

84-
Interner Bericht
DESY F22-01
März 1984

UNTERSUCHUNG DER REAKTION $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ UNTER KLEINEN
POLARWINKELN MIT DEM JADE-DETEKTOR

von

H. Schiemann

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	12. APR. 1984	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Interner Bericht
DESY F22-01
März 1984

UNTERSUCHUNG DER REAKTION $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
UNTER KLEINEN POLARWINKELN
MIT DEM JADE - DETEKTOR

Experimentelle Diplomarbeit
im Fachbereich Physik der
Universität Hamburg

von

HOLGER SCHIEMANN

Hamburg 1983

VORBEMERKUNG

Prof.Dr. R.Felst und Prof.Dr. G.Weber gaben mir die Gelegenheit, diese Arbeit im Rahmen der JADE - Kollaboration, an der Wissenschaftler vom Deutschen Elektronen Synchrotron, dem Rutherford Appleton Laboratorium und von den Universitäten Hamburg, Heidelberg, Lancaster, Manchester und Tokyo beteiligt sind, durchzuführen.

Ihnen und allen anderen Mitgliedern der Kollaboration möchte ich für die vielfältige Unterstützung danken.

Für die intensive Betreuung, angefangen bei der Einführung in das Experiment über die zahlreichen, fruchtbaren Diskussionen, die Anregungen bei der Vorbereitung meines ersten Vortrages bis hin zur kritischen Durchsicht des Manuskripts, möchte ich Frau Dr. B.Naroska meinen besonderen Dank aussprechen.

Hamburg, Oktober 1983

H.Schiemann

INHALTSVERZEICHNIS

VORBEMERKUNG	iii
ABBILDUNGSVERZEICHNIS	vi
TABELLENVERZEICHNIS	viii
0. EINLEITUNG	1
1. DAS EXPERIMENT	3
1.1 Das Koordinatensystem	6
1.2 Der Innendetektor	8
1.3 Das Bleiglassystem	10
1.4 Der Myon-Filter	10
1.5 Die Flugzeit- und Triggerzähler	11
1.6 Der Vorwärts-Myon-Trigger	12
2. DIE DATENANALYSE	15
2.1 Die Ereigniselektion	15
2.2 Bestimmung des Untergrundes	26
2.3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit	27
2.4 Die Luminositätsmessung	36
2.5 Elektromagnetische Strahlungskorrekturen	37
3. ERGEBNISSE	41
3.1 Der totale Wirkungsquerschnitt	41
3.2 Die Winkelverteilung der μ -Paare	43
3.3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt	44
3.4 Beobachtete Asymmetrie und systematischer Fehler	46
4. VERGLEICH DER ERGEBNISSE MIT DER ELEKTROSCHWACHEN THEORIE	50
4.1 Erzeugung der μ -Paare im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung	50

4.2 Ladungsasymmetrie	57
4.3 Bestimmung der Kopplungskonstanten	60
4.4 Abschätzung der Z^0 -Masse	64
5. ZUSAMMENFASSUNG	66
LITERATURVERZEICHNIS	68

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abb. 1-1	Die Beschleunigeranlagen des Deutschen Elektronen Synchrotrons	4	Abb. 3-1	Die gemessene Winkelverteilung der μ -Paare im Bereich $0.82 \leq \cos\theta \leq 0.94$	43
Abb. 1-2	Längsquerschnitt des JADE - Detektor	5	Abb. 3-2	Die relative Akzeptanz der Vorwärts-Myon-Zähler in Abhängigkeit von $\cos\theta$	44
Abb. 1-3a	Das im JADE - Detektor verwendete Koordinatensystem	6	Abb. 3-3	$P_N = p_{\text{beam}}/p_\mu$ - Verteilung für die 206 selektierten μ -Paare	48
Abb. 1-3b	Schematische Ansicht des JADE - Detektors mit aufgefahretem Myon-Filter	7	Abb. 4-1	Feynman-Diagramme für die μ -Paarerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Theorie	50
Abb. 1-4	Querschnitt der JET-Kammer senkrecht zur Strahlachse	9	Abb. 4-2	Differentielle Asymmetrie $A_\theta^{\text{QED}}, A_\theta^{\text{EW}}, A_\theta^{\text{EW}}(\alpha^3)$	54
Abb. 1-5	Das Vorwärts-Myon-Zähler-System	13	Abb. 4-3	Feynman-Diagramme für höhere Ordnungen in der Z^0 -Amplitude, die im Berends, Kleiss u. Jadach Monte Carlo berücksichtigt sind	56
Abb. 2-1	Akzeptanz der Vorwärts-Myon-Zähler	18	Abb. 4-4	Die mit dem JADE - Detektor gemessene differentielle Asymmetrie in Abhängigkeit von $\cos\theta$	57
Abb. 2-2	Bleiglasendstopfen mit dahinter befindlichen Vorwärts-Myon-Zählern	19	Abb. 4-5	Die mit dem JADE - Detektor gemessene Winkelverteilung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	59
Abb. 2-3	Bleiglasenergie für die Spuren eines Paares mit $\cos\theta > 0.91$	20	Abb. 4-6	Integrierte Ladungsasymmetrie in Abhängigkeit von der Z^0 -Masse für $\sqrt{s} = 34.46 \text{ GeV}$	65
Abb. 2-4	Flugzeit des einen Teilchens (Quadrant I) gegenüber der des anderen Teilchens (Quadrant IV)	21			
Abb. 2-5	x- und y-Ereignisvertex-Verteilungen vor und nach dem Schnitt in der Flugzeitdifferenz der beiden Teilchen	23			
Abb. 2-6	y_V als Funktion von x_V	24			
Abb. 2-7	μ -Paar Kandidat	25			
Abb. 2-8	Häufigkeitsverteilung der Größe $ Z_1+Z_2-17 $	30			
Abb. 2-9a	Die gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeiten $\epsilon_i^U, \epsilon_i^O$	31			
Abb. 2-9b	Die gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_i	32			
Abb. 2-10	μ -Paar Kandidat mit nur einem durch die Analyseprogramme als Myon eingestuftem Teilchen	34			
Abb. 2-11	Feynman-Diagramme zur Beschreibung der μ -Paarerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung im Rahmen der QED bis zu Ordnungen α^3	39			
Abb. 2-12	Definition der Größen Akollinearität und Akoplanarität	40			

TABELLENVERZEICHNIS

0. EINLEITUNG

Tab. 1.i	Signaldrahtanordnung im Innendetektor	8
Tab. 1.ii	Myon-Filter Parameter	11
Tab. 2.i	Vorwärts-Myon-Zähler Akzeptanz	17
Tab. 2.ii	Anzahl d. angesprochenen Driftkammerlagen gegenüber der maximal erreichbaren Anzahl von Driftkammerlagen für die Spuren der selektierten μ -Paare	26
Tab. 2.iii	Ergebnisse der Ereignis Selektion	28
Tab. 2.iv	Die gemessenen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Perioden a-d	36
Tab. 2.v	Ergebnisse der Luminositätsmessung	37
Tab. 3.i	Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt	42
Tab. 3.ii	Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt	45
Tab. 4.i	$\Delta R_{\mu\mu}$ für $\sqrt{s} = 35$ GeV	52
Tab. 4.ii	Daten zu Abb. 4-5	60
Tab. 4.iii	PETRA/PEP Asymmetrien	61

Seit der Entdeckung der schwachen-neutralen Ströme im Jahre 1973 durch die Gargamelle-Kollaboration,¹ wurde eine Reihe von Experimenten durchgeführt, um ihre Eigenschaften zu untersuchen.

Diese Experimente lassen sich in zwei Klassen einteilen:

- Messung von Neutrino-Reaktionen, die ausschließlich über die schwache Wechselwirkung ablaufen
- Nachweis der Beteiligung der schwachen Wechselwirkung an Prozessen, die noch vor wenigen Jahren durch die elektromagnetische Wechselwirkung allein beschrieben wurden.

Die Präsenz der schwachen Wechselwirkung in von der elektromagnetischen Wechselwirkung dominierten Reaktionen manifestiert sich in Effekten, die durch die Interferenz des schwachen-neutralen Stroms mit dem elektromagnetischen Strom entstehen. Diese elektroschwache Interferenz wurde bisher in der Atom-spektroskopie schwerer Atome,¹⁵ der Liefinelastischen Elektron-Nukleon-² und Myon-Nukleon-Streuung²⁶ sowie in der $\mu(\tau)$ -Paarerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung³ beobachtet. Der Bereich des Impulsübertrages aus dem experimentelle Ergebnisse über die elektroschwache Interferenz vorliegen, erstreckt sich damit von atomaren Energien über 1-100 GeV² in der Lepton-Quark Wechselwirkung bis hin zu 1000 GeV² in der Lepton-Paarerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung.

Die Ergebnisse aller bisher durchgeführten Messungen, sowohl im Bereich der Neutrino-Streuung als auch der Experimente zur elektroschwachen Interferenz, sind in guter Übereinstimmung mit dem sogenannten Standardmodell¹⁴ der elektroschwachen Wechselwirkung. In diesem von Glashow, Salam und Weinberg entwickelten Modell wird die Wechselwirkung vermittelt durch zwei massive Vektorbosonen entgegengesetzter Ladung W^\pm und zwei neutralen Vektorbosonen, dem massiven Z^0 und dem masselosen Photon.

Die massiven, intermediären Vektorbosonen konnten Anfang dieses Jahres erstmalig am CERN SPS Proton-Antiproton Collider erzeugt werden. Ihre Masse wurde

zu $m_W = 81 \text{ GeV}/c^2$ und $m_{Z^0} = 93 \text{ GeV}/c^2$ bestimmt.^{24,25}

Nach der Inbetriebnahme des e^+e^- -Speicherrings PETRA (Positron Elektron Tandem Ringanlage) konnte die Interferenz von schwacher und elektromagnetischer Wechselwirkung in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, bei zeitartigen Impulsüberträgen $s \sim 1200 \text{ GeV}^2$, nachgewiesen werden.³ Solange die e^+e^- -Speicherring-Experimente mit unpolarisierten Strahlen durchgeführt und die Polarisationszustände, der im Endzustand auftretenden Teilchen, nicht beobachtet werden, messen alle Größen den paritätserhaltenden Anteil der Wechselwirkung und paritätsverletzende Effekte sind nicht feststellbar. Die schwache Wechselwirkung manifestiert sich in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ in einer Asymmetrie in der Polarwinkelverteilung der erzeugten Myonen.

Diese Asymmetrie der Polarwinkelverteilung konnte von allen Detektoren, die am PETRA-Speicherring arbeiten, nachgewiesen werden. Typischerweise überdecken sie einen Winkelbereich $|\cos\theta| < 0,8$. Da die erwartete elektroschwache Asymmetrie bei gegebener Schwerpunktsenergie mit $\cos\theta$ anwächst, ist es interessant die Messung auf kleine Polarwinkel auszudehnen.

Die in dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung der μ -Paarerzeugung in der e^+e^- -Annihilation unter kleinen Polarwinkeln, erweitert die Messung der Winkelverteilung der erzeugten Myonen mit dem JADE - Detektor bis hin zu Winkeln $|\cos\theta| \leq 0,94$.

Die Arbeit ist in vier Abschnitte gegliedert.

Im ersten Kapitel werden die experimentellen Gegebenheiten, unter besonderer Berücksichtigung der für die μ -Paar-Selektion benutzten Detektorkomponenten, beschrieben. Im Mittelpunkt des zweiten Kapitels stehen die Datenreduktion und die Kriterien der Ereignisselektion. Hier wird auch die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit diskutiert. Die Ergebnisse sind in Kapitel 3 zusammengestellt. In Kapitel 4 werden die Daten mit theoretischen Erwartungen verglichen und unter Einbeziehung aller mit dem JADE - Detektor gesammelten μ -Paar Daten werden die Kopplungskonstanten und die Z^0 -Masse bestimmt.

1. DAS EXPERIMENT

Abb. 1-1 zeigt eine schematische Ansicht des e^+e^- -Speicherrings PETRA⁴ beim Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) in Hamburg.

Bei PETRA werden die Elektronen und Positronen in einer gemeinsamen Vakuumröhre gegeneinander beschleunigt und z.Zt. an vier Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht.

Das JADE - Experiment befindet sich in der Nordwest-Wechselwirkungszone.

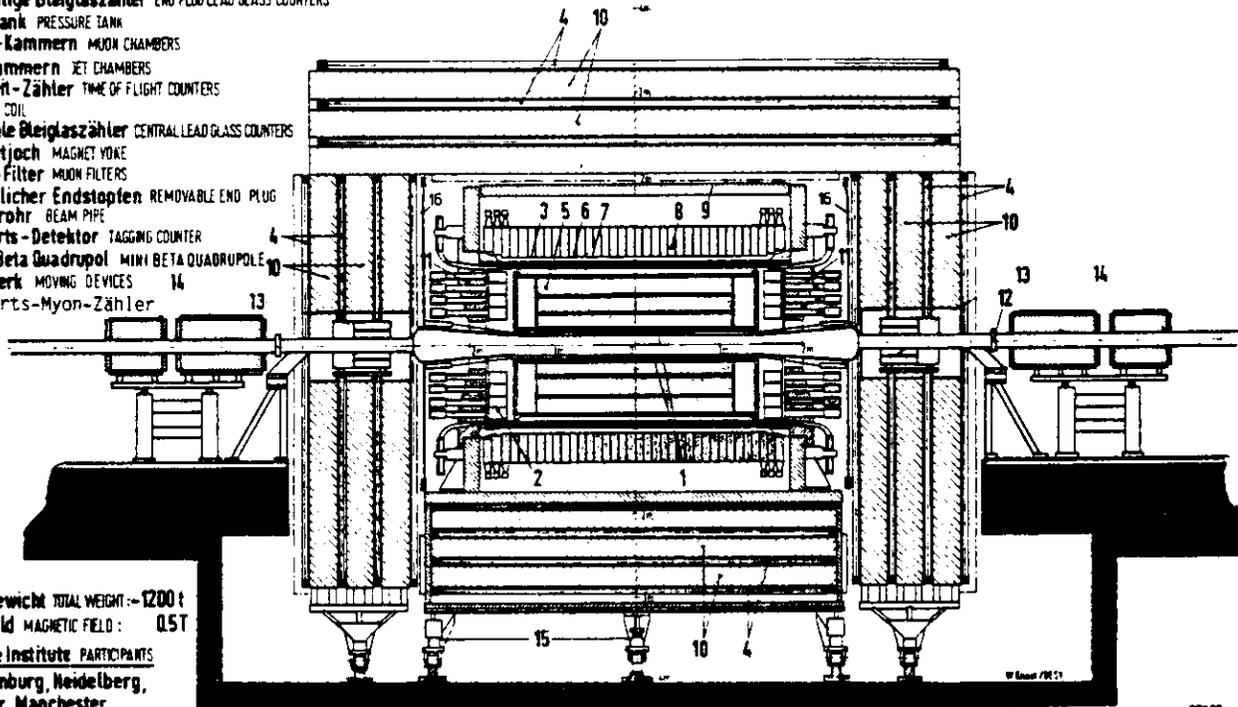
Der JADE - Detektor ermöglicht den Nachweis von Reaktionsprodukten aus der e^+e^- -Wechselwirkung über nahezu den gesamten Raumwinkelbereich. Er besteht aus einem Solenoiden, der ein homogenes Magnetfeld von 4,8 kG parallel zur Strahlachse erzeugt. Innerhalb der Magnetspule befindet sich eine zylinderförmige Driftkammer, die von einem Flugzeitzählersystem und außerhalb der Spule von einem Hodoskop von Bleiglasschauerzählern umgeben wird. Auf das Magnetjoch, welches den zylindrisch aufgebauten Teil des Detektors abschließt, folgt der quaderförmige Myon-Filter des Experimentes. (siehe Abb. 1-2)

Die für die μ -Paar Selektion benutzten Komponenten des Detektors sollen im folgenden näher beschrieben werden.

Für eine eingehendere Behandlung des Detektors siehe Referenz 5 und 6.

MAGNETDETEKTOR
MAGNET DETECTOR **JADE**

- 1 Strahlrohrzähler BEAM PIPE COUNTERS
- 2 Endseitige Bleiglaszähler END PLUG LEAD GLASS COUNTERS
- 3 Drucktank PRESSURE TANK
- 4 Myon-Kammern MUON CHAMBERS
- 5 Jet-Kammern JET CHAMBERS
- 6 Flugzeit-Zähler TIME OF FLIGHT COUNTERS
- 7 Spule COIL
- 8 Zentrale Bleiglaszähler CENTRAL LEAD GLASS COUNTERS
- 9 Magnetjoch MAGNET YOKE
- 10 Myon-Filter MUON FILTERS
- 11 Beweglicher Endstopfen REMOVABLE END PLUG
- 12 Strahlrohr BEAM PIPE
- 13 Vorwärts-Detektor TAGGING COUNTER
- 14 Mini-Beta Quadrupol MINI BETA QUADRUPOLE
- 15 Fahrwerk MOVING DEVICES
- 16 Vorwärts-Myon-Zähler



Gesamtgewicht TOTAL WEIGHT: ~ 1200 t
Magnetfeld MAGNETIC FIELD: 0,5 T
Beteiligte Institute PARTICIPANTS
DESY, Hamburg, Heidelberg,
Lancaster, Manchester,
Rutherford Lab., Tokio

