

Interner Bericht
DESY F15-81/02
August 1981

| | | |
|-----------------------------|----------------|-----------------------|
| Eigentum der Property of | DESY | Bibliothek library |
| Zugang: Accessions: | - 1. OKT. 1981 | |
| Leihfrist: Loan period: | 7 | Tage days |

MESSUNG DES HADRONISCHEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS
DER RESONANZEN T UND T' UND BESTIMMUNG DER
TOTALEN ZERFALLSBREITE DES T

von

Henning Hasemann

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“

Messung des hadronischen Wirkungsquerschnitts
der Resonanzen T und T' und Bestimmung der
totalen Zerfallsbreite des T

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Henning H a s e m a n n
aus Hamburg

Hamburg
1981

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. G. Weber
Dr. W. Schmidt-Parzefall
Gutachter der Disputation : Prof. Dr. P. Schmüser
Dr. W. Schmidt-Parzefall
Datum der Disputation : 29. Mai 1981

Prof. Dr. P. Stähelin
Vorsitzender des Promotionsausschusses
und Sprecher des Fachbereichs Physik

Inhaltsverzeichnis

| | Seite |
|---|-------|
| I. Einleitung | 3 |
| I.1. Prozesse der e^+e^- -Wechselwirkung | 5 |
| II. Experimenteller Aufbau | |
| II.1 DORIS | 12 |
| II.2 Das Doppelarmspektrometer DASP | 15 |
| 1. Der Aufbau des DASP Detektors | 15 |
| 2. Der Innendetektor | 15 |
| 3. Der Aussendetektor | 19 |
| 4. Die Luminositätsmessung | 20 |
| 5. Der Trigger und die Datennahme | 23 |
| III. Datenauswertung | |
| 1. Übersicht über die verwendeten Daten | 26 |
| 2. Ereignisauswahl für Reaktionen der e^+e^- -Wechselwirkung | 26 |
| 3. Auswahl von Multihadronereignissen | 30 |
| 4. Bhabha und $\gamma\gamma$ -Endzustände zur Messung der Luminosität | 36 |
| 5. Auswahl von Muonpaaren im Aussendetektor | 39 |
| 6. Auswahl von Muonpaaren im Innendetektor | 42 |
| IV. Korrektur der Messdaten | |
| IV.1. Strahlungskorrekturen | 48 |
| 1. Strahlungskorrekturen für das Kontinuum | 48 |
| 2. Strahlungskorrekturen für eine schmale Resonanz | 51 |
| IV.2. Bestimmung der Akzeptanz | 52 |
| 1. Modelle zur Erzeugung von Ereignissen | 53 |
| 2. Ergebnisse der Monte Carlo Simulation | 57 |
| V. Ergebnisse | |
| 1. Der hadronische Wirkungsquerschnitt und die Bestimmung des Resonanzintegrals | 64 |
| 2. Bestimmung von $B_{\mu\mu}$ | 66 |
| 3. Die leptonische und totale Breite der T-Resonanz | 71 |
| 4. Diskussion der systematischen Fehler | 72 |
| VI. Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit anderen Experimenten | 74 |
| VII. Zusammenfassung | 80 |
| Danksagung | 81 |
| Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen | 82 |
| Literaturverzeichnis | 84 |

I. Einleitung

Durch die Untersuchung der 1974 entdeckten J/ψ Teilchenfamilie wurde das Verständnis vom Aufbau der Materie und den elementaren Wechselwirkungen wesentlich beeinflusst. Die extrem schmale Breite dieser Resonanzen führte zu der Deutung, dass es sich dabei um gebundene Zustände eines neuen schweren Quarks und seines Antiquarks handeln muss, deren starker Zerfall unterdrückt ist. Dieses neue Quark trägt eine zusätzliche Quantenzahl 'Charm', die nur bei schwachen Zerfällen nicht erhalten bleibt.

Der Nachweis von Teilchen aus einem "alten" Quark (u,d,s) mit dem neuen Charmquark, der an den Speicherringen DORIS und SPEAR gelang, sowie auch die Entdeckung von gecharmten Baryonen, also Teilchen aus zwei alten Quarks und einem Charmquark, führte zum Nachweis von offenem Charm und damit zu einer glänzenden Bestätigung der Charmquark Hypothese.

Von verschiedenen Theoretikern war nach der Entdeckung des τ -Leptons die Existenz zweier weiterer Quarks vorhergesagt worden, um so die Symmetrie zwischen den Quarks und den bekannten sechs Leptonen wieder herzustellen.

1977 wurden am Fermilab in Chicago (FNAL) in der Reaktion $p + \text{Kern} \rightarrow \mu^+\mu^- + X$ im invarianten $\mu^+\mu^-$ Massenspektrum zwei Überhöhungen bei 9.5 GeV und 10 GeV gefunden. Diese Resonanzen wurden von ihren Entdeckern T (Upsilon) genannt. Die Breite der Strukturen lag im Bereich der Massenauflösung von (500 ± 100) MeV dieses Experiments (HER77). Da diese Resonanzen über ihren Zerfall in Leptonpaare entdeckt wurden, konnte angenommen werden, dass sie auch schmal sind und daher besonders gut an einem e^+e^- Speicherring untersucht werden können.

Der einzige e^+e^- Speicherring, der zu diesem Zeitpunkt (1977/78) auf Grund der technischen Gegebenheiten nach einigen Umbauten Schwerpunktsenergien von ca. 10 GeV erreichen konnte, war der DORIS Speicherring am DESY.

Nach dem Umbau und der Inbetriebnahme von DORIS im Frühjahr 1978 konnte die T Resonanz von den Detektoren DASP (DAR78/1) und PLUTO (PLU78) und später auch die T' Resonanz von den Detektoren DASP (DAR78) und LENA (BIE78) nachgewiesen werden. Die Breite der Resonanzen erwies sich als vergleichbar mit der Massenauflösung des Speicherrings von ca. 8 MeV.

Wie bei der J/ψ Familie wurde auch hier angenommen, dass es sich bei diesen Teilchen um den gebundenen Quark-Antiquark-

Zustand eines neuen noch schwereren Quarks handelt.

Damit steht der Hochenergiephysik ein weiteres sehr elementares Zweiteilchensystem (beim Charmoniumsystem wurde vom "Wasserstoffatom der Hochenergiephysik" gesprochen) zur Verfügung, an dem die Quark-Antiquark-Wechselwirkung studiert werden kann.

Die beobachtbaren Energieeigenzustände dieses Zweiteilchensystems können wie in der Atomphysik beim Wasserstoffatom durch die zeitunabhängige Schrödingergleichung beschrieben werden. Bei der Spektroskopie eines Quark-Antiquarksystems kann das Kraftgesetz zwischen den Quarks aus der Form des Spektrums und den bekannten Gesetzen der Quantenmechanik hergeleitet werden. Die Beschreibung durch die zeitunabhängige Schrödingergleichung wird dabei immer besser je grösser die Masse der Quarks ist, da der Einfluss relativistischer Korrekturen abnimmt.

In dieser Arbeit sollen die Messungen beschrieben werden, die von 1978-1980 mit dem DASP Detektor am DORIS Speicherring im Energiebereich der T Resonanzen durchgeführt wurden. Für den Nachweis der Resonanzen und die Bestimmung ihrer Massen und leptonischen Breiten wird der multihadronische Wirkungsquerschnitt bestimmt. Die totale Breite einer Resonanz kann erst durch die Messung eines leptonischen Zerfalls der Resonanz bestimmt werden. Hierfür wird in dieser Arbeit der Zerfall der T Resonanzen in Muonpaare untersucht.

Die Messungen, die in dieser Arbeit beschrieben werden, geben Auskunft über die folgenden Fragestellungen:

- gibt es ein fünftes Quark?
- welches ist die Ladung dieses Quarks?
- welche Aussagen lassen sich über die Kräfte zwischen den Quarks und die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung machen?
- sind diese Kräfte abhängig von der Art der beteiligten Quarks?

1.1 Prozesse der e^+e^- Wechselwirkung

Bevor mit einer Beschreibung der für die Auswertung wesentlichen Teile des Experiments begonnen wird, sollen zuerst einige Prozesse der e^+e^- Wechselwirkung im Rahmen des Quarkmodells beschrieben werden.

Das Ziel des Quarkmodells ist es, ein einheitliches Aufbauprinzip der hadronischen Materie aus elementaren Bausteinen zu finden. Zunächst wurden von M. Gell Mann und G. Zweig (GEL62) drei Quarks mit unterschiedlichem Flavour (u,d,s) postuliert. Hiermit gelang es, den Aufbau der bekannten Mesonen aus Quark und Antiquark und den Aufbau von Baryonen aus drei Quarks zu beschreiben.

Die Entdeckung der J/ψ Resonanz führte dann zur Erweiterung dieses Schemas um ein viertes Quark, das Charmquark (AUB74, AUG74). Die Quantenzahlen dieser Quarks sind in Tabelle I.1 angegeben.

| FLAVOUR | Q | B | S | C | I_3 |
|---------|------|-----|----|---|-------|
| u | 2/3 | 1/3 | 0 | 0 | 1/2 |
| d | -1/3 | 1/3 | 0 | 0 | -1/2 |
| s | -1/3 | 1/3 | -1 | 0 | 0 |
| c | 2/3 | 1/3 | 0 | 1 | 0 |

Q Ladung ; B Baryonenzahl ; S Strangeness ; C Charm
 I_3 3. Komponente des Isospins

Tab.I.1 Quantenzahlen der Quarks

Die Ergebnisse der Messungen im Bereich der T-Resonanzen, die in dieser Arbeit beschrieben werden, geben den Beweis für ein fünftes Quark, das b-Quark. Mit einem erwarteten sechsten Quark, dem top Quark, wäre dann die Symmetrie zwischen den Quarks und den sechs bekannten Leptonen wieder hergestellt.

In der Quantenelektrodynamik (QED) wird die Wechselwirkung durch den Austausch von Photonen als Quanten des Feldes beschrieben. In der Quantenchromodynamik (QCD) wird angenommen, dass die Wechselwirkung zwischen den Quarks durch den Austausch von 8 masselosen Vektorbosonen (Gluonen) geschieht. Die Gluonen tragen Colour, die der Ladung des elektrischen Feldes in der QED entspricht. Jedes Quark kommt in drei Farben vor, wohingegen beobachtbare Teilchen immer colourneutral (weiss) sind.

Ein Vergleich der Graphen für die nichtresonante Hadronproduktion und die Muonpaarerzeugung in der e⁺e⁻Vernichtung zeigt, dass beide Prozesse sich nur in der Kopplung des virtuellen Photons an ein Quarkpaar bzw. an ein Muonpaar unterscheiden. Der Wirkungsquerschnitt für Muonpaarerzeugung ist:

$$\sigma_{\mu\mu} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu^+ \mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \quad (1.1)$$

$\alpha = 1/137$ Kopplungskonstante der elektrischen Wechselwirkung, $s =$ Quadrat der Schwerpunktsenergie.

Mit Berücksichtigung der Quarkladung Q gilt für die Quarkpaarerzeugung:

$$\sigma_{q\bar{q}} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} (\bar{q}q) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot Q^2 \quad (1.2)$$

Für die Erzeugung von Hadronen, zu der n Quarks mit drei Colourzuständen beitragen, gilt dann:

$$\sigma_{had} = \sum_{colour} \sum_n \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot Q_n^2 \quad (1.3)$$

Und für R , das Verhältnis von hadronischem zu Muonpaar-Wirkungsquerschnitt, folgt damit:

$$R = 3 \sum_n Q_n^2 \quad (1.4)$$

Diese Formel gilt nur in erster Näherung, da Korrekturen für Vakuumpolarisation und innere Gluonlinien gemacht werden müssen. Eine Rechnung ergibt für R in nächst höherer Ordnung die folgenden Korrekturen (APP73, ZEE73):

$$R = 3 \sum_n Q_n^2 (1 + \alpha_s(s)/\pi) \quad (1.5)$$

Die Kopplungskonstante α_s ist in der QCD energieabhängig und kann für kleine Abstände angegeben werden (APP75, DER75):

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33-2N) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (1.6)$$

N ist die Zahl der Quarkflavours unterhalb der Erzeugungsschwelle, Λ ist die Normierungsenergie, die sich nur durch Anpassung an experimentelle Daten gewinnen lässt, Q^2 ist der Viererimpulsenergieübertrag.

Der logarithmische Term führt zu einer kleinen Kopplungskonstante bei hohen Energien und damit kleinen Abständen (asymptotische Freiheit). Bei grossen Abständen nimmt die Kopplungskonstante zu. Dadurch kann erklärt werden, dass die Quarks sich nicht aus ihrer Bindung lösen und als freie Teilchen beobachtet werden können. Dieses Verhalten lässt sich allerdings aus der QCD bisher nicht direkt herleiten.

Die QCD ist eine nichtabelsche Eichtheorie, bei der für kleine Abstände die Wechselwirkung klein ist und daher Störungstheorie angewendet werden kann.

Wird zum Beispiel R als Störungsreihe angegeben $R = \sum_n 3 \cdot Q_n^2 (1 + a_1 \alpha_s + a_2 \alpha_s^2 + \dots)$, so muss geklärt werden, welches Renormalisierungsschema verwendet wird, und ob mit diesem Schema die Reihe konvergiert.

Nach der Betrachtung der nichtresonanten Hadronerzeugung soll im folgenden im Rahmen der QCD der Zerfall einer schmalen Resonanz in Hadronen betrachtet werden.

Handelt es sich etwa wie beim J/ψ um den sehr schmalen 3S_1 Zustand eines Quark-Antiquark Systems, so ist der Zerfall in Mesonenpaare mit dem entsprechenden Flavour verboten, da die Masse des Quarkpaares kleiner ist als die des entsprechenden Mesonpaares.

Bei der Betrachtung von Quarkdiagrammen zeigt sich, dass für den Zerfall der J/ψ Resonanz in Teilchen ohne Charm keine durchgezogenen Quarklinien existieren (Abb I.1) und dadurch der Zerfall unterdrückt ist. Diesen Sachverhalt drückt die empirisch gefundene Zweig-Regel (OKU63, ZWE64) aus. Ein nach der Zweig-Regel erlaubter Zerfall ist in Abb. I.1 b) dargestellt, der aber im Fall der J/ψ Resonanz energetisch verboten ist und erst beim $\psi'(3.77)$ beobachtet wird.

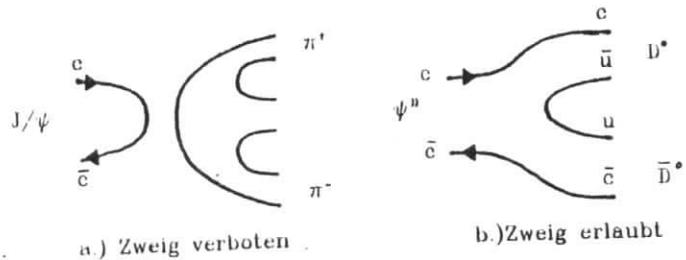


Abb.1.1 Quarkdiagramme

Rechnungen, die für das Positronium durchgeführt wurden, können nach Appelquist und Politzer (APP75) auch auf ein gebundenes $Q \bar{Q}$ System angewandt werden. So handelt es sich beim e^+e^- und $Q \bar{Q}$ System jeweils um ein gebundenes Fermion Antifermion, das sich näherungsweise nichtrelativistisch in einem anziehenden Potential bewegt.

Nach der QCD müssen drei harte Gluonen erzeugt werden, wodurch sich eine Unterdrückung des Zerfalls mit der dritten Potenz von α_s ergibt. Diese Unterdrückung des Zerfalls in der QCD steht in Analogie zur empirisch gefundenen Zweig-Regel. Die Zerfallsbreite in drei Photonen angegeben werden, wobei aufgrund der Colour Quantenzahl zusätzliche Faktoren auftreten (APP75).

$$\Gamma_{3g} (^3S_1 \rightarrow 3g) = \frac{160(\pi^2-9) \cdot \alpha_s^3 \cdot |\psi(0)|^2}{81M^2} \quad (1.7)$$

Dabei ist $\psi(0)$ die Wellenfunktion im Ursprung und M die Masse der Resonanz.

Für die leptonische Breite Γ_{ee} gilt (ROY67):

$$\Gamma_{ee} (^3S_1 \rightarrow e^+e^-) = \frac{16\pi\alpha^2 Q^2 |\psi(0)|^2}{M^2} \quad (1.8)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung kann durch die Messung der leptonischen Breite einer $3S_1$ Resonanz eine Aussage über die Quarkladung gemacht werden. Eine Abschätzung für den Wert der Wellenfunktion $\psi(0)$ kann aus Potentialrechnungen gewonnen werden.

Wird das Verhältnis von (1.7) und (1.8) gebildet, ergibt sich ein

Ausdruck, der die Wellenfunktion im Ursprung nicht mehr enthält. Hiermit kann experimentell α_s bestimmt werden (NOV78).

$$\Gamma_{3g} (^3S_1 \rightarrow 3g) = \frac{10(\pi^2-9) \cdot \alpha_s^3}{81\pi Q^2 \cdot \alpha^2} \cdot \Gamma_{ee} \quad (1.9)$$

Die leptonische Breite kann aus der Messung des Resonanzintegrals für den Zerfall der Resonanz in Multi-hadronereignisse bestimmt werden. So ergibt die Integration der Breit-Wigner Formel für eine Resonanz mit Spin $J=1$:

$$\int \sigma_{had} dW = \frac{6\pi^2}{M^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee} \cdot \Gamma_{had}}{\Gamma_{tot}} \quad (1.10)$$

M = Masse der Resonanz
 Γ_{had} = hadronische Breite
 Γ_{ee} = leptonische Breite
 Γ_{tot} = totale Breite

Wird weiterhin das Verzweungsverhältnis für den Zerfall der Resonanz in Muonpaare bestimmt, wie es in dieser Arbeit durchgeführt wird, so kann aus dem gemessenen Resonanzintegral für den Zerfall der Resonanz in hadronische Ereignisse die leptonische Breite mit der folgenden Beziehung erhalten werden:

$$\frac{\Gamma_{had}}{\Gamma_{tot}} = 1 - 3B_{\mu\mu} + \Gamma_{ee} = \frac{M^2}{6\pi^2(1-3B_{\mu\mu})} \int \sigma_{had} dW \quad (1.11)$$

Aus den so erhaltenen Größen kann auch die totale Breite der Resonanz bestimmt werden. Es gilt:

$$B_{\mu\mu} = B_{ee} = \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma_{tot}} \quad \Gamma_{tot} = \frac{\Gamma_{ee}}{B_{\mu\mu}} \quad (1.12)$$

Der Formalismus der Zweiteilchen Schrödingergleichung kann auf ein gebundenes $Q\bar{Q}$ System angewendet werden. Es stehen zwei Fragen im Vordergrund: Welches sind die Grenzen einer nichtrelativistischen Rechnung, wie sie mit der Schrödingergleichung durchgeführt wird, und welches Potential soll zwischen den Quarks angenommen werden?

Die genaue Grösse relativistischer Korrekturen lässt sich nicht angeben, da hierfür die Masse des Quarks und seine mittlere kinetische Energie bekannt sein müssen. Im Fall des T Systems werden relativistische Korrekturen von etwa 5% abgeschätzt VOLBO.

Das Potential sollte aus den Vorhersagen der QCD abgeleitet werden, was zu dem sogenannten Standardpotential (DER75, BAR76) führt. Für kleine Abstände $r \ll 1/\Lambda$ wird ein coulombähnlicher Verlauf mit $U(r) \propto 1/r$ angenommen. Bisher macht die QCD nur Aussagen für kleine Abstände. Für grosse Abstände $r > 1 \text{ fm}$ wird ein confinement Term mit $U(r) \propto r$ angesetzt. Dadurch wird verhindert, dass sich die Quarks bei grossen Abständen aus ihrer Bindung lösen. Im Zwischenbereich wird zwischen den beiden Potentialformen interpoliert. Dieser Potentialtyp enthält auch keinen Anteil der die Spin-Bahn-Kopplung beschreibt, so dass keine Vorhersagen über die Massenaufspaltung der P-Zustände, wie sie beim Charmonium gefunden wurden, gemacht werden können. Dieses Potential mit

$$V(r) = -\frac{4\alpha_s}{3r} + a r \quad (1.13)$$

ist durch die Anpassung der Parameter α_s , a und der Quarkmasse an die gemessenen Werte des Charmonium zu einer guten Beschreibung der experimentellen Daten geführt worden. Es gibt andere Potentialformen, mit denen die bisher gemessenen Daten des Charmonium- und T-Systems sehr gut beschrieben werden können (vergl. Kap.VI). Die gemeinsame Beschreibung durch dasselbe Potential ist ein wesentlicher Hinweis für die Flavourunabhängigkeit der Quarkkräfte.

Ein Vergleich der Potentialmodelle mit Messwerten ist naturgemäss nur bei Abständen möglich, die den Bindungsenergien der beobachtbaren $Q\bar{Q}$ Systeme entsprechen. So liegen die bisher beobachteten gebundenen Zustände des T Systems in einem Bereich von etwa 0.25 - 0.95 fm, was im Vergleich zum Charmonium durch dessen kleinere

Zahl von gebundenen Zuständen und kleineren Bindungsenergien eine wesentliche Erweiterung des überprüfaren Abstandsreichs darstellt.

Durch eine mögliche Beobachtung noch schwererer Quarks könnte die Empfindlichkeit der Potentialmodelle verbessert werden, was gerade bei kleinen und grossen Abständen wünschenswert wäre.

II. EXPERIMENTELLER AUFBAU

II. 1. DORIS

Der Doppel-Ring-Speicher DORIS ist ursprünglich für die Speicherung von Elektronen und Positronen von einer Strahlenergie von 1-3 GEV geplant und gebaut worden. Dabei wurde ein Aufbau aus zwei identischen Ringen gewählt, um einen Multibunchbetrieb zu ermöglichen (DOR67). Ausserdem wurde auch an die Möglichkeit gedacht, nicht nur Teilchen und Antiteilchen zu speichern, sondern auch z.B. die e-e-Wechselwirkung zu untersuchen.

