

Diffraktive Photoproduktion von J/ψ -Mesonen mit hohen Impulsüberträgen bei HERA

Diplomarbeit

Richard Kastner

Institut für Experimentalphysik
Fachbereich Physik
Universität Hamburg



Dezember 2007

Diese Diplomarbeit wurde von mir selbstständig mit Hilfe der angegebenen Quellen verfasst. Mit einer Veröffentlichung meiner Diplomarbeit bin ich einverstanden.

Richard Kastner
Hamburg, den 20. Dezember 2007

Betreuer: PD Dr. Andreas B. Meyer
Erstgutachterin: Prof. Dr. Beate Naroska
Zweitgutachter: Prof. Dr. Joachim Meyer

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. HERA und der H1-Detektor	3
2.1. Der Speicherring HERA	3
2.2. Der H1-Detektor	4
2.2.1. Das Spurkammersystem	4
2.2.2. Das Kalorimetersystem	7
2.2.3. Das Myon-System	8
3. Theorie	9
3.1. Diffraktive Photoproduktion von J/ψ -Mesonen	9
3.2. Monte Carlo Simulation	14
4. Lepton-Identifikation	17
4.1. Identifikation von Myonen	17
4.1.1. Myonererkennung im LAr-Kalorimeter mit KALEP	17
4.1.2. Myonererkennung im LAr-Kalorimeter mit Boosted Decision Trees	21
4.1.3. Myonererkennung im zentralen Myon-System	23
4.2. Identifikation von Elektronen	23
4.2.1. Elektronenerkennung im LAr-Kalorimeter mit KALEP	24
4.2.2. Elektronenerkennung im LAr-Kalorimeter mit Boosted Decision Trees	26
4.2.3. Elektronenerkennung mit der Fisher-Diskriminanten-Methode	26
4.3. Nachweiswahrscheinlichkeit und Fehlidentifikation der Leptonerkennung	27
5. Trigger	33
5.1. Das H1-Triggersystem	33
5.2. Verwendete Subtrigger und deren Elemente	34
5.3. Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit	36
6. Analyse und Ergebnisse	45
6.1. Rekonstruktion der Kinematik	45
6.1.1. Selektion von Ereignissen der Photoproduktion	45
6.1.2. Rekonstruktion von y , $W_{\gamma p}$, t und z	47
6.2. Selektion der J/ψ -Kandidaten	48
6.3. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	54
6.4. Ergebnisse für den Zerfallskanal in Myonen	56
6.5. Ergebnisse für den Zerfall in Elektronen	62
7. Zusammenfassung und Ausblick	65

A. Tabellen der Wirkungsquerschnitte	68
B. KALEP-Schnittfunktionen zur Leptonerkennung	69
C. Tabelle der Photonfluß-Faktoren	70
Abbildungsverzeichnis	72
Tabellenverzeichnis	73
Literaturverzeichnis	74

1. Einleitung

Die Elementarteilchenphysik widmet sich den fundamentalen Bausteinen der Materie und ihren Wechselwirkungen. Nach dem heutigen Kenntnisstand, wie er im Standardmodell der Teilchenphysik zusammengefaßt ist, besteht die Materie aus insgesamt zwölf elementaren Fermionen. Diese lassen sich in zwei Arten untergliedern: die Quarks, aus denen Hadronen wie das Proton zusammengesetzt sind, und die Leptonen. Die sechs Quarks werden – in Abhängigkeit ihrer Massen – in drei Dupletts (Familien) unterteilt und analog auch die sechs Leptonen.

Über den Austausch von Eichbosonen treten diese Materieteilchen miteinander in Wechselwirkung. Die elektromagnetische Wechselwirkung wird durch Photonen vermittelt, die an die elektrische Ladung koppeln. Die schwache Wechselwirkung besitzt nur eine geringe Reichweite, weil die vermittelnden Austauscheteilchen (Z^0 bzw. W^\pm) eine relativ hohe Masse haben. Die Z^0 - und W^\pm -Bosonen koppeln an die schwache Ladung, die von allen Fermionen getragen wird. An der starken Wechselwirkung, welche durch Gluonen vermittelt wird, nehmen nur die Quarks und die Gluonen selbst teil, da nur sie die zur Kopplung erforderliche Farbladung tragen. Im Standardmodell wird die starke Wechselwirkung im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die Wechselwirkung der Gravitation kann bei den meisten in der Teilchenphysik durchgeführten Experimenten vernachlässigt werden und ist daher am wenigsten erforscht.

Zur Untersuchung der Struktur des Protons und der bei den Teilchenkollisionen entstehenden Hadronen wurde von 1992 bis 2007 der Speicherring HERA¹ am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY betrieben, bei dem Protonen mit Elektronen bzw. Positronen zur Kollision gebracht wurden. Eines der vier HERA-Experimente war der H1-Detektor, dessen Daten für die vorliegende Analyse Verwendung finden.

Wie schon zuvor in Hadron-Hadron-Streuungen wurde auch bei HERA eine spezielle Klasse von Prozessen beobachtet, die Ähnlichkeiten mit optischer Beugung zeigten und somit als diffraktive Prozesse bezeichnet werden. Bei diesen diffraktiven Prozessen können Vektormesonen wie das J/ψ -Meson produziert werden, welche die gleichen Quantenzahlen wie das ausgetauschte Photon tragen.

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die diffraktive Photoproduktion von J/ψ -Mesonen mit hohen Impulsüberträgen. Die J/ψ -Mesonen werden durch ihren Zerfall in zwei Myonen oder in ein Elektron-Positron-Paar identifiziert. Solche Ereignisse zeichnen sich durch eine klare experimentelle Signatur im Detektor aus.

Als Vorarbeit wurde die Lepton-Identifikation im Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Experiments näher untersucht und anschließend im Hinblick auf ihre Nachweiswahrscheinlichkeit verbessert.

Aufgrund der höheren integrierten Luminosität der Datennahmepereoden 2004 bis 2007 kann im Vergleich zu einer früheren Analyse [21] die Datenmenge erhöht und somit der statistische Fehler reduziert werden.

¹Hadron-Elektron-Ring-Anlage

Zunächst werden in **Kapitel 2** der Speicherring HERA und der H1-Detektor vorgestellt, mit dem die in dieser Analyse verwendeten Daten gewonnen wurden. In **Kapitel 3** werden dann die Phänomenologie der diffraktiven J/ψ -Photoproduktion und die Kinematik dieses Prozesses beschrieben. Außerdem wird die im Rahmen dieser Analyse verwendete Monte Carlo Simulation vorgestellt. Die folgenden Kapitel beschäftigen sich mit verschiedenen Details der durchgeführten Analyse. In **Kapitel 4** wird die Identifikation der Zerfallsleptonen des J/ψ -Mesons behandelt und in **Kapitel 5** das Ansprechverhalten der verwendeten Trigger untersucht. Darauf aufbauend folgt dann in **Kapitel 6** mit der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der diffraktiven J/ψ -Photoproduktion mit hohen Impulsüberträgen die Hauptanalyse dieser Arbeit. Den Abschluß bilden Zusammenfassung und Ausblick in **Kapitel 7**.

2. HERA und der H1-Detektor

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die **Hadron-Elektron-Ringanlage (HERA)** und den H1-Detektor, mit dem die in dieser Analyse verwendeten Daten in den Jahren 2004 – 2007 aufgezeichnet wurden. Es werden nur die für diese Analyse wichtigen Detektorkomponenten kurz beschrieben, eine ausführliche Beschreibung des H1-Detektors ist in [1, 2] zu finden.

2.1. Der Speicherring HERA

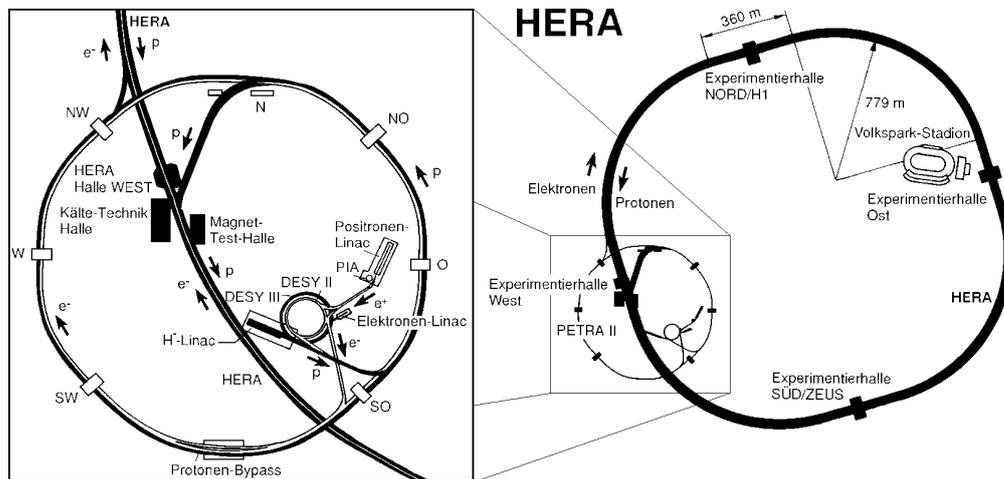


Abbildung 2.1.: Der HERA-Speicherring und das Vorbeschleunigersystem

Im HERA-Speicherring (Abb. 2.1) wurden von 1992 bis zum Sommer 2007 Elektronen bzw. Positronen¹ und Protonen in zwei voneinander getrennten Strahlrohren beschleunigt und an zwei Punkten zur Kollision gebracht. Die Experimente an den anderen beiden Wechselwirkungspunkten benutzten jeweils nur einen der beiden Teilchenstrahlen. In den Jahren 2000/2001 wurde der HERA-Ring umgebaut, um anschließend in der zweiten Betriebsphase eine höhere integrierte Luminosität erreichen zu können. Nach dem Durchlaufen des mehrstufigen Vorbeschleunigersystems betrug die Energie des Leptonenstrahls $E_e = 27.5 \text{ GeV}$, die des Protonenstrahls $E_p = 920 \text{ GeV}$. Damit ergab sich eine Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = \sqrt{4E_e E_p} \approx 320 \text{ GeV}$.

Beide Strahlen waren keine kontinuierlichen Strahlen, sondern die Teilchen umliefen den Ring in 180 einzelnen Paketen mit je ungefähr 10^{11} Teilchen. Die Teilchenpakete (auch Bunches genannt) wurden mit einem zeitlichen Abstand von 96 ns zur Kollision gebracht, wodurch sich eine maximale Ereignisrate von etwa 10 MHz ergab.

An den vier Wechselwirkungspunkten von HERA waren die folgenden Experimente installiert:

¹Für diese Analyse besteht kein Unterschied zwischen Elektron- und Positronbetrieb. Daher wird „Elektron“ im folgenden als Oberbegriff für beide Leptonen verwendet.

- Das Experiment **HERMES** in der Experimentierhalle Ost benutzte den longitudinal polarisierten Elektronenstrahl, um in Kollision mit einem Gastarget die Spinstruktur polarisierter Nukleonen zu untersuchen.
- In der Experimentierhalle West stand das Experiment **HERA-B**, das aber schon seit Herbst 2004 nicht mehr in Betrieb war. HERA-B hatte das Ziel, die CP-Verletzung im Zerfall von B-Mesonen zu analysieren, die durch Kollision von Protonen mit nahe am Strahl befindlichen Metalldrähten erzeugt wurden.
- Die Experimente **H1** (in der Halle Nord) und **ZEUS** (in der Halle Süd) waren die Detektoren an HERA, die die kollidierenden Strahlen benutzten. Hier wurden Untersuchungen zur ep -Streuung durchgeführt, die Struktur des Protons studiert, die Produktion schwerer Quarks und Quarkonia (z. B. J/ψ -Mesonen) untersucht und nach Physik jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik gesucht.

2.2. Der H1-Detektor

Der H1-Detektor war ein zylindersymmetrisch um das Strahlrohr aufgebauter Vielzweck-Detektor. Mit all seinen Detektorkomponenten deckte er fast den ganzen Raumwinkelbereich um den Wechselwirkungspunkt ab. Aufgrund der höheren Energie des Protonstrahls und dem damit verbundenen Boost der Ereignisse im Laborsystem war sein Aufbau asymmetrisch (siehe Abb. 2.2). Das rechtshändige Koordinatensystem des H1-Experiments hat seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt (Vertex). Die positive z -Achse ist so gewählt, daß sie in Richtung des auslaufenden Protonstrahls zeigt. Der Azimutalwinkel ϕ wird in der xy -Ebene in Bezug auf die positive x -Achse gemessen und der Polarwinkel θ wird relativ zur positiven z -Achse angegeben (siehe Abb. 2.2). In der H1-Terminologie wird der Bereich kleiner Polarwinkel als *Vorwärts-* und der Bereich großer Polarwinkel als *Rückwärtsrichtung* bezeichnet. Die z -Vertex-Position z_{vtx} bezeichnet die Lage des tatsächlichen Ereignisvertex, die im Rahmen der Ereignisrekonstruktion bestimmt wird, und entspricht der z -Koordinate des tatsächlichen Ereignisvertex.

Direkt um das Strahlrohr waren die Spurkammern (siehe Abschnitt 2.2.1) angeordnet. Daran schlossen sich die elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter (siehe Abschnitt 2.2.2) an. Beide Detektorkomponenten wurden von einer supraleitenden Spule umschlossen, die in ihrem Inneren ein homogenes Magnetfeld von $B = 1.15 \text{ T}$ erzeugte. Alle bisher genannten Detektorkomponenten umgab das aus Eisen bestehende Rückflußjoch des Magneten, welches für den Nachweis von Myonen instrumentiert war (siehe Abschnitt 2.2.3). Im Vorwärtsbereich schloß sich das vordere Myonsystem an, welches für die vorliegende Analyse aber nicht benutzt wird.

Außerhalb des in Abb. 2.2 dargestellten Haupt-Detektors existierten noch weitere Komponenten, z. B. für den Nachweis des gestreuten Strahl-Leptons oder die Luminositätsmessung.

2.2.1. Das Spurkammersystem

Das Spurkammersystem (siehe Abb. 2.3) diente der Rekonstruktion von Spuren geladener Teilchen. Weil diese Teilchenspuren durch das anliegende Magnetfeld gekrümmt waren, kann aus der Messung ihres Krümmungsradius der Teilchenimpuls bestimmt werden. Das Spurkammersystem gliederte sich grob in drei Bereiche, seine Raumwinkelabdeckung wurde nur durch das Strahlrohr begrenzt.

HERA Experiment H1

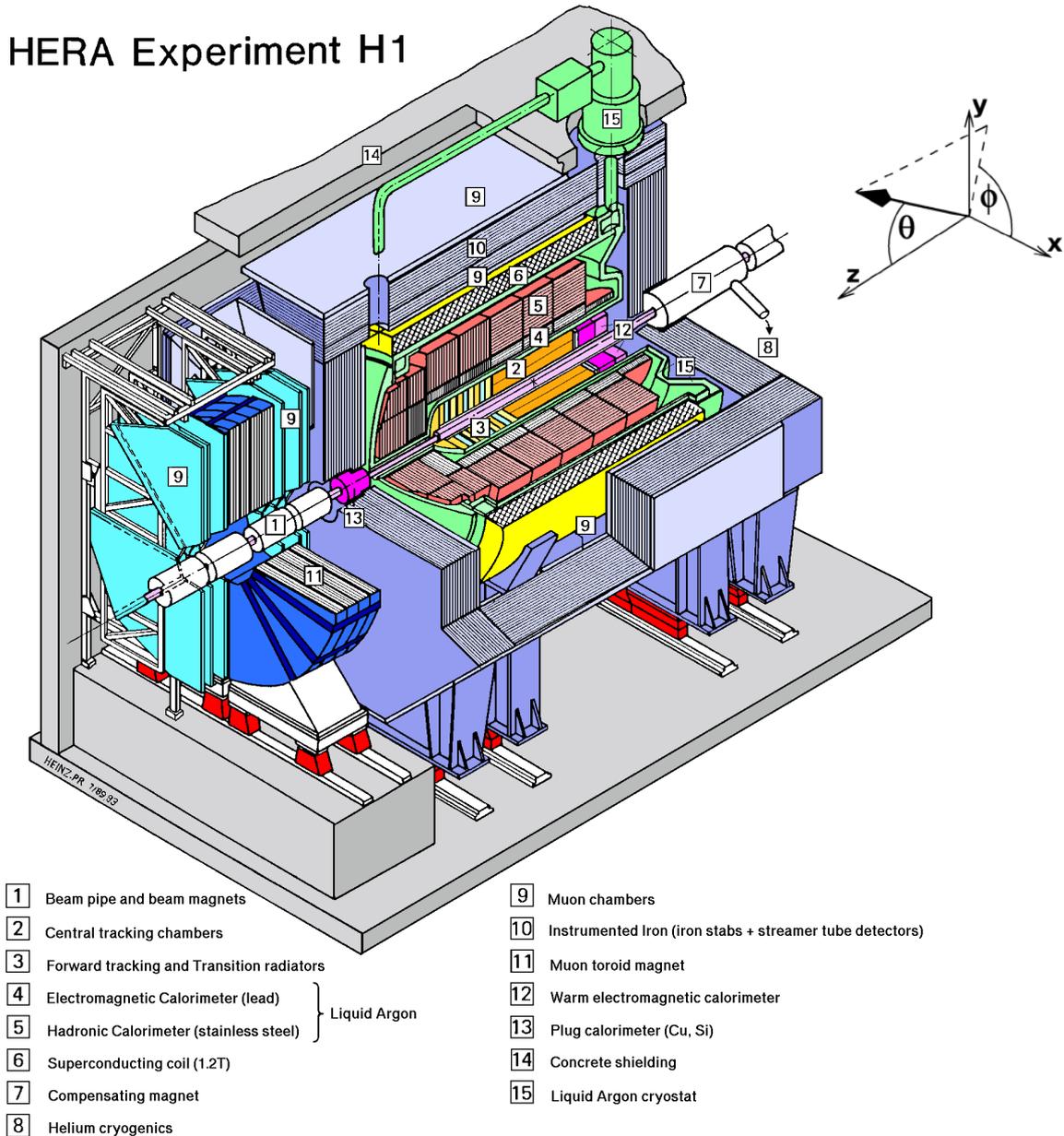


Abbildung 2.2.: Schematische Übersicht des H1-Detektors

Das vordere Spurkammersystem deckte den Polarwinkelbereich von ca. $5^\circ < \theta < 25^\circ$ ab. Es wird – ebenso wie die hintere Spurkammer ($153^\circ < \theta < 176^\circ$) – in dieser Analyse nicht verwendet.

Das zentrale Spurkammersystem (CTD²) erfaßte den Bereich von $15^\circ < \theta < 165^\circ$ und setzte sich aus den folgenden Komponenten zusammen:

- Der zentrale Siliziumstreifendetektor (CST³) lag dicht am Wechselwirkungspunkt und diente insbesondere der Vermessung von Spuren langlebiger Teilchen mit einer Ortsauflösung des Impaktparameters von $\Delta_{dca} \simeq 70 \mu\text{m}$. [31]
- Die zentrale innere und äußere Proportionalkammer (CIP⁴ und COP⁵) waren Vieldraht-

²Central Tracking Detector

³Central Silicon Tracker

⁴Central Inner Proportional Chamber

⁵Central Outer Proportional Chamber

proportionalkammern mit parallel zur Strahlachse verlaufenden Drähten. Mit ihrer Zeitauf-
 lösung von 21 ns wurde die CIP während der Datennahme als Entscheidungsträger für den
 Trigger-Algorithmus (siehe Kapitel 5) verwendet. Im Jahr 2000 wurde sie um drei Drahtla-
 gen auf dann insgesamt fünf Lagen zur CIP2k erweitert, wodurch bereits bei der Triggerent-
 scheidung eine bessere Untergrundunterdrückung erreicht werden konnte. [39]

- Die zylindrischen Driftkammern CJC1⁶ und CJC2 waren die zentralen Jetkammern des H1-
 Detektors. Sie bestanden aus insgesamt 2640 Signaldrähten, die parallel zur Strahlachse ver-
 liefen. Die Auflösung in z -Richtung betrug 2.2 cm. Die Driftzellen waren um 30° in der
 $r\phi$ -Ebene geneigt. Somit war durch die Messung der Driftzeit eine genauere Auflösung in
 der $r\phi$ -Ebene von $\Delta_{r\phi} = 170 \mu\text{m}$ möglich. Die CJs wurden zur Spur- und Impulsrekon-
 struktion im zentralen Teil des Detektors genutzt. [39]
- Die grobe z -Auflösung der Jetkammern wurde durch die zentrale äußere z -Kammer (COZ⁷)
 kompensiert. Sie befand sich zwischen der CJC1 und CJC2 und ihre Drähte verliefen ring-
 förmig um das Strahlrohr. Die z -Auflösung erreichte durch die COZ eine Genauigkeit von
 ungefähr $350 \mu\text{m}$. [39]

Abb. 2.3 zeigt das Spurkammersystem vor dem Umbau im Jahr 2000, bei dem die CIP und die
 zentrale innere z -Kammer (CIZ) durch die CIP2k ersetzt wurden.

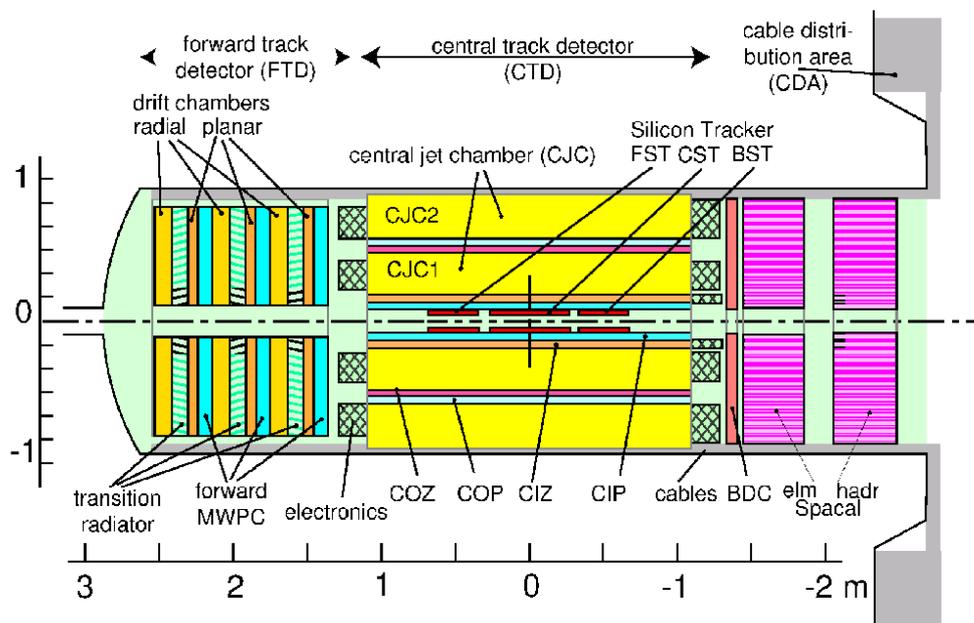


Abbildung 2.3.: Skizze des Spurkammersystems. Die Abbildung ist [39] entnommen und zeigt
 die Situation vor dem Umbau der CIP im Jahr 2000.

⁶Central Jet Chamber

⁷Central Outer Z-Chamber

2.2.2. Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem des H1-Detektors setzte sich aus dem Flüssig-Argon-Kalorimeter (LAr⁸-Kalorimeter) und dem rückwärtigen Spaghetti-Kalorimeter (SpaCal) zusammen. Das SpaCal deckte den Bereich $153^\circ < \theta < 178^\circ$ ab und diente vor allem zum Nachweis des gestreuten Strahl-Leptons. Die Photoproduktions-Ereignisse, welche Gegenstand dieser Analyse sind, zeichnen sich dadurch aus, daß gerade kein gestreutes Lepton im Kalorimeter nachgewiesen wird. Eine genauere Beschreibung des SpaCal ist in [3] zu finden.

Das LAr-Kalorimeter [4] war das Hauptkalorimeter des H1-Experiments und deckte den Bereich $4^\circ < \theta < 153^\circ$ ab. Es unterteilte sich in einen inneren elektromagnetischen und einen äußeren hadronischen Teil. Beim LAr-Kalorimeter handelte es sich um ein nicht-kompensierendes Sandwichkalorimeter, d. h. der Aufbau bestand aus abwechselnden Schichten von Nachweis- und Absorptionsmaterial. Die ~ 45000 Zellen wurden einzeln ausgelesen und durch diese feine Granularität konnten Teilchen anhand ihrer Schauerform als elektromagnetisch oder hadronisch identifiziert werden (siehe Kapitel 4).

Im elektromagnetischen Teil, der ungefähr 20 bis 30 Strahlungslängen dick war, wurden 2.4 mm dicke Bleiplatten als Absorber verwendet, umgeben von 2.35 mm breiten Spalten, welche mit flüssigem Argon als aktivem Detektormaterial gefüllt waren. Die Energieauflösung des elektromagnetischen Teils lag bei $\Delta_{em}/E = 12\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ [5].

Der Absorber des hadronischen Teils bestand aus 15.5 mm dicken Edelstahlplatten, die wiederum von 2.35 mm breiten, mit flüssigem Argon als Nachweismaterial gefüllten Spalten umgeben waren. Im vorderen Teil betrug die Dicke bis zu acht Wechselwirkungslängen, im zentralen Teil fünf und im rückwärtigen Bereich nahm sie bis auf eine Wechselwirkungslänge ab [39]. Die Energieauflösung des hadronischen Teils war mit $\Delta_{had}/E = 50\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ [5] um einen Faktor vier schlechter als die des elektromagnetischen LAr-Kalorimeters.

Das LAr-Kalorimeter war aus acht Rädern aufgebaut, die wiederum in acht Oktanten segmentiert waren. Um zu verhindern, daß die Teilchen lange Strecken nur durch Absorber- oder Nachweismaterial zurücklegen mußten, waren die Lagen in den vorderen Rädern senkrecht zum Strahlrohr angeordnet, während sie in den zentralen Rädern parallel dazu ausgerichtet waren (siehe Abb. 2.4).

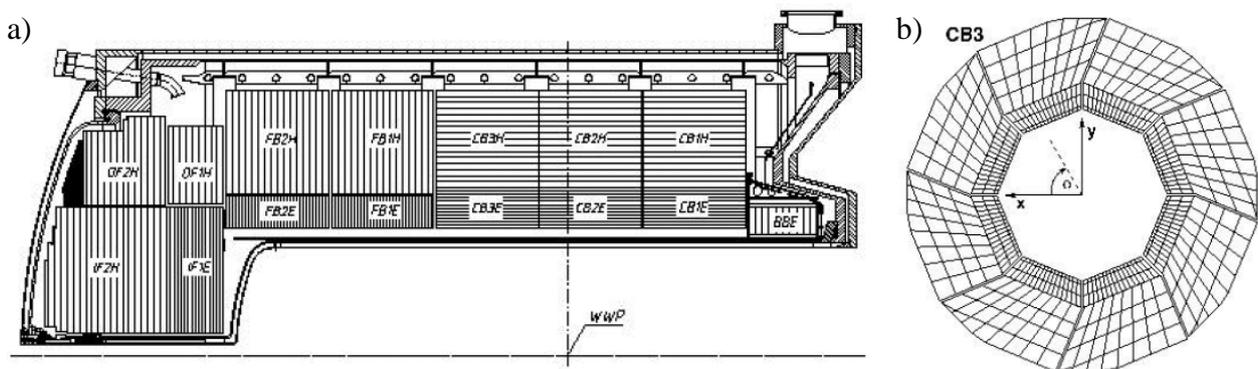


Abbildung 2.4.: a) Schematische Darstellung der oberen Hälfte des LAr-Kalorimeters im Längsschnitt. b) Querschnitt durch ein Kalorimeterrad aus dem Zentralbereich.

⁸Liquid Argon

2.2.3. Das Myon-System

Das Myon-System des H1-Experiments setzte sich aus dem zentralen Myondetektor (CMD⁹) und dem Vorwärts-Myon-System zusammen. Das vordere Myon-System deckte den Polarwinkelbereich $3^\circ < \theta < 17^\circ$ ab und wird im Rahmen der vorliegenden Analyse nicht verwendet.

Der zentrale Myondetektor bestand aus den instrumentierten Eisenlagen des Rückflußjochs für die Solenoidspule. Seine insgesamt 64 Module wurden in die drei Bereiche vordere Endkappe ($5^\circ < \theta < 35^\circ$), hintere Endkappe ($130^\circ < \theta < 175^\circ$) sowie den Zentralbereich ($35^\circ < \theta < 130^\circ$) unterteilt.

Zum Nachweis von Myonen, die mit einem Impuls von $\gtrsim 1.5 \text{ GeV}$ das Kalorimetersystem und die Magnetspule durchqueren konnten, waren zwischen den zehn jeweils 7.5 cm dicken Eisenlagen Streamerrohrkammern installiert. Zwischen der vierten und fünften Eisenlage befand sich eine doppelte Lage Streamerröhren. An der Innen- und Außenseite des Eisenjochs waren zusätzlich jeweils drei Lagen Streamerrohrkammern, die sogenannten Myonboxen, angebracht. Damit standen insgesamt 16 sensitive Lagen für den Myonnachweis im CMD zur Verfügung (siehe Abb. 2.5).

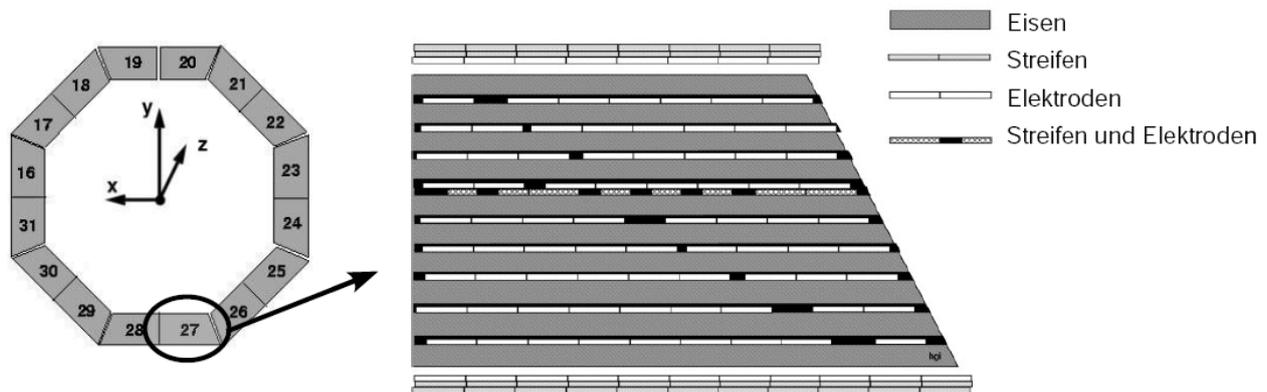


Abbildung 2.5.: Schematischer Querschnitt durch den Zentralbereich des CMD. In der Vergrößerung rechts ist der Aufbau des instrumentierten Eisens dargestellt.

Eine einzelne Lage bestand aus mehreren rechteckigen Elementen, die jeweils aus zwei Profilen zusammengesetzt waren. Ein solches Profil wurde von acht Streamerröhren mit einem Querschnitt von $9 \times 9 \text{ mm}^2$ gebildet. Die mit Graphit beschichteten Innenseiten der Röhren dienten als Kathode. In der Mitte jeder Röhre war ein $100 \mu\text{m}$ dicker Kupfer-Beryllium-Draht gespannt. Um eine Ortsbestimmung zu ermöglichen, waren auf der Doppellage im Eisenjoch und auf jeweils zwei Lagen der Myonboxen Streifen aus Influenzelektroden aufgeklebt. Mit diesen wurde eine Ortsauflösung von $\Delta_{\parallel} \approx 1.2 \text{ cm}$ in paralleler Richtung zu den Drähten und $\Delta_{\perp} \approx 4 \text{ mm}$ senkrecht zu diesen erreicht. Die Impulsauflösung des CMD betrug $\Delta_p/p \approx 35\%$ [31].

