Interner Bericht
DESY F22-79/01
April 1979

UNTERSUCHUNG DER ENDZUSTÄNDE $\mu^+\mu^-$ UND e^+e^- AM ELEKTRON-POSITRON-SPEICHERRING DORIS BEI SCHWERPUNKTENERGIEN ZWISCHEN 3.0 UND 5.2 GeV

von

Klaus Sauerberg

Untersuchung der Endzustände $\mu^+\mu^-$ und e^+e^- am Elektron-Positron-Speicherring DORIS bei Schwerpunktenergien zwischen 3.0 und 5.2 GeV

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

des Fachbereichs Physik

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Klaus Sauerberg

aus Wattenbek

Hamburg

1979

Gutachter der Dissertation	:	Prof. Dr. G. Weber
		Prof. Dr. H. Schopper
Gutachter der Disputation	:	Prof. Dr. G. Weber
		Prof. Dr. P. Schmüser
Datum der Disputation	:	9. April 1979

Prof. Dr. H.V. von Geramb

Vorsitzender des Promotionsausschusses

und Sprecher des Fachbereichs Physik

Übersicht

In der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse einer Untersuchung der Endzustände $\mu^+\mu^-$ und e^+e^- mit dem DASP-Außendetektor am Speicherring DORIS bei Schwerpunktenergien zwischen 3.0 und 5.2 [GeV] wiedergegeben.

Im Energiebereich außerhalb der Resonanzen J/ψ und ψ' werden die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen der Quantenelektrodynamik (QED) verglichen. Eine Verletzung der QED wird nicht beobachtet.

Unter Berücksichtigung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes werden im Bereich der Schwerpunktenergien 3.1 und 3.7 [GeV] aus den gemessenen Anregungskurven die Resonanzparameter von J/ψ und ψ' ermittelt.

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung

Die Phänomene in der Elementarteilchenphysik werden auf die starke, elektromagnetische, schwache und in neueren Spekulationen auch auf die Gravitations-Wechselwirkung zurückgeführt. Trotz hoffnungsvoller Ansätze einer einheitlichen Beschreibung der vier Wechselwirkungen (Supersymmetrie[1a]) gibt es bisher nur für die elektromagnetische Wechselwirkung eine geschlossene theoretische Beschreibung: die Quantenelektrodynamik (QED)[1b]. Der universelle Charakter der QED über einen großen Energiebereich und die hohe Präzision, mit der sie sich bisher bewährt hat, machten die Quantenelektrodynamik zum Vorbild für andere dynamische Modelle. So findet man z.B. bei dem Versuch einer Beschreibung der Hadronphysik durch die Quantenchromodynamik (QCD) Aspekte der QED wieder[2].

Zur Überprüfung der QED unterscheidet man zwei Gruppen von Experimenten. Die Präzisionsexperimente bei großen Abständen (kleine Impulsüberträge) dienen zum Nachweis sogenannter innerer Strahlungskorrekturen. Messungen dieser Art, wie z.B. die Bestimmung der Lamb-shift oder des anomalen magnetischen Momentes von Leptonen, liefern eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit den theoretischen Voraussagen[3].

Die Untersuchungen elektromagnetischer Prozesse bei kleinen Abständen lassen sich am besten an e^+e^--Speicherringen durchführen. Wegen der hohen Schwerpunktenergie stehen große Impulsüberträge zur Verfügung. Außerdem gibt es keine stark wechselwirkenden Teilchen im Anfangszustand. Als 1967 der Vorschlag zum Bau des Elektron-Positron-Doppelringspeichers DORIS gemacht wurde, galt einer der Schwerpunkte des späteren Meßprogrammes der Überprüfung der QED[4]. Zu dieser Zeit wurde am Synchrotron bei DESY die e^+e^--Paarbildung an Kernen gemessen[5]. In der Nähe der invarianten e^+e^--Massen von 750 bzw. 1000 MeV/c^2 wuchs die e^+e^--Rate resonanzartig an und war viel größer als die QED vorhersagte[6]. Diese Abweichungen werden im Rahmen der starken Wechselwirkung als Anregungen der bereits früher entdeckten Vektormesonen ρ, ω und φ interpretiert. 1974 führte die konsequente Fortsetzung dieser Produktionsexperimente bei BNL[7] gleichzeitig mit einem Speicherringexperiment bei SPEAR[8] zur Entdeckung der extrem schmalen Resonanz J/ψ. Wenig später wurde bei SPEAR eine weitere schmale Resonanz ψ' gefunden[9]. Durch diese Entdeckungen verlagerte sich das Meßprogramm der Experimente bei DORIS ganz auf die Untersuchung der neuen Resonanzen.

In der vorliegenden Arbeit werden zunächst die Reaktionen

$$e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^- \quad \text{und} \tag{I.1a}$$

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^- \tag{I.1b}$$

bei Schwerpunktenergien untersucht, die keine ausgeprägten Resonanzen im hadronischen Wirkungsquerschnitt aufweisen, so daß dort die Vorhersagen der QED gültig sein sollten. Anschließend werden aus den Wirkungsquerschnitten für die Zerfallskanäle

$$e^+e^- \longrightarrow J/\psi \text{ bzw. } \psi' \longrightarrow \text{Hadronen} \tag{I.2a}$$

$$\longrightarrow \mu^+\mu^- \tag{I.2b}$$

$$\longrightarrow e^+e^- \tag{I.2c}$$

die Resonanzparameter von J/ψ und ψ' ermittelt.

Die Daten, die dieser Arbeit zu Grunde liegen, wurden in der Zeit 1975-1977 mit dem Doppelarmspektrometer DASP am Doppelringspeicher DORIS gemessen.

II. Wirkungsquerschnitte

In der QED wird die relativistische Quantenmechanik durch die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes erweitert. Im Gegensatz zu freien elektromagnetischen Feldern läßt sich bei Einführung einer Wechselwirkung keine exakte Lösung angeben. Man greift daher auf die Störungsrechnung zurück, die wegen der kleinen elektromagnetischen Kopplung

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137} \tag{II.1}$$

e = Elementarladung
$\hbar$ = Plancksches Wirkungsquantum/2π
c = Vakuum-Lichtgeschwindigkeit

Erfolg verspricht. Die Störungsreihe wird im allgemeinen nach dem ersten nichtverschwindenden Glied abgebrochen. Alle höheren Ordnungen in α werden als Strahlungskorrekturen bezeichnet.

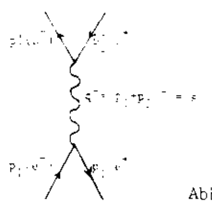
Die Resonanzwirkungsquerschnitte werden durch eine Breit-Wigner-Form beschrieben, wobei der Einfluß von Strahlungskorrekturen und der endlichen Energieauflösung des Speicherringes auf die Resonanzstruktur zu berücksichtigen ist.

II.1 Die $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung

Die einfachste QED-Reaktion, die man an e^+e^--Speicherringen untersuchen kann, ist die $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung

$$e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^- . \tag{I.1a}$$

Der Prozeß wird in niedrigster Ordnung der elektromagnetischen Kopplung α durch das Feynmandiagramm in Abb. II.1 beschrieben (zeitartiger Ein-Photon-Austausch).



p_i ... bzw. p_i' ... sind die Viererimpulse von e^-, e^+ bzw. μ^-, μ^+

q = Viererimpuls des virtuellen Photons

Abb. II.1 Feynmandiagramm für die $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist durch

$$\frac{d\sigma_{\mu^+\mu^-}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\,\beta\,\left[(1+\cos^2\theta) + (1-\beta^2)\sin^2\theta\right] \tag{II.2}$$

$$\beta = \frac{p}{E}\ , \quad \theta = \text{Streuwinkel} \sphericalangle (\vec p_1, \vec p_1')$$

gegeben. Für $\beta = 1$ ($E \gg m_\mu$) gilt

$$\frac{d\sigma_{\mu^+\mu^-}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}(1+\cos^2\theta) \ . \tag{II.3}$$

Mögliche Modifikationen der QED werden gewöhnlich durch Änderung der Vertexfunktion oder des Photonpropagators beschrieben. In beiden Fällen werden diese Änderungen durch sogenannte Formfaktoren[10]

$$F^{\pm}(q^2) = 1 \pm \frac{q^2}{q^2 - \Lambda_\pm^2} \tag{II.4}$$

ausgeführt. Die Vorzeichen sind auf unterschiedliche Interpretationen von Lee, Wick (−) und Källen, Lehmann (+) zurückzuführen[11]. Einer Modifikation des Photonpropagators entspricht eine Änderung des Coulombpotentials

$$\frac{1}{r} \longrightarrow \frac{1}{r}\left(1 - e^{-\Lambda r}\right) \ . \tag{II.5}$$

Dem Photon wird eine „Masse" Λ (Abschneideparameter) zugeordnet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung ändert sich mit dem modifizierten Photonpropagator wie folgt

$$\frac{d\sigma_{\mu^+\mu^-}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}(1+\cos^2\theta)\,|F(s)|^2 \ . \tag{II.6}$$

II.2 Die elastische Elektron-Positron-Streuung

In der Bhabhastreuung

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^- \tag{I.1b}$$

gibt es zusätzlich zum zeitartigen Graphen (Abb. II.1, die μ-Massen im Endzustand sind durch die e-Massen zu ersetzen) einen Beitrag mit raumartigem Photonaustausch (Abb. II.2).

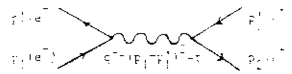


Abb. II.2 Feynmandiagramm für den raumartigen Beitrag zur Bhabhastreuung

Für die Strahlenergie $E=E_1=E_2$ und kollinear einlaufende Teilchen ergeben sich im relativistischen Grenzfall ($E >> m_e$) die Impulsüberträge zu

$$t \cong -4E^2 \sin^2\frac{\theta}{2} \quad \text{und} \quad s = 4E^2 \quad . \tag{II.7}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Bhabhastreuung hat die Form

$$\frac{d\sigma_0^{e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left\{\frac{10+4\cos\theta+2\cos^2\theta}{(1-\cos\theta)^2} - \frac{2(1+\cos\theta)^2}{1-\cos\theta} + 1+\cos^2\theta\right\} \quad . \tag{II.8}$$

Der erste Term in (II.8) beschreibt die direkte Streuung (Abb II.2), der zweite die Interferenz zwischen raumartigem und zeitartigem Photonaustausch und der letzte die Paarerzeugung (Abb. II.1). Der Verlauf dieser Beiträge mit $\cos\theta$ ist in Abb. II.3 dargestellt.

Während sich in der $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung bei einer Modifikation des Photonpropagators nur der Absolutwert des Wirkungsquerschnittes ändert, kann man aus der gemessenen Winkelverteilung des gestreuten Elektrons (Positrons) sowohl den raumartigen als auch den zeitartigen Beitrag zum differentiellen Wirkungsquerschnitt prüfen:

$$\frac{d\sigma_0^{e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left\{\frac{10+4x+2x^2}{(1-x)^2}|F(t)|^2 - \frac{2(1+x)^2}{1-x}\mathrm{Re}(F(t)F^*(s)) + (1+x^2)|F(s)|^2\right\}, \tag{II.9}$$

$$x = \cos\theta \quad .$$

II.3 Wirkungsquerschnitt für eine Vektormesonresonanz

Neben den genannten QED-Reaktionen werden in dieser Arbeit auch die Zerfallskanäle

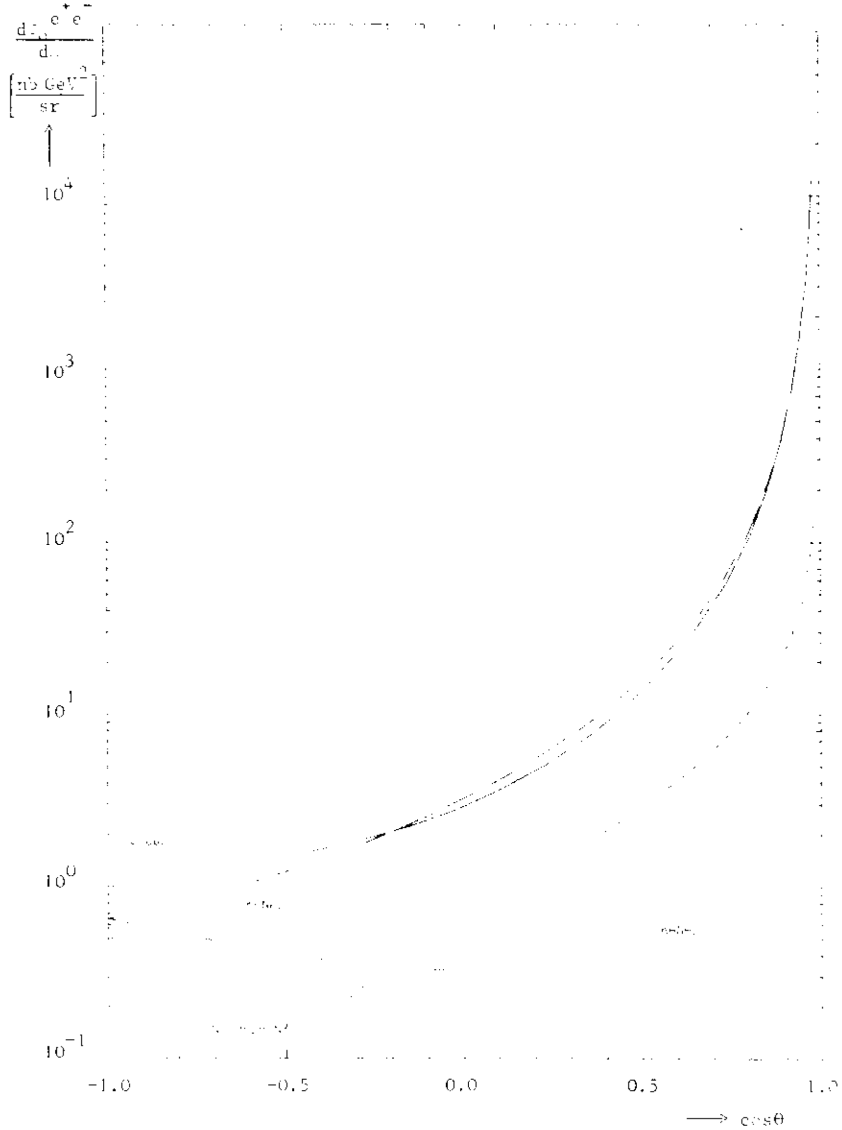


Abb. II.3 Beiträge zum differentiellen Wirkungsquerschnitt für die Bhabhastreuung

(I.2a) $e^+e^- \longrightarrow J/\psi$ bzw. $\psi' \longrightarrow$ Hadronen

(I.2b) $\longrightarrow \mu^+\mu^-$

(I.2c) $\longrightarrow e^+e^-$

untersucht. Die Resonanzen J/ψ und ψ' sind Vektormesonen mit der gleichen Spin(J)-Paritäts(P)-Zuordnung $J^P = 1^-$ wie für das Photon[12]. Sie können daher direkt im s-Kanal angeregt werden (Abb. II.4).

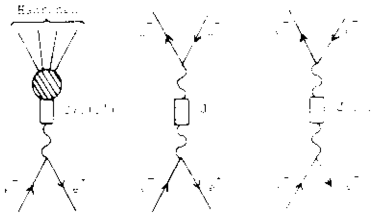


Abb. II.4

Feynmandiagramme für die Zerfälle von J/ψ und ψ' in Hadronen und Leptonpaare

Wenn man annimmt, daß sich die Erzeugung eines Vektormesons mit der Masse M durch eine relativistische Breit-Wigner-Form beschreiben läßt, erhält man die Wirkungsquerschnitte für die leptonischen Zerfallskanäle einschließlich der QED-Beiträge einfach durch eine entsprechende Erweiterung des Photonpropagators[13]

(II.10) $$\frac{e^2}{q^2} \longrightarrow \frac{e^2}{q^2}\left(1 + \frac{\frac{g_i g_f}{e^2}\, s}{s-M^2+iM\Gamma}\right) , \qquad \frac{g_{i(f)}}{e} = \sqrt{\frac{3\Gamma_{i(f)}}{\alpha M}} .$$

Die Kopplung des Vektormesons an den Anfangs(i)- bzw. End(f)-Zustand wird durch die partiellen Zerfallsbreiten Γ_i bzw. Γ_f beschrieben. Wenn nur die drei Zerfallskanäle (I.2) existieren, gilt für die totale Breite der Resonanz

(II.11) $$\Gamma = \sum_f \Gamma_f = \Gamma_{had} + \Gamma_\mu + \Gamma_e .$$

Die Erweiterung (II.10) führt zu folgenden differentiellen Wirkungsquerschnitten für die leptonischen Endzustände

(II.12) $$\frac{d\sigma_0^{\mu^+\mu^-}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left\{ 1+x^2 + (1+x^2)\,2\mathrm{Re}B(s) + (1+x^2)\,|B(s)|^2 \right\} ,$$

(II.13) $$\frac{d\sigma_0^{e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\left\{ \frac{9+6x^2+x^4}{(1-x)^2} - \frac{x(3+x^2)}{1-x}\,2\mathrm{Re}B(s) + (1+x^2)\,|B(s)|^2 \right\}$$

mit

$$B(s) = \frac{\frac{g_i g_f}{e^2}\, s}{s-M^2+iM\Gamma} \qquad \text{und} \qquad x = \cos\theta .$$

Die drei Terme in den geschweiften Klammern von (II.12) und (II.13) beschreiben den QED-, den Interferenz- und den Resonanz-Anteil.

Für den hadronischen Endzustand ist der Wirkungsquerschnitt unter Vernachlässigung von Interferenzen durch

(II.14) $$\sigma_0^{had} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}\left\{ R + |B(s)|^2 \right\}$$

gegeben. Für den nichtresonanten Beitrag $R = \sigma_0^{Had}/\sigma_0^{\mu^+\mu^-}$ ($\sigma_0^{\mu^+\mu^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$) erwartet man im n=3-Quark-Modell mit den Quarkladungen $Q_u = \frac{2}{3}$, $Q_d = -\frac{1}{3}$ und $Q_s = -\frac{1}{3}$ und drei Farbzuständen ohne Berücksichtigung innerer Strahlungskorrekturen[14]

(II.15) $$R = \sum_{\text{Farbe}} \sum_{i=1}^{n} Q_i^2 = 2 .$$

II.4 Strahlungskorrekturen und endliche Energieauflösung des Speicherringes

Zur Beschreibung der experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte reichen die Diagramme in den Abb. II.1, II.2 und II.4 nicht aus. Strahlungskorrekturen müssen berücksichtigt werden. Zu den meßbaren QED-Wirkungsquerschnitten tragen in der Ordnung α^3 sowohl die in Abb. II.5 gezeigten inelastischen Graphen, als auch Interferenzen zwischen den Graphen der Ordnung α^2 (Abb. II.1 und Abb. II.2) und den elastischen Diagrammen der Abb. II.6 bei. Für die $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung sind nur die zeitartigen Diagramme in den Abb. II.5 und II.6 zu berücksichtigen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt bis zur Ordnung α^3 wird in der Form

(II.16) $$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \frac{d\sigma'}{d\Omega} + \int \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega\,\partial\vec{k}}\, d^3k$$

$\vec{k}$ = Impuls des abgestrahlten reellen Photons

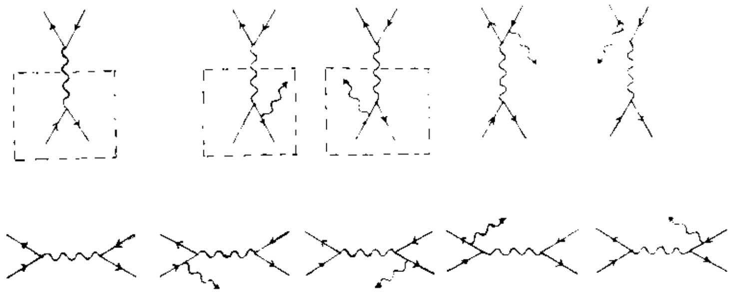


Abb. II.5 Grundgraphen und Feynmandiagramme zu den inelastischen Strahlungskorrekturen in der Ordnung α^3

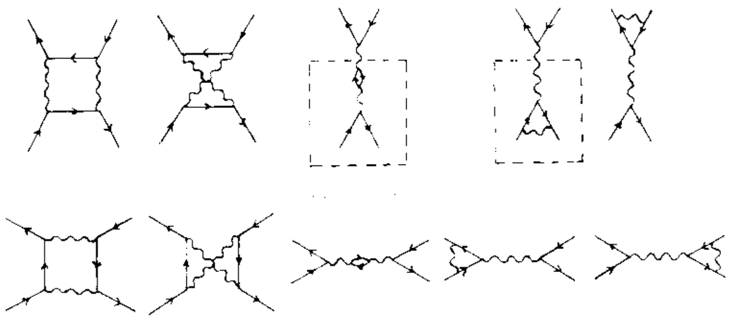


Abb. II.6 Feynmandiagramme zu den elastischen Strahlungskorrekturen in der Ordnung α^4

1 Zwei-Photon-Austausch
2 Vakuumpolarisation
3 Vertexkorrektur

dargestellt. Der unkorrigierte Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ und der Beitrag $\frac{d\sigma'}{d\Omega}$ der Ordnung α^3, der die Interferenzen der elastischen Prozesse und die Abstrahlung sogenannter „weicher" reeller Photonen beschreibt, können dagegen unabhängig von den speziellen Eigenschaften der Nachweisapparatur bestimmt werden. Die Berechnung des Integrals hängt dagegen wegen der Abstrahlung von reellen Photonen mit großer Energie (harte Photonen) und den damit verbundenen kinematischen Änderungen des Streuprozesses von der Meßanordnung ab. Um numerische Werte anzugeben, definiert man die Strahlungskorrekturen δ_T durch

$$(1+\delta_T)\,\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \frac{d\sigma'}{d\Omega} + \int \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega\,\partial\vec{k}}\, d^3k \quad . \tag{II.17}$$

Die Strahlungskorrekturen wurden für die QED-Reaktionen (I.1) mit Hilfe eines Programmes von Berends, Gaemers und Gastmans berechnet[15].

Die Wirkungsquerschnitte für schmale Resonanzen wie J/ψ und ψ' können nicht direkt in der Form (II.12), (II.13) und (II.14) gemessen werden. Einerseits kann die Abstrahlung von reellen Photonen im Anfangszustand dazu führen, daß die Resonanzen nicht mehr angeregt werden, zum anderen werden die Wirkungsquerschnitte durch die endliche Energieauflösung des Speicherringes verschmiert, die deutlich größer ist als die Zerfallsbreiten der Resonanzen.

In dieser Arbeit werden die genannten Effekte mit Hilfe eines Näherungsverfahrens von Jackson und Sharre berechnet[16]. Dabei werden die Strahlungskorrekturen bis zur Ordnung α^3 benutzt, die von Bonneau und Martin für die in den Abb. II.5 und II.6 durch Kästchen gekennzeichneten zeitartigen Feynmandiagramme mit beliebigem Endzustand berechnet wurden[17]. Durch Faktorisierung des Bremsstrahlungsterms $\int \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega\,\partial\vec{k}}\, d^3k$ ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt (II.16) zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W) = \left(1+\delta+t\int_0^E \frac{dk}{k}\, P(k)\, \frac{\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\left(\sqrt{W(W-2k)}\right)}{\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W)} - t\int\frac{dk}{k}\right)\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W) \quad , \quad W = 2E \; . \tag{II.18}$$

Die expliziten Ausdrücke für δ, t und P(k) sind im Anhang A1 aufgeführt.