DORIS wurde als e+e- Doppelspeicherring von seiner Fertigstellung im Jahr 1974 an bis zum Umbau Ende 1977 betrieben. Dabei werden Elektronen und Positronen in einem Linearbeschleuniger vorbeschleunigt und erhalten im Synchrotron DESY die nötige Injektionsenergie für den Einschuss in DORIS (Abb. II.1).

In den geraden Teilen des Ringes sind Hochfrequenzbeschleunigungsstrecken installiert, die für die Beschleunigung auf die gewünschte Strahlenergie sorgen und die Energieverluste durch abgestrahlte Synchrotronstrahlung ausgleichen. Die Strahlen werden in den gekrümmten Teilen des Ringes durch Dipol-, Quadrupol- und Sechstupolmagnete auf ihrer Sollbahn gehalten. Vor den Wechselwirkungspunkten findet eine Fokussierung durch zusätzliche Quadrupole statt.

Durch die Entdeckung der T-Teilchenfamilie war es wünschenswert, DORIS bis zu Schwerpunktsenergien von 10.1 GEV betreiben zu können. Die Ablenkmagnete werden bei diesen Energien mit ca. 8 Prozent Sättigung betrieben, was aber prinzipiell keine wesentlichen Probleme darstellt (DOR79).

Die verfügbare Hochfrequenzleistung reichte für den Betrieb beider Ringe bei dieser Energie nicht aus, so dass nur der Betrieb eines Ringes im Singlebunchbetrieb möglich war. Weiterhin wurden in diesen einen Ring zusätzliche PETRA Cavitäten installiert, um die höheren Verluste der umlaufenden Teilchen durch Synchrotronstrahlung auszugleichen. Es wurde mit dieser Anordnung ein maximaler Strahlstrom von $I=20\text{mA}$ bei einer Strahlenergie von 5 GeV mit einer typischen Luminosität $L=4 \cdot 10^{31}/\text{sec} \cdot \text{cm}^2$ erhalten. Siehe auch Tabelle II.1.

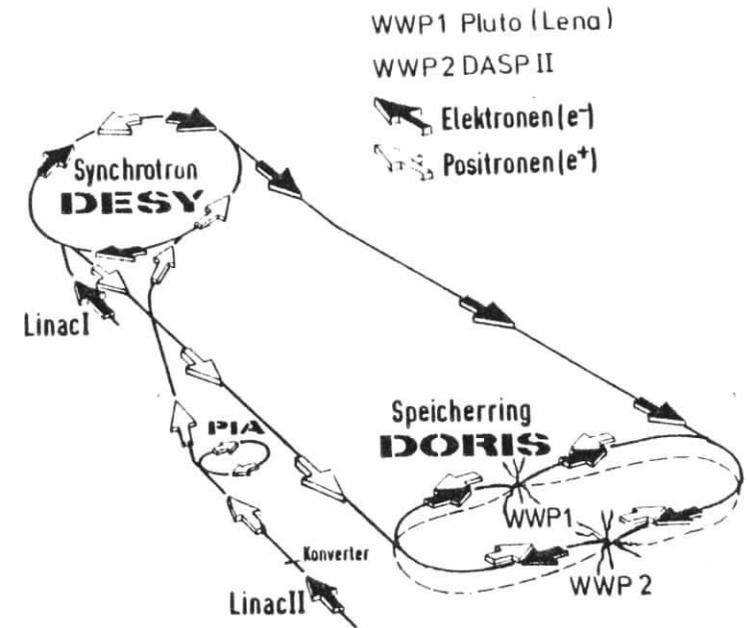


Abb. II.1 Der DORIS Speicherring nach dem Umbau

| | |
|---------------------------|--|
| Umfang | U=288 m |
| Halbkreisdurchmesser | D=55 m |
| Ablenkradius | R=12.2 m |
| Länge der WW-Zone | L=5 m |
| Schwerpunktsenergie max. | E=10.1 GeV |
| Strahlstrom max. | I=20 mA |
| Bunchlänge | L=25 mm |
| Strahlenergieunschärfe | $\sigma_k = 7.6$ MeV |
| Max. Luminosität (10 GeV) | $L = 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ |
| Lebensdauer | ca. 2.5 Std |

Tab II.1 DORIS Parameter bei 10 GeV

Der Absolutwert der Strahlenergie hängt von dem eingestellten Magnetfeld und der Strahlage ab. Während des Experiments wurde die Strahlenergie ständig durch die Messung des Magnetstromes und die Messung der magnetischen Induktion mit einer Kernresonanzprobe in einem als Referenz dienenden Ablenkmagneten bestimmt. Mit dieser Methode lässt sich die Strahlenergie absolut auf etwa 0.1% genau bestimmen.

Zwischen den einzelnen Messperioden im Jahr 1978 und 79 zeigte sich eine Verschiebung der T-Resonanzlage von ca. 7 MeV. Diese Verschiebung gibt die Grössenordnung der relativen Reproduzierbarkeit der Strahlenergie über einen längeren Zeitraum wieder. Der Grund für derartige Verschiebungen dürfte in einer Änderung der Strahloptik zu sehen sein.

Während einer Messperiode wurden derartige Verschiebungen nicht beobachtet, so dass die Energiereproduzierbarkeit besser als 1 MeV war.

Der Abstand der Energiemesspunkte sollte zum Auffinden einer schmalen Resonanz in der Grössenordnung der Energieunschärfe des Speicherrings gewählt werden. So kann eine schmale Resonanz nicht mit ihrer wahren Breite beobachtet werden, sondern ihre beobachtbare Breite ergibt sich als Faltung ihrer wahren Breite mit der Energieauflösung des Speicherrings.

Die Energieauflösung des Speicherrings wird durch die quantenhafte Emission von Synchrotronstrahlung hervorgerufen, wobei die energetische Akzeptanz des Ringes die Energieauflösung bestimmt.

Die Energieauflösung hängt von der Strahlenergie E und dem Krümmungsradius des Ringes δ in der folgenden Form ab:

$$\sigma_R \sim \frac{E^2}{\sqrt{\delta}} \quad (2.1)$$

Für DORIS ergibt die Rechnung mit E=5 GeV einen Wert von $\sigma_R = 7.6$ MeV.

II. 2. Das Doppelarmspektrometer DASP

1. Der Aufbau des DASP Detektors

Das Doppelarmspektrometer DASP (DAS) besteht aus einem nichtmagnetischen Innendetektor, der mit Blei-Szintillator-Rohrkammer-Hodoskopen das Strahlrohr umschliesst. In diesem Innendetektor kann in einem Raumwinkel von $\Delta\Omega = 60\% \cdot 4\pi$ die Richtung und Schauerenergie von Photonen und geladenen Teilchen bestimmt werden.

An den Innendetektor schliessen sich symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt zwei Magnetspektrometerarme mit horizontal ablenkenden Dipolmagneten an, die einen Raumwinkel von $\Delta\Omega = 57\% \cdot 4\pi$ überdecken. In diesem sogenannten Aussendetektor kann mit Hilfe von Funkenkammern der Impuls geladener Teilchen sehr genau bestimmt werden, und durch Čerenkovzähler, Schauerzähler und Reichweitzähler sowie durch die Messung der Flugzeit eine gute Teilchenidentifizierung erzielt werden.

Das verwendete Koordinatensystem wird in der Abb. II.4 bei der Behandlung der Szintillationszähler im Innendetektor definiert. Dabei weist die positive z-Achse in Richtung der umlaufenden Positronen. Die Arme des Aussendetektors sind entlang der x-Achse aufgebaut und werden mit Hallen- und Torarm bezeichnet.

In den folgenden Abschnitten folgt eine genauere Beschreibung der einzelnen Detektorteile.

2. Der Innendetektor

Das Strahlrohr wird von 22 Szintillationszählern (OS) umgeben, von denen zwei in Richtung des Aussendetektors zeigen (OSS). Diese Zähler dienen zur Unterscheidung geladener und neutraler Teilchen und sind Bestandteil des Triggersystems.

Hieran schliessen sich 6 im Aufbau identische Module aus einem Rohrkammer-Szintillator-Blei-Sandwich an (Abb. II.5). Zusammen mit den zwei in Richtung der Aussenarme freigelassenen Regionen legt diese Einteilung eine azimutale Aufteilung des Innendetektors in Oktanten nahe (Abb. II.4). Die Aussendetektoroktanten I und V unterscheiden sich dabei von den übrigen Oktanten. In ihnen wird die Bahn geladener Teilchen durch zwei Vieldraht Proportionalkammern (P1, P2), die teilweise auch die Oktanten II, VII und IV, VI überdecken, und eine

Drahtfunkenkammer gemessen. Hinter den Proportionalkammern befindet sich ein gasgefüllter Schwellenenergiezähler mit einem Brechungsindex von $n=1.0014$ sowie ein weiterer Szintillationszähler (OSM), der die Magnetakzeptanz des Aussendetektors abdeckt.

Jedes der sechs gleichartig aufgebauten Innendetektormodule besteht wiederum aus einem Szintillationszähler von 1 cm Dicke, einer 0.5 cm dicken Bleiplatte sowie einer Proportionaldraht-Rohrkammer. In den Oktanten III und VII bestehen diese Rohrkammern aus 3 Rohrlagen mit einer Orientierung von jeweils 30 Grad, 0 Grad und -30 Grad zur Strahlachse. In den übrigen Oktanten werden pro Rohrkammer zwei Rohrlagen verwendet mit einem Winkel von ± 60 Grad zur Strahlachse.

Alle Innendetektoroktanten werden durch einen Schauerzähler aus Blei-Szintillator-Sandwich mit 6.5 Strahlungslängen abgeschlossen. Bei senkrechtem Einfall durchläuft ein vom Wechselwirkungspunkt kommendes Teilchen in jedem Innendetektoroktanten 11 Strahlungslängen.

Die Richtung geladener Teilchen lässt sich mit einer Genauigkeit von etwa 20 mrad, die von schauernden Teilchen auf etwa 40 mrad genau bestimmen.

Für die Flugzeitmessung im Innendetektor werden die Szintillationszähler (5S) mit einem Abstand von 80 cm zum Wechselwirkungspunkt benutzt. Die Signale dieser Zähler werden TDC's zugeführt, die vom Trigger gestartet werden.

Für jedes vom Wechselwirkungspunkt kommende Teilchen sollte dann (für $v \approx c$ und auf konstante Weglänge normiert) die gleiche Zeit gemessen werden. Durchläuft dahingegen ein kosmisches Muon den Detektor, so wird die gemessene Zeit des zuerst getroffenen Zählers um ca. 6 nsec kleiner sein als die des entsprechenden gegenüberliegenden 5S-Zählers.

Eine weitere Lage von Szintillationszählern zur Flugzeitmessung im Oktanten III befindet sich oberhalb der Flussbrücke, zwischen den beiden Aussendetektormagneten, in einer Entfernung von 220 cm zum Wechselwirkungspunkt. Diese Zähler wurden 1979 installiert, um die Akzeptanz des Detektors für den Nachweis von Muonpaaren zu vergrößern.

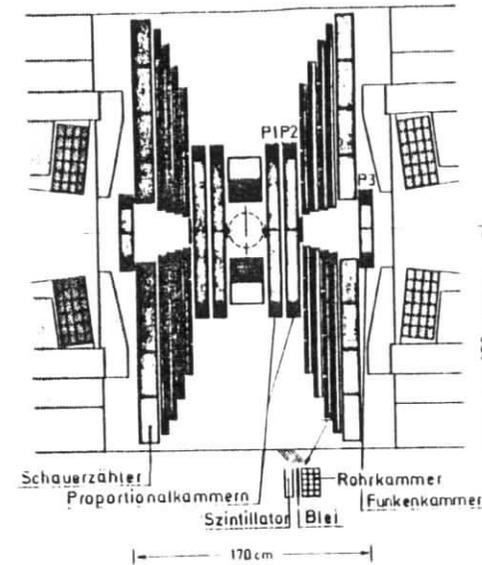


Abb.II.2 Der Innendetektor

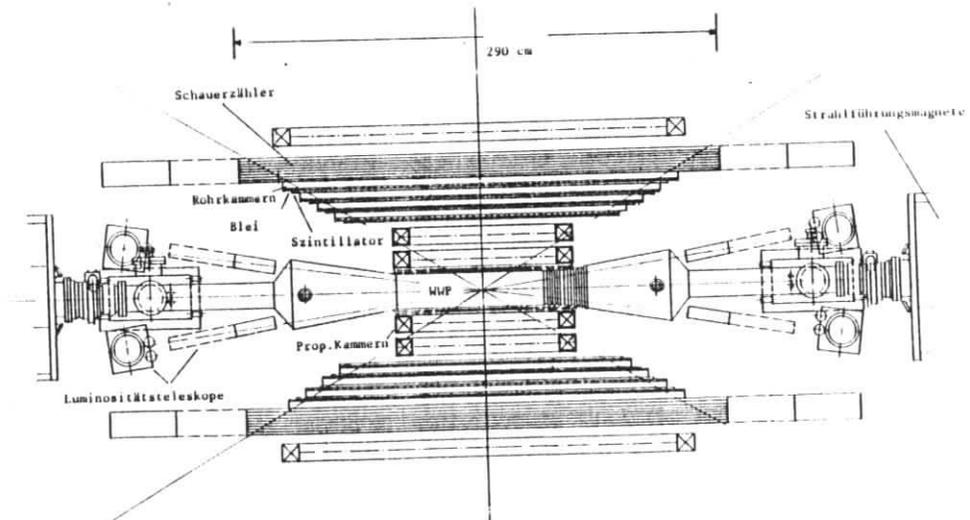


Abb.II.3 Der Innendetektor im waagerechten Schnitt

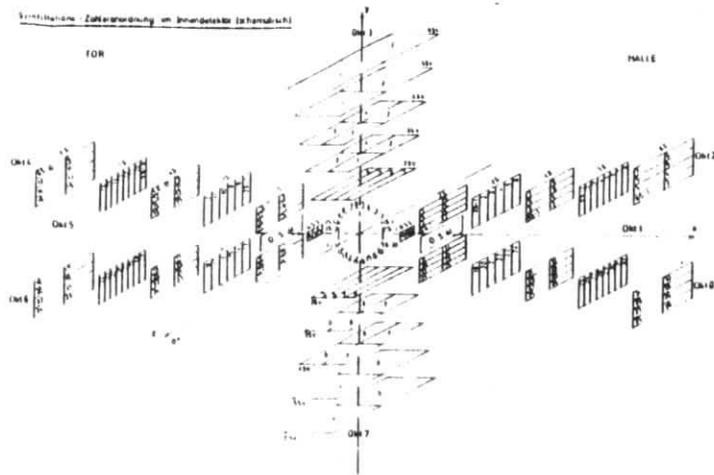


Abb. II.4 Szintillationszähler im Innendetektor

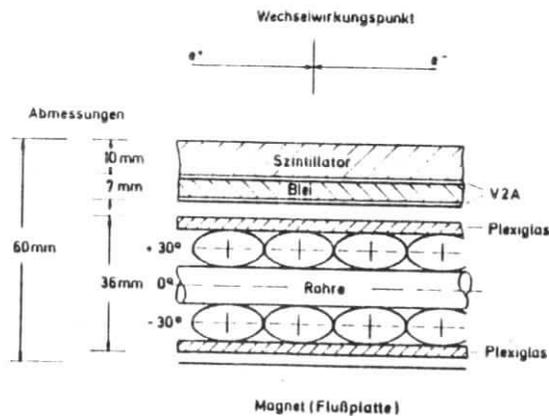


Abb. II.5 Rohrkammer-Szintillator-Schauerzähler Module im Innendetektor

3. Der Aussendetektor

Der DASP Magnet besteht aus zwei gleichartig aufgebauten, normalleitenden Magneten mit einer integrierten magnetischen Länge von 18 KGm bei maximaler Erregung. Die beiden Magnete sind oben und unten durch Flussplatten miteinander verbunden. Durch die entgegengesetzte Polung verschwindet das Magnetfeld entlang der Strahlachse, so dass die gespeicherten Strahlen nicht beeinflusst werden. Die geometrische Akzeptanz beträgt für den Azimutwinkel $\varphi=10$ Grad und für den Polarwinkel $\theta=48-132$ Grad.

Während der gesamten Datennahme wurde der Magnet mit einem Strom von 300 A (statt mit maximal 1480 A) erregt, um eine grosse magnetische Akzeptanz für die Messung inklusiver Spektren zu gewährleisten.

Die im Innendetektor in den Oktanten I und V nachgewiesenen geladenen Teilchen gelangen nach einer horizontalen Ablenkung im DASP Magneten in die Arme des Aussendetektors. Die Messung der Spur erfolgt durch fünf magnetostruktive Drahtfunkenkammern hinter dem Magneten. Daran schliesst sich ein Flugzeitzählerhodoskop aus 31 vertikal angeordneten Szintillationszählern an (ABB. II.6).

Bei einem Flugweg von $L=4,75$ m und einer Zeitauflösung für die Flugzeitmessung von $\sigma = 0,37$ nsec ist eine 2σ -Trennung von Pionen und Kaonen bis $p=1,5$ GeV/c und eine Trennung von Kaonen gegen Protonen bis $p=2,6$ GeV/c möglich. Hinter den Flugzeitzählern ist ein Schauerzähler aus 11 Blei-Szintillator-Sandwich-Schauerzählern mit einer Dicke von 6,2 Strahlungslängen angeordnet.

Den Abschluss des Aussendetektors bildet ein Muonfilter aus 60 cm Eisen als Absorbermaterial für Hadronen. Muonen durchdringen das Eisen und können in einer Funkenkammer nach 40 cm Eisen und in einem Szintillationszählerhodoskop (den sog. Reichweitezählern) nach 60 cm Eisen nachgewiesen werden.

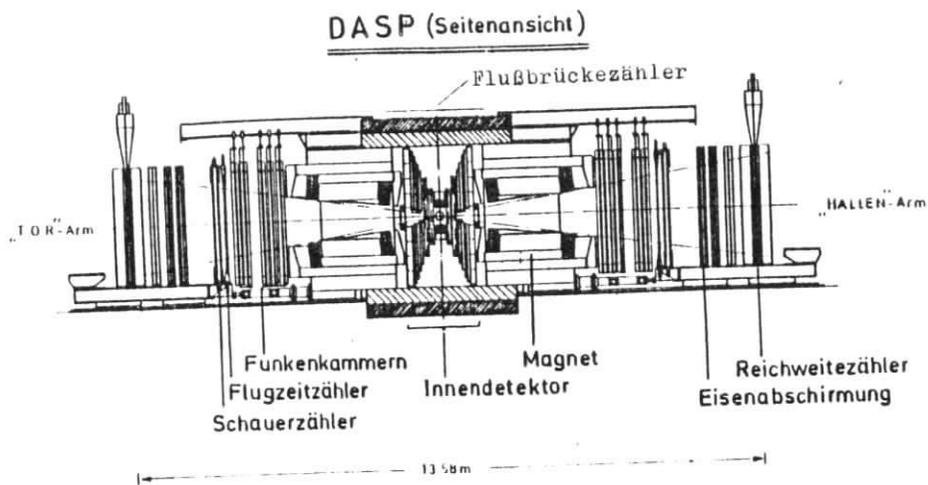


Abb. II.6 Schnitt durch den DASP Detektor

4. Die Luminositätsmessung
 Die Luminosität L verknüpft den Wirkungsquerschnitt σ einer Reaktion mit der zu erwartenden Zählrate gemäss $N=L \cdot \sigma$. Die Luminosität lässt sich im Prinzip aus den Betriebsparametern eines Speicherrings bestimmen.

Es gilt:

$$L = \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot N_b \cdot f}{F} \quad (2.2)$$

- N_1, N_2 = Teilchen im Bunch
- N_b = Bunchzahl
- f = Umlauffrequenz
- F = Bunchquerschnitt

Allerdings ist die Bestimmung der Luminosität nach dieser Gleichung nicht mit der erforderlichen Genauigkeit möglich, da der Bunchquerschnitt am Wechselwirkungspunkt nicht genau genug bestimmt werden kann.

Es wird daher eine Monitorreaktion mit einem berechenbaren Wirkungsquerschnitt zur Luminositätsbestimmung benutzt. Hierfür kommen Prozesse der Quantenelektrodynamik, wie zum Beispiel die Bhabhastreuung und die $\gamma\gamma$ -Streuung in Frage, wobei die erste Reaktion auf Grund ihres grösseren Wirkungsquerschnitts üblicherweise verwendet wird.

Bei der Bhabhastreuung tragen zwei Feynmangraphen in niedrigster Ordnung zum Wirkungsquerschnitt bei.



Mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left[\frac{q'^4 + s^2}{q^4} + \frac{q'^4 + q^4}{s^2} + \frac{2 \cdot q'^4}{q^2 s} \right] \quad (2.3)$$

$$q'^2 = -s \sin^2 \theta/2$$

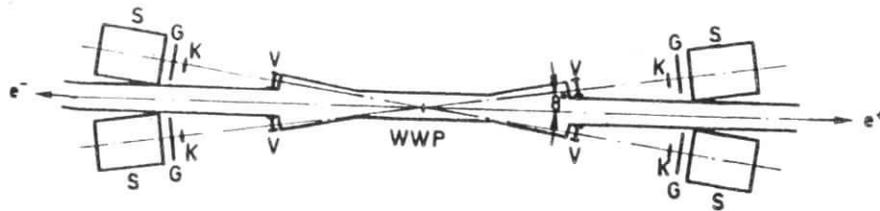
$$q^2 = -s \cos^2 \theta/2$$

Bei kleinen Winkeln trägt fast nur die raumartige Amplitude zum Wirkungsquerschnitt bei, so dass bei einer Messung der Bhabhastreuung unter kleinen Winkeln Resonanzen im zeitartigen Bereich durch ihren leptonen Zerfall kaum einen Einfluss auf die Luminositätsmessung haben.

Zur Messung der Luminosität werden in dem hier beschriebenen Experiment zwei voneinander unabhängige Messmethoden verwendet. Mit einem Luminositätsmonitor aus vier identischen Zählerarmen, die in einem Winkel von 140 mrad zur Strahlachse aufgestellt sind, wurde ständig die Bhabharate bestimmt (Abb. II.7). Ein Bhabhaereignis wird dabei durch das gleichzeitige Ansprechen zweier gegenüberliegender Arme mit grosser Schauerenergie erkannt.

