

Interner Bericht  
DESY F35-86/01  
February 1986

UNTERSUCHUNG DER ERZEUGUNG VON  $D^*$ -MESONEN  
IN ZWEI-PHOTON-PROZESSEN

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	0 7. MRZ. 1986	
Leihfrist: Loan period:	<b>7</b>	Tage days

REINER GLÄSER

Diplomarbeit

II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg

Hamburg, November 1985



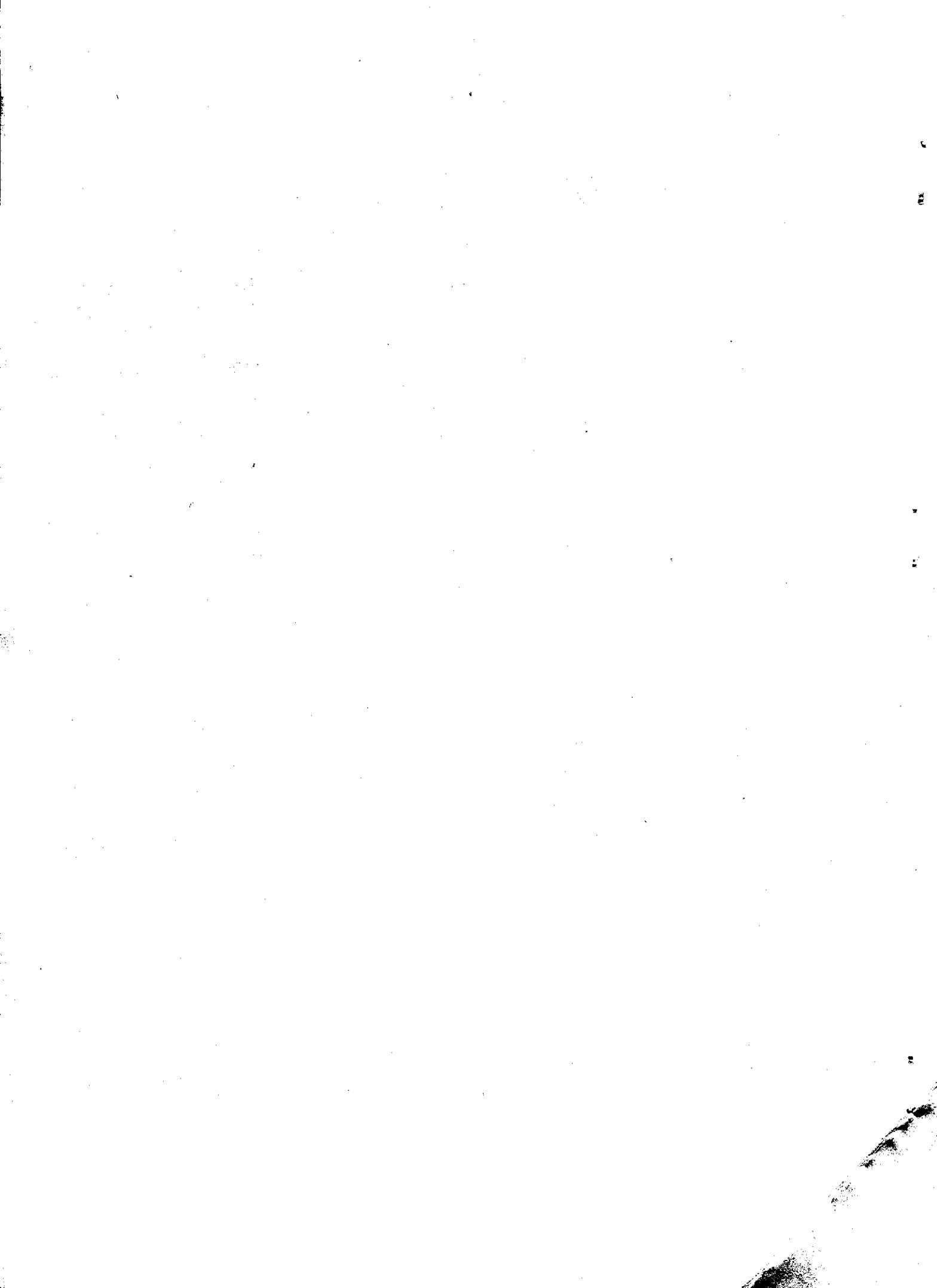
**UNTERSUCHUNG DER ERZEUGUNG VON  $D^*$ - MESONEN  
IN ZWEI- PHOTON- PROZESSEN**

**REINER GLÄSER**

**Diplomarbeit**

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

**Hamburg, November 1985**



## ABSTRACT

The inclusive production of  $D^{*\pm}$  mesons originating from primary charm quarks in the two photon scattering process  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  has been studied. The data were taken by the TASSO detector at the  $e^+e^-$  storage ring PETRA between 1980 and 1984, corresponding to an integrated luminosity of  $113\text{pb}^{-1}$  for beam energies varying between 16.5 and 23 GeV.

Events arising from two photon interactions were selected by requiring the total visible momentum to be less than half the beam energy. No requirements on the tagging of the scattered leptons were made ('Notag').

The  $D^{*\pm}$  mesons in this sample were identified by their low  $Q_c$  value in the decay chain  $D^{*+} \rightarrow \pi^+D^0$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . No evidence for  $D^*$  production was found.

Upper limits for the cross section  $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c})$  were derived for two average beam energies, 17.3 GeV (integrated luminosity of  $72\text{pb}^{-1}$ ) and 22.0 GeV ( $12\text{pb}^{-1}$ , respectively).

The upper limits being derived from statistical errors only, were found to be :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}) < 0.38\text{nb at } 95\%c.l., \bar{E}_b = 17.3\text{GeV}$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}) < 0.56\text{nb at } 95\%c.l., \bar{E}_b = 22.0\text{GeV}.$$

The acceptances for the  $D^*$  mesons were calculated using the Berends- Daverveldt- Kleiss generator that produces charm quark pairs according to the two  $t$ - channel Born diagrams of the process  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  in lowest order QED. The numerical integration of the matrix elements gives :

$$\sigma = [7.69 \pm 0.02(\text{stat.})] \cdot 10^{-2}\text{nb at } E_b = 17.3 \text{ GeV and } \sigma = [9.93 \pm 0.02(\text{stat.})] \cdot 10^{-2}\text{nb at } E_b = 22.0 \text{ GeV}.$$

The measured yield of  $D^{*\pm}$  candidates in two photon interactions is consistent with the yield expected from the pointlike coupling of two photons to a pair of charm quarks. Significant contributions from the decays of vector mesons or  $\gamma\gamma$  resonances with hidden charm into  $D^{*\pm}$  mesons can be excluded.



## INHALT

1.0	EINLEITUNG	1
1.1	Photon-Photon - Wechselwirkungen an $e^+e^-$ - Speicherringen	1
1.2	Zielsetzung der Analyse	5
1.3	Inhaltsübersicht	6
2.0	THEORETISCHE GRUNDLAGEN	8
2.1	Kinematik	8
2.2	Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$	11
2.2.1	Der differentielle Wirkungsquerschnitt	11
2.2.2	Die Luminositätsfunktion	13
2.3	Erzeugung hadronischer Endzustände in Photon-Photon - Stößen	15
2.3.1	Resonanzerzeugung	15
2.3.2	Hadronerzeugung im VMD- Modell	16
2.3.3	Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$	18
3.0	DAS EXPERIMENT	26
3.1	Der Speicherring PETRA	26
3.2	Der TASSO Detektor	27
3.2.1	Nachweis geladener Teilchen im Innendetektor	31
3.2.2	Teilchenidentifikation mit Hilfe der inneren Flugzeitähler	32
3.3	Das Triggersystem	33
3.4	Die Datenreduktionskette	35
4.0	DIE EREIGNISSIMULATION	40
4.1	Struktur des Simulationsprogrammes	40
4.2	Der Berends- Daverveldt- Kleiss Generator	41
4.3	Der Fragmentationsprozeß	45
4.3.1	Independent Jet- und String- Modell	45
4.3.2	Fragmentationsfunktionen und freie Parameter	47
4.4	Die Detektorsimulation	49
5.0	DATENSELEKTION I	51
5.1	Die Analysemethode	51
5.1.1	Auswahl geeigneter Zerfallskanäle von $D^{*\pm}$ - Mesonen	51
5.1.2	Nachweis von $D^{*\pm}$ - Mesonen : Die $\Delta M$ - Methode	52
5.2	Untergrundreduktion	54
5.2.1	Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr - Wechselwirkungen	54
5.2.2	Abtrennung von Ereignissen aus der $e^+e^-$ - Vernichtung	56
6.0	DATENSELEKTION II UND NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT	58
6.1	Verbesserung des Signal- zu Untergrundverhältnisses	58
6.1.1	Kinematische Schnitte	59
6.1.2	Massenhypothesen mit Hilfe der Flugzeitähler	64
6.2	Nachweiswahrscheinlichkeit von $D^{*\pm}$ - Mesonen	69
6.2.1	Akzeptanz der Trigger und des Detektors	69

6.2.2	Einfluß der Datenreduktion	70
6.3	Einfluß der Fragmentationsmodelle und Erzeugungsraten von $D^*$ - Mesonen	73
6.3.1	Variation der Fragmentationsparameter - Vergleich zwischen IJ- und String- Modell	73
6.3.2	Erzeugungsraten bei Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV	75
6.4	Kann die Nachweiswahrscheinlichkeit durch das Spurrekonstruktionsprogramm FELIX erhöht werden?	79
7.0	AUSWERTUNG DER DATEN	82
7.1	$\Delta M$ - Verteilungen aus der Analyse von $\pi^+ K^- \pi^+$ - Massenkombinationen	82
7.1.1	Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes	84
7.1.2	Beiträge von Annihilationsereignissen	86
7.2	Quantitative Auswertung der Erzeugungsraten von $D^*$ - Mesonen	88
7.2.1	Systematische Unsicherheiten	88
7.2.2	Vergleich der Messungen mit den Monte Carlo- Erwartungen	91
7.2.3	Obere Grenzen des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- c\bar{c}$ bei Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV	92
8.0	ZUSAMMENFASSUNG	93
A.0	THEORIE	94
A.1	Korrekturen höherer Ordnung an den multiperipheren Diagrammen	94
B.0	EXPERIMENT	95
B.1	Aufbau der Drahtkammern	95
B.2	Korrelation von Massenquadraten und Impulsen	96
C.0	EIGENSCHAFTEN VON MESONEN MIT CHARM	98
C.1	Die Meson- Resonanzen $D^*$ und $F^*$	98
C.2	Verzweigungsverhältnisse von $D^0$ - Mesonen	100
	LITERATUR	103
	DANKSAGUNG	106
	ERKLÄRUNG	106

## VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	Elastische Streuung zweier Photonen durch Vakuumpolarisation.	1
Abbildung 2.	Erzeugung eines Endzustandes X an $e^+e^-$ -Speicherringen durch a) Ein-Photon- Streuung , b) Zwei-Photon- Streuung.	2
Abbildung 3.	Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^-e^+e^-X$ bei $Q^2 = 0.44 \text{ GeV}^2$ .	3
Abbildung 4.	Hadronerzeugung im VMD-Modell.	4
Abbildung 5.	Punktformige Kopplung zweier Photonen an Quarkpaare.	4
Abbildung 6.	Tiefinelastische Lepton-Photon - Streuung.	5
Abbildung 7.	Kinematik der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ .	8
Abbildung 8.	Ereigniskandidat der Erzeugung eines $D^{*-}$ - Mesons durch $\gamma\gamma$ - Streuung.	10
Abbildung 9.	Zwei-Photon - Resonanzerzeugung im Quark-Modell.	15
Abbildung 10.	$Q^2$ - Abhängigkeit der Formfaktoren.	18
Abbildung 11.	Beiträge der Vektormesonen $\rho, \omega, \phi, \Psi$ zum Wirkungsquerschnitt $\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$ im GVMD-Modell.	19
Abbildung 12.	$p_T$ -Verteilung inklusiv erzeugter Hadronen.	20
Abbildung 13.	Feynman-Graphen der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$ in niedrigster Ordnung QED ( $f$ =Fermion).	21
Abbildung 14.	Zwei-Photon - Wirkungsquerschnitte. Vergleich zwischen VMD und $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ (schem. Darstellung).	23
Abbildung 15.	Beiträge der Quarkflavour zum Wirkungsquerschnitt $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ .	24
Abbildung 16.	Der Speicherring PETRA.	26
Abbildung 17.	Der TASSO Detektor. a) Ansicht in Strahlrichtung b) Aufsicht.	29 30
Abbildung 18.	Massenquadrat aus ITOF-Flugzeit gegen Impuls für Pionen, Kaonen, Protonen/Antiprotonen (schemat. Darstellung).	33
Abbildung 19.	Masken des PREPRO.	35
Abbildung 20.	TASSO Triggerlogik (schemat. Darstellung).	36
Abbildung 21.	Die 'Offline'- Datenreduktionskette.	38
Abbildung 22.	Feynmangraphen der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-(q\bar{q})$ in niedrigster Ordnung QED (multiperiphere Diagramme).	41
Abbildung 23.	Erzeugung von $e^+e^-\mu^+\mu^-(q\bar{q})$ - Endzuständen.	43
Abbildung 24.	a) Invariante Masse des $K^-\pi^+\pi^+$ - Systems aus Zerfällen $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ . b) Verteilung von $M(K^-\pi^+\pi^+) - M(K^-\pi^+)$ . aus dem Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+D_{\rightarrow K^-\pi^+}^0$ (Monte Carlo)	53
Abbildung 25.	z-Komponente des Ereignisvertices nach PASS 3 Selektion.	55
Abbildung 26.	Verteilung der Impulssumme normiert auf die Schwerpunktsenergie (Daten vor den Schnitten ).	56
Abbildung 27.	Impulssumme normiert auf die Schwerpunktsenergie nach den Schnitten.	57
Abbildung 28.	$\Delta M$ - Verteilung aus der Untersuchung der $D^{*\pm}$ - Erzeugung in $e^+e^-$ - Vernichtungsreaktionen.	58
Abbildung 29.	Impulsverteilung des Übergangspions (BDK-Monte Carlo).	60
Abbildung 30.	Impulsbetrag des $K^-\pi^+\pi^+$ - Systems normiert auf den	

	sichtbaren Gesamtimpuls des Ereignisses.	61
Abbildung 31.	$\Delta M$ - Verteilungen aus den Daten a) SEL01 , b) SEL02.	63
Abbildung 32.	Massenquadrat- Verteilungen der 'Übergangspionen'.	66
Abbildung 33.	Massenquadrat- Verteilungen von 'Kaonen und Pionen aus $D^0$ - Zerfällen'.	67
Abbildung 34.	$\Delta M$ - Verteilung nach Schnitten auf die Massenquadrate von Pionen und Kaonen.	68
Abbildung 35.	Anzahl der primär erzeugten Hadronen in den Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ und $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ , $q = u, d, s, c, b$ .	70
Abbildung 36.	Polarwinkel des Übergangspions gegen Transversalimpuls (BDK- Monte Carlo).	71
Abbildung 37.	Winkel zwischen den Impulsvektoren von $\pi^+$ und $D^0$ (Monte Carlo).	72
Abbildung 38.	Integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der Strahlenergie.	77
Abbildung 39.	Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten von MILL und FELIX.	81
Abbildung 40.	$\Delta M$ - Verteilungen der Selektion SEL03 für a) $16.5 \leq E_b \leq 18.0 \text{ GeV}$ , $21.5 \leq E_b \leq 22.5 \text{ GeV}$ .	83
Abbildung 41.	$\Delta M$ - Verteilung für $16.5 \leq E_b \leq 18.0 \text{ GeV}$ . Schnitte : SEL03 und $\theta(\pi^+, D^0) < 25^\circ$ .	84
Abbildung 42.	Impulsspektren von $K^-\pi^+$ - Kombinationen.	86
Abbildung 43.	Verteilung des kombinatorischen Untergrundes für $\Delta M \leq 0.20 \text{ GeV}/c^2$ .	87
Abbildung 44.	QED- Korrekturen bis zur Ordnung $\alpha^5$ an der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^- (q\bar{q})$ .	94
Abbildung 45.	Gluonkorrekturen bis zur Ordnung $\alpha_s$ an der Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ .	95
Abbildung 46.	Schematische Darstellung der zylindrischen Proportionalkammer.	96
Abbildung 47.	a) Schematische Darstellung der zylindrischen Driftkammer. b) Drahtkonfiguration der Driftzellen.	97
Abbildung 48.	Anordnung der Drahtkammern mit Vertexdetektor.	98
Abbildung 49.	$m^2$ aus ITOF- Flugzeitmessung gegen p für $K^-\pi^+\pi^+$ - Kombinationen.	99
Abbildung 50.	$m^2$ gegen p für Ereignisse der $e^+e^-$ - Annihilation bei $\sqrt{s} = 14 \text{ GeV}$ .	100
Abbildung 51.	Zerfall von $D^0$ -Mesonen im Zuschauerquark- Modell.	101

## VERZEICHNIS DER TABELLEN

Tabelle 1.	Wirkungsquerschnitte $[nb]$ für $e^+e^-\mu^+\mu^-$ - Endzustände.	44
Tabelle 2.	Exklusive Wirkungsquerschnitte der multiperipheren Diagramme bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV.	44
Tabelle 3.	Totale Wirkungsquerschnitte der multiperipheren Diagramme mit und ohne Strahlungskorrekturen.	45
Tabelle 4.	Schnitte auf die Massenquadrate von Pionen und Kaonen.	67
Tabelle 5.	Akzeptanz der Trigger, der PASS 3- Schnitte und der Analyseschnitte und Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit von $D^*$ - Mesonen.	73
Tabelle 6.	Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{tot}$ bei Variation von $\epsilon_c$ und $\sigma_q$ .	74
Tabelle 7.	Erwartete Erzeugungsraten und Erträge an $D^{*\pm}$ - Mesonen im Zerfall $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0_{\rightarrow K^-\pi^+}$ .	78
Tabelle 8.	Akzeptanzen und obere Grenzen der zu erwartenden Erträge für die $D^0$ - Zerfälle $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ , $D^0 \rightarrow \bar{K}_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ .	78
Tabelle 9.	Systematische Fehlerquellen bei der Bestimmung der Erträge an $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ .	90
Tabelle 10.	Anzahl der $D^{*\pm}$ - Mesonen in der Signalregion. Vergleich zwischen Messung und Monte Carlo - Erwartungen.	91

X

## 1.0 EINLEITUNG

Die klassische Elektrodynamik wird durch Maxwell's lineare Differentialgleichungen beschrieben. Nach dem daraus folgenden Superpositionsprinzip durchdringen sich elektromagnetische Wellen ungestört, womit die Beobachtung von Wechselwirkungen zwischen Lichtquanten ausgeschlossen wäre.

Demgegenüber zeigt die Quantenelektrodynamik, *QED*, daß Photonen an die elektrische Ladung koppeln und somit über Vakuumpolarisation, z.B. die Erzeugung und Absorption von Fermion-Paaren, eine Streuung von Licht an Licht möglich wird (Abb. 1).

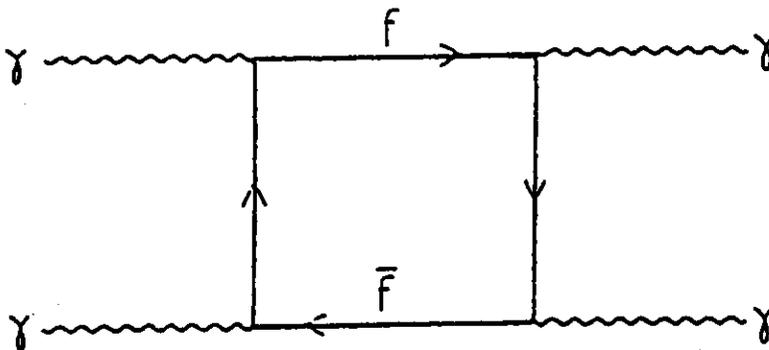


Abbildung 1. Elastische Streuung zweier Photonen durch Vakuumpolarisation.

f=Fermion :  $e, \mu, \tau$ , Quarks.

Der Wirkungsquerschnitt solch elastischer Streureaktionen [1] liegt für Licht im sichtbaren Bereich in der Größenordnung von  $10^{-60} \text{ cm}^2$ . Bei Photonenenergien oberhalb der Erzeugungsschwelle von Teilchenpaaren (zum Beispiel Leptonen oder auch Quarks) treten inelastische Prozesse auf, die eine Untersuchung der Zwei-Photon-Wechselwirkung über die erzeugten Endzustände ermöglichen.

### 1.1 Photon-Photon - Wechselwirkungen an $e^+e^-$ - Speicherringen.

Elektron-Positron - Speicherringe dienen vorwiegend zur Untersuchung von Reaktionen aus der  $e^+e^-$  - Vernichtung (Abb. 2a). Gleichzeitig bilden diese Beschleuniger eine intensive Quelle energiereicher Photonenstrahlen, die miteinander wechselwirken können.

Der Wirkungsquerschnitt der Annihilationsreaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow X$  fällt durch den Photonpropagator mit dem Quadrat der Schwerpunktsenergie ab. In niedrigster Ordnung QED -  $O(\alpha^2)$ ,  $\alpha$  = Feinstrukturkonstante - ist diese gleich der doppelten Strahlenergie. Dagegen steigt der Wirkungsquerschnitt der Zwei-Photon - Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*\gamma^*e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  (Abb. 2b) logarithmisch mit der Strahlenergie an, so daß schon bei wenigen GeV Schwerpunktsenergie die Erzeugungsraten von Photon-Photon - Prozessen die der  $e^+e^-$  - Vernichtung übersteigen, obwohl Photon-Photon - Reaktionen von vierter Ordnung in  $\alpha$  -  $O(\alpha^4)$  - sind.

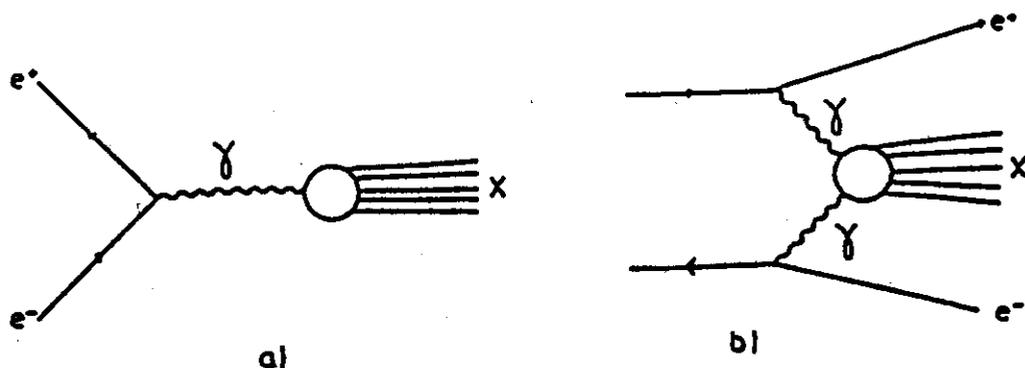


Abbildung 2. Erzeugung eines Endzustandes X an  $e^+e^-$ -Speicherringen durch  
 a) Ein-Photon - Annihilation  
 b) Zwei-Photon - Streuung.

Der Erzeugungsmechanismus von Photon-Photon - Streuungen bei der  $e^+e^-$  - Wechselwirkung läßt sich qualitativ auf folgende Weise erklären :

Die Elektronen (bzw. Positronen) bilden als geladene Teilchen Quellen elektrischer Felder, welche durch die relativistische Bewegung der Teilchen für einen Beobachter im Laborsystem stark in transversaler Richtung gebündelt auftreten [2] . Beim Vorbeiflug eines Elektrons an einem Positron kann es zur Bremsstrahlung jedes Teilchens im Coulombfeld des anderen kommen, wobei die dabei abgestrahlten Photonen wechselwirken und Photon-Photon - Stöße auslösen. Dieser Bremsstrahlungscharakter legt einige wichtige *Eigenschaften* der Zwei-Photon-Reaktionen fest :

- Der Photonenfluß ist umgekehrt proportional zur Photonenenergie.
- Die Energien der Photonen sind im Vergleich zu denen der einlaufenden Leptonen im Mittel klein. Somit ist auch die invariante Masse des  $\gamma\gamma$ - Endzustandes X klein gegenüber der Schwerpunktsenergie.
- Die Photonen werden vorwiegend in Richtung der Strahlachse emittiert, wodurch die Streuwinkel der auslaufenden Leptonen klein sind.

Der aus der  $\gamma\gamma$  - Streuung entstandene Endzustand kann sowohl leptonisch ( $e, \mu, \tau$  - Paare), als auch hadronisch sein.

Die unterschiedlichen Reaktionsarten bei der Erzeugung hadronischer Endzustände sind im folgenden aufgeführt :

- Bildung von  $\gamma\gamma$ - Resonanzen und anschließender Zerfall in Hadronen.
- Meson- bzw. Baryon-Paarzeugung durch nichtresonante Streuung.
- Multihadronerzeugung im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells VMD. Hierbei zeigen die Hadronen eine charakteristische Verteilung des Transversalimpulses

$p_T$  mit einem mittleren  $p_T$  von  $\approx 320 \text{ MeV}/c$ .

- Multihadronerzeugung in harten Streuprozessen, bei denen die Photonen hohe Transversalimpulse auf die ankoppelnden Quarks übertragen, was zur Ausbildung von Jetstrukturen und/oder zur Entstehung von Teilchen mit hohen Transversalimpulsen bezüglich der Richtung der einlaufenden Photonen führt.

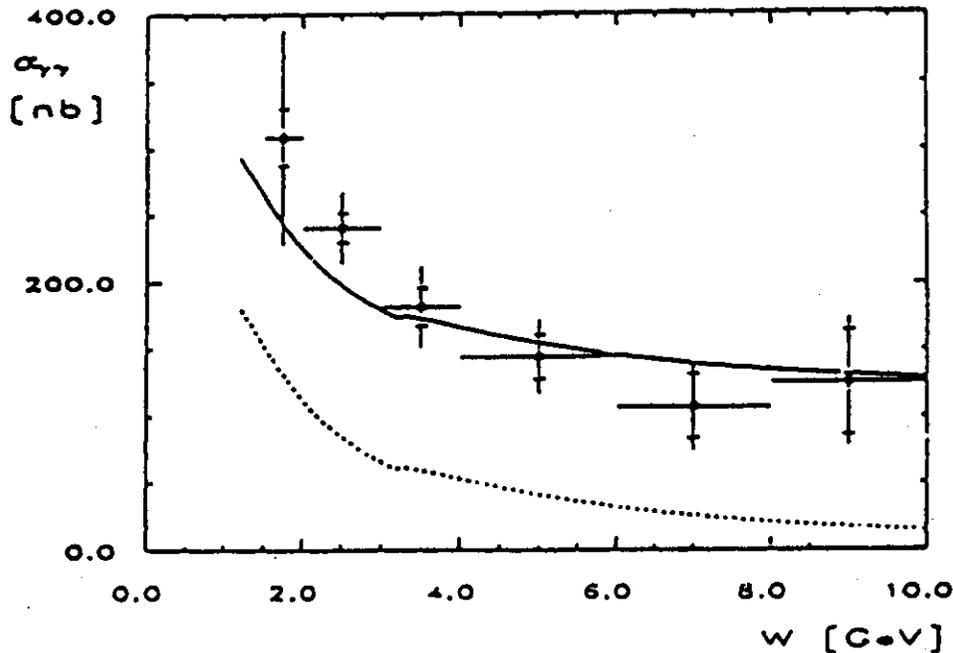


Abbildung 3. Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  bei  $Q^2 = 0.44 \text{ GeV}^2$ .

..... : Quark-Parton - Modell (Charm- Schwelle bei  $W \approx 3 \text{ GeV}$ )

— : QPM +  $240 \text{ nb} \cdot F_{GVMD}(0.44 \text{ GeV}^2)$

([4], B.Lewendel, Diss.).

Der totale hadronische Wirkungsquerschnitt von Zwei-Photon-Reaktionen (Messungen hierzu sind unter [3],[4] aufgeführt.) kann durch die Beiträge zweier Reaktionsmechanismen parametrisiert werden (Abb. 3):

(1) Im Vektormeson-Dominanz-Modell wird angenommen, daß bei niedrigen Impulsüberträgen auf die beiden Photonen und kleinen Transversalimpulsen der erzeugten Hadronen zur Photon-Photon-Richtung jedes der Photonen in ein Quark-Antiquark-Paar übergeht, welches durch Gluonenaustausch ein enggebundenes System, Vektormesonen  $\rho, \omega, \phi, \dots$ , bildet.

Die Photonen streuen dann wie Hadronen aneinander (Abb. 4).

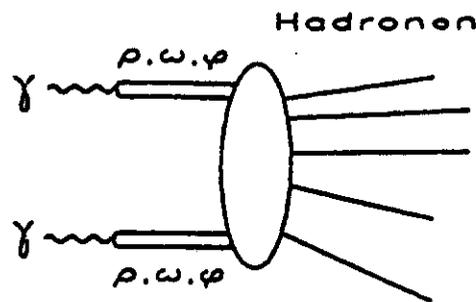


Abbildung 4. Hadronerzeugung im VMD-Modell.

(2) Bei höheren Impulsüberträgen können die Photonen *punktförmig* über den Quarkpropagator miteinander wechselwirken und ein Quark-Antiquark - Paar erzeugen. Ist der Impulsübertrag eines oder beider Photonen auf die Quarks groß und haben die Quarks hohe Transversalimpulse, so daß zwischen ihnen keine langreichweitigen Wechselwirkungen durch Austausch virtueller Gluonen stattfinden (die Quarks erlangen *asymptotische Freiheit*), dann wird die punktförmige Kopplung in niedrigster Ordnung QED durch die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  beschrieben (Abb. 5).

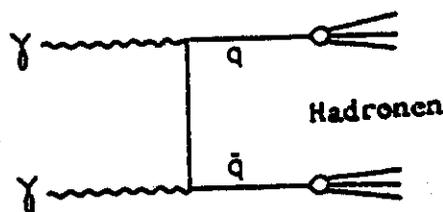


Abbildung 5. Punktförmige Kopplung zweier Photonen an Quarkpaare.

Aus dem Quark und Antiquark entstehen im Fragmentationsprozeß Hadronen, die sich im Vergleich zu VMD- Reaktionen durch im Mittel höhere Transversalimpulse auszeichnen.

Tiefinelastische Streuprozesse treten auf, wenn ein Photon mit großem Impulsübertrag  $Q^2$  mit einem anderen Photon wechselwirkt, dessen  $Q^2$  klein (im Mittel  $\approx 0$ ) ist. Diese Reaktion kann als inelastische Streuung eines Leptons an einem Photon-Target interpretiert werden (Abb. 6). Der Wirkungsquerschnitt wird mithilfe von *Strukturfunktionen* beschrieben, die dem hadronartigen und punktförmigen Verhalten des Target- Photons Rechnung tragen.

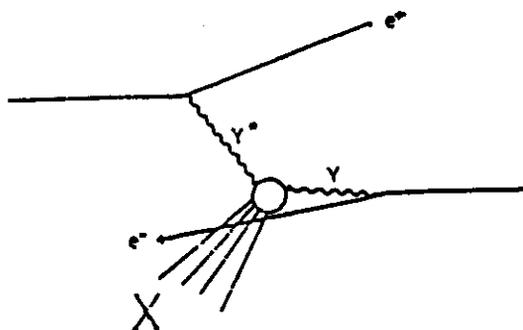


Abbildung 6. Tiefinelastische Lepton-Photon - Streuung.

## 1.2 Zielsetzung der Analyse.

Experimentelle Anzeichen für das Auftreten von harten Streuprozessen wurden bislang durch folgende Untersuchungen gewonnen :

- a) Bildung von Jets
- b)  $p_{\perp}$  - Verteilungen der inklusiv erzeugten Teilchen
- c) Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von  $W_{\gamma\gamma}$  und  $Q^2$  .

Derzeit existieren keine Ergebnisse zur Erzeugung von Meson- Paaren mit Charm in Photon-Photon - Stößen. Der Nachweis solcher Teilchen kann als Beleg für die Kopplung zweier raumartiger Photonen an ein Paar schwerer Quarks und als weiteres Anzeichen für das Auftreten von harten Streuprozessen verstanden werden.

In der vorliegenden Arbeit wird die Zwei- Photon- Erzeugung von Mesonpaaren untersucht, die ein primäres Charm- Quark aus dem Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$  mit sich führen. Dies können die folgenden Teilchen sein :  $F^{*+}, F^{*-}, F^+, F^-$  ,  $D^*, \bar{D}^*$  ,  $D, \bar{D}$ , ( $\Psi$  und dessen Anregungszustände)<sup>1</sup>.

Die spezielle Zerfallskinetik der  $D^*$ - Mesonen (niedriger Q- Wert und langlebige geladene Teilchen als Endzustände bestimmter Zerfallsketten) läßt die Untersuchung der Erzeugung von  $D^*$ - Mesonen viel aussichtsreicher als zum Beispiel den Nachweis der D- Mesonen  $D^0$ ,  $D^+$  und deren Antiteilchen erscheinen. Die Analyse beschränkt sich daher auf die geladenen Resonanzen  $D^{*\pm}$  , deren Produktion anhand des Zerfallskanals

$$D^{*+} \longrightarrow \pi^+ D^0 , D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \text{ (und deren ladungskonjugierte Zustände)}$$

untersucht wird. Die auslaufenden Leptonen werden nicht nachgewiesen ('NOTAG'). Die gemessenen Erzeugungsraten werden mit Modellrechnungen der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  verglichen, da erwartet wird, daß die Erzeugung von Charm- Quarks in  $\gamma\gamma$  - Reaktionen vornehmlich über diesen Mechanismus abläuft. Eine obere Grenze des Wirkungsquerschnittes

<sup>1</sup>Zur Erzeugung von  $\Psi\Psi$  muß jedes der primären Quarks zusammen mit einem Charmquark aus dem Vakuum ein Meson bilden. Aufgrund der hohen Masse des c- Quarks ist deren Vakuumproduktion um viele Größenordnungen gegenüber leichteren Quarks unternommen, weshalb die Erzeugung von Mesonpaaren mit verborgenem Charm durch die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  vernachlässigt werden kann.

wird angegeben.

Für zwei weitere Zerfallsmoden des  $D^0$ -Mesons -  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$  - ist mit Hilfe von Monte-Carlo Rechnungen eine Abschätzung der zu erwartenden Erträge an  $D^{*\pm}$ -Mesonen aufgeführt.

### 1.3 Inhaltsübersicht.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut :

Im Anschluß an diese Einleitung werden im zweiten Kapitel einige theoretische Grundlagen behandelt. Dazu gehören die Kinematik von Zwei-Photon - Reaktionen, der differentielle Wirkungsquerschnitt und Reaktionsmechanismen zur Erzeugung hadronischer Endzustände. Besonderer Wert wird hierbei auf die Produktion von Quark-Antiquark - Paaren durch die Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  und einen qualitativen Vergleich der Erzeugungsraten der verschiedenen Quarksorten ('flavour') durch diesen Prozeß gelegt.

Im dritten Kapitel wird die experimentelle Apparatur beschrieben, also der Speicherring PETRA und die für die vorliegende Untersuchung wichtigen Komponenten des TASSO - Detektors (Drahtkammern und innere Flugzeitähler). Der Ablauf der Datennahme, beginnend mit der Erläuterung der wesentlichen Triggerbedingungen bis zur Datenreduktion, wird vorgestellt. Die für die Analyse gesammelte Datenmenge ist angegeben.

Das vierte Kapitel beschreibt die Monte Carlo - Ereignissimulation, mit deren Hilfe die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^{*\pm}$ -Mesonen aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  bestimmt worden ist. Am Anfang dieses Abschnittes findet sich eine schematische Darstellung des Ablaufs der Ereignissimulation; es schließen sich die Beschreibung des Ereignisgenerators, zweier Modelle zur Hadronisierung von Quark-Antiquarkpaaren (unabhängige Fragmentation nach Field - Feynman und String-Modell), sowie die Simulation der Detektoreinflüsse an.

Anhand der Monte Carlo - Simulation wurde eine Abschätzung der zu erwartenden meßbaren Erzeugungsraten von  $D^{*+}$ -Mesonen im Zerfallskanal  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$  (gleiches gilt im folgenden für die ladungskonjugierten Zustände, also den Zerfall  $D^{*-} \rightarrow \pi^- \bar{D}^0$ ) bei verschiedenen Zerfällen des  $D^0$ -Mesons gewonnen. Für den Kanal  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  beträgt diese ungefähr 4 Ereignisse pro  $50 \text{ pb}^{-1}$  integrierter Luminosität und einer Strahlenergie von 17.3 GeV.

Geeignete kinematische Schnitte, die einerseits die Nachweiswahrscheinlichkeit nur unwesentlich verringern, andererseits aber die Abtrennung eines großen Anteils von Untergrundreaktionen ermöglichen, wurden ebenfalls aus Monte Carlo - Studien ermittelt, weshalb die Beschreibung der Ereignissimulation der der Datenselektion vorangestellt ist.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit der durch die spezielle Zerfallskinetik der  $D^{*\pm}$ -Mesonen möglichen Analyseverfahren ( $\Delta M$ -Verfahren) sowie einer ersten Datenselektion zur Abtrennung von Untergrund aus Strahl-Strahlrohr-, Strahl-Restgas - Wechselwirkungen und Ereignissen aus der Hadronproduktion in Vernichtungsreaktionen.

Im sechsten Abschnitt wird beschrieben, auf welche Art eine Anreicherung von Ereignissen, die geladene Zerfallsprodukte von  $D^{*\pm}$ -Mesonen enthalten, erlangt werden kann. Diese Methoden beruhen auf kinematischen Schnitten, die aus Monte Carlo-Simulationen entwickelt wurden, und eine in bestimmten Impulsintervallen mögliche Teilchenidentifikation durch die Flugzeitmessung der inneren Flugzeitähler. Weiterhin werden in diesem Kapitel Ergebnisse zur Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^{*\pm}$ -Mesonen bei Strahlenergien von 17.3 und

22.0 GeV angegeben. Die Einflüsse des Detektors (z.B. Trigger) und der Datenreduktion werden diskutiert. Es zeigt sich, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit stark vom verwendeten Fragmentationsmodell abhängt. Die aus dem Monte Carlo ermittelten Erzeugungsraten von  $D^{*+}$ -Mesonen in der Zerfallskette  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  bei verschiedenen Strahlenergien und eine obere Grenze der zu erwartenden Erträge in den  $D^0$ -Zerfällen  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $D^0 \rightarrow \bar{K}_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  sind angegeben.

Im siebenten Kapitel sind die Ergebnisse der quantitativen Auswertung der gemessenen Erzeugungsraten aufgeführt. Es werden Verteilungen der Differenz der invarianten Massen von  $\pi^+ K^- \pi^+$ - und  $K^- \pi^+$ -Massenkombinationen bei Strahlenergien von  $16.5 \leq E_b \leq 18.0$  GeV und  $21.5 \leq E_b \leq 22.5$  GeV vorgestellt. Die Beiträge durch kombinatorischen Untergrund und der  $D^*$ -Produktion in Vernichtungsreaktionen werden diskutiert.

Als Ergebnis dieser Untersuchung werden obere Grenzen des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- c\bar{c}$  bei mittleren Strahlenergien von 17.3 GeV und 22 GeV angegeben.

Nach der Zusammenfassung im achten Kapitel findet sich als wichtigster Abschnitt des Anhangs eine Aufführung der Eigenschaften von Mesonen mit Charm. Die aktuellen Meßergebnisse zu den für diese Untersuchung bedeutenden Verzweigungsverhältnissen von  $D^0$ -Mesonen sind angegeben.

## 2.0 THEORETISCHE GRUNDLAGEN

In diesem Kapitel werden die Kinematik der Zwei-Photon-Streureaktionen und die wesentlichen Schritte zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes für den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  erläutert. Einige der Erzeugungsmechanismen hadronischer Endzustände, die zur Produktion von  $D^{*\pm}$ -Mesonen führen können, und deren Beitrag zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt von  $\gamma\gamma$ -Reaktionen werden diskutiert. Besondere Bedeutung wird hierbei der Beschreibung des Prozesses  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  beigemessen.

### 2.1 Kinematik.

Die kinematische Situation bei der Zwei-Photon-Streuung an  $e^+e^-$ -Speicherringen ohne Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen an den ein- und auslaufenden Leptonen ist in Abb. 7 dargestellt.

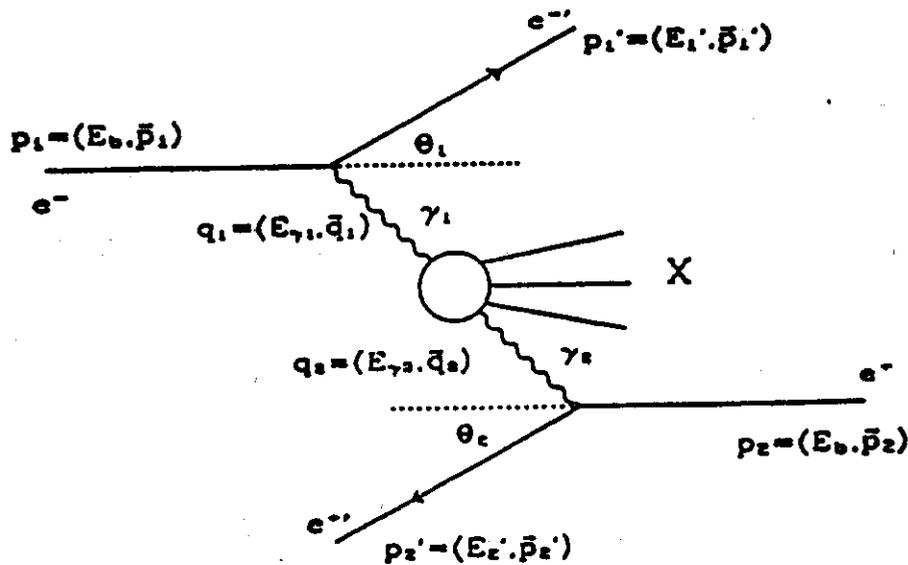


Abbildung 7. Kinematik der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ .

Erläuterungen :

$E_b$	Strahlenergie des Speicherringes
$p_i = (E_b, \vec{p}_i)$	Viererimpulse der einlaufenden Leptonen
$p'_i = (E'_i, \vec{p}'_i)$	Viererimpulse der auslaufenden Leptonen
$q_i = (E_{\gamma_i}, \vec{q}_i)$	Viererimpulse der Photonen
$\theta_i, \phi_i$	Polar- und Azimutwinkel der auslaufenden Leptonen

Alle Größen sind im Laborsystem angegeben.

Die Kinematik des  $\gamma\gamma$ -Systems ist vollständig durch die Vierervektoren der ein- und auslaufenden Leptonen bestimmt. Es gelten folgende Zusammenhänge und Definitionen :

$$\begin{aligned} E_{\gamma i} &= E_b - E'_i \\ Q_i^2 &= -q_i^2 \approx 2E_b E'_i \cdot (1 - \cos \theta_i) && \text{für } \theta_i \gg m_e/E_b \\ W_{\gamma\gamma}^2 &= (q_1 + q_2)^2 \approx 4 \cdot E_{\gamma 1} E_{\gamma 2} && \text{für kleine } Q_i^2. \end{aligned}$$

Aus diesen Beziehungen lassen sich schon einige wichtige Eigenschaften der Zwei-Photon-Prozesse ablesen :

Da es sich um eine Streureaktion handelt, sind die Quadrate der Viererimpulsüberträge  $q_i^2$  negativ (die  $Q_i^2$  sind somit positive Größen) und daher die ausgetauschten Photonen *raumartig*, im Gegensatz zu zeitartigen Austauschbosonen ( $\gamma, Z^0$ ) bei der Annihilation.

Der Bremsstrahlungscharakter des Photonenspektrums bewirkt, daß die Energie des  $\gamma\gamma$ -Systems  $W_{\gamma\gamma}$  und daher auch die Gesamtenergie des Endzustandes X i.a. klein ist. Daraus ergibt sich eine Möglichkeit, Ereignisse aus Zwei-Photon-Reaktionen von denen der  $e^+e^-$ -Annihilation abzutrennen.

Das Spektrum der Photonen ist kontinuierlich. Die Energien der wechselwirkenden Photonen sind daher im allgemeinen ungleich, was zu einer Bewegung des  $\gamma\gamma$ -Schwerpunktes führt. Im Laborsystem weisen die Teilchen des Endzustandes X durch die Lorentztransformation oftmals einen charakteristischen *Boost* in Richtung der Strahlachse auf (Abb. 8).

Das Matrixelement  $T$  der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  ist nach den Feynman-Regeln wegen der beiden leptonischen Vertices umgekehrt proportional zu den Quadraten der Photonen-Viererimpulse,  $T \sim 1/q_1^2 \cdot 1/q_2^2$ . Da die  $q_i^2$  näherungsweise durch  $q_i^2 \sim (1 - \cos \theta_i)$  mit den polaren Streuwinkeln der auslaufenden Leptonen verknüpft sind, werden diese vorwiegend unter kleinen Winkeln zur Strahlachse emittiert.

