Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA

DISSERTATION
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

Vorgelegt von
Guido Schmidt
aus Bad Oldesloe

Hamburg
1996

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. B. Naroska
Prof. Dr. R. Eichler

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

Datum der Disputation: 29. Januar 1997

Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses: Prof. Dr. B. Kramer

Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen in Elektron-Proton-Wechselwirkungen im H1-Detektor am Speicherring HERA untersucht. Die J/ψ-Mesonen werden über ihren leptonischen Zerfall in Elektronen oder Myonen nachgewiesen. Die Daten der Jahre 1994 und 1995 werden analysiert, entsprechend einer integrierten Luminosität von etwa $7\,\mathrm{pb}^{-1}$. Man erhält etwa 1500 J/ψ-Kandidaten, die für die Untersuchung der diffraktiven J/ψ-Produktion verwendet werden.

Der Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion ($\gamma p \to J/\psi p$) nimmt im Vergleich zu früheren Experimenten bei niedrigerer Schwerpunktsenergie um fast eine Größenordnung zu. Dieser Anstieg des Wirkungsquerschnittes kann nicht durch diffraktive Modelle beschrieben werden. Im Rahmen störungstheoretischer QCD-Rechnungen kann der starke Anstieg jedoch erklärt werden. Der Wirkungsquerschnitt wird in diesem Modell in Beziehung zum Quadrat der Gluondichte im Proton gesetzt. Der Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation ($\gamma p \to J/\psi X$) hat in dem untersuchten kinematischen Bereich annähernd die gleiche Größe wie der elastische Wirkungsquerschnitt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses des J/ψ-Mesons fällt sowohl für elastische J/ψ-Produktion als auch für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation exponentiell ab, wie in diffraktiven Modellen angenommen. Der Steigungsparameter für elastische J/ψ-Produktion ist etwa doppelt so groß wie der für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation. Ebenso ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Produktion mit Proton Dissoziation als Funktion der Masse des hadronischen Endzustandes in Übereinstimmung mit diffraktiven Modellen. Die Winkelverteilung der Zerfallsleptonen wird im Ruhesystem des J/ψ-Mesons untersucht, die Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit s-Kanal-Helizitätserhaltung.

Abstract

In this thesis the photoproduction of J/ψ mesons in electron proton interactions in the H1 experiment at HERA is analysed. The J/ψ mesons are detected via their leptonic decay into electrons or muons. The data from the years 1994 and 1995 are used corresponding to an integrated luminosity of $7\,\mathrm{pb}^{-1}$. About 1500 J/ψ candidates are selected which are used to analyse the diffractive production of J/ψ mesons.

The cross section for elastic J/ψ production ($\gamma p \to J/\psi p$) is found to increase strongly with the center of mass energy. This rise of the cross section cannot be described within diffractive models. However in perturbative QCD this rise can be described. In this model the gluon density in the proton enters the cross section quadratically. The cross section for J/ψ production with proton dissociation ($\gamma p \to J/\psi X$) is of similar magnitude as the elastic cross section. The differential cross section as a function of the transverse momentum for both elastic J/ψ production and J/ψ production with proton dissociation decreases exponentially as expected in diffractive models. The slope parameter for elastic J/ψ production is two times larger than the slope for J/ψ production with proton dissociation. The differential cross section for J/ψ production with proton dissociation as a function of the mass of the hadronic system is also in accord with a diffractive production mechanism. The angular distribution of the decay leptons is analysed in the J/ψ rest frame and is found to be consistent with s-channel helicity conservation.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In dieser Arbeit wird die Erzeugung von J/ψ-Mesonen am Speicherring HERA bei Elektron-Proton-Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ untersucht. Das J/ψ-Meson, das 1974 am Stanford Linear Accelerator und am Brookhaven National Laboratory entdeckt wurde, ist ein gebundener Zustand eines Charm-Anticharm-Paares. Es hat eine Masse von $m_\psi = 3.097\,\mathrm{GeV}$.

Die J/ψ-Produktion in der Elektron-Proton-Streuung kann auf die J/ψ-Produktion in der Photon-Proton-Streuung zurückgeführt werden. Bei HERA werden J/ψ-Mesonen überwiegend bei $Q^2 \approx 0$ (Photoproduktion) produziert, d.h. das die Wechselwirkung vermittelnde Photon ist nahezu reell. Es werden Bereiche der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie erschlossen ($30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$), die von früheren *Fixed-Target*-Experimenten nicht erreicht werden konnten.

Wie Untersuchungen in *Fixed-Target*-Experimenten bei niedrigeren Schwerpunktsenergien gezeigt haben, kann die elastische J/ψ-Erzeugung ($\gamma p \rightarrow J/\psi p$) und die J/ψ-Erzeugung mit Proton-Dissoziation ($\gamma p \rightarrow J/\psi X$) als diffraktiver Prozeß aufgefaßt werden. Die Transversalimpulse der J/ψ-Mesonen sind in diesen Prozessen klein, sie werden als *weiche* Prozesse bezeichnet. Im Gegensatz zu inelastischen Prozessen wird keine Farbladung zwischen Charm-Anticharm-Paar und dem Protonrest ausgetauscht. Im Falle der J/ψ-Erzeugung mit Proton-Dissoziation ist der Protonrest nur in Vorwärtsrichtung (Richtung des einlaufenden Protons) sichtbar, im Falle der elastischen J/ψ-Erzeugung bleibt das Proton erhalten. Im Gegensatz dazu ist bei der inelastischen J/ψ-Produktion in der Regel der hadronische Endzustand im zentralen Detektor sichtbar.

Die diffraktive Produktion von J/ψ-Mesonen kann phänomenologisch im Donnachie-Landshoff-Modell beschrieben werden, das auf der Regge-Theorie und dem Vektormeson-Dominanz-Modell basiert. Die Wechselwirkung wird in diesem Modell durch den Austausch eines Pomerons vermittelt. Es gibt Versuche (Donnachie-Nachtmann), die diffraktive J/ψ-Produktion innerhalb der Quantenchromodynamik durch Austausch zweier Gluonen zu beschreiben.

Im Gegensatz dazu wird im Ryskin-Modell die elastische J/ψ-Produktion als *harter* Prozeß interpretiert. Die Rechnungen sind innerhalb der störungstheoretischen Quantenchromodynamik (pQCD) mit der Skala $m_\psi^2/4$ durchführbar, die Wechselwirkung wird durch Austausch eines Gluonsystems vermittelt. In diesem Bild ist der totale

Wirkungsquerschnitt proportional zum Quadrat der Gluondichte im Proton. Dadurch ist es möglich, Zugang zur Gluondichte im Bereich $10^{-3} \leq x \leq 10^{-2}$ zu bekommen.

Beide Modelle sagen ein unterschiedliches Verhalten des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Schwerpunktsenergie voraus: Im Donnachie-Landshoff-Modell steigt der Wirkungsquerschnitt nur langsam mit der Schwerpunktsenergie an. Im Ryskin-Modell hingegen führt die Zunahme des Gluoninhaltes im Proton zu kleinen Werten von x hin zu einem wesentlich steileren Anstieg. Durch die Messung der entsprechenden Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Vektormesonen kann der Übergangsbereich von weichen Prozessen, die die Produktion leichter Vektormesonen auch bei HERA erfolgreich beschreiben, zu harten Prozessen, die die Produktion von J/ψ-Mesonen beschreiben können, untersucht werden.

Die J/ψ-Mesonen werden über ihren leptonischen Zerfall in Elektronen ($J/\psi \rightarrow e^+e^-$) bzw. Myonen ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) im H1-Detektor nachgewiesen und rekonstruiert. Das Verzweigungsverhältnis in Elektronen und Myonen beträgt jeweils etwa 6%. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Daten der Jahre 1994 und 1995 analysiert.

Eine wesentliche Aufgabe war es, effiziente Trigger für J/ψ-Ereignisse zu entwickeln und die Zerfallsleptonen zuverlässig im Detektor zu identifizieren. Die für diese Analyse verwendeten Trigger sprechen auf die Signale der Zerfallsleptonen im Flüssig-Argon-Kalorimeter oder im zentralen Myonsystem in Kombination mit Signalen im Spurkammersystem an. Eine besondere Schwierigkeit besteht darin, die niederenergetischen Zerfallsleptonen ($p \approx 1\,\mathrm{GeV}$) von Untergrundprozessen zu trennen. Die Zerfallselektronen werden anhand ihres Schauers im elektromagnetischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters nachgewiesen, die Zerfallsmyonen anhand ihrer Spur im hadronischen Teil des Flüssig-Argon-Kalorimeters oder im zentralen Myondetektor. Die Zerfallsleptonen können mit Hilfe dieser Detektorkomponenten effizient von Hadronen getrennt werden. Um Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können, werden sowohl die Triggerwahrscheinlichkeiten als auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Leptonen anhand von Daten bestimmt.

Zur Analyse der diffraktiven J/ψ-Produktion wird ein Datensatz selektiert, der aus Ereignissen besteht, die außer den Zerfallsleptonen keine weitere Aktivität im Spurkammersystem aufweisen. Hierdurch ist eine Abgrenzung zu inelastischen Prozessen möglich. Anhand von Detektorkomponenten, den sogenannten „Vorwärtsdetektoren“, in denen Protonfragmente aber nicht elastisch gestreute Protonen nachgewiesen werden können, kann zwischen elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation unterschieden werden. Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für elastische J/ψ-Produktion und für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation ist ein genaues Verständnis des Ansprechverhaltens dieser Vorwärtsdetektoren unerläßlich.

Gliederung der Arbeit

Im **zweiten** Kapitel dieser Arbeit werden verschiedene Produktionsmechanismen für J/ψ-Mesonen erläutert und die Kinematik der J/ψ-Ereignisse eingeführt. Es wird insbesondere die diffraktive Erzeugung von J/ψ-Mesonen sowie die elastische J/ψ-Produktion im Rahmen des Ryskin-Modells innerhalb der pQCD diskutiert.

Im **dritten** Kapitel werden der Speicherring HERA sowie der H1-Detektor beschrieben.

Dabei werden besonders die Detektorkomponenten ausführlich behandelt, die für den Nachweis und die Rekonstruktion von J/ψ-Mesonen wichtig sind.
Im **vierten** Kapitel wird auf die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Monte-Carlo-Generatoren und auf die Detektorsimulation eingegangen.
Im **fünften** Kapitel werden die Komponenten des H1-Triggersystems beschrieben, die für die Selektion von J/ψ-Mesonen wichtig sind. Im **sechsten** Kapitel wird der Nachweis der Zerfallsleptonen im Flüssig-Argon-Kalorimeter und im zentralen Myonsystem diskutiert. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt bei der Identifikation von Leptonen im Flüssig-Argon-Kalorimeter. Auf die Identifikation von Leptonen aufbauend wird im **siebten** Kapitel dieser Arbeit die Selektion der J/ψ-Kandidaten mit Hilfe der Zerfallsleptonen vorgestellt.
Im **achten** Kapitel werden die totalen Wirkungsquerschnitte für elastische J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie sowie die differentiellen Wirkungsquerschnitte als Funktion des Transversalimpulses bestimmt. Darüberhinaus wird die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation von der Masse des hadronischen Endzustandes abgeschätzt. Zum Abschluß des Kapitels wird die Winkelverteilung der Zerfallsleptonen im J/ψ-Ruhesystem untersucht, und es wird überprüft, inwieweit die s-Kanal-Helizitätserhaltung erfüllt ist.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Das J/ψ-Teilchen ist ein Vektormeson mit einer Masse von $m_\psi = 3.097\,\mathrm{GeV}$, das als gebundener Zustand eines Charm-Anticharm-Paares interpretiert wird. Es hat die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$. In der vorliegenden Analyse werden die J/ψ-Mesonen anhand ihrer Zerfälle in Leptonpaare im H1-Detektor nachgewiesen. J/ψ-Mesonen zerfallen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 6%[1] pro Zerfallskanal in Elektronen ($J/\psi \to e^+e^-$) und Myonen ($J/\psi \to \mu^+\mu^-$). Die gesamte Zerfallsbreite beträgt $\Gamma = (87 \pm 5)\,\mathrm{keV}$, die leptonische Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\ell} = (5.26 \pm 0.37)\,\mathrm{keV}$ pro Lepton [67].

Bei der Produktion von J/ψ-Mesonen in der Elektron[2]-Proton-Streuung unterscheidet man zwischen diffraktiven Prozessen, in denen das Proton elastisch gestreut wird oder dissoziiert, und inelastischen Prozessen, in denen das Proton fragmentiert. In der vorliegenden Arbeit wird die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen untersucht. Dieser Prozeß ist bei HERA der dominierende Erzeugungsprozeß.

In diesem Kapitel wird zuerst die Kinematik der Elektron-Proton-Wechselwirkung sowie die Kinematik der J/ψ-Produktion eingeführt. Dann werden die verschiedenen Produktionsmechanismen für die Photoproduktion von J/ψ-Mesonen vorgestellt: die diffraktive J/ψ-Erzeugung (Abschnitt 2.3), die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird, sowie ein Modell für die elastische Erzeugung von J/ψ-Mesonen, das auf der störungstheoretischen Quantenchromodynamik basiert (Abschnitt 2.4). Abschließend wird die inelastische Produktion von J/ψ-Mesonen durch Photon-Gluon-Fusion beschrieben (Abschnitt 2.5).

2.1 Kinematik bei HERA

Die Elektron-Proton-Wechselwirkung bei HERA wird dominiert durch den Austausch von Photonen (Abbildung 2.1) und läßt sich mit Hilfe der lorentzinvarianten Größen s, y und Q^2 beschreiben. Der Austausch von Z^0- oder $W^\pm$-Bosonen ist im Vergleich hierzu stark unterdrückt.

---

[1] Die Zerfallswahrscheinlichkeit beträgt $(6.02 \pm 0.19)\%$ für den elektronischen Zerfallskanal und $(6.01 \pm 0.19)\%$ für den myonischen Zerfallskanal [67].

[2] Elektron umfaßt hier als Oberbegriff sowohl das Elektron als auch das Positron.

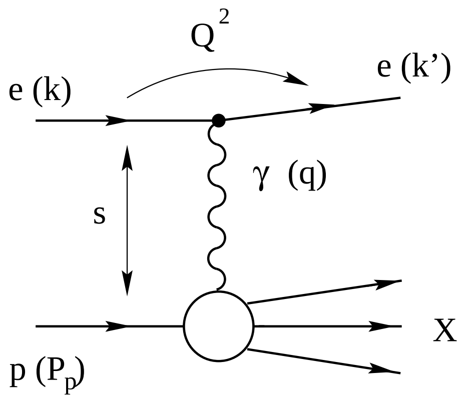


Abbildung 2.1: *ep-Wechselwirkung durch Austausch von Photonen. In Klammern sind die Viererimpulse der an der Wechselwirkung beteiligten Teilchen angegeben.*

Die Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie ist gegeben durch:

$$s = (P_p + k)^2 \approx 2P_p \cdot k \approx 4E_e E_p. \tag{2.1}$$

Bei Strahlenergien von $E_e = 27.5\,\text{GeV}$ und $E_p = 820\,\text{GeV}$ (Datennahmeperiode 1994 und 1995) ist $s \approx 87600\,\text{GeV}^2$ und $\sqrt{s} \approx 300\,\text{GeV}$.
Der normierte Energieübertrag des Elektrons ist:

$$y = \frac{P_p \cdot q}{P_p \cdot k} = \frac{2}{s} P_p \cdot q. \tag{2.2}$$

Die Variable Q^2, das negative Quadrat des Viererimpulses des Photons, ist gegeben durch:

$$Q^2 = -q^2 = (k - k')^2 \approx 4E_e E'_e \sin^2 \frac{\theta}{2}. \tag{2.3}$$

Dabei sind k und k' die Viererimpulse von einlaufendem und getreutem Elektron, P_p der Impuls des einlaufenden Protons und E_e und E_p die Energien von Elektron und Proton (siehe Abbildung 2.1). E'_e ist die Energie des gestreuten Elektrons und θ der Winkel zwischen einlaufendem und gestreutem Elektron.
Ist der Impulsübertrag vom Elektron auf das Photon groß ($Q^2 \gtrsim 1\,\text{GeV}^2$), so spricht man von *tiefinelastischer Streuung*. Für kleine Q^2, $Q^2 \approx 0$, ist das Photon nahezu reell, und man spricht von *Photoproduktion*.
In der Photoproduktion bezeichnet y im Ruhesystem des Protons den Energiebruchteil des Elektrons, der vom Photon übernommen wird:

$$y = \frac{E_\gamma}{E_e}. \tag{2.4}$$

„Bjorken-x“ ist eine weitere lorentzinvariante Größe, die von den oben definierten Größen abhängig ist:

$$x = \frac{Q^2}{ys}. \tag{2.5}$$

x ist in der tiefinelastischen Streuung der Impulsanteil des an der Wechselwirkung mit dem Photon teilnehmenden Partons aus dem Proton.

Kinematik der J/ψ-Produktion

Die Erzeugung von J/ψ-Mesonen in der Elektron-Proton-Streuung ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Zur Beschreibung werden drei zusätzliche Variablen benötigt. In der Regel verwendet man die Elastizität z, den Transversalimpuls p_t des J/ψ-Mesons und den Winkel Φ.

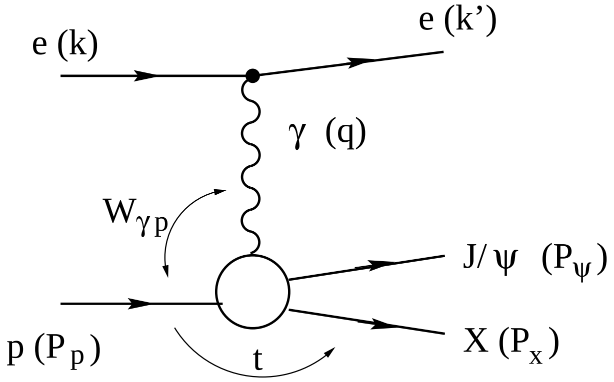


Abbildung 2.2: *Erzeugung von J/ψ-Mesonen. Die Symbole in Klammern bezeichnen die Viererimpulse der beteiligten Teilchen. Für elastische J/ψ-Produktion ist $X = p$ und $P_X = P'_p$.*

Die Elastizität z ist definiert als:

$$z = \frac{P_p \cdot P_\psi}{P_p \cdot q} = \frac{2}{ys} P_p \cdot P_\psi, \tag{2.6}$$

wobei P_ψ der Viererimpuls des J/ψ-Mesons ist. Im Ruhesystem des Protons ist z der Energiebruchteil des Photons, der vom J/ψ-Meson übernommen wird:

$$z = \frac{E^*_\psi}{E^*_\gamma}. \tag{2.7}$$

E^*_ψ und E^*_γ sind die Energie des J/ψ-Mesons und des Photons im Ruhesystem des Protons. Die Elastizität z kann zur Trennung der verschiedenen Mechanismen für die Erzeugung von J/ψ-Mesonen verwendet werden.

Der Winkel Φ wird definiert zwischen der Ebene des einlaufenden und des gestreuten Elektrons und der Ebene des einlaufenden Protons und des J/ψ-Mesons [45]:

$$\cos\Phi = \frac{(\vec{k} \times \vec{k}') \cdot (\vec{P}_p \times \vec{P}_\psi)}{|\vec{k} \times \vec{k}'||\vec{P}_p \times \vec{P}_\psi|}. \tag{2.8}$$

Die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Modelle zur Beschreibung der J/ψ-Produktion verwenden das **γp-Schwerpunktsystem**. Die Schwerpunktsenergie in diesem System (γp-Schwerpunktsenergie) beträgt:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{(P_p + q)^2}. \tag{2.9}$$

Für die γp-Schwerpunktsenergie gilt in der Photoproduktion:

$$W_{\gamma p}^2 = ys - Q^2 + m_p^2 \approx ys. \tag{2.10}$$

Der Impulsübertrag t am Protonvertex ist definiert als:

$$t = (P_p - P_p')^2 = (q - P_\psi)^2. \tag{2.11}$$

Der Transversalimpuls des J/ψ-Mesons wird im γp-Schwerpunktsystem bezüglich der Flugrichtung des einlaufenden Protons gemessen:

$$\vec{p_t^*} = |\vec{n} \times \vec{P}_\psi| \tag{2.12}$$

mit $\vec{n} = \vec{P}_p/|\vec{P}_p|$. Man erhält:

$$t = -\frac{1}{z}p_t^{*2} - (1-z)Q^2 - (\frac{1}{z} - 1)m_\psi^2. \tag{2.13}$$

Für elastische J/ψ-Produktion mit $z = 1$ (siehe Fußnote [3]) gilt daher:

$$t = -p_t^{*2}. \tag{2.14}$$

2.2 Photoproduktion von J/ψ-Mesonen

Die Reaktion $ep \to eX$ läßt sich in niedrigster Ordnung in die Emission des Photons durch das Elektron und die Reaktion $\gamma p \to eX$ faktorisieren. Die Unabhängigkeit der beiden Subprozesse drückt sich in der Faktorisierung des Wirkungsquerschnittes in zwei Komponenten aus. Dabei beschreibt der Flußfaktor $f_{\gamma/e}(y, Q^2)$ (siehe Kapitel 8.2) die Abstrahlung von Photonen vom Elektron. Es gilt:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(Q^2, y)}{dydQ^2} = f_{\gamma/e}(y, Q^2)\sigma_{\gamma p}(Q^2, y). \tag{2.15}$$

Diese Näherung wird auch als Weizsäcker-Williams-Approximation bezeichnet [16, 96, 97].

Die Photoproduktion kann in unterschiedliche Prozesse unterteilt werden [77]: In **direkten Prozessen** wechselwirkt das Photon als punktförmiges Objekt. Im Gegensatz dazu zeigt das Photon bei der **resolved-Photoproduktion** eine Substruktur und fluktuiert in eine hadronische Komponente. Ein Parton aus dem Photon wechselwirkt mit

---

[3] Strenggenommen gilt $z_{max} = 1 - \frac{|t|}{ys}$, in dem untersuchten kinematischen Bereich ergibt sich hieraus jedoch keine Einschränkung für die Annahme $z = 1$.

einem Parton aus dem Proton. Die J/ψ-Produktion über *resolved*-Photon Wechselwirkung wird von der Gluon-Gluon-Fusion dominiert und hat in der Regel eine kleine Elastizität $z \lesssim 0.5$. Diese Prozesse können durch entsprechende Schnitte von direkten Prozessen getrennt werden und werden im folgenden nicht weiter behandelt.

Photoproduktion von J/ψ-Mesonen läßt sich unterteilen in diffraktive Prozesse, in denen es keinen Farbfluß zwischen dem erzeugten $c\bar{c}$-Paar und dem Protonrest gibt und das Proton elastisch gestreut wird oder dissoziiert, und inelastische Prozesse, in denen Farbladung übertragen wird und das Proton aufbricht. Diese Prozesse werden in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben, hier wird zunächst ein Überblick über die Modellvorstellungen gegeben.

- **Diffraktive J/ψ-Produktion:** Das Photon fluktuiert in ein virtuelles J/ψ-Meson, das mit dem Proton wechselwirkt und auf die Massenschale gehoben wird (siehe auch Abschnitt 2.3 und Abbildung 2.3). Die Wechselwirkung zwischen J/ψ-Meson und Proton kann phänomenologisch als *diffraktive* Streuung beschrieben werden. Man unterscheidet die elastische Streuung, einfach dissoziative Streuung und doppelt dissoziative Streuung. Im Falle der elastischen Streuung bleibt das Proton erhalten, bei der einfach dissoziativen Streuung brechen Proton oder J/ψ-Meson auf. Im Falle der doppelt dissoziativen Streuung dissoziieren sowohl das Proton als auch das J/ψ-Meson. Es dominieren die elastische J/ψ-Erzeugung und die J/ψ-Erzeugung mit Proton-Dissoziation.
  In diesen diffraktiven Prozessen sind die Transversalimpulse typischerweise klein, sie werden als *weiche* Prozesse bezeichnet. Eine störungstheoretische Behandlung im Rahmen der QCD ist im allgemeinen nicht möglich. Aufgrund der hohen Masse der $c\bar{c}$-Paare kann die Produktion von J/ψ-Mesonen mit kleinem p_t jedoch unter bestimmten Voraussetzungen als *harter* Prozeß beschrieben und störungstheoretisch berechnet werden. Rechnungen hierzu im Rahmen des Ryskin-Modells werden in Abschnitt 2.4 vorgestellt.
  Die diffraktive J/ψ-Produktion dominiert im kinematischen Bereich $z \gtrsim 0.95$. Für elastische Ereignisse ist $z = 1$, für Ereignisse mit Proton-Dissoziation ist die Elastizität typischerweise größer als 0.95, da die Protonfragmente in Richtung des einlaufenden Protons gestreut werden.

- **Inelastische J/ψ-Produktion:** Das Photon wechselwirkt über die Bildung eines Quark-Antiquark-Paares mit einem Gluon aus dem Proton. Dieser Prozeß wird als Photon-Gluon-Fusion bezeichnet. Es wird ein Charm-Anticharm-Paar erzeugt, das im Colour-Singlet-Modell durch Abstrahlung eines harten Gluons in das farbneutrale J/ψ-Meson übergeht (siehe auch Abschnitt 2.5 und Abbildung 2.8). Dieser Produktionsmechanismus ist im kinematischen Bereich $0.2 \lesssim z \lesssim 0.9$ dominant, da außer dem Proton auch das abgestrahlte Gluon fragmentiert.
  Er kann störungstheoretisch behandelt werden, falls für den Transversalimpuls $p_t^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}^2$ gilt.

2.3 Diffraktive J/ψ-Erzeugung

Die Feynman-Graphen der elastischen J/ψ-Produktion $\gamma p \to J/\psi p$ und der diffraktiven J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation $\gamma p \to J/\psi X$ sind in Abbildung 2.3 dargestellt [89]. Die Fluktuation des Photons in das J/ψ-Meson kann im Vektormeson-Dominanz-Modell beschrieben werden, die diffraktive Streuung des J/ψ-Mesons am Proton mit Hilfe der Regge-Theorie. Im Regge-Modell wird die Streuung im Energiebereich von HERA durch den Austausch eines Pomerons vermittelt. Das Pomeron ist ein Objekt mit den Quantenzahlen des Vakuums, insbesondere trägt es keine Farbladung.
Die Ergebnisse werden z.B. im Donnachie-Landshoff-Modell [26] zusammengefaßt, das die J/ψ-Produktion als *weichen* Prozeß interpretiert, der nicht störungstheoretisch behandelt wird. Es gibt Versuche, die diffraktive Streuung durch den Austausch von zwei Gluonen innerhalb der QCD zu beschreiben (Donnachie-Nachtmann-Modell [33, 54]). Die Rechnungen werden in diesem Ansatz nicht störungstheoretisch vorgenommen, die Gluonen werden wie Photonen an das Proton gekoppelt. Um die Quantenzahlen des Pomerons reproduzieren zu können, werden mindestens zwei Gluonen benötigt.

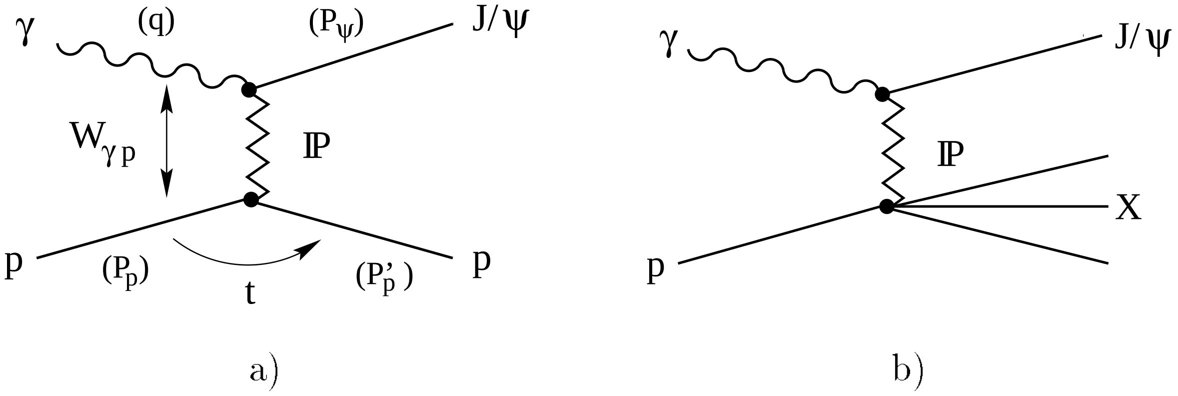


Abbildung 2.3: *Diffraktive J/ψ-Erzeugung durch Pomeron-Austausch: a) elastische Produktion; b) Produktion mit Proton-Dissoziation.*

2.3.1 Vektormeson-Dominanz-Modell

Das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) [11, 75] beschreibt die Fluktuation des Photons γ in ein Vektormeson V. Durch das Vektormeson-Dominanz-Modell erhält man die Normierung und die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes.
Das Photon wird als Überlagerung des reinen elektromagnetischen Feldes γ_{QED} mit den Vektormesonen V betrachtet:

$$|\gamma\rangle = N|\gamma_{QED}\rangle + \sum_V \frac{e}{f_V}|V\rangle. \tag{2.16}$$

Dabei ist $e^2 = 4\pi\alpha_{em}$ und f_V die Kopplungskonstante des Vektormesons an das Photon. Mit der Wahrscheinlichkeit $4\pi/f_V^2$ fluktuiert das Photon in ein Vektormeson. Mit der leptonischen Zerfallsbreite $\Gamma_{\ell\ell}$ und der Masse m_V der Vektormesonen kann die Kopplung bestimmt werden:

$$\frac{4\pi}{f_V^2} = \frac{3\Gamma_{\ell\ell}}{\alpha^2 m_V}. \tag{2.17}$$

Für J/ψ-Mesonen mit $\Gamma_{\ell\ell} = (5.26 \pm 0.37)\,\mathrm{keV}$ [67] ergibt sich daraus $4\pi/f_V^2 = 0.095$. Man erhält für den elastischen γp-Wirkungsquerschnitt [11]:

$$\sigma(\gamma p \to Vp) = \alpha \frac{4\pi}{f_V^2} \sigma(Vp \to Vp). \tag{2.18}$$

Die elastische Vektormeson-Produktion in der Photon-Proton-Streuung ist damit auf einen hadronischen Prozeß zurückgeführt.

Die Normierung des Vektormeson-Dominanz-Modells kann die Produktion von J/ψ-Mesonen bei früheren *Fixed-Target*-Experimenten und bei HERA nicht richtig beschreiben, die Vorhersage liegt etwa zwei Größenordnungen über den Daten. Die Normierung wird im folgenden als freier Parameter behandelt. Für die Produktion von ρ- und ϕ-Mesonen stimmt die Normierung aus dem Vektormeson-Dominanz-Modell größenordnungsmäßig mit den Messungen überein. Der vorhergesagte Wirkungsquerschnitt für ρ-Produktion muß mit einem Faktor 0.84 an die Daten angepaßt werden, der Wirkungsquerschnitt für ϕ-Produktion mit einem Faktor 0.5 [26]. Mit zunehmender Masse des Vektormesons nimmt offensichtlich die Gültigkeit des Vektormeson-Dominanz-Modells ab.

Die Q^2-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für die Wechselwirkung über transversale und longitudinale Photonen wird im Vektormeson-Dominanz-Modell beschrieben durch:

$$\sigma_T(Q^2) = \frac{1}{(1+\frac{Q^2}{m_V^2})^2} \sigma_T(0) \tag{2.19}$$

sowie

$$\sigma_L(Q^2) = \zeta^2 \frac{Q^2}{m_V^2} \sigma_T(Q^2) \tag{2.20}$$

mit dem Kopplungsparameter $\zeta \approx 1$. Im Falle der Photoproduktion mit $Q^2 \approx 0$ trägt die longitudinale Komponente nur wenig zum Wirkungsquerschnitt bei.

2.3.2 Diffraktiv elastische J/ψ-Produktion

Die diffraktive Streuung des J/ψ-Mesons am Proton läßt sich mit Hilfe der Regge-Theorie [53, 69] beschreiben. Für die Streuamplitude $f(s,t)$ der elastischen Streuung des Vektormesons V am Proton p gilt mit der Schwerpunktsenergie $s = (P_V + P_p)^2$ und dem Impulsübertrag $t = (P_p - P_p')^2$ in Partialwellenentwicklung:

$$f(s,t) = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{i\delta_l} \sin \delta_l P_l(\cos\theta_t). \tag{2.21}$$

Dabei sind δ_l die Streuphasen und P_l die Legendre-Polynome. Der Streuwinkel θ_t hat die Form:

$$\cos\theta_t = 1 + \frac{2st}{-4m_p^2 t + (t - m_V^2 + m_p^2)^2} \tag{2.22}$$

mit den Massen $m_{V,p}$ von Vektormeson und Proton. Die l-te Partialwelle der Entwicklung hat Pole der Form:

$$\frac{\beta(t)}{l-\alpha(t)} \text{ mit } l \in I\!N \tag{2.23}$$

mit den Residuen $\beta(t)$, die die Stärke der Kopplung festlegen. Diese Pole werden als Regge-Pole bezeichnet. Die Funktion $\alpha(t)$ ist die *Regge-Trajektorie*, sie hat die Form:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t \tag{2.24}$$

mit dem Achsenabschnitt α_0 und der Steigung der Regge-Trajektorie α'. In der Näherung $s \to \infty$ mit $\cos\theta_t \to \infty$ gilt für die Streuamplitude:

$$f(s,t) \approx \beta(t) s^{\alpha(t)}. \tag{2.25}$$

Im Energiebereich von HERA dominiert die Pomeron-Trajektorie $\alpha_{I\!P}$ die Streuung, deren Achsenabschnitt $\alpha_{I\!P}(0)$ nur wenig von Eins verschieden ist. Mit $\alpha_{I\!P}(0) = 1 + \epsilon$ hat die Pomeron-Trajektorie die Form:

$$\alpha_{I\!P}(t) = 1 + \epsilon + \alpha' t. \tag{2.26}$$

Damit ergibt sich für den elastischen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma^{ela}}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2}|f(s,t)|^2 = \frac{1}{16\pi}\beta_V(t)^2\beta_p(t)^2 s^{2\alpha_{I\!P}(t)-2}. \tag{2.27}$$

Die Funktionen $\beta_V(t)$ und $\beta_p(t)$ können innerhalb der Regge-Theorie nicht explizit berechnet werden. Für den Pomeron-Proton-Vertex $\beta_p(t)$ und den Pomeron-Vektormeson-Vertex $\beta_V(t)$ kann eine exponentielle Form angenommen werden:

$$\beta_{(V,p)}(t) = \beta_0^{(V,p)} e^{-\frac{1}{2}b_0^{(V,p)}|t|}. \tag{2.28}$$

Die Funktion $\beta_{(V,p)}(t)$ wird als elastischer Formfaktor bezeichnet. Damit hat $d\sigma^{ela}/dt$ die Form:

$$\frac{d\sigma^{ela}}{dt} = \frac{\beta_0^4}{16\pi} s^{2\epsilon} e^{-(b_0 + 2\alpha' \ln s)|t|} \tag{2.29}$$

sofern die Wechselwirkung durch eine Pomeron-Trajektorie vermittelt wird.
Nach Integration über t erhält man für den elastischen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{ela} \propto \frac{\beta_0^4}{16\pi} s^{2\epsilon} \frac{e^{-(b_0+2\alpha'\ln s)|t|}}{b_0 + 2\alpha' \ln s}, \tag{2.30}$$

der mit der Schwerpunktsenergie ansteigt. Der Austausch von Mesonen, der durch die Reggeon-Trajektorie mit einem Achsenabschnitt $\alpha(0) \approx 0.5$ beschrieben wird, ergibt einen Wirkungsquerschnitt, der mit der Schwerpunktsenergie abfällt.
Sofern das Vektormeson, wie im Vektormeson-Dominanz-Modell angenommen, den Impuls des Photons übernimmt, gilt für die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}^2 = s$. Damit erhält man für die elastische Streuung von Vektormesonen am Proton folgendes Verhalten:

- Der Wirkungsquerschnitt steigt bis auf einen logarithmischen Faktor mit der Schwerpunktsenergie gemäß $W_{\gamma p}^{4\epsilon}$ an.
- Der Wirkungsquerschnitt zeigt ein exponentielles Verhalten in der Variablen t, proportional zu $\exp(-b|t|)$, wobei t der Impulsübertrag am Protonvertex ist.
- Der Steigungsparameter b nimmt gemäß $b(W_{\gamma p}) = b_0 + 2\alpha' \ln W_{\gamma p}^2$ mit der Schwerpunktsenergie zu. Dieses Verhalten wird als *Shrinkage* bezeichnet.

Aus dem optischen Theorem erhält man aus der Form der Partialwellenentwicklung $f(s,t)$ für den totalen Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = \frac{1}{s}\Im(f(s,t=0)) = \frac{1}{16\pi}\beta_V(0)\beta_p(0)s^{\alpha(t=0)-1}. \tag{2.31}$$

Hieraus resultiert für den totalen γp-Wirkungsquerschnitt unter Pomeronaustausch eine Energieabhängigkeit proportional zu $\propto s^{\epsilon}$ bzw. $W_{\gamma p}^{2\epsilon}$.

Donnachie-Landshoff-Modell

Donnachie und Landshoff [27] geben für den totalen γp-Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\gamma p}^{tot} = 0.677 s^{\epsilon} + 0.129 s^{-\eta} \tag{2.32}$$

an. Für die Pomeron-Trajektorie wird $\epsilon = 0.0808$ und für die Reggeon-Trajektorie $\eta = 0.4545$ verwendet. Beide Werte wurden aus Daten früherer Experimente angepaßt. Ebenso ergibt sich für die Steigung der Pomeron-Trajektorie der Wert $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ aus früheren Streuexperimenten. Für die Steigung der Reggeon-Trajektorie wird ein Wert nahe Eins angegeben.

Bei hohen Energien dominiert der erste Term, der die Wechselwirkung durch Austausch eines Pomerons vermittelt, den Wirkungsquerschnitt.

Das Donnachie-Landshoff-Modell sagt für die Produktion von Vektormesonen im Energiebereich von HERA eine Steigung des Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie gemäß $W_{\gamma p}^{4\epsilon}$ mit $\epsilon = 0.0808$ voraus, sofern $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0$ angenommen wird. Unter Annahme von *Shrinkage* mit der Steigung $\alpha'_{\mathbb{P}} = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ erhält man einen effektiven Steigungsparameter $\epsilon_{eff} \approx 0.055$.

2.3.3 Diffraktive J/ψ-Erzeugung mit Proton-Dissoziation

Die diffraktive Erzeugung von J/ψ-Mesonen mit Proton-Dissoziation kann analog zur elastischen J/ψ-Produktion im Regge-Formalismus beschrieben werden [89]. Das Proton bricht bei der Wechselwirkung mit dem J/ψ-Meson auf, und der elastische Formfaktor des Protons (siehe Gleichung 2.28) wird durch ein Integral über den inelastischen Formfaktor $f_p(M_X^2)$ ersetzt. M_X stellt die Masse des hadronischen Systems dar, das aus dem einlaufenden Proton entsteht. Man erhält für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma^{pd}}{dt\,dM_X^2} \propto \frac{1}{M_X^2}\beta_0^2\left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{2\alpha(t)-2}\left[1-\frac{M_X^2}{s}\right] f_p(M_X^2). \tag{2.33}$$

Der Wirkungsquerschnitt zeigt ein ähnliches Verhalten wie bei der elastischen J/ψ-Produktion. Es gibt jedoch folgende Unterschiede:

- Der Wirkungsquerschnitt fällt bei fester Energie mit $\approx 1/M_X^2$ ab.
- Der Steigungsparameter b hängt von $W_{\gamma p}$ und M_X^2 ab:
$$b(W_{\gamma p}, M_X^2) = b_0 + 2\alpha'(\ln W_{\gamma p}^2 - \ln M_X^2). \tag{2.34}$$
- Der Steigungsparameter b ist kleiner als im Fall der elastischen Streuung, der Prozeß ist durch höhere Transversalimpulse des J/ψ-Mesons gekennzeichnet.

2.3.4 Zerfallswinkelverteilung

Bei diffraktiver Produktion übernimmt das J/ψ-Meson im Vektormeson-Dominanz-Modell die Helizität des Photons. Man nimmt weiterhin an, daß das J/ψ-Meson seine Helizität bei der Wechselwirkung mit dem Proton beibehält. Diese Annahme wird als **s-Kanal-Helizitätserhaltung** bezeichnet (S-Channel Helicity Conservation, SCHC). Reelle Photonen haben nur eine transversale Komponente. Im Falle der Photoproduktion sind die Photonen quasireell. Sofern s-Kanal-Helizitätserhaltung gilt, sollten daher auch die J/ψ-Mesonen transversal polarisiert sein. Die Polarisation der J/ψ-Mesonen bestimmt die Winkelverteilung der Zerfallsleptonen, d.h. durch ihre Analyse kann die s-Kanal-Helizitätserhaltung überprüft werden. Hierzu werden die Zerfallswinkel θ^* und ϕ^* (siehe Abbildung 2.4) untersucht [45, 82].

Der Zerfallswinkel θ^* wird zwischen den Impulsvektoren eines Zerfallsleptons ($\vec{p}_\ell^*$) im J/ψ-Ruhesystem und dem Impulsvektor des J/ψ-Mesons ($\vec{P}_\psi$) im γp-Schwerpunktssystem gemessen:

$$\cos\theta^* = \frac{\vec{p}_\ell^* \cdot \vec{P}_\psi}{|\vec{p}_\ell^*||\vec{P}_\psi|}. \tag{2.35}$$

Der Impulsvektor des J/ψ-Mesons im γp-Schwerpunktsystem wird als Helizitätsachse bezeichnet. Für den Zerfall transversal polarisierter J/ψ-Mesonen in Leptonen erhält man eine Abhängigkeit der Form:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto 1 + \cos^2\theta^*. \tag{2.36}$$

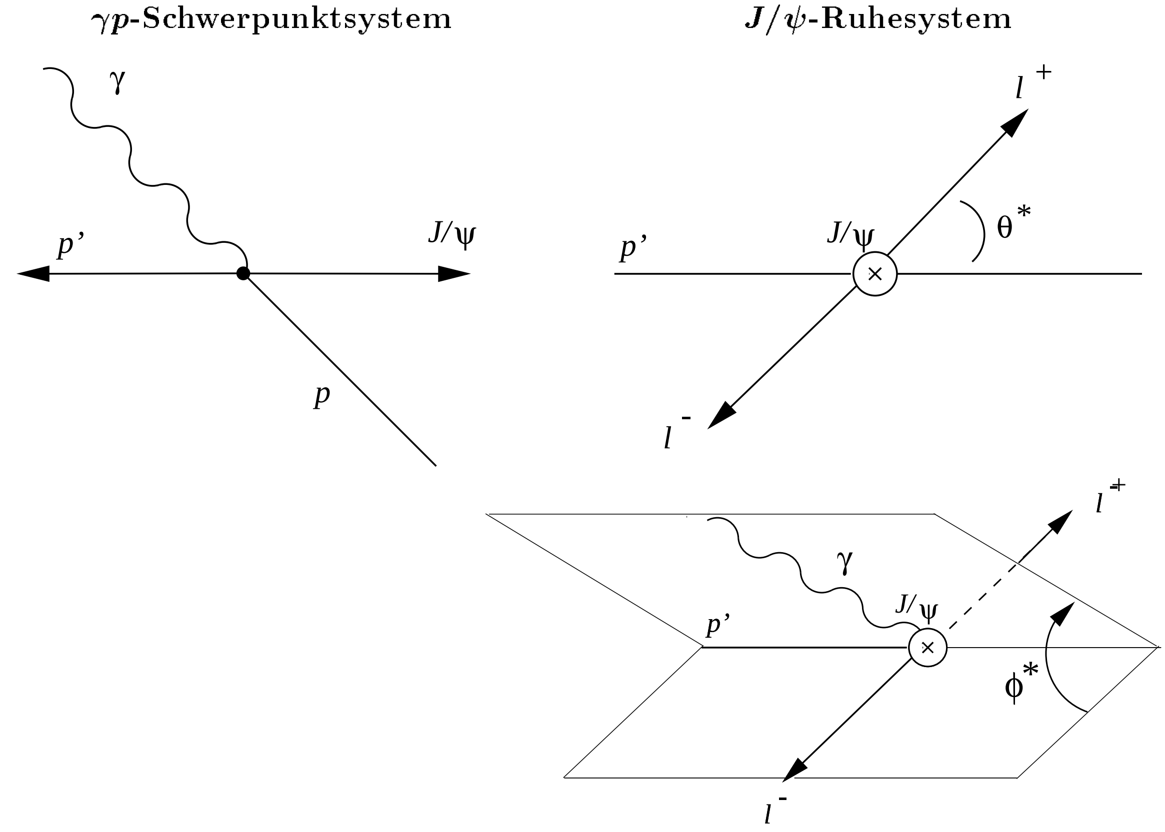
Existiert auch eine longitudinale Komponente, so ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta^*} \propto \frac{3}{8}\left(1 + r_{00}^{04} + (1 - 3r_{00}^{04})\cos^2\theta^*\right), \tag{2.37}$$

mit dem Spindichteelement r_{00}^{04}, das die Wahrscheinlichkeit beschreibt, longitudinal polarisierte J/ψ-Mesonen anzutreffen. Für den Quotienten $R = \sigma_L/\sigma_T$ erhält man, sofern s-Kanal-Helizitätserhaltung gilt:

$$R = \left(\frac{1}{\epsilon}\right)\frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}}, \tag{2.38}$$

mit dem Polarisationsparameter $\epsilon = (1-y)/(1-y+y^2/2)$, der als Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Photonfluß definiert ist (siehe Abschnitt 8.2). Für den Fall der hier untersuchten Photoproduktion von J/ψ-Mesonen ist y kleiner als 0.3, also ist $\epsilon \gtrsim 0.94$. Falls s-Kanal-Helizitätserhaltung gilt, ist für Photoproduktion $r_{00}^{04} = 0$.


γp-Schwerpunktsystem

J/ψ-Ruhesystem

Abbildung 2.4: *Messung des Zerfallswinkels θ^* und ϕ^* im J/ψ-Ruhesystem. Zuerst muß vom Laborsystem in das γp-Schwerpunktsystem transformiert werden, dann in das J/ψ-Ruhesystem.*

Die Matrixelemente r_{ik}^{04} setzen sich zusammen aus den Dichtematrizen ρ_{ik}^{0} für transversale Photonen und ρ_{ik}^{4} für longitudinale Photonen [45]:

$$r_{ik}^{04} = \frac{\rho_{ik}^{0} + \epsilon R \rho_{ik}^{4}}{1+\epsilon R}. \tag{2.39}$$

Die Indizes i, k stehen für das Photon und das J/ψ-Meson. Die Kombination $ik = 00$ beschreibt die Amplitude für Erhaltung der Helizität, die Kombination $ik = 10$ (*single flip*) und $ik = 1-1$ (*double flip*) eine Änderung der Helizität.
Der Zerfallswinkel ϕ^* wird zwischen der Ebene des Photons $\vec{q}$ und der Flugrichtung des J/ψ-Mesons und der Ebene der Flugrichtung des J/ψ-Mesons und eines der Zerfallsleptonen gemessen [45]:

$$\cos\phi^* = \frac{(\vec{q} \times \vec{P}_\psi)(\vec{P}_\psi \times \vec{p}_\ell)}{|\vec{q} \times \vec{P}_\psi||\vec{P}_\psi \times \vec{p}_\ell|} \tag{2.40}$$

und

$$\sin\phi^* = \frac{-[(\vec{q}\times\vec{P}_\psi)\times\vec{P}_\psi](\vec{P}_\psi\times\vec{p}_\ell)}{|(\vec{q}\times\vec{P}_\psi)\times\vec{P}_\psi||(\vec{P}_\psi\times\vec{p}_\ell)|}. \tag{2.41}$$

Alle Größen werden im J/ψ-Ruhesystem gemessen, $\vec{P}_\psi$ ist der Impuls des J/ψ-Mesons im γp-Schwerpunktsystem. Damit ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{d\phi^*} \propto \frac{1}{2\pi}\left(1 + r^{04}_{1-1}\cos(2\phi^*)\right). \tag{2.42}$$

Wenn s-Kanal-Helizitätserhaltung gilt, ist das Dichteelement $r^{04}_{1-1} = 0$. Dieses Dichteelement mißt das Verhältnis der Amplitude, für die die Helizität erhalten bleibt, zu der Amplidude, für die die Helizität umklappt [45].

2.4 Störungstheoretische Beschreibung der elastischen J/ψ-Produktion

In der Quantenchromodynamik läßt sich die elastische Produktion von J/ψ-Mesonen störungstheorisch durch den Austausch von Gluonen beschreiben [74], da die Masse des J/ψ-Mesons als *harte* Skala dient. Zwei der Graphen erster Ordnung, die den Austausch zweier Gluonen beinhalten, sind in Abbildung 2.5 dargestellt. Darüberhinaus gibt es vier weitere Graphen, die aus 2.5a durch Kreuzen der Gluonlinien und Vertauschen von p_c und $p_{\bar{c}}$ hervorgehen.

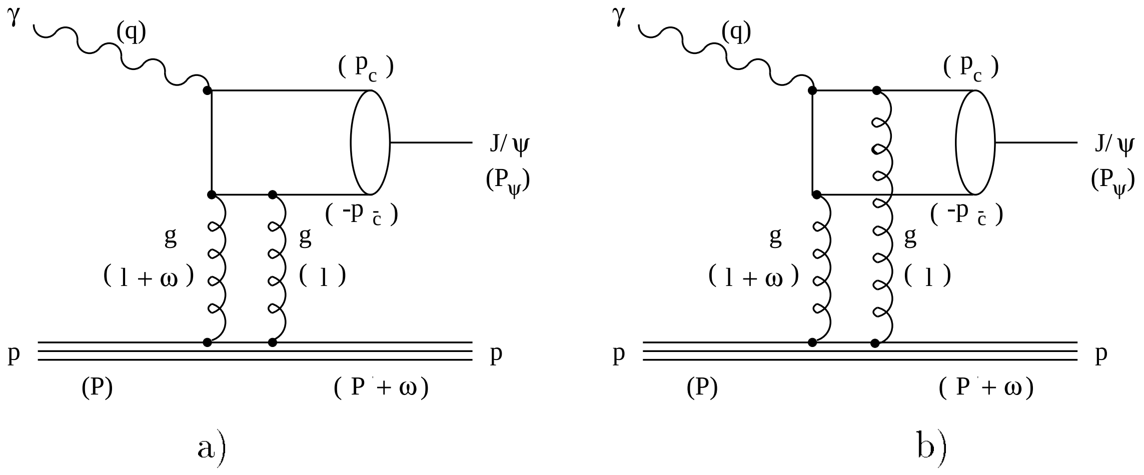


Abbildung 2.5: *Elastische Produktion von J/ψ-Mesonen durch Austausch zweier Gluonen nach Ryskin. Hier sind zwei der sechs Diagramme erster Ordnung dargestellt.*

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in erster Ordnung erhält man [74]:

$$\left.\frac{d\sigma}{dt}(\gamma^* p \to J/\psi p)\right|_{t=0} = \frac{\Gamma_{ee} m_\psi^3 \pi^3}{48\alpha}\frac{\alpha_S(\bar{Q}^2)^2}{\bar{Q}^8}\left[xg(x,\bar{Q}^2)\right]^2\left(1+\frac{Q^2}{m_\psi^2}\right). \tag{2.43}$$

Als Skala wird

$$\bar{Q}^2 = \frac{Q^2 + m_\psi^2}{4} \tag{2.44}$$

gewählt. Der relative Impuls des Gluonsystems x ist:

$$x = \frac{4\bar{Q}^2}{W_{\gamma p}^2}. \tag{2.45}$$

Bei der Integration über die Gluon-Schleife werden nur Beiträge in führender Ordnung in $\ln \bar{Q}^2$ beachtet (Leading Log Approximation, LLA). Dabei wird angenommen, daß für die Transversalimpulse der Gluonen $k_T \ll \bar{Q}^2$ gilt. Die Gültigkeit des Modells ist aufgrund der Entwicklung in $\ln \bar{Q}^2$ auf große $\bar{Q}^2$ beschränkt.

Die Variable x ist analog dem „Bjorken-x“ (Gleichung 2.5) der tiefinelastischen Streuung definiert und kann als Impulsanteil des die Wechselwirkung vermittelnden Gluonsystems am Gesamtimpuls des Protons aufgefaßt werden. Die Gluonimpulsverteilung $xg(x, \bar{Q}^2)$ geht quadratisch in den Wirkungsquerschnitt ein. Aufgrund der großen Masse des J/ψ-Mesons sollten die Rechnungen auch in der Photoproduktion ($Q^2 \approx 0$) gültig sein. Dann ist $\bar{Q}^2 \approx m_\psi^2/4 = 2.4\,\mathrm{GeV}^2$, und die Gluondichte im Proton muß für diesen Wert von $\bar{Q}^2$ berechnet werden. In diesem Bereich ist die Gluondichte nur ungenau bekannt [53]. Für die Produktion leichter Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) sind die Rechnungen hingegen nur bei großen Q^2 anwendbar.

Mit Hilfe von Gleichung 2.43 ist eine Bestimmung der Gluonverteilung $xg(x, \bar{Q}^2)$ in elastischer J/ψ-Produktion möglich. Hierbei ist jedoch nicht unmittelbar klar, bei welchem x die Gluondichte bestimmt wird, da der Austausch durch zwei Gluonen vermittelt wird.

Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration über t:

$$\sigma(\gamma p \to J/\psi p) = \frac{1}{b}\,\frac{d\sigma}{dt}(\gamma^* p \to J/\psi p)\bigg|_{t=0}, \tag{2.46}$$

wobei für den differentiellen Wirkungsquerschnitt eine exponentielle Form $\exp(-b|t|)$ angenommen und der experimentell bestimmte Steigungsparameter b verwendet wird. Um den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für endliche t zu berechnen, benötigt man einen Zwei-Gluon-Formfaktor $F_N^{2G}(t)$, der die Kopplung der beiden Gluonen an das Proton beschreibt. Für den transversalen Wirkungsquerschnitt wird dann angegeben [73]:

$$\frac{d\sigma_T}{dt}(\gamma^* p \to J/\psi p) \propto [F_N^{2G}(t)]^2 \left[xg(x, \bar{Q}^2) \frac{2\bar{Q}^2 - t}{(2\bar{Q}^2)^3} \right]^2 \tag{2.47}$$

und für den longitudinalen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_L}{dt}(\gamma^* p \to J/\psi p) = \frac{Q^2}{m_\psi^2}\frac{d\sigma_T}{dt}. \tag{2.48}$$

Für $F_N^{2G}(t)$ kann näherungsweise der Dipol-Formfaktor verwendet werden:

$$F_N^{2G}(t) \approx \frac{4m_p^2 - 2.79t}{(4m_p^2 - t)(1 - t/0.71)^2}. \tag{2.49}$$

Diese Näherung beinhaltet große theoretische Unsicherheiten. Durch die Verwendung von Gleichung 2.46 werden diese Unsicherheiten umgangen, da $F_N^{2G} = 1$ bei $t = 0$. Über die angegebene erste Näherung hinausgehend sind folgende Beiträge höherer Ordnung berechnet worden [74]:

- **Gluon $\boldsymbol{k_T}$:** Volle Q^2-Abhängigkeit bei der Integration über die Gluon-Schleife und der Entwicklung in $\ln 1/x$. Dazu muß die Verteilung der Transversalimpulse k_T der Gluonen ausgenutzt werden. In führender Ordnung in $\alpha_S \ln 1/x$ erhält man Leiterdiagramme mit einem zusätzlichen Gluon (siehe Abbildung 2.6a).
- **$\boldsymbol{c\bar{c}}$-Rescattering:** Diagramme mit Streuung oder Absorption von $c\bar{c}$-Paaren am Proton durch Austausch von zusätzlichen Gluon-Paaren (siehe Abbildung 2.6b).
- **Next to leading order:** Strahlungskorrekturen in nächstführender Ordnung (siehe Abbildung 2.6c).

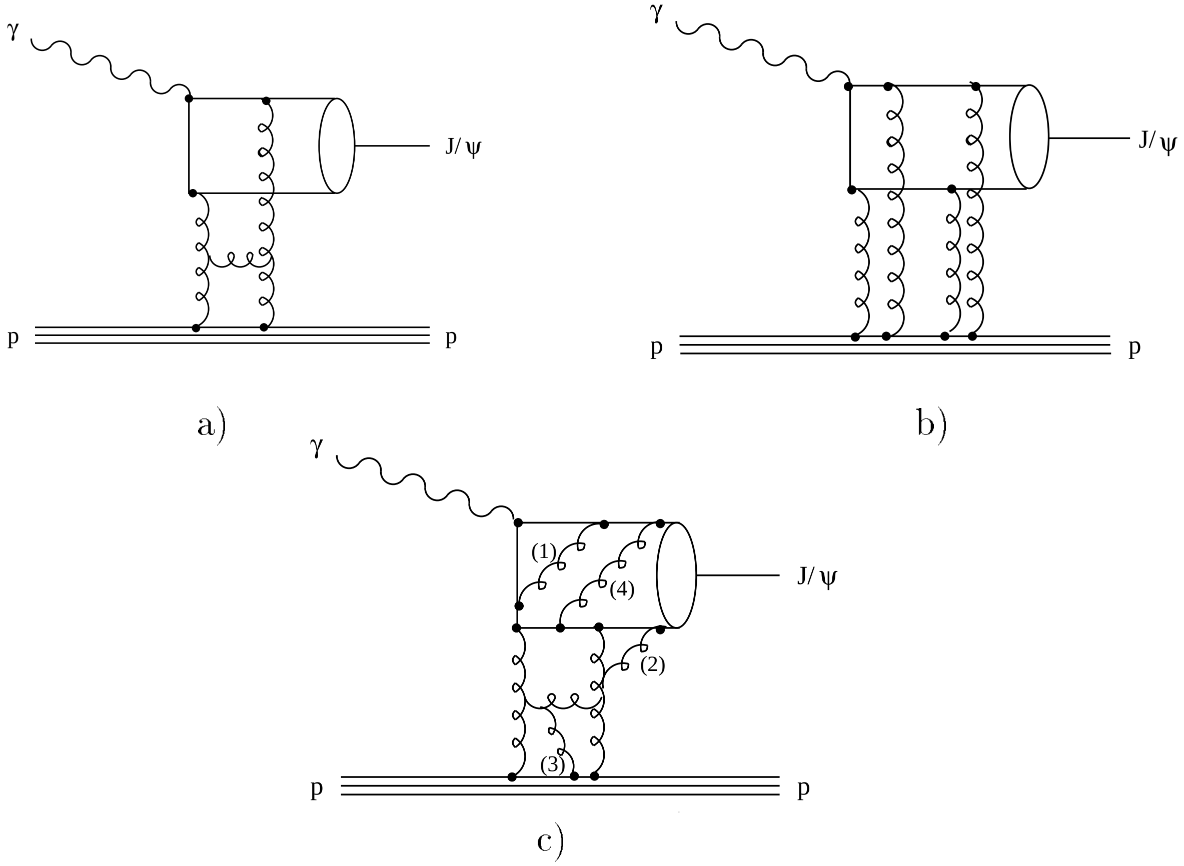


Abbildung 2.6: *Korrekturen höherer Ordnung im Ryskin-Modell: a) Leiterdiagramm, b) Streuung und Absorption von $c\bar{c}$-Paaren und c) vier verschiedene Arten von Strahlungskorrekturen in nächstführender Ordnung, die mit (1) bis (4) bezeichnet sind.*

In Abbildung 2.7 sind diese Beiträge am Beispiel des mit der Gluondichte MRS(A') berechneten totalen Wirkungsquerschnittes für elastische J/ψ-Produktion dargestellt [71]. Dabei beschreibt die durchgezogene Linie die vollständige Rechnung, die gepunktete Linie die niedrigste Ordnung und die gestrichelten Linien die Hinzunahme der Terme **Gluon $\boldsymbol{k_T}$** und **$\boldsymbol{c\bar{c}}$-Rescattering**. Durch Berücksichtigung der Diagramme **Gluon $\boldsymbol{k_T}$** wird der Wirkungsquerschnitt wesentlich größer. Diese Tendenz wird durch die **$\boldsymbol{c\bar{c}}$-Rescattering** Diagramme kompensiert. Der Unterschied zwischen erster Näherung und endgültiger Rechnung ist gering, wenn man die $W_{\gamma p}$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes betrachtet. Deshalb kann vorerst angenommen werden, daß die Gluondichte im Proton aus den Rechnungen erster Ordnung extrahiert werden kann, ohne daß signifikante Änderungen durch Berücksichtigung höherer Terme zu erwarten sind.

Der elastische Wirkungsquerschnitt in Gleichung 2.43 wird bei $t = 0$ berechnet, jedoch gilt für den minimalen Wert von t näherungsweise $t_{min} \approx x^2 m_p^2$. Die durch die Berechnung des Wirkungsquerschnittes bei $t = 0$ erforderlichen Korrekturen werden als vernachlässigbar angenommen [74]. Relativistische Korrekturen, die die Bewegung der Quarks im J/ψ-Meson beschreiben, können nicht genau berechnet werden. Aufgrund der erwähnten Unsicherheiten wird eine Genauigkeit von etwa 30% für den Betrag des Wirkungsquerschnittes angegeben [74, 92].

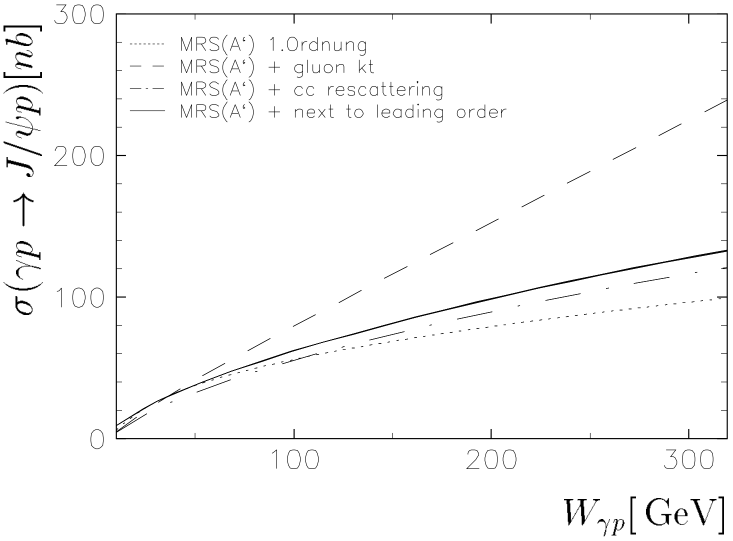


Abbildung 2.7: *Beiträge höherer Ordnung im Ryskin-Modell: Verwendet wurde die Gluondichte MRS(A'). Die durchgezogene Linie beinhaltet die vollständige Rechnung, die gestrichelten Linien beinhalten verschiedene Näherungen. Die gepunktete Linie stellt die Rechnung niedrigster Ordnung dar.*

2.5 Inelastische J/ψ-Produktion

Das erfolgreichste Modell für die inelastische Produktion von J/ψ-Mesonen in Photoproduktion ist der Prozeß der Photon-Gluon-Fusion [79] (Abbildung 2.8). Durch Wechselwirkung des Photons mit einem Gluon aus dem Proton entsteht ein Charm-Anticharm-Paar, das durch Abstrahlung eines weiteren harten Gluons zum Farbsingulett wird (Colour-Singlet-Modell) [13].

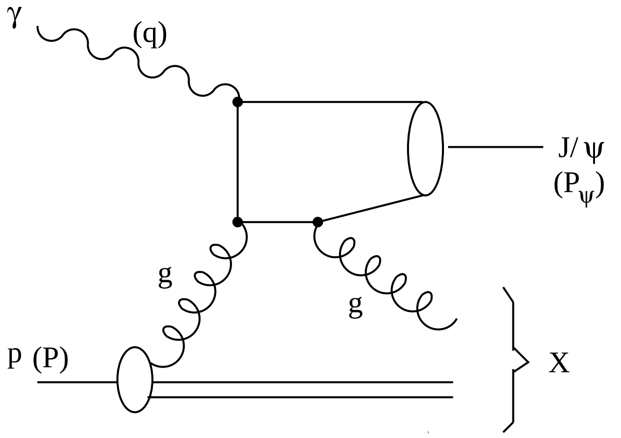


Abbildung 2.8: *Inelastische Erzeugung von J/ψ-Mesonen durch Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell. Dargestellt ist der Graph erster Ordnung.*

Der Wirkungsquerschnitt für inelastische J/ψ-Produktion faktorisiert mit der Gluondichte im Proton $g(x, \mu^2)$ zu:

$$\sigma(\gamma p \to J/\psi X) = g(x, \mu^2) \cdot \sigma(\gamma g \to J/\psi g), \tag{2.50}$$

mit der Faktorisierungsskala μ und dem Impulsanteil x des Gluons als Parton des Protons:

$$x = \frac{1}{ys} \left(\frac{p_t^{*2}}{z(1-z)} + \frac{m_\psi^2}{z} + Q^2 \right). \tag{2.51}$$

Hierdurch läßt sich die Gluondichte im Proton bestimmen.
Bei der Wahl einer hohen Faktorisierungsskala ($\mu = m_c\sqrt{2}$) und bei hohen Transversalimpulsen $p_t^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ sind störungstheoretische Methoden auch für Prozesse der Photoproduktion anwendbar. Rechnungen in erster Ordnung (LO) und Rechnungen in nächster Ordnung (NLO) sind verfügbar [52]. Dieser Prozeß wird in [79] untersucht.

Kapitel 3

Das Experiment

In diesem Kapitel werden der Speicherring HERA und die Komponenten des H1-Detektors, die für die vorliegende Analyse Verwendung finden, vorgestellt.

3.1 Der Speicherring HERA

In der Speicherringanlage HERA (Abbildung 3.1) werden Protonen einer Energie von 820 GeV mit Positronen einer Energie von 27.5 GeV zur Kollision gebracht. Dadurch erhält man Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$. Der Speicherring befindet sich in einem 6.3 km langen ringförmigen Tunnel etwa 15 bis 20 m unter der Erdoberfläche. Die Protonen und Positronen werden in getrennten Ringen (HERA-p und HERA-e) beschleunigt und gespeichert. Einige wichtige Parameter der Speicherringanlage HERA sind in Tabelle 3.1 angegeben.

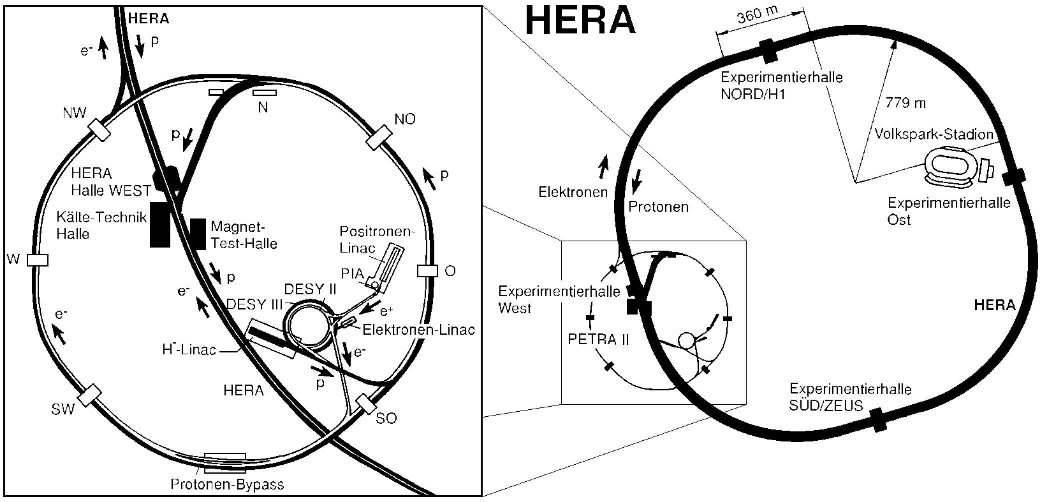


Abbildung 3.1: *Überblick über den Speicherring HERA: links sind die Vorbeschleuniger dargestellt, rechts der Speicherring HERA mit den vier Experimentierhallen. Das H1-Experiment befindet sich in der Experimentierhalle Nord.*

Die Protonen werden, nachdem sie auf 40 GeV vorbeschleunigt sind (LINAC III 50 MeV, DESY III 7.5 GeV, PETRA II 40 GeV), in den HERA-p Ring injiziert und auf die Endenergie von 820 GeV beschleunigt.

Die Positronen werden in LINAC II (450 MeV), DESY II (7.5 GeV) und PETRA II (14 GeV) vorbeschleunigt und im HERA-e Ring auf die endgültige Energie von 27.5 GeV gebracht. Je Umlauf verlieren die Positronen 127 MeV durch Synchrotronstrahlung, dieser Verlust wird ausgeglichen.

Protonen und Positronen werden in Paketen (*bunches*) gespeichert. Dem Designwert von 210 Paketen entspricht eine Kollisionsfrequenz von 10.4 MHz entsprechend dem zeitlichen Abstand zweier möglicher Wechselwirkungen (*bunchcrossing*, HERA Periode) von 96 ns.

Am Speicherring HERA befinden sich an vier verschiedenen Stellen Experimentierhallen. Protonen und Positronen werden an zwei Stellen zur Kollision gebracht. Hier befinden sich die Detektoren H1 (Experimentierhalle Nord) und ZEUS (Experimentierhalle Süd). Das Experiment HERMES (Experimentierhalle Ost) verwendet den longitudinal polarisierten Positronstrahl von HERA, um die Spinstruktur von Proton und Neutron zu untersuchen. Im Experiment HERA B (Experimentierhalle West) wird ein Draht-*Target* im Protonring zur Untersuchungen der CP-Verletzung verwendet.

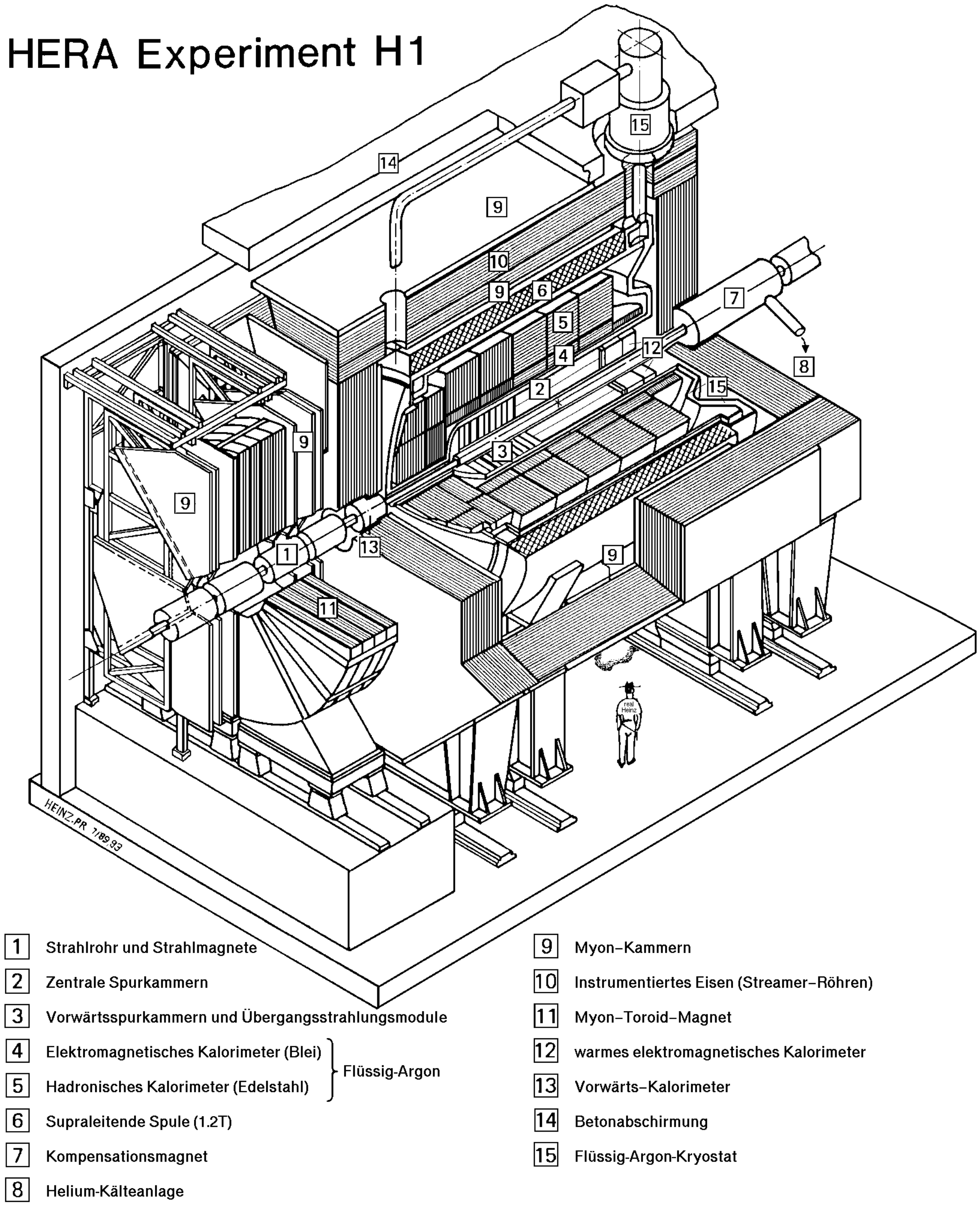
	1994 (e^+p)	1995	Designwerte
e-Strahlenergie [GeV]	27.5	27.5	30
p-Strahlenergie [GeV]	820	820	820
typischer Strahlstrom e [mA]	17	18	58
typischer Strahlstrom p [mA]	41	54	158
kollidierende Teilchenpakete	153	174	210
Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ [GeV]	300	300	314
spezifische Luminosität [$10^{29}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{mA}^{-2}$]	3.6	4.0	4.0
maximale Luminosität [$10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}{-1}$]	4.3	5.9	16
integrierte Luminosität [$\mathrm{pb}^{-1}\,\mathrm{a}^{-1}$]	5	11	50

Tabelle 3.1: *Parameter der Speicherringanlage HERA [40]*

3.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor [2] ist in Abbildung 3.2 in einer dreidimensionalen Ansicht und in Abbildung 3.3 in der Seitenansicht unter Angabe einiger wichtiger Polarwinkelbereiche dargestellt. Die im Speicherring umlaufenden Protonen kommen in Abbildung 3.2 von rechts in den Detektor, die Positronen von links.

Der H1-Detektor deckt fast den gesamten Raumwinkel ab. Aufgrund der gegenüber den Impulsen der Positronen hohen Protonimpulse ist die Topologie der Ereignisse aus ep-Wechselwirkungen in Protonrichtung (Vorwärtsrichtung) ausgerichtet. Dort ist der Detektor aufwendiger instrumentiert als in Rückwärtsrichtung.