Wenn nur in einem engen Energiebereich um die Massen $M_{J/\psi}$ bzw. $M_{\psi'}$ gemessen wird, kann bei so schmalen Resonanzen wie J/ψ und ψ' die Abstrahlung harter reeller Photonen ($-\frac{k}{E}+\frac{k^2}{2E^2}$ in (AII.18d), Anhang) vernachlässigt werden. Dagegen ist die Abstrahlung beliebig vieler weicher reeller Photonen zu berücksichtigen (Faktor $(\frac{k}{E})^t$):

(II.19) $$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W) = t\int_0^E \frac{dk}{k}\left(\frac{k}{E}\right)^t \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W-k) + \varepsilon\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W) \quad .$$

Der strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt ist noch mit der Energieauflösung σ_W des Speicherringes zu falten. Für den Fall, daß die Energieunschärfe einer Normalverteilung gehorcht und $\Gamma \ll \sigma_W \ll M$ ist, gilt

(II.20) $$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W) = \int_{-\infty}^{+\infty} dW' \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W')G_R(W-W') + \varepsilon\int_{-\infty}^{+\infty} dW' \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W')G(W-W') \quad .$$

Die Normalverteilung $G(W-W')$ und die strahlungskorrigierte Verteilungsfunktion $G_R(W-W')$ sind im Anhang A2 aufgeführt.

Setzt man in (II.20) für $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W')$ die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Endzustände $\mu^+\mu^-$ (II.12) bzw. e^+e^- (II.13) ein und integriert über $\cos\theta$, so erhält man die in den Abb. II.7 und II.8 dargestellten Wirkungsquerschnitte.

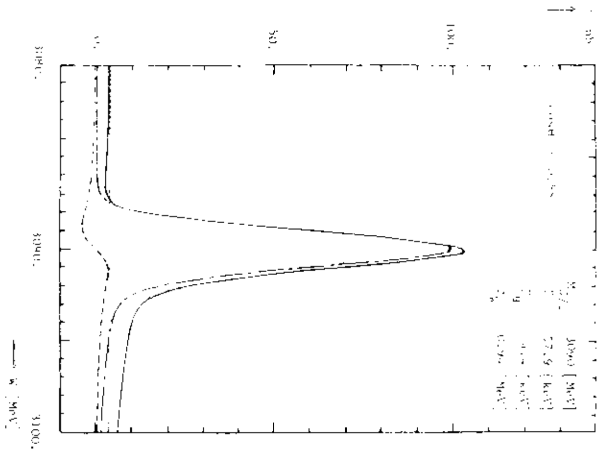


Abb. II.7 Wirkungsquerschnitte für den Endzustand $\mu^+\mu^-$

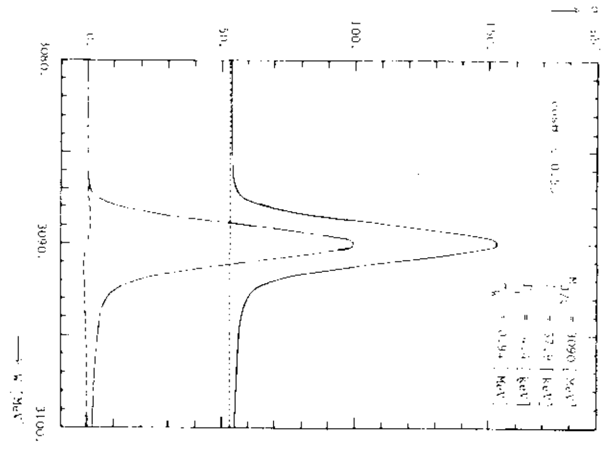


Abb. II.8 Wirkungsquerschnitte für den Endzustand e^+e^-

QED, —·—· Resonanz, - - - - Interferenz, —— Summe

III. Beschreibung des Experimentes

III.1 Der Elektron-Positron-Speicherring DORIS[4,18]

Die Teilchenbeschleuniger bei DESY sind in Abb. III.1 schematisch dargestellt. Nacheinander werden Elektronen und Positronen aus dem Linearbeschleuniger in das Synchrotron gespeist und dort auf die Sollenergie beschleunigt. Anschließend werden die Teilchen über Strahltransportsysteme in den Speicherring DORIS geführt. Diese Beschleunigungszyklen werden solange wiederholt, bis ausreichende Strahlströme in DORIS gespeichert sind. Die typischen Füllzeiten betragen 10 - 30 Minuten.

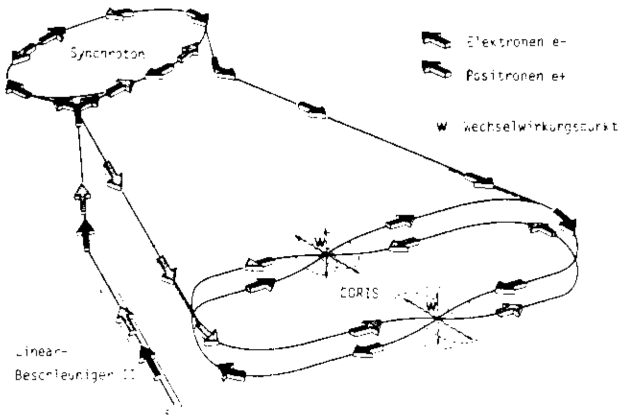


Abb. III.1 Beschleunigersystem bei DESY

DORIS besteht aus zwei unabhängigen, übereinander angeordneten Ringen, in denen Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung umlaufen. In zwei Wechselwirkungspunkten durchkreuzen sich die Teilchenstrahlen unter einem vertikalen Winkel von ca. 20 [mrad]. Ein magnetisches Führungsfeld hält die Teilchen im Ring. Über ein Hochfrequenz-Beschleunigungssystem werden die Synchrotronstrahlungsverluste der Elektronen und Positronen in den gekrümmten Bahnbereichen ausgeglichen. Die Teilchenstrahlen bestehen aus Paketen, den sogenannten Bunches. In jedem Ring können maximal 480 Bunche von etwa 3 [cm] Länge gespeichert

werden. Die Strahllebensdauer beträgt bei einem Druck von $1\text{-}5 \cdot 10^{-9}$ [Torr] etwa 5 bis 7 Stunden. Die gespeicherten Ströme sanken während einer Füllung von anfänglich 200 auf 100 [mA] ab.

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden bei Strahlenergien zwischen 1.5 und 2.6 [GeV] genommen. Der Absolutwert der Energie wird durch die Strahllage und das eingestellte Feld der Ablenkmagnete bestimmt. Daher wurde während des Experimentes mit Hilfe einer Kernresonanzprobe ständig die magnetische Induktion eines mit den im Speicherring stehenden Ablenkmagneten identischen und mit ihnen in Reihe geschalteten Referenzmagneten gemessen. Als genaueste Energiemessung erweist sich die Resonanzanregung von J/ψ und ψ'. Die in den einzelnen Perioden gemessenen Anregungskurven werden durch Energieverschiebung, die maximal 3 [MeV] beträgt, zur Deckung gebracht. Wegen der geringen Breite der Resonanzen J/ψ und ψ' geben die gemessenen Anregungskurven bis auf Strahlungskorrekturen direkt die normalverteilte Energieunschärfe σ_E der gespeicherten Strahlen wieder.

Die für eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ zu erwartende Zählrate N wird durch die Luminosität L bestimmt[19]:

$$N = L \cdot \sigma \quad . \tag{III.1}$$

Neben den Strahlströmen legt vor allem der Strahlquerschnitt die erreichbare Luminosität fest. Für normalverteilte Intensitätsverteilungen im Strahl gilt

$$L \sim \frac{I_1 I_2}{\sigma_x (\sigma_y^2 + \sigma_l^2 \delta^2)^{1/2}} \tag{III.2}$$

I_1, I_2 = Strahlströme

σ_x, σ_y, σ_l = Standardbreite, -höhe und -länge des Bunches am WWP

2δ = Kreuzungswinkel beider Strahlen .

Die Bunchabmessungen können nicht präzise genug gemessen werden, um die Luminosität mit der geforderten Genauigkeit von einigen Prozent nach (III.2) zu bestimmen. Die Luminosität wird daher entsprechend (III.1) mit Hilfe der Kleinwinkel-Bhabhastreuung ermittelt. Im folgenden Abschnitt wird die Luminositätsmessung beschrieben.

In Tabelle III.1 sind die wichtigsten Speicherringparameter zusammengefaßt, wie sie z.Zt. des in dieser Arbeit beschriebenen Experimentes bestanden.

Tabelle III.1 DORIS-Parameter

Gesamtlänge der Umlaufbahn	288.00	m
Krümmungsradius der Teilchenbahnen in den Ablenkmagn.	12.19	m
Radius der Halbkreise	28.32	m
Länge der geraden Strecken	55.00	m
für den Detektor nutzbare Länge der WW-Zone	5.00	m
Maximale Strahlenergie	3	GeV *
Kreuzungswinkel der Strahlen im WWP	20	mrad
Frequenz der Beschleunigungssender	499.67	MHz
Zahl der Bunche/Strahl	max. 480, überwiegend 120	
Bunchlänge	ca. 3	cm
Strom/Strahl	100 - 200	mA
Lebensdauer der Strahlen	5 - 7	Std
Energieunschärfe/Strahl	$\sigma_E \hat{=} 0.24 E^2$	[MeV] (E in GeV)
typische Luminosität	einige 10^{30} [$cm^{-2}sec^{-1}$] $\hat{=}$ 3.6	[nb^{-1}/Std]
Vakuum in der Nähe der WW-Zone	$= 3\cdot 10^{-9}$	[Torr]

* Durch Umstellung von DORIS auf Ein-Ring-Betrieb mit einem Bunch pro Strahl beträgt die maximale Strahlenergie heute $\approx$ 5 [GeV]

III.2 Luminositätsmessung

Die Teilchenstrahlen werden in der Nähe des Wechselwirkungspunktes von einem zylindrischen Vakuumrohr umgeben (Abb. III.2). Es hat einen Durchmesser von 20.6 [cm] und bestand während der ersten Messungen aus 1.5 [mm] ($\hat{=}$ 0.08 Strahlungslängen) starkem V2A, später wurde ein 1.5 [mm] ($\hat{=}$ 0.01 Strahlungslängen) dickes Aluminiumrohr eingesetzt. Das Mittelstück des Strahlrohres läuft nach beiden Seiten kegelförmig auseinander. Im Boden der Kegelstümpfe befinden sich Fenster für die Luminositätsmessung.

Die Luminosität wird entsprechend der Definition

$$\dot{N} = L \cdot \sigma \qquad \text{(III.1)}$$

über die Kleinwinkel-Bhabhastreuung gemessen. Diese Reaktion bietet den Vorteil, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ (II.8) bei kleinen Impulsüberträgen (Streuwinkel θ klein) im t-Kanal genau berechnet werden kann. Außerdem liefert sie bei kleinen Streuwinkeln eine hohe Zählrate und die gestreuten Teilchen können in Koinzidenz nachgewiesen werden. Abb. III.2 zeigt den Aufbau des Luminositätsmonitors[20]. Wegen der starken Winkelabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ (II.8) wurde die Anordnung genau vermessen[21]. Justierungsfehler sind vernachlässigbar klein.

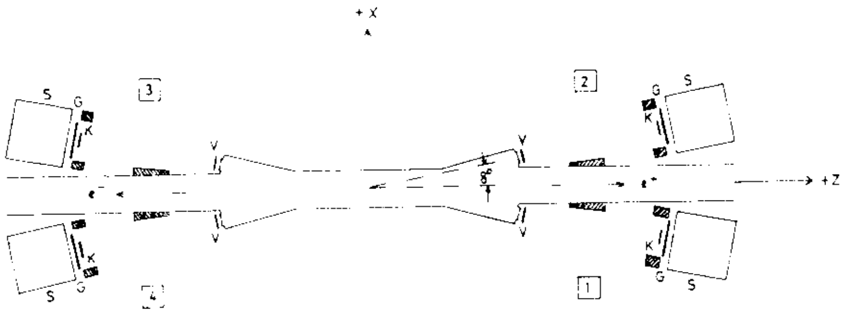


Abb. III.2 Strahlrohr und Luminositätsmonitor (horizontaler Schnitt)

Bleiabschirmungen

V = Vorzähler, K = kleiner Szintillationszähler
G = großer Szintillationszähler, S = Schauerzähler

Der Luminositätsmonitor besteht aus vier identischen Teleskopen, die unter einem Winkel von $\theta = 8^0$ symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angebracht sind. Jedes Teleskop i (i=1,..,4) besteht aus drei Szintillationszählern V_i, K_i, G_i und einem Schauerzähler S_i. Wenn die Zähler

$$V_i K_i G_i S_i \;:\; V_j G_j S_j \qquad (i \neq j) \qquad \text{(III.3)}$$

zweier diametral gegenüberliegender Teleskope ansprechen, liegt ein Bhabha-Ereignis vor. Die Szintillationszähler V_i in der Nähe der Strahlrohrfenster dienen zur Unterdrückung der Beiträge aus Sekundärprozessen. Die kleinen Szintillationszähler K_i legen den vom Monitor erfaßten Raumwinkel fest. Damit die Akzeptanz nicht kritisch von der Strahldivergenz, den Strahlungsprozessen und der Vielfachstreuung abhängt, werden die Koinzidenzen zwischen einem kleinen (K_i) und dem gegenüberliegenden großen Zähler (G_j) gefordert. Die Schauerzähler S_i mit einer Dicke von 14.2 Strahlungslängen diskriminieren gegen niederenergetischen Untergrund.

Durch die Summenbildung

(III.4) $$N_0 = \sum N_{ij} = \sum V_i K_i G_i S_i : V_j G_j S_j \; , \quad ij = 13,\ 24,\ 31,\ 42$$

werden Änderungen der Zählraten durch Drehungen der Strahlachse oder Verschiebungen des Wechselwirkungspunktes weitgehend kompensiert. Gleichzeitig mit N_0 wurde die Zählrate

(III.5) $$N_Z = N_{12}+N_{34}+N_{14}+N_{23} + N_{1(3Del)}+N_{2(4Del)}+N_{3(1Del)}+N_{4(2Del)}$$

i(jDel) = Signal von Teleskop j um 100 [nsec] gegenüber Signal von Teleskop i verzögert

gemessen. Sie wächst nur bei plötzlichen Strahlverlusten (z.B. HF-Senderausfall) merklich an. N_0 wird in diesen Fällen korrigiert. Eine falsche Zählrate kann noch durch folgende Fehlerquellen vorgetäuscht werden:

a) Elektronen bzw. Positronen werden im Material in der Nähe der Meßanordnung gestreut oder entwickeln dort elektromagnetische Schauer, so daß die Koinzidenz (III.3) anspricht. Durch einen Vergleich der e^--Pulshöhenspektren aus dem Experiment (Abb. III.3, durchgezogene Kurve) und am Teststrahl (Abb. III.3, gestrichelte Kurve) wurde für den Untergrund der Korrekturfaktor

(III.6) $$r_T = 0.98 \pm 0.01$$

abgeschätzt.

b) Elektron und Positron eines Bhabha-Ereignisses verfehlen beide die kleinen Szintillationszähler K_i, K_j, treffen aber die großen Zähler G_i, G_j. Durch Rückstreuung eines Photons oder eines geladenen Teilchens aus dem Schauerzähler kann dennoch ein kleiner Zähler gesetzt werden (Abb. III.4).

Der Einfluß des Rückstreueffektes wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung für elektromagnetische Schauer abgeschätzt[22]. Durch den Schauerzähler wurden $N_0^- = 1531$ Primärelektronen mit E = 2 [GeV] verfolgt. Für den Fall, daß die Primärelektronen den großen Zähler mit Ausnahme des vom kleinen Zähler überdeckten Bereiches getroffen hatten, wurden $N_\gamma = 310$ Pho-

Abb. III.3 Schauerzähler-Pulshöhenspektrum

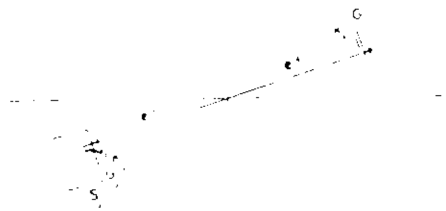


Abb. III.4 Rückstreueffekt

tonen mit einer mittleren Energie von $\langle E_\gamma \rangle \approx 1$ [MeV] und $N^{\mp} = 4$ geladene Teilchen in den kleinen Zähler zurückgestreut. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers für diese Photonen beträgt $\varepsilon_\gamma = 0.02$. Das Verhältnis $V_F = (F_{G_i} - F_{K_i})/F_{K_i}$ der von den Primärelektronen getroffenen Szintillatorfläche zu der von den rückgestreuten Teilchen belegten Fläche wurde experimentell aus der sogenannten „Klein-Groß"-Zählrate N_o (III.4) und der „Groß-Groß"-Zählrate

(III.7) $$N_o' = N_{13}' + N_{24}' = \Sigma\, V_i G_i S_i : V_j G_j S_j \quad ,\ ij = 13,\ 24$$

bestimmt: $V_F = (2N_o' - N_o)/N_o = 6$. Damit ergibt sich der Korrekturfaktor für die Zählrate N_o zu

(III.8) $$\eta_R = \{1 - V_F(\frac{N_\gamma}{N_o^-} \varepsilon_\gamma + \frac{N^{\mp}}{N_o^{\mp}})\}^2 = 0.92 \pm 0.04 \quad .$$

Dieses Ergebnis wird durch eine Messung am Teststrahl gestützt. Dabei wurde ein Elektronenstrahl (E = 1.5 [GeV]) so auf ein Teleskop des Luminositätsmonitors geführt, daß der kleine Zähler K verfehlt wurde und nur der große Zähler G sowie der Schauerzähler S getroffen wurden. Zusätzlich stand vor dem Teleskop im Strahl ein Fingerzähler T. Aus dem Verhältnis der Koinzidenzzählraten N_{TKGS}/N_{TGS} wurde nach Abzug von Untergrund durch Vielfachstreuung für die Rückstreuung der Wert $(N_\gamma \varepsilon_\gamma / N_o^- + N^{\pm}/N_o^-) = 0.12$ abgeschätzt.

Die Geometrie des Luminositätsmonitors ist bekannt. Die Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (II.8) über den von den kleinen Zählern K_i erfaßten Raumwinkel liefert

(III.9) $$\sigma_o^{e^+e^-} = \frac{500}{E^2} \left[\mathrm{nbGeV}^2\right] \quad ,\quad E = \text{Strahlenergie}.$$

Die Strahlungskorrekturen[15] betragen für $E_{Schwelle} = 0.25E$

(III.10) $$1+\delta_T = 0.97 \pm 0.01 \quad .$$

Einschließlich der Zählratenkorrekturen η_U (III.6) und η_R (III.8) erhält man für die Luminosität

(III.11) $$L = 0.002 \cdot E^2 \cdot \frac{N}{t} \cdot \frac{\eta_U \eta_R}{1+\delta_T} = 0.00186 \cdot E^2 \cdot \frac{N}{t} \left[\frac{\mathrm{sec}}{\mathrm{nb\ GeV}^2}\right] \quad .$$

Die systematische Unsicherheit der Luminositätsmessung beträgt 4.5 %. Aus Tabelle III.2 geht hervor, daß sie im wesentlichen durch Rückstreueffekte bestimmt wird.

Tabelle III.2 Korrekturen und systematische Fehler der Luminositätsmessung

Quelle	Korrekturfaktor	Fehler
Untergrund η_U	0.98	0.010
Rückstreuung η_R	0.92	0.040
Strahlungskorrekturen $\frac{1}{1+\delta_T}$	1.03	0.010
Drehungen der Strahlachse	--	0.013
WWP-Verschiebungen	--	0.008
Gesamt	0.93	0.045

III.3 Das Doppelarmspektrometer DASP[23]

In einer der beiden Wechselwirkungszonen bei DORIS ist das Doppelarmspektrometer DASP aufgebaut. Die Experimente am Doppelarmspektrometer wurden von Physikern der RWTH Aachen, des DESY, der Universität Hamburg, des MPI München und der Universität Tokyo durchgeführt[24]. Der Entwurf der Experimentieranordnung zielte darauf ab,

a) in einem beschränkten Raumwinkelbereich mittels Magnetfeld eine hohe Impulsauflösung bei guter Teilchentrennung zu erreichen (Außendetektor) und

b) gleichzeitig in einem großen Raumwinkelbereich die Richtung aller geladenen Teilchen und Richtung sowie Energie von schauernden Teilchen (Elektronen und Photonen) zu messen (Innendetektor).

Abb. III.5 zeigt einen Schnitt durch den DASP-Detektor senkrecht zur Strahlachse. Das DASP-Koordinatensystem ist in Abb. III.6 definiert. Die beiden in (+x)- und (-x)- Richtung angeordneten Magnetspektrometer werden als „HALLE"- bzw. „TOR"-Arm bezeichnet.

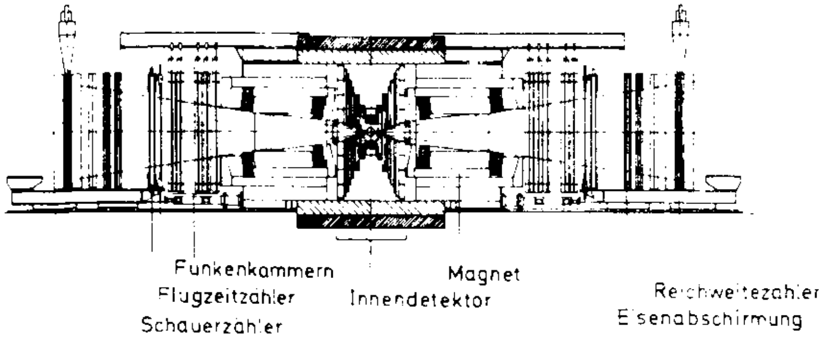


Abb. III.5 DASP (Seitenansicht)

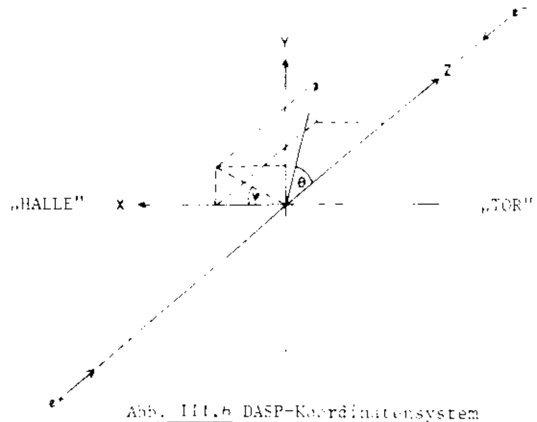


Abb. III.6 DASP-Koordinatensystem

III.3.1 Innendetektor[25,26,27]

Das Strahlrohr wird von 22 Szintillationszählern umgeben. Dieses ringförmige Zählerhodoskop ist ein Teil des nichtmagnetischen Innendetektors und dient zur Unterscheidung von geladenen und neutralen Teilchen. Der Innendetektor steht zwischen den beiden Magneteinheiten und erfaßt einen Raumwinkel von ca. 10 [sr] (Abb. III.7).

Die Geometrie des Innendetektors legt eine Aufteilung in Oktanten nahe (Abb. III.8). In den beiden Oktanten I und V, die die Außendetektorakzeptanz überdecken, werden durch zwei Vieldrahtproportionalkammern und eine Drahtfunkenkammer die Bahnen geladener Teilchen vor dem Magneten vermessen. Die beiden Triggerzähler OSS liefern die Startsignale für die Flugzeitmessung in den Außendetektorarmen. Zwischen einem weiteren Triggerzähler (OSM) und den Proportionalkammern befindet sich in beiden Oktanten je ein Cerenkovzähler zur Identifizierung von Elektronen[28]. Die anderen 6 reinen Innendetektoroktanten sind gleichartig aufgebaut. Sie bestehen aus jeweils 4 Moduln und einem Schauerzähler. Ein Modul setzt sich aus einem Szintillatorhodoskop, einer Bleilage und Rohrkammern zusammen. In den Bleilagen können Photonen konvertieren. Die Rohrkammern dienen zur Ortsbestimmung geladener Teilchen und zur Erkennung elektromagnetischer Schauer.

