

Untersuchung der Zwei-Photon- Produktion von D^* -Mesonen mit dem ALEPH-Detektor bei LEP

DISSERTATION
zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Uwe Sieler
aus Olpe

eingereicht beim Fachbereich 7
der Universität-Gesamthochschule Siegen

Siegen 2001

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. C. Grupen
Prof. Dr. S. Brandt

Datum der Disputation: 22. März 2001

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Zwei-Photon-Produktion in e^+e^- -Streuung	3
2.1.1	Kinematik	3
2.1.2	Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts	5
2.2	Die Struktur des Photons	8
2.2.1	Motivation	8
2.2.2	Komponenten des Photons	9
2.2.3	Strukturfunktionen	11
2.2.4	Partondichten	13
2.3	Photon-Photon-Streuung	16
2.4	Produktion schwerer Quarks	19
2.4.1	Berechnungs-Modelle	19
2.4.2	Beiträge zur Produktion schwerer Quarks	20
2.5	Ereignis-Simulation	22
2.5.1	Monte-Carlo-Verfahren	22
2.5.2	Simulation mit PYTHIA	23
3	Das ALEPH-Experiment am LEP-Speicherring	26
3.1	Der LEP-Speicherring	26
3.2	Der ALEPH-Detektor	27
3.2.1	Zielsetzung	27
3.2.2	Triggersystem	28
3.2.3	Aufbau	28
3.2.4	Ereignisrekonstruktion	34
3.2.5	Detektorsimulation	38
4	Ereignis-Selektion	39
4.1	Selektion von Zwei-Photon-Ereignissen	39
4.2	Rekonstruktion geladener D^* -Mesonen	45
4.2.1	Charm-Nachweis über den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$	45
4.2.2	D^0 -Rekonstruktion	46

4.2.3	Extraktion des D*-Signals	51
5	Untersuchung der inklusiven D*-Produktion	54
5.1	Separation der dominanten Beiträge	54
5.1.1	Auswahl geeigneter Messgrößen	54
5.1.2	Anteile des direkten und einfach-aufgelösten Prozesses	56
5.2	Differentielle D*-Wirkungsquerschnitte	60
5.2.1	Messung	60
5.2.2	Systematische Unsicherheiten	68
5.2.3	Vergleich mit QCD-Vorhersagen und anderen Messungen	70
5.3	Totaler Wirkungsquerschnitt	76
5.3.1	Extraktion von $\sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}}$ mit der PYTHIA-Modellierung	77
5.3.2	Extraktion von $\sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}}$ mit der NLO-QCD-Modellierung	78
5.3.3	Vergleich mit QCD-Vorhersagen und anderen Messungen	79
6	Zusammenfassung	82

Kapitel 1

Einleitung

Das Photon ist uns bekannt als Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung. Als Eich-Boson der Quantenelektrodynamik stellt es ein strukturloses Teilchen dar, das nur an elektrische Ladungen koppelt. In Wechselwirkungen zeigt das Photon jedoch zusätzliche Komponenten, die der starken Wechselwirkung unterliegen. Dabei erscheint es zum Teil in einem Hadron ähnlichen, gebundenen Zustand als auch als Quark-Antiquark-Paar hoher Virtualität. Damit liefert das Photon ein sehr breites Spektrum an Wechselwirkungen, das es zum Objekt interessanter Untersuchungen macht. Insbesondere liefern die Untersuchungen der genannten unterschiedlichen Erscheinungsformen einen wichtigen Test der QCD, da die entsprechenden Wechselwirkungen mit üblichen Hadronen nicht beobachtet werden.

In diesem Zusammenhang kommt der Produktion schwerer Quarks in Photon-Photon-Streuung eine besondere Bedeutung zu, da die hier beteiligten harten Subprozesse störungstheoretischen Berechnungen zugänglich sind. Die vorliegende Arbeit untersucht die offene Produktion schwerer Quarks in Zwei-Photon-Produktion in Ereignissen am LEP-Speicherring, die mit dem ALEPH-Detektor gemessen wurden. Die Daten wurden bei einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie im Bereich von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183\text{--}189\text{ GeV}$ mit einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 236,3\text{pb}^{-1}$ aufgenommen. Die Bottom-Produktion ist gegenüber der Charm-Produktion um etwa zwei Größenordnungen unterdrückt. Daher beschränkt sich diese Analyse auf die Charm-Produktion.

Charm-Ereignisse werden über den Nachweis geladener D^* -Mesonen selektiert. Für den Akzeptanzbereich dieser Selektion werden zunächst die Beiträge der zwei dominanten Produktionsmechanismen, nämlich der Beitrag des direkten Prozesses sowie der Beitrag des einfach-aufgelösten Prozesses, bestimmt. Differentielle D^* -Wirkungsquerschnitte werden als Funktion des Transversalimpulses sowie als Funktion der Pseudorapidität der D^* -Mesonen gemessen. Die Ergebnisse werden mit einer Berechnung in nächst-zu-führender Ordnung (NLO) sowie mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen. Der über den Akzeptanzbereich integrierte Wirkungsquerschnitt wird mit Hilfe einer Rechnung in führender

Ordnung (LO) sowie mit Hilfe einer Rechnung in NLO auf den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt extrapoliert, und die Ergebnisse werden mit Vorhersagen für den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt sowie mit den Ergebnissen anderer Messungen verglichen.

In Kapitel 2 wird zunächst ein Überblick über die theoretischen Grundlagen gegeben. Kapitel 3 widmet sich der Beschreibung des ALEPH-Experiments am LEP-Speicherring und der von ALEPH bereitgestellten Messgrößen, die als Ausgangspunkt für diese Analyse zur Verfügung stehen. In Kapitel 4 wird die Methode zum Nachweis geladener D^* -Mesonen in Zwei-Photon-Produktion vorgestellt. Die Ergebnisse der Messung der D^* -Ereignisse und ihre Auswertung sind Gegenstand von Kapitel 5. Abschließend wird in Kapitel 6 eine Zusammenfassung gegeben.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Zwei-Photon-Produktion in e^+e^- -Streuung

Experimentellen Zugang zur Photon-Photon-Streuung erhält man im Spektrum heutiger Beschleuniger an e^+e^- -Speicherringen wie dem LEP-Speicherring gemäß der Reaktion:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X. \quad (2.1)$$

Die in Prozess (2.1) definierte Ereignisklasse wird als *Zwei-Photon-Produktion in e^+e^- -Streuung* bezeichnet. Der Zustand X, der von den abgestrahlten Photonen erzeugt wird, kann ein geladenes Lepton-Antilepton-Paar $\ell^+\ell^-$ oder ein hadronischer Zustand sein. Im ersten Fall ist der Prozess $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-\ell^+\ell^-$ in erster Näherung ein rein elektromagnetischer Prozess und in vierter Ordnung in der elektromagnetischen Kopplungskonstante α_{em} . Im zweiten Fall, in dem ein hadronischer Endzustand produziert wird, zeigt sich neben der elektromagnetischen Natur des Photons auch eine hadronische Komponente (siehe Abschnitt 2.2.2). Die vorliegende Arbeit untersucht entsprechende hadronische Ereignisse, die mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring gemessen wurden. Für die Beschreibung des Experiments sei an dieser Stelle auf Kapitel 3 verwiesen.

2.1.1 Kinematik

Solch ein *Zwei-Photon-Ereignis* in e^+e^- -Streuung ist schematisch in Abbildung 2.1 dargestellt. Die einlaufenden Elektronen¹ emittieren über Bremsstrahlung ein virtuelles Photon und werden dabei unter einem Winkel Θ_i ($i = 1, 2$) gestreut. Diese Photonen wechselwirken miteinander und produzieren einen Zustand X.

Der Viererimpulsübertrag q_i auf eines der Photonen ist dabei gleich der Differenz aus dem Viererimpuls des einlaufenden Elektrons $p_i = (E_i, \vec{p}_i)$ und dem

¹Der Einfachheit halber wird hier wie im Folgenden das Antiteilchen des Elektrons, das Positron, ebenfalls als Elektron bezeichnet.

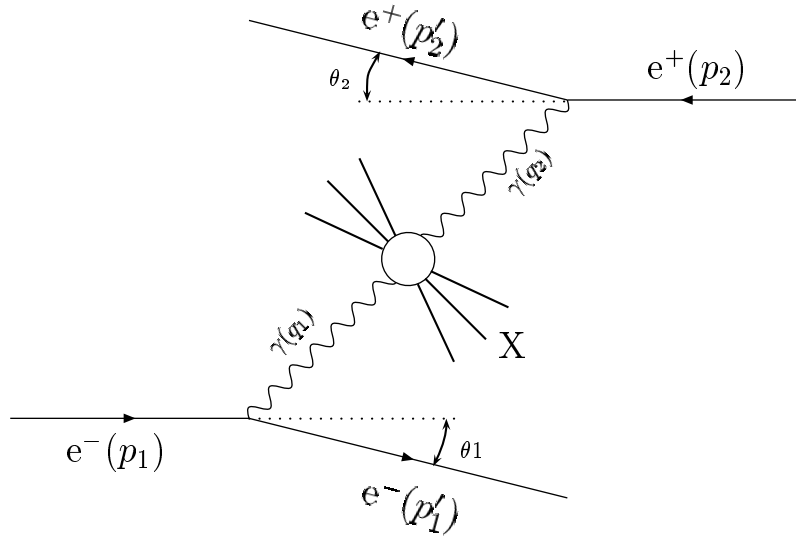


Abbildung 2.1: Photon-Photon-Streuung in e^+e^- -Kollisionen.

Viererimpuls des gestreuten Elektrons $p'_i = (E'_i, \vec{p}'_i)$:

$$q_i = p_i - p'_i. \quad (2.2)$$

Die produzierten Photonen sind aus kinematischen Gründen immer raumartig ($q_i^2 < 0$)². Man führt deshalb auch Viererimpulsquadrate $Q_i^2 \equiv -q_i^2$ ein. Sie definieren die *Virtualität* der Photonen. Für ultrarelativistische Elektronen, das heißt für Strahlteilchen, deren Masse gegenüber ihrer Energie vernachlässigbar ist ($E, E' \gg m_e$), folgt nach Gleichung (2.2) für die Virtualität von Photon i :

$$Q_i^2 = 2EE'(1 - \cos \Theta_i). \quad (2.3)$$

Dabei ist E die Energie des einlaufenden, E' die Energie des gestreuten Elektrons und Θ_i der Streuwinkel. Auf Grund der Form des Photon-Propagators ($\propto 1/q^2$) dominieren Photonen mit kleiner Virtualität, so dass die Elektronen meist unter sehr kleinem Winkel gestreut werden.

Gleichung (2.3) erweist sich als nützliche Eigenschaft für den Experimentator, der über die Bestimmung des Streuwinkels der Elektronen die Virtualität der Photonen kontrollieren kann. In diesem Zusammenhang spricht man von einem *markierten Ereignis* (engl: *tagged event*), wenn ein Strahlelektron in den Detektor gestreut und dort nachgewiesen wird. Das nachgewiesene Elektron wird als Markierungs-Elektron bezeichnet. Je nachdem, ob keines, eines oder zwei der beiden

²Als Pseudometrik im Minkowski-Raum wird die Konvention $p_1 p_2 = p_1^0 p_2^0 - \vec{p} \cdot \vec{q}$ benutzt, so dass das Quadrat für raumartige Vierervektoren q kleiner als null ist, $q^2 < 0$.

Strahlelektronen im Detektor nachgewiesen werden, bezeichnet man ein Ereignis als nicht-, einfach- oder doppelt-markiertes Ereignis. Akzeptiert man in der Ereignisselektion insbesondere nur nicht-markierte Ereignisse, also nur Ereignisse, in denen die Strahlelektronen unter sehr kleinem Winkel gestreut werden und undetektiert im Strahlrohr verschwinden (vergleiche Abschnitt 3.2), beschränkt man die Virtualität auf sehr kleine Werte $Q^2 \ll s_{e^+e^-}$. Die abgestrahlten Photonen sind dann *quasi-reell*. Ein solches Selektionskriterium wird als Anti-Tag-Bedingung bezeichnet. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, erlaubt diese Beschränkung auf quasi-reelle Photonen Näherungen für die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts, die die theoretische Beschreibung deutlich vereinfachen, wobei sich die zur Verfügung stehende Statistik auf Grund der dominierenden Abstrahlung von Photonen geringer Virtualität nur unwesentlich reduziert (siehe oben).

2.1.2 Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts

Bei der Untersuchung der Zwei-Photon-Ereignisse in e^+e^- -Streuung mit Produktion eines Endzustandes X ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$) liegt das Hauptaugenmerk auf den Amplituden des Prozesses

$$\gamma^*\gamma^* \rightarrow X. \quad (2.4)$$

Diese sind mit dem Wirkungsquerschnitt des gemessenen Prozesses $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ im allgemeinen Fall über recht komplexe Beziehungen verknüpft. Denn die Matrix-Elemente für den Prozess (2.4) hängen von der Polarisation der Photonen ab, und die raumartigen Photonen des Prozesses (2.1) treten sowohl transversal (Helizität $H = \pm 1$) als auch longitudinal polarisiert ($H = 0$) auf³. Daher wird versucht, den Wirkungsquerschnitt derart zu formulieren, dass sich der $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$ -Beitrag einerseits und die Beiträge der $ee\gamma$ -Vertices andererseits explizit extrahieren lassen. Dies gelingt mit der Equivalent-Photon-Approximation (EPA), wie in diesem Abschnitt gezeigt wird. Die Darstellung folgt dabei im Wesentlichen Referenz [1]. Allgemein basiert diese Näherung auf einer Idee Fermis, die Strahlung relativistischer, geladener Teilchen als einen Fluss von Photonen mit einem Frequenz-Spektrum $N(\omega)$ zu interpretieren [2]. Damit reduziert sich die Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung zweier Teilchen auf die Beschreibung der Wechselwirkung eines der Teilchen mit dem Fluss von Photonen, der equivalent ist zu dem Feld des zweiten Teilchens. Im Falle des Prozesses (2.1) setzt sich der Wirkungsquerschnitt in dieser Näherung also aus den Photonflüssen, die an den $ee\gamma$ -Vertices generiert werden, und dem Wirkungsquerschnitt für die Streuung transversal polarisierter Photonen zusammen.

³Die Bezeichnungen transversal beziehungsweise longitudinal sind in diesem Zusammenhang etwas irreführend, da sie sich nicht auf die Richtung des Spins, sondern auf die Richtung des elektrischen Feldes beziehen.

Der allgemeine Wirkungsquerschnitt für den Prozess (2.1) lässt sich durch die Beiträge der unterschiedlichen $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$ -Wirkungsquerschnitte ausdrücken. In Referenz [1] wird der folgende sechsfach differentielle Ausdruck für die Zwei-Photon-Produktion in der Streuung unpolarisierter Elektronstrahlen angegeben:

$$\begin{aligned}
d\sigma &= d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X) \\
&= \frac{\alpha_{\text{em}}^2}{16\pi^4 q_1^2 q_2^2} \left[\frac{(q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2}{(p_1 p_2)^2 - m_e^2 m_e^2} \right]^{\frac{1}{2}} \\
&\quad [4\rho_1^{++}\rho_2^{++}\sigma_{\text{TT}} + 2|\rho_1^{+-}\rho_2^{+-}|\tau_{\text{TT}} \cos 2\tilde{\phi} + 2\rho_1^{++}\rho_2^{00}\sigma_{\text{TL}} \\
&\quad + 2\rho_1^{00}\rho_2^{++}\sigma_{\text{LT}} + \rho_1^{00}\rho_2^{00}\sigma_{\text{LL}} - 8|\rho_1^{+0}\rho_2^{+0}|\tau_{\text{TL}} \cos \tilde{\phi}] \frac{d^3 p'_1 d^3 p'_2}{E'_1 E'_2}. \quad (2.5)
\end{aligned}$$

Dabei ist α_{em} die Feinstruktur-Konstante. Die Größen σ_{TT} , σ_{TL} , σ_{LT} und σ_{LL} geben die $\gamma^*\gamma^* \rightarrow X$ -Wirkungsquerschnitte für die Streuung zweier Photonen an, deren Polarisation durch die Indizes angedeutet ist. Index T bezeichnet transversal polarisierte Photonen, Index L entsprechend longitudinal polarisierte Photonen. Der erste Index bezieht sich auf Photon 1, der zweite auf Photon 2. Das heißt, dass zum Beispiel σ_{TL} den Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines transversal polarisierten Photons mit Viererimpuls q_1 mit einem longitudinal polarisierten Photon mit Viererimpuls q_2 darstellt. Die Größen τ_{TT} und τ_{TL} geben Interferenz-Terme zwischen den einzelnen Wirkungsquerschnitten an. Die genannten Größen werden vollständig durch q_1 und q_2 bestimmt.

Die Koeffizienten in den einzelnen Termen setzen sich aus Elementen einer Dichtematrix ρ^{ab} für die virtuellen Photonen zusammen. Diese sind in der $\gamma\gamma$ -Helizitätsbasis angegeben, so dass die Indizes die Helizität der Photonen repräsentieren: $a, b = +, -, 0$. Die Koeffizienten hängen nur von den Viererimpulsen der Strahlteilchen sowie den Viererimpulsen der abgestrahlten Photonen ab und enthalten daher die Information über das Photonspektrum an den $ee\gamma$ -Vertices. Für eine explizite Darstellung der ρ^{ab} sei auf Referenz [1] verwiesen.

Der in den Interferenz-Termen auftretende Winkel $\tilde{\phi}$ beschreibt den Winkel zwischen den Ebenen, die jeweils von dem einlaufenden Elektron und dem abgestrahlten Photon im Schwerpunktsystem der beiden Photonen aufgespannt werden. Alle anderen Größen sind wie in Abschnitt 2.1.1 angegeben definiert.

Beschränkt man sich nun auf die Untersuchung der Streuung quasi-reeller Photonen, reduziert sich Gleichung (2.5) auf die Terme σ_{TT} und τ_{TT} mit rein transversal polarisierten Photonen, wobei der Term mit τ_{TT} bei Mittelung über den Azimutwinkel der Gesamtkonfiguration ebenfalls verschwindet. Mit der Ersetzung $d^3 p' = E'^2 dE' d(-\cos \theta') d\varphi'$, wobei θ' der Polarwinkel des gestreuten Elektrons im Schwerpunktsystem der einlaufenden Elektronen ist und φ' entsprechend der Azimutwinkel, und der Definition einer *Zwei-Photon-Luminositätsfunk-*

tion für transversal polartisierte Photonen $L_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}$ gemäß

$$\frac{d^5 L_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta'_1 d\cos\theta'_2 d\phi} = \frac{\alpha_{\text{em}}^2 E'_1 E'_2}{16\pi^3 q_1^2 q_2^2} 4\rho_1^{++} \rho_2^{++} \sqrt{(q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2} \quad (2.6)$$

erhält man für den Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^5 \sigma}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta'_1 d\cos\theta'_2 d\phi} = \frac{d^5 L_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}}{d\omega_1 d\omega_2 d\cos\theta'_1 d\cos\theta'_2 d\phi} \cdot \sigma_{\text{TT}}(W). \quad (2.7)$$

Dabei ist $\omega_i = (E_i - E'_i)/E_i$ die auf die Strahlenergie normierte Energie von Photon i . Der Azimutwinkel $\phi = \varphi_1 - \varphi_2$ zwischen den Streuebenen der Elektronen im Schwerpunktsystem der Elektronen ist in dieser Näherung identisch mit dem Azimutwinkel im Schwerpunktsystem der Photonen, $\phi = \tilde{\phi}$. W ist die invariante Masse des $\gamma\gamma$ -Systems ($W^2 = (q_1 + q_2)^2$).

Allgemein enthalten die Funktionen ρ_i^{++} in Gleichung (2.6) die kinematischen Variablen beider Photonen. Für $Q_i^2 \rightarrow 0, Q_i^2 \ll W_{\gamma\gamma}^2$ lässt sich $L_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}$ jedoch nach Integration über den Azimutwinkel ϕ in zwei unabhängige Faktoren separieren [3]. Man erhält nach Ersetzen der θ'_i durch die Q_i^2 entsprechend Gleichung (2.3):

$$\frac{d^4 L_{\gamma\gamma}^{\text{TT}}}{d\omega_1 d\omega_2 dQ_1^2 dQ_2^2} = \frac{d^2 N_\gamma}{d\omega_1 dQ_1^2} \cdot \frac{d^2 N_\gamma}{d\omega_2 dQ_2^2} \quad (2.8)$$

mit

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\omega dQ^2} = \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \left[\frac{1 + (1 - \omega)^2}{\omega} \frac{1}{Q^2} - \frac{2m_e^2 \omega}{Q^4} \right]. \quad (2.9)$$

Ersetzt man die Zwei-Photon-Luminositätsfunktion in Gleichung (2.7) durch die Ausdrücke in Gleichung (2.8) und (2.9), erhält man die Equivalent-Photon-Approximation für die Zwei-Photon-Produktion in e^+e^- -Streuung. Integriert man Gleichung (2.9) über Q^2 , erhält man das Spektrum der Weizsäcker-Williams-Näherung [4, 5]:

$$\frac{dN_\gamma}{d\omega} = \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \left[\frac{1 + (1 - \omega)^2}{\omega} \ln \left(\frac{Q_{\text{max}}^2}{Q_{\text{min}}^2} \right) - 2m_e^2 \omega \left(\frac{1}{Q_{\text{min}}^2} - \frac{1}{Q_{\text{max}}^2} \right) \right]. \quad (2.10)$$

Dabei ergibt sich das kinematische Minimum Q_{min}^2 zu [6]

$$Q_{\text{min}}^2 = \frac{m_e^2 \omega^2}{1 - \omega}. \quad (2.11)$$

Die obere Grenze in Q^2 in der Integration (Q_{max}^2) ergibt sich entsprechend der Anti-Tag-Bedingung des benutzten Detektors (vergleiche Abschnitt 2.1.1) und wird aus der Akzeptanzbeschränkung im Streuwinkel θ der Elektronen nach Gleichung (2.3) bestimmt.

Entsprechend der Möglichkeit, den $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ -Wirkungsquerschnitt in den $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt und die Photon-Flüsse an den $ee\gamma$ -Vertices zu separieren, kann die Zwei-Photon-Produktion mit zwei quasi-reellen Photonen also als Streuung zweier reeller Photonen betrachtet werden. Man bezeichnet diesen Teil der Zwei-Photon-Produktion entsprechend als *Photon-Photon-Streuung*.

2.2 Die Struktur des Photons

2.2.1 Motivation

Das Photon ist ein fundamentaler Bestandteil des Standardmodells. Als masse- und strukturloses Austauschboson der elektromagnetischen Wechselwirkung koppelt es an elektrische Ladungen. Eine quantenfeldtheoretische Beschreibung erfährt die elektromagnetische Wechselwirkung in der Quantenelektrodynamik (*QED*), die zusammen mit den Eichtheorien der starken und schwachen Wechselwirkung das Standardmodell der Elementarteilchenphysik repräsentiert [7–15]. Da die QED eine abelsche Eichtheorie ist, sind keine direkten Kopplungen von Photonen an Photonen erlaubt.

Auf Grund der Heisenbergschen Unschärferelation kann das Photon durch Vakuumwechselwirkung in ein Fermion-Antifermion-Paar fluktuieren (Abbildung 2.2). Wenn das Photon nun während der Dauer einer solchen Fluktuation eine

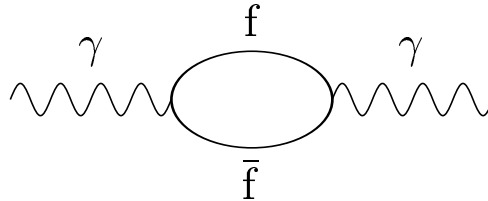


Abbildung 2.2: Fluktuation eines Photons in ein Fermion-Antifermion-Paar.

Wechselwirkung eingeht, koppelt nicht das Photon direkt, sondern vielmehr der Fluktuationszustand beziehungsweise einer seiner Konstituenten. Das Photon zeigt in solchen Reaktion also eine *innere Struktur*, man spricht vom *aufgelösten Photon*. Bei den Fermionen⁴ kann es sich dabei sowohl um Leptonen als auch um Quarks handeln.

Für die Lebensdauer Δt der beschriebenen Fluktuationen gilt entsprechend der Unschärferelation⁵:

$$\begin{aligned} \Delta t &\approx \frac{1}{\Delta E} = \frac{1}{E_{\text{ff}} - E_{\gamma}} = \frac{1}{\sqrt{m_{\text{ff}}^2 + \vec{k}^2} - \sqrt{q^2 + \vec{k}^2}} \\ &\approx \frac{2E_{\gamma}}{m_{\text{ff}}^2 + Q^2}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

⁴Fermion und Antifermionen werden hier nicht unterschieden, sondern die Antifermionen werden kurz als Fermionen bezeichnet.

⁵In der vorliegenden Arbeit wird die Konvention $c = \hbar = 1$ benutzt.

Dabei ist ΔE die Differenz zwischen der Energie des $f\bar{f}$ -Zustands $E_{f\bar{f}}$, und der Energie des Photons E_γ . $m_{f\bar{f}}$ ist die Masse des $f\bar{f}$ -Zustands, \vec{k} der Wellenzahlvektor des Photons als auch des Fluktuationszustandes, q der Viererimpuls des Photons und $Q^2 \equiv -q^2$ seine Virtualität. Die Näherung im letzten Schritt ist gültig für $\Delta E \ll E_\gamma$. Aus dem in (2.12) für die Lebensdauer der Fluktuation gefundenen Ausdruck lässt sich das Verhalten der Photonen in Abhängigkeit der angegebenen kinematischen Parameter ablesen. So folgt, dass der Beitrag aufgelöster Photonen mit der Virtualität Q^2 abnimmt, dass also hochvirtuelle Photonen im Allgemeinen direkt (das heißt nicht über die Partonen eines Fluktuationszustandes) koppeln. Fluktuationen in Zustände großer invarianter Masse $m_{f\bar{f}}$ sind ebenfalls stark unterdrückt. Diese Effekte werden jedoch auf Grund des linearen Anstiegs von Δt mit der Photonenergie E_γ leicht abgeschwächt. Das heißt, je energiereicher das Spektrum der wechselwirkenden Photonen ist, desto größer werden die Beiträge aufgelöster Photonen.

Neben der direkten Wechselwirkung des Photons in erster Näherung (*direktes Photon*) spielen also auch die genannten Fluktuationszustände eine Rolle in Wechselwirkungen mit Photonen. Entsprechend ergibt sich ein breites Spektrum an verschiedenen Ereignisklassen in der Photon-Photon-Streuung. Um eine möglichst genaue Beschreibung der auftretenden Wirkungsquerschnitte zu erhalten, parametrisiert man das Photon als eine Überlagerung aus unterschiedlichen Komponenten, die jeweils für sich genommen eine Ereignisklasse definieren. Die folgende Beschreibung des Photons ist an die Darstellung der Autoren G.A. Schuler und T. Sjöstrand angelehnt [16].

2.2.2 Komponenten des Photons

Die Fluktuationen in Quark-Antiquark-Paare sind von besonderem Interesse, da solche Fluktuationen stark wechselwirken können und daher für den größten Teil des totalen $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitts verantwortlich sind. Auf der anderen Seite sind die Fluktuationen in Lepton-Antilepton-Paare unbedeutend, da solche Zustände in führender Ordnung nicht stark wechselwirken und ihr Beitrag zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt vernachlässigbar ist.

Die leptonischen Fluktuationen sind auf Grund der kleinen elektromagnetischen Kopplungskonstante α_{em} störungstheoretisch berechenbar, wobei die Leptonmasse als infraroter Abschneideparameter dient. Anders verhält es sich bei den Quark-Paaren, wo Fluktuationen kleiner Virtualität in den nicht-perturbativen Bereich der QCD fallen. Konventionell separiert man daher das Spektrum der Fluktuationen in einen Teil niedriger Virtualität und einen Teil hoher Virtualität. Der erste Teil kann näherungsweise durch die Summe von leichten Vektormesonen (entsprechend den Quantenzahlen des Photons, $J^{PC} = 1^{--}$) dargestellt werden. Mit Hilfe dieses phänomenologischen Modells der *Vektormeson-Dominanz* (VMD) [17] ließ sich insbesondere in frühen Fixed-Target-Experimenten zur Elektron-Proton-Streuung (ep-Streuung) mit einer invarianten Masse des ep-Sys-

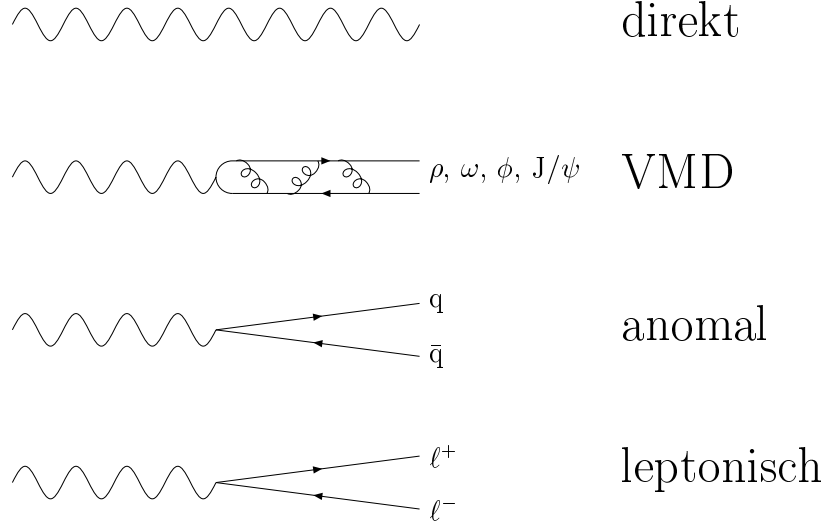


Abbildung 2.3: Komponenten des Wechselwirkungsverhaltens von Photonen.

tems von $W \lesssim 10$ GeV der Großteil der Daten beschreiben, woraus sich auch der Name “Dominanz” ableitet. Im Gegensatz zum VMD-Bereich fällt der Teil der Fluktuationen in $q\bar{q}$ -Paare hoher Virtualität in den Bereich der perturbativen QCD [18]. Solche Photonen werden *anomale Photonen* genannt und zeichnen sich durch einen hohen Transversalimpuls der Quarks zur Photonrichtung aus. In Abbildung 2.3 sind die genannten Erscheinungsformen von Photonen in Wechselwirkungen dargestellt.

Insgesamt lässt sich damit die Wellenfunktion des Photons zur Beschreibung seines Verhaltens in Wechselwirkungen wie folgt in verschiedene Anteile separieren:

$$|\gamma\rangle = \underbrace{c_{\text{dir}}|\gamma_{\text{dir}}\rangle}_{\text{direkt}} + \underbrace{\sum_{V=\rho^0,\omega,\phi,J/\psi} c_V|V\rangle}_{\text{VMD}} + \underbrace{\sum_{q=u,d,s,c,b} c_q|q\bar{q}\rangle}_{\text{anomal}} + \underbrace{\sum_{\ell=e,\mu,\tau} c_\ell|\ell^+\ell^-\rangle}_{\text{leptonisch}} \quad (2.13)$$

Dabei ist $|\gamma_{\text{dir}}\rangle$ das reine Photon. Die Zustände $|V\rangle$ sind Vektormeson-Zustände. Die $|q\bar{q}\rangle$ und $|\ell^+\ell^-\rangle$ sind die Quark-Antiquark- beziehungsweise die Lepton-Antilepton-Zustände, die perturbativen Rechnungen zugänglich sind. Im Allgemeinen hängen die c_i von der Skala μ ab, bei der das Photon untersucht wird. So ergibt sich für die Koeffizienten der $|\ell^+\ell^-\rangle$ -Zustände:

$$c_\ell^2 = \frac{\alpha_{\text{em}}}{2\pi} \frac{2}{3} \ln\left(\frac{\mu^2}{m_\ell^2}\right). \quad (2.14)$$

Definiert man einen Abschneideparameter p_0 , um die Anteile hoher und niedriger Virtualität der $q\bar{q}$ -Fluktuationen zu separieren, erhält man für die Koeffizi-

enten der Fluktuationen oberhalb p_0 :

$$c_q^2 = \frac{\alpha_{em}}{2\pi} 2e_q^2 \ln \left(\frac{\mu^2}{p_0^2} \right), \quad (2.15)$$

wobei e_q die Quark-Ladung ist. Als Skala μ wird häufig der Transversalimpuls eines $2 \rightarrow 2$ -Prozesses auf *Parton-Niveau*⁶ benutzt. Für diese Wahl gibt Referenz [16] als geeigneten Wert für den Abschneideparameter $p_0 = 0,5$ GeV an. Der VMD-Anteil entspricht dem Bereich der $q\bar{q}$ -Fluktuationen unterhalb p_0 und wird daher für $\mu > p_0$ skalenunabhängig. Konventionell definiert man die c_V wie folgt:

$$c_V^2 = \frac{4\pi\alpha_{em}}{f_V^2}. \quad (2.16)$$

Dabei beschreiben die f_V die Wahrscheinlichkeit, dass ein entsprechendes Photon in ein Vektormeson V fluktuiert. Die f_V wurden experimentell bestimmt und man erhält für $f_V^2/4\pi$ nach Referenz [19] 2,20 für das ρ^0 -Meson, 23,6 für das ω -Meson, 18,4 für das ϕ -Meson und 11,5 für das J/ψ -Meson. Das heißt, dass energiereiche Photonen mit einer Wahrscheinlichkeit von $\sum_V 4\pi\alpha_{em}/f_V^2 \approx 0,5$ % als Vektormeson-Zustand vorliegen.

Der Koeffizient c_{dir} folgt schließlich aus der Normierung:

$$c_{dir}^2 = 1 - \sum_V c_V^2 - \sum_q c_q^2 - \sum_\ell c_\ell^2 \quad (2.17)$$

Praktisch liegt c_{dir}^2 immer nahe bei eins.

2.2.3 Strukturfunktionen

Messen lässt sich die Struktur reeller Photonen prinzipiell in Ereignissen der Zwei-Photon-Produktion, in denen das eine Photon quasi-reell und das andere hochvirtuell vorliegt. Nach Konvention werden hier der Viererimpuls des quasi-reellen Photons mit p , der Viererimpuls des hochvirtuellen Photons mit q und die zugehörigen Virtualitäten entsprechend mit P^2 beziehungsweise Q^2 bezeichnet. In dieser Notation gilt $P^2 \approx 0$, $Q^2 > 0$.

Nach Heisenbergs Unschärferelation hat das hochvirtuelle Photon ein großes Auflösungsvermögen: $\Delta x \approx 1/p_t \approx 1/\sqrt{Q^2}$, so dass es das quasi-reelle Photon auf einer kleinen Längenskala abtastet. Diese Ereignisse werden als *tief-inelastische Elektron-Photon-Streuung* bezeichnet, analog zur tief-inelastischen Elektron-Proton-Streuung wie sie zum Beispiel bei HERA stattfindet, in der ein vom Elektron abgestrahltes, hochvirtuelles Photon die Struktur des Protons auflöst. Aus dieser Art von Hadron-Strukturmessungen ist auch der Formalismus entlehnt,

⁶Mit der Kennzeichnung Parton-Niveau ist hier wie im Folgenden immer der Endzustand unmittelbar nach dem betrachteten harten Prozess gemeint.

nach dem man den Wirkungsquerschnitt der tief-inelastischen Streuung mit Hilfe von *Strukturfunktionen* parametrisiert. Eine Einführung und einen ausführlichen Überblick über die aktuellen Ergebnisse zur Messung der Strukturfunktionen des Photons findet man in [20]. Da die experimentelle Bestimmung der Struktur des Photons neben der theoretischen Modellierung die Grundlage für Messungen in weiten Bereichen der Photo-Produktion (insbesondere auch für die hier vorgestellte Messung der Charm-Produktion) bildet, wird in diesem Abschnitt ein knapper Überblick über diesen Formalismus gegeben.