HERA Experiment H1

1	Strahlrohr und Strahlmagnete
2	Zentrale Spurkammern
3	Vorwärtsspurkammern und Übergangsstrahlungsmodule
4	Elektromagnetisches Kalorimeter (Blei) } Flüssig-Argon
5	Hadronisches Kalorimeter (Edelstahl) } Flüssig-Argon
6	Supraleitende Spule (1.2T)
7	Kompensationsmagnet
8	Helium-Kälteanlage
9	Myon–Kammern
10	Instrumentiertes Eisen (Streamer–Röhren)
11	Myon–Toroid–Magnet
12	warmes elektromagnetisches Kalorimeter
13	Vorwärts–Kalorimeter
14	Betonabschirmung
15	Flüssig-Argon-Kryostat

Abbildung 3.2: Der H1-Detektor

In diesem Kapitel werden zunächst die für den Nachweis von Leptonen aus dem Zerfall von J/ψ-Mesonen verwendeten Detektorkomponenten beschrieben:

- das Spurkammersystem zur Rekonstruktion der Teilchenimpulse,
- das LAr-Kalorimeter zum Nachweis von Elektronen und Myonen sowie
- das zentrale Myonsystem zum Nachweis von Myonen.

Daraufhin werden die Detektoren beschrieben, die in Vorwärtsrichtung Protonenfragmente zur Erkennung von Ereignissen mit Proton-Dissoziation nachweisen:

- das Vorwärts-Myon-Spektrometer,
- der Proton-Remnant-Tagger und
- das Plug-Kalorimeter.

Zum Abschluß des Kapitels werden Methoden zum Nachweis des gestreuten Elektrons und die Luminositätsmessung erwähnt.

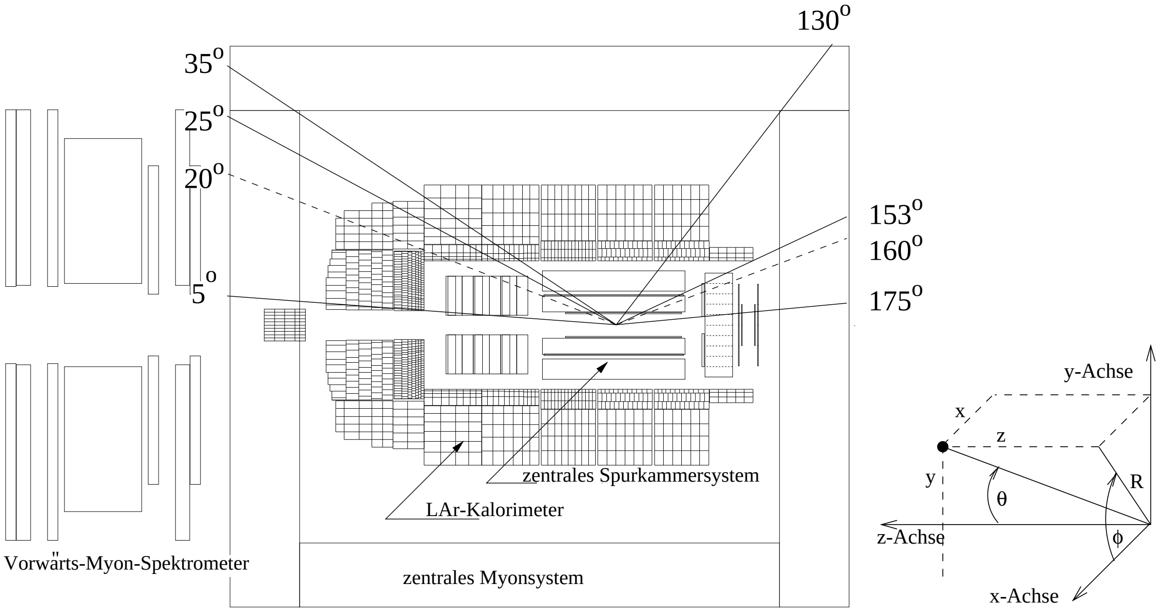


Abbildung 3.3: **Polarwinkelbereiche des H1-Detektors:** *Eingezeichnet sind die Akzeptanzbereiche des zentralen Myonsystems, des Flüssig-Argon-Kalorimeters sowie der Akzeptanzbereich* $20° \leq \theta \leq 160°$ *für den Nachweis von Leptonen aus dem* J/ψ-*Zerfall für diese Analyse, der mit dem Akzeptanzbereich des zentralen Spurkammersystems übereinstimmt. Rechts unten ist das H1-Koordinatensystem dargestellt.*

Das H1-Koordinatensystem

Das H1-Koordinatensystem (siehe Abbildung 3.3) ist ein rechtshändiges System, seine z-Achse wird durch die Richtung der einlaufenden Protonen definiert, die x-Achse zeigt in Richtung des Mittelpunktes des HERA-Ringes, die y-Achse zeigt nach oben. Der Polarwinkel θ wird in der durch $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ und z aufgespannten Ebene gemessen, der Azimutwinkel ϕ in der durch x und y aufgespannten Ebene.

3.3 Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem [2] (Abbildung 3.4 und $\boxed{2}$ $\boxed{3}$ in Abbildung 3.2), das aus zentralen und vorderen Spurkammern besteht, dient der Messung von Impuls und Richtung geladener Teilchen sowie zur Messung ihres Energieverlustes. Es befindet sich im Magnetfeld einer supraleitenden Spule von 1.15 T und ist konzentrisch um die Strahlachse angeordnet.

Einige Komponenten des Spurkammersystems dienen darüberhinaus der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes (*Vertex*) bzw. der schnellen Spurfindung im Rahmen der ersten Triggerstufe (L1).

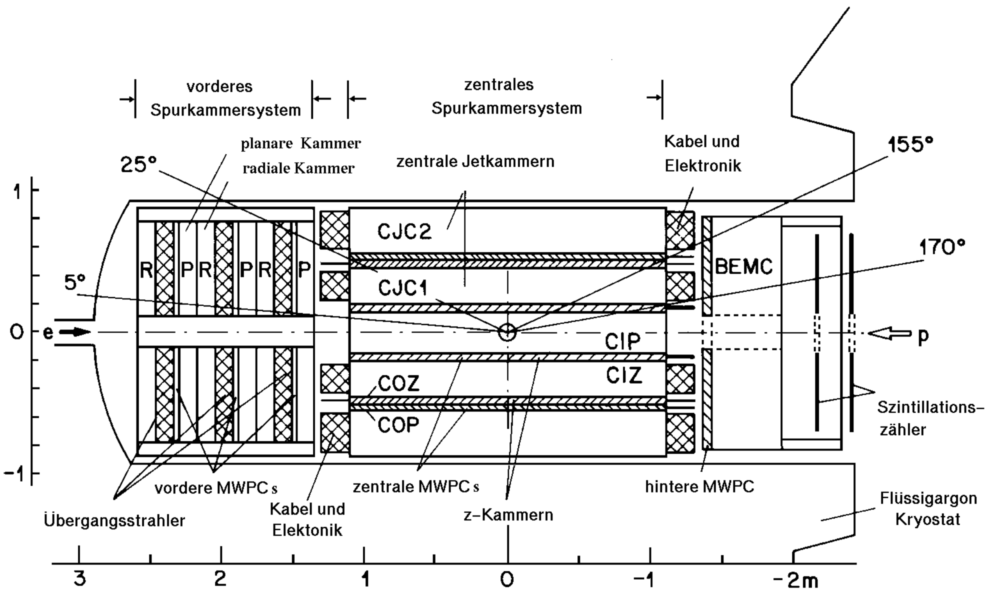


Abbildung 3.4: *Das H1-Spurkammersystem*

3.3.1 Zentrale Spurkammern

Das zentrale Spurkammersystem $\boxed{2}$ deckt einen Polarwinkelbereich von etwa $20° \leq \theta \leq 160°$ ab. Es ist in Abbildung 3.5 in der $(r\phi)$-Projektion abgebildet. Zur Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen werden die zentralen Driftkammern CJC1 und CJC2 und die z-Kammern CIZ und COZ verwendet. Für Triggerzwecke stehen die Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP (zVertex-Trigger), die Driftkammern

CJC1 und CJC2 (DCRϕ-Trigger) und die z-Kammern CIZ und COZ (RZ-Trigger) zur Verfügung.

Die 2640 Signaldrähte der beiden konzentrischen **Driftkammern** CJC1 und CJC2 [21] sind parallel zur Strahlachse gespannt. Die zentrale Jetkammer CJC1 ist in $r\phi$ in 30 Zellen mit je 24 Signaldrähten unterteilt, die Kammer CJC2 besteht aus 60 Zellen mit je 32 Signaldrähten. Die Kammern sind in der ($r\phi$)-Ebene um etwa 30° geneigt (siehe Abbildung 3.5), um die Rekonstruktionsgenauigkeit zu erhöhen. Durch Driftzeitmessung ist eine Ortsmessung in der ($r\phi$)-Ebene mit einer Genauigkeit von $\sigma_{r\phi} = 145\,\mu\mathrm{m}$ möglich. Die z-Koordinate wird mit Hilfe von Ladungsteilung bestimmt. In z-Richtung beträgt die Ortsauflösung etwa $\sigma_z = 22\,\mathrm{mm}$ [2].

Um die Ortsauflösung in z-Richtung zu verbessern, sind innerhalb und außerhalb der CJC1 die dünnen **z-Driftkammern** [72] CIZ und COZ mit Drähten senkrecht zur Strahlachse angebracht. Die z-Auflösung dieser Kammern beträgt $\sigma_z = 300\,\mu\mathrm{m}$. Die innere Kammer CIZ besteht aus 15 Zellen mit je 4 Signaldrähten, die äußere Kammer COZ aus 23 Zellen mit je 4 Signaldrähten.

Die Impulsbestimmung im zentralen Spurkammersystem erfolgt mit einer Genauigkeit von $\sigma_{p_t}/p_t^2 = 0.01\,\mathrm{GeV}^{-1}$, die Winkelauflösung beträgt $\sigma_\theta = 1\,\mathrm{mrad}$, und der gemessene Energieverlust von geladenen Teilchen hat einen Fehler $\sigma_{dE/dx} = 10\%$.

Für den zVertex-Trigger sind die **Vieldrahtproportionalkammer** CIP an der Innenseite der CIZ und die **Vieldrahtproportionalkammer** COP an der Innenseite der CJC2 angeordnet. CIP und COP bestehen aus jeweils 2 Kammern mit parallel zur Strahlachse verlaufenden Drählten, die in der ($r\phi$)- und der (rz)-Ebene segmentiert sind (16×60 für CIP und 16×18 für COP).

3.3.2 Vordere Spurkammern

Das vordere Spurkammersystem $\boxed{3}$ deckt den Winkelbereich $5° \leq \theta \leq 25°$ ab. Es besteht aus drei „Supermodulen“, die jeweils aus einem „planaren“ Modul mit drei Driftkammern, einer Vieldrahtproportionalkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul und einem „radialen“ Modul mit einer Driftkammer aufgebaut sind. Die Supermodule sind in z-Richtung hintereinander angeordnet. Zur Spurrekonstruktion werden lediglich die planaren und radialen Driftkammern verwendet.

Die **planaren Driftkammern** bestehen aus 32 Zellen mit je 4 Signaldrähten, die senkrecht zur Strahlachse gespannt sind. Die drei Driftkammern sind um 60° gegeneinander gedreht. Die Auflösung beträgt in der ($r\phi$)-Ebene $\sigma_{r\phi} = 170\,\mu\mathrm{m}$. Für Triggerzwecke (*forward rays*) ist eine **Vieldrahtproportionalkammer** hinter jedem planaren Modul angebracht. Mit Hilfe der **Übergangsstrahlungsmodule** sollen Elektronen und Pionen getrennt werden. Die **radialen Driftkammern** bestehen aus 48 radialen Sektoren in der ($r\phi$)-Ebene mit jeweils 12 Signaldrähten, die gegeneinander versetzt sind. Durch diese Anordnung soll eine gute Impulsauflösung ermöglicht werden, die Trefferauflösung in der ($r\phi$)-Ebene beträgt $\sigma_{r\phi} = 200\,\mu\mathrm{m}$.

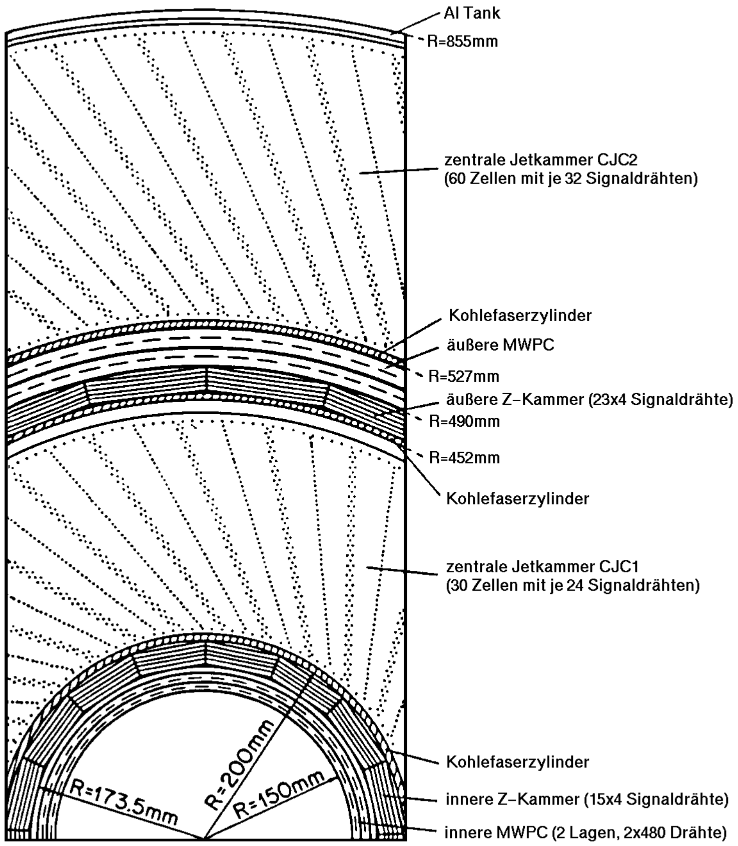


Abbildung 3.5: *Das zentrale Spurkammersystem in der ($r\phi$)-Projektion*

3.4 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) [7] (Abbildung 3.6) deckt den Winkelbereich $4^\circ \leq \theta \leq 153^\circ$ ab und ist in ein elektromagnetisches Kalorimeter, das an das Spurkammersystem anschließt, und ein hadronisches Kalorimeter unterteilt. Es ermöglicht den Nachweis von Elektronen und Myonen und die genaue Messung des Energieflusses. Das LAr-Kalorimeter ist im Inneren der supraleitenden Spule ($\boxed{6}$ in Abbildung 3.2) angeordnet, dadurch wird Material zwischen Spurkammersystem und Kalorimeter minimiert.

Das Kalorimeter ist in etwa 45000 Zellen unterteilt, wodurch eine hohe Ortsauflösung ermöglicht wird. Es besteht aus acht Modulen *(wheels)* längs der Strahlachse und acht Kammern *(octants)*, die radialsymmetrisch zum Strahlrohr angeordnet sind. Die Zellen in jedem Oktanten mit gleichem Abstand zum Strahlrohr sind in Lagen zusammengefaßt.

Das LAr-Kalorimeter ist ein nicht-kompensierendes *Sampling*-Kalorimeter, es werden unterschiedliche Materialien für Absorption und Nachweis verwendet.

Im **elektromagnetischen Kalorimeter** ($\boxed{4}$ in Abbildung 3.2) werden 2.4 mm dicke Bleiplatten als Absorbermaterial und dazwischenliegende 2.35 mm dicke Spalten gefüllt mit flüssigem Argon als Ionisationsmaterial verwendet. Das elektromagnetische Kalorimeter hat 3 Lagen im Zentralbereich und 7 Lagen im Vorwärtsbereich des Detektors

Abbildung 3.6: *Der LAr-Kalorimeter in der (rz)-Projektion. Eingezeichnet ist die Dicke des Kalorimeters in hadronischen Wechselwirkungslängen* λ.

entsprechend einer Dicke von 20 bis 30 Strahlungslängen X_0. Die Energieauflösung beträgt:

$$\sigma_E/E = 0.11/\sqrt{E} \oplus 0.01. \tag{3.1}$$

Das **hadronische Kalorimeter** ($\boxed{5}$ in Abbildung 3.2) besteht aus 19 mm starken Absorberplatten aus Stahl und 2.3 mm dicken Spalten mit flüssigem Argon. Es ist in vier hadronische Lagen im Zentralbereich und 6 hadronische Lagen in Vorwärtsrichtung segmentiert. Die Energieauflösung beträgt:

$$\sigma_E/E = 0.50/\sqrt{E} \oplus 0.02. \tag{3.2}$$

Die Dicke des gesamten Kalorimeters beträgt 5 (Zentralbereich) bis 8 (Vorwärtsbereich) hadronische Wechselwirkungslängen λ entsprechend einer Dicke von 110 bis 200 cm. Im Rückwärtsbereich ($123° \leq \theta \leq 153°$) nimmt die Dicke auf eine Wechselwirkungslänge ab.

3.5 Das Zentrale Myonsystem

Zur Rückführung des Magnetfeldes befindet sich ein Eisenjoch außerhalb der supraleitenden Magnetspule. Das Eisenjoch ($\boxed{9}$ $\boxed{10}$ in Abbildung 3.2) ist mit Streamerrohrkammern, die zur Identifikation von Myonen und zur Messung der Restenergie hadronischer Schauer dienen, instrumentiert. Dieser Detektorteil wird als „zentrales Myonsystem“ oder „Instrumentiertes Eisen“ bezeichnet und deckt den Polarwinkelbereich $5° \leq \theta \leq 171°$ ab. Myonen ab etwa 1.5 GeV können das zentrale Myonsystem erreichen und nachgewiesen werden.

Das instrumentierte Eisen ist in vier Bereiche unterteilt: vordere Endkappe ($5° \leq \theta \leq 35°$), hintere Endkappe ($130° \leq \theta \leq 175°$) vorderer und hinterer Zentralbereich (*barrel*,

$35° \leq \theta \leq 130°$). Jeder dieser Bereiche ist wiederum in 16 Module segmentiert (siehe Abbildung 3.7).

Das instrumentierte Eisen besteht aus 10 jeweils 7.5 cm dicken Platten (Abbildung 3.8). In den Schlitzen von 2.5 cm (Zentralbereich) und 3.5 cm (Endkappen) zwischen den Platten sind Streamerrohrkammern angebracht, der vierte Schlitz hat 5 cm Stärke und ist mit zwei Streamerrohrkammern bestückt. Drei weitere Lagen mit Streamerrohrkammern sind jeweils vor und hinter dem Eisen angebracht (*Myonboxen*). Die Drähte der Streamerrohrkammern, die einen Querschnitt von 1 cm × 1 cm haben, sind im Zentralbereich parallel zur Strahlachse und im Bereich der Endkappen in x-Richtung gespannt. Auf zwei Lagen der *Myonboxen* und eine Lage des instrumentierten Eisens sind streifenförmige Influenzelektroden senkrecht zur Drahtrichtung aufgeklebt und auf die restlichen Kammern quadratische Influenzelektroden für die Kalorimetrie. Die Ortsauflösung senkrecht zu den Drähten beträgt etwa 4 mm, die Ortsauflösung senkrecht zu den streifenförmigen Influenzelektroden etwa 1 bis 1.5 cm. Die Impulsauflösung σ_p/p wird im Zentralbereich mit 35% und im Bereich der Endkappen mit einigen 100% angegeben [50].

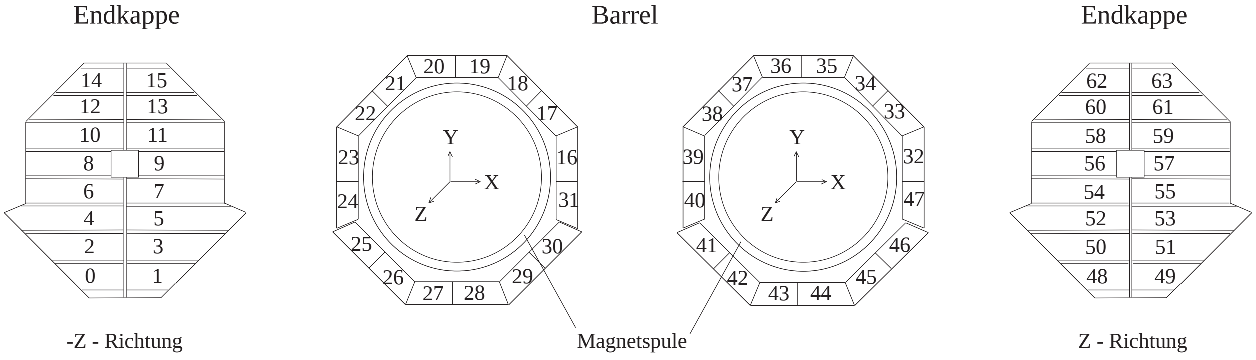


Abbildung 3.7: *Unterteilung des Myondetektors in vier Bereiche mit jeweils 16 Modulen.*

3.6 Detektoren im Vorwärtsbereich

Ereignisse mit Proton-Dissoziation können in den Detektoren in extremer Vorwärtsrichtung durch Sekundärwechselwirkungen nachgewiesen werden. Neben dem Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters bei Polarwinkeln $\theta < 10°$ stehen folgende Detektorkomponenten zur Verfügung:

Das Vorwärts-Myon-Spektrometer

Das zentrale Myonsystem wird ergänzt durch das Vorwärts-Myon-Spektrometer ($\boxed{11}$ in Abbildung 3.2) für den Winkelbereich $4° \leq \theta \leq 17°$. Myonen mit Impuls $p > 5\,\mathrm{GeV}$ können das Vorwärts-Myon-Spektrometer durchqueren. Es besteht aus einem 1.2 m

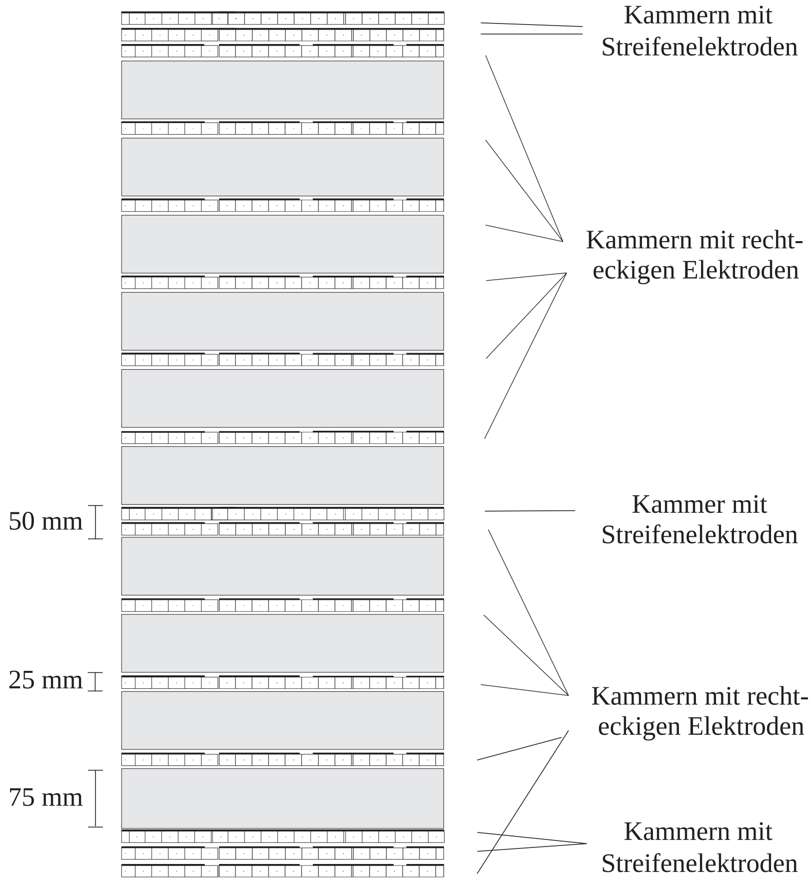


Abbildung 3.8: *Das instrumentierte Eisen*

dicken Eisen-Toroidmagneten mit der Magnetfeldstärke 1.6 T und jeweils drei Driftkammerebenen mit Drähten senkrecht zur Strahlachse vor und hinter dem Magneten. Jede der Driftkammerebenen besteht aus zwei Lagen von Driftkammerzellen, die gegeneinander versetzt sind.

In dieser Arbeit wird das Vorwärts-Myon-Spektrometer nicht zum Nachweis von Myonen, sondern es werden lediglich die Kammern vor dem Toroiden zum Nachweis von Sekundärteilchen zur Erkennung von Ereignissen mit Proton-Dissoziation verwendet. Der Akzeptanzbereich für den Nachweis anhand von Sekundärteilchen im Vorwärts-Myon-Spektrometer beträgt $0.15° \leq \theta \leq 0.77°$[3].

Die Koinzidenz zweier Treffer in hintereinanderliegenden Driftkammern wird als Trefferpaar (*hit pair*) bezeichnet. Zur Erkennung von Ereignissen mit Proton-Dissoziation werden diese Trefferpaare verwendet.

Die Vorwärtsszintillationszähler (Proton-Remnant-Tagger)

Der Proton-Remnant-Tagger [57] befindet sich in Richtung des Protonstrahls bei $z = 24\,\mathrm{m}$. Er besteht aus zwei Ebenen mit jeweils 7 Szintillationszählern, die in Koinzidenz betrieben werden und deckt einen Polarwinkelbereich von $0.06° \lesssim \theta \lesssim 0.25°$

ab. Bei kleinen Q^2 und kleinen Impulsüberträgen auf das Proton wird der Proton-Remnant-Tagger nur von Sekundärteilchen der Protonfragmente und nicht der elastisch gestreuten Protonen erreicht.

Das Plug-Kalorimeter

Das Plug-Kalorimeter ($\boxed{13}$ in Abbildung 3.2) deckt den Polarwinkelbereich $0.7^\circ \leq \theta \leq 3.2^\circ$ ab. Es ist ein Sampling-Kalorimeter mit Kupfer als Absorbermaterial und Silizium als Nachweismaterial. In dieser Analyse wurde das Plug-Kalorimeter nicht verwendet.

3.7 Messung des gestreuten Elektrons

Für $3.5\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$ kann das gestreute Elektron in einem rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter ($\boxed{12}$ in Abbildung 3.2) BEMC (bis 1994) bzw. für $1\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$ im SPACAL (ab 1995) nachgewiesen werden. Für sehr hohe Q^2 mit $Q^2 \gtrsim 100\,\mathrm{GeV}^2$ kann das gestreute Elektron das LAr-Kalorimeter erreichen.
Für Photoproduktion mit $Q^2 \lesssim 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ im kinematischen Bereich $0.3 \lesssim y \lesssim 0.7$ kann das gestreute Elektron im Elektron-Tagger identifiziert werden.

BEMC [9]: Im hinteren Detektorteil befindet sich das rückwärtige Kalorimeter (BEMC) im Polarwinkelbereich $151^\circ \leq \theta \leq 177^\circ$. Es ist ein Blei-Szintillator-Kalorimeter mit einer Dicke von 22.5 Strahlungslängen X_0 oder einer hadronischen Wechselwirkungslänge.

SPACAL [8]: Ende 1994 wurde das BEMC durch ein neues Kalorimeter (das SPACAL) ausgetauscht. Das SPACAL besteht aus einem elektromagnetischen und einem hadronischen Teil von jeweils 25 cm Länge bestehend aus Blei als Schauermaterial und Szintillatorfasern als Nachweismedium. Der elektromagnetische Teil des Kalorimeters besteht aus 64 Zellen, die jeweils parallel zur Strahlachse angeordnet sind, der hadronische Teil besteht aus insgesamt 128 Zellen. Das gesamte Kalorimeter hat eine Dicke von etwa 44 Strahlungslängen X_0 oder etwa 2 hadronischen Wechselwirkungslängen.

Elektron-Tagger: Ein Kleinwinkel-Elektron-Detektor („Elektron-Tagger“) befindet sich in Flugrichtung der Positronen bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$. Er besteht aus einem total absorbierenden Čerenkov-Kalorimeter mit einer Dicke von 21.5 Strahlungslängen X_0 und einer Auflösung von $\sigma_E/E = 0.10\sqrt{E} \oplus 0.01$. Die Akzeptanz in der Variable y von $0.3 \lesssim y \lesssim 0.7$ bedeutet eine Akzeptanz von etwa 1% für diffraktive J/ψ-Produktion in dem hier analysierten kinematischen Bereich. Seit der Datennahmeperiode 1995 gibt es einen weiteren Elektron-Tagger bei $z = -44.0\,\mathrm{m}$ mit einem Akzeptanzbereich $0.08 \lesssim y \lesssim 0.18$ entsprechend etwa 20% für diffraktive J/ψ-Produktion.

3.8 Luminositätsmessung

Die Bestimmung der Luminosität erfolgt mit Hilfe des Bremsstrahlungsprozesses

$$ep \rightarrow ep\gamma, \tag{3.3}$$

der einen bekannten Wirkungsquerschnitt hat. Die Photonen werden mit dem Photondetektor bei $z = -102.9\,\mathrm{m}$ nachgewiesen, die Elektronen mit dem Elektron-Tagger bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$. Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt 1.5% [42].

Kapitel 4

Ereignissimulation

Physikalische Prozesse können aufbauend auf verschiedenen Modellen mit Hilfe von Monte-Carlo-Generatoren simuliert werden. Diese Generatoren stellen die Vierervektoren der Teilchen der beteiligten Prozesse zur Verfügung. Mit Hilfe von statistischen Methoden werden die Ereignisse gemäß den erwarteten Verteilungen generiert. Hierzu wird die Wahrscheinlichkeit, mit der ein bestimmtes Ereignis in Abhängigkeit der kinematischen Variablen stattfindet, verwendet. Diese wird anhand des zugrundeliegenden physikalischen Modells berechnet.
In dieser Arbeit wird für die diffraktive Erzeugung von J/ψ-Mesonen der Generator DIFFVM benutzt. Ereignisse mit inelastischer J/ψ-Produktion, die hier nur zur Untergrundanalyse dienen, können mit dem Generator EPJPSI [47] erzeugt werden. Hier wird das Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung verwendet.

4.1 Der Generator DIFFVM

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Generator DIFFVM [57] zum Vergleich mit Daten und zur Bestimmung der Selektionswahrscheinlichkeit von J/ψ-Mesonen über ihren leptonischen Zerfall verwendet. Diese Wahrscheinlichkeit wird zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für diffraktive J/ψ-Produktion benutzt. Die Parameter, die die diffraktive J/ψ-Erzeugung beschreiben, sind an Daten angepaßt:

- Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes von der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ der Form $W_{\gamma p}^{0.9}$.
- Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes vom Impulsübertrag t der Form $\exp(-b|t|)$ mit dem Steigungsparameter

  $b = 4\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für elastische Ereignisse und

  $b = 2\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für Ereignisse mit Proton-Dissoziation.
- VDM-Propagator der Form

$$\sigma_T(Q^2) = \frac{1}{(1+\frac{Q^2}{m_\psi^2})^{2.5}}\sigma_T(0), \tag{4.1}$$

der an die gemessene Q^2 Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes angepaßt ist [57].

- Für die Winkelverteilung der Zerfallsleptonen wird die Form $1+\cos^2\theta^*$ verwendet.

Die Proton-Dissoziation wird in zwei Bereichen der Masse des hadronischen Systems M_X unterschiedlich behandelt:

- Für $M_X < 4\,\mathrm{GeV}$ wird der Wirkungsquerschnitt an Daten zur Proton-Dissoziation aus Messungen von Elektron-Deuterium-Streuung angepaßt [38].
- Für $M_X > 4\,\mathrm{GeV}$ hat der differentielle Wirkungsquerschnitt die Form $\propto \frac{1}{M_X^{2\cdot 1.08}}$.

Für $M_X > 2\,\mathrm{GeV}$ wird die Fragmentation des dissoziierten Protons mit Hilfe des Lund-String-Modelles [90] vorgenommen. Das hadronische System wird als ein System aus Quark und Diquark betrachtet. Für kleinere Massen $M_X < 2\,\mathrm{GeV}$ wird das System als Nukleon Resonanz behandelt, die in Nukleonen und Pionen zerfällt.

4.2 Detektorsimulation

Von den Monte-Carlo-Generatoren werden die Viererverktoren der an der jeweiligen Reaktion beteiligten Teilchen zur Verfügung gestellt. Die Wechselwirkung dieser Teilchen mit der Materie des H1-Detektors wird mit Hilfe des Programmpaketes H1SIM im Detail simuliert [64]. Dabei werden die Detektorsignale erzeugt, die aus den Wechselwirkungen von Teilchen im H1-Detektor entstehen würden. Die Detektorantwort wird in drei Schritten errechnet:

GEANT: Die Wechselwirkung der Teilchen mit der Materie des Detektors wird simuliert. Der Verlauf der Spuren der Teilchen wird in kleinen Schritten berechnet, das Material des Detektors ist in Volumenelemente unterteilt. Die Energiedeposition in diesen Volumina wird anhand von statistischen Methoden bestimmt.

H1DIGI: Die Antwort der aktiven Detektorelemente wird ermittelt. Es werden Signale simuliert, die den Signalen der echten Datennahme entsprechen sollen.

H1TRIG: Aufbauend auf den Detektorsignalen werden die Triggerentscheidungen simuliert.

Für die Kalorimeter wird Rauschen aus speziell für diesen Zweck vorgesehenen Datennahmeabschnitten in der Simulation mitberücksichtigt. Die simulierten Ereignisse können dann ebenso wie Daten mit denselben Programmen rekonstruiert werden.
Da simulierte Ereignisse zur Bestimmung der Selektionswahrscheinlichkeit für die Berechnung von Wirkungsquerschnitten verwendet werden, ist es eine Hauptaufgabe dieser Arbeit, die für diese Analyse wichtigen Aspekte der Simulation anhand von Daten zu überprüfen.

4.3 Kinematik der simulierten Ereignisse

In Abbildung 4.1 sind die Impulse der Zerfallsleptonen der mit dem Generator DIFFVM generierten J/ψ-Ereignisse gegen ihren Polarwinkel θ aufgetragen und in Abbildung 4.2 die Impuls- und Polarwinkelverteilung der Zerfallsleptonen.

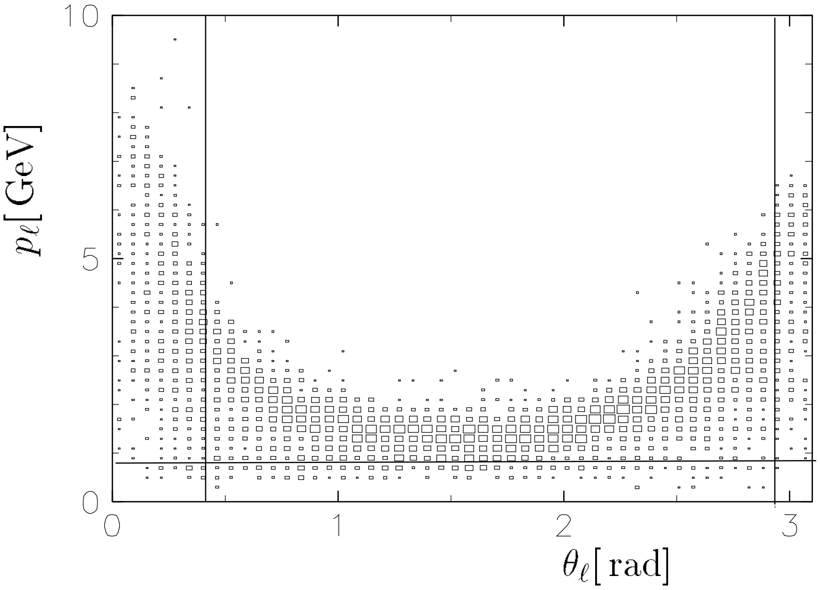


Abbildung 4.1: **DIFFVM Monte-Carlo-Simulation:** *Impuls über Polarwinkel für generierte Ereignisse im Bereich* $30\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$. *Angedeutet ist der in dieser Analyse verwendete Akzeptanzbereich* $20° \leq \theta \leq 160°$ *und der Akzeptanzbereich für die Identifikation von Leptonen im Flüssig-Argon-Kalorimeter* $p > 0.8\,GeV$.

Im Zentralbereich (*barrel*-Bereich, $40° \leq \theta \leq 130°$) haben die Zerfallsleptonen in der Regel einen Impuls kleiner als 2 GeV. In diesem Bereich stellt die Teilchenidentifikation eine besondere Herausforderung dar, da die Signale der Leptonen nur schwer vom Rauschen bzw. von Hadronen im Flüssig-Argon-Kalorimeter unterschieden werden können. In diesem Impulsbereich erreichen die Zerfallsmyonen in der Regel nicht das Myonsystem.

Im Vorwärts- und Rückwärts-Bereich sind die Impulse der Zerfallsleptonen in der Regel größer als 2 GeV. Im Vorwärtsbereich müssen die Zerfallsleptonen von einer großen Anzahl an Untergrundereignissen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen unterschieden werden.

In Abbildung 4.3 werden generierte Verteilungen in den Variablen $W_{\gamma p}$, t und Q^2 für elastische Ereignisse und M_X^2 für Ereignisse mit Proton-Dissoziation abgebildet. Es werden jeweils die generierten Verteilungen und die Verteilungen für den Akzeptanzschnitt $20° \leq \theta \leq 160°$ auf die Zerfallsleptonen dargestellt. Dieser Akzeptanzschnitt wird später für die hier durchgeführte Analyse verwendet. Die Akzeptanzschnitte implizieren eine Einschränkung der Schwerpunktsenergie auf den Bereich $30\,\text{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 170\,\text{GeV}$.

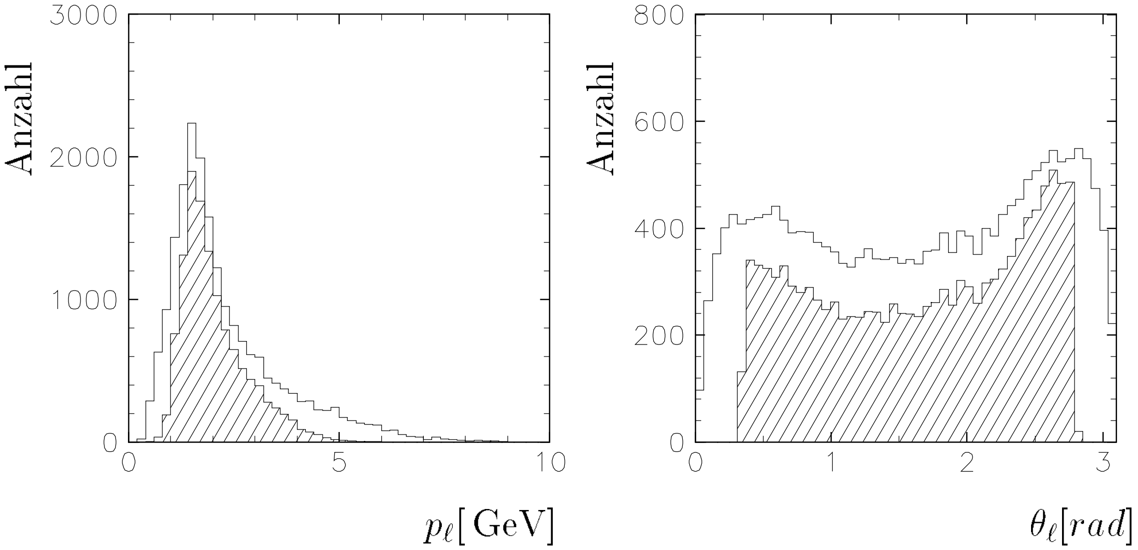


Abbildung 4.2: **DIFFVM Monte-Carlo-Simulation:** *Impuls und Polarwinkelverteilung der Zerfallsleptonen im Bereich* $30\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$ *(offenes Histogramm) und zusätzlich im Akzeptanzbereich* $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ *(schraffiertes Histogramm).*

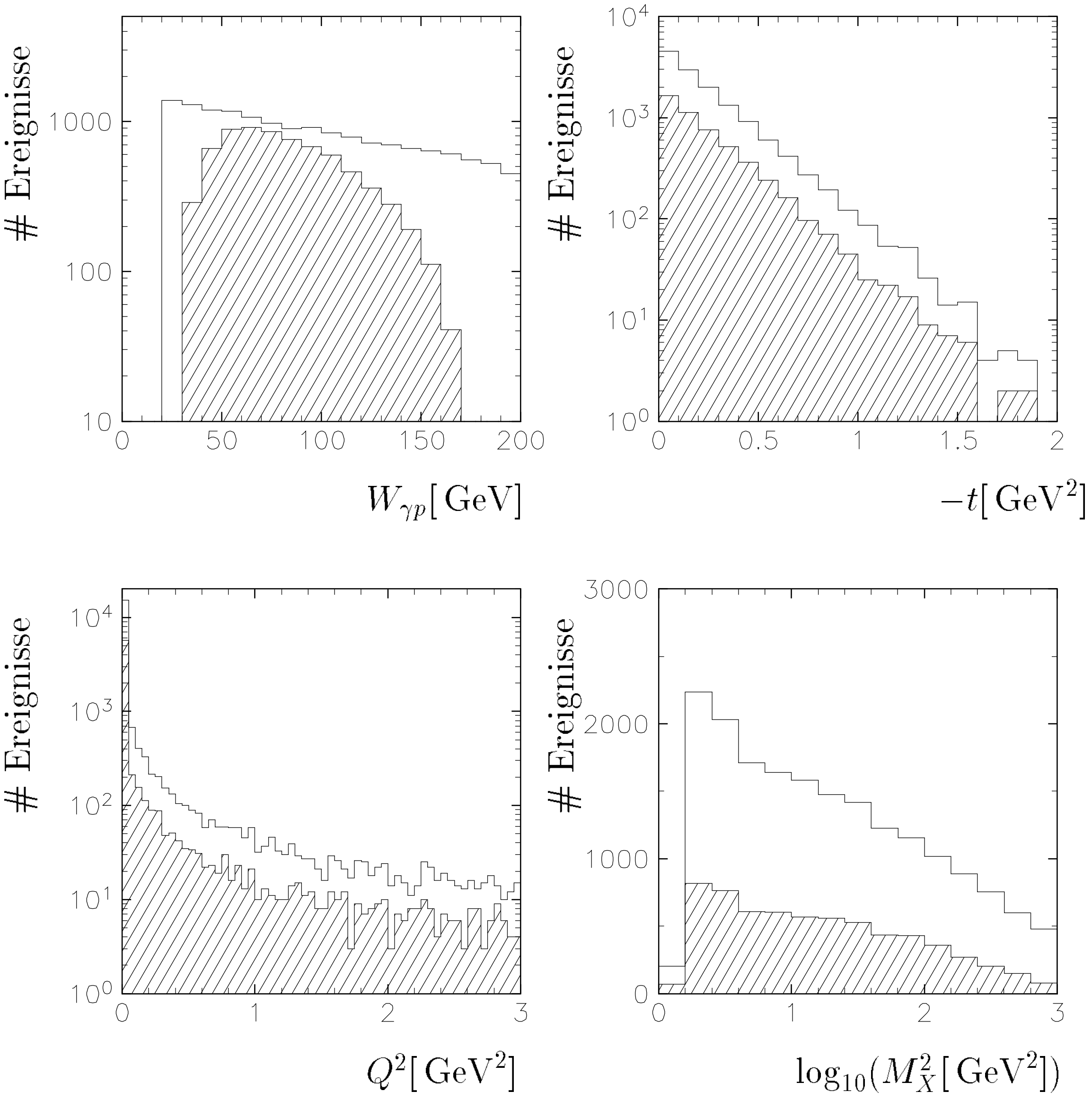


Abbildung 4.3: **DIFFVM Monte-Carlo-Simulation:** *Generierte Verteilungen der Variablen* $W_{\gamma p}$, t, Q^2 *für elastische Ereignisse und* M_X^2 *für Ereignisse mit Proton-Dissoziation: Es werden die generierten Verteilungen und die Verteilungen für den Akzeptanzschnitt* $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ *auf die Zerfallsleptonen (schraffiert) dargestellt.*

Kapitel 5

Trigger

Der H1-Trigger [31, 2, 76] hat die Aufgabe, bei der Datennahme eine Trennung von *ep*-Wechselwirkungen und Untergrundreaktionen durchzuführen und die Ereignisrate von etwa 100 kHz auf eine Rate von 5 Hz zu reduzieren, die auf Magnetband gespeichert werden kann. Durch die notwendige drastische Reduktion der Ereignisrate (siehe auch Tabelle 7.2) werden nicht nur Untergrundereignisse vom Triggersystem herausgefiltert, sondern es werden auch physikalisch interessante Ereignisse verworfen. Der Untergrund bei HERA [2, 95] wird in der Hauptsache hervorgerufen durch:

- Wechselwirkung von defokussierten Protonen oder Positronen mit dem Strahlrohr *(beam-wall-events)*, die eine Untergrundrate in der Größenordnung von 100 kHz ergibt [39].

- Wechselwirkung der Protonen oder Positronen mit dem im Strahrohr verbleibenden Restgas *(beam-gas-events)*. Man erwartet eine Untergrundrate, die ein bis zwei Größenordnungen unter der Rate von Untergrundereignissen aus *beam-wall* Wechselwirkungen liegt.

In beiden Fällen dominiert der durch Wechselwirkungen mit den Protonen induzierte Untergrund. Beide Untergrundquellen lassen sich durch Forderung nach einem rekonstruierten Vertex nahe dem nominellen Wechselwirkungspunkt reduzieren (in z-Richtung bzw. in der $(r\phi)$-Ebene).

- Kosmische Strahlung mit einer Rate von etwa 2 kHz, die nach der Triggerselektion eine Untergrundrate von etwa 2 Hz verursacht.

- Hochenergetische Myonen, die durch Wechselwirkung der Protonen mit dem Strahlrohr entstehen und parallel zum Strahl in Richtung der Protonen fliegen (*Beam-Halo-Myonen*).

Die beiden letzten Untergrundquellen können durch Forderung einer Koinzidenz zwischen Signalen im Spurkammersystem mit Signalen im Myonsystem vermindert werden.

- Synchrotronstrahlung wird durch Kollimatoren im Strahlrohr reduziert. In der Datennahmeperiode 1995 machte der durch diese Kollimatoren hervorgerufene Untergrund einen signifikanten Anteil am Gesamtuntergrund aus, da ein Kollimator (C3) schlecht positioniert war.

Mit steigenden Strahlströmen erwartet man ein Ansteigen der Rate an Untergrundereignissen, die Triggerbedingungen müssen dann entsprechend verschärft werden.

Da J/ψ-Mesonen in der Hauptsache in Photoproduktion erzeugt werden, kann das Triggersystem nicht auf das gestreute Positron in den zentralen Kalorimetern selektieren. Ebenso ist das gestreute Positron in der Regel nicht im Elektron-Tagger sichtbar, da dessen Akzeptanzbereich für J/ψ-Produktion klein ist (siehe Abschnitt 5.5). Deshalb wird die Signatur der Zerfallsleptonen der J/ψ-Mesonen im LAr-Kalorimeter oder im Myonsystem für die Triggerentscheidung verwendet. Da die Leptonen niederenergetisch sind ($p_\ell \approx 1 - 3\,\mathrm{GeV}$) und wenig Energie im LAr-Kalorimeter oder im Myonsystem deponieren, unterscheiden sich die J/ψ-Photoproduktionsereignisse nur wenig von Untergrundereignissen. Um eine Trennung zu erreichen, werden daher zusätzlich Anforderungen an die Signale im Spurkammersystem gestellt.

Für die Selektion von Ereignissen mit diffraktiver J/ψ-Produktion werden Trigger des Myondetektors für den myonischen Zerfallskanal, Trigger des LAr-Kalorimeters für den Zerfallskanal in Elektronen und ein topologischer Spurtrigger für beide Zerfallskanäle verwendet. Mit diesen Triggern werden Triggerwahrscheinlichkeiten von 50 bis 60% für J/ψ-Ereignisse in dem für die spätere Selektion verwendeten Akzeptanzbereich erreicht. Für diese Arbeit hat die zuverlässige Bestimmung der Triggerwahrscheinlichkeit eine zentrale Bedeutung. Dafür wurden für beide Zerfallskanäle redundante Trigger entwickelt.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird das Triggersystem mit seinen vier Triggerstufen vorgestellt. Daraufhin werden die Triggerelemente der ersten Stufe beschrieben, die auf Ereignisse mit diffraktiver J/ψ-Produktion ansprechen (Abschnitt 5.2), und ihre Triggerwahrscheinlichkeiten werden mit Hilfe von Daten bestimmt und mit der Detektorsimulation verglichen. Darauf aufbauend werden im folgenden Abschnitt die Triggerkombinationen beschrieben, die für die Analyse der diffraktiven J/ψ-Produktion verwendet werden (Abschnitt 5.4). Am Ende dieses Kapitels wird auf Trigger eingegangen, die auf das gestreute Elektron selektieren (Abschnitt 5.5) und die Bedingungen der vierten Triggerstufe werden erläutert (Abschnitt 5.6).

5.1 Das Triggersystem

Das Triggersystem besteht aus vier Stufen (`L1` bis `L4`), von denen die erste und die vierte Triggerstufe voll arbeiten und die zweite und dritte Triggerstufe seit 1995 testweise in Betrieb sind (siehe Abbildung 5.1).

Die *erste Triggerstufe* verknüpft die Triggerentscheidungen (Triggerelemente) der einzelnen Detektoren logisch zu Triggern. In der *zweiten* und *dritten Triggerstufe* können die Triggersignale der verschiedenen Detektoren topologisch miteinander verbunden werden. Die *vierte Triggerstufe* führt eine schnelle Rekonstruktion der vollen Detektorinformation durch, anhand derer die Entscheidung der vorherigen Triggerstufen überprüft wird.

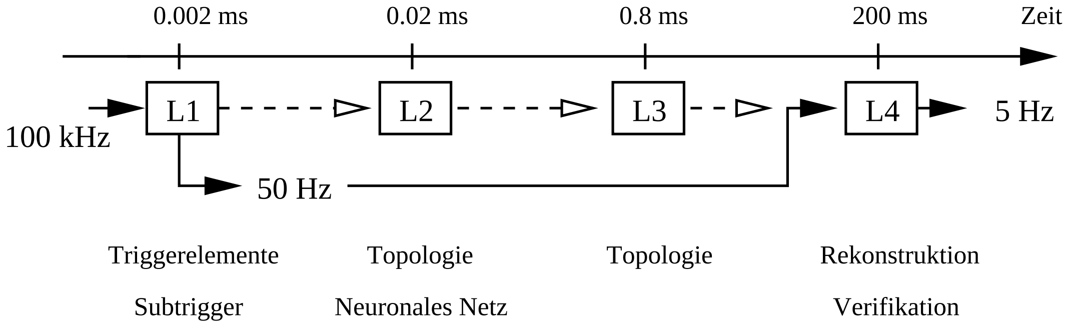


Abbildung 5.1: *Triggerstufen des H1-Experimentes*

Die erste Triggerstufe (L1)

Die Trigger der ersten Stufe [76] liefern alle 96 ns –mit der Kollisionsfrequenz der Protonen und Positronen Pakete (HERA-Periode, siehe Abschnitt 3.1)– ihre Triggerentscheidungen und arbeiten damit totzeitfrei. Neu eintreffende Detektordaten werden in Zwischenspeicher (*pipelines*) geschrieben und führen einige HERA-Perioden später zur Triggerentscheidung. Vom Zentralen-Trigger (CTC, *central trigger controller*) werden die Triggerelemente der Detektoren 22 HERA-Perioden nach Eintreffen der Signale zu bis zu 128 Triggern (*Subtrigger*) verknüpft [32].

Erkennt die erste Triggerstufe ein Ereignis als physikalisch sinnvoll an, so wird die Dateneinlese und Datenverarbeitung des Triggers angehalten und die Auslese der vollen Detektorinformation des aktuellen Ereignisses wird gestartet. Die Totzeit beginnt, und die zweite Triggerstufe nimmt ihre Arbeit auf.

Die verschiedenen Subtrigger werden für spezielle physikalische Ereignistypen zusammengestellt. Ist die Rate eines Subtriggers zu hoch, so wird nur jedes n-te Triggersignal von diesem Trigger akzeptiert (Unterdrückungsfaktor, *prescale*). Die L1-Ausgangsrate für Trigger, die auf Physik mit schweren Quarks selektieren, war in den Datennahmeperioden 1994 und 1995 auf etwa 10 Hz beschränkt, die mögliche L1-Ausgangsrate für alle Kanäle lag für die Datennahmeperiode 1994 bei etwa 50 Hz. Aufgrund geänderter Detektorbedingungen[1] betrug diese Rate 1995 weniger als 40 Hz. Deshalb und aufgrund der gegenüber der Datennahmeperiode 1994 erhöhten Strahlströme mußten die Bedingungen für Trigger, die für die Selektion von J/ψ-Kandidaten ausgelegt sind, 1995 gegenüber der Datennahme 1994 verschärft werden.

Die zweite und dritte Triggerstufe (L2, L3)

In der zweiten und dritten Triggerstufe, die 1995 erst testweise in Betrieb waren, können die Triggerdaten der Detektoren lokal miteinander verknüpft und komplexere Bedingungen als in der ersten Triggerstufe gestellt werden. Die zweite Stufe besteht aus einem

---

[1] Neues Strahlrohr mit Silizium Vertex Detektor, geändertes Flugzeit-Veto durch Einbau des SPACAL, höhere Totzeit bei der Auslese aufgrund größerer Untergrundereignisse und neuer Detektorkomponenten.

Neuronalen-Netzwerk-Trigger [37] sowie aus einer festverdrahteten Mikroprozessor-Logik [19]. Für die Entscheidungsfindung stehen etwa 0.02 ms zur Verfügung. Die dritte Stufe [10] basiert auf Mikroprozessoren, die nach etwa 0.8 ms eine Triggerentscheidung fällen. Die zweite und dritte Triggerstufe beginnen zur gleichen Zeit ihre Arbeit. Wird das Ereignis auf allen Stufen anerkannt, so wird es an die vierte Triggerstufe weitergegeben.
Durch Verwendung der L2 Triggerstufe wird eine Reduktion der Raten von für die Selektion von J/ψ-Kandidaten vorgesehenen Triggern um einen Faktor $\gtrsim 2$ erwartet, für einfache L1-Triggerbedingungen wird sogar ein Reduktionsfaktor von 5-50 angegeben [65].

Die vierte Triggerstufe (L4)

In der vierten Triggerstufe, die noch in Echtzeit (*online*) arbeitet, steht für eine komplexe Triggerentscheidung die gesamte Detektorinformation zur Verfügung. Eine Mikroprozessorfarm mit 31 Prozessoren führt eine schnelle Rekonstruktion des Ereignisses durch. Dabei bearbeitet jeweils ein Prozessor ein Ereignis. Anhand dieser Rekonstruktion werden die angesprochenen Subtrigger der ersten Stufe überprüft. Wird dabei mindestens ein angesprochener Subtrigger verifiziert, so werden die Daten des Ereignisses auf Magnetband gespeichert. Ein Ereignis hat eine Länge von etwa 50 KByte. Die vierte Triggerstufe führt eine Datenreduktion gegenüber der ersten Triggerstufe von etwa 70% durch ($\approx$ 50% für die Datennahmeperiode 1995) [68].

5.2 Triggerelemente der 1. Stufe

In diesem Abschnitt werden die Triggerelemente beschrieben, die für die Selektion von Ereignissen mit elastischer J/ψ-Produktion verwendet werden. Insbesondere werden die Ansprechwahrscheinlichkeiten der entsprechenden Triggerelemente mit Hilfe von Daten bestimmt und mit der Simulation verglichen.

5.2.1 Überprüfung der Triggerwahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Trigger, die auf die Zerfallsleptonen selektieren, kann mit Hilfe der für die endgültigen Wirkungsquerschnittsberechnungen verwendeten

- Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten

untersucht werden. Für die Selektion dieser Ereignisse, die in Kapitel 7 beschrieben wird, werden im wesentlichen zwei im Polarwinkelbereich $20° \leq \theta \leq 160°$ rekonstruierte Leptonen verlangt, deren Masse sich im Bereich von ±125 MeV um die nominelle J/ψ-Masse befindet. Darüberhinaus wird ein Veto auf zusätzliche Spuren im Spurkammersystem gesetzt. Sowohl für Zwei-Spur Myonpaare als auch für Zwei-Spur Elektronpaare gibt es mehrere unabhängige Subtrigger (Elemente des zentralen Myondetektors, des LAr-Kalorimeters und der topologischen Trigger). Damit können die Ansprechwahrscheinlichkeiten der entsprechenden Trigger wechselseitig bestimmt werden.

Eine weitere Möglichkeit für die Bestimmung der Triggerwahrscheinlichkeit besteht in der Verwendung eines Datensatzes mit genau zwei Spurkandidaten im zentralen Spurkammersystem mit einer invarianten Masse von $m > 1\,\text{GeV}$. Die Ereignisse dieses Datensatzes werden als

☐ Zwei-Spur Kandidaten

bezeichnet. Solche Ereignisse sind in der Topologie den Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten ähnlich. Hiermit kann die Triggerwahrscheinlichkeit der Triggerelemente des zentralen Spurkammersystems anhand unabhängiger Trigger, die auf das gestreute Elektron ansprechen (BEMC bzw. SPACAL und Elektron-Tagger), bestimmt werden. Zur weiteren Untergrundreduktion wird gefordert, daß mindestens eine Spur als Lepton (Myon oder Elektron) identifiziert ist. Man erhält etwa 40 Kandidaten mit nachgewiesenem gestreuten Elektron für die Datennahmeperiode 1994 und 90 Kandidaten für die Datennahmeperiode 1995.

Die Triggerwahrscheinlichkeit wird jeweils für Daten und für simulierte Monte-Carlo-Ereignisse als Funktion von Impuls und Polarwinkel der Zerfallsleptonen bestimmt, da die Trigger auf die Signatur der Zerfallsleptonen in Spurkammersystem, LAr-Kalorimeter und Myonsystem ansprechen. Der nach Anpassung der Triggersimulation verbleibende Unterschied wird als Beitrag zum **systematischen Fehler** berücksichtigt. Soweit sinnvoll, werden für die Selektion der Daten die Datennahmeperioden 1994 und 1995 kombiniert, nachdem die Verteilungen für beide Jahre getrennt studiert wurden.

5.2.2 Proportionalkammer-Trigger

Der zVertex-Trigger [12] verwendet Signale aus den Vieldraht-Proportionalkammern, um die z-Koordinate der Wechselwirkung mit Hilfe eines Vertexhistogramms zu bestimmen. Vier hintereinanderliegende Auslese-Elektroden (siehe Abschnitt 3.3.1 und Abbildung 5.2), jeweils zwei von CIP und COP bzw. CIP und FPC, die auf einer Geraden zum Vertex zeigen, bilden einen Strahl (*Ray*). Die *Rays* werden zur z-Achse hin verlängert, und der Schnittpunkt jedes Strahls mit der z-Achse ergibt einen Eintrag im 16 Bins umfassenden zVertex-Histogramm.

Die (rz)- und die $(r\phi)$-Ebene sind in je 16 Strahlen unterteilt, wobei die Strahlen 1-4 der Vorwärtsproportionalkammer zugeordnet sind. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für einen Strahl beträgt im Winkelbereich $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ etwa 80%, sofern verlangt wird, daß alle vier Auslese-Elektroden auf dem Strahl angesprochen haben [12, 59]. Das entspricht einer Ansprechwahrscheinlichkeit pro Auslese-Elektrode von etwa 94%.

Das zVertex-Histogramm hat eine Ausdehnung von $\pm 40\,\text{cm}$ um den nominellen Vertex. Zur Triggerentscheidung wird das Bin mit den meisten Einträgen (N_{max}) in Relation zur Untergrundsumme (N_{Rest}), der Summe der restlichen Einträge, gesetzt. Auf diesem zVertex-Histogramm aufbauend werden Triggerelemente definiert, die ein signifikantes Maximum verlangen:

- `zVtx_cls`: Das Histogramm hat nur in bis zu vier benachbarten Bins Einträge (Akzeptanzbereich der Elastizität von J/ψ-Mesonen: $z \gtrsim 0.95$).

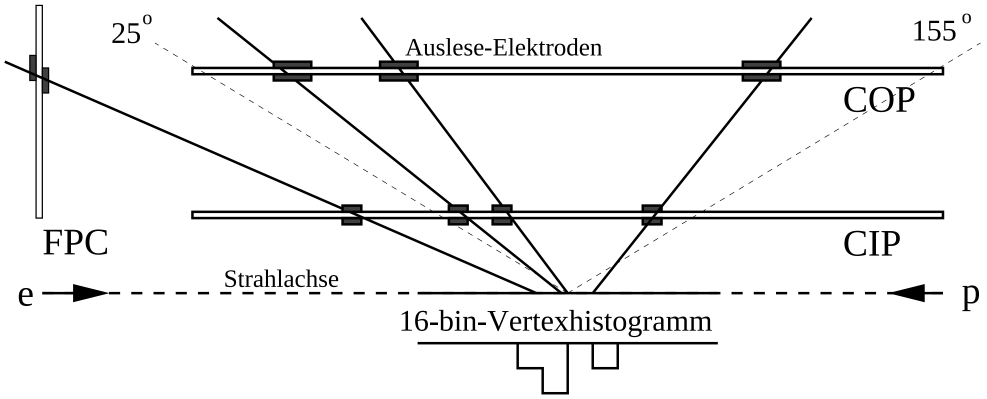


Abbildung 5.2: **Funktionsweise des zVertex-Triggers:** *Aus den Signalen der Auslese-Elektroden der Proportionalkammern COP, CIP und FPC werden zum Wechselwirkungspunkt zeigende Strahlen gebildet. Aus diesen Strahlen wird das Vertexhistogramm aufgebaut.*

- `zvtx_small`: Für das Maximum N_{max} in dem Bin mit den meisten Einträgen im Histogramm gilt $1 \leq N_{max} \leq 5$, die Untergrundsumme N_{Rest} muß kleiner als 3 sein (Akzeptanzbereich der Elastizität von J/ψ-Mesonen: $z \gtrsim 0.95$).
- `zvtx_sig1`: In dem Histogramm muß sich das Maximum N_{max} signifikant vom Untergrund $N_{Rest}/15$ unterscheiden:

  $$\frac{N_{max} - N_{Rest}/15}{\sqrt{N_{max}}} > 1.5$$

  (Akzeptanzbereich der Elastizität von J/ψ-Mesonen: $z \lesssim 0.95$).
- `zvtx_mu`: Besteht aus einem logischen „Oder“ von `zvtx_small` und `zvtx_sig1` (`zvtx_small` ODER `zvtx_sig1`).

Die Triggerwahrscheinlichkeit für das Triggerelement `zVtx_cls` ist in Abb. 5.3 für die Datennahmeperiode 1994 als Funktion von Impuls p_ℓ und Polarwinkel θ_ℓ der beiden Zerfallsleptonen für Daten und für die Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Außerdem wird die Triggerwahrscheinlichkeit für das logische „Oder“ aus `zVtx_small` und `zVtx_cls` (`zVtx_small` ODER `zVtx_cls`) für die Datennahmeperiode 1995 gezeigt, in der das Triggerelement `zVtx_cls` für einige Wochen außer Betrieb war und durch `zVtx_small` ersetzt werden mußte. In der Monte-Carlo-Simulation für das Jahr 1995 wurde die Triggerwahrscheinlichkeit dieser beiden Elemente um 5% vermindert um die Daten zu beschreiben. Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit wurden Zwei-Spur Kandidaten mit BEMC/SPACAL- und Elektron-Tagger-Triggern verwendet. Die Triggerwahrscheinlichkeit beträgt für die Datennahmeperiode 1994 für das Triggerelement `zVtx_cls`, ebenso wie für das Triggerelement `zvtx_small`, ungefähr 95%. Für die Datennahmeperiode 1995 ist die Triggerwahrscheinlichkeit für diese beiden Elemente mit etwa 80% deutlich niedriger, da mehrere Drähte von CIP und COP gerissen waren und

in diesen Bereichen für einen Strahl nur drei angesprochene Auslese-Elektroden gefordert werden konnten. Durch den größeren Untergrund an Fehlkombinationen traten die Triggerelemente `zVtx_cls` und `zvtx_small` in der Datennahmeperiode 1995 mit geringerer Wahrscheinlichkeit auf als in der Datennahmeperiode 1994.
Für die Datennahmeperiode 1994 wird als systematischer Fehler 3% für die Triggerelemente `zVtx_cls` und `zvtx_small` aus dem Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Für die Datennahmeperiode 1995 beträgt der systematische Fehler der Kombination `zVtx_small` ODER `zVtx_cls` 4%.

Topologische Triggerelemente

Aus den einzelnen Strahlen (*Rays*) können topologische Triggerelemente gebildet werden. Dabei werden die *Rays* jeweils auf die $(r\phi)$-Ebene projiziert, so daß auf 16 projizierte Strahlen in der $(r\phi)$-Ebene topologische Bedingungen angewendet werden können.

- `Topo_BR`: In der Projektion der Strahlen auf die $(r\phi)$-Ebene müssen zwei Strahlen ±1 $(r\phi)$-Intervall gegenüberliegend zueinander angeordnet sein. Außer diesen beiden Strahlen darf es keine weiteren angesprochene Strahlen in der Projektion geben. Der Akzeptanzbereich der Elastizität liegt für dieses Triggerelement im elastischen Bereich $z \gtrsim 0.95$. Für J/ψ-Mesonen mit kleinen Transversalimpulsen erwartet man, daß die Zerfallsleptonen in der $(r\phi)$-Ebene balanciert sind und dadurch das Triggerelement auslösen können.

- `MUL_BR`: Um Ereignisse mit geringer Multiplizität zu selektieren, wird die Anzahl der Strahlen in der $(r\phi)$-Ebene auf höchstens drei beschränkt.

Die Triggerwahrscheinlichkeiten für das topologische Triggerelement `Topo_BR` werden anhand der **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 mit unabhängigen Triggern (LAr-Trigger bzw. Myon-Trigger) für e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ Paare getrennt bestimmt und mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen (Abbildung 5.4). Der systematische Fehler wird zu 5% abgeschätzt. Die gemessene Triggerwahrscheinlichkeit für e^+e^- Paare ist höher als die der $\mu^+\mu^-$ Paare, da der verwendete LAr-Trigger (`LAR_BR`) nicht vollkommen unabhängig vom topologischen Triggerelement ist, da beide Triggerelemente auf Strahlen des zVertex-Triggers aufbauen (siehe Abschnitt 5.2.6).

5.2.3 Zentraler Spurkammertrigger

Der DCRϕ-Trigger [70] verwendet 10 von 56 Drahtlagen der zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2 zur Erkennung von Spuren in der $(r\phi)$-Ebene anhand von vorgegebenen Masken. Ab einem Transversalimpuls von $p_t > 450\,\text{MeV}$ können die Spuren im Polarwinkelbereich $30° \lesssim \theta \lesssim 150°$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 85% bis 90% nachgewiesen werden [55]. Mit Hilfe dieser Methode werden auch Transversalimpuls und Ladung grob rekonstruiert.
Folgende Triggerelemente finden für J/ψ-Ereignisse Verwendung:

- `DCR`ϕ`_TA`: mindestens eine nachgewiesene Spur

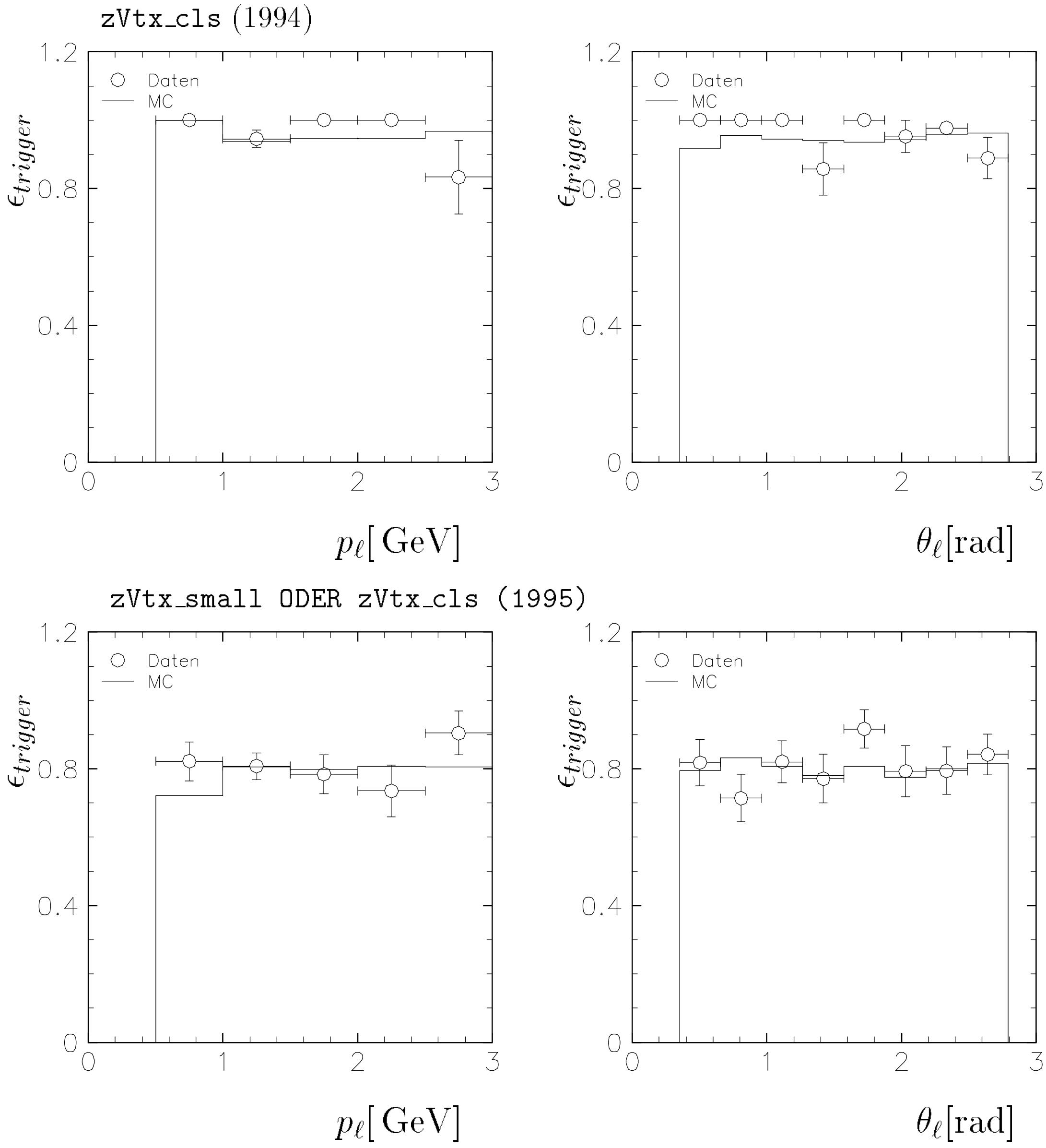
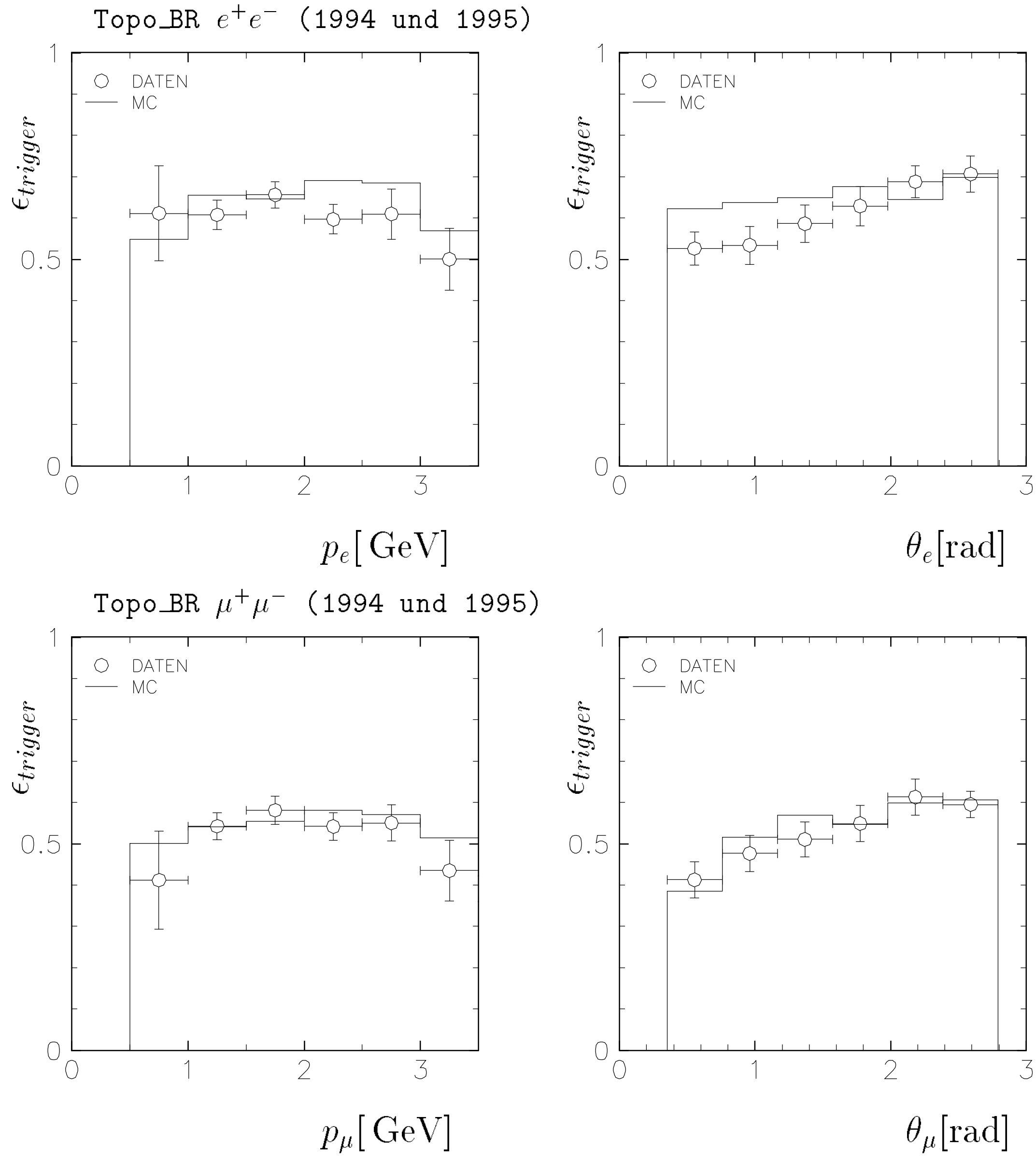


Abbildung 5.3: **zVertex-Trigger:** *Triggerwahrscheinlichkeiten für das Triggerelement* `zVtx_cls` *für* Zwei-Spur Kandidaten *für die Datennahmeperiode 1994 (oben) sowie für die logische Kombination der Triggerelemente* `zVtx_small ODER zVtx_cls` *für* Zwei-Spur Kandidaten *für die Datennahmeperiode 1995 (unten) verglichen mit der Monte-Carlo-Simulation als Funktion von Impuls und Polarwinkel der beiden Leptonen. Die Triggerwahrscheinlichkeit wurde in der Monte-Carlo-Simulation für das Jahr 1995 um 5% vermindert.*



`Topo_BR` e^+e^- `(1994 und 1995)`

`Topo_BR` $\mu^+\mu^-$ `(1994 und 1995)`

Abbildung 5.4: **zVertex-Trigger:** *Triggerwahrscheinlichkeit für das Element* `Topo_BR` *für* e^+e^-*-Paare (oben) und* $\mu^+\mu^-$*-Paare (unten) für Daten* (Zwei-Spur $\boldsymbol{J/\psi}$-Kandidaten *der Jahre 1994 und 1995) verglichen mit der Monte-Carlo-Simulation in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel der beiden Zerfallsleptonen.*

- DCRϕ_TNEG: mindestens eine Spur mit negativer Ladung
- DCRϕ_THIGH: mindestens eine nachgewiesene Spur mit $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$
- DCRϕ_TC: mindestens drei nachgewiesene Spuren (Akzeptanzbereich der Elastizität $z \lesssim 0.95$)

Die Triggerwahrscheinlichkeiten für die DCRϕ-Triggerelemente können analog zu den Elementen des zVertex-Triggers mit Hilfe von durch das gestreute Elektron getriggerten Zwei-Spur Kandidaten bestimmt werden. Da keine signifikanten Unterschiede zwischen den Datennahmeperioden 1994 und 1995 bestehen, werden die Triggerwahrscheinlichkeiten für beide Jahre gemeinsam berechnet. Die Triggerwahrscheinlichkeit ist für das Triggerelement DCRϕ_TA in Abb. 5.5 und für die Triggerelemente DCRϕ_TNEG und DCRϕ_THIGH in Abb. 5.6 als Funktion von Impuls und Polarwinkel der Leptonen dargestellt.