Folgende experimentelle Situationen sind möglich :

- **NOTAG** : keines der gestreuten Leptonen wird nachgewiesen
- **SINGLE TAG** : Elektron oder Positron wird nachgewiesen
- **DOUBLE TAG** : beide Leptonen werden nachgewiesen .

Die Nachweismöglichkeiten für die Leptonen sind stark von der Detektorakzeptanz in Vorwärtsrichtung abhängig. So existieren durchaus Detektoren mit sogenanntem  $0^\circ$ -*Tagging*. Im folgenden soll aber von den experimentellen Bedingungen ausgegangen werden, wie sie für *PETRA*-Detektoren üblich ist ( $\theta_{\min} \approx 20\text{mrad}$ ).

Jedes der obigen Nachweisverfahren erlaubt es, unterschiedliche Informationen über die Photonen zu gewinnen :

Im 'Notag'-Fall sind die Impulsüberträge  $Q_i^2$  auf die Photonen im Mittel nahezu Null. Es handelt sich daher um die Wechselwirkung *fast reeller* bzw. *transversaler*<sup>1</sup> Photonen (sie befinden sich auf der *Massenschale*). Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von den Impulsüberträgen ist experimentell nicht bestimmbar.

<sup>1</sup> Reelle Photonen bewegen sich mit Lichtgeschwindigkeit und sind somit masselos. Daher stehen die assoziierten Felder  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  senkrecht auf dem Wellenvektor  $\vec{k}$ , Vgl. s.B. [5].



thoden erreicht werden :

- (1) Messung der kinematischen Variablen beider auslaufender Leptonen ('Double Tag').
- (2) Messung der Energien und Impulse aller Teilchen des Endzustandes X.
- (3) Simulation der Detektoreinflüsse durch Monte Carlo Programme und anschließende statistische Entfaltung der gemessenen  $W_{\gamma\gamma}$  Verteilungen.

Die charakteristische Kinematik der Zwei-Photon-Reaktionen liefert einerseits Verfahren zur Identifikation des Prozesses, andererseits werden die meßbaren Erzeugungsraten im Experiment durch die limitierte Detektorakzeptanz stark eingeschränkt.

Der Wirkungsquerschnitt des Prozesses fällt stark mit zunehmendem Polarwinkel der Leptonen ab, so daß zur Erlangung größerer Datenmengen (Verringerung der statistischen Ungenauigkeiten z.B. bei der Angabe von totalen Wirkungsquerschnitten) eine 'Notag'-Analyse vorteilhaft sein kann.

Wegen des Boostes in Richtung Strahlachse verlassen nicht alle Teilchen das Strahlrohr und entziehen sich somit dem Nachweis. Dadurch ist eine Bestimmung von  $W_{\gamma\gamma}$  durch Messung der Energien und Impulse aller Teilchen des Endzustandes X nur in wenigen Fällen möglich, abgesehen von den experimentellen Schwierigkeiten, Energie und Impuls von neutralen Teilchen zu messen.

Verzichtet man wie in dieser Untersuchung auf den Nachweis der Leptonen, können  $\gamma\gamma$ -Ereignisse durch einen Schnitt auf die Gesamtenergie (bzw. die Summe der Impulse) des Ereignisses von denen der  $e^+e^-$ -Vernichtung abgetrennt werden, da bei der Annihilation dem Endzustand die Schwerpunktsenergie  $W_{e^+e^- \rightarrow X} = 2 \cdot E_b$  zur Verfügung steht. Durch Strahlungskorrekturen an den einlaufenden Leptonen (Abstrahlung von Photonen am Elektron und/oder Positron) verringert sich allerdings bei der Vernichtung die Schwerpunktsenergie am  $e^+e^-$ -Vertex (d.h.  $q^2 \neq s, s = 4 \cdot E_b^2$ ). Hierdurch und wegen des eingeschränkten Teilchennachweises durch die begrenzte Detektorakzeptanz liefern solche Reaktionen Untergrundbeiträge zu  $\gamma\gamma$ -Prozessen.

## 2.2 Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ .

### 2.2.1 Der differentielle Wirkungsquerschnitt

Das Übergangsmatrixelement der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  ist nach den Feynman-Regeln gegeben durch :

$$T = \bar{u}(p'_1, s'_1) \gamma^\mu u(p_1, s_1) \cdot \frac{e^4}{q_1^2 q_2^2} \cdot \bar{v}(p'_2, s'_2) \gamma^\nu v(p_2, s_2) \cdot M_{\mu\nu}, \quad (2.1)$$

$u, v, \bar{u}, \bar{v}$  Dirac-Spinoren der ein- und auslaufenden Leptonen  
 $M_{\mu\nu}$  Tensor, der den Übergang  $\gamma\gamma \rightarrow X$  beschreibt.

Nach Spinmittelung und Quadrierung von  $T$  erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt :

$$d\sigma = \frac{\alpha^2}{q_1^2 q_2^2} \rho_1^{\mu\nu} \rho_2^{\rho\sigma} M_{\rho\sigma}^* M_{\mu\nu} \cdot \frac{(2\pi)^4 \delta^4(q_1 + q_2 - k) d\Gamma}{4 \cdot \sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} \cdot \frac{d^3 p'_1 d^3 p'_2}{(2\pi)^4 E'_1 E'_2}, \quad (2.2)$$

mit

$$k = \left( \sum_f E_f, \sum_f \vec{p}_f \right)$$

Gesamtimpuls des Endzustandes X

$$d\Gamma = \prod_f \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 (2E_f)}$$

lorentzinvarianter Phasenraum von X

$$\rho_i^{\alpha\beta} = -\frac{1}{2q_i^2} \text{Sp}[(\not{p}_i + m_e)\gamma^\alpha (\not{p}'_i + m_e)\gamma^\beta]$$

nichtdiagonale Dichtematrix, die die  
Helizitätszustände der Photonen beschreibt.

Die Integration über den Phasenraum  $d\Gamma$  liefert einen hadronischen Tensor vierter Stufe mit 256 Komponenten. Eichinvarianz, Drehimpuls- und Paritätserhaltung, sowie Invarianz unter Zeitumkehr reduzieren die Anzahl der unabhängigen Elemente [6] auf acht.

Es ist

$$R_{\mu\nu\rho\sigma} = \frac{1}{2} \int M_{\rho\sigma}^* M_{\mu\nu} (2\pi)^4 \delta^4(q_1 + q_2 - k) d\Gamma$$

Die unabhängigen Amplituden lauten in der Helizitätsbasis [7] :

$$\begin{aligned} R_{TT} &= 1/2(R_{++++} + R_{+--+}) = 2 \cdot K\sigma_{TT} \\ R_{TL} &= R_{+0+0} = 2 \cdot K\sigma_{TL} \\ R_{LT} &= R_{0+0+} = 2 \cdot K\sigma_{LT} \\ R_{LL} &= R_{0000} = 2 \cdot K\sigma_{LL} \\ R_{TL}^r &= 1/2(R_{++00} + R_{0+-0}) = 2 \cdot K\tau_{TL} \\ R_{TT}^a &= 1/2(R_{++++} - R_{+--+}) = 2 \cdot K\tau_{TT}^a \\ R_{TL}^a &= 1/2(R_{++00} - R_{0+-0}) = 2 \cdot K\tau_{TL}^a \\ K^2 &= (q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Die Amplituden in (2.3) sind mit den  $\gamma\gamma$ - Wirkungsquerschnitten für transversal ( $T$ ) und longitudinal ( $L$ ) polarisierte Photonen verknüpft.

Da es sich bei der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  um eine Wechselwirkung zweier virtueller Photonen handelt, können diese in den Helizitätszuständen  $\pm 1$  und 0 auftreten, wogegen rein reelle (transversale) Photonen die Helizitäten  $\pm 1$  besitzen. So steht zum Beispiel  $\sigma_{LT}$  für den Wirkungsquerschnitt der Streuung eines longitudinal polarisierten Photons an einem transversalen Photon. Ausdrücke mit  $\tau$  sind Interferenzterme. Der Photon- Dreierimpuls im  $\gamma\gamma$  Schwerpunktsystem ist durch  $K/W_{\gamma\gamma}$  gegeben.

Der Wirkungsquerschnitt läßt sich dann schreiben :

$$\begin{aligned}
 d\sigma = & \frac{\alpha^2}{(2\pi)^4 q_1^2 q_2^2} \cdot \frac{K}{\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} \cdot ( 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{TT} + 2|\rho_1^{+-} \rho_2^{+-}| \tau_{TT} \cos 2\tilde{\phi} \\
 & + 2\rho_1^{++} \rho_2^{00} \sigma_{TL} + 2\rho_1^{00} \rho_2^{++} \sigma_{LT} + \rho_1^{00} \rho_2^{00} \sigma_{LL} \\
 & - 8|\rho_1^{+0} \rho_2^{+0}| \tau_{TL} \cos \tilde{\phi} + A \cdot \tau_{TT}^a + B \cdot \tau_{TL}^a ) \cdot \frac{d^3 p'_1 d^3 p'_2}{E'_1 E'_2} , \quad (2.4)
 \end{aligned}$$

$\tilde{\phi}$  Winkel zwischen den Lepton- Streuebenen im  $\gamma\gamma$  - CMS .

Die Bedeutung der Dichtematrizen  $\rho_i$  und der Interferenzterme  $\tau$  ist ausführlich in [7] beschrieben. Die Terme mit  $\tau_{TT}^a$  und  $\tau_{TL}^a$  können nur mit polarisierten Lepton- Strahlen gemessen werden, andernfalls (wie bei PETRA Strahlen) ist  $A=B=0$ . Nach der Integration über den Azimutwinkel zwischen den Lepton- Streuebenen  $\tilde{\phi}$  verschwinden auch Ausdrücke mit  $\tau$ .

Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  sind Funktionen von  $W_{\gamma\gamma}^2$  und  $q_i^2$ . Im Limes reeller Photonen  $q_i^2 \rightarrow 0$  erhält man :

$$\begin{aligned}
 \sigma_{TT}(W^2, q_1^2, q_2^2) & \rightarrow \sigma_{\gamma\gamma}(W^2) \\
 \tau_{TT}(W^2, q_1^2, q_2^2) & \rightarrow \tau_{\gamma\gamma}(W^2) \\
 \sigma_{TL} & \sim q_2^2 \\
 \sigma_{LT} & \sim q_1^2 \\
 \sigma_{LL} & \sim q_1^2 q_2^2 \\
 \tau_{TL} & \sim \sqrt{q_1^2 q_2^2}
 \end{aligned}$$

Für den Wirkungsquerschnitt (2.4) ergeben sich Vereinfachungen bei den Grenzübergängen  $q_1^2$  und/oder  $q_2^2 \rightarrow 0$ , die einer 'Notag'- bzw. 'Single Tag' - Situation im Experiment entsprechen, wobei diese Vereinfachungen nur dann gerechtfertigt sind, falls in der Analyse sogenannte 'Anti Tag'- Bedingungen gestellt werden. In diesem Fall muß sichergestellt sein, daß dasjenige Lepton, welches das fast reelle Photon abgestrahlt hat, nicht in den Vorwärtsspektrometern nachgewiesen worden ist.

### 2.2.2 Die Luminositätsfunktion

Der Wirkungsquerschnitt des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$  (2.2) faktorisiert in ein Produkt aus Dichte des Photonflusses und Termen, die den Übergang  $\gamma\gamma \rightarrow X$  beschreiben. Im Falle unpolarisierter Leptonstrahlen sowie nach Integration über  $\tilde{\phi}$  erhält man für  $q_1^2, q_2^2 \rightarrow 0$  :

$$d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \frac{\alpha^2}{(2\pi^4) q_1^2 q_2^2} \cdot \frac{K}{\sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} \cdot 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sigma_{\gamma\gamma} \cdot \frac{d^3 p'_1 d^3 p'_2}{E'_1 E'_2} \quad (2.5)$$

Nach Einführung der Zwei- Photon Luminositätsfunktion  $L_{\gamma\gamma}$  für transversale Photonen läßt sich (2.5) schreiben :

$$\frac{d^5 \sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\phi} = \frac{d^5 L_{\gamma\gamma}^{TT}}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\phi} \cdot \sigma_{\gamma\gamma}, \quad (2.6)$$

mit

$$\frac{d^5 L_{\gamma\gamma}^{TT}}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta_1 d\cos\theta_2 d\phi} = f(\rho_1^{++}, \rho_2^{++}, q_1^2, q_2^2)$$

$$\omega_i = \frac{E_{\gamma i}}{E_b}.$$

Auf die genaue Angabe der differentiellen Luminositätsfunktion soll an dieser Stelle verzichtet werden. Es sei auf die Darstellungen in [7],[8] und [9] verwiesen. Angaben zum Wirkungsquerschnitt in 'Single Tag'- Fall findet man in [3],[8].

Die Funktionen  $\rho_i^{++}$  enthalten im allgemeinen die Variablen beider Photonen. Für  $Q_i^2 \rightarrow 0, Q_i^2 \ll W_{\gamma\gamma}^2$  kann man die Luminositätsfunktion in ein Produkt zweier Photon- Flüsse zerlegen, die jeweils nur von der Kinematik an einem Lepton- Vertex abhängen.

$$\frac{d^2 L_{\gamma\gamma}}{d\omega_1 d\omega_2} = \frac{dN_{\gamma}(\omega_1)}{d\omega_1} \cdot \frac{dN_{\gamma}(\omega_2)}{d\omega_2} \quad (2.7)$$

Diese Faktorisierung ist bekannt unter dem Namen *Equivalent Photon Approximation*, EPA oder *Weizsäcker- Williams Methode*. Integration der Photon- Spektren von  $Q_{\min}^2$  bis  $Q_{\max}^2 \ll W_{\gamma\gamma}^2$  liefert:

$$\frac{dN_{\gamma}(\omega)}{d\omega} = \frac{\alpha}{2\pi\omega} \cdot \left[ [1 + (1-\omega)^2] \cdot \ln\left(\frac{Q_{\max}^2}{Q_{\min}^2}\right) - (1-\omega) \left(1 - \frac{Q_{\min}^2}{Q_{\max}^2}\right) \right]. \quad (2.8a)$$

Alleinige Berücksichtigung des führenden Terms ergibt:

$$\frac{dN_{\gamma}(\omega)}{d\omega} = \frac{\alpha}{\pi} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \ln\eta [1 + (1-\omega)^2]. \quad (2.8b)$$

Falls das Lepton in den Winkelbereich  $m_e/E_b \ll \theta_{\min} < \theta_{\max} \ll 1$  gestreut wird, gilt:

$$Q_{\max}^2/Q_{\min}^2 = (\theta_{\max}/\theta_{\min})^2$$

$$\eta = \theta_{\max}/\theta_{\min}.$$

Im 'Notag'- Fall ergibt sich:

$$Q_{\min}^2 = m_e^2 \cdot \omega/(1-\omega) + O(m_e^4)$$

$$\eta = E_b/m_e.$$

Hiermit kann nach Integration von (2.8b) über  $\omega$  die Polarwinkelverteilung des gestreuten Leptons ermittelt werden:

$$\frac{dN}{d\theta} \approx \frac{\alpha}{\pi} \cdot \frac{1}{\theta}.$$

Für  $\theta > 20 \text{ mrad}$  folgt daraus eine Abschätzung der relativen Erzeugungsraten im 'Notag'-, 'Single Tag'- und 'Double Tag'- Fall :

$$\text{Rate('Notag')} : \text{Rate('Single Tag')} : \text{Rate('Double Tag')} \approx 100 : 10 : 1 .$$

Die Gültigkeitsgrenzen der EPA sind ausführlich in [7] diskutiert. Die Näherungen sind oftmals nur noch von theoretischem Interesse, da Monte- Carlo Methoden die Integration der exakten Luminositätsfunktion mit hoher Rechengenauigkeit durchführen können und somit die Simulation von Zwei- Photon- Streuprozessen ermöglichen.

### 2.3 Erzeugung hadronischer Endzustände in Photon-Photon - Stößen.

Im ersten und zweiten Abschnitt dieses Kapitels werden zwei der sogenannten weichen Prozesse der Hadronerzeugung betrachtet : Resonanzbildung und Hadronerzeugung im VMD - Modell. Die Behandlung der harten Streureaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  findet sich unter 2.3.3.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt harter Streuprozesse, die zur nichtresonanten Produktion von Meson- bzw. Baryonpaaren führen, fällt mit zwei bzw. drei Potenzen in  $\hat{s} = W_{\gamma\gamma}^2$  stärker als der der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  ab. Es wird demnach erwartet, daß Beiträge dieser Mechanismen zur Zwei- Photon- Erzeugung von  $D^*$  - Mesonen bei derzeitigen Strahlenergien und der in diesem Experiment gesammelten Datenmenge vernachlässigt werden können, weshalb auf eine Diskussion dieser Reaktionen verzichtet wird.

#### 2.3.1 Resonanzherzeugung

Die Erzeugung von Meson- Resonanzen in Zwei-Photon - Wechselwirkungen läßt sich im Quark Modell (Abb. 9) als Kopplung der Photonen an die elektrische Ladung eines Quark-Antiquark Paares verstehen, wobei diese durch starke Wechselwirkungen einen gebundenen Zustand bilden. Die Resonanzen treten dabei in wohldefiniertem Spinzustand und C- Parität auf, die durch das Zwei- Photon- System determiniert sind.

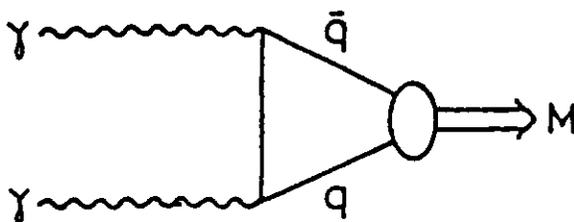


Abbildung 9. Zwei-Photon - Resonanzherzeugung im Quark- Modell.

Der Eigenwert  $C$  des Operators der Ladungskonjugation nimmt für ein  $n$ - Photon- System die Werte  $C = (-1)^n$  an. Diese Eigenschaft findet Bedeutung in der Untersuchung elektromagnetischer Zerfälle von Resonanzen, da in Analogie zu den Positronium- Zerfällen Rückschlüsse auf die Spinzustände der Resonanzen geführt werden können.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Die Eigenwerte der Ladungskonjugation für ein Fermionsystem aus Teilchen und Antiteilchen ergeben sich aus  $C|\Psi\rangle = (-1)^J|\bar{\Psi}\rangle$ ,  $J = L + S$ , vgl. z.B. [11].

Resonanzen, die durch zwei reelle Photonen erzeugt werden können, besitzen die Spin-Paritätszustände  $J^P = 0^+, 0^-, 2^+, 2^-, 3^+, \dots$  und sind Eigenzustände zur C-Parität, also selbstkonjugierte Teilchen. Die Erzeugung von Systemen mit Spin 1 ist nach dem *Yang'schen Theorem* [10] ausgeschlossen.

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung einer Resonanz  $R$  durch zwei reelle Photonen ist durch eine Breit-Wigner Verteilung gegeben :

$$\begin{aligned} \sigma_{\gamma\gamma \rightarrow R} &= 8\pi(2J+1) \cdot \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{(W_{\gamma\gamma}^2 - M_R^2) + \Gamma^2 M_R^2} \\ &\approx 8\pi^2(2J+1) \frac{\Gamma_{\gamma\gamma}}{M_R} \delta(W_{\gamma\gamma}^2 - M_R^2) \end{aligned} \quad (2.9)$$

für schmale Resonanzen .

Hierbei sind  $\Gamma$  die totale Breite,  $M_R$  die Masse und  $\Gamma_{\gamma\gamma}$  die  $\gamma\gamma$ - Zerfallsbreite der Resonanz. Die Anwendung der EPA liefert eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-R$  :

$$\begin{aligned} \sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-R} &\approx 16\alpha^2 (\ln E_b/m_e)^2 f(M_R/2E_b) \frac{(2J+1)\Gamma_{\gamma\gamma}}{M_R^3} , \\ \text{mit } f(x) &= (2+x^2)^2 \ln(1/x) - (1-x^2)(3+x^2) . \end{aligned} \quad (2.10)$$

Die Erzeugung von Resonanzen in Zwei-Photon - Stößen bietet somit die Möglichkeit, deren  $\gamma\gamma$  - Zerfallsbreiten zu messen. Übersichten über die experimentell gefundenen Resonanzen und deren Zerfallsbreiten findet man zum Beispiel in [8], [12] .

Mesonen mit verborgenem Charm (Charm-Quarkinhalt  $c\bar{c}$ ), die resonant durch zwei reelle Photonen erzeugt werden können, sind z.B das  $\eta_c$  - Meson mit einer Masse von  $M_{\eta_c} = 2980 \text{ MeV}/c^2$ , weiterhin  $\chi(3415)$ ,  $\chi(3555)$  und eventuell vorhandene höhere Anregungen der Charmonium - Zustände.

Die Mitglieder der  $\Psi$ - Familie ( $J/\Psi(3097)$ ,  $\Psi'(3686)$ ,  $\Psi''(3770)$ , ...) treten in dem Spin-Parität-Ladungskonjugations - Zustand  $J^{PC} = 1^{--}$  auf und können demnach nicht aus zwei reellen Photonen gebildet werden.

Nur diejenigen Resonanzen mit Massen von  $M_R > 4000 \text{ MeV}/c^2$  können in zwei  $D^*$ - Mesonen zerfallen. Da der Wirkungsquerschnitt nach (2.10) mit der dritten Potenz der Masse abfällt, ist die Erzeugung von Mesonen mit verborgenem Charm im Vergleich zu den leichteren Mesonen ( $\pi^0, \eta, \eta', A_2, f^0, f'$ ) sehr stark unterdrückt, wenn von dem Einfluß der Zerfallsbreiten auf den Wirkungsquerschnitt abgesehen wird (obere Grenzen der  $\gamma\gamma$  - Zerfallsbreite des  $\eta_c$ - Mesons in [12]).

### 2.3.2 Hadronerzeugung im VMD- Modell

Da es für den totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt bei Photon- Photon Streuungen keine genauen theoretischen Vorhersagen gibt, ist man zur Beschreibung der experimentellen Daten auf zum Teil phänomenologische Modelle angewiesen. Im VMD- Modell wird

angenommen, daß die Hadronerzeugung in Zwei-Photon Wechselwirkungen bei niedrigen Impulsüberträgen über die Streuung zweier Vektormesonen abläuft [13]. Ein Ansatz für den totalen Wirkungsquerschnitt bei Streuung reeller Photonen kann aus dem Regge Modell gewonnen werden :

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}) = \sigma_0 + \sigma_1/W_{\gamma\gamma}. \quad (2.11)$$

Dabei wird angenommen, daß der konstante Term in (2.11) durch Pomeron-Austausch und der  $W_{\gamma\gamma}$  abhängige Term durch  $f$ - und  $A_2$  Austausch hervorgerufen wird. Eine Abschätzung des Pomeronbeitrages folgt aus dem Vergleich des Hochenergieverhaltens der Wirkungsquerschnitte für  $\gamma p$  und  $pp$  Streuung [14]; der  $\sigma_1$ - Term wird in [15] angegeben.

Der Wirkungsquerschnittes kann im VMD- Modell folgendermaßen parametrisiert werden :

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{VMD}(W) = 240 \text{ nb} + \frac{270 \text{ nb GeV}}{W_{\gamma\gamma}}. \quad (2.12)$$

Es wird erwartet, daß durch den zweiten Term in (2.12) über Beiträge aus der Resonanzherzeugung gemittelt wird. In obiger Darstellung ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Impulsübertrag noch nicht enthalten. Ein einfacher Ansatz ist die Einfügung des  $\rho$ -Formfaktors, unter der Annahme, daß das leichteste Vektormeson den dominanten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert. Man erhält :

$$\sigma(W_{\gamma\gamma}, Q_1^2, Q_2^2 \approx 0) = \sigma(W_{\gamma\gamma}, 0, 0) \cdot \left( \frac{1}{1 + Q_1^2/M_\rho^2} \right)^2. \quad (2.13)$$

(2.13) kann in einer 'Single Tag'- Untersuchung mit 'Anti Tag'- Bedingung angewendet werden, in der das nachgewiesene Lepton ein virtuelles Photon abstrahlt ( $Q^2 \neq 0$ ), wogegen das von dem zweiten Lepton abgestrahlte Photon fast reell ist.

Eine andere Beschreibung des  $Q^2$ - Verhaltens liefert das generalisierte Vektormeson-Dominanz Modell  $GVMD$ , das auch Beiträge der schwereren Vektormesonen ( $\omega, \phi$ ) berücksichtigt [16] :

$$\sigma_{\gamma\gamma}(W, Q^2) = \sigma_{\gamma\gamma}(W) \cdot F_{GVMD}(Q^2) \quad (2.14)$$

$$F_{GVMD}(Q^2) = \sum_{v=\rho, \omega, \phi} r_v \frac{1 + Q^2/4M_v^2}{(1 + Q^2/M_v^2)^2} + \frac{0.22}{1 + Q^2/M_0^2} \quad (2.15)$$

$$r_\rho = 0.65, r_\omega = 0.08, r_\phi = 0.05, M_0 = 1.4.$$

Der  $Q^2$ - Abhängigkeit durch die longitudinalen Polarisationszustände der Photonen ist in (2.15) durch den Term  $Q^2/4M_v^2$  Rechnung getragen worden. Die Beiträge von Resonanzen höherer Massen und des Kontinuums werden durch den letzten Term angenähert.

Die Verallgemeinerung von (2.14) auf den Fall  $Q_1^2 \neq 0, Q_2^2 \neq 0$  wird durch zusätzliche Multiplikation mit (2.15) gewonnen. Der GVMD Formfaktor fällt mit wachsendem  $Q^2$  weniger steil als ein einfacher  $\rho$  Formfaktor. Einen Vergleich zeigt Abb. 10.

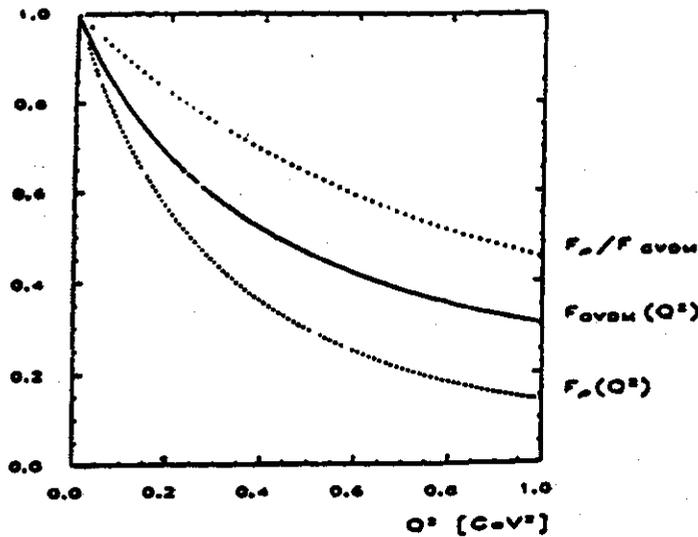


Abbildung 10.  $Q^2$ -Abhängigkeit der Formfaktoren.

Die Autoren von [17] liefern Angaben für die Anteile verschiedener Vektormesonen zum Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$ . In Abb. 11 ist die  $Q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes unter Berücksichtigung von Beiträgen der Vektormesonen  $\rho, \omega, \phi, \Psi$  dargestellt. Man erkennt, daß ein nennenswerter Beitrag zum Wirkungsquerschnitt durch Kopplung eines der Photonen an Vektormesonen mit verborgenem Charm für  $Q^2 > 10 \text{ GeV}^2$  besteht. Demnach ist nicht auszuschließen, daß auch VMD-Prozesse zur Erzeugung von  $D^*$ -Mesonen beitragen, falls mindestens eines der Photonen ein  $\Psi$ -Meson bildet, welches in  $D^*$ -Mesonen zerfallen kann (z.B.  $\Psi(4030) \rightarrow D^* \bar{D}^*$ ).

Zusammenfassend kann folgendes zur Hadronerzeugung im VMD-Modell festgestellt werden:

- Die  $W_{\gamma\gamma}$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts wird gut durch ein  $1/W_{\gamma\gamma}$ -Verhalten beschrieben.
- Die begrenzten Transversalimpulse  $p_{T_i}$  der Hadronen bzgl. der  $\gamma\gamma$ -Richtung können durch eine Verteilung der Form  $dN/dp_{T_i}^2 \sim \exp(-\alpha p_{T_i})$  in das Modell eingebracht werden.

### 2.3.3 Die Reaktion $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$

Im folgenden Abschnitt soll gezeigt werden, daß die Erzeugung von Charmquark-Paaren einen beachtlichen Anteil am Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  besitzt. Ein experimentelles Anzeichen für das Auftreten der punktförmigen Kopplung zweier Photonen an

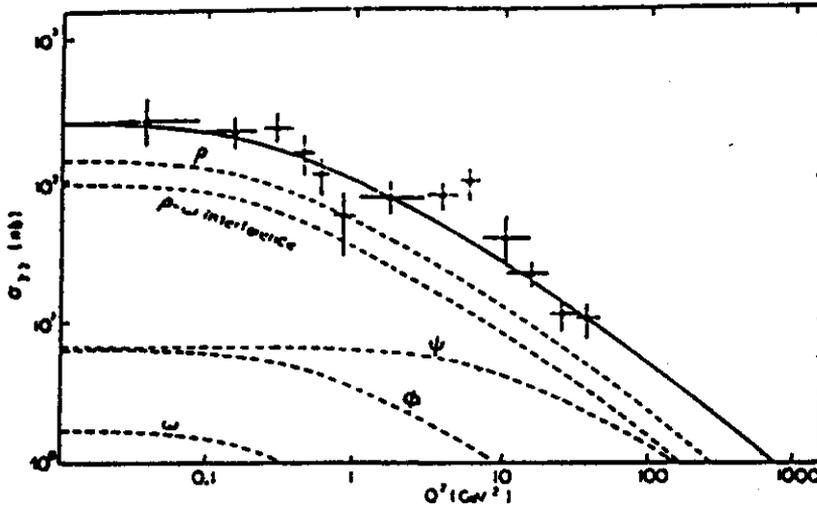


Abbildung 11. Beiträge der Vektormesonen  $\rho, \omega, \phi, \Psi$  zum Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow \text{Hadronen}$  im GVMD- Modell. ([17], Daten nach [18]).

Quarks ist der flache Abfall der  $p_T$  - Verteilung inklusiver Hadronen bei größeren Transversalimpulsen (Abb. 12).

In niedrigster Ordnung QED wird die Erzeugung von Fermion- Paaren in dem Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$  durch die Diagramme in Abb. 13 beschrieben.

Für den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion lassen sich sofort folgende Proportionalitäten angeben :

Aufgrund der beiden Vertices ist der Wirkungsquerschnitt proportional zur vierten Potenz der Ladung der erzeugten Fermionen. Er fällt quadratisch mit der Schwerpunktsenergie  $W_{\gamma\gamma}$  des Zwei- Photon Systems, also :

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}} \sim \frac{e_f^4}{W_{\gamma\gamma}^2}, \quad (2.16)$$

wobei  $e_f$  die Ladung des Fermions ist. Bei Erzeugung von Quark-Antiquark - Paaren geht (2.16) über in :

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}} \sim \frac{\alpha^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \cdot 3 \sum_{\text{flavour}} e_q^4 \quad (2.17)$$

Der Faktor 3 in (2.17) resultiert aus der Summation über die Farb- Indices, die Summe läuft über alle Quark- Flavours (u, d, s, c, b, (t)), wobei die Produktion der beiden schwersten Quarks (b,t) aufgrund ihrer hohen Masse in Zwei- Photon Reaktionen vernachlässigt werden kann.

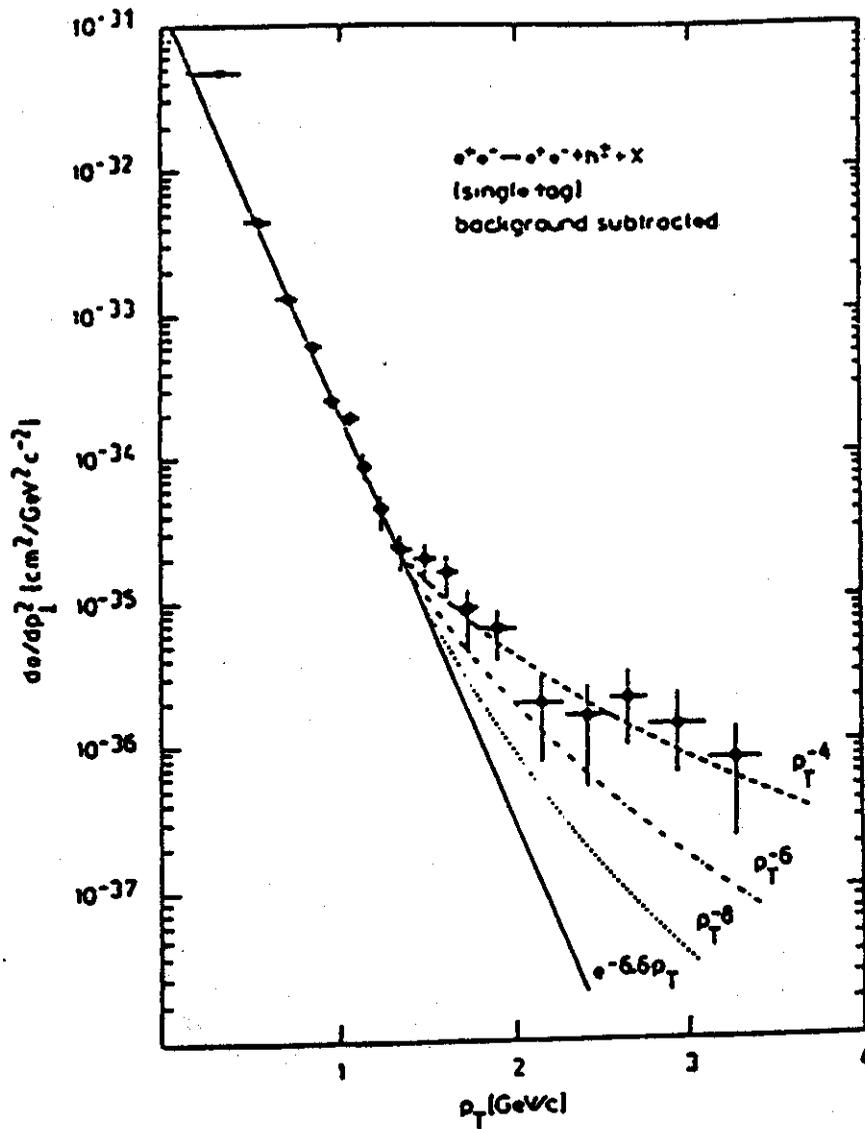


Abbildung 12.  $p_T$  - Verteilung inklusiv erzeugter Hadronen.  
TASSO 'Single Tag'- Analyse,[19].

Eine Abschätzung des Wirkungsquerschnittes kann aus dem Imaginärteil der Vorwärtsstreuamplitude des Quark-Box Diagrammes nach Abb. 1 gewonnen werden [20] :

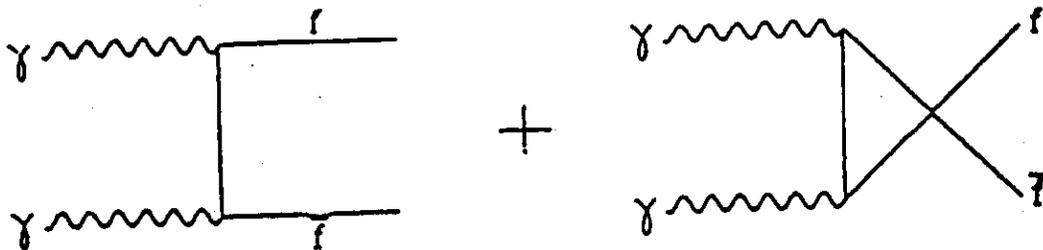


Abbildung 13. Feynman- Graphen der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$   
in niedrigster Ordnung QED ( $f$ =Fermion).

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{BOX} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \cdot \sum_{u,d,s,c} e_q^4 \cdot \ln(W_{\gamma\gamma}^2/m_q^2) \quad (2.18)$$

$m_q$  Masse des Quarks .

Die Angabe des Wirkungsquerschnittes der Fermion- Paarerzeugung  $\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}$  unter Berücksichtigung der  $Q^2$  - Abhängigkeit, sowie der Massen der Fermionen findet sich in [7]. Für transversale Photonen lautet der Wirkungsquerschnitt :

$$\begin{aligned} \sigma_{TT}^{\gamma\gamma \rightarrow f\bar{f}} &= \frac{4\pi\alpha^2}{W^2} \left[ \left(1 + \frac{4m^2}{W^2} - \frac{8m^4}{W^4}\right) \Delta - \left(\frac{1}{W^2} + \frac{4m^2}{W^4}\right) \Lambda \right] \\ \Delta &= 2 \ln \left( \frac{W}{2m} + \sqrt{\frac{W^2}{4m^2} - 1} \right) \\ \Lambda &= W^2 \sqrt{1 - \frac{4m^2}{W^2}} \end{aligned} \quad (2.19)$$

$m$  Masse des Fermions .

Die Erzeugung eines  $q\bar{q}$  - Paares muß in (2.19) durch einen zusätzlichen Faktor  $3e_q^4$  berücksichtigt werden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man unter Verwendung der Mandelstam- Variablen  $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$  nach [21] :

$$\frac{d\sigma(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q})}{d\hat{t}} = \frac{2\pi\alpha^2}{\hat{s}^2} \cdot \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}\hat{u}} \cdot 3 \sum_{u,d,s,c} e_q^4 \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \hat{s} &= (q_1 + q_2)^2 \\ \hat{t} &= (k_3 - q_1)^2 = (k_4 - q_2)^2 \\ \hat{u} &= (k_4 - q_1)^2 = (k_3 - q_2)^2 \end{aligned}$$

$k_3, k_4$  Viererimpulse der Quarks .

Der differentielle Wirkungsquerschnitt in (2.20) zeigt die für die punktförmige Kopplung charakteristische  $1/\hat{s}^2$  - Abhängigkeit. Dagegen gilt aufgrund von QCD- Rechnungen bei hohem  $\hat{t}$  für die nichtresonante Produktion von Meson (Baryon)- Paaren :  $d\sigma/d\hat{t} \sim 1/\hat{s}^4(1/\hat{s}^6)$ , was zu einem steileren Abfall des Wirkungsquerschnittes mit der Photon-Photon - Masse im Vergleich zum QED- Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  führt und die Erzeugungsraten von Mesonpaaren mit Charm durch diesen Reaktionsmechanismus unterdrückt.

In Analogie zur  $e^+e^-$  - Vernichtung, bei der der totale Wirkungsquerschnitt der Hadronerzeugung durch

$$R_{1\gamma} = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_{flavour} e_q^2 \quad (2.21)$$

ins Verhältnis zu dem QED- Prozeß der  $\mu$  - Paarerzeugung gesetzt wird, kann mit (2.20) ein  $R_{\gamma\gamma}$  der Zwei- Photon Erzeugung von Quarkpaaren definiert werden :

$$R_{\gamma\gamma} = \frac{d\sigma/d\hat{t}(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q})}{d\sigma/d\hat{t}(\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3 \sum_{u,d,s,c} e_q^4 = \frac{34}{27} \quad (2.22)$$

Der in (2.22) angegebene Zahlenwert gilt für Quarks mit drittelzahligen Ladungen.

Den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$  erhält man durch Einfalten der Photon- Flüsse in (2.20) . Nach Integration über die longitudinalen Impulskomponenten der Quarks ergibt sich nach [21], [22] :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q})}{dp_T^2} = R_{\gamma\gamma} \cdot \eta^2 \frac{\alpha^2 \pi}{p_T^4} D(x_T)$$

$$D(x_T) \approx \frac{64}{3} (\ln(2/x_T) - 11/6)$$

für kleine  $x_T$

(2.23)

$$x_T = 2p_T/\sqrt{s}$$

$\sqrt{s}$  Schwerpunktsenergie der Reaktion

$$\eta = (\alpha/2\pi) \ln(s/4m_e^2) .$$

In (2.23) tritt das  $p_T^{-4}$  - Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts auf, das ein wesentliches Unterscheidungsmerkmal zwischen punktförmiger Kopplung an Quarks und Hadronerzeugung nach dem VMD- Modell ist. Diese charakteristische Abhängigkeit wird bei einer Messung der  $p_T$  - Verteilung der inklusiven Hadronen durch die Fragmentation der Quarks aufgeweicht (Faltung von (2.23) mit einer Fragmentationsfunktion).

Die punktförmige Komponente der Zwei-Photon - Wechselwirkung kann dennoch bei hohen Transversalimpulsen der Hadronen nachgewiesen werden. Während in Abb. 12 die Meßwerte bis zu Transversalimpulsen von ca. 1.5 GeV/c durch ein exponentielles Verhalten beschrieben werden können, welches typisch für Erzeugungsprozesse nach VMD ist, wird der Verlauf des Spektrums bei größeren  $p_T$  gut durch ein Potenzverhalten angenähert.

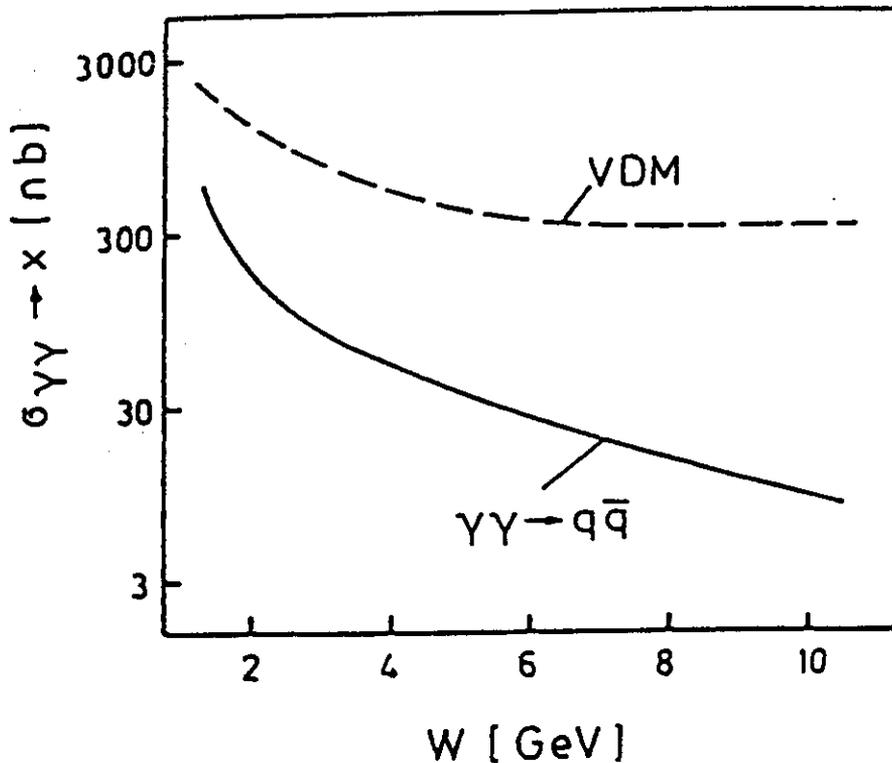


Abbildung 14. Zwei-Photon - Wirkungsquerschnitte.

Vergleich zwischen VMD und  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  (schematische Darstellung).

Der Nachweis von kollimierten Jets, wie sie bei höheren Schwerpunktsenergien der  $e^+e^-$  - Vernichtung auftreten, wird durch den quadratischen Abfall des Wirkungsquerschnittes  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  mit  $W_{\gamma\gamma}$  erschwert. Nur für kleine invariante Massen werden die Erzeugungsraten dieses Prozesses mit dem der VMD - Reaktion vergleichbar (Abb. 14). Bei kleinen Schwerpunktsenergien treten aber ausgebildete Jetstrukturen nicht auf. Eine Untersuchung der Erzeugung von Hadronen mit hohen Transversalimpulsen in Zwei-Photon - Wechselwirkungen findet sich in [23].

Zusammenfassend soll folgendes zur Quarkpaar- Erzeugung in Zwei-Photon - Prozessen festgehalten werden :

- Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt ein  $p_T^{-4}$  - Verhalten :  $d\sigma/dp_T^2(e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}) \sim p_T^{-4}$
- Der Wirkungsquerschnitt des Subprozesses  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  fällt quadratisch mit  $W_{\gamma\gamma}$  :  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}) \sim 1/W_{\gamma\gamma}^2$
- Die Erzeugungsraten von Quarkpaaren sind proportional zur vierten Potenz der

Quarkladungen :  $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}) \sim e_q^4$ .

Der letzte Punkt ist für die vorliegende Untersuchung von entscheidender Bedeutung. Bei Vernachlässigung der Massen der erzeugten Fermionen ist die Produktion von d- und s-Quarks um einen Faktor 16 gegenüber u- und c-Quarks aufgrund der Ladungen untersetzt. Durch die große Masse des c Quarks im Vergleich zu den leichten Quarks sind die Erzeugungsraten des c Quarks gegenüber dem u Quark niedriger. Der Wirkungsquerschnitt liegt dennoch über dem der d- und s-Quarkproduktion (Abb. 15).