⁹Central Muon Detector

3. Theorie

In diesem Kapitel werden die Phänomenologie und die theoretischen Grundlagen für die vorliegende Analyse kurz dargestellt. Im ersten Abschnitt wird die diffraktive Photoproduktion von J/ψ -Mesonen beschrieben und die Kinematik dieses Prozesses dargestellt. Im zweiten Abschnitt wird die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Monte Carlo Simulation vorgestellt.

3.1. Diffraktive Photoproduktion von J/ψ -Mesonen

Das J/ψ -Meson ist das leichteste Vektormeson der Charmonium-Familie.¹ Es wurde 1974 nahezu zeitgleich von S. C. C. Ting (BNL) und B. Richter (SLAC) entdeckt und besteht aus einem gebundenen $c\bar{c}$ -Zustand mit einer invarianten Masse von 3.097 GeV [6]. Das J/ψ -Meson besitzt die gleichen Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$ wie das Photon. Mit einer Lebensdauer von etwa 10^{-20} s ist das J/ψ -Meson – verglichen mit anderen schweren Vektormesonen – ein relativ langlebiges Teilchen. Dies liegt daran, daß der hadronische Zerfall des J/ψ -Mesons aus Gründen der Paritäts- und Farbladungserhaltung nur über die Kopplung an mindestens drei Gluonen möglich und somit unterdrückt ist. Daher kann der elektromagnetische Zerfall überhaupt mit dem starken konkurrieren und es ergeben sich die in Tab. 3.1 angegebenen Verzweigungsverhältnisse für die leptonischen Zerfallskanäle des J/ψ -Mesons.

$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$(5.93 \pm 0.06) \%$
$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	$(5.94 \pm 0.06) \%$
$J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$	$(0.88 \pm 0.14) \%$

Tabelle 3.1.: Verzweigungsverhältnisse der leptonischen J/ψ -Zerfallskanäle [6].

Im Speicherring HERA werden Elektronen und Protonen zur Wechselwirkung gebracht. In niedrigster Ordnung kann dieser Prozeß durch den Austausch eines Photons γ oder eines Eichbosons der schwachen Wechselwirkung (Z^0 und W^\pm) beschrieben werden. Aufgrund der hohen Massen von Z^0 und W^\pm kann der Beitrag der schwachen Wechselwirkung im Rahmen dieser Arbeit, welche die diffraktive J/ψ -Photoproduktion untersucht, vernachlässigt werden.

Das vom Elektron abgestrahlte Photon fluktuiert in ein Charm-Quark-Antiquark-Paar, aus dem dann in einer Wechselwirkung mit dem Proton das J/ψ -Meson entsteht. Findet bei dieser Wechselwirkung keinerlei Austausch von Quantenzahlen (insbesondere kein Farbaustausch) statt, so handelt es sich um einen diffraktiven Prozeß. Im Experiment zeichnen sich die diffraktiven Prozesse durch eine Rapiditätsslücke zwischen dem J/ψ -Meson und dem Proton aus. Das Vektormeson ist also klar vom auslaufenden Proton getrennt.

Innerhalb der diffraktiven Produktion wird zwischen elastischen und protondissoziativen Prozessen unterschieden. Beim elastischen Prozeß bleibt das Proton nach der Wechselwirkung mit dem

¹Das leichteste Mitglied der Charmonium-Familie ist das η_c -Meson, dies ist aber ein Pseudoskalar mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 0^{-+}$.

Quark-Antiquark-Paar intakt und verläßt den Detektor durch das Strahlrohr meist ohne Nachweis. Bei protodissoziativen Ereignissen bricht das Proton auf und der Protonrest wird – wenn der Öffnungswinkel nicht zu klein ist – im Detektor sichtbar. Bei den im Rahmen dieser Analyse untersuchten Ereignissen mit hohen Impulsüberträgen dominiert der protodissoziative Prozeß.

In Abb. 3.1 ist die diffraktive J/ψ -Produktion mit Protodissoziation in niedrigster Ordnung im Feynmandiagramm dargestellt. Die Kinematik dieses Prozesses ist durch die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} des Elektron-Proton-Systems und die lorentzinvarianten Variablen Q^2 , y und $-t$, die im folgenden näher erläutert werden, bestimmt.

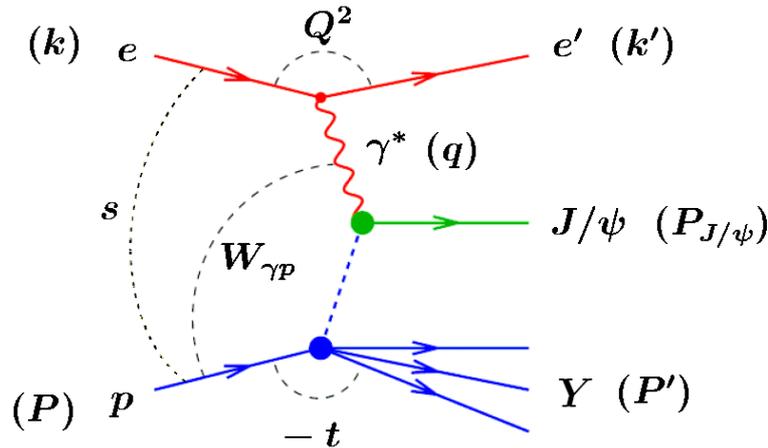


Abbildung 3.1.: Feynmandiagramm der diffraktiven J/ψ -Produktion mit Protodissoziation in niedrigster Ordnung. Die Bezeichnungen sind im Text erläutert.

Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} kann aus den Energien der einlaufenden Teilchen E_p und E_e bestimmt werden. Wenn \mathbf{P} den Viererimpuls des einlaufenden Protons und \mathbf{k} den Viererimpuls des einlaufenden Elektrons bezeichnet, gilt:

$$s = (\mathbf{P} + \mathbf{k})^2 = m_p^2 + 4 \cdot E_p E_e + m_e^2 \approx 4 \cdot E_p E_e \quad (3.1)$$

Dabei wurden im letzten Schritt die Elektron- und Protonmasse vernachlässigt. Aus der Differenz der Viererimpulse des ein- bzw. auslaufenden Elektrons ergibt sich der Impulsübertrag am Elektronvertex, der gleich dem Viererimpuls \mathbf{q} des ausgetauschten Photons ist:

$$\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$$

Das negative Quadrat des Impulsübertrags am Elektronvertex Q^2 ist ein Maß für die Virtualität des Photons:

$$Q^2 = -\mathbf{q}^2 > 0 \quad (3.2)$$

Im Grenzfall $Q^2 \rightarrow 0$ ist das ausgetauschte Photon nahezu reell und der ep -Streuprozess kann als Wechselwirkung eines reellen Photons mit dem Proton angesehen werden. Deshalb bezeichnet man diesen kinematischen Bereich auch als Photoproduktion, im Gegensatz zur tiefunelastischen Streuung (Elektroproduktion), wo $Q^2 \gg 0$ ist.

Die Björken-Variable y gibt – im Ruhesystem des Protons – den relativen Energieverlust des Elektrons an:

$$y = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} = \frac{\mathbf{P} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}')}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} \approx \frac{m_p \cdot (E_e - E'_e)}{m_p \cdot E_e} \quad (3.3)$$

Dabei bezeichnet E'_e die Energie des gestreuten Elektrons. Eine weitere Björken-Variable x gibt im Quark-Parton-Model den Impulsbruchteil des an der Streuung teilnehmenden Partons vom Gesamtimpuls des Protons an. Sie ist definiert über die Beziehung (Ruhmassen von Proton und Elektron wieder vernachlässigt):

$$x = \frac{Q^2}{2 \mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \approx \frac{Q^2}{y s}$$

Damit läßt sich die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des Photon-Proton-Systems schreiben als:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{(\mathbf{P} + \mathbf{q})^2} = \sqrt{\mathbf{P}^2 + 2 \mathbf{P} \cdot \mathbf{q} + \mathbf{q}^2} \approx \sqrt{y s - Q^2} \quad (3.4)$$

Analog zum Elektronvertex ist das Impulsübertragsquadrat $|t|$ am Protonvertex gegeben durch:

$$-t = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2 \quad (3.5)$$

Dabei bezeichnet \mathbf{P}' den Viererimpuls des hadronischen Endzustands Y (dissoziiertes Proton).

Neben der diffraktiven Photoproduktion können J/ψ -Mesonen auch in tiefunelastischer Streuung ($Q^2 \gg 0$) erzeugt werden. Außerdem können J/ψ -Mesonen z. B. auch durch (inelastische) Boson-Gluon-Fusion oder in B-Zerfällen entstehen. All diese Prozesse sind aber nicht Gegenstand dieser Analyse, auf eine nähere Beschreibung wird daher verzichtet.

Das J/ψ -Meson selbst kann im Detektor nicht direkt nachgewiesen werden, aber der Nachweis ist indirekt über seinen Zerfall in ein Leptonpaar ($J/\psi \rightarrow e^+e^-$ bzw. $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) möglich. Diese Zerfälle weisen eine eindeutige experimentelle Signatur auf, weil der Detektor bis auf die beiden Spuren der Zerfallsleptonen (und einen eventuell im Vorwärtsbereich sichtbaren Protonrest) „leer“ ist.

Die Wechselwirkung zwischen dem virtuellen Quark-Paar und dem Proton wurde früher im Rahmen der Regge-Theorie [7] durch den Austausch eines Pomeron² beschrieben. Heute wird versucht, in perturbativer Quantenchromodynamik (pQCD) das Pomeron durch mehrere (mindestens zwei) ausgetauschte Gluonen zu ersetzen. In Abb. 3.2 ist einer der möglichen Feynmangraphen in führender Ordnung für diesen Prozeß gezeigt.

Hierbei ist die zur Anwendung der pQCD erforderliche harte Skala für den Bereich dieser Analyse durch die Masse des J/ψ -Mesons bzw. durch den Impulsübertrag $|t|$ am Protonvertex gegeben (wenn $|t| \gg \Lambda_{\text{QCD}}$). Zusammen mit seiner eindeutigen experimentellen Signatur bietet das J/ψ -Meson ein ideales Studienobjekt, um den Übergangsbereich von den phänomenologischen Modellen der Vektormesonproduktion zur störungstheoretischen Beschreibung innerhalb der pQCD zu untersuchen.

In Abb. 3.3 sind die bisherigen Ergebnisse zur diffraktiven Vektormesonproduktion zusammen mit dem totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gezeigt. Die durchgezogenen bzw. gestrichelten Geraden sind Anpassungen der Form

²Das Pomeron ist ein Zustand mit den Quantenzahlen des Vakuums.

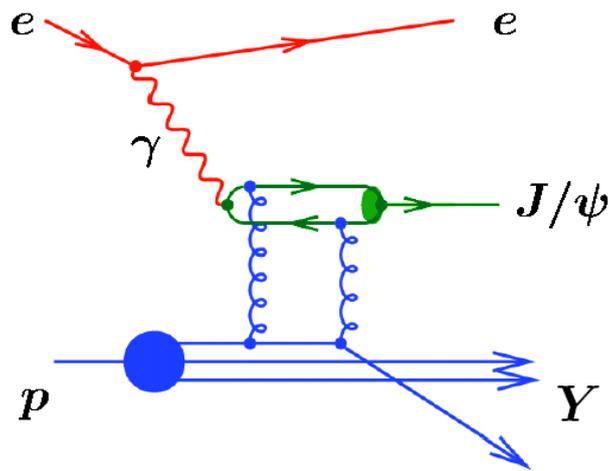


Abbildung 3.2.: Feynmangraph in führender Ordnung der J/ψ -Produktion durch den Austausch von zwei Gluonen.

$$\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta} \quad (3.6)$$

an die Daten. Die Werte für δ sind jeweils am rechten Rand angeben.

Bei kleinen Impulsüberträgen ($|t| < 3 \text{ GeV}^2$) wird die $|t|$ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ für die diffraktive J/ψ -Photoproduktion in guter Näherung durch ein Exponentialgesetz der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|} \quad (3.7)$$

beschrieben [15, 16, 20]. Für den Bereich größerer Impulsüberträge ($|t| > 5 \text{ GeV}^2$) zeigen neuere Messungen [21] aber ein vollkommen anderes Verhalten. Die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts kann hier nur durch ein Potenzgesetz der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto |t|^{-n} \quad (3.8)$$

zufriedenstellend beschrieben werden. Dieser Zusammenhang (Gl. 3.8) wird auch durch pQCD-Rechnungen von Forshaw et al. [22–24] bestätigt.

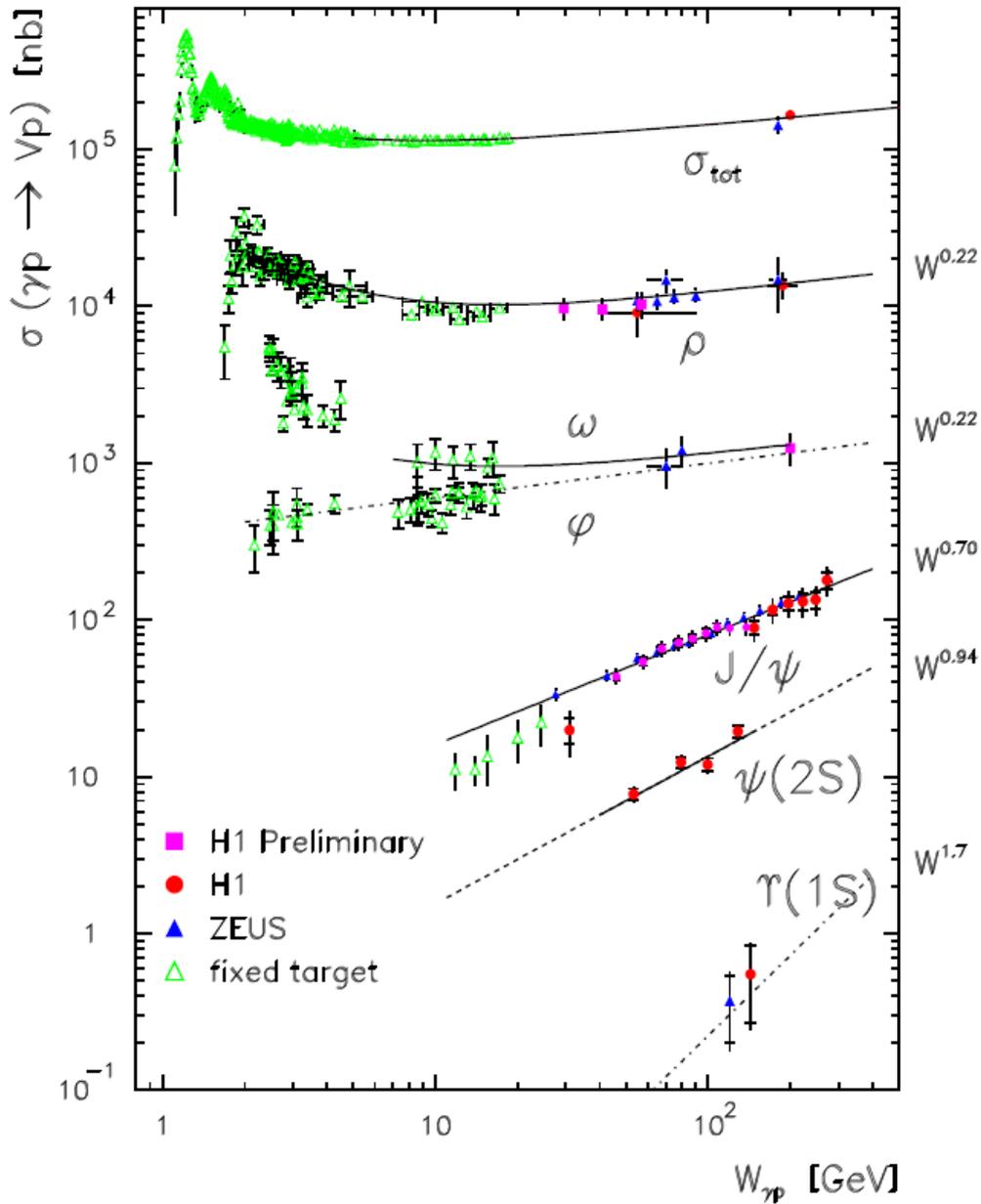


Abbildung 3.3.: Wirkungsquerschnitte für elastische diffraktive Vektormeson-Photoproduktion als Funktion der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Die Daten stammen aus Messungen bei HERA von [8–18] sowie im Bereich niedriger $W_{\gamma p}$ von fixed-target-Experimenten. Am rechten Rand sind die Werte für Anpassungen der Form $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ angegeben, der Wert für Υ ist eine Vorhersage von [19]. Die Abbildung ist [39] entnommen.

3.2. Monte Carlo Simulation

Zur Untersuchung der Effizienzen und der Akzeptanz des Detektors werden Detektor-Simulationen verwendet. Dazu erzeugt zunächst ein Monte Carlo Generator für den betrachteten Prozeß Simulationsereignisse, indem er die Vierervektoren der beteiligten Teilchen „auswürfelt“. Dabei werden Matrixelemente und Phasenraumfaktoren berücksichtigt. Im zweiten Schritt simuliert dann das Programmpaket H1SIM [25] ausgehend von diesen Vierervektoren die Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial. Im dritten und letzten Schritt werden dann die simulierten Ereignisse mit der gleichen Software wie die realen Daten vollständig rekonstruiert.

In dieser Analyse wird für die Monte Carlo Simulation der Generator DIFFVM [26] verwendet, der J/ψ -Ereignisse auf der Grundlage des Feynmandiagramms in Abb. 3.2 simuliert. Der Übergang vom emittierten Photon zum virtuellen Quark-Antiquark-Paar wird durch das Vektormeson-Dominanz-Modell [27] beschrieben.

Es werden protodissoziative Photoproduktions-Ereignisse mit einem $|t|$ -Spektrum der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = \exp \left[-n \cdot \ln \left(1 - \frac{bt}{n} \right) \right] = \left(1 - \frac{bt}{n} \right)^{-n} \quad (3.9)$$

generiert, um eine – gegenüber den Daten – flachere Verteilung zu erhalten und somit im Bereich hoher $|t|$ nicht statistisch limitiert zu sein. Die Monte Carlo Verteilung wird dann nachträglich durch eine entsprechende Umgewichtung wieder an die Daten angepaßt. Für die Parameter b und n wurden die folgenden Werte gewählt:

$$b = 1.5 \qquad n = 2.0$$

Im Bereich kleiner $|t|$ geht Gl. 3.9 in ein Exponentialgesetz der Form e^{bt+ct^2} mit $c = \frac{b^2}{2n}$ über.

Für große $|t|$ (genaugenommen $bt \gg n$) ergibt sich ein Potenzgesetz der Form $(-t)^{-n}$.

Um die Daten besser zu beschreiben wurden die Monte Carlo Verteilungen in Kapitel 5 und Kapitel 6 mit einem Gewichtungsfaktor g umgewichtet:

$$g(t_{\text{GEN}}, W_{\gamma p, \text{GEN}}) = \begin{cases} 1 & : \text{für } |t_{\text{GEN}}| < 2 \\ \left[\frac{W_{\gamma p, \text{GEN}}}{90} \right]^{-0.5} \cdot |t_{\text{GEN}}|^{-1.25} & : \text{für } |t_{\text{GEN}}| \geq 2 \end{cases} \quad (3.10)$$

In Abb. 3.4 sind die Verteilungen der generierten Größen $W_{\gamma p}$, $|t|$ und Q^2 für die mit dem Generator DIFFVM simulierten Ereignisse dargestellt. Außerdem ist die Verteilung des Transversalimpulses p_t für das Zerfallslepton mit dem größeren Transversalimpuls gezeigt. Die Histogramme mit der gestrichelten Linie geben die generierten Verteilungen vor der Umgewichtung wieder. Die umgewichteten Verteilungen sind jeweils als durchgezogene Linie dargestellt. Die schraffierten Histogramme zeigen die umgewichteten Verteilungen mit den Akzeptanzschnitten $20^\circ \leq \theta_{\text{GEN}} < 160^\circ$ sowie $p_{t, \text{GEN}} \geq 0.8 \text{ GeV}$ auf den Polarwinkel θ und den Transversalimpuls p_t der Zerfallsleptonen des J/ψ -Mesons. Diese Schnitte werden später in der Analyse ebenfalls angewendet und beschränken die Analyse auf den Bereich mit einer guten Spurmessung.

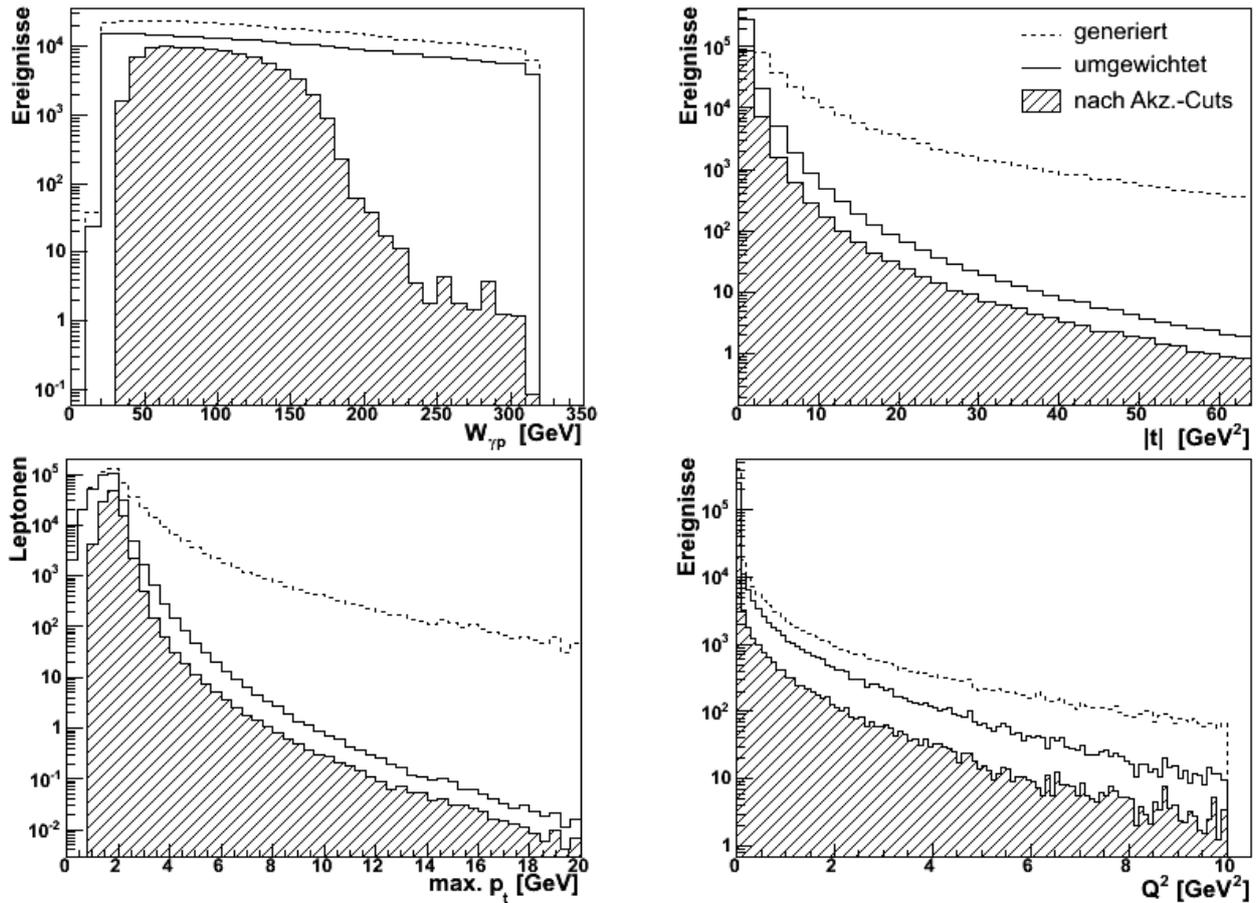


Abbildung 3.4.: Verteilungen der generierten Größen $W_{\gamma p}$, $|t|$ und Q^2 sowie des maximalen Transversalimpulses p_t der Zerfallsleptonen für die mit DIFFVM simulierte Ereignisse. Dargestellt sind jeweils die generierte Verteilung (gestrichelte Linie) sowie die umgewichtete Verteilung (durchgezogene Linie). Die schraffierten Histogramme zeigen die umgewichteten Verteilungen nach den im Text beschriebenen Akzeptanzschnitten auf die Zerfallsleptonen des J/ψ -Mesons.

4. Lepton-Identifikation

In diesem Kapitel werden die zur Identifikation der Zerfallsleptonen des J/ψ -Mesons verwendeten Algorithmen beschrieben. Die Identifikation von niederenergetischen Leptonen im LAr-Kalorimeter erfolgt bei H1 mit Hilfe des KALEP-Algorithmus, welcher im Modul KATREC der H1-Standardsoftware implementiert und unter anderem in [28] und [30] beschrieben ist. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieser Algorithmus eingehend untersucht und im Hinblick auf die Nachweiswahrscheinlichkeit der Leptonen verbessert.

Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Algorithmen zur Myonerkenung dargestellt, bevor im zweiten Teil auf die Algorithmen für die Elektronerkennung eingegangen wird. Im dritten Teil werden die vorgestellten Identifikations-Algorithmen bezüglich ihrer Nachweiswahrscheinlichkeit für die Leptonerkennung und ihrer Fehlidentifikations-Wahrscheinlichkeit miteinander verglichen.

4.1. Identifikation von Myonen

In der vorliegenden Analyse werden nur diejenigen Teilchenspuren als Myonen identifiziert, die entweder im LAr-Kalorimeter oder im zentralen Myonsystem (CMD) erkannt werden. In diesem Abschnitt wird zunächst die Myonerkenung im LAr-Kalorimeter mit Hilfe des KALEP-Algorithmus beschrieben. Danach wird der in der vorliegenden Analyse verwendete Erkennungs-Algorithmus vorgestellt, welcher durch eine Neukombination der Estimatoren aus der KALEP-Routine hervorgegangen ist. Zum Schluß wird auf die Myonerkenung im instrumentierten Eisen des zentralen Myondetektors eingegangen.

4.1.1. Myonerkenung im LAr-Kalorimeter mit KALEP

Die folgende Beschreibung des KALEP-Algorithmus weicht in einigen Punkten von früheren Darstellungen (z. B. in [28–31]) ab, basiert aber auf dem zum Zeitpunkt dieser Analyse im Modul KATREC der H1-Standardsoftware vorgefundenen Quellcode.

Zunächst werden Spuren mit einem Mindestimpuls von 0.5 GeV vom zentralen Spurkammersystem in das Kalorimeter extrapoliert. Anschließend wird die im Kalorimeter innerhalb von zwei Zylindern um die extrapolierte Spur deponierte Energie gemessen. Diese Zylinderradien r_a bzw. r_b (siehe Abb. 4.1) sind entsprechend dem erwarteten Verhalten der Leptonen im Kalorimeter gewählt. Der Schauer eines Elektrons wird in der Regel von einem Zylinder mit $r_a = 15$ cm begrenzt und ein Zylinder mit $r_b = 30$ cm umfaßt etwa 90 % eines hadronischen Schauers.

Die Zylinderränder sind nicht scharf, sondern sie werden mit der folgenden sigmoiden Gewichtsfunktion h aufgeweicht:

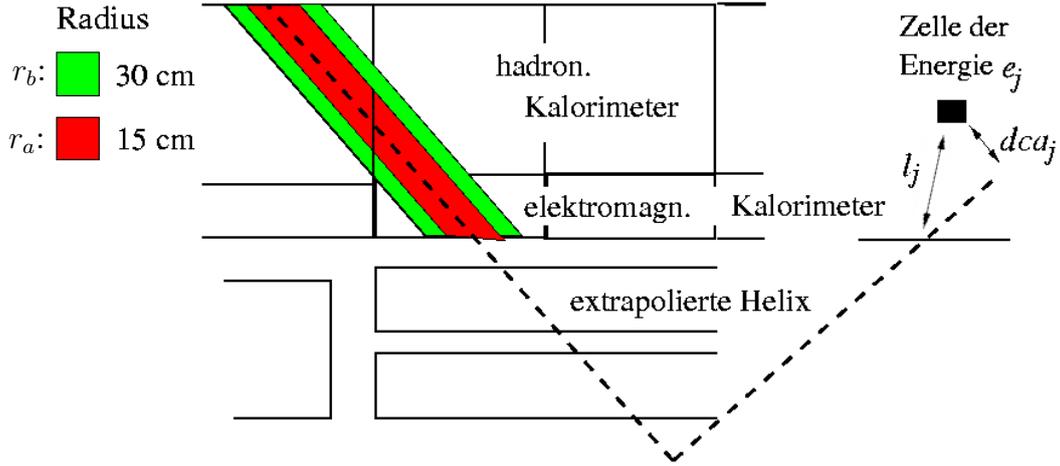


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung der Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter

$$h_j(r_{a,b}) = \begin{cases} 1 & : \text{für } dca_j < r_{a,b} \\ \frac{2}{1 + \exp\left[\frac{dca_j - r_{a,b}}{2}\right]} & : \text{sonst} \end{cases} \quad (4.1)$$

Dabei bezeichnet dca_j den kürzesten Abstand der Kalorimeterzelle j von der extrapolierten Spur (siehe Abb. 4.1). Innerhalb des betrachteten Zylinders ist $h = 1$ und außerhalb nimmt h schnell mit der Entfernung ab. Bei der Berechnung werden nur Kalorimeterzellen berücksichtigt, die eine Energiedeposition von mindestens 10 MeV aufweisen und nicht weiter als 40 cm von der extrapolierten Spur entfernt sind.

Zur Myonerkennung werden folgende vier Estimator-Größen definiert:

- Die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb eines Zylinders mit Radius r_a :

$$G_1^\mu = E_{\text{elm}}(r_a) = \sum_{\text{elm}} e_j \cdot h_j(r_a) \quad (4.2)$$

wobei e_j die Energie der betrachteten Kalorimeterzelle ist (siehe Abb. 4.1).

- Die gesamte Energie im elektromagnetischen und hadronischen LAr-Kalorimeter innerhalb eines Zylinders mit dem Radius r_b :

$$G_2^\mu = E_{\text{tot}}(r_b) = \sum_{\text{tot}} e_j \cdot h_j(r_b) \quad (4.3)$$

- Die maximale Entfernung L_{max} vom Eintrittspunkt ins Kalorimeter bis zur letzten angesprochenen Zelle:

$$G_3^\mu = L_{\text{max}}(r_a) = \max [l_j \cdot h_j(r_a), \forall j] \quad (4.4)$$

wobei l_j der Abstand der betrachteten Zelle vom Eintrittspunkt der Spur ins Kalorimeter ist (siehe Abb. 4.1).

- Die summierte Spurlänge L_{had} im hadronischen LAr-Kalorimeter im Zylinder mit Radius r_a :

$$G_4^\mu = L_{\text{had}}(r_a) = \sum_{\text{had}} l_j \cdot [h_j(r_a)]^2 \quad (4.5)$$

Für diese Größen G_i^μ werden Wertebereiche mit oberen und unteren Grenzen o_i bzw. u_i definiert, die in Tab. 4.1 angegeben sind. Damit der Algorithmus möglichst effizient arbeitet und auch stabil gegen Rekonstruktionsfehler ist, werden keine harten Schnitte auf die einzelnen G_i gemacht, sondern es werden die Abweichungen d_i^u für die unteren Grenzen und d_i^o für die oberen Grenzen vom erlaubten Wertebereich bestimmt:

$$d_i^u = \begin{cases} u_i - G_i^\mu & : \text{für } G_i^\mu < u_i \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases}$$

$$d_i^o = \begin{cases} G_i^\mu - o_i & : \text{für } G_i^\mu > o_i \\ 0 & : \text{sonst} \end{cases}$$

G_i^μ	u_i	o_i	N_i
$G_1^\mu = E_{\text{elm}}(r_a)$	0.1 GeV	$f_2(\theta)$	1 GeV
$G_2^\mu = E_{\text{tot}}(r_b)$	0.3 GeV	$f_3(\theta, p_{\text{Spur}})$	5 GeV
$G_3^\mu = L_{\text{max}}(r_a)$	$f_4(\theta, p_{\text{Spur}})$	100000 cm	100 cm
$G_4^\mu = L_{\text{had}}(r_a)$	$f_5(\theta, p_{\text{Spur}})$	100000 cm	500 cm

Tabelle 4.1.: Übersicht der KALEP-Schnittgrenzen zur Myonerkenung. Die Funktionen f_i sind im Anhang B angegeben.

