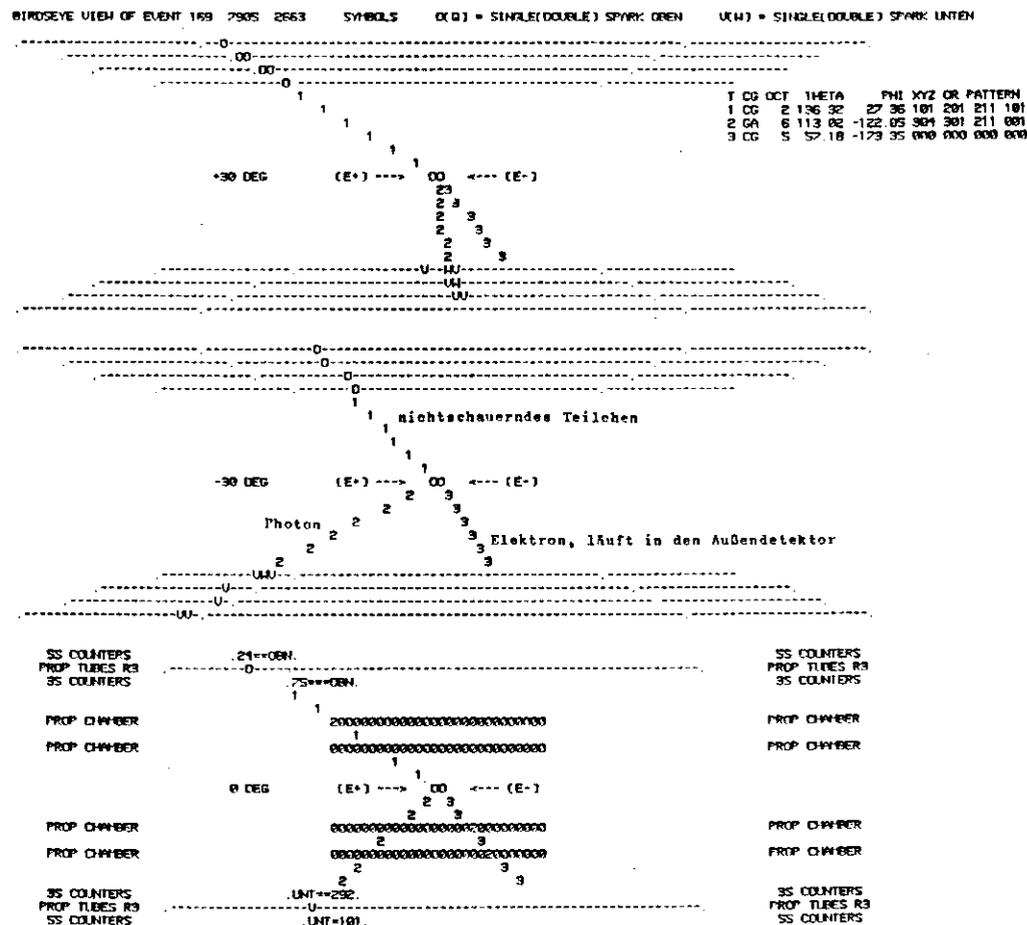


Abb. 27

DASP - Innendetektor / Rohrkammern der Seitenteile  
( schematische Darstellung eines Ereignisses )

$e^+e^- \rightarrow e^{+-}X$  mit nichtschauerndem Teilchen

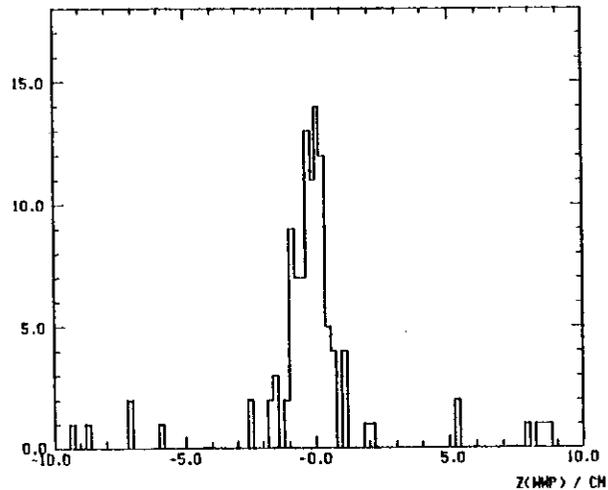


Abb. 28

EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN, SCHWELPUNKTENERGIEN  $\geq 3.9$  GEV  
VERTEILUNG DER Z - KOORDINATE AM WECHSELWIRKUNGSPUNKT