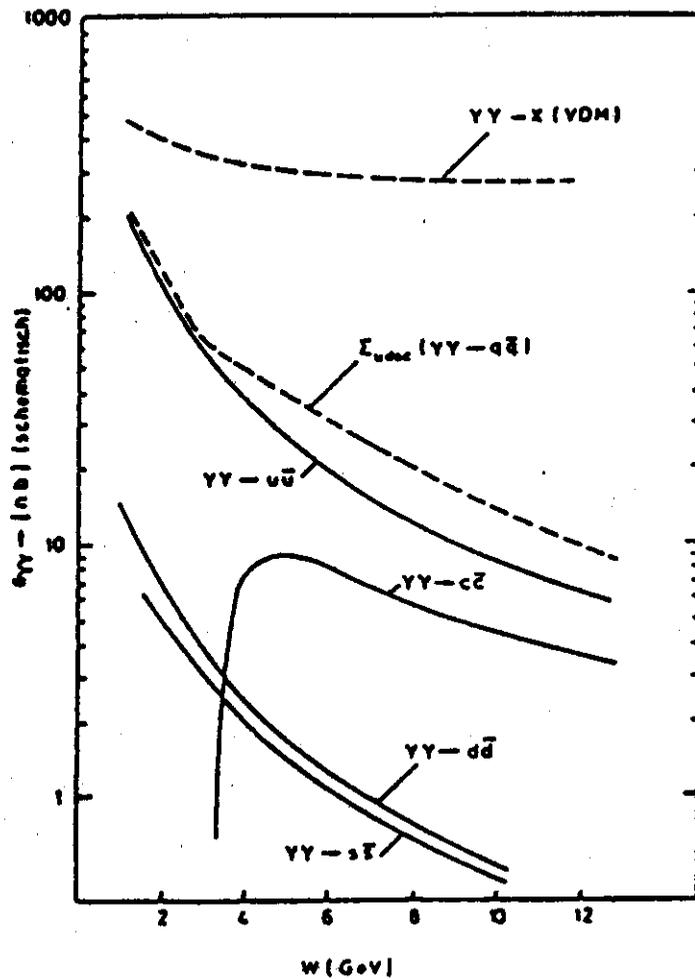


Abbildung 15. Beiträge der Quarkflavour zum Wirkungsquerschnitt  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ .

$$m_u = m_d = m_s = 300 \text{ MeV}/c^2, m_c = 1500 \text{ MeV}/c^2.$$

Zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  können allerdings Gluonkorrekturen nicht-

zu vernachlässigende Beiträge liefern. Da die Impulsüberträge  $\hat{t}$  im Quarkpropagator  $1/(\hat{t} - m_q^2)$  durch die im allgemeinen niedrigen Viererimpulse der Photonen ebenfalls nicht sehr groß sind, treten langreichweitige Wechselwirkungen durch virtuelle Gluonkorrekturen auf. Im Extremfall kleiner  $\sqrt{\hat{t}}$  ( $\sqrt{\hat{t}} \ll \Lambda_{QCD}$ ) gelangt man in den nichtperturbativen Bereich der Quantenchromodynamik, mit dem sich Mechanismen wie Resonanzzeugung, nichtresonante Produktion von Meson-Paaren, sowie Hadronerzeugung nach VMD erklären lassen.

Die folgenden Argumente liefern Begründungen dafür, daß die Untersuchung der Erzeugung von  $D^*$ -Mesonen in Zwei-Photon-Prozessen besonders gut zur Messung des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  geeignet ist :

1. Die Kopplung eines der Photonen an ein  $\Psi(4030)$ -Meson (Zerfall in  $D^*\bar{D}^*$  möglich) liefert erst für hohe  $Q^2$  nennenswerte Beiträge zum Wirkungsquerschnitt im VMD-Modell. In diesem kinematischen Bereich gewinnt aber aufgrund von Messungen der  $Q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes die punktförmige Kopplung an Bedeutung ([4], PLUTO Coll.).
2. Die Resonanzzeugung von Mesonen mit verborgenem Charm ist durch deren hohe Massen im Wirkungsquerschnitt unterdrückt (das  $\eta_c$  ist das leichteste dieser Mesonen, zerfällt aber nicht in  $D^*$ -Mesonen).
3. Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Meson-Paar-Produktion zeigt im Vergleich zu dem Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  einen steileren Abfall mit zunehmender invarianter Masse des Photonensystems.
4.  $D^*$ -Produktion durch schwachen Zerfall von B-Mesonen aus dem Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow b\bar{b}$  kann wegen der großen Masse des b-Quarks (Schwelle) und der durch die Ladung des b-Quarks unterdrückten Kopplung an zwei Photonen vernachlässigt werden.

### 3.0 DAS EXPERIMENT

#### 3.1 Der Speicherring PETRA.

PETRA (*Positron- Elektron Tandem Ringanlage*) ist ein Elektron-Positron - Speicherring von 2.3 km Umfang, der sich auf dem Gelände des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg befindet (Abb. 16). Die Anlage wurde 1978 in Betrieb genommen und besteht aus acht gekrümmten und acht geraden Sektoren, innerhalb derer jeweils zwei Elektronen- und Positronen - Pakete ('Bunche') in einem Vakuum- Strahlrohr mit gleicher Energie umlaufen. In vier der geraden Strecken befinden sich die Experimentiereinrichtungen (TASSO, CELLO, JADE, MARK J), in denen die Teilchenpakete zur Kollision gebracht werden und damit Reaktionen auslösen, deren Analyse durch Ausleseelektronik möglich gemacht wird. Bis 1982 wurden mit diesem Speicherring Schwerpunktsenergien von 36.7 GeV erreicht, die durch Veränderung des Hochfrequenzsystems auf 46 GeV erhöht werden konnten.

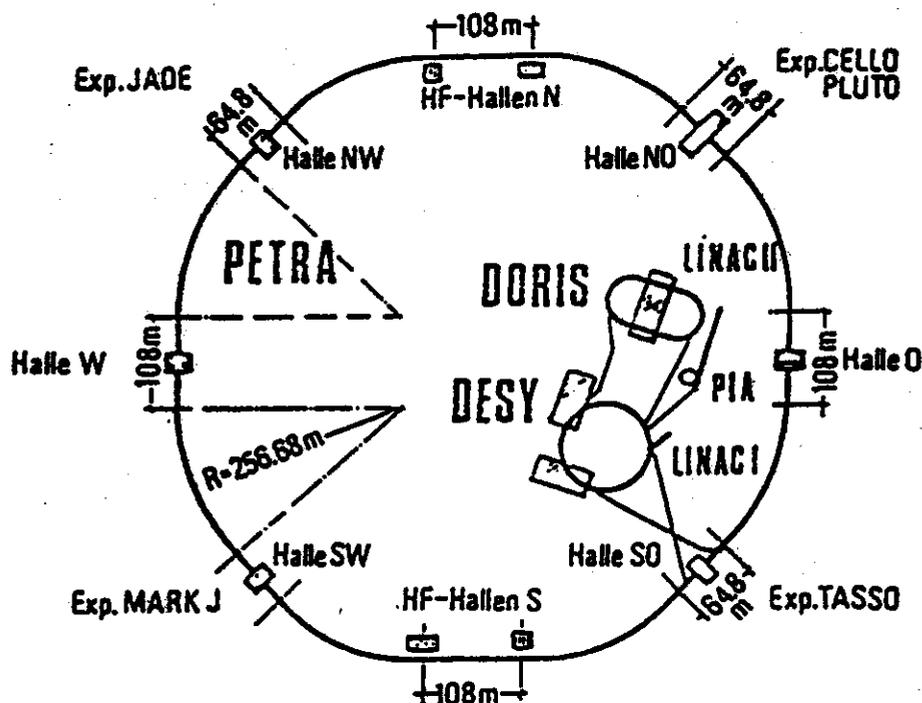


Abbildung 16. Der Speicherring PETRA.

Ein wichtiger Maschinenparameter ist die *Luminosität*, da diese Größe die Erzeugungsraten der physikalisch interessanten Prozesse bestimmt. Es gilt folgender Zusammenhang zwischen Luminosität  $L$ , Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  einer Reaktion und der Erzeugungsrate  $N$  :

$$N = L \cdot \sigma . \quad (3.1)$$

Die Luminosität ist gegeben durch :

$$L = \frac{I^+ I^-}{4\pi e^2 \cdot \nu \cdot n_b \cdot \sigma_x \sigma_y} , \quad (3.2)$$

mit

$e$	Elementarladung
$I^\pm$	Strahlströme
$\nu$	Umlauffrequenz eines Bunches
$n_b$	Anzahl der Bunche pro Teilchensorte
$\sigma_{x,y}$	mittlere Breite des Strahls senkrecht zur Strahlrichtung .

Um eine hohe Luminosität zu erreichen, sollten die Strahlströme und die Anzahl der Teilchenpakete groß und der Strahlquerschnitt klein sein. Im März 1981 wurden nahe der Wechselwirkungszonen sogenannte Mini-  $\beta$ - Quadrupole installiert, die den Strahlquerschnitt verkleinern und somit  $L$  um einen Faktor 2.5 bis 3 erhöhten. Die Messung der Luminosität wird mit Hilfe der elastischen  $e^+e^-$  - Streuung (Bhabha- Streuung) vorgenommen, da deren Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist und sich diese Reaktion gut anhand der kollinear auslaufenden Leptonen identifizieren läßt. Die höchste Luminosität betrug  $\approx 870 \text{ nb}^{-1}$  pro Tag und Experiment bei einer Strahlenergie von 17.3 GeV; sie sank auf  $\approx 250 \text{ nb}^{-1}$  pro Tag und Experiment bei 23 GeV Strahlenergie.

### 3.2 Der TASSO Detektor.

In der Süd- Ost Halle des Speicheringes befindet sich der TASSO Detektor, der seinen Namen (*Two Arm Spektrometer Solenoid*) den charakteristischen Hadronarmen verdankt (Abb. 17a, b). Die Aufgaben dieser Meßapparatur bestehen unter anderem in der Erkennung physikalisch interessanter Ereignisse (Trigger), der Impulsbestimmung geladener Teilchen und der Identifikation von geladenen und neutralen Teilchen. Der Detektor läßt sich vereinfacht in drei Teile gliedern :

(1) Der Innendetektor mit den Drahtkammern (Driftkammer, Proportionalkammer, Vertex-detektor), den inneren Flugzeitählern und dem Flüssig-Argon - Kalorimeter. Die Drahtkammern dienen zur Spurrekonstruktion geladener Teilchen und damit zu deren Impulsbestimmung, die Flugzeitähler liefern eine Teilchenidentifikation in einem begrenzten Impulsintervall und mit dem Kalorimeter kann die Energie von Elektronen, Positronen und Photonen durch Bildung elektromagnetischer Schauer gemessen werden.

(2) Spule und Eisenkern, die ein nahezu homogenes Magnetfeld von 0.5 T parallel zur Richtung des Positronenstrahls erzeugen.

(3) Der Außendetektor mit den Hadronarmen, in denen sich die planaren Driftkammern, Čerenkov- Zähler, Schauertzähler und Flugzeitähler befinden, sowie den Myonkammern und den Vorwärtsdetektoren. Die Hadronarme dienen vornehmlich zur Teilchenidentifikation, mit den Vorwärtsdetektoren können Luminositätsmessungen und der Nachweis der gestreuten Leptonen aus Zwei- Photon Prozessen durchgeführt werden.

Da in dieser Untersuchung nur Informationen der inneren Drahtkammern und Flugzeitähler benutzt wurden, soll auf den Außendetektor und das Flüssig-Argon- Kalorimeter nicht weiter eingegangen werden; Beschreibungen dieser Komponenten finden sich in [24] und [25].

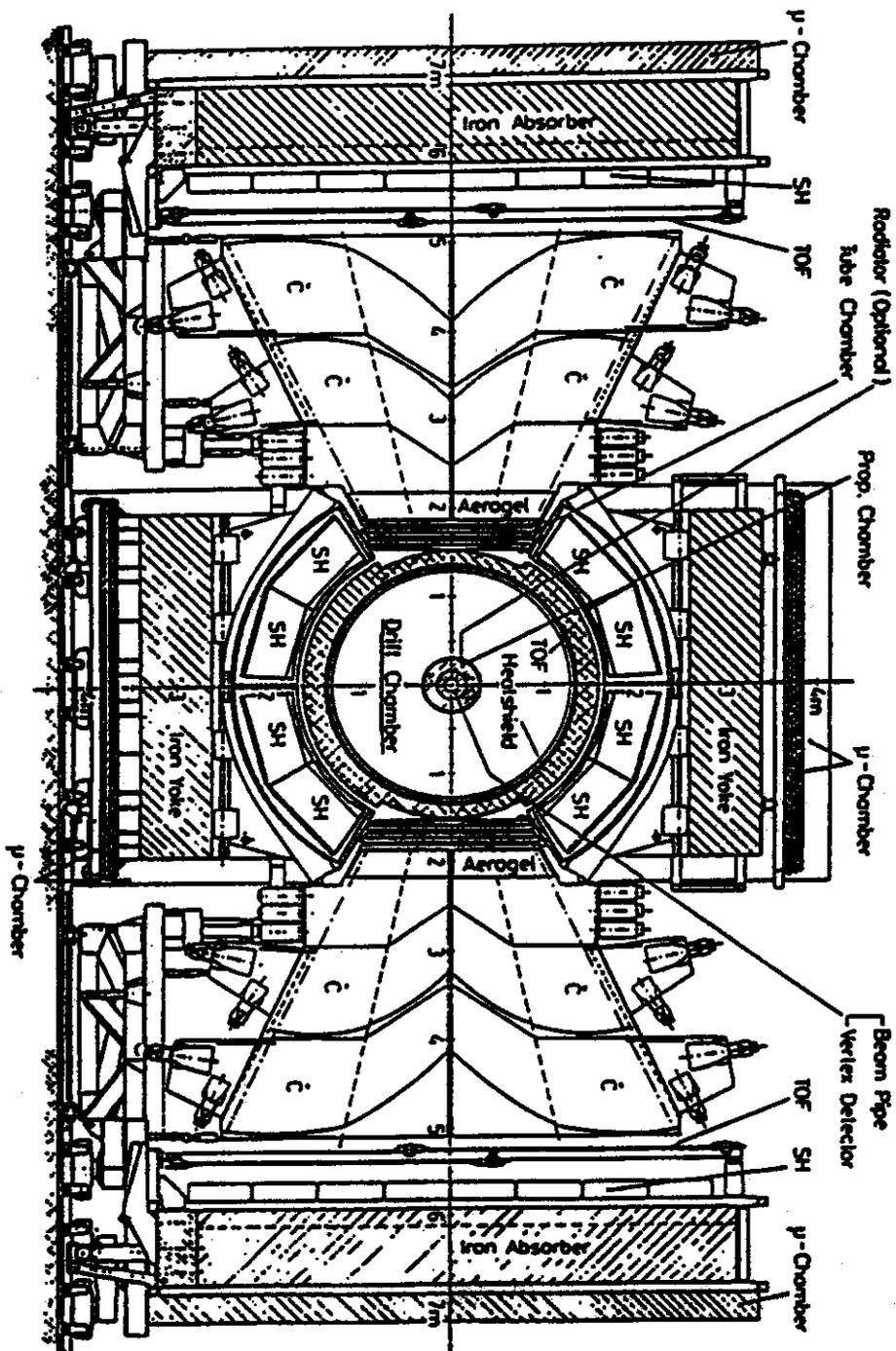


Abbildung 17a. Der TASSO Detektor (Ansicht in Strahlrichtung).

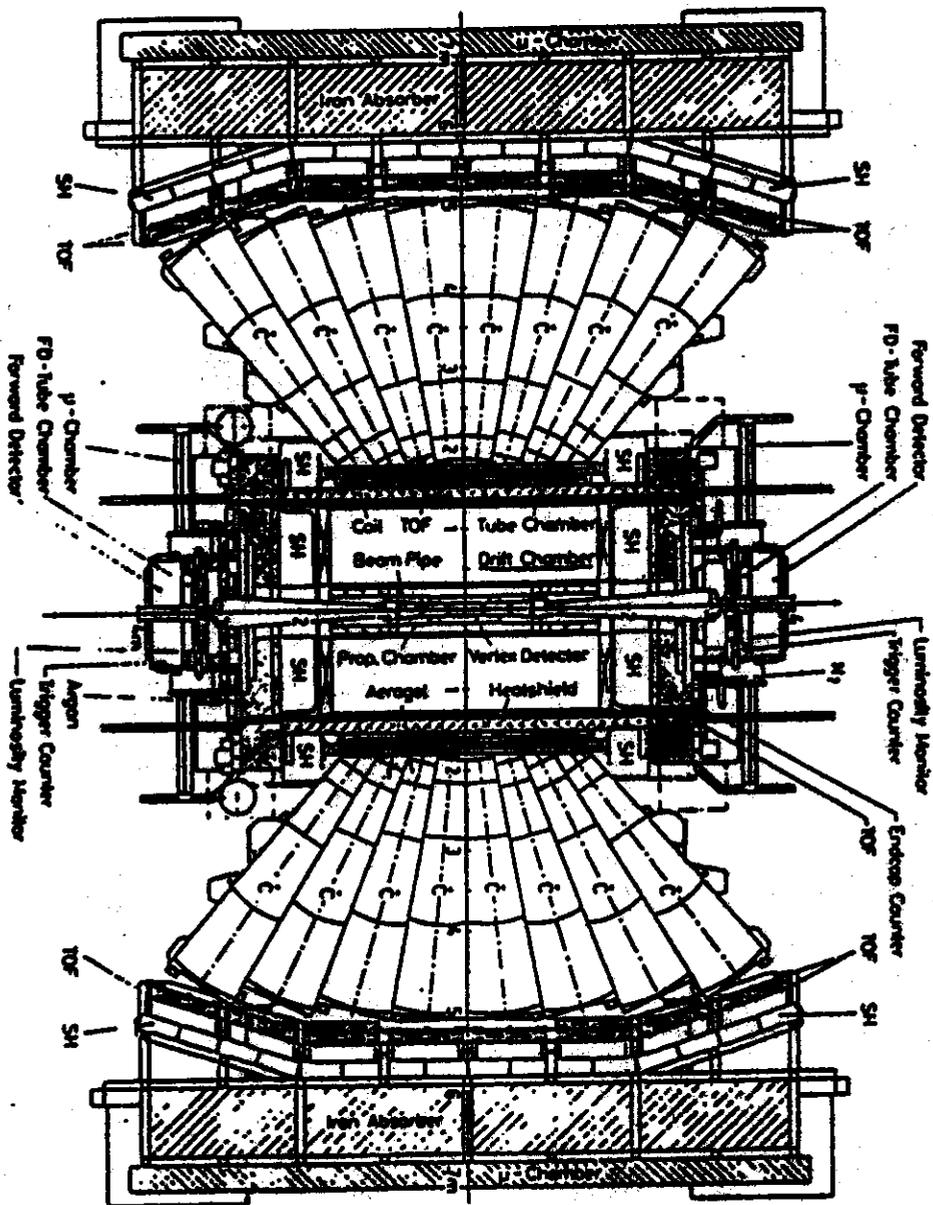


Abbildung 17b. Der TASSO Detektor (Aufsicht).

### 3.2.1 Nachweis geladener Teilchen im Innendetektor

Die zylindrische Driftkammer CDC stellt die wohl wichtigste Komponente des Innendetektors dar, da sie den Großteil der Informationen zur Spurerkennung geladener Teilchen liefert. Die Flugbahnen der geladenen Teilchen krümmen sich unter dem Einfluß des durch einen Solenoiden erzeugten Magnetfeldes, wodurch aus dem Krümmungsradius der Spur der Impuls des Teilchens bestimmt werden kann.

Die CDC besteht aus 15 konzentrischen Lagen von insgesamt 2340 offenen Driftzellen, die innerhalb eines Radius von 36.5 cm bis 122.2 cm um die Strahlachse angebracht sind. Die Raumwinkelüberdeckung beträgt 87% von  $4\pi$ . Jede Zelle besteht aus einem Signaldraht, der auf positivem Potential liegt, und drei Potentialdrähten. In neun der 15 Lagen sind die Drähte parallel zur Zylinderachse gespannt, in den verbleibenden sechs Lagen bilden sie einen Stereo- Winkel von  $\pm 3.35^\circ$  bis  $\pm 4.5^\circ$  mit der z- Achse. Durch die  $0^\circ$  - Lagen wird eine Spurrekonstruktion in der Ebene senkrecht zur Zylinderachse ( $r$ - $\phi$  - Ebene) erreicht, woraus der Transversalimpuls des Teilchens  $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  berechnet wird. Die Stereo-Lagen liefern die z- Koordinaten der Spur und somit  $p_z$ , so daß mit der gesamten Anordnung eine räumliche Spurrekonstruktion ermöglicht wird. Die Kammer wird mit einem Gemisch aus 50% Argon und 50% Äthan unter einem Druck von 1 atm betrieben. Die Ortsauflösung gemittelt über eine Driftzelle beträgt etwa 200  $\mu\text{m}$  in der  $r - \phi$ - Ebene und 15-200  $\mu\text{m}$  in z- Richtung. Die Impulsauflösung, die von der Ortsauflösung, der Stärke des Magnetfeldes, der projizierten Länge der Spur in z- Richtung, der Anzahl der durchquerten Drahtlagen und von Vielfachstreuungen abhängt, beträgt:

$$\sigma_p/p = 0.016 \cdot \sqrt{1 + 1/p^2} \quad , \quad |p| = \text{GeV}/c .$$

Die zylindrische Proportionalkammer CPC überdeckt einen Radius von 18.7 cm bis 28 cm um die Strahlachse und besteht aus vier konzentrischen Lagen von jeweils 480 Anodendrähten und acht Lagen von jeweils 120 Kathodenstreifen, die spiralförmig unter einem Winkel von  $36.5^\circ$  auf Rohazelltrennwände aufgedampft sind. Die CPC liefert weitere Stützstellen zur dreidimensionalen Spurrekonstruktion und bildet einen wichtigen Bestandteil des TASSO-Triggersystems.

Im November 1982 wurde das alte Aluminium- Strahlrohr mit einem Durchmesser von 26 cm und den daran angebrachten Szintillationszählern ( $\approx 7\%$  einer Strahlungslänge) durch einen Vertex- Detektor mit integriertem Berylliumrohr von 13 cm Durchmesser ( $\approx 0.6\%$  einer Strahlungslänge) ersetzt. Diese hochauflösende Drahtkammer verbessert gemeinsam mit der Driftkammer die Impulsauflösung auf

$$\sigma_p/p \approx 0.007 \cdot p \quad , \quad |p| = \text{GeV}/c$$

und ermöglicht die Bestimmung der Zerfallsvertices von kurzlebigen Teilchen ( $K_S^0$ ,  $\tau$ ,  $D$ ). Aus diesen lassen sich die Zerfallslängen und damit die mittleren Lebensdauern dieser Teilchen berechnen. Hieraus kann auf die Zerfallsbreiten und somit auf die Zerfallsmechanismen im Rahmen des Standardmodells der elektroschwachen Wechselwirkung geschlossen werden. Eine derartige Messung und genaue Beschreibung des Vertex- Detektors findet man in [26], Schnittzeichnungen der Drahtkammern sind im Anhang (B.1) angefügt.

### 3.2.2 Teilchenidentifikation mit Hilfe der inneren Flugzeitähler

Aus der Messung des Krümmungsradius der Spuren lassen sich zwar die Impulse der Teilchen berechnen, aber nicht deren Massen. In vielen Analysen ist eine Identifikation der Teilchen und die damit verbundene Möglichkeit, zusammen mit der Impulsmessung auf die Energie zu schließen, von großer Bedeutung.

Die Masse eines Teilchens ist durch folgende Gleichung mit dem Impuls  $p$  und der Geschwindigkeit  $\beta$  verknüpft :

$$m^2 = p^2 \cdot \left( \frac{1 - \beta^2}{\beta^2} \right). \quad (3.3)$$

Aus der Bahnlänge  $x$ , die das Teilchen zurücklegt und seiner Flugzeit  $\tau$  kann wegen  $\beta = x/c\tau$  auf die Masse geschlossen werden :

$$m^2 = p^2 \cdot \left( \frac{c^2\tau^2}{x^2} - 1 \right). \quad (3.4)$$

Die Teilchenidentifikation ist daher durch Messung von  $x$ ,  $\tau$  und  $p$  möglich; allerdings hängt die Unsicherheit in der Bestimmung des Massenquadrates von der Genauigkeit der Flugzeitmessung und dem Quadrat des Impulses ab :

$$\sigma(m^2) = 2p^2 \cdot \sqrt{\frac{m^2}{p^2} + 1} \cdot \sigma(\tau) \cdot c/x. \quad (3.5)$$

Somit gilt also  $\sigma(m^2) \sim p^2$ , wodurch der nutzbare Impulsbereich zur Massenbestimmung von Teilchen eingeschränkt wird, da sich aufgrund der Beziehung (3.5) Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen ab bestimmten Impulsen nicht mehr voneinander trennen lassen.

Das innere Flugzeitählersystem bei TASSO besteht aus 48 Streifenzintillator- Zählern, die zwischen Driftkammer und Spule in einem Radius von 1.32 m um die Strahlachse angebracht sind und einen Raumwinkelbereich von ca. 82% von  $4\pi$  abdecken. Jeder Zähler besteht aus einem Szintillator, der über Lichtleiter mit Photomultipliern verbunden ist. Deren Signale werden mit jeweils einem Analog Digital Converter ADC und zwei Time Digital Convertern TDC mit niedriger und hoher Ansprechschwelle weiterverarbeitet. Die Zeitmessung wird durch das Strahldurchgangssignal eingeleitet.

Das Auflösungsvermögen  $\sigma(\tau)$  der Zähler hängt von dem Auftreffort eines Teilchens in z-Richtung ab und liegt zwischen 230 psec und 430 psec; der Mittelwert für multihadronische Ereignisse beträgt  $\langle \sigma(\tau) \rangle = 380 \text{ psec}$  [27]. Der für die Teilchenidentifikation nutzbare Impulsbereich wird nach unten durch die geometrische Akzeptanz der "ITOF's" (Inner Time of Flight) und nach oben durch die Meßgenauigkeit der Flugzeit eingeschränkt. Die Separation von Elektronen und Pionen kann bis zu einem Impuls von  $p \approx 0.3 \text{ GeV}/c$  durchgeführt werden, Pionen und Kaonen lassen sich bis zu einem Impuls von  $p \approx 0.7 \text{ GeV}/c$  und Protonen und Kaonen lassen sich bis zu Impulsen von  $p \approx 1.2 \text{ GeV}/c$  trennen. In Abb. 18 sind die nach (3.5) berechneten Massenquadrate für Pionen, Kaonen und Protonen gegen den Impuls aufgetragen, wobei die Linien  $\pm 1\sigma(m^2)$ -Konturen bei einer Zeitaufösung von  $\pm 1\sigma(\tau)$  sind. Gemessene Verteilungen von Massenquadraten finden sich im Anhang (B.2)

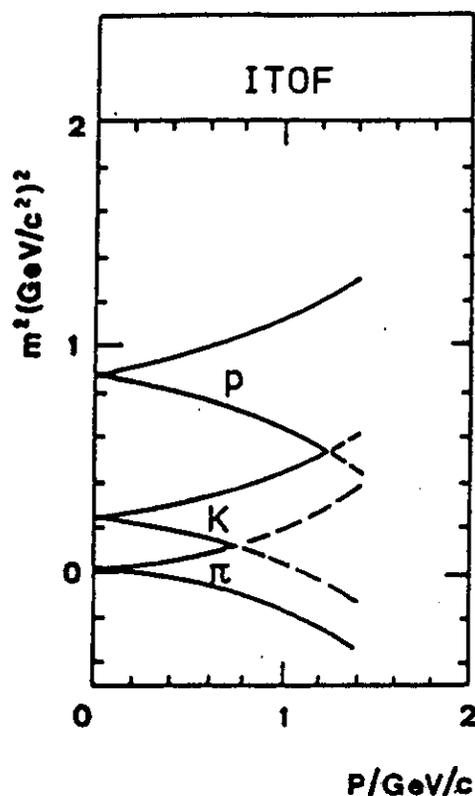


Abbildung 18. Massenquadrat aus ITOF- Flugzeit gegen Impuls  
für Pionen, Kaonen, Protonen/Antiprotonen (schematische Darstellung).

### 3.3 Das Trigger- System.

Die Kollisionsfrequenz beim Umlauf zweier Teilchenpakete pro Strahl beträgt bei PETRA 260 kHz, was einer Zeitdifferenz zwischen zwei Zusammenstößen von  $3.8 \mu\text{sec}$  entspricht. Da aber nicht bei jeder Wechselwirkung physikalisch interessante Reaktionen wie zum Beispiel  $e^+e^-$  - Annihilation, Zwei-Photon - Stöße oder Bhabha - Streuung stattfinden, sondern sogenannte Untergrundprozesse wie kosmische Strahlung, Strahl-Restgas - Ereignisse oder Strahl-Strahlrohr - Wechselwirkungen auftreten, muß das Trigger- System innerhalb der  $3.8 \mu\text{sec}$  entscheiden, ob ein Ereignis zur Datennahme aller Detektorkomponenten weiterverarbeitet werden soll.

Die Totzeit zur Auslese eines hadronischen Ereignisses beträgt ca. 30 msec, so daß die Triggerbedingungen so gewählt sein sollten, daß einerseits keine wichtigen Reaktionen der

Aufzeichnung verloren gehen, andererseits die Triggerraten nicht zu hoch werden. Die Erzeugungshäufigkeiten der physikalischen Prozesse liegen aufgrund der unterschiedlichen Wirkungsquerschnitte bei einer Luminosität von  $L = 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$  zwischen 0.004 Ereignissen pro Sekunde bei Vernichtung in Hadronen und 0.1 Ereignissen pro Sekunde bei der Hadronerzeugung über Zwei-Photon - Streuung. Die Triggerfrequenz beträgt typisch 2 bis 3 Hz, was auf einen hohen Anteil von Untergrund in den aufgezeichneten Daten schließen läßt.

Die einzelnen Triggerbedingungen sind durch logische "ODER" zusammengefaßt; beim Ansprechen einer Komponente startet die Datennahme. Unterschieden werden kann zwischen Triggern, die eine Mindestanzahl von Spuren im Innendetektor verlangen, solchen, die eine minimale deponierte Energie in Schauerzählern (Flüssig-Argon -, Hadronarm - Schauerzähler oder Endkappen bzw. Vorwärtsdetektor) fordern und Bedingungen, die beides miteinander kombinieren.

Die Elektronik ist während einer Zeit von 20 nsec um den Wechselwirkungszeitpunkt herum empfindlich. Falls der CPC-48 Bit - Prozessor in dieser Zeit mindestens eine Spur in der Proportionalkammer erkennt und außerdem noch ein innerer Flugzeitähler angesprochen hat, so wird der Driftkammer- Prozessor gestartet. Eine Spur in der Proportionalkammer wird dabei als solche vom CPC- Prozessor akzeptiert, wenn mindestens drei der vier Anoden-Drahtlagen Treffer aufweisen, wobei diese in einem der 48 radialen Segmente, in die die CPC unterteilt wurde, liegen müssen.

Der PREPRO verlangt zur Spurerkennung, daß mindestens fünf  $0^\circ$  - Lagen der Driftkammer Treffer aufweisen, die innerhalb sogenannter Masken liegen (Abb. 19). Diese Masken definieren durch ihren Krümmungsradius den minimalen Transversalimpuls einer akzeptierten Spur; die Schwellen der Transversalimpulse betragen während der Datennahme 220 MeV und 320 MeV. Ein Ereignis wird vom PREPRO zur Datennahme freigegeben, wenn dieser mindestens 4 (5) Spuren auf diese Weise gefunden hat. Die Angabe in Klammern beruht auf Änderungen der Triggerbedingungen während der Zeit der Datennahme.

Die Anforderungen des PREPRO- Triggers an eine Mindestzahl von vier geladenen Spuren sind allerdings für Reaktionsmechanismen, in denen der Endzustand niedrige Multiplizitäten besitzen kann, zu hart, so daß Ereignisse aus der Bhabha - Streuung, der Leptonpaarerzeugung und insbesondere der Photon-Photon - Wechselwirkungen eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit bekämen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit von hadronischen Ereignissen der  $e^+e^-$ - Vernichtung wird wegen der hohen Multiplizitäten (im Mittel 12 geladene Spuren bei 17 GeV Strahlenergie) dagegen nur wenig eingeschränkt. Um die Aufzeichnung von Reaktionen mit niedrigen Multiplizitäten zu ermöglichen, sind bei TASSO weitere Triggerbedingungen gesetzt.

Der Zwei-Spur - Topologie - Trigger verlangt zwei PREPRO- Spuren und zwei gesetzte Flugzeitähler, die miteinander einen Azimutwinkel von  $180^\circ \pm 22.5^\circ$  bilden; die Verschärfung auf ein Azimutwinkelintervall von  $180^\circ \pm 5^\circ$  bildet den feinen Koplanaritätstrigger. Die Zielsetzung der Topologie- Trigger ist die Aufzeichnung von Ereignissen der Leptonpaarerzeugung. Der CPC- Kathodentrieger benutzt die Treffer auf den in Form einer Helix gewundenen Kathodenstreifen der Proportionalkammer, um den Ereignisvertex in z- Richtung zu rekonstruieren. Der Kathodentrieger verlangt mindestens zwei PREPRO- Spuren und einen aus den Kathodenstreifen rekonstruierten Ereignis- Vertex in z- Richtung, der innerhalb von  $\pm 15$  cm um den Koordinatenursprung des TASSO - Detektors liegt. Diese Forderungen reduzieren den Untergrund aus Strahl-Strahlrohr -, Strahl-Restgas - Wechselwirkungen, sowie aus der

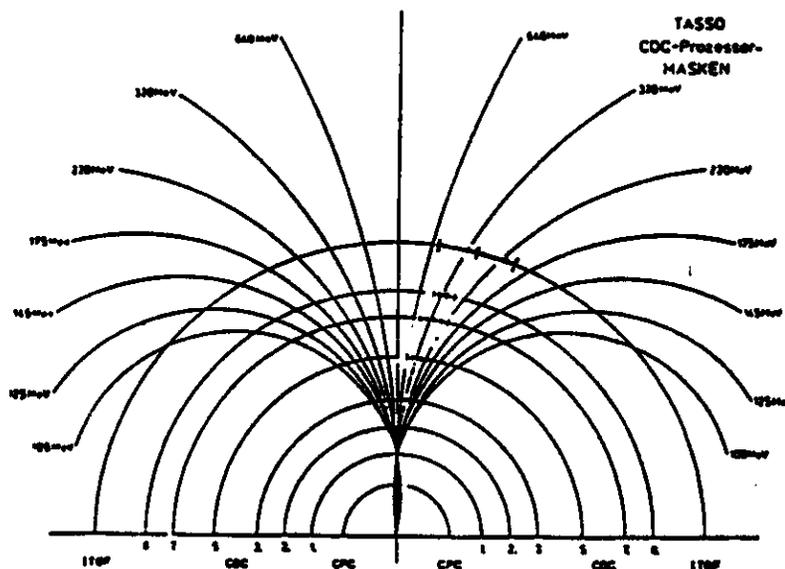


Abbildung 19. Masken des PREPRO.

kosmischen Strahlung, erlauben aber hohe Triggerraten für Zwei-Photon Ereignisse, da diese zum ersten durch ihre niedrigen Multiplizitäten und Transversalimpulse an Akzeptanz durch den PREPRO einbüßen und zum zweiten durch den Lorentz-Boost im allgemeinen keine koplanare Event-Topologie besitzen, was die Ansprechwahrscheinlichkeit der Topologie-Trigger absenkt.

Den schematischen Aufbau der Triggerlogik mit ungefähren Triggerraten bei 17 GeV Strahlenergie zeigt Abb. 20.

Die hier erläuterten Trigger im TASSO-Experiment stellen nur einen Teil der vorhandenen Triggerbedingungen dar und sind während der Zeit, in der die in dieser Analyse untersuchten Daten aufgezeichnet wurden (1980 bis 1984), Änderungen unterworfen gewesen. Die Datenauswertung zeigte, daß die hier beschriebenen Trigger für den Nachweis von  $D^*$ -Mesonen im Kanal  $D^* \rightarrow \pi^+ D^0$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  entscheidend waren, so daß auf eine Beschreibung der anderen Triggerbedingungen verzichtet wird.

### 3.4 Die Datenreduktionskette.

Nachdem ein Ereignis durch das Ansprechen einer der Triggerbedingungen zur Auslese freigegeben wird, stoppt die Elektronik die weitere Datennahme. Die Informationen der Detektorkomponenten werden von einem Experimentrechner (NORD 100) in Banken formatiert und auf einer Magnetplatte zwischengespeichert. Der Experimentrechner übermittelt die gespeicherten Daten anschließend den Großrechnern des DESY-Rechenzentrums (zwei IBM 3081), die ca. 12000 Ereignisse auf eine Magnetplatte schreiben und anschließend deren Inhalt auf ein Rohdaten-Band kopieren.

### TASSO- Triggerschema

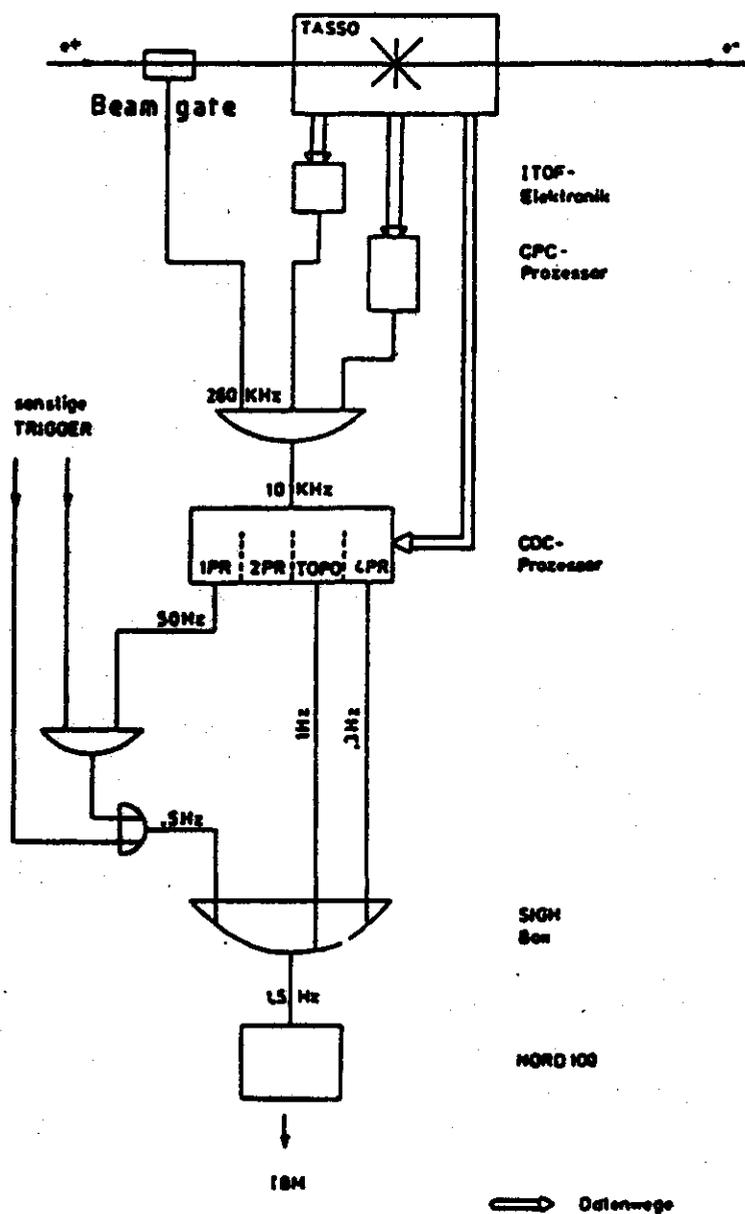


Abbildung 20. TASSO Triggerlogik (schematische Darstellung).

Wie im vorigen Abschnitt erläutert, enthalten die auf diese Weise gewonnenen Daten noch einen hohen Untergrundanteil, der in mehreren Stufen reduziert wird (*Offline-Reduktion*).

Im **PASS 1** - Schritt rekonstruiert das schnelle Spurensuchprogramm *FOREST* innerhalb von 60 msec pro Ereignis aus den Treffern der Driftkammer die Spuren der Teilchen und berechnet deren Impulse. Weiterhin werden in dieser Stufe Analyseprogramme anderer Detektorkomponenten wie Flüssig-Argon - Zähler, Hadronarm- Kalorimeter, Flugzeitzähler und Myonkammern aufgerufen. Die **PASS 1** - Bänder enthalten noch sämtliche Informationen der Rohdaten, so daß die Rohdaten-Bänder gelöscht werden können.

Die **PASS 2** - Stufe verlangt von jedem Ereignis mindestens eine von *FOREST* dreidimensional rekonstruierte Spur mit

i)  $|d_0| \leq 2.5 \text{ cm}$

ii)  $|z_0| \leq 15.0 (8.0)^1 \text{ cm}$ ,

wobei  $d_0, z_0$  die minimalen Abstände der Spur zum Koordinatenursprung in der  $r - \phi$  - Ebene und in  $z$ - Richtung sind. Weiterhin passieren Ereignisse, die eine Mindestenergie in den Schauerzählern oder im Vorwärtsdetektor deponiert haben, die Selektionskriterien. Mit diesen Anforderungen soll unter anderem die Aufzeichnung von Ereignissen aus der Bhabha-Streuung und von Zwei-Photon - Reaktionen niedriger Multiplizität sichergestellt werden. Die Daten der **PASS 2** - Selektion wurden bis einschließlich 1983 in zwei getrennten Wegen weiterverarbeitet.

Zwei- Spur Kandidaten werden nach Durchlaufen des *BHASEL*- Programmes von den Mehrspur- Ereignissen getrennt und auf gesonderte Bänder geschrieben. Beide Datensätze durchlaufen ein verbessertes Spurensuchprogramm mit Namen *MILL*, das für ein multihadronisches Ereignis ca. 5 sec Rechenzeit auf einer IBM 3081 benötigt und eine Nachweiswahrscheinlichkeit von ca. 95% für Spuren mit  $p_T > 150 \text{ MeV}/c$  besitzt.

Der **PASS 3** - Schritt fordert von den Mehrspurereignissen

i) mindestens 3 Spuren in  $r - \phi$  mit  $|d_0| \leq 2.5 \text{ cm}$

ii) mindestens 2 dreidimensionale Spuren mit  $|z_0| \leq 15.0 (8.0)^1 \text{ cm}$ .

In dieser Untersuchung wurden weiterhin nur solche Ereignisse analysiert, deren Spuren den Akzeptanzkriterien des Programmes *TRKSEL* genügen :

1.  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad für Spurfit in  $r - \phi \leq 10$

2.  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad für Spurfit in  $z \leq 20$

3.  $|d_0| \leq 5 \text{ cm}$

4.  $p_T \geq 100 \text{ MeV}/c$ , minimaler Transversalimpuls der Spur

5.  $|\cos \theta| \leq 0.87$ , wobei  $\theta$  der Polarwinkel der Spur ist

6.  $|z_0 - z_{av}| \leq 20 \text{ cm}$ ,  $z_{av}$  ist der über alle Spuren gemittelte Ereignis- Vertex in  $z$ - Richtung.

<sup>1</sup>Schnitt für die Daten ab 1984

Die Bedingungen 1) und 2) sind Forderungen an die Güte der Spurrekonstruktion, 3) und 6) dienen zur Abtrennung von Spuren, die aus der Wechselwirkung von Teilchen mit dem Strahlrohr oder aus Strahl-Restgas - Reaktionen stammen.

Die Begrenzung des Polarwinkels garantiert, daß ein Teilchen die ersten sechs  $0^\circ$  - Lagen der Driftkammer durchquert hat; die Forderung von  $p_T \geq 100 \text{ MeV}/c$  resultiert aus der abnehmenden Nachweiswahrscheinlichkeit des Spurrekonstruktionsprogrammes MILL für kleinere Transversalimpulse.

Eine weitere Reduktionsstufe (PASS 4) dient zur Selektion von multihadronischen Events aus der  $e^+e^-$  - Vernichtung. In ihr findet sich neben zusätzlichen Qualitätskriterien an die Spuren und das Ereignis ein Schnitt gegen Zwei-Photon - Reaktionen ( $\sum |p_T| \geq 0.53 \cdot E_b$ ). Den schematischen Ablauf der Reduktionskette bis zur PASS 3 - Stufe zeigt Abb. 21.