Diese Abweichungen werden mit den Faktoren N_i (siehe Tab. 4.1) gewichtet und zur eigentlichen KALEP-Entscheidungsgröße D_μ aufsummiert. Dabei gehen die Abweichungen von den unteren Grenzen quadratisch ein, die Abweichungen von den oberen linear:

$$D_\mu = \min \left[\sum_i \left(\frac{d_i^u}{N_i} \right)^2 + \sum_i \frac{d_i^o}{N_i}, 1 \right] < C_Q \quad (4.6)$$

Ist diese Summe D_μ kleiner als ein bestimmter Schrittwert C_Q , so wird die betrachtete Spur als Myon identifiziert und ihr gemäß Tab. 4.2 eine Myonqualität zugewiesen.

Qualität	C_Q
1 = schwaches Myon	0.5
2 = mittleres Myon	0.1
3 = gutes Myon	0.015

Tabelle 4.2.: Definition der Myonqualitäten im LAr-Kalorimeter

In Abb. 4.2 sind die Verteilungen der Estimatoren G_i^μ für die mittlere Myonqualität und der Entscheidungsgröße D_μ im Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation dargestellt.

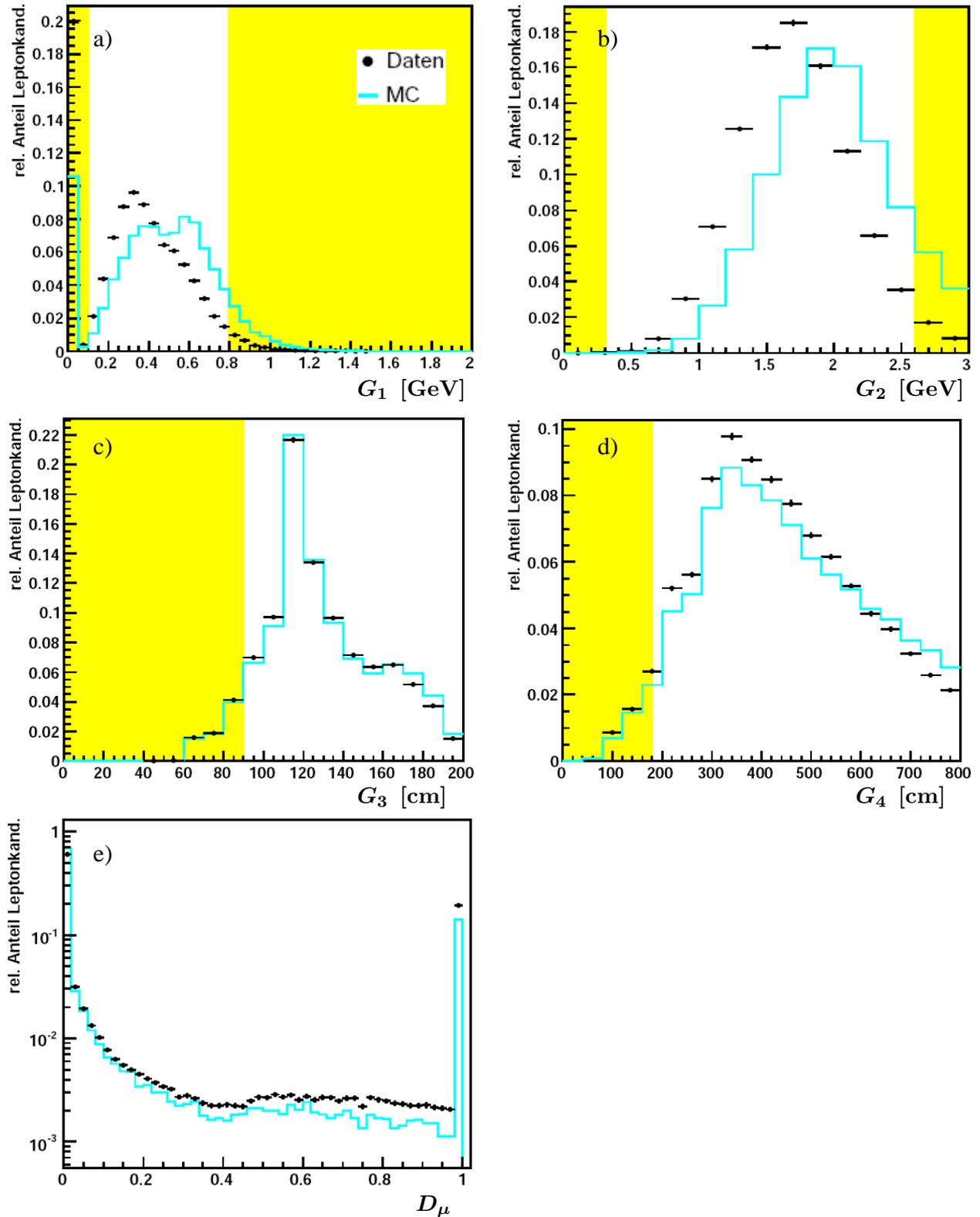


Abbildung 4.2.: a) - d) Verteilungen der KALEP-Estimatoren G_i^μ zur Myonererkennung im LAr-Kalorimeter für $Q \geq 2$. Die Schattierungen markieren den durch die Schnitte (Tab. 4.1) verworfenen Bereich für das zentrale Kalorimeter. e) Verteilung der KALEP-Entscheidungsgröße D_μ .

4.1.2. Myonerkenennung im LAr-Kalorimeter mit Boosted Decision Trees

Die im Rahmen der Untersuchung zur Verbesserung des KALEP-Algorithmus entwickelte Methode zur Myonerkenennung im LAr-Kalorimeter basiert auf den gleichen Estimatoren G_i^μ (siehe Gl. 4.2 bis 4.5), welche jetzt mit Hilfe des in [33] beschriebenen TMVA¹-Softwarepakets zu einer neuen Entscheidungsgröße D_{BDT}^μ kombiniert werden. TMVA ist das im Rahmen des ROOT-Frameworks entstandene Werkzeug zur multivariaten Datenanalyse, mit dem mehrere Eingangsvariablen auf unterschiedliche Art und Weise zu einer Klassifizierungsgröße verknüpft werden können.

In dieser Analyse wird das TMVA-Paket zur Entscheidungsfindung verwendet, ob die betrachtete Teilchenspur von einem Myon stammt (Signal) oder hadronischen Ursprungs ist (Untergrund). Aus den zahlreichen mathematisch-statistischen Methoden, welche das TMVA-Paket für die multivariate Datenanalyse zur Verfügung stellt, wurden die *Boosted Decision Trees (BDT)* ausgewählt, welche die beste Trennung von Daten und Untergrund lieferten und deren Funktionsweise im folgenden kurz erläutert wird. Eine ausführliche Beschreibung ist in [33] zu finden.

Um mit der BDT-Methode eine Myonerkenennung durchführen zu können, muß zunächst in einem ersten Schritt der Algorithmus mit zwei Stichproben (eine mit Signal, die andere mit Untergrund) trainiert werden. Erst dann kann im zweiten Schritt durch Anwendung auf den eigentlichen Analysedatensatz die Identifikations-Entscheidung getroffen werden. Als Trainingsstichprobe für das Signal wird ein Datensatz von J/ψ -Kandidaten verwendet, bei dem jeweils eines der beiden Zerfallsleptonen mit dem KALEP-Algorithmus als mittleres Myon (siehe Tab. 4.2) identifiziert wurde. Mit Hilfe der auf diese Weise gewonnenen Ein-Myon- J/ψ -Kandidaten wird jetzt die Signalstichprobe zusammengestellt. Dazu wird jeweils für die Spur des zweiten Leptons, an das keinerlei Identifikationsforderungen gestellt werden, das Tuple der Estimatoren G_i^μ berechnet und als Wertekombination für einen Myon-Kandidaten in die Trainingsstichprobe aufgenommen. Auf analoge Weise entstand die Stichprobe für den Untergrund aus einem inklusiven Datensatz unselektierter Ereignisse, dessen Teilchenspuren zum überwiegenden Teil hadronischen Ursprungs sind.

Die Methode der Boosted Decision Trees (BDT)

Ein *Decision Tree* (siehe Abb. 4.3) ist ein binärer baumartiger Sortieralgorithmus, bei dem eine Sequenz von Schnitten auf die Diskriminator-Variablen G_i^μ durchgeführt wird, bis ein bestimmtes Stopkriterium (z. B. Mindestzahl von Teilchenkandidaten in einem Blattknoten) erreicht ist. Dabei erfolgt an jedem Knoten ein Schnitt auf diejenige Variable, welche gerade die beste Trennung zwischen Signal und Untergrund bietet und die Teilchenkandidaten werden entsprechend dem Schnittergebnis auf die beiden Tochterknoten verteilt. Es kann daher vorkommen, daß mehrmals auf dieselbe Variable geschnitten wird, während eine andere Variable überhaupt nicht verwendet wird. Die „Blätter“ am Ende des Baumes werden dann entweder als „Signal“ oder „Untergrund“ markiert, in Abhängigkeit davon, aus welcher Trainingsstichprobe die Mehrheit der verbliebenen Teilchenkandidaten stammt (siehe Abb. 4.3).

Während bei einer einfachen schnittbasierten Analyse – wie dem in Abschnitt 4.1.1 beschriebenen KALEP-Algorithmus – nur ein Hyperwürfel als Phasenraumregion ausgewählt wird, unterteilt der *Decision Tree* den Phasenraum in eine Vielzahl von Hyperwürfeln, von denen jeder als „signal-“ oder „untergrundartig“ klassifiziert ist.

¹TMVA: Toolkit for Multivariate Analysis

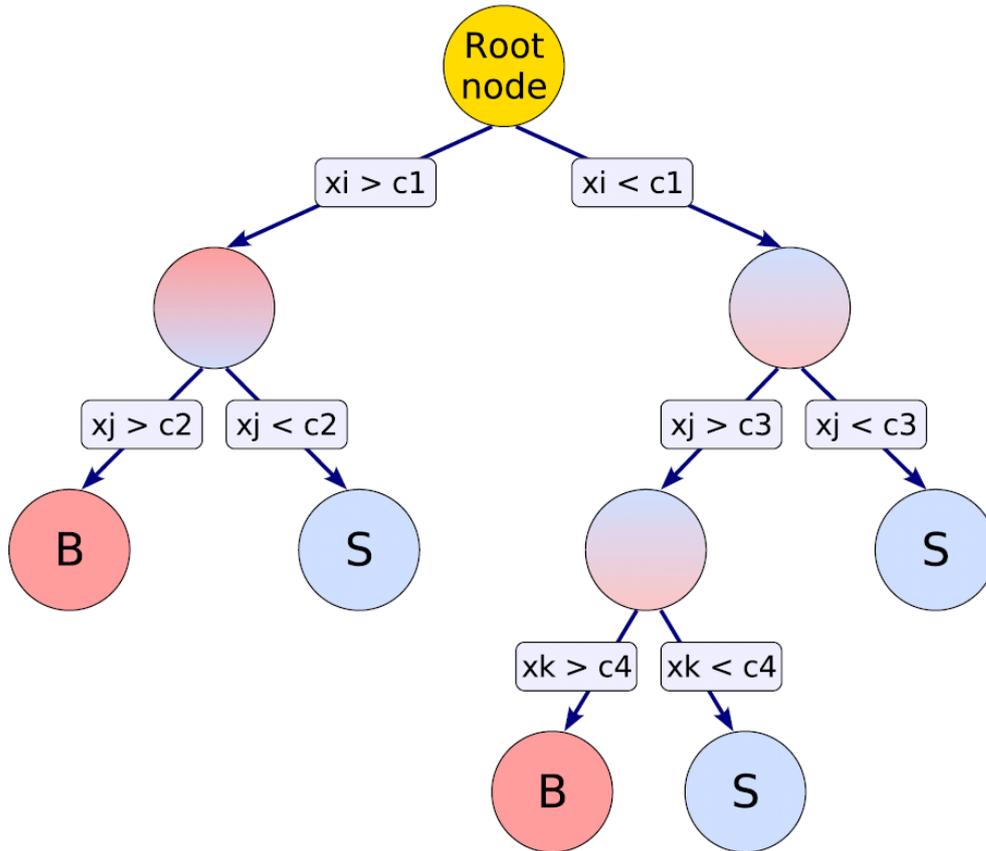


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung eines *Decision Tree*. Die Blatt-Knoten sind mit „S“ für Signal und „B“ für Untergrund bezeichnet. Die Abbildung ist [33] entnommen.

Weil das Ergebnis für einen einzelnen Baum aber noch sehr stark von möglichen statistischen Fluktuationen in den für das Training verwendeten Stichproben abhängt, wird ein ganzer „Wald“ von *Decision Trees* erstellt, die alle aus der gleichen Trainingsstichprobe hervorgehen. Dabei werden die Teilchenkandidaten nachträglich umgewichtet (*Boosting*). Das Training des ersten Baumes erfolgt mit den ursprünglichen Gewichten. Vor dem Training des darauffolgenden Baumes erhalten dann die zuvor falsch klassifizierten Teilchenkandidaten ein höheres Gewicht. Dazu werden sie mit einem allgemeinen Gewichtungsfaktor α multipliziert, wobei err die Fehlklassifikationsrate des vorherigen *Decision Trees* ist:

$$\alpha = \frac{1 - err}{err} \quad \text{mit } 0 < err < 1$$

Die Trainings-Stichprobe wird dann renormalisiert, damit die Gesamtanzahl der Teilchenkandidaten immer konstant bleibt. Mit dem Resultat $y(\mathbf{x})$ eines einzelnen *Decision Tree* ($y(\mathbf{x}) = +1$ für Signal und $y(\mathbf{x}) = -1$ für Untergrund) ist die endgültige Entscheidungsgröße D_{BDT} des BDT-Algorithmus gegeben durch:

$$D_{\text{BDT}}(\mathbf{x}) = \sum_{i \in \text{Wald}} \ln(\alpha_i) \cdot y_i(\mathbf{x}) \quad (4.7)$$

Dabei bezeichnet \mathbf{x} das zum jeweiligen Teilchenkandidaten gehörende Tuple der Input-Variablen G_i . Kleine Werte ($D_{\text{BDT}} \simeq -1$) zeigen an, daß der betrachtete Kandidat Untergrund-Charakter

hat, während die Myon-Kandidaten (Signal) hingegen durch große Werte ($D_{\text{BDT}} \simeq +1$) gekennzeichnet sind. Auf diese Weise ist durch einen entsprechenden Schnitt auf die Entscheidungsgröße D_{BDT} eine Identifikationsmöglichkeit gegeben.

Zur Myonererkennung werden jetzt – im Gegensatz zum KALEP-Algorithmus – keine unterschiedlichen Qualitäten definiert, sondern es fällt nur eine einfache Ja-oder-Nein-Entscheidung. Durch die Wahl eines bestimmten Schnittwertes C_{BDT} kann der Arbeitspunkt des BDT-Algorithmus zur Myonererkennung festgelegt werden, indem die betrachtete Teilchenspur nur dann als Myon identifiziert wird, wenn gilt:

$$D_{\text{BDT}}^{\mu} \geq C_{\text{BDT}} \quad (4.8)$$

Im Rahmen der vorliegenden Analyse wird die betrachtete Teilchenspur bei diesem Algorithmus als Myon im LAr-Kalorimeter akzeptiert, wenn $D_{\text{BDT}}^{\mu} \geq 0$ ist.

4.1.3. Myonererkennung im zentralen Myon-System

Ab einem Impuls von etwa 1.5 GeV können Myonen das LAr-Kalorimeter durchqueren und gelangen in das instrumentierte Eisen des zentralen Myondetektors (CMD). Die Teilchenspur wird aus dem Spurkammersystem durch das Kalorimeter bis ins instrumentierte Eisen extrapoliert. Danach wird nach Signalen gesucht, die zu der extrapolierten Spur passen. Abhängig vom Polarwinkel θ durchquert die Teilchenspur entweder den Zentralbereich oder eine der beiden Endkappen des CMD. Damit die Spur im Eisen als Myon identifiziert wird, müssen die in Tab. 4.3 angegebenen Bedingungen erfüllt sein.

	Vord. Endkappe $\theta < 35^\circ$	Zentralbereich $35^\circ \leq \theta < 130^\circ$	Hint. Endkappe $130^\circ \leq \theta$
Anzahl der getroffenen Lagen im CMD	$N_{\text{Lagen}} \geq 6$	$N_{\text{Lagen}} \geq 2$	$N_{\text{Lagen}} \geq 6$
Nummer der ersten getroffenen Lage	$L_{\text{erste}} \leq 6$	$L_{\text{erste}} \leq 6$	$L_{\text{erste}} \leq 9$
Nummer der letzten getroffenen Lage	$L_{\text{letzte}} \geq 7$	$L_{\text{letzte}} \geq 3$	$L_{\text{letzte}} \geq 4$

Tabelle 4.3.: Bedingungen zur Myonererkennung im zentralen Myondetektor.

Die Myonererkennung im CMD erfolgt parallel und vollkommen unabhängig zur Erkennung im LAr-Kalorimeter. Im Rahmen dieser Analyse (siehe Kapitel 6) werden Teilchenspuren als Myon identifiziert, die im LAr-Kalorimeter oder im CMD als Myon erkannt wurden (siehe Abschnitt 6.2).

4.2. Identifikation von Elektronen

Die Identifikation von Elektronen erfolgt nur im LAr-Kalorimeter, da diese in der Regel ihre Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponieren und nicht bis ins hadronische Kalorimeter und die dahinterliegenden Detektorkomponenten vordringen. Analog zur Myonererkennung im vorangegangenen Abschnitt wird zunächst die Elektronenerkennung mit dem KALEP-Algorithmus beschrieben, bevor die daraus entwickelte Verbesserung vorgestellt wird. Danach wird zum Vergleich noch ein weiterer Identifikations-Algorithmus dargestellt, der von M. Göttlich im Rahmen seiner Dissertation [32] entwickelt wurde.

4.2.1. Elektronerkennung im LAr-Kalorimeter mit KALEP

Analog zur Myonererkennung (siehe Abschnitt 4.1.1) werden wieder die in Abb.4.1 definierten Zylinder (Radius $r_a = 15$ cm bzw. $r_b = 30$ cm) um die ins Kalorimeter extrapolierte Teilchenspur betrachtet und folgende fünf Estimator-Größen definiert:

- Die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter innerhalb eines Zylinders mit Radius r_a :

$$G_1^e = E_{\text{elm}}(r_a) = \sum_{\text{elm}} e_j \cdot h_j(r_a) \quad (4.9)$$

- Die Energie im elektromagnetischen LAr-Kalorimeter im Zylinder mit Radius r_a normiert auf den Teilchenimpuls:

$$G_2^e = \frac{E_{\text{elm}}(r_a)}{p_{\text{Spur}}} \quad (4.10)$$

- Die mit der Zellenergie gewichtete Spurlänge L_{elm} innerhalb des Zylinders mit Radius r_a normiert auf die Energie im elektromagnetischen Kalorimeter:

$$G_3^e = L_{\text{elm}}(r_a) = \frac{\sum e_j \cdot l_j \cdot [h_j(r_a)]^2}{G_1^e} \quad (4.11)$$

(Die Division durch G_1^e erfolgt nur, falls $G_1^e \neq 0$ ist.)

- Die maximale Spurlänge L_{max} vom Eintrittspunkt ins Kalorimeter bis zur letzten angesprochenen Zelle innerhalb des Zylinders mit Radius r_a :

$$G_4^e = L_{\text{max}}(r_a) = \max[l_j \cdot h_j(r_a), \forall j] \quad (4.12)$$

- Die Energie im hadronischen LAr-Kalorimeter im Zylinder mit dem Radius r_a :

$$G_5^e = E_{\text{had}}(r_a) = \sum_{\text{had}} e_j \cdot h_j(r_a) \quad (4.13)$$

Für diese Größen G_i^e werden ebenfalls Wertebereiche mit oberen und unteren Grenzen o_i bzw. u_i definiert, die in Tab. 4.4 angegeben sind. Analog zur Myonererkennung werden dann die Abweichungen vom erlaubten Wertebereich bestimmt, wobei jetzt aber nicht mehr zwischen den unteren und oberen Grenzen unterschieden wird (vielleicht ein Implementierungsfehler im KALEP-Code?):

$$d_i = \begin{cases} u_i - G_i^e & : G_i^e < u_i \\ G_i^e - o_i & : G_i^e > o_i \\ 0 & : u_i \leq G_i^e \leq o_i \end{cases}$$

Diese Abweichungen werden mit den Faktoren N_i (siehe Tab. 4.4) gewichtet und aufsummiert:

$$D_e = \min \left(\sum_i \frac{d_i}{N_i}, 1 \right) < C_Q \quad (4.14)$$

Ist die Summe D_e kleiner als ein bestimmter Schwellwert C_Q , so wird die betrachtete Spur als Elektron identifiziert und ihr gemäß Tab. 4.5 eine Elektronqualität zugewiesen.

In Abb. 4.4 sind die Verteilungen der Estimatoren G_i^e für mittlere Elektronqualität und die Entscheidungsgröße D_e im Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation gezeigt.

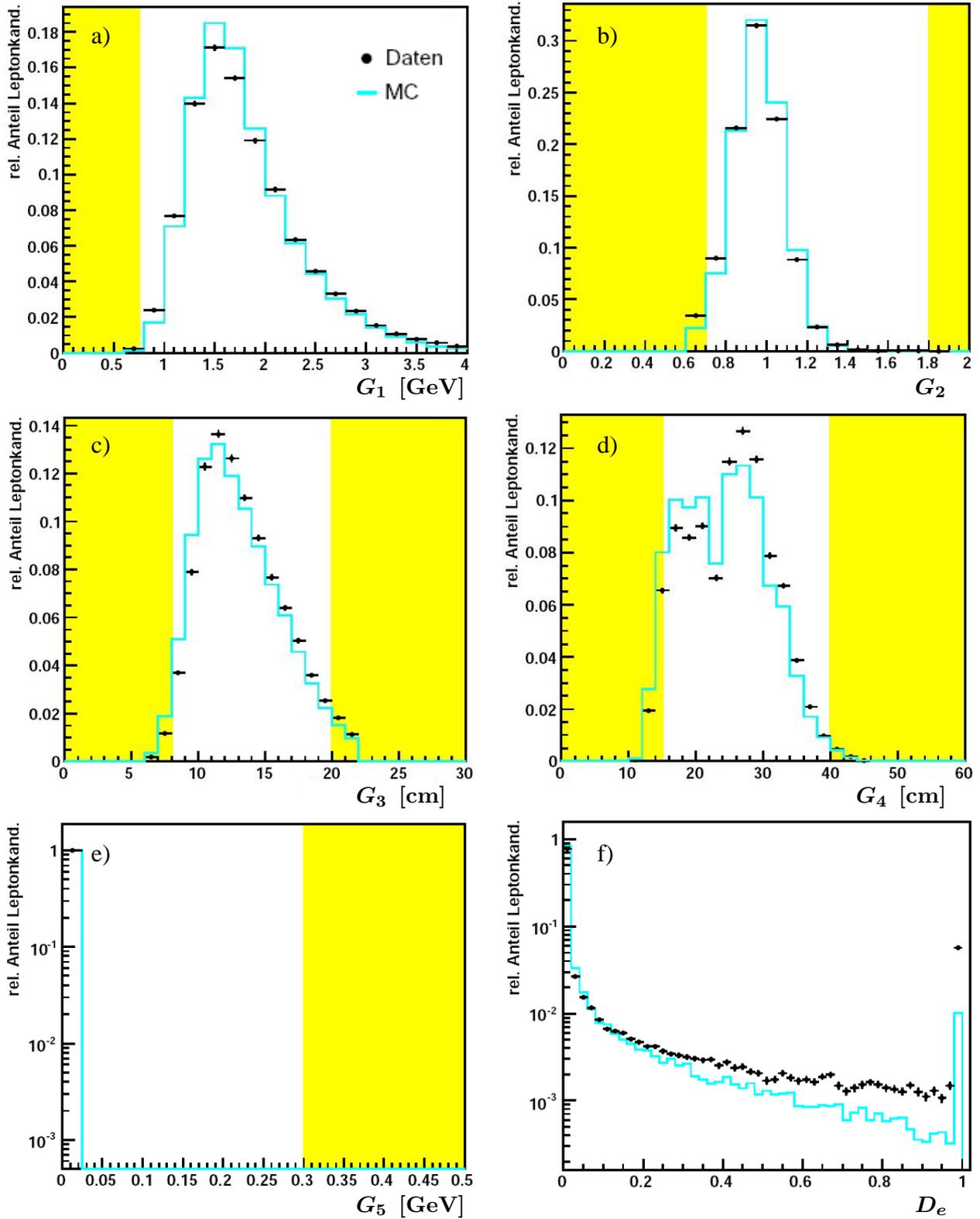


Abbildung 4.4.: a) - e) Verteilungen der KALEP-Estimatoren G_i^e zur Elektronerkennung für $Q \geq 2$. Die Schattierungen markieren den durch die Schnitte (Tab. 4.4) verworfenen Bereich für das zentrale Kalorimeter. f) Verteilung der KALEP-Entscheidungsgröße D_e .

G_i^e	u_i	o_i	N_i
$G_1^e = E_{\text{elm}}(r_a)$	0.75 GeV	100 GeV	2 GeV
$G_2^e = E_{\text{elm}}(r_a)/p_{\text{Spur}}$	0.7	1.8	1.0
$G_3^e = L_{\text{elm}}(r_a)$	8 cm	20 cm	20 cm
$G_4^e = L_{\text{max}}(r_a)$	15 cm	$f_1(\theta)$	50 cm
$G_5^e = E_{\text{had}}(r_a)$	-100 GeV	0.3 GeV	1 GeV

Tabelle 4.4.: Übersicht der KALEP-Schnittgrenzen zur Elektronerkennung. Die Funktion f_1 ist im Anhang B angegeben

Qualität	C_Q
1 = schwaches Elektron	0.3
2 = mittleres Elektron	0.1
3 = gutes Elektron	0.01

Tabelle 4.5.: Definition der Elektronqualitäten

4.2.2. Elektronerkennung im LAr-Kalorimeter mit BDT

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch eine Verbesserung des KALEP-Algorithmus für die Elektronerkennung im LAr-Kalorimeter entwickelt. Das Verfahren ist genau das gleiche wie im Falle der Myonen (siehe Abschnitt 4.1.2), nur werden diesmal die Elektron-Estimatoren G_i^e (siehe Gl. 4.9 bis 4.13) zur Entscheidungsgröße D_{BDT}^e kombiniert.

Für das Training des Algorithmus wird ein Datensatz von Ein-Elektron- J/ψ -Kandidaten zur Generation der Signalstichprobe verwendet, bei dem wieder nur eines der Zerfallsleptonen mit dem KALEP-Algorithmus als mittleres Elektron (siehe Tab. 4.5) identifiziert wird. Es werden wieder nur die Werte der anderen Teilchenspür verwendet, an die keinerlei Identifikationsforderungen gestellt wurden. Die Stichprobe für den Untergrund ist die gleiche wie im Falle der Myonen (siehe Abschnitt 4.1.2).

Im Rahmen der vorliegenden Analyse wird bei diesem Algorithmus die Teilchenspür als Elektron identifiziert, wenn die Bedingung $D_{\text{BDT}}^e \geq 0$ erfüllt ist.

4.2.3. Elektronerkennung im LAr-Kalorimeter mit der Methode der Fisher-Diskriminante

Ein weiterer Algorithmus zur Identifikation von Elektronen im LAr-Kalorimeter ist die von M. Göttlich im Rahmen seiner Dissertation entwickelte Methode. Diese wird im folgenden nur kurz beschrieben, eine ausführliche Darstellung ist in [32] zu finden.

Es werden wieder die in Abb. 4.1 definierten Zylinder um die ins Kalorimeter extrapolierte Teilchenspür betrachtet und folgende vier Estimatoren definiert, wobei zur Unterdrückung des Rauschens nur Kalorimeterzellen mit einer Energiedeposition $|e_{\text{Zelle}}| > 20 \text{ MeV}$ in Betracht gezogen werden:

- Die Energie im elektromagnetischen LAr-Kalorimeter innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $r_a = 15 \text{ cm}$ normiert auf den Teilchenimpuls $E_{\text{elm}}(r_a)/p_{\text{Spur}}$

- Die Energie im hadronischen LAr-Kalorimeter $E_{\text{had}}(r_b)$ innerhalb eines Zylinders mit dem Radius $r_b = 30$ cm
- Die longitudinale Schauerausdehnung S_{long} :

$$S_{\text{long}} = \frac{\sum_{i=1}^{\text{Anz. em. Lagen}} i \cdot E_i}{\sum_{i=1}^{\text{Anz. em. Lagen}} E_i} \quad \text{mit} \quad E_i = \sum_{\text{Zellen in Lage } i} e_j \cdot h_j(r_a) \quad (4.15)$$

Die h-Funktion ist die gleiche wie beim KALEP-Algorithmus (siehe Gleichung 4.1).

- Die laterale Schauerbreite S_{lat} :

$$S_{\text{lat}} = \sqrt{\frac{\sum_{\text{Zellen}} dca_j^2 \cdot e_i \cdot h_j(r_a)}{\sum_{\text{Zellen}} e_i}} \quad (4.16)$$

Die Elektronerkennung verläuft in zwei Schritten. In einer Vorselektion werden nur diejenigen Teilchenkandidaten akzeptiert, die die Bedingung $0.8 \text{ GeV} < E/p < 1.6 \text{ GeV}$ erfüllen. Dann wird mit der Methode der Fisher-Diskriminante aus den vier Estimatorwerten eine Testgröße t_{FDM} berechnet (siehe [32]).

Im Gegensatz zum KALEP-Algorithmus werden auch bei diesem Algorithmus der betrachteten Teilchenspur keine unterschiedlichen Elektron-Qualitäten zugewiesen, sondern es fällt nur eine einfache Ja-oder-Nein-Entscheidung. Die Elektron-Entscheidung fällt dann durch die Forderung $t_{\text{FDM}} > -8$.

4.3. Nachweiswahrscheinlichkeit und Fehlidentifikation der Leptonerkennung

In diesem Abschnitt werden die in den vorangehenden Abschnitten vorgestellten Identifikations-Algorithmen zur Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter in Bezug auf ihre Nachweiswahrscheinlichkeit und Fehlidentifikation miteinander verglichen. Die Untersuchung wird mit Hilfe eines Datensatzes von Ein-Lepton- J/ψ -Kandidaten durchgeführt, bei dem die folgenden Selektionsschritte angewandt wurden:

- genau zwei entgegengesetzt geladene Spuren im zentralen Spurkammersystem
- beide Spuren mit $p_t \geq 1.0 \text{ GeV}$
- beide Spuren mit $20^\circ \leq \theta < 150^\circ$
- Massenbereich: $2.9 \text{ GeV} \leq m_{1,2} \leq 3.2 \text{ GeV}$

Dann wird verlangt, daß eines der beiden Zerfallsleptonen die Identifikationskriterien erfüllt und danach getestet, ob auch die andere Spur im Kalorimeter korrekt als Lepton des gleichen Typs erkannt wurde. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ε ist dann durch

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{erkannte Spuren}}}{N_{\text{Spuren der Leptonkandidaten}}}$$

gegeben. Zur Untersuchung der Fehlidentifikation diene ein inklusiver Datensatz unselektierter Ereignisse, da in den mit dem H1-Detektor aufgezeichneten Ereignissen die Teilchenspuren hadronischen Ursprungs bei weitem überwiegen. In diesem Fall wurde nur getestet, ob die betrachtete Spur im Kalorimeter als Lepton erkannt wurde. Die Fehlidentifikations-Wahrscheinlichkeit wird dann aus dem Verhältnis der fehlidentifizierten Spuren zur Gesamtanzahl der Untergrundspuren bestimmt.