III.3.2 DASP-Magnet

Die Ablenkung geladener Teilchen im DASP-Magneten dient zur Impulsbestimmung. Der Magnet besteht aus zwei identischen, symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt aufgebauten H-Magneteinheiten. Oben und unten sind sie durch Eisenplatten (Flußbrücken) miteinander verbunden (Abb. III.5). Spiegelplatten an den Eintritts- und Austrittsöffnungen der H-Einheiten erzwingen, daß das Feld außerhalb der Magnete rasch abfällt. Die beiden H-Magnete sind entgegengesetzt gepolt, so daß das Magnetfeld das Strahlrohr zirkular umgibt und an der Strahlachse verschwindet. Die gemessenen integrierten Feldwerte sind für verschiedene Ströme in Tabelle III.3 aufgeführt.

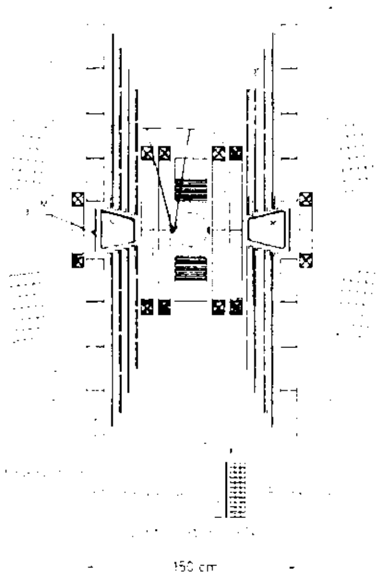


Abb. III.7 DASP-Innendetektor

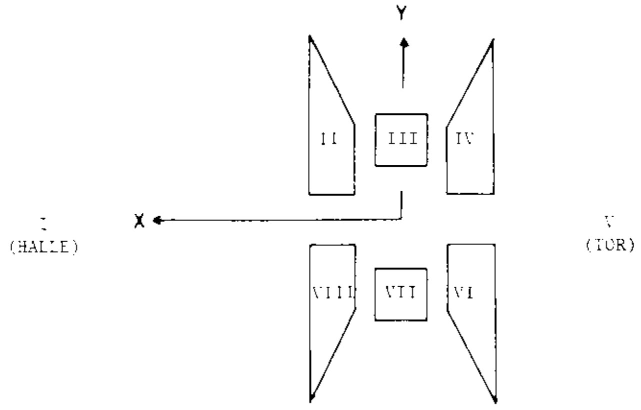


Abb. III.8 Aufteilung des Innendetektors in Oktanten

Tabelle III.3 DASP-Magnetfeld

Felderregung Strom [A]	∫ Bdl [Tm]
800	0,40
[illegible]	[illegible]
[illegible]	1,[illegible]
1,80	1,55

III.5.3 Teilchentrennung im Außendetektor

In den beiden Spektrometerarmen des DASP-Detektors schließt sich an die Magnetinnenseiten der Außendetektor an (Abb. III.5). Er dient zur Bahnbestimmung und Identifizierung geladener Teilchen. Daneben können auch Photonen nachgewiesen werden. In Tabelle III.4 sind die Abstände und Maße der Komponenten des Außendetektors aufgeführt.

Tabelle III.4 Komponenten des Außendetektors, Abstände und Maße

Komponente	Abstand zum WWP [m]	Höhe x Breite [m^2]
Impulsfunkenkammern	3.55 - 4.55	1.65 x 5.60
Flugzeitzähler	4.75	1.72 x 6.20
Schauerzähler	4.85	1.86 x 6.60
Eisen	40 [cm] dick	2.30 x 7.80
1. Reichweitefunkenkammer	6.45	1.65 x 5.60
Eisen	20 [cm] dick	
Reichweitezähler	6.81	2.30 x 7.80
Eisen	20 [cm] dick	
2. Reichweitefunkenkammer	7.13	1.65 x 5.60

Die Spuren der im Magneten abgelenkten geladenen Teilchen werden mit Hilfe von 5 magnetostriktiven Drahtfunkenkammern vermessen[27,29]. Aus der Spurinformation von Innen- und Außendetektor und dem bekannten Magnetfeld kann der Impuls p eines geladenen Teilchens berechnet werden. Näherungsweise gilt für ein homogenes Magnetfeld B der Länge l

(III.12)
$$p\left[\frac{GeV}{c}\right] = \frac{3\cdot B\,[kG]\cdot l\,[m]}{\sin\theta}$$

θ = Winkel, um den das Teilchen im Magnetfeld abgelenkt wird .

Der genaue Impuls wird durch ein iteratives Verfahren bestimmt[27,30]. Bei einem Magnetstrom von 1000 [A] ergibt sich eine Impulsauflösung von $\sigma_p/p = 0.009p\left[\frac{1}{GeV/c}\right]$ (vgl. Kapitel IV.2.3).

Mit Hilfe des Impulses p und einer Flugzeitmessung kann die Teilchenmasse m bestimmt werden:

(III.13)
$$m^2 = p^2\left(\frac{\tau^2}{l^2} - \frac{1}{c^2}\right)$$

τ = gemessene Flugzeit
l = Flugweg .

Im Außendetektor befindet sich unmittelbar hinter den Funkenkammern ein Flugzeitzählerhodoskop aus 31 Szintillationszählern. Die Laufzeit τ geladener Teilchen zwischen OSS-Zähler und Flugzeitzähler (Flugstrecke $l \doteq 5$ [m]) wird mit einer Halbwertsbreite von 0.6 [nsec] bestimmt. Damit können Pionen von Kaonen bis zu Impulsen von 1.7 [GeV/c] und Kaonen von Protonen bis $p \approx 3$ [GeV/c] mit einer Standardabweichung voneinander getrennt werden[31].

In einer Schauerzähleranordnung, die auf das Flugzeitzählerhodoskop folgt, werden Müonen und Hadronen von aufschauernden Teilchen unterschieden. Die Schauerzählerwand besteht aus 11 Blei-Szintillator-Sandwich-Zählern mit einer Dicke von 6.2 Strahlungslängen. Für Elektronen mit E = 1 [GeV] beträgt die Auflösung der Schauerzähler etwa 50% (FWHM). Oberhalb dieser Energie wirken die Zähler nicht mehr totalabsorbierend.

Im abschließenden Reichweitedetektor werden Müonen und Hadronen voneinander getrennt. Als Müonfilter dienen Eisenplatten, in denen die stark wechselwirkenden Hadronen absorbiert werden. Die Müonen unterliegen nur der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung. Sie können mit einem Minimalimpuls von 0.9 [GeV/c] in einem Reichweitezählerhodoskop hinter 60 [cm] Eisen identifiziert werden. Das Hodoskop besteht aus 9 großen Szintillationszählern, die sich überlappen. Bei der gewählten Eisendicke beträgt die Piontransmission etwa 4%[32] ($p_\pi \geq 1.5$ [GeV/c]).

III.3.4 Datennahme und Datenreduktion

Die Datennahme wurde von mehreren parallel arbeitenden Experimentetriggern gesteuert, um während der Messung die verschiedenen Ereignistypen gleichzeitig erfassen zu können. Für die vorliegende Arbeit sind nur die Außendetektortrigger von Bedeutung.

Die reinen Einteilchen-Inklusiv-Trigger in den beiden Spektrometerarmen sind durch die Koinzidenz von mindestens einem Flugzeitzähler und einem Schauerzähler (F·S) in einem Außenarm - HALLE oder TOR - mit den Szintillationszählern des zugehörigen Innendetektor-Oktanten I oder V (OS·OSS·OSM) festgelegt. Wenn die beiden Inklusiv-Trigger HALLE und TOR gleichzeitig ansprechen, liegt ein Paartrigger vor. Die typischen Zählraten im Bereich der J/ψ-Resonanz lagen bei 1 [Hz] für die Inklusiv-Trigger und 0.02 [Hz] für den Paartrigger.

Wenn im Außendetektor ein Ereignis die Triggerbedingungen erfüllt, wird ein Signal an die Ereigniskontrolleinheit gegeben. Diese hat folgende Aufgaben zu erfüllen:

a) weitere Datennahme bis zur Verarbeitung des Ereignisses unterbrechen,
b) Öffnen der Wege zum Zwischenspeichern der ADC-, TDC-, Register-, Zähler-, Proportionalrohr- und Proportionalfunkenkammerinformation,
c) Hochspannungspulser für Funkenkammern zünden,
d) Start der Dateneinlese in den Rechner und
e) nach beendeter Einlese alte Information löschen und Triggerbereitschaft wiederherstellen.

Die Daten werden in kurzen Meßläufen aufgenommen, deren Dauer zwischen 45 und 90 Minuten liegt (integrierte Luminosität $\int L\,dt = 2\text{-}3\ [nb^{-1}]$). Ein Kleinrechner PDP 11-45 steuert die Messungen. Er steht in direkter Verbindung mit der IBM 370/168 des DESY-Rechenzentrums. Der PDP-Rechner überträgt die ausgelesenen Daten zusammen mit weiteren Informationen wie Ereignisnummer, Strahlenergie und Magnetfeld in einem vorgegebenen Datenformat zur IBM. Anschließend werden die Daten auf Magnetband geschrieben und stehen zur weiteren Analyse bereit. Meßläufe mit defektem Detektor oder Bedienungsfehlern bei der Datennahme werden verworfen. Die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse der Leptonpaare $\mu^+\mu^-$ und e^+e^- (nur Außendetektorereignisse) wurde in den vier in Tabelle III.3 aufgeführten Energiebereichen durchgeführt.

Tabelle III.5 Energiebereiche, Ereignisraten (Rohdaten), Magnetströme und Luminositäten für die Analyse der Leptonpaare

Schwerpunktenergie $W = 2E$ [GeV]	Ereignisrate (Rohdaten)	Magnetstrom [A]	Luminosität $\int Ldt$ [nb^{-1}]
3.030 - 3.110		+300	62.8
		-300	52.0
	175 363	+500	33.8
J/ψ-Bereich		-500	151.7
		+1000	147.7
		-1000	253.1
3.600 - 3.670		+300	251.0
	20 067	-300	156.3
3.6-GeV-Bereich		+500	180.9
		-500	69.5
3.670 - 3.700		+300	42.6
	96 992	-500	77.1
ψ'-Bereich		+1000	612.9
		-1000	798.8
3.900 - 5.200		+300	3084.1
	385 492	-300	2475.2
4/5-GeV-Bereich		+500	930.2
		-500	636.8

In Abb. III.9 ist die integrierte Luminosität $\int Ldt$ [nb^{-1}] für alle Magnetströme gegen die Schwerpunktenergie W aufgetragen.

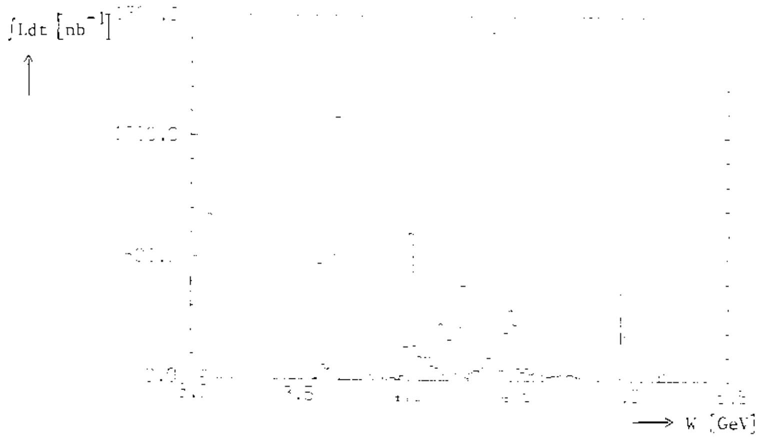


Abb. III.9 Integrierte Luminosität

IV. Beschreibung der Datenanalyse

Die leptonischen Endzustände $\mu^+\mu^-$ und e^+e^- liefern im DASP-Außendetektor eine klare Signatur. In Abb. IV.1 sind die Spuren eines $\mu^+\mu^-$-Ereignisses in die (X,Y)-Projektion der beiden Spektrometerarme eingezeichnet. In diesem Abschnitt werden die Auswahlkriterien für die Leptonpaare beschrieben. Nachweisverluste durch den Akollinearitäts- und den Akzeptanzschnitt sowie durch die Abtrennung der Kaskadenzerfälle im ψ'-Bereich werden mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung ermittelt. Abschließend wird der systematische Fehler der Messung abgeschätzt.

IV.1 Ereignisauswahl

In jedem der beiden Außendetektorarme wird mindestens eine Spur eines geladenen Teilchens verlangt. Alle Spuren mit positiver Ladung im HALLE- oder TOR-Arm werden paarweise mit jeder Spur negativer Ladung im entgegengesetzten Arm kombiniert. Bei etwa 1% der ausgewählten Ereignisse gibt es zu einer Spur in einem Arm mindestens zwei Spuren im anderen Arm. In den meisten dieser Fälle haben bei Teilchendurchgang in einigen Ebenen der Kammern mehrere Drähte nebeneinander angesprochen, so daß mehrere eng benachbarte Spuren rekonstruiert wurden. Im übrigen handelt es sich um zufällige kosmische Spuren. Einem Leptonpaar werden die beiden Spuren mit dem kleinsten Akollinearitätswinkel (siehe unten) zugeordnet. Abb. IV.2 zeigt die aus den Spuren von e^+e^--Paaren rekonstruierte Wechselwirkungspunktverteilung in der (Y,Z)-Ebene.

Der Korrekturfaktor für die Rekonstruktionsverluste beträgt

(IV.1) $$\varepsilon_{Spur} = 1.055 \pm 0.002 \quad .$$

Sie werden ebenso wie die später zu den Auswahlkriterien aufgeführten Korrekturen mit Hilfe von $\mu^+\mu^-$- und e^+e^--Paaren bestimmt, deren Signatur so eindeutig ist, daß sie auch erkannt werden, wenn die entsprechende Detektorinformation fehlt.

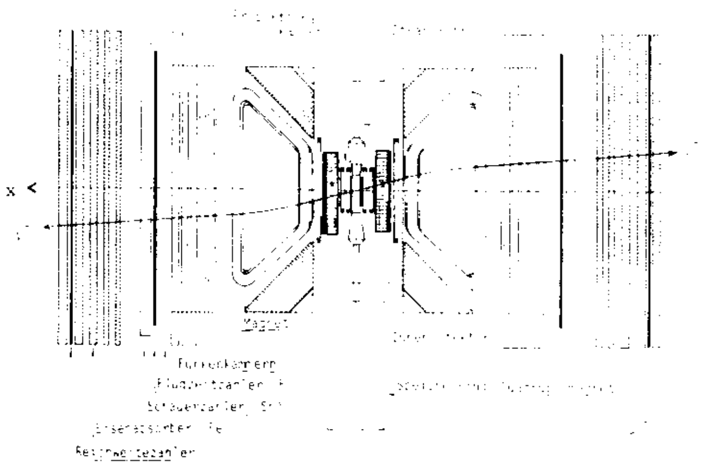


Abb. IV.1 $\mu^+\mu^-$-Paar in der (X,Z)-Projektion des DASP-Außendetektors

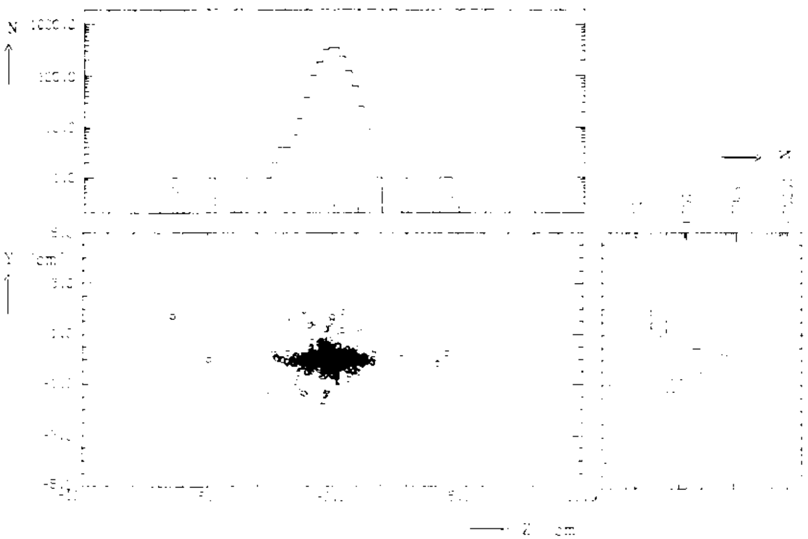


Abb. IV.2 Wechselwirkungspunktverteilung

1) Akollinearitätsschnitt

Vielteilchenereignisse sowie Untergrundbeiträge zu den QED-Reaktionen aus τ-Zerfällen und der Resonanzanregung von J/ψ bzw. ψ' werden durch den Akollinearitätsschnitt

$$\zeta \geq \zeta_{Max} = 10^{\circ} \qquad \text{(IV.2)}$$

unterdrückt (Abb. IV.3).

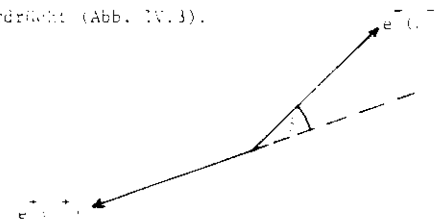


Abb. IV.3 Akollinearitätswinkel

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von schweren Leptonen τ

$$e^+e^- \longrightarrow \tau^+\tau^- \qquad \text{(IV.3)}$$

verhält sich bis auf einen Schwellenfaktor wie der $\mu^+\mu^-$-Wirkungsquerschnitt[33]. Oberhalb der Schwelle $W = 2M_\tau = 3.6$ [GeV] kann durch die Zerfälle $\tau^{\pm} \longrightarrow \ell^{\pm}\nu\bar{\nu}$ ($\ell^{\pm} = e^{\pm}$ oder $\mu^{\pm}$) ein direkt erzeugtes $\mu^+\mu^-$- oder e^+e^--Paar vorgetäuscht werden. Das Verzweigungsverhältnis für diese Zerfälle wurde experimentell zu 17% bestimmt. Bei zwei nachzuweisenden geladenen Teilchen im Detektor bleibt ein Beitrag von 0.03 $\sigma_{\mu^+\mu^-}$. Berücksichtigt man den Akollinearitätsschnitt (IV.2) in den Kollinearitätswinkelverteilungen von Leptonpaaren aus τ-Zerfällen[33] (Abb. IV.4), so ist die Korrektur der QED-Prozesse auf τ-Zerfälle kleiner als 0.1%.

Auf Grund der Abstrahlung eines energiereichen Photons im Anfangszustand kann auch bei Energien weit oberhalb der Masse $M_{J/\psi}$ (bzw. $M_{\psi'}$) die Resonanz J/ψ (bzw. ψ') angeregt werden. Zerfälle in $\mu^+\mu^-$- oder e^+e^--Paare können fälschlich als QED-Ereignisse interpretiert werden. Für $x = (W^2-M^2_{J/\psi})/(W^2+M^2_{J/\psi}) \ll 1$ gilt folgender Zusammenhang zwischen Akollinearitätswinkel ζ, Streuwinkel θ und Schwerpunktbewegung x:

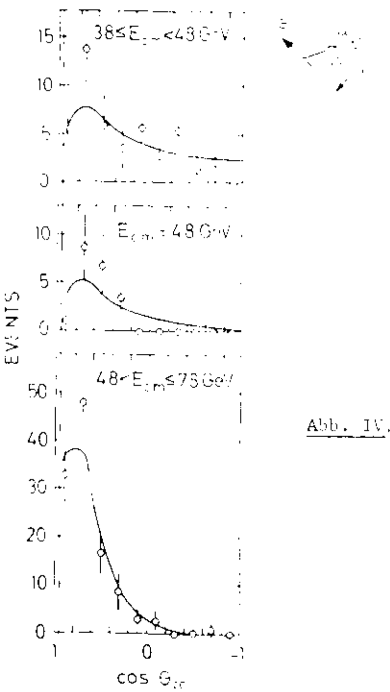


Abb. IV.4 Kollinearitätswinkelverteilung von Leptonpaaren $\ell^+\ell^-$ aus

---- Schnitt

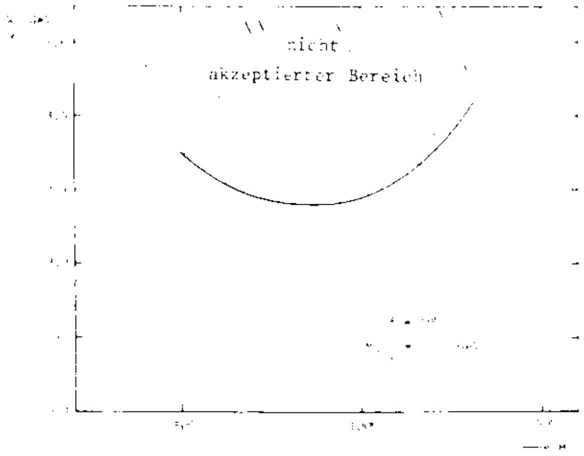


Abb. IV.5 Obere Grenze des akzeptierten Schwerpunktenergiebereiches bei Resonanzanregung von J/ψ durch Abstrahlung im Anfangszustand

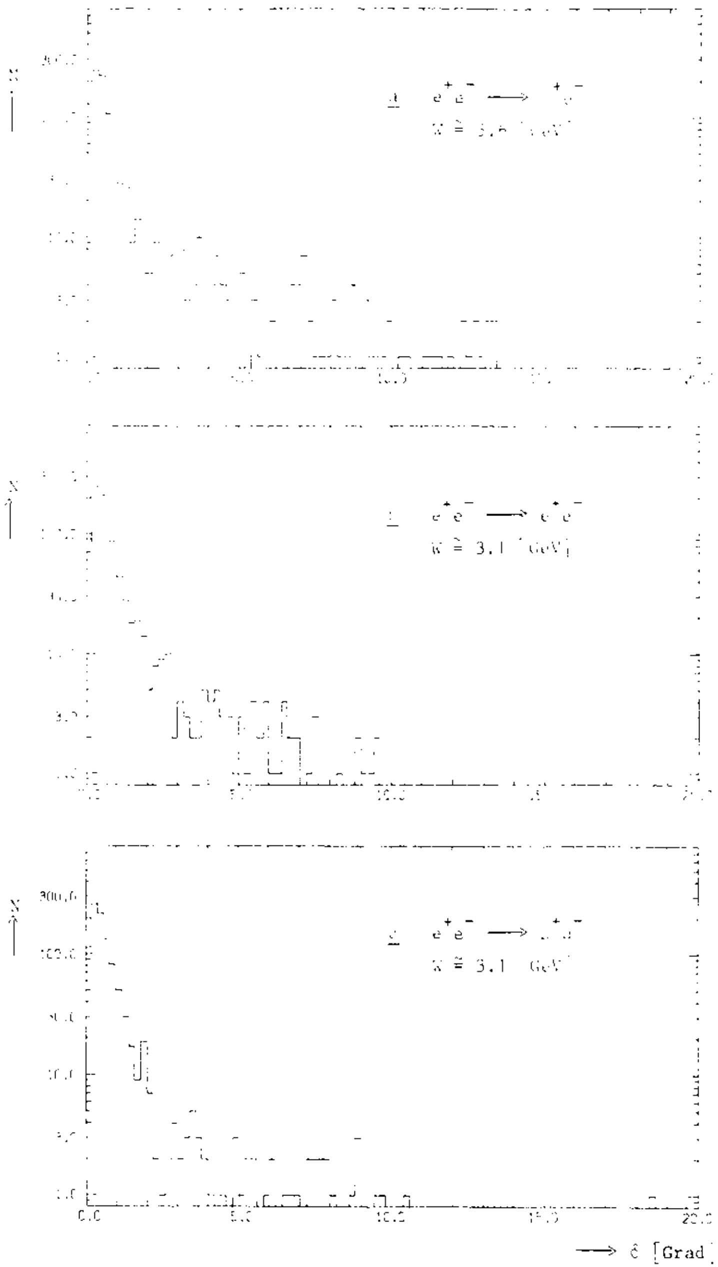


Abb. IV.6 Akollinearitätswinkelverteilungen

(IV.4) $$\tan\frac{\delta}{2} \approx \frac{\beta\cdot\sin\theta}{1-\beta\cdot\sin\theta}$$.

