INELASTISCHE J/ψ-ERZEUGUNG IN ELEKTROPRODUKTION AM H1-EXPERIMENT BEI HERA

von

SUSANNE MOHRDIECK

INELASTISCHE J/ψ-ERZEUGUNG IN ELEKTROPRODUKTION AM H1-EXPERIMENT BEI HERA

DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

SUSANNE MOHRDIECK

aus Hamburg

Hamburg
2000

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. B. Naroska
Prof. Dr. F.-W. Büßer

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. B. Naroska
Prof. Dr. R. Heuer

Datum der Disputation: 20.12.2000

Dekan des Fachbereiches Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. F.-W. Büßer

INELASTIC J/ψ PRODUCTION IN ELECTROPRODUCTION WITH THE H1 EXPERIMENT AT HERA

by

SUSANNE MOHRDIECK

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird die inklusive und inelastische J/ψ-Produktion in tief inelastischer ep-Streuung am H1-Experiment bei HERA untersucht. Es werden die Datennahmeperioden 1997 und 1999 mit einer integrierten Luminosität von $39.35\,\text{pb}^{-1}$ verwendet. Die J/ψ-Mesonen werden über die leptonischen Zerfälle $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ und $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ rekonstruiert. Die Analyse deckt den kinematischen Bereich $2 \leq Q^2 \leq 100\,\text{GeV}^2$, $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\text{GeV}$ und $z > 0.2$ ab.

Die Arbeit zeigt einfach und doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte, die mit theoretischen Vorhersagen der inelastischen J/ψ-Erzeugung verglichen werden. Die Vorhersagen basieren auf Rechnungen von Fleming et al. im Rahmen der nicht-relativistische Quantenchromodynamik (NRQCD) in führender Ordnung zum *color singlet* und *color octet* Modell. Es zeigt sich, daß das *color octet* Modell die Daten nicht beschreiben kann, das *color singlet* Modell die Abhängigkeit in Q^2 und $W_{\gamma p}$ gut wiedergibt, aber u.a. in $p^2_{t,\psi}$ zu Abweichungen führt.

Als weitere Modellvorhersage wird der Generator EPJPSI verwendet, dem ebenfalls das *color singlet* Modell zugrunde liegt. EPJPSI beschreibt den Verlauf der Daten mit Q^2 nicht richtig. Nach einer Korrektur in Q^2 für EPJPSI stimmen die differentiellen Wirkungsquerschnitte in den anderen Größen mit den Daten überein.

Neben der Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden Untersuchungen zum Endzustand vorgenommen, um Aufschluß über eventuell vorhandene *color octet* Beiträge zu erlangen. In dieser Arbeit können hieraus keine Hinweise auf *color octet* Beiträge gefunden werden.

Abstract

An analysis of inclusive and inelastic J/ψ-production in deep inelastic scattering at HERA is presented. It is based on an integrated luminosity of $39.35\,\text{pb}^{-1}$ taken by the H1 detector during the years 1997 and 1999. The analysis covers the kinematic range $2 \leq Q^2 \leq 100\,\text{GeV}^2$, $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\text{GeV}$ and $z > 0.2$. For the reconstruction of the J/ψ meson the leptonic decay modes $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ and $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ are used.

Single and double differential cross sections are measured for both the inclusive and inelastic cases. The inelastic cross sections are compared to the leading order color singlet and color octet model predictions of Fleming et al. based on non-relativistic Quantum Chromodynamics (NRQCD). The color octet model fails to describe the data, whereas the color singlet model gives the right Q^2 and $W_{\gamma p}$ dependence but cannot reproduce other variables such as $p^2_{t,\psi}$.

Furthermore the inelastic cross sections are compared to the predictions of the generator EPJPSI, which is based on boson-gluon fusion in the color singlet model. EPJPSI fails to describe the Q^2 dependence in the data. After correcting this difference, however, the other differential cross sections are in agreement with the data.

An analysis of the final state is performed to examine possible color octet contributions. No evidence of such contributions is seen.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

> *Der Mensch muß bei dem Glauben verharren,*
> *daß das Unbegreifliche begreifbar sei;*
> *er würde sonst nicht forschen.*
> J.W. V.GOETHE

Die Physik hat von Beginn an das Bestreben, den Aufbau der Materie zu untersuchen, zu verstehen und in Modellen zu beschreiben. Die Ansichten über die „fundamentalen“ Teilchen der Welt und die Kräfte, die ihre Wechselwirkung bestimmen, haben sich im Laufe der Zeit stark verändert und sind immer weiter entwickelt worden.
Wurden von Demokrit (ca. 460-380 v.Chr.) noch die Atome als unteilbare „fundamentale“ Bausteine der Materie postuliert, so ist im 19ten und 20sten Jahrhundert herausgefunden worden, daß sich die Atome aus Elektronen, Protonen und Neutronen zusammensetzen. Mit immer aufwendigeren Streuexperimenten wurden weitere Substrukturen der Nukleonen (Proton und Neutron) entdeckt: Sie sind aus Quarks (*up* und *down*) aufgebaut, die durch Gluonen zusammengehalten werden. Die experimentellen Ergebnisse zum Aufbau der Materie durch fundamentale Teilchen werden im Standardmodell zusammengefaßt: Die Welt besteht aus sechs Leptonen ($e, \nu_e; \mu, \nu_\mu; \tau, \nu_\tau$) und sechs Quarks ($u, d; c, s; t, b$), zwischen denen zwei Kräfte wirken, die elektroschwache und die starke Wechselwirkung.

In der heutigen Zeit wird das Standardmodell mit Streuexperimenten an Speicherringen getestet. Ein solcher Speicherring ist die Hadron-Elektron-Ring-Anlage HERA, in der seit 1992 Elektronen (bzw. Positronen) mit einer Energie von 27.6 GeV und Protonen mit Energien von 820 GeV bei einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV im H1-Experiment zur Kollision gebracht werden. Seit 1998 werden die Protonen auf 920 GeV beschleunigt, so daß die Schwerpunktsenergie auf 318 GeV steigt.

In dieser Arbeit wird das streuende Elektron als Quelle für virtuelle Photonen (Viererimpulsübertrag $Q^2 > 0$) aufgefaßt, die dann mit dem Proton wechselwirken. Dabei entstehen u.a. gebundene Charm-Anticharm-Zustände, die J/ψ-Mesonen. Bei der J/ψ-Erzeugung unterscheidet man zwei verschiedene Produktionsmechanismen, die diffraktive und die inelastische Produktion. Zur Beschreibung diffraktiver Erzeugung existieren phänomenologische Ansätze. Neben diesen sind für beide Prozesse Modelle in störungstheoretischer Quantenchromodynamik aufgestellt worden. Die Wechselwirkung mit dem Proton vollzieht sich dabei über den Austausch von Gluonen. Damit bietet sich eine Möglichkeit, die Gluondichte im Proton durch J/ψ-Produktion zu bestimmen.
Für die inelastische J/ψ-Erzeugung zeigten sich in den vergangenen Jahren Unstimmigkeiten zwischen verschiedenen Experimenten. Seit den 80er Jahren konnten die Ergebnisse der J/ψ-Erzeugung gut mit Hilfe des *color singlet* Modells beschrieben werden, das nur *color singlet* Beiträge berücksichtigt. Im Jahre 1992 wurde in $p\bar{p}$-Wechselwirkungen (Tevatron) ein Wirkungsquerschnitt für direkte J/ψ- und ψ'-Produktion bei hohen Transversalim-

pulsen gemessen, der mehr als eine Größenordnung über der Vorhersage des *color singlet* Modells liegt. Dieser Überschuß konnte mit dem Fehlen von *color octet* Beiträgen in dem Modell erklärt werden. Im Rahmen der nicht-relativistischen Quantenchromodynamik (NR-QCD) werden Modellrechnungen durchgeführt, die diese Beiträge berücksichtigen (*color octet* Modell). Als freie Parameter sind in diesem Formalismus nicht-perturbative langreichweitige Matrixelemente enthalten, die den Übergang von den *color octet* $c\bar{c}$-Zuständen in das farbneutrale reelle J/ψ-Meson beschreiben. Diese Matrixelemente müssen zwar experimentell bestimmt werden, sollten aber universelle Gültigkeit haben. Unter Verwendung von in $p\bar{p}$-Wechselwirkungen bestimmten Matrixelementen stehen Modellvorhersagen für ep-Streuungen mit virtuellem und reellem Photon zur Verfügung.

Gegenstand dieser Arbeit ist die J/ψ-Produktion bei höheren Viererimpulsüberträgen durch das Photon ($Q^2 > 2\,\mathrm{GeV}^2$; tief inelastische Streuung, Elektroproduktion). Die Betrachtung höherer Viererimpulsüberträge bietet auf theoretischer Seite Vorteile, da im allgemeinen störungstheoretische Vorhersagen für höhere Werte von Q^2 weniger stark von Parametern wie z.B. der *charm*-Masse abhängen. Zusätzlich werden Prozesse unterdrückt, bei denen das Photon nicht als Ganzes, sondern ein Gluon oder Quark aus seiner hadronischen Komponente mit dem Proton wechselwirkt (Prozesse mit „aufgelöstem“ Photon).
Die Arbeit wurde am H1-Experiment durchgeführt und verwendet die Datennahmeperioden 1997 und 1999. Im Vergleich zu früheren Arbeiten steht eine höhere Statistik zur Verfügung. Aufgrund der höheren Strahlenergie in 1999 kann ein erweiterter kinematischer Bereich analysiert werden.
Das gestreute Elektron wird in dieser Analyse im Hauptdetektor des H1-Experiments nachgewiesen und erlaubt, die Ereignisse mit hoher Effizienz zu triggern. Zur Rekonstruktion der J/ψ-Mesonen werden die leptonischen Zerfälle in zwei Myonen oder zwei Elektronen verwendet. In dieser Arbeit wird von einer inklusiven Analyse ausgegangen, die sowohl inelastische als auch diffraktive Erzeugung enthält. Darauf aufbauend werden mit verschiedenen Methoden zusätzlich inelastische Wirkungsquerschnitte bestimmt. Es werden einfach und doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte extrahiert. Die experimentellen Ergebnisse werden mit den theoretischen Vorhersagen im *color singlet* und *color octet* Modell verglichen, um die Gültigkeit dieser Modelle in ep-Streuungen zu prüfen. Neben den Wirkungsquerschnitten wird der Endzustand der Ereignisse untersucht, um daraus weitere Erkenntnisse über möglicherweise vorhandene *color octet* Beiträge zu erlangen.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:
Zu Beginn wird der theoretische Rahmen für die J/ψ-Produktion bei höheren Viererimpulsüberträgen gegeben (Kapitel 1). Im Anschluß werden der Speicherring HERA und das H1-Experiment vorgestellt (Kapitel 2). An dieses Kapitel schließt sich die Beschreibung der verwendeten Monte Carlo Generatoren an (Kapitel 3). Die letzten vier Kapitel befassen sich mit der Analyse. In Kapitel 4 werden die Selektionskriterien dargelegt. Im weiteren werden Effizienzen der Teilchenerkennung sowie des Triggers analysiert (Kapitel 5). Auf diese Darstellung folgt ein technischer Überblick über die Schritte zur Extraktion der Wirkungsquerschnitte (Kapitel 6). Hierbei wird auf nötige Korrekturen der Monte Carlo Simulation eingegangen; Akzeptanzen, Selektionseffizienzen und systematische Fehler werden diskutiert. Das abschließende Kapitel (Kapitel 7) beschäftigt sich mit den erzielten Ergebnissen und dem Vergleich mit theoretischen Rechnungen.

Kapitel 1

Theoretische Grundlagen der J/ψ-Erzeugung

Bei HERA werden Elektronen auf Energien von 27.6 GeV und Protonen auf 820 GeV bzw. 920 GeV beschleunigt, gespeichert und zur Kollision gebracht. Bei den auftretenden Wechselwirkungen von Elektronen und Protonen werden bei diesen hohen Energien die Bosonen der elektroschwachen Wechselwirkung (γ, Z^0, $W^\pm$) ausgetauscht. Bei der Wechselwirkung können verschiedene Prozesse stattfinden wie z.B. die Produktion eines schweren Quark-Antiquark-Paar. Diese Paare können in gebundene Zustände (J/ψ- und Υ-Meson) übergehen oder zusammen mit leichteren Quarks D- und B-Mesonen bilden („offene“ Produktion). Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der J/ψ-Produktion. Um den theoretischen Rahmen hierfür vorzubereiten und abzustecken, werden in diesem Kapitel zunächst allgemein die Grundbegriffe und kinematischen Größen der ep-Streuung eingeführt (s. Abschnitt 1.1) und der Born-Wirkungsquerschnitt der tief inelastischen Streuung vorgestellt (s. Abschnitt 1.2).

Anschließend werden die Eigenschaften des J/ψ-Meson als Mitglied der Charmonium-Familie zusammengefaßt (s. Abschnitt 1.3) und in diesem Zusammenhang auf weitere kinematische Größen eingegangen, die spezifisch für die J/ψ-Erzeugung sind. Danach werden phänomenologische und theoretische Aspekte zur J/ψ-Produktion betrachtet (s. Abschnitt 1.4). Dabei werden nach einer phänomenologischen Abgrenzung der Diffraktion und der inelastischen Erzeugung für beide Produktionsmechanismen theoretische Modelle vorgestellt (s. Abschnitte 1.4.2 und 1.4.3).

1.1 Kinematische Größen der ep-Streuung

In diesem Abschnitt werden die kinematischen Größen der ep-Streuung vorgestellt.

Bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Protonen können zwei grundlegende Prozesse auftreten:

$$e^\pm + p \rightarrow e^\pm + X \quad \text{(NC)}, \tag{1.1}$$

$$e^\pm + p \rightarrow \overset{(-)}{\nu_e} + X \quad \text{(CC)}. \tag{1.2}$$

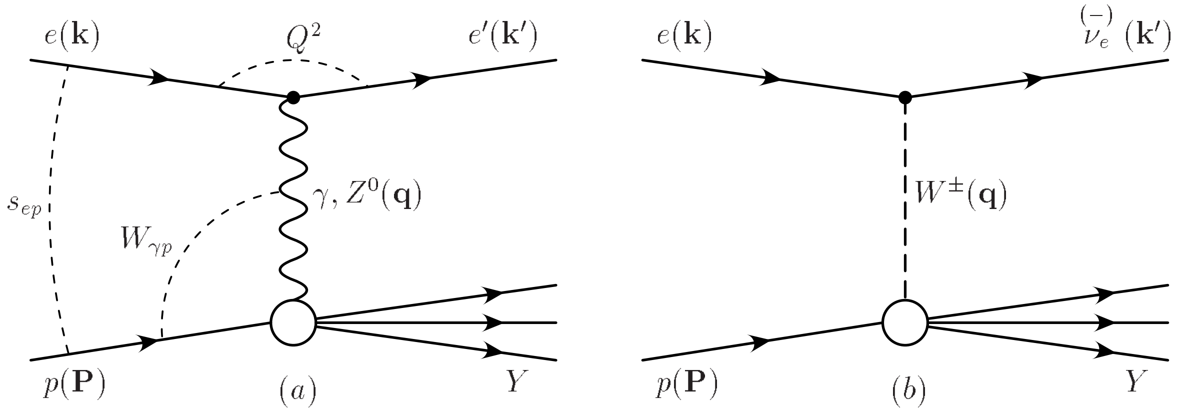


Abbildung 1.1: *Feynman-Graphen einer Elektron-Protonstreuung. In (a) sind neutrale Ströme gezeigt (Austausch von Photonen und Z-Bosonen), in (b) ist die Wechselwirkung über geladene Ströme ($W^{(\pm)}$-Bosonen) dargestellt. Zusätzlich sind in (a) die wichtigsten kinematischen Variablen veranschaulicht.*

Der erste der beiden Prozesse findet über den Austausch eines neutralen Bosons statt. Deshalb wird die Wechselwirkung auch als „Neutraler Strom“ bezeichnet (*neutral current*, NC). Die zwei möglichen Austauschteilchen dieses Prozesses sind das Photon γ und das Z-Boson Z^0 der elektroschwachen Wechselwirkung. Auch der zweite Prozeß tauscht Eichbosonen der elektroschwachen Wechselwirkung aus, die W-Bosonen ($W^{\pm}$). Weil diese geladener Natur sind, wird der Prozeß auch „geladener Strom“ genannt (*charged current*, CC). Abbildung 1.1 zeigt die Feynman-Graphen niedrigster Ordnung dieser beiden Prozesse.
In dem NC-Prozeß (Abbildung 1.1a) sind die wichtigsten kinematischen Größen der ep-Streuung eingezeichnet. Sie lassen sich aus den Viererimpulsen der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen berechnen. Das Elektron e läuft mit dem Viererimpuls $\mathrm{k}(E, \vec{k})$ ein und wechselwirkt über das Boson mit Viererimpuls q mit dem Proton p $(\mathbf{P}(E_p, \vec{p}))$. Die Schwerpunktsenergie der Wechselwirkung $\sqrt{s_{ep}}$ ist gegeben durch [1]:

$$s_{ep} = (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2 \simeq 4 \cdot EE_p \qquad (1.3)$$

Für die Datennahmeperiode des Jahres 1997 mit $E = 27.55$ GeV und $E_p = 820$ GeV betrug die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ep}} \approx 300$ GeV. Ab dem Jahr 1998 wird HERA mit höherer Protonstrahlenergie $E_p = 920$ GeV betrieben. Die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s_{ep}}$ liegt somit mit $\sqrt{s_{ep}} \approx 318$ GeV etwas höher als im Jahr 1997.
Neben der Schwerpunktsenergie sind der Viererimpulsübertrag am Elektronvertex Q^2 und die Bjorken Skalenvariablen x und y von Bedeutung:

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 \ , \qquad (1.4)$$

$$x = \frac{-\mathbf{q}^2}{2\mathbf{qP}} \ , \qquad (1.5)$$

$$y = \frac{\mathbf{qP}}{\mathbf{kP}} \ . \qquad (1.6)$$

---

[1] Hierbei und auch in späteren Gleichungen ist die Masse von Proton und Elektron vernachlässigt.

x stellt im Quark-Parton-Modell den Impulsanteil des wechselwirkenden Partons im Proton am gesamten Protonimpuls dar. y gibt im Protonruhesystem die relative Energie an, die bei der Wechselwirkung auf das Proton übertragen wird. Der Viererimpulsübertrag Q^2 ist ein Maß für die Virtualität des Photons; für ein reelles Photon gilt $Q^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$.
Zwischen den vier Variablen besteht bei Vernachlässigung der Massen der Zusammenhang:

$$Q^2 \;=\; x \cdot y \cdot s \;. \tag{1.7}$$

Das bedeutet, daß nur drei der vier Größen unabhängig sind (bei festem s nur sind zwei der weiteren Variablen unabhängig).
Eine weitere oft betrachtete Variable ist die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, die auch der invarianten Masse des gesamten hadronischen Endzustands entspricht (in Abbildung 1.1 ist das Y):

$$\begin{aligned} W_{\gamma p}^2 &= (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2 = Q^2 \cdot \left(\frac{1}{x} - 1\right) + M_p^2 && (1.8) \\ &= -Q^2 + M_p^2 + ys = M_Y^2 \;. && (1.9) \end{aligned}$$

Mit M_p wird hierbei die Masse des Protons bezeichnet. Bevor auf weitere Größen eingegangen wird, die speziell in der J/ψ-Produktion von Bedeutung sind, sollen zwei Bemerkungen gemacht werden. Die in Abbildung 1.1 dargestellten Prozesse tragen allgemein zum ep-Wirkungsquerschnitt bei. Dabei ist jedoch zu beachten, daß die Wechselwirkung über das Z^0-Boson und die $W^{\pm}$-Bosonen bei im Vergleich zur $W(Z)$-Masse kleinen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 \ll M_{W(Z)}^2 \approx 6400(8100)$ GeV^2) mit einem Faktor

$$\sim \frac{Q^2}{Q^2 + M_{W(Z)}^2} \tag{1.10}$$

relativ zum Photonaustausch unterdrückt sind. In den später vorgestellten Untersuchungen gilt immer $Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$. Deshalb wird im folgenden nur der Austausch eines Photons betrachtet.
Über den Viererimpulsübertrag Q^2 kann man verschiedene kinematische Bereiche unterscheiden:

- Photoproduktion γp: Der Grenzbereich $Q^2 \to 0\,\mathrm{GeV}^2$, in dem ein quasireelles Photon γ ausgetauscht wird, wird mit **Photoproduktion** bezeichnet. Dieser Bereich wird in der Praxis beim H1 Experiment durch $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ definiert. Er wird in dieser Arbeit nicht betrachtet.

- tief inelastische Streuung $\gamma^* p$: Der Bereich $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ wird bei H1 mit dem Bereich der **tief inelastischen Streuung** (*deep inelastic scattering* (**DIS**)) identifiziert. Es wird dann ein virtuelles Photon γ^* ausgetauscht. Dieser Bereich wird in der hier vorgestellten Analyse zur J/ψ-Produktion betrachtet.

Die Grenze zwischen tief inelastischer Streuung und Photoproduktion wird bei H1 über die Identifizierung des gestreuten Elektrons im Hauptdetektor definiert. Dieser Nachweis ist ab etwa $\theta_{e'} \approx 178°$ möglich. Daraus ergibt sich ein Viererimpulsübertrag von etwa $1\,\mathrm{GeV}^2$.

1.2 Wirkungsquerschnitt in tief inelastischer ep-Streuung

In niedrigster Ordnung Störungstheorie läßt sich der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton über zwei Strukturfunktionen durch die folgende Formel ausdrücken. Dieser Ausdruck wird auch als Born-Wirkungsquerschnitt bezeichnet:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(x,Q^2)}{dxdQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4}\left(y^2xF_1(x,Q^2) + (1-y)F_2(x,Q^2)\right) \quad . \tag{1.11}$$

Dabei ist α die Kopplungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung. Im Quark-Parton-Modell hängen die beiden Strukturfunktionen F_1 und F_2 nur von der Variablen x ab (Skaleninvarianz [1]) und können als Summen über die Partondichten q_l der Partonen im Proton mit Spin $\frac{1}{2}$ und Ladung e_l dargestellt werden:

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_l e_l^2(q_l(x) + \bar{q}_l(x)) \quad , \tag{1.12}$$

$$F_2(x) = \sum_l e_l^2 x(q_l(x) + \bar{q}_l(x)) = 2 \cdot x \cdot F_1(x) \quad . \tag{1.13}$$

Der sich aus den Formeln 1.12 und 1.13 ergebende Zusammenhang zwischen den beiden Strukturfunktionen $F_2 = 2 \cdot x \cdot F_1$ wird *Callan-Gross-Relation* [2] genannt.
In der Quantenchromodynamik (QCD) werden die beiden Gleichungen 1.12 und 1.13 über ein Faktorisierungstheorem in einen kurzreichweitigen und und einen langreichweitigen Anteil unterteilt. Dabei wird auch die Gluondichte mit in die Formeln für F_1 und F_2 einbezogen. Diese Berücksichtigung der Gluonen im Proton führen zu einer Verletzung der Skaleninvarianz und so auch zu einer Verletzung der Callan-Gross-Relation. Die Strukturfunktionen hängen in dieser Theorie logarithmisch von Q^2 ab.

Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton findet bei den hier betrachteten Energien über den Austausch eines Photons statt. Die Emission des Photons vom Elektron wird über die Weizsäcker-Williams Approximation (auch *Equivalent Photon Approximation*, EPA) [3–5] beschrieben:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(y,Q^2)}{dydQ^2} = \Gamma(y,Q^2) \cdot \sigma_{\gamma^* p}(y,Q^2) \quad . \tag{1.14}$$

Der Wirkungsquerschnitt der ep-Streuung faktorisiert also in eine Komponente für die Photonemission $\Gamma(y,Q^2)$, die als Photonfluß bezeichnet wird, und in den Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung zwischen dem virtuellen Photon und dem Proton.
Der Photonfluß setzt sich aus einem longitudinalen Anteil Γ_l und einer transversalen Komponente Γ_t zusammen, die wie folgt definiert sind:

$$\Gamma_t(y,Q^2) = \frac{\alpha}{\pi}\left((1-y+\frac{y^2}{2})\frac{1}{yQ^2} - \frac{m_e^2 y}{Q^4}\right) \quad , \tag{1.15}$$

$$\epsilon = \frac{\Gamma_l}{\Gamma_t} = \frac{1-y}{1-y+y^2/2} \quad . \tag{1.16}$$

Damit läßt sich der ep-Wirkungsquerschnitt als Summe aus einem transversalen und einem longitudinalen Anteil schreiben:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(y,Q^2)}{dydQ^2} = \Gamma_t \cdot \sigma^t_{\gamma^*p} + \Gamma_l \cdot \sigma^l_{\gamma^*p} \tag{1.17}$$

$$= \Gamma_t \cdot (\sigma^t_{\gamma^*p} + \epsilon \cdot \sigma^l_{\gamma^*p}) \quad . \tag{1.18}$$

Für die longitudinale und die transversale Komponente des Photon-Proton-Wirkungsquerschnitts gelten die Gleichungen:

$$\sigma^t_{\gamma^*p} = \frac{1}{2}\left(\sigma^{\lambda=1}_{\gamma^*p} + \sigma^{\lambda=-1}_{\gamma^*p}\right) = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} \cdot 2 \cdot x \cdot F_1 \quad , \tag{1.19}$$

$$\sigma^l_{\gamma^*p} = \sigma^{\lambda=0}_{\gamma^*p} = \frac{4\pi^2\alpha}{Q^2} \cdot (F_2 - 2 \cdot x \cdot F_1) \quad , \tag{1.20}$$

$$R = \frac{\sigma^l_{\gamma^*p}}{\sigma^t_{\gamma^*p}} = \frac{F_l}{F_2 - F_l} \quad . \tag{1.21}$$

Dabei wird mit $\lambda = -1, 0, 1$ die Polarisation des virtuellen Photons bezeichnet ($\lambda = 0$: longitudinal und $\lambda = \pm 1$: transversal). Die longitudinale Strukturfunktion F_l ist gegeben durch $F_l = F_2 - 2 \cdot x \cdot F_1$. Im Quark-Parton-Modell gilt aufgrund der Callan-Gross-Relation $F_l = 0$.

Mit dem in Formel 1.21 ausgedrückten Zusammenhang läßt sich der Wirkungsquerschnitt auch in der folgenden Form schreiben:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(y,Q^2)}{dydQ^2} = \Gamma_t \cdot \sigma^t_{\gamma^*p}(1 + \epsilon R) \tag{1.22}$$

$$= \Gamma_t \cdot \sigma_{\gamma^*p} \frac{1 + \epsilon R}{1 + R} \tag{1.23}$$

$$\approx \Gamma_t \cdot \sigma_{\gamma^*p} \quad . \tag{1.24}$$

Mit σ_{γ^*p} wird die direkte Summe aus der longitudinalen und der transversalen Komponente des γ^*p-Wirkungsquerschnitts bezeichnet, $\sigma_{\gamma^*p} = \sigma^l_{\gamma^*p} + \sigma^t_{\gamma^*p}$. In dem hier betrachteten kinematischen Bereich liegt die Größe ϵ zwischen 0.95 und 1, wobei der Mittelwert etwa 0.99 beträgt. Damit gibt die Näherung 1.24 die wahren Gegebenheiten sehr gut wieder.

Radiative Korrekturen

Neben den Feynman Graphen führender Ordnung (z.B. Abbildung 1.1) enthalten die gemessenen Wirkungsquerschnitte der tief inelastischen Streuung auch die Prozesse aller höheren Ordnungen der elektroschwachen Wechselwirkung und der QCD. Es ist üblich, Korrekturen für Prozesse der höheren Ordnungen der elektroschwachen Wechselwirkung an das gemessene Resultat anzubringen und den Born-Wirkungsquerschnitt (s. Formel 1.11) als Ergebnis anzugeben. Die wichtigsten Korrekturen sind Prozesse der Ordnung α, bei denen im Anfangs- oder im Endzustand ein weiteres Photon vom Elektron abgestrahlt wird. Wird das Photon vor der Wechselwirkung mit dem Proton emittiert, so wird von *initial state radiation* (ISR) gesprochen. Die Bremsstrahlung nach der Wechselwirkung wird mit *final state*

radiation (FSR) bezeichnet. Die Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons führt zu einer Änderung der kinematischen Gegebenheiten bei der Wechselwirkung und verändert damit die Meßergebnisse. Wird z.B. ein ISR-Photon mit der Energie E_γ abgestrahlt, so erniedrigt sich die effektive Strahlenergie des streuenden Elektrons um den Faktor $z_1 := 1 - \frac{E_\gamma}{E}$ und damit die Schwerpunktsenergie in der Streuung um den Faktor $\sqrt{z_1}$.
Die dadurch nötigen Korrekturen am gemessenen Wirkungsquerschnitt werden genauer in Abschnitt 3.5 Seite 71 betrachtet.

1.3 Eigenschaften des J/ψ-Mesons

Im Jahre 1974 wurde nahezu zeitgleich in zwei Laboratorien die schmale Resonanz des Vektormesons J/ψ entdeckt. Am BNL konnte das J/ψ-Meson im Zerfall in zwei Elektronen über die Reaktion $p + Be \to (J/\psi \longrightarrow e^+e^-) + X$ [6] rekonstruiert werden. Gleichzeitig wurde am SLAC die J/ψ-Resonanz im totalen e^+e^--Wirkungsquerschnitt [7] entdeckt. Die J/ψ-Resonanz kann je nach Auflösung bis zu drei Größenordnungen über dem Kontinuum liegen und hat eine Breite von $\Gamma = 87 \pm 5\,\mathrm{keV}$ [8].
Das J/ψ-Meson ist ein gebundener $c\bar{c}$-Zustand, also ein Vertreter der Gruppe des *Charmonium*, wie die Mesonen aus einem gebundenen *charm-anticharm*-Paar bezeichnet werden. Das J/ψ-Meson hat die Quantenzahlen $n^{2s+1}L_J = 1^3S_1$, wobei n die radiale Quantenzahl, s der Spin, L der Bahndrehimpuls und J der gesamte Drehimpuls ist. Die Ladungskonjugation C und Parität P vom J/ψ-Meson sind beide negativ, $J^{PC} = 1^{--}$. Die Masse des J/ψ-Mesons beträgt im Weltmittel zur Zeit [8]:

$$M_\psi = 3.09687 \pm 0.00004\,\mathrm{GeV}\ . \tag{1.25}$$

Es ist damit abgesehen vom Pseudoskalar η_c ($J^{PC} = 0^{-+}$) mit Masse $M \approx 2.98\,\mathrm{GeV}$ der leichteste der Charmoniumzustände. Die erste radiale Anregung des J/ψ-Mesons ist das Charmonium ψ' (ψ(2s)). Die verschiedenen Angehörigen der Charmonium-Familie sind in Abbildung 1.2 dargestellt. Eingezeichnet sind in der Abbildung auch die möglichen Zerfälle in jeweils tiefer gelegene Charmoniumzustände und in andere *charm*-haltige Teilchen. Diese Zerfälle in Mesonen bestehend aus einem *charm*- und einem leichterem Quark sind erst für die Anregungen oberhalb des ψ'-Mesons möglich. Dadurch wird die Zerfallsbreite dieser Charmoniumanregungen deutlich größer als die der tiefer gelegenen Zustände.
Nun soll noch einmal auf die geringe Breite des J/ψ-Mesons eingegangen werden.

$$\Gamma_\psi = 87 \pm 5\,\mathrm{keV}\ [8]. \tag{1.26}$$

Diese Breiten sind im Vergleich zu anderen Vektormesonen mit typischen hadronischen Zerfallsbreiten $\Gamma = \mathcal{O}(10 - 200)$ MeV sehr schmal. Diese Tatsache läßt sich mit der OZI-Regel (Okubo [9],Zweig [10],Iizuka [11]) erklären. Demnach sind Reaktionen, in denen Quarks des Anfangszustand im Endzustand vernichtet werden, gegenüber Prozessen ohne Quarkvernichtung unterdrückt. Nun kann aber das J/ψ-Meson nicht in zwei D-Mesonen zerfallen und somit die beiden *charm*-Quarks erhalten bleiben, da selbst das leichteste der D-Mesonen, D^0, mit einer Masse von $M_{D^0} = 1.864\,\mathrm{GeV}$ schon mehr als die halbe Masse des J/ψ-Mesons ausmacht. Das J/ψ-Meson liegt also mit seiner Masse unterhalb der Schwelle

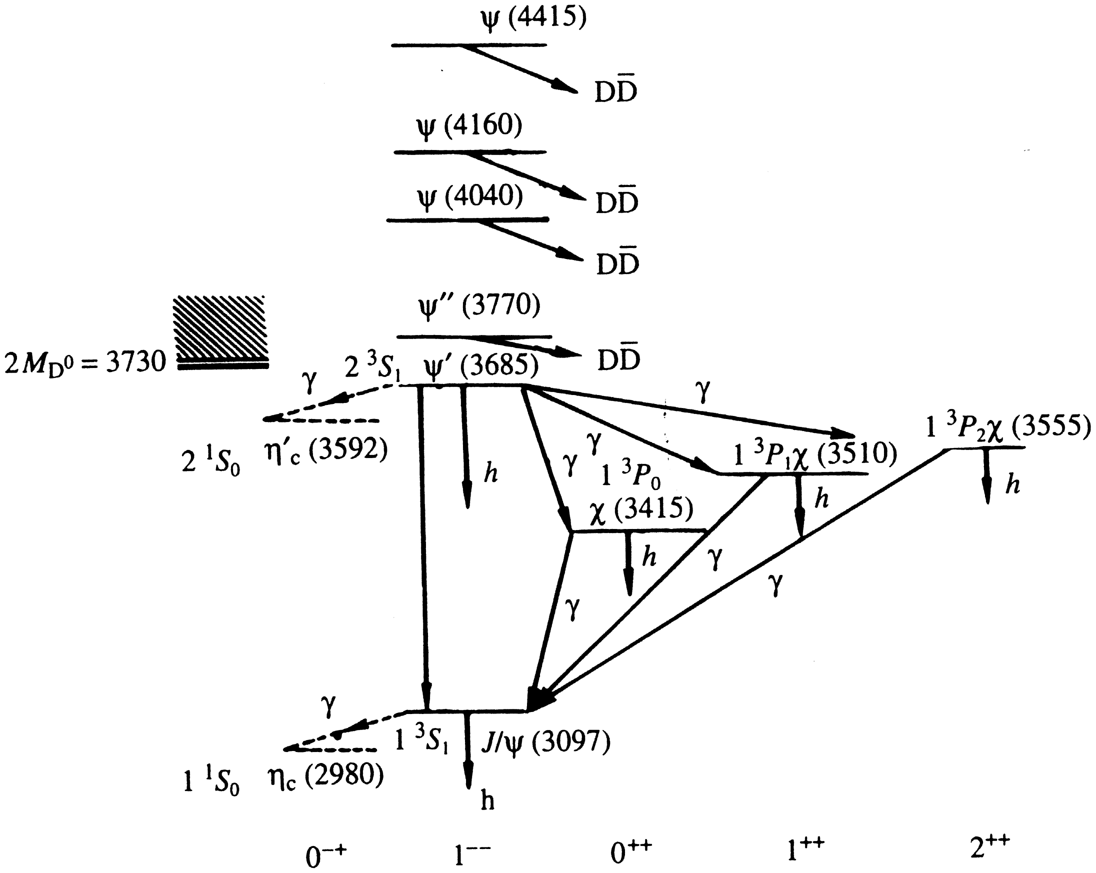


Abbildung 1.2: *Familie der Charmonia im Zustandsdiagramm.*

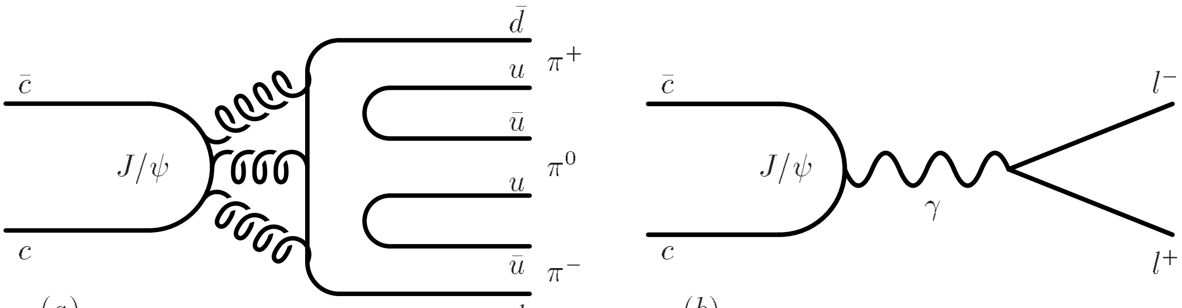


Abbildung 1.3: *Zerfall des J/ψ-Mesons. In Abbildung (a) ist der hadronische Zerfall in drei Pionen gezeigt, (b) veranschaulicht den elektromagnetischen Zerfall in zwei Leptonen.*

für $D\bar{D}$-Produktion, und es sind hadronisch nur die unterdrückten Zerfälle mit Quarkvernichtung möglich, wie z.B. der Zerfall in Abbildung 1.3a). Außerdem sind aufgrund von Farb- und C-Paritätserhaltung Zerfälle über ein oder zwei Gluonen nicht möglich; es werden wenigstens drei Gluonen im hadronischen Zerfall benötigt (s. Abbildung 1.3), was eine weitere Unterdrückung des hadronischen Zerfalls bedeutet.
Ein anderer möglicher Zerfall des J/ψ-Mesons und der anderen Charmoniumzustände vollzieht sich über die elektroschwache Wechselwirkung. Das J/ψ-Meson, das im Experiment meistens über ein Photon erzeugt wird, kann wiederum über ein Photon zerfallen. Dabei bildet sich ein virtuelles Photon, das in ein Leptonpaar übergeht. Dieser Zerfall ist in Abbildung 1.3b) gezeigt und experimentell von großer Bedeutung, da die Zerfallsleptonen gut im Detektor nachgewiesen werden können und eine Massenrekonstruktion des Charmonium aus zwei Teilchen leicht vorgenommen werden kann. Die elektronische Zerfallsbreite des J/ψ-Mesons beträgt $\Gamma_{ee} = (5.26 \pm 0.37)$ keV. Die Verzweigungsverhältnisse für den leptonischen Zerfall in zwei Myonen oder zwei Elektronen sind im allgemeinen für Charmonia von gleicher Größenordnung. Aufgrund der oben aufgeführten Gründe sind sie verglichen mit anderen Vektormesonen verhältnismäßig groß:

$$BR_{J/\psi \to \mu\mu} = (5.88 \pm 0.10)\% \text{ [8]}, \tag{1.27}$$
$$BR_{J/\psi \to ee} = (5.93 \pm 0.10)\% \text{ [8]}. \tag{1.28}$$

Es soll hier bemerkt werden, daß in der Analyse der J/ψ-Produktion ein weiterer elektromagnetischer Zerfall von Bedeutung ist. Bei diesem Zerfall entsteht zusätzlich zu den zwei Elektronen ein Photon im Endzustand:

$$J/\psi \;\to\; \gamma e^+ e^- \tag{1.29}$$
$$BR_{J/\psi \to \gamma ee} \;=\; (0.88 \pm 0.14)\% \text{ [8]}. \tag{1.30}$$

Der radiative Zerfall des J/ψ-Mesons 1.29 kann in der hier vorgestellten Arbeit nicht vom Zerfall in zwei Elektronen getrennt werden und muß deshalb in das gesamte verwendete Verzweigungsverhältnis einbezogen werden. Er führt bei der Rekonstruktion der J/ψ-Masse zu einem „Strahlungsschwanz“ untrhalb der nominellen Masse.

Als abschließender Punkt dieses Abschnitts soll kurz auf einige kinematische Variablen eingegangen werden, die für die J/ψ-Produktion von großer Bedeutung sind.
Bei der J/ψ-Produktion werden zusätzlich zu den in Abschnitt 1.1 definierten kinematischen Variablen weitere Größen betrachtet, die in Abbildung 1.4 veranschaulicht sind. Vom besonderen Interesse ist die Inelastizität z:

$$z = \frac{\mathbf{P}_\psi \mathbf{P}}{\mathbf{q}\mathbf{P}} \quad . \tag{1.31}$$

Die Inelastizität gibt im Protonruhesystem den Energieanteil des J/ψ-Mesons an der Photonenergie an, $z = E_\psi / E_{\gamma^*}$ (p-Ruhesystem).
Die Inelastizität z unterscheidet sich für verschiedene Produktionsmechanismen, die zur J/ψ-Erzeugung beitragen: Für diffraktive Prozesse gilt $z \approx 1$, während inelastische Prozesse den gesamten z-Bereich abdecken (vgl. Abschnitt 1.4).

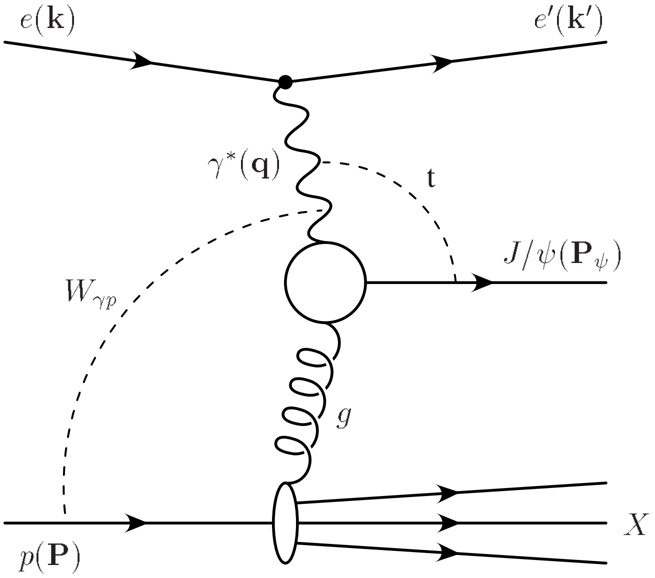


Abbildung 1.4: *Generischer Feynman-Graph der J/ψ-Produktion. Zusätzlich sind einige kinematische Variable der J/ψ-Erzeugung veranschaulicht.*

Eine weitere Größe in der J/ψ-Produktion ist der Impulsübertrag vom Photon auf das J/ψ-Meson:

$$t = (\mathbf{q} - \mathbf{P}_\psi)^2 \quad . \tag{1.32}$$

Für die invariante Masse des Endzustands X *ohne* das J/ψ-Meson ergibt sich aus den bisher vorgestellten Größen:

$$M_X^2 = M_p^2 + t + (1-z) \cdot (W_{\gamma p}^2 + Q^2) \quad . \tag{1.33}$$

In der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse werden außerdem die folgenden Variablen betrachtet:

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) \quad , \tag{1.34}$$

$$Y^* = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E_\psi + p_{z,\psi}}{E_\psi - p_{z,\psi}}\right) \quad . \tag{1.35}$$

Dabei ist η die Pseudorapidität eines Teilchens mit dem Winkel θ im Laborsystem. Sie wird in der Analyse für alle Objekte im Detektor berechnet. Y^* bezeichnet hingegen die Rapidität eines Teilchens im γ^*p-Schwerpunktsystem. Die z-Achse wird in diesem System entlang des virtuellen Photons γ^* gewählt. Die Rapidität wird in der Analyse zur tief inelastischen J/ψ-Produktion für das J/ψ-Meson betrachtet.

1.4 Modelle der J/ψ-Produktion

In der J/ψ-Produktion unterscheidet man zwischen zwei grundlegenden, verschiedenen Produktionsmechanismen, der diffraktiven und der inelastischen J/ψ-Erzeugung. Die diffraktive J/ψ-Produktion wird durch den Austausch eines „Pomeron“ bzw. zweier Gluonen beschrieben, während der zugrunde liegende Prozeß der inelastischen J/ψ-Erzeugung die Photon-Gluon-Fusion ist. Diese verschiedenen Grundprozesse führen zu diversen Unterschieden zwischen der diffraktiven und inelastischen J/ψ-Erzeugung in Bezug z.B. auf das Verhalten in verschiedenen kinematischen Größen, auf die Ereignisstruktur im Detektor und in Bezug auf die phänomenologische und theoretische Beschreibung der J/ψ-Produktion. Die theoretische Betrachtung der J/ψ-Produktion kann im Gegensatz zu der Erzeugung leichter Vektormesonen (ρ, ϕ, ω...) auch in Photoproduktion auf eine Skala zurückgreifen, die größer als die Skala der QCD ($\Lambda_{QCD} \approx 100 - 500$ MeV) ist. Die Skala ist durch die relativ große Masse des *charm*-Quarks $m_c \approx 1.5$ GeV gegeben. Sie ermöglicht in den Rechnungen Entwicklungen nach $\alpha_s(m_c)$. Das bedeutet, daß die perturbative Quantenchromodynamik (pQCD) angewendet werden kann. Die Grundlagen der pQCD werden in den Modellen der inelastischen J/ψ-Produktion angewendet. Im Bereich der Diffraktion liegen zwei verschiedene Ansätze vor, von denen einer die pQCD verwendet, während der andere auf der Regge-Theorie und dem Vektormeson-Dominanz-Modell basiert.

Zu Beginn des Abschnitts werden die beiden Produktionsmechanismen phänomenologisch anhand kinematischer Aspekte charakterisiert (Abschnitt 1.4.1).
Im Anschluß wird auf verschiedene theoretische Modelle zur Beschreibung der diffraktiven und inelastischen J/ψ-Produktion eingegangen (Abschnitt 1.4.2 und Abschnitt 1.4.3).

1.4.1 Phänomenologische Charakterisierung von Diffraktion und inelastischer Erzeugung

Man unterscheidet bei der Erzeugung von J/ψ-Mesonen zwei verschiedene Produktionsbereiche, die Diffraktion und die inelastische Erzeugung. Im folgenden werden die beiden Produktionsmechanismen anhand phänomenologischer und experimenteller Aspekte charakterisiert, die sich in in vielen Untersuchungen verschiedener Experimente zur J/ψ-Produktion herauskristallisiert haben.

- **Diffraktion:** Mit Diffraktion wird ein Prozeß bezeichnet, bei dem beide Stoßpartner als Ganzes aneinander streuen. Dabei werden keine Quantenzahlen zwischen ihnen ausgetauscht - abgesehen vom Impulsaustausch. Eine Dissoziation der Stoßpartner wird aber durchaus zugelassen.
  Im Falle der J/ψ-Erzeugung über Diffraktion mit Stoßpartnern Photon und Proton entsteht mit dem J/ψ-Meson ein neues Teilchen. Dies ist möglich, da das Photon über eine hadronische Komponente verfügt. Außerdem besitzt es mit $J^{PC} = 1^{--}$ und $Q = S = B = 0$ (Q=Ladung, S=Strangeness, B=Bottonness) die gleichen Quantenzahlen wie das J/ψ-Meson. Deshalb kann das Photon in ein virtuelles J/ψ-Meson fluktuieren, das dann durch Wechselwirkung mit dem Proton in ein reelles Teilchen

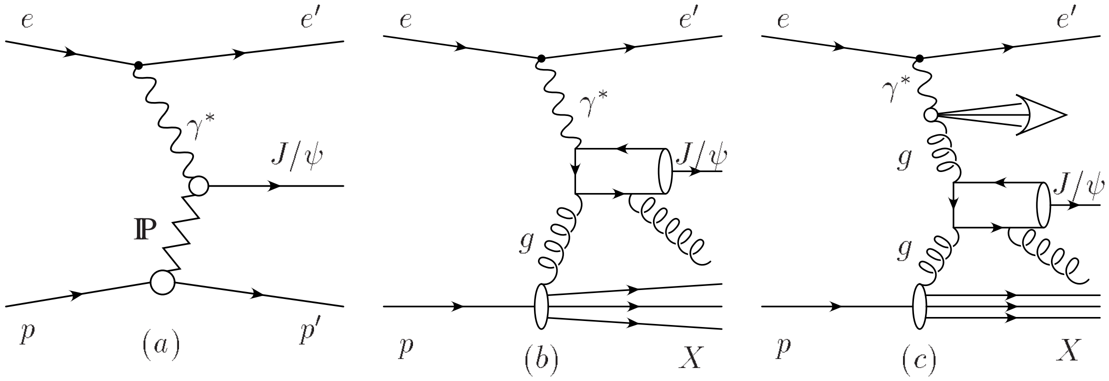


Abbildung 1.5: *Feynman-Graphen der J/ψ-Erzeugung. (a) zeigt diffraktive Produktion, in (b) und (c) sind inelastische Prozesse dargestellt. In direkter Boson-Gluon-Fusion wechselwirkt das Photon mit einem Gluon (b), in der Produktion mit aufgelöstem Photon (c) reagiert ein Parton aus der hadronischen Komponente des Photons mit einem Gluon aus dem Proton.*

übergeht. Man unterscheidet in der diffraktiven J/ψ-Produktion den elastischen Prozeß, bei dem das Proton in sich erhalten bleibt, und den „inelastischen“ Prozeß der Protondissoziation (p-diss.), bei dem das Proton dissoziiert. Ein Feynman-Graph der elastischen J/ψ-Produktion ist in Abbildung 1.5a) gezeigt.

Für die diffraktive J/ψ-Erzeugung sind verschiedene phänomenologische Modelle entwickelt worden. Das herkömmliche Modell arbeitet mit dem Austausch einer Pomerontrajektorie zwischen Proton und virtuellem J/ψ-Meson (Regge-Theorie, VDM). Andere Modelle beschreiben die J/ψ-Produktion mit Hilfe der QCD über den Austausch zweier Gluonen (z.B. [12], [13]). Die verschiedenen Modelle werden in Abschnitt 1.4.2 skizziert.

Experimentell zeichnet sich diffraktive J/ψ-Produktion dadurch aus, daß im Detektor nur die Zerfallsprodukte des J/ψ-Mesons nachgewiesen werden. Für die kinematische Variable z gilt in der diffraktiven J/ψ-Produktion:

$$z \approx 1 \text{ (elastisch)}, \tag{1.36}$$

$$z \gtrsim 0.95 \text{ (protondissoziativ)}. \tag{1.37}$$

Außerdem ergibt sich für die diffraktiven Prozesse der J/ψ-Erzeugung ein Verhalten des Wirkungsquerschnitts der Form $\sigma \sim \frac{1}{M_X^2}$. Dabei bezeichnet M_X die invarianten Masse der hadronischen Endzustands neben dem J/ψ-Meson. Dies bedeutet, daß mit größerem M_X die diffraktiv produzierten J/ψ-Mesonen im selektierten Datensatz aussterben. Bei elastischer Produktion bleibt das Proton als ganzes erhalten, so daß gilt: $M_X = M_p$.

Neben großen z und kleinen M_X zeichnen sich diffraktiv erzeugte Ereignisse dadurch aus, daß zwischen dem J/ψ-Meson und dem restlichen hadronischen Endzustand eine Rapiditätslücke auftritt.

- **Inelastische Erzeugung:** Neben der diffraktiven Produktion kann das J/ψ-Meson auch inelastisch erzeugt werden. Die inelastische Erzeugung vollzieht sich über die Wechselwirkung des Photons mit einem Parton aus dem Proton, i.A. mit einem Gluon. Es treten dabei dominant zwei verschiedene Prozesse auf:

  $$\gamma g \rightarrow J/\psi(+g) \ , \tag{1.38}$$
  $$gg \rightarrow J/\psi + g(\gamma) \ . \tag{1.39}$$

  Der Prozeß 1.38 wird *direkte* J/ψ-Erzeugung über Photon-Gluon-Fusion genannt (s. Abbildung 1.5b). Der andere Prozeß trägt bei HERA zur Produktion über *aufgelöste* Photonen (*resolved photon*) bei. Hierbei wechselwirkt ein Parton (Gluon oder Quark) aus der hadronischen Komponente des Photons mit dem Gluon aus dem Proton (s. Abbildung 1.5c). Die Produktion von J/ψ-Mesonen mit aufgelöstem Photon dominieren den Wirkungsquerschnitt der J/ψ-Produktion bei kleiner Inelastizität $z < 0.3$, sind aber für höhere Q^2 stark unterdrückt. Deshalb werden sie in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet. Die J/ψ-Erzeugung über Photon-Gluon-Fusion (genauer: Boson-Gluon-Fusion (BGF), da für sehr hohe Q^2 auch Z^0-Austausch möglich wird) dominiert die inelastische J/ψ-Produktion bei mittleren z. Sie deckt den gesamten z-Bereich ab, ist aber im Vergleich zu den diffraktiven Prozessen bei hohen $z > 0.95$ vernachlässigbar. Für die invariante Masse M_X des hadronischen Endzustand neben dem J/ψ-Meson werden in inelastischer Erzeugung im Vergleich mit der Diffraktion größere Werte erwartet. Dies wirkt sich experimentell darin aus, daß in Vorwärtsrichtung des Detektors mehr Energie auftritt als in diffraktiven Prozessen. Als weiterer Effekt werden neben den Zerfallsleptonen im Detektor weitere Teilchen nachgewiesen, auch im Zentralbereich. Auch treten bei inelastisch produzierten J/ψ-Ereignissen aufgrund der notwendigen Abstrahlung weiterer Gluonen (vgl. Abschnitt 1.4.3) keine großen Rapiditätslücken zwischen J/ψ-Meson und dem Endzustand X auf.
  Auf die theoretischen Grundlagen und verschiedene in der QCD gerechnete Modelle wird in Abschnitt 1.4.3 eingegangen.

Werden keine Schnitte zur Unterscheidung von Diffraktion und inelastischer Prduktion in einer J/ψ-Analyse angewendet, so tragen beide Produktionsmechanismen zum Datensatz bei. Dieser Fall wird in der vorliegenden Arbeit mit **inklusiver** J/ψ-Produktion bezeichnet. Experimentell können diffraktive und inelastische J/ψ-Erzeugung durch verschiedene Methoden voneinander getrennt werden:

a) Um einen rein diffraktiven Datensatz zu erlangen werden in der Analyse ausschließlich Ereignisse selektiert, die **nur** die beiden Zerfallsleptonen im Detektor ausweisen.

Im Falle der Untersuchung inelastischer J/ψ-Produktion ist die Abtrennung des diffraktiven „Untergrunds“ schwieriger, da dieser insbesondere im Bereich hoher z dominiert. Die folgenden Möglichkeiten können zu einer Unterdrückung des diffraktiven Anteils genutzt werden:

b) **z-Schnitt**: Die am meisten verwendete Methode, um inelastische von diffraktiv produzierten J/ψ-Mesonen zu trennen, ist ein Schnitt auf die Inelastizität $z < 0.9(0.8)$.

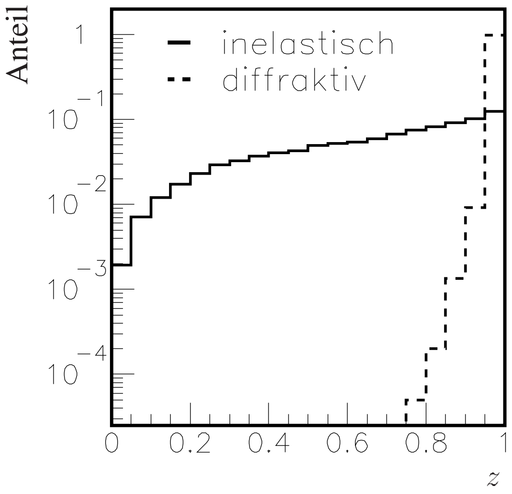


Abbildung 1.6: *Verteilungen der Inelastizität z für diffraktive (gestrichelt) und inelastische (durchgezogen) J/ψ-Produktion. Die Verteilungen sind mit einem diffraktiven Generator (DIFFVM, s. Abschnitt 3.1) und einem Generator für inelastische J/ψ-Produktion (EPJPSI, s. Abschnitt 3.2) auf Generatorniveau erstellt und jeweils auf eins normiert worden, um die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von z zu verdeutlichen.*

Damit wird der kinematische Bereich der Diffraktion aus der Analyse weitgehend beseitigt. Dieses ist in Abbildung 1.6 zu sehen, in der die z-Verteilungen der Diffraktion und der inelastischen Erzeugung gezeigt sind.

c) **Spurschnitt**: Die Methode b) wird meistens mit einem Schnitt auf die Anzahl guter Spuren im Ereignis gekoppelt ($N_{gut} \geq 3$). Damit wird die stärkere Aufspaltung des Protons und die größere Masse M_X der inelastischen Ereignisse ausgenutzt.

d) **Energie-Schnitt**: Um ebenfalls die größere invariante Masse M_X auszunutzen, kann auch auf die Energie im Vorwärtsbereich des Detektors geschnitten werden ($E_{fwd} \geq 5$ GeV). Die Effizienz eines solchen Schnitts ist in Abhängigkeit von M_X in Abbildung 1.7 dargestellt. Sie steigt steil mit M_X an und erreicht bei $M_X > 10$ GeV ein Effizienzplateau von über 90%. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wird dieser detektorabhängige Schnitt mit der Herausfaltung der Effizienz auf $M_X > 10$ GeV korrigiert.

Verschiedene dieser Schnitte wurden bereits in [14] diskutiert und werden in der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse in ähnlicher Form angewendet.

1.4.2 Diffraktion

Für die diffraktive J/ψ-Produktion stehen zur Zeit zwei grundlegend verschiedene theoretische Ansätze zur Verfügung.

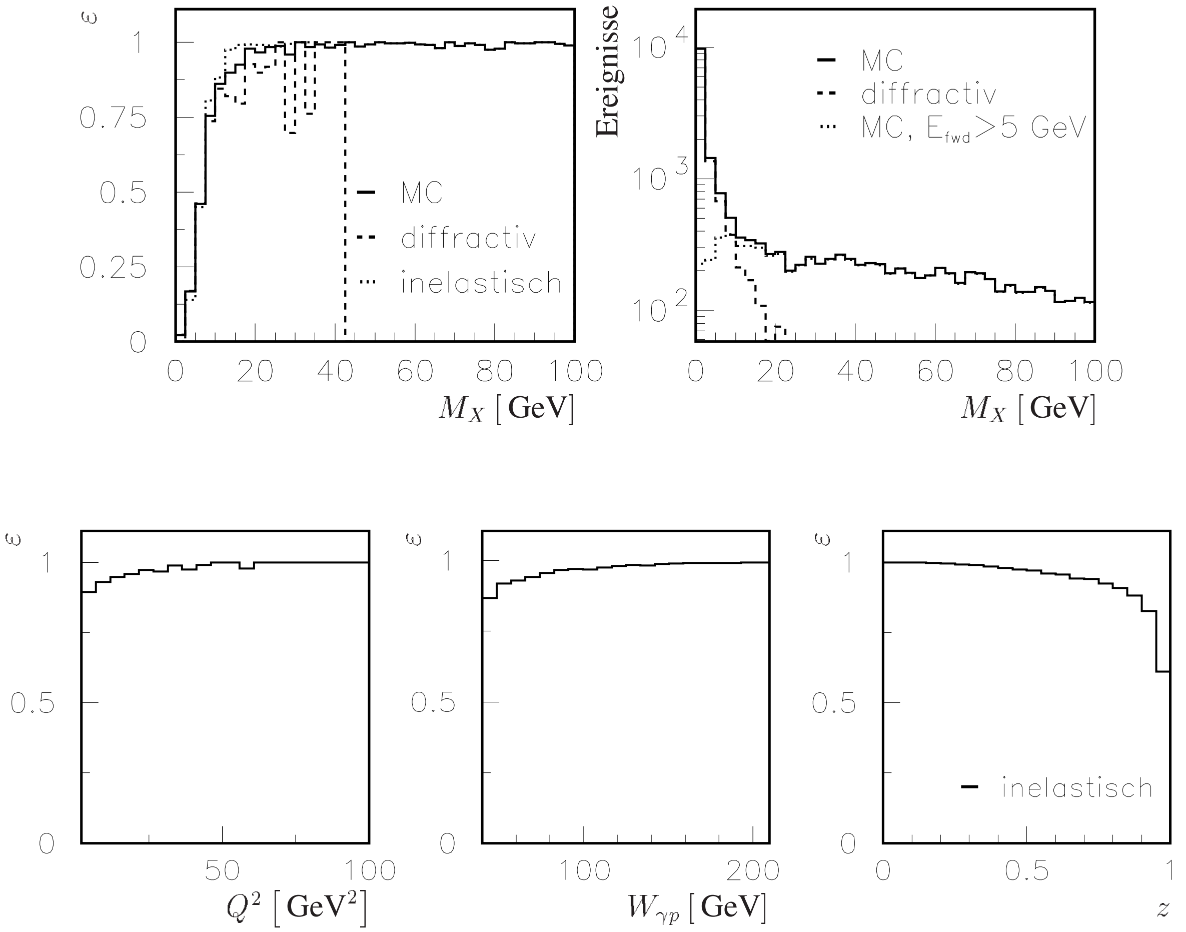


Abbildung 1.7: *Effizienz des Schnitts auf die Vorwärtsenergie E_{fwd} bzw. auf M_X. Abbildung (a) zeigt die Effizienz des Schnitts auf $E_{fwd} \geq 5$ GeV als Funktion der Masse M_X. Durchgezogen ist eine Mischung aus diffraktiv und inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen gezeigt, gestrichelt die Effizienz für den inelastischen Anteil, punktiert für den diffraktive Anteil. In (b) sind die Verteilungen für M_X auf Generatorniveau ohne (durchgezogen) und mit (gepunktet) Schnitt auf $E_{fwd} \geq 5$ GeV für rekonstruierte Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten gezeigt. Mit der gestrichelten Linie ist der diffraktiven Anteil dargestellt. Die unteren drei Abbildungen (c,d,e) geben die Effizienz vom Schnitt $M_X > 10$ GeV für inelastisch produzierte J/ψ-Mesonen auf Generatorebene in Abhängigkeit von Q^2, $W_{\gamma p}$ und z wieder.*

Zum einen werden mit Hilfe des Vektormeson-Dominanzmodells und der Regge-Theorie seit den 60er Jahren Modelle entwickelt, um diffraktive J/ψ-Erzeugung zu beschreiben. Diese Modelle basieren auf der Idee des „Pomeron“-Austauschs zwischen dem Proton und dem virtuellen J/ψ-Meson, in das das Photon aufgrund seiner hadronischen Komponente fluktuieren kann.
Neuere auf perturbativer QCD beruhende Modelle beschreiben die Wechselwirkung zwischen virtuellem J/ψ-Meson und Proton durch zwei (oder mehr) Gluonen.

1.4.2.1 Regge-Theorie und Vektormeson-Dominanz-Modell

Die Regge-Theorie [15–17] ist ein Partialwellenformalismus, der zur Beschreibung von Hadron-Hadron-Streuung dient. Bei der Reaktion werden sogenannte Regge-Trajektorien ausgetaucht. Die Trajektorien lassen sich im einfachsten Fall als lineare Funktion von t schreiben:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t \quad . \tag{1.40}$$

α' bezeichnet die Steigung der Trajektorie, $\alpha(0)$ ist ihr Achsenabschnitt. Der totale Wirkungsquerschnitt schreibt sich als Summe über die Beiträge aller Regge-Trajektorien:

$$\sigma = \sum_i A_i \cdot s^{\alpha_i(0)-1} \quad . \tag{1.41}$$

Für hohe Energien tragen in der Summe nur zwei Trajektorien bei, die Reggeon-Trajektorie und die Pomeron-Trajektorie:

$$\sigma = X s^{\epsilon} + Y s^{-\eta} \quad . \tag{1.42}$$

Diese Parametrisierung wurde von Donnachie und Landhoff [18, 19] aufgestellt und gilt ebenfalls für Photoproduktion mit reellen und virtuellen Photonen. Die Parameter ϵ und η sind universell und haben die Werte $\epsilon = 0.0808$ und $\eta = 0.4525$. Bemerkt sei hier, daß die Reggeon-Trajektorie mit reellen Teilchen in Zusammenhang gebracht werden kann (ρ, ω, f_2, a_2), während kein Teilchen bekannt ist, das auf der Pomeron-Trajektorie liegt.

Durch die Verwendung des Vektormeson-Dominanz-Modells (VDM) [20–23] wird die Regge-Theorie auch in Prozessen mit virtuellen und reellen Photonen anwendbar.
Im VDM wird das Photon als eine Überlagerung eines reinen QED-Anteils und einer hadronischen Komponente gesehen:

$$|\gamma> \;=\; N_1|\gamma_{QED}> + N_2|h> = N_1|\gamma_{QED}> + \sum_V \frac{e}{f_V}|V> \quad . \tag{1.43}$$

N_i sind Normierungskonstanten. Für den hadronischen Zustand müssen die gleichen Quantenzahlen gelten wie für das Photon, $J^{PC} = 1^{--}, Q = S = B = 0$, was für neutrale Vektormesonen der Fall ist. Damit läßt sich die hadronische Komponente als Überlagerung von Vektormesonzuständen $|V>$ interpretieren (s. Gleichung 1.43). f_V ist die Kopplungskonstante des Vektormesons V an das Photon und gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das Photon

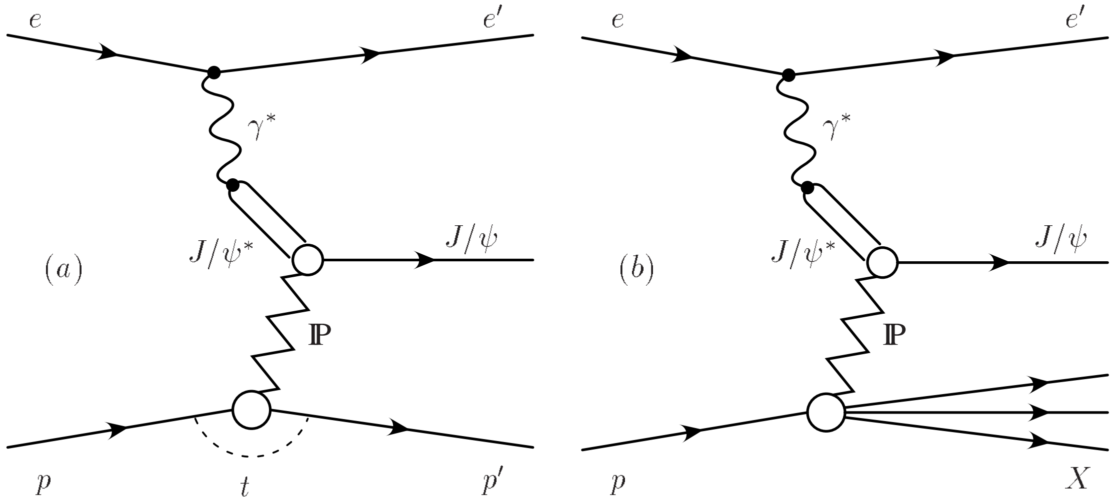


Abbildung 1.8: *Feynman-Graphen diffraktiver J/ψ-Erzeugung im Bild des VDM und der Regge Theorie. Das Photon fluktuiert in ein virtuelles Vektormeson aus seiner hadronischen Komponente. Dieses Vektormeson streut dann am Proton (Hadron-Hadron-Streuung). Die Reaktion findet über den Austausch einer Pomeron-Trajektorie $\mathbb{P}$ statt. (a) zeigt die elastische Produktion, bei der das Proton erhalten bleibt, (b) den Prozeß mit Protondissoziation.*

in das Vektormeson V übergeht. Sie wird als unabhängig von Q^2 angenommen. Ist die Fluktuationszeit des Photons in ein Vektormeson lang im Vergleich zur Wechselwirkungszeit mit dem Proton, so kann das Vektormeson mit dem Proton reagieren. Diese Reaktion hat einen hadronischen Charakter, und die Regge-Theorie wird anwendbar.

Die Feynman-Diagramme für elastische und protondissoziative J/ψ-Produktion im Bild des VDM und der Regge Theorie sind in Abbildung 1.8 zu sehen. Zur J/ψ-Erzeugung trägt nur das „Pomeron“ bei, da Proton und J/ψ-Meson unterschiedlichen Quarksorten enthalten.

Für den Wirkungsquerschnitt transversal polarisierter Photonen folgt aus dem VDM:

$$\sigma^T_{\gamma^* p} = \frac{4\pi\alpha}{f_V^2}\left(\frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2}\right)^2 \sigma^T_{Vp} \quad . \tag{1.44}$$

Dabei werden Terme vernachlässigt, bei denen das Meson V nach der Streuung in ein anderes Meson V' übergeht (Diagonalnäherung). σ_{Vp} gibt den Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $V + p \to V + p$ an. Außerdem wird davon ausgegangen, daß die Polarisation des Photons auf das virtuelle Vektormeson übergeht und bei der Wechselwirkung mit dem Proton erhalten bleibt (Erhaltung der Helizität im s-Kanal, SCHC). Die Diagonalnäherung wird von manchen Autoren dafür verantwortlich gemacht, daß das VDM die Resultate von J/ψ-Erzeugung in Fixed Target Experimenten nicht reproduzieren kann [24].

Für den Anteil des Wirkungsquerschnitts von longitudinal polarisierte Photonen gilt:

$$\frac{\sigma^L_{\gamma^* p}}{\sigma^T_{\gamma^* p}} = R = \xi\frac{Q^2}{M_V^2} \quad . \tag{1.45}$$

Dabei sollte der phänomenologische Parameter ξ in der Größenordnung von eins liegen. Das Verhältnis ist direkt proportional zu Q^2.

Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $W_{\gamma p}$ und t wird folgendermaßen angesetzt:

$$\frac{d\sigma_{\gamma^* p}}{dt} = \left.\frac{d\sigma_{\gamma^* p}}{dt}\right|_{t=0, W_{\gamma p}=W_0} \cdot e^{b|t|} \cdot \left(\frac{W_{\gamma p}}{W_0}\right)^{4\epsilon} \tag{1.46}$$

$$|b(W_{\gamma p})| = |b(W_0)| + 2\alpha' \ln\left(\frac{W_{\gamma p}^2}{W_0^2}\right) . \tag{1.47}$$

α' ist die Steigung der Pomeron-Trajektorie. Ihr Werte wurde von Donnachie und Landshoff aus Messungen elastischer pp- und $p\bar{p}$-Streuung zu $\alpha' = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bestimmt. ϵ ist der Achsenabschnitt der Pomerontrajektorie. Die Vorhersagen dieses Pomeron Modells für Vektormesonproduktion lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Der Wirkungsquerschnitt fällt exponentiell mit $|t|$ für $b < 0$. Typische Meßwerte für elastische Vektormesonproduktion liegen bei $4 \lesssim |b| \lesssim 5\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für elastische J/ψ-Produktion. Für protondissoziative Prozesse sind sie kleiner ($|b| \approx 2\,\mathrm{GeV}^{-2}$).

- Der Steigungsparameter $|b|$ steigt logarithmisch mit $W_{\gamma p}$. Als Folge nimmt der Wirkungsquerschnitt ab, dies wird mit *shrinkage* bezeichnet. Bei HERA konnte für das J/ψ-Meson keine *shrinkage* beobachtet werden [25].

- Der Wirkungsquerschnitt steigt mit $W_{\gamma p}$, $\sigma \sim W_{\gamma p}^{0.22}$. Diese Vorhersage steht im Widerspruch mit experimentellen Ergebnissen zur J/ψ-Produktion bei HERA, die $\sigma \sim W_{\gamma p}^{0.8...0.9}$ gemessen haben [25,26].

- Außerdem wird für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von M_X für den protondissoziativen Fall ein Abfall mit $\frac{1}{M_X^{2(1+\epsilon)}} \approx \frac{1}{M_X^2}$ erwartet.

1.4.2.2 Theoretische Modelle in pQCD

Ein neuerer Ansatz zur Betrachtung diffraktiver J/ψ-Produktion beruht auf störungstheoretischer (perturbativer) Quantenchromodynamik (pQCD). Die Wechselwirkung findet in den Modellen der pQCD über den Austausch eines Mehr-Gluon-Systems statt, in erster Näherung eines Zwei-Gluon-Systems. Der zugrundeliegende Feynman-Graph ist in Abbildung 1.9 dargestellt. Grundlage der Rechnungen zur diffraktiven J/ψ-Erzeugung in pQCD ist das Faktorisierungstheorem [27], aufgrund dessen die diffraktive Streuung in drei Unterprozesse faktorisiert wird:

1. Lange vor der Wechselwirkung fluktuiert das Photon in ein $q\bar{q}$-Paar.

2. Das $q\bar{q}$-Paar reagiert über den Austausch von mindestens zwei Gluonen mit dem Proton. Diese Wechselwirkung vollzieht sich in einer kurzen Zeitspanne.

3. Auf einer deutlich längeren Zeitskala bildet das $q\bar{q}$-Paar ein gebundenes Vektormeson lange nach der Wechselwirkung mit dem Proton.

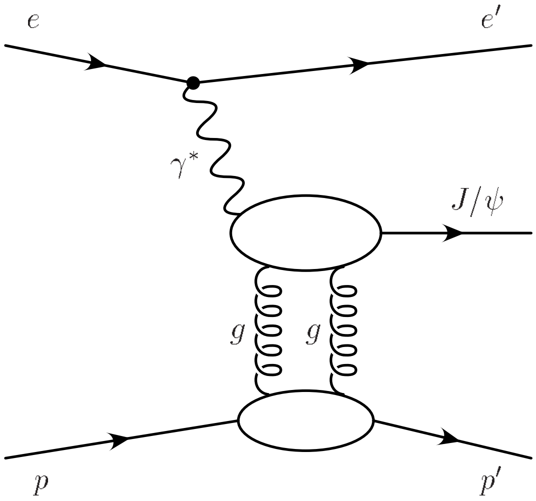


Abbildung 1.9: *Feynman-Graphen diffraktiver J/ψ-Erzeugung über ein System von mindestens zwei Gluonen. Berechnet werden Modelle dieser Art mit Hilfe der pQCD.*

Von den drei Schritten ist nur die kurzreichweitige Wechselwirkung (2.) in pQCD berechenbar. Die pQCD wird dann anwendbar, wenn die relevante Skala im Prozeß deutlich größer ist als die Skala der QCD, $Q^2_{eff} \gg \Lambda^2_{QCD}$. Die genaue Definition von Q^2_{eff} ist in verschiedenen Modellen etwas unterschiedlich, z.B. gilt im Modell von Ryskin [13] $Q^2_{eff} = (Q^2 + M^2_V)/4$. Die Skala Λ_{QCD} ist in der Größenordnung von $100 - 500$ MeV, das bedeutet, daß die Bedingung $Q^2_{eff} \gg \Lambda_{QCD}$ allgemein für diffraktive Prozesse bei hohem Q^2 oder aber speziell für die diffraktive Erzeugung schwerer Vektormesonen erfüllt ist. Für das J/ψ-Meson gilt bereits in Photoproduktion $M^2_V \approx 10 \gg 0.25\,\text{GeV}^2$.

Für Rechnungen in der pQCD wird meistens eine logarithmische Entwicklung durchgeführt und dann nur die Terme führender Ordnung verwendet (*leading logarithmic approximation*). Ein allgemein gültiges, wichtiges Resultat der verschieden pQCD-Modelle zur diffraktiven Erzeugung von J/ψ-Mesonen ist, daß der Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte im Proton ist:

$$\sigma_{\gamma^* p} \sim \left(\bar{x} \cdot g(\bar{x}, Q^2_{eff})\right)^2 \quad . \tag{1.48}$$

$\bar{x}$ ist dabei mit Hilfe des Skala Q^2_{eff} durch den folgenden Ausdruck definiert:

$$\bar{x} \;=\; 4 \cdot \frac{Q^2_{eff}}{W^2_{\gamma p}} \quad . \tag{1.49}$$

Die quadratische Abhängigkeit von der Gluondichte führt zu einem schnellen Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit $W_{\gamma p}$. Dieser Anstieg ist deutlich steiler als in den traditionellen Modellen mit Pomeronaustausch (wie im vorhergehenden Abschnitt vorgestellt).

Wichtige Beispiele für pQCD-Modelle zur diffraktiven J/ψ-Produktion sind Rechnungen von Ryskin [13,28] und von Frankfurt, Koepf und Strikman (FKS) [12,29,30].

Die Rechnungen erhalten als ein weiteres wichtiges Resultat eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 der Form $(Q^2 + M^2_V)^{-3}$. Dabei muß jedoch bemerkt werden, daß die Q^2-Abhängigkeit der Gluondichte die Proportionalität leicht abschwächt. Eine weitere Abschwächung kann auch durch Korrekturen am Wirkungsquerschnitt aufgrund einer

Berücksichtigung der Fermi-Bewegung der *charm*-Quarks im J/ψ-Meson auftreten [30].

Die vom Ryskin Modell gemachten Vorhersagen stimmen qualitativ gut mit den Messungen in J/ψ-Photoproduktion überein [31, 32].
In Abbildung 1.10 sind experimentelle Ergebnisse der elastischen J/ψ-Produktion bei HERA zu sehen [25, 26]. Dargestellt sind die $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. In (a) ist der Vergleich der Photoproduktion verschiedener Vektormesonen zu sehen. Mit eingezeichnet ist ein Fit der Daten der Form W^{δ}. Die leichteren Vektormesonen zeigen gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen von Donnachie und Landshoff, während die Wirkungsquerschnitte der schwereren Vektormesonen (J/ψ, Υ) deutlich steiler mit $W_{\gamma p}$ ansteigen. Im Falle der Υ-Mesonen kann aufgrund der noch sehr großen Fehler allerdings keine endgültige Aussagen gemacht werden. Abbildung 1.10b) zeigt die J/ψ-Wirkungsquerschnitte für verschiedene Q^2. Die Ergebnisse wurden mit einer Funktion der Form W^{δ} gefittet, wobei sich für die verschiedenen Q^2-Werte innerhalb der Fehler ähnliche Ergebnisse für δ ergaben. Außerdem ist ein Vergleich zu dem pQCD Modell von FKS dargestellt. Die Daten stimmen gut mit diesem Modell überein.

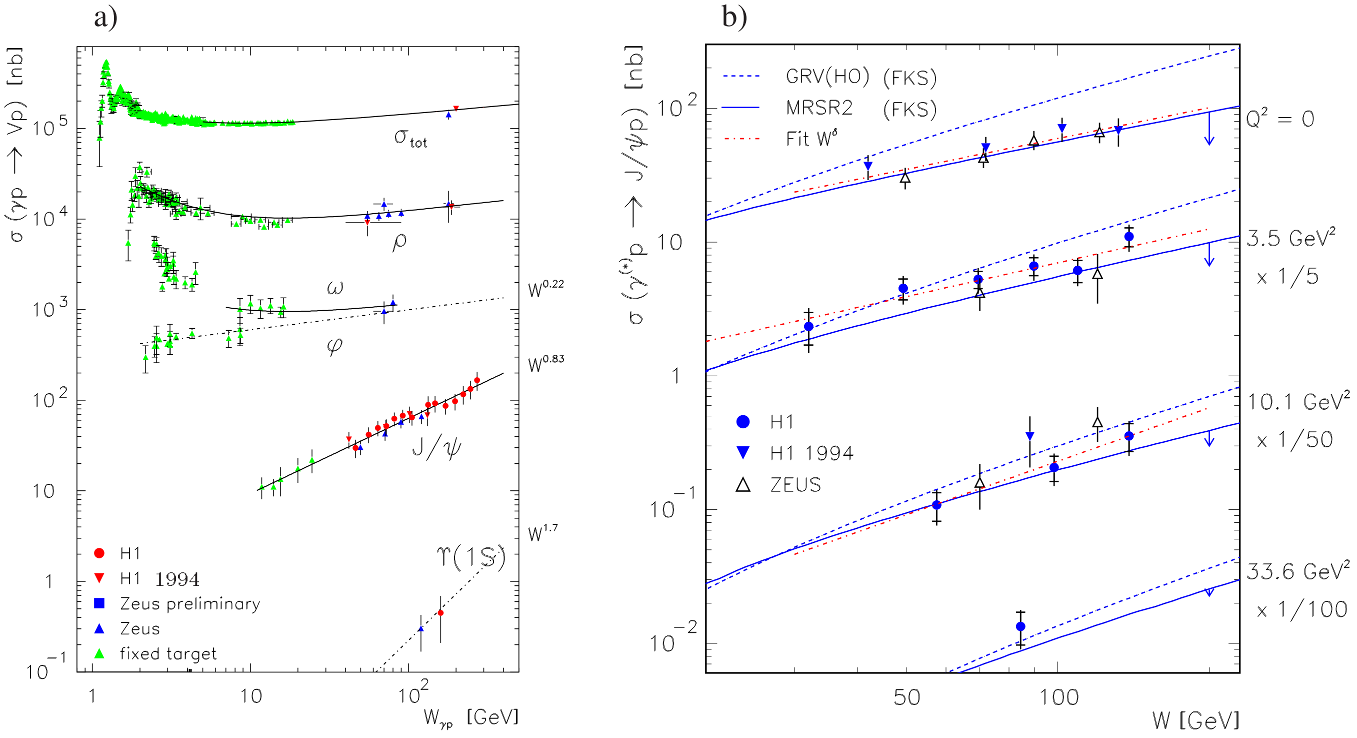


Abbildung 1.10: *Elastische Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma p}$ in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$. In (a) sind Photoproduktionswirkungsquerschnitte als Funktion von $W_{\gamma p}$ für verschiedene Vektormesonen im Vergleich zu sehen. Fits der Form $W_{\gamma p}^{\delta}$ sind für Φ, J/ψ und Υ zu sehen (vgl. [25]). (b) zeigt die Wirkungsquerschnitte für elastische J/ψ-Produktion bei verschiedenen Q^2. Verglichen werden diese mit den Vorhersagen (FKS). Eine gute Übereinstimmung ist zu sehen. Dargestellt ist ebenfalls ein Fit an die Daten der Form $W_{\gamma p}^{\delta}$ (vgl. [26]).*

1.4.3 Inelastische Erzeugung von J/ψ-Mesonen

Die Photon-Gluon-Fusion ist der dominante Prozeß der inelastischen J/ψ-Erzeugung. Das ausgetauschte virtuelle Photon reagiert mit einem Gluon aus dem Proton unter Bildung eines $c\bar{c}$-Paares. Dieses geht dann in den gebundenen Zustand des J/ψ-Mesons über, $\gamma + p \rightarrow (c\bar{c} \rightarrow J/\psi) + X$. Die J/ψ-Produktion wird i.A. in zwei Unterprozesse faktorisiert:

- ▷ Auf einer kurzen Zeitskala $t \sim \mathcal{O}(1/m_c)$ findet die Bildung eines $c\bar{c}$-Paares statt. Dieses $c\bar{c}$-Paar kann dabei durchaus in einem farbgeladenen Zustand entstehen.
- ▷ Auf einer dazu im Vergleich langen Distanz geht dann das $c\bar{c}$-Paar in den gebundenen farblosen J/ψ-Zustand über. Dieser Übergang kann nicht im Rahmen von Störungstheorie berechnet werden.

Die verschiedenen Modelle der J/ψ-Produktion und anderer Charmoniumerzeugung verwenden alle diese Faktorisierung. Allerdings unterscheiden sie sich in ihrer Vorstellung über die beiden Subprozesse und in ihrer Berechnung. Insbesondere der Übergang vom farbigen $c\bar{c}$-Paar zum farblosen J/ψ-Meson wird auf sehr unterschiedliche Art und Weise behandelt. Auf einige der verschiedenen theoretischen Modelle zur inelastischen J/ψ-Produktion wird in diesem Abschnitt eingegangen.

1.4.3.1 Color Evaporation Modell

Das *Color Evaporation* Modell (CEM) [33–38] basiert auf der Idee, daß der Übergang vom $c\bar{c}$-Paar in das farbneutrale J/ψ-Meson die Kinematik nicht beeinflußt. Der Wirkungsquerschnitt der Charmonium-Produktion läßt sich dann als Integral über den in der Masse differentiellen Wirkungsquerschnitt der $c\bar{c}$-Erzeugung schreiben.

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9}\int_{2m_c}^{2M_D} dm \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm} \quad . \tag{1.50}$$

Das Integral wird dabei von der Schwelle der $c\bar{c}$-Paarproduktion $2m_c$ bis zur Schwelle der Zwei-D-Mesonerzeugung $2M_D$ gebildet. Der Faktor $\frac{1}{9}$ berücksichtigt die Wahrscheinlichkeit, daß sich das $c\bar{c}$-Paar asymptotisch in einem *color singlet* Zustand befindet. Der Übergang von evtl. farbgeladenen Zuständen zur *color singlet* wird über die Emission weicher Gluonen beschrieben, wobei eine statistische Behandlung der Farbe verwendet wird. Als Folge dieses Übergangsmodells wird vom CEM keine bevorzugte Polarisation der Charmonium-Mesonen erwartet. Die Produktion ist unpolarisiert [36–38].
Will man im CEM ein bestimmtes Charmonium betrachten (z.B. J/ψ, ψ'), so erlangt man den Wirkungsquerschnitt hierfür durch die Berücksichtigung des Anteils ρ_ψ der $c\bar{c}$-Paare, die in ein J/ψ-Meson übergehen:

$$\sigma_\psi = \rho_\psi \cdot \sigma_{onium} \quad , \tag{1.51}$$

$$\rho_\psi = \frac{2J_\psi + 1}{\sum_i (2J_i + 1)} \quad , i = \text{Charmonia.} \tag{1.52}$$

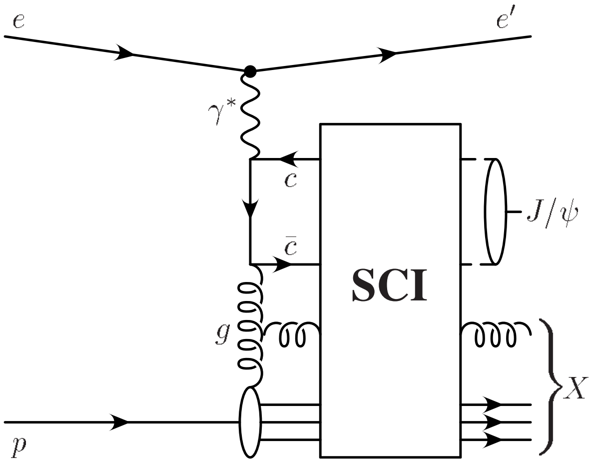


Abbildung 1.11: *Schematische Darstellung der SCI.*

In dieser Gleichung ist J_ψ der Spin des J/ψ-Mesons. Die Summe im Nenner erstreckt sich über alle Charmoniumzustände.
Für das CEM ergibt sich nur unter Benutzung von unterschiedlichen Anpassungsfaktoren eine Übereinstimmung mit den Daten in den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten der verschiedenen kinematischen Variablen [39].

1.4.3.2 Soft Color Interactions

Ein weiteres Modell, das den Übergang vom farbgeladenen $c\bar{c}$-Paar zum J/ψ-Meson über den Austausch weicher Gluonen modelliert, ist das Modell der *Soft Color Interactions* (SCI) [40, 41]. Dieses Modell ist ein Monte Carlo Modell und ist unter anderem in AROMA [42] implementiert. Das Modell basiert für die Bildung des $c\bar{c}$-Paares auf der Photon-Gluon-Fusion. Das $c\bar{c}$-Paar geht unter Austausch weicher Gluonen mit dem Protonrest in ein farbneutrales J/ψ-Meson über. Dies ist der eigentliche Prozeß, der mit SCI bezeichnet wird. Bei den SCI wird nur Farbe ausgetauscht, nicht Transversalimpuls oder andere Quantenzahlen. Damit wird also nicht in jedem Fall ein J/ψ-Meson gebildet, sondern nur, wenn es nach den Quantenzahlen des $c\bar{c}$-Paares möglich ist. Die SCI, die auf der einen Seite beim $c\bar{c}$-Paar angreifen auf der anderen beim Protonrest, führen offensichtlich auch zu einer Änderung des hadronischen Endzustands. Ein schematisches Bild der SCI ist in Abbildung 1.11 gezeigt.
Zwei Bemerkungen zu den SCI sollen hier angefügt werden:
1. Das Modell der SCI ist sowohl für inelastische als auch für diffraktive Prozesse gültig, also für die gesamte inklusive J/ψ-Produktion.
2. Die SCI enthalten nicht den Prozeß des reinen *color singlet* Modells mit Aussendung eines harten Gluons zur Bildung des J/ψ-Mesons (vgl. Abschnitt 1.4.3.3). Dies führt im Vergleich mit Daten zu einer Unterschätzung der Ergebnisse bei kleinen z [26].

1.4.3.3 Color Singlet Modell und Color Octet Modell

Die am meisten verbreiteten Modelle sind das *color singlet* und das *color octet* Modell. Das *color singlet* Modell wurde seit 1980 in pQCD entwickelt und gibt eine große Breite von Vorhersagen für J/ψ-Produktion in Hadron-Hadron-Streuung, Photoproduktion und e^+e^--Streuung. Es beinhaltet als mögliche $c\bar{c}$-Paare in der Produktion nur *color singlet* Farbzustände. Das *color singlet* Modell kann aber auch als Teil eines später entwickelten Faktorisierungsformalismuses verstanden werden. Dieser Formalismus verwendet die Nichtrelativistische (*non-relativistic*) Quantenchromodynamik(NRQCD). In diesem Ansatz wird der Wirkungsquerschnitt als Summe über alle möglichen Farbzustände der $c\bar{c}$-Paare dargestellt. Möglich sind *color singlet* und *color octet* $c\bar{c}$-Zustände. Aus der Summe erhält man als Grenzwert das *color singlet* Modell, während sonst vom *color octet* Modell gesprochen wird.
Die Ausführungen dieses Abschnitts folgen einem Artikel zur Übersicht über die J/ψ-Produktion [43].

Faktorisierungsformalismus im Rahmen der nicht-relativistischen QCD Grundlage der Theorie ist ein Formalismus, der zuerst in [44] von Bodwin, Braaten und Lepage (daher oft BBL-Formalismus) zur Beschreibung der Produktion von P-Wellen Charmoniumzuständen ($\chi_{c0,1,2}$) eingeführt wurde und später als Theorie für Charmoniumproduktion allgemein ausgebaut wurde [45,46].
Die Theorie enthält zwei wichtige Aspekte:

- Der Prozeß der J/ψ-Erzeugung läßt sich als Summe über alle möglichen Zustände n schreiben:

  $$\sigma(e+p \to e+J/\psi+X) = \sum_n c_n(e+p \to e+c\bar{c}[n]+X) \cdot \langle \mathcal{O}^{J/\psi}(n) \rangle \tag{1.53}$$

  n bezeichnet dabei einen $c\bar{c}$-Zustand, der definierte Quantenzahlen für Spin S, Farbe col und Bahndrehimpuls L besitzt, also $n = (col,{}^{2S+1}L_J)$ mit $col = 1\,\text{oder}\,8$. Die Zustände mit $col = 1$ entsprechen *color singlet* Zuständen, die mit $col = 8$ *color octet* Zuständen. Die einzelnen Summanden enthalten zwei Subprozesse, die aufgrund eines Faktorisierungstheorems getrennt voneinander betrachtet werden können. Der erste Subprozeß wird mit c_n symbolisiert; er beschreibt die Bildung des $c\bar{c}$-Paares $e+p \to e+c\bar{c}[n]+X$. Dieser Subprozeß findet auf einer kurzen Zeitskala statt und kann für jeden Term störungstheoretisch in QCD berechnet werden. Der zweite Prozeß beschreibt den langreichweitigen Übergang vom $c\bar{c}$-Paar in das gebundene farbneutrale J/ψ-Meson. In diesem Modell stellt man sich vor, daß weiche Gluonen ausgesandt werden, die den Farbzustand des Paares ändern, $c\bar{c}[n] \to J/\psi(+\,weiche\,g)$. Der Übergang ist i.A. nicht berechenbar und wird durch ein langreichweitiges Matrixelement $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}(n) \rangle$ ausgedrückt. Die Matrixelemente müssen experimentell durch Anpassungen der Vorhersagen der Theorie an Daten bestimmt werden. Die langreichweitigen Matrixelemente gelten in der hier vorgestellten Theorie als universell, d.h. sie sind unabhängig von z.B. $W_{\gamma p}$ oder $p_{t,\psi}^2$ und von einem Experiment auf ein anderes übertragbar.