$e^+e^- \rightarrow e^{+-}X$  mit nichtschauerndem Teilchen

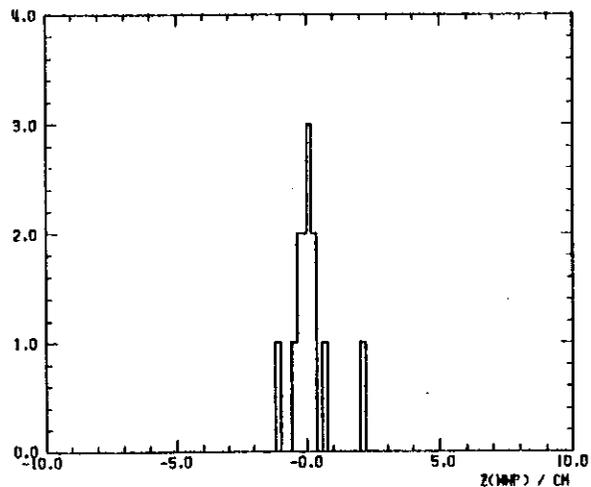


Abb. 29

EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN,  $\Psi'$ -RESONANZ  
VERTEILUNG DER Z - KOORDINATE AM WECHSELWIRKUNGSPUNKT

$e^+e^- \rightarrow e^{+-}X$  mit nichtschauerndem Teilchen

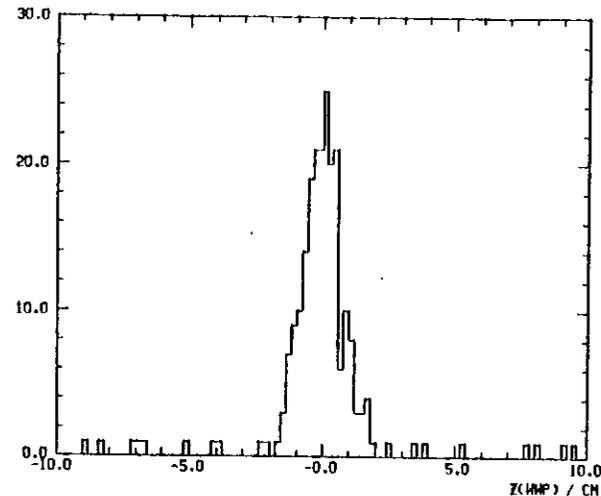


Abb. 30

EREIGNISSE MIT HINDESTENS 3 GELADENEN TEILCHEN, SCHWELPUNKTENERGIEN  $\geq 3.9$  GEV  
VERTEILUNG DER Z - KOORDINATE AM WECHSELWIRKUNGSPUNKT

$e^+e^- \rightarrow e^{+-}X$  mit nichtschauerndem Teilchen

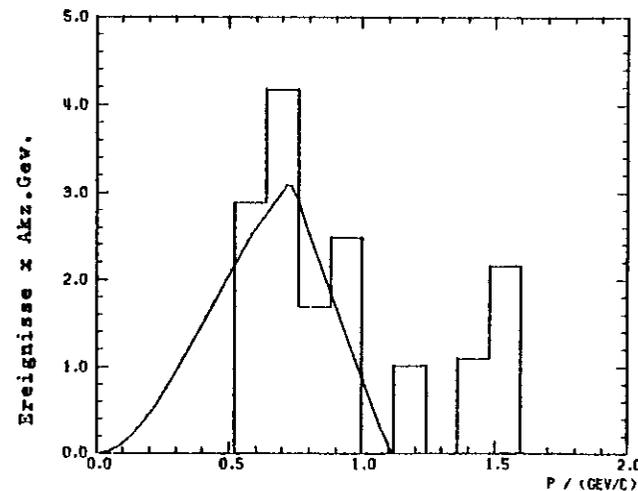
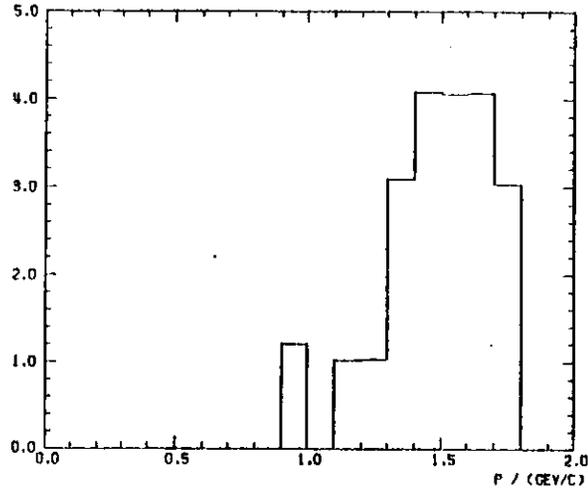