In Abb. IV.5 ist die Schwerpunktenergie W gemäß (IV.4) gegen den Streuwinkel θ für $\delta = 10^o$ und $M_{J/\psi} = 3.1$ [GeV] aufgetragen. Die Grenze (durchgezogene Kurve), bis zu der Ereignisse aus der Resonanzanregung akzeptiert werden, liegt deutlich unterhalb von $W = 3.6$ [GeV] . Eine entsprechende Rechnung mit der ψ'-Masse zeigt, daß auch oberhalb von $W = 4$ [GeV] auf Grund des Akollinearitätsschnittes (IV.2) alle Beiträge aus der Resonanzanregung von ψ' unterdrückt werden.

Abb. IV.6a zeigt die Akollinearitätswinkelverteilung von Paaren aus der Bhabhastreuung. Der Schwanz zu größeren Winkeln ist wegen der Abstrahlung harter reeller Photonen im Anfangszustand bei $W = 3.6$ [GeV] ausgeprägter als bei e^+e^--Paaren im J/ψ-Bereich (Abb. IV.6b). Der QED-Beitrag zu den $\mu^+\mu^-$-Paaren im J/ψ-Bereich beträgt nur einige Prozent, so daß oberhalb von $\delta = 2^o$ deutlich weniger Ereignisse liegen (Abb. IV.6c) als bei den e^+e^--Paaren aus dem J/ψ-Bereich (QED-Anteil ca. 30%).

2) Akzeptanzschnitt

In Abb. IV.7 ist bei einem Magnetstrom von -1000 [A] der Cosinus des Streuwinkels von Positronen aus e^+e^--Ereignissen gegen den Impuls $\vec{p}$ der Teilchen aufgetragen. Die strichpunktierte Kurve zeigt den von den Reichweitezählern akzeptierten Bereich. Die Akzeptanz für positive Magnetfeldpolung ergibt sich durch Spiegelung an der ($\cos\theta$=0)-Achse. Für kleinere Magnetströme wird die Akzeptanz größer.

Um den Bereich kleiner Akzeptanzen zu unterdrücken und die Berechnung der Akzeptanzgewichte (vgl. Kapitel IV.3.3) zu vereinfachen, werden für alle Magnetströme folgende Grenzen gesetzt:

(IV.5a) $$-0.55 \leq \cos\theta \leq 0.55$$

(IV.5b) $$0.4\ [\mathrm{GeV/c}] \leq |\vec{p}| \leq 3.0\ [\mathrm{GeV/c}]$$

(IV.5c) $$\left.\begin{matrix}-0.147\\ -0.147\end{matrix}\right] \leq \nu \leq \left\{\begin{matrix}0.147\\ +0.147\end{matrix}\right.$$.

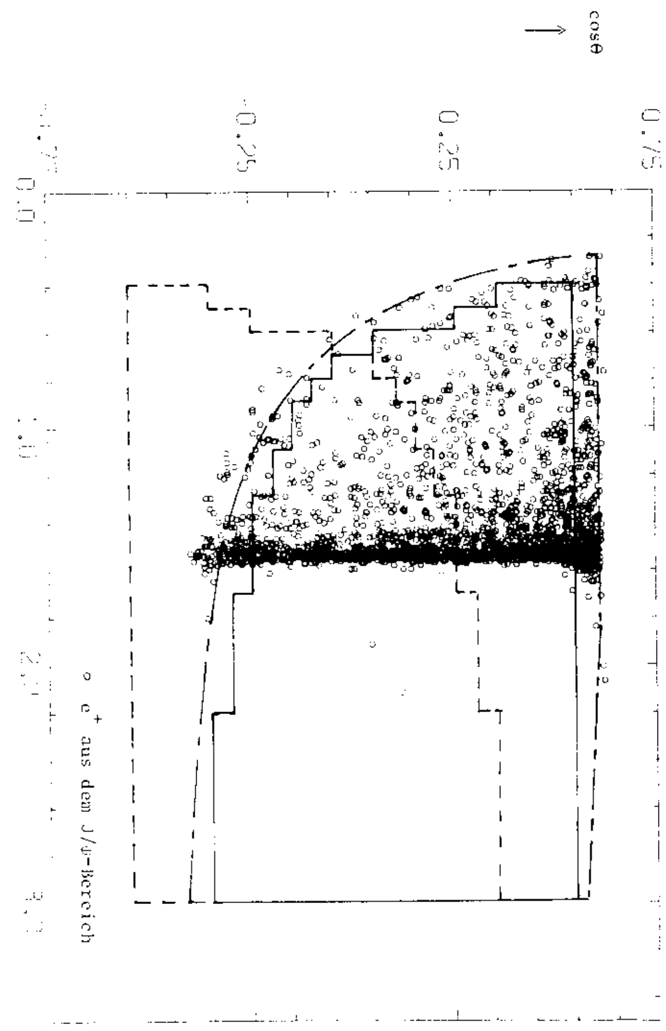


Abb. IV.7 Außendetektorakzeptanz

— — — Reichweitezähler

——— eingeschränkte Akzeptanz {negative / positive} Magnetfeldpolung

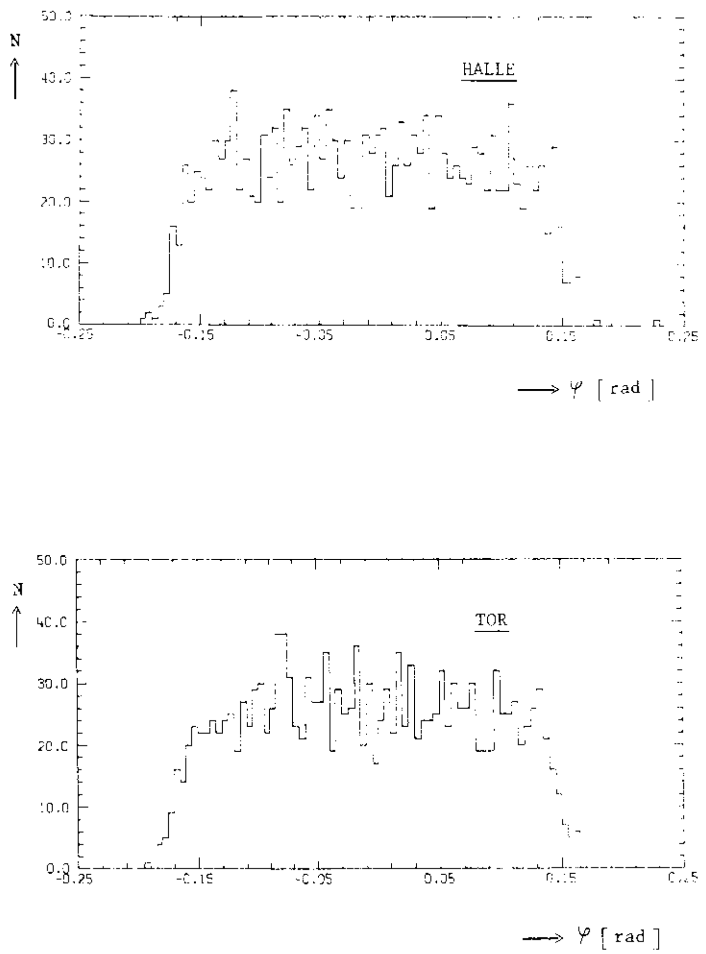


Abb. IV.8 Azimutwinkel φ von Elektronen (Positronen) aus dem J/ψ-Bereich

Der $\cos\theta$- und der Impulsbereich werden in Intervalle der Breite $\Delta\cos\theta = 0.05$ und $\Delta\vec{p} = 0.01$ [GeV/c] aufgeteilt. Die durchgezogene und die gestrichelte Kurve in Abb. IV.7 zeigen die eingeschränkte Akzeptanz für negative bzw. positive Magnetfeldpolung. Abb. IV.8 gibt die Azimut-Winkel φ von Positronen im HALLE- und TOR-Arm wieder. Die Verteilungen sind wegen des Kreuzungswinkels der einlaufenden Teilchen zu kleinen Winkeln φ verschoben.

3) β- und Massenschnitt

Müonen aus der kosmischen Strahlung können ein Paar-Ereignis vortäuschen. In der Abb. IV.9a ist die aus der Flugzeitmessung bestimmte Geschwindigkeit $\beta = |\vec{\beta}| = |\vec{v}|/c$ von Müonen gegen deren Impuls aufgetragen. Neben dem zu erwartenden Band bei $\beta \cong 1$ gibt es ein schwächer besetztes bei $\beta \cong -1$, das von kosmischen Müonen stammt, die in einem Außendetektorarm für die Flugzeitmessung das Startsignal im Flugzeitzähler und das Stopsignal im OSS-Zähler setzen. Dieser Beitrag wird durch den Schnitt

$$0 < \beta < 1.5 \tag{IV.6}$$

abgetrennt. Die Anhäufungen bei Impulsen oberhalb von 1.7 [GeV/c] und unterhalb von 0.8 [GeV/c] sind auf eine falsche Spurrekonstruktion und der damit verbundenen schlechten Impulsbestimmung zurückzuführen. Durch eine Fehleichung der Flugzeitmessung bei einem kleinen Teil der Datenmenge ergaben sich Geschwindigkeiten um $\beta \cong 0.3$. Die Korrektur auf fehlende Flugzeitinformation durch defekte Zähler ist für $\mu^+\mu^-$- und e^+e^--Paare gleich und beträgt

$$\epsilon_\beta = \begin{cases} 1.042 \pm 0.002 & \text{für den J/}\psi\text{-Bereich} \\ 1.016 \pm 0.001 & \text{sonst} \end{cases} \tag{IV.7}$$

Bei den Positronen (Abb. IV.9b) fehlt das „kosmische" Band ($\beta \cong 1$), weil bei der Auswahl von e^+e^--Paaren kein Reichweitezähler angesprochen haben darf (vgl. 5)). Aber zusätzlich zum ($\beta \cong 1$)-Band läuft ein Streifen von der kinematischen Grenze p = 1.22 [GeV/c] zu kleineren Impulsen und Geschwindigkeiten. Dieses Band wird durch Protonen aus der Reaktion $e^+e^- \longrightarrow p\bar{p}$ erzeugt. Die durchgezogene Kurve zeigt den zu erwartenden (β,p)-Verlauf für die Protonmasse (vgl. (III.13)). Der Prozeß $e^+e^- \longrightarrow p\bar{p}$ liefert nur im Bereich der Resonanz J/ψ

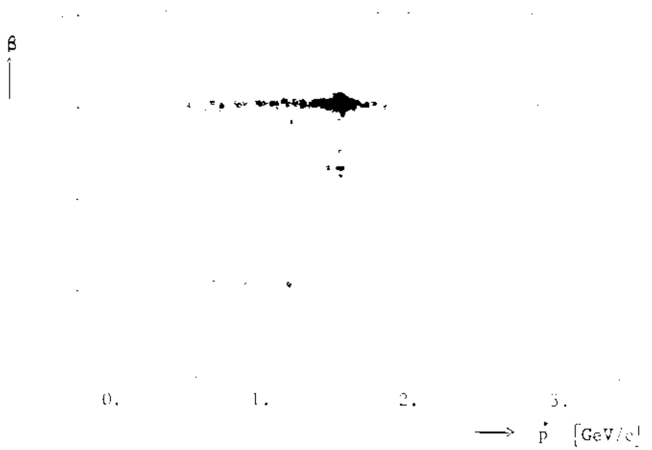


Abb. IV.9a Teilchengeschwindigkeit gegen Impuls
für μ^+ aus $e^+e^- \longrightarrow \mu^+\mu^-$ ($W = 3.1$ [GeV])

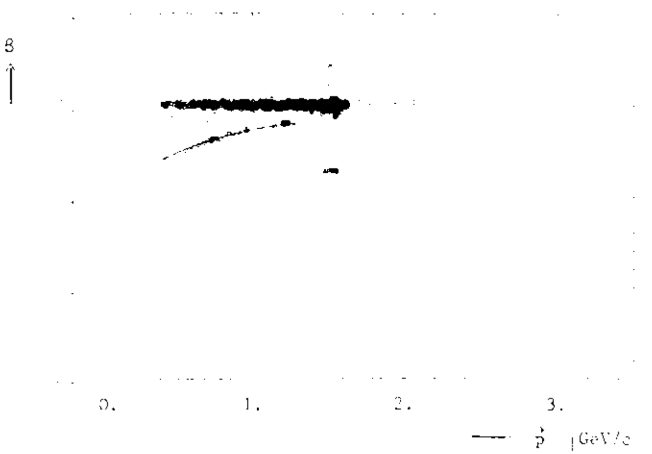


Abb. IV.9b Teilchengeschwindigkeit gegen Impuls
für e^+ aus $e^+e^- \longrightarrow e^+e^-$ ($W = 3.1$ [GeV])

einen merklichen Beitrag und wird durch einen Schnitt in den aus Flugzeit und Impuls berechneten Massen (vgl. (III.13)) abgetrennt (durchgezogene Kurve in Abb. IV.10).

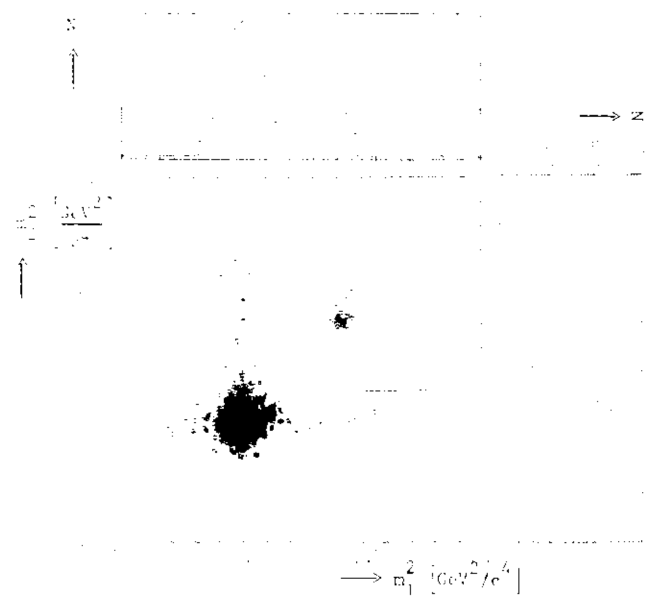


Abb. IV.10 Massenquadrate aus Flugzeit und Impuls (e^+e^--Paare)

c) Schauerzählerenergie-Schnitt

Minimalionisierende Teilchen legen im Mittel eine Energie von 80 [MeV] im Schauerzähler ab (Abb. IV.11). Zu den e^+e^--Paaren im J/ψ-Bereich gibt es einen hadronischen Untergrund, der im wesentlichen aus Endzuständen mit zwei oder mehr Pionen stammt, wobei ein $\pi^+\pi^-$-Paar nahezu kollinear ist. Beiträge dieser Art werden durch den in Abb. IV.12 als durchgezogene Kurve eingezeichneten Schnitt abgetrennt. Oberhalb dieser Grenze wurden unter 1440 e^+e^--Paaren nur 3 Ereignisse gefunden, die alle Auswahlkriterien erfüllen, aber keine Cerenkovzähler-Signale zeigen. In Abb. IV.13 sind die Schauerzählerenergien von reinen QED-e^+e^--Paaren aus dem 3.6-GeV-Bereich gegeneinander aufgetragen.

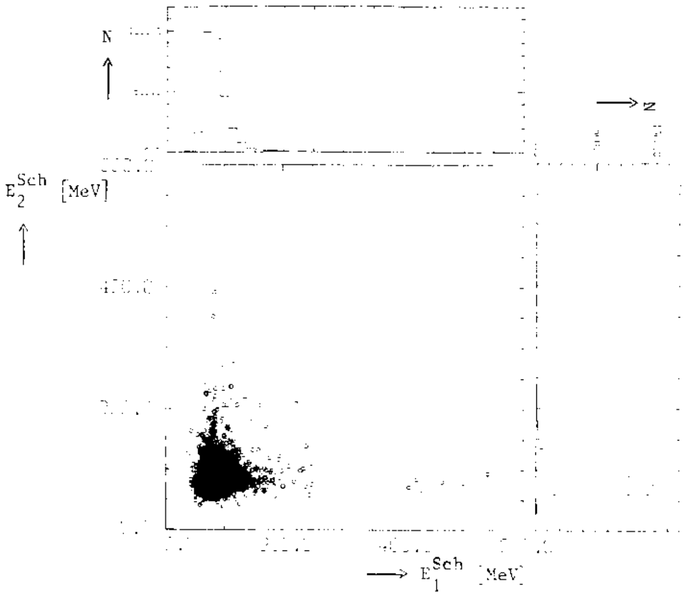


Abb. IV.11 Schauerzählerenergien von μ^+ und μ^- aus dem J/ψ-Bereich

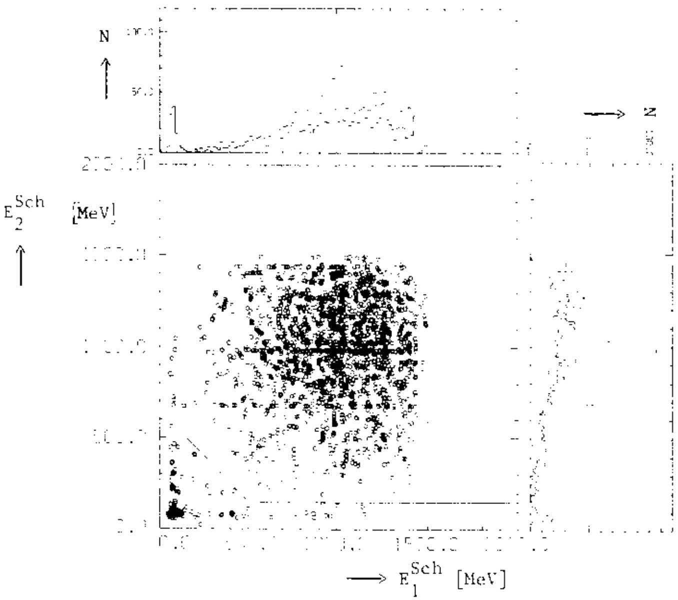


Abb. IV.12 Schauerzählerenergien von e^+, e^- und Hadronen aus dem J/ψ-Bereich

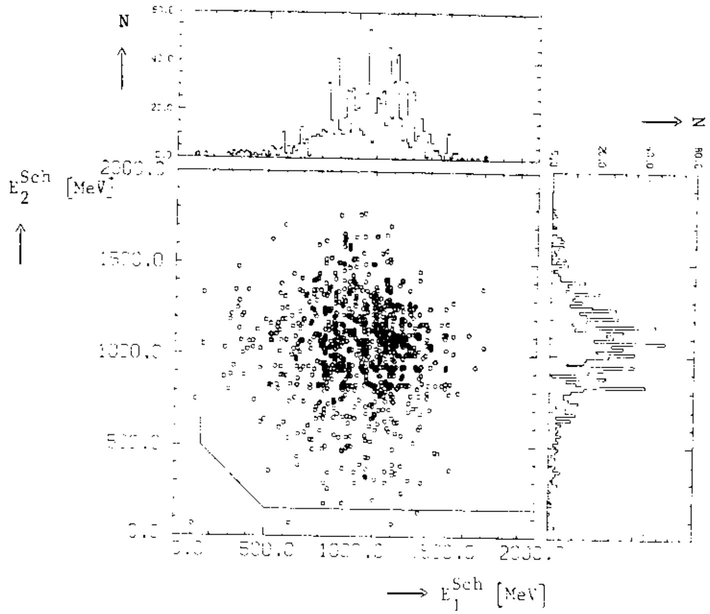


Abb. IV.13 Schauerzählerenergien von Elektronen und Positronen aus dem 3.6-GeV-Bereich

5) Reichweitezählerbedingung

Wenn in mindestens einem der beiden Außenarme ein Teilchen einen Reichweitezähler setzt, wird das Ereignis als $\mu^+\mu^-$-Paar identifiziert. Für die e^+e^--Paare wird verlangt, daß kein Reichweitezähler angesprochen hat. Korrekturen auf Grund defekter Zähler sind kleiner als 0.3%.

6) Abtrennung der Kaskadenzerfälle der ψ'-Resonanz

Die Kaskadenzerfälle der ψ'-Resonanz

(IV.9) $$\psi' \longrightarrow J/\psi + X$$
$$\longrightarrow \mu^+\mu^- \text{ oder } e^+e^-$$

werden durch einen Schnitt in der invarianten $\mu^+\mu^-$- bzw. e^+e^--Masse

$$M^2 = (p_1' + p_2')^2 > 3.3^2 \left[\mathrm{GeV}^2/c^4\right] \qquad \text{(IV.10)}$$

abgetrennt. Die Verteilung der invarianten $\mu^+\mu^-$-Massen in Abb. IV.14a

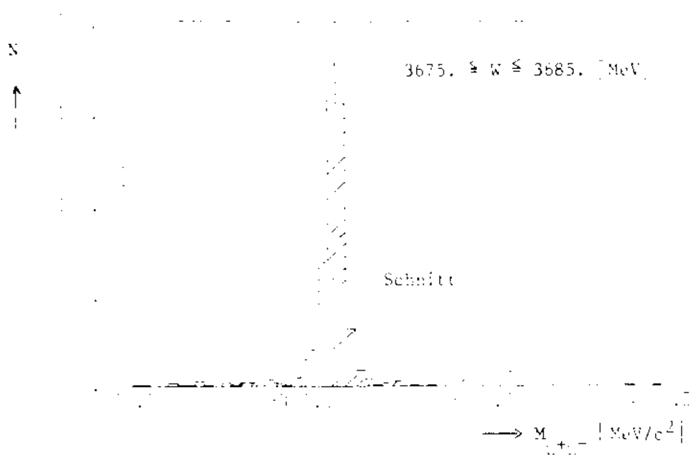


Abb. IV.14a Invariante $\mu^+\mu^-$-Massen

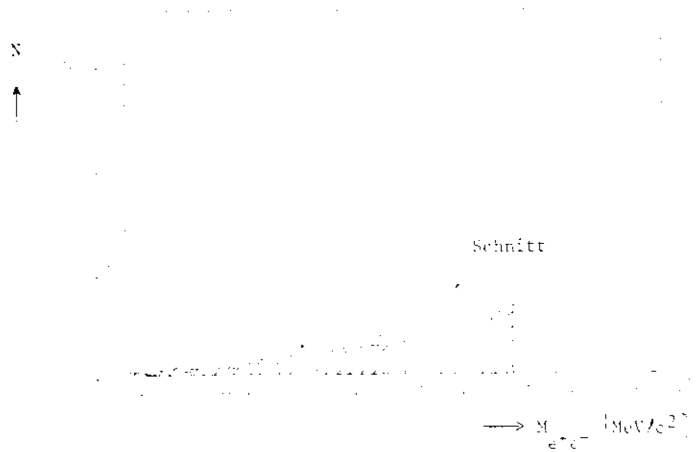


Abb. IV.14b Invariante e^+e^--Massen

zeigt, daß neben dem Maximum aus den direkten Zerfällen der ψ'-Resonanz in $\mu^+\mu^-$-Paare und dem QED-Beitrag der Kaskadenzerfall (IV.9) zu einer zweiten Anhäufung bei der J/ψ-Masse führt. Wegen des ausgeprägten Strahlungsschwanzes ist die Trennung der Maxima bei den e^+e^--Paaren nicht so klar (Abb. IV.14b).