Um eine kovariante Formulierung zu gewährleisten, werden im Zusammenhang mit der Parameterisierung des Wirkungsquerschnitts durch Strukturfunktionen häufig die zwei folgenden Lorentz-invarianten Variablen benutzt. Die *Björken-Skalenvariable* x_γ definiert sich über die Viererimpulse der Photonen und lässt sich wie folgt durch die invariante Masse W des $\gamma\gamma$ -Systems ausdrücken ($W^2 = (q + p)^2$):

$$x_\gamma \equiv \frac{-q^2}{2q \cdot p} = \frac{Q^2}{W^2 + Q^2 + P^2} \approx \frac{Q^2}{W^2 + Q^2}. \quad (2.18)$$

Dabei gibt x_γ den Impulsanteil des Partons im quasi-reellen Photon an, das von dem hochvirtuellen Photon getroffen wird. Außerdem definiert man die *Inelastizität* y durch:

$$y \equiv \frac{q \cdot p}{p_1 \cdot p} \approx 1 - E'_1 E \cos^2 \left(\frac{\theta'_1}{2} \right). \quad (2.19)$$

Die Variablen seien dabei immer wie in Abschnitt 2.1.2 definiert. Der Index 1 bezieht sich auf das Elektron, das das hochvirtuelle Photon abstrahlt. Die Inelastizität y kann als Energieverlust dieses Elektrons interpretiert werden.

Die Strukturfunktionen werden nun über die Wirkungsquerschnitte σ_{TT} , σ_{TL} , σ_{LT} und σ_{LL} (vergleiche Abschnitt 2.1.2) definiert [21]:

$$\begin{aligned} 2x_\gamma F_T^\gamma(x_\gamma, Q^2, P^2) &= \frac{Q^2}{4\pi^2 \alpha_{\text{em}}} \frac{\sqrt{(p \cdot q)^2 - Q^2 P^2}}{p \cdot q} \\ &\quad \cdot \left[\sigma_{\text{TT}}(x_\gamma, Q^2, P^2) - \frac{1}{2} \sigma_{\text{TL}}(x_\gamma, Q^2, P^2) \right], \\ F_2^\gamma(x_\gamma, Q^2, P^2) &= \frac{Q^2}{4\pi^2 \alpha_{\text{em}}} \frac{p \cdot q}{\sqrt{(p \cdot q)^2 - Q^2 P^2}} \\ &\quad \cdot \left[\sigma_{\text{TT}}(x_\gamma, Q^2, P^2) + \sigma_{\text{LT}}(x_\gamma, Q^2, P^2) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} \sigma_{\text{LL}}(x_\gamma, Q^2, P^2) - \frac{1}{2} \sigma_{\text{TL}}(x_\gamma, Q^2, P^2) \right], \\ F_L^\gamma(x_\gamma, Q^2, P^2) &= F_2^\gamma(x_\gamma, Q^2, P^2) - 2x_\gamma F_T^\gamma(x_\gamma, Q^2, P^2). \end{aligned} \quad (2.20)$$

Diese vereinfachen sich im Grenzfall $P^2 = 0$ zu:

$$2x_\gamma F_T^\gamma(x_\gamma, Q^2) = (Q^2/4\pi^2 \alpha_{\text{em}}) \sigma_{\text{TT}}(x_\gamma, Q^2),$$

$$\begin{aligned}
F_2^\gamma(x_\gamma, Q^2) &= (Q^2/4\pi^2\alpha_{\text{em}}) \left[\sigma_{\text{TT}}(x_\gamma, Q^2) + \sigma_{\text{LT}}(x_\gamma, Q^2) \right], \\
F_T^\gamma(x_\gamma, Q^2) &= (Q^2/4\pi^2\alpha_{\text{em}}) \sigma_{\text{LT}}(x_\gamma, Q^2).
\end{aligned}
\tag{2.21}$$

Ausgehend von Gleichung (2.5) lässt sich der Wirkungsquerschnitt für den Prozess $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ unter der Annahme, dass das quasi-reelle Photon rein transversal polarisiert ist, analog zu den Überlegungen in Abschnitt 2.1.2 in ein Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt für die tief-inelastische Elektron-Photon-Streuung ($e\gamma \rightarrow eX$) und dem Fluss quasi-reeller Photonen entsprechend der EPA (Gleichung (2.9)) separieren:

$$\frac{d\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X}}{dx_\gamma dQ^2 d\omega_2 dP^2} = \frac{d^2\sigma_{e\gamma \rightarrow eX}}{dx_\gamma dQ^2} \cdot \frac{d^2N_\gamma}{d\omega_2 dP^2}.
\tag{2.22}$$

Der Index 2 bezieht sich auf das quasi-reelle Photon. Für den Wirkungsquerschnitt der tief-inelastischen Elektron-Photon-Streuung erhält man für den Grenzfall $P^2 = 0$ schließlich die Parametrisierung [20]:

$$\frac{d^2\sigma_{e\gamma \rightarrow eX}}{dx_\gamma dQ^2} = \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}}{x_\gamma Q^4} \left[(1 + (1 - y)^2) F_2^\gamma(x_\gamma, Q^2) - y^2 F_L^\gamma(x_\gamma, Q^2) \right].
\tag{2.23}$$

Da die Inelastizität y in dem kinematischen Bereich der LEP-Experimente sehr klein ist, kann dort der zweite Term in Gleichung (2.23) vernachlässigt werden, so dass sich die Strukturfunktion $F_2^\gamma(x_\gamma, Q^2)$ über eine Messung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von x_γ und Q^2 bestimmen lässt. Eine Messung der Strukturfunktion F_2^γ mit ALEPH-Daten wird in [22] vorgestellt.

2.2.4 Partondichten

Die Strukturfunktion F_2^γ ist mit den Partondichte-Funktionen des Photons verknüpft. Die Partondichten $f_i^\gamma(x_\gamma, Q^2)$ geben an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Parton i (Quark oder Gluon) mit einem Impulsanteil x_γ des untersuchten Photons an der Wechselwirkung teilnimmt. Für jede Partonart, das heißt für die verschiedenen Quark-Flavours sowie für die Gluonen, existiert eine separate Funktion. In führender Ordnung kann die Strukturfunktion durch die Partondichte-Funktionen der Quarks im Photon dargestellt werden:

$$F_2^\gamma(x_\gamma, Q^2) = x_\gamma \sum_{\text{q}} e_q^2 f_q^\gamma(x_\gamma, Q^2).
\tag{2.24}$$

Die Summe läuft über die Quark-Sorten und e_q ist die Ladung des Quarks q . Die Partondichten hängen von der Skala Q^2 ab, bei der das Photon untersucht wird⁷. Eine anschauliche Interpretation dieser *Skalenverletzung* erhält man im

⁷Mit Q^2 ist hier die Skala gemeint, die den harten Prozess charakterisiert, an dem das aufgelöste Photon mit einem Parton teilnimmt. Die Wahl ist nicht eindeutig vorgegeben. Im Falle der tief-inelastischen Elektron-Photon-Streuung wird häufig die Virtualität des untersuchenden Photons benutzt.

QCD-Bild, in dem die Quarks auf kleinen Längenskalen Gluonen abstrahlen, die wiederum Quark-Antiquark-Paare bilden. Da mit Q^2 das Auflösungsvermögen steigt (siehe oben), lassen sich bei größerem Q^2 entsprechend mehr Quarks im Photon auflösen. Die Entwicklung der Partondichten mit $\ln(Q^2)$ wird durch die DGLAP-Gleichungen beschrieben [23–27].

Entsprechend den Überlegungen in Abschnitt 2.2.2 setzen sich die Partondichten des Photons aus mehreren Anteilen zusammen (die leptonischen Fluktuationen werden hier nicht weiter betrachtet):

$$f_i^\gamma(x_\gamma, Q^2) = f_i^{\gamma, \text{dir}}(x_\gamma, Q^2) + f_i^{\gamma, \text{VMD}}(x_\gamma, Q^2) + f_i^{\gamma, \text{anom}}(x_\gamma, Q^2). \quad (2.25)$$

In dieser Notation wird das direkte Photon formal wie ein Parton mit Impulsanteil $x_\gamma = 1$ behandelt:

$$f_i^{\gamma, \text{dir}} = c_{\text{dir}} \cdot \delta_{i, \gamma} \cdot \delta(x_\gamma - 1). \quad (2.26)$$

Obwohl das Photon die meiste Zeit in seiner elementaren Form – also als direktes Photon – vorliegt, ist der entsprechende Beitrag zum Wirkungsquerschnitt nicht dominant, da der Wirkungsquerschnitt der hadronischen Komponente trotz einer Unterdrückung dieser Komponente um $\frac{1}{137}$ wesentlich größer ist. Nach Konvention wird $f_i^{\gamma, \text{dir}}$ nicht in den Partondichten berücksichtigt, und die Prozesse mit direkten Photonen werden separat berechnet. Der verbleibende Rest wird dann zusammenfassend als Partondichte des aufgelösten Photons bezeichnet, das als Quelle von Quarks und Gluonen zu interpretieren ist.

Der Beitrag des anomalen Photons $f_i^{\gamma, \text{anom}}$ kann für große Virtualitäten des $q\bar{q}$ -Paares perturbativ im Quark-Parton-Modell (QPM) [1], in dem sich die Quarks im Photon wie freie Teilchen verhalten, berechnet werden, und man erhält in dieser niedrigsten Ordnung:

$$f_q^{\gamma, \text{anom}}(x_\gamma, Q^2) = 3 \frac{e_q^2 \alpha_{\text{em}}}{2\pi} \left(x_\gamma^2 + (1 - x_\gamma)^2 \right) \ln \frac{Q^2}{m_q}. \quad (2.27)$$

Die Virtualität des $q\bar{q}$ -Paares k^2 ist hier nach unten durch die Quark-Masse m_q und nach oben durch die Skala des harten Prozesses Q^2 begrenzt, an den das anomale Photon koppelt⁸. Die anomale Komponente steigt also bereits in niedrigster Ordnung für alle Werte von x_γ logarithmisch in Q^2 an. Im Falle von Hadronen ergibt sich dagegen in führender Ordnung eine Skaleninvarianz und erst die Entwicklung mit den DGLAP-Gleichungen erzeugt eine Skalenverletzung. Außerdem steigt die Partondichte für Hadronen nur für kleine x_h mit Q^2 , während sie für große x_h mit Q^2 fällt. Die Strukturfunktion, die sich nach Gleichung (2.24) für die anomale Komponente in niedrigster Ordnung ergibt, steigt mit x_γ bis zu einem Maximum bei $x_\gamma = 1$ an, während die Strukturfunktionen von Hadronen zu großen Werten der Skalenvariablen abfallen. Die QCD-Korrekturen

⁸Wäre $k^2 > Q^2$, würde man den $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ -Vertex als die harte Wechselwirkung betrachten und erhielte ein direktes Photon.

(Abstrahlung von Gluonen durch das $q\bar{q}$ -Paar), die sich durch die Entwicklung mit den DGLAP-Gleichungen ergeben, ändern das beschriebene Verhalten einer durchgehend positiven Skalenverletzung nicht.

Für große Werte von Q^2 ist F_2^γ in führender Ordnung der QCD berechenbar [18]. Sie gilt aber nur für große Werte von x_γ und zeigt für $x_\gamma \rightarrow 0$ ein divergentes Verhalten. Berücksichtigt man zusätzlich auch die hadronische Komponente des Photons, die durch das VMD-Modell beschrieben wird, lassen sich diese Divergenzen beheben. Die Partondichten für das VMD-Photon werden als Superposition der Partondichten von Vektormesonen entsprechend

$$f_i^{\gamma, \text{VMD}}(x_\gamma, Q^2) = \sum_V \frac{4\pi\alpha_{em}}{f_V^2} f_i^V(x_\gamma, Q^2) \quad (2.28)$$

beschrieben, wobei die Partondichten der Vektormesonen f_i^V mit Hilfe der gemessenen Partondichten von Pionen dargestellt werden [28]. Die als freie Parameter verbleibenden Faktoren f_V wurden experimentell bestimmt (vergleiche Abschnitt 2.2.2).

Auf Grund der mit x_γ und mit Q^2 ansteigenden Quarkdichte im anomalen Photon dominiert dieses mit wachsender Skala immer mehr über das VMD-Photon. Wie bereits in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, gibt es einen stetigen Übergang zwischen dem VMD- und dem anomalen Teil: Für kleine Transversalimpulse p_t der Quarks aus dem $\gamma \rightarrow q\bar{q}$ -Vertex bildet sich ein gebundener Zustand, der durch den VMD-Anteil repräsentiert wird. Wenn p_t hingegen größer als etwa die halbe Masse der leichten Vektormesonen wird, entsteht ein anomaler Zustand. Es bietet sich also an, die beiden Komponenten dadurch zusammenzuführen, dass man die Virtualität k^2 des $q\bar{q}$ -Paares der anomalen Komponente entsprechend nach unten hin beschränkt.

Vor diesem Hintergrund wurden verschiedene Parametrisierungen der Partondichten im Photon vorgeschlagen, von denen hier diejenigen erläutert werden, die in der vorliegenden Arbeit zur Modellierung der Photonstruktur eingesetzt wurden. Die Vorgehensweise zur Konstruktion der Verteilungen ist bei den verschiedenen Parametrisierungen ähnlich. Zunächst werden Annahmen der Partondichten (zum Teil entsprechend den vorhergehenden Überlegungen) bei einer niedrigen Startskala Q_0^2 gemacht. Diese werden dann mit Hilfe der Entwicklungsgleichungen (DGLAP-Gleichungen) zu einer Skala Q^2 extrapoliert, für die eine Messung der Strukturfunktion vorliegt. An diese werden dann die freien Parameter der Parametrisierung angepasst.

GRV [29] Die Autoren Glück, Reya und Vogt geben eine Parametrisierung bei einer Startskala von $Q_0^2 = 0,25 \text{ GeV}^2$ in führender Ordnung beziehungsweise von $Q_0^2 = 0,3 \text{ GeV}^2$ in NLO an, die Hadron-ähnlich ist und sich auf die Partondichten des Pions stützt. Die Q^2 -Entwicklung ergibt sich aus den DGLAP-Gleichungen. Als freien Parameter enthält diese Parametrisierung

einen Faktor κ , der die Normierung der benutzten Partondichten des Pions beschreibt und durch eine Anpassung an Daten bestimmt wurde.

AFG [30] Die Parametrisierung von Aurenche, Fontannaz und Guillet wird als kohärente Überlagerung der Partondichten der Vektormesonen ρ , ω und ϕ bei einer Startskala von $Q_0^2 = 0,5 \text{ GeV}^2$ angegeben. Die Parametrisierung enthält keine freien Parameter, und die Entwicklung der Partondichten wird durch die DGLAP-Gleichungen beschrieben.

GRS [31] Glück, Reya und Schienbein ersetzen die Partondichte-Verteilung bei der Startskala in der ursprünglichen GRV-Parametrisierung durch neue Partondichte-Verteilungen für das Pion. In dieser Parametrisierung ist keine Anpassung an experimentelle Daten mehr erforderlich.

SaS [32] Schuler und Sjöstrand geben verschiedene Parametrisierungen an, die von verschiedenen Startskalen aus entwickelt werden. In diesen Parametrisierungen wird explizit zwischen den Anteilen der VMD-artigen und der anomalen Komponente unterschieden. Die Parametrisierungen unterscheiden sich daher im Wesentlichen in der Zusammensetzung der zwei Komponenten, wobei der Verlauf der VMD-Komponente aus der Anpassung an Messungen der Strukturfunktion F_2^γ bestimmt wurde.

2.3 Photon-Photon-Streuung

Übertragen auf die Photon-Photon-Streuung führt die in den vorhergehenden Abschnitten beschriebene Unterteilung der Photon-Wellenfunktion gemäß Gleichung (2.13) unter Vernachlässigung der $\ell^+\ell^-$ -Fluktuationen (siehe oben) zu $3 \times 3 = 9$ Kombinationen von Ereignisklassen. Dabei erscheinen die “Nebendiagonal-Elemente” aus Symmetriegründen paarweise, so dass sich die Anzahl der Kombinationen auf sechs reduziert:

1. VMD \times VMD: Beide Photonen fluktuieren in ein Vektormeson. Der folgende Prozess zwischen diesen Vektormesonen zeigt das gleiche Verhalten wie die gewöhnliche Hadron-Hadron-Streuung. Neben den Beiträgen harter Wechselwirkungen auf Parton-Niveau, wie in Abbildung 2.4 a) dargestellt, fallen in diese Ereignisklasse vor allem auch die Beiträge mit langreichweitigen Wechselwirkungen wie die elastische und diffraktive Streuung.
2. VMD \times direkt: Ein direktes Photon wechselwirkt mit einem Parton des VMD-Photons (Abbildung 2.4 b)).
3. VMD \times anomal: Das anomale Photon verzweigt perturbativ in ein hochvirtuelles $q\bar{q}$ -Paar. Eins dieser Quarks wechselwirkt mit einem Parton des VMD-Photons (Abbildung 2.4 c)).

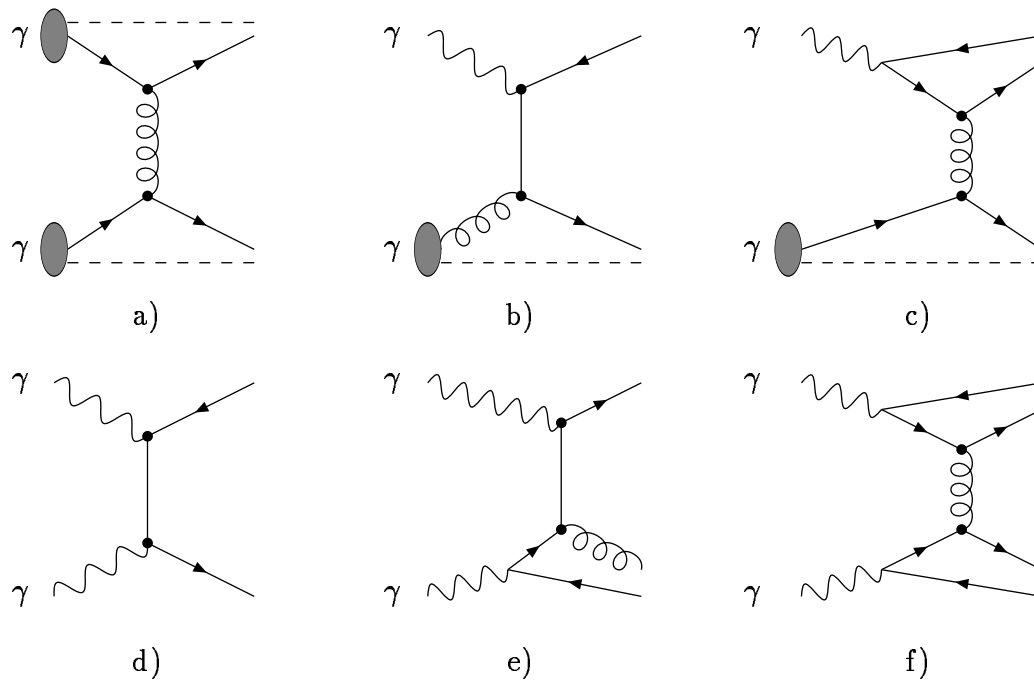


Abbildung 2.4: Beiträge zur harten $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung: a) VMD \times VMD, b) VMD \times direkt, c) VMD \times anomal, d) direkt \times direkt, e) direkt \times anomal und f) anomal \times anomal. Die Abbildung ist Referenz [16] entnommen.

4. direkt \times direkt: Beide Photonen produzieren direkt ein $q\bar{q}$ -Paar (Abbildung 2.4 d)). Die Produktion eines $\ell^+\ell^-$ -Paares ist hier ebenfalls möglich, wird aber nicht weiter betrachtet.
5. direkt \times anomal: ein anomales Photon fluktuiert in ein hochvirtuelles $q\bar{q}$ -Paar, von dem ein Quark mit dem zweiten Photon wechselwirkt (Abbildung 2.4 e)).
6. anomal \times anomal: Beide Photonen verzweigen in ein hochvirtuelles $q\bar{q}$ -Paar, von denen jeweils ein (Anti)-Quark in den harten Subprozess geht (Abbildung 2.4 f)).

Gegenüber dieser Klassifizierung nach der Erscheinungsform des Photons (direkt, VMD-artig oder anomal) ist es Konvention, die Photon-Photon-Streuung nach den stattfindenden Prozessen und den Endzuständen zu charakterisieren, was insbesondere dem experimentellen Zugang und der Definition von Messgrößen dienlich ist. Danach wird ein Photon als direkt bezeichnet, wenn es vollständig in den Subprozess auf Parton-Niveau geht, beziehungsweise als aufgelöst, wenn nur eins der Partonen einer eventuellen Fluktuation an den harten Subprozess

abgegeben wird. Damit ergibt sich folgende Einteilung der Prozesse auf Parton-Niveau:

- *Direkte Prozesse* ($\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$): Beide Photonen gehen vollständig (*direkt*) in den harten Subprozess ein. Dies entspricht der Ereignisklasse 4 beziehungsweise Abbildung 2.4 d).
- *Einfach-aufgelöste Prozesse* ($\gamma q \rightarrow qg$, $\gamma g \rightarrow q\bar{q}$): Eins der Photonen wechselwirkt direkt, während das andere nur ein Parton an den Prozess abgibt. Dies tritt in den Ereignisklassen 2 und 5 auf entsprechend Abbildung 2.4 b) und e).
- *Doppelt-aufgelöste Prozesse* ($qq' \rightarrow qq'$, $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$, $q\bar{q} \rightarrow gg$, $qg \rightarrow qg$, $gg \rightarrow q\bar{q}$, $gg \rightarrow gg$): Beide Photonen geben ein Parton an den harten Subprozess ab entsprechend den Ereignisklassen 1, 3 und 6 beziehungsweise Abbildung 2.4 a), c) und f).

Vergleicht man diese Einteilung mit der zuvor angegebenen Klassifizierung, so fällt auf, dass hier ein Großteil der Prozesse der Ereignisklasse 1 nicht auftritt, nämlich die Prozesse der elastischen Streuung sowie der diffraktiven Dissoziation⁹. Diese Ereignisse, die in den nicht-perturbativen Bereich der QCD fallen und phänomenologisch wie in der Hadron-Hadron-Streuung durch die Regge-Theorie beschrieben werden [33], werden separat als *weicher VMD-Anteil* bezeichnet.

Die Einteilung in direkte, einfach-aufgelöste und doppelt-aufgelöste Prozesse hat aus experimenteller Sicht eine anschauliche Bedeutung. Im direkten Prozess gehen beide Photonen vollständig in den harten Subprozess ein, so dass im Endzustand nur die in diesem Subprozess erzeugten Partonen vorliegen¹⁰. Experimentell manifestieren sich diese in kollimierten Teilchenbündeln in Richtung des ursprünglichen Partons (sogenannten *Jets*). Dagegen liegen in den Prozessen mit aufgelösten Photonen zusätzlich die Photon-Reste der aufgelösten Photonen, die ja nur ein Parton an den Subprozess abgeben, vor. Diese bilden ebenfalls Jets aus, die in Richtung der Photonen im Anfangszustand weisen, also parallel zur Strahlachse des Experiments (vergleiche Abschnitt 3.2). Da die Partonen der Photon-Reste nicht am harten Subprozess teilnehmen, werden die zugehörigen Jets als *Rest-* oder *Zuschauer-Jets* und die Gesamtheit dieser Photon-Reste als *Rest-Ereignis* bezeichnet¹¹. Das heißt also, dass in direkten Prozessen in führender Ordnung die zwei Jets der produzierten Partonen zu erwarten sind, die im

⁹Unter Diffraktion versteht man in der Streuung zweier Hadronen A und B, die Produktion eines Endzustandes, in dem zwei räumlich getrennte Objekte X und Y produziert werden entsprechend $A + B \rightarrow X + Y$. Je nachdem ob A und B im Endzustand erhalten bleiben spricht man von elastischer Streuung ($A + B \rightarrow A + B$), von einfach-diffraktiver Dissoziation ($A + B \rightarrow A + X$ und $A + B \rightarrow X + B$) beziehungsweise von doppelt-diffraktiver Dissoziation ($A + B \rightarrow X + Y$).

¹⁰Die gestreuten Strahl-Elektronen werden in dieser Betrachtung nicht berücksichtigt.

¹¹Um Missverständnisse zu vermeiden, sei darauf hingewiesen, dass der hier eingeführte Begriff *Rest-Ereignis* in der englisch-sprachigen Fachliteratur als *underlying event* bezeichnet wird. Die

Fälle der einfach-aufgelösten Prozesse und der doppelt-aufgelösten Prozesse von einem beziehungsweise zwei Rest-Jets nahe der Strahlachse begleitet werden.

Die bisherige Darstellung zeigt, dass das Photon ein breites Spektrum von Mechanismen der starken Wechselwirkungen liefert, die über das Pendant der Hadronen, die der vollen Dynamik von Bindungszuständen unterworfen sind, hinausgehen und dieses ergänzen. Daher erweist sich die Untersuchung der involvierten Prozesse als wichtiger Test der QCD in aus der Hadron-Physik unbekanntem Bereichen, zumal die Beschreibung des Photons in diesen Bereichen frei von phänomenologischen Annahmen ist. Da die Kopplungskonstante α_s der starken Wechselwirkung von der Skala μ der Wechselwirkung abhängt ($\alpha_s = \alpha_s(\mu)$), sind jedoch nicht alle Bereiche der Photon-Photon-Streuung für störungstheoretische Berechnungen der QCD zugänglich.

Ein wichtiger Anwendungsfall perturbativer QCD wurde mit der tief-inelastischen Elektron-Photon-Streuung bereits vorgestellt. Hier definiert die hohe Virtualität Q^2 des vom Elektron abgestrahlten Photons, das die Struktur des quasi-reellen Photons auflöst, die Skala des harten Prozesses. In der Photon-Photon-Streuung ist dagegen a priori keine harte Skala gegeben. Insbesondere die Prozesse der elastischen und inelastischen Diffraktion, also die weichen Prozesse des VMD-Bereichs fallen in den nicht-perturbativen Bereich der QCD und lassen sich nur durch phänomenologische Ansätze beschreiben. Bei den harten Prozessen auf Parton-Niveau, die als direkt, einfach-aufgelöst und doppelt-aufgelöst bezeichnet wurden, muss man auf der anderen Seite verschiedene kinematische Bereiche unterscheiden. So sind im Allgemeinen nur Ereignisse mit hoher transversaler Energie im Endzustand perturbativ berechenbar, in denen der hohe Transversalimpuls p_t der Partonen im Endzustand eine harte Skala definiert.

Diese Beschränkung auf Bereiche hoher Werte von p_t entfällt für die offene Produktion schwerer Quarks¹², wie im folgenden Abschnitt erläutert wird. Als schwere Quarks sind in diesem Zusammenhang c- und b-Quarks zu verstehen. Die Produktion von $t\bar{t}$ -Paaren ist auf Grund der hohen Masse des t-Quarks bei LEP kinematisch ausgeschlossen.

2.4 Produktion schwerer Quarks in Photon-Photon-Streuung

2.4.1 Berechnungs-Modelle

Die große Masse der schweren Quarks liefert eine harte Skala für die perturbative Berechnung von Wirkungsquerschnitten. Der Wirkungsquerschnitt für die

wörtliche Übersetzung ist jedoch etwas unglücklich, so dass die Schöpfung eines neuen Wortes sinnvoll erschien.

¹²Als *offene Produktion* bezeichnet man die Produktion von zwei quasi-freien Quarks im Endzustand, die also nicht in Form eines gebundenen Zustands erzeugt werden.

Prozesse mit aufgelösten Photonen lässt sich als eine Faltung der Matrixelemente für die Produktion massiver Quarks (im folgenden als *massive Matrixelemente* bezeichnet) mit den Partondichten des Photons darstellen. In den Partondichten werden dann nur die leichten Quarks (u, d, s) und die Gluonen berücksichtigt. Für den hier beschriebenen *massiven Ansatz* existieren perturbative NLO-Berechnungen des totalen als auch der differentiellen Wirkungsquerschnitte in p_t und in der Pseudorapidität η [34–37].

Ist der Transversalimpuls p_t der produzierten schweren Quarks viel größer als die Quark-Masse m_Q ($Q = c, b$), nimmt die Unsicherheit der störungstheoretischen Berechnungen mit dem massiven Ansatz zu. In diesem Bereich ist es sinnvoller, wie im Falle der Berechnung der Produktion leichter Quarks mit hohem p_t nicht die Quark-Masse, sondern den Transversalimpuls als Skala für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts zu Grunde zu legen. In diesem Ansatz wird die Masse der produzierten Quarks vernachlässigt außer in den Anfangsbedingungen für die Partondichte-Funktionen und den Fragmentationsfunktionen (Abschnitt 2.5.2) des entsprechenden Quarks. Entsprechend wird dieses Verfahren als *masseloser Ansatz* bezeichnet. Die schweren Quarks werden genauso wie die leichten Quarks behandelt und treten als aktive Partonen im Photon auf. Die Anwendbarkeit des masselosen Ansatzes ist auf große Transversalimpulse beschränkt, und der totale Wirkungsquerschnitt, der sich aus entsprechenden Berechnungen ergibt, divergiert für $p_t \rightarrow 0$. Berechnungen nach dem masselosen Ansatz in NLO werden in [38] vorgestellt.

Da sich der Akzeptanzbereich der vorliegenden Messung auf Transversalimpulse im Bereich von $2 \text{ GeV} < p_t < 12 \text{ GeV}$ beschränkt (Abschnitt 4.2.3), ist die Bedingung $p_t \gg m_c$ nicht gut erfüllt. Vielmehr wurde in [39] gezeigt, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt in p_t durch den masselosen Ansatz bei $m_c/p_t \approx 1$ um etwa 100 % und bei $m_c/p_t \approx 1/4$ um etwa 25 % überschätzt wird. Daher werden die Ergebnisse der vorliegenden Analyse mit den Berechnungen des massiven Ansatz verglichen (Kapitel 5). Im Gegensatz zum masselosen Ansatz sind außerdem der direkte, der einfach-aufgelöste sowie der doppelt-aufgelöste Prozess bis zur Berechnung in nächst-höherer Ordnung unabhängig vom Faktorisierungsschema eindeutig definiert, so dass ein Vergleich der Daten mit der Vorhersage separat für die einzelnen Prozesse möglich ist.

2.4.2 Beiträge zur Produktion schwerer Quarks

In Referenz [37] wurden die Beiträge der direkten, einfach-aufgelösten und doppelt-aufgelösten Prozesse für die offene Zwei-Photon-Produktion von Charm und Bottom in e^+e^- -Streuung in Abhängigkeit von der e^+e^- -Schwerpunktsenergie berechnet. Die Ergebnisse dieser Vorhersage für den Charm-Wirkungsquerschnitt sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Der totale Wirkungsquerschnitt wächst logarithmisch mit der e^+e^- -Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ee}}$ an. Während bei kleinen Werten von $\sqrt{s_{ee}}$ der direkte Prozess dominiert, gewinnen mit wachsendem $\sqrt{s_{ee}}$

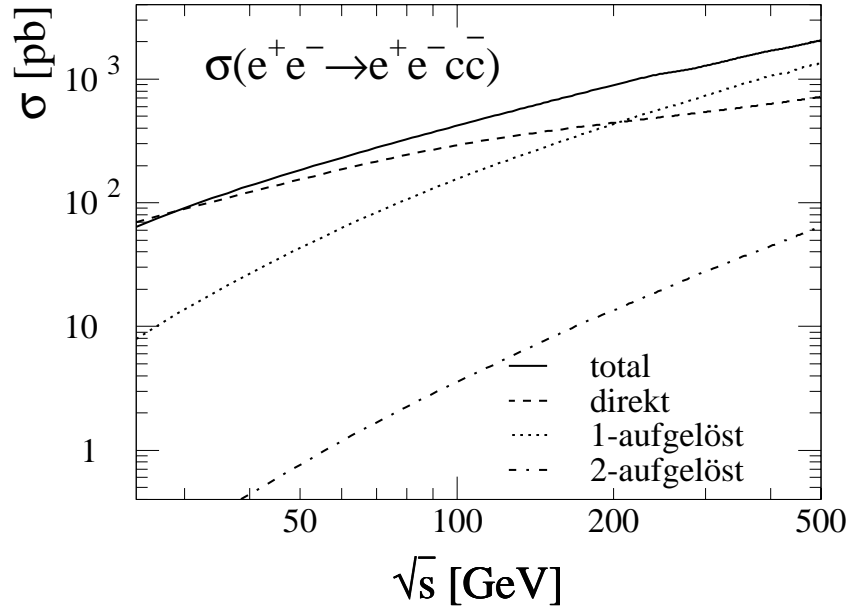


Abbildung 2.5: Beiträge des direkten, einfach-aufgelösten und doppelt-aufgelösten Prozesses zum Charm-Wirkungsquerschnitt in Zwei-Photon-Produktion in Abhängigkeit von der e^+e^- -Schwerpunktsenergie nach [37].

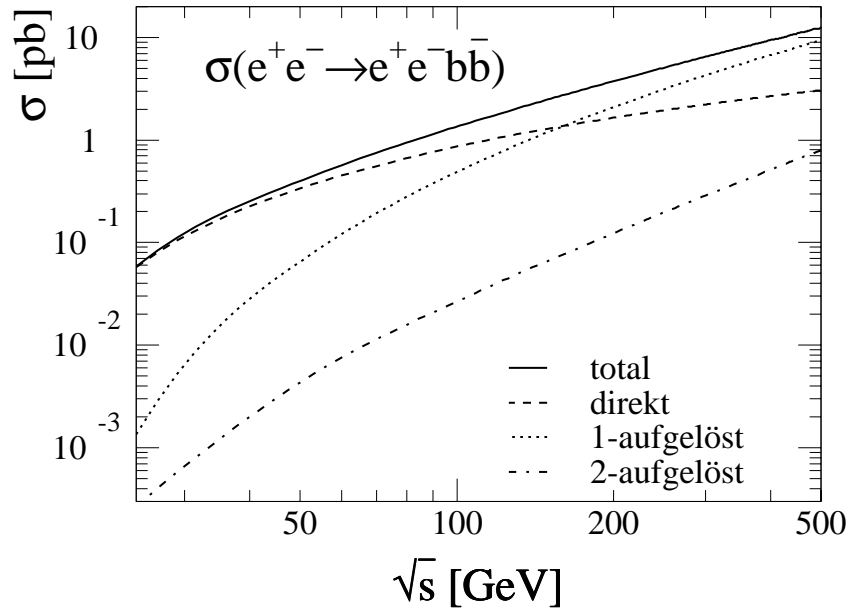


Abbildung 2.6: Beiträge des direkten, einfach-aufgelösten und doppelt-aufgelösten Prozesses zum Bottom-Wirkungsquerschnitt in Zwei-Photon-Produktion in Abhängigkeit von der e^+e^- -Schwerpunktsenergie nach [37].

die Prozesse mit aufgelösten Photonen immer mehr an Bedeutung. Bei LEP2-Energien ($\sqrt{s_{ee}} \approx 190$ GeV), bei denen die Daten der vorliegenden Analyse gemessen wurden (vergleiche Kapitel 3), sind die Beiträge des direkten und des einfach-aufgelösten Prozesses ungefähr gleich groß. Der doppelt-aufgelöste Prozess ist dagegen bei diesen Energien um etwa zwei Größenordnungen unterdrückt, so dass er hier vernachlässigt werden kann.

