Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1-Detektor bei HERA

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von

Dirk Schmidt

aus Bad Oldesloe

Hamburg
2001

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. F. W. Büßer
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. B. Naroska Prof. Dr. W. Schmidt-Parzefall
Datum der Disputation:	31.05.2001
Dekan des Fachbereiches Physik und Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. F. W. Büßer

Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1-Detektor bei HERA

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die diffraktive Photoproduktion von J/ψ- und ψ'-Mesonen am H1-Experiment bei HERA untersucht. Die Daten entsprechen einer integrierten Luminosität von $36.6\,\text{pb}^{-1}$. Die Analyse deckt einen kinematischen Bereich von $40\,\text{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\text{GeV}$ und $Q^2 < 1\,\text{GeV}^2$ ab. Für Ereignisse, in denen das Proton elastisch gestreut wird, wird ein Bereich von $|t| < 1.2\,\text{GeV}^2$ untersucht, während für Ereignisse mit Protondissoziation der kinematische Bereich auf $|t| < 5\,\text{GeV}^2$ eingeschränkt wird.
Für die Analyse der J/ψ-Produktion wird im Vergleich zu einer veröffentlichten Messung von H1 die statistische Signifikanz erhöht, indem außer dem Zerfall in zwei Myonen der elektronische Zerfallskanal untersucht wird. Es werden γp-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für die elastische und protondissoziative J/ψ-Produktion bestimmt. Beide Wirkungsquerschnitte steigen steil mit der Energie an und sind innerhalb der Fehler in guter Übereinstimmung. Weiterhin werden differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt \propto \exp(-b|t|)$ als Funktion von $|t|$ gemessen, aus denen die Steigungsparameter b für die elastische und protondissoziative J/ψ-Produktion extrahiert werden. Die Ergebnisse stimmen gut mit früheren Messungen überein. Die statistischen Unsicherheiten wurden jedoch reduziert.
Die ψ'-Mesonen werden über ihren Zerfall in ein J/ψ-Meson und zwei geladene Pionen oder über den direkten leptonischen Zerfall nachgewiesen. Neben dem Verhältnis der quasielastischen ψ'- zur J/ψ-Produktion wird erstmals bei HERA der γp-Wirkungsquerschnitt als Funktion von $W_{\gamma p}$ für die quasielastische ψ'-Produktion bestimmt. Unter der Verwendung der Parametrisierung $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ wird ein Wert von $\delta = 1.12 \pm 0.27$ gemessen. Weiterhin wird erstmals die t-Abhängigkeit für die elastische und protondissoziative ψ'-Produktion untersucht. Für den elastischen Steigungsparameter ergibt sich ein Wert von $b_{el} = (4.71 \pm 0.93^{+0.73}_{-0.69})\,\text{GeV}^{-2}$ und für den protondissoziativen Steigungsparameter ein Wert von $b_{pd} = (1.10 \pm 0.24^{+0.55}_{-0.59})\,\text{GeV}^{-2}$.
Innerhalb der (großen) statistischen und systematischen Fehler stimmen die Energie- und die t-Abhängigkeit der ψ'- und der J/ψ-Produktion überein.

Diffractive Photoproduction of Charmonium in the H1 Detector at HERA

Abstract

An analysis of the diffractive photoproduction of J/ψ and ψ' mesons is presented in this thesis which uses data collected by the H1 detector at the HERA collider. The data sample corresponds to an integrated luminosity of $36.6\,\mathrm{pb}^{-1}$. The analysis covers a kinematic range $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ and $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$. Elastic meson production is measured up to $|t| < 1.2\,\mathrm{GeV}^2$. For proton dissociative events the analysis is restricted to $|t| < 5\,\mathrm{GeV}^2$.
The statistics are increased with respect to the previously published measurement by not only detecting the J/ψ mesons via their decays into two muons, but also via their decays into two electrons. Measurements of the γp cross sections as function of $W_{\gamma p}$ for elastic and proton dissociative J/ψ production are presented. Both cross sections show a strong rise with increasing energy which is comparable within the errors. In addition, differential cross sections $d\sigma/dt \propto \exp(-b|t|)$ as a function of $|t|$ are measured. The extracted slopes b for elastic and proton dissociative J/ψ production are in agreement with older measurements. The statistical error is, however, reduced.
The ψ' mesons are detected via the decay $\psi' \rightarrow J/\psi\ \pi^+\pi^-$ and the direct leptonic decays. A measurement of the total quasi-elastic ψ' to J/ψ production ratio is presented. The quasi-elastic γp cross section is also determined. A parameterisation $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ of the energy dependence results in a value of $\delta = 1.12 \pm 0.27$. In addition the t-dependences of the differential cross sections of elastic and proton dissociative ψ' production are compared to those of J/ψ production. The measured slopes are $b_{el} = (4.71 \pm 0.93^{+0.73}_{-0.69})\,\mathrm{GeV}^{-2}$ for elastic and $b_{pd} = (1.10 \pm 0.24^{+0.55}_{-0.59})\,\mathrm{GeV}^{-2}$ for proton dissociative production.
The energy dependence and the t-dependence of the ψ' and J/ψ cross sections are comparable within the (big) statistical and systematical errors.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Die Elementarteilchenphysik versucht, eine immer tiefergehende Einsicht in die Struktur der Materie zu gewinnen. Streuexperimente haben eine entscheidende Rolle bei der Suche nach den fundamentalen Bestandteilen der Materie und deren Wechselwirkungen gespielt. Seit dem Jahr 1911, in dem Rutherford und Mitarbeiter α-Teilchen an Goldfolien gestreut und den Atomkern entdeckt haben, wurde das Bild von der Struktur der Materie immer wieder erweitert und verfeinert. Um die Struktur des Protons zu untersuchen, wurde im Jahre 1992 der Speicherring HERA am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Betrieb genommen. Hier werden Protonen mit Elektronen bzw. Positronen zur Kollision gebracht. Eines der vier Experimente am Speicherring HERA ist der H1-Detektor, dessen Daten in der Analyse dieser Arbeit Verwendung finden.

Nach dem heutigen Wissensstand ist die Materie aus zwei Arten strukturloser Fermionen aufgebaut: den Quarks, aus denen Hadronen wie das Proton zusammengesetzt sind, und den Leptonen. Im Standardmodell der Elementarteilchenphysik wird die Wechselwirkung zwischen den Fermionen durch Austauschbosonen vermittelt. Die elektroschwache Wechselwirkung erfolgt durch den Austausch masseloser Photonen und massiver $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen. Im Standardmodell wird die starke Wechselwirkung im Rahmen der Quanten-Chromodynamik (QCD) beschrieben, wobei die Wechselwirkung zwischen Quarks durch den Austausch von masselosen Gluonen vermittelt wird, die an Farbladungen koppeln. Da die Gluonen selbst Farbe tragen, können sie auch untereinander wechselwirken.

In Hadron-Hadron-Streuungen wurde eine spezielle Klasse von Prozessen beobachtet, die sogenannten diffraktiven Prozesse, die nicht durch Störungsrechnungen im Rahmen der QCD (pQCD) beschrieben werden können. Diffraktive Ereignisse sind durch große Lücken in der Rapiditätsverteilung des hadronischen Endzustands charakterisiert. Die diffraktiven Prozesse können im Rahmen der Regge-Theorie in Anlehnung an optische Streuung beschrieben werden. In phänomenologische Modellen beruht die Rapiditätslücke auf dem Austausch einer Pomeron-Trajektorie, die keine Quantenzahlen und insbesondere keine Farbe überträgt.
Bei HERA können die auf der Regge-Theorie basierenden Modelle erfolgreich z. B. auf inklusive diffraktive Photoproduktion angewendet werden, in der der Impulsübertrag am Elektronvertex Q^2 sehr klein ist ($Q^2 \to 0$).

Diffraktive Phänomene können bei HERA auch in exklusiven Prozessen untersucht werden. Ein spezieller Prozeß ist die exklusive Produktion von Vektormesonen.
In Anwesenheit einer *harten Skala*, wie z. B. hohen Werten für die Impulsüberträge am Elektron- oder Protonvertex Q^2 bzw. t oder auch einer schweren Vektormesonmasse M_V, kann der Prozeß mit Hilfe von pQCD beschrieben werden. Bei HERA kann die Produktion von leichten und schweren Vektormesonen innerhalb von großen kinematischen Bereichen von Q^2 und t untersucht werden. Dadurch ergibt sich die Möglichkeit, den Übergang zwischen phänomenologischen Modellen und pQCD-Ansätzen näher zu untersuchen.

Im Jahr 1993 wurde von Ryskin vorgeschlagen, den Wirkungsquerschnitt der diffraktiven Erzeugung von J/ψ-Mesonen, gebundenen Zuständen aus einem *charm* und einem *anti-charm* Quark, als neue Methode zur Bestimmung der Gluondichte im Proton zu messen, da der Wirkungsquerschnitt nach Rechnungen der pQCD proportional zum Quadrat der Gluondichte ist. In den letzten Jahren wurden deshalb zahlreiche Modelle entwickelt, um die J/ψ-Produktion bei HERA zu beschreiben. Unklar ist jedoch noch, ob und wie stark nicht-störungstheoretisch berechenbare Beiträge eine Rolle spielen.

In dieser Arbeit wird die diffraktive Produktion von J/ψ- und ψ'-Mesonen in Photoproduktion untersucht. Das ψ'-Meson ist der erste radial angeregte Zustand des J/ψ-Mesons und ist etwa doppelt so groß wie das J/ψ.
Die J/ψ-Mesonen werden anhand ihres Zerfalls in zwei Elektronen oder zwei Myonen identifiziert. Die ψ'-Mesonen werden über ihren Zerfall in ein J/ψ-Meson und zwei geladene Pionen oder über den direkten leptonischen Zerfall nachgewiesen. Es werden Ereignisse analysiert, in denen das Proton entweder elastisch gestreut wird oder in einen hadronischen Endzustand mit vorwiegend kleiner Masse dissoziiert. Um eine genügend große Datenmenge zur Verfügung zu haben, werden die Daten des H1-Experimentes der Datennahmeperioden 1996, 1997 und 1999 kombiniert.
Die Ereignisse mit J/ψ-Mesonen dienen zur systematischen Untersuchung der Leptonerkennung, der Triggereffizienz und der Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation. Dabei wird der elektronische Zerfallskanal eingehend untersucht, da sich auf Grund der Energieverluste der Zerfallselektronen durch Bremsstrahlung und auf Grund eines höheren Untergrundanteils durch fehlidentifizierte Pionen die Analyse dieses Kanals aufwendiger gestaltet.
Im Gegensatz zu einer früheren Analyse, die die elastische J/ψ-Produktion untersucht hat, kann die Datenmenge unter Verwendung des Jahres 1999 und der Hinzunahme des elektronischen Zerfallskanals erhöht und dadurch der statistische Fehler verringert werden. Für die Analyse der protondissoziativen J/ψ-Produktion kann der statistische Fehler signifikant reduziert werden, da in einer vorhergehenden Analyse die Daten der Jahre 1994 und 1995 verwendet wurden.
Neben der Bestimmung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte von ψ'- und J/ψ-Mesonen wird in dieser Arbeit erstmals die Energie- und die t-Abhängigkeit der diffraktiven Photoproduktion von ψ'-Mesonen untersucht. Die Ergebnisse werden zum einen mit der Produktion von J/ψ-Mesonen und zum anderen mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

Gliederung der Arbeit

In **Kapitel 1** wird eine Einführung in die theoretischen Grundlagen der diffraktiven Produktion von Vektormesonen gegeben. Es wird unterschieden zwischen der phänomenologischen Beschreibung des Prozesses und den Rechnungen innerhalb der störungstheoretischen QCD. Daran anschließend wird in **Kapitel 2** der H1-Detektor vorgestellt. **Kapitel 3** gibt einen Überblick über die verwendeten Monte Carlo Generatoren, die für die Analyse benötigt werden. In den nächsten drei Kapiteln wird auf die technischen Details der Analyse eingegangen. Dieses sind die Leptonerkennung (**Kapitel 4**), die Bestimmung der Triggereffizienz (**Kapitel 5**) und die Trennung von elastisch und protondissoziativ erzeugten Vektormesonen (**Kapitel 6**). Aufbauend auf diese drei Kapitel folgt in **Kapitel 7** die Analyse der Produktion von J/ψ-Mesonen bzw. in **Kapitel 8** von ψ'-Mesonen. Den Abschluß bilden eine Zusammenfassung und ein Ausblick.

Kapitel 1

Diffraktive Erzeugung von Charmonium bei HERA

1.1 Elektron-Proton-Streuung

Im Speicherring HERA werden Elektronen bzw. Positronen mit Protonen zur Wechselwirkung gebracht. Im folgenden wird Elektron als Oberbegriff für Elektron und Positron verwendet. Die Streuung eines Elektrons an einem Proton erfolgt in niedrigster Ordnung über den Austausch eines Photons γ oder eines Eichbosons der schwachen Wechselwirkung (Z^0 und $W^{\pm}$). Der Beitrag der schwachen Wechselwirkung kann in dieser Arbeit vernachlässigt werden. Abbildung 1.1 zeigt den Feynman-Graphen der Elektron-Proton-Streuung durch den Austausch eines Photons in niedrigster Ordnung.

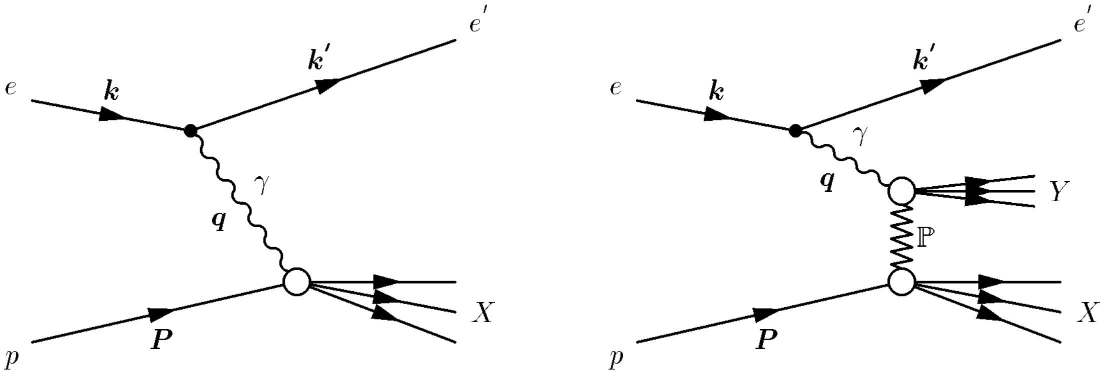


Abbildung 1.1: Links: *Feynman-Graph für die ep-Streuung in der elektromagnetischen Wechselwirkung.* **Rechts:** *Diffraktive ep-Streuung, die durch den Austausch einer sogenannten Pomeron-Trajektorie* $\mathbb{P}$ *beschrieben wird. Die hadronischen Endzustände* X *und* Y *sind voneinander getrennt.*

Die Kinematik der ep-Streuung ist durch die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ und zwei der vier lorentzinvarianten Größen Q^2, x, y und $W_{\gamma p}$ vollkommen bestimmt. Unter Vernachlässigung der Proton- und Elektronmassen ergibt sich die Schwerpunktenergie aus den Energien von einlaufendem Proton E_p bzw. Elektron E_e zu:

$$s = (\mathbf{P} + \mathbf{k})^2 \approx 4 E_p E_e \quad . \tag{1.1}$$

Das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages am Elektronvertex Q^2 ist gegeben durch:

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 \ . \tag{1.2}$$

Für den Grenzfall $Q^2 \to 0$ wird das ausgetauschte Photon nahezu reell, so daß der Prozeß der ep-Streuung auch als Wechselwirkung eines reellen Photons mit einem Proton angesehen werden kann. Daher nennt man diesen kinematischen Bereich Photoproduktion, der in dieser Arbeit untersucht wird. Im Gegensatz dazu steht die tiefunelastische Streuung, in der $Q^2 \gg 0$ ist.
Die Bjørken-Variable y gibt im Proton-Ruhesystem den relativen Energieübertrag vom Elektron auf das Photon an:

$$y = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \ . \tag{1.3}$$

Eine weitere Bjørken-Variable x läßt sich mit Hilfe von Q^2, y und s unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Proton und Elektron schreiben als:

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \approx \frac{Q^2}{ys} \ . \tag{1.4}$$

Im Quark-Parton-Modell bezeichnet x den Impulsbruchteil desjenigen Protonkonstituenten am Gesamtimpuls des Protons, der an der Wechselwirkung mit dem Elektron teilnimmt.
Weiterhin läßt sich die Schwerpunktenergie des Photon-Proton Systems $W_{\gamma p}$ unter Vernachlässigung der Ruhemassen von Proton und Elektron schreiben als:

$$W_{\gamma p}^2 = (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2 \approx ys - Q^2 \ . \tag{1.5}$$

Der Wirkungsquerschnitt des inklusiven Streuprozesses $ep \to eX$, der auf der linken Seite der Abbildung 1.1 dargestellt ist, kann mit Hilfe der beiden Proton-Strukturfunktionen F_2 und F_L folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{d^2\sigma(ep \to eX)}{dx\, dQ^2} = \frac{2\pi\,\alpha^2}{x\,Q^4} \left[(1 + (1-y)^2) F_2(x, Q^2) - y^2\, F_L(x, Q^2)\right] \ . \tag{1.6}$$

Die Größe α stellt die elektromagnetische Kopplungskonstante dar.
In einem Teil der Ereignisse der ep-Streuung bleibt das Proton intakt. In diesen Ereignissen, die Spezialfälle von sogenannten diffraktiven Prozessen sind, ist der produzierte hadronische Endzustand Y durch eine Lücke in der Rapiditätsverteilung räumlich vom Proton separiert. Diese Prozesse werden im Rahmen der Regge-Theorie [1, 2, 3] durch den Austausch einer Pomeron-Trajektorie $\mathbb{P}$ beschrieben, die die Quantenzahlen des Vakuums trägt. Auf dieses phänomenologische Modell wird in Bezug auf die Vektormeson-Produktion in Abschnitt 1.5 eingegangen.
Auf der rechten Seite der Abbildung 1.1 ist der allgemeine Graph für diffraktive Prozesse bei HERA dargestellt, in denen die voneinander separierten hadronischen Endzustände X und Y entstehen. In dieser Arbeit wird die diffraktive Produktion von J/ψ- und ψ'-Mesonen betrachtet, wobei der hadronische Endzustand Y dem Vektormeson entspricht. Es werden Ereignisse untersucht, in denen das Proton elastisch gestreut wird ($X = p$) oder in einen hadronischen Endzustand mit vorwiegend niedriger Masse dissoziiert.
Für diffraktive Prozesse ist die Variable t von Bedeutung. Diese gibt das Quadrat des Impulsübertrages am Protonvertex an:

$$t = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2 \ , \tag{1.7}$$

wobei $\mathbf{P}'$ den Viererimpuls des gestreuten Protons oder des hadronischen Endzustandes X darstellt.

1.2 Photon-Proton-Streuung

In der Weizsäcker-Williams-Approximation [4, 5] wird das elektromagnetische Feld eines schnell bewegten Elektrons als Strom virtueller Photonen aufgefaßt. Die Reaktion $ep \rightarrow eX$ läßt sich somit in die Abstrahlung eines Photons vom Elektron und in die Wechselwirkung des Photons mit dem Proton faktorisieren. Reelle Photonen sind transversal polarisiert, während virtuelle Photonen auch longitudinal polarisiert sein können. Unter Verwendung eines transversalen und longitudinalen Anteils des Photonflusses $\mathcal{F}_\gamma^T$ bzw. $\mathcal{F}_\gamma^L$ läßt sich der ep-Wirkungsquerschnitt als Funktion von y und Q^2 schreiben:

$$\frac{d\sigma_{ep}^2}{dy\,dQ^2} = \mathcal{F}_\gamma^T(y,Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}^T(y,Q^2) + \mathcal{F}_\gamma^L(y,Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}^L(y,Q^2) \quad . \tag{1.8}$$

Dabei ist $\sigma_{\gamma p}^T$ bzw. $\sigma_{\gamma p}^L$ der Wirkungsquerschnitt für transversal bzw. longitudinal polarisierte Photonen. In der Weizsäcker-Williams-Approximation ergibt sich für den transversalen Fluß $\mathcal{F}_{\gamma p}^T$ und den Polarisationsfaktor ϵ:

$$\mathcal{F}_\gamma^T(y,Q^2) = \frac{\alpha}{\pi\, y\, Q^2}\left(1 - y + \frac{1}{2}y^2\right) \quad , \tag{1.9}$$

$$\epsilon(y) = \frac{\mathcal{F}_\gamma^L}{\mathcal{F}_\gamma^T} = \frac{1-y}{1-y+\frac{1}{2}y^2} \quad . \tag{1.10}$$

Definiert man weiterhin:

$$R = \frac{\sigma_{\gamma p}^L}{\sigma_{\gamma p}^T} \quad \text{und} \quad \sigma_{\gamma p} = \sigma_{\gamma p}^L + \sigma_{\gamma p}^T \quad ,$$

so läßt sich Gleichung 1.8 schreiben als:

$$\frac{d\sigma_{ep}^2}{dy\,dQ^2} = \mathcal{F}_\gamma^T \cdot (\sigma_{\gamma p}^T + \epsilon\, \sigma_{\gamma p}^L) = \mathcal{F}_\gamma^T \cdot \sigma_{\gamma p} \frac{1+\epsilon R}{1+R} \quad . \tag{1.11}$$

Für die in dieser Arbeit auftretenden Werte $y < 0.3$ beträgt der Wert für den Polarisationsfaktor $\epsilon \approx 1$. Somit läßt sich in guter Näherung schreiben:

$$\frac{d\sigma_{ep}^2}{dy\,dQ^2} \approx \mathcal{F}_\gamma^T \cdot \sigma_{\gamma p} \quad . \tag{1.12}$$

Aus der Integration dieser Beziehung über Q^2 und y wird die Umrechnung des ep-Wirkungsquerschnittes in einen γp-Wirkungsquerschnitt ermöglicht.

1.3 Vektormeson-Produktion bei HERA

In den vergangenen Jahren hat die diffraktive Produktion von Vektormesonen großes theoretisches und experimentelles Interesse gefunden. Diese Ereignisse stellen eine gute Möglichkeit dar, den Übergang zwischen *weichen* und *harten* Prozessen zu untersuchen. Zum einen zeigen Vektormesonen eine eindeutige experimentelle Signatur, und zum anderen können verschiedene Skalen wie Q^2, $W_{\gamma p}$, t und die Masse der Vektormesonen M_V innerhalb großer kinematischer Bereiche untersucht und die Vorhersagen der QCD überprüft werden.

Abbildung 1.2 gibt einen Überblick über die Messungen der Wirkungsquerschnitte von verschiedenen Vektormesonen in Photoproduktion als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$. Weiterhin ist eine Anpassung der Daten für hohe Energien in der Form $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ dargestellt. Diese Energieabhängigkeit ist an der rechten Achse angegeben. Eine Änderung zwischen dem totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt und der Produktion von leichten Vektormesonen (ρ, ϕ und ω) im Vergleich zur Produktion von J/ψ-Mesonen ist deutlich erkennbar. Für die Produktion von Υ-Mesonen wird eine noch steilere Energieabhängigkeit vorhergesagt [6].
Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse von J/ψ- und ψ'-Mesonen in Photoproduktion. Diese zwei Mitglieder der Charmonium-Familie werden im nächsten Abschnitt kurz vorgestellt. Abschnitt 1.5 gibt einen Überblick über ein phänomenologisches Modell zur Vektormeson-Erzeugung. Danach wird in Abschnitt 1.6 auf einige QCD-Modelle eingegangen. Ergebnis dieser Rechnungen ist, daß der Wirkungsquerschnitt von schweren Vektormesonen in Photoproduktion und von Vektormesonen in der tiefunelastischen Streuung eine hohe Sensitivität auf die Gluondichte im Proton besitzt.

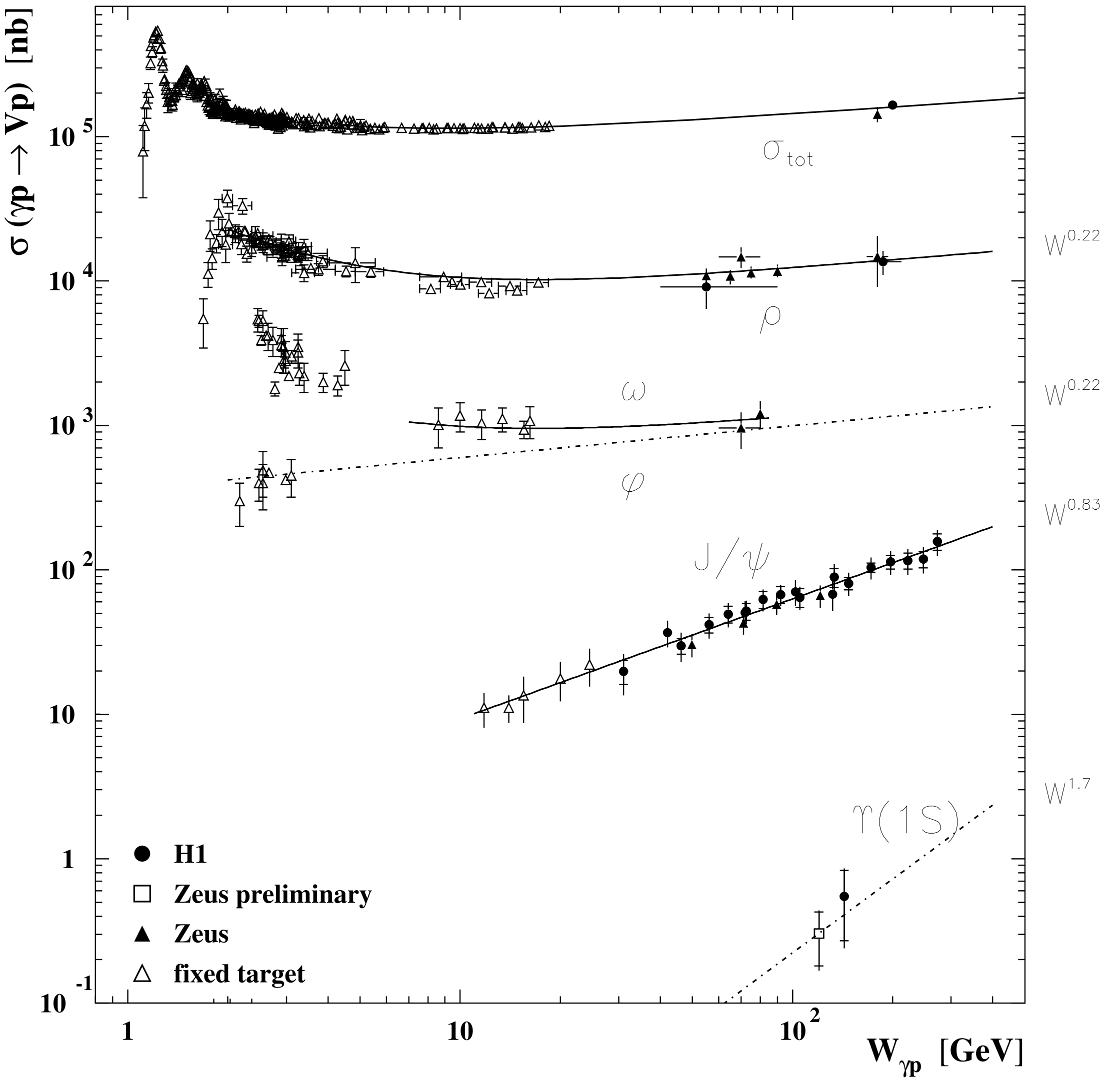


Abbildung 1.2: *Übersicht über die Messungen des totalen Photoproduktionswirkungsquerschnittes und verschiedener Vektormesonen in Photoproduktion bei HERA [7, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17]. Weiterhin sind Anpassungen der Daten oder Vorhersagen für hohe Energien der Form $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ dargestellt. Diese Energieabhängigkeiten sind an der rechten Achse angegeben.*

1.4 Die Charmonium-Familie

Das J/ψ-Meson ist das leichteste Vektormeson der Charmonium-Familie, deren Mitglieder aus einem gebundenen $c\bar{c}$-Zustand bestehen. Das J/ψ-Meson wurde 1974 nahezu gleichzeitig am BNL [18] und am SLAC entdeckt [19]. Es besitzt die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ und eine Masse von $M_{J/\psi} = 3.097\,\mathrm{GeV}$. Es zerfällt mit einer Zerfallsbreite von $\Gamma = 87\,\mathrm{keV}$ zu 87% in Hadronen und zu jeweils etwa 6% in ein Elektron und ein Positron bzw. in zwei Myonen. Die neuesten Mittelwerte für die leptonischen Verzweigungsverhältnisse nach [20] sind in Tabelle 1.1 aufgeführt.

$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	$(5.88 \pm 0.10)\%$
$J/\psi \to e^+e^-$	$(5.93 \pm 0.10)\%$
$J/\psi \to e^+e^-\gamma$	$(0.88 \pm 0.14)\%$

Tabelle 1.1: *Verzweigungsverhältnisse für die leptonischen Zerfälle des J/ψ-Mesons [20].*

Der radiative Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$ wurde 1996 vom Experiment E760 gemessen [21]. Dieser Zerfall stellt einen guten Test für die QED-Vorhersagen der radiativen Korrekturen im Endzustand (*final state radiation*) dar. Gezählt wurden Ereignisse mit J/ψ-Mesonen, die einen von den Zerfallselektronen gut separierten Photonkandidaten γ im Detektor mit einer Mindestenergie von 200 MeV enthalten. Das Verhältnis dieser Ereignisse mit Photonkandidaten zur Gesamtzahl der Ereignisse mit dem Zerfall $J/\psi \to e^+e^-$ wurde gemessen zu:

$$\frac{N(J/\psi \to e^+e^-\gamma)}{N(J/\psi \to e^+e^-(X))} = \frac{62.6 \pm 10.3}{3933} \quad .$$

Aus diesem Verhältnis wird mit Hilfe der QED-Vorhersagen auf Photonenergien $E_\gamma > 100\,\mathrm{MeV}$ extrapoliert und das Verhältnis der Verzweigungsverhältnisse:

$$\frac{BR(J/\psi \to e^+e^-\gamma, E_\gamma > 100\,\mathrm{MeV})}{BR(J/\psi \to e^+e^-)} = 0.147 \pm 0.022$$

bestimmt, was etwa zwei Standardabweichungen von der QED-Vorhersage von 0.104 entfernt liegt. Durch eine Normierung mit einem älteren Wert für $BR(J/\psi \to e^+e^-) = (5.99 \pm 0.25)\%$ ergibt sich das Verzweigungsverhältnis von $BR(J/\psi \to e^+e^-\gamma) = (8.8 \pm 1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ für Photonenergien $E_\gamma > 100\,\mathrm{MeV}$.

Diese Messung besagt, daß in etwa 15% der Ereignisse, in denen ein J/ψ-Meson in zwei Elektronen zerfällt, ein zusätzliches Photon mit $E_\gamma > 100\,\mathrm{MeV}$ entsteht. Da zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $BR(J/\psi \to e^+e^-)$ weder Schnitte auf hochenergetische Photonen noch radiative Korrekturen vorgenommen wurden [22], ist das Verzweigungsverhältnis $BR(J/\psi \to e^+e^-\gamma)$ in dem Wert von $BR(J/\psi \to e^+e^-)$ enthalten.

Zwei Wochen nach der Entdeckung des J/ψ-Mesons wurde am SLAC das ψ'-Meson entdeckt [23]. Dieses Teilchen ist ein angeregter Zustand des J/ψ-Grundzustandes mit einer Masse von $M_{\psi'} = 3.686\,\mathrm{GeV}$. Weitere $c\bar{c}$-Mesonen wurden in der Folgezeit gefunden. Abbildung 1.3 zeigt einen Überblick über einen Teil der Charmonium-Familie. Die Massen der nicht dargestellten höher angeregten Zustände liegen über der Masse von zwei D-Mesonen und zerfallen zum großen Teil in diese.

Tabelle 1.2 zeigt einige wichtige Zerfälle des ψ'-Mesons. Der größte Teil zerfällt in das energetisch niedriger liegende J/ψ-Meson und weitere Zerfallsprodukte. In dieser Arbeit werden die beiden

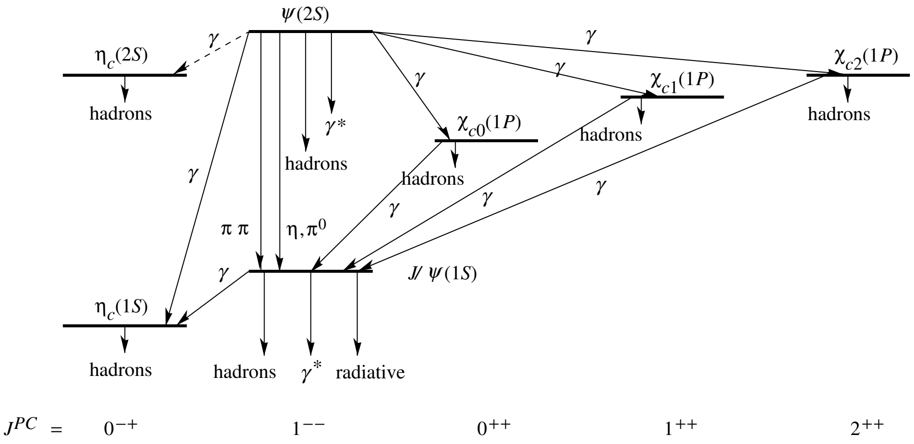


Abbildung 1.3: *Darstellung einiger Mitglieder der Charmonium-Familie [20]. Die Massen der nicht dargestellten höher angeregten Zustände liegen über der Masse von zwei D-Mesonen, so daß sie auch zum großen Teil in diese zerfallen.*

direkten leptonischen Zerfälle $\psi' \to l^+l^-$ und der Zerfall in ein J/ψ-Meson und zwei geladene Pionen $\psi' \to J/\psi\,\pi^+\pi^-$ verwendet. Für das myonische Verzweigungsverhältnis wird der Wert $BR(\psi' \to \mu^+\mu^-) = (0.77 \pm 0.17)\%$ angenommen. Dieser Wert stammt aus der einzigen Messung dieses Zerfalls aus dem Jahr 1975 [24]. Der Wert aus [20] von $(1.03 \pm 0.35)\%$ wurde durch eine kombinierte Anpassung von 10 Verzweigungsverhältnissen aus 17 Messungen bestimmt. In der letzten Zeit sind jedoch Zweifel an der konsistenten Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse von ψ'- und χ_c-Mesonen aufgekommen [25], so daß eine neue Bestimmung der Verhältnisse vorgeschlagen wird. Aus diesem Grund wird der Meßwert aus [24] bevorzugt.
Die Ereignisse, in denen das ψ'-Meson in ein J/ψ-Meson und weitere neutrale Teilchen zerfällt, stellen einen Untergrund für die Messung des J/ψ-Wirkungsquerschnittes dar, ebenso wie die radiativen Kaskadenzerfälle $\psi' \to \gamma\chi_c(\to \gamma J/\psi)$.

$\psi' \to e^+e^-$	$(0.88 \pm 0.13)\%$
$\psi' \to \mu^+\mu^-$	$(0.77 \pm 0.17)\%$
$\psi' \to J/\psi\ \pi^+\pi^-$	$(31.0 \pm 2.8)\%$
$\psi' \to J/\psi$ + neutrale Teilchen	$(23.1 \pm 2.3)\%$
u.a.: $J/\psi\,\pi^0\pi^0$	$(18.2 \pm 2.3)\%$
$J/\psi\ \eta$	$(2.7 \pm 0.4)\%$
$\psi' \to \gamma\ \chi_{c0}$	$(9.3 \pm 0.9)\%$
$\to J/\psi\gamma$	$(6.6 \pm 1.8) \times 10^{-3}$
$\psi' \to \gamma\ \chi_{c1}$	$(8.7 \pm 0.8)\%$
$\to J/\psi\gamma$	$(27.3 \pm 1.6)\%$
$\psi' \to \gamma\ \chi_{c2}$	$(7.8 \pm 0.8)\%$
$\to J/\psi\gamma$	$(15.3 \pm 1.1)\%$

Tabelle 1.2: *Wichtige Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall des ψ'-Mesons [20]. Der Wert $BR(\psi' \to \mu^+\mu^-) = (0.77 \pm 0.17)\%$ stammt aus [24].*

1.5 Phänomenologische Modelle zur Vektormeson-Erzeugung

In Abschnitt 1.2 wurde dargelegt, daß die ep-Streuung in eine Wechselwirkung des Protons mit einem virtuellen Photon und den Photonfluß faktorisiert. In diesem Abschnitt wird zu Beginn beschrieben, daß mit Hilfe des Vektormeson-Dominanz-Modells der γp-Wirkungsquerschnitt auf die elastische Streuung eines virtuellen Vektormesons mit dem Proton zurückgeführt werden kann. Der Wirkungsquerschnitt dieser hadronischen Wechselwirkung kann mit Hilfe der Regge-Theorie bestimmt werden, auf die im zweiten Teil dieses Abschnitts eingegangen wird.

1.5.1 Vektormeson-Dominanz-Modell

Im Vektormeson-Dominanz-Modell [26, 27, 28] wird das Photon als eine Überlagerung von einem reinen elektromagnetischen Feld γ_{QED} und einer hadronischen Komponente angesehen. Die hadronische Komponente setzt sich aus verschiedenen Vektormesonen V zusammen, die dieselben Quantenzahlen wie das Photon besitzen. Für die Wellenfunktion des Photons gilt:

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_{\mathrm{QED}}\rangle + \sum_V \frac{e}{\gamma_V}|V\rangle \ . \tag{1.13}$$

Hierbei stellt N einen Normierungsfaktor und γ_V eine Kopplungskonstante dar, die von der Masse und der elektronischen Zerfallsbreite des Vektormesons abhängt.
Werden die Beiträge von Prozessen der Art $\gamma^* \to V'^* \to V$ vernachlässigt, so daß nur Prozesse der Form $\gamma^* \to V^* \to V$ berücksichtigt werden (Diagonal-Näherung), ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt bei reellen Photonen:

$$\sigma(\gamma p \to Vp) = \frac{4\pi\alpha}{\gamma_V^2}\sigma(Vp \to Vp) \ . \tag{1.14}$$

Kann Q^2 gegenüber der Masse des Vektormesons M_V nicht vernachlässigt werden, so ergibt sich für transversal und longitudinal polarisierte Photonen nach [29, 30]:

$$\sigma^T_{\gamma p}(Q^2) = \frac{1}{\left(1+\frac{Q^2}{M_V^2}\right)^2}\,\sigma^T_{\gamma p}(0) \tag{1.15}$$

$$\frac{\sigma^L_{\gamma p}(Q^2)}{\sigma^T_{\gamma p}(Q^2)} = \xi\,\frac{Q^2}{M_V^2} \tag{1.16}$$

Der Parameter ξ, der von der Größenordnung eins ist, steht für die Möglichkeit, daß der Vp-Wirkungsquerschnitt für longitudinale Vektormesonen nicht derselbe wie für transversale Vektormesonen ist. Im Fall der Photoproduktion mit $Q^2 \to 0$ trägt die longitudinale Komponente nicht zum Wirkungsquerschnitt bei.

1.5.2 Regge-Phänomenologie

Die Regge-Theorie beschreibt die Hadron-Hadron-Wechselwirkung mit Hilfe des Wellenformalismus. Es wird eine Streuung der Form $A + B \to C + D$ betrachtet, wobei im sogenannten s-Kanal $s = (P_A + P_B)^2$ das Quadrat der Schwerpunktenergie und $t = (P_A - P_C)^2$ den Impulsübertrag zwischen den beiden wechselwirkenden Teilchen A und B darstellen. Mit der

Streuung $A + B \to C + D$ ist die Reaktion $A + \bar{C} \to B + \bar{D}$ verknüpft. Bei dieser Reaktion im t-Kanal stellt t die Schwerpunktenergie und s den Impulsübertrag dar. Obwohl es sich um unterschiedliche Prozesse handelt, besitzen beide die gleiche Streuamplitude.

Im einfachsten Fall werden die Wechselwirkungen innerhalb der Regge-Theorie über den Austausch von Regge-Trajektorien α_R der Form:

$$\alpha_R(t) = \alpha_R(0) + \alpha'_R \cdot t \tag{1.17}$$

beschrieben. Für die elastische Streuung $AB \to AB$ macht die Regge-Theorie folgende Vorhersage für den totalen und den elastischen Wirkungsquerschnitt [31]:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}^{AB} &= \sum_R \beta_{AR}(0) \cdot \beta_{BR}(0) \cdot s^{\alpha_R(0)-1} \quad , & (1.18) \\ \frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} &= \sum_R \frac{\beta_{AR}^2(t) \cdot \beta_{BR}^2(t)}{16\pi} \cdot s^{2\alpha_R(t)-2} \quad . & (1.19) \end{aligned}$$

Der Wirkungsquerschnitt setzt sich aus der Summe der einzelnen Beiträge aller an der Wechselwirkung beteiligten Trajektorien R zusammen. Die Funktionen β_{AR} und β_{BR} beschreiben die Kopplung der Trajektorie R an die Teilchen A und B, wobei die beiden Funktionen voneinander unabhängig sind (Faktorisierung).

Das Pomeron

Ist der Achsenabschnitt einer Regge-Trajektorie $\alpha(0)$ kleiner als eins, so fällt der Wirkungsquerschnitt mit steigender Schwerpunktenergie ab. Um das bei hohen Energien experimentell beobachtete Ansteigen des Wirkungsquerschnittes von Hadron-Hadron-Wechselwirkungen zu beschreiben, wird eine Trajektorie mit $\alpha(0) > 1$ benötigt. Diese muß die Quantenzahlen des Vakuums tragen, damit sie die elastische Streuung beschreiben kann. Diese Trajektorie wird Pomeron $\mathbb{P}$ genannt.

Eine Anpassung an gemessene Wirkungsquerschnitte von Hadron-Hadron-Streuungen durch Donnachie und Landshoff ergibt die universellen Werte für die Pomeron-Trajektorie [32]:

$$\begin{aligned} \epsilon &= \alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1 = 0.0808 \quad , \\ \alpha'_{\mathbb{P}} &= 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2} \quad . \end{aligned} \tag{1.20}$$

Mit Hilfe des Pomerons und einer weiteren Trajektorie, der sogenannten Reggeon-Trajektorie $\mathbb{R}$ mit $\eta = 1 - \alpha_{\mathbb{R}}(0) = 0.4525$, kann nach [32] die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes in folgender einfacher Form parametrisiert werden:

$$\sigma_{tot}^{AB} = X_{AB} \cdot s^{\epsilon} + Y_{AB} \cdot s^{-\eta} \quad . \tag{1.21}$$

Bei hohen Energien kann der Beitrag der Reggeon-Trajektorie vernachlässigt werden, da der Wirkungsquerschnitt durch diese Trajektorie mit steigender Energie sinkt. Die Wechselwirkungen werden durch die Pomeron-Trajektorie beschrieben, und die Gleichungen 1.18 und 1.19 vereinfachen sich zu:

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}^{AB} &= \beta_A(0) \cdot \beta_B(0) \cdot s^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1} \quad , & (1.22) \\ \frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} &= \frac{\beta_A^2(t) \cdot \beta_B^2(t)}{16\pi} \cdot s^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)-2} \quad . & (1.23) \end{aligned}$$

Dabei wurden die Abkürzungen $\beta_A \equiv \beta_{A\mathbb{P}}$ und $\beta_B \equiv \beta_{B\mathbb{P}}$ verwendet. Macht man einen exponentiellen Ansatz für die Funktionen $\beta_A(t) = \beta_A(0) \cdot \exp(-b_A|t|)$ und $\beta_B(t) = \beta_B(0) \cdot \exp(-b_B|t|)$, so ergibt sich für den elastischen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{el}^{AB}}{dt} = \frac{(\sigma_{tot}^{AB})^2}{16\pi} e^{-b_{el}|t|} \ , \tag{1.24}$$

mit dem elastischen Steigungsparameter:

$$b_{el} = 2b_A + 2b_B + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln s \ . \tag{1.25}$$

Die elastische Photoproduktion von Vektormesonen bei HERA kann unter Verwendung des Vektormeson-Dominanz-Modells als eine elastische Streuung eines Vektormesons V am Proton mit der Schwerpunktenergie $s = W_{\gamma p}^2$ angesehen werden (Abbildung 1.4 links). Der elastische Wirkungsquerschnitt läßt sich dann in folgender Form schreiben:

$$\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt} = \left.\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt}\right|_{t=0,\, W_{\gamma p}=W_0} \left(\frac{W_{\gamma p}}{W_0}\right)^{4\epsilon} \cdot e^{(-b_{el}|t|)} \ , \tag{1.26}$$

mit:

$$b_{el} = b(W_0) + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln \left(\frac{W_{\gamma p}}{W_0}\right)^2 \ . \tag{1.27}$$

Dieses hat folgende Konsequenzen für die elastische Produktion von Vektormesonen:

- Der gesamte Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p} = \int \frac{d\sigma}{dt} dt$ nimmt nur wenig mit der Schwerpunktenergie gemäß $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{0.22}$ zu. Diese Vorhersage ist für die elastische Produktion von leichten Vektormesonen erfüllt, versagt aber für die Produktion von J/ψ-Mesonen (Abbildung 1.2).
- Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ fällt exponentiell mit $|t|$ ab. In Anlehnung an die Diffraktion in der Optik kann der elastische Steigungsparameter b_{el} als die Ausdehnung der beiden an der Streuung beteiligten Teilchen mit $b = (R_P^2 + R_V^2)/4$ angesehen werden [31]. Messungen des Steigungsparameters ergeben für die elastische J/ψ-Produktion einen Wert von $b_{el} \approx 4 - 5\,\mathrm{GeV}^{-2}$ und für die ρ-Produktion einen Wert von $b_{el} \approx 10\,\mathrm{GeV}^{-2}$.
- Der elastische Steigungsparameter b_{el} nimmt logarithmisch mit der Schwerpunktenergie zu. Dieser Vorgang wird auch als *shrinkage* bezeichnet. Charakteristisch dabei ist der Parameter $\alpha'_{\mathbb{P}}$. Eine Messung von H1 [15] ergibt einen Wert von $\alpha'_{\mathbb{P}} = (0.08 \pm 0.17)\,\mathrm{GeV}^{-2}$. Ein vorläufiges Ergebnis einer Messung von ZEUS [33] mißt einen Wert von $(0.098 \pm 0.035 \pm 0.050)\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Das Zwei-Pomeron Modell

Verschiedene experimentelle Ergebnisse bei HERA, wie z.B. die F_2-Messungen für $x < 0.07$ und die elastische Photoproduktion von J/ψ-Mesonen, weichen signifikant von den Vorhersagen ab, die mit Hilfe des Austausches der Pomeron-Trajektorie gemacht werden. In [34] wird von Donnachie und Landshoff daher vorgeschlagen, eine weitere Trajektorie, das sogenannte harte Pomeron, einzuführen. Anpassungen u.a. an die Strukturfunktion F_2 für $x < 0.07$ und $Q^2 <$

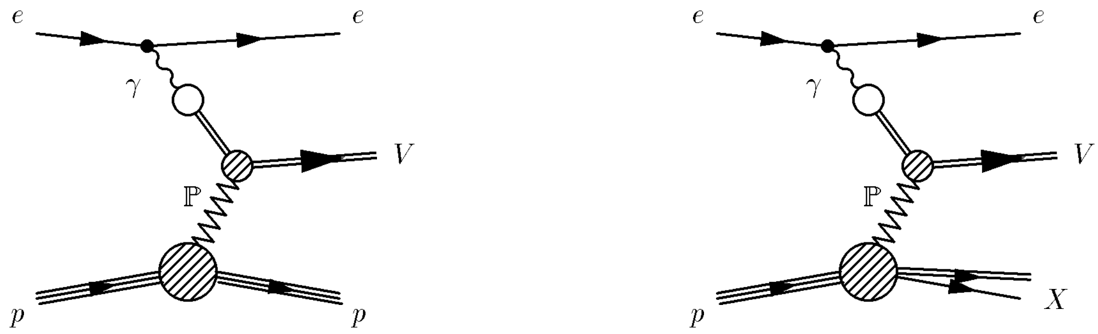


Abbildung 1.4: Links: *Darstellung der elastischen Vektormeson-Produktion durch den Austausch einer Pomeron-Trajektorie und* **Rechts:** *Darstellung der Vektormeson-Produktion mit Protondissoziation.*

10 GeV^2 führen zu einem höheren Achsenabschnitt $\alpha_{\mathbb{P}_h}(0)$ im Vergleich zu $\alpha_{\mathbb{P}}$. Dieser sorgt für einen größeren Anstieg des Wirkungsquerschnittes bei steigendem $W_{\gamma p}$. Die Trajektorie wird bestimmt zu [34]:

$$\alpha_{\mathbb{P}_h}(t) \approx 1.4 + 0.1 \cdot t \ . \tag{1.28}$$

Eine kombinierte Anpassung aus Beiträgen beider Trajektorien liefert eine ausreichend gute Beschreibung der H1-Daten in der elastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen [15]. Diese phänomenologische Beschreibung deutet darauf hin, daß bei der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen Beiträge von weichen und harten Prozessen eine Rolle spielen.

Vektormeson Erzeugung mit Protondissoziation

Für die diffraktive Streuung $AB \to XB$, in der A in den hadronischen Endzustand X dissoziiert, ergibt sich für den Austausch der Pomeron-Trajektorie [31]:

$$\frac{d^2\sigma^{AB}_{pd}}{dt\,dM_X^2} \propto \frac{\beta_A(0)\cdot\beta_B^2(t)}{s^2}s^{2\epsilon}\left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(t)} \cdot (M_X^2)^{2\alpha_{\mathbb{P}}(0)} = \beta_A(0)\cdot\beta_B^2(0)\cdot s^{2\epsilon}\cdot\frac{e^{-b_{pd}|t|}}{M_X^{2(1+\epsilon)}} \tag{1.29}$$

mit $\epsilon = \alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1$ (Gleichung 1.20) und dem protondissoziativen Steigungsparameter:

$$b_{pd} \;=\; 2b_B + 2\alpha'_{\mathbb{P}} \ln\frac{s}{M_X^2} \ . \tag{1.30}$$

Die Größe M_X bezeichnet die Masse des hadronischen Endzustandes (Abbildung 1.4 rechts). Für die Produktion von Vektormesonen, in der das Proton dissoziiert, folgt daraus mit $s = W_{\gamma p}^2$:

- Der Wirkungsquerschnitt zeigt dasselbe Verhalten $\sigma \propto W_{\gamma p}^{4\epsilon}$ wie für die elastische Produktion.
- Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ fällt exponentiell mit $|t|$ ab. Der protondissoziative Steigungsparameter b_{pd} liegt bei HERA bei kleinen Werten von $|t|$ bei $1-2\,\mathrm{GeV}^{-2}$.
- Der protondissoziative Steigungsparameter b_{pd} nimmt logarithmisch mit der Schwerpunktenergie zu und sinkt mit steigender Masse M_X.
- Bei fester Energie fällt der Wirkungsquerschnitt mit $1/M_X^{2(1+\epsilon)} \approx 1/M_X^2$ ab.

Für die Messung von protondissoziativen Ereignissen ist der kleinste kinematisch mögliche Wert für den Impulsübertrag t_{min} wichtig, da dieser zum einen das Spektrum bei kleinen t und zum anderen das Massenspektrum bei großen M_X^2 beeinflußt. Für t_{min} gilt nach [35]:

$$\begin{aligned} t_{min} &= \frac{1}{4\,W_{\gamma p}^2}\Bigg(\left[-Q^2 - m_p^2 - M_V^2 + M_X^2\right]^2 \\ &\quad - \left[\sqrt{(W_{\gamma p}^2 - Q^2 - m_p^2)^2 + 4\,W_{\gamma p}^2\,Q^2} - \sqrt{(W_{\gamma p}^2 + M_V^2 - M_X^2)^2 - 4\,W_{\gamma p}^2\,M_V^2}\right]^2\Bigg) \ . \end{aligned} \tag{1.31}$$

Sind die Massen des Vektormesons M_V und des hadronischen Endzustandes M_X klein gegenüber $W_{\gamma p}$, so kann t_{min} genähert werden zu [35]:

$$t_{min} \approx -\frac{(M_V^2 + Q^2)(M_X^2 - m_p^2)}{W_{\gamma p}^2} \ . \tag{1.32}$$

Die Größe m_p stellt die Protonmasse dar. In Photoproduktion für $Q^2 \rightarrow 0$ und bei hohen Vektormesonmassen M_V ergibt sich:

$$t_{min} \approx -\frac{M_V^2 M_X^2}{W_{\gamma p}^2} \ . \tag{1.33}$$

Im Fall der elastischen Vektormeson-Produktion ist der Wert von t_{min} vernachlässigbar klein.

Modell für die diffraktiven Steigungsparameter

In [36] berechnen Ryskin et al. die diffraktiven Steigungsparameter b_{el} und b_{pd} für kleine Impulsüberträge $|t|$ und beliebige Werte von Q^2. Die Beschreibung der Wechselwirkung wird basierend auf dem Vektormeson-Dominanz-Modell und der Regge-Theorie über den Austausch eines Pomerons beschrieben. Unter Verwendung einiger Näherungen ergibt sich der protondissoziative Steigungsparameter b_{pd} (Gleichung 1.30) für ein beliebiges Vektormeson der Masse M_V zu:

$$b_{pd}(t) = \frac{2}{M_V^2 + Q^2 + |t|} + 2\alpha'_P \cdot \ln\frac{W_{\gamma p}^2 M_\rho^2}{(Q^2 + M_V^2)^2} \ , \tag{1.34}$$

wobei M_ρ die Masse des ρ-Mesons ist. Der Parameter α'_P wird gemäß den Messungen aus [37, 38] zu $\alpha'_P \approx 0.15$ angenommen und entspricht nicht $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$, bestimmt durch Donnachie und Landshoff, obwohl von dem effektiven Austausch einer Trajektorie ausgegangen wird.

Für den elastischen Steigungsparameter (Gleichung 1.25) ergibt sich eine ähnliche Abhängigkeit wie für b_{pd} mit einem zusätzlichen Term:

$$b_{el}(t) = b_{pd}(t) + \frac{4}{m^2 + |t|} \ , \tag{1.35}$$

mit $m^2 = 0.71\,\mathrm{GeV}^2$. Im Fall $|t| = 0$ wird daher für ein beliebiges Vektormeson ein Unterschied zwischen dem elastischen und protondissoziativen Steigungsparameter von $b_{el}(0) - b_{pd}(0) = 5.63\,\mathrm{GeV}^{-2}$ vorhergesagt.

Eine Folge des Modells ist, daß die Steigungsparameter für die diffraktive Produktion von ψ'-Mesonen auf Grund der höheren Masse kleiner als die Parameter für die J/ψ-Mesonen sind.

Dieses spricht gegen die anschauliche Deutung des elastischen Steigungsparameters b_{el}, der als ein Maß für die Ausdehnung der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen angesehen werden kann. Da das ψ'-Meson etwa doppelt so groß wie das J/ψ-Meson ist, sollte jedoch $b_{el}^{\psi'} > b_{el}^{J/\psi}$ sein. Im nächsten Abschnitt wird auf eine Vorhersage von Nemchik et al. [39] eingegangen, die qualitativ eine ähnliche Vorhersage wie Ryskin et al. für die elastischen Steigungsparameter macht.

1.6 QCD Modelle

In den letzten Jahren waren Modelle erfolgreich, die zum einen die exklusive Photoproduktion von schweren Vektormesonen und zum anderen die exklusive Produktion von leichten und schweren Vektormesonen in der tiefunelastischen Streuung durch den Austausch eines farblosen Systems aus zwei Gluonen beschreiben (Abbildung 1.5). Ein grundlegendes Prinzip für die Berechnung in störungstheoretischer Quantenchromodynmik (pQCD) ist die Faktorisierung des Prozesses in drei Unterprozesse:

- die Fluktuation des Photons in ein Quark-Antiquark Paar $\gamma^{(*)} \rightarrow q\bar{q}$ lange vor der Wechselwirkung mit dem Proton,
- die Wechselwirkung des $q\bar{q}$-Paares mit dem Proton, die innerhalb einer sehr kurzen Zeitskala stattfindet,
- die Formation des Vektormesons aus dem $q\bar{q}$-Paar lange nach der Wechselwirkung.

Diese Faktorisierung ist gültig im Bereich hoher Energien $W_{\gamma p}$ bzw. kleiner Werte von x mit:

$$x = \frac{Q^2 + M_V^2}{Q^2 + W_{\gamma p}^2} \quad . \tag{1.36}$$

Die Größe x kann als der Impulsanteil des die Wechselwirkung vermittelnden Gluonsystems am Gesamtimpuls des Protons aufgefaßt werden und entspricht nicht der Bjørken-Variable x.
Für die Produktion von Vektormesonen durch longitudinal polarisierte Photonen wurde die Faktorisierung für alle Ordnungen der Störungstheorie in [40] bewiesen. Außerdem wurde gezeigt, daß der Zwei-Gluon-Austausch der dominante Prozeß im Grenzfall $Q^2 \rightarrow \infty$ ist.
In Verbindung mit einer harten Skala (Q^2 oder M_V^2), die die hadronische Fluktuation des Photons in der transversalen Ausdehnung „schrumpfen“ läßt, kann die Wechselwirkung zwischen dem Proton und der vorwiegend kleinen $q\bar{q}$-Konfiguration mit Hilfe der pQCD berechnet werden. Im Falle der elastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen kann die harte Skala nur von der Masse des c-Quarks geliefert werden. Da die Quark-Masse nicht sehr groß ist und die transversale Polarisation der quasireellen Photonen dominiert, kann es durchaus signifikante Beiträge von Prozessen geben, in denen die transversale Ausdehnung der hadronischen Fluktuation des Photons groß ist und die nicht mit Hilfe der pQCD berechenbar sind. Diese Beiträge können noch sehr viel größer im Falle des ψ'-Mesons werden, da nach dem nichtrelativistischen Quarkmodell die typische Größe des ψ'-Mesons etwa 0.8 fm beträgt, was ungefähr doppelt so groß wie der Radius des J/ψ-Mesons ist [41].
Die Messungen der exklusiven Photoproduktion von J/ψ- und ψ'-Mesonen sind ein wichtiges Testgebiet, um die Richtigkeit der Ansätze der pQCD für relativ kleine Skalen und bei kleinen

Werten von x zu überprüfen.

Die folgenden beiden Abschnitte geben einen groben Überblick über Rechnungen und Modelle von verschiedenen Autoren. Abschnitt 1.6.1 beschäftigt sich mit der Wechselwirkung des $q\bar{q}$-Paares mit dem Proton, das durch den Austausch von mindestens zwei Gluonen beschrieben werden kann. Im Jahr 1993 schlug Ryskin vor, den Wirkungsquerschnitt von J/ψ-Mesonen als neue Methode zur Bestimmung der Gluondichte zu messen [42]. Neuere Rechnungen von Ryskin et al. [43] behandeln Effekte, wie z.B. den Einfluß der Wellenfunktion des J/ψ-Mesons, die nicht mit Hilfe der pQCD berechnet werden können, mit größerer Sorgfalt als in früheren Veröffentlichungen. Diese Effekte spielen bei der Photoproduktion von Υ-Mesonen eine noch stärkere Rolle [44]. Fast zeitgleich stellten Frankfurt et al. ebenfalls Rechnungen zur Produktion von Vektormesonen auf, die zu einem ähnlichen Ergebnis wie Ryskin führen [45]. Spätere Rechnungen [46, 47, 6] untersuchen nicht störungstheoretisch berechenbare Effekte genauer und erhalten andere Ergebnisse als Ryskin et al.

In Abschnitt 1.6.2 wird der Farbdipol-Formalismus erläutert, der eine Alternative für den Feynman-Diagramm-Ansatz darstellt. Dabei wird das $q\bar{q}$-Paar als ein Farbdipol angesehen, dessen Wirkungsquerschnitt für die Streuung am Proton nur von der Dipolkonfiguration abhängt. Frankfurt et al. machen den Versuch, das in [48] entwickelte Modell für den Dipolwirkungsquerschnitt zu verwenden, um gleichzeitig inklusive ep-Streuungen und die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen [49] zu beschreiben. Anschließend werden Rechnungen von Hoyer und Peigné [50] und von Suzuki et al. [41] für das ψ'-Meson besprochen. Diese Rechnungen können das gemessene Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von ψ'- und J/ψ-Meson in Photoproduktion nicht oder nur mit mäßigem Erfolg beschreiben. Zum Schluß wird auf Rechnungen von Nemchik et al. [51, 52, 39] eingegangen, die nicht nur ein Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der beiden Mesonen vorhersagen, das mit den Messungen verträglich ist, sondern auch Aussagen über die Energie- und t-Abhängigkeit der Photoproduktion von ψ'-Mesonen machen.

1.6.1 Austausch von zwei Gluonen

In niedrigster Ordnung der pQCD kann die elastische Wechselwirkung durch den Austausch zweier Gluonen beschrieben werden. Dieses stellt die einfachste Möglichkeit für eine Wechselwirkung ohne Austausch von Quantenzahlen und insbesondere ohne Austausch von Farbe dar. In Verbindung mit einer harten Skala, z.B. $Q^2, M_V^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, kann die Kopplung der zwei Gluonen an das $q\bar{q}$-Paar mit Hilfe von pQCD bestimmt werden (Abbildung 1.5).

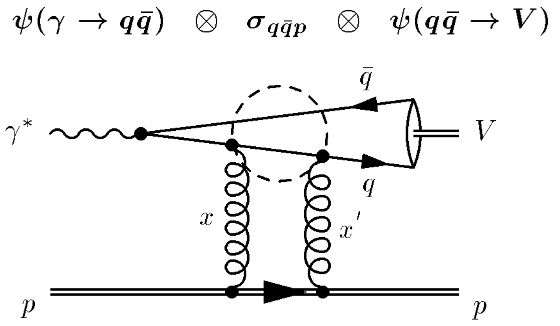


Abbildung 1.5: *Einer der vier möglichen Feynman-Graphen für die Vektormeson Produktion durch den Austausch von zwei Gluonen. Bei einem weiteren Graphen enden die Gluonlinien am $\bar{q}$, und bei den zwei anderen enden die Gluonen an unterschiedlichen Quarks.*

Bei hohen Energien oder kleinem x (Gleichung 1.36) faktorisiert die Amplitude für den Prozeß in drei Faktoren:

$$\mathcal{A}_{\gamma p \to Vp} \propto \psi(\gamma \to q\bar{q}) \cdot \sigma_{q\bar{q}p} \cdot \psi(q\bar{q} \to V) \quad . \tag{1.37}$$

In führender Ordnung $\alpha_s \ln \bar{Q}^2$ wird in [42] der Wirkungsquerschnitt für die diffraktive Vektormeson Produktion berechnet zu:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}(\gamma^* p \to Vp)\right|_{t=0} = \frac{\Gamma_{ee} M_V^3 \pi^3}{48\alpha} \frac{\alpha_s(\bar{Q}^2)^2}{\bar{Q}^8} \left(x\, g(x, \bar{Q}^2)\right)^2 \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right) \quad , \tag{1.38}$$

mit der effektiven Skala:

$$\bar{Q}^2 = (Q^2 + M_V^2)/4 \quad . \tag{1.39}$$

Aus dieser Gleichung wird deutlich, daß der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte $d\sigma/dt \propto [x\, g(x, \bar{Q}^2)]^2$ ist. Da die Gluondichte bei kleinem x wächst, steigen die Wirkungsquerschnitte von Vektormesonen in Anwesenheit einer harten Skala steil mit der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ an.

In Gleichung 1.38 wird eine nichtrelativistische Näherung für die Wellenfunktion des Vektormesons verwendet. Auf die Wichtigkeit der Wellenfunktion bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes wird später noch einmal eingegangen.

Die Gleichung 1.38 ist gültig für $t = 0$. Die t-Abhängigkeit wird durch diese Rechnungen nicht vorhergesagt. Im allgemeinen wird die Annahme gemacht, daß der Wirkungsquerschnitt einer exponentiellen Form $\exp(-b|t|)$ folgt.

Andere Rechnungen [45] erhalten eine etwas andere Form für Gleichung 1.38. Außerdem wird eine andere Skala Q^2_{eff} verwendet, die bei gleichem Q^2 einen höheren Wert liefert.

Weiterhin wurden verschiedene Korrekturen zur Formel für den Wirkungsquerschnitt bestimmt, die im wesentlichen nicht die Form sondern die Normierung beeinflussen. Im folgenden werden einige Korrekturfaktoren erwähnt.

Realteil der Produktionsamplitude

Die Gleichung 1.38 enthält nur den Imaginärteil der Streuamplitude $\mathcal{A}_{\gamma p \to Vp}$. Der relative Beitrag des Realteils der Amplitude kann berechnet werden zu [43, 46]:

$$\beta = \frac{\mathrm{Re}\mathcal{A}}{\mathrm{Im}\mathcal{A}} \approx \frac{\pi}{2} \frac{\partial \ln(x\, g(x, \bar{Q}^2))}{\partial \ln x} \tag{1.40}$$

Für die Produktion von J/ψ-Mesonen für hohe Energien beträgt dieser Beitrag etwa 20%. Für die Υ-Produktion ist dieser Beitrag sehr viel höher [6, 44].

Nichtdiagonale Parton-Verteilungen

Normalerweise besitzen die beiden ausgetauschten Gluonen verschiedene Werte x und x' und verschiedene Impulse $\vec{l}_T$ und $\vec{l'}_T$ (Abbildung 1.5). Selbst bei kleinen Impulsüberträgen t ($\vec{l}_T \approx \vec{l'}_T$) muß es einen Unterschied zwischen x und x' geben. Die Verwendung der gewöhnlichen Gluondichte $x\, g(x, \bar{Q}^2)$ ist nur für kleine Werte von x eine gute Näherung. Unter Berücksichtigung der nichtdiagonalen Parton-Verteilungen gilt dann für den Wirkungsquerschnitt für die elastische Vektormeson Produktion [53]:

$$\sigma \propto |x'\, g(x, x', \bar{Q}^2)|^2 \tag{1.41}$$

mit:

$$x = \frac{M_{q\bar{q}}^2 + Q^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2} \qquad \text{und} \qquad x' = \frac{M_{q\bar{q}}^2 - M_V^2}{W_{\gamma p}^2 + Q^2} \ll x \quad , \tag{1.42}$$

wobei $M_{q\bar{q}}^2$ das Quadrat der Masse des $q\bar{q}$-Zwischenzustandes ist. In [54] wird gezeigt, daß die nichtdiagonalen Parton-Verteilungen für kleine Werte von x aus den diagonalen Verteilungen berechnet werden können.

Der resultierende Korrekturfaktor, der sich aus dem Unterschied bei Berücksichtigung der nichtdiagonalen Gluondichte $x' g(x, x', \bar{Q}^2)$ im Gegensatz zur gewöhnlichen Gluondichte $x\, g(x, \bar{Q}^2)$ ergibt, kann besonders für hohe Q^2 oder hohe M_V^2 signifikant sein. Für die Photoproduktion von Υ-Mesonen wird ein Korrekturfaktor von 2 [44] und 2.4 [6] bestimmt, während die Berücksichtigung der nichtdiagonalen Gluondichte für die J/ψ-Produktion nur etwa einen Faktor 1.1 ausmacht.

Die Wellenfunktion des Vektormesons

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Behandlung der Wellenfunktion des Vektormesons $\psi(q\bar{q} \to V)$. In der nichtrelativistischen Näherung, die bei der Herleitung der Gleichung 1.38 verwendet wurde, wird der longitudinale Impuls zu gleichen Teilen auf beide Quarks verteilt. Weiterhin werden relative Transversalimpulse k_T zwischen den Quarks vernachlässigt.

In verschiedenen Ansätzen für die Wellenfunktion (z.B in [46, 47, 43]) wird die Fermi-Bewegung der Quarks innerhalb des Mesons berücksichtigt. Unklar ist jedoch, wie hoch der hieraus resultierende Korrekturfaktor ist. Während der gaußförmige Ansatz aus [43] zu kleinen Korrekturen führt, werden mit einem Modell [46, 47], das Ausläufer zu hohen relativem k_T besitzt, hohe Korrekturfaktoren bestimmt.

Weiterhin wird in [46] die Quarkmasse m_q durch die Formel:

$$m^2(\bar{Q}^2) = m_q^2 \cdot \left(1 - \frac{8\alpha_s(\bar{Q}^2)}{3\pi}\right)$$

ersetzt, die relativistische Korrekturen höherer Ordnungen berücksichtigt.

1.6.2 Das Farbdipol-Modell

Der Farbdipol-Formalismus (*colour dipole model*) wurde in [55, 56] als eine Alternative für den Feynman-Diagramm-Ansatz für Prozesse bei kleinen Werten von x vorgeschlagen. Dieser Formalismus wurde im Stoßparameter-Raum formuliert, in dem das Proton in Ruhe ist. Das $q\bar{q}$-Paar wird als ein Farbdipol angesehen, der mit dem Proton wechselwirkt. Während der Wechselwirkung wird die Position der beteiligten Partonen festgehalten. Die Amplitude für den Prozeß faktorisiert wiederum in eine Wellenfunktion $\psi(\gamma \to q\bar{q})$, die durch eine Fouriertransformation in das Ruhesystem des Protons transformiert wird, und den Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{q\bar{q}p}$ für die Wechselwirkung mit dem Proton. Ein wichtiger Parameter ist die Separation b der beiden Quarks voneinander.

Ein großer Vorteil dieses Bildes der Wechselwirkung ist, daß der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{q\bar{q}p}$ nur von der Dipolkonfiguration und somit nur von b abhängt. Aus diesem Grund ist $\hat{\sigma}_{q\bar{q}p}$ universell und kann dazu dienen, Vorhersagen für verschiedene inklusive und exklusive Prozesse zu machen. Weiterhin ist wichtig, daß Vorhersagen im Farbdipol-Bild nicht die Gültigkeit der pQCD voraussetzen, d.h. es muß nicht notwendigerweise eine harte Skala in dem betrachteten Prozeß anwesend sein. Im Farbdipol-Formalismus lassen sich auch hadronische Prozesse beschreiben [57]. Die Größe des Dipols b stellt ein Maß dafür dar, ob sich der jeweilige Prozeß mit Hilfe der pQCD berechnen läßt oder nicht.

Aus den genannten Gründen ist der Farbdipol-Ansatz sehr beliebt geworden. Es existieren verschiedenste Ansätze für den Dipolwirkungsquerschnitt. Im folgenden wird auf einige Rechnungen eingegangen, die sich auf die Produktion von schweren Vektormesonen beziehen.

Produktion von J/ψ-Mesonen in Photoproduktion

In [49] verwenden Frankfurt et al. das in [48] entwickelte Modell für den Farbdipol-Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{q\bar{q}p}$, um Vorhersagen für die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen zu machen, nachdem in [48] eine zufriedenstellende Beschreibung der inklusiven ep-Streuung erzielt wurde.
Für kleine transversale Ausdehnungen der $c\bar{c}$-Konfiguration $b < b_{Q_0} \approx 0.4\,\mathrm{fm}$ ist der Wirkungsquerschnitt $\hat{\sigma}_{q\bar{q}p}$ für den Zwei-Gluon-Austausch gegeben durch:

$$\hat{\sigma}_{q\bar{q}p}(b^2, x) = \frac{\pi^2}{3} b^2 \alpha_s(\bar{Q}^2) x\, g(x', \bar{Q}^2) \ . \tag{1.43}$$

Für größere transversale Ausdehnungen $b > b_{Q_0}$ wird ein Ansatz verwendet, der die Messungen der Wirkungsquerschnitte von πp-Wechselwirkungen bei $b = b_\pi = 0.65\,\mathrm{fm}$ beschreibt. Für die Bereiche $b_{Q_0} < b < b_\pi$ und $b > b_\pi$ wird eine Interpolation vorgenommen.
Die verwendeten Skalen sind folgendermaßen definiert:

$$x' = x'_{min} \left(1 + 0.75 \frac{\langle b \rangle^2}{b^2}\right) \ , \tag{1.44}$$

$$\bar{Q}^2 = \frac{\lambda}{b^2} \tag{1.45}$$

mit:

$$x'_{min} = x \left(1 + \frac{4m_c^2}{Q^2}\right) \qquad \text{und} \qquad \langle b \rangle^2 = \frac{\lambda}{Q^2 + 4m_c^2} \ .$$

Der dimensionslose Parameter λ soll die Grenze zwischen störungstheoretisch berechenbaren Prozessen und hadronischer Physik bestimmen. In [48] wird gefunden, daß die Beschreibung der Messungen von F_2 und F_L nicht sensitiv auf den genauen Wert von λ sind, und es wird ein Wert von $\lambda = 10$ verwendet. Die Beschreibung der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen hingegen zeigt große Variationen bei Änderungen von λ. Dieses ist in Abbildung 1.6 im Vergleich zu den HERA-Daten dargestellt. Die Berechnungen wurden mit der Gluondichte CTEQ4L unter Berücksichtigung von Korrekturen u. a. durch nichtdiagonale Parton-Verteilungen gemacht. Die Daten werden durch einen Wert von $\lambda = 4$ besser beschrieben, liegen jedoch bei hohen Schwerpunktenergien signifikant unterhalb der Vorhersage. Unter Verwendung der Gluondichte MRSTLO mit $\lambda = 4$ ergibt sich eine Kurve, die unterhalb der Daten liegt. Bei kleinen Werten von $W_{\gamma p}$ dominieren die hadronischen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt. Dort wird eine Übereinstimmung der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit der Rechnung erzielt.
Weiterhin wird vorhergesagt, daß der elastische Steigungsparameter b_{el} und der Wert für $\alpha'_{\mathbb{P}}$ abhängig von $W_{\gamma p}$ und Q^2 ist. Die Messungen von H1 [15] und ZEUS [33] sind gut verträglich mit einem theoretischen Wert für $\alpha'_{\mathbb{P}} \approx 0.11\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Produktion von ψ'-Mesonen

Da das ψ'-Meson den ersten radial angeregten Zustand des J/ψ-Mesons darstellt, ist die Ausdehnung dieses Mesons größer als die des Grundzustandes. Nach dem nichtrelativistischen Quarkmodell ist der typische Radius des ψ'-Mesons etwa doppelt so groß wie der des J/ψ-Mesons. Es ist daher zu vermuten, daß der Beitrag von Prozessen, die nicht mit Hilfe der pQCD berechnet werden können, größer als im Falle des J/ψ-Grundzustandes ist.