Abb. 31

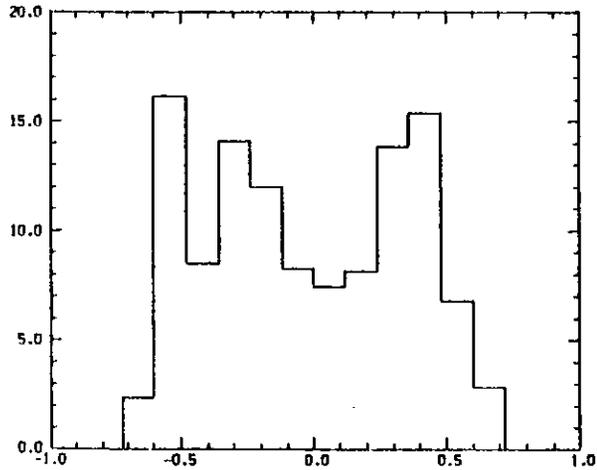
ELEKTRONIMPULSE, EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN  
 $\Psi'$ -RESONANZ

Abb. 32



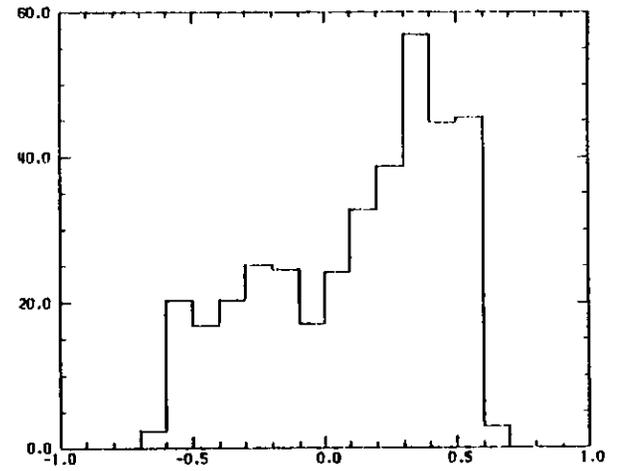
ELEKTRONIMPULSE, KASKADENZERFALLE DER  $\psi'$ -RESONANZ

Abb. 33



EREIGNISSE MIT ZWEI GELADENEN TEILCHEN  
(MIT ELEKTRON UND NICHTSCHAUERNDEN TEILCHEN)  
LADUNG \* COS(THETA)

Abb. 34



ELEKTRONEN AUS WEITWINKELBREMSSTRAHLUNG  
LADUNG \* COS(THETA)

Abb. 35

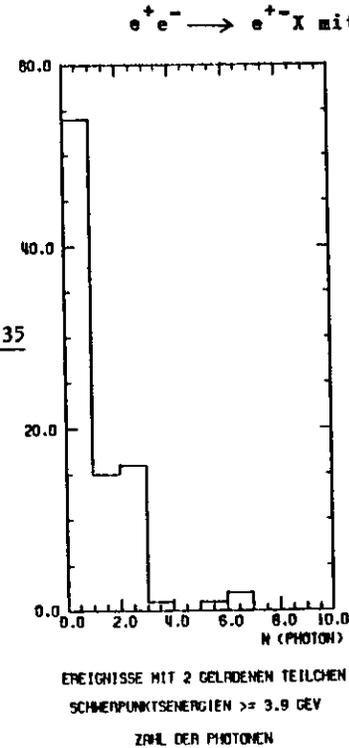
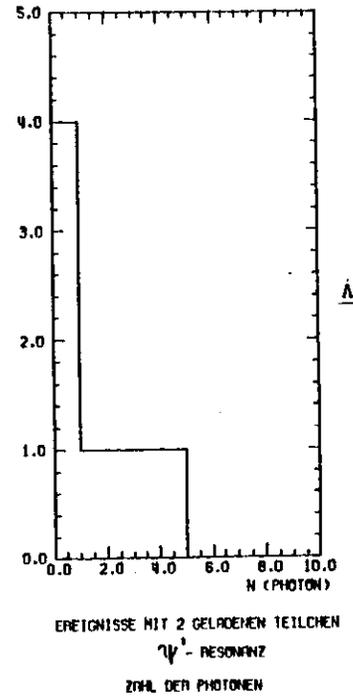


Abb. 36



$e^+e^- \rightarrow e^+X$  mit nichtschauendem Teilchen

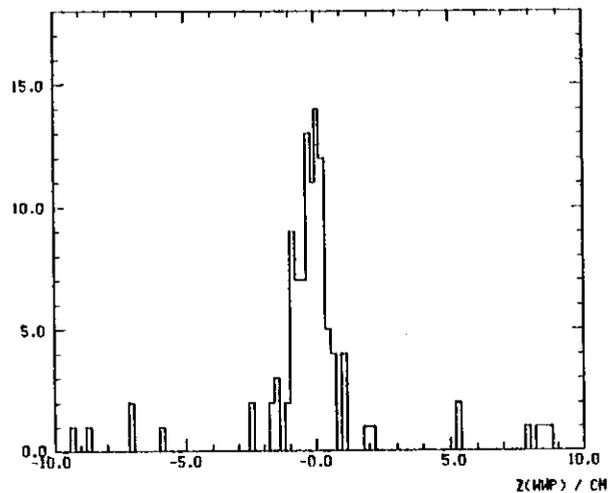


Abb. 28

EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN, SCHWERPUNKTENERGIEN  $\geq 3.9$  GEV  
VERTEILUNG DER Z - KOORDINATE AM WECHSELWIRKUNGSPUNKT