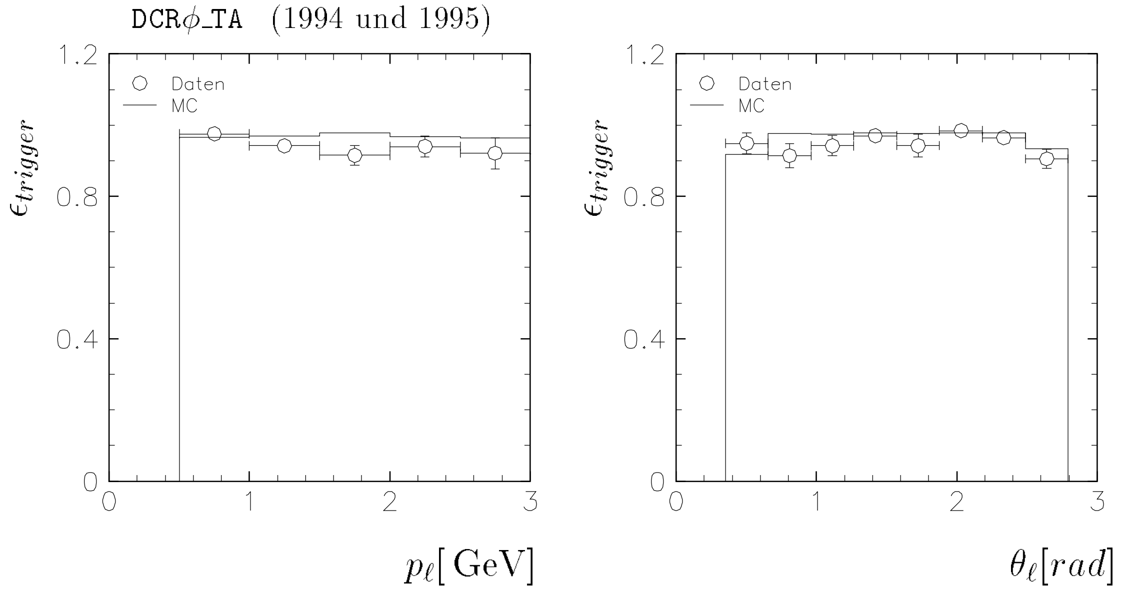


Abbildung 5.5: **DCRϕ-Trigger:** *Triggerwahrscheinlichkeit für das Triggerelement* DCRϕ_TA *in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel der beiden Leptonen für Daten und Monte-Carlo-Simulation, bestimmt für* Zwei-Spur Kandidaten *der Datennahmeperioden 1994 und 1995 mit einem unabhängigem Trigger, der auf das gestreute Elektron anspricht.*

In Tabelle 5.1 sind die Triggerwahrscheinlichkeiten der verwendeten Triggerelemente im Akzeptanzbereich $20° \leq \theta \leq 160°$ sowie deren systematischer Fehler angegeben. Sie sind im Falle des zVertex-Triggers in Übereinstimmung mit der Ansprechwahrscheinlichkeit für Strahlen (80%) und im Falle des DCRϕ-Triggers in Übereinstimmung mit der Ansprechwahrscheinlichkeit für Spuren (85%). Die beschriebenen Triggerelemente des Spurkammersystems sind gut verstanden und haben für J/ψ-Kandidaten eine hohe Triggerwahrscheinlichkeit.

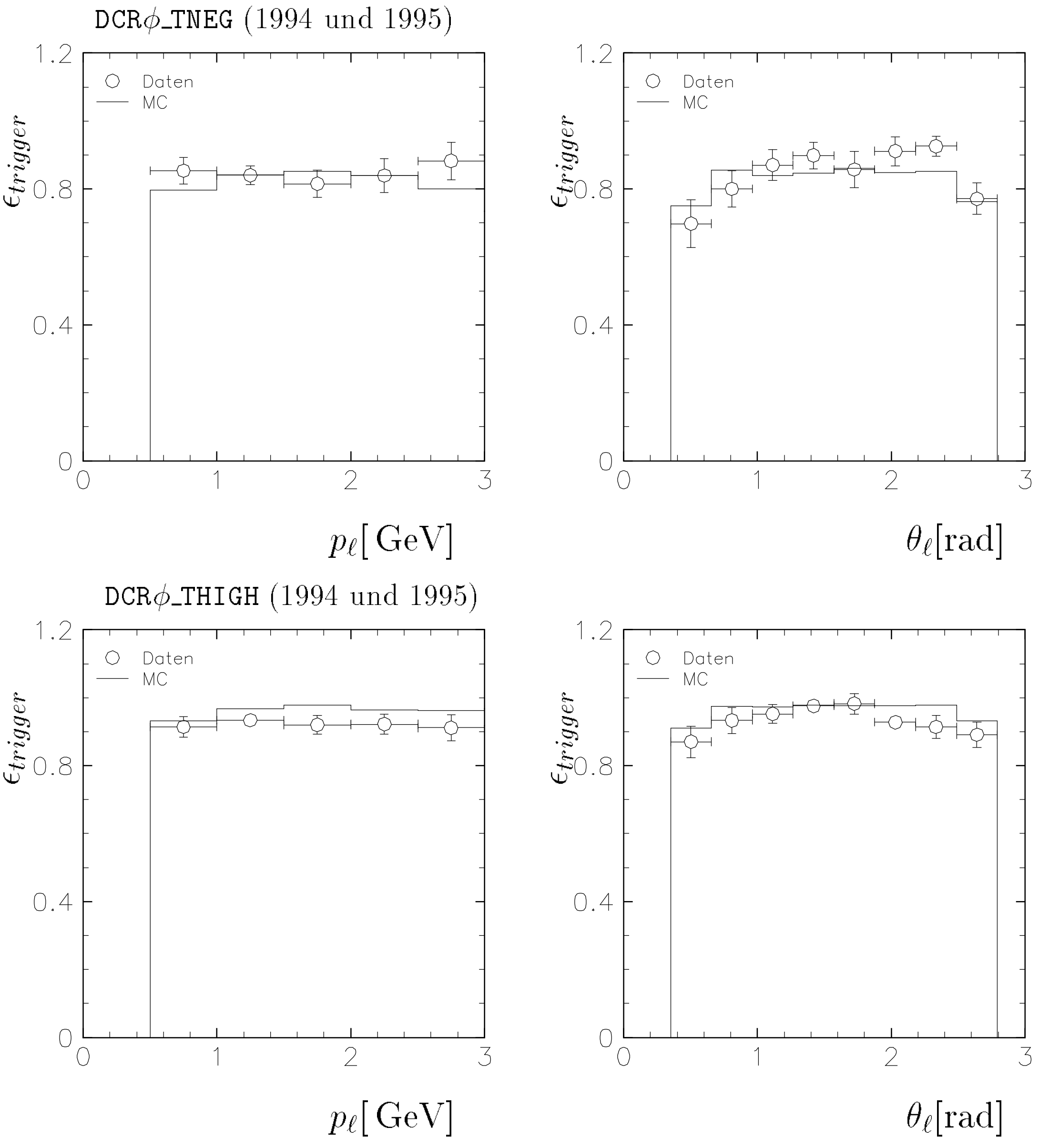


Abbildung 5.6: **DCRϕ-Trigger:** *Triggerwahrscheinlichkeit für die Triggerelemente* `DCR`ϕ`_TNEG` *(oben) und* `DCR`ϕ`_THIGH` *(unten) in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel des entsprechenden Zerfallsleptons analog zu Abbildung 5.5.*

Triggerelement	Triggerwahrscheinlichkeit	syst. Fehler
`DCRφ_TA`	96%	3%
`DCRφ_TNEG`	85%	3%
`DCRφ_THIGH`	94%	4%
`zVtx_cls` (1994)	97%	3%
`zVtx_small` (1994)	95%	3%
`zVtx_cls` ODER `zVtx_small` (1995)	80%	4%
`Topo_BR`	60%	5%

Tabelle 5.1: **Triggerwahrscheinlichkeiten des Spurkammersystems** *für* Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten *im Akzeptanzbereich* $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$. *Die systematischen Fehler wurden aus dem Vergleich der Triggerwahrscheinlichkeiten in Daten und in der Monte-Carlo-Simulation bestimmt.*

5.2.4 Triggerwahrscheinlichkeit als Funktion der Elastizität

In Abbildung 5.7 ist die Triggerwahrscheinlichkeit der Elemente `DCRφ_TA`, `zVtx_cls` und `zVtx_small` als Funktion der Elastizität z dargestellt (Datennahmeperiode 1994). Die Triggerelemente `zVtx_cls` und `zVtx_small`, die eine niedrige Multiplizität im Spurkammersystem verlangen, haben eine mit abnehmender Elastizität schnell abfallende Triggerwahrscheinlichkeit, die bei $z = 0.95$ etwa 60% beträgt. Dabei hat `zVtx_cls` eine etwas höhere Triggerwahrscheinlichkeit als `zVtx_small` bei einer wesentlich höheren Untergrundreduktion (Reduktionsfaktor ≈ 1.5 mal größer). Dieser Unterschied kann darauf zurückgeführt werden, daß mehrere zufällige nicht aus ep-Wechselwirkungen stammende Spuren in der Regel nicht zu nebeneinanderliegenden Einträgen im zVertex-Histogramm führen. Deshalb wurde `zVtx_cls` in den meisten Subtriggern anstelle von `zVtx_small` verwendet.

Im kinematischen Bereich $z < 0.95$ haben die Triggerelemente `zVtx_sig1` und `DCRφ_TC` eine Triggerwahrscheinlichkeit größer 60% [79].

5.2.5 Trigger des zentralen Myonsystems

In der Regel reichen die Triggerelemente der Spurkammertrigger, ausgenommen das topologische Triggerelement `Topo_BR`, nicht aus, um die Ausgangsrate der ersten Triggerstufe auf ein akzeptables Maß zu reduzieren. Daher werden zusätzlich Trigger des Myonsystems oder des LAr-Kalorimeters verwendet.

Fünf von 16 Streamerrohr-Lagen eines jeden Moduls des zentralen Myondetektors werden für Triggerzwecke verwendet (Lage 3, 4, 5, 8 und 12, siehe Abbildung 3.8 [94]). Getrennt nach Zentralbereich (*barrel*) und vorderer und hinterer Endkappe werden verschiedene Bedingungen zur Bildung des entsprechenden Triggerelementes verlangt. In der vorderen Endkappe müssen zur Untergrundunterdrückung schärfere Bedingungen gestellt werden, da ein Großteil des Untergrundes von Wechselwirkungen des Protonstrahls mit Restgasmolekülen herrührt. Dieser Untergrund hat eine in Protonrichtung ausgerichtete Topologie.

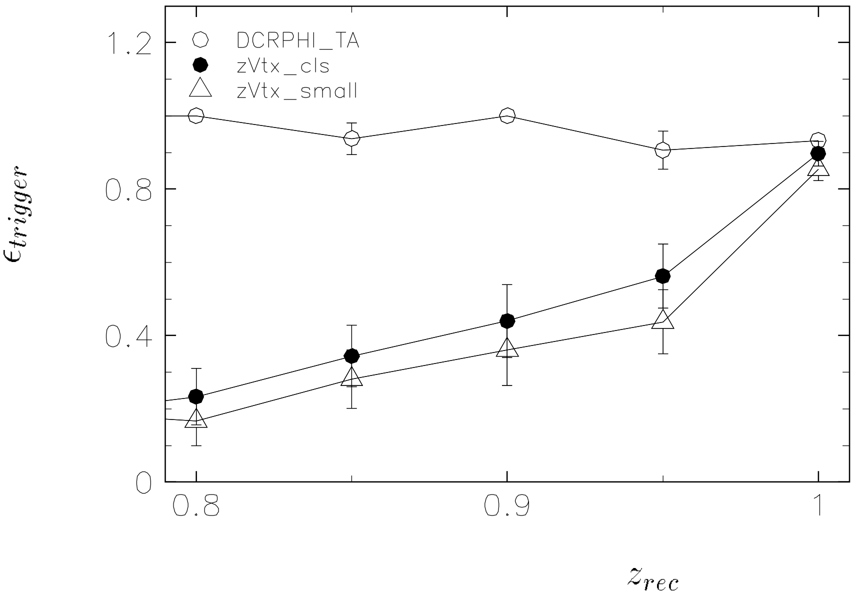


Abbildung 5.7: **Spurkammertrigger:** *Triggerwahrscheinlichkeit der Triggerelemente* `DCR`ϕ`_TA`*,* `zVtx_cls` *und* `zVtx_small` *als Funktion der aus den Daten rekonstruierten Elastizität* z_{rec}*, bestimmt mit Hilfe von* J/ψ-Kandidaten *der Datennahmeperiode 1994 mit invarianter Masse* $\pm 125\,MeV$ *um die nominelle* J/ψ*-Masse. Als unabhängige Trigger wurden BEMC- und Elektron-Tagger-Trigger verwendet.*

1. **Vordere Endkappe:** In der Nähe des Strahlrohrs (*inner endcap*) wird verlangt, daß 4 von 5 möglichen Lagen angesprochen haben. In vom Strahlrohr entfernten Bereichen (*outer endcap*) werden 3 von 5 möglichen Lagen verlangt. Ab einem Impuls von etwa $p \gtrsim 2\,\mathrm{GeV}$ können Myonen dieses Kriterium erfüllen, da sie das gesamte vordere LAr-Kalorimeter und mindestens 3 Triggerlagen des Myonsystems durchqueren müssen.

2. **Zentralbereich:** Im Zentralbereich (*barrel*) müssen 2 von 5 Lagen ansprechen, um den Trigger auszulösen. Hierfür sind Impulse größer als 1.5 GeV nötig.

3. **Hintere Endkappe:** Sowohl in der inneren als auch in der äußeren Endkappe werden 3 von 5 möglichen Lagen verlangt. Da sich in Rückwärtsrichtung nur wenig Material (BEMC bzw. SPACAL) zwischen Spurkammersystem und Myondetektor befindet, lösen bereits Myonen mit Impuls größer 1 GeV den Trigger aus.

Für elastische und inelastische J/ψ-Produktion wurden die folgenden Triggerelemente verwendet:

- `MU_BAR`: Ein Triggerelement des Zentralbereiches ist aktiv.
- `MU_ECQ`: Ein Triggerelement der vorderen oder hinteren Endkappe spricht an.
- `MU_BEC`: Ein Triggerelement der hinteren Endkappe ist aktiv.

Die Triggerwahrscheinlichkeit für diese Triggerelemente, bestimmt mit Hilfe aller **J/ψ-Kandidaten** der Datennahmeperioden 1994 und 1995, die eine im Myonsystem rekonstruierte Spur haben und über einen unabhängigen Trigger (topologischer Trigger) verfügen, ist in Abbildung 5.8 als Funktion von Impuls und Polarwinkel der Myonkandidaten dargestellt. Ein Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation ergibt einen systematischen Fehler von 3% für `MU_BAR` und 6% für das Element `MU_ECQ`. Da in den Endkappen 3 bzw. 4 von 5 möglichen Lagen zur Bildung des Triggerelementes verlangt werden, im Zentralbereich jedoch nur 2 von 5 möglichen Lagen, ist die Triggerwahrscheinlichkeit im Zentralbereich deutlich höher als in den Endkappen.

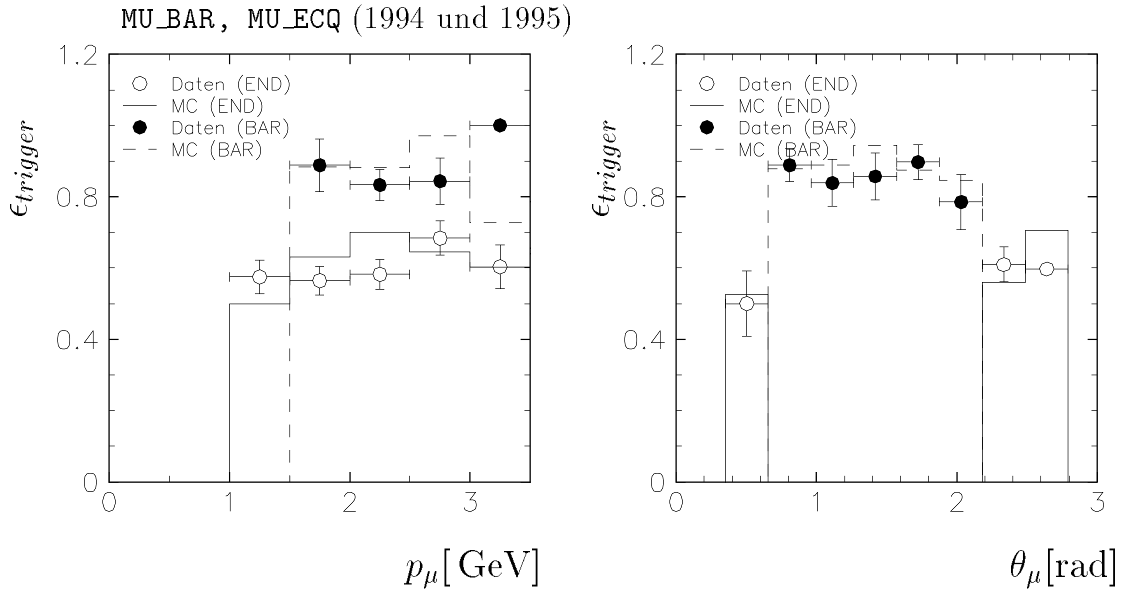


Abbildung 5.8: **Zentrales Myonsystem:** *Triggerwahrscheinlichkeit für die Triggerelemente des zentralen Myonsystems* `MU_BAR` *(BAR) und des Endkappenmyonsystems* `MU_ECQ` *(END) in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel der Zerfallsmyonen, die eine rekonstruierte Spur im Myonsystem haben, für* **J/ψ-Kandidaten** *der Datennahmeperioden 1994 und 1995 und die Monte-Carlo-Simulation.*

5.2.6 LAr-Kalorimeter-Trigger

Zur Selektion von Elektronenpaaren wird der Trigger des LAr-Kalorimeters verwendet. Die etwa 45000 Kanäle des Kalorimeters werden zu Türmen (*trigger towers*) zusammengefaßt. Diese Türme unterteilen das Kalorimeter in 23 θ Bereiche und 32 ϕ Bereiche, die auf den nominellen Wechselwirkungspunkt ausgerichtet sind. Bei einer deponierten Energie in der Größenordnung von 1 GeV (AGM[2]-Schwelle) wird ein Turm ausgelöst. Mehrere dieser Türme (≤ 4) werden zu großen Türmen (*big towers*) zusammengefaßt. Diese schließen an die Topologie der Strahlen des zVertex-Triggers an. Daraus wird dann das Triggerelement

---

[2] Analog Gating Module

- `LAr_BR`: Koinzidenz zwischen einem großen Turm mit einer Energie größer 1.5 GeV und einem Strahl des zVertex-Triggers

gebildet.
Zusätzlich findet für die Datennahmeperiode 1994 ein Veto auf Energie im Vorwärtskalorimeter Verwendung:

- `no LAR_IF`: Energie im LAr-Kalorimeter für $\theta < 10^\circ$ kleiner als 2 GeV.

Durch dieses Vetoelement ist die Triggerwahrscheinlichkeit für die Kombination beider Triggerelemente `LAr_BR` UND `no LAR_IF` für Ereignisse mit Proton-Dissoziation etwa einen Faktor 2 kleiner als für Ereignisse mit elastischer J/ψ-Produktion [44]. In Abbildung 5.9 wird die Triggerwahrscheinlichkeit für diese Kombination mit unabhängig selektierten (topologischer Trigger) Zwei-Spur $\boldsymbol{J/\psi}$-Kandidaten der Datennahmeperiode 1994 dargestellt. Dabei wird nicht zwischen Ereignissen elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation unterschieden. Eine genaue Untersuchung wurde in [44] vorgenommen. Zum Vergleich werden simulierte Ereignisse der elastischen J/ψ-Produktion und simulierte Ereignisse der J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation mit jeweils gleichen Ereigniszahlen verwendet (siehe Abschnitt 8.5). Es resultiert ein systematischer Fehler von 5%. Für die Datennahmeperiode 1995 hatte der LAr-Trigger aufgrund eines hohen Unterdrückungsfaktors nur noch eine untergeordnete Bedeutung.

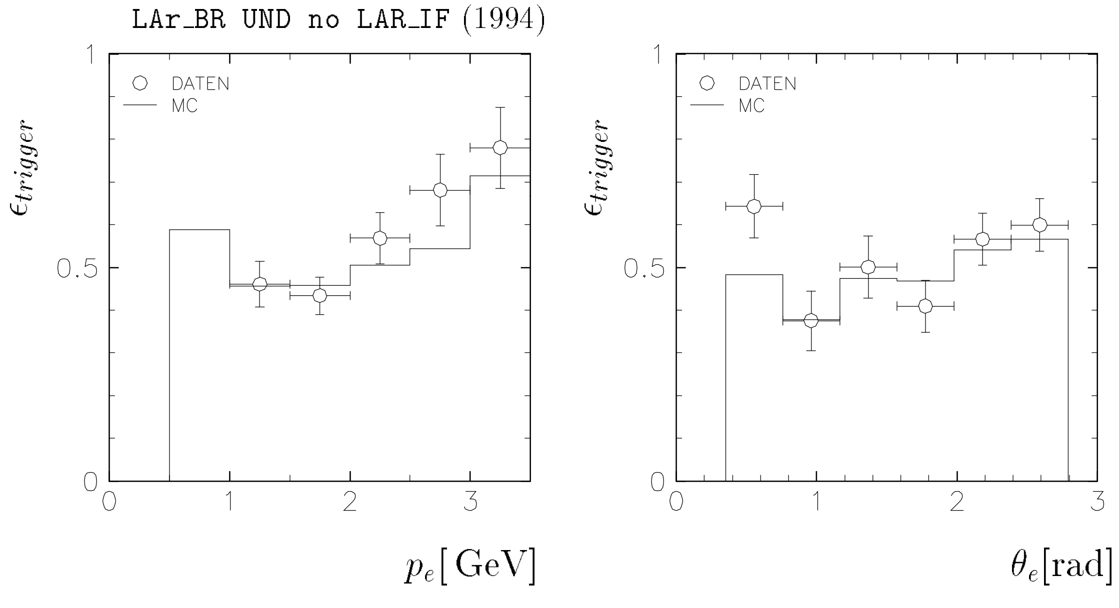


Abbildung 5.9: **LAr-Kalorimeter:** *Triggerwahrscheinlichkeit für die Kombination der Triggerelemente* `LAr_BR UND no LAR_IF` *in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel der Zerfallselektronen für* Zwei-Spur $\boldsymbol{J/\psi}$-Kandidaten *der Datennahmeperiode 1994 und für die Monte-Carlo-Simulation (elastische J/ψ-Simulation und J/ψ-Simulation mit Proton-Dissoziation).*

5.3 Vetofunktionen

Für die meisten Subtrigger werden Veto-Triggerelemente verwendet, die den Untergrund aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen reduzieren. Zur Abschätzung des Anteils an elastischen J/ψ-Ereignissen, die durch diese Veto-Triggerelemente verworfen werden, werden spezielle Monitor-Trigger verwendet, die ohne diese Veto-Triggerelemente mit einem hohen Unterdrückungsfaktor oder nur für eine kurze Zeit laufen.

Flugzeitzähler: In der Datennahmeperiode 1994 bestand der Flugzeitzähler aus Szintillatoren in der Rückwärtsregion des H1-Detektors bei $z = -1.95\,\mathrm{m}$ und $z = -2.25\,\mathrm{m}$. Aus der zeitlichen Abfolge der Signale in diesen beiden Szintillations-Zählern relativ zum Proton-Takt kann zwischen Untergrundereignissen aus der Rückwärtsregion und Ereignissen aus ep-Wechselwirkungen unterschieden werden.
In der Datennahmeperiode 1995 wurden die Flugzeitzähler durch ein Veto des elektromagnetischen und des hadronischen Teils des rückwärtigen Kalorimeters (SPACAL) ersetzt.
Mit Hilfe von Ereignissen, die von einem Elektron-Tagger-Trigger selektiert wurden, wird der Anteil an elastischen J/ψ-Ereignissen, die von diesen Veto-Elementen verworfen werden auf deutlich weniger als 1% abgeschätzt.

RZ-Trigger: Der RZ-Trigger [14, 48] verwendet die Signale der Driftkammern CIZ und COZ, um anhand von Masken Teilchenspuren zu identifizieren. Die Spuren werden zum Strahlrohr (z-Achse) hin verlängert und bilden entweder einen Eintrag im Vertexhistogramm ($\pm 25\,\mathrm{cm}$ um den nominellen Wechselwirkungspunkt) oder in der Untergrundsumme ($z < -25\,\mathrm{cm}$). Auf das Verhältnis von Untergrundsumme zur Anzahl der Einträge im höchsten Bin des Vertexhistogramms wird geschnitten, um ein Untergrund-Veto zur Verfügung zu stellen (1995, `RZ_NON_VTX`). Die Fehlklassifizierung von elastischen J/ψ-Ereignissen durch dieses Veto-Element wird mit $< 0.5\%$ angegeben [49].

Veto der inneren Proportionalkammern: Aus den Signalen der inneren Proportionalkammer (CIP) wird das Triggerelement `CIP-bwd` gebildet, wenn mehr als 3 Sektoren im hinteren Viertel der Kammer ($z < -1\,\mathrm{m}$) getroffen werden. Für elastische J/ψ-Ereignisse beträgt die Veto-Rate durch dieses Element $< 1\%$ [59].

5.4 Trigger für elastische J/ψ-Produktion

Mit den in den letzten Abschnitten beschriebenen Triggerelementen werden sogenannte Subtrigger gebildet. In der Datennahmeperiode 1994 wurden für reine Spurtrigger und die Trigger des LAr-Kalorimeters explizit eine niedrige Spurmultiplizität gefordert, der Myon-Trigger unterschied dagegen nicht zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen. Für die Datennahmeperiode 1995 wurden auch die Trigger des zentralen Myonsystems nach niedrigen und hohen Multiplizitäten getrennt.

- S54: Topologischer Spurtrigger ($\mu^+\mu^-$ und e^+e^-)
  Um Ereignisse mit elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation in beiden Zerfallskanälen nur mit Hilfe von Signalen des zentralen Spurkammersystems selektieren zu können, werden Ereignisse mit niedriger Multiplizität in Verbindung mit einer topologischen Bedingung (genau zwei gegenüberliegende Spuren) gefordert:

  1994 + 1995: `DCR`ϕ`_TNEG & zVtX_cls & TOPO_BR`

- S52 : LAr-Trigger (e^+e^-)
  Zur Selektion von $J/\psi \to e^+e^-$ wird ein Signal im LAr-Kalorimeter in Verbindung mit Bedingungen insbesondere an die Multiplizität im Spurkammersystem gefordert.

  1994: `DCR`ϕ`_TA & zVtX_cls & LAr_BR & no LAR_IF`

  1995: `DCR`ϕ`_TNEG & DCR`ϕ`_THIGH & zVtX_cls &`

  `MUL_BR & LAr_BR`

  In der Datennahmeperiode 1995 wurde das Veto Element `no LAR_IF` nicht mehr verwendet, dadurch erhält man identische Triggerwahrscheinlichkeiten für elastische Ereignisse und Ereignisse mit Proton-Dissoziation.

- S19 : Zentraler (barrel) Myon-Trigger ($\mu^+\mu^-$)
  Die Koinzidenz zwischen einem Signal im Myon-Detektor und Signalen im Spurkammersystem reduziert den Beitrag kosmischer Myonen, die den Hauptuntergrund dieses Triggers bilden, auf eine Rate von weniger als 2 Hz.

  1994: `DCR`ϕ`_TA & zVtX_MU & MU_BAR`

  1995: `DCR`ϕ`_TNEG & DCR`ϕ`_THIGH & zVtX_MU & MU_BAR`

- S18 : Myon-Trigger der Endkappen ($\mu^+\mu^-$)
  Durch die Kombination des Endkappen Myontriggerelements mit einer allgemeinen Bedingung des Spurkammersystems (1994) und mit Bedingungen niedriger Multiplizität (1995) wird protoninduzierter Untergrund (vordere Endkappe) und Untergrund durch Beam-Halo-Myonen (hintere Endkappe) reduziert.

  1994: `DCR`ϕ`_TA & zVtX_MU & MU_ECQ`

  1995: `DCR`ϕ`_THIGH & zVtX_cls & MU_ECQ`

- S22 : Myon-Trigger der Endkappen ($\mu^+\mu^-$)
  Dieser Myon-Trigger besteht aus den Triggerelementen der hinteren Endkappe und minimalen Anforderungen an die Signale in den Spurkammern (1994) bzw. aus den Triggerelementen der Endkappentrigger mit Bedingungen hoher Multiplizität im Spurkammersystem (1995).

  1994: `zVtX_MU & MU_BEC`

  1995: `DCR`ϕ`_TC & DCR`ϕ`_THIGH & zVtX_sig1 & MU_ECQ`

Für die Datennahme im Jahr 1995 wurden die Endkappentrigger in einen Trigger für niedrige Multiplizitäten S18 (diffraktive J/ψ-Produktion) und einen für hohe Multiplizitäten (inelastische J/ψ-Produktion) S22 getrennt. Hierdurch konnten die Ausgangsraten der ersten Triggerstufe um etwa einen Faktor 1.5 reduziert werden, da Ereignisse ohne klare Signatur im Spurkammersystem ausgeschlossen werden.

Die systematischen Fehler der Triggerelemente werden quadratisch addiert und ergeben den systematischen Fehler der einzelnen Subtrigger. Sie sind in Tabelle 5.2 zusammengefaßt. Der systematische Fehler für die Trigger des myonischen Zerfallskanals $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ wird mit 8% abgeschätzt, der systematische Fehler für die Trigger des elektronischen Zerfallskanals $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ mit 7%. Dabei wird berücksichtigt, daß die jeweiligen Trigger einen teilweise unterschiedlichen Akzeptanzbereich überdecken.

Die Triggerwahrscheinlichkeiten werden in Kapitel 8 als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ angegeben.

Subtrigger	systematischer Fehler
S 18 ($\mu^+\mu^-$)	8%
S 19 ($\mu^+\mu^-$)	6%
S 22 ($\mu^+\mu^-$)	8%
S 52 (e^+e^-)	7%
S 54 ($\ell^+\ell^-$)	7%

Tabelle 5.2: **Zusammenfassung der systematischen Fehler der Subtrigger.** *Diese wurden durch quadratisches Addieren der systematischen Fehler der Triggerelemente gebildet.*

5.4.1 L1-Triggerraten

Die Ausgangsraten der ersten Triggerstufe sind in Abb. 5.10 für die Trigger des Myonsystems, den Kalorimeter-Trigger und den topologischen Trigger als Funktion des Produkts von Proton- und Positronstrom dargestellt.

Für die Trigger des Myonsystems ist die Ratenabhängigkeit 1995 bei verschärften Triggerbedingungen gegenüber 1994 unverändert geblieben. Eine Verbesserung konnte aufgrund schlechter Untergrundbedingungen 1995 trotz schärferer Triggerbedingungen nicht erreicht werden. Der Endkappentrigger ist stark stromabhängig, der Trigger des Zentralbereiches zeigt eine konstante Rate an kosmischen Myonen von etwa 2 Hz und leichte Stromabhängigkeit für 1994 und starke Stromabhängigkeit zu hohen Strömen hin.

Sowohl der LAr-Trigger als auch der topologische Trigger sind stark vom Stromprodukt abhängig. Beide Trigger haben eine Rate an kosmischen Myonen von etwa 1 bis 2 Hz. Ebenso wie bei den Triggern des Myonsystems konnten beim LAr-Trigger trotz verschärfter Bedingungen keine Verringerung der Steigung der Triggerraten mit den Strömen erreicht werden, der Anstieg der Rate beim topologischen Trigger konnte dagegen vermindert werden.

Alle besprochenen Trigger hatten 1994 und 1995 eine maximale Rate von 2 bis 4 Hz, bei höheren Strömen (Faktor 2 höher) waren die Raten 1995 höher als in der Datennahmeperiode 1994. Durch Verschärfung der Subtriggerbedingungen konnten 1995 die gegenüber 1994 schlechteren Untergrundbedingungen abgefangen werden, der Erhöhung der Ströme konnte dagegen nur unzureichend begegnet werden.
Bei weiterer Erhöhung der Ströme (Designwerte e: 60 mA, p: 160 mA) auf etwa 10000 mA^2 sind für die J/ψ-Trigger weitere Triggerstufen oder Einschränkungen notwendig (siehe Abschnitt 5.7).

5.4.2 Trigger-Unterdrückungsfaktoren

Trotz scharfer Bedingungen an die Leptonsignatur im zentralen Myonsystem bzw. im LAr-Kalorimeter und an die Signale im zentralen Spurkammersytem hatten einige der Trigger eine zu hohe `L1`-Ausgangsrate (> 3 Hz). Da weitere Bedingungen physikalisch nicht sinnvoll waren, mußten diese Trigger mit Unterdrückungsfaktoren (*prescale*) versehen werden. In Tabelle 5.3 sind diese Faktoren für die wichtigsten Trigger für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 angegeben. Ausgenommen für Subtrigger `54` waren die Unterdrückungsfaktoren für alle angegebenen Subtrigger in der Datennahmeperiode 1995 deutlich größer als 1994.

Subtrigger	mittlerer Faktor	
	Datennahme 1994	Datennahme 1995
S 18	1.10	1.59
S 19	1.14	1.52
S 22	1.12	2.08
S 52	1.19	2.90
S 54	1.53	1.24

Tabelle 5.3: **Luminositätsgewichtete Unterdrückungsfaktoren** *für die wichtigsten Trigger für die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Dabei bedeutet ein Unterdrückungsfaktor von eins, daß jedes Ereignis vom entsprechenden Subtrigger akzeptiert wird. Ein Unterdrückungsfaktor von eins entspricht einem Auslassungsfaktor (*prescale gap*) von Null.*

5.5 Trigger für das gestreute Positron

Ist das gestreute Positron im Detektor „sichtbar“, so kann auf eine hohe Energie in einem der Kalorimeter selektiert werden. Für $Q^2 \gg 0$ ist das Positron im rückwärtigen Kalorimeter oder im LAr-Kalorimeter sichtbar, für Photoproduktion kann das Positron für einen eingeschränkten Akzeptanzbereich in y im Elektron-Tagger nachgewiesen werden.

- **Rückwärtskalorimeter (BEMC/SPACAL):** Für Ereignisse mit $3.5\,\mathrm{GeV}^2 \lesssim Q^2 \lesssim 100\,\mathrm{GeV}^2$ ist die Triggerwahrscheinlichkeit der BEMC-

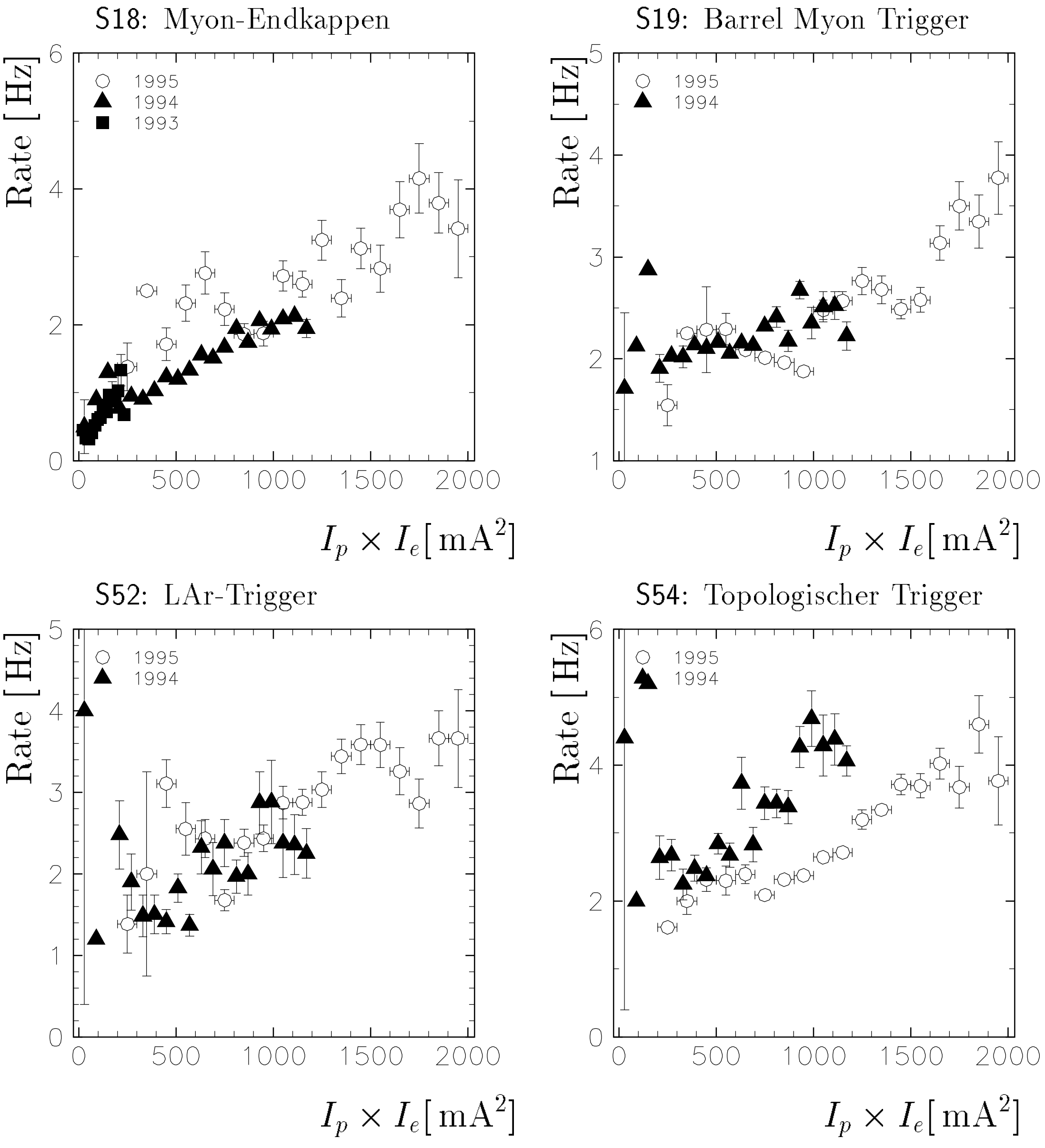


Abbildung 5.10: **Ausgangsraten der ersten Triggerstufe** *für die Trigger des Myonsystems und den LAr- und topologischen Trigger als Funktion des Produktes aus Elektronen- und Protonen- Strom.*

Triggerelemente fast 100%, sofern das gestreute Positron das BEMC trifft. Der Subtrigger `S0` konnte allein mit einem BEMC Triggerelement ohne zusätzliche Bedingungen betrieben werden. Deshalb wurde dieser Trigger benutzt, um die Triggerwahrscheinlichkeit des zVertex- und DCRϕ-Triggers zu bestimmen.
Für die Datennahmeperiode 1995 wurde das BEMC durch das SPACAL ersetzt. Hierdurch konnte der Akzeptanzbereich auf $Q^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}^2$ ausgedehnt werden.

Elektron-Tagger: Der Elektron-Tagger, der sich 33 m vom Detektor entfernt in Richtung des einlaufenden Positrons befindet, hat einen Akzeptanzbereich von $0.3 \lesssim y \lesssim 0.7$. Die Akzeptanz beträgt für elastische J/ψ-Produktion etwa 1%. In Verbindung mit Signalen im Spurkammersystem wird aus dem Trigger des Elektron-Taggers der Subtrigger `S83` gebildet.
Seit Beginn der Datennahmeperiode 1995 gibt es einen weiteren Elektron-Tagger 44 m vom Detektor entfernt mit einem Akzeptanzbereich von $0.08 \lesssim y \lesssim 0.18$ und mit einer Akzeptanz von etwa 20% für J/ψ-Produktion. In Verbindung mit restriktiven Bedingungen an die Spurkammertrigger wird der Subtrigger `S84` gebildet. Für den Subtrigger `S84` wird ein systematischer Fehler von 8% verwendet [79].

5.6 Triggerverifikation der 4. Stufe

In der vierten Triggerstufe [68] werden die Subtrigger der ersten Triggerstufe basierend auf der gesamten Detektorinformation überprüft und es werden bestimmte Untergrundereignisse verworfen. Zu diesem Zweck wird jedes Ereignis einer schnellen Rekonstruktion unterzogen. Die vierte Triggerstufe wird von der Ereignisklassifikation (`L5`) eingeschlossen, die Effizienz der vierten Triggerstufe wird in Abschnitt 7.2.1 untersucht.

Zentrales Spurkammersystem

In der zentralen Spurkammer werden Spuren anhand der Treffer in CJC1 und CJC2 rekonstruiert. Dabei wird eine schnelle Rekonstruktion verwendet, die endgültige Rekonstruktion (Abschnitt 6.1) erfolgt *offline* in der fünften Triggerstufe `L5`). Die von der vierten Triggerstufe rekonstruierten Spuren müssen den folgenden Schnitten genügen:

- Der Schnittpunkt der Spuren mit der Strahlachse muß ±50 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt liegen, die Spuren müssen einen Mindesttransversalimpuls von 200 MeV haben.
- Zur Rekonstruktion der Spur müssen mindestens 15 Treffer in den Driftkammern verwendet worden sein.
- Die rekonstruierte Spur darf in der (xy)-Ebene höchstens bei einem radialen Abstand von 30 cm beginnen und muß eine Mindestlänge von 15 cm haben.

Die Anzahl der gefundenen Spuren wird mit N_{track} bezeichnet. Ensprechend den `L1`-Triggerelemente von zVertex- und DCRϕ-Trigger werden in der vierten Triggerstufe Bedingungen an diese Spuren gestellt:

- `zVtx_cls, zVtx_small:` $1 \leq N_{track} \leq 5$
- `zVtx_sig1:` $N_{track} > 1$
- `Topo_BR`: Genau zwei rekonstruierte Spuren, die in der $(r\phi)$-Ebene gegenüber liegen ($\pm 30°$).

Für den DCRϕ-Trigger werden genau die Bedingungen der `L1`-Triggerelemente gefordert (siehe Abschnitt 5.2.3).

LAr-Kalorimeter

Für das `L1`-Triggerelement `LAr_BR` wird eine rekonstruierte Spur im zentralen Spurkammersystem mit Transversalimpuls $p_t > 0.3\,\text{GeV}$ verlangt, die auf einen elektromagnetischen Schauer mit der Energie $E_{cluster} > 500\,\text{MeV}$ im LAr-Kalorimeter zeigt. Dabei wird in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von 30° um die rekonstruierte Spur im LAr-Kalorimeter nach einem elektromagnetischen Schauer gesucht.

Zentrales Myonsystem

Für die Überprüfung der Triggerelemente des Myonsystems wird eine rekonstruierte Spur im zentralen Myonsystem mit einer Spur im zentralen Spurkammersystem verbunden. Die rekonstruierte Spur im Myonsystem muß den Kriterien aus Abschnitt 6.5.2 genügen, die Spur im zentralen Spurkammersystem muß einen Mindestimpuls $p > 1\,\text{GeV}$ und Transversalimpuls $p_t > 0.2\,\text{GeV}$ haben.

Kosmische Myonen und Strahl Gas Untergrund

Zur Reduktion von kosmischen Myonen werden rekonstruierte Spuren des zentralen Myondetektors verwendet. Gibt es zwei rekonstruierte Spuren im zentralen Myonsystem, die gegenüberliegend zueinander angeordnet sind, und hat das Ereignis weniger als vier rekonstruierte Zentralkammerspuren, so wird das Ereignis als kosmisches Myon verworfen.

Ein Ereignis wird als Strahl-Gas-Untergrund verworfen, wenn die anhand der Spuren im Zentralkammersystem rekonstruierte Variable $y = \sum(E - P_z)/2E_e$ klein ist. Es wird ein zweidimensionaler Schnitt, definiert durch eine Ellipse in der $(y, \sum p_z / \sum p)$-Ebene, angewendet:

$$R_{Strahl-Gas} = \left(\frac{y}{0.06}\right)^2 + \left(\frac{1 - \frac{\sum p_z}{\sum p}}{0.15}\right)^2 < 1. \tag{5.1}$$

Hierdurch werden Ereignisse verworfen, die lediglich Energiefluß in Vorwärtsrichtung haben. Die Summe geht dabei über alle rekonstruierten Spuren im Zentralkammersystem und über die Signale im LAr-Kalorimeter und im rückwärtigen Kalorimeter. Für die Trigger des zentralen Myonsystems wird dieser Schnitt nicht angewendet.

5.7 Zusammenfassung und Ausblick

Durch Verbindung von Triggerelementen des zentralen Spurkammersystems mit Triggerelementen des LAr-Kalorimeters bzw. des zentralen Myonsystems lassen sich Triggerwahrscheinlichkeiten von $\approx 50\%$ für e^+e^- Paare und $\approx 60\%$ für $\mu^+\mu^-$ Paare erreichen. Für den systematischen Fehler der Triggerwahrscheinlichkeit erhält man 7% für e^+e^- Paare und 8% für $\mu^+\mu^-$ Paare.
Als systematischer Fehler der Triggerelemente wird der Unterschied zwischen den anhand von Daten bestimmten Triggerwahrscheinlichkeiten und den später für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes verwendeten Triggerwahrscheinlichkeiten der Monte-Carlo-Simulation bezeichnet. Die größten Ungenauigkeiten erhält man bei Triggerelementen, die auf die Zerfallsleptonen selektieren (Myon-, Kalorimeter- und topologischer Trigger). Die Triggerwahrscheinlichkeiten der Spurkammertrigger sind in der Simulation besser beschrieben.
Die systematischen Fehler der Trigger wurden konservativ abgeschätzt. Sie sollen mögliche Unsicherheiten bei der Bestimmung der Triggerwahrscheinlichkeiten mit einschließen:

- Es wurden nur die Projektionen der Triggerwahrscheinlichkeiten auf Impuls und Polarwinkel der Zerfallsleptonen bestimmt. Aufgrund einer zu geringen Statistik konnte die Triggerwahrscheinlichkeit nicht als Funktion von Impuls *und* Polarwinkel berechnet werden.
- Die Korrelation zwischen den Triggerelementen kann nur teilweise überprüft werden (siehe auch Abschnitt 7.3.2).
- Die Triggerwahrscheinlichkeit kann von zusätzlichen Variablen abhängig sein.

Durch die kombinierte Behandlung der Datennahmeperioden 1994 und 1995 konnte der systematische Fehler einiger Triggerelemente und damit der systematische Fehler des Triggers um etwa 25% gesenkt werden. Die systematischen Fehler für die Analyse der Datennahmeperiode 1994 befinden sich in [5].
Bei einer größeren Anzahl an unabhängig selektierten Ereignissen ist eine weitere Reduktion der systematischen Fehler denkbar. Die Triggerwahrscheinlichkeiten können dann genauer mit Hilfe von Daten bestimmt werden, sofern weiterhin voneinander unabhängige Trigger vorhanden sind. Bei höherer Luminosität können die Trigger, die auf das gestreute Elektron selektieren (SPACAL, Elektron-Tagger) als unabhängige Trigger verwendet werden, es kann dann die gesamte Triggerwahrscheinlichkeit eines Subtriggers und nicht nur die der Triggerelemente bestimmt werden. Dann ist es möglich, zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte die mit Hilfe von Daten bestimmte Triggerwahrscheinlichkeit zu verwenden und sich nur auf einen Haupttrigger zu konzentrieren. Die Detektorsimulation wird dann nur noch für zusätzliche Konsistenz-Untersuchungen benötigt.
Auf dem Weg zu Designströmen (Faktor 3 höher als 1995) sind neue Triggerstufen (L2,L3) oder neue bzw. verschärfte L1-Triggerelemente notwendig, um weiterhin J/ψ-Ereignisse in allen Bereichen der Elastizität selektieren zu können.

Auf Seiten der `L1`-Triggerelemente ist eine Verschärfung der Bedingungen des zVertex-Triggers denkbar, der RZ-Trigger kann mit neuen Triggerelementen beitragen, und es können neue Methoden (neuronale Netze [93], siehe Anhang B) zu einer schärferen Triggerbedingung beitragen.
In der vierten Triggerstufe ist eine weitere Reduktion durch die Vorwegnahme der Ereignisklassifikation (Kapitel 7) möglich.
Bei Designluminosität erwartet man etwa 5 nachgewiesene J/ψ-Kandidaten pro Stunde. Durch spezielle Datennahmeperioden nur für J/ψ-Physik könnten einige der Triggerprobleme in Zukunft umgangen werden [80].

Kapitel 6

Identifikation von Leptonen

In dieser Arbeit werden J/ψ-Mesonen über ihren leptonischen Zerfall in Elektronen oder Myonen nachgewiesen. Zur Untergrundreduktion wird verlangt, daß beide Leptonen im LAr-Kalorimeter oder im zentralen Myonsystem identifiziert werden. Dabei wird das bei der Wechselwirkung mit Materie unterschiedliche Verhalten von Myonen und Elektronen auf der einen Seite und von Hadronen als Untergrundquelle auf der anderen Seite ausgenutzt.

Myonen verlieren beim Durchgang durch Materie einen Teil ihrer Energie durch elektromagnetische Wechselwirkung mit den Atomen, im wesentlichen durch Ionisation [56]. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung ist für Myonen mit einer Masse $\mathrm{m}_\mu = 105.7\,\mathrm{MeV}$ bei Impulsen unterhalb einiger hundert GeV gegenüber den Ionisationsverlusten vernachlässigbar [67]. Myonen haben als minimalionisierende Teilchen im LAr-Kalorimeter einen Energieverlust von $dE/dx \approx 0.011\,\mathrm{GeV\,cm^{-1}}$[84]. Da das LAr-Kalorimeter eine Dicke von mindestens 120 cm hat und sich weiteres Material zwischen LAr-Kalorimeter und zentralem Myonsystem befindet, können nur Myonen ab einer Energie von etwa 1.5 GeV das zentrale Myonsystem erreichen und dort zu einer Teilchenspur führen.

Elektronen verlieren zusätzlich Energie durch Bremsstrahlung, da ihre Masse ($\mathrm{m}_e = 0.51\,\mathrm{MeV}$) um etwa vier Größenordnungen kleiner als die der Myonen ist [66]. Elektronen schauern im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters auf und erreichen in der Regel nicht den hadronischen Teil des Kalorimeters.

Pionen können durch inelastische Wechselwirkung [20] mit den Kernen des Absorbermaterials Sekundärteilchen erzeugen oder die Kerne anregen, wodurch es zur Ausbildung von hadronischen Schauern kommt. Diese entstehen durch Sekundärteilchen, die wiederum mit den Kernen des Absorbermaterials wechselwirken und weitere Teilchen erzeugen. Pionen erreichen bei genügend hoher Energie den hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters und deponieren dort ihre gesamte Energie, die zum Teil zu einer sichtbaren Energiedeposition führt.

Myonen, die einen Impuls größer als 0.8 GeV haben, können als minimalionisierende Teilchen im LAr-Kalorimeter und mit Impuls größer als 1.5 GeV auch im zentralen Myonsystem nachgewiesen werden. *Elektronen* mit einem Impuls größer als 0.8 GeV werden anhand ihres Schauers im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters identifiziert. Eine besondere Schwierigkeit bei der Identifikation von Myonen und Elek-

tronen im LAr-Kalorimeter besteht darin, die Fehlidentifikationsrate von Pionen als Elektronen oder Myonen durch geeignete Schnitte zu minimieren.
In diesem Kapitel wird zuerst die Rekonstruktion von Spuren im Spurkammersystem (Abschnitt 6.1) erläutert. Diese rekonstruierten Spuren werden dann in das LAr-Kalorimeter extrapoliert und es wird davon ausgehend nach Elektron- oder Myonsignaturen gesucht oder sie werden rekonstruierten Spuren im zentralen Myonsystem zugeordnet. Daran anschließend wird die Rekonstruktion im LAr-Kalorimeter (Abschnitt 6.2) behandelt, dann wird die Identifikation von Elektronen und Myonen im LAr-Kalorimeter beschrieben (Abschnitt 6.4). Zum Abschluß des Kapitels wird auf die Verbindung von rekonstruierten Spuren im zentralen Myonsystem mit Spuren im Spurkammersystem eingegangen (Abschnitt 6.5). Ein wesentlicher Punkt bei den verschiedenen Identifikationsmethoden ist die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit sowie der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen.

6.1 Rekonstruktion im Spurkammersystem

Bei der Identifikation von Leptonen im LAr-Kalorimeter oder im zentralen Myonsystem werden rekonstruierte Spuren des Spurkammersystems als Ausgangsbasis benutzt, die diesen Leptonkandidaten zugeordnet werden können. In diesem Abschnitt wird die Rekonstruktion von Spuren im Spurkammersystem skizziert, und die Effizienz der Spurrekonstruktion im zentralen Spurkammersystem wird bestimmt. Die Rekonstruktion von Spuren im vorderen Spurkammersystem wird in [22] genauer beschrieben.

6.1.1 Rekonstruktion im zentralen Spurkammersystem

Rekonstruierte Spuren des zentralen Spurkammersystems können durch fünf Größen parametrisiert werden [35]:

κ: die Krümmung der Teilchenspur im Magnetfeld,

ρ_{dca}: der kürzeste Abstand zwischen der Spur und der Strahlachse in der $(r\phi)$-Ebene,

z_0: die z-Koordinate des Punktes ρ_{dca},

θ: der Polarwinkel und

ϕ: der Azimut-Winkel der Spur am Punkt mit dem kürzesten Abstand.

Die Spurfindung beruht auf den Ladungs- und Zeitinformationen („QT-Analyse“) der Signale der Driftkammern. Getrennt nach CJC1 und CJC2 werden anhand der Treffer zunächst Spurstücke rekonstruiert. Dabei werden Kreise an die Treffer in der $(r\phi)$-Ebene und Geraden an die Treffer in der (rz)-Ebene angepaßt. Die Spurstücke aus den beiden Driftkammern werden miteinander und mit rekonstruierten Spurstücken der z-Kammern zu einer Spur verbunden. Durch die Verwendung der z-Kammern kann die Ortsinformation in der (rz)-Ebene wesentlich verbessert werden [2][1].

---

[1] Diese Spuren werden in die CJKR-, CTKR-Datenbank eingetragen.

Die so gefundenen Spuren werden in der $(r\phi)$-Ebene an den Vertex[2] angepaßt, der für jeden *Run*[3] in der $(r\phi)$-Ebene anhand aller Zentralkammerspuren, die bestimmte Qualitäts-Kriterien erfüllen, rekonstruiert wird [35]. Anhand dieser in der $(r\phi)$-Ebene angepaßten Spuren wird ein gemeinsamer Ereignisvertex entlang der Strahlachse bestimmt. An diesen Ereignisvertex werden die Spuren in der (rz)-Ebene angepaßt.
Durch die Verwendung des primären Vertex (*Run*-Vertex und Ereignisvertex) als zusätzlichen Punkt kann die Genauigkeit der Rekonstruktion von Transversalimpuls und Richtung der Spur verbessert werden. Als Parameter für die an den *Run*-Vertex angepaßten Spuren werden

- die Position des Vertex x_v, y_v, z_v sowie
- die Richtung θ und ϕ der entsprechenden Spur an der Position des primären Vertex

verwendet[4].
In Abbildung 6.1 werden wichtige Parameter der rekonstruierten Spuren im zentralen Spurkammersystem, die in Kapitel 7 für die Ereignisklassifikation verwendet werden, für selektierte J/ψ-Kandidaten (Kapitel 7) mit genau zwei rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem und die Simulation miteinander verglichen. Die Verteilungen stimmen in Daten und Detektorsimulation recht gut miteinander überein, obwohl es in der Simulation weniger rekonstruierte Spuren gibt, die nur auf den Treffern einer der Driftkammern CJC1 oder CJC2 beruhen (vgl. Abbildung 6.1 a und b).

6.1.2 Rekonstruktion im vorderen Spurkammersystem

Im ersten Schritt der Rekonstruktion von Spuren im vorderen Spurkammersystem werden Spurstücke (Segmente) in den radialen und planaren Driftkammern als Geraden rekonstruiert.
Im folgenden Schritt werden die Spurstücke für radiale und planare Segmente getrennt zu Spuren verbunden. Zu diesen Spuren werden dann passende Segmente der anderen Driftkammer hinzugenommen, und eine lineare Anpassung in der (rz)-Ebene und eine parabelförmige Anpassung in der $(r\phi)$-Ebene durchgeführt. Im letzten Schritt wird eine Helix an die Segmente, die eine Spur bilden, angepaßt[5]. Diese Spuren werden dann an den primären *Run*-Vertex angepaßt und, falls die Anpassung erfolgreich ist, abgespeichert[6].
Sofern es möglich ist, werden rekonstruierte Spuren aus dem zentralen Spurkammersystem und dem vorderen Spurkammersystem miteinander verbunden[7].

---

[2] Der Wechselwirkungspunkt bleibt innerhalb einer Protonen- und Positronenfüllung nahezu unverändert.

[3] Datennahmeabschnitt von bis zu 2 Studen Dauer, siehe Abschnitt 7.4

[4] CTKT-Datenbank

[5] FTKR-Datenbank

[6] FTKT-Datenbank

[7] Diese Verbindungen werden in der KTKR-Datenbank bzw., wenn es sich um an den primären Vertex angepaßte Spuren handelt, in der KTKT-Datenbank abgespeichert.

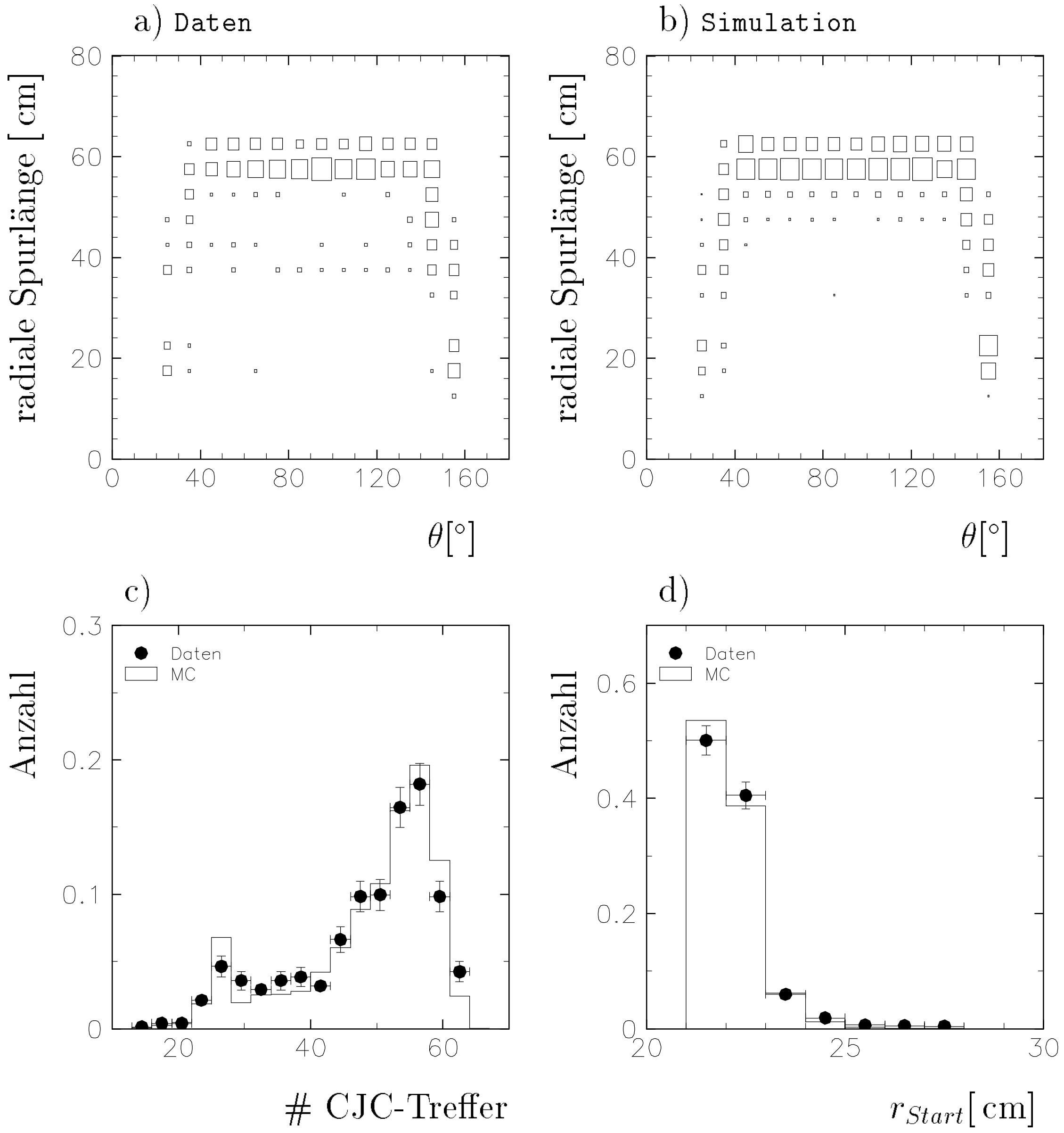


Abbildung 6.1: **Rekonstruktion im zentralen Spurkammersystem:** *Vergleich wichtiger Spurparameter in Daten der Datennahmeperioden 1994 und 1995 (J/ψ-Kandidaten) und der Monte-Carlo-Simulation: radiale Spurlänge als Funktion des Polarwinkels in Daten (a) und der Monte-Carlo-Simulation (b) sowie die Verteilung der Anzahl der Treffer (c), die zu einer rekonstruierten Spur in der CJC gehören, und der Radius r_{Start} (d), bei dem die rekonstruierte Spur in der zentralen Driftkammer beginnt.*

6.1.3 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit

In Abbildung 6.2 ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Spuren im zentralen Spurkammersystem (CTKT) und für kombinierte Spuren (KTKT) als Funktion des Polar- und Azimutwinkels für Daten und Monte-Carlo-Simulation miteinander verglichen. Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit beträgt $(97.5 \pm 2.0)\%$ für Daten, in der Monte-Carlo-Simulation ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit mit $(99.5 \pm 0.4)\%$ zu hoch angesetzt. Es wird ein systematischer Fehler von 2% für die Spurrekonstruktion verwendet, der diese Differenz berücksichtigt.

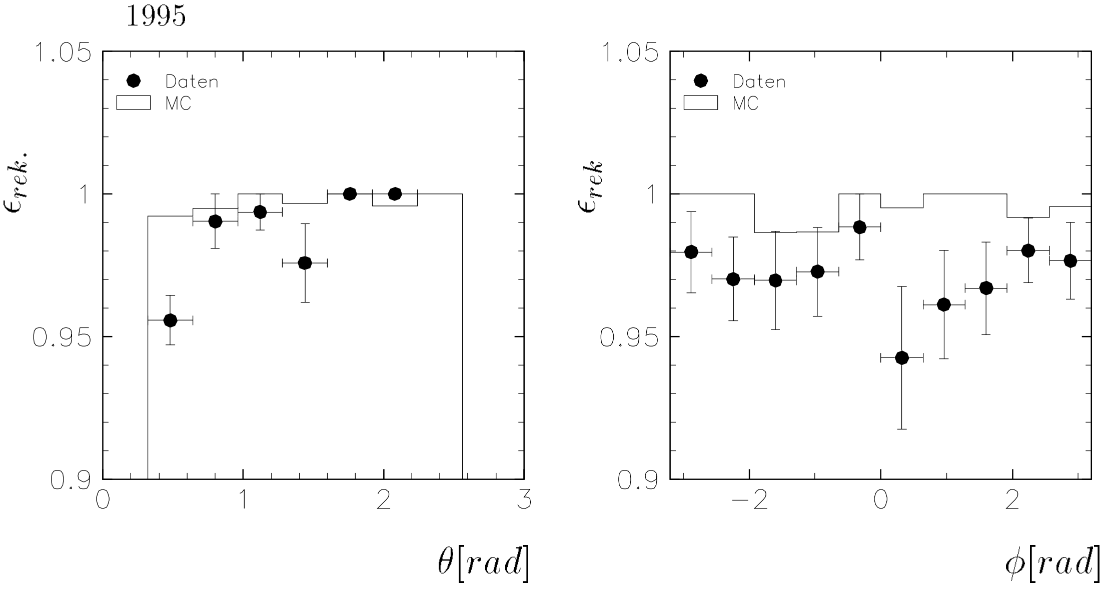


Abbildung 6.2: **Rekonstruktion im Spurkammersystem:** *Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Spuren im zentralen Spurkammersystem und für kombinierte Spuren als Funktion von Polar- und Azimutwinkel für Daten und Detektor-Simulation. Die Skala für die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ist von* 0.9 *bis* 1.05 *gewählt. Im höchsten Intervall in* θ *reicht die Statistik in den Daten nicht aus, um die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit zu bestimmen.*

Für die Bestimmung dieser Rekonstruktionswahrscheinlichkeit wurden aus der Datennahmeperiode 1995 Ereignisse mit nachgewiesenem gestreuten Elektron im rückwärtigen Kalorimeter (SPACAL) selektiert. In diesen Ereignissen wurde unabhängig vom Spurkammersystem nach Signaturen im LAr-Kalorimeter gesucht, die mit großer Wahrscheinlichkeit auf ein Myon zurückzuführen sind (`gutes` Kriterium, siehe Abschnitt 6.4.2). Diese Signaturen können dann in das Spurkammersystem extrapoliert werden. In einem Polarwinkelbereich von 10° und einem Azimutwinkelbereich von 25° um die extrapolierte rekonstruierte Spur im LAr-Kalorimeter wird dann nach Spuren im Spurkammersystem gesucht. Um Mehrdeutigkeiten zu vermeiden, wird gefordert, daß im jeweiligen Ereignis höchstens 10 Spuren rekonstruiert wurden.

Die hier gefundenen Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler überein mit Untersuchungen, die mit rekonstruierten Spuren im zentralen Myonsystem durchgeführten wurden [79]. Für die Datennahmeperiode 1994 wurde die Spurfindungswahrscheinlichkeit weiterhin mit Hilfe von kosmischen Myonen untersucht [44]. Für den Zentralbereich wurde die Spurfindungswahrscheinlichkeit außerdem in [29, 30] berechnet, für den Vorwärtsbereich wurden Untersuchungen in [18] durchgeführt. Im Zentralbereich sind alle Ergebnisse verträglich mit einer Identifiktionswahrscheinlichkeit von 96 bis 98%, die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit im Vorwärtsbereich ist deutlich niedriger (60 – 80%).

6.2 Rekonstruktion im LAr-Kalorimeter

Die Rekonstruktion von Elektronen und Myonen im LAr-Kalorimeter wird anhand von Kalorimeterzellen durchgeführt. Da das LAr-Kalorimeter ein nichtkompensierendes Kalorimeter ist, das den Unterschied zwischen nachgewiesener und deponierter hadronischer Schauerenergie nicht ausgleicht, wird die Energiedeposition im LAr-Kalorimeter in verschiedenen Schritten (Energieskalen) rekonstruiert [17]:

- AE0R-Skala: Elektromagnetische Energie, die von Elektronen oder Photonen in einem Kalorimeter mit homogener Struktur deponiert wird.

- AE1R-Skala: Elektromagnetische Energie nach Korrekturen auf totes Material. Diese Energieskala wird für die Identifikation von Elektronen im LAr-Kalorimeter verwendet.

- AEFR-Skala: Energiedeposition von Hadronen nach Gewichtung auf den Unterschied zwischen nachgewiesener und deponierter hadronischer Schauerenergie und Anwendung von Schnitten auf Rauschen: Jede Zelle muß entweder vier Standardabweichungen vom Rauschen entfernt sein oder einen Nachbarn haben, der vier Standardabweichungen vom Rauschen entfernt ist. Diese Energieskala findet für die Identifikation von Myonen im LAr-Kalorimeter Verwendung.

Benachbarte Zellen in der hadronischen Skala (AEFR) werden zu Schauern (*cluster*) zusammengefaßt, die für die Identifikation von Leptonen hier jedoch nicht benutzt werden.

6.3 Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Für die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, ein Elektron oder Myon im Energie- und Winkelbereich, der für die Rekonstruktion von J/ψ-Mesonen im Rahmen dieser Arbeit wichtig ist, zu identifizieren, wird ein spezieller Datensatz selektiert. Dieser besteht aus J/ψ-Kandidaten, für die im Gegensatz zur endgültigen Selektion nur *ein* identifiziertes Lepton gefordert wird. Die Ereignisse dieses Datensatzes werden im folgenden als

☐ Ein-Lepton J/ψ-Kandidaten

bezeichnet. Für die Selektion dieses Datensatzes werden genau zwei rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem im Bereich $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ mit Impuls $p > 0.8\,\mathrm{GeV}$ gefordert. Eine der beiden Spuren muß als Lepton identifiziert werden (siehe Kapitel

7). Das zweite Lepton, das nicht zur Selektion verwendet wird, kann dann zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit benutzt werden. Zur Untergrundreduktion wird verlangt, daß das Zweispursystem eine invariante Masse von ±300 MeV um die nominelle J/ψ-Masse hat. Im folgenden werden in diesem Kapitel, wenn nicht anders erwähnt, die Ereignisse der Datennahmeperioden 1994 und 1995 bei der Untersuchung der Methoden zur Identifikation von Leptonen kombiniert. Hierdurch kann der systematische Fehler, der für die Nachweiswahrscheinlichkeiten bestimmt wird, vermindert werden. Eine solche gemeinsame Behandlung beider Datennahmeperioden erfolgt nur, wenn nach getrennter Untersuchung beider Datennahmeperioden keine signifikanten Unterschiede auftreten.

In Abbildung 6.3 sind Impuls- und Polarwinkelverteilung der verwendeten **Ein-Lepton J/ψ-Kandidaten** für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal abgebildet, wobei keine Schnitte auf bestimmte Trigger gemacht wurden.

Bei der Bestimmung der Identifikationswahrscheinlichkeit für Elektronen muß darauf geachtet werden, daß die verwendeten Ereignisse nicht ausschließlich von einem Trigger des LAr-Kalorimeters selektiert wurden. Ebenso muß bei der Berechnung der Wahrscheinlichkeit, ein Myon im zentralen Myonsystem zu identifizieren, für die verwendeten Ereignisse gefordert werden, daß nicht ausschließlich ein Trigger des Myonsystems angesprochen hat.

Als **systematischer Fehler** der Nachweiswahrscheinlichkeit wird der nach globaler Anpassung der Simulation verbleibende Unterschied zwischen Daten und Simulation bezeichnet, da bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes die Nachweiswahrscheinlichkeit der Monte-Carlo-Simulation Verwendung findet.

6.4 Teilchenidentifikation im LAr-Kalorimeter

Elektronen werden anhand ihres elektromagnetischen Schauers und Myonen anhand ihrer Signatur als minimalionisierende Teilchen im LAr-Kalorimeter identifiziert[8]. Beide Methoden benutzen als Ausgangspunkt eine rekonstruierte Spur im Spurkammersystem (siehe Anhang A.1). In diesem Abschnitt wird die allgemeine Methode für die Identifikation von Leptonen erläutert, in den folgenden beiden Abschnitten werden dann die Schnitte für die Identifikation von Elektronen und Myonen diskutiert.