Abbildung 2.6 zeigt das entsprechende Verhalten des Bottom-Wirkungsquerschnitts. Qualitativ erhält man hier ein ähnliches Bild wie für die Charm-Produktion. Ein Blick auf die absolute Normierung zeigt jedoch, dass die Bottom-Produktion gegenüber der Charm-Produktion um über zwei Größenordnungen unterdrückt ist. Dies liegt zum einen an der Ladung des b-Quarks ($e_b = -1/3$), die im Absolutwert nur die Hälfte der Ladung des c-Quarks ($e_c = 2/3$) beträgt. Da die Kopplung am Vertex des direkten Photons mit dem Quadrat der Quarkladung e_q^2 skaliert, ist die Bottom-Produktion im direkten Prozess um einen Faktor 16 und im einfach-aufgelösten Prozess um einen Faktor 4 gegenüber der Charm-Produktion unterdrückt. Zum anderen ist der Beitrag auf Grund der größeren Masse des b-Quarks in Verbindung mit den relativ geringen $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsenergien unterdrückt.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass sich der Wirkungsquerschnitt für die offene Produktion schwerer Quarks in Zwei-Photon-Produktion bei LEP2-Energien im Wesentlichen aus den Beiträgen der direkten und einfach-aufgelösten Prozesse zur Charm-Produktion zusammensetzt.

2.5 Ereignis-Simulation

2.5.1 Monte-Carlo-Verfahren

Die Endzustände auf Parton-Niveau sind der Messung nicht direkt zugänglich. Vielmehr durchläuft dieser partonische Endzustand bis zur eigentlichen Messung im Detektor viele Folgeprozesse, die Zufallsverteilungen unterliegen. So können die im harten Subprozess erzeugten Partonen nicht als freie Teilchen nachgewiesen werden, sondern produzieren in einem nicht perturbativ berechenbaren Prozess, der als *Hadronisierung* bezeichnet wird, die beobachtbaren Hadronen. Der Zustand nach Ablauf der Hadronisierung wird im Folgenden als Endzustand auf *Hadron-Niveau* bezeichnet. Je nach Stabilität können die Hadronen zerfallen, bevor sie den Detektor erreichen und dort durch entsprechende Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial eine Registrierung auslösen.

Um experimentelle Daten mit Vorhersagen theoretischer Modelle, die die Prozesse auf Parton-Niveau beschreiben, direkt vergleichen zu können, müssten die Daten auf alle Effekte dieser Folgeprozesse korrigiert werden. Technisch einfacher und gebräuchlich ist jedoch ein Verfahren, bei dem man den umgekehrten Weg einschlägt. Man versucht die Effekte der Zwischenschritte bis zur Messung

im Detektor für die theoretischen Ergebnisse auf Parton-Niveau zu modellieren. Die statistische Natur der interessierenden Messgrößen legt dabei die Verwendung von *Monte-Carlo-Techniken* nahe. Das heißt, man erzeugt Ereignismengen, deren Häufigkeitsverteilungen im Phasenraum sich den Wahrscheinlichkeitsdichten der theoretischen Modelle annähern, und simuliert für deren partonische Endzustände die Folgeprozesse. Die resultierenden Endzustände der Simulation enthalten dann die gleichen Einflüsse wie die gemessenen Daten und lassen sich direkt mit diesen auf *Detektor-Niveau*, das heißt in der Form, in der sich der Endzustand im Detektor darstellt, vergleichen. In der vorliegenden Analyse wurde die offene Charm-Produktion in $\gamma\gamma$ -Kollisionen mit dem PYTHIA Monte-Carlo-Generator [40] modelliert. Diese Modellierung schließt die Erzeugung der Ereignismengen entsprechend den theoretischen Wahrscheinlichkeitsdichte-Verteilungen und die anschließende Simulation der Entwicklung der Endzustände bis auf Hadron-Niveau ein. Der Übergang von Hadron-Niveau auf Detektor-Niveau wird durch ein separates, Detektor spezifisches Programm simuliert, das in Abschnitt 3.2.5 erläutert wird.

2.5.2 Simulation mit PYTHIA

Harter Subprozess

Der Prozess $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ wird mit PYTHIA für e^+e^- -Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 189$ GeV simuliert. Dabei erfolgt die Modellierung des Prozesses wie in Abschnitt 2.1.2 dargestellt: Die massiven Matrixelemente in führender Ordnung in der Kopplungskonstante α_s des Prozesses $\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$ für reelle Photonen werden mit den Photon-Flüssen der $ee\gamma$ -Vertices gefaltet. Für die Charm-Masse wird dabei $m_c = 1,5$ GeV angenommen.

Die Photon-Flüsse werden entsprechend der Weizsäcker-Williams-Näherung beschrieben (Gleichung (2.10)). Die Virtualität der Photonen wird nur in den Photon-Flüssen berücksichtigt. Zur Beschränkung auf quasi-reelle Photonen wird in der vorliegenden Arbeit eine Anti-Tag-Bedingung gestellt (Abschnitt 2.1.1), die sich über den Akzeptanzbereich des ALEPH-Detektors im Polarwinkel definiert. Dieser beginnt bei einem Polarwinkel $\theta_{\min} = 35$ mrad (Kapitel 3). Setzt man dies und eine mittlere Energie von etwa 40 GeV für die gestreuten Elektronen in Gleichung (2.3) ein, erhält man als maximale Virtualität für Photonen, deren zugehörige Strahl-Elektronen nicht markiert werden, $Q_{\max}^2 \approx 4,5$ GeV². Dieser Wert wird entsprechend in Gleichung (2.10) eingesetzt.

Entsprechend den erwarteten Beiträgen für die Charm-Produktion werden nur der direkte und der einfach-aufgelösten Prozess simuliert (Abschnitt 2.4.2). Für beide Prozesse werden separate Ereignismengen erzeugt. Die Parametrisierung des aufgelösten Photons wird mit der PYTHIA-Voreinstellung SaS-1d [32] beschrieben.

Hadronisierung

In der vorliegenden Analyse wird die Charm-Produktion über den Nachweis geladener D^* -Mesonen gemessen. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Charm-Quarks dieser D^* -Mesonen aus dem harten Subprozess stammen. Der Übergang der Partonen in beobachtbare Hadronen wird durch einen zweistufigen Prozess modelliert. In einem ersten Schritt erzeugen die Partonen entsprechend höheren Korrekturen der betrachteten Prozesse durch Gluonabstrahlung $q \rightarrow qg$ und Verzweigung dieser Gluonen der Art $g \rightarrow gg$ und $g \rightarrow q\bar{q}$ einen Viel-Partonen-Zustand.

Dieser Prozess lässt sich störungstheoretisch durch das Partonschauer-Modell beschreiben. Dazu werden in der Störungsreihe die Terme mit den führenden Logarithmen, die die Entwicklungsskala enthalten, aufsummiert (*leading log approximation*). In PYTHIA wird die Virtualität des jeweils abstrahlenden Partons als Entwicklungsskala des Parton-Schauers benutzt. Die Terme mit den führenden Logarithmen entsprechen gerade der sukzessiven Abstrahlung von Partonen durch die Partonen des Subprozesses. Die Wahrscheinlichkeit für die Verzweigungen ist durch die DGLAP-Gleichungen gegeben. In der Folge der Abstrahlungen herrscht eine strenge Ordnung der Transversalimpulse und damit auch der Virtualität des abstrahlenden Partons entlang der Kaskade. Sie beginnen jeweils bei der Skala des harten Subprozesses und nehmen streng monoton bei der Folge der Abstrahlungen von den auslaufenden Partonen ab. Der Partonschauer wird abgebrochen, wenn die Skala in den Bereich der Hadron-Massen kommt. In PYTHIA findet dieser Abbruch bei etwa 1 GeV statt. Den endgültigen Übergang in Hadronen muss dann ein phänomenologisches Modell beschreiben.

Dazu verwendet PYTHIA das *String-Fragmentationsmodell* [41]. In diesem Modell wird dem QCD-Confinement dadurch Rechnung getragen, dass die Kraft zwischen den auseinanderfliegenden primären Quarks q_0 und \bar{q}_0 wie in einer Feder oder einer Saite (String) anwächst. Den String denkt man sich wie einen Farbschlauch zwischen den Quarks, der den QCD-Feldlinien entspricht. Die darin gespeicherte Energie wächst mit dem Abstand zwischen den Quarks an. Ist sie groß genug, bricht der String auf und erzeugt an dieser Stelle ein bevorzugt leichtes Quark-Paar $q_1\bar{q}_1$. Die Produktionsraten für die unterschiedlichen Quark-Arten verhalten sich dabei wie $u\bar{u} : d\bar{d} : s\bar{s} : c\bar{c} \approx 1 : 1 : 0,3 : 10^{-11}$. Das rechtfertigt die Annahme über die Charm-Quarks in den D^* -Mesonen (siehe oben). Aus den Quarks q_0 und \bar{q}_1 bildet sich ein Meson und für das verbleibende q_1 wiederholt sich der Vorgang. Die beschriebene Prozedur wiederholt sich sukzessive für die neu entstandenen Strings, bis die Energie zu klein ist, um neue $q\bar{q}$ -Paare zu bilden.

Für die gemessenen D^* -Mesonen werden in der vorliegenden Analyse auch differentielle Verteilungen in kinematischen Größen wie dem Transversalimpuls bestimmt, die mit theoretischen Vorhersagen für die entsprechenden Verteilungen der Charm-Quarks verglichen werden sollen (Kapitel 5). Von entscheidender

Bedeutung für die korrekte Beschreibung der Entwicklung dieser kinematischen Größen durch das String-Fragmentationsmodell sind die Fragmentationsfunktionen, die angeben, wie sich der Impuls zwischen dem $q_{i-1}\bar{q}_i$ -Meson und dem verbleibenden q_i -Quark aufteilt. Für die unterschiedlichen Quark-Arten werden unterschiedliche Fragmentationsfunktionen verwendet. Insbesondere wird die Fragmentation schwerer Quarks gut durch die Fragmentationsfunktion, die von Peterson et al. [42] vorgeschlagen wurde, beschrieben:

$$f(z) = \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right)} \quad (2.29)$$

Dabei gibt z den Impulsanteil an, den das $q_{i-1}\bar{q}_i$ -Meson erhält. Das Quark q_i erhält entsprechend den Impulsanteil $(1 - z)$. Der Parameter ϵ_Q hängt von der Masse des schweren Quarks m_Q entsprechend $\epsilon_Q \propto 1/m_Q^2$ ab. Für die Fragmentation der Charm-Quarks wird in PYTHIA die Peterson-Fragmentationsfunktion mit $\epsilon_Q = 0,031$ eingesetzt.

Die Fragmentation leichter Quarks wird in PYTHIA durch die symmetrische Lund-Fragmentationsfunktion beschrieben. Für eine Beschreibung sei an dieser Stelle auf [43] verwiesen.

Entsprechend der Lebensdauer und den Zerfallskanälen der nun erhaltenen Hadronen werden abschließend die Zerfälle der Teilchen gemäß den Verzweigungsverhältnissen der einzelnen Kanäle simuliert.

Kapitel 3

Das ALEPH-Experiment am LEP-Speicherring

3.1 Der LEP-Speicherring

Beim Europäischen Kernforschungszentrum CERN befindet sich der e^+e^- -Speicherring LEP (Large-Electron-Positron-Collider) [44]. Angelegt in einem Tunnel in 50–150 m Tiefe unter der Erdoberfläche, erstreckt er sich in der Ebene zwischen der Stadt Genf und dem Jura-Gebirge mit einem Umfang von 27 km und einem mittleren Durchmesser von 8 km. Bis 1995 wurde LEP bei einer e^+e^- -Schwerpunktsenergie von etwa $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 91$ GeV, also der Masse der Z-Resonanz betrieben. Die Phase der Messungen auf der Z-Resonanz wird auch als LEP1 bezeichnet. Durch Erweiterungen der Beschleunigungseinheiten im LEP-Ring konnten seit 1995 erheblich höhere Strahlenergien erreicht werden. So wurde die e^+e^- -Schwerpunktsenergie seitdem in mehreren Schritten erhöht, um oberhalb der Schwelle zur W-Paar-Erzeugung zu messen. Diese zweite Ausbaustufe, die LEP2 genannt wird, diente vor allem der W-Massen-Bestimmung, sowie der Suche nach *neuen Teilchen* wie dem Higgs-Teilchen oder den Teilchen, die von der Theorie der Supersymmetrie vorhergesagt werden. Bis zum Abschluss seiner Laufzeit am 2. November 2000 wurden bei LEP Schwerpunktsenergien von bis zu 209 GeV erreicht.

Die Elektronen und Positronen werden nach Durchlaufen eines mehrstufigen Vorbeschleunigungs- und Akkumulationssystems mit einer Energie von 20 GeV in entgegengesetzter Richtung in den LEP-Speicherring injiziert, wo sie auf ihre Endenergie beschleunigt werden. Die Teilchenstrahlen sind nicht kontinuierlich, sondern in Bündeln strukturiert, sogenannten *bunches*. An vier Punkten des Ringes, an denen sich die gegenläufigen Bündel treffen, werden die Strahlen zur Kollision gebracht. Der Zeitpunkt, zu dem sich die gegenläufigen Bündel kreuzen, wird als *bunch crossing* bezeichnet. An diesen Wechselwirkungszonen befinden sich die Detektoren der Experimente ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL zur Mes-

sung und Auswertung der stattfindenden Reaktionen (Abbildung 3.1). Bevor die Detektoren nach Erreichen der Soll-Energie der Strahlteilchen die Datennahme starten, wird eine Adjustierung des Strahl-Orbits vorgenommen. Anschließend werden kurz vor den Detektoren Kollimatoren in horizontaler und vertikaler Richtung an den Strahl herangefahren, um den Untergrund des Strahls, der aus Wechselwirkungen der Strahlteilchen mit dem Restgas beziehungsweise mit der Strahlrohrbewandung resultiert, herauszufiltern.

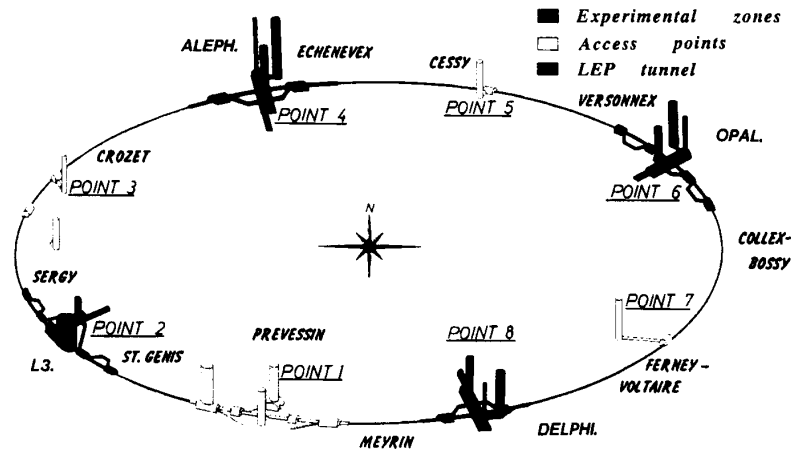


Abbildung 3.1: Der LEP-Speicherring mit den vier Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.

In der vorliegenden Arbeit werden LEP2 Daten untersucht, die bei Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183\text{--}189\text{ GeV}$ mit dem ALEPH-Detektor aufgenommen wurden.

3.2 Der ALEPH-Detektor

Aufbau und Leistungsmerkmale des ALEPH-Detektors werden detailliert in [45–48] beschrieben. Für eine allgemeine Einführung in die Funktionsweisen von Detektoren in der Hochenergiephysik sei auf [49] verwiesen. In diesem Abschnitt wird nur ein grober Überblick gegeben, wobei der Schwerpunkt auf die für die vorliegende Arbeit wesentlichen Komponenten und deren Eigenschaften gelegt wird.

3.2.1 Zielsetzung

Der ALEPH-Detektor wurde gebaut, um Ereignisse zu messen, die in e^+e^- -Kollisionen bei LEP erzeugt werden. Während die primäre Datenrate etwa 50–

100 kHz beträgt, werden interessierende Ereignisse bei LEP mit einer Rate unter 1 Hz produziert. Hadronische Annihilationsereignisse haben typischerweise eine Multiplizität von etwa 20 Spuren im Endzustand, die in Jets über den gesamten Raumwinkel verteilt sind. Ein technisches Ziel beim Detektorentwurf war daher zum einen, die Implementierung eines Triggersystems, das die Ereignisrate im frühen Stadium der Datennahme auf ein praktikables Maß reduziert, und zum anderen, für jedes Ereignis ein Maximum an Information zu sammeln und zwar über einen möglichst großen Raumwinkelbereich. Um Ereignisse am primären Wechselwirkungspunkt rekonstruieren zu können, werden Systeme zur Spurrekonstruktion und Energiebestimmung, sowie zur allgemeinen Teilchenidentifikation benötigt. Weiterhin ist eine Luminositätsmessung erforderlich, damit die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten gewährleistet ist.

3.2.2 Triggersystem

ALEPH besitzt ein dreistufiges Triggersystem. Die einzelnen Stufen werden in der Reihenfolge ihres Einsatzes als Level 1, Level 2 beziehungsweise Level 3 bezeichnet. Dabei sind die ersten zwei Level auf Hardware-Ebene realisiert, so dass sie direkt bei der Datennahme aktiv werden. Level 3 ist ein Software-Trigger, der erst offline zum Einsatz kommt. Level 1 reduziert die Ereignisrate bereits auf unter 2 Hz in einer Entscheidungszeit von $5 \mu\text{s}$, so dass Level 2 und 3 nur noch einen kleinen Bruchteil der Gesamtdaten verwerfen.

3.2.3 Aufbau

Entsprechend den Überlegungen zum Detektorentwurf ist der ALEPH-Detektor als ein sogenannter 4π -Detektor ausgelegt, das heißt, er erfasst nahezu den gesamten Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt. Abbildung 3.2 zeigt einen Querschnitt durch den Detektor entlang der Strahlachse, in dem alle Komponenten sichtbar sind. Entsprechend der Strahlrohrgeometrie weist der Detektor eine Zylindersymmetrie auf mit dem nominellen Wechselwirkungspunkt im Zentrum des Detektors. Von links laufen die Positronen, von rechts die Elektronen in den Detektor ein. Die vielseitige Aufgabenstellung erfordert eine Reihe unterschiedlicher Komponenten oder Subdetektoren. Diese sind zwiebelschalenförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet. In radialer Richtung teilen sich diese in eine Gruppe zur Spurvermessung und eine Gruppe zur Energiemessung auf. Unter kleinem Winkel zur Strahlachse befinden sich außerdem Kalorimeter zur Luminositätsmessung sowie Untergrundmonitore. Die einzelnen Komponenten werden im Folgenden kurz beschrieben.

Für den ALEPH-Detektor ist ein Referenz-Koordinatensystem definiert, dessen Ursprung im Zentrum des nominellen Wechselwirkungspunktes liegt. Die z -Achse verläuft in Richtung der Strahlelektronen, die x -Achse zeigt in horizontaler Richtung zum Zentrum des LEP-Ringes. Die y -Achse steht orthogonal zur

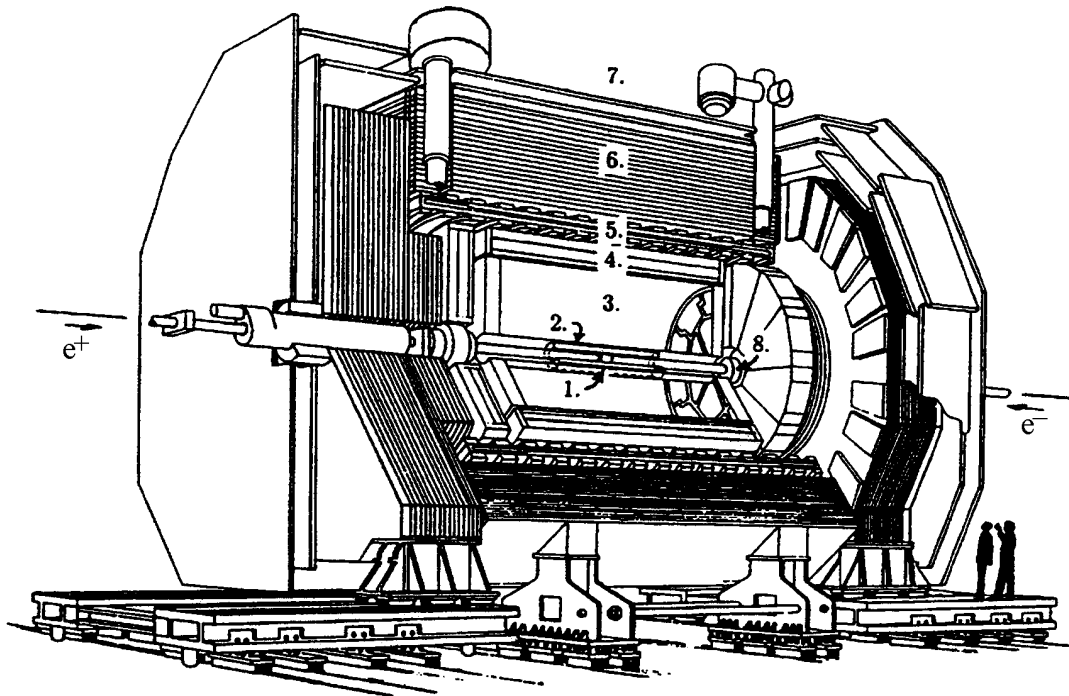


Abbildung 3.2: Anordnung der Subdetektorkomponenten im ALEPH-Detektor: 1) VDET, 2) ITC, 3) TPC, 4) ECAL, 5) supraleitender Magnet, 6) HCAL, 7) Myon-Kammern, 8) LCAL, SICAL und SAMBA.

x - und z -Achse und weist nach oben. Entsprechend der vorliegenden Symmetrie werden auch oft Zylinderkoordinaten verwendet, die sich wie üblich aus den kartesischen Koordinaten transformieren:

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2}, \\ \phi &= \arctan(y/x), \\ z &= z. \end{aligned}$$

Dabei wird die xy - beziehungsweise $r\phi$ -Ebene als Transversalebene bezeichnet.

Detektoren zur Spurvermessung

Zur Spurmessung wird in ALEPH ein System von drei separaten Detektoren verwendet, die jeweils spezifische Aufgaben erfüllen. Sie haben eine zylindrische Bauweise gemein und liegen konzentrisch um die Strahlachse. Zur Impulsbestimmung wird mit Hilfe eines supraleitenden Magneten ein Feld von 1,5 T in z -Richtung erzeugt. Das Spurkammersystem wird von der Spule des Magneten vollständig eingehüllt, so dass in den Spurkammern ein nahezu homogenes Feld vorliegt. Aus dem Krümmungsradius der Spuren wird dann die Transversalkomponente des Impulses bestimmt.

VDET Aufgabe des Vertexdetektors (VDET), der sich in radialer Richtung direkt an das Strahlrohr anschließt, ist die Ortsmessung geladener Spuren in nächster Nähe zum primären Vertex mit hoher Präzision. Dies ermöglicht die Bestimmung sekundärer Vertices langlebiger schwerer Hadronen, wie B-Mesonen, was unter anderem eine Schlüsseltechnik für den eventuellen Higgs-Nachweis darstellt. VDET besteht aus zwei konzentrischen Lagen von Siliziumstreifen-Zählern bei radialen Abständen von 63 mm und 110 mm, die in z -Richtung und in azimuthaler Richtung segmentiert sind. Entsprechend können pro Spur bis zu zwei räumliche Punkte gemessen werden, für die eine Auflösung von 10 μm in azimuthaler und 15 – 50 μm in z -Richtung erzielt wird.

ITC Der Vertexdetektor wird von einer Vieldrahtdriftkammer, der Inner-Tracking-Chamber (ITC), umgeben, die den radialen Bereich von 128 mm bis 285 mm erfasst. Zum einen unterstützt sie die Spurmessung mit bis zu acht Punkten in der $r\phi$ -Ebene, zum anderen ist sie wichtiger Bestandteil des Level 1 Triggers. Dazu werden über eigene Prozessoren direkt bei Datennahme Spurinformatoren etwa 1-3 μs nach bunch crossing zur Verfügung gestellt. Entsprechend der Ausrichtung der Signaldrähte parallel zur Strahlrichtung wird die Ortsmessung in der $r\phi$ -Ebene aus der Driftzeit der Elektronen zu den Signaldrähten bestimmt (Auflösung 150 μm), während die z -Position aus der Differenz der Signal-Ankunftszeiten an den zwei Endkappen der ITC mit einer Auflösung von etwa 5 cm bestimmt wird.

TPC Die ITC wird umgeben von der Time-Projection-Chamber (TPC), einer Driftkammer, die den radialen Bereich von 0,31 m bis 1,8 m überdeckt und eine Länge von 4,7 m besitzt. Die TPC ist das wichtigste Modul für die Spurrekonstruktion und liefert bis zu 21 räumliche Messpunkte pro Spur. Sie wird durch eine Membran bei $z = 0$ in zwei Hälften geteilt. Die Membran befindet sich auf stark negativem Potential gegenüber den Endplatten (etwa 27 kV), so dass sich ein elektrisches Feld von den Endplatten zur Membran hin ausrichtet. Am inneren und äusseren Radius der TPC sind entlang den Mantelflächen ringförmige Elektroden in äquidistanten Abständen in z -Richtung angebracht. Deren Potential ist so gewählt, dass das elektrische Feld eine homogene Form parallel zur Strahlachse annimmt.

Elektronen, die bei der Ionisation des TPC-Gases durch durchlaufende Teilchen entstehen, driften im elektrischen Feld zu den Endplatten. Dort werden ihre Ankunftszeit und ihre Position in der $r\phi$ -Ebene mit Hilfe von Vieldrahtproportionalnalkammern gemessen. Die Endkappen bestehen aus zwei konzentrischen Ringen, die wiederum in Sektoren eingeteilt sind (sechs Sektoren im inneren Ring und 12 Sektoren im äusseren Ring). Jeder Sektor entspricht einer Drahtkammer, die in Strahlrichtung von innen nach außen aus drei Drahtlagen (Gate-, Kathoden-, Feld-/Signaldrahtlage) und einer abschließenden Lage aus Kathoden-Plättchen bestehen. Die Drähte der einzelnen Lagen verlaufen senkrecht zu den Winkelhalbierenden dieser Sektoren, die Reihen von Kathoden-Plättchen in azimuthaler Richtung.

Die auf den Signaldrähten deponierte Ladung ist proportional zum Energieverlust pro Längeneinheit der ionisierenden Teilchen. Entsprechend werden die Signale zur Messung der spezifischen Ionisation dE/dx benutzt, die für die Teilchenidentifikation in der vorliegenden Arbeit eine wesentliche Rolle spielt. Dazu stehen in radialer Richtung insgesamt 338 Signaldrähte zur Verfügung.

Weiterhin liefern die Signaldrähte eine Driftzeitmessung, aus der die z -Koordinate der Spurpunkte mit einer Auflösung von etwa $740 \mu\text{m}$ rekonstruiert wird. Die Auslese der Signale von den Kathodenplättchen liefert die Ortsbestimmung in der $r\phi$ -Ebene. Deren Segmentierung in $r\phi$ ($r\delta\phi \times \delta r = 6,202 \times 30 \text{ mm}$) erlaubt eine Auflösung von $200 \mu\text{m}$.

Der Transversalimpuls p_t der Teilchen wird über die Krümmungsradien der Spuren bestimmt. Für die Auflösung ergibt sich in Abhängigkeit von den benutzten Subdetektoren:

$$\frac{\Delta p_t}{p_t^2} = \begin{cases} 1,2 \times 10^{-3}(\text{GeV}/c)^{-1} & \text{TPC} \\ 0,8 \times 10^{-3}(\text{GeV}/c)^{-1} & \text{TPC} + \text{ITC} \\ 0,6 \times 10^{-3}(\text{GeV}/c)^{-1} & \text{TPC} + \text{ITC} + \text{VDET} \end{cases}$$

Kalorimeter

Zur Energiemessung werden in ALEPH Sampling-Kalorimeter eingesetzt, die sich durch alternierende Absorber- und Detektorlagen auszeichnen. Einlaufende Teil-

chen schauern in den Absorberlagen auf und werden in den Detektorlagen nachgewiesen. Entsprechend der unterschiedlichen Natur von elektromagnetischen und hadronischen Schauern, werden zwei Kalorimeter benutzt, das elektromagnetische Kalorimeter (ECAL) und das Hadron-Kalorimeter (HCAL). Beide haben den gleichen geometrischen Aufbau und bestehen jeweils aus einem Teil der Form eines Zylindermantels (Barrel) und zwei Platten an den Kopfseiten dieses Zylinders (Endcaps).

ECAL Das ECAL dient der Messung der Energie elektromagnetischer Schauer. Das Barrel ist direkt zwischen der TPC und der supraleitenden Spule angebracht. Barrel wie Endcaps sind in azimuthaler Richtung in zwölf Module gleicher Bauart eingeteilt. Die Absorberlagen bestehen aus Blei, und für die Detektorlagen werden Drahtkammern eingesetzt, die über Kathoden-Plättchen ausgelesen werden. Insgesamt enthalten die ECAL-Module 45 Lagen solcher Paare von Bleilagen und Drahtkammern transversal zur radialen Richtung im Barrel und transversal zur z -Richtung in den Endcaps. Die Lagen sind segmentiert in Flächen von ungefähr $3 \text{ cm} \times 3 \text{ cm}$, wobei Segmente der verschiedenen Lagen, die in radialer Richtung hintereinander liegen, logisch zusammengefasst werden. Solche Gruppen werden aufgeteilt in drei aufeinanderfolgende Stapel von jeweils 4, 9 und 9 Strahlungslängen, die separat ausgelesen werden. So lassen sich Schauerprofile in transversaler und longitudinaler Richtung messen, was eine Teilchenseparation erlaubt.

HCAL Das HCAL umgibt mit seinem Barrel die Spule des Magneten und besitzt eine ähnliche Geometrie wie das ECAL. Zur Messung hadronischer Schauer konzipiert, unterscheiden sich jedoch die Detektor- und Absorberlagen. Die 5 cm dicken Absorberlagen aus Eisen sind durch eine selbsttragende Konstruktion realisiert, die Lücken für Detektorlagen aus Plastik-Streamertubes enthält. Insgesamt sind in radialer Tiefe 22 solcher Lagenpaare vorhanden.

Myon-Kammern

Myonen, die entsprechend ihrer leptonischen Natur nicht stark wechselwirken, können das HCAL vollständig durchdringen. Zum Nachweis von Myonen wird das HCAL von zwei weiteren doppelagigen Streamertube-Kammern, den Myon-Kammern, umgeben.

Luminositäts-Monitore

Die Bestimmung der Luminosität L zur Normierung der gemessenen Reaktionsraten erfolgt über die Messung der QED-Bhabha-Streuung

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \quad (3.1)$$

deren Wirkungsquerschnitt sehr genau berechenbar ist. Der schwache Prozess $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$, der mit dem reinen QED-Prozess interferiert, liefert zwar nur ungenau bekannte Korrekturen. Doch können diese vernachlässigt werden, wenn man den Akzeptanzbereich der Messung auf kleine Streuwinkel beschränkt, für die der QED-Prozess dominiert. Der große Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses bei kleinen Streuwinkeln reduziert zudem die statistischen Unsicherheiten der Messung. Die Luminosität L ergibt sich aus der Relation

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma_{\text{Bhabha}}^{\text{accept}}. \quad (3.2)$$

Dabei ist dN/dt die in einem geeigneten Detektor gemessene Ereignisrate und $\sigma_{\text{Bhabha}}^{\text{accept}}$ der über den Akzeptanzbereich dieses Detektors integrierte Wirkungsquerschnitt der Bhabha-Streuung. In ALEPH werden zur Luminositätsmessung drei verschiedene Subdetektoren eingesetzt.

Das Silicon-Luminosity-Calorimeter (SICAL), ein Sampling-Kalorimeter mit insgesamt 12 alternierenden Lagen aus Wolfram und Silizium-Detektoren, befindet sich bei $z = 2,5$ m. Das ringförmige Modul umschließt direkt das Strahlrohr und deckt mit seinem aktiven Volumen den Polarwinkel im Bereich 24–58 mrad ab. Auf Grund von Wolfram-Abschirmungen am Strahlrohr zwischen dem Vertex und SICAL zur Unterdrückung rückgestreuter Synchrotron-Photonen reduziert sich das effektive Volumen auf den Polarwinkelbereich 34–58 mrad. Ein symmetrisches Modul befindet sich bei $z = -2,5$ m.

Das Luminosity-Calorimeter (LCAL), ein Sampling-Kalorimeter aus 38 Blei-Vieldrahtproportionalalkammer-Lagen umschließt mit seinen ringförmigen Modulen ebenfalls das Strahlrohr auf beiden Seiten der Wechselwirkungszone. Die erste Lage der Module befindet sich bei $z = \pm 2,67$ m und der Polarwinkel wird im Bereich von 45–160 mrad und symmetrisch bei negativem z erfasst. Der Aufbau ist dem des ECAL sehr ähnlich.

Bei $z = \pm 7,6$ m wird das Strahlrohr von den Modulen des Bhabha-Kalorimeters (BCAL) umfasst. Der erzielte Polarwinkel-Akzeptanzbereich von 5–12 mrad erlaubt eine genügend hohe Ereignisrate zu einer Luminositäts-Abschätzung in Echtzeit, die für den optimalen Betrieb des Detektors und die Justierung der LEP-Umgebung direkt während der Datennahme notwendig ist. Das BCAL besteht aus 20 alternierenden Lagen von Szintillations-Zählern und Wolfram-Platten. In einer Tiefe von acht Strahlungslängen vom Wechselwirkungspunkt aus betrachtet befindet sich zusätzlich eine Lage von Silizium-Zählern, die Informationen über die räumliche Position eines Schauers liefert. So ist man in der Lage, festzustellen, ob ein Schauer vollständig im Kalorimeter nachgewiesen wurde. Zur Abschirmung niederenergetischer Strahlung sind an der Frontseite drei und an der Rückseite sechs weitere Wolfram-Lagen angebracht.

Untergrund-Monitor

Die Module des Untergrund-Monitors SAMBA (Small Angle Monitor for Background) bestehen aus zwei parallel zueinander angeordneten planaren Vieldrahtproportionalkammern, deren Drahtlagen um 90° gegeneinander verdreht sind. Sie umfassen das Strahlrohr bei $z = \pm 1,9\text{m}$ und überdecken mit ihrer aktiven Fläche den Polarwinkel im Bereich $33\text{--}63\text{ mrad}$.

SAMBA dient zur Messung und Überwachung des Strahluntergrundes, der vor allem kurz vor Beginn der Datennahme, wenn die Kollimatoren noch nicht zusammengefahren sind, sehr hoch ist und die Spurkammern im laufenden Betrieb beschädigen könnte (vergleiche Abschnitt 3.1). Daher wird die Hochspannung in den Spurkammern erst dann eingeschaltet, wenn der SAMBA-Monitor günstige Untergrund-Bedingungen signalisiert.

3.2.4 Ereignisrekonstruktion

Neben den Detailaufgaben der beschriebenen Komponenten liegt eine wesentliche Herausforderung der modernen Hochenergiephysik-Experimente in der Auswertung und Transformation der gemessenen elektronischen Signale in die interessierenden physikalischen Observablen, wie die Viererimpuls-Vektoren der Teilchen im Endzustand. Auf Grund der großen Datenmengen, die pro gemessenem Ereignis anfallen, werden dazu automatisierte Prozeduren eingesetzt. Speziell für das ALEPH-Experiment wurde für diese Ereignisrekonstruktion das Programm-Paket JULIA (*Job to Understand LEP Interactions at ALEPH*) entwickelt, das ausführlich in [50] beschrieben wird. In diesem Abschnitt sollen weniger die Rekonstruktions-Algorithmen als vielmehr die für die vorliegende Analyse wichtigen Observablen beschrieben werden, die das JULIA-Programm aus den Detektorsignalen – den sogenannten *Rohdaten* – rekonstruiert und ausgibt. Insbesondere werden nur die Messgrößen vorgestellt, die Ausgangspunkt der vorliegenden Analyse sind.