Abb. 4.5 zeigt die Nachweiswahrscheinlichkeiten der beiden Algorithmen für die Myonererkennung im LAr-Kalorimeter als Funktion des Polarwinkels θ und des Transversalimpulses p_t der Teilchenspur. Zusätzlich ist unten in den Diagrammen die jeweilige Fehlidentifikations-Wahrscheinlichkeit eingetragen. Der Arbeitspunkt des BDT-Algorithmus (siehe Abschnitt 4.1.2) wurde so gewählt, daß die Fehlidentifikation in etwa genauso groß ist wie beim KALEP-Algorithmus mit mindestens mittlerer Myonqualität ($Q \geq 2$).

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des BDT-Algorithmus liegt mit $\sim 90\%$ deutlich oberhalb derjenigen des KALEP-Algorithmus und zeigt einen relativ flachen Verlauf über den betrachteten Variablen. Beim KALEP-Algorithmus hingegen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit in Vorwärtsrichtung ($\theta \lesssim 40^\circ$) und in Rückwärtsrichtung ($\theta \gtrsim 120^\circ$) deutlich niedriger als im Zentralbereich des Detektors. Auch bei kleineren Transversalimpulsen ($p_t \lesssim 2 \text{ GeV}$) ist $\varepsilon_{\text{KALEP}}$ etwas niedriger, bevor sie im Bereich $p_t \gtrsim 2 \text{ GeV}$ ihr Plateau bei $\sim 75\%$ erreicht.

Die durch die Neukombination der Estimatoren G_i^μ erreichte Verbesserung der Myonidentifikation ist auch in Abb. 4.6 zu erkennen, wo die Untergrundunterdrückung gegen die Nachweiswahrscheinlichkeit aufgetragen ist. Dazu wurden zunächst die Verteilungen der Entscheidungsgröße (D_μ bzw. D_{BDT}^μ) getrennt einmal für das Signal (Ein-Myon- J/ψ -Kandidaten) und einmal für den Untergrund (inklusive Datensatz) aufintegriert und dann binweise gegeneinander aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abb. 4.6 dargestellt.

Wie in Abb. 4.6 zu sehen, kommt die Myonererkennung beim KALEP-Algorithmus ($Q \geq 1$) nicht über eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\sim 75\%$ hinaus. Eine respektable Unterdrückung des Untergrunds ist nur durch schärfere Identifikationsforderungen ($Q \geq 2$) an die Teilchenspuren zu erreichen, wodurch aber die Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich zurückgeht. Der BDT-Algorithmus kommt dem theoretischen Ideal von eindeutigem Nachweis bei gleichzeitiger vollständiger Unterdrückung des Untergrunds schon einen großen Schritt näher. Die Lage des gewählten Arbeitspunktes ist in Abb. 4.6 durch einen Kringel markiert.

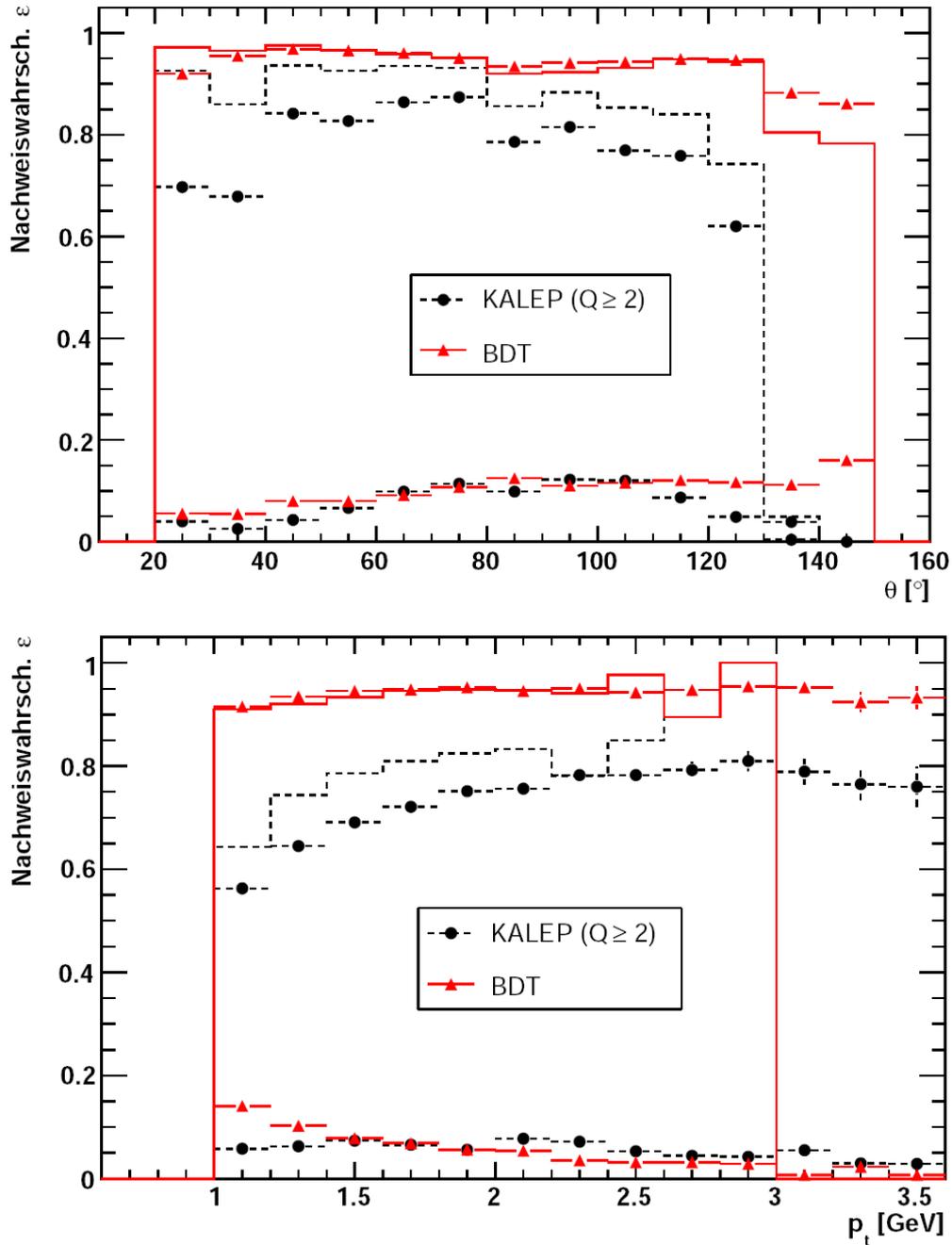


Abbildung 4.5.: Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen im LAr-Kalorimeter in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ und Transversalimpuls p_t der Teilchenspur. Unten in den Diagrammen ist zusätzlich jeweils die Fehlidentifikations-Wahrscheinlichkeit eingetragen. Die Histogramme geben die Verteilungen der Monte Carlo Simulation wieder.

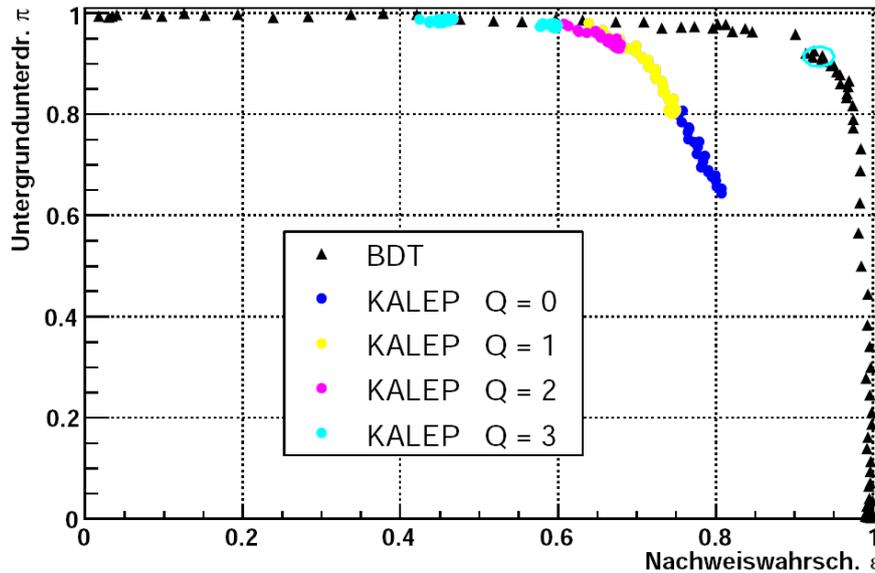


Abbildung 4.6.: Untergrundunterdrückung in Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen im LAr-Kalorimeter. Der gewählte Arbeitspunkt des BDT-Algorithmus ist durch einen Krinkel markiert.

In Abb. 4.7 sind die Nachweiswahrscheinlichkeiten der Algorithmen zur Elektronerkennung in Abhängigkeit des Polarwinkels θ und des Transversalimpulses p_t der Teilchenspur dargestellt. Gleichzeitig sind unten in den Diagrammen die Fehlidentifikations-Wahrscheinlichkeiten eingetragen. Deutlich zu erkennen ist die mit etwa 20 % relativ hohe Fehlidentifikations-Wahrscheinlichkeit des KALEP-Algorithmus. Die zugehörige Nachweiswahrscheinlichkeit zeigt, abgesehen von der Vorwärtsrichtung ($\theta \lesssim 40^\circ$), einen relativ flachen Verlauf über den betrachteten Variablen und liegt bei etwa 85 %.

Die von M. Göttlich entwickelte Elektronerkennung hat eine Nachweiswahrscheinlichkeit von $\sim 75\%$, was deutlich niedriger als in den anderen Verfahren ist. Sie wurde in erster Linie auf eine möglichst geringe Fehlidentifikation hin optimiert.

Der Arbeitspunkt des BDT-Algorithmus zur Elektronerkennung (siehe Abschnitt 4.2.2) wurde so gewählt, daß die Fehlidentifikations-Wahrscheinlichkeit in etwa der des Göttlich-Algorithmus entspricht (siehe Abb. 4.7). Die Nachweiswahrscheinlichkeit des BDT-Algorithmus liegt dann etwas oberhalb der des KALEP-Algorithmus.

Analog zur Myonererkennung wird auch für die Elektronerkennung die Abhängigkeit von Untergrundunterdrückung und Nachweiswahrscheinlichkeit untersucht. Dazu wurden wieder für jeden Algorithmus die Verteilungen der jeweiligen Entscheidungsgröße einmal für das Signal (Ein-Elektron- J/ψ -Kandidaten) und einmal für den Untergrund (inklusive Datensatz) aufintegriert und zum Schluß binweise gegeneinander aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abb. 4.8 dargestellt.

Bedingt durch den Vorselektionsschnitt auf das Verhältnis von Energie zu Teilchenimpuls (siehe Abschnitt 4.2.3) ist die Verteilung für den Göttlich-Algorithmus etwas „zusammengestaucht“. Führt man dieselbe Untersuchung ohne diesen Schnitt durch, so setzt sich die resultierende Verteilung bis in die rechte untere Ecke des Diagramms fort und liegt etwa im gleichen Bereich, wie die Verteilung des KALEP-Algorithmus.

Wie in Abb. 4.8 zu erkennen, ist das Verhältnis von Nachweiswahrscheinlichkeit zu Untergrundunterdrückung beim BDT-Algorithmus deutlich besser als bei KALEP. Die Lage des gewählten BDT-Arbeitspunktes ist in Abb. 4.8 durch einen Krinkel markiert.

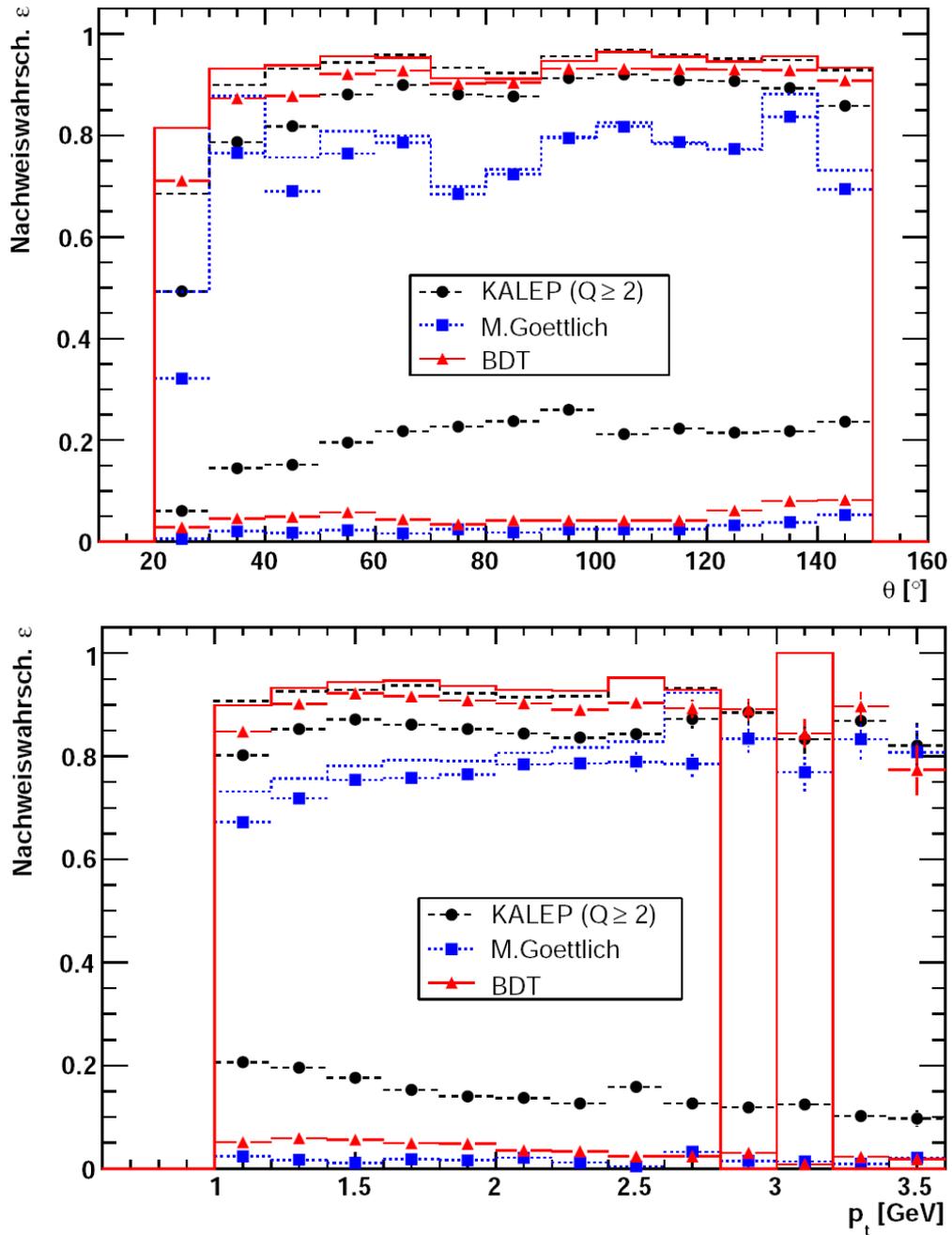


Abbildung 4.7.: Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektronen in Abhängigkeit vom Polarwinkel θ und Transversalimpuls p_t der Teilchenspur. Unten in den Diagrammen ist zusätzlich jeweils die Fehlidentifikations-Wahrscheinlichkeit eingetragen. Die Histogramme geben die Verteilungen der Monte Carlo Simulation wieder.

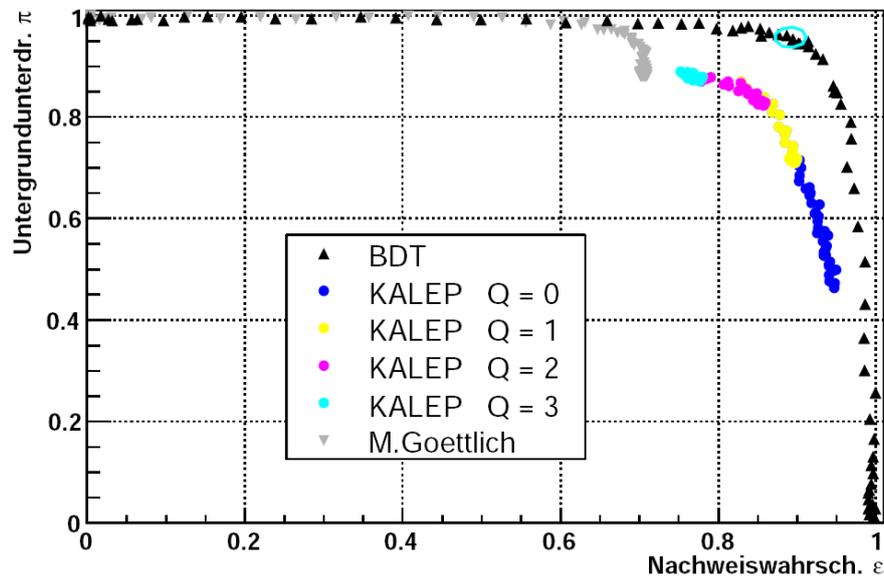


Abbildung 4.8.: Untergrundunterdrückung in Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit für die Elektronerkennung. Der gewählte Arbeitspunkt des BDT-Algorithmus ist durch einen Krinkel markiert.

5. Trigger

Nicht alle Ereignisse, die mit dem H1-Detektor aufgezeichnet werden, sind auch ep -Wechselwirkungen. Der weitaus größte Teil sind Untergrundereignisse wie z. B. Wechselwirkungen des Protonstrahls mit der Strahlrohrwand oder im Strahlrohr verbliebenem Restgas. Weitere Untergrundquellen sind Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung und die Synchrotronstrahlung der Strahlleptonen. Gegenstand dieses Kapitels ist das H1-Triggersystem, dessen Aufgabe es ist, zum einen die ep -Wechselwirkungen aus dem Untergrund herauszufiltern und zum anderen schnell zwischen interessanten Signalereignissen und eher „uninteressanten“ ep -Wechselwirkungen zu unterscheiden. Die Unterscheidung findet anhand der Ereignissignatur statt und es werden nur solche Ereignisse aufgezeichnet, die von mindestens einem Subtrigger akzeptiert worden sind. Dadurch wird auch gleich die Ereignisrate von den 10.4 MHz der Kollisionsrate der Teilchenbunches (im folgenden mit HERA-Takt bezeichnet) auf die Größenordnung von einigen Hz reduziert.

Im ersten Teil dieses Kapitels wird das Triggersystem des H1-Experiments vorgestellt, bevor im zweiten Teil auf die für diese Analyse relevanten Subtrigger näher eingegangen wird. Im letzten Teil des Kapitels werden die Ansprechwahrscheinlichkeiten der verwendeten Subtrigger und ihrer Elemente untersucht.

5.1. Das H1-Triggersystem

Das Triggersystem des H1-Experiments besteht aus den vier Triggerstufen L1 - L4, die nacheinander durchlaufen werden. Die nachfolgende Triggerstufe beginnt erst zu arbeiten, wenn das Ereignis von der vorangegangenen Stufe akzeptiert wurde. Ereignisse, die von allen Triggerstufen akzeptiert wurden, werden als Rohdaten auf Band geschrieben und offline zu einem von der Datennahme unabhängigen Zeitpunkt vollständig rekonstruiert.

L1: Die erste Triggerstufe [34], deren Eingangsrate der HERA-Takt ist, hat für ihre Entscheidung nur etwa $2.3 \mu\text{s}$ Zeit. Die insgesamt 256 Triggerelemente der einzelnen Subdetektoren werden durch logische Operationen zu 128 Subtriggern verknüpft. Die Zwischenspeicherung der Triggerelementdaten in Schieberegistern macht es möglich, daß die L1-Triggerentscheidung totzeitfrei getroffen werden kann. Weil einzelne Subtrigger sehr hohe Raten aufweisen, können diese mit einem Prescale-Faktor d reduziert werden. Dabei wird nur jedes d -te Ereignis, welches die betreffende Subtriggerbedingung erfüllt, weitergeleitet. Die übrigen $d - 1$ Ereignisse werden verworfen, sofern sie nicht von einem anderen Subtrigger akzeptiert worden sind. Durch die Triggerstufe L1 wird die Ereignisrate auf etwa 1 kHz reduziert.

L2: Auch die zweite Triggerstufe [35] ist mit dem HERA-Takt synchronisiert. Nachdem die Datennahme durch Auslösen der ersten Stufe angehalten worden ist, fällt hier innerhalb der nächsten $20 \mu\text{s}$ die Entscheidung, ob der Detektor ausgelesen werden soll. Die zweite Triggerstufe setzt sich aus neuronalen Netzwerken, topologischen Triggern sowie dem schnellen Spur Trigger (FTT)¹ zusammen. Die Ausgangsrate beträgt etwa 200 Hz.

L3: Die dritte Triggerstufe wurde erst im Frühjahr 2006 in Betrieb genommen, vor diesem Zeitpunkt mußte die Ereignisrate schon allein durch die L2-Stufe auf etwa 50 Hz gesenkt werden. Auf dieser Triggerstufe können komplexere Kriterien in die Entscheidungsfindung einbezogen werden. So kann z. B. schon zu diesem Zeitpunkt die invariante Masse eines J/ψ -Mesons berechnet werden. Für die L3-Triggerentscheidung stehen etwa $100 \mu\text{s}$ zur Verfügung. Die L3-Ausgangsrate beträgt etwa 50 Hz. Nachdem das Ereignis auf der dritten Triggerstufe verarbeitet worden ist, setzt die Datennahme wieder ein und die Totzeit des Detektors ist beendet.

L4: Auf der vierten Triggerstufe, die nicht mehr mit dem HERA-Takt synchronisiert ist, steht die volle Detektorinformation zur Auswertung zur Verfügung. Die Daten werden an eine Rechnerfarm weitergeleitet, wo eine erste Ereignisrekonstruktion durchgeführt wird und auf dieser Basis noch einmal Untergrundereignisse von physikalisch interessanten Ereignissen getrennt werden. Die L4-Ausgangsrate beträgt ungefähr 20 Hz, die verbleibenden Ereignisse werden als Rohdaten auf Band geschrieben.

Die auf Band gespeicherten Rohdaten werden – zu einem von der Datennahme unabhängigen Zeitpunkt – weiterverarbeitet, indem die Ereignisse vollständig rekonstruiert und somit der Analyse zugänglich gemacht werden.

5.2. Verwendete Subtrigger und deren Elemente

Von den 128 Subtriggern des H1-Experiments werden in dieser Analyse nur der Subtrigger $s18$ für den myonischen Zerfallskanal des J/ψ -Mesons und der Subtrigger $s59$ für den elektronischen Zerfallskanal verwendet. Diese werden in diesem Abschnitt näher beschrieben.

Der Subtrigger $s18$ setzt sich aus den in Tab. 5.1 angegebenen Triggerelementen zusammen, die im folgenden erläutert werden. Die Beschreibung ist im wesentlichen [39] entnommen.

Triggerstufe	Triggerelement	Bedeutung
L1	CIP_Sig > 0	Spurschwerpunkt im Zentralbereich mit $ z_{\text{vtx}} < 60 \text{ cm}$
	CIP_Mul < 6	weniger als 30 CIP-Spurkandidaten
	FTT_Mul-Ta < 7	weniger als sieben FTT-L1-Spuren mit $p_t > 100 \text{ MeV}$
	FTT_Mul-Td > 0	mindestens eine FTT-L1-Spur mit $p_t > 900 \text{ MeV}$
	Myonbedingung	es wird ein Myon im instr. Eisen nachgewiesen
L2	FTT_any_track	mind. eine FTT-L2-Spur mit $p_t > 100 \text{ MeV}$ (ab Run 456299)
	FTT_Tc_gt_0	mind. eine FTT-L2-Spur mit $p_t > 417 \text{ MeV}$ (ab Run 487167)

Tabelle 5.1.: Übersicht der Triggerelemente des Subtriggers $s18$

¹engl.: Fast Track Trigger

Die CIP-Triggerelemente nutzen Informationen aus der inneren Proportionalkammer (CIP), die FTT-Elemente beziehen sich auf Größen des Schnellen-Spur-Trigger, der für alle Triggerstufen Informationen über die gefundenen Spuren liefert. Die Myonbedingung von $s18$ basiert auf Triggerelementen, die Signale im zentralen Myondetektor auswerten.

Der FTT [36, 37] verwendet Informationen aus den zentralen Jetkammern und analysiert nicht nur einzelne Spuren und ihre Impulse sondern auch die Topologie der Spurgesamtheit. Die Signale werden von vier Gruppen zu je drei Signaldrähten der CJC pro Zelle gemessen. Drei Gruppen befinden sich in der CJC1 und eine innerhalb der CJC2. Aus der Driftzeitmessung des ionisierten Gases und der Bestimmung der Ladungsverhältnisse an verschiedenen Signaldrähten kann der FTT u. a. die Anzahl, den Transversalimpuls und einfache Spurtopologien bestimmen. Der FTT nutzt nicht die gesamten Informationen der CJC, kann aber bereits nach $2.1 \mu\text{s}$ die Triggerelemente zur Entscheidungsfindung bereitstellen. [39]

CIP_Sig > 0: In der Variablen CIP_Sig wird die Signifikanz des Ereignisvertex codiert. Durch jeweils drei bis fünf Treffer in der CIP werden Spurkandidaten gelegt und auf die Strahlachse extrapoliert. Die aus allen Kombinationsmöglichkeiten berechneten Schnittpunkte werden in ein z -Vertex-Histogramm eingetragen. Aus dem Verhältnis von Einträgen im Zentralbereich um den nominellen Vertex ($|z_{\text{vtx}}| < 60 \text{ cm}$) zu den Einträgen im Untergrundbereich wird die Signifikanz CIP_Sig bestimmt (siehe [38]). Die Forderung CIP_Sig > 0 besagt, daß die Anzahl der Einträge im Signalbereich größer sein muß als die der Einträge im Untergrundbereich.

CIP_Mul < 6: Die Variable CIP_Mul codiert die Anzahl aller Spurkandidaten, die in der inneren Proportionalkammer gefunden werden. Die Bedingung CIP_Mul < 6 bedeutet eine Forderung von weniger als 30 gefundenen CIP-Spurkandidaten [38].

FTT_Mul-Ta < 7: Das Triggerelement FTT_Mul-Ta < 7 erlaubt maximal sechs durch den FTT-Algorithmus gefundene L1-Spuren, die einen Transversalimpuls p_t oberhalb des Schwellenwertes von 100 MeV besitzen.

FTT_Mul-Td > 0: Das Triggerelement FTT_Mul-Td > 0 fordert mindestens eine FTT-L1-Spur, deren Transversalimpuls p_t oberhalb des Schwellenwertes von 900 MeV liegt.

Myonbedingung: Die Myonbedingung (**Mu_Bar** || **Mu_BOEC** || **Mu_2_BIoOEC** || **Mu_FOEC**) des Subtrigger $s18$ fordert ein detektiertes Myon, das entweder im zentralen Teil des Myonsystems (Mu_Bar) oder in der äußeren vorderen oder hinteren Endkappe des CMD (Mu_FOEC bzw. Mu_BOEC) gefunden wurde. Werden zwei Myonen entweder in der hinteren inneren oder der hinteren äußeren Endkappe detektiert (Mu_2_BIoOEC), so ist die Myonbedingung auch erfüllt.

L2-Bedingung von $s18$: Ab Ende April 2006 (Run 456299) hatte der Subtrigger $s18$ mit dem Element **FTT_any_track** auch eine Bedingung auf der zweiten Triggerstufe L2, die im November 2006 (Run 487167) durch die Bedingung **FTT_Tc_gt_0** ersetzt wurde. Die Triggerbedingung FTT_any_track ist erfüllt, wenn der FTT auf dem L2-Level mindestens eine Spur mit $p_t > 100 \text{ MeV}$ gefunden hat. Zur Erfüllung der Bedingung FTT_Tc_gt_0 muß der FTT-L2 mindestens eine Spur mit $p_t > 417 \text{ MeV}$ gefunden haben.

Auf der dritten Triggerstufe besitzt der Subtrigger $s18$ keine Bedingungen.

Der Subtrigger $s59$, mit dem die Ereignisse für die Analyse des elektronischen Zerfallskanals des J/ψ -Mesons selektiert wurden, setzt sich aus den in Tab. 5.2 angegebenen Triggerelementen zusammen. Die CIP- und FTT-Bedingungen sind im wesentlichen die gleichen wie bei $s18$, nur die Forderungen an CIP_Sig und FTT_Mul-Ta sind gegenüber $s18$ leicht verschärft. Bei dem Subtrigger $s59$ handelt es sich um einen reinen Spurtrigger, da er – im Unterschied zu $s18$ – keinerlei Bedingungen des Myonsystems besitzt.

Triggerstufe	Triggerelement	Bedeutung
L1	$CIP_Sig > 1$	Doppelt so viele Einträge im Zentralbereich des z -Vertex-Histogramms wie im Untergrundbereich
	$CIP_Mul < 6$	weniger als 30 CIP-Spurkandidaten
	$FTT_Mul_Ta < 5$	weniger als fünf FTT-L1-Spuren mit $p_t > 100$ MeV
	$FTT_Mul_Td > 0$	mindestens eine FTT-L1-Spur mit $p_t > 900$ MeV
L2	$FTT_Te_eq_2$	genau zwei FTT-L2-Spuren mit $p_t > 800$ MeV, deren Ladungen q_i sich verhalten wie $q_1 = -q_2$

Tabelle 5.2.: Übersicht der Triggerelemente des Subtriggers $s59$

CIP_Sig > 1: Die Signifikanz-Forderung auf den Ereignisvertex $CIP_Sig > 1$ besagt, daß zur Erfüllung dieser Triggerbedingung mindestens doppelt so viele Einträge im Signalbereich des z -Vertex-Histogramms vorhanden sein müssen wie im Untergrundbereich.

FTT_Mul_Ta < 5: Das Triggerelement $FTT_Mul_Ta < 5$ erlaubt maximal vier durch den FTT-Algorithmus gefundene L1-Spuren, die einen Transversalimpuls p_t oberhalb des Schwellenwertes von 100 MeV besitzen.

L2-Bedingung von $s59$: Die L2-Bedingung $FTT_Te_eq_2$ des Subtriggers $s59$ verlangt genau zwei vom FTT-Algorithmus gefundene L2-Spuren mit einem Transversalimpuls $p_t > 800$ MeV, die entgegengesetzt gleich geladen sind.

Der Subtrigger $s59$ besitzt ebenfalls keine Bedingungen auf der dritten Triggerstufe.

Weil $s59$ in dieser Zusammensetzung erst seit 2006 definiert ist, wird dieser Subtrigger für die Analyse des myonischen Zerfallskanals des J/ψ -Mesons, die sich über den Datennahmezeitraum von 2004 bis 2007 erstreckt, nicht verwendet. Der Subtrigger $s59$ wird für die Analyse des elektronischen Zerfallskanals mit den Daten der Jahre 2006/2007 benutzt, die aus Zeitgründen nicht mehr vollständig durchgeführt werden konnte.

5.3. Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit

In diesem Abschnitt wird die Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers $s18$ und seiner Elemente ermittelt, die für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in Kapitel 6 benötigt wird. Um den Subtrigger $s18$ näher untersuchen zu können, müssen die dafür benutzten Daten mit einem unabhängigen Monitortrigger aufgezeichnet worden sein, der keinerlei Bedingungen von $s18$ besitzt. Hierfür wird die Triggerkombination ($s0 \parallel s1 \parallel s2 \parallel s3$) verwendet, die sensitiv auf das ins SpaCal gestreute Strahl-Lepton ist und keine FTT-, CIP- oder Myonbedingungen besitzt.