Abb. 1-2 Längsquerschnitt des JADE - Detektors

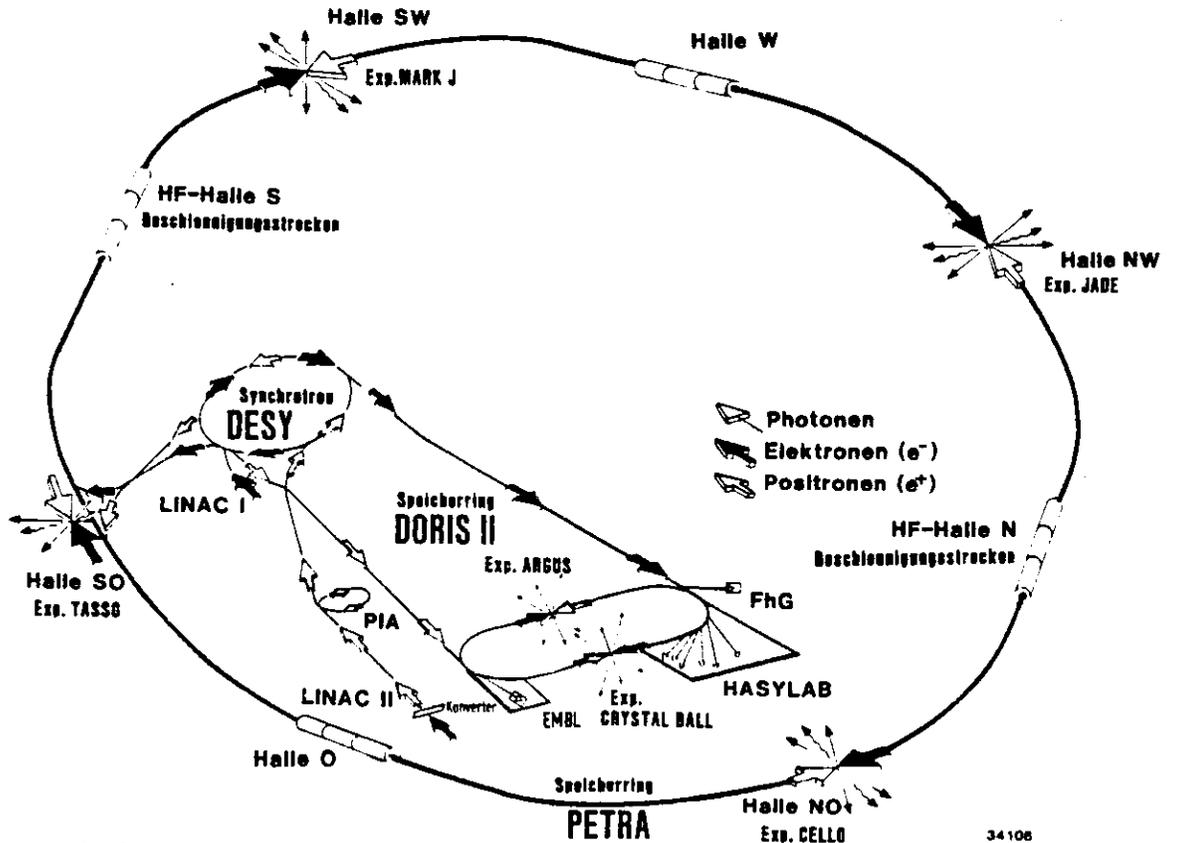


Abb. 1-1 Die Beschleunigeranlagen des Deutschen Elektronen Synchrotrons

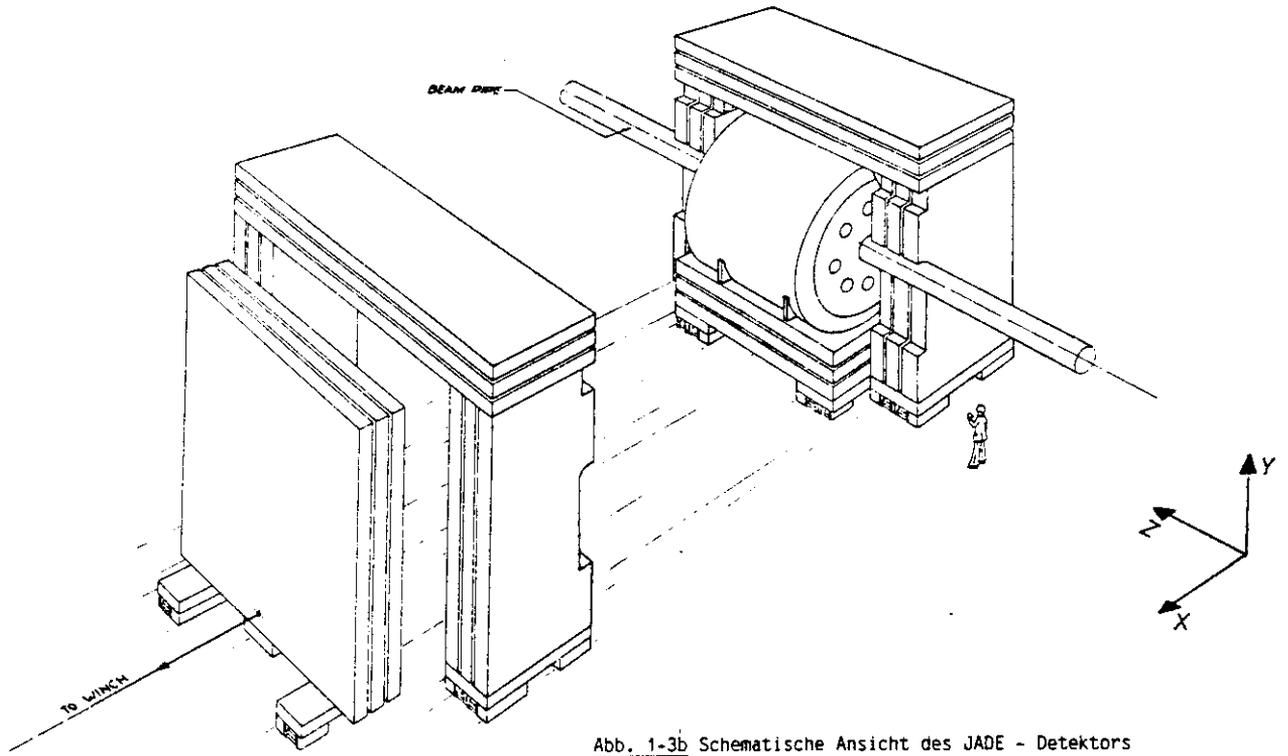


Abb. 1-3b Schematische Ansicht des JADE - Detektors mit aufgefahretem Myon-Filter

1.1 Das Koordinatensystem
Das im JADE - Detektor verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 1-3a und Abb. 1-3b dargestellt. Die +z-Richtung zeigt in Richtung des Positronenstrahls und die +x-Achse zur Mitte des Speicherrings.

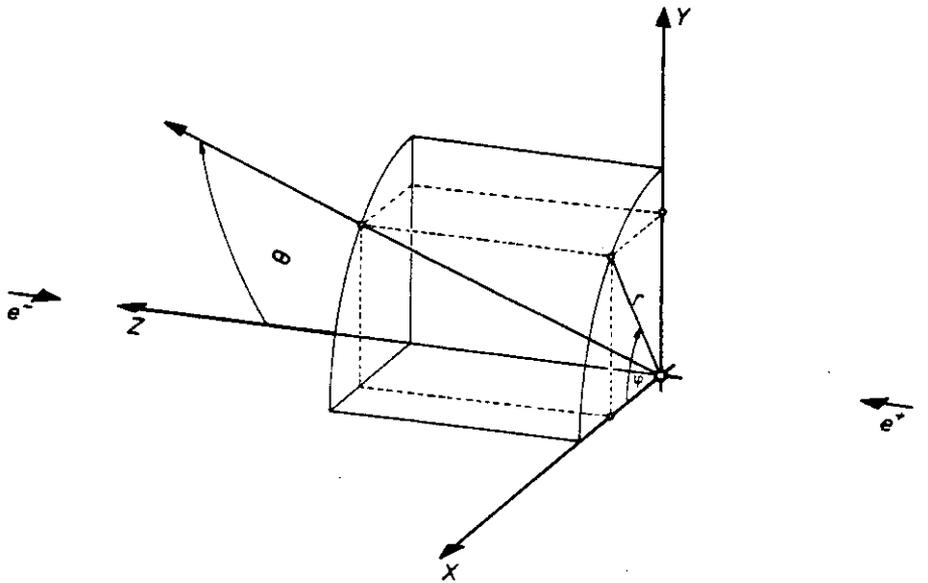
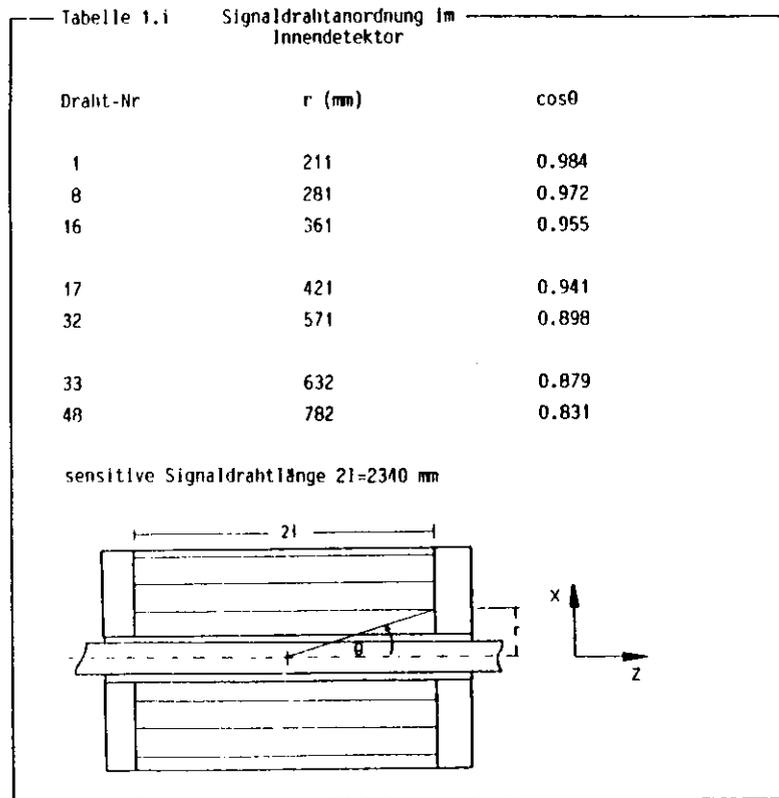


Abb. 1-3a Das im JADE - Detektor verwendete Koordinatensystem

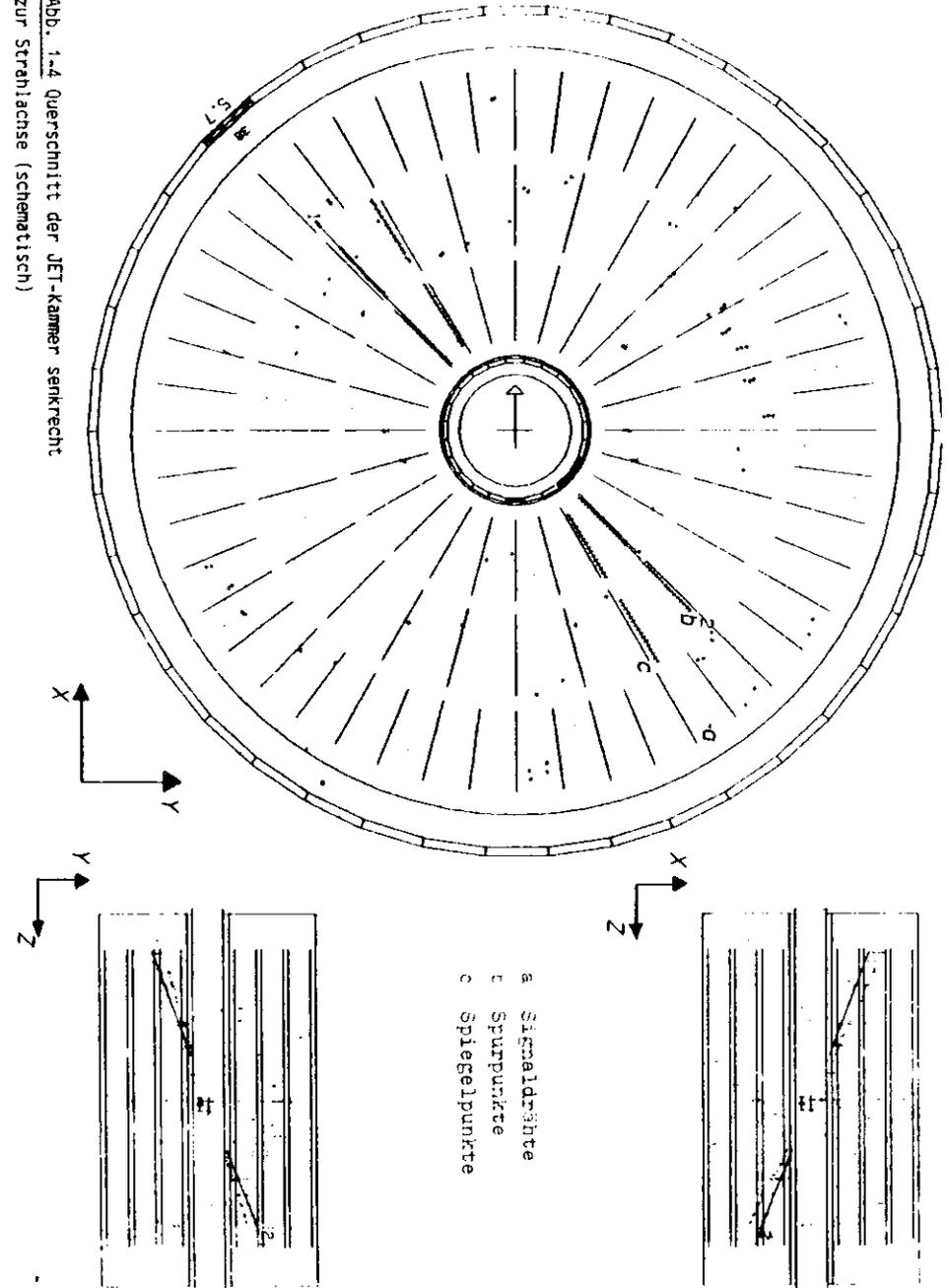
1.2 Der Innendetektor

Der JADE - Innendetektor, die sogenannte JET-Kammer, eine zylindrische Driftkammer von 2.4 m Länge und 1.6 m Durchmesser, die bei einem Druck von 4 atm betrieben wird, ermöglicht die Messung der Flugrichtung, des Impulses und der Ladung der in der e^+e^- -Wechselwirkung erzeugten Teilchen.



In einem großen Raumwinkelbereich werden in der Driftkammer 48 Raumpunkte gemessen. Erst für Polarwinkel kleiner 34° bzw. größer 146° verringert sich die Anzahl der gemessenen Punkte, wobei in 97% des gesamten Raumwinkels

Abb. 1-4 Querschnitt der JET-Kammer senkrecht zur Strahlachse (schematisch)



noch 8 Drähte zur Messung zur Verfügung stehen. (siehe Tabelle 1.i und Abb. 1-4)

Die (r, φ) -Koordinaten der Spurpunkte werden aus der Drahtposition und der Driftzeit bestimmt. Die z-Koordinate wird aus der Differenz der an den Signaldrahtenden gemessenen Ladungsamplituden (Ladungsteilung) berechnet. Die erreichte Auflösung in der Koordinatenmessung ist ungefähr 0.18 mm in der (r, φ) -Ebene und in der z-Koordinate ca. 16 mm.⁶

1.3 Das Bleiglassystem

Im JADE - Detektor werden Elektronen und Photonen durch ein Hodoskop von Bleiglasschauerzählern nachgewiesen. Es besteht aus drei Teilen und überdeckt 90% des gesamten Raumwinkels.

Der zentrale Teil umgibt die Magnetspule zylinderförmig. Er besteht aus 2520 keilförmigen Bleiglasblöcken (SF5), die je 12.5 Strahlungslängen (entsprechend 300 mm) tief sind und eine dem Wechselwirkungspunkt zugewandte Grundfläche von 85·102 mm² besitzen.

Die beiden anderen Teile befinden sich an den Endflächen des Innendetektors. Jeder dieser Endstopfen besteht aus 96 Blöcken mit einer Tiefe von 9.6 Strahlungslängen (entsprechend 230 mm) und einer Querschnittsfläche von 140·140 mm².

1.4 Der Myon-Filter

Der kastenförmige Myon-Filter des Experimentes ist aus einzelnen, quaderförmigen Segmenten aufgebaut. Diese Segmente bestehen aus mit Eisen angereichertem Beton. Zwischen den Betonsegmenten und an der Außenseite des Myon-Filter sind insgesamt 622 Driftkammern angebracht. Die einzelnen Driftkammern zwischen je zwei Betonquadern sind zu 'Lagen' zusammengefaßt. Innerhalb einer solchen 'Lage' überlappen sich die 30 cm breiten und 2 cm tiefen Driftkammern, um tote Zonen zu vermeiden. Wie Tests mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung ergaben ist die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Kammern größer als 96%.⁷

Zusätzlich zum eigentlichen Myon-Filter wirken das Bleiglas (0.9 Absorptionslängen) und das Magnetjoch (0.7 Absorptionslängen) als Absorber.

Bei senkrechtem Einfall muß daher ein Teilchen, welches vom Wechselwirkungspunkt kommt, mindestens 6 Absorptionslängen durchqueren, um die äußerste Lage von Driftkammern zu erreichen. Daraus ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von weniger als 0.24%, daß Hadronen ohne Wechselwirkung den gesamten Absorber durchdringen.

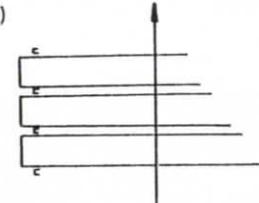
In Tabelle 1.ii sind einige Parameter des Myon-Filter zusammengestellt.

Tabelle 1.ii Myon-Filter Parameter⁷

Absorbermaterial

Mittlere Dichte	5.36 g/cm ³
Strahlungslänge	2.72 cm
Absorptionslänge	22.88 cm
Mittleres Atomgewicht	51.89
bestehend aus	Fe Ca O Si Al H
Bruchteile	0.76 0.01 0.13 0.02 0.02 0.06

durchquerte Absorptionslängen	minimaler Myon-Impuls(GeV/c)
6.02	1.33
4.64	1.06
3.26	0.79
1.88	0.51



Myon-Kammern

Anzahl installierter Kammern	622
aktive Oberfläche	800 m ²
überdeckter Raumwinkel	92 %
Anzahl von Myon-Kammer-Lagen (Zentralteil)	5
Anzahl von Myon-Kammer-Lagen (Endwände)	4

1.5 Die Flugzeit- und Triggerzähler

Die JET-Kammer wird im zentralen Teil des Detektors von 42 Szintillationszählern, die zur Flugzeitmessung und zu Triggerzwecken benutzt werden, umgeben.

Weitere 16 Trigger- und Flugzeitähler, die sog. Vorwärts-Myon-Zähler, sind 2.5 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt, zwischen den Bleiglas-Endstopfen und den Endwänden des Myon-Filters, angebracht.

Sie wurden im Herbst 1980 speziell für die Untersuchung der unter kleinen Polarwinkeln in der e^+e^- -Vernichtung erzeugten Myonen installiert. Abb. 1-5 zeigt eine schematische Ansicht des Vorwärts-Myon-Zählersystems, das 10% vom gesamten Raumwinkelbereich überdeckt. Es ist in 4 Quadranten unterteilt. Jede solche Einheit besteht aus 4 separaten Szintillationszählern, die an beiden Enden über Photomultiplier ausgelesen werden.

1.6 Der Vorwärts-Myon-Trigger

Der Vorwärts-Myon-Trigger arbeitet in zwei Stufen. In der ersten Stufe wird ein Signal aus den Vorwärts-Myon-Zählern gefordert, in der zweiten Stufe das Ansprechen von Driftkammern im Myon-Filter. Der Trigger wird im folgenden kurz beschrieben.

Stufe 1: Das Vorwärts-Myon-Zähler-Signal (T1)

Damit ein Ereignis in der ersten Stufe akzeptiert wird, muß in 2 gegenüberliegenden Quadranten jeweils mindestens ein Zähler angesprochen haben.

$$(1.1) T1 := (QI.AND.QIV).OR.(QII.AND.QIII) \quad (\text{siehe Abb. 1-5})$$

Ein Quadrant Qi besteht hier aus den drei äußeren Zählern, da die der Strahlröhre benachbarten Zähler in den untersuchten Perioden nicht in den Trigger integriert waren. D.h.

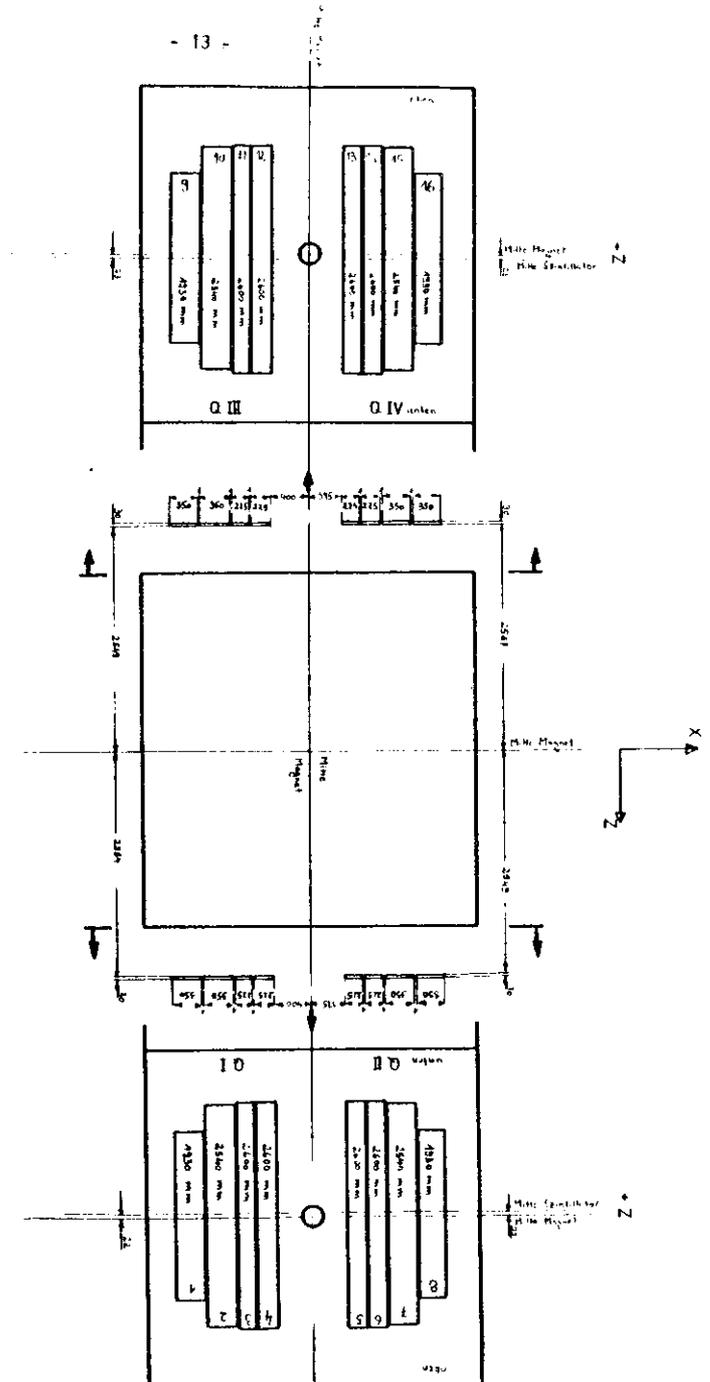
$$(1.2) \begin{aligned} QI &:= Z1.OR.Z2.OR.Z3 & QIII &:= Z9.OR.Z10.OR.Z11 \\ QII &:= Z6.OR.Z7.OR.Z8 & QIV &:= Z14.OR.Z15.OR.Z16 \end{aligned}$$

Das Ansprechen eines Zählers Zi ist definiert über: Mindestens einer der beiden Photomultiplier (am unteren und oberen Ende des Szintillators angebracht) liefert ein Ausgangssignal, welches oberhalb der Schwelle des zugehörigen Diskriminators liegt.