Spuren geladener Teilchen

Grundlage für die rekonstruierten Spuren geladener Teilchen sind die dreidimensionalen Raum-Messpunkte der Spurkammern (TPC, ITC und VDET). An die Punkte, die einer Spur zugeordnet werden, wird eine Helix parallel zur Strahlachse angepasst. Die Helix-Form der Spuren ergibt sich wegen des homogenen Magnet-Feldes in z -Richtung. Aus dem Krümmungsradius der Helix in der Transversalebene und ihrer Steigung im Polarwinkel lässt sich der Impulsbetrag des Teilchens bestimmen. Die Richtung der Helix an dem Punkt mit der kürzesten Entfernung zum nominellen Wechselwirkungspunkt wird zur Abschätzung der zwei Richtungsparameter des Impulses am Primärvertex benutzt. Zusammen mit dem Betrag des Impulses stehen so alle drei räumlichen Komponenten des

Teilchen-Impulses am Primärvertex zur Verfügung.

Aus den Ladungsdepositionen auf den TPC-Signaldrähten, die einer rekonstruierten Spur zugeordnet werden, wird schließlich die spezifische Ionisation dE/dx dieser Spur bestimmt.

Energiefluss-Objekte

Neben den Spurinformatoren liefern die Teilchen durch Energiedepositionen in den Kalorimetern auch Informationen über ihre Energie. Je nachdem, in welchem Kalorimeter die Teilchen aufschauern und wie das Profil dieser Schauer aussieht, lassen sich Teilchen über die Kalorimeter-Messungen identifizieren. Die Informationen von Spurkammern und Kalorimetern sind dabei zum Teil komplementär, so dass oft erst die Summe beider Information ein klares Gesamtbild der Teilchen liefert. Zum Teil sind die Informationen auch redundant. Dies wirft Probleme auf, wenn die Gesamtheit eines Ereignisses von Interesse ist und eine Doppelzählung von Teilchen vermieden werden soll. In beiden Fällen scheint es daher sinnvoll, die Informationen aus den verschiedenen Detektorkomponenten zusammenzuführen. Die aus einer Analyse nach einem solchen Ansatz resultierenden Objekte nennt man Energiefluss-Objekte. In der ALEPH-Kollaboration wurde ein spezieller Algorithmus entwickelt, um Energiefluss-Objekte aus den Einzelinformationen der unterschiedlichen Detektoren zu kombinieren [46].

Jet-Definitionen

Auf Grund des QCD-Confinements lassen sich die Partonen (Quarks und Gluonen) eines hadronischen Endzustandes nicht direkt beobachten. Ihre Eigenschaften lassen sich nur aus den durch sie erzeugten Hadronen erschließen. Will man also etwas über die Partonen im Endzustand lernen, wird man unweigerlich dazu geführt, Eigenschaften des hadronischen Endzustandes zu messen. In Kapitel 2 wurde bereits der Begriff des *Jets* qualitativ für ein kollimiertes hadronisches System, das sich aus den Partonen über die Phase der Hadronisierung entwickelt, eingeführt. Für eine Anwendung des Begriffs in einer quantitativen Analyse ist jedoch eine genaue Definition erforderlich. Insbesondere benötigt man einen Algorithmus, der in der Lage ist, die Jet-Konfiguration eines Ereignisses sowohl für den Fall theoretischer Berechnungen als auch für den Fall experimenteller Messungen eindeutig auf Grundlage der Hadronen im Endzustand zu spezifizieren. Da Teile der vorliegenden Analyse auf der Messung von Jets basieren, sei der benutzte Jet-Algorithmus an dieser Stelle kurz motiviert und skizziert.

Aus den Eigenschaften der untersuchten Ereignismenge von direkten und einfach-aufgelösten Prozessen in der Zwei-Photon-Produktion (Abschnitt 2.4) leiten sich zwei wesentliche Anforderungen an den zu benutzenden Algorithmus ab:

1. Da die beiden Photonen des Anfangszustands unterschiedliche Impulsbeiträge im Laborsystem haben, befindet sich das $\gamma\gamma$ -Schwerpunktsystem in ei-

ner gleichförmigen Relativbewegung gegenüber dem Laborsystem, die durch eine eigentliche Lorentz-Transformation beschrieben wird (im folgenden kurz als Lorentz-Transformation bezeichnet). Auf Grund der nahezu kollinearen Abstrahlung der Photonen beschränken sich diese Transformationen jedoch auf die Richtung entlang der Strahlachse (z -Achse). Daher sollte der Jet-Algorithmus möglichst unabhängig von Lorentz-Transformationen entlang der z -Achse sein.

2. In den Ereignissen aus den Prozessen mit aufgelösten Photonen wird der im harten Subprozess erzeugte hadronische Zustand X von einem Rest-Ereignis begleitet, das sich als Rest-Jet entlang der Strahlrichtung manifestiert (Abschnitt 2.3). Um eine Zuordnung der Jets zum harten Subprozess gewährleisten zu können, sollte der Jet-Algorithmus in der Lage sein, das Rest-Ereignis als solches zu erkennen beziehungsweise dieses vom Endzustand X zu trennen.

Historisch haben sich im Wesentlichen zwei Typen von Jet-Algorithmen entwickelt, Kegel-Algorithmen [51] und Cluster-Algorithmen [52, 53].

In der Photon-Photon-Streuung ergeben sich auf Grund der Beiträge mit aufgelösten Photonen ähnliche Topologien wie in der Hadron-Hadron-Streuung, insbesondere was die zwei gestellten Anforderungen an den Jet-Algorithmus betrifft. In der Hadron-Hadron-Streuung werden Jets üblicherweise durch Kegel-Algorithmen rekonstruiert, für die in der sogenannten *Snowmass-Konvention* eine einheitliche Kegel-Definition festgelegt wurde [54].

Nach dieser Konvention wird ein Jet durch einen Kreis in der $\eta\phi$ -Ebene mit Radius

$$R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \quad (3.3)$$

definiert, der ein Maximum an transversaler Energie E_t der Hadronen einschließt, wobei sich die transversale Energie aus der Energie eines Hadrons und seinem Polarwinkel θ definiert zu $E_t = E \sin \theta$. Die Pseudorapidität η ergibt sich aus dem Polarwinkel θ zu $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$, ϕ ist der Azimutwinkel. Die $\eta\phi$ -Ebene beschreibt also den gesamten Raumwinkel um den Wechselwirkungspunkt. Ein Kreis in dieser Ebene entspricht demnach einer Art verzerrtem Kegel im Raum, dessen Spitze mit dem Wechselwirkungspunkt zusammenfällt. Der Jet ist dann spezifiziert durch seine transversale Energie, die der Summe der transversalen Energien der eingeschlossenen Hadronen entspricht, sowie durch seine Richtungsparameter η^{Jet} und ϕ^{Jet} , die sich aus den gewichteten Mittelwerten dieser Größen der eingeschlossenen Hadronen ergeben. Zur Wichtung wird die transversale Energie der Hadronen benutzt.

Dieser Algorithmus erfüllt offenbar die genannten Forderungen. Zum einen ist er wegen der Beschränkung auf die transversale Energie einerseits und der Parametrisierung des Raumwinkels durch η und ϕ andererseits unabhängig von

Lorentz-Transformationen entlang der z -Achse. Denn E_t und ϕ sind offenbar unter solchen Transformationen invariant. Die Pseudorapidität η ändert sich unter Lorentz-Transformationen entlang der z -Achse nur um eine additive Konstante, so dass $\Delta\eta$ in der Definition des Radius ebenfalls konstant bleibt. Zum anderen haben die Jets durch die Radius-Bedingung eine maximale Größe, so dass die Einbeziehung der Photon-Reste verhindert werden kann.

Nachteilig wirkt sich in der Snowmass-Konvention aus, dass sie für das iterative Verfahren zum Auffinden entsprechender Kreise in der $\eta\phi$ -Ebene, das durch die Definition impliziert wird, keinen Startpunkt festlegt. Ebenso wird keine Vorschrift für die Behandlung von sich überlappenden Jets angegeben, so dass sich insgesamt ein erheblicher Spielraum für konkrete Implementationen ergibt.

Cluster-Algorithmen sind aus der Beschreibung von Annihilationsereignissen in e^+e^- -Streuung ($e^+e^- \rightarrow X$) wohlbekannt. Teilchen werden Jets iterativ zugeordnet, wenn eine gegebene Energie-Winkel-Auflösungsvariable y_{ij} kleiner als ein fester Auflösungsparameter y_{cut} ist. Im Gegensatz zu Kegel-Algorithmen sind Cluster-Algorithmen präziser definiert und weisen keine Mehrdeutigkeiten auf. In der Form, wie der Cluster-Algorithmus zunächst von der JADE-Kollaboration vorgeschlagen wurde [52], zeigt er allerdings nicht die gewünschte Unabhängigkeit von Lorentz-Transformationen entlang der Strahlachse und ist auch nicht in der Lage, die Reste der aufgelösten Photonen zu separieren. Diese Nachteile werden bei einer in [55] beschriebenen neuen Variante vermieden. Auf Grund der präziseren Definition eines Cluster-Algorithmus wird in dieser Arbeit der in [55] beschriebene k_{\perp} -Cluster-Algorithmus benutzt, der im Folgenden kurz dargestellt wird.

Für eine gegebene Menge M_1 von Hadronen werden zum einen für jedes Paar von Objekten die Abstände

$$d_{ij} = \min(p_{t,i}, p_{t,j})^2 (\Delta\eta_{ij}^2 + \Delta\phi_{ij}^2) \quad (3.4)$$

und zum anderen für jedes Objekt die Größe

$$d_i = p_{t,i}^2 \quad (3.5)$$

bestimmt, wobei $p_{t,i}$ der Transversalimpuls des Hadrons h_i ist und η und ϕ wie oben definiert sind. Ist nun die kleinste Zahl aus der Gesamtheit der Mengen $\{d_{ij}\}$ und $\{d_i\}$ ein Element aus $\{d_i\}$, das heißt

$$\min\{d_{ij}, d_i\} \in \{d_i\}, \quad (3.6)$$

wird das zugehörige Hadron h_i aus der Menge der betrachteten Hadronen entfernt und einer zweiten (zu Beginn leeren) Menge M_2 zugeführt. Gilt dagegen

$$\min\{d_{ij}, d_i\} \in \{d_{ij}\} \quad (3.7)$$

werden die Hadronen h_i und h_j zu einem neuen Pseudo-Teilchen H_{ij} rekombiniert, wobei sich die kinematischen Variablen von H_{ij} aus der folgenden Rekombinations-Vorschrift ergeben:

$$\begin{aligned} p_{t,ij} &= p_{t,i} + p_{t,j}, \\ \eta_{ij} &= \frac{p_{t,i}\eta_i + p_{t,j}\eta_j}{p_{t,ij}}, \\ \phi_{ij} &= \frac{p_{t,i}\phi_i + p_{t,j}\phi_j}{p_{t,ij}}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Für die Menge der in M_1 verbleibenden Hadronen und das eventuell neue Teilchen H_{ij} wird die gesamte Prozedur wiederholt.

Am Ende dieser iterativen Prozedur sind alle Objekte der Menge M_1 abgearbeitet und in die Menge M_2 überführt. Diese enthält nun eine Liste von Objekten, die in p_t geordnet sind. Alle Objekte oberhalb einer vorgegebenen Schwelle werden als Jets akzeptiert und dem partonischen Endzustand des harten Subprozesses zugeordnet. Alle Objekte unterhalb der Schwelle werden dagegen dem Rest-Ereignis zugeordnet, das aus den Photon-Resten entsteht.

3.2.5 Detektorsimulation

Um systematische Detektor-Effekte auf die Messung zu bestimmen, bedient man sich der simulierten Datensätze, die nach Abschnitt 2.5.2 die Viererimpulse der langlebigen Teilchen im Endzustand enthalten (Hadron-Niveau). Die Bahnen dieser Endzustands-Teilchen werden entsprechend ihren Viererimpulsen durch die Material-Umgebung des ALEPH-Detektors extrapoliert. Mit Hilfe des Simulations-Paketes GEANT [56], das für den ALEPH-Detektor adaptiert wurde [57], werden dabei die Wechselwirkungen mit dem Detektormaterial simuliert. Insbesondere werden die Mess-Signale für die einzelnen Komponenten generiert, so dass die Monte-Carlo-Datensätze im gleichen Format vorliegen wie die Rohdaten (Detektor-Niveau).

Diese simulierten Rohdaten können dann der Ereignisrekonstruktion übergeben werden (Abschnitt 3.2.4), so dass man schliesslich die Monte-Carlo-Ereignisse analog zu den echten Daten auf Rekonstruktions-Niveau erhält.

Durch Vergleich der simulierten Ereignisse auf Hadron- und Rekonstruktions-Niveau lassen sich somit bei genügend hoher Statistik die systematischen Effekte des Detektors beziehungsweise der Rekonstruktion auf die Messung abschätzen.

Kapitel 4

Ereignis-Selektion

In der vorliegenden Arbeit wird die offene Charm-Produktion in $\gamma\gamma$ -Kollisionen über die Messung der inklusiven D^* -Produktion untersucht. Die Selektion von D^* -Ereignissen erfolgt in zwei Schritten. Zunächst wird eine Ereignisvorselektion vorgenommen, um die Kontamination von anderen e^+e^- -Reaktionen zu minimieren. Diese vorselektierte Datenmenge wird dann auf D^* -Mesonen untersucht. Ausgangspunkt dazu sind die Daten, die mit dem ALEPH-Detektor in den Jahren 1997 und 1998 bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183$ GeV und $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 189$ GeV aufgenommen wurden. Auf Grund der geringen Abhängigkeit des $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitts von $\sqrt{s_{e^+e^-}}$ wurden die zwei Datensätze zusammengefasst. Die gesamte untersuchte Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} \equiv \int L dt = 236,3 \text{ pb}^{-1}$.

4.1 Selektion von Ereignissen der Photon-Photon-Streuung

Da die D^* -Mesonen aus Zwei-Photon-Produktion nicht in Form eines exklusiven Endzustands vorliegen, sondern im Endzustand eines von mehreren Teilchen darstellen, lässt sich die Selektion nicht an einer für D^* -Ereignisse typischen Topologie ausrichten. Daher wird die Vorselektion auf der Grundlage von Eigenschaften der allgemeinen Photon-Photon-Streuung mit Hadronproduktion

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma^* \gamma^* \rightarrow e^+e^- + \text{Hadronen}$$

durchgeführt. Untergrundquellen für Prozesse dieser Art bei LEP sind Annihilationsereignisse sowie leptonische $\gamma\gamma$ -Ereignisse. Für das Auffinden und die quantitative Untersuchung geeigneter Selektionskriterien werden simulierte Ereignisse der einzelnen Prozesse für Signal und Untergrund betrachtet. Tabelle 4.1 zeigt die untersuchten Prozesse und die benutzten Monte-Carlo-Generatoren. Die simulierten Ereignismengen wurden für eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 189$ GeV

Prozess	Monte-Carlo-Generator
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}(X)$	Pythia 6.1 [40]
$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	Pythia 5.7 [40]
$e^+e^- \rightarrow W^+W^-$	Koralw 1.21 [58]
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	Koralz 4.2 [59]
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$	Phot02 [60]

Tabelle 4.1: Untersuchte Prozesse zur Vorselektion.

generiert und entsprechend dem untersuchten Datensatz auf eine integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 236,3 \text{ pb}^{-1}$ normiert.

Ereignisse der Zwei-Photon-Streuung in e^+e^- -Kollisionen zeichnen sich durch eine relativ geringe Energiedeposition im Detektor gegenüber hadronischen Annihilationsereignissen aus. Die einlaufenden Leptonen übertragen nur einen kleinen Teil ihrer Energie auf die abgestrahlten Photonen und verlassen den Detektor meist unter kleinem Winkel zur Strahlachse, so dass sie nicht nachgewiesen werden und nur ein geringer Teil der e^+e^- -Schwerpunktsenergie im Detektor rekonstruiert wird. Im Gegensatz dazu liegt die im Detektor nachgewiesene Energie bei hadronischen Vernichtungsprozessen, die die größte Untergrundquelle darstellen, nahe bei der Gesamtenergie des e^+e^- -Systems.

Zur quantitativen Analyse dieses unterschiedlichen Verhaltens werden die rekonstruierte invariante Masse eines Ereignisses

$$W_{\text{rek}} = \left[\left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_i \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.1)$$

wobei die Summe über alle Teilchen im Endzustand läuft, und die Energie aller geladenen Teilchen im Endzustand

$$E_{\text{chrgd}} = \sum_{\text{chrgd}} E, \quad (4.2)$$

betrachtet. Als Grundlage für die Berechnungen gemäß Gleichung (4.1) und (4.2) dienen die Viererimpulse der rekonstruierten Energiefluss-Objekte, um eine Doppelzählung zu vermeiden (vergleiche Abschnitt 3.2.4).

Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung von W_{rek} für die untersuchten Prozesse. Die Verteilungen der $\gamma\gamma$ -Ereignisse für die Charm- und τ -Produktion zeigen ein ähnliches Verhalten und wachsen zu kleinen Werten von W_{rek} stark an. Man erkennt eine klare Trennung gegenüber den hadronischen Annihilationsereignissen. Die Verteilung für die Prozesse $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ und $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ konzentrieren sich bei deutlich höheren Werten von W_{rek} . So zeigt die Verteilung für die $q\bar{q}$ -Produktion aus Annihilation Maxima bei der e^+e^- -Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 189 \text{ GeV}$ sowie bei der Masse der Z-Resonanz bei etwa 91 GeV. Letzteres entsteht durch Bremsstrahlungsverluste im Anfangszustand und wird auch

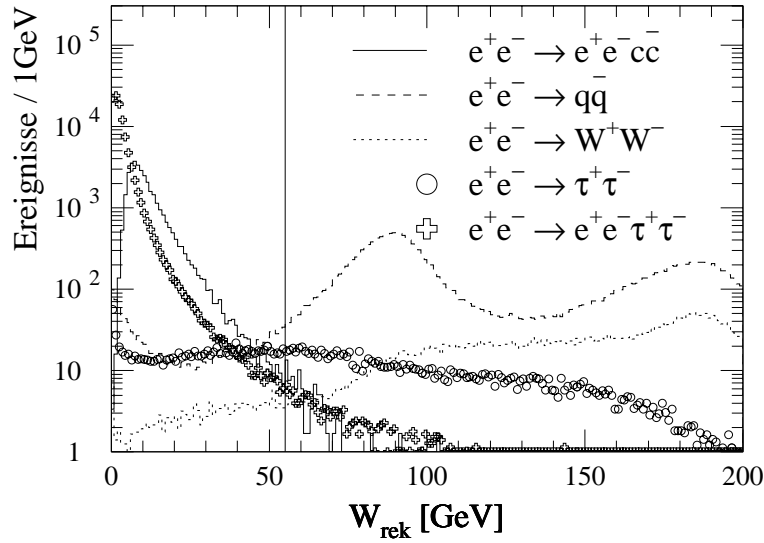


Abbildung 4.1: Rekonstruierte invariante Masse W_{rek} für simulierte Signal- und Untergrundereignisse, wie in der Legende der Abbildung angegeben. Alle Ereignismengen wurden entsprechend einer integrierte Luminosität von $\mathcal{L} = 236,3\text{pb}^{-1}$ normiert. Die benutzten Monte-Carlo-Programme sind Tabelle 4.1 zu entnehmen.

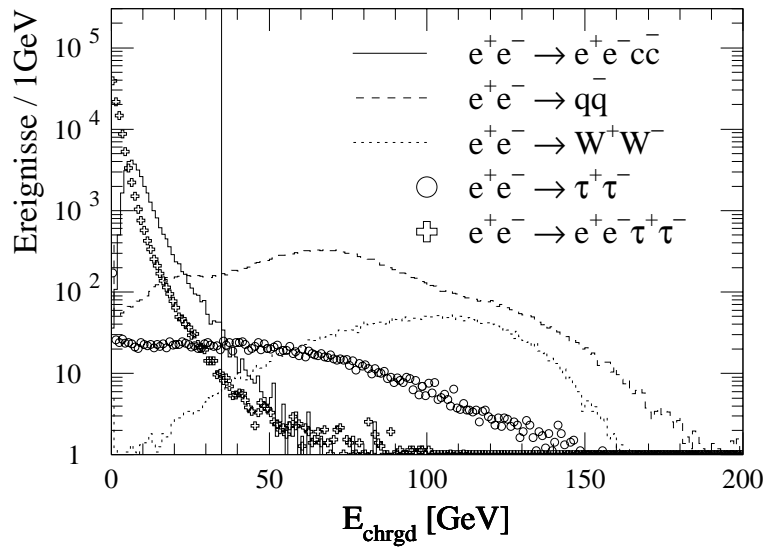


Abbildung 4.2: Gesamtenergie der geladenen Energiefluss-Objekte. Vergleiche Bildunterschrift zu Abbildung 4.1.

als “Return-to-the-Z-Peak” bezeichnet. Die Verteilung für die Ereignisse der W-Paarproduktion hat ein Maximum bei der generierten Schwerpunktsenergie von 189 GeV und läuft breit zu kleinen Werten von W_{rek} aus. Die fehlende rekonstruierte invariante Masse rührt von leptonischen W-Zerfällen her, in denen Neutrinos einen Teil der invarianten Masse undetektiert aus dem Detektor transportieren. Aus dem gleichen Grund zeigt die Verteilung für die τ -Produktion aus Annihilation $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ein breites flaches Spektrum bis zu Werten von $W_{\text{rek}} = 0$, da auch hier die Neutrinos aus den τ -Zerfällen unentdeckt bleiben. Daher ist eine Separation rein leptonischer Prozesse von $\gamma\gamma$ -Ereignissen auf Grundlage von W_{rek} nicht so sauber wie eine Separation hadronischer Ereignisse. Ein qualitativ ähnliches Bild ergibt sich aus den Verteilungen von E_{chrgd} (Abbildung 4.2). Zur Unterdrückung des Untergrunds von hadronischen Annihilationsereignissen werden in der Vorselektion Ereignisse mit $W_{\text{rek}} > 55$ GeV und $E_{\text{chrgd}} > 35$ GeV verworfen.

Abbildung 4.3 zeigt die Verteilung des rekonstruierten Gesamttransversalimpulses

$$p_{t,\text{rek}} = \left[\left(\sum_i p_{ix} \right)^2 + \left(\sum_i p_{iy} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

für die untersuchten Prozesse. Die Verteilung für die Charm-Ereignisse aus $\gamma\gamma$ -Kollisionen fällt am stärksten mit steigendem $p_{t,\text{rek}}$ ab. Vor allem die Datensätze mit Neutrinos im Endzustand zeigen breite Ausläufer. Somit lassen sich mit Hilfe von $p_{t,\text{rek}}$ Ereignisse mit τ -Produktion deutlich unterdrücken. In der Vorselektion werden nur Ereignisse mit $p_{t,\text{rek}} < 8$ GeV akzeptiert.

Ein weiteres Entscheidungskriterium für die Selektion von hadronischen $\gamma\gamma$ -Ereignissen liefert die Multiplizität der geladenen Teilchen im Endzustand, N_{chrgd} . Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung von N_{chrgd} für die untersuchten Prozesse. Die Mittelwerte für N_{chrgd} der hadronischen Annihilationsprozesse $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ und $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ liegen etwa zwischen 15 und 20, während die mittlere Multiplizität geladener Teilchen für die Charmproduktion aus $\gamma\gamma$ -Ereignissen bei etwa acht liegt. Die τ -Ereignisse aus Annihilation und $\gamma\gamma$ -Wechselwirkungen zeigen ein Maximum bei $N_{\text{chrgd}} = 2$. Entsprechend der Zerfallswahrscheinlichkeiten von Tauonen in Zustände mit einem beziehungsweise mit drei geladen Teilchen liegen nur etwa 28 % der τ -Ereignisse bei Werten von $N_{\text{chrgd}} \geq 3$. Zur Unterdrückung leptonischer Untergrundereignisse werden mindestens drei nachgewiesene geladene Teilchen verlangt.

In Abbildung 4.5 ist N_{chrgd} gegen die rekonstruierte Gesamtenergie E_{rek} im Detektor separat für die untersuchten Prozesse aufgetragen. Deutlich erkennt man eine Korrelation zwischen N_{chrgd} und E_{rek} für die hadronischen Ereignismengen. Jedoch liegen die $\gamma\gamma$ -Ereignisse – wie bereits erwähnt – bei viel kleineren Werten von N_{chrgd} und E_{rek} als die Annihilationsereignisse. Daher werden nur Ereignisse selektiert, die in das eingezeichnete Dreieck in Abbildung 4.5 fallen. Bei den hadronischen Annihilationsereignissen erkennt man ein Maximum bei

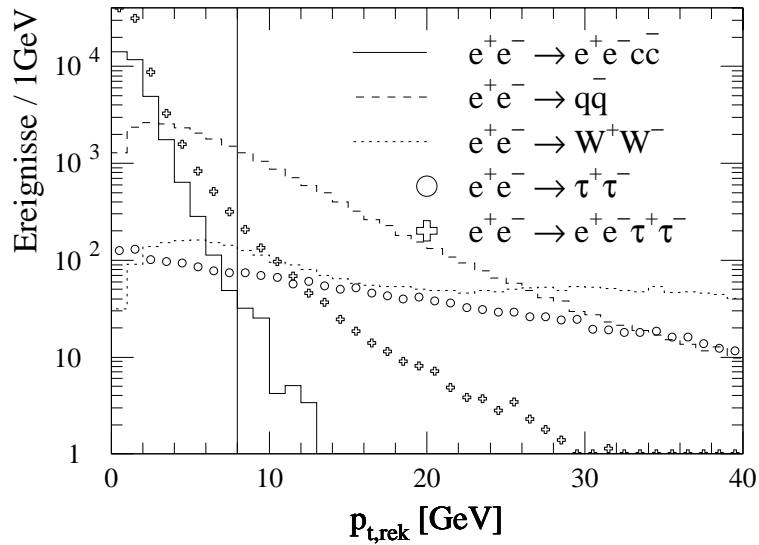


Abbildung 4.3: Gesamttransversalimpuls der Energiefluss-Objekte. Vergleiche Bildunterschrift zu Abbildung 4.1.

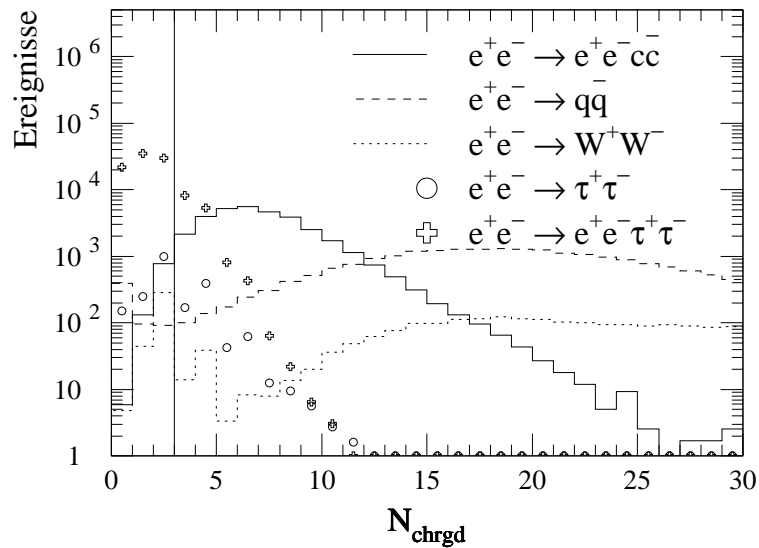


Abbildung 4.4: Anzahl der geladenen Energiefluss-Objekte. Vergleiche Bildunterschrift zu Abbildung 4.1.

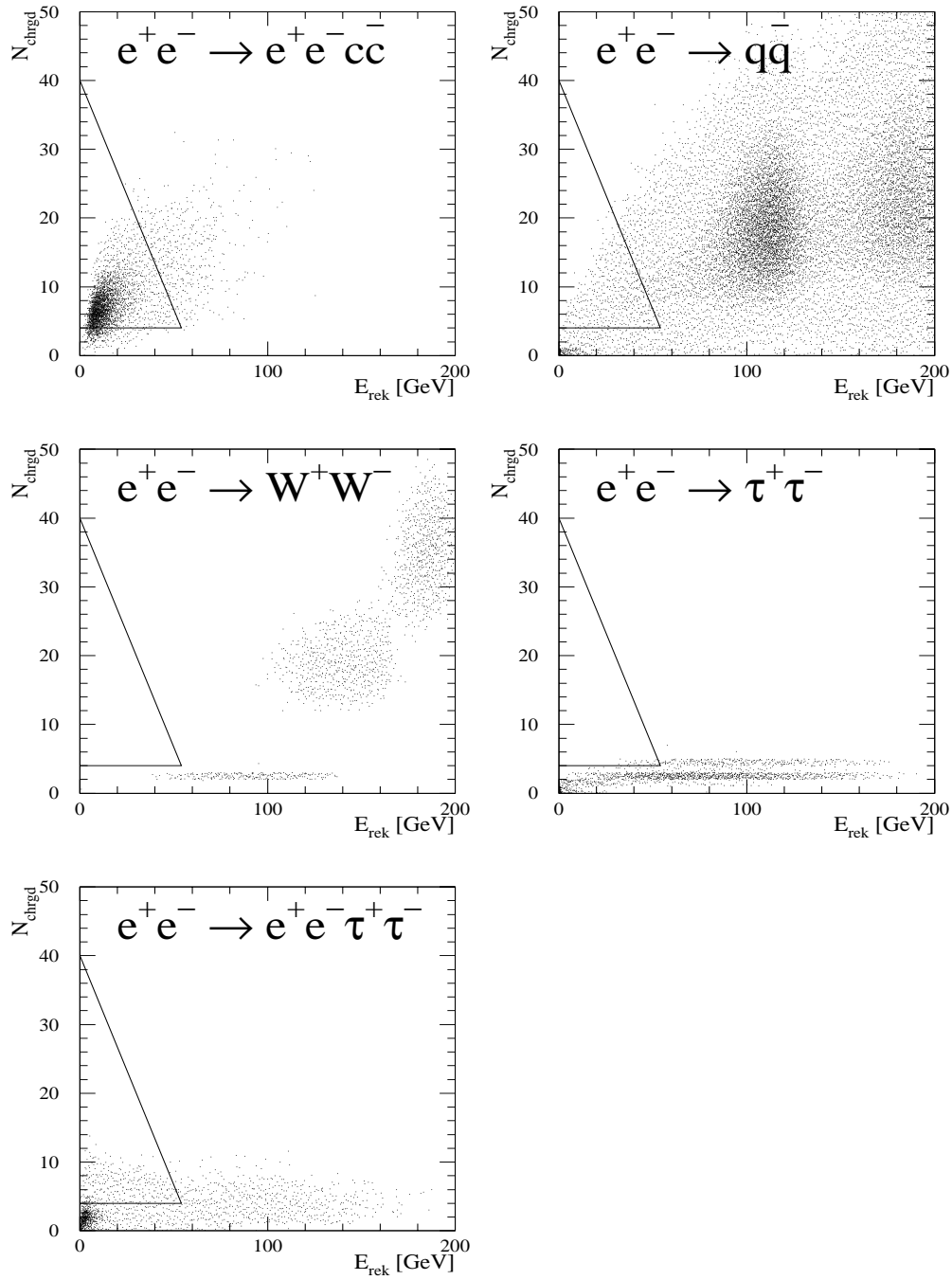


Abbildung 4.5: Anzahl der geladenen Energiefluss-Objekte N_{chrgd} gegen die Gesamtenergie E_{rek} für simulierte Signal- und Untergrundereignisse. Zur besseren Übersicht sind die Verteilungen der einzelnen Prozesse getrennt dargestellt. Die Flächen der eingezeichneten Dreiecke in der $N_{\text{chrgd}}E_{\text{rek}}$ -Ebene entsprechen den Bereichen, die durch die Bedingungen in Gleichung (4.7) und (4.8) selektiert werden.

der Schwerpunktsenergie und den “Return-to-the-Z-Peak”. Die Verteilung der Ereignisse der W -Paarerzeugung zeigt Häufungen der Population an unterschiedlichen Stellen in der dargestellten Ebene. Das Maximum oberhalb der Schwelle zur Paarerzeugung muss den Ereignissen zugeordnet werden, in denen beide W -Bosonen in ein $q\bar{q}$ -Paar zerfallen und daher nahezu vollständig im Detektor nachgewiesen werden. Anders verhält es sich in Ereignissen, in denen auch leptonische W -Zerfälle auftreten. Zerfallen beide W -Bosonen leptonisch hat man zum einen eine sehr geringe Multiplizität (siehe oben) und zum anderen wird ein Teil der Energie auf Grund der auftretenden Neutrinos nicht im Detektor nachgewiesen. Diese Ereignisse erzeugen also den schmalen Streifen am unteren Rand der Verteilung. Die Ereignisse, in denen ein W -Boson leptonisch und das andere in Quarks zerfällt, können demnach dem breiten Maximum zwischen den genannten Extremen zugeordnet werden. Die Verteilungen der τ -Produktion folgen der gleichen Argumentation.

Zusammengefasst werden folgende Kriterien zur Selektion von Zwei-Photon-Ereignissen mit Hadron-Produktion angewandt:

$$W_{\text{rek}} < 55 \text{ GeV} \quad (4.4)$$

$$E_{\text{chrgd}} < 35 \text{ GeV} \quad (4.5)$$

$$p_{\text{t,rek}} < 8 \text{ GeV} \quad (4.6)$$

$$N_{\text{chrgd}} \geq 3 \quad (4.7)$$

$$N_{\text{chrgd}} < 40 - \frac{2}{3} \cdot E_{\text{rek}}[\text{GeV}]. \quad (4.8)$$

Um die Selektion auf Ereignisse mit quasi-reellen Photonen zu beschränken wird eine Anti-Tag-Bedingung gestellt (Abschnitt 2.1.1). Energiefluss-Objekte, die in einem der Luminositäts-Kalorimeter LCAL oder SiCAL mit einer Energie $E_{\text{tag}} > 30 \text{ GeV}$ gemessen werden, werden gestreuten Strahlelektronen zugeordnet. Entsprechend werden Ereignisse mit mindestens einem Markierungs-Elektron verworfen.

Die beschriebene Selektion liefert 1 292 368 Ereignisse für die untersuchten Daten. Der Untergrundanteil entsprechend der Modellierung in den genannten Monte-Carlo-Programmen ergibt sich zu 15 362 Ereignissen. Das entspricht einer Reinheit des vorselektierten $\gamma\gamma \rightarrow$ Hadronen-Datensatzes von 98,8 %.

4.2 Rekonstruktion geladener D^* -Mesonen

4.2.1 Charm-Nachweis über den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$

Die offene Charmproduktion wird über die Rekonstruktion des Zerfalls $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ nachgewiesen. Hier wie im Folgenden sind ladungskonjugierte Teilchen und ihre Zerfälle stets eingeschlossen. Das besondere an diesem Zerfall ist die

kleine Massendifferenz der beiden beteiligten D-Mesonen ($\Delta M = M_{D^{*+}} - M_{D^0} = 145,4 \text{ MeV}$). Sie liegt nur etwa 6 MeV oberhalb der kinematischen Schwelle, die hier durch die π^+ -Masse gegeben ist ($M_{\pi^+} = 139,6 \text{ MeV}$). Daher erhält man ein deutliches Signal im Massendifferenz-Spektrum der rekonstruierten D^{*+} - und D^0 -Mesonen an der Stelle $\Delta M = 145,4 \text{ MeV}$. Für Untergrundkandidaten steigt das Spektrum von einer unteren Schwelle von $\Delta M = 139,6 \text{ MeV}$ an, so dass im Signalbereich nur geringe Untergrundbeiträge zu erwarten sind.