Hier sei angemerkt, daß man das *color singlet* Modell erhält, wenn all diejenigen c_n Null gesetzt werden, die nicht einem *color singlet* Zustand entsprechen. Im BBL-Formalismus hingegen werden *color singlet* und *color octet* Zustände berücksichtigt.

- Um die unendliche Summe in Gleichung 1.53 auf ein berechenbares Maß zu reduzieren, werden Skalierungsregeln in der Geschwindigkeit (*velocity scaling rules*) verwendet, wie sie in der nicht-relativistischen QCD (NRQCD, [47]) formuliert werden. In der NRQCD werden das Quark und das Antiquark nicht-relativistisch betrachtet. Die in der NRQCD betrachtete Geschwindigkeit v bezieht sich auf die Geschwindigkeit[2], die ein Quark im J/ψ-Meson besitzt. Sie ist typischerweise klein, $v^2 \approx 0.3$ für das J/ψ-Meson. Die Summanden in 1.53 lassen sich in der NRQCD in Abhängigkeit von Potenzen von v^2 darstellen. Neben der in der pQCD üblichen Entwicklung in α_s erhält man so eine zweite Größe, in der die Summe entwickelt werden kann. Für kleine Geschwindigkeiten wird die Summe 1.53 in Ordnungen von $\alpha_s(2m_c)$ und v^2 entwickelt, so daß man eine doppelte Potenzreihe dieser beiden Größen erhält. I.A. genügt es, in dieser Reihenentwicklung die Terme der niedrigsten Ordnungen zu berücksichtigen.

Diese Theorie enthält als Grenzwert $v \to 0$ das *color singlet* Modell, das wie schon erwähnt nur Zustände mit $col = 1$ beinhaltet. Die *color octet* Beiträge in Summe 1.53 sind in Ordnung v^2 relativ dazu unterdrückt. Sie können allerdings durch große Werte von c_n dennoch merkbar zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

Color Octet Modell (COM) Das *color octet* Modell umfaßt sowohl die *color octet* als auch die *color singlet* Beiträge in der Summe 1.53. Es basiert auf dem BBL-Formalismus und ist somit eine theoretische, durch NRQCD und Faktorisierungstheorem abgesicherte Rechnung. Um mit dem BBL-Formalismus arbeiten zu können, müssen die langreichweitigen Matrixelemente $\langle \mathcal{O}^{J/\psi}(n) \rangle$ bekannt sein. Diese sind i.A. nicht in pQCD berechenbar und können nur experimentell oder über Rechnungen auf dem Gitter [48] bestimmt werden. Da der Faktorisierungsansatz gilt, werden die Matrixelemente als universell gültig angenommen: In der Praxis wurden die Matrixelemente bisher durch Anpassung der theoretischen Aussagen an die Ergebnisse eines Experiments bestimmt und dann in den Rechnungen für Vorhersagen zu einem anderen Experiment verwendet.
Rechnungen sind für verschiedene J/ψ-Produktionsprozesse in *fixed target*-, e^+e^-- und Hadron-Hadron-Experimenten vorgenommen worden, und die Matrixelemente wurde z.B. aus den Ergebnissen zur J/ψ-Erzeugung bei hohen p_t in $p\bar{p}$-Streuung am Tevatron [49] bestimmt. Mit so bestimmten langreichweitigen Matrixelementen sind auch Rechnungen und Vorhersagen für J/ψ-Produktion bei HERA mit reellen [50–52] und virtuellen [53,54] Photonen gemacht worden.
Die extrahierten Matrixelemente verschiedener Theoretikergruppen unterscheiden sich allerdings zum Teil stark voneinander, selbst wenn sie von den gleichen Daten ausgehen. Die Differenzen kommen dadurch zustande, daß einige Autoren [55–59] für das reagierende Gluon einen Transversalimpuls k_t berücksichtigen. Dieser Transversalimpuls k_t wird als Folge der Fermi-Bewegung der Gluonen im Nukleon verstanden und/oder er wird auch durch mögliche

---

[2] Hier wird v synonym für $\frac{v}{c}$ verwendet.

Matrixelement	Sanchis-Lozano [59] CTEQ2L	Sanchis-Lozano [59] GRVHO	Kniehl LO [58]	Kniehl HO [58]	Fleming [54] GRVLO
$\langle\mathcal{O}(1,^3S_1)\rangle$	-	-	763 ± 54	1300 ± 90	$1100{\pm}100$
$\langle\mathcal{O}(8,^3S_1)\rangle$	9.6 ± 1.5	9.2 ± 1.1	$3.94{\pm}0.63$	$2.73{\pm}0.45$	-
$3\left(\frac{\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle}{m_c^2} + \frac{\langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle}{3}\right)$	$13.2{\pm}2.1$	4.5 ± 0.9	-	-	25
$r\frac{\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle}{m_c^2} + \langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle$	-	-	65.2 ± 6.7 $r = 3.47$	$5.72{\pm}1.84$ $r = 3.54$	-
$\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle/m_c^2$	-	-	-	-	5
$\langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle$	-	-	-	-	10

Tabelle 1.1: *Vergleich verschiedener Werte für die langreichweitigen Matrixelemente im* color octet *Modell (in Einheiten von* $\left[10^{-3}\,GeV^3\right]$*).*

Abstrahlung weiterer Gluonen im Anfangszustand verursacht. Meist wird dieser Effekt mit dem Monte Carlo Programm PYTHIA [60] simuliert. Die so extrahierten Matrixelemente liegen bis zu einer Größenordnung [58] unter denen ohne Berücksichtigung dieses Effekts. In [59] unterscheiden sich die Matrixelemente von denen ohne k_t um etwa einen Faktor zwei (vgl. Tabelle 1.1).

Speziell für J/ψ-Produktion mit Photonen großer Virtualität Q^2 existieren Rechnungen [54], die die in Abbildung 1.12 dargestellten *color octet* Beiträge berücksichtigen. In Abbildung 1.12a) ist der Beitrag in führender Ordnung α_s dargestellt, Abbildung 1.12(b-d) zeigen die Beiträge in α_s^2. Außerdem wird der führende *color singlet* Beitrag in Ordnung α_s^2 mit in die Rechnung einbezogen (s. Abbildung 1.14). Es zeigt sich, daß die Beiträge in Ordnung α_s dominieren. Die *color octet* Beiträge in führender Ordnung werden von den Theoretikern bei hoher Inelastizität z und kleinen $p_{t,\psi}^2$erwartet, da neben dem $c\bar{c}$-Paar im *color octet* Zustand kein weiteres Teilchen (wie z.B. ein hartes Gluon) erzeugt wird. Die Bewegung der *charm*-Quarks v in dem nicht-relativistischen Ansatz und die Aussendung weicher Gluonen beim Übergang vom $c\bar{c}$-Paar zum J/ψ-Meson werden den Wert in z nur leicht absenken, $z \approx 1 - v^2$. Dies bedeutet experimentell, daß die inelastisch durch *color octet* $c\bar{c}$-Zustände erzeugten J/ψ-Mesonen in den gleichen kinematischen Bereich bezüglich z fallen wie die diffraktiv erzeugten J/ψ-Mesonen. Eine Trennung dieser beiden Erzeugungsmechanismen durch den hekömmlichen z-Schnitt (vgl. Seite 14) ist somit von Nachteil, weil dadurch auch die erwarteten *color octet* Beiträge eliminiert werden. Bei diesen dominierenden Beiträgen befindet sich das $c\bar{c}$-Paar im $(8,^3P_J)$ oder $(8,^1S_0)$ Zustand.
Hierzu sei noch eine weitere Bemerkung gemacht: Die *color octet* Beiträge in Ordnung α_s dominieren auch in Photoproduktion. Allerdings werden die Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion i.A. für $p_{t,\psi}^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $z < 0.9$ angegeben. Dies führt dazu, daß die *color octet* Terme in führender Ordnung eliminiert werden. Die wichtigen zum Wirkungsquerschnitt beitragenden Terme sind in diesem Fall die der Ordnung α_s^2. Das $c\bar{c}$-Paar kann sich

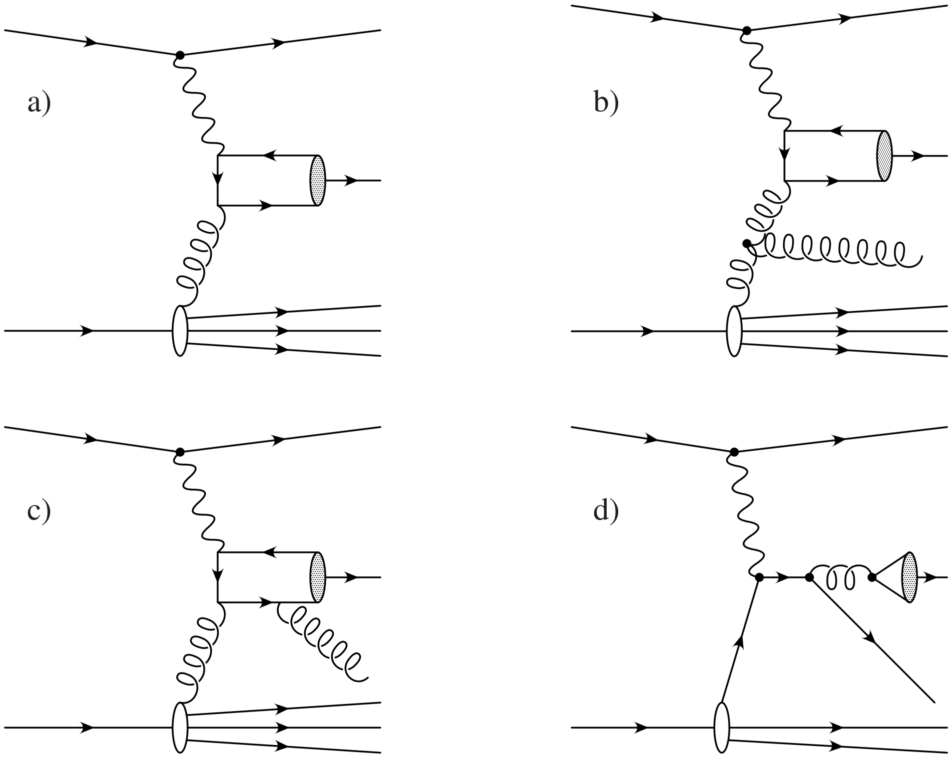


Abbildung 1.12: *Feynmandiagramme für die color octet Beiträge (a) in führender Ordnung α_s und (b-d) in nächstführender Ordnung α_s^2. Die Schraffierung des Übergangs vom $c\bar{c}$-Paar zum J/ψ-Meson (Ellipse) gibt an, daß das $c\bar{c}$-Paar in einem farbgeladenen Zustand vorliegt. Die dominanten Beiträge sind bei höheren Q^2 die Zustände $(8,^3P_J)$ oder $(8,^1S_0)$.*

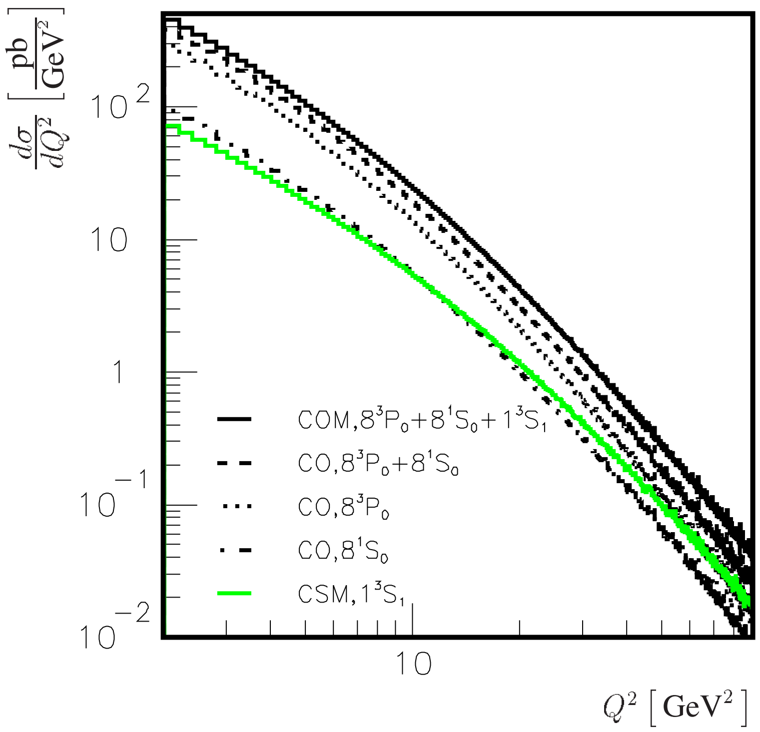


Abbildung 1.13: *Q^2-Abhängigkeit der color octet und singlet Beiträge in führender Ordnung nach [54]. Die Summe der* color octet *Beiträge liegt für alle Q^2 über dem* color singlet *Beitrag.*

dann im $(8,^3P_J)$, $(8,^1S_0)$ oder auch $(8,^3S_1)$ befinden.
Abbildung 1.13 zeigt die Q^2-Abhänigigkeit der *octet* Zustände $(8,^3P_0)$, $(8,^1S_0)$ in Ordnung α_s und des *singlet* Beitrags $(1,^3S_1)$ in Ordnung α_s^2 für den Bereich $40 < W_{\gamma p} < 210$ GeV. Es ist zu sehen, daß die Summe der *color octet* Beiträge für alle Q^2 über dem *color singlet* Beitrag dominiert. Diese Vorhersagen wurde mit einem Programm erstellt, daß die Autoren von [54] zur Verfügung gestellt haben. Für die Vorhersagen, die auch später als Vergleich für die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit verwendet werden, werden folgende Werte für die langreichweitigen Matrixelemente benutzt [54]:

$$\begin{aligned}
\langle\mathcal{O}(1,^3S_1)\rangle &= 1.1\,\text{GeV}^3, && (1.54)\\
\langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle &= 0.01\,\text{GeV}^3, && (1.55)\\
\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle/m_c^2 &= 0.005\,\text{GeV}^3. && (1.56)
\end{aligned}$$

Dazu sei angemerkt, daß für die beiden Zustände $(8,^3P_0)$ und $(8,^1S_0)$ nur eine Linearkombination der Matrixelemente anhand der Ergebnisse aus $p\bar{p}$-Wechselwirkungen (CDF) bestimmt werden kann. Daher sind die verwendeten Werte nicht exakt, sondern sollen zur Abschätzung der Größenordnung dienen. Das Matrixelement $\langle\mathcal{O}(1,^3S_1)\rangle$ sowie die Größenordnung für die Summe $\langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle + 3.5\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle/m_c^2$ stammen aus einer Anpassung an

Daten von CDF [61,62] ohne Berücksichtigung eines Transversalimpulses des Gluons.
Die Erzeugung von J/ψ-Mesonen über virtuelle Photonen bei HERA ermöglicht nach [54] eine sensitivere Messung der Matrixelemente $\langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle$ und $\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle/m_c^2$ als die Extraktion dieser Faktoren aus den Daten der $p\bar{p}$-Streuung (Tevatron). Dieses ist durch eine Messung des Wirkungsquerschnitts als Funktion von Q^2 möglich. Allerdings sind die theoretischen Vorhersagen mit großen Unsicherheiten behaftet. Der dominierende Fehler kommt durch die Unsicherheiten in der *charm* Masse zustande. Dies führt erst für $Q^2 > 10$ GeV^2 zu einer Unsicherheit von weniger als 50% in der Präzision des in Q^2 differentiellen Wirkungsquerschnitts [54]. Als untere Schwelle der Glaubwürdigkeit der Theorie geben die Autoren eine Grenze in Q^2 von etwa 4 GeV^2 an.
Mit genaueren Werten für die langreichweitigen Matrixelemente könnten dann parameterfreie Vorhersagen über den Polarisationszustand der J/ψ-Mesonen gemacht werden [54]. Damit wird mit der Messung der Polarisation von inelastisch erzeugten J/ψ-Mesonen bei höheren Q^2 ein grundlegender Test des Faktorisierungsansatzes in der NRQCD möglich.

Color Singlet Modell (CSM) Das *color singlet* Modell ergibt sich aus dem BBL-Formalismus, wie oben erwähnt, als Grenzwert $v \to 0$ und zusätzlich, daß in der Summendarstellung alle Matrixelemente für $c\bar{c}$-Zustände null gesetzt werden, die nicht den Farbindex $col = 1$ besitzen, also einen *color singlet* Zustand darstellen. Für J/ψ-Produktion in ep-Streuung über reelle und virtuelle Photonen sind hierzu verschiedene Rechnungen durchgeführt worden.
In einem älteren Ansatz wurde das *color singlet* Modell direkt in störungstheoretischer QCD entwickelt [63–67]. Die älteren Rechnungen gehen von einer Faktorisierung des Produktionsprozesses der J/ψ-Erzeugung in einen kurzreichweitigen Anteil, der der Bildung des $c\bar{c}$-Paares entspricht, und den langreichweitigen nicht-perturbativen Übergang vom $c\bar{c}$-Paar ins J/ψ-Meson aus. Grundlegend im *color singlet* Modell ist, daß das $c\bar{c}$-Paar mit den gleichen Quantenzahlen (Spin, C-Parität, Farbe,..) gebildet wird wie das gebundene J/ψ-Meson. Dazu ist es in führender Ordnung nötig, daß ein weiteres Gluon bei der Bildung des $c\bar{c}$-Paares ausgesendet wird. Der Feynman-Graph der führenden Ordnung im *color singlet* Modell ist in Abbildung 1.14 gezeigt.
Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $\gamma + p \to J/\psi + X$ läßt sich wie folgt schreiben:

$$d\sigma = d\hat{\sigma}(\gamma + p \to c\bar{c}(1,^3S_1) + X) \cdot |R_\psi(0)|^2 \tag{1.57}$$

Dabei bezeichnet $|R_\psi(0)|$ die Wellenfunktion des J/ψ-Mesons am Ursprung. Der kurzreichweitige Anteil $d\hat{\sigma}$ ist in pQCD in einer Entwicklung nach Ordnungen $\alpha_s(m_c)$ berechenbar. Für den langreichweitigen Übergang vom $c\bar{c}$-Paar zum J/ψ-Meson gilt folgender Zusammenhang zur leptonischen Zerfallsbreite Γ_{ee}:

$$|R_\psi(0)|^2 = \frac{9\,m_c^2\Gamma_{ee,0}}{4\,\alpha^2} = \frac{9\,m_c^2\Gamma_{ee}}{4\,\alpha^2}\left(1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi}\right)^{-1} \quad . \tag{1.58}$$

$\Gamma_{ee,0}$ ist die Zerfallsbreite ohne Korrekturen durch höhere Ordnungen QCD. Da sich das *color singlet* Modell auch als Grenzwert des BBL-Formalismus verstehen läßt, hängt der Ausdruck 1.58 ebenfalls mit dem langreichweitigen Matrixelement $\langle\mathcal{O}(1,^3S_1)\rangle$ in 1.53 zusammen:

$$\Gamma_{ee} = \frac{8\pi\alpha^2}{9M_\psi^2}\left(\frac{2}{3}\right)^2 \cdot \langle\mathcal{O}(1,^3S_1)\rangle \cdot \left(1 - \frac{16\alpha_s}{3\pi}\right) \quad . \tag{1.59}$$

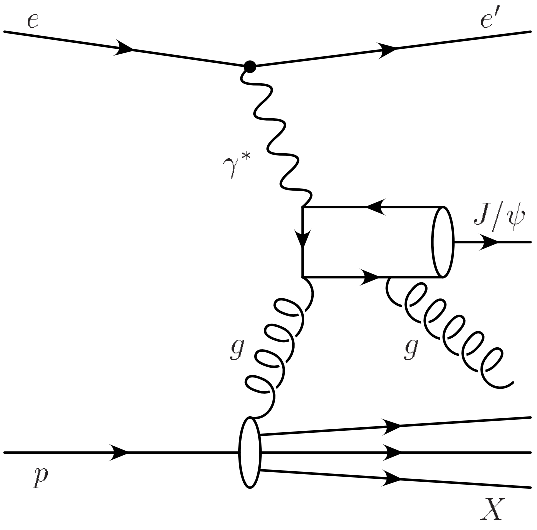


Abbildung 1.14: *Feynman-Graph des Beitrags in führender Ordnung zum* color singlet *Modell. Das $c\bar{c}$-Paar besitzt nach der Aussendung eines weiteren Gluons dieselben Quantenzahlen wie das J/ψ-Meson, insbesondere ist es farbneutral. Dieses soll durch die weiße Ellipse beim Übergang angedeutet werden.*

Rechnungen in führender Ordnung (das bedeutet Ordnung $\mathcal{O}(\alpha, \alpha_s^2)$) sind sowohl für Photoproduktion mit reellen [63, 65] als auch mit virtuellen Photonen [54, 68] durchgeführt worden. Zur nächstführenden Ordnung gibt es Rechnungen in Photoproduktion ($Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$) [69, 70]. Diese sagen insbesondere für hohe $z \gtrsim 0.8$ und kleine $p_{t,\psi}^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$ große Korrekturen zur führenden Ordnung vorher.
Schwachpunkte in der Einführung des *color singlet* Modell sind, daß es keine theoretische Grundlage (in Form eines Faktorisierungstheorems o.ä.) gibt, die die Gültigkeit der genutzten Faktorisierung belegt. Auch werden nur *color singlet* Zustände in den Rechnungen berücksichtigt. Es werden keine stichhaltigen Argumente für die Vernachlässigung der *color octet* $c\bar{c}$-Zustände geliefert, so daß das *color singlet* Modell unvollständig wirkt.

Der $\gamma^* p$-Wirkungsquerschnitt der Photon-Gluon-Fusion hängt über die Gluondichte im Proton mit dem $\gamma^* g$-Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma + g \to J/\psi(+g)$ zusammen:

$$d\sigma_{\gamma^* p} = \int dx\, g(x, Q^2)\, d\sigma_{\gamma^* g} \tag{1.60}$$

$$x \approx \frac{1}{ys}\left[\frac{p_t'^2}{z(1-z)} + \frac{M_\psi^2}{z}\right] \tag{1.61}$$

Dabei ist $p_t'^2$ das Quadrat des Transversalimpulses des J/ψ-Mesons im $\gamma^* g$-System. Über die Rekonstruktion des Impulsbruchteils des Gluons x kann also die Gluondichte direkt aus den Daten bestimmt werden [71]. Dies ist insbesondere im *color singlet* Modell möglich.

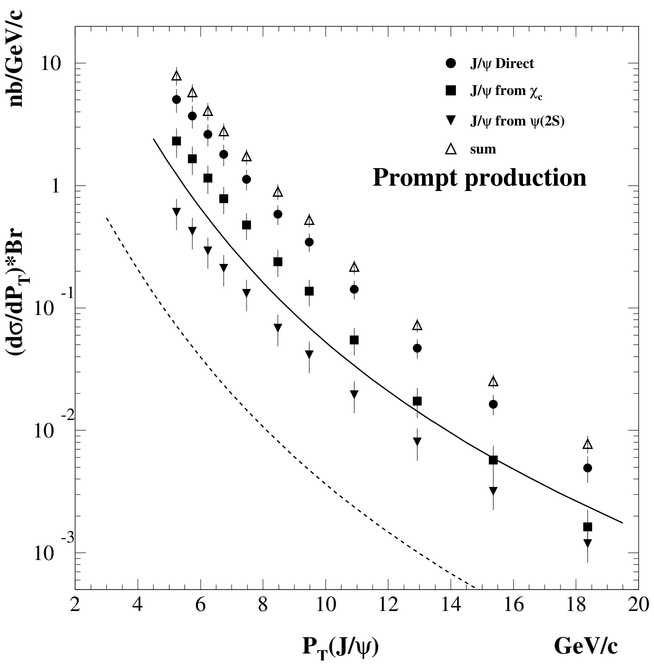


Abbildung 1.15: *Prompte J/ψ-Produktion in $p\bar{p}$-Wechselwirkungen (CDF). Es ist der J/ψ-Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Transversalimpuls p_t für verschiedene Herkunftsmöglichkeiten des J/ψ-Mesons gezeigt [72]. Die Linien geben theoretische Vorhersagen im* color singlet *Modell für direkte J/ψ-Erzeugung (durchgezogen) und* color octet *Modell für J/ψ-Mesonen aus dem χ-Zerfall (gestrichelt) wieder. Die* color singlet *Modellrechnungen liegen mehr als eine Größenordnung unter den Daten.*

Experimentelle Ergebnisse im Vergleich zu CSM und COM Von experimenteller Seite sind einige Ergebnisse verfügbar, mit denen die Gültigkeit von *color singlet* Modell und *color octet* Modell geprüft worden sind:

> Die wichtigste Diskrepanz zwischen experimentellen Ergebnissen und dem *color singlet* Modell ist in $p\bar{p}$-Wechselwirkungen am Tevatron in den Wirkungsquerschnitten für prompte J/ψ- und ψ'-Erzeugung[3] aufgetreten [72–76]. In Abbildung 1.15 sind Wirkungsquerschnitte verschiedener Prozesse zur J/ψ-Entstehung in Abhängigkeit von p_t dargestellt. Als gestrichelte Linie ist die *color singlet* Modellvorhersage für direkte[4] J/ψ-Produktion zu sehen [77, 78]. Sie liegt für $p_t = 5\,$GeV nahezu zwei Größenordnungen (Faktor 80) unter den Daten, die als runde Punkte gezeigt sind. Für $p_t = 18\,$GeV unterschätzt sie die Daten um einen Faktor 30.
>
> Diese Beobachtung führte zur Verwendung des *color octet* Modells für $p\bar{p}$-Streuungen. Die langreichweitigen Matrixelemente im *color octet* Modell wurden an die Daten angepaßt. Man erhält dann eine gute Beschreibung der Abhängigkeiten bei hohen p_t.

---

[3] *prompt* bedeutet, daß Beiträge zur Charmoniumproduktion aus B-Zerfall in dem Datensatz beseitigt wurden.

[4] *direkt* Bei direkter Produktion werden J/ψ-Mesonen aus ψ'-Zerfall zugelassen, die Beiträge von χ-Zerfällen wurden hingegen beseitigt.

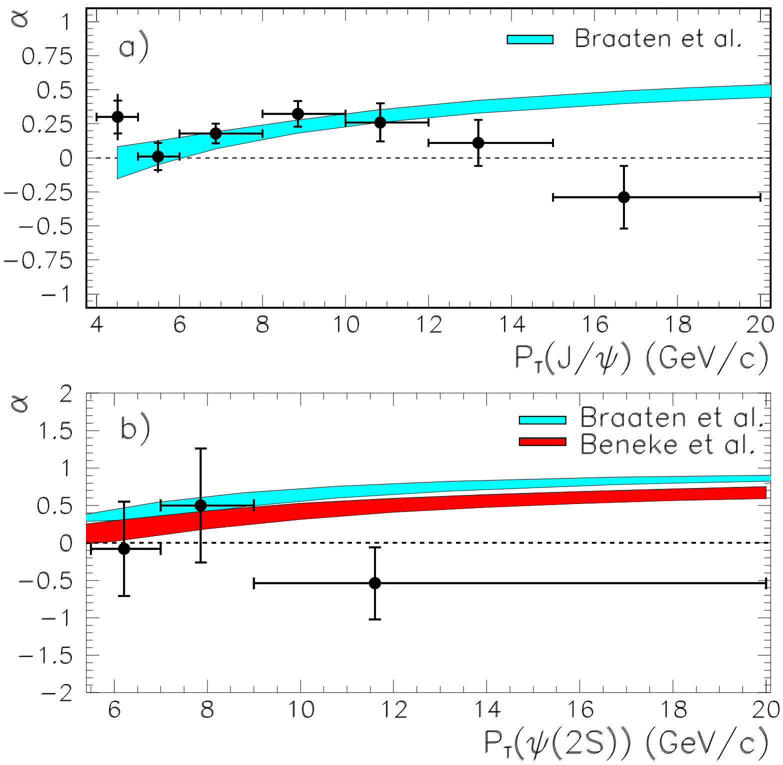


Abbildung 1.16: *Ergebnisse zur Polarisation der J/ψ- (a) und ψ'-Mesonen (b) in $p\bar{p}$-Wechselwirkungen, CDF [79]. (a+b) zeigen den Polarisationparameter α als Funktion von p_t [79]. Verglichen werden sie mit zwei theoretischen Vorhersagen in NRQCD [61,80]. Beide stimmen nicht mit den Daten überein.*

Mit der durchgezogenen Linie in Abbildung 1.15 ist die Vorhersage [77,78] des *color octet* Modells für J/ψ-Mesonen aus χ-Zerfall dargestellt. Sie stimmt in der Größenordnung mit den entsprechenden Daten (Quadrate) grob überein.

Eine neuere Veröffentlichung von CDF [79] betrachtet die Polarisation von prompt erzeugten J/ψ- und ψ'-Mesonen. Die Polarisation stellt nach Meinung der Theoretiker einen wichtigen Test der NRQCD und des BBL-Formalismus dar [52, 54]. In Abbildung 1.16(a+b) ist der Polarisationsparameter α als Funktion von p_t gezeigt. α bestimmt sich aus der normierten Winkelverteilung:

$$I(\theta^*) = \frac{3}{2(\alpha+3)}(1 + \alpha \cdot \cos\theta^*) \tag{1.62}$$

Dabei ist θ^* der Winkel des positiven Zerfallsleptons im J/ψ-Ruhesystem relativ zur Richtung des J/ψ-Mesons im Laborsystem. Verglichen werden die Daten mit theoretischen Vorhersagen im NRQCD *color octet* Modell [61, 80]. Man erkennt für beide Charmonia eine deutliche Diskrepanz zwischen Daten und Vorhersagen, insbesondere bei hohen p_t. Dies scheint im Widerspruch zu den Wirkungsquerschnitten bei hohen p_t zu stehen, die die Anwesenheit von *color octet* Beiträgen erfordern.

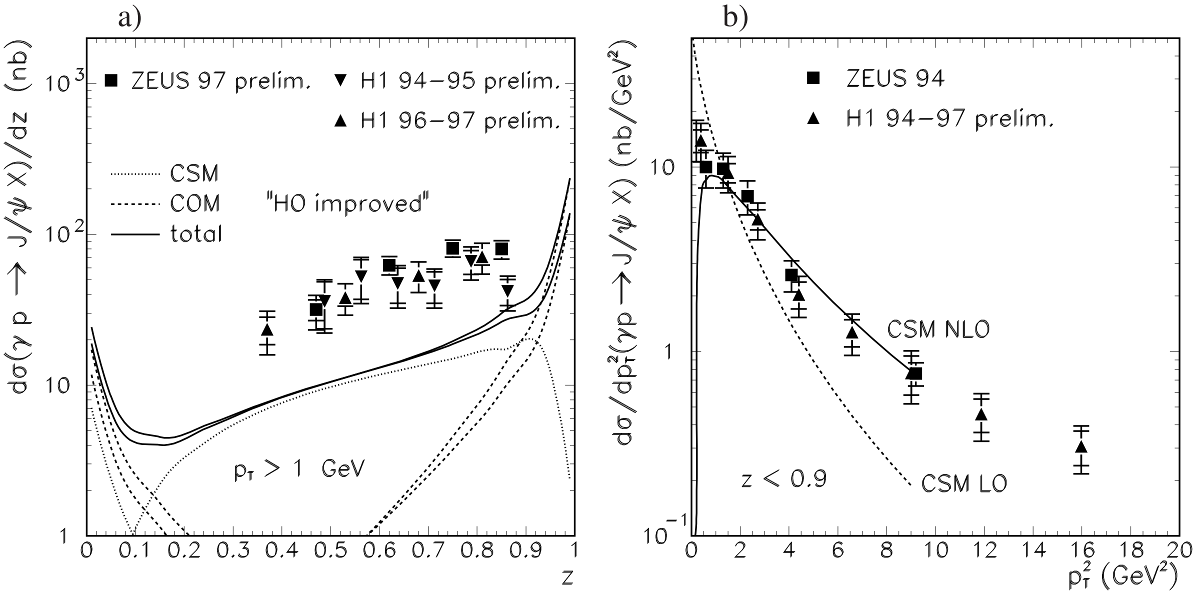


Abbildung 1.17: *Ergebnisse zur J/ψ-Photoproduktion bei HERA [81, 82]. (a) zeigt den in z differentiellen Wirkungsquerschnitt im Vergleich mit NRQCD* color singlet *und* color octet *Rechnungen [58]. Diese beinhalten eine Monte Carlo Berücksichtigung für das k_t des reagierenden Gluons. In (b) ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $p_{t,\psi}^2$ dargestellt. Die Daten werden mit Rechnungen in führender und nächstführender Ordnung für das* color singlet *Modell [70] verglichen.*

Abbildung 1.17 zeigt Ergebnisse von HERA [81, 82] im Bereich der Photoproduktion. In (a) ist die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts in z gezeigt. Verglichen werden die Daten mit NRQCD-Vorhersagen in führender Ordnung zum *color singlet* und *color octet* Modell [58], die Effekte durch ein k_t des Gluons berücksichtigen. Beide Modellvorhersagen sind im betrachteten kinematischen Bereich in guter Übereinstimmung mit den Daten, wenn ein k-Faktor von ungefähr drei an die Rechnungen multipliziert wird. In dem betrachteten Bereich unterscheiden sich die *color singlet* Modellvorhersagen und die *color octet* Rechnung nicht wesentlich. Deshalb kann keins der beiden Modelle ausgeschlossen werden. In Abbildung 1.17b) sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion von $p_{t,\psi}^2$ im Vergleich mit *color singlet* Modellvorhersagen in führender und nächstführender Ordnung zu sehen [70]. Während die Rechnungen in führender Ordnung den Verlauf der Abhängigkeit in den Daten nicht beschreiben, stimmen die Vorhersagen in nächstführender Ordnung gut mit ihnen überein.

Bereits veröffentlichte Ergebnisse von HERA im Bereich höherer Viererimpulsüberträge zeigen Differenzen zu den beiden Modellen, können allerdings keines definitiv ausschließen [14, 26].

Aus den bisher erlangten Ergebnissen ist es also nicht möglich, eines der beiden Modelle auszuschließen. Vielmehr scheinen zwischen den einzelnen Ergebnissen Widersprüche aufzutreten, die noch verstanden werden müssen. Auch sei noch einmal betont, daß die *color octet* Beiträge mit großen Unsicherheiten behaftet sind, die durch fehlende höhere QCD Ordnungen zustande kommen. Dazu sei bemerkt, daß die in $p\bar{p}$-Streuung (Tevatron) am besten bestimmten Matrixelemente in den Vorhersagen für HERA am wenigsten beitragen. Vielmehr werden diese durch die Matrixelemente dominiert, die aus den Daten der $p\bar{p}$-Wechselwirkungen (Tevatron) weniger gut extrahiert werden können und sehr stark von der Berücksichtigung eines Transversalimpulses für die reagierenden Gluonen (s. Seite 25) beeinflußt werden.

Kapitel 2

HERA und H1 Experiment

In diesem Kapitel wird ein Überblick über die **H**adron-**E**lektron-**R**ing-**A**nlage (HERA) und das Experiment H1 gegeben. Dabei werden bei der Beschreibung des H1-Detektors nur die für diese Arbeit relevanten Bestandteile genauer erläutert. Gegenstand des letzten Abschnitts des Kapitels ist die Beschreibung des H1-Triggersystems. In diesem Zusammenhang werden die in dieser Arbeit verwendeten Triggerbedingungen auf der ersten Triggerstufe vorgestellt. Dabei wird auf die Triggerelemente eingegangen. Die verwendeten Trigger werden in Abschnitt 4.5 besprochen.

2.1 HERA

Im Speicherring HERA (s. Abbildung 2.1) werden seit 1992 Elektronen und Protonen beschleunigt, gespeichert und zur Kollision gebracht. Die Ringanlage hat einen Umfang von 6.3 km Länge und besteht aus zwei separaten Strahlrohren für Elektronen und Protonen.
Nachdem die Elektronen und Protonen ein umfangreiches Vorbeschleunigungssystem durchlaufen haben (s. Abbildung 2.1), werden sie in HERA auf ihre Endenergien von ca. 27.6 GeV für Elektronen bzw. $820\,(920)$ GeV für Protonen beschleunigt. Die Strahlenergie des Protonstrahls betrug in den Datennahmeperioden vor 1998 820 GeV und wurde dann auf 920 GeV erhöht. In dieser Arbeit werden die Datennahmeperioden 1997 und 1999 betrachtet.
Neben Elektronen können auch Positronen als Strahlteilchen verwendet und am Protonstrahl gestreut werden. Der Vorteil einer Verwendung von Positronen besteht in einer längeren Lebensdauer des Leptonstrahls. HERA wurde in den Zeiträumen von 1992 bis 1994 und 1998 bis April $1999(1999\mathrm{A})$ mit Elektronen betrieben, von 1995 bis 1997 und ab Juli $1999(1999\mathrm{B})$ mit Positronen. In dem in der Analyse verwendeten Datensatz (1997 und 1999) liegt sowohl die Wechselwirkung von Elektronen als auch von Positronen am Proton vor. Für die hier betrachtete J/ψ-Erzeugung ist es im untersuchten kinematischen Bereich irrelevant, ob Elektron oder Positron streuen [1].

---

[1] In dieser Arbeit wird daher unter Elektron immer das einlaufende oder gestreute Strahllepton verstanden, auch wenn Positron-Wechselwirkung vorliegt.

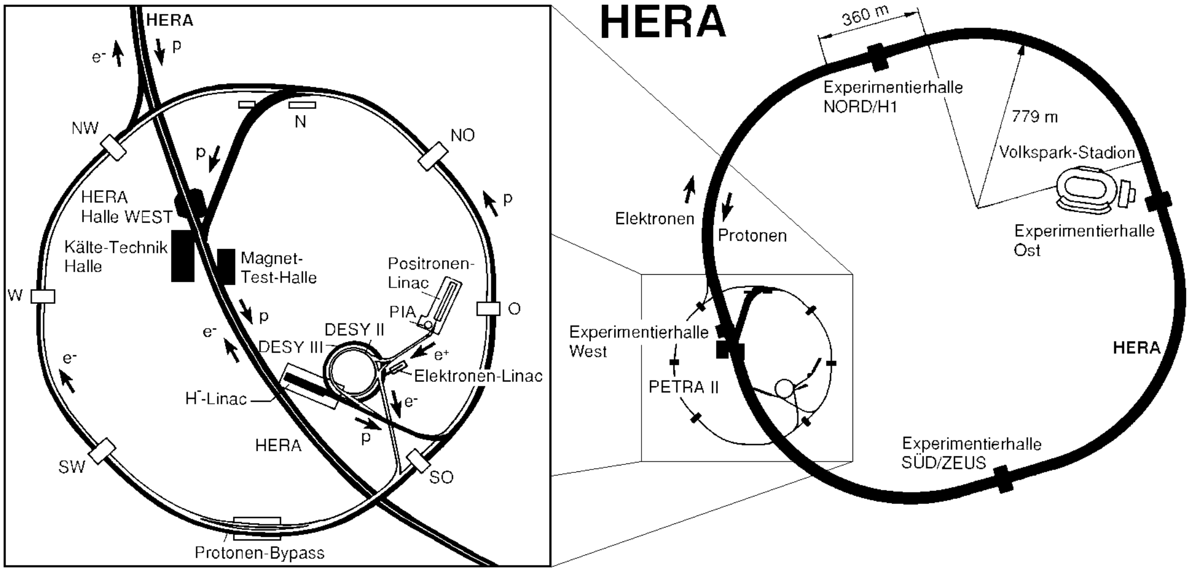


Abbildung 2.1: *Der Speicherring* HERA *und seine Vorbeschleuniger.*

Am HERA Speicherring arbeiten vier Experimente:

HERMES untersucht unter Verwendung longitudinal polarisierter Elektronen und polarisierten Nukleonen die Spinstruktur der Nukleonen.

HERA B produziert B-Mesonen unter Benutzung des Protonstrahls und nahe an diesen herangeführten Target-Drähten, um die CP-Verletzung beim Zerfall der B-Mesonen zu untersuchen.

H1 und **ZEUS** untersuchen ep-Streuungen. Dazu werden die beiden Strahlen unter einem Kreuzungswinkel nahe null an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht.

Die Schwerpunktsenergie beträgt für die Jahre vor 1998 etwa $\sqrt{s} \approx 300$ GeV, für die nachfolgenden Jahre $\sqrt{s} \approx 318$ GeV. Das in der Wechselwirkung zugängliche maximale Quadrat des Viererimpulsübertrag Q^2 berechnet sich zu ungefähr 10^5 GeV^2.
Um eine möglichst hohe integrierte Luminosität zu erlangen, werden bis zu 210 Teilchenpakete (*bunches*) jeweils für Elektronen und Protonen in HERA gespeichert. Dies führt zu zeitlichen Abständen von $96\,$ns zwischen zwei Kreuzungen (Kreuzungsfrequenz etwa $10\,$MHz). Diese Zeit wird auch als Zeiteinheit verwendet ($96\,\text{ns} = 1$*bunch crossing* (BC)). Beim Auffüllen der Pakete werden bestimmte Plätze nur mit Elektronen oder Protonen bestückt, so daß dort keine Kollision stattfindet (*pilot-bunches*). Mit diesen kann der nicht aus ep-Wechselwirkungen stammende Untergrund untersucht werden. Proton induzierte Untergrundquellen sind z.B. Strahl-Gas-Reaktionen mit dem im Strahlrohr verbliebenen Restgas oder aber auch Kollisionen mit dem Strahlrohr selbst.
Beim Füllen des Beschleunigers kommt es vor, daß einige Bündel nicht optimal im Strahl kollimiert werden und als „Satellitenbündel“ (*satellite bunches*) außerhalb der Phase des eigentlichen Strahlbündels verbleiben. Dies geschieht insbesondere für den Protonstrahl.

2.2 Der H1 Detektor

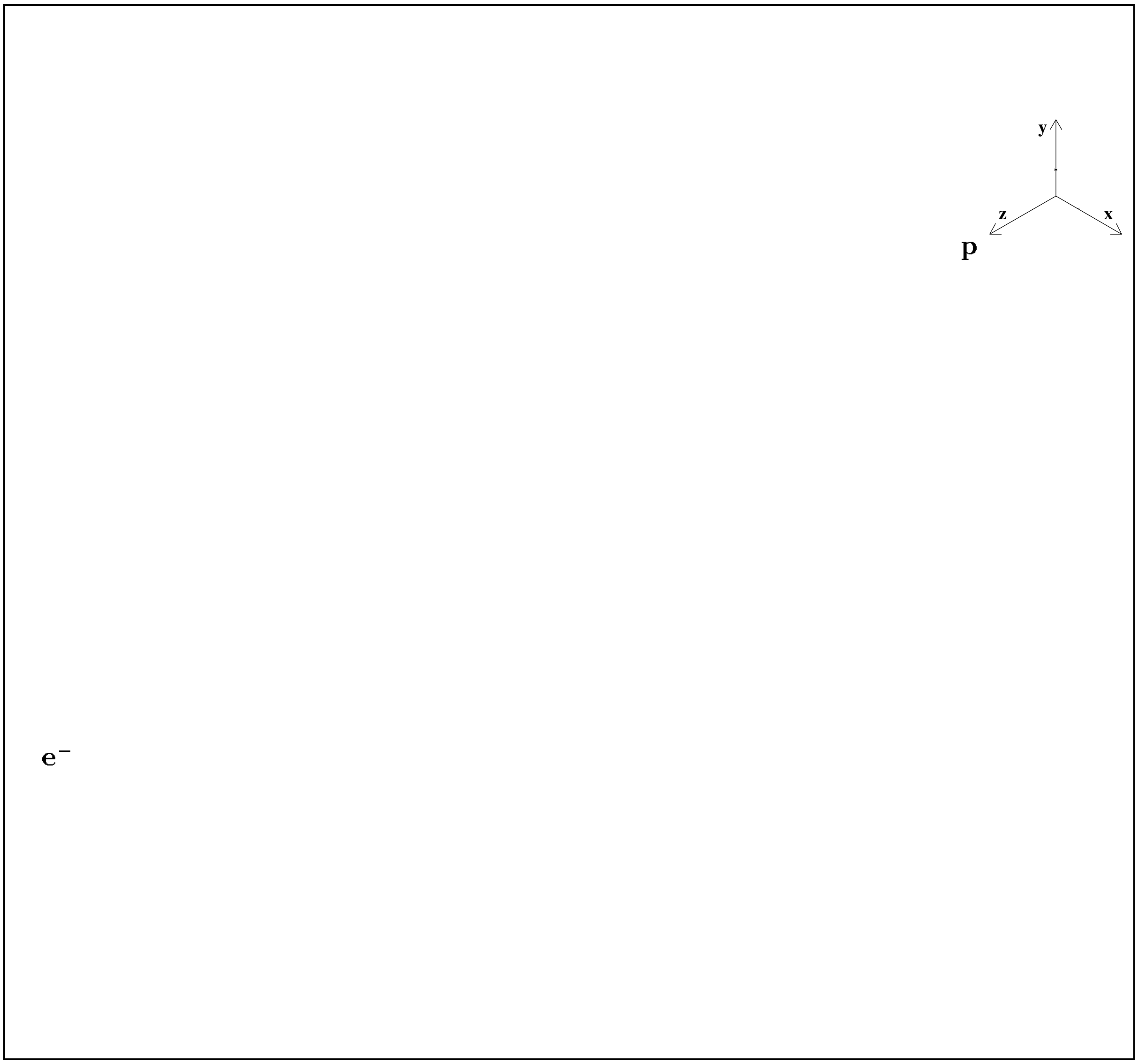
In der Halle Nord des HERA Speicherrings ist der Universaldetektor H1 aufgebaut. Der Detektor umfaßt nahezu den gesamten 4π-Raumwinkelbereich um die nominelle Wechselwirkungszone. Er ermöglicht bei guter Orts- und Impulsauflösung eine Identifizierung der verschiedenen bei einer Wechselwirkung entstehenden Teilchen und die Messung ihrer Energie.
Abbildung 2.2 zeigt den schematischen Aufbau des H1-Detektors mit dem bei H1 verwendeten Koordinatensystem.
Das bei H1 verwendete Koordinatensystem ist rechtshändig mit Ursprung im Wechselwirkungspunkt. Die positive z-Achse ist in Flugrichtung der Protonen gewählt, die x-Achse zeigt zum Mittelpunkt des Speicherrings und y weist nach oben (Abbildung 2.2). Der Bereich kleiner Polarwinkel θ wird mit Vorwärtsrichtung bezeichnet.
Auffällig ist, daß der Detektor in Vorwärtsrichtung wesentlich aufwendiger instrumentiert ist als in rückwärtiger Richtung. Dies hängt damit zusammen, daß aufgrund der ungleichen Strahlenergien von Elektron und Proton der Großteil der Reaktionprodukte unter kleinen Polarwinkeln erwartet werden. Im Azimutwinkel ϕ wird hingegen eine Symmetrie der Ereignisse erwartet, daher sind die Detektorkomponenten zylindersymmetrisch um das Strahlrohr angeordnet.
Eine genaue Beschreibung des Detektors ist in [83, 84] zu finden, hier sollen kurz die wichtigsten Komponenten zusammengestellt und die in der Analyse verwendeten Detektorteile beschrieben werden.
Die wichtigsten Komponenten des H1-Detektors von innen nach außen sind:

- **Vertex Spurkammer-System**: Am nächsten zum Strahlrohr liegen der zentrale Silikon Spurdetektor (CST) und der rückwärtige Silikon Spurdetektor (BST). Beide sind seit 1997 im Einsatz, werden in der vorliegenden Arbeit jedoch nicht verwendet.

- **Spurkammersystem**: Das Spurkammersystem besteht aus einem vorderen $\boxed{3}$ und einem zentralen Teil $\boxed{2}$, die jeweils aus Driftkammern und Proportionalkammern aufgebaut sind (s. Abschnitt 2.2.1). Ergänzt werden die beiden Teile durch eine rückwärtige Driftkammer (BDC) $\boxed{12}$.

- **Kalorimeter**: Das Kalorimetersystem (s. Abschnitt 2.2.2) von H1 umfaßt das aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil zusammengesetzte Flüssig-Argon (LAr) Kalorimeter $\boxed{4}$, $\boxed{5}$ im Zentral- und Vorwärtsbereich sowie ein Spaghettikalorimeter $\boxed{12}$ aus Blei und szintilierenden Fibersträngen (SpaCal) im Rückwärtsbereich. Mit diesem wird hauptsächlich das gestreute Elektron nachgewiesen.

- **Supraleitende Spule**: Umgeben werden die bisher aufgeführten Komponenten von einer supraleitenden Spule $\boxed{6}$, die ein homogenes Magnetfeld von $1.15\,\mathrm{T}$ erzeugt.



1	Strahlrohr und Strahlmagnete	2	Zentrale Spurkammern
3	Vorwärtsspurkammern mit Übergangsstrahlungsmodulen		
4	Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei/Flüssig–Argon)		
5	Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl/Flüssig–Argon)		
6	Supraleitende Spule ($B = 1.15$ T)	7	Kompensationsmagnet ($B = 4.83$ T)
8	Helium–Kälteanlage	9	Myon–Kammern
10	Instrumentiertes Eisenjoch (Eisenplatten und Streamerrohrkammern)		
11	Myon–Toroidmagnet ($B = 1.6$ T)		
12	rückwärtige Spurkammer und Kalorimeter		
13	Vorwärtskalorimeter (*Plug*)	14	Betonabschirmung
15	Flüssig–Argon–Kryostat		

Abbildung 2.2: *Der H1–Detektor.*

Durch dieses Magnetfeld wird für geladene Teilchen eine Impulsmessung mit dem Spurkammersystem möglich.

- ▷ **Instrumentiertes Eisenjoch**: Das Eisenjoch $\boxed{10}$ des H1-Detektors dient zum einen der Rückführung des magnetischen Feldes. Zum anderen ist es instrumentiert, um hadronische Energie von Schauern zu messen, die über das LAr-Kalorimeter hinausgehen. Mit der Instrumentierung können auch Myonen nachgewiesen werden (daher oft auch die Bezeichnung Myondetektor (s. Abschnitt 2.2.3)).

- ▷ **Vorwärtsmyonsystem**: Vervollständigt wird der Myondetektor durch ein Vorwärtsmyonsystem $\boxed{11}$ bestehend aus einem Toroidmagnet und Driftkammern. Dieser Detektor wird in dieser Arbeit nicht verwendet.

- ▷ **Very Low Q^2 Spektrometer**: Das *Very Low* Q^2 Spektrometer (VLQ) ist am hintersten Ende $z \approx -300$ cm des Hauptdetektors positioniert. Es besteht aus zwei identischen Modulen, die sich aus je einem Silizium-Spurdetektor und einem Kalorimeter zusammensetzen. Das VLQ diente während der Datennahmeperioden 1999 und 2000 zum Nachweis des gestreuten Elektron unter sehr kleinen Winkeln ($0.1 < Q^2 < 0.5$ GeV^2).

- ▷ **Luminositätssystem**: Mit ihm wird die Luminosität gemessen (s. Abschnitt 2.2.4). Es befindet sich außerhalb des eigentlichen Detektors in Elektronflugrichtung und besteht aus mehreren Elektron- und Photondetektoren (*tagger*).

- ▷ **Vorwärtsdetektoren**: In Protonstrahlrichtung befinden sich das Protonspektrometer, Neutronzähler und Proton-Remnant-Tagger zum Nachweis vom gestreuten Proton bzw. des Protonrests bei Dissoziation. Damit können in der Diffraktion elastische von protondissoziativen Ereignissen getrennt werden. In der vorliegenden Arbeit werden sie nicht verwendet.

Im folgenden werden die in der Analyse dieser Arbeit verwendeten Detektorkomponenten kurz vorgestellt. Dabei handelt es sich um das Spurkammersystem, das Kalorimeter, das Myonsystem sowie das Luminositätssystem.

2.2.1 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem dient zur präzisen Spurrekonstruktion, Impuls- und Winkelmessung geladener Teilchen, sowie zur Bestimmung ihres Energieverlusts dE/dx, über den eine Teilchenidentifikation möglich wird. Es werden auch Jets mit hoher Spurmultiplizität in den Spurkammern rekonstruiert. Eine schematische Darstellung ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Das Spurkammersystem unterteilt sich in zwei Detektoren, den zentralen Spurdetektor (CTD, *central tracking detector*) und die Vorwärtsspurkammern (FTD, *forward tracking detector*). Spuren, die im CTD rekonstruiert werden, heißen „zentrale Spuren", die im FTD „Vorwärtsspuren". Können Teilchen über beide Subdetektoren verfolgt werden, so werden die beiden Teilspuren zu „kombinierten Spuren" zusammengefaßt.

Zentrales Spurkammersystem

Der zentrale Spurdetektor deckt einen Winkelbereich von $15^\circ \lesssim \theta \lesssim 165^\circ$ ab. Er setzt sich aus zwei Jetkammern CJC1 und CJC2 (*central jet chamber*), zwei weiteren Driftkammern CIZ und COZ (*central inner/outer z-chambers*) sowie den beiden Proportionalkammern CIP und COP (*central inner/outer proportional chamber*) zusammen.

Die Jetkammern bestehen aus 2640 parallel zur Strahlachse gespannten Drähten (in 24 bzw. 32 Lagen), die in 30 bzw. 60 Driftzellen angeordnet sind. In diesen Zellen werden aus Treffern, die von geladenen Teilchen hinterlassen wurden, Spursegmente rekonstruiert. Diese werden weiter zu Spuren zusammengefaßt. Bei der Spurrekonstruktion unterscheidet man Spuren mit und ohne Anpassung an den Vertex. Mit den Jetkammern läßt sich eine Auflösung von $170\,\mu$m in der $r\phi$-Ebene erzielen, während sie in z wesentlich geringer ist ($22\,$mm). Durch Hinzunahme der CIZ und COZ in der Sprurekonstruktion läßt sich hier eine bessere Auflösung von etwa $300\,\mu$m erreichen. Die Impulsauflösung σ_p/p^2 der Jetkammern ist besser als $0.01\,$GeV^{-1}. Der Energieverlust dE/dx entlang einer Spur kann mit einer Genauigkeit von etwa 7% bestimmt werden.

Die Proportionalkammern CIP und COP bestehen jeweils aus einer Doppelkammer mit einer Drahtlage in jeder Kammer. Die Auslese der Kammern wird über rechteckige Elektroden (*pads*) durchgeführt (480 für CIP und 288 für COP). Sie werden zu Triggerzwecken verwendet.

Vorwärtsspurdetektor

Komplettiert wird der zentrale Spurdetektor durch die Vorwärtsspurkammern im Bereich

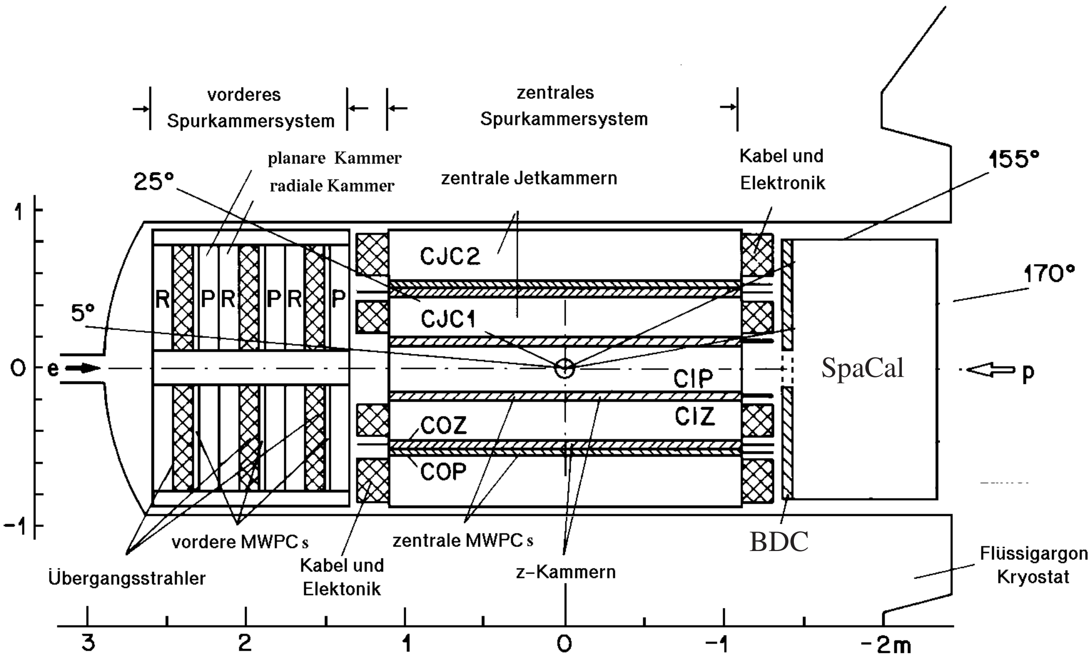


Abbildung 2.3: *Schematische Seitenansicht des Spurkammersystems.*

$5^\circ \lesssim \theta \lesssim 25^\circ$. Der FTD besteht aus drei Modulen mit jeweils einer planaren und radialen Driftkammer sowie einer Proportionalkammer. Mit den planaren Kammern werden die x- und y-Koordinaten bestimmt. Die radiale Kammer liefert zusätzlich einen groben Wert für die radiale Koordinate und eine genau Messung von ϕ.
Die Proportionalkammern bilden zusammen mit der CIP und COP die Grundlage des z-Vertex-Triggers, da durch diese Kammern eine schnelle Information über den Ursprung der Spuren einer Reaktion zur Verfügung steht.

Rückwärtsspurdetektor

Vervollständigt wird das Spurkammersystem durch acht im rückwärtigen Bereich des Detektors befindliche Driftkammerlagen, die einen Winkelbereich von $154^\circ \lesssim \theta \lesssim 177^\circ$ abdecken. Die rückwärtigen Driftkammern (BDC, *backward driftchamber*) dienen vorwiegend zur Rekonstruktion der Spur des gestreuten Elektrons.

2.2.2 Das Kalorimeter

Das Kalorimetersystem von H1 dient zur Messung des hadronischen Energieflusses sowie zum Nachweis des gestreuten Elektrons unter großen Winkeln bei $Q^2 \gtrsim 100\,\text{GeV}^2$. Zusätzlich können mit ihm Elektronen, Myonen und hadronische Teilchen identifiziert und ihre Energien gemessen werden.
Das Kalorimetersystem setzt sich aus dem Flüssig-Argon Kalorimeter [85–88] im Zentral- und Vorwärtsbereich sowie einem Spaghetti-Blei-Szintillationskalorimeter [89] in der rückwärtigen Region zusammen.

Flüssig-Argon Kalorimeter

Das Flüssig-Argon Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) deckt den Winkelbereich $4^\circ \lesssim \theta \lesssim 154^\circ$ ab. Ein Querschnitt des LAr-Kalorimeters ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Es ist in acht konzentrische „Räder“ entlang der z-Richtung gegliedert, die in ϕ in je acht Oktanten segmentiert sind. Das Kalorimeter unterteilt sich in den inneren elektromagnetischen (em) und einen darum gelegenen hadronischen (had) Anteil. Das elektromagnetische Kalorimeter besteht aus sich abwechselnden Schichten von Absorberplatten aus Blei und flüssigem Argon als aktives Ionisationsmedium. Es hat eine Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen.
Die Absorberplatten des hadronischen Teils sind aus Stahl, die wiederum mit Zwischenräumen abwechseln, die mit flüssigem Argon gefüllt sind. Die Tiefe dieses Teils beträgt 4 bis 8 hadronische Wechselwirkungslängen. Das gesamte Kalorimeter ist nicht kompensierend, d.h. die Energiedeposition ist bei gleicher Ausgangsenergie der Teilchen für Hadronen $\approx 30 - 40\,\%$ kleiner als für Elektronen.
Insgesamt 65000 Kanäle mit einer Auslesefläche von $10 - 100\,\text{cm}^2$ werden für das Kalorimeter ausgelesen. Diese feine Granularität ermöglicht eine Teilchenidentifikation über Schauerprofile. Die Energieauflösung beträgt $\sigma(E)/E \approx 12\%/\sqrt{E[\text{GeV}]} \oplus 1\%$ für Elektronen und $\sigma(E)/E \approx 50\%/\sqrt{E[\text{GeV}] \oplus 2\%}$ für Pionen [86]. Da das Kalorimeter nicht kompensierend ist, werden die Energieskalen in den beiden Teilen getrennt kalibriert und haben unterschiedliche Präzision. Sie beträgt etwa 3 bis 4$\%$ für den hadronischen Teil und

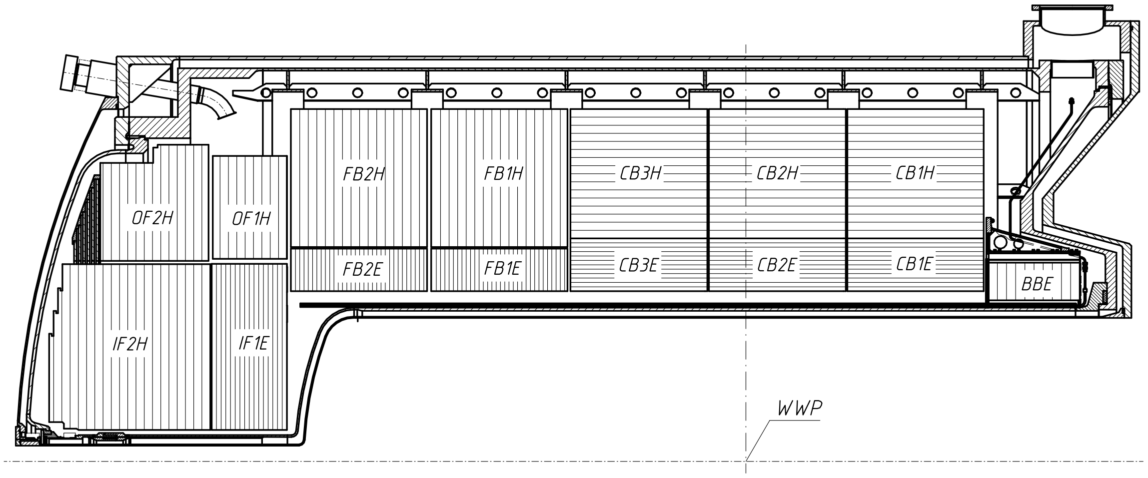


Abbildung 2.4: *Schematische Seitenansicht des LAr-Kalorimeter. Zu sehen ist die Segmentierung des Kalorimeters in acht Räder sowie die Orientierung der Absorberplatten in den Segmenten.*

3% für das elektromagnetische Kalorimeter [90].

Das rückwärtige Kalorimeter SpaCal

Vervollständigt wird das LAr-Kalorimeter im hinteren Bereich des Detektors durch ein Spaghettikalorimeter SpaCal [89,90]. Es ist ein Blei-Szintillationskalorimeter, das über $0.5\,$mm dünne optische Fiberstränge ausgelesen wird. Das SpaCal deckt einen Winkelbereich von $153^\circ \lesssim \theta \lesssim 178^\circ$ ab und dient vorwiegend zum Nachweis des gestreuten Elektrons bei Viererimpulsüberträgen von $1 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$. Das Kalorimeter ist schematisch in Abbildung 2.5 dargestellt. Es besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Anteil, die jeweils eine aktive Länge von 250 mm haben. Dies entspricht etwa 28 Strahlungslängen bzw. 2 hadronischen Wechselwirkungslängen.
Das elektromagnetische SpaCal besteht aus 1192 Zellen mit einer typischen Größe von $40.5 \times 40.5\,\mathrm{mm}^2$. Achtzehn dieser Zellen sind anders gestaltet als die übrigen; sie liegen in dem dem Strahlrohr am nächsten gelegenen Gebiet und werden auch *insert* genannt (s. Abbildung 2.6). Die Energieauflösung beträgt für den elektromagnetischen Teil $\sigma(E)/E \approx 7.5\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\%$ mit einer Präzision der Skala von 0.7% bei $27.5\,$GeV.
Das hadronische SpaCal beinhaltet 136 Zellen von $12 \times 12\,\mathrm{cm}^2$ Fläche. Die Auflösung beträgt $\sigma(E)/E \approx 30\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 7\%$.

2.2.3 Das Myonsystem

Das Myonsystem unterteilt sich in den zentralen Myondetektor (CMD, *central muon detector*) sowie das Vorwärtsmyonsystem (FMD, *forward muon detector*). Der zentrale Myondetektor deckt einen Bereich von $4^\circ \lesssim \theta \lesssim 175^\circ$ ab und wird in der vorliegenden Analyse zum

Nachweis von Myonen verwendet. Das Vorwärtsmyonsystem befindet sich in Protonstrahlrichtung außerhalb des Eisenjochs. Es deckt den Bereich $3° \lesssim \theta \lesssim 17°$ ab und besteht aus sechs Driftkammern und einem Toroidmagnet. Das FMD wird in dieser Arbeit nicht verwendet.

Zentraler Myondetektor

Das den Hauptdetektor umgebende Eisenjoch dient neben der Rückführung des magnetischen Flusses dem Nachweis minimalionisierender Teilchen und der Messung hadronischer Energie von Schauern, die über das SpaCal oder das LAr-Kalorimeter hinausgehen. Dazu ist das Eisenjoch mit Streamerrohrkammern instrumentiert, die zwischen $7.5\,$cm dicken Eisenplatten liegen. In der Mitte des Eisens nach der vierten Eisenplatte befindet sich eine Doppellage von Streamerrohrkammern. Die gasgefüllten Kammern haben einen Querschnitt von $1 \times 1\dot{c}m^2$, in ihnen verläuft ein einzelner Draht. Zusätzlich zu den zehn Eisen-Streamerrohr-Lagen befinden sich je drei Lagen von Streamerrohrkammern an der inneren und äußeren Seite des Eisenjochs. So können also von einem Teilchen bis zu 16 Lagen durchquert werden (vgl. Abbildung 2.7). Die Effizienz einer einzelnen Lagen liegt bei etwa 80%.
Auf den Streamerrohrkammern befinden sich für fünf Lagen Streifen-Kathoden, die senk-

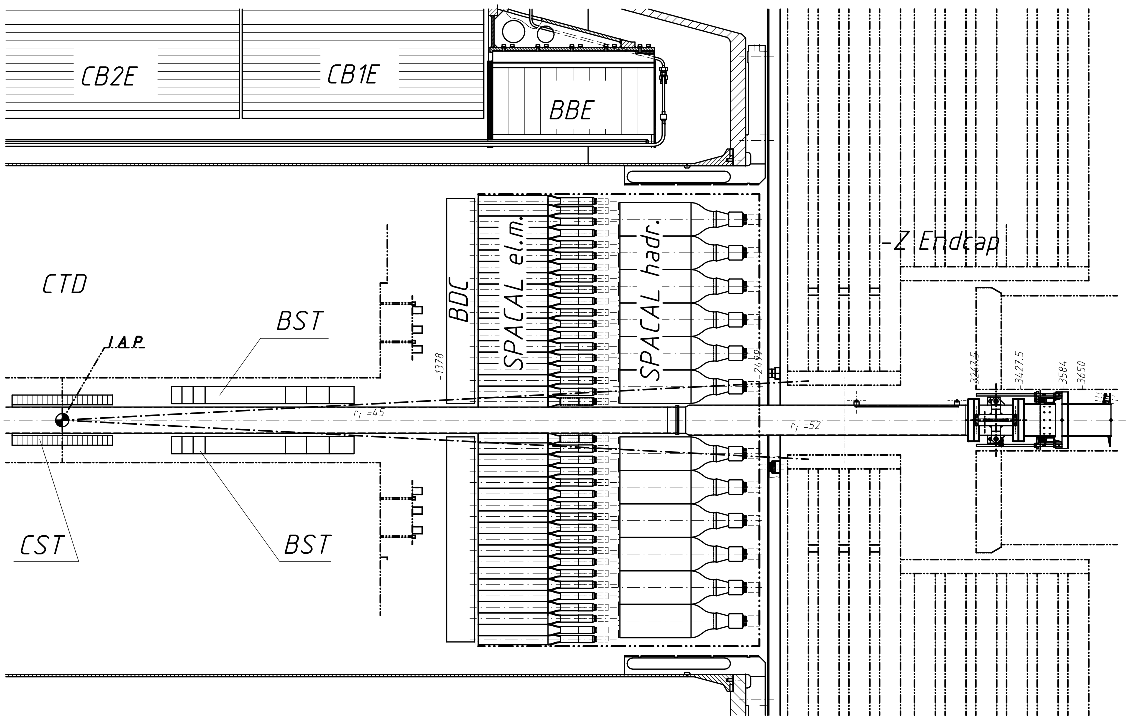


Abbildung 2.5: *Schematische Seitenansicht des SpaCal. Das SpaCal unterteilt sich in einen hadronischen und einen elektromagnetischen Anteil.*

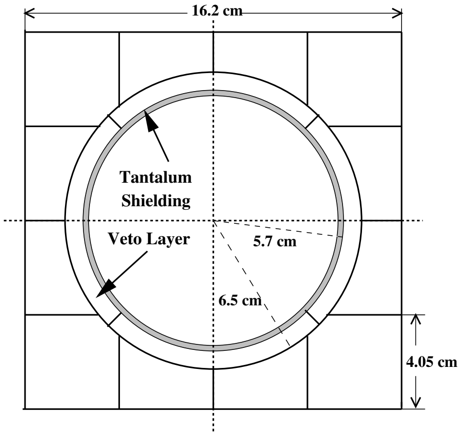


Abbildung 2.6: *Radiale Darstellung des* inserts. *Das* inserts *liegt in der Mitte des elektromagnetischen SpaCal nahe dem Strahlrohr.*

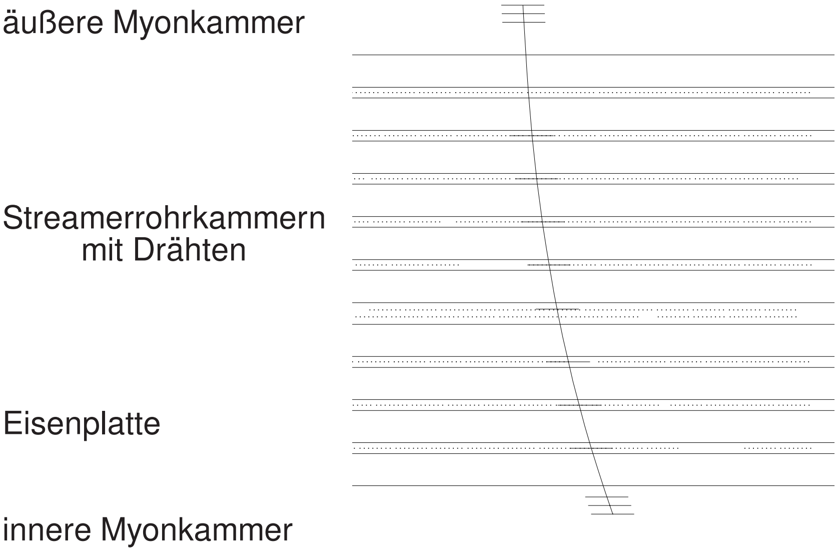


Abbildung 2.7: *Struktur des instrumentierten Eisens. Das hier gezeigte Myon hat in* 14 *von den* 16 *Lagen ein Signal ausgelöst (angedeutet durch die kurzen Querbalken).*

recht zu den Drähten verlaufen. Durch diese wird eine dreidimensionale Spurrekonstruktion möglich. Die Auflösung beträgt senkrecht zu den Drähten $3 \text{ bis } 4$ mm, bzw. $10 \text{ bis } 15$ mm parallel dazu. Auf den restlichen elf Lagen befinden sich rechteckige Kathoden (*pads*). Über diese Information werden Ambiguitäten in der Spurrekonstruktion beseitigt und Energiemessungen zur Vervollständigung der Kalorimeterinformation vorgenommen (*tail catcher*). Der zentrale Myondetektor unterteilt sich in vier Subdetektoren: den vorderen und hinteren Zentralbereich (*Barrel*, $34^\circ \lesssim \theta \lesssim 127^\circ$), die hintere Endkappe (*Backward Endcap* BEC, $127^\circ \lesssim \theta \lesssim 175^\circ$) und die vordere Endkappe (*Forward Endcap* FEC, $4^\circ \lesssim \theta \lesssim 34^\circ$). Die Stre-

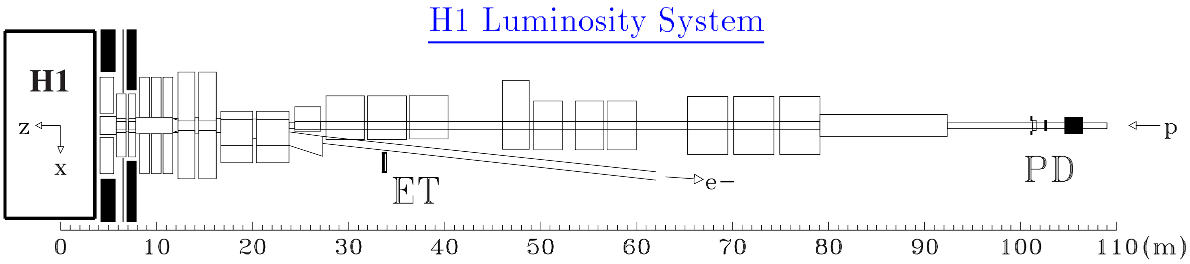


Abbildung 2.8: *Das H1 Luminositätssystem. Es ist eine Seitenansicht gezeigt.*

amerrohrkammern verlaufen im *Barrel* entlang der z-Richtung, in den Endkappen in x-Richtung. Das instrumentierte Eisen ist im Zentralbereich in ϕ und z in 32 Module segmentiert, in den Endkappen in x und y in je 16 Module.

2.2.4 Das Luminositätssystem

Die Luminosität wird bei H1 über die Verwendung des Bethe-Heitler-Prozeß $e+p \to e+p+\gamma$ [91] bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist groß und kann präzise berechnet werden. Der Hauptuntergrund für diese Reaktion stammt aus Bremsstrahlung mit dem Restgas im Strahlrohr $e + A \to e + A + \gamma$. Dieser kann allerdings durch Untersuchungen von Ereignissen aus Elektronenpaketen ohne Reaktionspartner (*electron pilot bunches*, s. Abschnitt 2.1) bestimmt werden. Der Anteil solcher Untergrundereignisse liegt bei etwa 10%.

Dieser Nachweis des Bethe-Heitler-Prozesses basiert auf einer Koinzidenzmessung zwischen einem Photondetektor (PD) bei $z = -102.9$ m und einem Elektron-Tagger (ET) bei $z = -33.4$ m (Abbildung 2.8). Beide Detektoren sind Kristall-Cerenkov-Zähler.

Die in dem Prozeß erzeugten Photonen verlassen das Strahlrohr durch ein Fenster bei $z = -92$ m. Ein Bleifenster sowie ein Cerenkov-Veto-Zähler schützen den PD vor Synchrotonstrahlung. Das gestreute Elektron wird durch mehrere Ablenkmagnete über ein Fenster bei $z = -27$ m aus dem Strahlrohr geleitet. Die Akzeptanzen des Elektron-Tagger und des Photondetektors betragen 48% (ET) und 98% (PD). Für die Berechnung der endgültigen integrierten Luminosität wird nur das nachgewiesene Photon verwendet, um systematische Fehler klein zu halten.

In dem Elektron-Tagger können auch Photoproduktionsereignisse in einem Akzeptanzbereich von $0.2 < y < 0.8$ und $Q^2 \leq 0.01\,\text{GeV}^2$ nachgewiesen werden. Zusätzlich zum ET sind weitere Elektrondetektoren bei $7, 8, 44$ m installiert worden, um Wechselwirkungen mit größerem und kleinerem y messen zu können.

In Tabelle 2.1 sind die in dieser Arbeit verwendeten integrierten Luminositäten zusammengefaßt. Die ersten zwei Zeilen geben die von HERA produzierte und an H1 gelieferte Luminosität an. In der dritten Zeile steht der Wert der von H1 aufgezeichneten integrierten Luminosität. In den folgenden Zeilen werden die Luminositäten nach der Auswahl bestimmter

$\mathcal{L}$ [nb^{-1}]	1997	1999	Summe
HERA produzierte $\mathcal{L}$ $*$	35108	47709	82817
H1 gelieferte $\mathcal{L}$ $*$	33360	45045	78405
H1 aufgezeichnet $\mathcal{L}$	28318.6	29823.3	58141.9
$\mathcal{L}$ für gute und mittlere Runs	24531.4	28018.8	52550.2
$\mathcal{L}$ nach Korrektur auf Satelliten	22991	27995.4	50986.4

	1997	1997MB	$1999\,e^-$	$1999\,e^+$	Summe
$\mathcal{L}$ nach HV- und Runselektion	16952.13	2259.96	10540.8	9596.47	39349.36
absoluter Fehler	±254.28	±33.90	±137.03	±143.95	±569.16
relativer Fehler	1.5%	1.5%	1.3%	1.5%	1.45%

Tabelle 2.1: *Integrierte Luminositäten in den Jahren* 1997 *und* 1999*. Die mit* $*$ *bezeichneten Zeilen beinhalten die gesamte Datennahmeperiode* 1999*, d.h. auch Runs nach* 257601*, die in der Analyse wegen des schlechten Zustands der Spurkammern ausgeschlossen wurden (s. Abschnitt 4.2). Ebenfalls enthalten ist der Bereich von Run* 231721 *bis* 231926*. Dieser stand für die Selektion (basierend auf DST1) nicht zur Verfügung. Für die übrigen Zeilen sind diese Bereiche ausgeschlossen worden (vgl Abschnitt 4.2).*

Datennahmebereiche und Gütekriterien in der Analyse zusammengefaßt (vgl. Abschnitt 4.2) und eine Korrektur auf Satellitenbündel vorgenommen. Mit Run wird dabei ein Abschnitt der Datennahme bezeichnet, in dem konstante Detektor- und Untergrundbedingungen vorliegen. Die Luminositäten sind nach den Jahren getrennt aufgelistet. Für 1997 werden sie nach normaler Datennahme und Datennahme mit bestimmter Triggerkonfiguration (Minimum Bias (MB), s. Abschnitt 2.3.1) unterteilt, für 1999 nach Zeiträumen mit Elektron- oder Positronstrahl. Der Fehler der integrierten Luminosität liegt typischerweise bei etwa 1.5%.

2.3 Das H1-Triggersystem und weitere Datenverarbeitung

Neben den interessanten ep-Reaktionen treten im Detektor Untergrundprozesse mit weitaus höherer Rate auf. Quellen der Untergrundereignisse sind:

Strahl-Gas-Ereignisse: Hierbei wechselwirken Strahlprotonen und -elektronen mit dem im Strahlrohr verbliebenen Restgas.

Strahl-Wand Untergrund: Ursache hierfür sind Reaktionen der Strahlen insbesondere des Protonstrahls mit Teilen des Strahlrohrs.

Synchrotonstrahlung: Durch Beschleunigung des Elektronstrahls wird Synchrotronstrahlung erzeugt. Diese wird durch Kollimatoren im Bereich des Detektors stark unterdrückt.

Kosmische Strahlung: Kosmische Strahlung trifft den Detektor mit einer Rate von etwa $1\,$kHz. Wird ein Vertex in der Wechselwirkungszone verlangt, so sinkt diese Rate auf $0.1\,$Hz. Kosmische Strahlung ist besonders als Untergrund in diffraktiver Photoproduktion von J/ψ-Mesonen zu berücksichtigen.

Diese Untergrundprozesse müssen im Experiment von den physikalischen Prozessen getrennt und unterdrückt werden. Dazu dient bei H1 ein vierstufiges Triggersystem (s. Abbildung 2.9). Die Aufgabe dieses Triggersystems ist es, die hohe Strahlkreuzungsrate von etwa $10\,$MHz durch Verwerfen von Untergrund und Akzeptieren physikalischer Ereignisse auf eine Rate von etwa $10\,$Hz zu senken. Im folgenden werden die vier Stufen des H1-Triggersystems kurz vorgestellt.

Erste Triggerstufe L1: Die erste Triggerstufe des H1-Triggersystems senkt die von den Bündelkreuzungen kommende Eingangsrate auf $5\,$kHz. Dazu steht der Triggerstufe eine Zeit von $2.3\,\mu$s zur Verfügung. In einem Schieberegister kann die Detektorinformation von 24 *bunch crossings* zwischengespeichert werden, so daß der Trigger in dieser Stufe totzeitfrei arbeitet. Die Ereignisse werden auf Grundlage von 192 (ab 1998 256) Triggerelementen betrachtet. Die Triggerelemente werden aus den Informationen der einzelnen Subdetektoren abgeleitet. Durch logische Verknüpfungen der Triggerelemente werden 128 Trigger (auch Subtrigger, $Sx \quad (x = 1, 128)$) gebildet. Wird ein Ereignis von einem dieser Trigger akzeptiert, so wird ein „*L1keep*“-Signal ausgelöst, das Schieberegister gestoppt und das Ereignis von den nachfolgenden Stufen geprüft. In diesem Moment beginnt die Totzeit des Experiments.

Die einzelnen Trigger der ersten Triggerstufe haben jeweils eine spezifische Rate, die z.T. sehr hoch werden kann. In einem solchen Fall wird der Trigger mit einem Skalierungsfaktor (*prescale factor*) f belegt. Dies bedeutet, daß von den den Trigger passierenden Ereignissen nur ein Bruchteil $1/f$ weiter untersucht wird und die anderen verworfen werden, solange sie nicht von einem anderen Trigger akzeptiert wurden. Auf diese Skalierungsfaktoren muß in der Analyse korrigiert werden.

Die wichtigsten Triggerelemente dieser Analyse werden im Anschluß an diesen Überblick vorgestellt.

Zweite Triggerstufe L2: Nachdem L1 ein Ereignis akzeptiert hat, wird es an die zweite Triggerstufe weitergeleitet. Diese soll die Ereignisrate innerhalb von $20\,\mu$s weiter auf weniger als $200\,$Hz drücken. Da in der Praxis allerdings die dritte Stufe nicht benutzt wird, muß L2 die Rate bereits auf $50\,$Hz senken. Dazu werden gezielt einzelne L1-Trigger mit hoher Rate reduziert. Der zweiten Stufe des H1-Triggersystems steht für ihre Entscheidung die gesamte Information zur Verfügung, aus der die Triggerelemente auf L1 gebildet wurden. Aus diesen können auch statistische Größen (wie z.B. z-Vertex-Histogramm oder die Summen der angesprochenen Lagen im Eisen) gebildet werden. Aufgabe der zweiten Triggerstufe ist es nun, auf dieser Grundlage Korrelationen zwischen den Informationen verschiedener Detektorkomponenten zu finden. Dazu werden zwei verschiedene Trigger verwendet: der L2 Topologische Trigger [92, 93] und der L2 Neuronale Netzwerktrigger [94, 95].

Wird ein Ereignis auch von der zweiten Triggerstufe akzeptiert, so wird ein „*L2keep*“-

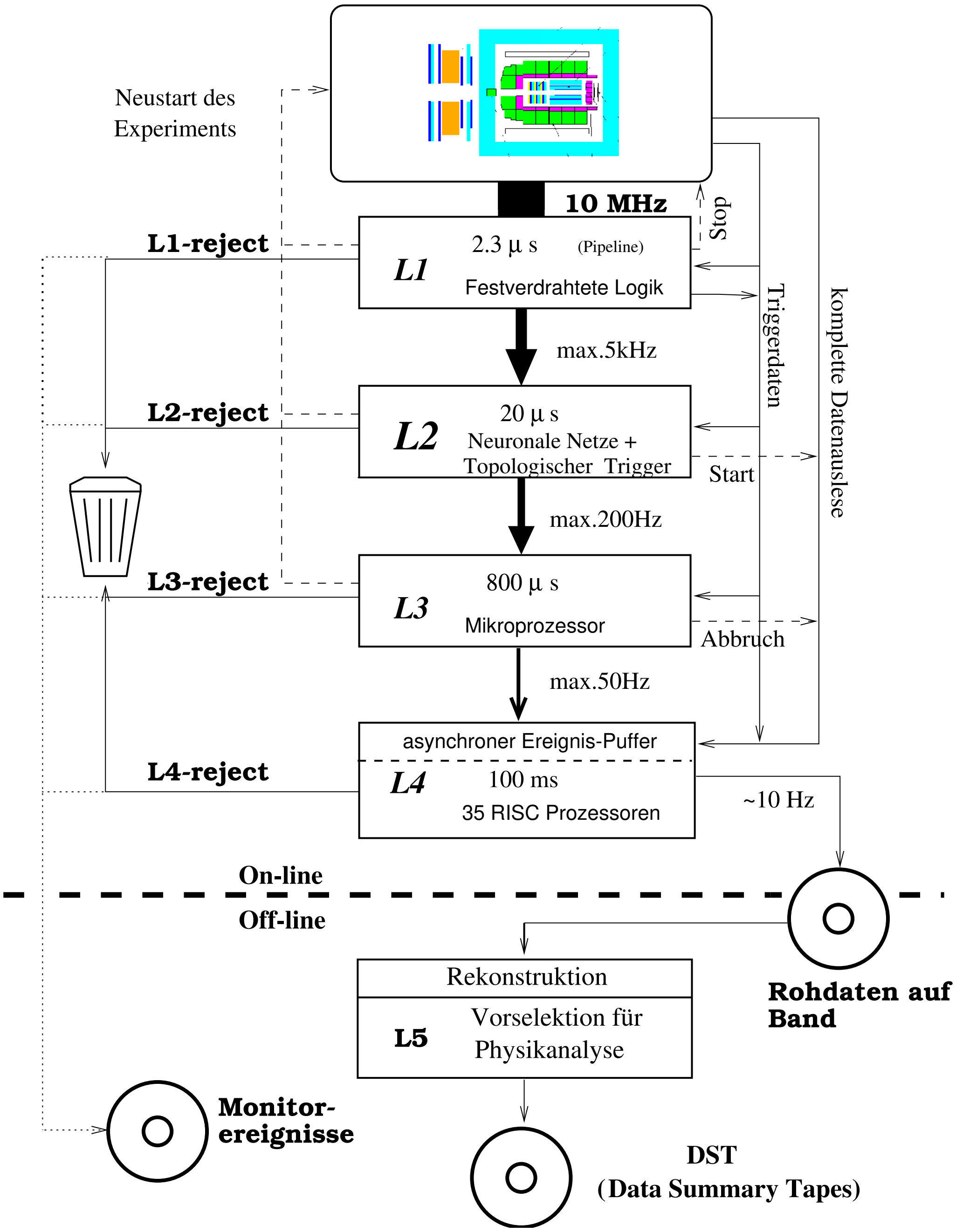


Abbildung 2.9: *Die verschiedenen Stufen des H1-Triggersystems: Das Triggersystem dient der Ratenreduktion im Experiment durch Verwerfen von Untergrund (reject) und Akzeptieren physikalisch interessanter Ereignisse (keep). Die einzelnen Stufen werden nacheinander durchlaufen. Nur wenn ein Ereignis von allen Stufen akzeptiert wird, wird es als „Physik“ auf Band gespeichert. Ein Bruchteil (für L4 1%) der verworfenen Untergrundereignisse wird für Monitorzwecke ebenfalls gespeichert (weitere Erläuterungen im Text).*

Signal ausgelöst und die Auslese des Detektors gestartet. Bei einem Verwerfen des Ereignisses wird die Auswertung gestoppt und das Schieberegister neu gestartet.

Dritte Triggerstufe L3: Die dritte Triggerstufe soll auf Grundlage noch eingeschränkter Detektorinformation in 800 ns die Entscheidung über Akzeptieren oder Verwerfen eines „*L2keep*"-Ereignisses treffen.Die Stufe ist als Softwaretrigger basierend auf Mikroprozessoren vorgesehen. Bisher wird allerdings diese Stufe nicht eingesetzt.

Vierte Triggerstufe L4: Haben alle vorhergehenden Triggerstufen ein Ereignis akzeptiert, so wird es an die vierte Stufe L4 geleitet. Diese Stufe ist ein Multiprozessorsystem (*filter farm*), das mit einer vereinfachten Ereignisrekonstruktion asynchron seine Entscheidung trifft. Hierfür steht die volle Detektorinformation zur Verfügung, die in einem Ereignispuffer mit einer Kapazität von 30 Ereignissen gespeichert wird. Ist die Auslese aller Detektorkomponenten abgeschlossen, so wird das Schieberegister von L1 wieder gestartet.
Durch die Anwendung verschiedener Selektionsalgorithmen wird entschieden, ob ein Ereignis permanent gespeichert oder verworfen wird. Die maximale Ausgangsrate von L4 ist 10 Hz, da maximal nur eine Datenmenge von 1.2 MByte/s transferiert werden kann und ein Ereignis im Durchschnitt etwa eine Größe von $50 - 100$ kByte besitzt. Das Ergebnis der vierten Triggerstufe liegt nach insgesamt 100 ms vor.

Wird ein Ereignis auf allen Triggerstufen akzeptiert, so wird es auf Band zwischengespeichert. Diese sogenannten Rohdaten werden innerhalb weniger Tage nach der Aufzeichnung einer vollständigen Rekonstruktion unterworfen. Während dieser werden alle zur Verfügung stehenden Spurinformationen ausgenutzt, um Spuren zu rekonstruieren und einem primären oder sekundären Vertex zuzuordnen. Ebenso werden Spuren im Myonsytem gesucht und - wenn möglich - mit den Spuren in der Spurkammer verbunden. Die Zellenergien der Kalorimeter werden rekonstruiert und die einzelnen Zellen zu Clustern zusammengefaßt. Dabei wird auf elektronisches Rauschen korrigiert und Kalibrationen der Energie durchgeführt; die Zellenergien liegen letztendlich in drei verschiedenen Versionen vor, die sich in den angewendeten Korrekturen unterscheiden.
In Anschluß an diese Rekonstruktion durchlaufen die Ereignisse weitere Vorauswahlalgorithmen basierend auf physikalischen Analysen, die sie in Ereignisklassen einordnen. Diese sind nach physikalischen Themen unterteilt. Ereignisse, die mindestens einer Klasse zugeordnet wurden, werden in komprimierter Datenmenge (*Data Summary Tapes*, DST) permanent gespeichert und stehen für physikalische Analysen zur Verfügung. Die Rekonstruktion und Klassifikation der Ereignisse wird in Analogie zu den vier Triggerstufen L5 genannt.
In bezug auf L5 sei darauf hingewiesen, daß für die Datennahmeperioden ab 1998 die Selektionsalgorithmen auf der vierten Triggerstufe und auf L5 aneinander angepaßt worden sind. Seitdem werden hierfür auf beiden Stufen die selben Programme verwendet, und es wird schon auf L4 eine Klassifikation durchgeführt. Die auf L4 gefundene Klassenzugehörigkeit eines Ereignisses hat seit Mitte 1998 die Ereignisklassifikation auf L5 abgelöst.

