Diffraktive Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei hohen Energien

Diplomarbeit

vorgelegt von

Volker Michels

Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
November 2003

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Ein wesentliches Ziel der Elementarteilchenphysik ist die Untersuchung der Struktur der Materie bis zu den kleinsten Abständen. Die Experimente am Elektron-Proton-Beschleuniger HERA leisten hier wesentliche Beiträge. Mit den bei der Wechselwirkung ausgetauschten Photonen als Sondenteilchen wird die Untersuchung der Protonstruktur auf Abständen einer bisher nicht zugänglichen Größenordnung von 10^{-18} m ermöglicht.

Ein nicht minder wichtiges Ziel der Elementarteilchenphysik ist es, Verständnis über die fundamentalen Wechselwirkungen der Natur zu erlangen. Heute noch am wenigsten verstanden ist die starke Kraft, welche die Wechselwirkung zwischen Hadronen beschreibt. Experimente der Hadron-Hadron-Streuung in den sechziger Jahren haben grundlegende Erkenntnisse zum Verständnis dieser Wechselwirkung auf einer Größenskala des Protonradius beigetragen. Die überraschende Beobachtung war ein langsamer Anstieg des Wirkungsquerschnittes zu hohen Energien. Es wurde ein hoher Anteil von *diffraktiven* Ereignissen beobachtet, bei welchen die Stoßpartner (quasi) intakt bleiben und die Streuung unter sehr kleinem Winkel stattfindet. Eine Beschreibung des Energieverhaltens dieser Prozesse wurde möglich mittels anspruchsvoller mathematischer Methoden im Rahmen der Regge-Theorie. Mit der Einführung der Quantenchromodynamik (QCD) in den siebziger Jahren lag eine fundamentale Beschreibung der starken Wechselwirkung vor; theoretische Berechnungen sind jedoch nur möglich bei kleinen Längenskalen im Verhältnis zum Protonradius.

Die Beobachtung eines hohen Anteils diffraktiver Ereignisse bei HERA hat in den neunziger Jahren das Interesse an diffraktiven Prozessen neu belebt; deren Untersuchung ist bei HERA bei hohen Energien möglich. Da die Virtualität des ausgetauschten Photons und damit der transversalen Ausdehnung Werte in einem Bereich mehrerer Größenordnungen annehmen kann, eröffnet sich die einzigartige Möglichkeit, diese Prozesse sowohl auf kleinen als auch großen Längenskalen zu untersuchen. Von besonderem Interesse ist die Untersuchung der exklusiven Produktion neutraler Vektormesonen in diffraktiven Prozessen, da hier ein einfacher Endzustand mit vollständig zu rekonstruierender Kinematik vorliegt. Das Energieverhalten der Erzeugung des J/ψ-Mesons ist im Gegensatz zur Erzeugung der leichten Vektormesonen nicht auf einfache Weise in Einklang zu bringen mit den früheren Ergebnissen der Hadron-Hadron-Streuung. Es zeigt sich ein steiler Anstieg des Wirkungsquerschnittes zu hohen Energien. Das J/ψ-Meson ist ein gebundener $c\bar{c}$-Zustand aus Charm-Quarks, welche zu den schweren Quarks gezählt werden. Deren Masse setzt eine „harte“ Energieskala, so dass Vorhersagen in perturbativer QCD möglich sind. Die Untersuchung der diffraktiven J/ψ-Produktion kann zum Verständnis der Natur der starken Wechselwirkung beitragen. Von besonderem Interesse ist die Untersuchung des Energieverhaltens bei den höchsten zugänglichen Energien, da aus grundlegenden theoretischen Überlegungen eine Saturierung des Anstiegs des Wirkungsquerschnittes erwartet wird.

Diese Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:
Nach einer kurzen Vorstellung des H1-Detektors in Kapitel 1 wird in Kapitel 2 auf die diffraktive Photoproduktion von Vektormesonen bei HERA eingegangen; an dieser Stelle werden die relevanten kinematischen Größen dargestellt. In Kapitel 3 wird die für diese Arbeit verwendete Ereignissimulation und die Rekonstruktion der kinematischen Größen vorgestellt. Daran anschließend beginnt die Darstellung der Analyse, deren vornehmliches Ziel die Bestimmung des Energieverhalten des Wirkungsquerschnittes für den „elastischen“ Prozess $e\,p \rightarrow J/\psi\,p$ im Energiebereich 135 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 235 GeV ist. Es wird zunächst in Kapitel 4 die Selektion der Ereignisse vorgestellt; ein wesentlicher Teil der Selektion ist die Trennung der „elastischen“ Ereignisse vom Hauptuntergrund, diffraktiven Ereignissen mit Dissoziation des Protons $e\,p \rightarrow J/\psi\,Y$. Nach der Bestimmung der Korrekturfaktoren in Kapitel 5 wird in Kapitel 6 die Bestimmung der Anzahl der Signalereignisse und schließlich der Wirkungsquerschnitte dargestellt. Abschließend findet eine Diskussion der Ergebnisse statt.

1. HERA und das H1 Experiment

Die in dieser Arbeit untersuchten Daten wurden im Jahr 2000 am H1-Detektor des Elektronen-Protonen-Speicherringes HERA (siehe Abbildung 1.1) genommen.
Im folgenden sollen in einem kurzen Überblick der Beschleuniger HERA, der H1-Detektor und abschließend das H1-Triggersystem vorgestellt werden.

1.1. Der HERA-Beschleuniger

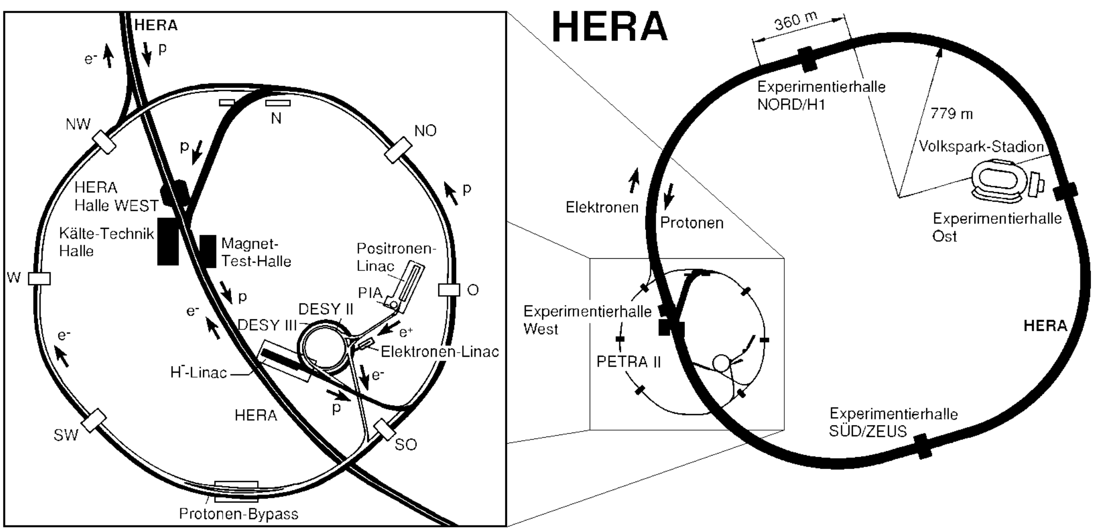


Abbildung 1.1.: Der HERA-Ring sowie auf der linken Seite vergrößert die Vorbeschleuniger.

HERA besteht aus zwei separaten Speicherringen für Elektronen bzw. Positronen und Protonen; die Elektronen werden auf eine Energie von 27.5 GeV, die Protonen auf eine Energie von 920 GeV in Paketen beschleunigt und bei den Experimenten H1 und ZEUS mit einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} \approx 318$ GeV zur Kollision gebracht. Der zeitliche Abstand zwischen den Kollisionen beträgt 96 ns.

1.2. Der H1 Detektor

Beim H1-Detektor handelt es sich um einen Detektor hoher Hermitizität, der nahezu den gesamten Raumwinkelbereich abdeckt; dies ermöglicht die Messung fehlender Transversalenergie, wie es für Ereignisse mit einem Neutrino im Endzustand typisch ist. Den Anforderung des Nachweises des gestreuten Elektrons bei tiefunelastischen Reaktionen entsprechend, ist eine gute Elektronenidentifikation bei hoher Auflösung im Orts- und Impulsbereich nötig. Der Detektor ist schematisch in Abbildung 1.2 dargestellt. Der einlaufende Protonenstrahl definiert die positive z-Achse des rechtshändigen Koordinatensystems, welches zur Beschreibung der Detektorgeometrie verwendet wird. Die x-Achse weist in Richtung des Mittelpunktes des HERA-Ringes. Der Azimutalwinkel ϕ wird zwischen der x-und y-Achse, der Polarwinkel θ relativ zur positiven z-Achse gemessen. Der Detektor ist asymmetrisch und in Vorwärtsrichtung aufwändiger instrumentiert, da sich der Schwerpunkt der Zerfallsprodukte aufgrund der im Vergleich zur Elektronenenergie hohen Protonenenergie in Vorwärtsrichtung bewegt. In der r-ϕ-Ebene senkrecht zur Strahlachse ist der Detektor jedoch symmetrisch.

Spurkammersystem

Das Spurkammersystem ist in zwei Detektoren unterteilt, den zentralen Spurdetektor (CTD), sowie den Vorwärtsspurkammern (FTD). Mit Hilfe des Spurkammersystems ist es möglich, Impuls, Winkel und über $\frac{dE}{dx}$ den Energieverlust geladener Teilchen zu vermessen und Spuren zu rekonstruieren.

Der zentrale Spurdetektor deckt einen Winkelbereich $15^\circ \lesssim \theta \lesssim 165^\circ$ ab und ist aus zwei Jetkammern (CJC1, CJC2), zwei Driftkammern (CIZ, COZ), sowie zwei Proportionalkammern (CIP, COP) zusammengesetzt. Die Jetkammern ermöglichen eine Auflösung von 170 μm in der r-ϕ-Ebene und eine Impulsauflösung $\sigma_p/p^2 \geq 0.01$ GeV^{-1}. Die Proportionalkammern CIP und COP werden zu Triggerzwecken verwendet.

Der Vorwärtsspurdetektor (FTD) deckt einen Winkelbereich von $5^\circ \lesssim \theta \lesssim 30^\circ$ ab. Dessen Proportionalkammern werden ebenfalls zu Triggerzwecken zusammen mit der CIP und COP verwendet.

Kalorimeter

Die Kalorimeter ermöglichen die Identifikation und Messung von Elektronen, Myonen und Hadronen. Der Detektor ist aus einem Flüssig-Argon Kalorimeter (LAr-Kalorimeter) im Zentralbereich und einem Spaghetti-Blei-Szintillationskalorimeter im rückwärtigen Bereich zusammengesetzt. Beide Kalorimeter sind innerhalb der Spule untergebracht, um die Menge des toten Materials zu verringern.

Das LAr-Kalorimeter deckt den Winkelbereich von $4^\circ \lesssim \theta \lesssim 154^\circ$ ab und ermöglicht den Nachweis des gestreuten Elektrons unter großem Winkel bei $Q^2 \geq 100$ GeV^2. In dieser Arbeit wird es zur Identifikation eines der beiden Zerfallselektronen des J/ψ-Mesons verwendet. Es ist unterteilt in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil. Das elektromagnetische Kalorimeter verwendet Bleiplatten als Absorber und flüssiges Argon als aktives Material, diese sind in abwechselnden Schichten angeordnet mit einer Tiefe von 20 bis 30 Strahlungslängen. Im hadronischen Kalorimeter werden in einer Schichtanordnung Stahlplatten als Absorber, sowie wiederum flüssiges Argon als aktives Material verwendet, wobei die Tiefe ca. 4 bis 8 Wechselwirkungslängen beträgt. Das LAr-Kalorimeter besitzt eine Energieauflösung von $\sigma_E/E \approx 12\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\%$ für Elektronen und $\sigma_E/E \approx 50\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 2\%$ für Pionen.

Im hinteren Bereich des Detektors befindet sich das rückwärtige Kalorimeter. Es deckt den Winkelbereich von $153^\circ \lesssim \theta \lesssim 178^\circ$ ab; die Hauptaufgabe dieses Kalorimeters ist der Nachweis des gestreuten Elektrons in einem Bereich 1 GeV$^2 \leq \mathrm{Q}^2 \leq 100$ GeV^2. In dieser Arbeit wird es zum Nachweis eines der J/ψ-Zerfallselektronen verwendet. Dieses Kalorimeter besteht aus einem elektromagnetischen Anteil mit 1192 Zellen und einem hadronischen Anteil mit 143 Zellen. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils beträgt $\sigma_E/E \approx 7.5\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 1\%$, des hadronischen Teils $\sigma_E/E \approx 30\%/\sqrt{E[\mathrm{GeV}]} \oplus 7\%$.

Myonsystem

Der H1-Detektor besitzt zwei Komponenten zum Nachweis von Myonen, den zentralen Myondetektor (CMD) und das Vorwärtsmyonsystem (FMD). In dieser Arbeit wird nur der FMD verwendet, um die Sekundärprodukte nachzuweisen, die entstehen wenn die Protonfragmente am Strahlrohr gestreut werden. Das FMD ist ein Spektrometer, bestehend aus 6 Driftkammerlagen, jeweils 3 sind vor und hinter einem Toroidmagneten angebracht; es deckt einen Winkelbereich von $3° \lesssim \theta \lesssim 17°$ ab.

Proton Remnant Tagger (PRT)

Der Proton Remnant Tagger (PRT) befindet sich 24 m vom Wechselwirkungspunkt entfernt in Protonrichtung; er besteht aus sieben Szintillatorpaaren und wird zum indirekten Nachweis der Protonreste verwendet.

Luminositätssystem

Die Luminosität wird über den elektromagnetischen Bethe-Heitler-Prozess $e\,p \rightarrow e\,p\,\gamma$ ermittelt. Das Photon wird mittels des Photon Detektors (PD), welcher sich bei -103 m befindet, nachgewiesen. Zum Nachweis des Elektrons wird der Elektron-Tagger (ET) bei -33 m verwendet.

1.3. Das H1 Triggersystem

Die Strahlkreuzungsrate bei HERA beträgt ca. 10 MHz. Der überwiegende Teil der Ereignisse sind jedoch Untergrundereignisse; diese sind Folge von Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit dem im Strahlrohr verbliebenen Restgas oder mit Teilen des Strahlrohrs, durch Beschleunigung des Elektronenstrahls erzeugte Synchrotronstrahlung, sowie kosmische Strahlung. Bei H1 werden nur die interessierenden Physikereignisse aufgezeichnet. Hierzu ist ein Triggersystem notwendig, welches die Untergrundereignisse verwirft. Um die Totzeit des Detektors möglich klein zu halten, wird ein dreistufiges Triggersystem verwendet. Die Ereignisrate wird dabei insgesamt auf etwa 10 Hz gesenkt. Die verwendeten Triggerstufen sollen im folgenden kurz vorgestellt werden.

L1

Die erste Triggerstufe besteht aus einem Schieberegister, welches die Detektorinformation von 24 Strahlkreuzungen zwischenspeichern kann; damit steht dieser Stufe eine Zeit von 2.3 μs zur Verfügung, eine Triggerentscheidung zu treffen. Durch logische Verknüpfungen werden aus 256 Triggerelementen 128 Subtrigger gebildet. Falls einer dieser Subtrigger das Ereignis akzeptiert, beginnt die Totzeit des Detektors mit dem Anhalten des Schieberegisters und dem Weiterreichen an die nachfolgende Triggerstufe. Die erste Triggerstufe reduziert die Ereignisrate auf etwa 5 kHz. Da die Rate für einzelne Triggerelemente sehr hoch werden kann, wird diese reduziert, indem diesen Triggerelementen ein *prescale factor* f zugewiesen wird. Dies bedeutet, dass von f Ereignissen $f-1$ Ereignisse verworfen werden - falls diese nicht von einem anderen Triggerelement akzeptiert worden sind.

L2

Die 2. Triggerstufe besteht aus 16 neuronalen Netzen und 16 topologischen Bedingungen. Diese Elemente reduzieren L1-Trigger hoher Rate, wobei diesen Elementen die gesamte Information der L1-Triggerelemente zur Verfügung steht. Falls die Entscheidung eines der Subtriggerelemente der ersten Stufe von der zweiten Stufe verifiziert werden konnte, wird die Auslese des Detektors gestartet, die gesamte Detektorinformation an die vierte Triggerstufe weitergereicht und die Datennahme in L1 neu gestartet. Ansonsten wird das Schieberegister neu gestartet. Diese Triggerstufe führt zu einer Reduktion der Ereignisrate auf etwa 50 Hz, wobei dafür etwa 20 μs zur Verfügung stehen.

L4

Diese Triggerstufe ist in Software realisiert; es findet, sobald die volle Detektorinformation übertragen worden ist, asynchron eine Ereignisrekonstruktion und -klassifikation statt. Die Ausgangsrate von L4 beträgt 10 Hz.

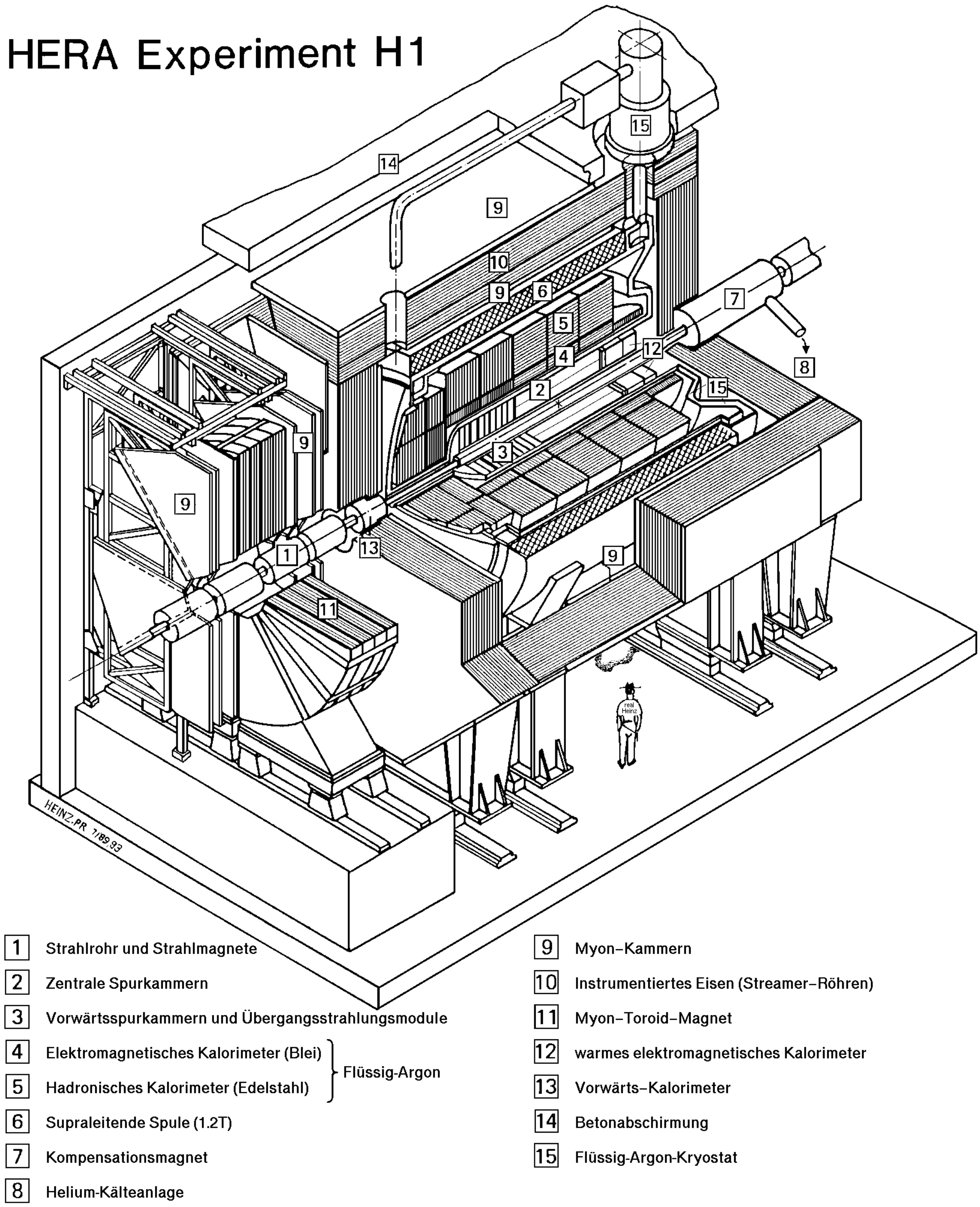


Abbildung 1.2.: Schematische Darstellung des H1-Detektors.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Abschnitt wird zunächst die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung bei HERA vorgestellt; dabei werden die für diese Arbeit wichtigen Größen eingeführt. Anschließend wird auf die Diffraktion bei HERA und die elastische Photoproduktion von Vektormesonen eingegangen. Es werden frühere experimentelle Ergebnisse und überblicksartig theoretische Modelle vorgestellt. Eine detaillierte Einführung in die diffraktive Vektormeson-Erzeugung findet man in [4, 5, 15].

2.1. Kinematik bei HERA

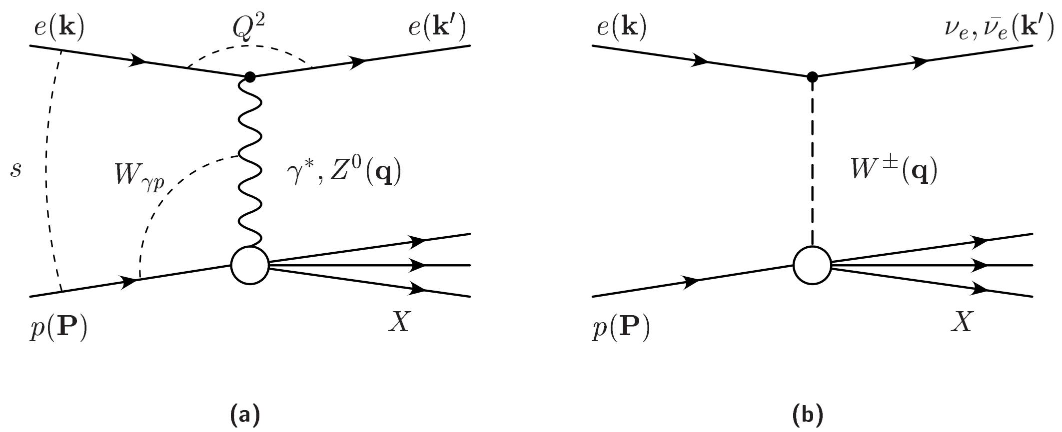


Abbildung 2.1.: Tiefunelastische Streuung bei HERA. Dargestellt sind Diagramme (a) des *neutralen Stroms* (NC), (b) des *geladenen Stroms* (CC).

Die Elektron-Proton-Streuung wird vermittelt durch den Austausch eines Eichbosons. Man unterscheidet den *neutralen Strom* (*neutral current*, NC) mit Austausch eines Photons oder Z^0-Bosons und einem Elektron im Endzustand von dem *geladenen Strom* (*charged current*, CC) mit Austausch eines $W^{\pm}$-Bosons und einem Elektron-Neutrino bzw. Elektron-Antineutrino im Endzustand:

$$e^{\pm} + p \to e^{\pm} + X \qquad \text{(NC)} \qquad (2.1)$$

$$e^{\pm} + p \to \nu_e(\bar{\nu_e}) + X \qquad \text{(CC)} \qquad (2.2)$$

Diagramme für beide Prozesse sind in Abbildung 2.1 gezeigt. Mit $\mathbf{k}$ und $\mathbf{P}$ werden die Viererimpulse des einlaufenden Elektrons bzw. des einlaufenden Protons bezeichnet. Die Elektron-Proton Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ ist gegeben durch

$$s \equiv (k + P)^2 = m_e^2 + m_p^2 + 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{P} \approx 4E_eE_p. \qquad (2.3)$$

E_e und E_p bezeichnen die Energien des Elektron- bzw. Protonstrahls. Bei den nominellen Energien von $E_e = 27.5$ GeV und $E_p = 920$ GeV beträgt die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} \approx 318$ GeV. Die Näherung ergibt sich bei Vernachlässigung der Massen des Protons und Elektrons und der Annahme, dass die Strahlen nur eine z-Komponente des Impulses besitzen. Es lassen sich folgende Lorentz-invariante Variablen definieren:

- Die Virtualität des ausgetauschten Bosons

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 \equiv (\mathbf{k} - \mathbf{k}'), \tag{2.4}$$

  wobei $\mathbf{k}'$ der Viererimpuls des gestreuten Leptons und $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ der Vierervektor des ausgetauschten Bosons ist. Q^2 deckt bei HERA einen Bereich von mehreren Größenordnungen bis zu 10^4 GeV^2 ab. Bei kleinen Q^2 sind der Z^0-Austausch und der geladene Strom unterdrückt, der Prozess wird dann durch den Austausch eines Photons dominiert. Für diese Arbeit ist nur der Prozess mit Austausch eines Photons relevant. Es gilt dann für die Photonvirtualität in guter Näherung

$$Q^2 \approx 2E_e E'_e(1 - \cos\theta_e). \tag{2.5}$$

  E'_e bezeichnet die Energie des gestreuten Elektrons, θ_e den Streuwinkel in Bezug auf die Richtung des einlaufenden Elektrons. Man unterscheidet bei HERA folgende kinematische Bereiche

  - **Photoproduktion** Ereignisse, bei denen das gestreute Elektron nicht bzw. mit speziellen Detektoren bei sehr kleinem Streuwinkel nachgewiesen wird und ein quasireelles Photon ausgetauscht wird, bezeichnet man als *Photoproduktion*; dies entspricht einem Bereich $Q^2 \lesssim 1$ GeV^2.
  - **DIS** Der Bereich $Q^2 \gg m_p^2$ wird als *tiefunelastische Streuung* bezeichnet. In diesem Fall wird ein virtuelles Photon ausgetauscht. Dies entspricht einem Bereich $Q^2 \gtrsim 2$ GeV^2.

- Die Skalen-Variable y

$$y \equiv \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \approx 1 - \frac{E'_e}{E_e} \cos^2 \theta_e/2 \tag{2.6}$$

  Diese Größe wird auch Inelastizität genannt und hat eine anschauliche Bedeutung im Proton-Ruhesystem; sie gibt dort den Anteil der Energie des ausgetauschten Photons am einlaufenden Elektron an. Der Wert für y ist demnach beschränkt auf den Bereich $0 \leq y \leq 1$.

- Die quadratische Energie im Photon-Proton-Schwerpunktssystem

$$W_{\gamma p}^2 \equiv (\mathbf{q} + \mathbf{P})^2 \approx sy - Q^2 \tag{2.7}$$

  In Photoproduktion gilt die Näherung

$$W_{\gamma p}^2 \approx sy. \tag{2.8}$$

  Die quadratische Energie im Photon-Proton-Schwerpunktssystem bildet in Photoproduktion also einen Anteil y der quadratischen Elektron-Proton-Schwerpunktsenergie.

- Die Skalen-Variable x

$$x \equiv \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \tag{2.9}$$

  Diese Größe kann Werte im Bereich $0 \leq x \leq 1$ annehmen; sie gibt den Impulsanteil des vom Photon getroffenen Partons am Gesamtimpuls des Protons an.

Wichtig in der folgenden Diskussion ist die Beziehung zwischen x und $W_{\gamma p}$:

$$W_{\gamma p}^2 \approx Q^2 \frac{1-x}{x} \tag{2.10}$$

Für kleines x ist $W_{\gamma p}^2$ also umgekehrt proportional zu x.

Zwei der Größen Q^2, x und y reichen neben der Schwerpunktsenergie s aus, um die Kinematik der tiefunelastischen Streuung zu beschreiben, da bei Vernachlässigung der Massen folgende Beziehung gilt:

$$Q^2 \approx sxy \tag{2.11}$$

Eine wichtige Größe zur Beschreibung der Kinematik diffraktiver Prozesse (s.u.) ist der quadratische Viererimpulsübertrag am Protonvertex

$$t \equiv (P - P')^2 < 0 \tag{2.12}$$

P' bezeichnet den Viererimpuls des Protons bzw. dissoziierten Protons im Endzustand.

In dieser Arbeit werden die Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $|t|$ und $W_{\gamma p}$ bestimmt.

2.2. Diffraktion bei HERA

Eine wichtige Erkenntnis der HERA-Experimente ist, dass ein großer Anteil der Ereignisse der tiefunelastischen Streuung von diffraktiver Natur ist. Die Bezeichnung *Diffraktion* ist durch Analogien zur Diffraktion in der Optik begründet (s.u.). Diese Prozesse zeichnen sich experimentell im Detektor durch eine räumliche Trennung des hadronischen Endzustandes X und des Protons aus (*Rapiditätslücke*). Bei der Diffraktion unterscheidet man folgende Möglichkeiten:

- Bei den *einfach diffraktiven* Prozessen bleibt das Proton intakt, der hadronische Endzustand X, welcher vom Photonvertex ausgeht, kann Jets aus Hadronen enthalten. Ein Diagramm für einen *einfach diffraktiven* Prozess mit einem intakten Proton im Endzustand ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

- Im Fall der *doppelt diffraktiven* Prozesse bleibt das Proton nicht intakt, sondern geht in einen angeregten Zustand mit gleichen Quantenzahlen über bzw. dissoziiert. Der Protonrest wird im folgenden mit Y bezeichnet.

- Falls das Proton intakt bleibt und es sich beim hadronischen Endzustand X um ein einzelnes Vektormeson handelt, spricht man von *„elastischer“ Streuung* $\gamma p \to Vp$. Der Mindestimpulsübertrag vom Proton zur Bildung eines reellen Teilchens im Endzustand ist vernachlässigbar im Verhältnis zur Photon-Proton-Schwerpunktsenergie. Ein typisches Kennzeichen von Diffraktion ist, dass nahezu die gesamte Photonenergie auf das Vektormeson übertragen wird.

- Bei der diffraktiven Produktion von Vektormesonen ist es ebenfalls möglich, dass das Proton in einen angeregten Zustand mit gleichen Quantenzahlen übergeht bzw. dissoziiert.

Diffraktive Prozesse können durch den Austausch eines farbneutralen Objektes (Pomeron) beschrieben werden. Hingegen findet bei den nicht-diffraktiven Ereignissen ein Farbfluss zwischen dem hadronischen Endzustand X und dem Proton bzw. Protonrest Y statt, welches zu einer Auffüllung dieses Bereiches mit Hadronen führt. Ein Merkmal diffraktiver Prozesse ist damit auch eine wesentlich geringere Masse des Protonrestes im Vergleich zur Energie im Photon-Proton-Schwerpunktssystem ($M_Y \ll W_{\gamma p}$).

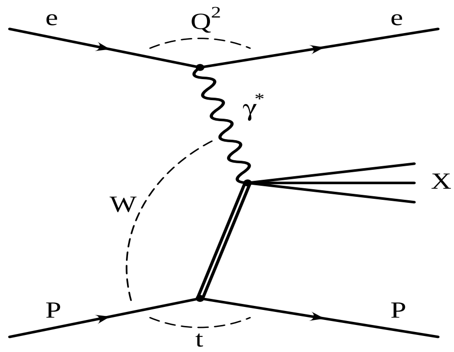
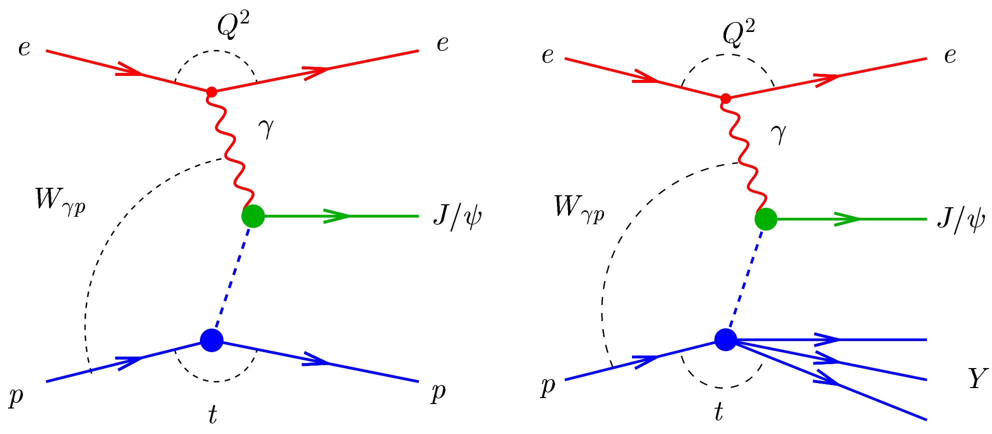


Abbildung 2.2.: *Einfach diffraktiver*Prozess: das Proton bleibt intakt, der hadronische Endzustand X ausgehend vom Photon-Vertex enthält Jets.

2.3. Diffraktive Photoproduktion von Vektormesonen



(a) elastisch **(b)** proton-dissoziativ

Abbildung 2.3.: Bei der diffraktiven J/ψ-Produktion unterscheidet man den elastischen Prozess (a), bei dem das Proton intakt bleibt, und den Prozess mit Proton-Dissoziation (b).