Die in den verschiedenen Energiebereichen nach allen Auswahlbedingungen übrigbleibenden Ereignisraten sind in Tabelle IV.1 aufgeführt.

Tabelle IV.1 Zahl der Leptonpaare

Energiebereich	J/ψ	≈ 3.6 GeV	ψ'	≈ 4 GeV
Rohdaten	175 363	[illegible] 067	96 992	385 492
e^+e^--Paare	[illegible] 377	965	[illegible] 812	7 218
$\mu^+\mu^-$-Paare	3 234	[illegible]	455	730

IV.2 Monte-Carlo-Rechnung für die Akzeptanzen

Die Wirkungsquerschnitte für die Reaktionsendzustände $\mu^+\mu^-$ und e^+e^- können aus den Zählraten in Tabelle IV.1 nur bestimmt werden, wenn die Akzeptanz des Detektors bekannt ist. Die Akzeptanzrechnung ist bei einem Detektor mit eingeschränkter Akzeptanz – wie dem DASP-Außendetektor – auf Monte-Carlo-Simulationen angewiesen.

Für die Monte-Carlo-Rechnung wird eine näherungsweise Darstellung der Wirkungsquerschnitte verwendet, um in angemessener Rechenzeit eine ausreichende Zahl von Ereignisraten zu erzeugen und durch den Detektor zu verfolgen. Genaue Rechnungen von Berends[15] eignen sich nicht für Simulationsverfahren und werden nur zur Normierung der Monte-Carlo-Rechnung benutzt.

Die Monte-Carlo-Rechnung läuft in drei Schritten ab:

I. Erzeugung von $\mu^+\mu^-(\gamma)$- bzw. $e^+e^-(\gamma)$-Ereignissen in einem vorgegebenen Normierungsvolumen ($\Delta\Phi$, $\Delta\Theta$, ΔE),

II. Berücksichtigung des Energieverlustes von e^- und e^+ durch Bremsstrahlung im Material zwischen WKP und Magnet, Berücksichtigung des Kreuzungswinkels, Verschmierung der Impulse und Richtungen der Teilchen mit den experimentell gemessenen Auflösungen,

3) Ereignisauswahl wie in Kapitel IV.1 beschrieben. Aus dem Verhältnis der Zahl von Paaren, die diese Kriterien überleben, und der insgesamt im Normierungsvolumen erzeugten Ereignisrate ergeben sich die Akzeptanzen.

Die Erzeugung der Monte-Carlo-Ereignisse wird im Anhang A3 beschrieben.

1) Energieverlust

In dem Material, das sich in den Spektrometerarmen zwischen Wechselwirkungspunkt und Magnet befindet, können Elektronen und Positronen durch Bremsstrahlung Energie verlieren. Eine Abschätzung ergibt die in Tabelle IV.2 aufgeführten Materialdicken. Die Meßperioden sind chronologisch durchnummeriert.

Tabelle IV.2 Materialdicken zwischen WWP und Magnet

Meßperiode	Materialdicke $[X_0]$	$\int Ld$ $[nb^{-1}]$	Bemerkung
1	0.136	487.4	
2	0.065	197.8	neues dünneres Strahlrohr
3	0.153	182.5	Abschirmung der Proportionalkammern durch V2A-Bleche
4	0.065	175.9	
5	0.100	9188.4	Cerenkovzähler eingebaut

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron (Positron) mit der Einfallsenergie E nach t Strahlungslängen die Energie E' besitzt, ist durch[34]

$$I(E,E',t) = \frac{bt}{E-E'} \left\{ \frac{E'}{E} + \frac{3}{4}\left(\frac{E-E'}{E}\right)^2 \right\} \left(\ln \frac{E}{E'}\right)^{bt} \qquad \text{(IV.11)}$$

$$b = \frac{4}{3}\left\{1 + \frac{1}{9}\frac{Z+1}{Z+\xi}\,\frac{3}{3\ln 183 - \ln Z}\right\} \cong \frac{4}{3}\,, \qquad \xi = \frac{21.82 - 2\ln Z}{15.63 - \ln Z}\,,$$

Z = Kernladungszahl

gegeben. Für $E-E' \ll E$ erhält man die Verteilung

$$I(E,E',t) \cong bt\,\frac{(E-E')^{bt-1}}{E^{bt}}\,, \qquad \text{(IV.12)}$$

die bis auf den Faktor b mit den Strahlungskorrekturen im ersten Term von (II.19) übereinstimmt.

Die Verteilung (IV.11) gilt für den Energiebereich $0.05E < E' < E$ und für dünne Materialschichten $t \geq 0.025\ X_0$. Die Monte-Carlo-Simulation ergibt, daß sich die Energieverteilung der Elektronen (Positronen) nicht mehr ändert, wenn die Materialdicke zwischen WWP und Magnet in mindestens 6 Schichten gleicher Dicke aufgeteilt, und für jede Schicht der Energieverlust neu berechnet wird. Bei Schrägdurchgang ($\theta \neq 90°$) wird die Schichtdicke t durch $t/\sin\theta$ ersetzt.

Abb. IV.15 zeigt bei W = 3.09 [GeV] die Änderungen der mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten gefalteten Akzeptanzen ε' für e^+e^--

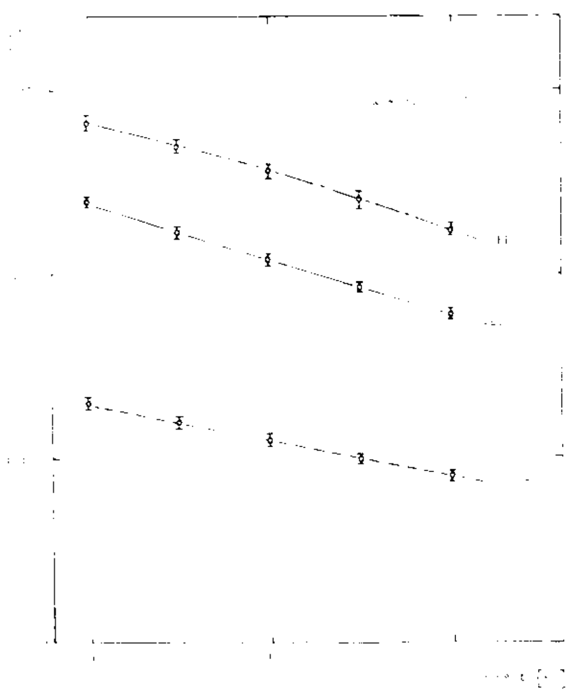


Abb. IV.15 Änderung der mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten gefalteten Akzeptanzen ε' in Abhängigkeit von der Materialdicke zwischen WWP und Magnet (für e^+e^--Paare)

Paare als Funktion der Materialdicke t. Bezüglich der Paare aus dem J/ψ-Zerfall (RES) besteht wegen der zu $\theta = 90^\circ$ symmetrischen Winkelverteilung $(1+\cos^2\theta)$ keine Abhängigkeit von der Magnetfeldpolung. Wegen des steilen Anstieges des Bhabhawirkungsquerschnittes (II.8) zu kleinen Streuwinkeln θ und der Verschiebung des akzeptierten Streuwinkelbereiches in Vorwärtsrichtung ist bei negativer Magnetfeldpolung(-) die Zählrate im Detektor größer als bei positiver Polung(+).

Die Ionisationsverluste der Müonen in dem Material zwischen WWP und Magnet (Abb. IV.16) werden mit Hilfe der Bethe-Bloch-Formel berechnet. Die gemessenen Impulse der Müonen werden auf die Ionisationsverluste korrigiert.

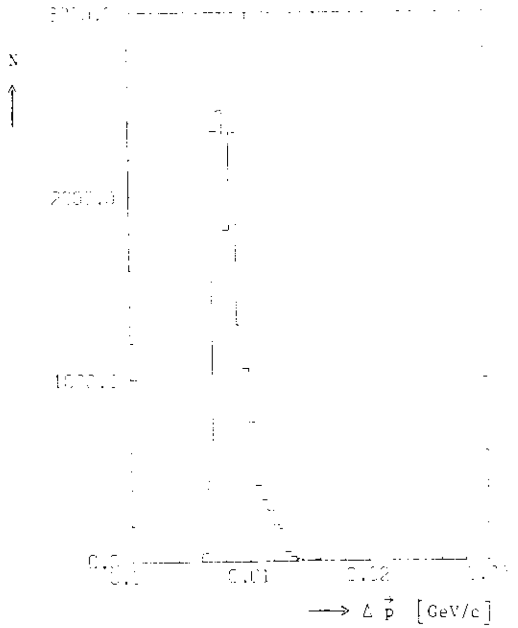


Abb. IV.16 Impulsverluste von Müonen aus dem J/ψ-Zerfall, berechnet aus dem Energieverlust durch Ionisation

2) Kreuzungswinkel, Winkelauflösung

Die Lage des Maximums in der (X,Y)-Projektion der gemessenen Akollinearitäswinkelverteilungen von $\mu^+\mu^-$- und e^+e^--Paaren spiegelt den Kreuzungswinkel der beiden einlaufenden Teilchenstrahlen wieder. Neben dem Kreuzungswinkel δ_k erhält man aus Anpassungen von Normalverteilungen an die Akollinearitätswinkelverteilungen in der (X,Y)- und der (X,Z)-Projektion (Abb. IV.17 und IV.18) folgende, über die verschiedenen Energiebereiche und Magnetströme sowie über die Akzeptanz gemittelten Werte für die Winkelauflösungen σ_{xy} und σ_{xz} (bezogen auf eine Spur):

$$\langle\delta_k\rangle = 20.1\ [\mathrm{mrad}],\quad \langle\sigma_{xy}\rangle = 3.7\ [\mathrm{mrad}],\quad \langle\sigma_{xz}\rangle = 5.8\ [\mathrm{mrad}] \quad . \qquad \text{(IV.13)}$$

Kleine Winkel wurden in der (X,Y)-Projektion nicht berücksichtigt. Bei großen Akollinearitätswinkeln verfälschen in beiden Projektionen Strahlungseffekte die Auflösungen.

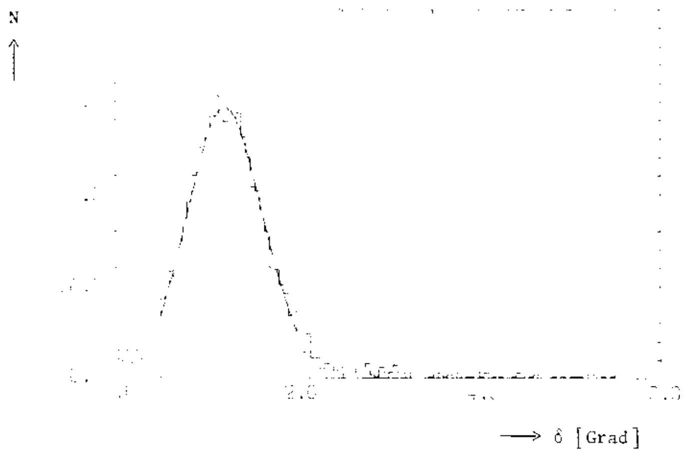


Abb. IV.17 Akollinearitätswinkelverteilung von $\mu^+\mu^-$-Paaren in der (X,Y)-Projektion

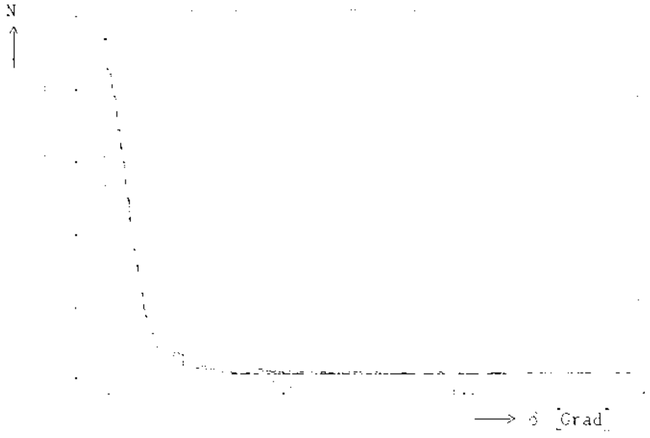


Abb. IV.18 Akollinearitätswinkelverteilung von $\mu^+\mu^-$-Paaren in der (X,Z)-Projektion

3) Impulsauflösung

Das Verhältnis von gemessenem Mion-Impuls zu Strahlenergie ist in Abb. IV.19 aufgetragen. Die Anpassungen von Normalverteilungen an die μ-Daten, die wegen des Strahlungsschwanzes nur oberhalb von

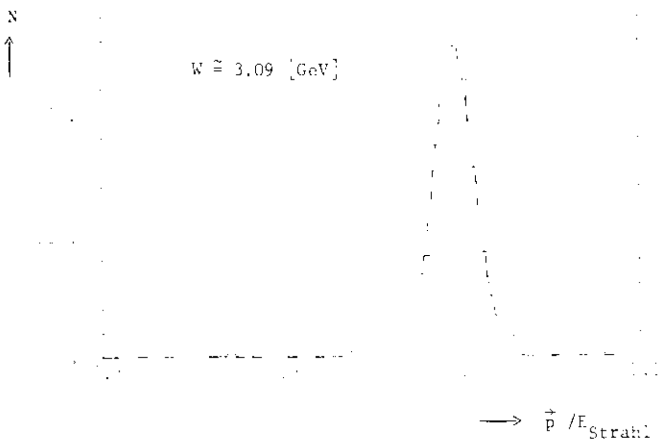


Abb. IV.19 Impuls von Mionen/Strahlenergie

$\vec{p}/E_{Strahl}$ = 0.98 durchgeführt wurden, liefern für die verschiedenen Magnetfelder die in Tabelle IV.3 aufgeführten Impulsauflösungen.

Tabelle IV.3 Impulsauflösungen, p = $\vec{p}$ in [GeV/c]

Magnetstrom A	-300	+500	-1000
Δ_p/p	0.027 p	0.019 p	0.009 p

Elektronen (Positronen) eignen sich wegen der großen Bremsstrahlungsverluste im Material zwischen WWP und Magnet nicht für die Bestimmung der Impulsauflösung.

IV.3 Akzeptanzen

Das Verhältnis der insgesamt im Normierungsvolumen (IV.5) erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse N_{MC} zu den im Detektor verbleibenden Ereignissen N_{MC}^{akz} definiert die Akzeptanz

$$\varepsilon = \frac{N_{MC}^{akz}}{N_{MC}} \qquad \text{(IV.14)}$$

Abb. IV.20 zeigt z.B. die Akzeptanz ε des DASP-Außendetektors in Abhängigkeit von cosθ bei W = 3.09 [GeV] für nichtresonante e^+e^--Paare. Die Punkte stammen aus der Monte-Carlo-Rechnung für den Magnet-

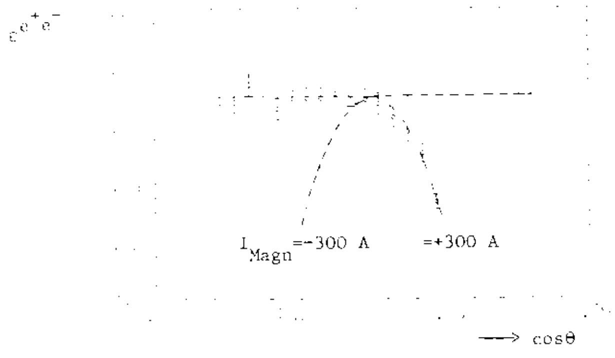


Abb. IV.20 Akzeptanz des DASP Außendetektors für QED-e^+e^--Paare W = 3.09 [GeV], 0 ≦ φ ≦ 2π strom I_{Magn} = +300 [A] . Eine Anpassung liefert die Akzeptanzfunktion (durchgezogene Kurve). Durch Spiegelung an der ($\cos\theta$ = 0)-Achse erhält man die Akzeptanzfunktion für negative Polung (gestrichelte Kurve).

Wegen der schmalen Breite von J/ψ (bzw. ψ') und des engen Energiebereiches (einige MeV), in dem um die Resonanzmassen $M_{J/\psi}$ (bzw. $M_{\psi'}$) gemessen wurde, führt bereits ein geringer Energieverlust des einlaufenden Elektrons oder Positrons dazu, daß die Resonanz J/ψ (bzw. ψ') nicht mehr angeregt wird. Bei der Berechnung der Akzeptanzen für resonant erzeugte Paare wurde daher in der Monte-Carlo-Simulation die Abstrahlung reeller Photonen im Anfangszustand vernachlässigt (vgl. Anhang A3). Wegen der damit verbundenen größeren Akollinearitätswinkel (vgl. Abb. IV.6) ist die Akzeptanz des Detektors für $\mu^+\mu^-$- und e^+e^--Paare aus dem J/ψ- (bzw. ψ'-)Zerfall größer als für QED-Paare. Da sich zudem der Resonanzwirkungsquerschnitt in der Nähe von $M_{J/\psi}$ (bzw. $M_{\psi'}$) stark mit der Schwerpunktenergie ändert, wurde aus den beiden getrennt bestimmten energieunabhängigen Akzeptanzen ε_Q für QED-Paare und ε_R für Paare aus dem Resonanz-Zerfall mit Hilfe der Gesamtzählrate $N(W)$ und der zu erwartenden QED-Zählrate $N_Q(W)$ die energieabhängige Akzeptanz

(IV.15) $$\varepsilon(W) = \frac{N(W)\ \varepsilon_Q\ \varepsilon_R}{\varepsilon_R\ N_Q(W) - \varepsilon_Q(N(W)-N_Q(W))}$$

berechnet. $N_Q(W)$ wird aus dem im nichtresonanten Energiebereich gemessenen QED-Wirkungsquerschnitt durch Extrapolation ermittelt.

In den Abb. IV.21 und IV.22 sind für e^+e^-- bzw. $\mu^+\mu^-$-Paare die mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten gefalteten Akzeptanzen ε' aufgetragen (I_{Magn} = ±500 [A]). Bei den nichtresonanten e^+e^--Paaren führt die zu $\cos\theta$ = 0 unsymmetrische Winkelverteilung zu unterschiedlichen Werten ε' bei den beiden Magnetfeldpolungen. Die e^+e^--Zählrate ist bei W = 3.68 [GeV] wegen des Schnittes in der invarianten Masse $M_{e^+e^-}$ (IV.10) zur Abtrennung der Kaskadenzerfälle der ψ'-Resonanz deutlich kleiner als bei den übrigen Schwerpunktenergien. Die fehlende Abstrahlung reeller Photonen im Anfangszustand führt dazu, daß $\mu^+\mu^-$-Paare aus dem J/ψ-(bzw. ψ'-)Zerfall besser nachgewiesen werden als QED-Paare.

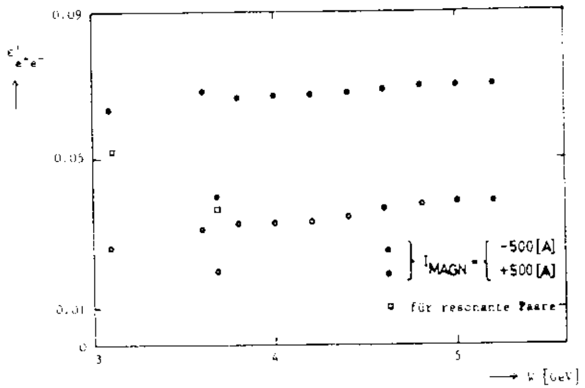


Abb. IV.21 Akzetanzen gefaltet mit den diff. Wirkungsquerschnitten
für e^+e^--Paare, I_{Magn} = ±500 [A]
$|\cos\theta| \leq 0.55$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$

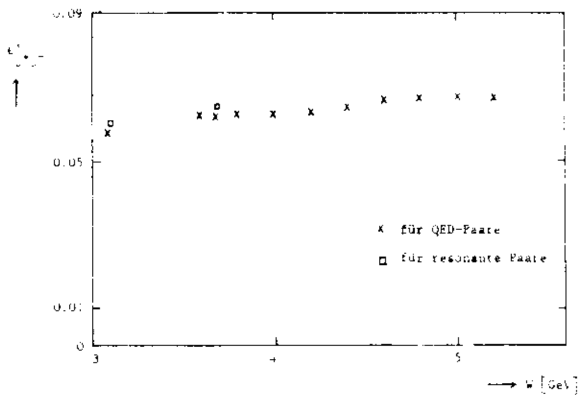


Abb. IV.22 Akzeptanzen gefaltet mit den diff. Wirkungsquerschnitten
für $\mu^+\mu^-$-Paare, I_{Magn} = ±500 [A]
$|\cos\theta| \leq 0.55$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$

IV.4 Fehlerabschätzung

Die $\mu^+\mu^-$ und e^+e^--Daten sind neben dem statistischen Fehlern mit einer systematischen Unsicherheit von 7% behaftet. In Tabelle IV.4 sind die Quellen des systematischen Fehlers aufgeführt.

Tabelle IV.4 systematische Fehler und ihre Quellen

Quelle	sytematischer Fehler
Luminositätsmessung	4.5 %
Korrekturen	4.5 %
Akzeptanzrechnung	3.0 %
Summe (quadratisch addiert)	7.0 %

V. Ergebnisse

Die beobachteten differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Leptonpaarerzeugung $\frac{d\sigma_{Exp}}{d\Omega}(W,\Delta\cos\theta_i)$ sind dem Quotienten aus gemessener Zählrate $N(W,\Delta\cos\theta_i)$ und integrierter Luminosität $\int L(W)dt$ proportional. Zur vollständigen Bestimmung der Wirkungsquerschnitte ist neben Korrekturen die Akzeptanz des Detektors zu berücksichtigen:

$$\frac{d\sigma_{Exp}}{d\Omega}(W,\Delta\cos\theta_i) = \frac{N(W,\Delta\cos\theta_i)}{\int L(W)dt} \cdot \frac{\eta_K}{\varepsilon(W,\Delta\cos\theta_i)\,(1+\delta_T(\Delta\cos\theta_i))\,\Delta\cos\theta_i} \tag{V.1}$$

$\varepsilon(W,\Delta\cos\theta_i)$ = Akzeptanz des Detektors

η_K = Korrekturen (defekte Zähler, Untergrund usw.)

$1+\delta_T(\Delta\cos\theta_i)$ = Strahlungskorrekturen .