Die rekonstruierte Spur wird als Helix mit den Parametern aus Abschnitt 6.1.1 unter Beachtung ihrer Krümmung im Magnetfeld durch das LAr-Kalorimeter extrapoliert. Innerhalb zweier Zylinder, einem inneren von $r_a = 15\,\mathrm{cm}$ Radius um die extrapolierte Helix und einem äußeren von $r_b = 30\,\mathrm{cm}$, werden charakteristische Größen G_i des Schauers bzw. der minimalionisierenden Spur errechnet. Das kann z.B. die auf der extrapolierten Helix im LAr-Kalorimeter deponierte elektromagnetische Energie oder die totale Spurlänge im LAr-Kalorimeter sein. Der innere Zylinder von $r_a = 15\,\mathrm{cm}$ ist so gewählt, daß er die Myonspur bzw. den elektromagnetischen Schauer im Kalorimeter vollständig einschließt. Der äußere Radius $r_b = 30\,\mathrm{cm}$ erfaßt im Mittel 90% der deponierten Energie von Pionen [84]. Bei der Berechnung der Größen G_i wird die Energie

---

[8] Beide Methoden sind in dem H1REC Modul KATREC [85] implementiert

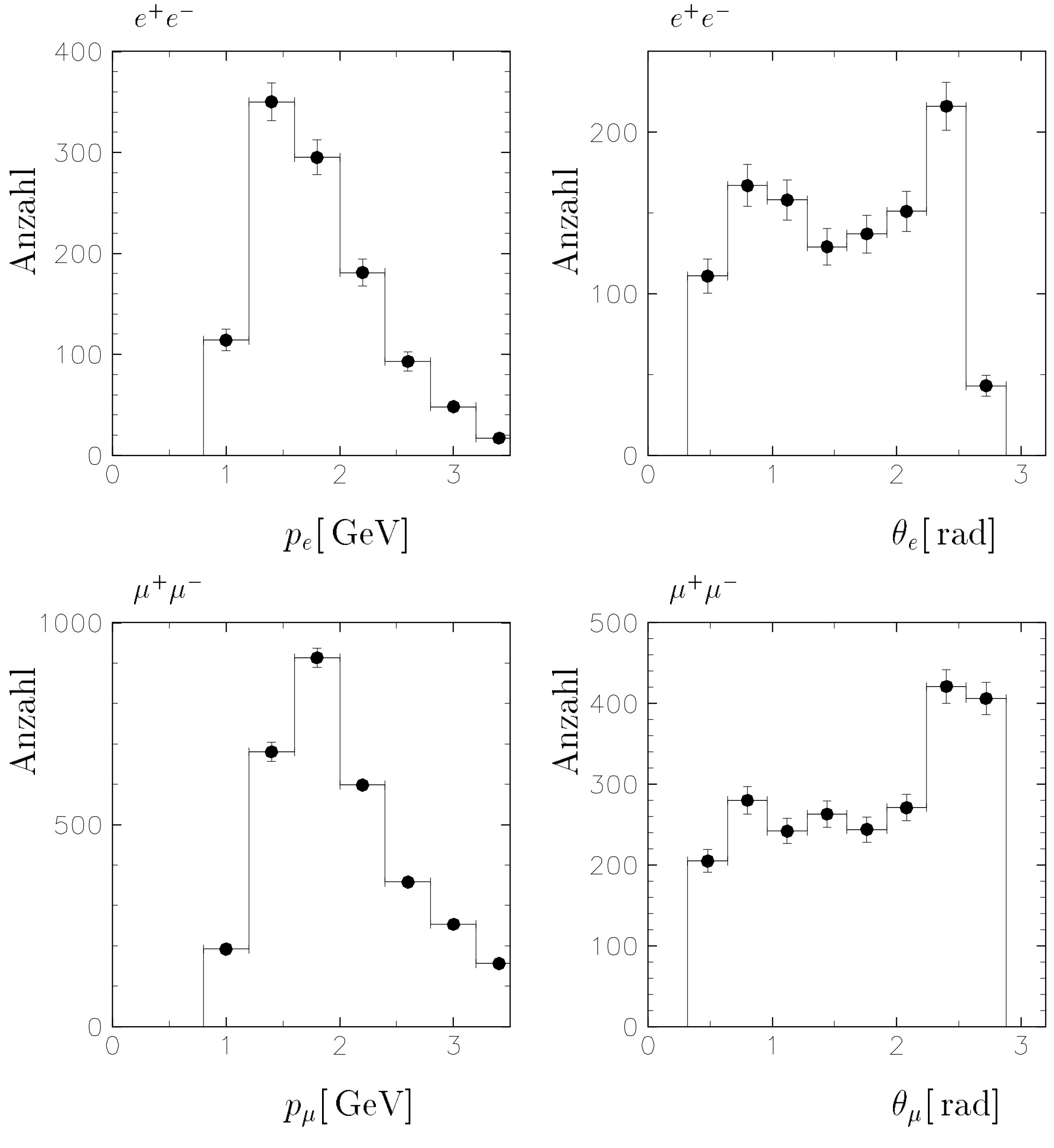


Abbildung 6.3: *Impuls- und Polarwinkelverteilung der Zerfallsleptonen der* Ein-Lepton **J/ψ-Kandidaten** *für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal. Diese Kandidaten werden für die Überprüfung der Nachweiswahrscheinlichkeiten verwendet.*

der angesprochenen Zellen e_j im Kalorimeter und die im Kalorimeter zurückgelegte Weglänge l_j bis zu dieser Zelle benutzt (siehe Abbildung 6.4).
Es werden nur Zellen verwendet, die sich in einem Abstand von weniger als 40 cm um eine Gerade befinden, die von der jeweilige Helix ausgehend in das Kalorimeter extrapoliert wird. Da die Abstandsberechnung zwischen extrapolierter Gerade und Kalorimeterzelle analytisch möglich ist, während die Berechnung des Abstands zwischen Helix und Zelle numerisch erfolgt, gewinnt man dadurch im Mittel einen Faktor *Zwei* an Rechenzeit. Zur Unterdrückung von Rauschen werden nur Zellen verwendet, die eine Energiedeposition von mehr als 10 MeV haben. Für die Identifikation von Elektronen wird die elektromagnetische Energieskala (AE1R) verwendet, für die Identifikation von Myonen die hadronische Skala (AEFR)[17].
Sowohl die Zylinder um die extrapolierten Spuren als auch die Schnitte auf die Größen G_i werden „verschmiert", um eine möglichst zuverlässige Entscheidung zu gewährleisten. Dieses Verfahren, das an die *Fuzzy*-Logik [15] angelehnt ist, wird im folgenden beschrieben.
Die Ränder der beiden um die extrapolierte Helix gelegten Zylinder sind nicht scharf, sondern werden mit Hilfe einer sigmoiden Gewichtsfunktion h_j verschmiert. Innerhalb der Zylinder ist das Gewicht $h_j = 1$, außerhalb des Zylinders nimmt das Gewicht h_j schnell mit der Entfernung dca_j der Zelle (j) vom Zylinderrand ab:

$$h_j(r) = \begin{cases} 1 & : \ dca_j < r \\ 2/(1+\exp((dca_j - r)/2)) & : \ \text{sonst} \end{cases},$$

wobei r der Radius des entprechenden Zylinders und dca_j der kürzeste Abstand der Kalorimeterzelle j von der extrapolierten Helix ist. $h_j(r)$ ist im Intervall $[0,1]$ enthalten. Bei einem scharfen Schnitt wäre $h_j(r)$ entweder gleich 1 oder gleich 0. Mit diesem Gewicht wird die entsprechende angesprochene Kalorimeterzelle bei der Berechnung der Größen G_i versehen. Die im Radius $r_a = 15\,\text{cm}$ um die extrapolierte Spur deponierte elektromagnetische Energie erhält man beispielsweise durch Summation über alle gewichteten Zellen des elektromagnetischen Teils des LAr-Kalorimeters mit der Energie e_j:

$$E_{EMC} = \sum_{EMC} e_j h_j(r_a).$$

Durch dieses Verfahren werden auch Zellen bei der Summation berücksichtigt, die aufgrund von Rekonstruktionsfehlern oder Vielfachstreuung wenig außerhalb des entsprechenden Zylinders liegen.
Für die errechneten Größen G_i werden Grenzen $c_i^{(1)}$ und $c_i^{(2)}$ angegeben:

$$c_i^{(1)} < G_i < c_i^{(2)},$$

wodurch eine Erkennung von Elektronen oder Myonen ermöglicht wird. Um eine möglichst große Nachweiswahrscheinlichkeit zu erlangen und robust gegenüber Störungen zu sein, werden auch diese Schnitte verschmiert. Für jeden Schnitt $c_i^{(1,2)}$ wird die Abweichung $d_i^{(1,2)}$ der Variablen G_i von diesem Schnitt für die untere Grenze $c_i^{(1)}$

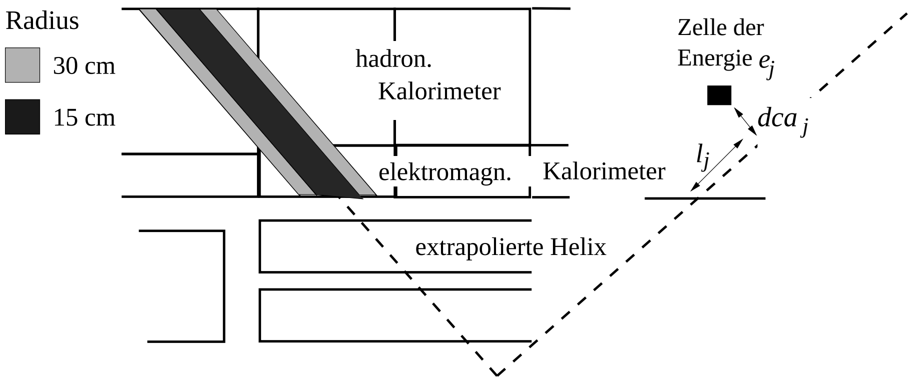


Abbildung 6.4: **Extrapolation einer Driftkammerspur** *in das LAr-Kalorimeter. Dabei bezeichnet e_j die Energie der angesprochenen Kalorimeterzelle (j), dca_j den kürzesten Abstand der Zelle von der extrapolierten Helix und l_j den Abstand der Zelle zum Eintrittspunkt der Helix in das Kalorimeter.*

$$d_i^{(1)} = \begin{cases} \min(c_i^{(1)} - G_i, 1) & : \quad G_i < c_i^{(1)} \\ 0 & : \quad \text{sonst} \end{cases}$$

und für die obere Grenze $c_i^{(2)}$

$$d_i^{(2)} = \begin{cases} \min(G_i - c_i^{(2)}, 1) & : \quad G_i > c_i^{(2)} \\ 0 & : \quad \text{sonst} \end{cases}$$

gebildet. Bei scharfen Schnitten wäre entweder $d_i = 0$, d.h. der Schnitt wird erfüllt, oder $d_i = 1$, d.h. der Schnitt wird nicht erfüllt. Die Summe der Abweichungen D muß kleiner als ein bestimmter Schnitt C sein, damit ein Teilchen als Elektron bzw. Myon erkannt wird:

$$D = \min\left(\sum\left(\frac{d_i^{(1)}}{N_i}\right)^2 + \sum\frac{d_i^{(2)}}{N_i}, 1\right) < C. \tag{6.1}$$

Dabei sind N_i Normierungskonstanten, die eine Gewichtung der entsprechenden Größen G_i vornehmen. Die Abweichungen von den unteren Grenzen werden quadratisch addiert, die Abweichungen von den oberen Grenzen linear. Die unteren Grenzen sind im wesentlichen auf Spurlängen im LAr-Kalorimeter wirksam, die oberen Grenzen auf summierte Energien. Durch die unterschiedliche Behandlung bei der Summation dürfen die Spurlängen stärker von den Schnitten abweichen als die summierten Energien.

Diese Methode verbindet den Vorteil der Toleranz gegenüber Störungen der Bedingungen, auf denen die Entscheidung basiert (Schwankung der Energiekalibration im LAr-Kalorimeter, Fehler in der Spurrekonstruktion), mit dem Vorteil, auf klare, physikalisch motivierte Schnitte zurückgreifen zu können. Der Einsatz von neuronalen Netzen zur Entscheidungsfindung, der in [84] untersucht wurde, beinhaltet zwar den Vorteil der

Fehlertoleranz, die gewählten Schnitte sind jedoch nicht unmittelbar nachvollziehbar. Dennoch werden neuronale Netze in vielen Bereichen der Hochenergiephysik erfolgreich eingesetzt [24]. Insbesondere an dem Problem, die von neuronalen Netzen gewählten Schnitte zu überwachen, arbeiten zur Zeit einige Gruppen [91].
Im folgenden werden die entsprechenden Größen G_i und Schnitte angegeben, die für die Elektronen- bzw. Myon-Identifikation benutzt werden.

6.4.1 Identifikation von Elektronen

Da das LAr-Kalorimeter ein nichtkompensierendes Kalorimeter ist, ist bei gleicher Teilchenenergie die gemessene Schauerenergie h von Hadronen kleiner als die von Elektronen e $(h/e \approx 2/3)$[6]. Ist p der Impuls des Teilchens, so erwartet man für Elektronen einen Wert e/p nahe Eins und für Hadronen einen Wert $h/p < 1$. Darüberhinaus deponieren Pionen ab einer Energie von etwa 1.5 GeV einen Teil ihrer Energie im hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters. Als Schnittgröße für die Identifikation von Elektronen wird daher der Quotient

- $G_1 = E_{EMC}(r_a)/p_{Spur} = \sum_{EMC} e_j h_j(r_a)/p_{Spur}$

verwendet, wobei $E_{EMC}(r_a)$ die elektromagnetische Energie innerhalb des Zylinders von $r_a = 15\,\mathrm{cm}$ um die extrapolierte Helix bezeichnet und p_{Spur} den Impuls der rekonstruierten Driftkammerspur, die in das Kalorimeter extrapoliert wird. h_j sind die oben beschriebenen Gewichte.
Als weitere Schnittgrößen werden die elektromagnetische Energie innerhalb $r_a = 15\,\mathrm{cm}$, die hadronische Energie innerhalb $r_b = 30\,\mathrm{cm}$ und die mit der Zellenergie gewichtete, summierte Spurlänge im elektromagnetischen Kalorimeter verwendet:

- $G_2 = E_{EMC}(r_a = 15\,\mathrm{cm}) = \sum_{EMC} e_j h_j(r_a)$,
- $G_3 = E_{HAC}(r_b = 30\,\mathrm{cm}) = \sum_{HAC} e_j h_j(r_b)$ und
- $G_4 = L_{EMC}(r_a = 15\,\mathrm{cm}) = \sum_{EMC} e_j l_j h_j(r_a)$.

Dabei sind e_j die Energie der jeweiligen Zelle und l_j die Entfernung der Zelle vom Eintrittspunkt der Helix in das LAr-Kalorimeter (Abbildung 6.4).
Die unteren Schnitte $c_i^{(1)}$ und die oberen Schnitte $c_i^{(2)}$ sowie die Normierungsfaktoren N_i, die für die Identifikation von Elektronen verwendet werden, sind in Tabelle 6.1 aufgeführt und in Abbildung 6.5 dargestellt.
Die gewählten Schnitte sind an den für Elektronen aus dem Zerfall von J/ψ-Mesonen relevanten Energiebereich ($p \lesssim 5\,\mathrm{GeV}$) angepaßt. Die gesamte Teilchenenergie soll für Elektronen im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters gemessen werden ($E_{EMC}/p_{Spur} > 0.7$). Die im elektromagnetischen LAr-Kalorimeter deponierte Energie muß mindestens 0.75 GeV betragen, was einem signifikanten elektromagnetischen Schauer entspricht. Eine Begrenzung nach oben gibt es für diese Schnittgröße nicht. Elektronen in dem untersuchten Energiebereich gelangen im Gegensatz zu Pionen nicht in den hadronischen Teil des Kalorimeters ($E_{HAC} < 0.3\,\mathrm{GeV}$) und unterscheiden sich in der longitudinalen Schauerform von Pionen.

Schnittgröße G_i	unterer Schnitt $c_i^{(1)}$	oberer Schnitt $c_i^{(2)}$	Normierung N_i
$G_1 = E_{EMC}/p_{Spur}$	0.7	1.8	1
$G_2 = E_{EMC}$	0.75 GeV	–	2 GeV
$G_3 = E_{HAC}$	–	0.3 GeV	1 GeV
$G_4 = L_{EMC}$	8 GeVcm	20 GeVcm	20 GeVcm

Tabelle 6.1: *Schnitte und Normierungskonstanten für die* **Identifikation von Elektronen** *im LAr-Kalorimeter.*

Die vier Größen G_i sind in Abbildung 6.5 für Daten (**Ein-Elektron J/ψ-Kandidaten**, Datennahmeperiode 1994) und die Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Die grau unterlegten Bereiche kennzeichnen die Gebiete, die verworfen werden. Die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation ist im Rahmen der statistischen Fehler gut. Die Verteilungen der elektromagnetischen Energie und des Quotienten von elektromagnetischer Energie und Spurimpuls ist in den Daten gegenüber der Simulation zu kleineren Werten hin verschoben. Vergleichbare Resultate, insbesondere auch eine Verschiebung der elektromagnetischen Energie, erhält man für die Datennahmeperiode 1995.
Es werden drei verschiedene Qualitäten für identifizierte Elektronen mit unterschiedlichen globalen Schnitten C auf die Summe der Abweichungen D (Gleichung 6.1) zur Verfügung gestellt[9].

1. `schwache Elektronen`: Es wird ein Schnitt $C = 0.3$ für erste Selektionen bei einer hohen Fehlidentifikation von Pionen von etwa 10% verwendet (Ereignisklassifikation); `Elektron-Qualität` $Q = 1$.

2. `mittlere Elektronen`: Der Schnitt wird auf $C = 0.1$ verschärft. Diese Klasse ist für die Selektion von elastischen J/ψ-Kandidaten mit einer Fehlidentifikation von Pionen von $\lesssim 5\%$ pro Teilchen geeignet; `Elektron-Qualität` $Q = 2$.

3. `gute Elektronen`: Der globale Schnitt hat einen Wert $C = 0.01$ für eine geringe Fehlidentifikation von Pionen von etwa $< 1 - 2\%$ pro Teilchen für die Selektion von inelastischen J/ψ-Kandidaten; `Elektron-Qualität` $Q = 3$.

In Abbildung 6.6 ist die Identifikationswahrscheinlichkeit für Elektronen (`schwaches` und `mittleres` Kriterium) als Funktion von Impuls und Polarwinkel dargestellt. Sie beträgt $\approx 90\%$ für $p > 0.8$ GeV für das `schwache` Kriterium und $\approx 80\%$ für das `mittlere` Kriterium. Für das `gute` Kriterium beträgt die Identifikationswahrscheinlichkeit etwa 70%, sie ist hier nicht dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit wurde mit Hilfe von **Ein-Elektron J/ψ-Kandidaten** (Definition siehe Abschnitt 6.3) der Datennahmeperioden 1994 und 1995 bestimmt. Im Falle des `schwachen` Kriteriums werden die Detektor Daten mit der Identifikationswahrscheinlichkeit in der Simulation (DIFFVM) verglichen. Die Identifikationswahrscheinlichkeit wurde in der Simulation um 5% vermindert. Aus diesem Vergleich wird ein systematischer Fehler von 3% errechnet. Der Unterschied

---

[9] Diese werden in die KALP-Datenbank (siehe Anhang A.2) eingetragen.

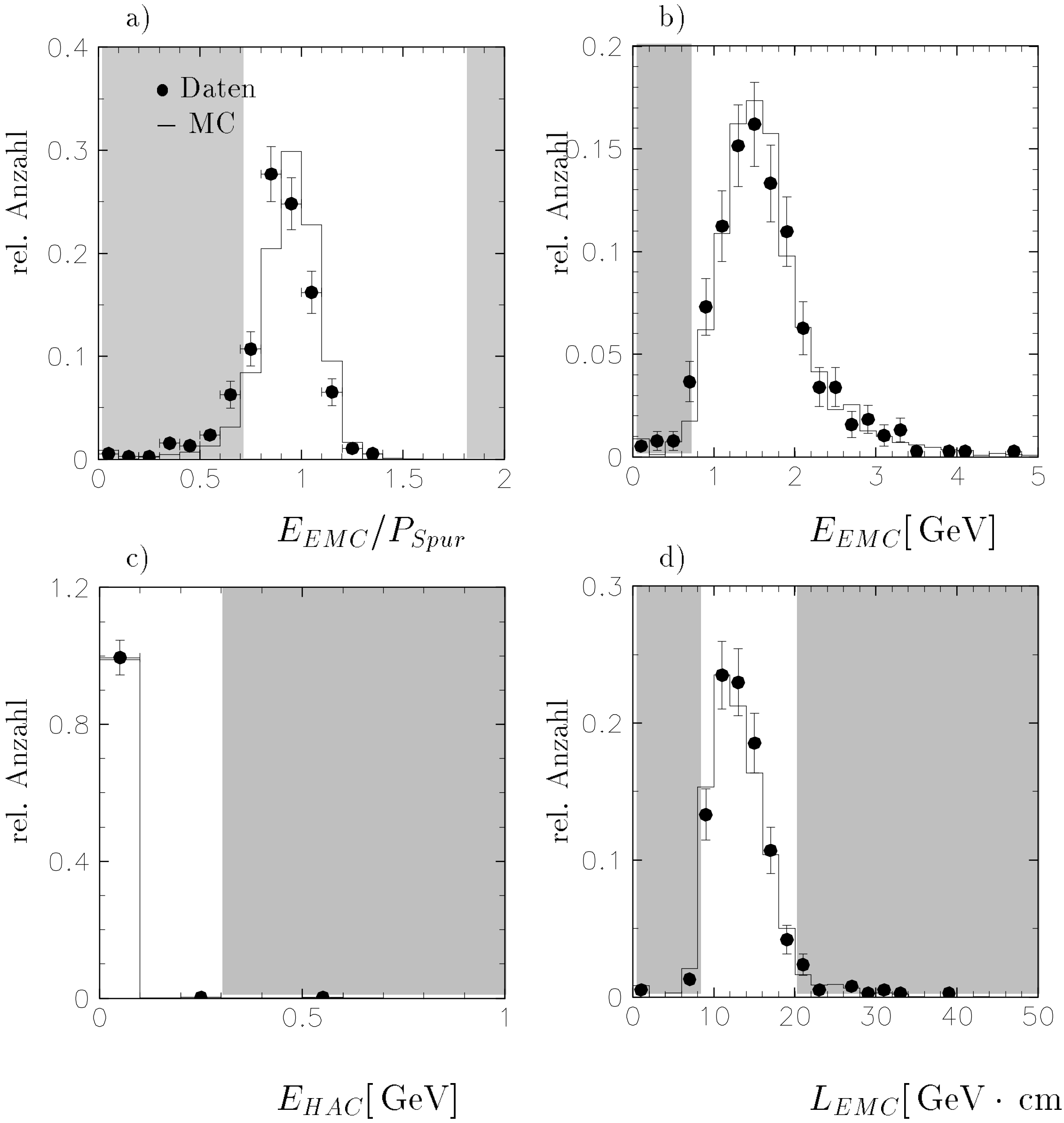


Abbildung 6.5: **Identifikation von Elektronen:** *Vergleich der Schnittgrößen für die Identifikation von Elektronen in Daten (*Ein-Elektron J/ψ-Kandidaten*, 1994) und Monte-Carlo-Simulation. Die Bereiche, die bei der Identifikation verworfen werden, sind grau schattiert. Die Schnitte sind nicht scharf, sondern als* fuzzy*-Schnitte gemäß Abschnitt 6.4 zu verstehen.*

ist darauf zurückzuführen, daß die Wahrscheinlichkeit, daß eine Zelle über der Schwelle des Rauschens anspricht, in der Simulation zu hoch angenommen wird (siehe auch Abschnitt 6.4.2). Dadurch sind die Energieverteilungen in den Daten gegenüber der Simulation verschoben (siehe Abbildung 6.5 a und b).

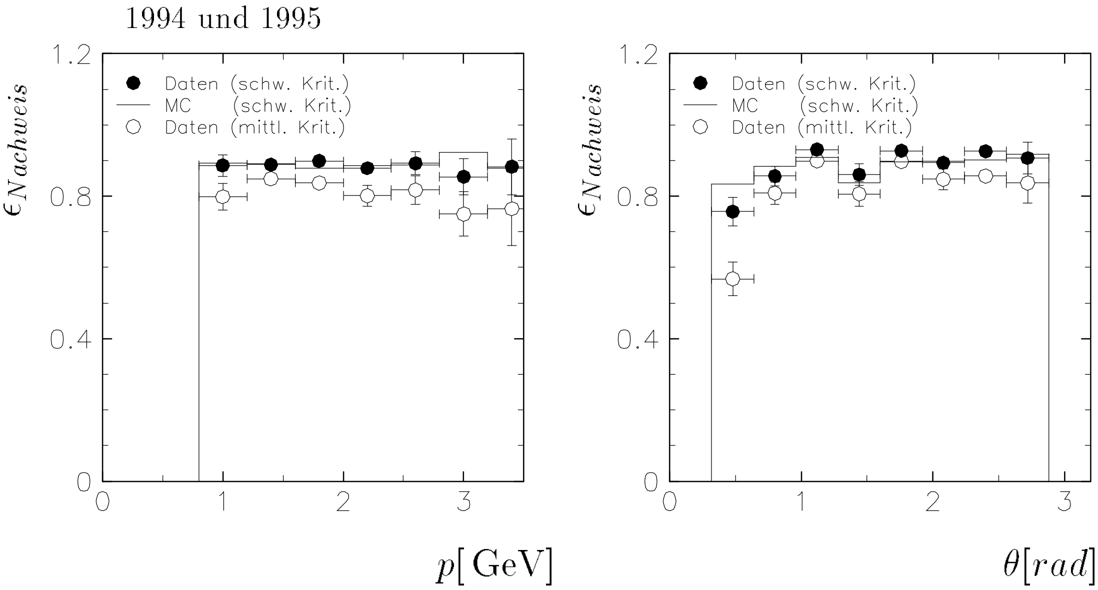


Abbildung 6.6: **Identifikation von Elektronen:** *Identifikationswahrscheinlichkeit für Elektronen im LAr-Kalorimeter als Funktion von Impuls und Polarwinkel für* Ein-Elektron J/ψ-Kandidaten *der Datennahmeperioden 1994 und 1995 (*● schwaches *Kriterium und* ○ mittleres *Kriterium) und die Monte-Carlo-Simulation (Histogramm,* schwaches *Kriterium). Die Identifikationswahrscheinlichkeit wurde in der Simulation um 5% vermindert.*

6.4.2 Identifikation von Myonen

Myonen durchqueren als minimalionisierende Teilchen das LAr-Kalorimeter (Abbildung 6.7). Pionen schauern im Gegensatz dazu im Kalorimeter auf und erreichen in der Regel nicht die äußeren Lagen des Kalorimeters.
Als Schnittgrößen für die Myon-Identifikation werden verwendet:

- $G_1 = E_{EMC}(r_a = 15\,\text{cm}) = \sum_{EMC} e_j h_j(r_a)$,
- $G_2 = E_{TOT}(r_b = 30\,\text{cm}) = \sum_{TOTAL} e_j h_j(r_b)$,
- $G_3 = L_{max}(r_a = 15\,\text{cm}) = \max\{l_j h_j(r_a), \forall j\}$,
- $G_4 = L_{HAC}(r_a = 15\,\text{cm}) = \sum_{HAC} l_j h_j(r_a)$,

wobei E_{EMC} die summierte Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters innerhalb von $r_a = 15\,\text{cm}$ um die extrapolierte Helix sowie E_{TOT} die gesamte Kalorimeterenergie (elektromagnetisch und hadronisch) innerhalb von $r_b = 30\,\text{cm}$ bezeichnet.

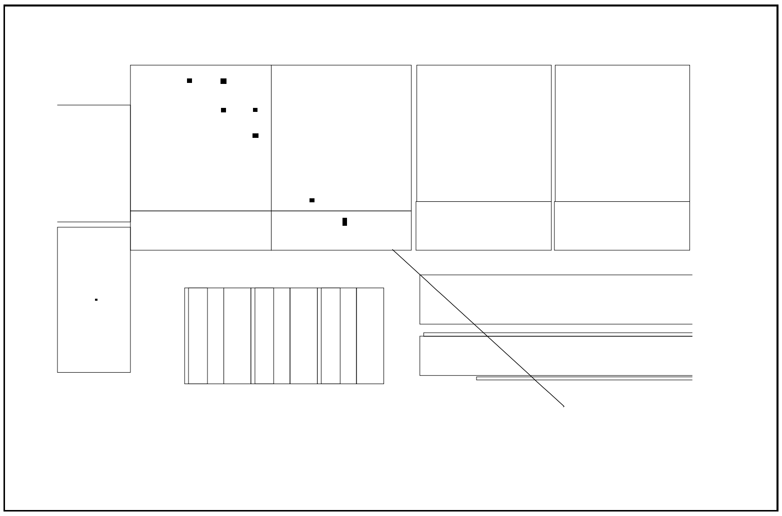


Abbildung 6.7: **Identifikation von Myonen:** *Myonsignatur im LAr-Kalorimeter. Die rekonstruierte Driftkammerspur hat einen Impuls von* $2.3\,GeV$*, die Energiedeposition im LAr-Kalorimeter beträgt* $1.6\,GeV$*, es sprechen 4 verschiedene hadronische Lagen des LAr-Kalorimeters an.*

Das Maximum der Spurlängen $l_j h_j$ vom Eintrittspunkt der Helix in das Kalorimeter bis zur j-ten angesprochenen Zelle wird mit L_{max} bezeichnet, die summierte hadronische Spurlänge mit L_{HAC}. Die Schnitte auf diese Größen für den Zentralbereich des LAr-Kalorimeters sind in Tabelle 6.2 angegeben.

Schnittgröße G_i	unterer Schnitt $c_i^{(1)}$	oberer Schnitt $c_i^{(2)}$	Normierung N_i
$G_1 = E_{EMC}$	≈ 0.1 GeV	≈ 0.8 GeV	1 GeV
$G_2 = E_{TOTAL}$	≈ 0.4 GeV	≈ 2.4 GeV	5 GeV
$G_3 = L_{max}$	≈ 80 cm	–	100 cm
$G_4 = L_{HAC}$	≈ 150 cm	–	500 cm

Tabelle 6.2: *Schnitte für die* **Identifikation von Myonen** *im LAr-Kalorimeters. Die Schnitte sind polarwinkel- und energieabhängig. Hier sind die Mittelwerte für den Zentralbereich angegeben.*

Es wird ein Mindestsignal im Kalorimeter verlangt, dieses Signal wird nach oben hin beschränkt, um eine Unterscheidung von Pionen zu erreichen. Die Spurlänge im Kalorimeter muß eine Mindestlänge haben, insbesondere müssen mehrere Zellen des hadronischen Kalorimeters ansprechen (≈ 3).

Da die deponierte Energie stark von der Geometrie des LAr-Kalorimeters (Polarwinkel) und dem Impuls des Myons abhängt, sind die Schnitte – im Gegensatz zu den Schnitten für die Identifikation von Elektronen – abhängig von Impuls und Polarwinkel. Die Schnitte auf die vier Größen sind in Abbildung 6.8 als Funktion des Polarwinkels

θ für einen Teilchenimpuls $p = 1\,\mathrm{GeV}$ dargestellt. Für größere Impulse werden die Schnitte auf die Spurlängen verschärft, die Schnitte auf die deponierte Energie werden abgeschwächt [85], da Myonen erst ab einer Energie von 1.5 bis 2 GeV das gesamte LAr-Kalorimeter durchqueren und dort nur einen Teil ihrer Energie deponieren. Für kleinere Impulse deponieren Myonen ihre gesamte Energie im Kalorimeter.
Analog zur Identifikation von Elektronen werden für Myonen drei Qualitätsklassen[10] durch einen globalen Schnitt C auf die Summe der Abweichungen D zur Verfügung gestellt.

1. `schwache Myonen`: Es wird ein Schnitt $C = 0.5$ für erste Selektionen verwendet (Ereignisklassifikation); `Myon-Qualität` $Q = 1$.

2. `mittlere Myonen`: Der Schnitt wird auf $C = 0.1$ verschärft. Diese Klasse ist für die elastische J/ψ-Selektion mit einer Fehlidentifikation von Pionen $\lesssim 5\%$ pro Teilchen vorgesehen; `Myon-Qualität` $Q = 2$.

3. `gute Myonen`: Der globale Schnitt hat einen Wert $C = 0.015$ für eine geringe Fehlidentifikation von Pionen $< 1 - 2\%$ pro Teilchen; `Myon-Qualität` $Q = 3$.

Die Identifikationswahrscheinlichkeit für Myonen (`mittleres` und `gutes` Kriterium) ist in Abbildung 6.9 als Funktion von Impuls und Polarwinkel angegeben. Sie beträgt etwa 75% für das `mittlere` Kriterium und etwa 60% für das `gute` Kriterium für Impulse größer als 1 GeV. Zur Berechnung wurden **Ein-Myon J/ψ-Kandidaten** der Datennahmeperiode 1994 und 1995 (siehe Abschnitt 6.3) verwendet und mit der Monte-Carlo-Simulation (`mittleres` Kriterium) verglichen. Die Identifikationswahrscheinlichkeit wurde in der Simulation um 15% verringert.
In Abbildung 6.10 werden die vier Schnittgrößen G_i für Daten und Monte-Carlo-Simulation miteinander verglichen. Dabei wurden **Ein-Myon J/ψ-Kandidaten** (1994) mit einem im zentralen Myonsystem nachgewiesenen Myon verwendet. Es wurden nur Spuren im Polarwinkelbereich $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ mit Impuls $p > 0.8\,\mathrm{GeV}$ in das Kalorimeter extrapoliert.
Die Verteilungen stimmen in Daten und Simulation innerhalb der statistischen Fehler gut überein. Die Anzahl der Myonspuren, in denen keine Zellen im hadronischen Kalorimeter bzw. keine Zelle im gesamten Kalorimeter angesprochen hat, ist in den Daten etwa 10 bis 15% größer als in der Simulation, d.h. in der Simulation wird das Ansprechverhalten einzelner Kalorimeterzellen zu optimistisch angenommen. Diese Myonspuren sind über den gesamten Polarwinkelbereich verteilt (siehe Abbildung 6.8). Hierdurch wird die Reduktion der Nachweiswahrscheinlichkeit in der Monte-Carlo-Simulation um 15% gerechtfertigt. Analoge Aussagen erhält man für die Datennahmeperiode 1995.

Teilchenidentifikation unter Einfluß von Störungen

In Abbildung 6.11 wird die Nachweiswahrscheinlichkeit von Myonen im LAr-Kalorimeter (**Ein-Myon J/ψ-Kandidaten**, 1994) unter Einfluß von Störungen bzw. Fehlern in der Rekonstruktion untersucht. Eine Erhöhung der Energie jeder angespro-

---

[10] KALP-Datenbank

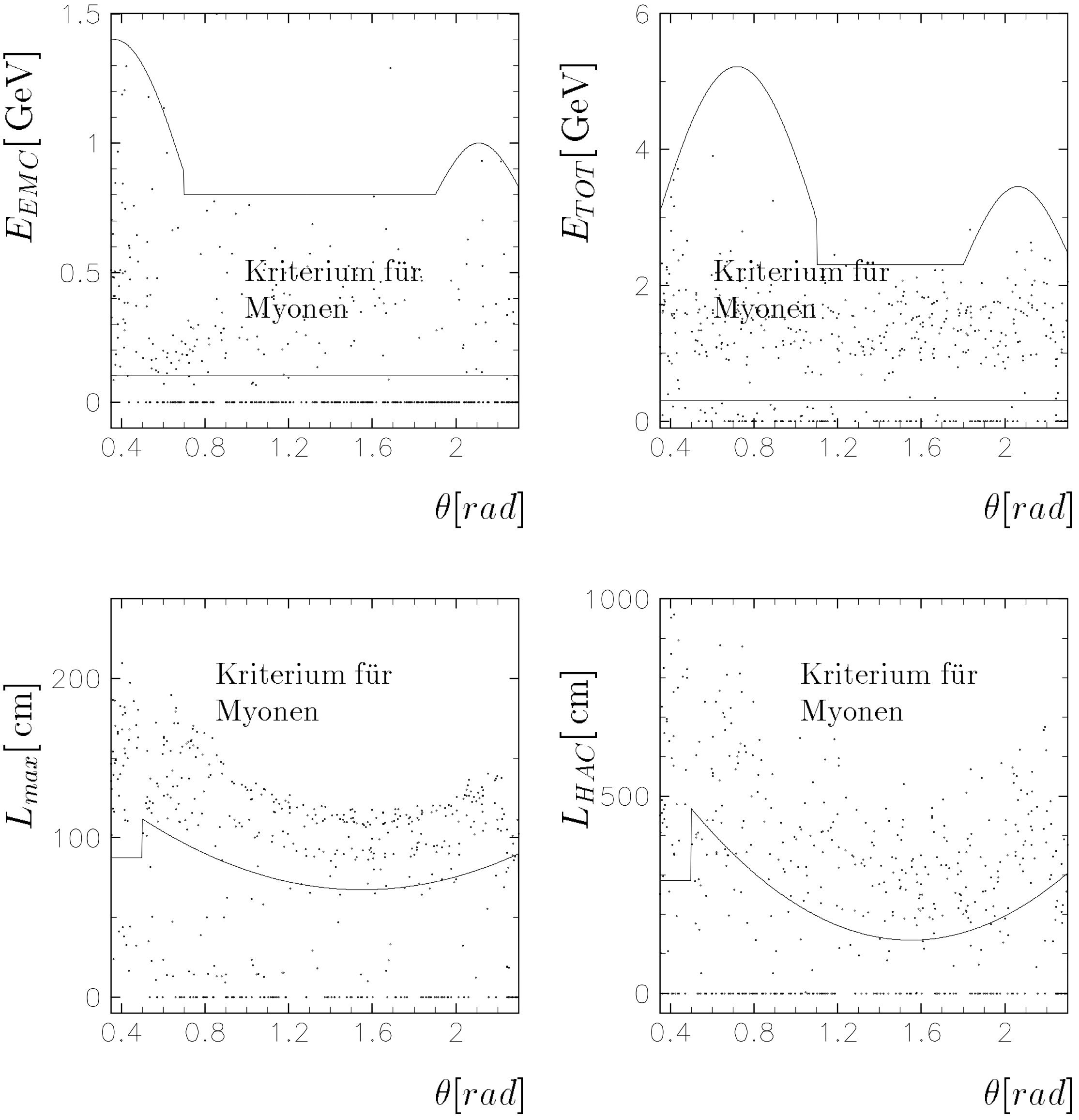


Abbildung 6.8: **Identifikation von Myonen:** *Schnitte auf die Energiesummen* E_{EMC} *und* E_{TOT} *(untere und obere Grenze) und die Spurlängen* L_{max} *und* L_{HAC} *(nur untere Grenze) für die Identifikation von Myonen des Datensatzes von* Ein-Myon J/ψ-Kandidaten. *Eingezeichnet sind die Schnitte für Impulse* $p = 1\,GeV$ *in Abhängigkeit des Polarwinkels. Die Schnitte wurden mit Hilfe einzelner simulierter Myonen eingestellt [84]. Die Schnitte sind dabei nicht scharf, sondern als* fuzzy-*Schnitte gemäß Abschnitt 6.4 zu verstehen.*

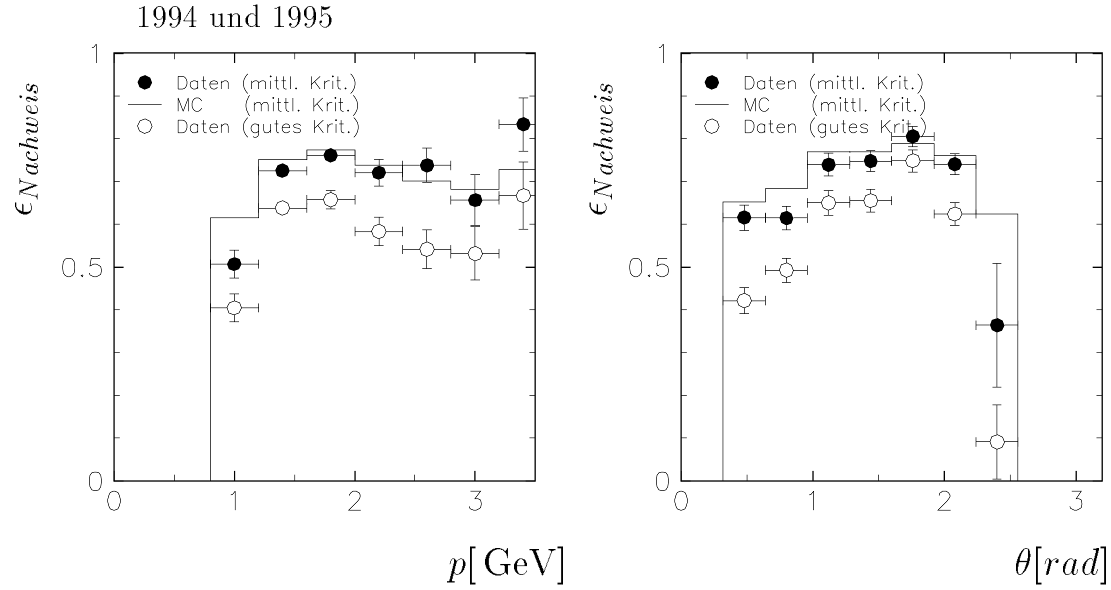


Abbildung 6.9: **Identifikation von Myonen:** *Identifikationswahrscheinlichkeit für Myonen im LAr-Kalorimeter als Funktion von Impuls und Polarwinkel für* Ein-Myon J/ψ-Kandidaten *der Datennahmeperioden 1994 und 1995 (*● `mittleres` *Kriterium und* ○ `gutes` *Kriterium) im Vergleich mit der Detektorsimulation (*— `mittleres` *Kriterium). Die Identifikationswahrscheinlichkeit wurde in der Simulation um* 15% *vermindert.*

chenen Zelle im LAr-Kalorimeter um 50% resultiert in einer Verminderung der Nachweiswahrscheinlichkeit um 5 bis 10%, eine Variation der Spurparameter um maximal 0.5 GeV in p, 10° in θ und ϕ, 5 cm in z_0 und 0.5 cm im Parameter *dca* ergibt eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 40%, was einer Reduktion von etwa 35% entspricht. Diese Ergebnisse sind mit den in [84] anhand der Myon-Identifikation mit Hilfe eines neuronalen Netzes durchgeführten Untersuchungen vergleichbar (Tabelle in Abbildung 6.11). Das neuronale Netz basiert auf einer virtuellen Zellstruktur mit 20 Zellen, die in das Kalorimeter um die extrapolierte Spur projiziert wird. Die Energiedepositionen in diesen 20 Zellen werden als Eingangsneuronen für ein *feed forward* Netzwerk [23] zur Verfügung gestellt. Die durchgeführten Schnitte sind physikalisch nicht einfach nachvollziehbar. Die hier vorgestellte Methode, die auf *Fuzzy*-Schnitten beruht, ist in der Toleranz gegenüber Rekonstruktionsfehlern mit neuronalen Netzen vergleichbar, sie verwendet im Gegensatz zu neuronalen Netzen jedoch physikalische Schnitte [86]. Beide Verfahren sind wesentlich fehlertoleranter als eine Methode, die lediglich auf Schnitten mit starren Grenzen basiert [84]. Starre Schnitte lassen bei einer Energierhöhung im LAr-Kalorimeter die Nachweiswahrscheinlichkeit um 20% abfallen. Bei Variation der Spurparameter ergibt sich eine Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 20%, was einer Reduktion um 55% entspricht.

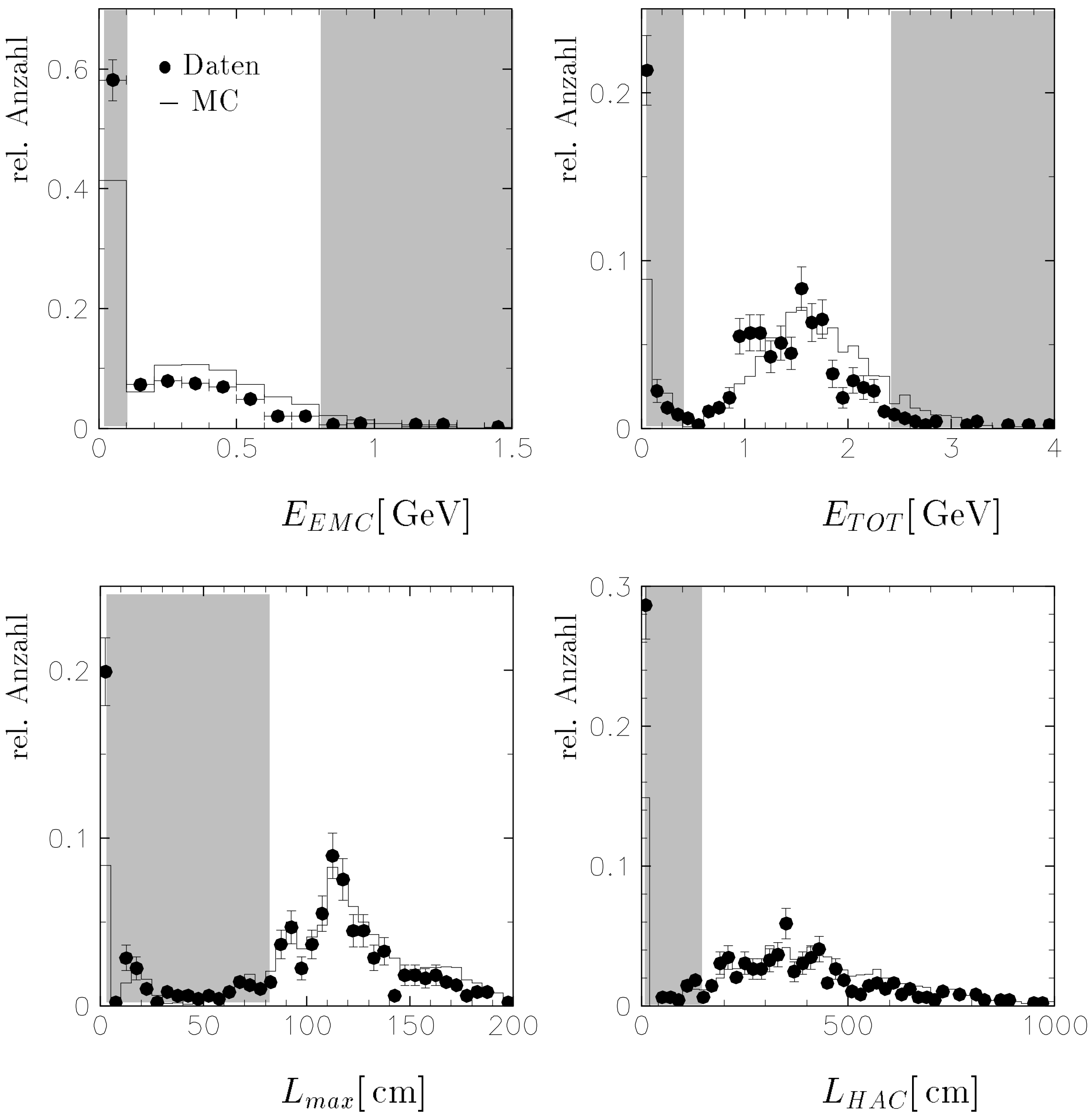
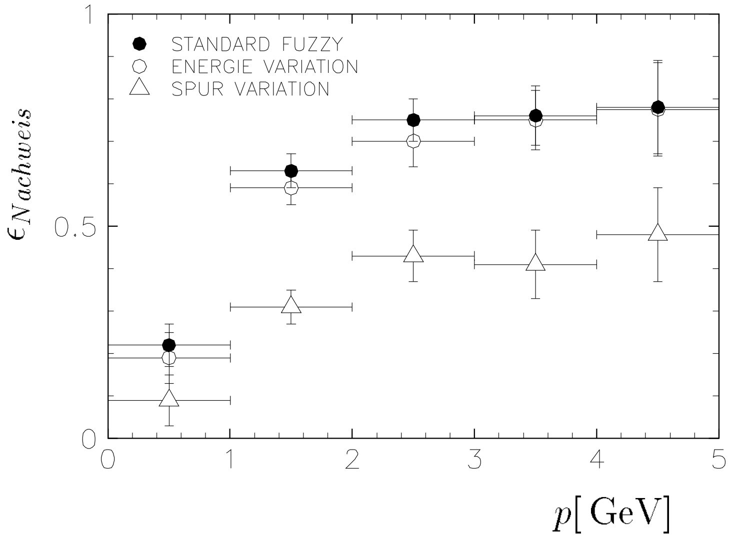


Abbildung 6.10: **Identifikation von Myonen:** *Vergleich der Energiesummen und Spurlängen in Daten (*Ein-Myon J/ψ-Kandidaten *der Datennahmeperiode 1994) und Monte-Carlo-Simulation für die Erkennung von Myonen. Die Bereiche, die für die Erkennung von Myonen im Zentralbereich des H1-Detektors ausgeschlossen werden, sind grau schraffiert. Es werden für die Darstellung die Mittelwerte der Schnitte verwendet. Die Schnitte sind dabei nicht scharf, sondern als* fuzzy-*Schnitte gemäß Abschnitt 6.4 zu verstehen.*



Wahrscheinlichkeit	Fuzzy-Schnitte	Neuronales Netz	Klassische Schnitte
Standard	75%	75 %	75%
Energie-Variation	67%	70%	55%
Spur-Variation	40%	45%	20%

Abbildung 6.11: **Nachweiswahrscheinlichkeit unter Einfluß von Störungen:** *In der Abbildung ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen (*Ein-Myon J/ψ-Kandidaten*, 1994) im LAr-Kalorimeter unter Einfluß von Störungen als Funktion des Impulses dargestellt: (●) Methode ohne Einfluß von Störungen, (○) Erhöhung der Energie jeder angesprochenen Zelle des Kalorimeters um 50%, (△) Variation der Spurparameter* $p, \theta, \phi, z_0, dca$ *mit einem Zufallsgenerator um maximal* 0.5 *GeV in p,* 10° *in* θ *und* ϕ*,* 5 *cm in* z_0 *und* 0.5 *cm im Parameter dca. Tabelle: Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten der drei vorgestellten Verfahren für Teilchenimpulse* $p > 1$ *GeV im ungestörten Fall und unter Einfluß von Störungen.*

6.4.3 Fehlidentifikation von Hadronen

Aufgrund der Energieauflösung des LAr-Kalorimeters können Hadronen besonders im Energiebereich $p \lesssim 1.5\,\text{GeV}$ als Elektronen bzw. Myonen fehlidentifiziert werden.

Hadronen werden hauptsächlich aus folgenden Gründen als *Myonen* im LAr-Kalorimeter oder im zentralen Myonsystem fehlidentifiziert:

1. **Punch through:**
   (a) Mit einer Wahrscheinlichkeit von $\exp(-d/\lambda)$ durchlaufen Hadronen die Schichtdicke d an Material mit der Wechselwirkungslänge λ ohne hadronische Wechselwirkung. Sie verhalten sich wie minimalionisierende Teilchen und sind nicht von Myonen zu unterscheiden. Polarwinkelabhängig beträgt die Wahrscheinlichkeit für ein Pion, das LAr-Kalorimeter zu durchqueren ohne hadronisch wechselzuwirken, bis zu 2%[84].

   (b) Hochenergetische Hadronen können hadronische Schauer verursachen, die bis in das zentrale Myonsystem gelangen und dort einige Drähte ansprechen lassen. Eine solche Myonsignatur kann dann mit einer Spur im Spurkammersystem verbunden werden [78].

2. **Zerfall von Kaonen und Pionen in Myonen:**
   Mit einer Wahrscheinlichkeit von $1-\exp\left[-\ell m/(pc\tau)\right]$ zerfallen Pionen bzw. Kaonen mit Impuls p in Myonen. Dabei ist ℓ die Weglänge des Teilchens vom Wechselwirkungspunkt aus gemessen m die Masse des Hadrons und $c\tau_\pi = 7.804\,\text{m}$ sowie $c\tau_K = 3.709\,\text{m}$ sind die Zerfallskonstanten.
   Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Pion auf dem Weg in das Kalorimeter in ein Myon zerfällt, beträgt abhängig von Impuls und Polarwinkel bis zu 3%[84]. Für Kaonen ist diese Wahrscheinlichkeit mit etwa 7% deutlich größer. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Kaon in Myon und Neutrino zerfällt, beträgt dabei 63.5% [67].

Zur Überprüfung der Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Pionen als dominierende hadronische Untergrundquelle wird ein Datensatz mit

☐ ρ-Mesonen

benutzt. Aus den Daten der Periode 1995 wurden Zwei-Spur Kandidaten mit invarianter Masse $\pm 200\,\text{MeV}$ um die nominelle ρ-Masse und Impuls $p > 0.8\,\text{GeV}$ für eine der beiden Spuren selektiert. Es wurden nur Daten mit gestreutem Elektron im rückwärtigen Kalorimeter (SPACAL) verwendet. Auf diese Weise erhält man einen Datensatz, der aus ρ-Kandidaten mit etwa 5% Untergrund besteht. Dieser Datensatz stellt Pionen zur Verfügung, die in der Impuls- und Winkelverteilung mit den Zerfallsleptonen aus dem J/ψ-Zerfall vergleichbar sind.

Trennung von Elektronen und Pionen

Die Schnittgrößen für die Identifikation von Elektronen im LAr-Kalorimeter sind in Abbildung 6.12 für Pionen aus dem Zerfall von **ρ-Mesonen** dargestellt. Die Bereiche der Schnittgrößen, die verworfen werden, sind grau schattiert (siehe Abbildung 6.5 für echte Elektronen). Etwa 40% der Pion-Kandidaten deponieren keine Energie im elektromagnetischen Teil des LAr-Kalorimeters. In den restlichen Fällen erfolgt die wesentliche Reduktion mit Hilfe des Quotienten $G_1 = E_{EMC}/P_{Spur}$ und mit Hilfe der elektromagnetischen Energie $G_2 = E_{EMC}$. Der Schnitt auf die hadronische Energie ist erst für Impulse $p > 3\,\mathrm{GeV}$ wirksam. Durch den Schnitt auf die summierte Spurlänge $G_4 = L_{EMC}$ werden Pionen mit großer longitudinaler Schauerausdehnung ausgeschlossen.

Die Fehlidentifikationsrate ist in Abbildung 6.13 als Funktion von Impuls und Polarwinkel dargestellt. Etwa 11% der Pionen aus dem ρ-Zerfall werden als Elektronen `schwacher` Qualität fehlidentifiziert, etwa 5% als Elektronen `mittlerer` Qualität und etwa 1.2% als Elektronen `guter` Qualität.

Trennung von Myonen und Pionen

In Abbildung 6.14 sind die Schnittgrößen G_i für die Identifikation von Myonen für Pionen aus dem Zerfall von **ρ-Mesonen** dargestellt. Die entsprechenden Schnitte sind gekennzeichnet (siehe Abbildung 6.8 für echte Myonen). In dem vorliegenden Impulsbereich mit $p \lesssim 3\,\mathrm{GeV}$ wird die wesentliche Reduktion der Pionen durch die Forderung einer minimalen Spurlänge vorgenommen, einige der Pionen schauern im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters auf, so daß sie anhand dieser Energiedeposition verworfen werden können. Der Schnitt auf die totale Energie ist nur bei höheren Teilchenimpulsen $p \gtrsim 3\,\mathrm{GeV}$ wirksam.

Die Fehlidentifikationsrate ist in Abbildung 6.13 als Funktion von Impuls und Polarwinkel für die `mittlere` sowie die `gute` Myon-Qualität dargestellt.

Von den Pionkandidaten aus dem Zerfall von **ρ-Mesonen** mit Impuls $p > 0.8\,\mathrm{GeV}$ werden 4.6% als Myonen `mittlerer` Qualität und 1.6% als Myonen `guter` Qualität fehlidentifiziert. Im Zentralbereich des LAr-Kalorimeters steigt diese Rate auf bis zu 10% (`mittlere` Qualität) bzw. 4% (`gute` Qualität) an, da hier die Schnitte auf die Spurlängen abgeschwächt werden. In Vorwärtsrichtung ist die Fehlidentifikationsrate deutlich kleiner.

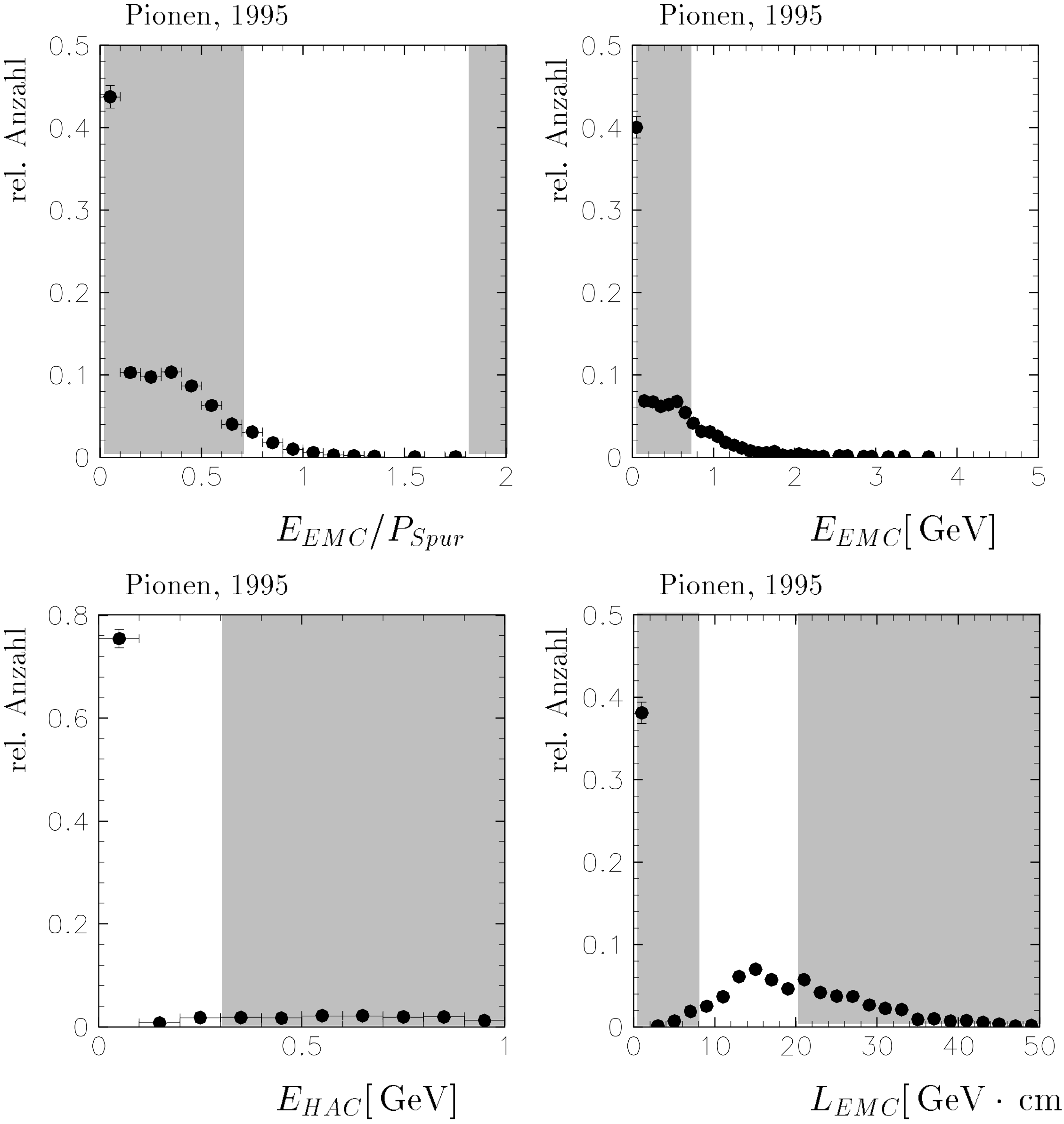


Abbildung 6.12: **Fehlidentifikation von Pionen als Elektronen:** *Schnittgrößen analog Abbildung 6.5 für Pionen aus dem Zerfall von* ρ-Mesonen *der Datennahmeperiode 1995. Die Schnitte auf die verschiedenen Größen sind durch Schraffur gekennzeichnet.*

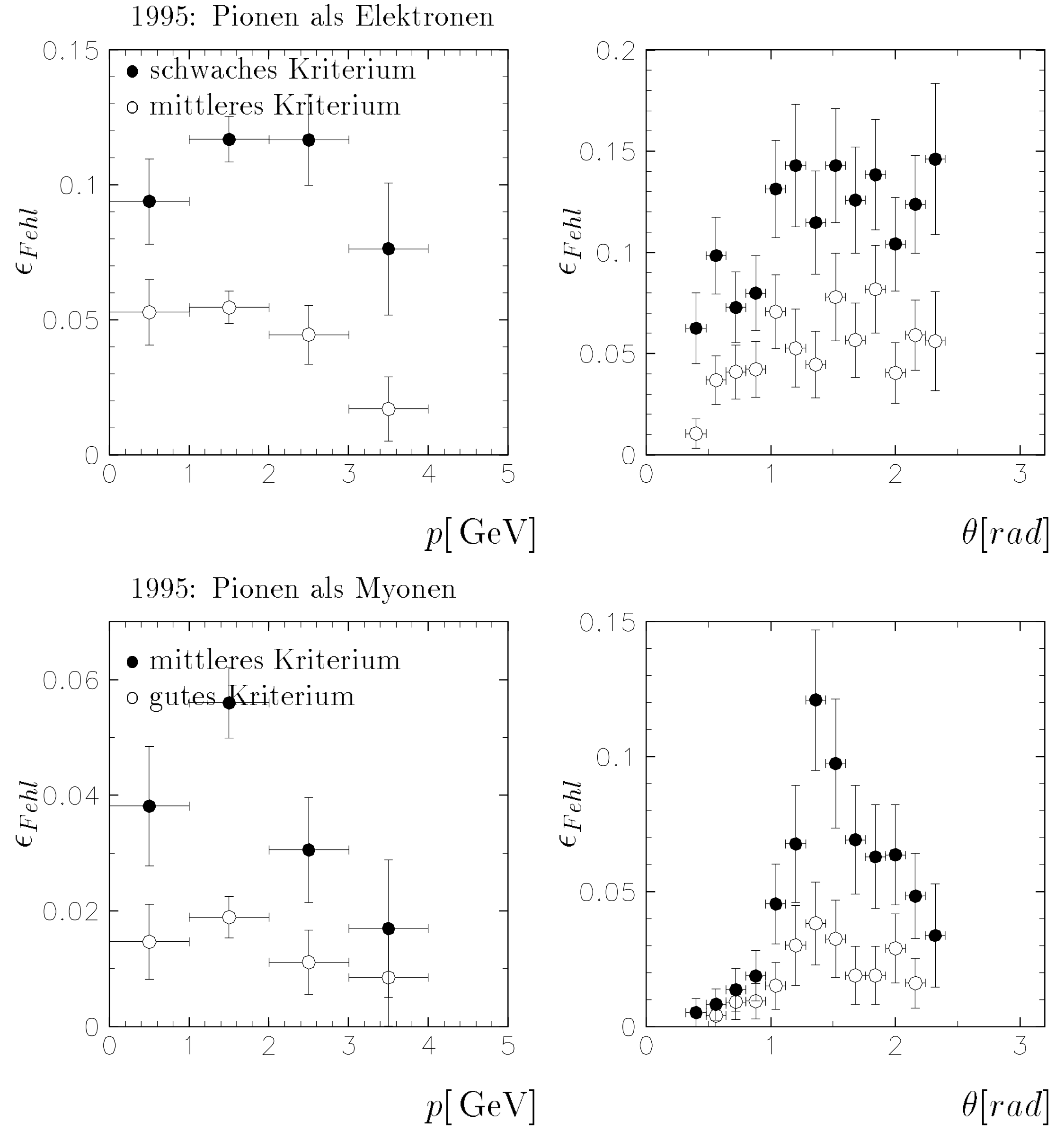


Abbildung 6.13: **Fehlidentifikation von Pionen:** *Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Pionen aus dem Zerfall von* $\boldsymbol{\rho}$-Mesonen *(1995) für die* `schwache` *(●) sowie die* `mittlere` *(○) Elektron-Qualität* **(oben)** *bzw. für die* `mittlere` *(●) sowie die* `gute`*(○) Myon-Qualität* **(unten)** *als Funktion von Impuls und Polarwinkel.*

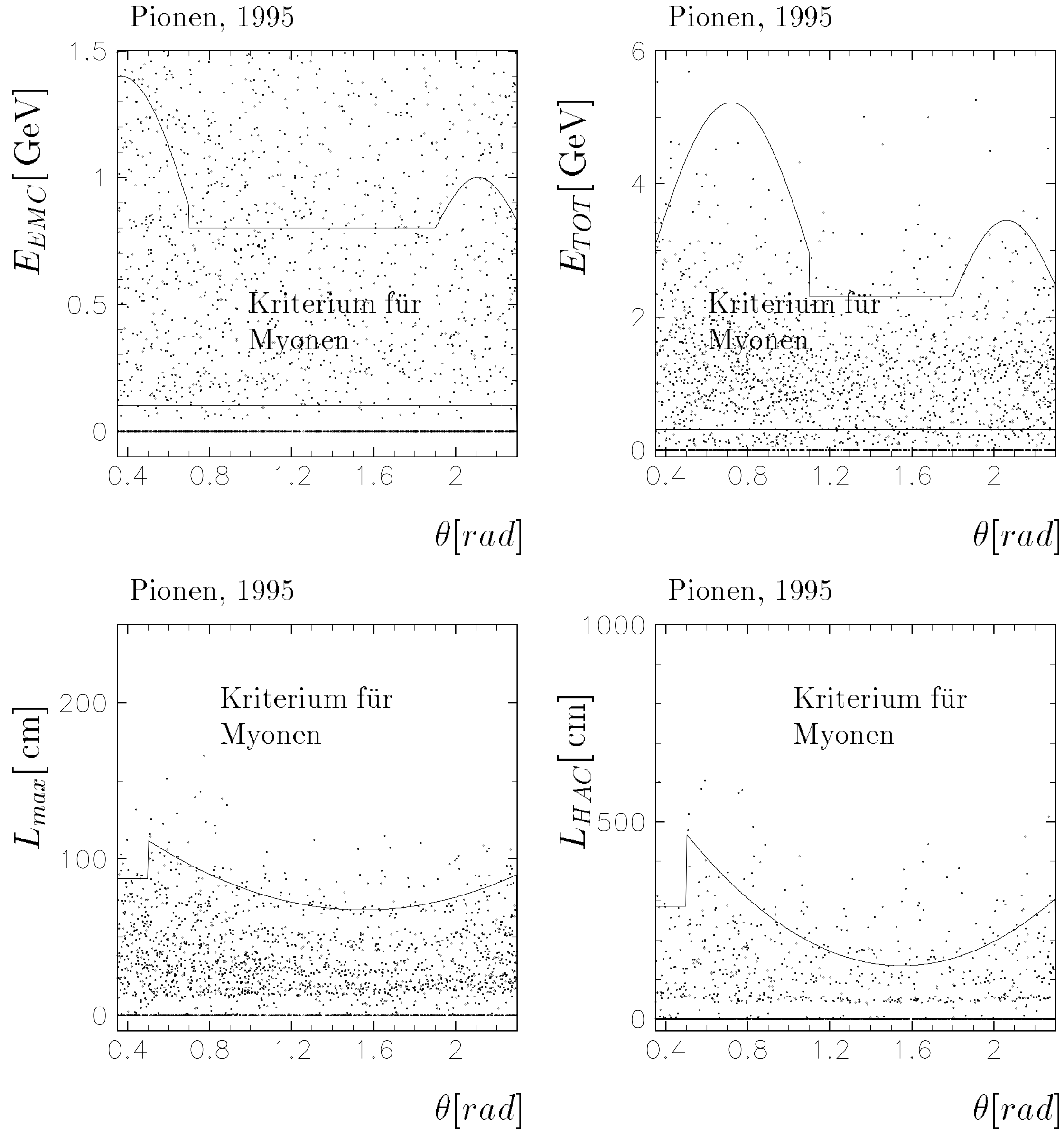


Abbildung 6.14: **Fehlidentifikation von Pionen als Myonen:** *Schnitte auf die Energiesummen E_{EMC} und E_{TOT} und Spurlängen L_{max} und L_{HAC} für die Identifikation von Myonen (analog Abbildung 6.8) in Abhängigkeit des Polarwinkels dargestellt für Pionen aus dem Zerfall von* ρ-Mesonen.

6.4.4 Fuzzy-Schnitte zur Teilchenidentifikation

Durch die Summe der Abweichungen D (Gleichung 6.1), die benutzt wird um Elektronen und Myonen zu definieren, wird keine klare Entscheidung gefällt, sondern ein Ausgabeparameter zur Verfügung gestellt, der angibt, wie stark die untersuchte Signatur im LAr-Kalorimeter von einer guten Lepton-Signatur abweicht. Je nach Anwendungsbereich kann auf den Parameter D mehr oder weniger scharf geschnitten werden, wodurch die Nachweiswahrscheinlichkeit für Leptonen und die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit von Hadronen verändert wird. Die Summe der Abweichungen D hat eine vergleichbare Bedeutung wie der Ausgabeparameter eines neuronalen Netzes mit *feed forward* Struktur [23].

In Abbildung 6.15a ist die Summe der Abweichungen D für Elektronen (**Ein-Elektron J/ψ-Kandidaten**, 1995) und Pionen (**ρ-Mesonen**) dargestellt. Die Trennung ist sehr scharf, es gibt kaum Elektronen, die einen Wert $D > 0.5$ aufweisen. Durch die gestrichelte Linie ist der Schnitt auf die Variable D gekennzeichnet, der für die Identifikation von Elektronen (`mittleres` Kriterium) verwendet wird.

In Abbildung 6.15b ist die Summe der Abweichungen D für Myonen (**Ein-Myon J/ψ-Kandidaten**, 1995) und Pionen (**ρ-Mesonen**) angegeben. Eine klare Trennung von Myonen und Pionen ist möglich. Etwa 20% der Myonen haben einen Wert $D > 0.5$, sie haben in der Regel keine Signatur im hadronischen Teil des LAr-Kalorimeters und können demnach nicht als Myonen identifiziert werden. Die Trennung von Myonen und Pionen ist deutlich schlechter als die Trennung von Elektronen und Pionen.

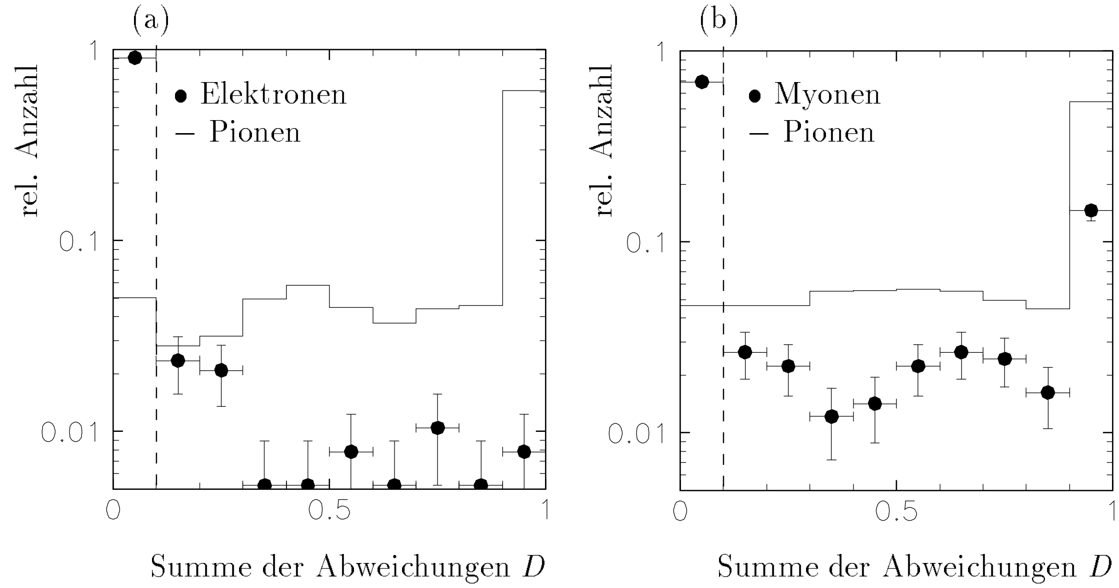


Abbildung 6.15: **Fuzzy-Schnitte:** *(a) Trennung von Elektronen und Pionen bzw. (b) Myonen und Pionen anhand der Summe der Abweichungen D (Gleichung 6.1). Ein Wert $D \approx 0$ entspicht einer geringen Abweichung von den entsprechenden Schnitten, d.h. eine zuverlässige Identifikation des Teilchens als Elektron oder Myon ist möglich. Durch die gestrichelte Linie ist der Bereich gekennzeichnet, der für die Identifikation von Elektronen oder Myonen (*`mittleres`* Kriterium) verworfen wird.*

6.5 Myon-Identifikation im zentralen Myonsystem

Myonen mit Impuls $p \gtrsim 1.5\,\mathrm{GeV}$ können als minimalionisierende Teilchen das LAr-Kalorimeter durchqueren und das zentrale Myonsystem erreichen. Im zentralen Myonsystem werden Spuren rekonstruiert, die mit denen im Spurkammersystem verbunden werden.

6.5.1 Rekonstruktion im zentralen Myonsystem

Zur Spurrekonstruktion im zentralen Myonsystem [50] werden die 16 Signaldrahtebenen und drei Streifenlagen des Myonsystems verwendet (siehe Abschnitt 3.5). Es werden zweidimensionale Spurstücke in zwei Ebenen (eine senkrecht zu den Drähten und eine senkrecht zu den Streifen) in 21 unterschiedlichen Bereichen des instumentierten Eisens als Parabelstücke im Magnetfeld rekonstruiert. Die verwendeten 21 Bereiche sind

- die 10 Eisenplatten,
- die 9 Spalten zwischen den Platten und
- die Bereiche vor und hinter den äußeren Platten.

Man erhält mit drei Parametern je Parabelstück 63 Parameter für eine zweidimensionale Spurprojektion gesamte zentrale Myonsystem.
Stetigkeitsbedingungen an den Rändern der 21 Bereiche reduzieren die Anzahl der freien Parameter für eine dreidimensionale Spur durch das instrumentierte Eisen auf 5. Als Parameter werden verwendet:

- (x, y), die Koordinaten des ersten rekonstruierten Punktes im Eisen,
- (θ, ϕ), die Richtung der rekonstruierten Spur, sowie
- Q/P, der Quotient aus Ladung und Impuls der rekonstruierten Spur.

Diese Parameter werden iterativ bestimmt[11].

6.5.2 Spurverbindung zwischen Myonsystem und Spurkammersystem

Rekonstruierte Spuren aus dem Spurkammersystem werden unter Beachtung des Magnetfeldes sowie unter Beachtung von Energieverlust und Vielfachstreuung bis an den Anfang des zentralen Myonsystems extrapoliert[12]. Dabei wird angenommen, daß es sich bei dem Teilchen um ein Myon handelt. Zwischen rekonstruierter Spur im Myonsystem und extrapolierter Spur wird ein χ^2-Test durchgeführt, um zu überprüfen, ob beide Spuren einander zugeordnet werden können. Für den χ^2-Test werden verglichen[13]:

---

[11] Die Parameter werden in der ITKR-Datenbank abgespeichert; die Spurrekonstruktion im zentralen Myonsystem ist in dem H1REC Modul ITREC implementiert.

[12] H1REC Modul EXTRAPOL

[13] H1REC Modul KMTLNK

1. der Eintrittspunkt der extrapolierten Spur mit dem ersten rekonstruierten Punkt im Myonsystem,
2. sowie die Richtung (θ, ϕ) der rekonstruierten Eisenspur und der extrapolierten Spur des Spurkammersystems.