Die exklusive Produktion von neutralen Vektormesonen im diffraktiven Endzustand ist wie bereits geschildert ein Spezialfall des oben dargestellten inklusiven Prozesses. In Abbildung 2.3 sind Diagramme für die elastische und proton-dissoziative J/ψ-Erzeugung dargestellt. Den elastischen und proton-dissoziativen Prozessen gemeinsam ist die für Diffraktion übliche Rapiditätslücke zwischen Proton- bzw. Protonrest und dem Vektormeson aufgrund des fehlenden Farbflusses zwischen diesen. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 2.4 ein Beitrag zur inelastischen J/ψ-Produktion in Photon-Gluon-Fusion dargestellt. Bei diesem Prozess wird ein Gluon abgestrahlt, welches zu weiteren Hadronen im Endzustand führt.

Da es bei HERA möglich ist, den hadronischen Endzustand ohne Nachweis des gestreuten Elektrons zu triggern, kann die elastische Produktion von Vektormesonen in *Photoproduktion* untersucht werden. Der Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt ist um drei Größenordnungen größer als im Fall tiefunelastischer Prozesse, die hadronische Wechselwirkung von quasi-reellen Photonen kann daher mit hoher Statistik untersucht

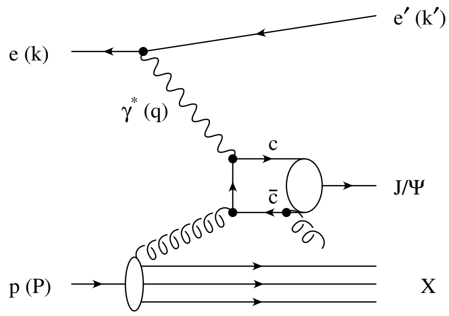


Abbildung 2.4.: Beitrag zur inelastischen J/ψ-Produktion in Photon-Gluon-Fusion.

werden.

In Abbildung 2.5 sind die bei HERA und Niederenergieexperimenten gemessenen Wirkungsquerschnitte für elastische Photoproduktion von verschiedenen Vektormesonen dargestellt in Abhängigkeit von der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Weiterhin ist der totale Photoproduktionswirkungsquerschnitt gezeigt, welcher nur wenig von $W_{\gamma p}$ abhängt. Eine schwache Energieabhängigkeit zeigt sich auch bei den leichten Vektormesonen ρ, ω und φ. Es ist eine Parametrisierung $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ möglich, mit $\delta \approx 0.22$. Die Produktion des J/ψ-Vektormesons zeigt ein völlig anderes Energieverhalten. Die Messungen ergeben einen wesentlich steileren Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit $\delta \gtrsim 0.8$. Im Falle des Υ-Mesons wird eine noch steilere Energieabhängigkeit vorhergesagt; hier sind jedoch noch weitere Messungen nötig, um dieses experimentell zu verifizieren.

Die diffraktive Photon-Proton-Streuung kann im hadronischen Bild beschrieben werden auf Grundlage des Vektormeson-Dominanz-Modell [17] und der Regge-Theorie [19]. Während die Energieabhängigkeit der elastischen Produktion der leichten Vektormesonen auf diese Weise beschrieben werden kann, trifft dies nicht zu für die Produktion des J/ψ-Mesons. In diesem Fall ist es jedoch möglich, den Prozess im Quark-Bild mittels perturbativer QCD (pQCD) zu beschreiben. Beide theoretischen Ansätze sollen im folgenden kurz vorgestellt werden.

2.3.1. Vektormeson-Dominanz-Modell und Regge-Theorie

- Im Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) fluktuiert das Photon in ein Vektormeson lange vor der Wechselwirkung. Dies ist möglich, da Vektormesonen die Quantenzahlen des Photons besitzen ($J^{PC} = 1^{--}$). Für Fluktuationszeiten $t_f \gg t_i$, wobei die Wechselwirkungszeit t_i durch den Proton-Radius gegeben ist, verhält sich das Photon wie ein Hadron, dies trifft bei HERA-Energien für quasireelle Photonen zu und gilt auch für virtuelle Photonen bis zu $Q^2 \sim 2 - 3 \cdot 10^3$ GeV^2.

- In einem zweiten Schritt findet die Streuung des Vektormesons am Proton statt. Experimente der Hadron-Hadron Streuung haben ergeben, dass der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot}^{ab} der Streuung zweier Hadronen a und b zu hohen Schwerpunktsenergien leicht ansteigt. Dasselbe gilt für die elastische Streuung. Im Rahmen der Regge-Theorie ist eine Beschreibung des Energieverhaltens möglich, diese kann übertragen werden auf die Streuung des Vektormesons am Proton. Der totale Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien wird dominiert durch den Austausch einer Pomeron-Trajektorie $\alpha_{I\!P}(t)$:

$$\sigma_{tot}^{Vp} \propto (W^2)^{\alpha_{I\!P}(t=0)-1} \tag{2.13}$$

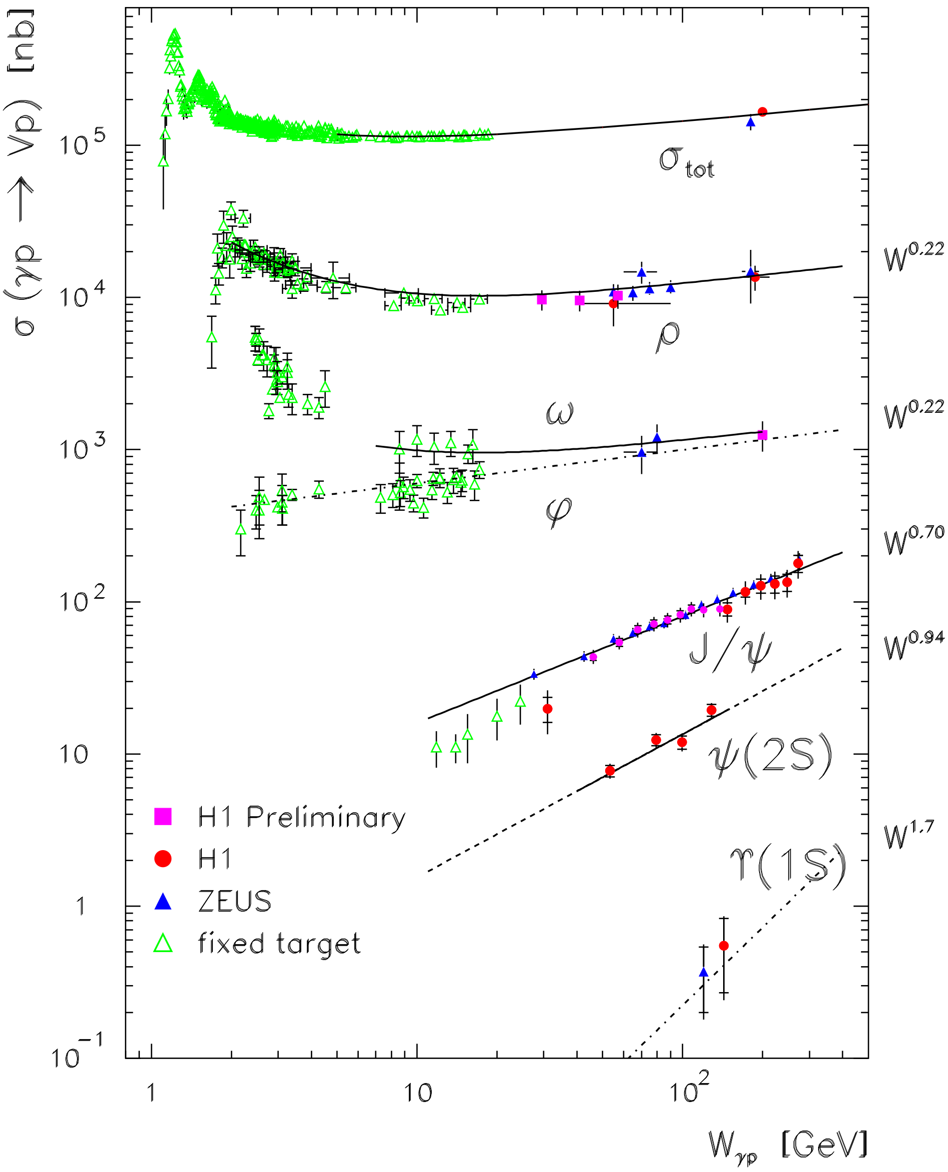


Abbildung 2.5.: Gemessene Wirkungsquerschnitte für elastische Photoproduktion von Vektormesonen als Funktion von $W_{\gamma p}$ und gemessener totaler γp-Wirkungsquerschnitt. Die Kurven stellen Anpassungen W^{δ} dar, die Werte für δ sind an der rechten Achse eingetragen. Der Wert für Υ-Produktion ist eine theoretische Vorhersage.

Die Pomeron-Trajektorie

$$\alpha_{I\!P}(t) = \alpha_{I\!P}(0) + \alpha'_{I\!P}\, t = 1 + \epsilon + \alpha'_{I\!P}\, t \tag{2.14}$$

wurde von Gribov eingeführt und ist nach dem russischen Physiker Pomeranchuk benannt. Sie bildet den dominierenden Beitrag für den totalen Wirkungsquerschnitt bei hohen Energien und beschreibt dessen schwachen Anstieg zu höheren Schwerpunktsenergien, da $\alpha_{I\!P}(0) > 1$ bzw. $\epsilon > 0$. $\alpha_{I\!P}(0)$ und $\alpha'_{I\!P}$ werden als *Pomeron-Achsenabschnitt* bzw. *Pomeron-Steigung* bezeichnet. Die Beiträge der anderen Trajektorien $\alpha_{I\!R}(t)$ mit $\alpha_{I\!R}(0) < 1$ sind bei hohen Energien zu vernachlässigen. Die Werte $\epsilon \sim 0.08$ und $\alpha'_{I\!P} \sim 0.25$ GeV^2 wurden von Donnachie und Landshoff aus einer Anpassung an die experimentellen Daten der Hadron-Hadron-Streuung bestimmt [3]. Der totale Wirkungsquerschnitt der Hadron-Hadron-Streuung ist mittels des optischen Theorems mit dem Imaginärteil der Streuamplitude $T^{ab}_{el}(s,t)$ in Vorwärtsrichtung[1] des elastischen Prozesses verknüpft (s bezeichnet die quadratische Schwerpunktsenergie, im Fall der Streuung des Vektormesons am Proton ist diese gegeben durch $W^2_{\gamma p}$):

$$\sigma^{ab}_{tot} = \frac{1}{s} Im T^{ab}_{el}(s,0) \tag{2.15}$$

Dies heißt, dass bei hohen Energien die elastischen Prozesse einen großen Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt bilden.

Für kleine Werte von t kann der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma^{\gamma p \to Vp}/dt$ für den elastischen Prozess durch eine exponentielle Abhängigkeit parametrisiert werden; er hängt aufgrund des optischen Theorems vom totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\gamma p}_{tot}$ ab:

$$\frac{d\sigma^{\gamma p \to Vp}}{dt} \propto (\sigma^{\gamma p}_{tot})^2 e^{b_{el}(W^2_{\gamma p})t} \propto W^{4\epsilon}_{\gamma p} \tag{2.16}$$

mit

$$b_{el}(W^2_{\gamma p}) = b_0 + 2\alpha'_{I\!P} \ln \frac{W^2_{\gamma p}}{W^2_0} \tag{2.17}$$

Der Steigungsparameter b besitzt eine anschauliche geometrische Interpretation aus der Optik und gibt die Ausdehnung der beiden an der Streuung beteiligten Teilchen an mit $b_{el} = (R^2_P + R^2_V)/4$. R_P und R_V bezeichnen den Radius des Protons bzw. Vektormesons. Messungen des Steigungsparameter ergeben für die elastische J/ψ-Produktion einen Wert von $b_{el} \approx 4 - 5$ GeV^{-2}. Keine Analogie zur Optik besitzt hingegen die Energieabhängigkeit von $b(W^2_{\gamma p})$, welche durch den universellen Parameter $\alpha'_{I\!P}(t)$ beschrieben wird. Dies bewirkt, dass der exponentielle Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit wachsender Schwerpunktsenergie steiler wird; dieser Effekt wird als *shrinkage* bezeichnet.
Integration von 2.16 liefert

$$\sigma^{\gamma p \to Vp}(W^2_{\gamma p}) \propto (W^2_{\gamma p})^{2\alpha_{I\!P}-2}, \tag{2.18}$$

mit einem effektiven $\alpha_{I\!P}$, welcher nur um einige Prozent von $\alpha_{I\!P}(0)$ abweicht [5]. Für die leichten Vektormesonen ergibt sich damit die bereits erwähnte Energieabhängigkeit $\sigma^{\gamma p \to Vp} \sim W^{0.22}$.

Die Vektormeson Erzeugung mit Protondissoziation zeigt das gleiche Energieverhalten $d\sigma^{\gamma p \to Vp}/dt \propto W^{4\epsilon}_{\gamma p}$. Der exponentielle Abfall mit $|t|$ ist jedoch flacher,

[1] Der Fall $t = 0$ wird als Vorwärtsstreuung bezeichnet

der protondissoziative Steigungsparameter b_{pd} liegt bei HERA bei kleinen Werten von $|t|$ bei $1-2$ GeV^{-2}. b_{pd} nimmt logarithmisch mit der Schwerpunktenergie zu und sinkt mit steigender Masse M_Y. Bei fester Energie fällt der Wirkungsquerschnitt mit $1/M_Y^{2(1+\epsilon)} \approx 1/M_Y^2$. J/ψ-Erzeugung mit Protondissoziation stellt bei dem in dieser Arbeit untersuchten Bereich kleiner $|t|$ den Hauptuntergrund zum elastischen Prozess dar.

Es muss hier betont werden, dass das so eingeführte Pomeron eine erfolgreiche Beschreibung der diffraktiven Wechselwirkung im Rahmen der Regge-Theorie ist, jedoch keinem realem Teilchen zugeordnet werden kann; hingegen lassen sich die übrigen bekannten Regge-Trajektorien jeweils als Austausch von Mesonen interpretieren.

2.3.2. Perturbative QCD

Die Masse des J/ψ-Mesons ist groß genug, um eine harte Energieskala darzustellen ($m_{J/\psi} \gg \Lambda_{QCD}$). Es ist also möglich, diesen Prozess im Rahmen der perturbativen QCD zu berechnen. Andere mögliche Skalen sind z.B. Q^2 und t. In Abbildung 2.6 ist ein Diagramm für den elastischen Prozess im Bild der perturbativen QCD dargestellt.

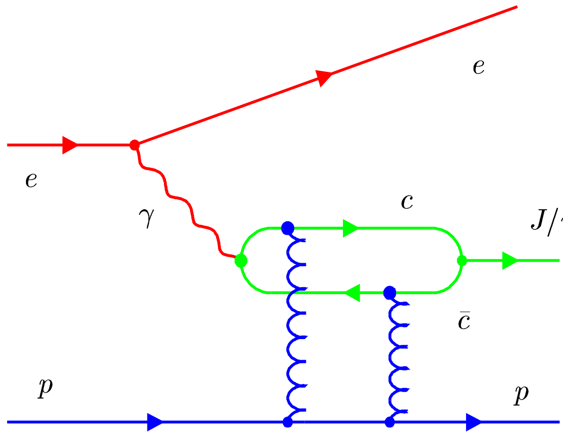


Abbildung 2.6.: Im Bild der perturbativer QCD kann die diffraktive J/ψ-Erzeugung beschrieben werden durch Austausch von mindestens zwei Gluonen.

Der Prozess faktorisiert folgendermaßen im Ruhesystem des Protons [16]:

- Fluktuation des Photons in ein $c\bar{c}$-Paar lange vor der Wechselwirkung
- Farbneutrale hadronische Wechselwirkung mit dem Proton; dieses kann durch den Austausch von mindestens zwei Gluonen oder einer Gluonleiter beschrieben werden.
- Bildung des gebundenen J/ψ-Zustandes lange nach der Wechselwirkung, beschrieben durch die Wellenfunktion des Vektormesons. Diese ist nicht vollständig berechenbar in der perturbativen QCD.

Der perturbative Anteil dieses Prozesse, der Gluonaustausch, führt zu einer quadratischen Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Gluondichte im Proton:

$$\sigma^{\gamma p \to Vp}(W_{\gamma p}^2) \propto \left(xg(x,Q^2)\right)^2 \tag{2.19}$$

Wegen $W_{\gamma p}^2 \propto 1/x$ (siehe Gl. 2.10) führt dies zu einem steilen Anstieg des Wirkungsquerschnittes zu hohen $W_{\gamma p}$, da die Gluondichte $g(x, Q^2)$ zu kleinen x stark ansteigt. Der in dieser Arbeit untersuchte Bereich hoher Energien (135 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma \mathrm{p}} \leq$ 235 GeV) ist gut geeignet, theoretische Modelle, welche auf unterschiedlichen Parametrisierungen der Gluondichte beruhen, zu überprüfen. Abbildung 2.7 zeigt bisherige Messungen des ela-

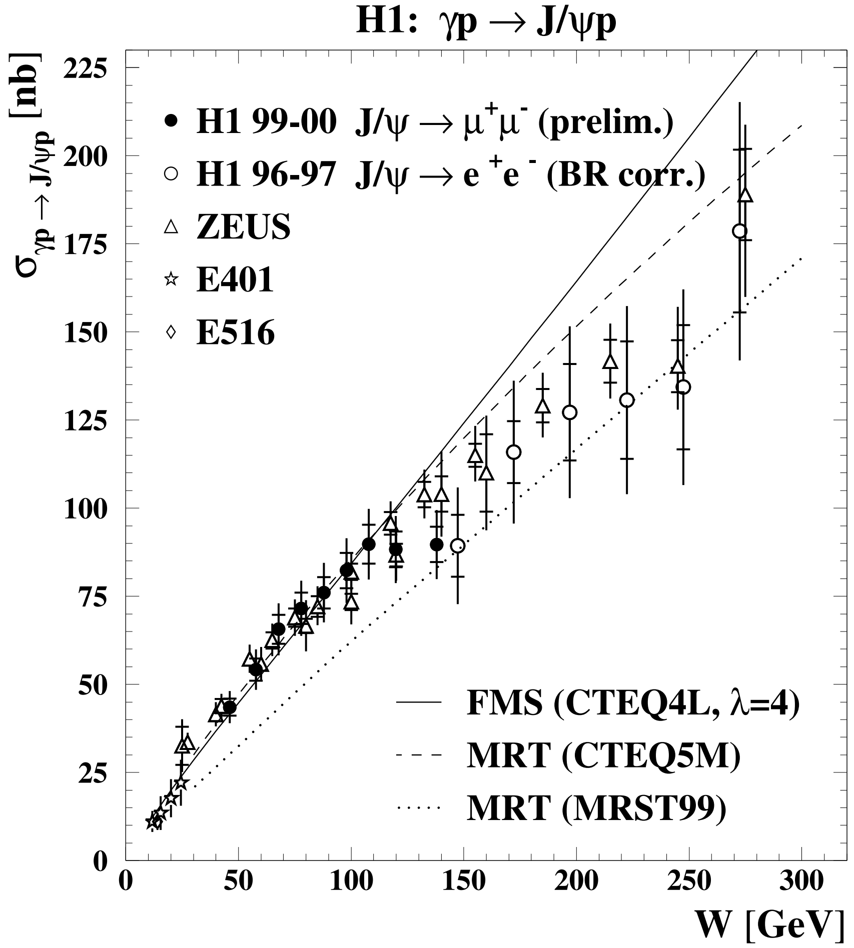


Abbildung 2.7.: Elastischer Wirkungsquerschnitt als Funktion von $W_{\gamma p}$. Experimentelle Daten [8,20,21] sind verglichen mit pQCD-Modellen [1,2,13,14]. Der statistische Fehler ist durch den inneren, der totale Fehler durch den äußeren Fehlerbalken gegeben.

stischen Wirkungsquerschnittes $\sigma_{\gamma p}$ für J/ψ-Produktion als Funktion von $W_{\gamma p}$ [8,20,21] zusammen mit drei verschiedenen Theoriekurven, welche auf unterschiedlichen Beschreibungen der Gluondichte im Proton basieren [1,2,13,14].

3. Ereignissimulation

In dieser Arbeit wird eine Ereignissimulation („Monte-Carlo"-Simulation, benannt nach der dabei verwendeten Integrationsmethode) der elastischen und proton-dissoziativen J/ψ-Produktion verwendet, um auf Detektoreffekte zu korrigieren, insbesondere auch um Korrekturfaktoren für die Vorwärtsselektion zu bestimmen.
Die Simulation findet in drei Schritten statt: Zunächst werden vom jeweiligen Ereignisgenerator Teilchen gemäß eines vorgegebenen Wirkungsquerschnittes „erzeugt", indem Viererverktoren generiert werden. In einem nächsten Schritt wird der Weg der stabilen Teilchen durch den Detektor simuliert, hierzu wird eine auf GEANT basierende Detektorsimulation verwendet. Ausgabe dieses Schrittes ist die simulierte Antwort der einzelnen Detektorkomponenten. Als letztes findet die Rekonstruktion statt, hierfür wird die gleiche Software benutzt wie für die Daten.
Im folgenden wird zunächst der verwendete Generator DIFFVM vorgestellt. Anschließend wird auf die Rekonstruktion der verwendeten Größen, sowie deren Auflösung eingegangen.

3.1. Der Ereignisgenerator DIFFVM

Der Generator DIFFVM [6] erzeugt Ereignisse der diffraktiven Vektormeson-Produktion in Elektron-Proton-Streuung, wobei sowohl der elastische Prozess als auch Proton-Dissoziation simuliert werden. Der Simulator basiert auf dem Vektormeson-Dominanz-Modell und der Regge-Theorie (s. Abschnitt 2.3.1). Da viele Parameter frei eingestellt werden können, ist es de facto möglich, mit diesem Generator die diffraktive Vektormeson-Produktion modellunabhängig zu beschreiben. Die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von t und $W_{\gamma p}$ wird beschrieben gemäß

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}(t=0, W_{\gamma p} = W_0) \cdot e^{b|t|} \cdot (\frac{W_{\gamma p}}{W_0})^{4\epsilon} \tag{3.1}$$

mit

$$|b(W_{\gamma p})| = |b(W_0)| + 2\alpha' \ln \frac{W_{\gamma p}^2}{W_0^2} \tag{3.2}$$

Es wird ein Wert von $\epsilon = 0.225$ für die elastische und proton-dissoziative Simulation gewählt. Für den Parameter b werden unterschiedliche Werte gewählt ($b_{el} = 4.8$ GeV^{-2}, $b_{pd} = 1.6$ GeV^{-2}), da der elastische Wirkungsquerschnitt stärker mit t abfällt. Im Fall der J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation ist der Wirkungsquerschnitt proportional zu $1/M_Y^2$, wobei M_Y die Masse des dissoziierten Proton-Systems ist. Für Massen $M_Y < 1.9$ GeV wird das System als eine der Nukleon-Resonanzen $N(1440)$, $N(1520)$ oder $N(1710)$ behandelt, für größere Massen wird die Beschreibung mittels der *Lund string fragmentation* vorgenommen.

Für diese Arbeit werden nur Ereignisse mit Elektronzerfall verwendet, wobei die elastischen und proton-dissoziativen Ereignisse im Verhältnis 1:1 gemischt werden, mit einem Verhältnis $\sigma_{el} : \sigma_{pd} = 1 : 1.07$ der Wirkungsquerschnitte. In Abbildung 3.1 ist die Verteilung der generierten Größe $W_{\gamma p}$ gezeigt für Ereignisse mit $Q^2_{gen} < 1$ GeV^2. Weiterhin ist zum Vergleich die Verteilung gezeigt, welche sich ergibt, wenn auf Generatorniveau Akzeptanzschnitte auf die Polarwinkel der Zerfallselektronen durchgeführt werden ($90^\circ \leq \theta_{gen,1} \leq 155^\circ$, $153^\circ \leq \theta_{gen,2} \leq 176^\circ$). Der $W_{\gamma p}$-Bereich wird dadurch stark eingeschränkt. Der in dieser Arbeit analysierte Bereich 135 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 235 GeV ist ebenfalls eingezeichnet.

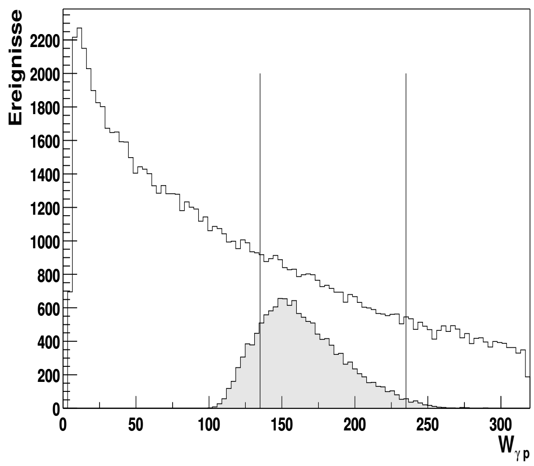


Abbildung 3.1.: Verteilung von $W_{\gamma p}$ vor und nach den Akzeptanzschnitten auf die Polarwinkel der Zerfallselektronen auf Generatorniveau. Es sind nur Ereignisse der Photoproduktion ($Q^2 \leq 1$ GeV^2) berücksichtigt. Die senkrechten Linien kennzeichnen den Analysebereich dieser Arbeit.

3.2. Rekonstruktion der Kinematik

In diesem Abschnitt soll die Rekonstruktion der Größen y, $W_{\gamma p}$ und t vorgestellt werden. Anschließend wird die Güte der Rekonstruktion untersucht, indem die Auflösung und Reinheit dieser Größen in den einzelnen Analyseintervallen bestimmt wird.

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

Bei HERA ist die Rekonstruktion dieser Größen auf verschiedene Weise möglich, wobei man das gestreute Elektron, den hadronischen Endzustand oder eine Kombination aus beiden verwendet. In dem hier betrachteten Fall der Photoproduktion, bei welchem der Vierervektor des gestreuten Elektrons nicht gemessen wird, können diese Größen nur aus dem hadronischen Endzustand bestimmt werden. Hierzu müssen die Vierervektoren aller Teilchen des hadronischen Endzustandes bekannt sein. Jacquet und Blondel haben gezeigt [11], dass die Teilchen, die bei kleinen Polarwinkeln nicht nachgewiesen werden können (Proton oder Protonfragmente), in der Berechnung zu vernachlässigen sind, da sie nur einen kleinen Transversalimpuls tragen.
y lässt sich aus dem Verhältnis der longitudinalen Energiebilanz des hadronischen Endzustandes und der doppelten Energie des Elektronenstrahls berechnen:

$$y \equiv \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{q}}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{P}\cdot(\mathbf{P_h}-\mathbf{P})}{\mathbf{P}\cdot\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{P}\cdot\mathbf{P_h}}{2E_eE_p} = \frac{E_pE_h - E_pp_{zh}}{2E_eE_p} = \frac{E_h - p_{zh}}{2E_e} \tag{3.3}$$

Die longitudinale Energiebilanz des hadronischen Endzustandes setzt sich zusammen aus dem Anteil des J/ψ und des restlichen hadronischen Endzustandes:

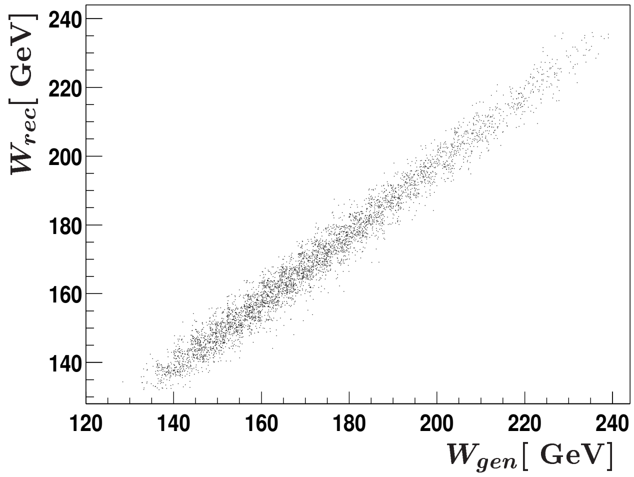
$$y = \frac{E_h - p_{zh}}{2E_e} = \frac{(E - p_z)_{J/\psi} + \sum_Y (E - p_z)}{2E_e} = y_{J/\psi} + y_Y \tag{3.4}$$

Da in dieser Arbeit gefordert wird, dass der hadronische Endzustand nur aus dem J/ψ-Meson besteht und die Beiträge bei kleinen Polarwinkeln in Vorwärtsrichtung zu vernachlässigen sind, wird y durch $y_{J/\psi}$ angenähert.
In Photoproduktion ergibt sich dann für die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ (s. Gl. 2.8):

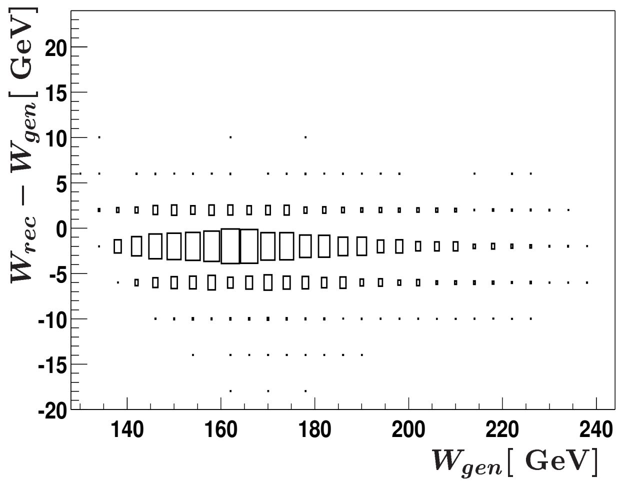
$$W_{\gamma p} \approx \sqrt{ys} \tag{3.5}$$

In Abbildung 3.2(a) sind für die elastische Simulation der rekonstruierte und generierte Wert für $W_{\gamma p}$ gegeneinander aufgetragen, in Abbildung 3.2(b) die Abweichung $W_{rec} - W_{gen}$ gegen den generierten Wert.

In Abbildung 3.3 ist die relative Auflösung von $W_{\gamma p}$ in den betrachteten Analyseintervallen dargestellt. Sie beträgt in allen Intervallen ca. 1-2%, weiterhin ist zu erkennen, dass $W_{\gamma p}$ ca. 1-2% zu niedrig rekonstruiert wird. In den Abbildungen 3.4(b) und 3.4(a) sind die *Reinheit* und *Stabilität* der gewählten Intervalle dargestellt. Beide Größen zusammen geben Auskunft darüber, wieviele Ereignisse in das betrachtete Intervall hinein- bzw. herausmigrieren. Die *Reinheit* bezeichnet den Anteil der rekonstruierten Ereignisse, die in dem betrachteten Intervall auch tatsächlich generiert worden sind ($\frac{N_{rec,gen}}{N_{rec}}$), während die *Stabilität* den Anteil der generierten Ereignisse angibt, die in dem betrachteten Intervall auch rekonstruiert werden ($\frac{N_{rec,gen}}{N_{gen}}$). Da das dritte und vierte Intervall mit 15 GeV bzw. 10 GeV Breite sehr schmal gewählt sind (die absolute Auflösung beträgt ca. 5 GeV), sinkt die Stabilität für diese Intervalle auf unter 80%; für das vierte Intervall sinkt auch die Reinheit auf einen Wert unter 80%. In Abschnitt 6.1 wird die Wahl der Analyseintervalle genauer diskutiert.



(a)



(b)

Abbildung 3.2.: Vergleich des generierten und rekonstruierten Wertes für $W_{\gamma p}$ (a) und Abweichung zwischen rekonstruierten und generierten Werten für $W_{\gamma p}$ in Abhängigkeit vom generierten Wert (b) für die elastische Simulation.

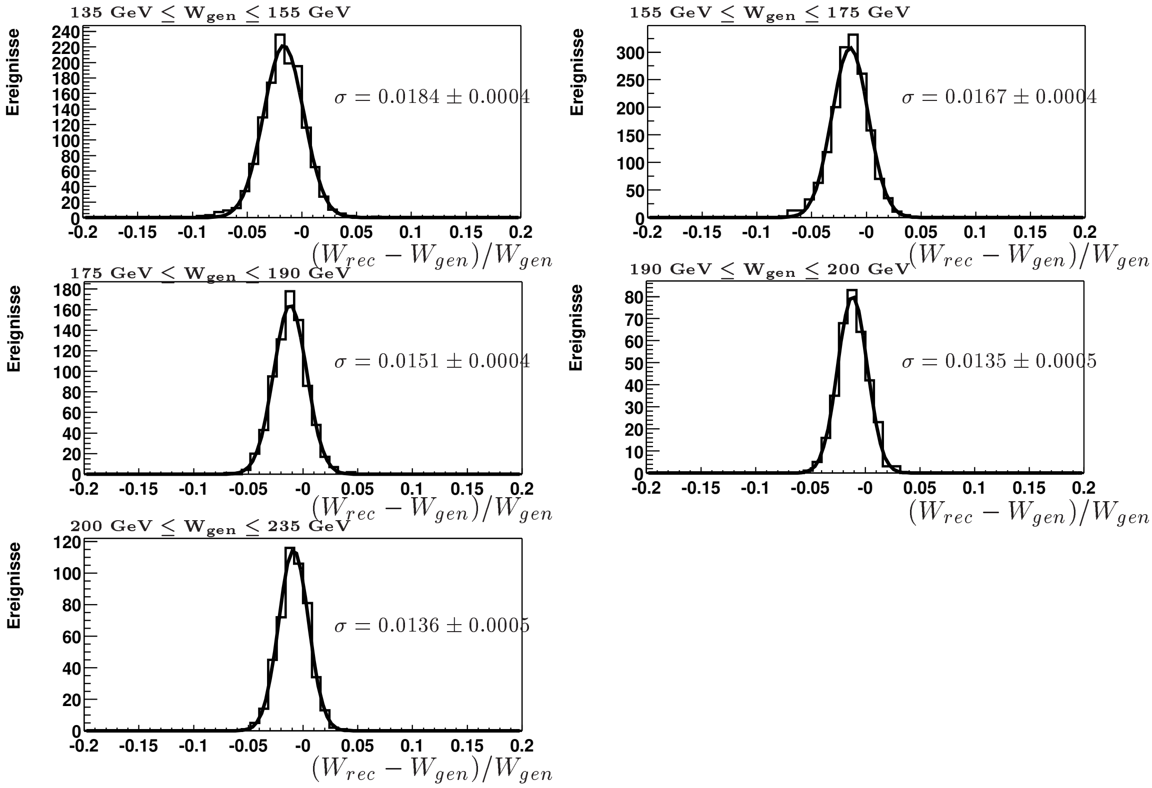


Abbildung 3.3.: Relative Auflösung von $W_{\gamma p}$ in den verwendeten Analyseintervallen.