4.2.2 D^0 -Rekonstruktion

Untersuchte Zerfälle

Wie die D^* -Mesonen können auch D^0 -Mesonen auf Grund ihrer kurzen Flugstrecke ($c\tau < 1 \text{ mm}$) nicht direkt im Detektor nachgewiesen werden. In der vorliegenden Analyse erfolgt die Selektion von D^0 -Kandidaten über die Rekonstruktion der invarianten Masse aus den Impuls-Vierervektoren. Diese Viererimpulse ergeben sich gerade aus der Summe der Viererimpulse aller Zerfallsprodukte. Die Auswahl der D^0 -Zerfallskanäle beschränkt sich daher auf hadronische Zerfälle, da der Endzustand leptonischer Zerfälle auf Grund der Neutrinos nicht vollständig rekonstruiert werden kann. Weiterhin sind Zerfälle mit geladenen Teilchen im Endzustand zu bevorzugen, da auf Grund der Spurmessung eine viel höhere Auflösung bei der Rekonstruktion der Viererimpulse erzielt wird als bei neutralen Objekten. D^0 -Mesonen werden in den folgenden Zerfällen rekonstruiert (die angegebenen Verzweigungsverhältnisse, BR, sind aus [61] entnommen):

$$(i) \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \quad \text{BR} = (3,85 \pm 0,09) \%,$$

$$(ii) \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0 \quad \text{BR} = (13,9 \pm 0,9) \%,$$

$$\quad \quad \quad \hookrightarrow \gamma\gamma$$

$$(iii) \quad D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \quad \text{BR} = (7,6 \pm 0,4) \%.$$

Die Lebensdauer der geladenen Kaonen und Pionen, sowie der Photonen aus dem π^0 -Zerfall sind so lang, dass sie den Detektor im Allgemeinen erreichen und dort direkt nachgewiesen werden können.

Nachweis geladener Kaonen und Pionen

Ausgangspunkt für K^\pm - und π^\pm -Kandidaten sind rekonstruierte Spuren geladener Teilchen mit einem Impuls oberhalb von $p = 100 \text{ MeV}$. Um zu gewährleisten, dass die Teilchen gut von den Spurdetektoren erfasst sind, werden für die betrachteten Spuren wenigstens vier Treffer in der TPC sowie $|\cos \theta| < 0,94$ verlangt, wobei θ der Polarwinkel der Spur am Vertex ist. Die Kaonen und Pionen kommen auf Grund der kurzen Flugstrecke der D^0 -Mesonen annähernd aus der Richtung des Primärvertex. Zur Unterdrückung von Untergrundspuren wird verlangt, dass

mögliche Kandidatenspuren grob mit dem Primärvertex verknüpft sind. Insbesondere wird für die Spuren verlangt, dass für den Punkt der rekonstruierten Helix mit der kürzesten Entfernung zum Primärvertex gilt:

$$\begin{aligned} |z| &< 8 \text{ cm}, \\ |d| &< 2 \text{ cm}, \end{aligned} \quad (4.9)$$

wobei z die z -Position dieses Punktes und d sein Abstand zur Strahlachse ist.

Die im Detektor nachgewiesenen Spuren sind kinematisch nur in den drei räumlichen Impulskomponenten bestimmt (vergleiche Abschnitt 3.2.3). Zur Bestimmung der Energiekomponente muss die Masse des Teilchens bekannt sein. Die Teilchenidentifikation für die vorselektierten Spuren erfolgt über den Vergleich der gemessenen spezifischen Ionisation dE/dx in der TPC (vergleiche Abschnitt 3.2.3) mit der erwarteten spezifischen Ionisation für eine gegebene Massenhypothese. Dazu wird für eine gemessene Spur mit Impuls p die Testgröße χ^2 wie folgt definiert:

$$\chi^2 = \left(\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{gem}} - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{erw}}^{m_{\text{hyp}}}}{\sigma_{\text{erw}}^{m_{\text{hyp}}}} \right)^2. \quad (4.10)$$

Dabei ist

- $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{gem}}$ die gemessene spezifische Ionisation der Spur,
- $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{erw}}^{m_{\text{hyp}}}$ die erwartete spezifische Ionisation eines Teilchens der hypothetischen Masse m_{hyp} und Impuls p und
- $\sigma_{\text{erw}}^{m_{\text{hyp}}}$ die Standardabweichung der dE/dx -Messung für ein Teilchen der Masse m_{hyp} und Impuls p .

Die Größen $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{erw}}^{m_{\text{hyp}}}$ und $\sigma_{\text{erw}}^{m_{\text{hyp}}}$ ergeben sich aus ALEPH-Kalibrationsmessungen, die mit der Bethe-Bloch-Formel parametrisiert wurden [62]. Für alle Spuren, die den genannten Kriterien genügen, wird das χ^2 für die Kaon- beziehungsweise für die Pion-Hypothese bestimmt. Zu diesen χ^2 -Werten lässt sich die Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2)$ bestimmen, ein noch höheres χ^2 zu finden, falls die Hypothese richtig ist (vergleiche zum Beispiel [63]). Abbildung 4.6 zeigt die entsprechenden Verteilungen von $P(\chi^2)$ für die vorselektierten Spuren der untersuchten Daten. Diese Verteilungen wären für *reine* Kaon- beziehungsweise Pion-Stichproben konstant verteilt. Untergrundspuren haben im Allgemeinen ein hohes χ^2 , was einem kleinen $P(\chi^2)$ entspricht. Demnach ist der Anstieg in den Verteilung zu kleinem $P(\chi^2)$ hin auf Untergrund zurückzuführen. Eine Spur wird als K^\pm -Kandidat akzeptiert, wenn die χ^2 -Wahrscheinlichkeit für die Kaon-Hypothese größer als 10% ist, wenn also gilt $P^{K^\pm}(\chi^2) > 0,1$. Da im gemessenen Endzustand überwiegend Pionen vorliegen, ist der Untergrund für die Wahrscheinlichkeitsverteilung

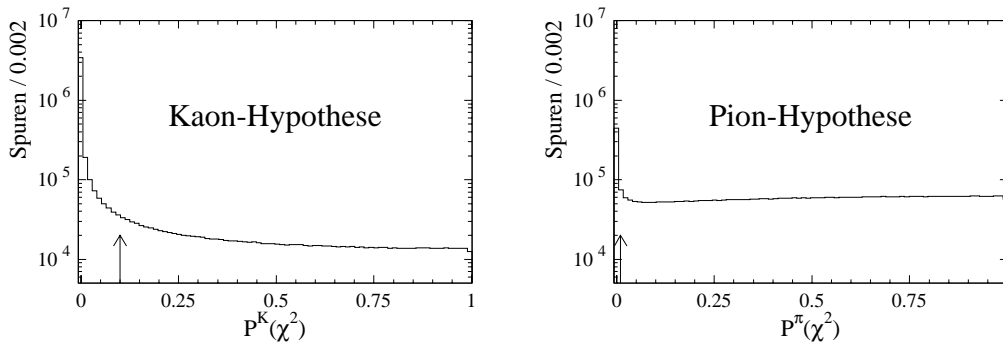


Abbildung 4.6: Verteilung der χ^2 -Wahrscheinlichkeit für die Pion- und Kaon-Hypothese auf Grundlage der dE/dx -Messung für rekonstruierte Spuren geladener Teilchen in den vorselektierten Daten.

der Pion-Hypothese wesentlich geringer. Eine Spur wird als Pion-Kandidat akzeptiert, wenn entsprechend gilt: $P^{\pi^\pm}(\chi^2) > 0,01$. Die Energiekomponente E des Viererimpulses eines Kaon- beziehungsweise eines Pion-Kandidaten wird entsprechend der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung $E^2 = m^2 + \vec{p}^2$ bestimmt, wobei m gleich der Kaon- beziehungsweise der Pion-Masse und \vec{p} der Impuls der zu Grunde liegenden Spur ist. Eine Spur kann gleichzeitig als Pion- und als Kaon-Kandidat akzeptiert werden.

Rekonstruktion neutraler Pionen

Das π^0 zerfällt fast ausschließlich in zwei Photonen (98,8% [61]). Für die Rekonstruktion werden Photonen benutzt, die im ECAL mit einer Energie von $E_\gamma > 250$ MeV gemessen wurden. Abbildung 4.7 zeigt die invariante Masse aller Kombinationen zweier solcher Photonen für die untersuchten Daten. Man erkennt deutlich das π^0 -Signal bei 135 MeV. Alle Kombinationen mit einer invarianten Masse $M_{\gamma\gamma}$ im Bereich $50 \text{ MeV} < M_{\gamma\gamma} < 220 \text{ MeV}$ werden zunächst als π^0 -Kandidaten klassifiziert. Um die Energieauflösung von π^0 -Kandidaten zu verbessern, wird die Energie der beiden konstituierenden Photonen erneut angepasst unter Berücksichtigung der Zwangsbedingung, dass die invariante Masse gleich der π^0 -Masse sein soll, $M(\gamma\gamma) \stackrel{!}{=} M(\pi^0) = 135 \text{ MeV}$ [64]. Wenn die χ^2 -Wahrscheinlichkeit dieser Anpassung kleiner als 5% ist, wird der π^0 -Kandidat verworfen. Schließlich wird verlangt, dass die Impulsrichtung des π^0 -Kandidaten nicht unter zu kleinem Winkel zur Strahlachse verläuft: $|\cos\theta| < 0,93$ ($\theta =$ Polarwinkel).

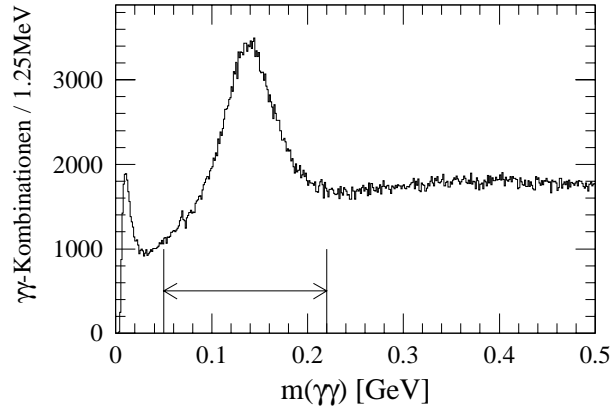


Abbildung 4.7: Invariante Masse von Kombinationen zweier Photonen, die im ECAL mit einer Energie oberhalb von 250 MeV in der vorselektierten Ereignismenge gefunden wurden.

Massenspektren der D^0 -Kandidaten

Für alle Kombinationen von Kaonen und Pionen mit korrekter Ladungszusammensetzung, entsprechend den untersuchten Zerfällen, wird die invariante Masse bestimmt. Abbildung 4.8 zeigt die Verteilung dieser Massen in den einzelnen D^0 -Kanälen für den untersuchten Datensatz. Auf dieser Selektionsebene wird das D^0 -Signal ($M_{D^0} = 1846,4$ MeV) in allen untersuchten Kanälen deutlich von Fehlkombinationen dominiert, die nicht echten D^0 -Mesonen entsprechen. Solche Fehlkombinationen werden im Folgenden als kombinatorischer Untergrund bezeichnet.

Da die Zahl der Fehlkombination überproportional mit der Zahl der Zerfallsprodukte wächst, liefert der Kanal $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ den höchsten kombinatorischen Untergrund. Daher werden die konstituierenden Spuren eines potentiellen D^0 -Mesons in diesem Kanal an einen gemeinsamen Vertex angepasst. Der D^0 -Kandidat wird verworfen, wenn die χ^2 -Wahrscheinlichkeit dieses kinematischen Fits unter 0,2 % fällt.

Die Auflösung der D^0 -Rekonstruktion wurde separat für alle drei betrachteten Kanäle mit Hilfe der PYTHIA-Simulation bestimmt. Abbildung 4.9 zeigt die invarianten Massen rekonstruierter D^0 -Mesonen für das Monte-Carlo-Sample. Die Verteilungen wurden mit einer Gauß-Verteilung über konstantem Untergrund angepasst. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die Auflösung in den Kanälen mit nur geladenen Teilchen im Endzustand sind innerhalb der statistischen Unsicherheit der Anpassung vergleichbar. Das D^0 -Signal im Kanal $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ ist dagegen deutlich breiter, was auf die ungenauere Rekonstruktion der Viererimpulse von neutralen Pionen zurückzuführen ist.

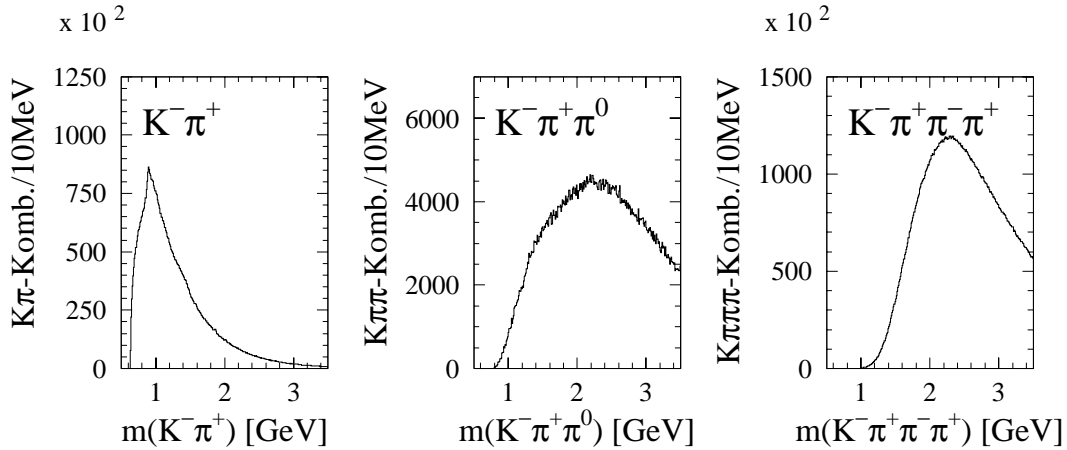


Abbildung 4.8: Invariante Masse aller Kombinationen der Art $K^- \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^0$ und $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ in den vorselektierten Daten.

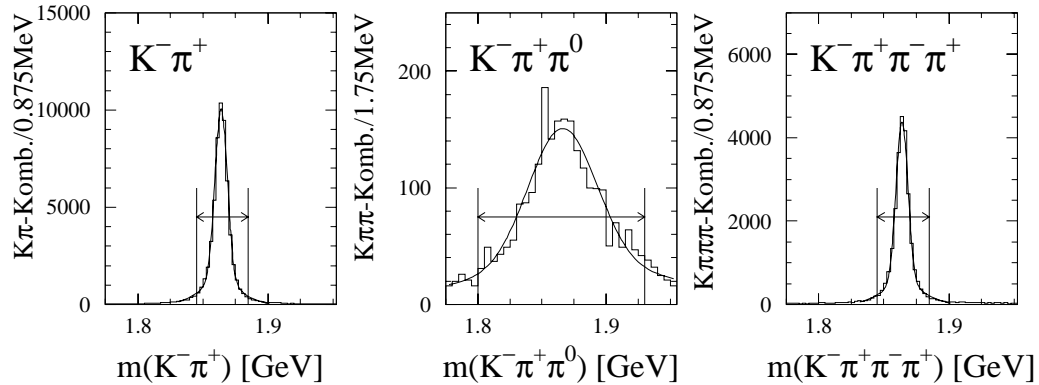


Abbildung 4.9: Invariante Masse der Kombinationen $K^- \pi^+$, $K^- \pi^+ \pi^0$ und $K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ aus D^0 -Zerfällen, die mit PYTHIA simuliert wurden.

D^0 -Zerfall	σ [MeV]
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$4,73 \pm 0,04$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$26,9 \pm 1,1$
$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	$4,62 \pm 0,05$

Tabelle 4.2: Auflösung der D^0 -Rekonstruktion.

Um eine möglichst hohe Effizienz zu gewährleisten, werden zur Selektion von D⁰-Kandidaten Massenfenster mit einer Breite von etwa vier Standardabweichungen (K⁻π⁺ und K⁻π⁺π⁻π⁺) beziehungsweise drei Standardabweichungen (K⁻π⁺π⁰) benutzt:

$$\begin{aligned} 1845 \text{ MeV} &< M_{\text{K}^-\pi^+} < 1885 \text{ MeV}, \\ 1800 \text{ MeV} &< M_{\text{K}^-\pi^+\pi^0} < 1930 \text{ MeV}, \\ 1845 \text{ MeV} &< M_{\text{K}^-\pi^+\pi^-\pi^+} < 1885 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

4.2.3 Extraktion des D*-Signals

Für einen selektierten D⁰-Kandidaten werden alle Kombinationen der Art (D⁰π⁺) mit der Menge der verbleibenden π⁺-Kandidaten gebildet und die Summe der Viererimpulse bestimmt, um D^{*+}-Kandidaten zu formen. Zur Beschränkung auf einen Akzeptanzbereich des Detektors mit vernünftigen Effizienzen werden nur Kandidaten selektiert, für deren Transversalimpuls $p_t^{\text{D}^*}$ und Pseudorapidität η^{D^*} gilt:

$$\begin{aligned} 2 \text{ GeV} &< p_t^{\text{D}^*} < 12 \text{ GeV}, \\ |\eta^{\text{D}^*}| &< 1,5. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Dabei ist η^{D^*} über den Polarwinkel θ wie folgt definiert: $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Dieser kinematische Bereich wird im Folgenden auch als D*-Akzeptanzbereich bezeichnet.

Falls in einem Ereignis mehrere D*-Kandidaten gefunden werden, wird nur der Kandidat akzeptiert, für den die rekonstruierte Masse des zugehörigen D⁰ der nominellen D⁰-Masse, $M_{\text{D}^0} = 1864,6 \text{ MeV}$, am nächsten kommt. Für alle verbleibenden D*-Kandidaten wird die Massendifferenz $\Delta M = M_{\text{D}^{*+}} - M_{\text{D}^0}$ zum zugehörigen D⁰-Kandidaten bestimmt.

Abbildung 4.10 zeigt die Verteilung von ΔM für die untersuchten Daten. Man erkennt deutlich das D*-Signal bei dem nominellen Wert von $\Delta M = 145,4 \text{ MeV}$. Für kombinatorischen Untergrund wächst das Spektrum erst ab der unteren kinematischen Schwelle, die durch die Pion-Masse, $M_{\pi^+} = 139,6 \text{ MeV}$, gegeben ist, so dass der Untergrund im Signalbereich auf Grund des geringen zur Verfügung stehenden Phasenraumvolumens sehr klein ist.

Zur Extraktion der Anzahl an D*-Ereignissen aus dem Signal wird die Massendifferenz-Verteilung mit der folgenden Parametrisierung angepasst:

$$F(\Delta M) = N \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta M - \Delta M^{\text{nom}}}{\sigma}\right)^2} + C (\Delta M - M_{\pi^+})^P \right], \quad (4.13)$$

wobei die Gauß-Funktion im ersten Summand das Signal und die Potenzfunktion im zweiten Summand den Untergrund beschreibt. Um systematische Effekte durch die willkürliche Bin-Einteilung des Histogramms auszuschließen, wurde die Anpassung mit einer Unbinned-Maximum-Likelihood-Methode durchgeführt,

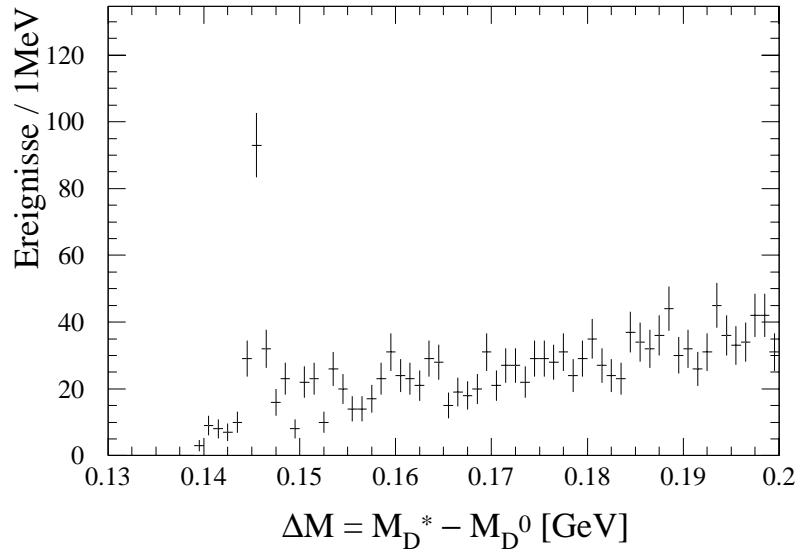


Abbildung 4.10: Massendifferenz-Spektrum für die untersuchten Daten.

das heißt, Grundlage für die benutzte Likelihood-Funktion sind nicht die mittlere Position und die Anzahl der Einträge der Bins des Histogramms, sondern vielmehr die einzelnen Einträge mit ihren exakten Positionen.

Die Konstante N ergibt sich aus der Normierungsbedingung, dass das Integral über $F(\Delta M)$ über den Bereich der Anpassung gleich der Zahl der Einträge im Histogramm sein muss. $\Delta M^{\text{nom}} = 145,4$ MeV ist die nominelle Massendifferenz zwischen D^{*+} - und D^0 -Mesonen und $M_{\pi^+} = 139,6$ MeV die Masse geladener Pionen. Die Breite σ der Gauß-Funktion wird gleich 0,5 MeV gesetzt. Dieser Wert ist konsistent mit der Auflösung, die mit Hilfe des Monte-Carlo-Samples separat für alle drei betrachteten D^0 -Zerfälle bestimmt wurde. Die Größen C und P sind freie Parameter und werden in der Anpassung bestimmt.

D^* -Kandidaten werden im Bereich

$$144,0 \text{ MeV} < \Delta M < 147,0 \text{ MeV} \quad (4.14)$$

selektiert, was einem Intervall von $\pm 3\sigma$ entspricht. Die Integration des Gauß-Anteils der angepassten Funktion aus Gleichung (4.13) ergibt für die untersuchten Daten in der Summe aller untersuchten D^0 -Zerfälle $113 \pm 15(\text{stat.})$ D^* -Ereignisse (vergleiche Abbildung 4.11).

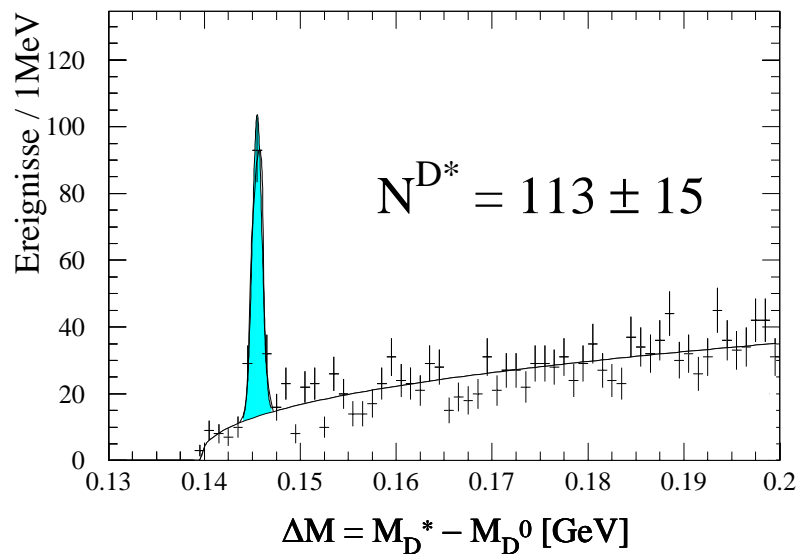


Abbildung 4.11: Anpassung des Massendifferenz-Spektrums mit Hilfe der Parametrisierung aus Gleichung (4.13). Die schattierte Fläche unter der Gauß-Funktion wird zur Abschätzung der Anzahl der D^* -Ereignisse benutzt.

Kapitel 5

Untersuchung der inklusiven D^* -Produktion

5.1 Separation des direkten und einfach-aufgelösten Prozesses

Die offene Charm-Produktion in Photon-Photon-Streuung bei e^+e^- -Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183\text{--}189$ GeV wird von Ereignissen des direkten und einfach-aufgelösten Prozesses dominiert (Abschnitt 2.4.2). Zur Messung der Beiträge dieser Prozesse wird versucht, die untersuchten Ereignisse mit Hilfe von geeigneten Messgrößen in die entsprechenden Anteile zu separieren.

5.1.1 Auswahl geeigneter Messgrößen

Abbildung 5.1 zeigt die Feynman-Diagramme in führender Ordnung für die beiden Prozesse. In beiden Fällen wird ein $c\bar{c}$ -Paar erzeugt. Während im direkten Prozess die Photonen vollständig in den hadronischen Endzustand des $c\bar{c}$ -Systems eingehen, verbleibt im einfach-aufgelösten Fall zusätzlich zu dem Charm-Quarkpaar der Rest des aufgelösten Photons und produziert einen Rest-Jet in Strahlrichtung (Abschnitt 2.3).

Nach Abschnitt 2.2.3 gibt x_γ gerade den Impulsanteil des gestreuten Photons an, der in den harten Subprozess eingeht. Für direkte Photonen gilt $x_\gamma \approx 1$ und für aufgelöste Photonen $x_\gamma < 1$. Im Fall der Photon-Photon-Streuung werden die x_γ der beiden Photonen als x_γ^+ und x_γ^- bezeichnet. Das heißt, dass im direkten Prozess beide der x_γ^\pm ungefähr gleich eins sind, während im einfach-aufgelösten Fall entweder x_γ^+ oder x_γ^- signifikant kleiner als eins sein sollte. Damit sollten die Ereignisse für das Minimum der zwei Variablen $x_\gamma^{\min} \equiv \min(x_\gamma^+, x_\gamma^-)$ gut separieren.

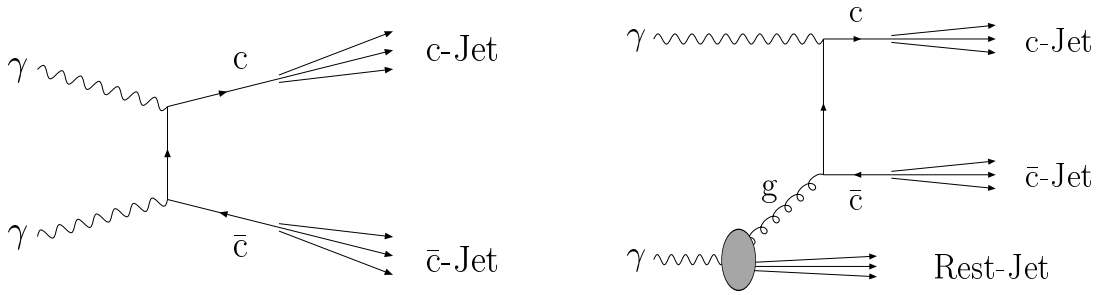


Abbildung 5.1: Feynmandiagramme des direkten und einfach-aufgelösten Prozesses in führender Ordnung.

Auf Hadron-Niveau lassen sich die x_γ^\pm wie folgt spezifizieren [65]:

$$x_\gamma^+ = \frac{\sum_{\text{Jets}}(E + p_z)}{\sum_{\text{Teilchen}}(E + p_z)} \quad \text{und} \quad x_\gamma^- = \frac{\sum_{\text{Jets}}(E - p_z)}{\sum_{\text{Teilchen}}(E - p_z)}. \quad (5.1)$$

Dabei läuft die Summe im Zähler nur über die Jets des $c\bar{c}$ -Systems. Das heißt, eventuelle Rest-Jets werden nicht berücksichtigt. Die Summe im Nenner läuft über alle Teilchen im Endzustand, also auch über die Teilchen, die sich aus dem Photon-Rest entwickeln. E ist die Energie und p_z die z -Komponente des Impulses der untersuchten Objekte. Zur Rekonstruktion der Jets wird also ein Algorithmus benötigt, der in der Lage ist, das Rest-Ereignis von den Jets des harten Subprozesses zu separieren. Daher wird der in Abschnitt 3.2.4 vorgestellte k_\perp -Cluster-Algorithmus benutzt, der gerade diese Eigenschaft besitzt. Diese Separation von Rest- und Charm-Jets gelingt umso besser, je weniger Jets in einem Ereignis vorhanden sind. Daher wird die Messung von x_γ^{\min} auf die Menge der Zwei-Jet-Ereignisse beschränkt. Um die Statistik zu maximieren, wird der Jet-Abschneideparameter so gewählt, dass die Zwei-Jet-Rate maximal ist [66].

Mit Hilfe des Monte-Carlo-Generators PYTHIA wird die inklusive D^* -Produktion in $\gamma\gamma$ -Kollisionen in separaten Ereignismengen gleicher Größe für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess erzeugt. Dabei wird der Phasenraum der D^* -Mesonen auf den D^* -Akzeptanzbereich beschränkt (Gleichung (4.12)). Abbildung 5.2 zeigt für beide Prozesse die Verteilungen von x_γ^{\min} in Zwei-Jet-Ereignissen, in denen D^* -Kandidaten wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben selektiert werden. Wie erwartet, beobachtet man ein unterschiedliches Verhalten. Die Ereignisse des direkten Prozesses häufen sich bei $x_\gamma^{\min} \approx 1$. Für den einfach-aufgelösten Prozess ergibt sich ein Maximum bei $x_\gamma^{\min} \approx 0,3$.

Weiterhin wird das Verhältnis $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ untersucht. Dabei ist $p_t^{D^*}$ der Transversalimpuls des rekonstruierten D^* -Mesons und W_{rek} die rekonstruierte invariante Masse des Ereignisses. Ausgewertet werden hier jedoch nicht nur Zwei-Jet-Ereignisse, sondern alle selektierten D^* -Ereignisse. Ähnlich wie im Fall der Größe

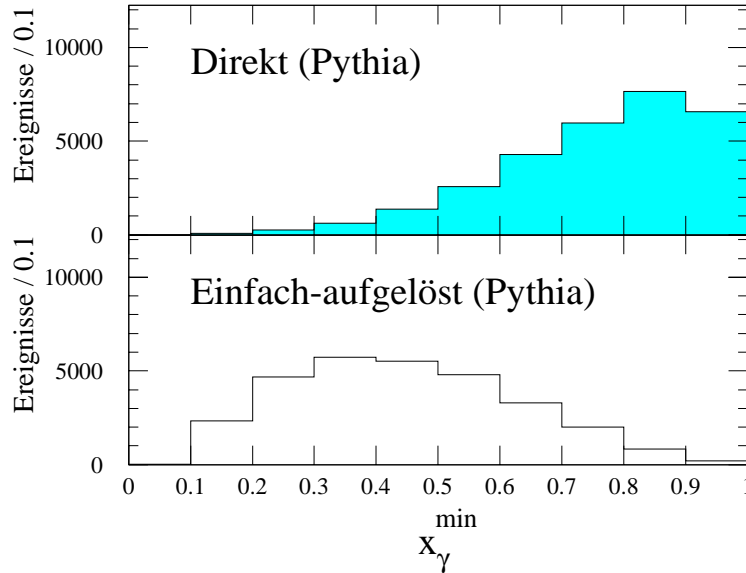


Abbildung 5.2: Verteilung von x_γ^{\min} in Monte-Carlo für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess. Beide Verteilungen sind auf die gleiche Anzahl an Ereignissen nach der D^* -Selektion normiert.

x_γ^{\min} sollte das Verhältnis für Ereignisse des direkten Prozesses zu höheren Werten verteilt sein, da der Transversalimpuls des D^* -Mesons mit der invarianten Masse des $c\bar{c}$ -Systems $W_{c\bar{c}}$ korreliert ist, die entsprechend den vorhergehenden Überlegungen nur im direkten Prozess gleich der gesamten invarianten Masse W_{tot} des Ereignisses ist. Im einfach-aufgelösten Fall gilt dagegen $W_{c\bar{c}} < W_{\text{tot}}$, so dass $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ zu kleineren Werten tendiert. Abbildung 5.3 bestätigt diese Aussage.

5.1.2 Bestimmung der Anteile des direkten und einfach-aufgelösten Prozesses

Für die Daten werden nun auch die Verteilungen in x_γ^{\min} für alle Zwei-Jet-Ereignisse und in $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ für alle Ereignisse aus der Menge der selektierten D^* -Ereignisse aufgenommen. Zur Abschätzung der Beiträge des kombinatorischen Untergrunds werden die Ereignisse aus dem oberen Seitenband des Massendifferenz-Spektrums benutzt: Die Form der Verteilung in den Größen x_γ^{\min} und $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ sollte für die Untergrund-Ereignisse im Signal-Bereich ($144 \text{ MeV} < \Delta M < 147 \text{ MeV}$) und für die Untergrund-Ereignisse aus dem oberen Seitenband des Spektrums ($160 \text{ MeV} < \Delta M < 200 \text{ MeV}$) etwa gleich sein. Daher werden die Verteilungen von x_γ^{\min} und $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ für die Ereignisse aus dem oberen Seitenband (rechte schattierte Fläche in Abbildung 5.4) aufgenommen und auf die Fläche normiert,

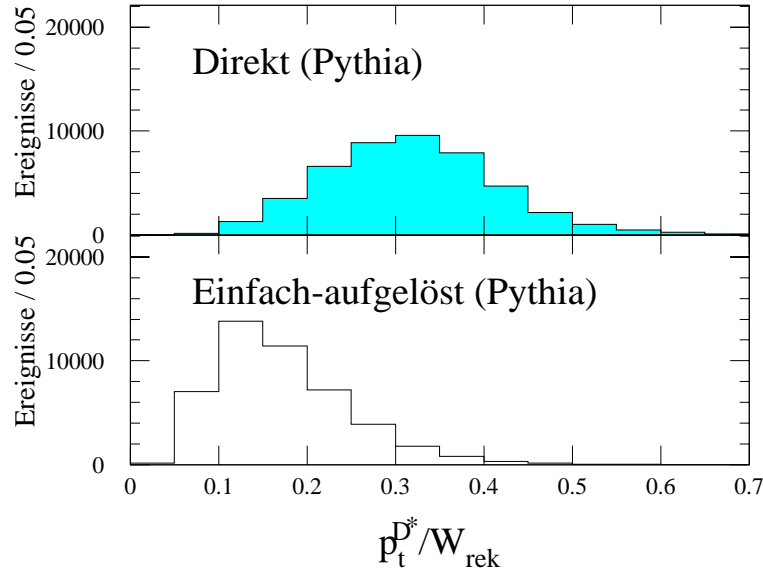


Abbildung 5.3: Verteilung von $p_t^{D^*}/W_{rek}$ in Monte-Carlo für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess. Beide Verteilungen sind auf die gleiche Anzahl an Ereignissen nach der D^* -Selektion normiert.

die sich durch Integration der Untergrund-Parametrisierung $U(\Delta M)$ über den Signal-Bereich ergibt (linke schattierte Fläche in Abbildung 5.4). Dabei ist $U(\Delta M)$ gerade der zweite Summand der angepassten Funktion $F(\Delta M)$ aus Gleichung (4.13):

$$U(\Delta M) = N \cdot C (\Delta M - M_{\pi^+})^P . \quad (5.2)$$

Die so erhaltenen Untergrund-Spektren in x_γ^{\min} und $p_t^{D^*}/W_{rek}$ werden von den entsprechenden Verteilungen der selektierten D^* -Ereignisse abgezogen.