$e^+e^- \rightarrow e^+X$  mit nichtschauendem Teilchen

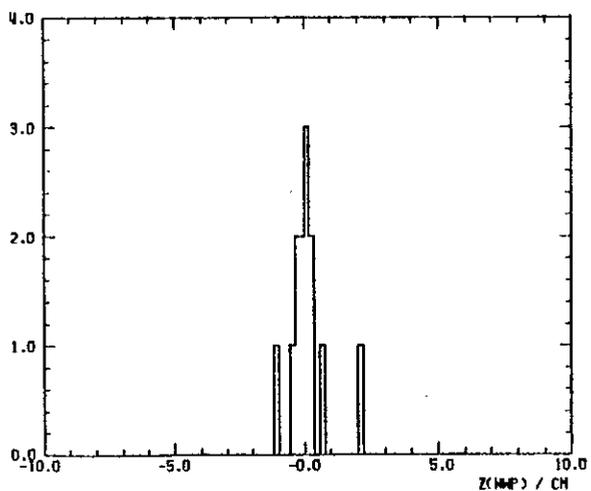


Abb. 29

EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN,  $\Psi'$ -RESONANZ  
VERTEILUNG DER Z - KOORDINATE AM WECHSELWIRKUNGSPUNKT

$e^+e^- \rightarrow e^+X$  mit nichtschauendem Teilchen

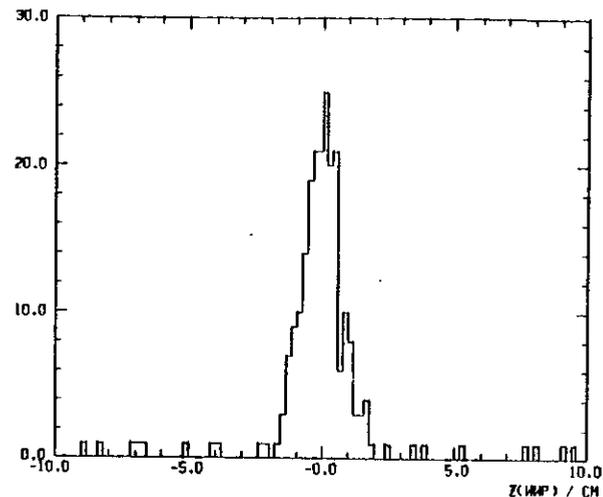


Abb. 30

EREIGNISSE MIT MINDESTENS 3 GELADENEN TEILCHEN, SCHWERPUNKTENERGIEN  $\geq 3.9$  GEV  
VERTEILUNG DER Z - KOORDINATE AM WECHSELWIRKUNGSPUNKT

$e^+e^- \rightarrow e^+X$  mit nichtschauendem Teilchen

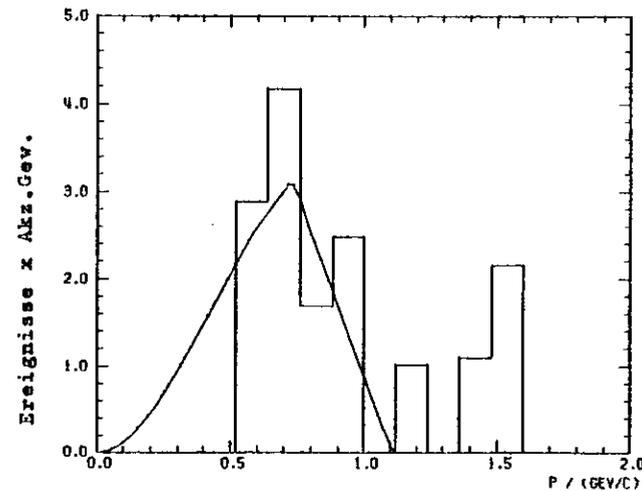
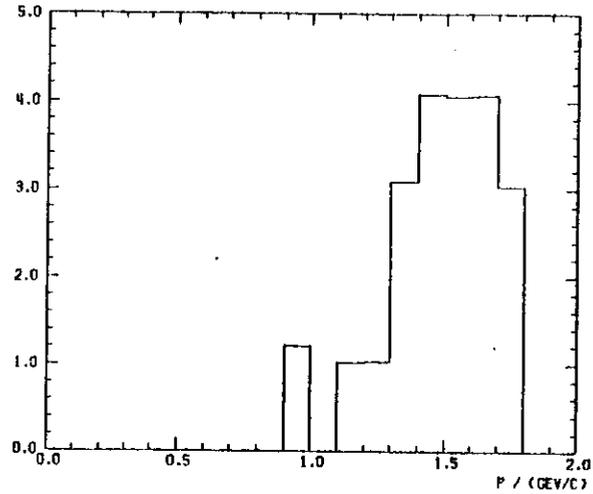