Stufe 2: Das Myon-Kammer-Signal (T2)

In der zweiten Triggerstufe muß eine Kombination von Driftkammern in den Endwänden des Myon-Filters bei +z oder -z, verträglich mit einem geladenen Teilchen, welches mindestens 4.5 Absorptionslängen durchquert hat, angesprochen haben.

Abb. 1-5 Das Vorwärts-Myon-Zähler-System



Nur wenn die Bedingungen der 1. und 2. Stufe erfüllt sind, wird das Ereignis akzeptiert und die Datenauslese, gesteuert und überwacht von einem NORD10/50-Rechner, gestartet.

Die digitalisierten Informationen aller Detektorteile werden auf Magnetband aufgezeichnet und stehen zur weiteren Analyse auf dem IBM-Rechner des DESY-Rechenzentrums zur Verfügung.

2. DIE DATENANALYSE

Die untersuchten Daten wurden im Herbst 1981 und Frühjahr/Sommer 1982 mit dem JADE - Detektor gewonnen. Ausgewertet wurden insgesamt 40 pb^{-1} bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 34.72 GeV.

Bei der Analyse wurden die Daten in vier Perioden a,b,c und d unterteilt. Die Perioden a und b umfassen die Daten aus dem Jahr 1981, c und d die 1982iger Daten.

2.1 Die Ereignisselektion

Die Kriterien für die μ -Paar-Selektion wurden so gewählt, daß einerseits möglichst alle Ereignisse $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, die durch den Trigger akzeptiert wurden, behalten und andererseits Untergrundprozesse weitgehend eliminiert wurden.

Der Untergrund stammt hauptsächlich aus folgenden Reaktionen:

- i. $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Bhabha-Streuung)
- ii. $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ (2-Photon-Streuung)
- iii. $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (τ -Paarerzeugung)
 $\tau \rightarrow \mu\nu, \pi\nu, \pi\pi\pi (\geq 0\pi^0)\nu$,
- iv. Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung
- v. Strahl-Gas-Wechselwirkung

μ -Paar Kandidaten wurden wie folgt selektiert.

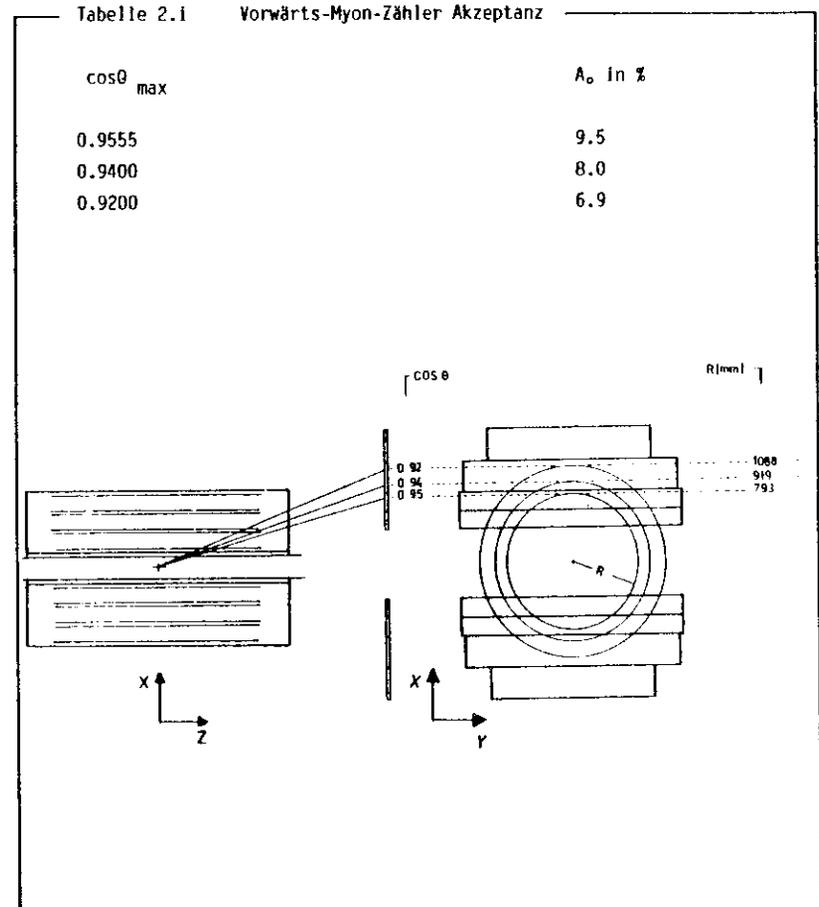
1. Auswahl aller Ereignisse, die die Vorwärts-Myon-Trigger Bedingungen erfüllt haben.
2. Selektion von Ereignissen mit mindestens 2 Spuren, die aus einer zylindrischen Region um den Wechselwirkungspunkt mit einem Durchmesser von 30 mm und einer Höhe von 200 mm stammen, die eine maximale Akollinearität (ξ) von 200 mrad aufweisen und einen Impuls größer oder gleich einem Drittel des Strahlimpulses besitzen ($p_\mu \geq p_{\text{beam}}/3$).
3. Die einer Spur zugeordnete Bleiglasenergie (E_{clus}) durfte ein Drittel der Strahlenergie nicht überschreiten ($E_{\text{clus}} \leq E_{\text{beam}}/3$).

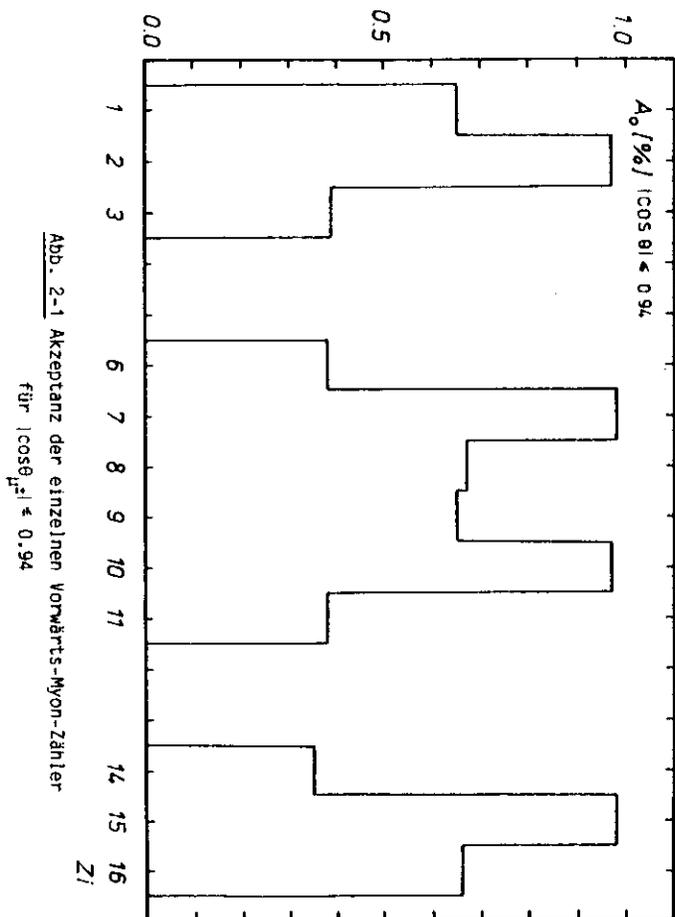
4. Eine Spur mußte als Myon-Kandidat eingestuft worden sein. Die Klassifizierung eines Teilchens als Myon-Kandidat wird dabei wie folgt vorgenommen:
 Jede im Innendetektor gefundene Spur wird, unter der Annahme es handele sich um ein Myon, in den Myon-Filter verlängert. Falls Myon-Kammern angesprochen haben, werden die zugehörigen Punkte der extrapolierten Spur zugeordnet, wenn diese innerhalb von 5 Standardabweichungen des berechneten Spurverlaufes liegen. Wenn im Spurverlauf höchstens eine funktionstüchtige Myon-Kammer nicht angesprochen hat und der Spur mindestens 2 Punkte in verschiedenen Driftkammerlagen außerhalb des Magnetjoches zugeordnet wurden, wird diese Spur als Myon-Kandidat eingestuft und erhält eine sog. Myon-Qualität.
5. Zur Eliminierung von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung wurde ein enger Schnitt von ca. ± 2 mm an der y-Koordinate des Ereignisvertex angebracht.
6. Die Akzeptanz A_0 der Vorwärts-Myon-Zähler für μ -Paare, berechnet nach der niedrigsten Ordnung der Quantenelektrodynamik, ist für verschiedene Werte des maximal erlaubten Polarwinkels, gemessen relativ zur Flugrichtung des Positrons, in Tabelle 2.1 aufgeführt.
 In der Analyse wurde der Polarwinkel beider Spuren begrenzt auf $0.82 \leq |\cos\theta| \leq 0.94$. Die untere Grenze ist durch die Abmessungen und die z-Position der Vorwärts-Myon-Zähler im Experiment vorgegeben. Der obere Wert von $|\cos\theta|$ wurde gewählt, um eine sichere Ladungsbestimmung zu gewährleisten.
 Die Akzeptanz A_0 der Vorwärts-Myon-Zähler für $|\cos\theta_{\mu^\pm}| \leq 0.94$ ist in Abb. 2-1 dargestellt. Die Akzeptanz im Azimutal-Winkel beträgt bei obiger Einschränkung des Polarwinkels 50%.

Im folgenden sollen die einzelnen Selektionskriterien näher erläutert werden.

- zu 1. : Nach Abtrennung der Ereignisse, die die Vorwärts-Myon-Trigger Bedingungen erfüllt haben - größenordnungsmäßig waren dies 1982 etwa 0.5% von der insgesamt in der jeweiligen Periode aufzeichneten Datenmenge - wird in der Analyse gefordert, daß mindestens 2 Spuren im Innendetektor gefunden werden. Falls mehr als 2 Spuren

in einem Ereignis existieren werden dann alle möglichen Spurpaarkombinationen gebildet und das Ereignis wird nur dann verworfen, wenn keine dieser Kombinationen die Anforderungen 2. bis 5. erfüllt.





- zu 2. : Durch die Bedingung 2. wird die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ als Quelle von Untergrund weitgehend reduziert, da die in der 2-Photon-Reaktion entstehenden Myonen kleine Impulse besitzen und vorzugsweise akollinear erzeugt werden. Zusätzlich werden durch diese Anforderung in der Strahl-Gas-Wechselwirkung erzeugte Teilchen verworfen.
- zu 3. und 4. : Diese Anforderungen dienen hauptsächlich zur Abtrennung von Ereignissen aus der Bhabha-Streuung. Teilchen, die unter einem Polarwinkel mit $|\cos\theta| < 0.91$ vom Wechsel-

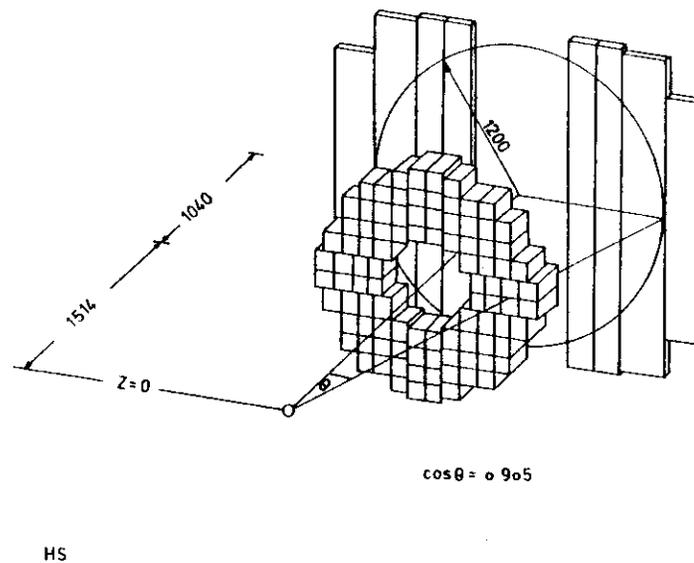


Abb. 2-2 Bleiglasendstopfen mit dahinter befindlichen Vorwärts-Myon-Zählern

wirkungspunkt kommen, gehen an den Bleiglas-Endstopfen vorbei bzw. treffen lediglich in den Randblöcken auf. (siehe Abb. 2-2)
 Da in diesem Fall die Schauerenergie nicht als Entscheidungskriterium herangezogen werden kann, wurde für Spuren mit einem Richtungskosinus $|\cos\theta| < 0.91$ immer eine Myon-Qualität gefordert. Abb. 2-3 zeigt für die Spuren eines Paares mit einem Richtungskosinus $|\cos\theta| > 0.91$, welche die Bedingungen 1. bis 4. erfüllt haben, die im Bleiglas deponierte Energie. Sie beträgt im Mittel ca. 250 MeV.

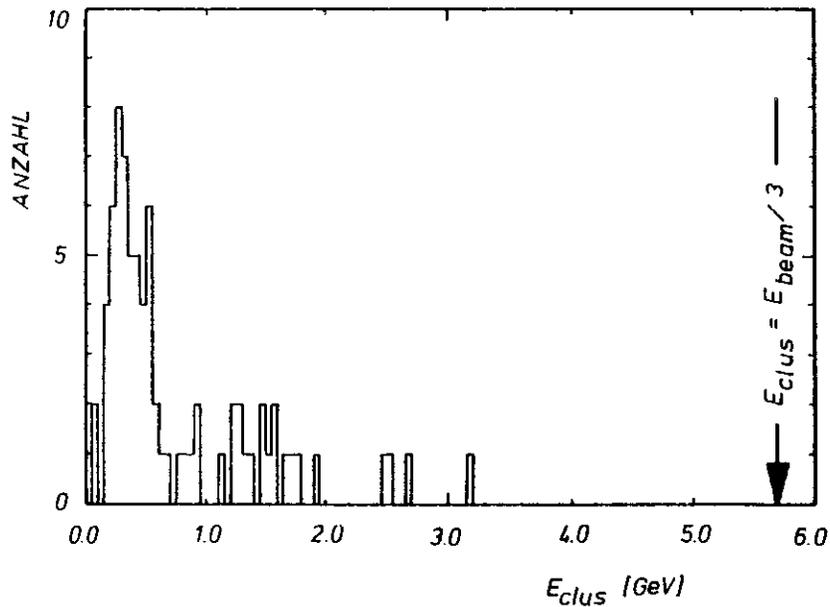


Abb. 2-3 Bleiglasenergie für die Spuren eines Paares mit $|\cos\theta| > 0.91$ (Perioden c und d)

zu 5. : Ein hochenergetisches Teilchen ($\beta \approx 1$) benötigt - vom Wechselwirkungspunkt kommend - ca. 10 nsec um die Vorwärts-Myon-Zähler zu erreichen. Die Flugzeitdifferenz zwischen den beiden in der e^+e^- -Vernichtung erzeugten Myonen ist ungefähr gleich Null nsec.

Für kosmische Myonen beträgt diese Flugzeitdifferenz jedoch, aufgrund des doppelt so großen, zurückgelegten Weges, ca. 20 nsec. (vgl. Abb. 2-4)

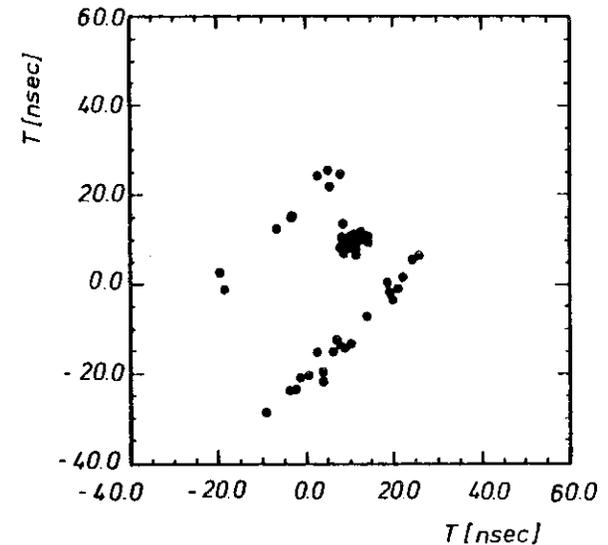


Abb. 2-4 Flugzeit des einen Teilchens (Quadrant I) gegenüber der des anderen Teilchens (Quadrant IV) für die Daten der Perioden c und d (Ereignisse, die die Bedingungen 1.-4. erfüllt haben). Die in der e^+e^- -Vernichtung entstandenen μ -Paare sind klar von den Bändern der Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung getrennt.

Da in den untersuchten Perioden die TDC-Einheit, welche die Flugzeitinformation des Quadranten QII der Vorwärts-Myon-Zähler festhält, ausgefallen war, konnte zur Eliminierung von kosmischen

Myonen kein Schnitt auf die Flugzeitdifferenz gemacht werden. Die Anzahl von kosmischen Myonen wurde daher durch einen engen Schnitt am Ereignisvertex verringert.

Als Vertex einer Spur (x_v, y_v, z_v) wird der dem Wechselwirkungspunkt (x_w, y_w, z_w) am nächsten gelegene Punkt einer Spur bezeichnet. Die Koordinaten des Wechselwirkungspunktes werden für jede Meßperiode aus den Ereignissen der Bhabha-Streuung ermittelt. Die Koordinaten des Ereignisvertex werden als Mittelwert der Vertexkoordinaten beider Spuren eines Paares definiert. Die Histogramme der Abb. 2-5 zeigen die x- und y-Ereignisvertex-Verteilungen für Ereignisse aus den Perioden c und d. Die Verteilungen für solche Ereignisse für die die Flugzeitdifferenz zwischen beiden Teilchen weniger als 10 nsec betrug sind geschwärzt gezeichnet. Man erkennt, daß großen Abständen des Vertex vom Wechselwirkungspunkt große Flugzeitdifferenzen entsprechen.

Ereignisse mit

$$|y_v - y_w| \geq 2.3 \text{ mm (Untergrundbereich für a u. b)}$$

$$|y_v - y_w| \geq 2.1 \text{ mm (Untergrundbereich für c u. d)}$$

wurden daher als kosmische Myonen eingestuft und verworfen.

Die nach diesem Schnitt verbleibenden Ereignisse besitzen alle kleine x-Koordinaten des Ereignisvertex (vgl. Abb. 2-6), so daß sich der Untergrund aus kosmischen Myonen durch einen Schnitt in der x-Vertexkoordinate nicht weiter verringert.

Alle Ereignisse, die die Kriterien 1. bis 4. erfüllten, wurden mit Hilfe des JADE - Graphik-Systems⁸ inspiert. Dieses System ermöglicht die graphische Darstellung verschiedenster Schnitte durch den Detektor mit allen über ein Ereignis verfügbaren Informationen. Abb. 2-7 zeigt eine solche Darstellung eines Ereignisses in zwei zueinander senkrechten,koaxialen Schnitten durch den Detektor. Bei dieser Begutachtung wurde die Wirksamkeit des Reduktionsprogramms überprüft und der noch verbliebene, nicht-myonische Untergrund zurückgewiesen. Dabei wurden folgende Kriterien angewandt:

- a. Die Ereignis-Topologie mußte verträglich sein mit einem $\mu^+ \mu^- (\gamma)$ Endzustand. (Einschließlich der Konversion der Photonen in $e^+ e^-$ -Paare)
- b. Falls die einer Spur zugeordnete Bleiglasenergie vergleichbar dem Impuls des Teilchens war, wurde dies als Elektron eingestuft und das Ereignis verworfen.