Zur Bestimmung der relativen Beiträge des direkten und des einfach-aufgelösten Prozesses wird die von Untergrund bereinigte x_γ^{\min} -Verteilung in Daten mit der Summe aus den x_γ^{\min} -Verteilungen der zwei separaten Monte-Carlo-Datensätze angepasst:

$$f^{\text{sum}}(x_\gamma^{\min}) = N \cdot \left[r_{\text{dir}} \cdot f^{\text{dir}}(x_\gamma^{\min}) + (1 - r_{\text{dir}}) \cdot f^{\text{res}}(x_\gamma^{\min}) \right] . \quad (5.3)$$

Die Normierungskonstante N ist so gewählt, dass f^{sum} auf die Anzahl der Ereignisse im Daten-Spektrum normiert ist. Die Skalierung r_{dir} und $r_{\text{res}} = (1 - r_{\text{dir}})$ der beiden Beiträge wird durch die Anpassung bestimmt. f^{dir} und f^{res} sind die Monte-Carlo-Verteilungen für den direkten beziehungsweise für den einfach-aufgelösten Prozess. Da die zu Grunde liegenden Ereignismengen für die Verteilungen f^{dir} und f^{res} auf Hadron-Niveau im D^* -Akzeptanzbereich gleich normiert

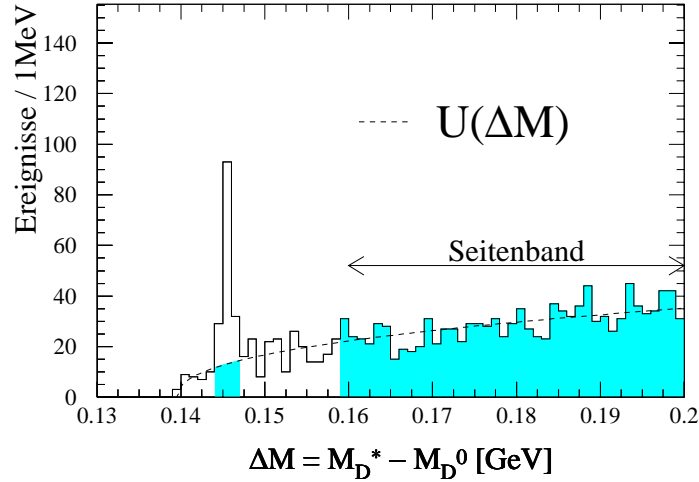


Abbildung 5.4: Massendifferenz-Spektrum mit eingezeichneter Untergrundparametrisierung $U(\Delta M)$.

sind, stellt der angepasste Parameter r_{dir} gerade den Anteil des direkten Prozesses im D^* -Akzeptanzbereich dar. Eventuell unterschiedliche Effizienzen des direkten und einfach-aufgelösten Prozesses werden implizit durch die unterschiedliche Normierung von f^{dir} und f^{res} , die sich nach der D^* -Selektion ergibt, berücksichtigt.

Abbildung 5.5 zeigt die x_γ^{min} -Verteilung in Daten, die durch die Kreuze dargestellt ist. Die angepasste Summe der Monte-Carlo-Verteilungen ist ebenfalls dargestellt. Die Anpassung liefert einen Anteil von $r_{\text{dir}} = (61,0 \pm 15,3) \%$ für den direkten Prozess und entsprechend $r_{\text{res}} = (39,0 \pm 15,3) \%$ für den einfach-aufgelösten Prozess. Auf Selektionsebene scheint jedoch der direkte Prozess einen größeren Teil auszumachen, was auf eine größere Effizienz im Vergleich zum einfach-aufgelösten Prozess hinweist.

Die gleiche Methode wurde im Fall der $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ -Verteilung angewandt (vergleiche Abbildung 5.6). Die Anpassung liefert $r_{\text{dir}} = (62,7 \pm 8,5) \%$. Dies stimmt sehr gut mit dem für x_γ^{min} ermittelten Wert überein. Die statistische Unsicherheit der Anpassung ist im Fall von x_γ^{min} höher auf Grund der Beschränkung auf Zwei-Jet-Ereignisse und entsprechend geringerer Statistik. Die zwei Ergebnisse sind stark korreliert, da die Menge der Zwei-Jet-Ereignisse eine echte Untermenge der Ereignismenge ist, für die $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ angepasst wurde. In der weiteren Analyse wird für r_{dir} das Ergebnis aus der Anpassung an die $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ -Verteilung benutzt, da hier keine Beschränkung auf die Statistik der Zwei-Jet-Ereignisse vorliegt:

$$r_{\text{dir}} = (62,7 \pm 8,5) \% \quad (5.4)$$

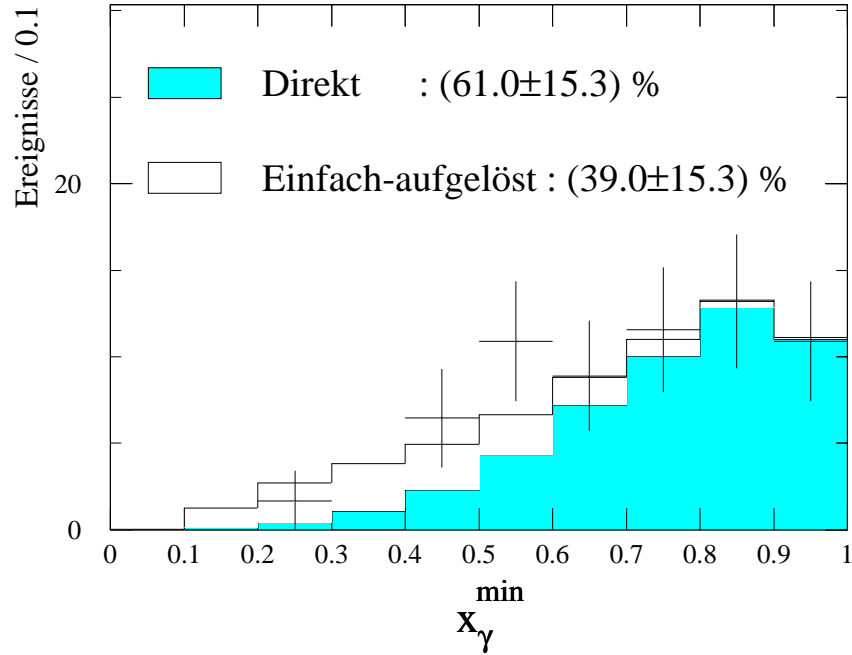


Abbildung 5.5: Verteilung von x_γ^{\min} in Daten mit angepassten Monte-Carlo-Verteilungen für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess.

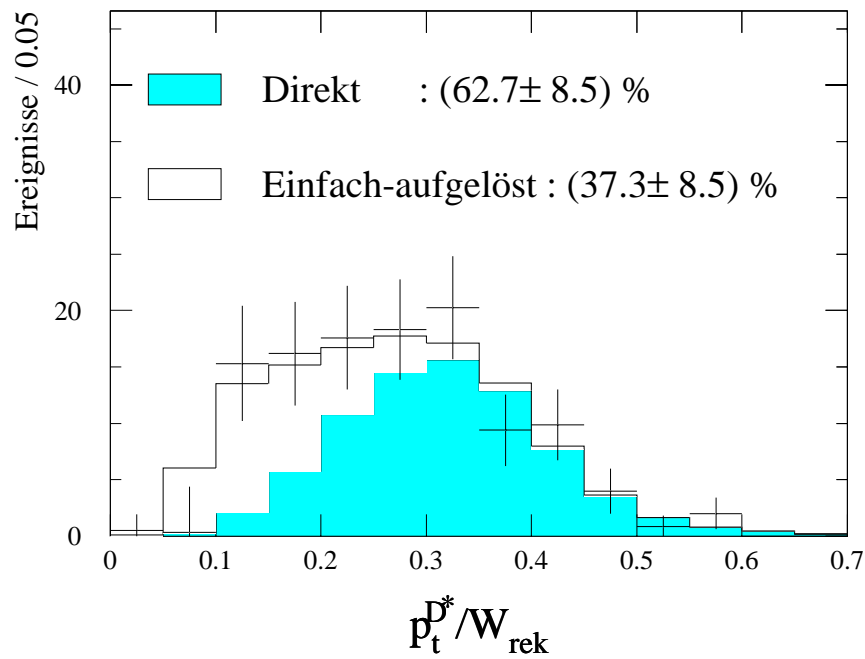


Abbildung 5.6: Verteilung von $p_t^{D^*} / W_{\text{rek}}$ in Daten mit angepassten Monte-Carlo-Verteilungen für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess.

5.2 Differentielle D^* -Wirkungsquerschnitte

Einen detaillierteren Einblick in die Kinematik der beteiligten Prozesse erhält man über die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte in den kinematischen Größen Transversalimpuls $p_t^{D^*}$ und Pseudorapidität $|\eta^{D^*}|$ der D^* -Mesonen, $d\sigma/dp_t^{D^*}$ und $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$ ¹. Da die Charm-Masse groß gegen Λ_{QCD} ist, sind störungstheoretische QCD-Berechnungen dieser differentiellen Wirkungsquerschnitte für die primären Charm-Quarks möglich. Die Fragmentation der Charm-Quarks in D^* -Mesonen kann mit Hilfe empirisch gefundener Fragmentationsfunktionen implementiert werden, so dass sich die Messung mit QCD-Vorhersagen vergleichen lassen (vergleiche Abschnitt 2.4).

5.2.1 Messung

Die Messung wird zur Überprüfung der Konsistenz der Methode für alle betrachteten D^0 -Zerfälle separat durchgeführt. Nur der in Gleichung (4.12) definierte kinematische Bereich, der vom Detektor gut erfasst wird, wird untersucht. Das heißt, $d\sigma/dp_t^{D^*}$ wird als Funktion von $p_t^{D^*}$ für den Bereich $|\eta^{D^*}| < 1.5$ gemessen, und entsprechend wird $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$ als Funktion von $|\eta^{D^*}|$ für den Bereich $2 \text{ GeV} < p_t^{D^*} < 12 \text{ GeV}$ bestimmt. Zur Bestimmung des differentiellen Verhaltens wird der D^* -Akzeptanzbereich in jeweils drei Intervalle in $p_t^{D^*}$ und in $|\eta^{D^*}|$ eingeteilt, die entsprechend Tabelle 5.1 so gewählt sind, dass in allen Intervallen eine ähnliche Anzahl von Kandidaten vorliegen.

Intervall	$p_t^{D^*}$ [GeV]	Intervall	$ \eta^{D^*} $
1	2– 3	1	0,0–0,5
2	3– 5	2	0,5–1,0
3	5–12	3	1,0–1,5

Tabelle 5.1: Intervall-Einteilung des D^* -Akzeptanzbereichs in $p_t^{D^*}$ und $|\eta^{D^*}|$ zur Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^{D^*}$ und $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$.

Der durchschnittliche differentielle Wirkungsquerschnitt in $p_t^{D^*}$ ergibt sich für ein gegebenes Intervall $p_t^{D^*} \in [\Delta p_t^{D^*}]$ zu:

$$\frac{d\sigma}{dp_t^{D^*}}(\Delta p_t^{D^*}) = \frac{N^{D^*}(\Delta p_t^{D^*})}{\Delta p_t^{D^*} \cdot \mathcal{L} \cdot B_* \cdot B_0 \cdot \epsilon_{p_t}(\Delta p_t^{D^*})} \quad (|\eta^{D^*}| < 1,5). \quad (5.5)$$

¹Da beide Strahlrichtungen in der LEP-Umgebung gleichberechtigt sind, erwartet man ein symmetrisches Verhalten in η . Daher wird hier nur der Absolutwert von η betrachtet.

Analog erhält man $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$ für ein gegebenes Intervall $|\eta^{D^*}| \in [\Delta|\eta^{D^*}|]$:

$$\frac{d\sigma}{d|\eta^{D^*}|}(\Delta|\eta^{D^*}|) = \frac{N^{D^*}(\Delta|\eta^{D^*}|)}{\Delta|\eta^{D^*}| \cdot \mathcal{L} \cdot B_* \cdot B_0 \cdot \epsilon_{|\eta|}(\Delta|\eta^{D^*}|)} \quad (2 \text{ GeV} < p_t^{D^*} < 12 \text{ GeV}). \quad (5.6)$$

Dabei gilt:

- N^{D^*} ist die Anzahl der rekonstruierten D*-Ereignisse im betrachteten kinematischen Bereich, die aus dem Massendifferenzspektrum in Daten zu bestimmen ist.
- $\Delta p_t^{D^*}$ und $\Delta|\eta^{D^*}|$ sind die Längen der betrachteten Intervalle in $p_t^{D^*}$ beziehungsweise $|\eta^{D^*}|$.
- $\mathcal{L} = 236.3 \text{ pb}^{-1}$ ist die integrierte Luminosität der gemessenen Daten.
- $B_* = (68.3 \pm 1.4)\%$ ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ [61].
- B_0 ist das Verzweigungsverhältnis des betrachteten D^0 -Zerfallkanals.
- ϵ_{p_t} und $\epsilon_{|\eta|}$ sind die Effizienzen für die D*-Rekonstruktion, das heißt sie geben die Wahrscheinlichkeit wieder, mit der ein tatsächliches D*-Meson in dem spezifizierten $p_t^{D^*}$ - beziehungsweise η^{D^*} -Bereich rekonstruiert wird.

Die Effizienzen ϵ_{p_t} und $\epsilon_{|\eta|}$ werden mit Hilfe der Simulation separat für den direkten und den einfach-aufgelösten Prozess und separat für die drei untersuchten D^0 -Zerfallskanäle bestimmt. Für eine Menge von $N_{\text{gen}}(\Delta p_t^{D^*})$ generierten D*-Ereignissen im Intervall $\Delta p_t^{D^*}$ (und $|\eta^{D^*}| < 1.5$) seien $N_{\text{rek}}(\Delta p_t^{D^*})$ Ereignisse rekonstruiert worden. Dann ergibt sich die Effizienz für dieses Intervall zu:

$$\epsilon_{p_t}(\Delta p_t^{D^*}) = \frac{N_{\text{rek}}(\Delta p_t^{D^*})}{N_{\text{gen}}(\Delta p_t^{D^*})}.$$

Entsprechend definiert sich $\epsilon_{|\eta|}$:

$$\epsilon_{|\eta|}(\Delta|\eta^{D^*}|) = \frac{N_{\text{rek}}(\Delta|\eta^{D^*}|)}{N_{\text{gen}}(\Delta|\eta^{D^*}|)}.$$

Abbildung 5.7 zeigt die D*-Rekonstruktionseffizienz als Funktion von $p_t^{D^*}$. Im Fall des direkten Prozesses zeigt sich für alle drei untersuchten D^0 -Zerfälle ein qualitativ ähnliches Bild. Die Effizienz wächst monoton und flacht zu hohem $p_t^{D^*}$ leicht ab. Quantitativ unterscheiden sich die Zerfälle jedoch. Die höchste Effizienz ergibt sich mit bis zu 50% für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, die niedrigste mit Werten bis zu 12% für den Zerfall $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$. Das liegt daran, dass Spuren geladener Teilchen wesentlich effizienter rekonstruiert werden als die neutralen Pionen. Für

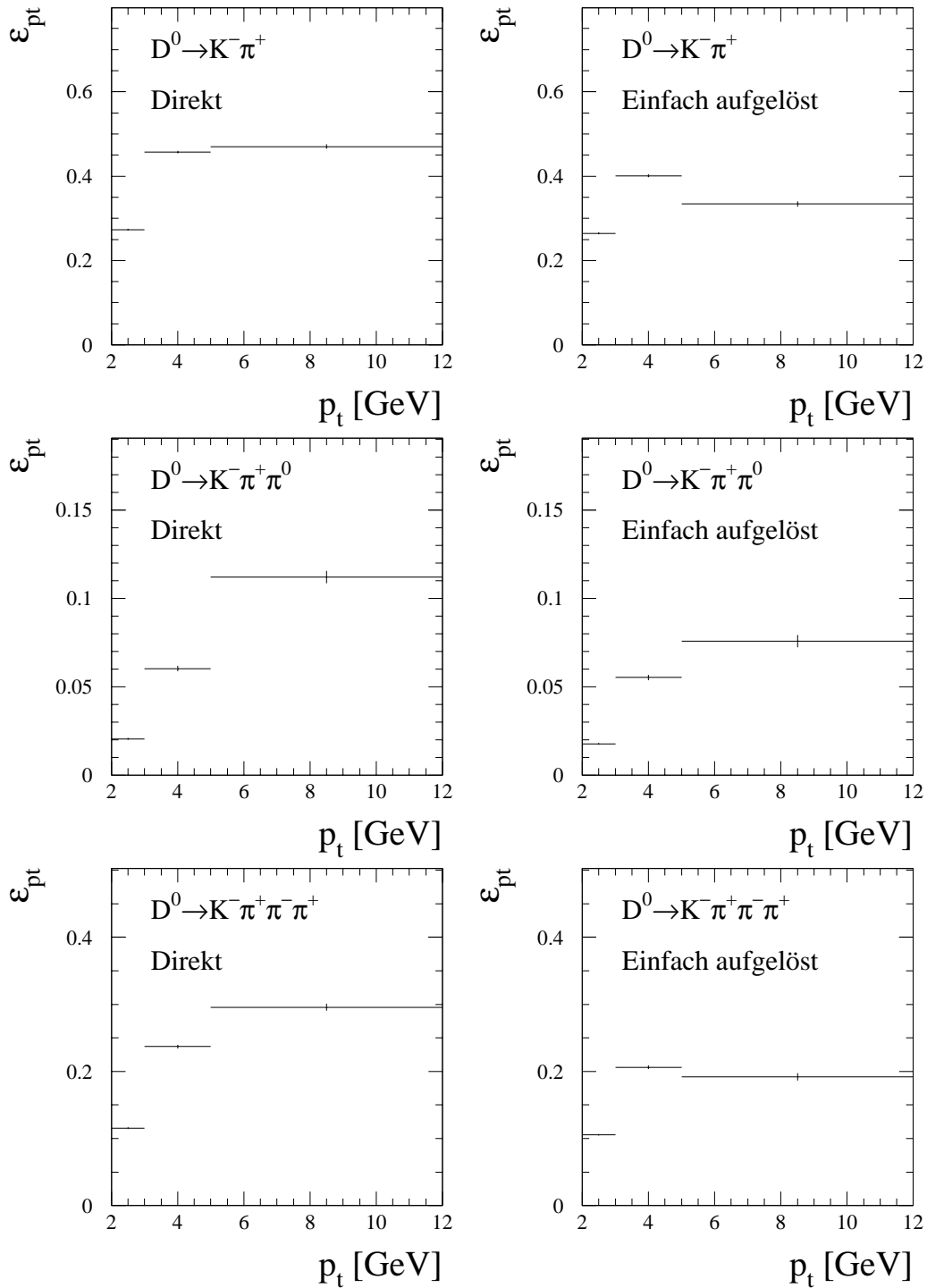


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der D^* -Rekonstruktionseffizienz von $p_t^{D^*}$. Die Zeilen entsprechen den untersuchten D^0 -Zerfällen. Die linke Spalte zeigt die Effizienz für Ereignisse des direkten und die rechte Spalte für Ereignisse des einfach-aufgelösten Prozesses.

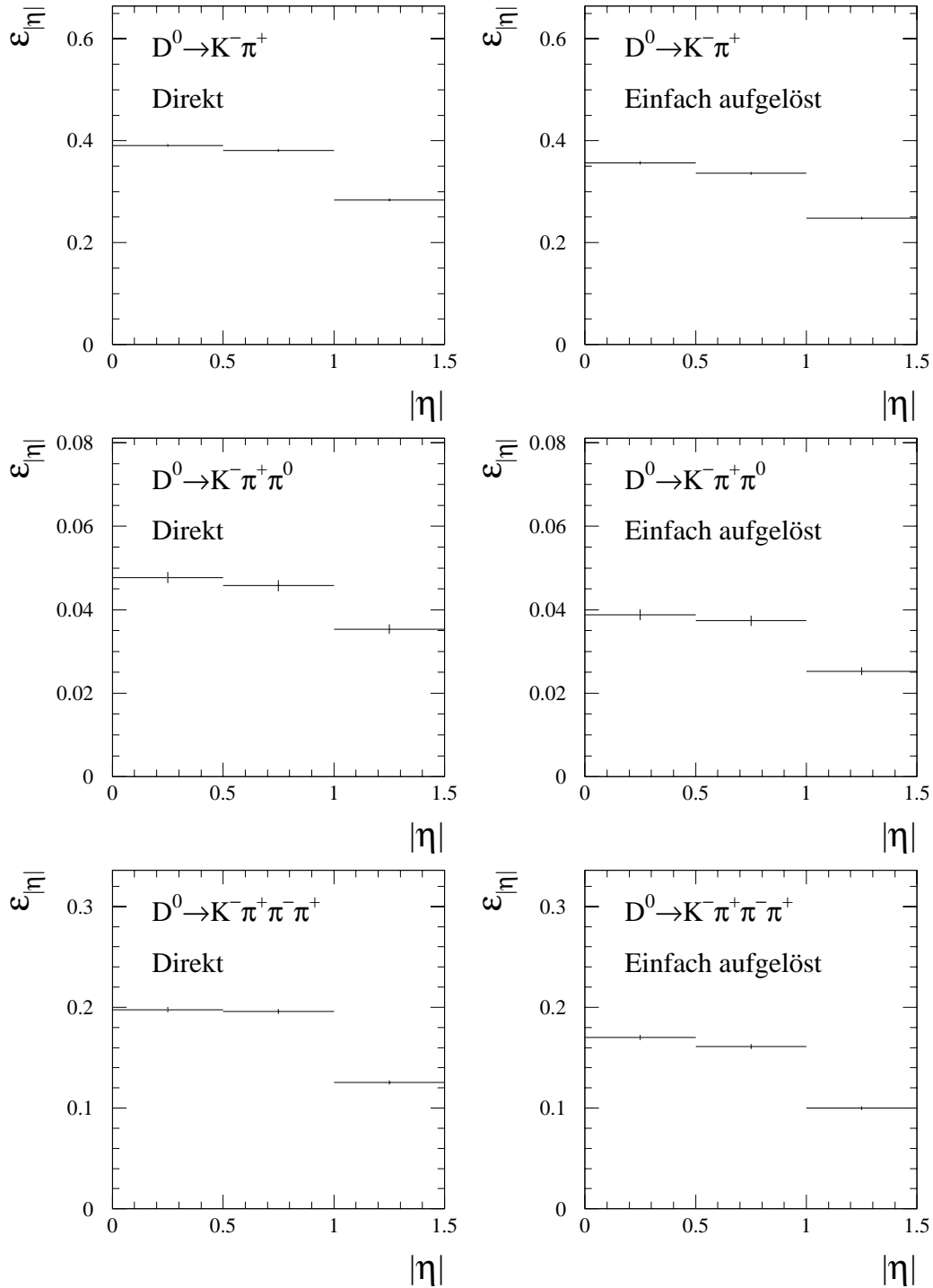


Abbildung 5.8: Abhängigkeit der D^* -Rekonstruktionseffizienz von $|\eta^{D^*}|$. Die Zeilen entsprechen den untersuchten D^0 -Zerfällen. Die linke Spalte zeigt die Effizienz für Ereignisse des direkten und die rechte Spalte für Ereignisse des einfach-aufgelösten Prozesses.

den einfach-aufgelösten Prozess beobachtet man etwas geringere Effizienzen. Für die Zerfälle $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ und $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$ fällt die Verteilung im obersten $p_t^{D^*}$ -Intervall wieder etwas ab.

In Abhängigkeit von $|\eta^{D^*}|$ zeigt die Effizienz in allen D^0 -Zerfällen und für beide der untersuchten Prozesse einen ähnlichen Verlauf (Abbildung 5.8). Über die zwei ersten Intervalle ($0,0 < |\eta^{D^*}| < 1,0$) bleibt sie annähernd konstant und fällt dann im dritten Intervall ($1,0 < |\eta^{D^*}| < 1,5$) ab. Dieses Verhalten entspricht der Erwartung, dass die Rekonstruktion auf Grund abnehmender Detektorakzeptanz mit kleiner werdendem Polarwinkel (also mit wachsender Absolutwert der Pseudorapidität $|\eta^{D^*}|$) schwieriger wird.

Zur Benutzung in Gleichung (5.5) und (5.6) müssen die Effizienzen, die separat für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess bestimmt wurden, entsprechend ihren unterschiedlichen Beiträgen kombiniert werden. Dazu werden die gemessenen Anteile r_{dir} und r_{res} aus Abschnitt 5.1 benutzt:

$$\begin{aligned}\epsilon_{p_t} &= r_{\text{dir}} \epsilon_{p_t, \text{dir}} + r_{\text{res}} \epsilon_{p_t, \text{res}} , \\ \epsilon_{|\eta|} &= r_{\text{dir}} \epsilon_{|\eta|, \text{dir}} + r_{\text{res}} \epsilon_{|\eta|, \text{res}} .\end{aligned}$$

Gemäß Gleichung (5.5) und (5.6) muss zur Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte noch die Anzahl der rekonstruierten D^* -Ereignisse N^{D^*} in Abhängigkeit von $p_t^{D^*}$ und $|\eta^{D^*}|$ bestimmt werden. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 zeigen das Massendifferenz-Spektrum für die untersuchten Intervalle in $p_t^{D^*}$ beziehungsweise $|\eta^{D^*}|$ separat für die einzelnen D^0 -Zerfallskanäle. Dargestellt sind auch die jeweiligen Anpassungen der Parametrisierung aus Gleichung (4.13), die zur Extraktion von N^{D^*} benutzt wird (vergleiche Abschnitt 4.2.3). Trotz der geringen Statistik zeigen sich, abgesehen von den Verteilungen für den D^0 -Zerfall $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ in den Intervallen $[2 \text{ GeV} < p_t^{D^*} < 12 \text{ GeV}]$ und $[0,0 < |\eta^{D^*}| < 0,5]$ signifikante Signale, die von der Anpassung gut beschrieben werden.

In Tabelle 5.2 und 5.3 sind die numerischen Ergebnisse für N^{D^*} sowie für die resultierenden Wirkungsquerschnitte getrennt für die untersuchten D^0 -Zerfälle zusammengefasst. Für die Wirkungsquerschnitte sind neben den statistischen Unsicherheiten auch jeweils die Abschätzung der systematischen Fehler angegeben, deren Untersuchung in Abschnitt 5.2.2 erläutert wird. Die Ergebnisse für die unterschiedlichen D^0 -Zerfallsmodi sind innerhalb der statistischen Unsicherheiten für alle Intervalle in $p_t^{D^*}$ wie auch in $|\eta^{D^*}|$ untereinander konsistent, womit sich die Anwendbarkeit der benutzten Methode auch bei der vorliegenden geringen Statistik bestätigt.

Zur Reduzierung der statistischen Unsicherheit werden die Ergebnisse der einzelnen D^0 -Kanäle durch gewichtete Mittelung zusammengefasst. Dabei werden die statistischen Fehler zur Wichtung benutzt, da sie die systematischen dominieren. Die systematischen Fehler für die verschiedenen D^0 -Kanäle sind stark korreliert. Um eine konservative Abschätzung für den gemittelten Wert zu erhalten, wird das Maximum aus den systematischen Unsicherheiten für die einzelnen

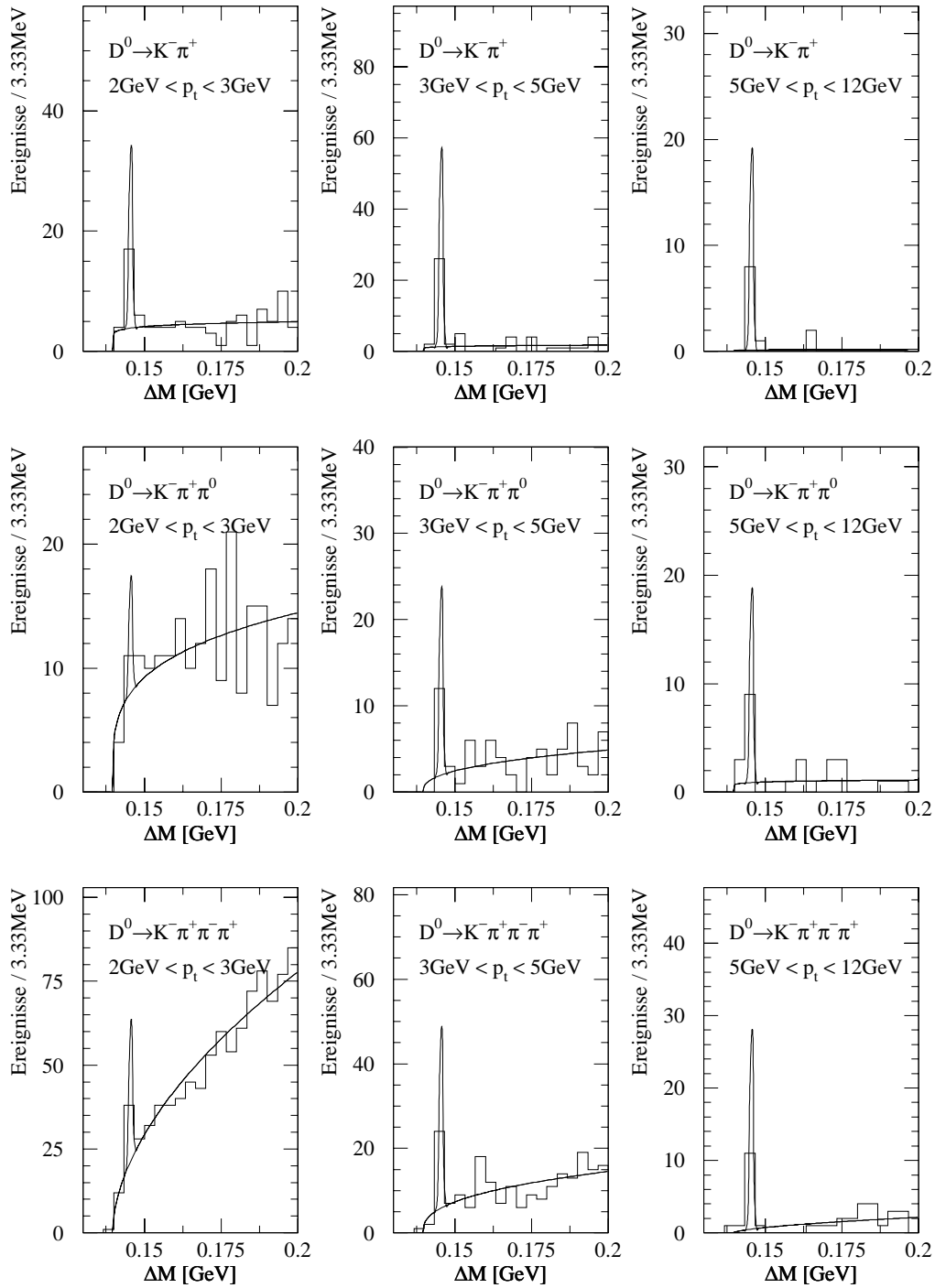


Abbildung 5.9: Massendifferenz-Spektren in den untersuchten Daten für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dp_t^{D^*}$. Die Zeilen entsprechen den untersuchten D^0 -Zerfällen und die Spalten den gewählten $p_t^{D^*}$ -Intervallen.

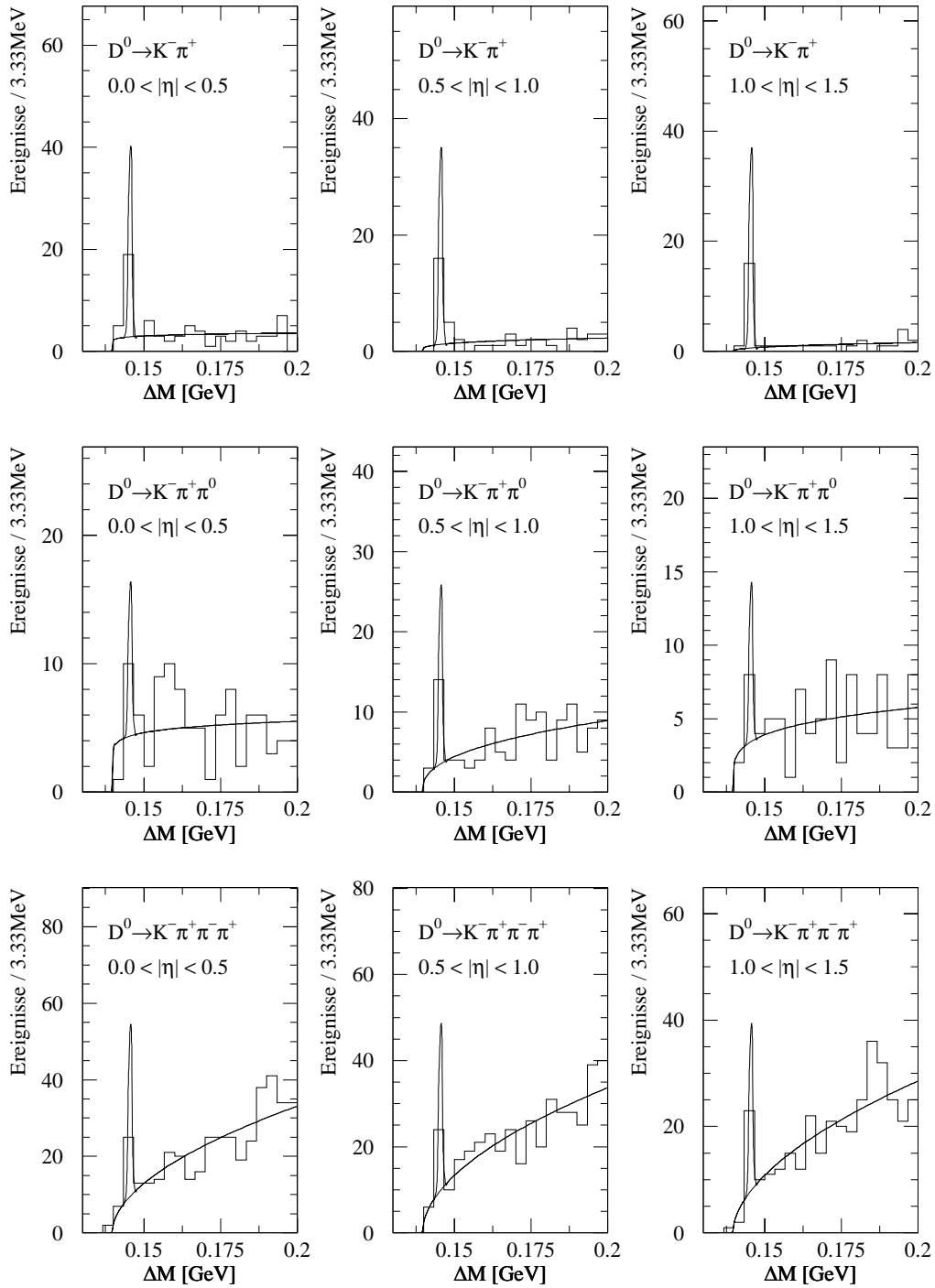


Abbildung 5.10: Massendifferenz-Spektren in den untersuchten Daten für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$. Die Zeilen entsprechen den untersuchten D^0 -Zerfällen und die Spalten den gewählten $|\eta^{D^*}|$ -Intervallen.

$p_t^{D^*}$ -Intervall	N^{D^*}	N^{D^*}	N^{D^*}
[GeV]	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
2–3	$13,5 \pm 4,1$	$3,8 \pm 3,3$	$18,8 \pm 6,2$
3–5	$23,8 \pm 5,0$	$11,2 \pm 3,6$	$18,7 \pm 4,9$
5–12	$7,9 \pm 2,8$	$8,2 \pm 3,0$	$10,5 \pm 3,3$
	$d\sigma/dp_t^{D^*}$ [pb/GeV]	$d\sigma/dp_t^{D^*}$ [pb/GeV]	$d\sigma/dp_t^{D^*}$ [pb/GeV]
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
2–3	$7,97 \pm 2,43 \pm 0,32$	$8,60 \pm 7,49 \pm 0,69$	$13,54 \pm 4,44 \pm 0,81$
3–5	$4,40 \pm 0,92 \pm 0,22$	$4,28 \pm 1,37 \pm 0,34$	$3,38 \pm 0,89 \pm 0,20$
5–12	$0,43 \pm 0,16 \pm 0,03$	$0,53 \pm 0,19 \pm 0,05$	$0,48 \pm 0,15 \pm 0,04$

Tabelle 5.2: Anzahl rekonstruierter D*-Ereignisse in Daten und resultierende differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $p_t^{D^*}$ separat für die betrachteten D⁰-Zerfälle. Der erste Fehler gibt die statistischen der zweite die systematischen Unsicherheiten wieder.