Abb. 31

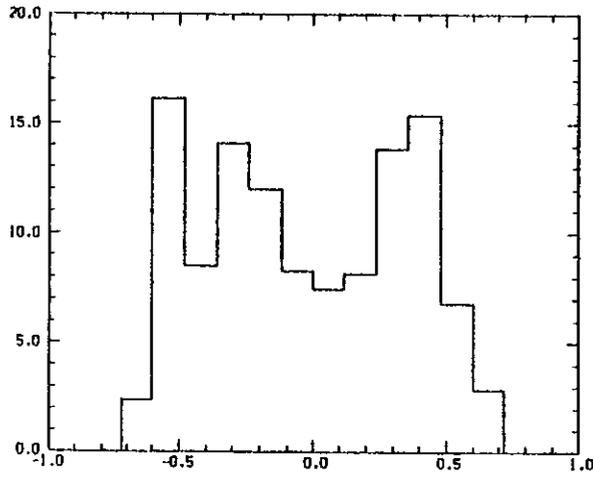
ELEKTRONIMPULSE, EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN  
 $\Psi'$ -RESONANZ

Abb. 32



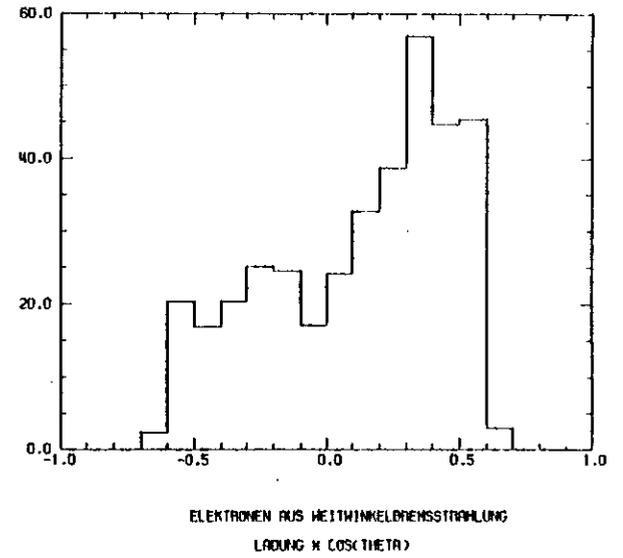
ELEKTRONIMPULSE, KASKADENZEPFELLE DER  $\psi'$ -RESONANZ

Abb. 33



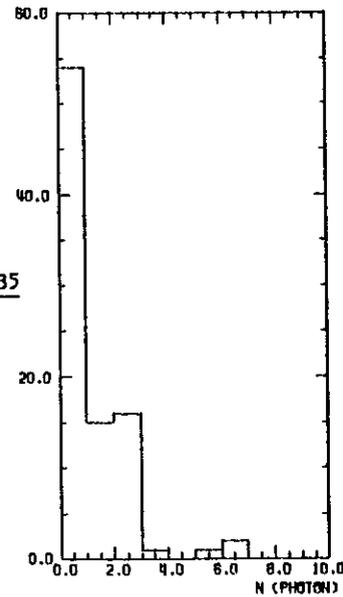
EREIGNISSE MIT ZWEI GELADENEN TEILCHEN  
(MIT ELEKTRON UND NICHTSCHAUERNDEN TEILCHEN)  
LADUNG \* COS(THETA)

Abb. 34



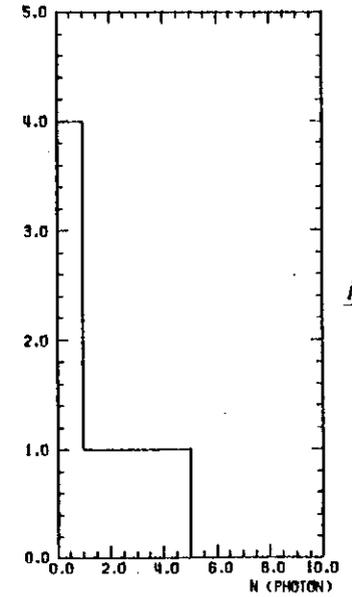
ELEKTRONEN AUS WEITWINKELBREMSSTRAHLUNG  
LADUNG \* COS(THETA)