Während der einzelnen Strahlfüllungen von HERA unterscheidet man im H1 Experiment verschiedene Triggerphasen, die von eins bis vier durchnumeriert werden. Diese Phasen werden nach unterschiedlichen Eingangs- und Untergrundraten der L1-Trigger unterschieden.

`SPCLe_IET>0`	≥ 1 *tower* mit $E > 0.5\,\mathrm{GeV}$, $R > 16\,\mathrm{cm}$
`SPCLe_IET>1`	≥ 1 *tower* mit $E > 2\,\mathrm{GeV}$, $R > 16\,\mathrm{cm}$
`SPCLe_IET>2`	≥ 1 *tower* mit $E > 6\,\mathrm{GeV}$, $R > 16\,\mathrm{cm}$
`SPCLe_Cen_IET_1`	≥ 1 *tower* mit $E > 0.5\,\mathrm{GeV}$, $R < 16\,\mathrm{cm}$
`SPCLe_Cen_IET_2`	≥ 1 *tower* mit $E > 2\,\mathrm{GeV}$, $R < 16\,\mathrm{cm}$
`SPCLe_Cen_IET_3`	≥ 1 *tower* mit $E > 6\,\mathrm{GeV}$, $R < 16\,\mathrm{cm}$
`SPCLe_ToF_E2`	gesamte elektr. `ToF`-Energie $\gtrsim 12\,\mathrm{GeV}$
`SPCLh_AToF_E1`	gesamte hadronische `AToF`-Energie $\gtrsim 0.6\,\mathrm{GeV}$

Tabelle 2.2: *Triggerelemente des SpaCal-Triggers.*

2.3.1 L1-Triggerelemente

In diesem Abschnitt soll kurz auf die in dieser Arbeit verwendeten Triggerelemente der ersten Triggerstufe L1 eingegangen werden. Da hier eine Analyse im Bereich höherer Q^2 ($2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$) vorgestellt wird, stützen sich alle verwendeten Trigger auf das rückwärtige Kalorimeter SpaCal. In einigen Triggern werden weitere Detektorkomponenten benutzt, um die Rate zusätzlich zu reduzieren. Diese Komponenten sind: das Spurkammersystem und das Myonsystem.
Die verwendeten Elemente werden nach den Detektorkomponenten gegliedert vorgestellt.

SpaCal-Trigger Der SpaCal-Trigger [96, 97] ist in zwei separate Teile untergliedert, die mit `ToF` und `AToF` (Anti-`ToF`) bezeichnet werden. Sie stehen mit Signalen innerhalb und außerhalb eines Zeitraums (typisch etwa $20\,\mathrm{ns}$) um den nominellen Wechselwirkungszeitpunkt herum im Zusammenhang. Der `ToF`-Trigger wird als Physiktrigger verwendet, der `AToF`-Trigger hingegen als Veto gegen Untergrund von Zeiten vor und nach der Wechselwirkung benutzt wird.
Der SpaCal-Trigger bildet für das hadronische und das elektromagnetische Kalorimeter getrennt analoge Energiesummen, die mit vorgegebenen Schwellenwerten verglichen werden. Die Energiesummen im `ToF`-Trigger werden in einer feinen Unterteilung gebildet, um einen inklusiven Elektrontrigger (IET) zu ermöglichen.
In diesem inklusiven Elektrontrigger werden die Energien von jeweils 16 Zellen (diese Bereiche nennt man *trigger tower*) summiert. Die *trigger tower* überlappen sich (*sliding windows*). Dadurch wird eine Lokalisierung des gestreuten Elektrons und die Abgrenzung einzelner Cluster schon auf L1 möglich (s. Abbildung 2.10).
Die Energiesummen der *trigger tower* werden mit drei justierbaren Energieschwellen verglichen. Typische Werte dieser Schwellen im IET-Trigger sind $0.5\,\mathrm{GeV}$ ($\widehat{=}$ `IET>0`), $2\,\mathrm{GeV}$ ($\widehat{=}$ `IET>1`) und $6\,\mathrm{GeV}$ ($\widehat{=}$ `IET>2`). Zusätzlich werden die angesprochenen *trigger tower* anhand ihrer Position grob dem inneren ($R < 16\,\mathrm{cm}$) oder äußeren Bereich ($R > 16\,\mathrm{cm}$) des SpaCal zugeordnet. So erhält man sechs Triggerelemente, die in Tabelle 2.2 zusammengestellt sind. Neben diesen Bedingungen werden auch die gesamten Energiesummen im elektromagnetischen und hadronischen SpaCal betrachtet und darüber Triggerelemente im `ToF`- und `AToF`-Trigger gebildet. Zwei davon sind ebenfalls in Tabelle 2.2 eingetragen.

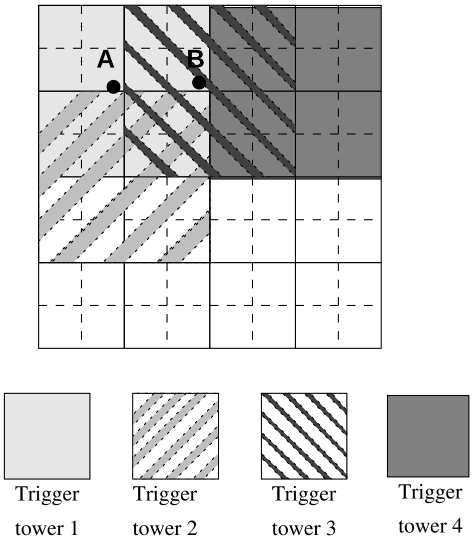


Abbildung 2.10: *Darstellung der Funktionsweise des IET-Triggers. Die Technik überlappender* trigger tower *stellt sicher, daß die gesamte Energie eines Elektronclusters vollständig in mindestens einem* trigger tower *enthalten ist. So ist Elektron A vollständig in* trigger tower 1 *enthalten, das Elektron bei B in* trigger tower *3, aber nur jeweils zur Hälfte in* trigger tower 1 *und* 4. *Durch diese Technik wird auch eine grobe Bestimmung des Orts eines Elektrons möglich.*

Für einen begrenzten Zeitraum zum Ende der Datennahmeperiode 1997 (Minimum Bias running) wurden auf der ersten Stufe des H1-Triggersystems nur SpaCal-basierte Trigger verwendet. Die Schwellen des IET-Trigger wurden in diesem Zeitraum auf die Werte 2 GeV, 6 GeV und 10 GeV heraufgesetzt, sowie die verwendeten L1-Trigger so zusammengesetzt, daß Ereignisse mit einem gestreuten Elektron in jedem Fall akzeptiert wurden. In diesem Zeitraum sollte also kein Bias der aufgezeichneten Ereignisse aufgrund der ersten Triggerstufe vorliegen.

z-Vertex-Trigger Der z-Vertex-Trigger [98] basiert auf den zentralen Proportionalkammern CIP und COP sowie der ersten vorderen Proportionalkammer (FPC). Das Ziel des Triggers ist es, schon auf der ersten Triggerstufe eine grobe Position des primären Ereignisvertex entlang der z-Achse zur Verfügung zu stellen.
Die Funktionsweise des Triggers ist in Abbildung 2.11 schematisch dargestellt. Durchquert ein Teilchen den Detektor, so trifft es vier Lagen in diesen Kammern (je zwei in CIP und COP (FPC)) und löst dort ein Signal in den *pads* aus. Aus diesen *pads* werden geradlinige Strahlen *rays* gebildet. Um die nominelle Wechselwirkungszone herum wird ein Bereich von etwa 88 cm in 16 gleichlange Intervalle unterteilt. Trifft ein Strahl eines dieser Intervalle, so hinterläßt er dort einen Eintrag. Die Summe der Einträge ergibt dann das z-Vertex-Histogramm eines Ereignisses.
Aus dem z-Vertex-Histogramm werden verschiedene Triggerelemente gebildet. Sie basieren

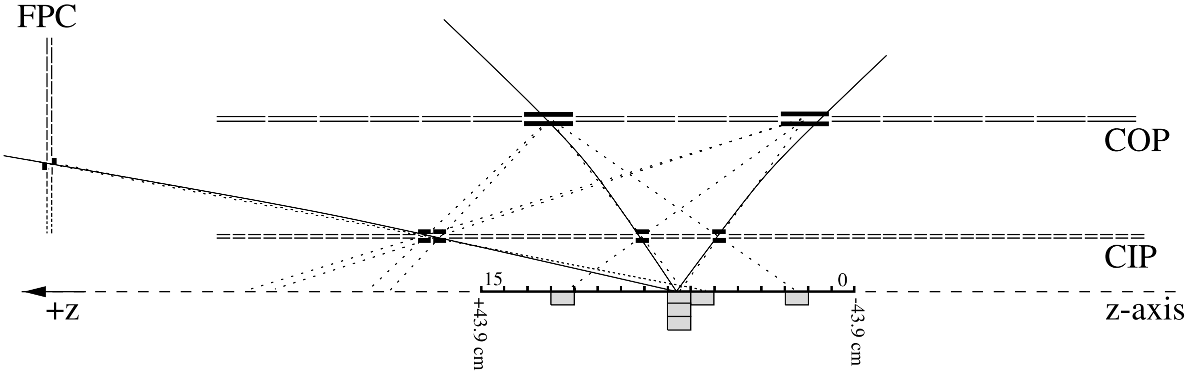


Abbildung 2.11: *Der z-Vertex-Histogramm-Trigger. Dargestellt ist die Entstehung des z-Vertex-Histogramms: Vier angesprochene* pads *(dick) werden zu Strahlen (*rays*) kombiniert (gestrichelte Linien). Die* rays *treffen die in Abschnitte unterteilte Wechselwirkungszone. In den Abschnitten hinterlassen sie einen Eintrag. Die Gesamtzahlen der Einträge in jedem Abschnitt ergeben das z-Vertex-Histogramm. Man erkennt weiter, daß wirkliche Spuren (durchgezogene Linien) beschreibende* rays *alle auf einen Abschnitt zeigen, während „schlechte“* rays *in anderen Abschnitten enden oder keine Einträge hinterlassen.*

Element	Bedingung
`T0`	mindestens ein Eintrag im Histogramm gefordert, $s \geq 1$
`mul`	kodiert in Zahlen von 0 bis 7 die Summe s
`sig`	kodiert die Signifikanz des Maximums in Zahlen von 0 bis 3: 0 $\widehat{=}$ kein signifikantes Maximum 1 $\widehat{=}$ `sig_mu_D` 2 $\widehat{=}$ `sig_mu_D` und `sig1` 3 $\widehat{=}$ `sig_mu_D` und `sig1` und `sig_net`

Tabelle 2.3: *Beispiele für die aus dem z-Vertex-Histogramm gebildeten Triggerbedingungen.*

auf der totalen Anzahl der Einträge s im Histogramm, der Anzahl im Maximum p, seiner Position und der Verteilung der Einträge in den 16 Intervallen. Untergrund zeigt oft entweder keine oder sehr viele Einträge im Histogramm, wobei kein Maximum zu erkennen ist. Die für diese Arbeit wichtigen Elemente sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt. Die Elemente `zVtx_mul`< 7 und `zVtx_T0` werden als Veto gegen Untergrundereignisse eingesetzt. Mit `zVtx_sig` wird die Bedingung `sig`> 0 bezeichnet, also ein ausgeprägtes Maximum im z-Histogramm verlangt.

Trigger der zentralen Driftkammern Der Trigger der zentralen Driftkammern (`DCR`ϕ-Trigger) [99] soll Spuren in den zentralen Jetkammern (CJCs) mit einem Minimalabstand zum nominellen Wechselwirkungspunkt (DCA, *distance of closest approach*) von weniger als $2\,$cm finden. Durch die Forderung solcher Spuren können Untergrundereignisse aus Strahl-Gas-Reaktionen und von kosmischen Myonen unterdrückt werden.

`Ta`	mindestens eine Spur mit $p_t > 450$ MeV
`Tb`	mindestens zwei Spuren mit $p_t > 450$ MeV
`Tc`	mindestens drei Spuren mit $p_t > 450$ MeV
`Thig`	mindestens eine Spur mit $p_t > 800$ MeV
`Tneg`	mindestens eine negative ($-$) Spur mit $p_t > 450$ MeV

Tabelle 2.4: *Beispiele für Triggerelemente des $DC\,R\phi$-Triggers*

`Mu_BIEC`	Myon in der inneren hinteren Endkappe
`Mu_BOEC`	Myon in der äußeren hinteren Endkappe
`Mu_Bar`	Myon im Zentralbereich (*Barrel*)
`Mu_FOEC`	Myon in der äußeren vorderen Endkappe
`Mu_FIEC`	Myon in der inneren vorderen Endkappe

Tabelle 2.5: *Beispiele für Triggerelemente des Myontriggers. Die inneren Endkappen umfassen die sechs um das Strahlrohr liegenden Module der Endkappen, die äußeren Endkappen die weiter außen gelegenen Module.*

Aus den 54 Signaldrahtlagen der Spurkammern werden zehn (7 in CJC1, 3 in CJC2) für den Trigger verwendet. Auf Grundlage der Driftzeitsignale dieser Lagen werden Treffer-Masken definiert, die dann mit den Signalmustern in einem Ereignis verglichen werden. Die angesprochenen Masken können Spuren mit niedrigem ($450 \leq p_t \leq 800$ MeV) oder hohem ($p_t \geq 800$ MeV) Transversalimpuls unterschieden werden. Ebenso ist eine Einteilung nach Ladung ($+$/$-$) möglich. Beispiele für aus diesen Informationen gebildete Triggerelemente sind in Tabelle 2.4 zusammengestellt.

Myontrigger Für Triggerzwecke werden fünf der 16 Streamerrohrlagen des instrumentierten Eisens verwendet. Für jedes Modul des Myondetektors können bestimmte Koinzidenzbedingungen von angesprochenen Lagen verlangt werden, beispielsweise: 3 aus 5 Lagen. Es werden in den unterschiedlichen Bereichen des Eisens (Endkappe, Barrel) verschiedene Koinzidenzbedingungen gefordert: Für die hintere und für die äußere vordere Endkappe werden drei Lagen verlangt, in der inneren vorderen Endkappe vier. Im Zentralbereich muß die Bedingung „zwei aus vier“ erfüllt sein.

Aus der Anzahl der Module, in denen die Koinzidenzbedingung erfüllt ist, werden verschiedene Triggerelemente gebildet [100]. Beispiele sind in Tabelle 2.5 angegeben. Mit `Mu_Any` wird die Bedingung bezeichnet, die sich aus der logischen Veroderung der Elemente `Mu_BIEC`, `Mu_BOEC`, `Mu_FIEC`, `Mu_FOEC` und `Mu_Bar` ergibt, d.h. also, daß mindestens ein Modul im gesamten zentralen Myondetektor angesprochen hat.

Kapitel 3

Monte Carlo Generatoren

In diesem Kapitel sollen die Monte Carlo Generatoren vorgestellt werden, die in der Analyse für die Bestimmung der Effizienzen und als theoretischer Vergleich für die Wirkungsquerschnitte verwendet werden.
Insgesamt werden Datensätze von zwei Generatoren betrachtet: DIFFVM (s. Abschnitt 3.1) für diffraktive J/ψ-Mesons und EPJPSI (s. Abschnitt 3.2) für inelastische J/ψ-Erzeugung. In der vorzustellenden Analyse wird eine Mischungen der Datensätze der beiden Generatoren benutzt, da mit einer inklusiven Betrachtung begonnen wird und darauf aufbauend inelastische Ergebnisse durch geeignete Schnitte extrahiert werden.
Im Generator EPJPSI werden für die Analyse zur tief inelastischen J/ψ-Produktion Veränderungen vorgenommen, um die Abhängigkeit des Matrixelements für den Prozeß $\gamma\, g \rightarrow J/\psi\, g$ vom Viererimpulsübertrag Q^2 zu berücksichtigen. Diese Abänderungen werden im folgenden kurz erläutert (s. Abschnitt 3.2.1).
Nach der Vorstellung der verwendeten Monte Carlo Generatoren wird im zweiten Teil dieses Kapitels auf den Zusammenhang verschiedener kinematischer Größen der J/ψ-Produktion auf Generatorebene (s. Abschnitt 3.3) und die Rekonstruktion der kinematischen Variablen eingegangen (s. Abschnitt 3.4). Dabei werden die erzielten Auflösungen sowie die Reinheit der Rekonstruktion für verschiedene Größen gezeigt.
Als abschließender Punkt wird in diesem Kapitel auf Strahlungskorrekturen eingegangen, die aufgrund von Abstrahlung eines zusätzlichen Photons im Anfangs- oder Endzustand des streuenden Strahlelektrons zustande kommen (s. Abschnitt 3.5).

3.1 DIFFVM

DIFFVM [101, 102] ist ein Monte Carlo Generator für diffraktive Vektormesonerzeugung in ep-Wechselwirkungen. Er basiert auf auf der Regge Theorie und dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell (VDM) mit Erhaltung der Helizität im s-Kanal (s. auch Abschnitt 1.4.2). Die Diffraktion untergliedert sich in die elastische Erzeugung eines Vektormesons $e + p \rightarrow e + V + p$ und die Produktion mit Protondissoziation $e + p \rightarrow e + V + X$; für beide Prozesse können mit DIFFVM Ereignisse generiert werden. Die Ereignisgeneration kann durch sehr viele frei wählbare Parameter beeinflußt werden, um die Daten möglichst gut zu beschreiben.

Dieses ist durch das VDM und im Rahmen der Regge-Theorie nicht ohne weiteres möglich, so daß weitere phänomenologische Parameter zugelassen werden. Wegen der freien Wahl einer Vielzahl von Parametern kann DIFFVM als im weiteren Sinne modellunabhängiger Generator für diffraktive Vektormesonerzeugung betrachtet werden, der den Grundideen der Regge Theorie folgt. Die wichtigsten Parameter der in der Analyse zur tief inelastischen J/ψ-Produktion verwendeten Datensätze werden in Tabelle 3.1 angegeben.
Die Abstrahlung des ausgetauschten Photons vom einlaufenden Elektron wird über die Weizäcker-Williams Approximation (auch *Equivalent Photon Approximation*, EPA) beschrieben [3–5]. Weitere Abstrahlungen von Photonen im Anfangs- oder Endzustand des streuenden Elektrons sind in der verwendeten Version von DIFFVM (Version 10704) nicht implementiert, wurden aber für spätere Versionen von DIFFVM hinzugefügt.
Der Übergang des Photons in ein virtuelles Vektormeson ist in Analogie zum VDM implementiert. Für das Verhalten des Wirkungquerschnitts in Q^2 wird in DIFFVM für transversal polarisierte Photonen folgende Abhängigkeit verwendet:

$$\sigma^T_{\gamma^* p} = \sigma_{\gamma p} \left(\frac{1}{1 + \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \right)^n . \tag{3.1}$$

Dabei sind n und Λ frei wählbar, $\sigma_{\gamma p}$ bezeichnet den Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion vom betrachteten Vektormeson mit der Masse M_V. Im VDM werden $n = 2$ und $\Lambda = M_V$ gesetzten (vgl. Gleichung 1.44 Seite 18). Für die longitudinal polarisierten Photonen beinhaltet DIFFVM den folgenden Zusammenhang:

$$R(Q^2) = \frac{\sigma^L_{\gamma^* p}}{\sigma^T_{\gamma^* p}} = \frac{\xi \frac{Q^2}{\Lambda^2}}{1 + \xi \chi \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \xrightarrow[Q^2 \gg \Lambda^2]{} \frac{1}{\chi} . \tag{3.2}$$

Dabei ist $\xi = \mathcal{O}(1)$ eine Konstante, χ ein phänomenologischer Parameter, der durch $1/\chi$ für $Q^2 \gg \Lambda^2$ das asymptotische Limit von R wiedergibt. Für $\Lambda = M_V$ und mit $\chi = 0$ erhält man wieder das VDM (vgl. Gleichung 1.45 Seite 18).
Die Abhängigkeiten von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und von t ist durch die Regge Theorie gegeben (Gleichungen 1.46 und 1.47 Seite 19). Eine bedeutende Rolle spielen darin der Steigungsparameter b für die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in t, die Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$, die durch ϵ charakterisiert wird und die Steigung der Pomerontrajektorie α'. All diese Parameter sind in DIFFVM frei wählbar. Im Modell von Donnachie-Landhoff werden ϵ und α' aus Ergebnissen der Hadron-Hadron-Streuung zu $\epsilon \approx 0.08$ und $\alpha' \approx 0.25\,\mathrm{GeV}^2$ bestimmt.
Für die Produktion mit Protondissoziation wird der Wirkungsquerschnitt invers proportional zur Masse des dissoziierten Protons angenommen:

$$\sigma \sim \frac{1}{M_X^{2(1+\delta)}} \approx \frac{1}{M_X^2} . \tag{3.3}$$

Für Massen kleiner als 1.9 GeV wird das dissoziierte Proton als eine der Nukleonresonanzen N(1440), N(1520), N(1680) oder N(1710) betrachtet, die weiter zerfällt. Für größere Massen werden ein Quark und ein Quarkpaar über das Lund-String-Modell mit JETSET [60] fragmentiert.

Produktionsart	ϵ	n	Λ	ξ	χ	$\|b\|$ $[\mathrm{GeV}^{-2}]$	α'
tief inelastische Streuung							
elast. J/ψ	0.24	2.1	M_ψ	1.0	0.0	4.8	0.0
p-diss. J/ψ	0.24	2.1	M_ψ	1.0	0.0	1.6	0.0
Photoproduktion							
elast. J/ψ	0.225	2.5	M_ψ	1.0	0.0	4.0	0.0
p-diss. J/ψ	0.225	2.5	M_ψ	1.0	0.0	1.6	0.0

Tabelle 3.1: *Parameter für J/ψ-Produktion in tief inelastischer Streuung und Photoproduktion. Die Datensätze der Photoproduktion werden für die Bestimmung einiger Effizienzen (Leptonidentifikation) verwendet.*

3.2 EPJPSI

EPJPSI [103] generiert Ereignisse mit J/ψ-Mesonen in verschiedenen Wechselwirkungen, wie z.B. ep, γp, μp, pp und $p\bar{p}$. Für die Erzeugung in ep-Wechselwirkungen stehen viele verschiedene Produktionmechanismen zur Auswahl. Besonders erwähnt werden sollen hier die inelastische Erzeugung von J/ψ-Mesonen über direkte Photon-Gluon-Fusion und die Produktion über aufgelöste Photonen (s. Abschnitt 1.4.3).

Wie schon in DIFFVM wird für die Aussendung des reagierenden Photons vom einlaufenden Elektron die *Equivalent Photon Approximation* (EPA) verwendet:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(x,Q^2)}{dydQ^2} = \Gamma \cdot \sigma_{\gamma p} \,, \tag{3.4}$$

mit dem transversalen Photonfluß

$$\Gamma = \frac{dN}{dydQ^2} = \frac{\alpha}{\pi}\left((1-y+\frac{y^2}{2})\frac{1}{yQ^2} - \frac{m_e^2 y}{Q^4}\right) \,. \tag{3.5}$$

Für inelastische Prozesse ist das Matrixelement der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen [63] implementiert:

$$\frac{d\sigma_{\gamma g}}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}\frac{128}{3}\pi^2\frac{\alpha_s^2}{\alpha}M_\psi^3\Gamma_{ee}\frac{s^2(s-M_\psi^2)^2 + t^2(t-M_\psi^2)^2 + u^2(u-M_\psi^2)^2}{(s-M_\psi^2)^2(t-M_\psi^2)^2(u-M_\psi^2)^2} \,. \tag{3.6}$$

Dabei ist Γ_{ee} die elektronische Zerfallsbreite des J/ψ-Mesons und s, t sowie u die Mandelstamvariablen. Das Matrixelement entspricht dem *color singlet* Modell (vgl. Abschnitt 1.4.3.3). Zusätzlich werden relativistische Korrekturen [104,105] im Matrixelement zur Verfügung gestellt, die die Relativbewegung der Quarks im J/ψ-Meson berücksichtigen.
Über Teilchenschauer im Anfangs- oder Endzustand (*initial and final parton showers* (IPS, FPS)), die zusammen oder einzeln zugeschaltet werden können, werden QCD Effekte höherer Ordnungen simuliert.

Für die Skala μ^2 in den Strukturfunktionen kann unter drei Möglichkeiten gewählt werden:

$$\mu^2 = M_\psi^2 \quad \text{oder} \tag{3.7}$$

$$\mu^2 = \hat{s} \quad \text{oder} \tag{3.8}$$

$$\mu^2 = M_\psi^2 + P_{t,\psi}^2 \,. \tag{3.9}$$

$\sqrt{\hat{s}}$ ist die Schwerpunktsenergie im γg-System. Die Strukturfunktionen für das Proton oder das aufgelöste Photon werden der PDFLIB [106, 107] entnommen. Die Kopplungskonstante der α_s QCD kann entweder fixiert ($\alpha_s = 0.3$) oder abhängig von der verwendeten Skala berechnet werden. Die Hadronisation im generierten Ereignis wird über das Lund-String-Modell mit JETSET vorgenommen. Die in dieser Arbeit verwendeten Einstellungen werden in Tabelle 3.3 angegeben.

Bei der Standardversion des Generators EPJPSI sind für die Untersuchung inelastisch produzierter J/ψ-Mesonen in tief inelastischer ep-Streuung zwei Punkte besonders zu bemerken:

- Es liegt im Matrixelement **keine** Q^2-Abhängigkeit vor.
- Für die Skala kann nicht die häufig in der Theorie gewählte Skala $\mu^2 = M_\psi^2 + Q^2$ verwendet werden.

Auf diese Punkte und die zur Verbesserung vorgenommenen Veränderungen an EPJPSI wird im Folgenden eingegangen (s. auch [108]).
In EPJPSI werden auch die Beiträge zur J/ψ-Produktion über *color octet* $c\bar{c}$-Zustände nicht berücksichtigt. Rechnungen hierzu stehen sowohl in Photoproduktion [52] als auch in tief inelastischer Streuung [54] zur Verfügung. Erste Schritte zur Implementierung dieser Beiträge wurde für die Photoproduktion unternommen und sind in [108] dargestellt.

3.2.1 EPJPSI in tief inelastischer Streuung

Für die Q^2-Abhängigkeit des Matrixelements der inelastischen direkten J/ψ-Erzeugung stehen mehrere Quellen zur Verfügung [54, 68, 109]. Die beiden im nachfolgenden betrachteten Rechnungen [54, 109] geben beide an, mit den Resultaten in [68] übereinzustimmen.
Für die Implementierung des Q^2-abhängigen Matrixelements wurden die Rechnungen aus [109] verwendet, da diese am besten mit der Struktur, dem Aufbau und den verwendeten Variablen des Generatorprogramms EPJPSI übereinstimmen. Der Wirkungsquerschnitt ist als Summe eines longitudinalen Wirkungsquerschnitts σ_L und eines transversalen Anteils σ_T gegeben:

$$\frac{d\sigma_{\gamma g}}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}\frac{128}{3}\pi^2\frac{\alpha_s^2}{\alpha}M_\psi^3\Gamma_{ee}\Big(\sigma_T + \boldsymbol{\epsilon\sigma_L}\Big) \tag{3.10}$$

mit

$$\begin{aligned}
\epsilon &= \frac{\mathbf{1-y}}{\mathbf{1-y+\frac{y^2}{2}}}\,, &(3.11)\\
\sigma_T &= \frac{1}{(s-M_\psi^2)^2(M_\psi^2-t+\mathbf{Q^2})^2(s+t+\mathbf{Q^2})^2}\\
&\quad \Bigg((s+\mathbf{Q^2})^2(s-M_\psi^2)^2+t^2(M_\psi^2-t+\mathbf{Q^2})^2+(u+\mathbf{Q^2})^2(M_\psi^2-u)^2-\\
&\quad \mathbf{2Q^2t\Big(3Q^2(s-M_\psi^2)-3s(u+Q^2)-Q^4-su\frac{Q^2}{M_\psi^2}+2t^2\frac{s-M_\psi^2}{s+Q^2}+}\\
&\quad \mathbf{2\frac{st^3}{(s+Q^2)^2}\Big)}\Bigg)\,, &(3.12)\\
\boldsymbol{\sigma_L} &= \mathbf{\frac{1}{(s-M_\psi^2)^2(M_\psi^2-t+Q^2)^2(s+t+Q^2)^2}}\\
&\quad \mathbf{\frac{Q^2}{M_\psi^2}\bigg(\Big((s+Q^2)(s-M_\psi^2)+st\Big)^2+t^2M_\psi^4-}\\
&\quad \mathbf{4M_\psi^2\frac{t^3}{(s+Q^2)^2}\Big((s+Q^2)(s-M_\psi^2)+st\Big)\bigg)}\,. &(3.13)
\end{aligned}$$

Über den Ausdruck 3.11 wird in Formel 3.10 der longitudinale Anteil am Photonfluß berücksichtigt. Die zum Matrixelement der Photoproduktion hinzukommenden Terme sind **fett** hervorgehoben worden. Wie für das Matrixelement der Photoproduktion werden auch relativistische Korrekturen zur Verfügung gestellt, die nach [104] berechnet worden sind [109]. Allerdings ist es nicht klar, ob dieses Vorgehen für die tief inelastische Streuung sinnvoll ist [110]. Daher wird beim Generieren von J/ψ-Mesonen auf die Terme der relativistischen Korrekturen verzichtet. Für den unten vorgestellten Vergleich mit theoretischen Rechnungen wurde als weitere mögliche Skala in der Gluondichte $\mu^2 = Q^2 + M_\psi^2$ implementiert.

Es wurde nachgeprüft, daß für das Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0\,\mathrm{GeV}^2$ die Resultate mit denen des „Standard“-EPJPSI übereinstimmen. Das trifft sowohl für das oben dargestellte Matrixelement rein rechnerisch wie auch für mit EPJPSI generierte Ereignisse zu.

Abbildung 3.1 zeigt einen Vergleich für $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$ des „Standard“-EPJPSI Generators mit dem „neuen“ veränderten EPJPSI, das das verbesserte Q^2-abhängige Matrixelement beinhaltet. Die Verteilungen sind jeweils auf eins normiert worden, um die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von den einzelnen Variablen besser erkennen zu können. In den Teilabbildungen (c+d) ist zu sehen, daß das neue EPJPSI steiler in Q^2 und $p_{t,\psi}^2$ abfällt; dies führt zu einer Erniedrigung des generierten totalen Wirkungsquerschnitts ($\sigma_{standard} = 716 \pm 19$ pb, $\sigma_{neu} = 589 \pm 17$ pb für $Q^2 > 1$ GeV^2).

Als weitere Verbesserungen sind in den Generator EPJPSI eine Abhängigkeit der Skala der IPS und FPS von der Inelastizität z in der Weise implementiert worden, daß die Schauer mit zunehmenden z abnehmen (Abhängigkeit $\sim (1-z)$). Diese Skalierung wurde vorgenommen, um ein „Abknicken“ der z-Verteilung bei hohen z für angeschaltete Schauer zu verhindern.

Abbildung 3.2 zeigt einen Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte aus dem neuen EPJPSI Generator (durchgezogene Linie) mit Ergebnissen von H1 zur inelastischen J/ψ-

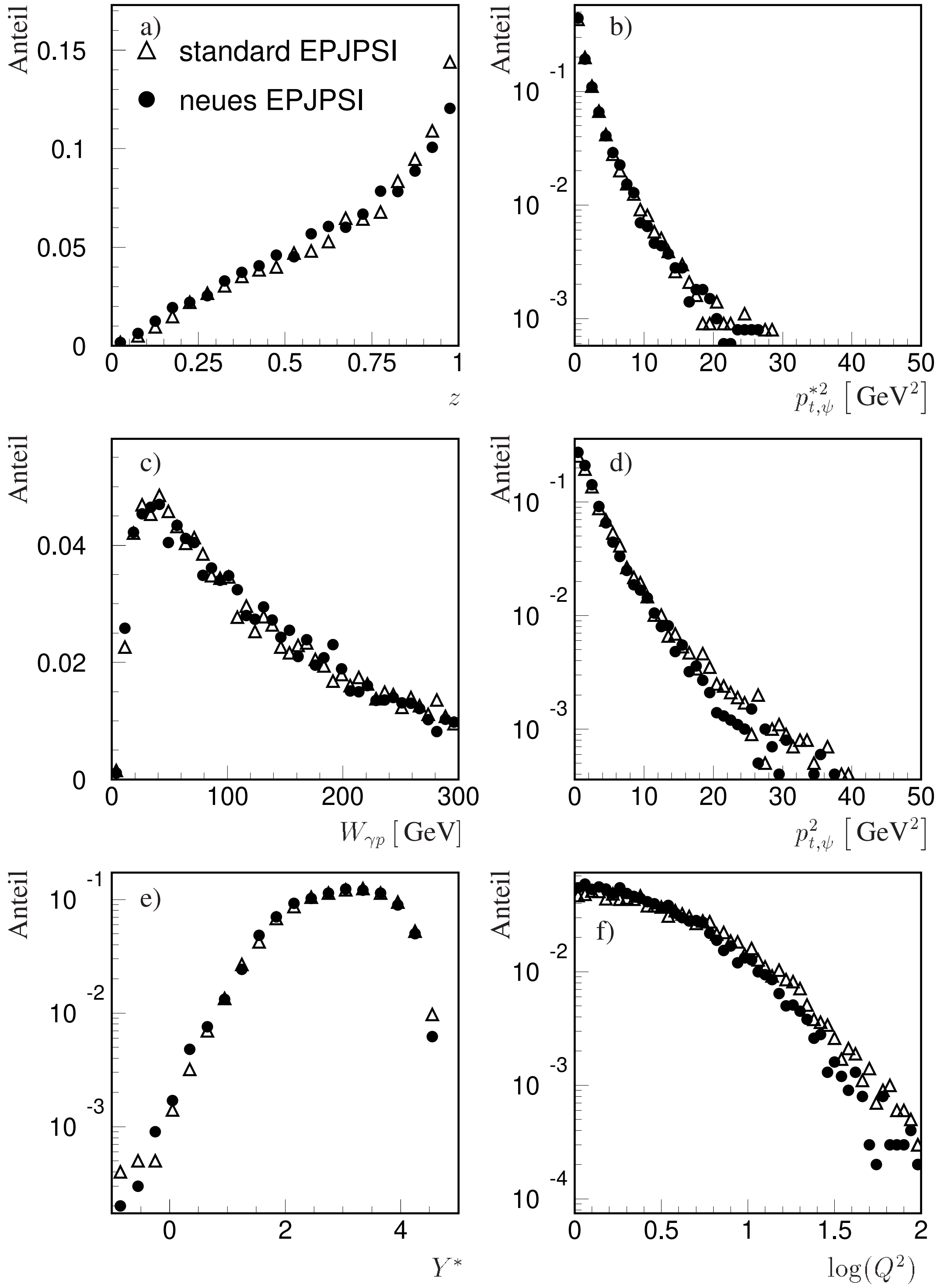


Abbildung 3.1: *Vergleich vom „ standard“ EPJPSI Generator (offene Dreiecke) mit dem „neuen“ EPJPSI (Punkte). Verglichen werden die Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts von der Inelastizität z (a), dem Transversalimpulsquadrat des J/ψ-Mesons im $\gamma^* p$-System $p^{*2}_{t,\psi}$ (b) und im Laborsystem $p^{2}_{t,\psi}$ (d), der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (c), der Rapidität im $\gamma^* p$-System Y^* (e) und vom Viererimpulsübertrag Q^2 (f). Die Verteilungen sind auf Eins normiert.*

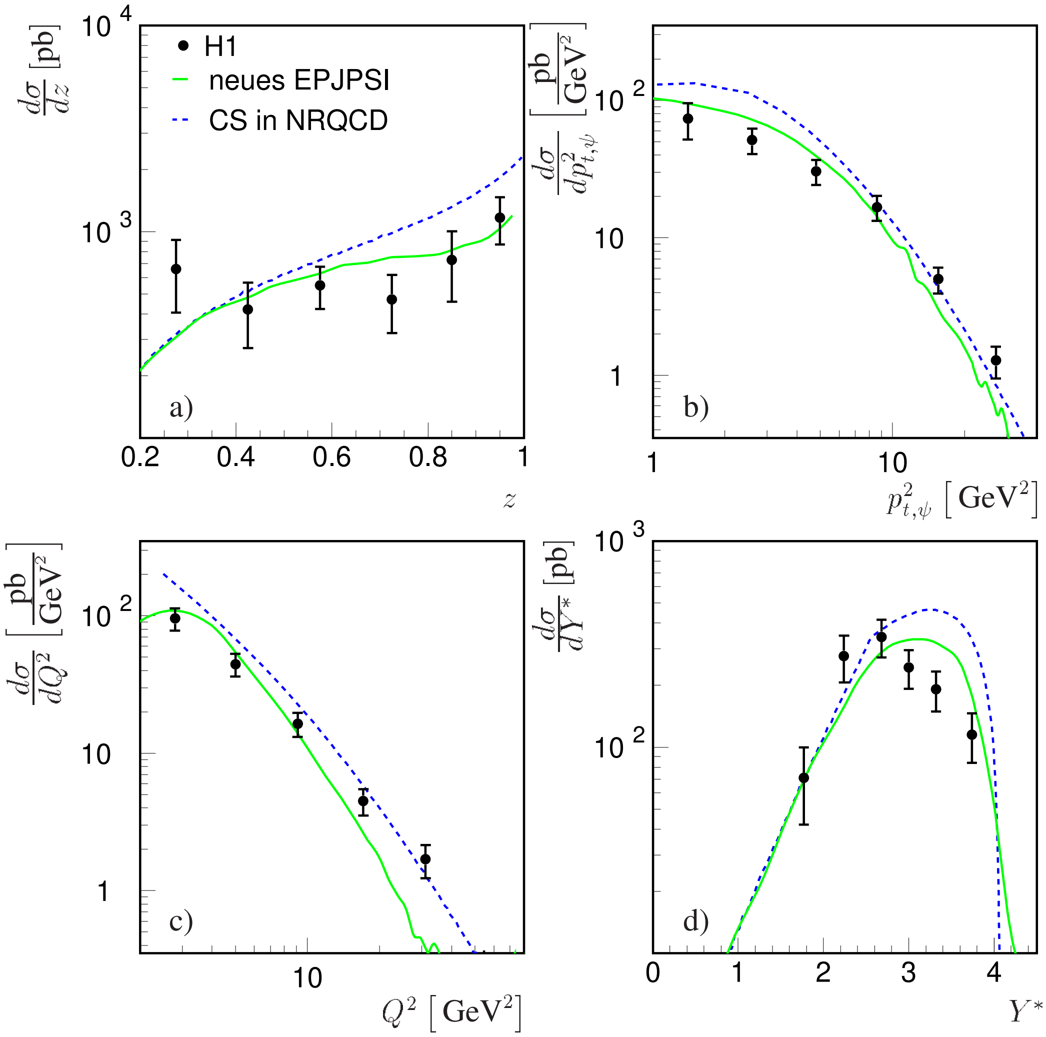


Abbildung 3.2: *Vergleich vom „neuen“ EPJPSI mit theoretischen Rechnungen der NRQCD [54] zum* color singlet *Modell (CS) und Resultaten von H1 [26]. Dargestellt sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte in z, $p^2_{t,\psi}$ Q^2 und Y^*. Die Vorhersagen von EPJPSI und [54] wurden mit einem Skalierungsfaktor $f = 2$ an die Ergebnisse in den Daten angepaßt. Der kinematische Bereich liegt in $W_{\gamma p}$ zwischen 40 GeV und 180 GeV, in Q^2 zwischen 2 GeV^2 und 80 GeV^2*

Produktion [26] (Punkte) in Q^2, $p_{t,\psi}^2$ $W_{\gamma p}$ und Y^* für den kinematischen Bereich $2 < Q^2 < 80\,\mathrm{GeV}^2$ und $40 < W_{\gamma p} < 180\,\mathrm{GeV}$. Ebenfalls dargestellt ist die Vorhersage aus den theoretischen Rechnungen der NRQCD im *color singlet* Modell [54]. Für diese Rechnungen ist wiederum das von den Autoren zur Verfügung gestellte Programm verwendet worden (vgl. Abschnitt 1.4.3.3). Beide Vorhersagen sind mit einem Faktor $f = 2$ an die Normierung in den Daten angepaßt worden. Dennoch kann die Abhängigkeit der experimentellen Wirkungsquerschnitte von den Variablen durch beide Rechnungen nicht gut wiedergegeben werden.
In dem Vergleich der beiden theoretischen Vorhersagen wurde darauf geachtet, daß in beiden Rechnungen (EPJPSI und [54]) die gleichen Skalen und Parameter verwendet wurden (vgl. Tabelle 3.2). So sind auch relativistische Korrekturen und *initial and final parton showers* in EPJPSI ausgeschaltet worden. Dennoch treten zwischen den beiden Ergebnissen größere Diskrepanzen auf, die auch im Gespräch mit den Autoren nicht geklärt werden konnten.

	für den Vergleich mit [54]
Gluondichte:	GRV-LO
α_s:	von der Skala abhängig mit $\Lambda_{QCD} = 200$ MeV $n_f = 4$
Skala:	$Q^2 + M_\psi^2$
Γ_{ee}^0:	$10.92 \cdot 10^{-6}$ $\rightarrow (1,^3 S_1) \approx 1.58$

Tabelle 3.2: *Parameter im Vergleich zwischen EPJPSI und [54].*

In der weiteren Arbeit wird mit EPJPSI der verbesserte Generator bezeichnet. Dabei wurden Monte Carlo Datensätze generiert, die die in Tabelle 3.3 aufgezählten Parameter und Einstellungen verwenden.

	Einstellung/Wert
Gluondichte	MRSA$'$
α_s	0.3
Skala	M_ψ^2
initial parton showers	skaliert mit $(1 - z)$
relativistische Korrekturen	ausgeschaltet

Tabelle 3.3: *Einstellungen in EPJPSI für die Analyse.*

Die in den Analysen verwendeten Datensätze werden in Tabelle 3.4 zusammengestellt. Für das Jahr 1997 sind die Ereignisse mit $E_p = 820\,\mathrm{GeV}$ generiert worden und haben im Anschluß eine auf die Detektorkonfiguration im Jahre 1997 abgestimmte Simulation und Rekonstruktion durchlaufen. Für das Jahr 1999 stand eine endgültige Simulation des Detektors zum Zeitpunkt der Analyse noch nicht zur Verfügung. Es wurden nur Datensätze mit der höheren Strahlenergie von $Ep = 920\,\mathrm{GeV}$ generiert, aber nicht simuliert und rekonstruiert.

DIFFVM		
Prozeß	Ereignisse	Simulation
tief inelastische Streuung		
elastische $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	10000	$E_p = 820$ GeV, 1997
elastische $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	10000	$E_p = 820$ GeV, 1997
prot.diss. $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	10000	$E_p = 820$ GeV, 1997
prot.diss. $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	10000	$E_p = 820$ GeV, 1997
elastische $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	20000	$E_p = 920$ GeV, nur gener., 1999
elastische $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	20000	$E_p = 920$ GeV, nur gener., 1999
prot.diss. $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	20000	$E_p = 920$ GeV, nur gener., 1999
prot.diss. $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	20000	$E_p = 920$ GeV, nur gener., 1999
J/ψ in Photoproduktion für die Leptonidentifikation		
elastische $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ $Q^2 > 0.0\,\mathrm{GeV}^2$	20000	$E_p = 820$ GeV, 1997
elastische $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ $Q^2 > 0.0\,\mathrm{GeV}^2$	20000	$E_p = 820$ GeV, 1997
prot.diss. $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ $Q^2 > 0.0\,\mathrm{GeV}^2$	20000	$E_p = 820$ GeV, 1997
prot.diss. $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ $Q^2 > 0.0\,\mathrm{GeV}^2$	20000	$E_p = 820$ GeV, 1997

EPJPSI		
Prozeß	Ereignisse	Simulation
tief inelastische Streuung		
$J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	50000	$E_p = 820$ GeV, 1997
$J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	50000	$E_p = 820$ GeV, 1997
$J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	50000	$E_p = 920$ GeV, nur gener., 1999
$J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ $Q^2 > 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	50000	$E_p = 920$ GeV, nur gener., 1999

Tabelle 3.4: *Verwendete Monte Carlo Datensätze. Die mit Protonenergie $E_p = 820\,$GeV generierten Datensätze wurden mit einer auf die Detektorkonfiguration im Jahre 1997 abgestimmten Simulation simuliert und rekonstruiert. Für das Jahr 1999 stand zum Zeitpunkt der Analyse keine Simulation zur Verfügung. Deshalb wurden lediglich Ereignisse mit $E_p = 920\,$GeV generiert und für eine Korrektur der Akzeptanz verwendet.*

Die Generatordatensätze werden zur Bestimmung eines Korrekturfaktors für die Akzeptanz aufgrund der in einem Teil der untersuchten Daten verwendeten höheren Strahlenergie verwendet.

3.3 Zusammenhänge kinematischer Größen

In diesem Abschnitts sollen kurz die Zusammenhänge zwischen einigen kinematischen Variablen und den Größen der Zerfallsleptonen und des J/ψ-Mesons verdeutlicht werden. Dazu ist in Abbildung 3.3 die Photon-Protonschwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gegen die Polarwinkel θ_l der Zerfallsleptonen aufgetragen. Mit den Kästchen ist dabei die relative Verteilung gezeigt, große Kästen bedeuten also eine Häufung der Einträge. Die Punkten stellen die Mittelwerte von θ_l in einem $W_{\gamma p}$-Intervall dar. Der gezeigte Fehlerbalken gibt die Streuung der Einträge entlang θ_l für den $W_{\gamma p}$-Bereich an.

Der Zusammenhang zwischen $W_{\gamma p}$ und θ_l wird aus der Monte Carlo Simulation auf Generatorniveau gezeigt. Er ist getrennt für diffraktive J/ψ-Erzeugung mit $z \approx 1$ (DIFFVM, s. Abschnitt 3.1) in Abbildung 3.3a) und für inelastische J/ψ-Produktion (alle z mit EPJPSI, s. Abschnitt 3.2) in Abbildung 3.3b) dargestellt. In beiden Fällen ist ein Anstieg des mittleren Polarwinkels mit zunehmender $\gamma^* p$-Schwerpunktsenergie zu erkennen. Dieser ist für die diffraktive J/ψ-Produktion steiler als in der inelastischen Erzeugung. Das führt dazu, daß in dem Akzeptanzbereich der Zerfallsleptonen in der Analyse für die inelastische Produktion höhere $W_{\gamma p}$-Werte erreicht werden können. Dieser Akzeptanzbereich ist in der Abbildung mit den waagerechten Linien eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien zeigen die θ_l-Schnitte für den Zerfall in zwei Myonen, die gestrichelten die für den Zerfall in zwei Elektronen (vgl. dazu auch Abschnitte 4.6 und 5.3).

Als zweites soll der Zusammenhang zwischen dem Quadrat des Transversalimpulses des J/ψ-Mesons $p_{t,\psi}^2$ und dem Viererimpulsübertrag Q^2 betrachtet werden. Die Abhängigkeiten sind wieder auf Generatorebene der Monte Carlo Simulation in Abbildung 3.4 gezeigt. Wiederum werden DIFFVM (a) und EPJPSI (b) getrennt betrachtet. In dieser Abbildung geben die Punkte den mittleren Wert von $p_{t,\psi}^2$ in einem Q^2-Bereich an, mit dem Fehlerbalken ist wiederum die Streuung der $p_{t,\psi}^2$-Verteilung in dem Q^2-Intervall dargestellt. Man erkennt sowohl für die inelastische als auch für die diffraktive Produktion ein Ansteigen des Transversalimpulses der J/ψ-Mesons mit Q^2. Die Korrelation ist für die Diffraktion sehr viel stärker ausgeprägt.

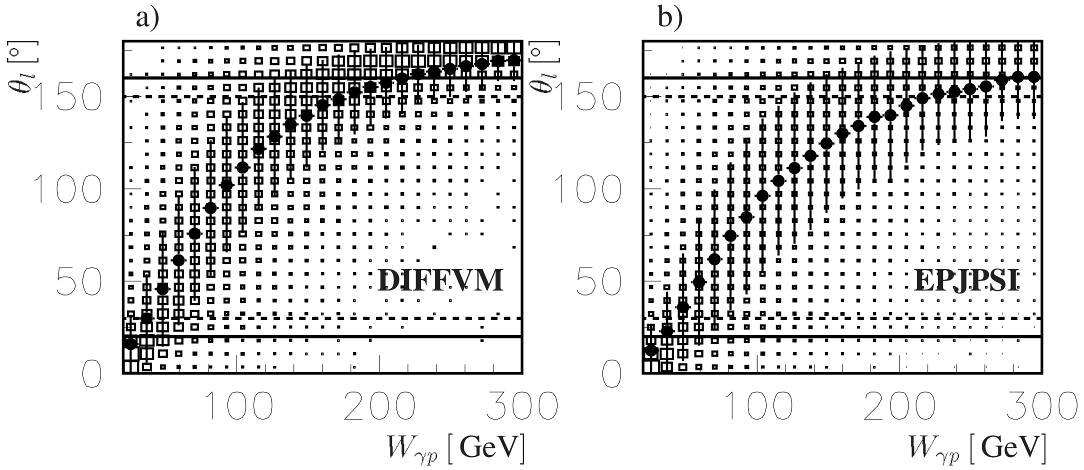


Abbildung 3.3: *Zusammenhang zwischen dem Polarwinkel der Zerfallsleptonen θ_l und $W_{\gamma p}$.*

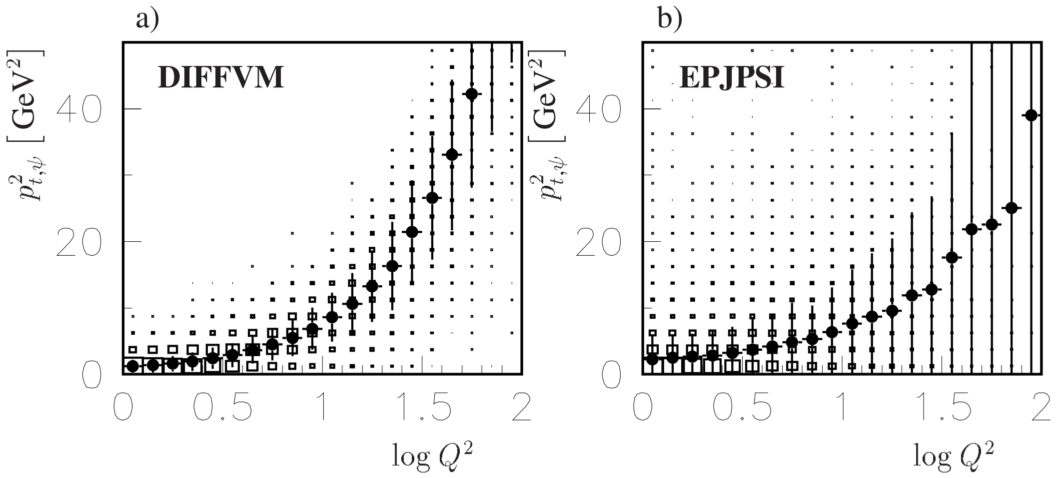


Abbildung 3.4: *Zusammenhang zwischen dem Transversalimpulsquadrat des J/ψ-Mesons $p^2_{t,\psi}$ und dem Viererimpulsübertrag Q^2.*

3.4 Rekonstruktion der Kinematik

Für die Rekonstruktion der kinematischen Variablen stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Die in der Analyse verwendete Methode („$e\Sigma$“-Methode) sowie einige andere Methoden, die für systematische Untersuchungen benutzt wurden, werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

Elektronmethode und Methode nach Jacquet Blondel
In der Elektronmethode werden alle Variablen aus den gemessenen Größen des gestreuten Elektrons bestimmt:

$$Q^2_e = 4 \cdot E_{eBeam} \cdot E_e \cdot \cos^2 \frac{\theta_e}{2} , \quad (3.14)$$

$$y_e = 1 - \frac{E_e}{E_{eBeam}} \sin^2 \frac{\theta_e}{2} . \quad (3.15)$$

Dabei ist E_{eBeam} die Strahlenergie des Elektronstrahls, E_e die gemessene Energie des gestreuten Elektrons und θ_e sein Winkel.
Die kinematischen Variablen können aber auch vollständig aus dem hadronischen Endzustand berechnet werden. Dieses Vorgehen wird besonders dann angewendet, wenn das gestreute Elektron unbeobachtet bleibt (wie in der Photoproduktion $Q^2 \approx 0$ GeV^2). Die Größen lassen sich dann wie folgt näherungsweise über die Methode nach Jacquet Blondel [111] be-

rechnen:

$$y_{JB} = \frac{1}{2 \cdot E_{eBeam}} \sum_{had} (E - p_z) \ , \tag{3.16}$$

$$Q^2_{JB} = \frac{1}{1 - y_{JB}} \sum_{had} p_t^2 \ . \tag{3.17}$$

Die Summe erstreckt sich dabei über die nachgewiesenen Teilchen des hadronischen Endzustands.
Für Untersuchungen zur tief inelastischen Streuung kann eine Mischform der beiden Methoden verwendet werden, die „gemischte“ Methode. Bei dieser wird Q^2 über die Elektronmethode berechnet, und y mit der Jacquet Blondel Methode bestimmt. Diese Methode wird in den Studien zur Systematik der radiativen Korrekturen verwendet (s. Abschnitt 3.5).

Σ-Methode
Die Σ-Methode [112] ist eine Abwandlung der Methode nach Jacquet Blondel. In ihr werden die kinematischen Größen wieder mit Hilfe des hadronischen Endzustand berechnet. Im Gegensatz zur Jacquet Blondel Methode wird die bei der Wechselwirkung zur Verfügung stehende Strahlenergie des einlaufenden Elektrons über den gesamten Endzustand im Detektor „gemessen“. Dadurch werden Effekte vor der Wechselwirkung berücksichtigt, die die Strahlenergie herabsetzen können (z.B. Bremsstrahlung des streuenden Elektrons, ISR).

$$y_\Sigma = \frac{\sum_{had} (E - p_z)}{\sum (E - p_z)} \ , \tag{3.18}$$

$$Q^2_\Sigma = \frac{1}{1 - y_\Sigma} p^2_{t,e} \ . \tag{3.19}$$

Auch diese Methode wird in den Untersuchungen der radiativen Korrekturen verwendet.

„*e*Σ“-Methode
Die „$e\Sigma$“-Methode ist eine Mischung der Elektronmethode und der Σ-Methode. Diese Methode wird in der vorzustellenden Analyse der tief inelastischen J/ψ-Erzeugung benutzt.
Der Viererimpulsübertrag Q^2 wird in der „$e\Sigma$“-Methode aus dem gestreuten Elektron bestimmt:

$$Q^2_{e\Sigma} = 4 \cdot E_{eBeam} \cdot E_e \cdot \cos^2 \frac{\theta_e}{2} \ . \tag{3.20}$$

Die zweite grundlegende kinematische Größe der tief inelastischen J/ψ-Produktion y, die zur Berechnung der Inelastizität z und der Proton-Photon-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ verwendet wird, wird nach der Σ-Methode berechnet:

$$y_{e\Sigma} = \frac{\sum_{had} (E - p_z)}{\sum (E - p_z)} \ . \tag{3.21}$$

Im Vergleich zur Methode von Jacquet Blondel wird in Gleichung 3.21 die Strahlenergie durch eine „gemessene“ Strahlenergie $\sum (E - p_z)/2$ ersetzt, die sich aus dem rekonstruierten Endzustand (gestreutes Elektron und hadronischer Endzustand) berechnet. So werden in

der „gemessenen“ Strahlenergie Energieverluste z.B. durch Bremsstrahlung des streuenden Elektrons vor der Wechselwirkung berücksichtigt. Damit ist das über Gleichung 3.21 rekonstruierte y weniger sensitiv auf Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand des gestreuten Elektrons.
Für ideale Reaktionen ohne Bremsstrahlung im Anfangszustand gilt aufgrund von Energie- und Impulserhaltung $\sum(E - p_z) = 2 \cdot E_{eBeam} \approx 55$ GeV. Die Summe $\sum_{had}(E - p_z)$ über die Differenz zwischen Energie und Longitudinalimpuls im Zähler erstreckt sich nur über den hadronischen Endzustand, während im Ausdruck $\sum(E - p_z) = \sum_{had}(E - p_z) + (E - p_z)_e$ über alle Teilchen summiert wird.
In der Analyse wird die Summe $\sum_{had}(E - p_z)$ aus Kalorimeter- und Spurkammerinformationen berechnet. Es wird dabei über die rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem summiert, die vom primären Vertex kommen und einige Gütekriterien erfüllen. Zusätzlich werden die Zellen im LAr-Kalorimeter und im SpaCal in den Summen verwendet. Dabei werden die Zellen „hinter“ einer verwendeten Spurkammerspur ausgeschlossen, um eine doppelte Berücksichtigung des selben Teilchens auszuschließen.

Aus den oben beschriebenen Variablen $y_{e\Sigma}$ und $Q^2_{e\Sigma}$ lassen sich $W_{\gamma p}$ und z wie folgt berechnen:

$$W^2_{\gamma p} = -Q^2_{e\Sigma} + M^2_p + s_{ep}\, y_{e\Sigma} \quad , \tag{3.22}$$

$$z = \frac{y_\psi}{y_{e\Sigma}} \quad \text{mit} \tag{3.23}$$

$$y_\psi = \frac{(E - p_z)_\psi}{\sum(E - p_z)} \quad . \tag{3.24}$$

Die mit dieser Rekonstruktionsmethode erreichten Auflösungen für verschiedene kinematische Größen sind in den Abbildungen 3.5 bis 3.7 zu sehen. Dabei wird mit *gen* der wahre, auf Generatorniveau vorliegende Wert bezeichnet, während *rek* den rekonstruierten Wert auf Detektorniveau darstellt. Die Auflösungen werden mit Ereignissen aus den Monte Carlo Generatoren EPJPSI und DIFFVM untersucht.
Abbildung 3.5 zeigt die relative Auflösung von $W_{\gamma p}$ in verschiedenen $W_{\gamma p}$-Intervallen. Die Intervalle entsprechen den später in der Analyse untersuchten Bereichen. In allen Intervallen ist eine Auflösung besser als 5% zu sehen. Sie wird zu großen Schwerpunktsenergien hin etwas schlechter (vgl. Abbildung 3.5g)).
Die relativen Auflösungen vom Viererimpulsübertrag Q^2 und den Transversalimpulsquadraten des J/ψ-Mesons im Laborsystem $p^2_{t,\psi}$ und im $\gamma^* p$-System $p^{*2}_{t,\psi}$ sind in Abbildung 3.6 gezeigt. Die Auflösung liegt bei 4% für kleine Q^2 ($Q^2 < 12\,\mathrm{GeV}^2$) und 3% bei höheren Viererimpulsüberträgen ($Q^2 \geq 12\,\mathrm{GeV}^2$). In $p^2_{t,\psi}$ beträgt sie etwa 4.5%. Für $p^{*2}_{t,\psi}$ ist sie hingegen mit 30% sehr gering. Die absolute Auflösung wurde in den einzelnen analysierten $p^{*2}_{t,\psi}$-Intervallen untersucht und mit der Intervallbreite verglichen (vgl. Abbildung 3.6e)). Daraus ergibt sich eine besser werdende Auflösung zu größeren $p^{*2}_{t,\psi}$ hin. Im Vergleich mit der Intervallbreite zeigte sich eine ausreichende Auflösung kleiner als 30% der Breite in allen Intervallen. Abbildung 3.7 zeigt die Auflösungen von Y^* und z. Für Y^* beträgt die relative Auflösung etwa 2%. Die relative Auflösung der Inelastizität z ist für drei z-Bereiche gezeigt. Man erkennt, daß sie sich mit kleiner werdenden z-Werten verschlechtert (vgl. Abbildung

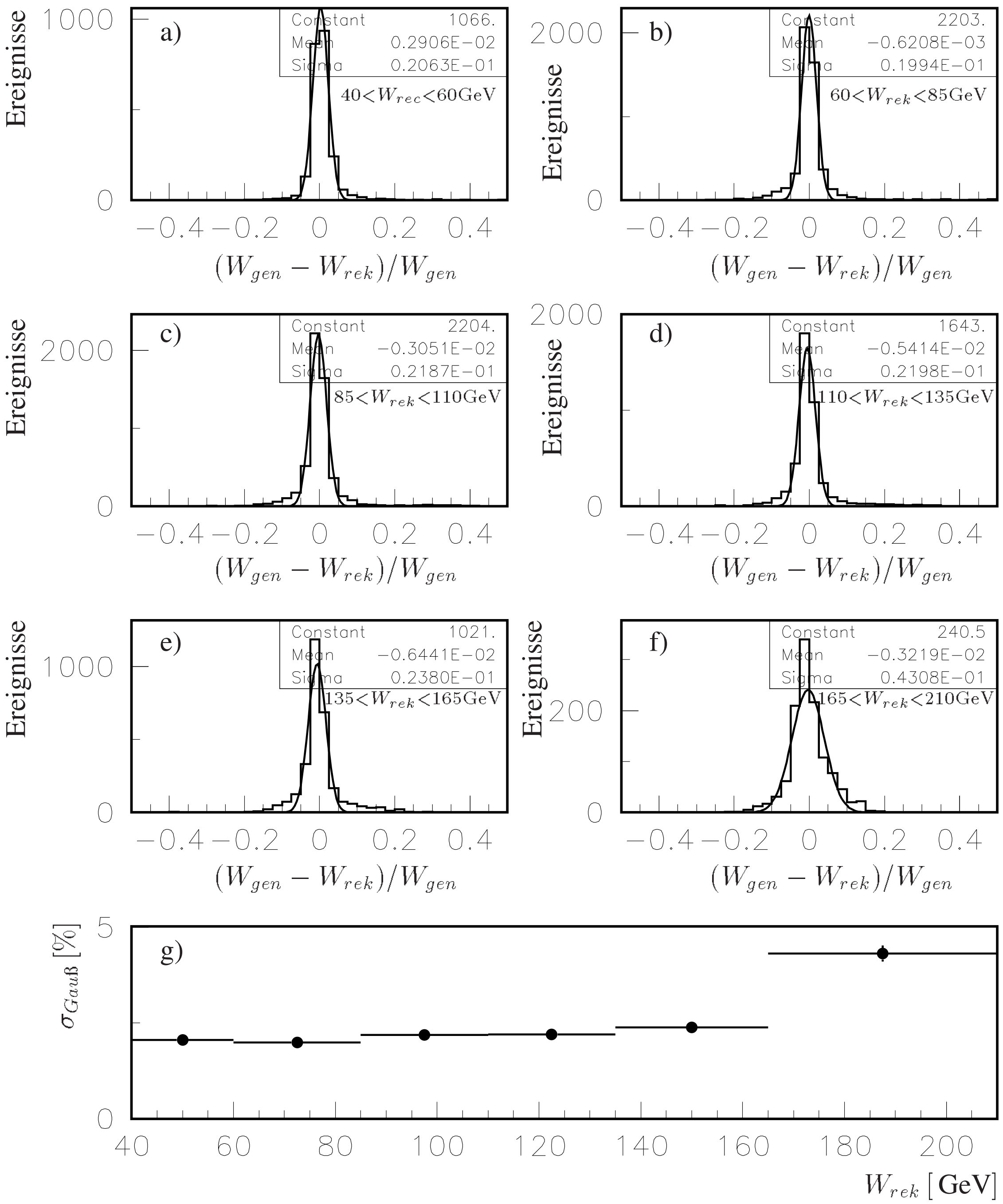


Abbildung 3.5: *Auflösungen von $W_{\gamma p}$ in $W_{\gamma p}$-Intervallen. Die relative Auflösung ist in Intervallen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gezeigt (a-f). Die Histogramme sind mit einer Gaußschen Glockenkurve angepaßt worden. In (g) ist die relative Auflösung als Funktion von $W_{\gamma p}$ dargestellt.*

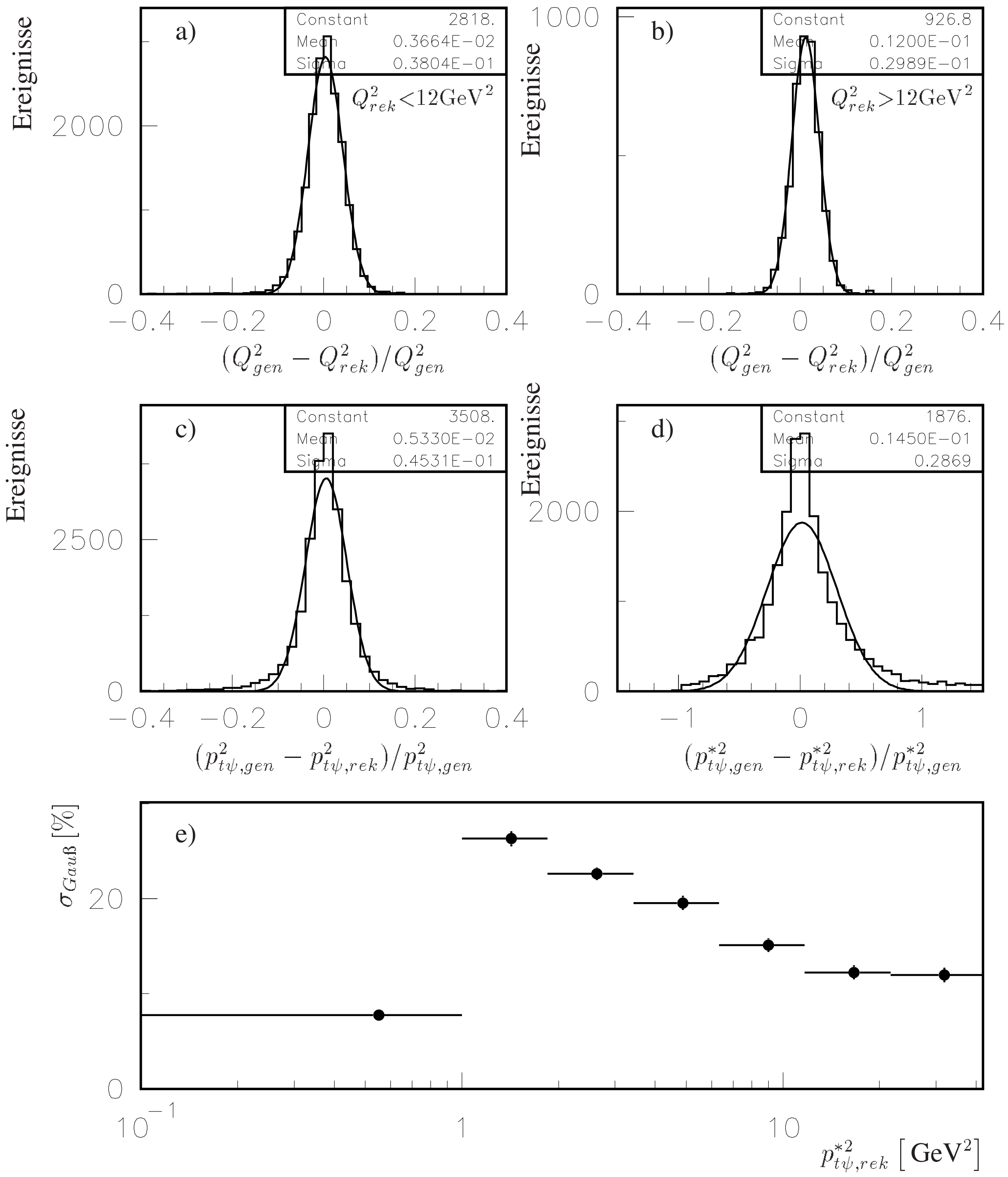


Abbildung 3.6: *Auflösung von Q^2, $p^2_{t,\psi}$ und $p^{*2}_{t,\psi}$. Die beiden oberen Histogramme zeigen die relative Auflösung von Q^2 im Bereich $Q^2 < 12$ GeV² (a) und $Q^2 > 12$ GeV² (b). Unten sind die Auflösungen der Transversalimpulsquadrate $p^2_{t,\psi}$ (c) und $p^{*2}_{t,\psi}$ (d) dargestellt. Die Histogramme sind mit einer Gaußschen Glockenkurve angepaßt worden. In (e) ist die absolute Auflösung geteilt durch die Intervallbreite als Funktion von $p^{*2}_{t,\psi}$ dargestellt.*

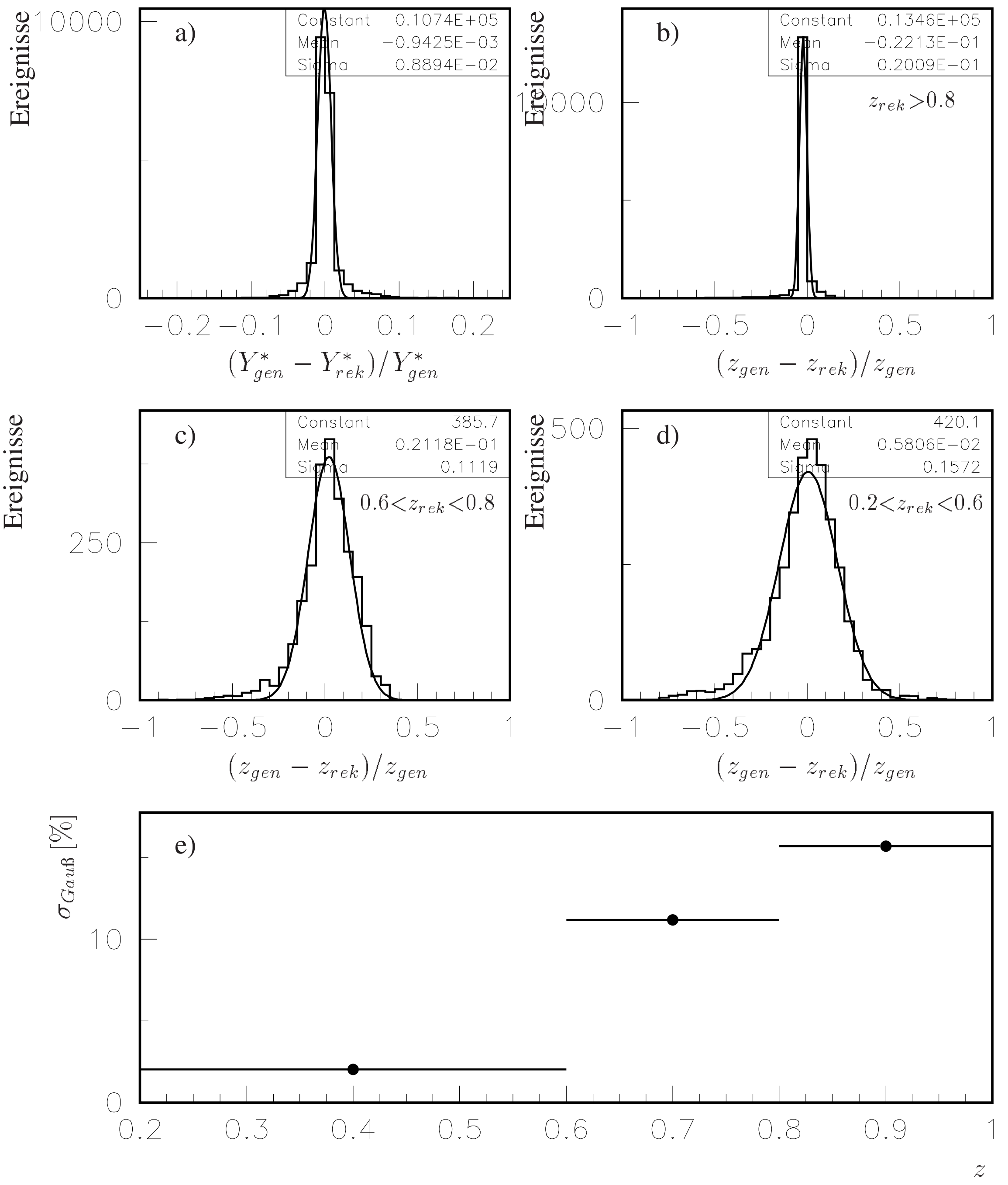


Abbildung 3.7: *Auflösungen von Y^* und z. (a) zeigt die relative Auflösung von Y^*, (b-d) die für die Inelastizität z. Diese ist in drei z-Intervallen gezeigt. Die Histogramme sind mit einer Gaußschen Glockenkurve angepaßt worden. In (e) ist die relative Auflösung als Funktion von z dargestellt.*

3.7e)). Für große Inelastizität ($z > 0.8$) liegt sie bei 2%, und der Mittelwert der Verteilung weist eine kleine Verschiebung von 2% auf. Für kleine z beträgt die Auflösung 15% $(0.2 < z < 0.6)$.

In Abbildung 3.8 ist die „Reinheit“ der Rekonstruktion für die Größen dargestellt, für die später Wirkungsquerschnitte extrahiert werden. Dabei ist die Reinheit P als Quotient der im gleichen Intervall sowohl rekonstruierten wie generierten Ereignisse $N_{gen+rek}$ zu der Zahl N_{rek} der in diesem Intervall rekonstruierten Ereignisse definiert :

$$P = \frac{N_{gen+rek}}{N_{rek}} \quad . \tag{3.25}$$

Die Reinheit der einzelnen Variablen liegt generell über 70%. Die einzige Ausnahme ist die Reinheit von z. Sie fällt für wachsende Inelastizitäten ab und hat im Intervall $0.8 < z < 0.9$ mit $P = 45\%$ ihr Minimum. Danach steigt sie wieder an und erreicht im höchsten Intervall einen Wert von etwa 95%. Diese hohe Reinheit im obersten z-Intervall steht im Zusammenhang mit der Behandlung der Ereignisse mit nur zwei Spuren im Detektor. Für diese wird die Summe $\sum_{had}(E - p_z)$ in $y_{e\Sigma}$ alleine aus den Zerfallsleptonen des J/ψ-Mesons berechnet; damit ergibt sich für z ein Wert von Eins.

Neben dem Verhalten der Reinheit von z fällt die hohe Reinheit im untersten $p_{t,\psi}^{*2}$-Intervall im Vergleich zu den restlichen $p_{t,\psi}^{*2}$-Bereichen auf. Diese kommt dadurch zustande, daß das Intervall im Vergleich mit den dort liegenden Werten sehr groß ist.

3.5 Radiative Korrekturen

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte in tief inelastischer ep-Wechselwirkung umfassen nicht nur die Feynman Graphen erster Ordnung (z.B. Abbildung 1.1), sondern sie enthalten auch die Prozesse aller höheren Ordnungen der elektroschwachen Wechselwirkung und der QCD. Es ist üblich, daß für die elektroschwachen Prozesse der höheren Ordnungen Korrekturen an das gemessene Resultat angebracht werden, um den Born-Wirkungsquerschnitt (s. Formel 1.11) zu erlangen. Die wichtigsten Korrekturen sind Prozesse der Ordnung α, bei denen im Anfangs- oder im Endzustand ein weiteres Photon vom Elektron abgestrahlt wird. Diese Bremsstrahlung vor oder nach der Wechselwirkung mit dem Proton wird mit *initial state radiation* (ISR) und *final state radiation* (FSR) bezeichnet. Die Photonen werden fast kollinear zum Elektron ausgesendet, so daß die Photonen der ISR meistens im Strahlrohr bleiben. Die Photonen der FSR hingegen werden zu 98% [113] mit dem Elektron zusammen in einem Cluster nachgewiesen.

Die Abstrahlung eines Bremsstrahlungsphotons führt zu einer Änderung der kinematischen Gegebenheiten bei der Wechselwirkung und verändert damit die Meßergebnisse. Wird als Beispiel ein Photon mit der Energie E_γ vor der ep-Streuung abgestrahlt, so erniedrigt sich die effektive Strahlenergie des streuenden Elektrons um den Faktor $z_1 := 1 - \frac{E_\gamma}{E}$ und damit die Schwerpunktsenergie in der Streuung um den Faktor $\sqrt{z_1}$.

Da keiner der verwendeten Monte Carlo Generatoren Korrekturen auf ISR und FSR beinhaltet, müssen die daraus resultierenden Effekte im nachhinein korrigiert werden. Um diese Korrektur zu bestimmen, wird das Programm HECTOR [114] im Modus HELIOS verwen-

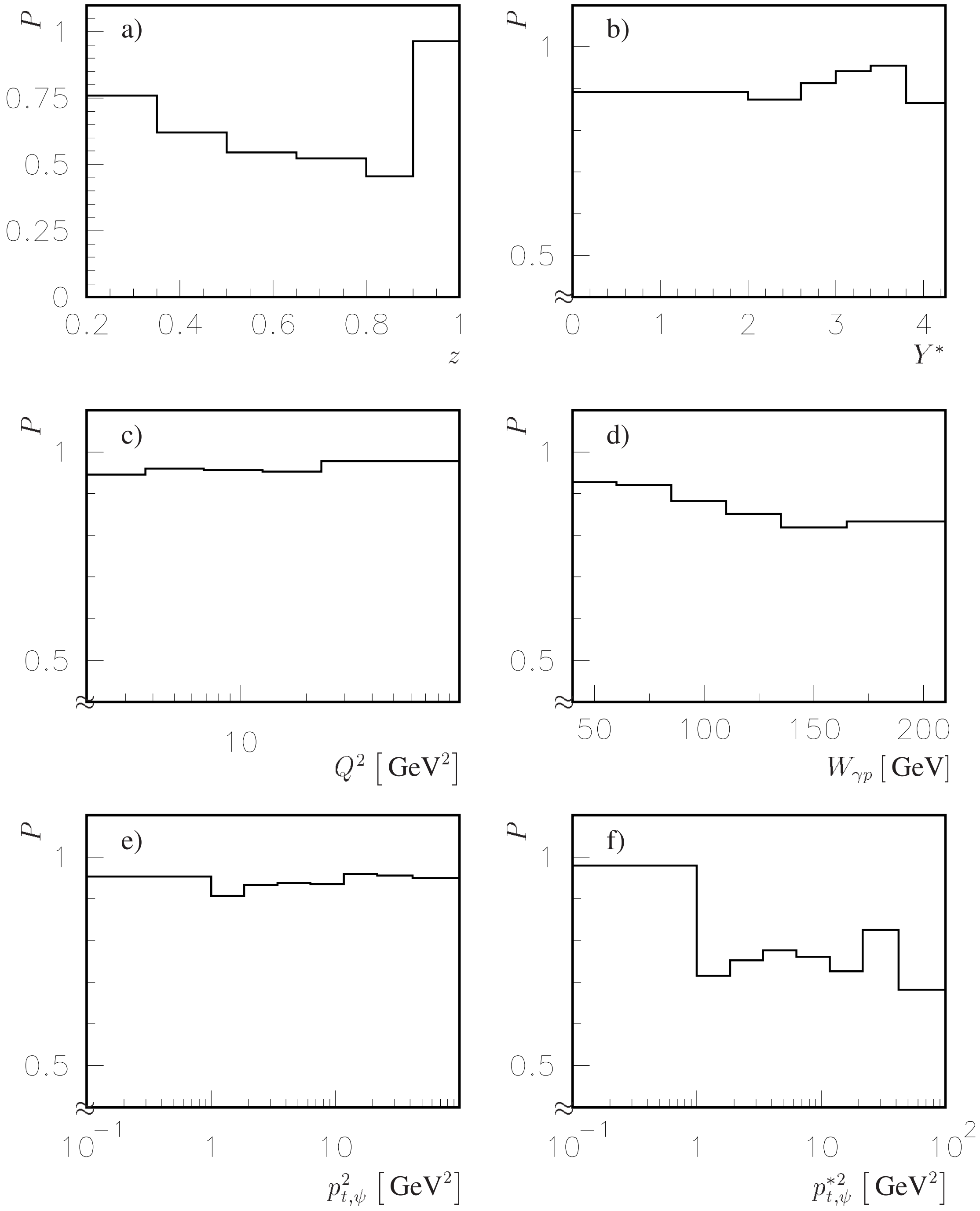


Abbildung 3.8: *Reinheit der Rekonstruktion für verschiedene Variablen. Gezeigt wird die Reinheit für die Inelastizität z (a), die Rapidität Y^* (b), den Viererimpulsübertrag Q^2 (c), die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (d), das Quadrat der Transversalimpulse des J/ψ-Mesons im Laborsystem $p_{t,\psi}^2$ (e) und im $\gamma^* p$-System $p_{t,\psi}^{*2}$ (f).*

det. Dieser Modus berechnet die radiativen Korrekturen in führender Ordnung der logarithmischen Näherung und berücksichtigt dabei nur die Terme proportional zu $\ln(Q^2/m_e^2)$. Das Ergebnis wird in Form eines Korrekturfaktors δ_{RC} angegeben, der sich aus dem folgenden Zusammenhang definiert:

$$\sigma_{ep} = \frac{\sigma_{gem}}{1 + \delta_{RC}} \quad . \tag{3.26}$$

In der Berechnung des Korrekturfaktors wird für den Born Wirkungsquerschnitt folgende Parametrisierung gewählt:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}}{dxdQ^2} \sim \Gamma_t \cdot \left(\frac{W_{\gamma p}}{W_0}\right)^{4\epsilon} \cdot \left(\frac{M_\psi^2}{Q^2 + M_\psi^2}\right)^n \quad . \tag{3.27}$$

Dabei wird $\epsilon = 0.25$ und $n = 2$ gesetzt, was grob dem Verhalten des Wirkungsquerschnitts der J/ψ-Produktion in den Daten entspricht. Eine weitere wichtige Größe in der Betrachtung der radiativen Korrekturen ist:

$$C := \sum_{Teilchen} E - p_z \quad . \tag{3.28}$$

C ist die longitudinale Energiebilanz eines Ereignisses und ergibt sich als Summe über die Differenz von Energie und Longitudinalimpuls p_z aller entstehenden Teilchen. Für die tief inelastische Streuung wird im Idealfall $C = 2 \cdot E_e \approx 55$ GeV erwartet, wenn das gesamte Ereignis im Detektor liegt. Durch Verluste von Teilchen entlang des Strahlrohres und durch ISR kann der gemessene Wert kleiner sein. In der Analyse wird $C > 40$ GeV gefordert. Dieser Schnitt beeinflußt die Größe der notwendigen Korrektur δ_{RC}.

In Tabelle 3.5 sind die Auswirkungen der ISR und FSR auf die kinematischen Variablen wiedergegeben. Die resultierenden Effekte wirken sich für verschiedene Rekonstruktionen der kinematischen Variablen unterschiedlich stark auf die Ergebnisse aus.

Im folgenden werden Untersuchungen zur Korrektur δ_{RC} am gemessenen Wirkungsquerschnitt für die in der Analyse benutzte „$e\Sigma$“-Methode zur Rekonstruktion der Ereigniskinematik vorgestellt (das bedeutet, daß Q^2 aus dem gestreuten Elektron und y über die Σ-Methode rekonstruiert wird, vgl. Abschnitt 3.4). Dabei ist zu bemerken, daß die hier verwendete „$e\Sigma$“-Methode nicht in allen Details der im allgemeinen in der tief inelastischen Streuung benutzten $e\Sigma$-Methode entspricht. In der „$e\Sigma$“-Methode in dieser Arbeit bezieht sich das Σ auf die Rekonstruktion der Variablen y, während allgemein üblich ist, damit die Rekonstruktionsmethode von x zu benennen. In dem verwendeten Programm zur Untersuchung der Effekte durch ISR und FSR ist nur die übliche $e\Sigma$-Methode implementiert und wird für die folgenden Untersuchungen verwendet.

Abbildung 3.9 zeigt die Abhängigkeit des Korrekturfaktors δ_{RC} von Q^2 und $W_{\gamma p}$. In Abbildung (a) ist für die $e\Sigma$-Methode die Abhängigkeit des Korrekturfaktors von Q^2 für verschiedenen Schnitte $C > 35,\ 40,\ 45$ GeV wiedergegeben. Man erkennt, daß sich mit einer Anhebung des Schnitts der Betrag der Korrektur erhöht.

Abbildung 3.9b) zeigt δ_{RC} als Funktion von $W_{\gamma p}$ für zwei verschiedene feste Q^2-Werte für $C > 40$ GeV. Daraus ist wie auch schon in (a) zu sehen, daß die Korrektur nur wenig von Q^2 abhängt. Auch die Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ ist gering. Die Form der Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$

Methode	ISR			FSR		
	s	Q^2	y	s	Q^2	y
gemischte Methode	sz_1	Q^2z_1	$\frac{y}{z_1}$	s	$\frac{Q^2}{z_1}$	y
Σ Methode	sz_1	Q^2	y	s	$Q^2\frac{1-y(1-z_1)}{z_1^2}$	$\frac{yz_1}{1-y(1-z_1)}$
$e\Sigma$ Methode	sz_1	Q^2z_1	yz_1	s	$\frac{Q^2}{z_1}$	$\frac{yz_1^2}{(1-y(1-z_1))^2}$
„$e\Sigma$“ Methode	sz_1	Q^2z_1	y	s	$\frac{Q^2}{z_1}$	$\frac{yz_1}{1-y(1-z_1)}$

Tabelle 3.5: *Effekte der radiativen Korrekturen auf die kinematischen Variablen für verschiedene Rekonstruktionsmethoden. Die Ausdrücke sind für die gemessenen Größen s, y, Q^2 angegeben. Sie werden mit dem Anteil z_1 der abgestrahlten Energie an der Elektronenergie (s. Text) korrigiert.*

für verschiedene Q^2 verändert sich nur auf dem Niveau von Prozentbruchteilen.
In Abbildung 3.9c) ist der Effekt der höheren Strahlenergie für die Datennahmeperiode im Jahre 1999 zu sehen. Der Einfluß hiervon ist wiederum ausgesprochen klein. Die höhere Strahlenergie verschiebt das Maximum der Korrektur leicht zu größeren Werten.
Um eine Abschätzung für die systematischen Effekte durch diese nur näherungsweise im Einklang mit der Analyse stehende Rekonstruktionsmethode zu bekommen, sind die Ergebnisse mit denen anderer ähnlicher Rekonstruktionsmethoden verglichen worden (mit der gemischten Methode (vgl. Abschnitt 3.4) sowie mit der reinen Σ-Methode). Die Resultate sind in Abbildung 3.9d) zu sehen und liegen alle in der gleichen Größenordnung. Als mittlerer Korrekturfaktor in der Analyse wird $\delta_{RC} = -5\%$ verwendet. Die Abweichungen von der $e\Sigma$-Methode und der Σ-Methode sind mit 2% im systematischen Fehler berücksichtigt.
Als letztes wird für weitere Abschätzungen des systematischen Fehlers die Parametrisierung des Wirkungsquerschnitts in Formel 3.27 variiert, um den Einfluß einer möglicherweise steileren Abhängigkeit in Q^2 oder einer flacheren in $W_{\gamma p}$ zu bestimmen. Dazu wird einmal der Parameter ϵ von 0.25 auf 0 geändert, zum anderen $n = 3$ statt $n = 2$ gewählt. Die Resultate sind für die $e\Sigma$-Methode im Vergleich mit dem der „normalen“ Parametrisierung in Abbildung 3.9e) für die Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ und in (f) als Funktion von Q^2 zu sehen. Für die steilere Q^2-Abhängigkeit (e+f) ist eine Änderung der Korrektur um etwa 1% zu erkennen. Die Variation von ϵ führt zu einer Abnahme der Korrektur von 3.5% auf 1% (f). Diese beiden Effekte auf die Korrektur δ_{RC} addieren sich zu einem systematischen Fehler von 3.5%.

Zusammengefaßt ist zu sagen, daß die radiativen Korrekturen bei J/ψ-Produktion für die $e\Sigma$-Methode bei einem festen Schnittwert auf die longitudinale Impulsbilanz C nur sehr wenig von Q^2 und $W_{\gamma p}$ abhängen. Die im verwendeten Programm implementierte $e\Sigma$-Methode entspricht jedoch nicht völlig der in der Analyse verwendeten „$e\Sigma$“-Methode. Der Bereich, in dem der wahre Korrekturwert liegt, wurde durch die Betrachtung anderer ähnlicher Rekonstruktionsmethoden abgegrenzt. Für die Analyse wurde letztendlich eine Korrektur von

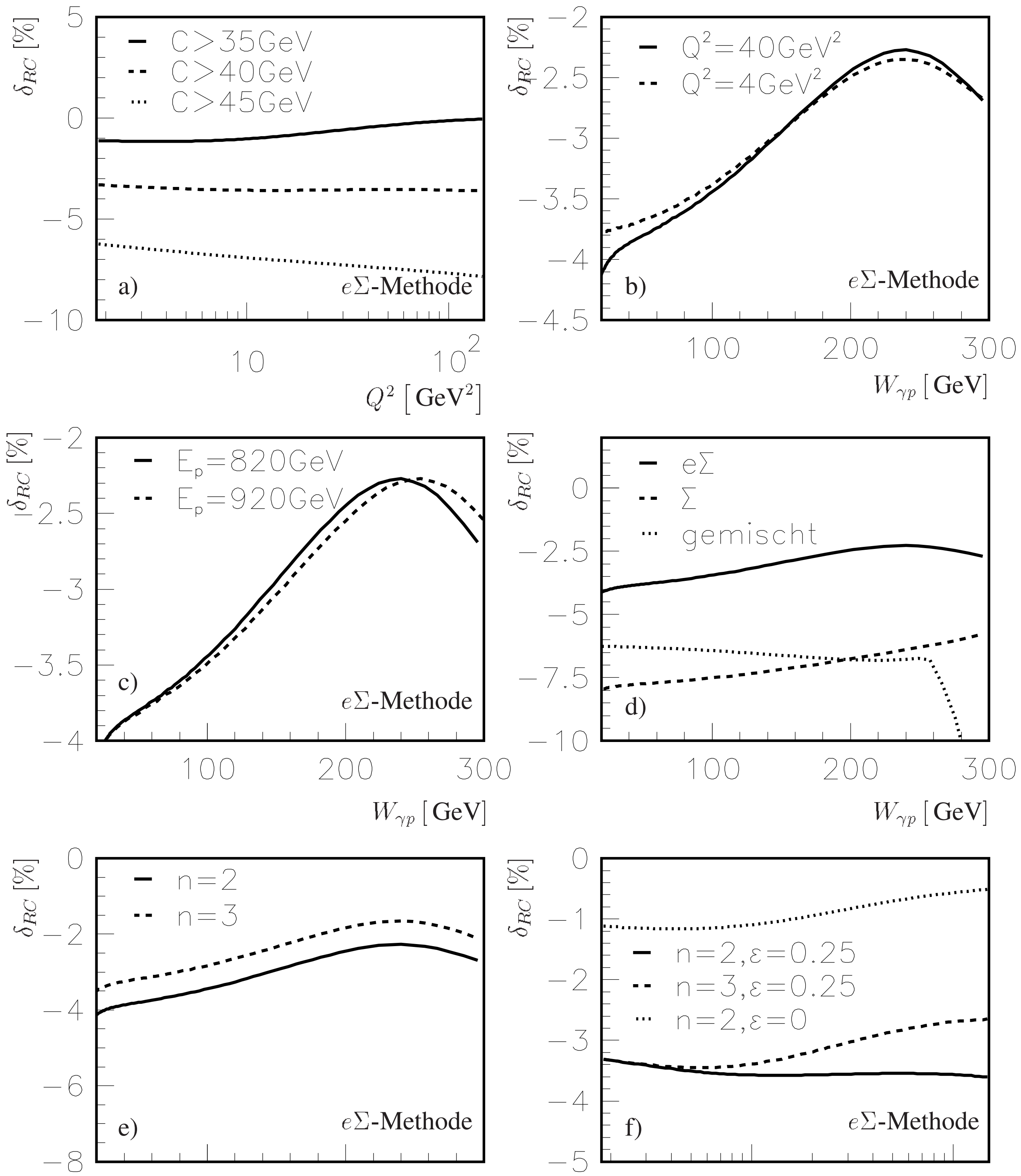


Abbildung 3.9: *Radiative Korrekturen in Abhängigkeit von Q^2 und $W_{\gamma p}$. Gezeigt wird δ_{RC} als Funktion von $W_{\gamma p}$ und Q^2 für verschiedene Schnitte auf die longitudinale Energiebilanz C (a), verschiedene Strahlenergien (c), verschiedene Rekonstruktionsmethoden (d) und unterschiedliche Parameterwahlen (e+f) im Born-Wirkungsquerschnitt (s. Gleichung 3.27). Für (a,f) ist $y = 0.085$ gewählt, für (c bis e) $Q^2 = 40\,$GeV^2.*

$\delta_{RC} = -5\%$ gewählt. Abweichungen von den betrachteten Methoden sind im systematischen Fehler einbezogen worden. Einen weiteren Beitrag zum systematischen Fehler ergibt die Variation der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $W_{\gamma p}$ und Q^2. Damit ist der gesamte auf δ_{RC} anzugebende systematische Fehler zu 4% bestimmt worden. Dieser Fehler ist im Vergleich zum gesamten systematischen Fehler (s. Abschnitt 6.6) klein.