$ \eta^{D^*} $ -Intervall	N^{D^*}	N^{D^*}	N^{D^*}
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
0,0–0,5	$15,4 \pm 4,2$	$8,1 \pm 3,5$	$17,4 \pm 5,1$
0,5–1,0	$14,9 \pm 4,0$	$9,8 \pm 3,6$	$15,2 \pm 4,9$
1,0–1,5	$15,4 \pm 4,0$	$4,9 \pm 2,8$	$13,9 \pm 4,6$
	$d\sigma/d \eta^{D^*} $ [pb]	$d\sigma/d \eta^{D^*} $ [pb]	$d\sigma/d \eta^{D^*} $ [pb]
	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$	$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$
0,0–0,5	$13,09 \pm 3,59 \pm 1,18$	$16,18 \pm 6,95 \pm 1,46$	$15,10 \pm 4,42 \pm 1,36$
0,5–1,0	$13,12 \pm 3,52 \pm 0,66$	$20,50 \pm 7,51 \pm 1,64$	$13,45 \pm 4,35 \pm 0,81$
1,0–1,5	$18,29 \pm 4,74 \pm 1,10$	$13,84 \pm 7,96 \pm 1,38$	$19,45 \pm 6,42 \pm 1,75$

Tabelle 5.3: Anzahl rekonstruierter D*-Ereignisse in Daten und resultierende differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $|\eta^{D^*}|$ separat für die betrachteten D⁰-Zerfälle. Der erste Fehler gibt die statistischen der zweite die systematischen Unsicherheiten wieder.

D^0 -Kanäle als Abschätzung für die systematische Unsicherheit des Mittelwerts benutzt. Das Ergebnis dieser Mittelung zeigt Tabelle 5.4.

$p_t^{D^*}$ -Intervall [GeV]	$\langle p_t^{D^*} \rangle$ [GeV]	$d\sigma/dp_t^{D^*}$ [pb/GeV]
2–3	2,415	$9,2 \pm 2,1 \pm 0,8$
3–5	3,795	$3,95 \pm 0,58 \pm 0,34$
5–12	7,355	$0,47 \pm 0,09 \pm 0,05$
$\sum_{\text{bins}} \frac{d\sigma}{dp_t^{D^*}} \Delta p_t^{D^*}$		$20,4 \pm 2,5 \pm 1,1$ [pb]

$ \eta^{D^*} $ -Intervall	$d\sigma/d \eta^{D^*} $ [pb]
0,0–0,5	$14,2 \pm 2,6 \pm 1,5$
0,5–1,0	$14,1 \pm 2,6 \pm 1,6$
1,0–1,5	$17,8 \pm 3,4 \pm 1,8$
$\sum_{\text{bins}} \frac{d\sigma}{d \eta^{D^*} } \Delta \eta^{D^*}$	$23,1 \pm 2,5 \pm 1,4$ [pb]

Tabelle 5.4: Ergebnis der gewichteten Mittelung über die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^{D^*}$ beziehungsweise $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$ der einzelnen D^0 -Zerfallskanäle. Die letzte Zeile in den Tabellen enthält die Integration der differentiellen Wirkungsquerschnitte über den gemessenen kinematischen Bereich.

5.2.2 Systematische Unsicherheiten

Die Untersuchung systematischer Fehler wird separat für alle Intervalle in $p_t^{D^*}$ und $|\eta^{D^*}|$ sowie separat für alle untersuchten D^0 -Zerfallskanäle durchgeführt.

Zur Abschätzung der Systematik der Ereignis-Vorselektion (Abschnitt 4.1) werden die Grenzwerte der angegebenen Selektionskriterien in den Gleichungen (4.4)–(4.8) innerhalb ihrer Auflösung, die sich aus der Detektor-Simulation ergibt, variiert. Die daraus resultierende relative Änderung der Rekonstruktionseffizienz wird als Abschätzung der entsprechenden Unsicherheit im Wirkungsquerschnitt benutzt. Dies ergibt in Abhängigkeit vom betrachteten Intervall in $p_t^{D^*}$ beziehungsweise $|\eta^{D^*}|$ und in Abhängigkeit vom betrachteten D^0 -Kanal eine relative Unsicherheit von (0,2–3,1) %.

Die Selektion der Pion- und Kaon-Kandidaten hängt im Wesentlichen von der dE/dx -Messung im Detektor ab. Mögliche systematische Fehlerquellen ergeben sich aus der speziellen Wahl von Erwartungswert und Auflösung der dE/dx -Messung, die in der Definition der Testgröße χ^2 zur Überprüfung der Massenhypothese benutzt wird (Gleichung (4.10)). Die in der vorliegenden Arbeit benutzten Werte stammen aus einer Rekalibrierung der dE/dx -Erwartungswerte und

der dE/dx -Auflösung, die für die vorselektierte Ereignismenge durchgeführt wurde [67]. Zur Überprüfung wurde die Analyse auch mit der allgemeinen ALEPH-Kalibration [62] wiederholt. Die sich ergebenden Abweichungen von (0,5–8,7) % dienen als Abschätzung des systematischen Fehlers.

Ein weiterer systematischer Fehler kann sich durch die willkürliche Wahl des D^0 -Massenfensters ergeben, die auf Aussagen der Simulation bezüglich der D^0 -Massenauflösung beruhen (siehe Definition (4.11) und Abbildung 4.9). Zur Untersuchung wurde die invariante Masse für die D^0 -Kandidaten aller selektierten D^* -Kandidaten in einem gegebenen D^0 -Zerfall separat für Daten und Monte-Carlo-Simulation aufgenommen und mit einer Gauß-Verteilung angepasst. Der Anteil dieser Gauß-Verteilungen, der in das gewählte D^0 -Massenfenster fällt, unterscheidet sich zwischen Daten und Simulation je nach D^0 -Zerfallskanal um $(1,8 \times 10^{-3} - 0,16)$ %, was als vernachlässigbar betrachtet wird. Daher werden keine systematischen Unsicherheiten bezüglich der Wahl der D^0 -Massenfenster berücksichtigt.

Zur Abschätzung der Systematik, die sich aus der Methode zur Extraktion der Anzahl an D^* -Ereignissen ergibt (Abschnitt 4.2.3), wird der Schwerpunkt ΔM^{nom} und die Breite σ der Gauß-Funktion in der Parametrisierung (4.13) um jeweils 0,05 MeV variiert, was der Unsicherheit dieser Parameter entspricht, die sich aus Untersuchungen der Detektor-Simulation ergeben. Dies liefert eine relative Unsicherheit in der Effizienz und entsprechend im Wirkungsquerschnitt von (1,0–3,4) %.

Untersuchungen mit simulierten Datensätzen der betrachteten Untergrundprozesse mit hadronischen Annihilations-Ereignissen (vergleiche Abschnitt 4.1), ergeben eine Kontamination des D^* -Signals mit D^* -Mesonen aus Annihilations-Ereignissen unter 1 %. Dies wird in der Systematikabschätzung vernachlässigt.

Die Bestimmung des Anteils der verschiedenen Beiträge, r_{dir} und r_{res} , ist eine weitere Quelle systematischer Fehler. Neben der statistischen Unsicherheit, die die in Abschnitt 5.1.2 beschriebene Anpassung liefert, ergibt sich eine mögliche Systematik aus der Definition des Bereichs des oberen Seitenbandes, das zur Untergrundabschätzung benutzt wird. Eine Variation dieses Intervalls liefert eine vernachlässigbare Änderung der Wirkungsquerschnitte von unter 0,2 %.

In der vorliegenden Analyse wird die Annahme gemacht, dass sich der Anteil des direkten Prozesses r_{dir} über den untersuchten D^* -Akzeptanzbereich nicht ändert. Monte-Carlo-Untersuchungen ergeben eine Abweichung vom bestimmten Mittelwert von bis 12 %, je nach $p_t^{D^*}$ - beziehungsweise $|\eta^{D^*}|$ -Intervall. Daher wird eine relative Unsicherheit von 10 % zur statistischen Unsicherheit von r_{dir} quadratisch addiert. Eine Variation von r_{dir} in diesen Unsicherheiten liefert eine relative Änderung der Effizienzen von (0,4–4,2) %. Dies wird als Abschätzung des relativen systematischen Fehlers der Wirkungsquerschnitte benutzt.

Die relativen Fehler der Verzweigungsverhältnisse, die in den Formeln (5.5) und (5.6) auftauchen, ergeben sich aus Referenz [61] zu (2,0–6,5) %. Sie dienen als Abschätzung der entsprechenden systematischen Fehler in den Wirkungsquerschnitten. Entsprechend werden die Unsicherheiten der Effizienzen (0,7–3,2) %,

die sich aus der endlichen Statistik der simulierten Ereignismengen ergeben, berücksichtigt.

Alle systematischen Fehler werden als unkorreliert erachtet und daher quadratisch addiert. Tabelle 5.5 fasst die untersuchten systematischen Fehlerquellen und ihre Abschätzung zusammen. Die angegebenen Intervalle für die geschätzten Unsicherheiten geben die Variation der Schätzwerte für die Variation der $p_t^{D^*}$ - und $|\eta^{D^*}|$ -Intervalle sowie für die Variation der untersuchten D^0 -Zerfällen wieder.

Quelle	geschätzte Unsicherheit
Ereignis-Selektion	(0,2–3,1) %
K/ π -Selektion	(0,5–8,7) %
D^0 -Selektion	< 0,16 %, vernachlässigt
D^* -Selektion	(1,0–3,4) %
D^* -Kontamination	≈ 1 %, vernachlässigt
r_{dir}	(0,3–3,3) %
$\text{BR}(D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+)$	2,0 %
$\text{BR}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+)$	2,3 %
$\text{BR}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0)$	6,5 %
$\text{BR}(D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+)$	5,3 %
endl. MC-Statistik	(0,8–3,2) %

Tabelle 5.5: Untersuchte systematische Fehlerquellen für die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^{D^*}$ und $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$.

5.2.3 Vergleich mit QCD-Vorhersagen und anderen Messungen

Abbildung 5.11 zeigt einen Vergleich des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dp_t^{D^*}$ mit der Vorhersage aus einer QCD Berechnung in NLO von Frixione et al. [39]. Die Messpunkte sind durch die Sterne dargestellt. Die vertikalen Balken entsprechen der quadratischen Summe aus statistischen und systematischen Unsicherheiten. Die Schwerpunkte in $p_t^{D^*}$, an denen die Messpunkte angegeben sind, ergeben sich durch Anwendung der in [68] vorgeschlagenen Methode, die den funktionalen Verlauf der theoretischen Vorhersage für die Schwerpunktsbildung benutzt. Die numerischen Werte sind in der zweiten Spalte in Tabelle 5.4 angegeben.

Die QCD-Berechnung wurde für eine e^+e^- -Kollisionsenergie von 189 GeV durchgeführt, wobei die von den Strahl-Leptonen abgestrahlten Photonspektren durch die Weizsäcker-Williams-Näherung beschrieben werden, die für den e^+e^- -Wirkungsquerschnitt mit dem Wirkungsquerschnitt des betrachteten $\gamma\gamma$ -Prozesses gefaltet werden. Für die Parameter, die mit theoretischen Unsicherheiten

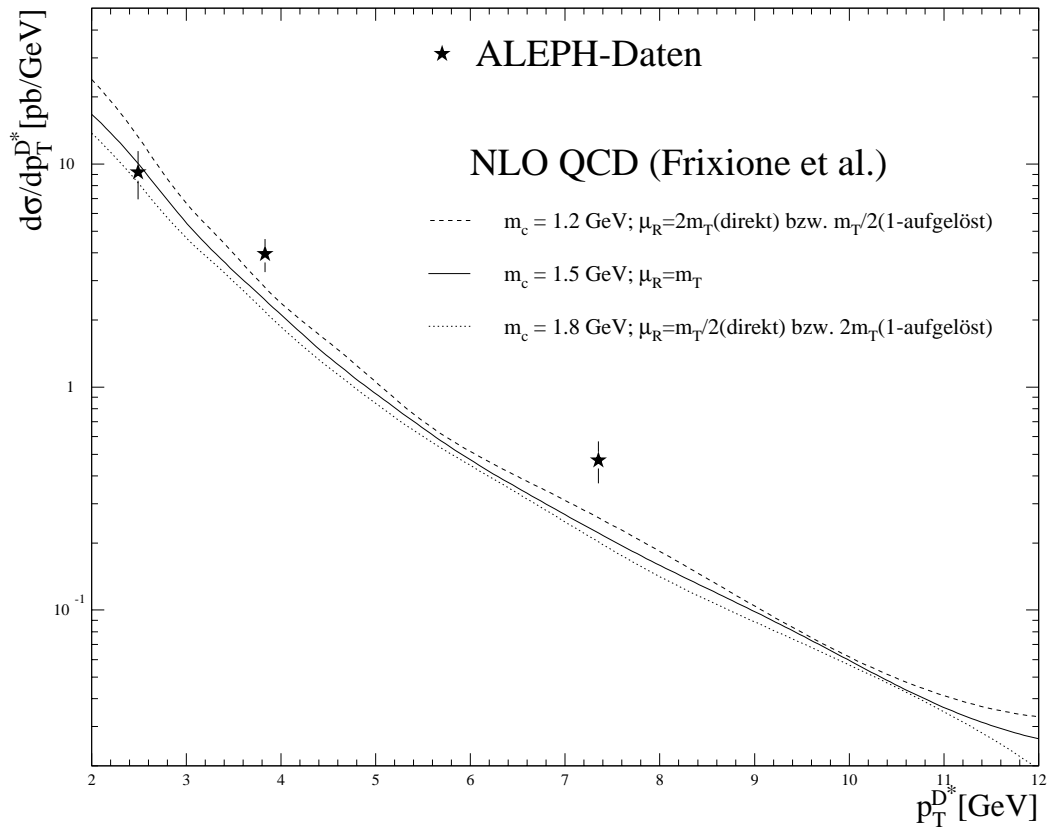


Abbildung 5.11: Differentieller D*-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^{D*}$ als Funktion von p_t^{D*} . Dargestellt sind die Ergebnisse der vorgestellten Analyse (ALEPH-Daten) sowie die NLO-QCD-Berechnung von Frixione et al.

behaftet sind, wurde folgende Voreinstellung getroffen. Die Charm-Masse m_c wurde gleich 1,5 GeV gewählt. Die Renormierungs-Skala μ_R wurde gleich der transversalen Masse m_t gesetzt, die sich über die Charm-Masse m_c und den Transversalimpuls $p_t(c)$ des Charm-Quarks definiert zu $m_t^2 \equiv m_c^2 + p_t(c)^2$, und als Faktorisierungs-Skala wurde $\mu_F = 2m_t$ gewählt. Für das aufgelöste Photon im Falle des einfach-aufgelösten Prozesses wurde die GRS-HO-Parametrisierung [31] benutzt. Die Fragmentation der Charm-Quarks in D^* -Mesonen wurde mit der Fragmentations-Funktion modelliert, die von Peterson et al. [42] vorgeschlagen wurde, mit dem nicht-perturbativen ϵ -Parameter $\epsilon_c = 0,035$. Normiert wurde die Fragmentations-Funktion auf die Wahrscheinlichkeit $P(c \rightarrow D^{*+})$, mit der ein Charm-Quark in ein D^{*+} -Meson fragmentiert. Diese Größe wurde aus dem kombinierten Resultat $P(c \rightarrow D^{*+}) \times \text{BR}(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) = 0,1588 \pm 0,0061$ aus Referenz [69] unter Benutzung von $\text{BR}(D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+) = (68,3 \pm 1,4)\%$ aus [61] zu $P(c \rightarrow D^{*+}) = 0,233 \pm 0,010$ bestimmt.

Für eine detaillierte Diskussion der theoretischen Unsicherheit der NLO-Rechnung, insbesondere auf Grund der speziellen Wahl der beschriebenen Parameter sei auf Referenz [39] verwiesen. Hier soll nur eine knappe Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben werden. Untersucht wurde das Verhalten der berechneten Wirkungsquerschnitte bei einer Variation der Charm-Masse, der Renormierungs-Skala, des ϵ -Parameters in der Fragmentations-Funktion und der Parametrisierung des aufgelösten Photons (neben GRS-HO wurden auch die Parametrisierungen AFG-HO [30] und GRV-HO [29] benutzt). Insgesamt zeigen sich im betrachteten $p_t^{D^*}$ -Bereich nur kleine Abweichungen bei Variation der genannten Parameter. Lediglich im Bereich kleiner $p_t^{D^*}$ ($p_t^{D^*} \lesssim 2$ GeV) werden deutliche Abweichungen erkennbar. Dabei zeigen die Wahl der Charm-Masse und der Renormierungs-Skala den größten Einfluss. Dies bewirkt eine Unsicherheit bei der Extrapolation des gemessenen Wirkungsquerschnittes auf den gesamten Phasenraum zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes, wie in Abschnitt 5.3 gezeigt wird. Zur Veranschaulichung der theoretischen Unsicherheit im betrachteten $p_t^{D^*}$ -Bereich wird die Berechnung auch für zwei weitere Parametrisierungen wie in Abbildung 5.11 angegeben durchgeführt.

Die Messung zeigt sich in den zwei niedrigsten Intervallen konsistent mit der Vorhersage und weicht im dritten Intervall um $+2,5\sigma$ von der berechneten QCD-Kurve ab. Insgesamt scheinen die Daten ein härteres $p_t^{D^*}$ -Spektrum als die Theorie zu bevorzugen. Auf Grund der geringen Zahl an Messpunkten besitzt diese Aussage jedoch keine zwingende Signifikanz. Die Messfehler lassen keine Einschränkung der theoretischen Unsicherheiten zu.

Die LEP-Kollaborationen L3 und OPAL haben ebenfalls vorläufige Ergebnisse zur inklusiven D^* -Produktion veröffentlicht [70, 71]. L3 wie OPAL messen ebenfalls differentielle D^* -Wirkungsquerschnitte als Funktion von $p_t^{D^*}$ und $|\eta^{D^*}|$. Direkt vergleichen lässt sich die Messung der vorliegenden Analyse jedoch nur mit der OPAL-Messung, da die L3-Messung zum einen keine Einschränkung auf die Virtualität der streuenden Photonen macht und zum anderen nicht den gleichen

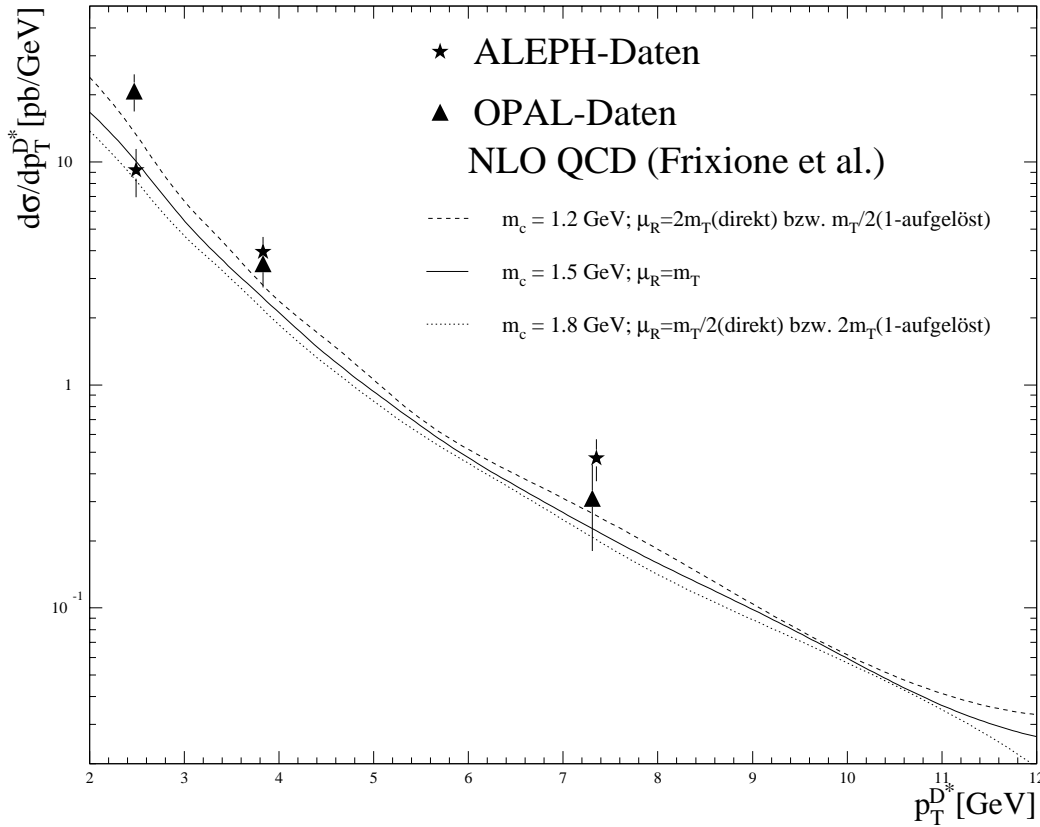


Abbildung 5.12: Differentieller D^* -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^{D^*}$ als Funktion von $p_t^{D^*}$. Dargestellt sind die Ergebnisse der vorgestellten Analyse (ALEPH-Daten) sowie das Resultat einer OPAL-Analyse und die NLO-QCD-Berechnung von Frixione et al.

kinematischen Bereich erfasst. In Abbildung 5.12 sind die gleichen Resultate wie in Abbildung 5.11 dargestellt. Zusätzlich ist hier das Ergebnis der OPAL-Analyse zur Messung der inklusiven D^* -Produktion im gleichen D^* -Akzeptanzbereich enthalten. Während sich im oberen $p_t^{D^*}$ -Bereich Übereinstimmung zwischen beiden Messungen zeigt, weichen sie im ersten Intervall um etwa 3σ voneinander ab. Die OPAL-Messung zeigt einen steileren Verlauf in $p_t^{D^*}$ und folgt in der Form der theoretischen Kurve. Die Messpunkte liegen jedoch systematisch oberhalb dieser Kurve.

Abbildung 5.13 zeigt die entsprechenden Verteilungen von $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$. Beide Messungen wie auch die theoretische Vorhersage zeigen ein konstantes Verhalten im betrachteten $|\eta^{D^*}|$ -Bereich. Jedoch ist die absolute Normierung der Theorie

systematisch zu niedrig, um die Daten zu beschreiben. Außerdem übersteigt die OPAL-Messung die ALEPH-Messung um etwa 30 %. Innerhalb der angegebenen Unsicherheit sind die Messungen jedoch kompatibel.

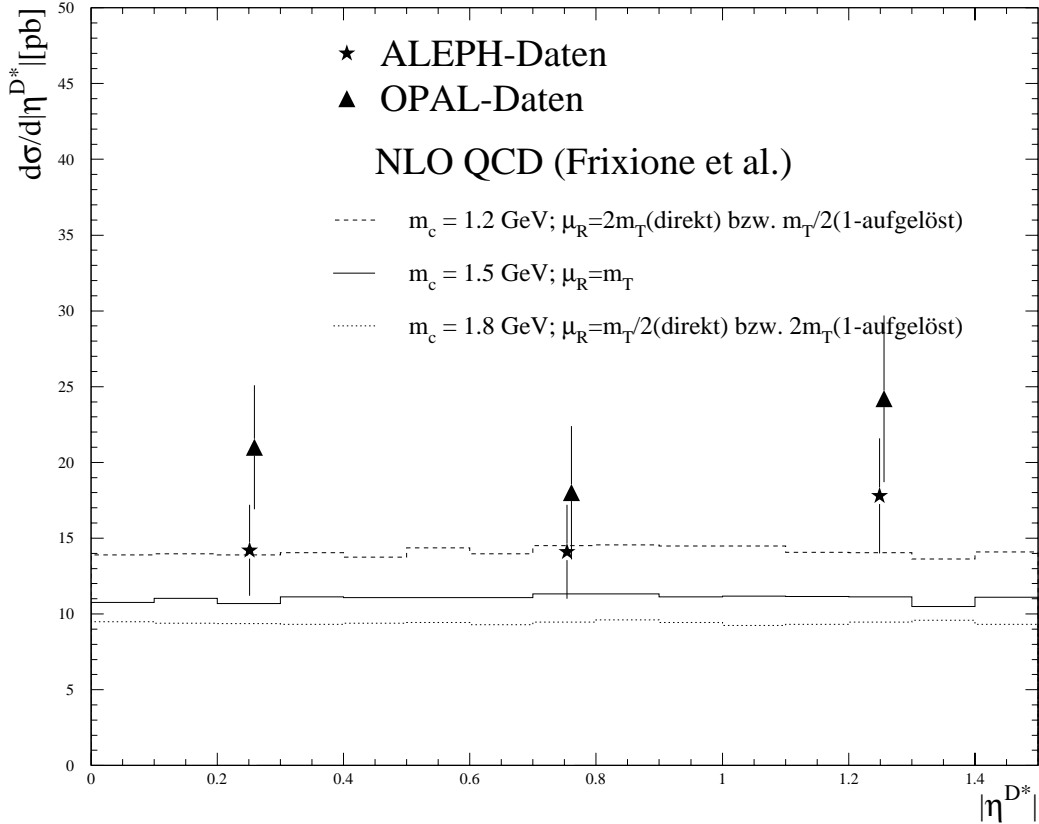


Abbildung 5.13: Differentieller D^* -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$ als Funktion von $|\eta^{D^*}|$. Dargestellt sind die Ergebnisse der vorgestellten Analyse (ALEPH-Daten) sowie das Resultat einer OPAL-Analyse und die NLO-QCD-Berechnung von Frixione et al.

Zusammenfassend lässt sich bis auf den unteren $p_t^{D^*}$ -Bereich eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen den zwei LEP-Messungen feststellen. Weiterhin liefert die NLO-QCD-Vorhersage qualitativ eine vernünftige Beschreibung der Daten. Insgesamt scheinen die Daten jedoch zu höheren Wirkungsquerschnitten zu tendieren. Die Statistik der bisherigen Messungen, die die Auflösung entscheidend limitieren, reicht jedoch nicht aus, um Aussagen über theoretische Parameter zu machen, die die Berechnung beeinflussen. Hier sind von neuen Messungen, die die gesamte LEP2-Statistik benutzen, Verbesserungen zu erwarten.

In Tabelle 5.4 ist neben den differentiellen Wirkungsquerschnitten auch der über den D*-Akzeptanzbereich integrierte Wirkungsquerschnitt angegeben. Dabei wurden statistische Unsicherheiten einerseits und systematische Unsicherheiten andererseits in der Summe über die Intervalle jeweils quadratisch addiert. Die Integration über $p_t^{D^*}$ als auch die Integration über $|\eta^{D^*}|$ liefern kompatible Ergebnisse. Dieser integrierte Wirkungsquerschnitt wird im Folgenden *sichtbarer D*-Wirkungsquerschnitt* $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}$ genannt. Für weitere quantitative Untersuchungen wird der Mittelwert der Integrationen über $p_t^{D^*}$ und η^{D^*} benutzt. Da die Stichproben, die den beiden Integrationen zu Grunde liegen, identisch sind und die systematischen Fehler beider Messungen stark korreliert sind, wird der jeweils größere statistische beziehungsweise systematische Fehler beider Messungen für den entsprechenden Fehler des Mittelwerts übernommen, um eine konservative Abschätzung zu erhalten. Für den Mittelwert ergibt sich dann:

$$\sigma_{\text{vis}}^{D^*} = 21,7 \pm 2,5 \text{ (stat.)} \pm 1,4 \text{ (sys.) pb.} \quad (5.7)$$

In Tabelle 5.6 wird das Ergebnis mit der OPAL-Messung und NLO-QCD-Rechnung verglichen. Wie sich bereits bei den differentiellen Verteilungen zeigte,

	$\sigma_{\text{vis}}^{D^*}$ [pb]
ALEPH	$21,7 \pm 2,5 \pm 1,4$
OPAL	$29,4 \pm 3,4 \pm 2,4$
NLO-QCD	$17,3 \begin{matrix} +5,1 \\ -2,9 \end{matrix}$

Tabelle 5.6: Ergebnisse der vorliegenden Analyse, der OPAL-Messung und der NLO-QCD-Vorhersage für den sichtbaren D*-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}$.

liegt die Vorhersage unter den Messwerten. Während ALEPH innerhalb der angegebenen Unsicherheiten noch konsistent mit der Vorhersage ist, weicht OPAL signifikant zu höheren Werten ab.

Weiter lässt sich der relative Beitrag r_{dir} des direkten Prozesses, der in der Messung bestimmt wurde, mit dem entsprechenden OPAL-Resultat als auch mit dem theoretischen Wert, der sich aus der NLO-QCD-Berechnung ergibt, vergleichen². Der NLO-QCD-Wert wurde aus Referenz [39] extrahiert, in der der sichtbare D*-Wirkungsquerschnitt separat für den direkten und einfach-angelösten Prozess ($\sigma_{\text{vis,dir}}^{D^*}$ und $\sigma_{\text{vis,res}}^{D^*}$) sowie für die Summe der beiden Prozesse ($\sigma_{\text{vis}}^{D^*}$) angegeben

²Die Definitionen der Größe r_{dir} in der Messung einerseits und in der NLO-QCD-Rechnung andererseits sind leicht verschieden. Während sich r_{dir} im Fall der Messung über die Verteilung der Messgrößen x_γ^{min} und $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ definiert, folgt r_{dir} für die theoretische Berechnung aus der Betrachtung von Feynman-Diagrammen. Obwohl die Unterscheidung *direkt* und *einfach-angelöst* für Diagramme in Ordnungen höher als NLO aufgehoben wird, ist die Definition der Messgröße r_{dir} dennoch sinnvoll, wenn die theoretischen Vorhersagen wie im vorliegenden Fall in NLO genau genug sind [72].

ist. Damit ergibt sich r_{dir} zu $r_{\text{dir}} = \sigma_{\text{vis,dir}}^{D^*} / \sigma_{\text{vis}}^{D^*}$. Die Änderung dieses Verhältnisses unter Variation der beschriebenen Parameter wurde als Abschätzung der systematischen Unsicherheit benutzt. Die entsprechenden Resultate sind in Tabelle 5.2.3 zusammengefasst. Für den Fehler von r_{dir} für die vorliegende Analyse

	r_{dir} [%]
ALEPH	$62,7 \pm 10,6$
OPAL	51 ± 10
NLO-QCD	$70,4 \pm_{7,3}^{4,3}$

Tabelle 5.7: Ergebnisse der vorliegenden Analyse, der OPAL-Messung und der NLO-QCD-Vorhersage für den Anteil des direkten Prozesses im untersuchten D^* -Akzeptanzbereich.

(ALEPH-Messung) wurden der statistische und systematische Fehler quadratisch addiert. Der gemessene Anteil des direkten Prozesses im untersuchten D^* -Akzeptanzbereich fällt sowohl in der ALEPH- als auch in der OPAL-Analyse kleiner aus als in der NLO-QCD-Rechnung. Während das ALEPH-Resultat konsistent mit der Vorhersage als auch mit dem OPAL-Ergebnis ist, weicht das von OPAL gemessene r_{dir} signifikant von der Theorie ab.

5.3 Totaler Wirkungsquerschnitt

Die bisher vorgestellten Untersuchungen beschränken sich auf den D^* -Akzeptanzbereich, der in Definition (4.12) festgelegt wurde. Einflüsse theoretischer Modellierungen reduzieren sich hier im Wesentlichen auf die Detektorsimulation, mit deren Hilfe die Effizienzen im Akzeptanzbereich bestimmt werden. Die Simulation des ALEPH-Detektors ist jedoch gut verstanden, so dass hier keine großen Systematiken auftreten (vergleiche Abschnitt 5.2.2).

Für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts ergibt sich jedoch eine andere Situation. Die mit relativ kleinen theoretischen Unsicherheiten behafteten Wirkungsquerschnitte für den Akzeptanzbereich des Detektors müssen hierbei mit Hilfe von theoretischen Modellen auf den gesamten Phasenraum extrapoliert werden, was eine entscheidende Abhängigkeit von diesen Modellen bewirkt. Um eine Abschätzung der damit verbundenen Unsicherheiten zu erhalten, wird diese Extrapolation in der vorliegenden Analyse sowohl mit der Modellierung des Monte-Carlo-Programms PYTHIA, dem eine LO-Berechnung zu Grunde liegt, als auch mit dem Ergebnis der QCD-Berechnung in NLO von Frixione et al. durchgeführt.

5.3.1 Extraktion von $\sigma_{\text{tot}}^{c\bar{c}}$ mit der PYTHIA-Modellierung

Zur Extrapolation des integrierten D^* -Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}$ (Gleichung (5.7)) auf den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}^{c\bar{c}}$ der Charm-Produktion aus Zwei-Photon-Ereignissen bei e^+e^- -Schwerpunktenergien von $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183\text{--}189\text{ GeV}$ wird folgende Beziehung benutzt:

$$\sigma_{\text{tot}}^{c\bar{c}} = \frac{\sigma_{\text{vis}}^{D^*}}{2 \cdot P_{c \rightarrow D^{*+}}} \cdot (r_{\text{dir}} \cdot R_{\text{dir}} + r_{\text{res}} \cdot R_{\text{res}}) \quad (5.8)$$

Dabei gilt:

- $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}$ ist der über den D^* -Akzeptanzbereich integrierte inklusive D^* -Wirkungsquerschnitt, der in Abschnitt 5.2.1 bestimmt wurde.
- Der Faktor 2 im Nenner berücksichtigt die Tatsache, dass zur Messung des inklusiven D^* -Wirkungsquerschnitts $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}$ sowohl D^{*+} - als auch D^{*-} -Mesonen mitgezählt wurden.
- $P(c \rightarrow D^{*+})$ ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Charm-Quark in ein D^{*+} -Meson fragmentiert (Abschnitt 5.2.3).
- r_{dir} und r_{res} sind die Anteile des direkten beziehungsweise einfach-aufgelösten Prozesses (Abschnitt 5.1.2).
- R_{dir} und R_{res} geben für den direkten beziehungsweise einfach-aufgelösten Prozess das Verhältnis von totalem zu sichtbarem inklusivem D^* -Wirkungsquerschnitt an, das heißt, R_{dir} und R_{res} beschreiben gerade die Ergebnisse der Extrapolation auf den gesamten Phasenraum. Für einen gegebenen Datensatz ergeben sie sich aus dem Verhältnis der Anzahl der D^* -Ereignisse im gesamten Phasenraum zur Anzahl der D^* -Ereignisse, in denen die D^* -Mesonen in den kinematischen Bereich des D^* -Akzeptanzbereichs fallen.

Zur Bestimmung von R_{dir} und R_{res} werden mit PYTHIA getrennte Ereignismengen für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess erzeugt. Folgende Parameterwahl wurde für die Simulation getroffen. Es wurde eine Charm-Masse von 1,5 GeV gewählt. Zur Parametrisierung des aufgelösten Photons wurde mit SAS-1d [32] die Voreinstellung von PYTHIA übernommen. Die Charm-Fragmentation wurde mit der Fragmentations-Funktion von Peterson et al. [42] modelliert, wobei der ϵ -Parameter gemäß $\epsilon_c = 0,031$ gesetzt wurde. Die Untersuchung dieser Datensätze liefert $R_{\text{dir}} = 11,9 \pm 0,1(\text{stat.})$ und $R_{\text{res}} = 17,5 \pm 0,2(\text{stat.})$.

Die dominierenden theoretischen Unsicherheiten für die Extrapolationsfaktoren R_{dir} und R_{res} ergeben sich aus der Modellierung der Fragmentation der Charm-Quarks in D^* -Mesonen und zusätzlich im Fall des einfach-aufgelösten Prozesses aus der geringen Kenntnis der Partondichten im Photon. Wird die Charm-Masse in der PYTHIA-Modellierung gleich 1,3 GeV beziehungsweise gleich 1,7 GeV

gesetzt, ergeben sich Abweichungen in R_{dir} von $\pm 13\%$ und in R_{res} von $+37\%$ beziehungsweise -19% . Diese Werte werden zur Abschätzung der systematischen Fehler benutzt, die sich aus der Modellierung der Fragmentation ergeben.

Im Fall des einfach-aufgelösten Prozesses wird der Extrapolationsfaktor R_{res} außerdem unter Verwendung der Parametrisierungen GRV-LO [29] bestimmt. Dabei ergibt sich eine Abweichung von 17% . Dies wird für R_{res} quadratisch zur zuvor bestimmten Unsicherheit addiert.