Bei einer typischen Luminosität von $4 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}$ wurden im Energiebereich der T -Resonanzen ca. 0.2 Bhabhaereignisse pro Minute erhalten, so dass während des Experiments eine schnelle Bestimmung der Luminosität erfolgen konnte.

Die Genauigkeit dieser Messung wird im wesentlichen durch die



K, G und V: Szintillationszähler
S: Schauerzähler

Abb. II.7 Luminositätsmonitor

Vermessung des Monitorsystems bestimmt, da der Bhabhawirkungsquerschnitt im raumartigen Bereich äusserst stark winkelabhängig ist.

Mit Anwendung von Strahlungskorrekturen lässt sich mit diesem System eine Messgenauigkeit von ca. 5% erreichen (SAU74). Als zweite Methode zur Luminositätsmessung wurde die Messung der Bhabhapaare im DASP Innendetektor benutzt. Hierauf wird im Rahmen der Datenauswertung näher eingegangen.

5. Der Trigger und die Datennahme

Zur Messung möglichst vieler Reaktionskanäle der $e+e-$ Wechselwirkung sind verschiedene Triggerbedingungen aus logischen Verknüpfungen der Szintillationszähler gebildet worden. Falls eine dieser Bedingungen erfüllt ist, wird die weitere Datennahme gestoppt und das letzte zum Trigger führende Ereignis gespeichert. Es sollen nur die für die hier beschriebenen Messungen wichtigen Trigger beschrieben werden.

1. Paartrigger mit niedriger Schwelle:

Dieser Trigger ist für die Erkennung von nicht schauernden Paarereignissen der $e+e-$ Wechselwirkung eingerichtet worden. Entsprechend der Struktur dieser Ereignisse werden Signale in gegenüberliegenden Halbkontänden mit kleinen Pulshöhen in den Schauerzählern verlangt. Als triggeraktive Fläche werden die Oktanten II, III, IV, VI und VII benutzt. Diese Oktanten sind für den Trigger bezüglich des Wechselwirkungspunktes (in +Z und -Z) in Halbkontänden aufgeteilt.

Innerhalb der Halbkontänden wird das "oder" der Szintillationszähler in den 4S, 5S und 6S Lagen gebildet und dann eine Koinzidenz von mindestens zwei der drei Lagen sowie von einem der inneren 1S-Ringzähler gefordert. Trifft diese Bedingung in zwei gegenüberliegenden Halbkontänden zu und ist zusätzlich die Amplitude in den 6S Zählern klein, wird der Paartrigger mit niedriger Schwelle gesetzt.

2. Paartrigger mit hoher Schwelle:

Dieser Trigger ist für die Erkennung von Bhabhapaaren eingerichtet worden. Im Gegensatz zu dem unter 1. beschriebenen Trigger wird hier eine hohe Amplitude in zwei gegenüberliegenden Schauerzählern verlangt, so dass die Mehrzahl dieser Trigger aus Bhabhaendzuständen besteht. Da häufig die inneren 1S-Zähler durch Synchrotronstrahlung gesetzt sind, spricht dieser Trigger auch auf $\gamma\gamma$ -Endzustände an.

3. Der Dreispurtrigger:

Dieser Trigger soll durch Multihadronenzustände ausgelöst werden. Hier wird wieder die schon beschriebene Halbkontändenkoinzidenz in wenigstens drei Halbkontänden verlangt sowie das Ansprechen eines der Ringzähler. Es können aber auch Ereignisse der Strahl-Restgas Wechselwirkung, eventuell auch in Koinzidenz mit einem Ereignis der Höhenstrahlung, diesen Trigger setzen.

4 Der Aussendetektor Inklusivtrigger:

Hierbei handelt es sich um einen Trigger, der auf wenigstens eine geladene Spur im Aussendetektor anspricht.

Es wird für diesen Trigger eine Koinzidenz von mindestens einem Flugzeit- und Schauerzähler in einem Aussenarm mit den zum gleichen Arm gehörenden Innendetektorzählern OS, OSS und OSM verlangt.

Ein entsprechender Trigger für den Innendetektor würde zu sehr grossen Zählraten und grossen Totzeiten des Detektors führen. Selbst ein allgemeiner Zweispurtrigger, ohne die Beschränkung auf gegenüberliegende Halboktanten, konnte im Innendetektor auf Grund der grossen Zählraten nicht eingeführt werden.

5 Der Paartrigger im Aussendetektor (H*T):

Bei gleichzeitigem Ansprechen des Hallen- und Torinklusive triggers wird der Paartrigger im Aussendetektor gesetzt. Dabei wird die Information der OS-Zähler nur in einem Arm verlangt.

Die Aufteilung der Ereignisse auf die einzelnen Triggertypen im Energiebereich der Υ -Resonanz wird in der folgenden Übersicht gegeben:

| | |
|------------------------------------|---------|
| Paartrigger mit niedriger Schwelle | : 9.7% |
| Paartrigger mit hoher Schwelle | : 0.2% |
| Dreispurtrigger | : 57.7% |
| Hallen- und Tortrigger | : 30.3% |
| Paartrigger aussen | : 0.1% |

Tab.II.2 Anteil der Triggerklassen an der Gesamtdatenmenge

Aus dem Durchgang der Teilchen in der Wechselwirkungszone wird elektronisch ein Signal abgeleitet, das den Zeitpunkt der Wechselwirkung bestimmt.

Alle Trigger werden nur in einem Zeitraum von 40 nsec vor bis 40 nsec nach der Wechselwirkung zugelassen, um so den Untergrund der Höhenstrahlungsereignisse zu reduzieren. Die Zeitdifferenz zweier Wechselwirkungen beträgt ~ 1000 nsec.

Weiterhin wird die Zeitdifferenz zwischen dem Trigger und dem Zeitsignal der Wechselwirkung für jeden der Trigger mit dem sogenannten Bunch-TDC gemessen, so dass bei der späteren Analyse festgestellt werden kann, ob der Trigger zum richtigen Zeitpunkt eintrat.

Sind die Bedingungen für einen der beschriebenen Trigger erfüllt, wird die Einlese der Daten in einen Kleinrechner PDP 11/45 veranlasst. Hier werden die Daten nach einem vorgegebenen Format zu einem "Ereignisformat" zusammengestellt und über eine Direktverbindung zur IBM 370/168 des DESY Rechenzentrums übertragen. Dort werden sie auf Magnetplatte und danach auf Magnetbändern abgespeichert.

III. DATENAUSWERTUNG

III. 1. Übersicht über die verwendeten Daten

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen wurden in den Jahren 1979-1980 im Bereich der T -Resonanzen bei Schwerpunktsenergien zwischen 9.35 und 10.1 GeV gemacht. In Tabelle III.1 wird die Aufteilung der Luminosität zwischen Kontinuum, T -Resonanz und T' -Resonanz für die einzelnen Messperioden angegeben.

| | | |
|------|-------|-------|
| 1979 | ON | OFF |
| T | 456.0 | 331.0 |
| 1980 | ON | OFF |
| T' | 515.4 | 271.0 |

Zahlenwerte nb^{-1}

ON T 9.447 < W < 9.473 GeV
ON T' 10.007 < W < 10.027 GeV

Tab.III.1 Verteilung der Luminosität

Die Zahl der in diesem Zeitraum aufgenommenen Trigger beträgt ca. 25 Millionen, wobei der Anteil der Ereignisse aus der $e+e-$ Wechselwirkung weit unter einem Promille liegt, da die Mehrzahl der Trigger durch Untergrundereignisse hervorgerufen wird.

III. 2. Ereignisauswahl für Reaktionen der $e+e-$ Wechselwirkung

Um diese sehr grosse Zahl von Ereignissen weiter auswerten zu können, wird eine Reduktion der Daten zu sogenannten DST-Datensätzen (Data Summary Tapes) vorgenommen. Auf diese Datensätze sollen die folgenden Ereignisklassen mit möglichst kleinen Verlusten übernommen werden:

$e+e-$ ----> >2 Hadronen
 $e+e-$ ----> $\mu+\mu-$
 $e+e-$ ----> $e+e-$
 $e+e-$ ----> $\gamma\gamma$

Alle anderen Ereignis- und Untergrundklassen sollen möglichst stark unterdrückt werden.

Es gibt zwei unterschiedliche Arten von Untergrund, die bei der Betrachtung einer speziellen Reaktion der $e+e-$ Wechselwirkung von Bedeutung sind. Einmal handelt es sich um Untergrundereignisse, die selbst auch aus der $e+e-$ Wechselwirkung stammen und durch ihre ähnliche Struktur ein Ereignis der gesuchten Art vortäuschen. Dieser Untergrund wird bei der Herstellung der DST-Datensätze nicht berücksichtigt.

Welche Ereignisse lösen aber nun den Trigger und damit die Datennahme aus, ohne ein Ereignis der $e+e-$ Wechselwirkung zu sein?

Zu nennen sind hier Ereignisse der Höhenstrahlung, durch die der Zweispurtrigger mit niedriger Schwelle und unter gewissen Richtungen sogar der Dreispurtrigger ausgelöst werden kann. Auch Untergrund durch Synchrotronstrahlung kann in Koinzidenz mit einem kosmischen Muon den Dreispurtrigger auslösen.

Bei den Hallen- oder Tortriggern fällt insbesondere die Klasse der Ereignisse mit einem kosmischen Muon im Aussendetektor und gesetzten OSS Zählern durch Synchrotronstrahlung auf.

Eine weitere ganz wesentliche Untergrundquelle ist die bei Speicherringen auftretende Strahl-Restgas-Wechselwirkung. Trotz des hohen Vakuums von $5 \cdot 10^{-9}$ Torr im Strahlrohr ergeben sich im Bereich des Detektors typische Zählraten für die Strahl-Gas-Wechselwirkung von 100 - 10000 Ereignissen/sec.

Diese Ereignisse können dadurch erkannt werden, dass sie nicht korreliert mit dem Vertex sind und die deponierte Energie $E < W/2$ ist. Gewöhnlich ist auch keine Ost-West-Symmetrie vorhanden, da der Schwerpunkt im Laborsystem bei diesen Ereignissen nicht ruht. Auch nimmt ihr Anteil in den höheren Multiplizitätsklassen schnell ab.

Um die bisher genannten Untergrundquellen möglichst stark zu unterdrücken, sind die folgenden, zur Herstellung von DST-Datensätzen führenden Schritte, entwickelt worden.

Dabei ist die Reihenfolge der Reduktionsschritte nach dem Rechenzeitaufwand und ihrem Reduktionsgrad optimiert worden.

Weiterhin wird die bei der Behandlung der Daten gewonnene Information, wie etwa die Parameter der gefundenen Spuren, die Lage des Vertex usw., zum Ereignisformat hinzugefügt. Nähere Erläuterungen zu einzelnen Schritten werden im folgenden gegeben.

1. Die Summe der im Innendetektor deponierten Energie ETOT (1) muss für Paartrigger mit niedriger Schwelle grösser als 200 MeV sein. Für alle anderen Ereignisse wird $ETOT > 800$ MeV verlangt. Die deponierte Energie muss Ost-West- und Rotationssymmetrie aufweisen. Alle Ereignisse mit $ETOT > 2500$ MeV und alle H*T Trigger werden ohne Schnitte auf die DST-Datensätze übernommen (2).

2. Es werden wenigstens zwei Reihen von getroffenen, hintereinanderliegenden Szintillationszählern (Szintillationszählerstrassen) verlangt (3).

3. Ereignisrekonstruktion mit wenigstens zwei gefundenen Spuren (4). Für Paartrigger mit niedriger Schwelle werden zwei Spuren mit getroffenen 5S-Zählern verlangt (5).

4. Ereignisrekonstruktion mit Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes in die Ausgleichsrechnung (6). Für Ereignisse, die den Paartrigger mit niedriger Schwelle ausgelöst haben, müssen genau zwei Spuren zur Bestimmung des Wechselwirkungspunktes beigetragen haben. Für alle anderen Ereignisse werden wenigstens drei derartige Spuren verlangt.

1. Durch eine vorausgegangene Energieeichung mit Bhabhapaaren und Muonen der Höhenstrahlung werden den Messwerten der ADC's der getroffenen Szintillationszähler Schauerenergiewerte zugeordnet. Daraus wird dann die totale deponierte Energie bestimmt.

Ein Schnitt in der deponierten Energie führt zu einer starken Unterdrückung der Ereignisse der Strahl-Restgas-Wechselwirkung. Auch Ereignisse, die durch Synchrotronstrahlung und ein durch den Detektor laufendes kosmisches Muon hervorgerufen wurden, werden stark unterdrückt.

Allerdings ist dieser Schnitt auch für den Verlust von Ereignissen aus der $e+e-$ Wechselwirkung verantwortlich. So kann ein Multihadronereignis kleiner Multiplizität bei einem weiteren Verlust von Spuren durch Akzeptanzlücken des Detektors durch diesen Schnitt verlorengehen. Zur Festlegung dieser Schnitte wurden Monte Carlo Rechnungen (Vergl. Kap. IV) durchgeführt.

2. Alle Halle * Tor Trigger werden auf die DST-Datensätze

übernommen, da ihre Zahl relativ klein ist und die Untergrundquellen kaum zu derartigen Triggern führen. Weiterhin werden Ereignisse mit $ETOT > 2500$ MeV ohne Schnitte übernommen, um insbesondere Verluste bei den Bhabhapaaren zu vermeiden. Bei diesen Ereignissen kann es durch die Schauerentwicklung zu einer fehlerhaften Spurbestimmung kommen.

3. Eine der wesentlichen Eigenschaften des DASP Innendetektors ist die grosse Zahl von Szintillationszählern. Es werden daher Szintillationszählerstrassen definiert als mögliche Reihe von hintereinander liegenden Szintillationszählern, die auf den Wechselwirkungspunkt zeigen. Dabei wird verlangt, dass von fünf möglichen Szintillationszählern drei einen Treffer haben. Die Energie pro Strasse muss grösser als 50 MeV sein.

4. Bei der Spursuche im Innendetektor wird von den Rohr- und Proportionalkammern ausgegangen. Zunächst werden in den einzelnen Ebenen gesetzte Rohre bzw. Drähte, die eine zusammenhängende Einheit bilden, zu Clustern zusammengefasst. Die Cluster werden Spuren zugeordnet und aus einer räumlichen Anpassung die Richtungen der Spuren, die Schnittpunkte mit der xz - und yz -Ebene und die Fehler dieser Grössen ermittelt. Die Information der Spursuche wird zu dem bereits vorhandenen Ereignisformat hinzugefügt.

5. Paartrigger sind im wesentlichen Muonen der Höhenstrahlung. Eine Trennung von Muonpaaren ist mit groben Schnitten bei der Herstellung von DST-Bändern nicht möglich. Es wird auch keine zeitliche Korrelation mit der Wechselwirkung verlangt, da für spätere Untergrundabschätzungen eine Referenzdatenmenge kosmischer Ereignisse benötigt wird (Vergl. Kap. III.6). Aus diesem Grund besteht ein grosser Teil der Ereignisse auf den DST-Bändern aus kosmischen Muonen.

6. Bei der Ereignisrekonstruktion können für schauernde Teilchen Probleme auftreten, da die Richtung der Spur aus dem sich in den Rohrkammern ausbreitenden Schauer nur schwer zu bestimmen ist. Bei einer Ereignisrekonstruktion, bei der für diese Spuren der nominelle Vertex oder der Vertex aus den nichtschauernden Spuren mit in die Ausgleichsrechnung einbezogen wird, kann die Spurbestimmung wesentlich verbessert werden. Es hat sich daher ein zweistufiger Prozess als geeignet erwiesen, bei dem zuerst eine Rekonstruktion ohne

Einbeziehung des Vertex gemacht wird, um Untergrundereignisse nicht auf den Vertex zu ziehen. Dann wird nach einer weiteren Reduktion die Spurbestimmung für die übrig gebliebenen Ereignisse mit einer Einbeziehung des Vertex in die Ausgleichsrechnung gemacht.

In der Tabelle III.2 ist der Reduktionsfaktor bei der Herstellung von DST-Datensätzen für die beschriebenen Trigger angegeben.

| | |
|-------------------------------|---------|
| Paartrigger niedrige Schwelle | : 0.235 |
| Paartrigger hohe Schwelle | : 0.685 |
| 3-Spur Trigger | : 0.013 |
| Hallen und Tortrigger | : 0.003 |
| H*T Trigger | : 1.000 |
| alle Trigger | : 0.036 |

Tab. III.2 Reduktionsfaktor für die einzelnen Triggerklassen

III. 3. Auswahl von Multihadronenzuständen

Ausgehend von den DST-Datensätzen, soll es nun das Ziel sein, Schnitte zur Auswahl von Multihadronenzuständen zu entwickeln. Zuerst sollen Untergrundreaktionen der $e+e-$ Wechselwirkung mit ähnlicher Struktur wie Multihadronenzustände betrachtet werden, um so Kriterien zur Selektion dieser Untergrundreaktionen zu entwickeln.

1. Prozesse der QED mit drei und mehr Spuren: Der Wirkungsquerschnitt dieser Prozesse ist proportional zu α^n ($\alpha = 1/137$, n =Zahl der Vertices), so dass von Bedeutung nur Prozesse mit der Abstrahlung eines reellen Photons wie z.B. $e+e- \rightarrow e+e-\gamma$ sind. Bei diesen Prozessen ist zu erwarten, dass bei drei nachgewiesenen Spuren nur zwei der inneren Ringzähler OS angesprochen haben.

Experimentell lässt sich dieser Untergrund allerdings nur teilweise erkennen, da die Erkennung von Photonen in den inneren Ringzählern durch Synchrotronstrahlung beeinträchtigt war.

Ein weiteres Merkmal dieser Prozesse ist das Auftreten von

zwei angenähert kollinearen Spuren. Aus diesem Grund bietet es sich an, in der Ereignisklasse mit drei gefundenen Spuren zu verlangen, dass diese akollinear sind. Weiterhin wird bei der Auswahl von Multihadronereignissen wenigstens eine nichtschauernde Spur verlangt, um so den Prozess $e+e- \rightarrow e+e-\gamma$ zu unterdrücken. Die Wirksamkeit der im folgenden angegebenen Schnitte gegen Ereignisse dieser Untergrundklasse wurde mit einer Monte Carlo Simulation geprüft. Innerhalb der übrigen Fehler können diese Prozesse der QED als Untergrund vernachlässigt werden.

2. Zwei Photon Prozesse:

Prozesse mit Graphen der folgenden Art



haben einen Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma \sim \alpha^4 \cdot \ln(E/E_0)$$

Die gestreuten Elektronen und Positronen erleiden im Mittel nur eine geringe Ablenkung, so dass sie nicht in den Detektor gelangen. Allerdings ist die Energieabhängigkeit der Ein- bzw. Zweiphoton Prozesse sehr unterschiedlich. Während der Einphoton Prozesse ein $1/s$ Verhalten zeigt, steigt bei den Zweiphoton Prozessen mit wachsender Energie die Wahrscheinlichkeit, dass von dem einlaufenden Elektron bzw. Positron ein Photon abgestrahlt wird. Dadurch wächst der Wirkungsquerschnitt des Zweiphoton Prozess mit $\ln(E/E_0)$.

Bei den hier behandelten Schwerpunktsenergien ist der Zweiphoton Prozess aber immer noch um eine Größenordnung in α gegen den Einphoton Prozess unterdrückt. Weiterhin nimmt durch die kleinere deponierte Energie die Akzeptanz des Detektors für diese Prozesse ab, so dass von Zweiphoton Prozessen ein Beitrag von weniger als ein Prozent zu erwarten ist und innerhalb der übrigen Fehler dieser Messungen zu vernachlässigen sein wird.

3. Hadronische Ereignisse aus der Produktion von Taupaaren: Der Beitrag dieser Reaktion zum hadronischen Wirkungsquerschnitt wird im Kapitel IV näher untersucht werden. Durch die Schnitte zur Auswahl von Multihadronereignissen kann diese Ereignisklasse nur teilweise unterdrückt werden. Um eine

Untergrundsubtraktion durchzuführen, wird die Akzeptanz des Detektors für die Zerfälle von Taupaaaren im Rahmen der Monte Carlo Simulation des Detektors bestimmt (Vergl. Kap IV).

Die weiteren Auswahlkriterien zur Erkennung von Multihadronereignissen sind in der folgenden Tabelle aufgeführt. Es handelt sich hierbei überwiegend um Schnitte, die Prozesse der QED verwerfen sollen.

3 Spuren die zum Vertex zeigen:

NS < 2
NCOLS = 0
NMI > 0

4 Spuren die zum Vertex zeigen:

NS < 2 oder (NS = 2 und NMI > 0)
NCOLS < 2 oder (NCOLS = 2 und NMI > 0)

5 und mehr Spuren die zum Vertex zeigen:

NS ≤ 1 oder (NS > 1 und NMI > 0)

Mit:

NS :Zahl der hochenergetischen Schauer
NMI :Zahl der minimal ionisierenden Spuren
NCOLS :Zahl der kollinearen Schauerpaare

Tab.III.3 Auswahlkriterien für Multihadronereignisse

Abb.III.2 zeigt die Flugzeitdifferenz für Ereignisse von den DST-Datensätzen im Vergleich zu Multihadronereignissen.

Für die Bestimmung der Flugzeit wird jeder Einzelspur eines Ereignis ein korrigierter 5S TDC-Wert zugeordnet. Die Korrektur erfasst den Lichtlaufweg im Szintillator, Laufzeitdifferenzen der Einzelzähler gegeneinander sowie Unterschiede in der Pulshöhe der Szintillationszählersignale. Dann werden aus allen Kombinationen mit einer Spur in der unteren und oberen Detektorhemisphäre Flugzeitdifferenzen gebildet. Nur diese Differenzen sind ein Mass für die Flugzeit, da alle TDC's des Detektors durch den Trigger gestoppt werden, und somit die Einzelmessung den relativ willkürlichen Zeitpunkt des Eintreffens des Triggersignals beinhaltet.