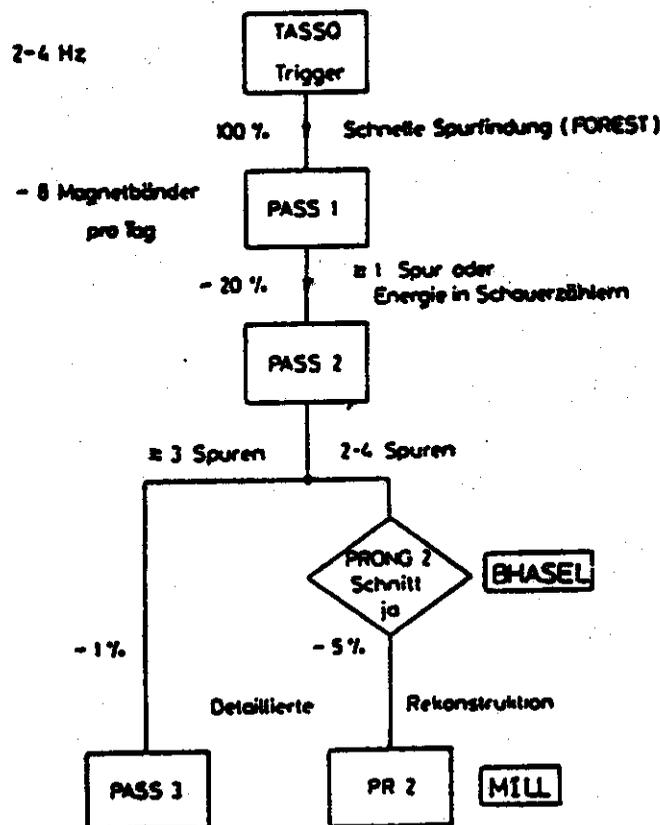


Abbildung 21. Die 'Offline' - Datenreduktionskette.

Für die vorliegende Untersuchung wurden die in dem Zeitraum von Februar 1980 bis Novem-

ber 1984 bei Strahlenergien von  $E_b = 16.5 \text{ GeV}$  bis  $E_b = 23.5 \text{ GeV}$  aufgezeichneten PASS 3 Daten (669018 Ereignisse) verwendet.

Die integrierte Luminosität betrug für diesen Energiebereich  $\int L dt = 113.75 \text{ pb}^{-1}$ .

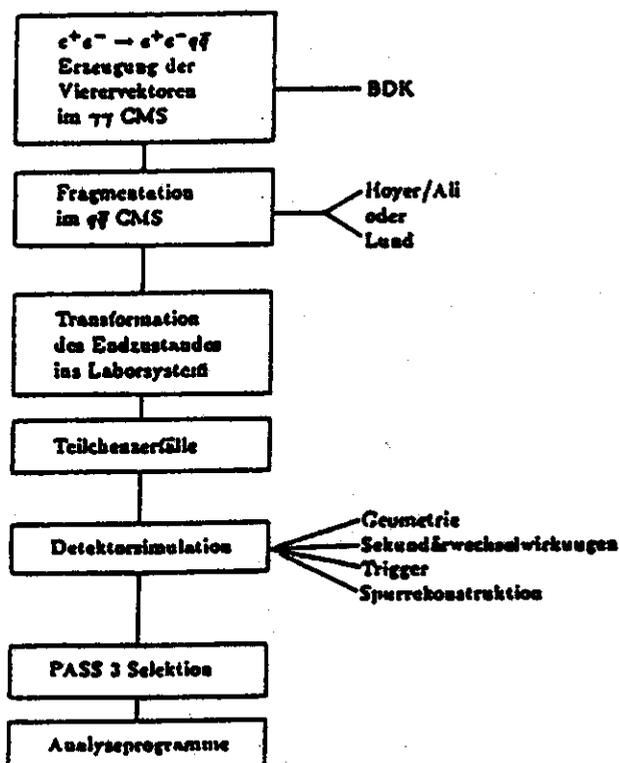
## 4.0 DIE EREIGNISSIMULATION

Aus der analysierten Datenmenge kann aufgrund der begrenzten Akzeptanz des Triggers und des Detektors, sowie der Schnitte in der Datenreduktionskette nicht direkt auf die wahren Erzeugungsraten des zu untersuchenden Prozesses nach (3.1) geschlossen werden. Man ist daher auf die Simulation von Ereignissen eines bestimmten Prozesses und der Einflüsse des Detektors mit Hilfe von Monte Carlo- Programmen angewiesen. Auf diese Weise können die Nachweiswahrscheinlichkeit eines Reaktionstyps und Untergrundbeiträge durch andere Prozesse, sowie geeignete Schnitte zur Untergrundreduktion ermittelt werden. Nach Auswertung der Daten kann auf den tatsächlichen Wirkungsquerschnitt geschlossen werden.

### 4.1 Struktur des Simulationsprogrammes.

Zur Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit von geladenen  $D^*$  - Mesonen in Photon-Photon- Stößen wurde ein Ereignisgenerator nach Berends, Daverveldt und Kleiss (im folgenden mit *BDK* abgekürzt) benutzt, der  $q\bar{q}$  ( $c\bar{c}$ ) - Endzustände durch die punktförmige Kopplung zweier Photonen an ein Quarkpaar erzeugt. Die Fragmentation der Quarkpaare nach dem *Field- Feynman - Modell*, sowie die Zerfälle der aus dem Fragmentationsprozeß gebildeten Hadronen geschieht mit Hilfe von Teilen des *Hoyer- Ali - Monte Carlos*. Weiterhin ist die Fragmentation nach dem *Lund String- Modell* verwendet worden, um den Einfluß beider Modelle auf die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^*$ - Mesonen zu ermitteln. Die generierten Ereignisse durchlaufen die Simulation der Triggerbedingungen, der Spurensuchprogramme, der *PASS 3* Schnitte und der Einflüsse des Detektors, sowie die eigenen Analyseprogramme.

Der Ablauf der Ereignissimulation ist vereinfacht in folgendem Flußdiagramm dargestellt :



Die freien Parameter im Fragmentationsteil wurden wie folgt festgesetzt :

- $a = 0.56$  , Parameter in Fragmentationsfunktion für leichte Quarks
- $\epsilon_c = 0.15$  , Parameter in Peterson- Fragmentationsfunktion für c- Quarks
- $P/(P + V) = 0.5$  , Anteil der pseudoskalaren Mesonen
- $\frac{P(s)}{P(u)+P(d)+P(s)} = 0.2$  , Erzeugungswahrscheinlichkeit von s- Quarks im Vakuum
- $P(qq)/P(q) = 0.075$  , Wahrscheinlichkeit der Baryonerzeugung
- $\sigma_q = 0.25$  , Breite der Transversalimpuls- Verteilung der Quarks
- $E_b = 17...23$  GeV , Variationsbereich der Strahlenergie entsprechend den analysierten Daten
- $W_{\gamma\gamma}^{min} = 4.0$  GeV , minimale invariante Masse des Zwei- Photon- Systems zur Erzeugung von  $c\bar{c}$ - Paaren .

Eine detailliertere Beschreibung einzelner Teile der Ereignissimulation wird in den anschließenden Abschnitten dieses Kapitels geliefert.

#### 4.2 Der Berends- Daverveldt- Kleiss Generator.

Der BDK - Generator erzeugt Lepton- bzw. Quarkpaare über die in Abb. 22 dargestellten Feynmangraphen. Die Vorgabe eines Winkelbereiches, in dem das auslaufende Positron nachgewiesen werden soll, ist möglich.

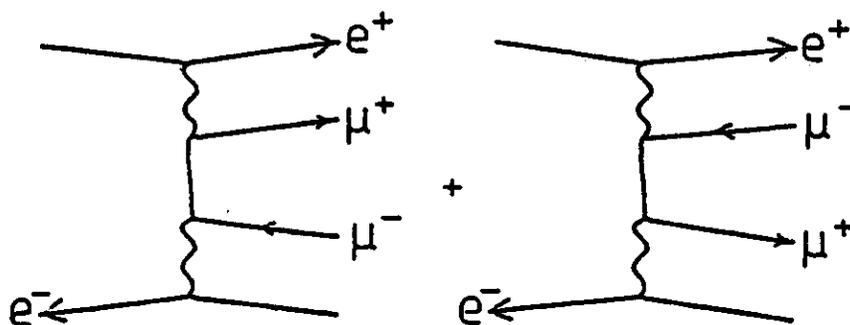


Abbildung 22. Feynmangraphen der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^- (q\bar{q})$  in niedrigster Ordnung QED ('multiperiphere' Diagramme).

Monte Carlo - Methoden eignen sich zur numerischen Berechnung von mehrdimensionalen Integralen, wie sie bei der Integration der Matrixelemente über die Phasenraumvariablen auftreten. Die Erzeugung eines Endzustandes mit den unabhängigen Phasenraumvariablen  $q_1, \dots, q_n$  ist mit einer Wahrscheinlichkeit gemäß dem differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/(dq_1, \dots, dq_n)$  im Phasenraum verteilt. Die  $q_i$  werden mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators gewürfelt. Um die statistische Schwankung bei der Ermittlung des integrierten Wirkungsquerschnittes klein zu halten, wird die *Importance Sampling*-Technik angewandt. Dazu wird eine analytisch über die Phasenraumvariablen integrierbare Funktion  $d\tilde{\sigma}/(dq_1, \dots, dq_n)$  benötigt, die näherungsweise den Verlauf des exakten differentiellen Wirkungsquerschnittes beschreibt. Jedes Ereignis erhält ein Gewicht

$$w_j = d\sigma(q_{1j}, \dots, q_{nj})/d\tilde{\sigma}(q_{1j}, \dots, q_{nj}), \quad w_j \leq 1,$$

das gleich dem Verhältnis aus dem Funktionswert des exakten und genäherten Ausdrucks ist. Der integrierte Wirkungsquerschnitt der Reaktion ergibt sich dann aus :

$$\sigma = \int \dots \int dq_1 \dots dq_n d\sigma/(dq_1, \dots, dq_n) \approx \int \dots \int dq_1 \dots dq_n d\tilde{\sigma}/(dq_1, \dots, dq_n) \cdot \frac{1}{n} \sum_i w_i \quad (4.1)$$

$n = \text{Zahl der gewürfelten Ereignisse.}$

Um Ereignisse mit der durch  $d\sigma/(dq_1, \dots, dq_n)$  gegebenen Häufigkeit zu erhalten, wird eine Zahl zwischen 0 und dem vorher bestimmten Maximalgewicht gewürfelt. Ist diese Zahl größer als das zugehörige Gewicht, so wird das Ereignis verworfen, andernfalls beibehalten. Diese Prozedur ist unter dem Namen *Rejection Technique* bekannt.

Die Autoren von [28] haben neben der Berechnung der Matrixelemente der Zwei-Photon-Erzeugung von  $e^+e^-\mu^+\mu^-$ -Endzuständen auch Beiträge zum Wirkungsquerschnitt durch Bremsstrahlungs- und Konversionsdiagramme (Abb. 23) mit Hilfe eines Monte Carlo-Programmes ermittelt. In Tabelle 1 sind die totalen Wirkungsquerschnitte und der Anteil der durch Photon-Photon-Streuung gebildeten  $e^+e^-\mu^+\mu^-$ -Endzustände bei Strahlenergien von 10, 17.5, 25 und 50 GeV aufgeführt. Es ist ersichtlich, daß die Beiträge zum Wirkungsquerschnitt durch Bremsstrahlungs- und Konversionsdiagramme  $\leq 4\%$  betragen. Der Wirkungsquerschnitt der  $\gamma\gamma$ -Reaktion steigt wie erwartet mit der Strahlenergie an.

In Tabelle 2 sind die exklusiven Wirkungsquerschnitte der Zwei-Photon-Reaktion für verschiedene im Detektor nachgewiesene Teilchen des Endzustandes bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV/c aufgeführt. Eine Spur wird dabei als nachweisbar bezeichnet, falls sie mit der Strahlachse einen Polarwinkel von  $\theta \geq 25^\circ$  bildet<sup>1</sup>. Der exklusive Wirkungsquerschnitt im Falle eines oder beider nachgewiesenen Myonen (Zeile 1 und 2 in Tabelle 2) liegt deutlich unter den Werten aus Tabelle 1. Er sinkt sogar um mehrere Größenordnungen, falls zusätzlich noch das Elektron und/oder Positron in diesen Winkelbereich gestreut werden (Zeile 3 bis 6).

<sup>1</sup>Die Akzeptanz im Polarwinkel beträgt bei der TASSO Driftkammer  $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$  für Spuren, die mindestens die ersten sechs  $0^\circ$ -Lagen durchqueren sollen.

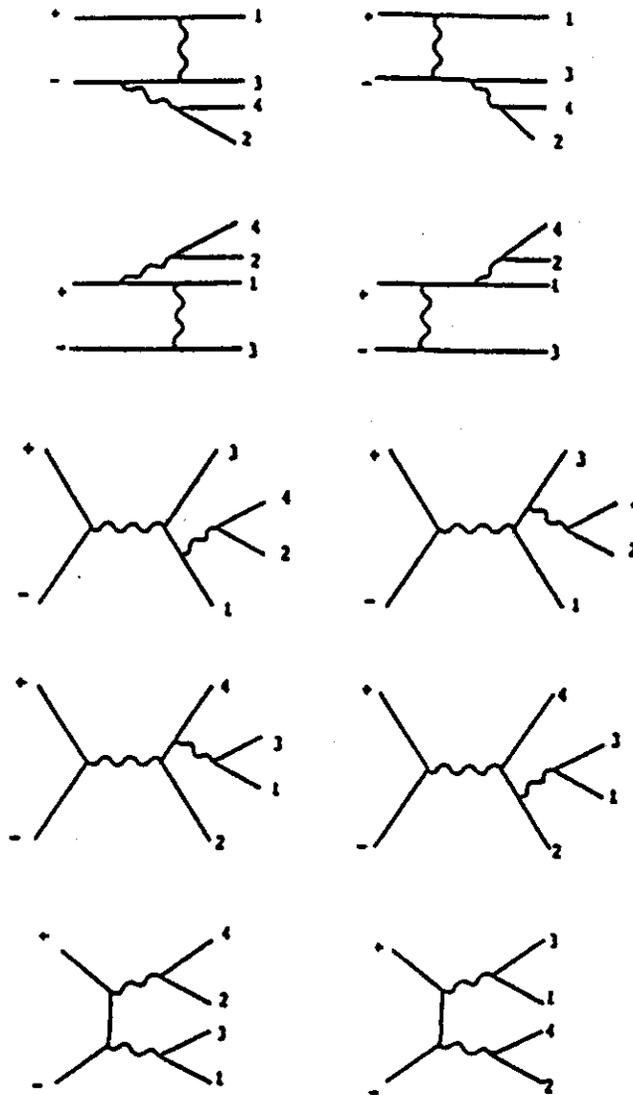


Abbildung 23. Erzeugung von  $e^+e^-\mu^+\mu^-(q\bar{q})$  - Endzuständen durch Bremsstrahlungs- und Konversionsprozesse.

1 und 3 : Positron und Elektron

2 und 4 : Myonen bzw. Quarkpaare.

In [29] wird von den gleichen Autoren ein Ereignisgenerator vorgestellt, der Bremsstrahlungs- und virtuelle Korrekturen an den multiperipheren Diagrammen bis zur Ordnung  $O(\alpha^5)$  in Betracht zieht. In *Tabelle 3* sind die totalen Wirkungsquerschnitte der multiperipheren Dia-

Endzustand	Strahlenergie [GeV/c]			
	10	17.5	25	50
$e\bar{e}\mu\mu$	98.9	131.4	154.0	205.9
total	$\pm 0.6$	$\pm 2.2$	$\pm 0.9$	$\pm 1.2$
$e\bar{e}\mu\mu$	97.2	129.6	152.1	203.8
$\gamma\gamma$	$\pm 0.5$	$\pm 2.1$	$\pm 0.8$	$\pm 1.1$

Tabelle 1. Wirkungsquerschnitte [nb] für  $e^+e^-\mu^+\mu^-$  Endzustände.

Endzustand	Nachgewiesene Spuren*	$\sigma(\gamma\gamma)$ [nb]
$e\bar{e}\mu\mu$	$\mu$	$44.4 \pm 0.4$
	$\mu\mu$	$31.6 \pm 0.3$
	$e\mu$	$0.71 \pm 0.27 \cdot 10^{-2}$
	$e\bar{e}\mu$	$5.5 \pm 4.4 \cdot 10^{-7}$
	$e\bar{e}\mu\mu$	$1.4 \pm 0.4 \cdot 10^{-5}$
	$e\bar{e}\mu\mu$	$7.4 \pm 5.9 \cdot 10^{-6}$

\* ( $\theta \geq 25^\circ$ )

Tabelle 2. Exklusive Wirkungsquerschnitte der multiperipheren Diagramme bei einer Strahlenergie von 17.5 GeV.

gramme mit und ohne Strahlungskorrekturen für Strahlenergien von 10, 20, 50 und 100 GeV/c angegeben. Die Änderung des Wirkungsquerschnitts ist  $< 2\%$ . In bestimmten kinematischen Bereichen, wie zum Beispiel bei großem Streuwinkel des Elektrons können sich allerdings in den differentiellen Wirkungsquerschnitten stärkere Abweichungen von den multiperipheren Diagrammen ergeben. Die diesen Berechnungen zugrundeliegenden Feynmangraphen finden sich im Anhang (A.1).

Die Hadronproduktion über punktförmige Kopplung der Photonen an ein Quarkpaar unterscheidet sich von der  $\mu$ -Paar-Erzeugung durch die verschiedene Ladung und Masse des Quarks, den Farbfaktor, möglichen Gluonkorrekturen (im Monte Carlo unberücksichtigt), den Fragmentationsprozeß, sowie den Zerfall von instabilen Teilchen. Jedoch kann aus den exklusiven Wirkungsquerschnitten nach Tabelle 2 geschlossen werden, daß auch die Nachweiswahrscheinlichkeit von Hadronen durch die Winkelakzeptanz der Driftkammer stark eingeschränkt wird. Da bei der Berechnung der strahlungskorrigierten Graphen keine Prozesse mit Korrekturen an den Myonen berücksichtigt wurden, sind die Abweichungen vom Wirkungsquerschnitt der multiperipheren Diagramme bei der Erzeugung von Quarkpaaren

$E_b$ [GeV]	$\sigma_0$ [nb]	$\sigma_{rad}$ [nb]
10	97.1±0.3	97.3±0.5
20	137.2±0.5	138.7±0.8
50	202.4±0.8	202.3±1.2
100	261.4±1.0	262.8±1.6

**Tabelle 3.** Totale Wirkungsquerschnitte der multiperipheren Diagramme mit und ohne Strahlungskorrekturen.

von der gleichen Größe wie bei der  $\mu$ - Paar - Produktion.

In dieser Untersuchung wurde der Ereignisgenerator ohne Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen zur Erzeugung von  $e^+e^-c\bar{c}$ - Endzuständen benutzt; an die gestreuten Leptonen wurden keine Nachweisbedingungen gestellt, um im Experiment eine möglichst große Datenmenge zu erlangen.

#### 4.3 Der Fragmentationsprozeß.

Der BDK- Generator erzeugt Quark- Antiquark- Paare im  $\gamma\gamma$ - Schwerpunktsystem mit einer Winkelverteilung, die durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt des Prozesses  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  gegeben ist<sup>1</sup>. Die Quarks fragmentieren im Schwerpunktsystem des primären Quark- Antiquarkpaares, so daß der hadronische Endzustand in das Laborsystem (= Schwerpunktsystem der einlaufenden Leptonen) transformiert werden muß. Diese Transformation wird in drei aufeinanderfolgenden Schritten durchgeführt:

1. Drehung der Impulsvektoren der Hadronen ins  $\gamma\gamma$ - CMS.
2. Drehung der Impulsvektoren in das  $e^+e^-$ - CMS.
3. Lorentztransformation der Viererimpulse ins Laborsystem.

Instabile Hadronen zerfallen gemäß ihren soweit bekannten Verzweungsverhältnissen, die für die D- Mesonen an aktuelle Messungen angepaßt wurden (Anhang C.1, C.2).

##### 4.3.1 Independent Jet- und String- Modell

Die Untersuchung von Ereignistopologien hadronischer Endzustände aus der  $e^+e^-$ - Vernichtung im Kontinuum zeigt, daß die Hadronen innerhalb von zwei oder drei Kegeln (Jets) gebündelt auftreten, wobei die Multiplizität der Ereignisse und auch der Öffnungswinkel der Jets energieabhängig sind. Die Fragmentationsmodelle beschreiben diese Beobachtungen durch phänomenologische Ansätze, da im Rahmen der QCD aufgrund des Anwachsens der

<sup>1</sup>Für transversale Photonen und  $m_q^2/W_{\gamma\gamma}^2 \ll 1$  gilt:

$$\frac{d\sigma^{\gamma\gamma}}{d\Omega}(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}) \sim \frac{1+\cos^2\theta}{\sin^2\theta}, \quad \theta \text{ Polarwinkel im } \gamma\gamma \text{ CMS.}$$

starken Kopplungskonstante  $\alpha_s$  mit abnehmenden Impulsüberträgen die Bildung von Hadronen störungstheoretisch nicht berechnet werden kann.

Es existieren mehrere Modelle der Parton- Fragmentation. Die am häufigsten für Monte Carlo- Rechnungen verwendeten sind :

- i) Das Independent Jet (IJ) Modell.
- ii) Das Lund String- Modell.
- iii) Kaskaden- Modelle.

Es sollen nur die ersten beiden Modelle für den Fall der  $q\bar{q}$ - Erzeugung diskutiert werden, da sie in den hier benutzten Programmen Verwendung finden.

Beim Independent Jet Modell nach Field- Feynman [30] verläuft die Hadronerzeugung durch unabhängige Fragmentation der Quarks. Das primäre Quark (gleiches gilt für das Antiquark) erzeugt aus dem Vakuum ein Quark- Antiquarkpaar und bildet mit dem Antiquark ein Meson. Dieser Prozeß wird von dem verbleibenden Quark fortgesetzt bis die dem primären Quark zur Verfügung stehende Energie ( $W_{\pi\pi}/2$ ) verbraucht ist. Die Erhaltung von Energie und Impuls wird durch die Kinematik des letzten Hadrons gesichert. Die Produktion von Baryonen wird durch Vakuumzeugung von Diquarks erklärt.

Das IJ- Modell besitzt einige Nachteile :

1. Es ist nicht lorentzinvariant.
2. Energie und Impuls sind nicht in jedem Fragmentationsschritt erhalten.
3. Die Annahme der unabhängigen Fragmentation der primären Quarks erlaubt z.B. keine Berücksichtigung von Energie- und Impulskorrelationen zwischen den Jets.

Die relativen Erzeugungsraten der Quarks aus dem Vakuum sind mit  $u : d : s = 1 : 1 : 0.2$  angegeben. Die Produktion von s- Quarks ist aufgrund der höheren Masse gegenüber den leichten Quarks unterdrückt; schwerere Quarks werden nicht aus dem Vakuum erzeugt.

Im Lund- String- Modell [31] ist das auseinanderlaufende primäre Quark- Antiquarkpaar durch Gluonfelder (Strings) miteinander verbunden, deren Energieinhalt mit zunehmendem räumlichen und zeitlichen Abstand der Quarks größer wird. Nach einer bestimmten Zeit ist die Erzeugung eines  $q\bar{q}$ - Paares über einen quantenmechanischen Tunneleffekt energetisch bevorzugt : Die Verbindung reißt und an ihren Enden entsteht ein Quark- Antiquarkpaar (bzw. Diquark- Paar). Dieser Vorgang wiederholt sich, bis nicht mehr genügend Energie zur Erzeugung weiterer Quarkpaare vorhanden ist, so daß sich Mesonen bzw. Baryonen formieren. Die Wahrscheinlichkeit P des Tunneleffektes ist eine Funktion der Quarkmasse :

$$P \sim \exp\left(-\frac{\pi}{\kappa} m_q^2\right) \quad (4.2)$$

$$\kappa \approx 0.2(\text{GeV}/c^2)^2$$

Daraus ergibt sich für die relativen Erzeugungshäufigkeiten von u, d, s und c- Quark mit den Massen  $m_u = m_d = 0.1 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_s = 0.5 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$  :

$$\underline{u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.2 : 10^{-14}} .$$

Die Produktion von  $c$ -Quarks kann also auch in diesem Modell vernachlässigt werden. Im Gegensatz zum Field-Feynman-Modell der Fragmentation ist das String-Modell lorentzinvariant und erhält Energie und Impuls in jedem Schritt.

Die Interpretation der Fragmentation im String-Modell wird durch Potentialmodelle der Quarkonium-Zustände und Vergleich mit deren Zerfallsbreiten gestützt<sup>1</sup>. Es wird angenommen, daß das Potential zwischen Quarks mit zunehmendem Abstand linear wächst, wodurch die Feldlinien im Gegensatz zu elektrostatischen Feldern in einem engen Schlauch um die Verbindungsachse der Quarks verlaufen. Aus diesem Ansatz ergibt sich auch sofort eine Erklärung für Confinement, da eine unendlich große Energie zur Erzeugung freier Quarks nötig wäre.

### 4.3.2 Fragmentationsfunktion und freie Parameter

Das aus dem primären Quark (bzw. Antiquark) gebildete Hadron (dieses wird auch als Hadron ersten Ranges ( $H_1$ ) bezeichnet) trägt einen Anteil  $z$  an Energie und longitudinaler Impulskomponente  $p_{||}$  des Quarks, wobei die kinematischen Größen im Schwerpunktsystem des primären Quark-Antiquarkpaares definiert sind:

$$z = \frac{(E + p_{||})_{H_1}}{(E + p_{||})_{\text{Quark}}}$$

Dem Hadron zweiten Ranges ( $H_2$ ) steht dann eine Energie und Impuls von

$$(E + p_{||})_{H_2} = (1 - z)(E + p_{||})_{\text{Quark}}$$

zur Verfügung. Nach diesem Schema kann eine Iterationsvorschrift für die Erzeugung von Hadronen höherer Ränge konstruiert werden.

Die Variable  $z$  ist gemäß einer Fragmentationsfunktion  $f(z)$  verteilt, deren Wahl von entscheidender Bedeutung für die Kinematik der Hadronen und somit deren Nachweiswahrscheinlichkeit, sowie der mittleren Teilchenmultiplizität des Endzustandes ist. Die transversale Impulskomponente der Quarks wird als gaußverteilt mit einer charakteristischen Breite  $\sigma_q$  angenommen:

$$f_q(< p_T >) d^2 p_T = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_q} \exp\left(-\frac{p_T^2}{2\sigma_q^2}\right) d^2 p_T, \quad \sigma_q \approx 0.3 \text{ GeV}/c. \quad (4.3)$$

Die Impulserhaltung in jedem Schritt wird im Lund-Monte Carlo durch lokale Kompensation der Transversalimpulse eines Quark-Antiquarkpaares erreicht.

Bei der Wahl geeigneter Fragmentationsfunktionen muß dem unterschiedlichen Verhalten von leichten und schweren Quarks bei der Hadronisierung Rechnung getragen werden. Die Kinematik eines Hadrons ersten Ranges, das ein  $c$ - oder  $b$ -Quark enthält, wird im wesentlichen durch das schwere Quark bestimmt. Man unterscheidet demnach zwischen einer weichen Fragmentation der leichten Quarks und einer harten Fragmentation der schweren Quarks,

<sup>1</sup>Die leptonische Zerfallsbreite von Quarkonium-Zuständen  $Q\bar{Q}$  ( $J/\psi$ ,  $\Upsilon$ ) ist durch  $\Gamma(Q\bar{Q} \rightarrow e^+e^-) = 16\pi\alpha^2 e_Q^2 \frac{|\Psi(0)|^2}{M_{Q\bar{Q}}^3}$ ,  $\Psi(0)$  Wellenfunktion am Ursprung, gegeben.

Die Wellenfunktion kann für schwere Quarkonia durch Lösen der (nichtrelativistischen) Schrödingergleichung mit einem Potentialansatz  $V(r) = -\frac{\kappa}{r} + \kappa \cdot r$  ermittelt werden.

bei der das Hadron im Mittel einen höheren Anteil der Energie des primären Quarks besitzt.

Die folgenden Fragmentationsfunktionen wurden sowohl im Hoyer/Ali Programm [32], als auch im Lund-Monte Carlo [33] verwendet :

$$f(z) = 1 - a - 3a \cdot (1 - z)^2 \quad \text{für } u, d, s \quad (4.4)$$

$$a \approx 0.5$$

$$f(z) = \frac{1}{z[1 - 1/z - \epsilon_Q/(1 - z)]^2} \quad \text{für } c, b \quad (4.5)$$

$$\epsilon_Q \sim m_q^2/m_Q^2 \quad \text{für Hadronen mit Quarkinhalt (Qq) .}$$

(4.5) ist unter dem Namen Peterson-Funktion bekannt [34]. Für das Charm-Quark ist  $\epsilon$  zum einen aus dem Nachweis von  $D^*$ -Mesonen in der  $e^+e^-$ -Vernichtung bei Schwerpunktsenergien von 29 und 34 GeV ( $\epsilon_c \approx 0.2$ ) [35] und zum anderen aus der D-Meson-Produktion in Neutrino-Streuexperimenten und bei niedrigen Schwerpunktsenergien der  $e^+e^-$ -Annihilation [36] bestimmt worden ( $\epsilon_c \approx 0.1$ ). Ein Überblick von Messungen zur Fragmentation schwerer Quarks findet sich in [37].

Ein Vergleich zwischen obigen Ergebnissen zeigt, daß der Fragmentationsparameter  $\epsilon$  und damit das mittlere  $z$  der Hadronen von der Schwerpunktsenergie abhängen. Die Unkenntnis dieses Zusammenhanges stellt aufgrund des kontinuierlichen Spektrums in  $W_{\gamma\gamma}$  bei der Zwei-Photon-Erzeugung von  $q\bar{q}$ -Paaren eine nicht zu vernachlässigende systematische Unsicherheit dar.

Neben den Fragmentationsparametern  $a$  und  $\epsilon$  existieren weitere Parameter, die in einem Monte Carlo Programm an experimentelle Messungen angepaßt werden müssen.

Dazu gehören der Anteil von im Hadronisierungsprozeß erzeugten pseudoskalaren Mesonen  $P/(P+V)$ , die Wahrscheinlichkeiten der Diquark- und  $s$ -Quarkproduktion im Vakuum,  $P(qq)/P(q)$  und  $P(s)/P(u)$ , und die Breite der Verteilung des Transversalimpulses  $\sigma_q$  der Quarks (vgl. (4.3)).

Aufgrund von Spinstatistik erwartet man für  $P/(P+V)$  den Wert 0.25, falls von dem Einfluß der verschiedenen Massen auf den verfügbaren Phasenraum abgesehen wird. Messungen der  $p^0$ -Produktion in der  $e^+e^-$ -Vernichtung bei 34 GeV [38] ergeben für  $P/(P+V)$  Werte von 0.42 (TASSO) bzw. 0.49 (JADE), die aber innerhalb der systematischen und statistischen Fehler mit der Spinstatistik übereinstimmen.

Die Unterdrückung der  $s$ -Quark- und Diquark-Erzeugung kann aus den inklusiven Wirkungsquerschnitten von Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen ermittelt werden. TASSO-Messungen liefern:  $P(s)/P(u) = 0.40$  [39],  $P(qq)/P(q) = 0.11$  [40]. Die gemessenen  $p_T$ -Spektren von  $D^*$ -Mesonen aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung ergeben für die Breite der Gaußverteilung  $\sigma_{D^*} \approx 0.36 \text{ GeV}/c$  [41], woraus  $\sigma_q \approx 0.25 \text{ GeV}/c$  folgt<sup>1</sup>.

Es muß beachtet werden, daß die oben aufgeführten Ergebnisse von den jeweils verwendeten Fragmentationsmodellen abhängig sind; für die Zwei-Photon-Erzeugung von Quarkpaaren liegen derzeit noch keine Bestimmungen dieser Größen vor.

<sup>1</sup>Die Breite der Verteilung des Transversalimpulses von Mesonen ist mit  $\sigma_q$  durch  $\sigma_{\text{Hadron}} = \sqrt{2} \cdot \sigma_q$  verknüpft, da zwei Quarks zum resultierenden Transversalimpuls beitragen.

#### 4.4 Die Detektorsimulation.

Nach Erzeugung des hadronischen Endzustandes und Zerfall der instabilen Teilchen werden die langlebigeren Teilchen wie geladene Pionen und Kaonen, Photonen, Elektronen und Protonen der Simulation der Detektorakzeptanz unterworfen. Diese läßt sich in folgende Anteile zerlegen :

- Geometrie und Ansprechwahrscheinlichkeiten der Innendetektor- Komponenten
- Sekundärwechselwirkungen der Teilchen im Detektor
- Triggerbedingungen
- Akzeptanz der Spurerkennungsprogramme
- PASS 3- Schnitte der Datenreduktionskette

An Sekundärwechselwirkungen im Detektormaterial werden berücksichtigt :

- Kernwechselwirkungen
- Coulomb Vielfachstreuung
- Bremsstrahlung von  $e^+$ ,  $e^-$
- $\gamma$ - Konversion
- Energieverlust  $dE/dX$  durch Ionisation

Das Simulationsprogramm zieht elastische und inelastische Wechselwirkungen im Material des Detektors in Betracht, wobei die Wahrscheinlichkeit einer Reaktion von der Massenbelegung im Material und dem totalen Wirkungsquerschnitt abhängt. Die Wirkungsquerschnitte wurden aus den gemittelten Streuquerschnitten an Protonen und Neutronen ermittelt; die Massenzahl  $A$  des durchquerten Materials geht durch einen Faktor  $A^{0.83}$  ein. Als Reaktionsprodukte bei inelastischen Prozessen sind nur Pionen und Protonen zugelassen.

Die Konversionswahrscheinlichkeit von Photonen, das Spektrum von Bremsstrahlungsphotonen, der mittlere Vielfachstreuwinkel und der Energieverlust durch Ionisation folgen den gängigen Angaben zum Durchgang von Teilchen in Materie.

Die Simulation der Trigger für geladene Teilchen (CPC- Kathodenprozessor, PREPRO und Topologietrigger) geschieht auf folgende Weise :

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten von CPC- Kathodenprozessor und Flugzeitzählern sind als impulsunabhängig mit 98% angesetzt, wogegen die Impulsabhängigkeit des PREPRO und auch die Zeitauflösung der ITOF's berücksichtigt werden. Es besteht eine 8% (1%)- Wahrscheinlichkeit, daß zwei (drei) Zähler ansprechen.

Der Spur eines geladenen Teilchens werden nach Berücksichtigung von Sekundärwechselwirkungen und elektronischem Rauschen Treffer auf den Drahtlagen von Proportionalkammer und Driftkammer zugeordnet, deren Position gaußverteilt mit den entsprechenden gemessenen Auflösungen ist. Diese Treffer durchlaufen aufgrund von Rechenzeiterparnis nicht die Spurensuchprogramme FOREST und MILL; stattdessen wird aus einem einfachen Kreisfit in  $r$ - $\phi$  bzw. einem linearen Fit in  $z$ - Richtung die Spur ermittelt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Spurfindung in Abhängigkeit der Anzahl von Treffern auf den  $0^\circ$ - Lagen und den Stereo- Lagen ist aus Monte Carlo Ereignissen gewonnen worden, die das Programm MILL

durchlaufen haben.

Auf die so erzeugten Ereignisse werden die in Abschnitt 3.4 aufgeführten PASS 3 Selektionen, sowie die eigenen Analyseschritte angewandt.

## 5.0 DATENSELEKTION I

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird die Analysemethode zum Nachweis von  $D^*$ - Mesonen vorgestellt. Der anschließende Abschnitt beschäftigt sich mit einer ersten Datenselektion, in der zum einen Untergrundprozesse durch Strahl- Restgas- und Strahl- Strahlrohr - Wechselwirkungen und zum anderen Ereignisse aus der  $e^+e^-$ - Annihilation von den Zwei- Photon-Prozessen abgetrennt werden.

### 5.1 Die Analysemethode.

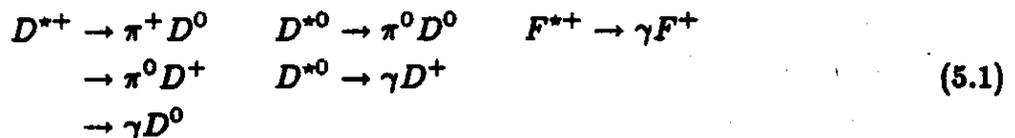
Die in dem Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  erzeugten primären Charm- Quarks bilden bei der Hadronisierung die folgenden Mesonen ersten Ranges:  $D^{*+}$ ,  $D^{*0}$ ,  $D^+$ ,  $D^0$ ,  $F^{*+}$ ,  $F^+$ , sowie deren Antiteilchen (das gleiche natürlich für die  $e^+e^-$ - Vernichtung in ein  $c\bar{c}$ - Paar).

Um bei der Untersuchung dieser Reaktion durch den Nachweis derjenigen Hadronen, die die primären Quarks tragen, hohe Erzeugungsraten und Nachweiswahrscheinlichkeiten zu erlangen, werden folgende Bedingungen an die Hadronen ersten Ranges gestellt :

1. Große Erzeugungswahrscheinlichkeit im Fragmentationsprozeß
2. Gute Identifikationsmöglichkeit durch eine geeignete Nachweismethode
3. Auswahl von Zerfallskanälen mit großen Verzweigungsverhältnissen

#### 5.1.1 Auswahl geeigneter Zerfallskanäle von D- Mesonen

Die Vektormesonen mit Charm zerfallen über folgende Kanäle :



Die zugehörigen Verzweigungsverhältnisse der Mesonresonanzen und der  $D^0$ - Mesonen finden sich im Anhang. Die Begründung, warum die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  anhand der Erzeugung von  $D^*$ - Mesonen, nicht aber durch Nachweis der pseudoskalaren D- Mesonen identifiziert wurde, ist in Abschnitt 5.1.2 dargelegt.

Die D- Mesonen haben den Quarkinhalt  $c\bar{u}$  bzw.  $c\bar{d}$ . Damit sind ihre Erzeugungsraten im Hadronisierungsprozeß größer als die der F- Mesonen, da diese den Quarkinhalt  $c\bar{s}$  besitzen. Die Vakuumproduktion von s- Quarks ist aber im Vergleich zu den leichteren Quarks unterdrückt. Eine Analyse von F- Mesonen bietet sich demnach nicht an.

Weiterhin wurden für diese Untersuchung nur die Kanäle betrachtet, bei denen der gesamte Endzustand einer Zerfallskette aus geladenen Teilchen besteht. Die Impulsmessung in der Driftkammer liefert gerade bei den in Zwei- Photon- Prozessen im Vergleich zur Annihilation niedrigen Impulsen eine wesentlich bessere Auflösung in der Ermittlung der invarianten Massen als die Energiemessung von Photonen im Flüssig- Argon Kalorimeter.

Aus diesen Gründen wurde der Zerfall  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$  mit einem Verzweigungsverhältnis (engl. "branching ratio", BR) von  $\approx 60\%$  ausgewählt.

Die  $D^0$ - Zerfälle mit den größten Verzweigungsverhältnissen in geladene Teilchen sind :

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad , \quad BR \approx 5 \% \quad (5.2a)$$

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \quad , \quad BR \approx 11 \% \quad (5.2b)$$

$$D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \quad , \quad BR(D^0 \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+ \pi^-) \cdot BR(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \approx 2.6 \% . \quad (5.2c)$$

Monte Carlo Rechnungen ergeben für den Kanal 5.2a eine um ca. 50 % höhere Nachweiswahrscheinlichkeit als bei 5.2b und 5.2c. Obwohl das Verzweigungsverhältnis von 5.2b erheblich größer als bei 5.2a ist, wurde das  $D^0$  in den Daten durch die invariante Masse des  $K^- \pi^+$ - Endzustandes rekonstruiert, da dieser Kanal die geringste Teilchenzahl im Endzustand aufweist. Dadurch wird der kombinatorische Untergrund in der Verteilung der invarianten Masse klein gehalten.

### 5.1.2 Nachweis von $D^*$ - Mesonen : Die $\Delta M$ - Methode

Aufgrund der Massen der im Zerfall  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$  beteiligten Teilchen, ist der Q- Wert der Reaktion  $Q = 5.8 \text{ MeV}$ ; daraus folgt  $M(D^{*+}) - M(D^0) = M(\pi^+) + Q =: \Delta M = 145.4 \text{ MeV}$ . Wird das  $D^0$  anhand der invarianten Masse des  $K^- \pi^+$ - Systems identifiziert, so ergibt sich unter Beachtung der Breite der Verteilung der invarianten Masse<sup>1</sup> bei genügend großen Erzeugungsraten der  $D^{*+}$ - Mesonen in einer Verteilung der Differenz der invarianten Massen  $\Delta M = M(K^- \pi^+ \pi^+) - M(K^- \pi^+)$  eine Erhebung bei  $\Delta M \approx 145 \text{ MeV}$ . Dieses Verfahren zum Nachweis von  $D^{*+}$ - Mesonen wurde zuerst in [42] vorgeschlagen und ist in zahlreichen Experimenten bei der Erzeugung dieses Teilchens in der  $e^+ e^-$ - Annihilation erfolgreich angewandt worden (z.B. in [35]).

Die Vorteile der Methode gegenüber einer Identifikation aufgrund von Verteilungen der invarianten Masse  $M(K^- \pi^+ \pi^+)$  sind :

1. Die Signalregion befindet sich aufgrund des kleinen Phasenraumes im  $D^{*+}$ - Zerfall am unteren Ende des  $\Delta M$ - Spektrums. Der Q- Wert erlaubt mit Ausnahme von Elektronen keine Unterbringung von weiteren massiven geladenen Teilchen.
2. Durch die Differenzbildung heben sich Ungenauigkeiten in der Impulsbestimmung teilweise auf. Die durch die begrenzte Detektorauflösung verursachte Breite des Signals ist somit wesentlich kleiner.

Dadurch ist eine saubere Trennung des Signals von dem sich zu höheren  $\Delta M$ - Werten anschließenden Untergrund möglich. Aus diesen Gründen wird die Produktion von Charm-Quarks in  $e^+ e^-$ - Kontinuumsreaktionen durch den Nachweis der  $D^*$ - Mesonen untersucht. Die Ergebnisse zu den Verzweigungsverhältnissen von  $D^0$ - und  $D^+$ - Mesonen stammen zum großen Teil aus der Resonanzherzeugung von Charmoniumzuständen ( $\Psi'' \rightarrow D\bar{D}$ , vgl. z.B. [43]).

Die Breite des Signals und der invarianten Masse des aus dem Zerfall des  $D^0$ - Mesons hervorgegangenen  $K^- \pi^+$ - Systems wurde mit dem Monte Carlo aus den Zerfällen von  $D^{*\pm}$ - Mesonen unter Berücksichtigung von Detektoreffekten bestimmt (Abbildung 24a, b).

<sup>1</sup>Die Breite wird hauptsächlich durch die Detektorauflösung bestimmt, da die Zerfallsbreiten der D- Mesonen aufgrund ihrer Lebensdauer von  $\tau \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ sec}$  vernachlässigbar sind.

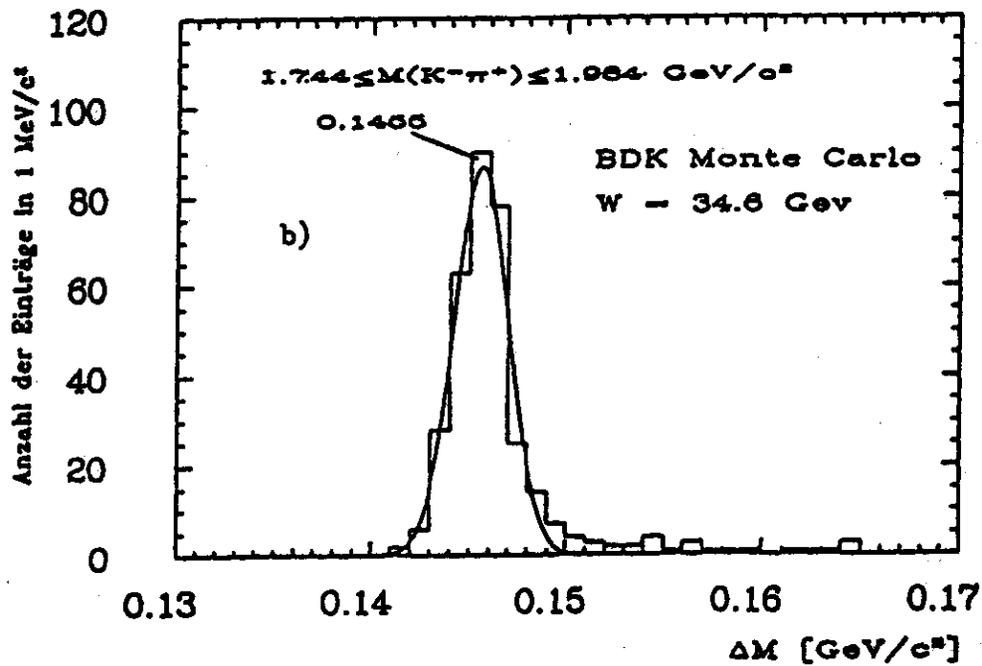
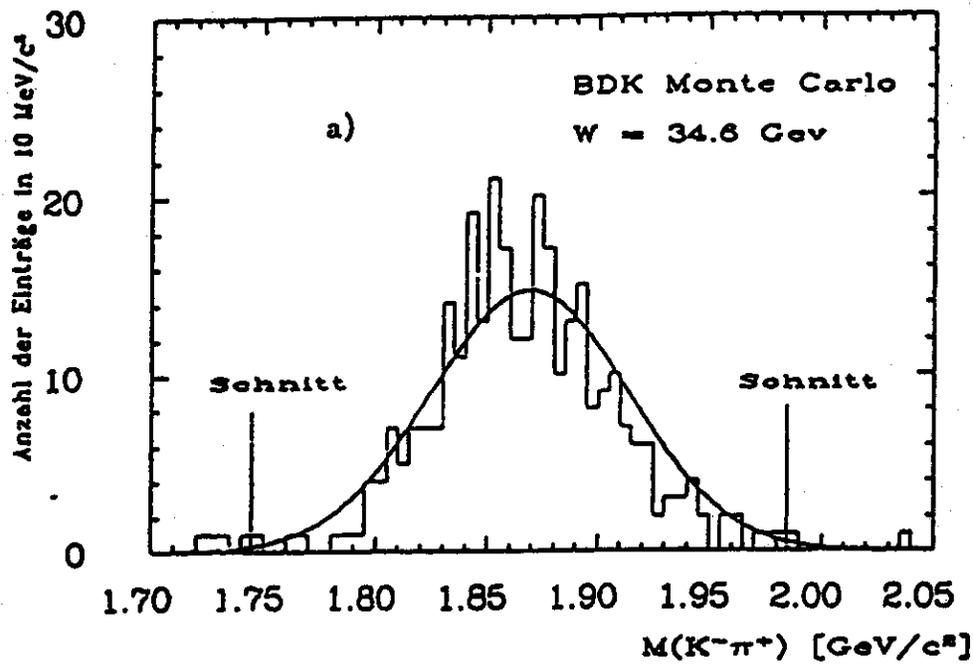


Abbildung 24. a) Invariante Masse des  $K^- \pi^+$  - Systems aus Zerfällen  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ .  
 b) Verteilung von  $M(K^- \pi^+ \pi^+) - M(K^- \pi^+)$  aus dem Zerfall  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D_{K^- \pi^+}^0$  (Monte Carlo).