Kapitel 4

Datenselektion

In dieser Arbeit wird die tief inelastische Produktion von J/ψ-Mesonen untersucht. Die Selektion der hierfür verwendeten Ereignisse gliedert sich in zwei Hauptteile, nämlich die Klassifizierung der Ereignisse als tief inelastische ep-Streuung (a) und die Rekonstruktion der J/ψ-Mesonen (b).
Für die Analyse werden die Datennahmeperioden 1997, die Minimum Bias Runs 1997 und ein Teil der Daten des Jahres 1999 verwendet. Dies entspricht einer Gesamtluminosität für die drei Perioden von $39.35\,\mathrm{pb}^{-1}$ (s. Abschnitt 2.2.4).
Die Einordnung der Ereignisse als tief inelastisch (a) basiert auf einer Untersuchung von Objekten im rückwärtigen elektromagnetischen Spaghettikalorimeter. Diese Objekte werden durch die in Abschnitt 4.4 gegebenen Schnitte als gestreute Elektronen identifiziert. Die Signatur der gestreuten Elektronen bildet auch die Grundlage für die verwendeten Trigger, die in Abschnitt 4.5 vorgestellt werden.
Für die Rekonstruktion der J/ψ-Mesonen (b) werden die leptonischen Zerfälle des Mesons $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ verwendet. Das bedeutet, daß im Ereignis zwei entgegengesetzt geladene Myonen oder Elektronen identifiziert werden müssen. Dazu wird eine in Abschnitt 4.3 beschriebene Spur-, Myon- und Elektronerkennung benutzt. Auf die so ausgewählten Leptonen werden noch weitere Schnitte angewendet, die in Abschnitt 4.6 zusammengestellt sind. Diese führen zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses bei möglichst hoher Statistik.
Neben diesen speziellen, auf die Analyse abgestimmten Selektionskriterien wird in den Abschnitten 4.1 und 4.2 auf globalere Bedingungen wie die Kriterien der vierten und fünften Triggerstufe und die Runselektion eingegangen.

4.1 Kriterien auf L4 und Ereignisklassen

Die vierte Stufe des H1 Triggers (s. Abschnitt 2.3) führt mit einer ersten Rekonstruktion der Ereignisse eine einfache Ereignisselektion für verschiedene physikalische Kanäle durch. Anschließend werden diese Ereignisse auf der sogenannten fünften Triggerstufe Ereignisklassen zugeordnet. Für die Datennahmeperioden nach 1997 sind die Selektionskriterien auf L4 und L5 aneinander angeglichen worden. Dies bedeutet, daß gleiche Programme und Schnitte

verwendet werden und die Klassifikation seitdem bereits auf L4 vorgenommen wird.
Die hier untersuchten Ereignisse der J/ψ-Produktion werden Ereignisklassen entnommen, die auf die Signatur des leptonischen Zerfalls der Charm-Mesonen zurückgreifen. Dieses sind für die Datennahmeperiode 1997 die Klassen 17, 18 und 24 und für das Jahr 1999 die Klasse 16, die alle früheren Kriterien als Unterklassen umfaßt. Die genaueren Schnitte für das Akzeptieren der Ereignisse durch eine dieser Klassen können in [115], [116] nachgeschlagen werden.
In der endgültigen Selektion ist sichergestellt, daß die in der Klassifikation und auf L4 benutzten Schnitte eingehalten werden. Für die L5 Klassifikation in 1997 ist die Effizienz anhand der Monte Carlo Simulation überprüft worden und ist innerhalb der Fehler kompatibel mit 100%. Für die Datennahmeperiode von 1999 wurde die Effizienz der vierten Triggerstufe aus den Daten bestimmt. Sie liegt bei (98-99)% (vgl. 5.5).

4.2 Allgemeine Schnitte

Um in der Analyse Bereiche mit instabilen Effizienzen und Akzeptanzen zu vermeiden, werden einige allgemeine Güteschnitte durchgeführt:

Runselektion: Es werden Zeiträume der Datennahme von der Analyse ausgeschlossen, in denen die Trigger instabiles Verhalten zeigen oder wichtige Detektorkomponenten nicht zuverlässig gearbeitet haben bzw. nicht ausgelesen wurden. Ein wichtiges Beispiel für solch einen ausgeschlossenen Zeitraum ist der letzte Teil der Datennahmeperiode 1999 (runs > 257600), in denen etwa 20% der innere Spurkammer CJC1 in ϕ nicht aktiv war und so die Selektionseffizienz für J/ψ-Mesonen um $(30-40)\%$ abgesunken ist. Für solche Effekte ist eine sehr gute Simulation des ineffizienten Bereichs und Zeitraums notwendig, die für die Daten 1997 zum Zeitpunkt der Analyse noch nicht existierte.
Ein anderer Aspekt, der unter Runselektion fällt, ist die Auswahl von *good* und *medium* Runs in der Analyse. Jeder Run bekommt während der Datennahme eine der folgenden Qualitätsklassen zugeordnet:

- *good* – alle wichtigen Komponenten des Detektors (z.B. Spurkammern, Kalorimeter, Eisen) sind in der Auslese und mit Hochspannung versorgt,
- *medium* – ein wesentlicher Detektorteil oder mehrere weniger wichtige Komponenten fehlen,
- *poor* – mehrere wichtige Subdetektoren fehlen.

Poor Runs liegen z.B. zu Beginn einer Speicherringfüllung von HERA vor, wenn die Spurkammern langsam in ihrer Hochspannung hochgefahren werden und so noch nicht vollständig einsatzfähig sind.

Hochspannungsselektion: Eine ähnliche Zielsetzung wie bei der Runselektion wird mit der Selektion von Ereignissen mit bestimmtem Hochspannungsstatus verfolgt. Hierdurch wird sichergestellt, daß alle wichtigen verwendeten Detektorteile in den analysierten Zeiträumen mit Hochspannung versorgt werden. Dies sind das Kalorimeter, die Spurkammern, der zentrale Myondetektor, das SpaCal, die Proportionalkammern (zentral und vorwärts) sowie die ToF-Systeme, die in den verwendeten Triggern als Veto-Bedingungen enthalten sind.

Forderungen an den Vertex: ep-Wechselwirkungen haben eine in etwa gaußische Vertexverteilung, deren Mittelpunkt in der Nähe des nominellen Wechselwirkungspunkts $(0, 0, 0)$ liegt. Dabei zeigen die x- und die y-Koordinate nur sehr geringe Verschiebungen ($\lesssim 0.1$ cm) mit Breiten von $\sigma \sim 10^{-2}$ cm, während die z-Koordinate eine Verteilung zentriert um ca. Null mit einer Breite von $\sigma \sim 15$ cm hat. Untergrundereignisse von Strahl-Gas-Wechselwirkungen und kosmischer Strahlung sowie Ereignisse von Reaktionen mit Protonstrahlsatellitenpaketen hingegen haben einen z-Vertex, der deutlich vor oder hinter dem nominellen Wechselwirkungspunkt liegt ($\sim (1-2)$ m). Um solche Ereignisse zu unterdrücken, wird ein Schnitt auf den Vertex von $|z_{vertex} - z_{nom}| < 40$ cm durchgeführt.

4.3 Spurselektion und Leptonidentifikation

4.3.1 Spurselektion

Für die Auswahl der einem Teilchen zugeordneten „guten“ Spur wird auf die in den Spurkammern (s. Abschnitt 2.2.1) rekonstruierten Spuren zurückgegriffen. Dabei wird ein standardisiertes Progamm verwendet, die *Lee-West-Trackselektion* [117]. Die genauen Schnitte können den Tabellen im Anhang A Tabelle A.1 entnommen werden. Wichtige Kriterien bei der Auswahl der Spuren sind ein Schnitt auf den transversalen Impuls der Spuren

$$p_{t,l} > 0.15\,\text{GeV},$$

sowie auf die radiale Spurlänge sowie den Startpunkt der Spur, der in der CJC1 zu liegen hat,

$$\begin{aligned} R_{start} &< 50\,\text{cm}, \\ R_{spur} &> 10\,\text{cm}. \end{aligned}$$

Für Spuren, die nur im Vorwärtsdetektor nachgewiesen werden, wird ein χ^2-Wert der Spuranpassung von maximal 25 und für Spuren im zentralen Spurkammerbereich ein DCA (distance of closed approch) zum Wechselwirkungspunkt von höchstens 2 cm verlangt. Durch diese Schnitte, durch eine Sortierung der Spuren nach ihrer Güte und wegen der Bedingung, daß die Spur vom primären Vertex (dies ist der Wechselwirkungspunkt) kommen sollen, werden aus den Spurhypothesen eindeutige Teilchenspuren ausgewählt, die im folgenden oft kurz nur mit Teilchen bezeichnet werden. Die Forderung nach dem primären Vertex stellt sicher, daß keine Zerfallsteilchen aus $V\emptyset$-Teilchen und anderen langlebigen Teilchen in die Selektion gelangen. Die J/ψ-Lebensdauer kann mit dem Spurkammersystem von H1 nicht aufgelöst werden.

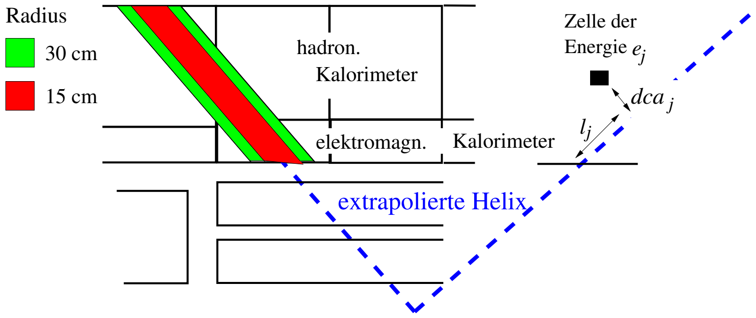


Abbildung 4.1: *Schematische Darstellung der Identifizierung eines Myons im Kalorimeter.*

4.3.2 Myonidentifikation

Die Myonen aus dem Zerfall von Charm können sowohl im Myonsystem (s. Abschnitt 2.2.3), als auch im Flüssig-Argon-Kalorimeter (s. Abschnitt 2.2.2) identifiziert werden.

Myonsystem
Aus den Treffern in den Lagen des Myonsystem werden Spuren rekonstruiert, die dann mit Spuren aus den inneren Spurkammern im Zusammenhang gebracht werden. Dieses wird mit *linking* bezeichnet. Für jede Möglichkeit einer Spur-Myonspur-Kombination wird eine *link*-Wahrscheinlichkeit bestimmt, die ein Maß dafür ist, daß es sich dabei um eine wirkliche Verbindung handelt. Aus allen Hypothesen zur gleichen Spur wird mit Hilfe der *Lee-West-Myonselektion* [117] die wahrscheinlichste herausgefiltert. Auf diese Verbindung und die dazugehörige Spur und Myonspur werden einige Qualitätsschnitte z.B. auf die Anzahl der angesprochenen Lagen angewendet (vgl. Anhang A Tabelle A.2). Eine Spur-Myonspur-Kombination, die diesen Schnitten genügt, wird Myonkandidat im Eisen, kurz Eisenmyon genannt.

Kalorimeter
Ein Teilchen, das das Kalorimeter durchquert, hinterläßt dort einen Teil seiner Energie. Für Myonen als minimalionisierende Teilchen sind diese Energiedepositionen sowohl im elektromagnetischen als auch im hadronischen Teil des Kalorimeters sehr gering. Diese Tatsache kann genutzt werden, um Myonen im Kalorimeter von Hadronen und Elektronen zu unterscheiden [118]. Hierbei wird von der Spur ausgegangen, die als Helix ins Kalorimeter extrapoliert wird. Um diese extrapolierte Spuren werden zwei Zylinder mit Radien $r_a = 15$ cm und $r_b = 30$ cm gelegt. Die Zylinder sind dabei so gewählt, daß der innere ein minimalionisierendes Teilchen voll, der äußere 90% eines von einem Pion ausgehenden hadronischen Schauer enthalten würde. Mit Hilfe dieser Zylinder wird mit vier Größen über die Identifizierung der Spur als Myon entschieden (vgl. Abbildung 4.1). Die Schnittwerte werden in der Erkennungssoftware mit Hilfe einer *Fuzzy* Logic verschmiert, um von Veränderungen in der Kalorimeterkalibration und von Fehlern in der Spurrekonstruktion unabhängiger zu werden. Sie unterscheiden sich für verschiedene Polarwinkel. Typische Werte sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt.

Größe	unterer Schnitt	oberer Schnitt
E_{emc}	≈ 0.1 GeV	≈ 0.8 GeV
E_{tot}	≈ 0.4 GeV	≈ 2.4 GeV
L_{max}	≈ 80 cm	-
L_{hac}	≈ 150 cm	-

Tabelle 4.1: *Schnitte zur Identifizierung eines Myons im Kalorimeter. Die Schnitte hängen vom Polarwinkel ab. Hier sind Mittelwerte für den Zentralbereich angegeben.*

E_{emc} = Summe der Energie im elektromagnetischem Kalorimeter in r_a,
E_{tot} = Summe der Energie im gesamten Kalorimeter in r_b,
L_{max} = maximale Länge der Spur l_j in r_a (vgl. Abbildung 4.1),
L_{hac} = Summe der Länge der Spuren im hadronischen Kalorimeter in r_b.

Je nachdem, wie gut die Werte der Größen einer Spur mit den Schnitten in Einklang zu bringen sind, wird sie in eine von vier Myonqualitäten eingeordnet:

$Q_\mu = 3$: gutes Myon; die Fehlidentifikation eines Pions als Myon liegt bei $(1-2)\%$.

$Q_\mu = 2$: mittleres Myon; die Fehlidentifikation eines Pions beträgt 5%.

$Q_\mu = 1$: schlechtes Myon.

$Q_\mu = 0$: kein Myon.

Die Myonidentifikationseffizienz wird in 5.3.1 eingehend besprochen.

4.3.3 Elektronidentifikation

Für die Erkennung von Elektronen wird eine Kombination aus zwei Methoden verwendet. Sie können zum einem im elektromagnetischen Kalorimeter, zum anderen über ihren Energieverlust in den Spurkammern identifiziert werden.

Kalorimeter
Die Elektronen können im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters erkannt werden, da sie ihre gesamte Energie dort deponieren [118]. Ähnlich wie bei Myonen wird hierbei die Spur ins Kalorimeter extrapoliert und über vier Größen mit Hilfe einer *Fuzzy* Logic darüber entschieden, ob ein Elektronkandidat vorliegt. Die Schnittwerte werden in Tabelle 4.2 wiedergegeben.

Größe	unterer Schnitt	oberer Schnitt
E_{emc}/p	0.7	1.8
E_{emc}	0.75 GeV	-
E_{hac}	-	0.3 GeV
L_{max}	15 cm	$f(\Theta)$
L_{emc}	8 GeV cm	20 GeV cm

Tabelle 4.2: *Schnitte zur Identifizierung eines Elektrons im Kalorimeter.*

$E_{emc}/p = E_{emc}$ normiert auf den Spurimpuls p,
$E_{hac} =$ Summe der Energie im hadronischen Kalorimeter in r_b,
$L_{emc} =$ Summe der energiegewichteten Spurlängen im elektromagnetischen Kalorimeter in r_a.

Wieder werden vier Elektronqualitäten unterschieden und eine ähnlich hohe Reinheit wie bei den Myonen erreicht:

$Q_e = 3$: gutes Elektron mit einer Fehlidentifikation für Pionen von $(1-2)\%$,

$Q_e = 2$:mittleres Elektron mit einer Fehlidentifikation für Pionen von 5%,

$Q_e = 1$: schlechtes Elektron mit einer Fehlidentifikation für Pionen von $\sim 10\%$ oder

$Q_e = 0$: kein Elektron.

Erkennung über dE/dx
Geladene Teilchen verlieren beim Durchgang durch Materie Energie durch Ionisation. Der Energieverlust dE/dx in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls wird durch die Bethe-Bloch-Formel parametrisiert:

$$-\frac{dE}{dx} = Cz^2\frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\left(\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2}\right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{4.1}$$

mit

$$\beta = v/c \quad \text{und} \tag{4.2}$$
$$C = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2. \tag{4.3}$$

Dabei steht N_A für die Avogadrozahl, r_e für den klassischen Elektronenradius, m_e für die Elektronenmasse, z für die Ladung des ionisierenden Teilchens, Z, A und I für Ordnungszahl, Massenzahl und das effektive Ionisationspotential des durchquerten Mediums. Mit δ wird eine Dichtekorrekturfunktion eingeführt, die anhand von Parametrisierungen beschrieben wird [119], T_{max} gibt die maximale kinematische Energie an, die auf ein freies Elektron übertragen werden kann.

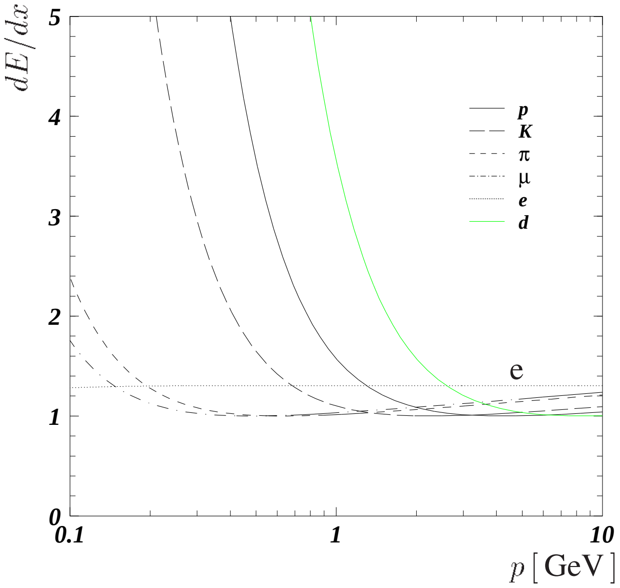


Abbildung 4.2: *Theoretischer Energieverlust beim Durchgang eines Teilchens durch Materie parametrisiert durch die Bethe-Bloch-Formel.*

Der Energieverlust dE/dx eines Teilchens kann bei H1 mit Hilfe der Spurkammern CJC1 und CJC2 (s. Abschnitt 2.2.1) bestimmt werden. Mit Formel 4.1 kann daraus $\beta\gamma$ extrahiert werden. Außerdem wird gleichzeitig der Impuls des Teilchens gemessen. Mit dem Zusammenhang

$$\beta\gamma \quad = \quad \frac{p}{M} \tag{4.4}$$

kann dann die Ruhemasse M des ionisierenden Teilchens bestimmt werden. So wird eine Teilchenidentifikation über dE/dx möglich [119].
In Abb. 4.2 ist dE/dx in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls für verschiedene Teilchen dargestellt. Für Protonen, Kaonen und Deuteronen ist bei Teilchenimpulsen $p \leq (1-2)\,\mathrm{GeV}$ von höheren Impulsen kommend ein starker Anstieg des Energieverlusts zu erkennen, hingegen steigt dE/dx für Myonen und Pionen wesentlich langsamer bei kleineren Impulsen ($p \leq 0.2\,\mathrm{GeV}$). Der Energieverlust der Elektronen hängt im gezeigten Bereich nicht vom Impuls ab und hat einen konstanten Wert von $dE/dx \approx 1.3$. So können mit einem Schnitt $dE/dx \geq 1.1$ für höhere Impulse ($p \geq 0.8\,\mathrm{GeV}$) Elektronen von Kaonen, Pionen und Myonen und unterschieden werden. Die Elektronidentifikationseffizienz wird in 5.3.2 eingehend besprochen.

4.4 Selektion tief inelastisch produzierter Ereignisse

Die tief inelastische Streuung vom Elektron am Proton wird im Vergleich mit Photoproduktion ($Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$) durch Bereiche höherer Viererimpulsüberträge Q^2 am Elektronvertex

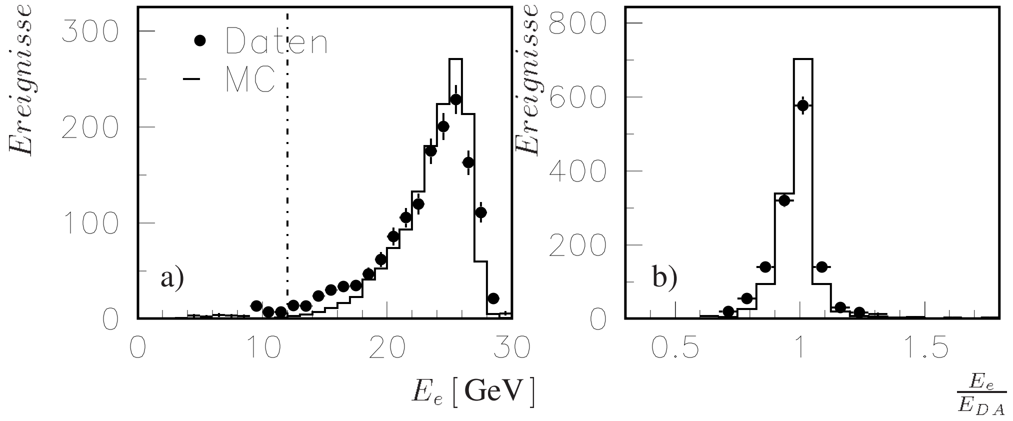


Abbildung 4.3: *(a) Energieverteilung E_e der Kandidaten für ein gestreutes Elektron im SpaCal. Die Verteilung ist für eine J/ψ-Selektion mit $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210$ GeV, alle Q^2 und für alle $\Sigma(E - p_z)$ gezeigt. Mit der strichpunktierten Linie ist der gewählte Energieschnitt angedeutet. Die leichte Überhöhung der Daten bei kleinen Energien ist auf Untergrund aus fehlidentifizierten Clustern und Photoproduktion zu erklären. In (b) ist das Verhältnis von E_e/E_{DA} für den analysierten $W_{\gamma p}$- und Q^2-Bereich dargestellt.*

definiert (s. Abschnitt 1.1). Damit werden die Elektronen in Bereiche größerer Polarwinkel gestreut. Dies bedeutet bei H1, daß die auslaufenden Elektronen im Detektor nachgewiesen werden können. Hierzu wird das rückwärtige elektromagnetische Kalorimeter SpaCal verwendet. Der Streuwinkel des gestreuten Elektrons beträgt dann $\theta_e \lesssim 178°$.

Identifizierung eines Kandidaten (Cluster) und seine Energie

Mit einem Algorithmus werden zusammenhängende Zellen mit Energiedeposition zu Objekten zusammengefaßt, die mit Cluster bezeichnet werden und als Energie die Summe der Zellenergien E_i zugewiesen bekommen. Aus den gefundenen SpaCal-Clustern eines Ereignisses wird durch die in Tabelle 4.3 angegebenen Schnitte ein Elektronkandidat identifiziert.

Schnittgröße	Wert
Energie E_e	> 12 GeV
Winkel	$155° < \theta_e < 178°$
Cluster-Radius R_{cl}	$< \ 3.5$ cm
radialer Abstand des Clusters zur Strahlachse R_Θ	$> (8.1{+}shift)$ cm (s. Tab.4.4)
Energie in den Vetolagen E_{veto}	< 2 GeV
transversale Energiebilanz $\sum(E - p_z)$	> 40 GeV

Tabelle 4.3: *Selektion des gestreuten Elektrons, siehe weitere Erläuterungen im Text.*

Dabei wird im Falle von mehreren Clustern nur der mit der größten transversalen Energie ausgewählt. Ein Spektrum der Energien ist in Abbildung 4.3 a) im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation zu sehen. Man erlangt für höhere Energien eine gute Übereinstimmung, während im niederenergetischen Teil in den Daten ein Untergrundbeitrag von Photoproduktionsereignissen und fehlidentifizierten Clustern zu erkennen ist. In der Analyse werden nur Ereignisse akzeptiert, bei denen der Cluster eine Energie $E_e > 12$ GeV besitzt. Dies sichert eine hohe fast 100%ige Triggereffizienz für die auf dem SpaCal basierenden Triggerelemente (s. Abschnitt 5.4). Zusätzlich wird Untergrund aus hadronischen Teilchen unterdrückt. Die Schnitte auf E_e sowie auf den Polarwinkel θ_e schränken die Akzeptanz für kleinere Q^2 ein, weshalb in der Analyse ein kinematischer Bereich $Q^2 > 2\,\mathrm{GeV}^2$ verwendet wird.
In dieser Analyse werden für das Jahr 1997 rekalibrierte Energieskalen und Winkel [120] verwendet, wobei die Energie E_e in der Monte Carlo Simulation um 1.5% korrigiert werden muß. Die Rekalibrierung liegt in der Größenordnung von 2% für E_e und Q^2. Für das Jahr 1999 war zum Zeitpunkt der Analyse noch keine Rekalibrierung bestimmt. Aus dem Vergleich der Energieverteilungen für die Jahre 1997 und 1999 wurde für 1999 ein Korrekturfaktor für die Energieskala E_e von 4% bestimmt.
Abbildung 4.3 b) zeigt das Verhältnis E_e/E_{DA}. E_{DA} ist dabei die aus der Doppelwinkelmethode bestimmte Energie des gestreuten Elektrons. Die Verteilung hat ihr Maximum bei eins und wird sehr gut von der Monte-Carlo-Simulation wiedergegeben.

Lage des Clusters im SpaCal
Für Cluster, die zu dicht am inneren Rand des SpaCal und im *Insert* (s. Abschnitt 2.2.2) liegen, befindet sich der Schauer nicht vollständig im Kalorimeter, und die Energie wird so falsch rekonstruiert. Außerdem ist im Bereich des *Inserts* die Energiekalibrierung durch vorhandene Lücken (*Cracks*) schwierig und nicht sehr zuverlässig. Um einen dort gelegenen Cluster zu unterdrücken, wird seine Lage im SpaCal untersucht.
Der Mittelpunkt des Clusters wird durch

$$\vec{r}_{cog} = \frac{\sum w(E_i)\vec{r_i}}{\sum w(E_i)} \tag{4.5}$$

berechnet und ist auf den Ursprung (etwa bei $(x, y, z) = (0, 0, -159.9)$ cm) des SpaCal bezogen. Als Gewichtsfunktion $w(E_i)$ wird $\sqrt{E_i}$ verwendet. Die Projektion von $\vec{r}_{cog}$ auf die xy-Ebene wird mit R_{cog} bezeichnet. Hingegen ist R_Θ der radiale Abstand des Clustermittelpunkts bezogen auf die Strahlachse. Die Zusammenhänge dieser beiden Größen sind in Abbildung 4.4 schematisch dargestellt. Aufgrund der relativen Lage des Strahls zum SpaCal liegt zwischen R_{cog} und R_Θ eine Verschiebung um Δx und Δy vor. Dies resultiert in einem Unterschied von ungefähr $\Delta R = \sqrt{(\Delta x)^2 + (\Delta y)^2}$. Es wird in der Analyse auf den radialen Abstand des Clusters zur Strahlachse $R_\Theta > 8.8$ cm$=$ $(8.1 + shift)$ cm geschnitten. Damit wird eine vom Azimutwinkel unabhängige gleichmäßige Akzeptanz in Q^2 gewahrt. Sicherheitshalber wird der Schnittwert um $shift = 0.7$ cm (vgl. Tabellen 4.3, 4.4) im Vergleich zur geometrischen SpaCal-Akzeptanz (8.1 cm) vergrößert, um der Verschiebung der Strahlachse zum SpaCal-Ursprung Rechnung zu tragen. Der Wert wurde etwas höher gewählt als die maximale Verschiebung der verschiedenen Jahre (s. Tabelle 4.4). Für die Datennahmeperiode 1999 war zum Zeitpunkt der Analyse die Verschiebung noch nicht bestimmt worden.
Ein Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation für R_{cog} und R_Θ ist in Abbil-

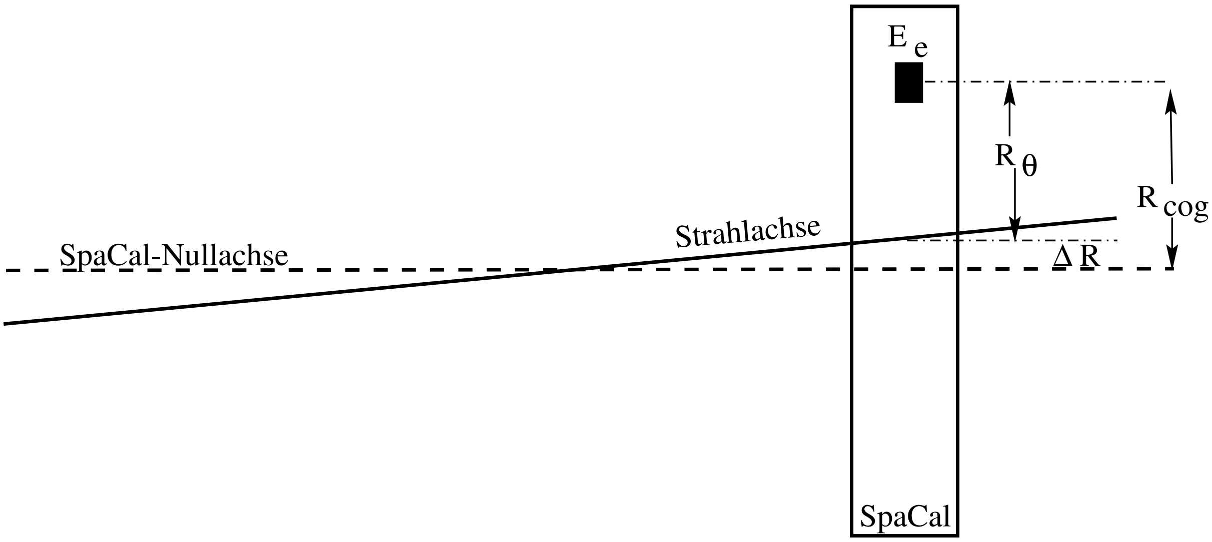


Abbildung 4.4: *Schematische Skizze zu R_{cog} und R_Θ. Der Abstand des Clusters zur SpaCal-Nullachse R_{cog} ist im Vergleich zum Abstand R_Θ des Clusters zur Strahlachse um etwa ΔR vergrößert (s. Tab.4.4).*

Jahr	Verschiebung ΔR
1995	0.32 cm
1996	0.63 cm
1997	0.49 cm
1999	nicht bekannt
$shift$	0.7 cm

Tabelle 4.4: *Radiale Verschiebungen des Bezugspunktes von R_Θ zum SpaCal-Ursprung in verschiedenen Jahren. Daraus wurde eine additive Vergrößerung des Schnittes auf R_Θ (Tabelle 4.3) um den Wert $shift = 0.7$ abgeschätzt.*

dung 4.5 dargestellt. Er zeigt eine gute Übereinstimmung in R_Θ und R_{cog} für die Daten von 1997 (s. 4.5a)+b)). Hingegen ist für beide Größen in 1999 eine Diskrepanz zu erkennen (s. 4.5c)+d)), die bei negativen Werten des Azimutwinkels stärker ausgeprägt ist (s. 4.5e)+f)). Diese Diskrepanz wurde in den systematischen Fehler mit -6% für kleine Q^2 einbezogen. Global wird er für die anderen Variable, in denen differentielle Wirkungquerschnitte bestimmt werden, zu 2% abgeschätzt.

Weitere Schnitte
Der Radius des elektromagnetischen SpaCal-Clusters wird über

$$R_{cl} = \frac{\sum E_i |\vec{r_i} - \vec{r}_{cog}|}{E} \tag{4.6}$$

bestimmt. Um zwischen elektromagnetischen und den ausgedehnten hadronischen Schauern zu unterscheiden, wird auf den Clusterradius $R_{cl} < 3.5$ cm geschnitten. In der Simulation

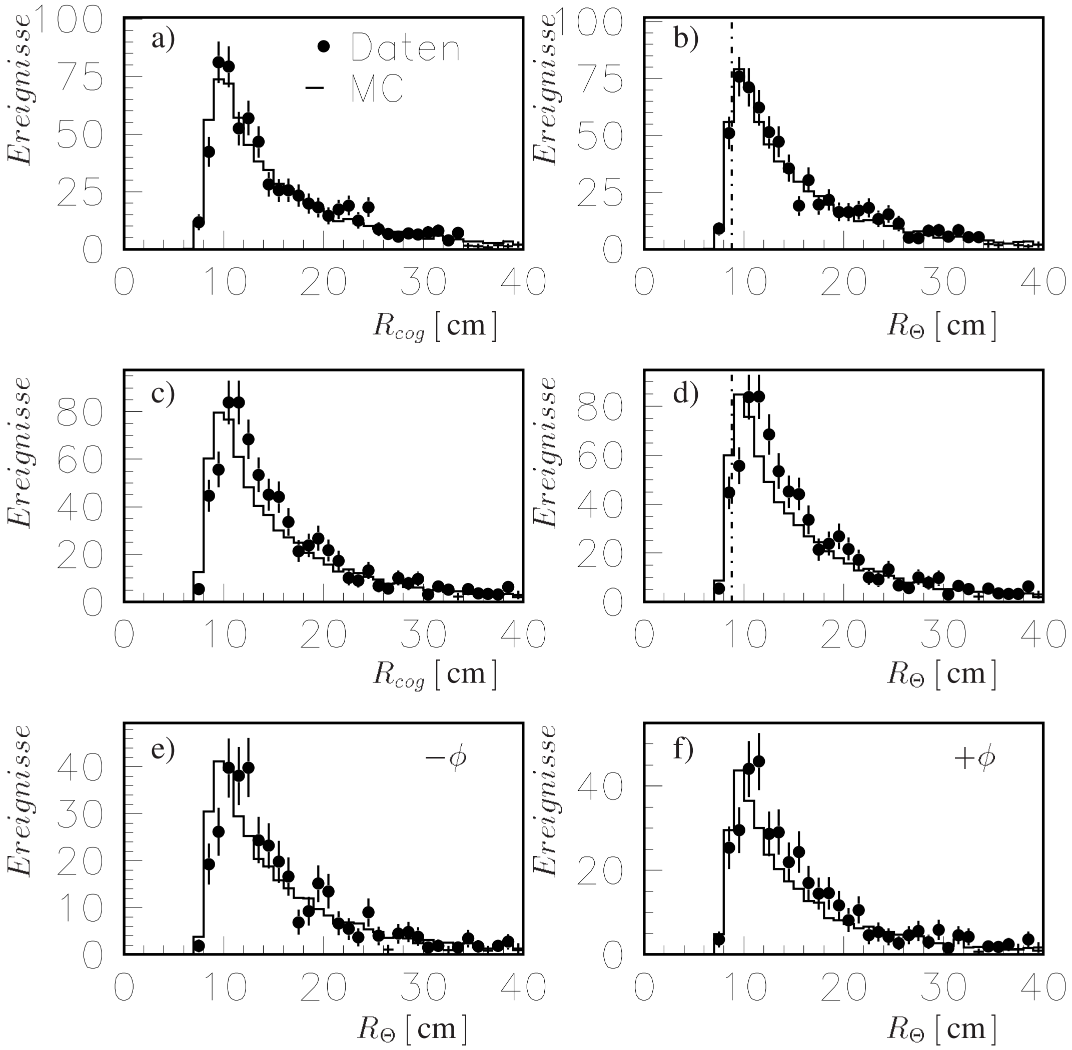


Abbildung 4.5: *Verteilung von R_Θ und R_{cog} im Vergleich Daten zu Monte Carlo: a)+b) Daten von 1997; c)-f) Daten von 1999. Mit der senkrechten strichpunktierten Linie ist der Schnittwert $8.8\,$cm eingezeichnet.*

muß er jahresabhängig um $\sim +3\%$ korrigiert werden.
Mit E_{veto} wird die Energie in den Vetolagen des SpaCal bezeichnet. Um die Fehlidentifizierung hadronischer Schauer zu verringern, wird auf $E_{veto} < 2\,$GeV geschnitten.
Für die beiden zuletzt besprochenen Größen ist ein Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation in Abbildung 4.6 zu sehen. Gute Übereinstimmung ist zu erkennen.

Longitudinale Energiebilanz im Detektor
Zusätzlich zu den clusterbezogenen Schnitten wird die longitudinale Energiebilanz $\sum(E - p_z)$ betrachtet. Diese wird aus den Spuren im Spurkammersystem sowie den Energiedeposi-

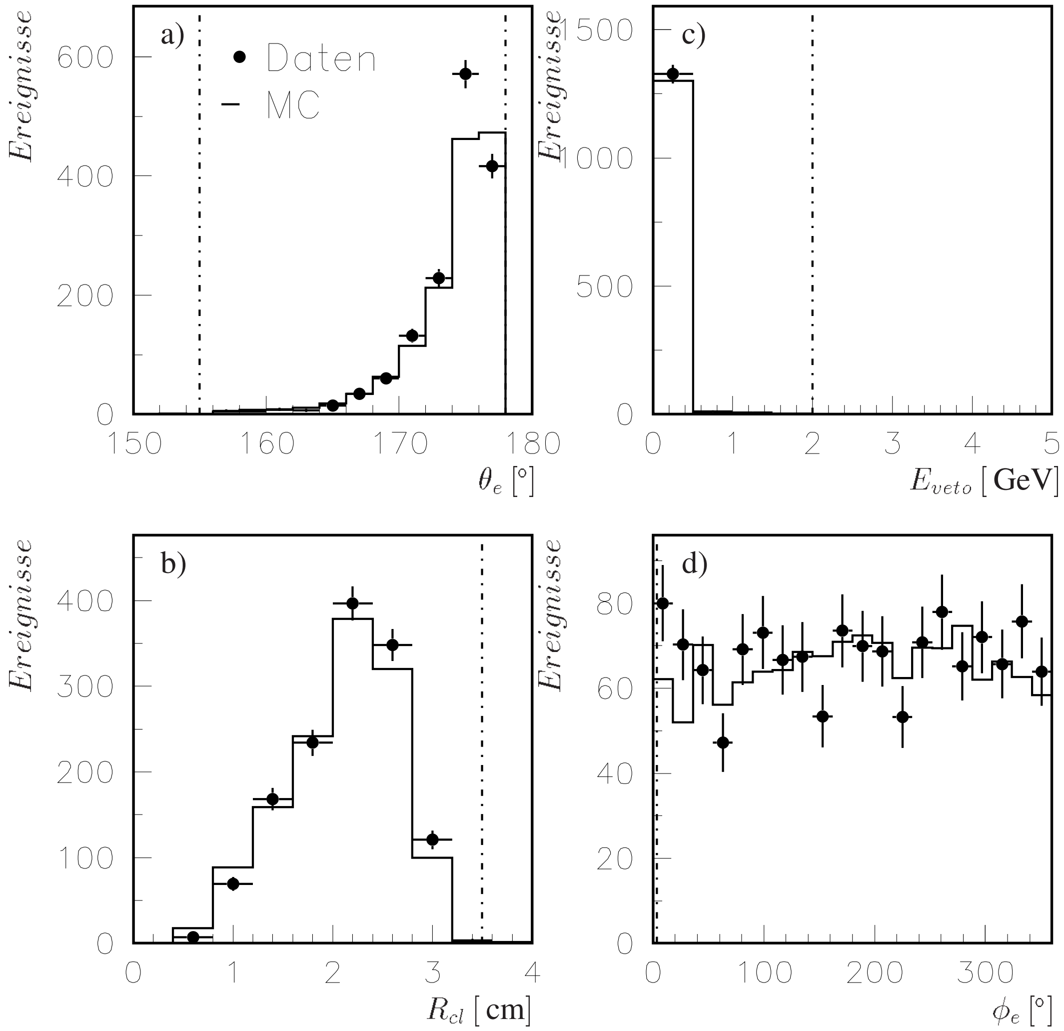


Abbildung 4.6: *Datenverteilungen des Polarwinkels θ_e (a), der Energie in den Vetolagen E_{veto} (b), des Clusterradiuses R_{cl} (c) und des Azimutwinkels ϕ_e (d) im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation. Gestrichelt ist der jeweilige Schnitt eingezeichnet. Die Verteilungen sind für eine J/ψ-Selektion mit $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210$ GeV, $2 \leq Q^2 \leq 100$ GeV^2 und $\sum(E - p_z) > 40$ GeV gezeigt. Für die θ_e-Verteilung wurden die Schnitte auf Q^2 und $\sum(E - p_z)$ weggelassen.*

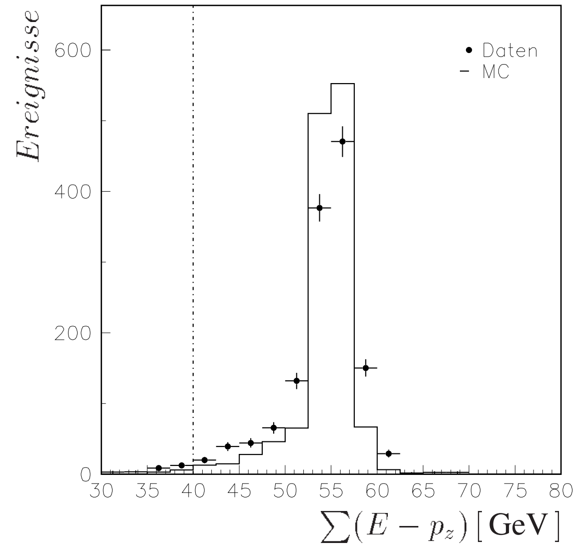


Abbildung 4.7: *Die Energiebilanz* $\sum(E - p_z)$ *für Ereignisse mit gestreutem Elektron im Vergleich mit der Monte Carlo Simulation. Die Verteilung ist für eine* J/ψ*-Selektion mit* $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210$ *GeV und* $2 \leq Q^2 \leq 100$ *GeV*^{2} *gezeigt. Mit der gestrichelten Linie ist der Schnitt auf* $\sum(E - p_z)$ *in der Selektion angedeutet.*

tionen im Flüssig-Argon-Kalorimeter und im SpaCal berechnet. Zur Vermeidung von Doppelzählung werden Cluster hinter den Spuren ausgeschlossen. Für ein Ereignis der tief inelastischen Streuung, das vollständig im Detektor nachgewiesen wird, liegt diese Summe bei $2 \cdot E_{eBeam} \approx 55$ GeV. Durch unvollständige Rekonstruktion des hadronischen Endzustands aufgrund von Verlusten einzelner Teilchen insbesondere in Rückwärtsrichtung, sowie durch Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand des Strahlelektrons vor der Wechselwirkung mit dem Proton (*initial state radiation* , ISR) kann der Wert zu kleineren Zahlen verschoben sein. Um die Korrekturen auf ISR gering zu halten und Untergrund aus Photoproduktion zu unterdrücken, werden nur Ereignisse mit $\sum(E - p_z) > 40$ GeV akzeptiert. Ein Vergleich der Verteilung $\sum(E - p_z)$ für Daten und Monte Carlo Simulation ist in Abbildung 4.7 zu sehen. Es ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen.

4.5 Trigger der tief inelastischen Streuung

Für die Ereignisse der tief inelastischen Produktion von J/ψ-Mesonen werden Trigger verwendet, die auf dem gestreuten Elektron im SpaCal basieren. Dadurch wird eine höchst mögliche Triggereffizienz erreicht, die innerhalb der Fehler mit $\sim 100\%$ verträglich ist. Um eine höchst mögliche Statistik zu erlangen, wird für die Analyse eine Triggermischung

Trigger	Zusammensetzung
$s0$	`SPCLe_IET` > 2
$s2$	`(SPCLe_IET` $> 1\|\|$ `SPCLe_IET_Cen_2)&&DCRPh_THig&&zVtx_sig`
$s3$	`SPCLe_IET` > 2 `&&SPCLe_ToF_E_2`
$s4$	`(SPCLe_IET` $> 2\|\|$ `SPCLe_IET_Cen_3)&&SPCLe_ToF_E_2`
$s56$	`(SPCLe_IET` $> 1\|\|$ `SPCLe_IET_Cen_2)&&DCRPh_Ta&&Mu_Any`
$s61$	`(SPCLe_IET` $> 2\|\|$ `SPCLe_IET_Cen_3)&&DCRPh_THig&&zVtx_sig`
Minimun Bias 1997	
$s0$	`SPCLe_IET` $> 1\|\|$ `SPCLe_IET_Cen_2`
$s3$	`SPCLe_IET` $> 2\|\|$ `SPCLe_IET_Cen_3`
$s9$	`SPCLe_IET` > 0

Tabelle 4.5: *Verwendete Triggerselektion für die tief inelastische Streuung. Neben den angegebenen Triggerelementen (vgl. 2.3.1) enthalten die Trigger noch verschiedene Vetobedingungen.*

Jahr	Run-Bereich	Triggermix	
		$J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \longrightarrow e^+e^-$
1997	Beginn 1997 bis 179855	$s2\|\|s3\|\|s4$	$s0\|\|s2\|\|s3\|\|s4$
	179855 bis 193433	$s2\|\|s3\|\|s4\|\|s56$	$s0\|\|s2\|\|s3\|\|s4$
	193433 bis Ende 1997	$s61\|\|s3\|\|s4\|\|s56$	$s0\|\|s61\|\|s3\|\|s4$
	Minimun Bias 1997	$s0\|\|s3\|\|s9$	$s0\|\|s3\|\|s9$
1999		$s61\|\|s3\|\|s4\|\|s56$	$s0\|\|s61\|\|s3\|\|s4$

Tabelle 4.6: *Auswahl der Triggersets für die tief inelastische Streuung.*

aus bis zu vier Triggern verwendet. Dadurch wird die Selektion zusätzlich stabiler gegen evtl. Veränderungen und Störungen einzelner Trigger. Auf Grund der auf den Myondetektor basierenden Bedingung im Trigger $s56$ wird dieser für den elektronischen Zerfall der J/ψ-Mesonen durch $s0$ ersetzt. Die verwendeten Trigger sind in Tabelle 4.5 zusammengestellt. Tabelle 4.6 zeigt die verschiedenen Triggerkombinationen für die verschiedenen Abschnitte der Datennahme. Einige der Trigger laufen während der Datennahme mit einem runabhängigen Skalierungsfaktor (*prescale*, s. Abschnitt 2.3). Aus diesen wird in Perioden konstanter Datennahmebedingungen ein Gewicht über die Luminosität gemittelt berechnet. Hierbei wird der Überlapp zwischen den verschiedenen Triggern berücksichtigt [121]. In die Analyse gehen die Ereignisse mit dem jeweiligen Gewicht der angesprochenen Trigger ein. In den Untersuchungen von Ereignissen mit gestreutem Elektron werden alle Triggerphasen 1 bis 4 (s. Abschnitt 2.3) analysiert.

4.6 Identifizierung von Ereignissen mit J/ψ -Kandidaten

Das J/ψ-Meson wird über seine beiden leptonischen Zerfallskanäle $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ identifiziert. Dies bedeutet, daß mindestens zwei gleichartige entgegenge-

Schnittgröße	Wert
Leptonqualität	≥ 2 Myonen mit $Q_\mu > 1$ oder Erkennung im Eisen; für 2 LAr Myonen $\sum Q_{\mu,i} \geq 5$ oder ≥ 2 Elektronen mit $Q_e = 3$ und $dE/dx \geq 1.1$
die Leptonspuren erfüllen die Spurkriterien (s. 4.3)	
transversaler Impuls $p_{t,l}$	$\geq 0.8\,$GeV
Winkel	$20° \leq \theta_\mu \leq 160°$ $30° \leq \theta_e \leq 150°$
invariante Masse M_{ll}	$> 2.0\,$GeV
ein gestreutes Elektron nach 4.4	
Anwendung der allgemeinen Schnitte 4.2	
Trigger nach 4.5	

Tabelle 4.7: *Selektion der J/ψ-Mesonen in tief inelastischer Streuung*

setzt geladene Leptonen im Zentralbereich des Detektors verlangt werden. Hierzu werden die in Abschnitt 4.3.2 und Abschnitt 4.3.3 vorgestellten Methoden verwendet. Für die den Leptonen zugeordneten Spuren werden nur nach Abschnitt 4.3.1 ausgewählte gute Spuren zugelassen. Die genauen Bedingungen an die Zerfallsleptonen können aus Tabelle 4.7 entnommen werden. Für Myonen wird eine Identifizierung im Eisen oder im Kalorimeter mit mindestens Qualität $Q_\mu = 2$ gefordert, die Elektronen müssen Qualität $Q_e = 3$ besitzen und den Schnitt $dE/dx \geq 1.1$ erfüllen. Außerdem wird eine invariante Masse M_{ll} von mindestens $2\,$GeV für die beiden Leptonkandidaten verlangt. Der J/ψ-Signalbereich wird mit $2.85 \leq M_{\mu\mu} \leq 3.35\,$GeV und $2.7 \leq M_{ee} \leq 3.35\,$GeV gewählt. Durch die Vergrößerung des Signalbereichs für den elektronischen Zerfallskanal wird dem bei Elektronen auftretenden radiativen Schwanz Rechnung getragen. In der gemeinsamen Analyse der Zerfälle in Myonen oder Elektronen wird $2.85 \leq M_{\mu\mu} \leq 3.35\,$GeV als Signalbereich gewählt.

Ein Ereignis wird bei der Selektion immer eindeutig einem der beiden Zerfallskanäle zugeordnet. Myonen werden hierbei vor Elektronen bevorzugt. In jedem Ereignis wird nur ein Leptonpaar zugelassen, wobei bei mehreren möglichen Kombinationen (z.B. wenn 3 Myonen im Ereignis vorhanden sind) dasjenige Paar gewählt wird, dessen Leptonen die höheren Transversalimpulse haben. Der Polarwinkel der Zerfallsleptonen wird auf den Bereich hoher Akzeptanz im zentralen Spurkammersystem ($20° \leq \theta \leq 160°$) eingeschränkt. Aufgrund starken Effizienzverlustes im Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Kalorimeters für die Erkennung der Zerfallselektronen wird der verwendete Polarwinkelbereich für den Elektronenkanal weiter auf $30° \leq \theta \leq 150°$ eingeschränkt.

Die Entwicklung der Ereigniszahlen mit den verschiedenen Selektionsschnitten unter Berücksichtigung der Korrekturen auf die Skalierungsfaktoren der Trigger (s. Abschnitt 4.5) wird in Tabelle 4.8 wiedergegeben. Daraus ist ersichtlich, daß der myonische Zerfallskanal dominiert. Die Hauptursache hierfür ist der unterschiedliche Schnitt auf den Polarwinkel θ_l.

Schnitt	$J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \longrightarrow e^+e^-$
Vorselektion	1748653	
allg. Schnitte + Klassifikation	1155611	
gestr. Elektron	131379	
$\sum(E - p_z)$ -Schnitt	129347	
J/ψ-Selektion	9156	2773
Trigger (ohne presc. Kor.)	8978	2691
Trigger (mit Kor., $L4$-Gew.)	9440.6	2892.2
$2.0 \leq M_{ll} < 5.0\,\text{GeV}$	8690.2	2668.1
kin. Bereich	7005.9	2022.3
$z > 0.2$	4726.3	1278.2
entg. Ladung	3100.5	968.9
J/ψ-Signalbereich		
$2.85 \leq M_{ll} \leq 3.35$	1351.7	
$2.7 \leq M_{ll} \leq 3.35$		554.5
$Q^2 > 12.0$		
$2.85 \leq M_{ll} \leq 3.35$	289.4	98.9
$2.7 \leq M_{ll} \leq 3.35$		114.8

Tabelle 4.8: *Entwicklung der Ereigniszahlen mit den verschiedenen Schnitten*

Ein Beispielereignis für tief inelastische J/ψ-Produktion ist in Abbildung 4.8 zu sehen.

In dieser Analyse wird der kinematische Bereich von

$$\begin{aligned} 2 \leq \quad & Q^2 && \leq 100\,\text{GeV}^2, && (4.7) \\ 40 \leq \quad & W_{\gamma p} && \leq 210\,\text{GeV}, && (4.8) \\ & z && > 0.2 && (4.9) \end{aligned}$$

untersucht. Der Schnitt auf die Inelastizität z wird angewendet, da unterhalb des Schnittwertes kein J/ψ-Signal erkennbar ist. Da keine weiteren Schnitte (z.B. oberer Schnitt auf z) verwendet werden, um diffraktiv und inelastisch produzierte Ereignisse zu trennen, sind Ereignisse beider Erzeugungsmechanismen im Datensatz enthalten. Man spricht in diesem Fall von einem **inklusiven** Datensatz.

Abbildung 4.9a) zeigt die Anzahl der selektierten Ereignisse im J/ψ-Signalbereich als Funktion zunehmender integrierter Luminosität. Aus dem flachen Verlauf läßt sich ableiten, daß alle verwendeten Detektorkomponenten ohne größere Probleme im betrachteten Zeitraum stabil gelaufen sind. Der Mittelwert liegt bei 45.2 Ereignissen pro $1pb^{-1}$ (1997 : 43.5, 1999 : 46.5) und ist als lineare Anpassung mit in die Abbildung eingezeichnet. In Abbildung 4.9b) ist das Verhältnis von Ereignissen mit myonischen Zerfällen zu solchen mit Elektronen als Funktion der Luminosität zu sehen. Das Verhältnis zeigt keine statistisch inakzeptablen Fluktuationen und liegt im Mittel bei 2.11 (1997 : 2.05, 1999 : 2.14).

Das mit allen Schnitten aus den Daten von 1997 und 1999 extrahierte gesamte Signal für $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ ist in Abbildung 4.10a) zu sehen. Als Kurve ist die Anpassung einer Kombination aus einer Gaußschen Glockenkurve für das J/ψ-Signal und

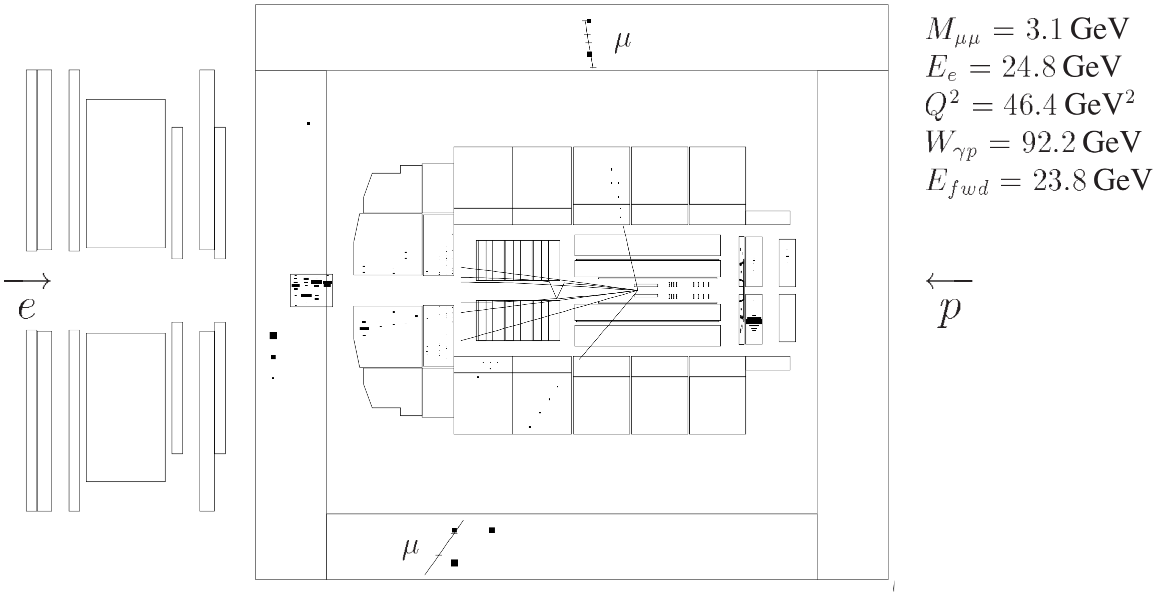


Abbildung 4.8: *Ein Ereignis der tief inelastischen J/ψ-Produktion im H1-Detektor. In dem Ereignis sind zwei Myonen zu erkennen, die im Eisen und im Kalorimeter nachgewiesen werden. Die rekonstruierte Masse beträgt $M_{\mu\mu} = 3.1\,$GeV. Das gestreute Elektron wird im SpaCal gemessen. Die Energie beträgt $E_e = 24.8\,$GeV, der Viererimpulsübertrag $Q^2 = 46.4\,$GeV^2.*

einem Polynom der Form $a \cdot M_{ll}^b$ für den Untergrund dargestellt. Die Zahl der Ereignisse N im Signal wird aus der Summe der Ereignisse im J/ψ-Signalbereich abzüglich des Integrals der Untergrundfunktion über den Signalbereich gebildet. Das gesamte Signal enthält $N = 1301 \pm 44$ Ereignisse, und es ergibt sich aus der Position der Gaußfunktion eine Masse von $M_\psi = 3.083 \pm 0.003\,$GeV mit einer Breite von $\sigma = 0.074 \pm 0.003\,$GeV. Die Masse ist aufgrund der Bremsstrahlung der Zerfallselektronen zu kleineren Massen verschoben. Für den Zerfall $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ ist die Masse $M_\psi = 3.095 \pm 0.003$ GeV in sehr guter Übereinstimmung mit der nominellen J/ψ-Masse von $M_{nom} = 3.09687 \pm 0.00004$ GeV [8]. Abbildung 4.11 und 4.12 zeigen einige Verteilungen der J/ψ-Kandidaten und der Zerfallsleptonen. Die Verteilungen sind für untergrundkorrigierte Ereignisse im J/ψ-Signalbereich für beide Zerfallskanäle zusammen dargestellt, und es werden Daten und Monte Carlo Simulation verglichen. Insgesamt erhält man eine gute Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo Simulation. Nur in Abbildung 4.12 d) ist eine größere Diskrepanz zu erkennen. Dazu ist jedoch zu bemerken, daß die Effizienz des Schnittes auf den Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ für Elektronen in der Monte Carlo Simulation gut beschrieben ist (s. Abschnitt 5.3.2). In Abbildung 4.12 e) und f) ist $\frac{dE}{dx}$ für die Daten in Abhängigkeit des Impulses für die Zerfallselektronen (e) und alle selektierten Leptonen (f) gezeigt. Man erkennt das in Abschnitt 4.3.3 angesprochene flache Verhalten für die Elektronen (e) und einen leichten Anstieg für die mit in der Verteilung gezeigten Myonen (f) bei kleinen Impulsen.

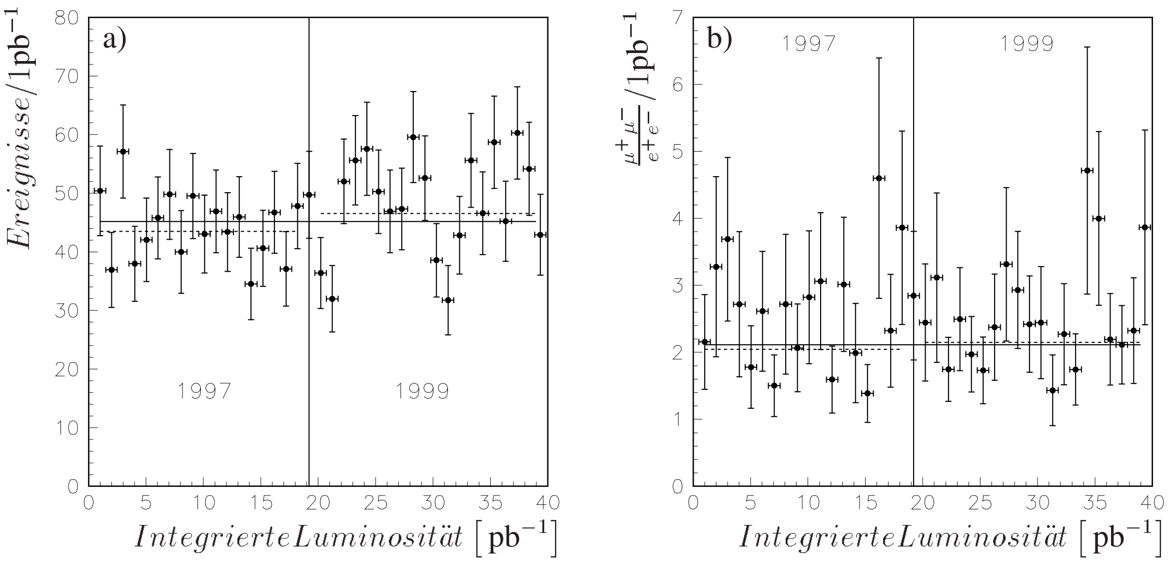


Abbildung 4.9: *a) Ereignisse im J/ψ-Signalbereich pro $1\,pb^{-1}$ Luminosität für $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ in tief inelastischer Streuung. b) zeigt das Verhältnis von Ereignissen mit Zerfall in Myonen zu solchen mit Zerfall in Elektronen gegen die Luminosität. Die eingetragenen Linien zeigen die Ergebnisse einer linearen Anpassung für die gesamte analysierte Datenmenge (durchgezogen) und die Jahre* 1997 *und* 1999 *einzeln (gestrichelt). Daraus ist die mittlere Ereigniszahl bzw. das mittlere Verhältnis zwischen Zerfall in Myonen und Elektronen abzulesen.*

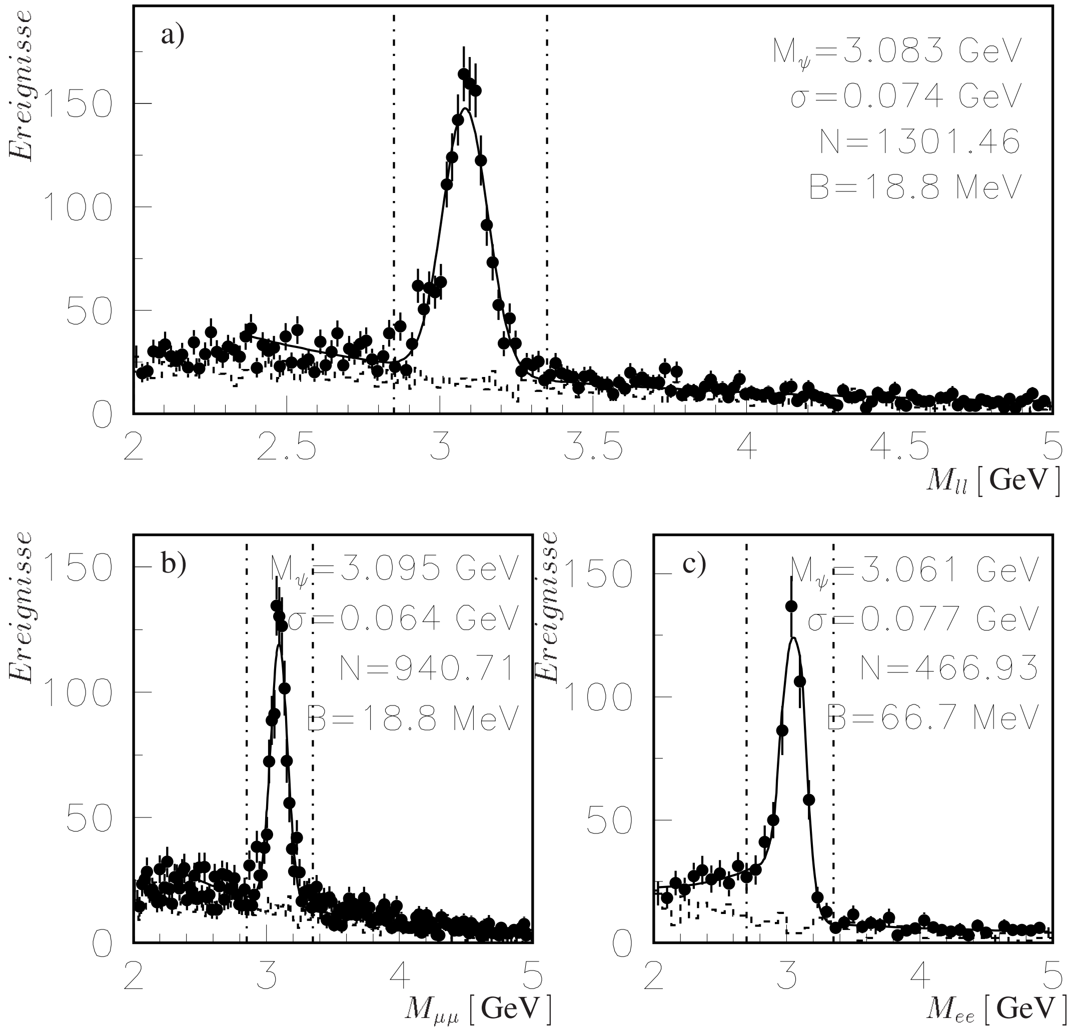


Abbildung 4.10: *Massenverteilungen der J/ψ-Kandidaten in tief inelastischer Streuung. In a) ist die invariante Masse für beide Zerfallskanäle zusammen dargestellt, b) und c) zeigen die beiden Kanäle einzeln. Als gestrichelte Verteilung ist die Massenverteilung der gleichgeladenen Leptonpaare gezeigt. Die strichpunktierten Linien geben den verwendeten J/ψ-Signalbereich wieder. Mit N wird die auf den Untergrund korrigierte Anzahl der J/ψ-Kandidaten im Signalbereich angegeben. Das Ergebnis einer Anpassung aus einer Gauß-verteilung für das Signal und einem Polynom für den Untergrund ist ebenfalls gezeigt. Für den Zerfall in zwei Elektronen (c) wurde der Strahlungsschwanz anhand einer zusätzlichen Exponentialfunktion im Bereich von 2.0 bis 3.01 GeV angepaßt. Die Breite σ gibt nur die Breite der Gaußverteilung wieder. Mit B wird die Intervallbreite der einzelnen Verteilungen bezeichnet.*

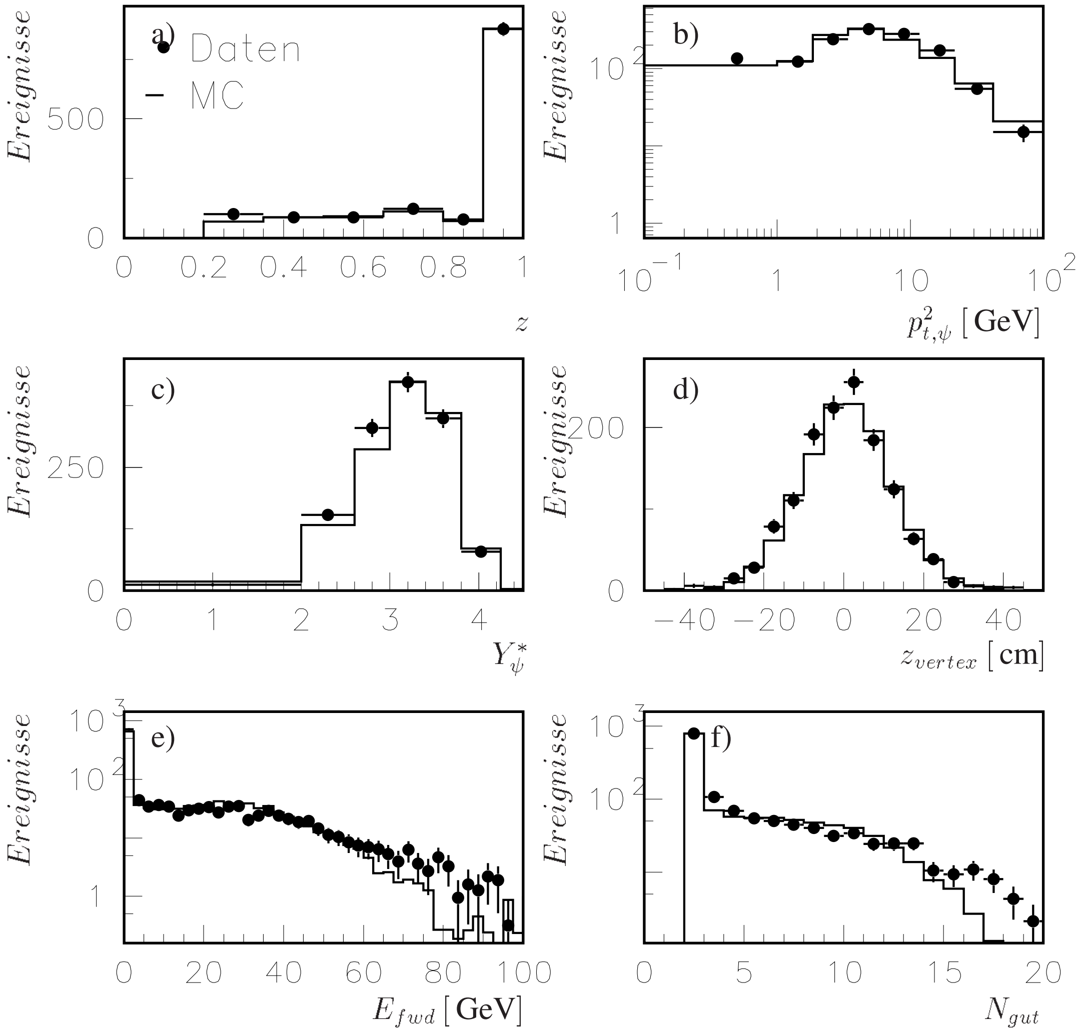


Abbildung 4.11: *Verteilungen für Ereignisse mit J/ψ-Kandidaten. Die Verteilungen sind untergrundkorrigiert. a) zeigt die z-Verteilung, b) das Quadrat des Transversalimpulses des J/ψ-Kandidaten, c) seine Rapidität im γp-System und d) die Verteilung der z-Komponente des Vertex. Mit E_{fwd} in e) wird die Energiesumme im Kalorimeter in einem Winkelbereich von* 20° *um die Strahlachse bezeichnet. Teilabbildung f) zeigt die Anzahl der „guten“ Spuren (s. Abschnitt 4.3.1) im Ereignis.*

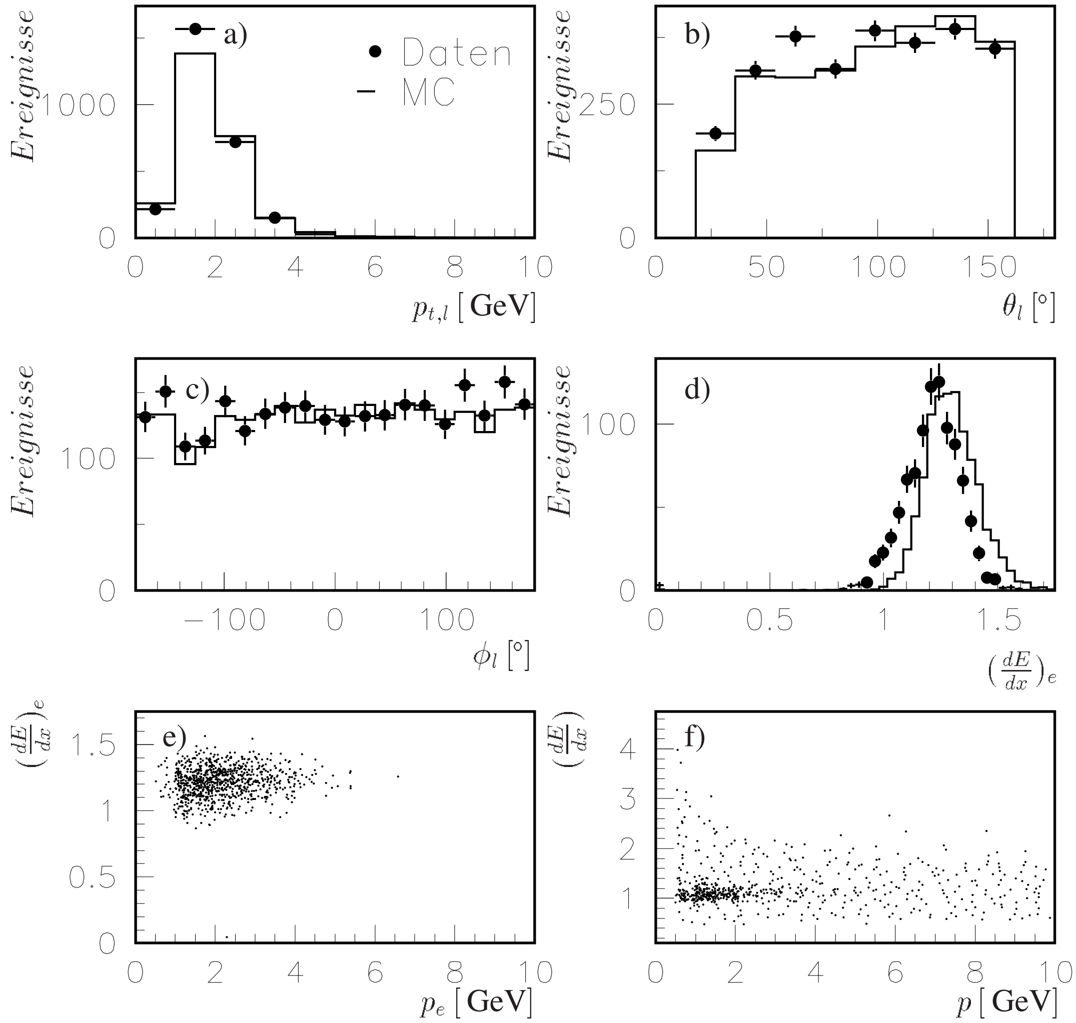


Abbildung 4.12: *Verteilungen der Zerfallsleptonen in Ereignissen mit einem J/ψ-Kandidat. a) zeigt den longitudinalen Impuls, b) den Polarwinkel θ_l und c) den Azimutwinkel ϕ_l der Leptonen. In d) ist der Energieverlust $\frac{dE}{dx}$ für die Zerfallselektronen dargestellt, e) zeigt diesen als Funktion des Impulses. In d) und e) ist kein Schnitt auf $\frac{dE}{dx}$ angewendet worden. In f) ist $\frac{dE}{dx}$ in Abhängigkeit des Impulses für alle selektieren Leptonen ohne weitere Schnitte auf ein gestreutes Elektron oder J/ψ-Kandidaten dargestellt.*

Kapitel 5

Effizienzen der Teilchenrekonstruktion und Triggereffizienzen

In diesem Kapitel werden einzelne Effekte betrachtet, die zur gesamten Analyseeffizienz der tief inelastischen J/ψ-Produktion beitragen. Zu Beginn werden allgemein von der Analyse weitgehend unabhängige, grundlegende Effizienzen besprochen, wie die Effizienz der Spurrekonstruktion (s. Abschnitt 5.1) und die Effizienz der Verbindung einer Spur mit dem Ereignisvertex (s. Abschnitt 5.2). Im Anschluß werden die Effizienzen der Leptonidentifizierung betrachtet. Hierbei werden die einzelnen Erkennungsmethoden untersucht und mit der Monte Carlo Simulation verglichen. Nötige Korrekturen für die Simulation werden angegeben (s. Abschnitt 5.3).

Zum Abschluß des Kapitels wird auf zwei Effizienzen eingegangen, die spezifisch für die Analyse der tief inelastischen J/ψ-Produktion berechnet werden. Abschnitt 5.4 befaßt sich mit der Triggereffizienz der in der Selektion verwendeten Triggermischung. Die Effizienz der vierten Triggerstufe wird in Abschnitt 5.5 untersucht.

5.1 Die Effizienz der Spurrekonstruktion

Die Effizienz der Spurrekonstruktion wird mit Hilfe von im Myondetektor rekonstruierten Myonkandidaten untersucht. Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der Kandidaten, denen eine Spur zugeordnet werden kann, zu allen im instrumentierten Eisen gefundenen Myonkandidaten.

Es werden Ereignisse aus der Datennahmeperiode 1997 ausgewählt, die aufgrund eines gestreuten Elektronkandidaten klassifiziert worden sind (Ereignisklasse 11), der Bedingung $|z_{vertex}| < 40$ cm genügen und eine Hochspannungsselektion passiert haben. In diesen Ereignissen wird nach Spuren im instrumentierten Eisen gesucht, die in einem Polarwinkelbereich von $20° \leq \theta \leq 160°$ liegen. Außerdem wird gefordert, daß die Eisenspur auf den Vertex zeigt. Um die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, daß es sich bei diesen Eisenspuren um wirkliche Myonen handelt, wird eine Durchquerung von mindestens sieben Lagen des instrumentierten Eisens verlangt. Untergrund aus kosmischer Strahlung wird durch verschiedene Schnitte auf die Ereignisse unterdrückt [122]. Um eine sinnvolle Effizienzbestimmung

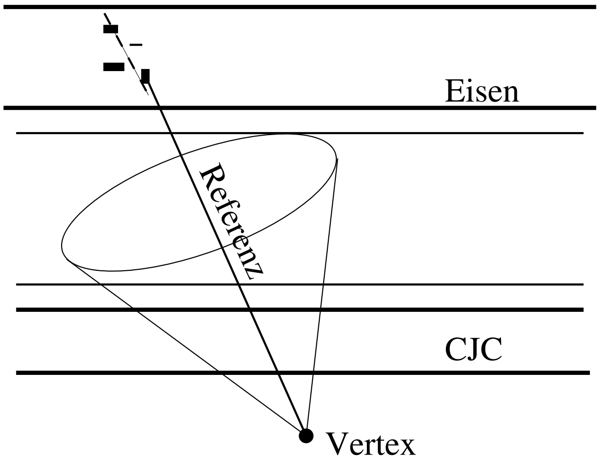


Abbildung 5.1: *Schematische Skizze zur Effizienzbestimmung der Spurrekonstruktion. In einem Kegel um die Referenzlinie vom ersten Eisentreffer zum Vertex werden Spuren gesucht.*

durchzuführen und nicht wegen vieler Spuren im Detektor „zufällig“ eine auf den Eisenmyonkandidaten zeigende Spur zu finden, wird wenig Aktivität in den Spurkammern gefordert. Dies wird über die Bedingung gewährleistet , daß die Anzahl der vertexverbundenen Spuren weniger als zehn beträgt ($N_{DTRA} \leq 10$).
In Richtung der Eisenspur wird nun nach rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem gesucht. Als Referenz für die Spurkammerspuren wird vom ersten Treffer im Myondetektor eine gerade Verbindung zum Vertex gezogen (s. Abbildung 5.1). In einem ellipsoiden Kegel um diese Referenzlinie herum werden Spurkammerspuren (DTNV) und vertexgefittete Spurkammerspuren (DTRA) als zu der Eisenspur gehörend akzeptiert. Die Abmessungen des Kegels sind gegeben durch:

$$\Delta\theta \leq 0.35\,\text{rad}\,(\simeq 20^\circ)\ \text{und} \tag{5.1}$$

$$\Delta\phi \leq 1.05\,\text{rad}\,(\simeq 60^\circ)\ . \tag{5.2}$$

Dabei sind $\Delta\theta$ und $\Delta\phi$ die Differenzen in Polar- und Azimutwinkel zwischen der Referenzlinie und der Spurkammerspur. Außerdem muß die Bedingung $\Delta = 4. * (\Delta\theta)^2 + (\Delta\phi)^2 \leq 1.1$ erfüllt sein. Die so bestimmten Effizienzen für DTRA- und DTNV-Spuren sind in Abbildung 5.2 dargestellt. Sie betragen im Mittel $93.01 \pm 0.62\%$ für vertexgefittete Spurkammerspuren und $97.79 \pm 0.36\%$ für alle Spurkammerspuren. Die Differenz zwischen den beiden Ergebnissen ist auf nicht vertexverbundene Spurhypothesen zurückzuführen, die bei einer genaueren Betrachtung der Ereignisse von schlechter Qualität sind und häufig im Zusammenhang mit im Datensatz verbliebenem Untergrund stehen. Eine Verschärfung der Bedingungen an die nicht vertexverbundenen Spuren (z.B. Forderungen an die Spurlänge und die Anzahl der in der Spur verwendeten Treffer) führt zu einer Annäherung der beiden Effizienzen.
In Abhängigkeit von θ ist keine starke Schwankung der Effizienz zu erkennen, während in dem ϕ-Bereich um -125° ein deutliches Absinken zu sehen ist. Dieser Effizienzeinbruch ist auf einen toten Bereich in der inneren Spurkammer von H1 während eines Großteils der Datennahmeperiode 1997 zurückzuführen. Dieser wird in der Monte Carlo Simulation berücksichtigt, so daß dafür keine weiteren Korrekturen nötig sind. Die gefundene Differenz

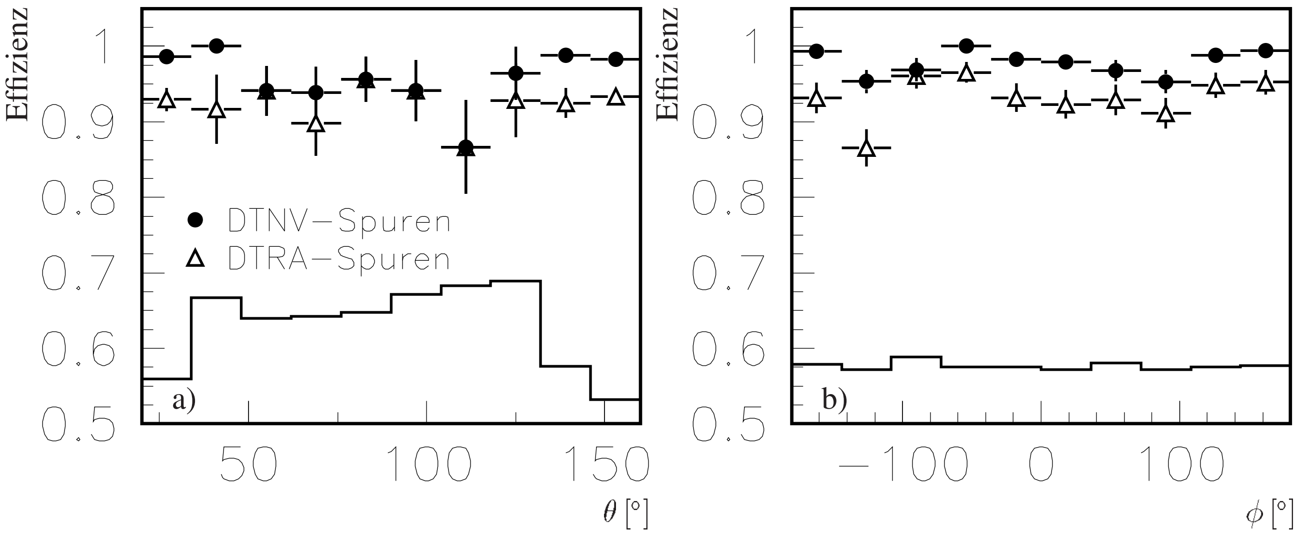


Abbildung 5.2: *Effizienz der Spurrekonstruktion in Abhängigkeit von θ (a) und ϕ (b) der zugrunde liegenden Eisenspur. Mit den offenen Dreiecken ist die Effizienz für vertexgefittete Spurkammerspuren (DTRA) gezeigt, mit den vollen Punkten die Effizienz für alle Spurkammerspuren (DTNV). Die Werte der beiden Effizienzen fallen in einigen Intervallen in θ zusammen. Mit der durchgezogenen Linie ist der relative statistische Fehler der Anzahl der Ereignisse zu sehen. Aufgrund der Darstellung wurde 0.5 zu ihm hinzuaddiert.*

der Effizienz zu der in der Monte Carlo Simulation verwendeten von 100% wird im systematischen Fehler berücksichtigt.
Eine unabhängige Messung der Effizienz der Spurrekonstruktion wurde anhand von Ereignissen aus kosmischer Strahlung in [123] durchgeführt. Hieraus ergaben sich mit einer sehr großen Statistik eine Effizienz von $(99.62 \pm 0.08)\%$. Diese Effizienz ist nur gültig für den Fall der DTNV-Spuren, da bei Ereignissen aus kosmischer Strahlung eine Vertexverbindung nicht sinnvoll ist und so nicht durchgeführt wird.

5.2 Die Effizienz der Vertexverbindung

Die Effizienz der Vertexverbindung wird mit Hilfe diffraktiver J/ψ-Kandidaten untersucht, die anhand nicht vertexverbundener Spuren selektiert werden. Dabei wird für eine der beiden Spuren eine Vertexverbindung verlangt, während die Existenz der Verbindung der zweiten Spur getestet wird.
Zur Bestimmung der Effizienz werden aus der Datennahmeperiode von 1997 Ereignisse der Klassen 17 und 24 mit den Triggerphasen 2 bis 4 verwendet. Dabei wird darauf geachtet, daß nur Unterklassen berücksichtigt werden, die nicht zwei identifizierte Leptonen mit vertexverbundenen Spuren fordern.
Nun werden diffraktive J/ψ-Kandidaten aus nicht vertexgebundenen Spuren (DTNV) gesucht. Es wird aus der Menge der zu gleichen Treffern in den Spurkammern gehörenden

Spurhypothesen über eine einfache Spurselektion diejenige mit den meisten Treffern ausgewählt. Spursegmente im Vorwärtsspurkammersystem, die in einem elliptischen Kegel von $7°$ in θ und $12°$ in ϕ eine zentral nachgewiesene Spur besitzen, werden unterdrückt, da davon ausgegangen wird, daß in einem solchen Fall beide Spursegmente zum gleichen Teilchen gehören. Im weiteren wird von den beiden Segmenten nur die zentrale Spur betrachtet. Insgesamt werden weniger als fünf Spuren im Ereignis verlangt und maximal zwei davon im Zentralbereich des Detektors zwischen $20°$ und $160°$. Für diese beiden Spuren wird ein transversaler Impuls von $p_t \geq 1.0$ GeV gefordert. Eine der beiden zentralen Spuren muß nun die Klassifikationskriterien erfüllen, um eine Beeinflussung der Ergebnisse durch die Klassifikation zu vermeiden. Insbesondere bedeutet das, daß mindestens eine der Spuren eine „gute“ Spur (s. Abschnitt 4.3.1) und ein im Eisen oder Kalorimeter ($Q_\mu = 3$) erkanntes Myon oder Elektron ($Q_e = 3$) ist. Für den Fall von zwei Myonen wird ein Schnitt gegen kosmische Strahlung auf den Öffnungswinkel der beiden Spuren angewendet. Für den elektronischen Zerfall wird auch bei der zweiten Spur eine Elektronerkennung im Kalorimeter mit der Qualität $Q_e = 3$ verlangt, um den nicht-resonanten Untergrund zu minimieren.
Die Effizienz der Vertexverknüpfung einer Spur ergibt sich nun aus der Zahl der Ereignisse, in denen auch der zweiten zentralen Spur eine vertexgefittete DTRA-Hypothese zugeordnet ist, geteilt durch die Gesamtzahl der Ereignisse. In Abbildung 5.3 ist die Effizienz als Funktion des Polarwinkels θ, des Azimutwinkel ϕ, des Transversalimpulses p_t der zweiten Spur, sowie der invarianten Masse M_{ll} der beiden zentralen Spuren dargestellt. Es sind keine Abhängigkeiten von einer der Größen zu erkennen. Insgesamt ist die Effizienz mit $98.58 \pm 0.22\%$ im gesamten Massenbereich $M_{ll} > 2$ GeV und $99.83 \pm 0.10\%$ für $2.8 < M_{ll} < 3.4$ GeV sehr hoch.

Der aus der Spurrekonstruktion (s. Abschnitt 5.1) und der Vertexverknüpfung abgeleitete systematische Fehler auf die Ergebnisse der in dieser Arbeit vorgestellten Analysen ist auf Basis der oben dargestellten Untersuchungen zu 4% abgeschätzt worden. Er setzt sich aus den relativen Fehlern der beiden Effizienzen, der Abweichung dieser von 100%, die in der Simulation verwendet wird, sowie der Hälfte der Differenz zwischen den Spureffizienzen von DTRA- und DTNV-Spuren zusammen. Der Fehler wird durch die Systematik der Effizienz der Spurrekonstruktion dominiert.

5.3 Die Effizienz der Leptonidentifikation

Die Bestimmung der Effizienz der Leptonidentifikation (s. Abschnitte 4.3.2, 4.3.3) wird mit Ereignissen der diffraktiven J/ψ-Produktion aus den Datennahmeperioden 1997 und 1999 durchgeführt. Dabei werden die Ereigniszahlen mit einem und mit zwei identifizierten Leptonen verglichen.

- Es werden Ereignisse mit wenig Aktivität im Detektor ausgewählt. Nur genau zwei „gute“ Spuren im Zentralbereich des Detektors (20 bis $160°$) werden zugelassen.
- Die Anforderungen an die Spuren und den transversalen Impuls entsprechen den in den Abschnitten 4.3.1 und 4.6 angegebenen Kriterien.