Jede so ermittelte Flugzeitdifferenz wird mit den zugehörigen Spuren auf eine konstante Weglänge von 180 cm normiert. Für das gesamte Ereignis wird schliesslich die Flugzeit aus dem

Mittel der Einzelflugzeiten gebildet. Dieses Verfahren ergibt für Ereignisse der Höhenstrahlung eine erwartete Flugzeitdifferenz von -7 nsec und für Ereignisse der e+e- Wechselwirkung eine Flugzeitdifferenz von 0 nsec.

Aus der Flugzeitdifferenz für Multihadronereignisse in Abb.III.2 ist auf Grund der symmetrischen Verteilung kein bedeutender Untergrund von kosmischen Muonen oder Luftschauern anzunehmen.

Bei einer Sichtprüfung von 150 Multihadronereignissen wurden insgesamt 5 Untergrundereignisse gefunden. Hierbei handelte es sich um zwei Bhabhapaare, deren Schauer mehrere Spuren vorgetäuscht haben. Weiterhin wurde ein Luftschauer und zwei Ereignisse aus einem Strahlverlust im Bereich des Detektors gefunden.

Abb.III.3 zeigt die Verteilung des Vertex entlang der Z-Achse für Multihadronereignisse, die mit den Proportionalkammern ermittelt wurde.

Abb.III.4 und 5 zeigt die Zahl der gefundenen Multihadronereignisse pro Energiepunkt.

Um aus der Zahl der Multihadronereignisse pro Energiepunkt den sichtbaren Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, muss die Luminosität pro Energiepunkt bestimmt werden. Dieses soll im folgenden Abschnitt anhand der Auswahl von Bhabhaereignissen im Innendetektor durchgeführt werden.

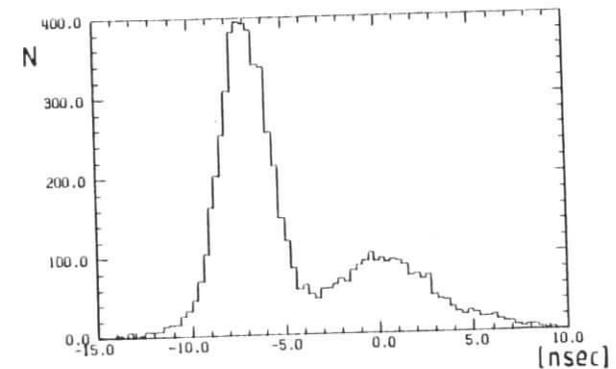


Abb.III.1 Flugzeitdifferenz für Daten von den DST-Datensätzen

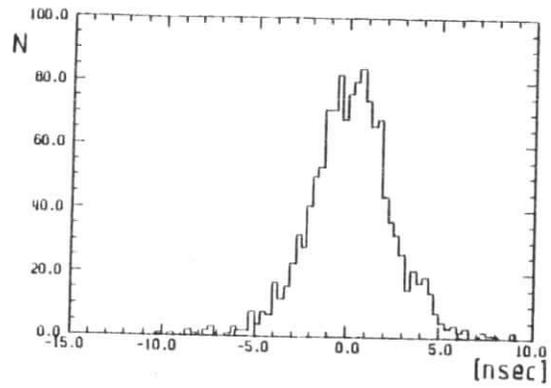


Abb.III.2 Flugzeitdifferenz für Multihadronereignisse

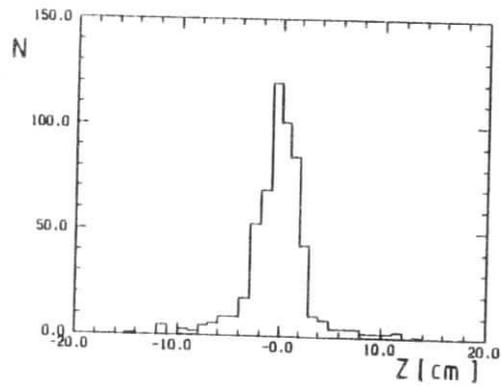


Abb.III.3 Verteilung des Vertex für Multihadronereignisse entlang der Z-Achse

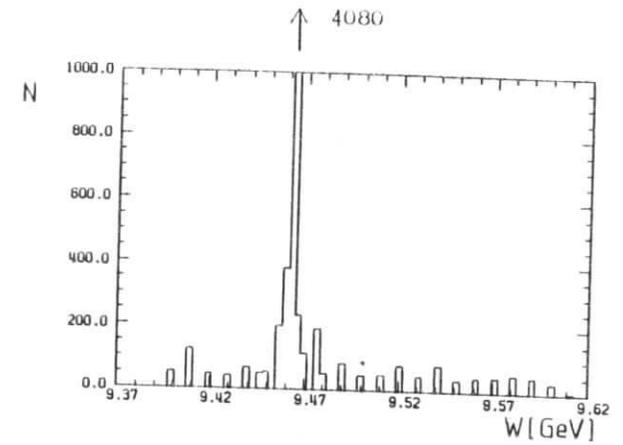


Abb.III.4 Zahl der gefundenen Multihadronereignisse im Bereich der τ -Resonanz

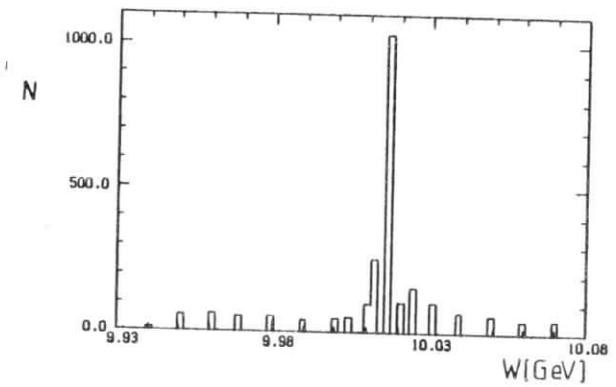


Abb.III.5 Zahl der gefundenen Multihadronereignisse im Bereich der τ' -Resonanz

III. 4. Bhabha- und $\gamma\gamma$ Endzustände zur Messung der Luminosität

Die Luminosität wird aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ und $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ im Innendetektor ermittelt. Dabei wird zwischen e^+e^- und $\gamma\gamma$ Endzuständen nicht unterschieden, da die Identifikation von Photonen durch den Einfluss von Synchrotronstrahlung beeinträchtigt war.

Abb.III.6 zeigt die Summe der Bhabha und Gamma-Gamma Winkelverteilung im Vergleich mit der theoretisch erwarteten Winkelverteilung. Zur Kontrolle dieser Messung wurde auch die Bhabharate im Luminositätsmonitor (Vergl.II.4) herangezogen. Abb.III.7 und 8 zeigt die Luminosität pro Energiepunkt.

Mit den so ermittelten Grössen kann der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma_{vis} = N / L$ in Abb.III.9 und 10 angegeben werden.

Es ist eine deutliche Überhöhung des Wirkungsquerschnitts bei $W=9.462$ GeV und $W=10.018$ GeV zu erkennen, wo sich die Resonanzen T und T' als Überhöhung im multihadronischen Wirkungsquerschnitt zeigen.

Zwischen den beiden Messperioden in 1978 und 1979 trat eine Verschiebung in der Energieskala von ca. 7 MeV auf. Die Massendifferenz zwischen T und T' erwies sich in beiden Messperioden als ungeändert mit einem Wert von $\Delta M=556$ MeV.

Der so gemessene sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt muss auf den Einfluss des Detektors und die Auswertungsschnitte korrigiert werden, um den wahren Wirkungsquerschnitt zu erhalten. Diese Korrekturen werden in Kap IV beschrieben.

In diesem Kapitel soll die Datenauswertung für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow u^+u^-$ fortgeführt werden, um dann in Kapitel IV für die beschriebenen Reaktionen gemeinsam die Verfahren zur Korrektur der Messdaten zu erläutern.

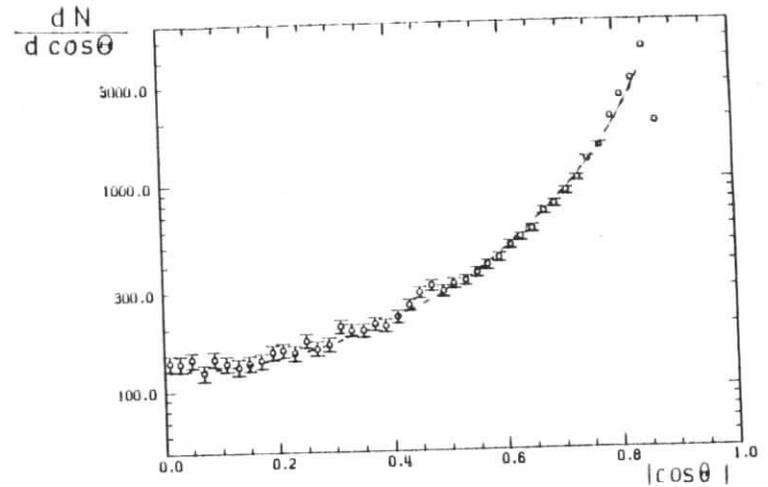


Abb.III.6 Winkelverteilung $dN/d\cos\theta$ Bhabhas + $\gamma\gamma$ und QED Vorhersage

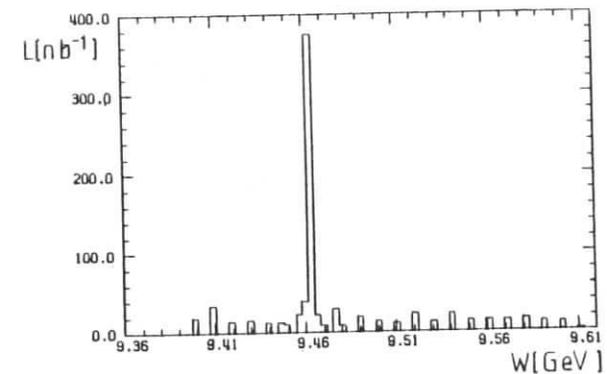


Abb.III.7 Luminosität im Bereich der T Resonanz

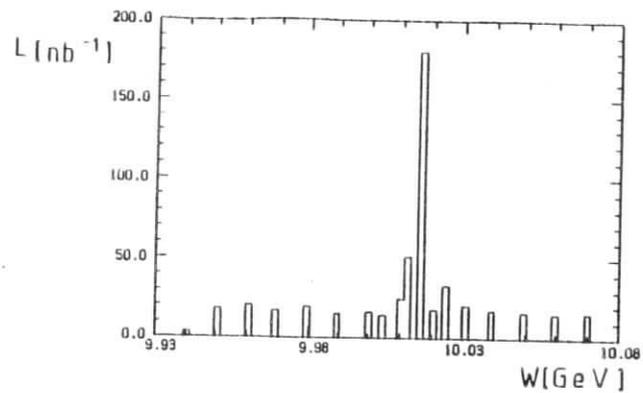


Abb.III.8 Luminosität im Bereich der T' Resonanz

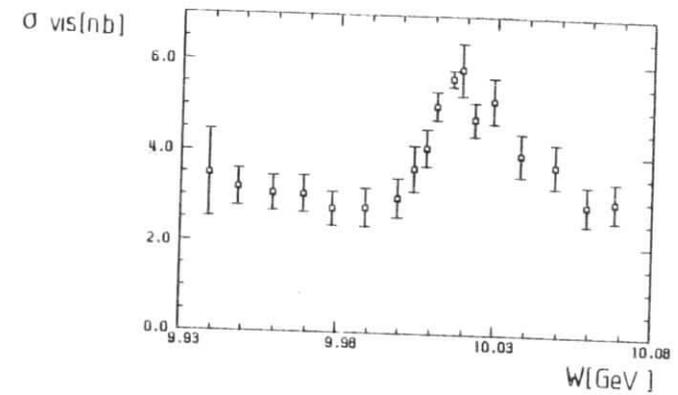


Abb.III.10 Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich der T' Resonanz

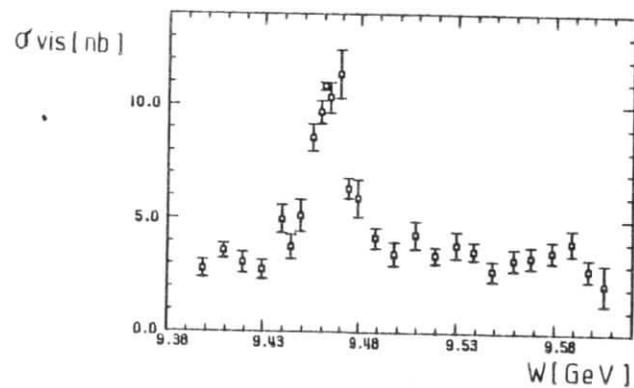


Abb.III.9 Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich der T Resonanz

III. 5. Auswahl von Paarereignissen im Aussendetektor

Im Aussendetektor wird unter den Ereignissen des H^*T Triggers nach Muonpaaren, Hadronpaaren und Bhabhaereignissen gesucht. Es wurde dabei nur die Information des Aussendetektors benutzt, da zeitweilig Untergrund durch Synchrotronstrahlung die Spursuche in den Proportionalkammern des Innendetektors behinderte. Die Selektion erfolgte nach den in Tab.III.4 angegebenen Kriterien.

1. H*T Trigger

2. Aussenspur auf der Hallen- und Torseite

3. $|\tan_{x,y}| - \tan_{x,y}| < 0.4$

4. $|\tan_{x,z}| - \tan_{x,z}| < 0.8$

5. $|z(x=0)_1 + z(x=0)_2| < 12$ cm

6. $-6.8 < (y(x=0)_1 + y(x=0)_2) / 2 < 4$ cm

7. $|z(x=0)_1 - z(x=0)_2| < 40$ cm

8. $\text{TOF}_{1,2} > 0$

9. $\cos(\theta) < 1.5$

10. $|\tan(\varphi)| < .148$

Für Elektronenpaare:

11. Schauerenergie $E_H > .5$ GEV; $E_T > .5$ GEV

12. Čerenkovzähler in beiden Armen gesetzt

Für Muonpaare:

11. Reichweitezähler in beiden Armen

Für Hadronpaare:

11. Kein Reichweitezähler gesetzt

Tab.III.4 Auswahlkriterien für Elektronpaare, Muonpaare und Hadronpaare im Aussendetektor

Durch die nicht sehr grosse Zahl von H*T Triggern und die kleine Akzeptanz des Aussendetektors war es möglich mit einer Sichtprüfung die Ergebnisse der Computerselektion zu überprüfen. Dabei wurde auch hier nur die Aussendetektor Information herangezogen.

Um die Verluste der Selektion zu bestimmen, wurden alle Ereignisse mit einer guten Spur in einem Detektorarm und gesetzten Čerenkov und OSS Zählern im anderen Arm einer Sichtprüfung unterzogen. In der Klasse der Muon- bzw. Hadronpaare konnten keine zusätzlichen Ereignisse gefunden werden.

In der Klasse der Elektronpaare zeigten sich grössere Verluste, die insbesondere durch Abstrahlung von Photonen in dem Material des Detektors hervorgerufen wurden. So wurde 1978 vor den Proportionalkammern ein 2 mm starkes Bleischild installiert, um den Untergrund durch Synchrotronstrahlung abzuschirmen. Für Elektronpaare wurde eine Ansprechwahrscheinlichkeit von $\epsilon = .72$ ermittelt. Dieser Wert enthält nicht die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers.

Abb.III.11 zeigt die Winkelverteilung aller im Aussendetektor

gefundenen Bhabhapaare.

Es wurden bei der Aussendetektoranalyse keine Hadronpaare gefunden. Auf dieses Ergebnis wird noch im folgenden Abschnitt eingegangen.

In der Tabelle III.6 am Ende dieses Kapitels werden die Ergebnisse der Datenauswertung angegeben.

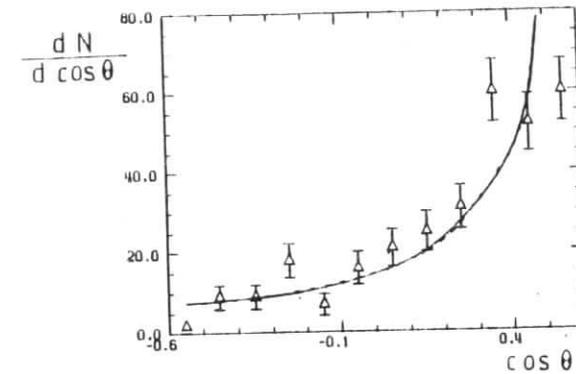


Abb.III.11 Winkelverteilung $dN/d\cos\theta$ aller im Aussendetektor gefundenen Bhabhapaare

III. 6. Auswahl von Muonpaaren im Innendetektor

Ein Muonpaar wird im DASP Innendetektor als kollineare, nichtschauernde Spur sichtbar. Eine Unterscheidung zwischen Hadronpaaren und Muonpaaren ist nicht möglich, da kein direkter Muonnachweis erfolgen kann.

Um zwischen Muonen der $e+e-$ Wechselwirkung und kosmischen Muonen zu unterscheiden, wird eine Flugzeitmessung durchgeführt und eine zeitliche Korrelation des Teilchens mit der Wechselwirkung verlangt.

In Tabelle III.5 sind die Auswahlkriterien mit den entsprechenden Reduktionsfaktoren angegeben, die sich bei der Auswahl von Ereignissen von den DST-Datensätzen ergeben.

| Selektionskriterium | Reduktionsfaktor |
|--|------------------|
| 1. Paartrigger niedrige Schwelle | 1.39 |
| 2. Genau zwei gute Spuren | 1.49 |
| 3. Kollinearität 11 Grad | 1.11 |
| 4. Energie pro Spur <1100 MeV | 1.02 |
| 5. ASP < 2.1 | 1.01 |
| 6 a). Flugzeitschnitt $5S - 1.5nsec < TOF < 2nsec$ | 165.19 |
| 6 b). Flugzeitschnitt $Flb - 6nsec < TOF < 8nsec$ | 346.91 |
| 7. Bunch-TDC-Schnitt $5S - 8nsec < BTDC < 8nsec$ | 1.33 |

Tab.III.5 Auswahlkriterien für Muonpaare im Innendetektor

Die folgenden Verteilungen sollen einige Selektionsschritte näher erläutern.

ABB.III.12 zeigt die Verteilung der deponierten Energie für kollineare Zweispurereignisse.

Abb.III.13 zeigt die Korrelation zwischen der mit den 5S Zählern gemessenen Flugzeit und einem Zeitintervall in der Umgebung der Wechselwirkung. Dabei ist die Flugzeit so normiert, dass für Teilchen die vom Wechselwirkungspunkt kommen, eine Flugzeit von $t=0$ nsec gemessen wird, wohingegen Teilchen, die den Detektor von oben nach unten durchlaufen, eine Flugzeit von $t=-7$ nsec haben.

In ABB.III.14 ist die gleiche Korrelation wie in ABB.III.13 gezeigt, bloss dass hier die Flugzeitmessung mit den Szintillationszählern oberhalb der Flussbrücke in den Oktanten III und VII erfolgte.

Für die Flugzeitmessung mit Hilfe der 5S Zähler (ABB.III.13)

verbleibt in den Daten nach Anwendung der Schnitte aus Tabelle III.5 ein Untergrund. Es wird daher eine Untergrundsubtraktion durchgeführt, wofür von der Flugzeitverteilung, die korreliert mit der Wechselwirkung auftritt (Schnitte aus Tabelle III.5), die entsprechend normierte Verteilung ausserhalb dieses Zeitintervalls subtrahiert wird. Abb.III.16 erläutert dieses Verfahren. Diese Untergrundsubtraktion setzt eine zeitliche Gleichverteilung der kosmischen Muonen voraus und hat keinen Einfluss auf möglichen Untergrund, der korreliert mit der Wechselwirkung auftritt.

Eine Untergrundsubtraktion für den Anteil der kosmischen Muonen ist auch mit einer Seitenbandsabtraktion aus der Vertexverteilung entlang der z-Achse möglich. Der Nachteil dieses Verfahrens ist aber, dass die Vertexverteilungen der Muonen und der kosmischen Muonen einander relativ ähnlich sind, da die Winkelakzeptanz des Detektors zu einer Anhäufung der kosmischen Muonen bei $z=0$ führt.

Die Ergebnisse dieser Datenauswertung sind in Tabelle III.6 angegeben.

Im folgenden soll noch abgeschätzt werden, ob Muonpaare durch andere Ereignistypen der $e+e-$ Wechselwirkung vorgetäuscht werden können. Hierfür wurde mit simulierten Ereignissen aus der Monte Carlo Rechnung (Vergl. Kap.IV) die Wirksamkeit der Schnitte für die Muonpaarsuche geprüft. Dabei zeigte sich, dass Untergrund durch Bhabhapaare, Multihadronereignisse und Zerfälle des Tauleptons keine Bedeutung hat.

Ein Untergrund, der mit dieser Methode nicht abgeschätzt werden kann, entsteht durch Zerfälle der T Resonanz in Hadronpaare. Da im Innendetektor keine Unterscheidung zwischen Muonen und Hadronen erfolgt, lassen sich diese Ereignisse nicht durch Schnitte abtrennen.

Eine Abschätzung für den Beitrag dieser Untergrundquelle kann mit Hilfe der Aussendetektoranalyse erfolgen. So wurden bezogen auf 24 Muonpaare im Bereich der T Resonanz keine Hadronpaare gefunden (Vergl. Kap.III.6). Damit lässt sich eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls der T Resonanz in Hadronpaare von weniger als 10 Prozent des Wertes für den Zerfall in Muonpaare annehmen.

Ein Vergleich mit der J/ψ Resonanz zeigt, dass dort der Zerfall in Hadronpaare sehr selten ist. Zum Beispiel beträgt dort das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in Protonenpaare nach (PAR80) $B=0.22 \pm 0.02$ %. Der Zerfall in Pionpaare ist auf Grund der negativen G -Parität verboten. Ähnliche Verhältnisse sind auch bei der T Resonanz zu erwarten.

Abb.III.17 zeigt die akzeptanz- und untergrundkorrigierte Winkelverteilung der Muonpaare, wobei die durchgezogene Kurve die erwartete $1 + \cos^2\theta$ Winkelverteilung zeigt.