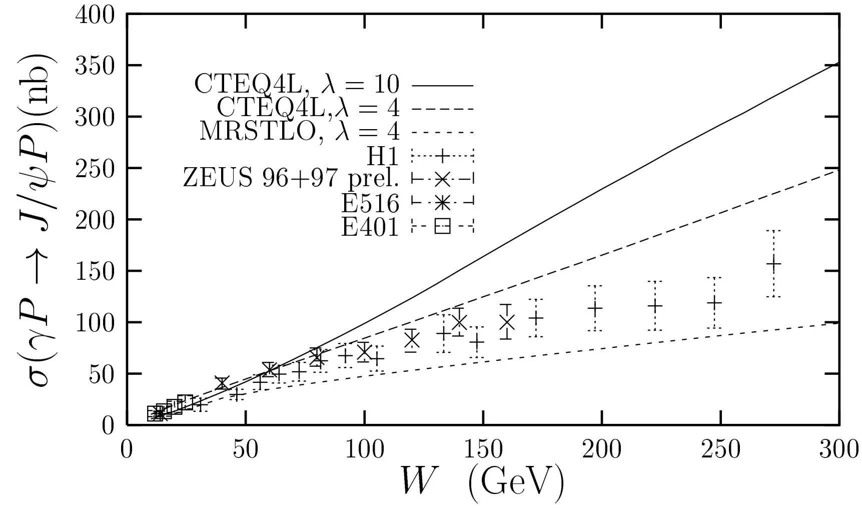


Abbildung 1.6: *Vergleich der theoretischen Vorhersagen von Frankfurt et al. für die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen für zwei verschiedene Werte für λ.*

Darauf deuten Rechnungen von Hoyer und Peigné [50] hin, die im Vergleich zu einer Messung von H1 [58] einen um einen Faktor 2-5 kleineren Wert für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von ψ'- zu J/ψ-Mesonen $R(\psi'/\psi)$ in Photoproduktion berechnen. Für den Dipolwirkungsquerschnitt wurde eine Näherung verwendet, in der der transversale Impuls der ausgetauschten Gluonen und die Ausdehnung des $c\bar{c}$-Paares klein sind.

Suzuki et al. [41] führen ähnliche Rechnungen durch, kommen jedoch zu dem Schluß, daß die Gültigkeit dieser Näherungen fraglich ist. Daher wird eine vollständige Rechnung durchgeführt, die zwar ohne diese Näherungen auskommt, jedoch die unintegrierte Gluondichte benötigt, die nicht genau bekannt ist. Für ihre Rechnungen wird die CTEQ4LQ-Parametrisierung verwendet. In Abbildung 1.7 links ist der Vergleich der Rechnungen mit und ohne Näherung als Funktion von Q^2 gezeigt. Beide Vorhersagen liegen bei kleinem Q^2 unter den Messungen. Auf der rechten Seite von Abbildung 1.7 ist zusätzlich zum Vergleich die Vorhersage der GRV98LO-Parametrisierung dargestellt. Um weiterhin den Einfluß der effektiven Skala $\bar{Q}^2$ zu bestimmen, die in verschiedenen Modellen unterschiedlich angenommen wird, sind die Vorhersagen für $\bar{Q}^2 \to \infty$ ebenfalls eingetragen.

Ein weiterer Effekt bei der diffraktiven Produktion von ψ'-Mesonen ist die Auswirkung des Knotens in der Wellenfunktion des Vektormesons, da die Wellenfunktion an einer Stelle r_K ihr Vorzeichen wechselt. Dieser Effekt wurde ausführlich von Nemchik et al. untersucht. Die Position des Knotens entspricht in etwa der Ausdehnung des J/ψ-Grundzustandes $r_K \approx r_{J/\psi}$ [39]. Beiträge von Dipolkonfigurationen mit kleinem $r < r_K$ und großem Radius $r > r_K$ können sich aufheben. In diesem Modell ist die Dipolgröße gegeben durch [51, 52]:

$$b \propto \frac{1}{\sqrt{M_V^2 + Q^2}} \tag{1.46}$$

Die Größe des Dipols b und damit die Auswirkung des Knotens variieren daher mit Q^2 und M_V^2. Bei hohem Q^2 oder hohen Massen M_V^2 ist die Dipolgröße klein, $b \ll r_K$, und es finden keine Auslöschungen durch Beiträge oberhalb des Knotens statt. Durch die Messung in Photoproduktion sind die Auswirkungen der negativen Beiträge oberhalb des Knotens sichtbar, die noch deutlicher bei kleinen Massen M_V werden. Durch Messungen bei unterschiedlichen Q^2 können somit Informationen über die Wellenfunktion des Mesons gewonnen werden.

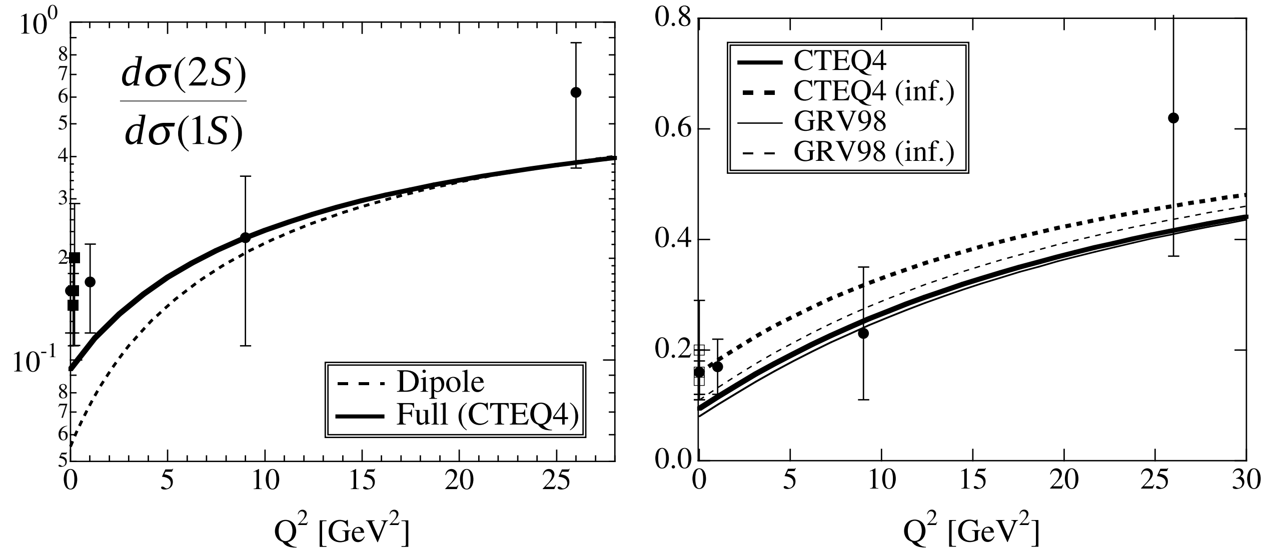


Abbildung 1.7: Links: *Vergleich der Farbdipol-Rechnungen von Suzuki et al. mit und ohne Näherung als Funktion von Q^2.* **Rechts:** *Vergleich der Farbdipol-Rechnung ohne Näherung mit CTEQ4LQ- bzw. GRV98LO-Parametrisierung. Um den Einfluß der effektiven Skala $\bar{Q}^2$ zu bestimmen, sind die Rechnungen für $\bar{Q}^2 \to \infty$ ebenfalls dargestellt. Diese Abbildung ist [41] entnommen. Die Datenpunkte sind Ergebnisse von H1 [58, 59] und Messungen von fixed target Experimenten.*

In [39] werden erstmals Vorhersagen über die t- und die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von ψ'- zu J/ψ-Mesonen gemacht. In diffraktiven Wechselwirkungen kann der elastische Steigungsparameter b_{el} als die Ausdehnung der beiden an der Streuung beteiligten Teilchen angesehen werden. Daher ist in der Photoproduktion eine strenge Ordnung in der Größe der Steigungsparameter für verschiedene Vektormesonen vorhanden:

$$b_{el}(\rho) > b_{el}(\phi) > b_{el}(J/\psi) > b_{el}(\Upsilon) \quad .$$

Da der Radius des ψ'-Mesons $r_{\psi'}$ etwa doppelt so groß ist wie $r_{J/\psi}$, sollte $b_{el}(\psi') > b_{el}(J/\psi)$ sein. In [39] wird jedoch die Vorhersage gemacht, daß $b_{el}(\psi') \lesssim b_{el}(J/\psi)$ gilt, was nicht der anschaulichen Deutung des Steigungsparameters b_{el} entspricht. In Abbildung 1.8 ist auf der linken Seite das Verhältnis des Wirkungsquerschnittes von ψ'- zu J/ψ-Mesonen $R(\psi'/\psi)$ für $Q^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$ als Funktion von t dargestellt. Für die bei HERA typische Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ ist $R(\psi'/\psi)$ praktisch konstant, während für niedrige $W_{\gamma p}$ das Verhältnis zu großen t ansteigt ($b_{el}(\psi') < b_{el}(J/\psi)$).
Die rechte Seite der Abbildung 1.8 zeigt $R(\psi'/\psi)$ als Funktion von $W_{\gamma p}$. Es wird ein leichter Anstieg von R vorhergesagt. Im kinematischen Bereich von HERA steigt R von etwa 12% auf 20% an.

1.7 Übersicht über die folgenden Messungen

In dieser Arbeit wird die Photoproduktion von J/ψ- und ψ'-Mesonen untersucht. Dabei ist die Produktion des angeregten Zustandes vor allem in Photoproduktion interessant, da eventuell große, nicht mit Hilfe der pQCD berechenbare Beiträge in den theoretischen Rechnungen berücksichtigt werden müssen.

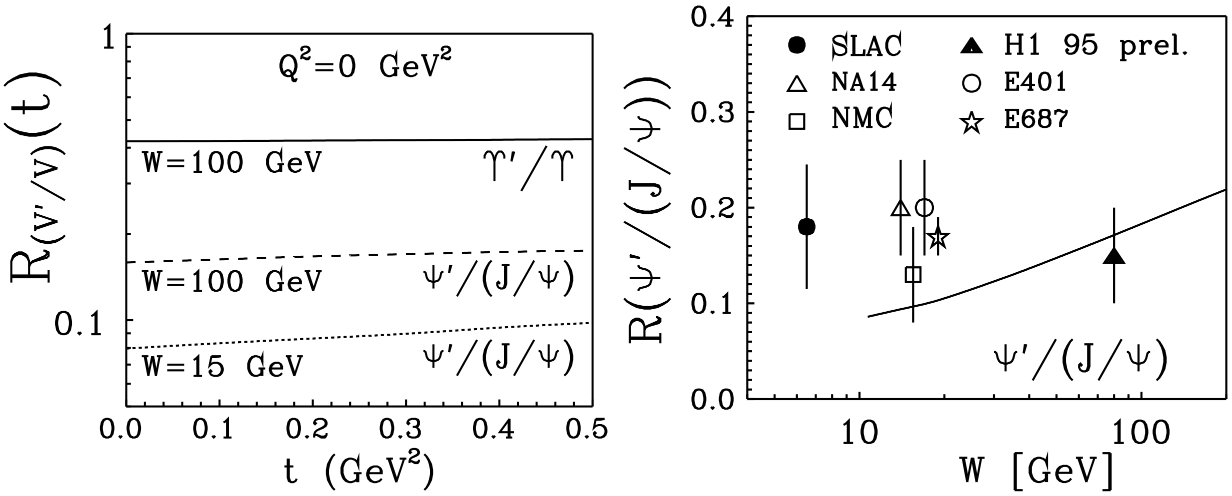


Abbildung 1.8: **Links:** *Verhältnis des Wirkungsquerschnittes von* ψ'*- zu* J/ψ*-Mesonen* $R(\psi'/\psi)$ *für* $Q^2 = 0\,GeV^2$ *als Funktion von t für zwei verschiedene Schwerpunktenergien. Weiterhin ist noch die Vorhersage für* $R(\Upsilon'/\Upsilon)$ *dargestellt.* **Rechts:** $R(\psi'/\psi)$ *als Funktion von* $W_{\gamma p}$ *verglichen mit Messungen u.a. von H1 [58]. Die Abbildung ist [39] entnommen.*

In dieser Arbeit wird erstmals angestrebt, über das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von ψ'- und J/ψ-Mesonen hinausgehend eine Aussage über die Energie- und t-Abhängigkeit der ψ'-Produktion zu machen. Um möglichst viele Ereignisse zu erhalten, werden der direkte leptonische Zerfall und der Kaskadenzerfall in ein J/ψ-Meson und zwei geladene Pionen analysiert. Zur Bestimmung der Energieabhängigkeit der ψ'-Produktion wird das Verhältnis $\sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ bestimmt, was den Vorteil hat, daß sich einige systematische Unsicherheiten aufheben.

Daher erfolgt zuerst die Untersuchung der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen. Es werden der elektronische und der myonische Zerfallskanal und die Daten der Jahre 1996, 1997 und 1999 verwendet. Die Analyse von J/ψ-Mesonen bietet den Vorteil, daß genügend Ereignisse vorhanden sind, um systematische Untersuchungen z.B. zur Triggereffizienz oder zur Leptonerkennung durchzuführen. Zusätzlich kann untersucht werden, ob Unterschiede zwischen dem elektronischen und myonischen Kanal auftreten.

Folgende Messungen werden für die J/ψ-Mesonen durchgeführt:

- Es wird die elastische Produktion von J/ψ-Mesonen untersucht. Dabei wird eine Erhöhung der Zahl der analysierten Ereignisse im Vergleich zu den publizierten Daten der Jahre 1996 und 1997 [15] für den myonischen Zerfallskanal erzielt. Außerdem wird der elektronische Zerfallskanal einbezogen, wodurch sich die Zahl der Ereignisse etwa verdoppelt. Die Ergebnisse werden mit theoretischen Vorhersagen verglichen.

- Weiterhin wird die Produktion von J/ψ-Mesonen mit Protondissoziation untersucht. Die Energieabhängigkeit in Photoproduktion wurde zuletzt mit deutlich geringerer statistischer Signifikanz für Daten der Jahre 1994 und 1995 bestimmt. Die Messungen werden mit den Vorhersagen der Regge-Theorie verglichen.

Die Bestimmung der Energieabhängigkeit der J/ψ-Produktion mit Protondissoziation hat zusätzlich technische Vorteile:

- Durch die Selektion bedingt stellt die protondissoziative Produktion von J/ψ-Mesonen einen Untergrundanteil für die elastische Produktion von etwa $15-20\%$ dar. Die Kenntnis dieses Wirkungsquerschnittes erlaubt eine bessere Untergrundbestimmung für die elastische Analyse.
- Um die Energieabhängigkeit der Produktion von ψ'-Mesonen mit möglichst viel Ereignissen messen zu können, werden quasielastische Ereignisse untersucht, d. h. es wird nicht zwischen elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation unterschieden. Dieses Vorgehen macht jedoch nur dann Sinn, wenn elastische und protondissoziative Ereignisse eine ähnliche Energieabhängigkeit aufweisen.

Die systematischen Untersuchungen zur Leptonerkennung, zur Triggereffizienz und zur Trennung von elastisch produzierten Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation werden in den Kapiteln 4 bis 6 vorgestellt. In Kapitel 7 wird die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen und darauf aufbauend in Kapitel 8 die Produktion von ψ'-Mesonen untersucht.

Kapitel 2

HERA und der H1-Detektor

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den Speicherring HERA[1] und das H1-Experiment, mit dem die für diese Arbeit verwendeten Daten der Jahre 1996 - 1999 gewonnen wurden.

2.1 Der Speicherring HERA

Im Speicherring HERA (Abbildung 2.1) werden seit dem Jahr 1992 Elektronen bzw. Positronen und Protonen in zwei separaten Strahlrohren beschleunigt und zur Kollision gebracht. Die Leptonart wurde seit einem Wechsel im Jahr 1994 von Elektronen zu Positronen erneut im Jahr 1998 und in der zweiten Hälfte des Jahres 1999 geändert. Im Jahr 1998 wurde die Protonenergie von 820 GeV auf 920 GeV erhöht. Die Energie des Leptonstrahls blieb konstant bei etwa 27.5 GeV. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Datennahmeperioden und die an das H1-Experiment gelieferte Luminosität.

Jahr	Leptonart	Protonenergie	gelieferte Luminosität
1996	Positronen	820 GeV	13299 nb^{-1}
1997	Positronen	820 GeV	32400 nb^{-1}
1999a	Elektronen	920 GeV	16791 nb^{-1}
1999b	Positronen	920 GeV	25655 nb^{-1}

Tabelle 2.1: *Überblick über die in dieser Arbeit analysierten Datennahmeperioden.*

Nachdem die Teilchen mit Hilfe eines Systems von Vorbeschleunigern (Abbildung 2.1 links) auf Energien von 12 GeV (e) bzw. 40 GeV (p) beschleunigt worden sind, werden sie in den HERA-Ring injiziert und dort weiter beschleunigt (Abbildung 2.1 rechts), bis sie ihre Endenergien erreicht haben. Die Teilchenpakete werden mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns zur Kollision gebracht, so daß sich eine maximale Ereignisrate von 10.4 MHz ergibt. Die Zeit zwischen zwei Kollisionen wird bei HERA als Zeiteinheit verwendet und im folgenden als HERA-Takt bezeichnet.

---

[1] **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage

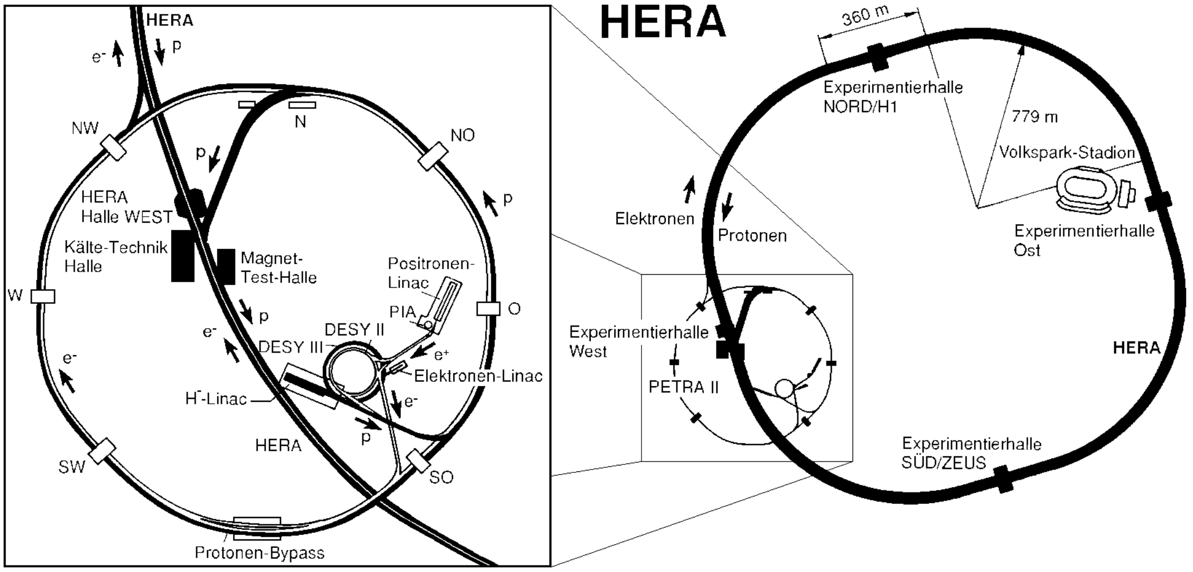
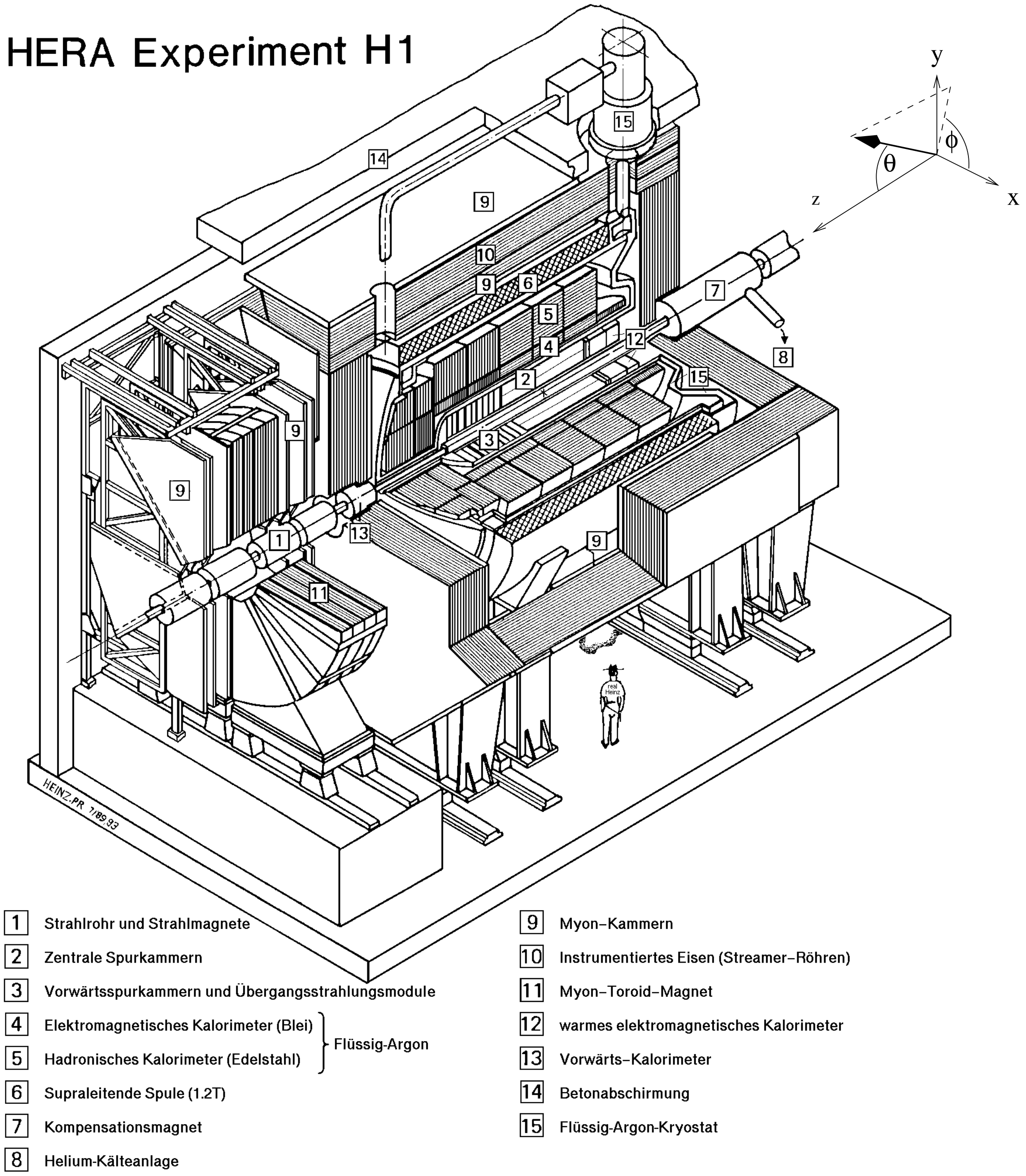


Abbildung 2.1: *Darstellung des Speicherringes HERA (rechts) und seiner Vorbeschleuniger (links).*

An vier Wechselwirkungspunkten sind die folgenden Experimente positioniert:
Im Bereich der Detektoren **H1** (Experimentierhalle Nord) und **ZEUS** (Experimentierhalle Süd) werden Elektron- und Protonstrahl zur Kollision gebracht, so daß ep-Streuungen untersucht werden können. Die beiden anderen Experimente **HERMES** (Experimentierhalle Ost) und **HERA-B** (Experimentierhalle West) verwenden jeweils nur einen Teilchenstrahl. HERMES mißt mit Hilfe longitudinal polarisierter Elektronen die Spinstruktur von Neutronen, Protonen und schweren Kernen an polarisierten Gasatomen. HERA-B untersucht die Erzeugung von B-Mesonen durch Kollision des Protonstrahls mit Metalldrähten, um die CP-Verletzung beim Zerfall dieser Mesonen zu untersuchen.

2.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor [60] ist in der Experimentierhalle Nord aufgebaut und besteht aus zahlreichen Komponenten, die nahezu den gesamten Raumwinkelbereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt abdecken (Abbildung 2.2).
Das rechtshändige Koordinatensystem von H1, dessen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt (Vertex) liegt, ist so gewählt, daß die positive z-Achse in Richtung des auslaufenden Protonstrahls und die x-Achse zum Mittelpunkt des Speicherrings zeigt. Der Azimutalwinkel ϕ wird zwischen der x- und y-Achse und der Polarwinkel θ wird relativ zur positiven z-Achse gemessen (Abbildung 2.2). Der Bereich kleiner Polarwinkel wird als *Vorwärts-* und der Bereich großer Polarwinkel als *Rückwärtsrichtung* bezeichnet.
Der H1-Detektor ist zylindersymmetrisch um das Strahlrohr angeordnet. Wegen der unterschiedlichen Strahlenergien fliegt ein Großteil der Reaktionsprodukte in Protonrichtung. Aus diesem Grund ist der Detektor in Vorwärtsrichtung aufwendiger instrumentiert als in Rückwärtsrichtung.
Im folgenden werden die für diese Arbeit wichtigen Komponenten des H1-Detektors aufgeführt. Die Bezeichnungen für die Abkürzungen der Spur-Detektoren sind in Abbildung 2.2 zusammengefaßt. Eine detaillierte Beschreibung des H1-Detektors befindet sich in [60].



CTD:	**C**entral **T**racking **D**etector	FTD:	**F**orward **T**racking **D**etector
CJC:	**C**entral **J**et **C**hamber	CMD:	**C**entral **M**uon **D**etector
CIZ:	**C**entral **I**nner **Z**-chamber	FMD:	**F**orward **M**uon **D**etector
COZ:	**C**entral **O**uter **Z**-chamber	FPS:	**F**orward **P**roton **S**pectrometer
CST:	**C**entral **S**ilicon **T**racker	PRT:	**P**roton **R**emnant **T**agger
CIP:	**C**entral **I**nner **P**roportional **C**hamber	BDC:	**B**ackward **D**rift **C**hamber
COP:	**C**entral **O**uter **P**roportional **C**hamber	BST:	**B**ackward **S**ilicon **T**racker

Abbildung 2.2: *Der H1-Detektor. Wird im Text auf diese Abbildung verwiesen, so ist die Nummer der jeweiligen Komponente durch ein Rechteck gekennzeichnet. Unter der Abbildung befinden sich die Bezeichnungen für die Abkürzungen der im Text beschriebenen Spur-Detektoren.*

2.2.1 Das Spurkammersystem

Die Abbildungen 2.2 ($\boxed{2}$ und $\boxed{3}$) und 2.3 zeigen das Spurkammersystem des H1-Detektors, das aus den vorderen (FTD) und zentralen Spurkammern (CTD), der rückwärtigen Driftkammer (BDC) und dem rückwärtigen Silizium-Spurdetektor (BST) besteht. Die Spurkammern befinden sich im Magnetfeld einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$ mit einer Feldstärke von 1.2 T, so daß eine Impulsmessung von geladenen Teilchen ermöglicht wird.

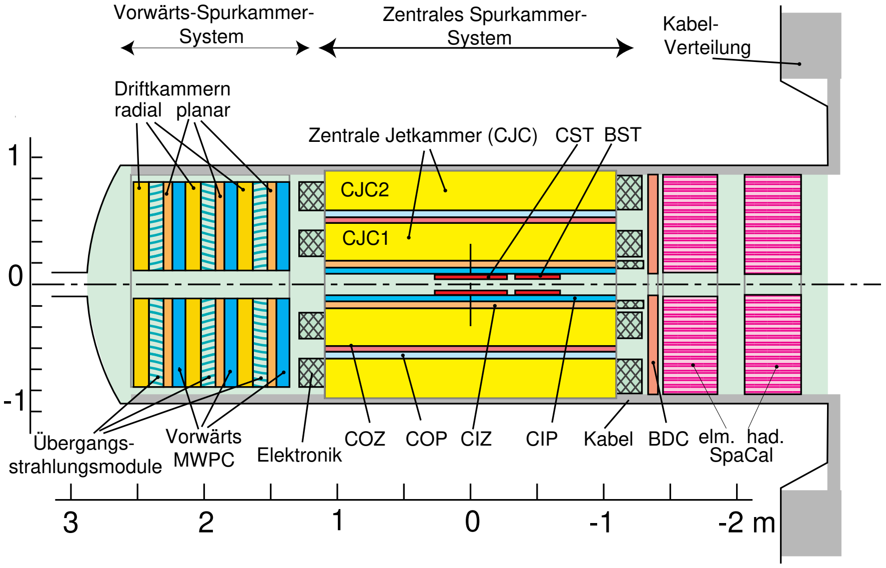


Abbildung 2.3: *Das Spurkammersystem des H1-Detektors.*

Das zentrale Spurkammersystem (CTD)

Das zentrale Spurkammersystem CTD deckt einen Polarwinkelbereich von $15^\circ \lesssim \theta \lesssim 165^\circ$ ab. Für die Rekonstruktion von geladenen Teilchen im Zentralbereich werden die Driftkammern CJC1 und CJC2, die dünnen Driftkammern CIZ und COZ und der zentrale Silizium-Vertex-Detektor (CST) verwendet.

Die beiden zylindrischen Driftkammern CJC1 und CJC2 bestehen aus insgesamt 2640 Signaldrähten, die in 30 bzw. 60 Zellen eingeteilt und parallel zur Strahlachse gespannt sind. Die Driftzellen sind um 30° in der $r\phi$-Ebene geneigt. Durch eine Driftzeitmessung wird eine räumliche Auflösung in der $r\phi$-Ebene von $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu$m erreicht. Die z-Koordinate läßt sich durch Ladungsteilung mit einer Auflösung von $\sigma_z \approx 3\,$cm bestimmen.

Die genauere Bestimmung der z-Koordinate erfolgt durch die dünnen Driftkammern CIZ und COZ mit einer Auflösung von $\sigma_z = 300\,\mu$m. Die CIZ liegt vom Strahlrohr aus gesehen vor der CJC1 und besteht aus 15 Zellen, während die COZ zwischen CJC1 und CJC2 liegt und aus 24 Zellen besteht.

Die Spurmessung im Zentralbereich wird vom Silizium-Vertex-Detektor (CST) [61] ergänzt, der einen Polarwinkelbereich von etwa $30^\circ \lesssim \theta \lesssim 150^\circ$ abdeckt und aus zwei Lagen doppelseitiger Silizium-Streifendetektoren aufgebaut ist.

Die beiden Proportionalkammern CIP und COP bestehen aus jeweils zwei Kammerlagen, deren Signaldrähte parallel zur Strahlachse verlaufen. Die Signale der Kammern werden vom z-Vertex-Trigger weiterverarbeitet und zur Ereignisauswahl verwendet.

Das vordere Spurkammersystem (FTD)
Das vordere Spurkammersystem FTD deckt einen Polarwinkelbereich von $5^\circ \lesssim \theta \lesssim 25^\circ$ ab und besteht aus drei identischen Supermodulen. Diese sind jeweils aus einem planaren und einem radialen Modul, einer Vieldrahtproportionalkammer (MWPC) und einem Übergangsstrahlungsmodul aufgebaut. Die Signale der ersten MWPC dienen gemeinsam mit den Kammern CIP und COP dem z-Vertex-Trigger zur Ereignisauswahl. Das vordere Spurkammersystem erreicht eine Ortsauflösung in der $r\phi$-Ebene von $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu\text{m}$.

2.2.2 Die Kalorimeter

Das Kalorimeter-System von H1 besteht aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) [4] [5], dem rückwärtigen Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) ([12] und Abbildung 2.3) und dem Vorwärts-Kalorimeter (PLUG) [13]. Letzteres wird in dieser Arbeit nicht benutzt.

Das LAr-Kalorimeter
Das Spurkammersystem ist umgeben vom LAr-Kalorimeter (Abbildung 2.4), das in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil unterteilt ist und einen Winkelbereich von $4^\circ \lesssim \theta \lesssim 153^\circ$ abdeckt. Das LAr-Kalorimeter ermöglicht u.a. die Messung des Energieflusses und wird in dieser Arbeit zur Identifizierung von Elektronen und Myonen verwendet.
Das LAr ist ein *Sampling*-Kalorimeter, d.h. es werden unterschiedliche Materialien für die Absorption und den Nachweis verwendet. Der elektromagnetische Teil des Kalorimeters dient zur Energiemessung von Elektronen und Photonen und besteht aus 2.4 mm starken Bleiplatten als Absorber und aus 2.35 mm breiten Spalten mit flüssigem Argon als Nachweismaterial. Die Dicke des elektromagnetischen Teils beträgt 20 bis 30 Strahlungslängen X_0. Die Energieauflösung liegt bei $\sigma_E/E = 0.12/\sqrt{E} \oplus 0.01$.
Der hadronische Teil dient zur Energiemessung von Hadronen und Jets und besteht aus 15.5 mm dicken Edelstahlplatten als Absorber mit 2.35 mm breiten Spalten mit flüssigem Argon als Nachweismaterial. Die Energieauflösung des hadronischen Teils liegt bei $\sigma_E/E = 0.50/\sqrt{E} \oplus 0.02$. Die Dicke des LAr-Kalorimeters variiert zwischen 5 (Zentralbereich) und 8 (Vorwärtsbereich) hadronischen Wechselwirkungslängen λ. Im Rückwärtsbereich nimmt die Dicke bis auf eine Wechselwirkungslänge ab.
Da das LAr-Kalorimeter nichtkompensierend ist, wird bei einem elektromagnetischen Schauer der überwiegende Teil der Teilchenenergie als Ionisationsenergie gemessen, während bei einem hadronischen Schauer etwa 30% der Energie durch Anregung und Spaltung von Kernen nicht zum gemessenen Signal beitragen. Dieses stellt ein mögliches Entscheidungsmerkmal bei der Trennung von Elektronen und Hadronen dar.

Das SpaCal
Das SpaCal [62] deckt einen Bereich von $153^\circ \lesssim \theta \lesssim 178^\circ$ ab und dient im wesentlichen zum Nachweis des gestreuten Elektrons in der tiefunelastischen Streuung bei Impulsüberträgen von $1\,\text{GeV}^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\text{GeV}^2$. Es ist in einen elektromagnetischen und hadronischen Teil unterteilt und ist etwa 28 Strahlungslängen bzw. 2 hadronische Wechselwirkungslängen dick. Die Energieauflösung beträgt für den elektromagnetischen Teil $\sigma_E/E \approx 0.075/\sqrt{E} \oplus 0.01$ und für den hadronischen Teil $\sigma_E/E \approx 0.30/\sqrt{E} \oplus 0.07$.
Das SpaCal dient in der vorliegenden Arbeit zusätzlich zum LAr-Kalorimeter zur Identifikation der Zerfallselektronen der J/ψ- und ψ'-Mesonen. Außerdem werden Ereignisse der tiefunelastischen Streuung mit $Q^2 \gtrsim 1\,\text{GeV}^2$ durch ein Veto auf die deponierte Energie im SpaCal verworfen.

Abbildung 2.4: *Das LAr-Kalorimeter in der Seitenansicht. Eingezeichnet ist die Isolinie für 20 Strahlungslängen X_0 für das elektromagnetische Kalorimeter und mehrere Isolinien von hadronischen Wechselwirkungslängen λ. Die Werte von X_0 und λ variieren über den Polarwinkelbereich auf Grund der verschiedenen Eintrittswinkel θ von Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt (IP) kommen.*

2.2.3 Das Myonsystem

Das Myonsystem setzt sich aus dem zentralen Myondetektor (instrumentiertes Eisen oder CMD) ($\boxed{9}$ und $\boxed{10}$ in Abbildung 2.2) und dem Vorwärtsmyonsystem (FMD) $\boxed{11}$ zusammen.

Der zentrale Myondetektor (CMD)
Das instrumentierte Eisen ist in den Zentralbereich ($35^\circ \lesssim \theta \lesssim 130^\circ$), die vordere Endkappe ($5^\circ \lesssim \theta \lesssim 35^\circ$) und die hintere Endkappe ($130^\circ \lesssim \theta \lesssim 175^\circ$) unterteilt. Es dient einerseits der Rückführung des magnetischen Flusses. Andererseits wird es zum Nachweis durchdringender Teilchen verwendet und ist hierzu zwischen den Eisenplatten mit Streamerrohrkammern instrumentiert. An der Außen- und Innenseite sind zusätzlich je drei weitere Lagen mit Streamerrohrkammern angebracht. Insgesamt kann ein Teilchen maximal 16 Nachweislagen durchqueren.
In der vorliegenden Analyse wird der zentrale Myondetektor in Kombination mit dem LAr-Kalorimeter zum Nachweis von Myonen verwendet.

Das Vorwärtsmyonsystem (FMD)
Der zentrale Myondetektor wird durch das Vorwärtsmyonspektrometer (FMD) ergänzt. Dieser Detektor deckt den Polarwinkelbereich von $3^\circ \lesssim \theta \lesssim 17^\circ$ ab. Er besteht aus einem Eisentoroidmagneten mit einer Feldstärke von etwa 1.6 T und jeweils drei Doppellagen von Driftkammerebenen vor und hinter dem Magneten. Der FMD dient in dieser Analyse zur Erkennung von Ereignissen mit Protondissoziation.

2.2.4 Die Vorwärtsdetektoren

Zum Nachweis von Ereignissen, in denen das Proton dissoziiert, wird der Proton-Remnant-Tagger (PRT) verwendet (Abschnitt 6.1). Dieser ist bei $z = +24\,\mathrm{m}$ positioniert und besteht aus sieben Paaren von Szintillationszählern, zwischen denen sich eine Bleiplatte befindet (Abbildungen 2.5 und 6.3). Der PRT liefert auf einem Kanal ein Signal, wenn beide Zähler des entsprechenden Paares in Koinzidenz ansprechen.
Elastisch gestreute Protonen können mit Hilfe des Vorwärts-Proton-Spektrometers (FPS) nachgewiesen werden. Dieses besteht aus vier Stationen, von denen zwei bei $z = +81\,\mathrm{m}$ und

$z = +90\,\mathrm{m}$ liegen und vertikal an das Strahlrohr herangefahren werden können, während die anderen zwei Stationen ($z = +63\,\mathrm{m}$ und $z = +80\,\mathrm{m}$) horizontal am Strahlrohr liegen. Ereignisse mit einem guten Protonkandidaten in den horizontalen Stationen werden innerhalb dieser Arbeit dazu verwendet, das Rauschen im PRT und FMD abzuschätzen (Abschnitt 6.2).

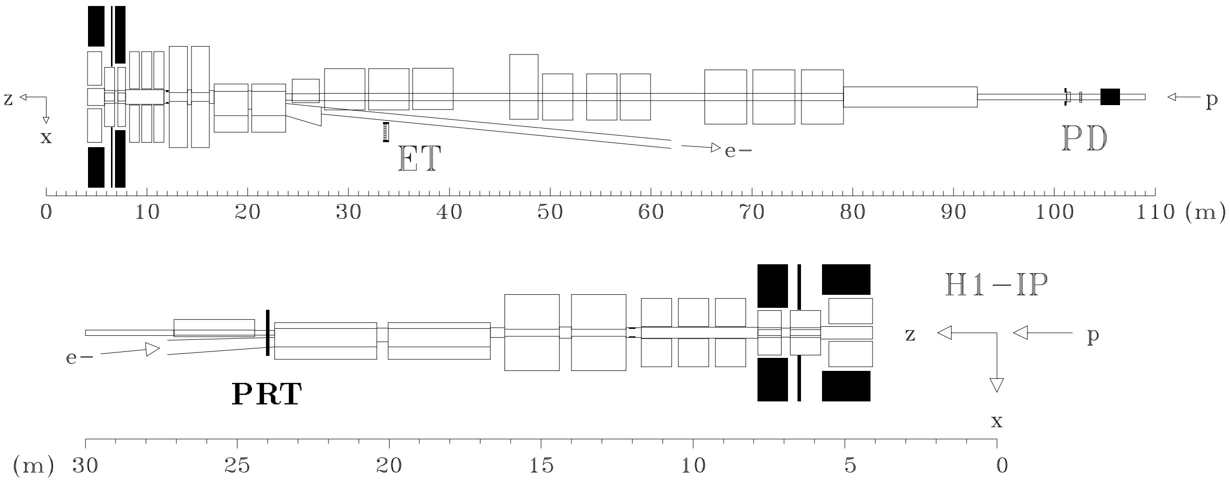


Abbildung 2.5: *Darstellung der Strahlführung außerhalb des H1-Detektors.* **Oben:** *Darstellung des Luminositätssystems bestehend aus Kleinwinkel-Elektron-Detektor (ET) und Photondetektor (PD).* **Unten:** *Position des Proton-Remnant-Tagger (PRT). Die Stationen des FPS sind nicht dargestellt.*

2.2.5 Das Luminositätssystem

Die Luminosität wird unter Verwendung des Bethe-Heitler-Prozesses $ep \rightarrow ep\gamma$ gemessen, dessen Wirkungsquerschnitt genau bekannt ist. Der Hauptuntergrund für diese Reaktion stammt aus Bremsstrahlung der Elektronen bei Wechselwirkungen mit dem Restgas im Strahlrohr.

Das Luminositätssystem besteht aus zwei Kalorimetern, dem Kleinwinkel-Elektron-Detektor (ET) bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ und dem Photondetektor (PD) bei $z = -102.9\,\mathrm{m}$ (Abbildung 2.5). Bei der Luminositätsmessung während der Datennahme wird eine Koinzidenz zwischen Elektron- und Photondetektor verlangt. Die Berechnung der integrierten Luminosität nach der Datennahme erfolgt hingegen nur noch mit Hilfe der Rate der nachgewiesenen Photonen, da hierdurch ein kleinerer systematischer Fehler erreicht wird.

Neben der Luminositätsmessung kann der Kleinwinkel-Elektron-Detektor noch zur Selektion von Ereignissen der Photoproduktion verwendet werden ($Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$). Weitere Elektron-Detektoren befinden sich bei $z \approx -7\,\mathrm{m}, -8\,\mathrm{m}$ und $-44\,\mathrm{m}$.

Kapitel 3

Ereignissimulation

Zum Studium von Akzeptanzen und Detektoreffizienzen werden Simulationen basierend auf Monte Carlo Generatoren verwendet. Der Generator berechnet für den betrachteten Prozeß die Vierervektoren der beteiligten Teilchen. Die Detektorantwort wird für das H1-Experiment vom Programmpaket `H1SIM` [63] bestimmt. Der erste Schritt wird vom Paket `GEANT` [64] durchgeführt, in dem die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial simuliert wird. Der Weg der Teilchen durch den Detektor wird in Abschnitte unterteilt und die Energiedeposition in Teilvolumina berechnet. Daraus wird die Detektorantwort bestimmt. Nach der Detektorsimulation werden die Monte Carlo Ereignisse mit dem Programmpaket `H1REC` rekonstruiert. Dieser Schritt ist derselbe für Daten und für Monte Carlo Ereignisse.
In dieser Arbeit werden vier verschiedene Monte Carlo Generatoren verwendet, die im folgenden kurz vorgestellt werden.

3.1 Der Generator DIFFVM

Der Generator `DIFFVM` [35, 65] wurde für die Simulation der diffraktiven Produktion von Vektormesonen erstellt und basiert auf dem Vektormeson-Dominanz-Modell und der Regge-Theorie (Abschnitt 1.5). Da viele verschiedene Parameter bei der Simulation verändert werden können, können die simulierten Ereignisse weitgehend modellunabhängig an die zu messenden Prozesse angepaßt werden.
Der Übergang eines vom Elektron abgestrahlten Photons zum virtuellen Vektormeson wird mit Hilfe des Vektormeson-Dominanz-Modells beschrieben. Die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für transversal polarisierte Photonen wird parametrisiert zu:

$$\sigma_{\gamma p}^T = \sigma_{\gamma p} \cdot \left(\frac{1}{1+\frac{Q^2}{\Lambda^2}} \right)^n , \tag{3.1}$$

mit den freien Parametern n und Λ. Für das Verhältnis von longitudinalem und transversalem Wirkungsquerschnitt R gilt:

$$R(Q^2) = \frac{\sigma_{\gamma p}^L(Q^2)}{\sigma_{\gamma p}^T(Q^2)} = \frac{\xi \, \frac{Q^2}{\Lambda^2}}{1+\chi\,\xi\,\frac{Q^2}{\Lambda^2}} , \tag{3.2}$$

wobei χ ein rein phänomenologischer Parameter ist und für den Parameter $\xi \approx 1$ gilt. Wird Λ gleich der Vektormesonmasse M_V und der Parameter $\chi = 0$ gesetzt, so ergibt sich Gleichung 1.16.
Die $W_{\gamma p}$- und t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist durch die Gleichungen 1.26 und 1.29 gegeben. Die Parameter $\epsilon = \alpha(0) - 1$, α' und b_{el} bzw. b_{pd} sind frei wählbar. Für die Ereignisse mit Protondissoziation wird in `DIFFVM` folgendes Verhalten des Wirkungsquerschnittes mit der Masse des hadronischen Endzustandes M_X angenommen [65]:

$$\frac{d\sigma}{dM_X^2} \propto \frac{f(M_X^2)}{M_X^{2(1+\epsilon)}} \,. \tag{3.3}$$

Der Parameter $\epsilon \equiv \epsilon_M$ kann unabhängig von dem im folgenden als ϵ_W bezeichneten Parameter, der die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes beschreibt, gewählt werden. Für kleinere Massen ($M_X^2 < 3.6\,\mathrm{GeV}^2$) wird das dissoziierte Protonsystem wie die Nukleon-Resonanzen $N(1440)$, $N(1520)$, $N(1680)$ und $N(1700)$ behandelt, die innerhalb ihres Ruhesystems isotrop zerfallen. Die Funktion $f(M_X^2)$ stammt in diesem Massenbereich aus Anpassungen von Daten der Proton-Deuterium-Streuung [31]. Für größere Massen ($M_X^2 > 3.6\,\mathrm{GeV}^2$) wird $f(M_X^2) = 1$, und die Fragmentation des dissoziierten Protons wird innerhalb des Lund-String-Modells mit Hilfe des Programms `JETSET` [66] vorgenommen.
In Tabelle 3.1 sind die Werte der wichtigsten Parameter für die in dieser Arbeit verwendeten simulierten Ereignisse angegeben.

Vektormeson	ϵ_W	ϵ_M	α'	n	Λ	ξ	χ	$b_{el}\,[\mathrm{GeV}^{-2}]$	$b_{pd}\,[\mathrm{GeV}^{-2}]$
J/ψ und ψ'	0.24	0.0808	0.0	2.1	M_V	1.0	0.0	4.8	1.6

Tabelle 3.1: *Einstellungen wichtiger Parameter des Monte Carlo Generators* `DIFFVM`.

In Abbildung 3.1 sind die generierten Größen $W_{\gamma p}$, $|t|$ und Q^2 für die Mischung zu gleichen Teilen aus elastischen und protondissoziativen J/ψ-Ereignissen abgebildet. Außerdem ist die M_X-Verteilung für Ereignisse mit Protondissoziation dargestellt. Die schraffierten Histogramme sind die entsprechenden Verteilungen mit einem Akzeptanzschnitt auf die Zerfallsleptonen von $20° < \theta_l < 160°$. Dieser Schnitt wird auch später in der Analyse durchgeführt und schränkt den Polarwinkelbereich auf die Region mit einer guten Spurmessung ein. Durch diese Akzeptanzschnitte wird die Schwerpunktenergie in der Analyse auf den Bereich $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ eingeschränkt.
In Abbildung 3.2 soll der Einfluß vom kleinsten kinematisch möglichen Impulsübertrag t_{min} für Ereignisse mit Protondissoziation veranschaulicht werden. Hierzu wird die Näherung aus Gleichung 1.32 für J/ψ- und ψ'-Mesonen mit $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ ($\langle Q^2 \rangle = 0.055\,\mathrm{GeV}^2$) verwendet. Diese ist jedoch bei kleinen Werten von $W_{\gamma p}$ und großen Werten von M_X nicht mehr gültig (Abschnitt 1.5.2). Auf der linken Seite von Abbildung 3.2 entsprechen die Kurven den Werten für $|t_{\mathrm{min}}|$ als Funktion von M_X für verschiedene Schwerpunktenergien. Auf der rechten Seite ist entsprechend $|t_{\mathrm{min}}|$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ für verschiedene Werte für M_X dargestellt.

3.2 Der Generator PHOTOS

Der Generator `PHOTOS` [67, 68] ist ein universelles Programm, das radiative QED-Korrekturen durch Abstrahlung reeller Photonen in führender Ordnung für beliebige Zerfälle generiert. Die-

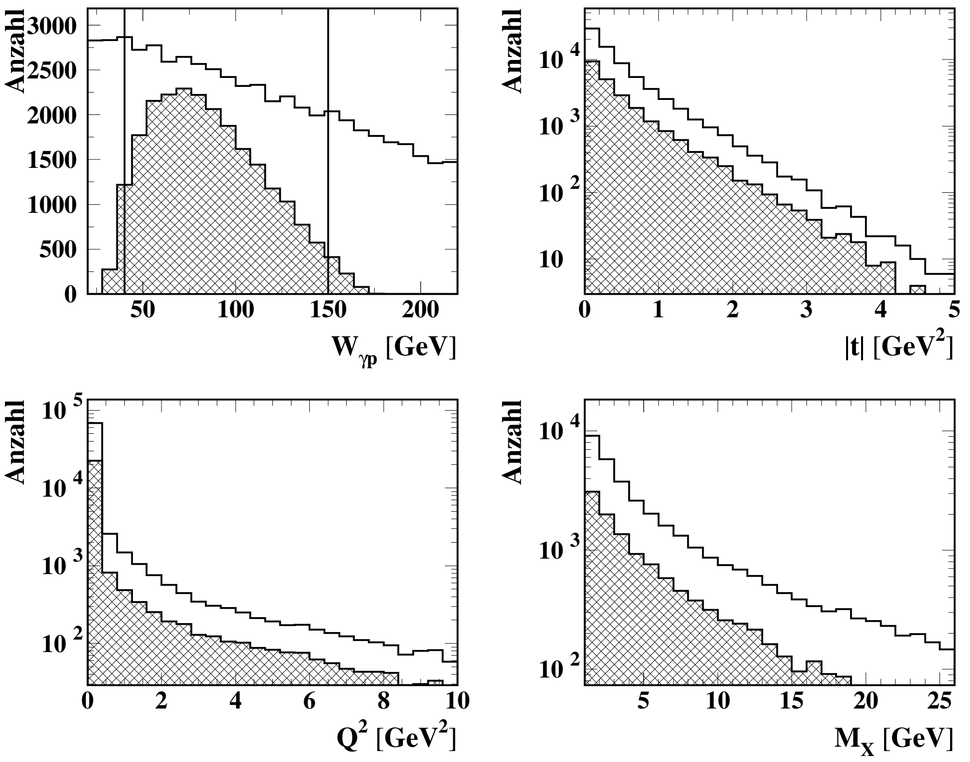


Abbildung 3.1: *Darstellung der generierten Größen* $W_{\gamma p}$, $|t|$ *und* Q^2 *für Ereignisse des Generators* `DIFFVM` *für die Kombination von elastischen und protondissoziativen* J/ψ*-Ereignissen. Weiterhin ist die* M_X*-Verteilung für Ereignisse mit Protondissoziation gezeigt. Die schraffierten Histogramme sind die entsprechenden Verteilungen mit einem Akzeptanzschnitt auf die Zerfallsleptonen von* $20° < \theta_l < 160°$. *Die Linien geben den analysierten Bereich* $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$ *an.*

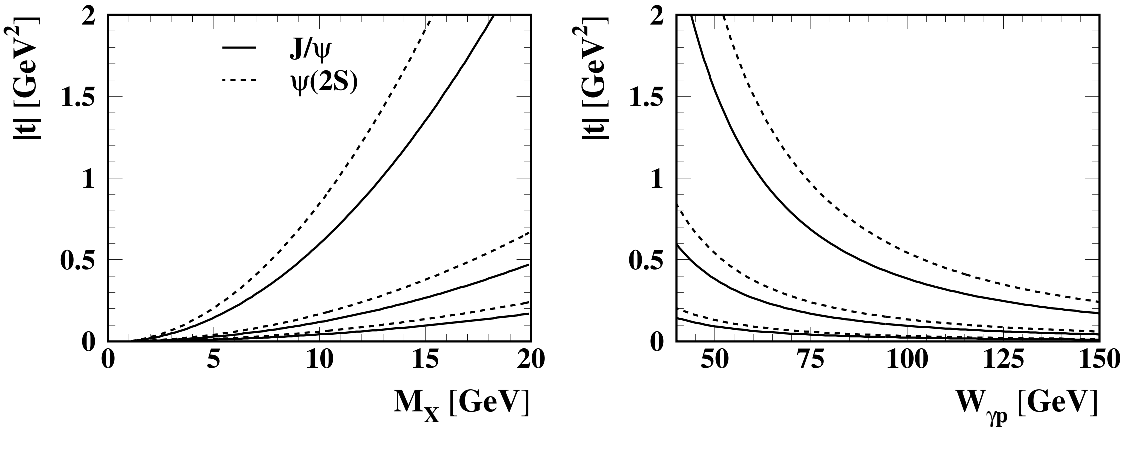


Abbildung 3.2: *Darstellung von* t_{min} *nach Gleichung 1.32 für* $Q^2 \leq 1\,GeV^2$ *in der* M_X*-*$|t|$*-Ebene (links) bzw. in der* $W_{\gamma p}$*-*$|t|$*-Ebene (rechts) für Ereignisse mit Protondissoziation für* J/ψ*- und* ψ'*-Mesonen.* **Links:** *Die Kurven entsprechen von oben nach unten den Werten für* $W_{\gamma p} = 40\,GeV, 90\,GeV$ *und* $150\,GeV$. **Rechts:** *Die Kurven entsprechen von oben nach unten den Werten für* $M_X = 20\,GeV, 10\,GeV$ *und* $5\,GeV$.

ses Programm wurde mit dem Generator `DIFFVM` kombiniert, um den Zerfall $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ zu simulieren. Die Messung zu diesem Zerfall besagt, daß in etwa 15% der Ereignisse, in denen ein J/ψ-Meson in zwei Elektronen zerfällt, ein zusätzliches Photon mit einer Energie von $E_\gamma > 100\,\text{MeV}$ entsteht ([21] und Abschnitt 1.4). Die Abstrahlung von Photonen ändert für den vorliegenden Fall die Verteilung der invarianten Masse der Zerfallselektronen zu kleineren Werten hin (Abbildung 7.2). Da in der Analyse ein festes Massenfenster von $2.4\,\text{GeV} < M_{ee} < 3.3\,\text{GeV}$ zur Bestimmung der Ereigniszahl verwendet wird, hat die Abstrahlung von hochenergetischen Photonen Einfluß auf die Selektionseffizienz.

In `PHOTOS` wird der Zerfall eines Teilchens P in ein geladenes C und weitere Teilchen Y betrachtet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß faktorisiert, wenn das abgestrahlte Photon niederenergetisch [69] oder kollininear zum Teilchen C ist [70]:

$$d\sigma(P \rightarrow CY(\gamma)) = d\sigma^B(P \rightarrow CY) \cdot f(k, \cos\theta\,\phi)\, k\, dk\, d\cos\theta\, d\phi\ . \tag{3.4}$$

Dabei bezeichnet σ^B den Born-Wirkungsquerschnitt des Zerfalls und f einen Faktor, der von der Energie k des Photons und den relativ zum Teilchen C gemessenen Winkeln θ im Ruhesystem von P abhängt. Die Variablen des Photons hängen dabei nur von der Ladung und dem Spin des Teilchens C ab.

Mit Hilfe des Generators `PHOTOS` kann der vollständige Endzustand bestimmt werden. Sobald die Energie eines Photons über einem Schwellenwert (Standardwert ist 10 MeV) liegt, wird es berücksichtigt und die Kinematik des Teilchens C entsprechend angepaßt. Außerdem ist es ab Version `2.0` des Programms möglich, ein zweites Photon zu erzeugen. Hierzu wird derselbe Algorithmus in der Hälfte der Fälle ein zweites Mal durchlaufen, was sich als gute Näherung herausstellt. Von dieser Möglichkeit wird im folgenden Gebrauch gemacht.

Abbildung 3.3 zeigt die Anzahl der Photonen N_γ, die Energie E_γ, den Polarwinkel θ_γ im Laborsystem und den Winkel α_γ zwischen dem Zerfallselektron und dem Photon für Ereignisse der Form $J/\psi \rightarrow e^+e^-(N_\gamma)$ des Generators `DIFFVM`. In 17% der Ereignisse wurde mindestens ein Photon generiert, das eine Mindestenergie von 100 MeV aufweist. Diese Vorhersage ist in Übereinstimmung mit der Messung in [21].

3.3 Die Generatoren LPAIR und GRAPE

Für die Simulation des nichtresonanten Untergrundes für den Zerfall J/ψ oder $\psi' \rightarrow l^+l^-$ werden die Monte Carlo Generatoren `LPAIR` [71] und `GRAPE` [72, 73] verwendet.

Abbildung 3.4 zeigt einige Beiträge zur nichtresonanten Lepton-Paar-Erzeugung in niedrigster Ordnung. Der Hauptbeitrag des nichtresonanten Untergrundes wird durch den Bethe-Heitler-Graphen [74] (Abbildung 3.4 A und B) beschrieben, in dem zwei Photonen in ein Lepton-Paar fusionieren. Abbildung 3.4 C und D zeigt den Cabbibo-Parisi-Prozeß. Hierbei wird ein Photon zwischen Elektron und Proton ausgetauscht. Ein zweites Photon wird von der Elektronlinie abgestrahlt, das in ein Leptonpaar aufspaltet. Die Graphen für weitere Prozesse enthalten die Abstrahlung eines Photons von der Protonlinie und sind zu vernachlässigen [75].

Der Generator `LPAIR` berücksichtigt nur die Bethe-Heitler-Graphen, während der Generator `GRAPE` das vollständige Matrixelement verwendet, das alle elektroschwachen Graphen führender Ordnung enthält, die mit Hilfe des Generator-Generators `GRACE` [76] berechnet wurden. Dieses Verfahren zieht als Nachteil lange Rechenzeiten nach sich. Neben der Berücksichtigung aller Beiträge ist ein weiterer Vorteil von `GRAPE`, daß, nachdem der Subprozeß der Lepton-Paar-Erzeugung berechnet wurde, der Endzustand von dem Generator `PYTHIA` [66] erzeugt wird. Hierdurch lassen

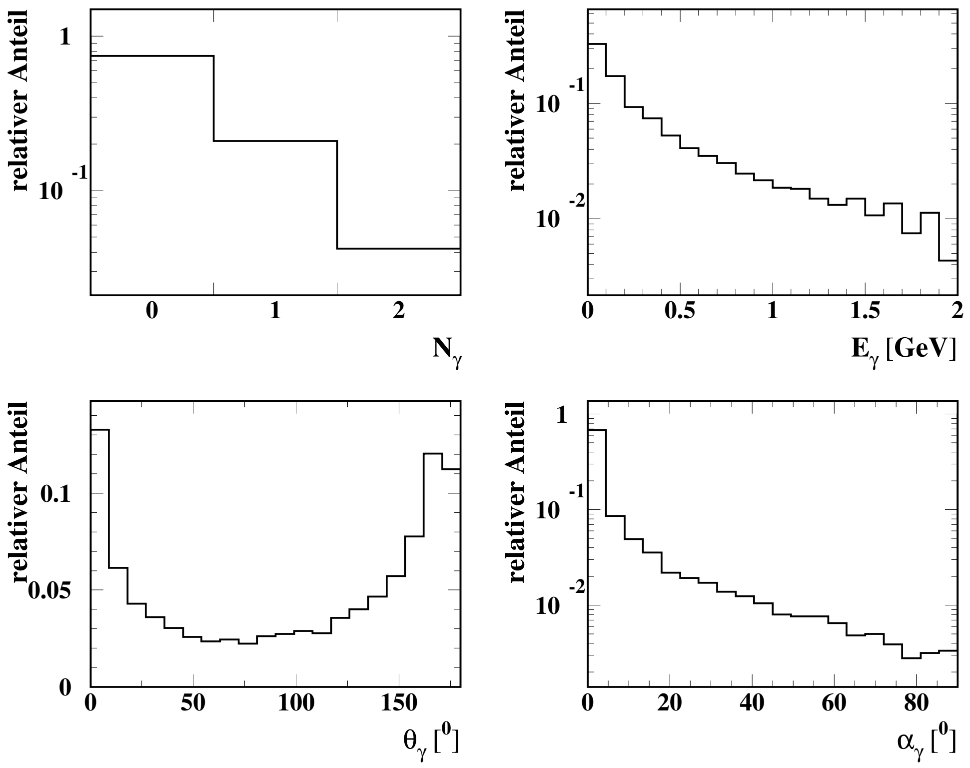


Abbildung 3.3: *Kombination der Generatoren* `DIFFVM` *und* `PHOTOS` *für Ereignisse der Form* $J/\psi \rightarrow e^+e^-(N_\gamma)$. *Dargestellt sind die Anzahl der Photonen* N_γ, *die Energie* E_γ, *der Polarwinkel* θ_γ *im Laborsystem und der Winkel* α_γ *zwischen dem Zerfallselektron und dem Photon.*

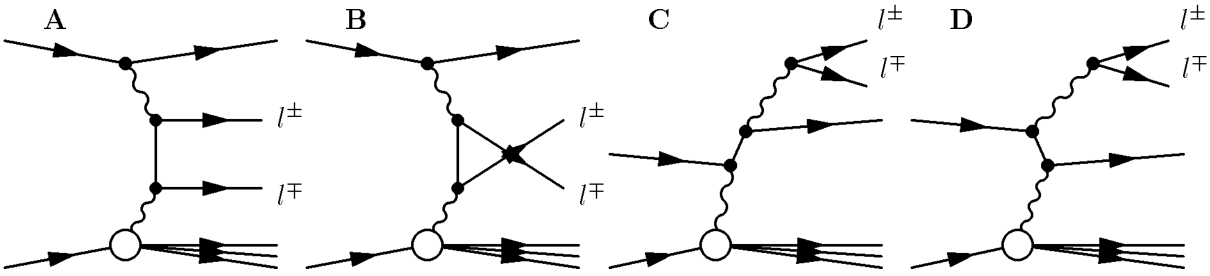


Abbildung 3.4: *Feynman-Diagramme, die zur Lepton-Paar-Erzeugung beitragen.* **A**, **B** *werden als Bethe-Heitler-Prozesse und* **C**, **D** *als Cabbibo-Parisi-Prozesse bezeichnet.*

sich u.a. auch radiative QED-Korrekturen im Anfangs- und Endzustand simulieren.
Im folgenden wird das Ergebnis der beiden Generatoren für den Fall der Elektron-Paar-Erzeugung verglichen. Ein ausführlicher Vergleich der beiden Generatoren befindet sich in [75, 77]. Für `GRAPE` können vier verschiedene Einstellungen verwendet werden. Dadurch wird es möglich, zu untersuchen, welche Graphen einen signifikanten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt der Lepton-Paar-Erzeugung darstellen und welche Graphen vernachlässigt werden können. Folgende Einstellungen stehen zur Verfügung:

1) **GRAPE-BH**: In diesem Generator-Modus werden nur die Bethe-Heitler-Graphen berücksichtigt. Dieses entspricht dem Generator `LPAIR`. In [75, 77] wird gezeigt, daß die Ergebnisse der beiden Generatoren gut übereinstimmen.

2) **GRAPE-BH+i**: Für den Fall der Elektron-Paar-Erzeugung $ep \to eXe^+e^-$ wird durch einen Interferenzterm berücksichtigt, daß zwei identische Teilchen im Endzustand auftreten. Bei der Myon-Paar-Erzeugung gibt es diese Möglichkeit nicht.

3) **GRAPE-QED** und 4) **GRAPE-EW**: Hier wird das vollständige Matrixelement ohne bzw. mit Z^0-Austausch berechnet. Der Unterschied zwischen den Einstellungen 3) und 4) liegt für die unten aufgeführten Schnitte bei $< 1\%$. Daher wird der Modus 3) im folgenden nicht weiter betrachtet.

Abbildung 3.5 zeigt einen Vergleich der Einstellungen von `GRAPE` für Ereignisse der elastischen Elektron-Paar-Erzeugung der Form $e^+p \to e^+pe^+e^-$. Da im Endzustand zwei Positronen auftreten, können zwei verschiedene ungleich geladene Elektron-Positron-Paare gebildet werden. Daher wird verlangt, daß ein Paar die Schnitte $p_e > 0.5\,\mathrm{GeV}$, $5^\circ < \theta_e < 175^\circ$ und $M_{e^+e^-} > 2\,\mathrm{GeV}$ erfüllt, was sicherstellt, daß mindestens zwei Teilchen im Bereich des Detektors liegen. In der Abbildung ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion des Polarwinkels θ_{e^+} des erzeugten Positrons für den hinteren Bereich des Detektors dargestellt. Bei größeren Polarwinkeln werden Beiträge der Interferenz sichtbar. Die Berechnung des vollständigen Matrixelementes ändert den Wirkungsquerschnitt nur unwesentlich. Auf der rechten Seite von Abbildung 3.5 ist der Wirkungsquerschnitt als Funktion der invarianten Masse $M_{e^+e^-}$ dargestellt. Unterschiede zwischen den Berechnungen sind erst für hohe invariante Massen zu erkennen.

Es wird deutlich, daß in dem Akzeptanzbereich der hier vorgestellten Analyse von $20^\circ < \theta < 160^\circ$ und $M_{ee} \lesssim 5\,\mathrm{GeV}$ Beiträge der Bethe-Heitler-Graphen stark dominieren. Für die Elektron-Paar-Erzeugung ist die Symmetrie zwischen den zwei identischen Teilchen im Endzustand wichtiger als die weiteren elektroschwachen Beiträge, die vernachlässigt werden können. Bei der Myon-Paar-Erzeugung tritt dieser Interferenzterm nicht auf. Aus diesen Gründen wird für die Elektron-Paar-Erzeugung der Generator `GRAPE` und für die Myon-Paar-Erzeugung der Generator `LPAIR` verwendet, der vom technischen Standpunkt aus leichter zu handhaben ist (vergleiche [75]).

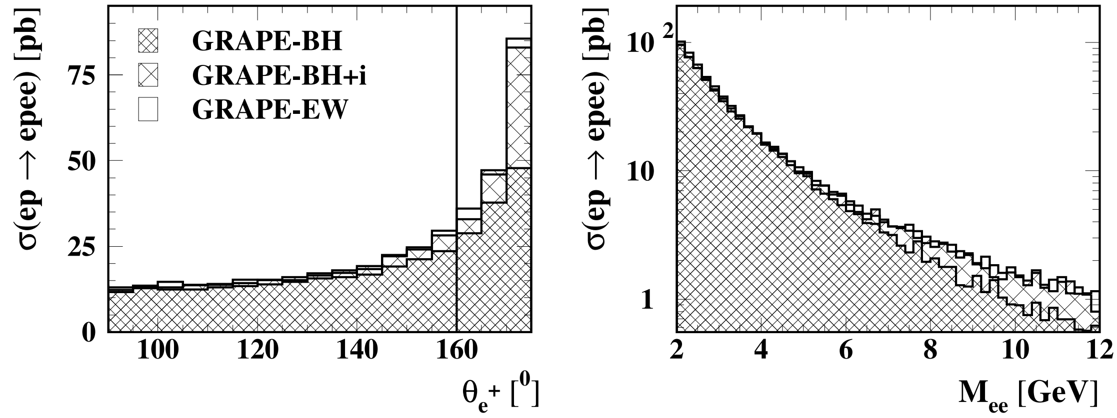


Abbildung 3.5: *Vergleich der verschiedenen Einstellungen des Generators* `GRAPE` *für die elastische Elektron-Paar-Erzeugung der Form* $e^+p \to e^+pe^+e^-$. *Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte für drei der vier Einstellungen als Funktion des Polarwinkels* θ_{e^+} *des erzeugten Positrons mit dem höheren* p_t *und der invarianten Masse* $M_{e^+e^-}$. *Die Einstellung* **GRAPE-BH** *entspricht der Vorhersage des Generators* `LPAIR`. *Die einzelnen Einstellungen sind im Text näher erläutert. Die Linie gibt den in dieser Arbeit verwendeten Akzeptanzschnitt auf die Leptonen an.*

Kapitel 4

Leptonidentifikation

Gegenstand dieses Kapitels ist die Identifizierung der Zerfallsleptonen von schweren Vektormesonen. Die Leptonerkennung ist ein zentraler Aspekt der in dieser Arbeit vorgestellten Selektion. Die hier dargelegten Algorithmen basieren auf Spuren, die durch Extrapolation mit einer Energiedeposition in den Kalorimetern oder einer im zentralen Myonsystem rekonstruierten Spur kombiniert werden.
Im ersten Abschnitt wird die Spurrekonstruktion und die in dieser Arbeit verwendete Spurselektion behandelt. Danach wird in Abschnitt 4.2 die Erkennung von Elektronen und in Abschnitt 4.3 die Identifizierung von Myonen beschrieben. Es erfolgt jeweils ein Vergleich der Erkennungseffizienz in den Daten und in der Monte Carlo Simulation.

4.1 Spurmessung

Die Spuren von Teilchen im Bereich der CJC, die auf Grund des äußeren Magnetfeldes in Folge der Lorentzkraft abgelenkt werden, lassen sich durch eine Helix beschreiben, die durch folgende Parameter definiert ist:

- der inverse Krümmungsradius $\kappa = 1/r$,
- der geringste Abstand in der $r\phi$-Ebene zur z-Achse dca,
- der Azimutalwinkel ϕ der Spur am dca,
- der Polarwinkel θ und
- die z-Position z_0 am dca.

Die Parameter, die in der $r\phi$-Ebene definiert sind (κ, dca und ϕ), werden durch die Anpassung eines Kreises und die Parameter der rz-Ebene (θ und z_0) durch Anpassen einer Geraden bestimmt. Die auf diese Weise gefundenen Spuren dienen als Grundlage für die anschließende Anpassung an den Vertex. Hierbei werden der sogenannte *Run*[1]-*Vertex* in der $r\phi$-Ebene, der Mittelwert der x- und y-Koordinaten vieler auf der vierten Triggerstufe `L4` rekonstruierten Spuren (vergleiche

---

[1] *Run*: Abgeschlossene Datennahmeeinheit, die bis zu zwei Stunden lang ist.

Abschnitt 5.5), und die z-Werte der Spuren verwendet. Zunächst wird ein vorläufiger Vertex bestimmt, und danach wird die Spuranpassung mit den Koordinaten des Vertex als Zwangsbedingung wiederholt. Durch dieses Verfahren wird die Spurauflösung durch die Anpassung an den gemeinsamen Ursprung verbessert.

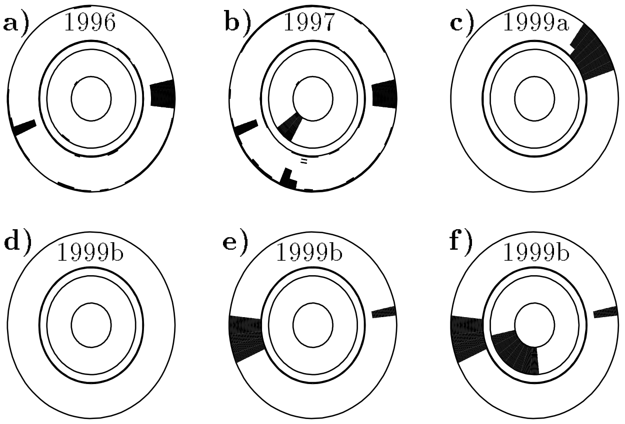
Bei der Spurrekonstruktion im Vorwärtsbereich werden zuerst Spurstücke in den planaren und radialen Spurkammern gesucht und anschließend miteinander verbunden. Danach erfolgt wiederum eine Vertexanpassung, bei der versucht wird, Spuren aus dem Zentral- und dem Vorwärtsbereich zu kombinieren.

In dieser Arbeit werden nur Spuren verwendet, die an einen gemeinsamen Vertex angepaßt wurden. Um zum einen Mehrdeutigkeiten von Spuren aufzulösen, die z.B. dadurch entstehen, daß ein Teilchen das vordere und das zentrale Spurkammersystem trifft, und zum anderen um schlecht gemessene oder unphysikalische Spuren zu verwerfen, wird in dieser Arbeit das in [78] beschriebene Programmpaket verwendet. Die verwendeten Selektionsschnitte für die Spurerkennung werden in Anhang A zusammengefaßt.

Der Zustand des Spurkammersystems während der Datennahme

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse verwendet die Datennahmeperioden 1996, 1997 und 1999 (vergleiche Tabelle 2.1). In den verschiedenen Jahren wurden in den zentralen Spurkammern CJC unterschiedliche Bereiche von der Hochspannungsversorgung getrennt. Der Zustand der CJC während der verschiedenen Datennahmeperioden ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Die dunklen Flächen stellen die defekten Bereiche der CJC dar.

Im zweiten Teil der Datennahmeperiode 1999b mußte das Vorwärtsspurkammersystem auf Grund eines Wasserschadens zunächst komplett ausgestellt werden. Später konnten wenigstens die planaren Spurkammern wieder eingeschaltet werden. Da der z-Vertex-Trigger hierdurch beeinträchtigt ist und die diffraktive Selektion verlangt, daß abgesehen von den Spuren der Zerfallsleptonen keine weiteren Spuren im Detektor gemessen wurden, wird der gesamte Bereich bis zum Ende des Jahres 1999 von der Analyse ausgeschlossen. Kurze Zeit später riß ein Signaldraht in der CJC1 (Abbildung 4.1 f)), wodurch gut 20% des zentralen Spurkammersystems ausfielen. Dieses stellt einen zusätzlichen Grund zum Ausschluß dieses Bereichs von der Analyse dar.