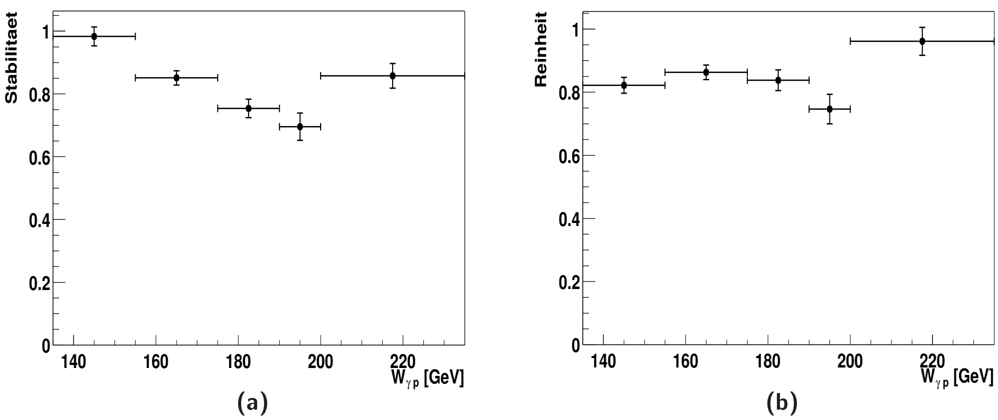
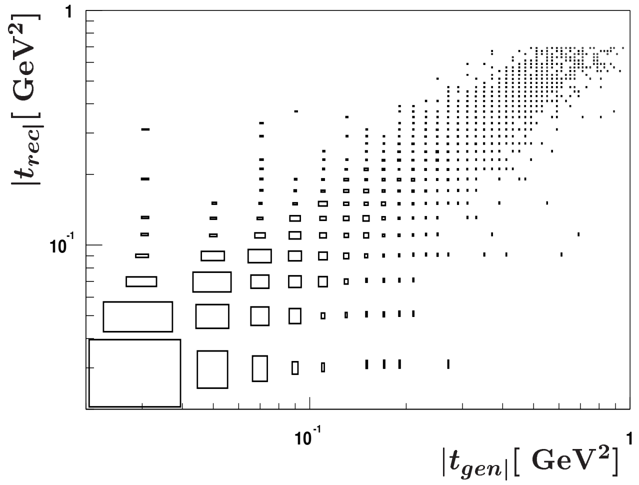


Abbildung 3.4.: *Stabilität* (a) und *Reinheit* (b) von $W_{\gamma p}$ in den verwendeten Analyseintervallen.

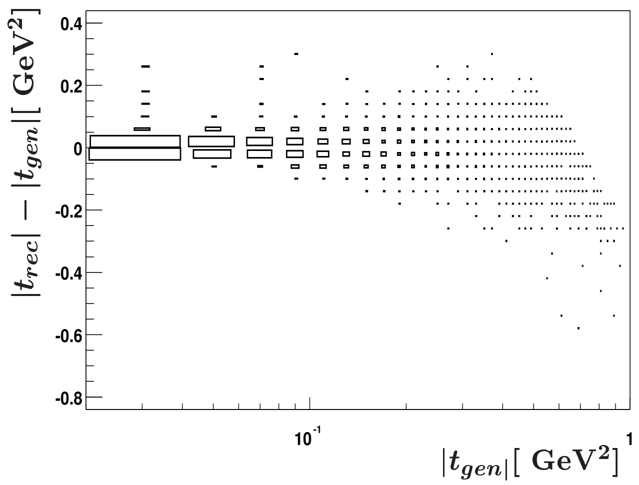
Rekonstruktion von t
In Photoproduktion kann die Größe t mittels des Transversalimpulses des J/ψ-Mesons rekonstruiert werden:

$$
\begin{aligned}
t = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2 &= (\mathbf{P}_{J/\psi} - \mathbf{q})^2 \\
&= M^2_{J/\psi} - Q^2 - 2\mathbf{P}_{J/\psi} \cdot \mathbf{q} \\
&\approx -2E_\gamma(E_{J/\psi} + p_{z,J/\psi}) + M^2_{J/\psi} \\
&\approx -(E_{J/\psi} - p_{z,J/\psi})(E_{J/\psi} + p_{z,J/\psi}) + M^2_{J/\psi} \\
&= -E^2_{J/\psi} + p^2_{z,J/\psi} + M^2_{J/\psi} \\
&= -p^2_{t,J/\psi} \qquad (3.6)
\end{aligned}
$$

E_γ bezeichnet die Energie des ausgetauschten Photons. Es wurde die Näherung $2E_\gamma \approx E_{J/\psi} - p_{z,J/\psi}$ durchgeführt; diese gilt, wenn nahezu die gesamte Energie des Photons auf das Vektormeson übertragen wird.
In Abbildung 3.5(a) und 3.5(b) sind für die elastische Simulation der rekonstruierte Wert für $|t|$ gegen den generierten Wert sowie die Abweichung $|t_{rec}| - |t_{gen}|$ gegen den generierten Wert aufgetragen. In den Abbildungen 3.8 und 3.9 ist die absolute Auflösung von t in den betrachteten Analyseintervallen dargestellt. Die Auflösung verschlechtert sich zu hohen $|t|$ von ca. 0.03 GeV^2 auf ca. 0.09 GeV^2. Abbildung 3.6 und 3.7 zeigen die *Reinheit* und *Stabilität* dieser Größe. Da das zweite Intervall in t mit einer Breite von 0.1 GeV^2 nur etwa doppelt so breit ist wie die Auflösung, sinken die Stabilität und Reinheit für dieses Intervall auf einen Wert von unter 60%.



(a)



(b)

Abbildung 3.5.: Vergleich des generierten und rekonstruierten Wertes für $|t|$ (a) und Abweichung zwischen rekonstruierten und generierten Werten für $|t|$ in Abhängigkeit vom generierten Wert (b) für die elastische Simulation.

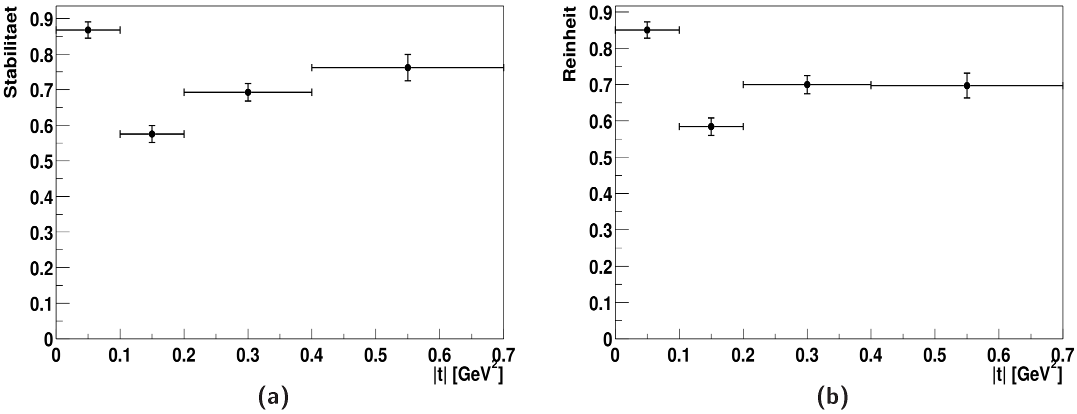


Abbildung 3.6.: *Stabilität* (a) und *Reinheit* (b) von $|t|$ in den verwendeten Analyseintervallen (elastische Simulation).

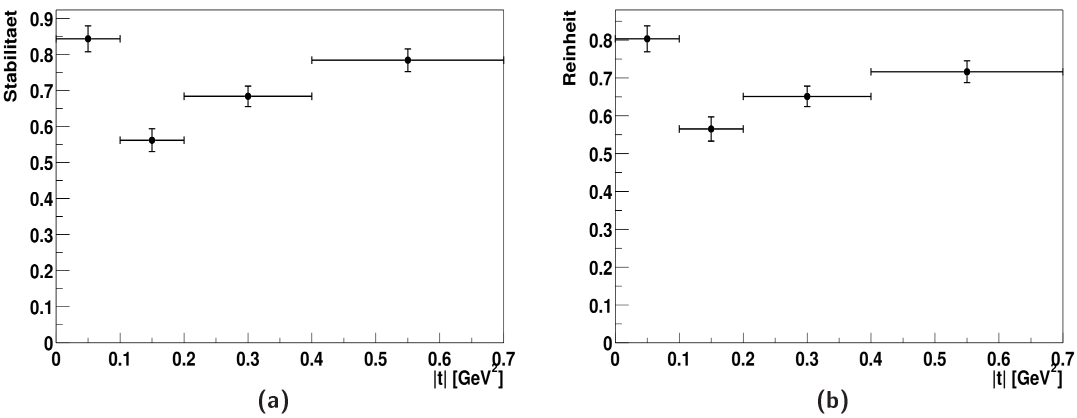


Abbildung 3.7.: *Stabilität* (a) und *Reinheit* (b) von $|t|$ in den verwendeten Analyseintervallen (proton-dissoziative) Simulation.

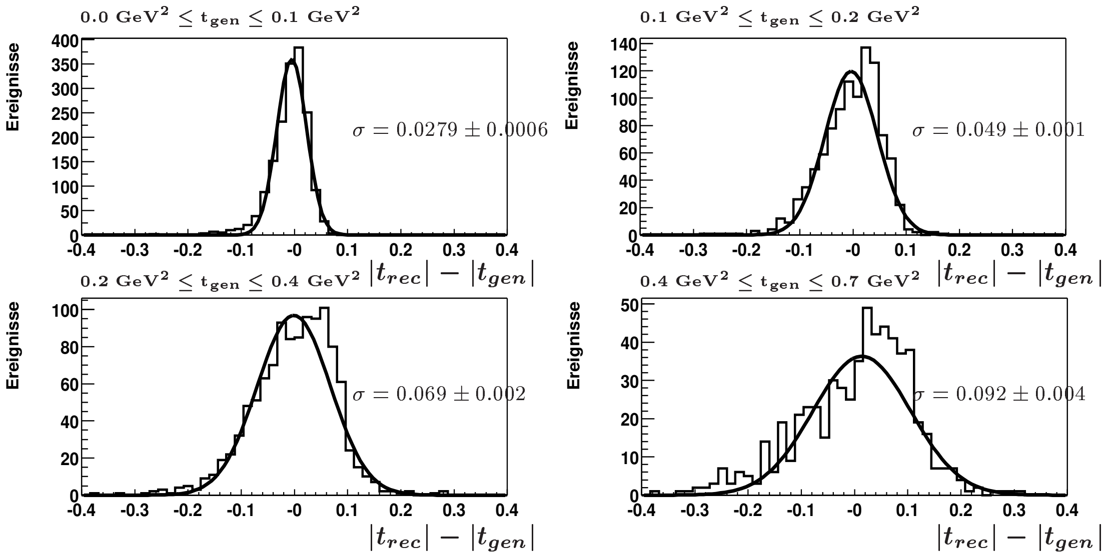


Abbildung 3.8.: Auflösung von t in den verwendeten Analyseintervallen (elastische Simulation).

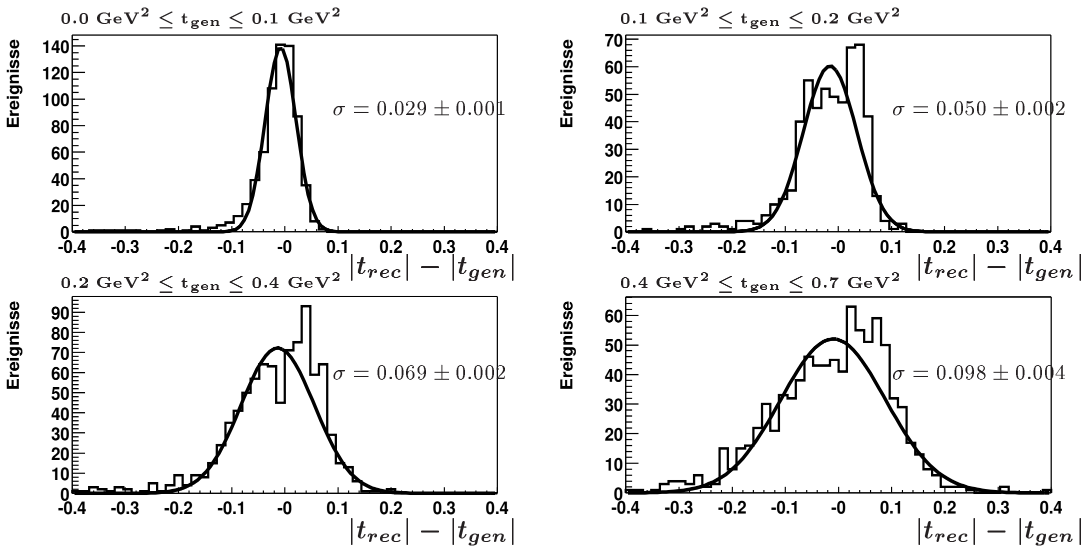


Abbildung 3.9.: Auflösung von t in den verwendeten Analyseintervallen (protondissoziative Simulation).

4. Ereignisselektion

In diesem Kapitel wird die Selektion diffraktiver J/ψ-Ereignisse vorgestellt.
Für diese Analyse wird der Datennahmezeitraum des Jahres 2000 betrachtet, die dabei berücksichtigten Datennahmebereiche entsprechen einer integrierten Luminosität von $40.7\ pb^{-1}$.
Das J/ψ-Meson wird über den elektronischen Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ rekonstruiert.
Ein wesentlicher Bestandteil der Selektion ist die Trennung der elastischen von den proton-dissoziativen Ereignissen. Diese Vorwärtsselektion wird in einem separaten Unterabschnitt behandelt.

4.1. Allgemeine Schnitte

Die Selektion der Datennahmebereiche (Runselektion) und Hochspannungsselektion gewährleistet die Stabilität der Datenselektion; es wird so eine gleichbleibende Selektionseffizienz und zuverlässige Trennung der elastischen und proton-dissoziativen Ereignisse sichergestellt. Durch Forderungen an den Vertex werden Untergrundereignisse unterdrückt.

Run- und Hochspannungsselektion

Während der Datennahme werden Statusinformationen bezüglich der Hochspannungsversorgung und Funktion der Datenauslese aller wichtigen Detektorkomponenten aufgezeichnet. Für folgende Detektorkomponenten wird diese Information in dieser Analyse abgefragt, um Ereignisse ggf. von der Analyse auszuschließen:

- zentrale Spurkammern
- zentrale Proportionalkammern
- Kalorimeter (LAr, Spacal)
- Vorwärts-Myon-Detektor
- Proton-Remnant-Tagger
- Time-of-Flight System

Weiterhin werden ganze Runbereiche ausgeschlossen, falls in dem betreffenden Zeitraum die oben genannten Detektorkomponenten nicht zuverlässig gearbeitet haben oder nicht ausgelesen werden konnten.
Zusätzlich werden Runbereiche ausgeschlossen, welche die Qualitätsklasse *poor* besitzen. Dies ist der Fall, wenn mehrere wichtige Detektorkomponenten nicht mit Hochspannung versorgt sind.

Forderungen an den Vertex

Der Runbereich mit einer systematisch verschobenen Position des z-Vertex (Shifted-Vertex-Run) wird ausgeschlossen. Weiterhin wird ein Schnitt auf die Abweichung des z-Vertex vom nominellen Vertex $|z_{vertex} - z_{nom}| < 40$ cm durchgeführt. Hiermit findet eine Unterdrückung von Untergrundereignissen statt, die auf Wechselwirkungen des Protonenstrahls mit dem Restgas oder dem Strahlrohr zurückzuführen sind.

4.2. Selektion von diffraktiven J/ψ

Diffraktive Ereignisse zeichnen sich von inelastischen durch eine Rapiditätslücke zwischen dem hadronischen Endzustand X, dem (dissoziierten) Proton, und Y, dem Vektormeson, aus. Um elastische Ereignisse zu selektieren, wird verlangt, dass der hadronische Endzustand nur aus den beiden Zerfallsleptonen besteht. Zur Selektion der Kandidaten für Ereignisse mit Protondissoziation wird Aktivität im Vorwärtsbereich des Detektors zugelassen. Die Polarwinkel der Zerfallselektronen (im folgenden soll nicht zwischen Elektronen und Positronen unterschieden werden) sind mit der Energie $W_{\gamma p}$ korreliert; da zu höheren Energien das diffraktiv erzeugte Vektormeson einen Lorentz-Boost in Rückwärtsrichtung erfährt, zerfällt dieses bevorzugt mit großen Polarwinkeln der Zerfallselektronen. Ein Elektron wird durch eine Spur im Spurkammersystem nachgewiesen, das andere Elektron durch einen Cluster im rückwärtigen elektromagnetischen Kalorimeter (Spacal). In dieser Arbeit wird die kinematische Region der Photoproduktion untersucht. Es wird dafür verlangt, dass das gestreute Elektron nicht im Detektor nachgewiesen wird. Dies ist insbesondere wichtig, um zu vermeiden, dass das gestreute Elektron im Spacal fälschlicherweise als Zerfallselektron identifiziert wird.

4.2.1. Nachweis der Zerfallselektronen

Die Spur- und Elektronselektion findet mit Hilfe einer standardisierten Rekonstruktionssoftware statt, der Lee-West-Spurselektion [18]. Es werden Bedingungen an den Mindesttransversalimpuls sowie die radiale Spurlänge gestellt. Zudem wird verlangt, dass die Spur vom Primärvertex stammt.
Mit „Spur“ ist im folgenden immer eine Lee-West-Spur gemeint. Zur Elektronenidentifizierung der Spuren wird das LAr-Kalorimeter verwendet, dazu wird die Spur in das Kalorimeter extrapoliert. Das gemessene Verhältnis E/p von gemessener Energie im Kalorimeter und Impuls aus der Spurkrümmung ermöglicht es, Elektronen von anderen Teilchen zu unterscheiden. Als zusätzliche Information wird die Schauerausdehnung im Kalorimeter verwendet. Es werden vier Qualitätseinstufungen unterschieden:

$Q_e = 3$: gutes Elektron, weniger als 1-2% fehlidentifizierte Pionen

$Q_e = 2$: mittleres Elektron, etwa 5% fehlidentifizierte Pionen

$Q_e = 1$: schlechtes Elektron, etwa 10% fehlidentifizierte Pionen

$Q_e = 0$: kein Elektron

In dieser Arbeit wird genau eine als Elektron identifizierte Spur verlangt mit einem Transversalimpuls $p_T > 1.0\,\mathrm{GeV}$ und einem Polarwinkel $\theta > 90°$. Der verlangte Mindesttransversalimpuls der Spur hat Einfluss auf die Güte der Elektronenidentifizierung, diese verbessert sich zu größeren Transversalimpulsen. In Abbildung 4.1 ist für die Spur das Verhältnis p/E im Vergleich für Daten und Simulation dargestellt. Hierbei wird der Impuls aus der Spurkrümmung, die Energie aus der im Kalorimeter deponierten Energie des elektromagnetischen Schauers ermittelt. Der Maximalwert der Verteilung liegt,

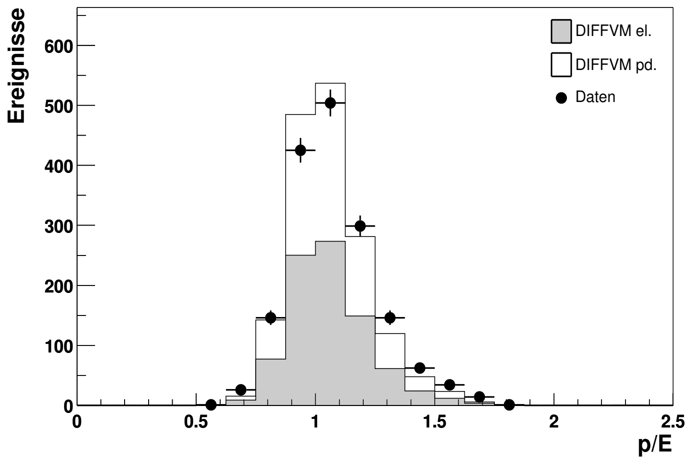


Abbildung 4.1.: $\frac{p}{E}$ der Spur: es wurden alle Schnitte aus Tabelle 4.1 angewandt, mit Ausnahme der Vorwärtsselektion.

wie für identifizierte Elektronen erwartet, bei eins. Der hier gewählte Mindesttransversalimpuls von 1 GeV optimiert das Verhältnis Signal zu Untergrund. Bei kleineren Mindestimpulsen erhöht sich der Untergrund, da Pionen als Elektronen fehlidentifiziert werden können.
Das zweite Elektron wir durch einen Cluster im rückwärtigem Kalorimeter (Spacal) nachgewiesen; die Energie $E_{Cluster}$ muss größer als 4 GeV sein, für den Polarwinkel wird gefordert $\theta_{Cluster} < 176°$. Der Winkelschnitt auf den Polarwinkel des Clusters ist nötig, um auszuschließen, dass Teile der Energie des gestreuten Elektrons dem Cluster zugeordnet werden. Da es einen Überlapp zwischen Spurkammersystem und dem Spacal gibt, wird auch zugelassen, dass eine Spur auf das Cluster zeigt; weitere Spuren in dem Polarwinkelbereich $\theta > 20°$ werden nicht zugelassen.

4.2.2. Kinematische Schnitte

Die Bedingungen an den Winkelbereich der Elektronen legen bereits den analysierten $W_{\gamma p}$-Bereich fest (s. Abbildung 3.1). Damit ein klar definierten Analysebereich vorliegt, wird ein Schnitt auf $W_{\gamma p}$ durchgeführt: 135 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 235 GeV.

Für elastische Kandidaten wird verlangt, dass $|t| < 1.2$ GeV^2. Da die elastischen Ereignisse gegenüber den proton-dissoziativen bei kleinen Werten für $|t|$ dominieren und die $|t|$-Verteilung der elastischen Ereignisse steiler abfällt, wird so der Untergrund durch proton-dissoziative Ereignisse unterdrückt.

Um zu gewährleisten, dass das gestreute Elektron nicht im Detektor nachgewiesen wird, wird zusätzlich noch ein Schnitt auf die longitudinale Energiebilanz $\sum_i (E_i - p_{z,i}) < 45$ GeV durchgeführt. Hierbei wird die Summe über alle Spuren und Cluster gebildet, wobei Doppelzählung vermieden wird. Falls der gesamte Endzustand inklusive gestreutem Elektron im Detektor nachgewiesen wird, erwartet man einen Wert von $2E_e \approx 55$ GeV (doppelte Energie des Elektronenstrahls). Dies ist in Abbildung 4.2 gezeigt; es wurden alle Selektionsschnitte aus Tabelle 4.1 angewendet mit Ausnahme des Schnittes auf die longitudinale Energiebilanz (12), der Vorwärtsselektion (10) und des t-Schnittes. Mittels dieses Schnittes auf $\sum_i (E_i - p_{z,i}) < 45$ GeV werden nur Photoproduktionsereignisse selektiert.

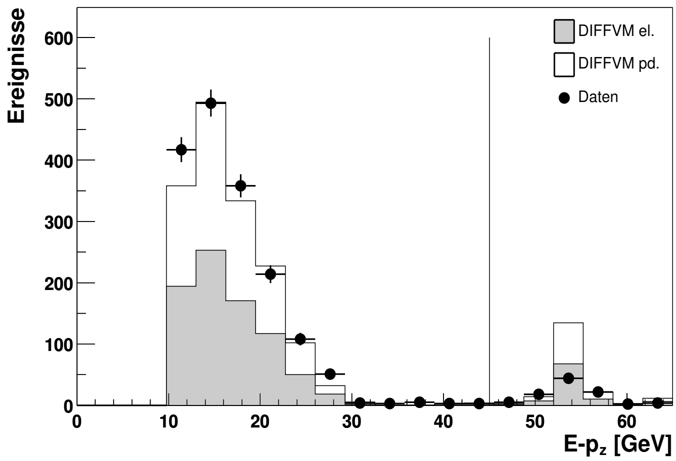


Abbildung 4.2.: Longitudinale Energiebilanz $E - p_z$. Alle Selektionsschnitte aus Tabelle 4.1 wurden angewendet, mit Ausnahme des Schnittes $E - p_z < 45$ GeV (12) und der Vorwärtsselektion (10). Die in der Selektion verwendete Schnittgrenze ist durch die senkrechte Linie gekennzeichnet.

4.3. Verwendeter Trigger

Es wird verlangt, dass die Ereignisse von Trigger s33 akzeptiert worden sind. Dieser enthält Bedingungen an den Vertex, die Spuren, sowie den Cluster im Spacal. Er ist folgendermaßen zusammengesetzt:

```
s33= (SPCLe_IET>1 || SPCLe_Cen_3) && zVtx_mul<2 && DCRPH_Ta
```

Das Spacal-Triggerelement ist für den Nachweis des gestreuten Elektrons ausgelegt, hier dient es zum Nachweis eines Zerfallselektrons. Die Bedingungen dieses Elements besagen, dass mindestens ein *trigger tower* im äußeren Bereich des Kalorimeters ($R > 16$ cm) mit einer Energie von mindestens 2 GeV (`SPCLe_IET>1`) oder mindestens ein *trigger tower* im inneren Bereich des Kalorimeters ($R < 16$ cm) mit einer Energie von mindestens 6 GeV (`SPCLe_Cen_3`) angesprochen hat. Die *trigger tower* bezeichnen überlappende Bereiche von jeweils 16 Zellen, für welche Energiesummen gebildet werden.
Das z-Vertex-Triggerelement `zVtx` verwendet die Information aus den zentralen Proportionalkammern CIP und COP, sowie der ersten vorderen Proportionalkammer (FPC). Das Prinzip dieses Triggerelements ist in Abbildung4.3 verdeutlicht. Aus den Signa-

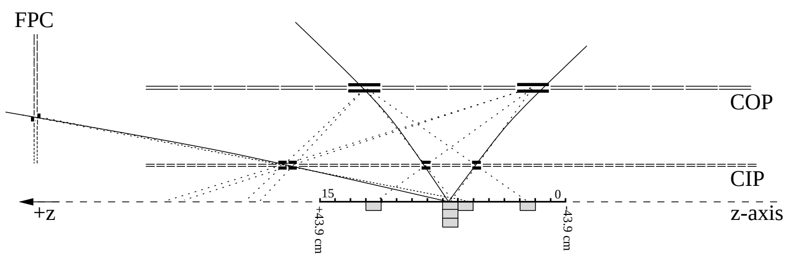


Abbildung 4.3.: z-Vertex-Triggerelement

len in den genannten Detektorkomponenten werden Strahlen (*rays*) gebildet; durch die Verlängerung in die Wechselwirkungszone werden Einträge in das z-Vertex-Histogramm

vorgenommen. Die Bedingung an den z-Vertex-Trigger besagt, dass es höchstens einen Eintrag im z-Vertex-Histogramm gibt (`zVtx_mul<2`); es handelt sich also um ein Triggerelement, welches die Spurmultiplizität auf eine Spur einschränkt.
Weiterhin wird mittels des Triggers der zentralen Driftkammern (`DCRPh`) eine Bedingung an Spuren mit einem Minimalabstand zum nominellen Wechselwirkungspunkt von weniger als 2 cm gestellt (`DCRPH_Ta`). Es muss mindestens eine solche Spur mit einem Transversalimpuls $p_t > 450$ GeV geben.

Schließlich findet eine Verifikation auf der zweiten Triggerstufe L2 durch ein neuronales Netz statt; dieses ist auf die Erkennung von Track-Cluster-Topologien trainiert worden. Zudem werden auf dieser Triggerstufe Ereignisse mit Nachweis des gestreuten Elektrons verworfen.

4.4. Vorwärtsselektion

Zur Bestimmung der elastischen Wirkungsquerschnitte ist es wichtig, die elastischen Ereignisse von den Ereignissen mit Protondissoziation zu trennen. Man nutzt hierfür aus, dass die Mehrzahl der proton-dissoziativen Ereignisse Energie im Vorwärtsbereich des Detektors hinterlassen. Dies ist ein indirekter Prozess, die Protonfragmente werden am Strahlrohr gestreut, die entstehenden Sekundärfragmente können nun im Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters ($\theta < 10°$), in den Doppellagen vor dem Toroiden des Vorwärts-Myon-Systems (FMD) und in den Szintillatoren des Proton-Remnant-Taggers (PRT) nachgewiesen werden. Der PRT mit den sieben Paaren von Szintillationszählern ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

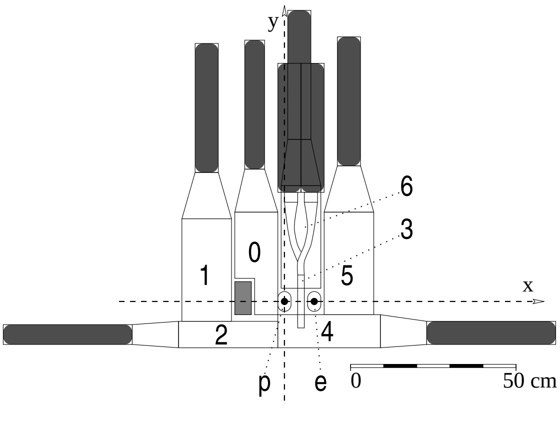


Abbildung 4.4.: Proton-Remnant-Tagger: gekennzeichnet sind die sieben Szintillatoren, welche symmetrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. In dieser Arbeit werden nur die Szintillatoren 0, 1 und 2 verwendet.

Diese drei Komponenten besitzen unterschiedliche Abhängigkeit der Akzeptanz von der invarianten Masse des Protonrestes M_Y (s. Abbildung 4.5): Der PRT selektiert dissoziative Ereignisse unter kleinem Vorwärtswinkel, d.h. kleinen Massen, der FMD und das Kalorimeter sind dafür geeignet, Ereignisse mit höheren invarianten Massen des Protonrestes nachzuweisen. Es ist so möglich, zwei disjunkte Datensätze zu bilden, Ereignisse mit ausreichender Aktivität im Vorwärtsbereich werden als Kandidaten für Protondissoziation dem *tag* Datensatz zugewiesen, alle anderen Ereignisse werden als elastische Kandidaten dem *notag* Datensatz zugewiesen. Es stehen folgende Größen zur Verfügung:

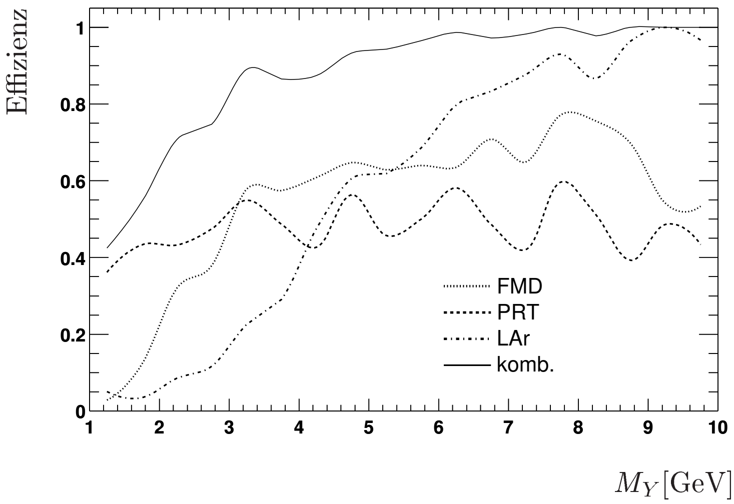
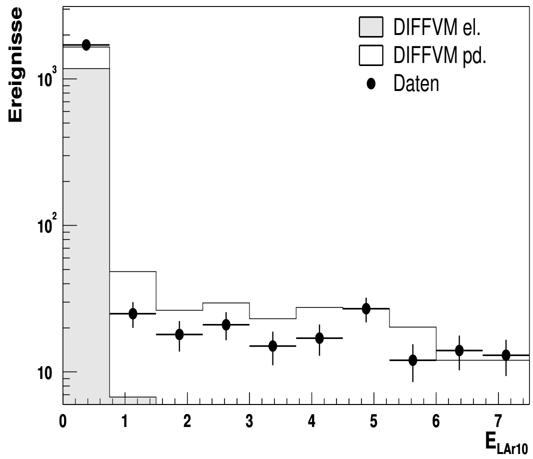


Abbildung 4.5.: Dargestellt ist die Effizienz der einzelnen Vorwärtszähler sowie der Kombination aller drei Zähler in Abhängigkeit von der Masse des Protonrestes, ermittelt aus der proton-dissoziativen Simulation. Aufgrund der geringen Ereigniszahlen bei hohen Massen zeigen sich deutliche statistische Fluktuationen.