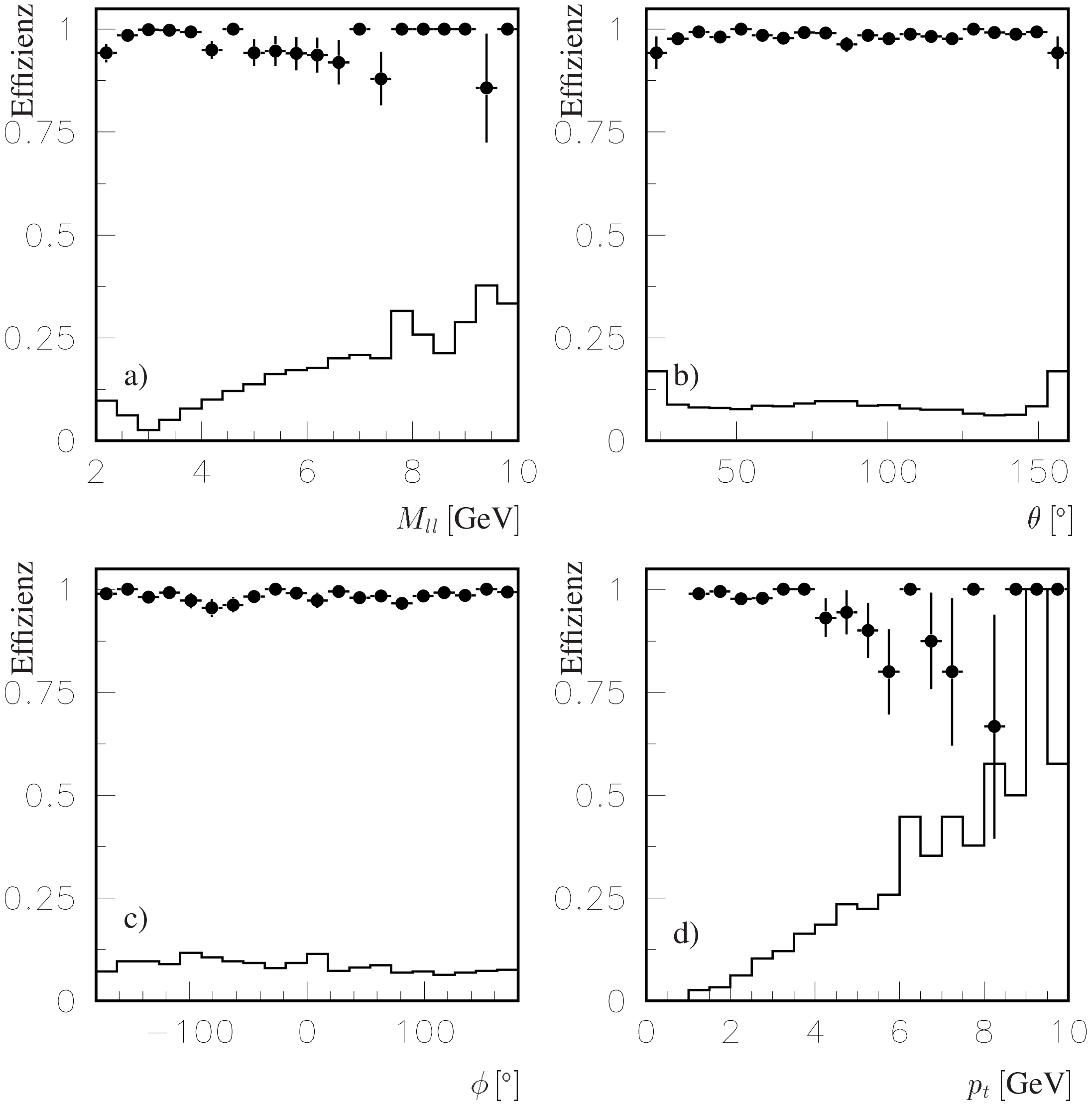


Abbildung 5.3: *Effizienz der Vertexverbindung in Abhängigkeit der invarianten Masse M_{ll} (a), des Polarwinkels θ (b), des Azimutwinkels ϕ (c), sowie des Transversalimpulses p_t (d) der zweiten Spur. Mit der durchgezogenen Linie ist jeweils der relative statistische Fehler der Anzahl der Ereignisse dargestellt.*

- Mindestens eine von den beiden selektierten Spuren muß einer Leptonbedingung genügen. Die genaueren Bedingungen hierbei unterscheiden sich je nach untersuchter Identifikationsart und werden im folgenden noch genauer besprochen.

- Es wird nicht explizit ein gestreutes Elektron verlangt. Das bedeutet, daß in dem Datensatz Ereignisse aus Photoproduktion und aus tief inelastischer Streuung enthalten sind. Dieses erhöht die Statistik und führt zu keiner Beeinflussung etwaig vorzunehmender Anpassungen der Monte Carlo Simulation an die Dateneffizienzen.

- Die verwendeten Ereignisse werden durch topologische, auf Proportionalkammerinformationen basierende Bedingungen oder durch Aktivität im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal getriggert. So kommt es zu keiner Beeinflussung der Ergebnisse aufgrund im Trigger vorhandener Leptonbedingungen.

Als Vergleich zu den Daten dient ein mit dem Generator DIFFVM generierter Datensatz, der mit einer Strahlenergie von 820 GeV generiert und mit einer ebenfalls auf die Datennahmeperiode 1997 abgestimmten Detektorsimulation rekonstruiert worden ist.
Zunächst wird in Abschnitt 5.3.1 die Effizienz der Identifizierung eines Myons im Myondetektor oder im Kalorimeter betrachtet. Anschließend werden die Erkennungseffizienzen eines Elektrons im Kalorimeter und über den Energieverlust dE/dx (s. Abschnitt 5.3.2) untersucht. Insgesamt ergibt sich, daß die Erkennung der Myonen im Eisen hinreichend gut in der Monte Carlo Simulation beschrieben wird. Hingegen ergeben sich bei der Erkennung der Myonen und Elektronen im Kalorimeter, sowie der Elektronidentifizierung über den Energieverlust dE/dx jahresabhängige Differenzen zwischen Daten und Monte Carlo Simulation, die im Monte Carlo korrigiert werden. Dabei werden die Ereignisse der beiden Jahre im Verhältnis der integrierten Luminositäten gemischt, um die nötige Anpassungen der Simulation an die gesamte Datenmenge vornehmen zu können.

5.3.1 Myonerkennung

Um die Effizienz der Erkennung der Myonen im Eisen und im Kalorimeter zu untersuchen, wird in den ausgewählten diffraktiven Ereignissen mit J/ψ-Kandidaten ein erkanntes Myon im Eisen oder mit der Kalorimeterqualität $Q_\mu = 3$ gefordert. Die andere Spur dient dann zur Untersuchung der Effizienz. Untergrund aus Kosmischer Strahlung wird über einen elliptischen Schnitt im Datensatz unterdrückt.
In Abbildung 5.4 ist die Effizienz der Myonerkennung im Eisen (a+b) und im Kalorimeter mit Qualität $Q_\mu \geq 2$ (c+d) als Funktion des transversalem Impulses $p_{t,\mu}$ bzw. des Impulses p_μ und des Polarwinkels θ_μ dargestellt. In der Abbildung werden Daten und Monte Carlo Simulation vor (gestrichelt) und nach der Anpassung (durchgezogen) miteinander verglichen. Im Falle der Erkennung im Eisen muß keine Anpassung vorgenommen werden. Die in den Daten zu erkennende größere Effizienz bei $\theta \simeq 90°$ ist auf einen verbliebenen Untergrundanteil aus Kosmischer Strahlung zurückzuführen. Kosmische Myonen haben im Mittel einen höheren Impuls und hinterlassen so im Myonsystem eine deutlichere Signatur. Weniger Material vor dem Myondetektor im rückwärtigen Bereich des Detektors bewirkt, daß dort mehr Myonkandidaten auch mit niedrigerem Impuls eine Signatur im instrumentierten Eisen hinterlassen können. Dies führt zu einem Anstieg der Effizienz für große Polarwinkel $\theta \gtrsim 130°$. Der ebenfalls zu erkennende Anstieg im Bereich kleiner Polarwinkel $\theta \lesssim 30°$ kann durch den durchschnittlich höheren Impuls der nach vorne gerichteten Myonkandidaten erklärt werden. Für die Erkennung im Kalorimeter muß eine in den Jahren unterschiedliche, polarwinkelabhängige Anpassung der Simulation an die Daten vorgenommen werden. Der Verlauf dieser Funktion ist in Abbildung 5.7a) (s. Seite 110) für die beiden Jahre einzeln und für den gesamten Datensatz im Vergleich zu sehen. Nach der Anpassung sind Daten und Monte Carlo

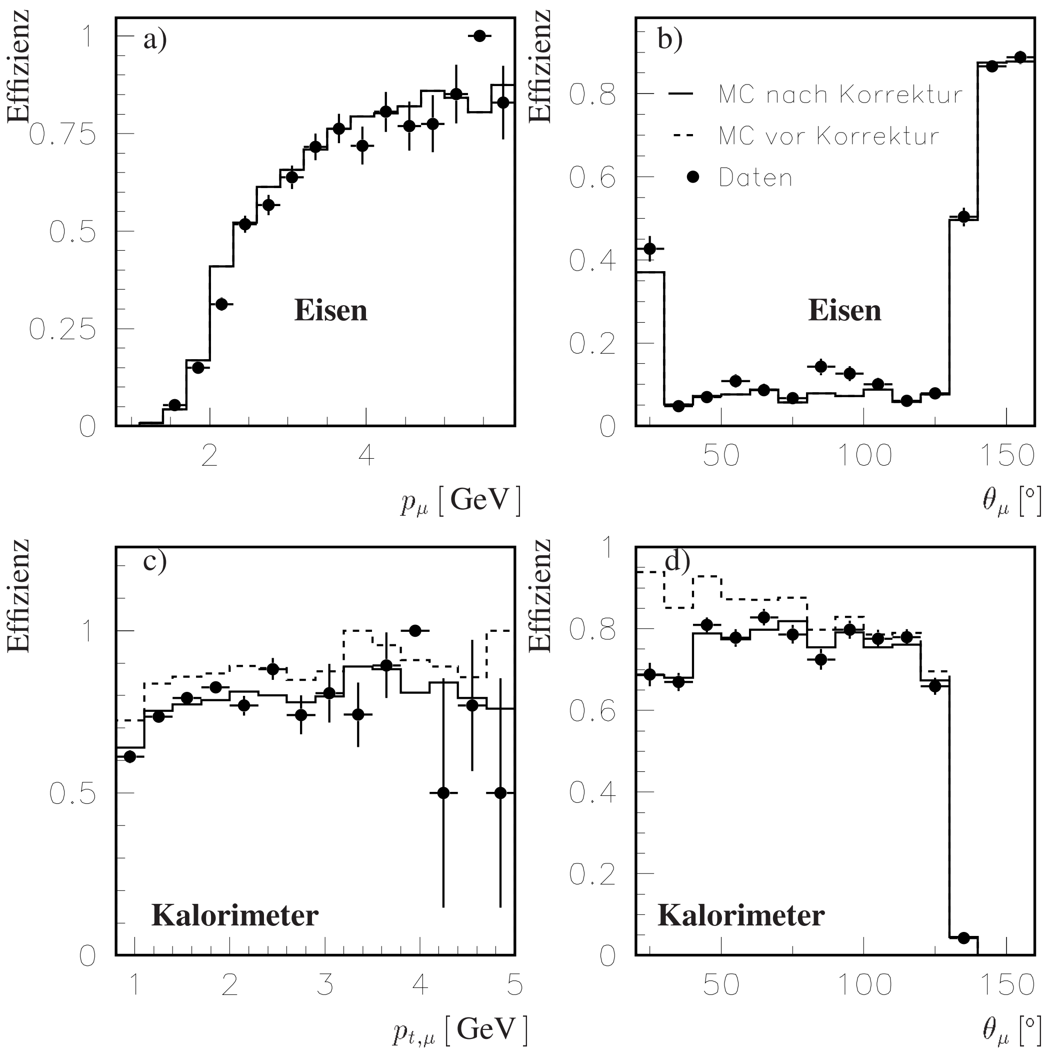


Abbildung 5.4: *Effizienz der Myonerkennung. Dargestellt ist ein Vergleich der Effizienzen zwischen Daten (Punkte) und Monte Carlo Simulation getrennt für die Erkennung im Eisen (a+b) und im Kalorimeter mit Qualität* $Q_\mu \geq 2$ *(c+d). Die Effizienzen sind als Funktion des Transversalimpulses (c) und des Polarwinkels (d) für die Identifizierung im Kalorimeter dargestellt. Für die Erkennung im Eisen sind die Abhängigkeiten vom Impuls (a) und dem Polarwinkel (b) zu sehen. Mit den gestrichelten Linien ist der Verlauf der Effizienz in der Simulation vor der Anpassung, mit der durchgezogenen Linie nach der Anpassung abgebildet.*

Simulation in sehr guter Übereinstimmung.
Das starke Absinken der Effizienz in Daten und Simulation für Polarwinkel $\theta \gtrsim 130°$ ist auf die Einschränkung des Akzeptanzbereichs des hadronischen Kalorimeters zurückzuführen.
Die Effizienz für die Erkennung eines Myons im instrumentierten Eisen oder im Kalorimeter ($Q_\mu \geq 2$) beträgt $77 \pm 2\%$. Verbliebene Differenzen zwischen Daten und Simulation werden im systematischen Fehler berücksichtigt.

5.3.2 Elektronerkennung

Die Untersuchung der Effizienzen für die Elektronidentifizierung gliedert sich in drei Punkte, die im folgenden besprochen werden:

a) Elektronerkennung im Kalorimeter,

b) Elektronerkennung über den Energieverlust dE/dx,

c) kombinierte Erkennung.

In allen Fällen geht man ähnlich vor wie bei der Myonerkennung (s. Abschnitt 5.3.1).

Erkennung im Kalorimeter
Für die Bestimmung der Effizienz der Identifikation eines Elektrons im Kalorimeter werden Ereignisse diffraktiver J/ψ-Erzeugung ausgewählt, bei denen eine Spur als Elektron im Kalorimeter mit $Q_e = 3$ erkannt wurde und beide Spuren der Bedingung $dE/dx \geq 1.1$ genügen. Dann wird die Erkennung der zweiten Spur im Kalorimeter ($Q_e = 3$) getestet. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.5 (a+b) als Funktion des Transversalimpulses $p_{t,e}$ und des Polarwinkels θ_e im Vergleich zwischen Daten (Punkte) und Monte Carlo Simulation (Linien) zu sehen. Mit den gestrichelten Linien ist die Effizienz in der Simulation ohne Anpassung dargestellt. Es sind leichte Unterschiede zwischen Daten und Simulation zu erkennen, die auf Unterschiede im Jahr 1999 zurückzuführen sind. Diese werden durch eine polarwinkelabhängige Anpassung korrigiert. Die Korrekturfunktion ist für die verschiedenen Jahre und für den gesamten Datensatz in Abbildung 5.7b) zu sehen. Nach der Korrektur sind Daten und Simulation in guter Übereinstimmung. Aufgrund des starken Effizienzverlustes für Polarwinkel $\theta \gtrsim 150°$ und $\theta \lesssim 30°$ sowie dort zunehmende Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation werden diese Bereiche in der Analyse ausgeschlossen. Die Anpassung der Effizienz in der Monte Carlo Simulation ist ebenfalls auf den Bereich $30° \gtrsim \theta \gtrsim 150°$ beschränkt worden.

Erkennung über den Energieverlust
Als Basis der Untersuchung dienen diffraktive J/ψ-Ereignisse, in denen beide Spuren im Kalorimeter mit Qualität $Q_e = 3$ erkannt wurden. Der Prozentsatz der Spuren, die ebenfalls die Bedingung $dE/dx \geq 1.1$ erfüllen, ergibt dann die Effizienz der Identifikation eines Elektrons. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.5 (c+d) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls $p_{t,e}$ und vom Azimutwinkel ϕ_e dargestellt. Wiederum werden Daten (Punkte) mit der Simulation (Linien) verglichen. Man kann anhand der miteingezeichneten gestrichelten Linie

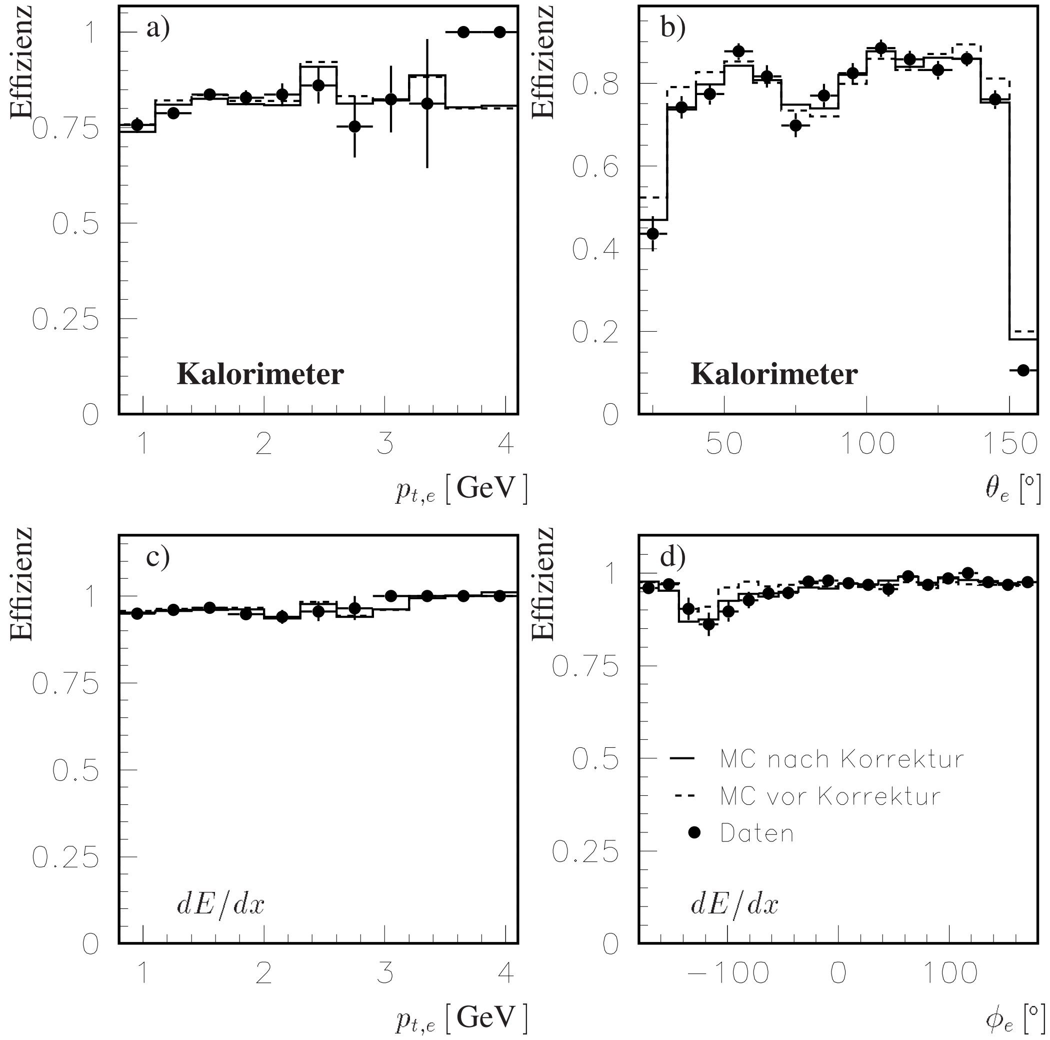


Abbildung 5.5: *Effizienz der Elektronerkennung. Dargestellt ist die Effizienz für die Identifizierung im Kalorimeter als Funktion des transversalen Impulses (a) und des Polarwinkels (b). Die Effizienz der Erkennung über den Energieverlust* dE/dx *ist in Abhängigkeit des Transversalimpulses (c) und des Azimutwinkels (d) gezeigt. In allen Fällen ist ein Vergleich zwischen Daten (Punkte) und Monte Carlo Simulation vor (gestrichelt) und nach (durchgezogene Linien) einer Anpassung zu sehen.*

erkennen, daß die Monte Carlo Simulation vor einer Korrektur die Effizienz in den Daten in einem Azimutwinkelbereich um $\phi = -100^\circ$ herum überschätzt. Diese Diskrepanz ist auf eine schlechte Beschreibung der Effizienz im toten Bereich der Spurkammer im Jahr 1997 zurückzuführen und wird in der Simulation luminositätsgemittelt korrigiert. Die Korrekturfunktion wurde abhängig vom Azimutwinkel bestimmt und ist für die verschiedenen Jahre und für den gesamten Datensatz in Abbildung 5.7c) zu sehen. Nach der Korrektur stimmen Daten und Monte Carlo Simulation gut überein.

Kombination der Methoden
Für die Untersuchung der kombinierten Identifikation werden Ereignisse aus dem diffraktiven J/ψ-Datensatz verwendet, in denen eine der beiden Spuren als Elektron im Kalorimeter mit $Q_e = 3$ identifiziert ist und auch der Bedingung $dE/dx \geq 1.1$ genügt. Die Betrachtung der anderen Spur bezüglich dieser Kriterien gibt dann Aufschluß über die Effizienz der kombinierten Erkennung eines Elektrons. In Abbildung 5.6 ist die Effizienz in den Daten (Punkte) als Funktion des Transversalimpulses $p_{t,e}$, des Polarwinkels θ_e und des Azimutwinkels ϕ_e im Vergleich mit der unkorrigierten (gestrichelt) und der korrigierten (durchgezogenen) Monte Carlo Simulation zu sehen. Als Korrektur ist dabei die Kombination der beiden in den zwei vorangegangenen Abschnitten ermittelten Funktionen angewendet worden. Damit ergibt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation. Die Effizienz der Identifizierung eines Elektrons im Kalorimeter und gleichzeitig über den Energieverlust dE/dx beträgt $76 \pm 4\%$.
Der gesamte relative Fehler für die Leptonerkennung ergibt sich aus den Fehlern der Myon- und Elektronidentifikation durch verbleibende Differenzen zwischen Daten und Monte Carlo Simulation. Er beträgt 6% und wird in den systematischen Fehler der Analyse einbezogen.

5.4 Triggereffizienz auf L1

Die in der Analyse der tief inelastischen J/ψ-Produktion verwendeten Trigger nutzen hauptsächlich das Signal des gestreuten Elektronkandidaten im rückwärtigen Kalorimeter. Zusätzlich werden in einem Teil der Triggerbedingungen auch Informationen aus dem instrumentierten Eisen, den Proportionalkammern und den zentralen Spurkammern benutzt (vgl. Abschnitt 2.2 und Abschnitt 4.5). Zunächst werden in diesem Abschnitt die verschiedenen Triggerelemente betrachtet, dann wird auf die Effizienzen einzelner Trigger eingegangen. Die totale Triggereffizienz wird letztendlich aus der Simulation berechnet.
Die Effizienz der verwendeten Triggerelemente und einzelner Trigger wird mit Ereignissen der tief inelastischen J/ψ-Erzeugung aus 1997 und 1999 untersucht, und ein Vergleich zwischen Daten und Simulation wird vorgenommen. In den Daten wird dabei je nach Bedingung ein Satz unabhängiger Trigger verlangt. Dieses ist bei einigen Triggern ($s56, s2, s61$) nicht möglich bzw. die verbleibende Ereigniszahl ist zu gering, so daß ihre Effizienz vollständig aus der Monte Carlo Simulation bestimmt werden muß.
Abbildung 5.8 zeigt die Effizienzen einiger der verwendeten Triggerelemente im Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation. In (a) ist die Kombination `Mu_Any` (s. Abschnitt 2.3) als Funktion des Polarwinkels θ_μ des auslösenden Myons zu sehen. Hierbei sind

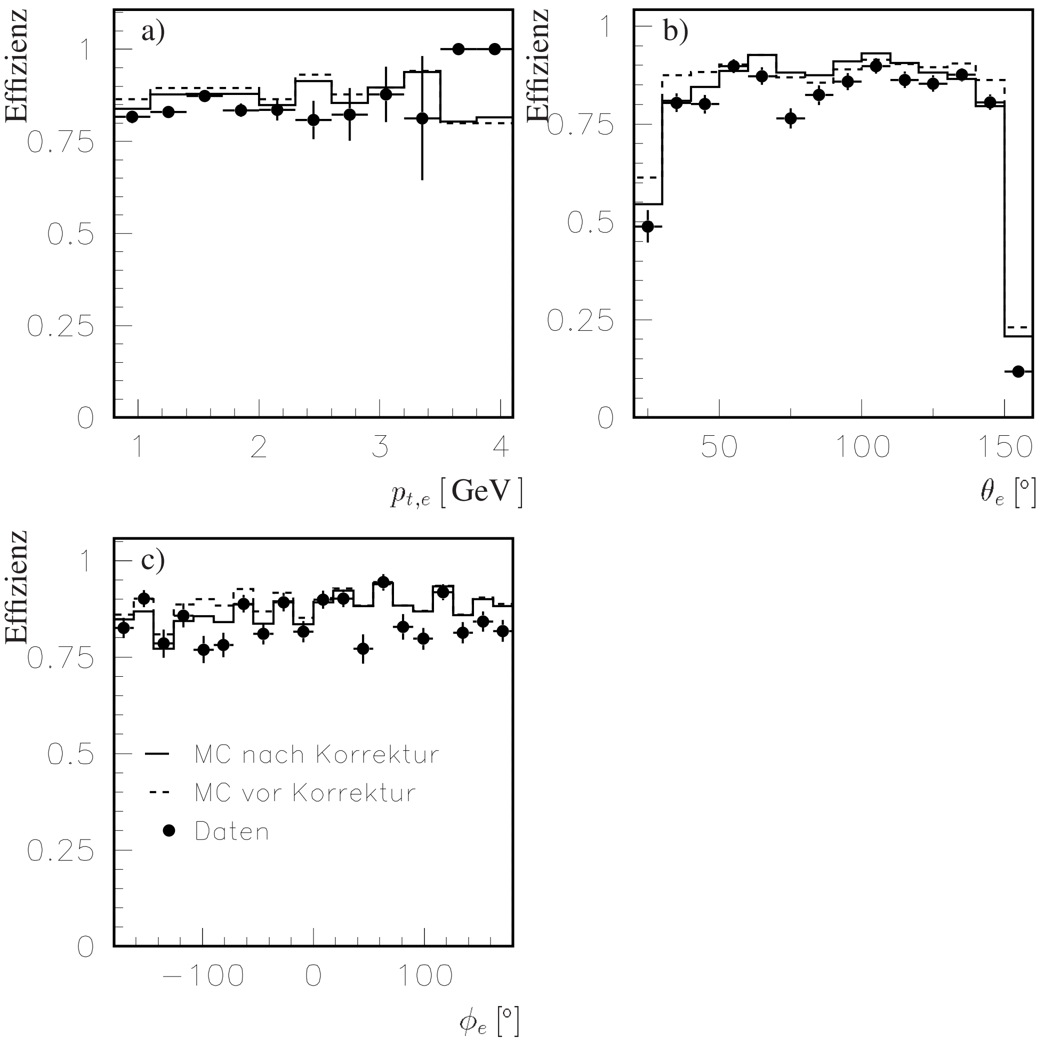


Abbildung 5.6: *Effizienz der kombinierten Elektronerkennung. Die Effizienz ist in Abhängigkeit des Transversalimpulses (a), des Polarwinkels (b) und des Azimutwinkels (c) dargestellt. Die Effizienz in den Daten (Punkte) wird mit der Monte Carlo Simulation (gestrichelt vor der Anpassung, durchgezogen danach) verglichen. Als Korrekturfunktion wird das Produkt der für die beiden Erkennungsmethoden einzeln bestimmten Funktionen angewendet.*

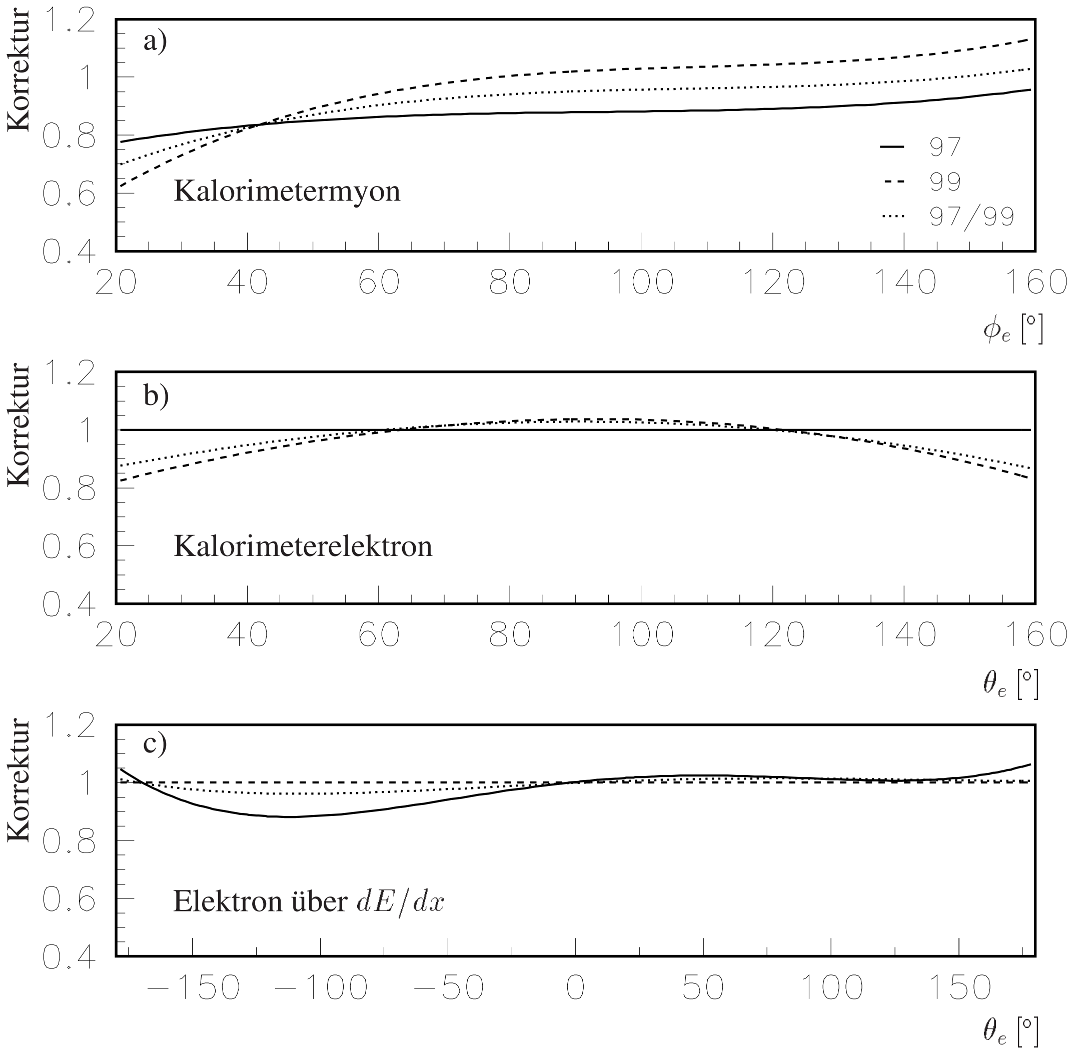


Abbildung 5.7: *Korrekturfunktionen für die Simulation. Dargestellt ist ein Vergleich der anzuwendenden Korrekturfunktionen für die beiden Jahre* 1997 *und* 1999 *und für den gesamten Datensatz. In (a) ist die Anpassung der Erkennungseffizienz im Kalorimeter für Myonen in Abhängigkeit des Polarwinkels zu sehen, (b) zeigt die Korrektur der Effizienz im Kalorimeter für Elektronen als Funktion des Polarwinkels. In (c) ist die Abhängigkeit vom Azimutwinkel für die Korrektur der Identifizierung eines Elektrons über* dE/dx *dargestellt.*

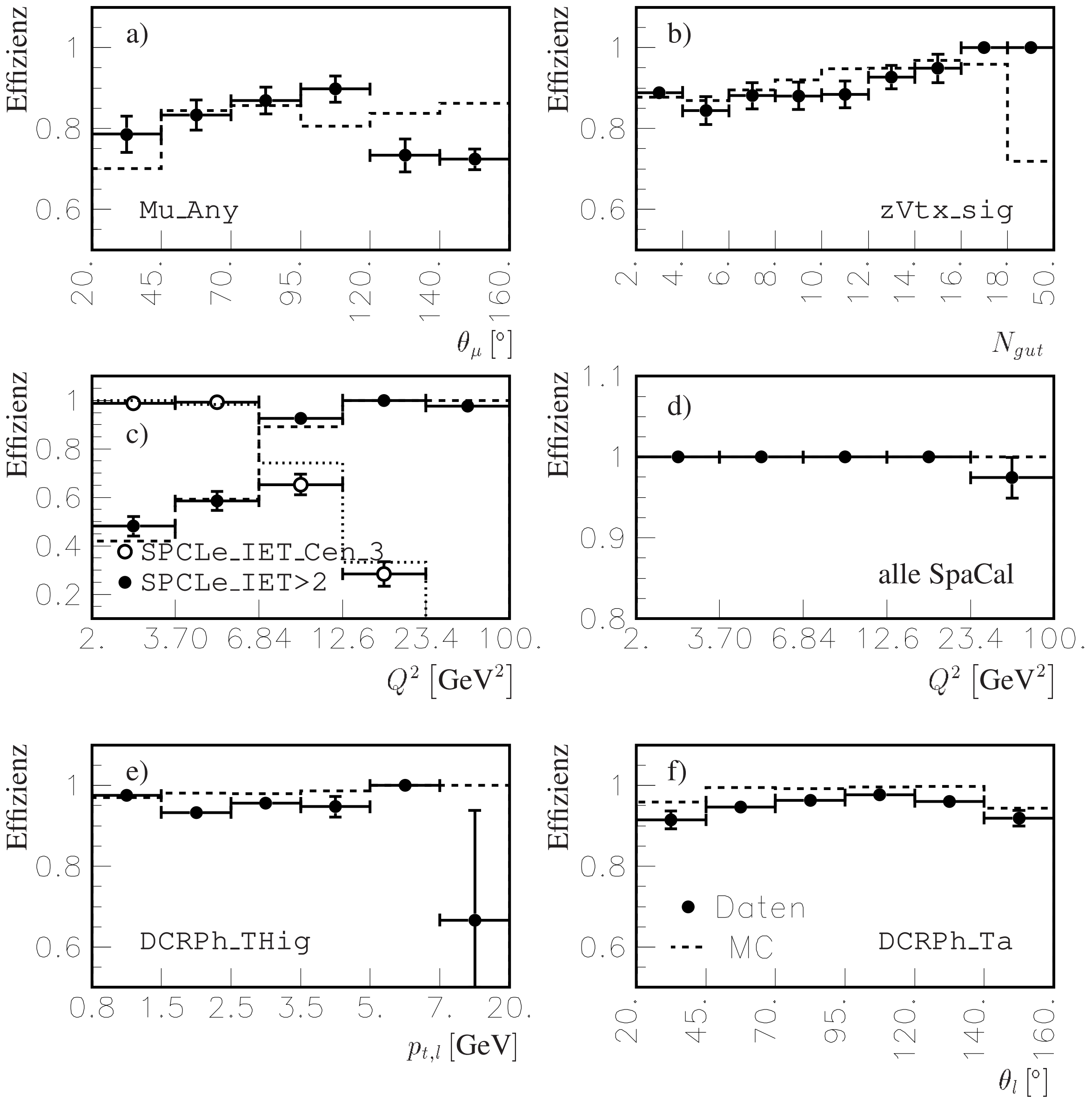


Abbildung 5.8: *Effizienzen einzelner Triggerelemente. Die Punkte zeigen die Effizienzen in den Daten, die Linien die Ergebnisse aus der Monte Carlo Simulation. (a) zeigt die Effizienz der Eisenbedingung als Funktion des Polarwinkels des auslösenden Myons, (b) die Effizienz der Vertexbedingung in Abhängigkeit der Anzahl der guten Spuren, (c) die Effizienz einzelner SpaCal-Triggerelemente und (d) die Verknüpfung der in der Analyse verwendeten SpaCal-Bedingungen als Funktion von Q^2. In (e) und (f) ist die Effizienz der Spurkammerbedingungen in Abhängigkeit vom Transversalimpuls und Polarwinkel des Leptons mit höherem Transversalimpuls zu sehen.*

größere Diskrepanzen zwischen Simulation und Daten zu sehen, die auf eine Fehlsimulation des Auslösezeitpunkts zurückzuführen sind. Die Differenzen werden im systematischen Fehler zu dem Prozentsatz berücksichtigt, zu dem ein der in der Analyse verwendetes Ereignis nur von $s56$ akzeptiert wird.

In 5.8b) ist die Abhängigkeit der Effizienz des Elements `zVtx_sig` von der Anzahl der im Ereignis gefundenen guten Spuren N_{gut} abgebildet. Sie stimmt für Daten und Simulation zufriedenstellend überein.

In Teilabbildung (c) sind zwei der verwendeten SpaCal-Triggerelemente zu sehen (s. Tabelle 4.5 und 2.3.1). Mit den geschlossenen Kreisen ist die Abhängigkeit des Elements `SPCLe_IET>2` vom Viererimpulsübertrag Q^2 gezeigt, die offenen Kreise geben die Abhängigkeit für `SPCLe_IET_Cen_3` wieder. Mit der gestrichelten und gepunktete Linie sind die jeweiligen Ergebnisse der Monte Carlo Simulation zu sehen. Allgemein gilt für die einzelnen Triggerelemente, daß die Triggerschwellen in Q^2 und θ_e in der Simulation gut beschrieben werden. Auch ist zu erkennen, daß eine Veroderung der beiden einzeln dargestellten Bedingungen im gesamten Q^2-Bereich zu einer sehr hohen Effizienz führt. (d) zeigt die Kombination aller in der Analyse verwendeten SpaCal-Bedingungen als Funktion von Q^2. Für die Kombination aller SpaCal-Bedingungen ist die Effizienz nahezu 100% und wird ebenfalls in der Simulation beschrieben.

In den Teilabbildungen (e+f) werden die Triggerelemente `DCRPh_THig` und `DCRPh_Ta` untersucht. Aufgrund des Schnittes auf den transversalen Impuls der Zerfallsleptonen ($p_{t,l} \geq 0.8$ GeV) in der Analyse verhalten sich beide Elemente sehr ähnlich. (e) zeigt die Effizienz von `DCRPh_THig` in Abhängigkeit des Transversalimpulses des Zerfallsleptons mit dem größeren Transversalimpuls $p_{t,l}$, (f) die Effizienz von `DCRPh_Ta` als Funktion seines Polarwinkels θ_l. Auch hier ist in beiden Abbildungen akzeptable Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo Simulation zu erkennen. Die Diskrepanz zwischen Daten und Simulation ist auf eine abgesunkene Effizienz der `DCRPh`-Elemente in 1999 zurückzuführen, die von der Simulation um 5% überschätzt wird. Die Daten des Jahres 1997 werden gut beschrieben.

Im folgenden sollen die Effizienzen der einzelnen in der Analyse verwendeten Trigger betrachtet werden. In Abbildung 5.9 ist die Effizienz der einzelnen Trigger in Abhängigkeit des Viererimpulsübertrags Q^2 dargestellt. (a),(b), (c) und (d) zeigen die Trigger $s3, s4$ und $s0$, die im wesentlichen nur SpaCal-Bedingungen enthalten. Deshalb kann in den Daten auf einen Satz unabhängiger, auf Spurkammern, Proportionalkammern, Myondetektor und Kalorimeter basierender Trigger zurückgegriffen werden. Die hiermit bestimmte Effizienz wird mit der Monte Carlo Simulation verglichen.

Es ist zu sehen, daß für $s3$ (a+b) und $s0$ (c) die Triggerschwelle in Q^2 gut in der Simulation wiedergegeben wird. Für $s3$ sind dabei zwei verschiedene Abschnitte in der Datennahme gezeigt. (a) zeigt den Großteil der Daten aus 1997, (b) die Daten ab Run 198827, ab dem der Triggerbedingung auf $L1$ eine topologische Bedingung auf der zweiten Triggerstufe $L2$ hinzugefügt wurde. Diese besteht aus einem Schnitt auf den radialen Abstand des SpaCal-Clusters zur Strahlachse $R_\Theta > 30$ cm. Für Cluster im äußersten Bereich (d.h. für große Q^2) des SpaCal ist die $L2$-Zusatzbedingung hoch effizient ($\sim 100\%$). In (b) wird die Effizienz nach $L2$ berechnet. In die Effizienzbestimmung sind alle identifizierten Elektronkandidaten einbezogen worden, auch die weiter innen im SpaCal gelegenen. So kommt es im Vergleich zu dem Bereich der Datennahme, in dem keine $L2$-Bedingung auf $s3$ aktiv war, zu einer

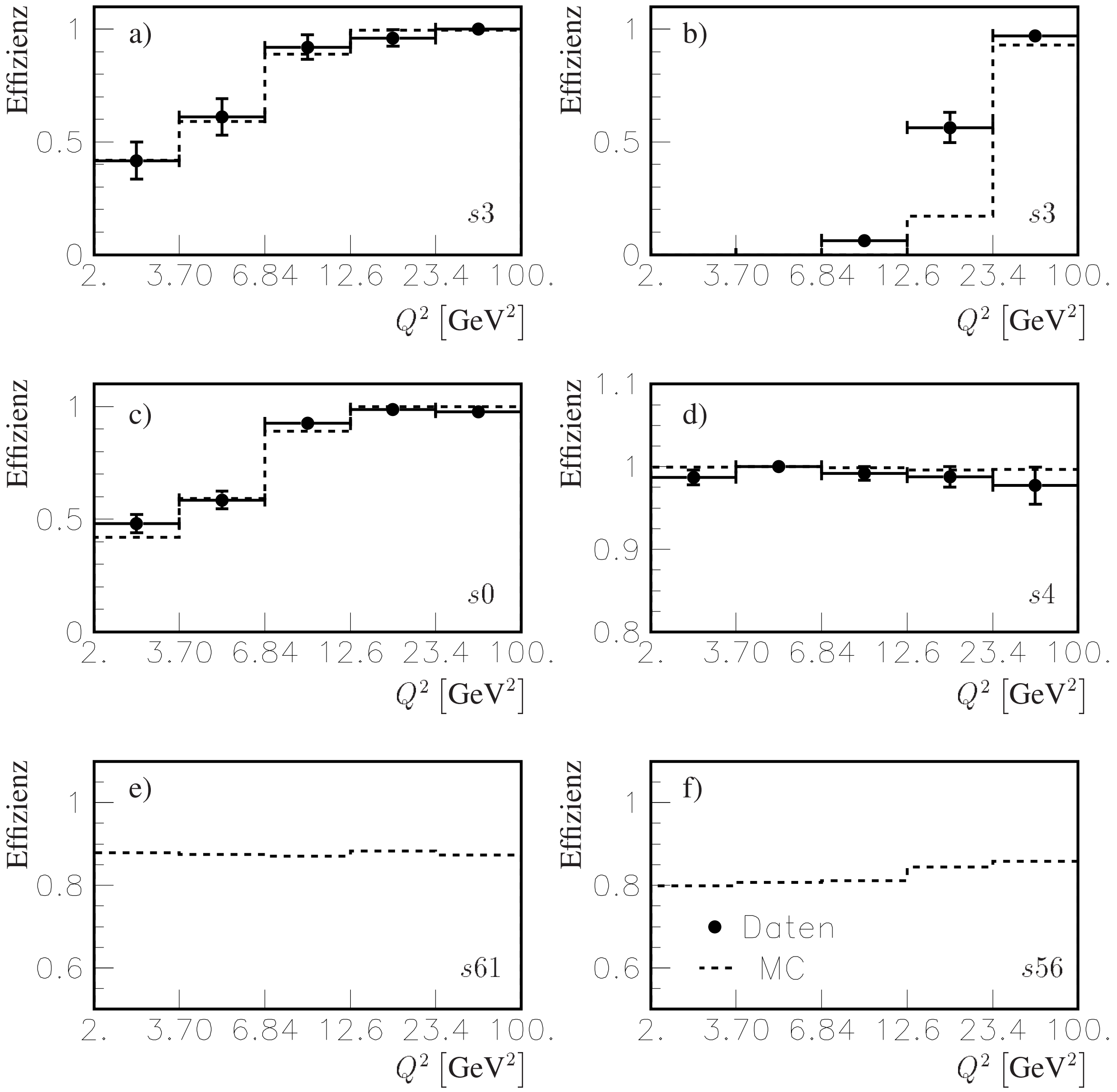


Abbildung 5.9: *Effizienzen der verwendeten Trigger. Die Punkte geben die Effizienz in den Daten, die Linien in der Simulation wieder. Die Effizienz von Trigger $s3$ ist einmal für den Bereich der Datennahme ohne topologische Bedingung auf $L2$ zu sehen (a), einmal in dem Bereich mit $L2$-Bedingung unter Berücksichtigung dieser Bedingung (b) zu sehen. Für die Trigger $s61(s2)$ und $s56$ sind keine unabhängigen Trigger mit ausreichender Statistik in den Daten vorhanden. Die Effizienzen von $s61(s2)$ und $s56$ werden nur aus der Simulation bestimmt (e+f). Genaueres ist im Text zu lesen.*

Reduzierung der Effizienz um 50%. Die Effizienz wird für diesen Bereich der Datennahme durch die Simulation im höchsten Q^2-Intervall gut beschrieben, für die niedrigeren Intervalle unterschätzt die Simulation die Daten, so daß die bestimmte Effizienz eine untere Abschätzung der in den Daten auftretenden Effizienz ist. Die wahre Effizienz in den Daten wird auch noch dadurch erhöht, daß 25% der von der topologischen Bedingung verworfenen Ereignisse trotzdem akzeptiert werden (*overwrite factor*).
$s4$ besteht aus der logischen Veroderung einer im inneren Bereich des SpaCal wirkenden und einer die äußeren Bereiche selektierenden Bedingung (s. Abschnitte 4.5, 2.3). Die resultierende Effizienz ist in Q^2 flach, fast 100% und wird in der Simulation gut beschrieben (d).
Für die drei anderen Trigger $s2, s61$ und $s56$ stehen keine unabhängigen Trigger mit genügend großer Statistik zur Verfügung. So wird die Effizienz für diese Trigger nur aus der Monte Carlo Simulation bestimmt. Aufgrund der guten Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation für die einzelnen Triggerelemente dieser Trigger ist die ermittelte Effizienz eine sehr gute Näherung der Effizienz in den Daten. $s2$ und 61 verhalten sich aufgrund der hohen Forderung an die Energie des gestreuten Elektronkandidaten $E_e > 12$ GeV sehr ähnlich. So wird hier in Abbildung 5.9e) nur $s61$ in Abhängigkeit des Viererimpulsübertrags Q^2 dargestellt. Die Effizienz ist in Q^2 flach und liegt aufgrund der `DCRPh`- und Vertexbedingungen bei 85%. Die Effizienz von $s56$ (f) ist durch die Effizienz der Myonbedingung dominiert, sie beträgt 80% und zeigt einen ganz leicht ansteigenden Verlauf in Q^2.

Die in der Analyse verwendete auf den betrachteten Triggern basierende Triggermischung (s. Tabelle 4.6) ergänzt sich zu einer sehr guten Abdeckung des gesamten hier analysierten kinematischen Bereichs. Die gesamte Triggereffizienz wird mit der Monte Carlo Simulation zu 100% bestimmt. Für den Bereich des Minimum Bias Runs der Datennahme Periode 1997 mit niedrigeren Triggerschwellen wird ebenfalls eine totale Triggereffizienz von 100% angenommen [124]. Abweichungen zwischen Daten und Simulation werden mit 5% in den systematischen Fehler einbezogen.

5.5 Die Effizienz der L4 Triggerstufe in 1999

Seit der Datennahmeperiode 1998 sind die auf der vierten und „fünften“ Stufe des H1 Triggersystems laufenden Programme und vorgenommenen Schnitte aufeinander abgestimmt worden. Seitdem wird die Klassifikation schon auf der vierten Stufe vorgenommen. Während der Klassifikation wird ebenfalls ein bestimmter Prozentsatz der insgesamt von allen Klassen verworfenen Ereignisse „durchgelassen“ und mit den klassifizierten Ereignissen abgespeichert. Die Größe des Prozentsatzes wird diesen Ereignissen als $L4$-Gewicht hinzugefügt (z.B. ein Gewicht von 50 bedeutet, daß jedes 50ste nichtklassifizierte Ereignis durch den Filter gelassen wurde, das sind 2%). Neben diesen nichtklassifizierten Ereignissen gibt es auch in bestimmten Klassen Gruppen von Ereignissen, die wegen ihrer großen Häufigkeit einen Skalierungsfaktor auf der vierten Triggerstufe erhalten. Dieser wird wiederum als $L4$-Gewicht den akzeptierten Ereignissen zugefügt. Wird ein Ereignis einer skalierten Gruppe aber auch einer anderen Klasse zugeordnet, so wird es in jedem Fall akzeptiert. Ein Beispiel für eine skalierte Teilklasse sind Ereignisse mit kleinem Viererimpulsübertrag $Q^2 < 4$ GeV^2

in der inklusiven Klasse von Ereignissen mit gestreutem Elektron.
Für die Untersuchung der Effizienz der vierten Triggerstufe werden Ereignisse der tief inelastischen J/ψ-Produktion aus der Datennahmeperiode 1999 verwendet. Die Selektion folgt den in Kapitel 4 besprochenen Schnitten. Dabei wird lediglich die Forderung der Ereignisklasse 16 ausgelassen, und es werden nur die Ereignisse im Signalbereich (μ : $2.85 - 3.35$ GeV, e : $2.7 - 3.35$ GeV, $\mu + e$: $2.85 - 3.35$ GeV) betrachtet. Es wird das Verhältnis der in Klasse 16 akzeptierten Ereignisse zu allen die Selektion passierenden Ereignissen multipliziert mit ihrem $L4$-Gewicht betrachtet. Dieses entspricht direkt der Effizienz für die Klassifizierung der in der Analyse verwendeten Ereignisse in Klasse 16. Da sich die Kriterien im $L4$-Filter für die Klasse 16 zwischen den beiden Abschnitten der Datennahme im Jahr 1999 (e^-- und e^+-Periode) leicht geändert haben, werden die beiden Abschnitte zunächst getrennt betrachtet. Die in der Analyse verwendete Effizienz der $L4$-Triggerstufe ergibt sich dann aus den gemäß den Luminositäten gemittelten Effizienzen für die beiden Abschnitte der Datennahme. Diese Effizienzen sind, insgesamt betrachtet, sehr hoch:

- Für den Zerfall von J/ψ-Mesonen in zwei Myonen in dem in Abschnitt 4.6 angegebenen kinematischen Bereich beträgt sie in der Datennahmeperiode mit e^--Strahl ($1999a$) $(97.4 \pm 2.1)\%$, in der Datennahmeperiode mit e^+-Strahl ($1999b$) $(98.8 \pm 0.6)\%$.

- Für den Zerfall von J/ψ-Mesonen in zwei Elektronen liegt sie bei $(98.7 \pm 0.9)\%$ bzw. $(97.1 \pm 1.4)\%$.

- Für beide Zerfallskanäle gemeinsam betrachtet beträgt die $L4$-Effizienz in dem in Abschnitt 4.6 angegebenen kinematischen Bereich in der Datennahmeperiode mit e^--Strahl $(97.9 \pm 1.5)\%$, in der Datennahmeperiode mit e^+-Strahl $(98.9 \pm 0.5)\%$.

Abbildung 5.10 zeigt die Effizienz der vierten Triggerstufe als Funktion verschiedener kinematischer Größen der J/ψ-Produktion: In (a) ist die Abhängigkeit von der Inelastizität z, in (b) vom Quadrat des transversalen Impulses des J/ψ-Mesons im Laborsystem $p_{t,\psi}^2$, in (c) von der Rapidität Y^* des J/ψ-Mesons im γ^*p-System mit z-Achse entlang des Photons und in (d) vom Transversalimpuls des J/ψ-Mesons im γ^*p-System $p_{t,\psi}^{*2}$ zu sehen. Es sind keine systematischen Abhängigkeiten von diesen auf das J/ψ-Meson bezogenen Variablen zu erkennen. Gleiches gilt auch für globale Größen, wie den Viererimpulsübertrag am Elektronvertex Q^2 in (e) und die Energie des hadronischen Endzustands $W_{\gamma p}$ in (f). Deshalb wird zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts auf die $L4$-Effizienz global für die jeweils durchgeführte Untersuchung korrigiert. Dafür wird eine zwischen 1997 (100%), $1999a$ und $1999b$ luminositätsgemittelte Effizienz verwendet. Ein systematischer Fehler von 2% wird in den Ergebnissen berücksichtigt.

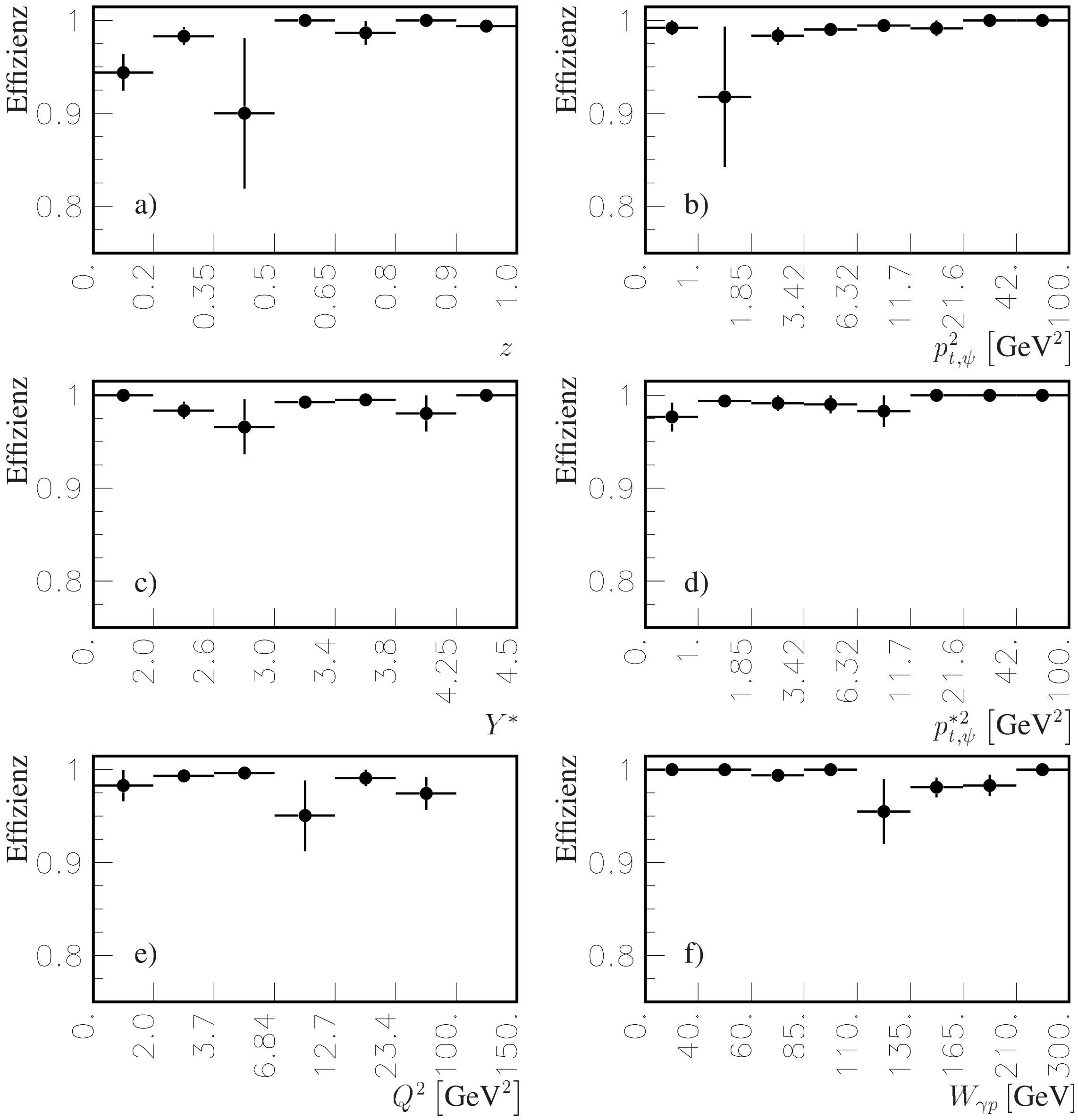


Abbildung 5.10: *$L4$-Effizienz für 1999. Dargestellt ist die Effizienz als Funktion der Inelastizität z (a), des transversalen Impulses des J/ψ-Mesons im Laborsystem (b), der Rapidität des J/ψ-Mesons im γ^*p-System (c), des Transversalimpulses des J/ψ-Mesons im γ^*p-System (d), des Viererimpulsübertrags Q^2 (e) und der Energie des hadronischen Endzustands $W_{\gamma p}$(f). Es sind keine systematischen Abhängigkeiten zu erkennen.*

Kapitel 6

Extraktion der Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel wird die Berechnung der Wirkungsquerschnitte der inklusiven und inelastischen J/ψ-Erzeugung in tief inelastischer Streuung vorbereitet. Dazu werden die einzelnen technischen Aspekte der Analyse vorgestellt. Zu Beginn wird auf die Bestimmung der Anzahl der J/ψ-Kandidaten eingegangen (s. Abschnitt 6.1) . Abschnitt 6.2 befaßt sich mit der Normierung und Anpassung der Monte Carlo Simulation an die Daten, um Effizienzen damit bestimmen zu können. Für den Zerfall $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ ist eine zusätzliche Korrektur notwendig, die den Energieverlust der Elektronen durch Strahlung sowie den weiteren Zerfall des J/ψ-Meson in γee berücksichtigt (s. Abschnitt 6.3). Auf die Untersuchungen zur Akzeptanz und Selektionseffizienz wird in Abschnitt 6.4 eingegangen. Nach einer kurzen Übersicht über den Formalismus zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte (s. Abschnitt 6.5) wird in Abschnitt 6.6 der systematische Fehler der Analyse abgeschätzt.

6.1 Massenverteilungen und Untergrundabzug

Der nicht-resonante Untergrund der J/ψ-Produktion besteht zum Teil aus fehlerkannten Pionen und Kaonen sowie im Bereich der Diffraktion aus Leptonpaarerzeugung über zwei Photonen. Er ist abhängig von den verschiedenen Variablen, in denen Wirkungsquerschnitte angegeben werden sollen. Die Anzahl der in der Resonanz befindlichen J/ψ-Kandidaten N_ψ wird als Differenz aus der Anzahl der Ereignisse im Signalbereich (N) und dem Untergrund (N_{bg}) im Signalbereich bestimmt. Bei dieser Prozedur wird in drei Schritten vorgegangen:

- In jedem betrachteten Intervall I einer Variablen wird eine Anpassung der Massenverteilung im Bereich von 2.0 GeV bis 5.0 GeV vorgenommen. Er umfaßt ein Polynom der Form $a \cdot M_{ll}^b$ für die Abschätzung des Untergrunds. Das J/ψ-Signal wird durch eine gaußsche Glockenkurve beschrieben. Für den speziellen Fall, daß ausschließlich der Zerfall der J/ψ-Mesonen in Elektronen betrachtet wird, wird eine Exponentialfunktion zur Beschreibung des Strahlungsschwanzes für den Bereich $M_{ee} < 3.01$ GeV mit in die Anpassung einbezogen. Breite und Position der gaußschen Kurve werden anhand des gesamten Datensatzes bestimmt und in den Anpassungen der Massenverteilungen in den einzelnen Intervallen fest gehalten.

Aus dem Ergebnis der Anpassung wird der Untergrund N_{bg} berechnet. Die Anzahl der J/ψ-Kandidaten im Signal wird *nicht* von der Anpassung abgeleitet, da in vielen Fällen die gaußsche Glockenkurve die Höhe des Signals unterschätzt. Eine bessere Beschreibung der Resonanz kann evtl. durch andere kompliziertere Funktionen wie eine Breit-Wigner-Kurve oder die Überlagerung zweier Glockenkurven unterschiedlicher Breite erlangt werden. Dafür wäre jedoch aufgrund der größeren Anzahl an Parametern eine größere Statistik in den einzelnen Variablenintervallen I notwendig. Dennoch sei angemerkt, daß die Anzahl der in der gaußschen Glockenkurve enthaltenen Ereignisse innerhalb des statistischen Fehlers mit der durch die hier gewählte Methode übereinstimmt, aber systematisch niedriger ist.

- Die Zahl N der Ereignisse im Bereich von ± 250 MeV um die J/ψ-Masse herum ($2.85 \leq M_{ll} \leq 3.35$ GeV) wird gezählt. Der in diesem Massenintervall vorhandene Untergrund N_{bg} wird aus der durch die Anpassung bestimmten Funktion $a \cdot M_{ll}^b$ durch Integration berechnet. In dem Fall, daß wenig Ereignisse in das analysierte Intervall I fallen, insbesondere, wenn nur wenig Ereignisse in den zwei benachbarten M_{ll}-Bereichen der Breite 500 MeV liegen ($N_{side} < 20$), wird der Untergrund N_{bg} durch die Seitenbandmethode bestimmt, $N_{bg} = N_{side}/2$.
  Anzumerken ist, daß bei der separaten Analyse des elektronischen Zerfalls das Massenintervall auf den Bereich $2.7 \leq M_{ll} \leq 3.35$ GeV ausgedehnt wird. Die Seitenbänder sind hier durch die beiden um diesen Bereich gelegenen Bänder der Breite 325 MeV gegeben. Die Seitenbandmethode wird angewandt, wenn die Summe der in den Seitenbändern gelegenen Ereignisse kleiner als fünf ist. Diese Sonderbehandlung im Vergleich mit dem myonischen Zerfall und der gemeinsamen Analyse beider Kanäle ist durch den radiativen Strahlungsschwanz unterhalb von der nominellen J/ψ-Masse begründet.

- Die Differenz von der rohen Ereigniszahl N und vom Untergrund N_{bg} ergibt die Zahl der in der Resonanz enthaltenen J/ψ-Kandidaten $N_\psi = N - N_{bg}$. Diese wird dann weiter in der Analyse verwendet. Der statistische Fehler der Anzahl der J/ψ-Kandidaten wird mit dem Fehler der Anzahl aller Ereignisse im gewählten Massenfenster angenähert, $\sigma_{N_\psi} = \sigma_N = \sqrt{N}$.

Die zuvor beschriebene Methode zur Extrahierung der Anzahl der J/ψ-Kandidaten wird für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte in jedem einzelnen Intervall I der verschiedenen Variablen verwendet.
Neben dieser Methode wird in einigen untergeordneten Untersuchungen, wie z.B. im Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation auf Detektorniveau, eine andere grobe Methode zur Untergrundsubtraktion durchgeführt: Hierbei wird nur die Abhängigkeit des Untergrunds von der Inelastizität z berücksichtigt und die Anzahl der J/ψ-Kandidaten prozentual aus der Anzahl der Ereignisse in einem Intervall durch die Anwendung der Funktion $cor(i) = N_{\psi,i}/N_i \ (i = z - Intervall)$ bestimmt (vgl. Abschnitt 6.2).
In Abbildung 6.1 werden in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ die verschiedenen erwähnten Methoden verglichen, mit denen die Anzahl der J/ψ-Mesonen im Signal bestimmt werden kann. Die für die Extraktion der Wirkungsquerschnitte benutzte Methode ergibt die Anzahl N_ψ

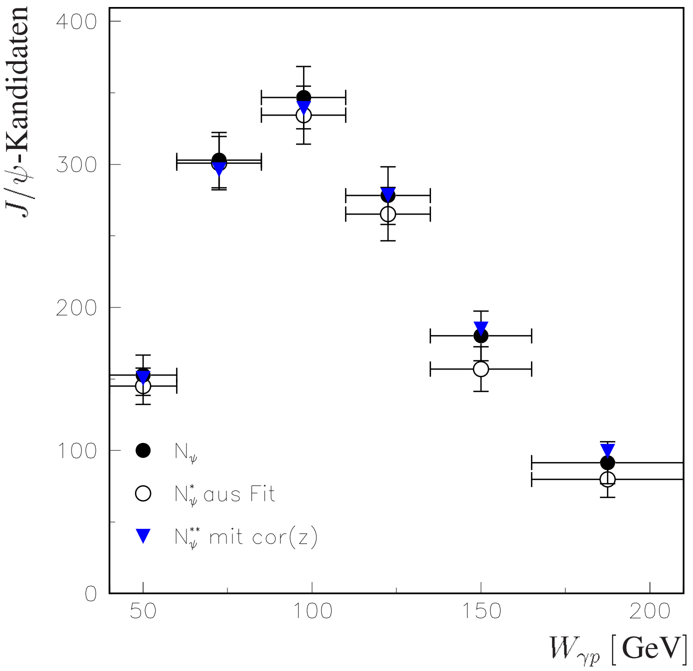


Abbildung 6.1: *Vergleich der verschiedenen Methoden zur Untergrundkorrektur. Gezeigt ist die Anzahl der* J/ψ*-Kandidaten im Signal als Funktion von* $W_{\gamma p}$*.* N_ψ^* *(offene Punkte) ist das Ergebnis der Anpassung,* N_ψ^{**} *(Dreiecke) gibt die Anzahl der* J/ψ*-Kandidaten unter Verwendung der Korrekturfunktion* $cor(z)$ *an. Ebenfalls dargestellt ist die Anzahl* N_ψ *(Punkte), die mit der oben im Detail beschriebenen Methode extrahiert wurde. Diese Methode wird in der Analyse verwendet.*

(schwarze Punkte), die zwei Alternativen gegenübergestellt wird: Das Ergebnis der Anpassung von gaußschen Verteilungen (N_ψ^*, offenen Kreise) liegt systematisch unter N_ψ, ist aber im Rahmen der statistischen Fehler kompatibel. Die einfachere Methode, den Untergrund über die Korrekturfunktion $cor(z)$ abzuziehen, liefert ebenfalls vergleichbare Ergebnisse (N_ψ^{**}, Dreiecke).

Für den gesamten selektierten Datensatz ist die Massenverteilung in Abbildung 4.10 (Seite 95) zu sehen. Abbildungen 6.2 und 6.3 zeigen die gefitteten Massenverteilungen der J/ψ-Kandidaten in Intervallen der Inelastizität z. Die J/ψ-Signale sind für den Zerfall $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ (links bzw. oben) und $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ (rechts bzw. unten) getrennt zu sehen. In beiden Fällen kann kein Signal bei ganz kleinen Inelastizitäten $z < 0.2$ extrahiert werden (s. Abbildung 6.2). Dieser Bereich wird darum aus der Analyse ausgeschlossen.
In den Intervallen $0.2 < z < 0.35$ und $0.35 < z < 0.5$ sind hingegen sowohl für den Zerfall in Myonen als auch in Elektronen Signale zu erkennen. Damit werden im Gegensatz zu vorangegangenen Analysen [14,26] auch im Bereich kleiner Inelastizitäten $0.2 < z < 0.5$ die in Elektronen zerfallenden J/ψ-Kandidaten mit in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte einbezogen.
In Abbildung 6.4 sind die Massenverteilungen für Intervalle im Viererimpulsübertrag am Elektronvertex Q^2 (unten) und in der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (oben) zu sehen. Dabei werden beide Zerfallskanäle zusammen betrachtet. In allen Intervallen sind

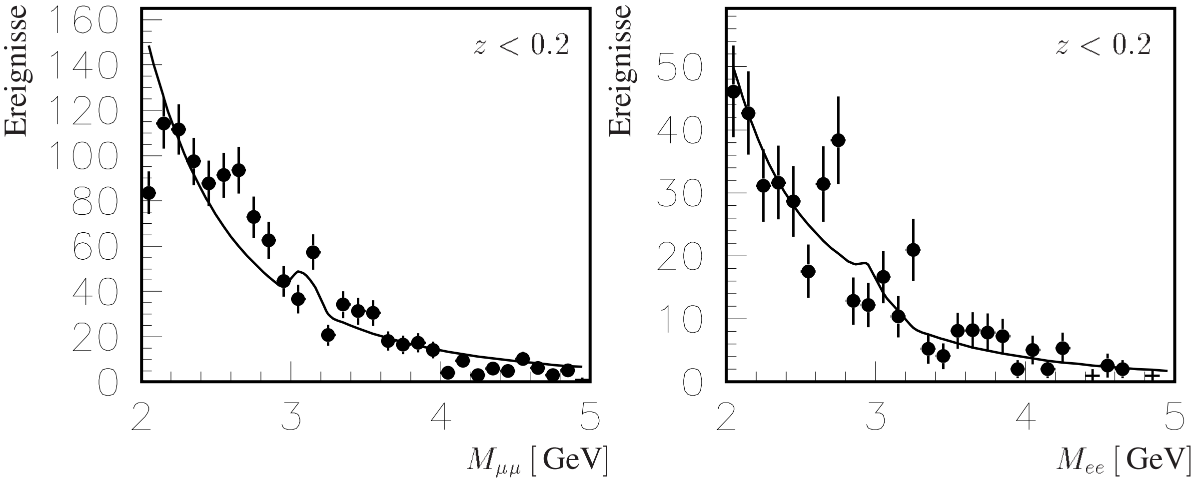


Abbildung 6.2: *Massenverteilungen im Bereich $z < 0.2$. Links ist das Massenspektrum der Myonpaare, rechts das der Elektronpaare zu sehen. In beiden Fällen ist kein klares Signal zu erkennen. Daher wird dieser Bereich in der Analyse ausgeschlossen.*

deutliche Resonanzen zu erkennen.

Um den systematischen Fehler der oben beschriebenen Methode zur Untergrundbestimmung und -abzug abzuschätzen, sind verschiedene Funktionen zur Beschreibung des Untergrunds benutzt worden. Neben dem oben angegebenen Polynom ist die Analyse auch mit einer Geraden und mit einer Exponentialfunktion durchgeführt worden. Dabei zeigt es sich, daß besonders im Bereich kleiner Inelastizitäten oder großer $W_{\gamma p}$ und Q^2 der Untergrund nur sehr schlecht durch eine Gerade wiedergegeben wird. Deshalb wird der systematische Fehler aus der Differenz zwischen der Untergrundanpassung mit einer Exponentialfunktion und dem Polynomfit bestimmt. Es zeigt sich, daß der Fehler von z, $p^2_{t,\psi}$, Q^2 und $W_{\gamma p}$ abhängig ist. Er variiert zwischen 10% für kleine Inelastizitäten, 6% für große Viererimpulsüberträge Q^2 und 4% bzw. 3% im Bereich großer Inelastizitäten bzw. kleiner Viererimpulsüberträge.

Bei der getrennten Betrachtung von elektronischem und myonischem Zerfall ist eine Differenz der Ergebnisse beider Kanäle von 20% aufgetreten, die in dieser Arbeit nicht geklärt werden konnte. Sie wird daher mit 10% im systematischen Fehler berücksichtigt. Mit großer Wahrscheinlichkeit ist die Diskrepanz auf statistische Effekte, die Behandlung des Strahlungsschwanzes und den damit gekoppelte Unsicherheiten in der Untergrundbestimmung für den Zerfall des J/ψ-Mesons in zwei Elektronen zurückzuführen. Ein zweiter Aspekt ist, daß der Zerfall $J/\psi \to \gamma e^+e^-$ in der hier durchgeführten Analyse nicht von dem Zerfall $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ zu trennen ist. Die Berücksichtigung des Zerfalls $J/\psi \to \gamma e^+e^-$ ist aufgrund der großen Unsicherheiten seines Verzweigungsverhältnisses $(0.88 \pm 0.14\%)$ noch nicht mit großer Präzision möglich.

Um eine möglichst große Statistik auszunutzen, werden in der Analyse im allgemeinen beide Zerfallskanäle gemeinsam analysiert. Es ist eine Überprüfung der Ergebnisse für die inklu-

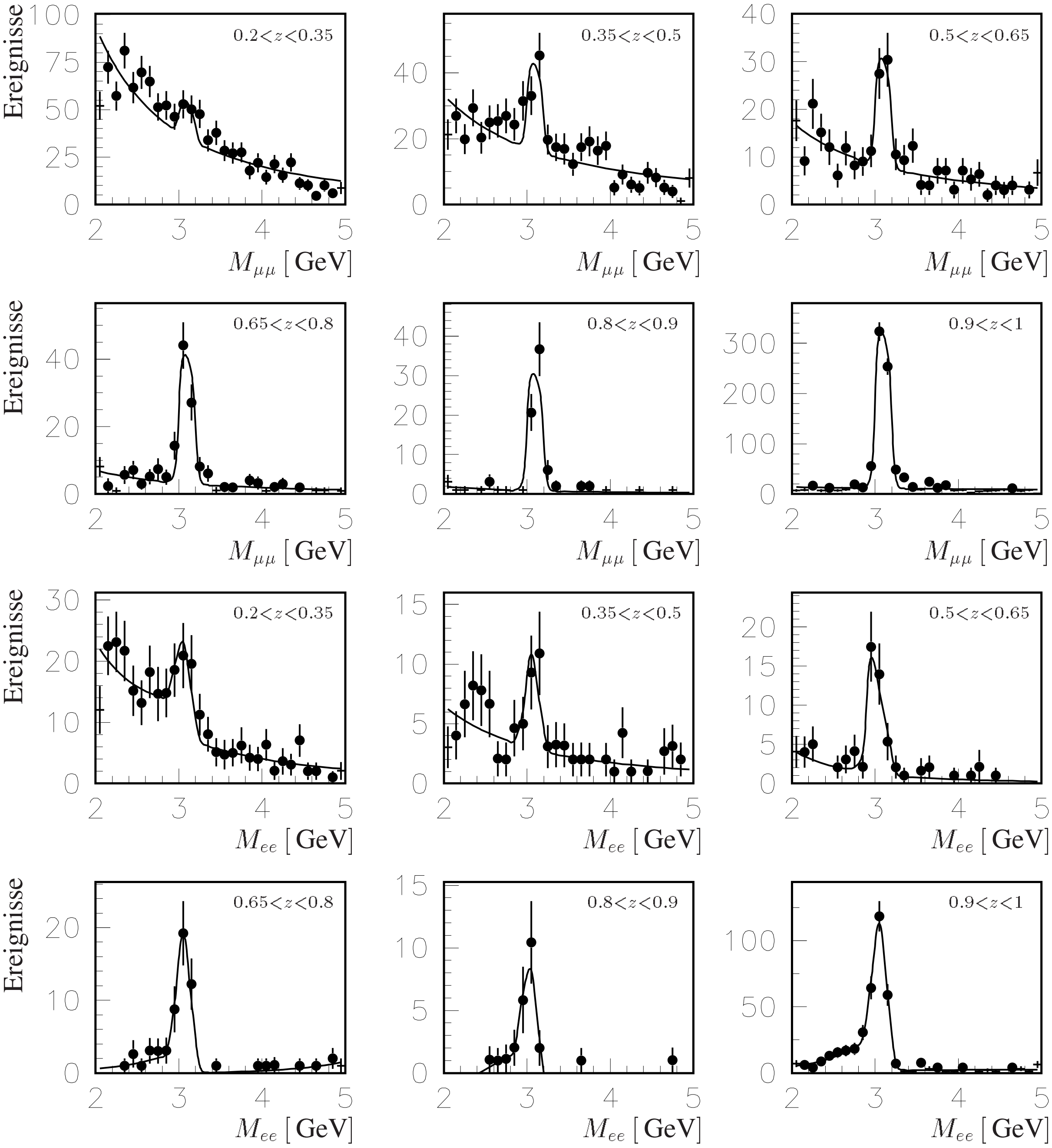


Abbildung 6.3: *Massenverteilungen der J/ψ-Kandidaten in tief inelastischer Streuung für die* **inklusive** *Selektion in z-Intervallen. Die oberen sechs Bilder zeigen die Massenspektren der Myonpaare in verschiedenen z-Bereichen, die unteren sechs die Massenverteilungen der Elektronpaare in den gleichen z-Bereichen. Die Kurve gibt das Ergebnis der Anpassung an die Massenverteilungen in den einzelnen z-Intervallen wieder. Er setzt sich aus einer gaußschen Glockenkurve für das Signal und einem Polynom zur Beschreibung des Untergrunds zusammen. Im Fall des Zerfalls in zwei Elektronen wird eine Exponentialfunktion zur Beschreibung des Strahlungsschwanzes links vom Signal ebenfalls mit in die Anpassung einbezogen.*

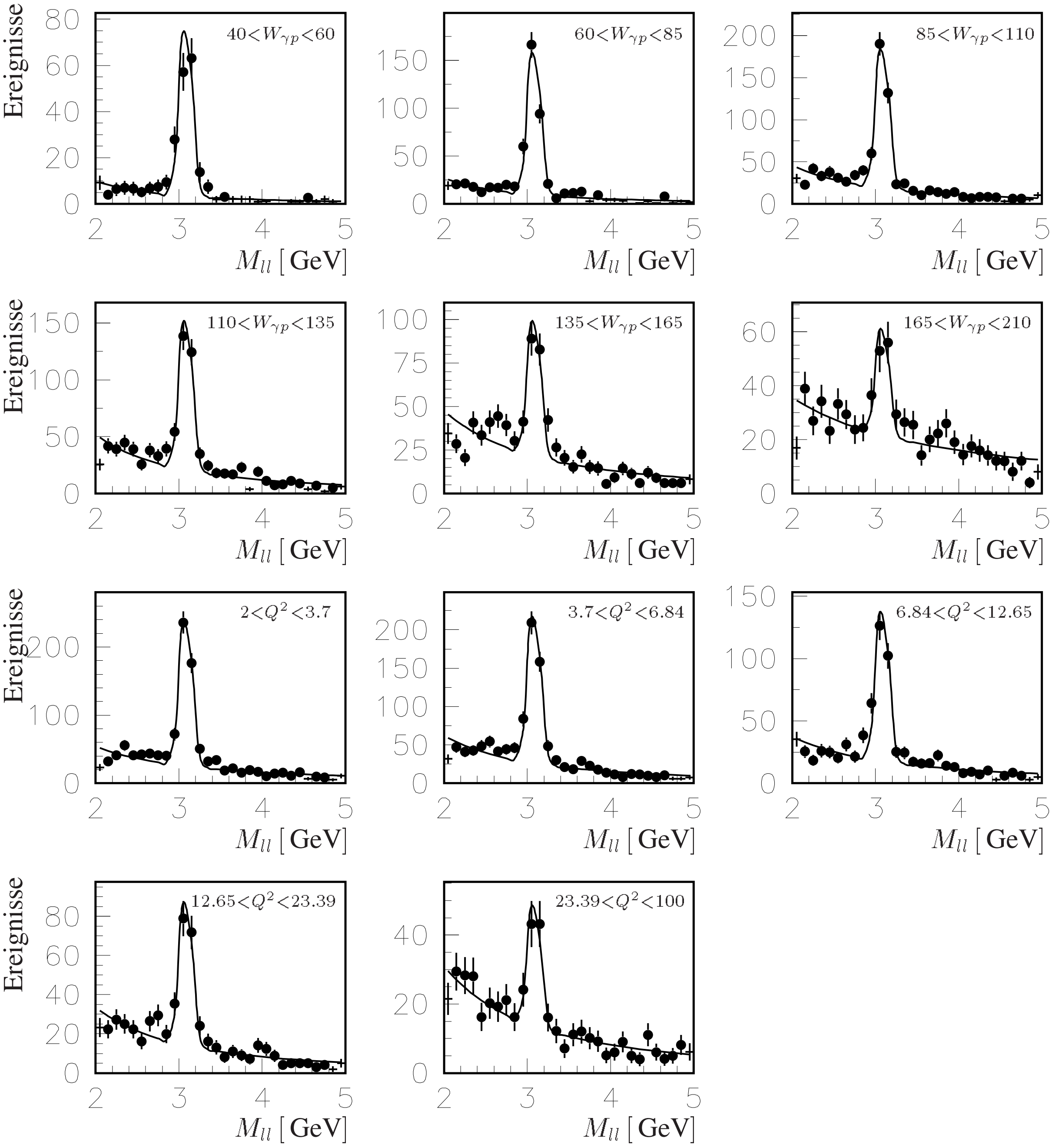


Abbildung 6.4: *Massenverteilungen der J/ψ-Kandidaten für die* **inklusive** *Selektion in Intervallen von Q^2 und $W_{\gamma p}$. Die Massenspektren sind für Myon- und Elektronenpaare zusammen gezeigt. Die oberen sechs Verteilungen zeigen die Signale in verschiedenen Bereichen in der Schwerpunktsenergie des hadronischen Endzustands $W_{\gamma p}$. In den unteren fünf Bildern sind die Massenspektren für verschiedene Q^2-Intervalle zusehen. Als Kurven sind die Ergebnisse der Anpassung dargestellt.*

sive Selektion durchgeführt worden, in der beide Kanäle einzeln betrachtet und analysiert worden sind, und die Einzelergebnisse fehlergewichtet gemittelt worden sind. Dieses führte innerhalb von $2-5\%$ zu den gleichen Ergebnissen wie die gemeinsame Analyse der beiden Zerfälle $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ und $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$.

6.2 Daten im Vergleich mit der Simulation

Die Effizienzen und Akzeptanzen werden in der Analyse mit Hilfe der Monte Carlo Simulation bestimmt. Dazu ist es nötig, daß die Detektorantworten auf ein leptonisch zerfallendes J/ψ-Meson gut in der Simulation wiedergegeben werden. In der inklusiven Analyse werden zwei Produktionsmechanismen betrachtet, Diffraktion und inelastische Erzeugung. Deshalb werden zwei verschiedene Monte Carlo Generatoren verwendet, die in einem bestimmten Verhältnis gemischt werden. Ebenso ist es notwendig, Korrekturen an der Simulation vorzunehmen, um Diskrepanzen zwischen Daten und Simulation in wichtigen Variablen zu korrigieren. Diese Korrekturen und die Mischung der verschiedenen Monte Carlo Datensätze wird im ersten Absatz 6.2.1 vorgestellt, während im zweiten Absatz 6.2.2 der Vergleich zwischen Daten und Simulation betrachtet wird.

An dieser Stelle ist zu erwähnen, daß in in den Daten Beiträge aus dem Zerfall $\psi' \to J/\psi + Y$ enthalten sind, die insbesondere für den inelastischen Fall in der Selektion nicht von den direkt produzierten J/ψ-Mesonen getrennt werden können. Es wird erwartet, daß dieser Beitrag klein ist und im wesentlichen die Normierung des Wirkungsquerschnitts beeinflußt. Von daher wird auf eine separate Simulation des ψ'-Beitrags verzichtet. Er wird auch in den theoretischen Modellvorhersagen nicht berücksichtigt.

6.2.1 Korrektur und Normierung der Simulation

Es werden zwei Monte Carlo Datensätze verwendet. DIFFVM (s. Abschnitt 3.1) wird für den diffraktiv produzierten Anteil der Daten benutzt, während EPJPSI (s. Abschnitt 3.2) zur Beschreibung der inelastisch produzierten Ereignisse dient. Da in dem für die Analyse dienenden Datensatz eine Mischung beider Produktionprozesse enthalten ist, müssen die beiden Monte Carlo Datensätze so mit einander gemischt werden, daß es zu einer guten Beschreibung der Daten kommt.

Außerdem wird beobachtet, daß die Q^2-Verteilung weder im Bereich diffraktiver J/ψ-Produktion ($z > 0.95$) durch DIFFVM, noch in dem Bereich rein inelastischer Erzeugung ($0.4 < z < 0.8$) durch EPJPSI gut wiedergegeben wird. So muß in den Monte Carlo Datensätzen eine Umgewichtung dieser Verteilungen vorgenommen werden.

Um diese beiden Aspekte zu berücksichtigen, wird in der Analyse folgender Anpassungs- und Normierungsalgorithmus verwendet:

a) Der protondissoziative und der elastische Anteil im von DIFFVM generierten Datensatz werden im Zahlenverhältnis $N_{pd} : N_{ela} = 0.7 : 1$ gemischt. Damit wird berücksichtigt, daß der Wirkungsquerschnitt der protondissoziativen Produktion im Mittel kleiner ist als der der elastischen Erzeugung (vgl. [14]).

b) Es wird die Q^2-Verteilung getrennt für DIFFVM im Bereich großer Inelastizitäten ($z > 0.95$) und für EPJPSI bei mittleren Inelastizitäten ($0.4 < z < 0.8$) angepaßt (s. Abbildung 6.5). Die Inelastizitätsbereiche sind so gewählt, daß der in den Monte Carlo Datensätzen betrachtete Erzeugungsprozeß dominiert. Für die Anpassung in Q^2 wird der gesamte inklusiv selektierte Datensatz verwendet, wobei nur die kinematischen Schnitte auf die Inelastizität $z > 0.2$ und die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210$ GeV angewendet werden (s. Abschnitt 4.6).

c) Mit dem inklusiv selektierten Datensatz wird nun eine relative Normierung zwischen DIFFVM und EPJPSI bestimmt. Dazu wird EPJPSI im Bereich $0.4 < z < 0.8$ unter Berücksichtigung des dort verbleibenden diffraktiven Anteils im Datensatz an die Daten normiert (No_{EPJ}). Die Normierung (No_{DIF}) für DIFFVM wird aus den Daten unter Berücksichtigung des vorhergesagten inelastischen Anteils im Bereich $z > 0.95$ bestimmt. Beide Faktoren werden iterativ unter Anwendung der im Schritt zuvor bestimmten Normierung für die verbliebenen Restbestände des jeweils anderen Prozesses berechnet. Als relative Normierung wird in allen Teilanalysen nun das Verhältnis der beiden Faktoren $No_{rel} = No_{DIF}/No_{EPJ}$ verwendet und als multiplikatives Gewicht im mit DIFFVM generierten Datensatz berücksichtigt. Auf die verschiedenen Anzahlen in den Monte Carlo Datensätzen korrigiert ergibt sich ein Verhältnis $\frac{DIF_{z>0.95}}{EPJ_{0.4<z<0.8}} \approx 1.38$.

d) Als letztes wird für jede Teilanalyse der Normierungsfaktor für den mit EPJPSI generierte Monte Carlo Datensatz nach (c) neu berechnet und als absolute Normierung verwendet.

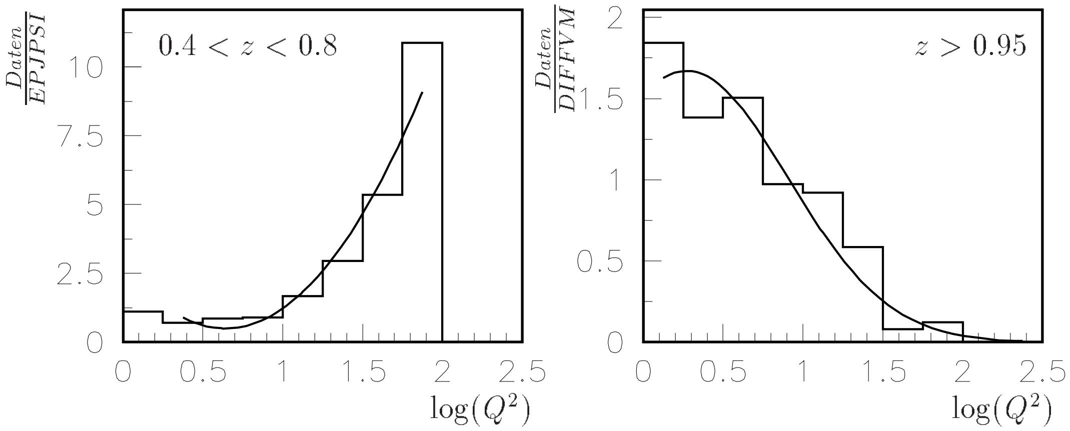


Abbildung 6.5: *Anpassung der Simulation in Q^2. Das Histogramm links zeigt den Quotienten für mittlere z von Daten und EPJPSI, rechts das Verhältnis für hohe z von Daten und DIFFVM. Die Linie ist eine Anpassung an die Verteilungen.*

Abbildung 6.5 zeigt das Verhältnis in der Q^2-Verteilung von Daten zu Monte Carlo Simulation auf Detektorniveau. Links ist in einem z-Bereich von $0.4 < z < 0.8$ der Quotient von Daten und dem mit EPJPSI generierten Datensatz zu sehen, rechts das für DIFFVM berechnete Verhältnis im Bereich $z > 0.95$. Weiterhin ist die in der Analyse verwendete Anpassungsfunktion für die beiden Monte Carlo Generatoren dargestellt. Für EPJPSI wurde ein Polynom 2. Ordnung an den Quotienten angepaßt, für DIFFVM eine gaußschen Kurve. Die Umgewichtung wurde auf Detektorniveau bestimmt. Sie wird in der Analyse unter Verwendung des generierten Q^2 implementiert. Bei der Bestimmung der Effizienz muß die Anpassung sowohl auf Generator- als auch auf Detektorniveau vorgenommen werden.

Während der gesamten Prozedur werden in den Daten untergrundkorrigierte Ereigniszahlen betrachtet. In diesem Fall wird die Untergrundkorrektur mit einer z-abhängigen Wahrscheinlichkeitsfunktion $cor(z)$ durchgeführt. Diese ergibt sich für die aus den in Abschnitt 6.1 definierten Zahlen durch $cor(i) = N_{\psi,i}/N_i$ für jedes Intervall i in der Inelastizität z. Diese untergrundkorrigierten Ereignisse werden auch im folgenden betrachtet und mit dem normierten Monte Carlo Datensatz verglichen.

6.2.2 Vergleich der angepaßten Simulation mit den Daten

In diesem Abschnitt werden die Daten mit dem Monte Carlo Datensatz verglichen, der nach der Prozedur in Abschnitt 6.2.1 angepaßt und normiert wurde. Es wird hier die inklusive Selektion von J/ψ-Kandidaten betrachtet, die in zwei Elektronen oder zwei Myonen zerfallen. Dabei sind die Verteilungen in den Daten nach der „$cor(z)$-Methode“ untergrundkorrigiert worden. Abbildung 6.6 zeigt den Vergleich für direkt gemessene Verteilungen, die sich auf das gestreute Elektron und die Zerfallsleptonen beziehen. In Abbildung 6.7 sind abgeleitete kinematische Größen dargestellt.

Abbildung 6.6 zeigt die Energie E_e, den Polarwinkel θ_e des gestreuten Elektrons, seinen Clusterradius R_{cl}, den Abstand des Clusters zur Strahlachse R_Θ sowie die longitudinale Energiebilanz $\Sigma(E - p_z)$. Die Daten sind als Punkte dargestellt, während die durchgezogene Linie den gemischten Monte Carlo Datensatz zeigt. Mit der gestrichelten Linie ist der mit DIFFVM generierte Anteil zu sehen.

Die meisten dieser Verteilungen zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo Simulation. Die Abweichungen in der Variablen R_Θ wurden bereits in Abschnitt 4.4 ausführlich diskutiert. Der leichte Überschuß in den Daten in $\Sigma(E - p_z)$ links vom Maximum kann auf Ereignisse mit radiativer Abstrahlung im Anfangszustand des Elektrons zurückgeführt werden. Teilabbildungen 6.6(g+f) zeigen die Polarwinkelverteilung θ_l der Zerfallsleptonen und die Verteilung ihres transversalen Impulses $p_{t,l}$. Auch hier ist eine gute Beschreibung der Daten durch die Simulation zu erkennen.

In Abbildung 6.7(a bis c) sind die kinematischen Variablen z, $W_{\gamma p}$ und Q^2 zu sehen. In (d bis g) sind verschiedene Größen dargestellt, die sich auf das J/ψ-Meson beziehen: das Quadrat des transversalen Impulses im Laborsystem $p_{t,\psi}^2$ und im Photon-Proton-Ruhesystem mit z-Achse entlang des Photons ($\gamma^* p$-System) $p_{t,\psi}^{*2}$, die Rapidität im $\gamma^* p$-System Y^* sowie der Polarwinkel Θ_ψ. Abbildung 6.7(h) zeigt die Energiesumme im Vorwärtsbereich des Kalorimeters ($\theta < 20°$) E_{fwd}. In allen Verteilungen ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation zufriedenstellend.