Abb. 35



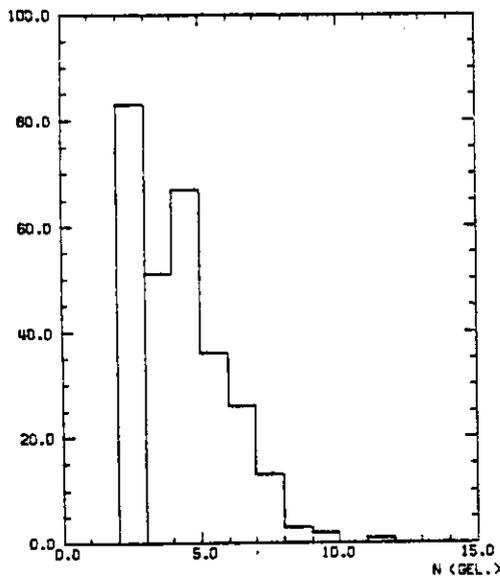
EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN  
SCHWERPUNKTSENERGIEN  $\geq 3.9$  GEV  
ZAHLE DER PHOTONEN

Abb. 36



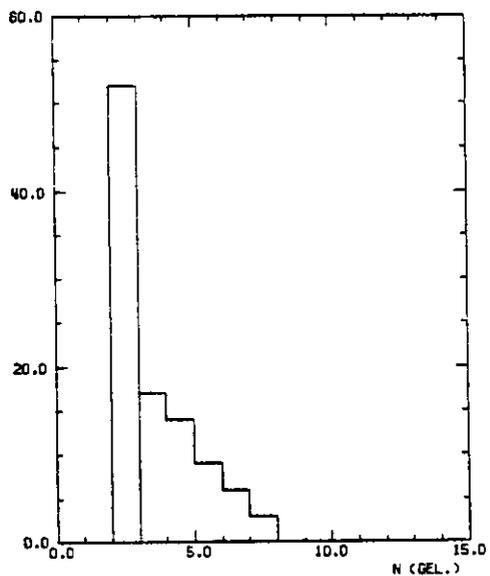
EREIGNISSE MIT 2 GELADENEN TEILCHEN  
 $\psi'$ -RESONANZ  
ZAHLE DER PHOTONEN

$e^+e^- \rightarrow e^+X$  mit nichtschauerndem Teilchen



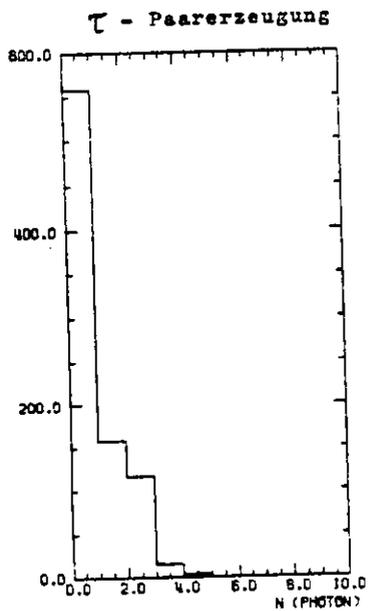
EREIGNISSE MIT ELEKTRON UND NICHTSCHWÄRMENDEN TEILCHEN  
SCHWERPUNKTENERGIEN  $\geq 3.9$  GEV  
ZAHL GELADENER TEILCHEN (PHOTONEN BELIEBIG)

Abb. 39



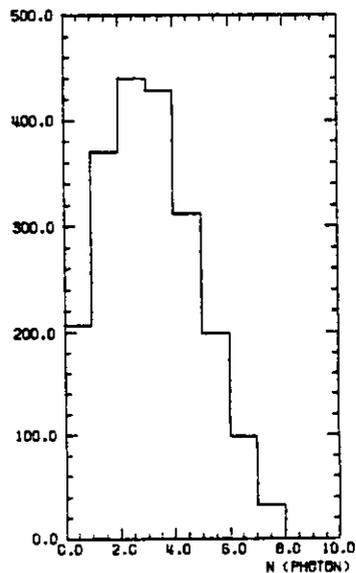
EREIGNISSE MIT ELEKTRON UND NICHTSCHWÄRMENDEN TEILCHEN  
SCHWERPUNKTENERGIEN  $\geq 3.9$  GEV  
ZAHL GELADENER TEILCHEN (FUER PHOTONENZAHL 0)