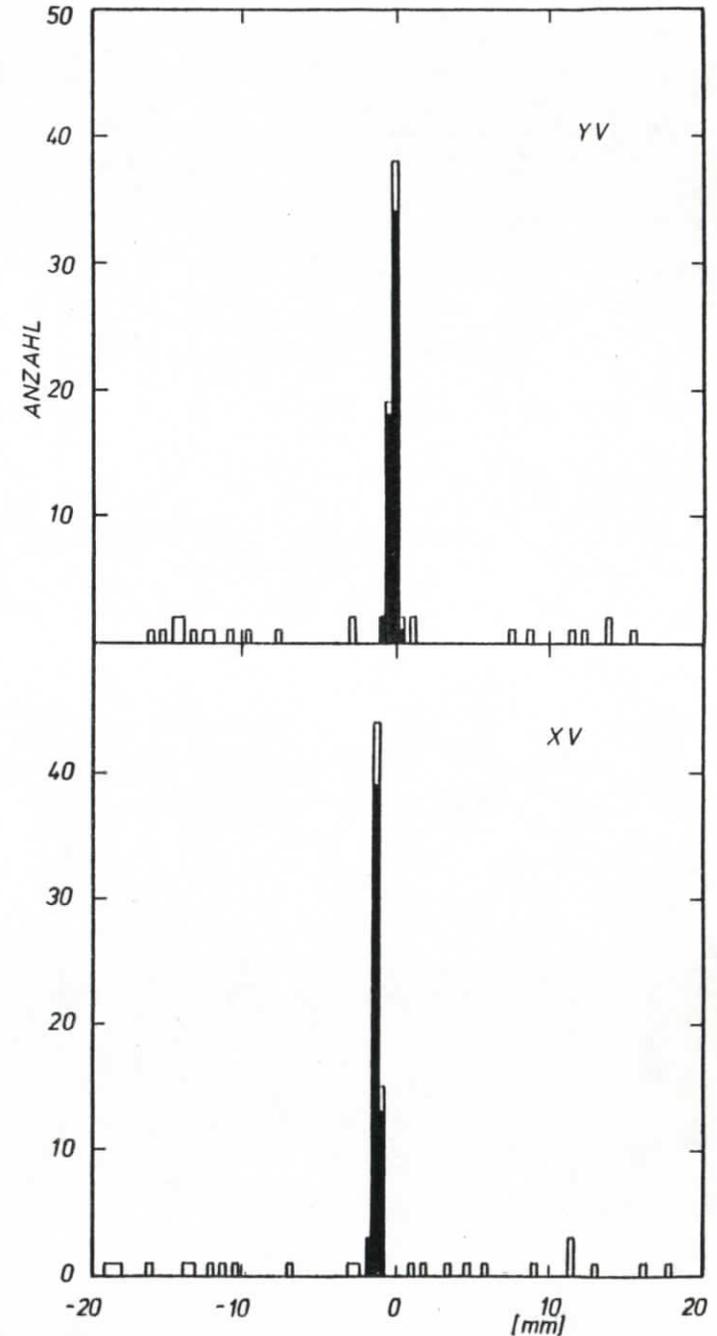


Abb. 2-5 x- und y-Ereignisvertexverteilungen

- c. Im Myon-Filter sollten alle im Spurverlauf liegenden Driftkammern angesprochen haben.
Die maximal erreichbare Anzahl von Driftkammerlagen im Myon-Filter reicht, im von den Vorwärts-Myon-Zählern überdeckten Raumwinkelbereich, von 2 bis zu 4 Driftkammerlagen. Vorausgesetzt, daß mindestens eine Myon-

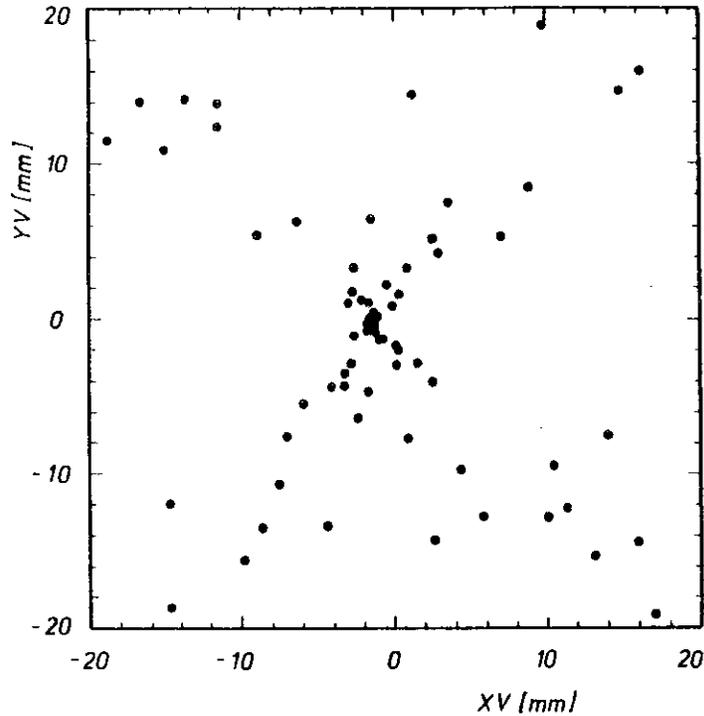


Abb. 2-6 Vertikaler Abstand y_V als Funktion des horizontalen Abstandes x_V vom Wechselwirkungspunkt

Kammer im Verlauf einer Spur angesprochen hatte, wurde für jede Spur erlaubt, daß 2 Driftkammern nicht angesprochen hatten, da die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Myon-Driftkammern ca. 96% beträgt.
In Tabelle 2.1i ist für die Teilchen der selektierten μ -Paare die Anzahl der angesprochenen Driftkammerlagen gegenüber der maximal erreichbaren Anzahl angegeben.

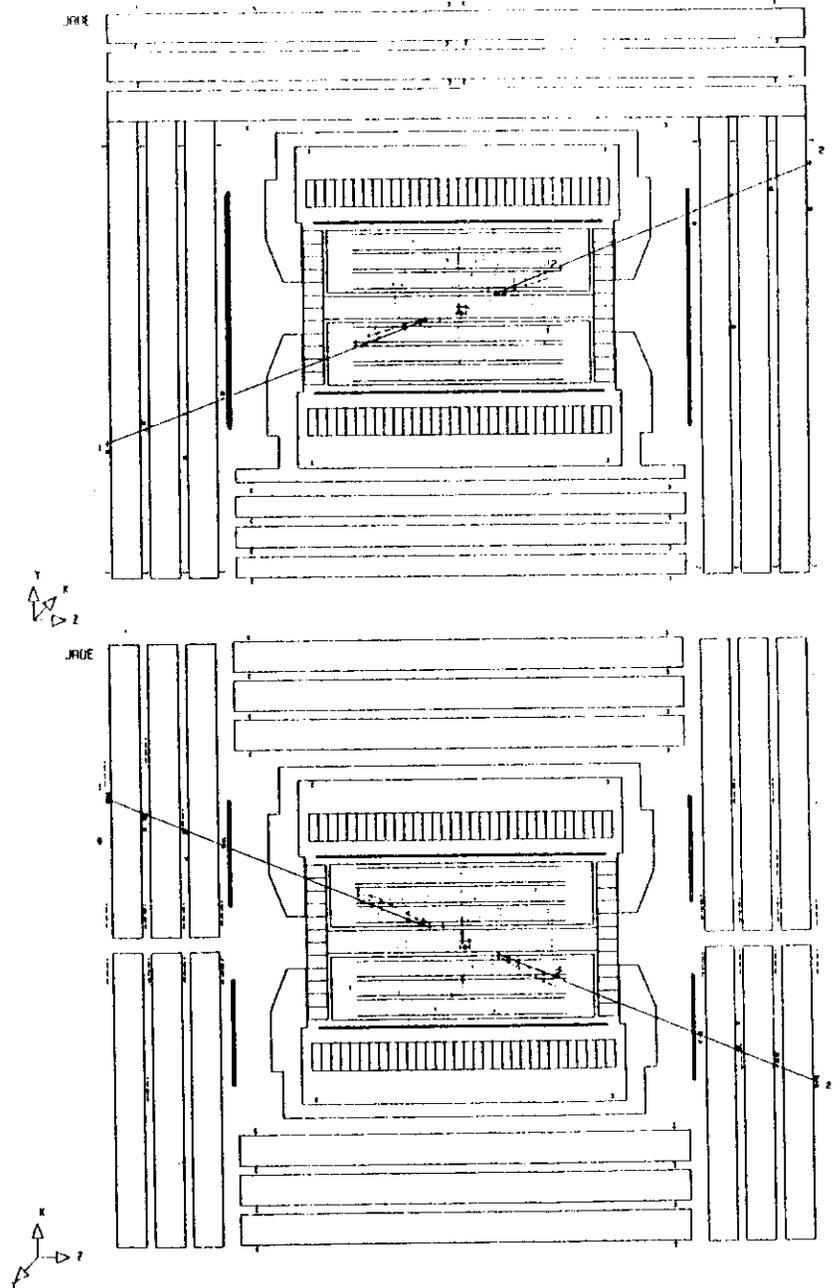
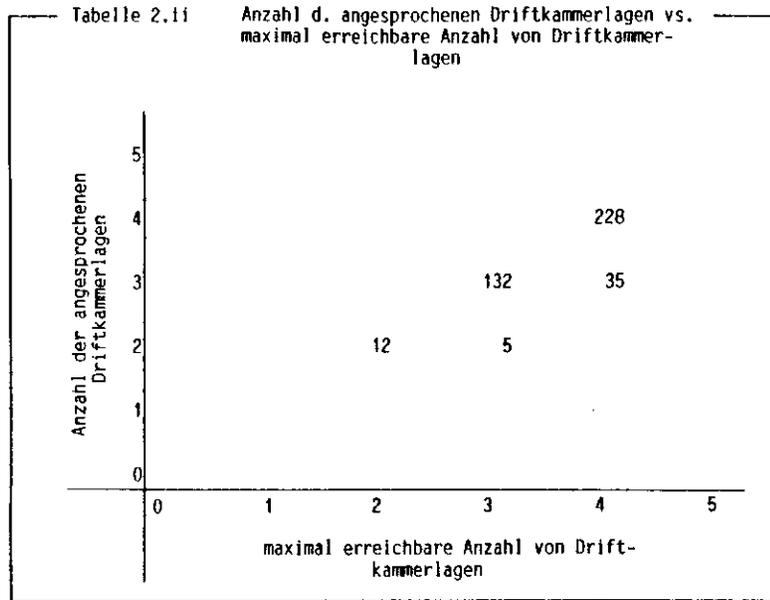


Abb. 2-7 μ -Paar Kandidat



2.2 Bestimmung des Untergrundes

Durch die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Selektionskriterien sind die Beiträge der Untergrundprozesse i.-v. weitgehend eliminiert worden. Im folgenden soll eine Abschätzung für den Anteil der in der Ereignismenge verbliebenen Untergrundereignisse gegeben werden.

i. Bhabha-Ereignisse

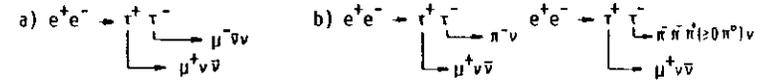
Bei ca. 20 Strahlungslängen, die ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Elektron durchqueren muß, um die 2. Lage von Driftkammern im Myon-Filter zu erreichen, ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Bhabha-Ereignis ein μ -Paar vortäuscht, praktisch Null. Dies wird bestätigt durch die Anwendung der Analyseprogramme auf selektierte Bhabha-Ereignisse. In einer Datenmenge entsprechend 30 pb^{-1} erfüllte kein Bhabha-Ereignis die gestellten Selektionskriterien. Die Kontamination durch Bhabha-Ereignisse wird daher vernachlässigt.

ii. 2-Photon-Ereignisse

Der Anteil von $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ Ereignissen, welcher die Selektionskriterien 1. bis 5. erfüllt, wurde mit Hilfe des Simulationsprogramms von Vermaseren⁹ abgeschätzt. Er beträgt 0.78% der selektierten Ereignisse.

iii. Zerfälle des τ -Leptons

Der in der Ereignismenge verbleibende Anteil von Ereignissen



wurde durch eine Monte Carlo Rechnung bestimmt.

Er beträgt für den Fall a) 1.5% für b) 0.6%. Für die Wahrscheinlichkeit w_π , daß ein Pion den Myon-Filter durchdringt und ein Myon vortäuscht, wurde dabei $w_\pi = 0.25$ angenommen.

iv. Kosmische Myonen

Der Teil von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung, welcher im Vertexbereich (der Vertexbereich ist zum Untergrundbereich komplementär) noch enthalten ist, wurde nach der Seitenband-Subtraktions-Methode zu 4.26% abgeschätzt.

Die Seitenband-Subtraktions-Methode basiert auf der Annahme, daß der Untergrund unabhängig von der y_v -Koordinate ist. Die Anzahl der Ereignisse im Untergrundbereich kann dann auf die Größe des Vertexbereiches normiert und der erhaltene Bruchteil von der Anzahl der Ereignisse im Vertexbereich subtrahiert werden.

v. Ereignisse aus der Strahl-Gas-Wechselwirkung

In der Analyse wurden Paare selektiert, die eine maximale Akollinearität $\xi \approx 200 \text{ mrad}$ aufweisen. Eine solche Konfiguration kann praktisch nicht durch die Strahl-Gas-Wechselwirkung vorgetäuscht werden. Die Kontamination durch Ereignisse aus der Strahl-Gas-Wechselwirkung wird daher vernachlässigt.

Die Ergebnisse der Ereignisselektion sind in Tabelle 2.iii zusammengestellt.

2.3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Einerseits muß der Anteil von Ereignissen, auf die der Detektor überhaupt nicht angesprochen hat, bestimmt werden, zum anderen wird eine Abschätzung für den Anteil von μ -Paar Ereignissen, die im Laufe der Reduktion verworfen

Tabelle 2.iii Ergebnisse der Ereignisselektion

Periode	Herbst 1981		Frühj./Sommer 1982		Total a-d
	a	b	c	d	
\sqrt{s} (GeV)	34.89	35.00	34.64	34.60	34.72
Ereignisse nach 1.-4.	43	41	110	72	266
Ereignisse nach 1 _c -5. ($:= N^{obs}$)	31	29	87	59	206
Untergrund (%)					
N_{cosmic}	5.7	6.1	4.0	3.0	4.26
N_{2T}	0.7	0.75	0.8	0.81	0.78
N_T	2.1	1.57	2.1	2.1	2.0
N_U^*	2.635	2.442	6.003	3.487	14.567
$N=N^{obs} - N_U$	28.365	26.558	80.997	55.513	191.433

* $N_U = N_{cosmic} + N_{2T} + N_T$

wurden, benötigt. Für das letztere ist die Myon-Identifikation im Myon-Filter der entscheidende Faktor. Daher wird eine Abschätzung für die Wahrscheinlichkeit, mit der Myonen auch als solche klassifiziert werden, benötigt. Die Bestimmung dieser Korrekturfaktoren aus den gesammelten Daten wird im folgenden näher beschrieben.

2.3.1 Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers

Wie in Abschnitt 1.6 erläutert ist der Vorwärts-Myon-Trigger in zwei Stufen,

T1 und T2, gegliedert.

Unter der Annahme, daß ein Myon die zweite Anforderung, unabhängig vom Ausgang der ersten Stufe, erfüllen kann oder nicht, ergibt sich für die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers:

$$(2.1) \epsilon_T = \epsilon_{T1} \cdot \epsilon_{T2}$$

Die Wahrscheinlichkeit ϵ_{T1} , mit der ein Ereignis in der ersten Triggerstufe akzeptiert wird, läßt sich näherungsweise als

$$(2.2) \epsilon_{T1} = \sum_{i=1}^{16} g_i \cdot \epsilon_i \cdot \epsilon_{17-i} \quad i \neq 4,5,12,13$$

angeben, wobei $\epsilon_i = \epsilon_i^0 + \epsilon_i^U - \epsilon_i^0 \cdot \epsilon_i^U$ die Wahrscheinlichkeit ist, daß mindestens einer der beiden Photomultiplier (oben und unten) des i.-ten Zählers ein Signal liefert. g_i ist die Akzeptanz des i.-ten Zählers, bezogen auf die von allen Zählern überdeckte Akzeptanz, für Myonen aus der Paarerzeugung entsprechend der niedrigsten Ordnung der QED.

Für die Berechnung von ϵ_{T1} wurde angenommen, daß jeweils nur 2 gegenüberliegende Zähler i und 17-i getroffen wurden. Die geringe Anzahl von Ereignissen unter den selektierten μ -Paaren, in denen nicht 2 gegenüberliegende Zähler getroffen wurden, rechtfertigt diese Näherung. (siehe Abb. 2-8)

Schätzwerte für die Wahrscheinlichkeiten, mit der ein den Szintillator durchquerendes Myon von dem unteren (ϵ_i^U) bzw. dem oberen Photomultiplier (ϵ_i^0) registriert wird, wurden aus den entsprechenden relativen Häufigkeiten in der Ereignismenge

$$(2.3) \epsilon_i^U = \frac{n}{(n + n_0)} \quad \epsilon_i^0 = \frac{n}{(n + n_U)}$$

gewonnen.

Wobei n die Anzahl der Ereignisse ist, in denen beide Photomultiplier angesprochen haben. In n_0 -Fällen hat der obere, aber nicht der untere und in n_U -Fällen nur der untere Photomultiplier ein Ausgangssignal geliefert.

Als Beispiel sind die durch Kombination der Daten aus den Perioden c und d gewonnenen Ansprechwahrscheinlichkeiten ϵ_i^0 und ϵ_i^U in Abb. 2-9a dargestellt.

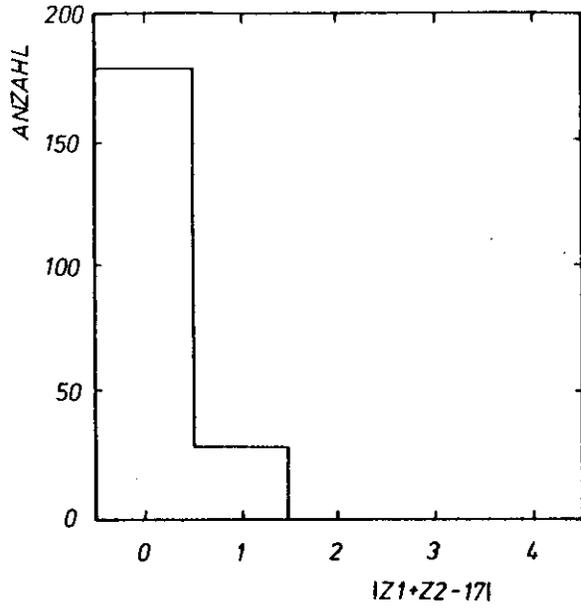


Abb. 2-8 Häufigkeitsverteilung der Größe $|Z1+Z2-17|$ für die selektierten μ -Paare. Z1 ist die Nummer des Vorwärts-Myon-Zählers, der von dem positiv geladenen Myon, Z2 die Nummer des Vorwärts-Myon-Zählers, welcher von dem negativ geladenen Myon getroffen wurde. Für zwei gegenüberliegende Zähler ist $|Z1 + Z2 - 17| = 0$

Sie sind für 19 der insgesamt 24 Photomultiplier $> 90\%$. Mit Ausnahme der Zähler 7 und 10 ist die Ansprechwahrscheinlichkeit für alle Zähler $> 99\%$ (siehe auch Abb. 2-9b). Die für die Perioden a,b,c und d erhaltenen Werte für ϵ_{T1} sind in Tabelle 2.iv angegeben.