Die Anpassung einer Gaußkurve mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate ergibt für  $\sigma_{M(K^-\pi^+)} \approx 40 \text{ MeV}/c^2$  bei einem Mittelwert von  $\overline{M}(K^-\pi^+) = 1855 \text{ MeV}/c^2$ . Die im Monte Carlo verwendete Masse des  $D^0$ - Mesons betrug  $M(D^0) = 1863.3 \text{ MeV}/c^2$ . In einer TASSO Untersuchung der  $D^{*\pm}$ - Erzeugung in Vernichtungsreaktionen [35] wurde der folgende Schnitt auf die  $K^-\pi^+$ - Masse benutzt :

$$1.744 < M(K^-\pi^+) < 1.984 \text{ GeV}$$

Dieses Intervall entspricht einer Abweichung von  $\approx \pm 3\sigma$  vom oben angegebenen Mittelwert. Die Signalregion wird mit Hilfe dieses Schnittes durch

$$\Delta M \leq 150 \text{ MeV}$$

definiert. Die Breite der Verteilung innerhalb der Signalregion beträgt  $\sigma_{\Delta M} = 1.7 \text{ MeV}/c^2$ . In der Datenanalyse wurden in der Berechnung der invarianten Masse des  $K^-\pi^+\pi^+$ - Systems in jedem Ereignis alle Teilchen wechselweise als Kaon und Pionen behandelt. Sofern Flugzeitzähler gesetzt waren, wurden nur denjenigen Spuren Kaonen bzw. Pionen zugeordnet, deren aus der Messung der Flugzeit ermittelten Massenquadrate eine Identifikation dieser Teilchensorten mit großer Wahrscheinlichkeit ermöglichten.

Alle Betrachtungen dieses und der folgenden Kapitel gelten gleichermaßen für die ladungskonjugierten Zustände, also den Zerfall  $D^{*-} \rightarrow \pi^- \overline{D}_{K^+\pi^-}^0$ .

## 5.2 Untergrundreduktion.

Aufgrund der großen Anzahl von Ereignissen, die auf den PASS 3 Bändern gespeichert sind, ist die Aufbereitung der Daten in zwei Schritten durchgeführt worden. In dem hier beschriebenen ersten Schritt wurden durch geeignete Schnitte Ereignisse aus Strahl-Restgas-, Strahl-Strahlrohr - Wechselwirkungen, sowie Untergrund aus der  $e^+e^-$ - Vernichtung abgetrennt. Die so gewonnene Datenmenge besteht zum größten Teil aus hadronischen Ereignissen der Zwei- Photon- Streuung; auf sie wurde im zweiten Schritt die in Kapitel 5.1.2 erläuterte Analyse-methode angewandt (Kapitel 6).

### 5.2.1 Strahl-Restgas- und Strahl-Strahlrohr - Wechselwirkungen

Zusätzlich zu den in Kapitel 3.4 aufgeführten Spurnschnitten des Unterprogrammes TRKSEL wurden folgende Akzeptanzkriterien an jedes Ereignis gestellt :

1. z- Koordinate des Ereignisursprungs  $|z_{ov}| \leq 6 \text{ cm}$
2. Summe der Impulse geladener Teilchen  $\sum |\vec{p}|_i > 0.04 \cdot 2E_b$ ,  $E_b = \text{Strahlenergie}$
3. mindestens 3 dreidimensional rekonstruierte Spuren mit  $|d_0| \leq 3.5 \text{ cm}$  und  $|z_0| \leq 7.0 \text{ cm}$ , davon mindestens 2 Spuren mit  $p_T \geq 250 \text{ MeV}$  und  $|\cos \theta| \leq 0.8$
4. werden mit Hilfe der ITOF- Zähler in dem Ereignis mehr Protonen als Antiprotonen gefunden, wird das Ereignis verworfen; als Proton bzw. Antiproton wird hierbei bezeichnet, wenn für die aus Flugzeit und Spurlänge ermittelte Masse gilt :  $m^2 \geq 0.5 \text{ GeV}^2/c^4$  bei Impulsen kleiner gleich  $0.9 \text{ GeV}/c$ .

Der erste Schnitt dient zur Abtrennung von Reaktionen der Strahlteilchen mit Restgasmolekülen, da die Ereignis- Vertices solcher Prozesse sich durch eine Gleichverteilung der z-

Komponente über die Strahlrohrlänge auszeichnen. *Abbildung 25* zeigt die Verteilung der z-Komponenten der Ereignisvertices, bevor die angegebenen Schnitte angewandt wurden. Strahl- Strahlrohr Wechselwirkungen können bei elastischer Streuung der einlaufenden Leptonen an den Gasmolekülen oder an einem anderen Elektron (Positron) im Strahl oder durch Bremsstrahlung entstehen. Dabei ändert das Elektron seinen Impuls und kann, ebenso wie ein abgestrahltes Photon, Reaktionen in der Wand des Strahlrohrs auslösen. Die Abtrennung dieser Ereignisse wird durch das dritte Kriterium erreicht. Dieser Schnitt reduziert auch Untergrund aus den QED- Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^- (\mu^+\mu^-)$ ,  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-)$ , sofern nicht Ereignisse mit Konversion harter Bremsstrahlungsphotonen die Schnitte passieren. Höhenstrahlung wird durch die Bedingungen 2 und 3 abgetrennt.

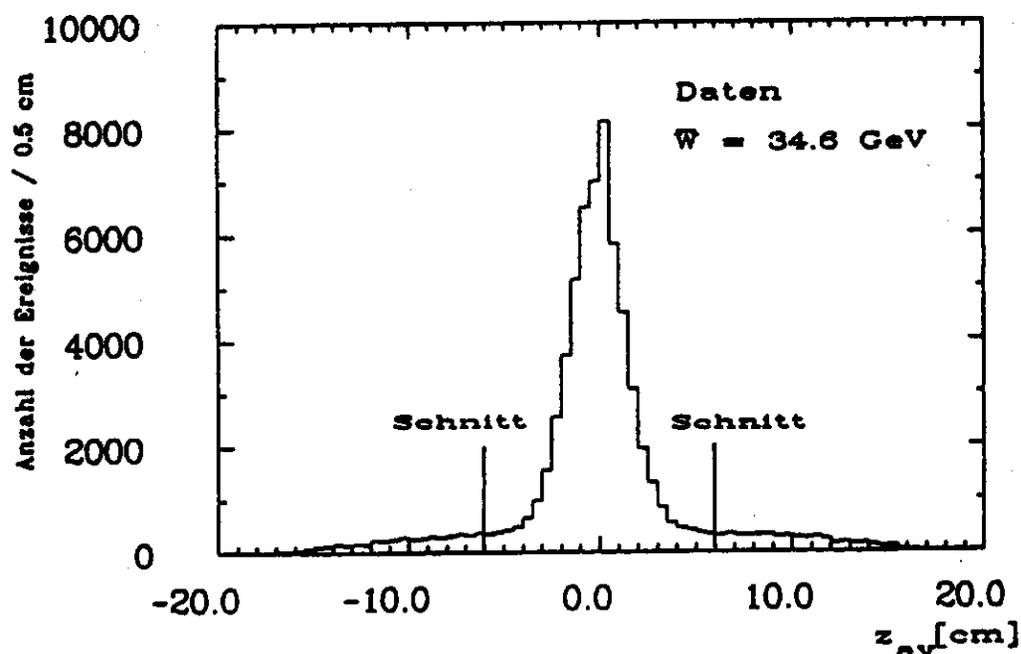


Abbildung 25. z-Komponente des Ereignisvertices nach PASS 3 Selektion.

Mit Hilfe des vierten Kriteriums werden Beiträge von Reaktionen unterdrückt, in denen Pionen und Baryonen starke Wechselwirkungen mit den Nukleonen des Detektormaterials ausführen<sup>1</sup>. Aufgrund der Baryonzahlerhaltung ist dabei im Endzustand die Anzahl der Baryonen größer als die Anzahl von Antibaryonen (dies gilt nicht für starke Prozesse von Antibaryonen mit Baryonen, z.B.  $\bar{p}p$ - Wechselwirkungen).

<sup>1</sup> Auch Photonen können nach dem VMD- Modell starke Prozesse auslösen ( $\gamma p$ - Streuung)!

## 5.2.2 Abtrennung von Ereignissen aus der $e^+e^-$ - Vernichtung

Die Erkennung von Ereignissen aus der Zwei- Photon- Streuung geschieht in einer 'Single Tag'- bzw. 'Double Tag' - Analyse durch den Nachweis der gestreuten Leptonen. Eine derartige positive Identifikation ist in der 'Notag' - Situation nicht möglich. Hier werden  $\gamma\gamma$ - Prozesse mit Hilfe der im allgemeinen niedrigeren Gesamtimpulse im Vergleich zu Vernichtungsreaktionen von den letzteren abgetrennt.

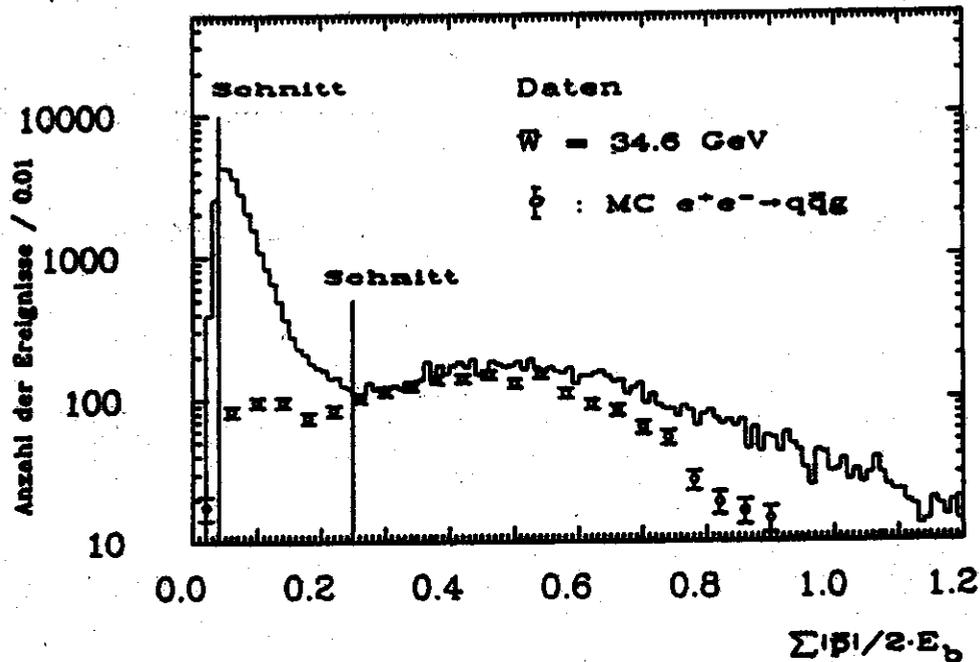


Abbildung 26. Verteilung der Impulssumme normiert auf die Schwerpunktsenergie (Daten vor den Schnitten).

Vergleich mit der Simulation  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + (\text{Gluon})$ ,  $q = u, d, s, c, b$ .

In Abb. 26 ist die Verteilung der Summe der Impulsbeträge geladener Teilchen normiert auf die Schwerpunktsenergie als durchgezogene Linie dargestellt. Man erkennt deutlich die zwei Bereiche, die auf Prozesse der Zwei-Photon - Streuung und der Annihilation zurückzuführen sind. Der größte Teil an Vernichtungsreaktionen  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{Hadronen}$  und  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  wird durch folgenden Schnitt abgetrennt :

- $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_b < 0.25$  .

Dieser Schnitt, sowie die Bedingung 2 in Abschnitt 5.2.1 sind angedeutet. Die kreisförmigen Einträge sind durch eine Monte Carlo Simulation des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ,  $q = u, d, s, c, b$ ,

gewonnen, in der Gluonabstrahlung (g) und Strahlungskorrekturen an den einlaufenden Leptonen bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha$  berücksichtigt wurden. Die Fragmentation erfolgte nach dem IJ- Modell mit den in Kapitel 4.1 aufgeführten Parametern. Der Abbildung ist zu entnehmen, daß auch nach obigem Schnitt noch ein beträchtlicher Anteil von Annihilationsereignissen in der selektierten Datenmenge vorhanden ist. Für  $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_b > 0.5$  zeigt sich, daß die aus der Simulation der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  gewonnene Verteilung den Anteil von Ereignissen aus Vernichtungsreaktionen unterschätzt. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Produktion von Hadronen nicht nur durch Bildung von Quarkpaaren möglich ist, sondern auch durch den Prozeß  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  mit anschließendem Zerfall der  $\tau$ - Leptonen in Hadronen. Die letztgenannte Reaktion wurde nicht mit Hilfe eines Monte Carlo- Programmes simuliert.

Abbildung 27 zeigt die Verteilung von  $\sum |\vec{p}_i|/2 \cdot E_b$  nach allen Schnitten. Die kreisförmigen Einträge stammen aus der Simulation der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  mit Hilfe des BDK Generators, wobei die Darstellung nicht den wahren Erzeugungsraten entspricht, da nur ein Eindruck vom qualitativen Verlauf vermittelt werden soll.

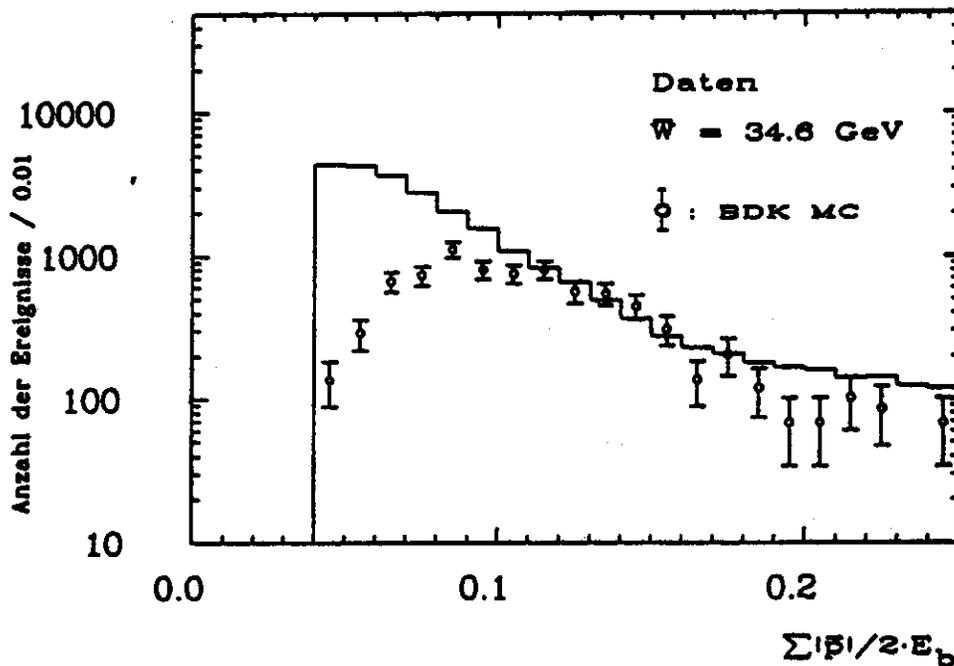


Abbildung 27. Impulssumme normiert auf die Schwerpunktsenergie nach den Schnitten. Vergleich mit der Simulation  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ .

Die angegebenen Schnitte reduzieren die Datenmenge auf 122394 Ereignisse.

## 6.0 DATENSELEKTION II UND NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT

Der Inhalt des vorliegenden Kapitels läßt sich in zwei Teile gliedern :

Im ersten Teil (Abschnitt 6.1) wird beschrieben, auf welche Art in der aus den Daten gewonnenen  $\Delta M$ - Verteilung der kombinatorische Untergrund reduziert werden kann.

Im zweiten Teil werden die aus Monte Carlo - Studien ermittelten Ergebnisse zur Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Erzeugung von Charmquark- Paaren durch die Zwei-Photon - Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  angegeben. Hieraus werden die meßbaren Erzeugungsraten für die in dieser Untersuchung gesammelte Datenmenge errechnet.

### 6.1 Verbesserung des Signal- zu Untergrundverhältnisses.

Ein eindeutiger Nachweis der Erzeugung von  $D^{*\pm}$ - Mesonen mit Hilfe der in Kapitel 5.1.2 beschriebenen  $\Delta M$ - Methode ist erreicht, falls in der Verteilung der Massendifferenz  $\Delta M = M(\pi^+K^-\pi^+) - M(K^-\pi^+)$  eine statistisch signifikante Erhebung im Intervall  $0.14 \leq \Delta M \leq 0.15 \text{ GeV}/c^2$  (im folgenden als "Signal" bezeichnet) gegenüber dem sich zu größeren Werten von  $\Delta M$  anschließenden Seitenband ("Untergrund") auftritt. Extrapoliert man den Verlauf des Seitenbandes in die Signalregion, so ergibt sich nach der Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes eine Abschätzung für die Anzahl von erzeugten  $D^{*\pm}$ - Mesonen.

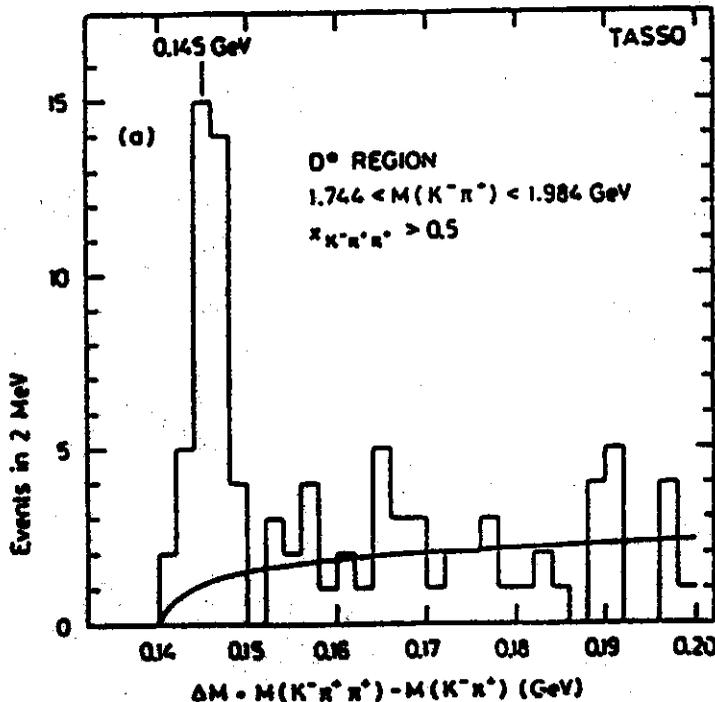


Abbildung 28.  $\Delta M$ - Verteilung aus der Untersuchung der  $D^{*\pm}$  - Erzeugung in  $e^+e^-$  - Vernichtungsreaktionen ([35], TASSO).

Ein derartiges " $D^{*\pm}$ - Signal" aus einer TASSO - Untersuchung der Erzeugung von  $D^{*\pm}$ - Mesonen in  $e^+e^-$  - Vernichtungsreaktionen bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von  $\bar{W} = 34.6 \text{ GeV}$  zeigt Abb. 28.

Bei der in dieser Untersuchung analysierten Datenmenge kann aufgrund der zu erwartenden niedrigen meßbaren Erzeugungsraten von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Zwei-Photon- Streuung nicht damit gerechnet werden, daß sich ein deutliches Signal in der  $\Delta M$ - Verteilung abzeichnet. Eine Bestimmung des Untergrundanteils durch Extrapolation des Seitenbandes in die Signalregion bietet sich demnach nicht an.

Das Ziel dieses Abschnittes ist die Angabe von Verfahren, die den Untergrund stark reduzieren, die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus dem Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  aber nur wenig einschränken. In modifizierter Form böten diese Methoden die Möglichkeit, bei größeren Datenmengen und/oder Detektoren mit deutlich höherer Polarwinkelakzeptanz bei der Spurerkennung einen eindeutigen Nachweis der  $D^*$ - Erzeugung in  $\gamma\gamma$ - Streureaktionen zu führen.

### 6.1.1 Kinematische Schnitte

Der hadronische Endzustand aus der Quarkpaar - Erzeugung in Zwei-Photon - Reaktionen läßt nur bei wenigen Ereignissen ausgeprägte Jetstrukturen erkennen, die die Suche nach den Zerfallsprodukten von  $D^*$ - Mesonen getrennt in jedem Jet ermöglichen. Daher werden in dieser Untersuchung zunächst alle Spuren eines Ereignisses wechselweise als Kaon und Pion behandelt und aus solchen Dreiteilchen- Kombinationen mit

$1.744 \leq M(K^-\pi^+) \leq 1.984 \text{ GeV}/c^2$  und  $M(\pi^+K^-\pi^+) - M(K^-\pi^+) \leq 0.20 \text{ GeV}/c^2$   
eine  $\Delta M$  - Verteilung erstellt.

Eine erste Analyse mit Hilfe dieses Verfahrens ergab, daß in vielen Fällen mehr als zwei Teilchenkombinationen pro Ereignis in die Verteilung aufgenommen wurden, obwohl aus zwei primären Charmquarks höchstens zwei  $D^*$ - Mesonen ersten Ranges gebildet werden können. Monte Carlo - Rechnungen zeigen, daß die Wahrscheinlichkeit  $\eta(D^{*+}D^{*-})$ , in einem Ereignis ein  $D^{*+}$ - und ein  $D^{*-}$ - Meson anhand der Zerfallsprodukte  $\pi^+K^-\pi^+$  bzw.  $\pi^-K^+\pi^-$  zu identifizieren, bezogen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta(D^{*\pm})$  eines oder beider  $D^*$ - Mesonen, gering ist :

$$\frac{\eta(D^{*+}D^{*-})}{\eta(D^{*\pm})} \approx 4\% .$$

Dieser Wert ist weitgehend unabhängig vom Fragmentationsmodell, von der Strahlenergie und den Analyseschnitten. Die Beschränkung auf den Nachweis nur eines  $D^*$ - Mesons pro Ereignis mit Hilfe der  $\Delta M$ - Methode sollte daher deren meßbare Erzeugungsraten nur wenig reduzieren, wogegen der kombinatorische Untergrund stark unterdrückt wird.

In der Datenanalyse wird folgender Weg beschritten :

1. Alle drei Teilchen eines  $D^*$ - Kandidaten müssen die Spurschnitte  $|d_0| \leq 3.5 \text{ cm}$  und  $|z_0| \leq 7.0 \text{ cm}$  erfüllen.
2. Aus allen Teilchenkombinationen wird diejenige mit dem kleinsten  $\Delta M$  in die Verteilung aufgenommen.

Durch die Bedingung 1 wird der Untergrundanteil von Spuren, die aus der Wechselwirkung von Teilchen mit dem Detektormaterial oder der Konversion von Photonen stammen, reduziert. Im Hinblick auf den kleinen mittleren Impuls des direkt erzeugten Pions im Zerfall  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$  (Abb. 29) sind diese Schritte weich gehalten, da kleine Impulse zu größeren mittleren Vielfachstreuwinkeln führen<sup>1</sup> und somit zu stärkeren Abweichungen der rekonstruierten Spur vom Zerfallsursprung.

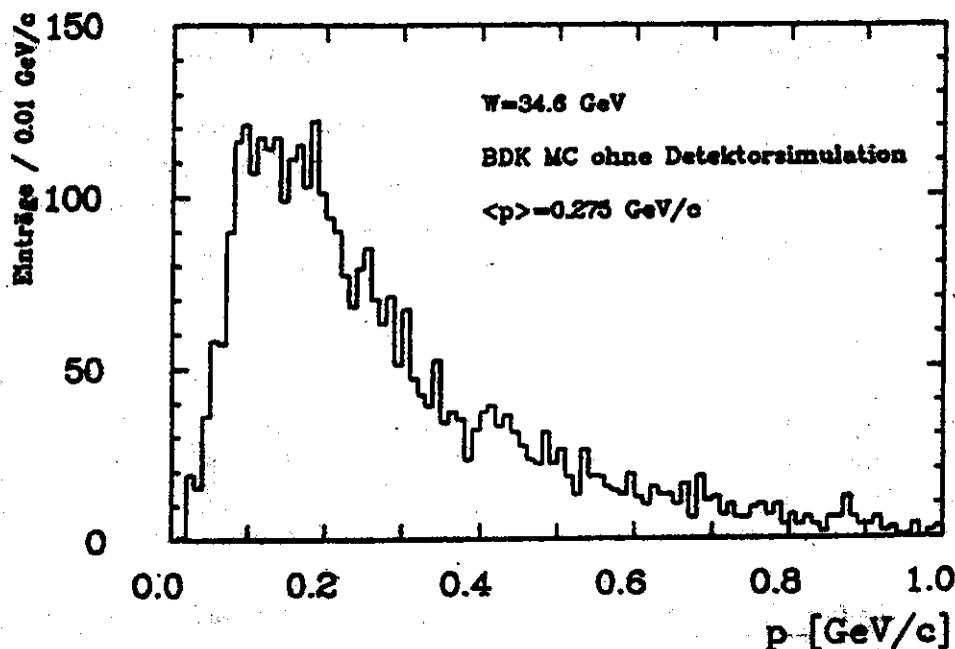


Abbildung 29. Impulsverteilung des Übergangspions (BDK-Monte Carlo).

Die mit den obigen Kriterien durchgeführte Analyse wird im folgenden als erste Selektionsstufe - SEL01 - bezeichnet.

In der zweiten Selektionsstufe - SEL02 - wird die Eigenschaft der harten Fragmentation schwerer Quarks zur Reduktion des Untergrundes ausgenutzt.

Die aus primären Charmquarks gebildeten  $D^*$ - Mesonen ersten Ranges besitzen im Mittel einen größeren Anteil  $z$  an Energie und Longitudinalimpuls des primären Quarkpaares als Hadronen höherer Ränge oder Hadronen, die ein leichtes primäres Quark mit sich führen (vgl. Abschnitt 4.3.2). In dieser Untersuchung bleibt die Kinematik des Zwei-Photon - Systems

<sup>1</sup> Der mittlere Vielfachstreuwinkel  $\langle \theta \rangle$  beim Durchgang eines einfach geladenen Teilchens mit Impuls  $p$  (in MeV/c) durch ein Material der Dicke  $D$  (in cm) und der Strahlungslänge  $X_0$  (in cm) ist gegeben durch :

$$\langle \theta \rangle = \frac{21 \text{ MeV/c}}{p \cdot \beta} \cdot \sqrt{\frac{D}{X_0}}$$

und somit die dem erzeugten Quarkpaar zur Verfügung stehende Energie unbekannt. Die Variable  $x$  kann demnach nicht bestimmt werden.

Es wurde daher ein Schnitt in der Verteilung der folgendermaßen definierten Variablen  $x(D^{*\pm})$  durchgeführt :

$$\bullet \quad x(D^{*\pm}) := \frac{p(\pi^+ K^- \pi^+)}{\sum |\vec{p}_i|} > 0.3 .$$

Dabei ist  $p(\pi^+ K^- \pi^+)$  der Impulsbetrag der als Zerfallsprodukte des  $D^*$ - Mesons betrachteten Teilchen. Dieser wird auf die Summe der Impulsbeträge aller Spuren eines Ereignisses normiert, um den Schnitt unabhängig von der Strahlenergie anwenden zu können.

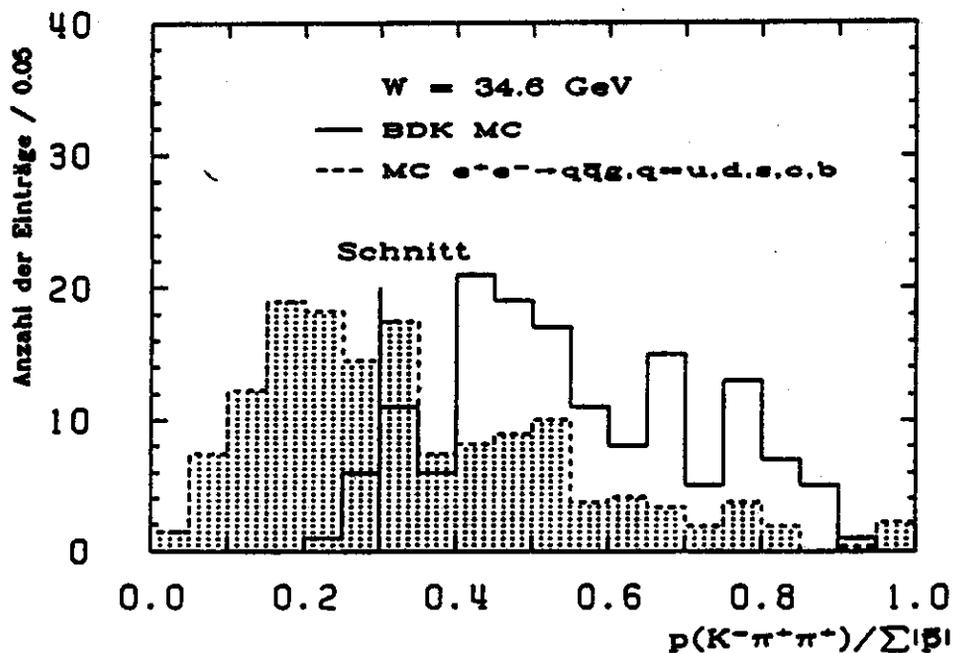


Abbildung 30. Impulsbetrag des  $K^- \pi^+ \pi^+$  - Systems

normiert auf den sichtbaren Gesamtimpuls des Ereignisses.

Vergleich zwischen den Monte Carlo- Simulationen

$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- D^{*+} X, D^{*+} \rightarrow \pi^+ D_{K^- \pi^+}^0$  und

$e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g, q = u, d, s, c, b$ .

Abbildung 30 zeigt eine Verteilung von  $x(D^{*\pm})$  für  $\pi^+ K^- \pi^+$  - Kombination aus dem Zerfall von  $D^{*\pm}$ - Mesonen (BDK - Monte Carlo). Die schraffierte Verteilung wurde durch Simulation der Reaktion  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$  ( $q=u,d,s,c,b$ ;  $g$ =Gluon) mit anschließender Fragmentation der Quarks und des Gluons nach dem Modell von Hoyer/Ali und Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen an den einlaufenden Leptonen gewonnen. Innerhalb der erreichten Statistik

wurde kein  $D^{*\pm}$ - Meson aus Vernichtungsreaktionen identifiziert. Alle Ereignisse durchliefen die Kriterien der ersten Selektionsstufe; die Verteilungen sind nicht auf die Wirkungsquerschnitte der Erzeugungsprozesse korrigiert.

Dreiteilchenzustände, die aus der Zerfallskette  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D_{K-\pi^+}^0$  stammen, sollten demnach im Mittel höhere  $x$ - Werte als kombinatorischer Untergrund aus Vernichtungsreaktionen haben.

Die  $\Delta M$  - Verteilungen, die sich aus der Datenanalyse mit Hilfe der Selektionen SEL01 und SEL02 ergeben, sind in Abb.31a, b dargestellt. Ein  $D^{*\pm}$ - Signal in Form einer Erhebung bei  $0.14 \leq \Delta M \leq 0.15 \text{ GeV}/c^2$  ist nicht erkennbar.

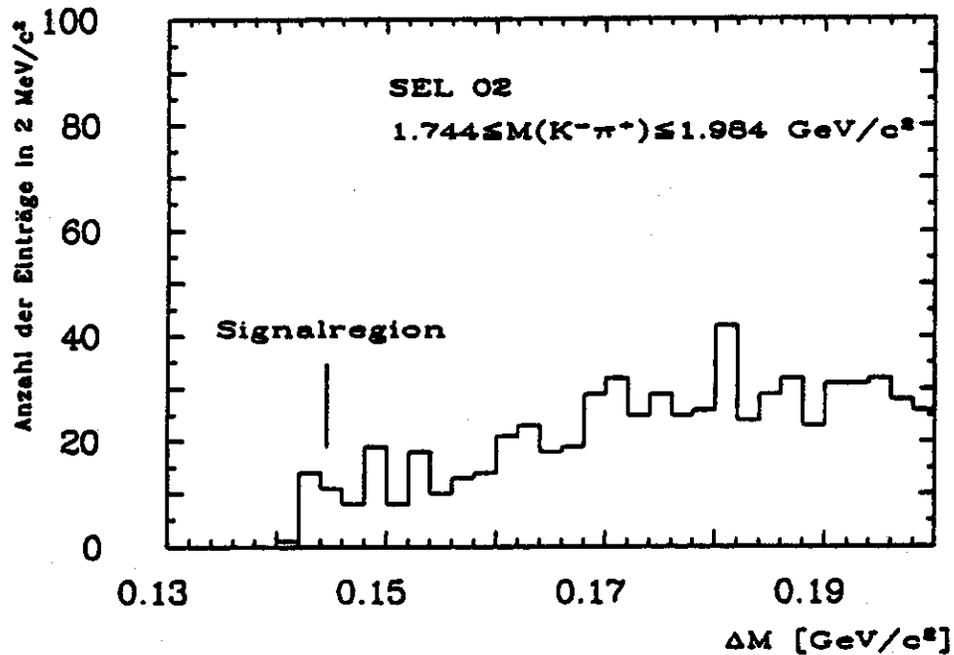
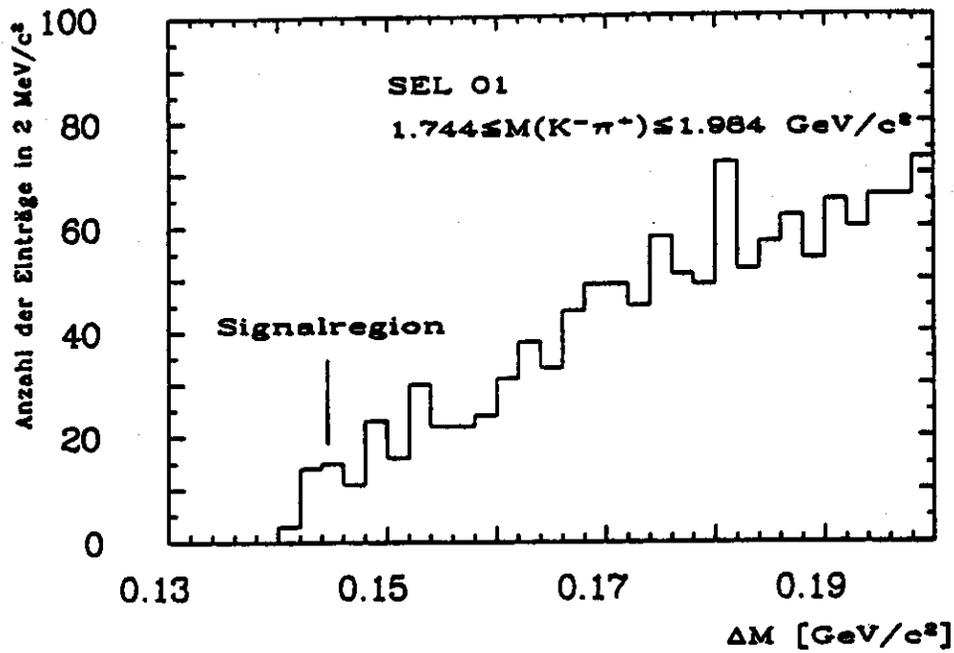


Abbildung 31.  $\Delta M$ - Verteilungen aus den Daten.

- a) SEL01 : ohne kinematische Schnitte auf das  $K^-\pi^+\pi^+$  - System
- b) SEL02 : mit Spurschnitten und  $p(K^-\pi^+\pi^+) / \sum |\vec{p}_i| > 0.3$ .

## 6.1.2 Massenhypothesen mit Hilfe der Flugzeitzähler

Die Identifikation von Kaonen und Pionen aus der Bestimmung der Massenquadrate liefert ein weiteres Verfahren, um den kombinatorischen Untergrund bei der Untersuchung der  $D^{*\pm}$ -Erzeugung zu verringern.

Die Massenquadrate ergeben sich nach (3.4) aus der Flugzeitmessung der ITOF's, dem Impuls und der Spurlänge. Die Breite der gemessenen  $m^2$ -Verteilung jeder Teilchensorte wächst quadratisch mit dem Impuls der Teilchen an (vgl. (3.5)). Eine Teilchentrennung kann nur auf statistischer Basis erfolgen, die eindeutige Identifikation eines Teilchens anhand seines gemessenen Massenquadrates ist nicht möglich.

Die  $m^2$ -Verteilungen wurden für solche Spuren erstellt, die den folgenden Bedingungen genügen :

1. Spuren aus  $\pi^+K^-\pi^+$ -Kombinationen mit  $\Delta M \leq 0.25 \text{ GeV}/c^2$ , die die Spurschnitte der Selektion SEL01 passieren.
2.  $p < 1 \text{ GeV}/c$  für jede Spur.
3.  $|\cos \theta| \leq 0.8$ ,  $\theta$  ist der Polarwinkel der Spur zur Strahlachse.
4. Es darf keine weitere Spur in denselben Flugzeitzähler extrapoliert sein.
5.  $|\tau_1 - \tau_2| < 3.0 \text{ nsec}$ , Differenz der an beiden Enden des Zählers gemessenen Flugzeit.

Durch das Kriterium 2 werden Spuren ausgewertet, deren Impulse eine noch sinnvolle Teilchentrennung erlauben, Schnitt 3 ist ein reines Akzeptanzkriterium des Flugzeitzählersystems. Die Bedingungen 4 und 5 reduzieren die folgenden Untergrundprobleme :

- Die Signale an den Enden eines Zählers stammen von mehr als zwei Teilchen.
- Das Szintillationslicht erreicht nicht beide Enden der Zähler, da das Teilchen zu nahe am Ende der Zähler durchflog.

Abbildung 32a - c zeigt die  $m^2$ -Verteilungen des als Übergangspion behandelten Teilchens für die Impulsintervalle  $0.10 \leq p < 0.15 \text{ GeV}/c$ ,  $0.15 \leq p < 0.20 \text{ GeV}/c$ ,  $0.20 \leq p < 0.25 \text{ GeV}/c$ . Bei Impulsen von  $p < 0.20 \text{ GeV}/c$  zeigen sich in den Verteilungen jeweils zwei deutlich getrennte Erhebungen mit Maxima bei ca. 0.0 und  $0.02 \text{ GeV}^2/c^4$ , wobei die erste auf Elektronen und Positronen, die zweite auf Pionen zurückzuführen ist. Die Elektronen bzw. Positronen stammen vermutlich aus der Konversion niederenergetischer Photonen ( $\pi^0$ 's) in  $e^+e^-$ -Paare.

Der hohe Elektronen-Anteil bei den als Pion betrachteten Teilchen bildet demnach einen beträchtlichen Anteil am kombinatorischen Untergrund in der  $\Delta M$ -Verteilung.

Für alle drei Impulsintervalle wurde eine Wahrscheinlichkeitsdichte-Funktion  $F(m^2, p)$  mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt. Diese Funktion ergibt sich durch Variablensubstitution (vgl. (3.4)) einer Gaußverteilung in der Flugzeit  $\tau$  (nach [44]) :

$$F(m^2, p) = \sum_{i=1,2} \frac{N_i}{\sqrt{2\pi}\sigma_i} \cdot \exp\left[-\frac{(\tau - \tau_0)^2}{2\sigma_i^2}\right] \cdot \left(\frac{x}{pc}\right)^2 \cdot \frac{1}{\tau} \quad (6.1)$$

$$\tau = x/c \cdot \sqrt{1 + m^2/p^2}$$

$$\tau_0 = x/c \cdot \sqrt{1 + m_i^2/p^2}$$

$N_i$  = Normierungskonstanten, die von den Anteilen jeder Teilchensorte abhängen

$\sigma_i$  = Flugzeitauflösung der jeweiligen Teilchensorte

$x$  = mittlere Flugstrecke

$c$  = Lichtgeschwindigkeit

$p$  = mittlerer Impuls (in GeV/c) in dem Intervall

$m_i$  = Nominalmassen der Teilchensorten.

Bei der Anpassungsrechnung werden  $N_i, m_i^2, \sigma_i$  als unabhängige Variablen behandelt. Eine Trennung von Pionen und Elektronen für Impulse  $p \geq 0.25$  GeV/c ist aufgrund des Anwachsens der Unsicherheiten in der Massenbestimmung und der geringen Statistik (Impulsspektrum des "Übergangspions") nicht sinnvoll.

Für die als Kaonen und Pionen aus möglichen Zerfällen von  $D^0$ - Mesonen bezeichneten Teilchen wurde das gleiche Verfahren in vier Impulsintervallen angewandt (Abb. 33a - d). Die Massenquadrate beider Teilchen sind dabei jeweils in einer Verteilung aufgetragen.

Die Daten werden bei Impulsen von  $p \geq 0.6$  GeV/c und Massenquadraten von  $m^2 \leq 0.75$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> gut durch eine Superposition zweier Exponentialfunktionen mit den Nominalmassen von Pionen und Kaonen beschrieben.

Um  $m^2 \approx 1.0$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> ist eine kleine Anhäufung erkennbar, die auf einen Protonen/Antiprotonen - Anteil in den Spuren schließen läßt.

Für  $p < 0.6$  GeV/c und  $m^2 \leq 0.15$  GeV<sup>2</sup>/c<sup>4</sup> wurde nur eine Exponentialfunktion mit  $m_1 = 0.14$  GeV/c<sup>2</sup> angepaßt, da durch die geringe Statistik bei höheren Massenquadraten eine Anpassung durch eine weitere Exponentialfunktion mit  $m_2 = 0.49$  GeV/c<sup>2</sup> nicht sinnvoll ist.

Die aus der Anpassungsrechnung gewonnenen Werte für  $\chi^2$  pro Freiheitsgrad liegen zwischen 0.9 und 2.0 bei einer Anzahl von Freiheitsgraden zwischen 10 und 50.

Darstellungen der Korrelation von Massenquadrat und Impuls finden sich im Anhang B.2; zum Vergleich ist dort eine Korrelation dieser Größen aus der Untersuchung von Teilchenverhältnissen in der  $e^+e^-$  Vernichtung beigelegt (nach [24]).

Eine Anreicherung des Anteils von Teilchensystemen aus  $D^{*\pm}$ - Zerfällen kann somit erlangt werden durch :

- Elektron- Pion - Trennung bei den Übergangspionen.
- Kaon- Pion - Trennung bei Pionen aus  $D^0$ - Zerfällen.
- Abtrennung der Kaonen aus  $D^0$ - Zerfällen von Pionen und Protonen/Antiprotonen.

In einer dritten Selektion der Daten - SEL03 - werden aus den Massenquadrat- Spektren Schnitte auf die Massenquadrate von Pionen und Kaonen durchgeführt (Tabelle 4).