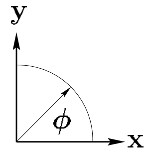


Abbildung 4.1: *Defekte Sektoren (dunkel markiert) des zentralen Spurkammersystems zu verschiedenen Zeitpunkten der Datennahme:* **a)** *1996,* **b)** *in der Mitte der Datennahmeperiode von 1997,* **c)** *zu Beginn des Jahres 1999,* **d)** *zu Beginn des zweiten Teils von 1999,* **e)** *nach dem Reißen eines Signaldrahtes in der CJC2 und* **f)** *nachdem zusätzlich noch ein Draht in der CJC1 gerissen ist.*

Effizienz der Spurrekonstruktion

In der vorliegenden Arbeit werden keine Untersuchungen zur Effizienz der Spurrekonstruktion durchgeführt. Dieses wurde für die Datennahmeperiode 1997 u.a. in [79] mit Myonkandidaten im zentralen Myondetektor aus ep-Wechselwirkungen und in [80] mit Hilfe von Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung durchgeführt. In [79] wird die Effizienz der Spurerkennung für

Spuren, die nicht an einen gemeinsamen Vertex angepaßt wurden, zu etwa 98% und die Effizienz für vertex-angepaßte Spuren zu 93% bestimmt. Die Rekonstruktionseffizienz für nicht-vertex-angepaßte Spuren für kosmische Myonen wird in [80] zu 99.6% bestimmt. Der Unterschied zwischen Daten und Simulation in der Spurrekonstruktion wird durch einen systematischen Fehler von 4% berücksichtigt.

4.2 Elektronidentifikation

Im ersten Teil dieses Abschnittes wird auf die Erkennung von niederenergetischen Elektronen im LAr-Kalorimeter und im SpaCal eingegangen. Es wird vor allem die Effizienz dieser Methode im Vergleich von Daten mit der Monte Carlo Simulation untersucht und weiterhin die Fehlidentifikation von Pionen betrachtet. Zur Reduzierung der Fehlidentifikation vor allem bei niedrigen Impulsen wird zusätzlich zur Kalorimeterinformation die Messung des Energieverlustes dE/dx im zentralen Spurkammersystem verwendet.

4.2.1 Nachweis in den Kalorimetern

Der hier vorgestellte Algorithmus [81, 82], der für die niederenergetischen Zerfallselektronen von J/ψ-Mesonen optimiert wurde, verwendet zum einen das Spurkammersystem und zum anderen das LAr-Kalorimeter und wurde in Hinblick auf die Erkennung bei größeren Polarwinkeln auf das SpaCal erweitert. Im Gegensatz zu anderen Methoden zur Erkennung von Elektronen mit höheren Energien spielt die Messung der Spur in den Spurkammern eine entscheidende Rolle. Spuren mit einem Mindestimpuls von 0.5 GeV werden in das Kalorimeter extrapoliert. Anschließend wird die Energie innerhalb von zwei Zylindern um die extrapolierte Spur gemessen (Abbildung 4.2). Die Radien dieser Zylinder wurden so gewählt, weil der Schauer eines Elektrons im allgemeinen von einem Zylinder mit Radius $r_a = 15\,\text{cm}$ begrenzt wird, während der Zylinder mit Radius $r_b = 30\,\text{cm}$ etwa 90% der hadronischen Schauer umfaßt. Die Ränder der Zylinder sind nicht scharf gewählt, sondern werden mit Hilfe einer sigmoiden Gewichtsfunktion h aufgeweicht. Innerhalb des Zylinders ist $h = 1$, und außerhalb nimmt h schnell mit der Entfernung vom Zylinderrand ab (Abbildung 4.2). Die Energien e_j von Kalorimeterzellen j im Bereich der Zylinder werden folgendermaßen aufsummiert:

$$E(r_i) = \sum_j e_j \cdot h_j(r_i) \quad \text{mit } i = a, b \ .$$

Das hier vorgestellte Konzept wird ebenfalls für die Myonerkennung im LAr-Kalorimeter verwendet, für die es eigentlich entwickelt wurde (Abschnitt 4.3.1).
Es werden fünf Größen für die Elektronerkennung im **LAr-Kalorimeter** berechnet:

- $\boldsymbol{G_1 = E_{elm}(r_a) = \sum_{elm} e_j \cdot h_j(r_a)}$:
  die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Zylinders mit Radius r_a.
- $\boldsymbol{G_2 = E_{elm}(r_a)/p_{Spur}}$:
  die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter im Radius r_a normiert auf den Teilchenimpuls. Da das LAr-Kalorimeter und das SpaCal nichtkompensierende Kalorimeter sind, ist bei gleichem Impuls die gemessene Energie im Kalorimeter für Hadronen kleiner als für Elektronen.

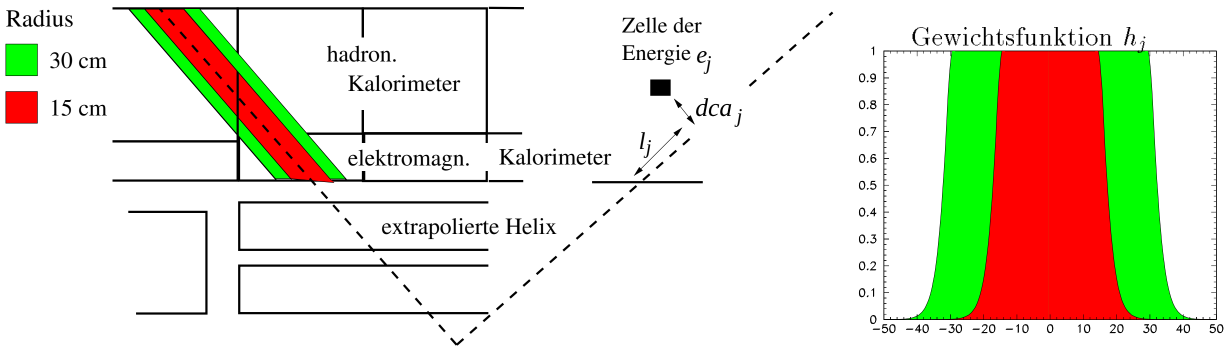


Abbildung 4.2: *Schematische Darstellung der Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter.*

- $\boldsymbol{G_3 = L_{elm}(r_a) = \sum_{elm} e_j \cdot l_j \cdot h_j(r_a)}$:
  die mit der Zellenergie gewichtete Spurlänge im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb von r_a.

- $\boldsymbol{G_4 = L_{max}(r_a) = max\{l_j \cdot h_j, \forall j\}}$:
  die maximale Eindringtiefe in das Kalorimeter. Dieser Größe wurde polarwinkelabhängig ein anderer Wertebereich als in [82] zugewiesen, da für kleine Polarwinkel die Impulse der Elektronen und damit die Eindringtiefen wachsen.

- $\boldsymbol{G_5 = E_{had}(r_b) = \sum_{had} e_j \cdot h_j(r_b)}$:
  die Energie im hadronischen LAr-Kalorimeter innerhalb des Zylinders mit Radius r_b.

Für die Erkennung im **SpaCal** werden die Größen G_3 und G_4 nicht verwendet, stattdessen wird die Größe G_6 eingeführt:

- $\boldsymbol{G_6 = dca_{max}(r_b) = max\{dca_j, \forall j\}}$:
  die maximale Entfernung einer Zelle vom Auftreffpunkt der extrapolierten Spur.

Für diese Größen werden Wertebereiche mit oberen und unteren Grenzen o_i bzw. u_i definiert, die in Tabelle 4.1 angegeben sind. Um den Algorithmus stabil gegen Rekonstruktionsfehler und damit möglichst effizient zu machen, werden keine harten Schnitte auf die Größen gemacht, sondern es werden die Abweichungen der Variablen d_i vom angegebenen Wertebereich bestimmt:

$$d_i = \begin{cases} \min(u_i - G_i, 1) & : \text{ für } G_i < u_i \\ \min(G_i - o_i, 1) & : \text{ für } G_i > o_i \\ 0 & : \text{ für } u_i \leq G_i \leq o_i \end{cases} .$$

Diese Abweichungen werden unter Berücksichtigung von Gewichtsfaktoren N_i (vergleiche Tabelle 4.1) aufsummiert:

$$D = \min\left(\sum_i \frac{d_i}{N_i}, 1\right) < C_Q \ .$$

Ist die Summe D kleiner als ein festgelegter Schnittwert C_Q, so wird der Spur eine Elektronqualität gemäß Tabelle 4.2 zugeschrieben, wobei zwischen guter, mittlerer und schwacher Qualität

G_i	u_i	o_i	N_i
$G_1 = E_{elm}(r_a)$	0.75 – 1 GeV	—	2 GeV
$G_2 = E_{elm}(r_a)/p_{Spur}$	0.7	1.8	1.
$G_3 = L_{elm}(r_a)$	8 GeV · cm	20 GeV · cm	20 GeV · cm
$G_4 = L_{max}(r_a)$	15 cm	$f(\theta)$	50 cm
$G_5 = E_{had}(r_b)$	0 GeV	0.3 GeV	1 GeV
$G_6 = dca_{max}(r_b)$	0 cm	20 cm	10 cm

Tabelle 4.1: *Wertebereich für die Größen zur Elektronerkennung. Der Größe G_4 wurde polarwinkelabhängig ein anderer Wertebereich als in [82] zugewiesen.*

Qualität	C_Q
1 = schwache Elektronen	0.3
2 = mittlere Elektronen	0.1
3 = gute Elektronen	0.01

Tabelle 4.2: *Definition der verschiedenen Elektronqualitäten.*

unterschieden wird.

Die schwache Qualität wird weder innerhalb dieser Arbeit noch für die Klassifikation auf den Triggerstufen `L4` bzw. `L5` (Abschnitt 5.1 und Anhang C) benötigt. Prinzipiell ist es möglich, andere Schnitte C_Q einzuführen, die für die jeweilige Selektion in Bezug auf Fehlidentifikation von Hadronen und auf die Erkennungseffizienz geeigneter sind. Die Klassifikation auf der vierten Triggerstufe macht seit Mitte 1999 Gebrauch von dieser Möglichkeit. In der hier vorgestellten Analyse wird nur die mittlere Elektronqualität verwendet.

Vergleich von Daten und Simulation

Die Effizienzbestimmung der Elektronerkennung sowie der im Abschnitt 4.3 beschriebenen Myonerkennung erfolgt mit Hilfe eines **Zwei-Spur-Datensatzes**. Dabei werden Schnitte der endgültigen Selektion verwendet, die in Tabelle 7.2 zusammengefaßt ist. Für diesen Datensatz werden die Punkte **1** bis **4** verlangt, wobei nur der Trigger `s54` verwendet wird (Punkt **2**), weil er keine Bedingungen des Kalorimeters bzw. des Myonsystems enthält. Weiterhin werden, um den Untergrundanteil weiter zu reduzieren, nur Ereignisse aus dem J/ψ-Massenbereich betrachtet.

Um die Effizienz der Kalorimetererkennung zu bestimmen, wird eine Spur mit guter Elektronqualität verlangt und zusätzlich der im nächsten Abschnitt motivierte Schnitt auf den Energieverlust dE/dx im zentralen Spurkammersystem auf beide Spuren angewendet. Danach wird getestet, ob die zweite Spur im Kalorimeter erkannt wurde. Abbildung 4.3 zeigt das Impuls- und das Polarwinkelspektrum dieser Spuren, die im folgenden für die Effizienzbestimmung verwendet werden.

Abbildung 4.4 zeigt einen Vergleich der Größen G_1 bis G_4 zwischen Daten und Simulation für Spuren im Polarwinkelbereich $20° < \theta < 150°$. Durch den Schnitt auf die nicht dargestellte hadronische Energie G_5 werden praktisch keine Spuren verworfen. Die Verteilungen in den Daten werden von der Monte Carlo Simulation gut wiedergegeben.

Abbildung 4.5 a) zeigt die elektromagnetische Energie im SpaCal für Spuren im Bereich $\theta > 150°$. Die Energiedepositionen liegen unterhalb von 8 GeV. Dieses ist wichtig, da Ereignisse, die eine

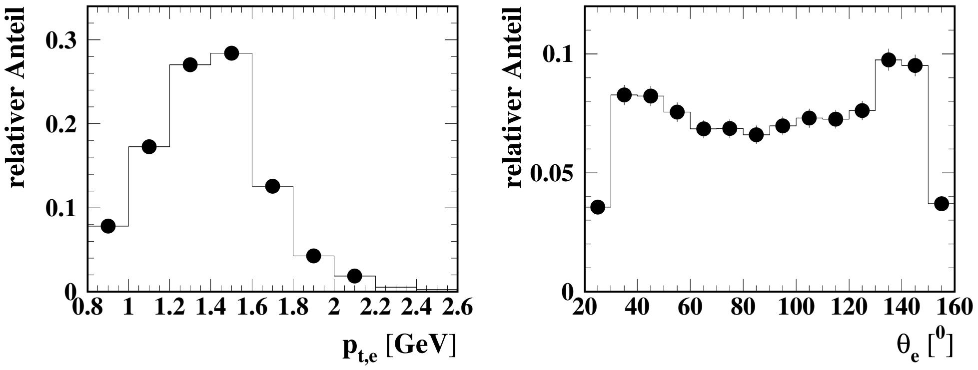


Abbildung 4.3: *Transversalimpuls- und Polarwinkelverteilung der* **Zerfallselektronen in den Daten** *gemittelt über alle Datennahmeperioden. Diese Spuren werden zur Effizienzbestimmung verwendet.*

Energiedeposition von mindestens 8 GeV im SpaCal aufweisen, der tiefunelastischen Streuung zugeordnet werden (Abschnitt 7.2). Diese Ereignisse werden in der hier vorgestellten Analyse, die sich mit der Photoproduktion beschäftigt, verworfen. Abbildung 4.5 b) bis d) zeigt die Größen G_1, G_2 und G_6 für Spuren im Bereich $\theta > 150^\circ$. Auch hier werden die Verteilungen der Daten von der Monte Carlo Simulation beschrieben.

Abbildung 4.6 zeigt die Änderungen in der Effizienz für die mittlere Elektronqualität als Funktion des Polarwinkels, die in Bezug auf die „offizielle“ Erkennung (Q_{alt}) durchgeführt wurden. Im hinteren Polarwinkelbereich erkennt man die Effizienzerhöhung durch die Erkennung im SpaCal und im vorderen Bereich die Auswirkung der Änderung des Wertebereichs von G_4.

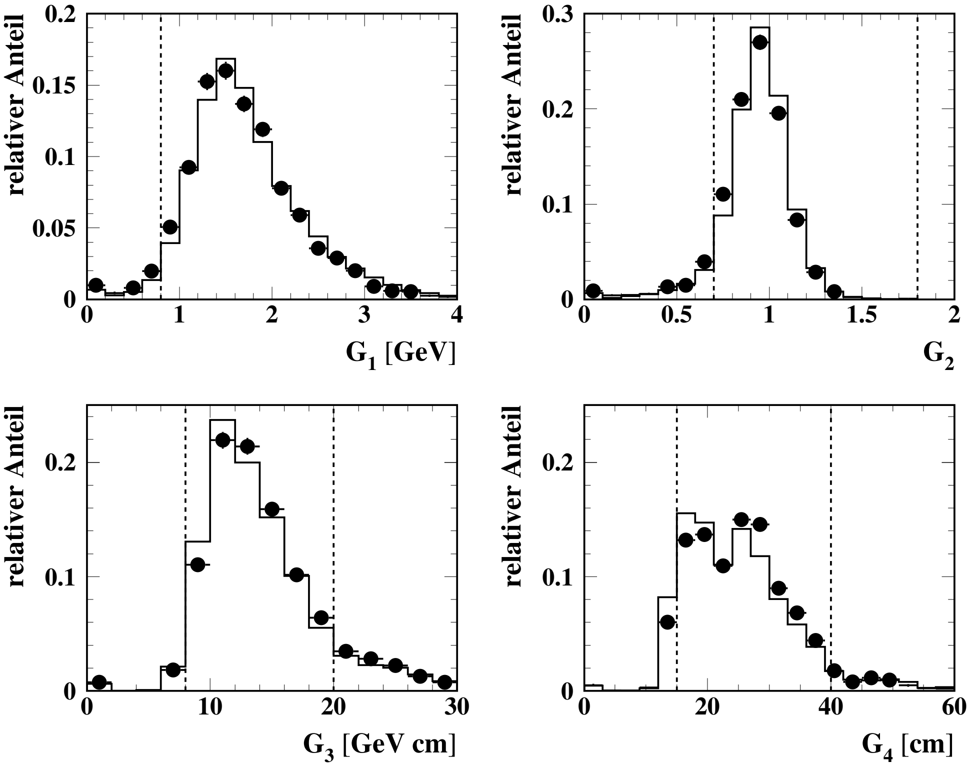


Abbildung 4.4: *Verteilungen von vier der fünf Größen zur* **Elektronerkennung im LAr-Kalorimeter** *im Vergleich von Daten und der Monte Carlo Simulation. Die gestrichelten Linien geben den Wertebereich im Zentralbereich an.*

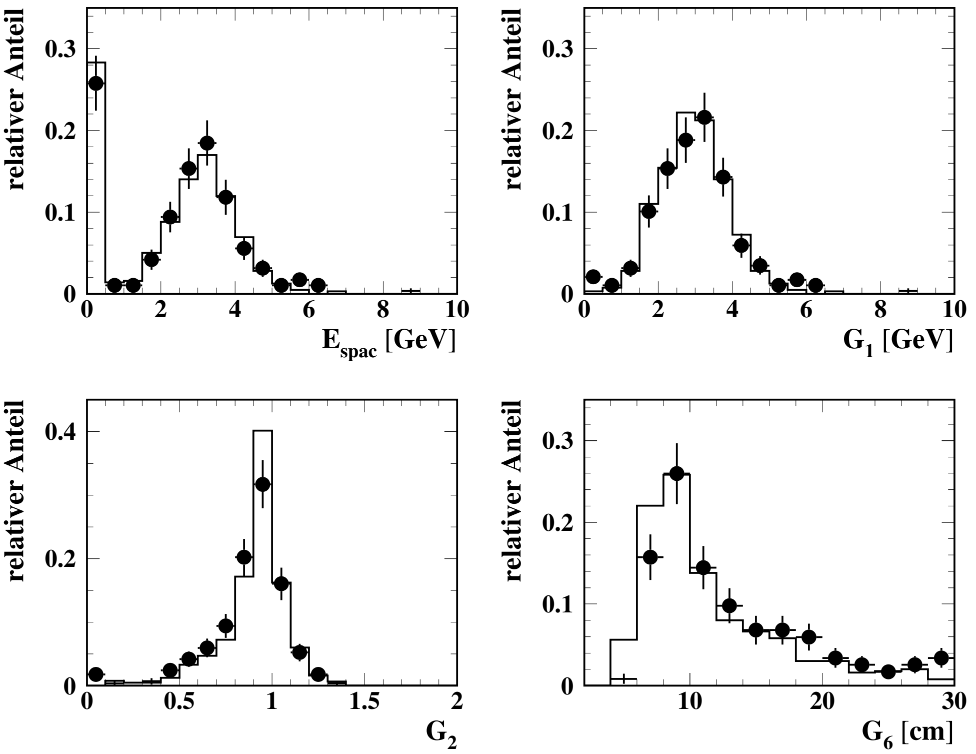


Abbildung 4.5: *Verteilung der Größen zur* **Elektronerkennung in Rückwärtsrichtung** *im Bereich von* $150^\circ < \theta < 160^\circ$ *im Vergleich von Daten und der Monte Carlo Simulation.*

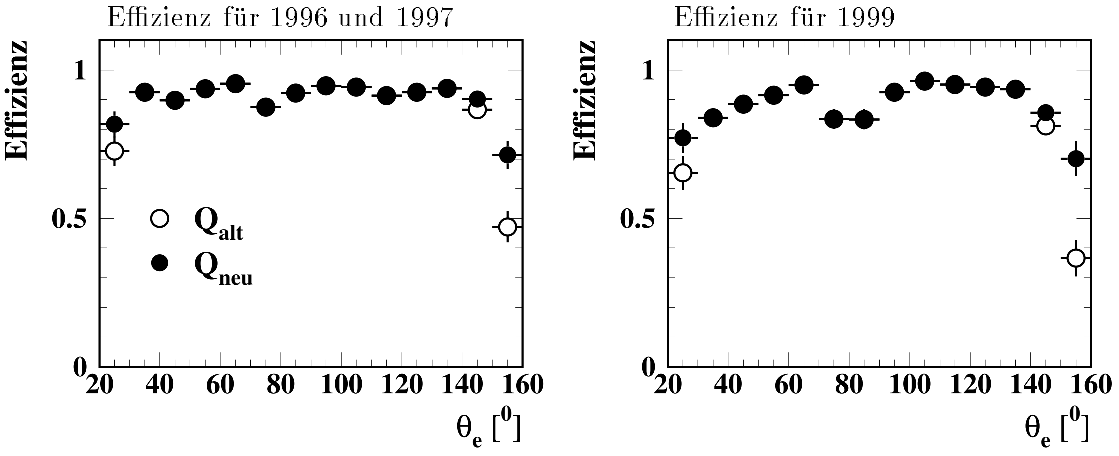


Abbildung 4.6: *Änderung der Erkennungseffizienz von Elektronen im vorderen und hinteren Polarwinkelbereich für die mittlere Qualität in Bezug auf die „offizielle" Erkennung (Q_{alt}).*

In Tabelle 4.3 sind die Mittelwerte der Effizienzen für Daten und Simulation getrennt für die verschiedenen Datennahmeperioden angegeben. Die Effizienz in der Simulation muß im Bereich $\theta > 150°$ um etwa 10% reduziert werden. Für $\theta < 150°$ stimmt die Simulation von 1996 und 1997 gut mit den Daten überein, während die Simulation für 1999 leicht an die Daten angepaßt werden muß. Dieses erfolgt mit Hilfe einer polarwinkelabhängigen Funktion. Die Differenzen sind im wesentlichen im vorderen Bereich vorhanden und betragen etwa 5%.

Jahr	Daten	Simulation
1996	$(90.5 \pm 0.8)\%$	$(91.4 \pm 0.2)\%$
1997	$(91.2 \pm 0.7)\%$	$(91.8 \pm 0.3)\%$
1999a	$(88.8 \pm 0.9)\%$	$(88.1 \pm 0.2)\%$
1999b	$(89.1 \pm 1.0)\%$	$(87.0 \pm 0.3)\%$

Tabelle 4.3: *Erkennungseffizienz für die* **mittlere Elektronqualität**, *gemittelt im Bereich* $p_t > 0.8$ *GeV und* $20° < \theta < 160°$.

4.2.2 Energieverlust durch Ionisation

Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie im wesentlichen durch Ionisation Energie. Die in dieser Arbeit analysierten Elektronen, für die ein Transversalimpuls von mindestens 0.8 GeV verlangt wird, verlieren zusätzlich einen großen Anteil ihrer Energie durch Bremsstrahlung.

Der mittlere Energieverlust durch Ionisation wird näherungsweise durch die Bethe-Bloch-Gleichung beschrieben. Die Messungen des Energieverlustes und des Impulses eines Teilchens ermöglichen es, eine Teilchenidentifizierung vorzunehmen (vergleiche Abbildung 4.7).

In der vorliegenden Arbeit wird die dE/dx-Messung zur Trennung der Zerfallselektronen von Pionen verwendet. Dadurch wird die Fehlidentifizierung von Pionen vor allem im Bereich kleiner Impulse stark reduziert. Dabei wird von der verbesserten dE/dx-Messung profitiert, die im Rahmen von [83] durchgeführt wurde und durch die eine zuverlässige Trennung von Pionen und Elektronen möglich ist.

Vergleich von Daten und Simulation

Abbildung 4.7 rechts zeigt den Vergleich für den korrigierten dE/dx-Wert verglichen für Elektronkandidaten aus dem Jahr 1997 mit der Monte Carlo Simulation. Dazu wird der im vorhergehenden Abschnitt beschriebene Zwei-Spur-Datensatz verwendet, in dem zusätzlich beide Spuren im Kalorimeter als gut klassifiziert wurden. Im betrachteten Impulsbereich wird der Energieverlust als unabhängig vom Impuls der Elektronen angesehen. Das dE/dx-Spektrum zeigt Abweichungen zwischen Daten und der Simulation, die daher stammen, daß die Korrektur im Hinblick auf die Trennung von Hadronen gemacht und nicht auf Elektronen optimiert wurde (vergleiche [83]). Daher wird innerhalb dieser Arbeit lediglich ein Schnitt auf den Wert $dE/dx > 1.1$ angewendet, der zum einen sehr effizient ist und zum anderen nicht von der unzureichenden Beschreibung in der Simulation betroffen ist. Dieser Schnitt reduziert die Fehlidentifikation von Pionen vor allem bei niedrigen Impulsen (vergleiche Abbildung 4.9).

Abbildung 4.8 zeigt die Effizienz dieses Schnittes für die verschiedenen Datennahmeperioden verglichen mit der Monte Carlo Simulation. Man erkennt, daß in den Daten von 1997 die Effizienz im Bereich defekter CJC-Zellen reduziert ist, was nicht von der Monte Carlo Simulation beschrieben wird. Der mittlere Wert für das dE/dx ist zu kleineren Werten hin verschoben, da hier für die Messung nur wenige Treffer in der CJC zur Verfügung stehen. Die Simulation wird mit Hilfe einer Funktion des Azimutalwinkels ϕ angepaßt.

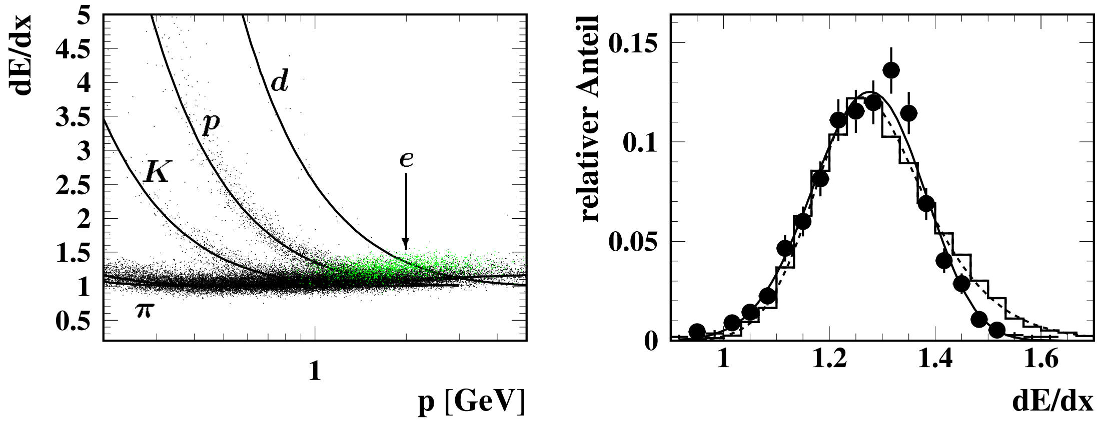


Abbildung 4.7: Links: *Energieverlust dE/dx für Spuren des Zwei-Spur-Datensatzes. Spuren von Ereignissen, die zwei gute Elektronkandidaten enthalten, sind hell markiert.* **Rechts:** *dE/dx-Wert für Elektronkandidaten für Daten des Jahres 1997 verglichen mit der entsprechenden Monte Carlo Simulation.*

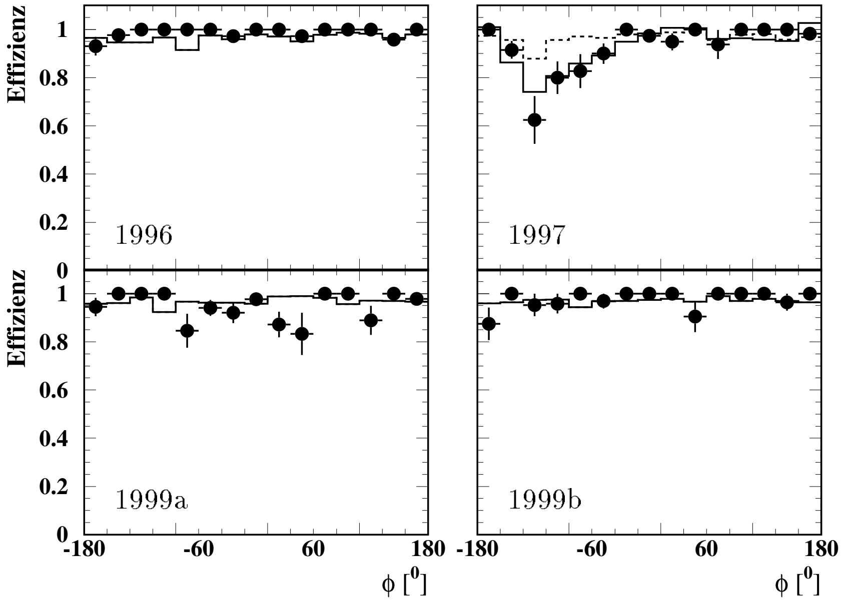


Abbildung 4.8: *Effizienz des dE/dx-Schnittes für die verschiedenen Datennahmeperioden. Die Effizienz in der Simulation wurde für 1997 an die Daten angepaßt. Die gestrichelte Linie gibt die Effizienz vor der Anpassung wieder.*

Fehlidentifikation von Pionen

Zur Überprüfung der Wahrscheinlichkeit, Pionen, die die dominierende hadronische Untergrundquelle darstellen, als Elektronen zu identifizieren, wird ein Datensatz mit ρ-Mesonen verwendet.

Es werden wiederum Zwei-Spur-Ereignisse benutzt, die ein gestreutes Elektron im SpaCal aufweisen, um sicherzustellen, daß diese durch einen Trigger erkannt wurden, der keine Bedingung des LAr-Kalorimeters enthält. Außerdem wird ein Schnitt auf die invariante Masse des Spurpaares von ±200 MeV um die nominelle ρ Masse durchgeführt. Abbildung 4.9 zeigt die Effizienz, ein Pion aus einem ρ-Zerfall als Elektron mittlerer Qualität zu identifizieren. Die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit ist besonders bei Pionen mit niedrigen Impulsen hoch. Durch einen Schnitt auf dE/dx kann die Fehlidentifikation um mehr als einen Faktor zwei gesenkt werden.

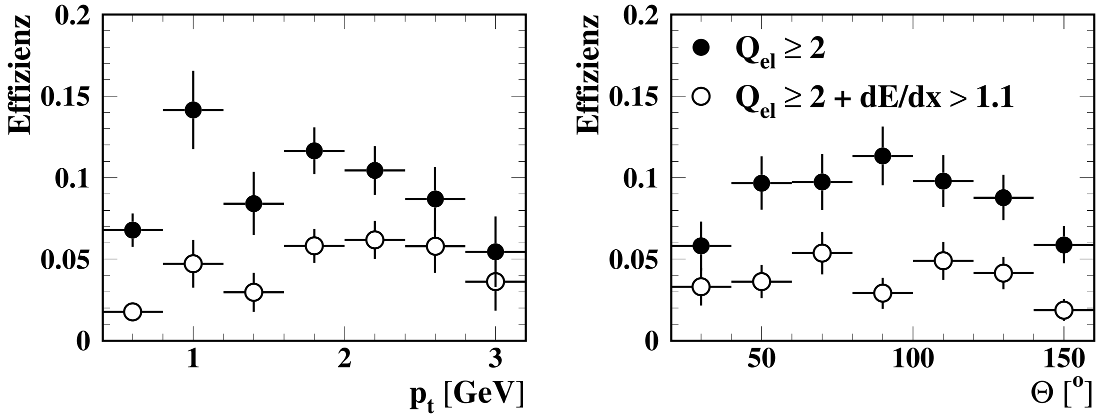


Abbildung 4.9: *Fehlidentifikation von Pionen aus dem Zerfall von ρ-Mesonen. Es wird zwischen mittlerer Kalorimetererkennung ($Q_{el} \geq 2$) und Kombination aus Kalorimetererkennung und Schnitt auf dE/dx unterschieden.*

4.2.3 Effizienz der Elektronerkennung

Zusammenfassend wird in diesem Abschnitt die Effizienz der Kombination aus Kalorimetererkennung und Schnitt auf den Energieverlust im Spurkammersystem angegeben. Diese wird wiederum mit Hilfe des Zwei-Spur-Datensatzes bestimmt. Tabelle 4.4 gibt die mittlere Identifikationswahrscheinlichkeit für Elektronkandidaten mit einem Transversalimpuls von $p_t > 0.8$ GeV innerhalb eines Polarwinkelbereichs von $20° < \theta < 160°$ an. Die aus den verbleibenden Abweichungen zwischen Daten und Simulation resultierenden systematischen Fehler sind ebenfalls angegeben. Abbildung 4.10 stellt die Wahrscheinlichkeit der Elektronidentifikation als Funktion des Transversalimpulses und des Polarwinkels gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999 dar. Die gestrichelte Linie gibt die Effizienz der Simulation vor der Anpassung an. Die gepunktete Linie zeigt den Anteil der Ereignisse in den Daten in dem jeweiligen Intervall und entspricht somit Abbildung 4.3.

4.3 Myonidentifikation

Analog zu Abschnitt 4.2 wird im ersten Teil auf die Erkennung von niederenergetischen Myonen im LAr-Kalorimeter eingegangen, die mit Hilfe desselben Algorithmus wie die Elektronerkennung mit anderen Schnittgrößen durchgeführt wird. Im zweiten Teil wird auf die Erkennung im zentralen Myondetektor eingegangen.

Jahr	Daten	Simulation	systematischer Fehler
1996	$(87.7 \pm 0.9)\%$	$(87.8 \pm 0.2)\%$	3%
1997	$(86.5 \pm 0.8)\%$	$(85.3 \pm 0.3)\%$	2%
1999a	$(83.3 \pm 1.1)\%$	$(84.7 \pm 0.3)\%$	3%
1999b	$(85.5 \pm 1.1)\%$	$(83.9 \pm 0.3)\%$	4%

Tabelle 4.4: *Erkennungseffizienz für die Kombination aus mittlerer Elektronenqualität und Schnitt auf den Wert von dE/dx.*

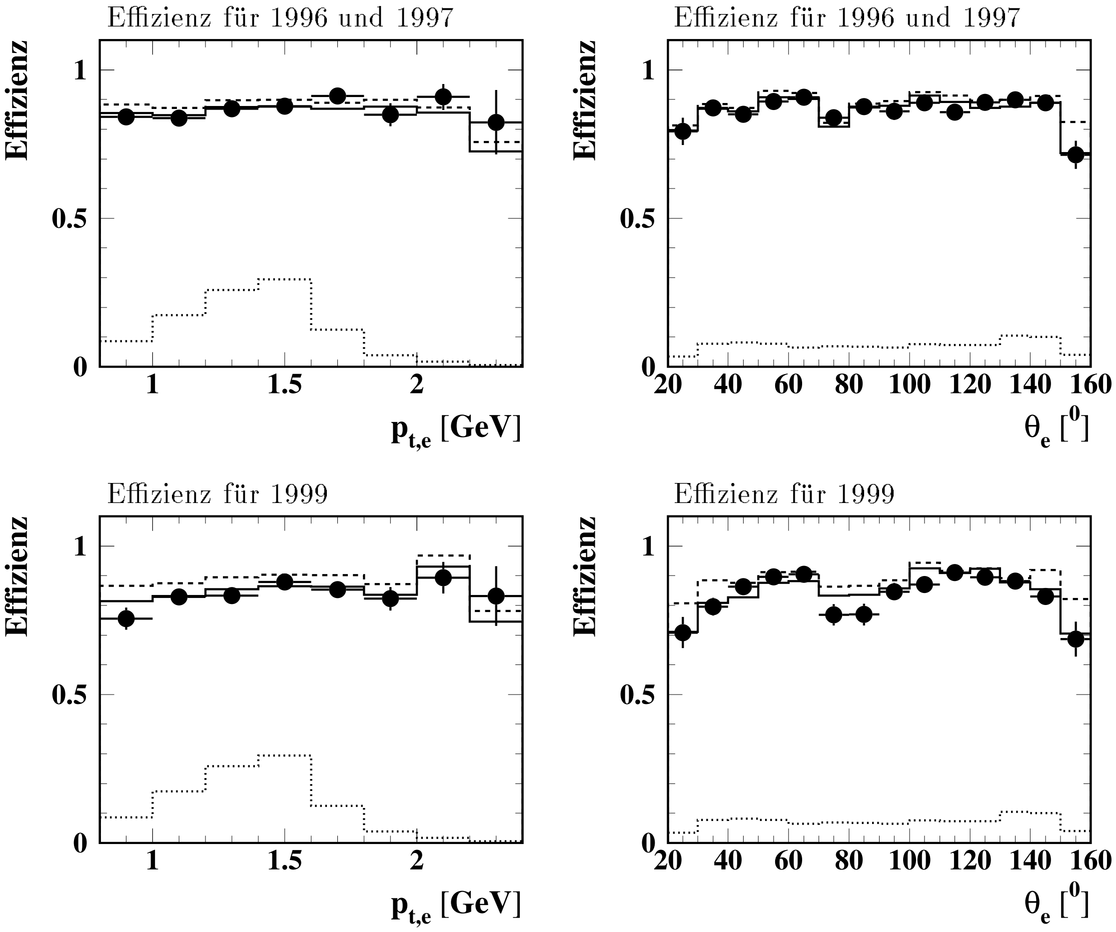


Abbildung 4.10: *Identifikationswahrscheinlichkeit für die* **Elektronerkennung** *durch Kombination aus mittlerer Elektronenqualität und einem Schnitt auf dE/dx, gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999 im Vergleich mit der Simulation. Die gestrichelte Linie zeigt die Effizienz der Simulation vor der Anpassung, und die gepunktete Linie gibt den Anteil der Ereignisse in den Daten in dem jeweiligen Intervall an (Abbildung 4.3).*

4.3.1 Nachweis im LAr-Kalorimeter

Myonen durchqueren minimalionisierend das LAr-Kalorimeter. Im Gegensatz hierzu schauern Pionen im Kalorimeter auf, das an seiner dicksten Stelle ungefähr acht hadronische Wechselwirkungslängen tief ist. Analog zur Elektronerkennung im LAr-Kalorimeter werden für die Myonerkennung [81, 82] vier Größen mit impuls- und polarwinkelabhängigen Wertebereichen definiert.

Diese sind:

- $\boldsymbol{G_1 = E_{elm}(r_a)}$:
  die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb des Zylinders mit Radius r_a.
- $\boldsymbol{G_2 = E_{tot}(r_b) = \sum_{tot} e_j \cdot h_j(r_b)}$:
  die gesamte Energie im elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter innerhalb des Radius r_b.
- $\boldsymbol{G_3 = L_{max}(r_a) = max\{l_j \cdot h_j(r_a), \forall j\}}$:
  die maximale Spurlänge vom Eintrittspunkt der Helix in das Kalorimeter zur letzten angesprochenen Zelle.
- $\boldsymbol{G_4 = L_{had}(r_a) = \sum_{had} l_j \cdot h_j(r_a)}$:
  die summierte Spurlänge im hadronischen Kalorimeter.

Eine der wichtigsten Größen bei der Erkennung stellt G_3 dar, die insgesamt zurückgelegte Wegstrecke durch das Kalorimeter. Die genauen Wertebereiche für die vier Größen sind [82] zu entnehmen. Durch einen Schnitt C_Q auf die Summe der Abweichungen D (vergleiche Abschnitt 4.2.1) werden wiederum drei Qualitätsklassen zur Verfügung gestellt (Tabelle 4.5).

Qualität	C_Q
1 = schwache Myonen	0.5
2 = mittlere Myonen	0.1
3 = gute Myonen	0.015

Tabelle 4.5: *Definition der verschiedenen Myonqualitäten im LAr-Kalorimeter.*

Vergleich von Daten und Simulation

Die Effizienz der Myonerkennung wird analog zur Elektronerkennung mit Hilfe des Zwei-Spur-Datensatzes bestimmt, in dem eine Spur als Myon erkannt wurde. Weiterhin wird die invariante Masse auf den Bereich um die nominelle J/ψ-Masse eingeschränkt. Danach wird getestet, ob die zweite Spur als Myon erkannt wurde. Abbildung 4.11 zeigt das Impuls- und das Polarwinkelspektrum dieser Spuren, die im folgenden für die Effizienzbestimmung von Myonen verwendet werden.

In den Abbildungen 4.12 und 4.13 sind die verschiedenen Größen zur Myonerkennung für die Jahre 1996 und 1997 bzw. 1999 verglichen mit der Monte Carlo Simulation im Bereich von $40° < \theta < 120°$ dargestellt. Man erkennt zum einen Unterschiede zwischen Daten und Simulation und zum anderen zwischen den verschiedenen Datennahmeperioden. Es ist deutlich zu erkennen, daß in den Daten weniger Energie im Kalorimeter deponiert wird als in der Simulation. Daher wird die Effizienz der Myonerkennung in der Simulation überschätzt. Diese wird mit Hilfe einer vom Polarwinkel θ des Myons abhängigen Funktion für die verschiedenen Datennahmeperioden angepaßt.

In Tabelle 4.6 sind die mittleren Effizienzen im Vergleich von Daten und der Simulation nach der Anpassung für die mittlere Myonqualität angegeben. Dabei ist die Effizienz für die Datennahmeperiode 1999 signifikant höher, da der Anteil der Ereignisse, in denen gar keine Energiedeposition gemessen wird, niedriger ist (vergleiche Abbildung 4.12 und 4.13).

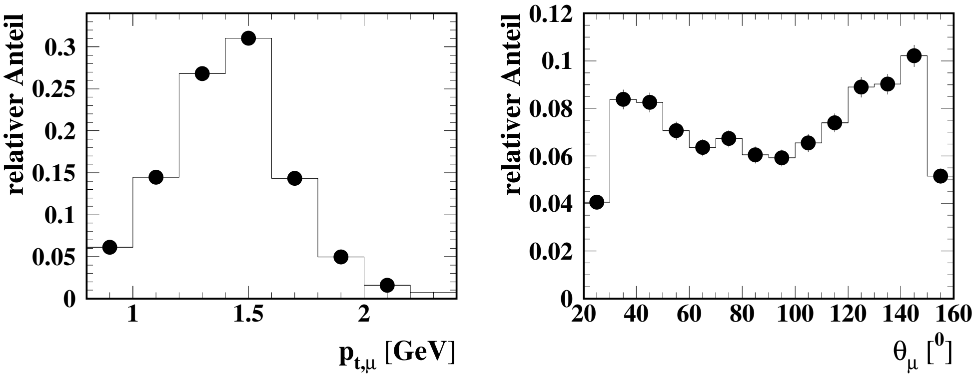


Abbildung 4.11: *Transversalimpuls- und Polarwinkelverteilung der* **Zerfallsmyonen in den Daten** *gemittelt über alle Datennahmeperioden. Diese Spuren werden zur Effizienzbestimmung verwendet.*

Jahr	Daten	Simulation
1996	$(68.8 \pm 1.6)\%$	$(66.0 \pm 0.3)\%$
1997	$(73.0 \pm 1.3)\%$	$(72.4 \pm 0.4)\%$
1999a	$(82.5 \pm 1.2)\%$	$(80.3 \pm 0.3)\%$
1999b	$(80.2 \pm 1.5)\%$	$(78.0 \pm 0.4)\%$

Tabelle 4.6: *Effizienz für die* **mittlere Myonqualität**, *gemittelt im Bereich* $p_t > 0.8\,GeV$ *und* $20^\circ < \theta < 125^\circ$.

4.3.2 Nachweis im zentralen Myonsystem

Myonen mit einem Impuls von ungefähr 1.5 GeV können das LAr-Kalorimeter durchqueren und gelangen in das instrumentierte Eisen. Dort werden dann Spuren rekonstruiert, die mit den Spuren des Spurkammersystems verbunden werden.

Zur Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen [84, 85] werden die Drahtlagen (maximal 16 Lagen pro Modul) und die Streifenlagen (maximal 3 Lagen pro Modul) des Systems verwendet. Im Endkappenbereich legen die Drahttreffer die Lage in der yz-Ebene und die Streifentreffer die Position in der xz-Ebene fest. Im Zentralbereich geben die getroffenen Streifenlagen die z- und die Drahtlagen die xy-Ebene an.

Die einzelnen Qualitätsschnitte für die rekonstruierten Spuren im Myonsystem und die Verbindung mit dem zentralen Spurkammersystem werden mit Hilfe des in [78] beschriebenen Programmpakets durchgeführt und sind in Anhang B zusammengefaßt. Tabelle 4.7 enthält die mittleren Effizienzen für die Myonerkennung im zentralen Myonsystem im Bereich $p_t > 1.5\,\mathrm{GeV}$ und $20^\circ < \theta < 160^\circ$ für die verschiedenen Datennahmeperioden.

4.3.3 Effizienz der Myonerkennung

Zusammenfassend wird in diesem Abschnitt wiederum die Effizienz der Kombination aus Kalorimetererkennung und Myonidentifikation im zentralen Myondetektor angegeben. Dabei wird verlangt, daß die Spur eine mittlere Kalorimeterqualität besitzt oder mit einer Spur im zentralen Myondetektor verbunden werden kann.

Tabelle 4.8 gibt die mittlere Identifikationswahrscheinlichkeit für Myonkandidaten mit einem Transversalimpuls von $p_t > 0.8\,\mathrm{GeV}$ innerhalb eines Polarwinkelbereichs von $20^\circ < \theta < 160^\circ$

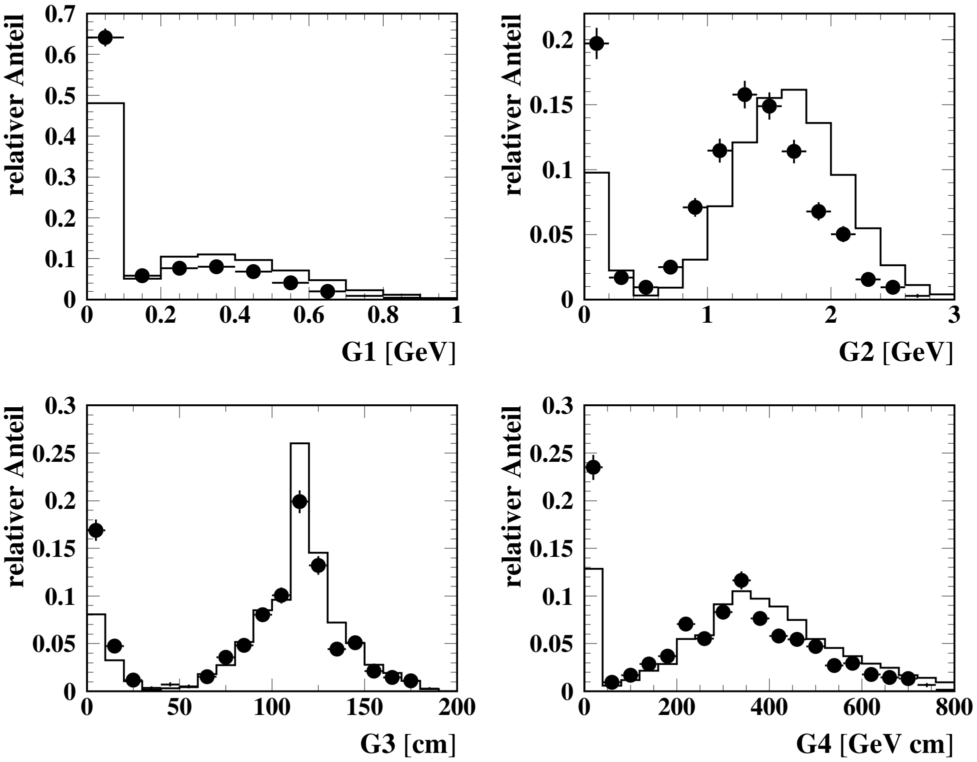


Abbildung 4.12: *Schnittgrößen zur Myonerkennung im LAr-Kalorimeter im Vergleich von* **Daten der Jahre 1996 und 1997** *und der Monte Carlo Simulation.*

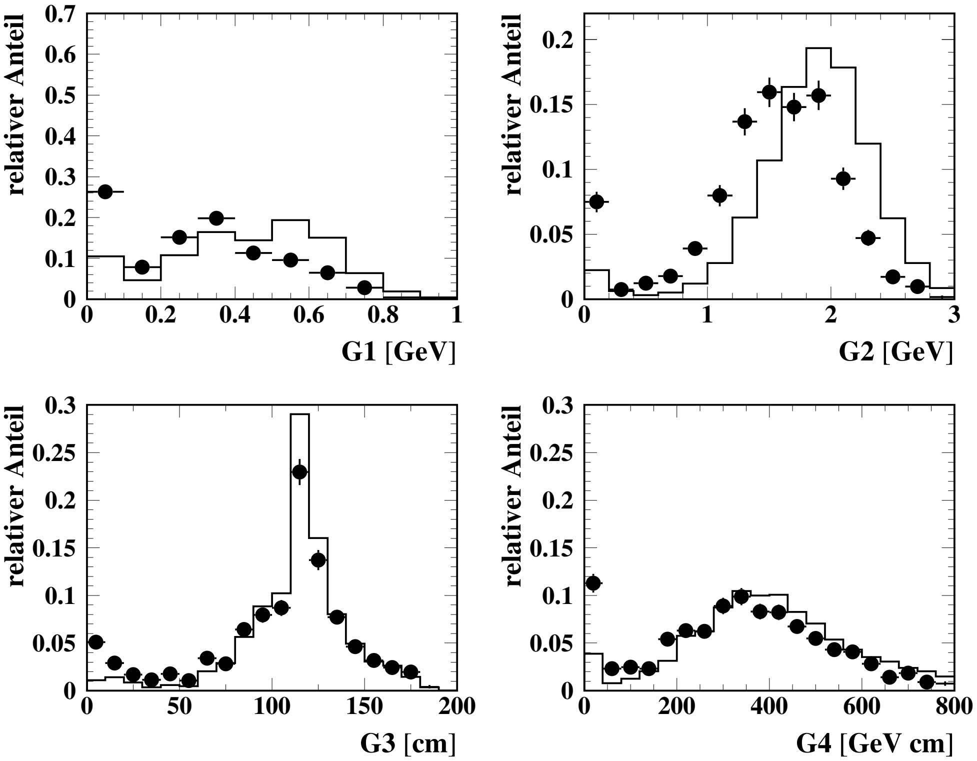


Abbildung 4.13: *Schnittgrößen zur Myonerkennung im LAr-Kalorimeter im Vergleich von* **Daten des Jahres 1999** *und der Monte Carlo Simulation.*

Jahr	Daten	Simulation
1996	$(23.4 \pm 2.0)\%$	$(24.6 \pm 0.5)\%$
1997	$(24.2 \pm 1.8)\%$	$(23.8 \pm 0.6)\%$
1999a	$(24.9 \pm 2.0)\%$	$(25.1 \pm 0.5)\%$
1999b	$(18.1 \pm 2.0)\%$	$(25.2 \pm 0.6)\%$

Tabelle 4.7: *Identifikationswahrscheinlichkeit für* **Myonen im zentralen Myonsystem**, *gemittelt im Bereich* $p_t > 1.5$ *GeV und* $20° < \theta < 160°$.

an. Die verbleibenden Abweichungen zwischen Daten und Simulation werden im systematischen Fehler zusammengefaßt.

Abbildung 4.14 stellt diese Effizienz als Funktion des Transversalimpulses und des Polarwinkels gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999a und 1999b dar. Die gestrichelte Linie gibt die Effizienz für die Simulation vor der Anpassung an. Zu erkennen ist, daß die Simulation für die Myonerkennung stärker als für die Identifikation von Elektronen angepaßt werden muß. Dieses kann dadurch erklärt werden, daß die Schnittgrößen zur Elektronerkennung von der Simulation besser wiedergegeben werden als die Schnittgrößen zur Myonerkennung. Die gepunktete Linie zeigt wiederum den Anteil der Ereignisse in den Daten (vergleiche Abbildung 4.11).

Jahr	Daten	Simulation	systematischer Fehler
1996	$(62.9 \pm 1.4)\%$	$(63.9 \pm 0.3)\%$	4%
1997	$(66.6 \pm 1.2)\%$	$(66.7 \pm 0.4)\%$	4%
1999a	$(77.5 \pm 1.1)\%$	$(73.0 \pm 0.3)\%$	3%
1999b	$(70.8 \pm 1.4)\%$	$(70.5 \pm 0.3)\%$	3%

Tabelle 4.8: *Wahrscheinlichkeit für die Erkennung eines Myons im zentralen Myondetektor oder im LAr-Kalorimeter mit mittlerer Qualität.*

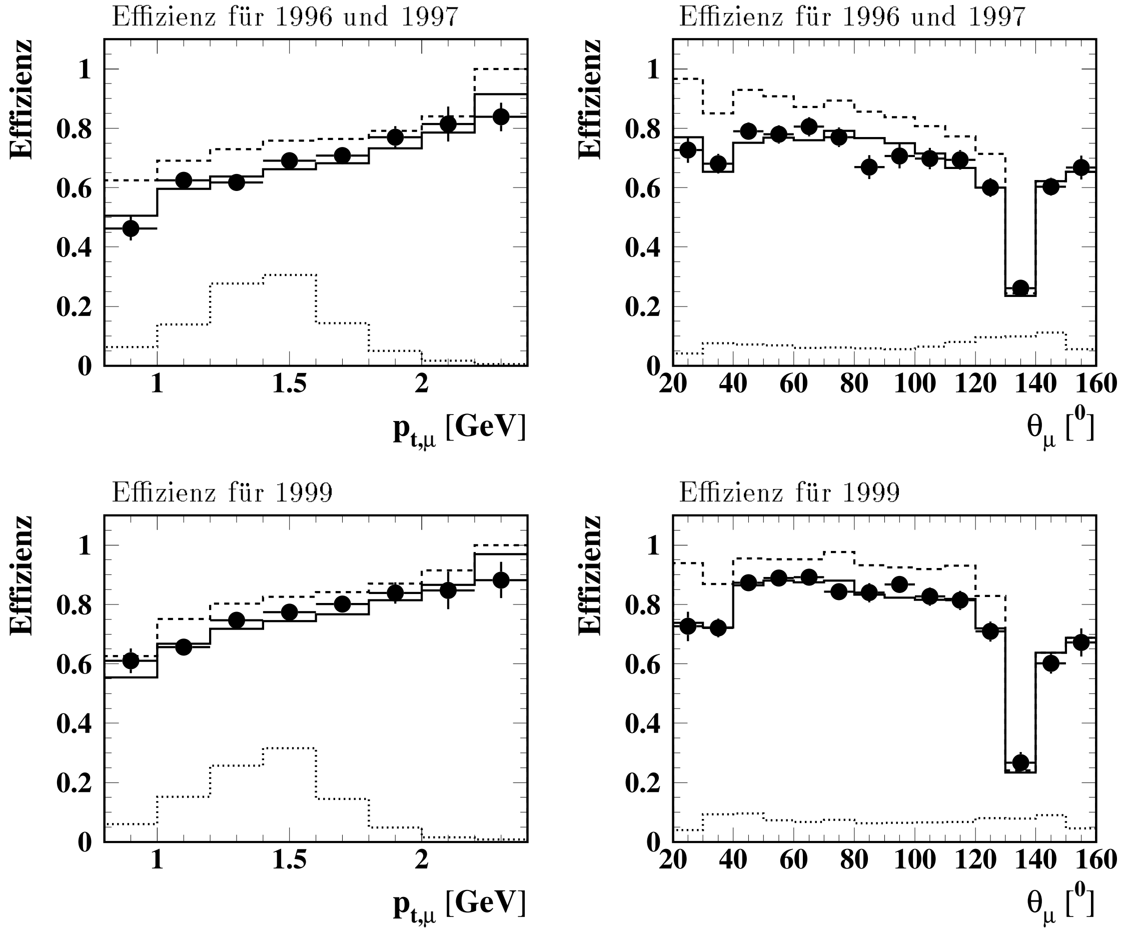


Abbildung 4.14: *Effizienz der* **Myonerkennung** *im zentralen Myondetektor oder im LAr-Kalorimeter mit mittlerer Qualität gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999 im Vergleich mit der Simulation. Die gestrichelte Linie zeigt die Effizienz der Simulation vor der Anpassung, und die gepunktete Linie gibt den Anteil der Ereignisse in den Daten in dem jeweiligen Intervall an.*

Kapitel 5

Trigger

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Triggersystem von H1. Es hat die Aufgabe, während der Datennahme eine Trennung von *ep*-Wechselwirkungen und Untergrundreaktionen durchzuführen. Dabei wird eine Reduktion der maximal möglichen Ereignisrate bedingt durch den HERA-Takt von 10.4 MHz auf einen Wert von einigen Hz erzielt. Die Untergrundereignisse, die den weitaus größten Anteil der Ereignisse stellen, stammen u. a. aus Wechselwirkungen des Protonstrahls mit entweder im Strahlrohr verbliebenem Restgas oder mit der Strahlrohrwand. Weitere große Untergrundquellen sind die Synchrotronstrahlung der Strahlleptonen und Myonen der kosmischen Höhenstrahlung.

Für die Analyse von schweren Vektormesonen in Photoproduktion werden Trigger verwendet, die auf die Zerfallsleptonen ansprechen. Da die Energie dieser Leptonen vergleichsweise niedrig ist, wird nur wenig Energie im Kalorimeter oder im Myonsystem deponiert, so daß diese Ereignisse sich nur wenig von Untergrundereignissen unterscheiden. Um vor allen Dingen bei steigenden Strahlströmen der erhöhten Untergrundrate entgegenzuwirken, werden weitere Bedingungen an die Signale im Spurkammersystem gestellt. Für jeden Zerfallskanal werden in dieser Arbeit drei verschiedene Trigger verwendet, die jeweils auf Grund ihrer Bedingungen eine Effizienz besitzen, die niedriger als 50% ist. Eine zuverlässige Bestimmung der Triggerwahrscheinlichkeit ist von zentraler Bedeutung für diese Arbeit.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das vierstufige Triggersystem von H1 vorgestellt. Die darauf folgenden Abschnitte 5.2 und 5.3 stellen den Hauptteil dieses Kapitels dar. Es wird näher auf die Triggerelemente der ersten und zweiten Stufe eingegangen, aus denen die in dieser Arbeit verwendeten Trigger gebildet werden. Es wird untersucht, inwieweit die verwendeten Bedingungen in den Daten mit der Monte Carlo Simulation übereinstimmen. Zum Abschluß des Kapitels werden die Selektionskriterien der vierten Triggerstufe beschrieben.

5.1 Das H1-Triggersystem

Das Triggersystem von H1 [86, 60] besteht aus vier Stufen, von denen die dritte Stufe bis Ende der Datennahmeperiode 2000 noch keine Verwendung gefunden hat. Abbildung 5.1 zeigt schematisch den Aufbau dieses Systems, auf den in den folgenden Abschnitten eingegangen wird.

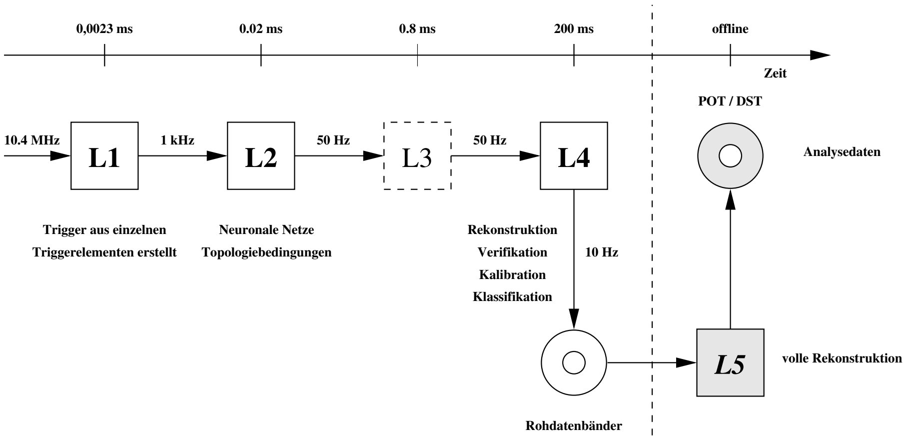


Abbildung 5.1: *Die verschiedenen Stufen des H1-Triggersystems.*

Die erste Triggerstufe (`L1`)

Mit Hilfe der ersten Triggerstufe [87] wird die Ereignisrate auf ungefähr 1 kHz reduziert. Dazu stehen verschiedene Subdetektoren zur Verfügung, deren Triggerdaten für maximal 24 HERA-Takte in Schieberegistern zwischengespeichert werden können. Dadurch wird erreicht, daß die `L1`-Triggerentscheidung innerhalb von 2.3 μs totzeitfrei getroffen werden kann. Aus diesen gespeicherten Daten werden die sogenannten Triggerelemente gebildet, die an die zentrale Triggerlogik (CTL) weitergeleitet werden. In der CTL werden maximal 256 Triggerelemente durch logische Operationen zu 128 Triggerkoinzidenzen kombiniert. Ist die Bedingung eines Triggers erfüllt, wird das Signal *L1keep* gesendet, welches bewirkt, daß die Datennahme angehalten wird. Die Auslese der Detektorkomponenten wird vorbereitet, und die zweite Triggerstufe beginnt mit der Auswertung des Ereignisses.
Mit steigenden Strahlströmen erhöhen sich ebenfalls die Untergrundraten. Sendet ein Trigger i zu häufig ein *L1keep* Signal zur CTL, so erhält er einen Skalierungsfaktor d_i. Dieses bedeutet, daß eines von d_i Ereignissen von diesem Trigger akzeptiert wird, so daß $d_i - 1$ Ereignisse verloren gehen, wenn sie nicht von mindestens einem anderen Trigger akzeptiert werden. Bei genügend kleiner Totzeit des Detektors und niedriger Rate können die Skalierungsfaktoren reduziert werden.
Seit Beginn der Datennahmeperiode 1999 wird ein Algorithmus zur automatischen Berechnung der Skalierungsfaktoren verwendet [88]. Dieser erlaubt es, abhängig von der gewünschten Eingangsrate für die vierte Triggerstufe von etwa 45 – 50 Hz, die geeigneten Skalierungsfaktoren mit Hilfe einer bestimmten Vorschrift zu ermitteln. Diese Vorschrift faßt alle Trigger in verschiedenen Gruppen zusammen, teilt die `L4`-Eingangsrate auf die verschiedenen Triggergruppen auf und setzt zusätzlich auch Prioritäten innerhalb der jeweiligen Gruppe.

Die zweite und dritte Triggerstufe (`L2` und `L3`)

Die zweite bzw. dritte Triggerstufe beginnt zu arbeiten, nachdem das jeweilige Ereignis durch die erste Stufe akzeptiert wurde. Dabei werden die von den Detektorkomponenten gelieferten Triggerdaten genauer analysiert. Nach diesen Stufen soll die Eingangsrate für die vierte Triggerstufe bei 50 Hz liegen.
Die zweite Triggerstufe [89] besteht aus zwei verschiedenen Systemen, der topologischen Triggerstufe (`L2TT`) [77] und dem neuronalen Netzwerktrigger (`L2NN`) [90]. Jedes dieser zwei Systeme

liefert bis zu 16 Triggerelemente an die zentrale Triggerlogik. Diese Triggerelemente dienen dazu, den Untergrundanteil von Triggern zu reduzieren, die nach der ersten Stufe eine zu hohe Rate haben und somit einen hohen Skalierungsfaktor erhalten würden. Wird ein Ereignis auf Grund der zweiten Stufe verworfen, wird die Datennahme von neuem gestartet. Innerhalb dieser Arbeit werden insgesamt vier verschiedene Triggerelemente der zweiten Stufe verwendet.
Bis zum Ende der Datennahmeperiode 2000 wurde die dritte Triggerstufe noch nicht in Betrieb genommen. Nach dem Umbau des HERA-Speicherringes zur Erhöhung der Luminosität ist die Einbeziehung dieser Stufe in die Datennahme auf Grund der erwarteten Erhöhung der Physik- und Untergrundraten geplant. Vor allem ein Trigger zur schnellen Rekonstruktion von Spuren in den zentralen Spurkammern (*Fast Track Trigger*) [91, 92] kann dazu verwendet werden, z.B. invariante Massen auf spätestens der dritten Triggerstufe zu bestimmen. Dadurch wird es möglich, Trigger ohne hohe Skalierungsfaktoren zu entwickeln, die Vektormesonen in Photoproduktion akzeptieren.

Die vierte Triggerstufe (`L4`)

Auf der vierten Triggerstufe `L4` stehen sämtliche Detektordaten zur Verfügung. Asynchron zur Datennahme werden die Informationen von verschiedenen Ereignissen von einer Mikroprozessorfarm weiterverarbeitet. Für jedes Ereignis wird eine Rekonstruktion vorgenommen. Die `L4`-Eingangsrate sollte nicht über 50 Hz liegen, während die Rate der von `L4` akzeptierten Ereignisse, die als sogenannte Rohdaten auf Band aufgezeichnet werden, bei ungefähr 10 Hz liegt.
Zwischen den Datennahmeperioden 1997 und 1998 wurde eine Änderung der vierten Triggerstufe vorgenommen. Von diesem Zeitpunkt an wurde auf dieser Stufe die Einteilung in verschiedene Ereignisklassen vorgenommen, was vorher auf `L5` erfolgte. Im Abschnitt 5.5 und in Anhang C wird hierauf näher eingegangen.

Ereignisrekonstruktion (`L5`)

Nach der Datennahme werden die auf Band gespeicherten Rohdaten zu einem von der Datennahme unabhängigen Zeitpunkt bearbeitet. Es findet eine vollständige Ereignisrekonstruktion statt, und zusätzlich wurden bis einschließlich der Datennahmeperiode 1997 Ereignisse in verschiedene Physikklassen eingeteilt. Nicht klassifizierte Ereignisse werden verworfen, weswegen `L5` auch als fünfte Triggerstufe bezeichnet wird. Seit 1998 wird die Klassifikation schon auf `L4` vorgenommen. Die rekonstruierten Ereignisse werden auf `POT`[1] und mit reduziertem Datenumfang auf `DST`[2] geschrieben.

5.2 Verwendete Trigger

In dieser Arbeit werden die folgenden fünf Trigger, die sich aus mehreren der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Triggerelemente zusammensetzen, für die Selektion von Zwei-Lepton-Ereignissen während der Datennahme verwendet:

---

[1] **P**roduction **O**utput **T**ape
[2] **D**ata **S**ummary **T**ape

s9: SpaCal-Trigger
Dieser Trigger wird für Zwei-Elektron-Ereignisse verwendet, in denen mindestens ein Elektron im SpaCal identifiziert wird. Außerdem wird in der Analyse verlangt, daß eine Energie von mindestens 3 GeV im SpaCal deponiert wird, damit das Element `SPCLe_IET>1` effizient ist. Dieser Trigger dient zur Erkennung von Ereignissen bei höheren Schwerpunktenergien:
`SPCLe_IET>1 & zVtx_mul<7 & (zVtx_T0 || FwdRay_T0) & L2TE(16)`

s15: Myontrigger
Dieser Trigger dient zur Erkennung von Zwei-Myon-Ereignissen und ist universell einsetzbar, da er entweder ein Signal im zentralen Myondetektor oder in den Endkappen verlangt. Außerdem wird nicht auf niedrige Multiplizitäten geschnitten. Weiterhin wird die Triggerrate durch ein neuronales Netz reduziert:
`(Mu_Bar || Mu_ECQ) & DCRPh_THig & zVtx_sig & L2TE(5)`

s34: Zentraler Myontrigger
Dieser Myontrigger kombiniert ein Signal im zentralen Myondetektor mit niedriger Spurmultiplizität und ist der einzige in dieser Arbeit verwendete Trigger, der keine Bedingung der zweiten Triggerstufe enthält:
`Mu_Bar & DCRPh_Ta & DCRPh_TNeg & DCRPh_THig & (zVtx_small || zVtx_Cls)`

s52: LAr-Trigger
Zur Selektion von Zwei-Elektron-Ereignissen wird eine Energiedeposition im LAr-Kalorimeter mit niedriger Spurmultiplizität und einem neuronalen Netz kombiniert:
`zVtx_Cls & DCRPh_TNeg & LAr_BR & Topo_Mult<3 & L2TE(2)`

s54: Topologischer Spurtrigger
Dieser Trigger dient zum Erkennen von Zwei-Elektron- und Zwei-Myon-Ereignissen. Auf der ersten Triggerstufe werden nur Informationen vom z-Vertex-Trigger und DCRϕ-Trigger verwendet. Ereignisse mit geringer Multiplizität werden in Verbindung mit der Bedingung akzeptiert, daß sich genau zwei Spuren in der $r\phi$-Ebene gegenüberliegen. Durch diese Bedingung sinkt die Effizienz dieses Triggers mit steigendem $|t|$. Seit Mitte der Datennahmeperiode 1996 wird der Trigger durch zwei neuronale Netze ergänzt:
`zVtx_Cls & DCRPh_TNeg & DCRPh_THig & Topo_BR & (L2TE(2) || L2TE(4))`

Im folgenden Abschnitt werden die Triggerelemente näher beschrieben, die von der zentralen Triggerlogik zu den aufgeführten Triggerkoinzidenzen kombiniert werden.

5.3 Triggerelemente

In diesem Abschnitt werden die im vorhergehenden Abschnitt aufgeführten Triggerelemente vorgestellt. Es wird insbesondere auf die Bestimmung der Effizienz in den Daten im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation eingegangen.

Bestimmung der Effizienz der Triggerelemente

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der einzelnen Triggerelemente werden mit Hilfe von Zwei-Spur-Ereignissen untersucht. Die weiteren Schnitte entsprechen denjenigen, die später auch für die endgültige Selektion verwendet werden (Tabelle 7.2). Bei den Spurtriggerelementen wurden die Effizienzen über beide Zerfallskanäle gemittelt, nachdem die Effizienzen einzeln geprüft wurden. Durch die Wahl unabhängiger Trigger (z.B. SpaCal- und Etag-Trigger) wird im allgemeinen die Kinematik der Ereignisse eingeschränkt, so daß die Effizienz nur innerhalb dieses Bereiches zwischen Daten und Simulation überprüft werden kann. Falls es notwendig ist, erfolgt eine Anpassung der Effizienz in der Simulation. Im folgenden werden die mittleren Effizienzen der verschiedenen Elemente getrennt nach Datennahmeperiode aufgeführt. Der aus dem verbleibenden Unterschied zwischen Daten und Simulation bzw. aus dem statistischen Fehler der Daten bestimmte systematische Fehler wird ebenfalls angegeben. Der Datensatz der Monte Carlo Simulation besteht aus einer Mischung zu gleichen Teilen von elastisch produzierten J/ψ-Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation.

5.3.1 zVtx-Trigger

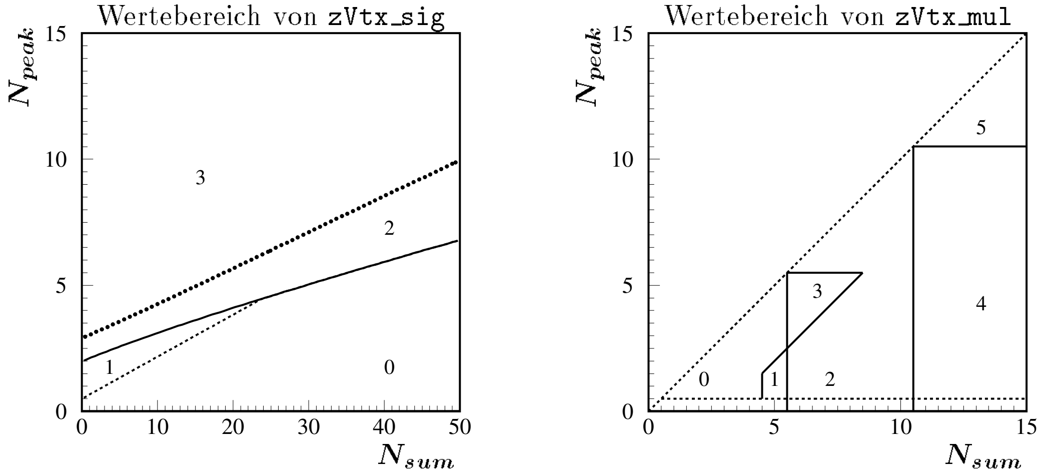
Der z-Vertex-Trigger [93] arbeitet mit Informationen aus den zentralen Proportionalkammern CIP und COP und der Vorwärts-Proportionalkammer FPC des ersten Supermoduls. Ein Teilchen, das vom nominellen Wechselwirkungspunkt in den Akzeptanzbereich der Proportionalkammern gelangt, passiert vier Kammerlagen, im Zentralbereich jeweils zwei von CIP und COP und im Vorwärtsbereich zwei von CIP und FPC. Die angesprochenen Segmente der Kammern werden zu sogenannten Strahlen (*rays*) kombiniert. Diese werden zur z-Achse verlängert. Fällt der Schnittpunkt mit der Achse in den Bereich von ±40 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt, so erfolgt ein Eintrag in das 16 Intervalle umfassende z-Vertex-Histogramm. Zur Triggerentscheidung werden u.a. das Intervall mit den meisten Einträgen N_{peak} in Relation zur Summe der übrigen Einträge N_{back} gesetzt. Aufbauend auf diesem Histogramm werden die folgenden Triggerelemente gebildet:

- `zVtx_T0`: Es wird mindestens ein Eintrag im z-Vertex-Histogramm verlangt.
- `zVtx_Cls`: Diese Bedingung ist erfüllt, wenn das z-Vertex-Histogramm in bis zu vier benachbarten Intervallen Einträge besitzt. Hierdurch wird indirekt auf niedrige Spurmultiplizitäten geschnitten. Dieses Element ist in der Mitte der Datennahmeperiode 1999b ausgefallen. Ein Teil dieses Bereiches muß daher von der Analyse ausgeschlossen werden. Die restliche Zeit wurde `zVtx_Cls` durch ein Triggerelement des neuronalen Netzwerktriggers `L2NN` ersetzt, das die `L1`-Entscheidung emuliert. Dieses Element wird in [94] näher beschrieben.
- `zVtx_sig = zVtx_sig`$\geq$`1`: Dieses Element hat sich zwischen der Datennahmeperiode 1996 und 1997 geändert und wird für die Analyse erst ab Mitte 1997 verwendet. Abbildung 5.2 zeigt die Definition der drei verschiedenen Werte für die Signifikanz des z-Vertex-Histogramms in der Ebene $N_{sum} = N_{peak} + N_{back}$ gegen N_{peak}.
- `zVtx_mul`: Diese Bedingung macht einen Schnitt auf Spurmultiplizitäten im Vergleich zum Intervall mit den meisten Einträgen. Abbildung 5.2 zeigt die Definition für fünf der sieben verschiedenen Werte für `zVtx_mul`. Die Werte für die hohen Multiplizitäten `6` und `7` sind nicht mehr dargestellt. Die in Trigger `s9` verwendete Bedingung `zVtx_mul<7` stellt einen Schnitt bei $N_{sum} \leq 250$ dar.
- `zVtx_small = ((zVtx_mul=0||zVtx_mul=3) & zVtx_T0)`: Dieses Element verlangt einen Wert von entweder `0` oder `3` für die Spurmultiplizität `zVtx_mul` (Abbildung 5.2) und schneidet damit auf niedrige Spurmultiplizitäten.