Der über den Raumwinkel integrierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich durch Summation

$$\sigma_{Exp}(W) = \sum_i \frac{d\sigma_{Exp}}{d\Omega}(W,\Delta\cos\theta_i)\,\Delta\cos\theta_i \quad . \tag{V.2}$$

V.1 Die Wirkungsquerschnitte außerhalb der Resonanzen J/ψ und ψ'

Für vier verschiedene Energiebereiche sind in den Abb. V.1a - d die experimentell ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma^{e^+e^-}}{d\Omega}$ gegen $\cos\theta$ aufgetragen. Die Integration über den Streuwinkelbereich

$$0.55 \geq \cos\theta \geq -0.55 \tag{IV.5a}$$

liefert den Wirkungsquerschnitt $\sigma^{e^+e^-}$, der als Funktion der Schwerpunktenergie W in Abb. V.2a dargestellt ist. Den entsprechenden gemessenen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\mu^+\mu^-}$ für die $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung zeigt die Abb. V.2b. Die durchgezogenen Kurven stammen aus Anpassungen der theoretisch zu erwartenden Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma^{e^+e^-}}{d\Omega} = a^e\,\frac{d\sigma_0^{e^+e^-}}{d\Omega} \tag{V.3a}$$

bzw.

$$\sigma^{\ell^+\ell^-} = a^\ell\,\sigma_0^{\ell^+\ell^-} = a^\ell \int_0^{2\pi}\int_{0.55}^{-0.55} \frac{d\sigma_0^{\ell^+\ell^-}}{d\Omega}\ , \quad \ell^+\ell^- = \mu^+\mu^-,\ e^+e^- \ , \tag{V.3b}$$

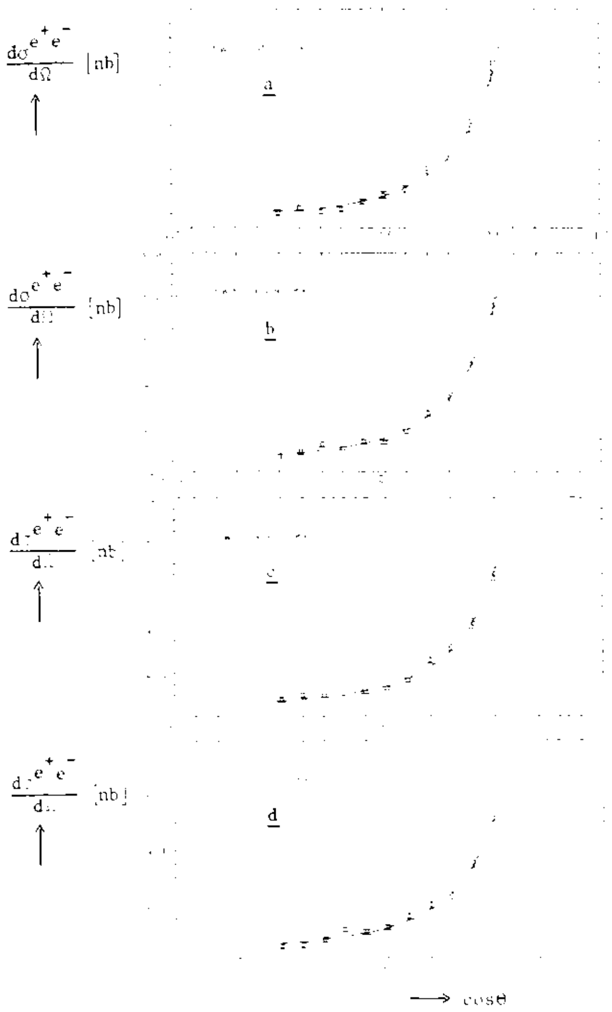


Abb. V.1 differentielle Wirkungsquerschnitte außerhalb der Resonanzen J/ψ und ψ'

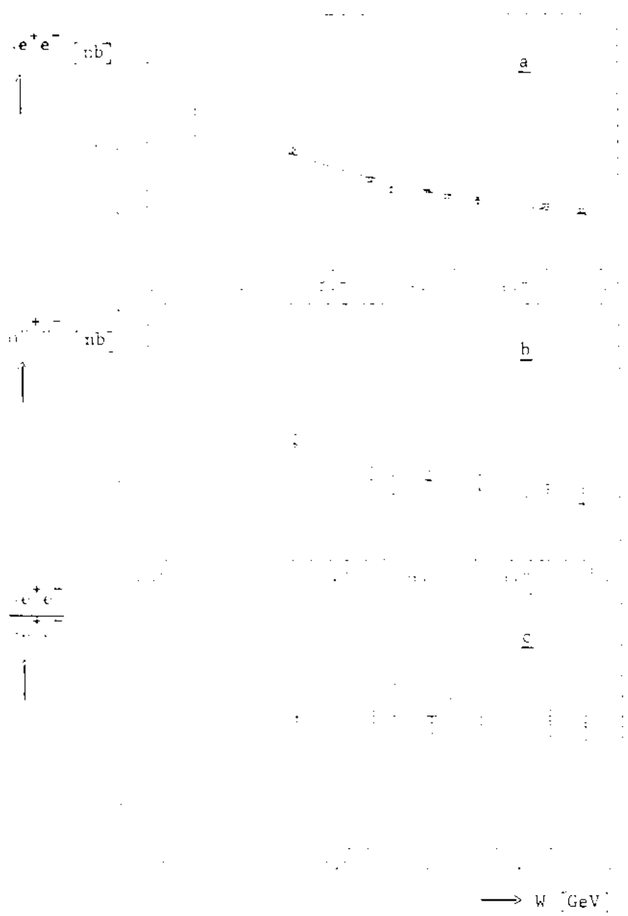


Abb. V.2 Integrierte Wirkungsquerschnitte außerhalb der Resonanzen J/ψ und ψ' an die gemessenen Verteilungen. Die Parameter a^i sind in Tabelle V.1 aufgeführt.

<u>Tabelle V.1</u> Vergleich der gemessenen mit den erwarteten QED-Wirkungsquerschnitten für die Leptonpaarerzeugung

Wirkungsquerschnitt	Energiebereich ΔW [GeV]	$\bar{W}$ [GeV]	a^i
$\frac{d\sigma^{e^+e^-}}{d\Omega}$	3.600 - 3.635	3.617	0.98 ± 0.08
	4.000 - 4.300	4.114	0.91 ± 0.07
	4.300 - 4.600	4.417	0.93 ± 0.07
	5.000 - 5.200	5.053	0.99 ± 0.07
$\sigma^{e^+e^-}$	3.050 - 5.200	-	0.94 ± 0.07
$\sigma^{\mu^+\mu^-}$	3.600 - 5.200	-	0.90 ± 0.08

Während der Verlauf der experimentell bestimmten e^+-Winkelverteilungen in $\cos\theta$ gut mit dem erwarteten übereinstimmt, weicht die Absolutmessung der Bhabhastreuung im Mittel um 6% vom theoretischen Wirkungsquerschnitt ab. Im Falle des $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugungsquerschnittes ist der Unterschied mit 10% noch etwas größer. Bei einem systematischen Fehler von 7% sind diese Abweichungen jedoch nicht signifikant. Eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie liefert das von der Luminositätsmessung und den Korrekturen nahezu unabhängige Verhältnis (Abb. V.2c):

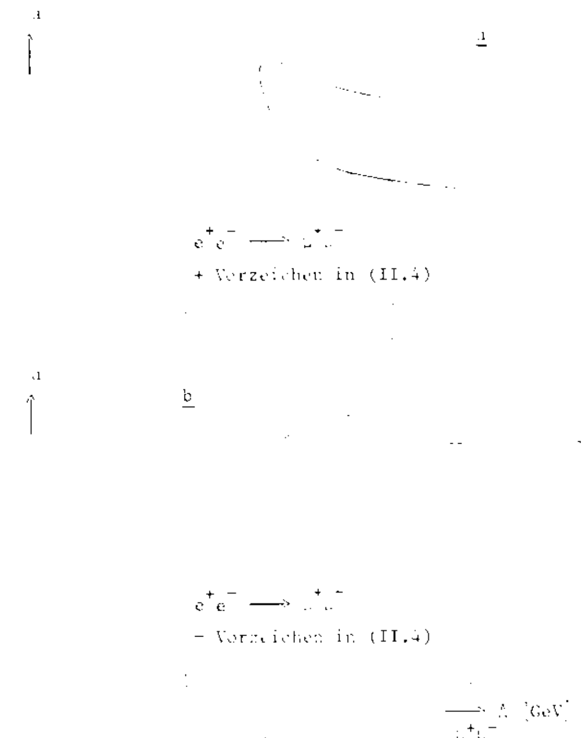
(V.4) $$\frac{\sigma^{e^+e^-}}{\sigma^{\mu^+\mu^-}} = 13.1 \pm 0.5 \,, \quad \text{erwarteter Wert} \; \frac{\sigma_0^{e^+e^-}}{\sigma_0^{\mu^+\mu^-}} = 12.8 \;.$$

Bei der Bestimmung der Abschneideparameter Λ wurde daher die Skalierung a als freier Parameter berücksichtigt. Damit sich der Faktor a in den durch den systematischen Fehler gesteckten Grenzen hält, wird bei der Anpassung der Wirkungsquerschnitte (V.3) mit (II.6) bzw. (II.9) zum berechneten χ^2 der Beitrag $(\frac{1-a}{\Delta f})^2$ addiert:

(V.5) $$\chi^2 = \chi^2 + \left(\frac{1-a}{\Delta f} \right)^2 \,, \quad \Delta f = 0.07 \;(= \text{system. Fehler}) \;.$$

In allen Anpassungen ergibt sich das minimale χ^2 bei $\Lambda = \Lambda_+ = \Lambda_- = \infty$. Durch Variation von Λ und a ändert sich χ^2. Die unteren Grenzen für Λ erhält man mit 95% Vertrauensgrenze bei $\chi^2 = \chi^2_{Min} + 4$ [35].

Mit Hilfe der $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung kann man den Photonpropagator im s-Kanal prüfen. Die Abb. V.3a und b zeigen für die beiden Vorzeichen + und - in $F(q^2)$ (II.4) die Kurven mit konstantem χ^2 ($= \chi^2_{Min} + 4$) in den (a,Λ)-Dia-



<u>Abb. V.3</u> Abschneideparameter aus $\mu^+\mu^-$

grammen. Die unteren Grenzen der Abschneideparameter sind die minimalen Λ-Werte dieser Kurven.

Aus den gemessenen Winkelverteilungen der Bhabhastreuung erhält man zusätzlich zum s-Kanal auch untere Grenzen für Abschneideparameter des t-Kanals. Die Kurven mit konstantem χ^2 ($= \chi^2_{Min} + 4$) sind in den Abb. V.4a und b in den (Λ_T,Λ_S)-Diagrammen aufgetragen.

Abb. V.4 Abschneideparameter aus $d\sigma^{e^+e^-}/d\Omega$
a für + Vorzeichen in $F(q^2)$ (II.4)
b für - Vorzeichen in $F(q^2)$ (II.4)

Wenn man gleichzeitig eine Anpassung an den $\mu^+\mu^-$-Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\mu^+\mu^-}$ und die e^+e^--Winkelverteilungen durchführt, können die Grenzen für Λ zu größeren Werten hinausgeschoben werden. In der Tabelle V.2 sind für die verschiedenen Daten die entsprechenden unteren Grenzen für Λ und die zugehörigen Werte für die freien Parameter a (Skalierung) zusammengefaßt.

Tabelle V.2 Untere Grenzen für die Abschneideparameter Λ (95% Vertrauensgrenze)

Daten	Kanal	Zahl der Datenpkte	χ^2_{Min}	Λ_+ [GeV]	Λ_- [GeV]	a^μ_+	a^μ_-	a^e_+	a^e_-
$\mu^+\mu^-$	s	8	12	16	18	1.06	0.84	-	-
e^+e^-	s	44	70	8	12	-	-	0.83	0.97
	t			10	16	-	-	0.83	0.99
$\mu^+\mu^-$, e^+e^-	s	52	75	22	22	0.92	0.89	0.96	0.97
	t			17	15	0.87	0.93	0.92	1.01

V.2 Die Wirkungsquerschnitte für die Hadron- und Leptonpaar-Erzeugung im Bereich der Resonanzen J/ψ und ψ'

Für die Bestimmung der Resonanzparameter von J/ψ bzw. ψ' wird auch der Wirkungsquerschnitt für die hadronischen Endzustände ausgewertet. Wegen der gegenüber dem Außendetektor größeren Akzeptanz werden diese Endzustände mit dem Innendetektor gemessen. Die große Zahl der hadronischen Zerfallskanäle macht ihre Analyse komplizierter und umfangreicher als die der leptonischen Endzustände. In den Energiebereichen außerhalb der Resonanzen J/ψ und ψ' hat A. Petersen die hadronischen Wirkungsquerschnitte bestimmt[26]. Die gleichen Analyseprogramme werden benutzt, um die Zahl der hadronischen Ereignisse $N_{Had}(W)$ im Bereich der Resonanzen J/ψ bzw. ψ' zu ermitteln. Mit der Luminosität $\int L(W)dt$ und den Nachweiswahrscheinlichkeiten[26] $\varepsilon(J/\psi) = 0.31$ bzw. $\varepsilon(\psi') = 0.35$ ergibt sich der hadronische Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma^{Had}_{Exp}(W) = \frac{N_{Had}(W)}{\varepsilon \int L(W)dt} \quad . \tag{V.6}$$

Die leptonischen Wirkungsquerschnitte werden wie in (V.1) und (V.2) berechnet, wobei sich die Strahlungskorrekturen $(1+\delta_1)$ nur auf den QED-Anteil zum Gesamtwirkungsquerschnitt beziehen.

V.2.1 Die Wirkungsquerschnitte im J/ψ-Bereich

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte für die Hadronerzeugung und die leptonischen Endzustände $\mu^+\mu^-$ und e^+e^- im Energiebereich zwischen 3075 und 3110 MeV sind in den Abb. V.5a - c aufgetragen. Alle drei Reaktionen zeigen bei 3096 [MeV] ein etwa 1 [MeV] breites Signal. Die sichtbare Breite dieser Resonanz J/ψ spiegelt die Energieauflösung des Speicherringes wieder. Die experimentell bestimmten μ^+- und e^+-Winkelverteilungen für den Energiebereich 3091.6 MeV ≦ W ≧ 3101.6 [MeV] sind in den Abb. V.6a und b dargestellt.

Es gibt ein grobes, aber schnelles Verfahren, um die „wahre" Breite der Resonanz unabhängig von der Energieverschmierung des Speicherringes zu ermitteln[16]. Unter der Annahme, daß der Produktionsquerschnitt für den Prozeß

$$e^+e^- \longrightarrow J/\psi \longrightarrow f \tag{V.7}$$

der Breit-Wigner-Form (vgl. (II.10))

$$\sigma_f(W) = \frac{12\pi}{W^2}\,\frac{M^2\Gamma_e\Gamma_f}{(W^2-M^2)^2+M^2\Gamma^2} \qquad (\,\mathrm{Spin}(J/\psi) = 1\,) \tag{V.8}$$

gehorcht, ergibt die Integration über die Energie W

$$\Sigma_f = \int\sigma_f(W)\,dW = \frac{6\pi^2}{M^2}\,\frac{\Gamma_e\Gamma_f}{\Gamma} \quad . \tag{V.9}$$

Integriert man die gemessenen Wirkungsquerschnitte der Abb. V.5a - c, subtrahiert die nichtresonanten Beiträge und berücksichtigt Strahlungskorrekturen, die bis zu 40% betragen können, so erhält man die in Tabelle V.3 aufgeführten Werte für Σ_{Had}, $\Sigma_{\mu^+\mu^-}$ und $\Sigma_{e^+e^-}$. Daraus kann man gemäß (V.9) die partiellen Zerfallsbreiten Γ_{Had}, Γ_μ und Γ_e bestimmen.

Genauere Werte als das eben beschriebene Verfahren liefert die Anpassung der in Kapitel (II.2) beschriebenen Wirkungsquerschnitte an die experimentellen Daten. Die durchgezogenen Kurven in den Abb.

Abb. V.5 integrierte Wirkungsquerschnitte im J/ψ-Bereich
——— $\Gamma_e \neq \Gamma_\mu$

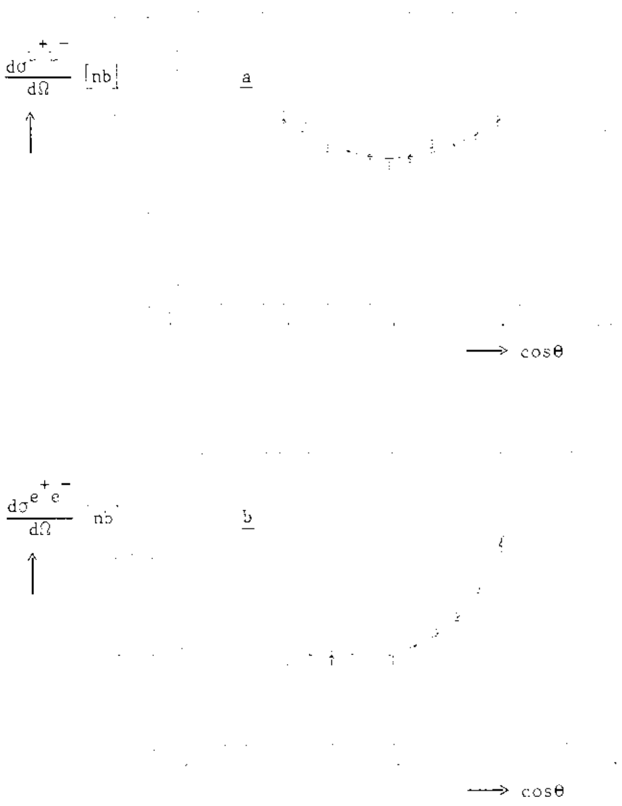


Abb. V.6 differentielle Wirkungsquerschnitte im J/ψ-Bereich

——— $\Gamma_e \neq \Gamma_\mu$

3091.6 [MeV] $\leq W \leq$ 3101.6 [MeV]

V.5a - c stammen aus einer simultanen Anpassung ($\Gamma_e \neq \Gamma_\mu$) der erwarteten Wirkungsquerschnitte für die drei Zerfallskanäle (I.2) an die gemessenen Anregungskurven. Neben den Zerfallsbreiten erhält man auch die Energieauflösung des Speicherringes σ_W. Für die beiden Fälle $\Gamma_e \neq \Gamma_\mu$ und $\Gamma_e = \Gamma_\mu$ sind die Ergebnisse in Tabelle V.3 aufgeführt.

Tabelle V.3 Resonanzparameter von J/ψ und Energieauflösung des Speicherringes

Parameter			$\Gamma_e \neq \Gamma_\mu$	$\Gamma_e = \Gamma_\mu$
Σ_{Had}	[nbMeV]		9570 ± 1440 †	
$\Sigma_{\mu^+\mu^-}$	[nbMeV]		795 ± 56	
$\Sigma_{e^+e^-}$	[nbMeV]		821 ± 60	
σ_W	[MeV]		0.91 ± 0.07	
M	[MeV/c²]		3096.6 ± 3.8	
Γ_{Had}	[keV]		45.0 ± 12.0	49.0 ± 14.0
Γ_μ	[keV]		3.9 ± 0.6	-
Γ_e	[keV]		4.4 ± 0.6	4.4 ± 0.6
Γ	[keV]		53.3 ± 13.0	57.8 ± 14.0
σ_0^{Had}	[nb]		22.0	keine freien Parameter
$\sigma_0^{\mu^+\mu^-}$	[nb]	cosθ ≤ 0.55	4.1	
$\sigma_0^{e^+e^-}$	[nb]		52.5	

Die gemessenen μ^+- und e^+-Winkelverteilungen (Abb. V.6a und b) sind konsistent mit den aus den Resonanzparametern berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitten (durchgezogene Kurven in den Abb. V.6a und b). Die Energieauflösung des Speicherringes stimmt innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem erwarteten Wert überein (vgl. Tabelle III.1). Die Resonanzmasse M wurde aus der Verteilung der invarianten $\mu^+\mu^-$-Massen - Abb. V.7 - gewonnen. Die Anpassung einer Normalverteilung (durchgezogene Kurve) in dem Massenbereich 3070 [MeV/c²] $\leq M_{\mu^+\mu^-} \leq$ 3140 [MeV/c²] liefert in guter Übereinstimmung mit früheren Massenbestimmungen[36] $M_{J/\psi}$ = 3096.6 . Die Unsicherheit in der Bestimmung von $M_{J/\psi}$ beträgt ± 3.8 MeV/c² . Sie ergibt sich im

† Σ_{Had} beinhaltet sowohl die direkten Zerfälle $J/\psi \longrightarrow$ Hadronen, als auch die Zerfälle über ein virtuelles Photon $J/\psi \longrightarrow \gamma_V \longrightarrow$ Hadronen. Der „Ein-Photon"-Beitrag ergibt sich zu

$$\Sigma_{Had}^{1\gamma} = \Sigma_{\mu^+\mu^-} \cdot \sigma_0^{Had} / \sigma_0^{\mu^+\mu^-} = 1936 \ \text{nbMeV}$$

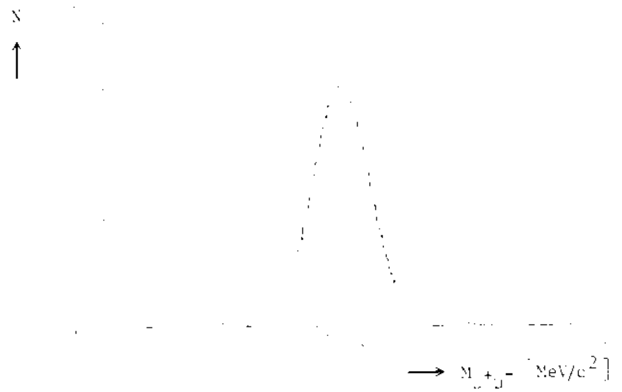


Abb. V.7 Verteilung der invarianten $\mu^+\mu^-$-Massen im J/ψ-Bereich

wesentlichen aus dem systematischen Fehler (≙ 1 ‰) der Absoluteinstellung der Speicherringenergie[37]. Die Massenauflösung beträgt 23 [MeV/c²] .