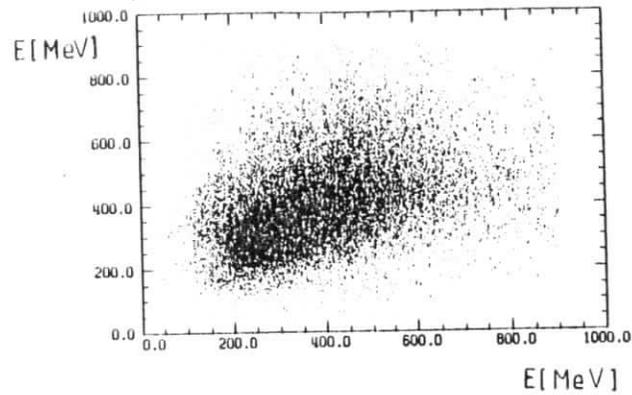


Abb.III.12 Deponierte Energie aller kollinearen Zweispurereignisse

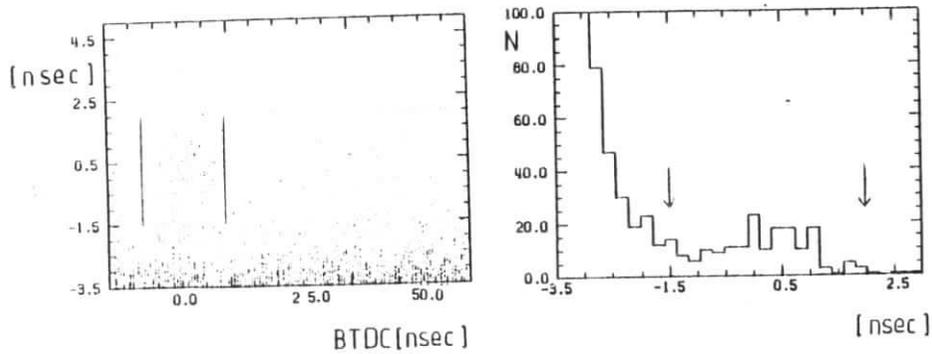


Abb.III.13 Flugzeit aller kollinearen, minimalionisierenden Zweispurereignisse in den 5S-Zählern gegen Zeit im Bunch-TDC und Flugzeitprojektion

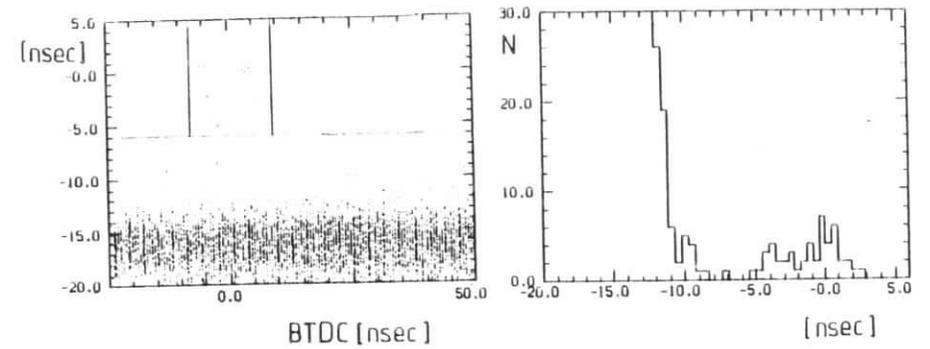


Abb.III.14 Flugzeit aller kollinearen, minimalionisierenden Zweispurereignisse in den Flussbrückezählern gegen Zeit im Bunch-TDC und Flugzeitprojektion

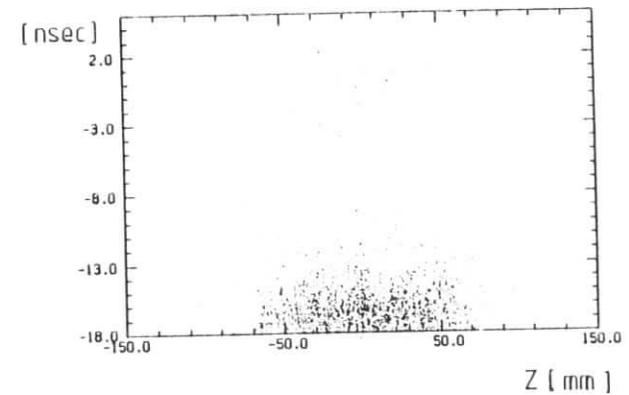


Abb.III.15 Flugzeitdifferenz in den Flussbrückezählern gegen Z-Vertex

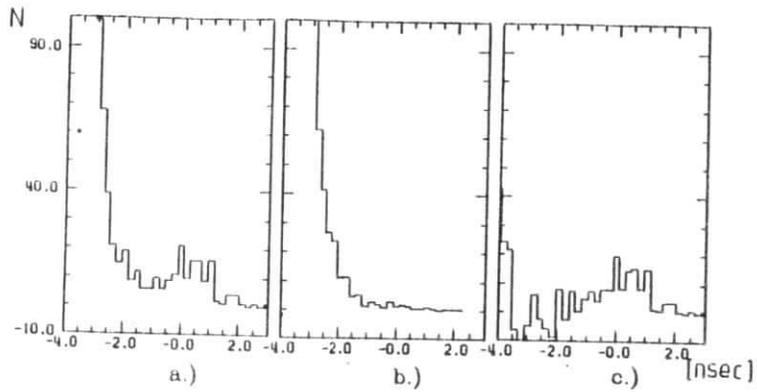


Abb.III.16 Untergrundsubtraktion für die mit den 5S-Zählern gemessene Flugzeit.
 a.) Flugzeit korreliert mit dem Bunch
 b.) Flugzeit unkorreliert mit dem Bunch normiert auf a
 c.) Differenz aus a) und b)

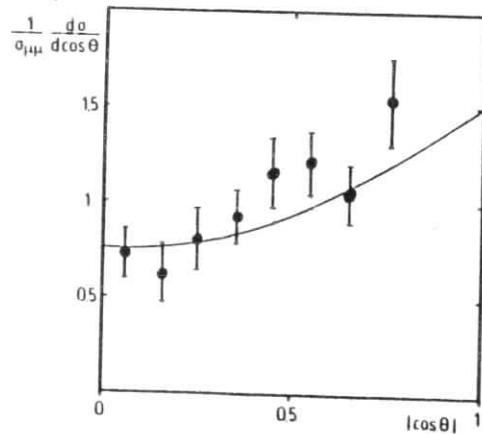


Abb.III.17 Akzeptanz- und untergrundkorrigierte Winkelverteilung aller gefundenen Muonpaare im Vergleich mit der theoretisch erwarteten Winkelverteilung

| Reaktion | Energiebereich (GeV) | Anzahl | Luminosität (nb ⁻¹) |
|------------|----------------------------|--------------|---------------------------------|
| Multihadr. | 9.390 < W < 9.620 | 6344 | 819.7 |
| Multihadr. | 9.930 < W < 10.100 | 5721 | 786 |
| Muonpaare | 9.447 < W < 9.473 | 118.7 ± 11.3 | 294.3 |
| Muonpaare | 9.473 - 9.997 W < 9.447 | 131.3 ± 12.8 | 421.4 |
| Muonpaare | 10.006 < W < 10.027 | 139.3 ± 13.2 | 503.4 |

Außendetektor :

| | | μ ⁺ μ ⁻ | e ⁺ e ⁻ |
|-------------|------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| T Resonanz | 9.447 < W < 9.473 | 24 | 135 |
| Kontinuum | W < 9.447 W > 9.473 | 11 | 83 |
| T' Resonanz | 10.007 < W < 10.027 | 10 | 97 |
| Kontinuum | 9.473 < W < 9.997 | 6 | 75 |

Tab. III.6 Ergebnisse der Datenauswertung

Auf diese Ergebnisse wird nach der Behandlung der Korrekturen in Kapitel V weiter eingegangen.

IV Korrektur der Messdaten

In diesem Kapitel soll die Korrektur der Daten für die beschriebene Auswertung durchgeführt werden. Dafür werden im ersten Teil dieses Kapitels Strahlungskorrekturen für den gemessenen Wirkungsquerschnitt im Kontinuum und Strahlungskorrekturen für eine schmale Resonanz betrachtet.

Daran anschliessend erfolgt die Bestimmung der Akzeptanz des Detektors für verschiedene Ereignistypen mittels einer Monte Carlo Simulation. Dabei wird durch einen Vergleich von Multihadronereignissen aus dem Kontinuum mit Ereignissen aus dem direkten T Zerfall festgestellt werden, welcher Ereignistyp die gemessenen Daten am besten beschreibt. Für diesen Ereignistyp kann dann die entsprechende Akzeptanzkorrektur bestimmt werden.

IV.1 Strahlungskorrekturen im Kontinuum

Eine gemessene Reaktion in der $e+e-$ Vernichtung wird nur in erster Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben. Zusätzlich zu dem Wirkungsquerschnitt für den Einphotonenaustausch, der im folgenden mit σ_0 bezeichnet wird, werden weitere Beiträge durch den Austausch virtueller und die Abstrahlung reeller Photonen geliefert, die als Strahlungskorrekturen bezeichnet werden. Die Beschreibung des experimentell gemessenen und akzeptanzkorrigierten Wirkungsquerschnitts σ_{exp} ergibt sich mit δ als Beitrag der Strahlungskorrekturen zu:

$$\sigma_{exp} = \sigma_0(1+\delta) \quad (4.1)$$

Der Beitrag der Strahlungskorrekturen am gemessenen Wirkungsquerschnitt ist eine vom Experiment und der Wahl der Schnitte abhängige Grösse.

Die Diagramme die zu den Strahlungskorrekturen beitragen, sind in Abb. IV.1 gezeigt.

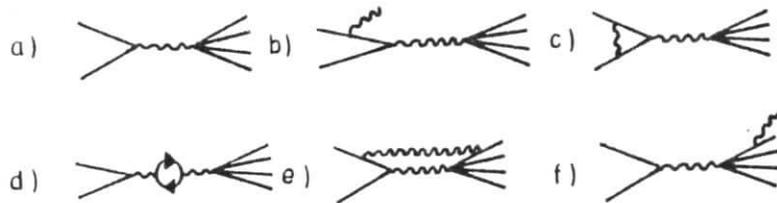


Abb. IV.1 Strahlungskorrekturen

Welchen Einfluss haben nun Strahlungskorrekturen auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt im Kontinuum?

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Reaktionen $e+e- \rightarrow \text{Hadronen}$ und $e+e- \rightarrow \mu+\mu-$ haben Strahlungskorrekturen im Endzustand (Graph e,f) keine wesentliche Bedeutung, da die Masse der Endzustände erheblich grösser ist als die Masse der Anfangszustände. Die Graphen c,d und e sind von der Grössenordnung α^4 , können aber durch die Interferenz α^3 liefern. In jedem Fall steht zur Erzeugung der Endzustände die volle Schwerpunktsenergie zur Verfügung.

Dieses ist nicht der Fall bei Graph b, der den entscheidenden Beitrag zu den Strahlungskorrekturen liefert. So steht durch die Abstrahlung eines reellen Photons nicht mehr die volle Schwerpunktsenergie zur Erzeugung der Endzustände zur Verfügung. Weiterhin ruht der Schwerpunkt des erzeugten Systems nicht mehr, so dass sich die Topologie dieser Ereignisse ändert.

Ist der Wirkungsquerschnitt energieabhängig, so führt die Abstrahlung eines reellen Photons im Fall der Multihadronereignisse mit $\sigma \propto 1/s$ dazu, dass die Wahrscheinlichkeit der Hadronproduktion mit zunehmender Energie k des abgestrahlten Gammas zunimmt. Dieser Effekt wird zum Teil dadurch ausgeglichen, dass mit wachsendem k die Akzeptanz des Detektors abnimmt. Insgesamt wird durch dieses Verhalten im Fall der Multihadronereignisse der experimentelle Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt für den Einphotonenaustausch zu gross gemessen. Mit einer Energieverteilung $E(k)$ für die abgestrahlten Photonen ergibt sich der gemessene Wirkungsquerschnitt aus der Faltung des energieabhängigen Wirkungsquerschnitts σ_0 mit dem Spektrum der abgestrahlten Photonen.

$$\sigma(W) = \int_0^{k_{max}} \frac{E(k) \sigma_0(W') dk}{\int_0^{k_{max}} E(k) dk} \quad (1.2)$$

Das Photonenspektrum verhält sich angenähert wie $1/k$, wodurch die Abstrahlung weicher Photonen schwierig zu behandeln ist. Eine Lösung dieses Problems wird zum Beispiel von G. Bonneau und F. Martin (BON71) angegeben. In dieser Arbeit wird die folgende Formel zur Berechnung von Strahlungskorrekturen für die Abstrahlung virtueller und reeller Photonen angegeben:

$$\sigma(W) = \sigma_0(W) \cdot (1 + \epsilon) + t \int_0^{k_{\min}} \frac{dk}{k} \frac{k}{E} \cdot t \cdot [\sigma_0(\sqrt{W^2 - 2Wk}) - \sigma_0(W)] - \frac{t}{E} \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} dk \left(1 - \frac{k}{2E}\right) \cdot \sigma_0(\sqrt{W^2 - 2Wk}) \quad (4.3)$$

$$t = \frac{2\alpha}{\pi} \cdot \ln \left(\frac{W^2}{m_e^2} - 1 \right) \quad \epsilon = \frac{2\alpha}{\pi} \cdot \left(\frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36} \right) + \frac{13}{12} \cdot t$$

E = Strahlenergie

k = Energie des abgestrahlten Photons

k_{min} = Grenze zwischen harten und weichen Photonen

k_{max} = maximale Energie des abgestrahlten Photons

Bei der Benutzung dieser Formel muss über das Photonenspektrum integriert werden und der Verlauf des Wirkungsquerschnitt σ_0 unterhalb der Messenergie mit in die Integration einbezogen werden. Weiterhin muss bei der Integration für jedes Ereignis die Akzeptanz des Detektors in Abhängigkeit der für das Ereignis noch zur Verfügung stehenden Energie und die Ereignistopologie berücksichtigt werden.

Für die Korrektur der im Kontinuum gemessenen Multihadronereignisse und der Muonpaare, sollen in dieser Arbeit die Strahlungskorrekturen gemeinsam mit der Berechnung der Akzeptanz im Monte Carlo Programm ermittelt werden.

Für das einlaufende Elektron und Positron werden die Energie und Richtung eines abzustrahlenden Photons nach (BER80, BER80/1) gewürfelt. Die Endzustände werden dann nach Annahmen, wie sie im folgenden Abschnitt beschrieben werden, erzeugt. Dabei erfolgt die Erzeugung der Endzustände proportional zum Wirkungsquerschnitt mit der für das Ereignis noch zur Verfügung stehenden Energie. Eine genauere Beschreibung dieses Verfahrens findet sich bei (WES81).

Für die Korrektur der Daten aus dem Zerfall der Resonanzen kann dieses Verfahren nicht benutzt werden, da der Wirkungsquerschnitt $\sigma_0(W)$ der Resonanz unbekannt ist. Durch die Abstrahlung weicher Photonen wird für Ereignisse dicht unterhalb der Resonanzmasse der Wirkungsquerschnitt kleiner gemessen. Ereignisse oberhalb der Resonanzmasse können durch Abstrahlung die Resonanzmasse erreichen, wodurch der sogenannte Strahlungsschwanz der Resonanz zu höheren Energien hin erzeugt wird. Für die Resonanzzeugung werden die Strahlungskorrekturen durch das im folgenden beschriebene numerische Verfahren berücksichtigt.

IV.1.2 Strahlungskorrekturen für eine schmale Resonanz

Die Anregungskurve einer Resonanz mit Spin 1 lässt sich durch eine Breit-Wigner Verteilung beschreiben.

$$\sigma_0(W) = \frac{3\pi}{W^2} \frac{\Gamma_{ee} \cdot \Gamma_{had}}{\Gamma^2/4 + (M-W)^2} \quad (1.4)$$

Wird die Energieauflösung des Speicherrings durch eine Normalverteilung beschrieben, so erhält man:

$$\sigma'_0(W) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_0(W') \cdot G(W-W') dW \quad (4.5)$$

$$\text{mit: } G(W-W') = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_R} \exp\left(-\frac{(W-W')^2}{2\sigma_R^2}\right)$$

σ_R Energieauflösung des Speicherrings

Für eine schmale Resonanz, bei der die Breite sehr viel kleiner ist als die Energieauflösung des Speicherrings, kann der Wirkungsquerschnitt als Deltafunktion dargestellt werden.

$$\sigma_0(W') = A_0 \cdot \delta(W-M) + \int_0^{\infty} \sigma_0(W') dW = A_s \quad (4.6)$$

Für die Durchführung der Strahlungskorrekturen wird ein von Jackson und Scharre (JAC75) angegebenes Verfahren benutzt. Für den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt wird der folgende Ausdruck angegeben, der sich unter Vernachlässigung der Abstrahlung harter Photonen ergibt:

$$\sigma(W) = \beta \int_0^{W/2} \frac{dk}{k} \left(\frac{2k}{W}\right)^\beta \sigma_0(W-k) + \epsilon \sigma_0(W) \quad (4.7)$$

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2} \right) \quad \epsilon = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{17}{18} \right) + \frac{13\beta}{12}$$

Mit Energieverschmierung ergibt sich:

$$\sigma'(W) = A_0 \cdot G_R(W-M, \sigma_R, \beta) + \epsilon \cdot \sigma_0(W)$$

$$G_R = \left(\frac{2\sigma_R}{W} \right)^\beta \cdot 1/\sigma_R F \left(\frac{W-M}{\sigma_R}, \beta \right) \quad (4.8)$$

Dabei ist F in Form einer Näherung oder tabelliert aus (JAC75) zu entnehmen.

Aus der Anpassung dieses Ausdrucks für $\sigma'(W)$ an den korrigierten Wirkungsquerschnitt können die freien Parameter A , σ_R und M bestimmt werden. Dabei ist insbesondere die Bestimmung der Fläche A für die Ermittlung der leptonischen Breite von Bedeutung (Vergl. Kap. I). Eine Berechnung von Strahlungskorrekturen für schmale Resonanzen findet sich auch bei (GRE75) und (YEN75).

IV.2. Bestimmung der Akzeptanz

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors wird im wesentlichen durch die folgenden Punkte eingeschränkt:

- Trigger
- geometrische Beschränkung des Raumwinkels
- ungenügendes energetisches Ansprechvermögen einzelner Detektorkomponenten (z.B. Verlust niederenergetischer Photonen)
- Verlust von Ereignissen durch Schnitte gegen Untergrund

Die Akzeptanz des Detektors unter Einschluss aller Schnitte, die bei der Datenauswertung gemacht wurden, soll durch eine Monte Carlo Simulation ermittelt werden.

Für die Monte Carlo Simulation werden der Detektor mit allen seinen Komponenten und die physikalischen Abläufe im Detektor näherungsweise durch den Computer simuliert. Dafür wird ein Ereignis nach gewissen physikalischen Modellen (vergl. Kap. IV.2.1) erzeugt und seine auslaufenden Teilchen jeweils durch den simulierten Detektor verfolgt. Es werden die Wechselwirkungen mit Materie, wie Vielfachstreuung und der Energieverlust geladener Teilchen simuliert. Für Elektronen und Photonen werden elektromagnetische Schauer erzeugt.

Für jedes Teilchen wird entsprechend seiner Lebensdauer ein Zerfallsweg berechnet, nach dem ein Zerfall gemäss (PAR80) initiiert wird. Die Zerfallsprodukte werden dann ebenso behandelt wie auslaufende Teilchen.

Tritt die Spur eines geladenen Teilchens durch einen Szintillationszähler oder eine Kammer, so wird diese Detektorkomponente gemäss einer Verteilungsfunktion, durch die die Ansprechbreite und der Wirkungsgrad beschrieben werden, als getroffen definiert und ins Ereignisformat eingetragen.

Für jedes Ereignis wird durch Simulation des Triggers festgestellt, welcher Triggerklasse es zuzuordnen ist. Die durch das Monte Carlo Programm erzeugten Ereignisse werden im Ereignisformat der Rohdaten abgespeichert, so dass sie die gleiche Auswertekette durchlaufen können wie wahre Ereignisse. Damit können die Verluste durch Schnitte gegen Untergrund sehr einfach bestimmt werden.

Auf die Einzelheiten der Monte Carlo Simulation soll hier nicht näher eingegangen werden. Eine genauere Beschreibung findet sich bei (WES81).

Es sollen nun zuerst die Modelle zur Erzeugung von physikalischen Ereignissen beschrieben werden.

IV.2.1. Modelle zur Erzeugung von Ereignissen

- a) Erzeugung von Muon- und Taupaaren
Für die Durchführung von Strahlungskorrekturen (Vergl. IV.1.1) wird nach (BEH80/1) die Richtung und Energie eines

abzustrahlenden Photons gewürfelt. Abb IV.2 zeigt die Winkelverteilung der abgestrahlten Photonen für verschiedene k Intervalle.

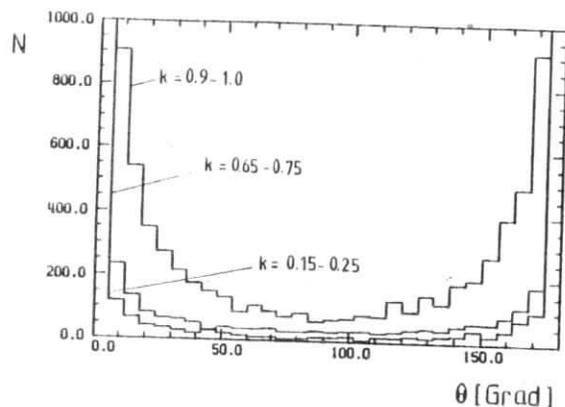


Abb IV.2 Winkelverteilung der abgestrahlten Photonen für verschiedene k -Intervalle

Dann werden die Vierervektoren des auslaufenden Leptonpaares bestimmt, wobei eine Winkelverteilung der Form $1 + \cos^2 \theta$ für Spin 1/2 Teilchen angenommen wird. Die Zerfälle des Tau werden entsprechend den Zerfallsbreiten aus (PAR80) angenommen.

b) Erzeugung von Zweijet Ereignissen

Der jetartige Charakter der nichtresonanten Hadronerzeugung in der e^+e^- Vernichtung zeigt sich bei Schwerpunktsenergien oberhalb von ca. 6 GeV. Experimentell wird beobachtet, dass eine Gruppe von Teilchen kegelförmig mit einem beschränkten Transversalimpuls bezüglich einer gemeinsamen Achse auseinanderläuft. Dieser Sachverhalt wird von einem Modell beschrieben, das von Field und Feynman (FLE78) entwickelt und an experimentelle Daten angepasst wurde.