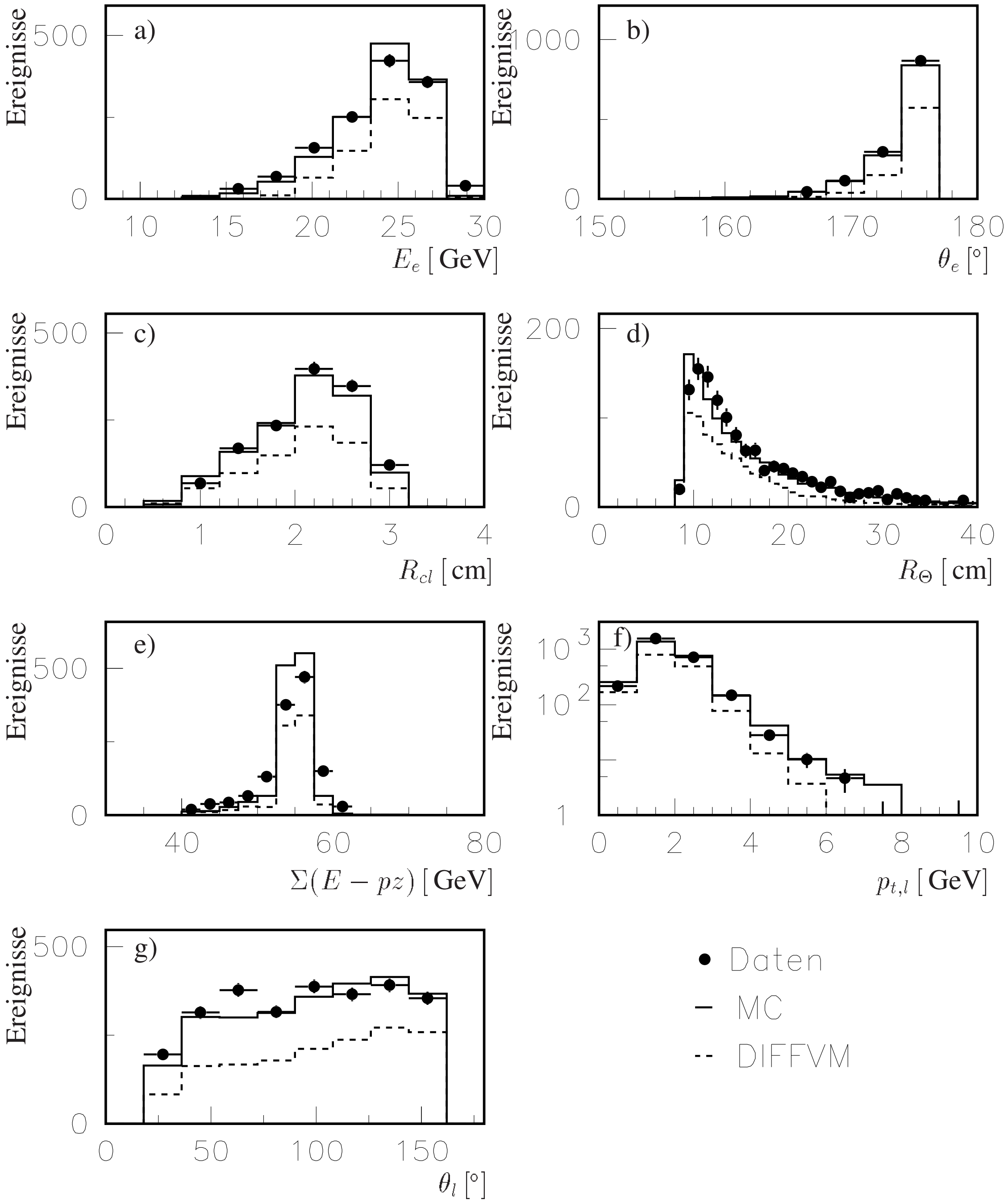


Abbildung 6.6: *Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation. Als Punkte sind die Daten wiedergegeben, die durchgezogene Linie gibt den gemischten Monte Carlo Datensatz wieder; gestrichelt ist der Anteil von DIFFVM aufgetragen. In (a) bis (d) sind Größen des gestreuten Elektrons gezeigt: Die Energie E_e, der Polarwinkel θ_e, der Clusterradius R_{cl} und der radiale Abstand zur Strahlachse R_Θ. In (e) ist die longitudinale Energiebilanz $\Sigma(E-p_z)$ zu sehen. (f) und (g) zeigen die Verteilungen des Transversalimpulses $p_{t,l}$ der Zerfallsleptonen und die ihres Polarwinkels θ_l.*

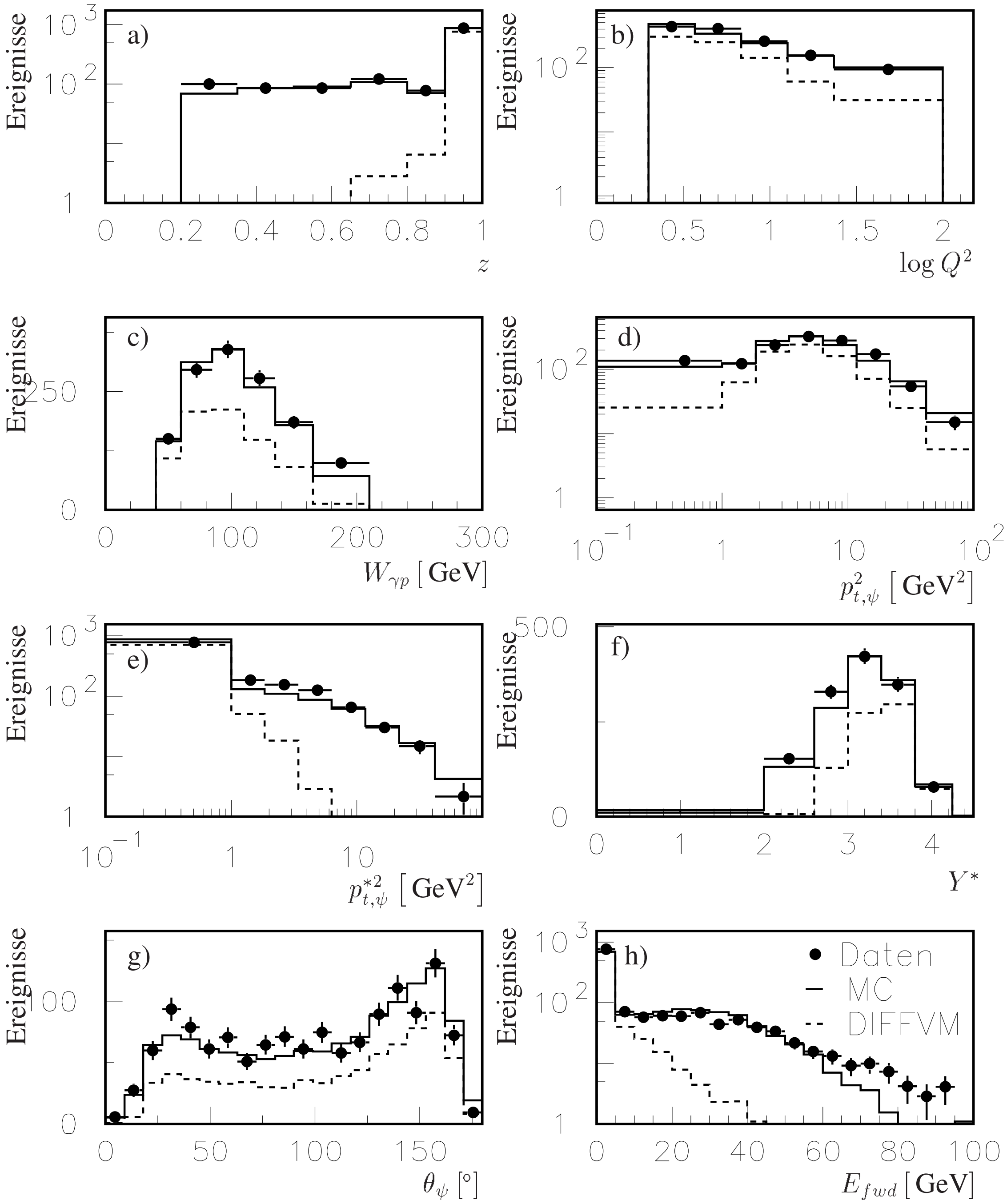


Abbildung 6.7: *Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation für die kinematischen Größen. Mit den Punkten sind die Daten wiedergegeben, mit der durchgezogenen Linie der gemischten Monte Carlo Datensatz; gestrichelt ist der Anteil von DIFFVM aufgetragen. (a) zeigt die Inelastizität z, (b) den Viererimpulsübertrag Q^2 und (c) die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. In (d) bis (g) sind verschiedene Variable der J/ψ-Kandidaten dargestellt: das Quadrat des Transversalimpulses im Laborsystem $p^2_{t,\psi}$ und im $\gamma^* p$-System $p^{*2}_{t,\psi}$ sowie die Rapidität im $\gamma^* p$-System Y^* und der Polarwinkel Θ_ψ. In (h) ist die Energiesumme E_{fwd} im Vorwärtsbereich des Kalorimeters ($\theta < 20°$) zu sehen.*

Abschließend werden noch einige „doppelt“ differentielle Verteilungen betrachtet. Abbildung 6.8 zeigt die Verteilungen des Transversalimpulses des J/ψ-Kandidaten $p_{t,\psi}^2$ in verschiedenen Inelastizitätsbereichen. In Abbildung 6.8e) ist zusätzlich die Verteilung für das höchste Intervall $0.9 < z < 1$ dargestellt, wenn ein Schnitt auf die Vorwärtsenergie $E_{fwd} \geq 5\,\mathrm{GeV}$ angewendet wird, um den inelastischen Beitrag in diesem Intervall zu reduzieren. Im allgemeinen wird ausreichende Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo Simulation erreicht.
In Abbildung 6.9 ist in den gleichen z-Intervallen der Transversalimpuls im $\gamma^* p$-System zu sehen. Abbildung 6.9e) zeigt wieder den über den Schnitt $E_{fwd} \geq 5\,\mathrm{GeV}$ erhaltenen inelastischen Anteil im höchsten Inelastizitätsbereich. Ähnlich wie für den Transversalimpuls im Laborsystem ist die Beschreibung ausreichend, und es treten für $z > 0.9$ größere Abweichungen zwischen Daten und Simulation auf.
Als letztes werden in Abbildung 6.10 die Verteilungen der Schwerpunktsenergie des hadronischen Endzustands $W_{\gamma p}$ (links) und der Inelastizität z (rechts) in verschiedenen Intervallen des Viererimpulsübertrags Q^2 betrachtet. In allen Bereichen ist gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation zu erkennen. Eine Extrahierung doppelt differentieller Wirkungsquerschnitte wird so für diese Variablen möglich.

An dieser Stelle soll eine weitere Bemerkung gemacht werden. Es hat sich im Verlauf der Analyse herausgestellt, daß sich die Q^2-Verteilung in den Daten für verschiedene z-Bereiche ändert. Abbildung 6.11 zeigt die $\log Q^2$-Verteilung in den Daten für die inklusive Selektion (links) und eine inelastische Selektion mittels Schnitt auf die Energie im Vorwärtsbereich des Kalorimeters ($E_{fwd} \geq 5\,\mathrm{GeV}$, rechts). Der Untergrund in den Daten wurde wie oben beschrieben (Absch. 6.2.1) anhand der Funktion $cor(z)$ korrigiert. Verglichen werden hier jeweils die Abhängigkeiten von $\log Q^2$ in zwei z-Intervallen, durchgezogen $z > 0.9$ und gestrichelt $0.2 < z < 0.9$. Die beiden Verteilungen sind auf die Summe der Einträge in den ersten zwei $\log Q^2$-Abschnitten der Verteilung für hohe Inelastizität normiert. Sowohl im inklusiven als auch im inelastischen Fall sind systematische Veränderungen in der Abhängigkeit von $\log Q^2$ zu erkennen. Aufgrund dieser Feststellung ist die Analyse ohne Umgewichtung in Q^2 zum einen für beide Generatoren, zum anderen nur für den EPJPSI-Anteil wiederholt worden. Am stärksten macht sich die Umgewichtung in der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ bemerkbar, wo eine abfallende Abhängigkeit der Differenz der Ergebnisse mit und ohne Q^2-Umgewichtung festgestellt wurde. In den anderen Variablen schwankt die Veränderung des Ergebnisses um Null, es werden keine systematischen Abhängigkeiten von der Umgewichtung beobachtet. Aus diesen Ergebnissen wird der Fehler für eine mögliche falsche Umgewichtung in einzelnen Inelastizitäts-Intervallen von 5 bis 10%, abhängig von $W_{\gamma p}$ abgeschätzt. Dieser Fehler wird als „Modellunsicherheit“ in den systematischen Fehler der Analyse einbezogen.

6.3 Korrektur für $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$

Zerfällt das J/ψ-Meson in zwei Elektronen, so ist als weitere Komponente der Zerfall $J/\psi \rightarrow \gamma e^+e^-$ zu berücksichtigen, der in der Selektion i.a. nicht von dem Zerfall $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ ge-

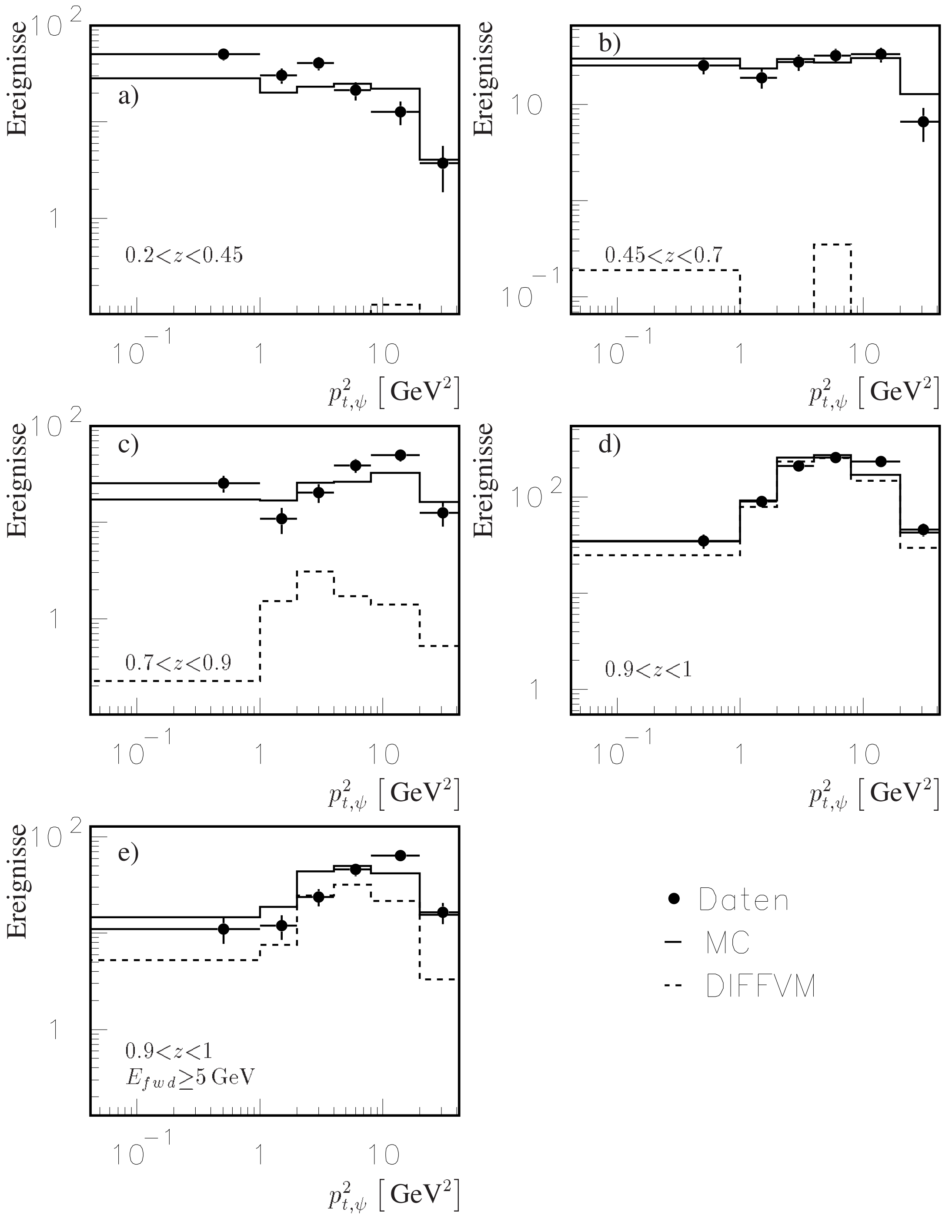


Abbildung 6.8: *Vergleich zwischen Daten und Simulation für* $p^2_{t,\psi}$ *in* z*-Intervallen. Mit den Punkten sind die Daten gezeigt, mit der durchgezogenen Linie der gemischte Monte Carlo Datensatz. Die gestrichelte Linie stellt den Anteil von DIFFVM in der Simulation dar. (a bis d) zeigen die Verteilungen für die* **inklusive** *Selektion, in (e) sind die Verteilungen für das höchste* z*-Intervall* ($0.9 < z < 1$) *mit einem Schnitt auf die Vorwärtsenergie* ($E_{fwd} \geq 5$ *GeV) zu sehen.*

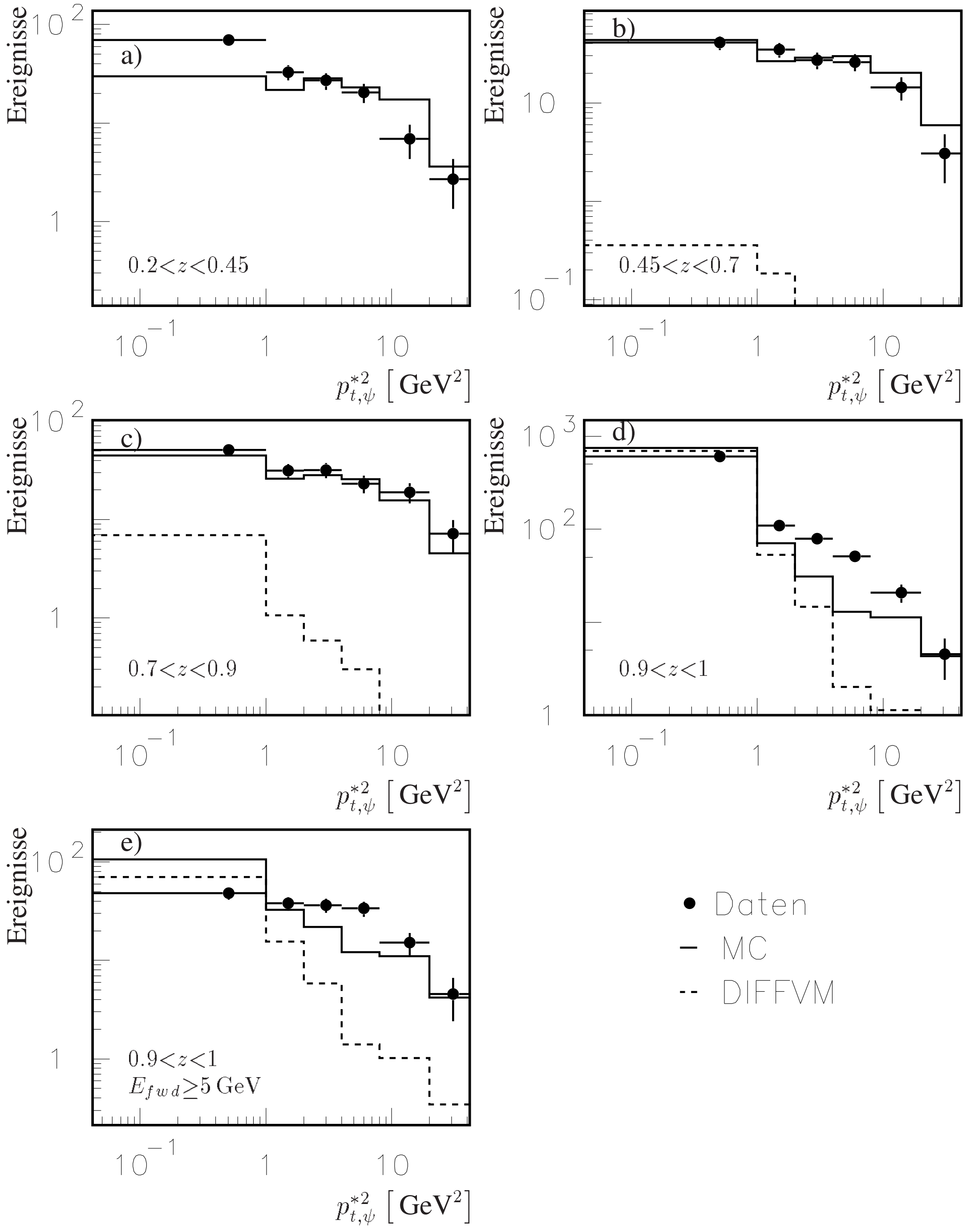


Abbildung 6.9: *Vergleich zwischen Daten und Simulation für* $p^{*2}_{t,\psi}$ *in* z*-Intervallen. Mit den Punkten sind die Daten gezeigt, mit der durchgezogenen Linie der gemischte Monte Carlo Datensatz. Die gestrichelte Linie stellt den Anteil von DIFFVM in der Simulation dar. (a bis d) zeigen die Verteilungen für die* **inklusive** *Selektion, in (e) sind die Verteilungen für das höchste* z*-Intervall* $(0.9 < z < 1)$ *mit einem Schnitt auf die Vorwärtsenergie (*$E_{fwd} \geq 5$ *GeV) zu sehen.*

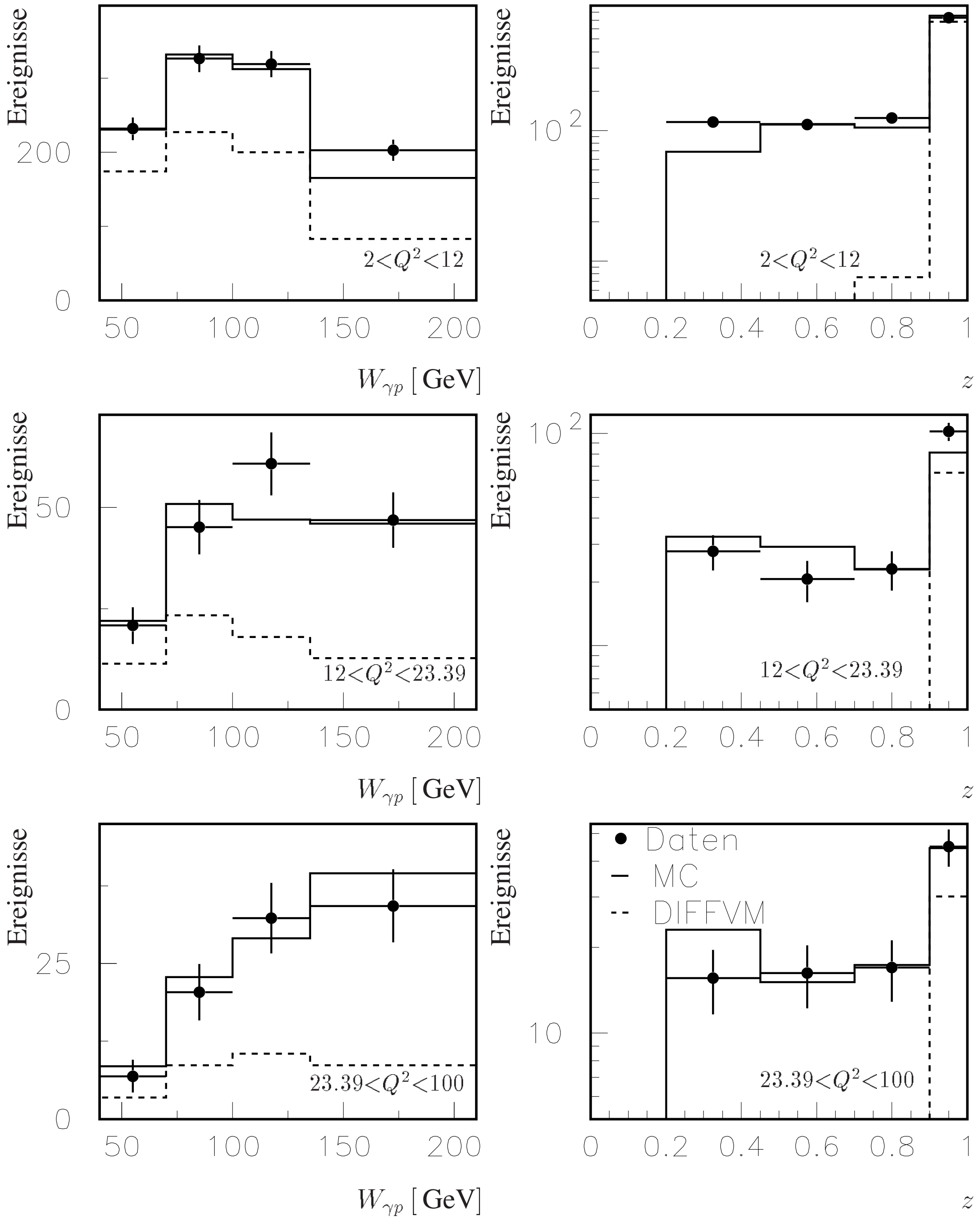


Abbildung 6.10: *Vergleich zwischen Daten und Simulation für $W_{\gamma p}$ (links) und z (rechts) in verschiedenen Q^2-Bereichen. Mit den Punkten sind die Daten gezeigt, mit der durchgezogenen Linie der gemischte Monte Carlo Datensatz. Die gestrichelte Linie stellt den Anteil von DIFFVM in der Simulation dar. Der Vergleich ist für die* **inklusive** *Selektion gezeigt.*

trennt wird. Dieses hat an zwei Stellen in der Analyse einen Einfluß:

- Zum einen muß bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte das Verzweigungsverhältnis des zusätzlichen Zerfallskanals mit in das totale Verzweigungsverhältnis einbezogen werden. Es beträgt $(0.88 \pm 0.14)\%$ [8]. Dies erhöht das gesamte Verzweigungsverhältnis des leptonischen Zerfalls von J/ψ-Mesonen von $(11.81 \pm 0.20)\%$ auf $(12.69 \pm 0.24)\%$.

- Zum anderen ist der Zerfall in der Simulation nicht berücksichtigt. Die Selektionseffizienz des gestreuten Elektrons und der Zerfallselektronen sollte allerdings dadurch nicht beeinflußt werden. Dennoch ist ein Effekt zu erkennen, der die gesamte Effizienz für den elektronischen Zerfall erniedrigt.

Der letztgenannte Effekt steht im Zusammenhang damit, daß durch den in der Simulation fehlenden Zerfall $J/\psi \to \gamma e^+e^-$ der Strahlungsschwanz der Elektronpaare in den Daten unterschätzt wird. Eine Berücksichtigung des Zerfalls führt zu einer Erhöhung des Strahlungsschwanzes. Dieser Effekt wurde mit einem Monte Carlo Datensatz für elastische J/ψ-Produktion abgeschätzt, der durch einen abgeänderten DIFFVM Generator generiert wurde [125–128]. In diesem veränderten Generator wird die Zerfall $J/\psi \to \gamma e^+e^-$ gemäß seinem Verzweigungsverhältnis generiert.
In Abbildung 6.12 ist ein Vergleich der Massenspektren auf Detektorniveau für die mit dem normalen DIFFVM (gestrichelt) und mit dem abgeänderten DIFFVM (durchgezogen) generierten elastischen Monte Carlo Datensätze zu sehen. Die Massenverteilung ist durch die Berücksichtigung des Zerfalls $J/\psi \to \gamma e^+e^-$ zu kleineren Massen verschoben und zeigt einen ausgeprägteren Strahlungsschwanz. Ein Vergleich von diffraktiven Daten mit einem

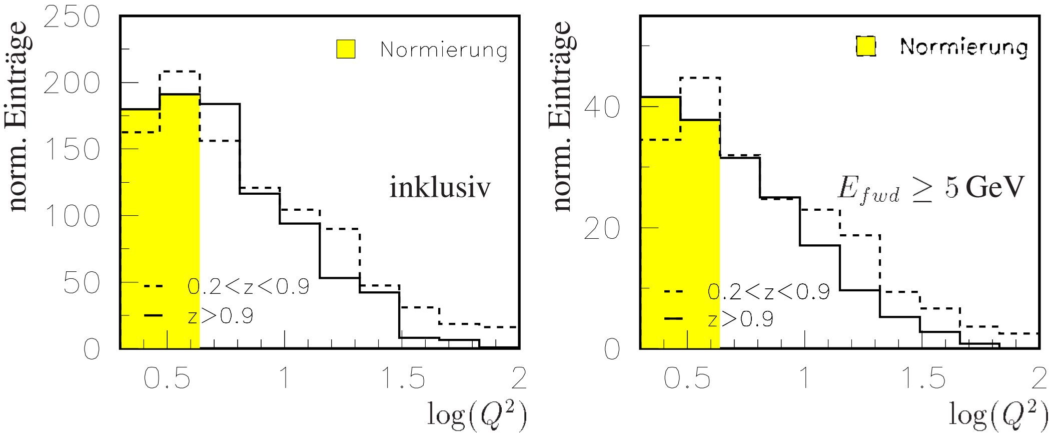


Abbildung 6.11: *Änderung der Q^2-Verteilung in verschiedenen z-Bereichen. Links ist die Abhängigkeit von $\log Q^2$ für die* **inklusive** *Selektion gezeigt, rechts für den* **inelastischen** *Fall ($E_{fwd} \geq 5\,GeV$). Mit der durchgezogenen Linie sind die Ereignisse im mittleren z-Bereich $0.2 < z < 0.9$, mit der gestrichelten der Bereich hoher Inelastizitäten $z > 0.9$ zu sehen.*

durch diesen Generator generierten Monte Carlo Datensatz zeigt eine gute Übereinstimmung [129].

Das bedeutet, daß sich bei Berücksichtigung des zusätzlichen Zerfalls in γee die Extrapolation von dem in der Analyse zum Zählen der Ereignisse verwendeten Massenbereich Δm auf das gesamte Massenspektrum ändert. Dieser Effekt führt zu einer Korrektur, die durch die folgenden Formeln verdeutlicht werden soll:

Es gilt ($N_{rec,\Delta m,w}$ ist die wahre Zahl der J/ψ-Mesonen im Bereich Δm nach der Rekonstruktion):

$$\varepsilon_{wahr} = \frac{N_{rec,\Delta m,w}}{N_{gen,w}} = \underbrace{\frac{N_{rec,\Delta m,w}}{N_{rec,alle\,m,w}}} \cdot \underbrace{\frac{N_{rec,alle\,m,w}}{N_{gen,w}}} \tag{6.1}$$

$$= \varepsilon_{m,wahr} \cdot \varepsilon_s \quad . \tag{6.2}$$

Der Index w bezieht sich auf die eigentlichen „wahren“ Anzahlen.

Aus dem Monte Carlo Datensatz (ohne Zerfall γee) ergibt sich:

$$\varepsilon_{mc} = \frac{N_{rec,\Delta m}}{N_{gen}} = \underbrace{\frac{N_{rec,\Delta m}}{N_{rec,alle\,m}}} \cdot \varepsilon_s \tag{6.3}$$

$$= \varepsilon_{m,mc} \cdot \varepsilon_s \quad . \tag{6.4}$$

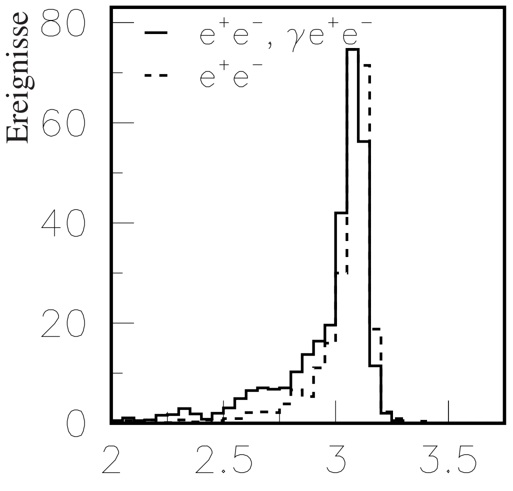


Abbildung 6.12: *Massenverteilungen in der Monte Carlo Simulation mit und ohne Berücksichtigung des Zerfalls $J/\psi \to \gamma e^+e^-$. Es werden elastisch generierte Ereignisse betrachtet. Mit der durchgezogenen Linie ist die Massenverteilung für das abgeänderte DIFFVM gezeigt, das den Zerfall $J/\psi \to \gamma e^+e^-$ gemäß des Verzweigungsverhältnisses beinhaltet. Gestrichelt zum Vergleich das Standard-DIFFVM ohne diesen Zerfall.*

Insgesamt folgt daraus:

$$\Rightarrow \varepsilon_{wahr} \quad = \quad \frac{\varepsilon_{m,wahr}}{\varepsilon_{m,mc}} \cdot \varepsilon_{mc} = \frac{N_{rec,\Delta m}}{K_{tail} \cdot N_{gen}}. \tag{6.5}$$

Dabei bezeichnet ε_{wahr} die gesamte *wahre* Effizienz und $\varepsilon_{m,wahr}$ die *wahre* Massenextrapolationseffizienz, mit mc werden die entsprechenden mit dem in der Analyse verwendeten Monte Carlo Datensatz berechneten Effizienzen bezeichnet. ε_s ist die neben der Massenextrapolation verbliebene Effizienz, die vom Zerfall $J/\psi \rightarrow \gamma e^+e^-$ unabhängig angenommen wird.
Aus den Untersuchungen ergab sich ein Korrekturfaktor von $K_{tail} = 1.1$, der auf die generierten Ereignisse für den Zerfall in zwei Elektronen angebracht wurde, um den Effekt fehlender Ereignisse zu berücksichtigen.
Zu bemerken hierzu ist, daß die erwähnten Differenzen der separaten Ergebnisse von $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$ und $J/\psi \longrightarrow e^+e^-$ am Ende von Abschnitt 6.1 den Korrekturfaktor K_{tail} für den Zerfall in Elektronen bereits beinhalten. Ohne diesen Faktor wären sie noch größer. Die beobachtete Diskrepanz zwischen den Einzeluntersuchungen läßt sich also nicht vollständig durch den Faktor K_{tail} beheben (vgl. Abschnitt 6.1, Seite 117).

6.4 Akzeptanz und Selektionseffizienz

Nachdem überprüft wurde, daß Monte Carlo Simulation und Daten auf Detektorniveau in guter Übereinstimmung sind, kann der gemischte Monte Carlo Datensatz zur Bestimmung der Akzeptanzen und Selektionseffizienzen genutzt werden.

Akzeptanz
Zunächst werden die Akzeptanzen betrachtet. Abbildung 6.13 zeigt die Akzeptanzen α für die Schwerpunktsenergie des hadronischen Endzustands $W_{\gamma p}$ und für den Viererimpulsübertrag Q^2 im Monte Carlo Datensatz auf Generatorniveau.
Für $W_{\gamma p}$ wird mit Akzeptanz α_θ der Einfluß der Polarwinkelschnitte auf die Zerfallsleptonen bezeichnet (alle Schnitte sind in den Abschnitten 4.4 und 4.6 Seite 83 und 90 diskutiert und zusammengestellt). Sie ergibt sich aus dem Verhältnis der generierten Ereignisse, die den Winkelschnitt erfüllen, zu allen generierten Ereignissen. Dabei wird die Q^2-Umgewichtung angewendet, und es werden nur Ereignisse betrachtet, die den Schnitten auf Q^2 ($2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$) und auf die Inelastizität $z > 0.2$ genügen. Das Ergebnis zeigt Abbildung 6.13a). Mit den Linien ist der in der Analyse verwendete $W_{\gamma p}$-Bereich von $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\mathrm{GeV}$ angedeutet. In diesem liegen die Akzeptanzen generell über 10%.
Für die Q^2-Verteilung werden Ereignisse auf Generatorniveau betrachtet, die den Bedingungen an den Polarwinkel des gestreuten Elektrons sowie dem Schnitt auf den radialen Abstand des Elektronkandidaten zur Strahlachse $R_\Theta > 8.8\,\mathrm{cm}$ genügen . Das Verhältnis dieser Ereignisse zu allen generierten Ereignissen ergibt dann die gesuchte Akzeptanz α_{spa}. Dabei wird ein eingeschränkter Monte Carlo Datensatz betrachtet, der die kinematischen Schnitte auf $W_{\gamma p}$ und auf z erfüllt. Das Ergebnis ist als Funktion von $\log Q^2$ in Abbildung 6.13b) dargestellt. Die Akzeptanz ist in einem weiten Q^2-Bereich flach und sehr hoch. Der in der Analyse verwendete kinematische Bereich von $2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ ist durch die senkrechten Linien

markiert. Die Akzeptanz in Q^2 ist im gesamten Bereich immer größer als 90% mit Ausnahme des ersten dargestellten Intervalls, wo sie bei 73% liegt.

Diese Akzeptanzen sind mit dem für 1997 generierten Monte Carlo Datensatz bestimmt worden, der auch in der Analyse zur Berechnung der Analyseeffizienzen verwendet wird. Im Jahre 1999 ist die Strahlenergie der Protonen von 820 GeV auf 920 GeV erhöht worden. Um den Einfluß der höheren Strahlenergie zu untersuchen, sind Datensätze mit 920 GeV Strahlenergie generiert worden. Eine Simulation der Detektorantwort stand zum Zeitpunkt der Analyse noch nicht zur Verfügung. Daher werden nur Effekte auf die Akzeptanzen untersucht, insbesondere auf die Akzeptanz in $W_{\gamma p}$. Die Monte Carlo Datensätze mit 920 GeV Strahlenergie werden in gleicher Weise gemischt und in Q^2 umgewichtet wie die mit 820 GeV für 1997 generierten. In Abbildung 6.14a) sind die Akzeptanzen als Funktion von $W_{\gamma p}$ für die Jahre 1997 (durchgezogen) und 1999 (gestrichelt) in den später bei den Wirkungsquerschnitten verwendeten Intervallen zu sehen. Man erkennt eine deutliche Verschiebung. Dieser Effekt wird in der Analyse durch einen multiplikativen Korrekturfaktor K_α berücksichtigt:

$$\alpha_{97,99} = \frac{\mathcal{L}_{97} \cdot \alpha_{97} + \mathcal{L}_{99} \cdot \alpha_{99}}{\mathcal{L}_{97} + \mathcal{L}_{99}} \tag{6.6}$$

$$\Rightarrow K_\alpha = \frac{\alpha_{97}}{\alpha_{97,99}} = \frac{\mathcal{L}_{97} + \mathcal{L}_{99}}{\mathcal{L}_{97} + \mathcal{L}_{99} \cdot \frac{\alpha_{99}}{\alpha_{97}}}. \tag{6.7}$$

Der Korrekturfaktor K_α ist in Abbildung 6.14b) in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ in den analysierten Intervallen zu sehen. Er zeigt ein abfallendes Verhalten, wie es auch aus der Verschie-

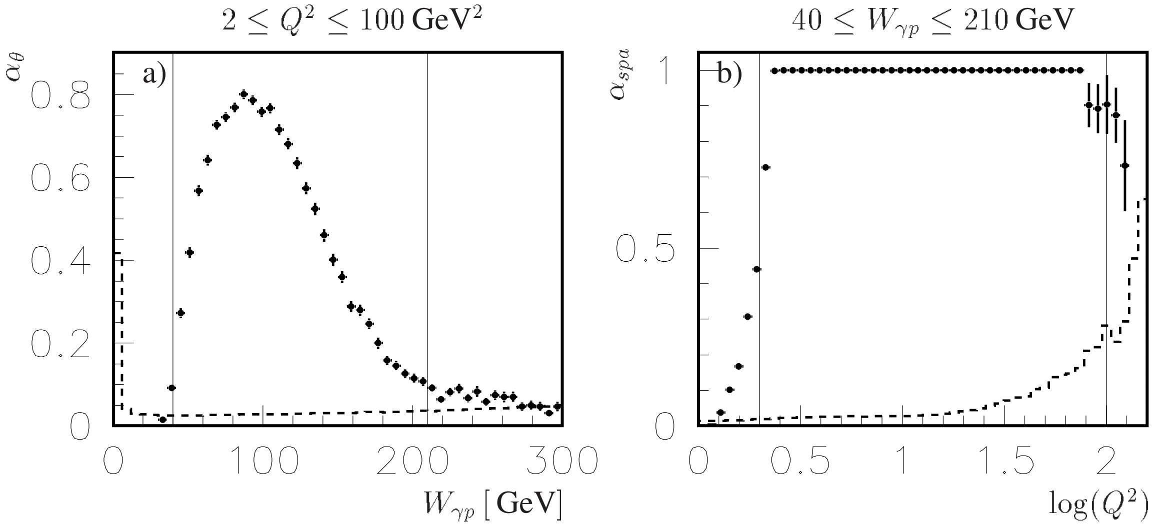


Abbildung 6.13: *Akzeptanzen α in der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und im Viererimpulsübertrag Q^2 im Monte Carlo Datensatz. (a) zeigt die durch den Winkelschnitt auf die Myonen hervorgerufenen Akzeptanz α_θ für $W_{\gamma p}$. In (b) ist die Akzeptanz α_{spa} in $\log(Q^2)$ dargestellt, die durch den Schnitt auf den Abstand zur Strahlachse R_Θ und die Einschränkungen auf den Polarwinkelbereich des gestreuten Elektrons zustande kommt. Mit dem gestrichelten Histogramm ist der relative statistische Fehler gezeigt, mit den Linien die in der Analyse verwendeten kinematischen Schnitte.*

bung der Verteilungen zu höherem $W_{\gamma p}$ erwartet wird. Die maximalen Korrekturen betragen $+10\%$ bzw. -15% in den äußersten $W_{\gamma p}$-Bereichen. In den anderen Variablen, in denen Wirkungsquerschnitte extrahiert werden, ist hingegen eine flache Verteilung der Korrekturen mit Werten unterhalb von 5% bestimmt worden. Die Ausnahme ist hierbei die Rapidität Y^*, die ebenfalls einen Abfall zu größeren Rapiditäten hin zeigt.

Eine ähnliche Untersuchung wurde für die Akzeptanz in Q^2 durchgeführt. Hierbei stellt sich heraus, daß der Effekt der erhöhten Strahlenergie wesentlich geringer ist. Ein Vergleich der Akzeptanz von 1997 und 1999 in den verschiedenen Intervallen in Q^2 ist in Abbildung 6.15a) für die inklusive Selektion zu sehen, (b) zeigt den Korrekturfaktor als Funktion von Q^2. Die mit Formel 6.7 berechnete Korrektur beträgt generell in allen Variablen in allen untersuchten Intervallen weniger als 1%. Daher wurde in der Analyse keine weitere Korrektur vorgenommen.

Für die reine Selektionseffizienz (ohne Polarwinkelschnitt) wird kein großer Einfluß der höheren Strahlenergie erwartet und daher auch keine Korrektur angebracht.

Selektionseffizienzen

Neben den Akzeptanzen werden aus der Monte Carlo Simulation die Selektionseffizienzen ε_{sel} in den verschiedenen Variablen bestimmt, in denen differentielle Wirkungsquerschnitte extrahiert werden. Die gesamte Analyseeffizienz ε ist durch das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse auf Detektorniveau N_{rec}, die den Selektionsschnitten genügen und im Signalbereich liegen, zu allen generierten Ereignissen N_{gen} im betrachteten kinematischen Bereich gegeben und steht mit der Selektionseffizienz und der geometrischen Akzeptanz α_θ in fol-

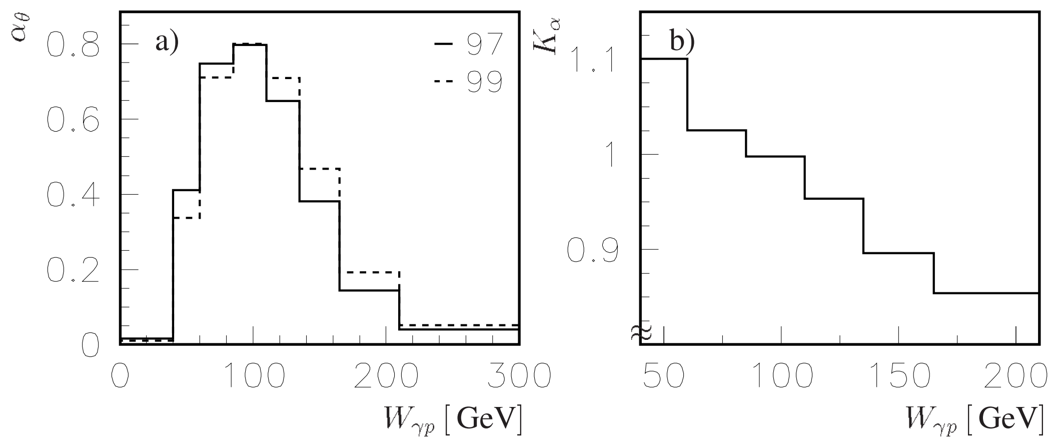


Abbildung 6.14: *Effekt der höheren Strahlenergie in* 1999 *auf die Akzeptanz in* $W_{\gamma p}$. *In (a) ist ein Vergleich der Akzeptanzen in den analysierten* $W_{\gamma p}$*-Intervallen für die* **inklusive** *Selektion zwischen* 1997 *(durchgezogen) und* 1999 *(gestrichelt) zu sehen. (b) zeigt den Korrekturfaktor am Wirkungsquerschnitt als Funktion von* $W_{\gamma p}$.

gendem Zusammenhang (vgl. Abschnitt 6.3):

$$
\begin{aligned}
\varepsilon &= \frac{N_{rec}}{N_{gen}} = \frac{N_{rec,\mu} + N_{rec,e}}{N_{gen,\mu} + K_{tail} \cdot N_{gen,e}} && (6.8)\\
&\simeq \alpha_\theta \cdot \varepsilon_{sel}. && (6.9)
\end{aligned}
$$

Abbildung 6.16 zeigt die Akzeptanz α_θ, die Selektionseffizienz ε_{sel} sowie die Analyseeffizienz ε in Abhängigkeit der analysierten Variablen für die inklusive Analyse, Abbildung 6.17 für einen über den Schnitt auf die Vorwärtsenergie $E_{fwd} \geq 5\,\mathrm{GeV}$ definierten inelastischen Datensatz. Letzterer wird auf Generatorniveau auf $M_X > 10\,\mathrm{GeV}$ korrigiert, wobei M_X die Masse des hadronischen Endzustands ohne das J/ψ-Meson ist. Der durch die Korrektur auf $M_X > 10\,\mathrm{GeV}$ zustandekommende Effekt wird in der Selektionseffizienz ε berücksichtigt. Eine Betrachtung der Auswirkung des Schnitts $E_{fwd} \geq 5\,\mathrm{GeV}$ auf M_X findet sich auch in Abbildung 1.7 (s. Seite 16).

Die Teilabbildungen (a) in 6.16 und 6.17 zeigen jeweils die Inelastizität z, (b) den Viererimpulsübertrag Q^2 und (c) die Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Die Teilabbildungen (d) bis (f) beziehen sich auf Größen des J/ψ-Mesons: (d) gibt die Effizienzen als Funktion seines transversalen Impulses $p_{t,\psi}^2$ im Laborsystem wieder, (e) in Abhängigkeit des Transversalimpulses im $\gamma^* p$-System $p_{t,\psi}^{*2}$, und (f) zeigt die Abhängigkeit von der Rapidität Y^* im $\gamma^* p$-System. Im Mittel liegen die Effizienzen in beiden Fällen zwischen 20 und 25%.

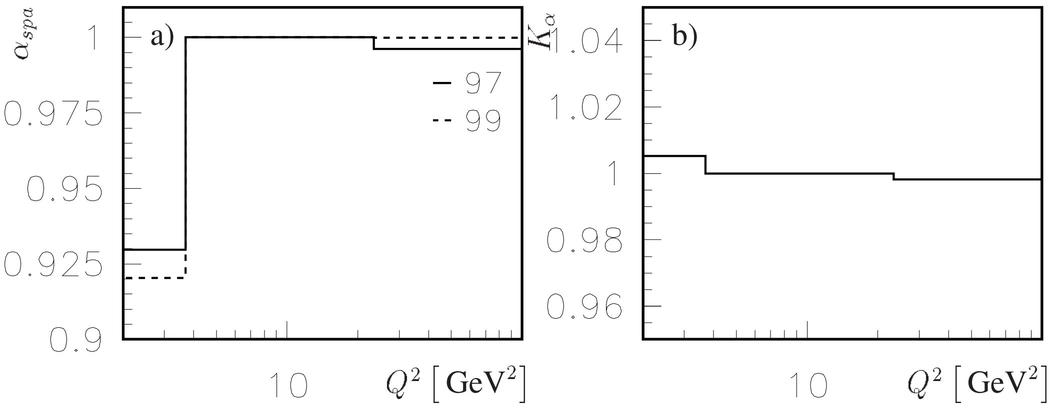


Abbildung 6.15: *Effekt der höheren Strahlenergie in* 1999 *auf die Akzeptanz in* Q^2*. In (a) ist ein Vergleich der Akzeptanzen in den analysierten* Q^2*-Intervallen für die* **inklusive** *Selektion zwischen* 1997 *(durchgezogen) und* 1999 *(gestrichelt) zu sehen. (b) zeigt den Korrekturfaktor am Wirkungsquerschnitt als Funktion von* Q^2*.*

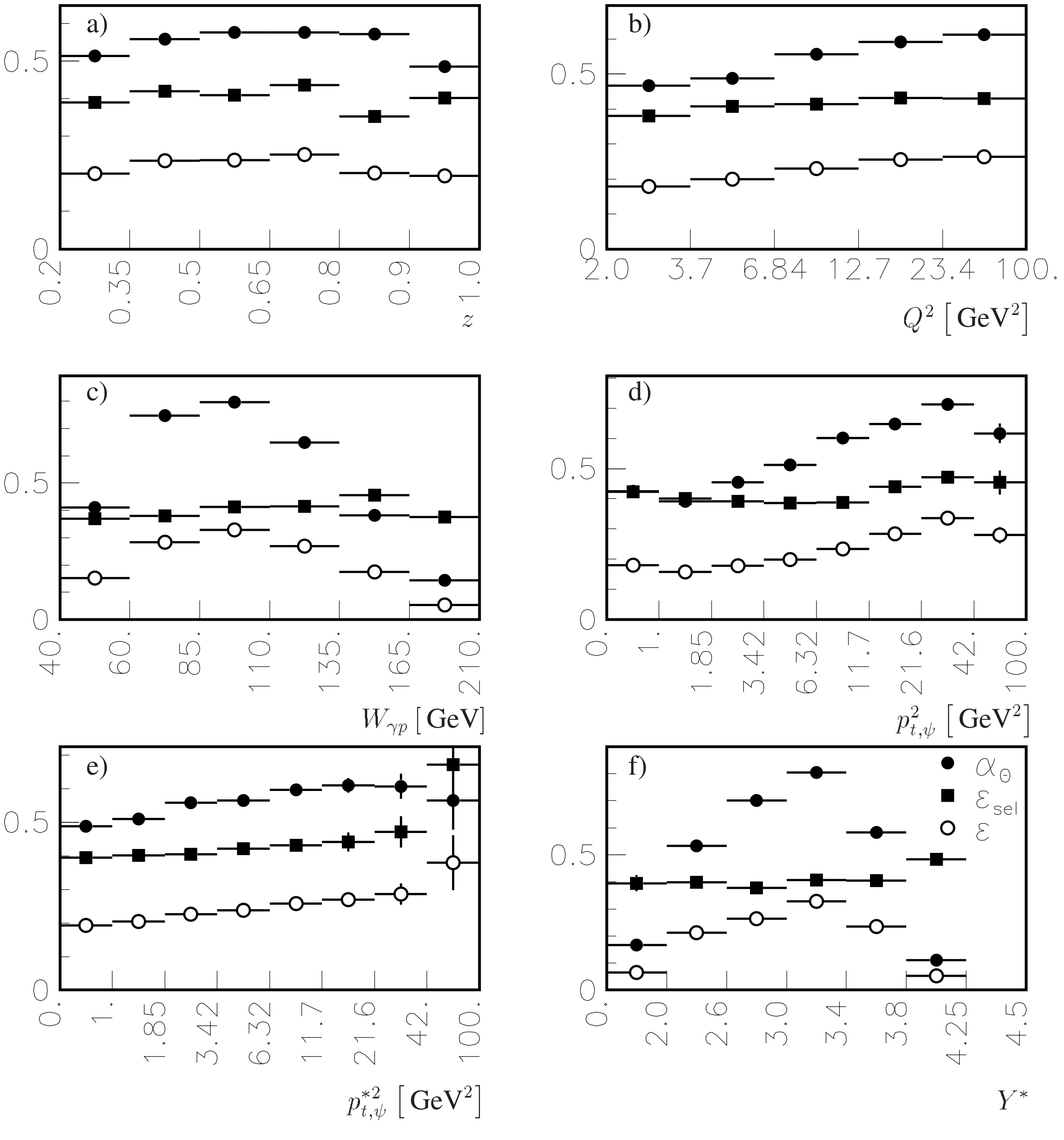


Abbildung 6.16: *Effizienzen der* **inklusiven** *Analyse. Dargestellt ist mit den Punkten die Akzeptanz* α_θ *, die durch die Schnitte auf den Polarwinkel der Zerfallsleptonen bewirkt wird. Die Quadrate zeigen die Selektionseffizienz* ε_{sel} *und die offenen Kreise die gesamte Analyseeffizienz* ε*. Als Variable werden Inelastizität* z *(a), der Viererimpulsübertrag* Q^2 *(b), die* γ^*p*-Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *(c), der Transversalimpuls* $p_{t,\psi}^2$ *im Laborsystem (d) und im* γ^*p*-System* $p_{t,\psi}^{*2}$ *(e) sowie die Rapidität im* γ^*p*-System* Y^* *(f) betrachtet.*

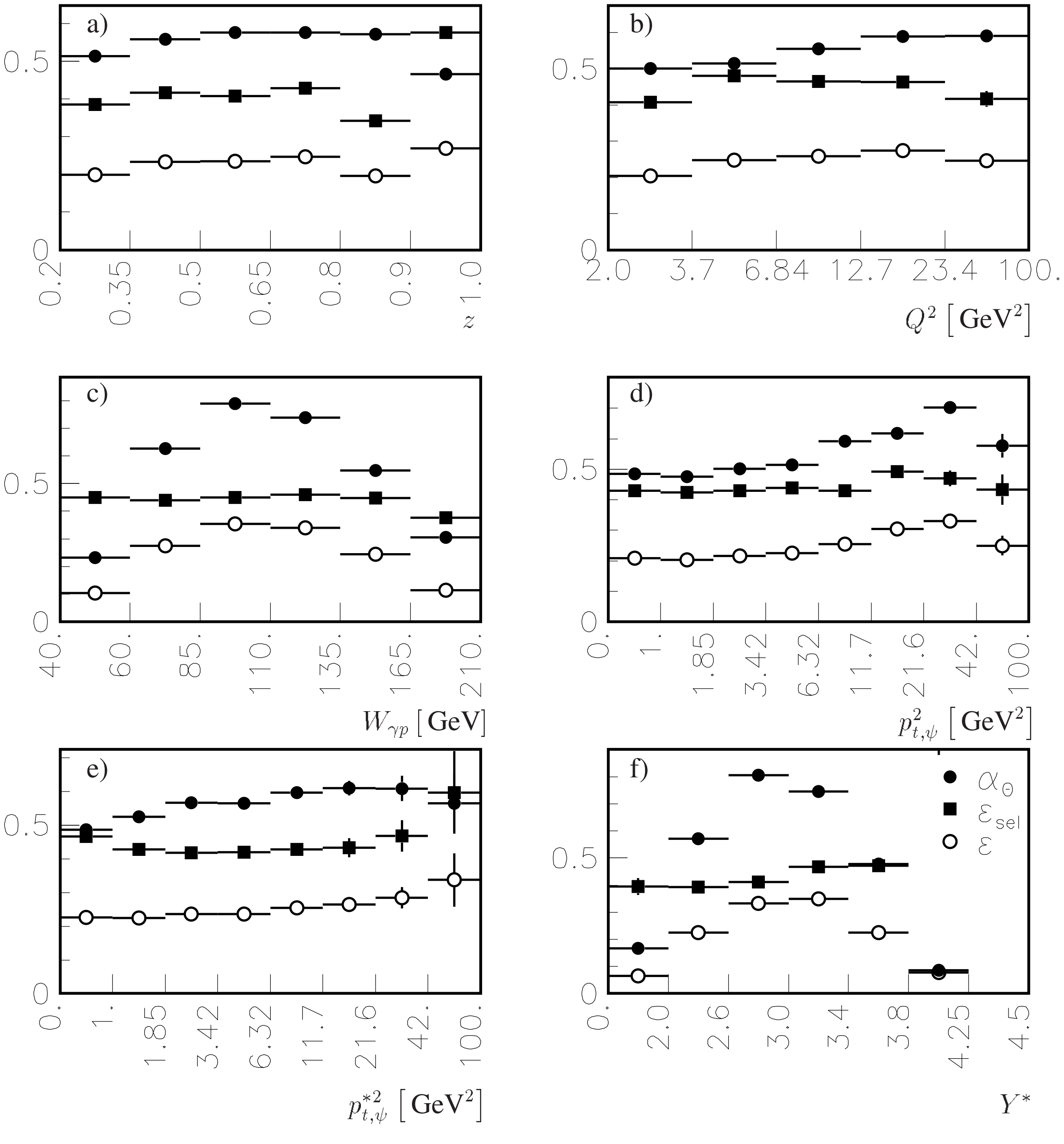


Abbildung 6.17: *Effizienzen der* **inelastischen** *Analyse. Dargestellt ist mit den Punkten die Akzeptanz α_θ , die durch die Schnitte auf den Polarwinkel der Zerfallsleptonen bewirkt wird. Die Quadrate zeigen die Selektionseffizienz ε_{sel} und die offenen Kreise die gesamte Analyseeffizienz ε. Als Variable werden Inelastizität z (a), der Viererimpulsübertrag Q^2 (b), die γ^*p-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (c), der Transversalimpuls $p_{t,\psi}^2$ im Laborsystem (d) und im γ^*p-System $p_{t,\psi}^{*2}$ (e) sowie die Rapidität im γ^*p-System Y^* (f) betrachtet.*

6.5 Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Der Wirkungsquerschnitt σ_{ep} für die Reaktion $e\,p \;\rightarrow\; e\,J/\psi\,X$ wird folgendermaßen berechnet:

$$\sigma_{ep} \;=\; \frac{N_\psi}{\varepsilon\cdot\varepsilon_{L4}\cdot BR}\cdot\frac{1}{(1+\delta_{RC})\cdot\mathcal{L}}\cdot K_\alpha. \tag{6.10}$$

Mit N_ψ wird die Anzahl der im Signalbereich befindlichen J/ψ-Mesonen bezeichnet, sie wird nach Abschnitt 6.1 extrahiert. Die totale Analyseeffizienz ε wird wie in Abschnitt 6.4 beschrieben bestimmt, und der Effekt der höheren Strahlenergie auf die Akzeptanz wird mit dem Faktor K_α berücksichtigt. ε_{L4} bezeichnet die Effizienz der $L4$-Triggerstufe (s. Abschnitt 5.5); dabei ist noch einmal zu erwähnen, daß die Triggereffizienz auf der ersten und zweiten Triggerstufe zu 100% bestimmt wurde. Die für die Analyse verwendete integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ beträgt 39.35 pb^{-1}. Mit dem Faktor $\frac{1}{(1+\delta_{RC})}$ werden ISR-Effekte korrigiert (s. Abschnitt 3.5), für δ_{RC} wurde $(-5)\%$ angenommen.
Das Verzweigungsverhältnis BR setzt sich aus denen für Myonen, für Elektronen und für den nicht separat betrachteten Zerfall $J/\psi \rightarrow \gamma e^+e^-$ zusammen:

$$BR_{\mu\mu} = (5.88 \pm 0.10)\% \text{ [8]}, \tag{6.11}$$
$$BR_{ee} = (5.93 \pm 0.10)\% \text{ [8]}, \tag{6.12}$$
$$BR_{\gamma ee} = (0.88 \pm 0.14)\% \text{ [8]}, \tag{6.13}$$
$$\Rightarrow BR = (12.69 \pm 0.24)\%. \tag{6.14}$$

Formel 6.10 läßt sich zur Berechnung der einfach und doppelt differentiellen ep-Wirkungsquerschnitte wie folgt erweitern:

$$\frac{d\sigma_{ep}}{dV} \;=\; \frac{N_\psi(i_V)}{\varepsilon\cdot\varepsilon_{L4}\cdot BR\cdot\Delta_i V}\cdot\frac{1}{(1+\delta_{RC})\cdot\mathcal{L}}\cdot K_\alpha, \tag{6.15}$$
$$\frac{d\sigma_{ep}}{dV\,dW} \;=\; \frac{N_\psi(i_V,j_W)}{\varepsilon\cdot\varepsilon_{L4}\cdot BR\cdot\Delta_i V\cdot\Delta_j W}\cdot\frac{1}{(1+\delta_{RC})\cdot\mathcal{L}}\cdot K_\alpha. \tag{6.16}$$

Dabei ist $N_\psi(i_V)$ die extrahierte Anzahl von J/ψ-Kandidaten im i-ten Intervall der Variable V, während mit $\Delta_i V$ die Intervallbreite des betrachteten Intervalls i bezeichnet ist. Analoges gilt für die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte in V und W.

6.6 Systematischer Fehler

Einige der systematischen Fehlerquellen sind bereits in vorhergehenden Abschnitten beschrieben worden. Alle systematischen Untersuchungen und ihr Einfluß auf die Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 6.1 zusammengestellt. In dieser ist auch ein Verweis auf den Abschnitt beigefügt, in dem der Effekt besprochen wird.
Neben den in früheren Abschnitten besprochenen Effekten wurde zusätzlich der Einfluß der

Auflösung im Polarwinkel des gestreuten Elektrons θ_e und in seiner Energie E_e untersucht. Der Winkel des gestreuten Elektrons wurde um ± 0.001 rad variiert. Der Effekt auf die Wirkungsquerschnitte beträgt relativ etwa 3%. Die Energieskala des gestreuten Elektronkandidaten wurde um $\pm 2\%$ variiert. Auch hier ist der Einfluß auf die extrahierten Wirkungsquerschnitte mit ebenfalls 3% klein. Beide Effekte werden im systematischen Fehler berücksichtigt. Für die inelastische Selektion über den Schnitt auf die Energie im Vorwärtskalorimeter $E_{fwd} \geq 5$ GeV wird als weitere systematische Untersuchung der Einfluß einer Änderung des Schnittwerts um $\pm 5\%$ $(\pm 0.25$ GeV$)$ betrachtet. Dies führt zu Abweichungen der Wirkungsquerschnitte von im Mittel etwa 2%.

Der gesamte systematische Fehler berechnet sich aus der quadratischen Summe der einzelnen Beiträge unter der Annahme, daß diese in erster Näherung von einander unabhängig sind. Er liegt zwischen 16 und 19% und ist von einigen der betrachteten Variablen abhängig. Besonders auffällig sind die Abhängigkeiten in z, $W_{\gamma p}$ und $p_{t,\psi}^2$. In z und $p_{t,\psi}^2$ fällt der systematische Fehler mit Anwachsen der Variablen, in $W_{\gamma p}$ steigt er an.

Für die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte wird ein globaler systematischer Fehler von 22% auf die Ergebnisse angegeben. Er wurde im Vergleich zu den anderen Analysen erhöht, um der schlechteren Beschreibung der Daten durch die Monte Carlo Simulation z.B. in der $p_{t,\psi}^2$-Verteilung bei höheren Inelastizitäten Rechnung zu tragen (vgl. Abschnitt 6.2.2).

Ursache	relativer Fehler	Referenz
Trigger	5%	5.4
$L4$	2%	5.5
Leptonerkennung	6%	5.3
Spur- und Vertexfit	4%	5.1,5.2
Abweichungen zw. MC und Daten in R_Θ [1]	-6 bis 2%	4.4
Normierung $\mu\mu/ee$	10%	6.1
nicht-resonanter Untergrundabzug	3 bis 10%	6.1
radiative Korrekturen	4%	3.5
Verzweigungsverhältnis	2%	Gleich. 6.14
Luminosität	1.5%	Tab. 2.1
Modellunsicherheit	5 bis 10%	6.2
Winkelauflsg. gestr. Elektron	3%	6.6
Energieauflsg. gestr. Elektron	3%	6.6
Schnitt auf E_{fwd} [2]	2%	6.6
systematischer Fehler	16 bis 19%	

Tabelle 6.1: *Systematische Fehler: Als Referenzen sind die Abschnitte angegeben, in denen die Untersuchung der jeweiligen systematischen Effekte beschrieben wird. Der gesamte systematische Fehler wird aus der quadratischen Summe der einzelnen Beiträge berechnet.*

[1] *Der Fehler, der durch die Abweichungen in der Variable R_Θ zustande kommt, braucht bei einer Analyse mit höherem Schnitt auf Q^2 nicht berücksichtigt zu werden.*

[2] *Der Effekt durch Variation des Schnitts auf E_{fwd} wird nur für die inelastische Analyse berücksichtigt, die diesen Schnitt verwendet.*

Kapitel 7

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse in der tief inelastischen J/ψ-Erzeugung vorgestellt. Zunächst werden einfach differentielle Wirkungsquerschnitte für den inklusiven Datensatz betrachtet und mit älteren Analysen verglichen (s. Abschnitt 7.1). Der inklusive Datensatz umfaßt die gesamte diffraktive und inelastische J/ψ-Erzeugung. Anschließend werden in Abschnitt 7.2 Ergebnisse der inelastischen J/ψ-Produktion vorgestellt, wobei verschiedene Definitionen von „inelastisch“ diskutiert werden. Einfach differentielle Wirkungsquerschnitte werden mit Vorhersagen des Monte Carlo Generators EPJPSI (s. Abschnitt 3.2.1) und mit theoretischen Rechnungen [54] verglichen. Danach werden erste Ergebnisse für doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte in inelastischer J/ψ-Produktion gezeigt (s. Abschnitt 7.5). Diese werden mit Monte Carlo Vorhersagen verglichen. Abschließend wird in Abschnitt 7.6 der Endzustand für die inelastische Selektion untersucht und die Ergebnisse mit der Simulation verglichen.

7.1 Inklusive differentielle ep-Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt werden Ergebnisse der inklusiven Analyse von tief inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen im H1-Detektor vorgestellt. Dabei werden die in den Abschnitten 4.4 und 4.6 in den Tabellen 4.3 und 4.7 vorgegebenen Schnitte gefordert. Für den kinematischen Bereich werden die oben schon öfter erwähnten Schnitte auf die Schwerpunktsenergie des hadronischen Endzustands $W_{\gamma p}$, den Viererimpulsübertrag Q^2 sowie auf die Inelastizität z angewendet:

$$\begin{aligned} 2 \leq \quad & Q^2 & \leq 100\,\mathrm{GeV}^2, \qquad (7.1)\\ 40 \leq \quad & W_{\gamma p} & \leq 210\,\mathrm{GeV}, \qquad (7.2)\\ & z & > 0.2. \qquad (7.3) \end{aligned}$$

Das mittlere Q^2 ist für diese Analyse aus den Ereignissen im Signalbereich zu $\langle Q^2 \rangle = 9.44\,\mathrm{GeV}^2$ bestimmt worden.
Es wird noch einmal betont, daß keine obere Grenze auf die Inelastizität verwendet wird, auch auf die Anzahl der im Detektor nachgewiesenen Spuren wird nicht geschnitten. Daher

$$e + p \rightarrow e + J/\psi + X$$

$$40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\mathrm{GeV},\ 2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2,\ z > 0.2$$

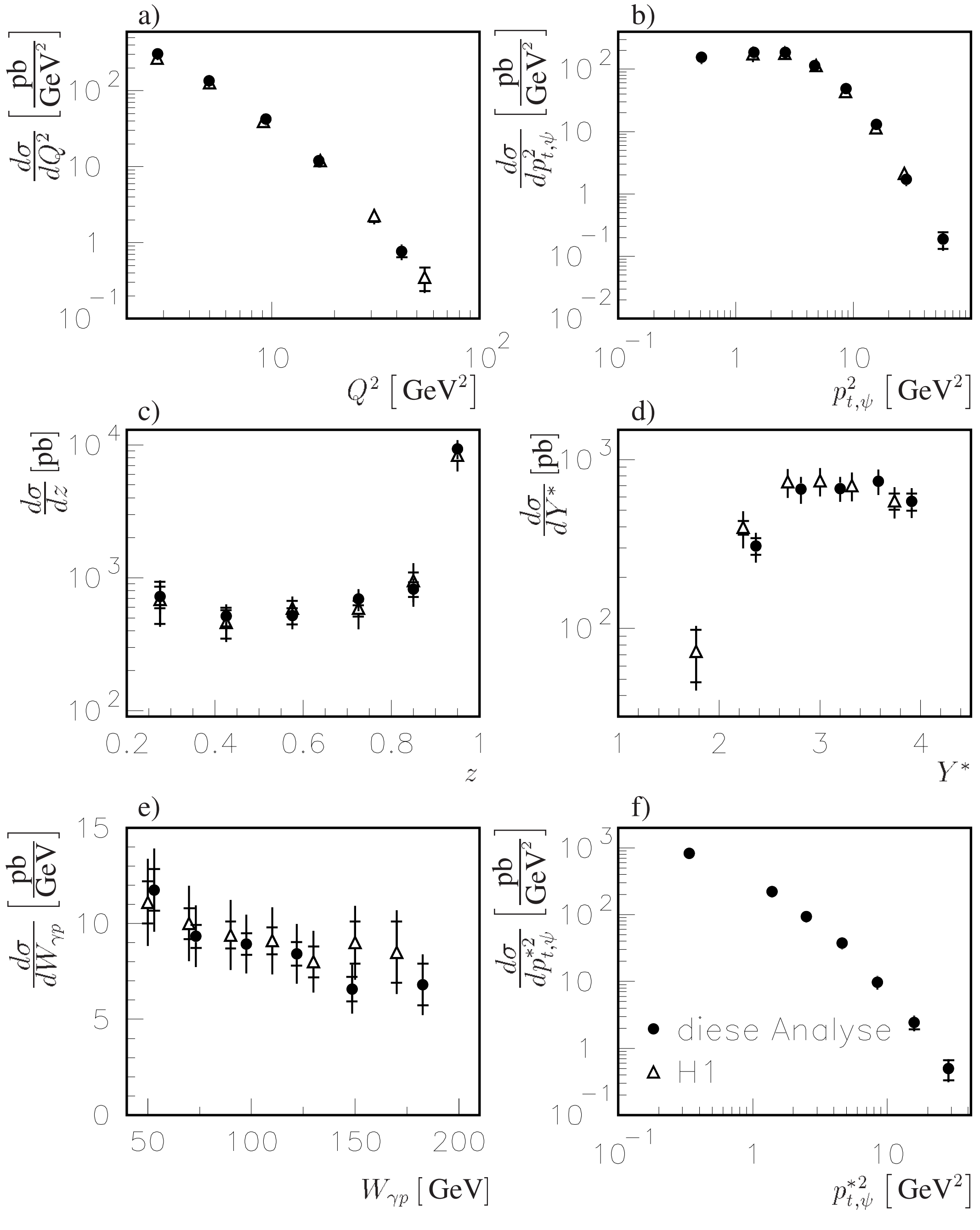


Abbildung 7.1: *Differentielle ep-Wirkungsquerschnitte im Vergleich mit bereits veröffentlichten H1 Ergebnissen für die* **inklusive** *Analyse. Die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte sind im Viererimpulsübertrag Q^2 (a), im Quadrat des Transversalimpulses des J/ψ-Kandidaten im Laborsystem $p^2_{t,\psi}$ (b), in der Inelastizität z (c), in der Rapidität Y^* des J/ψ-Kandidaten im γ^*p-System (d) mit z-Achse entlang des Photons, in der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (e) sowie im Quadrat des Transversalimpulses des J/ψ-Kandidaten im γ^*p-System $p^{*2}_{t,\psi}$ (f) gezeigt. Der innere Fehler gibt den statistischen Fehler an, der äußere die quadratische Summe von statistischem und systematischem Fehler. Als Punkte ist das Ergebnis dieser Analyse zu sehen, als offene Dreiecke die veröffentlichten H1-Ergebnisse.*

sind in dem untersuchten Datensatz sowohl inelastische als auch diffraktive Ereignisse vorhanden. Die Monte Carlo Simulation wird entsprechend Abschnitt 6.2 behandelt. Der Anteil von diffraktiv erzeugten J/ψ-Mesonen ist zu 63.3% bestimmt worden, d.h. er dominiert gegenüber den inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen fast im Verhältnis $2:1$. Dieses spiegelt sich in den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten in einem ausgeprägten Maximum bei Inelastizitäten größer als 0.9 wieder (vgl. Abbildung 7.1c)).

In Abbildung 7.1 sind die einfach differentiellen ep-Wirkungsquerschnitte in den Variablen Q^2 (a), $p_{t,\psi}^2$ (b), z (c), Y^* (d), $W_{\gamma p}$ (e) und $p_{t,\psi}^{*2}$ (f) als Punkte zu sehen. Der innere Fehler ist der rein statistische Fehler, der äußere Fehler gibt den Gesamtfehler an. Für diesen sind der statistische Fehler und der systematische quadratisch addiert worden. Die Ergebnisse in den einzelnen Intervallen der Variablen sind am Intervallschwerpunkt angegeben. Der Schwerpunkt des jeweiligen Intervalls ist als Mittelwert aus allen im Signalbereich liegenden Ereignisse bestimmt worden. Für z wird der Mittelpunkt des Intervalls benutzt.

Als Vergleich sind Ergebnisse von H1 [26] als offene Dreiecke in der Abbildung eingetragen. Dazu ist zu bemerken, daß diese Ergebnisse aus den Daten der Jahre 1995 bis 1997 in einem etwas eingeschränkteren kinematischen Bereich ($40 < W_{\gamma p} < 180$ GeV, $2 < Q^2 < 80\,\mathrm{GeV}^2$ und $z > 0.2$) bestimmt worden sind. Dieser überlappt vollständig mit dem in dieser Analyse gewählten Bereich, der zu höheren Werten in Q^2 und $W_{\gamma p}$ erweitert worden ist. Diese Vergrößerung des kinematischen Bereichs, insbesondere in $W_{\gamma p}$, war aufgrund der höheren Protonstrahlenergie in 1999 möglich. Die Daten des Jahres 1997 werden in beiden Analysen verwendet.

Aufgrund des starken Abfalls des Wirkungsquerschnitts mit Q^2 ist von der Erweiterung des Bereichs auf $Q^2 < 100\,\mathrm{GeV}^2$ kein großer Effekt auf die inklusiven Ergebnisse zu erwarten. Die Ausdehnung in $W_{\gamma p}$ führt zu einer leichten Erhöhung der Wirkungsquerschnitte. Damit sind beide Analysen in dem einfach differentiellen Wirkungsquerschnitt am geeignetsten in $W_{\gamma p}$ vergleichbar. Aus Abbildung 7.1e) ist eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse innerhalb des totalen Fehlers zu erkennen. Die Abweichungen in der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Y^* kommen durch eine unterschiedliche Definition der z-Achse im $\gamma^* p$-System zustande. Diese ist in dieser Analyse parallel zum Photon in diesem System gewählt worden. Die Größe $p_{t,\psi}^{*2}$ wurde in der vorherigen Analyse von H1 nicht betrachtet, so daß kein Vergleich möglich ist.

Aus dem Vergleich der beiden Resultate ist ersichtlich, daß in der hier vorgestellten Analyse der statistische Fehler in den meisten Intervallen verringert werden konnte. Dies ist darauf zurückzuführen, daß im Vergleich zur vorherigen Analyse von H1 eine größere integrierte Luminosität (etwa ein Faktor 1.4) zur Verfügung stand. Außerdem wurde durch eine verbesserte Selektion der Zerfallselektronen auch für diese der Bereich kleinerer Inelastizitäten analysierbar; dies führt ebenfalls zu einer höheren Statistik. Allerdings muß erwähnt werden, daß eine Einschränkung des Akzeptanzbereichs für die Zerfallselektronen ($30° \leq \theta \leq 150°$) notwendig war.

7.2 Inelastische differentielle ep-Wirkungsquerschnitte

Inelastische J/ψ-Produktion wird dominiert durch die Prozesse der Boson-Gluon-Fusion (s. Abschnitt 1.4.3). Da die theoretischen Modelle zur inelastischen Erzeugung keinen diffraktiven Prozeß beinhalten, müssen diffraktiv produzierte J/ψ-Kandidaten aus dem Datensatz eliminiert werden. In der Analyse kann die inelastische Erzeugung anhand verschiedener Schnitte gegen diffraktive J/ψ-Kandidaten untersucht werden. Die meisten dieser Schnitte bewirken eine Einschränkung des kinematischen Bereiches. Hier sollen zwei verschiedene Möglichkeiten solcher Schnitte gegen Diffraktion vorgestellt werden.

7.2.1 Inelastische Wirkungsquerschnitte mit $M_X > 10$ GeV

Die eine Variante beruht auf der Tatsache, daß der Wirkungsquerschnitt für diffraktive J/ψ-Produktion stark mit der invarianten Masse M_X des hadronischen Endzustands neben dem J/ψ-Meson abfällt (s. Abschnitt 1.4.2). Aus diesem Grund wird in der Selektion auf die Energie im Vorwärtsbereich des Kalorimeters $E_{fwd} \geq 5$ GeV geschnitten. Aktivität im Vorwärtsrichtung des Detektors, und damit die Größe von E_{fwd}, wird durch den Rest des reagierenden Protons hervorgerufen, d.h. E_{fwd} ist mit der Masse des hadronischen Endzustands M_X korreliert (vgl. Abbildung 1.7). Die Ergebnisse werden mit der Monte Carlo Simulation auf $M_X > 10$ GeV korrigiert (s. Abschnitt 6.4). Ein Schnitt direkt auf M_X in der Selektion ist nicht möglich, da M_X nicht mit ausreichender Auflösung rekonstruiert werden kann. Um M_X zu bestimmen, wird Gleichung 1.33 verwendet. Insbesondere im Bereich $1 < M_X < 20$ GeV ergeben sich große Unterschiede zwischen dem generierten Wert und dem rekonstruierten M_X. Eine direkte Messung der Größe ist gerade in diesem Bereich nicht möglich.

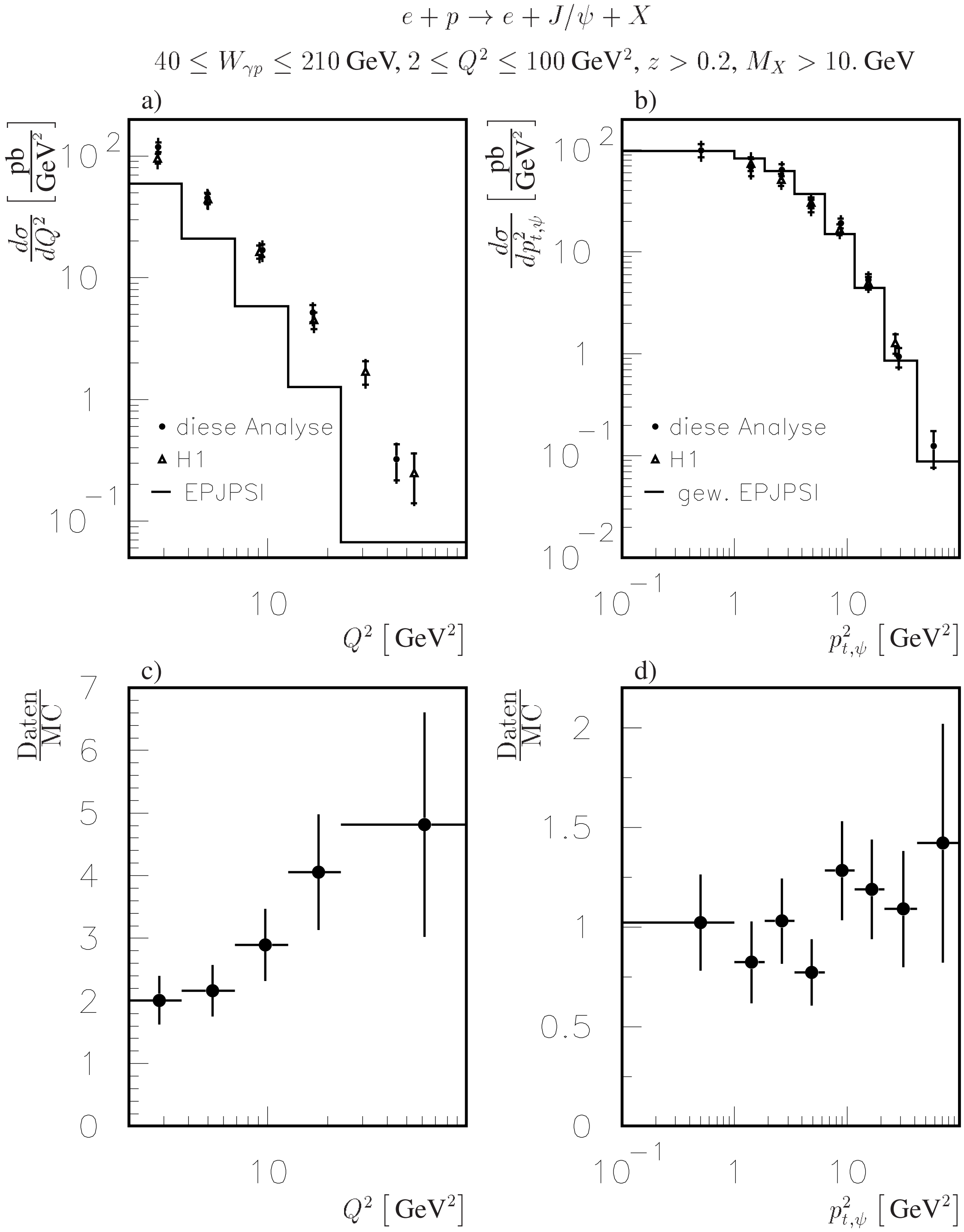
Durch eine solche Definition inelastischer J/ψ-Produktion wird nicht in der Inelastizität z geschnitten, was dazu führt, daß auch der Bereich $z \approx 1$ zugänglich bleibt. In diesem Bereich werden nach theoretischen Überlegungen möglicherweise große Beiträge von J/ψ-Mesonen erwartet, die über *color octet* Zustände erzeugt werden [51,54] (s. Abschnitt 1.4.3.3).

Der bei einem Schnitt auf $M_X > 10$ GeV bzw. $E_{fwd} \geq 5$ GeV in den Daten verbleibende Rest an diffraktiv erzeugten J/ψ-Mesonen kann mit der Monte Carlo Simulation abgeschätzt werden. Er beträgt etwa 12.5%. Dieser Rest wird durch einen Anteil an diffraktiven Ereignissen von nahezu 50% im höchsten z-Intervall dominiert. Unterhalb von $z < 0.9$ ist der Anteil kleiner als 2%.

7.2.1.1 Vergleich mit Ergebnissen von H1 und Vorhersagen des Generators EPJPSI

Die Ergebnisse mit dem Schnitt $M_X > 10$ GeV sind in den Abbildungen 7.2 und 7.3 als einfach differentielle ep-Wirkungsquerschnitte in den gleichen Variablen wie für die inklusive Analyse zu sehen. Sie sind im Vergleich mit den Ergebnissen von H1 [26] (offenen Dreiecke) gezeigt. Auch werden sie in den Abbildungen mit den Vorhersagen des EPJPSI-Generators (durchgezogene Linie) verglichen.

Die Übereinstimmung der Ergebnisse mit den H1 Resultaten ist, ähnlich wie in der inklusiven Analyse, innerhalb der Fehler und unter Berücksichtigung der unterschiedlichen kine-


$e + p \to e + J/\psi + X$

$40 \leq W_{\gamma p} \leq 210$ GeV, $2 \leq Q^2 \leq 100$ GeV^2, $z > 0.2$, $M_X > 10.$ GeV

Abbildung 7.2: *Differentielle ep-Wirkungsquerschnitte für* **inelastische** *J/ψ-Produktion. Die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte in Q^2 (a) und $p^2_{t,\psi}$ (b) werden mit den Ergebnissen von H1 (offene Dreiecke) und der Vorhersage des Generators EPJPSI (Histogramm) verglichen. Im Vergleich mit EPJPSI sind Diskrepanzen in Normierung (Faktor ≈ 2) und Verhalten in Q^2 zu erkennen. Das Verhältnis $\frac{\text{Daten}}{\text{MC}}$ in Abhängigkeit von Q^2 ist in (c) gezeigt. Durch eine Umgewichtung in Q^2 werden diese Unterschiede für die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte in den anderen Variablen, wie hier $p^2_{t,\psi}$, korrigiert. Das erste Intervall für $p^2_{t,\psi}$ erstreckt sich von 0 bis 1. Es ist nur aus graphischen Gründen ab 10^{-1} gezeigt. In (d) ist das Verhältnis $\frac{\text{Daten}}{\text{MC}}$ nach der Korrektur als Funktion von $p^2_{t,\psi}$ dargestellt.*

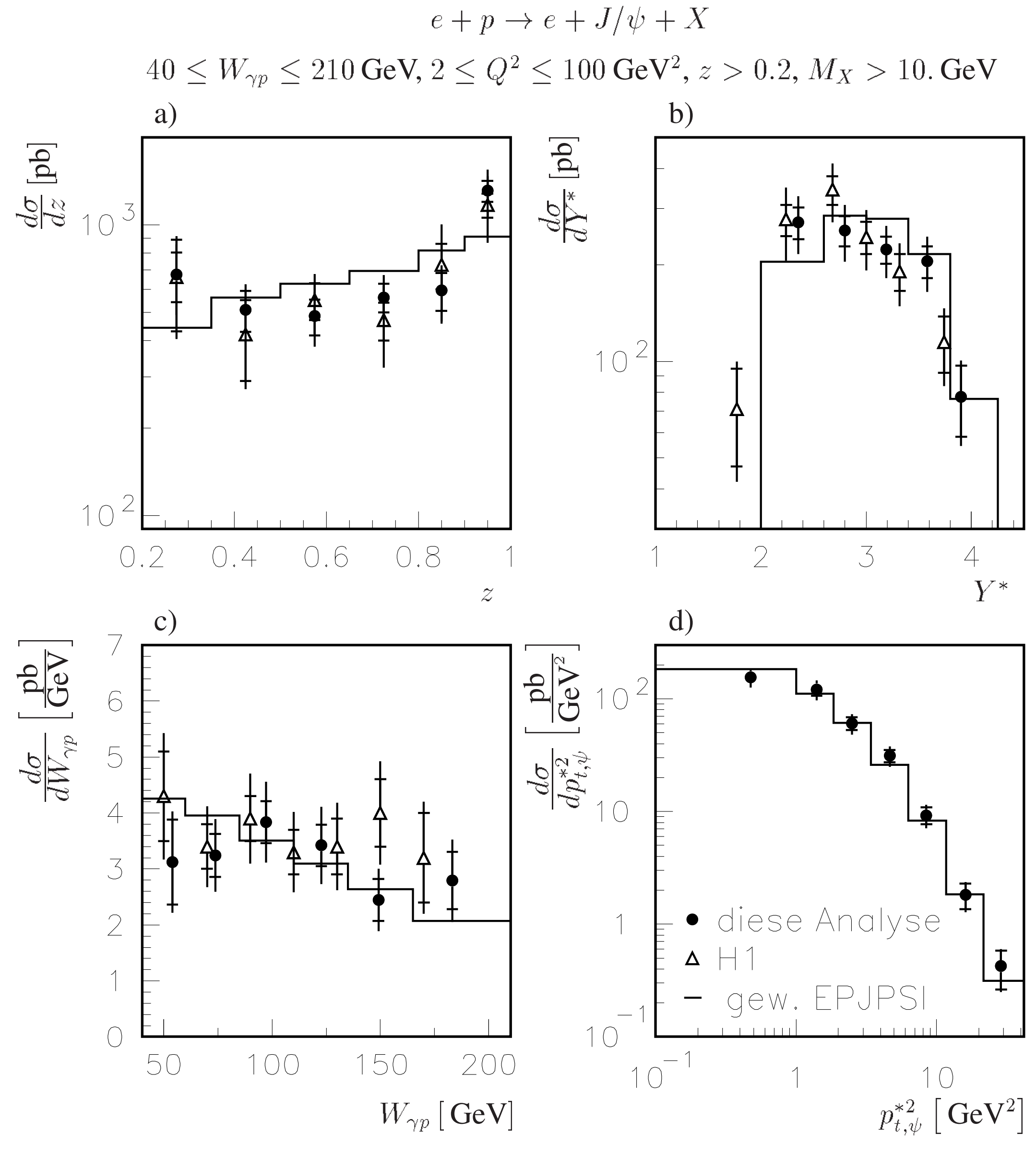


Abbildung 7.3: *Differentielle ep-Wirkungsquerschnitte für* **inelastische** *J/ψ-Produktion. Dargestellt sind die Ergebnisse für die Inelastizität z, Y^*, $W_{\gamma p}$ und $p^{*2}_{t,\psi}$ im Vergleich mit den Ergebnissen von H1 und den Vorhersagen des Monte Carlo Generators EPJPSI. Die Vorhersagen von EPJPSI sind in Q^2 umgewichtet und normiert worden (s. Text und Abbildung 7.2).*

matischen Schnitte sehr gut.
Für den Vergleich mit dem Generator EPJPSI wird wie zur Bestimmung der Effizienzen der abgeänderte Generator verwendet (s. Abschnitt 3.2.1). Als Gluondichte ist beim Generieren MRSA′ [130] verwendet worden. Die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung wurde mit $\alpha_s = 0.3$ fixiert. Beim Vergleich mit den Daten in Abbildung 7.2a) fällt auf, daß große Diskrepanzen auftreten. Zum einen unterschätzt EPJPSI die Wirkungquerschnitte in der Normierung nahezu um einen Faktor zwei (k-Faktor[1] $k \approx 2$). Außerdem ist aus Abbildung 7.2a) ersichtlich, daß das Verhalten der Wirkungsquerschnitte mit Q^2 für die Daten und die Vorhersage des Generators verschieden sind. Der Unterschied in der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von Q^2 wird in 7.2c) veranschaulicht. Hier ist das Verhältnis zwischen Daten und EPJPSI als Funktion von Q^2 gezeigt. Es steigt zu großen Viererimpulsüberträgen hin an, was bedeutet, daß der Generator ein steileres Verhalten vorhersagt, als in den Daten zu sehen ist.
Die unterschiedliche Abhängigkeit sowie die Normierung werden für die weiteren differentiellen Wirkungquerschnitte in $p_{t,\psi}^2$, z, Y^*, $W_{\gamma p}$ und $p_{t,\psi}^{*2}$ durch eine Umgewichtung der Monte Carlo Vorhersagen nach dem in Abbildung 7.2c) dargestellten Verhältnis in den betrachteten Q^2-Intervallen ausgeglichen (s. Abbildungen 7.2b) und 7.3). So wird eine Reflexion der Diskrepanzen in Q^2 in den anderen Verteilungen vermieden und ein besserer Vergleich ermöglicht. Ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte nach dieser Anpassung zeigt eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Vorhersage und Daten. Abbildung 7.2d) zeigt das Verhältnis zwischen Daten und dem Generator EPJPSI nach der Umgewichtung in Abhängigkeit von $p_{t,\psi}^2$. Es liegt nahe eins und zeigt eine leicht ansteigende Tendenz. Allerdings kann unter Berücksichtigung der Fehler hieraus keine Abweichung zwischen Daten und Monte Carlo Vorhersage abgeleitet werden.
Weitere Unterschiede zwischen Daten und EPJPSI zeigen sich in den Wirkungsquerschnitten als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (Abbildung 7.3c)): Die Daten verhalten sich verhältnismäßig flach, während der Generator einen Abfall zu hohen Werten von $W_{\gamma p}$ vorhersagt (s. hierzu auch Abschnitt 7.3).
Auch in den differentiellen Wirkungsquerschnitten nach z sind leichte Abweichungen zwischen Daten und EPJPSI zu erkennen: Der Überschuß bei großen Inelastizitäten ist auf den in den Daten verbliebenen Rest an diffraktiven J/ψ-Mesonen zurückzuführen, der im Generator EPJPSI nicht berücksichtigt wird. Der Anstieg in den Daten bei kleinen z könnte als Ursache Restbeiträge von Prozessen mit aufgelösten Photonen haben.