Die Fehler der partiellen Zerfallsbreiten Γ_{Had}, Γ_μ und Γ_e wurden aus den systematischen Fehlern[26] (angegeben sind die relativen Werte)

(V.10) $$\Delta N^{\mu^+\mu^-} = \Delta N^{e^+e^-} = 0.054, \; \Delta N^{Had} = 0.143 \text{ und } \Delta L^{Luminosität} = 0.045$$

berechnet. Aus den Zerfallsbreiten Γ_e und Γ ergibt sich für $\Gamma_e = \Gamma_\mu$ folgendes Verzweigungsverhältnis

(V.11) $$B_e = B_\mu = \frac{\Gamma_e}{\Gamma} = 0.076 \pm 0.011 \quad .$$

V.2.2 Die Wirkungsquerschnitte im ψ'-Bereich

Ähnlich wie im J/ψ-Bereich zeigen die Wirkungsquerschnitte für die Hadron- und Leptonpaar-Erzeugung im Energiebereich 3675 [MeV] ≦ W ≦ 3705 [MeV] eine Resonanzstruktur, die als ψ' bezeichnet wird. Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten in den Abb. V.8a - c geht hervor, daß die Resonanzsignale kleiner und breiter sind als im 3.1-GeV-Bereich. Das Verhältnis von Resonanz- zu QED-Wirkungsquerschnitt beträgt für die e^+e^--Paare bei $W = M_{\psi'}$ ungefähr 1:6 (zum Vergleich bei $W = M_{J/\psi}$

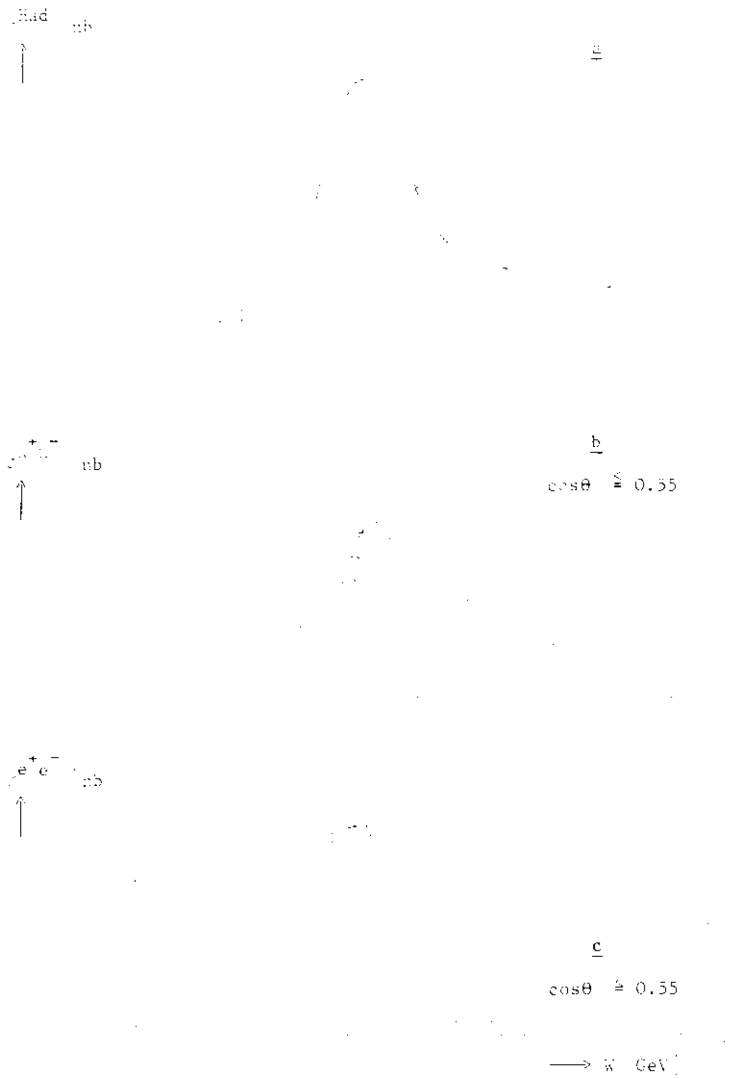


Abb. V.8 Integrierte Wirkungsquerschnitte im ψ'-Bereich
——— $\Gamma_e = \Gamma_\mu$

Abb. V.9 differentielle Wirkungsquerschnitte im ψ'-Bereich

——— $\Gamma_e = \Gamma_\mu$

3679.1 MeV $\leq$ W $\leq$ 3683.1 MeV

2 : 1). Wegen des schwächeren Signals und der geringen Akzeptanz sind die Zählraten so klein, daß für die leptonischen Endzustände keine integrierten Wirkungsquerschnitte $\Sigma_{\mu^+\mu^-}$ und $\Sigma_{e^+e^-}$ angegeben werden können. Die simultane Anpassung der erwarteten Wirkungsquerschnitte an die gemessenen Anregungskurven (durchgezogene Kurven in den Abb. V.8 a - c) wird nur für $\Gamma_e = \Gamma_\mu$ durchgeführt. Die experimentell ermittelten μ^{+}- und e^{+}-Winkelverteilungen stimmen gut mit den aus den Resonanzparametern der Tabelle V.4 berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitten überein (Abb. V.9a und b).

Tabelle V.4 Resonanzparameter von ψ' und Energieauflösung des Speicherringes

Parameter		$\Gamma_e = \Gamma_\mu$	
Σ_{Had}	[nbMeV]	3320 ± 500	
$\Sigma_{\mu^+\mu^-}$	[nbMeV]	-	
$\Sigma_{e^+e^-}$	[nbMeV]	-	
σ_W	[MeV]	1.24 ± 0.09	
M	[MeV/c²]	3686.1 + 6.7	
Γ_{Had}	[keV]	198.0 ± 58.0	
Γ_μ	[keV]	-	
Γ_e	[keV]	2.0 ± 0.3	
Γ	[keV]	202.0 ± 58.0	
σ_0^{Had}	[nb]	15.9 ± 1.3	
$\sigma_0^{\mu^+\mu^-}$	[nb]	2.9	$\|\cos\theta\| \leq 0.55$,
$\sigma_0^{e^+e^-}$	[nb]	37.0	keine freien Parameter

Aus Γ_e und Γ ergibt sich das Verzweigungsverhältnis

$$B_\mu = \frac{\Gamma_e}{\Gamma} = 0.0099 \pm 0.0015 \quad . \tag{V.12}$$

VI. Diskussion der Ergebnisse, Vergleich mit anderen Experimenten

VI.1 QED-Messungen

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte $\sigma^{\mu^+\mu^-}$ und $\sigma^{e^+e^-}$ zeigen in ihrem Verlauf mit der Schwerpunktenergie das aus der Quantenelektrodynamik erwartete $1/W^2$-Verhalten (Abb. V.2a und b). Eine gute Übereinstimmung besteht für die Bhabhastreuung zwischen den gemessenen und den aus der QED berechneten Winkelverteilungen (Abb. V.1a - d).

Die Absolutwerte der experimentell bestimmten Wirkungsquerschnitte für die $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung und die Bhabhastreuung stimmen innerhalb der Fehler mit den theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitten überein.

Bei einer Beschreibung möglicher Abweichungen von der QED durch die Modifikation des Photonpropagators mit Hilfe des Abschneideparameters Λ ergeben sich aus diesem Experiment die in Tabelle VI.1 in der Spalte DASP aufgeführten unteren Grenzen für Λ. Zum Vergleich sind in den beiden weiteren Spalten entsprechende Werte von zwei SPEAR-Experimenten aufgeführt. Alle Grenzen beziehen sich auf 95% Vertrauensgrenze.

Tabelle VI.1 Untere Grenzen für die Abschneideparameter Λ in [GeV] im Vergleich mit anderen Experimenten (95% Vertrauensgrenze)

Daten	Parameter in [GeV]	DASP	SPEAR SLAC-LBL[38]		SPEAR NaJ-Detektor[39]	
$\mu^+\mu^-$	Λ_+^S	16	-		14.5	
	Λ_-^S	18	-		23.6	
e^+e^-	Λ_+^S	8	15	15	38.0	$\Lambda^S = \Lambda^T$
	Λ_+^T	10	13			
	Λ_-^S	12	19	19	33.8	$\Lambda^S = \Lambda^T$
	Λ_-^T	16	16			
$\mu^+\mu^-$ und e^+e^-	Λ_+^S	22	21			
	Λ_+^T	17	33			
	Λ_-^S	22	23			
	Λ_-^T	18	36			

Die bisher größten unteren Grenzen für die Abschneideparameter Λ wurden in zwei Experimenten bei SPEAR ermittelt. Bei der Bestimmung von Λ hat die SLAC-LBL-Gruppe die modifizierten QED-Wirkungsquerschnitte auf die totale e^+e^--Rate im Bereich $\cos\theta' \geq 0.6$ normiert. Die höheren Werte ergeben sich aus der gegenüber dem DASP-Außendetektor erheblich größeren Akzeptanz (SLAC-LBL: $\cos\theta \geq 0.6$, $\Delta\phi = 2\pi$; DASP: $\cos\theta \leq 0.55$, $\Delta\phi = 2 \times 0.294$ [rad], vgl. (IV.5)). Bei der Zusammenfassung der $\mu^+\mu^-$- und e^+e^--Paare steigen die Werte von Λ im t-Kanal aus dem DASP-Experiment nicht so stark an wie die der SLAC-LBL-Gruppe.

Mit dem NaJ-Detektor wurde die Bhabhastreuung bei den Schwerpunktenergien 7.0 und 7.4 [GeV] vermessen. Daten wurden nur in der Nähe von $\theta = 90^0$ genommen. Deshalb lassen sich für den t-Kanal und den s-Kanal keine getrennten unteren Grenzen für Λ angeben. Trotzdem konnten die Grenzen um einen Faktor 2 über die früher von der SLAC-LBL-Gruppe gemessenen hinausgeschoben werden.

In besserer Übereinstimmung mit der Theorie als die Absolutmessung der Wirkungsquerschnitte ist das von den systematischen Fehlern weitgehend unabhängige Verhältnis $\sigma^{e^+e^-}/\sigma^{\mu^+\mu^-}$. Der experimentell ermittelte Wert von 13.1 stimmt innerhalb des statistischen Fehlers (= 0.5) mit dem theoretischen Wert von 12.8 überein und spricht für die Gültigkeit der μ-e-Universalität.

VI.2 Die Resonanzen J/ψ und ψ'

Die Resonanzparameter von J/ψ und ψ' aus verschiedenen Experimenten sind zum Vergleich in Tabelle VI.2 zusammengestellt. In den Spalten DASP sind die Ergebnisse der in dieser Arbeit beschriebenen Messungen aufgeführt.

Innerhalb der Meßgenauigkeit stimmen die DASP-Ergebnisse mit denen der anderen Experimente gut überein. Eine Verletzung der μ-e-Universalität im Bereich der J/ψ-Resonanz wird nicht beobachtet. Für die ψ'-Resonanz konnten die leptonischen Zerfallsbreiten Γ_e und Γ_μ nicht getrennt bestimmt werden. Die gemessenen Zählraten sind wegen der schwächeren Resonanzstruktur und der geringen Akzeptanz des DASP-Außendetektors zu klein.

VI.3 Die Bedeutung von J/ψ und ψ' im Charmonium-Modell

Das einfachste Modell zur Beschreibung der Eigenschaften der neuen Resonanzen J/ψ und ψ' ist das Charmonium-Modell im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD)[43]. In diesem Modell werden die Resonanzen J/ψ und ψ' als gebundene Zustände aus $c\bar{c}$-Quarks[44] (c = charm) betrachtet. Im Niveauschema des Charmonium-Modelles wird der Grundzustand 1^3S_1 als J/ψ und die erste radiale Anregung 2^3S_1 als ψ' interpretiert[45]. Die Beschreibung der Quarkbindungszustände geht von folgenden Vorstellungen aus[46]:

a) Die Quarks bewegen sich nichtrelativistisch. Relativistische Effekte werden als Korrekturen berücksichtigt.

b) Die Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch Gluon-Austausch beschrieben. Es gibt acht masselose Gluonen, die jeweils eine neue ladungsartige Quantenzahl „Color" tragen.

c) Bei kleinen Abständen verhält sich die QCD ähnlich wie die QED. Die Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch „Ein-Gluon"-Austausch mit der energieabhängigen Kopplung α_s beschrieben (asymptotische Freiheit)[47]:

Tabelle VI.2 Resonanzparameter von J/ψ und ψ', Vergleich der verschiedenen Experimente

		J/ψ					ψ'		
		DORIS			SPEAR[41]	ADONE[42]	DORIS		SPEAR[41]
		DASP		PLUTO[40]			DASP	PLUTO[40]	
M	$[MeV/c^2]$	3097±4		3091±9	3095±4	3103±6	3686±17	3686±15	3684±5
Σ_{Had}	[nbMeV]	9570±1440		10950±1000	10400±1500	9600±1700	3320±500	3200±300	3700±600
Σ_μ	[nbMeV]	790± 56		770± 190	790	790± 200			
Σ_e	[nbMeV]	821±60	849†				44†		
Γ	[keV]	53.0±11.0	58.0±13.0††		69.0±15.0	67.0±25.0	202.0±37.0††		228.0±56.0
Γ_μ	[keV]	3.9± 0.6	4.4± 0.6††		4.8± 0.6	4.6± 0.8	2.0± 0.3††		2.1± 0.3††
Γ_e	[keV]	4.4± 0.6			4.8± 0.6	4.6± 1.0			

† Messungen mit dem DASP-Innendetektor

†† $\Gamma_e = \Gamma_\mu$

(IV.2) $$\alpha_s(W^2) = \frac{\alpha_s(W_0^2)}{1 + \frac{33-2n}{12\pi}\,\alpha_s(W_0^2)\,\ln\frac{W^2}{W_0^2}}$$

n = Zahl der verschiedenen Quarktypen (Flavours)
W_0 = Normierungspunkt .

Im Gegensatz zur elektromagnetischen Kopplung α, die – ausgenommen bei sehr großen Impulsüberträgen – eine Konstante ist, fällt die hadronische Kopplung α_s mit wachsender Energie W ab.

d) Bei großen Abständen macht sich die zum sogenannten „Confinement" führende Wechselwirkung bemerkbar. Sie verhindert, daß gebundene Quarkzustände bei Anregung in Quarks dissoziieren.

Unter starker Vereinfachung der beiden letzten Gesichtspunkte ist im Charmonium-Modell ein Potential der Form

(VI.3) $$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + \frac{r}{a^2}$$

gebräuchlich. Der Fermi-Breit-Hamiltonoperator, der – auf das $c\bar{c}$-System angewendet – die Grundlage des Charmonium-Modelles bildet, enthält unter Berücksichtigung des Potentialansatzes (VI.3) neben α_s und a noch die Masse des c-Quarks als freien Parameter. Diese Größen können aus den Massen $M_{J/\psi}$ und $M_{\psi'}$ sowie der leptonischen Zerfallsbreite $\Gamma_{J/\psi \longrightarrow e^+e^-}$ bestimmt werden.

Die Übergangswahrscheinlichkeit für den Zerfall eines Vektormesons in e^+e^- oder $\mu^+\mu^-$ wird in Analogie zum entsprechenden Ortho-Positronium-Zerfall nach[47,48]

(VI.4) $$\Gamma_{V \longrightarrow e^+e^-} = \frac{16\pi\, e_Q^2\,\alpha^2}{M^2}\,|\Psi(0)|^2$$

$\Psi(0)$ = Wellenfunktion am Ursprung
e_Q = Quarkladungen

berechnet. In Tabelle VI.3 ist die Größe $|\Psi(0)|^2/M^2$ für die Resonanzen ρ, ω, ϕ, J/ψ und Y aufgetragen. Sie ist für alle Grundzustands-Vektormesonen annähernd gleich und damit unabhängig von deren Quarkinhalt.

Tabelle VI.3 Leptonische Zerfälle der Vektormesonen

Vektormesonen	M [MeV/c²]	e_Q^2	Γ_e [keV]	Γ [MeV]	$\left\|\frac{\Psi(0)}{M}\right\|^2$ [GeV]
ρ	77[illegible]	1/2	6.5[illegible]±0.80	[illegible]5.0	(0.4[illegible]±0.07)$10^{-[illegible]}$
ω	783	1/18	0.76±0.17	10.1	(0.51±0.10)$10^{-[illegible]}$
ϕ	1020	1/9	1.34±0.08	4.1	(0.46±0.0[illegible])$10^{-[illegible]}$
J/ψ	3097	4/9	4.40±0.60	0.0[illegible]8	(0.38±0.05)$10^{-[illegible]}$
Y[48]	9460	1/9	1.20±0.20	> 0.0[illegible]	(0.40±0.17)10^{-2}

Die totale Zerfallsbreite Γ von J/ψ ist deutlich kleiner als die von ρ, ω und φ. Für ein aus den „alten" Quarks (u, d und s) aufgebautes Meson mit einer Masse von 3.1 GeV/c² erwartet man eine um einen Faktor 10^2 größere hadronische Breite als die für J/ψ beobachtete von Γ = 68 [keV][49]. Die Unterdrückung der hadronischen Zerfälle wird phänomenologisch durch die Okubo-Zweig-Iizuka(OZI)-Regel erklärt, die Reaktionen „verbietet", bei denen die Valenzquarks des Anfangszustandes nicht auch im Endzustand vorkommen[51]. So ist z.B. der Zerfall $\phi \longrightarrow K^+K^-$ wegen der durchgezogenen Quarklinien im Quarkdiagramm erlaubt, während der Zerfall $\phi \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ unterdrückt ist:

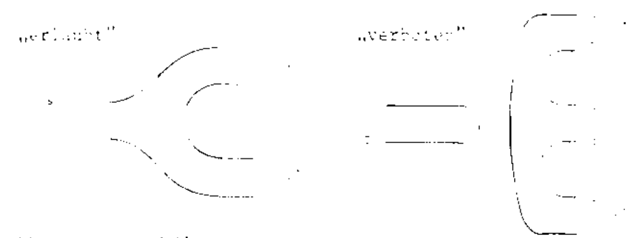


Abb. VI.. Quarkdiagramme für
$\phi \longrightarrow K^+K^-$ und $\phi \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

Eine anschauliche Erklärung der OZI-Regel bietet die Quantenchromodynamik mit der Beschreibung der Quark-Quark-Wechselwirkung durch Gluon-Austausch. Bei „OZI-verbotenen" Prozessen müssen die Quarks eines schweren Vektormesons erst in n harte Gluonen annihilieren, um den Endzustand zu erzeugen. Dieser Prozeß ist um so stärker unterdrückt, je mehr harte Gluonen vorkommen und je kleiner die Kopplung $\alpha_s(W^2)$ ist. Die Zerfallsrate für J/ψ $\longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ wird durch

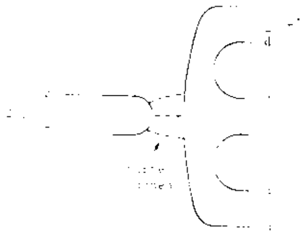


Abb. VI.3 Quarkdiagramm für $J/\psi \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

$(\alpha_s(M^2_{J/\psi}))^3$ bestimmt. Unter Vernachlässigung von gluonischen Strahlungskorrekturen kann die Kopplung α_s aus der leptonischen Breite (VI.4) und der totalen hadronischen Breite eines Vektormesons

(VI.5) $$\Gamma_{V \longrightarrow Had} = \frac{160}{18}(\pi^2-9)(\alpha_s(M^2))^3 \frac{|\psi(0)|^2}{M^2}$$

berechnet werden[47]. Die Beziehung (IV.5) wurde aus dem 3γ-Zerfall des Ortho-Positroniums abgeleitet. Sie gilt unter der Annahme, daß die Gluonen vollständig hadronisieren. Mit den experimentell bestimmten Zerfallsbreiten Γ_e und Γ_{Had} ergeben sich für die $q\bar{q}$-Zustände ϕ, J/ψ und ψ' die in Tabelle VI.4 aufgeführten Kopplungen α_s.

Tabelle VI.4 Kopplungen α_s

Vektormesonen	Masse $[MeV/c^2]$	$\frac{\Gamma_{Had}}{\Gamma_e}$	α_s
ϕ	1020	530.0	0.45 ± 0.09 *
J/ψ	3097	11.2	0.19 ± 0.07 **
ψ'	3686	8.7	0.18 ± 0.08 **

* nur Zerfälle in Hadronen ohne Strangeness
** nur direkte Zerfälle in Hadronen

Mit wachsender Energie fällt α_s ab. Die OZI-Regel gilt bei höheren Energien besser als bei niedrigen. Der kleine Wert von α_s für die $c\bar{c}$-Zustände scheint darauf hinzuweisen, daß in Quarkbindungszuständen bei kleinen Abständen die Wechselwirkung zwischen den Quarks durch Ein-Gluon-Austausch beschrieben werden kann.

Berechnet man mit Hilfe von $\alpha_s(M^2_{J/\psi})$ und den aus der ψ'-J/ψ-Massendifferenz sowie der leptonischen Breite Γ_e von J/ψ bestimmten Parameter a und m_c ein Niveauschema im Charmonium-Modell[45], so zeigt ein Vergleich mit den experimentellen Daten, daß die nichtrelativistische Näherung mit dem einfachen Potentialansatz

(VI.3) $$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + \frac{r}{a^2}$$

qualitativ die Grobstruktur des gemessenen Charmoniumspektrums beschreibt[46] (Abb. VI.4).

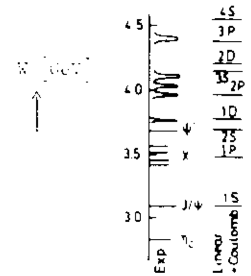


Abb. VI.4 Vergleich des experimentell gemessenen Spektrums mit dem theoretisch berechneten

VII. Zusammenfassung

Die Endzustände $\mu^+\mu^-$ und e^+e^- wurden mit Hilfe des DASP-Außendetektors bei Schwerpunktenergien zwischen 3.0 und 5.2 [GeV] untersucht.

Außerhalb des Energiebereiches der Resonanzen J/ψ und ψ' zeigen die aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten ermittelten Abschneideparameter, daß eine Verletzung der Quantenelektrodynamik (QED) nicht beobachtet wird. Das gemessene Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für Bhabhastreuung und $\mu^+\mu^-$-Paarerzeugung, das weitgehend unabhängig von den systematischen Fehlern ist, stimmt sehr gut mit dem aus der QED erwarteten Wert überein und bestätigt damit die Gültigkeit der μ-e-Universalität.

In der Nähe der Schwerpunktenergien 3.1 und 3.7 [GeV] wurde die Resonanzanregung von J/ψ und ψ' gemessen. Unter Berücksichtigung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes wurden aus den gemessenen Anregungskurven die Resonanzparameter von J/ψ und ψ' bestimmt. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler mit Messungen der PLUTO-Kollaboration, der SLAC-LBL-Gruppe und bei ADONE überein.