Abb. 40



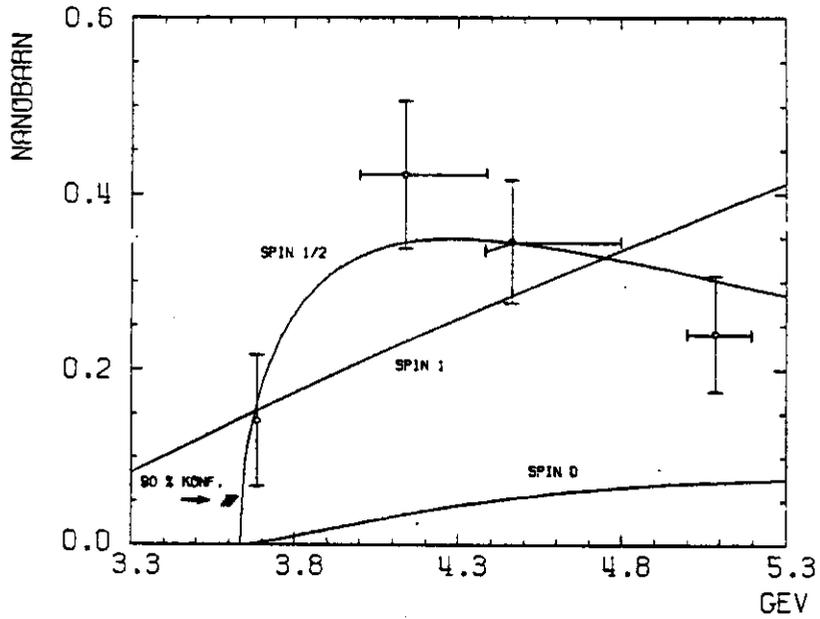
MONTE - CARLO - SIMULATION  
EREIGNISSE MIT ZWEI GELADENEN TEILCHEN  
ZAHL DER PHOTONEN