Dann werden die Anzahl N_{Monitor} der Ereignisse, bei denen der verwendete Monitor angesprochen hat und die Anzahl $N_{\text{Monitor + Trigger}}$ der Ereignisse, bei denen der Monitor zusammen mit dem untersuchten Subtrigger angesprochen hat, bestimmt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{trig} des untersuchten Subtriggers ist dann gegeben durch:

$$\epsilon_{\text{trig}} = \frac{N_{\text{Monitor + Trigger}}}{N_{\text{Monitor}}} \quad (5.1)$$

Für die Untersuchung der einzelnen Triggerelemente des Subtriggers $s18$ werden unterschiedliche unabhängige Monitortrigger verwendet. In Tab. 5.3 ist eine Übersicht der verwendeten Monitortrigger angegeben.

untersuchtes Triggererelement	verwendete Monitortrigger
CIP_Sig > 0	(s0 s1 s2 s3)
CIP_Mul < 6	(s19 s23)
FTT_Mul-Ta < 7	(s19 s23)
FTT_Mul-Td > 0	(s0 s1 s2 s3)
Myonbedingung	s59
Subtrigger s18 insgesamt	(s0 s1 s2 s3)

Tabelle 5.3.: Übersicht der verwendeten Monitortrigger

Die Monitortrigger $s_0 - s_3$ sprechen auf das gestreute Strahl-Lepton im SpaCal an. Die vorliegende Analyse erstreckt sich aber auf den Bereich der Photoproduktion, und die zugehörigen Ereignisse zeichnen sich dadurch aus, daß in diesem Fall gerade kein gestreutes Lepton im SpaCal gefunden wird (siehe Abschnitt 6.1.1). Daher kann die Untersuchung zum Ansprechverhalten der Subtrigger nicht mit dem Datensatz der eigentlichen Analyse-Selektion (siehe Abschnitt 6.2) durchgeführt werden.

Für den Datensatz zur Triggeranalyse werden die Selektionsschritte aus Tab. 6.3 (siehe Seite 52) gefordert, mit folgenden Ausnahmen:

- Die Triggerforderung (Punkt 2) entfällt,
- bei der Leptonerkennung (Punkt 6) muß jetzt mindestens eines der beiden Zerfallsmyonen im CMD erkannt worden sein,
- der Schnitt $Q_e^2 = 0 \text{ GeV}^2$ auf den rekonstruierten Impulsübertrag am Elektronvertex (Punkt 7) entfällt.

In Abb. 5.1 sind Kontrollverteilungen charakteristischer Größen für diese Selektion im Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation gezeigt. Dabei wurde zusätzlich die Monitortriggerbedingung $(s_0 || s_1 || s_2 || s_3)$ gefordert.

Für die Untersuchungen mit den Monitortrigger-Kombinationen $(s_{19} || s_{23})$ und s_{59} wird der in Abschnitt 6.1.1 beschriebene Selektionsschnitt $Q_e^2 = 0 \text{ GeV}^2$ zur Auswahl von Ereignissen der Photoproduktion angewendet.

In den Histogrammen zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Triggererelemente (Abb. 5.2 bis 5.5) ist jeweils auf der linken Seite die Verteilung für den gesamten Datensatz mit ausgelöstem Monitortrigger sowie die Verteilung mit der zusätzlichen Forderung des untersuchten Triggererelements eingetragen. Auf der rechten Seite ist jeweils die sich daraus nach Gl. 5.1 ergebende Ansprechwahrscheinlichkeit dargestellt. Zum Vergleich ist zusätzlich jeweils die mit der Monte Carlo Simulation bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit eingetragen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{trig}}$ wird in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, des quadrierten Transversalimpulses $p_{t, J/\psi}^2$ des J/ψ -Mesons, sowie des Polarwinkels θ und des Transversalimpulses p_t des Eisenmyons bestimmt.

In Abb. 5.2 sind die aus den Daten bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten für die Triggererelemente CIP_Sig > 0 und FTT_Mul-Td > 0 gezeigt, die mit dem Monitor $(s_0 || s_1 || s_2 || s_3)$ untersucht wurden. Beide Elemente zeigen einen flachen Verlauf in der Ansprechwahrscheinlichkeit über den betrachteten Variablen. Die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit des Elements CIP_Sig > 0 beträgt $\varepsilon_{\text{trig}} \approx 96\%$, für das Element FTT_Mul-Td > 0 ergibt sich im Mittel ein Wert von

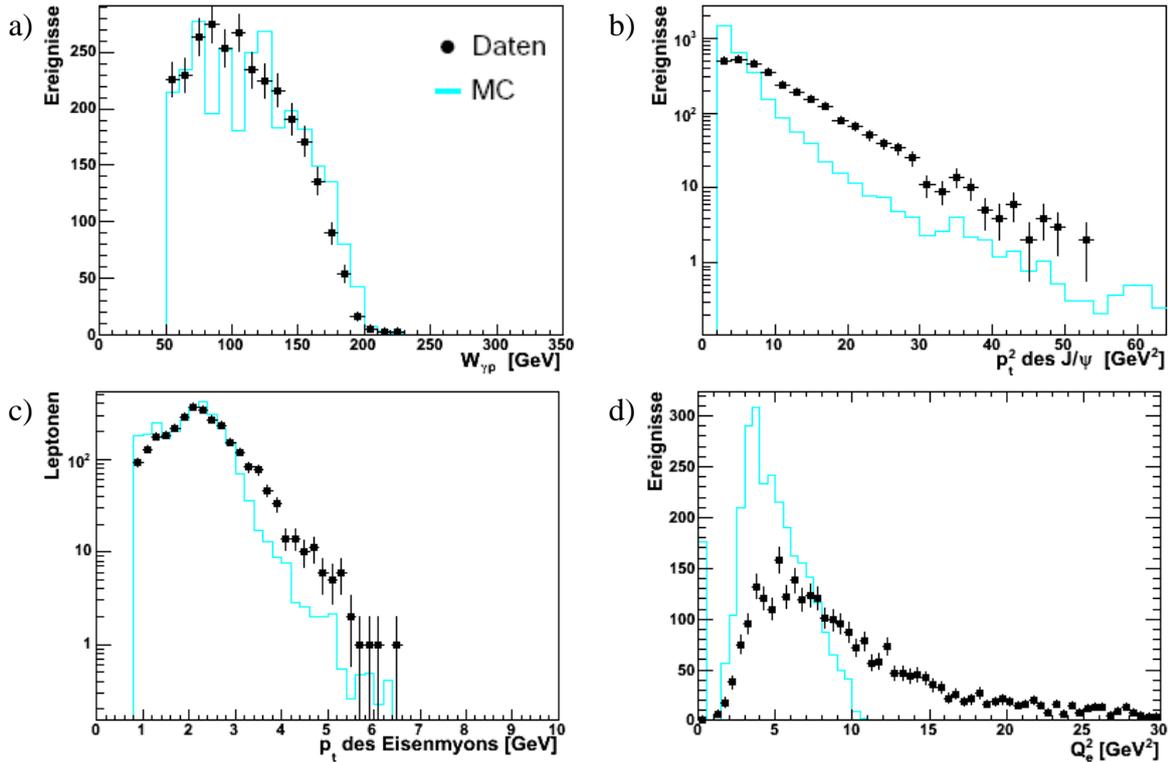


Abbildung 5.1.: Kontrollverteilungen der Selektion zur Triggeranalyse für ($s0 \parallel s1 \parallel s2 \parallel s3$) im Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation: **a)** Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, **b)** quadratischer Transversalimpuls $p_{t, J/\psi}^2$ des J/ψ -Mesons, **c)** Transversalimpuls p_t des Eisenmyons und **d)** rekonstruierter Impulsübertrag Q_e^2 am Elektronvertex

$\varepsilon_{\text{trig}} \approx 90\%$. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Elements $\text{CIP_Sig} > 0$ wird auch von der Monte Carlo Simulation recht gut beschrieben. Beim Element $\text{FTT_Mul_Td} > 0$ hingegen liegt die Ansprechwahrscheinlichkeit in der Monte Carlo Simulation etwa 5% höher als in den Daten.

Die mit dem Monitor ($s19 \parallel s23$) aus den Daten bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten für die Triggerelemente $\text{CIP_Mul} < 6$ und $\text{FTT_Mul_Ta} < 7$ sind in Abb. 5.3 gezeigt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit zeigt auch hier einen relativ flachen Verlauf, nur mit steigendem $W_{\gamma p}$ ist beim Element $\text{CIP_Mul} < 6$ eine abfallende Tendenz zu erkennen. Dies könnte aber auch in der geringen Statistik begründet sein. Im Mittel ergibt sich für beide Elemente eine Ansprechwahrscheinlichkeit von $\varepsilon_{\text{trig}} \approx 97\%$. In der Monte Carlo Simulation fällt die Ansprechwahrscheinlichkeit für $\text{CIP_Mul} < 6$ zu großen $W_{\gamma p}$ hin nicht ab und auch im Bereich $p_{t, J/\psi}^2 > 15 \text{ GeV}^2$ liegt sie deutlich über der aus den Daten bestimmten. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Elements $\text{FTT_Mul_Ta} < 7$ hingegen wird in der Monte Carlo Simulation recht gut beschrieben.

In Abb. 5.4 ist die aus den Daten ermittelte Ansprechwahrscheinlichkeit für die Myonbedingung des Subtriggers $s18$ angegeben. Als Monitor wurde $s59$ verwendet. Aus den Verteilungen ist zu erkennen, daß die Myonbedingung von allen Elementen des Subtriggers $s18$ die niedrigste Ansprechwahrscheinlichkeit hat. Im Zentralbereich des CMD liegt die Ansprechwahrscheinlichkeit recht stabil bei $\approx 94\%$, während sie zu den Endkappen hin deutlich abfällt (bis zu $\approx 53\%$ in der hinteren Endkappe). Von der Monte Carlo Simulation wird die Myonbedingung des Subtriggers $s18$ gut beschrieben.

In Abb. 5.5 sind die aus den Daten bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten für den Subtrigger $s18$ insgesamt angegeben. Mit Ausnahme der $p_{t, J/\psi}^2$ -Abhängigkeit wird die Ansprechwahrscheinlichkeit auch von der Monte Carlo Simulation beschrieben. Die Abweichungen im Bereich $p_{t, J/\psi}^2 > 15 \text{ GeV}^2$ könnten aber auch durch die geringe Statistik in den Daten bedingt sein.

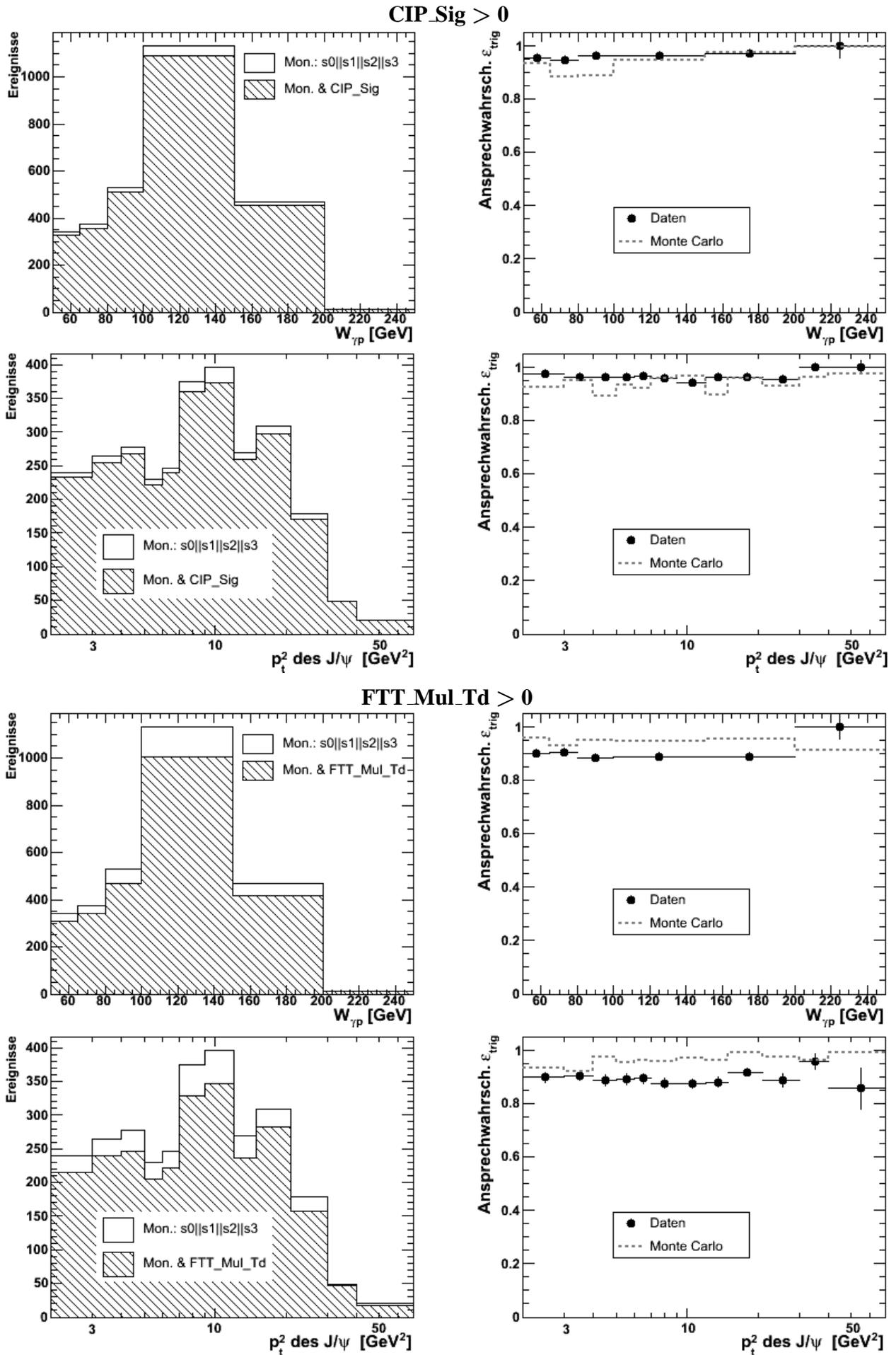


Abbildung 5.2.: Mit dem Monitor ($s_0 \parallel s_1 \parallel s_2 \parallel s_3$) aus den Daten bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerelemente **CIP_Sig > 0** und **FTT_Mul_Td > 0** des Subtriggers s_{18}

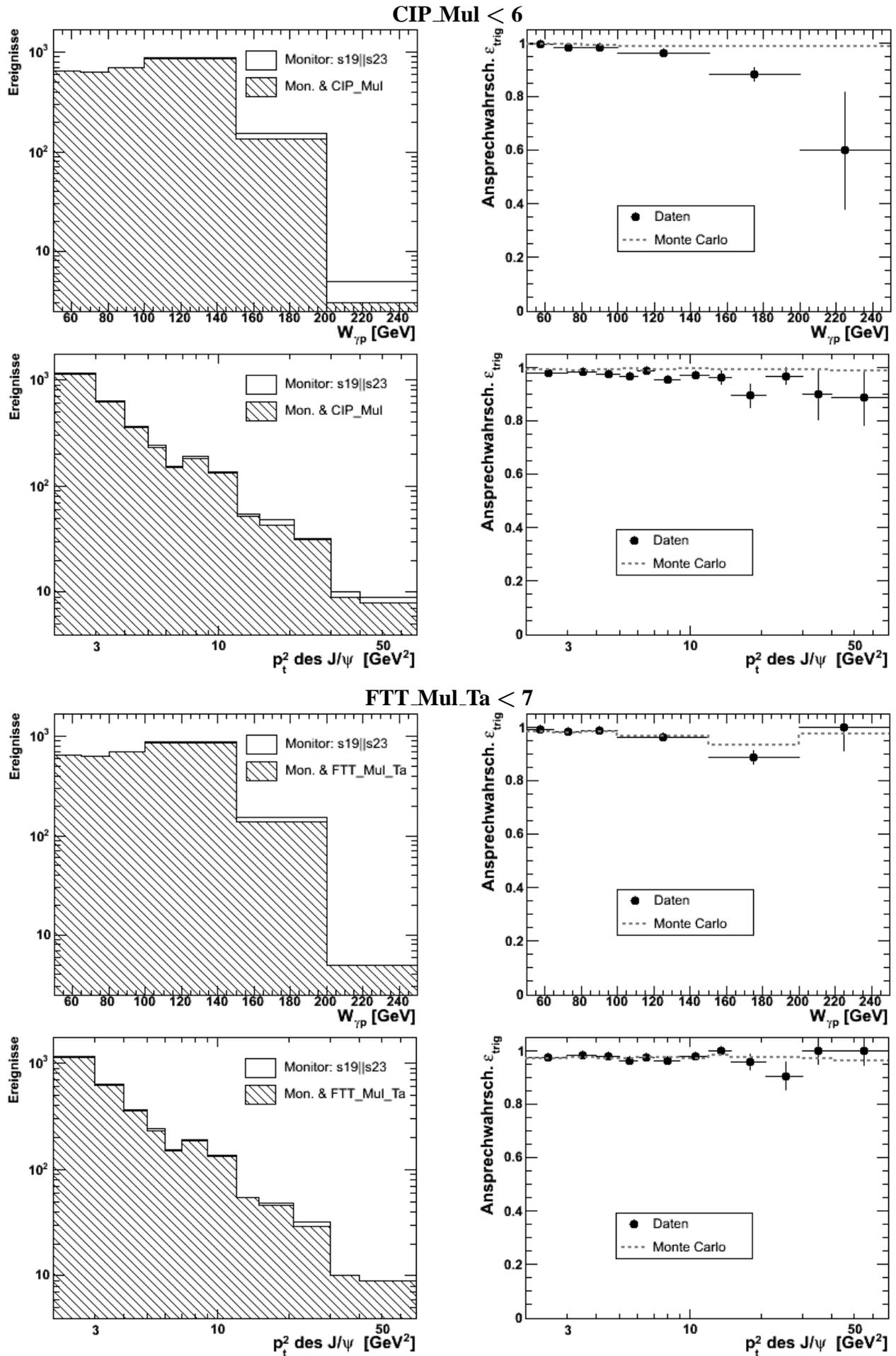


Abbildung 5.3.: Mit dem Monitor ($s19 \parallel s23$) aus den Daten bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerelemente **CIP_Mul < 6** und **FTT_Mul_Ta < 7** des Subtriggers $s18$

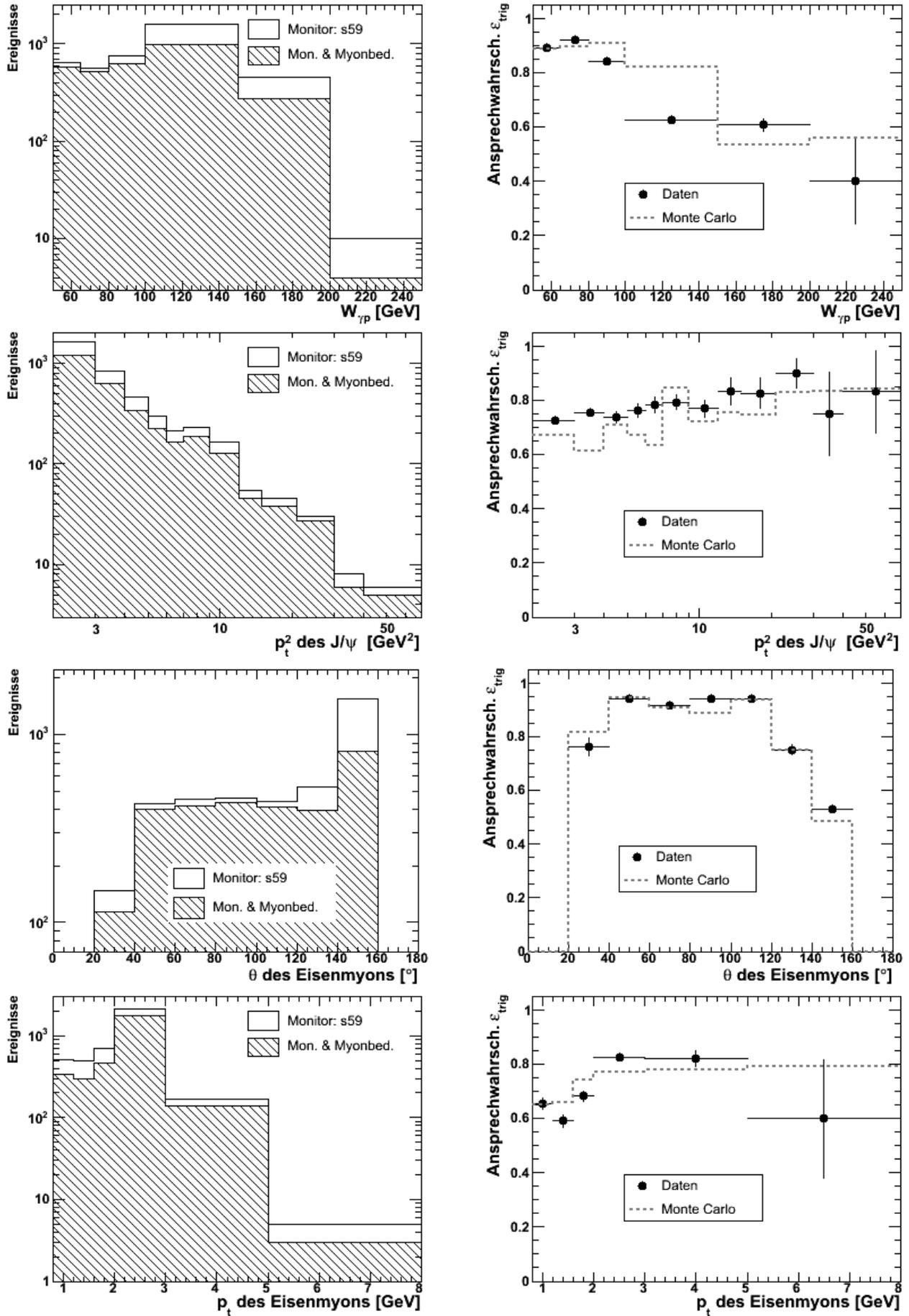


Abbildung 5.4.: Mit dem Monitor *s59* aus den Daten bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit der Myonbedingung des Subtriggers *s18*

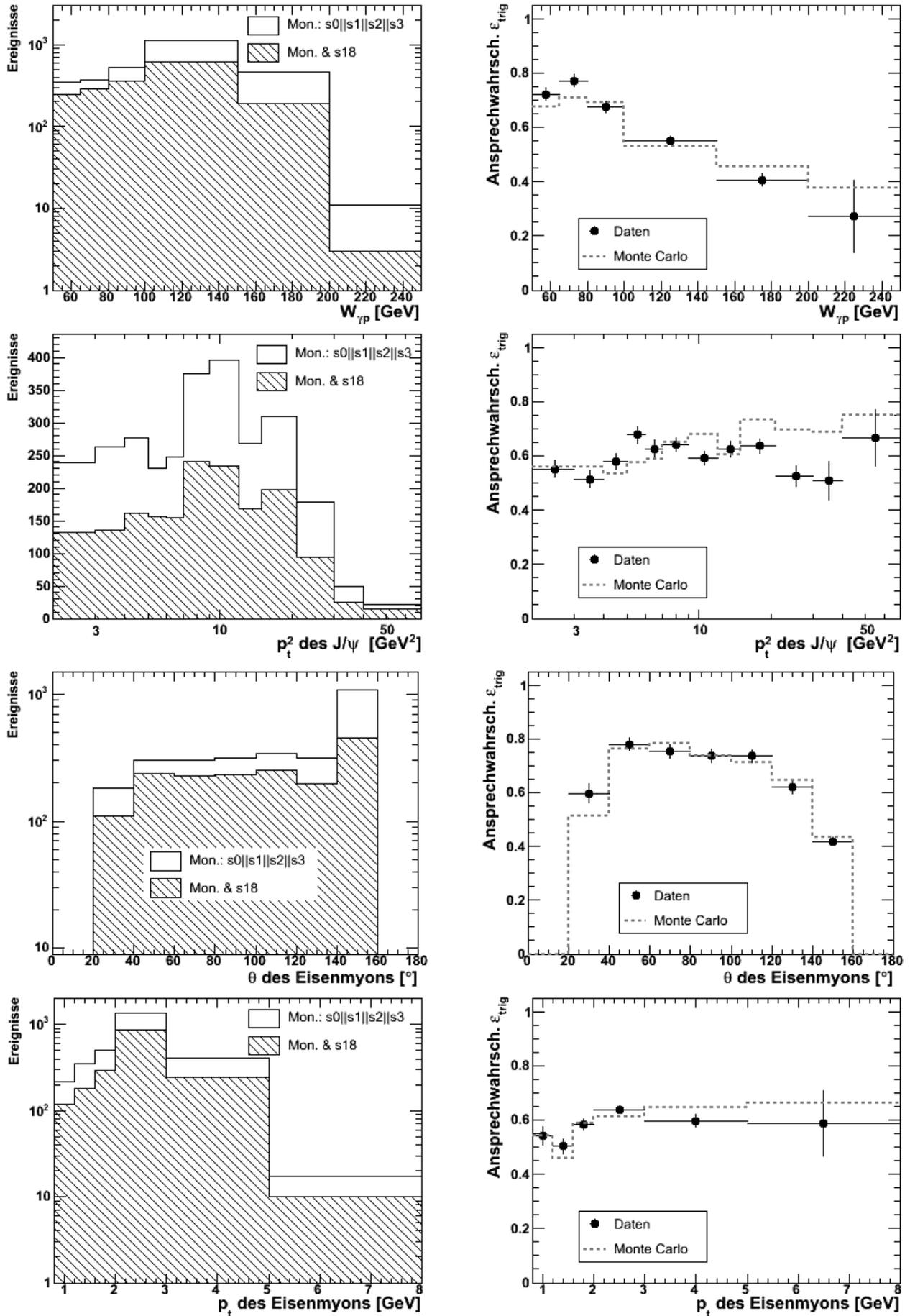


Abbildung 5.5.: Mit dem Monitor ($s0 \parallel s1 \parallel s2 \parallel s3$) aus den Daten bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers $s18$

Für die Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma(W_{\gamma p})$ in Abschnitt 6.4 wird noch die Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers s_{18} als Funktion von $W_{\gamma p}$ in verschiedenen Intervallen von $|t|$ benötigt. In Abb. 5.6 ist das Ergebnis im Vergleich zwischen Daten und der Monte Carlo Simulation dargestellt.

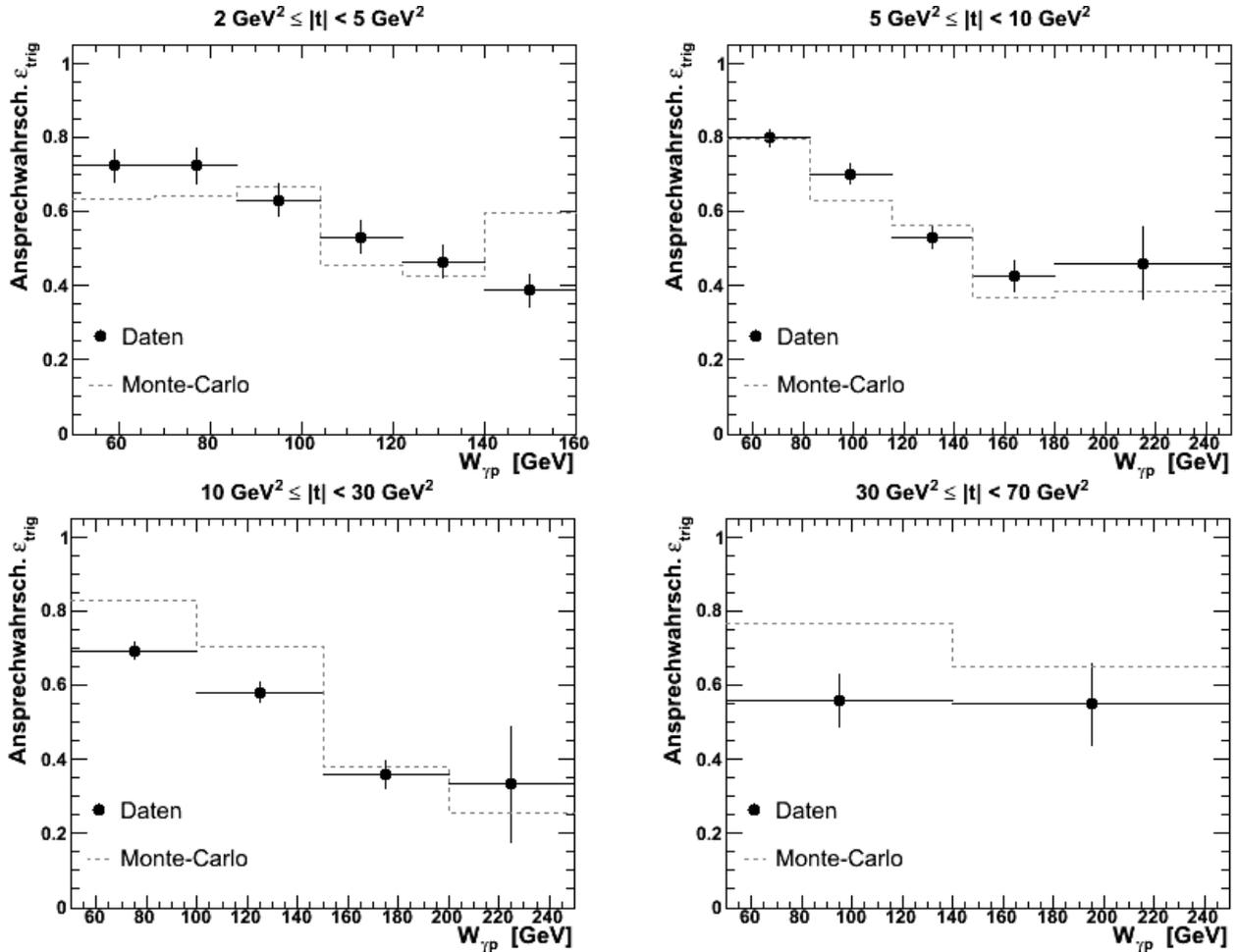


Abbildung 5.6.: Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers s_{18} in verschiedenen Intervallen des Impulsübertrages $|t|$ im Vergleich zwischen Daten und Monte Carlo Simulation

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in Abschnitt 6.4 wird jeweils die aus den Daten bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers s_{18} verwendet.

Das Ansprechverhalten des Subtriggers s_{59} konnte aus Zeitgründen leider nicht mehr näher analysiert werden, da in den vorliegenden Monte Carlo Simulationen für den Zerfallskanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ die FTT-Bedingungen nicht simuliert und daher mit unphysikalischen Werten belegt sind.

Eine kurze Untersuchung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers s_{59} im myonischen Zerfallskanal mit den Daten der Jahre 2006/2007 ergab, daß die L2-Bedingung (siehe Tab. 5.2) in der Monte Carlo Simulation nicht richtig wiedergegeben ist. In Abb. 5.7 sind die mit dem Monitor ($s_0 \parallel s_1 \parallel s_2 \parallel s_3$) bestimmten Ansprechwahrscheinlichkeiten der gesamten L1-Bedingung, der L2-Bedingung sowie des gesamten Subtriggers s_{59} als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ und des quadrierten Transversalimpulses $p_{t, J/\psi}^2$ des J/ψ -Mesons dargestellt.

Die große Diskrepanz zwischen Daten und Monte Carlo Simulation konnte im Zeitrahmen dieser Arbeit leider nicht mehr geklärt werden.