7.2.1.2 Vergleich mit NRQCD-Rechnungen

Abbildung 7.4 zeigt die einfach differentiellen inelastischen Wirkungsquerschnitte im Vergleich mit theoretischen Rechnungen zum *color singlet* (cs) und *color octet* (co) Modell, die in führender Ordnung vorliegen und auf der NRQCD basieren [54] (vgl. Abschnitt 1.4.3.3). Die Vorhersagen dieser Rechnungen werden im folgenden mit EP-NRQCD bezeichnet. Zusätzlich zu den Wirkungsquerschnitten ist in Abbildung 7.5 das Verhältnis zwischen Daten und EP-NRQCD [54] in Abhängigkeit von Q^2 und $p_{t,\psi}^2$ dargestellt. Die Vorhersagen von EP-NRQCD [54] wurden im gleichen kinematischen Bereich berechnet, der

---

[1] Ein solcher Faktor der Größenordnung zwei wird durch Beiträge in nächstführender Ordnung erwartet.

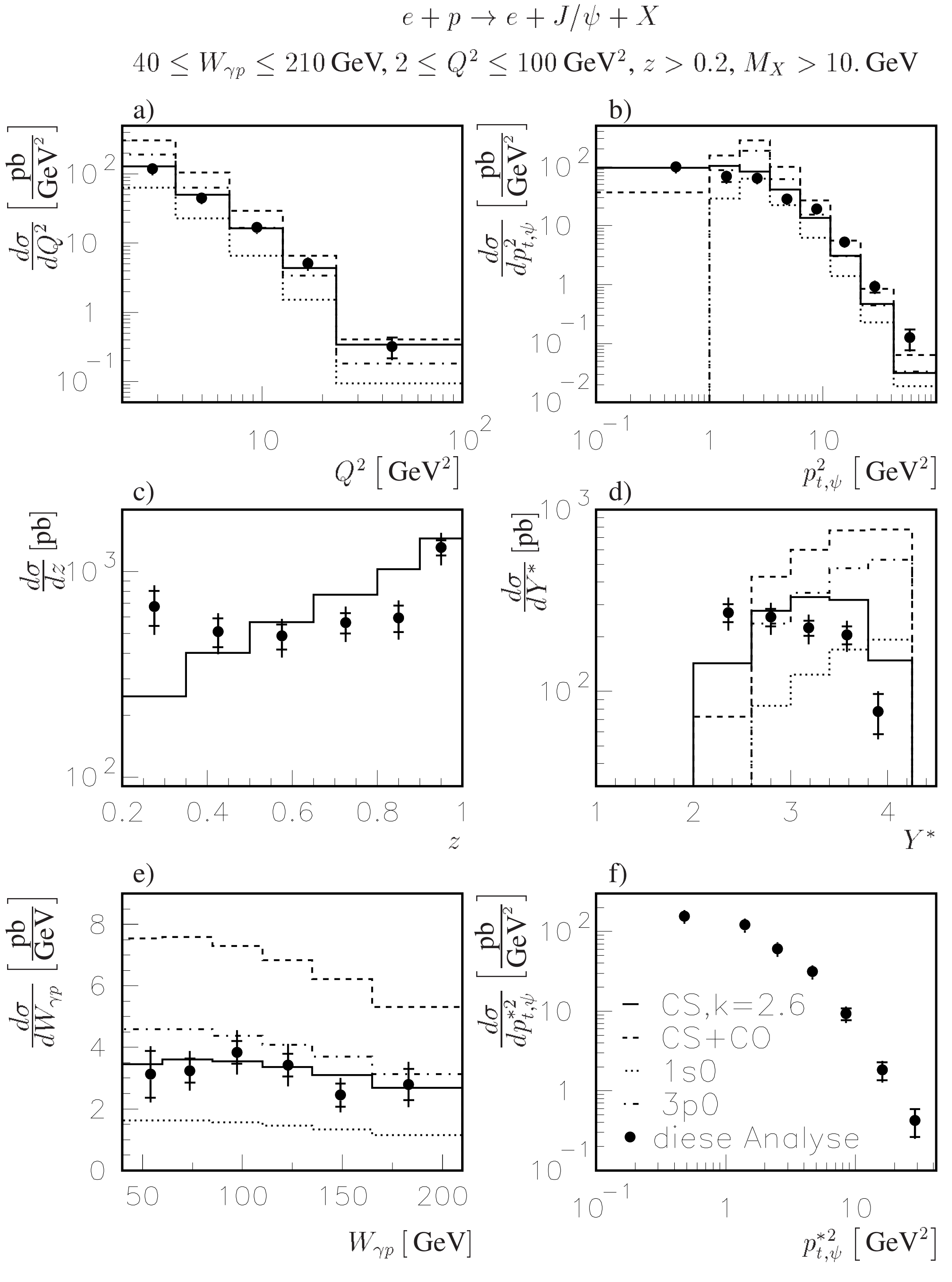


Abbildung 7.4: *Vergleich der* **inelastischen** *einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte mit EP-NRQCD [54] . Es werden die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von* Q^2 *(a),* $p^2_{t,\psi}$ *(b),* z *(c),* Y^* *(d),* $W_{\gamma p}$ *(e) sowie von* $p^{*2}_{t,\psi}$ *(f) gezeigt. Zum Vergleich sind Vorhersagen von EP-NRQCD [54] für das color singlet und das color octet Modell als Linien in die Abbildungen eingetragen. Durchgezogen ist die color singlet Vorhersagen multipliziert mit einem Faktor* $k = 2.6$ *gezeigt. Die gestrichelte Linie gibt die Summe von co und cs Beiträgen wieder. Die beiden anderen Linien geben die einzelnen co Beiträge in führender Ordnung wieder,* $\langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle$ *(punktiert) und* $\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle/m_c^2$ *(strichpunktiert). Die Abhängigkeit von* $p^{*2}_{t,\psi}$ *ist in EP-NRQCD [54] nicht implementiert. Weitere Informationen zu den verwendeten Parametern im Text.*

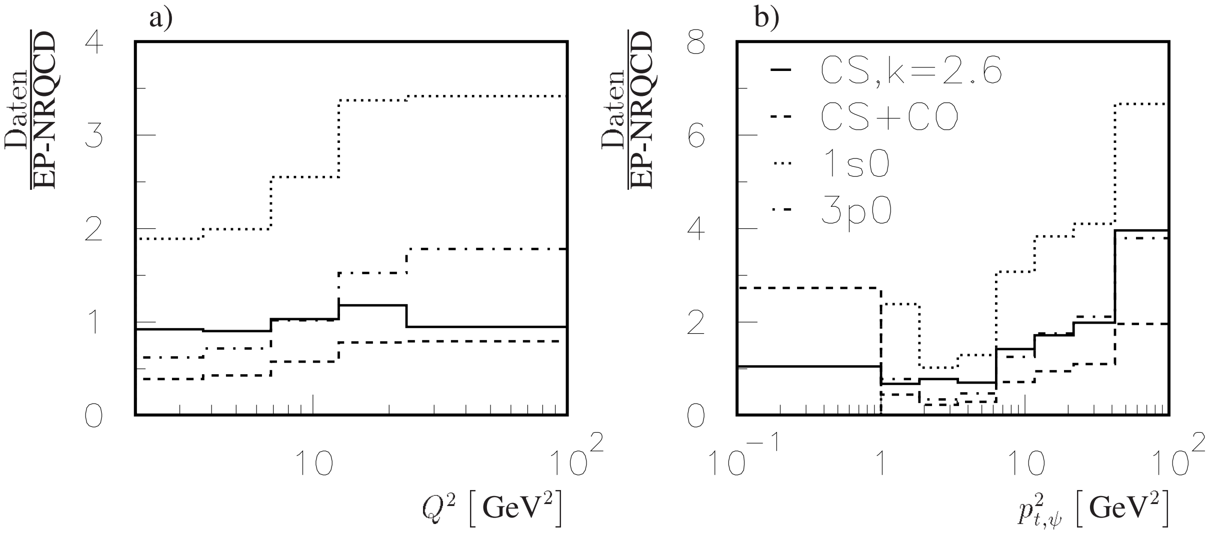


Abbildung 7.5: *Verhältnis zwischen Daten und EP-NRQCD [54] in Abhängigkeit von Q^2 (a) und $p_{t,\psi}^2$ (b). EP-NRQCD [54] ist für das color singlet Modell mit einem k-Faktor von* 2.6 *multipliziert worden, um in der Normierung mit den Daten übereinzustimmen.*

für die Daten akzeptiert wurde ($40 \leq W_{\gamma p} \leq 210$ GeV, $2 \leq Q^2 \leq 100$ GeV^2, $z > 0.2$). Der Schnitt auf M_X wurde allerdings nicht angewendet, da sowohl für *color singlet* als auch für *color octet* Beiträge für mehr als 90% eine größere invariante Masse des hadronischen Endzustands neben dem J/ψ-Meson erwartet wird. Für die *color octet* Beiträge konnte in EP-NRQCD [54] der Schnitt $z > 0.2$ nicht angewendet werden, da z für sie nicht berechnet wird. Die *color octet* Beiträge tragen aber ausschließlich bei hohen z zum Wirkungsquerschnitt bei (s. Abschnitt 1.4.3.3).

In den theoretischen Vorhersagen wurde die Gluondichte GRV94(LO) [131] benutzt. Für die Masse des *charm* Quarks wurde $m_c = 1.55$ GeV$\approx m_\psi/2$ verwendet, und es wurde mit laufendem α_s mit $\Lambda_{QCD} = 120$ MeV gerechnet. Die Matrixelemente des langreichweitigen Übergangs vom $c\bar{c}$-Zustand ins J/ψ-Meson werden mit den folgenden Werten benutzt (s. Abschnitt 1.4.3.3):

$$\langle \mathcal{O}(1,^3S_1) \rangle = 1.1\,\mathrm{GeV}^3, \tag{7.4}$$

$$\langle \mathcal{O}(8,^1S_0) \rangle = 0.01\,\mathrm{GeV}^3, \tag{7.5}$$

$$\langle \mathcal{O}(8,^3P_0) \rangle / m_c^2 = 0.005\,\mathrm{GeV}^3. \tag{7.6}$$

Es sei hier noch einmal bemerkt, daß nur eine Linearkombination der beiden Matrixelemente $\langle \mathcal{O}(8,^1S_0) \rangle$ und $\langle \mathcal{O}(8,^3P_0) \rangle / m_c^2$ anhand der Ergebnisse aus $p\bar{p}$-Wechselwirkungen bestimmt werden kann (vgl. Abschnitt 1.4.3.3). Die hier angegebenen Werte sind also unter Berücksichtigung des Werts der Linearkombination mehr oder weniger beliebig gewählt und sollen als Abschätzung der Größenordnung dienen.

Außerdem ist zu erwähnen, daß in EP-NRQCD [54] keine Vorhersagen für das Quadrat des Transversalimpulses im γ^*p-System implementiert waren.

Die in der Abbildung 7.4 gezeigten EP-NRQCD-Vorhersagen für das *color singlet* Modell

(durchgezogen) sind mit einem k-Faktor von $k = 2.6$ multipliziert worden. In den Abbildungen 7.4a) und 7.5a) ist zu sehen, daß die Q^2-Abhängigkeit zwischen Daten und *color singlet* Vorhersage innerhalb der Fehler gut übereinstimmen. Eine gute Beschreibung der Wirkungsquerschnitte in den Daten durch EP-NRQCD [54] ist auch in $W_{\gamma p}$ zu sehen (s. Abbildung 7.4e)). Im Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit $p_{t,\psi}^2$ sind Diskrepanzen zu erkennen (s. auch Abbildung 7.5b)). Die Daten fallen im Vergleich zu EP-NRQCD [54] langsamer zu großen $p_{t,\psi}^2$ hin ab, während der Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit der Inelastizität z von EP-NRQCD [54] steiler vorhergesagt wird. Auch in der Abhängigkeit von der Rapidität Y^* wird eine andere Form erwartet, als die aus den Daten extrahierten Wirkungsquerschnitte zeigen.
Das *color octet* Modell (gestrichelt) umfaßt die *color singlet* (cs) und *color octet* (co) Beiträge in führender Ordnung. Es ist hier für keinen der Beiträge ein Skalierungsfaktor angebracht worden. Die EP-NRQCD-Modellrechnung überschätzt die Daten im Mittel um einen Faktor zwei. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $W_{\gamma p}$ wird einigermaßen gut wiedergegeben, der Verlauf der anderen differentiellen Wirkungsquerschnitte stimmt jedoch nicht mit den Daten überein: Q^2 ist in den Daten flacher als im *color octet* Modell, $p_{t,\psi}^2$ und Y^* zeigen ein völlig anderes Verhalten. Für die Inelastizität z wird die *color octet* Rechnung nicht ausgeführt, da die *color octet* Beiträge in führender Ordnung bei $z \approx 1$ liegen.
Die *color octet* Beiträge $\langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle$ und $\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle/m_c^2$ sind in Abbildung 7.4 zusätzlich einzeln als gepunktete bzw. als strichpunktierte Linie eingetragen. Es ist zu erkennen, daß der Term $\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle/m_c^2$ die Vorhersage des *color octet* Modells dominiert. Das Q^2-Verhalten des $\langle\mathcal{O}(8,^3P_0)\rangle/m_c^2$-Beitrags ist etwas steiler als das vom Term $\langle\mathcal{O}(8,^1S_0)\rangle$. Das Verhältnis der beiden Beiträge ändert sich von drei im ersten dargestellten Q^2-Intervall ($(2.0 - 3.7)$ GeV^2) auf zwei im letzten Intervall ($(23.4 - 100)$ GeV^2). Auch ist zu sehen, daß sich beide Beiträge einzeln in Q^2 steiler verhalten als die Daten (s. Abbildung 7.5a)).

Insgesamt kann gefolgert werden, daß die theoretischen *color singlet* und *color octet* Modellrechnungen basierend auf EP-NRQCD [54] die Daten nicht beschreiben. Das *color singlet* Modell unterschätzt die Daten um einen Faktor $k = 2.6$ in der Normierung und gibt das Verhalten der differentiellen Wirkungsquerschnitte nur für einen Teil (Q^2 und $W_{\gamma p}$) der betrachteten Variablen gut wieder. Das *color octet* Modell hingegen liegt etwa einen Faktor zwei über den Daten. Es ist noch weniger als das *color singlet* Modell in der Lage, die Abhängigkeiten der differentiellen Wirkungsquerschnitte richtig vorherzusagen. Der einzige Verlauf, der einigermaßen gut wiedergegeben wird, ist das Verhalten in $W_{\gamma p}$. Im Gegensatz zum *color singlet* Modell kann die *color octet* Vorhersage die Abhängigkeit in Q^2 nicht beschreiben.

7.2.2 Ergebnisse für den Bereich $z < 0.9$

Die zweite Methode, um inelastische J/ψ-Produktion zu untersuchen, benutzt einen Schnitt in der Inelastizität z. Diffraktive Erzeugung findet im Bereich großer Inelastizitäten statt. Das bedeutet, durch einfaches Herausschneiden diese Bereiches in der Selektion durch die Forderung $z < 0.9$ erlangt man einen sehr sauberen Datensatz an inelastisch produzierten J/ψ-Mesonen. Durch den Schnitt auf z verliert man allerdings den größten Teil der vermuteten *color octet* Beiträge. Um große Extrapolationseffekte bei der Bestimmung der Effizienz zu vermeiden, werden die Wirkungsquerschnitte für diesen eingeschränkten kinematischen Bereich $z < 0.9$ angegeben. Der Anteil an diffraktiv erzeugten J/ψ-Mesonen beträgt nach Abschätzung mit der Monte Carlo Simulation auf Detektorniveau 2.3%, auf Generatorniveau 0.3%.

In Abbildung 7.6a) ist das Verhältnis zwischen den Daten und den Vorhersagen von EPJPSI und vom *color singlet* Modell nach EP-NRQCD [54] als Funktion von Q^2 ohne weitere Korrekturen gezeigt. Für EPJPSI (durchgezogen) steigt das Verhältnis in 7.6a) zu großen Q^2 hin an; die Vorhersage ist also steiler als die Daten, wie schon früher festgestellt wurde (vgl. Abschnitt 7.2.1). Ein Vergleich mit Abbildung 7.2c) zeigt, daß der Unterschied zwischen EPJPSI und Daten sich ähnlich verhält wie für die inelastische Analyse mit M_X-Schnitt.

Das *color singlet* Modell (offene Punkte) unterschätzt die Daten etwa um einen Faktor drei (Abbildung 7.6a)). Das Verhältnis zwischen Daten und der Vorhersage scheint leicht zu hohen Q^2 hin anzusteigen.

Abbildung 7.6b) gibt die Verhältnisse zwischen Daten und EPJPSI bzw. EP-NRQCD [54] in Abhängigkeit von $p_{t,\psi}^2$ wieder. An die theoretischen Vorhersagen wurden weitere Korrekturen angebracht, die aus Abbildung 7.6a) bestimmt worden sind. EPJPSI gibt das Verhalten in $p_{t,\psi}^2$ gut wieder (Verhältnis ≈ 1), während für EP-NRQCD [54] bei großen $p_{t,\psi}^2$ möglicherweise Abweichungen auftreten.

Abbildung 7.7 zeigt die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte in den Variablen Q^2 (a), $p_{t,\psi}^2$ (b), z (c), Y^* (d), $W_{\gamma p}$ (e) und $p_{t,\psi}^{*2}$ (f). Diese werden mit der Vorhersage des Generators EPJPSI (durchgezogen) und des *color singlet* Modells aus EP-NRQCD [54] (gestrichelt) im gleichen kinematischen Bereich verglichen. Anzumerken ist, daß für die *color octet* Bei-

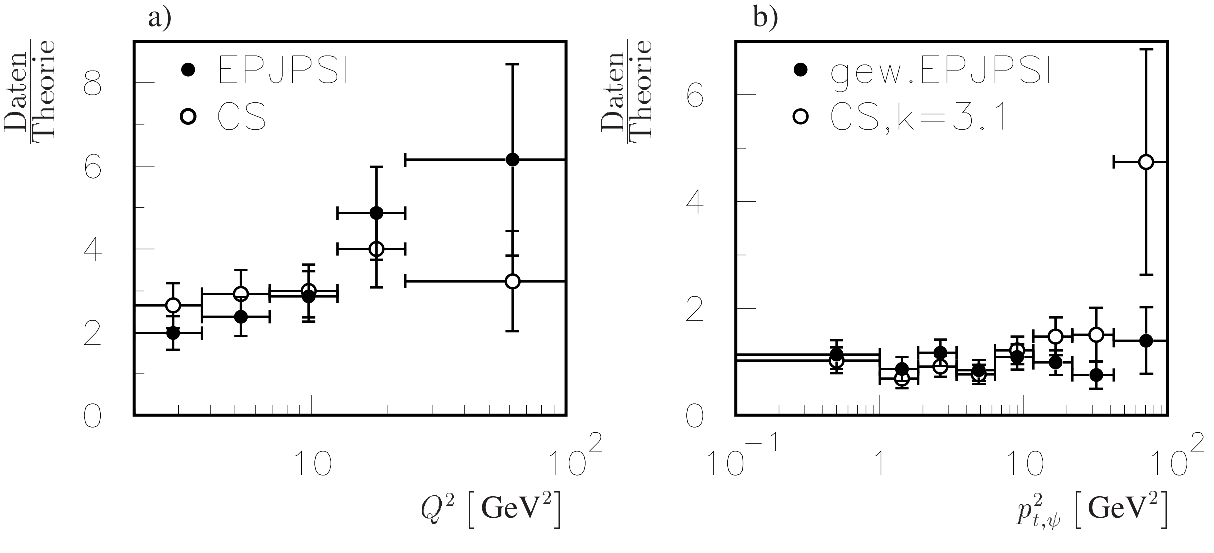


Abbildung 7.6: *Verhältnis zwischen Daten und EPJPSI bzw.* color singlet *Modell aus EP-NRQCD [54]. Das Verhältnis ist als Funktion von Q^2 (a) und $p_{t,\psi}^2$ gezeigt. Für (b) ist EPJPSI in Q^2 umgewichtet und normiert worden; die EP-NRQCD [54] Vorhersagen des* color singlet *Modells sind mit einem Faktor* 3.1 *multipliziert worden.*

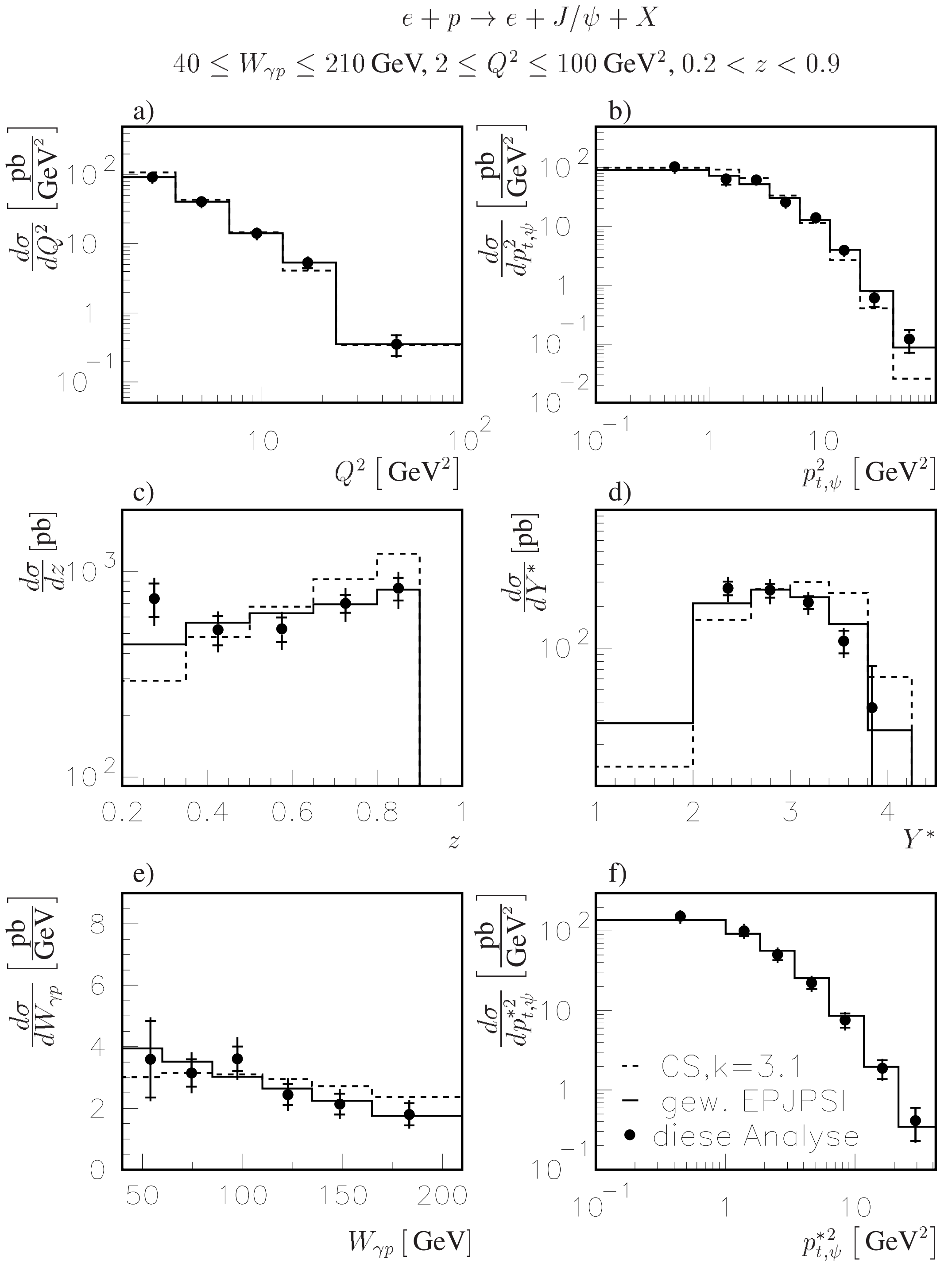


Abbildung 7.7: **Inelastische** *differentielle Wirkungsquerschnitte für* $0.2 < z < 0.9$. *Es werden die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte für* Q^2 *(a),* $p^2_{t,\psi}$ *(b),* z *(c),* Y^* *(d),* $W_{\gamma p}$ *(e) sowie für* $p^{*2}_{t,\psi}$ *(f) gezeigt. Als Vergleich ist EP-NRQCD [54] für das color singlet Modell multipliziert mit einem Faktor* $k = 3.1$ *als gestricheltes Histogramm dargestellt. Die durchgezogene Linie gibt die Vorhersage des Generators EPJPSI mit einer Umgewichtung in* Q^2 *wieder.*

träge der Schnitt auf die Inelastizität nicht durchgeführt werden kann, da diese Variable dort nicht sinnvoll berechnet werden kann. Die *color octet* Beiträge werden nach Meinung der Theoretiker vorwiegend bei hohen z erwartet. Aus diesen Gründen wird auf die Darstellung der Vorhersage des *color octet* Modells in dem hier betrachteten Fall verzichtet.

Die Vorhersagen des Generators EPJPSI sind ähnlich wie in Abschnitt 7.2.1 in den einzelnen Q^2-Intervallen unter Verwendung des Verhältnisses aus Abbildung 7.6a) umgewichtet und gleichzeitig normiert worden. Man erkennt in diesem Fall eine gute Übereinstimmung zwischen den Wirkungsquerschnitten aus den Daten und den Vorhersagen des Monte Carlo Generators in allen untersuchten Variablen. Lediglich die Diskrepanz bei kleinen Inelastizitäten ist weiterhin vorhanden. Im Gegensatz zu der Analyse mit einem Schnitt auf die Energie im Vorwärtsbereich des Kalorimeters (s. Abschnitt 7.2.1) stimmt auch das Verhalten des Wirkungsquerschnitts mit $W_{\gamma p}$ zwischen Daten und EPJPSI überein.
Die Vorhersage des *color singlet* Modells ist in Abbildung 7.7 mit einem Faktor $k = 3.1$ auf die Daten normiert worden. Man erhält wie zuvor eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und EP-NRQCD [54] für die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte in Q^2 und $W_{\gamma p}$. Die übrigen Abhängigkeiten zeigen ebenso Abweichungen wie bei der Untersuchung im kinematischen Bereich von $M_X > 10\,$GeV: Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in $p_{t,\psi}^2$ ist in EP-NRQCD [54] ebenso zu steil wie das Verhalten in z (vgl. auch Abbildung 7.6b)). Die Verteilung der Rapidität Y^* wird nicht beschrieben. Die Theorie ist im Vergleich zu den Daten zu einer größeren mittleren Rapidität verschoben.

7.3 Einfluß verschiedener Gluondichten auf die Ergebnisse zur inelastischen Produktion

Die Ergebnisse der inelastischen J/ψ-Produktion im Bereich $M_X > 10\,$GeV werden in diesem Abschnitt mit Monte Carlo Vorhersagen verglichen, die verschiedene Gluondichten beinhalten.
Der bisher betrachtete EPJPSI Datensatz wurde mit der Gluondichte MRSA′ [130] generiert. Dabei wurde als Skala in der Gluondichte $\mu^2 = M_\psi^2$ verwendet. Im folgenden werden vier weitere Monte Carlo Vorhersagen mit EPJPSI vorgestellt, die verschiedene andere Gluondichten und/oder Skalen verwenden.
Als weitere Gluondichten $g(x)$ werden die Parametrisierungen GRV98LO [132], MRS98LO [133] und CTEQ5L [134] betrachtet. Diese Gluondichten stammen im Vergleich zu MRSA′ und GRV94LO aus späteren Jahren (1998 und 1999) und sind nach neueren Erkenntnissen und experimentellen Ergebnissen parametrisiert worden. Es werden hier nur die Rechnungen in führender Ordnung betrachtet, da das im Generator implementierte Matrixelement ebenfalls nur in führender Ordnung vorliegt. Von den ausgewählten Gluondichten stimmt MRS98LO am besten mit den Ergebnissen der inklusiven tief inelastischen Streuung überein [135].
In Abbildung 7.8 werden die Parametrisierungen GRV98, CTEQ5L, MRSA′ und GRV94LO in der Form $x \cdot G(x)$ als Funktion von gezeigt. Dabei ist x (s. Formel 1.61) der Impulsbruch-

teil des Gluons am Protonimpuls. GRV94LO wurde in EP-NRQCD [54] verwendet und ist hier nur zum Vergleich gezeigt. Die anderen Parametrisierungen werden in diesem Abschnitt benutzt. In Abbildung 7.8a) sind die Dichten für eine feste Skala mit $\mu^2 = 10\,\mathrm{GeV}^2 \approx M_\psi^2$ dargestellt. Es ist zu erkennen, daß MRSA′ die flachste aller Kurven ist und GRV94 sich am steilsten in x verhält. Insbesondere ist GRV94LO noch steiler als GRV98LO. Abbildung 7.8b) zeigt $x \cdot g(x)$ bei einer höheren Skala $\mu^2 = 20\,\mathrm{GeV}^2$. Dieser Wert entspricht etwa der quadratischen Summe aus der J/ψ-Masse und dem mittleren Viererimpulsübertrag in der Analyse $\mu \approx M_\psi^2 + \langle Q^2 \rangle$. Die höhere Skala führt im Bereich kleiner x-Werte zu einem Anstieg der Gluondichten. Bei größeren x bleiben die Werte etwa gleich. Das bedeutet, daß die Steigung der Gluondichte zu kleinen x mit einer größeren Skala steiler wird.

Die Monte Carlo Vorhersage von EPJPSI wird zunächst für die Gluondichte MRSA′ mit einer anderen Skala umgewichtet. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.9 als gestrichelte Linie zu sehen. Als neue Skala wird $\mu^2 = Q^2 + M_\psi^2$ gewählt. Dies führt zu einer „Verschmierung“ der Gluondichte bei kleinen x: für ein festes x variieren die Werte von $x \cdot g(x)$ in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag Q^2. Da Q^2 in dieser Analyse im Mittel nicht besonders groß ist ($\langle Q^2 \rangle \approx 10\,\mathrm{GeV}^2$) ist die Verschmierung nicht sehr breit. Neben MRSA′ mit der neuen Skala werden als weitere Vorhersagen EPJPSI-generierte Wirkungsquerschnitte mit den Gluondichten MRS98LO, GRV98LO und CTEQ5L betrachtet. Bei diesen wird als Skala

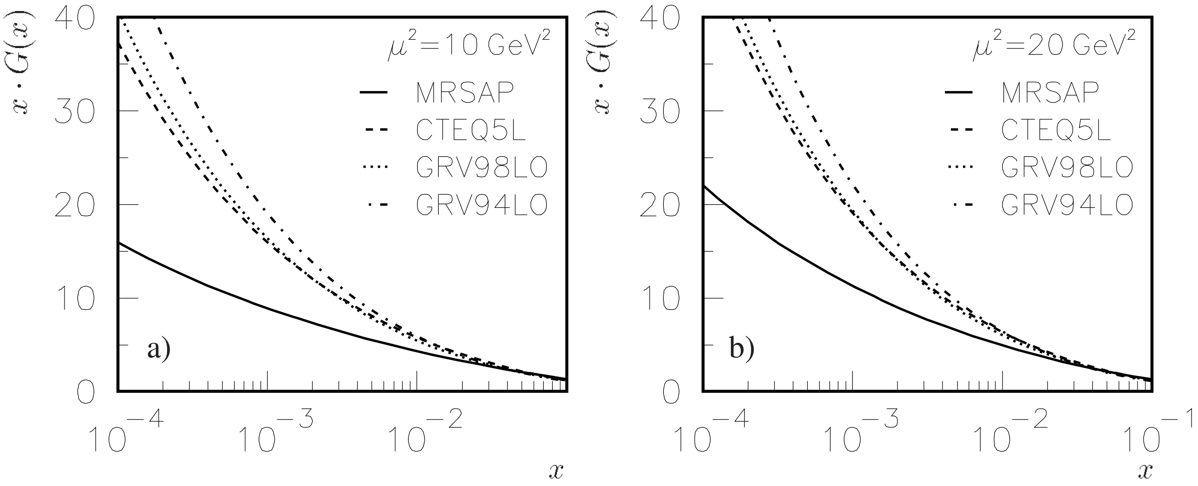


Abbildung 7.8: *Verschiedene Gluondichten in Abhängigkeit des Bruchteils des Gluons am Protonimpuls x. Dargestellt ist das Produkt von $x \cdot G(x)$ zu x für die Gluondichten MRSA′, GRV98LO, CTEQ5L und GRV94LO. Die gezeigten Gluondichten werden im folgenden auf ihren Einfluß auf die inelastischen Wirkungsquerschnitte untersucht. GRV94LO ist nur zur Veranschaulichung gezeigt. Sie wird in EP-NRQCD [54] verwendet, aber nicht in den folgenden Betrachtungen berücksichtigt. Links (a) sieht man das Verhalten der Gluondichten in Abhängigkeit von x für die Skala $\mu^2 = 10\,GeV^2 \approx M_\psi^2$, rechts (b) für $\mu^2 = 20\,GeV^2 \approx M_\psi^2 + \langle Q^2 \rangle$.*

ebenfalls $\mu^2 = Q^2 + M_\psi^2$ verwendet. Diese vier Monte Carlo Vorhersagen werden mit den einfach differentiellen inelastischen Wirkungsquerschnitten aus den Daten verglichen.

In diesem Zusammenhang muß erwähnt werden, daß sich aufgrund einer anderen Gluondichte und Skala die Effizienzen in der Analyse ändern, insbesondere die Akzeptanz und Selektionseffizienz. Die Änderungen wurden für die verschiedenen Gluondichten untersucht. Es treten dabei relative Abweichungen für die Effizienz von $0.5 - 20\%$ auf. Außerdem ist festgestellt worden, daß sich die Q^2-Verteilung im Monte Carlo Datensatz mit der Gluondichte etwas verändert, was eine Neubestimmung der Anpassung der Q^2-Abhängigkeit in der Monte Carlo Simulation auf die Daten nach sich zieht (vgl. Abschnitt 6.2). Auf diese wurde jedoch aufgrund des dafür angegebenen systematischen Fehlers verzichtet.

Insgesamt wurde für den hier vorzunehmenden Vergleich der Wirkungsquerschnitte mit den Monte Carlo Vorhersagen für verschiedene Gluondichten ein zusätzlicher systematischer Fehler von 10% berücksichtigt.

Außerdem ist der Einfluß der Gluondichte auf die Akzeptanz in $W_{\gamma p}$ für GRV98LO untersucht worden. Es zeigte sich eine geringfügige Veränderung im Verlauf und im absoluten Wert der Akzeptanz. Der Korrekturfaktor K_α (s. Formel 6.7) aufgrund der im Jahre 1999 verwendeten höheren Strahlenergie (vgl. Abschnitt 6.4) wurde jedoch von einer anderen Gluondichte so gut wie gar nicht beeinflußt. Die Änderungen zu dem mit MRSA′ bestimmten Faktor liegt unterhalb von einem Prozent.

Abbildung 7.9 zeigt das Verhalten des Wirkungsquerschnitts als Funktion von Q^2 (a) und von $W_{\gamma p}$ (b) für die Daten (Punkte) und für die Vorhersagen mit verschiedenen Gluondichten (Histogramme). In Abbildung 7.10 ist zudem das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Daten und Monte Carlo Vorhersage als Funktion von Q^2 dargestellt. Aus dem Vergleich der experimentellen Ergebnis mit den verschiedenen Vorhersagen ist zu erkennen, daß alle Vorhersagen die Daten unterschätzen. Die Abhängigkeit von Q^2 wird von den Vorhersagen nicht richtig wiedergeben. Alle sind in Q^2 steiler als die Daten. Deshalb werden die Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Gluondichten für den Vergleich in $W_{\gamma p}$ in den Q^2-Intervallen unter Verwendung der Verhältnisse aus Abbildung 7.10 umgewichtet und normiert.

Das Ergebnis ist in Abbildung 7.9 (b) in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ zu sehen. Die Vorhersagen unterscheiden sich deutlich in ihrer Abhängigkeit von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie: Die in der Analyse verwendete Parametrisierung MRSA′ führt zur steilsten Abnahme in $W_{\gamma p}$. Mit zunehmend steileren Ansteigen der Gluondichte zu kleinen x wird die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von $W_{\gamma p}$ flacher. Am flachsten ist die Vorhersage mit der Gluondichte GRV98LO. Dieser Zusammenhang zwischen $W_{\gamma p}$ und x kann auch aus der Gleichung 1.9 (Seite 5) verstanden werden, $W_{\gamma p} \sim \frac{1}{x}$.

Obwohl eine flachere Verteilung in $W_{\gamma p}$ besser zu den Daten paßt, kann innerhalb der statistischen und des totalen Fehlers keine der Vorhersagen verworfen werden.

7.4 Inelastische differentielle ep-Wirkungsquerschnitte für $Q^2 \geq 12\,\mathrm{GeV}^2$

Die Unsicherheiten der theoretischen Rechnungen EP-NRQCD sind abhängig von der Größe des Quadrats des Viererimpulsübertrags Q^2 [54]. Sie sind groß bei kleinen Q^2 und nehmen

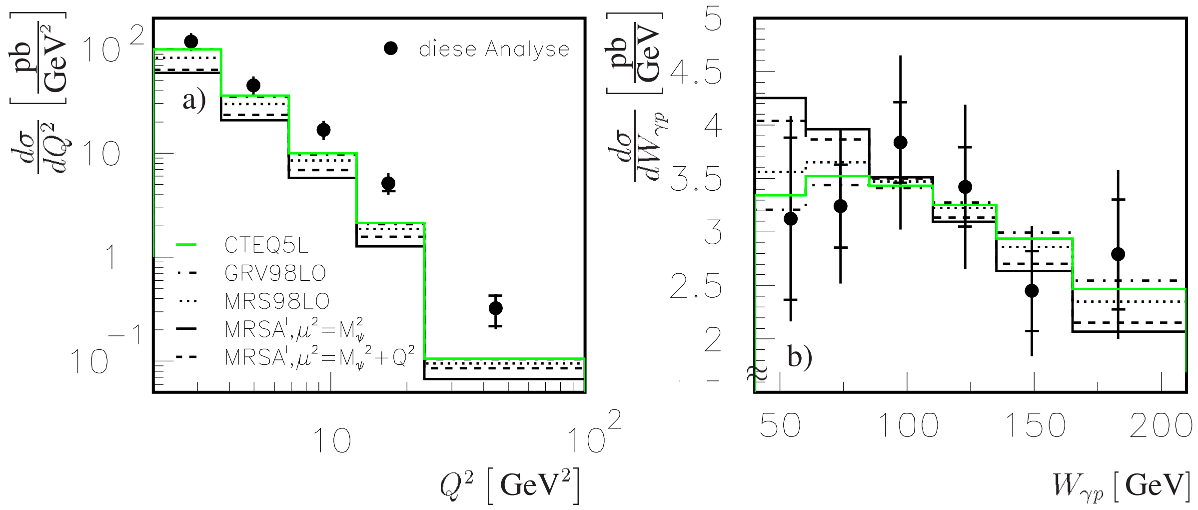


Abbildung 7.9: *Vergleich der differentiellen* **inelastischen** *Wirkungsquerschnitte in Q^2 (a) und in $W_{\gamma p}$ (b) zwischen Daten und EPJPSI mit verschiedenen Gluondichten und Skalen. Die Daten sind als Punkte dargestellt. Der innere Fehlerbalken zeigt den statistischen, der äußere den totalen Fehler. Im systematischen Fehler sind zusätzlich 10% Fehler einbezogen worden, um die Änderung der Effizienz durch eine andere Gluondichte zu berücksichtigen (s. Text). Mit den Linien sind Vorhersagen aus EPJPSI zu sehen: durchgezogen MRSA' mit Skala $\mu^2 = M_\psi^2$, gestrichelt MRSA' mit $\mu^2 = M_\psi^2 + Q^2$, gepunktet MRS98LO mit $\mu^2 = M_\psi^2 + Q^2$, strichpunktiert GRV98LO mit $\mu^2 = M_\psi^2 + Q^2$, hellgrau CTEQ5L mit $\mu^2 = M_\psi^2 + Q^2$. Die Vorhersagen von EPJPSI sind für den Vergleich in $W_{\gamma p}$ in Q^2-Intervallen umgewichtet und normiert worden.*

zu großen Q^2 hin ab (vgl. Abschnitt 1.4.3.3). Insbesondere der Fehler durch Unsicherheiten der *charm* Masse wird erst für $Q^2 > 10\,\text{GeV}^2$ kleiner als 50%. Deshalb ist es von Interesse Wirkungsquerschnitte für einen möglichst hohen Wert von Q^2 zu bestimmen, insbesondere inelastische Wirkungsquerschnitte.

Im folgenden werden einfach differentielle Wirkungsquerschnitte für einen eingeschränkten kinematischen Bereich mit einer höheren unteren Grenze in Q^2 untersucht:

$$12 \leq Q^2 \leq 100\,\text{GeV}^2 \quad . \tag{7.7}$$

Neben der Erhöhung der unteren Grenze in Q^2 wird auch eine Einschränkung des zugelassenen Bereiches für das Quadrat des Transversalimpulses des J/ψ-Kandidaten im Laborsystem $p_{t,\psi}^2$ vorgenommen,

$$p_{t,\psi}^2 > 3.42\,\text{GeV}^2 \quad . \tag{7.8}$$

Der Wert ist an die Intervallgrenzen der Analyse im gesamten kinematischen Bereich angelehnt. Die Begrenzung wird nötig, da die Akzeptanz in $p_{t,\psi}^2$ besonders für den diffraktiv produzierten Anteil der J/ψ-Mesonen bei einem höheren Schnitt in Q^2 für kleine $p_{t,\psi}^2$ durch die Korrelation von Q^2 und $p_{t,\psi}^2$ stark abnimmt (vgl. Abschnitt 3.3, Abbildung 3.4). Dies

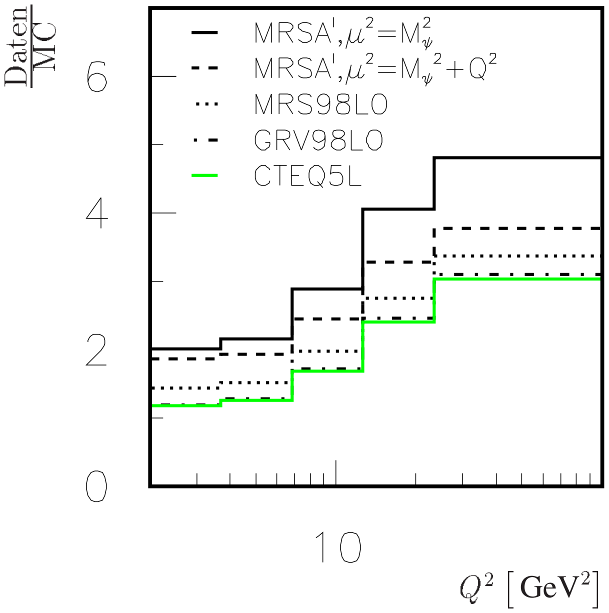


Abbildung 7.10: *Verhältnis zwischen Daten und EPJPSI für verschiedene Gluondichten. Das Verhältnis ist als Funktion von Q^2 gezeigt.*

führt insgesamt dazu, daß in der Analyse in den unteren $p_{t,\psi}^2$-Intervallen keine J/ψ-Signale mehr extrahiert werden können.
Auch ist die Akzeptanz in $p_{t,\psi}^2$ der über ein $c\bar{c}$-Paar im *color octet*-Zustand erzeugten J/ψ-Mesonen bei einem höheren Q^2-Schnitt auf ähnliche Weise eingeschränkt [54]. Aus diesem Grund wird auch für die hier ebenfalls vorgestellten Ergebnisse der inelastischen J/ψ-Produktion diese Einschränkung im Quadrat des Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$ beibehalten.
Inelastische Erzeugung wird wiederum über die erste oben vorgestellte Variante mit einem Schnitt auf die Energie im Vorwärtsbereich des Kalorimeters $E_{fwd} \geq 5\,$GeV auf Detektorniveau definiert. Die Ergebnisse werden mit der Monte Carlo Simulation wieder auf den Bereich $M_X > 10\,$GeV korrigiert. Das mittlere Q^2 dieser Analyse wird aus den Ereignissen im Signalbereich bestimmt und beträgt $\langle Q^2 \rangle = 30.4\,$GeV^2 für den inelastischen Datensatz und $\langle Q^2 \rangle = 27.0\,$GeV^2 für die inklusiven Daten.
Abbildung 7.11 zeigt die Verteilungen der invarianten Masse der Zerfallsleptonen für den inklusiven (a) und inelastischen (b) Datensatz. Das gestrichelte Histogramm gibt den gleichgeladenen Untergrund wieder. Die Anzahl der J/ψ-Kandidaten nach Untergrundabzug im Signalbereich $2.35 \leq M_{ll} \leq 3.85$ beträgt für die inklusive Analyse etwa $N \approx 218$ Ereignisse, für die inelastische $N \approx 83$ Ereignisse.

Abbildung 7.12 zeigt einen Vergleich zwischen den inklusiven einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten im Bereich $2 \leq Q^2 \leq 100\,$GeV^2 (offene Dreiecke) und im Bereich $12 \leq Q^2 \leq 100\,$GeV$^2, p_{t,\psi}^2 > 3.42\,$GeV^2 (Punkte). Die Ergebnisse sind in Abhängigkeit von Q^2 (a), $p_{t,\psi}^2$ (b), z (c), Y^* (d), $W_{\gamma p}$ (e) und $p_{t,\psi}^{*2}$ (f) dargestellt. Man erkennt, abgesehen von dem Unterschied in der Normierung der Wirkungsquerschnitte, der durch die Ein-

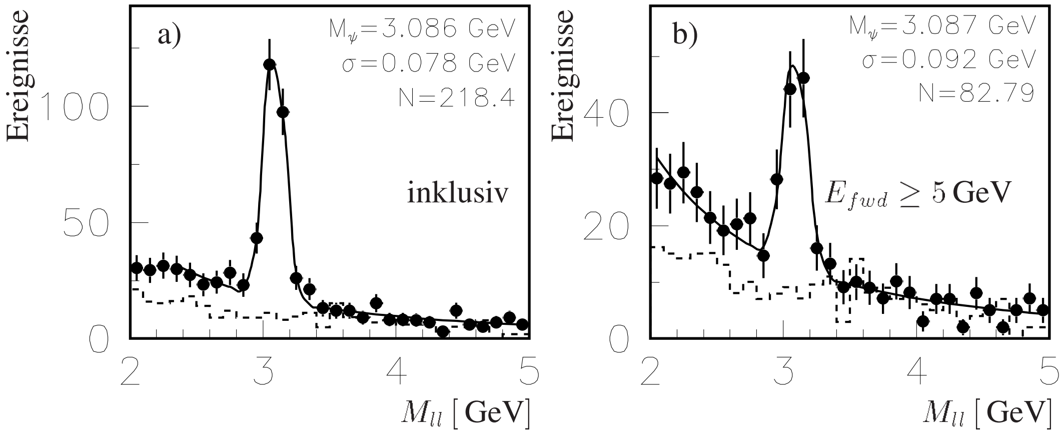


Abbildung 7.11: *Verteilungen der invarianten Massen M_{ll} für $12 \leq Q^2 \leq 100\,GeV^2$ und $p^2_{t,\psi} > 3.42\,GeV^2$. In Abbildung (a) ist das Signal für die* **inklusive** *Selektion zu sehen, Abbildung (b) zeigt die Massenverteilung für den* **inelastischen** *Datensatz. Die gestrichelte Linie gibt als Untergrundabschätzung die Massenverteilung der gleichgeladenen Leptonpaare wieder. Angepaßt ist ein Polynom der Form $a \cdot M_{ll}^b$ für den Untergrund und eine Gaußsche Kurve für die J/ψ-Resonanz. M_ψ bezeichnet die aus dem Fit bestimmte Massenposition des Signals, σ seine Breite. N gibt die Anzahl der J/ψ-Kandidaten im Signalbereich nach Untergrundabzug an.*

schränkung des kinematischen Bereichs zustande kommt, daß die beiden Ergebnisse in allen Variablen außer $p^2_{t,\psi}$ ein sehr ähnliches Verhalten zeigen. Die Abhängigkeit von $p^2_{t,\psi}$ ist für die Wirkungsquerschnitte mit höherem mittlerem Q^2 flacher als das Verhalten im gesamten analysierten kinematischen Bereich. Der leichte Anstieg bei kleinen Werten von z scheint abzuflachen. In der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie ist für die Wirkungsquerschnitte bei höherem Q^2 ein etwas steilerer Abfall zu sehen.

Die inelastischen einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte werden wie in Abschnitt 7.2 durch einen Schnitt auf die Vorwärtsenergie $E_{fwd} \geq 5\,\mathrm{GeV}$ (mit MC auf $M_X > 10\,\mathrm{GeV}$ korrigiert) erlangt. Der Anteil an diffraktiv erzeugten J/ψ-Mesonen in den inelastischen Ergebnissen wird anhand des Monte Carlo Generators abgeschätzt, er beträgt 3.3%.
In Abbildung 7.13 werden die inelastischen einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte mit höherem Q^2-Schnitt mit den Vorhersagen des Generators EPJPSI und EP-NRQCD [54] verglichen. Die Vorhersagen des Generators EPJPSI (durchgezogen) sind wieder mit einer Umgewichtung in Q^2 gezeigt. Als Normierungs- und Gewichtungsfunktion werden die Ergebnisse aus Abschnitt 7.2.1 verwendet. Damit wird, wie schon für den Fall des gesamten betrachteten Q^2- und $p^2_{t,\psi}$-Bereichs, eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Daten und Vorhersage erreicht. In dem hier vorgestellten Fall wird auch das Verhalten des Wirkungsquerschnitts mit $W_{\gamma p}$ innerhalb der Fehler gut von der Generatorvorhersage wiedergegeben. Der Wirkungsquerschnitt bei kleinen Inelastizitäten liegt im Gegensatz zu den Ergebnissen in Abschnitt 7.2.1 unterhalb der Vorhersage von EPJPSI. Daran ist zu sehen, daß durch einen höheren Q^2-Schnitt die zu der Überhöhung führenden Ereignisse weiter unter-

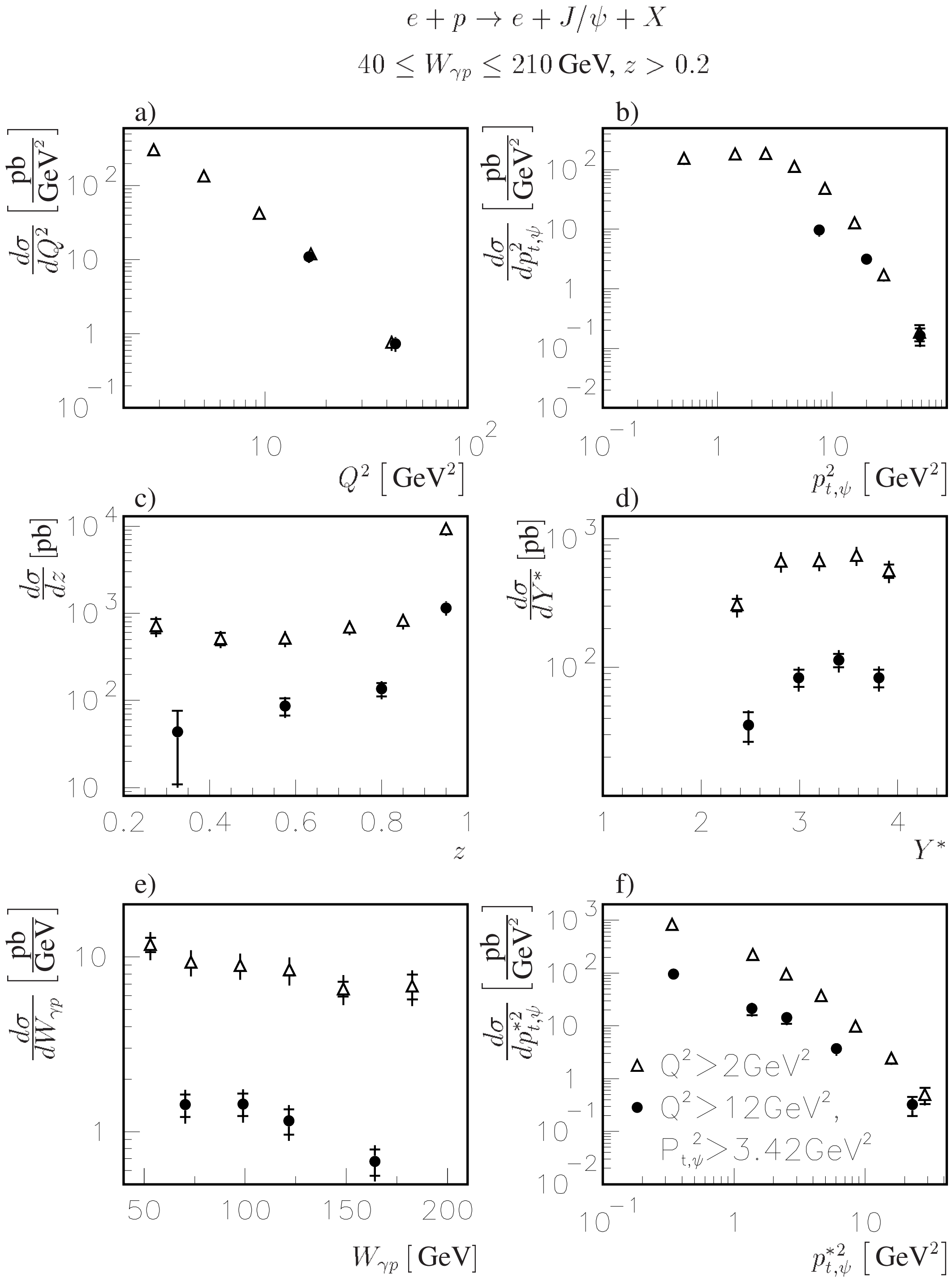


Abbildung 7.12: **Inklusive** *differentielle Wirkungsquerschnitte für* $Q^2 \geq 12\,GeV^2$, $p_{t,\psi}^2 > 3.42\,GeV^2$ *(Punkte) im Vergleich mit denen für* $Q^2 \geq 2\,GeV^2$ *(offene Dreiecke). Es werden die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte für* Q^2 *(a),* $p_{t,\psi}^2$ *(b),* z *(c),* Y^* *(d),* $W_{\gamma p}$ *(e) sowie für* $p_{t,\psi}^{*2}$ *(f) gezeigt.*

$$e + p \rightarrow e + J/\psi + X$$

$40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\text{GeV}$, $12 \leq Q^2 \leq 100\,\text{GeV}^2$, $p_{t,\psi}^2 > 3.42\,\text{GeV}^2$, $z > 0.2$, $M_X > 10.\,\text{GeV}$

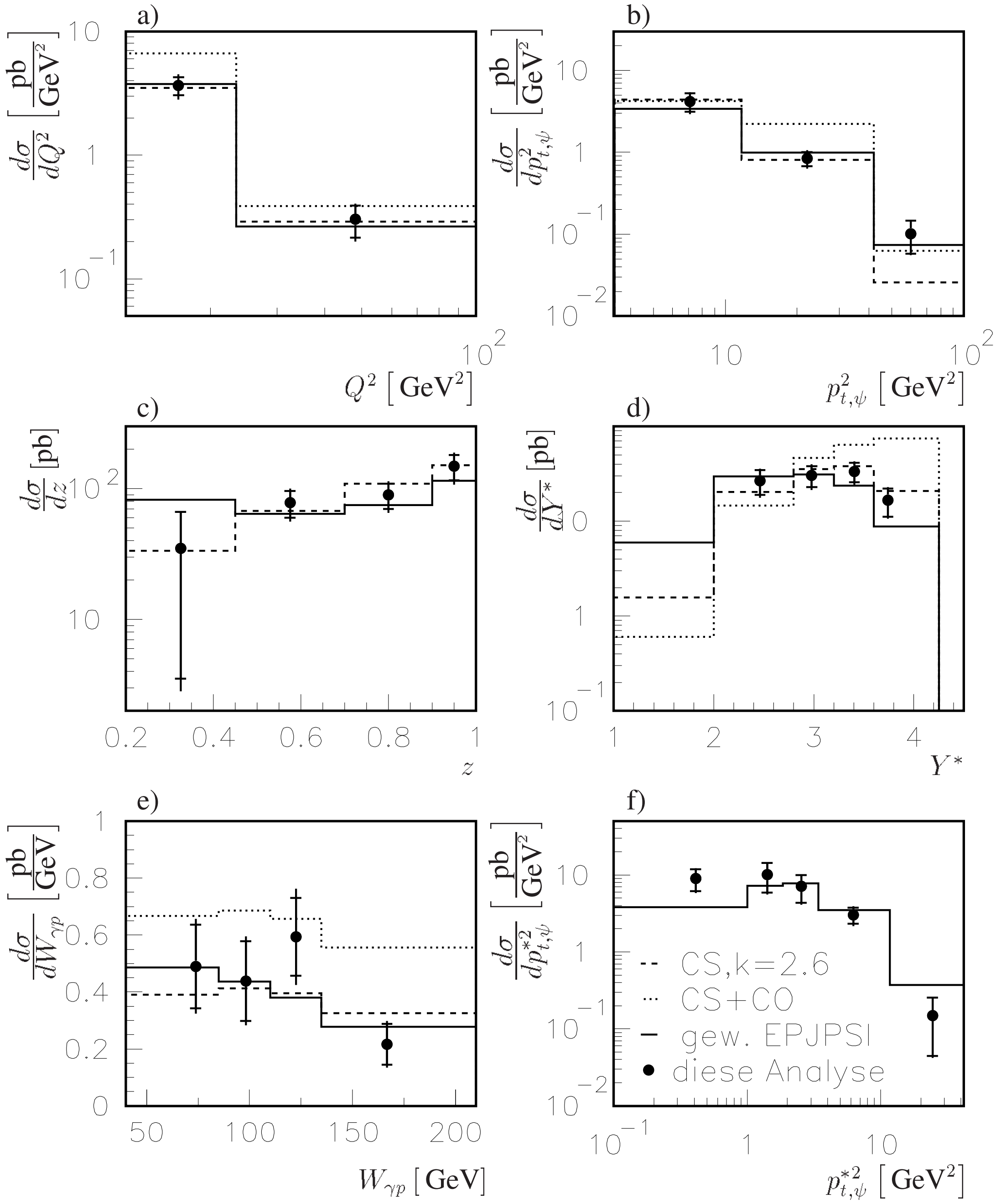


Abbildung 7.13: **Inelastische** *differentielle Wirkungsquerschnitte für* $12 \leq Q^2 \leq 100\,GeV^2$. *Es werden die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte für* Q^2 *(a),* $p_{t,\psi}^2$ *(b),* z *(c),* Y^* *(d),* $W_{\gamma p}$ *(e) sowie für* $p_{t,\psi}^{*2}$ *(f) gezeigt. Als Vergleich sind das color singlet und das color octet Modell aus EP-NRQCD [54] als Linien in die Abbildungen eingetragen. Gestrichelt ist die color singlet Vorhersage multipliziert mit einem Faktor* $k = 2.6$ *dargestellt, als punktierte Linie die Summe von co und cs Beiträgen. Die durchgezogene Linie gibt die Vorhersage des Generators EPJPSI mit einer Umgewichtung in* Q^2 *wieder.*

drückt werden. Diese Ereignisse könnten aus der J/ψ-Produktion mit aufgelösten Photonen stammen. Diese Schlußfolgerung kann auch aus Abbildung 7.12c) gezogen werden.
Neben dem Vergleich mit EPJPSI werden die Ergebnisse in Abbildung 7.13 dem *color singlet* und *color octet* Modell aus EP-NRQCD [54] gegenübergestellt. Die Vorhersagen des *color singlet* Modells (gestrichelt) sind analog zu Abschnitt 7.2.1 mit einem Normierungsfaktor von $k = 2.6$ multipliziert worden. Damit wird eine gute Übereinstimmung der Abhängigkeiten von Q^2 und $W_{\gamma p}$ erreicht. Ähnlich den Aussagen in Abschnitt 7.2.1 kann das Verhalten des differentiellen Wirkungsquerschnitts in $p_{t,\psi}^2$ von EP-NRQCD [54] nicht richtig vorhergesagt werden: Es erweist sich in der Theorie steiler als in den Daten. Hingegen ist im Gegensatz zu den Ausführungen in Abschnitt 7.2.1 die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Inelastizität z in den Daten für den höheren Schnitt in Q^2 und der Einschränkung des $p_{t,\psi}^2$-Bereiches in guter Übereinstimmung mit dem *color singlet* Modell aus EP-NRQCD [54] . Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit der Rapidität Y^* wird innerhalb der Fehler ebenfalls durch EP-NRQCD [54] reproduziert.
Das *color octet* Modell (gepunktet) zeigt die schon öfter erwähnten Diskrepanzen in der Normierung und in den Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von den meisten Variablen.
Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das *color singlet* Modell nach EP-NRQCD [54] die Daten bei höheren Werten für Q^2 besser beschreibt als im gesamten Bereich von $2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$. Das *color octet* Modell ist hingegen auch in dem eingeschränkten kinematischen Bereich, genauso wie im gesamten Bereich, nicht in der Lage, die Daten zu beschreiben.

7.5 Inelastische doppelt differentielle ep-Wirkungsquerschnitte

Im folgenden werden erste Resultate zu doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitten in verschiedenen kinematischen Variablen vorgestellt. Der untersuchte kinematische Bereich ist durch die Schnitte in Q^2, $W_{\gamma p}$ und z aus Ungleichung 7.1 bis 7.3 gegeben. Es werden die Ergebnisse der inklusiven und der inelastischen ($M_X > 10\,\mathrm{GeV}$) J/ψ-Produktion parallel betrachtet.

7.5.1 Wirkungsquerchnitt in z und $p_{t,\psi}^2$ bzw. $p_{t,\psi}^{*2}$

Abbildung 7.14 zeigt die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Quadrats des Transversalimpulses im Labor (a,c,e,g) und im $\gamma^* p$-System (b,d,f,h) in vier z-Intervallen:

$$\begin{array}{lcll} \text{Intervall} & I & : & 0.2 < z < 0.45 \\ \text{Intervall} & II & : & 0.45 < z < 0.7 \\ \text{Intervall} & III & : & 0.7 < z < 0.9 \\ \text{Intervall} & IV & : & 0.9 < z < 1 \end{array}$$

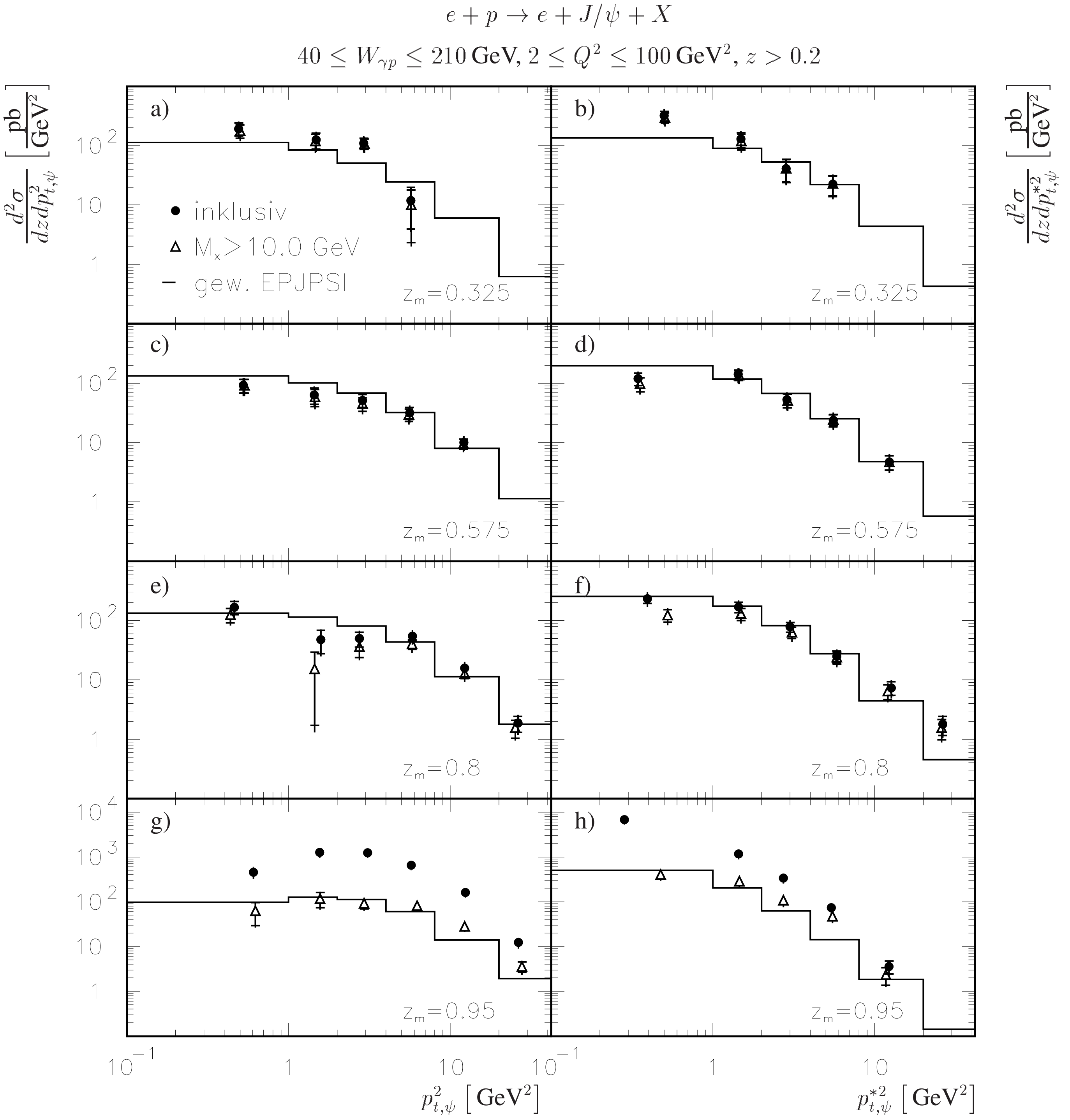


Abbildung 7.14: *Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte in z und $p^2_{t,\psi}$ bzw. $p^{*2}_{t,\psi}$. Es sind die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von $p^2_{t,\psi}$ (a,c,e,g) und $p^{*2}_{t,\psi}$ (b,d,f,h) in vier Intervallen der Inelastizität z zu sehen. Die Punkte zeigen die Ergebnisse der* **inklusiven** *Selektion, während die offenen Dreiecke die Resultate der* **inelastischen** *J/ψ-Produktion im Bereich $M_X > 10\,$GeV angeben. z_m gibt den jeweiligen Mittelpunkt des betrachteten z-Intervalls an. Mit der durchgezogenen Linie ist die Vorhersage des Monte Carlo Generators EPJPSI dargestellt. Diese werden wie in Abschnitt 7.2.1 in Q^2 und in der Normierung korrigiert.*

Intervall I ist in Abbildung (a+b), II in (c+d), III in (e+f) und IV in (g+h) zu sehen. Die inklusiven Ergebnisse sind als Punkte dargestellt, die offenen Dreiecke geben die Resultate für die inelastische J/ψ-Produktion wieder. Die inelastischen Wirkungsquerschnitte werden mit den in Q^2 angepaßten Vorhersagen des Generators EPJPSI (Histogramm) verglichen.
Ein Vergleich der inelastischen und inklusiven Ergebnisse zeigt, daß für die unteren z-Bereiche (I bis III) die beiden Ergebnisse zusammenfallen. Dies entspricht der Erwartung, da dort nur die inelastische Erzeugung von J/ψ-Mesonen zu den Wirkungsquerschnitten beiträgt. Bei hohen Inelastizitäten (Intervall IV) treten hingegen Unterschiede zwischen den inelastischen und inklusiven Resultaten im Verlauf der Wirkungsquerschnitte sowohl mit $p_{t,\psi}^2$ als auch mit $p_{t,\psi}^{*2}$ auf:
Für $p_{t,\psi}^2$ ändert sich das Verhalten im Vergleich zu den unteren z-Bereichen. Das anfängliche Anwachsen der inklusiven Wirkungsquerschnitte mit Maximum bei $p_{t,\psi}^2 \gtrsim 1\,\text{GeV}^2$ ist auf diffraktive Beiträge zurückzuführen: Durch die starke Korrelation von $p_{t,\psi}^2$ und Q^2 in der Diffraktion spiegelt sich hierin der Schnitt auf $Q^2 > 2\,\text{GeV}^2$ wieder. In der inelastischen Erzeugung ist eine so deutlich ausgeprägte Korrelation nicht vorhanden; der Verlauf mit $p_{t,\psi}^2$ ist flacher.
Für $p_{t,\psi}^{*2}$ fallen die inelastischen Ergebnisse im Vergleich mit den inklusiven weniger steil ab. Das heißt, daß die diffraktive J/ψ-Produktion steiler in $p_{t,\psi}^{*2}$ ist. Dies kann man im Vergleich mit der inelastischen und diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen verstehen: Für $Q^2 \approx 0\,\text{GeV}^2$ ist $p_{t,\psi}^2$ äquivalent zu $p_{t,\psi}^{*2}$. In Analysen im Bereich der Photoproduktion zeigt sich, daß die diffraktiv erzeugten J/ψ-Mesonen ein steileres Verhalten in der Variable $p_{t,\psi}^2$ besitzen [31].
Die inelastischen Wirkungsquerschnitte werden in Abbildung 7.14 mit den in Q^2 umgewichteten (s. Abschnitt 7.2.1) und normierten Vorhersagen des Generators EPJPSI verglichen. Diese stimmen innerhalb der Fehler grob mit den aus den Daten extrahierten Wirkungsquerschnitten überein.

Als nächstes wird das Verhalten der Wirkungsquerschnitte in den drei unteren Inelastizitätsbereichen ($I - III$) untereinander verglichen. Dazu sind in den Abbildungen 7.15 für $p_{t,\psi}^2$ und 7.16 für $p_{t,\psi}^{*2}$ die Verhältnisse der inelastischen Wirkungsquerschnitte von Bereich I zu Bereich III (a), sowie von Bereich II zu III (b) dargestellt. Die Verhältnisse wurden jeweils im ersten $p_{t,\psi}^2$ bzw. $p_{t,\psi}^{*2}$-Intervall auf eins normiert. Der angegebene Fehler berechnet sich durch Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern in den beiden Intervallen des Verhältnisses. Für die gleiche Abhängigkeit in den unterschiedlichen Intervallen würden sich die Verhältnisse flach um eins verteilen. Die Daten werden mit den Verhältnissen aus dem Monte Carlo Generator (Histogramm) verglichen.
In Abbildung 7.15 ist zu erkennen, daß sich die Daten innerhalb der Fehler flach um etwa eins verteilen. Die Wirkungsquerschnitte in den drei z-Intervallen zeigen demnach ein ähnliches Verhalten mit $p_{t,\psi}^2$. In der Monte Carlo Vorhersage ist ein leichter Abfall der Verhältnisse in (a) und (b) zu sehen. Innerhalb der Fehler stimmen dennoch Daten und EPJPSI überein.
Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte in $p_{t,\psi}^{*2}$ (Abbildung 7.16) zeigt für EPJPSI sowohl im Intervall I als auch in II einen flacheren Verlauf als im Intervall III. Die Daten bevorzugen hingegen ein ähnliches Verhalten in den drei Intervallen; die Verhältnisse sind annäherend flach. Zu dem in Abbildung 7.16a) gezeigten Verhältnis muß in diesem Zusam-

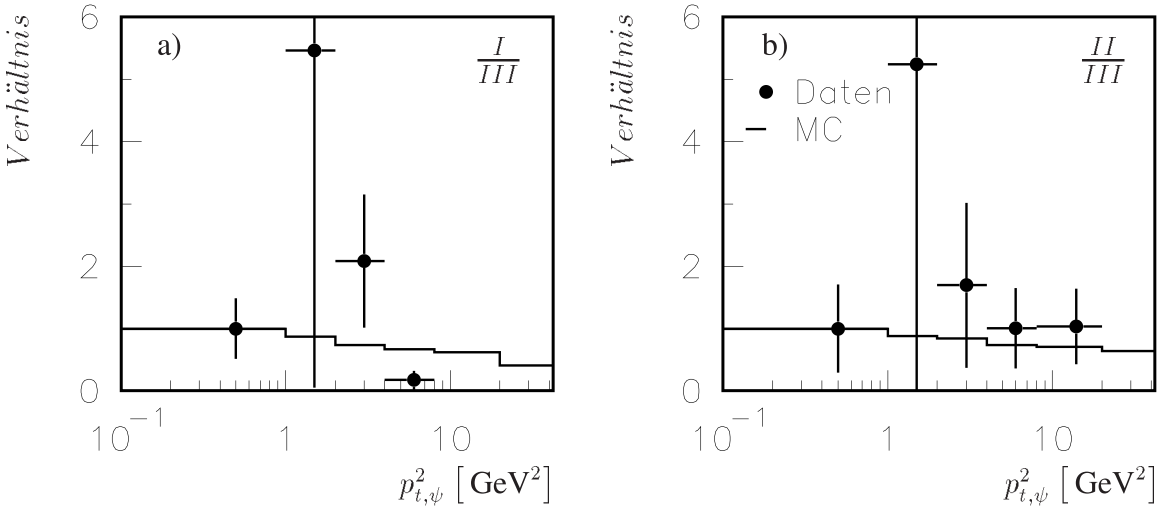


Abbildung 7.15: *Verhältnisse der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen verschiedenen z-Intervallen als Funktion von $p_{t,\psi}^{2}$. Es ist ein Vergleich zwischen Daten (Punkte) und EPJPSI (Histogramm) für die* **inelastische** *Analyse gezeigt. (a) zeigt das Verhältnis zwischen $0.2 < z < 0.45\,(I)$ und $0.7 < z < 0.9\,(III)$, (b) zwischen $0.45 < z < 0.7\,(II)$ und $0.7 < z < 0.9\,(III)$. Die Verhältnisse sind zum besseren Vergleich jeweils im ersten Intervall auf eins normiert worden. Der dargestellte Fehler ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der an dem Verhältnis beteiligten Intervallen.*

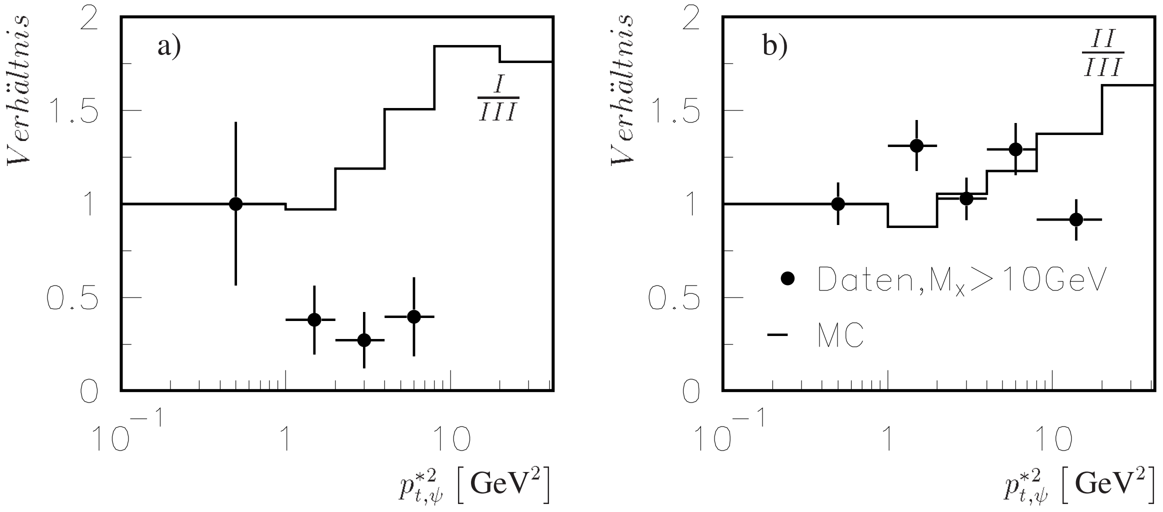


Abbildung 7.16: *Verhältnisse der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen verschiedenen z-Intervallen als Funktion von $p_{t,\psi}^{*2}$. Es ist ein Vergleich zwischen Daten (Punkte) und EPJPSI (Histogramm) für die* **inelastische** *Analyse gezeigt. Weiteres s. Abbildung 7.15.*

	diese Analyse	Photoproduktion
kinem. Bereich	$40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\text{GeV}$ $2 \leq Q^2 \leq 100\,\text{GeV}^2$	$60 < W_{\gamma p} < 180\,\text{GeV}$ $Q^2 < 1\,\text{GeV}^2$
z-Intervall I	$0.2 < z < 0.45$	$0.3 < z < 0.6$
z-Intervall II	$0.45 < z < 0.7$	$0.6 < z < 0.75$
z-Intervall III	$0.7 < z < 0.9$	$0.75 < z < 0.9$

Tabelle 7.1: *Kinematische Bereiche in dem Vergleich der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Photoproduktion (Abbildung 7.17).*

menhang auf eine unglückliche Wahl des Normierungsbereichs hingewiesen werden. Würde man das zweite $p^{*2}_{t,\psi}$-Intervall anstelle des ersten wählen, so wäre besser zu erkennen, daß das Verhältnis innerhalb der Fehler flach um eins herum verteilt ist.

In Abbildung 7.17 ist ein Vergleich des doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitts in z und $p^{*2}_{t,\psi}$ mit den Ergebnissen der Photoproduktion zu sehen. In Photoproduktion ($Q^2 \approx 0\,\text{GeV}^2$) ist eine ähnliche Analyse durchgeführt worden [136]. Die kinematischen Bereiche, sowie die untersuchten z-Intervalle sind in Tabelle 7.1 im Vergleich zusammengestellt. Da $p^2_{t,\psi}$ in Photoproduktion das Äquivalent zu $p^{*2}_{t,\psi}$ in tief inelastischer Streuung ist, werden die Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion in $p^2_{t,\psi}$ zum Vergleich herangezogen. Die Ergebnisse der beiden Analysen sind im äquivalenten z-Bereich jeweils im ersten $p_t^{(*)2}$-Intervall aufeinander normiert worden, um den Vergleich des Verlaufs mit $p_t^{(*)2}$ zu ermöglichen. Innerhalb der Fehler stimmen die Abhängigkeiten sehr gut überein.

7.5.2 Wirkungsquerschnitt in Q^2 und z bzw. $W_{\gamma p}$

Abbildung 7.18 zeigt die Abhängigkeiten der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte in Q^2 für je vier Intervalle in z bzw. in $W_{\gamma p}$. Die z-Bereiche entsprechen denen in Abschnitt 7.5.1, die $W_{\gamma p}$-Intervalle sind wie folgt gewählt:

Intervall Ia : $40 < W_{\gamma p} < 70\,\text{GeV}$
Intervall IIa : $70 < W_{\gamma p} < 100\,\text{GeV}$
Intervall $IIIa$: $100 < W_{\gamma p} < 135\,\text{GeV}$
Intervall IVa : $135 < W_{\gamma p} < 210\,\text{GeV}$

Wiederum werden die inelastischen Ergebnisse im Bereich $M_X > 10\,\text{GeV}$ (offene Dreiecke) mit den inklusiven Resultaten (Punkte) verglichen. Das durchgezogene Histogramm ermöglicht einen Vergleich der inelastischen Wirkungsquerschnitte mit den in Q^2 angepaßten Vorhersagen des EPJPSI-Monte Carlo Generators.

Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen in Abhängigkeit von Q^2 (Abbildung 7.18 links) für die inklusive und die inelastische Analyse in den verschiedenen z-Intervallen ein ähnliches Verhalten. Im obersten z-Bereich sind beim Vergleich der inklusiven zu den inelastischen Resultaten deutlich höhere Wirkungsquerschnitte zu sehen. Dies spiegelt noch

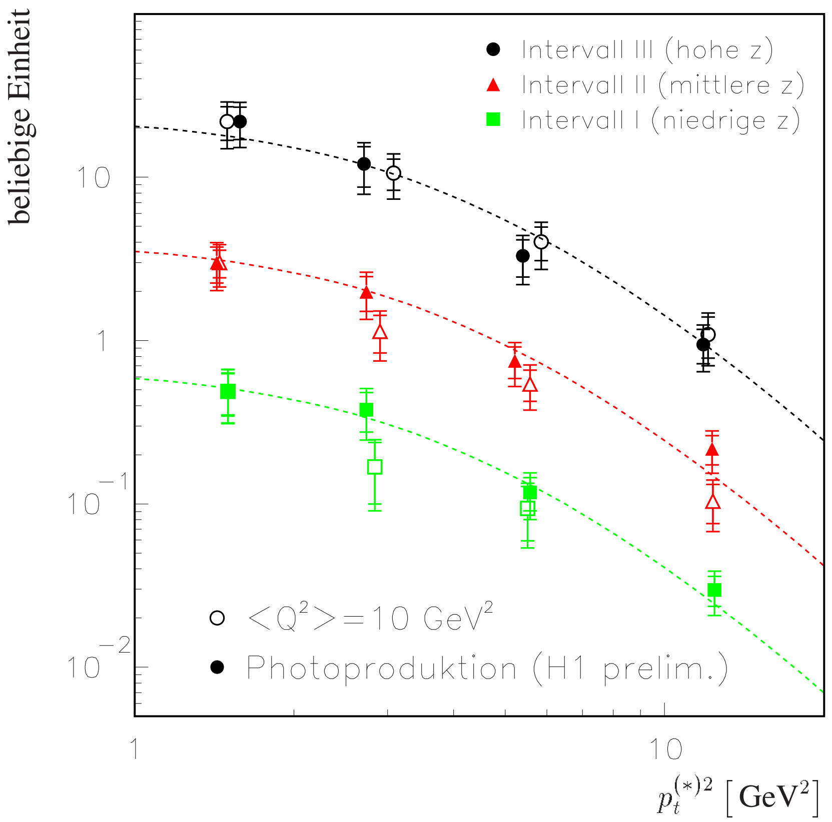


Abbildung 7.17: *Vergleich der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte in z und $p_{t,\psi}^{*2}$ mit Photoproduktion. Die offenen Symbole geben das Ergebnis dieser Analyse wieder, die vollen das in Photoproduktion [136]. Näheres im Text. Die eingezeichneten Linien dienen zur Orientierung.*

einmal die Dominanz des diffraktiven Beitrags im Wirkungsquerschnitt bei hohen z wieder. Die Übereinstimmung der inelastischen Wirkungsquerschnitte mit den Vorhersagen von EPJPSI ist in allen Intervallen zufriedenstellend.
Die Q^2-Abhängigkeiten in verschiedenen $W_{\gamma p}$-Bereichen (Abbildung 7.18 rechts) sind für die inklusiven Wirkungsquerschnitte etwas steiler als für die inelastischen Ergebnisse. Der Verlauf der inelastischen Wirkungsquerschnitte wird in allen $W_{\gamma p}$-Bereichen gut von EPJPSI beschrieben. Im untersten Bereich überschätzt EPJPSI die inelastischen Daten um etwa einen Faktor 1.5.

Im folgenden werden die Ergebnisse in den einzelnen z-Intervallen untereinander verglichen. Dazu sind in Abbildung 7.19 die Verhältnisse der inelastischen Wirkungsquerschnitte von z-Intervall I zu III (a) sowie von Intervall II zu III (b) als Funktion von Q^2 zu sehen. Als Histogramm ist die Vorhersage der Verhältnisse aus EPJPSI dargestellt. Man erkennt, daß die Abhängigkeit von Q^2 in den Intervallen II und III sehr ähnlich ist, während das untere Inelastizitätintervall ein deutlich flacheres Verhalten zeigt: Das Verhältnis zu III steigt steil an. Die Verhältnisse werden gut von der Monte Carlo Vorhersage reproduziert.

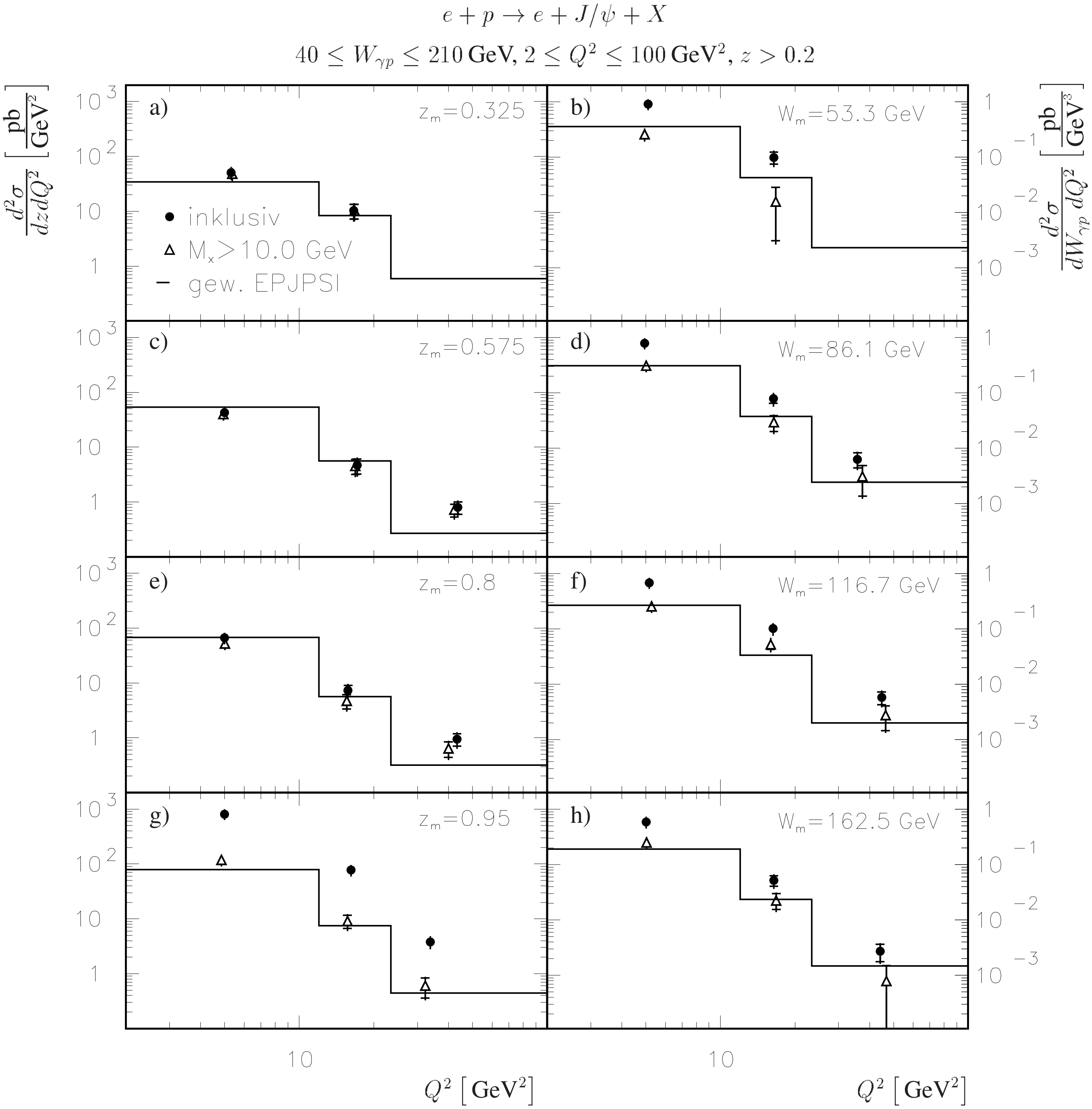


Abbildung 7.18: *Doppelt differentielle Wirkungsquerschnitte in z und Q^2 bzw. $W_{\gamma p}$ und Q^2. Es sind die Abhängigkeiten der Wirkungsquerschnitte von Q^2 in verschiedenen Inelastizitätsereichen (a,c,e,g) und in verschiedenen $W_{\gamma p}$-Intervallen (b,d,f,h) zu sehen. Mit den Punkten sind die Resultate der* **inklusiven** *Analyse gezeigt, mit den offenen Dreiecken die der* **inelastischen** *Produktion ($M_X > 10\,GeV^2$). Die Werte z_m geben die Intervallmittelpunkte der betrachteten z-Bereiche an, W_m die Intervallschwerpunkte der $W_{\gamma p}$-Bereiche. Mit der durchgezogenen Linie ist die korrigierte Vorhersage der Generators EPJPSI zu sehen.*

In Abbildung 7.20 ist das Verhältnis der unteren $W_{\gamma p}$-Intervalle $(Ia, IIa, IIIa)$ jeweils zum obersten Bereich (IVa) in Abhängigkeit von Q^2 dargestellt. Im Vergleich zu den Daten ist die Vorhersage der Verhältnisse von EPJPSI gezeigt (Histogramm).

Der Vergleich der Verhältnisse in den Daten läßt eine Tendenz zu einem flacheren Verhalten des Wirkungsquerschnitt mit Q^2 im $W_{\gamma p}$-Bereich $IIIa$ erkennen. Die Monte Carlo Vorhersage hingegen sagt im allgemeinen dieselbe Abhängigkeit in allen $W_{\gamma p}$-Intervallen voraus (die Verhältnisse sind flach und liegen bei eins). Die in Abbildung 7.20 gezeigten Fehler sind allerdings so groß, daß weder von einer deutlichen Diskrepanz zwischen den Verhältnissen in den Daten und in EPJPSI noch von einem unterschiedlichen Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit Q^2 in den vier $W_{\gamma p}$-Bereichen gesprochen werden kann.