Abb. 37



MULTIHADRONISCHE EREIGNISSE /  $\psi'$  - RESONANZ  
NUR ZWEI GELADENE TEILCHEN  
ZAHL DER PHOTONEN

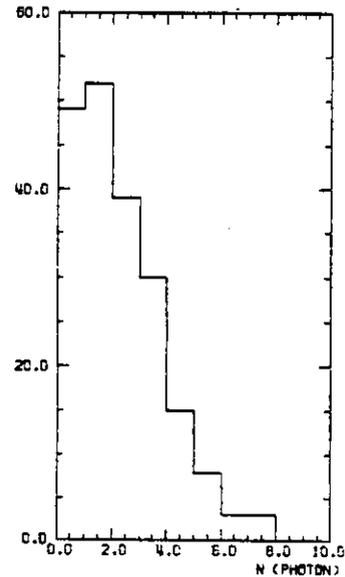
Abb. 38



$B_e * B_{1NS} * \sigma_{\tau\tau}$  GEGEN SCHWERPUNKTSENERGIE

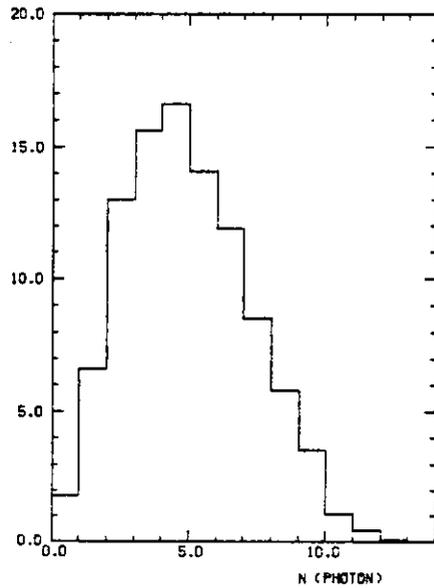
Abbildung 43

$e^+e^- \rightarrow e^+X$  mit nichtschauendem Teilchen



EREIGNISSE MIT MINDESTENS 3 GELADENEN TEILCHEN  
SCHWERPUNKTSENERGIEN  $\geq 3.9$  GEV  
ZAHL DER PHOTONEN

Abb. 41

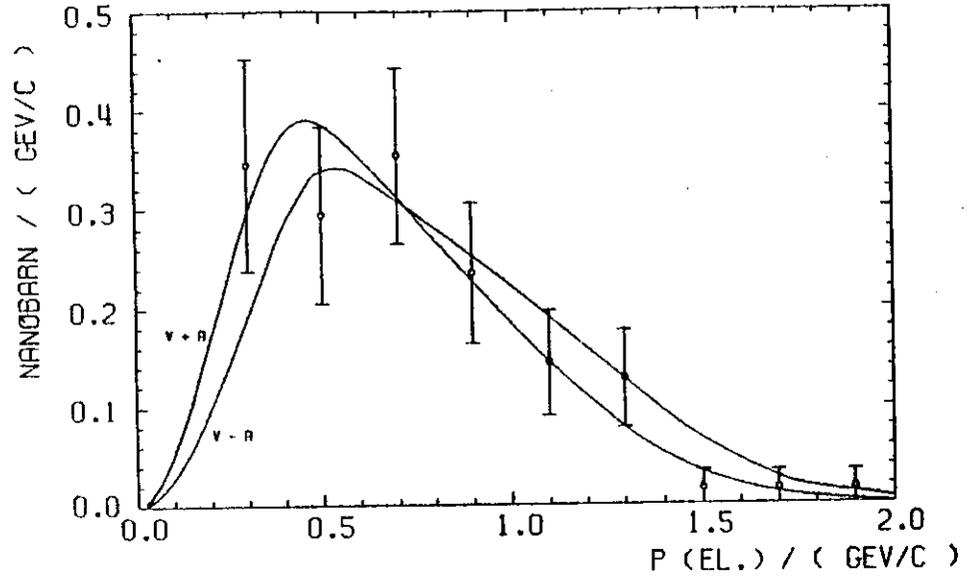


ZERFALLE VON TEILCHEN MIT CHARM  
ASSOZIIERTE ERZEUGUNG, ZWEI GELADENE TEILCHEN IM ENDZUSTAND  
ZAHL DER PHOTONEN

Statistisches Modell / 50 /

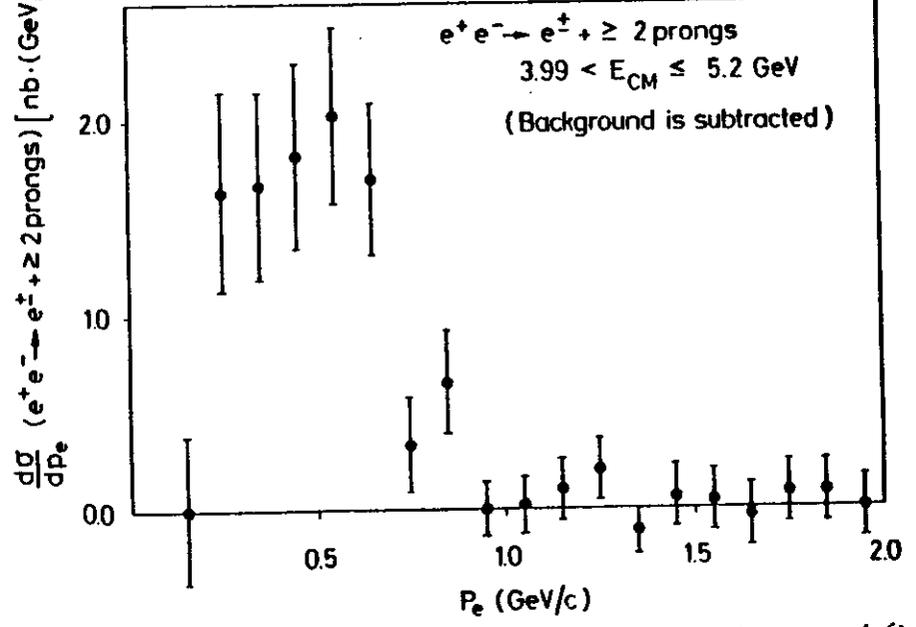
Abb. 42

Abbildung 44



$B_e \cdot B_{1NS} \cdot \frac{dG}{dp} \tau\tau$  - Impulsspektrum der Elektronen aus dem  $\tau$  - Zerfall

Abbildung 45



Impulsspektrum von Elektronen aus Zerfaellen von Teilchen mit Charm / 6b /

Lebenslauf Jens Ringel

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des Messprogrammes der DASP - Kollaboration. Allen Mitgliedern dieser Kollaboration danke ich fuer die wertvolle Unterstuetzung waehrend des Experimentes und der Auswertung.

Insbesondere danke ich Prof. Dr. P. Schaeuser und Dr. B.H. Wiik fuer die Ermoeglichung und Foerderung dieser Arbeit.

Fuer zahlreiche Diskussionen und die Ueberlassung von Auswerteprogrammen danke ich Dr. D.L. Kreinick, Dipl.-Phys. A. Petersen, Dipl.-Phys. M. Schliwa und Prof. Dr. S. Yamada.

25.04.1949	als Sohn des Standesbeamten Herbert Ringel und seiner Ehefrau Hedwig, geb. Jacobs, in Hamburg geboren
1956 - 1960	Besuch der Volksschule in Hamburg - Bergstedt
1960 - 1968	Besuch des Gymnasiums Oberalster in Hamburg - Sasel
Januar 1968	Abitur
SS 1968	Beginn des Physikstudiums an der Universitaet Hamburg
SS 1970	Vordiplom
WS 1971 - WS 1973	Diplomarbeit ueber das Thema " Messung von Bremspektren im GeV - Bereich mit einer hochaufloesenden Apparatur " am II. Inst. f. Exp. - Phys. der Universitaet Hamburg
WS 1973	Hauptdiplom
November 1973	Wiss. Angestellter am II. Inst. f. Exp. - Phys. der Universitaet Hamburg Mitarbeit am Doppelarmspektrometer DASP
April 1974 - Juni 1975	Einberufung zum Wehrdienst
Oktober 1974 - Juni 1975	Betreuung von physikalischen Uebungen und Praktika an der HSBW Hamburg, FB Elektrotechnik
Juli 1975	erneute Mitarbeit am Doppelarmspektrometer DASP mit dem Ziel der Promotion