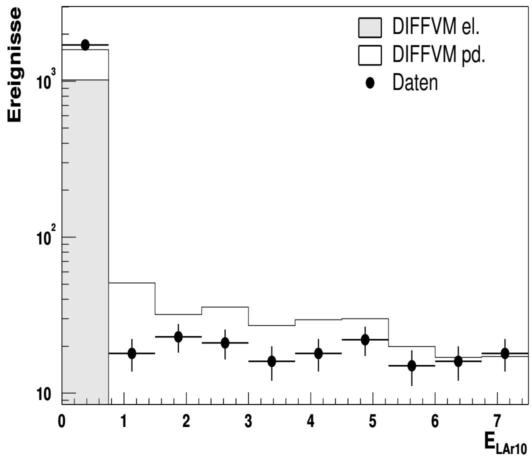
- E_{LAr10}:
  Hadronische Energiedeposition im inneren Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters ($\theta < 10°$)
- N_{FMD}:
  Anzahl der angesprochenen Doppellagen im FMD vor dem Toroiden
- N_{PRT}: Anzahl der angesprochenen Szintillatoren im PRT, hierbei werden nur die Kanäle 0,1 und 2 berücksichtigt [9, 12].

Zur Bestimmung der Energie im inneren Vorwärtsbereich des LAr-Kalorimeters gibt es zwei Möglichkeiten: es kann entweder die Energie der einzelnen Zellen oder die Energie der Cluster aufsummiert werden, wobei jeweils die hadronische Eichung zur Bestimmung der Energie verwendet wird. Einzelne Zellen werden bei der Rekonstruktion zu Clustern zusammengefasst. In Abbildung 4.6 ist die Energiesumme für den inneren Vorwärtsbereich dargestellt, welche aus den Clusterenergien berechnet wurde, sowie im Vergleich dazu die Energiesumme ermittelt aus den einzelnen Zellen. Abbildung 4.7 zeigt, dass die meisten Cluster nur aus einer oder zwei Zellen bestehen. Um eine bessere Beschreibung der Daten zu erhalten, findet eine Umgewichtung der Ereignisse in der Simulation statt [12]. Die Energieverteilung nach der Umgewichtung ist ebenfalls in Abbildung 4.6 gezeigt. Bei Verwendung der Clusterenergien zur Bildung der Energiesumme erhält man nach der Umgewichtung eine gute Beschreibung der Daten.

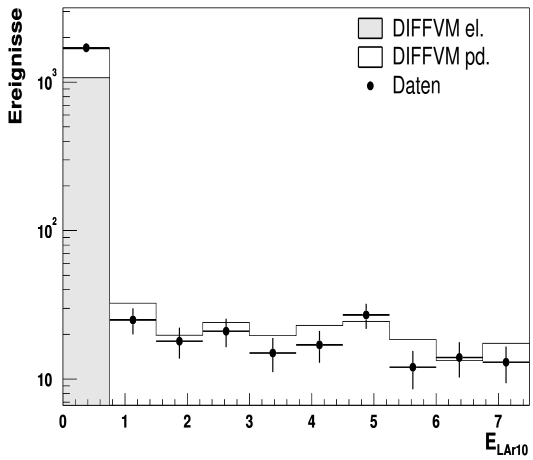
Das Rauschen des FMD ist in der Simulation nicht berücksichtigt. Um das Rauschen dennoch zu beschreiben, wird ein statistisches Modell verwendet, welches davon ausgeht, dass in der Verteilung der angesprochenen Doppellagen des FMD eine Migration der Ereignisse in benachbarte Bins mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit stattfindet. Diese



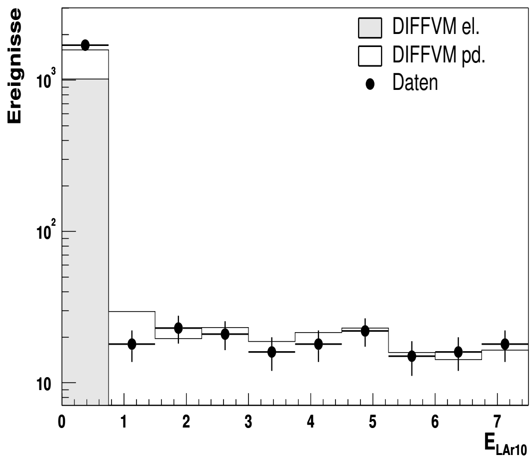
(a) Verteilung von E_{LAr10} bei Verwendung der Cluster, vor der Umgewichtung.



(b) Verteilung von E_{LAr10} bei Verwendung der Zellen, vor der Umgewichtung.



(c) Verteilung von E_{LAr10} bei Verwendung der Cluster, nach der Umgewichtung.



(d) Verteilung von E_{LAr10} bei Verwendung der Zellen, nach der Umgewichtung.

Abbildung 4.6.: Energiedeposition in den inneren 10° des LAr-Kalorimeters im Vergleich der Daten mit der Simulation, ermittelt durch Summation der hadronischen Energien aller Cluster bzw. Zellen in diesem Winkelbereich. Es sind alle Schnitte aus Tabelle 4.1 angewendet worden, mit Ausnahme der Vorwärtsselektion (12) und des t-Schnittes. Die Anzahlen der simulierten elastischen und proton-dissoziativen Ereignisse werden im Verhältnis 1:1 gemischt und nach allen Schnitten an die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert. In 4.6(c) und 4.6(d) sind die einzelnen Bins umgewichtet worden.

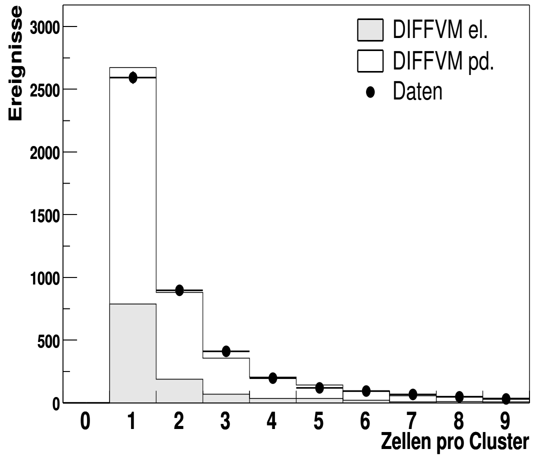


Abbildung 4.7.: Anzahl der Zellen pro Cluster. Es werden für jedes selektierte Ereignis (alle Schnitte aus Tabelle 4.1 mit Ausnahme der Vorwärtsselektion und des t-Schnittes) alle Cluster betrachtet.

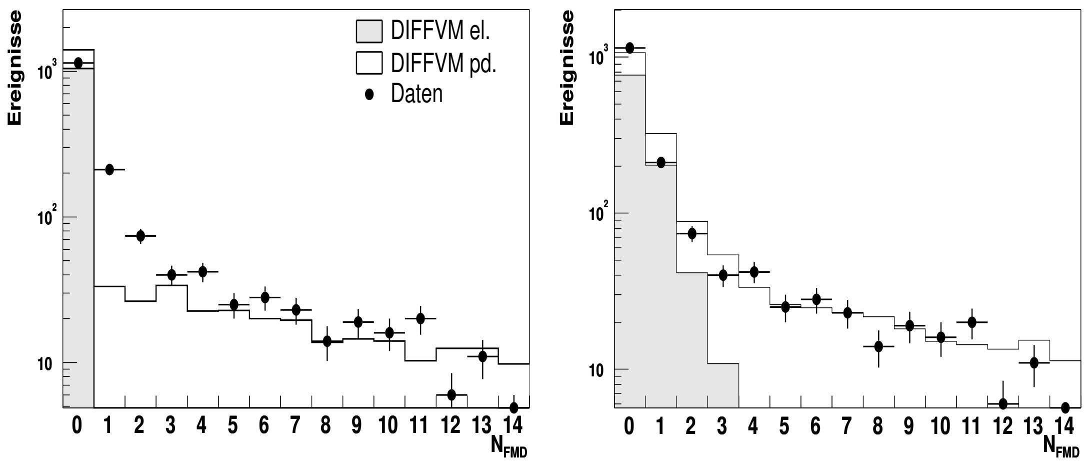
Wahrscheinlichkeit wird aus einer Anpassung an die Daten ermittelt [12]. Abbildung 4.8 zeigt die Verteilung im Vergleich mit der Simulation vor und nach der Korrektur. Man erhält nach der Simulation des Rauschens eine hinreichend gute Beschreibung der Daten.

In Abbildung 4.9 ist die Verteilung der Zahl der angesprochenen PRT-Zähler (nur Zähler 0, 1 und 2 werden berücksichtigt) und die Verteilung der einzelnen Zähler dargestellt. Die Verteilung der Zahl der angesprochenen Zähler zeigt eine hinreichend gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation, hingegen zeigt die Verteilung der Ansprechhäufigkeit der einzelnen Zähler keine gute Übereinstimmung bei den verwendeten Zählern 0, 1 und 2.

Auch die Verteilungen der Vorwärtszähler FMD und PRT werden umgewichtet [12]. Ereignisse werden dem *tag*-Datensatz zugewiesen, falls eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist [9, 12]:

- $E_{LAr10} > 0.75$ GeV
- $N_{FMD} > 1$
- $N_{PRT} > 0$

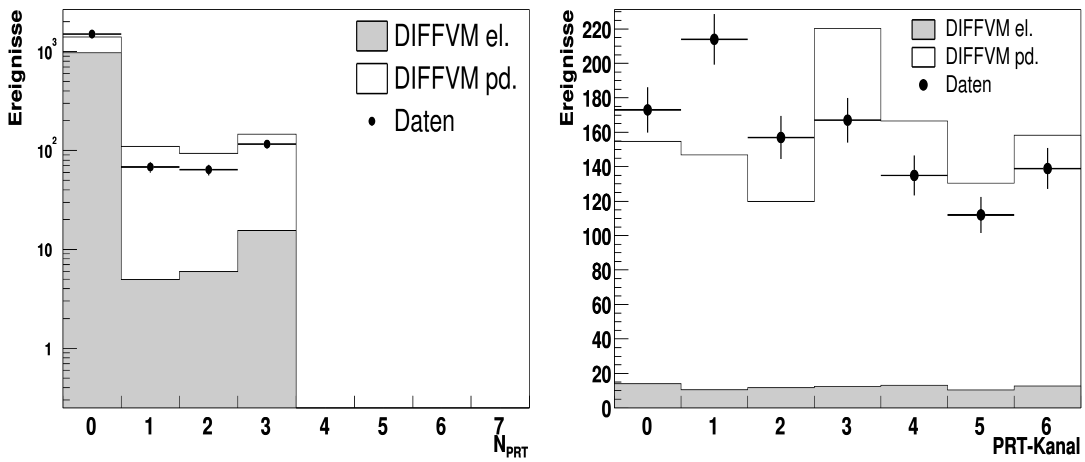
In Abbildung 4.10 wird die Anzahl der *tag* bzw. *notag* Ereignisse für die Vorwärtszähler einzeln und für die Kombination der beiden verwendeten Zähler dargestellt und mit der Simulation verglichen.



(a) ohne Simulation des Rauschens

(b) mit Simulation des Rauschens

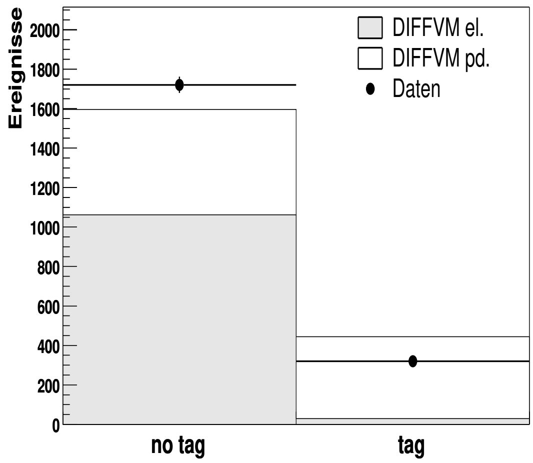
Abbildung 4.8.: Verteilung der angesprochenen Doppellagen des Vorwärts-Myon-Detektors im Vergleich der Daten mit der Simulation mit bzw. ohne Simulation des Rauschens. Es sind alle Schnitte aus Tabelle 4.1 angewendet worden, mit Ausnahme der Vorwärtsselektion (12) und des t-Schnittes.



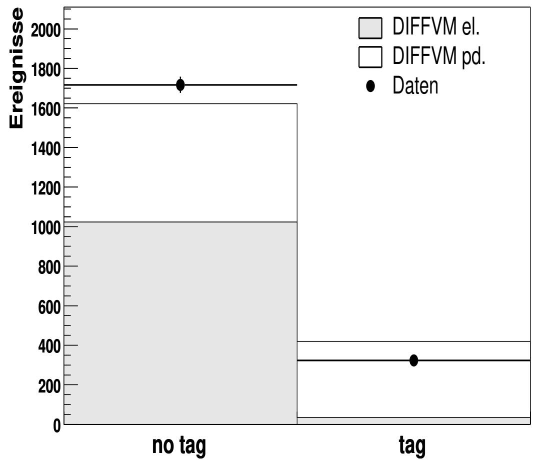
(a)

(b)

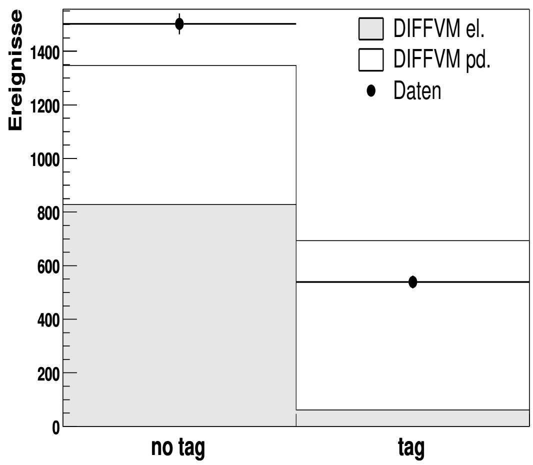
Abbildung 4.9.: (a) zeigt die Verteilung der Zahl der angesprochenen PRT-Zähler im Vergleich der Daten mit der Simulation. Es sind alle Schnitte aus Tabelle 4.1 angewendet worden, mit Ausnahme der Vorwärtsselektion (12) und des t-Schnittes. Es werden nur die Zähler 0, 1 und 2 berücksichtigt. Die Verteilung für die einzelnen Zähler ist in (b) dargestellt.



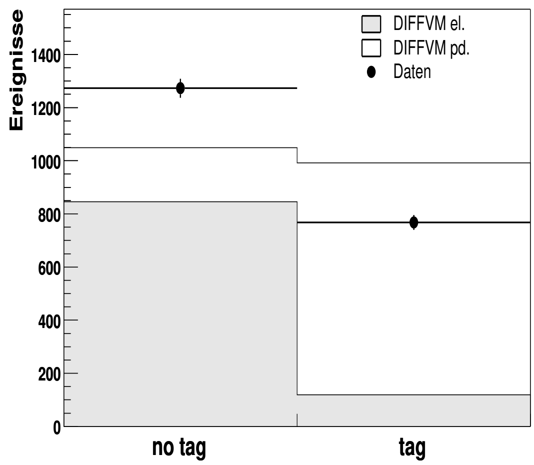
(a) PRT



(b) LAr



(c) FMD



(d) Kombination der drei Zähler

Abbildung 4.10.: Anzahl der Ereignisse mit bzw. ohne tag für die einzelnen Vorwärtszähler, sowie die verwendete Kombination der drei Zähler. Es sind jeweils alle Schnitte aus Tabelle 4.1 angewendet worden, mit Ausnahme der Vorwärtsselektion (12) und des t-Schnittes.

	Schnitt	Anzahl der Ereignisse	
1	Alle Ereignisse	$6.364164 \cdot 10^7$	
2	allg. Schnitte	$4.3766805 \cdot 10^7$	
3	genau eine Elektronenspur im Bereich $\theta > 90°$	$1.285985 \cdot 10^6$	
4	genau ein Cluster im Spacal	$0.461112 \cdot 10^6$	
5	Spurmultiplizität	30391	
5	(keine weiteren Spuren im Bereich $\theta > 20°$)		
6	Polarwinkel des Clusters $\theta < 176°$	12601	
7	Trigger 33 (L1)	9336	
8	Trigger 33 (L1) L1-prescale	14284.1	
9	Trigger 33 (L2)	11058.8	
10	$E - p_z$-Schnitt	4585.4	
11	135 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 235 GeV	3808.17	
12	Vorwärtsselektion (tag/notag)	1432.1	2324.1
12	elast. Kandidaten: $\|t\| < 1.2$ GeV^2		2235.3
13	J/ψ-Signalbereich (tag/notag)	1087.8	1690.7
	2.4 GeV $\leq \mathrm{m}_{\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-} \leq$ 3.4 GeV		

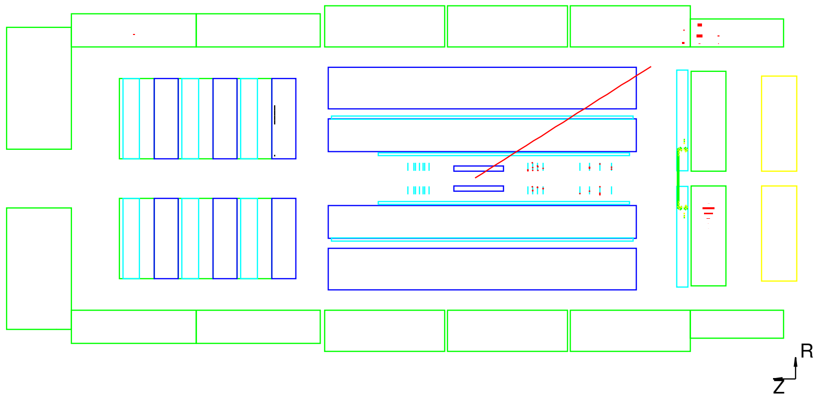
Tabelle 4.1.: Anzahl der selektierten Ereignisse nach den jeweiligen Schnitten. In (8) findet eine Gewichtung der Ereignisse mit dem Faktor 1.53 statt. Dies ist der mittlere *L1-prescale*-Faktor von `s33` in den berücksichtigten Datennahmeabschnitten.

4.5. Selektierte Datensätze

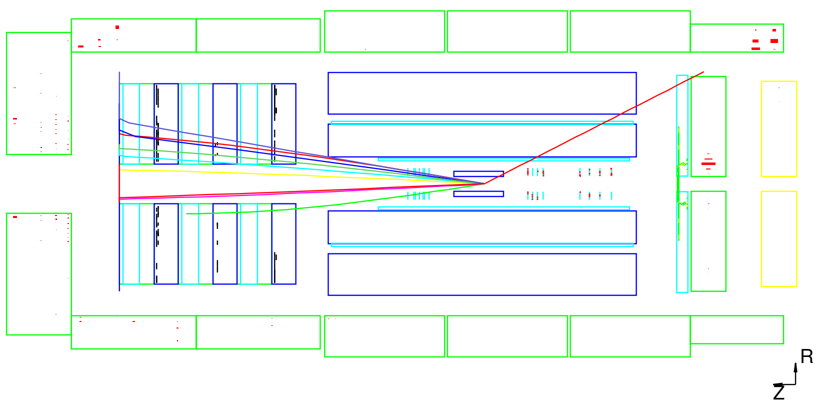
Die Selektionsschnitte sind in Tabelle 4.1 zusammen mit der jeweiligen Anzahl von selektierten Ereignissen aufgelistet. In Abbildung 4.11 ist jeweils ein Kandidat für elastische bzw. proton-dissoziative J/ψ-Erzeugung im Eventdisplay dargestellt.

Abbildung 4.12 zeigt das Massenspektrum für den gesamten $W_{\gamma p}$-Analysebereich; hierbei sind alle Schnitte bis auf die Vorwärtsselektion durchgeführt worden. Es ist ein deutliches Signal zu erkennen, der nichtresonante Untergrund ist stark unterdrückt. Zur Anpassung des Signals siehe Kapitel 6. Man erkennt deutlich die Asymmetrie des Signals, es verbreitert sich zu niedrigen Energien („Strahlungsschwanz"). Dies ist zum einen zurückzuführen auf den Energieverlust durch abgestrahlte Photonen aufgrund der Wechselwirkung der Zerfallsleptonen mit dem Detektormaterial, zum anderen auf den radiativen Zerfall $J/\psi \to e^+e^-\gamma$, welcher einen Anteil von 0.88% der Zerfallsbreite des J/ψ besitzt. Besonders auffällig ist, dass das Signal um mehr als 100 MeV von der nominellen J/ψ-Masse nach links verschoben ist. Diese Verschiebung ist $W_{\gamma p}$-abhängig und bewirkt, dass sich das Signal stark verbreitert. Die Signalbreite der Simulation ist schmaler als die gemessene Breite (siehe Diskussion in Kapitel 6).

In den Abbildungen 4.13 bis 4.15 sind rekonstruierte Größen der selektierten Ereignisse dargestellt. Die Daten werden mit simulierten Ereignissen verglichen, wobei die generierten elastischen und proton-dissoziativen Ereignisse im Verhältnis 1:1 gemischt werden. Die simulierte Anzahl der Ereignisse ist an die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert. Abbildung 4.13 zeigt die Verteilung des Winkels sowie des Transversalimpulses der Spur. Die Verteilung der Polarwinkel θ fällt bei bei ca. 155° ab, da die Elektronen nicht mehr im LAr identifiziert werden können. Die Azimutalwinkelvertei-



(a) Kandidat für elastische J/ψ-Produktion:
Run 262575, Event 189925
$m_{ee} = 3.00$ GeV, $W_{\gamma p} = 190.0$ GeV, $t = 0.003$ GeV^2



(b) Kandidat für proton-dissoziative J/ψ-Produktion:
Run 265929, Event 134103
$m_{ee} = 2.98$ GeV, $W_{\gamma p} = 224.8$ GeV, $t = 9.6$ GeV^2

Abbildung 4.11.: Kandidaten für elastische bzw. proton-dissoziative J/ψ-Produktion, dargestellt im Eventdisplay.

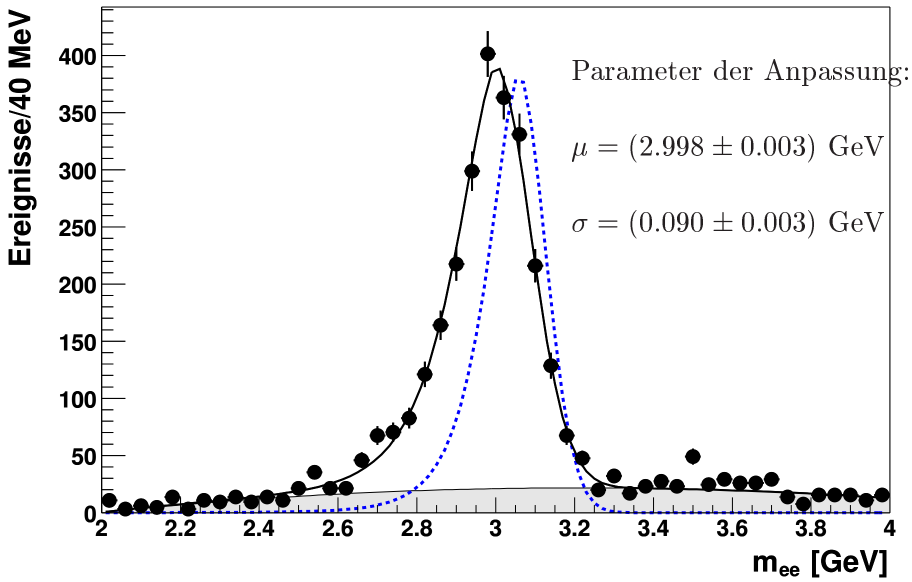
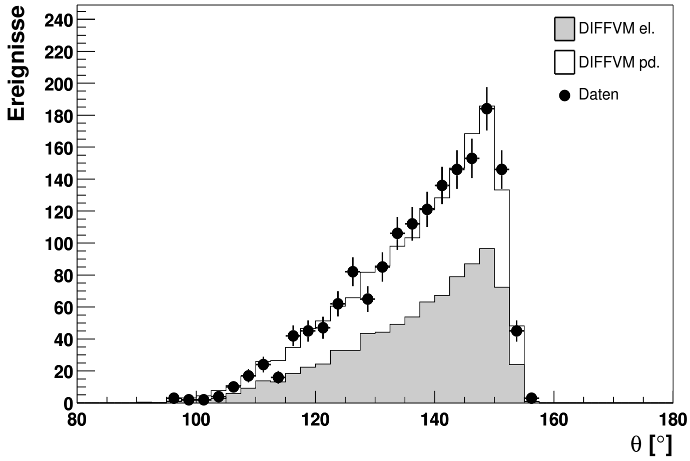
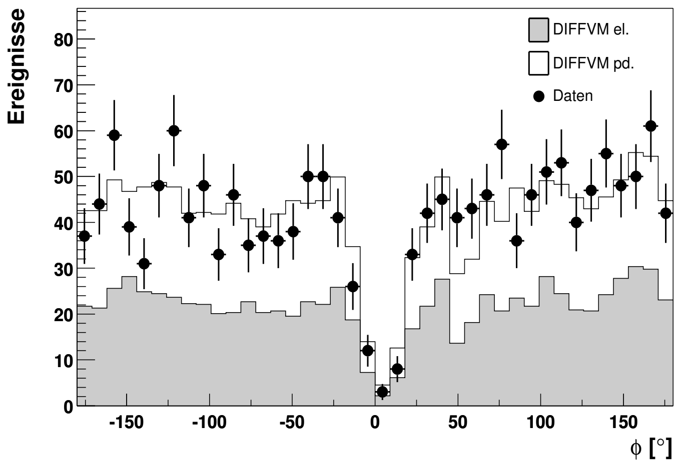


Abbildung 4.12.: Massenspektrum für den gesamten $W_{\gamma p}$-Analysebereich, totaler Datensatz mit elastischen und proton-dissoziativen Ereignissen. Dargestellt ist außerdem die Anpassung an die Daten und die Beschreibung des Untergrundes, die sich daraus ergibt. Die gestrichelte Kurve ist die Anpassung an die Massenverteilung, die sich aus der Monte-Carlo-Simulation ergibt (normiert an die Daten).

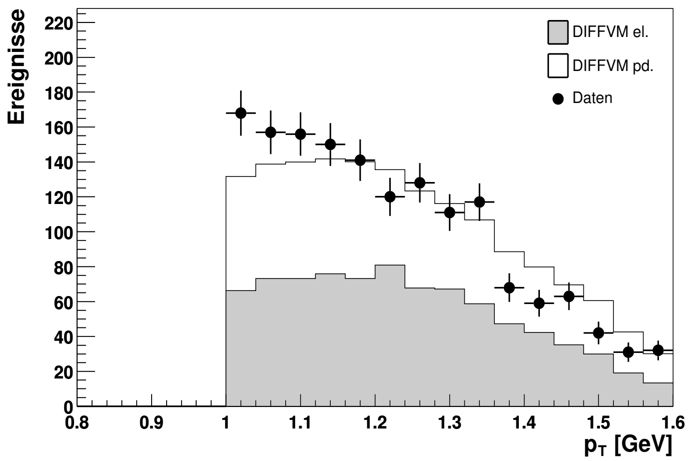
lung ϕ ist wie erwartet flach, bis auf ein „Loch“ bei ca. $0°$; diese wird auch von der Simulation beschrieben und ist auf einen defekten Teil der zentralen Spurkammer (CJC) zurückzuführen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation, lediglich die Anzahl der Ereignisse mit niedrigen Transversalimpulsen wird von der Simulation unterschätzt. Dieses ist auf den Untergrund in den Daten zurückzuführen.
In Abbildung 4.14 ist die Winkel- und Energieverteilung des Clusters dargestellt. Auch hier beschreibt die Simulation die Daten gut. Die ϕ-Verteilung des Clusters ist nicht flach, da diese Verteilung mit der ϕ-Verteilung der Zerfallsspur korreliert ist.
Einige Eigenschaften der selektierten J/ψ-Kandidaten sind in Abbildung 4.15 dargestellt. Man erkennt an der Verteilung der Polarwinkeldifferenz zwischen Spur und Cluster, dass sich bei der Mehrzahl der Ereignisse die Zerfallselektronen aus Impulserhaltungsgründen in entgegengesetzte Richtung bewegen. Auch hier ist die Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation gut. Die $|t|$-Verteilung ist in Abbildung 4.16 im Vergleich für den *tag*- und den *notag*-Datensatz gezeigt. Man erkennt den erwarteten flacheren Abfall der *tag*-Verteilung. Bei der Verteilung der elastischen Kandidaten (*notag*) zeigt sich ein Überschuss in den Daten im Vergleich zur Simulation. Dies kann mit dem im niedrigsten t-Intervall dominierenden Untergrund erklärt werden. Im Massenbereich von 2.4-3.4 GeV wird dieser aus der Anpassung an die Daten zu ca. 174 Ereignissen ermittelt (vgl. Tabelle 6.6). In Abbildung 4.17 ist die t-Verteilung in dem Bereich bis 20 GeV^2 gezeigt, wobei keine Vorwärtsselektion vorgenommen wurde. Man erkennt, dass Ereignisse mit Protondissoziation bis ca. 5 GeV^2 simuliert werden, in den Daten finden sich jedoch auch noch einige Ereignisse oberhalb dieses Wertes.



(a) θ der Spur

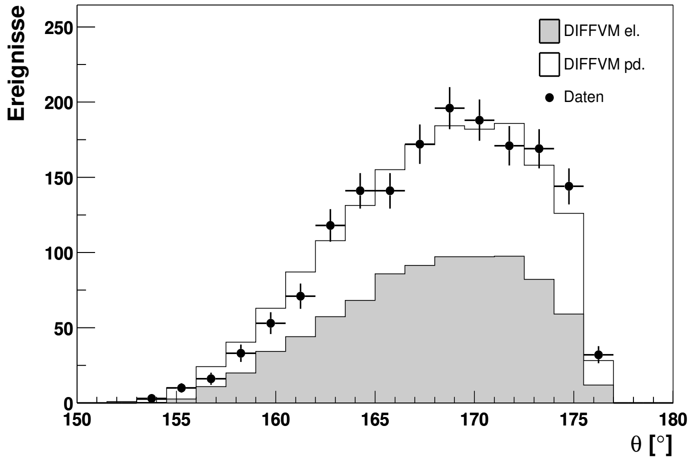


(b) ϕ der Spur

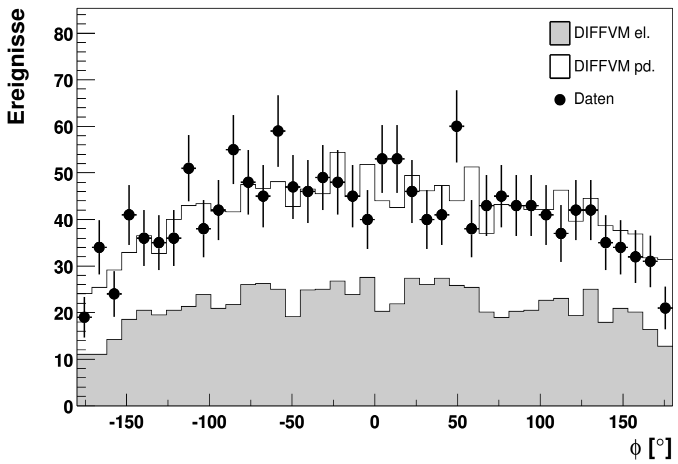


(c) p_T der Spur

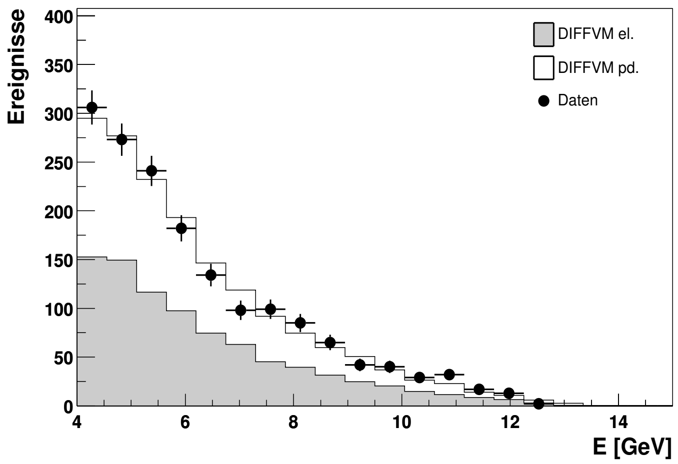
Abbildung 4.13.: Dargestellt sind Eigenschaften der Spur. Hierbei sind alle Selektionsschnitte aus Tabelle 4.1 angewendet worden mit Ausnahme der Vorwärtsselektion und des t-Schnittes. Das Massenfenster wurde verkleinert auf den Bereich von 2.7-3.2 GeV.