- `Topo_BR`: Dieses Triggerelement verlangt, daß in der Projektion der Strahlen auf die $r\phi$-Ebene genau zwei Strahlen sich mit einer maximalen Abweichung von ±1 $r\phi$-Intervallen gegenüberliegen. Hierdurch werden vorwiegend Vektormesonen mit niedrigen Transversalimpulsen akzeptiert.

- `Topo_Mult<3`: Dieses Element schränkt die Anzahl der Strahlen ein.

Die Mittelwerte der Effizienzen der verschiedenen Triggerelemente sind getrennt für die verschiedenen Datennahmeperioden in Tabelle 5.1 angegeben. Die Effizienz wurde anhand unabhängiger Trigger bestimmt, die auf das gestreute Elektron im SpaCal ansprechen. Das Element `Topo_BR` kann jedoch mit Hilfe dieser Trigger nicht überprüft werden, da die Zerfallsleptonen bei hohem Q^2 in der $r\phi$-Ebene nicht mehr ausbalanciert sind. Daher wird ein Trigger verwendet, der das gestreute Elektron im Kleinwinkel-Elektron Detektor nachweist, wodurch nicht der gesamte $W_{\gamma p}$-Bereich zur Verfügung steht. Weiterhin enthält dieser Trigger das Element `zVtx_T0`, so daß die eigentliche Effizienz des Elementes etwas niedriger als in der Tabelle angegeben ist.
Für die Datennahmeperiode 1999 mußte die Effizienz einzelner z-Vertex-Elemente in der Simulation global um bis zu 8% erhöht werden.
Zwischen den Datennahmeperioden 1999a und 1999b wurden zwei hintere Halbsektoren der CIP wiederhergestellt. Aus diesem Grund erhöht sich die Effizienz der Elemente in den Daten in der zweiten Hälfte von 1999.
Abbildung 5.3 zeigt die Effizienz der Triggerbedingungen `zVtx_Cls`, `zVtx_small||zVtx_Cls`, `zVtx_sig` als Funktion von $W_{\gamma p}$ und das Element `Topo_BR` als Funktion des Impulsübertrags $|t|$ gemittelt über alle Datennahmeperioden.


Wertebereich von `zVtx_sig`

Wertebereich von `zVtx_mul`

Abbildung 5.2: *Definition der Werte für die Triggerbedingungen* `zVtx_sig` *und* `zVtx_mul` *dargestellt in der (N_{sum}, N_{peak})-Ebene. Für* `zVtx_mul` *sind nur fünf der sieben möglichen Werte dargestellt. Diese Abbildung ist [95] entnommen.*

5.3.2 DCRϕ-Trigger

Der DCRϕ-Trigger [96] sucht nach Spurkandidaten in den zentralen Spurkammern CJC, deren minimaler Abstand von der nominellen Strahlachse weniger als 2 cm beträgt. Für den DCRϕ-Trigger werden von den 56 zur Verfügung stehenden Drahtlagen 10 verwendet, von denen 7

Triggerelement	Triggereffizienz				systematischer Fehler
	96	97	99a	99b	
`zVtx_T0`	89%	92%	88%	95%	1%
`zVtx_Cls`	80%	80%	81%	89%*	4%
`zVtx_sig`	—	84%	85%	91%	2%
`zVtx_small || zVtx_Cls`	85%	87%	86%	90%	3%
`Topo_BR`	35%	39%	42%	43%	4%
`Topo_Mult<3`	97%	99%	100%	100%	1%

Tabelle 5.1: *Mittlere Triggereffizienz für die verwendeten Triggerbedingungen des z-Vertex-Triggers.*
* *Auf Grund des Ausfalls dieses Elementes liegt der statistische Fehler der Effizienz bei etwa 4%.*

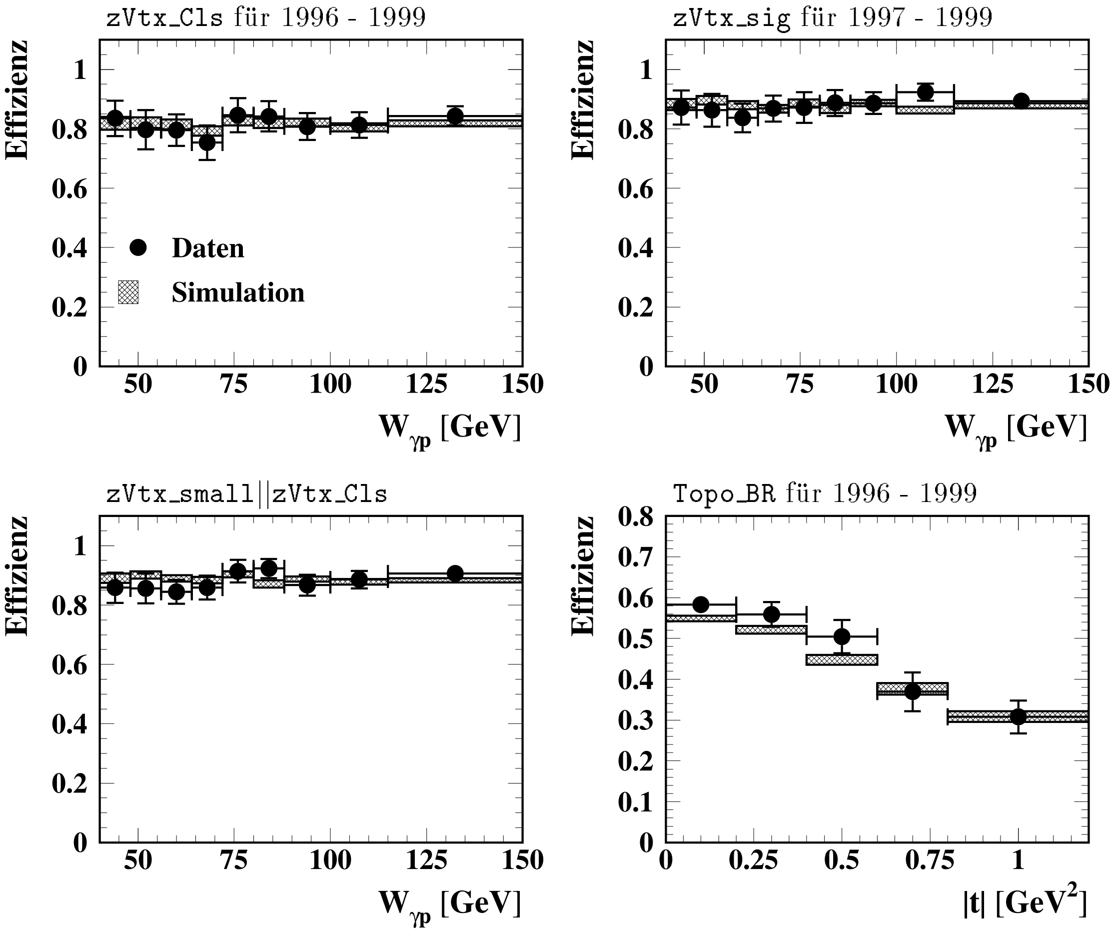


Abbildung 5.3: *Triggereffizienz für die Triggerbedingungen* `zVtx_Cls`*,* `zVtx_sig`*,* `zVtx_small||zVtx_Cls` *als Funktion von* $W_{\gamma p}$ *und* `Topo_BR` *als Funktion von* $|t|$ *gemittelt über alle Datennahmeperioden. Das Fehlerband zeigt den statistischen Fehler der Monte Carlo Simulation.*

in der CJC1 und 3 in der CJC2 liegen. Ein Teilchen mit einem Mindesttransversalimpuls von 400 MeV kann von diesem Trigger registriert werden. Die verschiedenen Drahttreffer werden mit etwa 10000 verschiedenen vordefinierten Spurmasken verglichen. Anhand von vier verschiedenen Maskentypen kann eine grobe Einteilung in Impulsbereiche und eine Einteilung nach Ladung vorgenommen werden.
Folgende Triggerelemente werden in dieser Arbeit verwendet:

- `DCRPh_Ta`: Dieses Element verlangt mindestens eine angesprochene Spurmaske und ist effizient ab einem Transversalimpuls von $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$.
- `DCRPh_TNeg`: Bei dieser Bedingung muß mindestens eine Maske für negativ geladene Teilchen angesprochen haben.
- `DCRPh_THig`: Spuren mit einem Transversalimpuls von $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$ werden von diesem Triggerelement erkannt.

Das Triggerelement `DCRPh_Ta` wird in Trigger `s34` verlangt (vergleiche Abschnitt 5.2), ist aber automatisch erfüllt, da das Element `DCRPh_THig` ebenfalls im Trigger Verwendung findet.
Tabelle 5.2 zeigt die Mittelwerte der Triggereffizienz für die verschiedenen Datennahmeperioden für die Elemente `DCRPh_TNeg` und `DCRPh_THig`. Als unabhängige Trigger wurden wiederum Trigger verwendet, die ein registriertes Elektron im SpaCal verlangen. Die Effizienz des Elementes `DCRPh_TNeg` ist niedriger als die Effizienz von `DCRPh_THig`, da auf Grund der entgegengesetzten Ladungen der Zerfallsleptonen nur eine der zwei Spuren dieses Element auslösen kann.
Abbildung 5.4 zeigt die Effizienz für `DCRPh_TNeg` als Funktion vom Azimutalwinkel ϕ der negativen Spur gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999. Weiterhin ist die Effizienz für `DCRPh_THig` als Funktion von p_t von der Spur mit dem höheren Transversalimpuls aufgetragen. An der Effizienz für `DCRPh_TNeg` erkennt man die defekten Sektoren der zentralen Spurkammer CJC (vergleiche Abbildung 4.1). In diesen ineffizienten Bereichen wurde die Simulation an die Daten angepaßt.

Triggerelement	Triggereffizienz				systematischer Fehler
	96	97	99a	99b	
`DCRPh_TNeg`	79%	83%	72%	72%	2%
`DCRPh_THig`	95%	96%	91%	91%	2%

Tabelle 5.2: *Triggereffizienz für* `DCRPh_TNeg` *und* `DCRPh_THig`.

5.3.3 Kalorimeter-Trigger

Das LAr-Kalorimeter ist in Trigger-Türme (*Trigger Tower*) eingeteilt, deren Geometrie so gewählt wurde, daß diese annähernd in Richtung des nominellen Wechselwirkungspunktes zeigen. Die Trigger-Türme bilden die Grundelemente des LAr-Triggers [97]. Bis zu vier Türme werden zu sogenannten großen Türmen (*Big Tower*) zusammengefaßt.
In dieser Arbeit wird nur ein Triggerelement des Kalorimeter-Triggers verwendet:

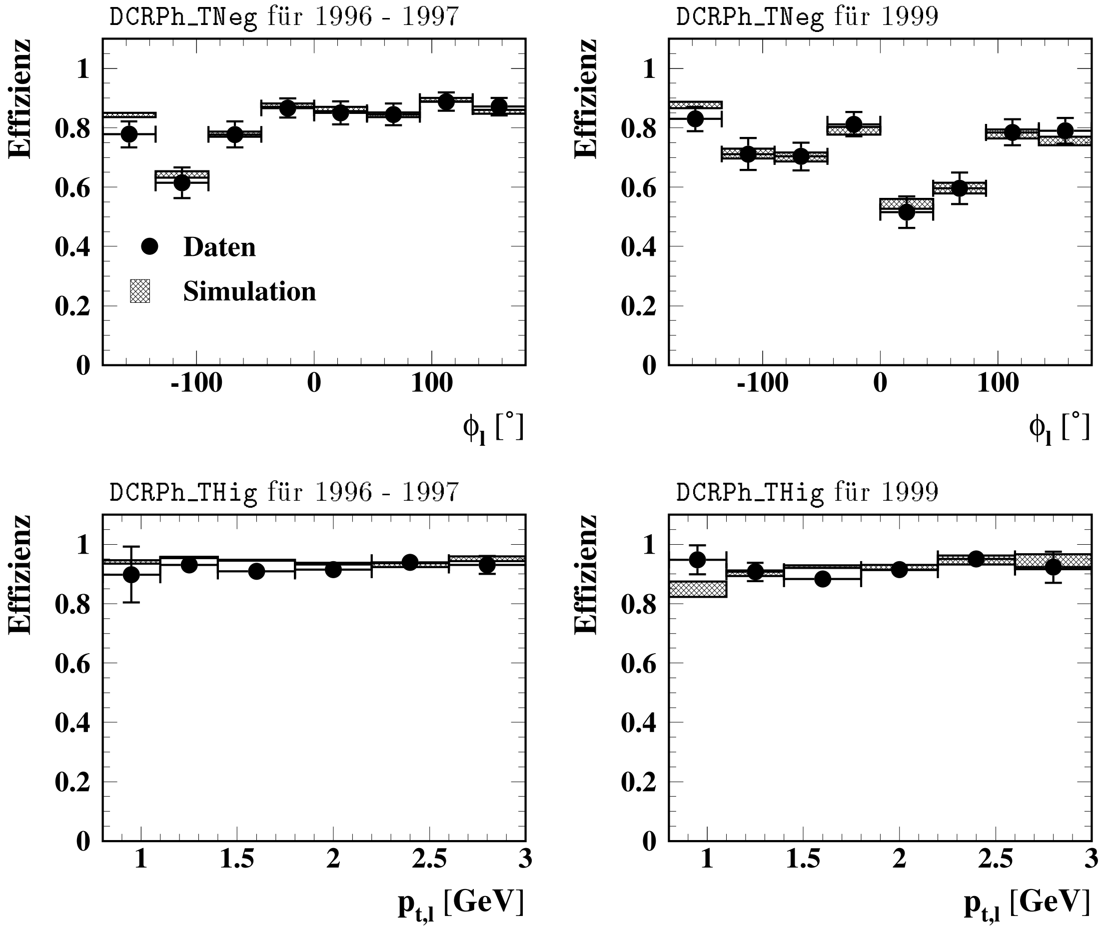


Abbildung 5.4: *Triggereffizienz für* `DCRPh_TNeg` *und* `DCRPh_THig`.

- `LAr_Br`: Dieses Element verlangt einen angesprochenen großen Turm im Kalorimeter, auf den ein Strahl des z-Vertex-Triggers zeigt. Durch diese Validierung wird Rauschen im Kalorimeter unterdrückt, so daß die Energieschwellen im Kalorimeter reduziert werden können.

Zwischen den Datennahmeperioden 1997 und 1998 wurden die Verstärker der Triggerelektronik der Trigger-Türme im Zentralbereich des Detektors geändert [98]. Hierdurch wurde das Rauschen in den Türmen reduziert, wodurch eine Verringerung der Energieschwellen vorgenommen werden konnte. In Tabelle 5.3 ist die mittlere Effizienz für das Triggerelement `LAr_BR` für die verschiedenen Datennahmeperioden angegeben. Als unabhängiger Trigger wurde der topologische Spurtrigger `s54` verwendet, der jedoch Triggerelemente des z-Vertex-Triggers enthält. Da das Element `LAr_BR` eine Validierung durch den z-Vertex-Trigger benötigt, ist die Effizienz in der Tabelle 5.3 ein wenig zu hoch. Die Effizienz von `LAr_BR` stieg 1999 im Vergleich zu 1997 auf Grund der oben erwähnten Änderung um etwa 20%.
In Abbildung 5.5 ist die Effizienz des Triggerelementes `LAr_BR` für die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999 gegen den Polarwinkel und den Transversalimpuls der energiereichsten Spur aufgetragen. Die Effizienz der Simulation, für die auch der Trigger `s54` verlangt wurde, stimmt gut mit den Daten überein.

Triggerelement	Triggereffizienz				systematischer Fehler
	96	97	99a	99b	
`LAr_BR`	51%	57%	78%	79%	3%

Tabelle 5.3: *Triggereffizienz für* `LAr_BR`.

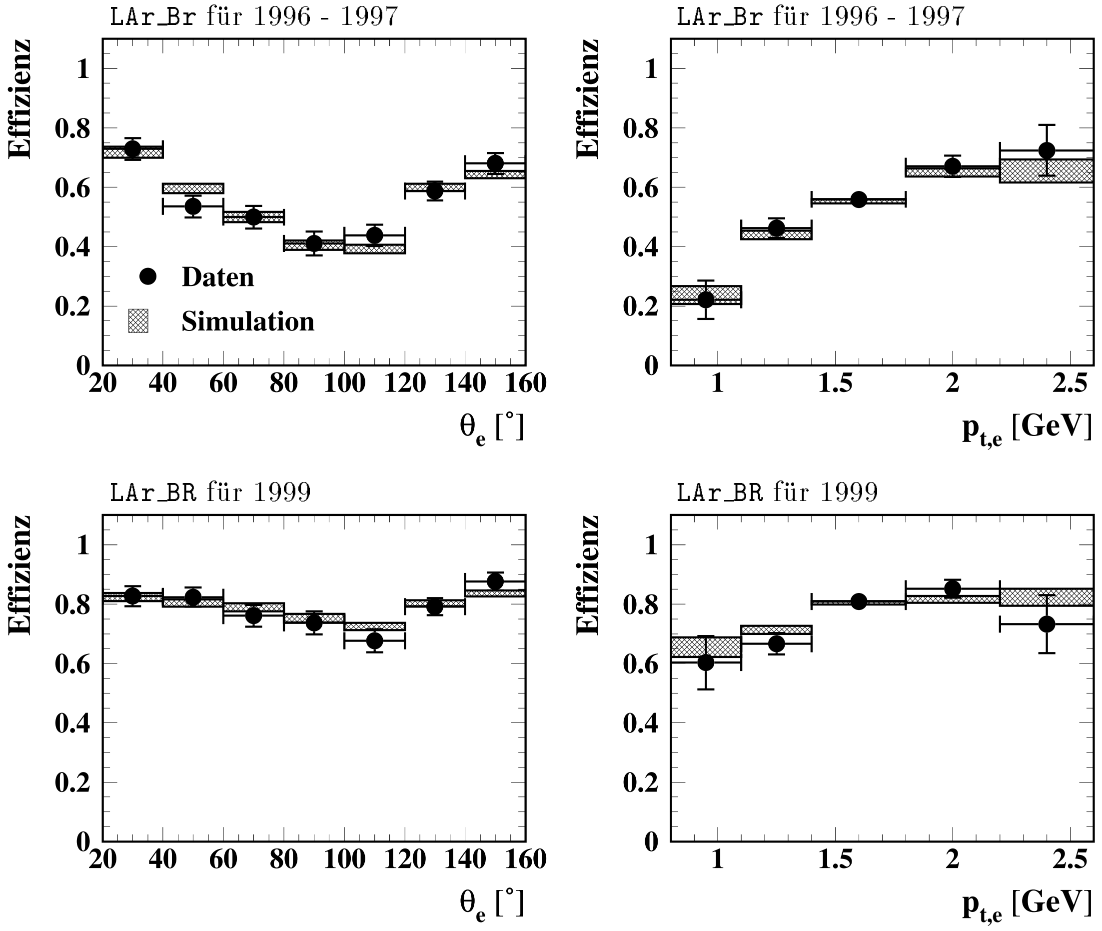


Abbildung 5.5: *Triggereffizienz für* `LAr_Br`.

5.3.4 Myontrigger

Für den Myontrigger werden fünf der 16 Streamerrohr-Lagen des zentralen Myondetektors verwendet. Getrennt für den Zentralbereich (*Barrel*) und den Vorwärts- bzw. Rückwärtsbereich (*forward* bzw. *backward endcap*) werden verschiedene Bedingungen zur Bildung des entsprechenden Triggerelementes vorgenommen. Folgende Triggerelemente werden in dieser Arbeit verwendet:

- `Mu_BIEC` und `Mu_BOEC`: Dieses sind die Triggerelemente für die hintere Endkappe. Es müssen jeweils drei der fünf Triggerlagen ansprechen, damit eine dieser Bedingungen erfüllt ist.
- `Mu_Bar`: Dieses Element spricht an, wenn im Zentralbereich des Myonsystems mindestens zwei der ersten vier Lagen angesprochen haben.

- `Mu_FOEC`: Die Bedingung dieses Elementes ist erfüllt, wenn im äußeren Bereich der vorderen Endkappe drei der fünf Lagen angesprochen haben.

Folgende Elemente werden zu der in dieser Arbeit verwendeten Bedingung `Mu_ECQ` kombiniert:

- `Mu_ECQ = ( Mu_BOEC || Mu_2_BIoOEC || Mu_FOEC)`

unter Verwendung von

- `Mu_2_BIoOEC = Mu_BIEC>1 || Mu_BOEC>1`

In einem größeren Bereich der Datennahmeperiode 1999 rauschte das Triggerelement `Mu_Bar`. Dieses ist in Abbildung 5.6 zu erkennen, in dem der Anteil der Ereignisse mit dem Element `Mu_Bar` pro 100 nb^{-1} für Zwei-Elektron-Ereignisse dargestellt ist, die von dem topologischen Spurtrigger `s54` akzeptiert wurden. Im späteren Bereich der Datennahmeperiode 1999a liegt dieser Anteil bei 100%. In diesem Bereich wird für die Analyse nur der Trigger `s54` verwendet, da die Triggereffizienz für die Myontrigger nicht bestimmbar ist.

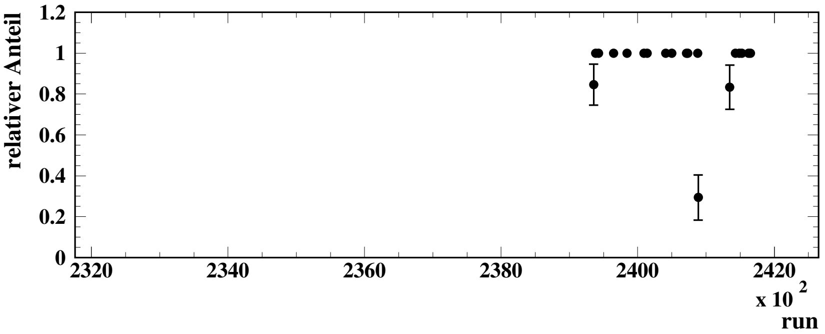


Abbildung 5.6: *Rauschen des Elementes* `Mu_Bar` *im späteren Teil der Datennahmeperiode 1999a. Zu erkennen ist der relative Anteil der von* `s54` *akzeptierten Zwei-Elektron-Ereignisse pro* 100 *nb*$^{-1}$*, bei denen das Triggerelement* `Mu_Bar` *angesprochen hat.*

Die Mittelwerte der beiden Triggerbedingungen sind getrennt für die verschiedenen Datennahmeperioden in Tabelle 5.4 angegeben. Die Effizienz wurde anhand unabhängiger Trigger bestimmt, die auf das gestreute Elektron im SpaCal ansprechen. Außerdem konnte `s54` verwendet werden, da dieser kein Myontriggerelement enthält. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, in denen genau ein Myon im instrumentierten Eisen rekonstruiert werden konnte. Die Effizienz für `Mu_Bar` wurde für Myonspuren im Bereich von $35^\circ < \theta < 135^\circ$ bestimmt.
Abbildung 5.7 zeigt die Effizienz für beide Triggerbedingungen gemittelt über die verschiedenen Datennahmeperioden als Funktion vom Polarwinkel und Impuls eines im instrumentierten Eisen erkannten Myonkandidaten.

Triggerelement	Triggereffizienz				systematischer Fehler
	96	97	99a	99b	
`Mu_Bar`	84%	86%	76%	78%	4%
`Mu_Bar || Mu_ECQ`	53%	57%	48%	52%	5%

Tabelle 5.4: *Triggereffizienz für* `Mu_Bar` *und* `Mu_ECQ`.

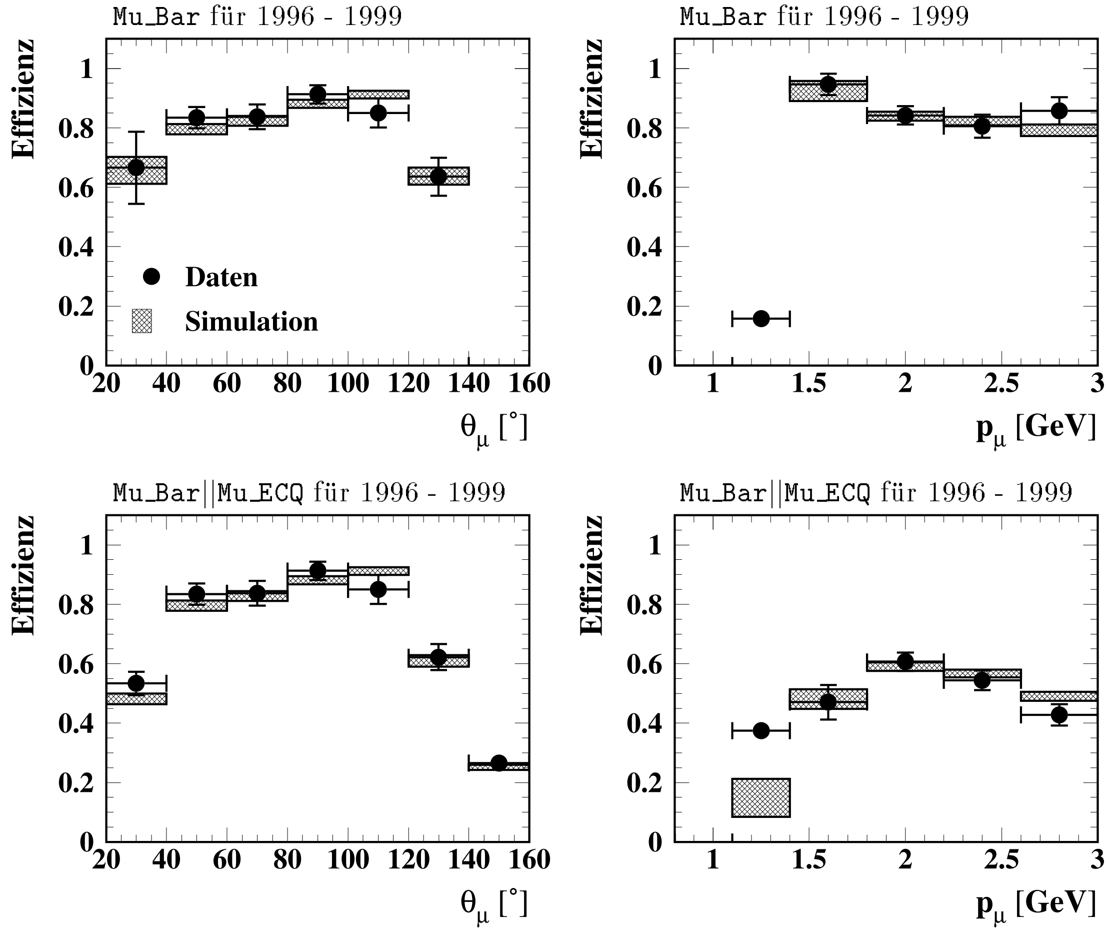


Abbildung 5.7: *Triggereffizienz für* `Mu_Bar` *und die Kombination* `Mu_Bar||Mu_ECQ` *gemittelt über alle Datennahmeperioden.*

5.3.5 SpaCal Trigger

Der inklusive Elektrontrigger (IET) des SPACAL [99] kombiniert 16 elektromagnetische Zellen zu einer Triggersumme. Dabei überlappen sich die einzelnen Summen, so daß keine Ineffizienzen als Funktion des Auftreffpunktes des Elektrons auftreten (Abbildung 5.8 links). Die deponierte Energie wird mit drei verschiedenen Energieschwellen verglichen (`SPCLe_IET>n` mit `n=0,1,2`), die typischerweise bei 0.5, 2 und 6 GeV liegen.
In der vorliegenden Arbeit werden folgende Elemente verwendet:

- `SPCLe_IET>1`
- `SPCL_R30`: Dieses topologische Element der zweiten Triggerstufe dient in Kombination mit `SPCLe_IET>1` dazu, Ereignisse mit Elektronen, die innerhalb eines Kreises mit einem Radius von $r = 30\,\mathrm{cm}$ im SpaCal auftreffen, mit einem Skalierungsfaktor zu versehen. Dadurch werden vorwiegend Ereignisse mit höherem Impulsübertrag Q^2 akzeptiert. Eine Beschreibung dieses Elementes befindet sich in [100].

Die Kombination der beiden Triggerelemente wird verwendet, um Ereignisse zu akzeptieren, in denen mindestens ein Zerfallselektron im SpaCal mit einer Mindestenergie von 3 GeV nachgewiesen wird. Da der analysierte Polarwinkelbereich für Elektronen nur bis 160° reicht, werden

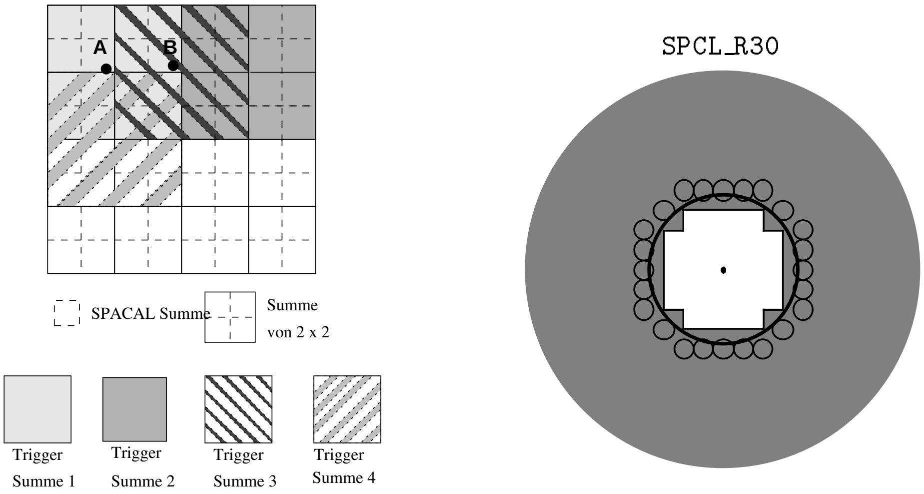


Abbildung 5.8: Links: *Darstellung der sich überlappenden Triggersummen des IET-Triggers. Ein Elektron im Punkt A deponiert seine Energie in Summe 1, während die Energie eines Elektrons im Punkt B teilweise in den Triggersummen 1, 2 und 4 registriert wird. Die gesamte Energie wird jedoch von 3 gemessen. Diese Abbildung ist [99] entnommen.* **Rechts:** *Die Näherung des topologischen Triggerelementes* `SPCL_R30` *eines Kreises mit dem Radius* $r = 30\,cm$*. Ereignisse mit Elektronen im grauen Bereich werden nicht skaliert. Diese Abbildung ist [100] entnommen.*

keine Ereignisse durch das topologische Triggerelement verworfen. Die Effizienz der Kombination wurde zu 97% bestimmt, der systematische Fehler mit 2% angenommen.

5.3.6 L2-Triggerelemente

Es werden insgesamt vier Triggerelemente der zweiten Triggerstufe verwendet. Dabei handelt es sich um drei neuronale Netze und ein topologisches Triggerelement:

- `L2TE(2)`: Dieses neuronale Netz wird zur Erkennung von Zwei-Elektron-Ereignissen verwendet. Es wurde in 1996 ab *Run* 155381 eingeführt und validiert die `L1`-Trigger `s52` und `s54`.
- `L2TE(4)`: Dieses neuronale Netz dient der Erkennung von Zwei-Myon-Ereignissen. Es ist ähnlich zu `L2TE(2)` aufgebaut und wurde zum selben Zeitpunkt eingesetzt. Dieses Element validiert den Trigger `s54`.
- `L2TE(5)`: Dieses neuronale Netz wurde in [101] zur Erkennung von Ereignissen mit mindestens einem Myon trainiert und validiert den Trigger `s15`.
- `L2TE(16)`: Dieses Element wird auch als `SPCL_R30` bezeichnet und wurde im vorigen Abschnitt beschrieben.

Tabelle 5.5 gibt die Effizienz der drei neuronalen Netze für die verschiedenen Datennahmeperioden an. Für die Effizienzbestimmung wurden wieder SpaCal-Trigger verwendet. Die Effizienz in der Simulation von `L2TE(5)` mußte für den ersten Teil der Datennahmeperiode 1999 um etwa 6% an die Daten angepaßt werden.

In Abbildung 5.9 sind die Effizienz für die Triggerelemente `L2TE(4)` und `L2TE(5)` als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ gemittelt über alle Datennahmeperioden dargestellt. Die Effizienz von `L2TE(2)` ist nicht dargestellt und liegt unabhängig von $W_{\gamma p}$ bei 98%.

Triggerelement	Triggereffizienz				systematischer Fehler
	96	97	99a	99b	
`L2TE(2)`	98%	98%	98%	97%	1%
`L2TE(4)`	93%	90%	84%	91%	2%
`L2TE(5)`	—	91%	94%	87%	2%

Tabelle 5.5: *Triggereffizienz für die drei in dieser Arbeit verwendeten neuronalen Netze.*

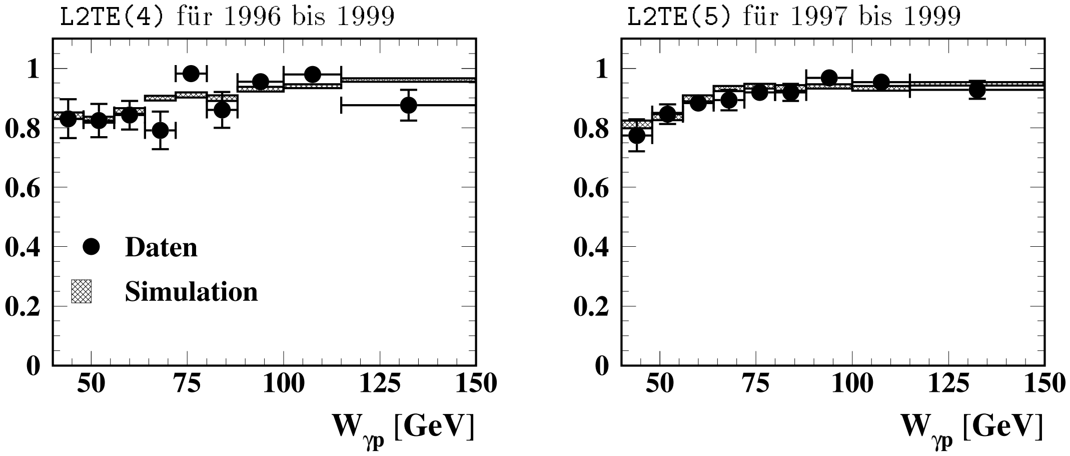


Abbildung 5.9: *Triggereffizienz für die Triggerelemente* `L2TE(4)` *und* `L2TE(5)` *gemittelt über alle Datennahmeperioden als Funktion von $W_{\gamma p}$.*

5.4 Kombination der Trigger

Abschließend zeigt Abbildung 5.10 die Effizienz für die Kombination der drei Trigger jeweils für den elektronischen und den myonischen Zerfallskanal des J/ψ-Mesons als Funktion von $W_{\gamma p}$ und $|t|$ bestimmt mit Ereignissen des Generators `DIFFVM`. Die Triggereffizienz für den elektronischen Zerfallskanal ist ein wenig höher als für den myonischen Kanal und steigt mit der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ an, was eine Folge der Verwendung des SpaCal-Triggers `s9` ist. Weiterhin ist die Triggereffizienz für den Trigger `s54`, der für beide Kanäle verwendet wird, für den myonischen Kanal ein wenig niedriger. Der Grund hierfür sind die unterschiedlichen Effizienzen auf der zweiten Triggerstufe. Das neuronale Netz `L2TE(2)`, das mit Zwei-Elektron-Kandidaten trainiert wurde, ist etwa 10% effizienter als das entsprechende Netz `L2TE(4)` für den myonischen Zerfall (Tabelle 5.5). In Abbildung 5.10 wurde nicht berücksichtigt, daß die einzelnen Trigger in den verschiedenen Datennahmeabschnitten jeweils unterschiedliche Skalierungsfaktoren erhielten. Die Simulation der Skalierungsfaktoren wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Simulierung der Skalierungsfaktoren

Ist die Rate eines Triggers zu hoch, so erhält er einen Skalierungsfaktor. Da eine Mischung von jeweils drei Triggern für beide Zerfallskanäle verwendet wird, die in den verschiedenen Datennahmeabschnitten unterschiedlich skaliert werden, wird die in [102] beschriebene Methode zur Ereignisgewichtung benötigt. Dort wird vorgeschlagen, die Daten mit den mittleren Skalierungsfaktoren umzugewichten, wobei der Überlapp zwischen den Triggern berücksichtigt wird. Auf

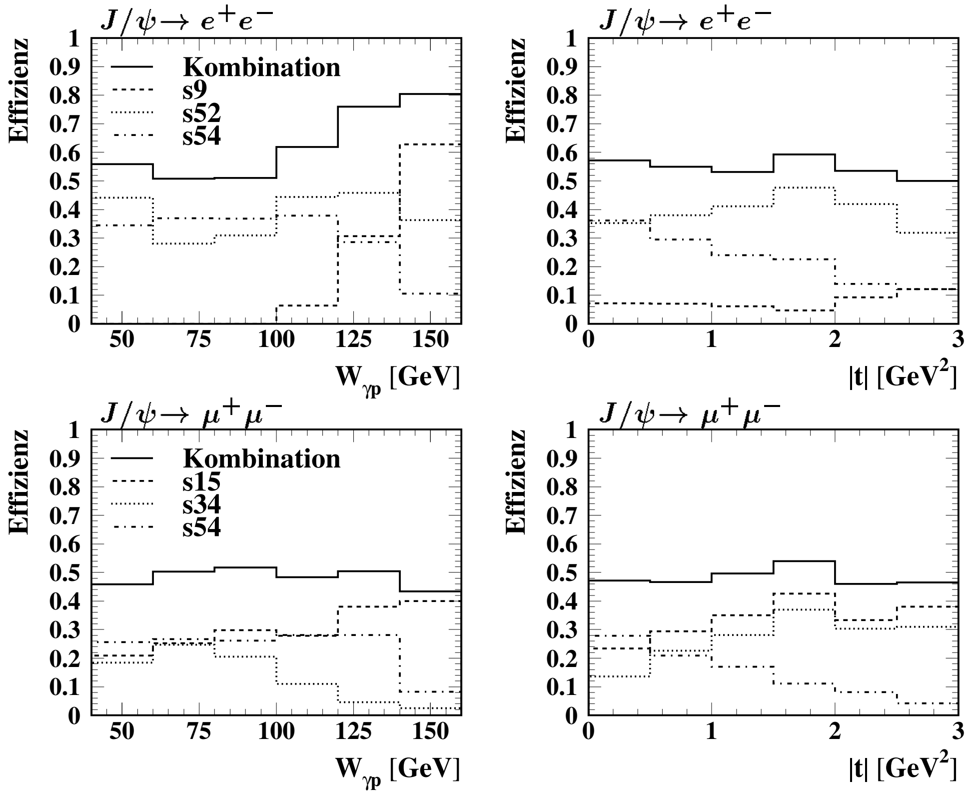


Abbildung 5.10: *Triggereffizienz für die Kombination der drei Trigger für den elektronischen (oben) und den myonischen (unten) Zerfallskanal als Funktion von $W_{\gamma p}$ und $|t|$. Die Skalierung der einzelnen Trigger wurde nicht berücksichtigt.*

diese Weise wird die Ereigniszahl berechnet, die man ohne Skalierungsfaktoren erhalten würde. In dieser Arbeit werden die so bestimmten Gewichte verwendet, um die Triggereffizienz in der Simulation zu reduzieren.

Die Methode zur Bestimmung der Ereignisgewichte wird im folgenden erläutert. Sei j die Nummer eines Ereignisses, das von dem Triggersystem erkannt werden soll und r_{ij} die Information, ob das jeweilige Triggerbit i unabhängig von der Skalierung gesetzt ist (*raw subtrigger*) mit:

$$r_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{wenn in Ereignis } j \text{ Triggerbit } i \text{ gesetzt ist} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Dann gilt für die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis j vom Trigger i mit dem Skalierungsfaktor d_{ik} in *Run* k akzeptiert wurde:

$$P_{ijk} = \frac{r_{ij}}{d_{ik}} \ .$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens einer der verwendeten Trigger das Ereignis akzeptiert, ergibt sich dann wie folgt zu:

$$P_{jk} = 1 - \prod_{i=1}^{N_{trig}} \left(1 - \frac{r_{ij}}{d_{ik}}\right) \ .$$

Da vor allem ab der Datennahmeperiode 1998 der Skalierungsfaktor eines Triggers stark variieren kann, wird innerhalb der Bereiche, in denen die Anforderungen eines Trigger konstant waren, jeder *Run* k entsprechend seiner Luminosität $\mathcal{L}_k$ berücksichtigt, und es wird ein mittleres Gewicht bestimmt:

$$w_j = \frac{\sum_{k=1}^{N_{Run}} P_{jk}\mathcal{L}_k}{\sum_{k=1}^{N_{Run}} \mathcal{L}_k} \quad .$$

Hierbei gibt N_{run} die Anzahl der Datennahmeabschnitte innerhalb eines Bereiches an. Die Triggereffizienz in der Monte Carlo Simulation wird nun unter Anwendung der Gewichte w_j reduziert. Die Abbildungen 5.11 und 5.12 zeigen, wieviele Ereignisse der endgültigen Selektion, die in Tabelle 7.2 aufgeführt wird, die einzelnen Trigger akzeptieren. Ereignisse, in denen mehrere Trigger angesprochen haben, werden hier also mehrmals berücksichtigt. Weiterhin ist die Vorhersage der Simulation dargestellt, die die Verteilungen wiedergibt. Die Zahlen in den Histogrammen geben den mittleren Skalierungsfaktor des jeweiligen Triggers an. Die Anzahl der Zeilen gibt die Zahl der verschiedenen Bereiche an, in die eine Datennahmeperiode eingeteilt wurde und in der die Triggeranforderungen konstant waren.

5.5 Vierte Triggerstufe

Die folgenden Punkte werden in der angegebenen Reihenfolge von der vierten Triggerstufe `L4` nacheinander abgearbeitet:

- **Monitor Trigger**: Ereignisse, die von diesen Triggern mit weichen Triggerbedingungen und hohen Skalierungsfaktoren akzeptiert wurden, werden auf jeden Fall auf Band gespeichert. Diese Trigger sollen es ermöglichen, z.B. die Effizienz von anderen Triggern oder Detektorkomponenten zu bestimmen.

- **Strahl-Gas-/Strahl-Wand-Ereignisse**: Es wird versucht, diesen hohen Untergrundanteil durch Schnitte auf den z-Vertex zu unterdrücken, sofern dieser rekonstruiert werden konnte. Ereignisse, die in diese Kategorie eingeteilt werden, erhalten einen Skalierungsfaktor von 100, d.h. jedes hundertste Ereignis wird auf Band aufgezeichnet.

- **Triggerverifikation**: Die Trigger, die das jeweilige Ereignis akzeptiert haben, werden anhand der rekonstruierten Daten überprüft. So muß z.B. zur Verifikation eines Myontriggers eine Spur im instrumentierten Eisen gefunden werden. Falls ein Trigger nicht verifiziert werden kann, wird dieser zurückgesetzt. Mit Hilfe von Triggern, die auf ein gestreutes Elektron im SpaCal ansprechen, wird die Effizienz dieser Verifikation für die einzelnen Trigger überprüft und zu über 99% bestimmt. Die Triggerverifikation wurde nur bis einschließlich 1997 durchgeführt.

- **Hard scale**: Es werden Schnitte auf Ereignisgrößen wie z.B. auf den Impulsübertrag Q^2, Teilchenspuren mit hohen Impulsen und hochenergetischen Jets angewendet, die darauf hindeuten, daß ein harter Subprozeß in der Reaktion stattgefunden hat. Erfüllt ein Ereignis diese Schnitte, so wird es von der *hard scale* akzeptiert.

- **Finder**: Von den einzelnen Arbeitsgruppen werden Programme geschrieben, die die physikalisch relevanten Ereignisse akzeptieren. In dieser Arbeit ist der sogenannte *High Mass Finder* wichtig, der Ereignisse mit schweren Vektormesonen akzeptiert.

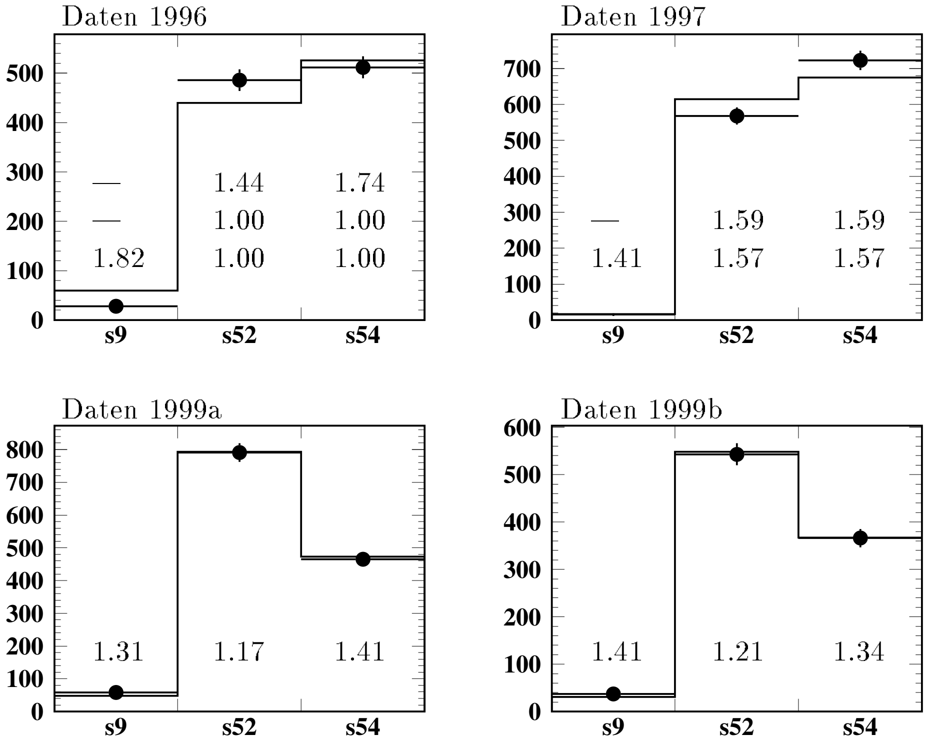


Abbildung 5.11: *Häufigkeit für das Ansprechen der drei Trigger für den* **elektronischen Zerfallskanal** *für die endgültige Selektion (Tabelle 7.2) verglichen mit der Simulation. Die Zahlen geben den mittleren Skalierungsfaktor des jeweiligen Triggers an, und die Anzahl der Zeilen steht für die verschiedenen Bereiche, in die eine Datennahmeperiode eingeteilt wurde.*

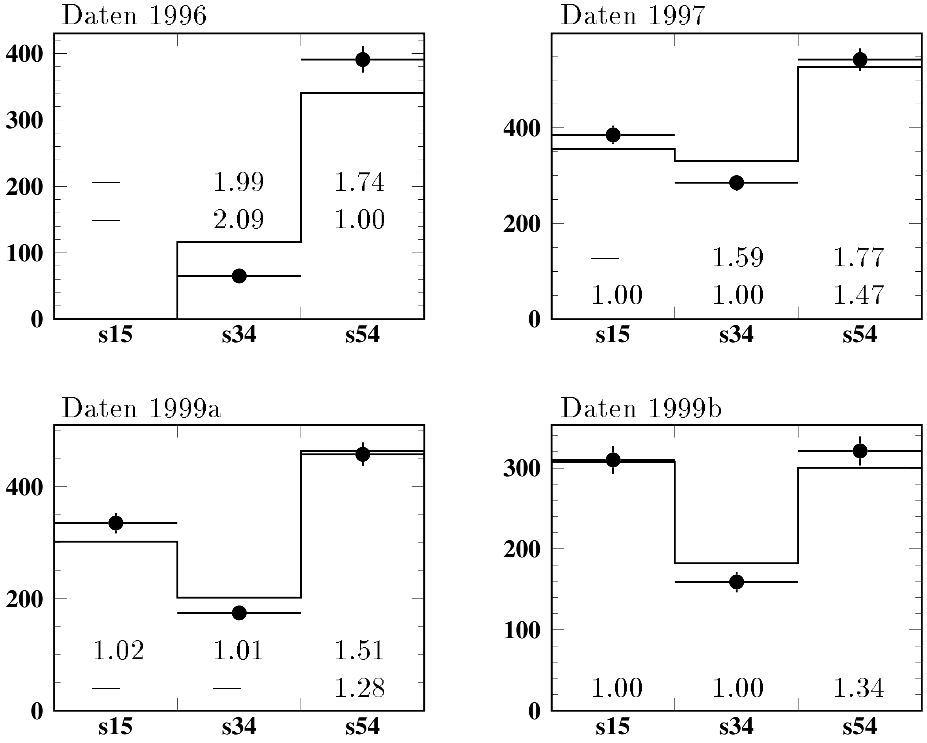


Abbildung 5.12: *Häufigkeit für das Ansprechen der drei Trigger für den* **myonischen Zerfallskanal** *für die endgültige Selektion (Tabelle 7.2) verglichen mit der Simulation. Die Zahlen geben den mittleren Skalierungsfaktor des jeweiligen Triggers an, und die Anzahl der Zeilen steht für die verschiedenen Bereiche, in die eine Datennahmeperiode eingeteilt wurde.*

- Ereignisse, die bis jetzt weder akzeptiert noch verworfen wurden, erhalten einen vom Impulsübertrag Q^2 abhängigen Skalierungsfaktor, der zwischen 1 und 60 variiert. Wenn das jeweilige Ereignis aufgezeichnet wird, erhält es den entsprechenden Skalierungsfaktor als Gewicht.

Seit 1998 werden auf der vierten Triggerstufe anstatt auf `L5` die Ereignisse in Physikklassen eingeteilt. Dazu muß eine fast vollständige Rekonstruktion durchgeführt werden, weil z.B. im *High Mass Finder* eine Leptonidentifikation vorgenommen wird. Ereignisse, die von diesem Finder akzeptiert wurden, gelangen in die Klasse `16`. Die verwendeten Schnitte sind im Anhang C angegeben. Da sich z.B. die Kalibrationskonstanten auf `L4` und `L5` voneinander unterscheiden können, kommt es zu Unterschieden zwischen den beiden Stufen. Nimmt man die Rekonstruktion auf `L5` als Referenz, so kann man mit Hilfe des Gewichtes des jeweiligen Ereignisses die Effizienz der vierten Triggerstufe bestimmen. Die Effizienz des *High Mass Finders* für die in dieser Arbeit verwendeten Selektionsschnitte für elastische J/ψ-Mesonen wurde kontinuierlich während der Datennahme geprüft und zu über 98% bestimmt. Für den systematischen Fehler dieser Triggerstufe wird ein Wert von 2% angenommen.

5.6 Systematischer Fehler

Abschließend gibt Tabelle 5.6 die systematischen Fehler für die einzelnen Trigger an. Diese wurden durch die quadratische Summe der systematischen Fehler der jeweiligen Triggerelemente bestimmt. Der angegebene Fehler enthält einen Fehler von 2% für die vierte Triggerstufe (Abschnitt 5.5).

Trigger	systematischer Fehler
`s9`	3%
`s15`	6%
`s34`	6%
`s52`	6%
`s54`	6%

Tabelle 5.6: *Systematischer Fehler der in dieser Arbeit verwendeten Trigger.*

Kapitel 6

Vorwärtsselektion

Ein weiterer wichtiger Aspekt der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse ist die zuverlässige Trennung von Ereignissen, in denen das Proton elastisch gestreut wird, und Ereignissen mit Protondissoziation. Hierzu werden zusätzlich zum vorderen Bereich des LAr-Kalorimeters zwei Detektoren in Vorwärtsrichtung verwendet. Der Proton-Remnant-Tagger (PRT) befindet sich in Protonrichtung 24 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt und dient zum Nachweis von Teilchen, die aus dem Aufbrechen des Protons stammen. Weiterhin wird das Vorwärts-Myon-System (FMD) verwendet, das für die Erkennung von hochenergetischen Myonen in Vorwärtsrichtung dient. Der FMD wird auch für die meisten diffraktiven Analysen verwendet, da Sekundärprodukte der Protonfragmente durch Wechselwirkungen mit dem Strahlrohr oder mit anderem Material in den FMD gelangen können. Daher hat auch dieser Detektor eine große Akzeptanz für die Erkennung von Ereignissen mit Protondissoziation. Für Ereignisse mit hoher invarianter Masse des Protonsystems oder für Ereignisse mit hohen Impulsüberträgen $|t|$ können die Zerfallsprodukte im LAr-Kalorimeter unter kleinen Polarwinkeln nachgewiesen werden.
Zu Beginn des Kapitels werden die Selektionsschnitte auf die Vorwärtsdetektoren erläutert, mit deren Hilfe die beiden Datensätze definiert werden:

1) Ereignisse ohne relevante Aktivität im Vorwärtsbereich
2) Ereignisse mit Aktivität im Vorwärtsbereich

Der erste Datensatz enthält vorwiegend Ereignisse, in denen das Proton elastisch gestreut wird, und der zweite im wesentlichen Ereignisse mit Protondissoziation. Der verbleibende Anteil des jeweils anderen Produktionsmechanismus an dem betrachteten Datensatz wird mit Hilfe einer Monte Carlo Simulation bestimmt. Dazu wird das Ansprechverhalten der Vorwärtsdetektoren in der Simulation mit den Daten verglichen und falls notwendig angepaßt. Diese Untersuchung stellt den Hauptteil dieses Kapitels dar.
In Abschnitt 6.2 wird das Rauschen in den Vorwärtsdetektoren untersucht, das einen Hauptgrund dafür liefert, daß elastische Ereignisse Aktivität im Vorwärtsbereich aufweisen. Danach wird das Ansprechverhalten der Detektoren getrennt und dann kombiniert betrachtet.

6.1 Selektionsschnitte

Um eine Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation zu erreichen, werden die folgenden Größen verwendet:

- **E_{LAr10}** :
  Diese Variable bezeichnet die Energiedeposition im LAr-Kalorimeter in einem Polarwinkelbereich von $\theta < 10°$.

- **N_{FMD}** :
  Diese Variable stellt die Anzahl der angesprochenen Doppellagen im Vorwärts-Myon-System (FMD) vor dem Toroiden dar. Eventuelle Treffer durch Zerfallsmyonen, die unter kleinen Polarwinkeln den FMD durchlaufen, werden nicht gezählt.

- **N_{PRT}** :
  Hiermit wird die Anzahl der angesprochenen Szintillatoren des Proton-Remnant-Taggers (PRT, Abbildung 6.3) bezeichnet. Von den insgesamt sieben Zählern wird nur eine Auswahl für die Vorwärtsselektion verwendet. Dieses wird in den nächsten Abschnitten motiviert.

Die verwendeten Schnitte auf die drei Größen sind in Tabelle 6.1 zusammengefaßt. Sind alle drei Schnitte erfüllt, so wird das Ereignis als ein Kandidat für die elastische Produktion angesehen. Ist mindestens einer der Schnitte nicht erfüllt, so wird von einer ausreichenden Aktivität in den Vorwärtsdetektoren ausgegangen, und es wird von einem Kandidaten für Protondissoziation gesprochen.

$E_{LAr10} < 0.75\,\mathrm{GeV}$
$N_{FMD} \leq 1$
$N_{PRT} = 0$

verwendete Szintillatoren des PRT:

1996	1997	1999a	1999b
0, 1, 2, 6	0, 1, 2	0, 1, 2	0, 1, 2, 4

Tabelle 6.1: *Zusammenfassung der Selektionsschnitte, um zwischen elastischen und protondissoziativen Ereignissen zu unterscheiden. Sind alle drei Schnitte erfüllt, wird das Ereignis als ein Kandidat für die elastische Produktion angesehen.*

6.2 Rauschen in den Vorwärtsdetektoren

Die im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Selektionsschnitte sind ein Kompromiß zwischen zum einen der effizienten Erkennung von Ereignissen mit Protondissoziation und zum anderen der Minimierung der Fehlidentifizierung von elastischen Ereignissen durch Rauschen in den Vorwärtsdetektoren. Das Rauschen wird in dieser Arbeit mit Hilfe von zwei verschiedenen Datensätzen bestimmt.

1) Ereignisse mit einem guten Protonkandidaten in den vertikalen Stationen des FPS (Abschnitt 2.2.4). Werden zusätzlich zwei Spuren im Zentralbereich verlangt, so steht ein weitgehend untergrundfreier Datensatz mit elastisch produzierten ρ Mesonen zur Verfügung. Dieser Datensatz wurde in [103] für das gesamte Jahr 1999 selektiert und analysiert.

2) Kosmische Myonen, die durch einen Schnitt auf den Öffnungswinkel in der rz-Ebene und durch einen Schnitt auf die Zeitmessung T_0 der zentralen Spurkammern selektiert wurden. Die Analyseschnitte gegen kosmische Myonen werden in Abschnitt 7.1.1 beschrieben

Für die Jahre 1996 und 1997 wird nur der Datensatz mit den kosmischen Myonen verwendet, während für das Jahr 1999 beide Datensätze zur Verfügung stehen.
Das Rauschen im LAr-Kalorimeter ist in der Simulation mit Hilfe von Ereignissen berücksichtigt, die durch Zufallstrigger aufgezeichnet wurden. Das Rauschen im FMD und PRT wird dagegen nicht simuliert und die daraus folgenden Ineffizienzen werden mit Hilfe der beiden Datensätze bestimmt (Tabelle 6.2). Innerhalb der Fehler zeigen die beiden verschiedenen Datensätze vergleichbare Werte, und es wird im folgenden der Mittelwert aus beiden verwendet. Es wurde überprüft, daß das Rauschen innerhalb der statistischen Fehler konstant über die jeweilige Datennahmeperiode ist. Für einen kurzen Bereich im Jahr 1996 wurde die Antwort des FMD auf Null gesetzt, da das Rauschen deutlich erhöht war. Die Werte für das Rauschen im PRT wurden nur mit den in Tabelle 6.1 angegebenen Zählkanälen bestimmt und können im folgenden vernachlässigt werden. Der Szintillator 5 hatte in der zweiten Hälfte von 1999 alleine einen Wert von fast 6% und wurde deswegen trotz hoher Effizienz nicht für die Analyse verwendet.

	Kosmische Myonen				FPS	
	1996	1997	1999a	1999b	1999a	1999b
$N_{FMD} > 1$ [%]	4.6 ± 0.4	6.8 ± 0.3	4.8 ± 0.4	4.1 ± 0.3	5.5 ± 0.4	4.9 ± 0.4
$N_{PRT} > 0$ [%]	0.1 ± 0.0	0.1 ± 0.0	0.1 ± 0.0	0.1 ± 0.0	0.2 ± 0.1	0.1 ± 0.0

Tabelle 6.2: *Mittleres Rauschen für die in Tabelle 6.1 angegebenen Schnitte auf den FMD und PRT.*

6.3 Überprüfung der Vorwärtsdetektoren

Zur Überprüfung der Detektorantwort werden wiederum Zwei-Spur-Ereignisse verwendet, in denen beide Spuren als Leptonen erkannt wurden. Es werden die gesamten Selektionsschnitte bis einschließlich Punkt **5** in Tabelle 7.2 angewendet. Weiterhin wird ein Schnitt auf die invariante Masse des J/ψ-Mesons durchgeführt und mit der Monte Carlo Simulation verglichen. Dabei wird eine Mischung aus Ereignissen verwendet, die mit `DIFFVM` und mit `LPAIR` jeweils für elastische und protondissoziative Produktion generiert wurden. Die Ereignisse des Generators `LPAIR` werden gemäß des vorhergesagten Wirkungsquerschnittes berücksichtigt. Die beiden Datensätze von `DIFFVM` werden mit gleichen Ereigniszahlen berücksichtigt, d.h. es wird davon ausgegangen, daß beide Produktionsmechanismen im betrachteten kinematischen Bereich den gleichen Wirkungsquerschnitt aufweisen.

6.3.1 Das LAr-Kalorimeter

In Abbildung 6.1 ist das Spektrum für die Gesamtenergie E_{LAr10} im Bereich $\theta < 10°$ gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999 aufgetragen. Es ist eine Übereinstimmung von Daten und Simulation zu erkennen. Ereignisse, die nicht im ersten Intervall von Abbildung 6.1 liegen ($E_{LAr10} > 0.75\,\mathrm{GeV}$), werden dem Datensatz für Protondissoziation zugeordnet.

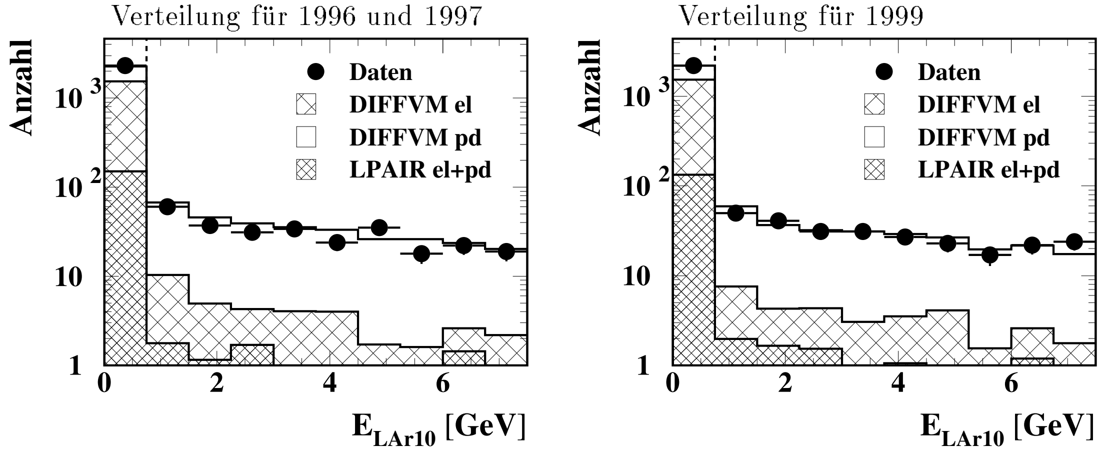


Abbildung 6.1: *Spektrum für die* **Gesamtenergie E_{LAr10}** *gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999. Die gestrichelte Linie gibt die Trennung zwischen Ereignissen ohne und mit relevanter Aktivität im LAr-Kalorimeter an.*

6.3.2 Der FMD

Abbildung 6.2 zeigt das Spektrum der Anzahl der angesprochenen Doppellagen des FMD vor dem Toroiden für die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999. Das in Abschnitt 6.2 gemessene Rauschspektrum wird verwendet, um die Simulation anzupassen, da das Rauschen anders als beim LAr-Kalorimeter nicht simuliert wird. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation zu erkennen. Ereignisse, die nicht in den ersten beiden Intervallen liegen ($N_{FMD} > 1$), werden als Kandidaten für Ereignisse mit Protondissoziation angesehen.
Für die Datennahmeperiode 1996 wurde innerhalb eines kurzen Bereiches die Detektorantwort nicht verwendet, da in diesem Bereich das mittlere Rauschen deutlich erhöht war. Zu Beginn der Datennahmeperiode 1997 (etwa 10% der Ereignisse) konnte der FMD ebenfalls nicht verwendet werden, da es bei der Detektorauslese zu Problemen durch Vermischung von verschiedenen Ereignissen kam.

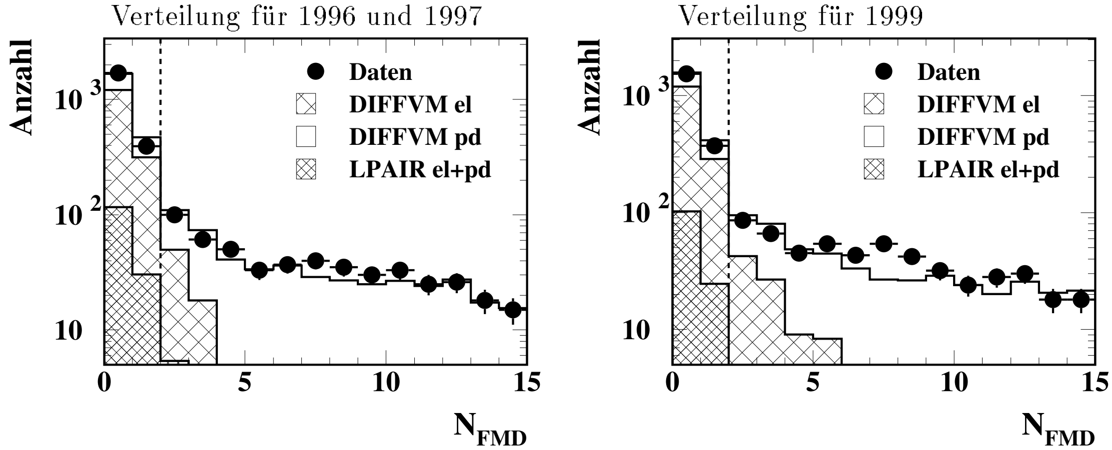


Abbildung 6.2: *Spektrum für die* **angesprochenen Doppellagen des FMD vor dem Toroiden N_{FMD}** *gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999. Dabei ist das in Abschnitt 6.2 gemessene Rauschspektrum verwendet worden, um die Simulation zu korrigieren. Die gestrichelte Linie gibt die Trennung zwischen Ereignissen ohne und mit relevanter Aktivität im FMD an.*

6.3.3 Der PRT

Die Beschreibung des Proton-Remnant-Taggers (Abbildung 6.3) in der Simulation ist auf Grund der komplexen Anordnung der Magnete vor dem Detektor kompliziert. Es muß daher die Akzeptanz der einzelnen Zählkanäle im Vergleich zwischen Simulation und Daten überprüft werden. Die teilweise notwendige Anpassung wird im folgenden beschrieben.
Im ersten Schritt wird die Ansprechwahrscheinlichkeit einzelner Zählkanäle unter der Voraussetzung bestimmt, daß Schauerpartikel den PRT erreichen. In der Simulation wird die Ansprechwahrscheinlichkeit zu 100% angenommen, falls ein Teilchen mit einer bestimmten Mindestenergie den jeweiligen Kanal trifft. Die Ansprechwahrscheinlichkeit kann jedoch sinken, wenn die Hochspannung der einzelnen Kanäle z.B. auf Grund einer zu hohen Rate reduziert wird. Um diese Effizienz zu bestimmen, werden im Zwei-Spur-Datensatz Ereignisse selektiert, bei denen 6 der 7 Szintillatoren des PRT angesprochen haben. Für den ersten Teil des Jahres 1999 muß diese Bedingung gelockert werden, da Kanal 5 gar nicht angesprochen hat, und die Kanäle 3, 4 und 6 sehr ineffizient sind. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ist in Abbildung 6.4 in der linken Spalte für die verschiedenen Datennahmeperioden zu erkennen. Zählkanäle, deren Effizienz unter 60% liegt, werden für die weitere Analyse ausgeschlossen. Die bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten der verwendeten Szintillatoren werden in der Simulation angepaßt.

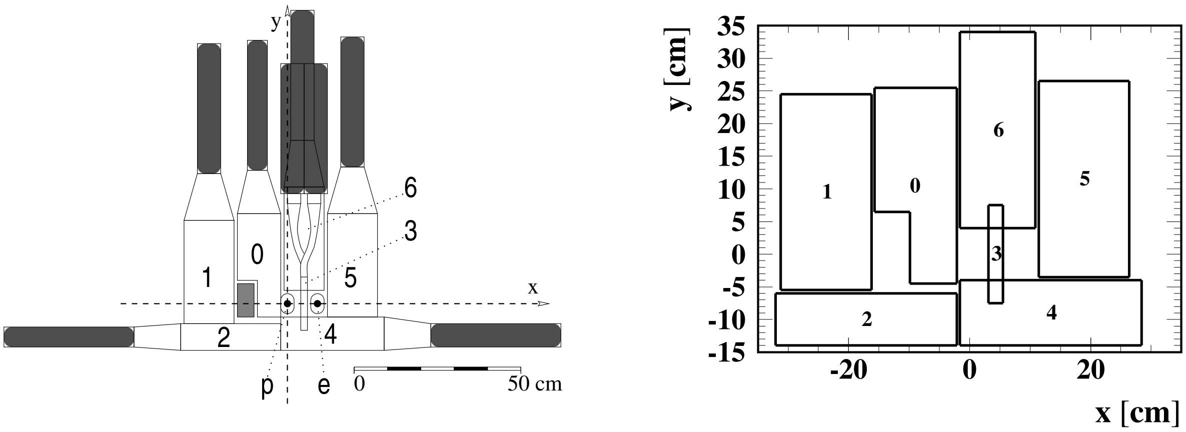


Abbildung 6.3: Links: *Der Aufbau des Proton-Remnant-Taggers (Abbildung aus [77]).* **Rechts**: *Abmessungen der einzelnen Szintillatoren des PRT. Der Nullpunkt der Abbildung liegt im Protonstrahl.*

Im nächsten Schritt wird die Akzeptanz einzelner Kanäle untersucht. Es wird verlangt, daß ein bestimmter Szintillator angesprochen hat. Auf Grund des niedrigen Rauschpegels des PRT können Untergrundereignisse vernachlässigt werden. Danach wird die Verteilung der übrigen Szintillatoren betrachtet. Zählkanäle, deren Ansprechhäufigkeit sich um mehr als 20% in Daten und Simulation unterscheiden, werden von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Dieses ist z.B. für den Kanal 3 der Fall, dessen Akzeptanz in der Simulation in allen vier Datennahmeperioden zu hoch ist. Die Simulation für die ersten drei Kanäle ist ausreichend gut. Für die Datennahmeperioden 1996 und 1999b können zusätzlich noch die Szintillatoren 6 bzw. 4 verwendet werden. Die Simulation dieser Kanäle wird an die Daten angepaßt, wobei in allen Datennahmeperioden die Akzeptanz des Kanals 2 erhöht und die Akzeptanzen der übrigen Kanäle reduziert werden müssen.
In der mittleren Spalte von Abbildung 6.4 sind die Verteilungen der einzelnen Szintillatoren des PRT und die Anzahl der Ereignisse, in denen kein (NT) bzw. mindestens ein Zählkanal (T) angesprochen hat, für alle Ereignisse des Zwei-Spur-Datensatzes dargestellt. Die Daten werden ausreichend gut von der Simulation beschrieben. In der rechten Spalte der Abbildung 6.4 ist

die Anzahl der angesprochenen Zählkanäle dargestellt. Ereignisse, die nicht im ersten Intervall liegen ($N_{PRT} > 0$), werden als Kandidaten für Ereignisse mit Protondissoziation angesehen. Auch diese Verteilung wird von der angepaßten Simulation gut wiedergegeben.

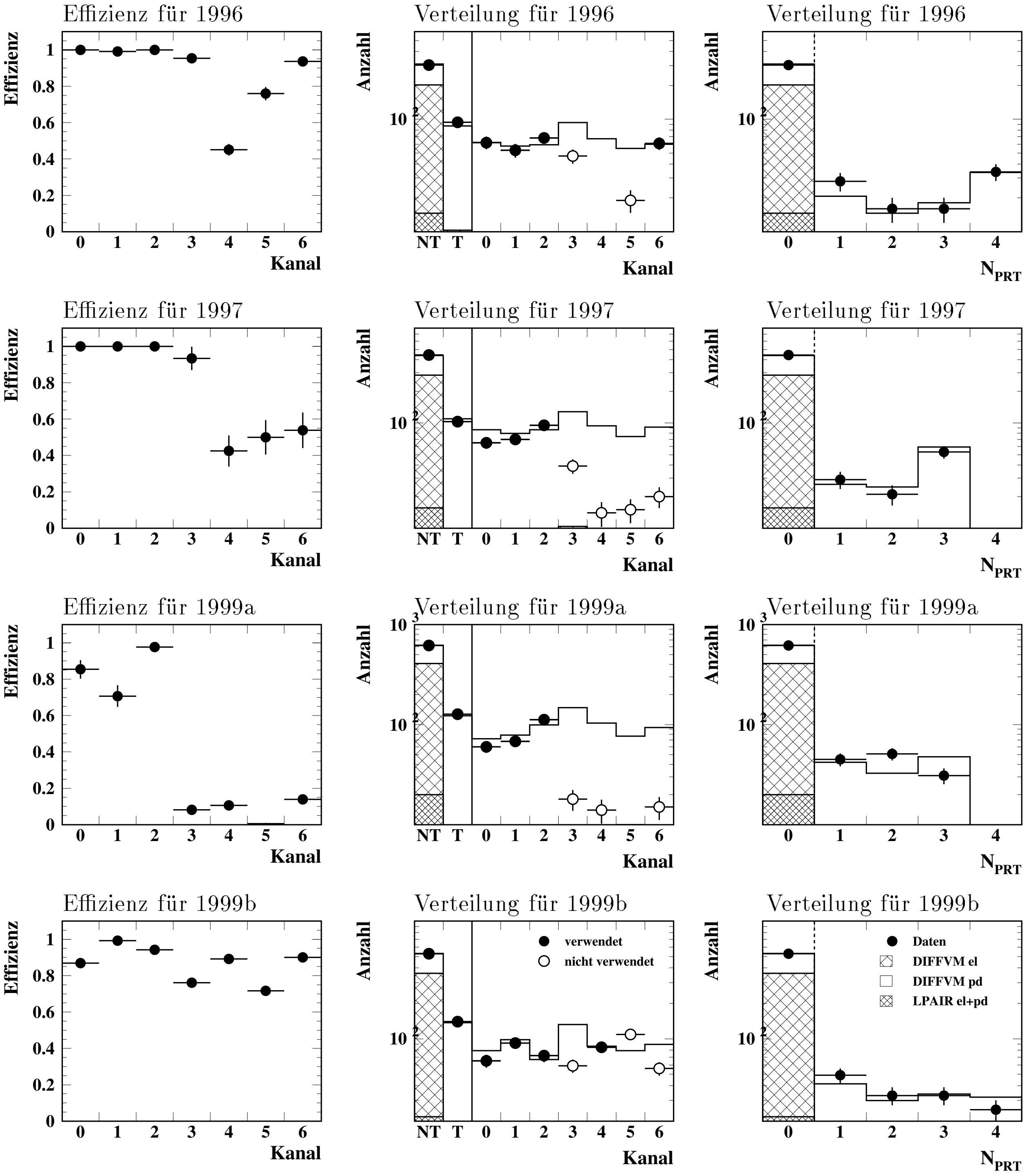


Abbildung 6.4: Effizienz und Verteilungen des PRT *getrennt nach Datennahmeperiode. Die linke Spalte zeigt die Effizienzen der einzelnen Zählkanäle. In der mittleren Spalte sind die Verteilungen der einzelnen Szintillatoren und die Anzahl der Ereignisse, in denen kein (NT) bzw. mindestens ein Zählkanal (T) angesprochen hat. Die rechte Spalte zeigt die Anzahl der angesprochenen Szintillatoren. Die Anpassung der Simulation an die Daten ist im Text beschrieben.*

6.3.4 Kombination der Vorwärtsdetektoren

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Vorwärtsdetektoren einzeln untersucht und mit der Monte Carlo Simulation verglichen. In diesem Abschnitt wird die Kombination aus allen drei Detektoren betrachtet.