An die Qualität der Spurverbindung sowie an die Qualität der rekonstruierten Spur im Myonsystem werden Forderungen gestellt, um die Fehlidentifikation von Hadronen zu minimieren.

- Die rekonstruierte Spur im Myonsystem wird zum nominellen Wechselwirkungspunkt hin extrapoliert. Weder der Abstand der extrapolierten Spur vom nominellen Wechselwirkungspunkt in z-Richtung noch in der (xy)-Ebene darf mehr als 100 cm betragen.
- In der rückwärtigen Endkappe müssen mindestens 3 Lagen, in der vorderen Endkappe mindestens 6 Lagen und im Zentralbereich mindestens 2 Lagen für die Rekonstruktion der Spur verwendet worden sein.
- Die χ^2-Wahrscheinlichkeit der Spurverbindung muß größer als 0.1% sein.

Sind diese Kriterien erfüllt, wird dem Myonkandidaten die `Myon-Qualität` $Q = 3$ zugeordnet. Die eben angegebenen Schnitte auf die rekonstruierte Spur im Myondetektor werden sowohl von der vierten Triggerstufe (L4) als auch von der Ereignisklassifikation (L5) angewendet.
Die Identifikationswahrscheinlichkeit für Myonen aus dem J/ψ-Zerfall ist im Zentralbereich des Detektors (*barrel*) aufgrund der geringen Impulse kleiner als 20%, im Bereich der Endkappen beträgt die Wahrscheinlichkeit etwa 90%. Die Identifikationswahrscheinlichkeit in Abbildung 6.16 wurde anhand von **Ein-Myon J/ψ-Kandidaten** (Abschnitt 6.3) der Datennahmeperioden 1994 und 1995 bestimmt und ist in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel zusammen mit der Identifikationswahrscheinlichkeit aus der Detektorsimulation dargestellt.
Die Nachweiswahrscheinlichkeit besteht aus der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit im zentralen Myonsystem und aus der Verbindungswahrscheinlichkeit zwischen Spurkammersystem und Myonsystem. Für Myonen mit $p > 2\,\mathrm{GeV}$ beträgt die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit etwa 90% und die Verbindungswahrscheinlichkeit etwa 95%[79]. Im Bereich des Übergangs zwischen Endkappen und Zentralbereich des Myonsystems sinkt die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit auf etwa 60% [51].

6.5.3 Fehlidentifikation von Hadronen

Die Rate, ein Pion als Myon anhand einer Spur im zentralen Myonsystem falsch zu identifizieren, beträgt im Zentral- und Vorwärtsbereich des H1-Detektors weniger als ein Prozent, da hier das gesamte LAr-Kalorimeter mit mindestens fünf hadronischen Wechselwirkungslängen von den Pionen durchquert werden muß, bevor sie das zentrale Myonsystem erreichen. Im Rückwärtsbereich des H1-Detektors steigt die Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit auf bis zu 10% an, da sich hier weniger als zwei hadronische Wechselwirkungslängen zwischen Spurkammerystem und Myonsystem befinden[79].

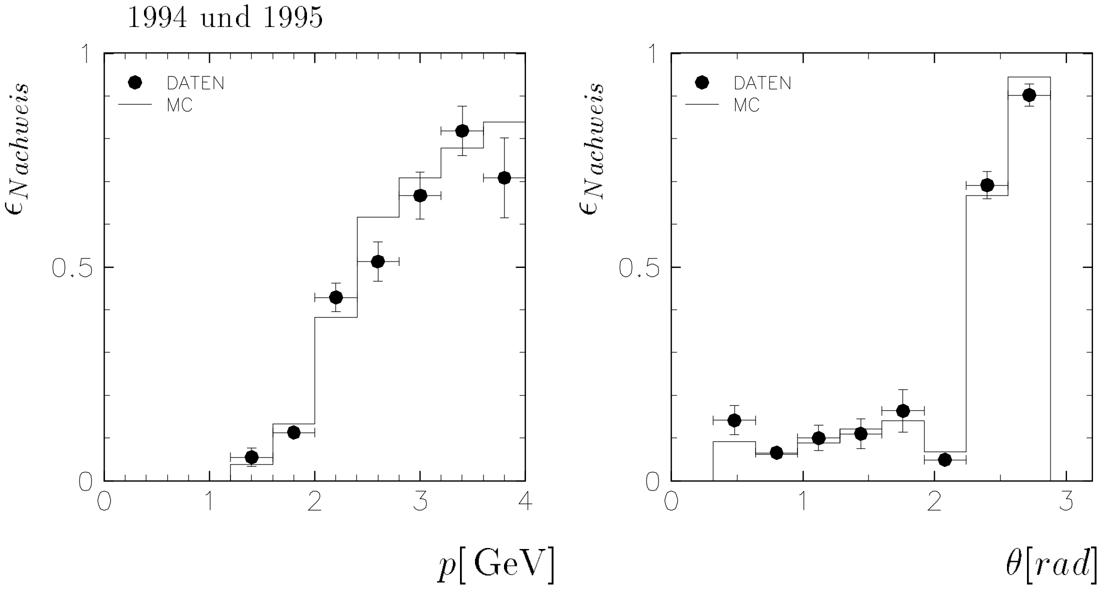


Abbildung 6.16: **Identifikation von Myonen:** *Identifikationswahrscheinlichkeit für Myonen im zentralen Myonsystem (Rekonstruktions- und Spurverbindungswahrscheinlichkeit) als Funktion von Impuls und Polarwinkel für* Ein-Myon J/ψ-Kandidaten *der Datennahmeperioden 1994 und 1995 im Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation.*

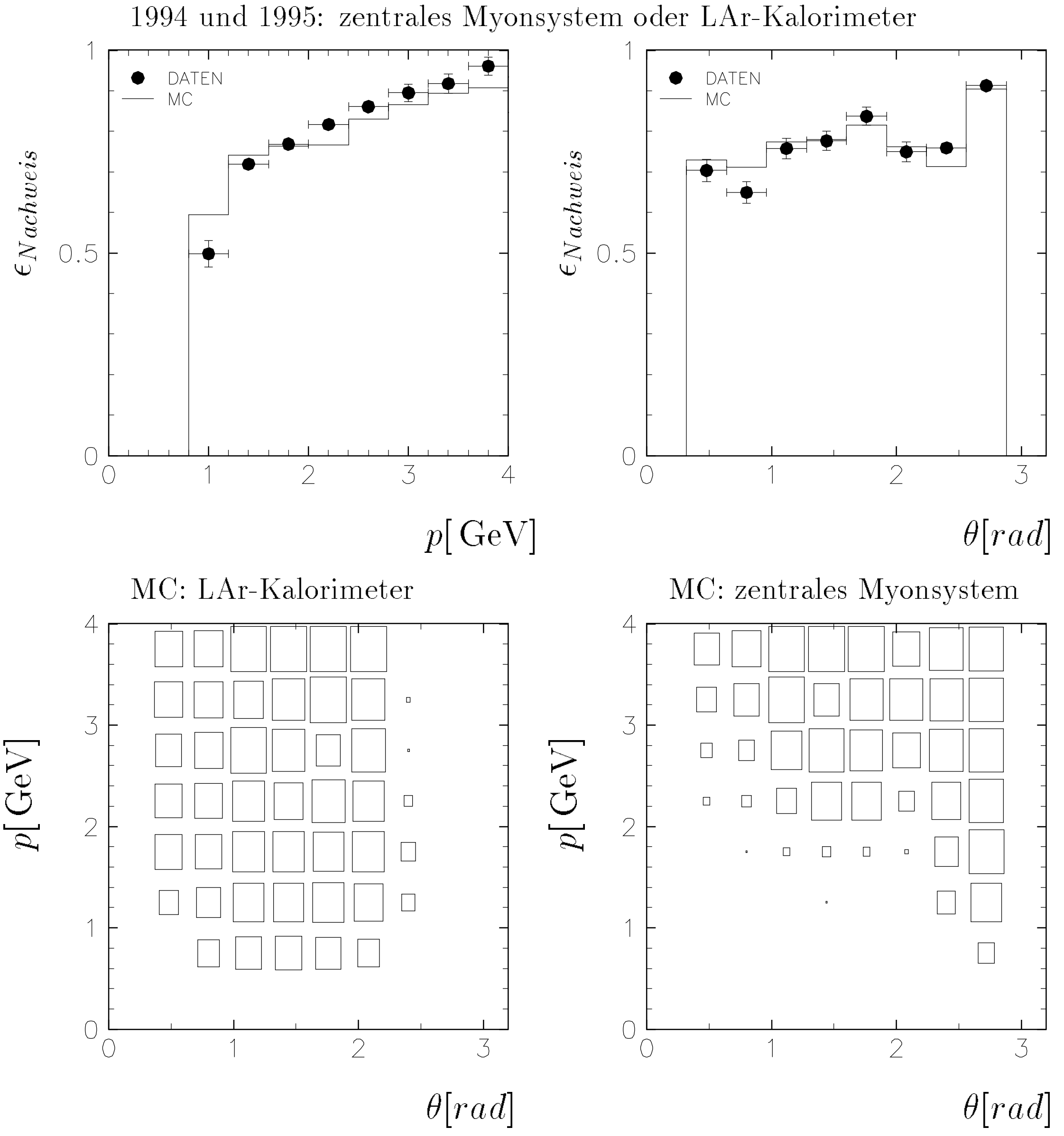
6.6 Identifikationswahrscheinlichkeit für Myonen

In Abbildung 6.17 wird die gesamte Wahrscheinlichkeit für die Identifikation von Myonen im LAr-Kalorimeter (`mittleres` Kriterium) und im zentralen Myonsystem anhand von Ein-Myon J/ψ-Kandidaten der Datennahmeperioden 1994 und 1995 (siehe Abschnitt 6.3) in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel dargestellt. Der systematische Fehler für die Myonerkennung wird durch den Vergleich von Daten und Monte-Carlo-Simulation zu 4% errechnet.

Durch die Kombination von Myon-Identifikation im LAr-Kalorimeter und im zentralen Myonsystem läßt sich eine effiziente Myon-Identifikation für Impulse $p > 0.8\,\mathrm{GeV}$ im Polarwinkelbereich $10° \lesssim \theta \lesssim 165°$ erreichen. Für $p > 1\,\mathrm{GeV}$ beträgt die Identifikationswahrscheinlichkeit etwa 80 bis 90%. Im Zentralbereich trägt besonders die Identifikation im LAr-Kalorimeter bei, im Bereich der hinteren Endkappe allein das Myonsystem (Abbildung 6.17).

Es können auch die selektierten J/ψ-Kandidaten mit genau zwei rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem, die später für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte benutzt werden, für die getrennte Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten im LAr-Kalorimeter und zentralen Myonsystem verwendet werden. Beide Nachweismethoden werden dann wechselseitig gegeneinander überprüft. Die Ergebnisse sind mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten, die anhand der Ein-Myon J/ψ-Kandidaten bestimmt wurden, im Rahmen der Fehler vergleichbar.

Auch die Nachweiswahrscheinlichkeiten, die man aus Studien mit kosmischen Myonen erhält[78, 84], sind vergleichbar mit den hier gefundenen Ergebnissen.



1994 und 1995: zentrales Myonsystem oder LAr-Kalorimeter

MC: LAr-Kalorimeter

MC: zentrales Myonsystem

Abbildung 6.17: **Identifikation von Myonen:** *Oben: Identifikationswahrscheinlichkeit für Myonen im zentralen Myonsystem oder LAr-Kalorimeter (*`mittleres`* Kriterium) als Funktion von Impuls und Polarwinkel für* Ein-Myon J/ψ-Kandidaten *der Datennahmeperioden 1994 und 1995 und für die Detektorsimulation. Unten: Identifikationswahrscheinlichkeit für Myonen im LAr-Kalorimeter (*`mittleres`* Kriterium) und im zentralen Myonsystem für simulierte J/ψ-Ereignisse als Funktion von Impuls und Polarwinkel.*

6.7 Zusammenfassung

Mit Hilfe des LAr-Kalorimeters und des zentralen Myonsystems ist ein Nachweis von Elektronen und Myonen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 90% für Teilchen mit $p > 0.8\,\mathrm{GeV}$ möglich.
Dabei beträgt die Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifikation von Pionen im LAr-Kalorimeter für die `mittlere` Myonenqualität sowie für die `mittlere` Elektronenqualität etwa 5%. Für die Selektion von Leptonpaaren sind diese Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten hinreichend niedrig. In der Datennahmeperiode 1994 wurde für die Selektion von Elektronpaaren die `schwache` und die `mittlere` Qualität verwendet, in der Datennahmeperiode 1995 wurden die Bedingungen an die Signatur im LAr-Kalorimeter verschärft, da die Selektion auch für die Selektion von inelastischen J/ψ-Kandidaten ausgelegt war. In der Datennahmeperiode 1995 wurden die `mittlere` und die `gute` Qualität verlangt. Myonpaare wurden in der Datennahmeperiode 1994 und 1995 im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der `mittleren` sowie der `guten` Qualität selektiert.
Die Fehlidentifikationsrate von Myonen im zentralen Myonsystem ist im Zentral- und Vorwärtsbereich vernachlässigbar, lediglich in Rückwärtsrichtung steigt sie auf bis zu 10% an. Eine Zusammenfassung ist in Tabelle 6.3 angegeben.
Als systematischen Fehler erhält man für die Identifikation von Elektronen 3% und für die Identifikation von Myonen 4%. Der systematische Fehler wird durch den Vergleich der Identifikationswahrscheinlichkeit in Daten und in der für die Wirkungsquerschnittsberechnung verwendeten Monte-Carlo-Simulation ermittelt.
In der Detektorsimulation wird die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis von Elektronen im LAr-Kalorimeter um 5% und für Myonen im LAr-Kalorimeter um 15% reduziert, da das Ansprechverhalten von Zellen im LAr-Kalorimeter in der Simulation zu optimistisch angenommen wird.

Identifikationswahrscheinlichkeit für	Elektronen	Myonen
gutes Kriterium LAr ($Q = 3$)	72 %	61 %
mittleres Kriterium LAr ($Q = 2$)	83 %	73 %
schwaches Kriterium LAr ($Q = 1$)	90 %	nicht verwendet
Zentrales Myonsystem oder	-	Zentralbereich 78%
mittleres Kriterium LAr	-	hintere Endkappe 92%
Fehlidentifikation von Pionen als	Elektronen	Myonen
gutes Kriterium LAr ($Q = 3$)	1.2 %	1.6 %
mittleres Kriterium LAr ($Q = 2$)	5.1 %	4.6 %
schwaches Kriterium LAr ($Q = 1$)	11 %	nicht verwendet
Zentrales Myonsystem	-	Zentralbereich $< 1\%$
	-	hintere Endkappe $> 10\%$

Tabelle 6.3: **Zusammenfassung der Nachweiswahrscheinlichkeiten** *von Leptonen im LAr-Kalorimeter (*`schwaches`, `mittleres` *und* `gutes` *Kriterium) und von Myonen im zentralen Myonsystem. Zusätzlich werden die Wahrscheinlichkeiten, ein Pion fehlerhaft als Elektron oder Myon zu identifizieren, für die verschiedenen Methoden angegeben.*

Kapitel 7

Ereignisselektion

Die vom H1-Triggersystem akzeptierten Ereignisse müssen weiteren Selektionsstufen unterworfen werden, bis ein Datensatz mit J/ψ-Kandidaten mit nur geringem Untergrundanteil vorliegt. Der vierten Triggerstufe nachgeschaltet ist die Ereignisklassifikation (L5), die eine allgemeine Selektion nach physikalischen Klassen durchführt. Für die Selektion von J/ψ-Kandidaten wird eine Klasse verwendet, die Leptonkandidaten im Endzustand selektiert. Daran schließt die endgültige Analyse an, die nach Leptonpaaren in dem später zu analysierenden kinematischen Bereich sucht.
Diese sich in mehreren Stufen verschärfende Selektion wird angewandt, um bei der drastischen Datenreduktion eine weitgehende Kontrolle über Verluste zu behalten (siehe Abschnitt 7.5 und Tabelle 7.2).
In diesem Kapitel wird auf die Rekonstruktion der Kinematik von J/ψ-Mesonen (Abschnitt 7.1), auf die Klassifikation (L5) von Ereignissen mit Leptonen im Endzustand (Abschnitt 7.2) und auf die nachfolgende Selektion von Leptonpaaren (Abschnitt 7.3) eingegangen. Die für die vorliegende Arbeit verwendete Selektion von Zwei-Spur-Kandidaten wird in Abschnitt 7.3.1 beschrieben, dieser Datensatz wird in Ereignisse ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren sowie in Ereignisse mit Signal unterteilt (Abschnitt 7.3.3). Mit diesen Datensätzen werden dann die Wirkungsquerschnitte für elastische J/ψ-Produktion und für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation berechnet (Kapitel 8).

7.1 Rekonstruktion der Kinematik

Impuls und invariante Masse des J/ψ-Mesons können anhand der nachgewiesenen Leptonpaare rekonstruiert werden. Mit den Vierervektoren $(\sqrt{\vec{p_i}^{\,2} + m_\ell^2}, \vec{p_i})$ der beiden Leptonen erhält man für die invariante Masse:

$$m_{\ell^+\ell^-} = \sqrt{\left(\sqrt{\vec{p_1}^{\,2} + m_\ell^2} + \sqrt{\vec{p_2}^{\,2} + m_\ell^2}\right)^2 - (\vec{p_1} + \vec{p_2})^2} \qquad (7.1)$$

und für den Impuls im Laborsystem:

$$\vec{p_\psi} = (\vec{p_1} + \vec{p_2}) \quad ; \quad p_\psi^2 = \vec{p_1}^{\,2} + \vec{p_2}^{\,2} + 2|\vec{p_1}||\vec{p_2}|\cos\theta \qquad (7.2)$$

sowie für den Transversalimpuls bezüglich der z-Achse:

$$p_{t,\psi}^2 = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)_x^2 + (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)_y^2. \tag{7.3}$$

Dabei bezeichnen m_ℓ die Masse der Zerfallsleptonen, $\vec{p}_i$ mit $i = 1, 2$ die Impulse der Zerfallsleptonen und θ den Winkel zwischen den Zerfallsleptonen.
Zum Vergleich mit theoretischen Vorhersagen ist der Transversalimpuls p_t^* im γp-Schwerpunktsystem von Bedeutung. Die Umrechnung erfolgt mit Hilfe von [87]:

$$p_t^{*2} = p_t^2 - 2p_t \cos\phi \sqrt{(1-y)Q^2} + (1-y)Q^2, \tag{7.4}$$

wobei ϕ den Azimutwinkel des J/ψ-Mesons relativ zum gestreuten Elektron im Laborsystem bezeichnet. Falls $Q^2 \approx 0$ (Photoproduktion) sind beide Größen näherungsweise gleich:

$$p_t^{*2} \approx p_t^2. \tag{7.5}$$

Die Genauigkeit der Rekonstruktion des Transversalimpulses p_t wird in Abbildung 7.1 mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Die Anpassung einer Gaußfunktion ergibt einen Fehler in der Rekonstruktion von 8.5%.

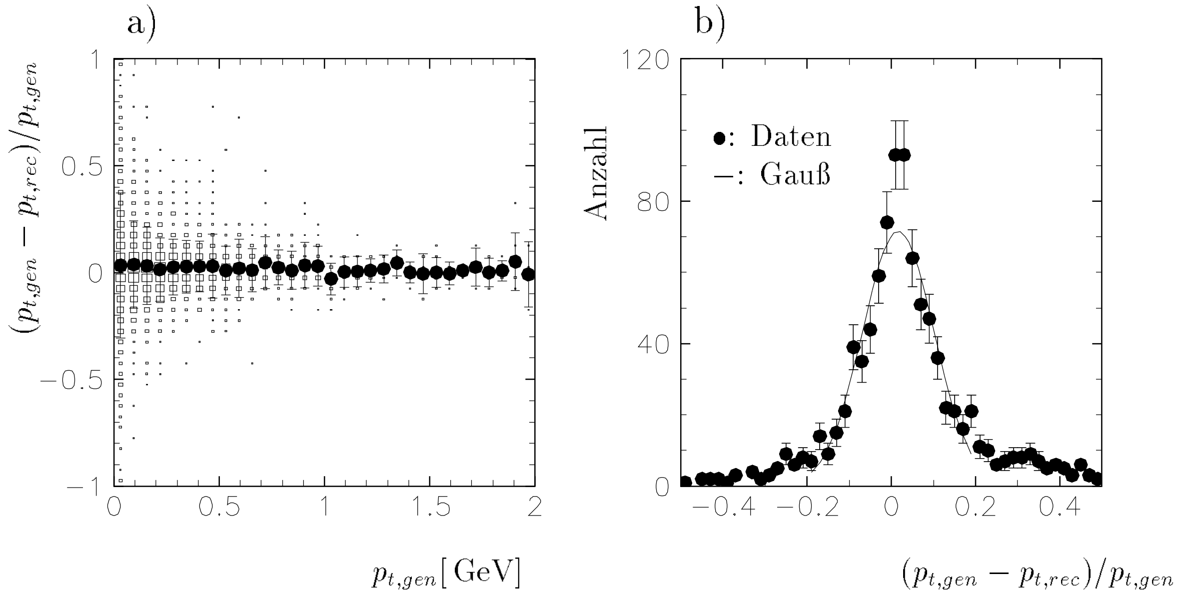


Abbildung 7.1: **Rekonstruktion des Transversalimpulses** p_t *in der elastischen* J/ψ*-Simulation im Polarwinkelbereich* $20° \leq \theta \leq 160°$*: a) Die Differenz* $(p_{t,gen} - p_{t,rec})/p_{t,gen}$ *ist über* $p_{t,gen}$ *aufgetragen b) Die prozentuale Abweichung* $(p_{t,gen} - p_{t,rec})/p_{t,gen}$ *angepaßt durch eine Gaußfunktion.*

Für den Zerfallswinkel θ^* (siehe Abschnitt 2.3.4) im J/ψ-Ruhesystem erhält man für $Q^2 \approx 0$ näherungsweise [87]:

$$\cos\theta^* = \frac{|p_1|(1-\cos\theta_1) - |p_2|(1-\cos\theta_2)}{|p_1|(1-\cos\theta_1) + |p_2|(1-\cos\theta_2)}. \tag{7.6}$$

Dabei sind p_i die Impulse der Zerfallsleptonen im Laborsystem und θ_i die Polarwinkel. Diese Näherung für den Zerfallswinkel θ^* stimmt bis auf 1% mit der korrekten Rechnung im J/ψ-Ruhesystem überein. Zur Berechnung der Zerfallswinkel ϕ^* (siehe Abschnitt 2.3.4) muß vom Laborsystem in das γp-Schwerpunktsystem und dann mit dem Impulsvektor des J/ψ-Mesons im γp-Schwerpunktsystem als Helizitätsachse in das J/ψ-Ruhesystem transformiert werden.

Rekonstruktion von y und z in Photoproduktion

Die kinematischen Variablen y und Q^2 können anhand des gestreuten Elektrons rekonstruiert werden. Ist das Elektron im Detektor nicht sichtbar, kann y mit Hilfe des im Detektor sichtbaren Endzustandes nach der Methode von Jacquet und Blondel berechnet werden [43]:

$$y = \frac{\sum(E - P_z)}{2E_e} = \frac{(E - P_z)_\psi + \sum_{Rest}(E - P_z)}{2E_e}. \tag{7.7}$$

Dabei bezeichnen $y_\psi = (E - P_z)_\psi / 2E_e$ und die Summe $y_X = \sum_{Rest}(E - P_z)/2E_e$ die Beiträge des J/ψ-Mesons und des hadronischen Restzustandes X.
Für die Berechnung von y_X werden die rekonstruierten Spuren des Spurkammersystems[1] und Zellen des LAr-Kalorimeters (AEFR-Skala) verwendet. Um Doppelzählungen zu vermeiden, werden nur Zellen aufsummiert, die sich in einem Abstand von mehr als 30 cm um eine extrapolierte Spur befinden. Gibt es außer den Zerfallsleptonen keine weiteren rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem im Bereich $4° \leq \theta \leq 175°$, so wird $y = y_\psi$ gesetzt. Für Ereignisse mit elastischer J/ψ-Produktion würde sonst ausschließlich Rauschen im LAr-Kalorimeter zur Summe y_X beitragen (siehe unten).
Die Genauigkeit der Rekonstruktion von y ist in Abbildung 7.2 für die elastische J/ψ-Simulation (DIFFVM) dargestellt. Für die Simulation der elastischen J/ψ-Produktion erhält man eine Auflösung $\Delta y/y$ von 1.8%, für Proton-Dissoziation eine etwas schlechtere Auflösung von 2.1%.
Die Rekonstruktion von y kann auch mit Hilfe von J/ψ-Ereignissen der Datennahmeperiode 1995 überprüft werden, in denen das gestreute Elektron im rückwärtigen Kalorimeter (SPACAL) sichtbar ist. Für elastische und inelastische Ereignisse erhält man eine Auflösung von 21%, diese Auflösung ist durch Kalibrationsfehler im SPACAL dominiert. Genauere Untersuchungen sind in [79] zu finden.
Falls $Q^2 \approx 0$ erhält man aus y die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (Abschnitt 2.1):

$$W_{\gamma p} \approx \sqrt{ys}. \tag{7.8}$$

Für die Elastizität $z = P_p \cdot P_\psi / P_p \cdot q$ erhält man mit der Definitionen von y und y_ψ:

$$z = \frac{y_\psi}{y}. \tag{7.9}$$

Für Ereignisse mit genau zwei Spuren ist definitionsgemäß $z = 1$, da nur die beiden Spuren in die Berechnung von z eingehen. Verwendet man bei diesen Ereignissen

---

[1] Diese Spuren müssen den Qualitätskriterien für *Strahlen* (Abschnitt 7.3.1) genügen.

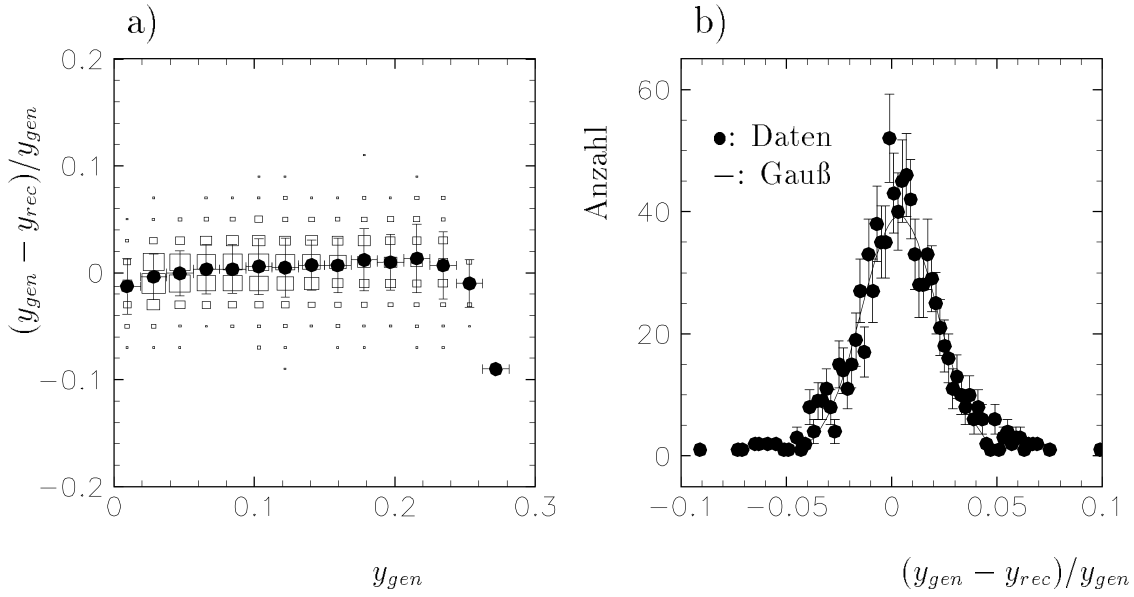


Abbildung 7.2: **Rekonstruktion der Variablen $\boldsymbol{y}$** *in der elastischen J/ψ-Simulation: a) Die Differenz $(y_{gen} - y_{rec})/y_{gen}$ ist über y_{gen} abgetragen b) Die prozentuale Abweichung $(y_{gen} - y_{rec})/y_{gen}$ angepaßt durch eine Gaußfunktion.*

zusätzlich zu den beiden Spuren Schauer im LAr-Kalorimeter, so kann z für elastische J/ψ-Ereignisse nicht mehr zufriedenstellend rekonstruiert werden, da hauptsächlich Rauschen im Kalorimeter zur Summe y_X beiträgt. Hierdurch würden 14% der elastischen Ereignisse einen Wert $z < 0.95$ haben (siehe Abbildung 7.3).

Die Trennung in elastische Ereignisse und Ereignisse mit Proton-Dissoziation wird nicht mit Hilfe von z, sondern mit den Detektoren im Vorwärtsbereich des H1-Detektors vorgenommen (Proton-Remnant-Tagger, Vorwärtsmyonsystem und LAr-Kalorimeter; siehe Abschnitt 7.3.3). Der genaue Beitrag dieser Signale für die Messung der Elastizität z für Ereignisse mit Proton-Dissoziation kann nicht angegeben werden, da im Proton-Remnant-Tagger und Vorwärtsmyonsystem keine Energien gemessen werden.

In Abbildung 7.4 ist die Variable z für die J/ψ-Simulation mit Proton-Dissoziation aufgetragen. Im Akzeptanzbereichbereich dieser Analyse ($30\,\text{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\text{GeV}$ für die Schwerpunktsenergie und $20° \leq \theta \leq 160°$ für den Polarwinkel der Zerfallsleptonen) haben die Ereignisse mit genau zwei rekonstruierten Spuren im allgemeinen $z > 0.95$. Etwa 1.5% dieser Ereignisse haben zwei Spuren, jedoch ist ihre Elastizität $z < 0.95$.

7.2 Ereignisklassifikation L5

Die von der vierten Triggerstufe (L4) akzeptierten Ereignisse werden auf Magnetband geschrieben. Um eine weitere Datenreduktion zu erreichen, wird mit einer Verzögerung von einigen Stunden (*offline*) eine Ereignisklassifikation nach verschiedenen physikalischen Klassen durchgeführt (siehe Schema in Abbildung 7.5).

Diese Ereignisklassifikation wird auch als fünfte Triggerstufe bezeichnet (L5). Die Er-

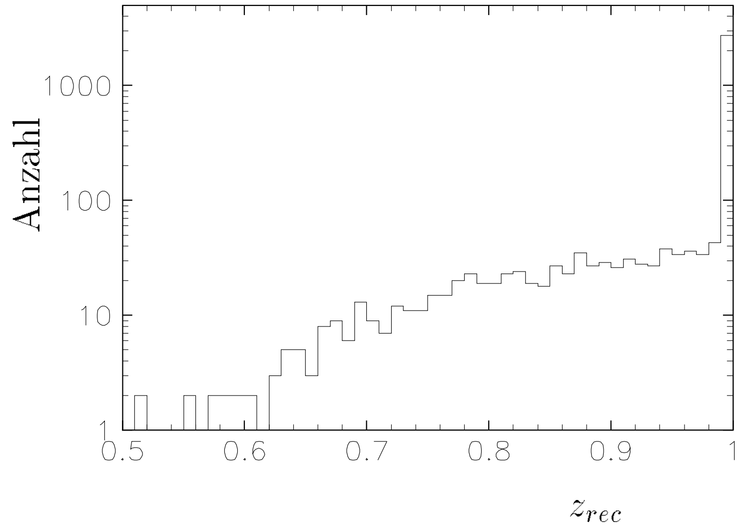


Abbildung 7.3: **Simulation der elastischen J/ψ-Produktion (DIFFVM)** *im kinematischen Bereich* $30\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$ *mit den Zerfallsleptonen im Akzeptanzbereich* $20° \leq \theta \leq 160°$*: Elastizität z unter Verwendung der rekonstruierten Spuren der Zerfallsleptonen und Zellen im LAr-Kalorimeter, die nicht den Zerfallsleptonen zugeordnet werden.*

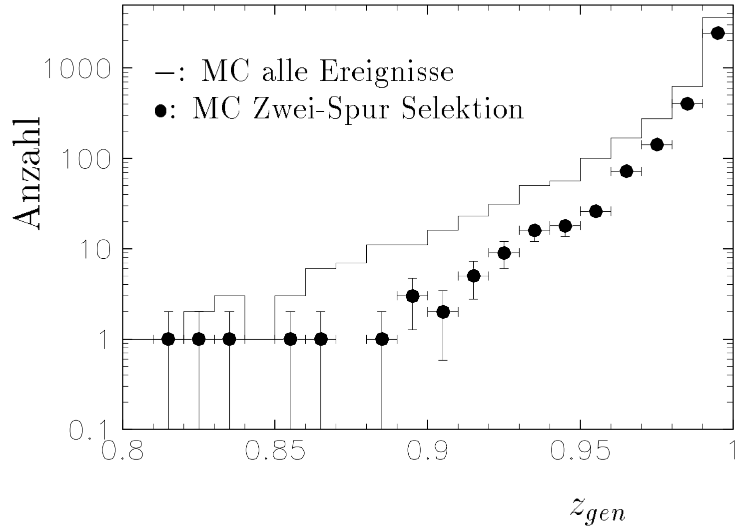


Abbildung 7.4: **Simulation von J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation (DIFFVM):** *Elastizität z für alle generierten Ereignisse (Histogramm) und für alle Ereignisse mit* $30\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 150\,GeV$*, die genau zwei rekonstruierte Spuren im Akzeptanzbereich (*$20° \leq \theta \leq 160°$ *für den Polarwinkel der Zerfallsleptonen) haben.*

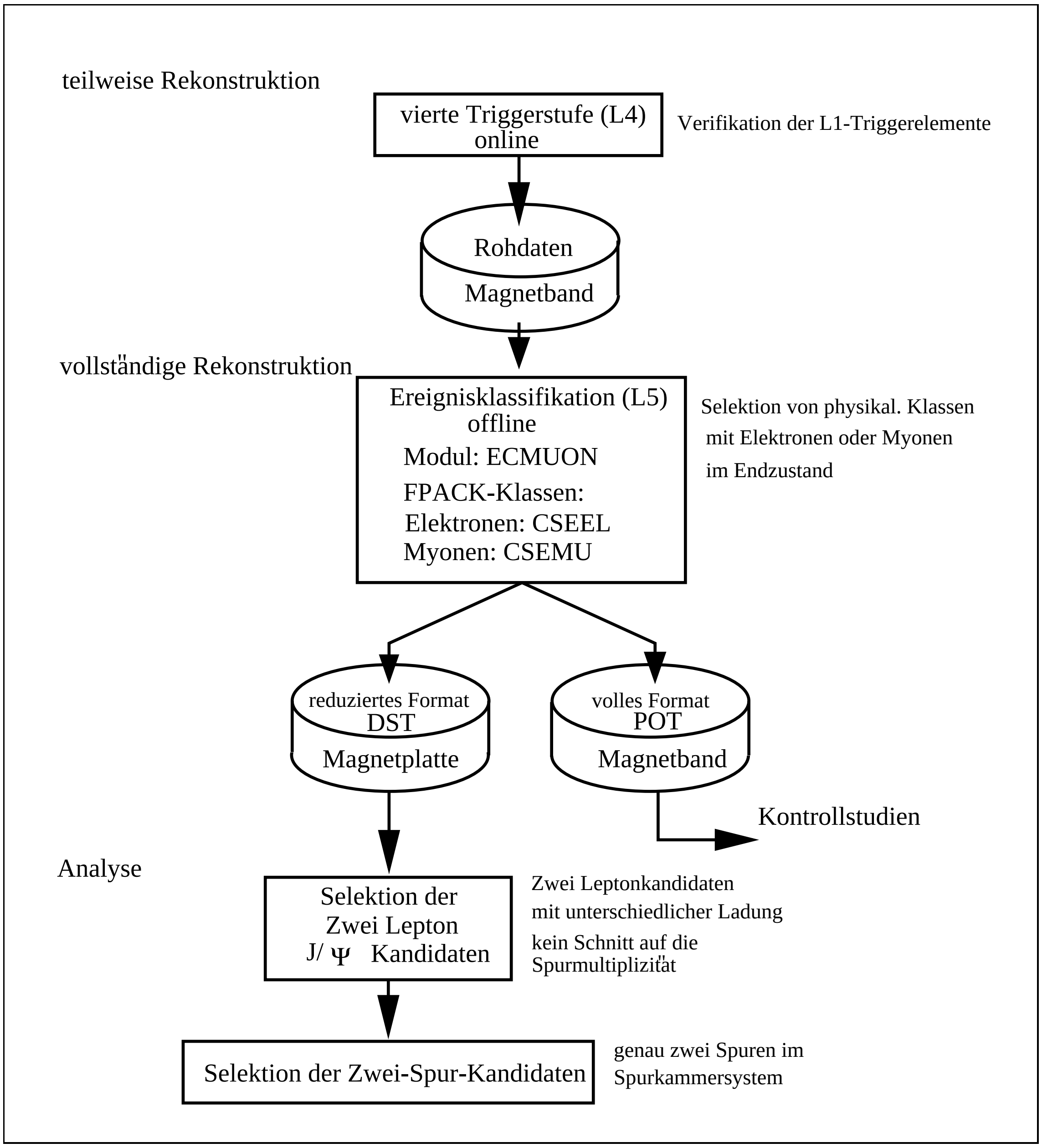


Abbildung 7.5: *Zusammenfassende Darstellung der für diese Analyse verwendeten Selektions- und Analysekette.*

eignisklassifikation basiert auf der vollständigen Rekonstruktion der Detekorinformation. Die von der fünften Triggerstufe klassifizierten Ereignisse werden mit allen Details der Rekonstruktion auf Magnetband geschrieben[2] und in einem reduzierten Format auf Magnetplatten[3]. Bei der Selektion der J/ψ-Kandidaten werden die Daten im reduzierten Format benutzt.
Im folgenden wird die Klassifikation von Ereignissen mit Elektronen oder Myonen im Endzustand genauer beschrieben. Diese Klasse wird dann für die spätere Selektion von J/ψ-Kandidaten angewendet.

7.2.1 Klassifikation von Ereignissen mit Leptonen im Endzustand

Für die hier behandelte Analyse wird eine Ereignisklassifikation verwendet, die nach identifizierten Lepton-Paaren sucht. Hierdurch wird gegenüber der vierten Triggerstufe (siehe Abschnitt 5.6) eine weitere Datenreduktion erreicht. Die Ereignisklassifikation umschließt die vierte Triggerstufe. Die Unsicherheit aufgrund unterschiedlicher Algorithmen wird anhand von aufgezeichneten Daten, die von der vierten Triggerstufe verworfen wurden (`L4`-*Reject*), und anhand der Simulation der vierten Triggerstufe auf weniger als 1% abgeschätzt.
Für Ereignisse mit Elektronen oder Myonen im Endzustand gibt es zwei verschiedene Klassen. Zur Identifikation von Elektronen oder Myonen werden rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem im Polarwinkelbereich $8^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$ benutzt. In diesem Bereich kann eine zuverlässige Identifikation von Leptonen im LAr-Kalorimeter und Myonen im zentralen Myonsystem erfolgen. Zusätzlich werden folgende Kriterien an die rekonstruierten Spuren gestellt, die teilweise die Kriterien der vierten Triggerstufe wiederholen (angedeutet durch „`L4`“):

- Der rekonstruierte Ereignis-Vertex muß sich im Bereich ±40 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt befinden (`L4`). Durch diesen Schnitt wird der Untergrund aus Strahl–Wand– und Strahl–Gas–Wechselwirkungen reduziert.
- Die Spuren müssen an den rekonstruierten Ereignis-Vertex angepaßt sein (siehe Abschnitt 6.1.1). Hierduch erhält man Spuren mit hoher Impulsauflösung [35], die zuverlässig mit einem elektromagnetische Schauer oder einer minimalionisierenden Signatur im LAr-Kalorimeter oder einer rekonstruierten Spur im zentralen Myonsystem verbunden werden können.
- Der Impuls der rekonstruierten Spuren muß größer als 0.8 GeV sein. Für kleinere Impulse können Leptonen nicht mehr identifiziert werden.

Zentralkammerspuren:

- Zur Rekonstruktion der Spur müssen mindestens 15 Treffer in den Driftkammern verwendet worden sein (`L4`).

---

[2] POT-Daten (Production Output Tape)
[3] DST-Daten (Data Summary Tape)

- Der erste Punkt der rekonstruierten Spur darf in der $(r\phi)$-Ebene höchstens einen Abstand von 30 cm zur z-Achse haben (`L4`).
- Die Spuranpassung muß ein χ^2 kleiner als 0.1 haben, der Anteil der nicht für die Anpassung verwendeten Treffer muß kleiner als 0.1 sein. Mit Hilfe dieser Schnitte erhält man Spuren mit einer hohen Impulsauflösung [35].

Vorwärtsdetektorspuren:

- Die Vertexanpassung der Vorwärtsspur muß ein χ^2 kleiner als 20 haben.
- Das χ^2 der Spuranpassung muß weniger als 10 betragen.
- In der $(r\phi)$-Ebene gilt für den Abstand des Anfangspunktes der rekonstruierten Spur zur z-Achse $R_0 < 5\,\text{cm}$.
- Mindestens zwei Module des Vorwärtsdetektors müssen für die Rekonstruktion der Spur verwendet worden sein. Hierdurch wird eine brauchbare Impulsrekonstruktion gewährleistet.

Die Schnitte auf die Vorwärtsdetektorspuren wurden in [62] entwickelt. Sie sollen gewährleisten, daß die entsprechende Spur auf ein geladenes Teilchen zurückzuführen ist und nicht aus Fehlkombinationen herrührt.

Entsprechend der Zahl der rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem, die als Elektron oder Myonkandidaten im LAr-Kalorimeter oder als Myonkandidaten im zentralen Myonsystem erkannt werden, werden folgende Kriterien an das Ereignis gestellt[4].

Ereignisse mit Myonen im Endzustand

Die Klasse mit Myonen im Endzustand besteht aus vier verschiedenen Unterklassen:

1. **Zwei Myon Ereignisse:** Mindestens zwei im zentralen Myondetektor oder im LAr-Kalorimeter (mit mindestens `mittlerer` Qualität, $Q \geq 2$) identifizierte Myonen (siehe Abschnitt 6.4.2).
2. **Inklusive Myonen:** Mindestens ein im zentralen Myondetektor identifiziertes Myon. Diese Forderung impliziert einen Schnitt auf den Teilchenimpuls von $p \gtrsim 1.5\,\text{GeV}$.
3. **Zwei-Spur-Ereignisse:** Höchstens zwei rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem mit mindestens einem im zentralen Myondetektor oder im LAr-Kalorimeter mit mindestens `schwacher` Qualität ($Q \geq 1$) identifizierten Myon.
4. **Niedrige Multiplizität:** Höchstens fünf rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem mit mindestens einem identifizierten Myon im zentralen Myondetektor oder im LAr-Kalorimeter mit `guter` Qualität ($Q = 3$).

---

[4] Die Ereignisklassifikation ist in dem H1ECLASS Modul ECMUON für die Datennahme 1994 und ECMU95 für die Datennahme 1995 und 1996 implementiert.

Die erste Unterklasse ist Grundlage für die Selektion von J/ψ-Kandidaten und für die Selektion von Myonpaaren aus Photon-Photon-Wechselwirkungen und wird in dieser Arbeit für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte benutzt. Die zweite Klasse ist für die Selektion von inklusiven Myonen vorgesehen. Die Unterklassen 2 bis 4 werden in dieser Arbeit zur Bestimmung von Trigger und Identifikationswahrscheinlichkeiten verwendet. Insbesondere ist die dritte Klasse Basis für die Selektion von **Ein-Lepton J/ψ-Kandidaten**, die zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit von Leptonen (siehe Abschnitt 6.3) und von Triggerwahrscheinlichkeiten (siehe Abschnitt 5.2.1), verwendet werden.
Die Forderung nach zwei nachgewiesenen Myonen oder einem im zentralen Myondetektor nachgewiesenen Myon reduziert die Ereignisrate hinreichend. Die Wahrscheinlichkeit, ein Pionpaar im LAr-Kalorimeter als Myonpaar fehlerhaft zu identifizieren, beträgt ebenso wie die Wahrscheinlichkeit, ein einzelnes Pion anhand einer Spur im zentralen Myonsystem fehlerhaft zu identifizieren, wenige Promille (siehe Abschnitt 6.4.3 und Abschnitt 6.5.3). Soll nur auf ein im LAr-Kalorimeter identifiziertes Myon selektiert werden, muß zusätzlich die Multiplizität beschränkt werden, um eine vertretbare Rate zu erhalten.

Ereignisse mit Elektronen im Endzustand

Die Klasse mit Elektronen im Endzustand beinhaltet aufbauend auf der Identifikation von Elektronen im LAr-Kalorimeter für die Datennahmeperiode 1995 die folgenden Schnitte:

1. **Zwei Elektron Ereignisse:** Mindestens zwei identifizierte Elektronen im LAr-Kalorimeter (mit mindestens `mittlerer` Qualität, $Q \geq 2$).
2. **Inklusive Elektronen:** Mindestens ein identifiziertes Elektron im LAr-Kalorimeter (mit mindestens `mittlerer` Qualität, $Q \geq 2$) mit einem Transversalimpuls $p_t > 1\,\mathrm{GeV}$.
3. **Zwei-Spur-Ereignisse:** Höchstens zwei rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem mit mindestens einem identifizierten Elektron im LAr-Kalorimeter (mit mindestens `schwacher` Qualität, $Q \geq 1$).
4. **Niedrige Multiplizität:** Höchstens fünf rekonstruierte Spuren im Spurkammersystem mit mindestens einem identifizierten Elektron im LAr-Kalorimeter (mit `guter` Qualität, $Q = 3$).

Die erste Unterklasse wird analog zur Behandlung der Klasse mit Myonen im Endzustand für die Selektion von J/ψ-Kandidaten verwendet, die dritte (**Ein-Lepton J/ψ-Kandidaten**) und vierte zur Überprüfung von Trigger- und Identifikationswahrscheinlichkeit. Die zweite Klasse ist für die Selektion von inklusiven Elektronen vorgesehen. Wird nur ein nachgewiesenes Elektron selektiert (inklusive Elektronen), so muß zusätzlich ein Schnitt auf den Transversalimpuls des Elektrons gemacht werden, um eine hinreichende Ereignisreduktion zu erhalten. Die Wahrscheinlichkeit, ein Pion im LAr-Kalorimeter als Elektron `mittlerer` Qualität fehlerhaft zu identifizieren, beträgt

etwa 5% (Abschnitt 6.4.3), was bei der hohen Rate an Pionen ohne weitere Schnitte zu groß ist.
Für die Datennahmeperiode 1994 wurde die verwendete Ereignisklassifikation in [44] beschrieben. Sie ist mit der hier beschriebenen Klassifikation vergleichbar, sofern anstelle der `mittleren` Qualität für die Erkennung von Elektronen die `schwache` Qualität verlangt wird.

7.2.2 Kosmische Myonen

Durch den Myontrigger des Zentralbereiches und den topologischen Trigger werden auch kosmische Myonen, die die Vertexregion durchqueren, akzeptiert. Ereignisse mit niedriger Multiplizität werden von der fünften Triggerstufe im Falle der hier beschriebenen Ereignisklassen als kosmische Myonen verworfen, wenn zwei rekonstruierte Spuren der Zentralkammer mit einem $\chi^2 < 100$ zu einer gemeinsamen Spur verbunden werden können. Zusätzlich hierzu wird verlangt, daß mindestens eine der Spuren mit einer rekonstruierten Spur im Myondetektor verbunden werden kann. Durch diesen Schnitt werden 0.8% der elastischen J/ψ-Ereignisse verworfen.

7.3 Endgültige Selektion der J/ψ-Kandidaten

Nach der Vorselektion von Leptonpaaren wird die endgültige Selektion der J/ψ-Kandidaten durchgeführt. Diese Selektion ist zunächst unabhängig von der Spurmultiplizität und kann für die Untersuchung verschiedener Produktionsmechanismen in unterschiedlichen Bereichen der Elastizität z verwendet werden. Die Ereignisse dieser Selektion werden im folgenden als

☐ Zwei-Lepton J/ψ-Kandidaten

bezeichnet.
Die Selektion der Zwei-Lepton J/ψ-Kandidaten schließt die Ereignisklassifikation (L5) ein. Für die Selektion der Zwei-Lepton Kandidaten werden folgende Schnitte angewandt:

- **Schwerpunktsenergie:** Der Bereich der γp-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ wird auf $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ eingeschränkt, in diesem Bereich ist die geometrische Akzeptanz hinreichend hoch (siehe auch Abbildung 8.3).

- **Photoproduktion:** Es darf keinen elektromagnetischen Schauer im rückwärtigen Kalorimeter (BEMC bzw. SPACAL) mit Energie $> 8\,\mathrm{GeV}$ geben entsprechend einem Schnitt in Q^2 von ungefähr $3.5\,\mathrm{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1994 bzw. $1\,\mathrm{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1995 (siehe Abbildung 7.6).

- **Geometrischer Akzeptanzbereich:** Beide rekonstruierten Leptonkandidaten befinden sich im Polarwinkelbereich $20° \leq \theta \leq 160°$. In diesem Bereich sind Trigger- und Selektionswahrscheinlichkeit und insbesondere die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit im Spurkammersystem genau bestimmbar.

- **Lepton-Qualität:** (Verschärfung der Ereignisklassifikation L5) Mindestens zwei identifizierte Leptonen (im LAr-Kalorimeter mit `mittlerer` Qualität bzw. in der Datennahmeperiode 1994 im elektronischen Zerfallskanal mit `schwacher` Qualität) mit summierter `Lepton-Qualität`[5] $Q > 4$ ($Q > 2$ für die Analyse des elektronischen Zerfallskanals in der Datennahmeperiode 1994 analog [44]). Hierdurch wird der Untergrund an fehlidentifizierten Hadronen reduziert. Eines der Leptonen muß sich im Zentralbereich des Detektors $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$ befinden.

- **Ladung :** Die rekonstruierten Spuren des Spurkammersystems, die mit den Leptonkandidaten assoziert sind, müssen entgegengesetzte Ladungsvorzeichen haben.

- **Kosmische Myonen:** Zur Unterdrückung von kosmischen Myonen wird verlangt, daß die beiden identifizierten Leptonen einen Winkel von weniger als 177° einschließen. Mit diesem Schnitt wird der nach der vierten Triggerstufe (siehe Abschnitt 5.6) und der Ereignisklassifikation (siehe Abschnitt 7.2.2) verbleibende Rest an kosmischen Myonen unterdrückt. Dieser Schnitt verwirft 1.3% der simulierten Ereignisse mit elastischer J/ψ-Produktion. Insgesamt verwerfen die Schnitte aller drei Selektionsstufen etwa 2% der simulierten Ereignisse mit elastischer J/ψ-Produktion.

- **Trigger:** Einer der folgenden Subtrigger (siehe Abschnitt 5.4) muß das Ereignis akzeptiert haben: S18, S19 und S22 für Myonen, S52 für Elektronen und S54 für beide Zerfallskanäle. Für die Datennahmeperiode 1995 wurde zusätzlich der Subtrigger S84 des Elektron-Taggers verwendet.

- **Hochspannung:** Die Hochspannung der verwendeten Subsysteme muß angeschaltet gewesen sein, nämlich die der Driftkammern CJC1, CJC2, CIP und COP, des Vorwärtsspurkammersystems, des LAr-Kalorimeters, des zentralen Myonsystems und des rückwärtigen Kalorimeters. Darüberhinaus werden Anforderungen an die verwendeten Vorwärtsdetektoren gestellt (Proton-Remnant-Tagger und Vorwärtsmyonsystem).

Nach dieser Selektion erhält man J/ψ-Kandidaten mit einem geringen Untergrundanteil. Die invariante Masse aller Myon und Elektronpaare für den Bereich der Elastizität $z > 0.3$ ist in Abbildung 7.7 für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 abgebildet. Es wird ein Schnitt auf die invariante Masse von ±225 MeV um die nominelle J/ψ-Masse angewendet, um die endgültigen J/ψ-Kandidaten zu erhalten. Man erhält mit diesen Schnitten für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 678 J/ψ-Kandidaten im elektronischen Zerfallskanal und 1372 Kandidaten im myonischen Zerfallskanal.
Der **Zwei-Lepton J/ψ-Datensatz** wird zur Untersuchung verschiedener Produktionsmechanismen weiter unterteilt. Die Selektion von Zwei-Spur-Kandidaten, die im Rahmen dieser Arbeit für die Untersuchung der diffraktiven J/ψ-Produktion verwendet wird, wird in Abschnitt 7.3.1 beschrieben.

---

[5] Eine mit einer rekonstruierten Spur des Spurkammersystems verbundene Spur im zentralen Myonsystem erhält die Qualität $Q = 3$, die Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter stellt die Qualitäten $Q = 1, 2, 3$ zur Verfügung.

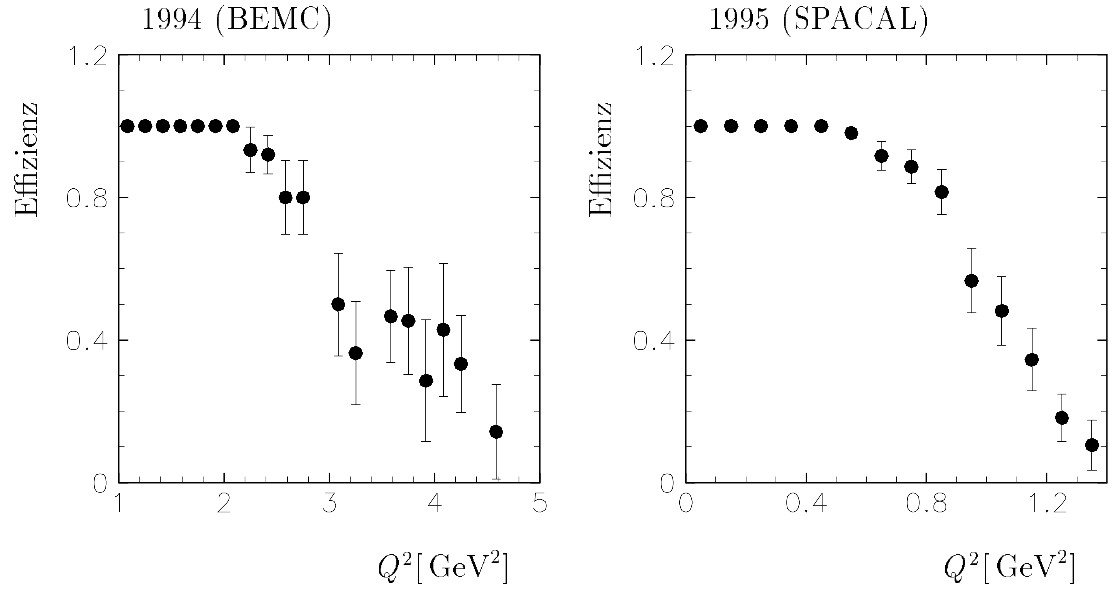


Abbildung 7.6: *Anteil der Ereignisse, die den Schnitt $E < 8\,GeV$ im rückwärtigen Kalorimeter erfüllen, als Funktion von Q^2 getrennt für die Datennahmeperioden 1994 (BEMC) und 1995 (SPACAL).*

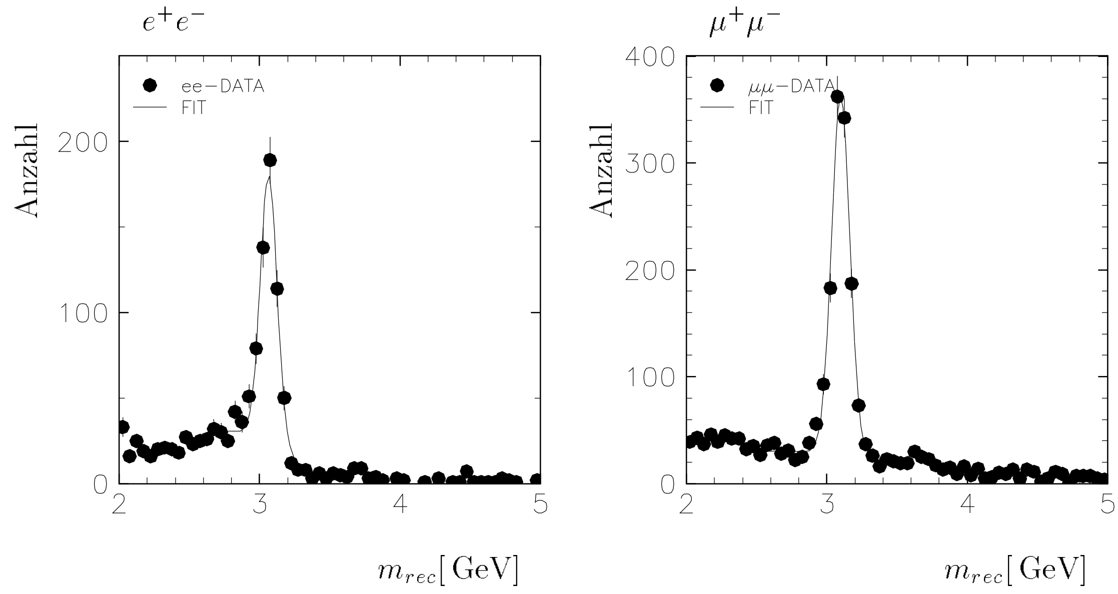


Abbildung 7.7: **Zwei-Lepton J/ψ-Kandidaten:** *Invariante Masse für Elektron- und Myonpaare der Datennahmeperioden 1994 und 1995 mit einem Schnitt auf die Elastizität $z > 0.3$. Man erhält 678* **J/ψ-Kandidaten** *im elektronischen Zerfallskanal und 1372 Kandidaten im myonischen Zerfallskanal in einem Massenfenster $\pm 225\,MeV$ um die nominelle J/ψ-Masse. Die Kurven stellen die Anpassung einer Gaußfunktion dar.*

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für inelastische J/ψ-Produktion werden mindestens drei rekonstruierte Spuren und die Erfüllung zusätzlicher Anforderungen an die Elastizität z verlangt. Die inelastische J/ψ-Produktion wird in [79] untersucht.

7.3.1 Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten

Für die Analyse der **elastischen** J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit **Proton-Dissoziation** werden J/ψ-Kandidaten mit genau zwei Teilchen im Spurkammersystem selektiert. Für Ereignisse mit elastischer J/ψ-Produktion gilt für die Elastizität $z = 1$, es sind nur die Zerfallsleptonen im Detektor sichtbar. Für Ereignisse mit J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation ist die Elastizität im wesentlichen größer als 0.95, in der Regel sind lediglich die beiden Zerfallsleptonen im Spurkammersystem sichtbar, das aufgespaltene Proton kann in den Vorwärtsdetektoren nachgewiesen werden (siehe Abbildung 7.4).

Spuren, die sich um weniger als 3° im Winkel unterscheiden, werden zu einem „Strahl“ zusammengefaßt. Damit werden insbesondere Rekonstruktionsfehler umgangen, in denen eine Teilchenspur in zwei kurze Spurstücke aufgeteilt wird. Dabei werden **alle** rekonstruierten Spuren des Spurkammersystems verwendet ($7^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$), die entweder an den rekonstruierten Ereignis-Vertex angepaßt sind oder den Qualitätskriterien für Zentralkammer- bzw. Vorwärtsdetektorspuren aus Abschnitt 7.2.1 genügen.

- Für die Selektion der **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** werden genau zwei Strahlen verlangt, d.h. es darf außer den Zerfallsleptonen keine weiteren signifikanten rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem geben. Die Elastizität ist für diese Ereignisse definitionsgemäß $z = 1$ (siehe Abschnitt 7.1).

In Abbildung 7.8a ist ein Zwei-Spur J/ψ-Kandidat der Datennahmeperiode 1994 mit zwei Elektronen abgebildet. Die obere Spur mit einen Impuls von 1.9 GeV wird als Elektron `guter` Qualität identifiziert, die untere Spur mit einem Impuls von 1.3 GeV als Elektron `mittlerer` Qualität. Deutlich erkennbar sind Signale im Vorwärtsbereich des H1-Detektors im LAr-Kalorimeter, im Plug-Kalorimeter und im Myonsystem (Abschnitt 7.3.3). Dieses Ereignis wird für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation verwendet (siehe Abschnitt 8.8).

In Abbildung 7.8b sieht man einen J/ψ-Kandidaten der Datennahmeperiode 1994, der durch beide Zerfallsmyonen nachgewiesen wird, ohne Signal in der Vorwärtsrichtung. Die obere Spur mit $p = 2.2$ GeV wird im zentralen Myonsystem und im LAr-Kalorimeter mit `mittlerer` Qualität nachgewiesen, die untere Spur mit $p = 1.8$ GeV erreicht nicht das zentrale Myonsystem und wird im LAr-Kalorimeter mit `guter` Qualität identifiziert. Dieser J/ψ-Kandidat geht in die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für elastische J/ψ-Produktion ein (siehe Abschnitt 8.7).

Massenverteilung

Die invariante Masse für **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** ist in Abb. 7.9a für Elektronen und in Abb. 7.9b für Myonen für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 kombiniert dargestellt. Die Anpassung einer Gaußfunktion kombiniert mit einer Funktion für den

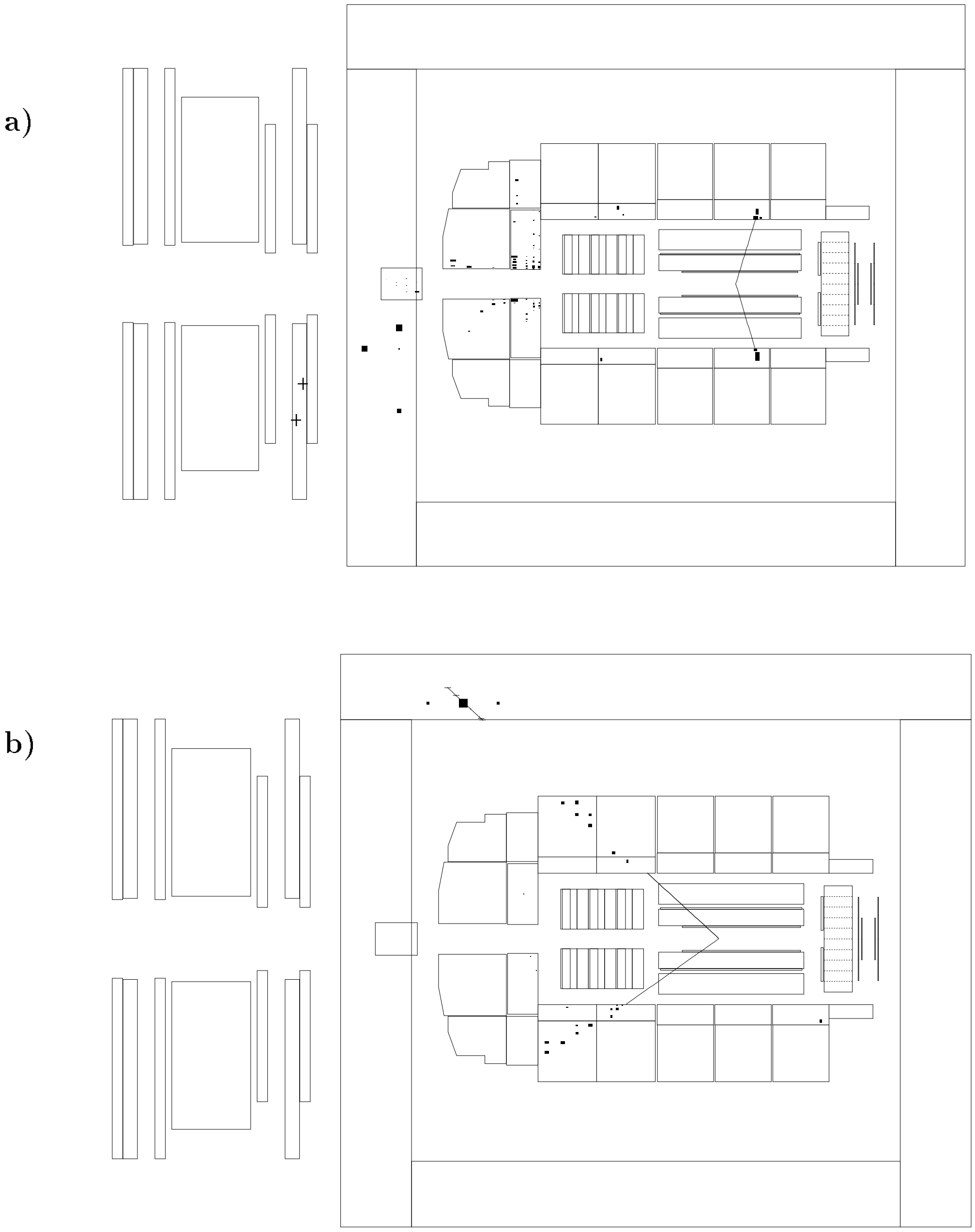


Abbildung 7.8: **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** *aus den 1994 aufgezeichneten Daten:* **a)** $J/\psi \to e^+e^-$ *mit Signal in den Vorwärtsdetektoren. Der untere Elektronkandidat hat einen Impuls* $p = 1.3\,GeV$, *die obere Spur hat einen Impuls* $p = 1.9\,GeV$. **b)** $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ *ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren. Der untere Myonkandidat hat einen Impuls* $p = 1.8\,GeV$ *und wird nur im LAr-Kalorimeter nachgewiesen, die obere Spur hat einen Impuls* $p = 2.2\,GeV$ *und wird sowohl im zentralen Myonsystem als auch im LAr-Kalorimerter identifiziert.*

Untergrund im Bereich 2.5 GeV $\leq m_{\ell\ell} \leq$ 3.4 GeV ergibt für den $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ Kanal ein Maximum bei $m_{ee} = (3.08\pm0.03)$ GeV bei einer Breite von (61 ± 5) MeV. Für den Kanal $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ erhält man ein Maximum bei $m_{\mu\mu} = (3.10\pm0.02)$ GeV bei einer Breite von (65 ± 4) MeV. Man erhält für die Datennahmeperiode 1994 (1995) im elektronischen Zerfallskanal 312 (297) Kandidaten in einem Massenfenster von ±225 MeV um die nominelle J/ψ-Masse und im myonischen Zerfallskanal 448 (430) Kandidaten.

In Abbildung 7.9 ist ebenfalls die Massenverteilung der simulierten J/ψ-Kandidaten dargestellt. Die Anpassung einer Gaußfunktion im Bereich 2.8 GeV $\leq m_{\ell\ell} \leq$ 3.4 GeV ergibt im elektronischen Zerfallskanal ein Maximum bei $m_{ee} = (3.09 \pm 0.01)$ GeV mit einer Breite von (56 ± 2) MeV und im myonischen Zerfallskanal bei $m_{\mu\mu} = (3.11 \pm 0.01)$ GeV mit einer Breite von (58 ± 3) MeV.

In beiden Zerfallskanälen ist ein deutliches Signal von ψ'-Mesonen bei einer Masse von $m_{\psi'} = 3.7$ GeV erkennbar. Aus dem gemessenen Verhältnis von ψ'- zu J/ψ-Produktion von etwa 20% [5] und den Verzweigungsverhältnissen $B(\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-) = 0.0077 \pm 0.0017$ und $B(\psi' \rightarrow e^+e^-) = 0.0088 \pm 0.0013$ [67] erwartet man bei gleichen Nachweiswahrscheinlichkeiten ein Verhältnis von ψ'- zu J/ψ-Signal von etwa 1 : 40. Diese Abschätzung ergibt etwa 15 Kandidaten im Kanal $\psi' \rightarrow e^+e^-$ und etwa 20 Kandidaten im Kanal $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ und ist konsistent mit der Verteilung in Abbildung 7.9.

Untergrund

Der nichtresonante Untergrund kann durch Lepton Paare beschrieben werden, die durch Photon-Photon-Wechselwirkungen entstehen. Bei diesem Produktionsmechanismus unterscheidet man zwischen elastischer (Abbildung 7.10a) und inelastischer Produktion (Abbildung 7.10b). Die Massenverteilung der durch Photon-Photon-Wechselwirkung erzeugten Leptonenpaare folgt einem $1/m^2$ Verhalten, der totale Wirkungsquerschnitt für elastische und inelastische Produktion wird mit $\sigma_{tot} = (103.678 \pm 0.043)$ nb angegeben [28].

Die Wahrscheinlichkeit, daß beide Leptonen im H1-Detektor nachgewiesen werden, ist im Mittel kleiner als für Leptonen aus dem J/ψ-Zerfall, da ihre Impulse deutlich kleiner sind.

Zur Berechnung des Untergrundes von Leptonenpaaren aus Photon-Photon-Wechselwirkungen wurden elastische und inelastische Ereignisse mit dem Monte-Carlo-Generator LPAIR [28] generiert und vollständig simuliert und rekonstruiert. Nach Anwendung aller Selektionsschnitte und Normierung der Ereignisse auf die für die Analyse verwendete Luminosität kann der Untergrund durch Leptonenpaare aus Photon-Photon-Wechselwirkungen erklärt werden (siehe Vergrößerungen in Abbildung 7.9).

Im elektronischen Zerfallskanal gibt es eine Anreicherung von J/ψ-Kandidaten, deren Masse bis zu 300 MeV unter der nominellen J/ψ-Masse liegt. Bei diesen J/ψ-Kandidaten wechselwirken die Zerfallselektronen mit dem Strahlrohr oder mit Material des Spurkammersystems. Dieser Effekt wird nicht vollständig von der Monte-Carlo-Simulation beschrieben, da die Materialbeschreibung in der Simulation für diesen Zweck nicht detailliert genug ist.

Der Untergrund aus Photon-Photon-Wechselwirkungen beträgt im Massenbereich für Elektronenpaare 12% und für Myonpaare etwa 5%. Im Fall der Elektronenpaare wird

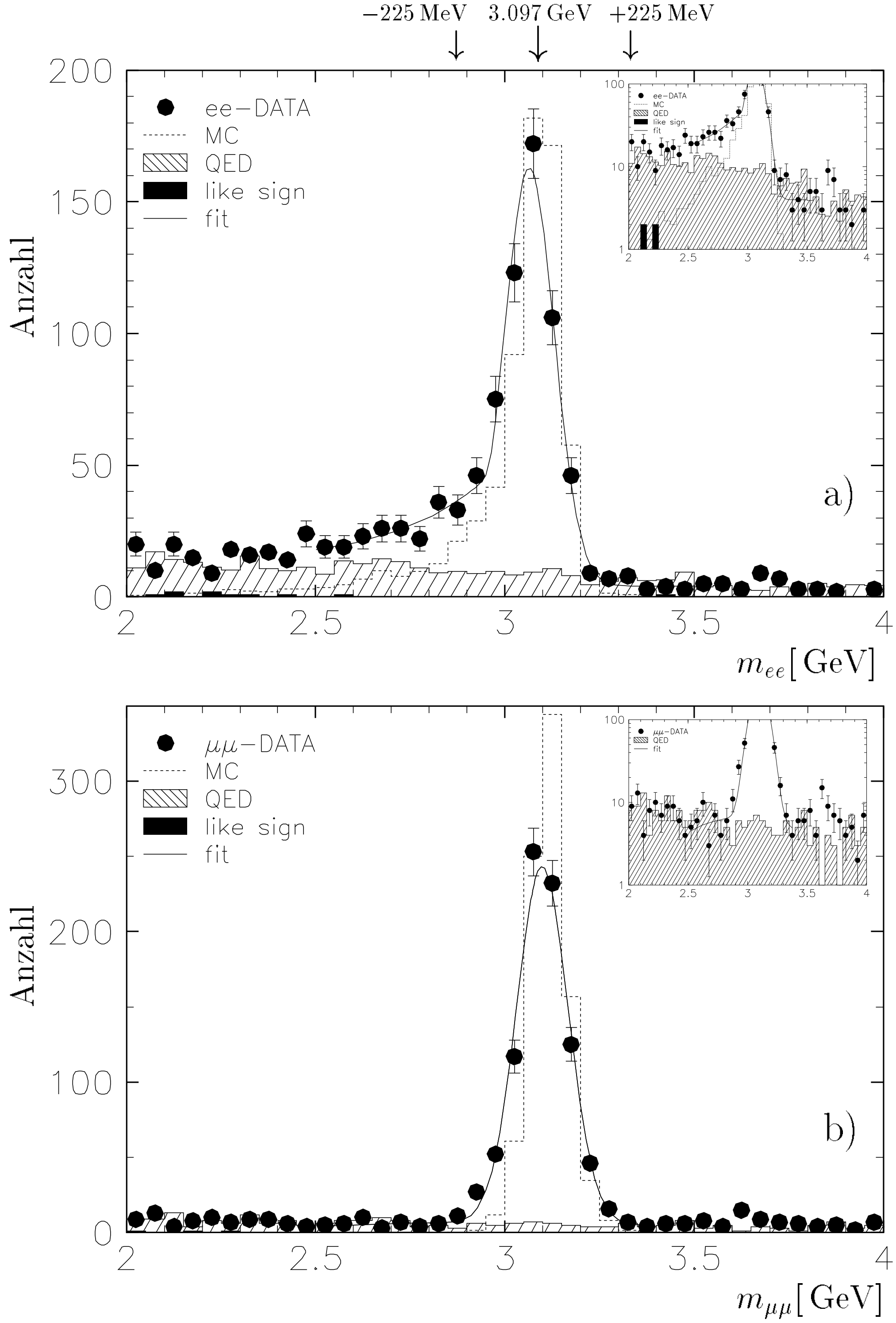


Abbildung 7.9: **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten:** *Invariante Masse für a) Elektronenpaare und b) Myonpaare für die Datenahmeperioden 1994 und 1995 kombiniert. Dargestellt sind neben den Daten die Vorhersage der Monte-Carlo-Simulation, der erwartete Untergrund an Ereignissen aus Photon-Photon-Wechselwirkungen (QED) und der Untergrund an gleichnamig geladenen Leptonpaaren (like-sign, nur bei e^+e^- sichtbar). An die Daten wurde eine Gaußfunktion zusammen mit einem Polynom zweiten Grades für den myonischen Zerfallskanal und einer exponentiell ansteigenden Funktion für den elektronischen Zerfallskanal angepaßt (fit). Rechts oben ist jeweils die Massenverteilung mit logarithmischer y-Achse dargestellt.*

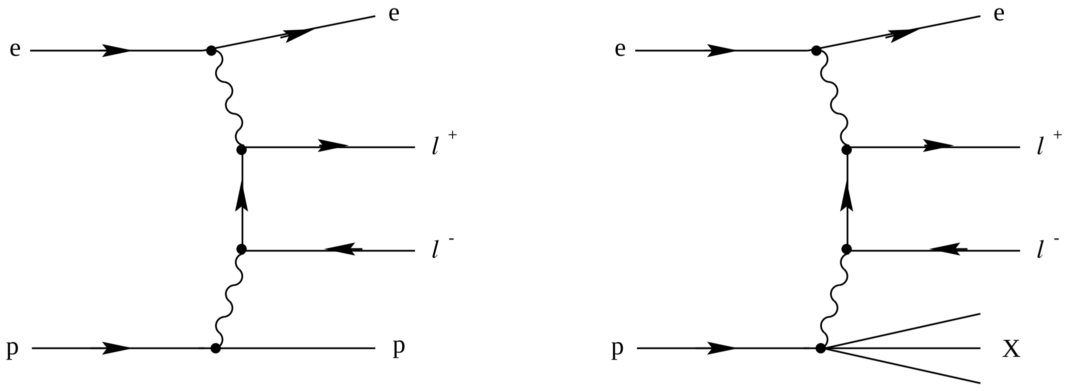


Abbildung 7.10: *Elastische und inelastische Lepton Paar Erzeugung durch Photon-Photon-Wechselwirkung*

dieser Untergrund pauschal abgezogen, im Fall der Myonpaare wird der Untergrund anhand der 225 MeV breiten Bereiche neben dem Massenfenster, das ±225 MeV um die nominelle J/ψ-Masse gelegt wird, subtrahiert.