Das virtuelle Photon koppelt an ein Quark-Antiquarkpaar. Die Quarks fragmentieren dann in Hadronen mit einem beschränkten Transversalimpuls bezüglich der Quarkrichtung.

Da diese Fragmentierung für Quarks und Gluonen als ähnlich angenommen wird (Vergl. IV 2.1c) und auch im Dreigluon Ereignisgenerator zur Beschreibung der resonanten Zerfälle zur Anwendung kommt, soll auf die Fragmentierung nach dem Modell von Field und Feynman hier näher eingegangen werden.

So wird angenommen, dass von dem einlaufenden Quark in seinem Colourfeld ein neues Quark-Antiquarkpaar erzeugt wird. Mit dem Antiquark verbindet sich das einlaufende Quark zu einem Meson. Die Erzeugung dieser sogenannten Primärmesonen lässt sich solange fortsetzen, wie noch genügend Energie zur Verfügung steht. Der Longitudinalimpuls, der nach der Erzeugung eines Primärmesons übrig bleibt, wird durch eine Verteilungsfunktion $f(\xi) = 1 - a + 3a\xi^2$ mit $a = 0.88$ beschrieben. Dabei ist $f(\xi)d\xi$ die Wahrscheinlichkeit, dass nach der Erzeugung des Primärmesons noch der Longitudinalimpulsanteil ξ für die Erzeugung weiterer Mesonen übrig bleibt.

Jedes erzeugte Quark trägt Flavour u, d oder s, wobei die Flavours im Verhältnis 2:2:1 erzeugt werden. Es werden keine Teilchen mit Charm und auch keine Baryonen erzeugt.

Aus der Wellenfunktion der erzeugten Mesonen lässt sich die Wahrscheinlichkeit ihrer Erzeugung angeben. Dabei werden Pseudoskalare und Vektormesonen mit gleicher Wahrscheinlichkeit erzeugt. Zum Beispiel wird aus einem $u\bar{d}$ Zustand mit jeweils 50% Wahrscheinlichkeit ein π^+ oder ρ^+ Meson erzeugt.

Befindet sich das Primärmeson in einem angeregten Zustand, wird ein Zerfall in stabile Teilchen gemäss den Zerfallsbreiten aus (PAR80) angenommen.

Entsprechend der experimentellen Beobachtung wird der Transversalimpuls der erzeugten Mesonen begrenzt. Wird in Colourfeld ein neues Quarkpaar erzeugt, so trägt dieses einen bezüglich der Richtung des erzeugenden Quarks balancierten Transversalimpuls, der gemäss einer Gaussfunktion mit $\exp(-q^2/2\sigma^2)$ und $\sigma = 350/2 \text{ MeV}/c$ verteilt ist.

Basierend auf den beschriebenen Annahmen wurde ein Monte Carlo Programm zur Erzeugung von Zweijet Ereignissen entwickelt (NAK79). Zusätzlich wurde dieses Monte Carlo Programm so modifiziert, dass strenge Energie und Impulserhaltung gilt (NAK79/1).

Für die Erzeugung des Quarkpaares werden, genauso wie bei der Erzeugung von Muon- und Taupaaren, Strahlungskorrekturen im Anfangszustand durch die Abstrahlung reeller Photonen nach (BER80/1) berücksichtigt.

c) Dreigluon Ereignisse

Es wird ein Dreigluon Ereignisgenerator zur Beschreibung des T Zerfalls in drei Gluonen benötigt. Ebenso wie bei dem Zweijet Ereignisgenerator muss die Frage nach der Fragmentierung der Gluonen in beobachtbare Hadronen geklärt werden. Es gibt

einige Argumente, die auf einen Unterschied in der Fragmentierung zwischen Gluonen und Quarks hindeuten. So sollte das Gluon vor der Fragmentierung zuerst in ein $Q\bar{Q}$ Paar übergehen, womit eine höhere Multiplizität der Gluonjets erwartet werden kann. Auch die Kopplung weiterer Gluonen an das erzeugte Gluon der Dreigluonereignisse ist stärker als die Kopplung von Gluonen an Quarks. So ist insgesamt anzunehmen, dass durch Gluon-Emission Gluonjets stärker aufgeweitet sind als Quarkjets gleicher Energie und auch höhere Multiplizitäten zeigen.

Allerdings gibt es für eine unterschiedliche Struktur von Gluon- und Quarkjets bisher keine eindeutigen experimentellen Hinweise. Es wird daher in dieser Arbeit davon ausgegangen, dass Gluonen genauso fragmentieren wie Quarks und daher das Modell von Field und Feynman zur Beschreibung ihrer Fragmentation benutzt werden kann.

Für die Erzeugung der drei Gluonen wird die Richtung und Energie von drei Quarks entsprechend dem Matrixelement von (KOL78) angenommen, deren Fragmentierung dann wie beim Zweijet Ereignisgenerator erfolgt.

Hier werden im Gegensatz zu der Erzeugung von Zweijetereignissen keine Strahlungskorrekturen im Anfangszustand durchgeführt, da die Dreigluonereignisse zur Beschreibung des direkten Zerfalls dienen sollen und für diese Ereignisse Strahlungskorrekturen mit dem in Kap. IV.2 beschriebenen Verfahren nach Jackson und Scharre durchgeführt werden.

IV.3. Ergebnisse der Monte Carlo Simulation

Es wurden Rechnungen mit dem Monte Carlo Programm unter Einschluss von Strahlungskorrekturen durchgeführt, um die Ergebnisse der Simulation mit experimentell gewonnenen Daten zu vergleichen. So muss zwischen der Simulation und dem Experiment eine möglichst gute Übereinstimmung der wesentlichen messbaren Variablen, wie deponierte Energie, mittlere Funkenzahl, Vertexverteilungen usw. verlangt werden, um zu einer verlässlichen Bestimmung der Akzeptanz und der Verluste durch Schnitte in der Datenauswertung zu gelangen.

In den folgenden Abbildungen werden aus dem Experiment gewonnene Verteilungen mit denen der Simulation verglichen. Dabei sind die Monte Carlo Verteilungen in Abb. IV.3-5 mit dem Zweijet Ereignisgenerator erzeugt worden und die Daten im nichtresonanten Bereich benutzt worden. Es ist insgesamt eine gute Beschreibung der experimentellen Daten durch das Monte Carlo zu erkennen.

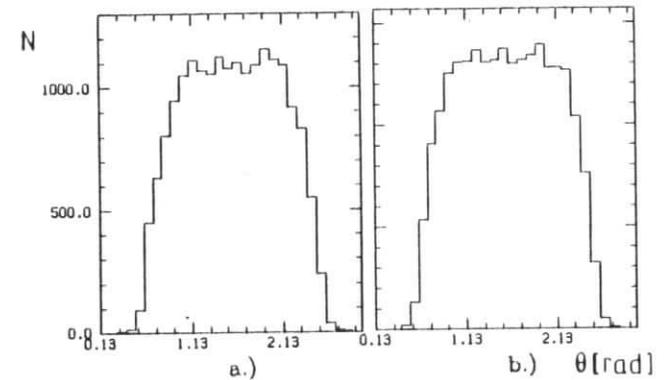


Abb. IV.3 a.) Verteilung des Polarwinkels für Spuren multihadronischer Ereignisse
b.) Vergleich mit der Monte Carlo Simulation

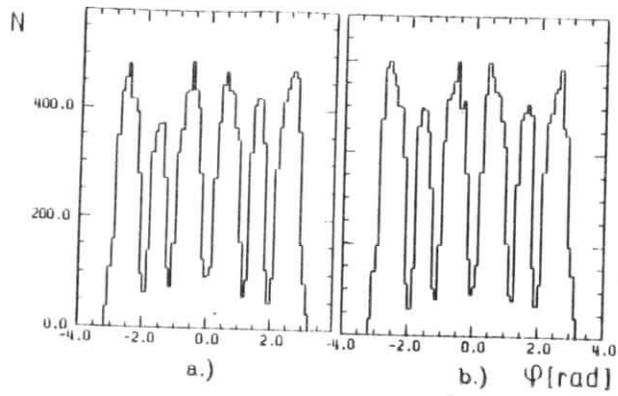


Abb. IV.4 a.) Verteilung des Azimutwinkels für Spuren multihadronischer Ereignisse
b.) Vergleich mit der Monte Carlo Simulation

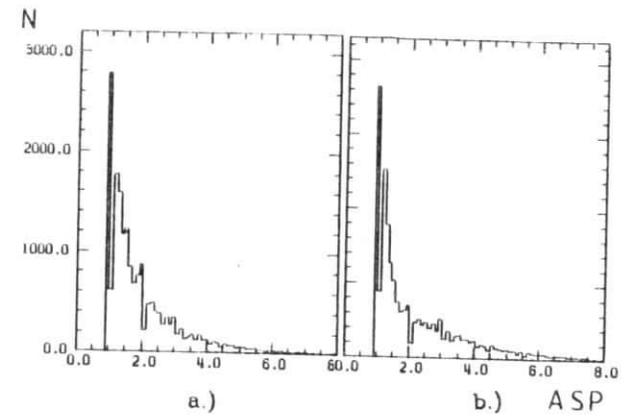


Abb. IV.6 a.) Verteilung der mittleren Funkenzahl
b.) Vergleich mit der Monte Carlo Simulation

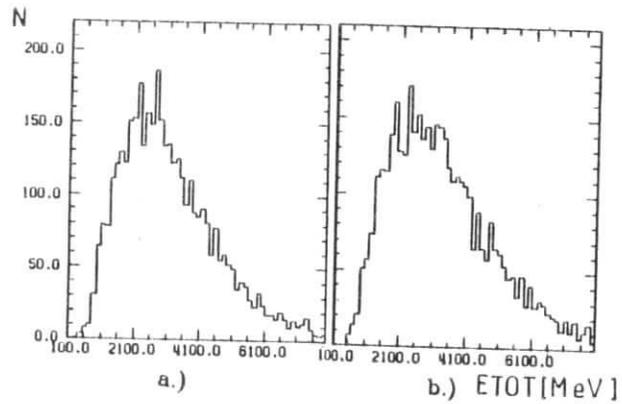


Abb. IV.5 a.) Verteilung der deponierten Energie für multihadronische Ereignisse
b.) Vergleich mit der Monte Carlo Simulation

Es soll nun gezeigt werden, dass der direkte Zerfall der Υ -Resonanz am besten durch das Dreijet Monte Carlo beschrieben wird, und der nichtresonante Untergrund eine Zweijet Struktur zeigt. Um den Vergleich zwischen den gemessenen Daten und den durch das Monte Carlo erzeugten Ereignissen durchzuführen, wird als Mass für die Jetartigkeit eines Ereignis die Sphericity mit der folgenden Definition gewählt:

$$S = \text{Min} \left[\frac{3}{2} \frac{\sum p_{\perp i}^2}{\sum p^2} \right] \quad p_{\perp} = \text{Impulse transversal zur Jetachse}$$

Dafür ist eine Jetachse zu finden, die S minimal macht. Da mit dem DASP Innendetektor keine Impulsvektoren gemessen werden können, wird eine Pseudosphericity definiert, bei der die Impulsbeträge durch die deponierte Energie ersetzt werden und die Richtung des Impulsvektors der Richtung der gemessenen Spur entspricht. Im Grenzfall masseloser Teilchen gehen beide Definitionen ineinander über. Für eine isotrope Ereignisstruktur ist $S=1$, für ein perfektes Jetereignis $S=0$.

In den Abb. IV.7-9 werden die Sphericityverteilungen im Kontinuum und im Bereich der Υ und Υ' Resonanz mit den entsprechenden Verteilungen der Monte Carlo Simulation verglichen.

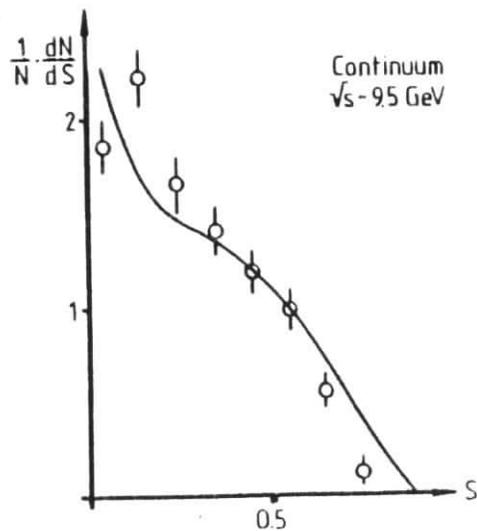


Abb. IV.7 Sphericityverteilung für Daten aus dem Kontinuum im Vergleich mit dem Zweijet Monte Carlo

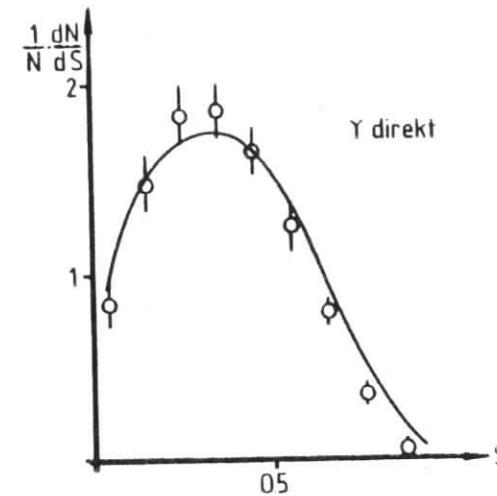


Abb. IV.8 Sphericityverteilung im Bereich der Υ -Resonanz im Vergleich mit dem Dreijet Monte Carlo

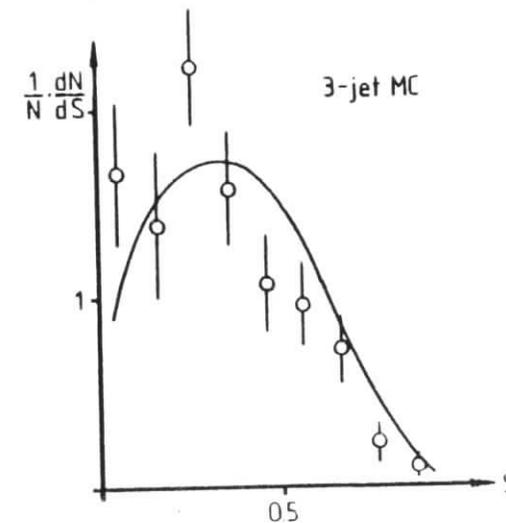


Abb. IV.9 Sphericityverteilung im Bereich der Υ' -Resonanz im Vergleich mit dem Dreijet Monte Carlo

Es können folgende Schlüsse gezogen werden: Für das Kontinuum bietet das Zweijet Monte Carlo eine passende Beschreibung, während die Zerfälle der T-Resonanzen durch das Dreigliuon Monte Carlo beschrieben werden können. Dieses Ergebnis steht auch im Einklang mit anderen Untersuchungen (PLU79/1,LEN79).

Es soll nun die Akzeptanz des Detektors unter Einschluss der Schnitte in der Datenauswertung für die unterschiedlichen Ereignisgeneratoren bestimmt werden. Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse dieser Modelrechnungen.

| | W [GeV] | ϵ [%] | δ |
|------------------------------------|---------|----------------|-----------------|
| Zweijet | 9.4 | 52.2 ± 1.1 | 0.36 ± 0.03 |
| Zweijet | 10.1 | 55.1 ± 2.0 | 0.38 ± 0.03 |
| Zweijet ohne Strahlungskorrekturen | 9.4 | 75.0 ± 2.1 | - |
| Dreigliuon | 9.4 | 83.2 ± 2.2 | - |
| Muonpaare | 9.4 | 23.8 ± 0.5 | 0.40 ± 0.03 |
| Taupaaire | 9.4 | 15.8 ± 0.5 | 0.15 ± 0.03 |

Tab.IV.1 Ergebnisse der Monte Carlo Akzeptanzrechnungen

Damit stehen alle Größen für die Korrektur der gemessenen sichtbaren Wirkungsquerschnitte zur Verfügung.

a) Korrektur des nichtresonanten Untergrundes

Der gemessene multihadronische Wirkungsquerschnitt enthält einen Beitrag durch die Zerfälle des Tauleptons, welcher im asymptotischen Bereich eine Einheit in R ausmacht.

Mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit für Taupaaire von $\epsilon = 0.16$ muss vom gemessenen Wirkungsquerschnitt ein Anteil $\epsilon(1+\delta) \cdot \sigma_T = 0.18$ nb subtrahiert werden. Die kleine Nachweiswahrscheinlichkeit für Taupaaire erklärt sich im wesentlichen durch kleinere Multiplizitäten und kleinere Energien der Zerfallsprodukte durch die nicht nachweisbaren Neutrinos. Nur wenn beide Leptonen in Multipionzustände zerfallen, ist die

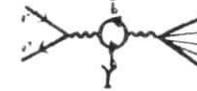
Nachweiswahrscheinlichkeit vergleichbar der multihadronischer Ereignisse.

Der korrigierte Wirkungsquerschnitt im Kontinuum wird dann nach der folgenden Gleichung bestimmt:

$$\sigma_0 = \frac{\sigma_{exp}}{1+\delta} = \frac{N - N_T}{L \cdot \epsilon \cdot (1+\delta)} = \frac{N - \sigma_T \cdot \epsilon \cdot L}{L \cdot \epsilon \cdot (1+\delta)}$$

b) Korrektur des Resonanzintegrals

Im Bereich der Resonanzen tragen neben den direkten Zerfällen auch Ereignisse aus der Vakuumpolarisation der Resonanz zum multihadronischen Wirkungsquerschnitt bei. Hierfür kann der folgende Graph angegeben werden:



Die Größenordnung der Vakuumpolarisation kann für die T-Resonanz mit $R^*B_{\mu\mu}$ angenommen werden. Unter Vorwegnahme des Ergebnis für $B_{\mu\mu}$ aus Kapitel V, ergibt sich für Ereignisse aus der Vakuumpolarisation ein Anteil von $R^*B_{\mu\mu} \sim 10\%$ am Resonanzintegral. Da diese Ereignisse eine Zweijetstruktur haben, wird das Resonanzintegral mit einer gemischten Akzeptanz für Dreigliuon- und Zweijetereignisse von $\epsilon = 0.82$ korrigiert.

Für die Korrektur des im Bereich der T-Resonanz gemessenen Resonanzintegrals wird die reine Dreigliuonakzeptanz ohne Strahlungskorrekturen benutzt. Der Anteil am Resonanzintegral aus der Vakuumpolarisation der Resonanz kann als relativ klein angenommen werden, da bei der T-Resonanz das $B_{\mu\mu}$ kleiner sein wird als beim T (Vergl. Kap.V).

V Ergebnisse

V.1. Der hadronische Wirkungsquerschnitt und die Bestimmung des Resonanzintegrals

An den korrigierten Wirkungsquerschnitt wird die in Kapitel IV.1.2 angegebene Funktion 4.8 zur Bestimmung des Resonanzintegrals angepasst. Die Ergebnisse dieser Rechnung sind in Abb.V.1 und 2 sowie in der Tabelle V.1 angegeben.

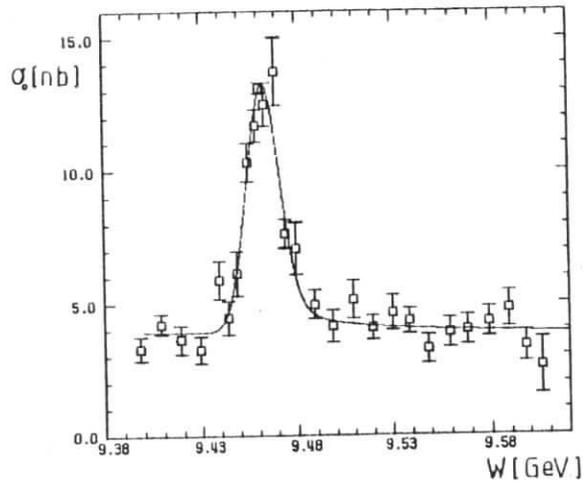


Abb.V.1 Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der T Resonanz und strahlungskorrigierte Kurve

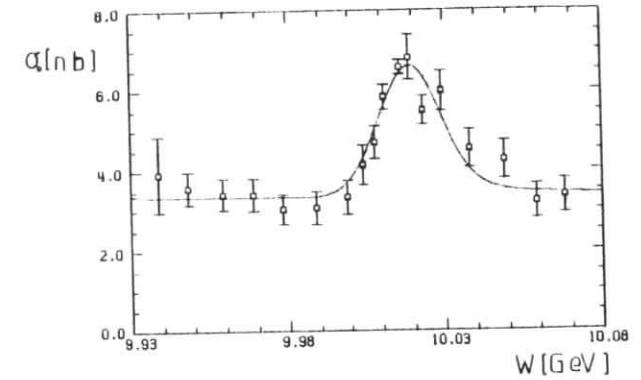


Abb.V.2 Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der T' Resonanz und strahlungskorrigierte Kurve

| | T Resonanz | T' Resonanz |
|-------------------------------------|-----------------|-----------------|
| M (MeV) | 9462 ± 0.6 | 10018 ± 1.5 |
| $\Gamma_{ee} (1-3B_{\mu\mu})$ (keV) | 1.12 ± 0.07 | 0.55 ± 0.11 |
| σ_{on} (nb) | 13.2 ± 0.3 | 6.6 ± 0.5 |
| σ_{off} (nb) | 3.8 ± 0.3 | 3.3 ± 0.4 |
| σ_k (MeV) | 8.4 ± 0.6 | 9.6 ± 1.8 |

Tab.V.1 Ergebnisse der Ausgleichsrechnung

V.2 Bestimmung von $H_{\mu\mu}$

Es soll nun der Wirkungsquerschnitt für den Zerfall der Resonanzen in Muonpaare angegeben werden. Dafür soll zuerst gezeigt werden, dass eine Polarisierung der Speicherringstrahlen ausgeschlossen werden kann. Der Polarisationsgrad eines Speicherrings kann nach Gleichung 5.1 berechnet werden.

$$P(t) = 0.92 (1-e)^{-t/\tau} \quad (5.1)$$

$$\tau^{-1} = \frac{5 \cdot \sqrt{3}}{8} \frac{c \cdot r_0^2 \cdot \gamma^5}{\alpha \cdot \rho^2 \cdot R}$$

ρ - Ablenkradius im Magneten
 R - Ringradius
 γ - E/m

So ergibt die Rechnung für DORIS bei einer Energie von $W=10$ GeV eine Polarisationszeit von ca. 3 Minuten. Allerdings wird die Polarisierung gestört, wenn der Ring nahe einer Maschinenresonanz betrieben wird.