Abbildung 6.5 zeigt die Effizienz für das Ansprechen der Vorwärtsdetektoren als Funktion der Masse des Protonsystems M_X. Während die Effizienzen für die Schnitte auf E_{LAr10} und N_{FMD} mit M_X ansteigen, ist die Effizienz für den Schnitt auf den PRT im wesentlichen konstant. Ab einer Masse von etwa 5 GeV liegt die Nachweiswahrscheinlichkeit über 95%.

Abbildung 6.6 zeigt den Anteil der Zwei-Spur-Ereignisse mit Aktivität im Vorwärtsbereich an dem gesamten Datensatz pro 200 nb^{-1}. Dabei wurden nur Ereignisse verwendet, die von Trigger `s54` akzeptiert wurden. Innerhalb einer Datennahmeperiode ist der Anteil der Ereignisse mit Vorwärtsaktivität mit Ausnahme der gekennzeichneten Bereiche mit Problemen einzelner Detektoren innerhalb des statistischen Fehlers konstant.

In Abbildung 6.7 ist die Häufigkeit des Ansprechens von den verschiedenen Vorwärtsdetektoren für Ereignisse des protondissoziativen Datensatzes aufgetragen. Es wurde eine Unterscheidung zwischen den verschiedenen Datennahmeperioden vorgenommen, und die Daten wurden mit simulierten Ereignissen mit Protondissoziation des Generators `DIFFVM` verglichen. Man erkennt, daß den Vorwärtsdetektoren in den einzelnen Datennahmeperioden unterschiedliche Bedeutung zukommt und daß die Simulation die Daten ausreichend beschreibt.

Die Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.4 wurden unter der Annahme gemacht, daß die Wirkungsquerschnitte für den elastischen und protondissoziativen Produktionsmechanismus in dem kinematischen Bereich gleich sind, d.h. die simulierten Datensätze des Generators `DIFFVM` wurden zu gleichen Teilen gemischt. Im folgenden werden für die einzelnen Datennahmeperioden die Verteilungen E_{LAr10}, N_{FMD} und N_{PRT} in den Daten statistisch mit der Vorhersage der Monte Carlo Simulation verglichen. Hierzu wird ein Kolmogorov-Test [104] durchgeführt, der die Wahrscheinlichkeit dafür liefert, daß die Verteilung in der Simulation mit den Daten übereinstimmt. Dieser Test wird für verschiedene Annahmen über das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte durchgeführt und ist in der Abbildung 6.8 dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt das Produkt der Wahrscheinlichkeiten für die einzelnen Detektoren an. Das Produkt ist für alle Datennahmeperioden verträglich mit der Annahme, daß die Wirkungsquerschnitte für die elastische und protondissoziative J/ψ-Produktion in dem betrachteten kinematischen Bereich in etwa gleich sind.

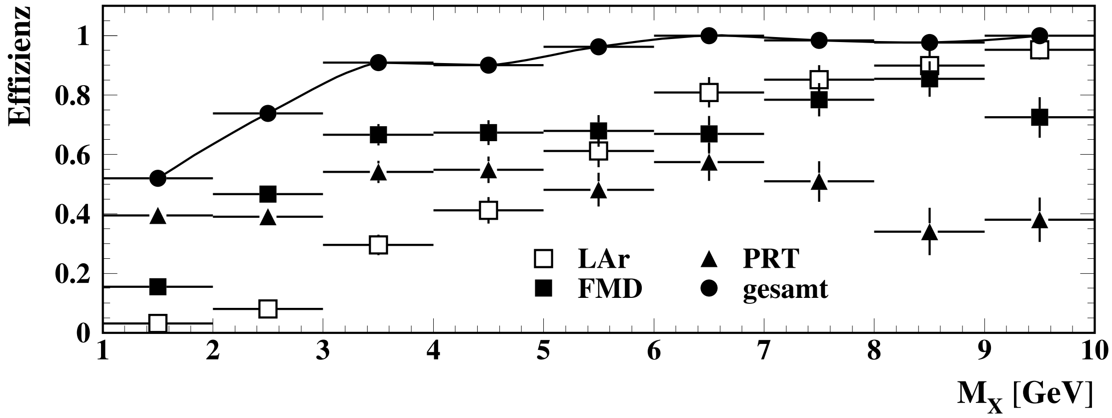


Abbildung 6.5: *Ansprechverhalten der Vorwärtsdetektoren als Funktion der Masse des dissoziierten Protonsystems M_X bestimmt mit Hilfe von Ereignissen des Generators* `DIFFVM`.

6.3.5 Die Spurselektion

Dissoziiert das Proton, so können bei hohen Massen des Protonsystems M_X und hohen Impulsüberträgen $|t|$ die Protonfragmente ins Spurkammersystem gelangen. Abbildung 6.9 zeigt die Auswirkung eines Schnittes auf die Spurmultiplizität. Dargestellt ist die Effizienz verschiedener Multiplizitätsschnitte als Funktion von M_X und $|t|$ bestimmt mit Ereignissen des Generators `DIFFVM`. Der Schnitt $N_{max} = 2$ bedeutet, daß außer den zwei Spuren der Zerfallsleptonen keine weiteren Spuren im gesamten Spurkammersystem nachgewiesen werden dürfen. Der Schnitt auf die Spuranzahl zeigt besonders im M_X-Spektrum eine deutliche Auswirkung. Werden auf der anderen Seite zu viele Spuren im Spurkammersystem zugelassen, so gelangen inelastisch produzierte J/ψ- bzw. ψ'-Mesonen in den Datensatz, die durch Photon-Gluon-Fusion erzeugt wurden. In dieser Arbeit wird eine weitere Spur zugelassen ($N_{max} = 3$) für den Fall, daß mindestens einer der Vorwärtsdetektoren angesprochen hat.

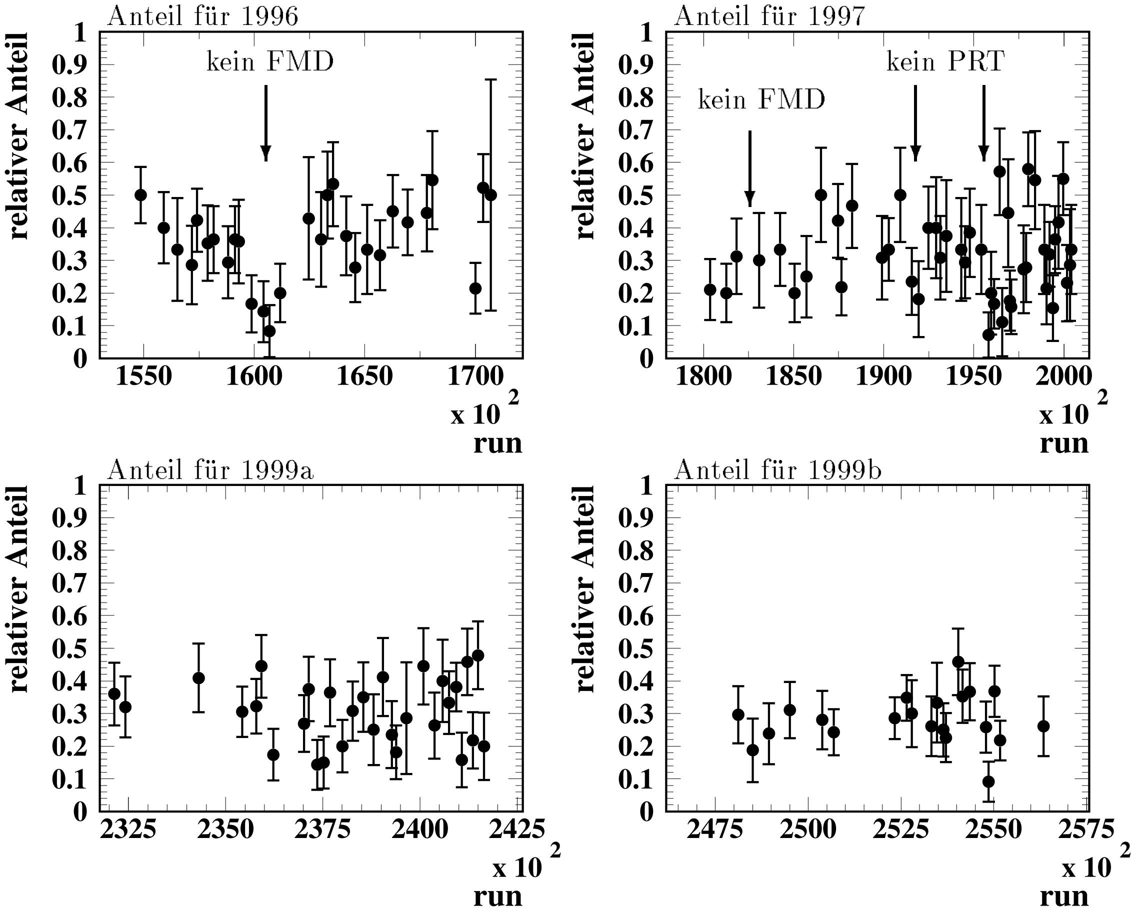


Abbildung 6.6: *Anteil der Ereignisse des Zwei-Spur-Datensatzes mit Aktivität in den Vorwärtsdetektoren am gesamten Datensatz pro* $200\,nb^{-1}$ *getrennt für die verschiedenen Datennahmeperioden. Dabei wurden nur Ereignisse verwendet, die von dem Trigger* `s54` *erkannt wurden.*

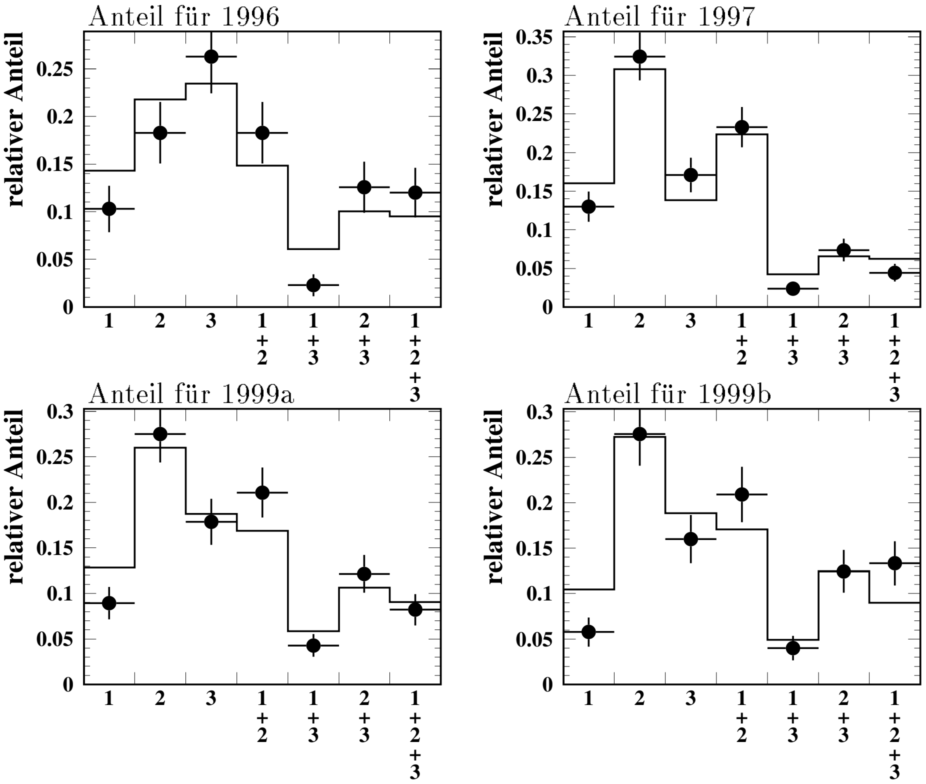


Abbildung 6.7: *Anteil der Ereignisse im protondissoziativen Datensatz mit Signal im* **1: LAr**, **2: FMD** *und* **3: PRT** *getrennt nach Datennahmeperiode im Vergleich mit der Simulation.*

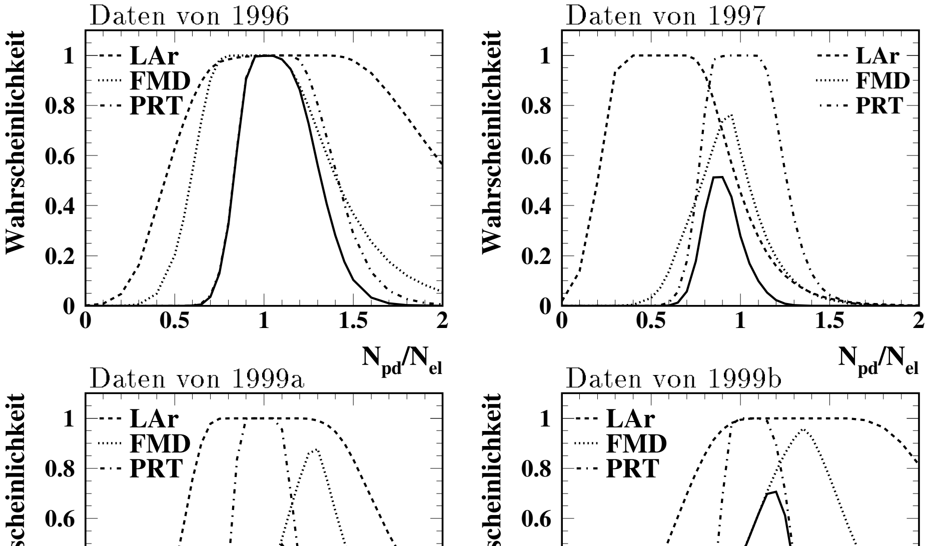


Abbildung 6.8: *Wahrscheinlichkeit für die Übereinstimmung der Verteilungen der Vorwärtsdetektoren in den Daten und der Simulation für verschiedene Annahmen über das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von elastischer und protondissoziativer J/ψ-Produktion bestimmt durch einen Kolmogorov-Test. Die durchgezogene Linie gibt das Produkt der einzelnen Wahrscheinlichkeiten an.*

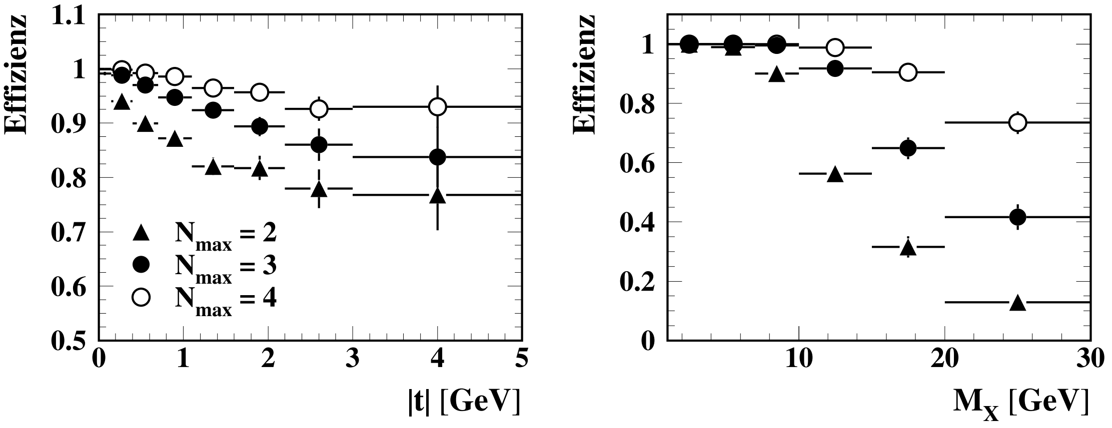


Abbildung 6.9: *Effizienz verschiedener Multiplizitätsschnitte als Funktion von $|t|$ und M_X. Dabei bedeutet $N_{max} = 2$, daß außer den beiden Zerfallsleptonen keine weiteren Spuren im gesamten Spurkammersystem nachgewiesen werden dürfen. Für den Fall, daß mindestens einer der Vorwärtsdetektoren angesprochen hat, wird in dieser Analyse eine weitere Spur ($N_{max} = 3$) zugelassen.*

6.4 Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation

Um die Wirkungsquerschnitte für die elastische Produktion und die Produktion mit Protondissoziation von J/ψ- bzw. ψ'-Mesonen zu bestimmen, werden die beschriebenen Schnitte auf die Vorwärtsdetektoren angewendet. Der verbleibende Anteil der protondissoziativen Ereignisse im Datensatz ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren und der elastischen Ereignisse mit Signal muß zuverlässig bestimmt werden. Hierzu werden zwei unterschiedliche Methoden verwendet, die verschiedene systematische Unsicherheiten aufweisen.

Methode 1

Der Anteil der jeweiligen Untergrundereignisse am betrachteten Datensatz wird mit Hilfe der Selektionseffizienzen aus der Simulation und mit einer Annahme über das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte σ_{pd}/σ_{el} in dem betrachteten kinematischen Bereich bestimmt. Die Untersuchungen der einzelnen Detektoren im vorhergehenden Abschnitt haben gezeigt, daß das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der beiden verschiedenen Produktionsmechanismen in dem betrachteten kinematischen Bereich etwa gleich ist. Um den systematischen Fehler dieser Methode zu bestimmen, wird dieses Verhältnis variiert.

Der Anteil der protondissoziativen Ereignisse an dem Datensatz ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren liegt abhängig von der Datennahmeperiode zwischen 15 – 20%. Der Anteil der elastischen Ereignisse mit Signal in den Vorwärtsdetektoren liegt bei etwa 10%.

Methode 2

Diese Methode verwendet ein lineares Gleichungssystem und wird in [105] näher beschrieben. Es werden lediglich die Selektionswahrscheinlichkeiten aus der Monte Carlo Simulation benötigt. Die Anzahl der Ereignisse ohne Signal im Vorwärtsbereich N_{notag} bzw. mit Signal im Vorwärtsbereich N_{tag} ist dann durch folgende Gleichungen gegeben:

$$\begin{pmatrix} N_{notag} \\ N_{tag} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon^{el}_{notag} & \epsilon^{pd}_{notag} \\ \epsilon^{el}_{tag} & \epsilon^{pd}_{tag} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_{el} \\ N_{pd} \end{pmatrix} . \tag{6.1}$$

Durch Matrixinversion werden dann die Anzahl der elastischen Ereignisse N_{el} und Ereignisse mit Protondissoziation aus den gemessenen Anzahlen N_{notag} und N_{tag} bestimmt. Ein Vorteil dieser

Methode ist, daß keine Annahme über das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gemacht werden muß. Ein Nachteil ist, daß das Verfahren auf Grund der kleinen nichtdiagonalen Wahrscheinlichkeiten ϵ^{pd}_{notag} und ϵ^{el}_{tag} zu numerischen Ungenauigkeiten bei der Matrixinversion führen kann. Aus diesem Grund wird für die Analyse die Methode 1 vorgezogen. Das Verfahren 2 dient zur Abschätzung des systematischen Fehlers der Trennung von elastischer und protondissoziativer Produktion (Abschnitt 7.3.3).

Kapitel 7

Ergebnisse zur diffraktiven J/ψ-Produktion

Nach der Diskussion der drei wesentlichen Bestandteile der Analyse:

- der Leptonerkennung (Kapitel 4)
- der Triggerselektion (Kapitel 5)
- der Trennung von elastischen und protondissoziativen Ereignissen (Kapitel 6)

werden in diesem Kapitel die Wirkungsquerschnitte der diffraktiven J/ψ-Produktion extrahiert. Zuerst wird ein Überblick über die Selektionskette gegeben, die ebenfalls für die Selektion von ψ'-Kandidaten, die im direkten elektronischen bzw. myonischen Kanal zerfallen, verwendet wird. Die Ergebnisse für ψ'-Mesonen werden in Kapitel 8 diskutiert. In Abschnitt 7.2 wird die Rekonstruktion der benötigten kinematischen Variablen erläutert und die Auflösung und die Reinheit der gewählten Intervalle bestimmt. In Abschnitt 7.3 wird auf die Bestimmung der später angegebenen Wirkungsquerschnitte eingegangen. Hierzu wird die Effizienz der gesamten Selektionskette und der zu erwartende Untergrund untersucht. In Abschnitt 7.4 wird die Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes getrennt für elastische J/ψ-Produktion und die Produktion mit Protondissoziation bestimmt. Zum Abschluß wird die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Impulsübertrag t am Proton-Vertex untersucht.

7.1 Selektion der J/ψ-Kandidaten

In Tabelle 7.2 wird die Selektion der Zwei-Elektron- bzw. Zwei-Myon-Ereignisse zusammengefaßt. In der rechten Spalte ist der Abschnitt angegeben, in dem der jeweilige Selektionsschritt beschrieben wurde. Die resultierenden Datensätze werden für die Analyse von J/ψ-Mesonen verwendet.
Tabelle 7.1 gibt einen Überblick über die integrierte Luminosität der vier für die Analyse verwendeten Datennahmeperioden. Es wird unterschieden zwischen der von HERA gelieferten und der

von H1 aufgezeichneten Luminosität nach Totzeitkorrektur. Von den aufgezeichneten Ereignissen werden wiederum nur Datennahmeabschnitte verwendet, in denen höchstens einer der wichtigen Detektorkomponenten nicht mit Hochspannung versorgt oder ausgelesen wurde (G+M: Datennahmeabschnitte mit guter oder mittlerer Qualität). Datennahmeabschnitte, in denen nur spezielle Triggerzusammensetzungen verwendet wurden (*minimum bias*), können nicht verwendet werden. Weiterhin werden Datennahmeabschnitte ausgeschlossen, in denen nicht alle für die Analyse verwendeten Detektorkomponenten funktionsfähig waren. Diese sind:

- das zentrale und vordere Spurkammersystem
- das LAr-Kalorimeter und das SpaCal
- das zentrale Myonsystem
- das Luminositätssystem

Die letzte Zeile in Tabelle 7.1 gibt den Anteil der Ereignisse an, der für die Analyse verwendet werden kann. Dieser Anteil ist bezogen auf die Datennahmeabschnitte mit guter oder mittlerer Qualität abzüglich der Bereiche mit speziellen Triggerbedingungen. Dieser Wert liegt für 1999b auf Grund des Ausfalls des Triggerelementes `zVtx_Cls` (Abschnitt 5.3.1) und der eingeschränkten Funktionalität der Spurkammern (Abschnitt 4.1) unter 40%. Insgesamt wird für alle vier Datennahmeperioden eine integrierte Luminosität von etwa 36.6 pb^{-1} verwendet.

Datennahmeperiode	1996	1997	1999a	1999b
von HERA geliefert	13299 nb^{-1}	32400 nb^{-1}	16791 nb^{-1}	25655 nb^{-1}
von H1 aufgezeichnet	8919 nb^{-1}	27344 nb^{-1}	15095 nb^{-1}	22273 nb^{-1}
G+M Bereiche	8648 nb^{-1}	23705 nb^{-1}	14209 nb^{-1}	20946 nb^{-1}
minimum bias	—	2687 nb^{-1}	—	4612 nb^{-1}
Analyse	6346 nb^{-1}	15342 nb^{-1}	8715 nb^{-1}	6201 nb^{-1}
Anteil an G+M	73.4%	73.0%	61.3%	38.0%

Tabelle 7.1: *Für diese Analyse verwendete integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ für die verschiedenen Datennahmeperioden. Auf die einzelnen Zeilen der Tabelle wird im Text näher eingegangen.*

Basierend auf dieser Vorselektion wird eine Auswahl an Triggern und Ereignisklassen getroffen, die in den Punkten **2** und **3** in Tabelle 7.2 zusammengefaßt ist.

Die Schritte 4 und 5 dienen zur Leptonerkennung, die in Kapitel 4 beschrieben wurde. Es wird verlangt, daß beide Leptonen entgegengesetzte Ladung haben und identifiziert wurden. Dieses reduziert zwar die Effizienz der Selektion, ist jedoch zur Untergrundreduktion durch fehlidentifizierte Hadronen vor allem für die Analyse der ψ'-Mesonen wichtig. Eine weitere Untergrundquelle für den myonischen Zerfallskanal sind kosmische Myonen. Die Unterdrückung dieser Ereignisse wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

Für die Analyse der elastischen Produktion wird verlangt, daß außer den Zerfallsleptonen keine weitere Spur gemessen wurde. Für Kandidaten mit Protondissoziation wird höchstens eine zusätzliche Spur im Polarwinkelbereich von $\theta < 10°$ zugelassen (Abschnitt 6.3.5). Die in Kapitel 6 beschriebenen Selektionsschnitte zur Trennung von elastischer und protondissoziativer Produktion sind unter Schritt 6 zusammengefaßt.

Der von der Analyse abgedeckte kinematische Bereich ist in Punkt `7` angegeben. Die Rekonstruktion der kinematischen Variablen wird in Abschnitt 7.2 beschrieben.

Nr.	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	**vergl. Abschnitt**
Datennahme			
1)	Auswahl geeigneter Datennahmeabschnitte		7.1
2)	`s15, s34, s54`	`s9, s52, s54`	5.2
3a)	L4-Klasse 16 für 1999		Anhang C und 5.5
3b)	L5-Klasse 18, 24 für 1996, 1997	L5-Klasse 17, 18 für 1996, 1997	
Leptonerkennung			
4)	Spurselektion für Leptonkandidaten: $20^\circ < \theta < 160^\circ$ $p_t > 0.8\,\mathrm{GeV}$ $\lvert z_{vtx}\rvert < 40\,\mathrm{cm}$		Anhang A und 4.1
4b)	Schnitte gegen kosmische μ	——	7.1.1
5)	$Q_\mu \geq 2$ oder Spur im Myonsystem	$Q_e \geq 2$ und $dE/dx > 1.1$	4.3 für μ 4.2 für e
Selektion diffraktiver Ereignisse			
6a)	elastische Kandidaten zwei identifizierte Leptonkandidaten entgegengesetzter Ladung keine weitere Spur $E_{LAr10} < 0.75\,\mathrm{GeV}$ und $N_{FMD} \leq 1$ und $N_{PRT} = 0$		Kapitel 6
6b)	protondissoziative Kandidaten zwei identifizierte Leptonkandidaten entgegengesetzter Ladung max. eine weitere Spur ($\theta < 10^\circ$) $E_{LAr10} > 0.75\,\mathrm{GeV}$ oder $N_{FMD} \geq 2$ oder $N_{PRT} \geq 1$		Kapitel 6
Kinematischer Bereich			
7)	$40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ $z > 0.95$ für protondissoziative Kandidaten (Schnitt `6b`) $\lvert t\rvert < 1.2\,\mathrm{GeV}^2$ für elastische Kandidaten (Schnitt `6a`) $\lvert t\rvert < 5\,\mathrm{GeV}^2$ für protondissoziative Kandidaten (Schnitt `6b`)		7.2

Tabelle 7.2: *Zusammenfassung der Selektionsschnitte*

7.1.1 Schnitte gegen kosmische Myonen

Die Ereignisse mit kosmischen Myonen, die die Wechselwirkungszone des Detektors passieren, stellen den Hauptuntergrund für die Zwei-Myon-Ereignisse dar. Ein Merkmal dieser Ereignisse im Gegensatz zu ep-Wechselwirkungen ist, daß die meisten nicht zeitgleich mit dem HERA-Takt, der die nominelle Strahlkreuzung von Elektron- und Protonstrahl angibt, in der zentralen Spurkammer gemessen werden, sondern zeitlich gleichverteilt den Detektor durchqueren. Durch einen Schnitt auf die Zeitmessung T_0 der CJC, können zeitversetzt im Detektor gemessene Teilchen verworfen werden.

Ein kosmisches Myon, daß den Detektor von oben nach unten im Bereich der Wechselwirkungszone durchquert, wird als zwei vom Vertex stammende Spuren mit unterschiedlicher Ladung rekonstruiert. Da sich beide Spuren gegenüberliegen, wird zur weiteren Reduktion des Untergrundes aus kosmischen Myonen der folgende Schnitt

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{180^\circ - \Delta\theta}{8^\circ}\right)^2 + \left(\frac{180^\circ - \Delta\phi}{4^\circ}\right)^2} > 1 \tag{7.1}$$

gemacht. Dabei stellen $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ die Winkel zwischen den beiden Spuren dar. Die obere Zeile von Abbildung 7.1 zeigt die Auswirkung der beiden Schnitte, die durch Linien dargestellt sind, auf die Verteilung der jeweils anderen Variablen für die Datennahmeperiode 1997. In der Abbildung sind diejenigen Ereignisse schraffiert dargestellt, die durch einen Schnitt auf die jeweils andere Variable verworfen werden. In der T_0-Verteilung erkennt man außerdem einen Schnitt, der während der Klassifikation auf `L5` durchgeführt wird. In Abbildung 7.1 in der unteren Zeile ist weiterhin der Schnitt auf die Variable ΔR in der $\Delta\theta$-$\Delta\phi$-Ebene dargestellt. Man erkennt eine Ereignishäufung bei hohem $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ verursacht durch die kosmischen Myonen. Zusätzlich ist die Ereignisverteilung in der $W_{\gamma p}$-$M_{\mu\mu}$-Ebene vor den Schnitten gegen kosmische Myonen dargestellt. Man erkennt neben der Ereignisanhäufung im Bereich der J/ψ-Masse deutlich die kinematische Region der kosmischen Myonen.

7.1.2 Massenspektrum

Abbildung 7.2 zeigt das Massenspektrum der Zwei-Elektron-Ereignisse nach der Selektionskette aus Tabelle 7.2, ohne daß zwischen den Kandidaten für elastische Ereignisse und Ereignissen mit Protondissoziation unterschieden wird. Da für die Massenrekonstruktion nur die Spuren und nicht die Energiedeposition in den Kalorimetern verwendet werden, erkennt man einen Ausläufer zu kleineren Massen, der durch Energieverluste durch Bremsstrahlung der Elektronen in den Spurkammern verursacht wird.

Zum Vergleich mit den Daten sind in Abbildung 7.2 Ereignisse der Monte Carlo Generatoren `DIFFVM` und `GRAPE` dargestellt (Abschnitt 3.3). Für die Signalregion des J/ψ-Mesons wurden Ereignisse des Generators `DIFFVM` verwendet, die auf die Anzahl der J/ψ-Mesonen normiert wurden. Um den radiativen Zerfall $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ zu simulieren, wurde `DIFFVM` mit dem Generator `PHOTOS` kombiniert. Die Ereignisse, in denen mindestens ein zusätzliches Photon im Endzustand generiert wurde, werden in der Abbildung hervorgehoben.

Weiterhin sind Ereignisse des Generators `GRAPE`, der die nichtresonante Erzeugung von Leptonpaaren durch den Austausch von zwei Photonen beschreibt, gemäß den vorhergesagten Wirkungsquerschnitten normiert eingezeichnet. In der Abbildung sind Ereignisse mit elastisch gestreutem Proton und Ereignisse mit dissoziiertem Proton dargestellt, wobei der protondissoziative Wirkungsquerschnitt etwa einen Faktor zwei niedriger ist. Ereignisse mit hohen Massen des

Protonsystems, den inelastisch gestreuten Protonen, wurden nicht verwendet, da der Wirkungsquerschnitt wiederum niedriger als der protondissoziative ist und damit vernachlässigt werden kann.

Das gesamte Massenspektrum wird von der Mischung der verschiedenen Datensätze der Generatoren zufriedenstellend wiedergegeben. In der oberen Ecke der Abbildung 7.2 ist die Differenz der Datenpunkte und der Verteilung der Simulation dargestellt. Der in dieser Arbeit verwendete Massenbereich von 2.4 GeV $< M_{ee} <$ 3.3 GeV ist hier durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Die Verteilung der Monte Carlo Vorhersage ist ein wenig zu höheren Werten hin verschoben.

Außerdem wurde eine Anpassung des Massenspektrums mit sieben freien Parametern durchgeführt, wobei die Untergrundverteilung durch eine Gerade genähert wurde (2 Parameter), was in dem betrachteten Massenbereich gut erfüllt ist. Für das Signal wird eine Gaußkurve verwendet (3 Parameter), die durch eine Exponentialfunktion für den Ausläufer zu kleinen Massen ergänzt wird (2 Parameter). Die Anpassung liefert einen Wert von $M_{ee} = (3.071 \pm 0.007)$ GeV für das Maximum und $\sigma_{ee} = (59 \pm 5)$ MeV für die Breite der Gaußfunktion.

Die Analyse der Zwei-Myon-Ereignisse gestaltet sich einfacher, da Energieverluste durch Bremsstrahlung auf Grund der höheren Masse vernachlässigt werden können. Abbildung 7.3 zeigt das Massenspektrum der Zwei-Myon-Ereignisse, wobei Kandidaten für elastische und protondissoziative Myonpaarerzeugung kombiniert wurden. Zum Vergleich mit der Verteilung der Daten werden für die Signalregion des J/ψ-Mesons Ereignisse des Generators `DIFFVM` verwendet, die auf die Anzahl der J/ψ-Mesonen in den Daten normiert wurden. Für den nichtresonanten Un-

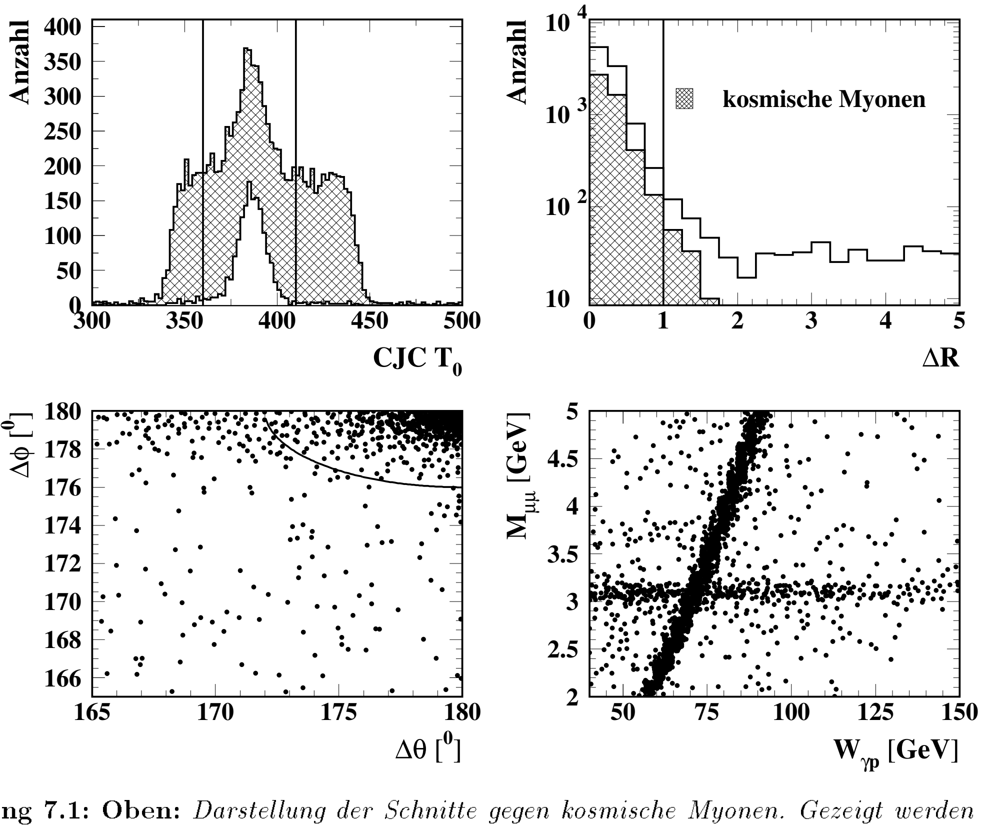


Abbildung 7.1: Oben: *Darstellung der Schnitte gegen kosmische Myonen. Gezeigt werden Daten des Jahres 1997. Die Schnitte auf die Zeitmessung T_0 in der CJC und auf die Variable ΔR sind durch durchgezogene Linien gekennzeichnet. Es sind diejenigen Ereignisse schraffiert dargestellt, die durch einen Schnitt auf die jeweils andere Variable verworfen werden.* **Unten:** *Darstellung des Schnittes auf ΔR in der $\Delta\theta$-$\Delta\phi$-Ebene und Ereignisverteilung in der $W_{\gamma p}$-$M_{\mu\mu}$-Ebene vor den Schnitten gegen kosmische Myonen.*

tergrund ist die Vorhersage des Monte Carlo Generators `LPAIR` dargestellt (Kapitel 3). In der rechten oberen Ecke der Abbildung 7.3 ist die Differenz der Datenpunkte und der Verteilung der Simulation dargestellt. Die Verteilung der Simulationen ist wiederum leicht zu größeren Werten hin verschoben. Der verwendete Massenbereich von $2.9\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$ ist mit senkrechten Linien gekennzeichnet.

Dargestellt ist ebenfalls eine Anpassung aus einer Geraden für den Untergrund (2 Parameter) und einer Gaußkurve für das J/ψ-Signal (3 Parameter). Diese liefert einen Wert von $M_{\mu\mu} = (3.095 \pm 0.002)\,\mathrm{GeV}$ für das Maximum der Gaußfunktion von einen Wert von $\sigma_{\mu\mu} = (54 \pm 1)\,\mathrm{MeV}$ für die Breite.

Im Vergleich mit dem Myonspektrum ist die Breite der Gaußkurve im Fall des Zwei-Elektron-Spektrums auf Grund der Bremsstrahlungsverluste etwas größer und das Maximum ist zu kleineren Werten hin verschoben.

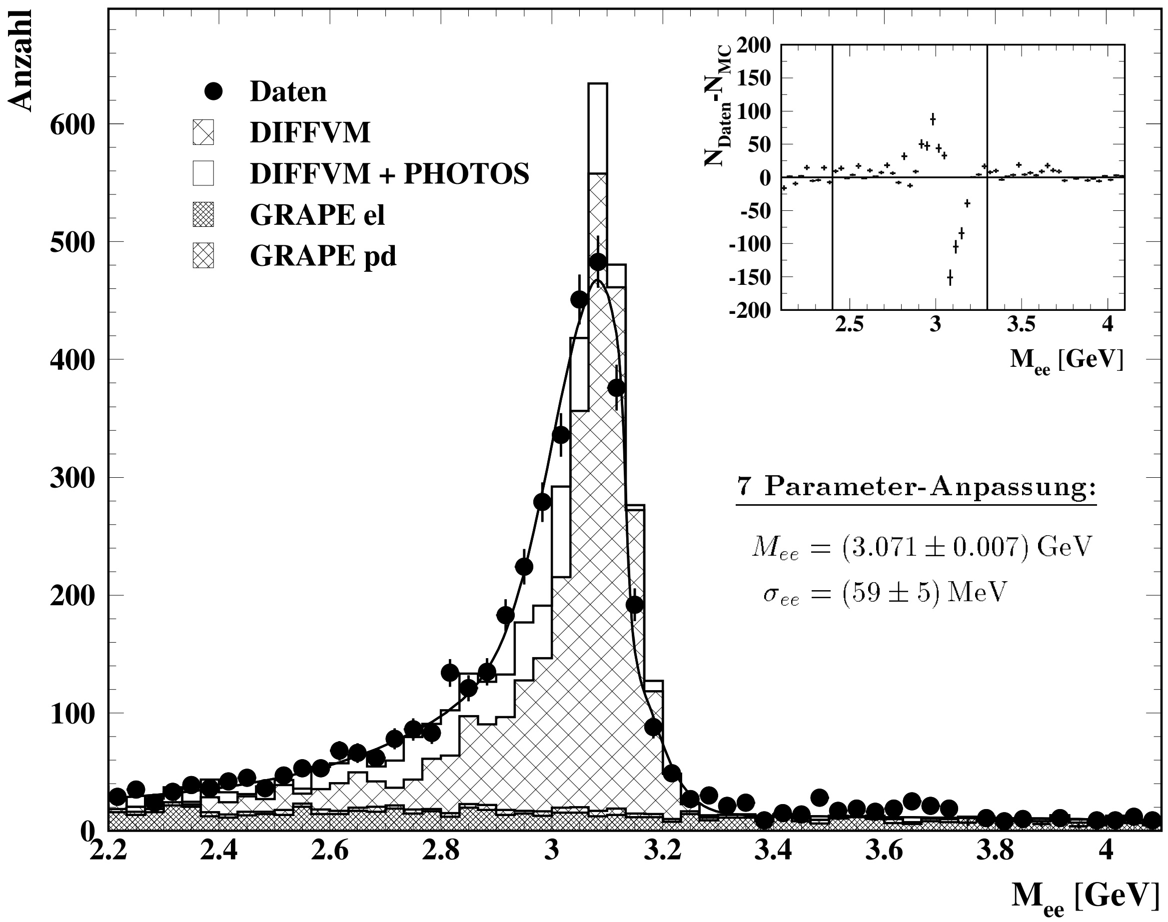


Abbildung 7.2: *Massenspektrum der* **Zwei-Elektron-Ereignisse**. *Die Simulation besteht aus einer Mischung von Ereignissen des Generators* `DIFFVM`, *der für den Fall der* J/ψ*-Mesonen durch den Generator* `PHOTOS` *erweitert wurde, um den Zerfall* $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ *zu simulieren, und Ereignissen des Generators* `GRAPE`, *die den nichtresonanten Untergrund beschreiben. Die Anpassung der Daten erfolgt durch eine Gerade für den Untergrund und durch die Kombination einer Gaußkurve und einer Exponentialfunktion für die Signalregion des* J/ψ*-Mesons. In der oberen Ecke ist die Differenz der Datenpunkte und der Verteilung der Simulation dargestellt.*

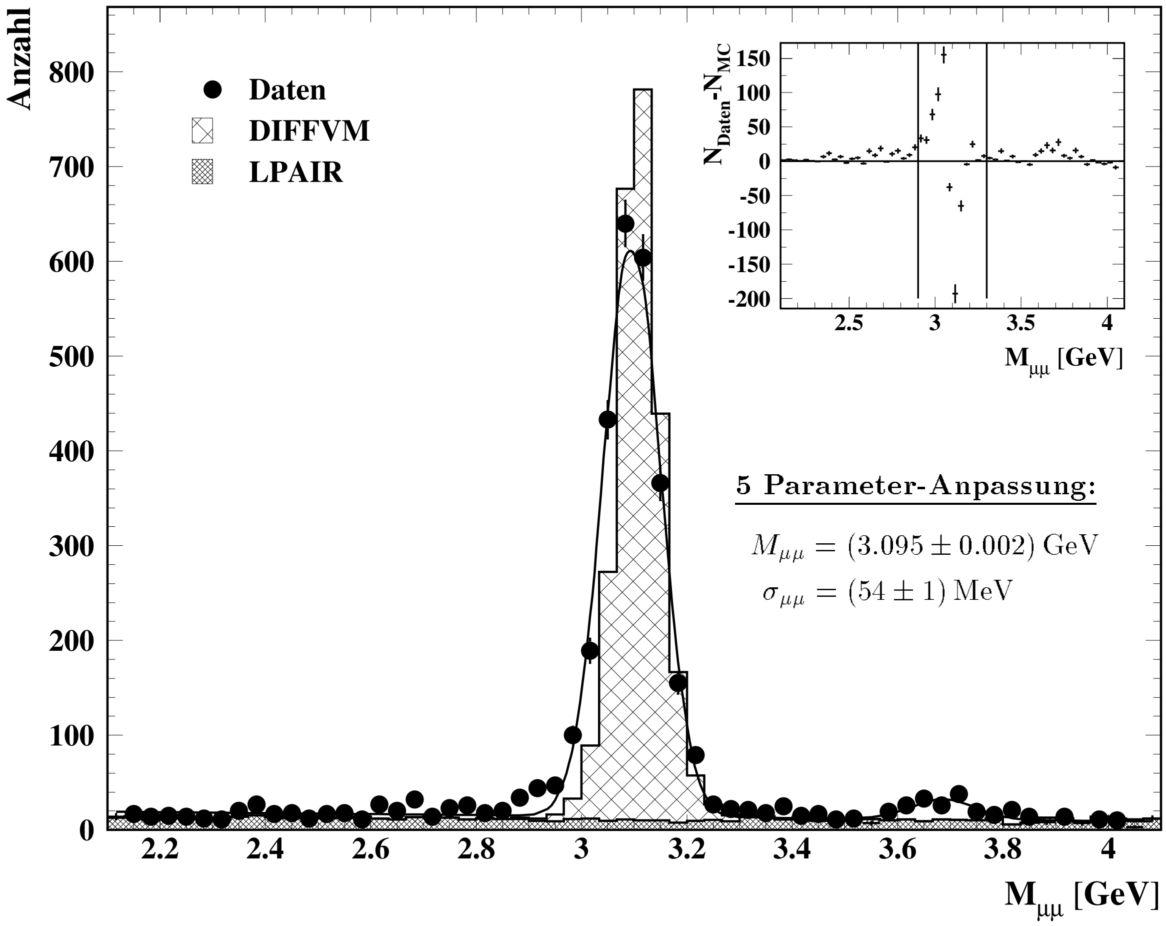


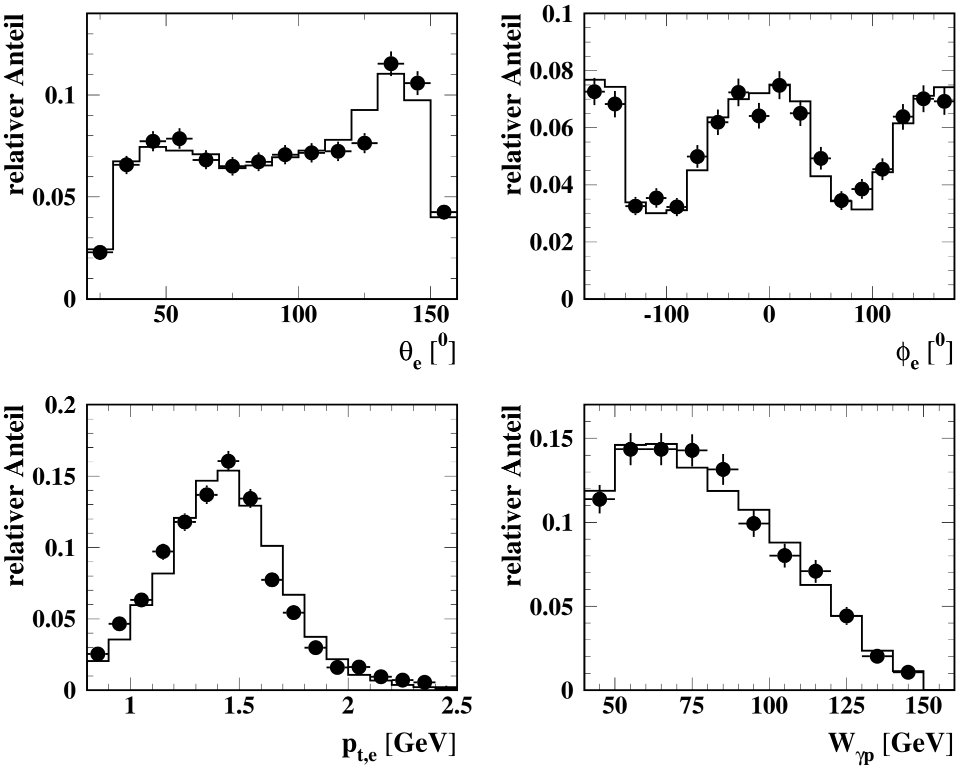
Abbildung 7.3: *Massenspektrum der* **Zwei-Myon-Ereignisse**. *Die Anpassung erfolgt durch eine Gerade und eine Gaußfunktion für die Signalregion. In der oberen Ecke ist die Differenz der Datenpunkte und der Verteilung der Simulation dargestellt.*

7.1.3 Vergleich von Daten und Simulation

In diesem Abschnitt werden charakteristische Verteilungen der Datensätze nach der gesamten Selektionskette aus Tabelle 7.2 mit simulierten Ereignissen des Generators `DIFFVM` verglichen. Dabei werden elastische Ereignisse und Ereignisse mit Protondissoziation mit gleichen Ereigniszahlen berücksichtigt, d.h. es wird davon ausgegangen, daß beide Produktionsmechanismen im betrachteten kinematischen Bereich den gleichen Wirkungsquerschnitt aufweisen. Für die Zwei-Myon-Ereignisse wurde die invariante Masse auf den Bereich $2.9\,\text{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.3\,\text{GeV}$ und für die Zwei-Elektron-Ereignisse auf den Bereich $2.8\,\text{GeV} < M_{ee} < 3.3\,\text{GeV}$ eingeschränkt. Der in dem Datensatz enthaltene nichtresonante Untergrund, der für den myonischen Kanal etwa 6% und für den elektronischen etwa 8% ausmacht, wird vernachlässigt.

In Abbildung 7.4 sind θ, ϕ und p_t der Elektronkandidaten und die Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999 aufgetragen. Das Histogramm für die Monte Carlo Simulation wurde auf die Anzahl der Einträge in den Daten normiert. Abbildung 7.5 zeigt dieselben Verteilungen für die Myonkandidaten. Die Verteilungen in den Daten werden gut von der Monte Carlo Simulation wiedergegeben. Dabei wurden die Ereignisse der Monte Carlo Simulation, die mit einer Abhängigkeit von $W_{\gamma p}^{0.96}$ generiert wurden, an die in [15] gemessene Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von $W_{\gamma p}^{0.83}$ angepaßt.

Datennahmeperiode 1996 und 1997



Datennahmeperiode 1999

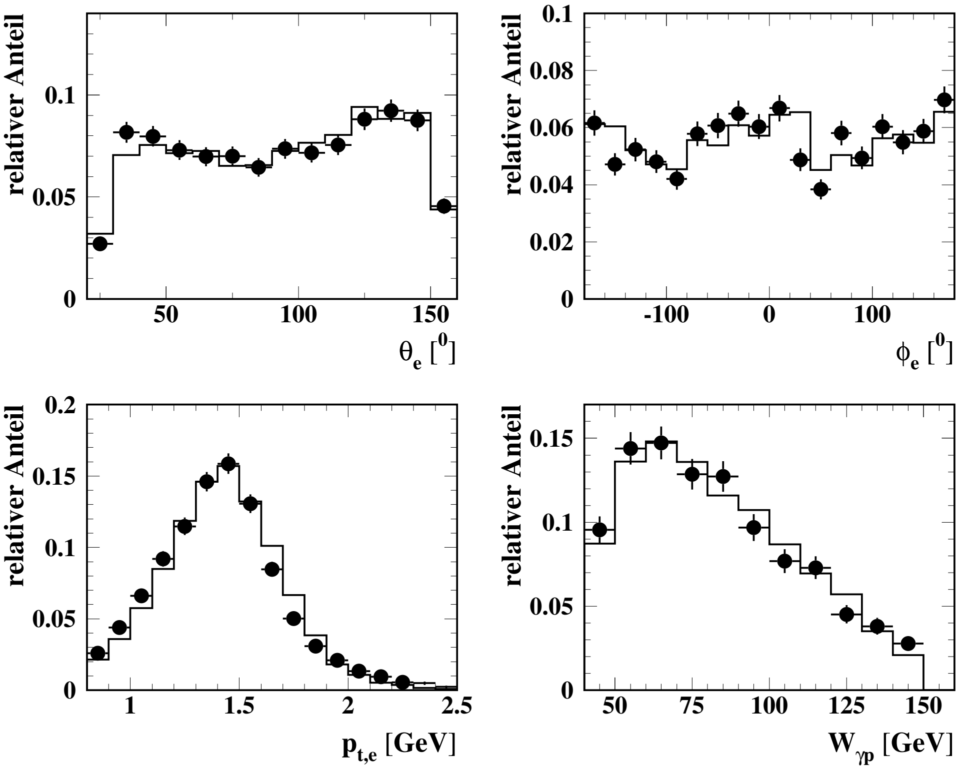
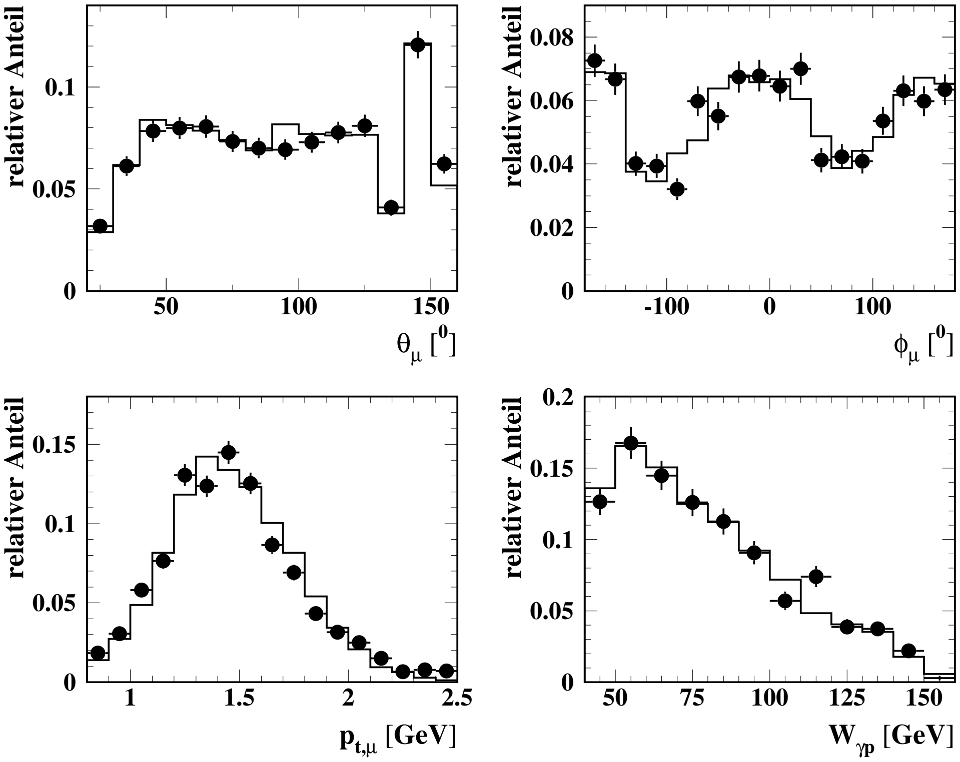


Abbildung 7.4: *Vergleich der* **Zwei-Elektron-Ereignisse** *im Massenbereich* $2.8\ GeV < M_{ee} < 3.3\ GeV$ *mit der Simulation des Generators* `DIFFVM`. *Dargestellt sind* θ, ϕ *und* p_t *der Elektronkandidaten und die Schwerpunktenergie* $W_{\gamma p}$ *gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999.*

Datennahmeperiode 1996 und 1997



Datennahmeperiode 1999

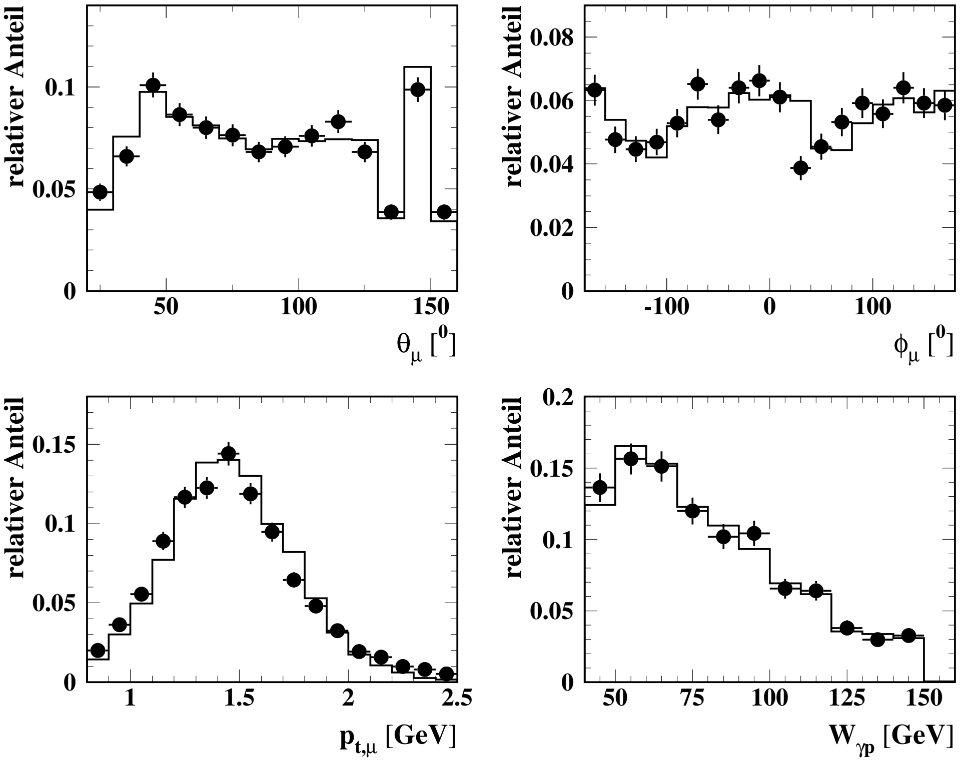


Abbildung 7.5: *Vergleich der* **Zwei-Myon-Ereignisse** *im Massenbereich* $2.9\,GeV < M_{\mu\mu} < 3.3\,GeV$ *mit der Simulation des Generators* `DIFFVM`. *Dargestellt sind* θ, ϕ *und* p_t *der Myonkandidaten und die Schwerpunktenergie* $W_{\gamma p}$ *gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999.*

7.2 Rekonstruktion der Kinematik

In diesem Abschnitt wird die Rekonstruktion der kinematischen Variablen y bzw. $W_{\gamma p}$ und t mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen des Generators `DIFFVM` untersucht. Weiterhin wird auf die Selektion von Ereignissen im Bereich der Photoproduktion ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$) eingegangen.

Rekonstruktion von y und $W_{\gamma p}$ in Photoproduktion

Die Variablen y und $W_{\gamma p}$ können, da das gestreute Elektron in Photoproduktion nicht im Detektor nachgewiesen wird, mit Hilfe der Methode von Jacquet und Blondel [106] aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden:

$$y = \frac{\sum(E-p_z)}{2E_e} = \frac{(E-p_z)_\psi + \sum_X(E-p_z)}{2E_e} = y_\psi + y_X \tag{7.2}$$

Dabei sind y_ψ bzw. y_X die Beiträge des J/ψ-Mesons und des im Detektor sichtbaren hadronischen Endzustandes. Mit E_e wird die Energie des einlaufenden Elektrons bezeichnet. Für den Fall $Q^2 \to 0$ ergibt sich aus Gleichung 1.5 die Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ zu:

$$W_{\gamma p} \approx \sqrt{ys} \tag{7.3}$$

Abbildung 7.6 zeigt die Auflösung von $W_{\gamma p}$ für die Kombination von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation für beide Zerfallskanäle. Die Auflösung wird mit Hilfe von zwei Gaußkurven bestimmt. Etwa 80% der Ereignisse besitzen eine $W_{\gamma p}$-Auflösung von 0.5 GeV und 20% eine Auflösung von 1.5 GeV. Diese Werte liegen deutlich unterhalb der kleinsten gewählten Intervallbreite von 8 GeV. Weiterhin ist die Reinheit der gewählten Intervalle gemittelt über elastische Ereignisse bzw. Ereignisse mit Protondissoziation dargestellt. Die Reinheit einer Meßgröße G in einem Intervall $G_1 < G < G_2$ ist definiert durch:

$$\text{Reinheit} = \frac{N(G_1 < G_{gen} < G_2 \wedge G_1 < G_{rek} < G_2)}{N(G_1 < G_{rek} < G_2)} \tag{7.4}$$

Dabei bezeichnen G_{gen} und G_{rek} die generierte bzw. rekonstruierte Meßgröße. In Abbildung 7.6 ist die Reinheit getrennt für den elektronischen und den myonischen Zerfallskanal dargestellt. Durch die schlechtere Impulsmessung der Zerfallselektronen, die durch Bremsstrahlung in den Spurkammern verursacht wird, liegt die Reinheit für den elektronischen Kanal abhängig vom Intervall bis zu 10% unterhalb des Wertes des myonischen Kanals.

Eine weitere Variable, die in dieser Analyse verwendet wird, ist die Elastizität z. Diese gibt im Protonruhesystem den Energiebruchteil an, den das J/ψ-Meson vom Photon erhält. Für die elastische J/ψ-Produktion gilt $z = 1$, während für Ereignisse, in denen das Proton aufbricht, $z < 1$ gilt. Unter Vernachlässigung der Protonmasse ergibt sich für die Elastizität:

$$z = \frac{P \cdot P_\psi}{P \cdot q} \approx \frac{y_\psi}{y}\,. \tag{7.5}$$

Abbildung 7.7 zeigt die Verteilung von z für J/ψ-Kandidaten mit Protondissoziation (Selektionsschritt `6b`) für die Datennahmeperiode 1997 verglichen mit der Monte Carlo Simulation. Um zu verhindern, daß Ereignisse aus der inelastischen J/ψ-Produktion durch Photon-Gluon-Fusion in den protondissoziativen Datensatz gelangen, wird ein Schnitt auf die Elastizität bei $z > 0.95$ durchgeführt. Analysen der inelastischen J/ψ-Produktion schränken normalerweise den kinematischen Bereich auf $z < 0.9$ ein. Der hier verwendete Schnitt verwirft etwa 7% der mit `DIFFVM` generierten Ereignisse mit Protondissoziation.

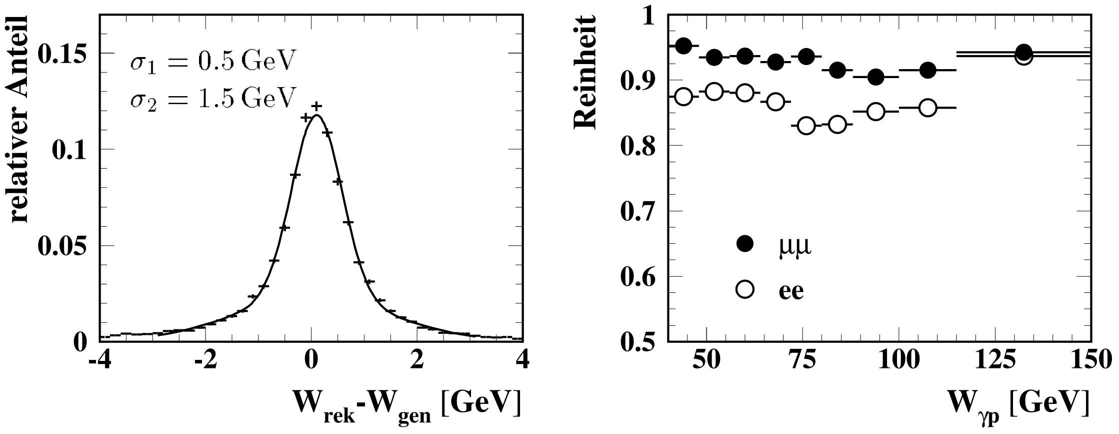


Abbildung 7.6: **Links:** *Die Auflösung von* $W_{\gamma p}$*, gemittelt über den myonischen und elektronischen Zerfallskanal. Die Anpassung erfolgte mit Hilfe von zwei Gaußkurven, deren Breite* $\sigma_1 = 0.5$ *GeV und* $\sigma_2 = 1.5$ *GeV betragen.* **Rechts:** *Reinheit der gewählten Intervalle getrennt nach elektronischem und myonischem Kanal.*

Rekonstruktion von t

Der Impulsübertrag t am Protonvertex kann mit Hilfe des Transversalimpulses $p_{t,\psi}$ des J/ψ-Mesons für Photoproduktion $Q^2 \to 0$ gemessen werden:

$$\begin{aligned} t = (P - P')^2 &= (P_\psi - q)^2 \\ &= M_\psi^2 - Q^2 - 2P_\psi \cdot q \\ &\approx -2E_\gamma(E_\psi + p_{z,\psi}) + M_\psi \\ &\approx -(E_\psi - p_{z,\psi})(E_\psi + p_{z,\psi}) + M_\psi \\ &= -p_{t,\psi}^2 \; . \end{aligned} \tag{7.6}$$

E_γ und E_ψ bezeichnen die Energien des Photons bzw. J/ψ-Mesons. Die Größen M_ψ und $p_{z,\psi}$ stellen die Masse und die z-Komponente des Impulses des Mesons dar.
Abbildung 7.8 zeigt die Auflösung von t und die Reinheit der gewählten Intervalle für elastische Ereignisse und Ereignisse mit Protondissoziation und gemittelt über den Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$.

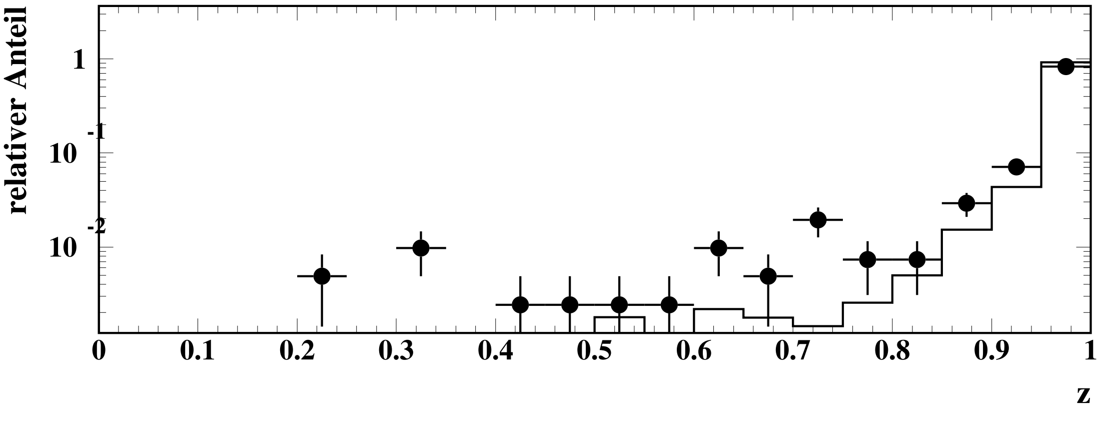


Abbildung 7.7: *Verteilung der Elastizität* z *für* J/ψ*-Kandidaten mit Aktivität in den Vorwärtsdetektoren (Selektionsschritt* `6b`*) verglichen mit Ereignissen des Generators* `DIFFVM` *mit Protondissoziation. Für die Analyse wird ein Schnitt bei* $z > 0.95$ *durchgeführt.*

Die Auflösung von t ist im elektronischen Kanal um etwa 6% schlechter als im myonischen, so daß sich die Reinheit für die elastischen Ereignisse um etwa 5 – 10% unterscheiden.

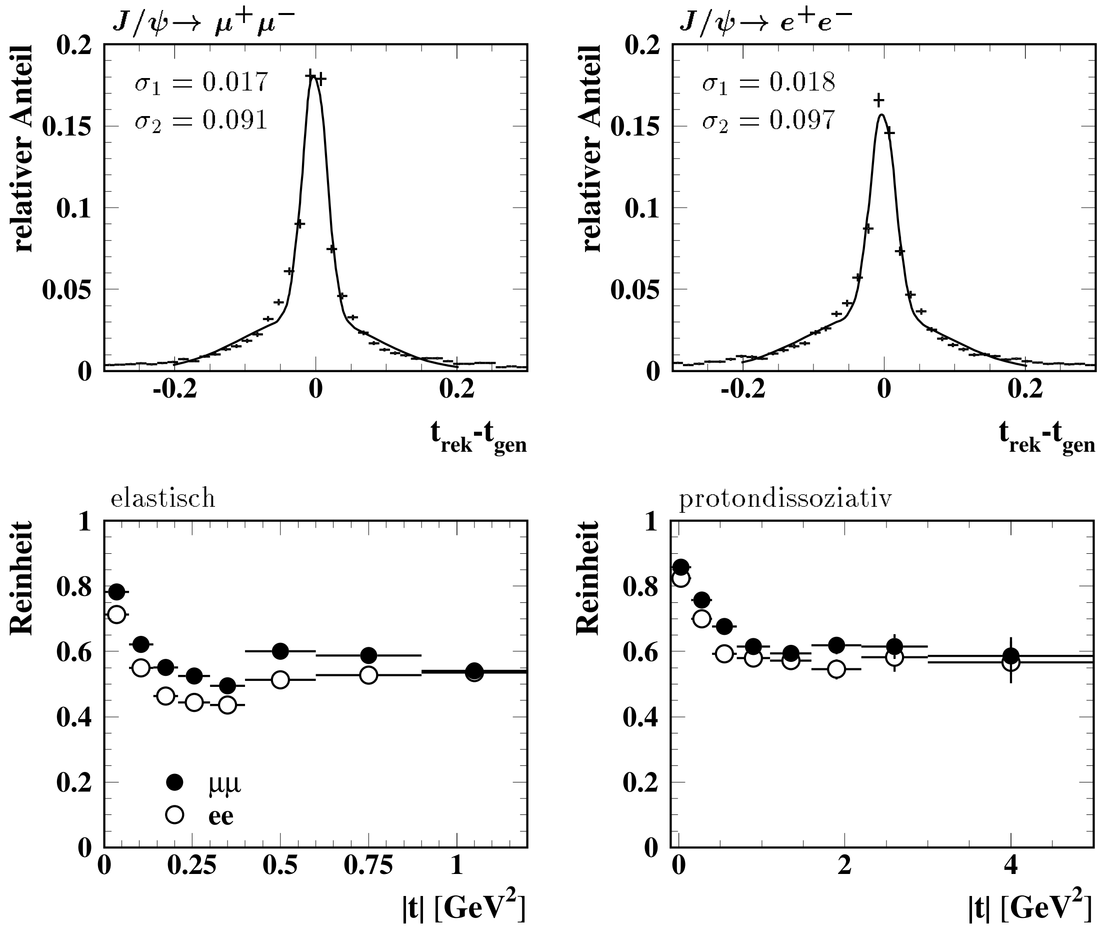


Abbildung 7.8: *Rekonstruktion von t. In der oberen Zeile ist die Auflösung von t gemittelt über elastische und protondissoziative Ereignisse für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal dargestellt. Die Anpassung erfolgte mit Hilfe von zwei Gaußfunktionen. In der unteren Zeile sind die Reinheiten der gewählten Intervalle getrennt nach elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation dargestellt.*

Selektion von Ereignissen der Photoproduktion

Ereignisse, die keine Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal von mindestens 8 GeV aufweisen, werden der Photoproduktion zugeordnet. Abbildung 7.9 links zeigt, daß dieser Schnitt die selektierten Ereignisse auf den Bereich $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ einschränkt. Weiterhin ist in dieser Abbildung die Effizienz für diesen Schnitt als Funktion von Q^2 angegeben. Der im Datensatz verbleibende Anteil von generierten Ereignissen mit $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ ist kleiner als 0.4%. Die Effizienz für den elektronischen Zerfallskanal unterscheidet sich im untersuchten $W_{\gamma p}$-Bereich nicht von dem myonischen Kanal, weil die Energien der Zerfallselektronen unterhalb von 8 GeV liegen (vergleiche Abbildung 4.5). Wird der Energieschnitt jedoch auf 4 GeV reduziert, so werden etwa 15% der Ereignisse mit einem Zerfallselektron im SpaCal verworfen.

Durch die Einschränkung des kinematischen Bereichs auf $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ liegt der mittlere Wert bei $\langle Q^2 \rangle = 0.055\,\mathrm{GeV}^2$.

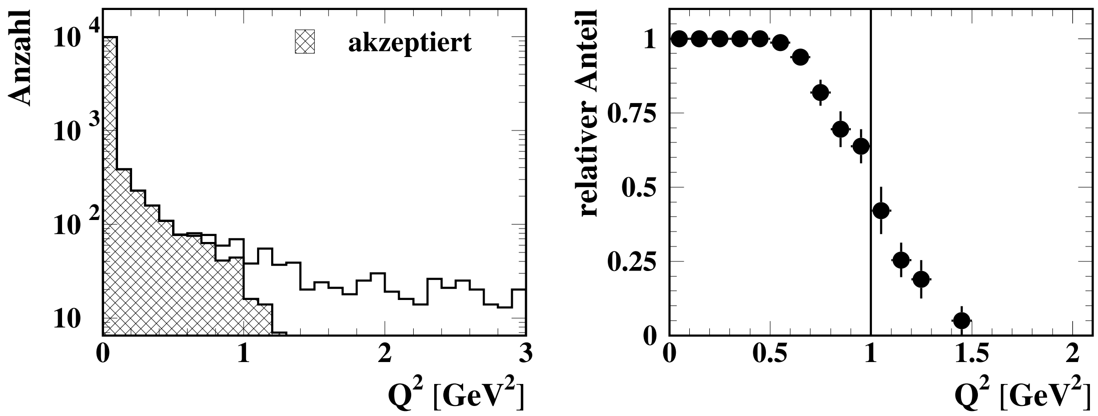


Abbildung 7.9: Links: *Das mit* `DIFFVM` *generierte Q^2-Spektrum. Die Ereignisse, die keine Energiedeposition im SpaCal von mindestens 8 GeV aufweisen und somit der Photoproduktion zugeordnet werden, sind schraffiert dargestellt.* **Rechts:** *Anteil der Ereignisse als Funktion von Q^2 ohne Energiedeposition im SpaCal. Zu erkennen ist, daß nur noch ein geringer Anteil an Ereignissen im Bereich $Q^2 > 1\,GeV^2$ akzeptiert wird.*

7.3 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Produktion $ep \to eJ/\psi p$ bzw. die Produktion mit Protondissoziation $ep \to eJ/\psi X$ berechnet sich gemäß:

$$\begin{aligned} \sigma(ep \to eJ/\psi p) &= \frac{N_{notag} \cdot (1 - f_{pd})(1 - f_{\psi'})}{\epsilon_{ges}^{el} \cdot BR \cdot \mathcal{L}} \\ \sigma(ep \to eJ/\psi X) &= \frac{N_{tag} \cdot (1 - f_{el})(1 - f_{\psi'})}{\epsilon_{ges}^{pd} \cdot BR \cdot \mathcal{L}} \end{aligned} \tag{7.7}$$

N_{notag} und N_{tag} bezeichnen die Anzahl der J/ψ-Kandidaten ohne bzw. mit Signal in den Vorwärtsdetektoren im Massenbereich des J/ψ-Mesons abzüglich des nichtresonanten Untergrundes. Die Bestimmung dieser Ereigniszahlen ist für die beiden Zerfallskanäle verschieden und wird in Abschnitt 7.3.1 beschrieben. Die gemessenen Ereigniszahlen N_{mess} müssen noch auf das Rauschen im FMD f_{noise}^{FMD} korrigiert werden, das nicht in der Simulation berücksichtigt wurde (Abschnitt 6.2):

$$\begin{aligned} N_{notag} &= N_{notag}^{mess} \cdot (1 + f_{noise}^{FMD}) \\ N_{tag} &= N_{tag}^{mess} - f_{noise}^{FMD} \cdot N_{notag}^{mess} \end{aligned} \tag{7.8}$$

Weiterhin bezeichnen die Größen f_{pd} und f_{el} den Anteil des jeweils anderen Produktionsmechanismus an dem betrachteten Datensatz. Als Alternative kann der Wirkungsquerschnitt mit Hilfe eines Gleichungssystems bestimmt werden. Dieses wird in Abschnitt 7.3.3 beschrieben.