Der Anteil an gleichnamig geladenen Leptonpaaren ist vernachlässigbar gering und konsistent mit einer erwarteten Fehlidentifikationsrate von Pionpaaren von weniger als 0.5% in beiden Zerfallskanälen. Lediglich im elektronischen Zerfallskanal befinden sich bei niedriger invarianter Masse einige gleichnamig geladene Leptonpaare, die auf Fehlidentifikation von Hadronen zurückgeführt werden können.

7.3.2 Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation

In diesem Abschnitt werden einige Verteilungen in den Daten mit der Monte-Carlo-Simulation verglichen. In der Monte-Carlo-Simulation werden jeweils gleiche Anzahlen von Ereignissen mit elastischer J/ψ-Produktion und mit J/ψ-Produktion mit Proton Dissoziation verwendet (siehe Abschnitt 8.5).

Die prozentuale Verteilung der angesprochenen Subtrigger ist für die **Zwei-Spur J/ψ-Selektion** in Abbildung 7.11 für Daten im elektronischen und myonischen Zerfallskanal getrennt für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 und die Monte-Carlo-Simulation miteinander verglichen. Innerhalb der systematischen Fehler stimmen Daten und Simulation überein. In der Datennahmenperiode 1994 werden für $J/\psi \to e^+e^-$ etwa 75% der Ereignisse vom LAr-Trigger (S 52) und 55% der Ereignisse vom topologischen Trigger (S 54) selektiert. Die $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ Kandidaten werden in der Datennahmenperiode 1994 von Triggern des zentralen Muonsystems (S 18, 19, 22) und vom topologischen Trigger (S 54) selektiert, wobei der topologische Trigger etwa 40% der Ereignisse ausmacht. In der Datennahmeperiode 1995 wurde der topologische Trigger gegenüber LAr-Triggern und Triggern des zentralen Muonsystems bevorzugt (siehe Abschnitt 5.4.2). Im elektronischen Zerfallskanal werden 85% der Ereignisse von diesem Trigger selektiert, im myonischen Zerfallskanal etwa 60%.

In Abbildung 7.12 und Abbildung 7.13 werden die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, die Transversalimpulse, die Polarwinkel θ und Azimutalwinkel ϕ der Zerfallsleptonen mit der

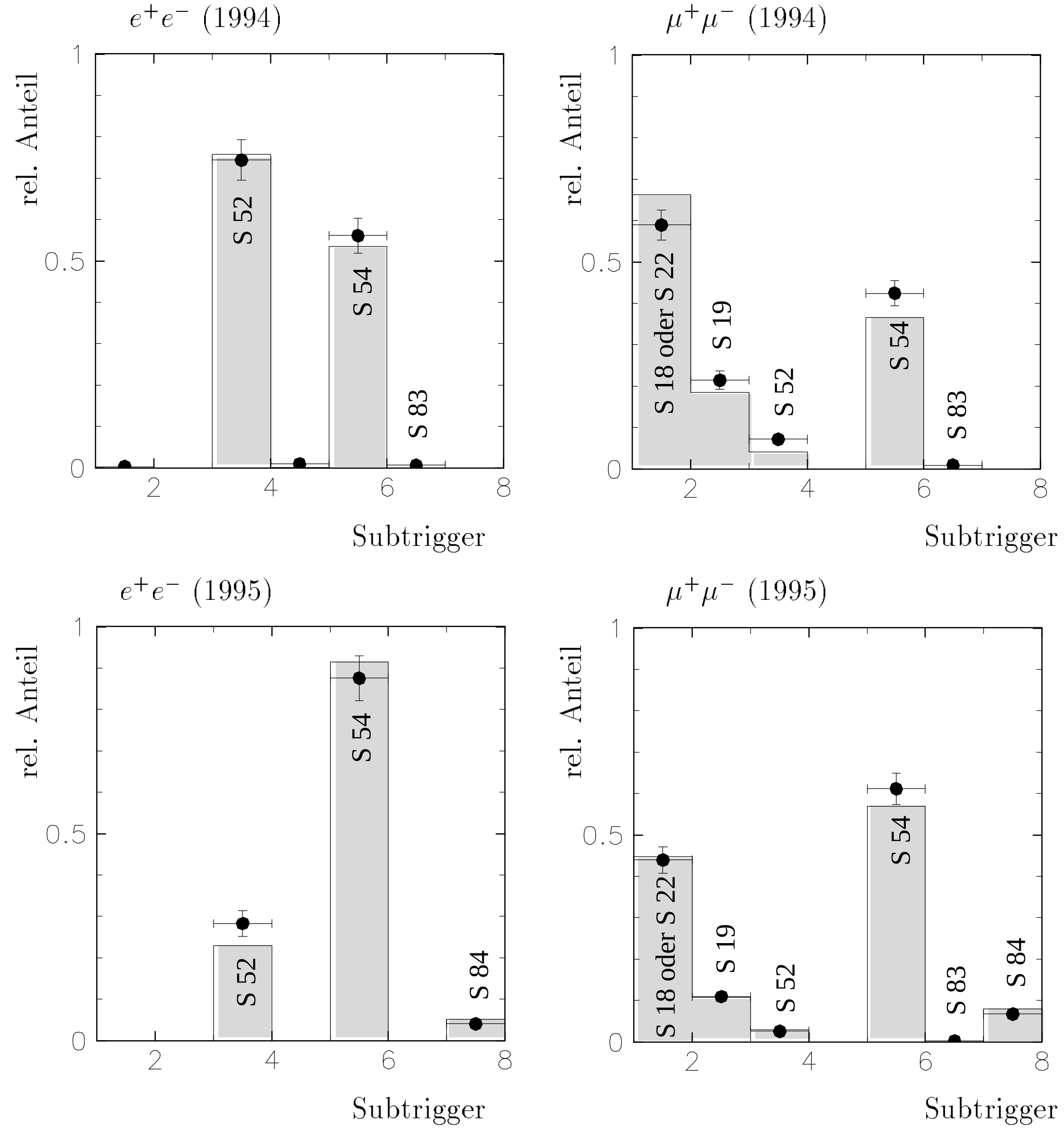


Abbildung 7.11: **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten:** *Prozentuale Verteilung der angesprochenen Trigger im* Zwei-Spur J/ψ-Datensatz *für Elektron- und Myonpaare für Daten und die J/ψ-Simulation für die Datennahmeperioden 1994 und 1995.*

Simulation verglichen. Dabei werden sowohl auf die Daten als auch auf die Monte-Carlo-Simulation alle Schnitte der **Zwei-Spur J/ψ-Selektion** angewandt. Innerhalb der Fehler ist die Übereinstimmung von Daten und Simulation in Transversalimpuls- und Azimutwinkelverteilung der Zerfallsleptonen gut. Da in der Monte-Carlo-Simulation der Wirkungsquerschnitt mit der Schwerpunktsenergie gemäß $W_{\gamma p}^{0.9}$ ansteigt, sind sowohl die $W_{\gamma p}$-Verteilung als auch die Polarwinkelverteilung der Zerfallsleptonen in den Daten gegenüber der Simulation zu kleineren Werten hin verschoben. Verwendet man in der Monte-Carlo-Simulation eine Abhängigkeit der Form $W_{\gamma p}^{0.6}$, die mit Messungen im Energiebereich von HERA besser übereinstimmt, so werden beide Verteilungen von der Simulation gut beschrieben, mit einer Abhängigkeit der Form $W_{\gamma p}^{1.2}$ können beide Verteilungen nicht mehr beschrieben werden, wie in Abbildung 7.12 und Abbildung 7.13 zu sehen ist.

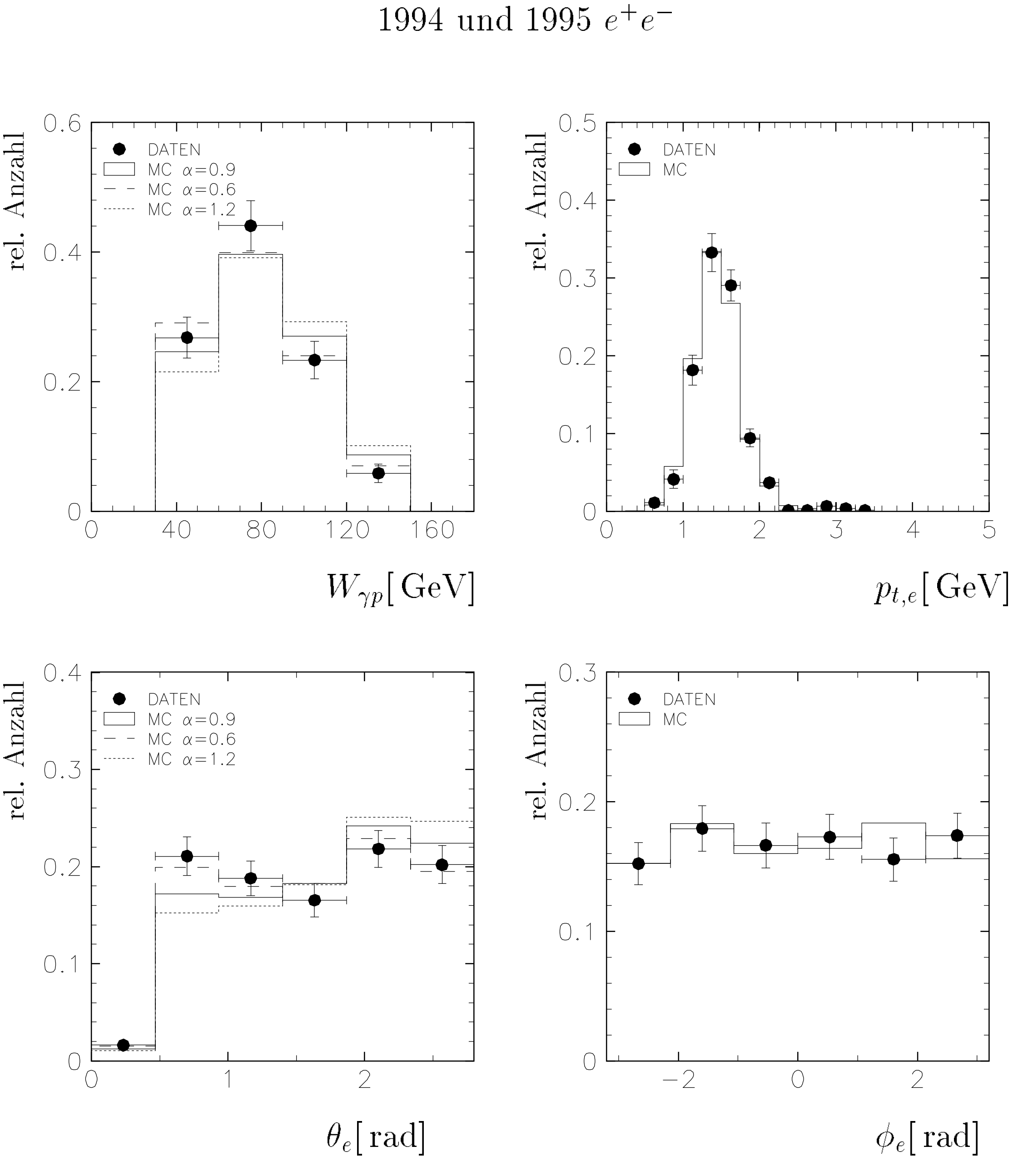


Abbildung 7.12: **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten $J/\psi \to e^+e^-$:** *Vergleich zwischen den kombinierten Daten der Datennahmeperiode 1994 und 1995 und der Monte-Carlo-Simulation (DIFFVM). Für die Verteilung der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und des Polarwinkels θ der Zerfallselektronen wurde zusätzlich zu $\sigma \propto W_{\gamma p}^{0.9}$ eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie der Form $\sigma \propto W_{\gamma p}^{0.6}$ und $\sigma \propto W_{\gamma p}^{1.2}$ verwendet.*

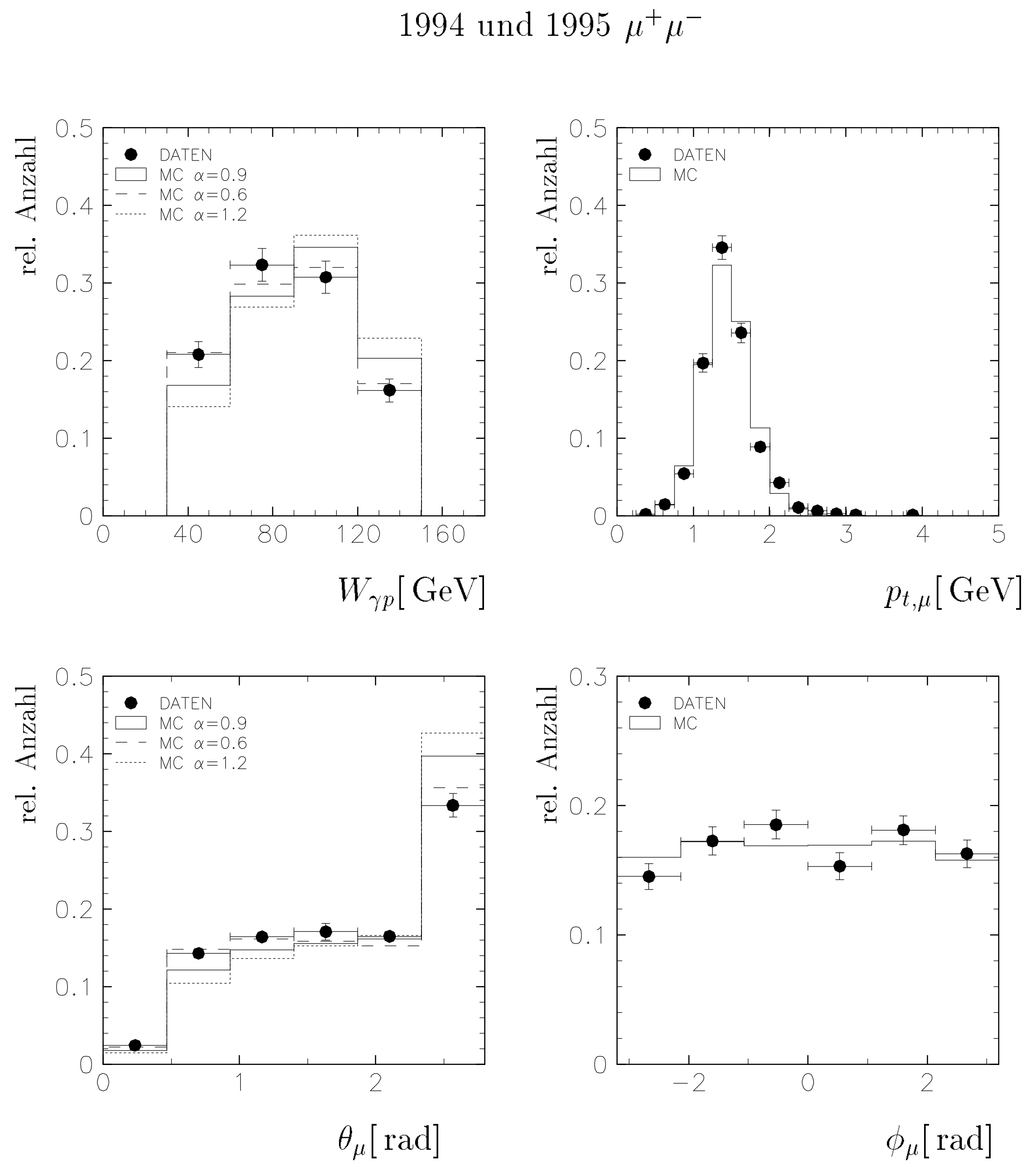


Abbildung 7.13: **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten $J/\psi \to \mu^+\mu^-$** : *Vergleich zwischen den kombinierten Daten der Datennahmeperiode 1994 und 1995 und der Monte-Carlo-Simulation (DIFFVM) für die* Zwei-Spur J/ψ- -Selektion. *Für die Verteilung der Schwerpunktsenergie* $W_{\gamma p}$ *und des Polarwinkels* θ *der Zerfallselektronen wurde zusätzlich zu* $\sigma \propto W_{\gamma p}^{0.9}$ *eine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von der Schwerpunktsenergie der Form* $\sigma \propto W_{\gamma p}^{0.6}$ *und* $\sigma \propto W_{\gamma p}^{1.2}$ *verwendet.*

7.3.3 Trennung von elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation

Die selektierten **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** sind praktisch frei von nichtresonantem Untergrund und werden gut durch die Simulation beschrieben. Dieser Datensatz enthält elastische Ereignisse und Ereignisse mit Proton-Dissoziation, bei denen die Dissoziationsprodukte nicht in das Spurkammersystem gelangen. Um diese Komponenten voneinander zu unterscheiden, werden die Detektoren in Vorwärtsrichtung verwendet, die sensitiv auf Protonfragmente sind.
Für die Trennung des **Zwei-Spur J/ψ-Datensatzes** werden folgende Detektorkomponenten verwendet:

- Das LAr-Kalorimeter im Vorwärtsbereich ($\theta < 10°$),
- Das Vorwärtsmyonsystem und
- Der Proton-Remnant-Tagger

Das Plug Kalorimeter wird nicht verwendet, da keine gute Übereinstimmung zwischen den Daten des Jahres 1994 und der Monte-Carlo-Simulation erreicht werden konnte.
Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für **elastische** J/ψ-Produktion werden alle **Zwei-Spur J/ψ-Ereignisse** ohne Signal in den Vorwärsdetektoren verwendet (siehe Abschnitt 3.6)

- Die Energie im LAr-Kalorimeter (AEFR-Skala) für Polarwinkel $\theta < 10°$ ist kleiner als 0.75 GeV und
- es gibt höchstens ein Trefferpaar im Vorwärtsmyonsystem und
- es gibt keinen Treffer im Proton-Remnant-Tagger.

Die Ereignisse dieses Datensatzes werden im folgenden als

☐ Elastische J/ψ-Kandidaten

bezeichnet. Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für J/ψ-Produktion mit **Proton-Dissoziation** wird entsprechend der Datensatz mit Signal in den Vorwärtsdetektoren verwendet. Diese Ereignisse werden als

☐ J/ψ-Kandidaten mit Proton-Dissoziation

bezeichnet. Die Anzahl der selektierten Ereignisse mit und ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren wird in Tabelle 7.2 angegeben. Man erhält 866 **Elastische J/ψ-Kandidaten** und 625 **J/ψ-Kandidaten mit Proton-Dissoziation** für beide Jahre und beide Zerfallskanäle.
Nach diesen Schnitten sind noch etwa 15% der Ereignisse des **elastischen J/ψ-Datensatzes** auf J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation zurückzuführen. Umgekehrt befindet sich in dem **J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation** ein Untergrundanteil von 10% an Ereignissen mit elastischer J/ψ-Produktion (siehe Abbildung 7.14). Genauere Untersuchungen hierzu werden in Abschnitt 8.5 diskutiert.

Inelastische Prozesse mit Photon-Gluon-Fusion tragen vernachlässigbar wenig zum **elastischen J/ψ-Datensatzes** bei, da in der Regel eine weitere Spur im Spurkammersystem sichtbar ist, oder Aktivität in den Vorwärtsdetektoren vorhanden ist. Mit Hilfe des Generators EPJPSI erhält man einen Untergrund von unter 1%, wenn man das Verhältnis beider Wirkungsquerschnitte aus [5] verwendet. Im Bereich $0.95 \lesssim z < 1$ sind die diffraktive J/ψ-Erzeugung mit Proton-Dissoziation und die inelastische J/ψ-Erzeugung über Photon-Gluon-Fusion konkurrierende Modelle. Es ist deshalb nicht sinnvoll, inelastische Prozesse als Untergrund im **J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation** zu behandeln.

Die Verteilung der simulierten Ereignisse mit Signal in dem jeweiligen Vorwärtsdetektor sowie die Ansprechwahrscheinlichkeit für die Vorwärtsdetektoren sind in Abbildung 7.15 als Funktion der Masse M_X des dissoziierenden Systems X für simulierte Ereignisse (DIFFVM) mit Proton-Dissoziation dargestellt. Der Proton-Remnant-Tagger ist bei der niedrigsten Nukleonanregung effizient, das Vorwärtsmyonsystem ab $M_X > 1.5\,\mathrm{GeV}$ und das LAr-Kalorimeter ab $M_X > 3\,\mathrm{GeV}$.

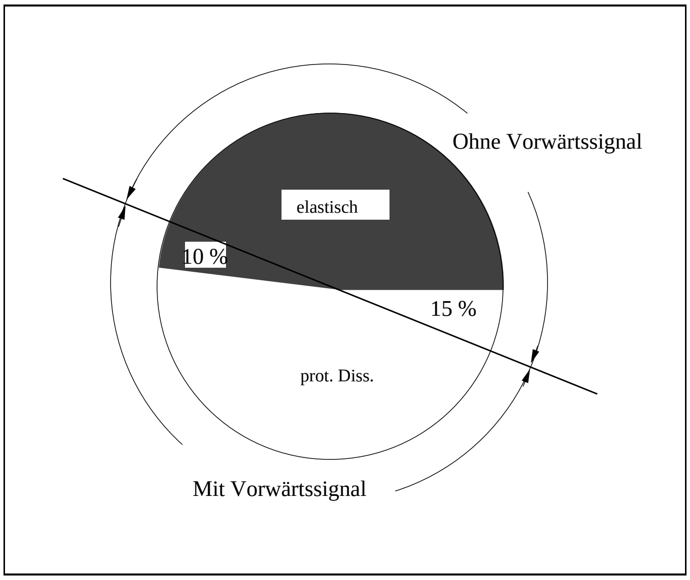


Abbildung 7.14: *Trennung der* **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** *in einen Datensatz mit Signal in den Vorwärtsdetektoren und ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren.*

In Abbildung 7.16 (Datennahmeperiode 1994) und in Abbildung 7.17 (Datennahmeperiode 1995) werden die Signale in den drei verwendeten Vorwärtsdetektoren für die Kandidaten der **Zwei-Spur J/ψ-Selektion** und für die DIFFVM Monte-Carlo-Simulation gegeneinander überprüft:

- In Abbildung 7.16 (7.17)a ist die Energie im LAr-Kalorimeter für Polarwinkel $\theta < 10°$ für **Zwei-Spur J/ψ-Ereignisse** mit Signal im Vorwärtsmyonsystem dargestellt.

- In Abbildung 7.16 (7.17)b sind die angesprochenen Zählkanäle des Proton-Remnant-Taggers für dieselben Ereignisse abgebildet. Dabei bedeutet ein Eintrag

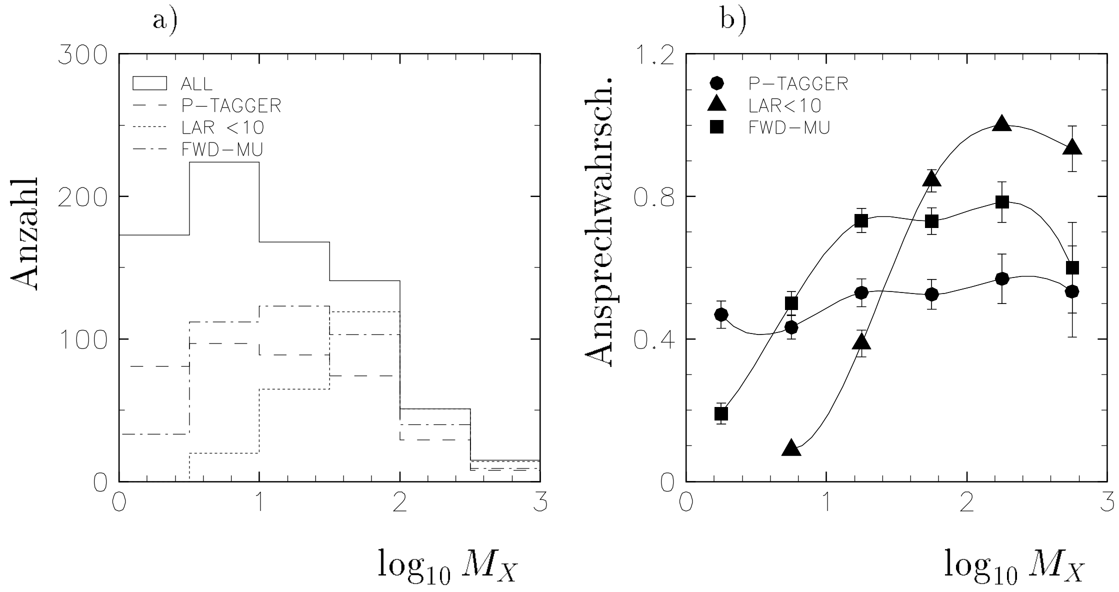


Abbildung 7.15: **Simulierte J/ψ-Ereignisse mit Proton-Dissoziation:** *a) Verteilung der Ereignisse mit Signal in den Vorwärtsdetektoren sowie b) Ansprechwahrscheinlichkeit für die Vorwärtsdetektoren als Funktion der Masse ($\log_{10} M_X$).*

bei Null, daß keiner der Kanäle angesprochen hat. Es wurden in der Datennahmeperiode 1994 die Kanäle 1,2,4 und 6 verwendet bzw. 1,2 und 4 in der Datennahmeperiode 1995, da in den übrigen Kanälen keine Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation erreicht werden konnte [44]. Die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Kanäle in der Monte-Carlo-Simulation wurde für die Analyse beider Jahre um 10% reduziert.

- In Abbildung 7.16 (7.17)c ist die Anzahl der Treffer-Paare im Vorwärtsmyonsystem für Ereignisse mit Signal im Proton-Remnant-Tagger angegeben.

Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Simulation ist gut. Da die Vorwärtsdetektoren jeweils in unterschiedlichen Bereichen der Masse M_X effizient sind, gibt es jeweils nur einen Überlapp von 40% zwischen den Detektoren.
Der systematische Fehler für die Trennung von elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton Dissoziation wird in Abschnitt 8.5 diskutiert.

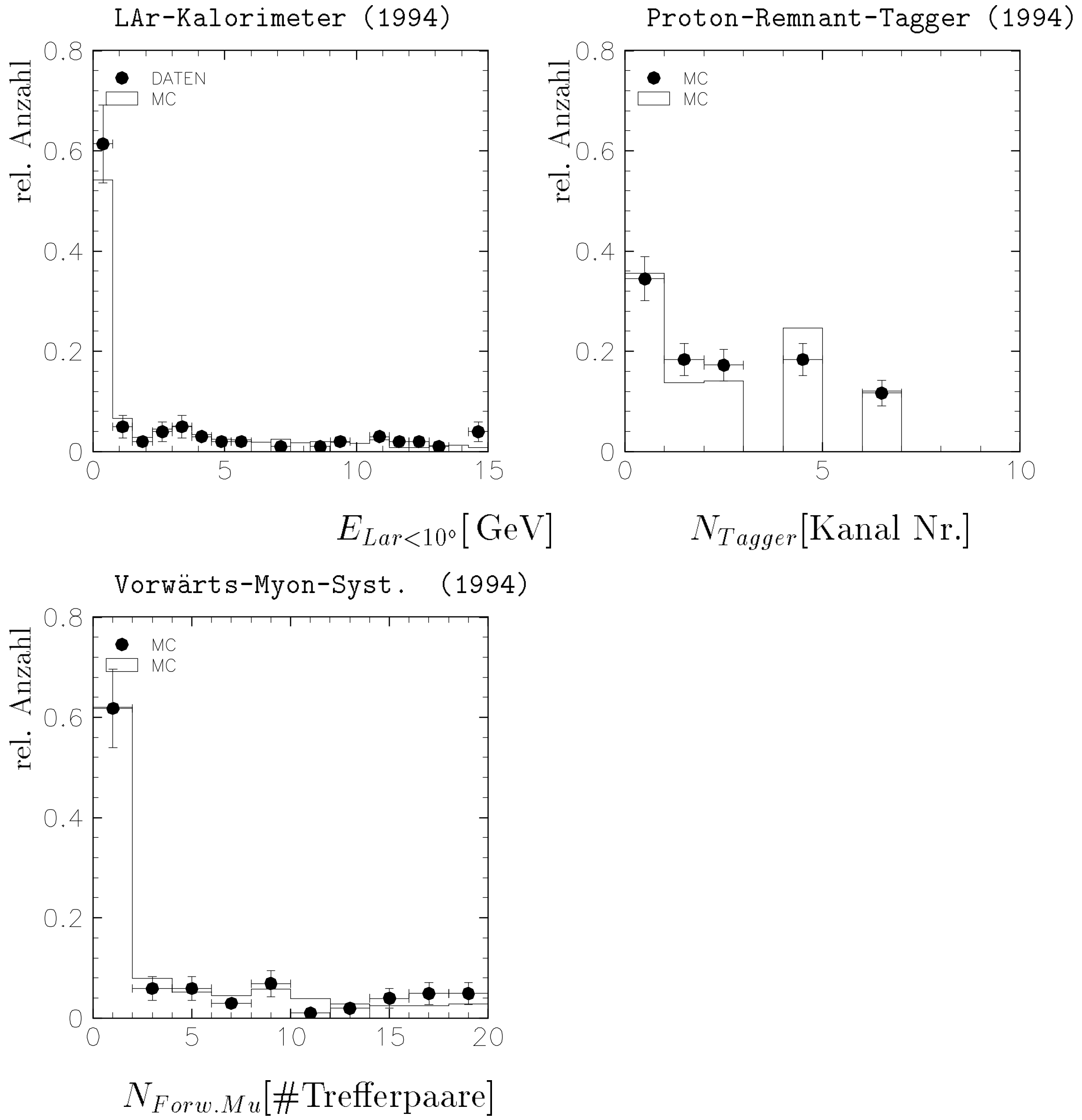


Abbildung 7.16: **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten:** *Überprüfung der Signale in den Vorwärtsdetektoren für Daten (1994) und die Monte-Carlo-Simulation (DIFFVM). Das Verhalten des LAr-Kalorimeters und des Proton-Remnant-Taggers werden mit einem Datensatz mit Signal im Vorwärtsmyonsystem überprüft, das Verhalten des Vorwärtsmyonsystems mit einem Datensatz mit Signal im Proton-Remnant-Tagger. Für den Proton-Remnant-Tagger bedeutet ein Eintrag bei Null, daß keiner der Kanäle angesprochen hat. Für alle drei Detektoren wird das erste* Bin *für den* elastischen **J/ψ**-Datensatz *ausgewählt.*

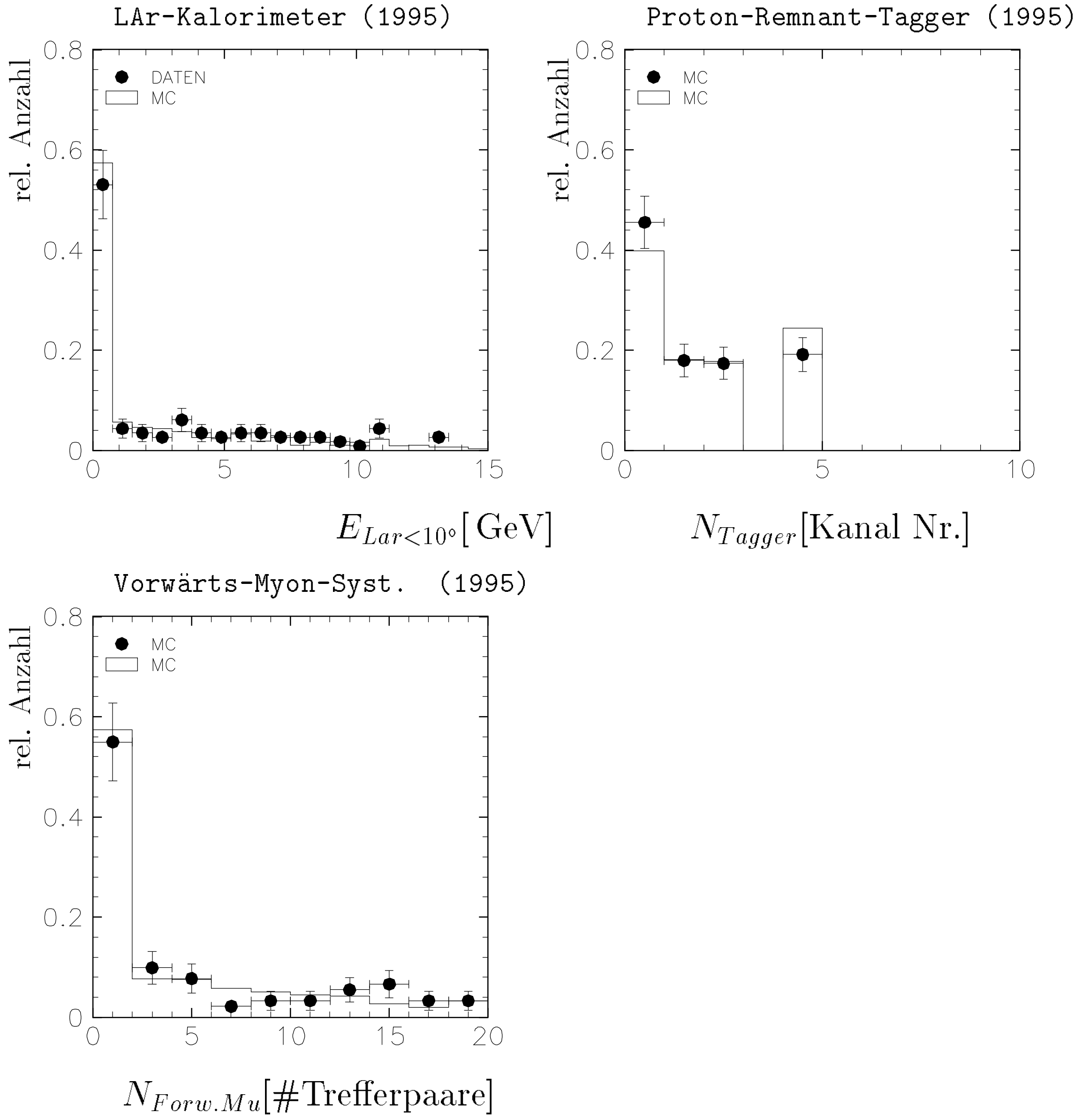


Abbildung 7.17: **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten:** *Überprüfung der Signale in den Vorwärtsdetektoren für Daten (1995) und die Monte-Carlo-Simulation (DIFFVM) gemäß Abbildung 7.16.*

7.4 Luminosität

Die Datennahme wird in Abschnitte (*Runs*) von bis zu zwei Stunden Dauer unterteilt, in denen ununterbrochen Daten genommen werden. Für diese Zeiträume wird jeweils die integrierte Luminosität (siehe Abschnitt 3.8) angegeben. Diese wird auf Verfügbarkeit der Hochspannung und der Auslese der für diese Analyse relevanten Subsysteme korrigiert. In Tabelle 7.1 ist sowohl die gesamte als auch die korrigierte Luminosität für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 sowie die analysierten *Run*-Bereiche angegeben.

In Abbildung 7.18 ist die Anzahl der gefundenen **Zwei-Lepton J/ψ-Kandidaten** bzw. gefundenen **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** in Intervallen der integrierten Luminosität für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 dargestellt. Für die Datennahmeperiode 1994 gibt es für die verschiedenen Luminositätsintervalle keine signifikanten Unterschiede in benachbarten Intervallen. In der Datennahmeperiode 1995 steigt die Anzahl der Ereignisse zunächst mit der Luminosität an, bis stabile Bedingungen bei der Datennahme erreicht waren. Dann fällt die Anzahl der J/ψ-Kandidaten jedoch wieder ab, da zuerst (ab etwa Run Nr. 125000) Einstellungen am Rückwärtskalorimeter (SPACAL) nötig waren, die auf Kosten der Datennahme anderer Klassen gingen, und am Ende der Datennahmeperiode die Untergrundbedingungen sehr schlecht waren, so daß die Unterdrückungsfaktoren aller Subtrigger erhöht werden mußten. Diese unterschiedlichen Unterdrückungsfaktoren werden in der Simulation berücksichtigt.

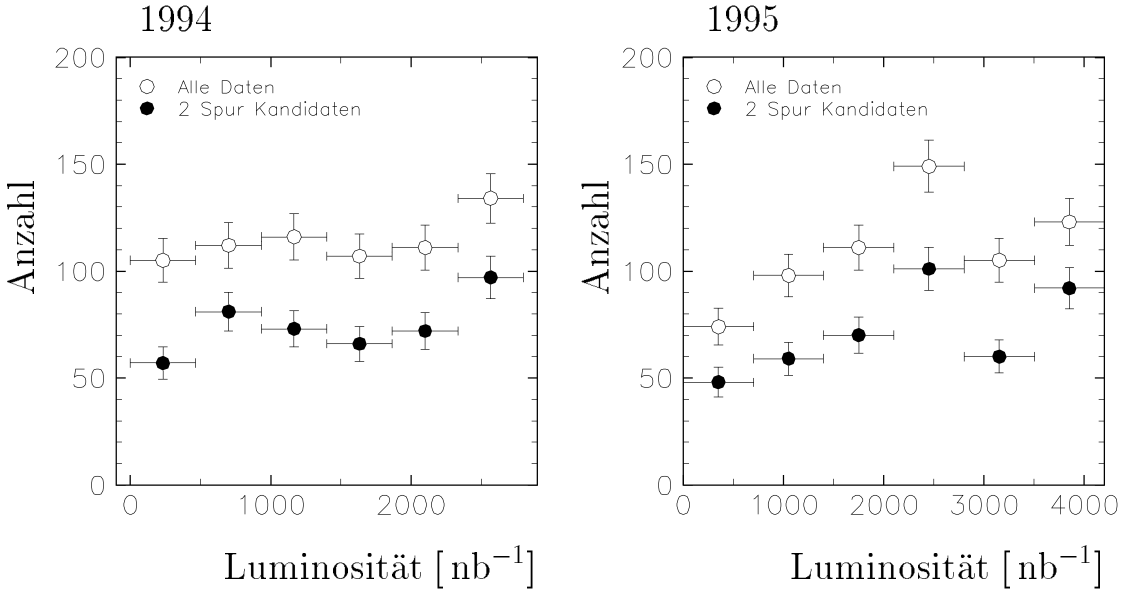


Abbildung 7.18: *Anzahl der gefundenen J/ψ-Kandidaten in Intervallen der integrierten Luminosität für* **Zwei-Lepton J/ψ-Kandidaten** *(○) und* **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** *(●) der Jahre 1994 und 1995.*

Jahr	Kanal	$L[\mathrm{nb}^{-1}]$	korr. $L[\mathrm{nb}^{-1}]$	Erster Run	Letzter Run
1994	e^+e^-	2498	2024	86627	90417
1994	$\mu^+\mu^-$	3305	2737	83231	90417
1995	$\ell^+\ell^-$	5431	3926	110947	131042

Tabelle 7.1: *Analysierte* Run-*Bereiche und deren Luminosität*

7.5 Zusammenfassung

Mit der in diesem Kapitel vorgestellten abgestuften Selektion, in der zwei nachgewiesene Leptonen verlangt werden, erhält man für die Datennahmeperiode 1994 (1995) 312 (297) J/ψ-Kandidaten mit genau zwei rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem für den myonischen Zerfallskanal und 448 (430) Kandidaten für den elektronischen Zerfallskanal. In Abbildung 7.5 ist die Selektionskette von der vierten Triggerstufe bis zur Selektion der J/ψ-Kandidaten, die für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte verwendet werden, zusammenfassend dargestellt. Die Anzahl der Ereignisse, die von jeder der Selektionsstufen akzeptiert wird, wird in Tabelle 7.2 getrennt für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 angegeben.

Die Selektion entspricht im Falle der Datennahmeperiode 1994 einer integrierten Luminosität von 2700 nb^{-1} für $\mu^+\mu^-$-Paare und 2100 nb^{-1} für e^+e^--Paare. Im Falle der Datennahmeperiode 1995 entspricht die Selektion einer Luminosität von 3900 nb^{-1} für beide Zerfallskanäle. Die höhere Luminosität in der Datennahmeperiode 1995 wurde durch höhere Unterdrückungsfaktoren der relevanten Trigger gegenüber der Datennahmeperiode 1994 aufgehoben, so daß sich in beiden Jahren in etwa die gleiche Ausbeute an selektierten J/ψ-Ereignissen ergeben. Die **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** werden in einen Datensatz ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren (elastische J/ψ-Produktion) und mit Signal in den Vorwärtsdetektoren (J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation) unterteilt. Dabei befinden sich in dem Datensatz ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren etwa 15% Ereignisse mit Proton-Dissoziation und umgekehrt in dem Datensatz mit Vorwärtssignal etwa 10% elastische Ereignisse.

Selektionsstufe	# Ereignisse 1994	# Ereignisse 1995
erste Triggerstufe	$\approx 1 \cdot 10^8$	$\approx 1.5 \cdot 10^8$
vierte Triggerstufe	$\approx 2.5 \cdot 10^7$	$\approx 4.5 \cdot 10^7$
fünfte Triggerstufe (alle Klassen)	$\approx 1.2 \cdot 10^7$	$\approx 2.5 \cdot 10^7$
Ereignisklasse mit Elektronen oder Myonen im Endzustand	$\approx 1.6 \cdot 10^6$	$\approx 3.5 \cdot 10^6$
Zwei-Lepton-Kandidaten $z > 0.3$; $m_{\ell^+\ell^-} > 2\,\mathrm{GeV}$	4135	4338
Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten	764	727
ohne Vorwärtssignal	441	425
mit Vorwärtssignal	323	302

Tabelle 7.2: *Anzahl der Ereignisse, die von dem jeweiligen Selektionsschritt akzeptiert werden.*

Kapitel 8

Ergebnisse zur diffraktiven J/ψ-Produktion

In diesem Kapitel werden Wirkungsquerschnitte für elastische J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ für Photoproduktion berechnet. Die Ergebnisse werden mit Vorhersagen diffraktiver Modelle und mit einem Modell, das auf der störungstheoretischen QCD basiert, verglichen. Zu Beginn dieses Kapitels werden die Verfahren zur Berechnung des ep- und des γp-Wirkungsquerschnittes (Abschnitt 8.1 und 8.2), zur Berechnung von Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeiten (Abschnitt 8.3), zum Abzug des ψ' Untergrundes (Abschnitt 8.4), zur Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation (Abschnitt 8.5) und zur Berechnung der systematischen Fehler (Abschnitt 8.6) vorgestellt. Daraufhin werden die Ergebnisse für elastische J/ψ-Produktion (Abschnitt 8.7) und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation (Abschnitt 8.8) in den Variablen $W_{\gamma p}$ und p_t^2 diskutiert. Die Gluondichte im Proton wird aus dem Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion extrahiert, und der differentielle Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation als Funktion der Variablen M_X^2 wird abgeschätzt. Zum Abschluß des Kapitels wird die Zerfallswinkelverteilung der J/ψ-Mesonen analysiert (Abschnitt 8.9).

8.1 Bestimmung des ep-Wirkungsquerschnittes

Der ep-Wirkungsquerschnitt errechnet sich gemäß

$$\sigma_{ep} = \frac{N_{bg.corr}(1-f)(1-f_{\psi'})}{\epsilon_{acc}\epsilon_{sel}\epsilon_{trigger} \cdot BR \cdot \mathcal{L}}. \tag{8.1}$$

$N_{bg.corr}$ ist die Anzahl der selektierten J/ψ-Kandidaten im Bereich von $\pm 225\,\mathrm{MeV}$ um die nominelle J/ψ-Masse abzüglich des Untergrundes. Der Untergrund wird für den Zerfall in Elektronen und den Zerfall in Myonen unterschiedlich behandelt, wie in Abschnitt 7.3.1 beschrieben.

Die Größe $(1-f)$ berücksichtigt den Untergrund durch konkurrierende Produktionsmechanismen. Im Falle der elastischen J/ψ-Produktion verbleibt nach der endgültigen

Selektion ein Anteil von $f_{p.diss} \approx 0.15$ an Ereignissen mit Proton-Dissoziation im Datensatz. Dieser Anteil wird statistisch subtrahiert. Im Falle der J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation ist der Anteil an Ereignissen mit elastischer Produktion etwa $f_{ela} = 0.1$.
$(1-f_{\psi'})$ beschreibt den resonanten Untergrund aus dem Zerfall von ψ'-Mesonen in J/ψ-Mesonen. Dieser Untergrund beträgt etwa 4% und wird ebenfalls subtrahiert (siehe Abschnitt 8.4).
Geometrische Akzeptanz ϵ_{acc}, Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel} und Triggerwahrscheinlichkeit $\epsilon_{trigger}$ werden in Abschnitt 8.3 beschrieben.
Die Zerfallswahrscheinlichkeit von J/ψ-Mesonen in Elektronen beträgt $BR = \Gamma_{ee}/\Gamma_{tot} = (6.02 \pm 0.19)\%$ und in Myonen $BR = \Gamma_{\mu\mu}/\Gamma_{tot} = (6.01 \pm 0.19)\%$ [67].
Die Luminosität für die verschiedenen Datennahmeperioden und Zerfallskanäle ist in Tabelle 7.1 angegeben.

8.2 Berechnung des γp-Wirkungsquerschnittes

Der ep-Wirkungsquerschnitt faktorisiert in den Photonfluß, der die Abstrahlung quasireeller Photonen von Elektronen beschreibt, und den γp-Wirkungsquerschnitt (Weizsäcker-Williams-Approximation [16, 96, 97], siehe Abschnitt 2.2):

$$\sigma(ep \to J/\psi\, X) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma^* p}(Q^2, y). \tag{8.2}$$

Dabei wird der ep-Wirkungsquerschnitt im Bereich $Q^2_{min} \leq Q^2 \leq Q^2_{max}$ in Intervallen von $y \in [y_{min}, y_{max}]$ gemessen. Mit Hilfe von

$$W^2_{\gamma p} = ys - Q^2 + m_p^2 \tag{8.3}$$

können Intervalle in $W_{\gamma p}$ in Intervalle von y umgerechnet werden.
Als Grenzen in Q^2 werden für Photoproduktion

$$Q^2_{min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y} \tag{8.4}$$

sowie $Q^2_{max} = 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1994 und $Q^2_{max} = 1\,\mathrm{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1995 verwendet (siehe Abbildung 7.6).
Der Photonfluß beträgt für transversal polarisierte Photonen

$$f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{yQ^2} \left(1 + (1-y)^2 - \frac{2m_e^2 y^2}{Q^2}\right) \tag{8.5}$$

mit der Feinstrukturkonstante $\alpha = 1/137$ und der Elektronenmasse m_e. Definiert man einen integrierten Photonfluß $\Phi_{\gamma/e}$

$$\Phi_{\gamma/e} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot f^T_{\gamma/e}(y, Q^2), \tag{8.6}$$

so kann bei hinreichend kleinen Intervallen in y der γp-Wirkungsquerschnitt mit Hilfe von

$$\sigma(\gamma p \to J/\psi\, X) = \frac{\sigma(ep \to J/\psi\, X)}{\Phi_{\gamma/e}} \tag{8.7}$$

berechnet werden, sofern der γp-Wirkungsquerschnitt in diesem Intervall nur wenig von y und Q^2 abhängt. Diese Näherung ist gültig, da der Fluß wesentlich stärker mit y und Q^2 variiert als der Wirkungsquerschnitt.

Aus dem transversalen Photonfluß erhält man einen mittleren Wert von Q^2 von $\langle Q^2 \rangle = 0.13\,\mathrm{GeV}^2$ für $Q^2_{max} = 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ und $\langle Q^2 \rangle = 0.07\,\mathrm{GeV}^2$ für $Q^2_{max} = 1.0\,\mathrm{GeV}^2$.

Der Photonfluß wird für die beiden verwendeten Bereiche in Q^2 in Tabelle 8.2 angegeben. Der systematische Fehler für den Photonfluß wird durch Variation der oberen Grenze Q^2_{max} um $\pm 1\,\mathrm{GeV}^2$ bestimmt. Der resultierende Fehler beträgt 2%.

Korrekturen

In Gleichung 8.7 werden zur Berechnung des γp-Wirkungsquerschnittes verschiedene Näherungen gemacht [88]:

1. Der γp-Wirkungsquerschnitt wird in einem Intervall in y als unabhängig von y und Q^2 betrachtet. Dagegen ergeben Modelle und Messungen ein Verhalten proportional zu $W_{\gamma p}^{\delta}$ mit $\delta \neq 0$.
2. Die Q^2-Abhängigkeit des Propagators für transversale Photonen $F_T(Q^2)$, die im VDM Modell als $F_T(Q^2) = \left[\frac{m_\psi^2}{Q^2 + m_\psi^2}\right]^2$ angenommen wird, wird im Integral vernachlässigt.
3. Der longitudinale Photonfluß $f^L_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{yQ^2}(2(1-y))$, sowie der Propagator für longitudinale Photonen $F_L(Q^2) = F_T(Q^2) \cdot \frac{Q^2}{m_\psi^2}$ werden vernachlässigt. Das Produkt aus Photonfluß und Propagator hat für Photoproduktion in dem untersuchten kinematischen Bereich eine Größe von etwa 2% der entsprechenden Größe für transversale Photonen.

Um eine möglichst große Kontrolle über diese Effekte zu behalten, in denen Annahmen über den Verlauf des Wirkungsquerschnittes und der Propagatoren gemacht werden, werden die Korrekturen nicht bei der Berechnung des Photonflusses verwendet. Die Näherungen können nachträglich durch Verschiebung des $W_{\gamma p}$-Wertes, an dem die Messung des Wirkungsquerschnittes vorgenommen wird, berücksichtigt werden.

Unter der Annahme, daß sich der γp-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}$ proportional zu $W_{\gamma p}^{\delta}$ verhält, kann man die Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie folgendermaßen berücksichtigen:

$$\sigma_{ep} = \sigma_{\gamma p}(W_1)\left(\frac{W_0}{W_1}\right)^{\delta} \cdot \Phi_{\gamma/e}. \tag{8.8}$$

W_0 ist der Punkt der Schwerpunktsenergie, an dem der γp-Wirkungsquerschnitt angegeben wird. Unter Hinzunahme der Terme, die in 1. bis 3. beschrieben wurden, lautet der korrekte Ausdruck für Gleichung 8.2:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 \cdot \left[f^T_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot F_T(Q^2) + f^L_{\gamma/e}(y, Q^2) \cdot F_L(Q^2) \right]$$
$$\cdot \sigma_{\gamma p}(W_1) \left(\frac{W_{\gamma p}}{W_1} \right)^{\delta} . \qquad (8.9)$$

Durch Vergleich von Gleichung 8.8 und Gleichung 8.9 erhält man bei Vorgabe von δ den Wert W_0. Der Abstand von W_0 zur Mitte des $W_{\gamma p}$ Intervalls wird im folgenden als **Binkorrektur** bezeichnet.

Den größten Beitrag zur Binkorrektur liefert die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Schwerpunktsenergie in dem entsprechenden Intervall von $W_{\gamma p}$ sowie die Verwendung des transversalen Propagators. Die Werte für W_0 und damit auch für die Binkorrektur werden in den verschiedenen Intervallen der Schwerpunktsenergie in Tabelle 8.2 und Tabelle 8.3 angegeben.

8.3 Akzeptanz und Nachweiswahrscheinlichkeiten

Akzeptanz (ϵ_{acc}), Selektionswahrscheinlichkeit (ϵ_{sel}) und Triggerwahrscheinlichkeit ($\epsilon_{trigger}$) werden mit Hilfe von Ereignissen bestimmt, die mit dem Monte-Carlo-Generator DIFFVM generiert und der vollständigen Detektorsimulation und Rekonstruktion unterzogen wurden. Die Wahrscheinlichkeiten werden in Tabelle 8.2 für elastische Ereignisse und in Tabelle 8.3 für Ereignisse mit Proton-Dissoziation in vier Intervallen der Schwerpunktsenergie angegeben.

Die *geometrische Akzeptanz* ϵ_{acc} beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß sich beide Zerfallsleptonen im Winkelbereich $20° \leq \theta \leq 160°$ befinden. Der systematische Fehler der geometrischen Akzeptanz wird durch Variation der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes $\propto W^{\delta}_{\gamma p}$ im Bereich $0.4 \leq \delta \leq 1.0$ zu 4% abgeschätzt. Die Akzeptanz ist für elastische J/ψ-Produktion und für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation annähernd gleich.

Die *Selektionswahrscheinlichkeit* ϵ_{sel} beeinhaltet die Wahrscheinlichkeit, daß beide Zerfallsteilchen im Spurkammersystem rekonstruiert und als Leptonen mit entsprechender Qualität nachgewiesen werden. Diese Identifikationswahrscheinlichkeit unterscheidet sich nicht für elastische Ereignisse und für Ereignisse mit Proton-Dissoziation. Darüberhinaus sind alle weiteren Selektionsschnitte in dieser Wahrscheinlichkeit enthalten (Abschnitt 7.3), insbesondere auch die Schnitte auf Signale in den Vorwärtsdetektoren, mit denen der **Zwei-Spur J/ψ-Datensatz** in elastische Kandidaten und solche mit Proton Dissoziation unterteilt wird (Abschnitt 7.3.3).

Zur Berechnung des systematischen Fehlers der Selektionswahrscheinlichkeit werden die systematischen Fehler von Teilchenidentifikation (Abschnitt 6.7) und Spurrekonstruktion (Abschnitt 6.1) quadratisch addiert. Die einzelnen systematischen Fehler erhält man durch Vergleich der Messung der entsprechenden Wahrscheinlichkeit anhand von Daten und anhand der Monte-Carlo-Simulation. Der systematische Fehler, den man durch die Trennung des **Zwei-Spur J/ψ-Datensatzes** erhält, wird getrennt behandelt.

Die *Triggerwahrscheinlichkeit* $\epsilon_{trigger}$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß einer der in Abschnitt 7.3 definierten Subtrigger für ein bestimmtes Ereignis aktiv ist. Den systematischen Fehler erhält man durch Vergleich der Triggerwahrscheinlichkeit in Daten und in der Simulation (Kapitel 5). Die Triggerwahrscheinlichkeiten sind nicht in jedem Fall für elastische Ereignisse und Ereignisse mit Proton-Dissoziation gleich, da einige Subtrigger Aktivität im Vorwärtsbereich berücksichtigen (ST 52 enthielt 1994 das Triggerelement `LAR_IF` als Veto, siehe Abschnitt 5.2.6).

8.4 ψ'-Untergrund

Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für diffraktive ψ' Produktion zu diffraktiver J/ψ-Produktion beträgt etwa 20% [5] (siehe auch Abschnitt 7.3.1). Nach Anwendung aller Selektionsschnitte auf simulierte diffraktive ψ' Ereignisse (DIFFVM), die in J/ψ-Mesonen zerfallen, erhält man einen Beitrag von ψ'-Zerfällen zum J/ψ-Signal von $f_{\psi'} = 4\%$. Dieser Anteil von ψ' -Ereignissen wird bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte vom J/ψ-Signal subtrahiert.

Dieser Untergrund ist zurückzuführen auf Zerfälle $\psi' \to J/\psi +$ *neutrale Teilchen*, die eine Zerfallswahrscheinlichkeit von (21.11 ± 2.73)% haben [67]. Dabei berücksichtigt man die Kaskadenzerfälle:

$$\begin{aligned} \psi' &\to J/\psi + \pi^0\pi^0 && (8.10) \\ \psi' &\to J/\psi + \eta && (8.11) \\ \psi' &\to J/\psi + \pi^0. && (8.12) \end{aligned}$$

Der durch die Simulation abgeschätzte ψ'-Untergrund ist in Übereinstimmung mit der Anzahl an J/ψ-Ereignissen mit mindestens einem Schauer im LAr-Kalorimeter, der keiner rekonstruierten Spur im Spurkammersystem zugeordnet werden kann (siehe Abbildung 8.1). Diese Schauer können ein Hinweis auf neutrale Teilchen aus dem Zerfall von ψ'-Mesonen sein. Die so selektierten Ereignisse können von der J/ψ-Simulation innerhalb der Fehler erklärt werden. Bei einem wesentlich höheren Untergrund an ψ'-Ereignissen würde man in den Daten einen Überschuß an Ereignissen mit einem von einem neutralen Teilchen deponierten Schauer erwarten, sofern diese eine hinreichende Energiedeposition haben.

Ereignisse aus dem Zerfall

$$\psi' \to J/\psi + \pi^+\pi^- \tag{8.13}$$

mit der Zerfallsrate (32.4 ± 2.6)% tragen vernachlässigbar wenig zum Untergrund bei, da im gewählten kinematischen Bereich in der Regel mindestens ein Pion im Detektor sichtbar ist.

Der Untergrund aus inelastischer ψ'-Produktion ist kleiner als 1%. Der systematische Fehler wird aus der Unsicherheit durch inelastische ψ'-Produktion und der Unsicherheit des Verhältnisses von J/ψ- zu ψ'-Produktion zu 2% abgeschätzt.

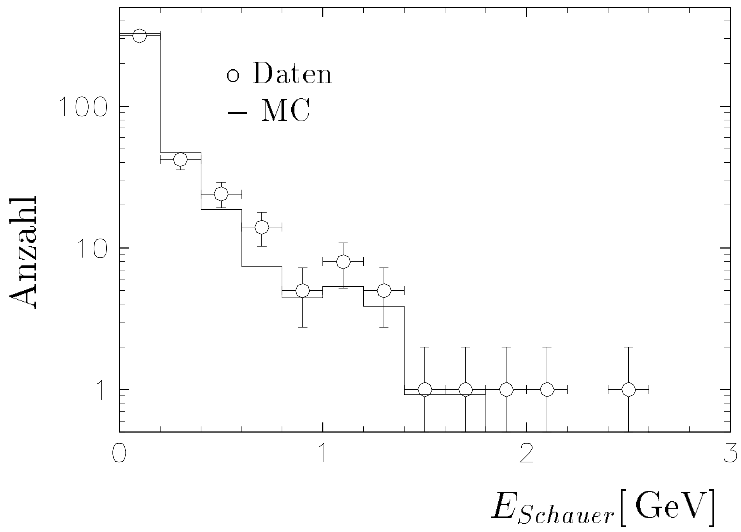


Abbildung 8.1: **Schauerenergie im LAr-Kalorimeter**, *die keiner rekonstruierten Spur im Spurkammersystem zugeordnet werden kann: Vergleich der* Zwei-Spur J/ψ-Selektion *in Daten und der Monte-Carlo-Simulation (elastisch und mit Proton-Dissoziation).*

8.5 Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation

Um die Wirkungsquerschnitte für elastische J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation berechnen zu können, wird der Datensatz mit Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten in einen Datensatz ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren (elastische J/ψ-Kandidaten) und einen Datensatz mit Signal in den Vorwärtsdetektoren (J/ψ-Kandidaten mit Proton-Dissoziation) unterteilt, wie in Abschnitt 7.3.3 erläutert.
Von dem elastischen J/ψ-Datensatz müssen die nach den Schnitten auf die Vorwärtsdetektoren verbleibenden Ereignisse mit Proton-Dissoziation und von dem J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation müssen die verbleibenden elastischen Ereignisse subtrahiert werden. Ein wesentlicher Punkt dieser Analyse ist es, diese Untergrundanteile zuverlässig zu bestimmen, da nur so Wirkungsquerschnitte für beide Prozesse angegeben werden können. Die Bestimmung dieses Untergrundes wird mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt, die verschiedene Systematiken haben. Die erste Methode, die als

☐ MC-Methode

bezeichnet wird, wird hier behandelt, die andere in Abschnitt 8.5.2.
Für die Bestimmung des jeweiligen Untergrundanteils wird zunächst angenommen, daß beide Prozesse im Bereich 30 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 150 GeV die *gleichen* Wirkungsquerschnitte haben. Die gleiche Anzahl an generierten elastischen Ereignissen und generierten Ereignissen mit Proton-Dissoziation wird in einem gemeinsamen Datensatz kombiniert. Dieser Datensatz mit simulierten Ereignissen wird mit dem Zwei-Spur J/ψ- Datensatz

verglichen und zur Untergrundbestimmung benutzt. Stellt sich nach der Berechnung beider Wirkungsquerschnitte heraus, daß die Wirkungsquerschnitte im untersuchten Bereich nicht innerhalb der Unsicherheiten die gleiche Größe haben, muß diese Annahme entsprechend korrigiert werden. Anhand der Monte-Carlo-Simulation wird nach vollständiger Detektorsimulation und Rekonstruktion der Anteil der Ereignisse mit Proton-Dissoziation bestimmt, der im **elastischen J/ψ-Datensatz** verbleibt. Man erhält einen Anteil von $f_{p.diss} \approx 0.15$ bei Verwendung aller drei in Abschnitt 7.3.3 besprochenen Vorwärtsdetektoren. Dieser Anteil wird statistisch abgezogen. Die genauen Werte für diesen Untergrundprozeß befinden sich für vier Intervalle der Schwerpunktsenergie in Tabelle 8.2.

Die Anzahl der elastischen Ereignisse, die sich im **J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation** befinden, wird ebenfalls statistisch abgezogen. Der Anteil beträgt etwa $f_{ela} \approx 0.10$, wenn alle drei Vorwärtsdetektoren Verwendung finden, die genauen Werte werden in Tabelle 8.3 in vier Intervallen der Schwerpunktsenergie angegeben. Etwa 40% dieser elastischen Ereignisse werden durch Rauschen im LAr-Kalorimeter in Vorwärtsrichtung falsch klassifiziert, in den restlichen Fällen sind Sekundärteilchen des elastisch gestreuten Protons im Proton-Remnant-Tagger sichtbar.

8.5.1 Überprüfung der Vorwärtsdetektoren

Im folgenden wird überprüft, ob die drei verwendeten Vorwärtsdetektoren richtig in der Simulation beschrieben sind und ob die Annahme einer gleichen Anzahl generierter elastischer Ereignisse und Ereignisse mit Proton-Dissoziation im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ berechtigt ist. Hierzu wird in Abbildung 8.2 die Differenz $\delta N_i = N_{i,Daten} - N_{i,MC}$ zwischen dem Anteil an Ereignissen mit Signalen in den drei verwendeten Vorwärtsdetektoren i im **Zwei-Spur J/ψ-Datensatz** und in der Monte-Carlo-Simulation verwendet. Dabei bezeichnen $N_{i,Daten}$ bzw. $N_{i,MC}$ den Anteil der Ereignisse in den Daten und in der Monte-Carlo-Simulation, die ein Signal in dem jeweiligen Vorwärtsdetektor i haben. Die Differenz δN_i wird in Abhängigkeit des Anteils an J/ψ-Ereignissen mit Proton-Dissoziation in der Simulation dargestellt.

In Abbildung 8.2 ist zu sehen, daß die Differenz δN_i für alle drei Detektoren verschwindet, wenn der Anteil der Ereignisse mit Proton-Dissoziation zwischen 40 und 60% liegt. Dies gilt für beide leptonischen Zerfallskanäle und beide Datennahmeperioden. Die Simulation der Vorwärtsdetektoren stimmt gut mit den Daten überein, da das Ansprechen aller drei Detektoren bei dem **gleichen** Anteil an Ereignissen mit Proton-Dissoziation beschrieben werden kann. Außerdem ist die Annahme gleicher Wirkungsquerschnitte innerhalb der Fehler gerechtfertigt, da die Detektoren bei einem Anteil an Ereignissen mit Proton-Dissoziation von etwa 50% richtig beschrieben werden.

8.5.2 Verwendung eines linearen Gleichungssystems

Der Anteil der Ereignisse mit Proton-Dissoziation im **elastischen J/ψ-Datensatz** und der Anteil der elastischen Ereignisse im **J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation** läßt sich

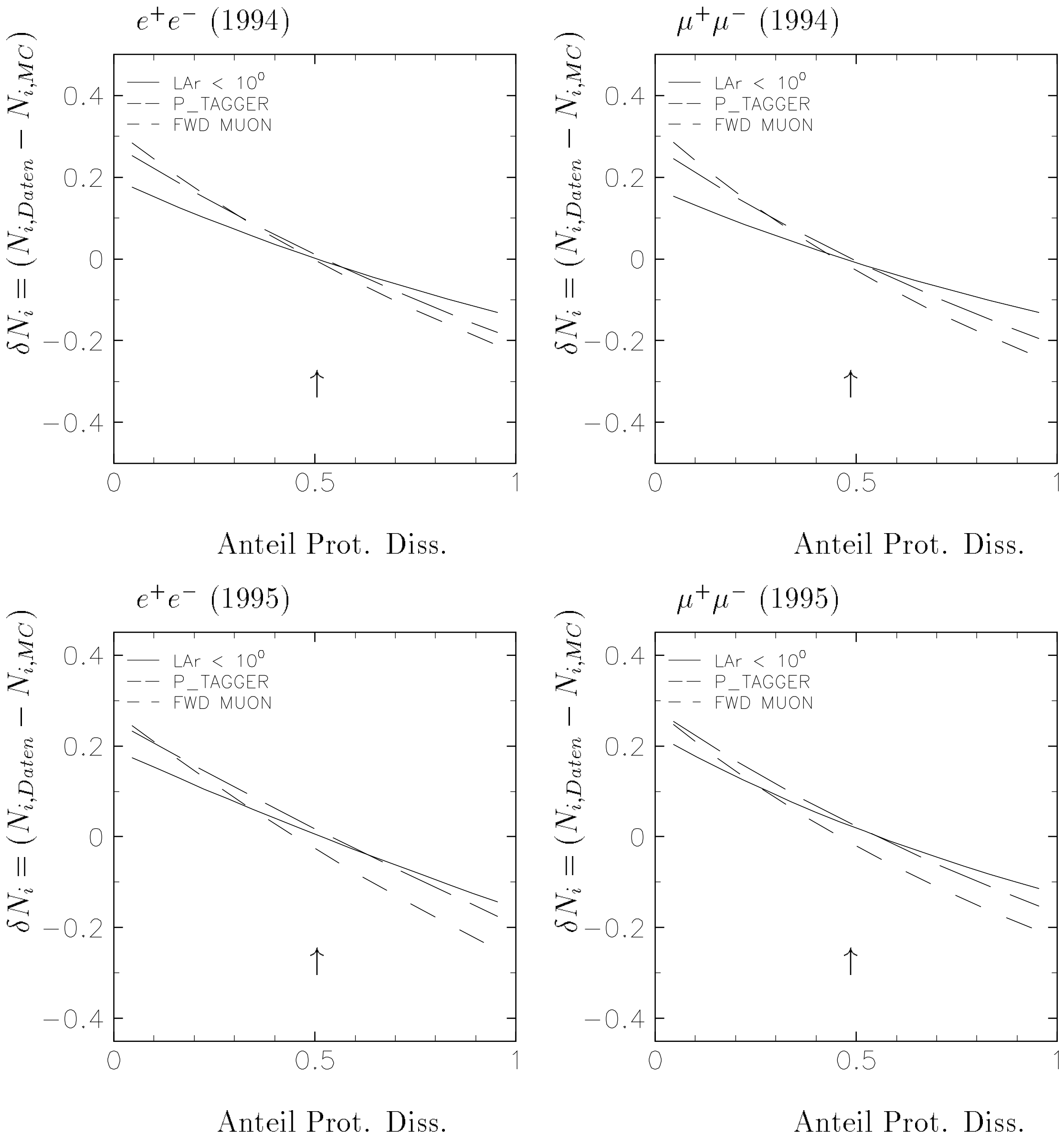


Abbildung 8.2: **Beschreibung der Vorwärtsdetektoren** *in* Zwei-Spur J/ψ-Ereignissen *und der Monte-Carlo-Simulation (DIFFVM) als Funktion des Anteils an Ereignissen mit Proton-Dissoziation in der Simulation getrennt für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 und getrennt für die beiden leptonischen Zerfallskanäle. Dargestellt ist der Unterschied* $\delta N_i = N_{i,Daten} - N_{i,MC}$ *wobei* $N_{i,Daten}$ *bzw.* $N_{i,MC}$ *den Anteil der Ereignisse in den Daten und in der Monte-Carlo-Simulation bezeichnen, die ein Signal in dem jeweiligen Vorwärtsdetektor i haben.*

auch mit Hilfe eines linearen Gleichungssystems bestimmen [44]. Diese Methode wird als

- ☐ GL-Methode

bezeichnet. Mit dieser Methode kann die MC-Methode überprüft werden. Es wird keine Annahme über das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation gemacht, es werden jedoch die Selektionswahrscheinlichkeiten aus der Simulation benötigt. Für die gemessene Anzahl der Kandidaten N_{notag} im **elastischen J/ψ-Datensatz** (ohne Vorwärtssignal) gilt:

$$N_{notag} = \epsilon^{ela}_{notag} N_{ela} + \epsilon^{pd}_{notag} N_{pd}. \tag{8.14}$$

ϵ^{ela}_{notag} sowie ϵ^{pd}_{notag} bezeichnen die Wahrscheinlichkeiten für simulierte elastische Ereignisse (ela) und simulierte Ereignisse mit Proton-Dissoziation (pd) nach allen Selektionsschnitten in den **elastischen J/ψ-Datensatz** zu gelangen. Die tatsächliche Anzahl von Ereignissen mit elastischer J/ψ-Produktion wird mit N_{ela} bezeichnet, die Anzahl von Ereignissen mit Proton-Dissoziation mit N_{pd}.
Entsprechend gilt für die Anzahl der gemessenen Kandidaten N_{tag} im **J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation** (mit Vorwärtssignal):

$$N_{tag} = \epsilon^{ela}_{tag} N_{ela} + \epsilon^{pd}_{tag} N_{pd}. \tag{8.15}$$

Dabei bezeichnen ϵ^{ela}_{tag} und ϵ^{pd}_{tag} die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten für simulierte Ereignisse in den **J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation** zu gelangen. Mit diesem linearen Gleichungssystem können N_{ela} und N_{pd} in Intervallen von $W_{\gamma p}$ oder p_t^2 bestimmt werden [44]. Hiermit können dann die ep-Wirkungsquerschnitte für elastische J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation berechnet werden:

$$\sigma^{ela}_{ep} = \frac{N_{ela}(1 - f_{\psi'})}{\epsilon_{acc} \cdot BR \cdot \mathcal{L}} \tag{8.16}$$

für elastische J/ψ-Produktion sowie

$$\sigma^{pd}_{ep} = \frac{N_{pd}(1 - f_{\psi'})}{\epsilon_{acc} \cdot BR \cdot \mathcal{L}} \tag{8.17}$$

für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation.
Dieses Verfahren kann numerische Ungenauigkeiten beinhalten, da die Wahrscheinlichkeiten ϵ^{ela}_{tag} und ϵ^{pd}_{notag} klein sind. Deshalb wird für die endgültige Analyse der Untergrundabzug mit Hilfe der Monte-Carlo-Simulation vorgenommen.

8.5.3 Systematischer Fehler der Trennung

Der systematische Fehler für die Trennung von elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation wird anhand mehrerer Methoden abgeschätzt:

- Variation der **$1/M_X^k$ Abhängigkeit** des Wirkungsquerschnittes in der J/ψ-Simulation mit Proton-Dissoziation zwischen $k = 2$ und $k = 2.5$. Es resultiert ein systematischer Fehler von 2%.

- Verwendung eines Modells mit **isotroper Fragmentation** für die Hadronisation des dissoziierten Protons, anstelle des Lund-String Modelles bei der Simulation von Ereignissen mit Proton-Dissoziation. Man erhält einen systematischen Fehler von 3%.

- **Vorwärtsdetektoren:** Verwendung von jeweils zwei Vorwärtsdetektoren anstelle aller drei Detektoren für die Trennung des Zwei-Spur J/ψ-Datensatzes:

  V1: Verwendung aller drei Vorwärtsdetektoren,

  V2: Verwendung von Proton-Remnant-Tagger und LAr-Kalorimeter und

  V3: Verwendung von Vorwärtsmyonsystem und LAr-Kalorimeter.

- **Variation der Methode:** Verwendung eines linearen Gleichungssystems zur Bestimmung beider Wirkungsquerschnitte [44] (GL-Methode) anstelle der MC-Methode.

Die Wirkungsquerschnitte für elastische J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation, die man aus den Methoden MC und GL unter Verwendung der drei verschiedenen Kombinationen V1 bis V3 erhält, werden miteinander verglichen (siehe Abbildung 8.4 und 8.11). Aus diesem Vergleich erhält man einen systematischen Fehler von 10%. Dieser Fehler ist in Übereinstimmung mit dem Vergleich der Signale in den Vorwärtsdetektoren in Daten und in der Monte-Carlo-Simulation, wie in Abschnitt 7.3.3 durchgeführt. Mit diesem Verfahren wird der Fehler konservativ abgeschätzt, da berücksichtigt werden muß, daß die drei Vorwärtsdetektoren in unterschiedlichen Bereichen der Masse des hadronischen Systems M_X effizient sind (siehe Abbildung 7.15). Für die Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation wird insgesamt ein systematischer Fehler von 10% angenommen. Der Fehler ist für die Bestimmung des elastischen Wirkungsquerschnittes und für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation gleich, da der Zwei-Spur J/ψ-Datensatz in disjunkte Teilmengen aufgeteilt wird (Abbildung 7.14) und beide Wirkungsquerschnitte von gleicher Größenordnung sind.

8.6 Systematische Fehler

Die verwendeten systematischen Fehler für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes gemäß Gleichung 8.1 sind in Tabelle 8.1 zusammengefaßt. Es gibt drei Hauptbeiträge: den systematischen Fehler für die Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation, den systematischen Fehler des Triggers und den Fehler für den Nachweis eines Leptonpaares.

Den größten Fehler erhält man durch die Trennung von elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation durch ein Signal in den Vorwärtsdetektoren. Dieser Fehler beträgt 10%.