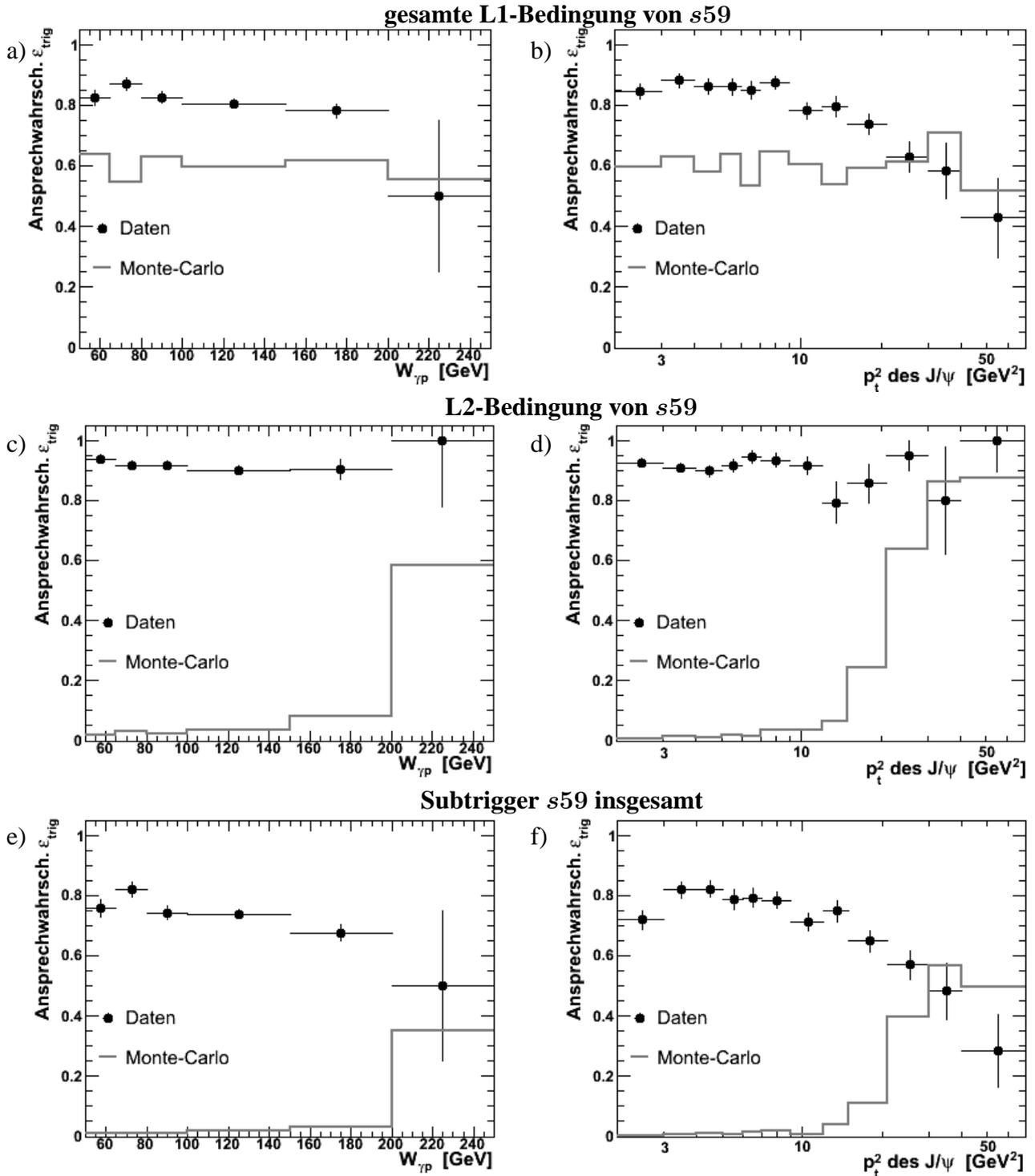


Abbildung 5.7.: Mit der Monitorkombination ($s0 \parallel s1 \parallel s2 \parallel s3$) bestimmtes Ansprechverhalten des Subtriggers $s59$ in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ und p_t^2 des J/ψ . **a) - b)** Ansprechwahrscheinlichkeit der gesamten L1-Bedingung von $s59$, **c) - d)** Ansprechwahrscheinlichkeit der L2-Bedingung von $s59$, **e) - f)** Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers $s59$ insgesamt

6. Analyse und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Wirkungsquerschnitte der diffraktiven J/ψ -Photoproduktion mit hohen Impulsüberträgen im Bereich $2 \text{ GeV}^2 \leq |t| < 70 \text{ GeV}^2$ bestimmt. Zunächst wird in Abschnitt 6.1 auf die Rekonstruktion der benötigten kinematischen Variablen eingegangen, bevor im Abschnitt 6.2 die Selektion der für diese Analyse verwendeten J/ψ -Kandidaten beschrieben wird. In Abschnitt 6.3 wird dann die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte dargestellt. Die Ergebnisse für den myonischen Zerfallskanal des J/ψ -Mesons werden dann in Abschnitt 6.4 angegeben. Die Analyse des elektronischen Zerfallskanals konnte aus Zeitgründen nicht mehr vollständig bis zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte durchgeführt werden, die zugehörigen Zwischenergebnisse sind in Abschnitt 6.5 dargestellt.

6.1. Rekonstruktion der Kinematik

In diesem Abschnitt wird die Rekonstruktion der kinematischen Variablen erläutert. Im ersten Teil wird die Selektion von Ereignissen der Photoproduktion beschrieben, die im wesentlichen durch einen Schnitt auf den rekonstruierten Impulsübertrag Q_e^2 am Elektronvertex erreicht wird. Danach wird auf die Rekonstruktion der kinematischen Variablen y , $W_{\gamma p}$, $|t|$ und z in Photoproduktion eingegangen.

6.1.1. Selektion von Ereignissen der Photoproduktion

Ereignisse, bei denen das gestreute Strahl-Lepton nicht in einem der Kalorimeter des Hauptdetektors (SpaCal oder LAr) nachgewiesen wird, werden der Photoproduktion zugeordnet. Damit das Strahl-Lepton im Kalorimeter nachgewiesen werden kann, muß es unter einem Winkel¹ $\vartheta_e \gtrsim 4^\circ$ gestreut worden sein [39]. In diesem Fall läßt sich der Impulsübertrag am Elektron-Vertex aus den gemessenen Werten des gestreuten Leptons rekonstruieren:

$$Q_e^2 = 4E_e E'_e \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2} \quad (6.1)$$

Dabei bezeichnet E'_e die Energie des auslaufenden gestreuten Leptons und E_e ist die Energie des einlaufenden Strahl-Leptons (vgl. Abschnitt 2.1). Ist der Streuwinkel ϑ_e des auslaufenden Leptons kleiner als etwa 4° oder ist die im SpaCal deponierte Energie $E'_e < 8 \text{ GeV}$, so wird das auslaufende Lepton bei der Ereignisrekonstruktion nicht im Haupt-Detektor erkannt und der Wert der Variablen Q_e^2 wird auf Null gesetzt. In dieser Analyse werden nur Ereignisse untersucht, die der Photoproduktion zugeordnet werden. Dies wird durch die Forderung $Q_e^2 = 0$ erreicht.

¹Der Streuwinkel ϑ_e kann auch durch den Polarwinkel θ des H1-Koordinatensystems ausgedrückt werden. Es gilt:
 $\theta_e = 180^\circ - \vartheta_e$

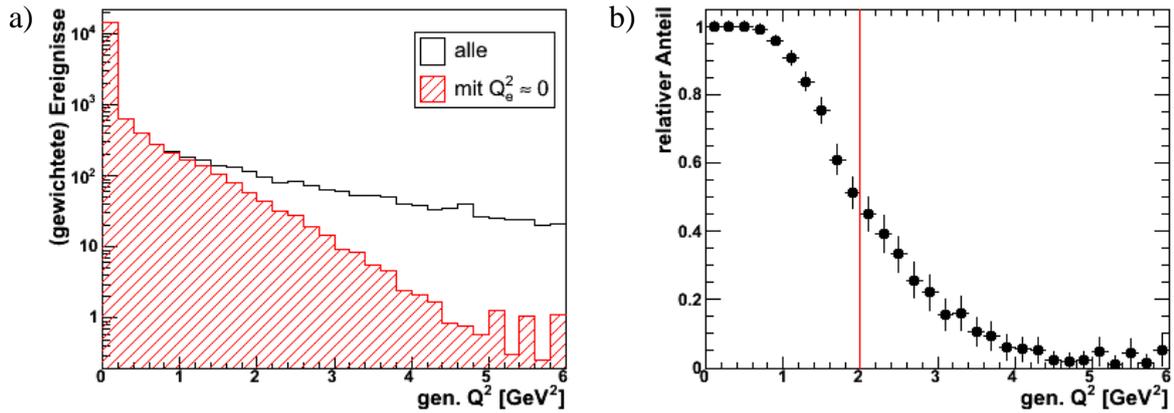


Abbildung 6.1.: a) Das generierte Q^2 -Spektrum der Monte Carlo Simulation. Ereignisse, die der Photoproduktion zugeordnet werden ($Q_e^2 = 0$), sind schraffiert dargestellt. b) relativer Anteil der Photoproduktions-Ereignisse je Bin als Funktion von Q^2 .

In Abb. 6.1 ist links das generierte Q^2 -Spektrum der Monte Carlo Simulation nach dem Schnitt A aus Tab. 6.4 (Seite 54) gezeigt. Die Ereignisse, welche zusätzlich die Forderung $Q_e^2 = 0$ erfüllen sind schraffiert dargestellt. Rechts in Abb. 6.1 ist der Anteil der Photoproduktions-Ereignisse als Funktion von Q^2 dargestellt. Der Schnitt auf $Q_e^2 = 0$ schränkt die tatsächliche Q^2 -Verteilung auf den Bereich $Q^2 \lesssim 2.0 \text{ GeV}^2$ ein. Der verbleibende Anteil von Ereignissen mit $Q^2 \geq 2.0 \text{ GeV}^2$ beträgt etwa 1 %.

Durch die Einschränkung des kinematischen Bereichs auf $Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$ liegt der mittlere Wert bei $\langle Q^2 \rangle \approx 0.131 \text{ GeV}^2$.

In Abb. 6.2 ist die Verteilung des generierten Q^2 in logarithmischer Darstellung nach dem Schnitt A aus Tab. 6.4 gezeigt (offenes Histogramm). Das schraffierte Histogramm zeigt die Verteilung mit dem zusätzlichen Schnitt $Q_e^2 = 0$.

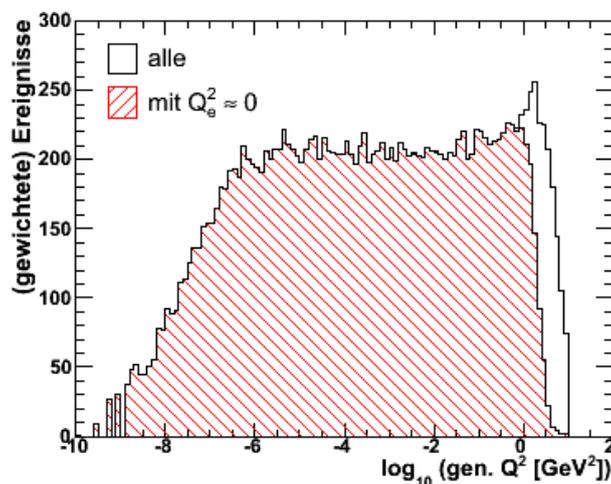


Abbildung 6.2.: Verteilung des generierten Q^2 der Monte Carlo Simulation in logarithmischer Darstellung. Ereignisse, die der Photoproduktion zugeordnet werden ($Q_e^2 = 0$), sind schraffiert dargestellt.

6.1.2. Rekonstruktion von y , $W_{\gamma p}$, t und z

Im Fall der Photoproduktion wird das gestreute Strahl-Lepton nicht im Hauptdetektor nachgewiesen und die Variablen y und $W_{\gamma p}$ werden mit der Jacquet-Blondel-Methode [40] aus dem hadronischen Endzustand bestimmt:

$$y = \frac{\sum(E - p_z)}{2E_e} = \frac{(E - p_z)_{J/\psi} + \sum_Y(E - p_z)}{2E_e} = y_{J/\psi} + y_Y \quad (6.2)$$

Dabei bezeichnet E_e die Energie des einlaufenden Strahl-Leptons, $y_{J/\psi}$ den Beitrag des J/ψ -Mesons, y_Y den Beitrag des im Detektor sichtbaren hadronischen Endzustandes Y und p_z die z -Komponente des Spurimpulses der betrachteten Teilchenspur. Die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ ist für Photoproduktion ($Q^2 \rightarrow 0$) gegeben durch:

$$\begin{aligned} W_{\gamma p} &= \sqrt{y \cdot s - Q^2} \\ &\approx \sqrt{y \cdot s} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Der Impulsübertrag $|t|$ am Protonvertex wird aus dem Transversalimpuls $p_{t, J/\psi}$ des J/ψ -Mesons bestimmt, für Photoproduktion ($Q^2 \rightarrow 0$) gilt:

$$\begin{aligned} t = (\mathbf{P} - \mathbf{P}')^2 &= (\mathbf{P}_{J/\psi} - \mathbf{q})^2 \\ &= M_{J/\psi}^2 - Q^2 - 2 \cdot \mathbf{q} \\ &\approx -2E_\gamma(E_{J/\psi} + p_{z, J/\psi}) + M_{J/\psi}^2 \\ &\approx -(E_{J/\psi} - p_{z, J/\psi})(E_{J/\psi} + p_{z, J/\psi}) + M_{J/\psi}^2 \\ &= -p_{t, J/\psi}^2 \end{aligned} \quad (6.4)$$

E_γ und $E_{J/\psi}$ bezeichnen dabei die Energie des Photons bzw. J/ψ -Mesons. $M_{J/\psi}$ ist die J/ψ -Masse und $p_{z, J/\psi}$ die z -Komponente des Mesonimpulses.

Eine weitere wichtige Größe für diese Analyse ist die Elastizität z , die im Ruhesystem des Protons denjenigen Energiebruchteil angibt, den das J/ψ -Meson vom Photon erhält. Bei der elastischen J/ψ -Produktion ist $z = 1$, während für Ereignisse, bei denen das Proton aufbricht (Protodissoziation), und Ereignisse der inelastischen J/ψ -Produktion $z < 1$ gilt. Unter Vernachlässigung der Protonmasse ist die Elastizität gegeben durch:

$$z = \frac{\mathbf{P}_{J/\psi} \cdot \mathbf{P}}{\mathbf{q} \cdot \mathbf{P}} \approx \frac{y_{J/\psi}}{y} \quad (6.5)$$

Im Bereich hoher Impulsüberträge ($2 \text{ GeV}^2 \leq |t| < 70 \text{ GeV}^2$), in dem diese Analyse der diffraktiven J/ψ -Photoproduktion durchgeführt wird, dominieren Ereignisse mit Protodissoziation. Der angewendete Schnitt auf die Elastizität z (siehe Abschnitt 6.2) dient dazu, Ereignisse der inelastischen J/ψ -Produktion durch Boson-Gluon-Fusion aus dem Datensatz auszuschließen.

6.2. Selektion der J/ψ -Kandidaten

In diesem Abschnitt wird die Selektion der Ereignisse der diffraktiven J/ψ -Photoproduktion dargestellt. In Tab. 6.3 auf Seite 52 sind die im folgenden beschriebenen Selektionsschnitte noch einmal zusammengefaßt.

Für diese Analyse werden die Daten des H1-Detektors verwendet, die in den Jahren 2004 bis 2007 aufgezeichnet wurden. Von diesen aufgezeichneten Ereignissen werden aber nur diejenigen Datennahmeabschnitte verwendet, in denen die benutzten Trigger (siehe Kapitel 5) definiert und aktiv waren. Ausgeschlossen werden hingegen Datennahmeabschnitte, in denen nicht alle für diese Analyse benutzten Detektorkomponenten funktionsfähig waren. Diese sind:

- die zentralen Spurkammern CJC1 und CJC2
- die Proportionalitätskammer CIP
- das LAr-Kalorimeter
- das rückwärtige Kalorimeter (SpaCal)
- das instrumentierte Eisen (CMD)
- das Luminositätssystem

Insgesamt steht für die Analyse des myonischen Zerfallskanals des J/ψ -Mesons eine integrierte Luminosität von 336.1 pb^{-1} zur Verfügung. Für die Analyse des elektronischen Zerfallskanals ergibt sich eine integrierte Luminosität von 162.4 pb^{-1} . Der Fehler der Luminositätsmessung beträgt etwa 2 % [39]. In Tab. 6.1 ist die unter diesen Bedingungen zur Verfügung stehende integrierte Luminosität \mathcal{L} angegeben.

Zerfallskanal	Trigger	Zeitraum	Run-Bereich	\mathcal{L} [pb^{-1}]
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	s18	2004	367284 – 398679	47.0
		2005	399629 – 436893	110.8
		2006	444307 – 492541	137.3
		2007	492559 – 500611	41.0
		2004 – 2007	367284 – 500611	336.1
$J/\psi \rightarrow e^+ e^-$	s59	2006	444307 – 492541	123.1
		2007	492559 – 500611	39.3
		2006 – 2007	444307 – 500611	162.4

Tabelle 6.1.: Übersicht der für diese Analyse verwendeten integrierten Luminosität \mathcal{L} für die verschiedenen Datennahmeperioden

Ein weiterer Vorselektionsschritt ist der sogenannte J/ψ -Finder, der gleich nach der Ereigniskonstruktion die Daten prüft und Ereignisse mit diffraktiv erzeugten J/ψ -Kandidaten mit einem Indikator markiert. Daher kann die Analyse auf Ereignisse beschränkt werden, bei denen dieser Indikator gesetzt ist. Der J/ψ -Finder wählt Ereignisse aus, die zwei zentrale Spuren im Bereich $20^\circ \leq \theta < 160^\circ$ haben (Eine weitere dritte Spur ist nur erlaubt, wenn diese als das gestreute Strahl-Lepton identifiziert wurde). Außerdem müssen die beiden Spuren entgegengesetzt gleiche Ladungen haben und jeweils einen Transversalimpuls p_t von mindestens 800 MeV aufweisen.

Als letztes Kriterium rekonstruiert der J/ψ -Finder aus den Spuren die invariante Masse m (siehe [39, S. 40]) und vergleicht, ob sie innerhalb des Bereichs $2 \text{ GeV} < m < 15 \text{ GeV}$ liegt. Dabei werden keinerlei Forderungen bezüglich der Leptonerkennung an die Spuren gestellt. Der Finder benutzt bei der Massenrekonstruktion zunächst die Hypothese, daß es sich bei den Zerfallspuren um Myonen handelt und wiederholt dann die Berechnung unter der Annahme, daß es sich um Elektronen handelt. Wenn einer der beiden ermittelten Werte für m innerhalb des Massenfensters liegt, gilt das Kriterium als erfüllt.

Der J/ψ -Finder bietet auch noch einen Untergrundindikator, welcher testet, ob das betrachtete Ereignis als Untergrund (z. B. ein den Detektor durchquerendes kosmisches Myon) klassifiziert werden kann. Bei der Ereignisrekonstruktion wird versucht, die Treffer in den Spurkammern durch zwei Spuren anzupassen, die durch den Vertex verlaufen. Der Untergrundindikator versucht nun eine Anpassung durch eine einzige Spur, die nicht unbedingt durch den Vertex verlaufen muß. Hat die Anpassung mit dieser Ein-Spur-Hypothese ein χ^2 kleiner als 10 oder ist in der xy -Ebene der minimale Abstand dieser Spur zum nominellen Vertex größer als 0.1 cm, so wird der Indikator gesetzt. Die Zeitdifferenz der CJC-Signale ist ein weiteres Kriterium, um Untergrundereignisse auszuschließen. Ein Myon aus der kosmischen Strahlung durchquert zunächst die obere Hälfte der Spurkammer, bevor es auf die untere Hälfte trifft. Bei zwei vom Vertex ausgehenden Teilchen erwartet man hingegen ein fast gleichzeitiges Auftreten der Signale. Der Indikator wird gesetzt, wenn die Zeitdifferenz mehr als 2.3 ns beträgt, was einer Weglänge entspricht, die etwas größer als der Spurkammerradius ist.

In Abb. 6.3 ist die Wirkung dieses Untergrundindikators gezeigt. Links ist die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ des Photon-Proton-Systems gegen die rekonstruierte invariante Masse aufgetragen, ohne daß dabei der Indikator berücksichtigt wurde. Rechts ist die gleiche Verteilung dargestellt, wobei der Indikator nicht gesetzt wurde. Das „kosmische Band“, das durch die Korrelation von $W_{\gamma p}$ und m bei kosmischen Myonen entsteht, ist in der linken Verteilung deutlich zu erkennen, ebenso wie die Resonanz im Bereich der J/ψ -Masse und der ersten Anregung, des ψ' -Mesons. In dieser Analyse werden alle Ereignisse, die mit diesem Untergrundindikator markiert sind, verworfen.

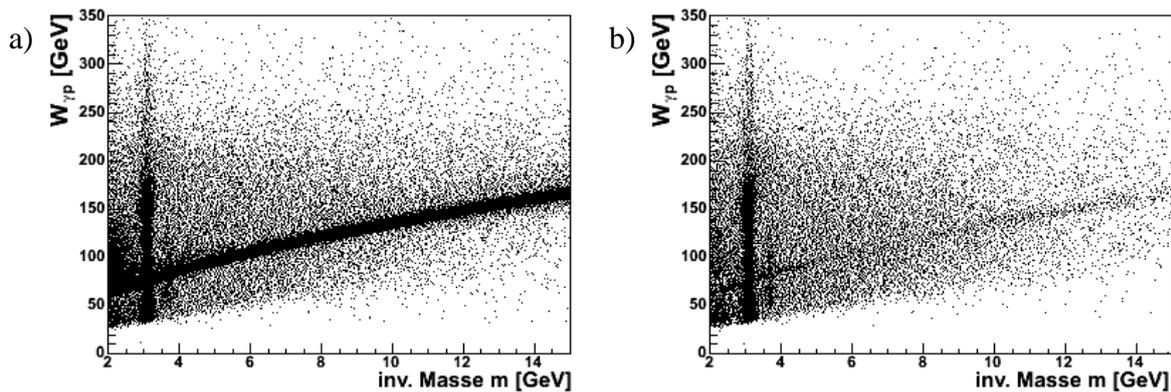


Abbildung 6.3.: Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gegen die invariante Masse m des Spurpaares nach den Selektionsschritten 1 bis 3 aus Tab. 6.3. **a)** Verteilung ohne Berücksichtigung des J/ψ -Untergrundindikators. **b)** Verteilung mit der Forderung, daß der J/ψ -Untergrundindikator nicht gesetzt ist. (Die Verteilung nach der vollständigen Selektion ist in Abb. 6.6 zu sehen.)

Zur weiteren Untergrundunterdrückung wird verlangt, daß die rekonstruierten Spuren einen gemeinsamen Vertex haben. Die z -Koordinate z_{vtx} des berechneten Ereignis-Vertex darf nicht um mehr als 35 cm von der nominellen abweichen. In Abb. 6.4 ist die Verteilung der z -Vertex-Position nach den bisher beschriebenen Selektionsschnitten dargestellt, die durch den Schnitt auf z_{vtx} verworfenen Bereiche sind farbig hervorgehoben.

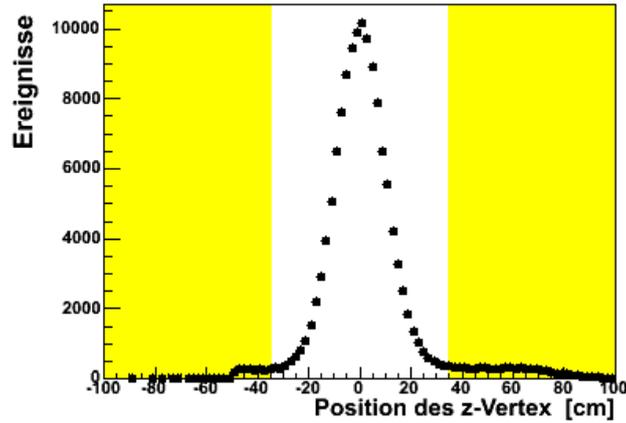


Abbildung 6.4.: Verteilung der z-Vertex-Position der Daten nach den Selektionsschritten 1 bis 4 aus Tab. 6.3. Die verworfenen Bereiche sind farbig hervorgehoben.

Für die Rekonstruktion der Vektormesonen werden nur Spuren zugelassen, die den in Tab. 6.2 angegebenen Kriterien des H1-Finders für zentrale Spuren genügen. Zusätzlich wird der Polarwinkelbereich auf $20^\circ \leq \theta < 160^\circ$ eingeschränkt und der Schnitt auf den Transversalimpuls p_t der Spuren auf $p_t \geq 0.8 \text{ GeV}$ verschärft.

Größe	Bedingung
Transversalimpuls p_t	$p_t > 0.07 \text{ GeV}$
Polarwinkel θ	$1^\circ < \theta < 179^\circ$
min. senkrechter Abstand dca der Spur zum Vertex	$dca < 2 \text{ cm}$
Abstand R_{Start} des ersten Signals der Spur zum Vertex	$R_{\text{Start}} < 50 \text{ cm}$
Radiale Länge l_{Spur} der Spur	$l_{\text{Spur}} > 10 \text{ cm}$ für $1^\circ < \theta < 150^\circ$ $l_{\text{Spur}} > 5 \text{ cm}$ für $150^\circ < \theta < 179^\circ$

Tabelle 6.2.: Bedingungen des H1-Finders für zentrale Spuren

In dieser Analyse wird nur der Zerfall des J/ψ in ein Lepton-Paar betrachtet, daher werden nun weitere Bedingungen an die Zerfallsspuren gestellt. Da das J/ψ -Meson im Detektor am einfachsten über seine beiden Zerfallsleptonen nachweisbar ist, ergeben sich – in Abhängigkeit der für die Erkennung geforderten Leptonart – zwei Datensätze von Di-Lepton-Ereignissen. Die Analyse des myonischen Zerfallskanals $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ wird mit den selektierten Zwei-Myon-Ereignissen durchgeführt, während der elektronische Kanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ entsprechend mit den Zwei-Elektron-Ereignissen untersucht wird. Zur Untergrundunterdrückung wird verlangt, daß beide Leptonen identifiziert wurden. Die Leptonerkennung wurde in Kapitel 4 beschrieben. Myonen können im LAr-Kalorimeter (siehe Abschnitt 4.1.2) oder im CMD (siehe Abschnitt 4.1.3) erkannt worden sein, Elektronen hingegen nur im LAr-Kalorimeter (siehe Abschnitt 4.2.2).

Die übrigen Selektionsschnitte dienen der Festlegung des kinematischen Analysebereichs. Die einzelnen Variablen wurden in Abschnitt 6.1 näher erläutert. Durch den Schnitt auf den rekonstruierten Impulsübertrag Q_e^2 am Elektronvertex werden nur Ereignisse der Photoproduktion selektiert (siehe Abschnitt 6.1.1). Der Schnitt $z \geq 0.95$ auf die Elastizität z dient der Auswahl diffraktiv erzeugter J/ψ -Kandidaten (siehe Abschnitt 6.1.2). Der Bereich hoher Impulsüberträge wird durch den Schnitt $|t| \geq 2.0 \text{ GeV}^2$ auf den Impulsübertrag $|t|$ am Protonvertex ausgewählt. Mit

dem Schnitt $50 \text{ GeV} \leq W_{\gamma p} < 250 \text{ GeV}$ auf die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ wird der Analysebereich festgelegt. Zur Untergrundunterdrückung wird die Selektion durch einen Schnitt auf die invariante Masse des Spurpaares auf den Massenbereich des J/ψ -Mesons eingeschränkt. Für den myonischen Zerfallskanal wird $2.9 \text{ GeV} \leq m_{\mu\mu} < 3.3 \text{ GeV}$ gefordert, während für den Zerfall des J/ψ -Mesons in Elektronen der akzeptierte Bereich auf $2.4 \text{ GeV} \leq m_{ee} < 3.3 \text{ GeV}$ erweitert wird, weil die Elektronen durch Bremsstrahlung einen Teil ihrer Energie verlieren.

In Abb. 6.5 sind beispielhaft zwei selektierte J/ψ -Kandidaten in der graphischen Ereignisdarstellung des H1-Experiments gezeigt.

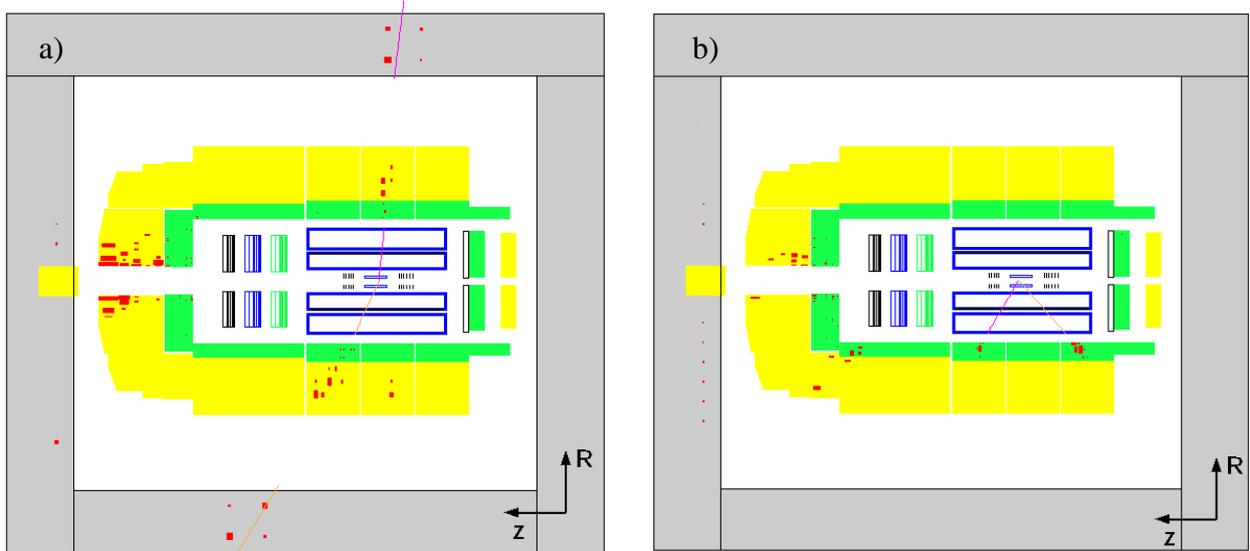


Abbildung 6.5.: Beispiel selektierter J/ψ -Kandidaten in der graphischen Ereignisdarstellung des H1-Experiments. a) $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ b) $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$

In Tab. 6.3 sind die Schnitte zur Selektion der J/ψ -Kandidaten zusammengefaßt. In der rechten Spalte ist jeweils ein Verweis auf den Abschnitt angegeben, in welchem der entsprechende Selektionsschritt näher erläutert wird.

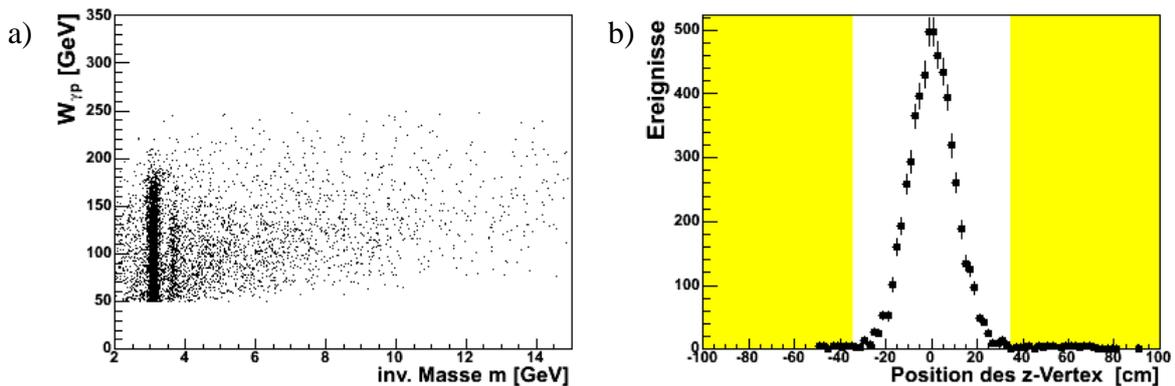


Abbildung 6.6.: Kontrollverteilungen zum kosmischen Untergrund nach der vollständigen Selektion. a) Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gegen die invariante Masse m des Myon-Paares. b) Verteilung der z-Vertex-Position, die verworfenen Bereiche sind schattiert.