Der Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der zweiten Triggerstufe (ϵ_{T2}) liegt derselbe Gedanke zugrunde wie bei der Bestimmung von ϵ_{T1} . Zur Erfüllung der zweiten Stufe muß eine Kombination von Driftkammern im

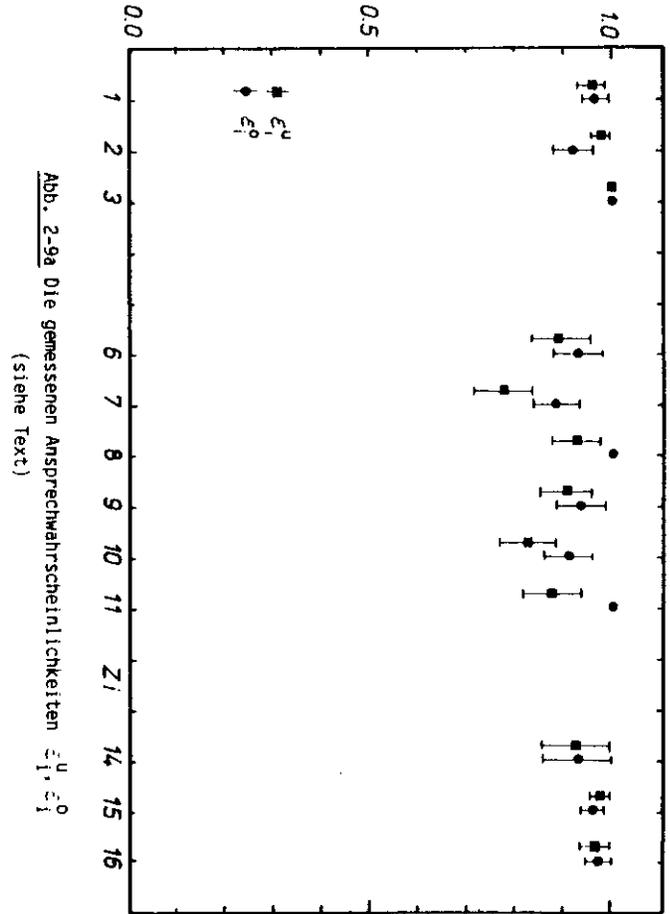


Abb. 2-9a Die gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeiten $\epsilon_{T1}^{\mu}, \epsilon_{T1}^{e_0}$ (siehe Text)

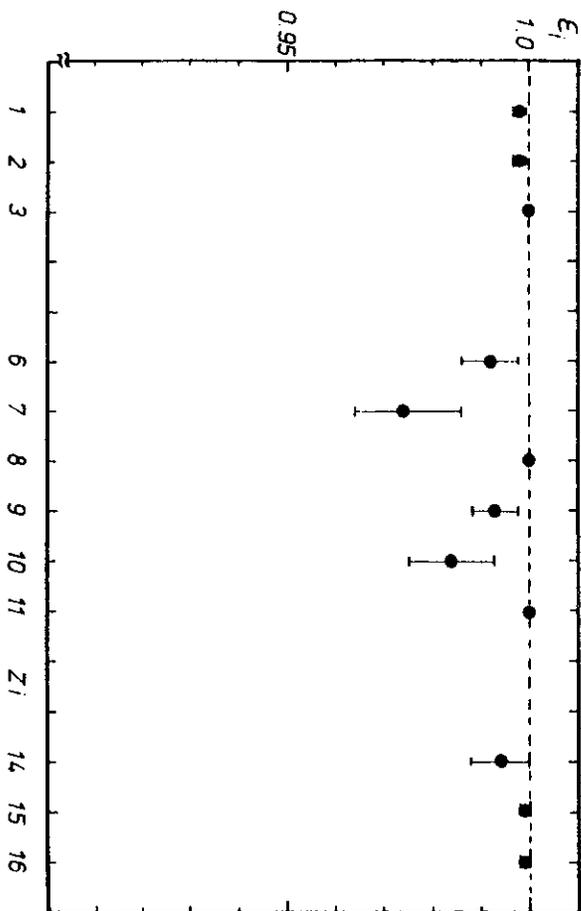


Abb. 2-9b Die gemessene Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{T2} (siehe Text)

Endteil -z oder im Endteil +z des Myon-Filters, verträglich mit einem geladenen Teilchen, welches mindestens 4.5 Absorptionslängen durchquert hat, angesprochen haben. Die Wahrscheinlichkeit mit der ein Ereignis die Anforderung der zweiten Triggerstufe erfüllt ist also:

$$(2.4) \quad \epsilon_{T2} = \epsilon_{T2}^{+z} + \epsilon_{T2}^{-z} - \epsilon_{T2}^{+z} \cdot \epsilon_{T2}^{-z}$$

mit

$$(2.5) \quad \epsilon_{T2}^{+z} = \frac{n}{(n + n_{-,+})}$$

und

n : Anzahl von μ -Paar Ereignissen, in denen bei +z und -z die Kombination von Driftkammern angesprochen hatte.

n_{+} : Anzahl von Ereignissen, in denen bei +z, aber nicht bei -z die Kombination von Driftkammern im Myon-Filter angesprochen hatte

n_{-} : Anzahl der Ereignisse, in denen nur die Kombination von Driftkammern bei -z angesprochen hatte.

ϵ_{T2}^{-z} , ϵ_{T2}^{+z} und ϵ_{T2} sind in Tabelle 2.iv enthalten.

Für 1981 (Perioden a und b) ist im Mittel $\epsilon_{T2} > 0.97$, für 1982 (Perioden c und d) $\epsilon_{T2} > 0.99$.

2.3.2 Die Verluste bei der Myon-Identifikation

Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit mit der ein Myon mit Hilfe der Analyseprogramme erkannt wird und eine Myon-Qualität zugeordnet bekommt, verläuft analog zur Abschätzung der Triggerwahrscheinlichkeit. Aus der Anzahl von gefundenen μ -Paaren, in denen beiden Teilchen eine Myon-Qualität zugeordnet wurde und der von Paaren, in denen nur ein Myon als solches eingestuft wurde, läßt sich auch hier die Effektivität des benutzten Verfahrens feststellen.

Da es in der Ereignisselektion jedoch vorkommen kann, daß von beiden Spuren eines Paares eine Myon-Qualität verlangt wird (vgl. Abschnitt 2.1), wurde zur Bestimmung der Myon-Erkennungswahrscheinlichkeit die Auswertung der Daten mit einer für solche Ereignisse nicht so einschränkenden Bedingung wiederholt. Lediglich einer Spur des Paares mußte eine Myon-Qualität zugeordnet worden sein, unabhängig davon, ob die Bleigliasinformation physikalisch auswertbar war oder nicht.

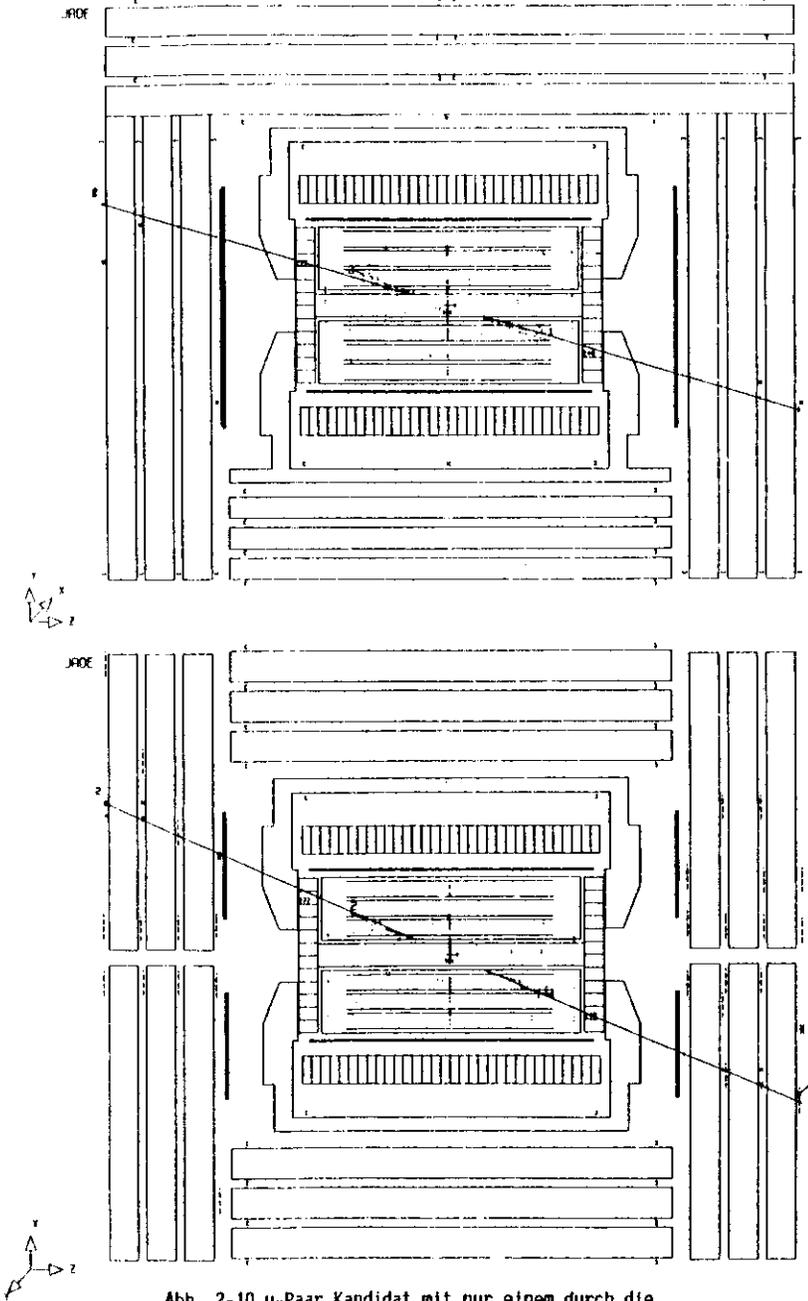


Abb. 2-10 μ -Paar Kandidat mit nur einem durch die Analyseprogramme als Myon eingestuftem Teilchen

a: tote Kammer

Die so zusätzlich erhaltenen Ereignisse wurden mit Hilfe des JADE - Graphik-Systems begutachtet. Es handelte sich zum überwiegenden Teil um multi-hadronische Ereignisse und Bhabha-Ereignisse.

μ -Paar Kandidaten wurden anhand der folgenden Kriterien ausgesondert:

- Einer Spur des Paares war eine Myon-Qualität zugeordnet worden und das Teilchen hatte die für es maximal möglichen Absorptionslängen durchquert.
- Das Verhalten des zweiten Teilchens mußte in Übereinstimmung mit dem eines Myons sein. Es wurde i.a. durch die Analyseprogramme nicht als Myon erkannt, weil im untersuchten Zeitraum, durch fehlerhaftes Material, einzelne Myon-Driftkammern ausgefallen waren (tote Kammern) und damit die (in Abschnitt 2.1 beschriebenen) Kriterien zur Vergabe einer Myon-Qualität nicht erfüllt werden konnten. Abb. 2-10 zeigt ein μ -Paar Ereignis in dem das Analyseprogramm eine Spur als Myon klassifiziert (Spur 2), die andere aber nicht, weil nur eine Driftkammer - außerhalb des Magnetjoches - angesprochen hat. Insgesamt hätten für Spur 1 nur 2 Driftkammern ansprechen können, weil die beiden anderen im Spurverlauf liegenden Kammern tot waren.

Die gewonnenen μ -Paar Kandidaten wurden ausschließlich zur Abschätzung der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Myon auch als solches klassifiziert wird, aber nicht zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte, verwendet. Die Wahrscheinlichkeit mit der μ -Paare in der Analyse gefunden werden, ist daher:

$$(2.6) \quad \epsilon_{MF}^{-+Z} = x_2 \epsilon_{MF}^{-Z} \cdot \epsilon_{MF}^{+Z} + x_1 (\epsilon_{MF}^{-Z} + \epsilon_{MF}^{+Z} - \epsilon_{MF}^{-Z} \cdot \epsilon_{MF}^{+Z})$$

Hierbei sind x_2 und x_1 der Bruchteil der selektierten Paare, bei denen für beide Teilchen eine Myon-Qualität verlangt wurde bzw. derjenige bei denen nur eine Spur eine solche aufweisen mußte.

ϵ_{MF}^{-+Z} bezeichnet die Wahrscheinlichkeit mit der ein Myon im Myon-Filter bei $-+Z$ erkannt wird.

Die Wahrscheinlichkeiten ϵ_{MF}^{-+Z} ergeben sich aus Gl. (2.5) mit entsprechend abzuändernder Bedeutung von n_+ und n_- . Sie sind zusammen mit den Werten für ϵ_{MF} in Tabelle 2.iv aufgeführt.

Die Myon-Erkennungswahrscheinlichkeit pro Spur ϵ_{MF}^{-+Z} beträgt in den Perioden a und b (1981) im Mittel 0.96 in den Perioden c und d (1982) im Mittel 0.98.

Tabelle 2.iv Nachweiswahrscheinlichkeiten

Periode	a	b	c	d
r_{T1}	0.985 ± 0.020	0.977 ± 0.020	0.959 ± 0.039	0.977 ± 0.022
r_{T2}^{-Z}	0.92 ± 0.02	0.92 ± 0.02	0.97 ± 0.01	0.96 ± 0.02
r_{T2}^{+Z}	0.96 ± 0.02	0.96 ± 0.02	0.96 ± 0.01	0.81 ± 0.04
r_{T2}	0.977 ± 0.001	0.968 ± 0.008	0.999 ± 0.001	0.993 ± 0.004
r_{MF}^{-Z}	0.95 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.98 ± 0.01	0.97 ± 0.02
r_{MF}^{+Z}	0.97 ± 0.01	0.97 ± 0.01	0.97 ± 0.01	0.99 ± 0.01
r_{MF}	0.936 ± 0.02	0.937 ± 0.018	0.957 ± 0.016	0.968 ± 0.016

2.4 Die Luminositätsmessung

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes ist außer der Bestimmung der Ereigniszahl auch die Kenntnis der zugehörigen Luminosität erforderlich. Die integrierte Luminosität wurde aus der gemessenen Anzahl von $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ Reaktionen bestimmt.

Die Ereignisrate für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ wird in den Polarwinkelbereichen $0.91 \leq |\cos\theta| \leq 0.955$ (Bleiglas-Endstopfen) und $|\cos\theta| \leq 0.82$ (Bleiglas-Zylinder) gemessen. Die mit diesen Detektorteilen gefundenen Luminositätswerte stimmen im Rahmen der Fehler überein. In den untersuchten Perioden beträgt das Verhältnis von der im Polarwinkelbereich der Endstopfen zu der im Polar-

winkelbereich des Bleiglas-Zylinders gemessenen integrierten Luminosität 1.004 ± 0.004 .¹⁰

In dieser Arbeit wurde zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte die aus dem Zylinderteil gewonnene Luminosität benutzt.

Zur Selektion von Bhabha-Ereignissen im Zylinderteil werden folgende Kriterien angewandt:

- Mindestens zwei Schauer im Bleiglas
- mit einer Energie größer oder gleich einem Drittel der Strahlenergie
- einem Polarwinkel $|\cos\theta| \leq 0.76$
- und einer maximalen Akollinearität von 10°

Bei der Auswertung der Bhabha-Ereignisse zur Bestimmung der integrierten Luminosität sind Beiträge bis zu α^3 in der Photon-Amplitude berücksichtigt. Einflüsse der schwachen Wechselwirkung auf die Winkelverteilung der Elektronen wurden nicht berücksichtigt. Sie sind in dem systematischen Fehler von insgesamt 1.6% enthalten.

Die zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendeten Luminositätswerte sind in Tabelle 2.v aufgeführt.

Tabelle 2.v Ergebnisse der Luminositätsmessung

Periode	a	b	c	d
L (pb^{-1})	5.26 ± 0.10	7.53 ± 0.15	16.58 ± 0.33	10.68 ± 0.21

2.5 Elektromagnetische Strahlungskorrekturen

Beiträge höherer Ordnung zur Amplitude beeinflussen sowohl die Ereignisrate als auch die Winkelverteilung der in der e^+e^- -Vernichtung erzeugten Myonen.

Die Größenordnung dieser Strahlungskorrekturen hängt von den experimentellen Bedingungen und den gestellten Selektionskriterien ab.

Die Strahlungskorrekturen werden gewöhnlich durch die Größe $\delta(\cos\theta)$ parame-

trisiert.

$$(2.7) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot (1 + \delta(\cos\theta))$$

$\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ ist der in niedrigster Ordnung der QED erhaltene differentielle Wirkungsquerschnitt für die μ -Paarerzeugung; $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ schließt Beiträge höherer Ordnung in der elektromagnetischen Amplitude ein und entspricht dem beobachteten Wirkungsquerschnitt. Um die Ergebnisse verschiedener Experimente auf einfache Weise vergleichen zu können, ist es angebracht bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes, die Einflüsse höherer Ordnungen gemäß

$$(2.8) \quad \frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot (1 + \delta(\cos\theta))^{-1}$$

zu korrigieren.

Die Feynman-Diagramme, die die μ -Paarerzeugung im Rahmen der Quantenelektrodynamik bis zu Ordnungen α^3 beschreiben, sind in Abb. 2-11 dargestellt. Das erste Diagramm beschreibt die μ -Paarerzeugung in niedrigster Ordnung. Diagramm 2 bis 5 stellen die Ausstrahlung reeller Photonen im Anfangs- und Endzustand dar. Die Bremsstrahlung im Anfangszustand verringert nicht nur die effektiv verfügbare Schwerpunktsenergie, sondern führt, ebenso wie die Emission von Photonen im Endzustand, zu einer Akollinearität ξ der erzeugten μ -Paare. (Zur Definition der Akollinearität vgl. Abb. 2-12) Die virtuellen Strahlungskorrekturen (6 bis 10) tragen durch Interferenz mit dem Diagramm niedrigster Ordnung bis zu α^3 zum Wirkungsquerschnitt bei. Die Vakuumpolarisation (Diagramm 6) führt zur Änderung des totalen Wirkungsquerschnittes, während die Diagramme 7 und 8 hauptsächlich die Winkelverteilung beeinflussen.

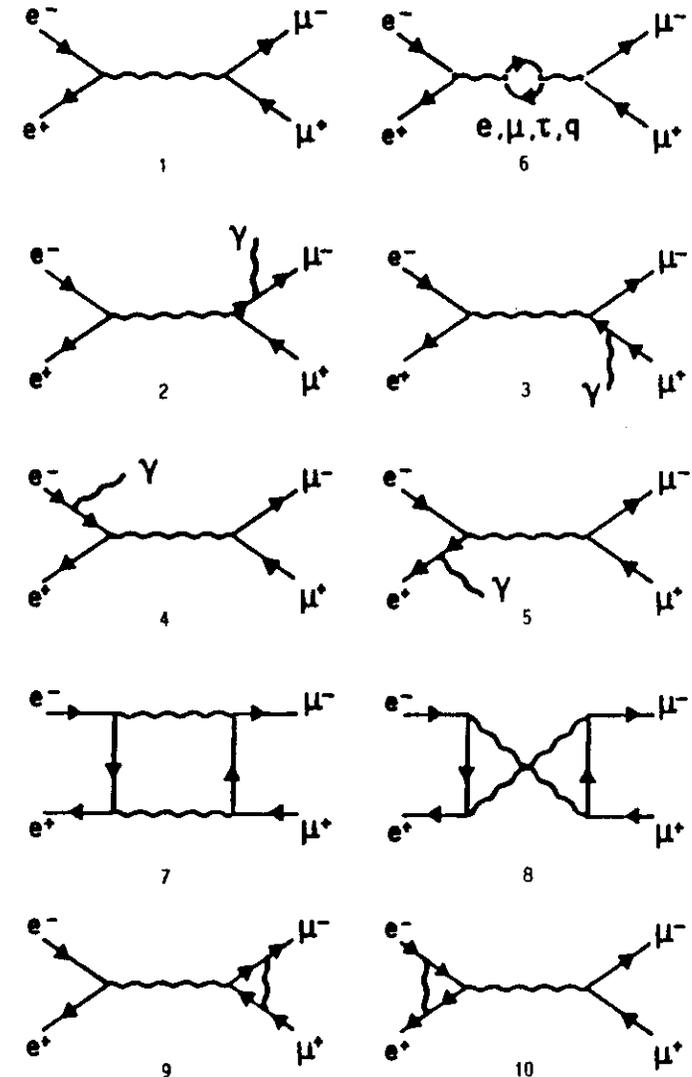


Abb. 2-11 Feynman-Diagramme zur Beschreibung der μ -Paarerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung im Rahmen der QED bis zu Ordnungen α^3

3. ERGEBNISSE

3.1 Der totale Wirkungsquerschnitt

Für jede Periode wurde der Wirkungsquerschnitt nach

$$(3.1) \sigma_o^{\text{meas}} = \frac{N}{L A_o \epsilon (1 + \delta)}$$

berechnet. N ist die Anzahl der Ereignisse nach Subtraktion des Untergrundes, L die integrierte Luminosität, A_o die Akzeptanz der Vorwärts-Myon-Zähler für μ -Paare nach der niedrigsten Ordnung der QED, $\epsilon = \epsilon_T \cdot \epsilon_{MF}$ die Nachweiswahrscheinlichkeit und (1 + δ) die Strahlungskorrektur.

Diese Größen sind in Tabelle 3.1 zusammen mit dem nach Gl. (3.1) berechneten Wirkungsquerschnitt für die Perioden a,b,c,d in Spalte 1 bis 4 zusammengestellt. In Spalte 5 sind die summierten bzw. gemittelten Größen, die durch Kombination der Daten aus den Perioden a bis d entstehen, aufgeführt.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma_o^{\text{meas}} = (68.20 \pm 5.17)$ pb stimmt innerhalb des Fehlers gut mit dem in niedrigster Ordnung der QED erwarteten Wert $\sigma_o^{\text{QED}} = 86.85/s = 72.05$ pb überein.