Der Beitrag des Fehlers für die Triggerstufen (L1-L4) beträgt für $\mu^+\mu^-$ Paare 8% und für e^+e^- Paare 7%. Diese großen systematischen Fehler sind darauf zurückzuführen, daß mehrere Subtrigger verwendet werden müssen, die jeweils aus einer Vielzahl von Triggerbedingungen bestehen.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Myon zu identifizieren, weist einen systematischen Fehler von 4% auf, für Elektronen beträgt der systematische Fehler 3%. Die Rekonstruktion einer Spur im Spurkammersystem hat einen systematischen Fehler von 2%. Da zur Untergrundunterdrückung für die Selektion jeweils zwei identifizierte Letonen verlangt werden, resultiert ein systematischer Fehler für die Selektionswahrscheinlichkeit von 6% für $\mu^+\mu^-$ Paare und 5% für e^+e^- Paare.

Nach quadratischer Addition aller systematischen Fehler erhält man einen systematischen Fehler von 16% für $\mu^+\mu^-$ Paare und 15% für e^+e^- Paare.

	$\mu^+\mu^-$	e^+e^-
Trennung elastisch/P.Diss.	10%	
Trigger	8%	7%
Identifikation eines Leptons	4%	3%
Rekonstruktion einer Spur	2%	
Akzeptanz	4%	
Zerfallswahrscheinlichkeit	3.5%	
Photonfluß	2%	
Luminosität	1.5%	
ψ' -Untergrund	2%	
Total	16 %	15%

Tabelle 8.1: **Systematische Fehler:** *Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden diese Fehler quadratisch addiert.*

8.7 Elastische J/ψ-Produktion

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für elastische J/ψ-Produktion wird der **elastische J/ψ-Datensatz** (Zwei-Spur J/ψ-Datensatz ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren, siehe Abschnitt 7.3.3) verwendet. Akzeptanz, Selektionswahrscheinlichkeit und Triggerwahrscheinlichkeit werden mit der elastischen J/ψ-Simulation (DIFFVM) bestimmt, wie in Abschnitt 8.1 beschrieben.

8.7.1 Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

Der ep-Wirkungsquerschnitt sowie der γp-Wirkungsquerschnitt werden als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ in vier $W_{\gamma p}$-Intervallen ermittelt. In Tabelle 8.2 werden für diese vier $W_{\gamma p}$-Intervalle die Anzahl der selektierten J/ψ-Kandidaten für beide leptonischen Zerfallskanäle und beide analysierten Datennahmeperioden, alle benötigten Akzeptanzen und Nachweiswahrscheinlichkeiten sowie die resultierenden Wirkungsquerschnitte zusammengefaßt.

Akzeptanz, Selektions- und Triggerwahrscheinlichkeit

In Abbildung 8.3 sind Akzeptanz, Selektionswahrscheinlichkeit und Triggerwahrscheinlichkeit als Funktion von $W_{\gamma p}$ getrennt für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 und für beide leptonischen Zerfallskanäle dargestellt. Trigger- und Selektionswahrscheinlichkeit nehmen für $\mu^+\mu^-$ Paare leicht mit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ zu, da die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon den zentralen Myondetektor erreicht, im Bereich der hinteren Endkappe größer als im Zentralbereich oder in Vorwärtsrichtung ist. Ereignisse mit Zerfallslepton in Rückwärtsrichtung sind bevorzugt bei hohen Werten von $W_{\gamma p}$ angesiedelt. Die Selektionswahrscheinlichkeit steigt von $\approx 40\%$ bei $W_{\gamma p} = 45\,\mathrm{GeV}$ auf $\approx 60\%$ bei $W_{\gamma p} = 135\,\mathrm{GeV}$, die Triggerwahrscheinlichkeit in dem selben Bereich von $\approx 35\%$ auf $\approx 80\%$. In der Datennahmeperiode 1995 war die Triggerwahrscheinlichkeit bis zu 20% kleiner als 1994, da die Trigger-Unterdrückungsfaktoren der Trigger des zentralen Myonsystems 1995 höher als 1994 waren.

Das Produkt aus Selektions- und Triggerwahrscheinlichkeit ist für e^+e^- Paare nahezu unabhängig von $W_{\gamma p}$. Die Triggerwahrscheinlichkeit nimmt mit der Schwerpunktsenergie zu, die Selektionswahrscheinlichkeit nimmt mit der Schwerpunktsenergie ab, da die Elektronen nur im LAr-Kalorimeter nachgewiesen werden. Für die Datennahmeperiode 1995 sind sowohl Selektions- als auch Triggerwahrscheinlichkeit deutlich kleiner als 1994, da 1995 härtere Selektionskriterien an die Zerfallselektronen gestellt wurden und der Trigger-Unterdrückungsfaktor für den Trigger des LAr-Kalorimeters 1995 deutlich gegenüber 1994 erhöht wurde.

Die aus dem Produkt von geometrischer Akzeptanz ($\approx 60\%$), Selektions- und Triggerwahrscheinlichkeit resultierende Nachweiswahrscheinlichkeit ist für beide leptonischen Zerfallskanäle und für beide analysierten Datennahmeperioden kleiner als 20%.

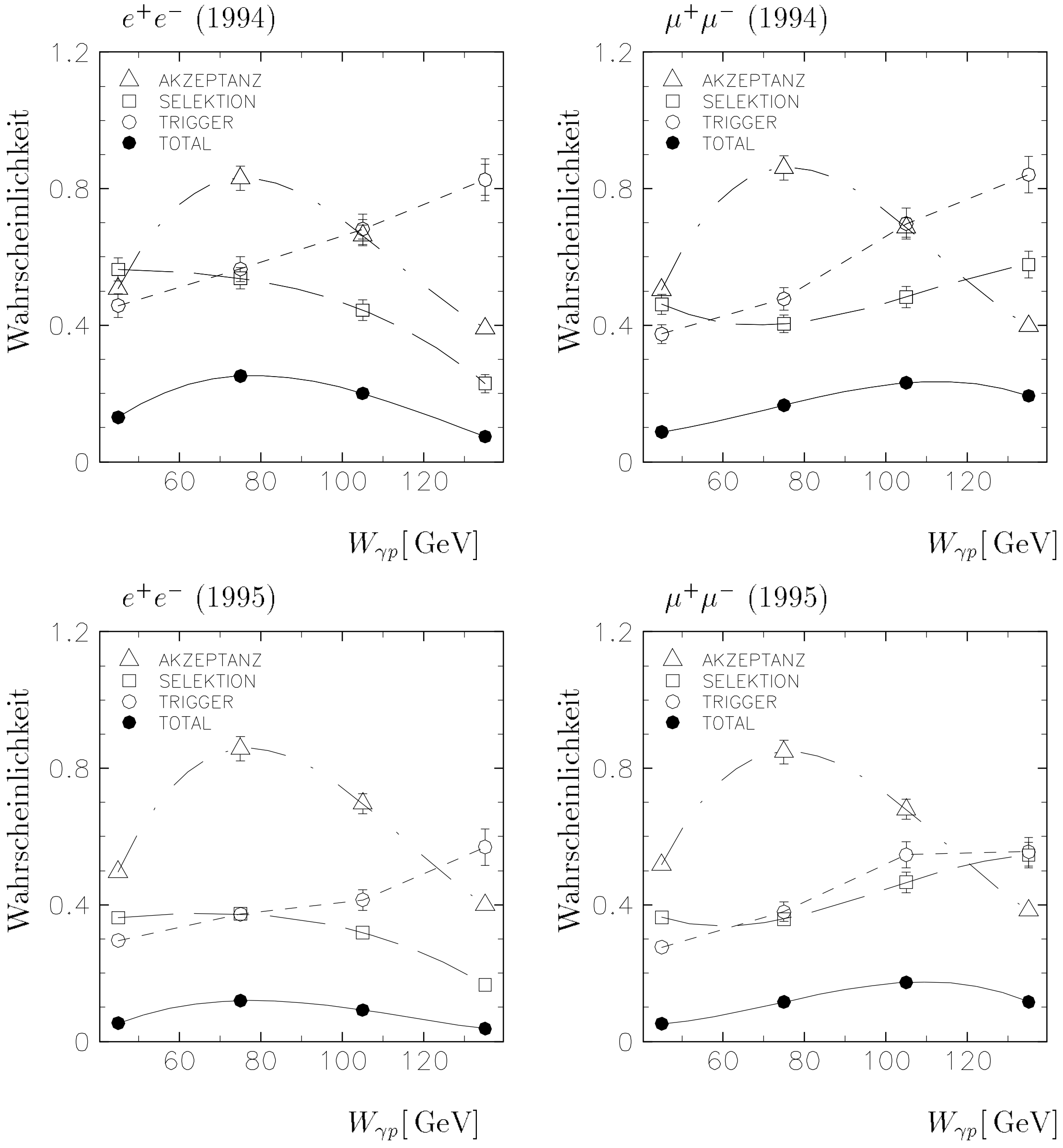


Abbildung 8.3: **Elastische J/ψ-Produktion:** *Akzeptanz (△), Selektionswahrscheinlichkeit (□) und Triggerwahrscheinlichkeit (○) sowie das Produkt dieser drei Wahrscheinlichkeiten (●) als Funktion von $W_{\gamma p}$ für die Zerfallskanäle $J/\psi \to e^+e^-$ und $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ und für die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Die Akzeptanz ist für beide Kanäle gleich. Die Fehlerbalken beinhalten quadratisch addierte systematische und statistische Fehler. Die Linien verbinden lediglich die jeweiligen Symbole.*

Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Für die endgültige Analyse wird die MC-Methode in Kombination mit allen Vorwärtsdetektoren (V1) ausgewählt (Abschnitt 8.5). Die Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte sind in Tabelle 8.2 und Abbildung 8.4 für den myonischen und elektronischen Zerfallskanal getrennt für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 aufgeführt. Dabei werden Akzeptanz ϵ_{acc} und der Untergrund an Ereignissen mit Proton-Dissoziation $(1 - f_{p.diss})$ für beide Zerfallskanäle gemittelt.

Im Vergleich hierzu sind die Ergebnisse der anderen fünf Methoden in Abbildung 8.4 als Histogramme dargestellt. Hieraus wird der systematischer Fehler für die Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation in Abschnitt 8.5 abgeschätzt.

Bei getrennter Behandlung der beiden leptonischen Zerfallskanäle und der beiden verwendeten Datennahmeperioden haben statistischer und systematischer Fehler bei der vorgenommenen Wahl der Intervallbreite die gleiche Größenordnung.

Aus den ep-Wirkungsquerschnitten wird mit Hilfe des Photonflusses der γp-Wirkungsquerschnitt berechnet. Sowohl Photonfluß als auch die errechneten γp-Wirkungsquerschnitte befinden sich für beide leptonischen Zerfallskanäle und beide analysierten Datennahmeperioden in Tabelle 8.2.

Die Ergebnisse beider leptonischer Zerfallskanäle und beider verwendeter Datennahmeperioden sind innerhalb der Fehler vergleichbar. Deshalb werden die vier angegebenen γp-Wirkungsquerschnitte mit dem jeweiligen statistischen Fehler σ_{stat} mit $1/\sigma_{stat}^2$ als Gewicht gemittelt und werden in Abbildung 8.5 und Tabelle 8.2 angegeben. Für den kombinierten Wirkungsquerschnitt ist bei Einteilung des Wirkungsquerschnittes in vier Intervalle in $W_{\gamma p}$ der systematische Fehler etwa doppelt so groß wie der statistische Fehler.

Unter der Annahme einer Steigung des Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie gemäß $W_{\gamma p}^{\delta}$ mit $\delta = 0.6$ erhält man eine Binkorrektur (siehe Abschnitt 8.2) von etwa $-4\,\mathrm{GeV}$ relativ zur Intervallmitte für die Datennahmeperiode 1994 bzw. von etwa $-3\,\mathrm{GeV}$ für die Datennahmeperiode 1995. Dabei wird berücksichtigt, daß $Q^2 < 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1994 und $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1995 gilt. Für die Kombination beider Datennahmeperioden wird eine Binkorrektur von etwa $-3.5\,\mathrm{GeV}$ relativ zur $W_{\gamma p}$ Intervallmitte verwendet. Die so erhaltenen Mittelwerte W_0 sind in Tabelle 8.2 angegeben.

Vergleich mit anderen Experimenten

Die Resultate dieser Analyse (H1 94+95) werden in Abbildung 8.5 mit einer weiteren H1-Messung (H1 94) [41] der Datennahmeperiode 1994 bei $W_{\gamma p} = 185\,\mathrm{GeV}$, die das rückwärtige Kalorimeter für den Nachweis von Elektronen verwendet, sowie mit Messungen des ZEUS-Experimentes [98] und Messungen bei niedrigeren Schwerpunktsenergien [99] verglichen. Im Bereich niedriger Schwerpunktsenergien sind die Resultate der Experimente E401, E516 und E687 dargestellt. Diese Experimente unterscheiden zwischen elastischer und inelastischer J/ψ-Produktion (Anhang D). Von den restlichen in Anhang D angegebenen Experimenten (NA 14, EMC, NMC) werden für diese Arbeit lediglich die Steigungsparameter benutzt. Andere Experimente (SLAC, Cornell,

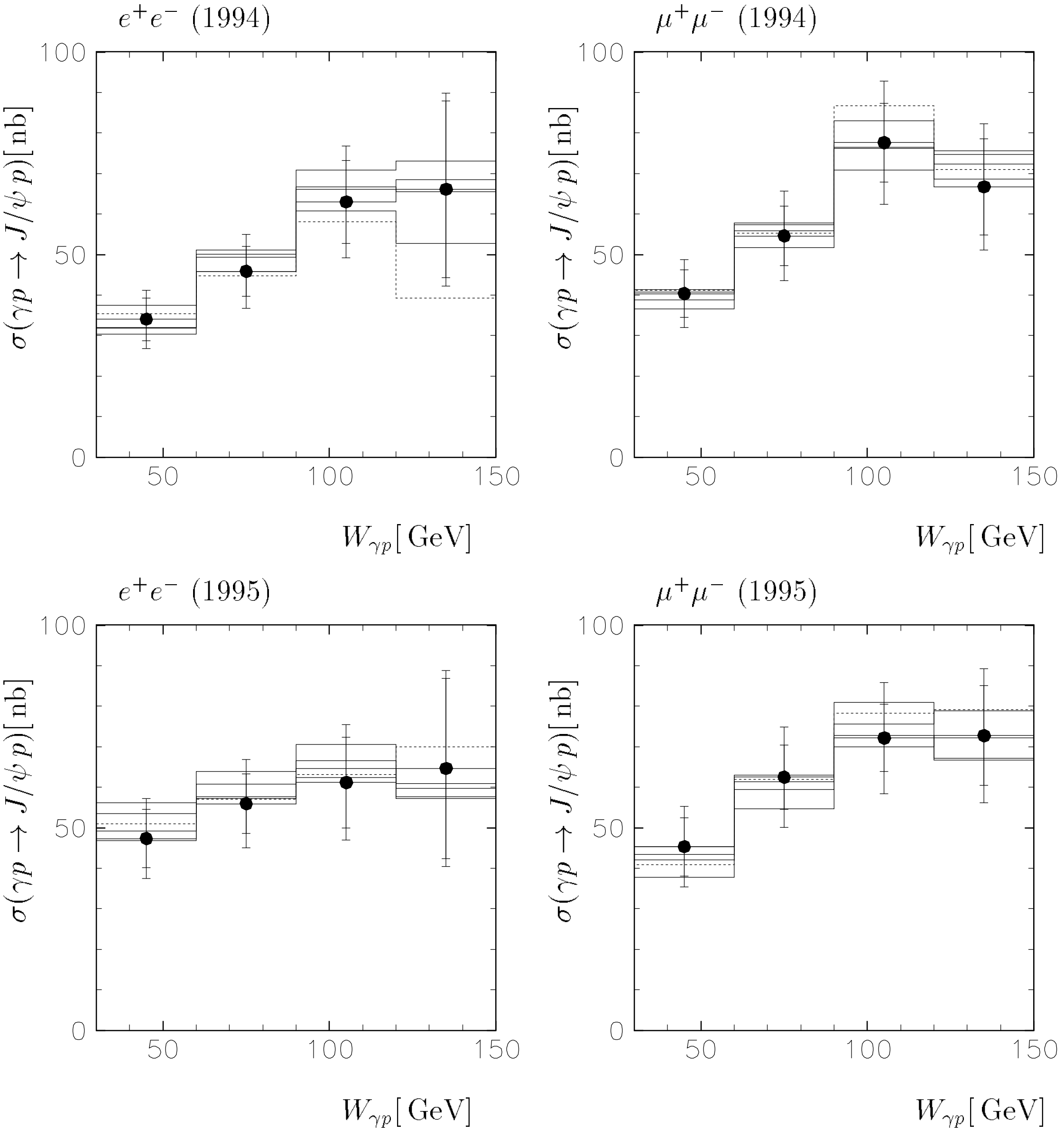


Abbildung 8.4: **Elastische J/ψ-Produktion:** *Vergleich der anhand aller sechs Methoden (*MC- *und* GL-Methode *mit den Kombinationen der Vorwärtsdetektoren* V1 *bis* V3*) bestimmten γp-Wirkungsquerschnitte als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal sowie für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 getrennt. Die Standardmethode (*MC-Methode *mit* V1*), die für die endgültige Analyse verwendet wird, ist mit (•)-Symbolen bezeichnet. Zum Vergleich ist die* GL-Methode *mit* V1 *als gestrichelte Linie dargestellt. Die inneren Fehlerbalken beinhalten die statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken beinhalten statistische und systematische Fehler quadratisch addiert.*

E25, E87, BPF) unterscheiden nicht hinreichend zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen und werden hier nicht zum Vergleich herangezogen [87, 83].
Die Ergebnisse dieser Analyse sind in guter Übereinstimmung mit den Messungen der ZEUS-Kollaboration für die Datennahmeperioden 1993 und 1994.
Sowohl für HERA-Daten alleine als auch unter Berücksichtigung der Daten der Experimente bei niedriger Schwerpunktsenergie erhält man einen steilen Anstieg des totalen Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie. Für die HERA-Daten liegt der Wirkungsquerschnitt bei etwa $\sigma_{\gamma p} \approx 40\,\text{nb}$ bei $W_{\gamma p} \approx 45\,\text{GeV}$ und wächst auf etwa $\sigma_{\gamma p} \approx 100\,\text{nb}$ bei $W_{\gamma p} \approx 185\,\text{GeV}$ an. Die HERA-Daten liegen fast eine Größenordnung über den Daten bei niedriger Schwerpunktsenergie ($\sigma_{\gamma p} \approx 15\,\text{nb}$ bei $W_{\gamma p} \approx 20\,\text{GeV}$).

Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte können mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Hierzu werden das Donnachie-Landshoff-Modell (Abschnitt 2.3) und das Ryskin-Modell (Abschnitt 2.4) verwendet. Beide Modelle machen keine genauen Vorhersagen für den Absolutwert des totalen Wirkungsquerschnittes, es kann lediglich der Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie verglichen werden.
Eine χ^2-Anpassung[1] der Form $\sigma_{\gamma p} \propto W_{\gamma p}^{\delta}$, die gewählt wird, um die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit dem Donnachie-Landshoff-Modell vergleichen zu können, ergibt für die Daten der Datennahmeperioden 1994 und 1995 folgende Parameter:

- eine Steigung $\delta = 0.55 \pm 0.17$ für die Meßpunkte dieser Analyse der Datennahmeperioden 1994 und 1995 kombiniert,
- $\delta = 0.56 \pm 0.13$ für die Meßpunkte dieser Analyse und den vorläufigen Meßpunkt in Rückwärtsrichtung bei $W_{\gamma p} = 185\,\text{GeV}$,
- $\delta = 0.60 \pm 0.12$ für die H1- und ZEUS-Meßpunkte sowie
- $\delta = 0.91 \pm 0.07$ für alle abgebildeten Meßpunkte einschließlich der Messungen der Experimente bei niedriger Schwerpunktsenergie.

Um die Daten von HERA und der Experimente bei niedriger Schwerpunktsenergie gleichzeitig beschreiben zu können, scheint die Annahme eines Wirkungsquerschnittes proportional zu $W_{\gamma p}^{\delta}$ eine zu einfache Parametrisierung zu sein. Im Vergleich hierzu sagt das Donnachie-Landshoff-Modell eine Steigung $\delta = 0.32$ voraus, sofern kein *Shrinkage* angenommen wird. Unter Berücksichtigung von *Shrinkage* erhält man eine effektive Steigung von $\delta = 0.22$. In Abbildung 8.5a ist die Vorhersage $\delta = 0.32$ zusammen mit der Anpassung $W_{\gamma p}^{0.9}$ dargestellt. Die im Donnachie-Landshoff-Modell angenommene Steigung hat einen zu flachen Anstieg, sie kann den gemessenen Wirkungsquerschnitt nicht beschreiben. Bei Verwendung der HERA Daten kann die Vorhersage des Donnachie-Landshoff-Modells mit zwei bis drei Standardabweichungen ausgeschlossen

---

[1] Zur Bestimmung des Fehlers der Anpassung wurden statistischer Fehler und der volle systematische Fehler verwendet, um eine konservative Abschätzung des Fehlers zu erhalten. Der systematische Fehler ist zum überwiegenden Teil von der Schwerpunktsenergie abhängig.

werden. Verwendet man alle Daten, so ist die Anpassung bis zu 10 Standardabweichungen von der Vorhersage des Donnachie-Landshoff-Modells entfernt.

In Abbildung 8.5b werden die Messungen mit Vorhersagen des Ryskin-Modells [74] mit verschiedenen Strukturfunktionen verglichen. Der starke Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie wird in diesem Modell durch die Zunahme der Gluondichte im Proton zu kleinen Werten von x hin erklärt. Die Rechnungen unter Verwendung der Strukturfunktion MRS(A') beschreiben den Wirkungsquerschnitt der Form nach im gesamten Bereich der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Die errechneten Wirkungsquerschnitte – aufbauend auf den Gluondichten GRV und MRS(G) – haben eine zu große Steigung und beschreiben die Daten nicht. Der Wirkungsquerschnitt, der auf Rechnungen erster Ordnung im Rahmen des Ryskin-Modells basiert, liegt geringfügig unter den endgültigen Rechnungen und hat aber eine mit der vollständigen Rechnung vergleichbare Steigung.

Um die vier Meßpunkte dieser Analyse mit den Vorhersagen des Ryskin-Modells quantitativ vergleichen zu können, wird das minimale χ^2 zwischen den Meßpunkten und den Vorhersagen des Modells gebildet, wobei die Normierung der Vorhersagen ein freier Parameter ist. Man erhält ein

- $\chi^2 = 0.46$ mit der Strukturfunktion MRS(A'),
- $\chi^2 = 0.54$ mit den Rechnungen erster Ordnung unter Verwendung von MRS(A'),
- $\chi^2 = 16.8$ mit der Strukturfunktion GRV und
- $\chi^2 = 396$ mit der Strukturfunktion MRS(G).

Innerhalb der Daten dieser Analyse wird die Strukturfunktion MRS(A') deutlich bevorzugt, die Rechnungen in erster Ordnung und die endgültigen Rechnungen unterscheiden sich nicht wesentlich.

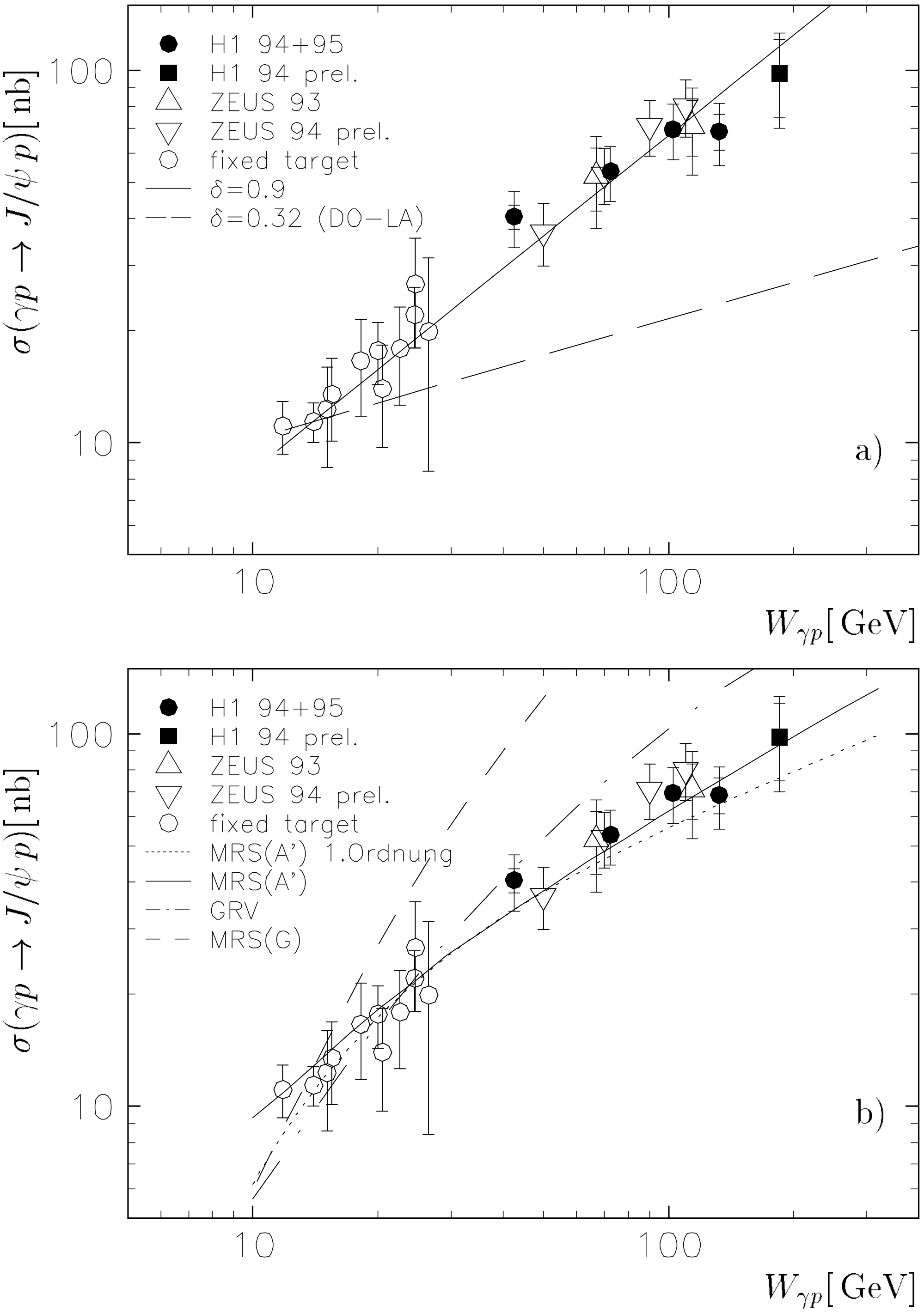


Abbildung 8.5: *Totaler Wirkungsquerschnitt für* **elastische J/ψ-Produktion:** *H1-Messungen der Datennahmeperioden 1994 und 1995 (● diese Analyse) und der Datennahmeperioden 1994 (■ H1-Analyse in Rückwärtsrichtung bei* $W_{\gamma p} = 185\,GeV$*) im Vergleich mit Messungen der ZEUS-Kollaboration (*$\triangle\nabla$*) und verschiedener Niederenergieexperimente (○). Die inneren Fehlerbalken berücksichtigen die statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken berücksichtigen statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Die Daten werden verglichen mit theoretischen Vorhersagen a) im Donnachie-Landshoff-Modell und b) im Ryskin-Modell mit verschiedenen Strukturfunktionen (MRS(A'), GRV, MRS(G)) sowie für Rechnungen erster Ordnung, wobei die Gluondichte MRS(A') Verwendung findet.*

$W_{\gamma p}$[GeV]	30–60	60–90	90–120	120–150
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ (1994)				
Ereignisse(bg.corr.)	52.0±7.5	64.0±8.6	80.0±10.0	37.0±6.6
ϵ_{acc}	0.505±0.020	0.846±0.034	0.675±0.027	0.395±0.016
$1 - f_{p.diss.}$	0.85±0.09	0.88±0.10	0.87±0.10	0.88 ±0.10
ϵ_{sel}	0.461±0.028	0.404±0.024	0.483±0.029	0.578±0.035
$\epsilon_{trigger}$	0.374±0.030	0.477±0.038	0.698± 0.056	0.841±0.067
$\sigma(ep \to eJ/\psi p)$[nb]	3.0±0.4±0.5	2.0±0.3±0.3	1.8±0.2±0.3	1.0±0.2±0.2
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ (1995)				
Ereignisse (bg.corr.)	45.0±7.1	73.0±9.3	78.0±8.9	35.0±5.9
$1 - f_{p.diss.}$	0.87±0.10	0.85±0.09	0.86±0.09	0.85 ±0.09
ϵ_{sel}	0.364±0.022	0.359±0.022	0.466±0.028	0.545±0.033
$\epsilon_{trigger}$	0.276±0.022	0.379±0.030	0.547± 0.044	0.556±0.044
$\sigma(ep \to eJ/\psi p)$[nb]	3.1±0.5±0.5	2.2±0.3±0.3	1.6±0.2±0.2	1.0±0.2±0.2
$J/\psi \to e^+e^-$ (1994)				
Ereignisse (bg.corr.)	48.4±7.5	62.5±8.5	43.1±7.1	10.6±3.5
$1 - f_{p.diss.}$	0.85±0.09	0.88±0.10	0.87±0.10	0.88 ±0.10
ϵ_{sel}	0.563±0.028	0.537±0.027	0.444± 0.022	0.229±0.011
$\epsilon_{trigger}$	0.457±0.032	0.564±0.039	0.681± 0.048	0.826±0.058
$\sigma(ep \to eJ/\psi p)$[nb]	2.5±0.4±0.4	1.7±0.2±0.2	1.4±0.2±0.2	1.0±0.3±0.1
$J/\psi \to e^+e^-$ (1995)				
Ereignisse (bg.corr.)	50.1±7.6	66.9±8.8	34.3±6.3	9.7±3.3
$1 - f_{p.diss.}$	0.87±0.10	0.85±0.09	0.86±0.09	0.85 ±0.09
ϵ_{sel}	0.363±0.018	0.373±0.019	0.319± 0.016	0.166±0.008
$\epsilon_{trigger}$	0.295±0.021	0.373±0.026	0.415± 0.029	0.569±0.040
$\sigma(ep \to eJ/\psi p)$[nb]	3.3±0.5±0.5	1.9±0.3±0.3	1.3±0.2±0.2	0.9±0.3±0.1
$J/\psi \to \ell^+\ell^-$				
W_0[GeV]	41.4	71.1	101.0	130.7
$\Phi_{\gamma/e}$(1994)	0.0736	0.0370	0.0229	0.0149
$\sigma(\gamma p \to J/\psi p)^{\mu\mu}_{94}$[nb]	40.4±5.8±6.5	54.6±7.3±8.7	77.6±9.7±12.4	66.7±11.8±10.7
$\sigma(\gamma p \to J/\psi p)^{ee}_{94}$[nb]	34.0±5.3±5.1	45.8±6.2±6.9	63.0±10.3±9.5	66.1±21.8±9.9
W_0[GeV]	42.3	72.2	101.9	131.6
$\Phi_{\gamma/e}$(1995)	0.0692	0.0348	0.0215	0.0140
$\sigma(\gamma p \to J/\psi p)^{\mu\mu}_{95}$[nb]	45.3±7.2±7.2	62.5±8.0±10.0	72.1±8.2±11.5	72.7±12.3±11.6
$\sigma(\gamma p \to J/\psi p)^{ee}_{95}$[nb]	47.3±7.2±7.1	55.9±7.3±8.4	61.2±11.2±9.2	64.6±22.3±9.7
W_0[GeV]	41.7	71.5	101.4	131.2
$\sigma(\gamma p \to J/\psi p)$[nb]	40.5±3.1±6.3	53.6±3.5±8.3	69.4±4.9±10.7	68.6±7.5±10.6

Tabelle 8.2: **Elastische J/ψ-Produktion:** *Selektionswahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitte in beiden Zerfallskanälen für die beiden untersuchten Datennahmeperioden 1994 und 1995. Die Anzahl der Ereignisse ist auf nichtresonanten Untergrund korrigiert. Zusätzlich wird ein Untergrundanteil von 4% für diffraktive ψ' Produktion abgezogen. Die Fehler der Wahrscheinlichkeiten sind systematische Fehler, der erste Fehler der Wirkungsquerschnitte ist der statistische Fehler, der zweite Fehler ist der systematische Fehler. Der Photonfluß und die Binkorrektur sind für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 unterschiedlich, da für die Datennahmeperiode 1994 ein Veto auf Energie im BEMC einen Schnitt $Q^2 \leq 3.5\ GeV^2$ bedeutet und für die Datennahmeperiode 1995 ein Veto auf Energie im SPACAL einen Schnitt $Q^2 \leq 1\ GeV^2$.*

8.7.2 Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t^2

Die Verteilung der Variablen t, des Impulsübertrages am Proton-Vertex, kann für $Q^2 \approx 0\,\mathrm{GeV}^2$ durch $-p_t^2$ angenähert werden (siehe Abschnitt 2.1 und Abschnitt 7.1). Dabei ist p_t der Transversalimpuls des J/ψ-Mesons im Laborsystem. Im Regge-Modell [69] hat die t-Verteilung die Form $\exp(-b|t|)$, wobei die Steigung b mit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gemäß

$$b = b_0 + 2\alpha' \ln W_{\gamma p}^2 / W_0^2 \tag{8.18}$$

zunimmt (*Shrinkage*, siehe Abschnitt 2.3.2). Dabei ist b_0 die Steigung an der Stelle W_0, und für α' gilt im Donnachie-Landshoff-Modell $\alpha' = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$.
Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{ep}/dp_t^2$ wird für den kinematischen Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ berechnet.
Akzeptanz, Selektionswahrscheinlichkeit und Triggerwahrscheinlichkeit sind innerhalb der Fehler unabhängig von p_t^2. Die Triggerwahrscheinlichkeit nimmt leicht mit dem Transversalimpuls des J/ψ-Mesons ab, da der topologische Trigger zwei in der $(r\phi)$-Ebene gegenüberliegende Spuren verlangt. Mit zunehmendem Transversalimpuls sind die Zerfallsleptonen des J/ψ-Mesons nicht mehr balanciert, es wird unwahrscheinlicher, daß zwei gegenüberliegende Strahlen des topologischen Triggers (S54) ansprechen. Die Triggerwahrscheinlichkeiten des zentralen Myonsystems und des LAr-Kalorimeters nehmen mit dem Transversalimpuls des J/ψ-Mesons zu und gleichen den Abfall zum Teil aus.
In Abbildung 8.6 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^2$ für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 getrennt dargestellt. Es wurden die Daten beider Zerfallskanäle verwendet. Eine Log-Likelihood-Anpassung (siehe Anhang C) an die Daten im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ ergibt für $p_t^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$:

- $b = (3.9 \pm 0.2 \pm 0.2 \pm 0.4)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ (1994) und
- $b = (4.2 \pm 0.3 \pm 0.2 \pm 0.4)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ (1995).

Der erste Fehler ist der statistische Fehler der Anpassung, der zweite Fehler ist der systematische Fehler, den man durch Variation der oberen p_t^2 Grenze zwischen $0.75\,\mathrm{GeV}^2$ und $1.25\,\mathrm{GeV}^2$ erhält. Hierdurch soll der Einfluß von Ereignissen mit hohem Q^2 abgeschätzt werden. Der dritte Fehler ist der Fehler, den man durch eine mögliche Abhängigkeit des systematischen Fehlers für die Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation, für die Triggerwahrscheinlichkeit und für die Lepton-Identifikation vom Transversalimpuls erhält. Dieser Fehler wird zu 10% abgeschätzt, es werden nur diejenigen Fehler verwendet, die nicht nur zu einer absoluten Änderung des Wirkungsquerschnittes führen.
Ebenfalls dargestellt sind in Abbildung 8.6 die Vorhersagen der Simulation für verschiedene Bereiche in Q^2. Hohe Werte von Q^2 sind bevorzugt bei hohen Transversalimpulsen angesiedelt. Für eine Anpassung im Bereich $p_t^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ unterscheiden sich die Q^2-Intervalle $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und $Q^2 < 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ nicht. Für die Anpassung wird die obere Grenze $p_t^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ gewählt, um möglichst unabhängig vom Einfluß von Ereignissen mit hohem Q^2 zu sein. Da die Ergebnisse beider Jahre vergleichbar sind, werden sie im folgenden gemittelt.

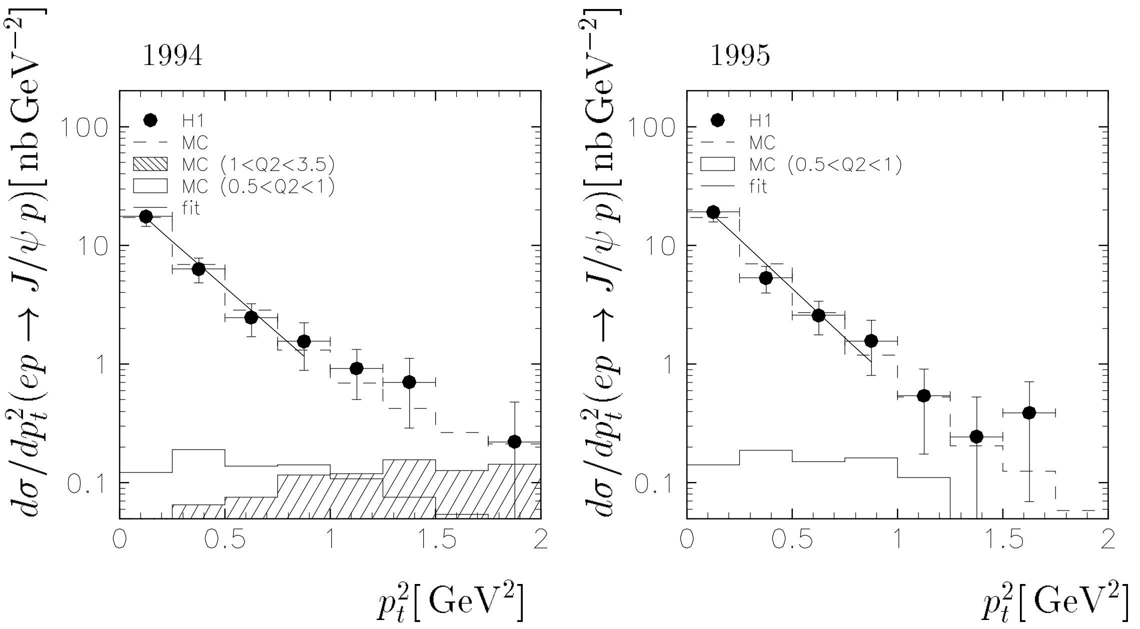


Abbildung 8.6: **Elastische J/ψ-Produktion:** *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^2(ep \rightarrow J/\psi\, p)$ für elastische J/ψ-Produktion getrennt für die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Dargestellt sind die H1-Meßpunkte, wobei statistische und systematische Fehler quadratisch addiert wurden, die Log-Likelihood-Anpassung der Form $\exp(-bp_t^2)$ sowie die Monte-Carlo-Vorhersage (DIFFVM) für Photoproduktion mit $Q^2 < 3.5\,GeV^2$ für die Datennahmeperiode 1994 und $Q^2 < 1\,GeV^2$ für die Datennahmeperiode 1995 sowie für eingeschränkte Bereiche von hohen Q^2. Für diese Bereiche wurde $0.5\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 1\,GeV^2$ (offenes Histogramm) und $1.0\,GeV^2 \leq Q^2 \leq 3.5\,GeV^2$ (schraffiertes Histogramm) gewählt.*

In Abbildung 8.7 ist der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^2$ für beide Datennahmeperioden und für beide Zerfallskanäle kombiniert dargestellt. Die bei Verwendung aller Daten deutlichen Ausläufer zu höheren p_t^2 Werten sind auf Ereignisse mit $Q^2 > 0$ zurückzuführen.

Eine Log-Likelihood-Anpassung an den Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^2$ für die Daten beider Datennahmeperioden und beider leptonischer Zerfallskanäle im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ ergibt für $p_t^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ für die Steigung b:

- $\boldsymbol{b = (4.1 \pm 0.2 \pm 0.2 \pm 0.4)\,\mathrm{GeV}^{-2}}$

Der erste Fehler ist wiederum der statistische Fehler, der zweite Fehler der systematische Fehler, den man durch Variation der oberen Grenze erhält. Der dritte Fehler ist der zusätzliche systematische Fehler von 10% (siehe oben). Eine χ^2 Anpassung ergibt einen um $\approx$ 5% kleineren Wert für die Steigung b, da im ersten Intervall durch die Mittelung Informationen verloren gehen.

Eine getrennte Log-Likelihood-Anpassung an die Elektronen- und Myonen Daten kombiniert für die beiden verwendeten Datennahmeperioden führt zu folgenden Steigungen b:

- $b = (4.0 \pm 0.3 \pm 0.1 \pm 0.4)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für Elektronen und

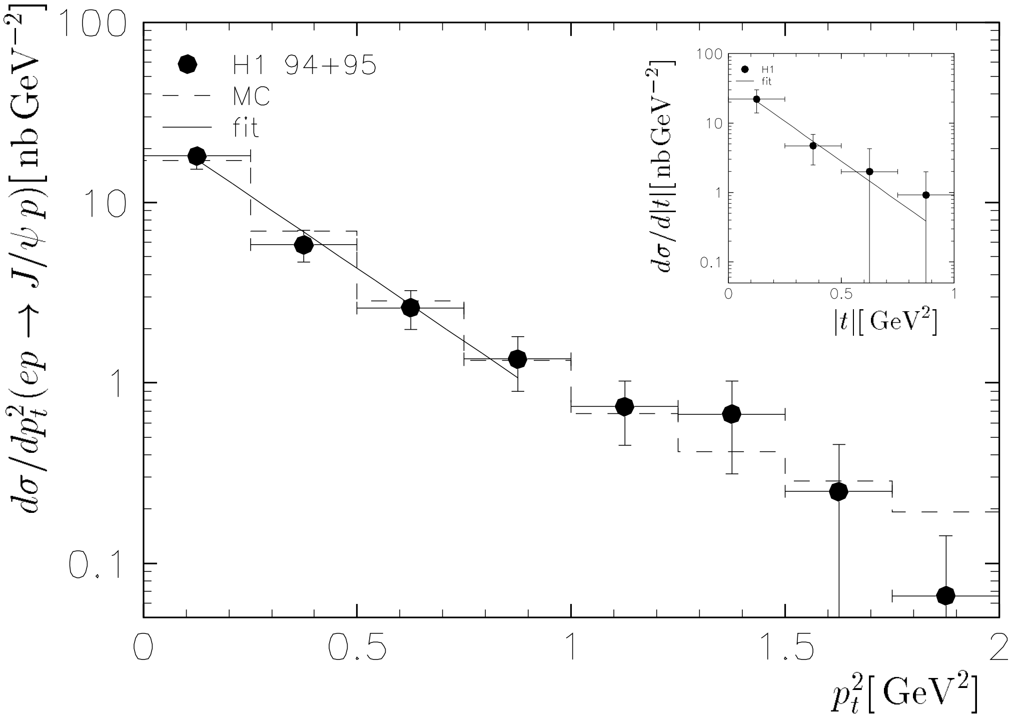


Abbildung 8.7: **Elastische J/ψ-Produktion:** *Differentieller Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/dp_t^2(ep \to J/\psi\,p)$ *für elastische* J/ψ*-Produktion kombiniert für die Datennahmeperioden 1994 und 1995 und für beide leptonischen Zerfallskanäle. Abgebildet sind die H1-Meßpunkte,wobei statistische und systematische Fehler quadratisch addiert wurden, die Log-Likelihood-Anpassung der Form* $\exp(-bp_t^2)$ *sowie die Monte-Carlo-Vorhersage (DIFFVM).* **Rechts oben** *befindet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von* $|t|$ *für Ereignisse der Datennahmeperiode 1995, bei denen das gestreute Elektron im Elektron-Tagger bei* -44 *m sichtbar ist.*

- $b = (4.3 \pm 0.2 \pm 0.1 \pm 0.4)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für Myonen.

Auch diese Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler gut überein. Die ZEUS-Kollaboration gibt bei einem mittleren $W_{\gamma p} = 90\,\mathrm{GeV}$ einen Steigungsparameter $b = 3.7 \pm 1.0$ für die Datennahmeperiode 1993 und $b = 4.0 \pm 0.8$ für die Datennahmeperiode 1994 an [98].

Korrekturen

Von theoretischem Interesse ist die t-Verteilung für Ereignisse mit $Q^2 = 0$. Bei der oben beschriebenen Messung wurden zwei Näherungen gemacht:

- $Q^2 \leq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1994 und $Q^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$ für die Datennahmeperiode 1995 anstelle von $Q^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$ und

- $t \approx -p_t^2$ für kleine Q^2, dabei wird p_t im Laborsystem gemessen.

Der erste Punkt führt zu einer um 15% kleiner gemessenen Steigung b, da Ereignisse mit $Q^2 > 0\,\mathrm{GeV}^2$ bei hohen p_t^2 verstärkt auftreten. Die zweite Näherung hat einen entgegengesetzten Effekt, so daß beide Näherungen eine systematische Abweichung von $\Delta b/b \approx -10\%$ ergeben. In der Monte-Carlo-Simulation wurde eine Steigung von $b = 4\,\mathrm{GeV}^{-2}$ generiert, für $Q^2 \leq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ ($Q^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$) erhält man nach einer Log-Likelihood-Anpassung in der Variablen t den Wert $b = 3.41\,\mathrm{GeV}^{-2}$ ($b = 3.44\,\mathrm{GeV}^{-2}$), bei Anpassung der Variablen p_t den Wert $b = 3.58\,\mathrm{GeV}^{-2}$ ($b = 3.63\,\mathrm{GeV}^{-2}$).
In Abbildung 8.7 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma(ep \rightarrow J/\psi\, p)/d|t|$ für Ereignisse der Datennahmeperiode 1995, bei denen das Elektron im Elektron-Tagger bei $-44\,\mathrm{m}$ nachgewiesen wurde, dargestellt. Man erhält 57 J/ψ-Kandidaten in beiden Zerfallskanälen. Für diese Photoproduktionsereignisse ist Q^2 mit $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ und einem mittleren Q^2 von $\langle Q^2 \rangle \approx 0.9 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{GeV}^2$ klein, es kann der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von $|t|$ bestimmt werden. Eine Anpassung ergibt für den Steigungsparameter

- $b = (5.3 \pm 1.8 \pm 1.7)\,\mathrm{GeV}^{-2}$.

Das Ergebnis ist innerhalb der großen Fehler in Übereinstimmung mit dem oben angegebenen Wert.

Zunahme des Steigungsparameters mit der Schwerpunktsenergie

Um zu überprüfen, ob *Shrinkage*, d.h. eine Zunahme des Steigungsparameters mit der Schwerpunktsenergie, vorliegt, wird für Elektronen- und Myonen-Daten gemeinsam in drei Intervallen in $W_{\gamma p}$ die Steigung b durch eine Log-Likelihood-Anpassung bestimmt:

- $b_{47.5\,\mathrm{GeV}} = (3.4 \pm 0.3 \pm 0.2 \pm 0.3)\,\mathrm{GeV}^{-2} \quad (30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 65\,\mathrm{GeV})$,
- $b_{82.5\,\mathrm{GeV}} = (4.1 \pm 0.3 \pm 0.2 \pm 0.4)\,\mathrm{GeV}^{-2} \quad (65\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 100\,\mathrm{GeV})$ und
- $b_{125\,\mathrm{GeV}} = (4.8 \pm 0.3 \pm 0.3 \pm 0.5)\,\mathrm{GeV}^{-2} \quad (100\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV})$.

Neben dem hier angegebenen statistischen Fehler der Log-Likelihood-Anpassung und dem systematischen Fehler, den man durch Variation der oberen Grenze für die Anpassung erhält, wird ein zusätzlicher systematischer Fehler für die Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation sowie für Trigger und Selektionsschnitte von 10% verwendet. Im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ erwartet man gemäß Gleichung 8.18 im Rahmen der Regge-Theorie eine Änderung der Steigung um $\Delta = 1.6\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei einem Wert $\alpha' = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$, der im Donnachie-Landshoff-Modell angenommen wird (siehe Abschnitt 2.3.2). Eine Anpassung der Form

$$b(W_{\gamma p}) = const + 2\alpha' \ln W_{\gamma p}^2$$

ergibt einen Wert

- $\alpha' = (0.36 \pm 0.21)\,\mathrm{GeV}^{-2}$

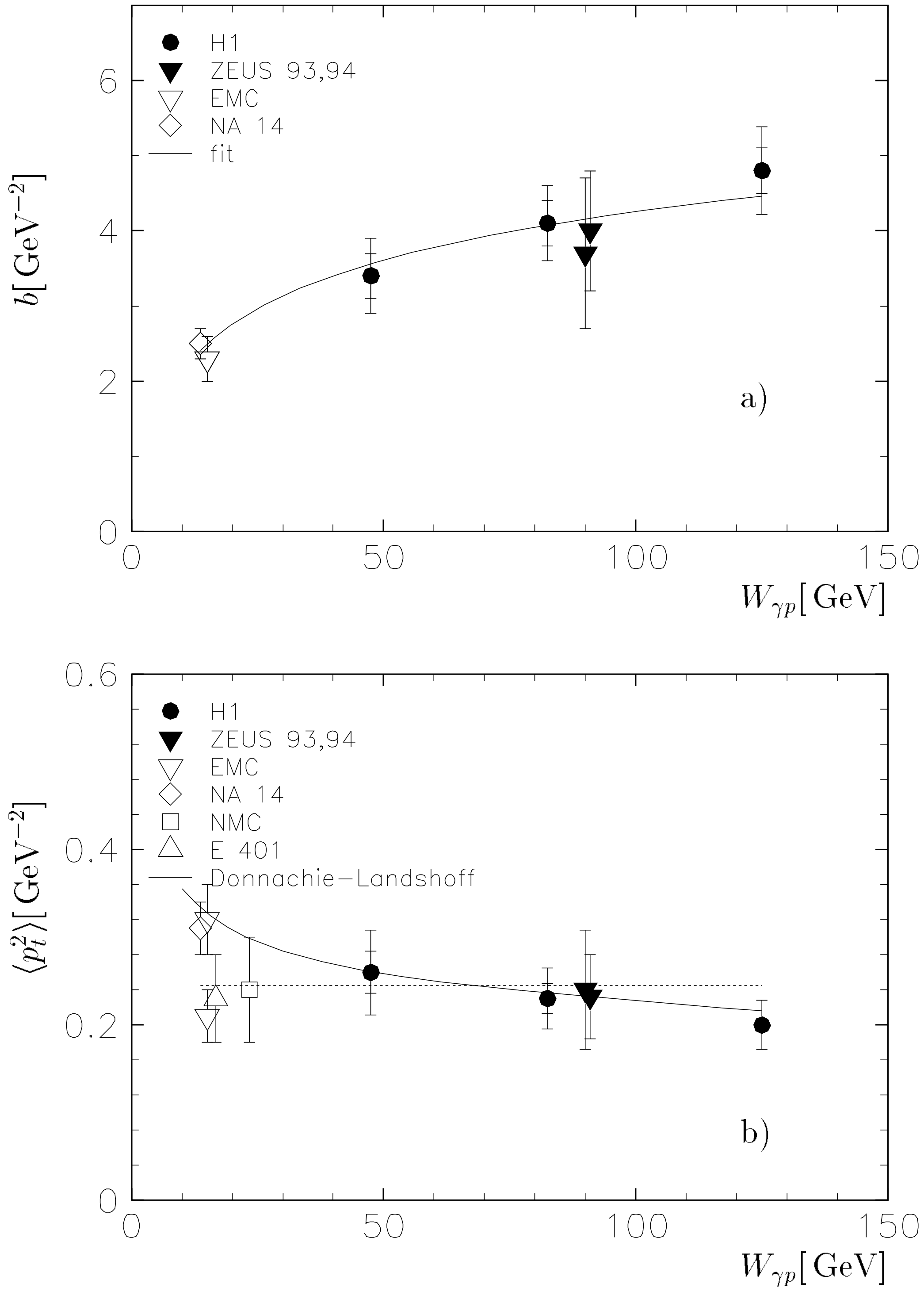


Abbildung 8.8: **Elastische J/ψ-Produktion:** **a)** *Steigungsparameter b der p_t^2-Verteilung für verschiedene Werte der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ dargestellt für diese Analyse (Datennahmeperioden 1994 und 1995 kombiniert) sowie für Messungen der ZEUS-Kollaboration und verschiedener Experimente bei niedrigeren Schwerpunktsenergien. An alle hier angegebenen experimentellen Werte wurde eine Funktion der Form $const + 2\alpha' \ln W_{\gamma p}^2$ mit $\alpha' = (0.23 \pm 0.05)\, GeV^{-2}$ angepaßt.* **b)** *Mittleres p_t^2 im Bereich $0 \le p_t^2 \le 1\, GeV^2$ für diese Analyse im Vergleich mit anderen Experimenten und der theoretischen Vorhersage des Donnachie-Landshoff-Modells sowie einer flachen Verteilung.*

in Übereinstimmung mit dem Donnachie-Landshoff-Modell. Hieraus erhält man eine Änderung der Steigung um $\Delta = (2.3 \pm 1.3)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ in dem angegebenen Bereich der Schwerpunktsenergie. Man erhält einen Hinweis auf *Shrinkage*, wobei die Signifikanz etwa zwei Standardabweichungen beträgt.

In Abbildung 8.8a sind die drei hier angegebenen Werte[2] für die Steigung b zusammen mit Messungen der ZEUS-Kollaboration[98] und Messungen von anderen Experimenten bei niedrigeren Energien [99], bei denen eine Anpassung der einfachen Form $\exp(-b|t|)$ durchgeführt wurde, dargestellt. An alle dargestellten experimentellen Werte wurde die Funktion $b(W_{\gamma p}) = const + 2\alpha' \ln W_{\gamma p}^2$ angepaßt. Man erhält

- $\alpha' = (0.23 \pm 0.05)\,\mathrm{GeV}^{-2}$,

ebenfalls in Übereinstimmung mit *Shrinkage* und etwa vier Standardabweichungen von einer flachen Verteilung entfernt.

Die Situation bei den meisten Experimenten bei niedrigen Energien ist unübersichtlich, da komplexere Funktionen an den differentiellen Wirkungsquerschnitt angepaßt wurden (siehe Anhang D). Die aus diesem Verfahren resultierenden Steigungsparameter b sind deutlich größer ($b \approx 5\,\mathrm{GeV}^{-2}$) als die Werte dieser Analyse. Deshalb werden in Abbildung 8.8b nicht die Steigungsprameter, sondern die mittleren Werte von p_t^2 im Bereich $0 \leq p_t^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$ miteinander verglichen. Ebenfalls dargestellt ist die Vorhersage des Donnachie-Landshoff-Modells sowie eine flache Verteilung. Im Rahmen der Ungenauigkeit dieses Verfahrens liegt kein weiterer Hinweis auf *Shrinkage* vor. Für die flache Verteilung erhält man im Vergleich mit allen Meßpunkten ein $\chi^2_{flach} \approx 14$, für die Vorhersage des Donnachie-Landshoff-Modells ein $\chi^2_{DO-LA} \approx 21$ bei 9 (flach) bzw. 8 (DO-LA) Freiheitsgraden.

Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

Die Form des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion von p_t^2 ist in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Regge-Theorie.

Neuere Abschätzungen [34] für den Steigungsparameter ergeben $b = R^2/3$, wobei R der Radius der Gluonverteilung im Proton ist. Mit $R = 0.6\,\mathrm{fm}$ erhält man einen Steigungsparameter $b = 3\,\mathrm{GeV}^{-2}$. Unter Hinzunahme eines Beitrages für den J/ψ–Photon-Vertex vergrößert sich der Steigungsparameter auf $b \approx 4\,\mathrm{GeV}^{-2}$, dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Messungen.

---

[2] Die Messungen wurden nicht auf den Einfluß von Ereignissen mit hohem Q^2 korrigiert.

8.7.3 Bestimmung der Gluondichte im Proton nach Ryskin

Verwendet man im Ryskin-Modell die Rechnungen erster Ordnung, so kann aus dem gemessenen Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion die Gluondichte $xg(x, \bar{Q}^2)$ bei $\bar{Q}^2 \approx 2.4\,\mathrm{GeV}^2$ bestimmt werden. Dabei ist die Variable x im Ryskin-Modell definiert als:

$$x = \frac{4\bar{Q}^2}{W_{\gamma p}^2},$$

mit der Skala

$$\bar{Q}^2 = \frac{(Q^2 + m_\psi^2)}{4}$$

(siehe Abschnitt 2.4).
In erster Ordnung erhält man für die Gluondichte:

$$xg(x, \bar{Q}^2)^2 = \frac{48\alpha\bar{Q}^8}{\Gamma_{\ell\ell} m_\psi^3 \pi^3 \alpha_S^2} b \cdot \sigma(\gamma p \to \psi p) \left(1 + \frac{Q^2}{m_\psi}\right)^{-1}.$$

Das Ergebnis für die Messungen dieser Analyse im Vergleich mit der Messung bei $W_{\gamma p} = 185\,\mathrm{GeV}$, mit Messungen der ZEUS-Kollaboration und mit Experimenten bei niedriger Schwerpunktsenergie ist in Abbildung 8.9 dargestellt. Die Daten dieser Analyse und die Messungen der ZEUS-Kollaboration decken einen Bereich $10^{-3} \leq x \leq 10^{-2}$ ab, durch die Analyse in Rückwärtsrichtung wird der Bereich zu kleineren Werten von x hin erweitert. Die Experimente bei niedriger Schwerpunktsenergie erreichen Werte im Bereich $x > 10^{-2}$. Diese Messungen werden mit verschiedenen Modellannahmen für die Gluondichte im Proton verglichen. Dabei kann lediglich die Steigung der Modellannahmen mit den Messungen verglichen werden, da die Absolutnormierung im Ryskin-Modell Unsicherheiten beinhaltet (siehe Abschnitt 2.4). Weitere Unsicherheiten beeinhaltet die Methode an sich, da nur Rechnungen erster Ordnung für die Bestimmung der Gluondichte im Proton verwendet werden. Rechnungen höherer Ordnung sind angekündigt [92].
Die Parametrisierungen für die Gluondichte im Proton haben näherungsweise die funktionale Form $xg(x) \propto x^{-\lambda}$. Die Parametrisierung MRS(A') verwendet einen Wert $\lambda \approx 0.2$ [60], die Parametrisierung GRV einen Wert $\lambda \approx 0.35$ [36] und MRS(G) einen Wert $\lambda \approx 0.4$ [61]. Eine Anpassung der Form $x^{-\lambda}$ an die Daten ergibt:

- $\lambda = 0.18 \pm 0.03$ für die Messungen dieser Analyse (siehe Abbildung 8.9),
- $\lambda = 0.19 \pm 0.02$ für die Messungen dieser Analyse, der Messung in Rückwärtsrichtung und der Analyse der ZEUS-Kollaboration und
- $\lambda = 0.22 \pm 0.04$ für die Messungen im gesamten Energiebereich.

Alle Messungen sind in guter Übereinstimmung mit der Parametrisierung MRS(A') mit $\lambda \approx 0.2$.

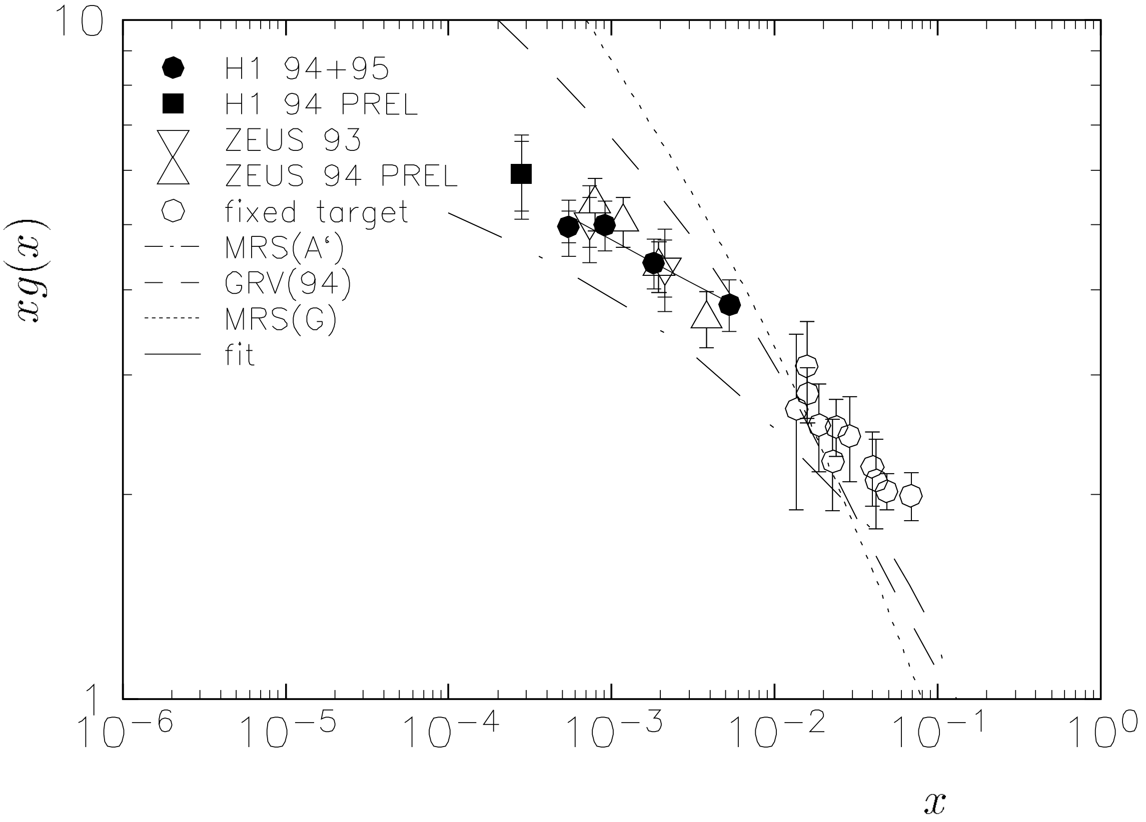


Abbildung 8.9: **Gluondichte** *$xg(x)$ bei der Skala $m_\psi^2/4$ für die Messung des Wirkungsquerschnittes für elastische J/ψ-Produktion dieser Analyse (●) im Vergleich mit der Analyse in Rückwärtsrichtung (■), Messungen der ZEUS-Kollaboration (△▽) und Messungen bei niedriger Schwerpunktsenergie (○). Die Messungen werden mit verschiedenen Gluondichten verglichen.*

8.8 J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation wird der **Zwei-Spur J/ψ-Datensatz** mit Signal in den Vorwärtsdetektoren verwendet (J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation). Akzeptanz, Selektions- und Triggerwahrscheinlichkeit werden mit Hilfe von simulierten J/ψ-Ereignissen mit Proton-Dissoziation (DIFFVM) berechnet.

8.8.1 Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

Der Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation wird, ebenso wie der Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion, im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ angegeben. Die Berechnung des Wirkungsquerschnittes erfolgt analog der Analyse des Wirkungsquerschnittes für elastische J/ψ-Produktion. In Tabelle 8.3 sind die Anzahl der selektierten J/ψ-Kandidaten, alle Akzeptanzen und Nachweiswahrscheinlichkeiten und die resultierenden Wirkungsquerschnitte zusammengefaßt.

Akzeptanz, Selektions- und Triggerwahrscheinlichkeit

In Abbildung 8.10 sind Akzeptanz ϵ_{acc}, Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel} und Triggerwahrscheinlichkeit $\epsilon_{trigger}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ für den Zerfallskanal in Elektronen und den Zerfallskanal in Myonen für beide analysierten Datennahmeperioden getrennt dargestellt. Die geometrische Akzeptanz ϵ_{acc} unterscheidet sich nicht wesentlich von der Akzeptanz für Ereignisse mit elastischer Produktion.

Selektionswahrscheinlichkeit und Triggerwahrscheinlichkeit haben als Funktion von $W_{\gamma p}$ ein ähnliches Verhalten wie im Falle der elastischen J/ψ-Produktion, beide Wahrscheinlichkeiten sind jedoch kleiner als im Falle der elastischen J/ψ-Produktion. Die Selektionswahrscheinlichkeit ist für Ereignisse mit Proton-Dissoziation kleiner, da sowohl die Zwei-Spur-Selektion als auch die Schnitte auf die Detektoren in Vorwärtsrichtung Verluste bei Ereignissen mit Proton-Dissoziation bedeuten. Die Triggerwahrscheinlichkeit ist für Ereignisse mit Proton-Dissoziation für den Kanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ unterdückt, da für die Datennahmeperiode 1994 ein Veto auf Energiedeposition im LAr-Kalorimeter in Vorwärtsrichtung in der Triggerbedingung enthalten war. Für den myonischen Zerfallskanal unterscheiden sich die Triggerwahrscheinlichkeiten für elastische Ereignisse und Ereignisse mit Proton-Dissoziation nur wenig.

Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Analog der elastischen Analyse kann der ep-Wirkungsquerschnitt mit Hilfe verschiedener Verfahren berechnet werden. Hier wird wie im Falle der elastischen Analyse der Untergrund an elastischen Ereignisse $(1 - f_{ela})$ mit Hilfe der MC-Methode bestimmt. Zur Trennung von elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation werden alle drei Vorwärtsdetektoren (V1) verwendet. Der Untergrund an elastischen Ereignissen im **J/ψ-Datensatz mit Proton-Dissoziation** wird für beide Zerfallskanäle gemittelt und befindet sich als Funktion der Schwerpunktsenergie in Tabelle 8.3.

Die resultierenden ep- und γp-Wirkungsquerschnitte werden in Tabelle 8.3 getrennt für beide Zerfallskanäle und beide analysierten Datennahmeperioden angegeben. Der γp-Wirkungsquerschnitt wird dann für beide Zerfallskanäle und Datennahmeperioden gemittelt.

In Abbildung 8.11 werden die γp-Wirkungsquerschnitte für beide Zerfallskanäle und beide analysierten Datennahmeperioden getrennt abgebildet. Zusätzlich befinden sich hier zum Vergleich die Ergebnisse der anderen fünf Methoden zur Abtrennung von elastischem Untergrund bei der Wirkungsquerschnittsberechnung.

In Abbildung 8.12 ist der γp-Wirkungsquerschnitt für beide Zerfallskanäle und beide Datennahmeperioden gemittelt dargestellt. Eine χ^2 Anpassung der Form $W_{\gamma p}^{\delta}$ ergibt:

- eine Steigung $\delta = 1.07 \pm 0.11$.

Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 8.12 zusammen mit den Meßpunkten dargestellt. Die Steigung ist größer als die gemessene Steigung für elastische J/ψ-Produktion. Der totale Wirkungsquerschnitt im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ ist vergleichbar dem Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion.

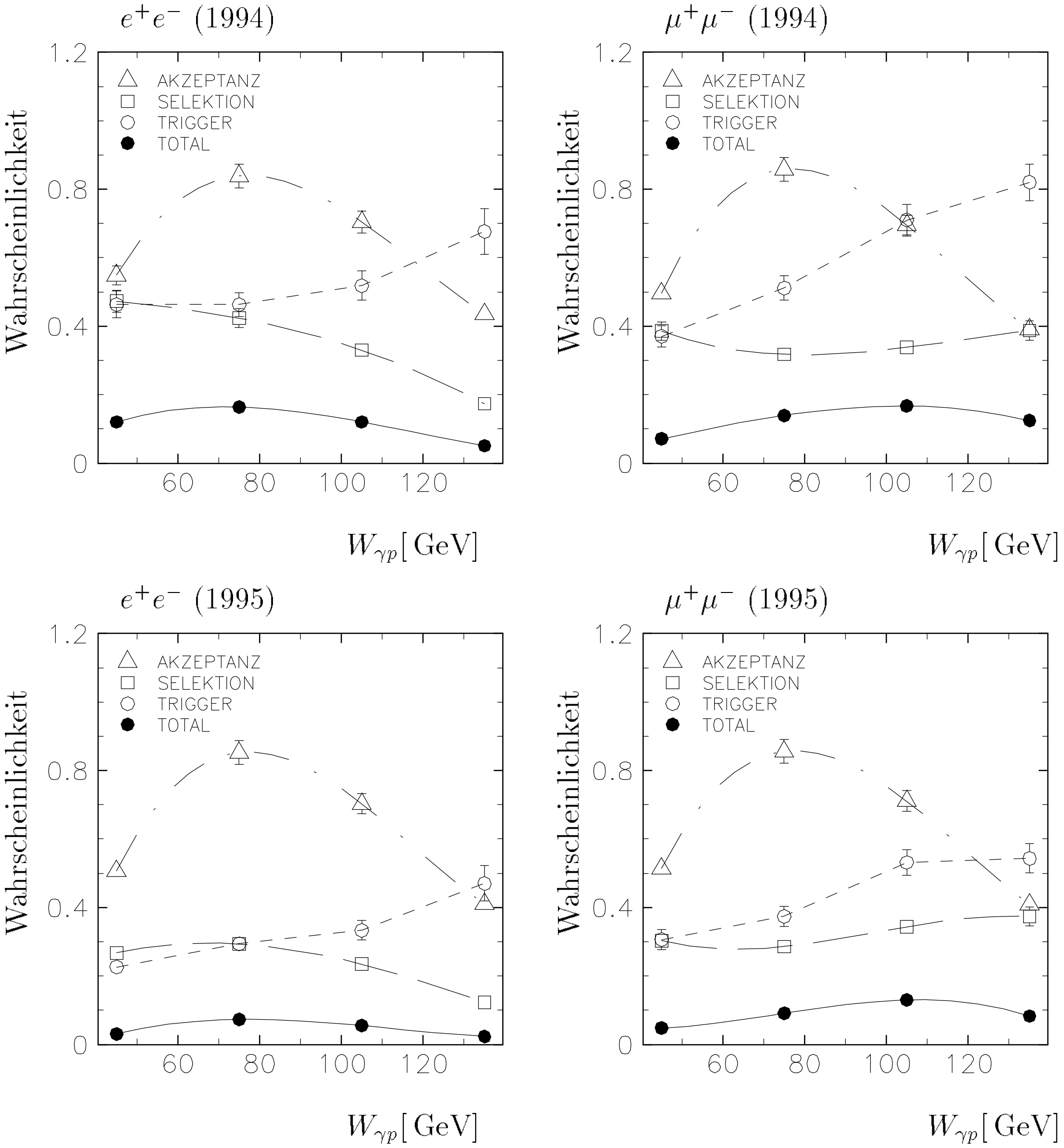


Abbildung 8.10: **$\boldsymbol{J/\psi}$-Produktion mit Proton-Dissoziation:** *Akzeptanz (△), Selektionswahrscheinlichkeit (□) und Triggerwahrscheinlichkeit (○) sowie das Produkt dieser drei Wahrscheinlichkeiten (●) als Funktion von $W_{\gamma p}$ für $J/\psi \to e^+e^-$ und $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ für die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Die Akzeptanz ist für beide Kanäle gleich. Die Fehlerbalken beinhalten quadratisch addiert systematische und statistische Fehler. Die Linien verbinden lediglich die jeweiligen Symbole.*

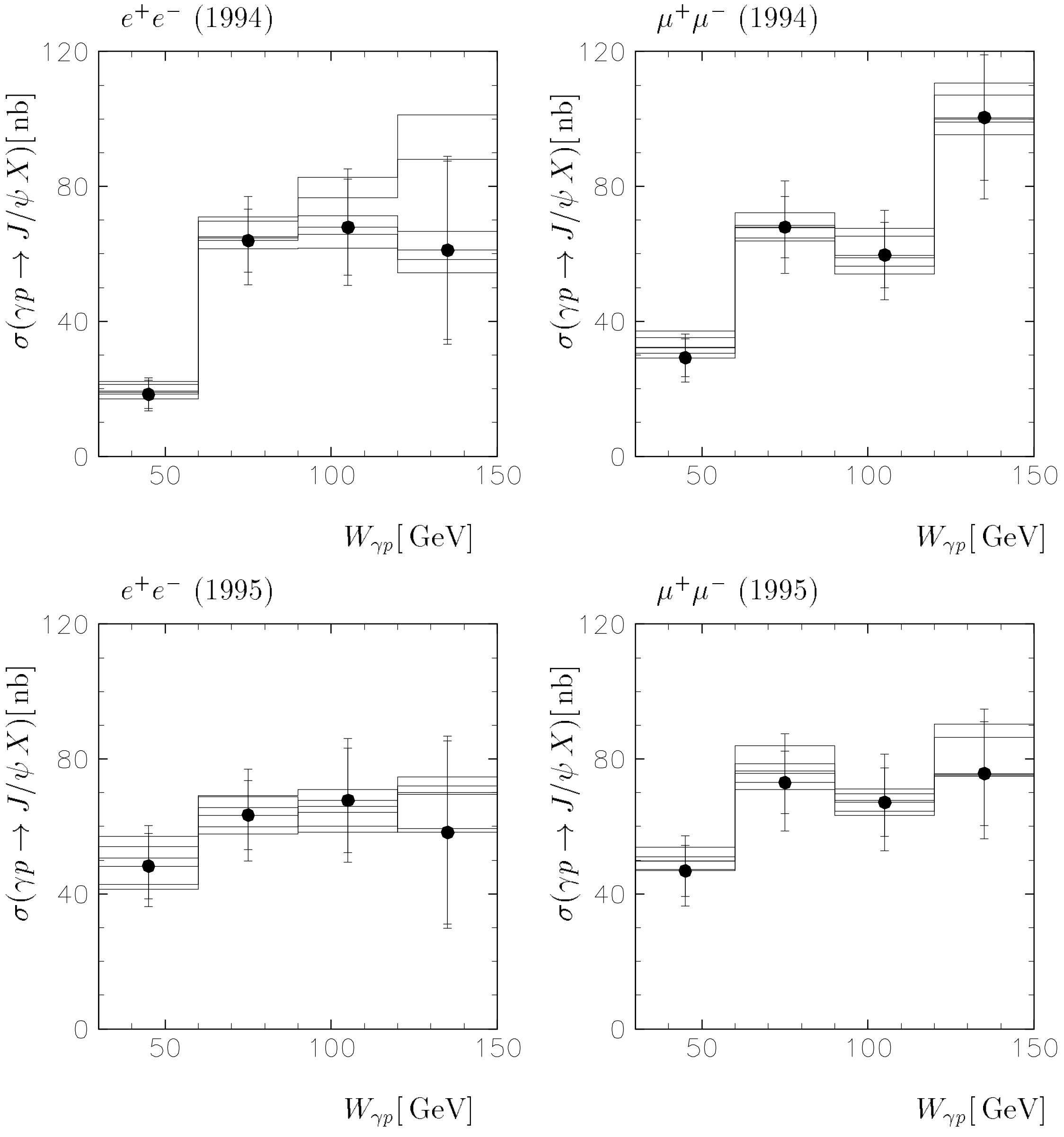


Abbildung 8.11: **J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation:** *Vergleich der γp-Wirkungsquerschnitte aller sechs Methoden als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal getrennt für die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Die Standardmethode (*MC-Methode *mit* V1*), die für die endgültige Analyse verwendet wird, ist mit (●)-Symbolen gekennzeichnet. Die Fehlerbalken beinhalten quadratisch addierte systematische und statistische Fehler.*

Die Binkorrektur entspricht bei einer Steigung gemäß $W_{\gamma p}^{\delta}$ mit $\delta = 1.0$ einer Verschiebung um etwa $-3\,\mathrm{GeV}$ für die Datennahmeperiode 1994, von etwa $-2\,\mathrm{GeV}$ für die Datennahmeperiode 1995 und etwa $-2.5\,\mathrm{GeV}$ für die kombinierten Wirkungsquerschnitte.