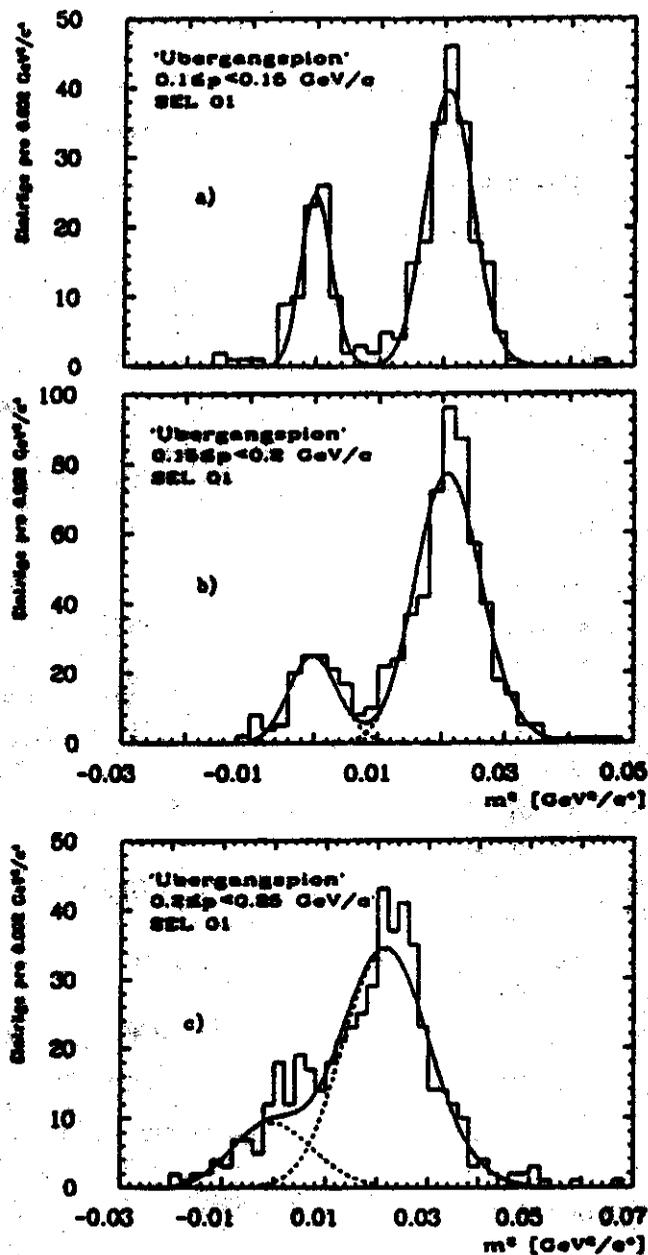


Abbildung 32. Massenquadrat-Verteilungen der 'Übergangspionen'.

Die aus den Anpassungskurven ermittelten Akzeptanzen von Übergangspionen, sowie von Kaonen und Pionen aus möglichen  $D^0$ -Zerfällen betragen nach diesen Schnitten jeweils  $\geq 95\%$ . Für diejenigen Impulsintervalle, in denen aufgrund mangelnder Statistik keine Anpassungsrechnung für die  $m^2$ -Verteilungen von Kaonen durchgeführt wurde ( $p < 0.6$  GeV/c), sind die Akzeptanzen aus der Monte Carlo-Simulation der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  bestimmt worden. Die aus der Simulation gewonnenen Akzeptanzen stimmen mit den gemessenen überein.

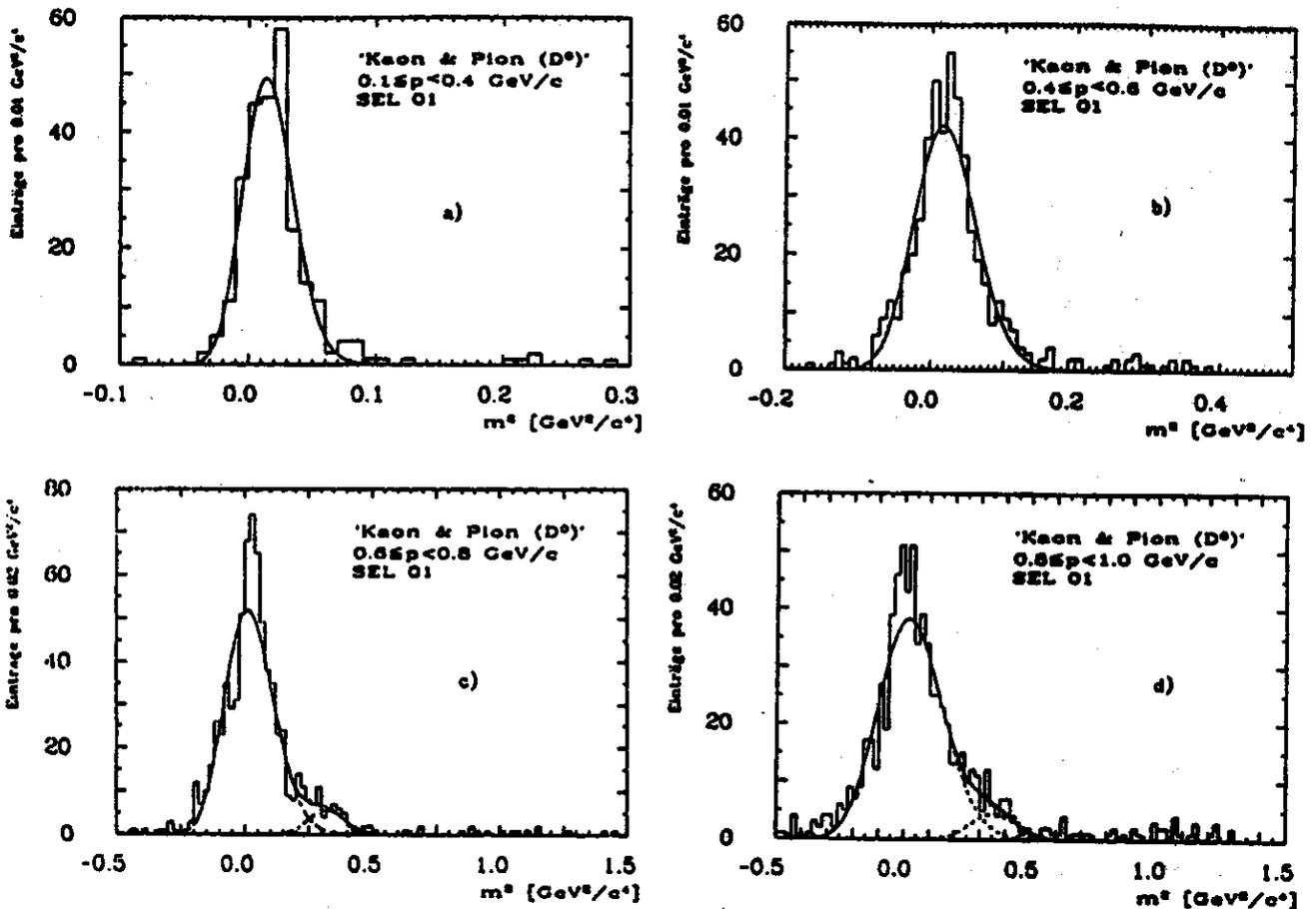


Abbildung 33. Massenquadrat- Verteilungen von  
'Kaonen und Pionen aus  $D^0$  - Zerfällen'.

Impulsintervall	Schnitt auf $m^2$ [ $GeV^2/c^4$ ]		
	Übergangspion	Kaon	Pion
$0.1 \leq p < 0.25$ *	$m^2 > 0.008$	-	-
$0.1 \leq p < 0.4$	$m^2 < 0.1$	$0.15 \leq m^2 \leq 0.5$	$m^2 < 0.2$
$0.4 \leq p < 0.6$	$m^2 < 0.2$	$0.15 \leq m^2 \leq 0.5$	$m^2 < 0.2$
$0.6 \leq p < 1.0$	$m^2 < 0.3$	$0.1 < m^2 \leq 0.6$	$m^2 < 0.3$

\*Trennung der Übergangspionen von Elektronen.

Tabelle 4. Schnitte auf die Massenquadratrate von Pionen und Kaonen.

Aus der Abweichung der in der Anpassungsrechnung ermittelten Werte für die Massen von Pionen und Kaonen von deren Nominalmassen und den statistischen Fehlern in der Angabe der Flugzeitauflösungen  $\sigma_i$  wird der systematische Fehler der Akzeptanz von Übergangspionen, Kaonen und Pionen nach den Schnitten auf  $m^2$  zu jeweils  $\pm 5\%$  abgeschätzt. Die  $\Delta M$ -Verteilung aus den Daten zeigt Abb. 34. Ein  $D^{*\pm}$ -Signal ist nicht erkennbar, so daß nur eine obere Grenze für den Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  angegeben werden kann.

Um die Wirksamkeit der bislang diskutierten Datenselektionen auf die Untergrundreduktion zu verdeutlichen, sind im folgenden die relativen Anzahlen von Einträgen in der Signalregion ( $0.14 \leq \Delta M \leq 0.15 \text{ GeV}/c^2$ ) und im Seitenband ( $0.15 < \Delta M \leq 0.20 \text{ GeV}/c^2$ ) für die Kriterien SEL01, SEL02 und SEL03 angegeben :

1. Signalregion -  $n(\text{SEL01}) : n(\text{SEL02}) : n(\text{SEL03}) = 1 : 0.80 : 0.47$  .
2. Seitenband -  $n(\text{SEL01}) : n(\text{SEL02}) : n(\text{SEL03}) = 1 : 0.51 : 0.27$  .

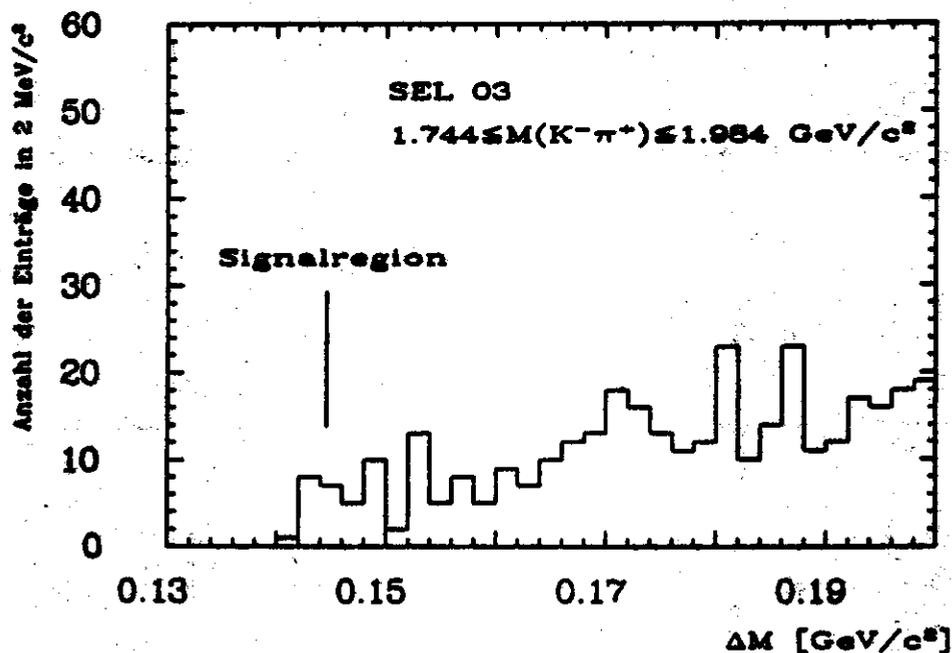


Abbildung 34.  $\Delta M$ -Verteilung nach Schnitten  
auf die Massenquadrate von Pionen und Kaonen.

## 6.2 Nachweiswahrscheinlichkeit von $D^{*\pm}$ - Mesonen.

Die Wahrscheinlichkeit  $\eta_{tot}$ , ein  $D^{*+}$ - oder  $D^{*-}$ - Meson aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  anhand der Zerfallsprodukte nachzuweisen, setzt sich multiplikativ aus folgenden Anteilen zusammen :

1. Akzeptanz des Detektors und der Trigger.
2. Einflüsse der Datenreduktionskette (PASS 3) und der Analyseschnitte.

Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten wurde mit Hilfe von Monte Carlo - Simulationen des Erzeugungsprozesses bei Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV, der Fragmentation nach dem Modell von Field- Feynman, sowie der Detektoreinflüsse durchgeführt.

### 6.2.1 Akzeptanz der Trigger und des Detektors

Die Analyse der Daten durch die Selektionsstufe SEL03 zeigt, daß ca. 95% der Ereignisse über die Trigger für geladene Teilchen (PREPRO, CPC- Trigger, Topologietrigger) zur Aufzeichnung gelangten.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des PREPRO in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der von MILL rekonstruierten Spur wurde in [45] bei Strahlenergien von 15 bis 19 GeV und der Detektorkonfiguration ohne Vertexdetektor gemessen. Die Simulation des PREPRO wird mit diesen gemessenen Ansprechwahrscheinlichkeiten durchgeführt.

Zur Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit und der oberen Grenze des Wirkungsquerschnittes (Kapitel 7) werden nur solche Ereignisse ausgewertet, bei denen mindestens einer der "geladenen" Trigger angesprochen hat.

Die Triggerraten von Ereignissen, deren Spuren teilweise aus dem Zerfall von  $D^{*\pm}$ - Mesonen stammen, sind abhängig von :

- Kinematik des Erzeugungsprozesses (Boost)
- Zerfallskinetik des  $D^*$ - und des  $D^0$ - Mesons.

Das zweite Argument ergibt sich aus folgender Überlegung :

Durch den quadratischen Abfall des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  mit  $W_{\gamma\gamma}$  wird das Quarkpaar bevorzugt nahe der Schwelle erzeugt. Die mittlere Multiplizität der während der Fragmentation gebildeten Hadronen ist demnach klein (Abb. 35). Die aus dem Zerfall von  $D^*$ - Mesonen entstandenen Sekundärteilchen und deren Zerfallsprodukte bestimmen somit maßgeblich die Akzeptanz der Trigger und des Detektors für derartige Ereignisse.

Die mit Hilfe des Simulationsprogrammes bestimmten Triggerakzeptanzen für Ereignisse mit  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Quarkpaar - Erzeugung in  $\gamma\gamma$ - Streuprozessen betragen :

- $E_b = 17.3 \text{ GeV}$ , TASSO ohne Vertexdetektor, Triggerakzeptanz =  $0.67 \pm 0.02(\text{stat.})$ .
- $E_b = 22 \text{ GeV}$ , TASSO mit Vertexdetektor, Triggerakzeptanz =  $0.61 \pm 0.02(\text{stat.})$ .

Monte Carlo - Rechnungen ergeben, daß die unterschiedlichen Triggerakzeptanzen auf die verschieden hohen Transversalimpulsschwellen des PREPRO zurückzuführen sind : Bei Strahlenergien um 22 GeV betrug die Schwelle 320 MeV/c, während bei 90% der Daten mit

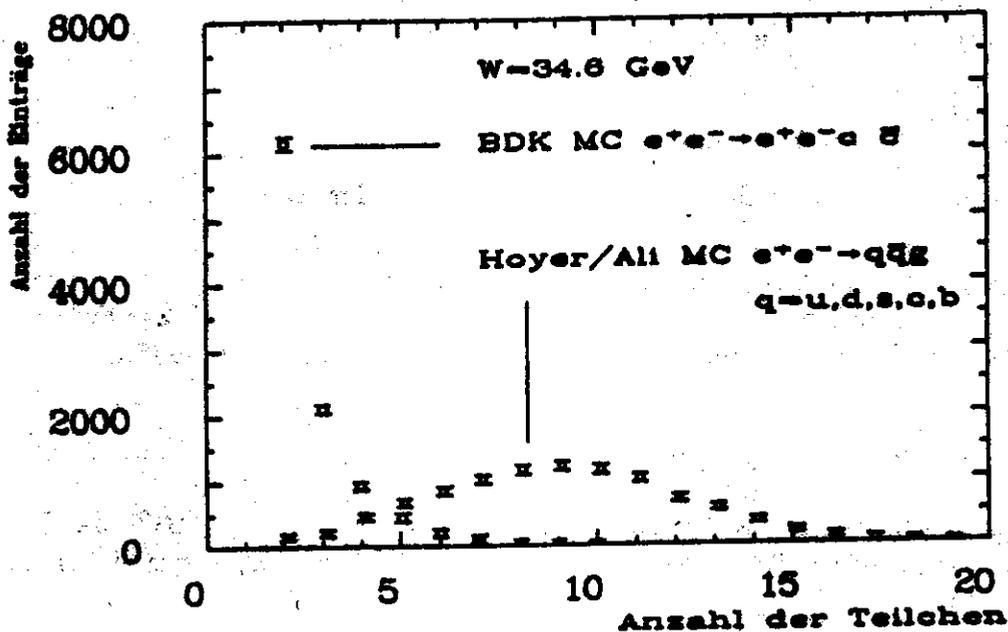


Abbildung 35. Anzahl der primär erzeugten Hadronen

in den Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  und  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g, q = u, d, s, c, b$ .

Strahlenergien um 17 GeV die Schwelle auf 220 MeV/c gesetzt war.

Für die erste Periode der Datennahme bei Strahlenergien um 17 GeV und der Detektorkonfiguration ohne Vertexdetektor (1980 bis 1982) wird der systematische Fehler in der Triggerakzeptanz zu 2% geschätzt. Für die zweite Periode (1983 bis 1984, TASSO mit Vertexdetektor, Strahlenergie um 22 GeV) wird ein Wert von 5% angenommen, da für diesen Zeitraum bislang keine Messungen der Triggerakzeptanzen vorliegen.

### 6.2.2 Einfluß der Datenreduktion

In diesem Abschnitt werden folgende Beiträge zur Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^*$ -Mesonen diskutiert:

1.  $\eta(\text{Pass})$ : Spurfindung durch FOREST, Datenreduktionskette (PASS 3, TRKSEL) und Spurfindung durch MILL
2.  $\eta(\text{Cut})$ : Ereignis- und Spurschnitte nach Kapitel 5
3.  $\eta(\Delta M)$ :  $\Delta M$ -Methode und Selektionsstufe SEL03.

Die im Monte Carlo simulierte Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der Spuren durch FOREST ist den Meßergebnissen von [45] entnommen worden.

Die Bestimmung von  $\eta(\text{Pass})$  liefert die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis mit allen Spuren aus dem Zerfall eines  $D^{*+}$ - oder  $D^{*-}$ -Mesons ( $\pi^+K^-\pi^+$  oder der ladungskonjugierte

Zustand) auf die PASS 3 Bänder geschrieben wurde. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird weiter durch die in Kapitel 5 beschriebenen Schnitte, sowie durch die Selektionsstufe SEL03 reduziert ( $\eta(\text{Cut})$  bzw.  $\eta(\Delta M)$ ).

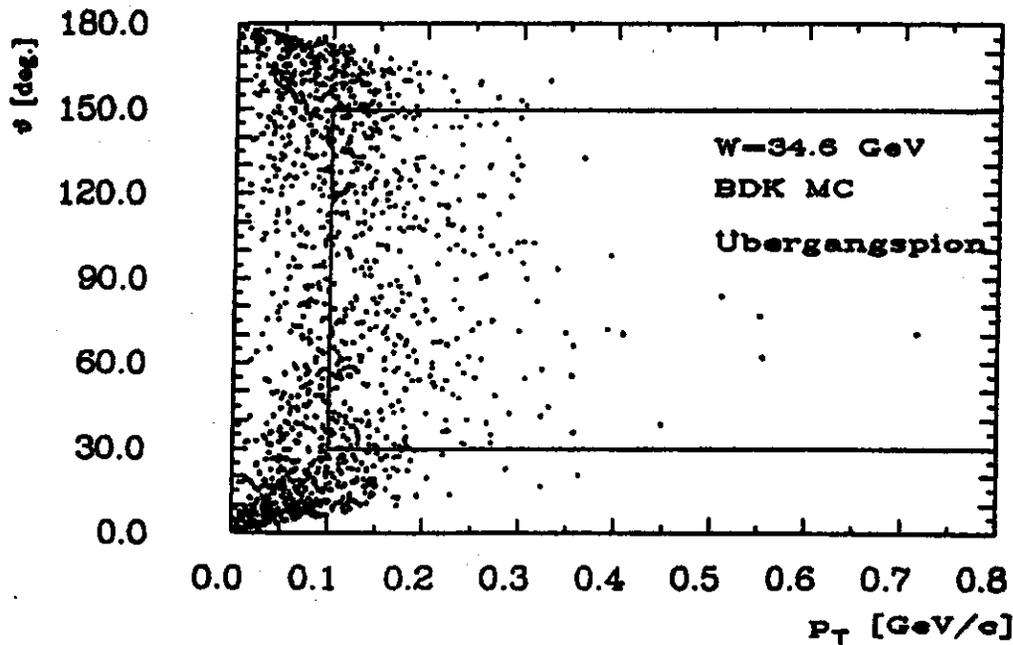


Abbildung 36. Polarwinkel des Übergangspions gegen Transversalimpuls (BDK- Monte Carlo).

Abbildung 36 vermittelt einen Eindruck von der Wirkung einiger Schnitte auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Übergangspions. In dieser Darstellung ist der Winkel zur Strahlachse gegen den Transversalimpuls des Übergangspions im Laborsystem aufgetragen. Die durchgezogenen Linien deuten folgende Spurschnitte des Programmes TRKSEL an (vgl. Abschnitt 3.4) :

$p_T \geq 100 \text{ MeV}/c$  (Akzeptanz von MILL) und  $|\cos \theta| \leq 0.87$  (Spur hat mindestens die ersten sechs  $0^\circ$  - Lagen der Driftkammer durchquert).

Wegen der im Mittel kleinen Transversalimpulse und Polarwinkel der Übergangspionen zur Strahlachse wird deren Nachweiswahrscheinlichkeit durch diese Schnitte um ca. 70% reduziert.

Die Polarwinkel des Übergangspions im Laborsystem ist abhängig von :

1. Kinematik des Zwei-Photon - Prozesses (Boost)
2. Fragmentationseigenschaften der Charmquarks
3. Zerfallskinetik von  $D^*$ - Mesonen.

Die ersten beiden Punkte legen die Kinematik des  $D^*$ - Mesons im Laborsystem fest : Kleine

Winkel zur Strahlachse und zur Richtung des primären Charmquarks.

Der niedrige Q- Wert im  $D^*$ - Zerfall führt zu kleinen Winkeln zwischen den Impulsvektoren von  $D^{*\pm}$  und  $\pi^+$  und zwischen  $D^0$  und  $\pi^+$ .

Dieser letzte Zusammenhang wird zu einer weiteren Untergrundreduktion in den Daten ausgenutzt. Folgender Schnitt auf den Winkel  $\theta(\pi^+, D^0)$  zwischen dem Impulsvektor des  $K^-\pi^+$ - Systems aus dem Zerfall  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  und dem Impulsvektor des Übergangspions im Laborsystem wird durchgeführt :

- $\theta(\pi^+, D^0) < 25^\circ$  .

In Abb. 37 sind die aus den Monte Carlo - Programmen gewonnenen Verteilungen dieses Winkels nach Simulation der Detektoreinflüsse und der Spurfindung dargestellt. Man erkennt, daß dieser Winkel bei Teilchensystemen aus dem Zerfall von  $D^{*\pm}$ - Mesonen klein ist im Vergleich zu möglichem kombinatorischen Untergrund aus Vernichtungsreaktionen.

Der Schnitt kann nicht dazu benutzt werden, um mit Hilfe der  $\Delta M$ - Methode einen Nachweis auf die Erzeugung von  $D^*$ - Mesonen zu führen, da der Q-Wert eines Zerfalls und die Zerfallswinkel korreliert sind. Der Schnitt dient hier lediglich zur Reduzierung der Datenmenge bei der Untergrundbestimmung (Kapitel 7).

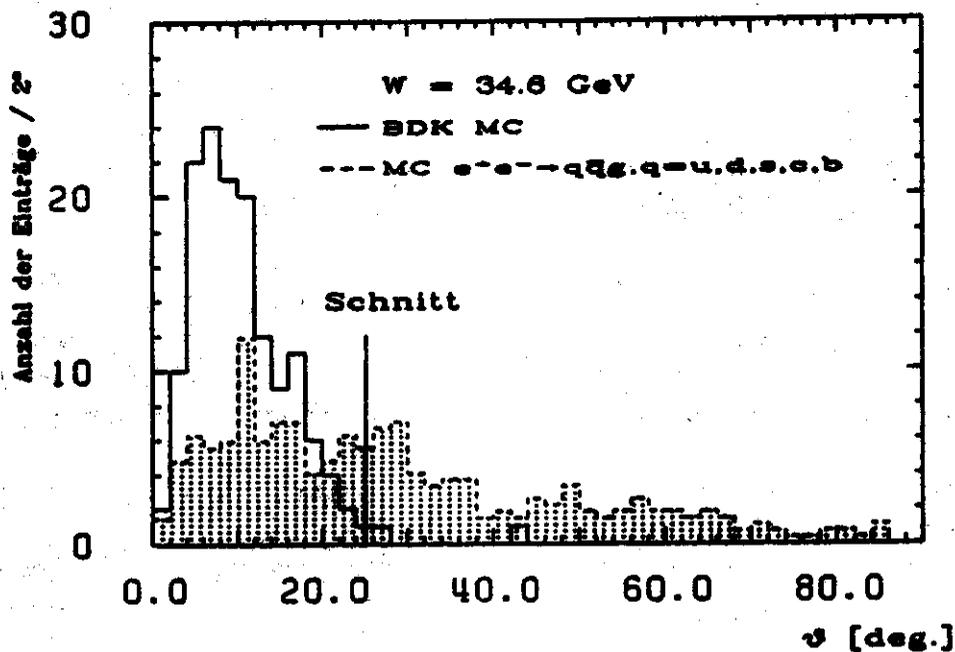


Abbildung 37. Winkel zwischen den Impulsvektoren von  $\pi^+$  und  $D^0$  (Monte Carlo).

Die in diesem Abschnitt erläuterten Akzeptanzen für  $D^{*\pm}$ - Mesonen sind in Tabelle 5 zusammengestellt. Die Ergebnisse wurden mit Hilfe der Monte Carlo- Simulation der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  unter Verwendung des Hoyer/Ali- Fragmentationsprogrammes mit den in

Kapitel 4.1 angegebenen Fragmentationsparametern ermittelt. Die Akzeptanzen sind getrennt für Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV und den zugehörigen Triggerbedingungen und Detektorkonfigurationen angegeben.

Es zeigt sich, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit hauptsächlich durch die Detektorakzeptanz (diese begrenzt auch die Akzeptanz der Spurfindung) vermindert wird; die Analyseschritte verringern den Anteil nachweisbarer  $D^*$ - Mesonen vergleichsweise wenig.

$E_b$ [GeV]	$\eta(\text{Trigger})$	$\eta(\text{Pass})$	$\eta(\text{Cut})$	$\eta(\Delta M)$	$\eta_{\text{tot}}$
17.3	$0.67 \pm 0.02$	$0.20 \pm 0.01$	$0.80 \pm 0.05$	$0.72 \pm 0.05$	$0.077 \pm 0.005$
22.0	$0.61 \pm 0.02$	$0.24 \pm 0.01$	$0.89 \pm 0.03$	$0.77 \pm 0.03$	$0.098 \pm 0.003$

Es sind die statistischen Fehler angegeben.

**Tabelle 5.** Akzeptanz der Trigger, der PASS 3- Schritte und der Analyseschritte und Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit von  $D^*$  - Mesonen.

### 6.3 Einfluß der Fragmentationsmodelle und Erzeugungsraten von $D^*$ - Mesonen.

Die Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit bei Variation der Fragmentationsparameter  $\epsilon_s$  und  $\sigma_q$  wird für die IJ- und String - Fragmentation in Abschnitt 6.3.1 untersucht. Im anschließenden Abschnitt werden die zu erwartenden Erzeugungsraten von  $D^*$ - Mesonen aus Zwei-Photon - Reaktionen unter Berücksichtigung des Wirkungsquerschnittes bei verschiedenen Strahlenergien und der Luminosität angegeben.

Dort finden sich auch obere Grenzen der meßbaren Erträge an  $D^{*+}$ - Mesonen in den Zerfallskanälen  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  und  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0 \rightarrow \bar{K}_s^0 \pi^+ \pi^-$ .

#### 6.3.1 Variation der Fragmentationsparameter - Vergleich zwischen IJ- und String - Modell

Eine Schwierigkeit bei der Untersuchung der Quarkpaar - Erzeugung in Photon-Photon - Streureaktionen liegt in der derzeitigen Unkenntnis der Abhängigkeit der Fragmentationsparameter von der Schwerpunktsenergie des primären Quarkpaares.

Für die Erzeugung schwerer Teilchen ( $D^*$ ) wird zum Beispiel  $P/(P+V)$  bei kleinen Schwerpunktsenergien stärker vom verfügbaren Phasenraum abhängen, als bei hohen Schwerpunktsenergien der  $e^+e^-$ - Vernichtung.

Die Kinematik von Zwei-Photon - Prozessen erschwert die Bestimmung dieser Größen, da zum einen eine genaue Kenntnis der Meßapparatur für die Ermittlung von Nachweiswahrscheinlichkeiten nötig ist, zum anderen die Trennung von Ereignissen aus VMD- Reaktionen und harten Streuprozessen schwierig ist.

In der vorliegenden Untersuchung werden die Parameter  $P/(P+V)$ ,  $P(s)/(P(u)+P(d)+P(s))$ ,  $P(qq)/P(q)$  wie in Abschnitt 4.1 festgelegt. Die Unsicherheit wird bei der Berechnung der Erzeugungsraten durch systematische Fehler berücksichtigt.

Die Kinematik von  $D^*$ - Mesonen im Schwerpunktssystem der primären Charmquarks wird durch die Wahl von  $\epsilon_c$  und  $\sigma_q$  bestimmt, da diese den mittleren Anteil ( $\langle z \rangle$ ) an Energie und longitudinaler Impulskomponente des primären Quarks, sowie den mittleren Transversalimpuls zur Quarkrichtung festlegen.

a) $\epsilon_c \rightarrow$ $\downarrow \sigma_q [GeV/c]$	0.10	0.15	0.20	0.25
0.20	$0.087 \pm 0.008$	$0.078 \pm 0.008$	$0.077 \pm 0.008$	$0.077 \pm 0.008$
0.25	$0.073 \pm 0.007$	$0.077 \pm 0.005$	$0.084 \pm 0.008$	$0.071 \pm 0.007$
0.35	$0.083 \pm 0.008$	$0.068 \pm 0.007$	$0.072 \pm 0.007$	$0.088 \pm 0.008$

b) $\epsilon_c \rightarrow$ $\downarrow \sigma_q [GeV/c]$	0.10	0.15	0.20	0.25
0.20	$0.043 \pm 0.006$	$0.040 \pm 0.006$	$0.032 \pm 0.005$	$0.053 \pm 0.007$
0.25	$0.042 \pm 0.006$	$0.040 \pm 0.004$	$0.040 \pm 0.006$	$0.041 \pm 0.006$
0.35	$0.054 \pm 0.007$	$0.046 \pm 0.006$	$0.039 \pm 0.006$	$0.036 \pm 0.006$

Es sind jeweils die statistischen Fehler angegeben.

**Tabelle 6.** Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_{tot}$  bei Variation von  $\epsilon_c$  und  $\sigma_q$ .

a) Unabhängige Fragmentation (Hoyer/Ali- Programm)

b) String - Fragmentation (Lund- Programm).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit  $\eta_{tot}$  ist innerhalb sinnvoller Grenzen für vier Werte von  $\epsilon_c$  und drei Werte von  $\sigma_q$ , getrennt für die Fragmentationsprogramme Hoyer/Ali und Lund, ermittelt worden. Die Strahlenergie betrug 17.3 GeV, es wurde die Detektorkonfiguration ohne Vertexdetektor simuliert. Die Ergebnisse sind in Matrixform in den Tabellen 6a, b aufgeführt.

Es zeigen sich starke Abweichungen zwischen den beiden Fragmentationsmodellen für alle Parameterkombinationen. Für jedes der Fragmentationsmodelle ist dagegen die Änderung von  $\eta_{tot}$  mit den Fragmentationsparametern vergleichsweise klein : Die mittlere quadratische Abweichung vom Mittelwert beträgt jeweils  $\approx 15\%$ .

### 6.3.2 Erzeugungsraten bei Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV

Die meßbare Erzeugungsrates  $N$  für  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  und den Zerfallskanal  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  wird errechnet nach :

$$N = L \cdot \sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}) \cdot \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{P(s)}{P(u) + P(d) + P(s)} \right] \cdot 2 \left[ 1 - \frac{P}{P+V} \right] \times \quad (6.2)$$

$$\times BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) \cdot BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) \cdot \eta_{tot}$$

Hierbei sind  $L$ ,  $\sigma$  und  $\eta_{tot}$  die Luminosität, der Wirkungsquerschnitt und die Nachweiswahrscheinlichkeit zu einer gegebenen Strahlenergie. Diese Größen variieren für verschiedene Strahlenergien.

Der erste Term in eckigen Klammern beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß eines der primären Charmquarks zusammen mit einem u- oder d- Quark aus dem Vakuum ein D- Meson bildet. Die Annahme, daß u- und d- Quarkerzeugung gleich wahrscheinlich sind ( $D^{*0}, D^0$  und  $D^{*\pm}, D^\pm$  werden aufgrund von Isospininvarianz starker Wechselwirkungen mit gleicher Häufigkeit erzeugt), erfordert den Faktor 1/2.

Der zweite Term in eckigen Klammern gibt die Erzeugungswahrscheinlichkeit von Vektormesonen in der Fragmentation an. Die Bildung von Mesonen mit Charm aus einem c- oder  $\bar{c}$ -Quark wird durch einen Faktor 2 berücksichtigt.

Durch Anwendung dieser Formel auf die gemessene Erzeugungsrates von  $D^{*\pm}$ - Mesonen werden folgende Beiträge vernachlässigt :

- Erzeugung von Baryonen mit Charm
- Erzeugung von Tensormesonen mit Charm
- Erzeugung von Teilchen mit verborgenem Charm ( $\eta_c, \chi$ -Teilchen,  $\Psi$ - Teilchen)
- Zerfälle von  $D^0$ - Mesonen in  $K^- K^+$  und  $\pi^- \pi^+$
- Strahlungskorrekturen
- Gluonkorrekturen

Zu den ersten drei Beiträgen liegen derzeit keine Ergebnisse aus der Kontinuumserzeugung von Quark- Paaren in  $e^+e^-$ - Reaktionen vor; sie bleiben in dieser Analyse unberücksichtigt. Der relative Anteil der Verzweigungsverhältnisse von  $D^0 \rightarrow K^- K^+$  und  $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$  am Verzweigungsverhältnis  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  beträgt etwa 15% (vgl. Anhang C.2). Durch die Zerfälle von  $D^0$ - Mesonen in  $K^- K^+$  und  $\pi^- \pi^+$  können die gemessenen Erzeugungsrates von  $D^{*\pm}$ - Mesonen also größer als die mit (6.2) ermittelten Werte sein.

Die Auswirkung von Gluonkorrekturen auf den Wirkungsquerschnitt wird zu 10% abgeschätzt, Angaben zu Strahlungskorrekturen finden sich in [29] (vgl. Kapitel 4.2).

Die Fragmentationsparameter in (6.2) werden als unabhängig von der Strahlenergie betrachtet, da diese nur die obere Grenze der Photon-Photon - Masse  $W_{\gamma\gamma}$  festlegt.

In der bisherigen Untersuchung zur  $D^{*\pm}$ - Erzeugung in Zwei-Photon - Reaktionen wurden alle von TASSO im Zeitraum 1980 bis 1984 aufgezeichneten PASS 3 Daten mit Strahlenergien

$E_b \geq 16.5 \text{ GeV}$  analysiert.

Die über diese Zeit integrierte Luminosität  $\int L dt$  in Abhängigkeit von der Strahlenergie ist in Abb. 38a - c aufgetragen. In Abb. 38b,c wurde die integrierte Luminosität mit den Gewichtsfunktionen  $1/E_b^2$  und  $[\ln(s/m_0^2)]^2$  multipliziert. Diese Produkte sind nach (6.2) proportional zu den Erzeugungsraten der Zwei-Photon - Produktion von Fermionpaaren (vgl. [7]) bzw. der Annihilationsreaktion, da die Abhängigkeit der integrierten Wirkungsquerschnitte von der Strahlenergie durch die Gewichtsfunktionen berücksichtigt wird.

Aus Abb. 38b kann entnommen werden, daß die größten Erzeugungsraten für Zwei-Photon Reaktionen bei Strahlenergien um 17 GeV und 22 GeV auftreten werden. Für die weitere Datenauswertung werden daher nur Ereignisse herangezogen, die innerhalb der folgenden Energie (bzw. Zeit)- Intervalle aufgezeichnet wurden :

- 1. Zeitraum (1980-1982) :  $\int L dt = 72.25 \text{ pb}^{-1}$  für  $E_b=16.5$  bis  $18.0 \text{ GeV}$ , gemittelte Strahlenergie  $\bar{E}_b = 17.3 \text{ GeV}$ .
- 2. Zeitraum (1983-1984) :  $\int L dt = 12.27 \text{ pb}^{-1}$  für  $E_b=21.5$  bis  $22.5 \text{ GeV}$ ,  $\bar{E}_b=22.0 \text{ GeV}$ .

Für Strahlenergien, die außerhalb der obigen Intervalle liegen, sind die integrierte Luminosität und damit auch die meßbaren Erzeugungsraten von  $D^{*\pm}$ - Mesonen vergleichsweise gering. Die Mittelung der Strahlenergie wurde auch für die gewichteten Verteilungen durchgeführt. Die Abweichungen von den angegebenen Mittelwerten sind vernachlässigbar.

Die aus dem BDK - Monte Carlo ermittelte Anzahl von Ereignissen, in denen ein  $D^{*\pm}$ - Meson mit Hilfe der  $\Delta M$ - Methode nachgewiesen werden kann, ist in Tabelle 7 aufgeführt. Die Ergebnisse wurden nach (6.2) unter Verwendung der obigen Luminositäten, der Wirkungsquerschnitte der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  bei Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV und der zugehörigen Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\eta_{\text{tot}}$  errechnet. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben.

Aus der Tabelle kann entnommen werden, daß in den beiden Datensätzen etwa fünf bzw. ein nachgewiesenes  $D^{*\pm}$ - Meson aus der Charmquark- Erzeugung in Zwei-Photon- Reaktionen zu erwarten ist, sofern die Modellannahmen zuverlässig sind.

Im folgenden werden die Monte Carlo - Ergebnisse zu den Nachweiswahrscheinlichkeiten und Erträgen an  $D^{*\pm}$ - Mesonen in den Zerfallskanälen  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  und  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ,  $D^0 \rightarrow \bar{K}_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  angegeben.

Die bei den hier untersuchten  $D^0$ - Zerfällen entstehenden  $\pi^+ \pi^-$ - Systeme sind direkten Ursprungs, d.h. sie stammen nicht aus dem Zerfall von  $\rho^0$ - Mesonen. Die Zerfallskanäle  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \rho_{\pi^+ \pi^-}^0$  und  $D^0 \rightarrow \bar{K}_S^0 \rho_{\pi^+ \pi^-}^0$  unterscheiden sich von den "direkten" Kanälen unter anderem in dem Phasenraum, der dem Endzustand zur Verfügung steht, und der Winkelverteilung der Teilchen bezüglich des Impulsvektors des  $D^0$ - Mesons. Daraus können sich durchaus verschiedene Nachweiswahrscheinlichkeiten ergeben.

Auf eine Identifikation der  $D^{*\pm}$ - Mesonen durch die  $\Delta M$ - Methode ist bei der Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit verzichtet worden, da nur obere Grenzen der zu erwartenden Erträge an  $D^{*+}$ - Mesonen in diesen Zerfallskanälen angegeben werden sollen.

Weiterhin werden auch keine Einschränkungen an die invarianten Massen der aus dem  $D^0$ - Zerfall bzw.  $\bar{K}_S^0$ - Zerfall entstandenen Teilchensysteme gestellt. Die Ereignisse durchlaufen die Detektorsimulation und die Schnitte der Datenreduktion nach Kapitel 5 (Abtrennung von

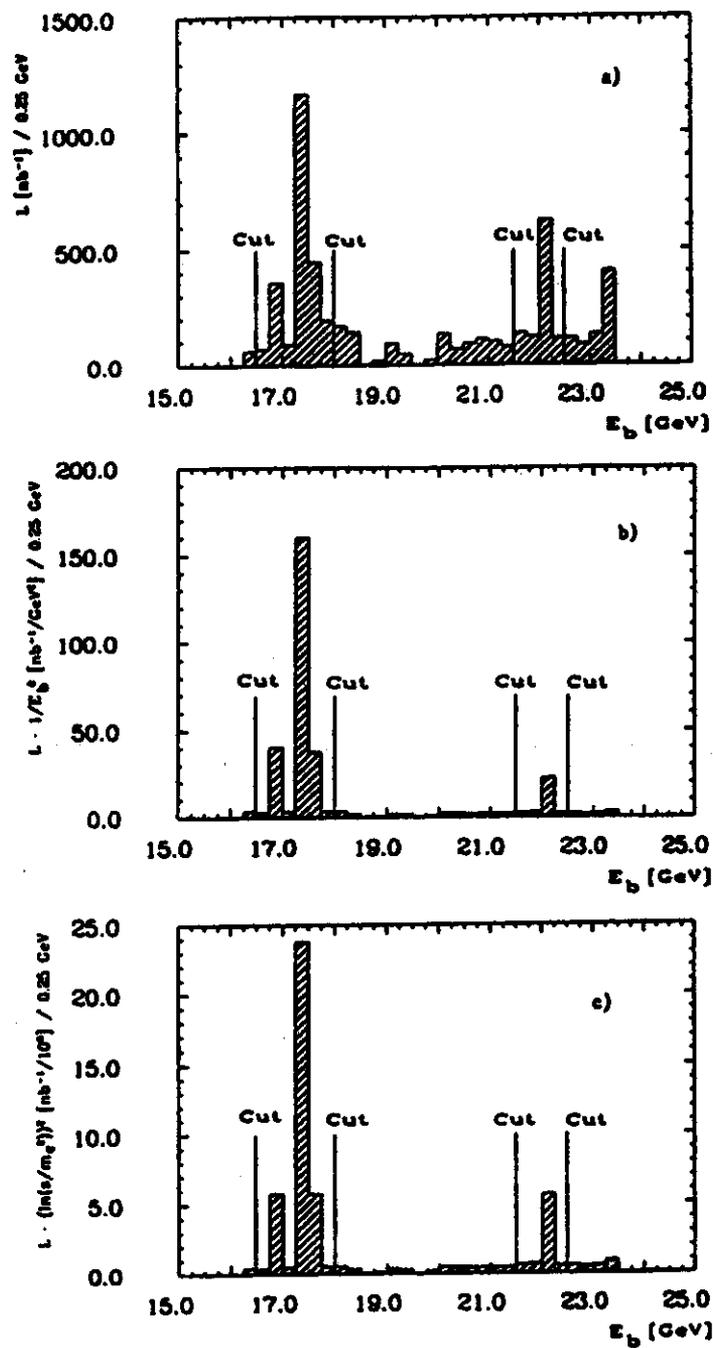


Abbildung 38. Integrierte Luminosität in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

a) mit Gewicht 1

b) mit Gewicht  $1/E_b^2$

c) mit Gewicht  $[\ln(s/m_e^2)]^2$ .

$E_b$ [GeV]	$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c})$ [nb]	N / 10pb <sup>-1</sup>	N bei	$\int Ldt$ [pb <sup>-1</sup> ]
17.3	0.0769±0.0002	0.70±0.05	5.0±0.4	72.25
22.0	0.0993±0.0002	1.14±0.04	1.40±0.05	12.27

Hoyer/Ali- Fragmentation mit  $\epsilon_c = 0.15, \sigma_q = 0.25$ .

$E_b$ [GeV]	$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c})$ [nb]	N / 10pb <sup>-1</sup>	N bei	$\int Ldt$ [pb <sup>-1</sup> ]
17.3	0.0769±0.0002	0.37±0.04	2.7±0.3	72.25
22.0	0.0993±0.0002	0.61±0.06	0.75±0.07	12.27

String- Fragmentation mit  $\epsilon_c = 0.15, \sigma_q = 0.25$ .

**Tabelle 7.** Erwartete Erzeugungsraten und Erträge an  $D^{*\pm}$  - Mesonen

im Zerfall  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0_{K-\pi^+}$ .

$$\{BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0) = 0.60, BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+) = 0.049\}$$

Ereignissen aus Vernichtungsreaktionen, sowie von Strahl-Restgas - und Strahl-Strahlrohr - Wechselwirkungen). Die Erzeugungsraten werden nach (6.2) berechnet, wobei die Verzweigungsverhältnisse der  $D^0$ - Zerfälle bzw. deren Sekundärteilchen dem Anhang C.2 entnommen werden können.

$E_b$ [GeV]	$\eta(\text{Trigger})$	$\eta(\text{Pass})$	$\eta(\text{Cut})$	N bei	$\int Ldt$ [pb <sup>-1</sup> ]
17.3	0.76±0.05	0.087±0.011	0.90±0.15	8.7±1.1	72.25
22.0	0.75±0.06	0.104±0.014	0.95±0.17	2.4±0.3	12.27

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $BR = 0.11$ .

$E_b$ [GeV]	$\eta(\text{Trigger})$	$\eta(\text{Pass})$	$\eta(\text{Cut})$	N bei	$\int Ldt$ [pb <sup>-1</sup> ]
17.3	0.81±0.06	0.095±0.013	0.89±0.17	2.4±0.3	72.25
22.0	0.74±0.07	0.093±0.015	0.90±0.20	0.46±0.08	12.27

$D^0 \rightarrow \bar{K}^0_{S-\pi^+\pi^-} \pi^+ \pi^-$ ,  $BR_{\text{tot}} = 0.026$ .