7.6 Untersuchung des Endzustands für die inelastische Analyse

In diesem Abschnitt werden einige Ergebnisse vorgestellt, die sich mit dem Endzustand der inelastischen J/ψ-Produktion befassen. Hierbei werden die folgenden Größen betrachtet:

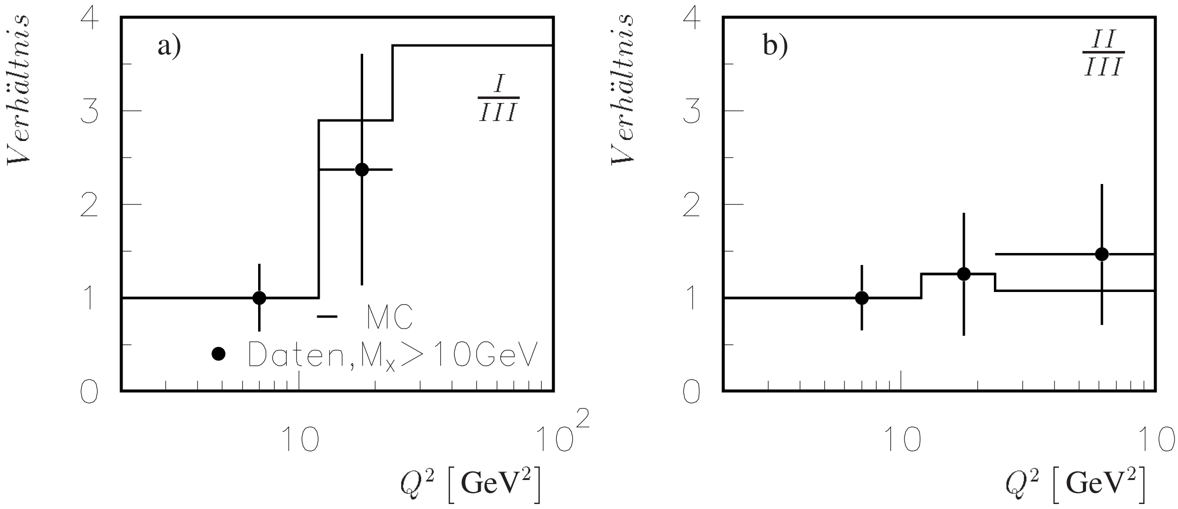


Abbildung 7.19: *Verhältnisse der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen verschiedenen z-Intervallen als Funktion von Q^2. Es ist ein Vergleich zwischen Daten (Punkte) und EPJPSI (Histogramm) für die* **inelastische** *Analyse gezeigt. (a) zeigt das Verhältnis zwischen $0.2 < z < 0.45\,(I)$ und $0.7 < z < 0.9\,(III)$, (b) zwischen $0.45 < z < 0.7\,(II)$ und $0.7 < z < 0.9\,(III)$. Die Verhältnisse sind zum besseren Vergleich jeweils im ersten Intervall auf eins normiert worden. Der dargestellte Fehler ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der an dem Verhältnis beteiligten Intervallen.*

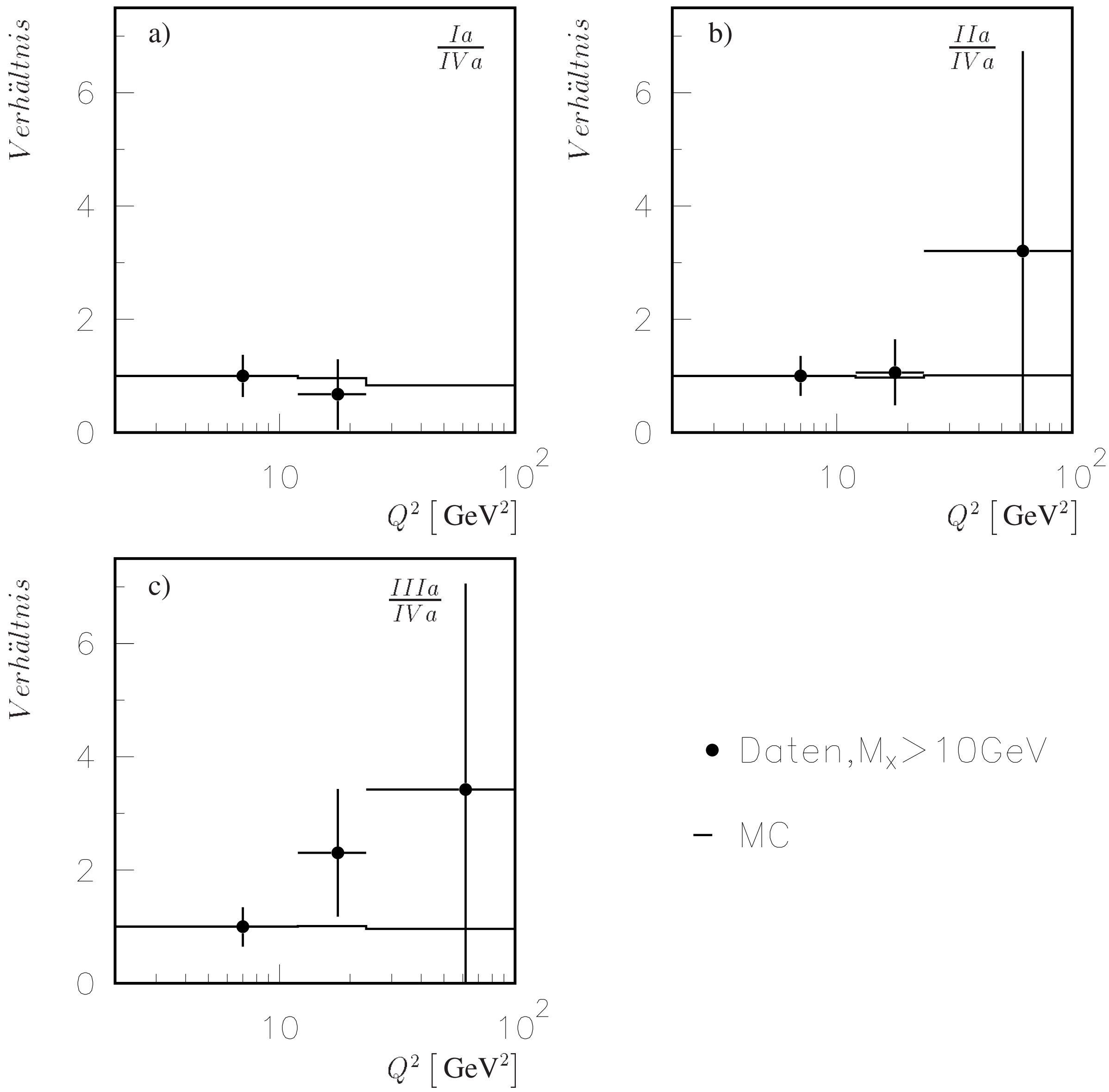


Abbildung 7.20: *Verhältnisse der doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte zwischen verschiedenen $W_{\gamma p}$-Intervallen als Funktion von Q^2. Es ist ein Vergleich zwischen Daten (Punkte) und EPJPSI (Histogramm) für die* **inelastische** *Analyse gezeigt. (a) zeigt das Verhältnis zwischen $40 < W_{\gamma p} < 70\,GeV(I)$ und $70 < W_{\gamma p} < 100\,GeV(IV)$, (b) zwischen $100 < W_{\gamma p} < 135\,GeV(II)$ und IV, (c) zwischen $135 < W_{\gamma p} < 210\,GeV(III)$ und IV. Die Verhältnisse sind zum besseren Vergleich jeweils im ersten Intervall auf eins normiert worden. Der dargestellte Fehler ergibt sich aus der Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der an dem Verhältnis beteiligten Intervallen.*

$\boldsymbol{\eta_{max}}$: maximale Pseudorapidität einer Spur oder Energiedeposition im Kalorimeter eines Ereignisses. Spur und Energiedeposition werden im folgenden mit „Objekt“ abgekürzt.

$\boldsymbol{gap_\eta}$: größte Lücke in der Pseudorapidität zwischen zwei Objekten

$\boldsymbol{gap_\psi}$: kleinste Lücke in der Pseudorapidität zwischen einem Objekt und dem $\boldsymbol{J/\psi}$-Meson

$\boldsymbol{F_\psi}$: „Aktivität“ in der Nähe des $\boldsymbol{J/\psi}$-Kandidaten (s. Formel 7.9)

Das Interesse an diesen Größen begründet sich daraus, daß sie Unterschiede zwischen diffraktiver und inelastischer J/ψ-Produktion über *color octet* Zustände zeigen können. Im allgemeinen werden bei diffraktiver Erzeugung kleinere η_{max} und größere gap_η und gap_ψ erwartet. F_ψ hingegen sollte im Mittel kleiner sein, da um das J/ψ-Meson herum keine Aktivität erwartet wird. Diese Erwartungen sind in Tabelle 7.2 zusammengefaßt. Inelastische *color singlet* Prozesse zeigen das „entgegengesetzte“ Verhalten (Tabelle 7.2 mitte). Man erwartet, daß sich die *color octet* Beiträge aufgrund der Aussendung weicher Gluonen im Übergang vom $c\bar{c}$-Zustand zum J/ψ-Meson wie die inelastische Produktion bei kleineren Werten von z verhalten. Diese *color octet* Beiträge werden aber bei hohen z vorhergesagt. Damit erhält man aus dem Vergleich der unterschiedlichen z-Bereiche in der inelastischen Selektion Aufschluß über möglicherweise vorhandene *color octet* Beiträge.

Die Größen η_{max} und gap_η beziehen sich auf das gesamte Ereignis. Um η_{max} und gap_η zu bestimmen, werden „Objekte“im H1-Detektor betrachtet, die eine Energie $E \geq 0.3\,$GeV besitzen. Diese Objekte werden in den Spurkammern oder im Kalorimeter nachgewiesen. Dabei werden die Kalorimeterzellen hinter einer akzeptierten Spur unterdrückt, um Doppelzählung zu vermeiden. Die J/ψ-Kandidaten werden als *ein* Objekt betrachtet. Die Spuren und Zellen der Zerfallsleptonen werden von der Objektsuche ausgeschlossen. Das gestreute Elektron wird ebenfalls als Objekt betrachtet. Seine Objektdaten werden aus den Größen des SpaCal-Kalorimeters bestimmt.
Die Größen F_ψ und gap_ψ beziehen sich auf die Aktivität, die um den J/ψ-Kandidaten herum gefunden wird. Die Fragmentation F_ψ wird durch folgende Gleichung berechnet:

$$F_\psi = \frac{\sum_{R\leq 0.7} p_{t,objekt}}{P_{t,\psi}} \tag{7.9}$$

	Diffraktion hohe z	*color singlet* mittlere z	*color octet* hohe z
η_{max}	klein	groß	groß
gap_η	groß	klein	klein
gap_ψ	groß	klein	klein
F_ψ	klein	groß	groß

Tabelle 7.2: *Erwartetes Verhalten der Größen vom Endzustand.*

mit

$$R = \sqrt{(\phi_{Objekt} - \phi_\psi)^2 + (\eta_{Objekt} - \eta_\psi)^2}. \tag{7.10}$$

Dabei wird in der Summe der Transversalimpuls des J/ψ-Kandidaten nicht mit einbezogen. Alle eben definierten Variablen werden im Laborsystem berechnet.

Zunächst werden in Abbildung 7.21 die Verteilungen der Variablen η_{max} (a), gap_η (b), gap_ψ (c) und F_ψ (d) zwischen der inelastischen J/ψ-Selektion ($E_{fwd} \geq 5\,\text{GeV}$) in den Daten (Punkte) und in der Monte Carlo Simulation (Histogramm) auf Detektorebene verglichen. Es werden dabei nur Ereignisse im Signalbereich um die J/ψ-Masse betrachtet ($2.35 < M_{ll} < 3.85\,\text{GeV}$). Der Untergrund in den Daten wird wie in Abschnitt 6.2 beschrieben über eine z-abhängige Korrekturfunktion abgezogen. Die dargestellten Monte Carlo Verteilungen werden aus dem gemischten Monte Carlo Datensatz (vgl. Abschnitt 6.2) bestimmt. Hierin ist sowohl EPJPSI als auch DIFFVM (etwa 16%) enthalten. Für die Verteilungen ist gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation zu erkennen.

Nun werden für Abbildung 7.22 die Bruchteile der Ereignisse mit $gap_\psi < 0.4$ sowie mit $F_\psi > 0.25$ in vier Inelastizitäts-Intervallen berechnet. Für gap_η wird der Mittelwert $\langle gap_\eta \rangle$ in den verschiedenen z-Bereichen bestimmt. Dazu werden wiederum nur Ereignisse aus dem Signalbereich benutzt. Der Untergrundabzug wird bei diesen Größen durch die entsprechenden Werte in den Seitenbändern vorgenommen (Seitenbandmethode, vgl. Abschnitt 6.1). Die so gewonnenen Ergebnisse wurden mit der Methode der z-abhängigen Untergrundkorrektur überprüft. Im allgemeinen wurden innerhalb der Fehler die gleichen Resultate erlangt.
Die angegebenen Fehler sind rein statistischer Natur. Für den Bruchteil der Ereignisse mit $F_\psi > 0.25$ bzw. $gap_\psi < 0.4$ wird der Fehler über die Fehlerfortpflanzung aus den Fehlern der Seitenbänder und des Signalbereichs bestimmt. Der Fehler auf den Mittelwert $\langle gap_\eta \rangle$ wird ebenfalls unter Berücksichtigung der Seitenbänder berechnet.

In Abbildung 7.22 sind der Mittelwert $\langle gap_\eta \rangle$ (a), der Bruchteil der Ereignisse B_{gap_ψ} mit $gap_\psi < 0.4$ (b) sowie der Bruchteil B_{Frag} der Ereignisse mit $F_\psi > 0.25$ (c) in verschiedenen Inelastizitäts-Intervallen zu sehen. Es sind die inklusiven Daten (offene Punkte) und die inelastischen Daten (volle Punkte) gezeigt. Als Histogramm ist die Vorhersage der Monte Carlo Mischung für den inelastischen Fall zu sehen. Die Ergebnisse sind auf Detektorebene gezeigt, also ohne Korrekturen auf Effizienzen und Akzeptanzen.
Die Größen zeigen in den inelastischen Daten generell das erwartete Verhalten: Der Mittelwert $\langle gap_\eta \rangle$ wird mit anwachsendem z größer, das heißt in dem Bereich, in dem der Großteil der verbleibenden diffraktiven J/ψ-Mesonen erwartet wird (für $z > 0.9$ ist dies im inelastischen Fall etwa 50%). Die Bruchteile der Ereignisse mit $gap_\psi < 0.4$ und $F_\psi > 0.25$ nehmen, wie erwartet, mit großen Inelastizitäten ab.
Die Monte Carlo Simulation zeigt systematische Abweichungen zu den Ergebnissen in der inelastischen Daten (Abbildung 7.22): Für $\langle gap_\eta \rangle$ und B_{Frag} werden die Ergebnisse unterschätzt, während für B_{gap_ψ} gute Übereinstimmung vorliegt. Innerhalb der statistischen Fehler kann jedoch für B_{Frag} nicht von einer Diskrepanz gesprochen werden.
Aus dem Vergleich der inklusiven und inelastischen Selektion in Abbildung 7.22 ist zu er-

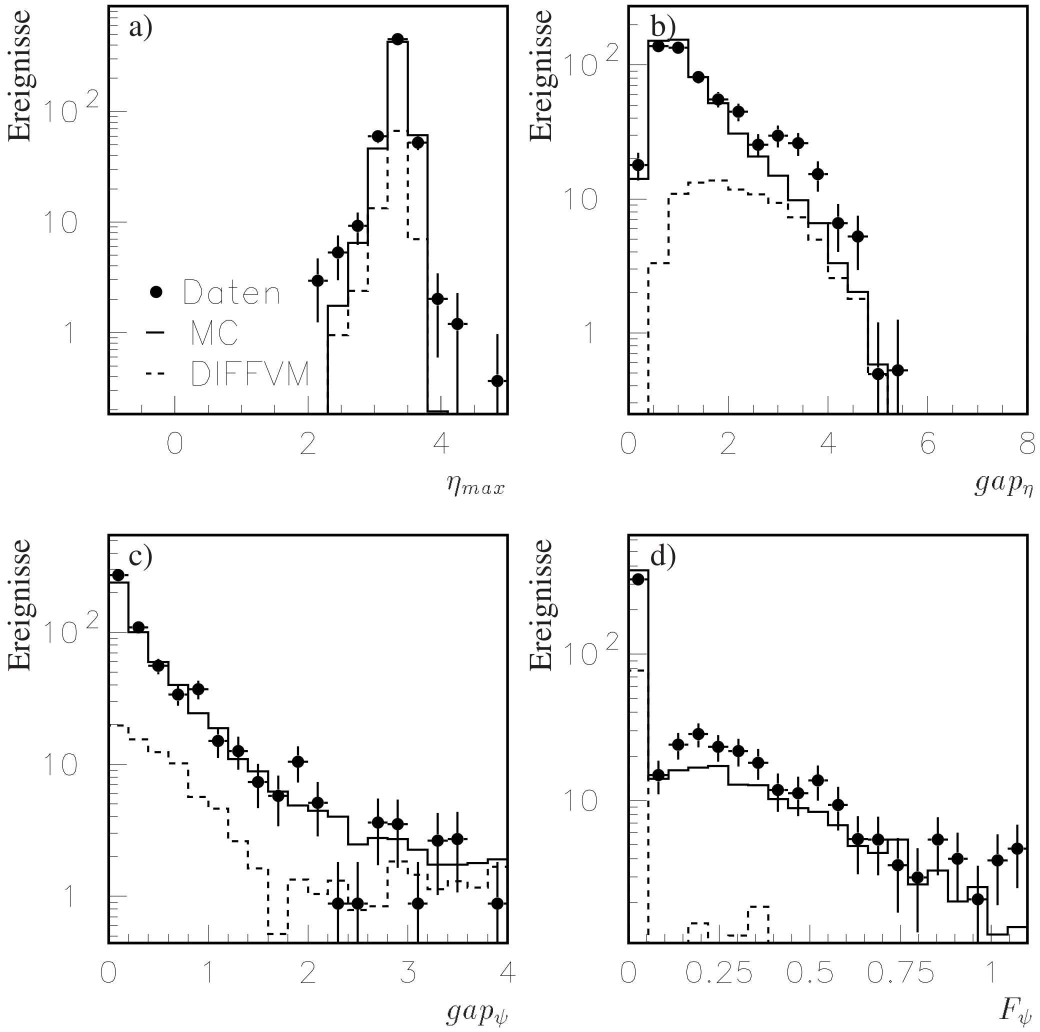


Abbildung 7.21: *Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Mischung für Variablen des Endzustands in der* **inelastischen** *Selektion. Mit den Punkten sind die Datenverteilungen für Ereignisse im Signalbereich dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt die Monte Carlo Simulation (EPJPSI+DIFFVM, vgl. Abschnitt 6.2) auf Detektorniveau, die gestrichelte Linie gibt die Verteilung des Restanteils vom diffraktiven Monte Carlo DIFFVM wieder (etwa* 16.6%*). Es sind die Größen* η_{max} *(a),* gap_η *(b),* gap_ψ *(c) und* F_ψ *(d) zu sehen.*

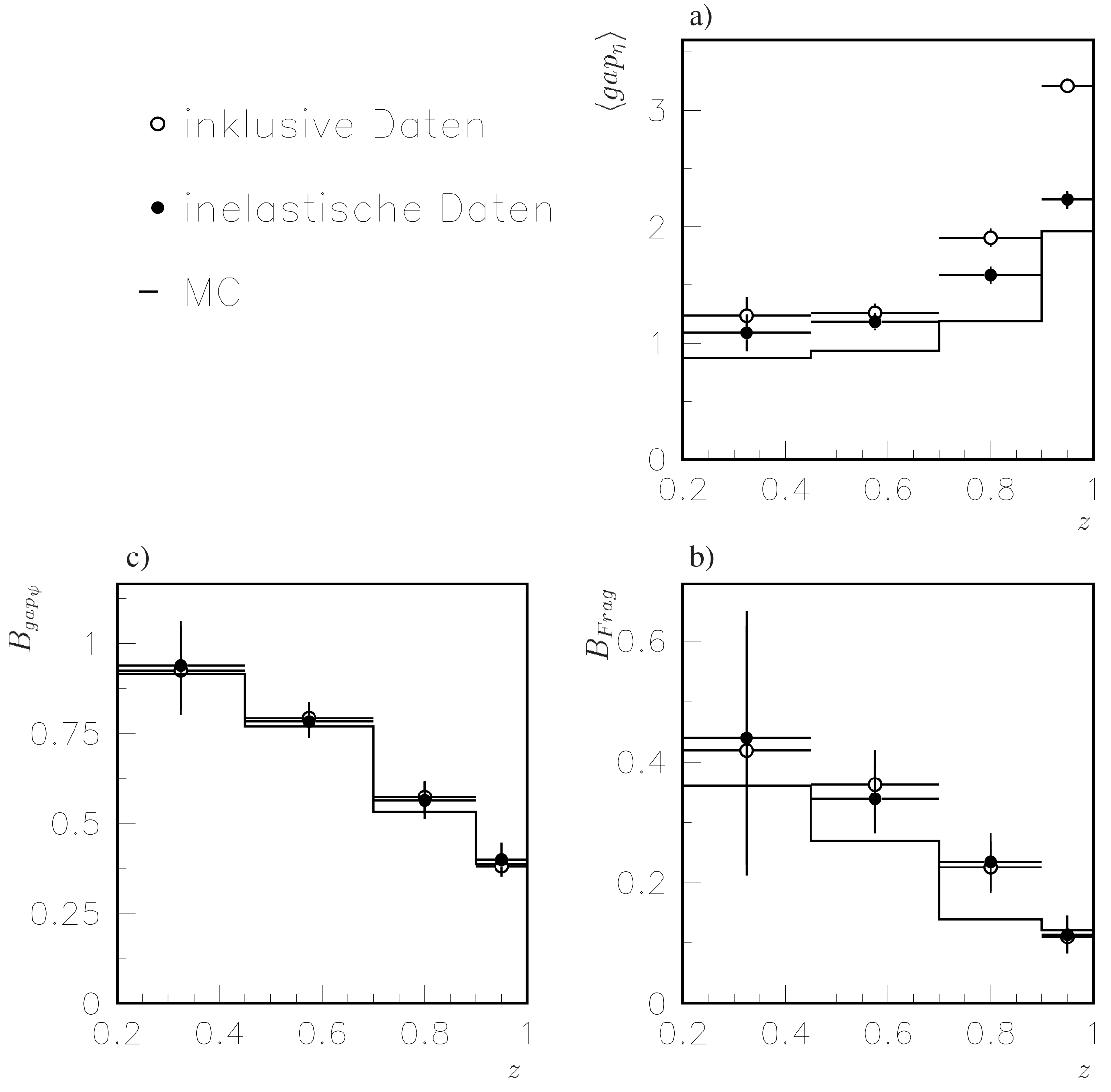


Abbildung 7.22: *Vergleich zwischen Daten und Simulation auf Detektorniveau für den Mittelwert von* gap_η *und die Bruchteile der Ereignisse mit* $gap_\psi < 0.4$ *bzw. mit* $F_\psi > 0.25$ *in verschiedenen* z*-Intervallen. Die offenen Kreise zeigen die* **inklusive** *Selektion, die Punkte die* **inelastische** *Selektion mit* $E_{fwd} \geq 5\,$*GeV. Als Linie ist die Monte Carlo Vorhersage für den inelastischen Fall gezeigt. Darin sind EPJPSI und DIFFVM enthalten.*

kennen, daß sich für B_{Frag} und B_{gap_ψ} weder das Verhalten mit z noch die absoluten Werte in den z-Intervallen durch den Schnitt auf E_{fwd} ändern. In der Größe $\langle gap_\eta \rangle$ sind Unterschiede zwischen den beiden Selektionen zu erkennen. Der Mittelwert von gap_η steigt in der inklusiven Selektion deutlich stärker an als im inelastischen Datensatz. Dies ist auf die bei hohen z dominierende diffraktive J/ψ-Erzeugung in der inklusiven Selektion zurückzuführen.
Bei großen Beiträgen von *color octet* Zuständen in der J/ψ-Produktion würde man insbesondere in der inelastischen Selektion in den oberen z-Bereichen einen ähnlichen Wert für B_{Frag} sowie für B_{gap_ψ} erwarten wie in den unteren Intervallen. Insbesondere sollten sie von den in der inklusiven Messung dominierenden diffraktiven Werten für B_{Frag} und B_{gap_ψ} abweichen. Dieses Verhalten kann jedoch in keiner der Verteilungen bestätigt werden. Evtl. vorhandene *color octet* Beiträge sind also entweder klein oder aber die durch die weichen Gluonen hervorgerufene hadronische Aktivität wird im Detektor nicht nachgewiesen.

7.7 Zusammenfassung dieses Kapitels

In diesem Kapitel wurden Ergebnisse in der tief inelastischen J/ψ-Erzeugung betrachtet. Zu Beginn wurden inklusive einfach differentielle ep-Wirkungsquerschnitte gezeigt (Abbildung 7.1). Sie zeigen eine gute Übereinstimmung zu existierenden Ergebnissen von H1 [26], die auf einer etwa 40% geringeren integrierten Luminosität basieren.
Außerdem wurde die inelastische J/ψ-Produktion im Bereich $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,$GeV, $2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ und $z > 0.2$ untersucht. Es wurden zwei verschiedene Methoden angewendet, um diffraktive Beiträge zu verringern: zum einen die Verwendung eines Schnitts auf die Vorwärtsenergie im Detektor $E_{fwd} \geq 5\,$GeV, der mit Hilfe der Simulation zu Wirkungsquerschnitten mit $M_X > 10\,$GeV korrigiert wurde. Zum anderen wurde ein Schnitt auf die Inelastizität $z < 0.9$ verwendet. Die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte beider Methoden sind mit den Vorhersagen von EPJPSI und von EP-NRQCD [54] verglichen worden. EP-NRQCD [54] berechnet Vorhersagen zum color singlet und color octet Modell in führender Ordnung auf Grundlage der NRQCD.
Dabei zeigt sich, daß alle Vorhersagen die Daten um etwa einen Faktor 2 bis 3 unterschätzen. Aus den Vergleichen kann allgemein abgeleitet werden, daß die Q^2-Abhängigkeit in EPJPSI nicht mit den Daten übereinstimmt. Sie ist deutlich steiler (Abbildungen 7.2, 7.7). Diese Abweichung kann auch nicht durch die Wahl einer anderen Gluondichte oder durch eine andere QCD-Skala behoben werden (Abbildung 7.9).
Zur Illustration dieser Schlußfolgerungen ist in Abbildung 7.23 das Verhältnis zwischen Daten und theoretischer Vorhersage für die inelastischen Wirkungsquerschnitte mit $M_x > 10\,$GeV als Funktion von Q^2 zu sehen. Die durchgezogene Linie gibt die Monte Carlo Vorhersage von EPJPSI (MRSA′, $\mu^2 = M_\psi^2$) wieder, als gestrichelte Linie ist das *color singlet* Modell von EP-NRQCD [54] dargestellt. Die restlichen Histogramme zeigen das Verhältnis für verschiedene Gluondichten mit $\mu^2 = M_\psi^2 + Q^2$. Um die einzelnen Verhältnisse vergleichbar zu machen, wurden sie jeweils im ersten Intervall auf eins normiert. Man erkennt ein Ansteigen des Verhältnisses für alle auf EPJPSI basierenden Vorhersagen. Die Wahl der Skala $\mu^2 = M_\psi^2 + Q^2$ in der Gluondichte MRSA′ führt zu einer etwas geringeren Steigung, während die Wahl einer anderen Gluondichte (GRV98, CTQ5L) einen steileren Anstieg ver-

ursacht.
Im Gegensatz dazu ist der Verlauf des Verhältnisses für das *color singlet* Modell auf EP-NRQCD [54] flach. Die Q^2-Abhängigkeit in den Daten wird innerhalb der Fehler gut wiedergegeben (Abbildung 7.4). Neben den Vorhersagen zum *color singlet* Modell und im Monte Carlo Generator EPJPSI wurden die Wirkungsquerschnitte mit dem *color octet* Modell nach EP-NRQCD [54] verglichen. Dieses überschätzt die Daten deutlich um einen Faktor 2 und zeigt eine zu steile Abhängigkeit von Q^2 (Abbildung 7.5).
Als weiteres Ergebnis des Vergleichs der einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte mit dem Generator EPJPSI wurde für die Analyse im Bereich $M_X > 10$ GeV eine unterschiedliche Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ beobachtet (Abbildung 7.3), die auch vor der Umgewichtung in Q^2 in gleicher Weise auftritt. Diese falsche Abhängigkeit kann durch die Wahl einer anderen Gluondichte (z.B. CTQ5L) beseitigt werden. Für die Analyse mit $z < 0.9$ stimmt die Abhängigkeit in $W_{\gamma p}$ zwischen EPJPSI und Daten besser überein.

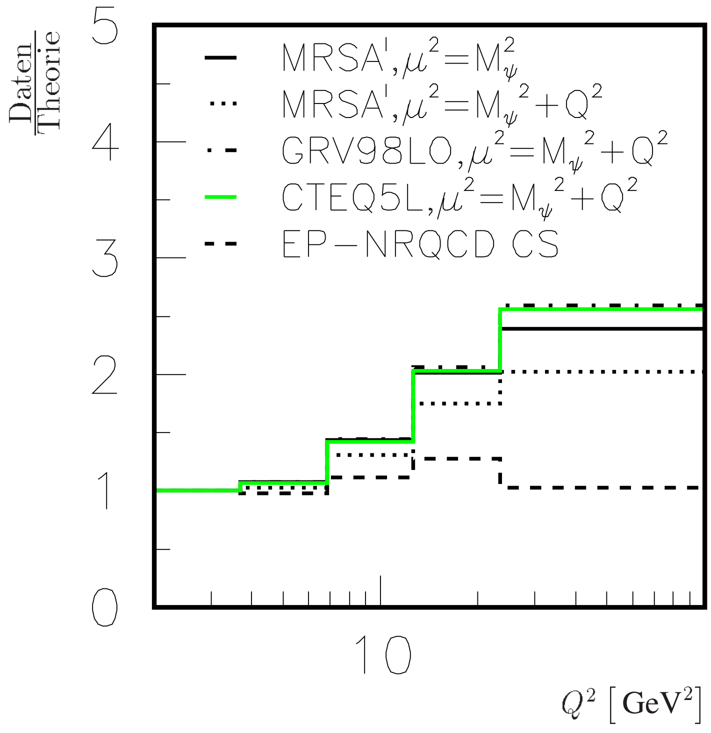


Abbildung 7.23: *Vergleich der Verhältnisse zwischen den Wirkungsquerschnitten in Daten und von verschiedenen Vorhersagen in Abhängigkeit von Q^2. Die Verhältnisse sind im ersten Intervall auf eins normiert worden. Die ersten vier Histogramme beziehen sich auf EPJPSI mit verschiedenen Gluondichten und Skalen. Das gestrichelte Histogramm gibt die color singlet Vorhersage aus EP-NRQCD [54] mit GRV94LO wieder.*

Zusätzlich zu den Ergebnissen im Bereich $Q^2 \geq 2\,\mathrm{GeV}^2$ sind einfach differentielle inklusive und inelastische ep-Wirkungsquerschnitte für $Q^2 \geq 12\,\mathrm{GeV}^2$ und $p_{t,\psi}^2 \geq 3.42\,\mathrm{GeV}^2$ gezeigt worden (Abschnitt 7.4). Neben der Abnahme des diffraktiven Restanteils in der inelastischen Selektion ($M_X > 10\,\mathrm{GeV}$) bewirkt der höhere Schnitt in Q^2 auch eine Verringerung eines in den Daten eventuell verbliebenen Beitrags an J/ψ-Mesonen im untersten z-Intervall, die über aufgelöste Photonen erzeugt worden sind (z.B. Abbildung 7.12).
Die Beschreibung der Daten durch die theoretischen Vorhersagen aus EP-NRQCD [54] wird für das *color singlet* Modell etwas besser. Das *color octet* Modell kann auch für einen höheren Schnitt auf Q^2 den Verlauf der Wirkungsquerschnitte in den Daten nicht reproduzieren.

Neben den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten sind erste Ergebnisse von doppelt differentiellen inklusiven und inelastischen ep-Wirkungsquerschnitten vorgestellt worden (Abbildungen 7.14 bis 7.20). In den Ergebnissen sind Tendenzen zu Abweichungen zwischen Daten und Monte Carlo Vorhersage erkennbar, insbesondere in der Änderung der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von $p_{t,\psi}^{*2}$ in verschiedenen Inelastizitätsintervallen. Aufgrund der großen statistischen und systematischen Fehler kann aber keine definitive Aussage gemacht werden.
Die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte in z und $p_{t,\psi}^{*2}$ sind mit einer äquivalenten Analyse in Photoproduktion [136] verglichen worden. Innerhalb der Fehler verhalten sich Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $p_{t,\psi}^{*2}$ in den verschiedenen z-Bereichen gleich.
Die Werte der in diesem Kapitel analysierten Wirkungsquerschnitte sind im Anhang in den Tabellen B.1 bis B.4 zusammengefaßt.

Als letzter Aspekt wurden in dieser Arbeit Untersuchungen zum Endzustand vorgenommen. Über das Verhalten der verschiedener Variablen (B_{gap_ψ} und B_{frag}, vgl. Abschnitt 7.6) mit der Inelastizität z können Rückschlüsse über eventuell vorhandene *color octet* Beiträge zur inelastischen J/ψ-Produktion gezogen werden. Diese würden aufgrund der Aussendung weicher Gluonen im Übergang vom $c\bar{c}$-Zustand zum J/ψ-Meson mehr Aktivität um das J/ψ-Meson herum aufweisen. Sie sollten sich eher wie die inelastische Produktion bei kleineren Werten von z als wie die diffraktive Erzeugung bei hoher Inelastizität verhalten, treten aber im Bereich der Diffraktion auf. In dieser Arbeit konnten aus diesen Untersuchungen keine Hinweise auf *color octet* Beiträge abgeleitet werden.

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit wurde am H1-Experiment des ep-Speicherrings HERA angefertigt. Sie beschäftigt sich mit der tiefinelastischen Produktion von J/ψ-Mesonen. Dabei wird das gestreute Elektron im rückwärtigen Kalorimeter SpaCal des H1-Detektors identifiziert, korrespondierend zu einem Virtualitätsbereich von $2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$. Die J/ψ-Mesonen werden über ihre leptonischen Zerfälle in zwei Elektronen oder Myonen rekonstruiert. Es wird von den Daten der Datennahmeperioden 1997 und 1999 ausgegangen, was einer integrierten Luminosität von $39.35\,\mathrm{pb}^{-1}$ entspricht. Damit stand im Vergleich zu älteren Analysen [26] eine um 40% größere integrierte Luminosität zur Verfügung. Vor der Datennahmeperiode 1999 wurde die Protonstrahlenergie von $820\,\mathrm{GeV}$ auf $920\,\mathrm{GeV}$ erhöht, so daß die Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ auf $\sqrt{s} \approx 318\,\mathrm{GeV}$ anstieg. Als Folge davon konnte im Vergleich zu vorhergehenden Analysen der kinematische Bereich in der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie auf $40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\mathrm{GeV}$ erweitert werden. In der Inelastizität z der J/ψ-Mesonen wurde ein Bereich von $z > 0.2$ betrachtet.

In dieser Arbeit wurde zunächst ein inklusiver Datensatz analysiert, der sowohl diffraktive als auch inelastische J/ψ-Erzeugung umfaßt. Für die Effizienz- und Akzeptanzkorrekturen der Daten wird eine Mischung von zwei Monte Carlo Generatoren verwendet. DIFFVM modelliert die diffraktive J/ψ-Produktion, EPJPSI die inelastische Erzeugung. Der Generator EPJPSI wurde zunächst für den Bereich höherer Viererimpulsüberträge abgeändert. Die Standardversion von EPJPSI basiert auf dem Matrixelement für das *color singlet* Modell in Photoproduktion. Es enthält keine Abhängigkeiten von Q^2. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Q^2-abhängiges Matrixelement basierend auf *color singlet* Rechnungen (s. [109]) implementiert.

Für die inklusive Analyse wurden einfach differentielle ep-Wirkungsquerschnitte berechnet, die mit früher publizierten Ergebnissen von H1 gut übereinstimmen. Darauf aufbauend wurden mit zwei verschiedenen Methoden inelastische Wirkungsquerschnitte berechnet. Die erste Methode reduziert den diffraktiven Anteil an J/ψ-Mesonen über einen Schnitt auf die Vorwärtsenergie im Detektor $E_{fwd} \geq 5\,\mathrm{GeV}$. Daraus wurden mit Hilfe der Monte Carlo Simulation Wirkungsquerschnitten mit $M_X > 10\,\mathrm{GeV}$ extrahiert. X bezeichnet das System von Hadronen, das neben den J/ψ-Mesonen erzeugt wird. Bei diesem Vorgehen bleibt der gesamte Inelastizitätsbereich zugänglich, insbesondere der Bereich oberhalb von 0.9, in dem große *color octet* Beiträge erwartet werden. Die zweite Methode nutzt aus, daß diffraktive J/ψ-Erzeugung ausschließlich bei hohen Inelastizitäten zum Wirkungsquerschnitt beiträgt. Über einen Schnitt $z < 0.9$ wurden diese Beiträge auf weniger als 1% reduziert.
Es wurden in beiden Methoden einfach differentielle Wirkungsquerschnitte in Q^2, $p_{t,\psi}^2$, $p_{t,\psi}^{*2}$,

z, Y^* und $W_{\gamma p}$ bestimmt, die mit Vorhersagen des Generators EPJPSI (*color singlet*) und NRQCD-Rechnungen von Fleming et al. zum *color singlet* (EP-NRQCD-CS) und *color octet* Modell (EP-NRQCD-CO) [54] verglichen wurden. Die wichtigsten Resultate dieser Untersuchungen sind:

- ▷ Die absolute Normierung wird von EPJPSI um einen Faktor zwei, in EP-NRQCD-CS um einen Faktor zwei bis drei unterschätzt. Ein solcher Faktor der Größenordnung zwei wird durch Beiträge in nächstführender Ordnung erwartet.
- ▷ Der Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit Q^2 kann nicht von EPJPSI reproduziert werden. Die Abhängigkeit ist in EPJPSI zu steil.
- ▷ Nach einer Anpassung der Wirkungsquerschnitte in Q^2 für EPJPSI werden die Abhängigkeiten in z, $p_{t,\psi}^2$, $p_{t,\psi}^{*2}$ und Y^* zufriedenstellend beschrieben.
- ▷ Für die Analyse mit $M_X > 10\,\mathrm{GeV}$ zeigen die Daten in $W_{\gamma p}$ die Tendenz zu einem anderen Verhalten als EPJPSI. Durch die Wahl einer anderen Parametrisierung der Gluondichte im Generator kann eine bessere Übereinstimmung erreicht werden. Berücksichtigt man den Fehler, kann allerdings keine der betrachteten Parametrisierungen ausgeschlossen werden.
- ▷ EP-NRQCD-CS beschreibt die Daten als Funktion von Q^2 und $W_{\gamma p}$, zeigt aber Diskrepanzen z.B. in $p_{t,\psi}^2$. EP-NRQCD-CO ist weder in der Lage, die Daten in der Normierung noch in den meisten untersuchten Abhängigkeiten zu beschreiben. Würden die verschiedenen *color octet*-Beiträge allerdings relativ so zueinander gewichtet, daß die Q^2-Abhängigkeit ihrer Summe der des *color singlet* Modells entspricht, so könnte zwar die Q^2- und die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit beschrieben werden, die anderen Verteilungen aber nicht.

Neben den Ergebnissen im gesamten analysierten kinematischen Bereich werden in dieser Arbeit einfach differentielle Wirkungsquerschnitte für $12 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2$ und $p_{t,\psi}^2 > 3.42\,\mathrm{GeV}^2$ vorgestellt. Dieser höhere Schnitt auf Q^2 führte im Vergleich mit den verschiedenen theoretischen Rechnungen nur in einzelnen Größen zu einer geringfügigen Verbesserung der Beschreibung.
Zusätzlich zu den einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten wurden für die inklusive und die inelastische Analyse ($M_X > 10\,\mathrm{GeV}$) erste Ergebnisse zu doppelt differentiellen ep-Wirkungsquerschnitten in z und $p_{t,\psi}^2$, $p_{t,\psi}^{*2}$ und Q^2, sowie in $W_{\gamma p}$ und Q^2 extrahiert. Die Ergebnisse sind grob in Übereinstimmung mit der Vorhersage des Monte Carlo Generators EPJPSI. Es zeigten sich im Vergleich des $p_{t,\psi}^{*2}$-Verhaltens in den einzelnen z-Intervallen Tendenzen zu Unterschieden zwischen EPJPSI und den Daten. Die statistischen und systematischen Fehler in den Ergebnissen sind jedoch so groß, daß keine definitive Aussage gemacht werden kann.
Die abschließende Analyse dieser Arbeit untersucht den Endzustand der inelastischen Ereignisse (vgl. Abschnitt 7.6). Für *color octet* Beiträge wird durch die Aussendung weicher Gluonen im Übergang vom farbgeladenen $c\bar{c}$-Zustand zum J/ψ-Meson zusätzliche Aktivität um das J/ψ-Meson herum erwartet. Nach theoretischen Vorhersagen tragen sie bei hohen Inelastizitäten zum Wirkungsquerschnitt bei. Über das Verhalten verschiedener Variablen mit

der Inelastizität z können Rückschlüsse über eventuell vorhandene *color octet* Beiträge zur inelastischen J/ψ-Produktion gezogen werden. In dieser Arbeit konnten aus diesen Größen keine Hinweise auf *color octet* Beiträge abgeleitet werden.

Für die hier vorgestellten Analysen zur tief inelastischen J/ψ-Produktion, insbesondere im inelastischen Bereich, können durch mehr Statistik die Schlußfolgerungen gegenüber früheren Analysen präzisiert und verfeinert werden.
Mit der Datennahme 2000 steht eine zusätzliche integrierte Luminosität von etwa $50\,\mathrm{pb}^{-1}$ zur Verfügung. Damit erhält man für eine Analyse der Jahre 1996 bis 2000 eine gesamte integrierte Luminosität von etwa $95\,\mathrm{pb}^{-1}$. Damit steht im Vergleich zu der hier vorgestellten Analyse eine um einen Faktor 2.5 größere Statistik zur Verfügung.
Damit können insbesondere für die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte die statistischen Fehler deutlich verringert werden und ein besserer Vergleich zu theoretischen Vorhersagen durchgeführt werden.
Aufgrund der höheren Statistik könnten auch Versuche unternommen werden, die *color octet* Matrixelemente aus den Daten zu extrahieren und mit denen aus $p\bar{p}$-Wechselwirkungen zu verglichen.
Durch die deutlich größere Statistik könnten im Vergleich zu dem von H1 publizierten Ergebnis präzisere Messungen zur Polarisation inelastisch produzierter J/ψ-Mesonen durchgeführt werden. Diese Messung sollte weitere Rückschlüsse auf eventuell vorhandene *color octet* Beiträgen in der J/ψ-Erzeugung zulassen.

Eine andere Analyse, die durch eine größere Statistik möglich wird, ist die Untersuchung der inelastischen ψ'-Produktion. Diese ist insbesondere von Interesse, weil in der Analyse nicht zwischen den direkt produzierten J/ψ-Mesonen und solchen aus ψ'-Zerfall unterschieden werden kann. Einige Theoretiker schätzen den Beitrag aus Zerfällen inelastisch produzierter ψ'-Mesonen im Bereich der Photoproduktion mit 15% ab und fügen sie ihren Vorhersagen in der Normierung hinzu.
Im Bereich der Photoproduktion wurde während der Durchführung dieser Doktorarbeit mit den Daten des Jahres 1997 ein erstes Ergebnis zur inelastischen ψ'-Produktion erlangt, das zwar einen großen statistischen Fehler aufweist, aber mit der theoretischen Erwartung übereinstimmte [81]. Eine Analyse im Bereich der tief inelastischen Streuung war mit der zur Verfügung stehenden integrierten Luminosität nicht möglich. Mit der höheren Statistik der Jahre 1996 bis 2000 sollten für Photoproduktion und tief inelastische Streuung präzisere Messungen durchgeführt werden können. Insbesondere könnten auch die Abhängigkeiten des Verhältnisses $\frac{\sigma_{\psi'}}{\sigma_{J/\psi}}$ von $W_{\gamma p}$ und Q^2 bestimmt werden.

Anhang A

Kriterien der Lee-West-Selektion

A.1 Schnitte der Lee-West-Selektion

In den folgenden Tabellen sind die in der Spur- und Myonselektion gestellten Anforderungen [117] zusammengefaßt. Dabei werden folgende Abkürzungen verwendet:

- ▷ R_0 ist der Abstand in der R-ϕ -Ebene zwischen einer extrapolierten Spur vor der Vertexanpassung und dem Ereignisvertex.
- ▷ $\chi^2_{Spuranpassung}$ bzw. $\chi^2_{vertexangepaßteSpuren}$ sind die χ^2-Werte für die Anpassung einer Spur an die getroffenen Drähte bzw. einer auf einen Vertex gezwungenen Spur.
- ▷ Die primären und sekundären Spursegmente entsprechen verschiedenen Spurqualitäten in den vorderen Spurkammern, die je nach Anzahl von Treffern in den drei Orientierungen eines planaren Moduls unterschieden werden.
- ▷ DCA ist der geringste radiale Abstand der nicht an einen Vertex angepaßten Spur zum Primärvertex des Ereignisses.
- ▷ R_{start} ist der Abstand des ersten Treffers in der R-ϕ -Ebene zur z-Achse.
- ▷ Unter Spurlänge versteht man hier den Abstand in der R-ϕ -Ebene zwischen Anfangs- und Endpunkt einer Spur.

Vorwärtsspuren		
P_t	$>$	0.150 GeV/c
Θ	$>$	$6.0°$
	$<$	$25.0°$
R_0	$<$	10.0 cm
$\chi^2_{Spuranpassung}$	$<$	10.0
$\chi^2_{vertexangepaßteSpuren}$	$<$	25.0
$N_{primäre+sekundäre\ planare\ Segmente}$	$\geq$	1
$N_{planare+radiale\ Segmente}$	$\geq$	2
dp/p	$<$	1
p	$<$	0.0
zentrale Spuren		
P_t	$>$	0.150 GeV/c
Θ	$>$	$20.0°$
	$<$	$180.0°$
$\|DCA\|$	$<$	2.0 cm
R_{start}	$<$	50.0 cm
Spurlänge	$>$	10.0 cm für $\Theta < 150°$
Spurlänge	$>$	5.0 cm für $\Theta > 150°$
$RPTPHTH$	1.0	wird verwendet um doppelte Spuren zu beseitigen
N_{CJC}	$>$	0
kombinierte Spuren		
P_t	$>$	0.150 GeV/c
Θ	$>$	$0.0°$
	$<$	$180.0°$
$\|DCA\|$	$<$	5.0 cm
R_{start}	$<$	50.0 cm
L_{spur}	$>$	0.0 cm
N_{CJC}	$>$	0 cm
χ^2 für ct-ft link	$<$	1000
χ^2 für DTRA link	$<$	50 (default)
dp/p	$<$	1.0 (default)

Tabelle A.1: *Anforderungen der Spurselektion*

Nach diesen Kriterien werden die Spuren in dieser Arbeit ausgewählt. Außerdem werden in dieser Arbeit nur Spuren selektiert, die von geladenen Teilchen hervorgerufen worden sind und die vom primären Vertex stammen. Diese Bedingung dient auch zur Auflösung der Ambiguitäten, genauso wie die Bevorzugung von kombinierten vor zentralen Spuren und von zentralen Spuren vor Vorwärtsspuren.

Die mit dem Programm ebenfalls auswählbaren $V0$-Spuren werden in der Analyse nicht betrachtet. Darum wird die Steuerkarte hierfür hier nicht mit angegeben.

Die Myonselektion greift auf die folgenden Größen und Schnitte zurück:

- ▷ ρ, ρ_x ,ρ_y sind der geringste Abstand bzw. seine x- und y-Komponente der aus dem Eisen zurückextrapolierten Spur zum Ereignisvertex in der R-ϕ -Ebene.
- ▷ Z_0 ist die z-Koordinate des Anfangspunktes der Eisenspur.
- ▷ N_{Lagen}, $i_{erste\,Lage}$, $i_{letzte\,Lage}$ sind die Gesamtanzahl der getroffenen Lagen, die erste bzw. die letzte angesprochene Lage im instrumentierten Eisen.

Barrel		
ρ	$<$	100 cm
Z_0	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	2
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2
hintere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	8
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	3
vordere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	6
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	6
Kalorimetermyonen		
$\mu - Qualität$	$\geq$	2
$Separationswinkel$	$>$	12°

Tabelle A.2: *Bedingungen für die Lee West Myonselektion*

Anhang B

Tabellen der *ep*-Wirkungsquerschnitte

Tabelle B.1 zeigt die ep-Wirkungsquerschnitte für:

$$2 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2 \quad , \tag{B.1}$$
$$40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\mathrm{GeV} \quad , \tag{B.2}$$
$$z > 0.2 \quad . \tag{B.3}$$

Es werden in der ersten Spalte die inklusiven Wirkungsquerschnitte, in der zweiten die inelastischen mit $M_X > 10\,\mathrm{GeV}$ und in der dritten Spalte die inelastischen mit $z < 0.9$ aufgelistet. Die angegebenen Fehler sind die quadratischen Summen der statistischen und der systematischen Fehler.

Tabelle B.2 zeigt die ep-Wirkungsquerschnitte für:

$$12 \leq Q^2 \leq 100\,\mathrm{GeV}^2 \quad , \tag{B.4}$$
$$40 \leq W_{\gamma p} \leq 210\,\mathrm{GeV} \quad , \tag{B.5}$$
$$z > 0.2 \quad . \tag{B.6}$$

Es werden in der ersten Spalte die inklusiven Wirkungsquerschnitte, in der zweiten die inelastischen mit $M_X > 10\,\mathrm{GeV}$ aufgelistet. Die angegebenen Fehler sind die quadratischen Summen der statistischen und der systematischen Fehler.

Tabelle B.3 zeigt die inklusiven doppelt differentiellen ep-Wirkungsquerschnitte, Tabelle B.4 die inelastischen. Die angegebenen Fehler sind die quadratischen Summen der statistischen und der systematischen Fehler.

	inklusiv		$M_X > 10\,\mathrm{GeV}$		$z < 0.9$	
$W_{\gamma p}$-Intervall [GeV]	$\langle W_{\gamma p}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dW_{\gamma p}}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}}\right]$	$\langle W_{\gamma p}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dW_{\gamma p}}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}}\right]$	$\langle W_{\gamma p}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dW_{\gamma p}}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}}\right]$
40.-60.	53.2	11.8 ± 2.17	54.0	3.12 ± 0.91	54.2	3.59 ± 1.37
60.-85.	73.3	9.33 ± 1.61	73.8	3.24 ± 0.65	74.6	3.15 ± 0.67
85.-110.	97.6	8.93 ± 1.54	97.2	3.84 ± 0.72	97.6	3.61 ± 0.70
110.-135.	121.8	8.42 ± 1.56	122.7	3.42 ± 0.69	122.8	2.44 ± 0.54
135.-165.	148.5	6.58 ± 1.29	149.1	2.45 ± 0.56	148.7	2.13 ± 0.49
165.-210.	182.7	6.81 ± 1.59	183.1	2.79 ± 0.74	183.5	1.80 ± 0.47
Q^2-Intervall [GeV^2]	$\langle Q^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dQ^2}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$	$\langle Q^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dQ^2}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$	$\langle Q^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dQ^2}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$
2.00-3.70	2.81	$305.^{+51.9}_{-54.8}$	2.82	$119.^{+21.9}_{-23.0}$	2.83	$93.0^{+18.2}_{-19.0}$
3.70-6.84	4.97	$135. \pm 23.1$	4.97	45.1 ± 8.52	4.99	41.0 ± 8.08
6.84-12.65	9.33	42.2 ± 7.41	9.39	16.8 ± 3.35	9.38	14.3 ± 3.04
12.65-23.39	16.8	12.1 ± 2.26	16.9	5.15 ± 1.17	16.9	5.33 ± 1.23
23.39-100.	42.2	0.77 ± 0.18	44.5	0.32 ± 0.12	46.9	0.36 ± 0.13
z-Intervall	z	$\frac{d\sigma}{dz}$ [pb]	z	$\frac{d\sigma}{dz}$ [pb]	z	$\frac{d\sigma}{dz}$ [pb]
0.20-0.35	.275	$724. \pm 193.$	.275	$674. \pm 183.$	.275	$738. \pm 196.$
0.35-0.50	.425	$514. \pm 117.$	.425	$510. \pm 115.$	.425	$522. \pm 118.$
0.50-0.65	.575	$518. \pm 109.$	.575	$485. \pm 103.$	.575	$525. \pm 110.$
0.65-0.80	.725	$693. \pm 131.$	.725	$563. \pm 110.$	.725	$701. \pm 132.$
0.80-0.90	.850	$823. \pm 168.$	.850	$595. \pm 130.$	.850	$828. \pm 169.$
0.90-1.	.950	$9308. \pm 1528.$	.950	$1309. \pm 237.$	–	–
Y^*-Intervall	$\langle Y^*\rangle$	$\frac{d\sigma}{dY^*}$ [pb]	$\langle Y^*\rangle$	$\frac{d\sigma}{dY^*}$ [pb]	$\langle Y^*\rangle$	$\frac{d\sigma}{dY^*}$ [pb]
2.00-2.60	2.36	$307. \pm 62.5$	2.36	$272. \pm 55.6$	2.36	$271. \pm 55.7$
2.60-3.00	2.81	$669. \pm 123.$	2.80	$256. \pm 51.7$	2.79	$261. \pm 53.4$
3.00-3.40	3.20	$674. \pm 114.$	3.19	$223. \pm 41.7$	3.19	$214. \pm 41.0$
3.40-3.80	3.58	$744. \pm 127.$	3.58	$205. \pm 40.1$	3.55	$112. \pm 27.7$
3.80-4.25	3.91	$564. \pm 112.$	3.90	77.5 ± 23.0	3.84	36.9 ± 37.4
$p_{t,\psi}^2$-Intervall [GeV^2]	$\langle p_{t,\psi}^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^2}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$	$\langle p_{t,\psi}^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^2}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$	$\langle p_{t,\psi}^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^2}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$
0.00-1.00	0.51	$155. \pm 33.9$	0.51	99.6 ± 23.4	0.49	$103. \pm 24.3$
1.00-1.85	1.43	$185. \pm 36.7$	1.41	68.5 ± 17.1	1.41	63.9 ± 16.5
1.85-3.42	2.64	$187. \pm 33.2$	2.63	63.9 ± 13.2	2.61	61.3 ± 13.1
3.42-6.32	4.68	$113. \pm 19.7$	4.79	28.6 ± 6.16	4.75	25.8 ± 6.01
6.32-11.69	8.69	48.8 ± 8.46	8.78	19.2 ± 3.73	8.70	13.9 ± 2.98
11.69-21.63	15.6	12.9 ± 2.34	15.5	5.31 ± 1.12	15.5	3.94 ± 0.93
21.63-42.00	28.1	1.70 ± 0.38	28.8	0.94 ± 0.25	28.7	0.61 ± 0.20
42.00-100.	57.8	$0.19 \pm .064$	58.7	$0.13 \pm .053$	58.5	$0.12 \pm .054$
$p_{t,\psi}^{*2}$-Intervall [GeV^2]	$\langle p_{t,\psi}^{*2}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^{*2}}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$	$\langle p_{t,\psi}^{*2}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^{*2}}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$	$\langle p_{t,\psi}^{*2}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^{*2}}\left[\frac{\mathrm{pb}}{\mathrm{GeV}^2}\right]$
0.00-1.00	0.34	$831. \pm 138.$	0.48	$156. \pm 30.1$	0.45	$153. \pm 30.1$
1.00-1.85	1.39	$223. \pm 41.0$	1.40	$121. \pm 24.5$	1.39	$101. \pm 22.0$
1.85-3.42	2.50	94.6 ± 18.0	2.50	60.8 ± 12.5	2.53	51.1 ± 11.3
3.42-6.32	4.61	37.3 ± 7.32	4.64	31.3 ± 6.38	4.63	22.5 ± 5.17
6.32-11.69	8.46	9.81 ± 2.26	8.48	9.26 ± 2.17	8.39	7.63 ± 1.97
11.69-21.63	15.93	2.45 ± 0.65	16.08	1.82 ± 0.55	16.20	1.88 ± 0.59
21.63-42.00	28.60	0.50 ± 0.19	28.79	0.42 ± 0.17	29.25	0.41 ± 0.19

Tabelle B.1: Wirkungsquerschnitte: gesamter Bereich.

	inklusiv		$M_X > 10\,\text{GeV}$	
$W_{\gamma p}$-Intervall [GeV]	$\langle W_{\gamma p}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dW_{\gamma p}}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}}\right]$	$\langle W_{\gamma p}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dW_{\gamma p}}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}}\right]$
40.-85.	70.4	1.42 ± 0.31	73.8	0.49 ± 0.17
85.-110.	98.9	1.44 ± 0.31	98.2	0.44 ± 0.16
110.-135.	121.7	1.15 ± 0.26	122.5	0.59 ± 0.17
135.-210.	164.2	0.68 ± 0.16	166.8	0.22 ± 0.08
Q^2-Intervall [GeV^2]	$\langle Q^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dQ^2}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$	$\langle Q^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dQ^2}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$
12.00-23.39	16.41	11.0 ± 2.04	16.49	3.64 ± 0.84
23.39-100.	43.94	0.74 ± 0.17	48.15	0.30 ± 0.10
z-Intervall	z	$\frac{d\sigma}{dz}$ [pb]	z	$\frac{d\sigma}{dz}$ [pb]
0.20-0.45	.325	43.5 ± 33.6	.325	35.0 ± 32.1
0.45-0.70	.575	86.5 ± 23.8	.575	77.9 ± 22.0
0.70-0.90	.800	$135. \pm 32.3$	.800	89.6 ± 24.4
0.90-1.00	.950	$1154. \pm 211.$	.950	$148. \pm 40.4$
Y^*-Intervall	$\langle Y^*\rangle$	$\frac{d\sigma}{dY^*}$ [pb]	$\langle Y^*\rangle$	$\frac{d\sigma}{dY^*}$ [pb]
2.00-2.80	2.48	35.6 ± 10.9	2.46	26.8 ± 9.09
2.80-3.20	2.99	83.2 ± 18.4	2.98	30.5 ± 9.17
3.20-3.60	3.40	$114. \pm 22.7$	3.41	33.5 ± 9.36
3.60-4.25	3.81	83.1 ± 18.5	3.74	16.7 ± 6.09
$p_{t,\psi}^2$-Intervall [GeV^2]	$\langle p_{t,\psi}^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^2}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$	$\langle p_{t,\psi}^2\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^2}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$
3.42-11.69	7.69	9.66 ± 2.12	7.10	4.17 ± 1.25
11.69-42.00	20.0	3.15 ± 0.59	22.0	0.84 ± 0.22
42.00-100.	58.4	0.16 ± 0.06	59.9	0.10 ± 0.05
$p_{t,\psi}^{*2}$-Intervall [GeV^2]	$\langle p_{t,\psi}^{*2}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^{*2}}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$	$\langle p_{t,\psi}^{*2}\rangle$	$\frac{d\sigma}{dp_{t,\psi}^{*2}}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$
0.00-1.00	0.35	96.3 ± 18.4	0.41	9.00 ± 3.19
1.00-1.85	1.37	21.1 ± 6.29	1.41	10.1 ± 4.48
1.85-3.42	2.51	14.4 ± 4.11	2.54	7.12 ± 3.00
3.42-11.69	6.02	3.68 ± 0.97	6.23	3.04 ± 0.87
11.69-42.	23.0	0.32 ± 0.14	24.5	0.15 ± 0.11

Tabelle B.2: Wirkungsquerschnitte: $Q^2 > 12\,\text{GeV}^2$.

	$\frac{d\sigma}{dzdp_{t,\psi}^2} \left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$			
$p_{t,\psi}^2$-Intervall	$0.20 < z < 0.45$	$0.45 < z < 0.70$	$0.70 < z < 0.90$	$0.90 < z < 1.00$
0.00-1.00	192.98 ± 63.24	91.70 ± 31.32	167.52 ± 56.33	459.30 ± 137.34
1.00-2.00	125.19 ± 47.26	63.55 ± 24.08	47.80 ± 22.84	1272.04 ± 317.40
2.00-4.00	109.62 ± 33.36	51.22 ± 16.74	49.72 ± 17.91	1243.13 ± 289.68
4.00-8.00	11.98 ± 8.43	31.57 ± 10.09	54.24 ± 14.83	649.49 ± 149.42
8.00-20.00	–	10.05 ± 2.89	15.84 ± 4.24	160.81 ± 37.12
20.00-42.00	–	–	1.87 ± 0.70	12.27 ± 3.33

	$\frac{d\sigma}{dzdp_{t,\psi}^{*2}} \left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$			
$p_{t,\psi}^{*2}$-Intervall	$0.20 < z < 0.45$	$0.45 < z < 0.70$	$0.70 < z < 0.90$	$0.90 < z < 1.00$
0.00-1.00	318.87 ± 93.17	119.04 ± 38.34	234.15 ± 65.16	6758.22 ± 1516.05
1.00-2.00	128.73 ± 46.33	139.67 ± 40.53	169.38 ± 50.79	1166.12 ± 282.87
2.00-4.00	41.36 ± 19.77	52.34 ± 17.93	78.17 ± 22.79	338.41 ± 85.87
4.00-8.00	22.29 ± 9.76	23.75 ± 7.48	24.89 ± 7.89	73.08 ± 19.76
8.00-20.00	–	4.70 ± 1.63	7.38 ± 2.51	3.58 ± 1.38
20.00-42.00	–	–	1.80 ± 0.75	–

	$\frac{d\sigma}{dzdQ^2} \left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$			
Q^2-Intervall	$0.20 < z < 0.45$	$0.45 < z < 0.70$	$0.70 < z < 0.90$	$0.90 < z < 1.00$
2.00-12.00	50.93 ± 13.50	42.46 ± 10.58	66.78 ± 16.10	808.48 ± 180.86
12.00-23.39	10.25 ± 3.83	4.66 ± 1.77	7.33 ± 2.34	77.72 ± 18.98
23.39-100.00	–	0.80 ± 0.27	0.95 ± 0.32	3.79 ± 1.03

	$\frac{d\sigma}{dW_{\gamma p}dQ^2} \left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^3}\right]$			
Q^2-Intervall	$40. < W_{\gamma p} < 70.$	$70. < W_{\gamma p} < 100.$	$100. < W_{\gamma p} < 135.$	$135. < W_{\gamma p} < 210.$
2.00-12.00	.9091 ± .2107	.7878 ± .1800	.6783 ± .1559	.5922 ± .1419
12.00-23.39	.0986 ± .0326	.0786 ± .0220	.1011 ± .0266	.0518 ± .0157
23.39-100.00	–	.0064 ± .0024	.0058 ± .0020	.0027 ± .0011

Tabelle B.3: Doppelt differentielle inklusive Wirkungsquerschnitte.

	$\frac{d\sigma}{dzdp_{t,\psi}^2}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$			
$p_{t,\psi}^2$-Intervall	$0.20 < z < 0.45$	$0.45 < z < 0.70$	$0.70 < z < 0.90$	$0.90 < z < 1.00$
0.00-1.00	178.22 ± 60.10	91.43 ± 30.85	125.93 ± 43.91	62.39 ± 35.80
1.00-2.00	119.45 ± 44.87	58.82 ± 22.76	15.45 ± 14.15	117.50 ± 51.27
2.00-4.00	107.82 ± 32.59	44.94 ± 15.25	36.54 ± 15.06	92.47 ± 30.39
4.00-8.00	10.04 ± 8.03	29.49 ± 9.58	40.26 ± 11.67	80.91 ± 22.39
8.00-20.00	–	9.58 ± 2.77	12.77 ± 3.57	28.17 ± 7.42
20.00-42.00	–	–	1.57 ± 0.62	3.60 ± 1.24

	$\frac{d\sigma}{dzdp_{t,\psi}^{*2}}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$			
$p_{t,\psi}^{*2}$-Intervall	$0.20 < z < 0.45$	$0.45 < z < 0.70$	$0.70 < z < 0.90$	$0.90 < z < 1.00$
0.00-1.00	298.20 ± 88.32	97.61 ± 33.62	123.29 ± 39.84	402.38 ± 110.35
1.00-2.00	120.03 ± 44.02	135.75 ± 39.59	130.74 ± 41.66	285.30 ± 82.18
2.00-4.00	41.45 ± 19.18	51.43 ± 17.48	63.27 ± 19.53	108.33 ± 32.58
4.00-8.00	23.02 ± 9.86	24.52 ± 7.55	23.99 ± 7.71	47.11 ± 13.87
8.00-20.00	–	4.69 ± 1.63	6.48 ± 2.31	2.35 ± 1.12
20.00-42.00	–	–	1.57 ± 0.69	–

	$\frac{d\sigma}{dzdQ^2}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^2}\right]$			
Q^2-Intervall	$0.20 < z < 0.45$	$0.45 < z < 0.70$	$0.70 < z < 0.90$	$0.90 < z < 1.00$
2.00-12.00	48.09 ± 12.84	40.19 ± 10.07	52.34 ± 12.88	117.95 ± 28.07
12.00-23.39	10.30 ± 3.81	4.55 ± 1.72	4.73 ± 1.74	9.12 ± 3.14
23.39-100.00	–	0.72 ± 0.25	0.64 ± 0.25	0.60 ± 0.27

	$\frac{d\sigma}{dW_{\gamma p}dQ^2}\left[\frac{\text{pb}}{\text{GeV}^3}\right]$			
Q^2-Intervall	$40. < W_{\gamma p}70.$	$70. < W_{\gamma p}100.$	$100. < W_{\gamma p} < 135.$	$135. < W_{\gamma p}210.$
2.00-12.00	$.2601 \pm .0710$	$.3091 \pm .0746$	$.2544 \pm .0620$	$.2517 \pm .0638$
12.00-23.39	$.0158 \pm .0132$	$.0295 \pm .0115$	$.0528 \pm .0156$	$.0226 \pm .0088$
23.39-100.00	–	$.0031 \pm .0019$	$.0027 \pm .0014$	$.0008 \pm .0007$

Tabelle B.4: Doppelt differentielle inelastische Wirkungsquerschnitte.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] J. D. Bjorken. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum. *Phys. Rev.*, **179**, pp. 1547–1553, 1969.

[2] C. G. Callan und David J. Gross. High-energy electroproduction and the constitution of the electric current. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, pp. 156–159, 1969.

[3] C. F. von Weizsäcker. Radiation emitted in collisions of very fast electrons. *Z. Phys.*, **88**, pp. 612–625, 1934.

[4] E. J. Williams. Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae. *Phys. Rev.*, **45**, pp. 729–730, 1934.

[5] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin, und V. G. Serbo. The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation. *Phys. Rept.*, **15**, pp. 181–281, 1974.

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

[7] J. E. Augustin et al. Discovery of a Narrow Resonance in e+ e- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, **33**, pp. 1406–1408, 1974.

[8] D. E. Groom et al. Review of particle physics. *Eur. Phys. J.*, **C15**, pp. 1–878, 2000.

[9] S. Okubo. Phi meson and unitary symmetry model. *Phys. Lett.*, **5**, pp. 165–168, 1963.

[10] G. Zweig. An SU(3) Model for Strong Interaction Symmerty and its Breaking. 2. CERN-TH-412.

[11] Jugoro Iizuka. Systematics and phenomenology of meson family. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, **37-38**, pp. 21–34, 1966.

[12] Leonid Frankfurt, Werner Koepf, und Mark Strikman. Hard diffractive electroproduction of vector mesons in QCD. *Phys. Rev.*, **D54**, pp. 3194–3215, 1996. hep-ph/9509311.

[13] M. G. Ryskin. Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD. *Z. Phys.*, **C57**, pp. 89–92, 1993.

[14] Arnd Meyer. Charmonium production in deep inelastic scattering at HERA. Doktorarbeit 1998. DESY-THESIS-1998-012.

[15] T. Regge. Introduction to complex orbital momenta. *Nuovo Cim.*, **14**, p. 951, 1959.

[16] J. J. Sakurai. Theory of strong interactions. *Annals Phys.*, **11**, pp. 1–48, 1960.

[17] P. D. B. Collins. An Introduction to Regge Theory and High-Energy Physics. Cambridge 1977, 445p.

[18] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Total cross-sections. *Phys. Lett.*, **B296**, pp. 227–232, 1992. hep-ph/9209205.

[19] A. Donnachie und P. V. Landshoff. Soft interactions. 1997. hep-ph/9703366.

[20] J. J. Sakurai. Vector meson dominance and high-energy electron proton inelastic scattering. *Phys. Rev. Lett.*, **22**, pp. 981–984, 1969.

[21] J. J. Sakurai und D. Schildknecht. Generalized vector dominance and inelastic electron - proton scattering. *Phys. Lett.*, **B40**, pp. 121–126, 1972.

[22] 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**, p. 261, 1978.

[23] Gerhard A. Schuler und Torbjorn Sjostrand. Towards a complete description of high-energy photoproduction. *Nucl. Phys.*, **B407**, pp. 539–605, 1993.

[24] Jorg Hufner und Boris Z. Kopeliovich. J/psi N and psi' N total cross sections from photoproduction data: Failure of vector dominance. *Phys. Lett.*, **B426**, pp. 154–160, 1998. hep-ph/9712297.

[25] H1, C. Adloff et al. Elastic photoproduction of J/psi and Upsilon mesons at HERA. *Phys. Lett.*, **B483**, p. 23, 2000. hep-ex/0003020.

[26] H1, C. Adloff et al. Charmonium production in deep inelastic scattering at HERA. *Eur. Phys. J.*, **C10**, pp. 373–393, 1999. hep-ex/9903008.

[27] John C. Collins, Davison E. Soper, und George Sterman. Soft Gluons and Factorization. *Nucl. Phys.*, **B308**, p. 833, 1988.

[28] 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**, p. 231, 1997. hep-ph/9511228.

[29] Stanley J. Brodsky, L. Frankfurt, J. F. Gunion, A. H. Mueller, und M. Strikman. Diffractive leptoproduction of vector mesons in QCD. *Phys. Rev.*, **D50**, pp. 3134–3144, 1994. hep-ph/9402283.

[30] Leonid Frankfurt, Werner Koepf, und Mark Strikman. Diffractive heavy quarkonium photo- and electroproduction in QCD. *Phys. Rev.*, **D57**, pp. 512–526, 1998. hep-ph/9702216.

[31] H1, S. Aid et al. Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA. *Nucl. Phys.*, **B472**, pp. 3–31, 1996. hep-ex/9603005.

[32] ZEUS, J. Breitweg et al. Measurement of elastic J/psi photoproduction at HERA. *Z. Phys.*, **C75**, p. 215, 1997. hep-ex/9704013.

[33] Harald Fritzsch. Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics. *Phys. Lett.*, **B67**, p. 217, 1977.

[34] F. Halzen. CVC for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors. *Phys. Lett.*, **B69**, p. 105, 1977.

[35] M. Gluck, J. F. Owens, und E. Reya. Gluon Contribution to Hadronic J / PSI Production. *Phys. Rev.*, **D17**, p. 2324, 1978.

[36] J. F. Amundson, O. J. P. Eboli, E. M. Gregores, und F. Halzen. Quantitative tests of color evaporation: Charmonium production. *Phys. Lett.*, **B390**, pp. 323–328, 1997. hep-ph/9605295.

[37] O. J. P. Eboli, E. M. Gregores, und F. Halzen. (No) color in QCD: Charmonium, charm and rapidity gaps. 1996. hep-ph/9611258.

[38] O. J. P. Eboli, E. M. Gregores, und F. Halzen. Inelastic photoproduction at HERA: A second charmonium crisis? *Phys. Lett.*, **B451**, p. 241, 1999. hep-ph/9802421.

[39] Jan Schümann. Inelastic J/ψ-Photoproduktion at HERA and the Color Evaporation Model. Diplomarbeit 2000.

[40] A. Edin, G. Ingelman, und J. Rathsman. Quarkonium production at the Tevatron through soft colour interactions. *Phys. Rev.*, **D56**, pp. 7317–7320, 1997. hep-ph/9705311.

[41] A. Edin, G. Ingelman, und J. Rathsman. Unified Description of Rapidity Gaps and Energy Flows in DIS Final States. *Z. Phys.*, **C75**, p. 57, 1997. hep-ph/9605281.

[42] G. Ingelman, J. Rathsman, und G. A. Schuler. AROMA 2.2 - A Monte Carlo Generator for Heavy Flavour Events in ep Collisions. *Comput. Phys. Commun.*, **101**, pp. 135–142, 1997. hep-ph/9605285.

[43] Eric Braaten, Sean Fleming, und Tzu Chiang Yuan. Production of heavy quarkonium in high-energy colliders. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **46**, p. 197, 1996. hep-ph/9602374.

[44] Geoffrey T. Bodwin, Eric Braaten, und G. Peter Lepage. Rigorous QCD predictions for decays of P wave quarkonia. *Phys. Rev.*, **D46**, pp. 1914–1918, 1992. hep-lat/9205006.

[45] Geoffrey T. Bodwin, Eric Braaten, und G. Peter Lepage. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev.*, **D51**, pp. 1125–1171, 1995. hep-ph/9407339.

[46] Eric Braaten und Yu-Qi Chen. Helicity Decomposition for Inclusive J/ψ Production. *Phys. Rev.*, **D54**, pp. 3216–3227, 1996. hep-ph/9604237.

[47] W. E. Caswell und G. P. Lepage. Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and other Field Theories. *Phys. Lett.*, **B167**, p. 437, 1986.

[48] G. T. Bodwin, D. K. Sinclair, und S. Kim. Quarkonium decay matrix elements from quenched lattice QCD. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, pp. 2376–2379, 1996. hep-lat/9605023.

[49] Peter Cho und Adam K. Leibovich. Color-octet quarkonia production II. *Phys. Rev.*, **D53**, pp. 6203–6217, 1996. hep-ph/9511315.

[50] Matteo Cacciari und Michael Kramer. Color-Octet Contributions to J/ψ Photoproduction. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, pp. 4128–4131, 1996. hep-ph/9601276.

[51] Matteo Cacciari und Michael Kramer. Prospects for quarkonium physics at HERA. 1996. hep-ph/9609500.

[52] M. Beneke, M. Kramer, und M. Vanttinen. Inelastic photoproduction of polarised J/psi. *Phys. Rev.*, **D57**, pp. 4258–4274, 1998. hep-ph/9709376.

[53] Sean Fleming. Determining color-octet psi production matrix elements from gamma p and e p processes. *Int. J. Mod. Phys.*, **A12**, p. 3995, 1997. hep-ph/9610372.

[54] Sean Fleming und Thomas Mehen. Leptoproduction of J/psi. *Phys. Rev.*, **D57**, p. 1846, 1998. hep-ph/9707365.

[55] K. Sridhar, A. D. Martin, und W. J. Stirling. J/psi production at the Tevatron and HERA: The effect of k(T) smearing. *Phys. Lett.*, **B438**, pp. 211–216, 1998. hep-ph/9806253.

[56] B. Cano-Coloma und M. A. Sanchis-Lozano. Charmonia production in hadron colliders and the extraction of colour-octet matrix elements. *Nucl. Phys.*, **B508**, p. 753, 1997. hep-ph/9706270.

[57] B. Cano-Coloma und M. A. Sanchis-Lozano. J/psi production at the LHC. *Phys. Lett.*, **B406**, pp. 232–236, 1997. hep-ph/9701210.

[58] Bernd A. Kniehl und Gustav Kramer. TEVATRON-HERA colour-octet charmonium anomaly versus higher-order QCD effects. *Eur. Phys. J.*, **C6**, p. 493, 1999. hep-ph/9803256.

[59] M. A. Sanchis-Lozano. New extraction of color-octet NRQCD matrix elements from charmonium hadroproduction. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, **86**, p. 543, 2000. hep-ph/9907497.

[60] Torbjorn Sjostrand. High-energy physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, **82**, pp. 74–90, 1994.

[61] Martin Beneke und Michael Kramer. Direct J/psi and psi' polarization and cross-sections at the Tevatron. *Phys. Rev.*, **D55**, pp. 5269–5272, 1997. hep-ph/9611218.

[62] Martin Beneke. Nonrelativistic effective theory for quarkonium production in hadron collisions. 1997. hep-ph/9703429.

[63] Edmond L. Berger und D. Jones. Inelastic Photoproduktion of J / PSI and UPSILON by Gluons. *Phys. Rev.*, **D23**, pp. 1521–1530, 1981.

[64] Chao-Hsi Chang. Hadronic Production of J / psi Associated with a Gluon. *Nucl. Phys.*, **B172**, pp. 425–434, 1980.

[65] R. Baier und R. Ruckl. Hadronic Production of J / psi and UPSILON: Transverse Momentum Distributions. *Phys. Lett.*, **B102**, p. 364, 1981.

[66] R. Baier und R. Ruckl. On Inelastic Leptoproduktion of Heavy Quarkonium States. *Nucl. Phys.*, **B201**, p. 1, 1982.

[67] R. Baier und R. Ruckl. Large P(T) Quarkonium Produktion at Ultrahigh-Energies. *Nucl. Phys.*, **B208**, p. 381, 1982.

[68] H. Merabet, J. F. Mathiot, und R. Mendez-Galain. Inelastic leptoproduction of J / psi and the gluon distribution in the nucleon. *Z. Phys.*, **C62**, p. 639, 1994.

[69] M. Kramer, J. Zunft, J. Steegborn, und P. M. Zerwas. Inelastic J / psi photoproduction. *Phys. Lett.*, **B348**, pp. 657–664, 1995. hep-ph/9411372.

[70] Michael Kramer. QCD Corrections to Inelastic J/ψ Photoproduction. *Nucl. Phys.*, **B459**, pp. 3–50, 1996. hep-ph/9508409.

[71] H. Jung, G. A. Schuler, und J. Terron. J / psi production mechanisms and determination of the gluon density at HERA. *Int. J. Mod. Phys.*, **A7**, pp. 7955–7988, 1992.

[72] CDF, F. Abe et al. Production of J/psi mesons from chi/c meson decays in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, pp. 578–583, 1997.

[73] CDF, F. Abe et al. Inclusive J / psi, psi (2S) and b quark production in anti- p p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, pp. 3704–3708, 1992.

[74] CDF, A. Sansoni. Quarkonia production at CDF. *Nucl. Phys.*, **A610**, pp. 373c–385c, 1996.

[75] CDF, F. Abe et al. J/psi and psi(2S) production in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, pp. 572–577, 1997.

[76] D0, S. Abachi et al. J / psi production in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV. *Phys. Lett.*, **B370**, pp. 239–248, 1996.

[77] Eric Braaten, Michael A. Doncheski, Sean Fleming, und Michelangelo L. Mangano. Fragmentation production of J / psi and psi-prime at the Tevatron. *Phys. Lett.*, **B333**, pp. 548–554, 1994. hep-ph/9405407.

[78] Matteo Cacciari und Mario Greco. J / psi production via fragmentation at the Tevatron. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, pp. 1586–1589, 1994. hep-ph/9405241.

[79] CDF, T. Affolder et al. Measurement of J/psi and psi(2S) polarization in p anti-p collisions at s**(1/2) = 1.8-TeV. 2000. hep-ex/0004027.

[80] Eric Braaten, Bernd A. Kniehl, und Jungil Lee. Polarization of prompt J/psi at the Tevatron. *Phys. Rev.*, **D62**, p. 094005, 2000. hep-ph/9911436.

[81] H1, C. Adloff et al. Inelastic Photoproduction of J/ψ and Psi(2s). 1999. contributed paper to HEP99, Tampere, Finnland July 1999; Abstract 157aj.

[82] ZEUS, J. Breitweg et al. Measurement of Inelastic J/ψ Photoproduction at HERA. 1998. contributed paper to ICHEP98, Vancouver, Canada, July 1998; Abstract 814.

[83] H1, I. Abt et al. The H1 detector at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, p. 310, 1997.

[84] H1, I. Abt et al. The Tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, p. 348, 1997.

[85] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. The H1 liquid argon calorimeter system. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A336**, pp. 460–498, 1993.

[86] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. Results from pion calibration runs for the H1 liquid argon calorimeter and comparisons with simulations. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A336**, pp. 499–509, 1993.

[87] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. Electron / pion separation with the H1 LAr calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A344**, pp. 492–506, 1994.

[88] H1 Calorimeter Group, B. Andrieu et al. Beam tests and calibration of the H1 liquid argon calorimeter with electrons. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A350**, pp. 57–72, 1994.

[89] H1 SPACAL Group, R. D. Appuhn et al. The H1 lead/scintillating-fibre calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A386**, p. 397, 1997.

[90] M. Fleischer et al. Performance and upgrade of H1 calorimeters: LAr calorimeter, SpaCal and VLQ, Januar 1998. DESY-98-005.

[91] H. Bethe und W. Heitler. On the Stopping of fast particles and on the creation of positive electrons. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A146**, pp. 83–112, 1934.

[92] J.C. Bizot et al. Proposal for a Topological Level 2 Trigger. 1991. H1 internal note H1-06/91-181.

[93] J.C. Bizot et al. Strategy Studies for the H1 Topological Level 2 Trigger. 1997. H1 internal note H1-01/97-508.

[94] J.Fent et al. A Neural Network Second Level Trigger for the H1 Experiment at HERA. 1995. H1 internal note H1-10/95-457.

[95] J.H. Köhne et al. Realization of a Second Level Neural Network Trigger for the H1 Experiment at HERA. 1997. H1 internal note H1-01/97-509.

[96] T.C. Nicholls. A Measurement of the Diffractive Proton Structure Function at HERA. Doktorarbeit 1997.

[97] V. Boudry et al. The Inclusive Electron Trigger for SpaCal: Design and CERN-Test Results. 1995. H1 internal note H1-03/95-430.

[98] H. Beck. Principles and Operations of the z-Vertex Trigger. 1996. H1 internal note H1-05/96-479.

[99] J. Riedlberger. The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers. 1995. H1 internal note H1-01/95-419.

[100] H1 Collaboration. The H1 Detektor at HERA. 1996. Internal report 03/1996.

[101] B. List und A. Mastroberardino. DIFFVM: A Monte Carlo generator for diffractive processes in e p scattering. 1999. Proceedings, Workshop, Monte Carlo generators for HERA physics. Hamburg, Germany, 1998-1999.

[102] Benno List. Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA. Diploma 1993.

[103] Hannes Jung. Monte Carlo Generator EPJPSI for J/ψ mesons in high energy γp, ep, μp, $p\bar{p}$ and pp collisions. , p. 1488, 1991. http://www-h1.desy.de/˜jung/epjpsi.html, Proceedings Physics at HERA , Eds. W. Buchmüller, G. Ingelman.

[104] Wai-Yee Keung und I. J. Muzinich. Beyond the Static Limit for Quarkonium Decays. *Phys. Rev.*, **D27**, p. 1518, 1983.

[105] H. Jung, D. Krucker, C. Greub, und D. Wyler. Relativistic corrections to photoproduction of J / psi. *Z. Phys.*, **C60**, pp. 721–730, 1993.

[106] H.Plothow-Besch. **PDFLIB** Proton, Pion and Photon Parton Density Functions, Parton Density Functions of the Nucleus, and α_s Calculations. User's Manual.

[107] H. Plothow-Besch. PDFLIB: A Library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding alpha-s calculations, 1993.

[108] K. Kruger und S. Mohrdieck. Upgrade of EPJPSI. 1999. Proceedings, Workshop, Monte Carlo generators for HERA physics. Hamburg, Germany, 1998-1999.

[109] Dirk Krücker. Modelle fuer die J/ψ elastische Produktion bei HERA. Doktorarbeit 1995.

[110] Dirk Krücker. Persönliche Mittteilung, 1998.

[111] F.Jacquet und A.Blondel. Report from the Study Group on Detectors for Charged Current events. 1979. In U. Amaldi and others, *Proceedings, Study Of An E P Facility For Europe*, DESY-Report 79-048, 377-414.

[112] Ursula Bassler und Gregorio Bernardi. On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: The Sigma method. *Nucl. Instrum. Meth.*, **A361**, p. 197, 1995. hep-ex/9412004.

[113] Andreas Meyer. Measurement of the structure function F2(x,Q**2) of the proton at low Q**2 with the H1 detector at HERA using the new detector components Spacal and BDC. Doktorarbeit 1997. DESY-FH1-97-01.

[114] A. Arbuzov, D. Bardin, J. Bluemlein, L. Kalinovskaya, und T. Riemann. HECTOR 1.00 - A program for the calculation of QED, QCD and electroweak corrections to ep and lN deep inelastic neutral and charged current scattering. *Comput. Phys. Commun.*, **94**, p. 128, 1996. hep-ph/9511434.

[115] Petra Merkel. Diffractive photoproduction of heavy vector mesons at HERA. Doktorarbeit 1999. DESY-THESIS-1999-030.

[116] D. Schmidt und P.Merkel. HMASS Finder on L4 for $1999\,e^+$ running. 1999.

[117] L. West. How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Elektron Selection Code (H1PHAN Version $\geq$ 3.00/00), 1997.

[118] Guido Schmidt. Untersuchungen der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA. Doktorarbeit 1997.

[119] Jörn Steinhart. Die Messung des totalen $c\bar{c}$-Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts durch die Rkonstruktion des Λ_c-Baryons unter Verwendung der verbesserten dE/dx-Teilchenidentifikation am H1-Experiment bei HERA. Doktorarbeit 1999.

[120] Vladimir Shekelyan. Persönliche Mittteilung, 1999.

[121] S.Egli, E.Elsen, V.Laimaitre, K.Müller, H.Rick, und H.-C.Schultz-Coulon. Calculating Event Weights in Case of Downscaling on Trigger Levels $1-4$. 1997. H1 internal note H1-04/97-517.

[122] I.Negri, L.Abdou, B.Gilles, S.Kermiche, A.Pieuchot, und C.Vallée. A Minimal Comprehensive Set of Muon Background Topological Finders for High P_t Physics Analysis. 1996. H1 internal note H1-10/96-498.

[123] Axel Schwank. Effizienzbestimmung von Detektorkomponenten des H1-Experiments mit Hilfe kosmischer Strahlung. Diplomarbeit 1998.

[124] Rainer Wallny. Persönliche Mittteilung, 1999.

[125] Dirk Schmidt. Persönliche Mittteilung, 2000.

[126] Elisabetta Barberio und Zbigniew Was. PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections. Version 2.0. *Comput. Phys. Commun.*, **79**, pp. 291–308, 1994.

[127] E. Barberio. Some applications of PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays. In *Amsterdam 1991, Proceedings, MC 91: Detector and event simulation in high energy physics* 466-478. (see HIGH ENERGY PHYSICS INDEX 30 (1992) No. 3237).

[128] Elisabetta Barberio, Bob van Eijk, und Zbigniew Was. PHOTOS: A Universal Monte Carlo for QED radiative corrections in decays. *Comput. Phys. Commun.*, **66**, p. 115, 1991.

[129] Dirk Schmidt. Persönliche Mittteilung, 2000.

[130] A. D. Martin, W. J. Stirling, und R. G. Roberts. Pinning down the glue in the proton. *Phys. Lett.*, **B354**, pp. 155–162, 1995. hep-ph/9502336.

[131] M. Gluck, E. Reya, und A. Vogt. Dynamical parton distributions of the proton and small x physics. *Z. Phys.*, **C67**, pp. 433–448, 1995.

[132] M. Gluck, E. Reya, und A. Vogt. Dynamical parton distributions revisited. *Eur. Phys. J.*, **C5**, p. 461, 1998. hep-ph/9806404.

[133] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, und R. S. Thorne. Parton distributions: A new global analysis. *Eur. Phys. J.*, **C4**, p. 463, 1998. hep-ph/9803445.

[134] CTEQ, H. L. Lai et al. Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions. *Eur. Phys. J.*, **C12**, p. 375, 2000. hep-ph/9903282.

[135] Eram Rizvi, Rainer Wallny, Beate Heinemann, und Andreas Meyer. Persönliche Mittteilung, 2000.

[136] Katja Krüger. Dissertation in Vorbereitung, 2000.

Danksagung

Zum Gelingen dieser Doktorarbeit haben viele Leute beigetragen. Das liegt schon in der Natur eines so großen Experiments, wie es das H1-Experiment am HERA Speicherring ist. Damit gute Daten zum Auswerten produziert werden, müssen sowohl Speicherring als auch Detektor optimal funktionieren. Dazu ist ein ganzes Heer von Leuten nötig, die hier nicht alle aufgezählt werden können und die einem auch nicht alle persönlich bekannt sind. Ihnen allen gilt mein ganz besonderer Dank.

Fachkundliche Unterstützung hatte ich während der Anfertigung der Arbeit insbesondere durch Personen in meinem näheren Umfeld.
Als erstes sei in diesem Zusammenhang Frau Prof. B. Naroska erwähnt, die mich durch die Zeit meiner Promotion begleitet, motiviert und begeistert hat. Dafür und für das Erstellen des Gutachtens sei Frau Naroska an dieser Stelle gedankt.
Für das Erstellen des zweiten Gutachtens spreche ich Herrn Prof. F.-W. Büßer meinen herzlichen Dank aus, der mich auch sonst in verschiedenen Dingen wohlwollend unterstützt hat.
Als weiteres sind die Mitgliedern der J/ψ-Arbeitsgruppe, der Heavy Flavour Working Group, wie Felix und Olaf, sowie einige Personen der ELAN-Arbeitsgruppe zu erwähnen: Rainer, Doris, Tibor, Vladimir und Alexandre danke ich dafür, daß sie so geduldig mit mir über gestreute Elektronen im H1-Detektor und alles, was so damit verbunden ist, diskutiert haben.
Katja, Dirk, Stephan, Andreas, Oliver, Tim und den verschiedenen Diplomanden und älteren Doktoranden der J/ψ- und FPS-Gruppen wird hier für all ihre Hilfe und die interessanten Diskussionen gedankt, die bei der Kaffeerunde glücklicherweise nicht immer nur physikalischer Natur waren. Das Arbeitsklima und die Unterstützung waren in jeder Phase der Promotion sehr angenehm.
In diesem Zusammenhang möchte ich auch Dirk K. und Hannes danken, die mir mit Diskussionen bei der Umgestaltung des Generators EPJPSI geholfen haben.

Neben den doch sehr mit dem Job im Zusammenhang stehenden Leuten sind natürlich auch außerhalb des DESY einige sehr wichtige Personen zu nennen:
Meinem Freund Jürgen danke ich für seine fachliche und unfachliche Hilfe. Er ist auch in den nervenaufreibenden Zeiten der Doktorarbeit immer für mich da gewesen und hat mich sehr unterstützt.
An dieser Stelle möchte ich auch meinen Bruder Stephan erwähnen. Auch wenn er sich letztlich doch sehr in Richtung Theorie und Mathematik abgesetzt hat, und ich mich eher experimentell orientiert habe, hat er doch mein Interesse an der Mathematik und Physik gestärkt, mir manches erklärt und mit mir auch so manche fachliche Sache diskutiert.
Zum Abschluß möchte ich noch ganz ganz herzlich meinen Eltern danken, die mich in jeder Phase meines Lebens in allem unterstützt haben, was ich vorhatte.