Es ist daher nur für bestimmte Maschinenparameter eine Polarisierung zu erwarten.

Der grösste Einfluss einer möglichen Polarisierung auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt ist bei $\theta=90$ Grad und $\varphi=0$ Grad zu erwarten.

Es gilt:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} (1 + \cos^2\theta + p^2 \sin^2\theta \cdot \cos^2\varphi) \quad (5.2)$$

Es wurde daher in den Oktanten III und VII ($\theta \sim 90$ Grad und $\varphi \sim 0$ Grad) der nichtresonante Muonpaarwirkungsquerschnitt bestimmt. Unter Berücksichtigung der Akzeptanz und von Strahlungskorrekturen ergibt sich:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{N}{L} \cdot \frac{1}{\epsilon} = \frac{18}{246 \text{ nb}^{-1}} \cdot \frac{1}{0.079}$$

$$= (0.93 \pm 0.23) \text{ nb}$$

Ein Vergleich mit dem berechneten QED Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\mu\mu}^{\text{QED}} = \frac{21.9 \text{ nb}}{E^2} = \frac{21.9 \text{ nb}}{4.75} = 0.97 \text{ nb}$$

zeigt, dass innerhalb der Fehler dieser Messung keine Polarisierung zu erwarten ist.

Bei der Anregung einer Resonanz treten zusätzlich zum differentiellen Wirkungsquerschnitt für den Zerfall der Resonanz in Muonpaare zwei weitere Anteile auf, von denen einer den reinen QED Anteil darstellt und einer die Interferenz zwischen Resonanz und QED beschreibt. Der Interferenzterm kann unter der Annahme einer $J=1$ Resonanz angegeben werden:

$$\sigma_{\mu\mu}^{\text{Int}} = \text{const.} \cdot \frac{4/3\alpha \cdot \Gamma_{ee}(M-W)}{(M-W)^2 + \Gamma_{\text{tot}}^2/4} \quad (5.3)$$

Dieser Term ändert beim Überschreiten der Resonanz sein Vorzeichen. Durch die Maschinenbreite, die sehr viel grösser ist als die wahre Breite der Resonanz, wird praktisch über den gesamten Resonanzbereich integriert. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass der Interferenzterm bei der Messung nicht beobachtet wird.

Die Auswertung des Resonanzintegrals, wie sie zur Bestimmung der leptonenischen Breite im vorangegangenen Abschnitt durchgeführt wurde, scheidet im Fall der Muonpaare durch die wesentlich kleinere Statistik aus. Es werden daher alle gemessenen Energiepunkte gemäss ihrer Lage in Kontinuumswerte und Werte auf der Resonanz zusammengefasst, um daraus die Resonanzüberhöhung zu bestimmen.

Hierfür kommen zwei unterschiedliche Methoden in Betracht. So kann mit dem im Kontinuum gemessenen Wirkungsquerschnitt und dem berechneten QED Wirkungsquerschnitt die Akzeptanz des Detektors für Muonpaare experimentell bestimmt werden. Mit der so bestimmten Akzeptanz wird der auf der Resonanz gemessene Wirkungsquerschnitt korrigiert und die Resonanzüberhöhung bestimmt.

Die Resonanzüberhöhung kann aber auch bestimmt werden durch die direkte Korrektur des auf der Resonanz gemessenen Wirkungsquerschnitts durch Monte Carlo Rechnungen.

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts mit Hilfe des Aussendetektors soll das zweite Verfahren gewählt werden. Es können für den Aussendetektor durch den relativ homogenen

Aufbau die nötigen Korrekturen mit der erforderlichen Genauigkeit bestimmt werden, so dass bei dieser Methode nur der statistische Fehler einer Messung einget.

Im Innendetektor ist das zuerst erwähnte Verfahren vorzuziehen. Es ist insbesondere der Einfluss der Flugzeitmessung, und die dabei auftretenden Verluste, durch eine Monte Carlo Simulation nur sehr schwer zu erfassen.

1 $B_{\mu\mu}$ im Innendetektor

In der Tabelle V.2 sind die Ergebnisse der Datenauswertung aus Kapitel III.7 zusammengefasst.

| | Muonpaare | Luminosität (nb^{-1}) |
|---|--------------|----------------------------------|
| T Resonanz (9.447 < W < 9.473) | 118.7 ± 11.3 | 294.3 |
| Kontinuum [†] (9.473-9.997 ^ W < 9.447) | 131.3 ± 12.8 | 421.4 |
| T' Resonanz (10.007 < W < 10.027) | 139.3 ± 13.2 | 503.4 |

[†] Luminosität bezogen auf W=9,6 GeV

Tab.V.2 Muonpaare im Innendetektor

Es ergeben sich die folgenden sichtbaren Wirkungsquerschnitte:

$$\sigma_{\text{off}} = \frac{131.3 \pm 12.8}{421.4 \text{ nb}^{-1}} = (0.312 \pm 0.030) \text{ nb}$$

$$\sigma_Y = \frac{118.7 \pm 11.3}{294.3 \text{ nb}^{-1}} = (0.403 \pm 0.038) \text{ nb}$$

$$\sigma_{Y'} = \frac{139.3 \pm 13.2}{503.4 \text{ nb}^{-1}} = (0.277 \pm 0.026) \text{ nb}$$

Daraus berechnet sich die Akzeptanz des Innendetektors für Muonpaare zu:

$$\epsilon_{\mu\mu} = \frac{0.312 \text{ nb}}{0.97 \text{ nb}} = 0.32 \pm 0.03$$

Die Monte Carlo Rechnung ergibt für Muonpaare eine Akzeptanz von $\epsilon = 0.33$.

Die Resonanzüberhöhung und damit $B_{\mu\mu}$ ergibt sich mit der Annahme der e-u- τ Universalität zu:

$$\Delta\sigma_Y = \sigma_Y \cdot \frac{1}{\epsilon} - \sigma_{\text{off}} \cdot \frac{1}{\epsilon} = (0.28 \pm 0.16) \text{ nb}$$

$$\Delta\sigma_{Y'} = \sigma_{Y'} \cdot \frac{1}{\epsilon} - \sigma_{\text{off}} \cdot \frac{1}{\epsilon} \cdot \frac{\sigma_{Y'}^{\text{QED}}}{\sigma_Y^{\text{QED}}} = (-0.01 \pm 0.13) \text{ nb}$$

$$B_{\mu\mu}(Y) = \frac{\Delta\sigma_Y}{\sigma(e^+e^- \rightarrow Y + \text{hadrons}) + 2.8\Delta\sigma_Y} = 0.027 \pm 0.015$$

$$B_{\mu\mu}(Y') < 0.06 \quad (\text{obere Grenze } 95\% \text{ C.L.})$$

Für die T' Resonanz kann mit dieser Methode nur eine obere Grenze für $B_{\mu\mu}$ angegeben werden.

2. $B_{\mu\mu}$ im Aussendetektor:

In der Tabelle V.3 sind die Ergebnisse der Datenauswertung aus Kapitel III.7 zusammengefasst. Weiterhin sind in dieser Tabelle die nach der QED erwarteten Teilchenzahlen angegeben. Die Luminosität wurde dafür aus der Zahl der im Aussendetektor gefundenen Bhabhapaare bestimmt. Bei der Berechnung der erwarteten Teilchenzahlen sind Strahlungskorrekturen und die aus der Sichtprüfung von Ereignissen gewonnene Ansprechwahrscheinlichkeit berücksichtigt.

| | $\mu^+ \mu^-$ | $e^+ e^-$ | $\mu^+ \mu^-$ (QED) |
|---------------------------------|---------------|-----------|---------------------|
| T Resonanz 9.447 < W < 9.473 | 24 | 135 | 14.3 ± 2.0 |
| Kontinuum W < 9.447 ∧ W > 9.473 | 11 | 83 | 8.8 ± 1.3 |
| T' Resonanz 10.007 < W < 10.027 | 10 | 97 | 11.7 ± 1.7 |
| Kontinuum 9.473 < W < 9.997 | 6 | 75 | 9.5 ± 1.5 |

Tab.V.3 Muonpaare im Aussendetektor

Damit ergibt sich $B_{\mu\mu}$ zu:

$$\Delta\sigma_Y = \frac{N_{\mu\mu}^{\text{on}} - N_{\mu\mu}^{\text{QED}}}{N_{\mu\mu}^{\text{QED}}} \sigma_{\mu\mu}^{\text{QED}} = (0.66 \pm 0.40) \text{ nb}$$

$$\Delta\sigma_{Y'} = -0.12 \pm 0.3$$

$$B_{\mu\mu}^Y = \frac{\Delta\sigma_Y}{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \gamma \cdot \text{hadrons}) + 2.8 \cdot \Delta\sigma_Y} = 0.058 \pm 0.034$$

$$B_{\mu\mu}^{Y'} < 0.1 \text{ (obere Grenze 95\% C.L.)}$$

In dieser Arbeit sind zwei voneinander unabhängige Messungen von $B_{\mu\mu}$ beschrieben worden. Ein weiterer Messwert für $B_{\mu\mu}$, der mit dem DASP Detektor gemessen wurde, ist in (DAR79) veröffentlicht. Der Mittelwert dieser Messungen ergibt:

$$B_{\mu\mu} = (3.2 \pm 1.3) \%$$

In der Tabelle V.4 sind die bisher veröffentlichten leptonenischen Verzweigungsverhältnisse der T Resonanz angegeben.

| | $B_{\mu\mu} [\%]$ | $B_{ee} [\%]$ |
|------------------------|-------------------|---------------|
| PLUTO (PLU80, PLU79/2) | 2.2 ± 2.0 | 5.1 ± 3.0 |
| DASP (DAR79) | 2.5 ± 2.1 | |
| LENA (LEN80) | 3.5 ± 1.5 | |
| Diese Arbeit | 3.2 ± 1.3 | |

Tab.V.4 Leptonische Verzweigungsverhältnisse

Unter der Annahme der e-μ Universalität ergibt die Mittelung aller Werte:

$$B_{\mu\mu} = (3.16 \pm 0.78) \%$$

V.3 Die leptonenische und die totale Breite der T Resonanz

Mit dem Wert für $B_{\mu\mu}$ kann die leptonenische Breite aus dem gemessenen Resonanzintegral bestimmt werden. Es gilt:

$$\Gamma_{ee}(y) = \frac{M^2}{6\pi^2 (1 - 2.8 \cdot B_{\mu\mu})} \cdot \int \sigma_{\text{had}} dW = (1.23 \pm 0.08) \text{ keV}$$

Dabei wurde für den Beitrag der Tauzerfälle, entsprechend der Nachweiswahrscheinlichkeit für Taupaare als Multihadronenzustände, nur ein Anteil von $0.8 \cdot B_{\mu\mu}$ berücksichtigt.

Aus der leptonenischen Breite und $B_{\mu\mu}$ kann die totale Breite der T Resonanz angegeben werden.

Diese Arbeit:

$$\Gamma_{\text{tot}}(y) = \frac{\Gamma_{ee}}{B_{\mu\mu}} = \begin{matrix} 38 \\ - 11 \end{matrix} \text{ keV}$$

Mit einer oberen Grenze (95% CL) von 205 KeV.

Mit dem Mittelwert aller veröffentlichten Werte für $B_{\mu\mu}$:

$$\Gamma_{\text{tot}} = \frac{\Gamma_{ee}}{B_{\mu\mu}} = 39 \begin{matrix} + 13 \\ - 8 \end{matrix} \text{ keV}$$

Mit einer oberen Grenze (95% CL) von 77 KeV.

Für die T Resonanz liegt der einzige bisher veröffentlichte Wert für $B_{\mu\mu}$ in dieser Arbeit vor. Auf Grund des grossen statistischen Fehlers kann keine totale Breite angegeben werden.

V.4 Diskussion der systematischen Fehler

1. Bestimmung der Resonanzmassen:

Der statistische Fehler bei der Bestimmung der Resonanzmassen durch die beschriebene Ausgleichsrechnung ist sehr klein im Vergleich zur Unsicherheit in der Eichung der Maschinenenergie. Dieser Fehler wird mit ± 10 MeV für das T und ± 20 MeV für die T' Resonanz angegeben.

2. Bestimmung von Γ_e

Auch bei dieser Grösse kann angenommen werden, dass der statistische Fehler kleiner ist als der systematische Fehler. So gibt es Unsicherheiten in der Messung der Luminosität, bei der Ereignisauswahl und der Bestimmung der Akzeptanz.

Auch bei der Berechnung der Strahlungskorrekturen muss eine Unsicherheit angenommen werden. Bei einem Vergleich der Verfahren die bei (YEN75), (GRE75) und (JAC75) angegeben werden, zeigte sich ein Unterschied bei der Bestimmung des Resonanzintegrals von ± 3 Prozent (SCH80).

Der systematische Fehler bei der Bestimmung der Luminosität kann mit 5 Prozent abgeschätzt werden (Vergl. Kap II.2.4).

Die Ereignisauswahl von Multihadronereignissen wurde durch eine Sichtprüfung von Ereignissen überprüft. Es wurden weniger als 4 Prozent Untergrundereignisse gefunden.

Am schwierigsten ist der Fehler bei der Bestimmung der Akzeptanz abzuschätzen. Hierfür muss im wesentlichen der Einfluss der Schnitte und der Einfluss des verwendeten Ereignisgenerators auf die erhaltenen Ergebnisse betrachtet werden.

Der Schnitt in der deponierten Energie scheint nicht kritisch zu sein. Es werden lediglich 1 Prozent der Monte Carlo Ereignisse durch diesen Schnitt verworfen, wobei insgesamt eine gute Übereinstimmung in der Verteilung der deponierten Energie zwischen Monte Carlo- und Multihadronereignissen zu

beobachtet ist. Grösseren Einfluss auf den systematischen Fehler wird der Schnitt in der Spurzahl haben. So müssen für Multihadronereignisse wenigstens drei Spuren zur Ausgleichsrechnung zur Bestimmung des Vertex beigetragen haben. Durch die Ausbildung des Innendetektors als Schauerdetektor, und damit einer komplizierten Spurfindung durch sich ausbreitende und überlagernde Schauer, ist die gesehene Multiplizität der Ereignisse nur schwer zu reproduzieren.

Aus der Abhängigkeit der Akzeptanz von der Wahl verschiedener Schnitte und der Reproduzierbarkeit der beobachtbaren Grössen durch Monte Carlo Ereignisse wird insgesamt ein Fehler von ± 8 Prozent für die Akzeptanzbestimmung angenommen. Insgesamt ergibt sich damit ein systematischer Fehler von ± 10 Prozent bei der Bestimmung des Resonanzintegrals.

3. $B_{\mu\mu}$

Bei der Messung von $B_{\mu\mu}$ mit dem Innendetektor sind systematische Fehler durch Unregelmässigkeiten im Betrieb des Detektors zu berücksichtigen. Andere Fehler, wie zum Beispiel Unsicherheiten in der Akzeptanzbestimmung, heben sich durch die gewählte Messmethode auf.

Es wurden alle Messläufe, bei denen Ausfälle wesentlicher Detektorkomponenten beobachtet wurden, von der weiteren Auswertung ausgeschlossen. Weiterhin konnte der mit dem Innendetektor gemessene Bhabhawirkungsquerschnitt ständig mit der Messung im Luminositätsmonitor verglichen werden. Es wurden hierbei keine Unregelmässigkeiten beobachtet.

Ein weiterer Fehler ergibt sich durch möglichen Untergrund durch Hadronpaare aus dem Zerfall der Resonanz. Durch die Messung mit dem Aussendetektor konnte diese mögliche Fehlerquelle zu maximal 10 Prozent abgeschätzt werden.

Es wird daher insgesamt ein systematischer Fehler von 10 Prozent für die Bestimmung von $B_{\mu\mu}$ mit dem Innendetektor angenommen.

Für den Aussendetektor wird ein ähnlicher Fehler angenommen, der sich aus der Unsicherheit in der Akzeptanzbestimmung und der Anwendung von Strahlungskorrekturen ergibt.

Insgesamt sind bei der Bestimmung von $B_{\mu\mu}$ die statistischen Fehler wesentlich grösser als die systematischen Fehler.

VI Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente

Die totale Breite:

Die ungewöhnlich kleine totale Breite der T Resonanz kann nur durch eine Unterdrückung des starken Zerfalls erklärt werden. Wie beim J/ψ kann dieses Verhalten durch eine neue Quantenzahl der Quarks erklärt werden, die beim starken Zerfall der Resonanz erhalten bleibt. Die Unterdrückung des Zerfalls erklärt sich daraus, dass ein Zerfall in Mesonenpaare mit dem gleichen Quarkinhalt kinematisch nicht erlaubt ist (Vergl. Kap. I.1).

Die Ladung des neuen Quarks:

Ein wesentlicher Gesichtspunkt für die theoretische Einordnung des neuen Quarks ist seine Ladung. Allerdings lässt sich die Ladung nur durch indirekte Methoden bestimmen, da auch dieses Quark bisher nicht als freies Teilchen beobachtet werden konnte und dieses auch nach den Annahmen von Confinement und Colour nicht möglich sein sollte.

Eine Aussage über Quarkladungen konnte bisher durch die Messung der leptonischen Breite von $Q\bar{Q}$ Resonanzen sowie durch die Bestimmung von R gewonnen werden. Die leptonische Breite einer 3S_1 Resonanz hängt, wie aus Gleichung 1.8 zu sehen ist, von der Ladung des Quarks ab. Dabei sind allerdings weitere Annahmen über die Wellenfunktion $\psi(0)$ im Ursprung zu machen, da diese ebenfalls nicht direkt gemessen werden kann. Die Argumentation zur Festlegung von $\psi(0)$ erfolgt dabei mit Hilfe der Potentialmodelle. So können, basierend auf sehr allgemeinen Annahmen über mögliche Potentialformen, Grenzen für die leptonische Breite angegeben werden. In (ROS78) werden die folgenden Grenzen gegeben (Tab. VI.1).

| | $ Q = 1/3$ | $ Q = 2/3$ | gemessen |
|------|---------------------|----------------------|-----------------|
| T' | $\Gamma_{ee} < .16$ | $\Gamma_{ee} < .63$ | 0.55 ± 0.11 |
| T | $\Gamma_{ee} < .30$ | $\Gamma_{ee} < 1.18$ | 1.23 ± 0.08 |

(Breiten in KeV)

Tab. VI.1 Vergleich leptonischer Breiten

Ein Vergleich dieser Werte weist auf eine Quarkladung von $|Q|=1/3$ hin.

Ein weiterer Hinweis auf eine Quarkladung $1/3$ ergibt sich aus dem Verhältnis aus Γ_{ee}/Q^2 , das sich für die bisher gefundenen Vektormesonen, die als 1^3S_1 Quark-Antiquark Zustände interpretiert werden, als angenähert konstant erwies.

Ein Vergleich mit der gemessenen leptonischen Breite des T und einer angenommenen Ladung von $|Q|=1/3$ weist eindeutig auf eine Ladung $|Q|=1/3$ hin (Abb. VI.1).

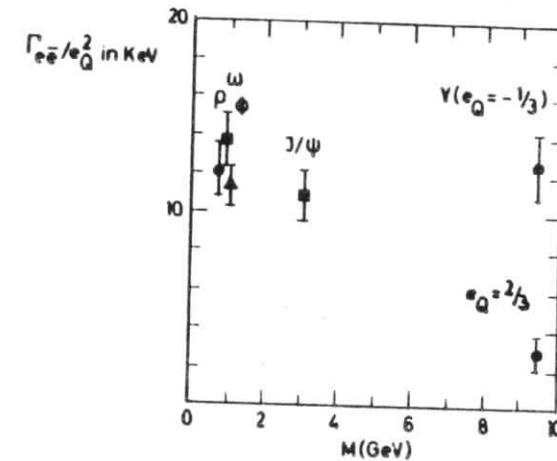


Abb. VI.1 Das Verhältnis Γ_{ee}/Q^2 für Vektormesonen

Durch R kann die Summe der Quarkladungen oberhalb der Schwelle für Zweig erlaubte Zerfälle bestimmt werden (Gleichung 1.5). Messungen, die an PETRA durchgeführt wurden, ergeben im Energiebereich von 20.-35.8 GeV ein $R=4.03 \pm 0.06$ als Mittelwert aller PETRA Experimente (TIM80). Der Fehler gibt nur die statistischen Fehler an, ein gemeinsamer systematischer Fehler ist schwer abzuschätzen. Weiterhin gibt es keinen Hinweis für die Erzeugung eines weiteren Quarks oberhalb der T Resonanzen, so dass nach Gl. 1.5 der berechnete Wert für R unter der Annahme $|Q|=1/3$ bzw. $|Q|=2/3$ mit dem PETRA Messwert verglichen werden kann. Aus der Rechnung ergibt sich:

$$|Q|=1/3 \rightarrow R=3.9 \quad \text{bzw.} \quad |Q|=2/3 \rightarrow R=4.9 \quad \alpha_s = .2 \text{ angenommen.}$$

Es zeigt sich eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit $|Q|=1/3$.

Bestimmung von α_s :

Durch die Messung der Zerfallsbreite des direkten Zerfalls eines 1^3S_1 Quark-Antiquark Zustands kann nach Gleichung 1.9 α_s bestimmt werden.