Um die Gesamtzahl der Ereignisse zu erhalten, muß auf die Gesamteffizienz ϵ_{ges} korrigiert werden, die sich aus der Akzeptanz, der Selektions- und Triggereffizienz zusammensetzt und in Abschnitt 7.3.2 beschrieben wird.

Weiterhin wird die Zerfallswahrscheinlichkeit BR des betrachteten Zerfallskanals (Tabelle 1.1) und die integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ (Tabelle 7.1) benötigt. Der Anteil von ψ'-Ereignissen im Datensatz (Abschnitt 7.3.4) stellt nur noch eine kleinere Korrektur zum Wirkungsquerschnitt dar.

Bestimmung des γp-Wirkungsquerschnittes

Unter Verwendung des Flusses transversal polarisierter Photonen $\mathcal{F}_\gamma^T$ ist die Umrechnung des differentiellen ep-Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma_{ep}/dy\,dQ^2$ in den γp-Wirkungsquerschnitt in guter Näherung möglich (Abschnitt 1.2). Integriert man $d^2\sigma_{ep}/dy\,dQ^2$ über Q^2 und y:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot \mathcal{F}_\gamma^T(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}(y, Q^2) \ , \tag{7.9}$$

mit $Q^2_{min} = m_e^2 \cdot y^2/(1-y)$, und definiert man den integrierten Fluß von transversal polarisierten Photonen mit

$$\mathcal{F}_\gamma = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot \mathcal{F}_\gamma^T(y, Q^2) \ , \tag{7.10}$$

so gilt für die gemittelten Werte $\langle y \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ die Beziehung:

$$\sigma_{ep} = \mathcal{F}_\gamma \cdot \sigma_{\gamma p}(\langle y \rangle, \langle Q^2 \rangle) \ . \tag{7.11}$$

Diese Beziehung ermöglicht die Umrechnung des ep-Wirkungsquerschnittes in einem y-Q^2-Intervall in einen γp-Wirkungsquerschnitt, der für die mittleren Werte $\langle y \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ bzw. $\langle W_{\gamma p} \rangle$ und $\langle Q^2 \rangle$ gegeben ist. Dabei wird die Annahme $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{0.85}$ gemacht.

7.3.1 Bestimmung der Ereigniszahl

Die Methode zur Bestimmung der Ereigniszahl unterscheidet sich für den elektronischen und den myonischen Zerfallskanal. Das Massenspektrum der Zwei-Myon-Ereignisse wird durch eine Funktion bestehend aus einer Gaußkurve für das J/ψ-Signal und einer Geraden für den nichtresonanten Untergrund angepaßt (Abbildung 7.3). Bei der Anpassung in den einzelnen $W_{\gamma p}$- bzw. $|t|$-Intervallen wird die Position und die Breite der Gaußkurve auf den aus dem Gesamtsignal bestimmten Werten festgehalten. Die Anzahl der Ereignisse $N_{J/\psi}$ wird durch die Ereigniszahl im Signalbereich von $2.9\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$ abzüglich des nichtresonanten Untergrundes bestimmt, der bei der durchgeführten Anpassung durch eine Gerade parametrisiert wurde. Diese Methode wird der Verwendung der Zahl der Ereignisse unterhalb der Gaußkurve vorgezogen, da durch kleine Ausläufer des Massenspektrums zu niedrigen Werten, die u.a. durch eine schlechtere Spurauflösung verursacht werden, das Maximum der Verteilung ein wenig unterschätzt wird (Abbildung 7.3). Der Unterschied der beiden Methoden liegt bei etwa 2% und wird als systematischer Fehler für die Bestimmung der Ereigniszahl für den myonischen Kanal verwendet.

Im Falle der Zwei-Elektron-Ereignisse wird die Vorhersage des Monte Carlo Generators `GRAPE` verwendet, um den nichtresonanten Untergrund von den Ereignissen in der Signalregion von $2.4\,\mathrm{GeV} < M_{ee} < 3.3\,\mathrm{GeV}$ abzuziehen. In dieser Signalregion liegen etwa 90% der Ereignisse, was mit Hilfe der Kombination der Generatoren `DIFFVM` und `PHOTOS` bestimmt wurde. Diese Ineffizienz wird in der später beschriebenen Selektionseffizienz berücksichtigt. Diese Methode zur Ereigniszahlbestimmung wird einer Anpassung vorgezogen, da diese in Intervallen mit wenig Einträgen zu großen Fehlern führt. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers werden zum einen der Wert aus der Anpassung des Massenspektrums mit einer Gaußkurve und einer Exponentialfunktion verwendet. Zum anderen wird eine andere, asymmetrische Anpassungsfunktion der folgenden Form in Verbindung mit einer Geraden für den nichtresonanten Untergrund benutzt:

$$f(m) = a \cdot \exp\left(-\frac{(m - M_\psi)^2}{2 \cdot \sigma^2 + 0.25 \cdot b \cdot (|m - M_\psi| - (m - M_\psi))}\right) \ . \tag{7.12}$$

Nach dem Zählen der Ereignisse in der Signalregion wird der durch die Anpassung bestimmte Untergrund abgezogen. Der resultierende systematische Fehler ist größer als beim myonischen Kanal und liegt abhängig von der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ zwischen $4-5\%$. Es wird bei kleiner und großer Schwerpunktenergie der höhere Wert von 5% gewählt, da bei kleinen und großen Polarwinkeln die Elektronen vom Wechselwirkungspunkt zum Kalorimeter mehr Materie durchqueren, so daß die Energieverluste durch Bremsstrahlung größer werden. Daher sind die Ausläufer zu kleineren invarianten Massen hin in diesem Bereich größer.

7.3.2 Akzeptanz und Selektionseffizienzen

Die zur Korrektur der Anzahl der J/ψ-Mesonen benötigte Effizienz:

$$\epsilon_{ges} = \epsilon_{akz} \cdot \epsilon_{sel} \cdot \epsilon_{trig} \tag{7.13}$$

setzt sich zusammen aus der Akzeptanz ϵ_{akz}, der Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel} und der Triggereffizienz ϵ_{trig}. Diese werden mit Hilfe von Ereignissen des Monte-Carlo Generators `DIFFVM` bestimmt.

Die geometrische Akzeptanz ϵ_{akz} beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß sich im betrachteten kinematischen Bereich beide Zerfallsleptonen im Polarwinkelbereich von $20° < \theta < 160°$ befinden. Die so definierte Akzeptanz ist leicht unterschiedlich als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ zwischen den Jahren 1997 und 1999, da sich die Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$ geändert hat. Die Akzeptanz ist für elastische Ereignisse und Ereignisse mit Protondissoziation annähernd gleich und hängt von der Zerfallswinkelverteilung der Leptonen ab. Um den systematischen Fehler zu bestimmen, wird die Zerfallswinkelverteilung $W(\cos\theta^*) \propto (1+\alpha\cos^2\theta^*)$ im Bereich zwischen $\alpha = 0.75 - 1.25$ variiert. Dadurch werden die Unsicherheiten der Messungen in [82, 16] berücksichtigt. Der hierdurch bestimmte Fehler ist abhängig von der Schwerpunktenergie und liegt zwischen 1% in den mittleren Intervallen und steigt bis auf 3% im untersten und obersten $W_{\gamma p}$-Intervall an.

Die Selektionseffizienz ϵ_{sel} beinhaltet die Leptonerkennung, die sich zwischen elastischen und protondissoziativen Ereignissen nicht unterscheidet, und die Effizienz der restlichen Selektionsschnitte (Punkte 4 bis 6 in Tabelle 7.2). Für den elektronischen Kanal ergibt sich eine Ineffizienz durch die Methode der Bestimmung der Ereigniszahlen, da nur etwa 85% der Ereignisse in dem in Abschnitt 7.3.1 definierten Signalbereich liegen. Der systematische Fehler der Selektionswahrscheinlichkeit wird durch die quadratische Addition des systematischen Fehlers der Leptonerkennung (Abschnitte 4.2 und 4.3) und der Spurerkennung (Abschnitt 4.1) bestimmt. Der Fehler durch die Trennung des Datensatzes in elastische Ereignisse und Ereignisse mit Protondissoziation wird im nächsten Abschnitt betrachtet.

Die Triggereffizienz ϵ_{trig} ist die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens einer der verwendeten Trigger ein bestimmtes Ereignis nach allen Selektionsschnitten akzeptiert. Der systematische Fehler wurde in Kapitel 5 untersucht.

7.3.3 Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation

Um die Wirkungsquerschnitte zu bestimmen, wird die Methode 1 in Abschnitt 6.4 verwendet. Dazu wird ein Verhältnis von $\sigma_{pd}/\sigma_{el} = 1$ im betrachteten kinematischen Bereich angenommen und der Anteil f des jeweils anderen Produktionsmechanismus an dem betrachteten Datensatz bestimmt. Um den systematischen Fehler dieser Trennung zu bestimmen, werden folgende Untersuchungen durchgeführt:

- Bestimmung des Wirkungsquerschnittes mit nur zwei der drei Vorwärtsdetektoren. Die Änderungen des Wirkungsquerschnittes sind in der Größenordnung von 4%.
- Bestimmung des Wirkungsquerschnittes mit Hilfe der Entfaltungsmethode (Methode 2 in Abschnitt 6.4). Im Mittel sind die so errechneten Wirkungsquerschnitte für die elastische Produktion ein wenig höher als mit Methode 1 und die Werte für die protondissoziative Produktion ein wenig niedriger. Es wird eine Normierungsunsicherheit von 4% abgeschätzt.
- Variation der Abhängigkeit des protondissoziativen Wirkungsquerschnittes mit der invarianten Masse des Protonsystems M_X in der Simulation. Eine Variation der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes zwischen $M_X^{-1.6}$ bis $M_X^{-2.4}$ führt zu einer niedrigeren Effizienz ϵ_{pd} für den niedrigeren Wert von -1.6 und entsprechend zu einer höheren Effizienz für den Wert von -2.4. Aus den unterschiedlichen Effizienzen ergibt sich ein Fehler von 3%.

Durch die quadratische Summe der Einzelbeträge ergibt sich ein Wert von 6% für die Trennung zwischen elastischen und protondissoziativen Ereignissen.

7.3.4 Untergrund

Neben dem nichtresonanten Untergrund, der bei den gewählten Selektionsschnitten im wesentlichen aus Leptonpaaren aus der Zwei-Photon-Produktion stammt und statistisch subtrahiert wird, stammt der Hauptteil des resonanten Untergrundes aus der ψ'-Produktion. Das ψ' zerfällt zu einem großen Teil in ein J/ψ-Meson und weitere Zerfallsprodukte (vergleiche Tabelle 1.2 und [20]). Der Beitrag zum Untergrund vom Zerfall

$$\psi' \rightarrow J/\psi\, \pi^+\pi^-$$

ist für die J/ψ-Produktion im betrachteten kinematischen Bereich vernachlässigbar, was mit Hilfe der Monte Carlo Simulation abgeschätzt wurde.
Fast ein Viertel der erzeugten $\psi(2S)$-Mesonen zerfällt in ein J/ψ-Mesonen und weitere neutrale Teilchen. Die beiden Hauptzerfallskanäle sind:

$$\begin{aligned} \psi' &\rightarrow J/\psi\, \pi^\circ\pi^\circ \\ \psi' &\rightarrow J/\psi\, \eta \end{aligned}$$

Berücksichtigt man, daß das η-Meson mit einem Verzweigungsverhältnis von $(71.6 \pm 0.4)\%$ in neutrale Teilchen zerfällt, so ergibt sich ein Gesamtverhältnis von $(22.4 \pm 2.4)\%$ für den Zerfall des ψ'-Mesons in ein J/ψ und weitere neutrale Teilchen. Bei einem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von $\sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi} = (15.0 \pm 3.5)\%$ [58] ergibt sich der Anteil der ψ'-Mesonen im J/ψ-Datensatz zu $(3.4 \pm 0.9\%)$.

7.3.5 Systematische Fehler

In Tabelle 7.3 werden alle systematischen Fehler, die in den vorhergehenden Abschnitten erläutert wurden, zusammengefaßt. Weiterhin ist angegeben, ob die Fehler zwischen den gewählten Intervallen in $W_{\gamma p}$ und $|t|$ korreliert sind, und somit nur eine Normierungsunsicherheit darstellt. Für die im folgenden durchgeführten Anpassungen werden nur die unkorrelierten Fehler verwendet. Fehler, die als teilweise korreliert eingestuft werden, finden für die Anpassung nur zur Hälfte Verwendung.

Fehlerquelle		$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	vergl. Abschnitt
Trennung el/pd	`w/2`	6 %		7.3.3
Trigger		6 %		5.4
Leptonidentifikation	`w/2 t/2 d`	4 - 6 %	3 - 6 %	4.2 und 4.3
Spurrekonstruktion		4 %		4.1
Bestimmung der Ereigniszahl	`w`	2 %	4 - 5 %	7.3.1
Akzeptanz	`w`	1 - 3 %		7.3.2
Zerfallswahrscheinlichkeit	`n`	1.7 %	2.5 %	1.4
Luminosität	`n d`	1.3 - 1.77 %		7.1

Tabelle 7.3: *Zusammenfassung der systematischen Fehler. Der Buchstabe* `n` *hinter den Fehlerquellen bedeutet: der Fehler stellt eine Normierungsunsicherheit dar;* `w/2` *und* `t/2`*: der Fehler ist teilweise korreliert;* `w`*: der Fehler ist abhängig von $W_{\gamma p}$;* `d`*: der Fehler hängt von der Datennahmeperiode ab.*

7.4 Energieabhängigkeit der diffraktiven J/ψ-Produktion

In diesem Abschnitt wird der γp-Wirkungsquerschnitt für die elastische J/ψ-Produktion und die Produktion mit Protondissoziation als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ ermittelt.

7.4.1 Elastische J/ψ-Produktion

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die elastische J/ψ-Produktion wird der Datensatz ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren verwendet. Der ep-Wirkungsquerschnitt sowie der γp-Wirkungsquerschnitt werden nach Gleichungen 7.7 und 7.11 als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ im Bereich $40\,\text{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\text{GeV}$ in neun Intervallen bestimmt.

Die Akzeptanz, die Selektionseffizienz und die Triggerwahrscheinlichkeit werden mit Hilfe der elastischen J/ψ-Simulation des Generators `DIFFVM` bestimmt. Abbildung 7.10 zeigt die Effizienzen als Funktion von $W_{\gamma p}$ für die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999 getrennt für den myonischen und den elektronischen Zerfallskanal. Die Akzeptanz für den analysierten Bereich steigt bei kleineren Schwerpunktenergien stark an, erreicht ein Plateau bei etwa 60 GeV und fällt ab etwa 100 GeV wieder stark ab. Die Selektionseffizienz sinkt für beide Zerfallskanäle mit der Schwerpunktenergie, genauso wie die Triggereffizienz des myonischen Zerfallskanals. Die Triggerwahrscheinlichkeit für die Zwei-Elektron-Ereignisse wächst mit steigender Energie, da hier der Anteil der Ereignisse mit einem Elektron im SpaCal zunimmt und die Ereignisse von dem SpaCal-Trigger akzeptiert werden. Der Unterschied der Triggereffizienz zwischen dem Jahr 1999 und den Datennahmeperioden 1996 und 1997 wird durch die Erhöhung der Effizienz des Triggerelements `LAr_BR` verursacht (Abschnitt 5.3.3). Die Effizienz des elektronischen Kanals ist im Vergleich zum myonischen Kanal höher, da die Elektronidentifikation effizienter als die Myonerkennung ist (vergleiche Tabelle 4.4 und 4.8). Abbildung 7.11 zeigt die Gesamteffizienzen für beide Zerfallskanäle und die Datennahmeperioden im Vergleich.

Die Wirkungsquerschnitte werden getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal bestimmt und danach durch Gewichtung mit dem statistischen Fehler gemittelt. Abbildung 7.12 zeigt das Ergebnis für den elastischen γp-Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$. Dargestellt sind die statistischen und die systematischen Fehler der Messung, die quadratisch addiert wurden. Weiterhin ist die publizierte Messung von H1 in demselben kinematischen Bereich dargestellt. Diese verwendet den myonischen Zerfallskanal für die Datennahmeperiode von 1996 und 1997 [15, 107] und stimmt gut mit dem Ergebnis dieser Analyse überein. Unter der Annahme, daß sich die Steigung des γp-Wirkungsquerschnittes gemäß $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ verhält, wird eine Anpassung der Form

$$\sigma_{\gamma p} = N \cdot \left(\frac{W_{\gamma p}}{90\,\mathrm{GeV}} \right)^{\delta} \tag{7.14}$$

an die Punkte durchgeführt. Diese ergibt einen Wert von $\delta = 0.91 \pm 0.06$ unter Berücksichtigung der statistischen Fehler. Werden für die Anpassung zusätzlich die unkorrelierten systematischen Fehler mit einbezogen (vergleiche Tabelle 7.3), so ergibt sich ein Wert von:

$$\delta = 0.91 \pm 0.11 \quad . \tag{7.15}$$

Unter der Verwendung des Wertes $\delta = 0.90$ wurde eine Korrektur auf die Intervallmitte durchgeführt, die jedoch kleiner als 1 GeV relativ zur Mitte des Intervalls ist. Um den Einfluß dieser Korrektur auf die Anpassung zu bestimmen, wird der Wert für δ im Bereich von 0.70 bis 1.1 variiert und die Anpassung daraufhin erneut durchgeführt. Weiterhin wurde der Photonfluß in den Intervallen mit Hilfe der geänderten Werte für δ neu bestimmt. Diese Variationen haben jedoch keine signifikante Änderung des Steigungsparameters zur Folge, da eine kleine Intervallbreite gewählt wurde. Eine Anpassung an die publizierten H1-Daten in diesem Bereich liefert eine Steigung von $\delta = 0.96 \pm 0.16$ [107], was innerhalb der Fehler gut mit dieser Messung übereinstimmt.

Im weiteren wird untersucht, ob es systematische Unterschiede zum einen zwischen den beiden Zerfallskanälen und zum anderen zwischen den verschiedenen Datennahmeperioden gibt. Abbildung 7.13 zeigt die relative Abweichung der Wirkungsquerschnitte von dem Ergebnis der Anpassung (7.15) für die einzelnen Datennahmeperioden getrennt nach elektronischen und myonischen Zerfallskanal. Dargestellt sind nur die statistischen Fehler der Messung. Innerhalb der statistischen Fehler sind die meisten Punkte miteinander verträglich.

Um zu überprüfen, ob systematische Unterschiede zwischen elektronischem und myonischem Zerfallskanal bestehen, werden die für den jeweiligen Kanal getrennt gemittelten Wirkungsquerschnitte angepaßt. Dieses ist in Abbildung 7.14 dargestellt. Für den elektronischen Kanal ergibt sich eine Steigung von $\delta = 0.85 \pm 0.13$ und für den myonischen Kanal $\delta = 0.93 \pm 0.12$ unter Berücksichtigung der statistischen und unkorrelierten systematischen Fehler. Innerhalb der Fehler stimmen die Ergebnisse für die beiden Zerfallskanäle überein.

Weiterhin werden die Wirkungsquerschnitte bestimmt, in dem Methode 2 aus Abschnitt 6.4 benutzt wird, um elastische und protondissoziative Beiträge zu trennen. Dadurch wird überprüft, ob neben den Normierungsunterschieden von etwa 4% (Abschnitt 7.3.3) eine andere Steigung

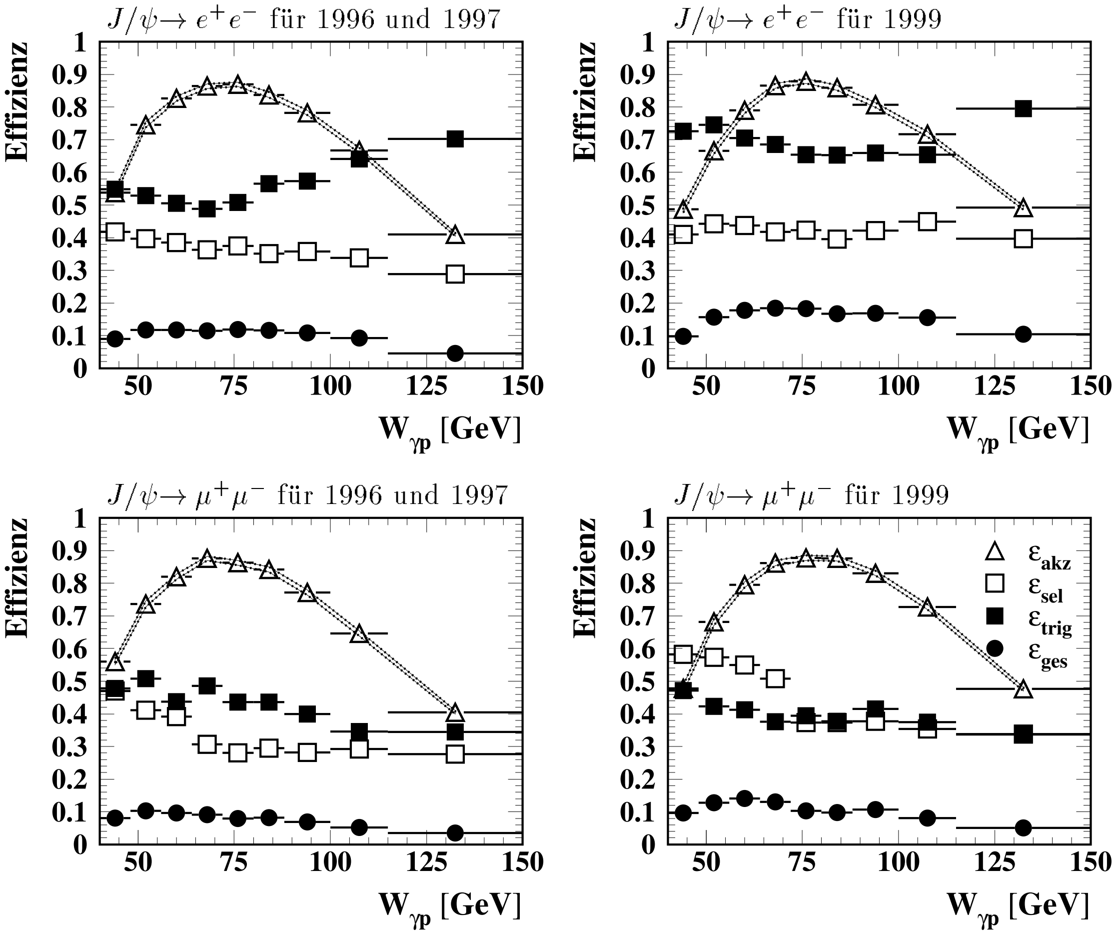


Abbildung 7.10: *Darstellung der Akzeptanz ϵ_{akz}, der Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel}, der Triggereffizienz ϵ_{trig} und der daraus resultierenden Gesamteffizienz ϵ_{ges} für die* **elastische J/ψ-Produktion** *getrennt nach Datennahme und Zerfallskanal.*

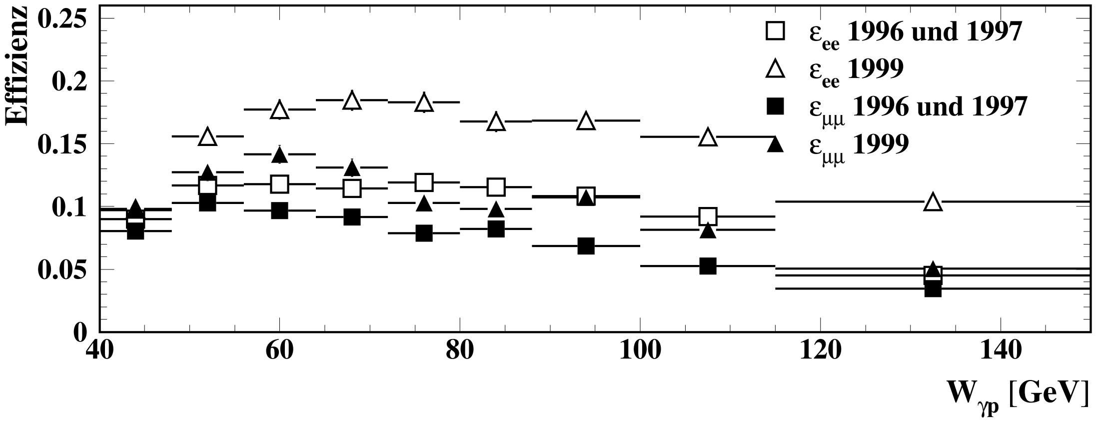


Abbildung 7.11: *Vergleich der Effizienz ϵ_{ges} für die* **elastische J/ψ-Produktion**. *Diese Abbildung zeigt die Werte aus Abbildung 7.10 im Vergleich zwischen den Datennahmeperioden und Zerfallskanälen.*

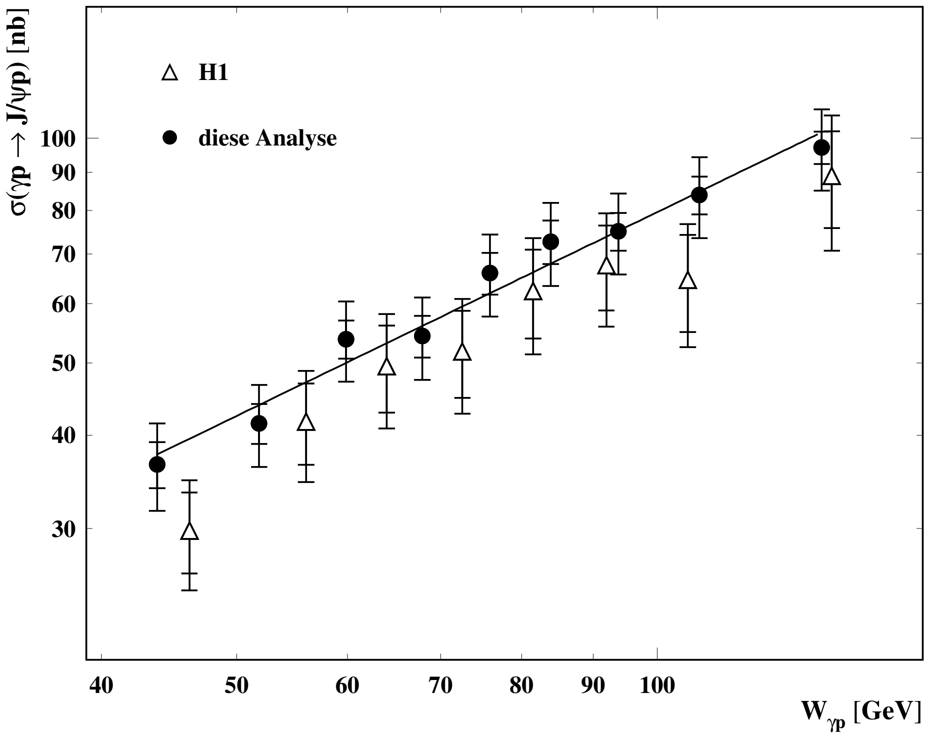


Abbildung 7.12: *Totaler γp-Wirkungsquerschnitt für die* **elastische J/ψ-Produktion** *im Bereich $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$, $|t| < 1.2\,GeV$ und $Q^2 < 1\,GeV^2$ als Funktion von $W_{\gamma p}$. Dargestellt ist eine Anpassung der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$, die eine Steigung von $\delta = 0.91 \pm 0.11$ liefert. Die ebenfalls dargestellte publizierte Messung von H1 [15, 107] verwendet den myonischen Zerfallskanal und die Datennahmeperioden von 1996 und 1997.*

δ aus dieser Methode resultiert. Die verschiedenen Werte sind in Tabelle 7.4 zusammengefaßt. Die mit Hilfe von Methode 2 bestimmten Steigungen sind höher als die mit Methode 1. Die Unterschiede liegen jedoch innerhalb der Fehler. Im folgenden wird die Hälfte der Differenz der entsprechenden Werte für δ als zusätzlicher systematischer Fehler quadratisch addiert.

Abbildung 7.15 zeigt die Werte dieser Analyse mit den publizierten Ergebnissen der Experimente H1 und ZEUS. Eine Anpassung der publizierten Daten des H1-Experimentes liefert einen Wert für den Steigungsparameter von $\delta = 0.83 \pm 0.07$ unter Berücksichtigung der statistischen und systematischen Fehler [15]. Werden die Punkte in der mittleren $W_{\gamma p}$-Region durch die Ergebnisse dieser Analyse ersetzt, so ergibt sich ein Steigungsparameter von $\delta = 0.75 \pm 0.06$.

Sobald die hochenergetischen Punkte miteinbezogen werden, ergibt sich aus der Anpassung eine kleinere Steigung δ und ein kleinerer Wert für die Normierung N. Die Daten zeigen die Tendenz, daß der Wirkungsquerschnitt mit dem Ansteigen der Energie $W_{\gamma p}$ abflacht. Weiterhin liegt die Normierung des in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnittes ein wenig oberhalb der Normierung der publizierten H1-Messung (Tabelle 7.4).

Die Anpassung der publizierten ZEUS-Daten ergibt einen Wert von $\delta = 0.92 \pm 0.14 \pm 0.10$ [16]. Eine vorläufige, neuere Analyse der ZEUS-Kollaboration [33] liefert einen Wert von $\delta = 0.65 \pm 0.03 \pm 0.09$ für den myonischen und $\delta = 0.66 \pm 0.02^{+0.05}_{-0.08}$ für den elektronischen Zerfallskanal unter Verwendung der Anpassung aus Gleichung 7.14. Dieses Ergebnis zeigt einen flacheren Verlauf des Wirkungsquerschnittes als Funktion von $W_{\gamma p}$ verursacht durch einen höheren Wirkungsquerschnitt im Bereich $W_{\gamma p} \lesssim 70\,\mathrm{GeV}$. Innerhalb der Fehler stimmen die Steigungsparameter jedoch überein.

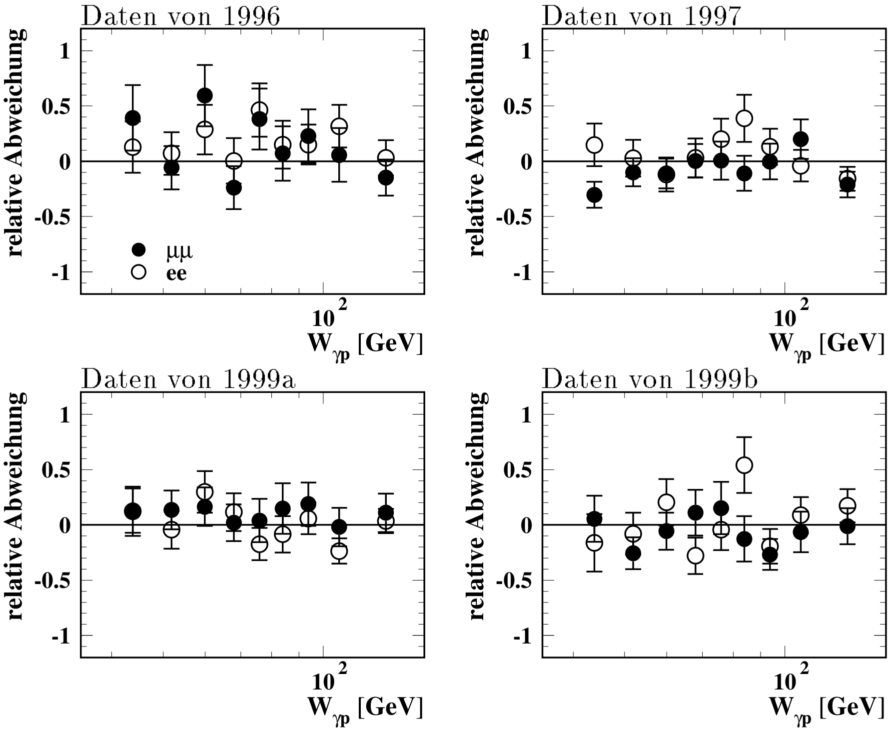


Abbildung 7.13: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte der* **elastischen J/ψ-Produktion**. *Dargestellt sind die Abweichungen der einzelnen Werte von dem Ergebnis der Anpassung 7.15 getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.*

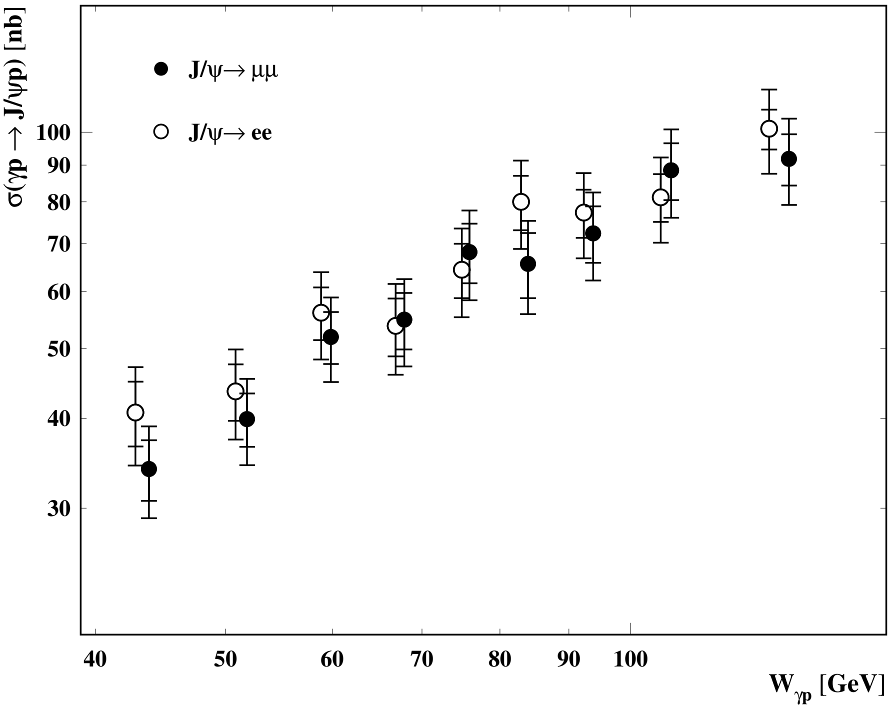


Abbildung 7.14: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte der* **elastischen J/ψ-Produktion**. *Dargestellt sind die Wirkungsquerschnitte getrennt nach Zerfallskanal gemittelt über alle Datennahmeperioden. Durch eine Anpassung an die Daten wird eine Steigung des Wirkungsquerschnittes von* $\delta = 0.85 \pm 0.13$ *für den elektronischen und* $\delta = 0.93 \pm 0.12$ *für den myonischen Kanal bestimmt.*

	δ	N	$W_{\gamma p}$-Bereich
diese Analyse ($\mu^+\mu^-$), Methode 1	0.93 ± 0.12	70.4 ± 3.3	$40 < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$
diese Analyse ($\mu^+\mu^-$), Methode 2	1.11 ± 0.16	68.2 ± 3.8	
diese Analyse (e^+e^-), Methode 1	0.85 ± 0.13	73.8 ± 3.4	$40 < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$
diese Analyse (e^+e^-), Methode 2	1.06 ± 0.17	71.3 ± 3.9	
diese Analyse (l^+l^-), Methode 1	0.91 ± 0.11	72.0 ± 2.9	$40 < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$
diese Analyse (l^+l^-), Methode 2	1.10 ± 0.15	70.1 ± 3.4	
H1 + diese Analyse, Methode 1	0.75 ± 0.06	67.4 ± 2.2	$26 < W_{\gamma p} < 285\,\mathrm{GeV}$
H1 + diese Analyse, Methode 2	0.86 ± 0.07	63.9 ± 2.2	
H1 [15]	0.83 ± 0.07	59.0 ± 2.8	$26 < W_{\gamma p} < 285\,\mathrm{GeV}$
H1 + diese Analyse	$0.75^{+0.08}_{-0.06}$	67.4 ± 2.2	
ZEUS [16]	$0.92 \pm 0.14 \pm 0.10$		$40 < W_{\gamma p} < 140\,\mathrm{GeV}$
ZEUS vorläufig ($\mu^+\mu^-$) [33]	$0.65 \pm 0.03 \pm 0.09$		$30 < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$
ZEUS vorläufig (e^+e^-) [33]	$0.66 \pm 0.02^{+0.05}_{-0.08}$		$35 < W_{\gamma p} < 290\,\mathrm{GeV}$

Tabelle 7.4: *Zusammenfassung der Steigungsparameter δ für elastisch produzierte J/ψ-Mesonen. Die Methoden 1 und 2 werden in Abschnitt 6.4 erläutert.*

Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

In den Abbildungen 7.15 und 7.16 werden die Daten dieser Analyse und die publizierten Daten von H1 und ZEUS mit Vorhersagen der pQCD Rechnung von Frankfurt et al. [47] für drei verschiedene Gluondichten (GRVHO, MRSR2, CTEQ4M) verglichen. Die absolute Normierung der Vorhersage hängt stark von Unsicherheiten wie z.B. der Masse des c-Quarks ab, so daß nur die Form des Anstiegs des Wirkungsquerschnittes verglichen werden sollte. Während die Vorhersage mit der Gluondichte GRVHO zu steil ist, wird die Form des Wirkungsquerschnittes mit den Gluondichten MRSR2 oder CTEQ4M innerhalb der Fehler beschrieben.

Weiterhin wird ein Vergleich der H1-Daten mit dem Zwei-Pomeron Modell von Donnachie und Landshoff [34] durchgeführt (Abschnitt 1.5.2). Es wird eine Anpassung an die H1-Daten durchgeführt, bei denen wiederum die Punkte in der mittleren $W_{\gamma p}$-Region durch die Ergebnisse dieser Analyse ersetzt wurden. Bei dieser Anpassung wurden nur die relativen Beiträge der beiden Pomeron-Trajektorien zum Wirkungsquerschnitt variiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.17 gezeigt, wobei auch die Beiträge der einzelnen Trajektorien und des Mischterms dargestellt sind. Die Anpassung beschreibt den Verlauf des Wirkungsquerschnittes im Bereich von $W_{\gamma p} \gtrsim 40\,\mathrm{GeV}$ ausreichend gut, überschätzt jedoch den niedrigsten H1-Punkt. Um dieses noch zu verdeutlichen, werden zusätzlich noch Ergebnisse von *fixed target* Experimenten gezeigt, die ebenfalls unterhalb der Anpassung liegen. Werden diese Werte mit für die Anpassung verwendet, so liegen die Punkte bei hohen Schwerpunktenergien tendenziell unterhalb der Anpassung. Dieses zeigt einen Nachteil des Modells, da im Gegensatz zu den QCD-Modellen der Wirkungsquerschnitt mit steigenden Energien nicht abflacht, sondern stärker ansteigt, bis nur noch die harte Pomeron-Trajektorie Beiträge zum Wirkungsquerschnitt liefert. Die dargestellten Daten haben jedoch eher die Tendenz, zu hohen Energien einen flacheren Verlauf zu zeigen. Die Anpassung der zwei Pomeron-Trajektorien an die H1-Daten kann jedoch im folgenden Abschnitt dazu verwendet werden, um den Wirkungsquerschnitt für die elastische J/ψ-Produktion mit der Messung für die Produktion mit Protondissoziation zu vergleichen.

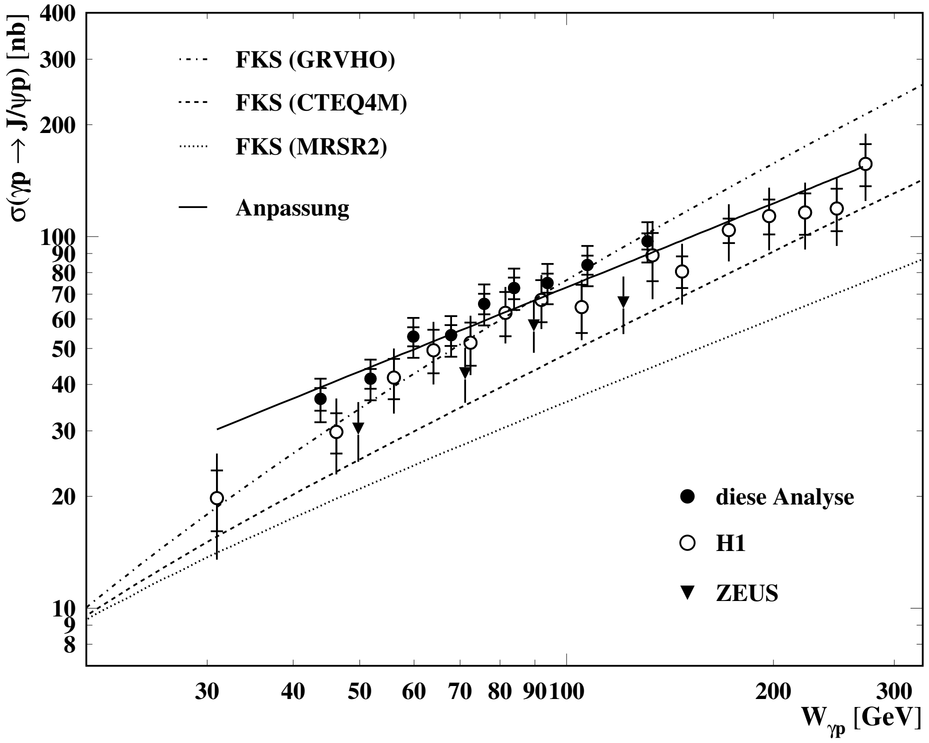


Abbildung 7.15: *Totaler γp-Wirkungsquerschnitt für die* **elastische J/ψ-Produktion** *als Funktion von $W_{\gamma p}$. Dargestellt ist eine Anpassung der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ an die publizierten Daten von H1 und die Ergebnisse dieser Analyse. Weiterhin werden die Daten einer Vorhersage von Frankfurt et al. [47] für drei verschiedene Gluondichten verglichen.*

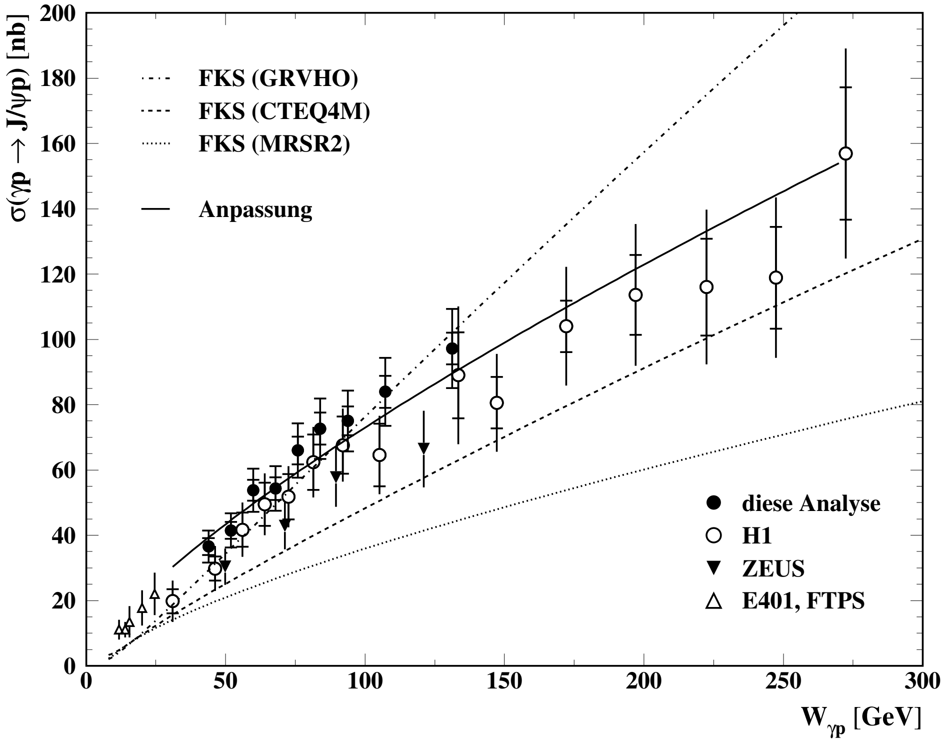


Abbildung 7.16: *Totaler γp-Wirkungsquerschnitt für die* **elastische J/ψ-Produktion** *als Funktion von $W_{\gamma p}$. Diese Abbildung entspricht Abbildung 7.15 mit linearer Skala. Gezeigt sind zusätzlich Daten von „fixed target“ Experimenten.*

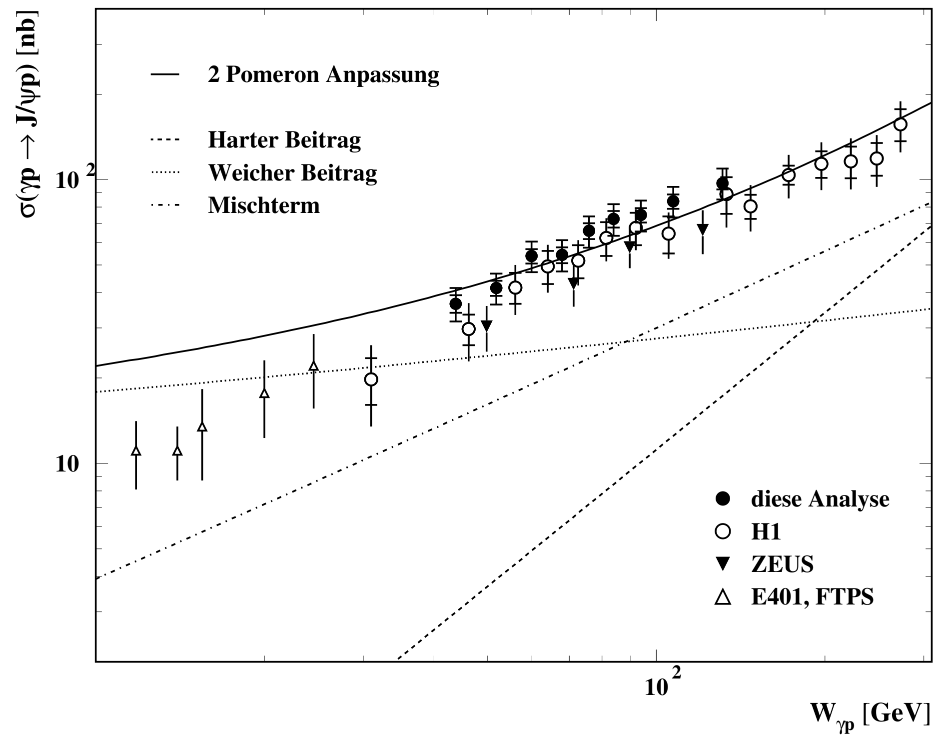


Abbildung 7.17: *Totaler γp-Wirkungsquerschnitt für die* **elastische J/ψ-Produktion**. *Dargestellt ist die Anpassung des Zwei-Pomeron Modells von Donnachie und Landshoff [34], wobei nur die relativen Beiträge der beiden Pomeron-Trajektorien bei der Anpassung freigelassen wurden.*

7.4.2 J/ψ-Produktion mit Protondissoziation

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für die J/ψ-Produktion mit Protondissoziation wird der Datensatz mit Signal in den Vorwärtsdetektoren verwendet (Tabelle 7.2, Schnitt `6b`). Der ep- bzw. γp-Wirkungsquerschnitt wird in denselben Intervallen wie der Wirkungsquerschnitt der elastischen J/ψ-Produktion bestimmt.

Die Masse M_X kann nicht direkt gemessen werden, jedoch werden die J/ψ-Ereignisse mit Hilfe der Monte Carlo Simulation auf die kinematische Region $(M_X/W_{\gamma p})^2 < 0.05$ korrigiert. Etwa 5% der generierten Ereignisse erfüllen unabhängig von $W_{\gamma p}$ diese Forderung nicht. Derselbe kinematische Bereich wurde in verschiedenen Messungen der Hadron-Hadron-Streuung [108, 109] und der Analyse der protondissoziativen ρ-Produktion in tiefunelastischer Streuung [110] verwendet. Abbildung 7.18 zeigt die Verteilung $(M_X/W_{\gamma p})^2$ und verdeutlicht die Einschränkung auf den analysierten Bereich in der $W_{\gamma p}$-M_X-Ebene für Ereignisse, in denen die Zerfallsleptonen im Zentralbereich zwischen $20° < \theta < 160°$ liegen.

Die Akzeptanz, die Selektionswahrscheinlichkeit und die Triggereffizienz werden wiederum mit Hilfe von Ereignissen des Generators `DIFFVM` bestimmt. Abbildung 7.19 zeigt die verschiedenen Effizienzen als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für den myonischen und elektronischen Zerfallskanal gemittelt über die Datennahmeperioden 1996 und 1997 bzw. 1999. Die Effizienzen zeigen im Verlauf ein ähnliches Verhalten, wie die entsprechenden Werte für die elastische J/ψ-Produktion. Die Selektionseffizienzen sind jedoch niedriger als für die elastische Produktion. Dieses kommt zum einen durch den Schnitt auf die Spurmultiplizitäten (Abbildung 6.9) und zum anderen durch die Forderung nach Aktivität in den Vorwärtsdetektoren, was bei niedrigen Massen des hadronischen Zustandes M_X zu Ineffizienzen führt (Abbildung 6.5). Abbildung 7.20 zeigt wiederum die Gesamteffizienzen für beide Zerfallskanäle und die Datennahmeperioden im

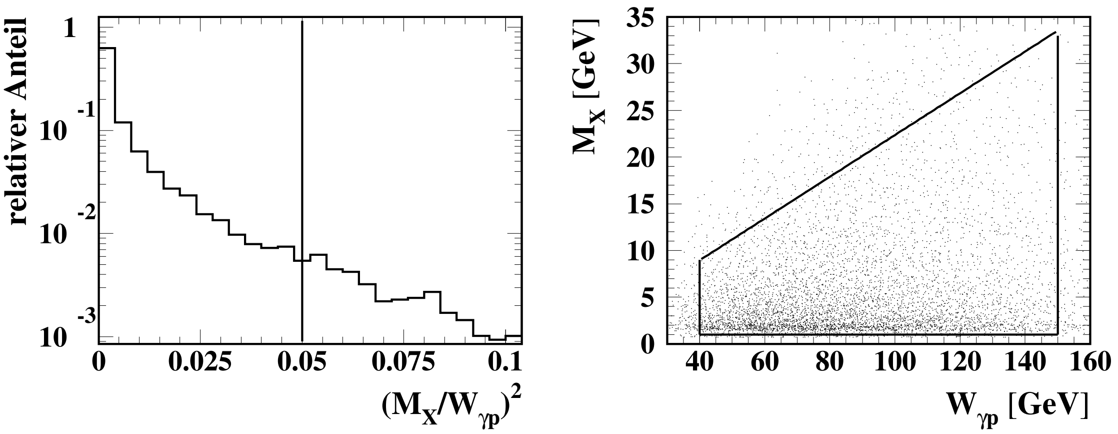


Abbildung 7.18: Links: *Darstellung der Verteilung von* $(M_X/W_{\gamma p})^2$ *für Ereignisse, in denen die Zerfallsleptonen im Zentralbereich zwischen* $20^\circ < \theta < 160^\circ$ *liegen. Der eingezeichnete Schnitt bei* 0.05 *verwirft etwa 5% der generierten Ereignisse.* **Rechts:** *Darstellung des analysierten kinematischen Bereichs in der* $W_{\gamma p}$-M_X*-Ebene. Eingezeichnet sind die Schnitte auf die Schwerpunktenergie und der in der linken Abbildung dargestellte Schnitt auf* $(M_X/W_{\gamma p})^2 < 0.05$.

Vergleich.

Die Wirkungsquerschnitte werden wiederum getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal bestimmt und durch Gewichtung mit dem statistischen Fehler gemittelt. In Abbildung 7.21 ist das Ergebnis für den γp-Wirkungsquerschnitt der protondissoziativen J/ψ-Produktion als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ dargestellt. Die statistischen und systematischen Fehler (Tabelle 7.3) der Messung wurden quadratisch addiert. Dargestellt ist zusätzlich eine Analyse von den Datennahmeperioden 1994 und 1995 [82].

Die Punkte werden analog zum elastischen Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der unkorrelierten Fehler aus Tabelle 7.3 durch eine Funktion $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ angepaßt. Das Ergebnis

$$\delta = 0.84 \pm 0.13 \tag{7.16}$$

ist kompatibel zu der Steigung der elastischen Produktion. Wiederum wird, um den Einfluß der Korrektur auf die Intervallmitte zu bestimmen, der Wert für δ im Bereich von 0.65 bis 1.0 variiert, der Mittelpunkt bestimmt und die Anpassung erneut durchgeführt. Wie bei der elastischen J/ψ-Produktion hat dieses keine signifikante Änderung des Steigungsparameters zur Folge.

In Abbildung 7.13 sind die relativen Abweichungen der Wirkungsquerschnitte in den verschiedenen Intervallen von dem Ergebnis der oben angegebenen Anpassung getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal. Dargestellt sind nur die statistischen Fehler der Messung.

Wiederum werden die Wirkungsquerschnitte für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal getrennt gemittelt. Dieses ist in Abbildung 7.23 dargestellt. Für den elektronischen Kanal ergibt sich durch Anpassung eine Steigung von $\delta = 0.78 \pm 0.14$ und für den myonischen Kanal $\delta = 0.99 \pm 0.17$. Die Steigung für den myonischen Kanal ist zwar deutlich größer als vom elektronischen Kanal, jedoch sind die Ergebnisse beider Kanäle innerhalb der Fehler miteinander verträglich. Weiterhin werden die Wirkungsquerschnitte mit Hilfe der Methode 2 aus Abschnitt 6.4 extrahiert. Die sich hieraus ergebenen Werte sind etwas niedriger als die mit Hilfe von Methode 1 bestimmten. Im Vergleich zu den hier bestimmten Werten ergibt die Analyse der Datennameperioden 1994 und 1995 einen etwas höheren Wert von $\delta = 1.07 \pm 0.11$. Tabelle 7.5 faßt alle Werte für den Steigungsparameter δ zusammen.

Innerhalb der Regge-Theorie wird vorhergesagt, daß das Verhalten der Wirkungsquerschnitte für die elastische und die protondissoziative Produktion von Vektormesonen mit der Schwer-

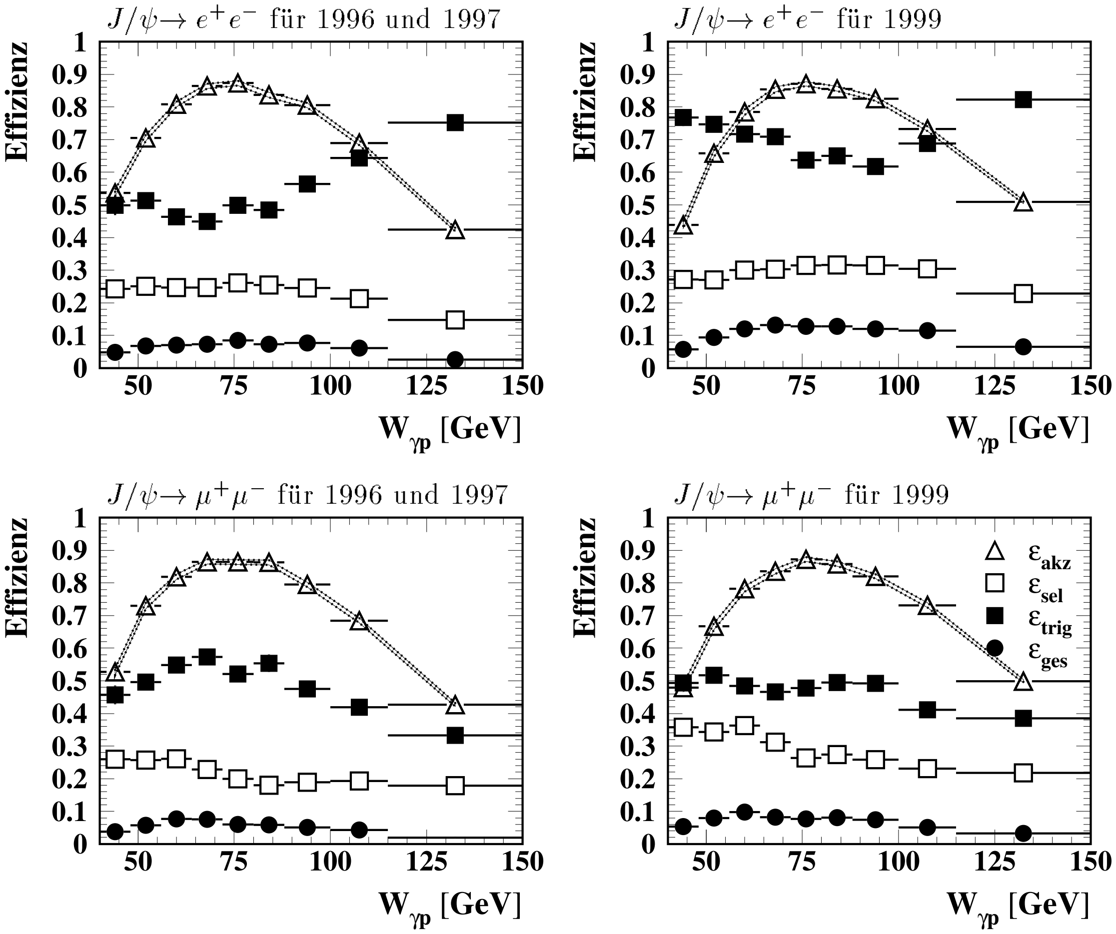


Abbildung 7.19: *Darstellung der Akzeptanz ϵ_{akz}, der Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel}, der Triggereffizienz ϵ_{trig} und der daraus resultierenden Gesamteffizienz ϵ_{ges} für die* **J/ψ-Produktion mit Protondissoziation** *getrennt nach Datennahme und Zerfallskanal.*

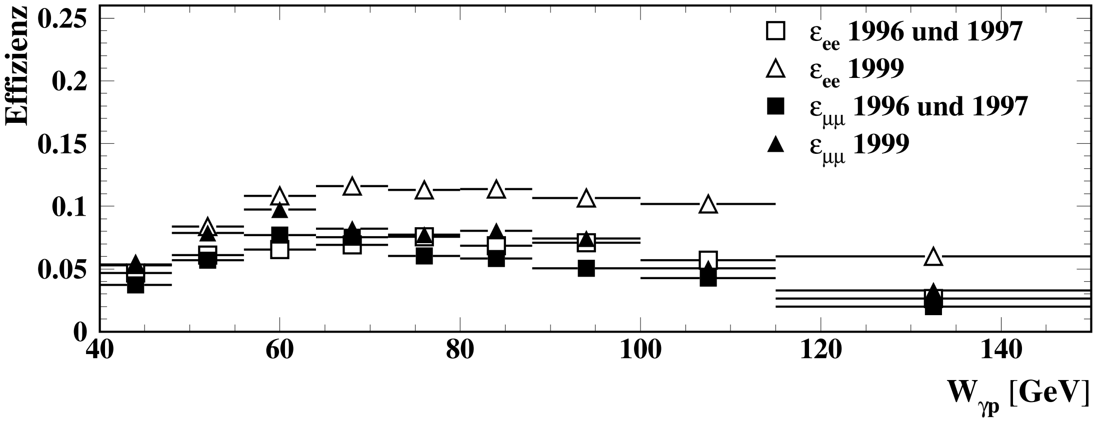


Abbildung 7.20: *Vergleich der Effizienz ϵ_{ges} für die* **J/ψ-Produktion mit Protondissoziation**. *Diese Abbildung zeigt die Werte aus Abbildung 7.19 im Vergleich zwischen den Datennahmeperioden und Zerfallskanälen.*

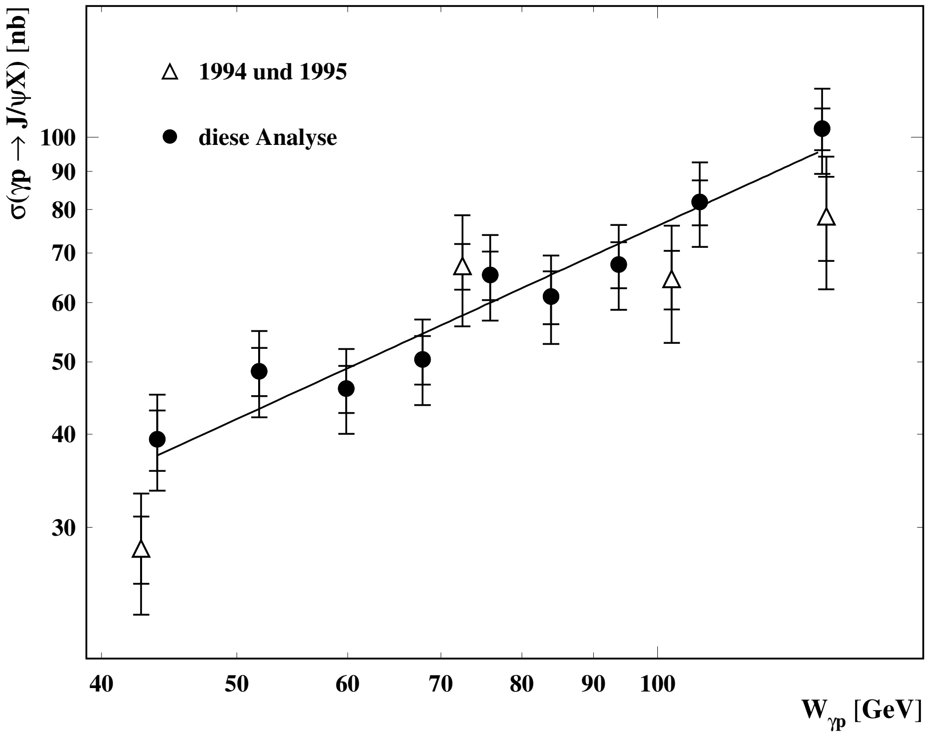


Abbildung 7.21: *Totaler γp-Wirkungsquerschnitt für die* **J/ψ-Produktion mit Protondissoziation** *im Bereich* $40\ GeV < W_{\gamma p} < 150\ GeV$, $|t| < 5\ GeV$, $(M_X/W_{\gamma p})^2 < 0.05$ *und* $Q^2 < 1\ GeV^2$ *als Funktion von* $W_{\gamma p}$. *Dargestellt ist eine Anpassung der Form* $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$, *die eine Steigung von* $\delta = 0.84 \pm 0.13$ *liefert. Die ebenfalls dargestellte Messung aus [82] verwendet die Datennahmeperioden 1994 und 1995.*

	δ	N
diese Analyse ($\mu^+\mu^-$), Methode 1	0.99 ± 0.17	71.0 ± 3.9
diese Analyse ($\mu^+\mu^-$), Methode 2	0.91 ± 0.19	77.5 ± 4.7
diese Analyse (e^+e^-), Methode 1	0.78 ± 0.14	68.5 ± 3.4
diese Analyse (e^+e^-), Methode 2	0.73 ± 0.15	76.7 ± 4.2
diese Analyse (l^+l^-), Methode 1	0.84 ± 0.13	69.2 ± 3.0
diese Analyse (l^+l^-), Methode 2	0.77 ± 0.15	76.7 ± 3.9
diese Analyse	0.84 ± 0.13	
1994 und 1995 [82]	1.07 ± 0.11	

Tabelle 7.5: *Zusammenfassung der Steigungsparameter δ für Ereignisse mit Protondissoziation. Die Methoden 1 und 2 werden in Abschnitt 6.4 erläutert.*

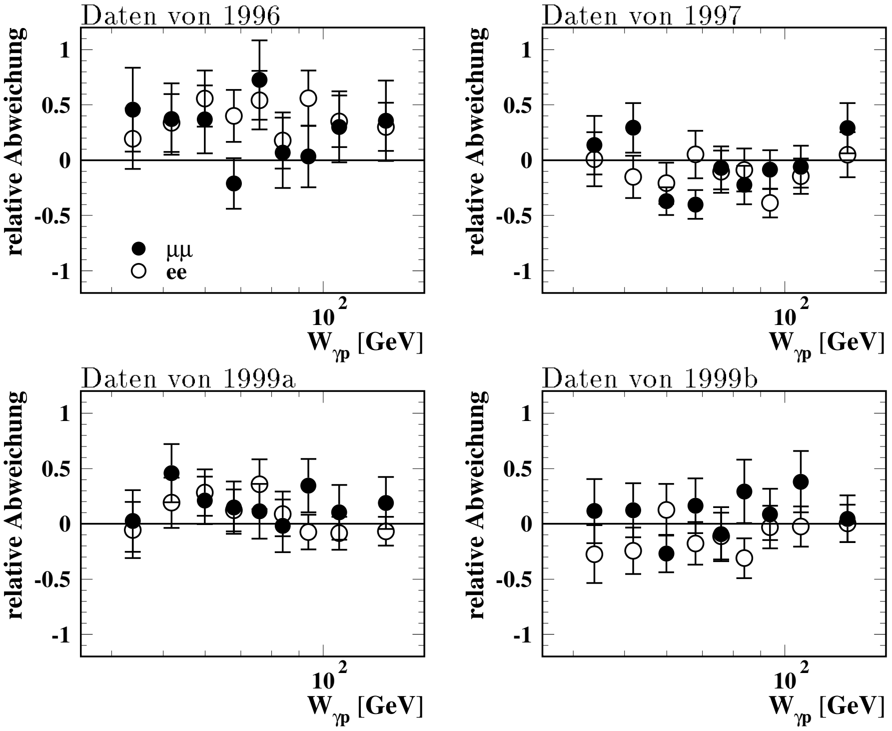


Abbildung 7.22: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte der* J/ψ**-Produktion mit Protondissoziation**. *Dargestellt sind die Abweichungen der einzelnen Werte von dem Ergebnis der Anpassung 7.16 getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an.*

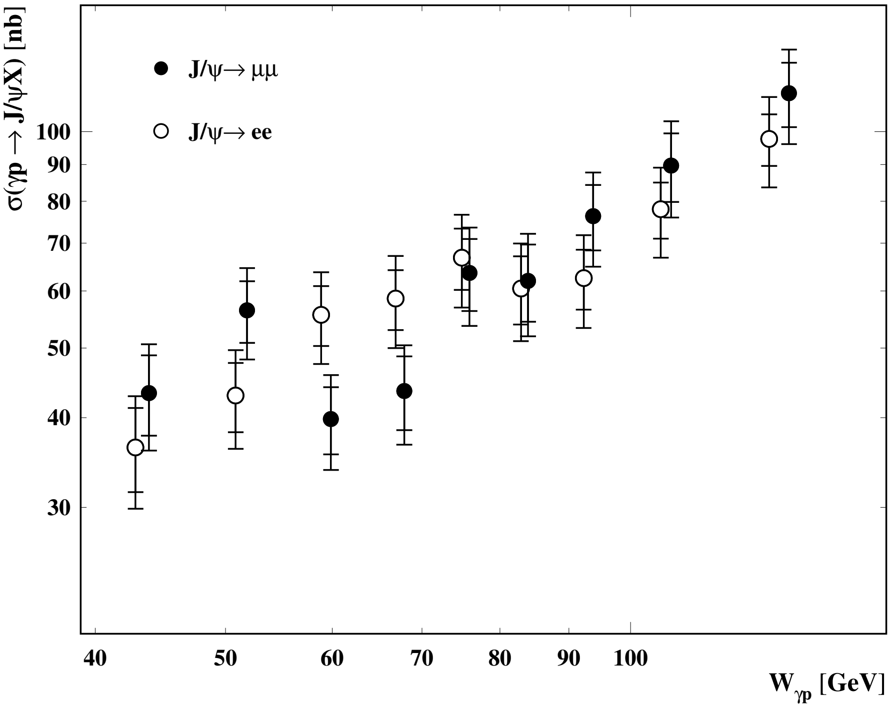


Abbildung 7.23: *Vergleich der Wirkungsquerschnitte der* J/ψ**-Produktion mit Protondissoziation**. *Die Wirkungsquerschnitte wurden getrennt nach Zerfallskanal über alle Datennahmeperioden gemittelt.*

punktenergie gleich ist (Abschnitt 1.5.2). Aus diesem Grund werden in Abbildung 7.24 die Daten mit dem Zwei-Pomeron Modell verglichen, wobei die im Abschnitt 7.4.1 durchgeführte Anpassung an die elastischen Wirkungsquerschnitte dargestellt ist. Die Wirkungsquerschnitte der J/ψ-Produktion mit Protondissoziation werden von dieser Kurve nicht nur in der Energieabhängigkeit sondern auch in der Normierung gut beschrieben.
Abschließend werden die wichtigsten Ergebnisse für die Steigungsparameter δ in Abbildung 7.25 zusammengefaßt.

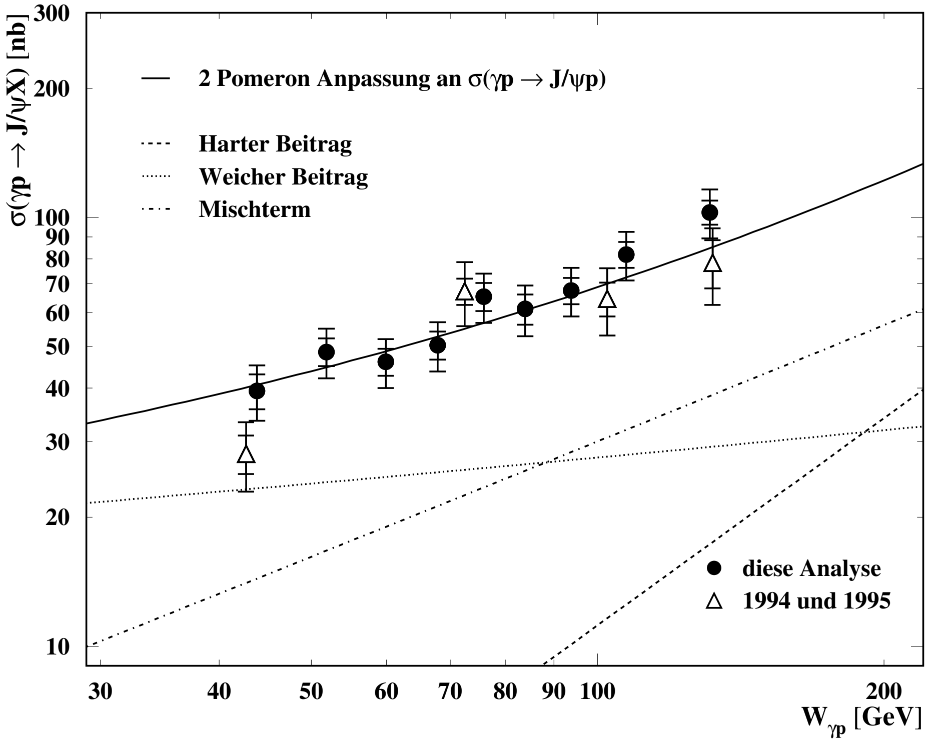


Abbildung 7.24: *Totaler γp-Wirkungsquerschnitt für die* **J/ψ-Produktion mit Protondissoziation***. Dargestellt ist eine Anpassung des Zwei-Pomeron Modells von Donnachie und Landshoff [34] an den totalen γp-Wirkungsquerschnitt für die elastische J/ψ-Produktion, d.h. es wurde keine erneute Anpassung durchgeführt.*

7.5 t-Abhängigkeit der diffraktiven J/ψ-Produktion

In diesem Abschnitt wird der ep-Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die elastische J/ψ-Produktion und die Produktion mit Protondissoziation nach Gleichung 7.7 bestimmt. Unter der Voraussetzung, daß sich der diffraktive Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ verhält wie

$$\frac{d\sigma}{dt} = N \cdot e^{-b|t|} \,, \tag{7.17}$$

wird eine Anpassung mit zwei Parametern an den Wirkungsquerschnitt durchgeführt, um die elastische b_{el} und die protondissoziative Steigung b_{pd} zu bestimmen.
In Abbildung 7.26 oben ist die Akzeptanz, die Selektionswahrscheinlichkeit, die Trigger- und die Gesamteffizienz für die elastische J/ψ-Produktion als Funktion von $|t|$ im Bereich $0\,\mathrm{GeV}^2 <$

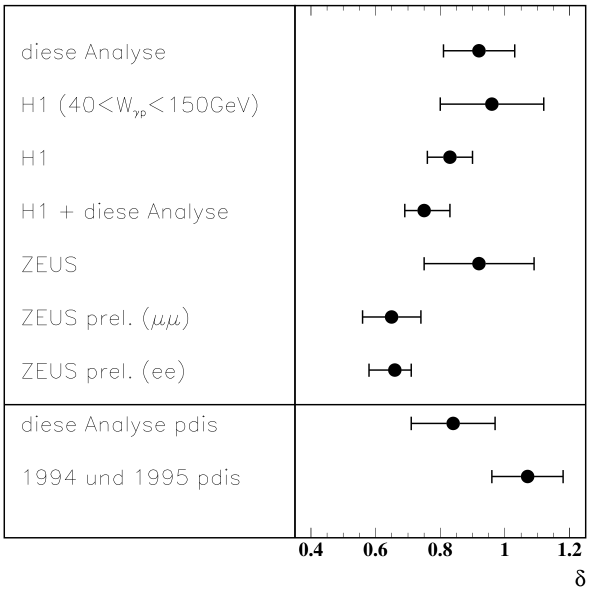


Abbildung 7.25: *Darstellung der Ergebnisse für die Steigungsparameter δ. Im oberen Teil sind die elastischen b_{el} und im unteren Teil die protondissoziativen b_{pd} Steigungsparameter dargestellt.*

$|t| < 1.2\,\mathrm{GeV}^2$ getrennt für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal dargestellt. Dabei wurde über alle vier Datennahmeperioden gemittelt. Die Gesamteffizienz steigt nur leicht mit $|t|$ an.