Die in Tabelle 3.1 angegebenen Fehler sind statistische Fehler. Der Normierungsfehler wurde zu 6% abgeschätzt. In ihm sind außer dem statistischen und systematischen Fehler der Luminositätsmessung von 2.56% auch der systematische Fehler durch die Unsicherheit in der Kenntnis über die Position der Vorwärts-Myon-Zähler im Experiment von 5% und der systematische Fehler bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von 2% enthalten.

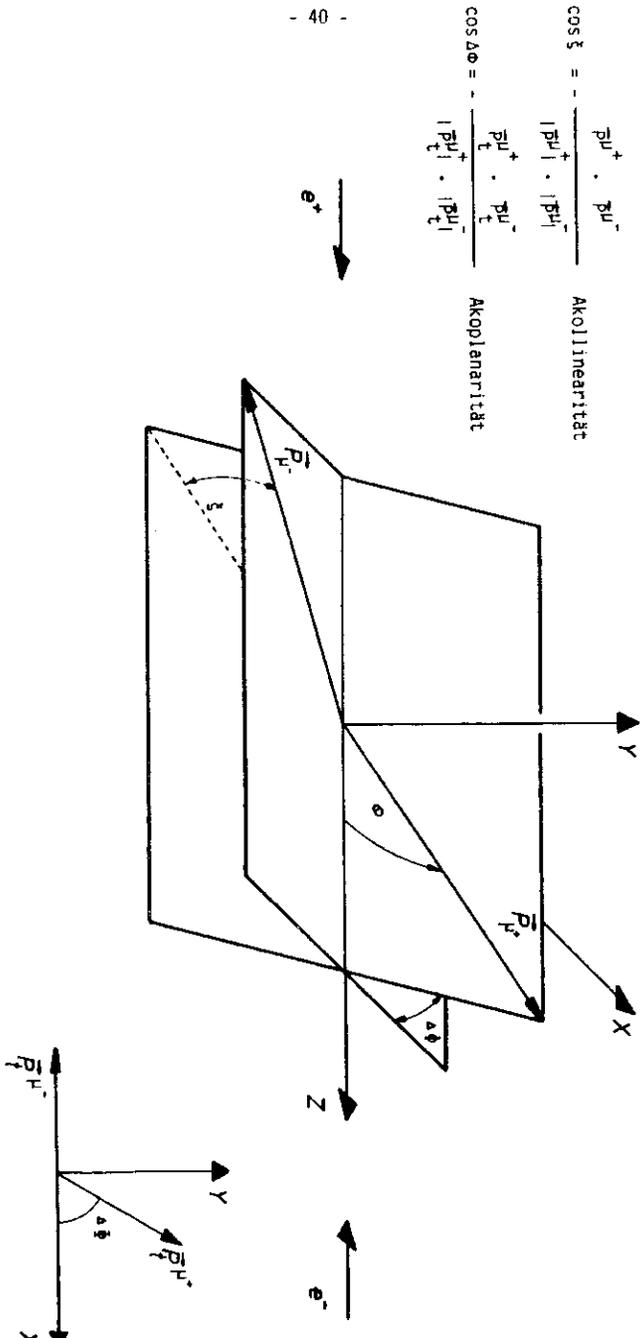


Abb. 2-12 Definitionen von

Akollinearität und Akoplanarität

Tabelle 3.1 Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt

Periode	Herbst 1981		Frühj 1982 Sommer		a-d
	a	b	c	d	
\sqrt{s} (GeV)	34.89	35.00	34.64	34.60	34.72
L (pb ⁻¹)	5.26	7.53	16.58	10.68	40.05
$\epsilon = \epsilon_T \cdot \epsilon_{MF}$	0.92 ± 0.03	0.89* ± 0.03	0.92 ± 0.04	0.94 ± 0.03	0.92 ± 0.02
N ^{obs}	31	29	87	59	206
N	28.365	26.558	80.997	55.513	191.433
A ₀	0.0806	0.0595	0.0806	0.0806	0.0776
(1+δ) ⁻¹	1.013	1.052	1.013	1.013	1.017
σ_0^{meas} (pb)	73.70 ± 14.01	70.73 ± 13.91	67.07 ± 8.12	69.55 ± 9.56	68.20 ± 5.17
σ_0^{QED} (pb)	71.34	70.89	72.38	72.54	72.05

* In der 2.ten Triggerstufe wurden zeitweilig Driftkammerkombinationen in beiden Endwänden des Myon-Filters gefordert

3.2 Die Winkelverteilung der μ -Paare

Abb. 3-1 zeigt die Verteilung der positiv geladenen Myonen der selektierten μ -Paare auf die einzelnen Vorwärts-Myon-Zähler. (Datenpunkte)

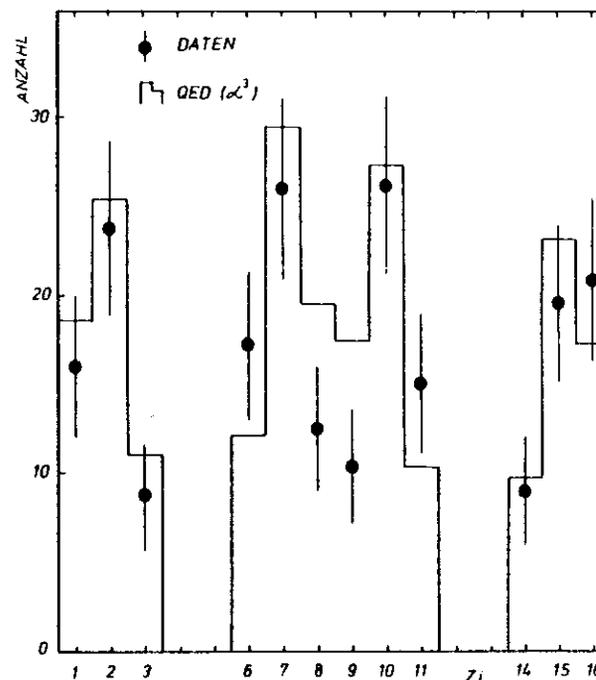


Abb. 3-1 Die gemessene Winkelverteilung der μ -Paare im Bereich $0.82 \leq \cos\theta \leq 0.94$

Bei der Bestimmung dieser Verteilung wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt und der Untergrund subtrahiert. Der auf einen Zähler entfallende Bruchteil des gesamten Untergrundes wurde aus der relativen Akzeptanz des Zählers berechnet. Die relative Akzeptanz ist die Akzeptanz des Zählers dividiert durch die von allen Zählern überdeckte Akzeptanz in niedrigster Ordnung

der QED.

Das Histogramm gibt die erwartete Anzahl von Ereignissen nach der Quantenelektrodynamik bei Berücksichtigung von Strahlungseffekten, hervorgerufen durch Ordnungen bis zu α^3 , an. Diese Verteilung wurde aus einer Monte Carlo Rechnung,¹¹ unter Berücksichtigung der gestellten Selektionskriterien, erhalten.

3.3 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Um die Daten mit Modellen der elektroschwachen Wechselwirkung vergleichen zu können, wurden sie wie folgt zu zwei Punkten bei $\cos\theta = \pm 0.891$ zusammengefaßt. Der Polarwinkel θ wird zwischen der Richtung des positiv geladenen Myons und der Flugrichtung des einlaufenden Positrons gemessen. Die relative Akzeptanz A_o^{rel} ist in Abb. 3-2 für den Vorwärtsbereich dargestellt.

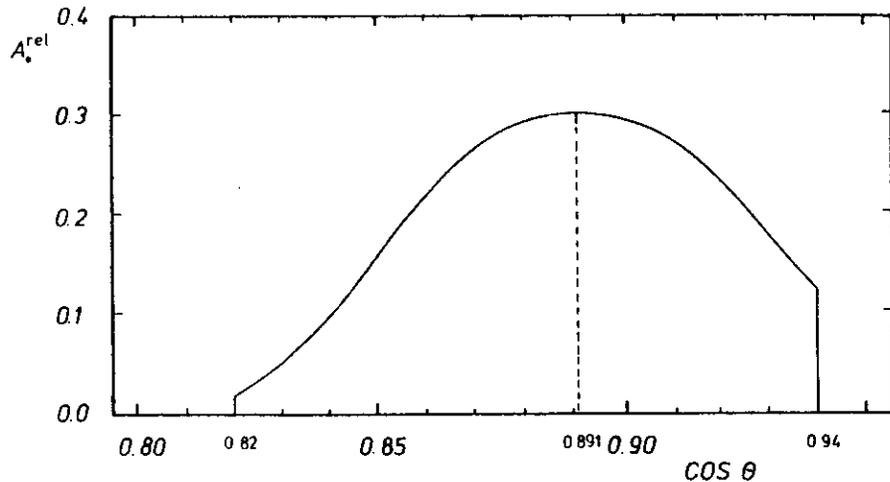


Abb. 3-2 Die relative Akzeptanz der Vorwärts-Myon-Zähler in Abhängigkeit von $\cos\theta$

Bei der Bestimmung des mittleren Wertes von $\cos\theta = 0.891$ wurde das von den Vorwärts-Myon-Zählern überdeckte Polarwinkelintervall in drei gleichgroße Intervalle unterteilt; der mittlere Wert von $\cos\theta$ wurde dann aus dem - mit der Akzeptanz des Intervalls - gewichteten Mittel der drei Mittelwerte der Polarwinkelintervalle ermittelt.

Die Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $s \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta)$ wurden über

$$(3.2) \quad s \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} = s \cdot \frac{N}{L A_o \epsilon (1+\delta) 2\pi \Delta\cos\theta}$$

berechnet. Aus der beobachteten Anzahl von Ereignissen N^{obs} ergibt sich nach der Subtraktion des verbliebenen Untergrundes die Anzahl N der Ereignisse im $\cos\theta$ -Intervall. Bei der Berechnung des auf das jeweilige $\cos\theta$ -Intervall entfallenden Bruchteils der Untergrundereignisse wurde vorausgesetzt, daß für beide Intervalle die Anzahl von kosmischen Myonen gleich ist. Vom übrigen Untergrund, der hauptsächlich aus τ -Paaren besteht, wurde angenommen, daß er dieselbe Winkelverteilung aufweist wie die μ -Paare.

Die in Gl. (3.2) eingehenden Größen sind zusammen mit den Ergebnissen für $s \frac{d\sigma}{d\Omega}$ in Tabelle 3.11 zusammengestellt.

$\overline{\cos\theta}$	- 0.891	+ 0.891
A_o	0.3874 ± 0.0032	0.3932 ± 0.0033
N^{obs}	102	104
N	94.89	96.543
$(1+\delta)^{-1}$	1.076 ± 0.012	0.9585 ± 0.011
$s \frac{d\sigma}{d\Omega}$ (nb GeV ²)	9.17 ± 0.97	8.19 ± 0.86

3.4 Beobachtete Asymmetrie und systematischer Fehler

Aus der korrigierten Zahl der Ereignisse N ergibt sich folgende Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie:

$$(3.3) A_{\theta}^{\text{obs}}(\cos\theta=0.891) = \frac{N(\cos\theta=+0.891) - N(\cos\theta=-0.891)}{N(\cos\theta=+0.891) + N(\cos\theta=-0.891)} = (+0.86 \pm 7.23) \%$$

Der Fehler ist rein statistisch. Im Hinblick auf den Vergleich mit der Vorhersage der elektroschwachen Theorie soll in einer Abschätzung des systematischen Fehlers der Asymmetrie gezeigt werden, daß dieser klein ist gegen den statistischen.

Die Bestimmung der Asymmetrie nach Gl. (3.3) ist eine relative Messung und nicht empfindlich auf Verluste von Ereignissen infolge der von 1 verschiedenen Nachweiswahrscheinlichkeit, solange diese gleich ist für positiv und negativ geladene Teilchen. Mögliche Quellen für Fehler sind die Subtraktion des Untergrundes und eine falsche Ladungsbestimmung.

3.4.1 Fehler durch Untergrund-Subtraktion

In der Gesamtzahl der selektierten Ereignisse N^{obs} sind - wie in Abschnitt 2.2 beschrieben - noch 2% τ -Paare, 0.78% Ereignisse aus dem 2-Photon-Prozeß und 4.26% Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung enthalten. Der einzig nennenswerte Untergrund besteht also aus kosmischen Myonen und τ -Paaren.

Für hochenergetische kosmische Myonen erwartet man keine Asymmetrie.¹²

In Übereinstimmung damit wurde für die durch den Vorwärts-Myon-Trigger erfaßten kosmischen Myonen eine Asymmetrie von $(+0.8 \pm 8.9) \%$ gemessen. Bei dieser Berechnung wurden alle identifizierten Myonen aus dem in Abschnitt 2.1 eingeführten Untergrundbereich mit einem Impuls von mindestens einem Sechstel des Strahlimpulses berücksichtigt.

In der Ereignismenge verbleibende kosmische Myonen würden demnach eine vorhandene Asymmetrie verkleinern. Bei der Berechnung der Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie wurde deshalb der Untergrundanteil von kosmischen Myonen, jeweils zur Hälfte von der beobachteten Anzahl von Ereignissen in den beiden $\cos\theta$ -Intervallen, subtrahiert.

Läßt man die bei der Untergrund-Subtraktion gemachte Annahme, daß die τ -Leptonen dieselbe Winkelverteilung wie die Myonen aufweisen, fallen und subtrahiert den gesamten Untergrund symmetrisch von der beobachteten Ereigniszahl in den beiden $\cos\theta$ -Intervallen, so ändert sich die Asymmetrie von 0.86% auf 1.0%.

3.4.2 Systematischer Fehler durch Ladungsbestimmung

Die gemessene Impulsauflösung bei $|\cos\theta| = 0.891$ beträgt $2.7\% \cdot p_{\mu}$. Daher erwartet man unter der Annahme, daß $1/p$ gemäß einer Gauß-Funktion verteilt ist, in 3.5% der Ereignisse eine Fehlbestimmung der Ladung einer Spur. Tatsächlich finden wir 13 gleichgeladene Paare (=6.3%). Daraus kann man folgern, daß für höchstens 1 Ereignis die Ladung beider Spuren falsch gemessen wurde, falls die Wahrscheinlichkeiten für eine falsche Ladungsbestimmung bei $-z$ und $+z$ nicht korreliert sind.

Von den 13 gleichgeladenen Paaren sind 4 doppelnegativ (N^{--}) und 9 doppelpositiv (N^{++}) geladen. Daraus läßt sich die Wahrscheinlichkeit, daß beiden Spuren das falsche Ladungsvorzeichen zugeordnet wurde, abschätzen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß beide Spuren eines Paares als negativ (bzw. positiv) geladen gefunden werden, ist

$$(3.4) \frac{N^{--}}{N} = (1 - p_{- \rightarrow +}) \cdot p_{+ \rightarrow -}$$

$$\frac{N^{++}}{N} = (1 - p_{+ \rightarrow -}) \cdot p_{- \rightarrow +}$$

$p_{+ \rightarrow -}$ bezeichnet die Wahrscheinlichkeit mit der das positiv geladene Teilchen, das negative Ladungsvorzeichen, $p_{- \rightarrow +}$ die Wahrscheinlichkeit mit der das negativ geladene Teilchen, das positive Ladungsvorzeichen zugeordnet bekommt.

Daraus folgt mit den obigen Werten für N^{--} und N^{++} , daß in 0.1% der Fälle beiden Spuren eines Paares das falsche Ladungsvorzeichen zugeordnet wurde. Zur Abschätzung des resultierenden Fehlers in der Asymmetrie wird daher angenommen, daß in der Ereignismenge maximal ein Ereignis enthalten ist, in dem beiden Spuren das falsche Ladungsvorzeichen zugeordnet wurde.

In Abb. 3-3 ist die Größe $P_N = p_{\text{beam}}/p_{\mu}$ für das Myon, welches in der $+z$ -Halbkugel nachgewiesen wurde gegenüber p_{beam}/p_{μ} für das bei $-z$ beobachtete Myon aufgetragen. Das Vorzeichen von P_N ist durch das Vorzeichen der Krümmung der Teilchenspur festgelegt.

Man erkennt deutlich die Häufung der Meßpunkte um $(+1,-1)$ und $(-1,+1)$. Ebenso sieht man, daß entlang der Diagonalen $(+1,-1)$, $(-1,+1)$ der Raum um den Ursprung $(0,0)$ nicht bevölkert ist. Systematische Effekte, etwa eine Ver-

drilling der JET-Kammer, die dazu führen, daß die Ladungen beider Teilchen eines Paares falsch gemessen werden, würden zu einer Konzentration von Ereignissen in diesem Bereich führen.

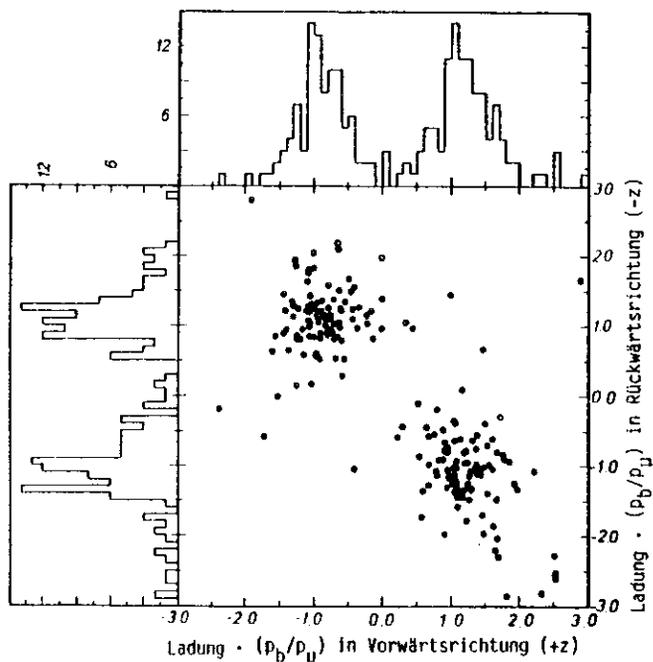


Abb. 3-3 P_N -Verteilung für die 206 selektierten μ -Paare

Bei der Bestimmung der Ladungsasymmetrie wurde für die gleichgeladenen Paare die Ladung derjenigen Spur des Paares als richtig bestimmt angenommen, deren Impuls mit dem kleineren Fehler gemessen wurde.

Zur Überprüfung der vorgenommenen Ladungszuordnung wurden die Spurpunkte

für koplanare Paare ($\Delta\phi \leq 1^\circ$) als zu einer einzigen Spur zugehörig betrachtet. Die aus der Berechnung der Sagitta ermittelten Ladungsvorzeichen der beiden Teilchen stimmten mit der Ladungsbestimmung der einzelnen Spuren überein.

Der systematische Fehler an der gemessenen Asymmetrie wird also zum überwiegenden Teil durch mögliche Fehler in der Ladungsbestimmung bestimmt und beträgt maximal 1%. Er ist damit klein gegenüber dem noch großen statistischen Fehler von 7%.

4. VERGLEICH DER ERGEBNISSE MIT DER ELEKTROSCWACHEN THEORIE

4.1 Erzeugung der μ -Paare im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung

Der Wirkungsquerschnitt für die μ -Paar Produktion

$$(4.1) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \cdot (1 + \cos^2\theta)$$

in niedrigster Ordnung der Quantenelektrodynamik, berechnet unter Vernachlässigung von Termen proportional m_e/E_e und m_μ/E_μ , wird durch die Beteiligung der schwachen Wechselwirkung modifiziert.

In $SU(2) \times U(1)$ Eichtheorien der elektroschwachen Wechselwirkung wird die μ -Paarerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung beschrieben durch den Austausch eines Photons und eines zusätzlichen neutralen Bosons, dem massiven Z^0 . Die entsprechenden Feynman-Diagramme sind in Abb. 4-1 dargestellt. Diagramm I repräsentiert die elektromagnetische, Diagramm II die schwache Wechselwirkung.

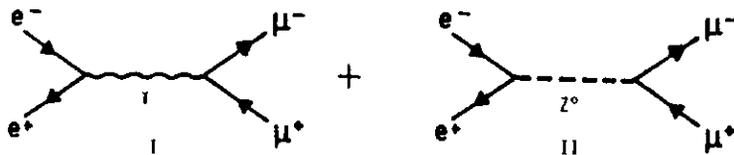


Abb. 4-1 Feynman-Diagramme für die μ -Paarerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Theorie

Der der Abb. 4-1 entsprechende Wirkungsquerschnitt, gemittelt bzw. summiert über die Spinzustände im Anfangs- bzw. im Endzustand lautet für Energien weit entfernt vom Z^0 -Pol¹³

$$(4.2) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4 \cdot s} \cdot [F_1 (1 + \cos^2\theta) + F_2 \cos\theta]$$

$$(4.3) \quad F_1 = 1 + 2 v_e v_\mu \chi + (v_e^2 + a_e^2) \cdot (v_\mu^2 + a_\mu^2) \cdot \chi^2$$

$$(4.4) \quad F_2 = 4 a_e a_\mu \chi + 8 a_e a_\mu v_e v_\mu \chi^2$$

$$(4.5) \quad \chi = g \frac{s \cdot m_{Z^0}^2}{s - m_{Z^0}^2} \quad g = \frac{\sqrt{2} G_F}{4 \cdot 4\pi\alpha} = 4.5 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

Er setzt sich aus einem reinen QED-Anteil (ohne χ), einem Interferenzterm (proportional zu χ) und einem rein schwachen Term (proportional zu χ^2) zusammen.

v_l, a_l bezeichnen die Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstante des Z^0 an die Felder der geladenen Leptonen.