(a) θ des Clusters

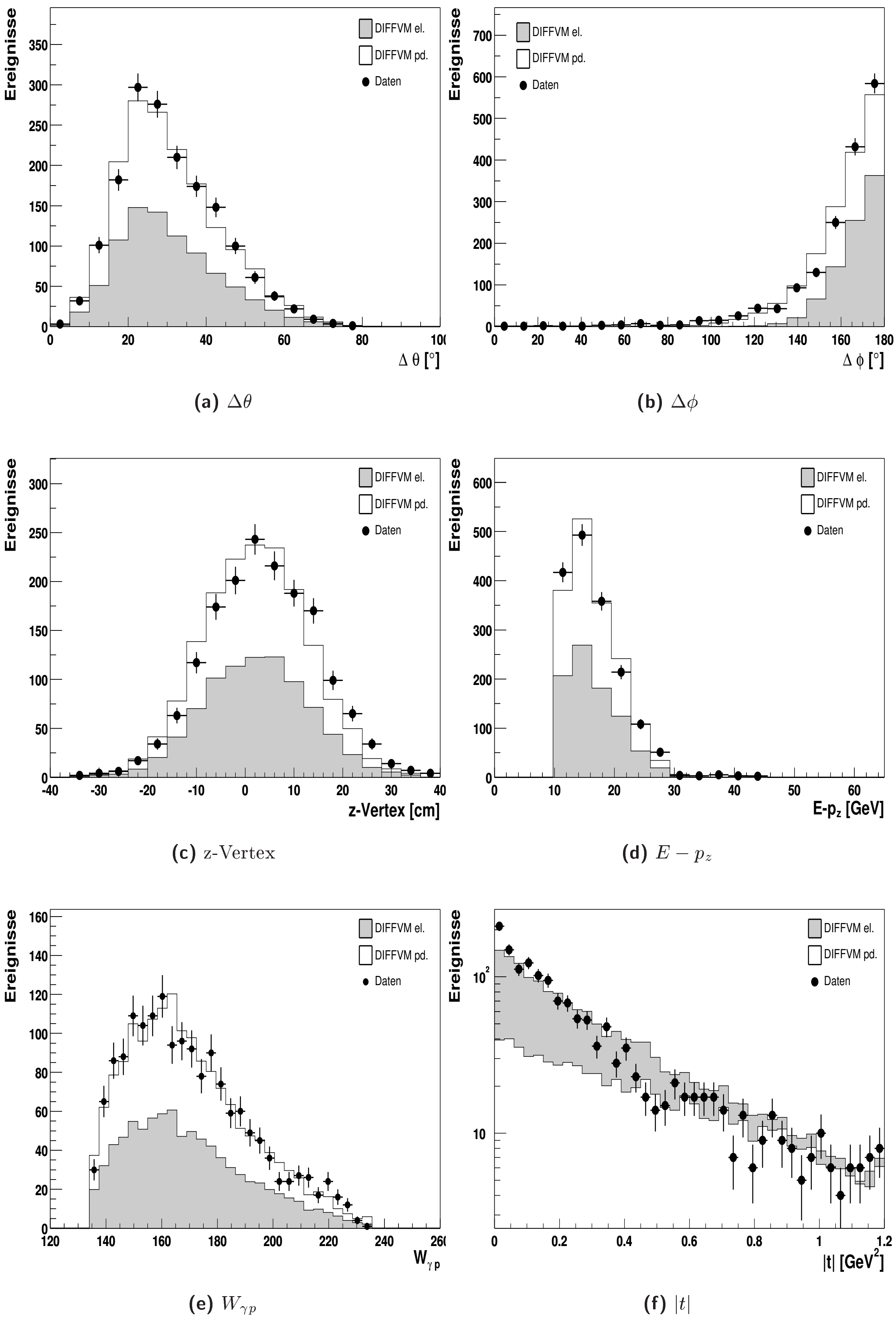


(b) ϕ des Clusters



(c) E des Clusters

Abbildung 4.14.: Dargestellt sind Eigenschaften des Clusters. Hierbei sind alle Selektionsschnitte aus Tabelle 4.1 angewendet worden mit Ausnahme der Vorwärtsselektion und des t-Schnittes. Das Massenfenster wurde verkleinert auf den Bereich von 2.7-3.2 GeV.

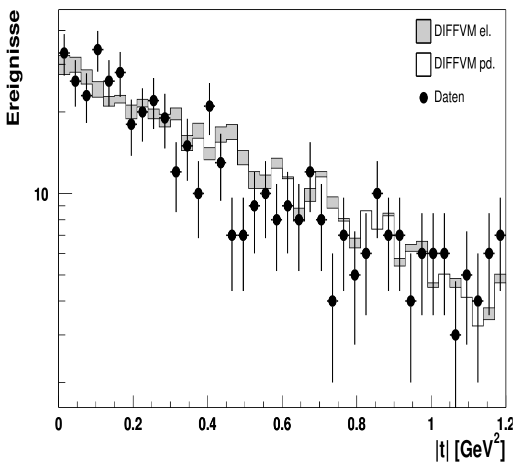


(a) $\Delta\theta$ **(b)** $\Delta\phi$

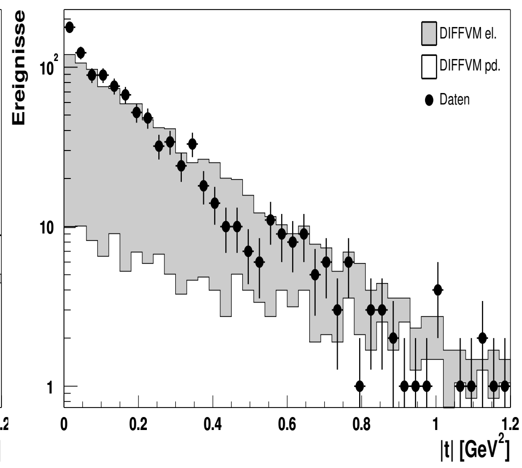
(c) z-Vertex **(d)** $E - p_z$

(e) $W_{\gamma p}$ **(f)** $|t|$

Abbildung 4.15.: Dargestellt sind Eigenschaften der J/ψ-Kandidaten. Hierbei sind alle Selektionsschnitte aus Tabelle 4.1 angewendet worden mit Ausnahme der Vorwärtsselektion und des t-Schnittes. Das Massenfenster wurde verkleinert auf den Bereich von 2.7-3.2 GeV.



(a) *tag*-Datensatz



(b) *notag*-Datensatz

Abbildung 4.16.: Vergleich der $|t|$-Verteilung für den *tag*- bzw. *notag*-Datensatz in dem Massenbereich von 2.7-3.2 GeV.

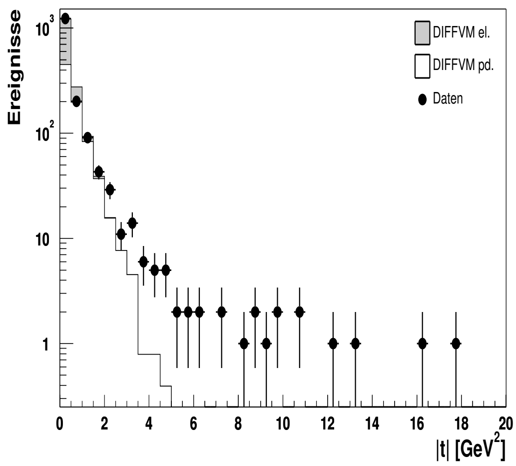


Abbildung 4.17.: $|t|$-Verteilung bis 20 GeV^2 für den Massenbereich 2.7-3.2 GeV. Es findet keine Vorwärtsselektion statt.

Zur Überprüfung der Stabilität der Selektion ist in Abbildung 4.18 die Anzahl der selektierten Ereignisse ohne Vorwärtsselektion, sowie in Abbildung 4.19 die Anzahl der selektierten *tag*- bzw. *notag*-Ereignisse pro 1 pb^{-1} Luminosität dargestellt. Es werden im Mittel ca. 15 *tag* und 22 *notag*-Ereignisse pro 1 pb^{-1} selektiert. In Abbildung 4.20 zeigt ebenfalls die Anzahl der selektierten Ereignisse pro 1 pb^{-1} Luminosität, diesmal in Abhängigkeit des Runbereichs. In dieser Darstellung sind Runbereiche mit 1 pb^{-1} Luminosität zusammengefasst.

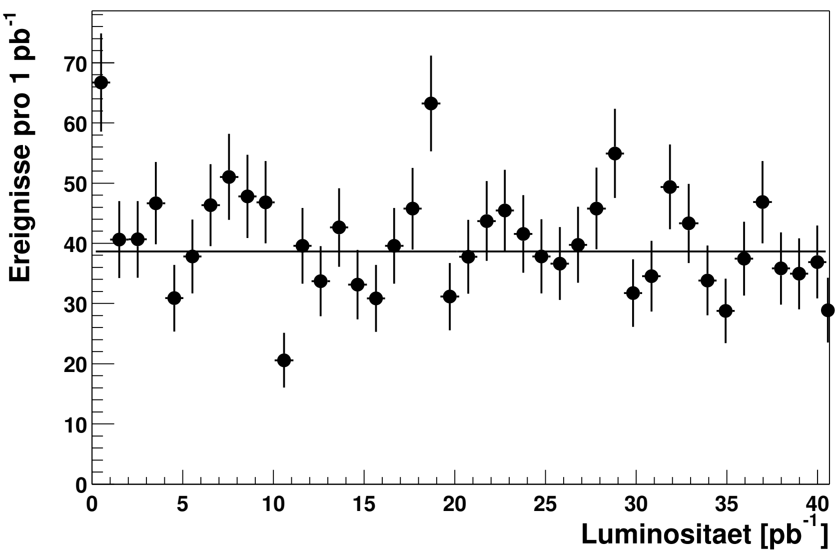
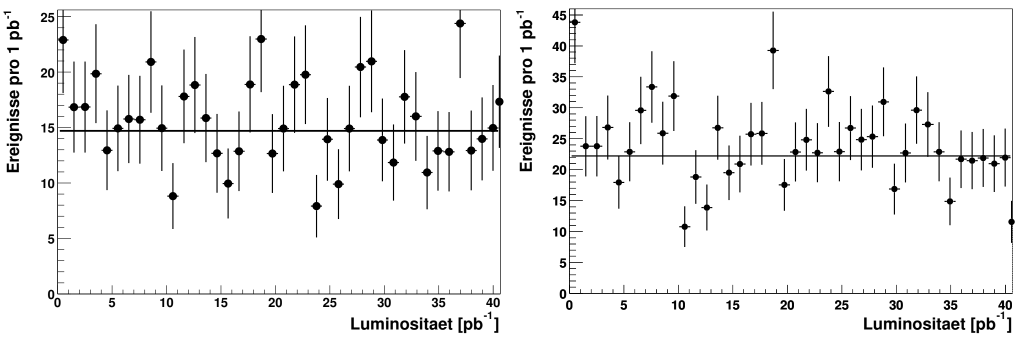


Abbildung 4.18.: Anzahl der selektierten Ereignisse pro 1 pb^{-1} Luminosität (ohne Vorwärtsselektion). Hier werden auch elastische Kandidaten mit $|t| > 1.2$ GeV^2 selektiert.



(a) selektierte *tag*-Ereignisse

(b) selektierte *notag*-Ereignisse

Abbildung 4.19.: Anzahl der selektierten Ereignisse pro 1 pb^{-1} Luminosität. Für die Selektion der elastischen Kandidaten wird ein Schnitt $|t| < 1.2$ GeV^2 durchgeführt.

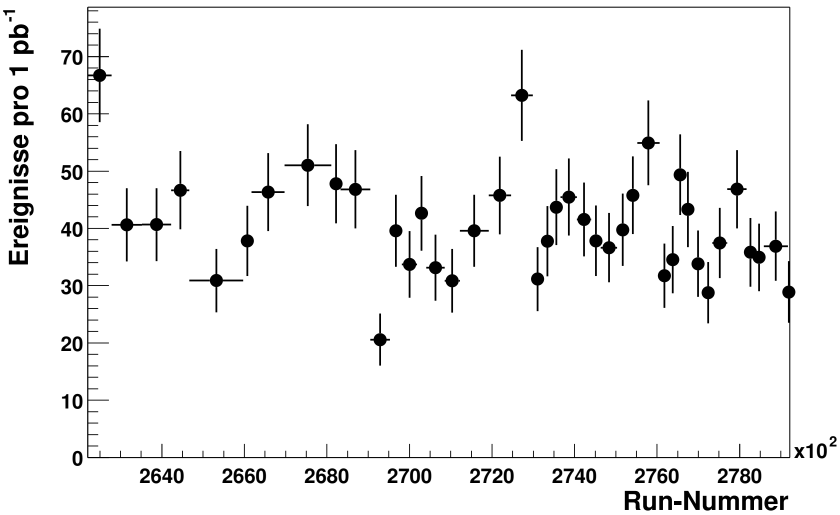


Abbildung 4.20.: Anzahl der selektierten Ereignisse pro 1 pb^{-1} Luminosität (ohne Vorwärtsselektion). Hier werden auch elastische Kandidaten mit $|t| > 1.2$ GeV^2 selektiert.

5. Nachweiswahrscheinlichkeiten

Die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ geht als Korrekturfaktor in die Berechnung der Wirkungsquerschnitte ein; diese kann in fünf Anteile unterteilt werden: der geometrischen Akzeptanz ϵ_{acc}, der Selektionseffizienz für diffraktive J/ψ (ohne Vorwärtsselektion) ϵ_{sel}, den Triggereffizienzen der Stufen L1 und L2 $\epsilon_{trig,L1}$ und $\epsilon_{trig,L2}$, sowie der Effizienz für die Vorwärtsselektion $\epsilon_{sel,notag}$ bzw. $\epsilon_{sel,tag}$. Diese Werte können weitgehend aus der Ereignissimulation bestimmt werden, da die Simulation die Daten gut beschreibt (s. Kapitel 4.5). Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist das Verhältnis der rekonstruierten Ereignisse zu den gesamten generierten Ereignissen:

$$\epsilon^{el} = \epsilon^{el}_{acc} \cdot \epsilon^{el}_{sel} \cdot \epsilon^{el}_{trig,L1} \cdot \epsilon_{trig,L2} \cdot \epsilon^{el}_{sel,notag} = \frac{N^{el}_{rec}}{N^{el}_{gen}} \tag{5.1}$$

$$\epsilon^{pd} = \epsilon^{pd}_{acc} \cdot \epsilon^{pd}_{sel} \cdot \epsilon^{pd}_{trig,L1} \cdot \epsilon_{trig,L2} \cdot \epsilon^{pd}_{sel,tag} = \frac{N^{pd}_{rec}}{N^{pd}_{gen}} \tag{5.2}$$

Im folgenden soll im einzelnen dargestellt werden, wie diese Faktoren bestimmt werden.

5.1. Geometrische Akzeptanz

Die geometrische Akzeptanz wird nur aus generierten Größen der Simulation berechnet. Hierbei wird der Polarwinkel der generierten Ereignisse betrachtet und die Anzahl von Ereignissen N_{acc} ermittelt, welche in einem für die gewählte Rekonstruktion passenden Winkelbereich generiert worden sind. Es wird gefordert, dass ein Elektron im Polarwinkelbereich $90° \leq \theta \leq 155°$, das andere im Bereich $153° \leq \theta \leq 176°$ generiert worden ist. Zudem wird ein Generatorschnitt auf Photoproduktion ($Q^2 < 1\text{GeV}^2$) sowie den $W_{\gamma p}$-Analyseberich durchgeführt. Im Fall der elastischen Ereignisse wird zudem auf Generatorniveau ein Schnitt $|t_{rec}| < 1.2$ GeV^2 durchgeführt. Die geometrische Akzeptanz wird damit durch das folgende Verhältnis bestimmt:

$$\epsilon^{el}_{acc} = \frac{N_{acc}(Q^2 < 1\ \text{GeV}^2, 135\ \text{GeV} \leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq\ 235\ \text{GeV}, |\mathrm{t}| < 1.2\ \text{GeV}^2)}{N_{gen}(Q^2 < 1\ \text{GeV}^2, 135\ \text{GeV} \leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq 235\ \text{GeV}, |\mathrm{t}| < 1.2\ \text{GeV}^2)} \tag{5.3}$$

$$\epsilon^{pd}_{acc} = \frac{N_{acc}(Q^2 < 1\ \text{GeV}^2, 135\ \text{GeV} \leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq 235\ \text{GeV})}{N_{gen}(Q^2 < 1\ \text{GeV}^2, 135\ \text{GeV} \leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq 235\ \text{GeV})} \tag{5.4}$$

In Abbildung 3.1 ist die $W_{\gamma p}$-Verteilung zusammen mit dem gewählten Akzeptanzbereich dargestellt. Man sieht, dass für $W_{\gamma p} < 135$ GeV keine Akzeptanz mehr vorliegt; dies ist die untere Grenze in dieser Analyse. Die geometrische Akzeptanz für die betrachteten Intervalle des $W_{\gamma p}$- und t-Analysebereichs ist in den Abbildungen 5.6 und 5.7 dargestellt. Die Akzeptanz ist maximal im zweiten $W_{\gamma p}$-Intervall und fällt zu höheren $W_{\gamma p}$ ab. In t ist die Akzeptanz flach. Die ermittelten Werte sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

5.2. Selektionseffizienz

Die Selektionseffizienz ϵ_{sel} beinhaltet die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Elektronenspur und des Clusters im Spacal. Es wird das Verhältnis gebildet aus der Anzahl der selektierten Ereignisse N_{sel} (alle Selektionsschnitte aus Tabelle 4.1, jedoch keine Triggerbedingung und Vorwärtsselektion) und der generierten Ereignisse im Akzeptanzbereich N_{acc}:

$$\epsilon_{sel}^{el} = \frac{N_{sel}}{N_{acc}(Q^2 < 1\mathrm{GeV}^2, 135\mathrm{GeV} \leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq 235\mathrm{GeV}, |\mathrm{t}| < 1.2\ \mathrm{GeV}^2)} \tag{5.5}$$

$$\epsilon_{sel}^{pd} = \frac{N_{sel}}{N_{acc}(Q^2 < 1\mathrm{GeV}^2, 135\mathrm{GeV} \leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq 235\mathrm{GeV})} \tag{5.6}$$

Wichtig ist hierbei, dass bei den selektierten rekonstruierten Ereignissen keine Schnitte auf Generatorniveau durchgeführt worden sind; somit wird berücksichtigt, dass Ereignisse aufgrund der beschränkten Auflösung der Messung von $W_{\gamma p}$ in dem betrachteten Analysebereich rekonstruiert werden, obwohl sie außerhalb dieses Bereiches generiert worden sind (*Migration*). Die ermittelten Werte für ϵ_{sel} sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst.

Die Selektionseffizienz in $W_{\gamma p}$ ist maximal im zweiten Intervall und fällt zu niedrigeren und höheren Werten von $W_{\gamma p}$ ab. In Abbildung 5.1 wird dieses Verhalten verdeutlicht, indem die Selektionseffizienz in die beiden Bestandteile, Nachweis der Spur und Nachweis des Spacal-Clusters, unterteilt wird. Der Nachweis des Clusters im Spacal setzt eine Mindestenergie von 4 GeV voraus. Zu kleineren Werten von $W_{\gamma p}$ und damit der Elektronenenergie verringert sich daher die Selektionseffizienz. Zu höheren Werten von $W_{\gamma p}$ verringert sich der Transversalimpuls der Spur aufgrund des größeren Polarwinkels. Die Forderung eines Mindesttransversalimpulses von 1 GeV zur Reduktion des Untergrundes verringert damit die Selektionseffizienz. Die Abnahme der Selektionseffizienz zu höheren $|t|$ konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht werden. Die Selektionseffizienzen für die betrachteten Intervalle des $W_{\gamma p}$- und t-Analysebereichs sind in den Abbildungen 5.6 und 5.7 dargestellt.

In einem separaten Schritt werden die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die Vorwärtsselektion bestimmt. Dies ist das Verhältnis aus den elastischen (proton-dissoziativen) Ereignissen ohne (mit) Signal im Vorwärtsbereich zu den selektierten Ereignissen (mit Triggerbedingung):

$$\epsilon_{sel,notag}^{el} = \frac{N_{sel,trig}^{notag,el}}{N_{sel,trig}^{el}} \tag{5.7}$$

$$\epsilon_{sel,tag}^{pd} = \frac{N_{sel,trig}^{tag,pd}}{N_{sel,trig}^{pd}} \tag{5.8}$$

In den Abbildungen 5.2 bis 5.5 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für die Vorwärtsselektion dargestellt, getrennt für die einzelnen Vorwärtsdetektoren, sowie für die verwendete Kombination. Der Anteil der Ereignisse, der ausreichendes Signal im Vorwärtsbereich besitzt und damit dem *tag*-Datensatz zugewiesen wird, ist flach in $W_{\gamma p}$ und beträgt ca. 10% für die elastischen Ereignisse und ca. 80% für die proton-dissoziativen Ereignisse. Für die t-Abhängigkeit ergeben sich ähnliche Werte, die Effizienz für die elastischen Ereignisse steigt zu höheren Werten von $|t|$ an; dies lässt sich dadurch begründen, dass auch das intakte Proton bei höheren Transversalimpulsen im PRT nachgewiesen werden kann.

5.3. Nachweiswahrscheinlichkeit des Triggers

Die Triggereffizienz setzt sich zusammen aus den einzelnen Triggereffizienzen der Stufen L1, L2 und L4. In dieser Arbeit wird nur die Effizienz der ersten Triggerstufe L1 (bezeichnet als ϵ_{trigL1}) aus der Simulation ermittelt. Die Effizienz der Stufe L2 wird aus den Daten ermittelt, da das neuronale Netz nicht simuliert wird. Man erhält so einen weiteren Korrekturfaktor ϵ_{L2}. Alle Ereignisse, welche von den Stufen L1 und L2 akzeptiert worden sind, werden auch von L4 akzeptiert, die Stufe L4 wird im folgenden also nicht weiter betrachtet.
Die Triggereffizienz der ersten Stufe ist gegeben durch den Anteil der selektierten Ereignisse, welche die Triggerbedingung L1 erfüllen:

$$\epsilon_{trig,L1} = \frac{N_{sel,trigL1}}{N_{sel}} \tag{5.9}$$

Die Triggereffizienz der Stufe L1 für die betrachteten Intervalle des $W_{\gamma p}$- und t-Analysebereichs ist in den Abbildungen 5.6 und 5.7 dargestellt. Sie beträgt ca. 80% und ist flach in $W_{\gamma p}$ und t.
Es muss weiterhin geprüft werden, ob der Trigger richtig simuliert wird, dafür findet für die einzelnen Triggerelemente ein Vergleich zwischen Daten und Simulation statt. [1] Hierfür wird ein unabhängiger Datensatz verwendet, wobei die gleiche Selektion durchgeführt wird und gefordert wird, dass die Ereignisse von Subtrigger `s0` akzeptiert worden sind. Subtrigger `s0` enthält lediglich eine Bedingung an die Mindestenergie im Spacal, keine Spur- oder Vertexbedingung und keine Bedingung der zweiten Triggerstufe:

`s0= SPCL_IET>2` [2]

In den Abbildungen 5.8 und 5.9 sind die Effizienzen der Triggerelemente zVtx und DCRPh für die Daten im Vergleich mit der Simulation dargestellt. Hierbei wurde auch in der Simulation der Subtrigger `s0` verlangt. [3] Man erkennt, dass diese Elemente hinreichend gut durch die Simulation beschrieben werden. Es ist jeweils nur der Ausschnitt gezeigt, in dem ausreichende Monte-Carlo-Statistik vorliegt.

Die Triggereffizienz der zweiten Triggerstufe $\epsilon_{trig,L2}$ wird in dieser Arbeit nicht aus der Simulation bestimmt. Mit Hilfe des von Subtrigger `s0` selektierten unabhängigen Datensatzes ist es möglich, diese Effizienz aus den Daten zu ermitteln; dazu wird der Anteil der Ereignisse aus diesem Datensatz bestimmt, welcher von dem neuronalen Netz der zweiten Triggerstufe akzeptiert worden ist. Die Triggereffizienz der Stufe L2 für die betrachteten Intervalle des $W_{\gamma p}$- und t-Analysebereichs ist in den Abbildungen 5.6 und 5.7 dargestellt.

Wie man sieht, hat die Triggereffizienz der Stufe L2 einen flachen Verlauf in $W_{\gamma p}$ und t. zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ wird der gemittelte Wert von 86.9% verwendet.

[1] Es werden hier nur die beiden Triggerelemente zVtx und DCRPh geprüft; aus früheren Untersuchungen ist bekannt, dass die Spacal-Triggerelemente bei hohen Werten von $W_{\gamma p}$ eine Effizienz von nahezu 100% haben und die Daten von der Simulation beschrieben werden.

[2] Dieses Element wurde während des Jahres 2000 zwischenzeitlich auf folgende Bedingung geändert:`s0=SPCL_IET>1 || SPCL_IET_Cen2`

[3] Üblicherweise wird die Bedingung an einen unabhängigen Subtrigger nur an die Daten und nicht an die simulierten Ereignisse gestellt. Damit ein Vergleich möglich ist, muss jedoch gefordert werden, dass die simulierten Ereignisse auch von dem unabhängigen Subtrigger akzeptiert werden können. Dazu muss der entsprechende Schnitt auf die Clusterenergie durchgeführt werden. Da eine Untersuchung der Energieschwellen des unabhängigen Subtriggers `s0` im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war, wird `s0` auch für die simulierten Ereignisse gefordert.

	$W_{\gamma p}$[GeV]				
	135-155	155-175	175-190	190-200	200-235
ϵ^{el}_{geo}	69.37	83.06	67.40	53.60	35.00
ϵ^{pd}_{geo}	65.09	81.81	67.67	56.67	38.34
ϵ^{el}_{sel}	39.87	47.24	41.38	37.11	26.87
ϵ^{pd}_{sel}	32.73	38.06	31.44	27.39	17.15
ϵ^{el}_{trigL1}	83.33	79.83	80.65	80.30	78.71
ϵ^{pd}_{trigL1}	80.84	80.28	80.40	75.79	75.90
ϵ_{trigL2}	87.50	87.04	89.71	82.61	87.72
$\epsilon^{el}_{sel,notag}$	87.8	87.42	89.08	89.74	86.66
$\epsilon^{pd}_{sel,tag}$	76.3	78.5	79.9	80.8	83.2

	$\lvert t\rvert$[GeV^2]				
	0.0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.4	0.4-0.7	
ϵ^{el}_{geo}	61.81	60.12	60.65	60.04	
ϵ^{pd}_{geo}	60.13	61.52	60.65	59.11	
ϵ^{el}_{sel}	41.65	41.44	39.64	38.76	
ϵ^{pd}_{sel}	33.03	31.78	33.08	30.43	
ϵ^{el}_{trigL1}	80.65	79.84	82.39	80.86	
ϵ^{pd}_{trigL1}	80.56	78.44	78.73	81.21	
ϵ_{trigL2}	89.06	92.59	94.44	88.46	
$\epsilon^{el}_{sel,notag}$	90.4	91.2	89.1	84.2	
$\epsilon^{pd}_{sel,tag}$	74.9	76.4	77.8	78.7	

Tabelle 5.1.: Nachweiswahrscheinlichkeiten [%]

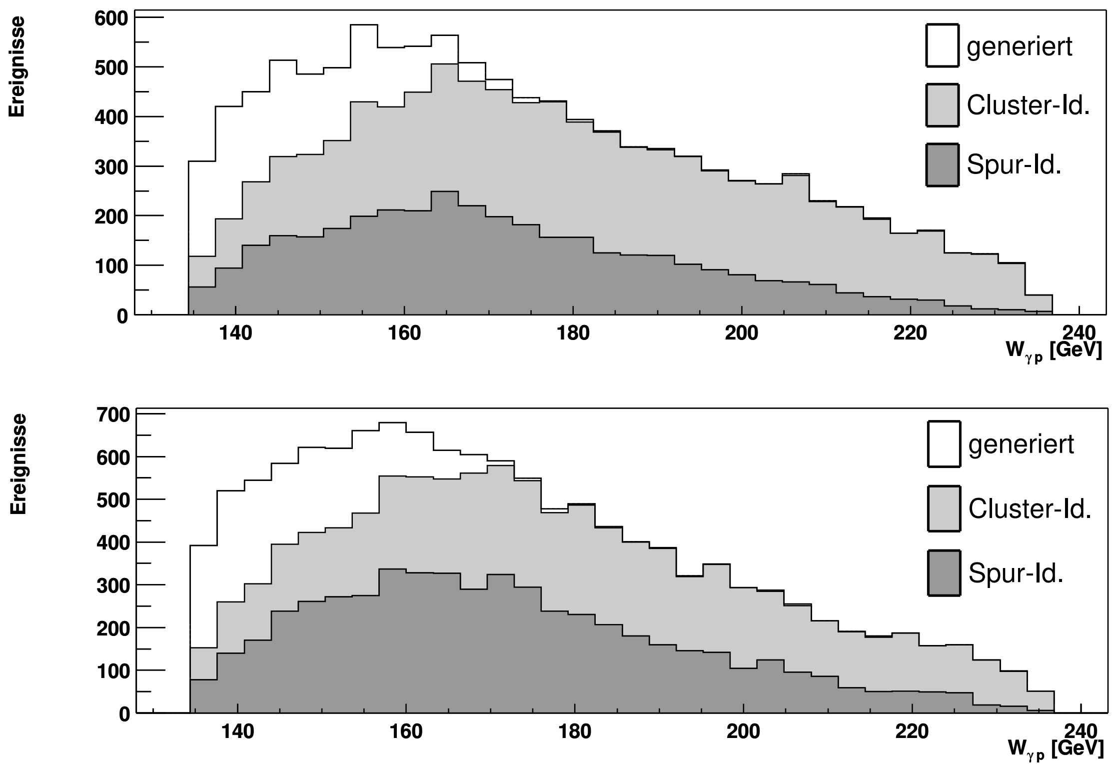
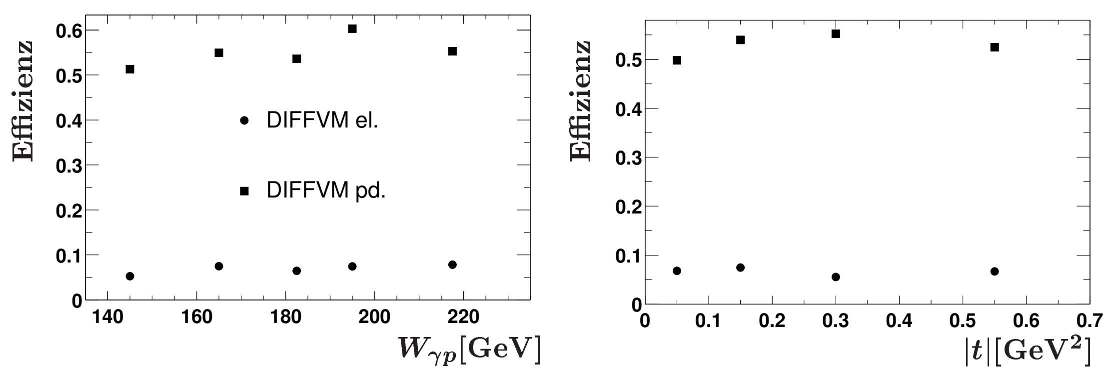
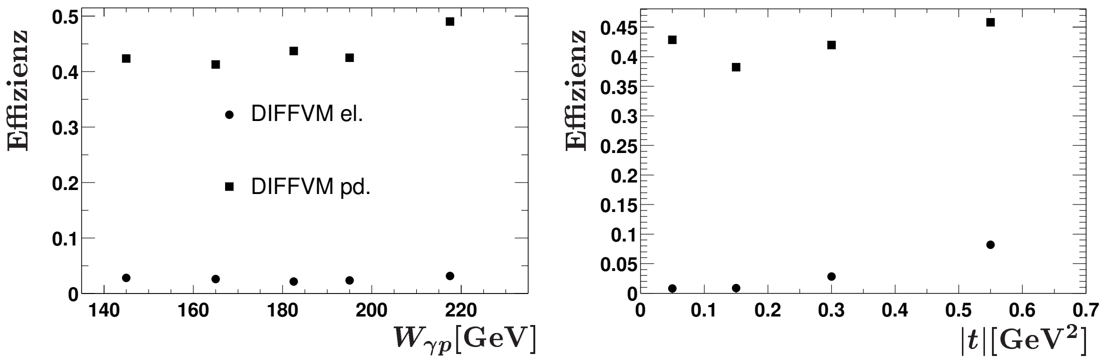


Abbildung 5.1.: Zur Verdeutlichung der Zusammensetzung der Selektionseffizienz ist für die elastische und proton-dissoziative Simulation die $W_{\gamma p}$-Verteilung dargestellt, nach den Akzeptanzschnitten, sowie nach den Selektionsschnitten. Hell dargestellt ist die Verteilung nach der Forderung, dass das Cluster im Spacal nachgewiesen wurde, dunkel dargestellt ist die Verteilung nach der Forderung, dass eine als Elektron identifizeirte Spur nachgewiesen worden ist.



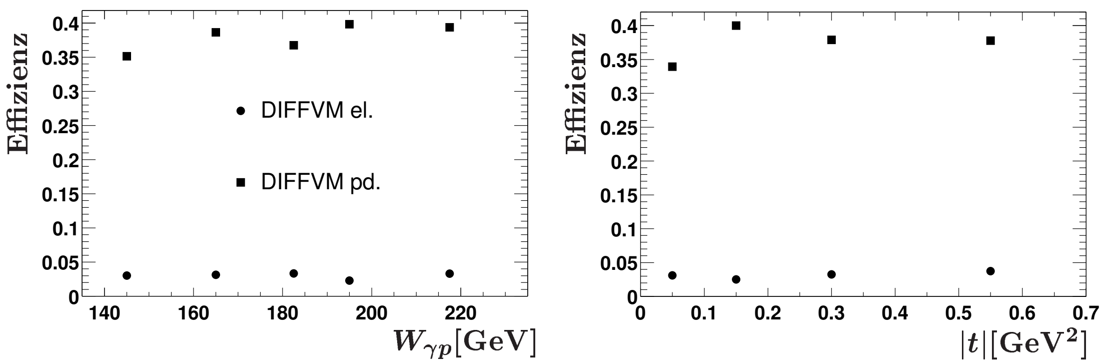
(a) (b)

Abbildung 5.2.: Effizienz für Vorwärts-Tag für den FMD.