Zur Überprüfung, wie viele kosmische Untergrundereignisse die Selektion passiert haben, sind in Abb. 6.6 zwei Kontrollverteilungen für den analysierten Datensatz von Zwei-Myon-Ereignissen dargestellt. Links ist die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ gegen die invariante Masse des Myon-Paares

Nr.	$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	$J/\psi \rightarrow e^+e^-$	vergl. Abschnitt
Datennahme			
1)	Auswahl geeigneter Datennahmeabschnitte		6.2
2)	Trigger s18	Trigger s59	Kapitel 5
J/ψ-Finder			
3)	mindestens ein gefundener J/ψ -Kandidat 2 Spuren im Polarwinkel-Bereich: $20^\circ < \theta < 160^\circ$ Transversalimpuls der Spuren: $p_t > 0.8 \text{ GeV}$ Ladung q_i der Spuren: $q_1 = -q_2$ invariante Masse: $2.0 \text{ GeV} < m < 15.0 \text{ GeV}$		6.2
4)	<u>Schnitte zur Untergrundunterdrückung:</u> Untergrundindikator nicht gesetzt berechnete z -Koordinate des Vertex: $ z_{\text{vtx}} < 35 \text{ cm}$		6.2
Spur Selektion			
5)	genau zwei zentrale Spuren im Bereich $20^\circ \leq \theta < 160^\circ$ Transversalimpuls der Spuren: $p_t \geq 0.8 \text{ GeV}$		6.2
Leptonerkennung			
6)	$D_{\text{BDT}}^\mu \geq 0$ <u>oder</u> Spur im CMD	$D_{\text{BDT}}^e \geq 0$	4.1.2 bzw. 4.1.3 für μ 4.2.2 für e
Festlegung des Analysebereichs			
7)	Schwerpunktsenergie: $50 \text{ GeV} \leq W_{\gamma p} < 250 \text{ GeV}$ rekonstr. Impulsübertrag am Elektronvertex: $Q_e^2 = 0 \text{ GeV}^2$ Impulsübertrag am Protonvertex: $ t \geq 2.0 \text{ GeV}^2$ Elastizität: $z \geq 0.95$		6.1
8)	$2.9 \text{ GeV} \leq m_{\mu\mu} < 3.3 \text{ GeV}$	$2.4 \text{ GeV} \leq m_{ee} < 3.3 \text{ GeV}$	6.2

Tabelle 6.3.: Übersicht der Schnitte zur Datenselektion

nach der vollständigen Selektion mit Ausnahme des Massen-Schnitts aufgetragen. Das bei der Vor-selektion noch gut sichtbare kosmische Band (vergl. Abb. 6.3) ist verschwunden, neben der deutlich sichtbaren J/ψ -Resonanz bei $\sim 3.1 \text{ GeV}$ ist auch noch die erste Anregung, das ψ' -Meson, bei $\sim 3.7 \text{ GeV}$ zu erkennen. Abb. 6.6 b) zeigt die Verteilung der z -Vertex-Position nach der vollständigen Selektion.

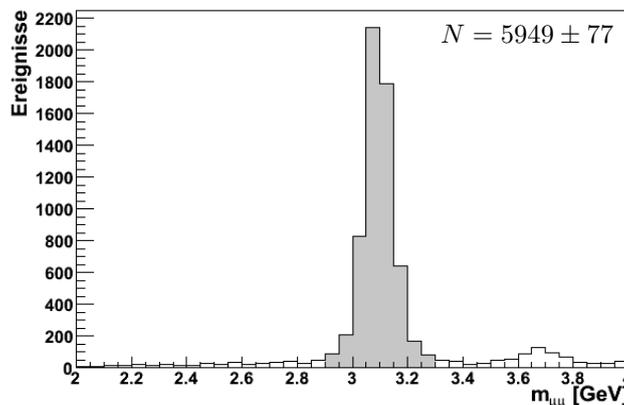


Abbildung 6.7.: Massenverteilung der selektierten Zwei-Myon-Ereignisse. Der akzeptierte Bereich um die J/ψ -Masse ist farblich hervorgehoben.

In Abb. 6.7 ist die Massenverteilung für den analysierten Datensatz von Zwei-Myon-Ereignissen dargestellt. Nach der vollständigen Selektion ist das Signal nahezu untergrundfrei.

Die Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, die Elastizität z , der Impulsübertrag t sowie θ und p_t der Myonkandidaten für den analysierten Datensatz von Zwei-Myon-Ereignissen sind in Abb. 6.8 im Vergleich zwischen Daten und der Monte Carlo Simulation dargestellt. Die Histogramme für die Monte Carlo Simulation sind auf die Anzahl der jeweiligen Einträge in den Daten normiert. Die Monte Carlo Ereignisse wurden zur besseren Beschreibung der Daten umgewichtet (siehe Abschnitt 3.2).

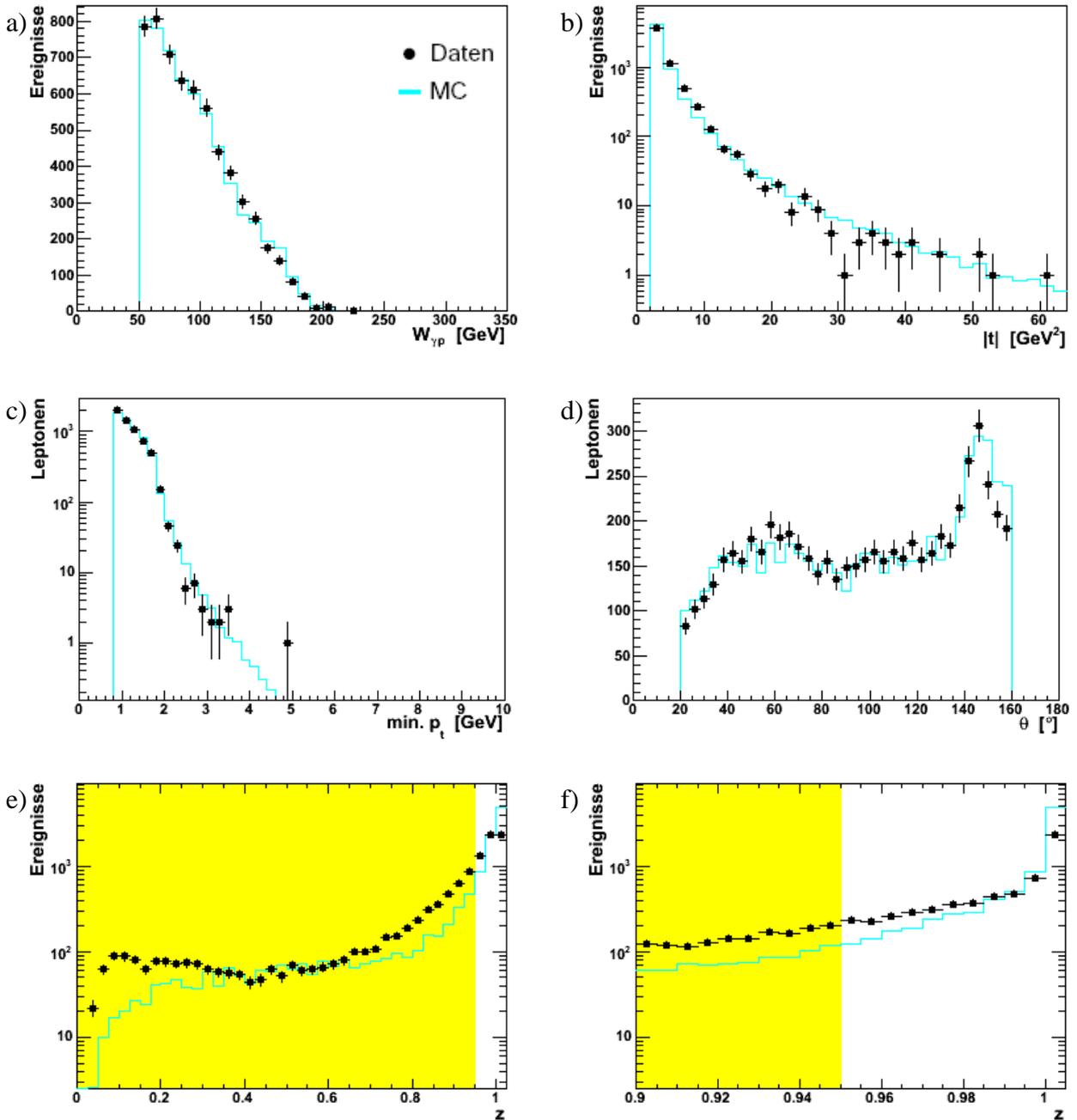


Abbildung 6.8.: Vergleich der selektierten Zwei-Myon-Ereignisse mit der Monte Carlo Simulation. **a)** Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$, **b)** Impulsübertrag $|t|$, **c)** minimaler Transversalimpuls p_t , **d)** Polarwinkel θ des Zerfallsleptons mit dem kleineren Transversalimpuls, **e)** und **f)** Elastizität z , der durch den Schnitt verworfene Bereich ist farbig hervorgehoben.

Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte (siehe Abschnitt 6.3) werden Untersuchungen mit der Monte Carlo Simulation zu bestimmten Aspekten des Detektorverhaltens (geometrische Akzeptanz und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit) durchgeführt. Diese Simulations-Ereignisse durchlaufen die gleiche Rekonstruktion wie die realen Daten, darüber hinaus stehen aber auch die generierten Eingangs-Werte zur Verfügung. In Tab. 6.4 sind die auf dem Generator-Niveau angewandten Schnitte angegeben, diese sind nur für die Monte Carlo Simulation von Bedeutung und haben keinerlei Einfluß auf die Selektionsschnitte in Tab. 6.3.

Kinematischer Bereich	
A)	Schwerpunktsenergie: $50 \text{ GeV} \leq W_{\gamma p, \text{GEN}} < 250 \text{ GeV}$ Impulsübertrag am Protonvertex: $ t_{\text{GEN}} \geq 2.0 \text{ GeV}^2$ Elastizität: $z_{\text{GEN}} \geq 0.95$
B)	gen. Impulsübertrag am Elektronvertex: $Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$
geometrische Schnitte (beide Spuren)	
C)	Polarwinkel-Bereich: $20^\circ \leq \theta_{\text{GEN}} < 160^\circ$ Transversalimpuls der Spuren: $p_{t, \text{GEN}} \geq 0.8 \text{ GeV}$

Tabelle 6.4.: Übersicht der Schnitte auf dem Generator-Niveau der Monte Carlo Simulation

6.3. Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

Der Wirkungsquerschnitt für die diffraktive J/ψ -Photoproduktion $ep \rightarrow e J/\psi Y$ berechnet sich gemäß:

$$\sigma_{(ep \rightarrow e J/\psi Y)} = \frac{N_{\text{Signal}}}{\varepsilon_{\text{ges}} \cdot \mathcal{BR} \cdot \mathcal{L}} \quad (6.6)$$

Dabei bezeichnet N_{Signal} die Anzahl der selektierten Ereignisse im Massenbereich des J/ψ -Mesons, \mathcal{L} die integrierte Luminosität und \mathcal{BR} das Verzweigungsverhältnis des betrachteten Zerfallskanals (siehe Tab. 3.1 auf Seite 9). Der Faktor ε_{ges} berücksichtigt einige detektor- und analyseabhängige Korrekturen und setzt sich wie folgt zusammen:

$$\varepsilon_{\text{ges}} = A_{\text{geom}} \cdot \varepsilon_{\text{reco}} \cdot \varepsilon_{\text{trig}} \quad (6.7)$$

Die geometrische Akzeptanz A_{geom} gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß sich – innerhalb des betrachteten kinematischen Bereichs – beide Zerfallsleptonen des J/ψ -Mesons im gewählten Polarwinkelbereich $20^\circ \leq \theta < 160^\circ$ befinden und einen Transversalimpuls $p_t \geq 0.8 \text{ GeV}$ aufweisen. Sie wird mit der Monte Carlo Simulation aus dem Verhältnis der Anzahl $N_{\text{gen, geom}}$ der Ereignisse nach den geometrischen Schnitten auf Generator-Niveau (A bis C in Tab. 6.4) zu den gesamten im kinematischen Bereich generierten Ereignissen $N_{\text{gen, all}}$ (Schnitte A bis B in Tab. 6.4) bestimmt:

$$A_{\text{geom}} = \frac{N_{\text{gen, geom}}}{N_{\text{gen, all}}} \quad (6.8)$$

Der systematische Fehler der geometrischen Akzeptanz A_{geom} beträgt nach [30] zwischen 1 % und 3 %. Für diese Analyse wird ein systematischer Fehler von 3 % angenommen.

Die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{reco}}$ setzt sich aus den Nachweiswahrscheinlichkeiten der Selektionsschritte 5 bis 8 in Tab. 6.3 zusammen² und wird ebenfalls aus der Monte Carlo Simulation bestimmt. Sie ist das Verhältnis der generierten Ereignisse $N_{\text{rec, cut}}$, die im Detektor rekonstruiert wurden und alle Selektionsschritte (1 bis 8 in Tab. 6.3) erfüllen, zur Gesamtanzahl der generierten Ereignisse innerhalb des geometrischen Bereichs (Schnitte A bis B in Tab. 6.4):

$$\varepsilon_{\text{reco}} = \frac{N_{\text{rec, cut}}}{N_{\text{gen, geom}}} \quad (6.9)$$

Der systematische Fehler der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{reco}}$, in dem Auflösungseffekte und systematische Fehler der Monte Carlo Simulation enthalten sind, wird auf 5 % geschätzt.

Der Faktor $\varepsilon_{\text{trig}}$ ist die Ansprechwahrscheinlichkeit des verwendeten Triggers, die in Abschnitt 5.3 näher beschrieben ist. Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte in Abschnitt 6.4 wird jeweils die aus den Daten bestimmte Ansprechwahrscheinlichkeit verwendet. Der systematische Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{trig}}$ wird auf 10 % geschätzt.

Da Wirkungsquerschnitte traditionellerweise als γp -Wirkungsquerschnitte angegeben werden, muß der ep -Wirkungsquerschnitt aus Gl. 6.6 entsprechend umgerechnet werden. In der Weizsäcker-Williams-Approximation [41, 42] faktorisiert die Reaktion $ep \rightarrow e J/\psi Y$ in die Abstrahlung eines Photons vom Elektron und die anschließende Wechselwirkung dieses Photons mit dem Proton. Reelle Photonen sind transversal polarisiert, während virtuelle Photonen auch longitudinal polarisiert sein können. Setzt man den Photonfluß f_γ aus einem transversalen Anteil f_γ^t und einem longitudinalen Anteil f_γ^l zusammen, so läßt sich der ep -Wirkungsquerschnitt schreiben als:

$$\begin{aligned} \sigma_{ep} &= \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} dQ^2 f_\gamma^t(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}^t(y, Q^2) + f_\gamma^l(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}^l(y, Q^2) \\ &= \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} dQ^2 f_\gamma^t \cdot (\sigma_{\gamma p}^t + \beta \cdot \sigma_{\gamma p}^l) \end{aligned}$$

Dabei ist $\sigma_{\gamma p}^t$ der Anteil des Wirkungsquerschnitts für transversal und $\sigma_{\gamma p}^l$ der Anteil für longitudinal polarisierte Photonen. Der Polarisationsfaktor β bezeichnet das Verhältnis von longitudinal zu transversal polarisiertem Photonfluß und kann nach [30] durch

$$\beta = \frac{1 - y}{1 - y + \frac{1}{2}y^2}$$

ausgedrückt werden. Weil die bei dieser Analyse auftretenden Werte von y klein sind, gilt $\beta \approx 1$ und mit $\sigma_{\gamma p} = \sigma_{\gamma p}^t + \sigma_{\gamma p}^l$ ergibt sich:

$$\sigma_{ep} \approx \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} dQ^2 f_\gamma^t(y, Q^2) \cdot \sigma_{\gamma p}(y, Q^2)$$

Mit dem integrierten Photonfluß

²Die in Abschnitt 4.3 angegebene Nachweiswahrscheinlichkeit für die Leptonerkennung ist darin enthalten.

$$\Phi_\gamma = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q_{min}^2}^{Q_{max}^2} dQ^2 f_\gamma^t(y, Q^2)$$

ist die Umrechnung eines ep -Wirkungsquerschnitts innerhalb eines vorgegebenen y - Q^2 -Intervalls (bzw. $W_{\gamma p}$ - Q^2 -Intervalls) in einen γp -Wirkungsquerschnitt möglich. Es gilt die Beziehung:

$$\sigma_{\gamma p} = \frac{1}{\Phi_\gamma} \cdot \sigma_{ep} \quad (6.10)$$

Der Fehler $\Delta_{\sigma_{\gamma p}}$ der Wirkungsquerschnittsbestimmung ist durch den statistischen Fehler Δ_{stat} der Anzahl N_{Signal} der selektierten Ereignisse im Massenbereich des J/ψ -Mesons und den systematischen Fehler Δ_{syst} gegeben:

$$\Delta_{\sigma_{\gamma p}} = \sqrt{\Delta_{stat}^2 + \Delta_{syst}^2}$$

Der systematische Fehler setzt sich aus den in Tab. 6.5 angegebenen Fehlern der einzelnen Komponenten zusammen. Das Quadrat des gesamten systematischen Fehlers ist die Summe der Quadrate der einzelnen Fehler.

Fehlerquelle	Fehler
int. Luminosität \mathcal{L}	$\Delta_{\mathcal{L}} = 2.0\%$
Verzweigungsverhältnis \mathcal{BR}	$\Delta_{\mathcal{BR}} = 1.0\%$
geom. Akzeptanz A_{geom}	$\Delta_{A_{geom}} = 3.0\%$
Rekonstruktionswahrscheinlichkeit ε_{reco}	$\Delta_{\varepsilon_{reco}} = 5.0\%$
Ansprechwahrsch. ε_{trig} des Triggers	$\Delta_{\varepsilon_{trig}} = 10.0\%$
gesamter systematischer Fehler	$\Delta_{syst} = 11.8\%$

Tabelle 6.5.: Zusammensetzung des systematischen Fehlers Δ_{syst}

Weil die Selektion bei hohen $|t|$ fast untergrundfrei ist, können bei der Analyse des myonischen Zerfallskanals des J/ψ -Mesons die Massenverteilungen (siehe Abb. 6.10) zur Bestimmung von N_{Signal} einfach ausgezählt werden und Δ_{stat} ist gegeben durch:

$$\frac{\Delta_{stat}}{\sigma_{\gamma p}} = \frac{\sqrt{N_{Signal}}}{N_{Signal}} = \frac{1}{\sqrt{N_{Signal}}}$$

Für die Analyse des Zerfallskanals $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ gilt dies jedoch nicht (siehe Abschnitt 6.5).

6.4. Ergebnisse für den Zerfallskanal in Myonen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Analyse des myonischen Zerfallskanals des J/ψ -Mesons dargestellt. Zunächst wird der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ als Funktion des Impulsübertrages $|t|$ bestimmt, danach wird der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ in vier verschiedenen Intervallen des Impulsübertrages $|t|$ untersucht. Das Massenspektrum der für diese Analyse verwendeten Zwei-Myon-Ereignisse ist in Abb. 6.7 auf Seite 52 gezeigt. Insgesamt verbleiben nach der endgültigen Selektion 5949 ± 77 (stat.) Ereignisse mit myonisch zerfallenden J/ψ -Kandidaten.

Die geometrische Akzeptanz, die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit und die Ansprechwahrscheinlichkeit des verwendeten Triggers $s18$ sind in Abb. 6.9 als Funktion des Impulsübertrages $|t|$ im Bereich $2 \text{ GeV}^2 \leq |t| < 70 \text{ GeV}^2$ dargestellt. Während die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit über den gesamten $|t|$ -Bereich nahezu konstant bei etwa 66 % liegt, steigt die geometrische Akzeptanz leicht mit $|t|$ an. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers ist ungefähr 60 %.

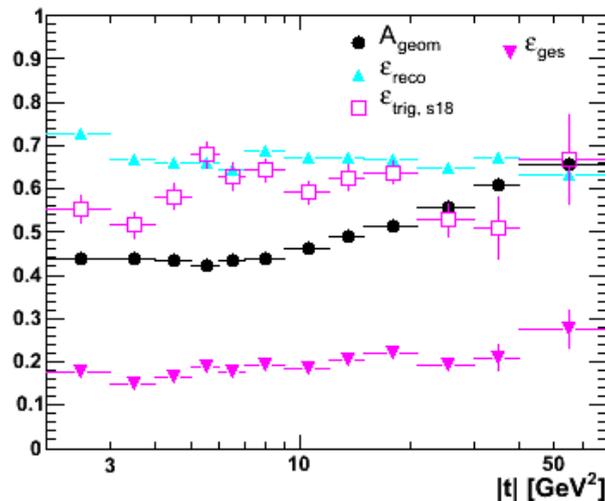


Abbildung 6.9.: Korrekturfaktoren A_{geom} , ϵ_{reco} und ϵ_{trig} zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts sowie ihr Produkt ϵ_{ges} in Abhängigkeit von $|t|$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma(\gamma p \rightarrow e J/\psi Y)/dt$ wird als Funktion von $|t|$ im Bereich $2 \text{ GeV}^2 \leq |t| < 70 \text{ GeV}^2$ in zwölf Intervallen bestimmt. Dazu wird zunächst für jedes Intervall der totale γp -Wirkungsquerschnitt gemäß Gl. 6.6 und Gl. 6.10 berechnet und der so erhaltene Wert dann durch die Intervallbreite $\Delta|t|$ dividiert. Abbildung 6.10 zeigt die Massenverteilungen der Zwei-Myon-Ereignisse, aus denen jeweils die Anzahl N_{Signal} der selektierten Ereignisse im Massenbereich des J/ψ -Mesons ermittelt wurden. Der Wert für den integrierten Photonfluß Φ_γ ist in Tab. C.1 im Anhang C angegeben. Das Ergebnis für den differentielle Wirkungsquerschnitt ist in Abb. 6.11 gezeigt. Zu erkennen ist, daß die Daten im Bereich $|t| > 10 \text{ GeV}^2$ nicht mehr durch einen exponentiellen Zusammenhang der Form $d\sigma/dt \propto e^{-b|t|}$, wie er für kleine Impulsüberträge ($|t| < 5 \text{ GeV}^2$) gefunden wurde, zu beschreiben sind. Das Verhalten des Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ kann in diesem Bereich eher durch ein Potenzgesetz der Form $d\sigma/dt \propto |t|^{-n}$ beschrieben werden. Die in Abb. 6.11 dargestellte Anpassung ist eine Interpolation zwischen einem exponentiellen Abfall und einem Potenzgesetz und hat die Form $d\sigma/dt \propto (1 - \frac{bt}{n})^{-n}$. Sie entspricht der Abhängigkeit des $|t|$ -Spektrums bei der Generation der Monte Carlo Simulation (siehe Gl. 3.9). Die Anpassung ergibt die Werte $n = 4.43 \pm 0.11$ und $b = 1.093 \pm 0.015$.

Eine frühere publizierte Messung von H1 [21] fand eine Abhängigkeit der Form $d\sigma/dt \propto |t|^{-n}$ mit den Werten $n = 3.00 \pm 0.09$ für den Bereich $|t| > 3.45 \text{ GeV}^2$ bis $n = 3.78 \pm 0.18$ für den Bereich $|t| > 10.4 \text{ GeV}^2$.

Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$ als Funktion von $W_{\gamma p}$ wird in vier verschiedenen Intervallen von $|t|$ untersucht. Für jedes $|t|$ -Intervall wird der γp -Wirkungsquerschnitt mit den Gl. 6.10 und 6.6 in Intervallen von $W_{\gamma p}$ berechnet. Die Werte für den integrierten Photonfluß Φ_γ sind in Tab. C.1 im Anhang C angegeben. In Abb. 6.12 sind die Korrekturfaktoren A_{geom} , ϵ_{reco} und ϵ_{trig} für die einzelnen $|t|$ -Intervalle angegeben. In den ersten drei $|t|$ -Intervallen fallen die geometrische Akzeptanz und die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers mit steigender Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ ab, während die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit nahezu konstant bleibt. Für das vierte $|t|$ -Intervall sind keine quantitativen Aussagen möglich, da die Statistik der selektierten Signalergebnisse in diesem Bereich nur zwei Meßpunkte ermöglichte (siehe Tab. 6.6).

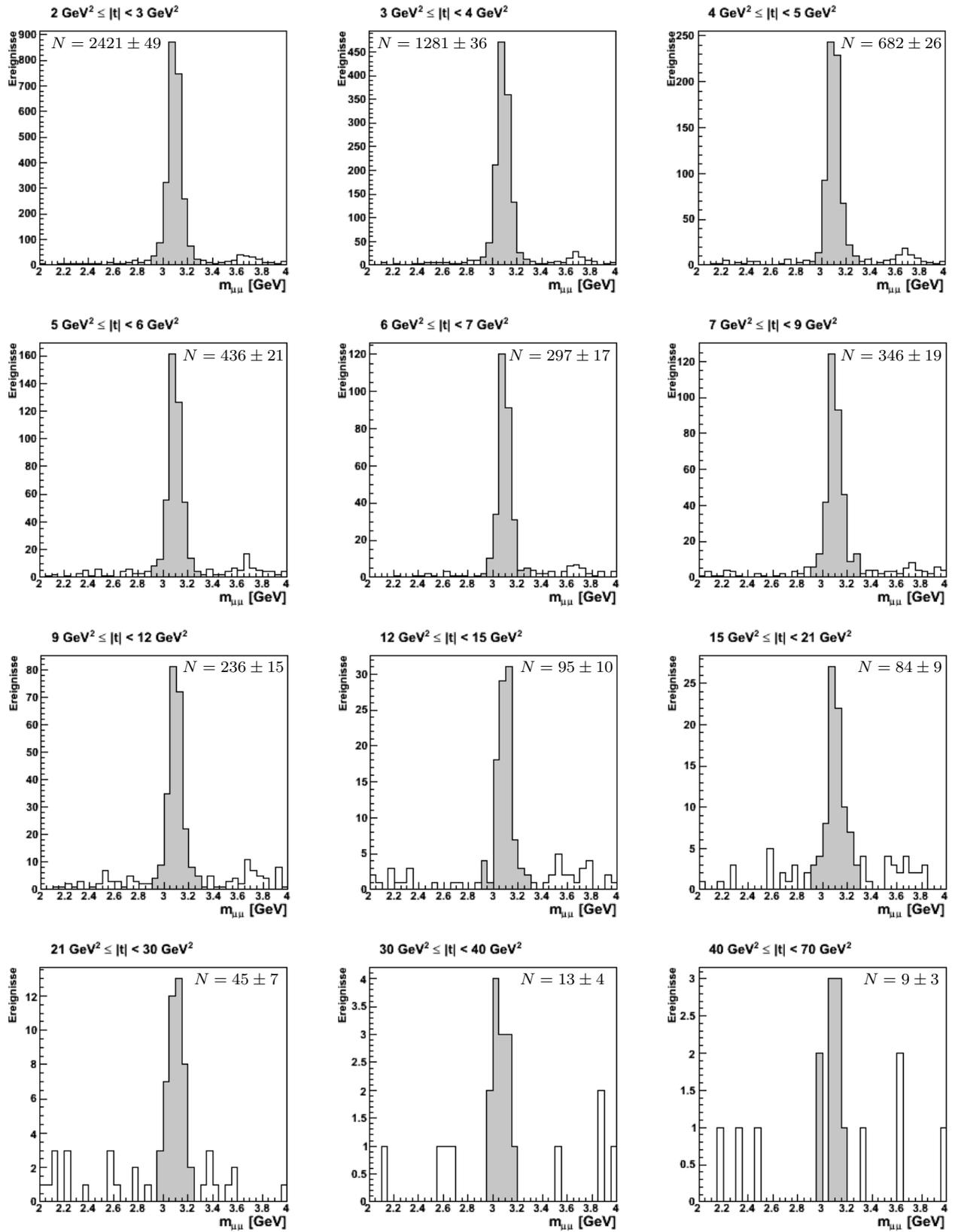


Abbildung 6.10.: Massenverteilungen der Zwei-Myon-Ereignisse in verschiedenen Intervallen von $|t|$. Die Signalereignisse im Massenbereich des J/ψ -Mesons sind farbig hervorgehoben.

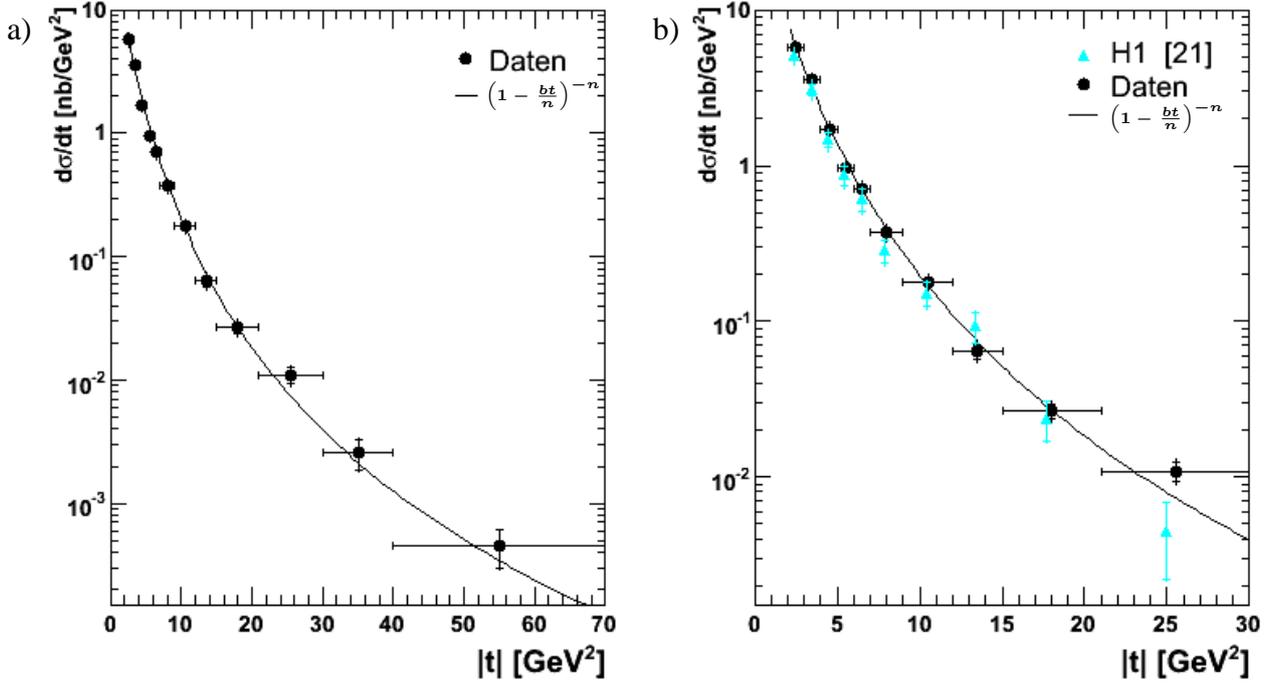


Abbildung 6.11.: Differentialer Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{(\gamma p \rightarrow e J/\psi Y)}/dt$ für die diffraktive J/ψ -Photoproduktion im Bereich $z \geq 0.95$, $50 \text{ GeV} \leq W_{\gamma p} < 250 \text{ GeV}$, und $Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$. **a)** Das Ergebnis dieser Analyse, dargestellt ist eine Anpassung der Form $d\sigma/dt \propto (1 - \frac{bt}{n})^{-n}$ (siehe Text). **b)** Vergleich der vorliegenden Analyse mit einer früheren publizierten H1-Messung [21]

In Tab. 6.6 ist jeweils die Anzahl N_{Signal} der selektierten Ereignisse im Massenbereich des J/ψ -Mesons innerhalb der Intervalle von $W_{\gamma p}$ für die untersuchten $|t|$ -Bereiche angegeben. Die Werte wurden durch Auszählen der (hier nicht dargestellten) Massenverteilungen ermittelt.