θ wird zwischen der Richtung des im Endzustand auftretenden, positiv geladenen Myons und der Flugrichtung des einlaufenden Positrons gemessen.

Im Standardmodell $SU(2)_L \times U(1)$ der elektroschwachen Wechselwirkung¹⁴ existiert nur ein unabhängiger Parameter, der schwache Mischungswinkel $\sin^2\theta_W$; er bestimmt sowohl die Kopplungskonstanten als auch die Masse der W- und Z-Bosonen.

$$(4.6) \quad a = a_e = a_\mu = -1$$

$$v = v_e = v_\mu = -1 + 4 \sin^2\theta_W$$

$$m_{W^\pm} = \sqrt{\frac{\sqrt{2} \pi \alpha}{2 \cdot G_F}} \cdot \frac{1}{\sin\theta_W} = \frac{37.3 \text{ GeV}}{\sin\theta_W}$$

$$m_{Z^0} = \frac{m_{W^\pm}}{\cos\theta_W} = \frac{37.3 \text{ GeV}}{\sin\theta_W \cdot \cos\theta_W}$$

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus Gl. (4.2) durch Integration über den gesamten Raumwinkelbereich zu

$$(4.7) \quad \sigma = F_1 \cdot \sigma_0 \quad \sigma_0 = \frac{4 \pi \alpha^2}{3 \cdot s} = \frac{86.85}{s} \text{ nb} \quad (s \text{ in GeV}^2)$$

Die Abweichung des totalen Wirkungsquerschnittes vom QED-Wirkungsquerschnitt ist demnach gegeben durch

$$(4.8) \Delta R_{\mu\mu} = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0} = 2 v_e v_\mu \chi + (v_e^2 + a_e^2) \cdot (v_\mu^2 + a_\mu^2) \chi^2$$

In Tabelle 4.1 ist $\Delta R_{\mu\mu}$ unter der Annahme von Lepton-Universalität ($a_e = a_\mu$, $v_e = v_\mu$) für zwei verschiedene Massenhypothesen für das Z^0 aufgeführt; angegeben ist ebenfalls der Wert, der sich im Rahmen des Standardmodells mit $\sin^2 \theta_W = 0.23$, bestimmt in Neutrino-Elektron Streuexperimenten,¹⁵ ergibt. Man sieht daraus, daß für $v=0$ ($\sin^2 \theta_W \approx 0.25$) der totale Wirkungsquerschnitt - innerhalb der erreichten Meßgenauigkeit - mit dem in niedrigster Ordnung QED erhaltenen übereinstimmt.

Tabelle 4.1 $\Delta R_{\mu\mu}$ für $\sqrt{s} = 35$ GeV			
m_{Z^0} (GeV/c ²)	a^2	v^2	$\Delta R_{\mu\mu}$
100	0	1	- 0.121
	1	0	+ 0.003
"	0	1	- 0.106
	1	0	+ 0.003
88.6	1	0.0064	+ 0.003

Das Auftreten eines Terms $F_2 \neq 0$ im differentiellen Wirkungsquerschnitt Gl. (4.2) führt zu einer asymmetrischen Winkelverteilung der Myonen. Zum Vergleich mit den Daten werden nachfolgende Definitionen benutzt:

Die differentielle Asymmetrie A_θ^{EW} ist für jedes $\cos\theta$ -Intervall definiert:

$$(4.9) A_\theta^{EW} = \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{\cos\theta}{1 + \cos^2\theta}$$

Wegen der begrenzten Anzahl von Ereignissen wird oft auch die integrierte Asymmetrie verwendet.

Für einen Bereich $|\cos\theta| \leq x$ ist sie durch Gl. (4.10) gegeben.

$$(4.10) A^{EW} = \frac{\int_0^x d(\cos\theta) \frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} - \int_{-x}^0 d(\cos\theta) \frac{d\sigma}{d(\cos\theta)}}{\int_{-x}^x d(\cos\theta) \frac{d\sigma}{d(\cos\theta)}} = \frac{3}{2} \cdot \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{x^2}{3x + x^3} \quad x = \cos\theta$$

Integriert man über den gesamten Polarwinkelbereich so erhält man

$$(4.11) A^{EW} = \frac{3}{8} \cdot \frac{F_2}{F_1}$$

Bei den gegenwärtig erreichbaren PETRA-Energien ist der rein schwache Term klein gegen den Interferenzterm und die differentielle Ladungsasymmetrie ist näherungsweise durch

$$(4.12) A_\theta^{EW} = 4 a^2 \chi \frac{\cos\theta}{1 + \cos^2\theta}$$

gegeben. Die über den gesamten Raumwinkelbereich integrierte Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrie Gl. (4.11) wird in dieser Näherung:

$$(4.13) A^{EW} = \frac{3}{2} a^2 \chi$$

Bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 34.7$ GeV erhält man aus Gl. (4.12) mit einer Z^0 -Masse $m_{Z^0} = 88.6$ GeV/c² und $a^2=1$: $A_\theta^{EW}(\cos\theta=0.89) = -12.7\%$ und für die integrierte Ladungsasymmetrie aus Gl. (4.13): $A^{EW} = -9.6\%$.

Gl. (4.2) beschreibt die μ -Paarerzeugung in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Theorie. Höhere Ordnungen in der γ - und in der Z^0 -Amplitude tragen aber ebenfalls zum Wirkungsquerschnitt bei und beeinflussen unter anderem die Winkelverteilung der erzeugten Myonen.

Der Einfluß von Diagrammen bis zu Ordnungen α^3 in der γ -Amplitude läßt sich im Rahmen der QED berechnen (vgl. Abschnitt 2.5). Die Größe dieser Strahl-

ungskorrekturen wurde unter Berücksichtigung der gestellten Selektionskriterien mit einer Monte Carlo Rechnung¹¹ bestimmt. Die Rechnung berücksichtigt die auf Seite 39 in Abb. 2-11 gezeigten Diagramme bis zu Ordnungen α^3 . Diese QED-Strahlungseffekte führen zu einer positiven differentiellen Asymmetrie A_{θ}^{QED} . Sie ist in Abb. 4-2 als Funktion von $\cos\theta$ dargestellt. Bei $\cos\theta = 0.89$ erreicht sie den Wert $A_{\theta}^{QED}(\cos\theta=0.89) = +6.4\%$

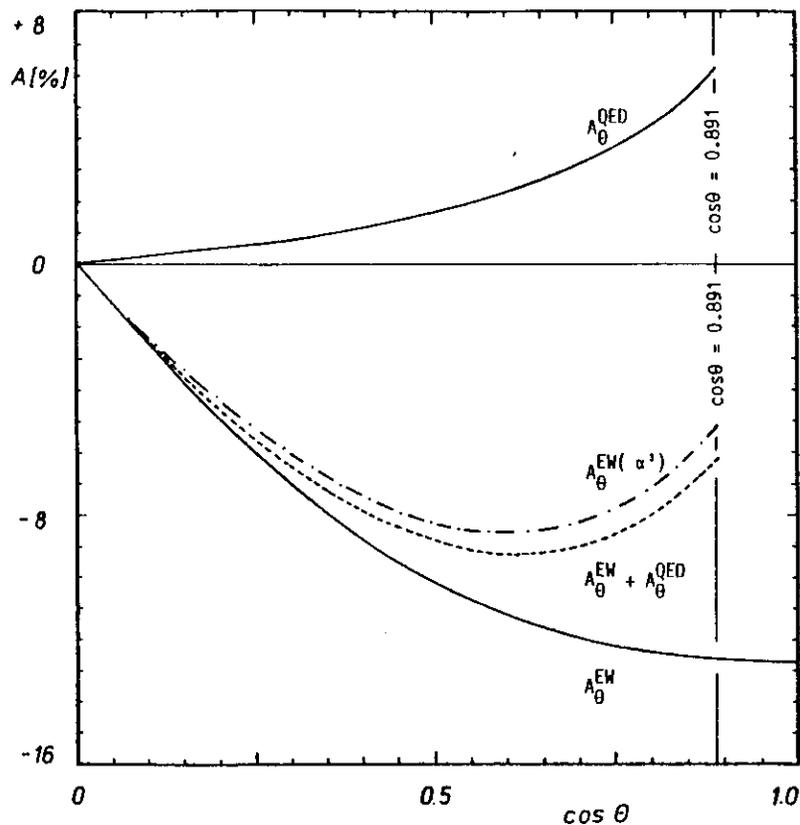


Abb. 4-2 differentielle Asymmetrie A_{θ}^{QED} , A_{θ}^{EW} , $A_{\theta}^{EW(\alpha^3)}$
 $\sqrt{s} = 34.7 \text{ GeV}$, $p_{\mu} \geq p_{\text{beam}}/3$, $\xi \leq 200 \text{ mrad}$

Im Gegensatz dazu ist die Asymmetrie A_{θ}^{EW} hervorgerufen durch die γ - Z^0 -Interferenz - unterhalb des Z^0 Pols - negativ. Ihre Winkelabhängigkeit ist ebenfalls in Abb. 4-2 dargestellt; bei $\cos\theta = 0.89$ erreicht sie einen Wert von $A_{\theta}^{EW}(\cos\theta=0.89) = -12.7\%$ (berechnet nach Gl. (4.12)).

QED-Asymmetrie A_{θ}^{QED} und A_{θ}^{EW} kompensieren sich also teilweise. Die kombinierte Asymmetrie $A_{\theta}^{EW} + A_{\theta}^{QED}$ ist ebenfalls in Abb. 4-2 gezeigt. Das Maximum tritt jetzt nicht mehr nahe Null Grad, sondern in der Umgebung von $\cos\theta = 0.6$ auf. Bei $\cos\theta = 0.89$ erwartet man eine Asymmetrie von $A_{\theta}^{EW}(\cos\theta = 0.89) + A_{\theta}^{QED}(\cos\theta = 0.89) = -6.3\%$.

Bei der Berechnung der Ladungsasymmetrie aus der elektroschwachen Theorie wurden Korrekturen durch höhere Ordnungen in der Z^0 -Amplitude bisher außer acht gelassen. Es stellt sich heraus, daß die in Abb. 4-3 gezeigten Feynman-Diagramme den Hauptbeitrag zur Ladungsasymmetrie, hervorgerufen durch die elektroschwache Interferenz, liefern, während die sog. 'rein schwachen' Korrekturen, wie z.B. die Selbstenergie des Z^0 , klein sind.¹⁶ In Anbetracht der erreichten Meßgenauigkeit werden diese Effekte vernachlässigt.

Ein Simulationsprogramm,¹⁷ welches die QED-Korrekturen erster Ordnung (Abb. 2-11 auf Seite 39) und zusätzlich die Vertexkorrekturen, die Box-Diagramme und die Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand in der Z^0 -Amplitude (Abb. 4-3 auf Seite 56) enthält, liefert die in Abb. 4-2 als strich-punktiert gezeichnete $\cos\theta$ -Abhängigkeit der differentiellen Asymmetrie. Bei $\cos\theta = 0.89$ ergibt sich aus diesem Programm eine differentielle Asymmetrie von $A_{\theta}^{EW(\alpha^3)}(\cos\theta=0.89) = -5.2\%$. Um daraus die Ladungsasymmetrie hervorgerufen durch die γ - Z^0 -Interferenz zu isolieren, muß auf die QED-Asymmetrie korrigiert werden. Es ergibt sich $A_{\theta}^{EW}(\cos\theta=0.89) = (-11.5 \pm 0.5)\%$, wobei der Fehler durch die limitierte Monte Carlo Statistik gegeben ist. Der absolute Wert $|A_{\theta}^{EW}(\cos\theta = 0.89)|$ ist also um 1.2% kleiner als die in niedrigster Ordnung der elektroschwachen Theorie berechnete Asymmetrie.

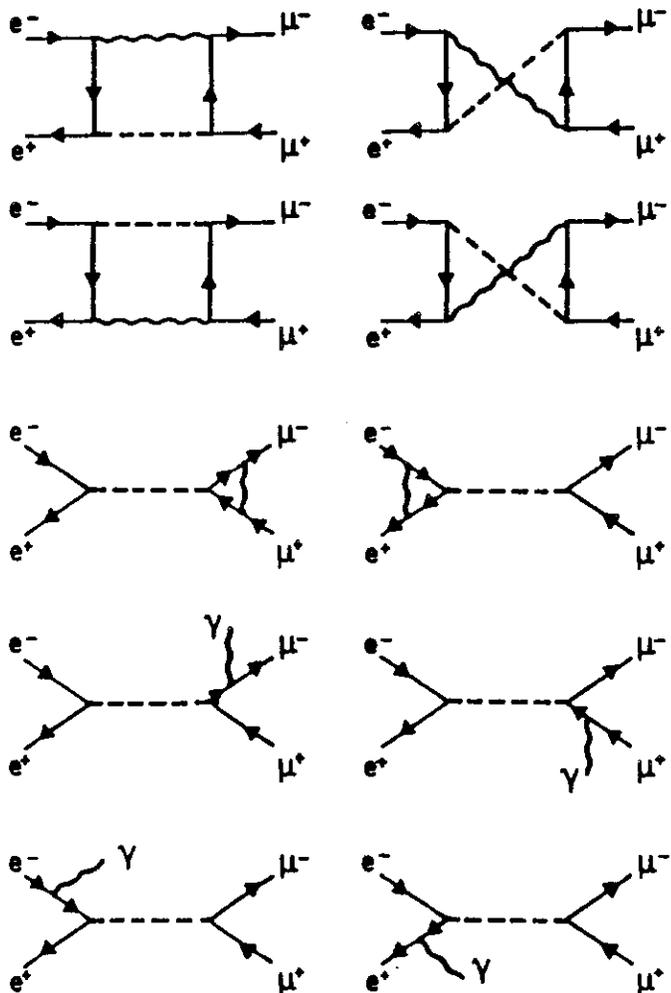
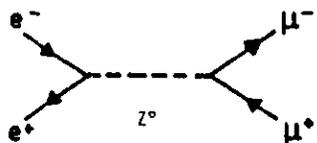


Abb. 4-3 Feynman-Diagramme für höhere Ordnungen in der Z^0 -Amplitude, die im Monte Carlo Programm von Berends, Kleiss und Jadach berücksichtigt sind

4.2 Ladungsasymmetrie

4.2.1 Die differentielle Ladungsasymmetrie

Die bei $\cos\theta = 0.891$ beobachtete Ladungsasymmetrie beträgt

$$(4.14) \quad A_0^{\text{obs}}(\cos\theta=0.891) = (+0.86 \pm 7.23 \pm 1.0) \%$$

Nach der Korrektur der QED-Asymmetrie folgt daraus für die differentielle Ladungsasymmetrie, hervorgerufen durch die Interferenz von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung

$$(4.15) \quad A_0^{\text{III-meas}}(\cos\theta=0.891) = (-5.64 \pm 7.23 \pm 1.0) \%$$

Dieser gemessene Wert steht - im Rahmen der Fehler - in Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert $A_0^{\text{III}}(\cos\theta=0.89) = (-11.5 \pm 0.5) \%$.

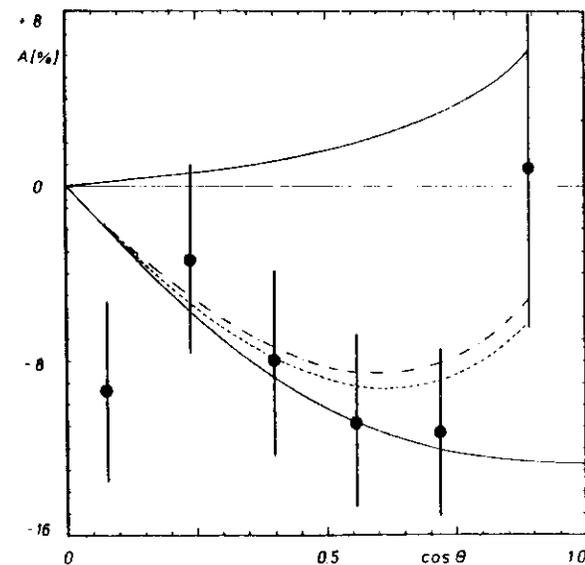


Abb. 4-4 Die mit dem JADE - Detektor gemessene differentielle Asymmetrie in Abhängigkeit von $\cos\theta$

Erwartungsgemäß sollte die beobachtbare differentielle Asymmetrie nachdem sie in der Umgebung von $\cos\theta = 0.6$ ein Minimum durchläuft bei Annäherung an $\cos\theta = 1.0$ wieder anwachsen. (vgl. Abschnitt 4.1)

Unter Einbeziehung der im Zentralteil des JADE - Detektors ($\cos\theta \approx 0.80$) gewonnenen μ -Paare läßt sich diese theoretisch erwartete $\cos\theta$ -Abhängigkeit mit den Daten vergleichen. Abb. 4-4 zeigt die gemessene $\cos\theta$ -Abhängigkeit der beobachteten differentielle Asymmetrie A_{θ}^{obs} . Sie stimmt qualitativ mit der theoretisch erwarteten überein.

4.2.2 Bestimmung der integrierten Ladungsasymmetrie aus den gesamten

JADE - Daten

Abb. 4-5 zeigt den im Zentralteil des JADE - Detektors gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt $s \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta)$ zusammen mit den in dieser Arbeit gewonnenen Punkten bei $\cos\theta \approx 0.891$. (Zur Berechnung von $s \frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\theta)$ vgl. Abschnitt 3.3) Die einzelnen Meßwerte sind in Tabelle 4.11 aufgeführt.

Die durchgezogene Kurve in Abb. 4-5 stellt die Anpassung einer Funktion $F = F_1 \cdot (1 + \cos^2\theta) + F_2 \cdot \cos\theta$ an die, nach der Korrektur von QED-Strahlungseffekten, erhaltene Verteilung dar. Die gestrichelte Linie ist die Vorhersage der Quantenelektrodynamik in niedrigster Ordnung.

Die Funktion F wurde nach dem Prinzip der kleinsten Quadrate an die Meßpunkte angepaßt, wobei die einzelnen Meßwerte mit einem Gewicht $p_i = 1/(\Delta(s \frac{d\sigma}{d\Omega}))_i^2$ in die Minimierungsbedingung eingehen.