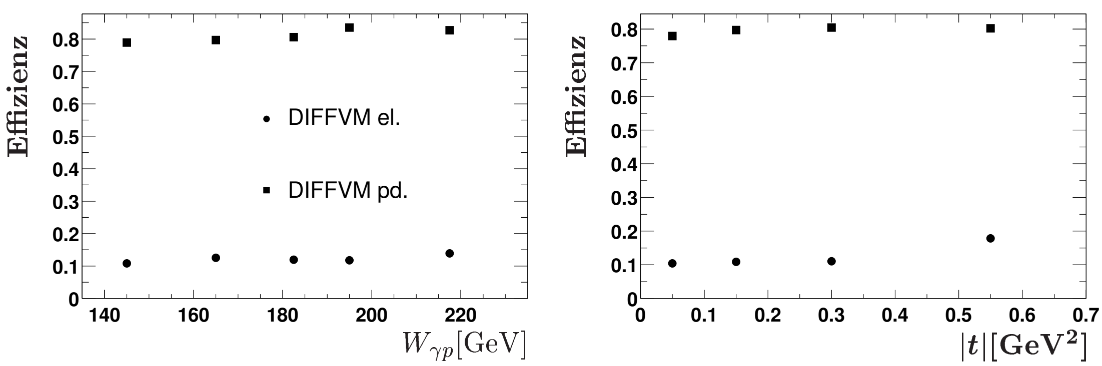
(a) (b)

Abbildung 5.3.: Effizienz für Vorwärts-Tag für den PRT.



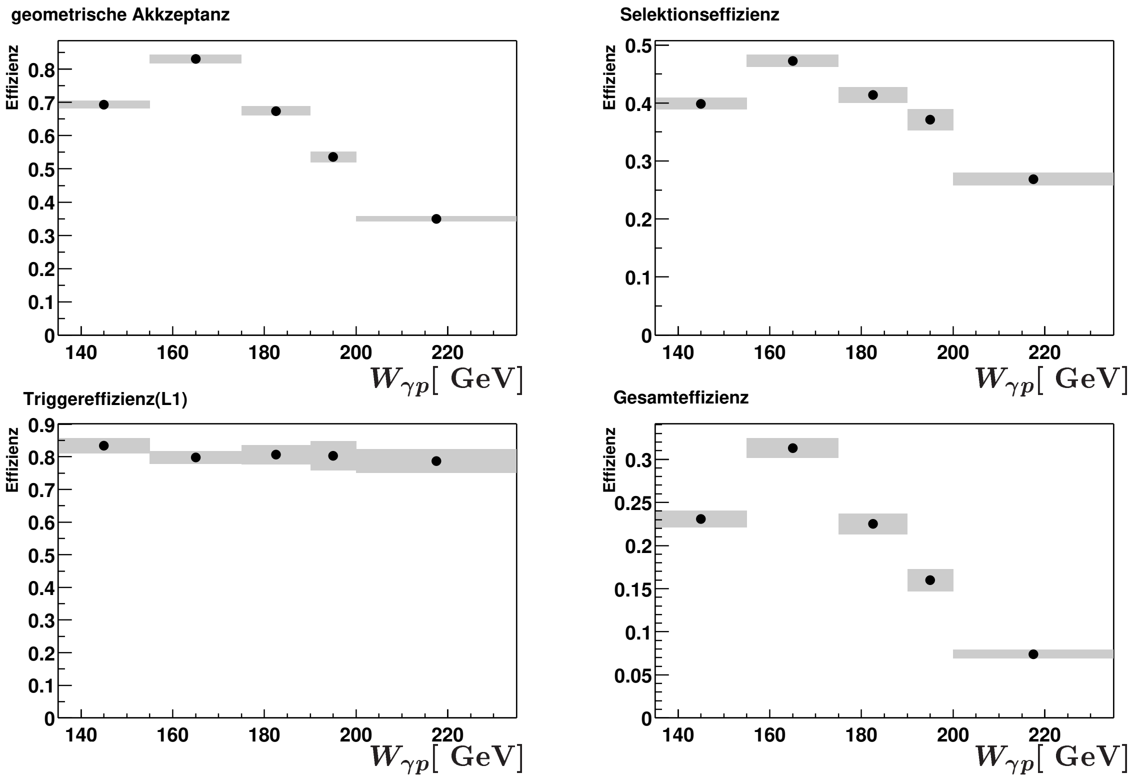
(a) (b)

Abbildung 5.4.: Effizienz für Vorwärts-Tag für das LAr-Kalorimeter.

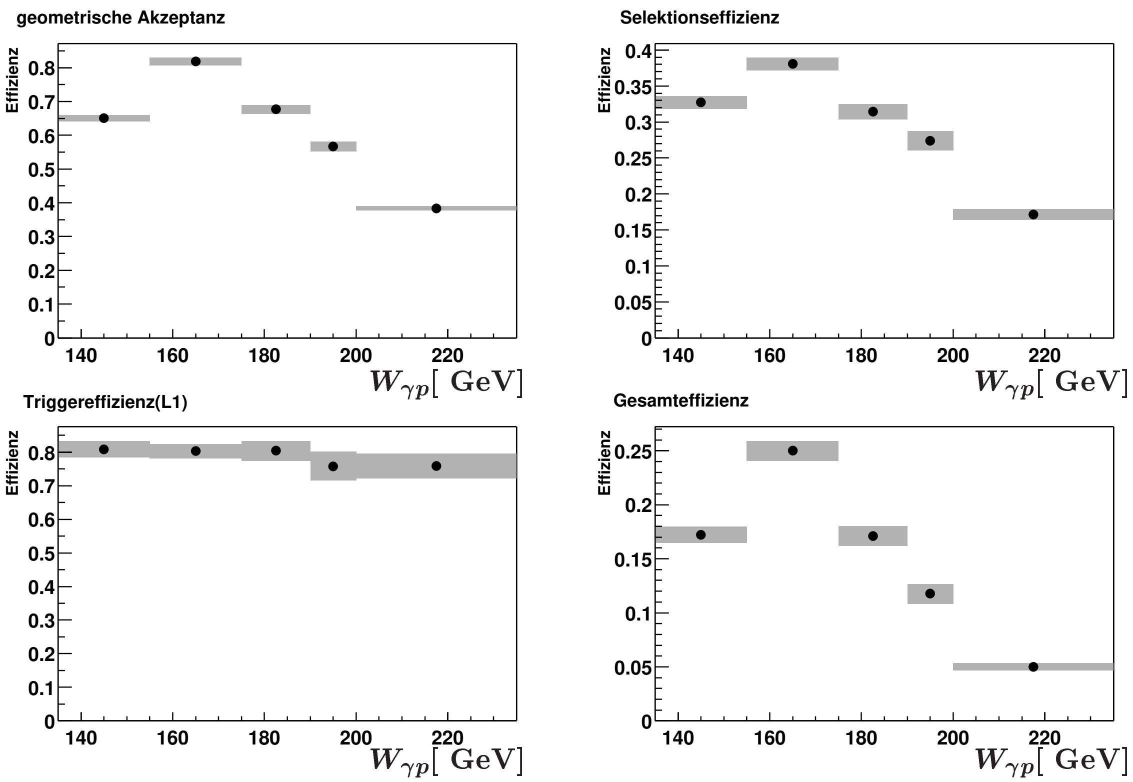


(a) (b)

Abbildung 5.5.: Effizienz für Vorwärts-Tag für die Kombination der drei Vorwärtszähler. Dargestellt sind ϵ_{tag}^{pd} und $1 - \epsilon_{notag}^{el}$.

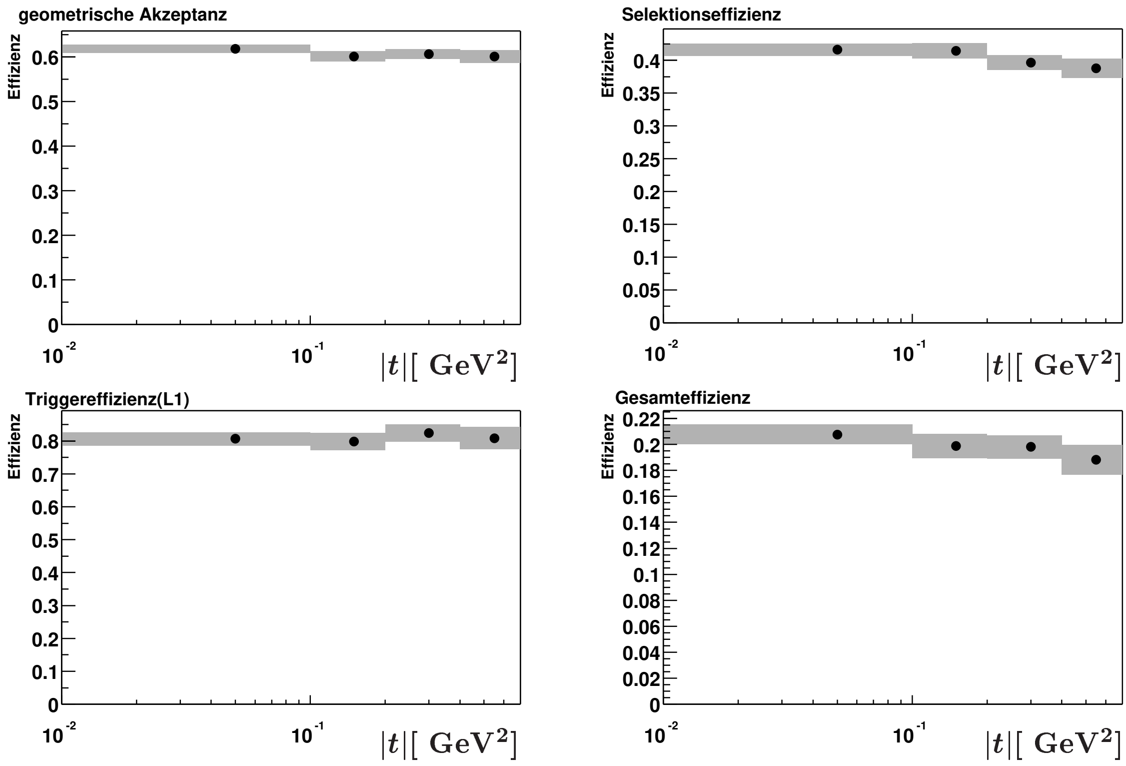


(a) elastische Simulation

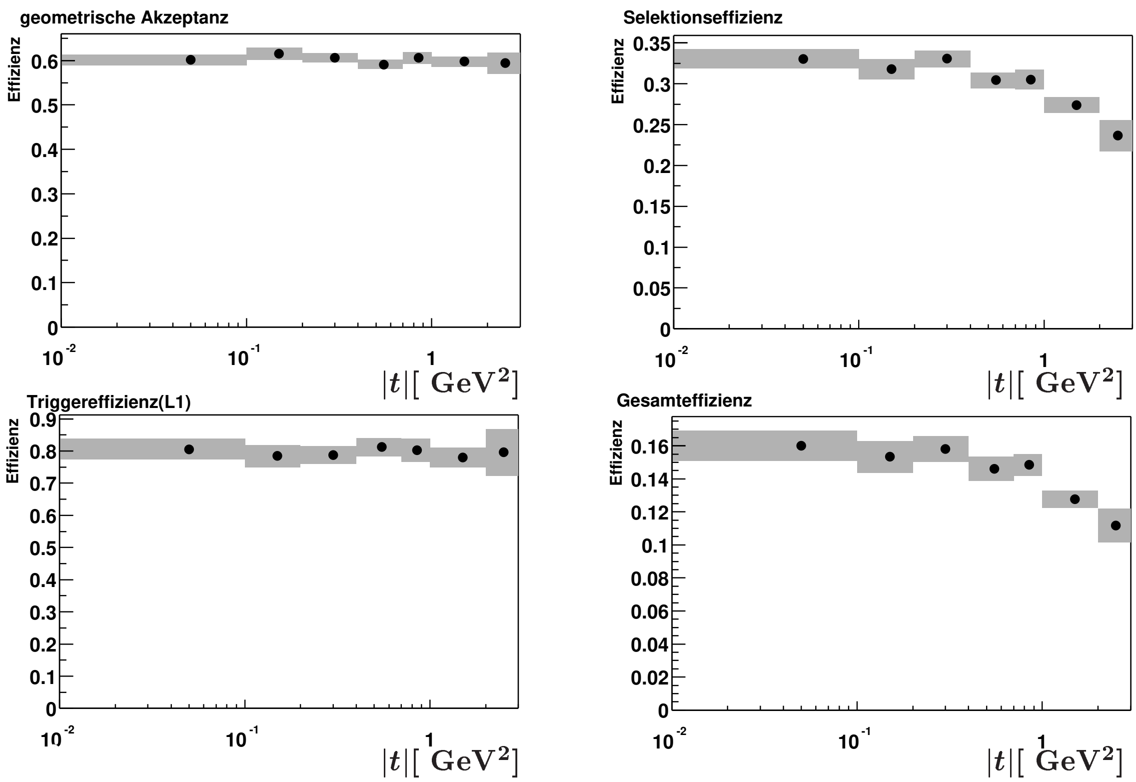


(b) proton-dissoziative Simulation

Abbildung 5.6.: Geometrische Akzeptanz, Selektionseffizienz, Triggereffizienz (L1) und Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ϵ, dargestellt für die analysierten Intervalle von $W_{\gamma p}$. Das Fehlerband gibt die Unsicherheit an, die sich aus der begrenzten Zahl der simulierten Ereignisse ergibt. ϵ ist das Produkt dieser drei Einzelwahrscheinlichkeiten, die Selektionseffizienz enthält nicht die Effizienz der zweiten Triggerstufe und der Vorwärtsselektion.



(a) elastische Simulation



(b) proton-dissoziative Simulation

Abbildung 5.7.: Geometrische Akzeptanz, Selektionseffizienz, Triggereffienz (L1) und Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit ϵ. Das Fehlerband gibt die Unsicherheit an, die sich aus der begrenzten Zahl der simulierten Ereignisse ergibt. ϵ ist das Produkt dieser drei Einzelwahrscheinlichkeiten, die Selektionseffizienz enthält nicht die Effizienz der zweiten Triggerstufe und der Vorwärtsselektion. Die Effizienzen für die elastische Simulation sind in den vier analysierten Intervallen für $|t| \leq 0.7\ \mathrm{GeV}^2$ angegeben, bei der proton-dissoziativen Simulation sind drei weitere Intervalle bis $|t| = 3\ \mathrm{GeV}^2$ angegeben, um das Verhalten bei höheren $|t|$ festzustellen.

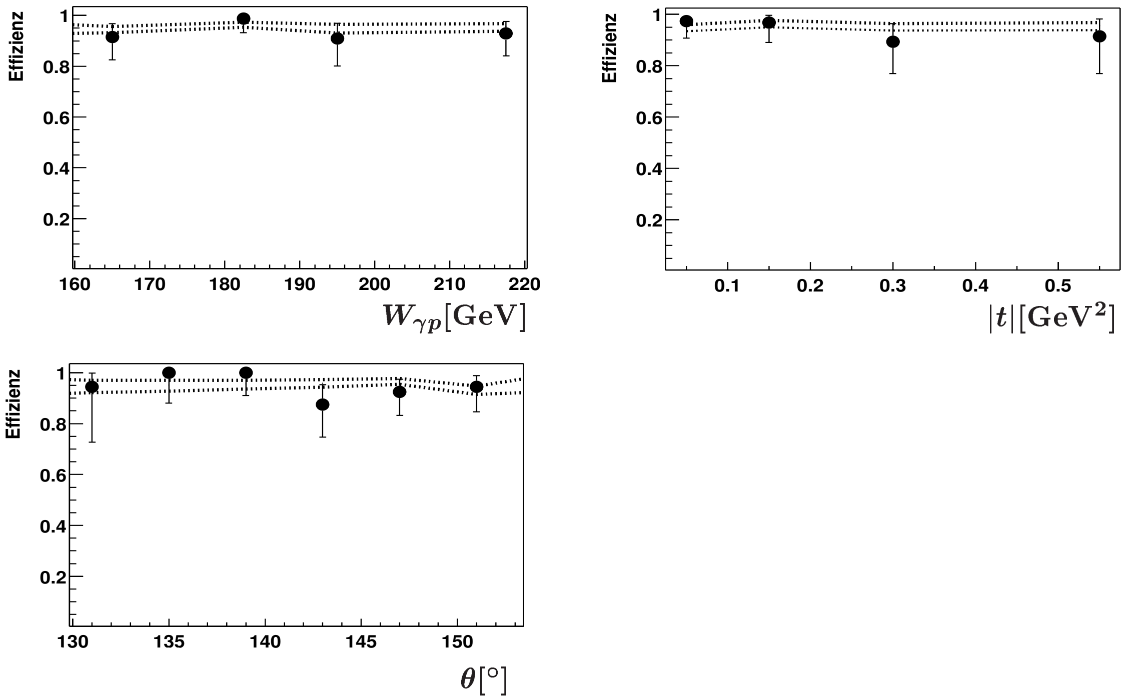


Abbildung 5.8.: Effizienzen des Triggerelements zVtx in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$, t und dem Polarwinkel der Spur θ im Vergleich der Daten mit der Simulation. Der statistische Fehler in den Daten ist durch Fehlerbalken angegeben; der Fehler, der sich aus der begrenzten Anzahl an simulierten Ereignissen ergibt, ist durch ein Fehlerband angegeben. Es handelt sich jeweils um asymmetrische Fehler [7].

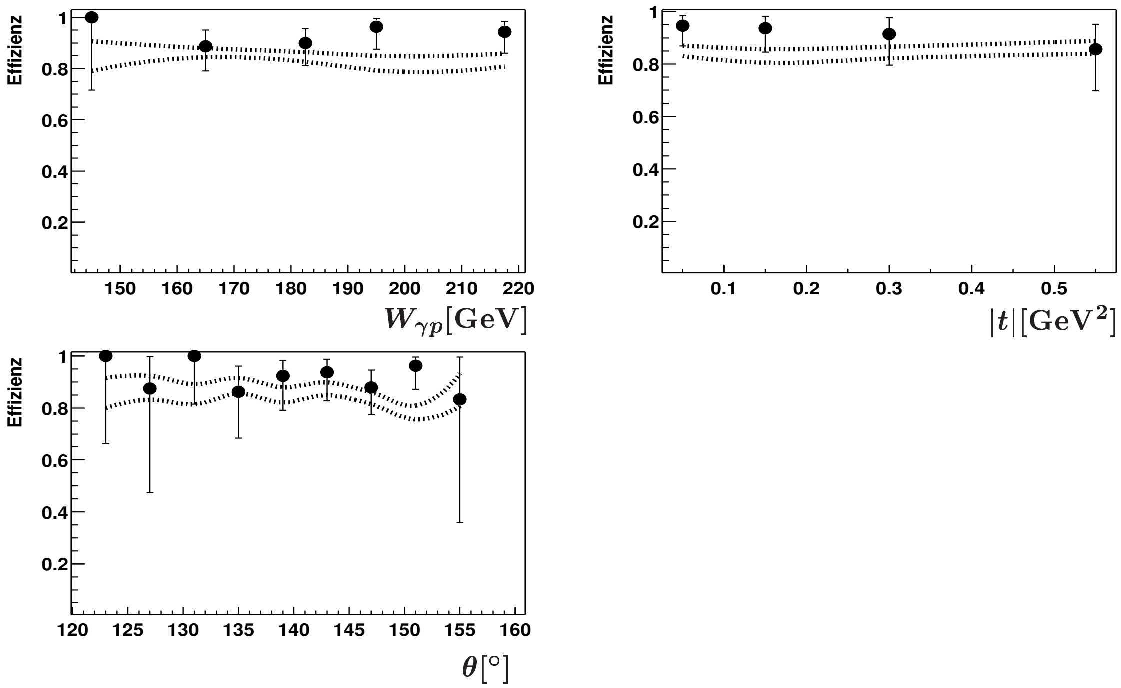


Abbildung 5.9.: Effizienzen des Triggerelements DCRPh in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$, t und dem Polarwinkel der Spur θ im Vergleich der Daten mit der Simulation. Der statistische Fehler in den Daten ist durch Fehlerbalken angegeben; der Fehler, der sich aus der begrenzten Anzahl an simulierten Ereignissen ergibt, ist durch ein Fehlerband angegeben. Es handelt sich jeweils um asymmetrische Fehler [7].

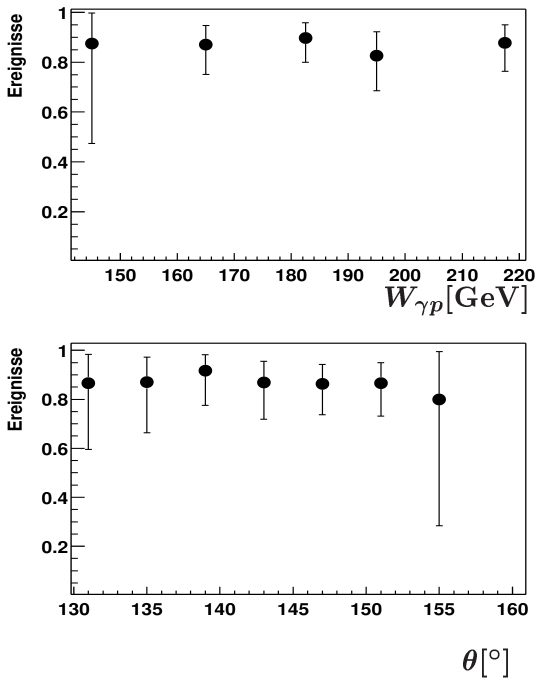


Abbildung 5.10.: Effizienz der zweiten Triggerstufe L2 (neuronales Netz) in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$, t und dem Polarwinkel der Spur θ. Der statistische Fehler in den Daten ist durch Fehlerbalken angegeben. Es handelt sich jeweils um asymmetrische Fehler [7].

6. Ergebnisse

Zur Ermittlung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ und t werden der $W_{\gamma p}$- und t-Bereich in Intervalle unterteilt und die Anzahl der Signalereignisse in diesen Intervallen bestimmt. Dieses wird für beide Datensätze (*tag* und *notag*) separat durchgeführt und im nächsten Unterabschnitt dargestellt.
Im folgenden wird dann auf die Korrektur der Ereigniszahlen eingegangen, und schließlich werden die Wirkungsquerschnitte bestimmt. Es findet abschließend ein Vergleich der Ergebnisse mit H1- und ZEUS-Daten statt.

6.1. Bestimmung der Ereigniszahlen

Die Massenspektren für die beiden Datensätze *notag* und *tag* sind in den Abbildungen 6.1 und 6.2 gezeigt für Intervalle von $W_{\gamma p}$ und in den Abbildungen 6.4 und 6.5 für Intervalle von $|t|$. Außerdem sind in Abbildung 6.3 und 6.6 die Massenspektren vor der Durchführung der Vorwärtsselektion gezeigt. Es sind alle Selektionsschnitte aus 4.1 bis einschließlich (12) angewendet worden, elastische Ereignisse werden selektiert mit der Bedingung $|t| < 1.2$ GeV^2.

Die Ereignisse werden jeweils in dem gekennzeichneten Massenfenster von 2.4 GeV – 3.4 GeV gezählt (N_{tag} bzw. N_{notag}). Es ist nötig, die Zahl der Ereignisse auf die Zahl der Untergrundereignisse zu korrigieren. Hierzu wird eine Anpassung an die Daten vorgenommen, wobei als Funktion eine Überlagerung aus einer asymmetrischen Gaußfunktion [7] *sig* zur Beschreibung des Signals und einem Polynom zweiter Ordnung *bgr* zur Beschreibung des Untergrundes gewählt wird:

$$bgr(m_{ee}) = a + b\, m_{ee} + c\, m_{ee}^2 \tag{6.1}$$

$$sig(m_{ee}) = \mathcal{N} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{m_{ee} - \mu}{\sigma + \xi \cdot [|m_{ee} - \mu| - (m_{ee} - \mu)]}\right)^2\right) \tag{6.2}$$

mit

$$\mathcal{N} = \frac{d}{\sqrt{2\pi}\,(\sigma + \xi \cdot [|m_{ee} - \mu| - (m_{ee} - \mu)])} \tag{6.3}$$

Die Gaußfunktion verwendet die üblichen Parameter: d gibt die Normierung an, μ ist die Position des Maximums, σ die Breite. Die hier verwendete Gaußfunktion enthält einen zusätzlichen Parameter ξ und ist die Einhüllende einer Schar von sich stetig verbreiternden Gaußfunktionen. ξ ist ein Maß für die Asymmetrie der Funktion. Es ist so möglich, den für den Zerfall in Elektronen typischen Strahlungsschwanz der Spektren zu niedrigen Energien zu beschreiben. Die Parameter μ und σ, welche die Position des Maximums und die Breite beschreiben, werden bei der Anpassung fixiert; ihre Werte werden für jedes betrachtete Intervall aus einer Anpassung an die Verteilungen ohne

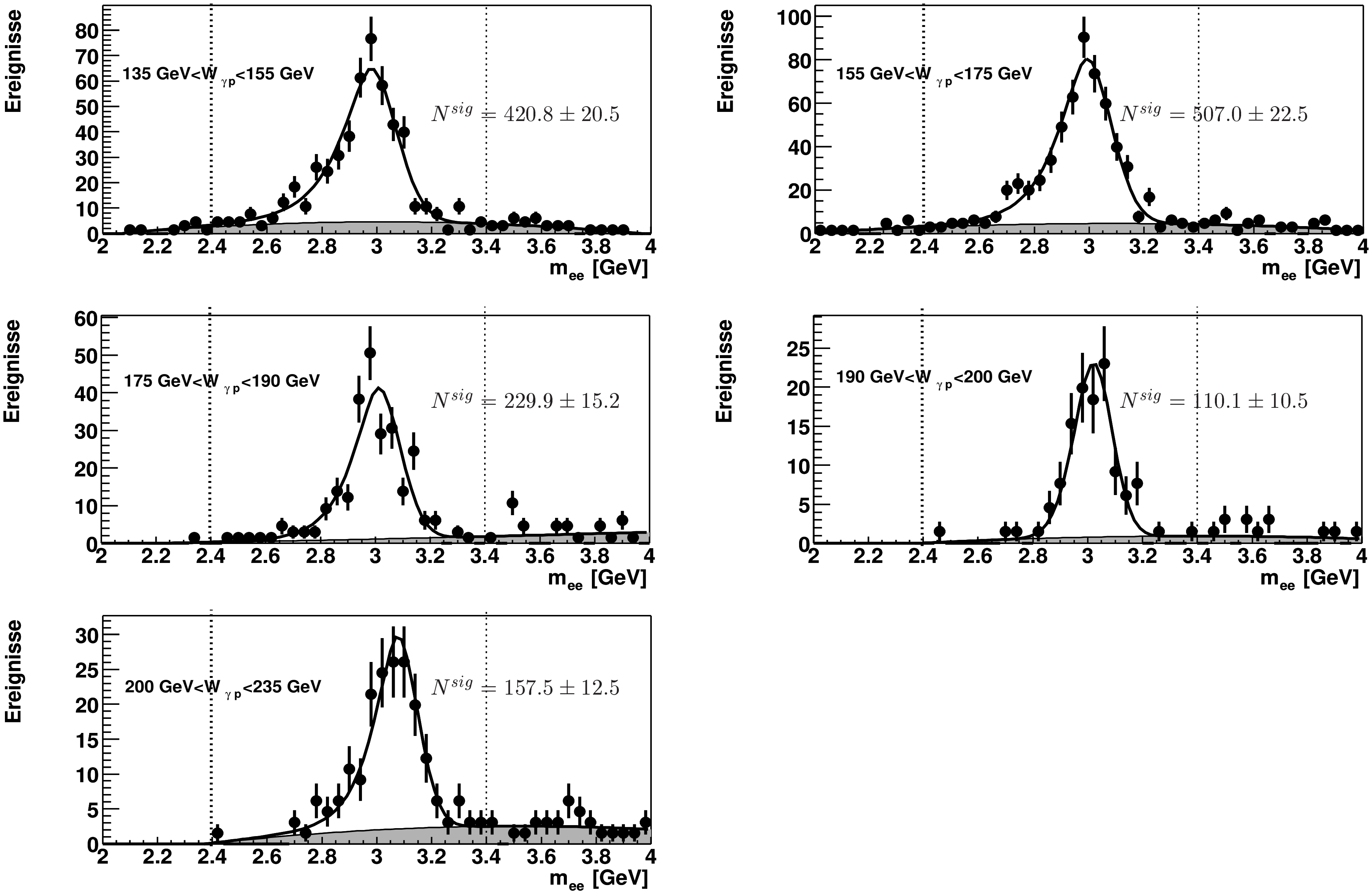


Abbildung 6.1.: Massenspektrum für den Datensatz *notag* in verschiedenen Intervallen von $W_{\gamma p}$. Ebenfalls gezeigt ist die Anpassung an die Daten und die daraus ermittelte Untergrundverteilung. Die punktierten Linien zeigen das gewählte analysierte Massenfenster.

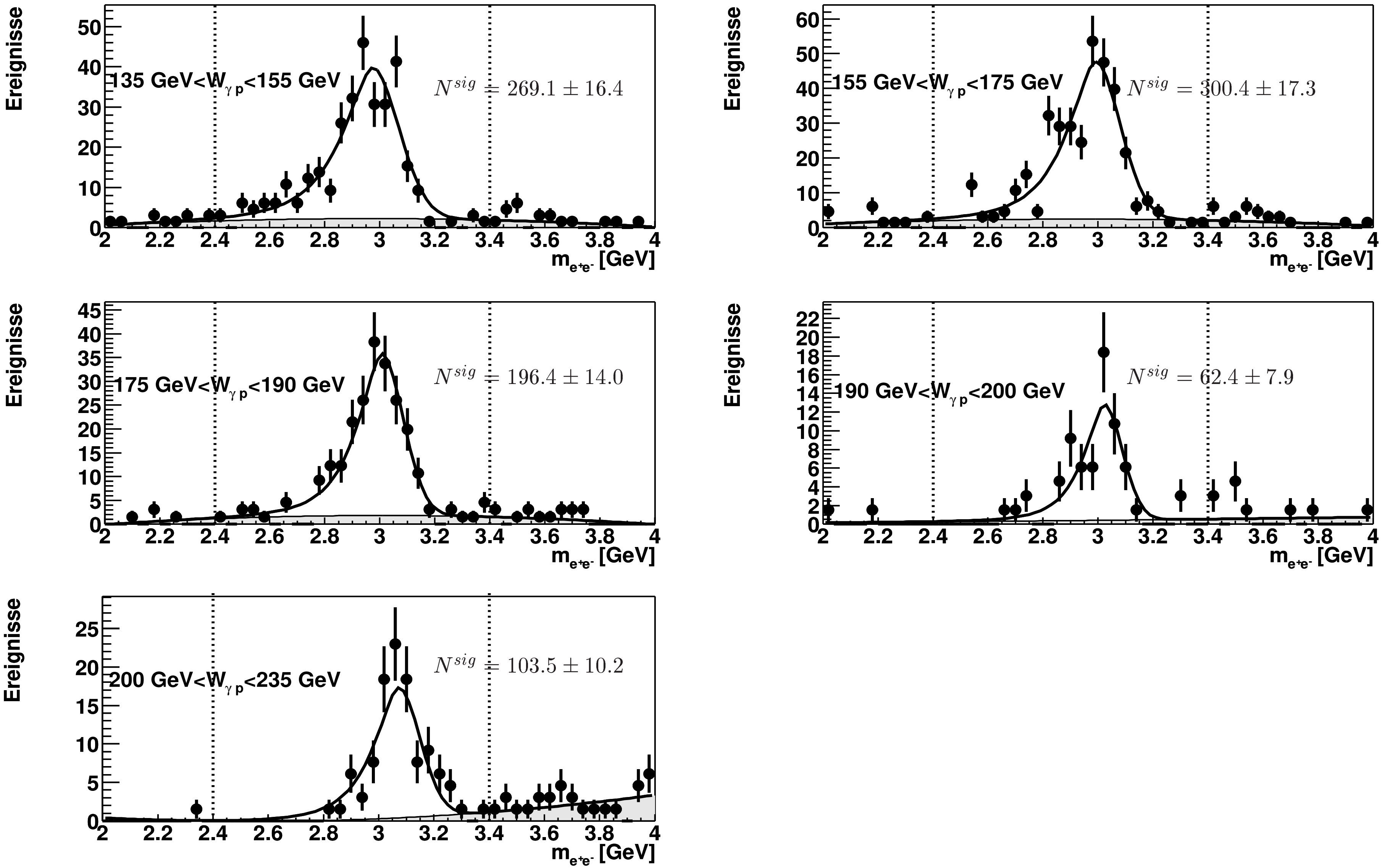


Abbildung 6.2.: Massenspektrum für den Datensatz *tag* in verschiedenen Intervallen von $W_{\gamma p}$. Ebenfalls gezeigt ist die Anpassung an die Daten und die daraus ermittelte Untergrundverteilung. Die punktierten Linien zeigen das gewählte analysierte Massenfenster.