**Tabelle 8.** Akzeptanzen und obere Grenzen der zu erwartenden Erträge

für die  $D^0$  - Zerfälle  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $D^0 \rightarrow \bar{K}^0_{S-\pi^+\pi^-} \pi^+ \pi^-$ .

In *Tabelle 8* sind die Akzeptanz der Trigger, die Nachweiswahrscheinlichkeiten  $\eta(\text{Pass})$  und  $\eta(\text{Cut})$ , sowie die sich hieraus ergebenden oberen Grenzen der Erträge an  $D^{*\pm}$ - Mesonen bei

Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV und den in Abschnitt 6.3.2 aufgeführten Luminositäten für beide Zerfallskanäle angegeben. Die Ergebnisse wurden mit Hilfe des Hoyer/Ali - Fragmentationsprogrammes mit den Parametern  $\epsilon_c = 0.15$ ,  $\sigma_q = 0.25$  gewonnen. Es sind nur die statistischen Fehler angegeben.

Der Vergleich mit Tabelle 5 zeigt, daß die Triggerakzeptanzen für diese beiden Zerfallskanäle höher sind als für den Zerfall  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ . Dagegen wird im Detektor die vollständige Aufzeichnung aller Spuren des Endzustandes durch die höhere Teilchenzahl erschwert.

Die angegebenen Werte der meßbaren Erträge lassen den Schluß zu, daß ein Nachweis der Zwei-Photon-  $D^{*\pm}$ -Produktion durch Untersuchung der Zerfallskanäle  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  oder  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ,  $D^0 \rightarrow \bar{K}_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  nicht möglich ist.

#### 6.4 Kann die Nachweiswahrscheinlichkeit durch das Spurrekonstruktionsprogramm FELIX erhöht werden?

In Abschnitt 6.2.2 wurde am Beispiel des Übergangspions erläutert, wie die Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^{*\pm}$ -Mesonen durch Akzeptanzforderungen an den Transversalimpuls der Spuren und den Polarwinkel zur Strahlachse reduziert wird.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit sollte sich demnach vergrößern lassen, falls eine Spurfindung für Teilchen mit niedrigen Transversalimpulsen ( $p_T < 100 \text{ MeV}/c$ ) und/oder kleinen Polarwinkeln ( $|\cos \theta| > 0.87$ ) möglich ist.

Die schnelle Spurrekonstruktion in der PASS 1 - und PASS 2 - Selektion erfolgt bei TASSO standardmäßig mit dem Programm FOREST, die Spurfindung in den Ereignissen auf den PASS 3 Bändern mit dem Programm MILL. Eine Beschreibung der in beiden Programmen verwendeten Algorithmen zur Spurrekonstruktion findet sich in [46].

MILL benutzt zur Spurfindung ausschließlich die Treffer auf den Signaldrähten der Driftkammer. Die Spurfindung erfolgt nach einem kombinierten 'Tree'- und 'Road'-Algorithmus. Zunächst wird durch die Trefferanordnung auf den Signaldrähten der Driftkammer eine mögliche Spur mit Hilfe der 'Tree'-Methode definiert. Um diese Spur wird eine "Straße" gelegt, innerhalb derer alle Permutationen von Treffern zur Spurfindung herangezogen werden. Befinden sich innerhalb der Breite der "Straße" Treffer auf den Anodendrähten der Proportionalkammer, so werden auch diese bei der Spurrekonstruktion mitbenutzt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Spurfindung in der  $r-\phi$ - und  $s-z$ -Ebene ( $s$  ist die Länge der Spur in der  $r-\phi$ -Projektion) ist abhängig von der Anzahl von Treffern auf den  $0^\circ$ -Drähten bzw. den Stereodrähten der Driftkammer und somit also vom Transversalimpuls und dem Polarwinkel eines Teilchens zur Strahlachse.

Das Spurrekonstruktionsprogramm FELIX (eine detaillierte Beschreibung ist in [47] zu finden) benutzt zur Spurfindung nicht nur die Treffer auf den Signaldrähten der CDC, sondern auch Treffer auf den Anoden- und Kathodendrähten der Proportionalkammer. Treffer auf den Signaldrähten der Vertexkammer können ebenfalls zur Spurrekonstruktion herangezogen werden. Da diese Detektorkomponenten näher um das Strahlrohr angeordnet sind als die zylindrische Driftkammer, ergibt sich eine höhere Akzeptanz für Teilchen mit kleinen Transversalimpulsen und Polarwinkeln zur Strahlachse als mit dem Programm MILL.

Der Nachteil von FELIX liegt in der um einen Faktor 4 langsameren Rechengeschwindigkeit auf einer IBM 3081 (ca. 20 sec für ein multihadronisches Ereignis) im Vergleich zu MILL, so daß aus Gründen der Rechenzeitersparnis in dieser Untersuchung auf eine Spurrekonstruktion

mit FELIX verzichtet wurde (für eine Datenmenge von 600000 Ereignissen würden ca. 3000 Stunden CPU- Zeit erforderlich sein).

In Abb. 39a, b ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für MILL und FELIX in Abhängigkeit von Transversalimpuls und Cosinus des Winkels zur Strahlachse aufgetragen (nach [47]). Zur Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden Ereignisse aus dem Prozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  mit dem Lund Monte Carlo - Programm bei einer Schwerpunktsenergie von 34 GeV erzeugt. Treffer auf den Drähten der zylindrischen Drahtkammern wurden unter Berücksichtigung der Detektoreinflüsse simuliert. Durch Vergleich der Anzahl von gefundenen Spuren mit den zugeordneten Teilchen im Monte Carlo kann die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der Spurensuchprogramme bestimmt werden.

Aus den Darstellungen ist ersichtlich, daß die Akzeptanz von FELIX bei kleinen Transversalimpulsen und Polarwinkeln ( $p_T < 200 \text{ MeV}/c$ ,  $|\cos \theta| > 0.85$ ) deutlich über der von MILL liegt.

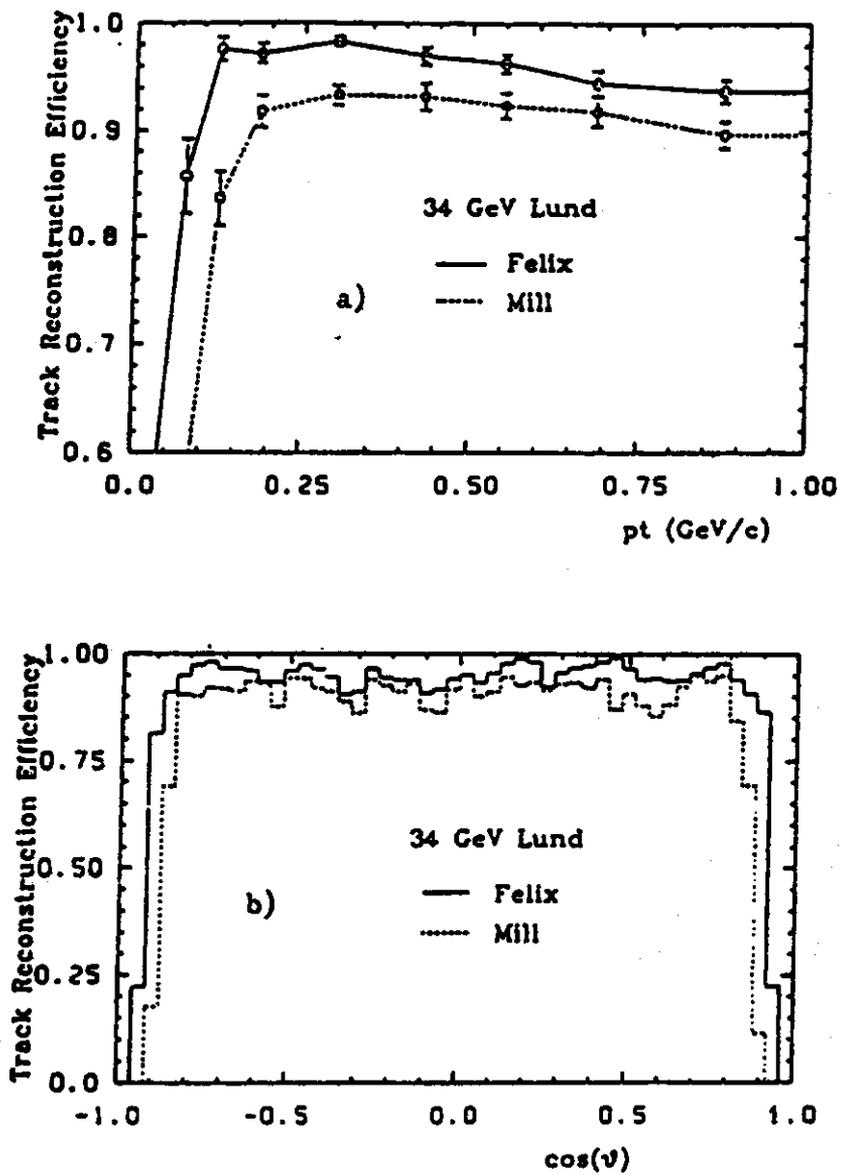
Um eine Abschätzung der Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^{*\pm}$ - Mesonen bei Spurrekonstruktion mit FELIX zu gewinnen, wurde folgendes Verfahren angewandt :

1. Mit Hilfe des BDK- Monte Carlo - Programmes werden Ereignisse der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  bei einer Strahlenergie von 17.3 GeV generiert. Die Ereignisse durchlaufen die Schritte der Datenreduktion (PASS 3).
2. Jedes Teilchen aus der Zerfallskette eines  $D^{*+}$ - Mesons ( $\pi^+K^-\pi^+$ ) wird der Detektorsimulation und der Simulation der Nachweiswahrscheinlichkeit von MILL unterworfen, falls gilt :  $p_T \geq 150 \text{ MeV}/c$  und/oder  $|\cos \theta| \leq 0.85$ . Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten von MILL und FELIX sind in diesem Bereich nur wenig verschieden.
3. Teilchen mit  $70 < p_T < 150 \text{ MeV}/c$  und/oder  $0.85 < |\cos \theta| < 0.95$  werden nicht der Simulation von MILL ausgesetzt und als von FELIX gefundene Spuren bezeichnet.
4. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit dieser 'FELIX - Spuren' in Abhängigkeit von  $p_T$  und  $\cos \theta$  wird nach Abb. 39 zu jeweils 0.75 angesetzt.

Die mit dieser Methode abgeschätzten Nachweiswahrscheinlichkeiten von  $D^{*+}$ - Mesonen aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  bei einer Spurfindung mit FELIX liegen um ca. 50% bei der Fragmentation nach Hoyer/Ali bzw. 150% bei der String - Fragmentation über den mit der Simulation von MILL ermittelten.

Die Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeit wird hauptsächlich durch die größere Rekonstruktionswahrscheinlichkeit des Übergangspions bei niedrigen Transversalimpulsen und kleinen Polarwinkeln zur Strahlachse verursacht.

Die stark unterschiedliche Erhöhung der Nachweiswahrscheinlichkeiten für die beiden untersuchten Fragmentationsmodelle verdeutlicht auf eindrucksvolle Weise die Modellabhängigkeit der mit den Monte Carlo - Programmen ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^{*+}$ - Mesonen aus der Zwei-Photon - Streuung.



**Abbildung 39. Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten von MILL und FELIX.**  
 a) in Abhängigkeit des Transversalimpulses der Spuren  
 b) in Abhängigkeit von  $\cos\theta$  der Spuren.

## 7.0 AUSWERTUNG DER DATEN

In diesem Kapitel werden aus den analysierten Daten nach Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes und Beiträgen von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus  $e^+e^-$ - Vernichtungsreaktionen die Erträge an  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus Zwei-Photon - Prozessen ermittelt.

Unter Verwendung der in Abschnitt 6.3.2 aufgeführten Nachweiswahrscheinlichkeiten werden obere Grenzen des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  für Strahlenergien von 17.3 GeV und 22 GeV bestimmt.

### 7.1 $\Delta M$ - Verteilungen aus der Analyse von $\pi^+K^-\pi^+$ - Massenkombinationen.

Die aus der Datenanalyse bei gemittelten Strahlenergien von  $\bar{E}_b = 17.3 \text{ GeV}$  und  $\bar{E}_b = 22.0 \text{ GeV}$  gewonnenen  $\Delta M$ - Verteilungen der Selektionsstufe SEL03 sind in Abb. 40a, b dargestellt.

Ein  $D^{*\pm}$ - Signal in Form einer Erhebung bei  $\Delta M \approx 145 \text{ MeV}/c^2$  ist nicht erkennbar. Die geringe Statistik in der Signalregion bei Strahlenergien um 22 GeV (Abb. 40b) läßt die Bestimmung des Untergrundanteiles als nicht sinnvoll erscheinen.

Zur quantitativen Auswertung der Daten mit  $\bar{E}_b = 17.3 \text{ GeV}$  werden nur Ereignisse herangezogen, bei denen mindestens einer der Trigger für geladene Teilchen angesprochen hat (PRE-PRO, CPC- Trigger, Topologietrigger). Die  $\pi^+K^-\pi^+$ - Kombinationen in der  $\Delta M$ - Verteilung müssen folgende Bedingung an den Winkel  $\theta$  zwischen Impulsvektor des Übergangspions und dem aus den Impulsen von  $K^-$  und  $\pi^+$  (diese werden als Zerfallsprodukte von  $D^0$ - Mesonen angenommen) resultierenden Impulsvektor erfüllen:  $\theta(\pi^+, D^0) < 25^\circ$  (vgl. 6.2.2). Nach diesen Schnitten erhält man die in Abb. 41 dargestellte Verteilung. Der schraffierte Bereich ist die Überlagerung von kombinatorischem Untergrund und dem zu erwartenden Anteil von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus Vernichtungsreaktionen.

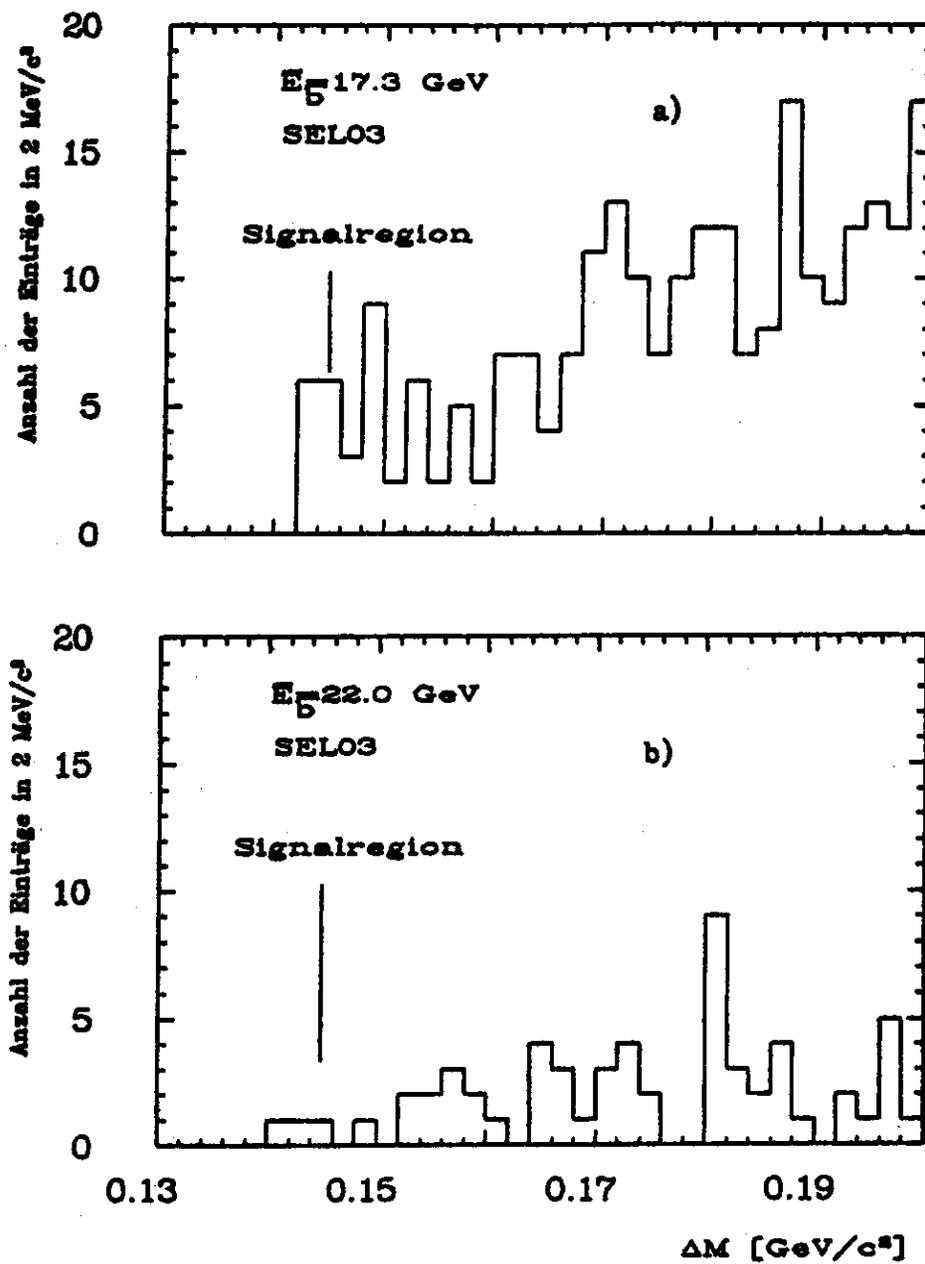
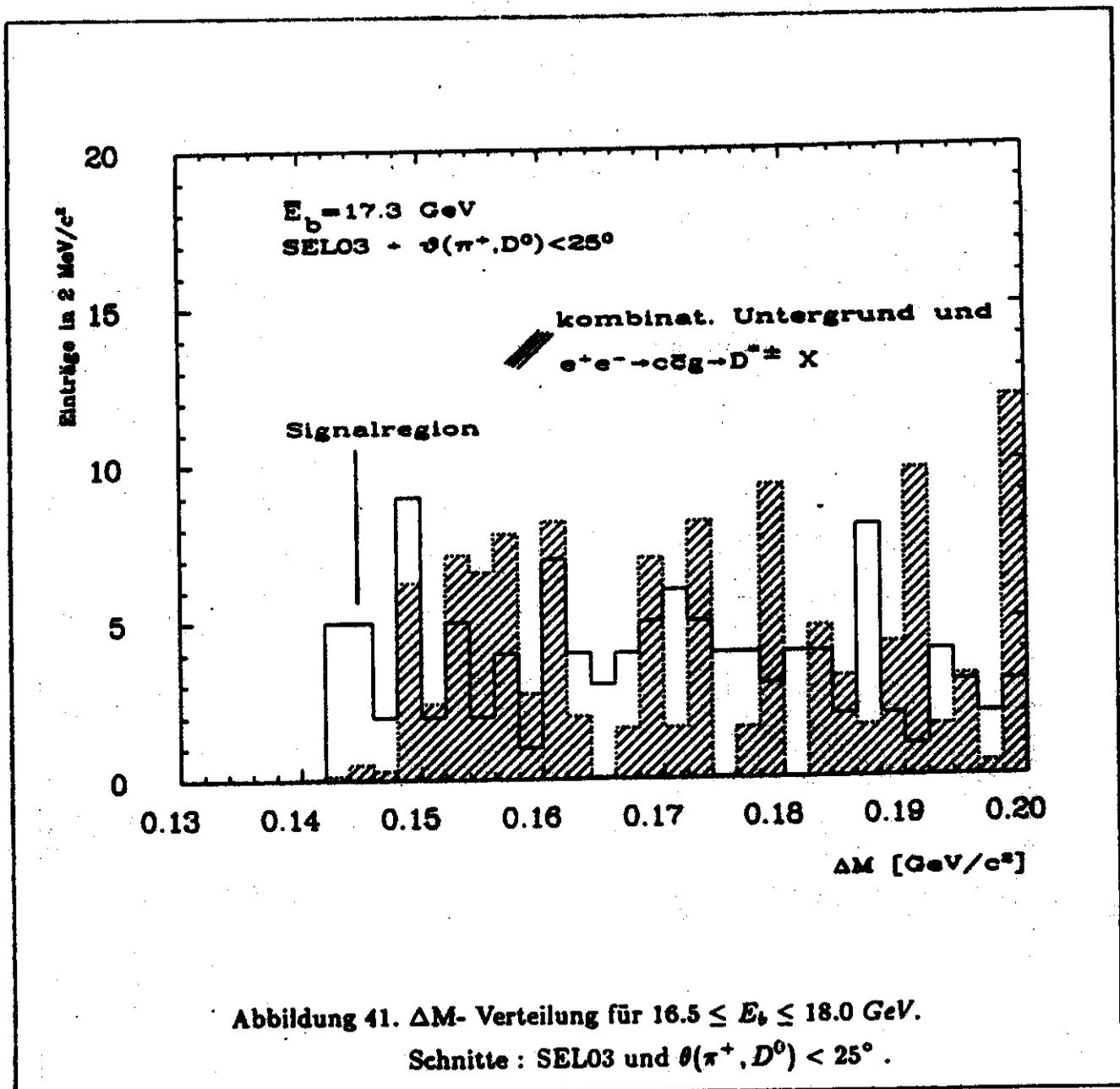


Abbildung 40.  $\Delta M$ - Verteilungen der Selektion SEL03 für  
 a) Daten mit  $16.5 \leq E_b \leq 18.0$  GeV  
 b) Daten mit  $21.5 \leq E_b \leq 22.5$  GeV .



### 7.1.1 Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes

Um eine verlässliche Angabe über die obere Grenze des Wirkungsquerschnittes zu gewinnen, müssen folgende Kriterien bei der Ermittlung des Untergrundanteils in der Signalregion beachtet werden :

- Die systematischen Ungenauigkeiten durch modellabhängige Annahmen (Fragmentation) sollten klein sein.
- Die Methode, mit der die Untergrundbestimmung durchgeführt wird, darf den Untergrund nicht überschätzen.

In dieser Untersuchung wurde der kombinatorische Untergrund durch ein Verfahren bestimmt, dessen Prinzip darin besteht, die invariante Masse des  $K^- \pi^+$ - Systems aus dem Bereich der

wahren  $D^0$ -Masse zu höheren Werten zu verschieben.

Die einzelnen Analyseschritte sind im folgenden aufgeführt :

1. Alle nach der Untergrundreduktion mit den Schnitten aus Abschnitt 5.2 verbliebenen Ereignisse mit  $16.5 \leq E_b \leq 18.0 \text{ GeV}$  werden einer modifizierten  $\Delta M$ -Analyse unterworfen mit den Bedingungen :  $2.1 \leq M(K^-\pi^+) \leq 2.34 \text{ GeV}/c^2$  und  $\Delta M \leq 0.20 \text{ GeV}/c^2$ .
2. Diese reduzierte Datenmenge durchläuft die Schritte der Selektion SEL03 und die zu Beginn des Abschnittes 7.1 angegebenen Kriterien an die gesetzten Trigger und den Winkel  $\theta(\pi^+, D^0)$ .
3. Die Anzahl von  $\pi^+K^-\pi^+$ -Kombinationen, in denen eine Teilchenidentifikation der Pionen und/oder Kaonen (vgl. Abschnitt 6.1.2) erfolgte, und die Anzahl von Ereignissen ohne Teilchenidentifikation werden getrennt auf die jeweiligen Anzahlen dieser Kombinationen aus der Datenmenge in Abb. 41 normiert.
4. Die so gewonnene Verteilung wird zu einer Untergrundsubtraktion auf statistischer Basis verwendet.

Durch die unter 1 angegebene Einschränkung der  $K^-\pi^+$ -Masse wird eine Trennung dieser Massenregion von der  $D^0$ -Masse mit einer statistischen Signifikanz von  $6\sigma$  erreicht. Die Verschiebung zu höheren Werten von  $M(D^0)$  vermeidet, daß Teilchenkombinationen aus nicht vollständig rekonstruierten  $D^0$ -Zerfällen (z.B.  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$  oder  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^+\pi^-$ , wobei zwei Pionen durch die begrenzte Detektorakzeptanz nicht nachgewiesen wurden) in die Untergrundverteilung aufgenommen werden.

Der Analyseschritt 3 wurde aus folgendem Grund durchgeführt : Durch die größere invariante Masse des  $K^-\pi^+$ -Systems sind auch die mittleren Impulsbeträge der beiden Teilchen höher. Somit wird aber der Anteil von Spuren, bei denen eine Teilchentrennung mit den in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Schnitten möglich ist, kleiner.

Die Impulsspektren von  $K^-$ ,  $\pi^+$  für die betrachteten Intervalle der invarianten Masse sind in Abb. 42a - d dargestellt. Die mittleren Impulse sind angegeben.

Korrelationen zwischen den Teilchenimpulsen einer Dreiteilchenkombination (diese ergeben sich z.B., wenn zwei oder drei Teilchen aus dem Zerfall eines kurzlebigen Teilchens stammen) werden durch die getrennte Normierung aller, aus der Permutation von Teilchenkombinationen mit bzw. ohne Teilchenidentifikation bestimmten Einträge, berücksichtigt.

Durch diese Methode wird eine Überschätzung des Untergrundanteils vermieden. Weiterhin ist die so durchgeführte Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes aus den Daten unabhängig von Modellannahmen, wie sie in Monte Carlo - Simulationen verwendet werden.

Die nicht auf die Verhältnisse von identifizierten Teilchenkombinationen normierte Untergrundverteilung ist als schraffierte Fläche in Abb. 43 eingetragen. Die kreisförmigen Einträge wurden aus der Monte Carlo - Simulation der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} - q = u, d, s, c, b$  (Fragmentation nach Lund) gewonnen. Die gute Übereinstimmung mit der aus den Daten erlangten Verteilung zeigt, daß der kombinatorische Untergrund hauptsächlich aus Ereignissen der  $e^+e^-$ -Vernichtung in Quarkpaare besteht.

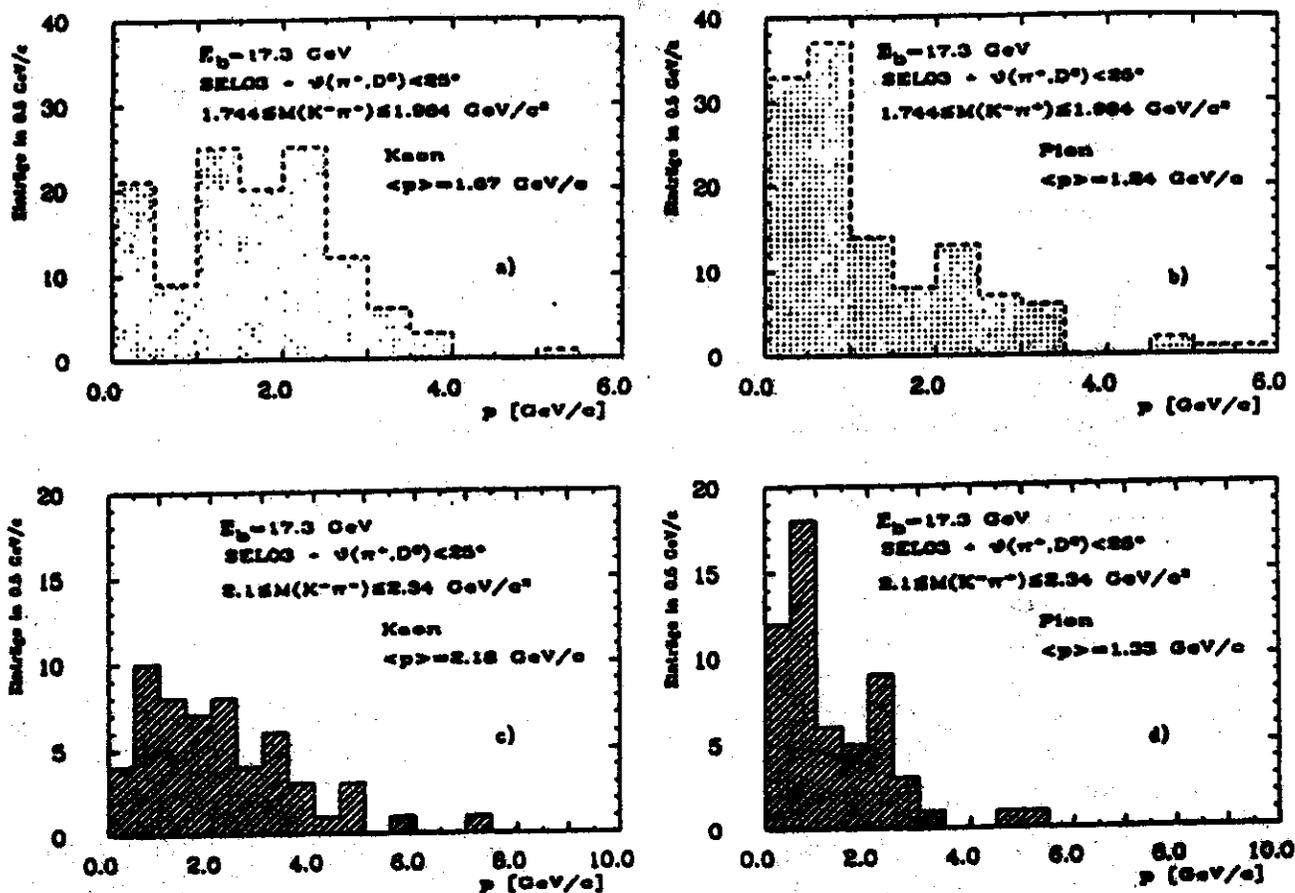


Abbildung 42. Impulspektren von  $K^- \pi^+$  - Kombinationen .

- a),b) Zweiteilchensysteme mit  $1.744 \leq M(K^- \pi^+) \leq 1.984 \text{ GeV}/c^2$   
c),d) Zweiteilchensysteme mit  $2.10 \leq M(K^- \pi^+) \leq 2.34 \text{ GeV}/c^2$  .

### 7.1.2 Beiträge von Annihilationsereignissen

Der in Abschnitt 5.2.2 angegebene Schnitt auf die Summe der Impulsbeträge liefert keine vollständige Abtrennung von Ereignissen aus  $e^+e^-$ - Vernichtungsreaktionen (vgl. Abb. 26). Annihilationsereignisse mit niedrigen Gesamtimpulsen der Spuren in der Driftkammer können durch harte Bremsstrahlung im Eingangszustand (ungleiche Energien der Leptonen am Photon- Vertex führen zu einem Boost des Endzustandes in Richtung der Strahlachse) und/oder durch die begrenzte Detektorakzeptanz in Vorwärtsrichtung ( $(1 + \cos^2 \theta)$ - Verteilung der primären Partonen in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ) führen.

Daher ist zu erwarten, daß neben dem kombinatorischen Untergrund in der Signalregion auch Beiträge aus der  $D^{*\pm}$ - Meson - Produktion in Annihilationsreaktionen vorhanden sind. Die folgenden Prozesse der  $e^+e^-$ - Vernichtung im Kontinuum bei Schwerpunktsenergien un-

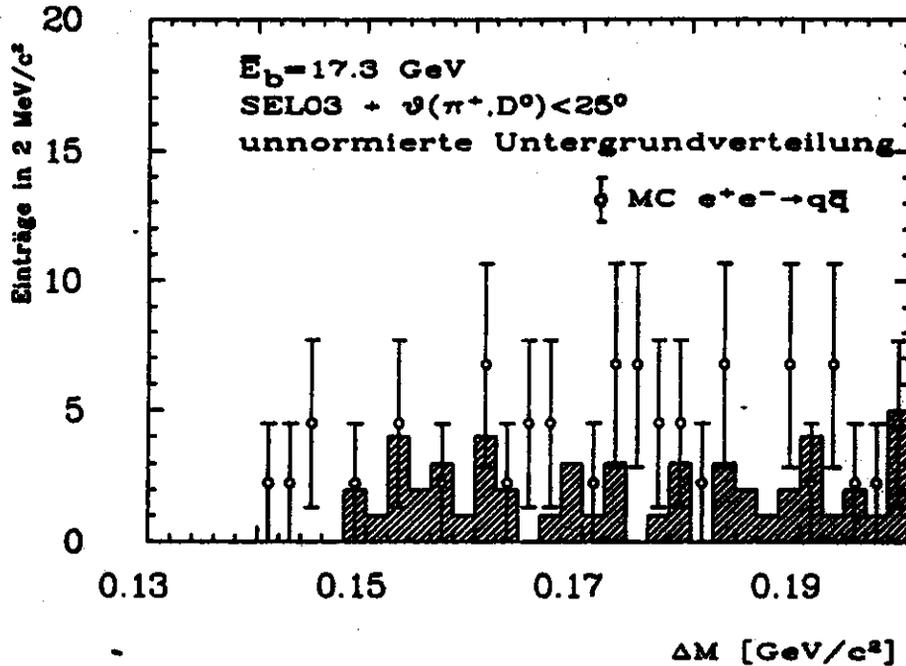


Abbildung 43. Verteilung des kombinatorischen Untergrundes für  $\Delta M \leq 0.20 \text{ GeV}/c^2$ .

terhalb der Erzeugungsschwelle von Top- Quarks können zur Bildung von  $D^*$ - Mesonen führen:  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}$  und  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$  mit anschließendem schwachen Zerfall eines oder beider B- Mesonen in  $D^{*\pm}$ - Mesonen<sup>1</sup>.

Diese Untergrundbeiträge wurden mit Hilfe von Monte Carlo - Simulationen der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  ( $q = c, b$ ) bei Strahlenergien von 17.3 GeV ermittelt. Strahlungskorrekturen an den einlaufenden Leptonen bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha$  (nach [48]), Gluonkorrekturen der Ordnung  $\alpha_S$  -  $\alpha_S$  ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung<sup>2</sup> - und Asymmetrien in der Polarwinkelverteilung des primären Quarkpaares durch  $Z^0$ - Austausch wurden im Programm berücksichtigt. Der maximal zulässige Impulsanteil  $k_{max}$  eines Bremsstrahlungspotons an der Strahlenergie wurde mit  $k_{max} = 0.98$  angesetzt.

Die Fragmentation erfolgte mit dem Hoyer/Ali- Programm und den in Abschnitt 4.1 angegebenen Parametern. Für das b- Quark wurde ein  $\epsilon_b$  von 0.04 gewählt. Gluonen fragmentieren in dem Modell in der gleichen Weise wie Quarks, so daß die Erzeugung von c- Quarks im

<sup>1</sup>Der Übergang  $b \rightarrow c$  ist aufgrund der Mischungswinkel der Quarkflavour im Standard Modell (Kobayashi-Maskawa -Matrix) gegenüber  $b \rightarrow u$  bevorzugt.

<sup>2</sup>In der Entwicklung der starken Kopplungs- "Konstanten" in eine Störungsreihe ist  $\alpha_S$  für  $s/\Lambda_{QCD}^2 \gg 1$  in führender Ordnung des Logarithmus gegeben durch:

$$\alpha_S = \frac{12\pi}{(33 - 2n)\ln(s/\Lambda_{QCD}^2)}, \quad n \leq 5, \quad \Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}.$$

Hierbei ist n die Anzahl der Quarksorten mit Massenquadraten  $m_q^2 \ll s$  und  $\Lambda_{QCD}$  der Abschneideparameter in der QCD.

Gluon- Jet vernachlässigt wurde. Die Ereignisse durchliefen die gleichen Analyseschritte wie die Daten.

Die Erzeugungsraten von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus dem Prozeß  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ,  $q = c, b$ , werden nach (6.2) unter Verwendung des folgenden Wirkungsquerschnittes berechnet:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g) = 1.3 \cdot \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot 3 \sum_{c,b} e_q^2 \cdot [1 + \alpha_S/\pi], \quad (7.1)$$

mit

$$s = 4E_b^2$$

$e_q$  = Ladung des c- und b- Quarks

$$\alpha_S/\pi \approx 0.05 .$$

Die Änderung des integrierten Wirkungsquerschnittes aufgrund der Strahlungskorrekturen an den einlaufenden Leptonen wird durch den Faktor 1.3 in (7.1) berücksichtigt. Die durch  $Z^0$ - Austausch verursachten Abweichungen des integrierten Wirkungsquerschnittes von (7.1) können vernachlässigt werden.

Der mit Hilfe der Monte Carlo - Simulation mit dem Hoyer/Ali- Fragmentationsprogramm ermittelte Untergrund von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}g$  beträgt :

$1 \pm 0.2(\text{stat.})$  Ereignisse bei einer gemessenen Gesamtanzahl von 21 Ereignissen.

Der mit Hilfe des Lund - Monte Carlos gewonnene Wert stimmt innerhalb der statistischen Fehler mit dieser Angabe überein.

Die Monte Carlo - Rechnungen ergaben weiterhin, daß der Beitrag von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}g$  um einen Faktor 80 gegenüber dem der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}g$  untersetzt ist. Für diese Rechnungen wurde den Angaben in [49] zufolge als Verzweigungs- verhältnis der Zerfälle von B- Mesonen in  $D^{*\pm}$ - Mesonen ein Wert von 0.1 angenommen.

Bei der in dieser Untersuchung analysierten Datenmenge werden Beiträge von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus dem Zerfall von B- Mesonen vernachlässigt.

Eine stärkere Reduktion des Untergrundbeitrags aus der  $e^+e^-$ - Vernichtung durch Verschärfung des Schnittes auf die Summe der Impulsbeträge ist nicht sinnvoll, da hieraus eine erhebliche Verringerung der Nachweiswahrscheinlichkeit von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  folgen würde.

## 7.2 Quantitative Auswertung der Erzeugungsraten von $D^*$ - Mesonen.

### 7.2.1 Systematische Unsicherheiten

Die Erzeugungsraten von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus Zwei-Photon - Prozessen und der Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  werden mit Hilfe von (6.2) errechnet. Die systematischen Unsicherheiten der in Formel (6.2) verwendeten Größen können zweierlei Ursprungs sein :

1. Unbestimmtheiten in den modellabhängigen Größen : Wirkungsquerschnitte, Fragmentationsparameter.

## 2. Unvollständige Kenntnis der Meßapparatur : Luminositätsmessung, Trigger- und Detektorakzeptanz.

In der Monte Carlo - Simulation der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  werden QED- Korrekturen nur bis zur zweiten Ordnung in  $\alpha$  an den einlaufenden Leptonen und QCD- Korrekturen bis zur ersten Ordnung in  $\alpha_s$  berücksichtigt. Die Simulation der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  erfolgt ohne Berücksichtigung von Strahlungs- und Gluonkorrekturen.

Diese Vereinfachungen können zu Abweichungen von den totalen Wirkungsquerschnitten und zu Änderungen der Nachweiswahrscheinlichkeiten von  $D^{*\pm}$ - Mesonen führen, da deren Kinematik von der erzeugenden Reaktion abhängt.

Im Falle der  $e^+e^-$ - Vernichtung in Quarkpaare bei Schwerpunktsenergien weit oberhalb der Erzeugungsschwelle der primären Quarks sind QCD- Korrekturen höherer als erster Ordnung in  $\alpha_s$  klein, da bei hohen Impulsüberträgen die starke Kopplungskonstante sehr klein gegen eins ist. Berechnungen von Korrekturen der Ordnung  $\alpha_s^2$  zum Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  finden sich z.B. in [50]. Die Autoren M.Dine, J.Sapirstein geben einen Wert von  $\approx 0.5\%$  bei  $\sqrt{s} = 6 \text{ GeV}$  an.

Die Abweichung des in (7.1) angegebenen Wirkungsquerschnittes durch derartige Beiträge wird bei der Ermittlung der Erzeugungsraten von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Vernichtung vernachlässigt.

Für die Erzeugung von Quarkpaaren in Zwei-Photon - Reaktionen ( $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ ) geben die Autoren F.A.Berends et al. in [51] an, daß virtuelle Gluonkorrekturen zu einer Erniedrigung des in niedrigster Ordnung berechneten Wirkungsquerschnittes von 11% führen. Dieser Wert wurde mit  $\alpha_s \approx 0.3$ ,  $\sqrt{s} = 30 \text{ GeV}$  und einem minimalen Transversalimpuls eines Jets von  $p_T^{\text{min}} = 4 \text{ GeV}/c$  errechnet<sup>1</sup>. Die Abstrahlung harter Gluonen ist nicht berücksichtigt worden; sie führt zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnittes. Die Feynmangraphen zu virtuellen Gluonkorrekturen und Gluonabstrahlung bei dem Prozeß  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  finden sich im Anhang (A.1).

Die Änderung des integrierten Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  durch QCD- Korrekturen kann zu -10% abgeschätzt werden, QED- Korrekturen an den Feynman-Graphen niedrigster Ordnung werden nach [29] mit +2% angesetzt. Beide Korrekturen und die damit verbundenen systematischen Ungenauigkeiten bleiben in der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes unberücksichtigt.

Beiträge von  $D^{*\pm}$ - Mesonen, die über die Kanäle  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D_{K-K^+}^0$  und  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D_{\pi-\pi^+}^0$  zerfallen, führen zu einer systematischen Überhöhung des nach (6.2) berechneten Wirkungsquerschnittes. Dieser wird durch eine Korrektur der gemessenen Erträge von  $-10 \pm 5\%$  Rechnung getragen (vgl. [52]).

Die Unsicherheiten in der Angabe der Parameter  $P/(P+V)$  und  $P(s)/(P(u)+P(d)+P(s))$  werden in Anlehnung an die in Vernichtungsreaktionen bei Schwerpunktsenergien um 35 GeV gemessenen Größen zu jeweils 20% abgeschätzt (TASSO- Untersuchungen in [38], [39]).

In dem hier untersuchten kinematischen Bereich kleiner sichtbarer Impulssummen ( $\sum p/2E_i$ ) liegen derzeit keine experimentellen Ergebnisse zum Fragmentationsverhalten schwerer Quarks aus Vernichtungsreaktionen oder Zwei-Photon - Prozessen vor. Daher kann an dieser Stelle nicht entschieden werden, welches der beiden Fragmentationmodelle - 'Independent Jet'- oder

<sup>1</sup>Die Größe der Korrekturen variiert bei PETRA - Strahlenergien stark mit dem Transversalimpuls des Jets und der Quarkmasse (vgl. [8], Seite 154), so daß die obige Angabe nur als Anhaltswert aufgefaßt werden sollte.

String - Modell - eine geeignetere Beschreibung des Hadronisierungsprozesses von Quarks in Zwei-Photon - Reaktionen bietet. Für die Modellabhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit wird aus diesem Grund kein systematischer Fehler angesetzt.

Der systematische Fehler in  $\eta_{tot}$  setzt sich aus Unsicherheiten in modellabhängigen Größen (Erzeugungsmechanismus der Quarkpaare im Monte Carlo, Fragmentationsmodelle,  $\epsilon_c, \sigma_q$ ) und aus Unbestimmtheiten in der Detektorakzeptanz (Trigger, Teilchenidentifikation mit den ITOF's) zusammen. Er wird in dieser Untersuchung aus der mittleren quadratischen Abweichung der Nachweiswahrscheinlichkeiten von dem mit der Parameterkombination ( $\epsilon_c = 0.15, \sigma_q = 0.25$ ) ermittelten Wert für  $\eta_{tot}$  (Tabelle 6a), der Unbestimmtheiten der Triggerakzeptanzen und den Fehlern aufgrund der in Abschnitt 6.1.2 erläuterten Anpassungsrechnung an die Massenquadratverteilungen errechnet. Die einzelnen Beiträge werden quadratisch addiert; mögliche Korrelationen zwischen den Fehlerquellen bleiben unberücksichtigt. Die hier diskutierten systematischen Fehler und die Unsicherheit in der Luminositätsmessung und der Simulation der Triggerakzeptanzen sind in *Tabelle 9* zusammengestellt.

Fehlerquelle	Anderung der meßbaren Erträge in der Signalregion [%]	Systematischer Fehler [%]
$\int L dt$	-	$\pm 5$
$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c})$		
QED- Korrekturen	+2	unberücksichtigt
QCD- Korrekturen	-10	unberücksichtigt
$P/(P+V)$	-	$\pm 20$
$\frac{P(s)}{P(u)+P(d)+P(s)}$	-	$\pm 20$
$BR(D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0)$	-	$\pm 25$
$BR(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	-	$\pm 21$
$D^0 \rightarrow K^- K^+$ und $D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$	+10	$\pm 5$
Triggerakzeptanz	-	$\pm 2$ ( $\pm 5$ bei $E_b = 22$ GeV)
Akzeptanz für $\pi, K$ nach $m^2$ - Schnitten	-	$\pm 5$
$\eta_{tot}(\epsilon_c, \sigma_q)$	-	$\pm 20$ (Hoyer) / $\pm 38$ (Lund)

**Tabelle 9.** Systematische Fehlerquellen bei der Bestimmung der Erträge an  $D^{*±}$  - Mesonen aus der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ .

$E_b$ [GeV]	$N_{D^*}^{\gamma\gamma}$	Monte Carlo	
		Hoyer/Ali	Lund-String
17.3	$13 \pm 6(\text{stat.}) \pm 2(\text{syst.})$	$5.0 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 2.4(\text{syst.})$	$2.7 \pm 0.3(\text{stat.}) \pm 1.6(\text{syst.})$
22.0	$< 4 \pm 2(\text{stat.})$	$1.40 \pm 0.05(\text{stat.}) \pm 0.67(\text{syst.})$	$0.75 \pm 0.07(\text{stat.}) \pm 0.45(\text{syst.})$

**Tabelle 10.** Anzahl der  $D^{*\pm}$  - Mesonen in der Signalregion.

Vergleich zwischen Messung und Monte Carlo - Erwartungen.

### 7.2.2 Vergleich der Messungen mit den Monte Carlo- Erwartungen

Die Erträge an  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus Zwei-Photon - Reaktionen bei Strahlenergien um 17.3 GeV werden aus der Subtraktion des kombinatorischen Untergrundes in der Signalregion ( $\Delta M \leq 0.15 \text{ GeV}/c^2$ ) und der mit dem Simulationsprogramm ermittelten Erträge an  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der  $e^+e^-$ - Vernichtung von der Anzahl der Einträge in der Signalregion der  $\Delta M$ - Verteilung bestimmt :

$$N_{D^*}^{\gamma\gamma} = N^{\Delta M} - N^{\text{komb}} - N_{D^*}^{\gamma/Z} \quad (7.2)$$

Hierbei heben sich systematische Fehler in den angenommenen Beiträgen von  $D^{*\pm}$ - Mesonen mit anschließenden  $D^0$ - Zerfällen in  $K^-K^+$ ,  $\pi^-\pi^+$  teilweise auf. Der wesentliche Beitrag zum systematischen Fehler in  $N_{D^*}^{\gamma\gamma}$  ist durch die Unsicherheit in der Angabe der Erzeugungsraten von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus der Annihilation gegeben. Hierzu gehören auch die Unsicherheiten in den Verzweungsverhältnissen von  $D^*$ - und D- Mesonen.

Für die Verzweungsverhältnisse wurden folgende Werte eingesetzt :

$$BR(D^{*+} \rightarrow \pi + D^0) = 0.60 \pm 0.15 [53]$$

$$BR(D^0 \rightarrow K^-\pi^+) = 0.049 \pm 0.009(\text{stat.}) \pm 0.005(\text{syst.}) [52]$$

Die aus der Messung bestimmten oberen Grenzen der Anzahl von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus Zwei-Photon - Reaktionen in der Signalregion und die aus der Monte Carlo- Simulation des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  ermittelten Werte sind in *Tabelle 10* angegeben. Für die bei Strahlenergien um 22 GeV analysierten Ereignisse wurde auf die Bestimmung des kombinatorischen Untergrundes und der Beiträge von  $D^*$ - Mesonen aus Vernichtungsreaktionen verzichtet, weshalb für diesen Wert keine systematischen Fehler angegeben werden. Die angegebenen Erträge bei einer mittleren Strahlenergie von 17.3 GeV sind auf mögliche Beiträge aus  $D^0$ - Zerfällen in  $K^-K^+$ - und  $\pi^-\pi^+$ - Endzustände korrigiert (vgl. *Tabelle 9*).

Die gemessenen Werte bei mittleren Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV stimmen innerhalb der statistischen und systematischen Fehler mit den Monte Carlo- Ergebnissen des Hoyer/Ali-Fragmentationsprogrammes überein.

Es kann demnach geschlossen werden, daß  $D^*$ - Mesonen in Zwei-Photon - Streuprozessen vornehmlich über die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  erzeugt werden. Signifikante Beiträge aus VMD- Reaktionen oder der Resonanzzeugung von Mesonen mit verborgenem Charm konnten in dieser Analyse nicht festgestellt werden.

### 7.2.3 Obere Grenzen des Wirkungsquerschnittes der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ bei Strahlenergien von 17.3 und 22 GeV.

Aus den in Abschnitt 7.2.2 angegebenen Erträgen an  $D^{*\pm}$ - Mesonen in  $\gamma\gamma$ - Streureaktionen werden gemäß (6.2) die oberen Grenzen des Wirkungsquerschnittes des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  berechnet.

Durch die Differenzbildung in (7.2) und die mit Hilfe der Monte Carlo - Programme bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeiten von  $D^{*\pm}$ - Mesonen heben sich bei der Berechnung der systematischen Fehler systematische Ungenauigkeiten in folgenden Größen teilweise auf:

Luminositätsmessung, Fragmentationsparameter, Fragmentationsmodell, Trigger- und Detektorakzeptanz, Teilchenidentifikation durch die Anpassungsrechnung an die  $m^2$ - Verteilungen und angenommene Beiträge von  $D^0$ - Mesonen durch Zerfälle in  $K^-K^+$ ,  $\pi^-\pi^+$ .

Die oberen Grenzen des Wirkungsquerschnittes sind im folgenden angegeben :

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}) < 0.38 (0.73)nb \text{ bei } 95\% \text{ c.l. (nur statistische Fehler), } \bar{E}_b = 17.3 \text{ GeV}$$

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}) < 0.56 (1.07)nb \text{ bei } 95\% \text{ c.l. (nur statistische Fehler), } \bar{E}_b = 22.0 \text{ GeV}$$

Die Werte in Klammern wurden mit Hilfe der Lund-String - Fragmentation ermittelt. Die systematischen Ungenauigkeiten dieser Angaben ergeben sich zu  $\pm 48\%$  für den mit Hilfe des Hoyer/Ali - Fragmentationsprogrammes ermittelten Wert und  $\pm 59\%$  für die Fragmentation nach dem Lund-String - Modell.

Die im BDK - Monte Carlo numerisch bestimmten Wirkungsquerschnitte betragen :

$$0.0769 \pm 0.0002 \text{ (stat.) nb bei } \bar{E}_b = 17.3 \text{ GeV und}$$

$$0.0993 \pm 0.0002 \text{ (stat.) nb bei } \bar{E}_b = 22.0 \text{ GeV.}$$

Die theoretischen Angaben stimmen innerhalb der erreichten Genauigkeit mit den Meßwerten überein.

## 8.0 ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurde eine Untersuchung der inklusiven Produktion von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus den primären Charmquarks der Zwei-Photon - Streureaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  durchgeführt. Die Daten wurden in dem Zeitraum von 1980 bis 1984 mit dem TASSO- Detektor am  $e^+e^-$ - Speicherring PETRA bei Strahlenergien von 16.5 bis 23 GeV aufgezeichnet. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von  $113 \text{ pb}^{-1}$ .

Die Selektion von Zwei-Photon - Reaktionen wurde durch deren im Mittel kleinen Summe der Impulsbeträge geladener Teilchen durchgeführt. Die Kinematik dieser Ereignisse entspricht einer 'NOTAG'- Situation, bei der die auslaufenden Leptonen unter kleinen mittleren Winkeln zur Strahlachse gestreut werden und sich somit dem experimentellen Nachweis entziehen.

Die  $D^{*\pm}$ - Mesonen wurden unter Ausnutzung des kleinen  $Q$ - Wertes im Zerfall  $D^{*+} \rightarrow \pi^+ D^0$ ,  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  und dem ladungskonjugierten Zustand analysiert. Innerhalb der erreichten Statistik konnte keine Evidenz für die Produktion von  $D^{*\pm}$ - Mesonen in Zwei-Photon - Reaktionen festgestellt werden.

Die Bestimmung der oberen Grenzen des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  wurde mit Datenmengen entsprechend den integrierten Luminositäten von  $72 \text{ pb}^{-1}$  bei einer mittleren Strahlenergie von 17.3 GeV und  $12 \text{ pb}^{-1}$  bei einer mittleren Strahlenergie von 22.0 GeV durchgeführt.

Die Ergebnisse lauten :  $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}) < 0.38 \text{ nb}$  bei 95%*c.l.*,  $\bar{E}_b = 17.3 \text{ GeV}$   
 $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}) < 0.56 \text{ nb}$  bei 95%*c.l.*,  $\bar{E}_b = 22.0 \text{ GeV}$ .

Diese Angaben enthalten einzig die statistischen Fehler der Messung. Die Bestimmung der Akzeptanz erfolgte durch die Ereignissimulation des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  mit unabhängiger Fragmentation der Quarks nach dem Schema von Hoyer/Ali.

Die numerisch errechneten Wirkungsquerschnitte lauten :

$\sigma = [7.69 \pm 0.02(\text{stat.})] \cdot 10^{-2} \text{ nb}$  bei  $E_b = 17.3 \text{ GeV}$  und  $\sigma = [9.93 \pm 0.02(\text{stat.})] \cdot 10^{-2} \text{ nb}$  bei  $E_b = 22.0 \text{ GeV}$ .

Der Vergleich zwischen der gemessenen Anzahl von  $D^{*\pm}$ - Ereigniskandidaten aus Zwei-Photon - Reaktionen und der Monte Carlo - Simulation des Prozesses  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$  schließt nennenswerte Beiträge von  $D^{*\pm}$ - Mesonen aus dem Zerfall von  $\gamma\gamma$ - Resonanzen und Vektormesonen mit verborgenem Charm aus.

# ANHANG

## A.0 Theorie.

### A.1 Korrekturen höherer Ordnung an den multiperipheren Diagrammen

---

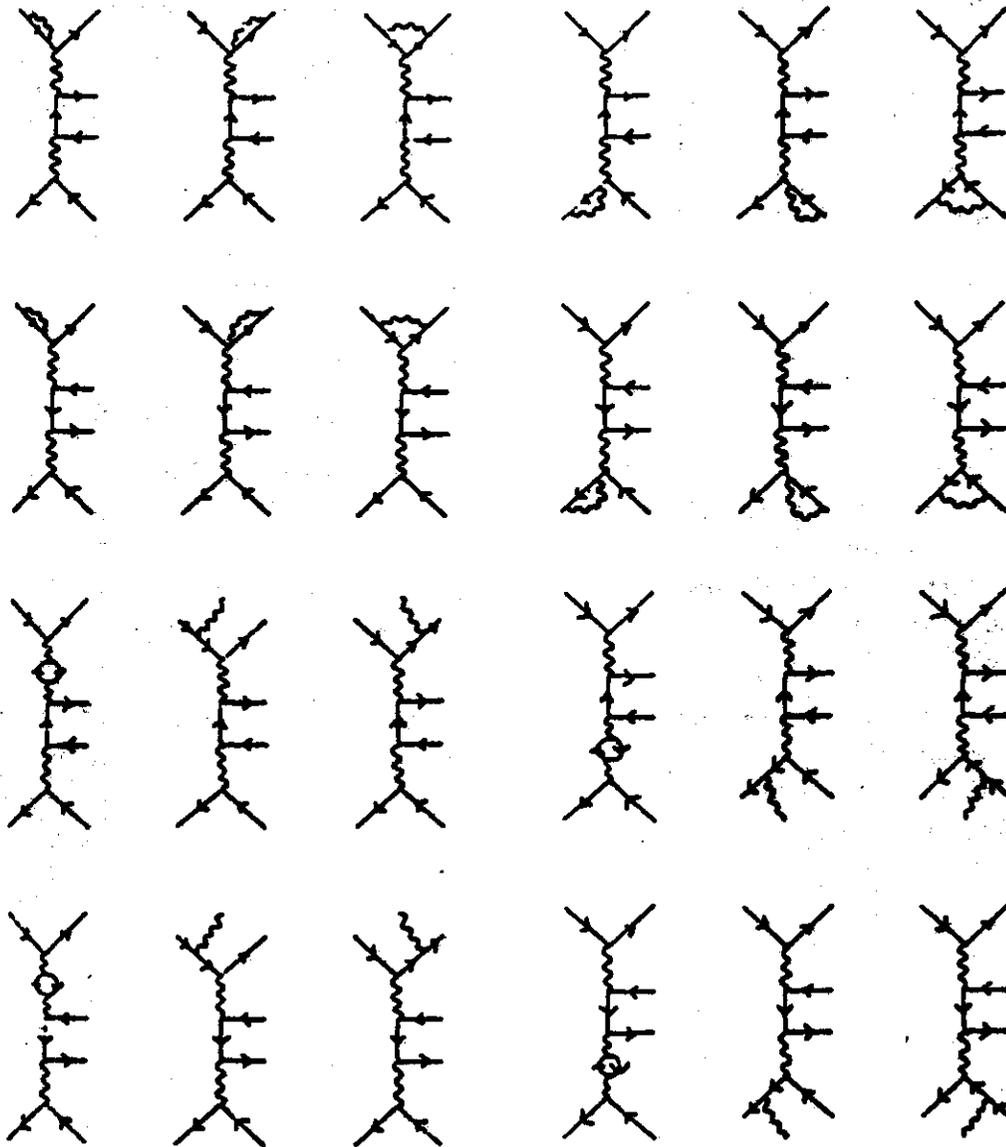


Abbildung 44. QED- Korrekturen bis zur Ordnung  $\alpha^5$  an der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-(q\bar{q})$ .

---

Die in [29] verwendeten Feynman- Graphen zur Berechnung von QED- Korrekturen bis zur Ordnung  $\alpha^5$  an dem Prozeß  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^- (q\bar{q})$  sind in Abb. 44 dargestellt. Diese Darstellung beinhaltet nicht alle möglichen Diagramme der Ordnung  $\alpha^5$ ; es fehlen zum Beispiel Graphen mit Korrekturen an den Myonen (Quarks), sowie dem Austausch eines virtuellen Photons zwischen dem einlaufenden Elektron und Positron.

Der geringe Beitrag der abgebildeten Feynman- Graphen zum integrierten Wirkungsquerschnitt (vgl. Tabelle 3) wird in [54] dadurch erklärt, daß diese Korrekturen nur einen weiteren Faktor  $\alpha$  in der Amplitude hinzufügen, aber keine großen Logarithmen wie  $\ln(s/m_e^2)$ .

In Abb. 45 sind die zur Amplitude der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$  beitragenden QCD- Korrekturen bis zur Ordnung  $\alpha_S$  dargestellt. Nach [8] kann der Graph mit Gluonbremsstrahlung an der inneren Quarklinie bei verschwindenden Quarkmassen zu Singularitäten  $\sim \ln(p_T^2/m_q^2)$  führen, d.h. die Größe dieser Korrektur hängt von der Quarkmasse ab.

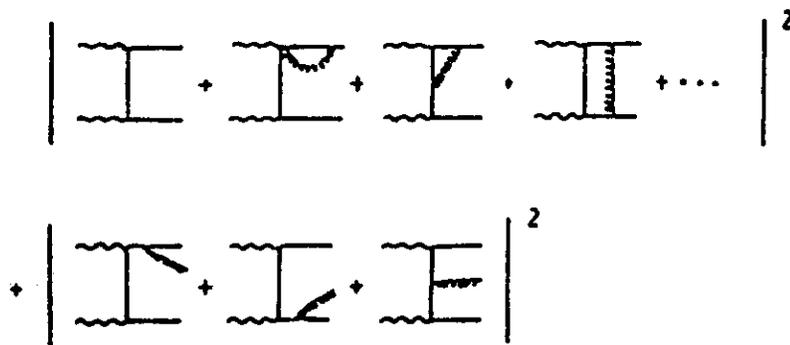


Abbildung 45. Gluonkorrekturen bis zur Ordnung  $\alpha_S$  an der Reaktion  $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ .

## B.0 Experiment.

### B.1 Aufbau der Drahtkammern

In diesem Abschnitt finden sich schematische Darstellungen der TASSO - Drahtkammern des Innendetektors.

Abbildung 46 und Abb. 47a zeigen die zylindrische Proportionalkammer und die zylindrische Driftkammer senkrecht zur Strahlachse. In Abb. 47b ist ein Ausschnitt der Anordnung von Signal- und Potentialdrähten der Driftkammer in Richtung der Strahlachse dargestellt. Es ist deutlich die offene Zellenstruktur erkennbar, in der jeder Signaldraht von jeweils drei rechts und links benachbarten Potentialdrähten umgeben ist. Alle in den Zeichnungen angegebenen Maße sind in Millimetern.

Eine detaillierte Beschreibung dieser beiden Detektorkomponenten und der verwendeten Materialien für die Detektorkonfiguration ohne Vertexdetektor findet sich in [55].

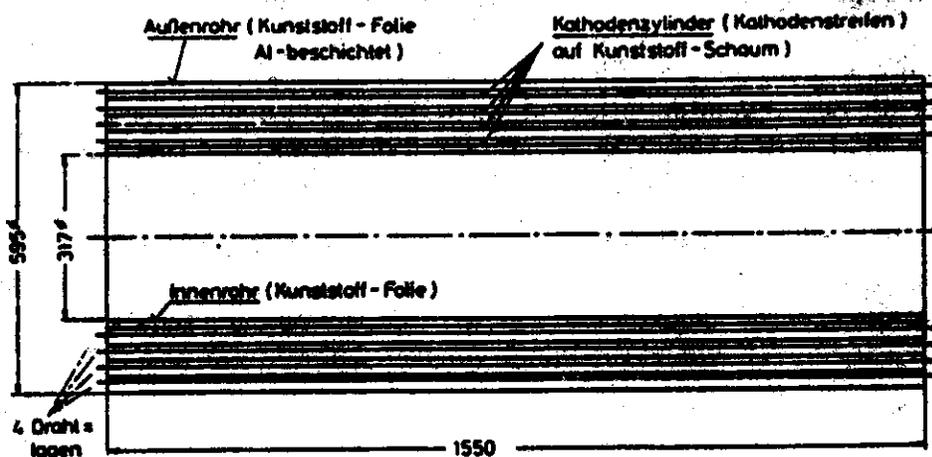


Abbildung 46. Schematische Darstellung der zylindrischen Proportionalkammer.

Die Anordnung der Drahtkammern um das Strahlrohr nach Einbau des Vertexdetektors zeigt Abb. 48. Der Vertexdetektor besitzt acht Signaldrahtlagen mit insgesamt 720 Driftzellen. Jede dieser offenen Zellen besteht aus einem Signaldraht und zwei benachbarten Potentialdrähten. Die Zellen in aufeinanderfolgenden Lagen sind in der  $r - \phi$  Ebene gegeneinander versetzt, um eine Auflösung der Rechts-Links - Ambiguität bei der Spurerkennung zu ermöglichen (Beschreibung in [26]).

## B.2 Korrelation von Massenquadraten und Impulsen

Die Abb. 49a - c zeigen die aus der Flugzeitmessung mit Hilfe der inneren Flugzeitähler bestimmten Massenquadrate für die als mögliche Zerfallsprodukte von  $D^{*\pm}$ - bzw.  $D^0$ -Mesonen betrachteten Dreiteilchenkombinationen in Abhängigkeit von ihren Impulsen. Diese Darstellungen wurden aus denjenigen Ereignissen gewonnen, die die in Abschnitt 6.1.1 beschriebenen kinematischen Schnitte der Selektionsstufe SEL01 passierten und deren Massendifferenz  $M(K^- \pi^+ \pi^+) - M(K^- \pi^+)$  kleiner gleich  $0.25 \text{ GeV}/c^2$  betrug.

Anhand dieser Verteilungen wurden die impulsabhängigen Schnitte auf die Massenquadrate der Übergangspionen und der Kaonen und Pionen aus  $D^0$ -Zerfällen durchgeführt (vgl. Abschnitt 6.1.2). In Abb. 49a lassen sich bei Impulsen  $p < 0.3 \text{ GeV}/c$  deutlich zwei getrennte Bereiche erkennen, die von Pionen und Elektronen/Positronen stammen und somit eine wirkungsvolle Abtrennung des Elektronenanteils in den Daten ermöglichten.

Zum Vergleich ist in Abb. 50 eine gleichartige Darstellung von Ereignissen aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung in Quarkpaare bei einer Schwerpunktsenergie von  $14 \text{ GeV}$  gezeigt (nach [24]). Die gestrichelten Linien entsprechen den erwarteten Breiten  $\pm \sigma(m^2)$  aufgrund der Genauigkeit der Flugzeitmessung für Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen. Auch hier ist bei kleinen Impulsen ein Elektronenanteil auszumachen.

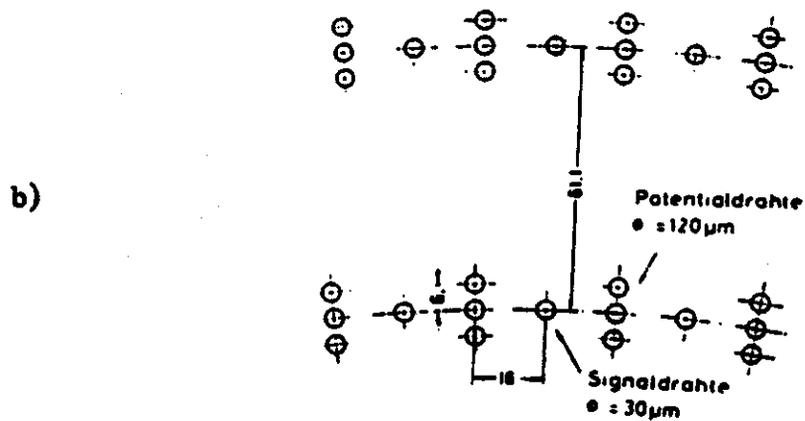
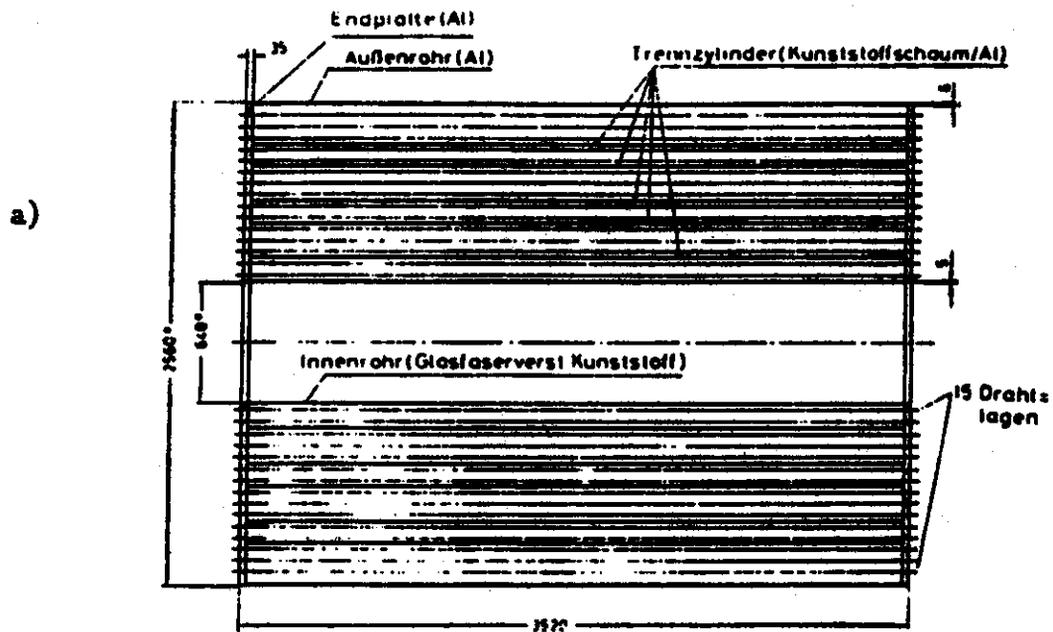


Abbildung 47. a) Schematische Darstellung der zylindrischen Driftkammer.  
 b) Drahtkonfiguration der Driftzellen.

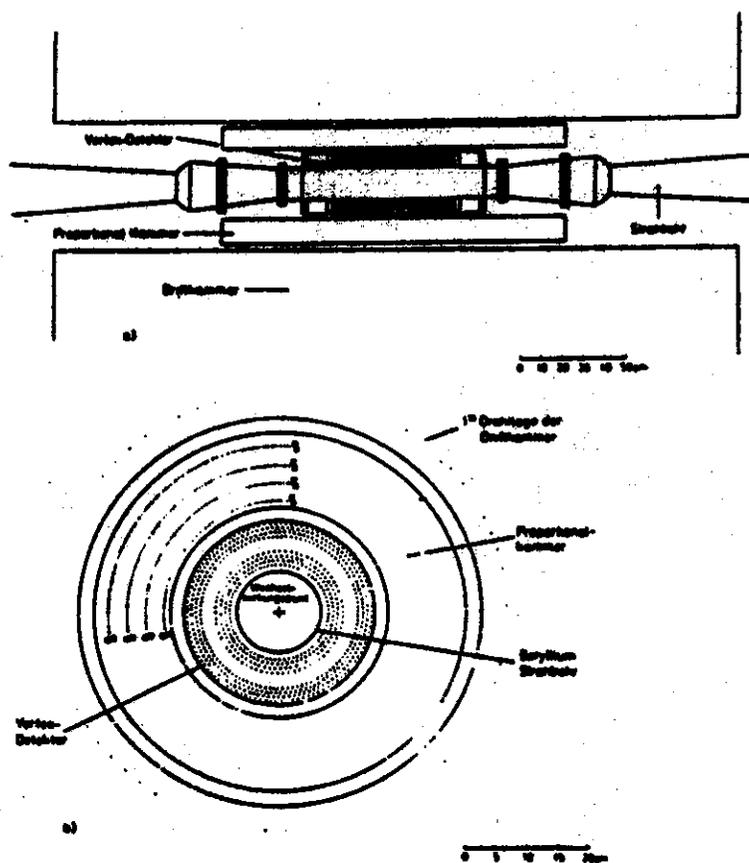


Abbildung 48. Anordnung der Drahtkammern mit Vertexdetektor.

a) Schnitt in Strahlrichtung

b) Schnitt senkrecht zur Strahlrichtung.

## C.0 Eigenschaften von Mesonen mit Charm.

### C.1 Die Meson-Resonanzen $D^*$ und $F^*$

Die hier aufgeführten Meson-Resonanzen mit Charm treten in dem Spin-Paritätszustand  $J^P = 1^-$  auf und sind demnach Vektormesonen. Es sind dies die Teilchen  $D^{*+}$ ,  $D^{*0}$ ,  $F^{*+}$  und deren Antiteilchen. Jedes dieser Mesonen bildet zusammen mit seinem Antiteilchen ein Isospin-Dublett.

Im folgenden sind die wichtigsten Eigenschaften dieser Teilchen aufgeführt: Quarkinhalt, Masse und die derzeit bekannten Zerfälle mit den zugehörigen Verzweungsverhältnissen. Die Angaben wurden aus [53] entnommen.

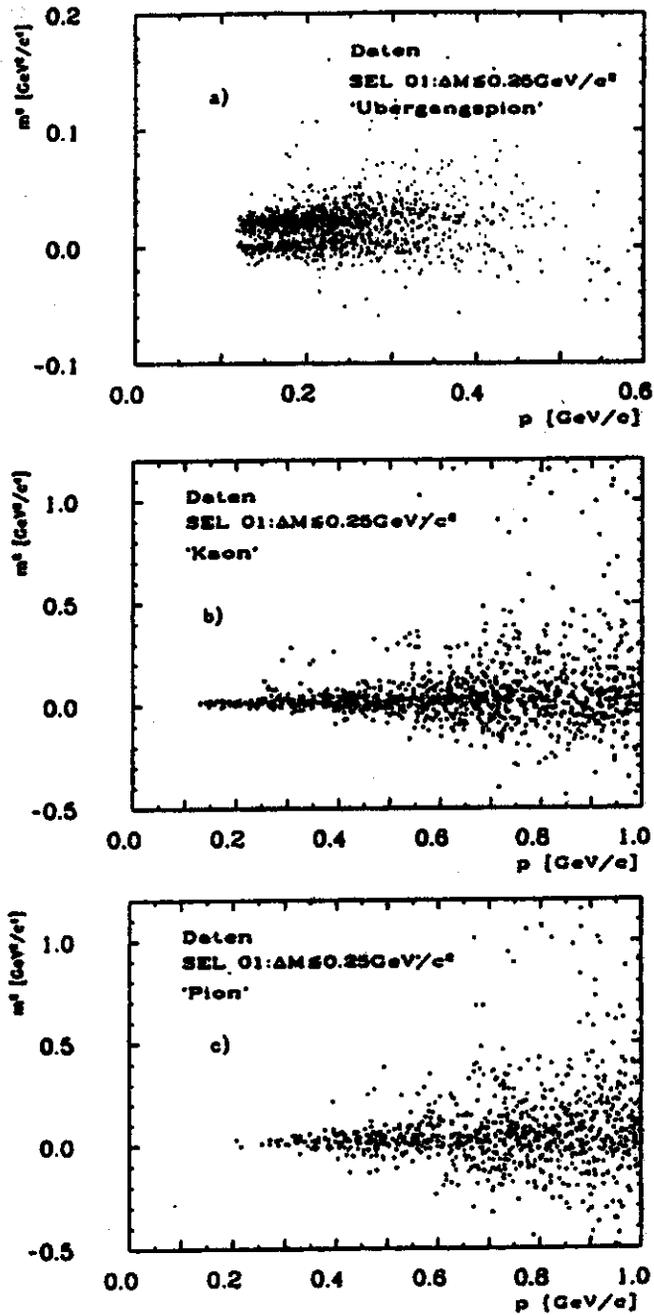


Abbildung 49.  $m^2$  aus ITOF- Flugzeitmessung gegen  $p$  für  $K^- \pi^+ \pi^+$  - Kombinationen.

- a) 'Übergangspionen'
- b) 'Kaonen'
- c) 'Pionen'.

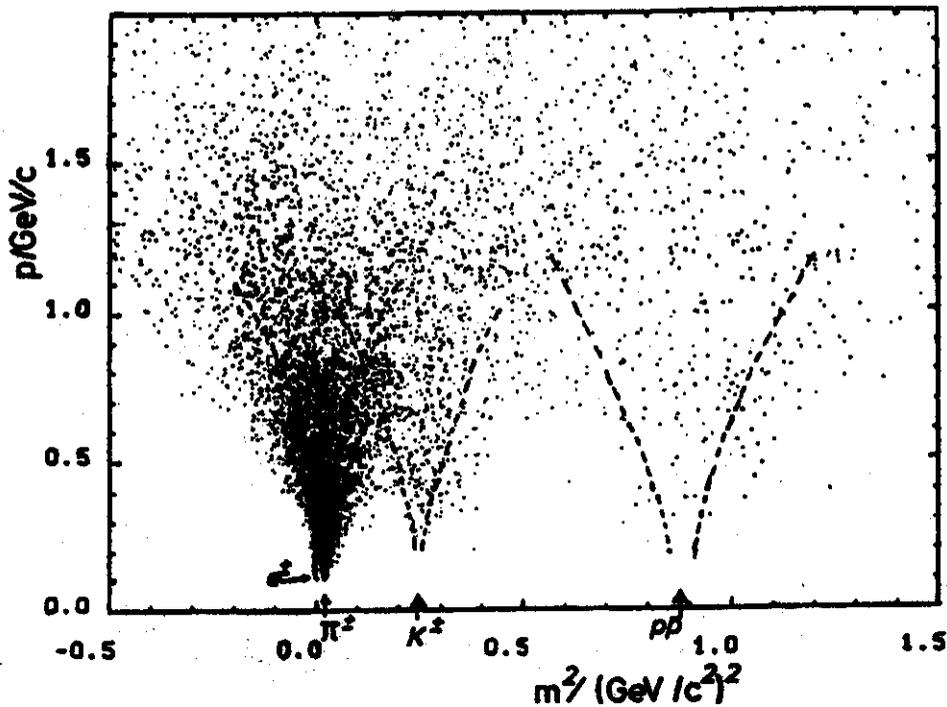


Abbildung 50.  $m^2$  gegen  $p$  für Ereignisse der  $e^+e^-$ - Annihilation bei  $\sqrt{s}=14$  GeV.

Teilchen	Quark-Inhalt	Masse [MeV/c <sup>2</sup> ]	Zerfall	BR
$D^{*+}$	$c\bar{d}$	2008	$\pi^+ D^0$	$0.60 \pm 0.15$
			$\pi^0 D^+$	$0.28 \pm 0.09$
			$\gamma D^+$	$0.08 \pm 0.07$
$D^{*0}$	$c\bar{u}$	2006	$\pi^0 D^0$	$0.55 \pm 0.15$
			$\gamma D^0$	$0.45 \pm 0.15$
$F^{*+}$	$c\bar{s}$	2140	$\gamma F^+$	beobachtet

Aus dieser Aufstellung kann entnommen werden, daß der (starke) Zerfall von  $D^{*+}$ - Mesonen in  $\pi^+ D^0$  vom Verzweungsverhältnis stark begünstigt ist.

### C.2 Verzweungsverhältnisse von $D^0$ - Mesonen

Das  $D^0$ - Meson (Quarkinhalt  $c\bar{u}$ ) ist ein Pseudoskalar und bildet mit seinem Antiteilchen ein Isospin- Dublett. Es ist das leichteste der Mesonen mit Charm (Masse  $M=1865$  MeV/c<sup>2</sup>) und zerfällt schwach in semileptonische oder hadronische Endzustände. Die bevorzugten Zerfälle gehorchen der Auswahlregel  $\Delta C = \Delta S$  - C,S = Charm- bzw. Strangeness - Quantenzahl.

Im folgenden werden die für diese Analyse bedeutenden Zerfälle von  $D^0$ - Mesonen in hadronische Endzustände angegeben. Die diesen Angaben zugrundeliegende Referenz findet sich unter [52].

$D^0 \rightarrow$	$BR \pm (stat.) \pm (syst.)$
$K^- \pi^+$	$0.049 \pm 0.009 \pm 0.005$
$K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	$0.118 \pm 0.023 \pm 0.020$
$\bar{K}^0 \pi^+ \pi^-$	$0.077 \pm 0.016 \pm 0.012$
$\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$0.5 \cdot (0.6710 \pm 0.0096)$ nach [53]
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow \pi^- \pi^+)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$	$0.122 \pm 0.018 \pm 0.012$
$\frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- K^+)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)}$	$0.033 \pm 0.010 \pm 0.006$

Der Zerfall eines  $D^0$ - Mesons in  $K^- \pi^+$  kann im *Zuschauerquark-Modell* der elektroschwachen Wechselwirkung folgendermaßen verstanden werden (Abb. 51) :

Das  $c$ - Quark emittiert ein  $W^+$ - Boson ( $\gamma, Z^0, W^\pm$  sind die Austauschbosonen im Standard-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung) und geht in ein  $s$ -Quark über. Dieser Übergang ist aufgrund der Mischungswinkel der Quarkflavour gegenüber dem Prozess  $c \rightarrow d$  bevorzugt. Das abgestrahlte  $W$ - Boson koppelt an ein  $u\bar{d}$ - Quarkpaar, welches durch starke Wechselwirkung ein geladenes Pion bildet.

Das  $\bar{d}$ - Quark des  $D^0$ - Mesons spielt bei der elektroschwachen Wechselwirkung nur die Rolle eines 'Zuschauers' und formiert sich mit dem  $s$ - Quark zu einem geladenen Kaon.

In dem dargestellten Zerfallsschema sind an den Vertices der Boson- Linie die Übergangswahrscheinlichkeiten der Quarkflavour innerhalb der Quarkfamilien angedeutet :  $\cos \theta_c \approx 0.97$ ,  $\theta_c$  ist der *Cabibbo - Winkel*, der das Mischungsverhältnis von  $d$ - und  $s$ - Quark innerhalb der Quarkdubletts  $u$ - $d$  bzw.  $c$ - $s$  angibt.

Die Prozesse  $c \rightarrow d$  und  $u \rightarrow s$  sind sogenannte 'Cabibbo-unterdrückte' Übergänge, da in diesem Fall eine Kopplung proportional zu  $\sin \theta_c$  ( $\approx 0.23$ ) am  $W$ - Vertex auftritt. Die Zerfälle von  $D^0$ - Mesonen in  $K^- K^+$  und  $\pi^- \pi^+$  und deren niedrige Zerfallsbreiten im Verhältnis zur Zerfallsbreite von  $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$  lassen sich anhand dieser Ausführungen qualitativ verstehen.

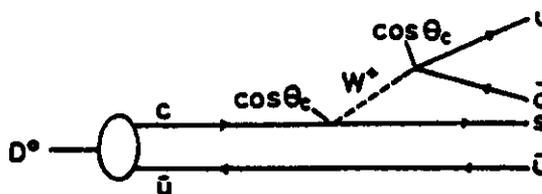


Abbildung 51. Zerfall von  $D^0$ - Mesonen im Zuschauerquark- Modell.

Mit Hilfe dieses Modells können prinzipiell auch die Zerfälle in ein neutrales oder geladenes Kaon mit mehreren Pionen im Endzustand erklärt werden, falls sich andere Paarungen der

Quarks einstellen ( $s\bar{d}$  können z.B. ein  $\bar{K}^0$  erzeugen) und/oder zwei der Quarks im Endzustand durch Fragmentation mehrere Hadronen bilden.

## LITERATUR

1. H.Euler, *Ann. Physik* **26** (1936), 26.  
     A.I.Akhieser, *Phys. Zeitschr. Sowj.* **11** (1937), 263.  
     R.Karplus und M.Neumann, *Phys. Rev.* **83** (1951), 726.  
     H.Chang, E.Tsai, X.Zhu, *Phys. Rev. D* **26** (1982), 922.
2. J.D.Jackson, "Klassische Elektrodynamik", 657-661, de Gruyter, Berlin, 1981.
3. W.Hillen, Diss., BONN- IR - 81-7 (1981).  
     N.Wermes, Diss., BONN- IR - 82-27 (1982).
4. B.Lewendel, Diss., *Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes im Bereich  $0.1 < Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$* ,  
     Interner Bericht DESY PLUTO - 84-05 (1984).  
     PLUTO Coll., Ch.Berger et al., *Z. Physik C* **26** (1984), 353.
5. D.Perkins, "Introduction to High Energy Physics", 2nd Ed., 92-95, Addison-Wesley, Reading, Mass.,  
     1982.
6. G.Bonneau et.al., *Nucl. Phys.* **B54** (1973), 573.
7. V.M.Budnev, L.F.Ginsburg, G.V.Meledin, V.G.Serbo, *Phys. Rep.* **15C** (1975), 181.
8. H.Kolanoski, *Two-Photon Physics at  $e^+e^-$  Storage Rings*, in "Springer Tracts in Modern Physics 105",  
     Springer, Berlin, 1984.
9. J.H.Field, *Nucl. Phys.* **B168** (1980), 477.
10. C.N.Yang, *Phys. Rev.* **77** (1950), 242.
11. E.Lohrmann, "Hochenergiephysik", 2. Aufl., 60-62, Teubner Studienbücher, Stuttgart, 1981.
12. E.Hilger, *Proceedings of the 14th Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics*, Granlibakken, Lake Tahoe (1983).
13. J.J.Sakurai, *Ann. Phys.* **11** (1960), 1.
14. T.F.Walsh, *Journal de Physique C2, Suppl.3* (1974), 77.
15. J.L.Rosner, BNL Report 17522 (1972), 316.
16. J.J.Sakurai, D.Schildknecht, *Phys. Lett.* **40B** (1972), 121.
17. E.Etim, E.Masso, L.Schülke, *Zeitschr. Phys.* **18C** (1983), 361.
18. PLUTO Coll., *Phys. Lett.* **99B** (1981), 187; 168.  
     JADE Coll., DESY Preprint 81-048 (1981), 82-007 (1982), 82-064 (1982).
19. TASSO Coll., R.Brandelik et al., *Phys. Lett.* **107B** (1981), 290.
20. M.Greco, Y.Srivastava, *Nuovo Cimento* **43A** (1978), 88.
21. K.Kajantie, R.Raitio, *Nucl. Phys.* **B159** (1979), 528.
22. K.Kajantie, *Proceedings of the 4th Intern. Colloquium on  $\gamma\gamma$  - Interactions*, Paris (1981).
23. S.L.Cartwright, Diss., *A Study of High Transverse Momentum Hadron Production in Two-Photon Interactions*,  
     Interner Bericht DESY PLUTO- 84-01 (1984).
24. K.Gather, Diss., *Bestimmung der inklusiven Spektren und Teilchenverhältnisse für Pionen, Kaonen und Protonen/Antiprotonen in der  $e^+e^-$  - Annihilation mit dem TASSO-Detektor am Speicherring PETRA, PITHA 83/12* (1983).

25. W.Zeuner, Diplomarbeit, *Der Anteil der Photonen an der Energiebilanz hadronischer Endzustände aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung bei 34 GeV*, (1984).
26. W.Schütte, Diss., *Messung der Lebensdauer schwerer, kurzlebiger Teilchen*, Interner Bericht DESY F1- 84/03 (1984).
27. L.Köpke, Diss., *Die Erzeugung von  $K\bar{K}$ - und  $p\bar{p}$ - Endzuständen in Photon-Photon-Stößen*, BONN- IR- 83-16 (1983).
28. F.A.Berends, P.H.Daverveldt, R.Kleiss, Phys. Lett. 148B (1984), 489.
29. F.A.Berends, P.H.Daverveldt, R.Kleiss, Nucl. Phys. B258 (1985), 421.
30. R.Field, R.Feynman, Nucl. Phys. B136 (1978), 1.
31. B.Andersson et al., Phys. Lett. 94B (1980), 211.
32. P.Hoyer et al., Nucl. Phys. B161 (1979), 349.  
A.Ali et al., Phys. Lett. 98B (1980), 155.
33. T.Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 27 (1982), 243; Comp. Phys. Comm. 28 (1983), 229.  
T.Sjöstrand, *Programmbeschreibung des Lund- Monte Carlos, Version 5.2 1983*, unveröffentlicht.
34. C.Peterson et al., Phys. Rev. D27 (1983), 105.
35. TASSO Coll., M.Athoff et al., Phys. Lett. 126B (1983), 493.  
HRS Collab., S.Ahlen et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983), 1147.
36. CHDS Coll., H.Abramowicz et al., CERN- EP/82-77.  
MARK II (SPEAR) Coll., M.W.Coles et al., SLAC PUB- 2916.
37. J.M.Izen, *Proceedings of the 15th Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics*, Lund (1984).
38. TASSO Coll., R.Brandelik et al., Phys. Lett. 117B (1982), 135.  
JADE Coll., W.Bartel et al., *Inclusive Production of Vector Mesons  $\rho^0$  and  $K^{*±}$  in  $e^+e^-$  annihilation at  $\sqrt{s} = 35$  GeV*, DESY- 84-58 (1984).
39. TASSO Coll., M.Athoff et al., Z. Physik C17 (1983), 5.
40. TASSO Coll., M.Athoff et al., Phys. Lett. 130B (1983), 340.
41. TASSO Coll., M.Athoff et al., Phys. Lett. 135B (1983), 243.
42. S.Nussinov, Phys. Rev. Lett. 35 (1976), 1672.
43. D.Hitlin, MARK III Coll., *D Meson Decay Studies at the  $\Psi$* , CALT- 68-1230 (1984).
44. H.L.Krasemann, Diss., *Teilchenverhältnisse und Protonkorrelationen in Positron-Elektron Annihilationsereignissen* (1985).
45. M.Wollstadt, Diss., *Untersuchungen von hadronischen Endzuständen in hochenergetischen Photon-Photon-Stößen. Der exklusive Kanal  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$* , BONN- IR- 82-11 (1982).
46. D.G.Cassel, H.Kowahki, Nucl. Instr. Meth. 185 (1981), 235.
47. A.J.Campbell, Diss., *Track Finding in  $e^+e^-$  Interactions*, Imperial College, London (1983).
48. F.A.Berends, R.Kleiss, Nucl. Phys. B177 (1981), 237; ebenda B178 (1981), 141.
49. D.L.Kreinick, CLEO Coll., *B Decays and the Upsilon Family above B Threshold*, CLNS 84/625 (1984).
50. M.Dine, J.Sapirstein, Phys. Rev. Lett. 43 (1979), 668.  
K.Fabricius et al., Zeitschr. Phys. C11 (1982), 315.

51. F.A.Berends, Z.Kunst, R.Gastmans, Phys. Lett. **92B** (1980), 186.
52. J.Hauser, Diss., *A Systematic Study of the Decays of Charmed D Mesons*, Cal-Tech., Pasadena (1985).
53. Particle Data Group, *Review of Particle Properties*, 1984.
54. P.H.W.M.Daverveldt, Diss., *Monte Carlo Simulation of Two-Photon Processes*, Leiden (1985).
55. R.Fohrmann, Diss., *Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes und Suche nach schweren Quarks in der  $e^+e^-$ -Verrichtung*, Interner Bericht DESY F35-82-02 (1982).



### **Danksagung.**

Die vorliegende Untersuchung entstand im Rahmen der Gruppe F35 des TASSO - Experimentes am Deutschen-Elektronen-Synchrotron in Hamburg.

Allen, die zum Gelingen dieser Diplomarbeit beigetragen haben, danke ich sehr. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof.Dr. E.Hilger für die Vergabe dieses interessanten Themas und die stetige Hilfsbereitschaft bei der Lösung zahlreicher physikalischer Problemstellungen, die während der Auswertung auftraten. Meine Faszination an der Hochenergiephysik habe ich in entscheidendem Maße ihm zu verdanken.

### **Erklärung.**

Hiermit versichere ich, die vorliegende Diplomarbeit selbständig unter Verwendung der angegebenen Literatur durchgeführt zu haben.