Die integrierte Ladungsasymmetrie wird nach GL. (4.11) durch die Parameter der Anpassungsrechnung festgelegt:

$$A^{\text{EW}} = \frac{3}{8} \frac{F_2}{F_1}$$

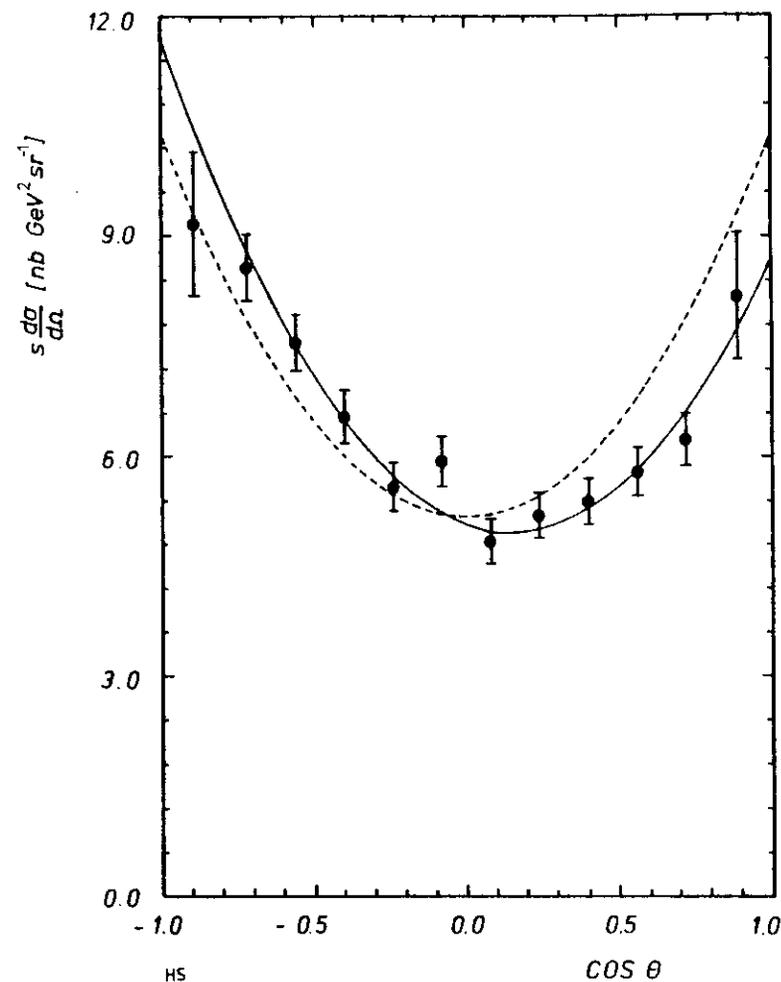


Abb. 4-5 Die mit dem JADE - Detektor gemessene Winkelverteilung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

Tabelle 4.ii Daten zu Abb. 4-5

cosθ	$s \cdot \frac{d\sigma}{dn} \text{ (nb GeV}^2\text{)}$
- 0.891	9.170 +- 0.970
- 0.720	8.578 +- 0.439
- 0.560	7.561 +- 0.378
- 0.400	6.556 +- 0.352
- 0.240	5.600 +- 0.324
- 0.080	5.944 +- 0.339
+ 0.080	4.855 +- 0.303
+ 0.240	5.209 +- 0.311
+ 0.400	5.394 +- 0.314
+ 0.560	5.799 +- 0.323
+ 0.720	6.239 +- 0.354
+ 0.891	8.190 +- 0.860

Es ergibt sich ein Wert für die integrierte Asymmetrie von

$$(4.16) \quad A^{\mu\mu\text{-meas}} = (-10.96 \pm 1.76) \%$$

Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit dem theoretisch erwarteten Wert für $\sin^2\theta_W = 0.23$ von $A^{\mu\mu} = -8.7\%$.

Ähnliche Resultate berichten die anderen Experimente am PETRA-Speicherung: CELLO, MARK J, PLUTO und TASSO. Die Ergebnisse dieser Gruppen sind zusammen mit den Resultaten der Experimente am PEP e^+e^- -Speicherring in Tabelle 4.iii zusammengestellt.

4.3 Bestimmung der Kopplungskonstanten

Die Ladungsasymmetrie ist bei Vernachlässigung der Terme proportional χ^2 , die die reine schwache Wechselwirkung beschreiben, und mit $v_{e\mu} = 0$ durch

Tabelle 4.iii PETRA/PEP Asymmetrien^{18,19}

Experiment	$A^{\mu\mu\text{-meas}}$ (%)	\sqrt{s} (GeV)	$A^{\mu\mu} (\sin^2\theta_W = 0.23)$ (%)
CELLO	- 6.4 +- 6.4	34.2	- 8.7
JADE	-10.96 +- 1.76	34.46	- 8.7
MARK J	-11.7 +- 1.7	34.6	- 8.6
PLUTO	-12.0 +- 3.2	34.7	- 9.0
TASSO	- 9.1 +- 2.3	34.5	- 8.8
MAC	- 7.6 +- 1.8	29	- 6.0
MARK II	- 9.6 +- 4.5	29	- 6.0

$A^{EW} = 3/2 a_e a_\mu \chi$ festgelegt. (siehe Gl. (4.13))

In dieser Näherung hängt die Asymmetrie nur von den Axialvektor-Kopplungskonstanten der Leptonen sowie der Z^0 -Masse ab.

Mit einer Z^0 -Masse $m_{Z^0} = 88.6 \text{ GeV}/c^2$ (entsprechend $\sin^2\theta_W = 0.23$) ergibt sich aus der gemessenen integrierten Ladungsasymmetrie Gl.(4.16) und mit $\sqrt{s} = 34.46 \text{ GeV}^*$

$$(4.17) \quad a_e a_\mu = (1.16 \pm 0.186)$$

Mit diesem Wert läßt sich unter der Annahme von Lepton-Universalität aus

$$(4.18) \quad R_{\mu\mu} = \frac{\sigma}{\sigma_0} = F_1 = 1 + 2v^2\chi + (v^2 + a^2)^2 \chi^2$$

die Vektor-Kopplungskonstante bestimmen.

Der aus der Kombination der Daten aus den Perioden a bis d erhaltene totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_0^{\text{meas}} = (68.20 \pm 5.17) \text{ pb}$ ergibt $R_{\mu\mu} = (0.946 \pm 0.072)$

* mittlere Schwerpunktsenergie für alle JADE - Daten

Dieser Wert stimmt innerhalb des Fehlers mit der Vorhersage der QED und damit auch mit dem Standardmodell für $\sin^2\theta_w \approx 0.25$ überein.

Zur Bestimmung der Vektorkopplungskonstante soll jedoch der im Zentralteil des JADE - Detektors gemessene Wert, der auf ca. 3200 μ -Paaren basiert, benutzt werden, da dieser einen kleineren Fehler aufweist. Der im Zentralteil erhaltene Wert ist $R_{\mu\mu} = (0.992 \pm 0.018)$.²⁰ Der Fehler ist rein statistisch; der systematische Fehler beträgt 5%.

Mit $R_{\mu\mu} = (0.992 \pm 0.018)$ ergibt sich aus Gl. (4.18) mit Gl. (4.17)

$$(4.19) \quad v^2 = (0.11 \pm 0.15)$$

In jedem Modell mit nur einem massiven, neutralen Vektorboson stehen die Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten g_v und g_a , gemessen in Neutrino-Elektron-Streuexperimenten mit den Parametern $a_e a_\mu$ und $v_e v_\mu$ über die Faktorisierungsrelationen²¹

$$(4.20) \quad a_e a_\mu = 4 \frac{g_a^2}{c_v^2} \quad v_e v_\mu = 4 \frac{g_v^2}{c_v^2}$$

In Beziehung. c_v bezeichnet die Kopplungskonstante des Z^0 an das Neutrino-feld.

Die Analyse der Daten aus den Prozessen $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$, $\bar{\nu}_\mu e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^-$, $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ ergibt, daß zwei Lösungen für die Parameter g_v und g_a verbleiben.²²

Eine vektordominante Lösung $(g_v, g_a) = (-0.5, 0)$ und eine axialvektordominante Lösung $(g_v, g_a) = (0, -0.5)$.

Unter der Annahme der Gültigkeit der Faktorisierungsrelationen Gl. (4.20) läßt sich diese Doppeldeutigkeit, unabhängig von Annahmen über den Wert von c_v , durch den Vergleich der Verhältnisse $v_e v_\mu / a_e a_\mu$ und g_v^2 / g_a^2 auflösen. Mit Gl. (4.17) und (4.19) ergibt sich

$$(4.21) \quad \frac{g_v^2}{g_a^2} = \frac{v_e v_\mu}{a_e a_\mu} = (0.094 \pm 0.129)$$

Dieser Wert schließt auf der Basis rein leptonscher Prozesse die vektor-dominante Lösung aus.

Unter Benutzung von $g_a = (-0.52 \pm 0.06)$ - dieser Wert stammt aus einer Analyse²² aller νe -Daten - läßt sich jetzt über Gl. (4.20) mit der Annahme

$c_v = 1$ und dem gemessenen Wert für $a_e a_\mu$ die Axialvektor-Kopplungskonstante des Myon bestimmen.

$$(4.22) \quad a_\mu = (-1.11 \pm 0.22)$$

Dieser Wert bestätigt innerhalb des Fehlers die Universalität von Elektron und Myon.

In generalisierten $SU(2) \times U(1)$ Modellen sind die Kopplungskonstanten festgelegt über die dritte Komponente des schwachen Isospins der links- und rechtshändigen Leptonen.²³

$$(4.23) \quad a_\mu^2 = 4 \varphi [I_{3L}^\mu - I_{3R}^\mu]^2 \quad v_\mu^2 = 4 \varphi [I_{3L}^\mu + I_{3R}^\mu + 2 \sin^2\theta_w]^2$$

φ parametrisiert die relative Stärke von schwachen-geladenen zu schwachen-neutralen Strömen.

$$(4.24) \quad \varphi = \frac{m_w^2}{m_{Z^0}^2 \cos^2\theta_w}$$

Im Standardmodell sind die linkshändigen Lepton-Felder in schwachen Isospin-Doublets, die rechtshändigen in schwachen Isospin-Singletts angeordnet und die relative Stärke von schwachen-geladenen zu schwachen-neutralen Strömen ist fixiert, $\varphi = 1$.

Unter der Annahme $\varphi = 1$ ergibt sich mit Gl. (4.22) aus Gl. (4.23)

$$(4.25) \quad [I_{3L}^\mu - I_{3R}^\mu] = (-0.55 \pm 0.11)$$

In Übereinstimmung mit der Annahme des Standardmodells: $I_{3L}^\mu = -0.5$, $I_{3R}^\mu = 0$.

Andererseits läßt sich der gemessene Wert von $a_e a_\mu$, Lepton-Universalität und $I_{3L}^\mu = -0.5$, $I_{3R}^\mu = 0$ vorausgesetzt, als Abschätzung für den Parameter φ interpretieren.

$$(4.26) \quad \varphi = (1.16 \pm 0.18)$$

In Übereinstimmung mit dem von der UA1-Kollaboration gemessenen Wert $\varphi = (0.94 \pm 0.06)$.²⁴

4.4 Abschätzung der Z⁰-Masse

Die gemessene integrierte Asymmetrie läßt sich - unter der Annahme $a^2 = 1$ - über den Propagatoreffekt in einen Wert für die Masse des Z⁰-Teilchens konvertieren.

$$A^{EW} = 3/2 a^2 \quad \chi = \frac{3}{2} \cdot g \cdot \frac{s m_{Z^0}^2}{(s - m_{Z^0}^2)}$$

Für eine mittlere Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = 34.46$ GeV ist die Abhängigkeit der Ladungsasymmetrie von der Z⁰-Masse in Abb. 4-6 gezeigt.

Mit $A^{\mu\mu\text{-meas}} = (-10.96 \pm 1.76) \%$ folgt daraus für die Masse des Z⁰:

$$(4.27) \quad m_{Z^0} = 66.48 \begin{matrix} + 29.56 \\ - 9.81 \end{matrix} \text{ GeV}/c^2$$

Dieser Wert schließt die punktförmige Wechselwirkung der Fermionen ($m_{Z^0} = \infty$) jedoch nicht aus, da die gemessene Asymmetrie lediglich 1.7 Standardabweichungen von dem erwarteten Wert $A^{EW} = -8.0\%$ für $m_{Z^0} = \infty$ entfernt ist. Als untere Grenze für die Z⁰-Masse ergibt sich:

$$(4.28) \quad m_{Z^0} > 51.7 \text{ GeV}/c^2 \quad 95\% \text{ C.L.}$$

In Übereinstimmung mit den am CERN SPS gemessenen Werten:

$$\begin{matrix} \text{UA1-Kollaboration}^{24} & m_{Z^0} = (95.2 \pm 2.5) & \text{GeV}/c^2 \\ \text{UA2-Kollaboration}^{25} & m_{Z^0} = (91.9 \pm 1.3 \pm 1.4) & \text{GeV}/c^2 \end{matrix}$$

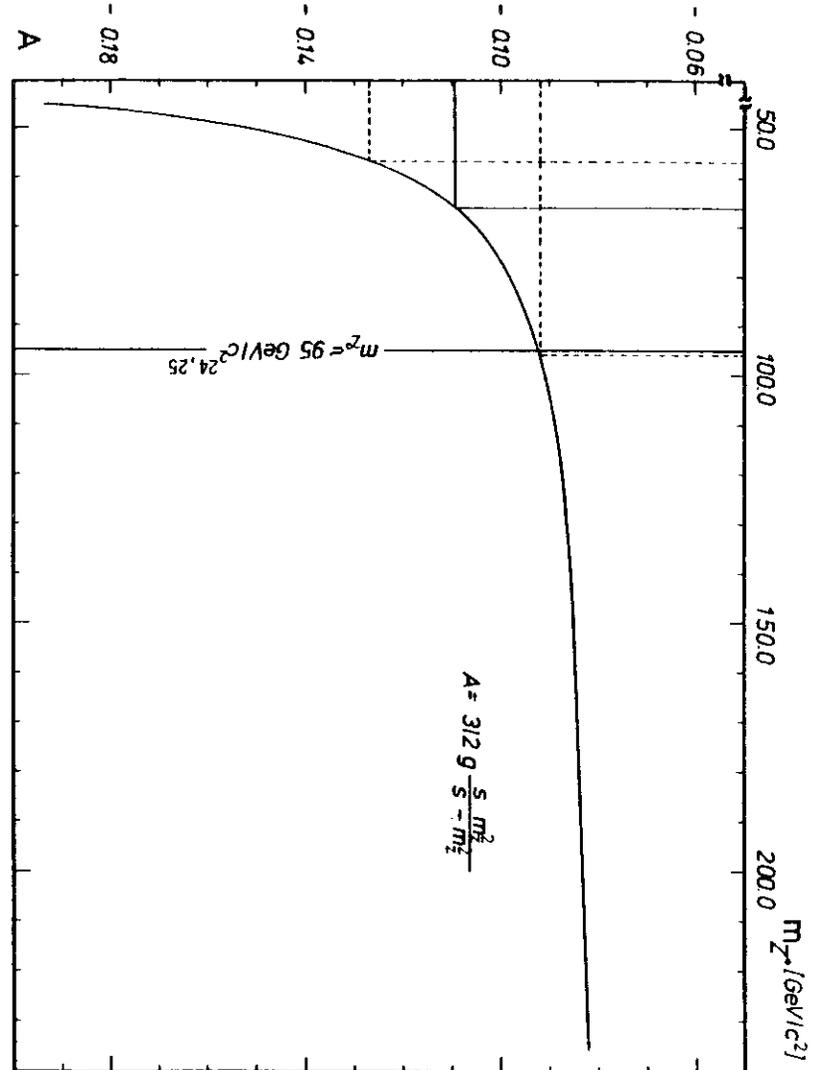


Abb. 4-6 Integrierte Ladungsasymmetrie in Abhängigkeit von der Z⁰-Masse für $\sqrt{s} = 34.46$ GeV

5. ZUSAMMENFASSUNG

Die Untersuchung der μ -Paarerzeugung in der e^+e^- -Vernichtung unter kleinen Polarwinkeln erweitert den Bereich der Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit dem JADE - Detektor bis hin zu Winkeln $|\cos\theta| \leq 0.94$.

Die Auswertung von Daten aus dem Polarwinkelbereich $0.82 \leq |\cos\theta| \leq 0.94$, entsprechend einer integrierten Luminosität von 40 pb^{-1} , liefert eine differentielle Ladungsasymmetrie

$$A_{\theta}^{\mu\mu\text{-meas}}(\cos\theta = 0.891) = (-5.6 \pm 7.2 \pm 1.0) \%$$

Die Messung stimmt innerhalb des Fehlers mit der erwarteten Asymmetrie in der GSW-Theorie für $\sin^2\theta_W = 0.23$

$$A_{\theta}^{\mu\mu}(\cos\theta = 0.89) = (-11.5 \pm 0.5) \%$$

überein.

Unter Berücksichtigung aller mit dem JADE - Detektor gewonnenen Ereignisse $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ ergibt sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt eine integrierte Ladungsasymmetrie von

$$A^{\mu\mu\text{-meas}} = (-10.96 \pm 1.76) \%$$

Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der anderen Experimente am PETRA-Speicherring und mit dem theoretisch erwarteten Wert im Standardmodell

$$A^{\mu\mu} = -8.7 \%$$

für $\sin^2\theta_W = 0.23$.

Die Messung des totalen Wirkungsquerschnittes kann zusammen mit der Messung der integrierten Ladungsasymmetrie dazu benutzt werden, die Kopplungskonstanten v^2 und a^2 zu bestimmen.

Mit einer Z^0 -Masse $m_{Z^0} = 88.6 \text{ GeV}/c^2$ (entsprechend $\sin^2\theta_W = 0.23$) erhalten wir

$$v^2 = (0.11 \pm 0.15) \quad a^2 = (1.16 \pm 0.18)$$

Im Standardmodell erwartet man mit $\sin^2\theta_W = 0.23$

$$v^2 = 0.0064 \quad a^2 = 1.$$

Aus der gemessenen integrierten Ladungsasymmetrie ergibt sich aus dem Propagatoreffekt als untere Grenze für die Z^0 -Masse:

$$m_{Z^0} > 51.7 \text{ GeV}/c^2 \quad 95\% \text{ C.L.}$$

in Übereinstimmung mit den Messungen der UA1- und UA2-Kollaborationen.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1 F.J.Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 121
F.J.Hasert et al., Phys. Lett. 46B (1973) 138
- 2 C.Y.Prescott et al., Phys. Lett. 77B (1978) 347
C.Y.Prescott et al., Phys. Lett. 84B (1979) 524
- 3 H.J.Behrend et al., Z. f. Phys. C14 (1982) 283
W.Bartel et al., Phys. Lett. 108B (1982) 140
B.Adeva et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1701
R.Brandelik et al., Phys. Lett. 110B (1982) 173
- 4 G.A.Voss, Der Speicherring PETRA, Phys. Blätt. 9/1980
PETRA-Proposal (updated version), DESY (Feb. 1976)
- 5 R.Felst et al., JADE-Proposal for a compact magnetic detector at PETRA
W.Bartel et al., Phys. Lett. 88B (1979) 171
W.Bartel et al., Phys. Lett. 92B (1980) 206
W.Bartel et al., Phys. Lett. 99B (1981) 277
- 6 H.Drumm et al., Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 333
- 7 C.K.Bowdery, Production of inclusive Dimuon events in electron positron
annihilation at Petra energies, Doctor thesis (Nov. 1982),
Victoria University of Manchester
- 8 J.Olsson et al., Nucl. Instr. Meth. 176 (1980) 403
- 9 J.A.M.Vermaseren, Proc. of the Intern. Workshop on $\pi\pi$ Collisions,
Amiens 1980, published by Springer Verlag: Lecture
Notes in Physics 134 (1980) 269
- 10 Interner Bericht, JADE - Note 88
- 11 F.A.Berends et al., Nucl. Phys. 57B (1973) 381
F.A.Berends et al., Nucl. Phys. 63B (1973) 381
F.A.Berends et al., Nucl. Phys. 177B (1981) 237
- 12 O.C.Allkofer, Introduction to Cosmic Radiation, Thiemig Verlag 1975
- 13 R.Budny, Phys. Lett. 45B (1973) 340
R.Budny, Phys. Lett. 55B (1975) 227
P.Dittmann, V.Hepp, Z. f. Phys. C10 (1981) 283
- 14 S.L.Glashow, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 539
A.Salam, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 525
S.Weinberg, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 515
- 15 M.Davier, Talk at the XXI Intern. Conference on High Energy Physics,
Paris 26-31 July 1982, LAL 82/39
- 16 W.Wetzel, Electro-weak radiative corrections for $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ at PETRA
energies, May 1983
- 17 F.A.Berends, R.Kleiss, S.Jadach, Nucl. Phys. 202B (1982) 63
- 18 S.Yamada, Invited talk at the XVIIth. Rencontre de Moriond on Electro-
weak Interactions March 1983, DESY 83-056
- 19 G.Herten, Messung der Ladungsasymmetrie in d. Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ mit
dem MARK-J-Detektor bei PETRA, Doktorarbeit 1983,
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen
- 20 Interner Bericht, JADE - Note 93
- 21 P.Q.Hung, J.J.Sakurai, Phys. Lett. 69B (1977) 323
- 22 F.W.Büsser, Invited talk given at the 1982 DESY workshop on Electroweak
Interactions at High Energy, DESY T-82-05 (1982)
- 23 P.Q.Hung, J.J.Sakurai, The structure of Neutral Currents, LBL-12364 (1981)

24 UA1-Kollaboration:

G.Arnison et al., Phys. Lett. 122B (1983) 103

G.Arnison et al., Phys. Lett. 126B (1983) 398

G.Arnison et al., Further evidence for charged Intermediate vector bosons at the SPS Collider,
CERN-EP/83-111, 11.Aug.1983

25 UA2-Kollaboration:

M.Banner et al., Phys. Lett. 122B (1983) 476

P.Bagnaia et al., Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $p\bar{p}$ Collider,
CERN-EP/83-112, 11.Aug.1983

26 A.Argento et al., Phys. Lett. 120B (1983) 245

Ich versichere, diese Arbeit selbstständig unter Verwendung der angegebenen Quellen angefertigt zu haben.

Hamburg, den 1983

(Holger Schiemann)