Abbildung 7.26 unten zeigt die Effizienzen für die J/ψ-Produktion mit Protondissoziation als Funktion von $|t|$ im Bereich $0\,\mathrm{GeV}^2 < |t| < 5\,\mathrm{GeV}^2$ für den elektronischen und den myonischen Kanal getrennt. Auch hier ist die Gesamteffizienz im wesentlichen unabhängig von $|t|$.

Es werden wiederum die Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Datennahmeperioden, die beiden Zerfallskanäle und die beiden unterschiedlichen Produktionsmechanismen getrennt bestimmt. Abbildung 7.27 zeigt das Ergebnis der Anpassung der Form 7.17 an die verschiedenen Wirkungsquerschnitte. Die linke Seite zeigt die Steigungen des elastischen Wirkungsquerschnittes b_{el} und die rechte Seite die Steigungen des Wirkungsquerschnittes für die Produktion von J/ψ-Mesonen mit Protondissoziation b_{pd}. Für die Anpassung wurden nur die statistischen Fehler berücksichtigt. Innerhalb der Fehler stimmen die Ergebnisse überein.

Die verschiedenen Wirkungsquerschnitte werden fehlergewichtet gemittelt, wobei nur die statistischen Fehler berücksichtigt werden. Abbildung 7.28 zeigt das Ergebnis für den elastischen Wirkungsquerschnitt mit den statistischen und systematischen Fehlern der Messung. Für die Anpassung wurden nur die systematischen Fehler verwendet, die nicht korreliert in $|t|$ sind (vergleiche Tabelle 7.3). Als Ergebnis der Anpassung ergibt sich:

$$b_{el} = (4.89 \pm 0.16 \pm 0.08)\,\mathrm{GeV}^{-2}\ . \tag{7.18}$$

Der erste Fehler resultiert aus der Anpassung des Wirkungsquerschnittes. Der zweite Fehler stammt aus der Variation der Steigung zur Bestimmung der Intervallmitte zwischen $4.75 \leq b \leq 5.05$ und der Änderung des Anpassungsbereiches, indem jeweils entweder das erste oder letzte Intervall von der Anpassung ausgeschlossen wird. Dieses Ergebnis stimmt gut mit der publizierten Messung von H1 überein, die einen Wert von $b_{el} = (4.73 \pm 0.25^{+0.30}_{-0.39})\,\mathrm{GeV}^{-2}$ liefert [15]. Die publizierte Messung der ZEUS-Kollaboration des elastischen Steigungsparameters ergibt einen Wert von $b_{el} = 4.6 \pm 0.4^{+0.4}_{-0.6}\,\mathrm{GeV}^{-2}$ [16].

Weiterhin ist in Abbildung 7.28 die Vorhersage des Modells für den elastischen Steigungspa-

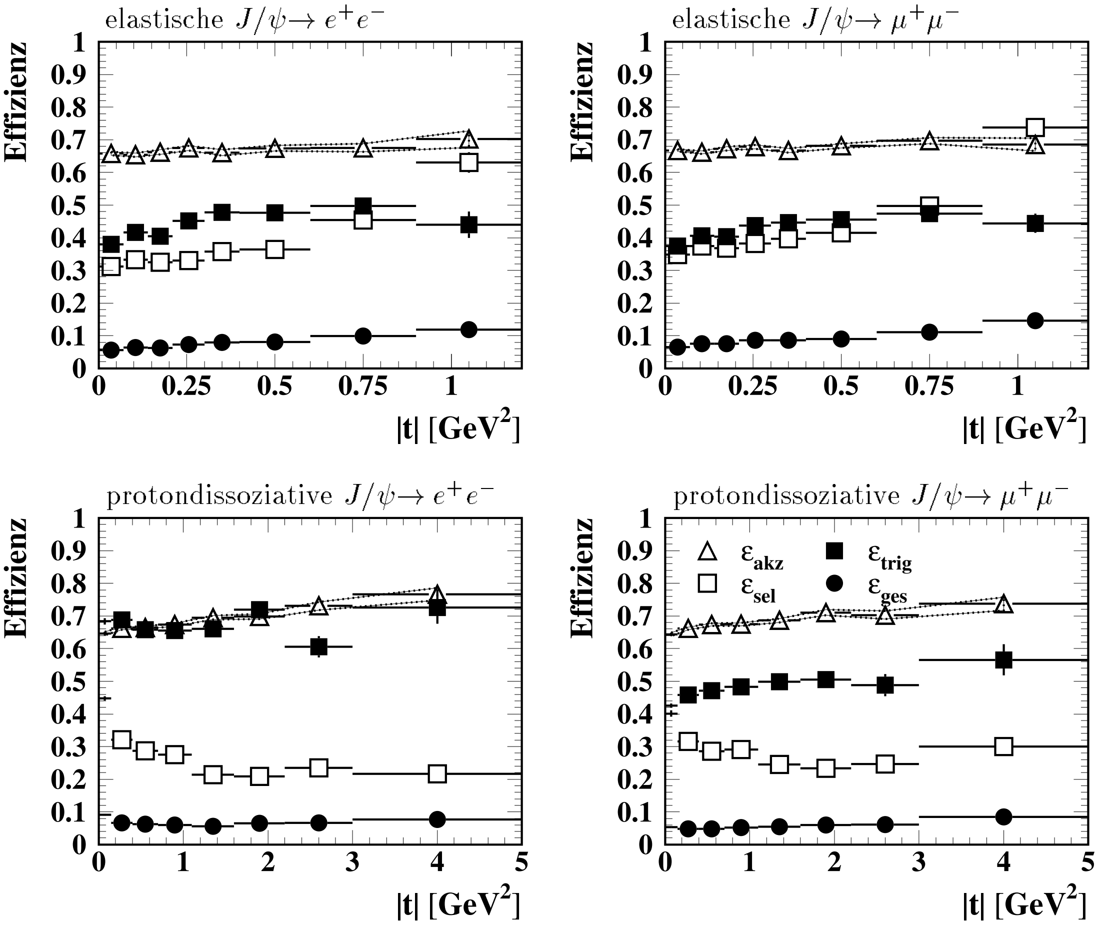


Abbildung 7.26: *Darstellung der Akzeptanz ϵ_{akz}, der Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel}, der Triggereffizienz ϵ_{trig} und der daraus resultierenden Gesamteffizienz ϵ_{ges} für die* **elastische J/ψ-Produktion** *(oben) und die* **J/ψ-Produktion mit Protondissoziation** *(unten) als Funktion von $|t|$.*

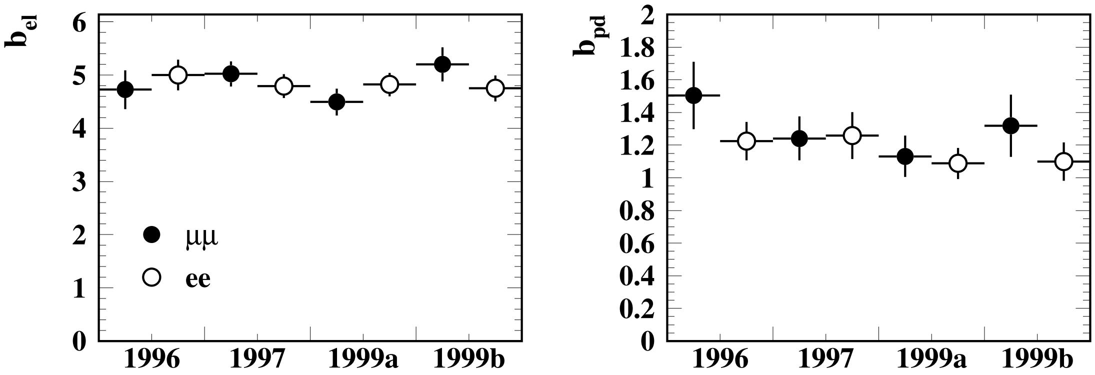


Abbildung 7.27: *Parameter aus der Anpassung des Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ für* **die elastische (links)** *und* **protondissoziative J/ψ-Produktion (rechts)** *getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal. Jeweils der erste Wert stellt das Ergebnis für den Myonkanal und der zweite Wert das Ergebnis für den Elektronkanal dar.*

rameter b_{el} von Ryskin et al. dargestellt (RSS 1, Gleichung 1.35). Hier wird ein Wert von $\alpha'_P = 0.15$ verwendet, der zwischen den Werten des Pomerons bestimmt durch Donnachie und Landshoff $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$ bzw. des harten Pomerons $\alpha'_{\mathbb{P}_h} = 0.1$ liegt. Die Anpassung der vorhergesagten Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes durch Bestimmung der Normierung liefert keine befriedigende Beschreibung des $d\sigma/dt$-Spektrums ($\chi^2/ndf = 20.2$). Wird außer der Normierung auch α'_P angepaßt (RSS 2), so ergibt sich ein Wert von $\alpha'_P = 0.32 \pm 0.02$, der noch über dem Wert von $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25$ liegt.

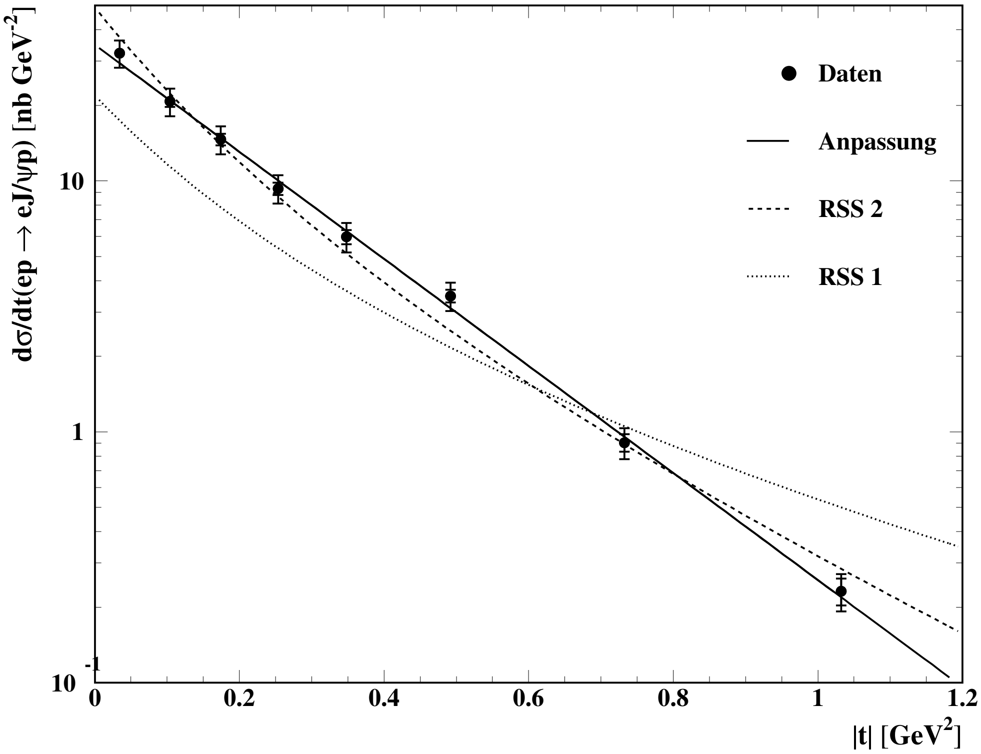


Abbildung 7.28: *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ als Funktion von $|t|$ für die* **elastische J/ψ-Produktion** *im Bereich $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$ und $Q^2 < 1\,GeV^2$. Die dargestellte Anpassung der Daten nach Gleichung 7.17 ergibt eine Steigung von $b_{el} = (4.89 \pm 0.16 \pm 0.08)\,GeV^{-2}$. Weiterhin sind zwei Kurven für die Vorhersage von Ryskin et al. dargestellt. Für RSS 1 wird lediglich ein Normierungsfaktor bestimmt, während für RSS 2 zusätzlich α'_P angepaßt wird. Es ergibt sich ein Wert von $\alpha'_P = 0.32 \pm 0.02$.*

Abbildung 7.29 zeigt das gemittelte Ergebnis für den Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit Protondissoziation. Als Ergebnis für die Anpassung im Bereich von $0.15\,\text{GeV}^2 < |t| < 3\,\text{GeV}^2$ (Anpassung 1) ergibt sich eine Steigung von:

$$b_{pd} = (1.18 \pm 0.07 \pm 0.06)\,\text{GeV}^{-2}\ . \tag{7.19}$$

Der erste Fehler resultiert aus der Anpassung des Wirkungsquerschnittes unter der Berücksichtigung der statistischen und unkorrelierten systematischen Fehler. Der zweite Fehler stammt aus der Variation der theoretischen Steigung zur Bestimmung der Intervallmitte zwischen $b = 1.0 - 1.4$ und der Änderung des Anpassungsbereiches ($0 < |t| < 3.0\,\text{GeV}^2$ und $0.15\,\text{GeV}^2 < |t| < 2.2\,\text{GeV}^2$).

Der niedrigste Punkt wird für die Anpassung nicht verwendet, da bei großen Massen M_X oder kleinen Schwerpunktenergien $W_{\gamma p}$ durch ein hohes $|t_{min}|$ (Gleichung 1.32 und Abbildung

3.2) der Verlauf des Wirkungsquerschnittes abflacht. Das Ergebnis 7.19 stimmt gut mit einer früheren Messung überein, die einen Wert von $b_{pd} = (1.3 \pm 0.1 \pm 0.2)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ im Bereich von $0 < |t| < 2.5\,\mathrm{GeV}^2$ ergibt [107].

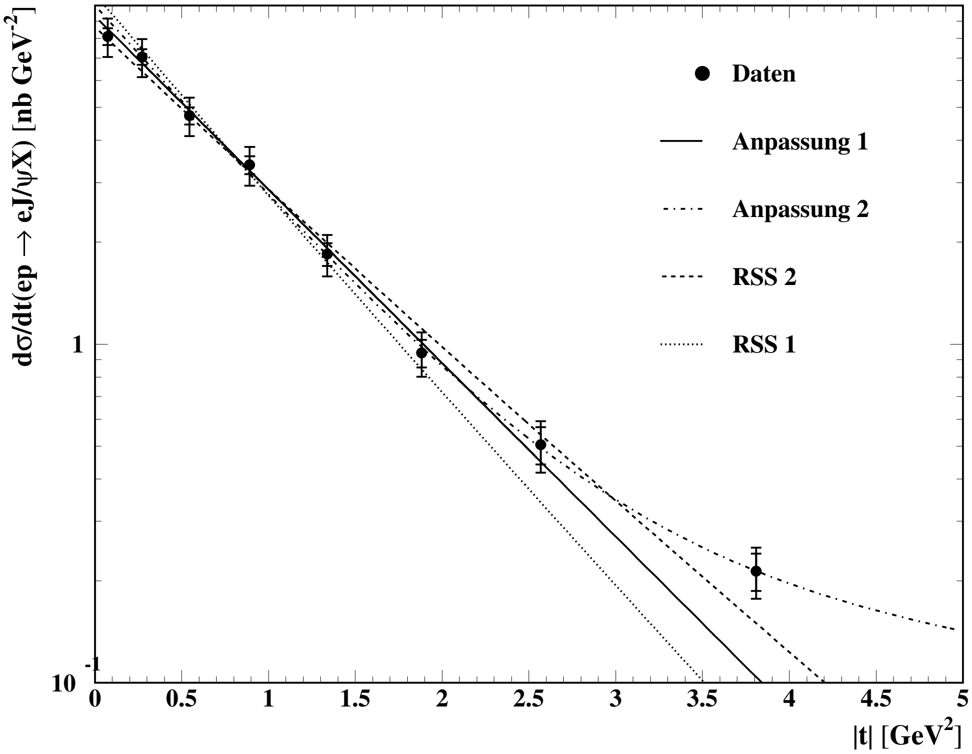


Abbildung 7.29: *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ als Funktion von $|t|$ für die* **J/ψ-Produktion mit Protondissoziation** *im Bereich $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$ und $Q^2 < 1\,GeV^2$. Die dargestellte Anpassung der Daten nach Gleichung 7.17 im Bereich $0.15\,GeV^2 < |t| < 3\,GeV^2$ ergibt eine Steigung von $b_{pd} = (1.18 \pm 0.07 \pm 0.06)\,GeV^{-2}$. Die zweite Anpassung erfolgt durch eine Summe aus zwei Exponentialfunktionen (Anpassung 2). Weiterhin sind zwei Kurven für die Vorhersage von Ryskin et al. dargestellt. Für RSS 1 wird lediglich ein Normierungsfaktor bestimmt, während für RSS 2 zusätzlich α'_P angepaßt wird. Es ergibt sich ein Wert von $\alpha'_P = 0.12 \pm 0.01$.*

Der höchste gemessene Punkt liegt über der Anpassung. Daher wird eine zweite Anpassung mit Hilfe der Summe von zwei Exponentialfunktionen durchgeführt. Es ergibt sich folgende Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes:

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma}{dt} &= (8.62 \pm 0.79)\frac{\mathrm{nb}}{\mathrm{GeV}^2} \cdot e^{-(1.35\pm0.10)|t|} + \\ &\quad (0.89 \pm 0.19)\frac{\mathrm{nb}}{\mathrm{GeV}^2} \cdot e^{-(0.48\pm0.08)|t|} \ . \qquad (7.20)\end{aligned}$$

Weiterhin ist die Vorhersage für den Verlauf des Wirkungsquerschnittes durch die Rechnung von Ryskin et al. dargestellt (Gleichung 1.34). Wiederum wird eine Anpassung der Normierung mit dem von den Autoren verwendeten Wert $\alpha'_P = 0.15$ (RSS 1) im Bereich $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < |t| < 3\,\mathrm{GeV}^2$ durchgeführt. Wird zusätzlich der Wert für α'_P variiert (RSS 2), so ergibt sich ein etwas niedrigerer Wert von $\alpha'_P = 0.12 \pm 0.01 \approx \alpha'_{\mathbb{P}_h}$. Die Verteilungen der elastischen und protondissoziativen Wirkungsquerschnitte bevorzugen demnach ein stark unterschiedliches α'_P.

Kapitel 8

Ergebnisse zur diffraktiven ψ'-Produktion

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zur diffraktiven ψ'-Produktion vorgestellt. Es gibt zwei verschiedene Möglichkeiten zum Nachweis von ψ'-Mesonen über Zwei-Lepton-Ereignisse:

1) $\boldsymbol{\psi' \rightarrow J/\psi(\rightarrow l^+l^-)\,\pi^+\pi^-}$. Dieser Kanal wird im folgenden als **Kaskadenzerfall** bezeichnet. Das Verzweigungsverhältnis beträgt $BR(\psi' \rightarrow J/\psi\,\pi^+\pi^-) = (31.0 \pm 2.8)\%$ [20]. In Abschnitt 8.1.1 wird die Selektion dieses Kanals beschrieben.

2) $\boldsymbol{\psi' \rightarrow l^+l^-}$. Für den **direkten leptonischen Zerfall** kann dieselbe Selektion wie für die im vorhergehenden Kapitel beschriebenen J/ψ-Mesonen verwendet werden. Das Verzweigungsverhältnis für den elektronischen Kanal beträgt $BR(\psi' \rightarrow e^+e^-) = (0.88 \pm 0.13)\%$. Für den myonischen Kanal wird der Wert $BR(\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-) = (0.77 \pm 0.17)\%$ angenommen. Dieses ist nicht der „offizielle“ Wert aus [20] (Diskussion in Abschnitt 1.4). Auf den direkten Zerfall wird in Abschnitt 8.1.2 eingegangen.

Beide Möglichkeiten haben verschiedene Vor- und Nachteile. Ein Vorteil des Kaskadenzerfalls ist, daß der selektierte Datensatz praktisch untergrundfrei ist. Als Nachteil müssen im Endzustand zwei niederenergetische Pionen nachgewiesen werden, was als Hauptteil zum experimentellen systematischen Fehler beiträgt. Für den direkten Zerfall hingegen stellen das Verzweigungsverhältnis und die Bestimmung der Ereigniszahl den größten systematischen Fehler dar. In beiden Fällen wird die Analyse der ψ'-Mesonen über das Verhältnis $\sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ durchgeführt, was den Vorteil hat, daß sich viele systematische Fehler wie z.B. der Fehler für die Leptonerkennung herausheben.
In den Abschnitten 8.1.1 und 8.1.2 werden beide Zerfallskanäle getrennt behandelt. Vor allem werden die Unterschiede zwischen den Ereignissen mit ψ'-Mesonen und den in Kapitel 7 analysierten J/ψ-Mesonen verdeutlicht. In Abschnitt 8.2 wird das Verhältnis im gesamten kinematischen Bereich der quasielastischen ψ'-Produktion zur J/ψ-Produktion bestimmt. Dabei bedeutet quasielastisch, daß nicht zwischen elastischer Produktion und Produktion mit Protondissoziation getrennt wird. Danach wird die t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes getrennt für die elastische und die protondissoziative ψ'-Produktion bestimmt. Zum Abschluß wird in Abschnitt 8.4 auf die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ eingegangen.

8.1 Selektion der ψ'-Kandidaten

In diesem Abschnitt wird auf die Selektion der ψ'-Kandidaten getrennt nach Zerfallskanal eingegangen.

8.1.1 Der Kaskadenzerfall

Abbildung 8.1 zeigt einen Kandidaten für den myonischen Kaskadenzerfall aus der Datennahmeperiode 1999a. Beide Zerfallsmyonen wurden im Kalorimeter identifiziert. Weiterhin kann ein Myonkandidat durch eine Spur im zentralen Myondetektor nachgewiesen werden. In der Darstellung der xy-Ebene erkennt man gut die stärker gekrümmten, entgegengesetzt geladenen Pionspuren.

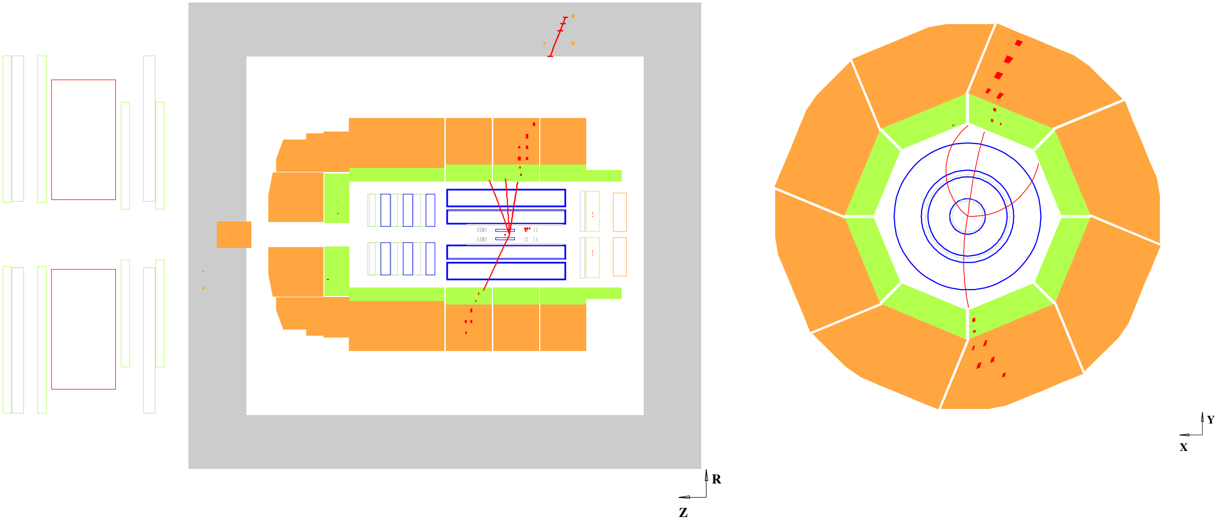


Abbildung 8.1: *Darstellung eines Kandidaten für den myonischen Kaskadenzerfall.*

Tabelle 8.1 gibt einen Überblick über die Selektion dieses Zerfallskanals. Es werden Ereignisse mit genau vier Spuren selektiert, von denen zwei als Leptonen mit entgegengesetzter Ladung erkannt wurden. An die Pionkandidaten, die ebenfalls entgegengesetzte Ladungen aufweisen müssen, werden die Qualitätsanforderungen für Spuren aus Anhang A gestellt. Sowohl die Lepton- als auch die Pionkandidaten werden auf den Zentralbereich zwischen $20° < \theta < 160°$ eingeschränkt, um eine gute Spurmessung sicherzustellen. Die Selektionsschnitte **1** bis **5** in Tabelle 8.1 entsprechen mit einer Ausnahme den jeweiligen Punkten in Tabelle 7.2. Da bei höheren Spurmultiplizitäten für Klasse `16` zwei im LAr-Kalorimeter identifizierte Elektronen verlangt werden, wird die Elektronerkennug auf das LAr-Kalorimeter eingeschränkt und keine im SpaCal erkannten Elektronen zugelassen. Daher findet auch der Trigger `s9` keine Verwendung. Ereignisse mit Elektronen im SpaCal treten jedoch nur bei hohen Schwerpunktenergien $W_{\gamma p}$ auf, so daß diese Einschränkung nur wenige Ereignisse verwirft.
Die Abbildungen 8.2 und 8.3 zeigen Massenverteilungen von Vierspurereignissen nach Anwendung aller Selektionsschritte mit Ausnahme von Punkt **7** getrennt nach elektronischen und myonischen Kanal. Dargestellt ist das invariante Massenspektrum des Zwei-Lepton-Systems M_{ll} und des Vier-Spur-Systems $M_{ll\pi\pi}$. Weiterhin wird die Massendifferenz $\Delta M = M_{ll\pi\pi} - M_{ll}$ gezeigt, die sich besser zur Definition der ψ'-Kandidaten eignet, da sich durch die Differenzbildung

eine bessere Auflösung ergibt. Außerdem ist die Massendifferenz nach einem Schnitt auf die invariante Masse M_{ll} dargestellt, der sich zwischen dem elektronischen und myonischen Kanal unterscheidet (vergleiche Tabelle 8.1) und zur Unterdrückung des verbleibenden Untergrundes dient. Zur Definition der ψ'-Kandidaten wird verlangt, daß die Differenz ΔM nicht mehr als 60 MeV von der nominellen Massendifferenz von 0.589 GeV abweicht (Tabelle 8.1, Punkt **7**) Tabelle 8.2 gibt die Anzahl der ψ'-Kandidaten getrennt nach Zerfallskanal und Datennahmeperiode an.

Nr.	$\psi' \rightarrow J/\psi(\rightarrow l^+l^-)\,\pi^+\pi^-$
	Datennahme und Leptonerkennung
1) - 5)	Vergleiche Tabelle 7.2*
	Selektion diffraktiver Ereignisse
6)	zwei identifizierte Leptonkandidaten entgegengesetzter Ladung zwei weitere Spuren entgegengesetzter Ladung mit: • $20° < \theta < 160°$ • $p_t > 0.12\,\mathrm{GeV}$
7)	$2.4\,\mathrm{GeV} < M_{ee} < 3.3\,\mathrm{GeV}$ für $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ $2.9\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$ für $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ $\lvert\Delta M - 0.59\,\mathrm{GeV}\rvert < 0.06\,\mathrm{GeV}$
	Kinematischer Bereich
8)	$40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ $z > 0.95$ $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$

Tabelle 8.1: *Zusammenfassung der Selektionsschnitte für den Kaskadenzerfall.*
* *Es werden auf Grund der Triggerbedingungen auf der vierten Triggerstufe* `L4` *keine Elektronkandidaten im SpaCal zugelassen. Aus diesem Grund wird der Trigger* `s9` *für den Elektronkanal nicht verwendet.*

	$e^+e^-\pi^+\pi^-$	$\mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$
1996	11	11
1997	16	16
1999a	13	19
1999b	10	8

Tabelle 8.2: *Anzahl der* **ψ'-Kandidaten im Kaskadenzerfall** *getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal.*

Vergleich von Daten und Simulation

In den Abbildungen 8.4 und 8.5 werden die Ereignisse im elektronischen bzw. myonischen Zerfallskanal mit Ereignissen des Generators `DIFFVM` verglichen. Dargestellt sind die Polarwinkel

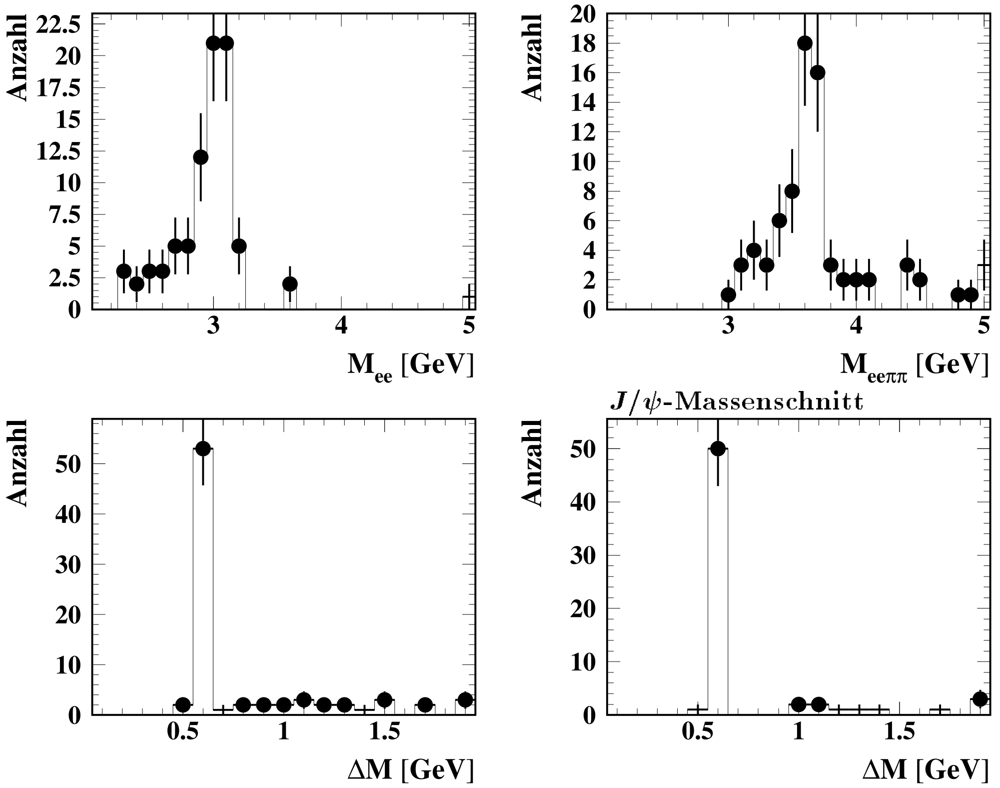


Abbildung 8.2: *Massenverteilung der* ψ'**-Kandidaten im elektronischen Kaskadenzerfall** *für alle vier Datennahmeperioden.*

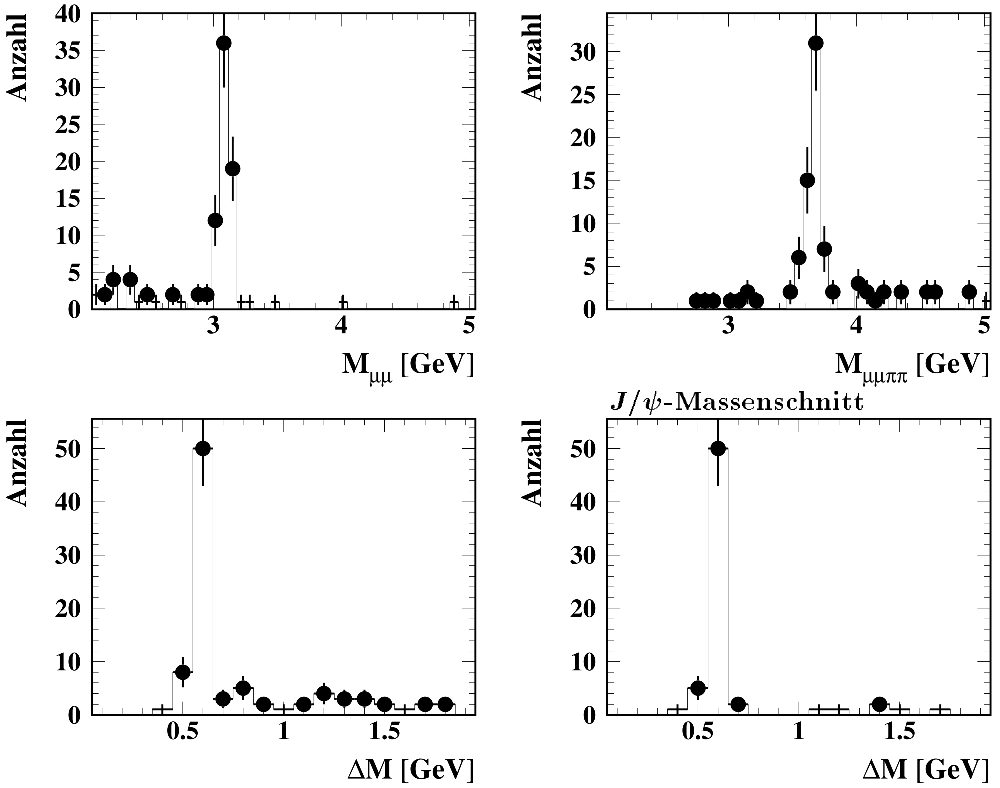


Abbildung 8.3: *Massenverteilung der* ψ'**-Kandidaten im myonischen Kaskadenzerfall** *für alle vier Datennahmeperioden.*

und die Transversalimpulse der Leptonen und Pionen sowie die invariante Zwei-Pion-Masse $M_{\pi\pi}$ und die Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$.
Das Massenspektrum $M_{\pi\pi}$ folgt in der Monte Carlo Simulation einer reinen Phasenraumverteilung (gepunktete Linien). Die Messungen von anderen Experimenten (u.a. [111]) ergeben jedoch ein Massenspektrum, das zu hohen Massen hin ansteigt. In [112] wird eine phänomenologische Analyse des Massenspektrums und der Winkelverteilung der Pionen durchgeführt und eine Modifikation des Matrixelementes für den Zerfall vorgenommen. Das gemessene Spektrum läßt sich gut durch eine Funktion $\propto (M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2)^2 \times$ (Phasenraumverteilung) beschreiben [112]. Daher werden die generierten Ereignisse mit dem Faktor $\propto (M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2)^2$ umgewichtet (vergleiche auch [113, 114]). Die so korrigierte Simulation wird eindeutig von der Verteilung der Daten bevorzugt.

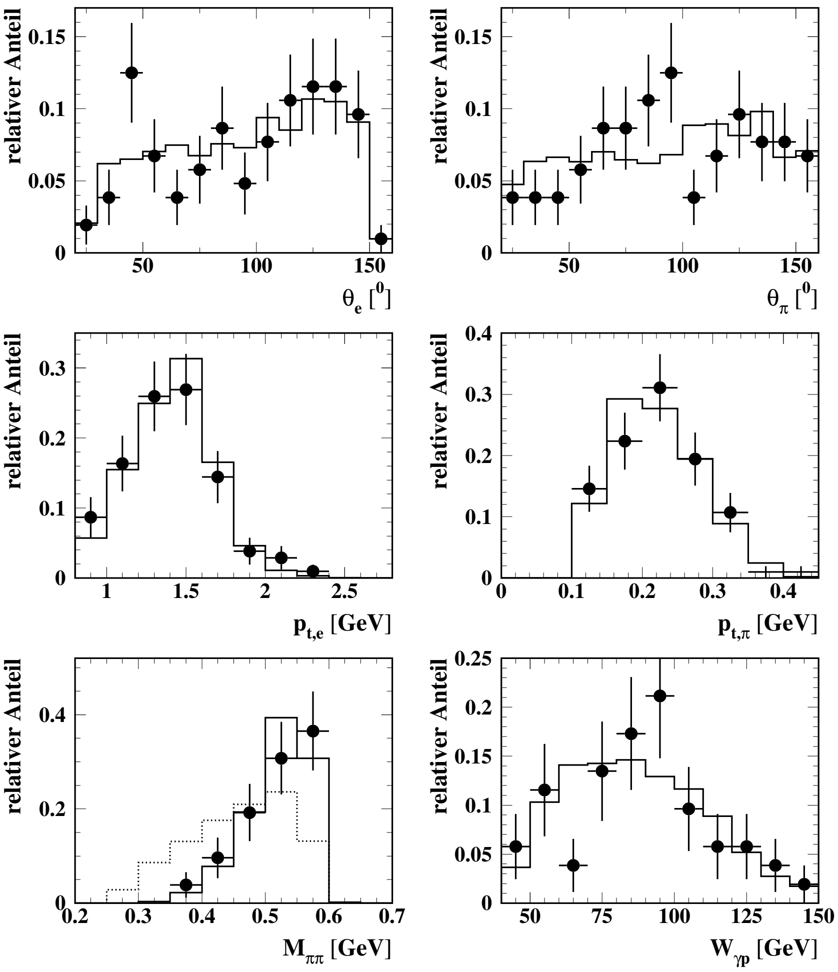


Abbildung 8.4: *Verteilungen der* **ψ'-Kandidaten im elektronischen Kaskadenzerfall** *kombiniert für alle Datennahmeperioden im Vergleich mit Ereignissen des Generators* `DIFFVM`*. Die Ereignisse des Monte Carlo Generators wurden mit dem Faktor $(M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2)^2$ umgewichtet. Die gepunktete Linie gibt die Verteilung der Masse vor der Umgewichtung an.*

Unterschiede zur J/ψ-Erkennung

Der Hauptunterschied der beschriebenen Selektionskette für $\psi' \to J/\psi\,\pi^+\pi^-$ im Gegensatz zur J/ψ-Erkennung besteht aus der Selektion der zwei niederenergetischen Pionen im Zentralbereich. Daraus ergibt sich eine leicht unterschiedliche Triggereffizienz, die vor allem durch Trigger `s54`

verursacht wird, der besonders effizient für Zwei-Spur-Ereignisse ist.
Abbildung 8.6 zeigt die Akzeptanz und die Selektionseffizienz für die zwei Pionen als Funktion von $W_{\gamma p}$ und $|t|$ bestimmt mit Ereignissen des Generators `DIFFVM`. Für die Darstellung wurden nur Ereignisse aus dem Bereich $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150$ und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ verwendet, wobei die Zerfallsleptonen auf den Zentralbereich von $20° < \theta_l < 160°$ eingeschränkt wurden. In Abbildung 8.6 sind folgende Effizienzen eingezeichnet:

1) Mindestens ein Pion befindet sich im Bereich von $20° < \theta_\pi < 160°$.
2) Beide Pionen befinden sich im Bereich von $20° < \theta_\pi < 160°$.
3) Beide Pionen haben zusätzlich zu 2) einen Impuls von $p_{t,\pi} > 0.12\,\mathrm{GeV}$.
4) Beiden Pionen kann eine rekonstruierte Spur, die an den Ereignisvertex angepaßt wurde, zugeordnet werden.

Auf der rechten Seite der Abbildung 8.6 ist die Effizienz 4) als Funktion von $|t|$ dargestellt. Diese ist genauso wie die Effizienzen 1) - 3) unabhängig von $|t|$. Das Verhältnis der Effizienzen für die

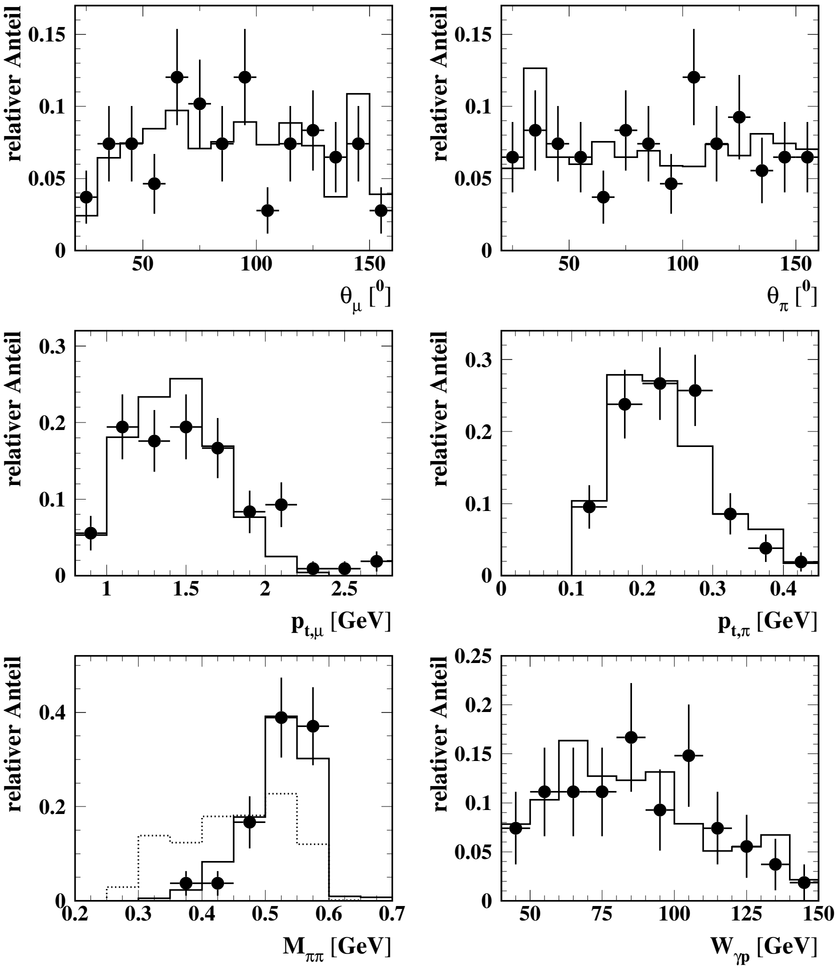


Abbildung 8.5: *Verteilungen der* ψ'**-Kandidaten im myonischen Kaskadenzerfall** *für alle Datennahmeperioden im Vergleich mit Ereignissen des Monte Carlo Generators* `DIFFVM`*, die mit dem Faktor* $(M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2)^2$ *umgewichtet wurden. Die gepunktete Linie gibt die Verteilung der Masse vor der Umgewichtung an.*

Schnitte 3) und 4) liegt bei über 80% und ist weitgehend unabhängig von $W_{\gamma p}$. Daher liegt die Rekonstruktionseffizienz eines einzelnen Pions in der Simulation bei etwa 90%. Als systematischer Fehler für die Rekonstruktionseffizienz wird in dieser Arbeit der in [114] vorgeschlagene Wert von 12% verwendet.

Abbildung 8.7 zeigt einen Vergleich des generierten Polarwinkels θ_l und des Transversalimpulses $p_{t,l}$ der Zerfallsleptonen für elastisch produzierte J/ψ-Mesonen und ψ'-Mesonen im Kaskadenzerfall. Dabei werden nur Ereignisse im Bereich $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ dargestellt. Die Leptonen aus dem Kaskadenzerfall gehen im Mittel ein wenig weiter in Vorwärtsrichtung. Es liegen weniger Leptonen außerhalb des Akzeptanzbereiches $\theta > 160°$. Weiterhin ist der Transversalimpuls p_t ein wenig zu höheren Werten hin verschoben.

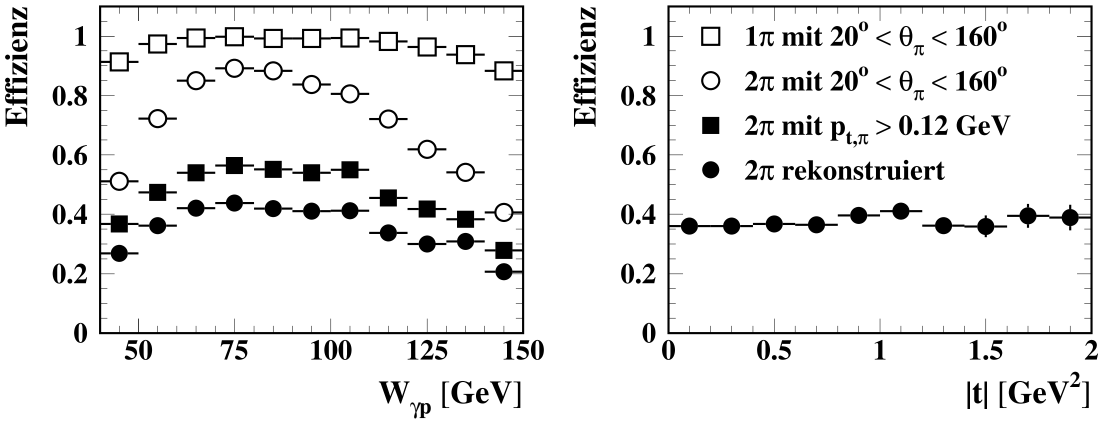


Abbildung 8.6: *Erkennungseffizienz der* **niederenergetischen Pionen des ψ'-Kaskadenzerfalls** *als Funktion von $W_{\gamma p}$ und $|t|$ bestimmt mit Hilfe von Ereignissen des Generators* `DIFFVM`. *Für Ereignisse im kinematischen Bereich dieser Analyse mit zwei Zerfallsleptonen im Zentralbereich ($20° < \theta_l < 160°$) werden nacheinander verschiedene Schnitte gemacht. Eine genauere Beschreibung befindet sich im Text.*

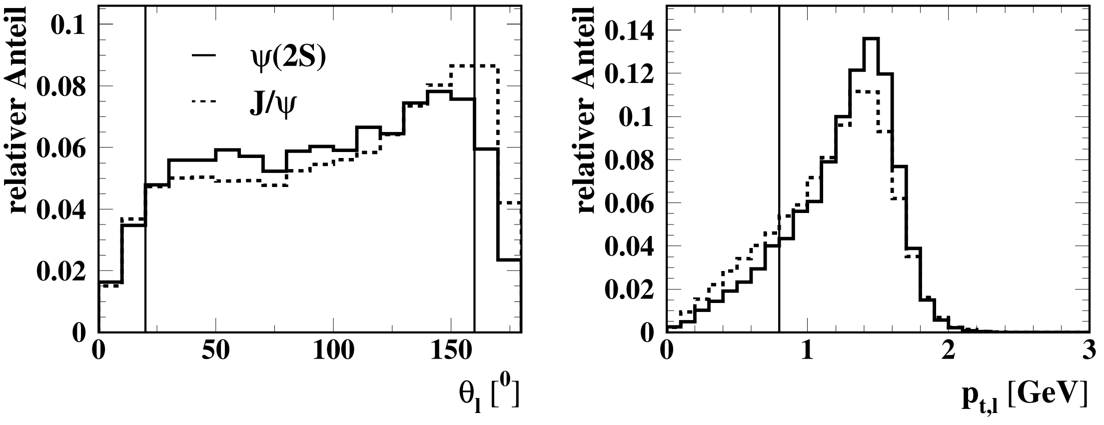


Abbildung 8.7: *Vergleich der generierten Größen θ_l und $p_{t,l}$ von* `DIFFVM` *von elastisch produzierten J/ψ-Mesonen und ψ'-Mesonen im* **Kaskadenzerfall** *im kinematischen Bereich $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$ und $Q^2 < 1\,GeV^2$. Eingezeichnet sind die in der Analyse angewendeten Schnitte auf die Zerfallsleptonen.*

8.1.2 Der direkte Zerfall

Die Selektion der ψ'-Kandidaten im direkten Zerfall ($\psi' \rightarrow l^+l^-$) erfolgt nach Tabelle 7.2. Der einzige Unterschied zu den J/ψ-Mesonen besteht in der größeren Masse des ψ'-Mesons. Daher ist auch das Impulsspektrum der Zerfallsleptonen zu höheren Werten hin verschoben. Abbildung 8.8 zeigt einen Vergleich der generierten Polarwinkel θ_l und Transversalimpulse $p_{t,l}$ der Zerfallsleptonen von Ereignissen des Generators `DIFFVM` für elastisch produzierte J/ψ-Mesonen und ψ'-Mesonen im direkten Zerfall. Dabei wurde eine Einschränkung auf den kinematischen Bereich dieser Analyse von $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ vorgenommen.
Da die Erkennungseffizienz für Myonen im Gegensatz zu Elektronen mit dem Transversalimpuls ansteigt (vergleiche Abbildungen 4.10 und 4.14), ist die Selektionseffizienz für ψ'-Mesonen im myonischen Zerfallskanal höher als für J/ψ-Mesonen. Somit ist das Verhältnis des ψ'- zum J/ψ-Signal für den myonischen größer als für den elektronischen Zerfallskanal.

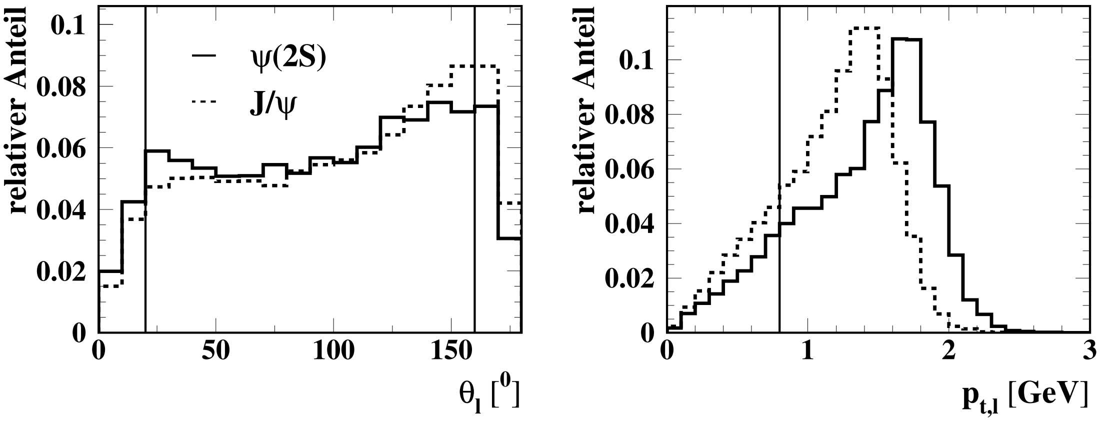


Abbildung 8.8: *Vergleich der generierten Größen θ_l und $p_{t,l}$ von* `DIFFVM` *von elastisch produzierten J/ψ-Mesonen und ψ'-Mesonen im* **direkten Zerfall** *im kinematischen Bereich $40\,GeV < W_{\gamma p} < 150\,GeV$ und $Q^2 < 1\,GeV^2$. Eingezeichnet sind die in der Analyse angewendeten Schnitte auf die Zerfallsleptonen.*

Bestimmung der Ereigniszahl
Abbildung 8.9 zeigt das invariante Massenspektrum getrennt für den myonischen und elektronischen Zerfallskanal, wobei alle Datennahmeperioden kombiniert wurden. Für die Signalregion sind Ereignisse des Generators `DIFFVM` gezeigt, die auf die Zahl der Ereignisse in der Signalregion normiert wurden. Weiterhin sind die Vorhersagen der Generatoren `GRAPE` und `LPAIR` aufgetragen, die den nichtresonanten Untergrund für den elektronischen bzw. myonischen Kanal darstellen.
Zur Bestimmung der Ereigniszahl werden für den elektronischen Zerfallskanal die Ereignisse in der Signalregion von $3.5\,\mathrm{GeV} < M_{ee} < 3.9\,\mathrm{GeV}$ gezählt und der nichtresonante Untergrund mit Hilfe der Vorhersage des Monte Carlo Generators `GRAPE` abgezogen. Im myonischen Zerfallskanal wird das Massenspektrum durch eine Gerade für den nichtresonanten Untergrund und eine Gaußkurve für die Signalregion angepaßt. Die Anzahl der Ereignisse aus dieser Anpassung wird mit dem Wert, bestimmt aus der Anzahl der Ereignisse in der Signalregion $3.5\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.9\,\mathrm{GeV}$ abzüglich der Vorhersage des Monte Carlo Generators `LPAIR`, verglichen. Die Ereigniszahl bestimmt mit der Vorhersage von `LPAIR` liegt abhängig von der Datennahmeperiode etwa $5-10\%$ über dem Resultat aus der Anpassung. Im weiteren wird die Zahl der Ereignisse aus der Anpassung verwendet.

Da das Signal zu Untergrund Verhältnis beim ψ'-Meson sehr viel schlechter als beim J/ψ-Meson ist, wird ein systematischer Fehler von 15% für die Bestimmung der Ereigniszahl für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal angenommen.
In Tabelle 8.3 ist die Anzahl der ψ'-Kandidaten getrennt nach Zerfallskanal und Datennahmeperiode für den direkten Zerfallskanal angegeben.

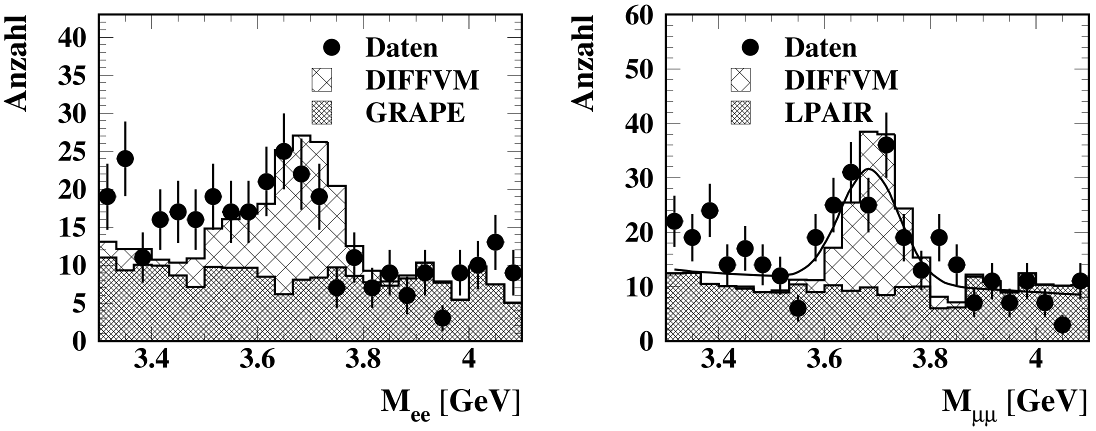


Abbildung 8.9: *Massenspektrum im Bereich des ψ'-Mesons getrennt nach elektronischem (links) und myonischem Zerfallskanal (rechts) kombiniert für alle Datennahmeperioden. Weiterhin ist eine Mischung von Ereignisse der Generatoren* `DIFFVM` *für die Signalregion und* `GRAPE` *bzw.* `LPAIR` *für den nichtresonanten Untergrund dargestellt.*

	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$
1996	17 ± 7	17 ± 6
1997	22 ± 9	36 ± 9
1999a	19 ± 9	28 ± 7
1999b	19 ± 8	19 ± 8

Tabelle 8.3: *Anzahl der* **ψ'-Kandidaten im direkten Zerfall**.

8.2 Vergleich der ψ'- und der J/ψ-Produktion

In diesem Abschnitt wird das Verhältnis der quasielastischen Wirkungsquerschnitte von ψ'- und J/ψ-Meson im gesamten kinematischen Bereich betrachtet. Durch die Betrachtung des Verhältnisses heben sich viele systematische Fehler wie z.B. die Leptonerkennung heraus. Im folgenden wird also das Verhältnis:

$$R = \frac{\sigma(ep \to e\psi' X)}{\sigma(ep \to eJ/\psi X)} = \frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} \cdot \frac{\epsilon_{J/\psi}}{\epsilon_{\psi'}} \cdot \frac{BR_{J/\psi}}{BR_{\psi'}} \tag{8.1}$$

näher untersucht. Für die verschiedenen Zerfallskanäle resultieren hieraus verschiedene systematische Unsicherheiten. Der Untergrundanteil von ψ'-Mesonen im J/ψ-Datensatz, der in Abschnitt 7.3.4 zu 3.4% abgeschätzt wurde, wird im folgenden vernachlässigt.

Beim Kaskadenzerfall ist das Verhältnis der beiden Gesamteffizienzen $\epsilon_{J/\psi}$ und $\epsilon_{\psi'}$ im wesentlichen durch die Rekonstruktionseffizienz der Pionspuren im Zentralbereich und der auf Grund der höheren Spurmultiplizität reduzierten Triggereffizienz von Trigger `s54` gegeben. Beim relativen Verzweigungsverhältnis hebt sich der Wert für den Zerfall des J/ψ-Mesons heraus, so daß nur der Wert für $BR(\psi' \to J/\psi\,\pi^+\pi^-)$ von $(31.0 \pm 2.8)\%$ beiträgt:

$$\frac{BR_{J/\psi}}{BR_{\psi'}} = \frac{BR(J/\psi \to l^+l^-)}{BR(J/\psi \to l^+l^-) \cdot BR(\psi' \to J/\psi\,\pi^+\pi^-)} = \frac{1}{BR(\psi' \to J/\psi\,\pi^+\pi^-)} \,. \tag{8.2}$$

Im direkten Zerfall ist das Verhältnis $\epsilon_{J/\psi}/\epsilon_{\psi'}$ wichtig, das sich für den elektronischen und den myonischen Zerfallskanal unterscheidet (vergleiche Abschnitt 8.1.2). Für den elektronischen Kanal liegt das Verhältnis etwa bei eins, während es für den myonischen Kanal niedriger ist. Daher ist das Verhältnis $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ im myonischen größer als im elektronischen Kanal.

Tabelle 8.4 gibt eine Zusammenfassung der systematischen Fehler für die Bestimmung des Verhältnisses $R = \sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ (Gleichung 8.1) getrennt nach Zerfallskanal an. Der Fehler für den Kaskadenzerfall wird durch den Fehler am Verzweigungsverhältnis und durch die Rekonstruktion der niederenergetischen Pionen dominiert. Im direkten Zerfall ist der Fehler auf das Verzweigungsverhältnis am größten.

Fehlerquelle	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-	vergl. Abschnitt
Kaskadenzerfall			
Pionrekonstruktion	12 %		8.1.1
Bestimmung der J/ψ-Ereigniszahl	2 %	5 %	7.3.1
Verzweigungsverhältnis	9 %		1.4
direkter Zerfall			
Bestimmung der J/ψ-Ereigniszahl	2 %	5 %	7.3.1
Bestimmung der ψ'-Ereigniszahl	15 %		8.1.2
Verzweigungsverhältnis	22 %	15 %	1.4

Tabelle 8.4: *Zusammenfassung der systematischen Fehler für die Bestimmung des Verhältnisses* $R = \sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ *getrennt nach Zerfallskanal.*

Die Tabelle 8.5 gibt die relevanten Werte $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$, $\epsilon_{J/\psi}/\epsilon_{\psi'}$ und den daraus resultierenden Wert für R für die verschiedenen Datennahmeperioden und Zerfallskanäle an. Die Werte für R sind in Abbildung 8.10 dargestellt. Daraus ergibt sich der mit dem relativen statistischen Fehler gewichtete Mittelwert für den Kaskadenzerfall R_{kas} bzw. für den direkten Zerfall R_{dir} von:

$$\begin{aligned} R_{kas} &= 0.182 \pm 0.018(stat.) \pm 0.022(sys.) \pm 0.016(BR) \\ R_{dir} &= 0.173 \pm 0.021(stat.) \pm 0.026(sys.) \pm 0.032(BR) \end{aligned} \tag{8.3}$$

Der erste Fehler gibt den statistischen und der zweite den systematischen Fehler mit Ausnahme des Verzweigungsverhältnisses an, welches durch den dritten Fehler berücksichtigt wird. Die Werte für R_{kas} und R_{dir} sind in Übereinstimmung mit einer früheren Messung von H1, die einen Wert von $R = 0.150 \pm 0.027 \pm 0.018 \pm 0.011$ liefert [58].

Die Messungen sind in guter Übereinstimmung mit der von Nemchik et al. [51] bestimmten Vorhersage, die für das Verhältnis der elastischen Photoproduktionswirkungsquerschnitte von

Kaskadenzerfall					
		1996	1997	1999a	1999b
$N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ [%]	$\mu\mu$	2.74 ± 0.84	1.85 ± 0.48	2.73 ± 0.63	1.47 ± 0.52
	ee	2.16 ± 0.69	1.36 ± 0.46	1.61 ± 0.45	1.59 ± 0.51
$\epsilon_{J/\psi}/\epsilon_{\psi'}$	$\mu\mu$	2.76	2.61	2.53	2.39
	ee	3.22	3.67	2.80	3.30
R	$\mu\mu$	0.244 ± 0.075	0.156 ± 0.039	0.223 ± 0.052	0.113 ± 0.040
	ee	0.224 ± 0.071	0.161 ± 0.054	0.145 ± 0.040	0.169 ± 0.053

direkter Zerfall					
		1996	1997	1999a	1999b
$N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ [%]	$\mu\mu$	4.21 ± 1.38	4.14 ± 1.04	4.11 ± 1.04	3.55 ± 1.26
	ee	2.29 ± 0.96	2.24 ± 0.88	1.91 ± 0.88	2.33 ± 0.96
$\epsilon_{J/\psi}/\epsilon_{\psi'}$	$\mu\mu$	0.55	0.56	0.62	0.58
	ee	1.03	0.94	0.88	0.83
R	$\mu\mu$	0.177 ± 0.058	0.179 ± 0.045	0.195 ± 0.049	0.158 ± 0.056
	ee	0.183 ± 0.077	0.163 ± 0.064	0.130 ± 0.060	0.150 ± 0.062

Tabelle 8.5: *Vergleich des Verhältnisses von quasielastischer ψ'- zu J/ψ-Produktion getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal.*

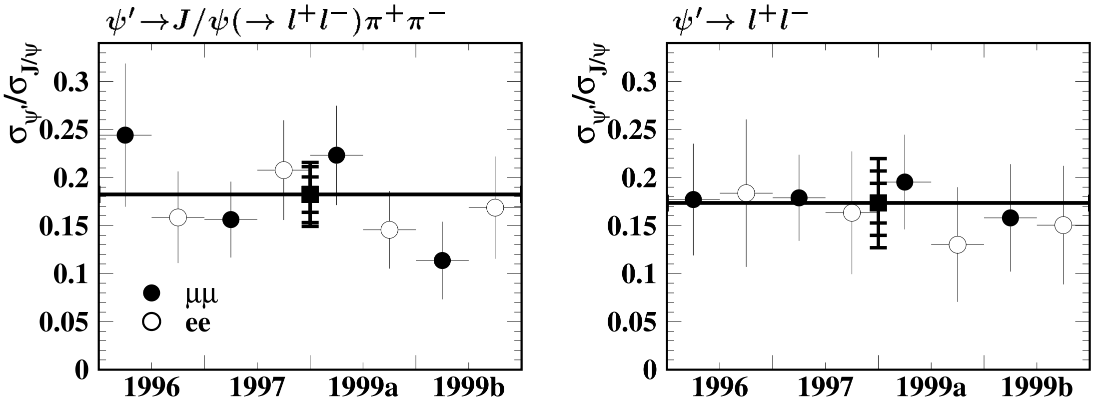


Abbildung 8.10: *Vergleich des Verhältnisses von quasielastischer ψ'- zu J/ψ-Produktion,* **links für den Kaskadenzerfall** *und* **rechts für den direkten Zerfall** *getrennt nach Datennahmeperiode und Zerfallskanal. Die einzelnen Werte sind in Tabelle 8.5 zusammengefaßt. Weiterhin sind die fehlergewichteten Mittelwerte dargestellt. Die Fehler geben von innen nach außen den statistischen, den experimentellen systematischen und den aus dem Verzweigungsverhältnis resultierenden Fehler an.*

ψ'- und J/ψ-Mesonen einen Wert von 0.17 vorhersagen. Dieser Wert ist deshalb so niedrig, da die Photoproduktion von ψ'-Mesonen auf Grund des Knotens in der radialen Wellenfunktion im Gegensatz zum J/ψ unterdrückt ist. Es heben sich Beiträge des Dipolwirkungsquerschnittes unterhalb und oberhalb des Knotens auf (Abschnitt 1.6.2). Andere Autoren [50] erhalten einen um einen Faktor 2 bis 5 niedrigeren Wert für das Verhältnis in Photoproduktion.
Neuere Rechnungen von Nemchik et al. [39] geben Vorhersagen für die $W_{\gamma p}$- und t-Abhängigkeit der elastischen ψ'-Produktion, die in den nächsten beiden Abschnitten untersucht werden.

8.3 *t*-Abhängigkeit

In diesem Abschnitt werden unter der Voraussetzung, daß sich der diffraktive Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ verhält wie:

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|} \,, \tag{8.4}$$

die Steigungsparameter b_{el} und b_{pd} für die elastische bzw. protondissoziative ψ'-Produktion bestimmt.
Um einen Eindruck von der Größe dieser Steigungsparameter in Bezug auf die Werte für die J/ψ-Produktion zu erhalten, wird zuerst nur das unkorrigierte Verhältnis $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ ohne Unterscheidung zwischen Ereignissen ohne und mit Aktivität in den Vorwärtsdetektoren als Funktion von $|t|$ bestimmt. Da bei hohen Werten von $|t|$ sehr wenige Ereignisse vorliegen, wird für den direkten Zerfallskanal keine Anpassung des Massenspektrums vorgenommen, sondern die Anzahl der Ereignisse wird im Bereich ±150 MeV um die nominelle ψ'-Masse abzüglich der Ereignisse in den Seitenbändern gezählt. Für den myonischen Zerfallskanal werden die Seitenbänder auf beiden Seiten der Resonanz mit einer Breite von 150 MeV verwendet, während für den elektronischen Kanal ein doppelt so breites Band auf der rechten Seite betrachtet wird. Die Bestimmung der Ereigniszahl für den Kaskadenzerfall erfolgt nach Tabelle 8.1 (Punkt **7**).
Auf Grund der geringen Ereigniszahl bei hohen Werten von $|t|$ werden der elektronische und der myonische Zerfallskanal zusammengefaßt. Die Ereigniszahlen werden nicht durch das Verhältnis $\epsilon_{J/\psi}/\epsilon_{\psi'}$ korrigiert, da dieses für die verschiedenen Zerfallskanäle unterschiedlich ist. Die Korrektur ist jedoch nicht notwendig, da das Verhältnis im wesentlichen unabhängig von $|t|$ ist.
Abbildung 8.11 zeigt das unkorrigierte Verhältnis $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ getrennt nach direktem Zerfall und Kaskadenzerfall. Beide Kanäle zeigen eine Tendenz zu einem größeren Verhältnis mit steigendem $|t|$, was dafür spricht, daß die t-Abhängigkeit für ψ'-Mesonen schwächer als für J/ψ-Mesonen sind.
Um dieses zu verdeutlichen, ist die Vorhersage des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ nach dem Modell von Ryskin et al. [36] für die diffraktiven Steigungsparameter (Abschnitt 1.5.2) nach folgender Gleichung dargestellt:

$$\frac{N_{\psi'}}{N_{J/\psi}} = M_0 \left[\frac{\exp(-b_{el,\psi'} \cdot |t|) + \exp(-b_{pd,\psi'} \cdot |t|)}{\exp(-b_{el,J/\psi} \cdot |t|) + \exp(-b_{pd,J/\psi} \cdot |t|)}\right] \quad . \tag{8.5}$$

Dabei wurde die Annahme gemacht, daß der Wirkungsquerschnitt für die elastische und protondissoziative J/ψ- bzw. ψ'-Erzeugung gleich ist. Die Anpassung der Normierung M_0 des Verhältnisses $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ wurde für die beiden Kanäle getrennt durchgeführt. Die Verhältnisse werden gut von der Anpassung wiedergegeben.
Abbildung 8.12 zeigt die Vorhersage des Modells von Ryskin et al. für die Differenz der Steigungsparameter $b_{J/\psi} - b_{\psi'}$ als Funktion von $|t|$, die in diesem Modell für den elastischen und

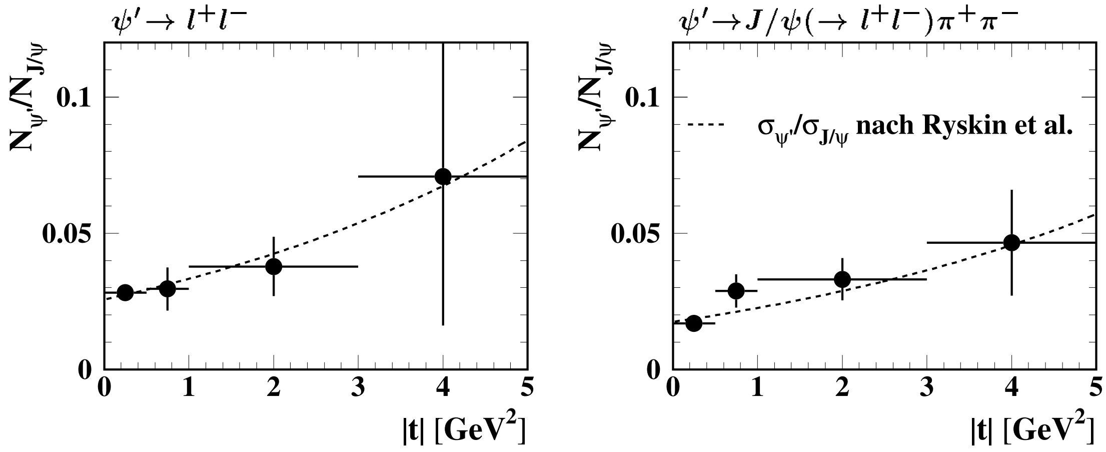


Abbildung 8.11: *Unkorrigiertes Verhältnis $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ für den* **direkten Zerfall (links)** *und den* **Kaskadenzerfall (rechts)**. *Die Vorhersage des Modells von Ryskin et al. für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ wurde durch Bestimmung eines Normierungsfaktors an die Verteilung angepaßt.*

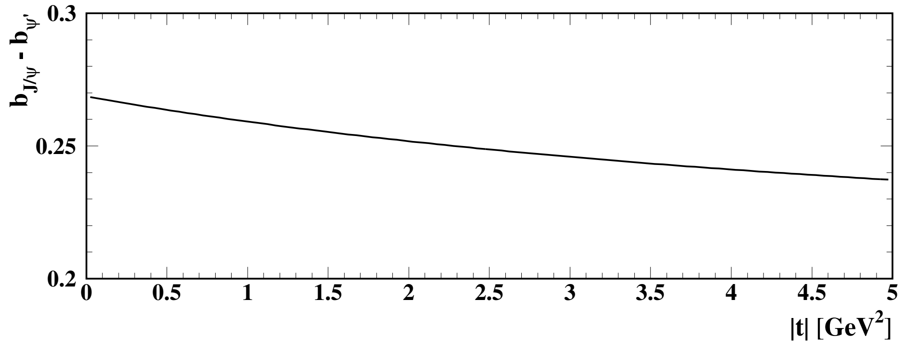


Abbildung 8.12: *Vorhersage des Modells von Ryskin et al. für die Differenz der Steigungsparameter $b_{J/\psi} - b_{\psi'}$ als Funktion von $|t|$. Diese Vorhersage gilt für elastische und protondissoziative Steigungsparameter.*

protondissoziativen Steigungsparameter gleich ist. Die Differenz der Steigungsparameter ist in diesem Modell eine Folge der unterschiedlichen Massen der Mesonen, die quadratisch in die Gleichung für die Steigungsparameter eingeht (Gleichung 1.34).
Das Modell von Nemchik et al. [39] kommt ebenfalls zu der Vorhersage $b_{\psi'} \lesssim b_{J/\psi}$, die sich jedoch als Folge des Knotens in der Wellenfunktion des ψ'-Mesons ergibt (Abschnitt 1.6.2).
Im folgenden wird die elastische b_{el} und die protondissoziative Steigung b_{pd} des Wirkungsquerschnittes der ψ'-Produktion extrahiert. Auf Grund der geringen Ereigniszahl wird eine andere Methode zur Bestimmung der Steigungen als in Abschnitt 7.5 verwendet, die im folgenden beschrieben wird. Da sich im Gegensatz zum Kaskadenzerfall ein großer Beitrag an nichtresonantem Untergrund im Datensatz des direkten Zerfalls befindet, müssen beide Kanäle getrennt untersucht werden.

Direkter Zerfall

Die Steigungsparameter b_{el} und b_{pd} werden mit Ereignissen des direkten Zerfalls ohne bzw. mit Aktivität in den Vorwärtsdetektoren gemessen. Es werden Ereignisse verwendet, die sich in einem Massenbereich von ±150 MeV um die nominelle ψ'-Masse befinden. Diese Ereignisse werden in die in Kapitel 7 bereits für das J/ψ-Meson eingeführten t-Intervalle eingeteilt und mit Hilfe der Gesamteffizienz $\epsilon_{\psi'}(t)$ korrigiert. Somit stehen zwei Datensätze zur Verfügung:

1) **Ereignisse ohne Aktivität in den Vorwärtsdetektoren** (vergleiche Tabelle 6.1). Dieser Datensatz enthält etwa 39% an elastisch produzierten ψ'-Mesonen, 6% an protondissoziativem ψ'-Untergrund und 55% an nichtresonantem Untergrund.

2) **Ereignisse mit Aktivität in den Vorwärtsdetektoren.** Dieser Datensatz enthält etwa 54% an ψ'-Mesonen mit Protondissoziation, 6% an elastischem ψ'-Untergrund und 40% an nichtresonantem Untergrund.

Weiterhin wird der Bereich zwischen $4.0 < M_{ll} < 8.0\,\mathrm{GeV}$ verwendet, um die Steigung des nichtresonanten Untergrundes zu bestimmen. Wiederum erhält man zwei Datensätze:

3) **Ereignisse ohne Aktivität in den Vorwärtsdetektoren.** Das t-Spektrum der Ereignisse ohne Vorwärtsaktivität wird mit Hilfe von zwei Exponentialfunktionen parametrisiert. Die steilere Funktion ($b_1 \approx 30\,\mathrm{GeV}^{-2}$) beschreibt die elastisch gestreuten Ereignisse und die im Datensatz verbleibenden kosmischen Myonen und die flachere Funktion ($b_2 \approx 3.6\,\mathrm{GeV}^{-2}$) die Ereignisse mit Protondissoziation, in denen der Protonrest kein Signal in der Vorwärtsregion auslöst.

4) **Ereignisse mit Aktivität in den Vorwärtsdetektoren.** Um das t-Spektrum dieser Ereignisse zu beschreiben, reicht eine Exponentialfunktion ($b_3 \approx 1.5\,\mathrm{GeV}^{-2}$). Innerhalb der Fehler ist das t-Spektrum vergleichbar mit dem Spektrum der protondissoziativen J/ψ-Ereignisse (Abschnitt 7.5).

Im folgenden wird für die normierte Anzahl von Ereignissen N der Datensätze 1) und 2) angenommen:

$$\frac{1}{N}\,\frac{dN}{dt} = N_0 \cdot \left[\sum_i \frac{f_i}{M_i}\, e^{-b_i|t|}\right] \tag{8.6}$$

mit den Anteilen f_i des jeweiligen Ereignistyps i an dem betrachteten Datensatz und der Normierung M_i:

$$M_i = \int_0^{t_{max}} e^{-b_i|t|}\, d|t| \quad ,$$

mit $t_{max} = 1.2\,\mathrm{GeV}^2$ für Ereignisse aus Datensatz 1) und $t_{max} = 5\,\mathrm{GeV}^2$ für Ereignisse aus Datensatz 2).