Mit der Partialbreite $\Gamma_{\gamma\gamma}$ für den Zerfall in $\gamma+2$ Gluonen ergibt sich die Breite für den Zerfall in 3 Gluonen zu:

$$\Gamma_{3g} = \Gamma_{\text{tot}} - (R+3)\Gamma_{ee} + \Gamma_{\gamma 2g} + \text{Zerfälle höherer Ordnung}$$

Die Grösse des Zerfalls der T Resonanz in $\gamma+2$ Gluonen kann nach (VOL80) abgeschätzt werden:

$$\frac{\Gamma(\gamma \rightarrow \gamma + 2g)}{\Gamma(\gamma \rightarrow 3g)} = \frac{4}{5} \frac{\alpha}{\alpha_s} \approx 0.04 \quad \alpha_s = .2 \text{ angenommen}$$

Dieser Zerfall und die Zerfälle höherer Ordnung werden im folgenden vernachlässigt.

Unter Verwendung von Gleichung 1.9, die für die niedrigste Ordnung der Störungsrechnung gilt, wird α_s bestimmt zu:

$$\alpha_s = \left[\frac{\Gamma_{3g} \cdot 81\pi \cdot Q^2 \cdot \alpha^2}{\Gamma_{ee} \cdot 10 (\pi^2 - 9)} \right]^{1/3} = 0.16 \begin{matrix} + 0.03 \\ - 0.02 \end{matrix}$$

Wird nach dem gleichen Verfahren das α_s für das J/ψ bestimmt, wird $\alpha_s(J/\psi) = 0.192 \pm 0.017$ erhalten. Ein Vergleich dieser beiden Werte für α_s zeigt, dass etwaige Korrekturen in beiden Fällen die gleiche Grössenordnung haben und die Energieabhängigkeit von α_s richtig beschrieben wird.

Ein Vergleich dieser Werte mit dem Wert für $\alpha_s = 0.17$, wie er aus Ereignissen mit Gluon Bremsstrahlung bei Petra Energien als Mittelwert verschiedener Experimente ermittelt wird (YAM80, HEP80), deutet auf einen ähnlichen Wert für α_s hin.

Es ist daher anzunehmen, dass die Korrekturen höherer Ordnung zu Gleichung 1.9 klein sein werden und noch berechnet werden können.

Wird dagegen nach der in Kap.1 angegebenen Gleichung 1.6 α_s in Abhängigkeit der Normierungsenergie Λ angegeben, so wird mit $\Lambda = 0.5 \text{ GeV}$, wie es aus Ergebnissen der Lepton-Kern Streuung angegeben wird, ein $\alpha_s(T) = 0.25$ erhalten. Um den oben

berechneten Wert zu erhalten, der aus der Zerfallsbreite der T Resonanz bestimmt wurde, müsste $\Lambda = 0.1$ angenommen werden.

Auch aus der Messung von R oberhalb der Schwelle für Zweig erlaubte Zerfälle könnte mit Gleichung 1.6 ein α_s bestimmt werden. Allerdings sind dafür bisher die systematischen Fehler bei der Messung von R noch zu gross.

Die totale Breite des T':

Für die totale Breite des T' lässt sich bisher als obere Grenze lediglich die gemessene Maschinenbreite angeben. Wird die erhaltene obere Grenze von 6% für das $B_{\mu\mu}$ der T' Resonanz zur Berechnung der totalen Breite benutzt, ergibt sich als untere Grenze für die totale Breite ein Wert von 9 KeV.

Vergleich der Ergebnisse mit Potentialrechnungen:

In der folgenden Tabelle werden einige Vorhersagen von Potentialrechnungen für das T System mit den Ergebnissen der Messung verglichen:

| | Standard-Potential (MAR80) | Inverses Streuproblem (ROS81) | Richardson Messung (RIC79) | |
|--|----------------------------|-------------------------------|----------------------------|---------------------|
| $M(T') - M(T)$ | 589 | 587 | 560 | 556 ± 10 |
| $ \text{MeV} $ | | | | |
| $\Gamma_{ee}(T)$ | | 1.16 | 1.1 | 1.23 |
| $ \text{keV} $ | | | | $\pm 0.08 \pm 0.12$ |
| $\frac{\Gamma_{ee}(T')}{\Gamma_{ee}(T)}$ | 0.42 | 0.28 | 0.42 | 0.45 ± 0.1 |

Tab.VI.1 Vergleich leptonischer Breiten

Es zeigt sich eine besonders gute Übereinstimmung der Messwerte mit den Werten, die von Richardson angegeben wurden.

Aus der gleichzeitigen Beschreibung der Messwerte des Charmonium Systems und der T Resonanzen durch das gleiche Potential ergibt sich ein wesentlicher Hinweis auf die Flavourunabhängigkeit der Quarkkräfte.

Vergleich der Ergebnisse mit den Ergebnissen anderer Experimente.

In der folgenden Tabelle sollen die Ergebnisse verschiedener Experimente verglichen werden. Es handelt sich dabei um die Experimente DASP, PLUTO und LENA am DORIS Speicherring und die Detektoren CLEO und CUSB am 1979 in Betrieb genommenen Speicherring in Cornell.

| | Diese Arbeit | DASP11 1978 DAR78/1/2 | PLUTO GER80 PLU80 | LENA LEN80/1 LEN80 | CLEO KRE80 | CUSB SCH80 |
|--|----------------------------------|-----------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|
| $M(y)$ MeV | 9462 ± 0.6 ± 10 | 9457 ± 10 | 9456.5 ± 0.8 ± 10 | 9461.3 ± 0.5 ± 10 | 9433.1 ± 0.3 ± 30 | 9434.5 ± 0.4 ± 30 |
| $M(y')$ MeV | 10018 ± 1.5 ± 20 | 10012 ± 20 | — | 10014 ± 1.2 ± 20 | — | — |
| $\Delta M(y'-y)$ MeV | 556 ± 10 | 556 ± 11 | — | 552.7 ± 1.2 ± 1.0 | 560.7 ± 0.8 ± 3.0 | 559.0 ± 1.0 ± 3.0 |
| $\Gamma_{ee}(y)$ KeV | 1.23 ± 0.08 ± 0.12 | 1.5 ± 0.4 | 1.28 ± 0.07 ± 0.13 | 1.23 ± 0.1 ± 0.14 | — | — |
| $\Gamma_{ee}(y')$ KeV | 0.55 ± 0.11 ± 0.06 | 0.35 ± 0.14 | — | 0.56 ± 0.07 ± 0.06 | — | — |
| $\frac{\Gamma_{ee}(y')}{\Gamma_{ee}(y)}$ | 0.45 ± 0.1 | 0.23 ± 0.12 | — | 0.43 ± 0.07 | 0.44 ± 0.06 ± 0.04 | 0.39 ± 0.06 |
| B_{ee} % | — | — | 5.1 ± 3.0 | — | — | — |
| $B_{\mu\mu}$ % | 3.2 ± 1.3 ± 0.3 | 2.5 ± 2.1 | 2.2 ± 2.0 | 3.5 ± 1.5 ± 0.4 | — | — |

Der erste Fehler ist der statistische, der zweite der systematische Fehler.

Zusammenfassung:

Am DORIS Speicherring wurde mit dem DASP Detektor der hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich der Resonanzen T und T' gemessen.

Für die Parameter der Resonanzen werden die folgenden Werte ermittelt:

$$\begin{aligned}M(T) &= (9462 \pm 0.6 \pm 10) \text{ MeV} \\M(T') &= (10018 \pm 1.5 \pm 20) \text{ MeV} \\\Delta M(T' - T) &= (556 \pm 10) \text{ MeV} \\\Gamma_{ee}(T) &= (1.23 \pm 0.08 \pm 0.12) \text{ KeV} \\\Gamma_{ee}(1-3B_{\mu\mu})(T') &= (0.55 \pm 0.11 \pm 0.06) \text{ KeV}\end{aligned}$$

Wobei der erste Wert den statistischen und der zweite den systematischen Fehler angibt.

Weiterhin wurde der Zerfall der Resonanzen in Muonpaare untersucht. Es wurden die folgenden Verzweungsverhältnisse ermittelt:

$$\begin{aligned}B_{\mu\mu}(T) &= (5.2 \pm 1.3 \pm 0.3) \% \\B_{\mu\mu}(T') &< 6 \% \text{ (obere Grenze 95\% C.L.)}\end{aligned}$$

Damit kann für das T die totale Breite angegeben werden:

$$\Gamma_{\text{tot}}(T) = 38^{+27}_{-11} \text{ KeV}$$

Für das T' kann nur eine untere Grenze von 9 KeV für die totale Breite angegeben werden.

Die extrem schmale Breite des T und seine grosse Masse lässt den Schluss zu, dass es sich bei dieser Resonanz um den gebundenen Zustand eines neuen schweren Quarks mit seinem Antiquark handelt.

Aus den gemessenen leptonischen Breiten ergibt sich der Hinweis auf eine Ladung dieses Quarks von $|Q|=1/3$.

Die Messwerte des T- und Charmoniumsystems werden durch Potentialrechnungen gut reproduziert, womit sich der Hinweis auf die Flavourunabhängigkeit der Quarkkräfte ergibt.

Aus der Zerfallsbreite des T in drei Gluonen kann α_s angegeben werden. Es ergibt sich:

$$\alpha_s = 0.16^{+0.03}_{-0.02}$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert wie er für α_s bei PETRA aus Ereignissen mit Gluonbremsstrahlung ermittelt wird.

Danksagung:

Diese Arbeit entstand im Rahmen der DASP II Kollaboration. Allen Mitgliedern der Kollaboration möchte ich für ihre Hilfe und Unterstützung bei der Anfertigung der Arbeit danken.

Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Dr. W. Schmidt-Parzefall für die Betreuung bei der Anfertigung der Arbeit,
Herrn Dr. H. Schröder für die kritische Durchsicht des Manuskripts mit stets fruchtbaren Diskussionen,
Herrn S. Weseler für die Überlassung von Monte Carlo Programmen
und Herrn P. Böckmann für zahlreiche anregende Diskussionen.

Abb.I.1 Quarkdiagramme
 Abb.II.1 Der DORIS Speicherring nach dem Umbau
 Abb.II.2 Der Innendetektor
 Abb.II.3 Der Innendetektor im waagerechten Schnitt
 Abb.II.4 Szintillationszähler im Innendetektor
 Abb.II.5 Rohrkammer-Szintillator-Schauerzähler Module
 Abb.II.6 Schnitt durch den DASP Detektor
 Abb.II.7 Luminositätsmonitor
 Abb.III.1 Flugzeitdifferenz für Daten von den DST-Datensätzen
 Abb.III.2 Flugzeitdifferenz für Multihadronereignisse
 Abb.III.3 Verteilung des Vertex für Multihadronereignisse entlang der Z-Achse
 Abb.III.4 Zahl der gefundenen Multihadronereignisse im Bereich der Υ Resonanz
 Abb.III.5 Zahl der gefundenen Multihadronereignisse im Bereich der Υ' Resonanz
 Abb.III.6 Winkelverteilung $dN/d\cos\theta$ Bhabhas + $\gamma+\gamma$ und QED Vorhersage
 Abb.III.7 Luminosität im Bereich der Υ Resonanz
 Abb.III.8 Luminosität im Bereich der Υ' Resonanz
 Abb.III.9 Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ Resonanz
 Abb.III.10 Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ' Resonanz
 Abb.III.11 Winkelverteilung $dN/d\cos\theta$ aller im Aussendetektor gefundenen Bhabhapaare
 Abb.III.12 Deponierte Energie aller kollinearen Zweispurereignisse
 Abb.III.13 Flugzeit aller kollinearen, minimalionisierenden Zweispurereignisse in den 5S Zählern gegen Zeit im Bunch TDC und Flugzeitprojektion
 Abb.III.14 Flugzeit aller kollinearen, minimalionisierenden Zweispurereignisse in den Flussbrückeählern gegen Zeit im Bunch TDC und Flugzeitprojektion
 Abb.III.15 Flugzeitdifferenz in den Flussbrückeählern gegen Z-Vertex
 Abb.III.16 Untergrundsubtraktion für die mit den 5S Zählern gemessene Flugzeit.
 a.) Flugzeit korreliert mit dem Bunch
 b.) Flugzeit unkorreliert mit dem Bunch normiert auf a
 c.) Differenz aus a) und b)
 Abb.III.17 Akzeptanz und untergrundkorrigierte Winkelverteilung aller gefundenen Muonpaare im Vergleich mit der theoretisch erwarteten Winkelverteilung
 Abb.IV.1 Strahlungskorrekturen
 Abb.IV.2 Winkelverteilung der abgestrahlten Photonen für verschiedene k-Intervalle

Abb.IV.3 a.) Verteilung des Polarwinkels für Spuren multihadronischer Ereignisse
 b.) Vergleich mit der Monte Carlo Simulation
 Abb.IV.4 a.) Verteilung des Azimutwinkels für Spuren multihadronischer Ereignisse
 b.) Vergleich mit der Monte Carlo Simulation
 Abb.IV.5 a.) Verteilung der deponierten Energie für multihadronische Ereignisse
 b.) Vergleich mit der Monte Carlo Simulation
 Abb.IV.6 a.) Verteilung der mittleren Funkenzahl
 b.) Vergleich mit der Monte Carlo Simulation
 Abb.IV.7 Sphericityverteilung für Daten aus dem Kontinuum im Vergleich mit dem Zweijet Monte Carlo
 Abb.IV.8 Sphericityverteilung im Bereich der Υ Resonanz im Vergleich mit dem Dreigliuon Monte Carlo
 Abb.IV.9 Sphericityverteilung im Bereich der Υ' Resonanz im Vergleich mit dem Dreigliuon Monte Carlo
 Abb.V.1 Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ Resonanz und strahlungskorrigierte Kurve
 Abb.V.2 Hadronischer Wirkungsquerschnitt im Bereich der Υ' Resonanz und strahlungskorrigierte Kurve
 Abb.VI.1 Das Verhältnis Γ/Q^2 für Vektormesonen

Tab.I.1 Quantenzahlen der Quarks
 Tab.II.1 DORIS Parameter bei 10 GeV
 Tab.II.2 Anteil der Triggerklassen an der Gesamtdatenmenge
 Tab.III.1 Verteilung der Luminosität
 Tab.III.2 Reduktionsfaktor für die einzelnen Triggerklassen
 Tab.III.3 Auswahlkriterien für Multihadronereignisse
 Tab.III.4 Auswahlkriterien für Elektronpaare, Muonpaare und Hadronpaare im Aussendetektor
 Tab.III.5 Auswahlkriterien für Muonpaare im Innendetektor
 Tab.III.6 Ergebnisse der Datenauswertung
 Tab.IV.1 Ergebnisse der Monte Carlo Akzeptanzrechnungen
 Tab.V.1 Ergebnisse der Ausgleichsrechnung
 Tab.V.2 Muonpaare im Innendetektor
 Tab.V.3 Muonpaare im Aussendetektor
 Tab.V.4 Leptonische Verzweigungsverhältnisse
 Tab.VI.1 Vergleich leptonischer Breiten
 Tab.VI.2 Vergleich mit Potentialrechnungen
 Tab.VI.3 Vergleich der Ergebnisse verschiedener Experimente

- ALB80 H.Albrecht et al.,Phys. Lett. 93B,500(1980)
- APP73 Th.Appelquist, H.Georgi, Phys. Rev. Letters D8,4000 (1973)
- APP75 J.Appelquist und D.H.Politzer,Phys. Rev. Let. 34,43(1975)
- T.Appelquist,H.D.Politzer,Phys. Rev. Let.34,365(1975)
- AUB74 J.Aubert et al.,Phys. Rev. Let. 33,1404(1974)
- AUG74 J.E.Augustin et al.,Phys. Rev. Lett. 33,1406(1974)
- BAR76 R.Barbieri et al.,Nucl. Phys. B105,125(1976)
- BER80 F.A.Berends,R.Kleiss,Distributions in the Process $e+e- \rightarrow \mu\mu\gamma$,DESY 80/86,July 1980
- BER80/1 F.A.Berends,R.Kleiss,Initial State Radiation for $e+e-$ Annihilation into Jets,DESY 80/73,July 1980
- BER80 Ch.Berger et al.,Topology of T-Decays,DESY 80/117,December 1980
- BIE78 J.K.Bienlein et al.,Phys. Lett. 76B,360(1978)
- BON71 G.Bonneau,F.Martin,Nucl. Phys. B27,381(1971)
- DAR78/1 C.W.Darden et al.,Phys. Lett. 76B,246(1978)
- DAR78/2 C.W.Darden et al.,Phys. Lett. 76B,364(1978)
- DAR79 C.W.Darden et al.,Phys. Lett. 80B,419(1979)
- DAS DESY Handbuch: Doppelarmspektrometer DASP
- DER75 A.De Rujula,S.L.Glashow,Phys. Rev. Let.34,46(1975)
- DER75/1 A.De Rujula et al.,Phys. Rev. Let.D12,147(1975)
- DOR67 Vorschlag zum Bau eines 3 GeV Doppelspeicherung für DESY,September 1967
- DOR79 DORIS Speicherringgruppe,W.Blothe et. al.,DESY 79/8
- FIE78 R.D.Field und R.P.Feynmann,Nucl.Phys.B136,1(1978)
- GEL62 M.Gell-Mann,Phys. Rev. 125(1962)1067
- GOT79 K.Gottfried,Cornell Report CLNS 80/467,July 1980
- GOT77 K.Gottfried,Proceedings Hamburg Conference 1977, 1977 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Editor F.Gutbrod
- GRE75 M.Greco et al.,Nucl.Phys. B101,234(1975)
- GER80 Ch.Gerke,Messung des Totalen Wirkungsquerschnitt in der $e+e-$ Annihilation im Energiebereich der T Resonanz, Interner Bericht,DESY PLUTO 80/03, Januar 1980
- HEP80 V.Hepp,Proceedings of the XX International Conference on High Energy Interactions,Madison, Wisconsin July 1980
- HIER77 S.W.Herb et al.,Phys. Rev. Letters 39,252 (1977)
- JAC75 J.D.Jackson und D.L.Scharre,Nucl.Phys.B101,234(1975)
- KOL78 K.Koller und T.F.Walsh,Phys. Letters 72B,227(1977)
- KRA77 M.Krammer,H.Krasemann, Two Gluon Jets from T'(10.0) DESY 77/75,November 1977
- KRE80 D.L.Kreinick,AIP Conference Proceedings No.62, Vanderbilt 1980,High Energy $e+e-$ Interactions
- LEN79 DESY-Hamburg-Heidelberg-MPI München-Collaboration Hadronic Jets from $e+e-$ Annihilations in the T and T'-Region,DESY 79/31,July 1979
- LEN80 LENA Kollaboration, Total Width and Leptonic Branching Ratio of the T(9.46) DESY 80/53 June 1980
- LEN80/1 LENA Kollaboration, T(10.01) Resonance Parameters DESY 80/81 September 1980
- MAR79 MarkJ Collaboration,D.P. Barber et al.,Phys.Lett. 89B,139(1979)
- MAR80 A.Martin,CERN-TH 2843(1980)
- NAK79 T.Nakada und K.R.Schubert, The Field and Feynman Jet Model and the Application to $e+e-$ Experiments, Heidelberg IHEP-HD/79-1/ARGUS
- Nak79/1 T.Nakada und K.R.Schubert Heidelberg IHEP-HD/79-2/ARGUS
- NE62 Y.Ne'eman,Nucl. Phys.26(1962)222
- NOV78 V.A.Novikov et al.,Physics Reports 41,1(1978)
- OKU63 S.Okubo,Phys. Lett. 5,165(1963)
- PAR80 Particle Data Group,Reviews of Modern Physics 52,2(1980)
- PLU78 PLUTO Kollaboration,Ch. Berger et. al., Phys. Lett. 76B,243(1978)
- PLU79/1 Ch. Berger et al.,Phys. Lett. 82B,449(1979)
- PLU79/2 PLUTO Kollaboration,Measurement of Leptonic Branching Ratios of the T(9.46),DESY 79/19 March 1979
- PLU80 Ch. Berger et al.,Phys. Lett. 93B,497(1980)
- PLU80/1 CPLUTO Kollaboration,Ch. Berger et. al., Topology of the T Decay,DESY 80/117 December 80
- QUI77 C.Quigg,J.L. Rosner,Phys. Lett. 71B,153(1977)
- RIC79 J.L.Richardson,Phys. Lett. 82B,272(1979)
- RIP80 C.Rippich, AIP Conference Proceedings No.62, Vanderbilt 1980,High Energy $e+e-$ Interactions
- ROS78 J.L. Rosner,H.B. Thacker,C.Quigg, Physical Review D 18,287(1978)
- ROS81 J.L.Rosner,C.Quigg, Further Evidence for Flavour Independence of the Quark-Antiquark Potential, Fermilab -Pub 81/13,THY, January 1981
- ROY67 R.van Royen und V.F.Weisskopf,Nuovo Cim.50,617(1967)

SAU74 K.Sauerberg,Diplomarbeit DESY interner Bericht,
F22-74/02(1974)

SCH80 R.D.Schamberger,AIP Conference Proceedings No.62,
Vanderbilt 1980,High Energy $e+e-$ Interactions

SCH80 K.R.Schubert,Radiative Corrections for $e+e-$ --->
Narrow Resonance,Interne Kommunikation F15 Januar 1980

TAS80 TASSO Collaboration,R.Brandelik et al.,Phys. Lett.
94B,437(1980)

TIM80 U.Timm,Total Hadronic Cross Sections,Multiplicity
and inclusiv Particle Spectra from $e+e-$ Annihilation
at Petra,DESY 80/70,July80

VOL80 M.Voloshin and V.Zakharov, Selected Topics on T
Physics, Internal Report DESY F15-80/03,May 1980

WES81 S.Weseler Heidelberg, Diplomarbeit in Vorbereitung

WHI78 B.H.Wiik,G.Wolf,A Review of $e+e-$ Interactions
DESY 78/23,May 1978

YAM80 S.Yamada,Proceedings of the XX International
Conference on High Energy Interactions,Madison,
Wisconsin July 1980

YEN75 D.R.Yennie,Phys. Rev. Letters 34,239(1975)

ZEE73 A.Zee ,Phys. Rev. Letters D8,4038 (1973)

ZWE64 G.Zweig ,CERN Preprint TH401(1964)412