Literaturverzeichnis

1a S. Ferrara; Ref. TH.2514-CERN (1978),
H. Harari; SLAC-PUB-2221 (1978),

1b R.P. Feynman; Quantenelektrodynamik, BI Mannheim (1969),
J.D. Bjorken, S.D. Drell; Relativistische Quantenmechanik, BI Mannheim (1966),
J.D. Bjorken, S.D. Drell; Relativistische Quantenfeldtheorie, BI Mannheim (1967),

2 siehe z.B. M. Böhm, H. Joos; DESY-Report 78/27 (1978),

3 H. Schopper; Nova Acta Leopoldina, Nr. 212, Band 39, Seite 25 in Grundfragen der Quanten- und Realtivitätstheorie, Eisenach 1972,
J. Bailey et. al.; Phys. Lett. 67B (1977), 225,

4 Vorschlag zum Bau eines 3 GeV Elektron-Positron-Doppelspeicherringes für das Deutsche Elektronen-Synchrotron, Hamburg (1967),

5 S.C.C. Ting in 14th International Conference On High Energy Pysics, Wien (1968), 43,
H. Alvensleben et. al.; Phys. Rev. Lett. 21 (1968), 1501,
dto. Phys. Rev. Lett. 25 (1970), 1377,

6 dto. Phys. Rev. Lett. 25 (1970), 1973,
dto. Phys. Rev. Lett. 27 (1971), 444,

7 J.J. Aubert et. al.; Phys. Rev. Lett. 33 (1974), 1404,

8 J.E. Augustin et. al.; Phys. Rev. Lett. 33 (1974), 1406,

9 G.S. Abrams et. al.; Phys. Rev. Lett. 33 (1974), 1453,

10 R. Gatto; Proc. Int. Sym. Electron And Photon Interactions At High Energies, Hamburg 1965, Vol. I, Seite 106,
H. Muirhead, The Pysics Of Elementary Particles, Pergamon Press (1965), 495,

11 T.D. Lee, G.C. Wick; Nucl. Phys. B9 (1969), 209,
G. Källen; Helv. Phys. Acta 25 (1952), 417,
H. Lehmann; Nuovo Cimento 11 (1954), 342,

12 A.M. Boyarski et. al.; Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 297,
V. Lüth; SLAC-PUB-1599 (1975),

13 F.A. Berends, G.J. Komen; Nucl. Phys. B115 (1975), 114,

14 M. Gell-Mann, Acta Physica Austriaca, Supl. IX (1972), 733,
W. Barden, H. Fritsch, M. Gell-Mann in Scale and Conformal Invariance in Hadron Physics, Wiley, New York (1973),

15 F.A. Berends, K.J.F. Gaemers, R. Gastmans; Nucl. Phys. B57 (1973), 318,
dto. Nucl. Phys. B63 (1973), 381,
dto. Nucl. Phys. B68 (1974), 541,

16 J.D. Jackson, D.C. Sharre; Nucl. Instr. And Methods 128 (1975), 13,

17 G. Bonneau, F. Martin; Nucl. Phys. B27 (1971), 381,

18 H. Wiedemann; Einführung in die Physik der Elektron-Positron-Speicherringe, Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach 1973,

19 M. Sands; SLAC Report No. 121, November 1970

20 E. Gadermann; DESY interner Bericht, F22-74/01 (1974) Diplomarbeit,
K. Sauerberg; DESY interner Bericht, F22-74/02 (1974) Diplomarbeit,

21 F. Löffler; DESY-S2, Vermessungsprotokoll für den Luminositätsmonitor,

22 H. Dinter; DESY-D3, private Mitteilung,

23 Vorschlag für ein Experiment mit dem Doppelarmspektrometer: QED-Prozesse und inklusive Hadronerzeugung, DESY-Proposal Nr. 123, Oktober 1973,

24 Mitglieder der DASP-Kollaboration waren:

R. Brandelik, W. Braunschweig, H.U. Martyn, H.G. Sander, D. Schmitz, W. Sturm, W. Wallraff (RWTH Aachen),

D. Cords, R. Felst, R. Fries, E. Gadermann, H. Hultschig, P. Joos, W. Koch, U. Kötz, H. Krehbiel, D. Kreinick, H.C. Lynch, W.A. McNeely, G. Mikenberg, K.C. Moffeit, D. Notz, R. Rüsch, M. Schliwa, A. Shapira, B.H. Wiik, G. Wolf (DESY Hamburg),

J. Ludwig, K.-H. Mess, A. Petersen, G. Pölz, J. Ringel, O. Römer, K. Sauerberg, P. Schmüser (II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg),

W. de Boer, G. Buschhorn, W. Fues, Ch. von Gagern, G. Grindhammer, B. Gunderson, R. Kotthaus, H. Lierl, H. Oberlack (Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik München),

S. Orito, T. Suda, Y. Totsuka, S. Yamada (Universität Tokyo),

25 J. Ludwig; DESY interner Bericht, F35-77/01 (1977) Dissertation,

26 A. Petersen; DESY interner Bericht, F22-78/06 (1978) Dissertation,

27 M. Schliwa; Dissertation, Hamburg 1979,

28 O. Römer; DESY interner Bericht, F35-76/01 (1976) Diplomarbeit,

29 H. Lierl; MPI-PAE/Exp. El. 65 (1977) Dissertation,

30 M. Schliwa; Diplomarbeit, Hamburg 1973,

31 W. Braunschweig et. al.; Nucl. Instr. And Methods 134 (1976), 261,
I. Schiffer; HEP 77/05 RWTH Aachen (1977) Diplomarbeit,
W. Sturm, HEP 77/07 RWTH Aachen (1977) Dissertation,

32 H.G. Sander; HEP 74/07 RWTH Aachen (1974) Diplomarbeit,

33 G. Flügge; DESY-Report 78/42 (1978),

34 L.W. Tsai, Y.S. Mo; Rev. Of Modern Phys. 41 (1969), 226,

35 D.J. Hudson; CERN 63-29 (1963) und CERN 64-18 (1964),

36 W. Braunschweig et. al.; Phys. Lett. 63B (1976), 115,

37 D. Degele, DESY-MPE, private Mitteilung,

38 J.E. Augustin et. al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 233,

39 L.H. O'Neill et. al.; Phys. Rev. Lett. 37 (1976), 395,

40 L. Criegee et. al.; DESY-Report 75/32 (1975),
A. Bäcker; DESY interner Bericht, F33-77/03 (1977) Dissertation,

41 A.M. Boyarski et. al.; Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 297,
V. Lüth; SLAC-PUB-1599) (1975),

42 C. Bemporad; 1975 Stanford Conference, Seite 113,

43 H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler; Phys. Lett. B47 (1973), 365,
O.J. Gross, F. Wilczeck; Phys. Rev. D8 (1973), 3633,
S. Weinberg; Phys. Rev. Lett. 31 (1973), 494,

44 S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani; Phys. Rev. Lett. D2 (1970), 1285,

45 E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, J. Kogut, K.D. Lane, T.-M. Yan; Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 369,

46 M. Böhm, H. Joos; DESY-Report 78/27 (1978),

47 H. Fritzsch; TH.2483-CERN (1978),
T. Appelquist, H.D. Politzer; Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 43,
T. Appelquist, A. De Rujula, H.D. Politzer; Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 365,
A. De Rujula, S.L. Glashow; Phys. Rev. Lett. 34 (1975), 46,

48 A. De Rujula, H. Georgi, S.L. Glashow; Phys. Rev. D12 (1975), 147,
R. Barbieri, D. Körgeler, Z. Kunszt, R. Gatto; Nucl. Phys. B105 (1976), 125,

49 G. Flügge; DESY-Report 78/55 (1978),

50 B.H. Wiik, G. Wolf; DESY-Report 78/23 (1978),

51 S. Okubo; Phys. Lett. 5 (1963), 165,
G. Zweig; CERN-Report TH401 (1964), 412,
J. Iizuka, K. Okada, O. Shito; Progr. Theor. Phys. 35 (1966), 1061,

52 G. Zech; private Mitteilung .

Anhang

A1. Strahlungskorrekturen nach Bonneau und Martin

Im differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W) = \left\{1+\varepsilon+t\int_0^E \left\{P(k)\,\frac{\frac{d\sigma_0}{d\Omega}\left(\sqrt{W(W-2k)}\right)}{\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W)} - 1\right\} dk\right\} \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W) \tag{II.18}$$

sind

$$\varepsilon = \frac{2\alpha}{\pi}\left(\frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36}\right) + \frac{13}{12}t \ , \tag{AII.18a}$$

$$t = \frac{2\alpha}{\pi}\int_0^{\pi/2} P(\theta_\gamma)\, d\theta_\gamma = \frac{2\alpha}{\pi}\left(\ln\frac{W^2}{m^2} - 1\right) \ , \tag{AII.18b}$$

θ_γ = Polarwinkel des reellen Photons relativ zur Bewegungsrichtung des abstrahlenden Leptons

$$P(\theta_\gamma)\, d\theta_\gamma = \frac{\sin^2\theta_\gamma}{\left(1 - \frac{p^2}{E^2}\cos^2\theta_\gamma\right)^2}\, d\cos\theta_\gamma \ , \quad E = \frac{W}{2} \ , \tag{AII.18c}$$

$$P(k)\, dk = \frac{dk}{k}\left(1 - \frac{k}{E} + \frac{k^2}{2E^2}\right) \ . \tag{AII.18d}$$

A2. Verteilungsfunktionen nach Jackson und Sharre

Im differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(W) = \int_{-\infty}^{+\infty} dW' \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W')\, G_R(W-W') + \varepsilon \int_{-\infty}^{+\infty} dW' \frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W')\, G(W-W') \tag{II.20}$$

sind

$$G(W-W') = \frac{1}{\sigma_W\sqrt{2\pi}}\, e^{-\left((W-W')^2/2\sigma_W^2\right)} \tag{AII.20a}$$

σ_W = Energieauflösung des Speicherringes ,

$$G_R(W-W') = \left(\frac{2\sigma_W}{W}\right)^t F(z,t) \ , \quad z = \frac{W-W'}{\sigma_W} \ . \tag{AII.20b}$$

$F(z,t)$ ist eine dimensionslose Funktion

$$F(z,t) = t\int_0^\infty \frac{dx}{x}\, x^t\, \sigma_W\, G((z-x),\sigma_W) \ . \tag{AII.20c}$$

Der Verlauf von $F(z,t)$ wird mit 1% Genauigkeit durch folgende Darstellungen wiedergegeben (G = normalverteilte Funktion):

(AII.20d) $\underline{z \leqq -3}$: $$F(z,t) = \frac{\Gamma(1+t)}{\sqrt{2\pi}}\, e^{-z^2/2}\left(\frac{1}{|z|}\right)^t \left(1 - \frac{t(1-t)}{2z^2}\right)$$

(AII.20e) $\underline{-3 < z < 6}$: $$F(z,t) = \frac{\Gamma(1+t)}{\sqrt{2\pi}}\, e^{-z^2/2}\left(0.31 - \frac{0.73z}{1+\left(\frac{z}{1+1.37t}\right)^2} + z^2\right)^{-\frac{t}{2}}$$

$$+\ \theta(z)\, t z^t\, \frac{z^{2.18}}{1+z^{3.18}}\left(1 + \frac{(1-t)(2-t)\frac{1}{2}}{\left(z-\frac{46}{z^2+41}\right)^2 + 2.44+1.5t}\right) \ ,$$

$$\theta(z) = \begin{cases} 1 & z \geqq 0 \\ 0 & z < 0 \end{cases}$$

(AII.20f) $\underline{z \geqq 6}$: $$F(z,t) = t z^{t-1}\left(1 + \frac{(1-t)(2-t)}{2z^2}\right) \ .$$

A3. Erzeugung der Monte-Carlo-Ereignisse

Ausgangspunkt der Monte-Carlo-Rechnung ist der differentielle Wirkungsquerschnitt (vgl. Kapitel II.4)

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \frac{d\sigma'}{d\Omega} + \int \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega\,\partial\vec{k}}\, d^3k \tag{II.16}$$

Der Beitrag $\frac{d\sigma'}{d\Omega}$ beschreibt die elastischen Strahlungskorrekturen und die Abstrahlung reeller Photonen mit Energien $k \leqq k_{Min}$. Der letzte Term beinhaltet die Abstrahlung harter reeller Photonen mit $k > k_{Min}$. Für die Monte-Carlo-Simulation gilt

$$k_{Min} = 10 \ \text{MeV} \ . \tag{AIV.1}$$

Mit k_{Min} = 5 bzw. 15 [MeV] änderten sich die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnung nicht. Solange $k \leq k_{Min} << \frac{W}{2}$ (W = Schwerpunktenergie) sind kinematische Änderungen des Streuprozesses gegenüber der elastischen Reaktion vernachlässigbar klein. Die beiden Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ und $\frac{d\sigma'}{d\Omega}$ werden daher zu

(AIV.2) $$\alpha(k_{Min})\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \frac{d\sigma'}{d\Omega}$$

zusammengefaßt. Der Bremsstrahlungsterm läßt sich näherungsweise in der Form

(AIV.3) $$\int \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega\,\partial\vec{k}} d^3k = \int_0^{2\pi} d\varphi_\gamma \int_0^{\pi/2} P(\theta_\gamma)d\theta_\gamma \int_{k_{Min}}^{k_{Max}} P(k)\frac{d\sigma_0}{d\Omega}(W,k)dk$$

faktorisieren[17] (vgl. Kapitel II.4). Die Winkelverteilung $P(\theta_\gamma)d\theta_\gamma$ und die Energieverteilung P(k)dk der Photonen sind durch (AII.18c) und (AII.18d) gegeben (siehe Anhang AI). Die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma_0^{\mu^+\mu^-}/d\Omega$ (II.3) und $d\sigma_0^{e^+e^-}/d\Omega$ (II.8) sind proportional zu $1/W^2$. Der Wirkungsquerschnitt (AIV.3) läßt sich für Abstrahlung im Anfangs(i)- und Endzustand(f) aufspalten

(AIV.4) $$\int \frac{\partial\sigma}{\partial\Omega\,\partial\vec{k}} d^3k = \{\ 2P_i + 2P_f\ \}\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = P(k_{Min})\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$$

mit

(AIV.5) $$P_i = \int_0^{2\pi} d\varphi_\gamma \int_0^{\pi/2} P(\theta_\gamma)d\theta_\gamma \int_{k_{Min}}^{k_{Max}} \frac{W}{W-2k}P(k)dk \quad \text{und}$$

(AIV.6) $$P_f = \int_0^{2\pi} d\varphi_\gamma \int_0^{\pi/2} P(\theta_\gamma)d\theta_\gamma \int_{k_{Min}}^{k_{Max}} P(k)dk \quad .$$

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt (II.16) ergibt sich damit

(AIV.7) $$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha(k_{Min})\frac{d\sigma_0}{d\Omega} + P(k_{Min})\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \quad .$$

Bei der Datenanalyse wurden zwei Spuren nur dann einem Leptonpaar zugeordnet, wenn sie einen maximalen Akollinearitätswinkel δ_{Max} nicht überschritten. Ferner mußten die Teilchen eine Minimalenergie E_{th} besitzen, um überhaupt nachgewiesen zu werden. Berücksichtigt man diese Schnitte in (AIV.7), so gilt

(AIV.8) $$\{1+\delta_T(\delta_{Max},E_{th})\}\frac{d\sigma}{d\Omega} = \alpha(k_{Min})\frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \beta(\delta_{Max},E_{th})\,P(k_{Min})\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \quad .$$

Der Normierungsfaktor $\{1+\delta_T(\delta_{Max},E_{th})\}$ wird nach Berends[15] berechnet. Mit

(AIV.9) $$\delta_{Max} = 15^\circ \quad \text{und} \quad E_{th} = 0.2\ [\text{GeV}]$$

ergeben sich die in Abb. AIV.1 gezeigten Strahlungskorrekturen als Funktion des Streuwinkels θ.

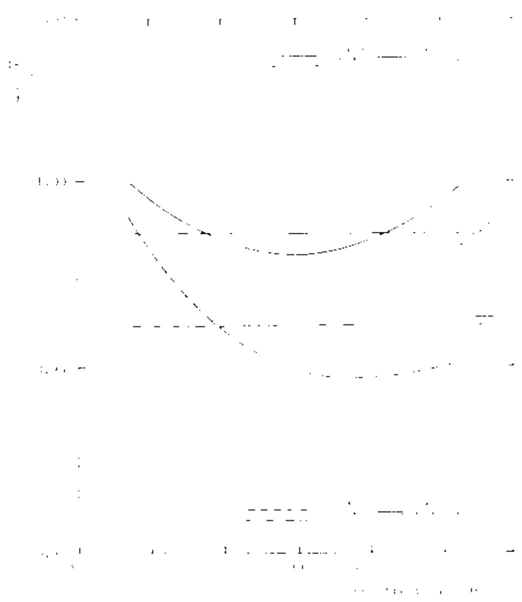


Abb. AIV.1 Strahlungskorrekturen nach Berends
$\delta_{Max} = 15^\circ$ und $E_{th} = 0.2$ [GeV]

Die Strahlungskorrekturen sind für $3.0 \leq W \leq 5.2$ [GeV] nahezu unabhängig von der Schwerpunktenergie W. Bezüglich der $\mu^+\mu^-$-Paare beträgt in diesem Energiebereich die Änderung der Strahlungskorrekturen zwischen den Schwellen $E_{th} = 0.2$ [GeV] und $E_{th} = 0.8$ [GeV] weniger als 1%. Zur Normierung werden mittlere Strahlungskorrekturen

(AIV.10) $$\overline{(1+\delta_T)} = \frac{\sum_i (1+\delta_T(\theta_i)) \int_{\theta_i-\Delta\theta}^{\theta_i+\Delta\theta} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\cos\theta}{\int_{\theta_{Min}}^{\theta_{Max}} \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\cos\theta}$$

mit $\theta_i = \theta_{Min}+\Delta\theta,\ \theta_{Min}+2\Delta\theta, \ldots, \theta_{Max}-\Delta\theta$

benutzt. Die gemessenen Streuwinkelverteilungen werden später in den einzelnen $\Delta\theta$-Intervallen auf die wahren Strahlungskorrekturen korrigiert.

Die Abstrahlungswahrscheinlichkeit $P(k_{Min})$ in (AIV.8) wird aus (AIV.5) und (AIV.6) berechnet. Die Faktoren $\alpha(k_{Min})$ und $\beta(\theta_{Max}, E_{th})$ werden mit Hilfe der Monte-Carlo-Rechnung bestimmt. Zunächst werden N_P Ereignisse mit den Endzuständen $\mu^+\mu^-\gamma$ (bzw. $e^+e^-\gamma$) entsprechend der Verteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d^7\sigma/d\Omega dk$ (AIV.4) erzeugt. Dann wird die Zahl $N_{\beta P}$ der Ereignisse bestimmt, die die Bedingungen (AIV.9) erfüllen. Aus dem Verhältnis der Monte-Carlo-Raten ergibt sich

(AIV.11) $$\beta = \beta(\theta_{Max}, E_{th}) = \frac{N_{\beta P}}{N_P} \quad .$$

Mit $\overline{(1+\delta_T)}$ und $P(k_{Min})$ erhält man

(AIV.12) $$\alpha(k_{Min}) = \overline{(1+\delta_T)} - \beta P(k_{Min}) \quad .$$

Zusätzlich zu den N_P Ereignissen werden schließlich noch

(AIV.13) $$N_\alpha = \frac{\alpha(k_{Min})}{\beta P(k_{Min})} N_{\beta P}$$

elastische Ereignisse erzeugt. Die gesamte Monte-Carlo-Rate beträgt

(AIV.14) $$N_T = N_\alpha + N_{\beta P} \quad .$$

Sie wird in den Winkelbereichen

(AIV.15) $$0.7 \geq \cos\theta \geq -0.7 \quad \text{und} \quad \begin{Bmatrix} 0.4 \\ \pi+0.4 \end{Bmatrix} \geq \varphi \geq \begin{Bmatrix} -0.4 \\ \pi-0.4 \end{Bmatrix}$$

erzeugt. Die Zahl der Ereignisse, die in

(AIV.16) $$0.55 \geq \cos\theta \geq -0.55 \quad \text{und} \quad \begin{Bmatrix} 0.3 \\ \pi+0.3 \end{Bmatrix} \geq \varphi \geq \begin{Bmatrix} -0.3 \\ \pi-0.3 \end{Bmatrix}$$

verbleibt, ergibt – auf $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ geeicht – die Normierungsrate N_{MC}. Wenn von den N_T Ereignissen (AIV.14) – nach Berücksichtigung von Energieverlust, Kreuzungswinkel sowie Winkel- und Impulsauflösung (siehe Kapitel IV.2) – N_{MC}^{akz} Ereignisse die Auswahlbedingungen (siehe Kapitel IV.1) überleben, ergibt sich die Akzeptanz zu

(IV.14) $$\varepsilon = \frac{N_{MC}^{akz}}{N_{MC}} \quad .$$

Bei der Bestimmung der Akzeptanzen für die gemessenen Winkelverteilungen wurde bei fester Schwerpunktenergie W

(AIV.15) $$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{const.}$$

in (AIV.8) angenommen.

Wenn die Strahlenergien auf die Massen von J/ψ bzw. ψ' eingestellt sind, werden die Resonanzen bei einem Energieverlust von einigen MeV im Anfangszustand wegen ihrer geringen Breite nicht mehr angeregt. Für die Akzeptanzrechnung wird die resonante Leptonpaarerzeugung bei Abstrahlung im Anfangszustand wie der elastische Prozeß behandelt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt (AIV.8) wird auf $\overline{(1+\delta_T)} = 1$ normiert und nur die Abstrahlung im Endzustand wird in der Monte-Carlo-Rechnung berücksichtigt ($P_i = 0$, vgl. (AIV.4)). Die Strahlungskorrekturen für den Anfangszustand werden in die Anpassung der zu erwartenden Wirkungsquerschnitte an die gemessenen Anregungskurven einbezogen (vgl. Kapitel II.4).

Für den Zerfall von J/ψ bzw. ψ' in e^+e^--Paare werden Interferenzeffekte mit dem QED-Beitrag vernachlässigt (siehe Abb. II.8), so daß wie für die $\mu^+\mu^-$-Paare gilt:

(AIV.18) $$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1+\cos^2\theta \quad .$$

Obwohl die Darstellung des Wirkungsquerschnittes (AIV.3) eine Näherung ist, liefert die Monte-Carlo-Rechnung doch eine gute Übereinstimmung mit den Rechnungen von Berends[15] und Zech[53]. In den Abb. AIV.2 und AIV.3 werden die Akollinearitätswinkelverteilungen für $\mu^+\mu^-$- und e^+e^--Paare verglichen. Zech, der das von Berends berechnete Matrixelement für die $\mu^+\mu^-(\gamma)$-Erzeugung benutzt, um Monte-Carlo-Ereignisse zu erzeugen, liefert für die Müonen auch eine Energieverteilung. Abb. AIV.4 zeigt den Vergleich mit der hier beschriebenen Monte-Carlo-Rechnung.

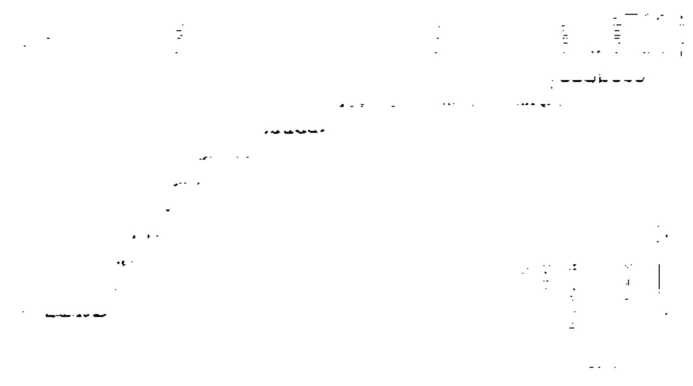


Abb. AIV.2

Abb. AIV.3

Vergleich der Akollinearitätswinkelverteilungen

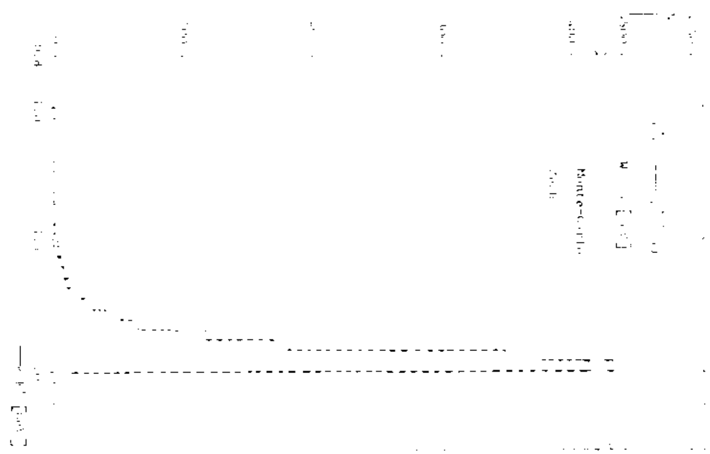


Abb. AIV.4

Vergleich der Energieverteilungen

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Experimente der DASP-Kollaboration.

Allen Mitgliedern der Kollaboration möchte ich für die vielfältigen Hilfen und Anregungen während der Durchführung der Experimente und der Auswertung danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Weber und Herrn Dr. R. Felst für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit.

Für anregende Diskussionen danke ich den Herren Dr. E. Gadermann und Dr. A. Petersen.

Herrn Dr. F.A. Berends gebührt mein Dank für die Überlassung seiner Programme zur Berechnung von Strahlungskorrekturen.

Lebenslauf

9.6.1946	Als Sohn des Kaufmannes Hans Sauerberg und seiner Ehefrau Anne, geb. Blöcker, in Wattenbek (Schleswig-Holstein) geboren
1953 - 1957	Besuch der Volksschule Groß-Harrie/Kreis Plön
1957 - 1966	Besuch der Holstenschule Neumünster
Oktober 1966	Abitur
November 1966 - April 1968	Bundesgrenzschutz
April 1968	Beginn des Physikstudiums an der Universität Hamburg
Dezember 1970	Diplomvorprüfung
April 1972	Beginn der Diplomarbeit am DESY in Hamburg Thema: Untersuchungen zur Meßgenauigkeit eines Monitorsystems am e^+e^--Speicherring DORIS
April 1974	Diplomhauptprüfung
ab Mai 1974	Wissenschaftlicher Angestellter des II. Instituts für Experimentalphysik der Universität Hamburg