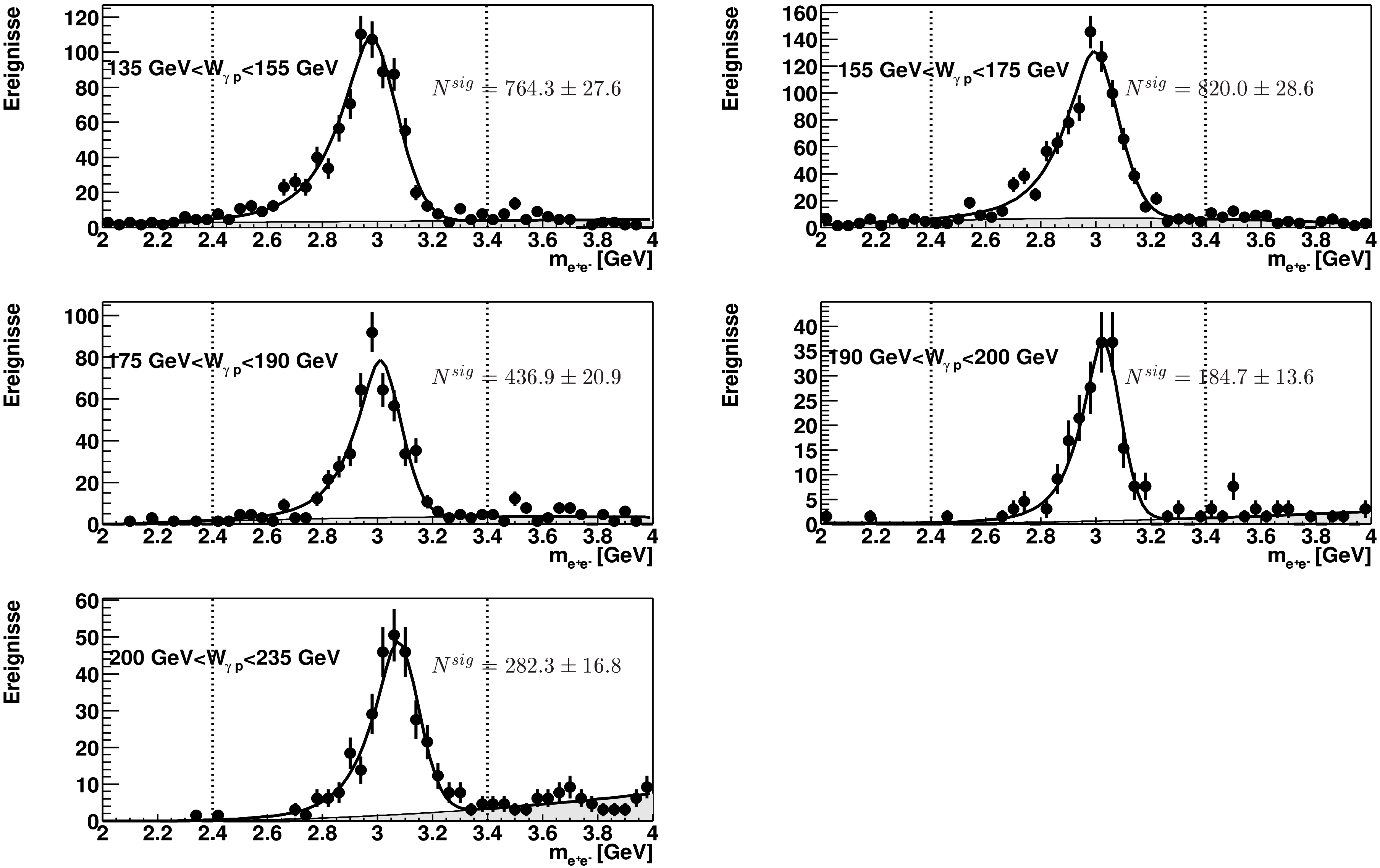


Abbildung 6.3.: Massenspektrum vor der Vorwärtsselektion in verschiedenen Intervallen von $W_{\gamma p}$. Ebenfalls gezeigt ist die Anpassung an die Daten und die daraus ermittelte Untergrundverteilung. Die punktierten Linien zeigen das gewählte analysierte Massenfenster.

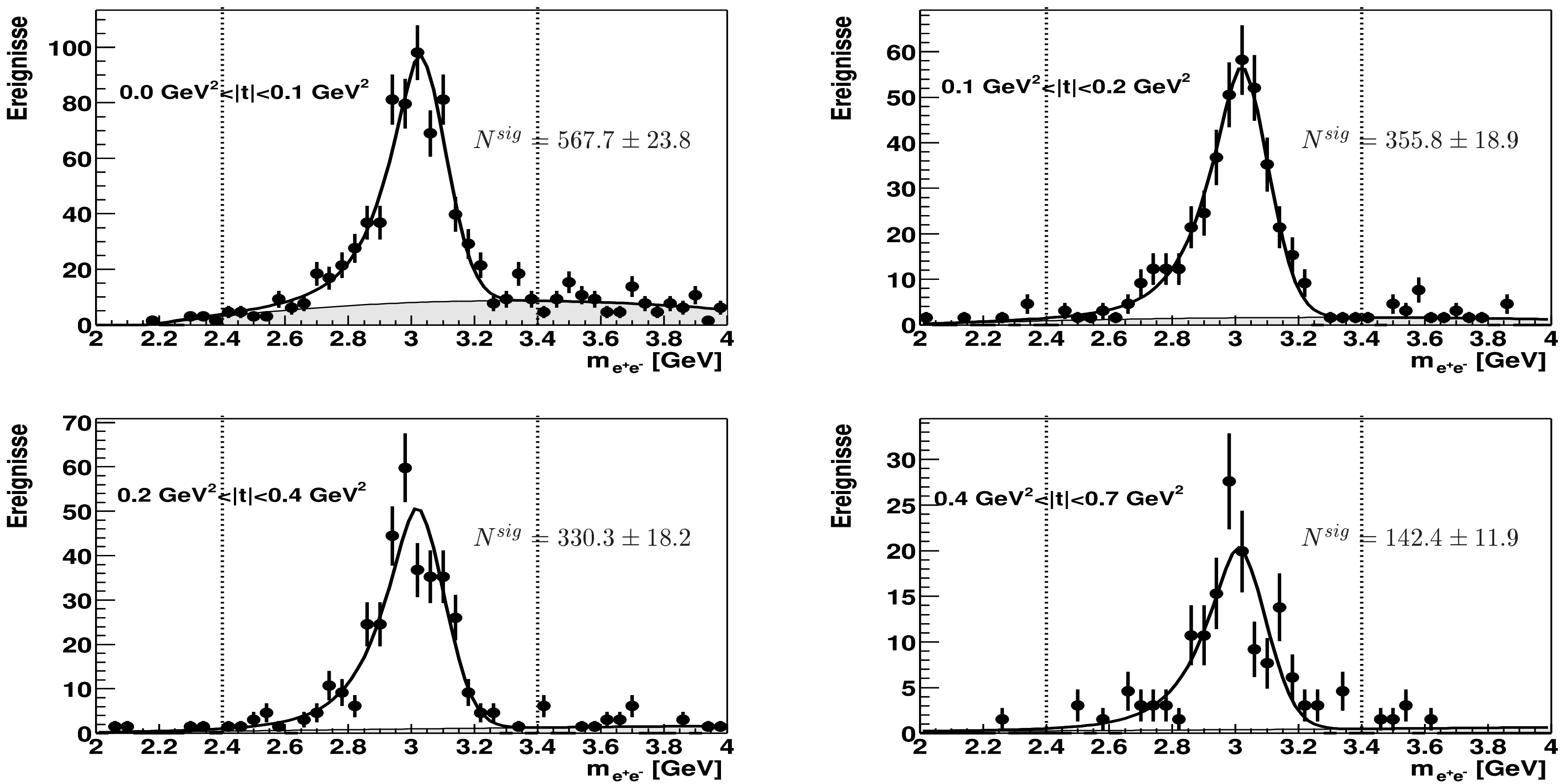


Abbildung 6.4.: Massenspektrum für den Datensatz *notag* in verschiedenen Intervallen von t. Ebenfalls gezeigt ist die Anpassung an die Daten und die daraus ermittelte Untergrundverteilung. Die punktierten Linien zeigen das gewählte analysierte Massenfenster.

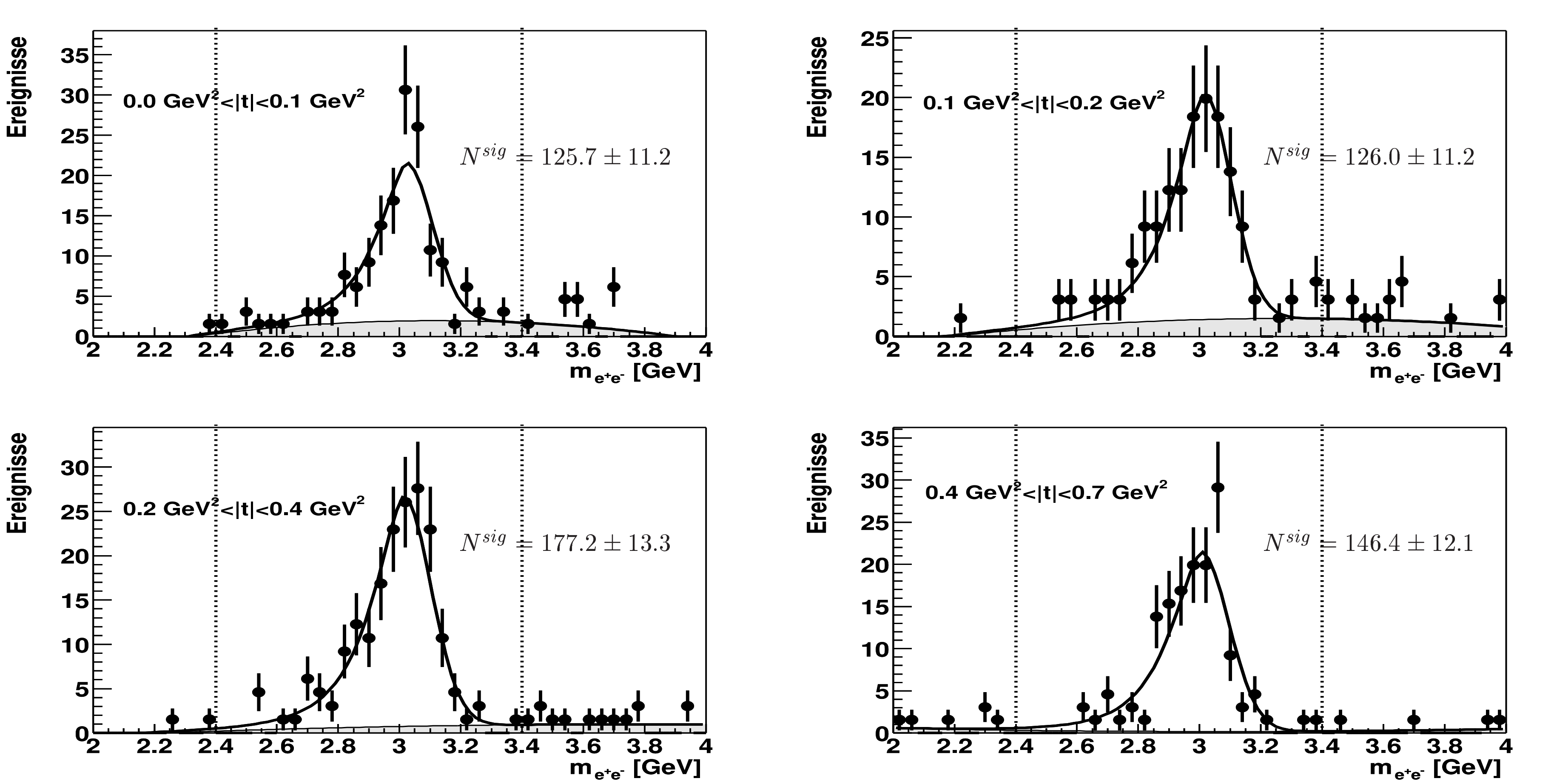


Abbildung 6.5.: Massenspektrum für den Datensatz *tag* in verschiedenen Intervallen von t. Ebenfalls gezeigt ist die Anpassung an die Daten und die daraus ermittelte Untergrundverteilung. Die punktierten Linien zeigen das gewählte analysierte Massenfenster.

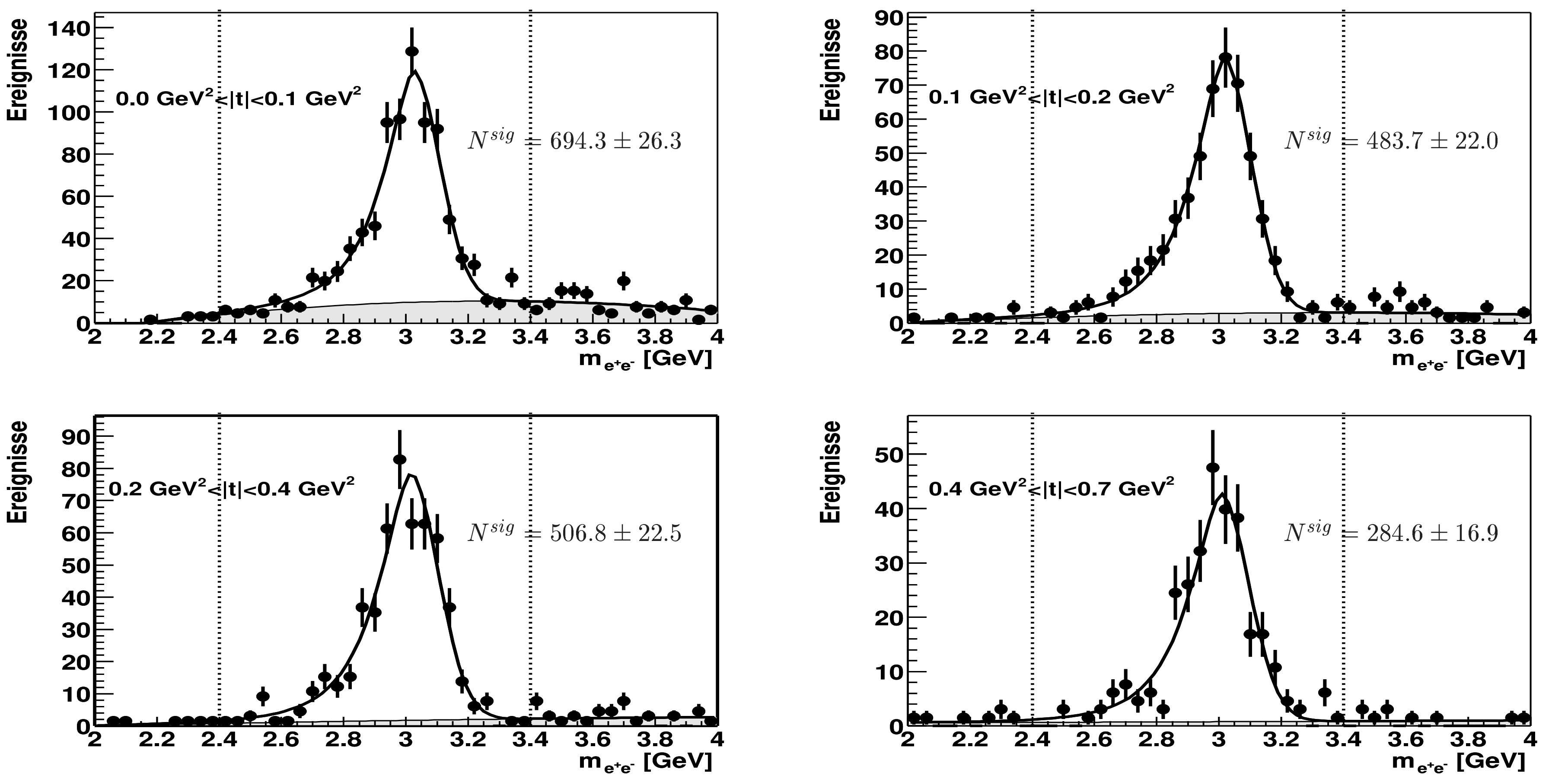


Abbildung 6.6.: Massenspektrum vor der Vorwärtsselektion in verschiedenen Intervallen von t. Ebenfalls gezeigt ist die Anpassung an die Daten und die daraus ermittelte Untergrundverteilung. Die punktierten Linien zeigen das gewählte analysierte Massenfenster.

Vorwärtsselektion ermittelt. Die Integration der so durch Anpassung ermittelten Funktion bgr, welche den Untergrund beschreibt, in dem Bereich des Massenfensters liefert die Anzahl der Untergrundereignisse N_{bgr}. Zusammenfassend erhält man also die Anzahl der Signalereignisse N^{sig} folgendermaßen:

$$N_{tag}^{sig} = N_{tag} - N_{tag}^{bgr} \tag{6.4}$$

$$N_{notag}^{sig} = N_{notag} - N_{notag}^{bgr} \tag{6.5}$$

Einige Parameter der Anpassung sind in den Tabellen 6.1 und 6.2 angegeben für die $W_{\gamma p}$- und $|t|$-Intervalle.

	$W_{\gamma p}$-Intervall [GeV]				
	135..155	155..175	175..190	190..200	200..235
μ [GeV]	2.969 ± 0.005	2.987 ± 0.004	3.004 ± 0.005	3.020 ± 0.007	3.068 ± 0.006
σ [GeV]	0.099 ± 0.004	0.092 ± 0.004	0.079 ± 0.004	0.067 ± 0.005	0.080 ± 0.002

Tabelle 6.1.: Parameter der Anpassung in den $W_{\gamma p}$-Intervallen (Daten).

	$|t|$-Intervall [GeV]			
	0.0..0.1	0.1..0.2	0.2..0.4	0.4..0.7
μ [GeV]	3.021 ± 0.005	3.013 ± 0.006	3.011 ± 0.002	3.003 ± 0.007
σ [GeV]	0.087 ± 0.004	0.089 ± 0.004	0.091 ± 0.004	0.092 ± 0.006

Tabelle 6.2.: Parameter der Anpassung in den $|t|$-Intervallen (Daten).

	$W_{\gamma p}$-Intervall [GeV]				
	135..155	155..175	175..190	190..200	200..235
μ [GeV]	3.043 ± 0.004	3.048 ± 0.004	3.061 ± 0.005	3.071 ± 0.007	3.078 ± 0.007
σ [GeV]	0.072 ± 0.004	0.070 ± 0.003	0.064 ± 0.004	0.059 ± 0.004	0.069 ± 0.006

Tabelle 6.3.: Parameter der Anpassung in den $W_{\gamma p}$-Intervallen (Simulation).

Besonders auffällig ist die Verschiebung des Zentrums der Massenverteilung zu niedrigeren Massen; diese Verschiebung vergrößert sich in Richtung kleinerer $W_{\gamma p}$, ist jedoch in der Simulation nicht in diesem Maße sichtbar; die Werte für die Breite und das Zentrum der Massenverteilung der Simulation sind in den Tabellen 6.3 und 6.4 angegeben. Dieser systematische Effekt führt zusätzlich zu einer Verbreiterung des Spektrums; dies ist besonders sichtbar an dem bereits in Abbildung 4.12 gezeigten Spektrum des gesamten $W_{\gamma p}$-Analysebereichs. Im Rahmen dieser Arbeit konnte dieser Effekt nicht weiter untersucht werden. Eine mögliche Erklärung ist die Ablenkung der Zerfallselektronen in einer Helixkurve um das Detektormagnetfeld; dieses führt zu einer falschen Messung des Zerfallswinkels des Elektrons im Spacal und damit zu einer falschen Rekonstruktion der invarianten Masse. Dieser Effekt verstärkt sich zu niedrigeren Energien der Zerfallselektronen und damit niedrigerem $W_{\gamma p}$. Einen Einfluss darauf hat auch das „tote“ Detektormaterial, welches bei der Wechselwirkung mit den Elektronen zu einem

	$\|t\|$-Intervall [GeV]			
	0.0..0.1	0.1..0.2	0.2..0.4	0.4..0.7
μ [GeV]	3.054 ± 0.004	3.056 ± 0.004	3.056 ± 0.004	3.050 ± 0.006
σ [GeV]	0.069 ± 0.003	0.067 ± 0.004	0.067 ± 0.004	0.074 ± 0.006

Tabelle 6.4.: Parameter der Anpassung in den $|t|$-Intervallen (Simulation).

zusätzlichen Energieverlust durch Abstrahlung von Photonen führt. Die Verteilung dieses Detektormaterials ist in der Simulation möglicherweise nicht korrekt berücksichtigt. Es sei betont, dass die Verschiebung nicht zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Ereigniszahlen und damit Wirkungsquerschnitte führt; es wird lediglich die Anpassung an die Daten erschwert, da es nicht möglich ist, die Parameter aus einer Anpassung an das über den gesamten $W_{\gamma p}$-Analysebereich gemittelte Spektrum zu bestimmen und dann zu fixieren.

Für die Wahl der Anzahl und Breite der Analyseintervalle müssen verschiedene Faktoren berücksichtigt werden. In dieser Arbeit wurden fünf Intervalle in $W_{\gamma p}$ mit einer Breite von 10-35 GeV und vier Intervalle in $|t|$ mit einer Breite von 0.1-0.3 GeV^2 gewählt. Um das Energieverhalten der Wirkungsquerschnitte und den Steigungsparameter b aus der Anpassung an die Datenpunkte genau bestimmen zu können, ist eine Aufteilung des Analysebereichs in möglichst viele Intervalle wünschenswert. Dem entgegen spricht der Wunsch nach einer möglichst hohen Statistik, d.h. hohen Anzahl von Signalereignissen in den verwendeten Intervallen. Die Anzahl der Signalereignisse in den einzelnen Intervallen sollte näherungsweise gleich groß sein, die Intervallbreite sollte deshalb entsprechend der $W_{\gamma p}$-Verteilung zu größeren $W_{\gamma p}$ zunehmen. Dies ist bei den hier verwendeten $W_{\gamma p}$-Intervallen nicht der Fall, das vierte Intervall ist vergleichsweise klein; es kann nur auf Kosten der anderen Intervalle vergrößert werden, was jedoch dann dazu führt, dass bei diesen die Auflösungsgrenze von ca. 20 GeV unterschritten wird. Ein Zusammenlegen des dritten und vierten Intervalls ist nicht empfehlenswert, da sich in diesem Bereich die Akzeptanz stark ändert.

6.1.1. Trennung der elastischen und proton-dissoziativen Ereignisse

Zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte müssen die Anzahlen der elastischen und proton-dissoziativen Signalereignisse N_{el} und N_{pd} bestimmt werden. Wie bereits geschildert, enthält der *tag*-Datensatz auch proton-dissoziative Ereignisse, der *notag*-Datensatz auch elastische Ereignisse; es muss also eine Korrektur auf die Ereignisse des jeweils anderen Prozesses vorgenommen werden:

$$N_{el} = N_{notag}^{sig} \cdot (1 - f_{pd}) \tag{6.6}$$

$$N_{pd} = N_{tag}^{sig} \cdot (1 - f_{el}) \tag{6.7}$$

f_{pd} gibt dabei den Anteil der proton-dissoziativen Ereignisse am *notag*-Datensatz an, f_{el} den Anteil der elastischen Ereignisse am *tag*-Datensatz. Diese Faktoren werden aus der Ereignissimulation ermittelt; dafür werden im *tag*- sowie *notag*-Datensatz die Anzahlen der elastischen und proton-dissoziativen Ereignisse bestimmt, jeweils getrennt in den einzelnen Analysebins von $W_{\gamma p}$ und $|t|$. Die Werte für f_{el} und f_{pd} in Bin i ergeben sich dann folgendermaßen:

$$f_{el,i} = \frac{N_{tag}^{el,i}}{N_{tag}^{el,i} + N_{tag}^{pd,i}} \tag{6.8}$$

$$f_{pd,i} = \frac{N_{notag}^{pd,i}}{N_{notag}^{pd,i} + N_{notag}^{pd,i}} \tag{6.9}$$

Hierbei ist zu beachten, dass die simulierten elastischen und proton-dissoziativen Ereignisse im Verhältnis 1:1 der Ereigniszahlen vor allen Schnitten gemischt werden; es geht also das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{el} : \sigma_{pd}$ als Modellannahme in die Analyse ein. Dieses Verhältnis wurde in früheren Arbeiten (z.B. [9]) überprüft. Die so ermittelten Werte sind in den Tabellen 6.5 und 6.6 eingetragen. Die Werte für f_{pd} in den $W_{\gamma p}$-Analysebins liegen zwischen 13% und 17%, die Werte für f_{el} liegen zwischen 6% und 9%. Betrachtet man die $|t|$-Analysebins, so stellt man fest, dass f_{pd} von 8% im niedrigsten Bin auf 24% im höchsten Bin steigt, f_{el} fällt von 15% auf 10%.

6.2. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

6.2.1. ep-Wirkungsquerschnitt

Die über ein Analyseintervall integrierten Wirkungsquerschnitte lassen sich berechnen gemäß

$$\begin{aligned} \sigma_{ep}^{el} &= \frac{N_{el}}{\epsilon^{el} \cdot \mathcal{L} \cdot BR} \\ \sigma_{ep}^{pd} &= \frac{N_{pd}}{\epsilon^{pd} \cdot \mathcal{L} \cdot BR} \end{aligned} \tag{6.10}$$

N_{el} und N_{pd} sind die Anzahl der Untergrund-korrigierten Signalereignisse, ϵ^{el} und ϵ^{pd} sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten (definiert in 5.1 und 5.2, die einzelnen Komponenten sind in den Abbildungen 5.6, 5.5 und 5.10 dargestellt), BR ist das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall von J/ψ in Elektronen ($5.93\% \pm 0.10\%$), $\mathcal{L}$ die integrierte Luminosität, welche für die hier verwendeten Datennahmeabschnitte 40.7 pb^{-1} beträgt. Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von t wird üblicherweise differentiell angegeben:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{ep}^{el}}{dt} &= \frac{N_{el}}{\Delta t \cdot \epsilon^{el} \cdot \mathcal{L} \cdot BR} \\ \frac{d\sigma_{ep}^{pd}}{dt} &= \frac{N_{pd}}{\Delta t \cdot \epsilon^{pd} \cdot \mathcal{L} \cdot BR} \end{aligned} \tag{6.11}$$

Δt bezeichnet die Breite des jeweiligen t-Intervalls.

6.2.2. γp-Wirkungsquerschnitt

In der Weizsäcker-Williams-Approximation [10, 22] kann der untersuchte Prozess beschrieben werden als Wechselwirkung eines reellen Photons mit dem Proton; das Elektron stellt eine Photonenquelle dar, deren Fluss durch $f_{\gamma/e}(y, Q^2)$ beschrieben wird. Mittels des Photonflusses kann der Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ in den Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt umgerechnet werden:

$$\sigma_{ep} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 f_{\gamma/e}(y, Q^2) \sigma_{\gamma p}(y, Q^2) \tag{6.12}$$

Der Fluss transversal polarisierter Photonen $f_{\gamma/e}(y, Q^2)$ ist gegeben durch

$$f_{\gamma/e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi y Q^2}\left(1 + (1-y)^2 - 2m_e^2\frac{y^2}{Q^2}\right). \tag{6.13}$$

Die Integrationsgrenzen für die Photonvirtualität sind gegeben durch

$$Q^2_{min} = m_e^2\frac{y^2}{1-y} \quad \text{und} \tag{6.14}$$

$$Q^2_{max} = 1\ \text{GeV}^2. \tag{6.15}$$

Da $\sigma_{\gamma p}$ für kleine Q^2 nur eine leicht veränderliche Größe ist, kann es als Konstante vor das Integral gezogen werden. Der ep-Wirkungsquerschnitt wird mittels des Photonflusses $\mathcal{F}$ in den γp-Wirkungsquerschnitt an einem Punkt W_0 umgerechnet:

$$\sigma_{ep} = \mathcal{F}\cdot\sigma_{\gamma p}(W_0) \tag{6.16}$$

mit

$$\mathcal{F} = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} dQ^2 f_{\gamma e}(y, Q^2) \tag{6.17}$$

Die Photonflüsse sowie die Punkte W_0 in den verschiedenen $W_{\gamma p}$-Bins sind in Tabelle 6.5 eingetragen. Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen $|t|$-Intervalle wird nur ein einziger für den gesamten $W_{\gamma p}$-Analysebereich ermittelter Wert für den Photonfluss verwendet (s. Tabelle 6.6). Die Wirkungsquerschnitt werden hier für die Schwerpunkte $< |t| >$ des $|t|$-Intervalls angegeben (siehe Tabelle 6.6).

6.3. Systematische Fehler

Eine detaillierte Untersuchung der systematischen Fehler war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Zur Abschätzung werden die in [9] ermittelten Werte verwendet. Es werden Fehler unterschieden, die von $W_{\gamma p}$ bzw. t abhängen und Fehler, die korreliert sind und lediglich eine Normierungsunsicherheit darstellen. Bei den im folgenden dargestellten Anpassungen und Vergleichen mit anderen Messungen werden letztere nicht berücksichtigt. Die einzelnen aus [9] übernommenen systematischen Fehler sind in Tabelle 6.7 aufgelistet.

Die einzelnen Fehlerquellen werden quadratisch addiert; bei den teilweise korrelierten Fehlern wird nur die Hälfte des Wertes berücksichtigt. Der gesamte berücksichtigte systematische Fehler wird damit konservativ zu 10% abgeschätzt.

	$W_{\gamma p}$-Intervall [GeV]				
	135-155	155-175	175-190	190-200	200-235
W_0[GeV]	144.6	164.6	182.3	194.9	216.5
N^{sig}_{notag}	420.8 ± 20.5	507.0 ± 22.5	229.9 ± 15.2	110.1 ± 10.5	157.5 ± 12.5
N^{sig}_{tag}	269.1 ± 16.4	300.4 ± 17.3	196.4 ± 14.0	62.4 ± 7.9	103.5 ± 10.2
N^{bgr}_{notag}	98.6 ± 9.9	96.6 ± 9.8	30.5 ± 5.5	11.0 ± 3.3	37.0 ± 6.1
N^{bgr}_{tag}	51.1 ± 7.1	56.2 ± 7.5	41.1 ± 6.4	9.6 ± 3.1	6.8 ± 2.6
N_{el}	353.1	429.6	197.0	95.1	137.6
N_{pd}	244.5	277.7	181.1	53.1	94.6
f_{pd} [%]	16.09	15.27	14.32	13.65	12.63
f_{el} [%]	9.14	7.57	7.78	5.86	8.55
ϵ^{el}[%]	17.48	24.27	16.98	12.40	5.78
ϵ^{pd}[%]	11.42	17.05	11.88	8.26	3.60
$\mathcal{F}[10^{-3}]$	8.95	7.16	4.46	2.61	7.35
$\sigma^{el}_{ep}[pb]$	838.0	734.2	481.1	317.9	987.1
$\sigma^{pd}_{ep}[pb]$	882.7	671.1	633.9	291.9	1094.5
$\sigma^{el}_{\gamma p}[nb]$	93.7	102.6	108.0	121.7	134.2
	$\pm 4.1 \pm 10.2$	$\pm 4.2 \pm 11.1$	$\pm 6.7 \pm 12.7$	$\pm 11.1 \pm 16.4$	$\pm 9.7 \pm 16.5$
$\sigma^{pd}_{\gamma p}[nb]$	98.7 ± 6.0	93.7 ± 5.4	142.3 ± 10.2	111.8 ± 14.2	148.8 ± 14.6
	$\pm 5.5 \pm 11.4$	$\pm 5.0 \pm 10.6$	$\pm 9.2 \pm 16.9$	$\pm 13.2 \pm 17.3$	$\pm 14.1 \pm 20.5$

Tabelle 6.5.: Wirkungsquerschnitte mit den in die Berechnung eingehenden Größen. N_{el} und N_{pd} werden mittels der Korrekturfaktoren f_{pd} und f_{el} aus der um Untergrund korrigierten Anzahl der Signalereignisse N^{sig}_{tag} und N^{sig}_{notag} bestimmt. Weiterhin ist die Anzahl der Untergrundereignisse N^{bgr}_{notag} und N^{bgr}_{tag} angegeben. ϵ^{el} bzw. ϵ^{pd} ist die totale Akzeptanz, die in die Berechnung des Wirkungsquerschnittes eingeht. Der erste Fehlerwert des Wirkungsquerschnittes ist der statistische (ermittelt aus der Anzahl der Ereignisse ohne Untergrundkorrektur), der zweite Fehlerwert der totale Fehler. Statistischer und systematischer Fehler werden dazu quadratisch addiert. Der systematische Fehler enthält nur die unkorrelierten Beiträge (siehe Abschnitt 6.3).