Somit erhält man für die Extrapolationsfaktoren:

$$\begin{aligned} R_{\text{dir}} &= 11,9 \pm 1,5 \\ R_{\text{res}} &= 17,5 \begin{array}{l} + 7,2 \\ - 4,5 \end{array}, \end{aligned} \quad (5.9)$$

und für den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt in Zwei-Photon-Kollisionen bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 183\text{--}189\text{ GeV}$:

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}} = 651 \pm 75 \text{ (stat.)} \begin{array}{l} + 176 \\ - 147 \end{array} \text{ (sys.) pb.} \quad (5.10)$$

5.3.2 Extraktion von $\sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}}$ mit der NLO-QCD-Modellierung

Alternativ wird die NLO-QCD-Rechnung von Frixione et al. benutzt, um auf den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt zu extrapolieren. Dazu wird die Relation

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}} = \frac{\sigma_{\text{vis}}^{\text{D}^*}}{2 \cdot P(c \rightarrow \text{D}^{*+})} \cdot R_{\text{tot}} \quad (5.11)$$

benutzt. Im Vergleich zu Abschnitt 5.3.1 werden hier nicht die experimentell bestimmten Anteile des direkten beziehungsweise einfach-aufgelösten Prozesses benutzt, sondern das Verhältnis der beiden Prozesse, das sich aus der Rechnung ergibt und implizit im Faktor R_{tot} enthalten ist. Der Faktor R_{tot} wurde aus Referenz [39] entnommen. Dort sind die Ergebnisse der beschriebenen Rechnung für $\sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}}$ sowie für $\sigma_{\text{vis}}^{\text{cc}} \equiv \sigma_{\text{vis}}^{\text{D}^*}/2 \cdot P(c \rightarrow \text{D}^{*+})$ für verschiedene Werte der Eingabe-Parameter angegeben. Damit ergibt sich R_{tot} zu $R_{\text{tot}} = \sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}}/\sigma_{\text{vis}}^{\text{cc}}$. Für die Voreinstellung der Parameter, wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben, erhält man $R_{\text{tot}} = 22,2$. Die Variation der Parameter liefert eine Abweichung in R_{tot} von -33% bis $+72\%$, beziehungsweise

$$R_{\text{tot}} = 22,2 \begin{array}{l} + 16,0 \\ - 7,3 \end{array}, \quad (5.12)$$

wobei sich die größten Abweichungen für die Variation der Charm-Masse ergeben. Mit dieser Abschätzung der Systematik in der Extrapolation ergibt sich für den

totalen Charm-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{tot}}^{c\bar{c}} = 1030 \pm 120 \text{ (stat.) } \begin{matrix} + 750 \\ - 350 \end{matrix} \text{ (sys.) pb.} \quad (5.13)$$

Trotz der großen Fehler können die zwei Ergebnisse nicht als kompatibel angesehen werden, da die dominierenden systematischen Fehler, die aus der Extrapolation erwachsen, für beide Fälle stark korreliert sind. Das bedeutet, dass die beiden erhaltenen Zentralwerte innerhalb der statistischen Unsicherheiten verglichen werden müssen, innerhalb derer sie jedoch signifikant voneinander abweichen. Ein möglicher Grund könnte die Tatsache sein, dass der Modellierung des PYTHIA Monte-Carlo-Generators lediglich eine Berechnung in führender Ordnung zu Grunde liegt. An dieser Stelle muss betont werden, dass die Diskrepanz zwischen den zwei durchgeführten Extrapolationen nur auf der unterschiedlichen theoretischen Modellierung beruht, jedoch nicht auf der experimentellen Methode. Daher sollte die Abweichung zwischen $\sigma_{\text{tot}}^{c\bar{c}}$ (PYTHIA) und $\sigma_{\text{tot}}^{c\bar{c}}$ (NLO) als grobe Abschätzung der theoretischen Unsicherheit betrachtet werden.

5.3.3 Vergleich mit QCD-Vorhersagen und anderen Messungen

In Abbildung 5.14 werden die Ergebnisse der Extrapolation auf den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt mit der NLO-Rechnung aus Referenz [37] sowie anderen Messungen verglichen.

Neben der “D*“-Methode, die in der vorliegenden Analyse angewandt wird, wurden in den anderen dargestellten Messungen noch zwei weitere Techniken zum Charm-Nachweis eingesetzt. So wird Charm bei der “soft pion“-Methode auch über die Fragmentation in D^{*+}-Mesonen nachgewiesen, jedoch nicht über die Rekonstruktion des D^{*+}-Mesons, sondern über den Nachweis des weichen Pions aus dem D^{*+} → D⁰π⁺-Zerfall. Die entsprechenden Messungen sind in Abbildung 5.14 mit “π_s” gekennzeichnet. Die andere Methode, die vor allem auch von LEP-Experimenten benutzt wurde, ist die “lepton tag“-Methode. Charm-Ereignisse werden dabei über den Nachweis von Leptonen aus semi-leptonischen Zerfällen selektiert. Diese Messungen sind in Abbildung 5.14 mit der Bezeichnung “Lepton” ausgewiesen.

Die NLO-Rechnung benutzt eine Faktorisierungsskala von $\mu_F = 2m_c$ und für das aufgelöste Photon die GRS-Parametrisierung. Das schattierte Band gibt die Unsicherheit der Vorhersage für eine Variation der Charm-Masse zwischen 1,3 GeV und 1,7 GeV und einer Variation der Renormierungsskala μ_R zwischen m_c und $2m_c$ an (vergleiche Bildunterschrift). Die Ergebnisse der vorliegenden Analyse sind an der Stelle $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 187 \text{ GeV}$ angegeben und sind beide mit der Vorhersage kompatibel.

Der OPAL-Messpunkt (im Legendentext: OPAL D^* LO), der analog zur in Abschnitt 5.3.1 vorgestellten Extrapolation mit PYTHIA bestimmt wurde, ist innerhalb der angegebenen Fehler konsistent mit dem entsprechenden Ergebnis der vorliegenden Analyse (im Legendentext: ALEPH D^* LO). Die Messungen der L3-Kollaboration, die die “lepton tag”-Methode benutzen, sind für sich betrachtet ebenfalls mit der theoretischen Vorhersage konsistent, liegen jedoch systematisch bei LEP1 und LEP2 über den Messpunkten, die mit der “ D^* ”-Methode bestimmt wurden. Das gibt Anlass zu der Vermutung, dass weitere systematische Fehlerquellen in den Methoden enthalten sind, die bisher noch nicht verstanden sind. Eine Erhärtung dieser These liefert eine vorläufige ALEPH-Messung, die die “lepton tag”-Methode benutzt (Legende: ALEPH Lepton). Eine Aussage über den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt auf Grundlage der extrapolierten gemessenen Wirkungsquerschnitte erscheint daher problematisch.

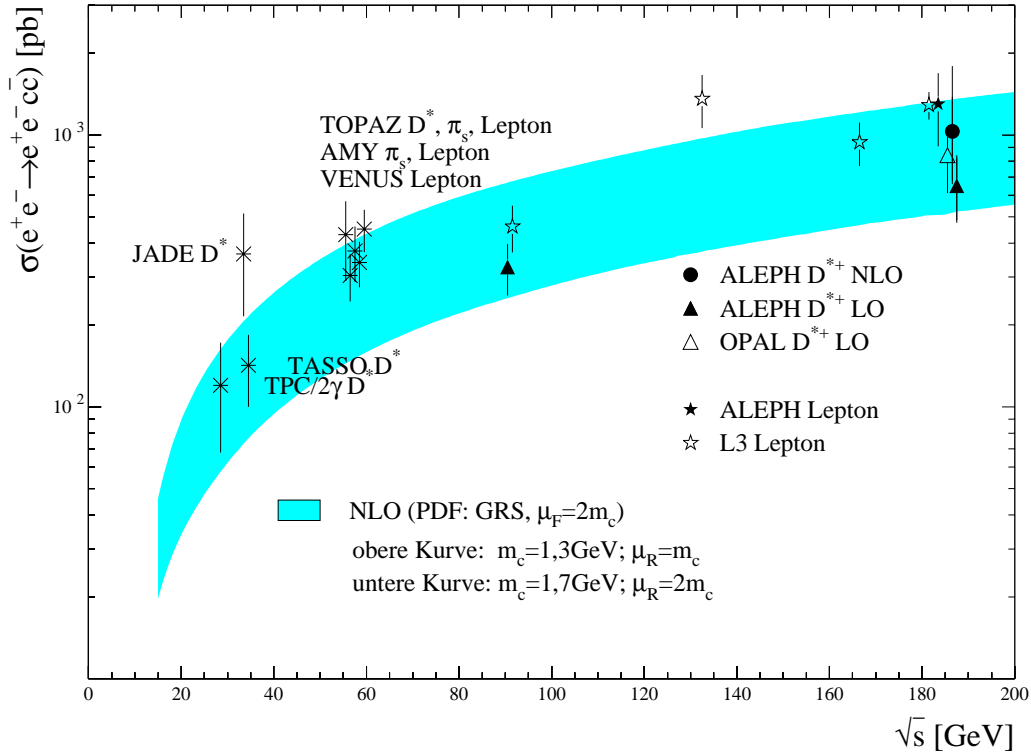


Abbildung 5.14: Vergleich von Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^- c\bar{c}$ bei verschiedenen e^+e^- -Schwerpunktsenergien. Das schattierte Band entspricht der NLO-Vorhersage aus Referenz [37] für die Summe des direkten und des einfach-aufgelösten Prozesses. In der NLO-Rechnung wird die GRS-Parametrisierung für die Beschreibung des aufgelösten Photons benutzt, als Faktorisierungsskala wird $\mu_F = 2m_c$ gewählt. Das Band entspricht einer Variation der Charm-Masse im Intervall $1,3 \text{ GeV} < m_c < 1,7 \text{ GeV}$ und einer gleichzeitigen Variation der Renormierungsskala μ_R im Intervall $m_c < \mu_R < 2m_c$. Die obere Kurve des Bandes entspricht $m_c = 1,3 \text{ GeV}$, $\mu_R = m_c$ und die untere Kurve $m_c = 1,7 \text{ GeV}$, $\mu_R = 2m_c$. Die zwei ALEPH-Messpunkte der vorliegenden Analyse sind bei $\sqrt{s_{e^+e^-}} = 187 \text{ GeV}$ eingetragen, wobei der dargestellte Fehler der quadratischen Summe aus statistischem und systematischem Fehler entspricht. Der Messpunkt einer früheren ALEPH-Messung bei LEP1-Energien ($\sqrt{s_{e^+e^-}} = 91 \text{ GeV}$) stammt aus Referenz [73], der mit “ALEPH Lepton” gekennzeichnete Messpunkt aus Referenz [74]. Die OPAL-Messung ist aus [71], die L3-Messpunkte sind aus [75] entnommen. In Referenz [76] wurde aus den Veröffentlichungen von TPC/ 2γ [77], JADE [78], TASSO [79], TOPAZ [80,81], AMY [82] und VENUS [83] der Charm-Wirkungsquerschnitt extrapoliert.

Kapitel 6

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die offene Charm-Produktion in der Streuung zweier quasi-reeller Photonen in e^+e^- -Reaktionen untersucht. Dazu wurden die Daten ausgewertet, die 1997 und 1998 mit dem ALEPH-Detektor am LEP-Speicherring bei Schwerpunktsenergien von 183 GeV beziehungsweise 189 GeV aufgenommen wurden und einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 236,3 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen.

Die Charm-Produktion wurde über die Identifizierung von $D^{*\pm}$ -Mesonen in vorselektierten Zwei-Photon-Ereignissen gemessen. $D^{*\pm}$ -Mesonen wurden im Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ nachgewiesen, wobei die D^0 -Mesonen in den Zerfällen $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$, $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ und $D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ rekonstruiert wurden. Im untersuchten Daten-Sample wurden in der Summe über alle betrachteten D^0 -Zerfallskanäle $N = (113 \pm 15)$ D^* -Ereignisse selektiert.

Für den kinematischen Bereich $2 \text{ GeV} < p_t^{D^*} < 12 \text{ GeV}$, $|\eta^{D^*}| < 1,5$ werden die Anteile der dominierenden Prozesse *direkt* und *einfach-aufgelöst* zu $r_{\text{dir}} = (62,7 \pm 10,6) \%$ beziehungsweise $r_{\text{res}} = (37,3 \pm 10,6) \%$ bestimmt. Eine QCD-Berechnung in NLO von Frixione et al. bestimmt den Anteil des direkten Prozesses zu $r_{\text{dir}} = (70,4_{-7,3}^{+4,3}) \%$, während eine Analyse der OPAL-Kollaboration die gleiche Messgröße mit $r_{\text{dir}} = (51 \pm 10) \%$ angibt. Obwohl das Ergebnis der vorliegenden Analyse zu beiden dieser Ergebnisse konsistent ist, lässt sich aus der Gesamtheit der drei Werte keine klare quantitative Aussage für r_{dir} treffen. Qualitativ betrachtet scheinen die Daten jedoch einen größeren Anteil des einfach-aufgelösten Prozesses zu sehen als die QCD-Rechnung vorhersagt.

Im genannten Akzeptanzbereich wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^{D^*}$ sowie $d\sigma/d|\eta^{D^*}|$ als Funktionen des Transversalimpuls $p_t^{D^*}$ beziehungsweise als Funktion der Pseudorapidität η^{D^*} der D^* -Mesonen gemessen und ebenfalls mit der OPAL-Messung und QCD-Vorhersage verglichen. Insgesamt wird der Verlauf der Verteilungen in Daten zufrieden stellend von der Vorhersage wiedergegeben. Bis auf den unteren $p_t^{D^*}$ -Bereich ($p_t^{D^*} \approx 2 \text{ GeV}$), in dem die ALEPH- und OPAL-Messung signifikant voneinander abweichen und die ALEPH-Messung leicht unter die Vorhersage fällt, liegen die Verteilungen in Daten in der

absoluten Normierung systematisch über der Vorhersage. Innerhalb der beiden verglichenen Messungen zeigt sich auch eine Abweichung. So liegen die OPAL-Messpunkte systematisch über den Messpunkten der vorgestellten Analyse. Innerhalb der angegebenen Fehler sind die Messungen jedoch konsistent. Dem bisher Gesagten entsprechend liegt das Ergebnis der vorliegenden Arbeit für den über den Akzeptanz-Bereich integrierten (sichtbaren) D^* -Wirkungsquerschnitt mit $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}(\text{ALEPH}) = (21,7 \pm 2,5 \text{ (stat.)} \pm 1,4 \text{ (sys.)}) \text{ pb}$ etwa 25% über dem entsprechenden Wert aus der Vorhersage von $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}(\text{NLO-QCD}) = (17,3_{-2,9}^{+5,1}) \text{ pb}$, während die OPAL-Messung die Vorhersage um etwa 70% übertrifft, $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}(\text{OPAL}) = (29,4 \pm 3,4 \text{ (stat.)} \pm 2,4 \text{ (sys.)}) \text{ pb}$. Die Unsicherheiten der Messungen werden von statistischen Fehlern dominiert, so dass mit der vollen Statistik der LEP2-Datennahme eine entsprechende Verbesserung der Auflösung zu erwarten ist.

Der sichtbare D^* -Wirkungsquerschnitt dient als Grundlage für eine Extrapolation auf den gesamten Phasenraum, um den totalen Charm-Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Diese Extrapolation hängt nur von der Modellierung der Prozesse ab, ist aber großen theoretischen Unsicherheiten unterworfen. Zur Abschätzung dieser Unsicherheiten wurde die Extrapolation in der vorliegenden Arbeit zum einen mit der Modellierung des PYTHIA Monte-Carlo-Generators und zum anderen mit der genannten NLO-QCD-Berechnung durchgeführt. Die zwei Extrapolationen liefern:

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}}(\text{PYTHIA}) = 651 \pm 75 \text{ (stat.)} \begin{matrix} + 176 \\ - 147 \end{matrix} \text{ (sys.) pb} \quad (6.1)$$

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{cc}}(\text{NLO-QCD}) = 1030 \pm 120 \text{ (stat.)} \begin{matrix} + 750 \\ - 350 \end{matrix} \text{ (sys.) pb.} \quad (6.2)$$

Da die systematischen Fehler, die von den Unsicherheiten der Extrapolation dominiert werden, stark korreliert sind, können die Ergebnisse nicht als kompatibel angesehen werden. Vielmehr zeigt sich, dass die Extrapolation auf den totalen Wirkungsquerschnitt auf Grund der nur ungenauen Modellierung der Fragmentation der Charm-Quarks erhebliche Unsicherheiten enthält. Auf dieser Grundlage ist eine Bestimmung des totalen Charm-Wirkungsquerschnitt problematisch. Umso mehr ist die Wichtigkeit der Messung inklusiver Spektren in Bereichen, die experimentell gut erfasst sind, hervorzuheben und für zukünftige Analysen zu empfehlen.

Literaturverzeichnis

- [1] BUDNEV, V.M. ; GINZBURG, I.F. ; MELEDIN, G.V. ; SERBO, V.G.: Phys. Rep. **15** (1975), S. 181
- [2] FERMI, E.: Z. Phys. (1924)
- [3] KESSLER, P. ; KESSLER, D.: Nuovo Cim. **4** (1956), S. 601
- [4] VON WEIZSÄCKER, C.F.: Z. Phys. **88** (1934), S. 612
- [5] WILLIAMS, E.J.: Phys. Rev. **45** (1934), S. 729
- [6] KOLANOSKI, H.: *Two-Photon Physics at e^+e^- Storage Rings*. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo : Springer-Verlag, 1984 (Springer Tracts in Modern Physics)
- [7] FRITZSCH, H. ; GELLMAN, M. ; LEUTWYLER, H.: Phys. Lett. **B47** (1973), S. 365
- [8] GROSS, D.J. ; WILCZEK, F.: Phys. Rev. Lett. **30** (1973), S. 1343
- [9] POLITZER, H.: Phys. Rev. Lett. **30** (1973), S. 1346
- [10] POLITZER, H.: Phys. Reports **C14** (1974), S. 129
- [11] POLITZER, H.: Phys. Lett. **B70** (1977), S. 430
- [12] ELLIS, J. ; GAILLARD, M.K. ; ROSS, G.: Nucl. Phys. **B111** (1976), S. 253
- [13] SALAM, A. ; WARD, J.C.: Phys. Lett. **13** (1964), S. 168
- [14] WEINBERG, S.: Phys. Rev. **19** (1967), S. 1264
- [15] GLASHOW, S.L.: Phys. Rev. **D2** (1970), S. 1285
- [16] SCHULER, G.A. ; SJÖSTRAND, T.: Workshop on Two Photon Physics from DAΦNE to LEP200 and Beyond. 1994: CERN-TH-7193/94
- [17] SAKURAI, J.J.: Ann. Phys. **11** (1960), S. 1

- [18] WITTEN, E.: Nucl. Phys. **B120** (1977), S. 189
- [19] BAUR, T.H. [u. a.]: Rev. Mod. Phys. **50** (1978), S. 261
- [20] NISIUS, R.: Phys. Rep. **332** (2000), S. 165
- [21] BERGER, C. ; WAGNER, W.: Phys. Rep. **146** (1987), S. 1
- [22] AFFHOLDERBACH, K.: *Messung der hadronischen Strukturfunktion des Photons*, Fachbereich Physik, Universität Siegen, Dissertation, 2000
- [23] ALTARELLI, G. ; PARISI, G.: Nucl. Phys. **B126** (1977), S. 298
- [24] DOKSHITZER, Yu.L.: Sov. Phys. JETP **46** (1977), S. 641
- [25] LIPATOV, L.N.: Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975), S. 95
- [26] GRIBOV, V.N. ; LIPATOV, L.N.: Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972), S. 438
- [27] ALTARELLI, G.: Phys. Rev. **81** (1982), S. 1
- [28] GLÜCK, M. ; REYA, E. ; VOGT, A.: Z. Phys. **C53** (1992), S. 651
- [29] GLÜCK, M. ; REYA, E. ; VOGT, A.: Phys. Rev. **D45** (1992), S. 3986
- [30] AURENCHE, P. ; GUILLET, J.P. ; FONTANNAZ, M.: Z. Phys. **C64** (1994), S. 621
- [31] GLÜCK, M. ; REYA, E. ; SCHIENBEIN, I.: Phys. Rev. **D60** (1999), S. 54019
- [32] SCHULER, G.A. ; SJÖSTRAND, T.: Z. Phys. **C68** (1995), S. 607
- [33] COLLINS, P.D.B.: *An Introduction to Regge Theory & and High Energy Physics*. Cambridge, 1977
- [34] MANGANO, M.L. ; NASON, P. ; RIDOLFI, G.: Nucl. Phys. (1992)
- [35] FRIXIONE, S. ; MANGANO, M.L. ; NASON, P. ; RIDOLFI, G.: Nucl. Phys. **B412** (1994), S. 225
- [36] KRÄMER, M. ; LAENEN, E.: Phys. Lett. **B371** (1996), S. 303
- [37] DREES, M. ; KRÄMER, M. ; ZUNFT, J. ; ZERWAS, P.M.: Phys. Lett. **B306** (1993), S. 371
- [38] CACCIARI, M. ; GRECO, M. ; KNIEHL, B.A. ; KRÄMER, M. ; KRAMER, G. ; SPIRA, M.: Nucl. Phys. **B466** (1995), S. 173
- [39] FRIXIONE, S. ; KRÄMER, M. ; LAENEN, E.: Nucl. Phys. **B571** (2000), S. 169

- [40] SJÖSTRAND, T.: *Comp. Phys. Comm.* **82** (1994), S. 74
- [41] ANDERSSON, B. ; GUSTAFSON, G. ; INGELMAN, G. ; SJÖSTRAND, T.: *Phys. Rep.* **97** (1983), S. 31
- [42] PETERSON, C. ; SCHLATTER, D. ; SCHMITT, I. ; ZERWAS, P.: *Phys. Rev.* **D27** (1983), S. 105
- [43] ANDERSSON, B. ; GUSTAFSON, G. ; SÖDERBERG, B.: *Z. Phys.* **C20** (1983), S. 317
- [44] MYERS, S. ; PICASSO, E.: *Contemp. Phys.* **31** (1990), S. 387
- [45] ALEPH-KOLLABORATION: *Nucl. Instr. Meth.* **A294** (1990), S. 121
- [46] ALEPH-KOLLABORATION: *Nucl. Instr. Meth.* **A360** (1995), S. 481
- [47] ALEPH-KOLLABORATION ; BOWDERY, Chris (Hrsg.): *ALEPH Handbook, Volume 1.* 1995 (CERN Publications)
- [48] ALEPH-KOLLABORATION ; BOWDERY, Chris (Hrsg.): *ALEPH Handbook, Volume 2.* 1997 (CERN Publications)
- [49] GRUPEN, C.: *Teilchendetektoren.* Mannheim, Leipzig, Wien, Zürich : BI-Wissenschaftsverlag, 1993
- [50] KNOBLOCH, J.: 1990: ALEPH 90-115, internal note
- [51] STERMAN, G. ; WEINBERG, S.: *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977), S. 1436
- [52] JADE-KOLLABORATION: *Z. Phys.* **C33** (1986), S. 23
- [53] BETHKE, S. [u. a.]: *Phys. Lett.* **B213** (1988), S. 235
- [54] HUTH, J.E. [u. a.]: In: BERGER, E.L. (Hrsg.): *1990 DPF Summer Study on High Energy Physics.* Singapore : World Scientific, 1992, S. 134
- [55] CATANI, S. ; DOKSHITZER, Y.L. ; SEYMOUR, M.H. ; WEBBER, B.R.: *Nucl. Phys.* **B406** (1993), S. 187
- [56] CERN Program Library Long Writeup: *GEANT, Detector Description and Simulation Tool.* 1995
- [57] RANJARD, F.: ALEPH 86-015, internal note
- [58] SKRZYPEK, M. ; JADACH, S. ; PLACZEK, W. ; WĄS, Z.: *Comp. Phys. Comm.* **94** (1996), S. 216

- [59] JADACH, S. ; WARD, B.F.L. ; WAS, Z.: *Comp. Phys. Comm.* **79** (1994), S. 503
- [60] *PHOT02 Monte-Carlo-Generator*: Originalversion geschrieben von S. Kawabata auf Basis eines Programms von J.A.M. Vermaseren. Weiterentwicklungen durch J. Olsson, H. Wriedt und J.M. Nye
- [61] CASO, C. [u. a.]: *Eur. Phys. J.* **3** (1998), Nr. 1-4, S. 1
- [62] ASSMANN, R. ; JOHNSON, R. ; FENG, Z.: ALEPH 94-116, internal note
- [63] BRANDT, S.: *Datenanalyse*. Heidelberg : Spektrum-Verlag, 1999
- [64] JACKSON, D.: *Investigations into Tau Lepton and Charm Quark Creation by Electron-Positron Interactions at 91 GeV.*, University of Lancaster, Dissertation, 1993
- [65] LÖNNBLAD, L. ; SEYMOUR, M.: $\gamma\gamma$ Event Generators. In: ALTARELLI, G. (Hrsg.) ; SJÖSTRAND, T. (Hrsg.) ; ZWIRNER, F. (Hrsg.): *Physics at LEP2* Bd. 2. 1996, S. 187
- [66] HODGSON, P. *Mündliche Mitteilung*
- [67] NGAC, A.: *Charged Particle Identification Using Specific Energy Loss dE/dx in the ALEPH Detector*, Fachbereich Physik, Universität Siegen, Diplomarbeit, 2000
- [68] LAFFERTY, G.D. ; WYATT, T.R.: *Nucl. Inst. Meth.* **A355** (1995), S. 541
- [69] THE LEP COLLABORATIONS ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, THE LEP ELECTROWEAK WORKING GROUP, AND THE SLD HEAVY FLAVOUR AND ELECTROWEAK GROUPS: CERN-EP/99-15
- [70] L3-KOLLABORATION: *Phys. Lett.* **467** (1999), S. 137
- [71] OPAL-KOLLABORATION: *Eur. Phys. J.* **16** (2000), S. 579
- [72] FRIXIONE, S. *Mündliche Mitteilung*
- [73] ALEPH-KOLLABORATION: *Phys. Lett.* **B355** (1995), S. 595
- [74] KRASEL, O.: ALEPH 2000-031, internal note
- [75] L3-KOLLABORATION: *Phys. Lett.* **B453** (1999), S. 83
- [76] AURENCHE, P. ; SCHULER, G.A.: $\gamma\gamma$ Physics. In: ALTARELLI, G. (Hrsg.) ; SJÖSTRAND, T. (Hrsg.) ; ZWIRNER, F. (Hrsg.): *Physics at LEP2* Bd. 1. 1996, S. 291

- [77] TPC/TWO-GAMMA-KOLLABORATION: Phys. Lett. **B252** (1990), S. 499
- [78] JADE-KOLLABORATION: Phys. Lett. **B184** (1987), S. 288
- [79] TASSO-KOLLABORATION: Z. Phys. **C47** (1990), S. 499
- [80] TOPAZ-KOLLABORATION: Phys. Rev. **D50** (1994), S. 1879
- [81] TOPAZ-KOLLABORATION: Phys. Lett. **B328** (1994), S. 535
- [82] T. NOZAKI (AMY-KOLLABORATION): In: CARTWRIGHT, S. (Hrsg.) ; MILLER, D. (Hrsg.) ; KHOSE, V.A. (Hrsg.): *Proceedings of PHOTON 95*. Sheffield : World Scientific, 1995
- [83] VENUS-KOLLABORATION: Z. Phys. **C63** (1994), S. 213

Abbildungsverzeichnis

2.1	Photon-Photon-Streuung in e^+e^- -Kollisionen.	4
2.2	Fluktuation eines Photons in ein Fermion-Antifermion-Paar.	8
2.3	Komponenten des Wechselwirkungsverhaltens von Photonen.	10
2.4	Beiträge zur harten $\gamma\gamma$ -Wechselwirkung.	17
2.5	Beiträge des direkten, einfach-aufgelösten und doppelt-aufgelösten Prozesses zum Charm-Wirkungsquerschnitt in Zwei-Photon-Produktion in Abhängigkeit von der e^+e^- -Schwerpunktsenergie nach [37].	21
2.6	Beiträge des direkten, einfach-aufgelösten und doppelt-aufgelösten Prozesses zum Bottom-Wirkungsquerschnitt in Zwei-Photon-Produktion in Abhängigkeit von der e^+e^- -Schwerpunktsenergie nach [37].	21
3.1	Der LEP-Speicherring mit den vier Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL.	27
3.2	Anordnung der Subdetektorkomponenten im ALEPH-Detektor.	29
4.1	Rekonstruierte invariante Masse W_{rek} für simulierte Signal- und Untergrundereignisse.	41
4.2	Gesamtenergie der geladenen Energiefluss-Objekte.	41
4.3	Gesamttransversalimpuls der Energiefluss-Objekte.	43
4.4	Anzahl der geladenen Energiefluss-Objekte.	43
4.5	Anzahl der geladenen Energiefluss-Objekte N_{chrgd} gegen die Gesamtenergie E_{rek}	44
4.6	Verteilung der χ^2 -Wahrscheinlichkeit für die Pion- und Kaon-Hypothese auf Grundlage der dE/dx -Messung für rekonstruierte Spuren geladener Teilchen in den vorselektierten Daten.	48
4.7	Invariante Masse von Kombinationen zweier Photonen, die im ECAL mit einer Energie oberhalb von 250 MeV in der vorselektierten Ereignismenge gefunden wurden.	49
4.8	Invariante Masse aller Kombinationen der Art $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$ und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ in den vorselektierten Daten.	50
4.9	Invariante Masse der Kombinationen $K^-\pi^+$, $K^-\pi^+\pi^0$ und $K^-\pi^+\pi^-\pi^+$ aus D^0 -Zerfällen, die mit PYTHIA simuliert wurden.	50

4.10	Massendifferenz-Spektrum für die untersuchten Daten.	52
4.11	Anpassung des Massendifferenz-Spektrums mit Hilfe der Parametrisierung aus Gleichung (4.13).	53
5.1	Feynmandiagramme des direkten und einfach-aufgelösten Prozesses in führender Ordnung.	55
5.2	Verteilung von x_γ^{\min} in Monte-Carlo für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess. Beide Verteilungen sind auf die gleiche Anzahl an Ereignissen nach der D^* -Selektion normiert.	56
5.3	Verteilung von $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ in Monte-Carlo für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess. Beide Verteilungen sind auf die gleiche Anzahl an Ereignissen nach der D^* -Selektion normiert.	57
5.4	Massendifferenz-Spektrum mit eingezeichneter Untergrundparametrisierung $U(\Delta M)$	58
5.5	Verteilung von x_γ^{\min} in Daten mit angepassten Monte-Carlo-Verteilungen für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess.	59
5.6	Verteilung von $p_t^{D^*}/W_{\text{rek}}$ in Daten mit angepassten Monte-Carlo-Verteilungen für den direkten und einfach-aufgelösten Prozess.	59
5.7	Abhängigkeit der D^* -Rekonstruktionseffizienz von $p_t^{D^*}$	62
5.8	Abhängigkeit der D^* -Rekonstruktionseffizienz von $ \eta^{D^*} $	63
5.9	Massendifferenz-Spektren in den untersuchten Daten für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dp_t^{D^*}$	65
5.10	Massendifferenz-Spektren in den untersuchten Daten für die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/d \eta^{D^*} $	66
5.11	Differentieller D^* -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^{D^*}$ als Funktion von $p_t^{D^*}$. Vergleich von ALEPH-Daten und NLO-QCD-Berechnung von Frixione et al.	71
5.12	Differentieller D^* -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^{D^*}$ als Funktion von $p_t^{D^*}$. Vergleich von ALEPH- und OPAL-Daten mit der NLO-QCD-Berechnung von Frixione et al.	73
5.13	Differentieller D^* -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d \eta^{D^*} $ als Funktion von η^{D^*} . Vergleich von ALEPH- und OPAL-Daten mit der NLO-QCD-Berechnung von Frixione et al.	74
5.14	Vergleich von Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ bei verschiedenen e^+e^- -Schwerpunktenergien mit einer Vorhersage in NLO.	81

Tabellenverzeichnis

4.1	Untersuchte Prozesse zur Vorselektion.	40
4.2	Auflösung der D^0 -Rekonstruktion.	50
5.1	Intervall-Einteilung des D^* -Akzeptanzbereichs in $p_t^{D^*}$ und $ \eta^{D^*} $ zur Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^{D^*}$ und $d\sigma/d \eta^{D^*} $	60
5.2	Anzahl rekonstruierter D^* -Ereignisse in Daten und resultierende differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $p_t^{D^*}$ separat für die betrachteten D^0 -Zerfälle.	67
5.3	Anzahl rekonstruierter D^* -Ereignisse in Daten und resultierende differentielle Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $ \eta^{D^*} $ separat für die betrachteten D^0 -Zerfälle.	67
5.4	Ergebnis der gewichteten Mittelung über die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^{D^*}$ beziehungsweise $d\sigma/d \eta^{D^*} $ der einzelnen D^0 -Zerfallskanäle und der Integration über den Akzeptanzbereich.	68
5.5	Untersuchte systematische Fehlerquellen für die Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp_t^{D^*}$ und $d\sigma/d \eta^{D^*} $	70
5.6	Ergebnisse der vorliegenden Analyse, der OPAL-Messung und der NLO-QCD-Vorhersage für den sichtbaren D^* -Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{vis}}^{D^*}$	75
5.7	Ergebnisse der vorliegenden Analyse, der OPAL-Messung und der NLO-QCD-Vorhersage für den Anteil des direkten Prozesses im untersuchten D^* -Akzeptanzbereich.	76

Danksagung

Zum Gelingen dieser Arbeit haben viele Menschen beigetragen, denen ich an dieser Stelle ein herzliches *Dankeschön* sage:

Herrn Prof. Dr. Siegmund Brandt und Herrn Prof. Dr. Claus Grupen danke ich für die Möglichkeit, an einem so interessanten Projekt wie dem ALEPH-Experiment mitarbeiten zu können und die faszinierende Atmosphäre am CERN kennenzulernen, für ihre Unterstützung, aber auch für die Freiheit, die sie mir bei dieser Arbeit ließen.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Priv. Doz. Dr. Armin Böhler für die vielen fruchtbaren Diskussionen rund um die Hochenergiephysik im Allgemeinen und die Zwei-Photon-Physik im Speziellen. Durch ihn und seine Begeisterung für das physikalische Gespräch erhielt die Tafel in unserem Büro endlich ihre Daseinsberechtigung.

Den Vertretern der theoretischen Physik Dr. Eric Laenen, Dr. Michael Krämer und Dr. Stefano Frixione danke ich für die unkomplizierte Bereitstellung ihrer Programme zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte in NLO und ihre Geduld bei der Beantwortung meiner Fragen. Herrn Dr. Christer Friberg aus Lund danke ich für seine Anstrengungen, mich in die Geheimnisse des Monte-Carlo-Generators PYTHIA einzuführen.

Für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei den derzeitigen und ehemaligen Mitgliedern der Siegener ALEPH-Gruppe, insbesondere bei den Herren Dr. Klaus Affholderbach, Jürgen Foß, Dr. Jens Gottmann, Johannes Heß, Christian Koob, Olaf Krasel, Dr. Arif Mailov, Dr. Andrzej Misiejuk, AnBang Ngac, Gerrit Prange, Pedro Saraiva, Dieter Schmidt (und seiner Kaffeemaschine), Dr. Frank Stephan, Andreas Werner und Frau Andreea Taune. Besonders erwähnt sei an dieser Stelle auch Herr Tilo Stroh, der durch seine ständige Hilfsbereitschaft in technischen Fragen das Leben erst wirklich angenehm machte.

Danke sage ich an dieser Stelle nicht nur Freunden und Kollegen aus der Physik, sondern vor allem auch meinen Eltern, die mir mein Studium ermöglichten und mich während meines Studiums und der Promotionszeit in jeder Weise unterstützten.

Mein größter Dank gilt meiner Frau Michaela, die mich in allen Phasen der Promotion stets ermutigend begleitet hat. Sie hat einen wesentlichen Teil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.