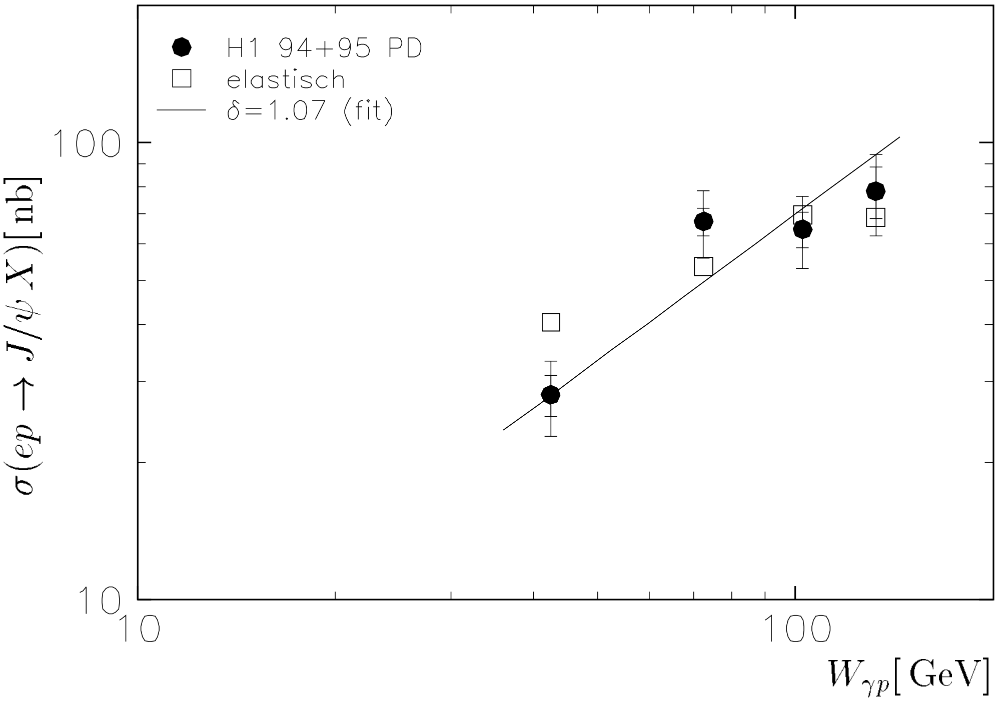


Abbildung 8.12: **J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation:** *Totaler Wirkungsquerschnitt als Funktion von $W_{\gamma p}$. Die inneren Fehlerbalken geben die statistischen Fehler wieder, die äußeren Fehlerbalken den statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Eine Anpassung der Form $W_{\gamma p}^{\delta}$ ergibt einen Wert $\delta = 1.07 \pm 0.11$, sofern die Anpassung auf den ersten gemessenen Punkt normiert wird. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion ohne Fehlerbalken dargestellt.*

$W_{\gamma p}$[GeV]	30–60	60–90	90–120	120–150
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ (1994)				
Ereignisse (bg.corr.)	32.0±6.2	65.0±8.7	44.0±7.2	37.0±6.8
ϵ_{acc}	0.510±0.020	0.854±0.034	0.707±0.028	0.410±0.016
$1-f_{ela}$	0.86±0.09	0.92±0.10	0.90±0.10	0.91 ±0.10
ϵ_{sel}	0.386±0.023	0.318±0.019	0.338±0.020	0.388±0.023
$\epsilon_{trigger}$	0.370±0.030	0.512±0.041	0.710± 0.057	0.820±0.066
$\sigma(ep \to eJ/\psi X)$[nb]	2.1±0.4±0.3	2.5±0.3±0.4	1.4±0.2±0.2	1.5±0.3±0.2
$J/\psi \to \mu^+\mu^-$ (1995)				
Ereignisse (bg.corr.)	42.0±6.7	64.0±8.1	51.0±7.7	24.0±4.9
$1-f_{ela}$	0.90±0.10	0.89±0.1	0.90±0.1	0.90 ±0.1
ϵ_{sel}	0.303±0.018	0.286±0.017	0.344±0.021	0.374±0.022
$\epsilon_{trigger}$	0.306±0.024	0.374±0.030	0.532± 0.043	0.544±0.044
$\sigma(ep \to eJ/\psi X)$[nb]	3.2±0.5±0.5	2.5±0.3±0.4	1.4±0.2±0.2	1.1±0.2±0.2
$J/\psi \to e^+e^-$ (1994)				
Ereignisse (bg.corr.)	22.9±5.1	54.6±7.9	26.4±5.5	6.1±2.7
$1-f_{ela}$	0.86±0.09	0.92±0.10	0.90±0.10	0.91 ±0.10
ϵ_{sel}	0.473±0.024	0.423±0.021	0.330± 0.017	0.174±0.009
$\epsilon_{trigger}$	0.463±0.032	0.463±0.032	0.518± 0.036	0.677±0.047
$\sigma(ep \to eJ/\psi X)$[nb]	1.4±0.3±0.2	2.4±0.3±0.3	1.6±0.3±0.2	0.9±0.4±0.1
$J/\psi \to e^+e^-$ (1995)				
Ereignisse (bg.corr.)	28.2±5.7	44.9±7.2	22.0±5.0	5.3±2.5
$1-f_{ela}$	0.90±0.10	0.89±0.1	0.90±0.1	0.90 ±0.1
ϵ_{sel}	0.268±0.013	0.294±0.015	0.235± 0.012	0.123±0.006
$\epsilon_{trigger}$	0.226±0.016	0.294±0.021	0.333± 0.023	0.471±0.033
$\sigma(ep \to eJ/\psi X)$[nb]	3.3±0.7±0.5	2.2±0.4±0.3	1.5±0.3±0.2	0.8±0.4±0.1
$J/\psi \to \ell^+\ell^-$				
W_0[GeV]	42.3	72.1	101.9	131.8
$\Phi_{\gamma/e}$(1994)	0.0736	0.0370	0.0229	0.0149
$\sigma(\gamma p \to J/\psi X)^{\mu\mu}_{94}$[nb]	29.2±5.6±4.7	67.9±9.1±10.9	59.6±9.7±9.5	100.4±18.6±16.1
$\sigma(\gamma p \to J/\psi X)^{ee}_{94}$[nb]	18.4±4.1±2.8	63.9±9.3±9.6	67.9±14.2±10.2	61.1±26.4±9.2
W_0[GeV]	43.4	73.2	103.0	132.7
$\Phi_{\gamma/e}$(1995)	0.0692	0.0348	0.0215	0.0140
$\sigma(\gamma p \to J/\psi X)^{\mu\mu}_{95}$[nb]	46.9±7.6±7.5	73.0±9.3±11.7	67.2±10.1±10.8	75.6±15.4±12.1
$\sigma(\gamma p \to J/\psi X)^{ee}_{95}$[nb]	48.2±9.8±7.2	63.4±10.2±9.5	67.7±15.5±10.2	58.2±27.2±8.7
W_0[GeV]	42.7	72.5	102.4	132.1
$\sigma(\gamma p \to J/\psi X)$[nb]	28.1±2.9±4.3	67.2±4.7±10.4	64.6±5.8±10.0	78.4±10.1±12.2

Tabelle 8.3: **J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation:** *Selektionswahrscheinlichkeiten und Wirkungsquerschnitte in beiden Zerfallskanälen und für die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Die Anzahl der Ereignisse ist auf nichtresonanten Untergrund korrigiert. Die Fehler der Wahrscheinlichkeiten sind systematische Fehler, der erste Fehler der Wirkungsquerschnitte ist der statistische Fehler, der zweite Fehler ist der systematische Fehler.*

8.8.2 Wirkungsquerschnitt als Funktion von p_t^2

Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{ep}/dp_t^2$ für $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ ist in Abbildung 8.13 für beide Zerfallskanäle und beide Datennahmeperioden gemittelt dargestellt.

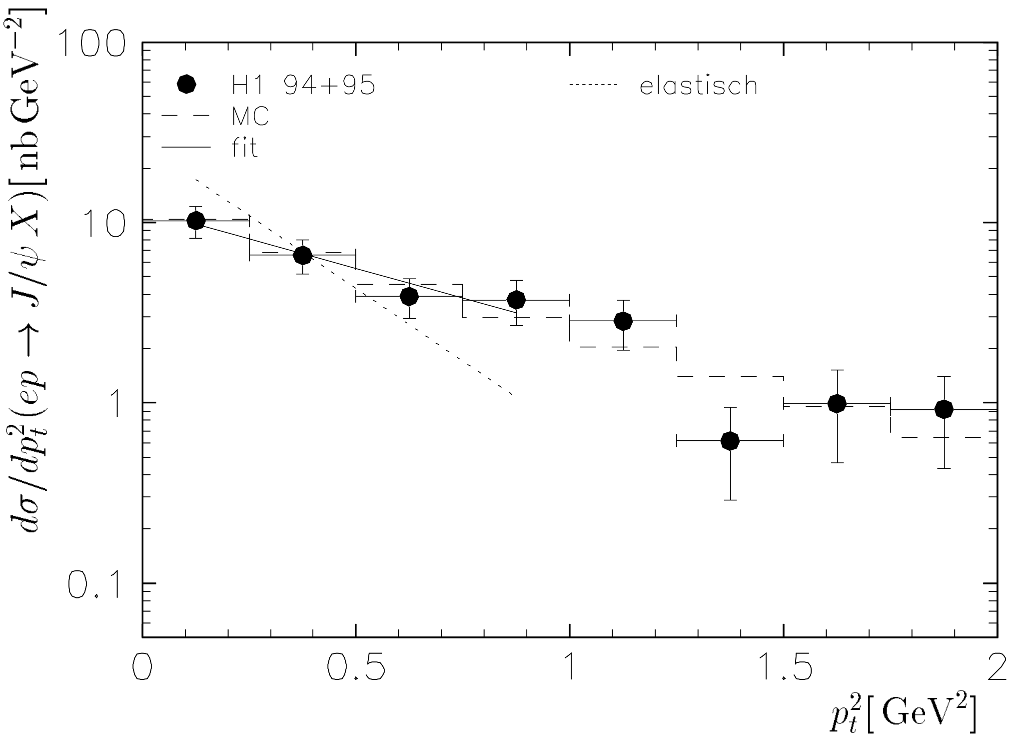


Abbildung 8.13: **J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation:** *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^2$ für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation. Dargestellt sind die Meßpunkte dieser Analyse, die Log-Likelihood-Anpassung der Form* $\exp(-bp_t^2)$ *sowie die Monte-Carlo-Vorhersage. Die Fehler beinhalten statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Zum Vergleich ist die Steigung des Wirkungsquerschnittes für elastische J/ψ-Produktion als gestrichelte Linie abgebildet.*

Eine Log-Likelihood-Anpassung der Form $\exp(-bp_t^2)$ ergibt für $p_t^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$

- $\boldsymbol{b = (1.6 \pm 0.2 \pm 0.1 \pm 0.2)\,\mathrm{GeV}^{-2}}$

für die Daten beider Zerfallskanäle und Datennahmeperioden kombiniert. Der erste Fehler stellt den statistischen Fehler und der zweite den systematischen Fehler dar, der analog der elastischen Analyse durch Variation der oberen Grenze ermittelt wurde. Der dritte Fehler ist der zusätzliche systematische Fehler von 10% für die Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation, für Trigger und Leptonnachweis. Eine χ^2 Anpassung ergibt einen um $\approx$ 5% geringeren Wert für die Steigung b.

Um die Näherungen $Q^2 \leq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$ (1994) bzw. $Q^2 \leq 1\,\mathrm{GeV}^2$ (1995) anstelle von $Q^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$ und $t \approx -p_t^2$ auszugleichen, muß die Steigung b um 6.5% vergrößert werden. Die Steigung b ist für Ereignisse mit elastischer J/ψ-Produktion um einen Faktor Zwei größer als für Ereignisse mit Proton-Dissoziation.

Eine Log-Likelihood-Anpassung für beide Zerfallskanäle getrennt ergibt für $p_t^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$:

- $b = (1.4 \pm 0.3 \pm 0.1 \pm 0.1)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ (für Elektronen)
- $b = (1.7 \pm 0.2 \pm 0.1 \pm 0.2)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ (für Myonen).

Die Ergebnisse für die beiden leptonischen Zerfallskanäle stimmen innerhalb der Fehler gut überein.

Zunahme des Steigungsparameters mit der Schwerpunktsenergie

Im folgenden soll auch für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation festgestellt werden, ob ein Hinweis auf *Shrinkage* vorliegt. Eine getrennte Anpassung an die gemittelten Daten beider Zerfallskanäle und Datennahmeperioden in zwei Intervallen der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ ergibt:

- $b = (1.3 \pm 0.2 \pm 0.2 \pm 0.1)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ $(30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 90\,\mathrm{GeV})$ und
- $b = (2.0 \pm 0.3 \pm 0.2 \pm 0.2)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ $(90\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV})$.

Zu den hier angegebenen statistischen und systematischen Fehlern wird ebenso wie bei der elastischen Analyse ein zusätzlicher systematischer Fehler für die Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation sowie für Trigger und Analyseschnitte von 10% verwendet.
Im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ erhält man einen Anstieg des Steigungsparameters um $\Delta = (1.6 \pm 1.1)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ entsprechend einem Parameter $\alpha' = 0.24 \pm 0.16$. Man erhält ebenso wie im Fall der elastischen J/ψ-Produktion im Rahmen der Fehler einen Hinweis auf *Shrinkage*. Die Signifikanz beträgt etwa 1.5 Standardabweichungen.

8.8.3 Wirkungsquerschnitt als Funktion von M_X

In diesem Abschnitt wird das Verhalten des Wirkungsquerschnittes für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation als Funktion der Masse M_X des hadronischen Systems abgeschätzt. Eine solche Abschätzung ist unter Verwendung der Signale in den Vorwärtsdetektoren möglich. Da M_X nicht unmittelbar in den Vorwärtsdetektoren gemessen werden kann, wird der Mittelwert $\langle M_X \rangle$ der Massenverteilung der angesprochenen Vorwärtsdetektoren in der Simulation verwendet (siehe Abschnitt 7.3.3):

- Proton-Remnant-Tagger: $\langle M_X^2 \rangle = 17\,\mathrm{GeV}^2$ mit $\sigma_{M_X^2} = 22\,\mathrm{GeV}^2$,
- Proton-Remnant-Tagger und Vorwärtsmyonsystem:
  $\langle M_X^2 \rangle = 19\,\mathrm{GeV}^2$ mit $\sigma_{M_X^2} = 21\,\mathrm{GeV}^2$,
- Vorwärtsmyonsystem: $\langle M_X^2 \rangle = 20\,\mathrm{GeV}^2$ mit $\sigma_{M_X^2} = 21\,\mathrm{GeV}^2$,
- Alle Drei Detektoren: $\langle M_X^2 \rangle = 22\,\mathrm{GeV}^2$ mit $\sigma_{M_X^2} = 23\,\mathrm{GeV}^2$,

- Proton-Remnant-Tagger und LAr-Kalorimeter:
  $\langle M_X^2 \rangle = 25\,\mathrm{GeV}^2$ mit $\sigma_{M_X^2} = 25\,\mathrm{GeV}^2$,
- Vorwärtsmyonsystem und LAr-Kalorimeter:
  $\langle M_X^2 \rangle = 26\,\mathrm{GeV}^2$ mit $\sigma_{M_X^2} = 24\,\mathrm{GeV}^2$ und
- LAr-Kalorimeter $< 10°$: $\langle M_X^2 \rangle = 36\,\mathrm{GeV}^2$ mit $\sigma_{M_X^2} = 25\,\mathrm{GeV}^2$.

Die Verteilung dieser Mittelwerte $\langle M_X^2 \rangle$ je nach Kombination der angesprochenen Vorwärtsdetektoren in den **Zwei-Spur J/ψ-Kandidaten** nach Anwendung aller Selektionsschnitte ist in Abbildung 8.14a im Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Für die Simulation wurden verschieden Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation von der Masse M_X angenommen. Variiert man die Abhängigkeit der Form $1/M_X^k$ von $k = 1.5$ bis $k = 3.0$, so kann man durch einen χ^2-Test zwischen der Verteilung der Mittelwerte $\langle M_X \rangle$ in den Daten und in der Simulation den Wert von k bestimmen, bei dem Daten und Simulation am besten übereinstimmen (siehe Abbildung 8.14b). Bei einem Wert

- $k = 2.25 \pm 0.23$

findet man das kleinste χ^2 mit $\chi^2 = 22.4$. Der Fehler berücksichtigt den statistischen Fehler, den man durch die Bestimmung des minimalen χ^2 erhält. Dieser Wert entspricht im Rahmen der Genauigkeit des Verfahrens dem in der Regge-Theorie vorhergesagten Wirkungsquerschnitts mit einem Verhalten proportional zu $1/M_X^2$ (siehe Abschnitt 2.3.3).

8.9 Zerfallswinkelverteilung

Zur Überprüfung der s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHC) wird die Zerfallswinkelverteilung im J/ψ-Ruhesystem untersucht (siehe Abschnitt 2.3.4). Es werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\cos\theta^*$ und $d\sigma/d\phi^*$ im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ bestimmt.

Für die Zerfallswinkelverteilung erwartet man keinen Unterschied für elastische J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation. Deshalb wird der gesamte **Zwei-Spur J/ψ-Datensatz** zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte verwendet (Quasi-elastische J/ψ-Produktion [4]).

Der Zerfallswinkel θ^* ist der Winkel zwischen einem der Zerfallsleptonen im J/ψ-Ruhesystem und der Flugrichtung des J/ψ-Mesons im γp-Schwerpunktsystem (siehe Abschnitt 2.3.4 und [45]). Akzeptanz ϵ_{acc}, Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel} und Triggerwahrscheinlichkeit $\epsilon_{trigger}$ sind in Abbildung 8.15 für beide Zerfallskanäle, jedoch gemittelt über beide Datennahmeperioden, als Funktion von $\cos\theta^*$ dargestellt. Die Akzeptanz nimmt mit wachsendem $\cos\theta^*$ ab. Die J/ψ-Mesonen werden bevorzugt in Vorwärts- oder Rückwärtsrichtung erzeugt. Bewegen sich die Zerfallsleptonen in Richtung des J/ψ-Mesons, so befinden sie sich nicht im Akzeptanzbereich dieser Analyse, d.h. bei großen Werten von $\cos\theta^*$ ist die Akzeptanz klein. Zerfallen sie hingegen senkrecht zur J/ψ-Flugrichtung, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß die Zerfallsleptonen

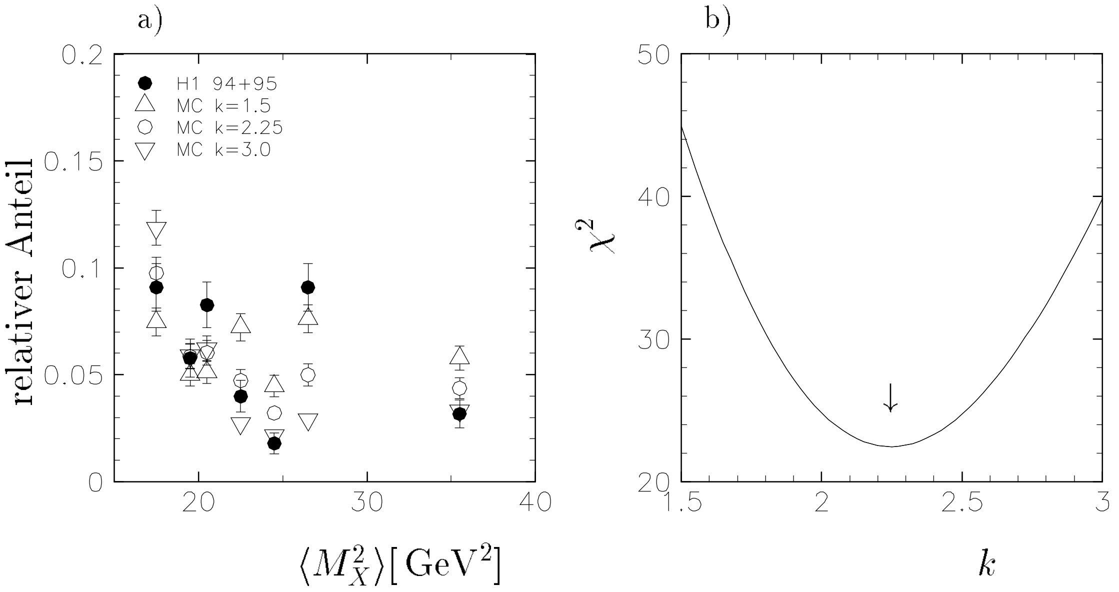


Abbildung 8.14: **J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation:** *a) Verteilung der Mittelwerte $\langle M_X\rangle$ der Massenverteilung der angesprochenen Vorwärtsdetektoren in Daten (*Zwei-Spur **J/ψ**-Ereignisse*) und der Monte-Carlo-Simulation. In der Simulation wurden verschiedene Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnittes von der Masse M_X der Form $1/M_X^k$ mit $k = 1.5$, $k = 3.0$ und $k = 2.25$, bei dem Daten und Simulation die beste Übereinstimmung haben, verwendet. b) Dargestellt ist das χ^2, das man aus dem Vergleich der Verteilung der Mittelwerte $\langle M_X^2\rangle$ in Daten und der Simulation erhält, als Funktion des Exponenten k. Das Minimum bei $k = 2.25 \pm 0.23$ ist gekennzeichnet.*

den Akzeptanzbereich erreichen, d.h. bei kleinen Werten von $\cos\theta^*$ ist die Akzeptanz groß. Selektions- und Triggerwahrscheinlichkeit nehmen langsamer als die Akzeptanz mit $\cos\theta^*$ ab. Das Produkt dieser Wahrscheinlichkeiten ist für den elektronischen Zerfallskanal etwa 20% bei kleinen Werten von $\cos\theta^*$ und 2% bei großen Werten von $\cos\theta^*$, im myonischen Zerfallskanal ist die Nachweiswahrscheinlichkeit etwas höher.

In Abbildung 8.16 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\cos\theta^*$ getrennt für $J/\psi \to e^+e^-$ und $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ abgebildet, wobei die beiden analysierten Datennahmeperioden gemittelt wurden. In Abbildung 8.17 werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für beide Kanäle gemittelt.

Eine χ^2-Anpassung der Form [45]:

$$\frac{3}{8}\left(1 + r_{00}^{04} + (1 - 3r_{00}^{04})\cos^2\theta^*\right), \tag{8.19}$$

die man für eine Mischung von transversal und longitudinal polarisierten J/ψ-Mesonen erhält, ergibt

- $r_{00}^{04} = -(0.11 \pm 0.10)$ für den elektronischen Zerfallskanal,
- $r_{00}^{04} = 0.02 \pm 0.09$ für den myonischen Zerfallskanal und
- $r_{00}^{04} = -(0.02 \pm 0.07)$ für den gemittelten Wirkungsquerschnitt.

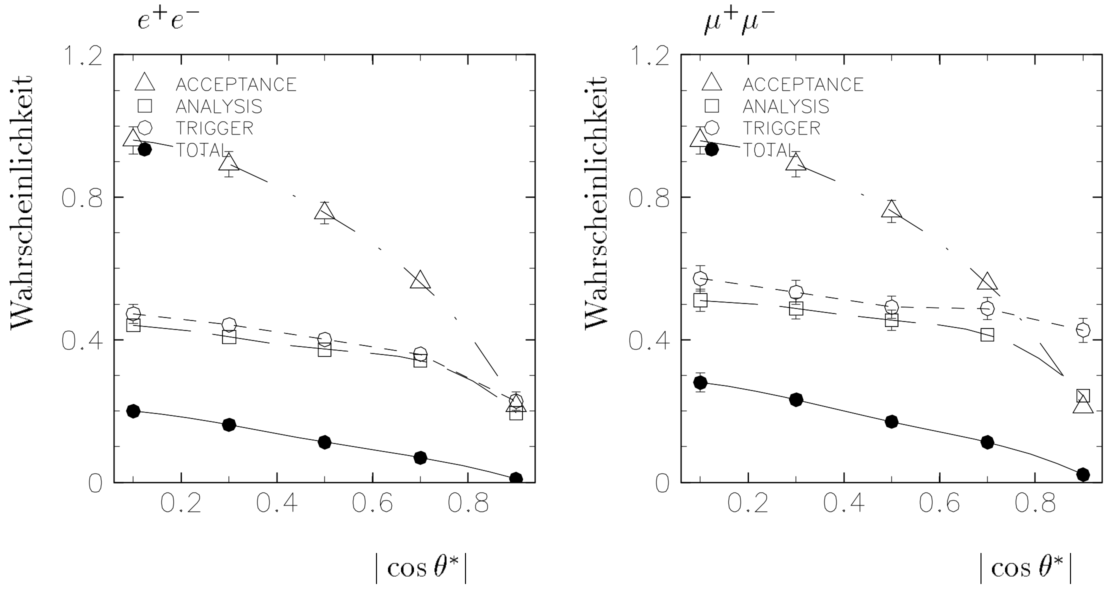


Abbildung 8.15: **Quasi-elastische J/ψ-Produktion:** *Akzeptanz ($\triangle$), Selektionswahrscheinlichkeit ($\square$) und Triggerwahrscheinlichkeit ($\circ$) sowie das Produkt dieser drei Wahrscheinlichkeiten ($\bullet$) als Funktion von* $\cos\theta^*$ *für* $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ *und* $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ *gemittelt über die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Die Akzeptanz ist für beide Kanäle gleich. Die Fehlerbalken beinhalten quadratisch addiert systematische und statische Fehler.*

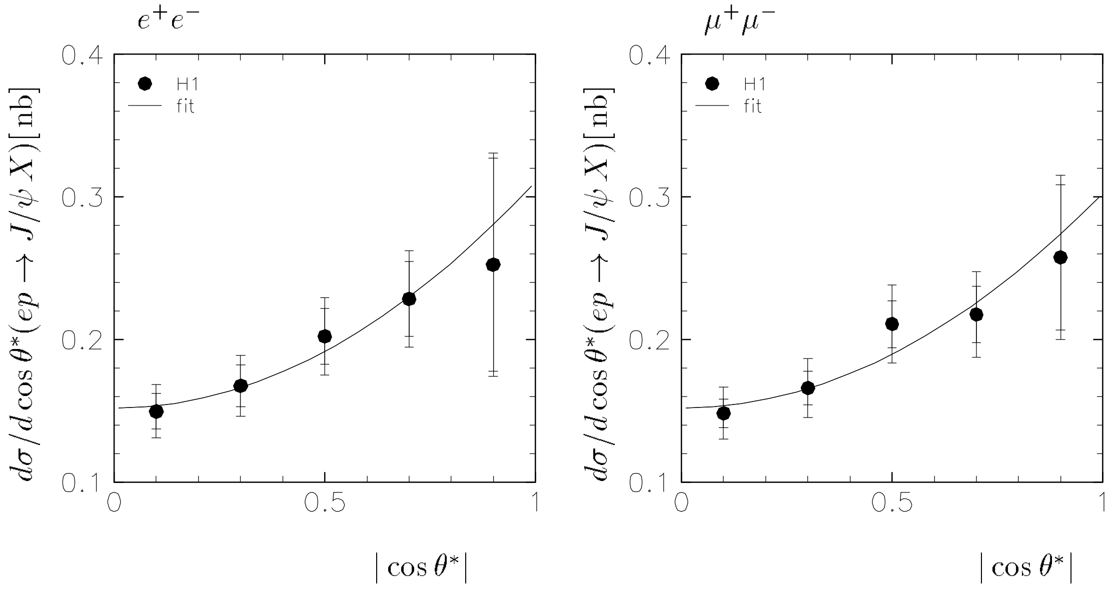


Abbildung 8.16: **Quasi-elastische J/ψ-Produktion:** *Differentieller Wirkungsquerschnitt als Funktion von* $\cos\theta^*$ *für den elektronischen und myonischen Zerfallskanal gemittelt für die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Die inneren Fehlerbalken beinhalten die statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken beinhalten statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert.*

Der Fehler der Anpassung beinhaltet die statistischen und die systematischen Fehler. Da die Photonen bei $Q^2 \approx 0$ transversal polarisiert sind, ist das Ergebnis konsistent mit s-Kanal Helizitätserhaltung und $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$.
Die ZEUS-Kollaboration erhält einen Wert $r_{00}^{04} = 0.09 \pm 0.10$ für die Analyse der Datennahmeperiode 1994 [98].

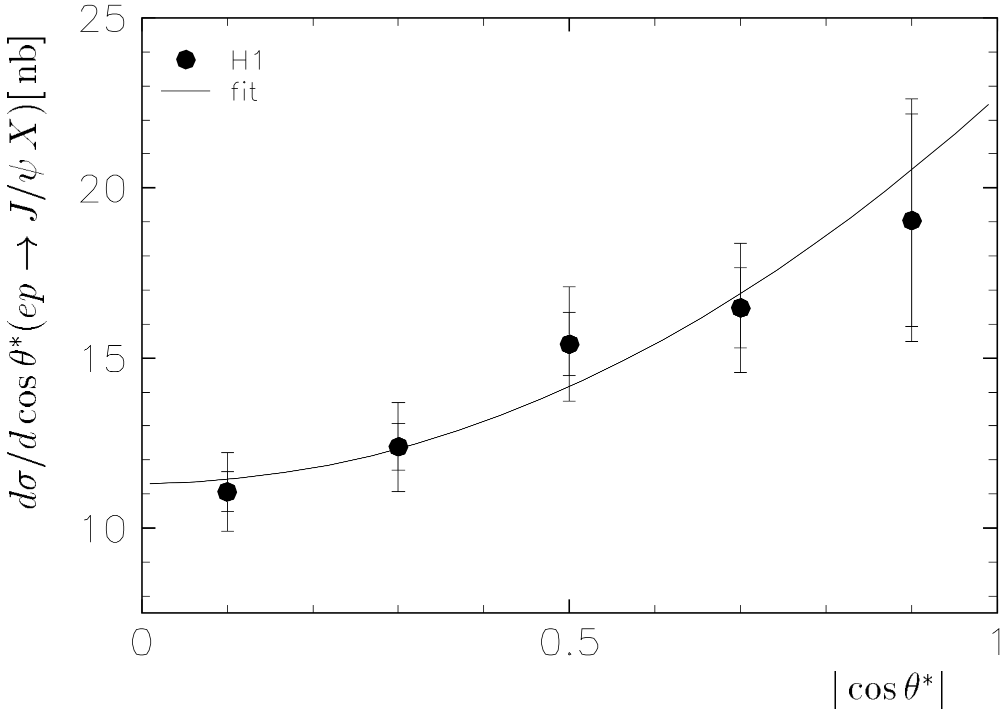


Abbildung 8.17: **Quasi-elastische J/ψ-Produktion:** *Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{ep}/d\cos\theta^*$ gemittelt über beide leptonischen Zerfallskanäle und die Datennahmeperioden 1994 und 1995. Die inneren Fehlerbalken beinhalten die statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken beinhalten statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Die Kurve ist eine Anpassung der Form* $1 + r_{00}^{04} + (1 - 3r_{00}^{04})\cos^2\theta^*$.

Ein weiterer Test der Polarisation der Photonen erfolgt mit Hilfe der Verteilung des Zerfallswinkels ϕ^*. Dabei wird der Winkel ϕ^* zwischen der durch das Photon und die Flugrichtung des J/ψ-Mesons aufgespannten Ebene und der durch die Flugrichtung des J/ψ-Mesons und eines der Zerfallsleptonen aufgespannten Ebene gemessen (siehe Abschnitt 2.3.4 und [45]).
In Abbildung 8.18 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\phi^*$ gemittelt für beide Zerfallskanäle und beide Datennahmeperioden dargestellt.
Eine Anpassung der Form

$$\frac{1}{2\pi}\left(1 + r_{1-1}^{04}\cos(2\phi^*)\right) \tag{8.20}$$

ergibt einen Wert

- $r_{1-1}^{04} = -(0.14 \pm 0.06)$

mit einem χ^2 pro Freiheitsgrad von $\chi^2/ndf = 0.3$. Der Fehler der Anpassung schließt wiederum die statistischen und systematischen Fehler ein. Eine Analyse der ZEUS-

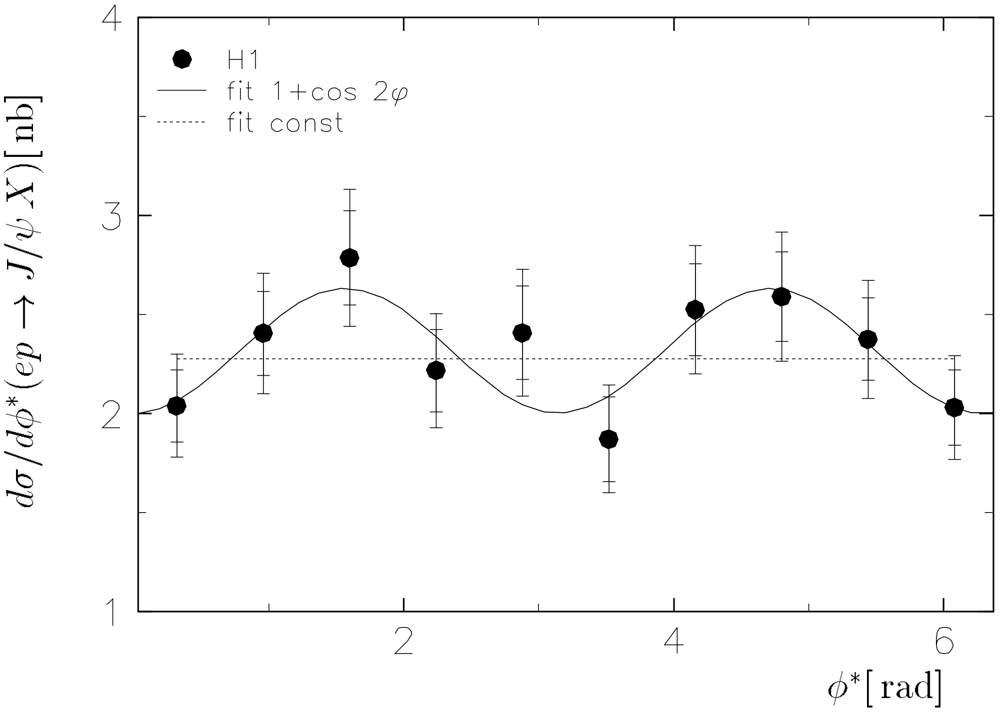


Abbildung 8.18: **Quasi-elastische J/ψ-Produktion:** *Differentieller Wirkungsquerschnitt* $d\sigma/d\phi^*$ *gemittelt für beide leptonischen Zerfallskanäle und beide analysierten Datennahmeperioden. Die inneren Fehlerbalken beinhalten die statistischen Fehler, die äußeren Fehlerbalken beinhalten statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Die Kurve ist eine Anpassung der Form* $1 + r^{04}_{1-1}\cos(2\phi^*)$*, der gestrichelte Linie die Anpassung einer flachen Verteilung.*

Kollaboration [98] für die Datennahmeperiode 1994 ergibt eine Wert $r^{04}_{1-1} = -(0.11 \pm 0.07)$, der vergleichbar mit dem Ergebnis dieser Analyse ist.
Sofern s-Kanal Helizitätserhaltung gilt, erwartet man einen Wert $r^{04}_{1-1} = 0$. Die gemessenen Werte sind etwa zwei Standardabweichungen von Null entfernt.
Im Vergleich zu einer Anpassung der Form in Gleichung 8.20 mit einem $\chi^2/ndf = 0.3$ erhält man für die Anpassung einer flachen Verteilung ein χ^2 pro Freiheitsgrad von $\chi^2/ndf = 0.9$ (siehe Abbildung 8.18). Die Verteilung ist demnach auch mit einer flachen Verteilung, also mit s-Kanal Helizitätserhaltung, konsistent.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die diffraktive Produktion von J/ψ-Mesonen untersucht. Es wurden Daten des H1-Experimentes der Datennahmeperioden 1994 und 1995 verwendet, die einer integrierten Luminosität von etwa $7\,\mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen. Die J/ψ-Mesonen werden über ihren Zerfall in Elektronen und Myonen nachgewiesen und rekonstruiert. Es konnten im Zerfallskanal $J/\psi \to e^+e^-$ 609 Kandidaten mit genau zwei Spuren im Spurkammersystem und 878 für $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ selektiert werden.
Durch Kombination mehrerer Trigger, die die Signale von zentralem Spurkammersystem, Flüssig-Argon-Kalorimeter und zentralem Myonsystem ausnutzen, werden im analysierten kinematischen Bereich Triggerwahrscheinlichkeiten von etwa 60% für beide leptonischen Zerfallskanäle erreicht. Mit Hilfe des Flüssig-Argon-Kalorimeters und des zentralen Myonsystems ist ein effizienter Nachweis der Zerfallsleptonen mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 90% pro Teilchen bei einer geringen Fehlidentifikationsrate möglich. Sowohl Leptonnachweiswahrscheinlichkeiten als auch Triggerwahrscheinlichkeiten werden anhand von Daten bestimmt.
Mit Hilfe der Detektoren in Vorwärtsrichtung, dem vorderen Bereich des Flüssig-Argon-Kalorimeters, dem Vorwärtsmyonsystem und dem Proton-Remnant-Tagger kann zwischen elastisch erzeugten Ereignissen und Ereignissen mit Proton-Dissoziation unterschieden werden. Die Effizienz der verschiedenen Vorwärtsdetektoren kann unter Verwendung der jeweils anderen beiden Detektoren anhand von Daten bestimmt werden.
Man erhält für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes insgesamt einen systematischen Fehler von 15% für den elektronischen Zerfallskanal und 16% für den myonischen Zerfallskanal. Dieser Fehler ist in der Hauptsache zurückzuführen auf die Trennung von elastischen Ereignissen und Ereignissen mit Proton Dissoziation, auf die Triggerwahrscheinlichkeit und die Nachweiswahrscheinlichkeit von Leptonen.
Der Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Photoproduktion wurde im Bereich $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ bestimmt. Man erhält einen Anstieg des Wirkungsquerschnittes von $\sigma_{\gamma p} = (40.5 \pm 3.1 \pm 6.3)\,\mathrm{nb}$ bei $W_{\gamma p} = 41.7\,\mathrm{GeV}$ zu $\sigma_{\gamma p} = (68.6 \pm 7.5 \pm 10.6)\,\mathrm{nb}$ bei $W_{\gamma p} = 131.2\,\mathrm{GeV}$. Es ergibt sich eine Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie proportional zu $W_{\gamma p}^{\delta}$ mit $\delta = 0.55 \pm 0.17$ für die Daten dieser Analyse. Verwendet man die Daten dieser Analyse, die der ZEUS-Kollaboration und die von Experimenten bei niedrigerer Schwerpunktsenergie, so erhält man $\delta = 0.91 \pm 0.07$. Der gemessene Anstieg kann nicht mit der Vorhersage des Donnachie-Landshoff-Modells,

das auf der diffraktiven (weichen) J/ψ-Proton Streuung basiert und eine Steigung $\delta \leq 0.32$ vorhersagt, beschrieben werden. Dagegen kann der Anstieg im Ryskin-Modell, das auf der störungstheoretischen Quantenchromodynamik (harter Prozeß) beruht, beschrieben werden, sofern für die Gluondichte im Proton die Parametrisierung MRS(A') benutzt wird.
In Abbildung 9.1 sind Messungen zur elastischen Produktion von Vektormesonen in Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung zusammengefaßt. Die Photoproduktion leichter Vektormesonen läßt sich im Gegensatz zur J/ψ-Erzeugung im Donnachie-Landshoff-Modell beschreiben, in Elektroproduktion ist der Anstieg des Wirkungsquerschnittes auch für leichte Vektormesonen steiler und kann als harter Prozeß interpretiert werden.

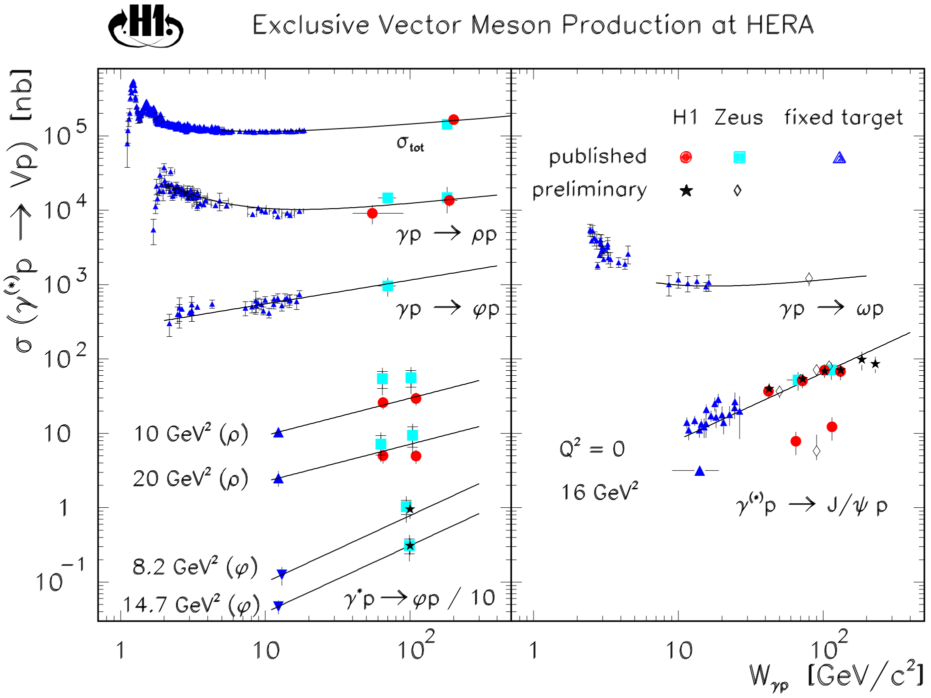


Abbildung 9.1: *Zusammenfassung von Messungen der Wirkungsquerschnitte für elastische Vektormesonproduktion in Photoproduktion und tiefinelastischer Streuung [63].*

Verwendet man Rechnungen erster Ordnung nach Ryskin, so kann aus dem Wirkungsquerschnitt für elastische J/ψ-Produktion die Gluondichte im Proton bei einer Skala $\bar{Q}^2 = m_\psi^2/4 \approx 2.4\,\mathrm{GeV}^2$ extrahiert werden. Innerhalb der durch die Rechnung vorgegebenen Genauigkeit wird die Parametrisierung MRS(A') gegenüber GRV und MRS(G) bevorzugt.
Der γp-Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation steigt mit $\delta = 1.07 \pm 0.11$ stärker mit der Schwerpunktsenergie an als der elastische Wirkungsquerschnitt, hat jedoch im untersuchten kinematischen Bereich näherungsweise die gleiche Größe.
Der differentielle Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation als Funktion der Masse M_X des hadronischen Endzustands kann anhand der Signale in den

Detektoren in Vorwärtsrichtung abgeschätzt werden. Man erhält einen Wirkungsquerschnitt proportional zu $1/M_X^k$ mit $k = 2.25 \pm 0.23$. Das Ergebnis ist konsistent mit $k = 2$, wie in der Regge-Theorie angenommen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp_t^2$ als Funktion des Transversalimpulses zeigt ein Verhalten gemäß $\exp(-bp_t^2)$, wie von der Regge-Theorie vorhergesagt. Die Steigung für elastische J/ψ-Produktion ist mit einem Steigungsparameter $b = (4.1 \pm 0.2 \pm 0.5)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ deutlich steiler als die Steigung für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation mit $b = (1.6 \pm 0.20 \pm 0.22)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bzw. für inelastische J/ψ-Produktion mit $b = (0.39 \pm 0.06 \pm 0.03)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ [5].

Sowohl der im Rahmen dieser Arbeit gemessene Steigungsparameter für elastische J/ψ-Produktion als auch der für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation ist kompatibel mit einem Wachsen des Steigungsparameters mit der Schwerpunktsenergie. Dieses Verhalten wird von der Regge-Theorie vorhergesagt und als *Shrinkage* bezeichnet. Das Donnachie-Landshoff-Modell sagt eine funktionale Abhängigkeit der Form $b = b_0 + 2\alpha' \ln W_{\gamma p}^2$ mit $\alpha' = 0.25\,\mathrm{GeV}^{-2}$ voraus. Man erhält $\alpha' = (0.36 \pm 0.21)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für elastische J/ψ-Produktion und $\alpha' = (0.24 \pm 0.16)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ für J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation.

Die Zerfallswinkelverteilung im J/ψ-Ruhesystem wurde an Polar- und Azimutwinkel untersucht. Die Ergebnisse sind konsistent mit s-Kanal-Helizitätserhaltung und $R = \sigma_L/\sigma_T = 0$.

Ausblick

Bei der durchgeführten Analyse dominiert der systematische Fehler. Ziel einer weiteren Analyse bei erhöhter Luminosität muß daher sein, diese zu reduzieren. Insbesondere muß der systematische Fehler für die Triggerwahrscheinlichkeit und für die Trennung von elastischer J/ψ-Produktion und J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation deutlich vermindert werden. Der systematische Fehler der Triggerwahrscheinlichkeit könnte z.B. durch Verwendung eines einzigen Triggers anstelle mehrerer unterschiedlicher Trigger, der anhand unabhängig selektierter Ereignisse überprüft wird, reduziert werden. Eine genauere Untersuchung der Vorwärtsdetektoren und insbesondere eine Verbesserung der Simulation des Proton-Remnant-Taggers kann in diesem Bereich eine Reduktion des systematischen Fehlers ermöglichen.

Durch eine Ausdehnung des analysierten Bereiches der Schwerpunktsenergie mit Hilfe des Vorwärtsspurkammersystems und des rückwärtigen Kalorimeters für den Nachweis der Zerfallsleptonen kann der Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie genauer untersucht werden. Insbesondere im Bereich kleiner Schwerpunktsenergien, der durch das Vorwärtsspurkammersystems erschlossen werden kann, können dann HERA-Messungen mit anderen Experimenten bei gleicher Schwerpunktsenergie verglichen werden. Auch kann durch die Ausdehnung des Bereiches der Schwerpunktsenergie eine zuverlässigere Untersuchung von *Shrinkage* anhand der HERA-Daten allein erfolgen.

Anhang A

Datenbanken für die Teilchenerkennung im LAr-Kalorimeter

A.1 Datenbanken des Spurkammersystems

Bei der Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter (H1REC Modul KATREC) wird von rekonstruierten Spuren im Spurkammersystem ausgegangen. Diese werden in das LAr-Kalorimeter extrapoliert, und es werden Signaturen im LAr-Kalorimeter gesucht, die mit Elektronen oder Myonen konsistent sind.

Für die rekonstruierten Spuren des Spurkammersystems wird die KTKX-Datenbank verwendet, in die die vollen Spurinformationen von rekonstruierten Zentralkammerspuren (CTKT- und CTKR-Datenbank), Vorwärtsspuren (FTKT- und FTKR-Datenbank) und kombinierten Spuren (KTKT-Datenbank) eingehen. Ausgangspunkt können auch die reduzierten Spur-Datenbanken DTRA und DTNV sein, wenn eine Konversionsroutine dem Modul KATREC vorgeschaltet wird.

A.2 Die KALP-Datenbank

Die KALP-Datenbank stellt Myon- und Elektronkandidaten aus der Identifikation von Leptonen im LAr-Kalorimeter zur Verfügung. In die KALP-Datenbank werden die jeweiligen Qualitätsstufen (gut/mittel/schwach) sowie die Summe der Abweichungen D (siehe Gleichung 6.1) und ein Zeiger auf die KTKX-Datenbank eingetragen. Es erfolgt nur ein Eintrag in der KALP-Datenbank, wenn ein Lepton mit wenigstens schwacher Qualität identifiziert wird.

KALP-Datenbank

Zeilen Nr.	Zeile				Bemerkung
1	MUQUAL	I	0	3	Myon-Qualität (1: schwach 2: mittel 3: gut)
2	MUCUT	F	0.	1.	Myon: Summe der Abweichungen
3	ELQUAL	I	0	3	Elektron-Qualität (1: schwach 2: mittel 3: gut)
4	ELCUT	F	0.	1.	Elektron: Summe der Abweichungen
5	PKTKX	I	0	+INF	Zeiger zur KTKX-Bank

Anhang B

Triggerentscheidungen mit Hilfe neuronaler Netze

Für eine genauere Analyse der Vertexhistogramme des zVertex-Triggers (16 Bins) und des RZ-Triggers (24 Bins in Planung) ist der Einsatz eines schnellen Neuronalen-Netzwerk-Chips geplant. Eine solche Anwendung ist für J/ψ-Ereignisse interessant, da hier scharfe Bedingungen an die Spurkammersignale gestellt werden müssen, um eine Untergrundseparation zu erreichen. Insbesondere können hiermit die Raten bei Ereignissen mit hoher Spurmultiplizität wie bei der inelastischen J/ψ-Produktion deutlich reduziert werden [79].
Da die Trigger Entscheidung für jede HERA-Periode abgeliefert werden muß (alle 96 ns), bleiben für die Entscheidung des Neuronalen-Netzwerk-Chips etwa 50 ns. Eine solche Randbedingung erfüllt der VLSI Chip des MESA Institutes, der ein Standard *feed forward* Netz mit 70 analogen Eingängen und einer verdeckten Ebene mit sechs analogen Ausgängen implementiert[58]. Die hohe Verarbeitungsgeschwindigkeit dieses Neuronalen-Netzwerk-Chips bringt einige nicht-ideale Effekte mit sich:

- Die Summation der Synapsen der verdeckten Ebene ist nicht linear und
- Die Gewichte haben nur eine Genauigkeit von 5 Bit und damit einen eingeschränkten Wertebereich.

Diese Effekte müssen bei der Simulation des Neuronalen-Netzwerk-Chips und insbesondere beim Training berücksichtigt werden. Zum Training wird der *backpropagation* Algorithmus benutzt, der in drei verschiedenen Stufen angewendet wird, um die nicht-idealen Effekte abzufangen:

- Standard *backpropagation* Algorithmus mit 32 Bit Genauigkeit der Gewichte,
- Langsame Reduktion des Wertebereiches der Gewichte,
- Diskretisierung der Gewichte auf eine Genauigkeit von 5 Bit.

Eine Simulation des Neuronalen-Netzwerk-Chips und ein Training mit dem modifizierten *backpropagation* Algorithmus, in dem `L5`-klassifizierte J/ψ-Kandidaten gegen `L4` klassifizierten Untergrund trainiert werden, ergeben die Möglichkeit, mit dieser Methode Physik und Untergrund mit einer Wahrscheinlichkeit von 70 bis 90% richtig zu klassifizieren [81, 93].

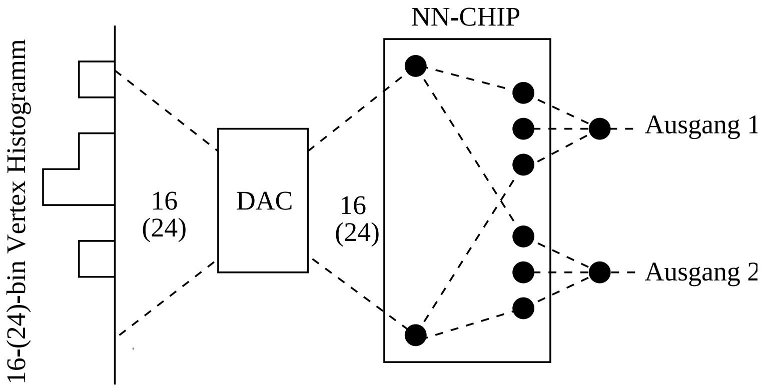


Abbildung B.1: *Neuronaler-Netzwerk-Chip zur Analyse des 16-Bin Vertex-Histogramms des zVertex Triggers oder zur Analyse des 24-Bin Vertex-Histogramms des RZ-Triggers*

Für den Fall des zVertex-Triggers muß das digitale Vertexhistogramm mit einem Digital Analog Wandler in analoge Form gebracht werden, für den RZ-Trigger entfällt dieser Schritt, da das Histogramm analog vorliegt. Simulationen zeigen, daß in der Regel drei innere Neuronen für eine Triggerentscheidung ausreichen, deshalb können jeweils von einem Neuronalen-Netzwerk-Chips zwei Triggerausgänge betrieben werden (Abb. B.1).

Anhang C

Log-Likelihood-Anpassung

Zur Anpassung einer exponentiellen Funktion $\exp(-b|t|)$ an eine Verteilung von N Datenpunkten t_i mit Hilfe einer Log-Likelihood-Anpassung wird das Maximum der normierten Funktion

$$\prod \left(\frac{b \exp(-b|t_i|)}{1 - \exp\left(-bx_0\right)} \right)^{1/\epsilon_i} \tag{C.1}$$

gesucht. Dabei wird die Anpassung von $|t| = 0$ bis $|t| = x_0$ durchgeführt, ϵ_i ist die Akzeptanz des i-ten Ereignisses. Nimmt man von dieser Funktion den Logarithmus, so muß das Maximum der Funktion

$$L = \sum \frac{1}{\epsilon_i} \ln \left(\frac{b \exp(-b|t_i|)}{1 - \exp\left(-bx_0\right)} \right) \tag{C.2}$$

nach dem Steigungsparameter b bestimmt werden. Es wird also die Nullstelle der ersten Ableitung dL/db gesucht:

$$\frac{dL}{db} = 0 = \frac{1}{b\epsilon} - \sum \frac{|t_i|}{\epsilon_i} - \left(\frac{x_0}{\epsilon}\right) \frac{\exp(-bx_0)}{1 - \exp(-bx_0)}, \tag{C.3}$$

mit der mittleren Wahrscheinlichkeit $\epsilon = \frac{1}{N} \sum \epsilon_i$. Die Nullstelle dieser Funktion wird numerisch bestimmt. Man erhält den Steigungsparameter b.

Gegenüber einer χ^2 Anpassung hat die hier beschriebene Log-Likelihood-Anpassung den Vorteil, daß nicht von einer Verteilung in mehreren Intervallen in t ausgegangen wird, sondern die volle Information der gemessenen Ereignisse Verwendung findet. Insbesondere bei einer schnell abfallenden Funktion erwartet man bei einer χ^2 Anpassung einen zu flachen Abfall, da das Intervall mit dem kleinsten p_t Werten unterschätzt wird.

Anhang D

Experimente bei niedrigen Schwerpunktsenergien

Zum Vergleich mit den Ergebnissen dieser Arbeit werden folgende Experimente bei niedriger Schwerpunktsenergie [99] verwendet. Andere Experimente (SLAC, Cornell, E25, E87, BPF) unterscheiden nicht hinreichend zwischen elastischen und inelastischen Ereignissen und werden hier nicht zum Vergleich herangezogen [87, 83].

- **E 401:** $\gamma D_2 \to \ell^+\ell^- X$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 16.8 GeV. Die elastische Selektion fordert genau zwei Spuren in Vorwärtsrichtung. Ergebnisse: totaler elastischer Wirkungsquerschnitt in vier Intervallen in $W_{\gamma p}$; Steigungsparameter $b = (4.6 \pm 1.2)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei einer Anpassung der Form e^{-bt+ct^2} mit $c = (2.9 \pm 1.3)\,\mathrm{GeV}^{-4}$.

- **E 516:** $\gamma H_2 \to \mu^+\mu^- X$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 14.5 GeV. Die elastische Selektion fordert genau zwei Spuren in Vorwärtsrichtung und einen „elastischen“ Proton Vertex. Ergebnisse: $\sigma_{elastisch} = (11.4 \pm 1.4)\,\mathrm{nb}$; ein Steigungsparameter wird nicht angegeben.

- **E 687:** $\gamma Be \to \mu^+\mu^- X$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 20.8 GeV. Trennung von elastischen und inelastischen Ereignissen durch die Forderung von genau zwei Spuren in Vorwärtsrichtung. Ergebnisse: totaler elastischer Wirkungsquerschnitt in sechs Intervallen in $W_{\gamma p}$. Ein Steigungsparameter wird nicht angegeben.

- **NA 14:** $\gamma Li^6 \to \ell^+\ell^-$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 14.1 GeV. Die elastische Selektion fordert genau zwei Spuren in Vorwärtsrichtung. Ergebnisse: $\sigma_{elastisch} = (16.3 \pm 3.0)\,\mathrm{nb}$; Steigungsparameter $b = (2.5 \pm 0.2)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei einer Anpassung der Form e^{-bt}.

- **EMC (1):** $\mu^+ Fe \to \mu^+\mu^- X$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 15.7 GeV. Für die elastische Selektion wird eine Energiedeposition im Kalorimeter $< 5\,\mathrm{GeV}$ verlangt. Ergebnisse: $\sigma_{elastisch} = (14.0 \pm 2.1)\,\mathrm{nb}$; Steigungsparameter $b = (2.3 \pm 0.3)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei einer Anpassung der Form e^{-bt}.

- **EMC (2):** $\mu^+ Fe \rightarrow \mu^+\mu^- X$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 15.7 GeV. In der elastischen Selektion wird $z > 0.95$ gefordert. Ergebnisse: totaler elastischer Wirkungsquerschnitt in zwei Intervallen in $W_{\gamma p}$; Steigungsparameter $b = (5.2 \pm 0.6)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei einer Anpassung der Form $a_1 e^{-bt} + a_2 e^{-ct}$ mit $a_1 = 89\,\mathrm{nb}$, $a_2 = 2.3\,\mathrm{nb}$ und $c = (0.66 \pm 0.14)\,\mathrm{GeV}^{-4}$.

- **NMC:** $\mu^+ H_2 \rightarrow \mu^+\mu^- X$ und $\mu^+ D_2 \rightarrow \mu^+\mu^- X$ bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 23.7 GeV. Für die elastische Selektion wird $z > 0.90$ gefordert. Ergebnisse: Steigungsparameter $b = (5.0 \pm 1.1)\,\mathrm{GeV}^{-2}$ bei einer Anpassung der Form e^{-bt+ct^2} mit $c = (1.5 \pm 1.3)\,\mathrm{GeV}^{-4}$.

Literaturverzeichnis

[1] H. Abramowicz, L. Frankfurt und M. Strikman, *Interplay of hard and soft Physics in Small x Deep Inelastic Processes*, Preprint DESY 95-047 (1995)

[2] I. Abt et al., H1-Collaboration, *The H1-Detektor at HERA*, Preprint DESY H1-06-01 (1996), accepted by Nucl. Instr. and Methods

[3] T. Ahmed et al., H1-Collaboration, *First Measurement of the Deep Inelastic Structure of Proton Diffraction*, Physics Letters B348(1995) p681

[4] T. Ahmed et al., H1-Collaboration, *Photoproduction of J/ψ-Mesons at HERA*, Nuclear Physics B 472 (1996) 3-31

[5] S. Aid et al., H1-Collaboration, *Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ-Mesons at HERA*, Nuclear Physics B472(1996) 3

[6] B. Andrieu et al., H1 Calorimeter Group, *Results from Pion Calibration Runs for the H1 Liquid Argon Calorimeter and Comparisons with Simulations*, Nucl. Instr. and Methods A 336/1993 499-509

[7] B. Andrieu et al., H1 Calorimeter Group, *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instr. and Methods A 336/1993 460-498

[8] R. D. Appuhn et al., H1 SPACAL Group, *Performance of the electromagnetic Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter for the H1 Detector*, Preprint DESY 95-165, Hamburg (1995)

[9] J. Ban et al., H1 BEMC Group, *The H1 Backward Electromagnetic Calorimeter (BEMC)*, H1 Report H1-08/92-233, Hamburg (1992)

[10] E. Barrelet et al., *The hardware implementation of L3 triggers in H1*, H1 Report H1-12/88-100, Hamburg (1988)

[11] T.H. Bauer et al., *The hadronic properties of the photon in high-energy interaction*, Rev. Mod. Phys. 50 (1978) 261

[12] H.P. Beck, *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger*, H1 Report H1-05/96-479, Hamburg (1996)

[13] L. Berger, D. Jones, *Inelastic Photoproduction of J/ψ and Y by gluons*, Phys. Rev D23 (1981) 1521

[14] H.J. Behrend et al., *The RZ-Trigger at H1*, H1 Report H1-03/96-472, Hamburg (1996)

[15] G. Böhme, *Fuzzy-Logik – Einführung in die algebraischen und logischen Grundlagen*, Springer-Verlag, Berlin (1993)

[16] V.M. Budnev et al., *Equivalent Photon Approximation*, Phys. Rep. C15, 181 (1975)

[17] G. Bernardi et al., *Calorimeter Reconstruction Banks, Modules and Reprocessing*, H1 Software Note 14 (1990)
G. Bernardi et al., *Calibrated Energies in H1-Detector Simulation*, H1 Software Note 26 (1991)

[18] P. Bispham, *Elastic J/ψ-Photoproduction at HERA*, Dissertation, Manchester (1996)

[19] J.-C. Bizot et al., *Hardware study for a topological level 2 trigger*, H1 Report 09/92-240, Hamburg (1992)

[20] K. Borras, *Aufbau und Kalibration eines Flüssig-Argon-Kalorimeters im H1-Detektor*, Dissertation, Dortmund 1992

[21] J. Bürger et al., *The central jet chamber of the H1 Experiment*, Nucl. Instr. and Methods A279 (1989) 217

[22] S. Burke et al., *Track Finding and Fitting in the H1 Forward Track Detector*, H1 Report H1-Note H1-03/95-434, Hamburg (1995)

[23] A. Cichocki, R. Unbehauen, *Neural Networks for Optimization and Signal Processing*, Wiley, Stuttgart (1993)

[24] B. Denby, D. Perret-Gallix, *New Computing Techniques in Physics Research*, World Scientific (1995)

[25] V. Del Duca, E. Gallo, P. Marage, *Diffractive Interactions*, Preprint DESY 96-179 (1996)

[26] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *Exclusive Vector Meson Production at HERA*, Preprint HEP-PH/9411368 (1994)

[27] A. Donnachie, P.V. Landshoff, *Total Cross Sections*, Phys. Lett. B296, No 1/2, (1992) 117-232

[28] O. Dünger, *Untersuchung der Myonpaar-Erzeugung durch Photon-Photon-Kollision am e-p-Speicherring HERA*, Dissertation, Hamburg (1993)

[29] T. Eckel, *Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeiten und Meßgenauigkeiten von Teilchenspuren in der zentralen Spurkammer von H1*, Diplomarbeit, Hamburg (1994)

[30] W. Erdmann, *Untersuchung der Photoproduktion von D^* Mesonen am ep-Speicherring HERA*, Dissertation, Zürich (1996)

[31] E. Elsen, *The H1 Trigger and Data Acquisition System*, H1-01/93-262, Hamburg 1993

[32] E. Elsen, *Trigger element and subtrigger files*, *//www − h1.desy.de/itrigger/*

[33] J.R. Forshaw, *Theory of Vector Meson Production*, Preprint HEP-PH/9506373 (1995)

[34] L. Frankfurt, A. Levy, *Hard diffractive electroproduction of heavy flavor vector mesons in QCD*, Preprint HEP-PH/9602321 (1996)

[35] A. Gellrich, *Nachweis von Mesonen mit Charm in der Elektron-Proton-Streuung mit dem H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg 1994

[36] M.Glück, E. Reya and A.Vogt, Z. Phys. C67 (1995) 433

[37] D. Goldner, *Artificial Neural Networks as a Level-2 Trigger for the H1-Experiment -Status of the Hardware Implementation*, Proceedings of the IV International Workshop on Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems for High Energy and Nuclear Physics, Pisa (1995)

[38] K. Goulianos, *Diffractive Interactions of Hadrons at High Energies*, Phys. Rep. 101 No.3 (1983)

[39] D. Handschuh, *Studien zum protoninduzierten Untergrund am H1 Detektor und Entwicklung von Filteralgorithmen zu dessen Unterdrückung*, Dissertation, Hamburg (1993)

[40] H1-Collaboration, Dokumentation im WWW,
http : //www − h1.desy.de/ f11lev/luminosity/summary_tables

[41] H1-Collaboration, *Diffractive and Non-Diffractive Photoproduction of J/ψ at H1*, Contribution to International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau (1996)

[42] H1-Collaboration, *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA*, International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau (1996)

[43] F. Jacquet, A. Blondel, *Proceedings of the workshop: Study for an ep Facility in Europe*, Preprint DESY 79-48 (1979) 391

[44] T. Jansen, *Untersuchung diffraktiver J/ψ-Erzeugung bei HERA*, Dissertation, Hamburg (1995)

[45] P. Joos, *Rho Production by Virtual Photons*, Nucl. Phys. B113 (1976) 53

[46] H. Jung, G.A. Schuler und J. Terron, *J/ψ-Production Mechanisms and Determination of the Gluon Density at HERA*, Int. Journ. Mod. Phys. A32 (1992) 7955

[47] H. Jung *EPJPSI 3.3 – Monte–Carlo–Generator EPJPSI for J/ψ–Mesons*, DESY 1994

[48] M. Kander, *Untersuchungen am RZ-Trigger*, Diplomarbeit, Hamburg (1994)

[49] M. Kander, *Performance of the RZ-Trigger*, Vortrag Data-Quality-Meeting, Hamburg (1995)

[50] C. Kleinwort, U.P. Krüger, *Track Reconstruction in the IRON*, H1-Software Note 35 (1992)

[51] U.P. Krüger, *Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg (1994)

[52] M. Krämer, *QCD Corrections to Inelastic J/ψ-Photoproduction*, Preprint DESY 95-155, Hamburg (1995)

[53] D. Krücker, *Modelle für die elastische J/ψ-Produktion bei HERA*, Dissertation, PITHA 95/40, Aachen (1995)

[54] P.V. Landshoff, O. Nachtmann, *Vacuum structure and diffraction scattering*, Z.Phys.C 35, 409-416 (1987)

[55] U. Langenegger, persönliche Mitteilung, Hamburg (1996)

[56] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag (1987)

[57] B. List, *Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Berlin (1993)

[58] P. Masa, *70 Input, 20 ns Pattern Classifier*, International Conference on Neural Networks ICNN'94, Orlando (1994)

[59] D. Mueller, persönliche Mitteilung, Hamburg (1995)

[60] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Lett. B354 (1995) 155

[61] A.D. Martin, W.J. Stirling and R.G. Roberts, Phys. Lett. B306 (1993) 145

[62] A. Meyer, *Rekonstruktion und Identifikation von Myonen im Vorwärtsbereich des H1-Detektors*, Diplomarbeit, Hamburg (1995)

[63] A. Meyer, *Persönliche Mitteilung*, Hamburg 1996

[64] J. Meyer, *Guide to Simulation Program H1SIM*, Hamburg, 1991

[65] J. Möck et al., *Artificial Neural Networks as a Second-Level Trigger at the H1-Experiment*, Proceedings of the IV International Workshop on Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems for High Energy and Nuclear Physics, Pisa (1995)

[66] O. Nachtmann, *Elementarteilchenphysik - Phänomene und Konzepte*, Vieweg, Braunschweig (1992)

[67] Particle Data Group, *Particles and Fields – Review of Particle Properties*, Physical Review D Vol.54 No.1 (1996)

[68] R. Prosi, *The 1994 L4 Filter Farm Selection Algorithm*, H1 Report, Hamburg (1995)

[69] T. Regge, *Introduction to Complex Orbital Momenta*, Nuovo Cim. 14 No. 5, (1959) 951

[70] J. Riedlberger, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers*, H1 Report, Hamburg (1995)

[71] R. G. Roberts, *persönliche Mitteilung*, 1996

[72] P. Robmann, *The central inner z-chamber of the H1 experiment*, Dissertation, Zürich 1994

[73] M. G. Ryskin, *Diffractive J/ψ electroproduction in LLA QCD*, Z.Phys. C57, 89-92 (1993)

[74] M. G. Ryskin et. al., *Diffractive J/ψ photoproduction as a probe of the gluon density*, Preprint HEP-PH/9511228 (1996)

[75] J.J. Sakurai, *Theory of strong interactions*, Ann.Phys. 11, (1960) 1-48

[76] F. Sefkow et al., *Experience with the First Level Trigger of H1*, H1 Report, Hamburg (1994)

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

[78] S. Schiek, *Untersuchungen zur Verbindung rekonstruierter Spuren aus dem H1-Myonsystem und den inneren Spurkammern*, Diplomarbeit, Hamburg (1994)

[79] S. Schiek, *Untersuchung zur inelastischen Photoproduktion von J/ψ Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation in Vorbereitung, Hamburg (1996)

[80] S. Schiek, G. Schmidt, *Heavy Flavour Trigger for the H1-Experiment*, HERA Workshop, Hamburg (25.09.1995)

[81] S. Schiek, G. Schmidt, *Application of a high speed analog neural network chip for first level triggering at the H1-Experiment at HERA*, Proceedings of the 6th International Conference on Artificial Neural Networks, Paris (1996)

[82] K. Schilling, G. Wolf, *How to Analyse Vector-Meson Production in Inelastic Lepton Scattering*, Nucl. Phys. B61 (1973) 381-413

[83] C. Schmidt, *Untersuchung der Photoproduktion von J/ψ-Mesonen durch Myonnachweis am e-p-Speicherring HERA*, Dissertation, Hamburg (1993)

[84] G. Schmidt, *Nachweis von Myonen im H1-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Hamburg (1994)

[85] G. Schmidt, S. Schiek, *H1REC Modul KATREC*, $http://dice2.desy.de/\sim schiek/$, H1-Software (1994)

[86] G. Schmidt et al., *Identification of muons in the H1 LAr-Calorimeter - Neural Networks vs. Fuzzy Elements*, accepted by Nucl. Instr. and Methods as proceedings of AIHENP '96

[87] R. Sell, *Untersuchung der J/ψ Produktion über den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ am ep-Speicherring HERA*, Dissertation, Hamburg (1995)

[88] R. Sell, *Photon-Proton Wirkungsquerschnitt*, interner Bericht, $http://dice2.desy.de/\sim sell/$, Hamburg (1995)

[89] G.A. Schuler und J. Terron, *Elastic and Diffractive Photoproduction of J/ψ Mesons*, Preprint DESY 92-017, Hamburg (1992)

[90] T. Sjöstrand, *JETSET 7.4 Physics Manual*, CERN-TH 7112.93 (1993)

[91] W. Tajuddin, *Understanding Event Classification by Multilayer Perceptrons*, Proceedings of the IV International Workshop on Software Engineering, Artificial Intelligence and Expert Systems for High Energy and Nuclear Physics, Pisa (1995)

[92] T. Teubner et al., *Diffractive open charm production at HERA*, Durham HERA Meeting (22.06.1996)

[93] T. Tong Tran et al., *Application of a high speed analog neural network chip in the first level RZ-Trigger of the H1-Experiment at HERA*, International Journal of Modern Physics C, Vol. 6, No. 4 (1995)

[94] J. Tutas, *A level 1 trigger from the limited streamer tube system*, H1 Report 07/91-185, Hamburg (1991)

[95] R. Wallny, *Untersuchung des strahlinduzierten Untergrundes bei der Datennahme von Ereignissen der tief-inelastischen Streuung durch den H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Heidelberg 1996

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

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

[98] M. Derrick et al., ZEUS-Kollaboration, *Elastic J/ψ Photoproduction at HERA*, Int. Europhys. Conf. on HEP, Brüssel (1995)

M. Derrick et al., ZEUS-Kollaboration, *J/ψ Photoproduction at HERA*, International Conference on High Energy Physics ICHEP'96, Warschau (1996)

[99] J. J. Aubert et al., EMC-Kollaboration, *Production of charmonium in* $250\,GeV$ *μ^+-Iron Interactions*, Nuclear Physics B213 (1993)1

P. L. Frabetti et al., E687-Kollaboration, *A measurement of elastic J/ψ photoproduction cross section at Fermilab E687*, Physics Letters B316 (1993) 197

M. Arneodo et al., NMC-Kollaboration, *Quasielastic J/ψ muoproduction from hydrogen, deuterium, carbon and tin*, Physics Letters B332 (1994) 195

M. Binkley et al., E401-Kollaboration, *J/ψ Photoproduction from* 60 *to* $300\,GeV$, Phys. Rev. Lett. 48 (1982 73)

B.H. Denby et al., E516-Kollaboration, *Inelastic and Elastic Photoproduction of J/ψ (3097)*, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 795

R. Barate et al., NA14-Kollaboration, *Measurement of J/ψ and ψ' Real Photoproduction on Lithium-6 at a Mean Energy of* $90\,GeV$, Z. Phys. C33 (1987) 505

Ashman et al., EMC-Kollaboration, *Measurement of J/ψ Production in* $280\,GeV$ *μ^+ Iron Interactions*, Phys. Rev. Lett. 89B (1980) 267

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der H1-Kollaboration, bei deren Mitgliedern ich mich an dieser Stelle für ihre Unterstützung herzlich bedanken möchte.
Mein besonderer Dank gilt:

- Frau Prof. Dr. B. Naroska für die hervorragende Betreuung der Analyse und für die Begutachtung der vorliegenden Arbeit.
- Herrn Prof. Dr. R. Eichler für die Anfertigung des zweiten Gutachtens der Dissertation.
- Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe "Heavy-Quarks" und insbesondere Dr. R. Gerhards und Dr. C. Grab für die gute Zusammenarbeit.
- Für das Korrekturlesen der gesamten Arbeit Ralf Gerhards, Hanna Mahlke-Krüger und Dirk Schmidt.
- Für das Korrekturlesen von Teilen dieser Arbeit Dirk Hoffmann, Martin Kander, Arnd Meyer und Reinhard Sell.
- Den Mitgliedern der Hamburger-Myongruppe für die sehr freundschaftliche Arbeitsatmosphäre.

Besonders herzlich möchte ich mich bei meinen "Büro-Kollegen" Martin Kander, Bui Duc Lan und Stephan Schiek für die konstruktive und erfolgreiche Zusammenarbeit bedanken.