Zunächst wird mit Hilfe des Datensatzes 2) die Steigung der ψ'-Kandidaten mit Protondissoziation bestimmt. Der nichtresonante Untergrund wird nicht abgezogen, sondern es wird eine kombinierte Anpassung durchgeführt, in der der Untergrund mit dem oben aufgeführten Anteil und mit der aus Datensatz 4) bestimmten Steigung b_3 beiträgt. Der Anteil an elastisch produzierten ψ'-Mesonen wird vernachlässigt, weil die elastischen Ereignisse mit Aktivität in den Vorwärtsdetektoren eine sehr viel flachere t-Abhängigkeit aufweisen als Ereignisse ohne Aktivität. Dieses wurde mit Hilfe der Monte Carlo Simulation überprüft. Die einzigen freien Parameter der Anpassung sind die Steigung b_{pd} und der Normierungsfaktor N_0.

Abbildung 8.13 zeigt die Anpassung für den myonischen Kanal, die nur für das zweite bis siebte Intervall durchgeführt wurde. Das erste Intervall wird nicht verwendet, da bei großen Massen M_X oder kleinen Schwerpunktenergien $W_{\gamma p}$ durch ein hohes $|t_{min}|$ der Verlauf des Wirkungsquerschnittes abflacht. Der Wert von $|t_{min}|$ ist für ψ'-Mesonen noch größer als für J/ψ-Mesonen (Gleichung 1.32 und Abbildung 3.2). Das letzte Intervall wird ebenfalls nicht für die Anpassung verwendet, da zum einen die Anzahl der Ereignisse sehr niedrig ist und zum anderen der Wirkungsquerschnitt für die protondissoziative J/ψ-Produktion in diesem Bereich abflacht.
Als Ergebnis ergibt sich für den myonischen Kanal eine Steigung von $b_{pd} = (1.19 \pm 0.37)\,\mathrm{GeV}^{-2}$. Die Bestimmung der Steigung des elektronischen Kanals ist auf Grund der geringen Statistik sehr ungenau. Es ergibt sich eine Steigung von $b_{pd} = (0.74 \pm 0.47)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ mit $\chi^2/ndf > 3$. Für die Kombination der Verteilungen beider Kanäle ergibt sich eine Steigung von $b_{pd} = (0.93 \pm 0.27)\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

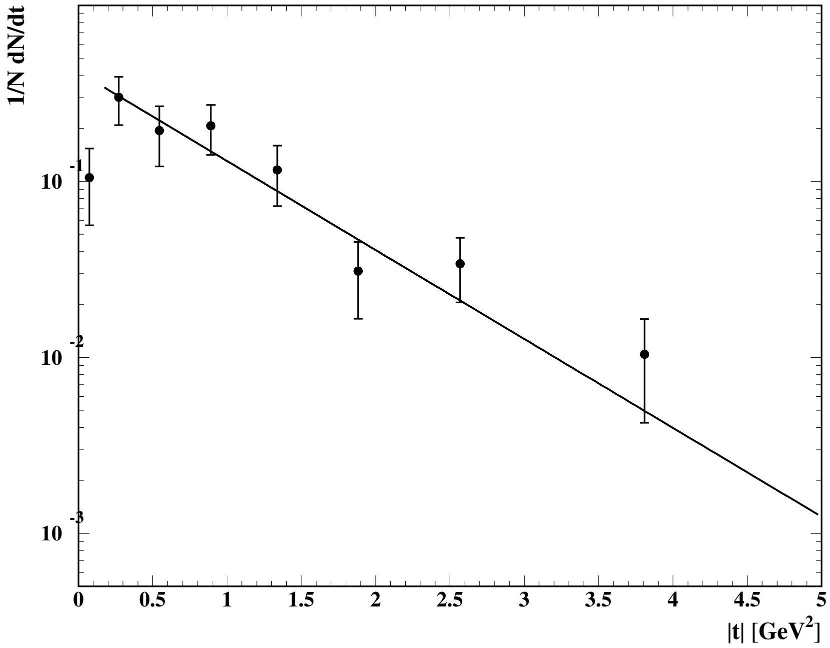


Abbildung 8.13: *Normierte Anzahl von Ereignissen im ψ'-Massenbereich* **direkten myonischen Zerfall mit Aktivität in den Vorwärtsdetektoren**. *Eine Anpassung der Form 8.6 unter Berücksichtigung des nichtresonanten Untergrundes ist eingezeichnet.*

Mit Hilfe des Datensatzes 1) ohne Signal in der Vorwärtsregion wird die Steigung b_{el} der elastisch produzierten ψ'-Mesonen bestimmt. Dazu wird wiederum eine kombinierte Anpassung des t-Spektrums vorgenommen, wobei die ψ'-Mesonen mit Protondissoziation und der nichtresonante Untergrund, dessen t-Abhängigkeit mit Hilfe von Datensatz 3) bestimmt wurde, mit den jeweiligen Anteilen berücksichtigt werden. Die vorher aus dem Datensatz 2) bestimmte Steigung b_{pd} wird mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bezüglich des Unterschiedes zwischen Ereignissen mit und ohne Aktivität im Vorwärtsbereich korrigiert. Die Unterschiede folgen aus der Tatsache, daß die Wahrscheinlichkeit, den Protonrest nachzuweisen, mit steigendem t zunimmt, so daß für die gemessenen Steigungen $b_{pd}^{notag} > b_{pd}^{tag}$ gilt.
Die einzigen freien Parameter der Anpassung sind die elastische Steigung b_{el} und die Normierung N_0. Das Ergebnis dieser Anpassung ist $b_{el} = (5.27 \pm 1.39)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für den myonischen und $b_{el} = (4.15 \pm 2.43)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für den elektronischen Zerfallskanal. Für die Kombination der Verteilungen beider Kanäle ergibt sich eine Steigung von $b_{el} = (4.98 \pm 1.21)\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Die Anpassung für die Kombination des elektronischen und myonischen Zerfallskanals, die vom zweiten bis zum siebten Intervall durchgeführt wurde, ist in Abbildung 8.14 dargestellt. Das erste Intervall wurde für die Anpassung nicht verwendet, da hier der Anteil des nichtresonanten Untergrundes dominiert. Im letzten Intervall beträgt der Anteil der protondissoziativen Ereignisse etwa 50%.

Der Kaskadenzerfall

Für die Anpassung der Ereignisse des Kaskadenzerfalls wird dieselbe Prozedur ohne Berücksichtigung von nichtresonantem Untergrund durchgeführt. Für die Anpassung des Spektrums werden wiederum das zweite bis siebte Intervall verwendet. Für die Ereignisse mit Protondissoziation ergibt sich im myonischen Zerfallskanal auf Grund der geringen Ereigniszahlen eine Steigung von $b_{pd} = (0.60 \pm 0.41)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ mit einem hohen Wert von χ^2. Für den elektronischen Kanal ergibt sich ein Wert von $b_{pd} = (1.04 \pm 0.32)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ und für die Kombination der beiden Verteilungen ein Wert von $b_{pd} = (0.73 \pm 0.20)\,\mathrm{GeV}^{-2}$.
Unter Berücksichtigung eines Anteils von 15% an Ereignissen mit Protondissoziation im Datensatz ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren ergeben sich die folgenden Werte von $b_{el} = (3.09 \pm 3.00)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für den myonischen und $b_{el} = (4.87 \pm 1.48)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für den elektronischen Kanal. Der kombinierte Datensatz ergibt einen Wert von $b_{el} = (4.32 \pm 1.47)\,\mathrm{GeV}^{-2}$. Abbildung 8.15 zeigt die Anpassung für den Kaskadenzerfall, wobei der elektronische und myonische Kanal kombiniert wird.

Zusammenfassung

In Tabelle 8.6 sind die oben erhaltenen Werte zusammengefaßt. Zusätzlich wurden zur Kontrolle der hier verwendeten Prozedur die Steigungsparameter für die J/ψ-Kandidaten auf dieselbe Art und Weise bestimmt, die ebenfalls in der Tabelle angegeben sind. Die Mittelwerte für die elastischen J/ψ-Kandidaten von $b_{el} = (4.87 \pm 0.17)$ und für die Ereignisse mit Protondissoziation $b_{pd} = (1.35 \pm 0.04)$ stimmen gut mit den in Abschnitt 7.5 extrahierten Werten überein.
Für den fehlergewichteten Mittelwert für den elastischen Steigungsparameter b_{el} für das ψ'-Meson ergibt sich ein Wert von:

$$b_{el} = (4.71 \pm 0.93^{+0.73}_{-0.69})\,\mathrm{GeV}^{-2} \quad . \tag{8.7}$$

Der erste Fehler stellt den statistischen und der zweite den systematischen Fehler dar. Der systematische Fehler wurde durch Variation der verschiedenen Untergrundanteile, der Variation der Untergrundsteigung und der Änderung der t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes in der Monte Carlo Simulation bestimmt. Eine Zusammenfassung der einzelnen Variationen und des entsprechenden Fehlers befindet sich in Tabelle 8.7. Wird das letzte Intervall für die Anpassung verwendet, so ergibt sich ein zusätzlicher systematischer Fehler von $+0.25$.
Für den Mittelwert für den protondissoziativen Steigungsparameter b_{pd} werden nur die Werte für die Datensätze $\psi' \to \mu^+\mu^-$ und $\psi' \to e^+e^-\pi^+\pi^-$ verwendet, da für diese eine ausreichend gute Anpassung erzielt werden konnte. Die Differenz zum Mittelwert über alle Kanäle ergibt einen zusätzlichen systematischen Fehler von -0.20. Für den so bestimmten Steigungsparameter ergibt sich:

$$b_{pd} = (1.10 \pm 0.24^{+0.55}_{-0.59})\,\mathrm{GeV}^{-2} \quad . \tag{8.8}$$

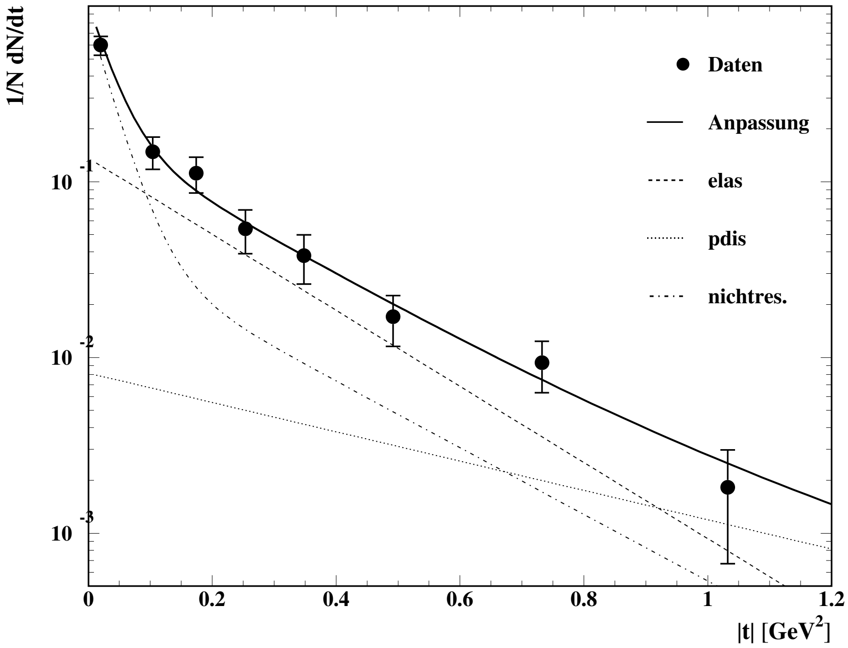


Abbildung 8.14: *Normierte Anzahl von Ereignissen im ψ'-Massenbereich im* **direkten Zerfall ohne Aktivität in den Vorwärtsdetektoren**. *Eine Anpassung der Form 8.6 für die elastisch produzierten ψ'-Mesonen unter Berücksichtigung der im Text angegebenen Untergrundanteile ist eingezeichnet.*

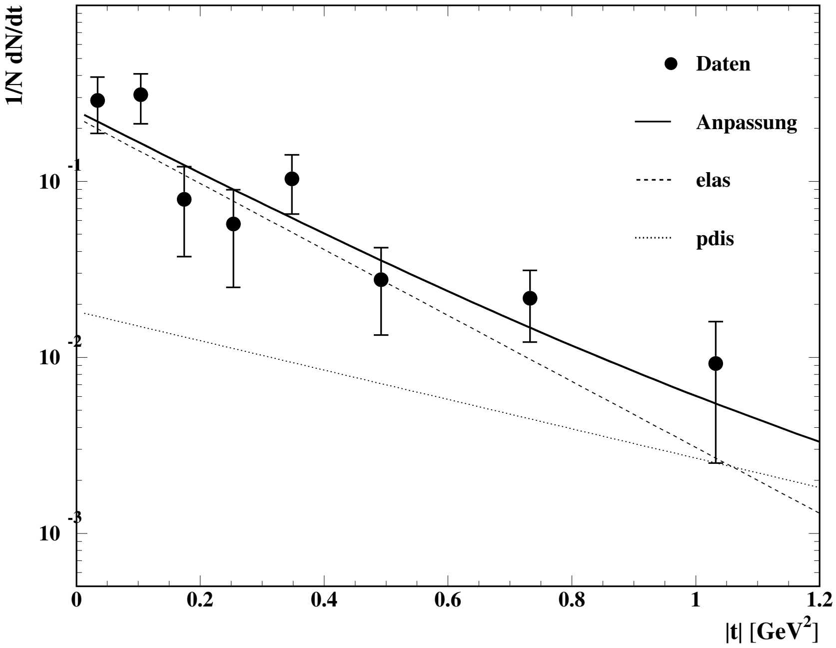


Abbildung 8.15: *Normierte Anzahl von Ereignissen aus dem* **ψ'-Kaskadenzerfall ohne Aktivität in den Vorwärtsdetektoren**. *Es wurde eine Anpassung der Form 8.6 für die elastisch produzierten ψ'-Mesonen unter Berücksichtigung eines Anteils von protondissoziativen Ereignissen von* 15% *durchgeführt.*

Auf Grund der geringen Ereigniszahlen und den damit verbundenen großen Fehlern, kann keine genaue Aussage über den Unterschied zwischen den Steigungsparametern von ψ'- und J/ψ-Mesonen gemacht werden. Die Daten zeigen jedoch eine Tendenz zu kleineren Werte für die Steigungsparameter des ψ'-Mesons, was auch schon in Abbildung 8.11 deutlich wurde.

Kanal	$b_{el}[\mathrm{GeV}^{-2}]$	$b_{pd}[\mathrm{GeV}^{-2}]$
$\psi' \to \mu^+\mu^-$	5.27 ± 1.39	1.19 ± 0.37
$\psi' \to e^+e^-$	4.15 ± 2.43	0.74 ± 0.47
$\psi' \to l^+l^-$	4.98 ± 1.21	0.93 ± 0.27
$\psi' \to \mu^+\mu^-\pi^+\pi^-$	3.09 ± 3.00	0.60 ± 0.41
$\psi' \to e^+e^-\pi^+\pi^-$	4.87 ± 1.48	1.04 ± 0.32
$\psi' \to l^+l^-\pi^+\pi^-$	4.32 ± 1.47	0.73 ± 0.20
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$	4.68 ± 0.24	1.39 ± 0.06
$J/\psi \to e^+e^-$	5.08 ± 0.25	1.29 ± 0.06
$J/\psi \to l^+l^-$	4.87 ± 0.17	1.35 ± 0.04

Tabelle 8.6: *Zusammenfassung der extrahierten Werte für die elastischen b_{el} und protondissoziativen Steigungsparameter b_{pd} für die ψ'- und J/ψ-Produktion. Weiterhin sind die Fehler der Anpassung unter Berücksichtigung der statistischen Fehler angegeben.*

Variation	b_{el}	b_{pd}
Triggerzusammensetzung	± 0.30	
Änderung der Schnitte der Vorwärtsselektion	± 0.40	
Variation von $f_{nicht.res}$	± 0.10	± 0.05
Variation von f_{pd}	± 0.35	—
Variation von b_1, b_2, b_3	± 0.20	± 0.10
Variation von b_{pd}	± 0.10	—
Variation von $\epsilon(t)$	± 0.20	
Anpassung mit letztem t-Intervall	$+0.25$	—
Mittelung aller Kanäle für b_{pd}	—	-0.20
Gesamtfehler	$^{+0.73}_{-0.69}$	$^{+0.55}_{-0.59}$

Tabelle 8.7: *Zusammenfassung der systematischen Fehler der Anpassung der Steigungsparameter für die ψ'-Produktion.*

8.4 Energieabhängigkeit

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob das Verhältnis $R = \sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ von der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ abhängt. In [39] wird vorhergesagt, daß das Verhältnis der elastischen ψ'- zur J/ψ-Photoproduktion mit steigenden Energien leicht zunimmt (vergleiche Abbildung 1.8).

In diesem Abschnitt wird die quasielastische Produktion untersucht, d.h. es werden Ereignisse ohne und mit Signal in den Vorwärtsdetektoren kombiniert. Dieses Vorgehen ist damit zu rechtfertigen, daß die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für elastisch und protondissoziativ erzeugte J/ψ-Mesonen innerhalb der Fehler gleich ist (Abschnitt 7.4) und daß das Verhalten der elastischen und protondissoziativen ψ'-Produktion als Funktion von t innerhalb der Fehler vergleichbar mit der t-Abhängigkeit der J/ψ-Produktion ist. Weiterhin wird im folgenden das unkorrigierte Verhältnis von $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ auf Unterschiede zwischen Ereignissen ohne und mit Signal in den Vorwärtsdetektoren untersucht. Der nichtresonante Untergrund, der im Massenbereich von $4.0\,\mathrm{GeV} < M_{ll} < 8.0\,\mathrm{GeV}$ eine ähnliche Energieabhängigkeit wie das Signal aufweist, wird nicht abgezogen. Stattdessen wird ein Schnitt von $|t| > 0.05\,\mathrm{GeV}^2$ durchgeführt, wodurch ein großer Teil dieses Untergrundes verworfen werden kann (vergleiche Abbildung 8.14). In Abbildung 8.16 ist das Verhältnis $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ getrennt nach Zerfallskanal dargestellt. Innerhalb der statistischen Fehler sind keine signifikanten Unterschiede zwischen den Ereignissen ohne und mit Signal in den Vorwärtsdetektoren zu erkennen. Daher wird im folgenden das Verhältnis für die quasielastische ψ'- und J/ψ-Produktion betrachtet. Im Vergleich der Zerfallskanäle sind jedoch Unterschiede zwischen dem direkten und dem Kaskadenzerfall zu erkennen. Während das Verhältnis für den Kaskadenzerfall mit $W_{\gamma p}$ ansteigt, ist es für den direkten Zerfall etwa konstant.

Unter der Annahme, daß sich die Steigung des γp-Wirkungsquerschnittes gemäß $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$

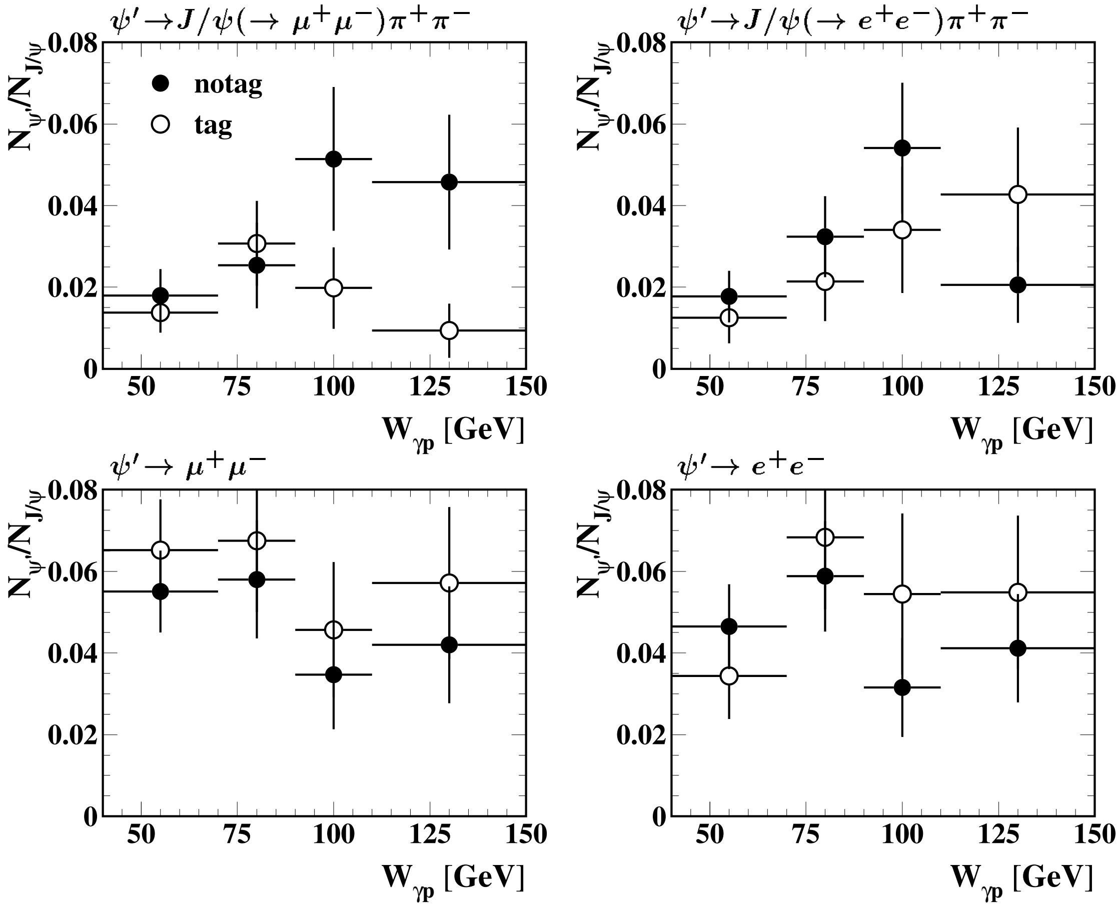


Abbildung 8.16: *Unkorrigiertes Verhältnis $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ getrennt nach Zerfallskanälen und* **Ereignissen ohne (notag)** *und* **mit (tag) Aktivität** *in den Vorwärtsdetektoren.*

verhält, ergibt sich für das Verhältnis R:

$$R(W_{\gamma p}) = \frac{\sigma_{\psi'}(W_{\gamma p})}{\sigma_{J/\psi}(W_{\gamma p})} \propto \frac{W_{\gamma p}^{\delta_{\psi'}}}{W_{\gamma p}^{\delta_{J/\psi}}} = W_{\gamma p}^{\Delta\delta} \;, \tag{8.9}$$

mit $\Delta\delta = \delta_{\psi'} - \delta_{J/\psi}$.
Abbildung 8.17 zeigt den Vergleich von $R(W_{\gamma p})$ getrennt nach Zerfallskanal. Die dargestellten statistischen und systematischen Fehler werden quadratisch addiert.
In Abbildung 8.18 sind die mit Hilfe der relativen Gesamtfehler gewichtete Mittelwerte dargestellt. Die Intervallmittelpunkte wurden unter der Annahme einer Steigung von $\delta_{\psi'} = 0.85$ berechnet. Weiterhin wurden zwei verschiedene Anpassungen an die vier Punkte durchgeführt:

1) Anpassung durch eine Konstante. Diese ist in Abbildung 8.18 durch die gestrichelte Linie markiert. Diese Anpassung ergibt einen Wert von 0.177 ± 0.017 mit $\chi^2/ndf = 1.0$.

2) Anpassung in der Form (8.9). Diese Anpassung ist durch die durchgezogene Linie dargestellt. Es ergibt sich ein Wert von $\Delta\delta = 0.34 \pm 0.26$ mit $\chi^2/ndf = 0.63$.

Wird die Anpassung 2) für die einzelnen Zerfallskanäle getrennt durchgeführt, so ergeben sich die Werte $\Delta\delta = 0.74 \pm 0.44$ für den elektronischen und $\Delta\delta = 0.47 \pm 0.39$ für den myonischen Kaskadenzerfall. Beide Kanäle bevorzugen $\Delta\delta > 0$. Für den direkten Zerfall ergibt sich durch die Anpassung ein negativer Wert für $\Delta\delta$ mit großen Fehlern. Für den elektronischen Kanal wird ein Wert von $\Delta\delta = -0.49 \pm 0.64$ und für den myonischen ein Wert von $\Delta\delta = -0.55 \pm 0.50$ bestimmt.
Auf Grund der großen statistischen Unsicherheiten kann keine genaue Aussage über die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit der ψ'-Produktion gemacht werden.
Zum Vergleich mit den Daten ist in Abbildung 8.18 die Vorhersage von Nemchik et al. [39] für das Verhältnis $R = \sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ dargestellt. Die Daten werden gut von der Vorhersage beschrieben. Um jedoch den leichten Anstieg von R nachzuweisen, ist eine deutliche Reduzierung der statistischen Unsicherheiten notwendig.

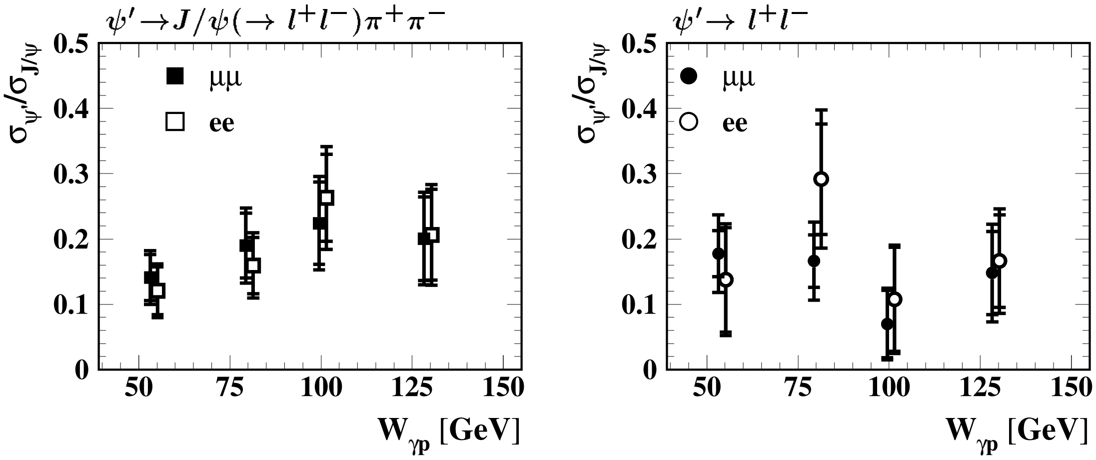


Abbildung 8.17: *Vergleich der Verhältnisse $R = \sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ für quasielastische Ereignisse als Funktion der Schwerpunktenergie für den Kaskadenzerfall und den direkten Zerfall des ψ'-Mesons getrennt nach myonischem und elektronischem Kanal.*

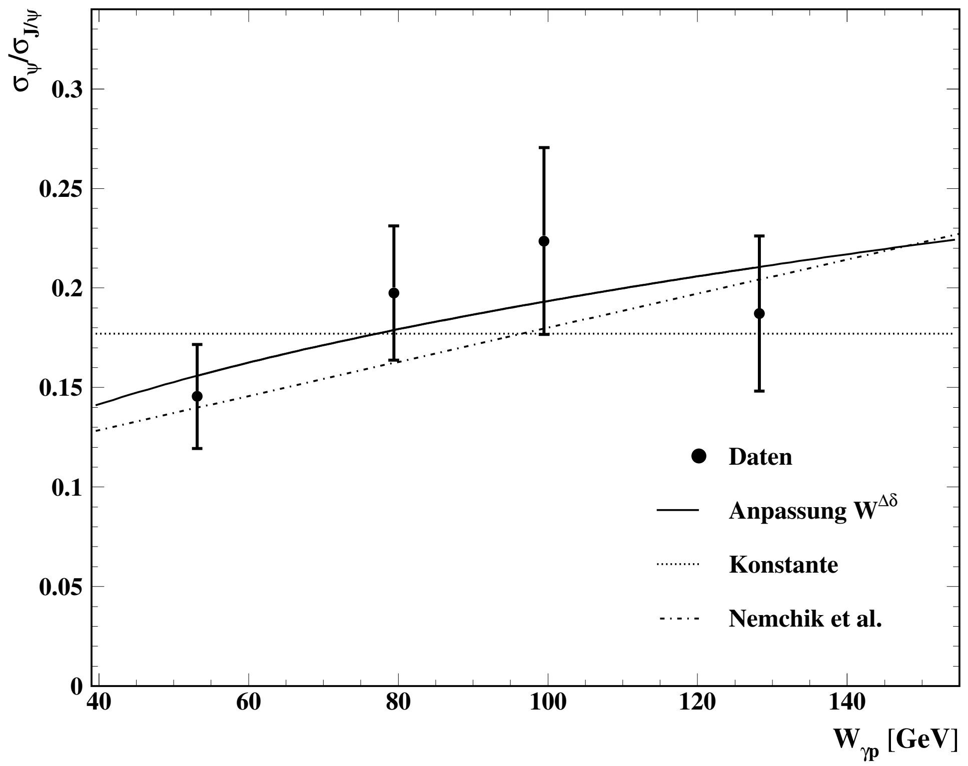


Abbildung 8.18: *Gemitteltes Verhältnis $R = \sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ für quasielastische Ereignisse als Funktion der Schwerpunktenergie. Es wurden zwei verschiedene Anpassungen durchgeführt, die eine unter der Annahme einer konstanten Verteilung (gestrichelt) und die andere unter der Annahme eines unterschiedlichen Verhaltens der Produktionswirkungsquerschnitte von ψ'- und J/ψ-Mesonen. Weiterhin ist eine Vorhersage von Nemchik et al. [39] für dieses Verhältnis angegeben.*

Aus dem gemessenen Verhältnis $R(W_{\gamma p})$ für quasielastische Ereignisse und der Parametrisierung des elastischen J/ψ-Wirkungsquerschnittes aus Abschnitt 7.4.1 mit $\delta = 0.78 \pm 0.06$ wird der Wirkungsquerschnitt für die quasielastische ψ'-Produktion bestimmt. Dieser ist im nächsten Kapitel in der Gesamtübersicht über die Messungen der verschiedenen Vektormesonen bei HERA in Abbildung 9.1 dargestellt. Eine Anpassung der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W^{\delta}$ liefert einen Wert von $\delta = 1.12 \pm 0.27$.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die diffraktive Photoproduktion von J/ψ- und ψ'-Mesonen untersucht. Die analysierten Daten wurden vom H1-Experiment in den Jahren 1996, 1997 und 1999 aufgezeichnet und entsprechen einer Luminosität von $\mathcal{L} \approx 36.6\,\mathrm{pb}^{-1}$. Die J/ψ-Mesonen werden anhand ihres Zerfalls in zwei Elektronen oder zwei Myonen identifiziert. Die ψ'-Mesonen können über ihren Zerfall in ein J/ψ-Meson und zwei geladene Pionen oder den direkten leptonischen Zerfall nachgewiesen werden. Die Analyse deckt einen kinematischen Bereich von $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 150\,\mathrm{GeV}$ und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ ab. Für Ereignisse, in denen das Proton elastisch gestreut wird, wird ein Bereich von $|t| < 1.2\,\mathrm{GeV}^2$ untersucht, während für Ereignisse mit Protondissoziation der kinematische Bereich auf $|t| < 5\,\mathrm{GeV}^2$ eingeschränkt wird.

Die Ereignisse mit J/ψ-Mesonen dienen zur Untersuchung der Leptonerkennung, der Triggereffizienz und der Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Protondissoziation mit Hilfe der Vorwärtsdetektoren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Elektronerkennung auf das rückwärtige Kalorimeter SpaCal ausgeweitet, so daß wie bei der Myonerkennung der Polarwinkelbereich $20° < \theta < 160°$ ausgenutzt werden kann. Da der analysierte Polarwinkelbereich stark mit der Akzeptanz der Ereignisse in der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ korreliert ist, steht der gleiche kinematische Bereich für den myonischen und elektronischen Zerfallskanal zur Verfügung.
Insgesamt werden gut 5000 Ereignisse analysiert, wobei etwa gleich viele Ereignisse des elektronischen und myonischen Zerfallskanals zur Verfügung stehen.

Der γp-Wirkungsquerschnitt für die elastische J/ψ-Produktion steigt steil mit der Energie $W_{\gamma p}$ an. Wird der Wirkungsquerschnitt gemäß $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ parametrisiert, so ergibt sich in dieser Analyse für die elastische J/ψ-Produktion ein Wert von $\delta = 0.75^{+0.08}_{-0.06}$ unter Berücksichtigung der statistischen und unkorrelierten systematischen Fehler. Dieser Wert liegt zwischen einem bereits von H1 veröffentlichten Wert und einer vorläufigen Messung der ZEUS-Kollaboration. Die Normierung des in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnittes liegt ungefähr 1.5 Standardabweichungen oberhalb der Normierung der publizierten H1-Messung.
Der steile Anstieg des Wirkungsquerschnittes kann durch Rechnungen innerhalb der pQCD beschrieben werden, in denen der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte $[xg(x,\bar{Q}^2)]^2$ ist. Da die Gluondichte bei kleinen $x \propto 1/W_{\gamma p}^2$ stark anwächst, steigen die berechneten Wirkungsquerschnitte steil mit der Schwerpunktenergie an.
Für J/ψ-Mesonen mit Protondissoziation wurde $\delta = 0.84 \pm 0.13$ unter Berücksichtigung der statistischen und unkorrelierten systematischen Fehler gemessen, in guter Übereinstimmung mit dem Wert für die elastische Produktion. Neben den Steigungen stimmt auch die Größe der

Wirkungsquerschnitte überein. Für die Messung wurde die Annahme gemacht, daß der Wirkungsquerschnitt eine Abhängigkeit von der Masse des dissoziierten Protonsystems M_X nach $d\sigma/dM_X^2 \propto M_X^{-2.16}$ aufweist. Eine Variation des Exponenten ist im systematischen Fehler enthalten. Diese Messung verringert signifikant den statistischen Fehler einer früheren Messung, die mit den Daten der Jahre 1994 und 1995 durchgeführt wurde.
Zur Messung der t-Abhängigkeit des diffraktiven Wirkungsquerschnittes wird die Annahme gemacht, daß sich der Wirkungsquerschnitt wie $d\sigma/dt \propto \exp(-b|t|)$ verhält, was für die elastische Produktion für $|t| < 1.2\,\mathrm{GeV}$ gut erfüllt ist. Eine Anpassung ergibt einen Wert für die elastische Produktion von $b_{el} = (4.89 \pm 0.16 \pm 0.08)\,\mathrm{GeV}^{-2}$. Der protondissoziative Steigungsparameter wurde in einem Bereich von $0.15\,\mathrm{GeV}^2 < |t| < 3\,\mathrm{GeV}^2$ zu $b_{pd} = (1.18 \pm 0.07 \pm 0.06)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bestimmt. Die Messungen sind in Übereinstimmung mit früheren Ergebnissen von H1 und ZEUS. Eine konsistente Beschreibung der t-Abhängigkeit der diffraktiven Wirkungsquerschnitte ist innerhalb des Pomeron-Modells von Ryskin et al., das Vorhersagen über die Größe der Steigungsparameter macht, nicht möglich.

Die Ergebnisse für die J/ψ-Mesonen werden für die Analyse der ψ'-Produktion verwendet. Das bestimmte Verhältnis $R = \sigma_{\psi'}/\sigma_{J/\psi}$ ist nicht sensitiv auf viele systematische Unsicherheiten wie z.B. die Leptonerkennung und die Triggereffizienz. Um die statistische Signifikanz der Messung zu verbessern, wird das quasielastische Verhältnis betrachtet, bei dem nicht zwischen dem elastische Prozeß und der Produktion mit Protondissoziation unterschieden wird.
Für das Verhältnis im gesamten kinematischen Bereich der quasielastischen ψ'- zur J/ψ-Produktion ergibt sich für den ψ'-Zerfall in ein J/ψ-Meson und zwei geladene Pionen ein Wert von $R = 0.182 \pm 0.018 \pm 0.027$ und für den direkten leptonischen Zerfall ein Wert von $R = 0.173 \pm 0.021 \pm 0.041$, in Übereinstimmung mit einer publizierten Messung von H1.
Der große Wert von R steht im Gegensatz zu pQCD-Rechnungen von Hoyer und Peigné, die einen um einen Faktor $2-5$ kleineren Wert berechnen. Die Vorhersagen von Nemchik et al., deren Modell zum einen nicht-störungstheoretisch berechenbare Beiträge beinhaltet und zum anderen den Einfluß des Knotens in der Wellenfunktion des ψ'-Mesons berücksichtigt, können den Meßwert dagegen beschreiben. Nach dem heutigen Wissensstand kann hieraus geschlossen werden, daß nicht-störungstheoretisch berechenbare Beiträge bei der ψ'-Produktion eine stärkere Rolle als bei der J/ψ-Produktion spielen.
Weiterhin wurde in dieser Arbeit erstmals eine Messung der Energie- und t-Abhängigkeit der ψ'-Produktion bei HERA durchgeführt. Aus dem unkorrigierten quasielastische Verhältnis $N_{\psi'}/N_{J/\psi}$, das als Funktion von $|t|$ eine ansteigende Tendenz zeigt, kann geschlossen werden, daß die t-Abhängigkeit für ψ'-Mesonen schwächer und damit die diffraktiven Steigungsparameter kleiner als für J/ψ-Mesonen sind. Dieses würde dem naiven Streuungsbild widersprechen, in dem der Steigungsparameter b die Ausdehnung der beiden an der Streuung beteiligten Teilchen beschreibt. Eine Messung der elastischen Steigung führt zu einem Wert von $b_{el} = (4.71 \pm 0.93^{+0.73}_{-0.69})\,\mathrm{GeV}^{-2}$. Der protondissoziative Steigungsparameter wurde zu $b_{pd} = (1.10 \pm 0.24^{+0.55}_{-0.59})\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bestimmt. Auf Grund der geringen Ereigniszahlen und den damit verbundenen großen Fehlern kann nur die Aussage gemacht werden, daß die ψ'- und J/ψ-Produktion eine ähnliche t-Abhängigkeit aufweisen.
Aus dem gemessenen Verhältnis R als Funktion von $W_{\gamma p}$ für quasielastische ψ'- und J/ψ-Mesonen und der Parametrisierung des elastischen J/ψ-Wirkungsquerschnittes wurde abschließend der Wirkungsquerschnitt für ψ'-Mesonen als Funktion von $W_{\gamma p}$ bestimmt. Eine Anpassung der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ liefert einen Wert von $\delta = 1.12 \pm 0.27$. Die Daten bevorzugen eine etwas steilere Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes als für die J/ψ-Produktion, was von Rechnungen von Nemchik et al. vorhergesagt wird, jedoch ist dieser Unterschied statistisch nicht signifikant.

In Abbildung 9.1 werden die Wirkungsquerschnitte für die elastische J/ψ- und die quasielastische ψ'-Produktion als Funktion der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ im Vergleich mit anderen Messungen dargestellt.

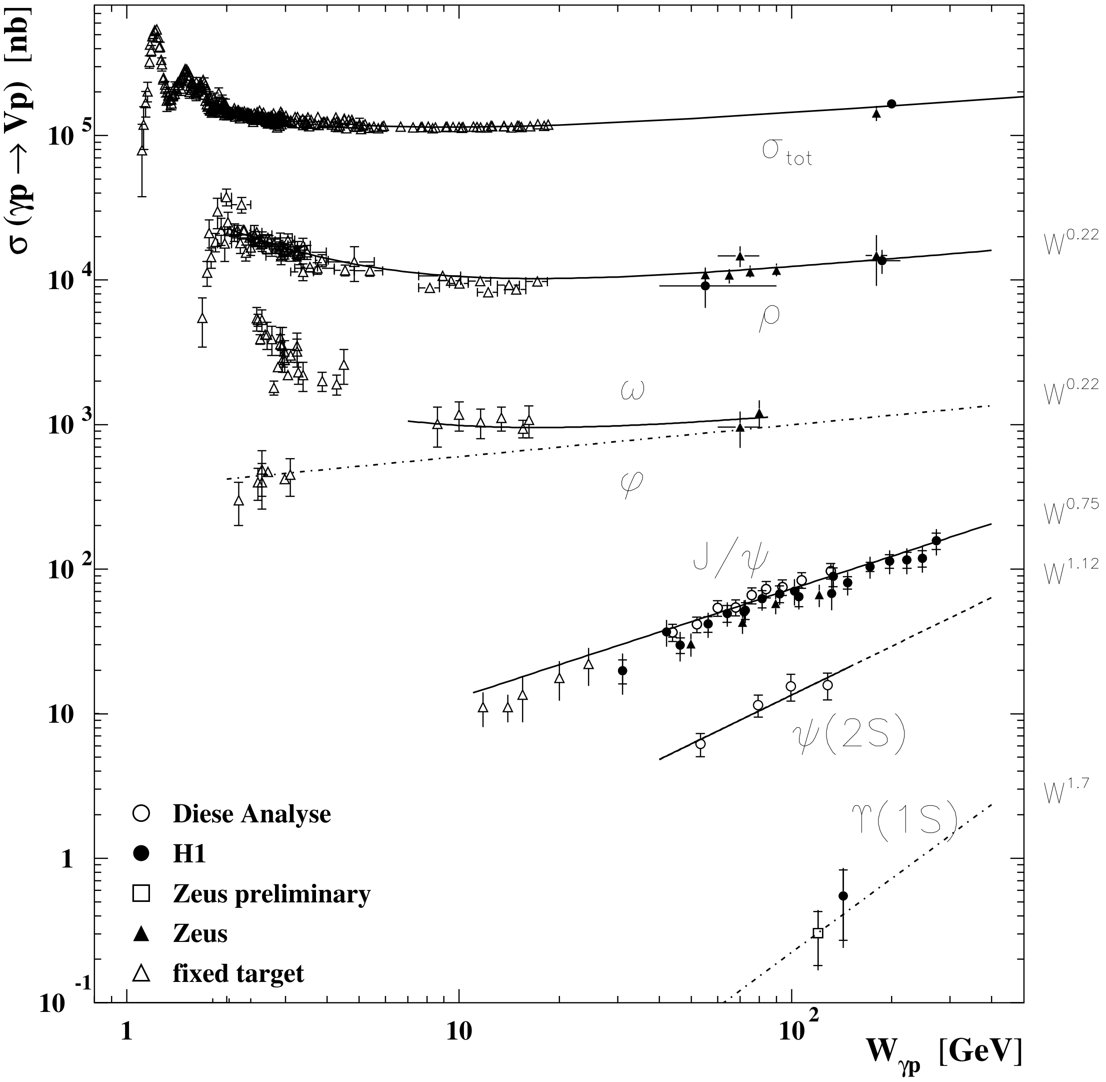


Abbildung 9.1: *Übersicht über die Messungen der Photoproduktion von verschiedenen Vektormesonen bei HERA und „fixed target“ Experimenten. Diese Abbildung entspricht Abbildung 1.2. Zusätzlich wurden die in dieser Arbeit vorgestellten Messungen für das J/ψ- und das ψ'-Meson eingezeichnet.*

Ausblick

Auf Grund der geringen Anzahl von ψ'-Kandidaten und den damit verbundenen großen statistischen Fehlern, kann keine genaue Aussage über einen Unterschied zwischen der Energie- und t-Abhängigkeit von ψ'- und J/ψ-Mesonen gemacht werden. Mit der Datennahmeperiode 2000 besteht die Möglichkeit, die Datenmenge um einen Faktor 2 – 2.5 zu erhöhen. Mit den Szintillatoren des FTS (**F**orward **T**agger **S**ystem), die seit dem Jahr 1999 vor und hinter dem PRT in der Vorwärtsregion vom H1-Detektor aufgebaut wurden und ebenfalls zum Nachweis von Ereignissen mit Protondissoziation dienen, kann versucht werden, das Ansprechverhalten der Vorwärtsdetektoren detaillierter zu untersuchen. Um eine eindeutige Trennung zwischen elastisch und protondissoziativ produzierten Mesonen vorzunehmen, könnten auch die Stationen des FPS (**F**orward **P**roton **S**pectrometer) zum Nachweis des gestreuten Protons verwendet werden. Eine Suche nach J/ψ-Mesonen mit gestreutem Proton im FPS für das Jahr 1999 ergab zu wenig Ereignisse für eine sinnvolle Analyse, was sich auch unter Verwendung der Daten des Jahres 2000 nicht ändert. Nach der Modifikation des Speicherrings HERA zur Erhöhung der lieferbaren Luminosität stellt der Nachweis des gestreuten Protons mit Hilfe des neu installierten VFPS, das im Gegensatz zum FPS eine höhere Akzeptanz für die elastische Erzeugung von Vektormesonen aufweist, eine gute Möglichkeit dar, um die vorgestellte Messung weiter zu verbessern.

Anhang A

Spurselektion im Spurkammersystem

In dieser Arbeit wird die in [78] beschriebene Spurselektion verwendet. Es werden nur Spuren berücksichtigt, die an den primären Vertex angepaßt sind. Im Fall von Mehrdeutigkeiten auf Grund von kombinierten, zentralen und vorderen Spuren wird in dieser Reihenfolge eine Spur ausgewählt, die die Qualitätsschnitte getrennt nach Spurtyp in Tabelle A.1 erfüllen. Neben der Tabelle werden die hierzu verwendeten Größen beschrieben.

Vorwärtsspuren
• $p_t > 0.12\,\mathrm{GeV}$
• $5° < \theta < 25°$
• $R_0 < 10\,\mathrm{cm}$
• $\chi^2_{NV}/N_f < 10$
• $\chi^2_V/N_f < 25$
• $N_{plan} \geq 1$
• $N_{plan+rad} \geq 2$
• $dp/p < 1$
Zentralspuren
• $p_t > 0.12\,\mathrm{GeV}$
• $15° < \theta < 165°$
• $\lvert dca^*\rvert < 2\,\mathrm{cm}$
• $R_{start} < 50\,\mathrm{cm}$
• $l_{spur} > 10\,\mathrm{cm}$ für $\theta < 150°$
• $l_{spur} > 5\,\mathrm{cm}$ für $\theta > 150°$
kombinierte Spuren
• $p_t > 0.12\,\mathrm{GeV}$
• $\lvert dca^*\rvert < 5\,\mathrm{cm}$
• $R_{start} < 50\,\mathrm{cm}$

- Der $|\boldsymbol{dca^*}|$ gibt den geringsten radialen Abstand einer nicht an den Vertex angepaßten Spur zum primären Ereignisvertex an.
- $\boldsymbol{R_{start}}$ ist der Abstand des ersten Treffers in der Spurkammer CJC in der $r\phi$-Ebene vom Nullpunkt.
- Die Größe $\boldsymbol{l_{spur}}$ stellt die Länge einer Spur in der $r\phi$-Ebene zwischen dem Anfangs- und dem Endpunkt dar.
- $\boldsymbol{R_0}$ wird in der Vorwärtsrichtung anstelle des dca verwendet. Es ist der Abstand einer Spur in der $r\phi$-Ebene vor der Vertexanpassung zum Wechselwirkungspunkt.
- $\boldsymbol{\chi^2_{NV}/N_f}$ bzw. $\boldsymbol{\chi^2_V/N_f}$ sind die Werte für χ^2 pro Freiheitsgrad N_f für die Anpassung durch die getroffenen Drähte für nicht an den Vertex angepaßte Spuren bzw. für an den Vertex angepaßte Spuren.
- $\boldsymbol{N_{plan}}$ ist die Anzahl der angesprochenen Segmente in den primären und sekundären planaren Spurkammern, $\boldsymbol{N_{plan+rad}}$ die Anzahl der angesprochenen Segmente in den planaren und radialen Kammern.
- $\boldsymbol{dp/p}$ gibt den relativen Fehler des Impulses der Spur an

Tabelle A.1: *Verwendete Schnitte zur Spurselektion*

Anhang B

Spurselektion im zentralen Myonsystem

Analog zur Spurselektion (Anhang A) wird für die Selektion von gut gemessenen Spuren im zentralen und vorderen Myondetektor die in [78] beschriebene Myonselektion verwendet. Die Schnitte auf die im Myondetektor rekonstruierten Spuren werden in Tabelle B.1 zusammenfaßt. Neben der Tabelle werden die hierzu verwendeten Größen beschrieben.

Zentralbereich
• $\rho < 100\,\mathrm{cm}$ • $Z_0 < 100\,\mathrm{cm}$ • $N_{lagen} \geq 2$ • $L_{erste} \leq 5$ • $L_{letzte} \geq 2$
Hintere Endkappe
• $\rho_x, \rho_y < 100\,\mathrm{cm}$ • $N_{lagen} \geq 6$ • $L_{erste} \leq 8$ • $L_{letzte} \geq 3$
Vordere Endkappe
• $\rho_x, \rho_y < 100\,\mathrm{cm}$ • $N_{lagen} \geq 6$ • $L_{erste} \leq 5$ • $L_{letzte} \geq 6$
FMD
• $Q_\mu \leq 2$ • $-400\,\mathrm{cm} < z_{ver} < 300\,\mathrm{cm}$

Tabelle B.1: *Verwendete Schnitte zur Myonselektion im zentralen Myondetektor*

- Die Größen $\boldsymbol{\rho}$, $\boldsymbol{\rho_x}$ und $\boldsymbol{\rho_y}$ stellen den geringsten Abstand einer Spur im Myondetektor zum Ursprung in radialer Richtung bzw. in Richtung der x- oder der y-Koordinate dar.
- $\boldsymbol{Z_0}$ ist die z-Koordinate des Punktes der Myonspur mit dem geringsten Abstand zum Ursprung.
- $\boldsymbol{N_{lagen}}$ ist die Anzahl der getroffenen Lagen des zentralen Myondetektors, die der jeweiligen Spur zugeordnet werden.
- Die Größen $\boldsymbol{L_{erste}}$ und $\boldsymbol{L_{letzte}}$ geben die Nummern der ersten bzw. letzten getroffenen Lage an.
- $\boldsymbol{Q_\mu}$ ist die Myonqualität im Vorwärts-Myon Detektor (FMD). Diese kann zwischen 1 und 5 variieren, wobei 1 die beste und 5 die schlechteste Qualität darstellt.
- $\boldsymbol{z_{ver}}$ gibt den Schnittpunkt der extrapolierten Spur des FMD mit der z-Achse an.

Anhang C

Ereignisklassifikation

Während der Datennahmeperioden 1996 und 1997 wird die Einteilung der Ereignisse in Physik-Klassen nach der Ereignisrekonstruktion auf der Stufe `L5` durchgeführt. Die in dieser Arbeit für die Datennahmeperioden 1996 und 1997 verwendeten Klassen sind in Tabelle C.1 aufgeführt. Ab der Datennahmeperiode 1998 erfolgt die Einteilung der Ereignisse in Physik-Klassen schon auf der vierten Triggerstufe `L4`. Hierzu wird im Gegensatz zu früheren Datennahmeperioden eine vollständige Ereignisrekonstruktion während der Datennahme durchgeführt. Die in dieser Arbeit analysierten Ereignisse werden vom sogenannten *High Mass Finder* akzeptiert und gelangen in die Klasse `16`. Ab der Datennahmeperiode 1999b wird die Information, in welche der verschiedenen Unterklassen ein Ereignis eingeteilt wurde, in der `BOS`-Bank `YECL` in Wort 5 abgespeichert. Die `BOS`-Bank `YRCL` enthält die Entscheidung des *High Mass Finders*, die unabhängig von der Datennahme auf der fünften Stufe `L5` simuliert wurde. Hierdurch ist es möglich, die Entscheidung auf der vierten Triggerstufe nachzuvollziehen und eventuelle Unterschiede zwischen den Rekonstruktionen auf `L4` und `L5` zu untersuchen. Eine Übersicht über die für diese Arbeit wichtigen Unterklassen sind in Tabelle C.2 dargestellt. Eine Auflistung der auf der vierten Triggerstufe durchgeführten Selektionsschnitte ist in [115] zu finden.

Klasse	Unterklasse		Erklärung
24	0	`AOPEN`	≥ 1 Myon (Fe oder FMD)
	2	`AJPSI`	≥ 2 Myonen (Fe, LAr, FMD)
	3	`ATWOMU`	≥ 1 Myon (Fe, LAr, FMD) und ≤ 5 Spuren
17	1	`CSEEL`	≥ 1 Elektron mit $p_t > 1\,\mathrm{GeV}$
	5	`2ELEC`	≥ 2 Elektronen
	4	`ATWOEL`	≥ 1 Elektron und ≤ 5 Spuren
18	–	`2PRONG`	genau zwei zentrale Spuren

Tabelle C.1: *Übersicht über die in dieser Arbeit verwendeten Physik-Klassen für die Datennahmeperioden 1996 und 1997. Während dieser Zeit wird die Klassifikation auf* `L5` *durchgeführt.*

Klasse	Unterklasse		Erklärung
16	0	`AOPEN`	≥ 1 Myon (Fe oder FMD)
	1	`ATWOMU`	≥ 1 Myon (Fe, LAr, FMD) und ≤ 5 Spuren
	2	`ATWOEL`	≥ 1 Elektron und ≤ 5 Spuren
	3	`AJPSI`	≥ 2 Myonen (Fe, LAr, FMD)
	4	`2ELEC`	≥ 2 Elektronen
	5	`2PRONG`	genau zwei zentrale Spuren

Tabelle C.2: *Übersicht über die in dieser Arbeit verwendete Physik-Klasse* `16` *für das Jahr 1999. Ab der Datennahmeperiode 1998 wird die Einteilung der Ereignisse in Klassen auf der vierten Triggerstufe* `L4` *durchgeführt.*

Anhang D

Tabellen der γp-Wirkungsquerschnitte

In der folgenden Tabelle sind die γp-Wirkungsquerschnitte für die elastische und protondissoziative J/ψ-Produktion und für die quasielastische ψ'-Produktion als Funktion von $W_{\gamma p}$ angegeben.

$W_{\gamma p}$-Intervall [GeV]	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ [GeV]	$\sigma(\gamma p \rightarrow J/\psi p)$ [nb]	$\sigma(\gamma p \rightarrow J/\psi X)$ [nb]
40. – 48.	43.8	$36.6 \pm 2.6 \pm 4.2$	$39.4 \pm 3.7 \pm 4.5$
48. – 56.	51.9	$41.5 \pm 2.6 \pm 4.5$	$48.6 \pm 3.6 \pm 5.3$
56. – 64.	59.9	$53.8 \pm 3.2 \pm 5.8$	$46.0 \pm 3.3 \pm 5.0$
64. – 72.	67.9	$54.3 \pm 3.5 \pm 5.9$	$50.4 \pm 3.8 \pm 5.5$
72. – 80.	75.9	$66.0 \pm 4.2 \pm 7.1$	$65.4 \pm 4.9 \pm 7.1$
80. – 88.	83.9	$72.7 \pm 4.9 \pm 7.9$	$61.1 \pm 5.0 \pm 6.6$
88. – 100.	93.8	$75.0 \pm 4.4 \pm 8.2$	$67.5 \pm 4.8 \pm 7.4$
100. – 115.	107.2	$83.9 \pm 4.9 \pm 9.2$	$81.9 \pm 5.9 \pm 9.0$
115. – 150.	131.2	$97.2 \pm 4.9 \pm 11.1$	$102.7 \pm 6.6 \pm 11.7$

$W_{\gamma p}$-Intervall [GeV]	$\langle W_{\gamma p} \rangle$ [GeV]	$\sigma(\gamma p \rightarrow \psi' X)$ [nb]
40. – 70.	53.1	6.2 ± 1.1
70. – 90.	79.4	11.5 ± 2.0
90. – 110.	99.5	15.5 ± 3.3
110. – 150.	128.3	15.8 ± 3.3

Tabelle D.1: *γp-Wirkungsquerschnitte für die elastische und protondissoziative J/ψ-Produktion und die quasielastische ψ'-Produktion als Funktion von $W_{\gamma p}$.*

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] T. Regge, *Introduction to complex orbital momenta*, Nuovo Cim. **14**, 951 (1959).

[2] T. Regge, *Bound states, shadow states and Mandelstam representation*, Nuovo Cim. **18**, 947 (1960).

[3] P. D. B. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics* (1977), Cambridge.

[4] C. F. von Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*, Z. Phys. **88**, 612 (1934).

[5] E. J. Williams, *Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae*, Phys. Rev. **45**, 729 (1934).

[6] L. Frankfurt, M. McDermott und M. Strikman, *Diffractive photoproduction of* Υ *at HERA*, JHEP **02**, 002 (1999).

[7] H1, S. Aid et al., *Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy*, Z. Phys. **C69**, 27 (1995).

[8] ZEUS, M. Derrick et al., *Measurement of total and partial photon proton cross- sections at 180 GeV center-of-mass energy*, Z. Phys. **C63**, 391 (1994).

[9] H1, S. Aid et al., *Elastic photoproduction of* ρ^0 *mesons at HERA*, Nucl. Phys. **B 463**, 3 (1996).

[10] ZEUS, M. Derrick et al., *Measurement of elastic* ρ^0 *photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C69**, 39 (1995).

[11] ZEUS, M. Derrick et al., *Elastic and Proton-Dissociative* ρ^0 *Photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. **C 2**, 247 (1998).

[12] ZEUS, M. Derrick et al., *Measurement of elastic* ω *photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C73**, 73 (1996).

[13] ZEUS, M. Derrick et al., *Measurement of the Reaction* $\gamma^*p \to \phi p$ *in Deep Inelastic* $e+p$ *Scattering at HERA*, Phys. Lett. **B380**, 220 (1996).

[14] H1, S. Aid et al., *Elastic and Inelastic Photoproduction of* J/ψ *Mesons at HERA*, Nucl. Phys. **B472**, 3 (1996).

[15] H1, C. Adloff et al., *Elastic Photoproduction of* J/ψ *and* Υ *Mesons at HERA*, Phys. Lett. **B483**, 23 (2000).

[16] ZEUS, J. Breitweg et al., *Measurement of elastic J/ψ photoproduction at HERA*, Z. Phys. **C75**, 215 (1997).

[17] ZEUS, J. Breitweg et al., *Measurement of elastic Υ photoproduction at HERA*, Phys. Lett. **B437**, 432 (1998).

[18] J. J. Aubert et al., *Experimental Observation of a Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974).

[19] J. E. Augustin et al., *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406 (1974).

[20] Particle Data Group, D. E. Groom et al., *Review of Particle Physics*, Eur. Phys. J. **C15**, 1 (2000).

[21] E760, T. Armstrong et al., *Observation of the Radiative Decay $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$*, Phys. Rev. **D54**, 7067 (1996).

[22] BES, J. Z. Bai et al., *A measurement of J/ψ decay widths*, Phys. Lett. **B355**, 374 (1995), und F. Harris, private Mitteilung.

[23] G. S. Abrams et al., *The discovery of a second narrow resonance in e^+e^- annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1453 (1974).

[24] E. Hilger et al., *Measurements of selected $\psi(3684)$ branching ratios from a study of secondary lepton pairs*, Phys. Rev. Lett. **35**, 625 (1975).

[25] C. Patrignani, *On the Particle Data Group Evaluation of ψ' and χ_c Branching Ratios* (2001), `hep-ex/0104003`.

[26] J. J. Sakurai, *Theory of Strong Interactions*, Annals Phys. **11** (1960).

[27] J. J. Sakurai, *Vector Meson Dominance and High-Energy Electron Proton Inelastic Scattering*, Phys. Rev. Lett. **22**, 981 (1969).

[28] G. A. Schuler und T. Sjostrand, *Towards a Complete Description of High-Energy Photoproduction*, Nucl. Phys. **B407**, 539 (1993).

[29] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie und F. M. Pipkin, *The Hadronic Properties of the Photon in High-Energy Interactions*, Rev. Mod. Phys. **50**, 261 (1978).

[30] S. D. Holmes, W. Lee und J. E. Wiss, *High-Energy Photoproduction of Charmed States*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35**, 397 (1985).

[31] K. Goulianos, *Diffractive Interactions of Hadrons at High-Energies*, Phys. Rept. **101**, 169 (1983).

[32] A. Donnachie und P. V. Landshoff, *Total Cross-Sections*, Phys. Lett. **B296**, 227 (1992).

[33] ZEUS, J. Breitweg et al., *Exclusive Photoproduction of J/ψ Mesons*, contributed paper 878 to HEP 2000, Osaka.

[34] A. Donnachie und P. V. Landshoff, *Small x: Two Pomerons!*, Phys. Lett. **B437**, 408 (1998).

[35] B. List, *Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speichering HERA*, Diplomarbeit, Technische Universität Berlin (1993), unveröffentlicht.

[36] M. G. Ryskin, Y. M. Shabelski und A. G. Shuvaev, *t-dependences of vector meson diffractive production in ep collisions*, Phys. Lett. **B446**, 48 (1999).

[37] J. P. Burq et al., *Experimental results on pp forward elastic scattering and the possibility of universal shrinkage of the hadronic diffraction cone*, Phys. Lett. **B109**, 124 (1982).

[38] J. P. Burq et al., *Soft $\pi^- p$ and pp elastic scattering in the energy range* 30 *GeV to* 345 *GeV*, Nucl. Phys. **B217**, 285 (1983).

[39] J. Nemchik, N. N. Nikolaev, E. Predazzi, B. G. Zakharov und V. R. Zoller, *The diffraction cone for exclusive vector meson production in deep inelastic scattering*, J. Exp. Theor. Phys. **86**, 1054 (1998).

[40] J. C. Collins, L. Frankfurt und M. Strikman, *Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in QCD*, Phys. Rev. **D56**, 2982 (1997).

[41] K. Suzuki, A. Hayashigaki, K. Itakura, J. Alam und T. Hatsuda, *Validity of the color dipole approximation for diffractive production of heavy quarkonium*, Phys. Rev. **D62**, 031501 (2000).

[42] M. G. Ryskin, *Diffractive J/ψ Electroproduction in LLA QCD*, Z. Phys. **C57**, 89 (1993).

[43] M. G. Ryskin, R. G. Roberts, A. D. Martin und E. M. Levin, *Diffractive J/ψ Photoproduction as a Probe of the Gluon Density*, Z. Phys. **C76**, 231 (1997).

[44] A. D. Martin, M. G. Ryskin und T. Teubner, *Υ photoproduction at HERA compared to estimates of perturbative QCD*, Phys. Lett. **B454**, 339 (1999).

[45] S. J. Brodsky, L. Frankfurt, J. F. Gunion, A. H. Mueller und M. Strikman, *Diffractive leptoproduction of vector mesons in QCD*, Phys. Rev. **D50**, 3134 (1994).

[46] L. Frankfurt, W. Koepf und M. Strikman, *Hard diffractive electroproduction of vector mesons in QCD*, Phys. Rev. **D54**, 3194 (1996).

[47] L. Frankfurt, W. Koepf und M. Strikman, *Diffractive heavy quarkonium photo- and electroproduction in QCD*, Phys. Rev. **D57**, 512 (1998).

[48] M. McDermott, L. Frankfurt, V. Guzey und M. Strikman, *Unitarity and the QCD-improved dipole picture*, Eur. Phys. J. **C16**, 641 (2000).

[49] L. Frankfurt, M. McDermott und M. Strikman, *A fresh look at diffractive J/ψ photoproduction at HERA, with predictions for THERA* (2000), `hep-ph/0009086`.

[50] P. Hoyer und S. Peigné, *ψ' to J/ψ ratio in diffractive photoproduction* (1999), `hep-ph/9909519`.

[51] B. Z. Kopeliovich, J. Nemchick, N. N. Nikolaev und B. G. Zakharov, *Novel color transparency effect: Scanning the wave function of vector mesons*, Phys. Lett. **B309**, 179 (1993).

[52] J. Nemchik, N. N. Nikolaev, E. Predazzi und B. G. Zakharov, *Color dipole systematics of diffractive photo- and electroproduction of vector mesons*, Phys. Lett. **B374**, 199 (1996).

[53] A. D. Martin und M. G. Ryskin, *The effect of off-diagonal parton distributions in diffractive vector meson electroproduction*, Phys. Rev. **D57**, 6692 (1998).

[54] A. G. Shuvaev, K. J. Golec-Biernat, A. D. Martin und M. G. Ryskin, *Off-diagonal distributions fixed by diagonal partons at small x and ξ*, Phys. Rev. **D60**, 014015 (1999).

[55] A. H. Mueller und B. Patel, *Single and double BFKL pomeron exchange and a dipole picture of high-energy hard processes*, Nucl. Phys. **B425**, 471 (1994).

[56] N. N. Nikolaev und B. G. Zakharov, *The triple pomeron regime and the structure function of the pomeron in the diffractive deep inelastic scattering at very small x*, Z. Phys. **C64**, 631 (1994).

[57] N. Nikolaev und B. G. Zakharov, *Pomeron structure function and diffraction dissociation of virtual photons in perturbative QCD*, Z. Phys. **C53**, 331 (1992).

[58] H1, C. Adloff et al., *Photoproduction of $\psi(2S)$ mesons at HERA*, Phys. Lett. **B421**, 385 (1998).

[59] H1, C. Adloff et al., *Charmonium production in deep inelastic scattering at HERA*, Eur. Phys. J. **C10**, 373 (1999).

[60] H1, I. Abt et al., *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 310 (1997).

[61] D. Pitzl et al., *The H1 silicon vertex detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A454**, 334 (2000).

[62] H1 SPACAL Group, R. D. Appuhn et al., *The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 397 (1997).

[63] J. Meyer et al., *Guide to Simulation Program* `H1SIM`, Hamburg (1991).

[64] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul und J. C. Lassalle, `GEANT`*: Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual,* `CERN-DD-78-2-REV`.

[65] B. List und A. Mastroberardino, `DIFFVM`*: A Monte Carlo generator for diffractive processes in ep scattering* 396 (1999), `DESY-PROC-1999-02`.

[66] T. Sjöstrand, *High-energy physics event generation with* `PYTHIA 5.7` *and* `JETSET 7.4`, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).

[67] E. Barberio, B. van Eijk und Z. Was, `PHOTOS`*: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays*, Comput. Phys. Commun. **66**, 115 (1991).

[68] E. Barberio und Z. Was, `PHOTOS`*: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0*, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994).

[69] D. R. Yennie, S. C. Frautschi und H. Suura, *The infrared divergence phenomena and high-energy processes*, Ann. Phys. **13**, 379 (1961).

[70] V. N. Baier, E. A. Kuraev, V. S. Fadin und V. A. Khoze, *Inelastic Processes in Quantum Electrodynamics at High-Energies*, Phys. Rept. **78**, 293 (1981).

[71] S. P. Baranov, O. Duenger, H. Shooshtari und J. A. M. Vermaseren, `LPAIR`*: A generator for lepton pair production* (1991), Proceedings, Physics at HERA, vol. 3 1478.

[72] T. Abe, `GRAPE-Dilepton` *(Version 1.1): A generator for dilepton production in ep collisions*, Comput. Phys. Commun. **136**, 126 (2001).

[73] T. Abe et al., `GRAPE-Dilepton` *(version 1.0)* 566 (1999), `DESY-PROC-1999-02`.

[74] H. Bethe und W. Heitler, *On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons*, Proc. Roy. Soc. Lond. **A146**, 83 (1934).

[75] D. Hoffmann und L. Favart, *Lepton pair Monte Carlo for HERA physics* 576 (1999), `DESY-PROC-1999-02`.

[76] Minami-Tateya Group, T. Ishikawa et al., `GRACE` *manual: Automatic generation of tree amplitudes in Standard Models: Version 1.0* (1992), `KEK-92-19`.

[77] D. Hoffmann, *Zwei-Elektron-Ereignisse im H1-Detektor*, Dissertation, Universität Hamburg (2000).

[78] L. West, *How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Elektron Selection Code* (`H1PHAN Version` $\geq$ `3.00/00`) (1997).

[79] S. Mohrdieck, *Inelastische J/ψ-Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2000), `DESY-THESIS-2000-059`.

[80] A. Schwank, *Effizienzbestimmung von Detektorkomponenten des H1-Experiments mit Hilfe kosmischer Strahlung*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1998), unveröffentlicht.

[81] B. Naroska, S. Schiek und G. Schmidt, *Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta* (1997), Internal Note `H1-05/97-518`.

[82] G. Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (1997), `DESY F11/F22-97-02`.

[83] J. Steinhart, *Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions-Wirkungsquerschnittes durch die Rekonstruktion von Λ_c-Baryonen unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1 Experiment bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (1999), `DESY-THESIS-1999-029`.

[84] C. Kleinwort und U.-P. Krüger, *Track Reconstruction in the Iron* (1992), H1-Software Note 35.

[85] S. Schiek, *Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (1997), `DESY F11/F22-97-01`.

[86] E. Elsen, *The H1 Trigger and Data Acquisition System* (1993), Internal Note `H1-01/93-262`.

[87] F. Sefkow, E. Elsen, H. Krehbiel, U. Straumann und J. Coughlan, *Experience with the first level trigger of H1*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42**, 900 (1995).

[88] H. C. Schultz-Coulon, E. Elsen, T. Nicholls, J. Coughlan und H. Rick, *A general scheme for optimization of trigger rates in an experiment with limited bandwidth*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **46**, 915 (1999).

[89] T. Nicholls et al., *Concept, Design and Performance of the Second Level Triggers of the H1 Detektor*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45, No. 3**, 810 (1998).

[90] J. K. Köhne et al., *Realization of a second level neural network trigger for the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A389**, 128 (1997).

[91] S. A. Baird et al., *A Fast Track Trigger with High Resolution for H1* (1999), Internal Note `H1-06/99-573`.

[92] S. A. Baird et al., *Addendum to the Proposal "A Fast Track Trigger with High Resolution for H1"* (1999), Internal Note `H1-09/99-576`.

[93] H. Beck, *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger* (1996), Internal Note `H1-05/96-479`.

[94] S. Udluft, *Protondissoziative Photoproduktion von ϕ-Mesonen am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München (2000).

[95] D. Müller, *A Measurement of the Gluon Density in the Proton Based on Charm Production at HERA*, Dissertation, Universität Zürich (1998).

[96] R. Riedlberger, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers* (1995), Internal Note `H1-01/95-419`.

[97] T. Carli et al., *Performance of the H1 Lar Trigger in 1994* (1995), Internal Note `H1-07/95-445`.

[98] A. Babaev et al., *Proposal to Upgrade the LAr Calorimeter and Trigger Electronics* (1996), Internal Note `H1-01/96-470`.

[99] V. Boudry et al., *The Inclusive Electron Trigger for the SPACAL: Design and CERN-Test Results* (1995), Internal Note `H1-03/95-430`.

[100] J. Bizot et al., *Spacal-Based L2TT Trigger Elements* (1998), Internal Note `H1-04/98-538`.

[101] S. Mohrdieck, *Neuronaler Netzwerk-Trigger fuer Myonen im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1997), unveröffentlicht.

[102] S. Egli et al., *Calculating Event Weights in Case of Downscaling on Trigger Levels 1-4* (1993), Internal Note `H1-01/93-262`.

[103] O. Karschnik, *Photoproduktion von ρ-Mesonen unter Nachweis des vorwärts gestreuten Protons bei H1*, Dissertation, Universität Hamburg (2001).

[104] R. Brun und D. Lienart, `HBOOK` *User Guide: CERN Computer Center Program Library Long Writeup: Version 4* `CERN-Y250`.

[105] T. Jansen, *Untersuchung diffraktiver J/ψ Erzeugung bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (1995), `DESY F11/F22-95-03`.

[106] A. Blondel und F. Jacquet, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, `DESY-79-048`, 377 (1979).

[107] P. Merkel, *Diffractive photoproduction of heavy vector mesons at HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (1999), `DESY-THESIS-1999-030`.

[108] UA4, D. Bernard et al., *The Cross-Section of Diffraction Dissociation at the CERN SPS Collider*, Phys. Lett. **B186**, 227 (1987).

[109] UA5, R. E. Ansorge et al., *Diffraction Dissociation at the CERN Pulsed Collider at c.m. Energies of 900-GeV and 200-GeV*, Z. Phys. **C33**, 175 (1986).

[110] H1, C. Adloff et al., *Proton Dissociative ρ Production for $Q^2 > 1.5\,GeV^2$*, to be submitted to Eur. Phys. J. C. (2001).

[111] MARK-III, D. Coffman et al., *A Direct measurement of the J/ψ leptonic branching fraction*, Phys. Rev. Lett. **68**, 282 (1992).

[112] T. N. Pham, B. Pire und T. N. Truong, *Two-Pion Spektrum and Angular Distribution in $\psi' \to \psi + 2\pi$ Decays*, Phys. Lett. **B61**, 183 (1976).

[113] M. Seeck, *Untersuchung der unelastischen ψ' Produktion am H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (1996), unveröffentlicht.

[114] V. L. Hudgson, *Measurement of the Cross Section for the Quasi-elastic Photoproduction of $\psi(2S)$ at HERA*, Dissertation, University of Birmingham (1997).

[115] P. Merkel, *HMASS Finder on L4* (1998).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die mir bei der Anfertigung dieser Arbeit geholfen haben.

Insbesondere bedanke ich mich bei

- Frau Prof. B. Naroska für die sehr gute Betreuung während der gesamten Zeit meiner Doktorarbeit und für die Begutachtung dieser Dissertation,
- Herrn Prof. F. W. Büßer für die Übernahme des zweiten Gutachtens,
- Herrn Dr. Ralf Gerhards für die Bereitschaft, diese Arbeit innerhalb eines Wochenendes vollständig durchzulesen und zu korrigieren,
- den weiteren Korrekturleser(inne)n Katja, Susanne, Andreas, Benno, Duncan, Dirk, Olli und vor allem Stephan, der meine halbfertigen Texte immer zuerst auf dem Schreibtisch hatte,
- den ehemaligen Doktoranden der mittlerweile stark reduzierten *Myon*- und *FPS*-Gruppe, von denen ich viel gelernt habe,
- meinen ehemaligen Bürokollegen Stephan und Duncan, die meine schlechte Laune in der Endphase dieser Arbeit ertragen mußten,
- den (ehemaligen) Mitgliedern der Kaffeerunde für das angenehme Arbeitsklima,
- den Leuten, mit denen ich außerhalb von DESY zu tun habe und die in den letzten Monaten für die notwendige Ablenkung gesorgt haben,
- und schließlich meinen Eltern, die mich bei allen meinen Vorhaben unterstützt haben.