	$\|t\|$-Intervall [GeV^2]			
	0.0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.4	0.4-0.7
$< \|t\| >$ (el/p.-diss.)	0.05/0.05	0.15/0.15	0.28/0.29	0.51/0.54
N_{notag}^{sig}	567.7 ± 23.8	355.8 ± 18.9	330.3 ± 18.2	142.4 ± 11.9
N_{tag}^{sig}	125.7 ± 11.2	126.0 ± 11.2	177.2 ± 13.3	146.4 ± 12.1
N_{notag}^{bgr}	173.8 ± 13.2	34.9 ± 5.9	22.1 ± 4.7	9.3 ± 3.0
N_{tag}^{bgr}	38.2 ± 6.2	30.2 ± 5.5	15.8 ± 4.0	5.3 ± 2.3
N_{el}	520.6	318.752	283.7	108.1
N_{pd}	107.4	113.7	157.5	131.4
f_{pd} [%]	8.3	10.4	14.1	24.1
f_{el} [%]	14.6	9.8	11.1	10.2
ϵ^{el}[%]	16.72	16.80	16.67	14.02
ϵ^{pd}[%]	10.67	10.85	11.61	10.17
$\mathcal{F}[10^{-3}]$	35.586			
$d\sigma_{ep}^{el}/d\|t\|[nb\ \mathrm{GeV}^{-2}]$	13082.6	8147.7	3556.0	1040.6
$d\sigma_{ep}^{pd}/d\|t\|[nb\ \mathrm{GeV}^{-2}]$	4.1	4.5	2.9	1.8
$d\sigma_{\gamma p}^{el}/d\|t\|[nb\ \mathrm{GeV}^{-2}]$	367.6	229.0	100.0	29.2
	$\pm 13.6 \pm 39.9$	$\pm 11.7 \pm 25.6$	$\pm 7.1 \pm 12.3$	$\pm 2.4 \pm 3.8$
$d\sigma_{\gamma p}^{pd}/d\|t\|[nb\ \mathrm{GeV}^{-2}]$	115.46	127.05	80.1	51.4
	$\pm 9.0 \pm 14.7$	$\pm 10.2 \pm 16.1$	$\pm 5.8 \pm 9.9$	$\pm 4.2 \pm 6.6$

Tabelle 6.6.: Differentielle Wirkungsquerschnitte mit den in die Berechnung eingehenden Größen (siehe Tabelle 6.5).

Fehlerquelle		
Trennung el/pd	6%	teilweise korreliert in $W_{\gamma p}$
Trigger	6%	Normierungsunsicherheit
Elektronidentifikation	3-6%	teilweise korreliert in $W_{\gamma p}$ und t
Spurrekonstruktion	4%	Normierungsunsicherheit
Bestimmung der Ereigniszahl	4-5%	hängt von $W_{\gamma p}$ ab
Akzeptanz	1-3%	hängt von $W_{\gamma p}$ ab
Zerfallswahrscheinlichkeit	2.5%	Normierungsunsicherheit
Luminosität	1.3-1.77%	Normierungsunsicherheit

Tabelle 6.7.: Systematische Fehler (aus [9])

6.4. Energieabhängigkeit der diffraktiven J/ψ-Produktion

Die *ep*- und γp-Wirkungsquerschnitte werden gemäß Gl. 6.10 und 6.16 im Bereich 135 GeV $\leq$ $\mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}}$ $\leq$ 235 GeV in fünf Intervallen bestimmt. Die Korrekturfaktoren werden wie in Kapitel 5 beschrieben aus der Simulation bestimmt. Der verwendete Datensatz zur Bestimmung der elastischen Wirkungsquerschnitte enthält nur Ereignisse ohne Signal in den Vorwärtsdetektoren (*notag*), zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der J/ψ-Produktion mit Protondissoziation wird der Datensatz von Ereignissen mit Signal in den Vorwärtsdetektoren verwendet (*tag*).

In Abbildung 6.7 werden die in dieser Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte für den elastischen und proton-dissoziativen Prozess verglichen. Die Messpunkte stimmen mit einer Ausnahme innerhalb der statistischen Fehler überein.

In Abbildung 6.8 werden die Werte für den elastischen Prozess mit veröffentlichten und vorläufigen H1-Messungen verglichen. Gezeigt ist eine Anpassung der Form $(W/90\ \mathrm{GeV})^{\delta}$ mit $\delta = 0.7$ an die H1-Punkte ohne Berücksichtigung der Punkte aus dieser Arbeit. Dabei werden unterschiedliche Normierungsfaktoren für die beiden Datensätze erlaubt. Die Punkte dieser Messung liegen mit Ausnahme des höchsten Punktes unterhalb der Anpassung, in Tabelle 6.8 wird dieses quantifiziert. Die Abweichung beträgt 0.1 bis 1.9 Standardabweichungen (unter Berücksichtigung des statistischen Fehlers). Im Vergleich zu den bisherigen Messungen besitzen die Messpunkte einen kleineren statistischen Fehler.

$W_{\gamma p}$[GeV]	144.6	164.6	182.3	194.9	216.5
$\sigma^{el}_{\gamma p} - \sigma^{el,Fit}_{\gamma p}$	-1.8σ	-1.9σ	-1.6σ	-0.2σ	$+0.1\sigma$

Tabelle 6.8.: Abweichung der Punkte dieser Messung von der Anpassung [12]

In Abbildung6.9 findet ein Vergleich mit theoretischen Vorhersagen im Rahmen der pQCD statt, welche auf unterschiedlichen Parametrisierungen der Gluondichte im Proton beruhen [1, 2, 13, 14]. Alle drei Kurven beschreiben qualitativ den steilen Anstieg des Wirkungsquerschnittes zu hohen Energien.

In Abbildung 6.10 werden die Punkte dieser Messungen mit ZEUS-Daten [21] verglichen. Die ZEUS-Punkte liegen alle über den Punkten dieser Messung, es liegen jedoch einige Übereinstimmungen innerhalb der statistischen Fehler vor.

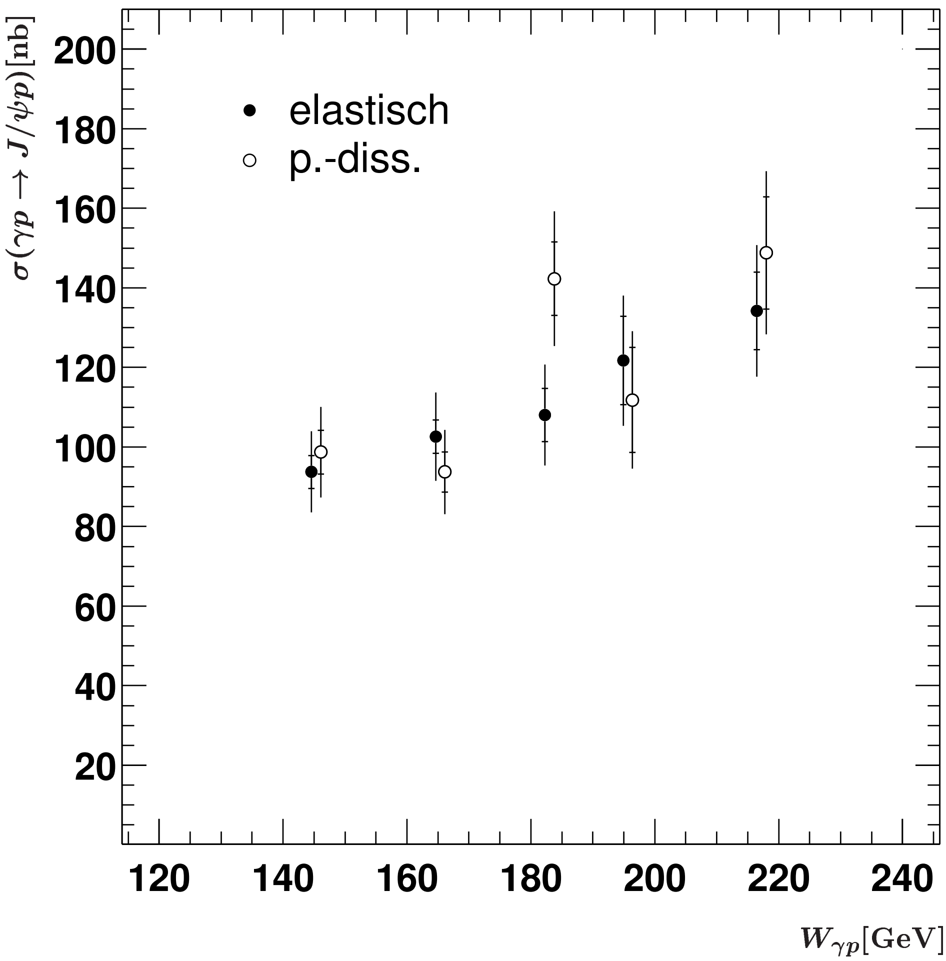


Abbildung 6.7.: Wirkungsquerschnitte dieser Messung als Funktion von $W_{\gamma p}$ für elastische und proton-dissoziative Prozesse. Die elastischen und proton-dissoziativen Werte sind versetzt dargestellt. Der äußere Fehlerbalken gibt den totalen, der innere den statistischen Fehler an.

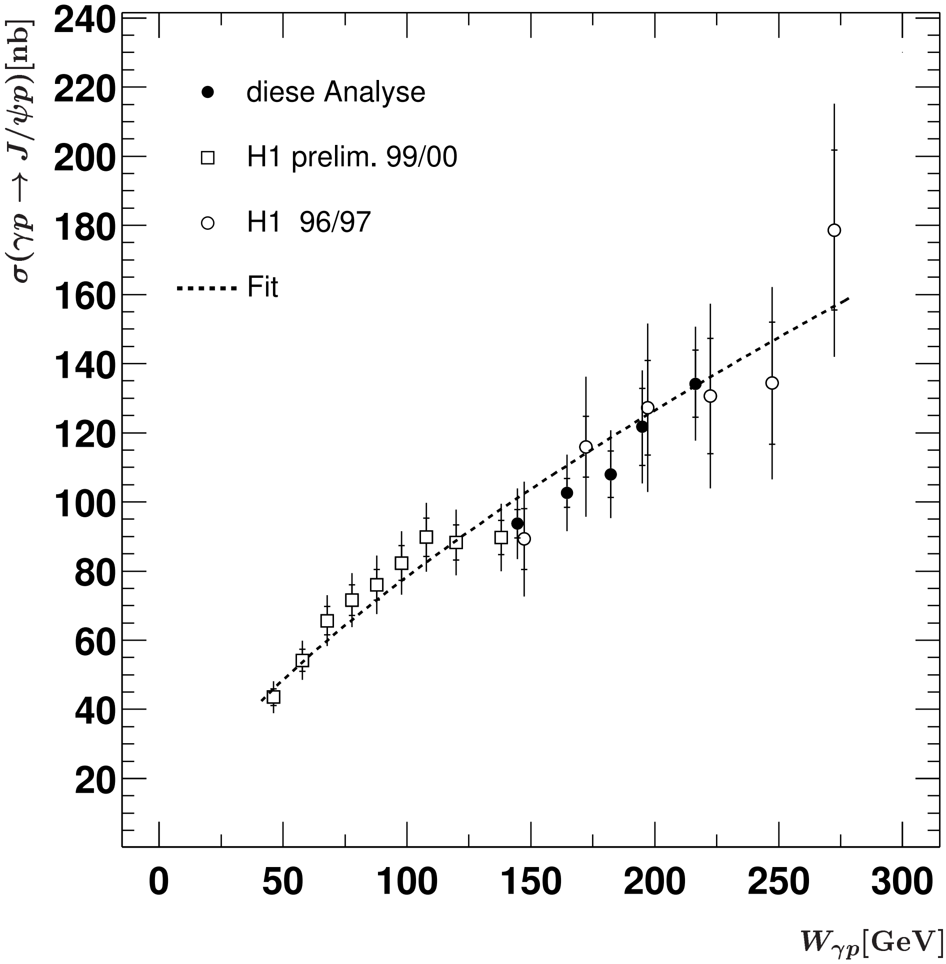


Abbildung 6.8.: Elastischer Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$. Der äußere Fehlerbalken gibt den totalen, der innere den statistischen Fehler an. Neben den Punkten dieser Messung sind Punkte einer vorläufigen H1-Messung des Prozesses $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ [20] und einer veröffentlichten H1-Messung des Prozesses $J/\psi \to e^+e^-$ [8] gezeigt. Dargestellt ist die Anpassung an diese beiden Datensätze, wobei verschiedene Normierungsfaktoren zugelassen wurden [20].

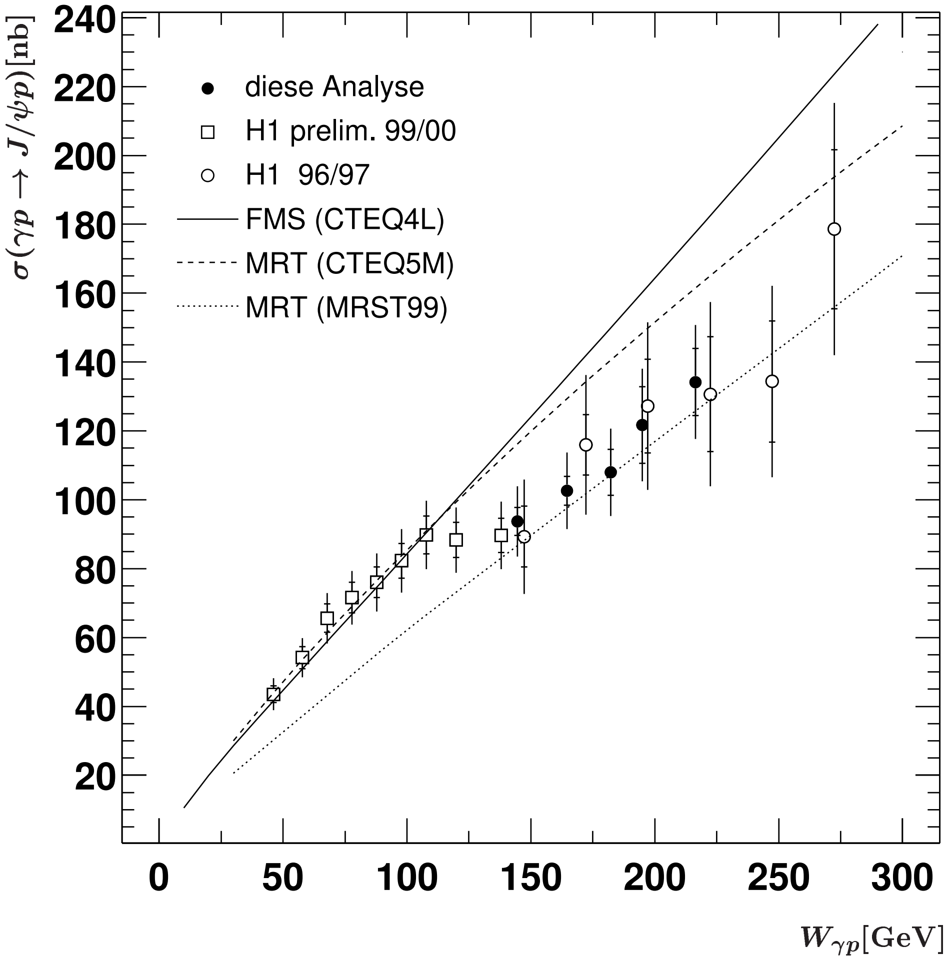


Abbildung 6.9.: Messwerte wie Abbildung 6.8, hier findet ein Vergleich mit drei verschiedenen Vorhersagen im Rahmen von pQCD statt, basierend auf unterschiedlichen Parametrisierungen der Gluondichte im Proton [1, 2, 13, 14].

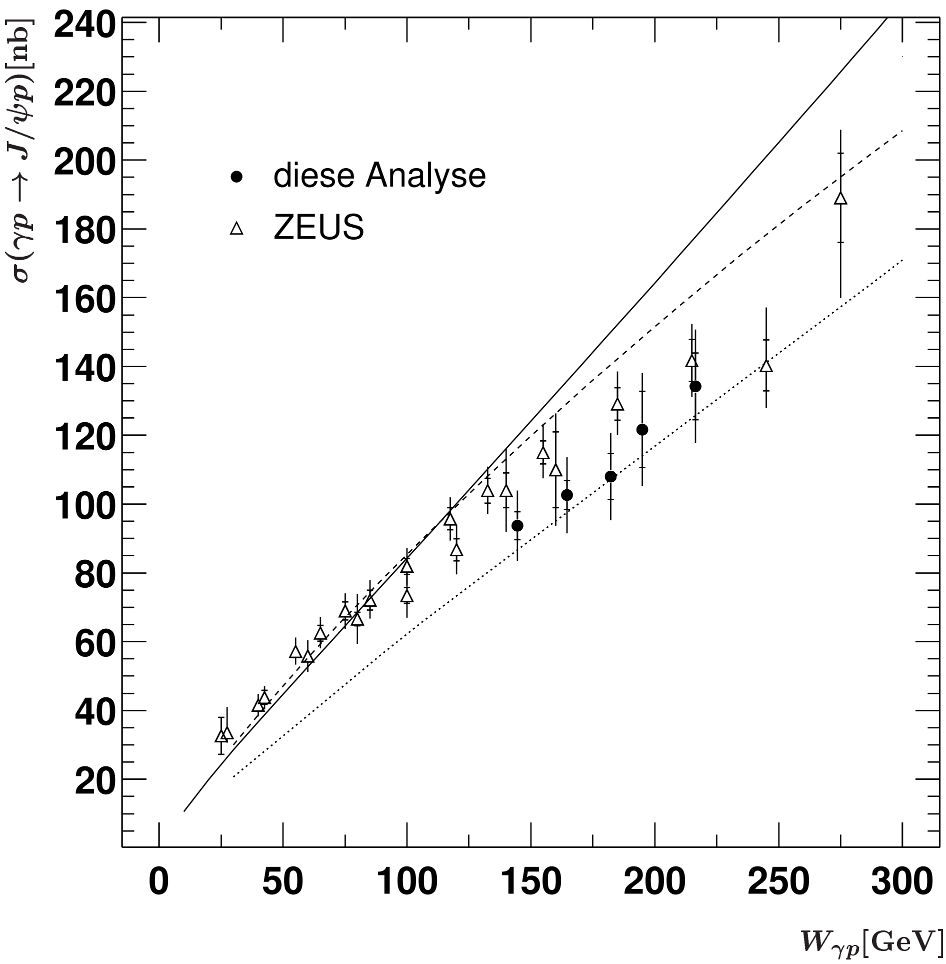


Abbildung 6.10.: Elastischer Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$. Die Punkte dieser Messung werden mit ZEUS-Messungen verglichen [21]. Der äußere Fehlerbalken gibt den totalen, der innere den statistischen Fehler an. Es findet ein Vergleich mit drei verschiedenen theoretischen Vorhersagen im Rahmen von pQCD statt, basierend auf unterschiedlichen Parametrisierungen der Gluondichte im Proton [1, 2, 13, 14].

6.5. $|t|$-Abhängigkeit der diffraktiven J/ψ-Produktion

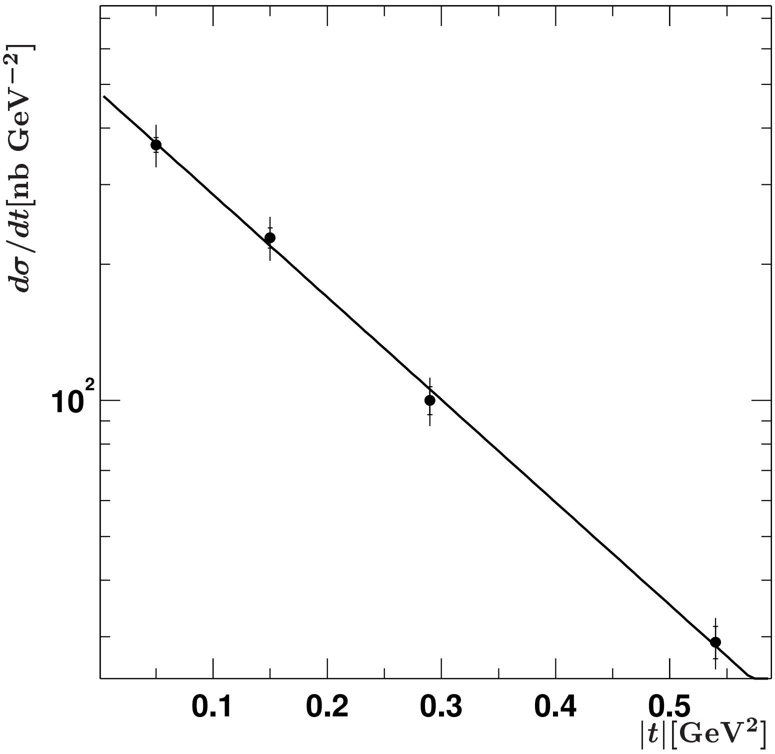


Abbildung 6.11.: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d|t|$ in Abhängigkeit von $|t|$ für den elastischen Prozess.

Die Wirkungsquerschnitte werden sowohl für elastische als auch für Ereignisse mit Protondissoziation für vier Intervalle im Bereich $|t| \leq 0.7$ GeV^2 bestimmt. Die gemessenen Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt sind in Abbildung 6.11 und 6.12 für den elastischen und proton-dissoziativen Prozess gezeigt. Eine Anpassung der Form $\frac{d\sigma}{d|t|} \propto N \cdot e^{b_{el}t}$ mit zwei freien Parametern ergibt für den elastischen Prozess einen Wert

$$b_{el} = (5.23 \pm 0.17)\ \mathrm{GeV}^{-2} \tag{6.18}$$

für den Bereich 135 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 235 GeV, dessen Zentrum bei $W_0 = 176.1$ GeV liegt. In der bereits erwähnten vorläufigen H1-Messung wurde auch die $|t|$-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für den elastischen Prozess bestimmt. Es ergibt sich ein Wert von $b_{el} = (4.65 \pm 0.17)$ GeV^{-2} für den Bereich 40 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 150 GeV. Der in dieser Arbeit ermittelte Wert für b_{el} wird in Abbildung 6.13 mit den vorläufigen Werten aus [20] und ZEUS-Punkten [21] verglichen. Dargestellt ist die Energieabhängigkeit des Steigungsparameters (*shrinkage*). Der Punkt dieser Messung liegt auf der Geraden, die sich mittels der Anpassung an die vorläufigen H1-Werte ergibt. Die ZEUS-Punkte liegen unterhalb der H1-Punkte. Für den proton-dissoziativen Prozess ergibt sich eine Steigung von

$$b_{pd} = (1.79 \pm 0.21)\ \mathrm{GeV}^{-2}. \tag{6.19}$$

Dies vergleicht sich mit einem publizierten [8] H1-Wert von $b_{pd} = 1.01 \pm 0.04$ für den Bereich 40 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 150 GeV.

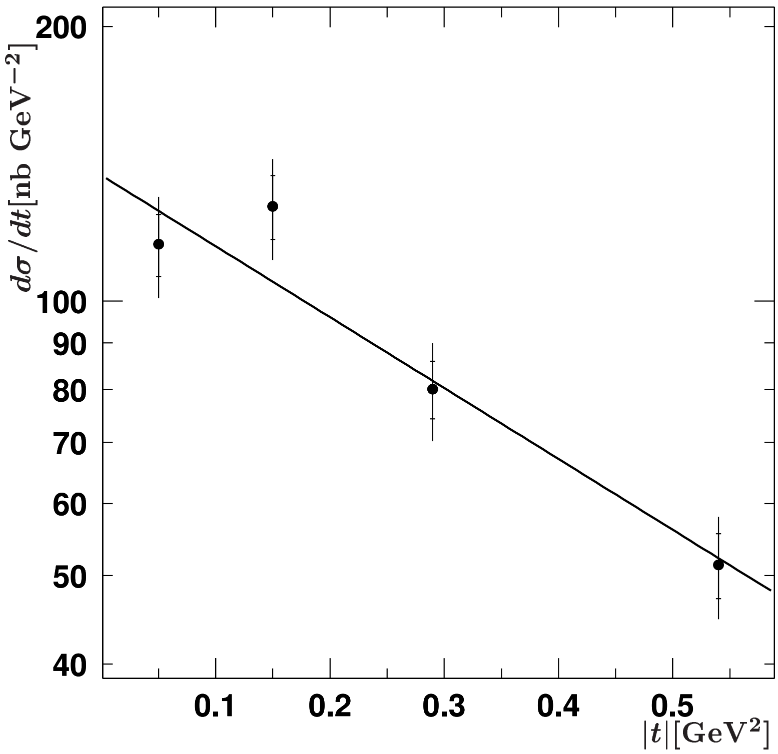


Abbildung 6.12.: Differentielle Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d|t|$ in Abhängigkeit von $|t|$ für den proton-dissoziativen Prozess.

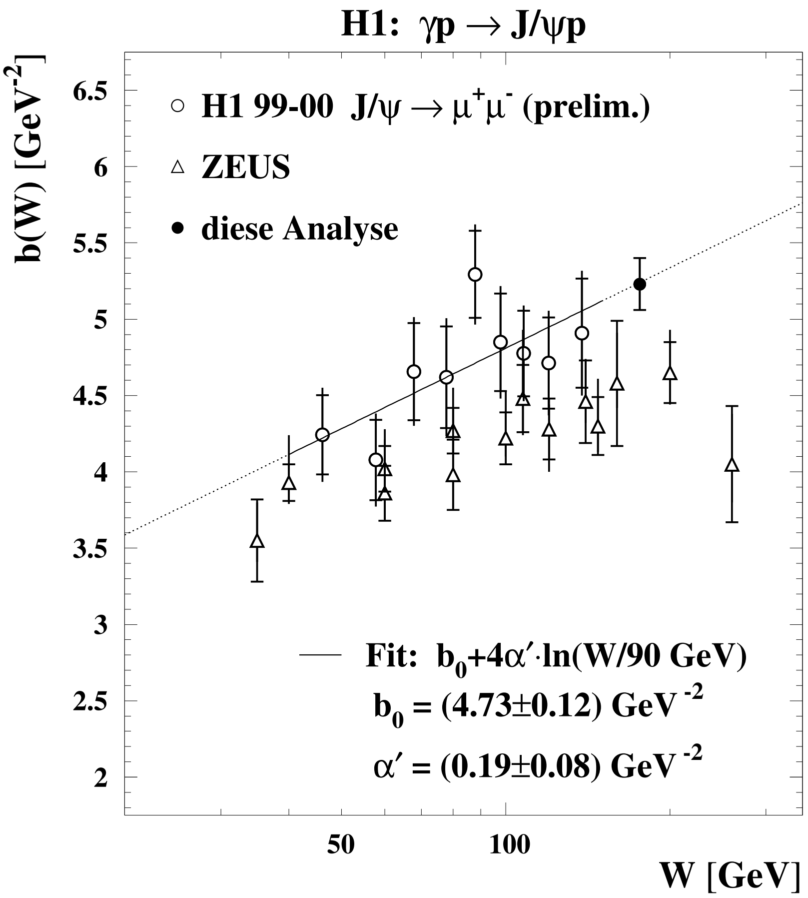


Abbildung 6.13.: Energieabhängigkeit des Steigungsparameters b_{el}: Vergleich der vorläufigen H1-Werte [20] mit ZEUS-Daten [21]. Die äußeren Fehlerbalken zeigen den totalen Fehler, die inneren den statistischen Fehler. Das Ergebnis der Anpassung an die vorläufigen H1-Werte ist dargestellt durch die durchgezogene Linie. Ebenfalls eingezeichnet ist der Messwert dieser Analyse.

7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die diffraktive Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im Bereich der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie 135 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 235 GeV untersucht. Die Daten wurden im Jahr 2000 am H1-Experiment des HERA-Beschleunigers genommen. Es wurden Daten mit einer integrierten Luminosität von 40.7 pb^{-1} berücksichtigt. Das J/ψ-Meson wurde über den elektronischen Zerfallskanal rekonstruiert. Hierfür wurde eine Spur im Zentralbereich des Detektors und Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter (Spacal) verlangt. Inelastische Ereignisse in den selektierten Daten wurden unterdrückt durch den Ausschluss weiterer Spuren im Polarwinkelbereich $\theta > 20°$. Die Aktivität in den Vorwärtsdetektoren wurde verwendet, um elastische Ereignisse von Ereignissen mit Protondissoziation zu trennen. Nach Bestimmung von Korrekturfaktoren aus der Ereignissimulation DIFFVM wurden für beide Prozesse die γp-Wirkungsquerschnitte bestimmt als Funktion von $W_{\gamma p}$. Für die elastischen Kandidaten wird ein Schnitt $|t| < 1.2$ GeV^2 durchgeführt. Bei den Kandidaten für den protondissoziativen Prozess wird der gesamte t-Bereich berücksichtigt.

Die Wirkungsquerschnitte für den elastischen Prozess und den Prozess mit Protondissoziation stimmen mit Ausnahme eines Messwertes innerhalb der statistischen Fehler überein. Die Werte für den elastischen Wirkungsquerschnitt werden mit bisherigen H1-Messungen verglichen und stimmen innerhalb der statistischen Fehler mit ihnen überein. Der statistische Fehler konnte in dieser Messung aufgrund der höheren integrierten Luminosität des Jahres 2000 im Vergleich zu den Jahren 96/97 verringert werden. Die Daten zeigen den erwarteten steilen Anstieg zu hohen $W_{\gamma p}$, die ersten drei Messwerte liegen jedoch 1-2 Standardabweichungen unterhalb der Anpassung von der Form $(W/90\ \mathrm{GeV})^{0.7}$ an die vorläufigen und veröffentlichten Messungen im Bereich 40 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 285 GeV. Eine Saturierung der Steigung ist im Bereich dieser Messung nicht erkennbar. Die Werte dieser Analyse liegen unterhalb der ZEUS-Werte, es liegen jedoch einige Übereinstimmungen innerhalb der statistischen Fehler vor.

Für den elastischen und proton-dissoziativen Prozess wurde die t-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes bestimmt im Bereich $|t| \leq 0.7$ GeV^2. Die Daten werden gut beschrieben durch eine exponentielle Abhängigkeit der Form $d\sigma/d|t| \propto e^{bt}$. Im Falle des elastischen Prozesses ergibt sich ein Wert von $b_{el} = (5.23 \pm 0.17)$ GeV^{-2} für den Analysebereich 135 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 235 GeV. Dieser Wert ist höher als der in der vorläufigen Analyse im Bereich 40 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 150 GeV ermittelte Wert von $b_{el} = (4.65 \pm 0.17)$ GeV^{-2}; dieses ist zu erwarten aufgrund des *shrinkage*-Effektes. Für den proton-dissoziativen Prozess wird wie erwartet ein niedrigerer Wert für den Steigungsparameter gemessen, er beträgt $b_{pd} = (1.79 \pm 0.21)$ GeV^{-2} und liegt über dem publizierten H1-Wert $b_{pd} = (1.01 \pm 0.04)$ GeV^{-2} im Bereich 40 GeV $\leq \mathrm{W}_{\gamma\mathrm{p}} \leq$ 150 GeV.

Ausblick

Eine mögliche Erweiterung dieser Analyse ist die Bestimmung des Energieverhaltens des Wirkungsquerschnittes für verschiedene Intervalle von $|t|$ und die Bestimmung des Steigungsparameters b für verschiedene Intervalle von $W_{\gamma p}$. Dies liefert weitere Informationen in dem Bereich hoher Energien, um Vorhersagen der pQCD zu testen.

In dieser Arbeit findet die Elektronenidentifikation der Spur mittels der Energiedeposition im LAr-Kalorimeter statt. Die Identifikation einer Spur als Elektron ist daher nur bis zu einem Polarwinkel $\theta \approx 155^\circ$ möglich; dies schränkt den untersuchten Energiebereich ein. Falls es möglich ist, die Spur mittels der Energiedeposition im rückwärtigen Kalorimeter als Elektron zu identifizieren, kann der Polarwinkelbereich der Spur und damit der Energiebereich ausgeweitet werden.

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] A.C.Caldwell and M.S.Soares. *Nucl. Phys. A696*, A696(125), 2001.

[2] W. A.D.Martin, R.G.Roberts and R.S.Thorne. *Eur.Phys.J.*, C4(463), 1998.

[3] A.Donnachie and P.V.Landshoff. *Phys.Lett.*, B 296(227), 1992.

[4] A.Levy. *Lectures on QCD, Applications*, Kapitel Low-x Physics at HERA. Lecture Notes in Physics. Springer, 1997.

[5] V. Barone and E. Predazzi. *High-Energy Particle Diffraction.* Springer, 2002.

[6] B.List and A.Mastroberardino. **DIFFVM**:*A Monte Carlo generator for diffractive processes in ep scattering.* In *DESY-PROC-1999-02*, number 396, 1999.

[7] V. Blobel. Persönliche Nachricht.

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

[9] D.Schmidt. *Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1 Detektor bei HERA.* Dissertation, Universität Hamburg, 2001.

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

[11] F.Jacquet and A.Blondel. *Proceedings of the study of an ep facility for Europe.* page 391, 1979.

[12] P. Fleischmann. Persönliche Nachricht.

[13] H.L.Lai et al. *Phys.Rev.*, D55(1280), 1997.

[14] H.L.Lai et al. (CTEQ Collaboration). *Eur.Phys.J.C12,375*, 2000.

[15] J.A.Crittenden. *Exclusive Production of Neutral Vector Mesons at the Electron-Proton Collider HERA.* Springer, 1997.

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

[17] J.J.Sakurai. *Ann.Phys.*, 11(1), 1960.

[18] L.West. *How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code (`H1PHAN Version` $\geq$ 3.00/00).* Interne Veröffentlichung, H1, 1997.

[19] P.D.B.Collins. *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics.* Cambridge University Press, 1977.

[20] P.Fleischmann. *Elastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA*. H1 preliminary, vorgestellt bei der DIS 2003.

[21] S.Chekanov et al. (ZEUS Collaboration). *Elastic Photoproduction of J/ψ and Υ Mesons at HERA*. *Eur.Phys.J.*, C24(345), 2002.

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

Erklärung

Hiermit erkläre ich, diese Diplomarbeit selbstständig verfasst und keine anderen als in dieser Arbeit aufgeführten Hilfsmittel verwendet zu haben.