$2 \text{ GeV}^2 \leq t < 5 \text{ GeV}^2$	
$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	N_{Signal}
50 – 68	1170 ± 34
68 – 86	914 ± 30
86 – 104	797 ± 28
104 – 122	591 ± 24
122 – 140	432 ± 21
140 – 160	303 ± 17

$5 \text{ GeV}^2 \leq t < 10 \text{ GeV}^2$	
$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	N_{Signal}
50.0 – 82.5	448 ± 21
82.5 – 115.0	409 ± 20
115.0 – 147.5	224 ± 15
147.5 – 180.0	87 ± 9
180.0 – 250.0	18 ± 4

$10 \text{ GeV}^2 \leq t < 30 \text{ GeV}^2$	
$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	N_{Signal}
50 – 100	148 ± 12
100 – 150	152 ± 12
150 – 200	44 ± 7
200 – 250	9 ± 3

$30 \text{ GeV}^2 \leq t < 70 \text{ GeV}^2$	
$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	N_{Signal}
50 – 140	12 ± 3
140 – 250	10 ± 3

Tabelle 6.6.: Übersicht der aus den Massenspektren ermittelten Werte für N_{Signal} zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma(W_{\gamma p})$

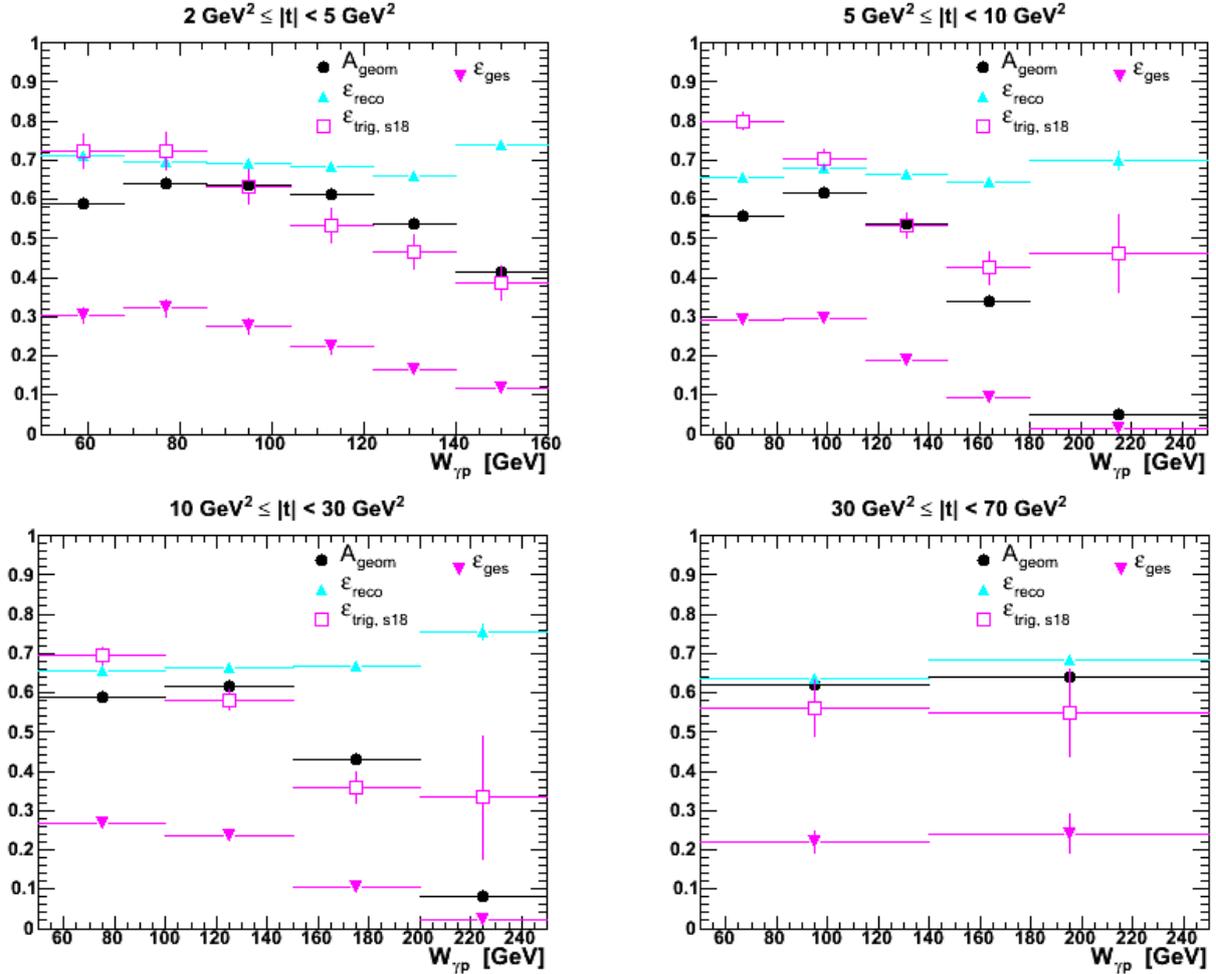


Abbildung 6.12.: Korrekturfaktoren A_{geom} , $\varepsilon_{\text{reco}}$ und $\varepsilon_{\text{trig}}$ zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(W_{\gamma p})$ sowie ihr Produkt ε_{ges} in verschiedenen Intervallen von $|t|$.

Abb. 6.13 zeigt das Ergebnis für den totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$. Für die ersten drei $|t|$ -Intervalle ist jeweils eine Anpassung der Form $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ eingetragen. Die zwei Meßpunkte des vierten $|t|$ -Intervalls zeigen zwar den gleichen Trend, eine Anpassung erscheint hier aber kaum sinnvoll und wurde daher nicht durchgeführt.

Die aus der Anpassung erhaltenen Werte für den Exponenten δ sind in Tab. 6.7 zusammen mit den entsprechenden Werten aus einer früheren H1-Messung [21] dargestellt. Die Werte stimmen innerhalb der Fehler überein.

$ t $ -Intervall (GeV^2)	diese Analyse δ	H1 [21] δ
2 – 5	0.921 ± 0.054	0.77 ± 0.17
5 – 10	1.008 ± 0.091	1.29 ± 0.28
10 – 30	1.39 ± 0.13	1.28 ± 0.53

Tabelle 6.7.: Aus der Anpassung $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ an die Daten erhaltene Werte für δ

Dabei wurde im Intervall $5 \text{ GeV}^2 \leq |t| < 10 \text{ GeV}^2$ bei der Anpassung der letzte Messwert nicht berücksichtigt. Durch die Hinzunahme dieses Wertes ändert sich der Wert aus Tab. 6.7 auf $\delta = 0.925 \pm 0.079$.

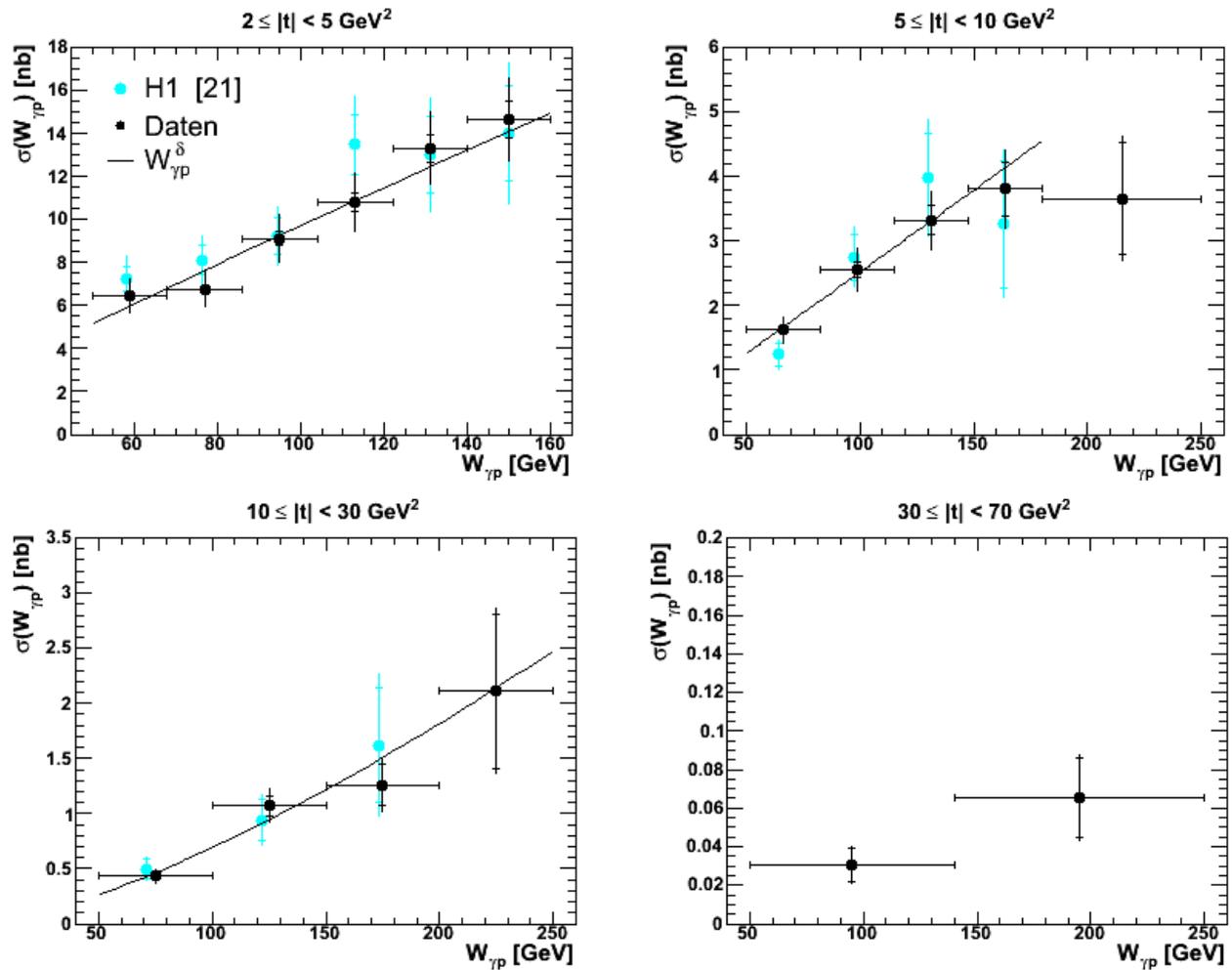


Abbildung 6.13.: Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$ für die diffraktive J/ψ -Photoproduktion in unterschiedlichen Intervallen von $|t|$. Dargestellt sind Anpassungen der Form $\sigma \propto W_{\gamma p}^\delta$ (siehe Text). Ebenfalls eingetragen sind die Werte einer früheren publizierten Messung von H1 [21].

6.5. Ergebnisse für den Zerfall in Elektronen

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Analyse des elektronischen Zerfallskanals des J/ψ -Mesons angegeben. Aus Zeitgründen war es leider nicht mehr möglich, den zur Selektion verwendeten Trigger näher zu untersuchen und die Analyse – analog zur Untersuchung des myonischen Kanals (siehe Abschnitt 6.4) – bis zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte fortzuführen. Daher wird hier nur der erreichte Zwischenstand dargestellt.

Die Massenverteilung der selektierten Zwei-Elektron-Ereignisse ist in Abb. 6.14 dargestellt. Gut zu erkennen ist die asymmetrische Verschiebung des Signals zu kleineren Massen hin. Dies kommt daher zustande, weil die Elektronen durch Bremsstrahlung in den Spurkammern einen Teil ihrer Energie verlieren. Daneben gibt es auch noch den radiativen Zerfall $J/\psi \rightarrow e^+e^-\gamma$ ($\mathcal{BR} \approx 0.88\%$ [6]). Weil Photonen nicht vermessen werden (können), fließen diese Effekte vollständig in die Massenrekonstruktion mit ein, die dann zu kleineren Werten führt.

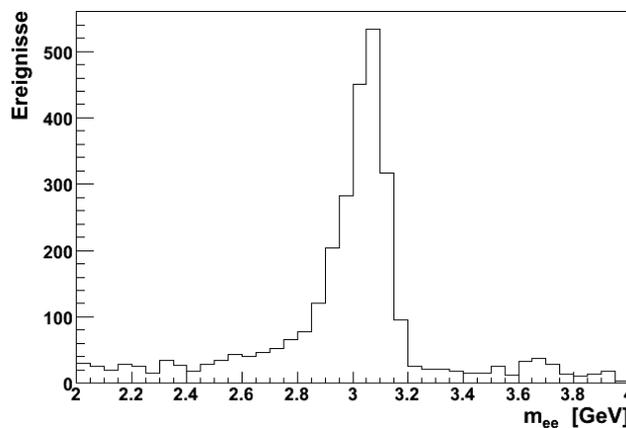


Abbildung 6.14.: Massenverteilung der selektierten Zwei-Elektron-Ereignisse.

In Abb. 6.15 sind die Massenverteilungen der Zwei-Elektron-Ereignisse in verschiedenen Intervallen von $|t|$ dargestellt. Für die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt$ muß nun aus diesen Verteilungen jeweils die Anzahl N_{Signal} der selektierten Ereignisse im Intervall $\Delta|t|$ bestimmt werden. Im Gegensatz zum myonischen Zerfallskanal ist dies aber nicht mehr durch einen einfachen Schnitt auf den J/ψ -Massenbereich zu erreichen. Die Trennung des Signals vom Untergrund ist mit Hilfe einer Fitanpassung möglich. Die geometrische Akzeptanz und die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit können auch nicht aus der Analyse des myonischen Zerfallskanals übernommen werden, sondern müssen wegen des anderen Massenbereichs (siehe Punkt 8 in Tab. 6.3) und der anderen Leptonerkennung (Punkt 6 in Tab. 6.3) neu bestimmt werden. Weil die Zwei-Elektron-Ereignisse im wesentlichen vom Trigger $s59$, der keine Myon-Bedingung enthält, selektiert werden ist zur Ermittlung der Ansprechwahrscheinlichkeit auch eine nähere Analyse dieses Triggers erforderlich. Diese konnte jedoch aus zeitlichen Gründen nicht mehr durchgeführt werden.

Aus den Verteilungen in Abb. 6.15 ist zu erkennen, daß trotz des – verglichen mit der Analyse des myonischen Kanals – kleineren Datennahmezeitraumes (es stehen nur die Jahre 2006 und 2007 zur Verfügung) und der somit geringeren integrierten Luminosität die Statistik zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts im Bereich $2 \text{ GeV}^2 \leq |t| < 30 \text{ GeV}^2$ ausreicht.

In Abb. 6.16 sind – analog zur Analyse des myonischen Kanals – die geometrische Akzeptanz A_{geom} und die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{reco}}$ als Funktion des Impulsübertrages $|t|$ dargestellt. Diese wurden aus der Monte Carlo Simulation ermittelt (siehe Abschnitt 6.3).

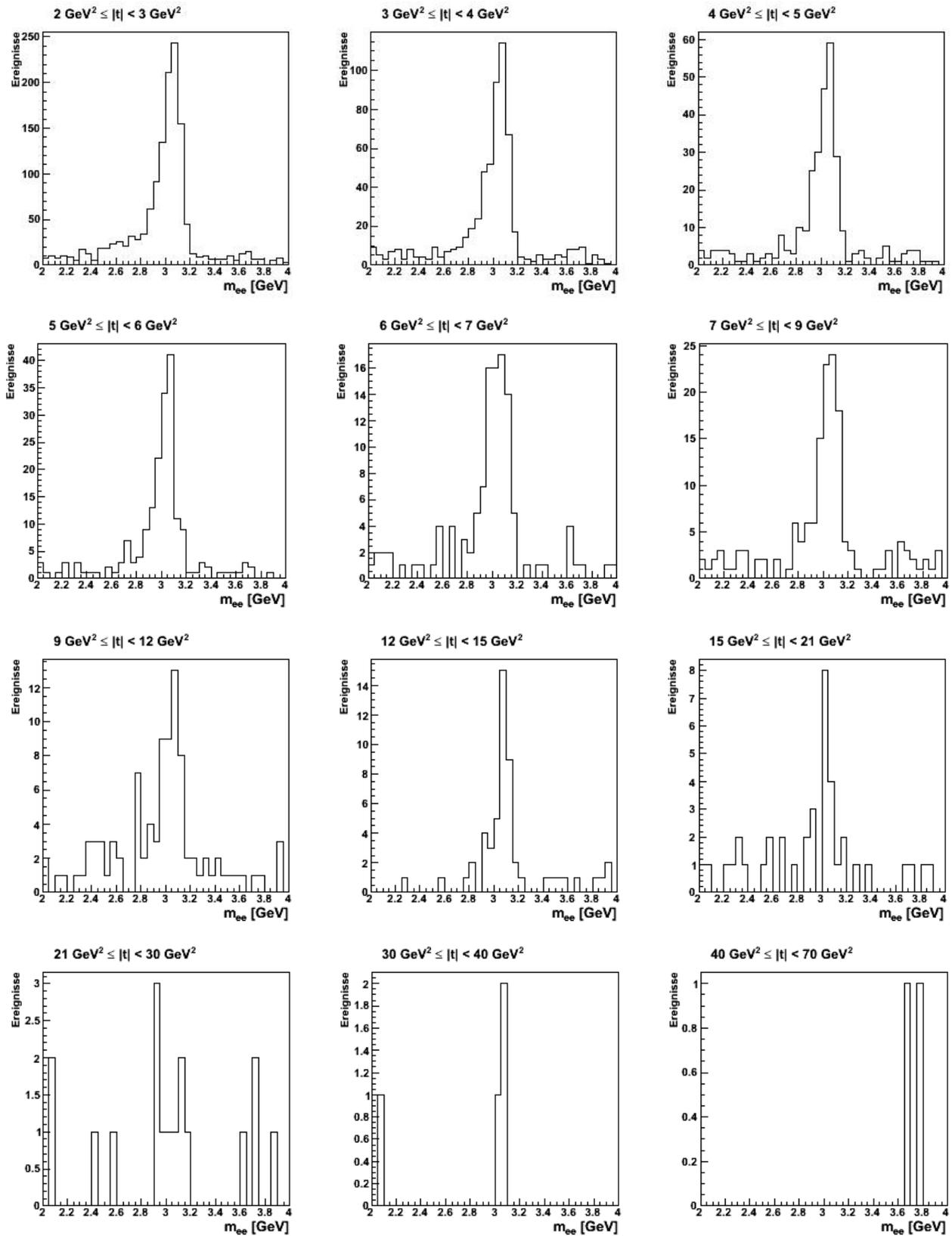


Abbildung 6.15.: Massenverteilungen der Zwei-Elektron-Ereignisse in verschiedenen Intervallen von $|t|$.

Abb. 6.17 zeigt die entsprechenden Verteilungen von A_{geom} und $\varepsilon_{\text{reco}}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ in verschiedenen Intervallen von $|t|$.

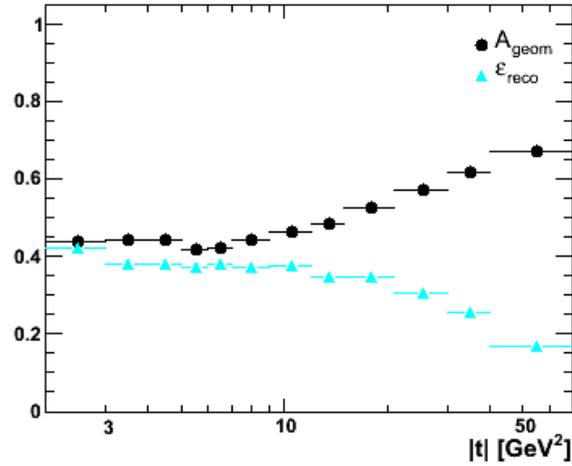


Abbildung 6.16.: Geometrische Akzeptanz A_{geom} und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{reco}}$ als Funktion des Impulsübertrages $|t|$ für den Kanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

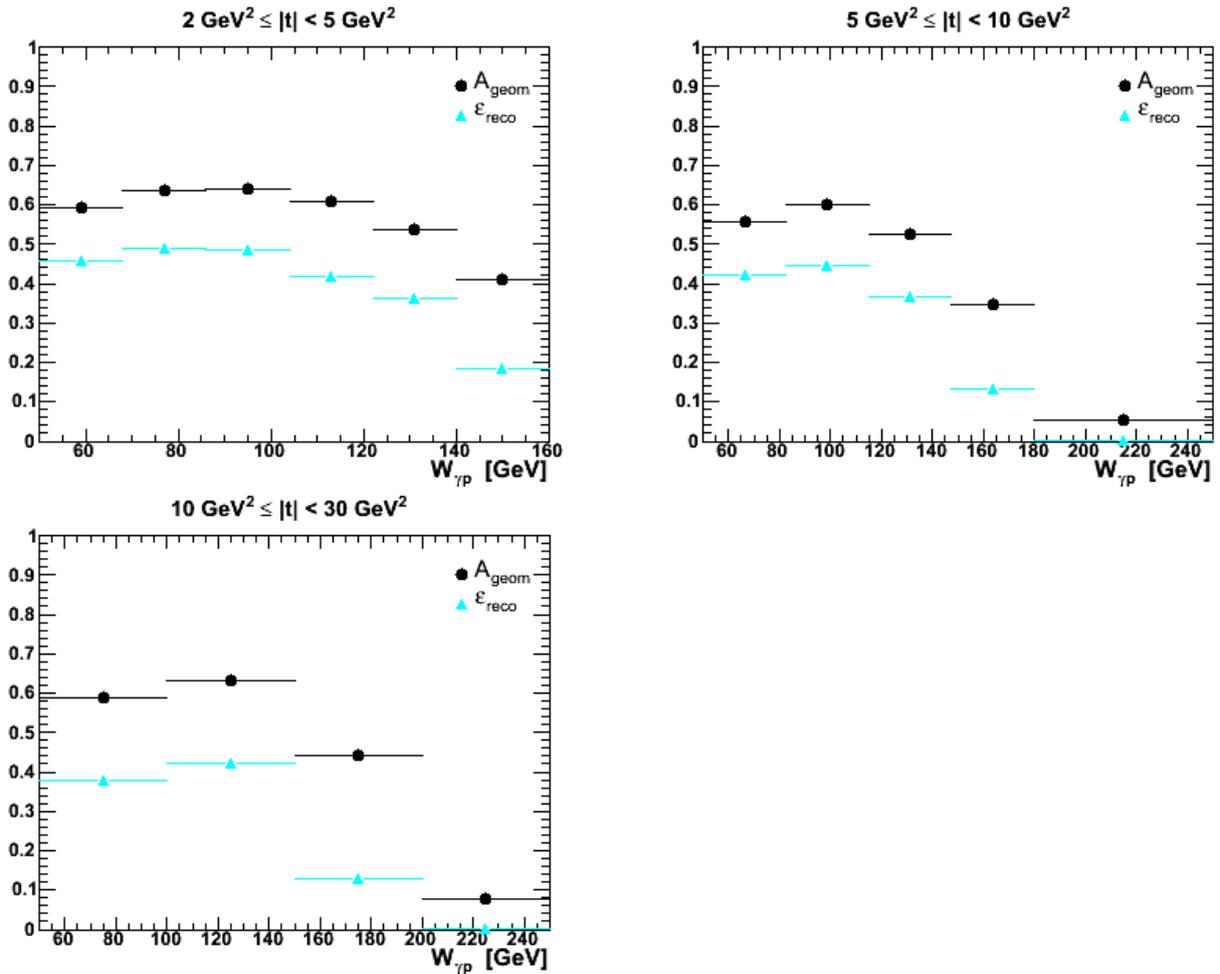


Abbildung 6.17.: Geometrische Akzeptanz A_{geom} und Rekonstruktionswahrscheinlichkeit $\varepsilon_{\text{reco}}$ für den Kanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ als Funktion der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ in verschiedenen Intervallen von $|t|$

7. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die diffraktive Photoproduktion von J/ψ -Mesonen im Bereich hoher Impulsüberträge $2 \text{ GeV}^2 \leq |t| < 70 \text{ GeV}^2$ untersucht. Die analysierten Daten wurden mit dem H1-Detektor in den Jahren 2004 -2007 aufgezeichnet und entsprechen einer integrierten Luminosität von 336.1 pb^{-1} . Dadurch konnte die Statistik gegenüber einer früheren Messung von H1 [21] deutlich verbessert werden. Die J/ψ -Mesonen wurden anhand ihres Zerfalls in zwei Myonen identifiziert, die Untersuchung des Zerfallskanals in ein Elektron-Positron-Paar konnte aus Zeitgründen nicht mehr abgeschlossen werden. Die Analyse wurde im kinematischen Bereich von $50 \text{ GeV} \leq W_{\gamma p} < 250 \text{ GeV}$ und $Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$ durchgeführt.

Im Rahmen dieser Analyse wurde eine neue Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter auf der Grundlage des standardmäßig bei H1 verwendeten KALEP-Algorithmus entwickelt. Auf diese Weise konnte die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen und Myonen gegenüber KALEP deutlich verbessert werden (siehe Abb. 7.1).

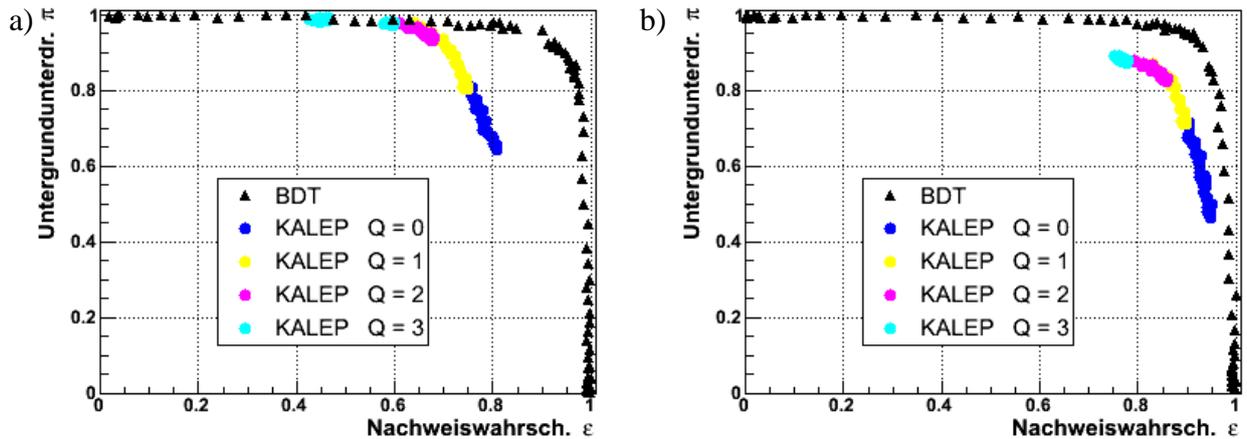


Abbildung 7.1.: Vergleich zwischen dem H1-Standardalgorithmus KALEP und der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Leptonerkennung (BDT). a) Myonererkennung b) Elektronerkennung

Mit Hilfe dieser neuen Leptonerkennung wurden dann die J/ψ -Kandidaten selektiert. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte folgte dann die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz des Detektors, der Rekonstruktionswahrscheinlichkeit und der Ansprechwahrscheinlichkeit des verwendeten Triggers.

Die ermittelten Werte für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma(\gamma p \rightarrow e J/\psi Y)/dt$ sind in Tab. A.1 in Anhang A angegeben und in Abb. 7.2 graphisch dargestellt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ zeigt zunächst ein exponentiell abfallendes Verhalten, das mit steigendem $|t|$ in ein Potenzgesetz der Form $d\sigma/dt \propto |t|^{-n}$ übergeht. Die in Abb. 7.2 dargestellte Anpassung an die Daten ist von der Form $d\sigma/dt \propto (1 - \frac{bt}{n})^{-n}$ mit $n = 4.43 \pm 0.11$ und $b = 1.093 \pm 0.015$.

Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p \rightarrow e J/\psi Y}(W_{\gamma p})$ wurde in vier Intervallen des Impulsübertrages $|t|$ bestimmt, die jeweiligen Werte sind in Tab. A.2 in Anhang A angegeben. Die Daten (siehe

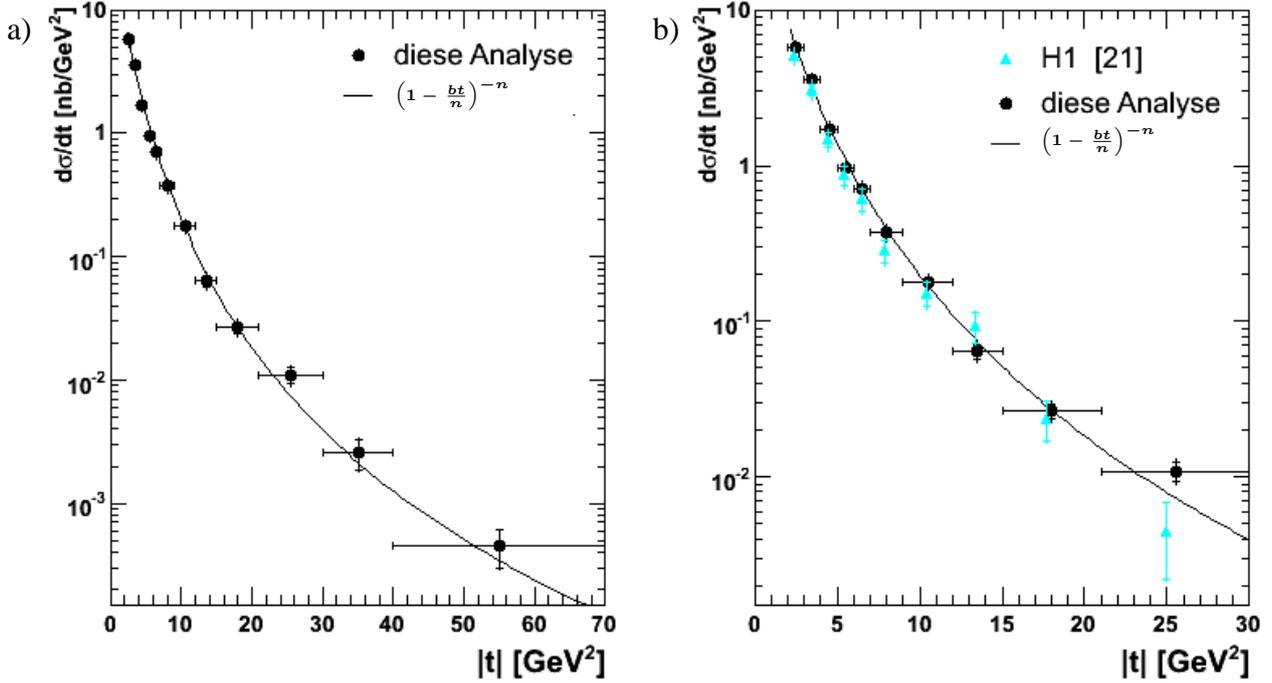


Abbildung 7.2.: Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für die diffraktive J/ψ -Photoproduktion im Bereich $z \geq 0.95$, $50 \text{ GeV} \leq W_{\gamma p} < 250 \text{ GeV}$, und $Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$. **a)** Das Ergebnis der vorliegenden Analyse, dargestellt ist eine Anpassung der Form $d\sigma/dt \propto (1 - \frac{bt}{n})^{-n}$ mit $n = 4.43 \pm 0.11$ und $b = 1.093 \pm 0.015$. **b)** Vergleich der vorliegenden Analyse mit einer früheren publizierten H1-Messung [21].

Abb. 7.3) zeigen eine Energieabhängigkeit von der Form $\sigma \propto W_{\gamma p}^\delta$, in guter Übereinstimmung mit einer früheren Messung von H1 [21]. In Tab. 7.1 sind die aus der Anpassung an die Daten ermittelten Werte für δ angegeben. Im Rahmen der Fehler stimmen die Werte dieser Analyse mit denen aus [21] überein.

$ t $ -Intervall (GeV^2)	diese Analyse δ	H1 [21] δ
2 – 5	0.921 ± 0.054	0.77 ± 0.17
5 – 10	1.008 ± 0.091	1.29 ± 0.28
10 – 30	1.39 ± 0.13	1.28 ± 0.53

Tabelle 7.1.: Werte des Parameters δ aus der Anpassung $\sigma \propto W_{\gamma p}^\delta$

Durch Hinzunahme des Zerfallskanals in ein Elektron-Positron-Paar könnte die Statistik zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts für die diffraktive J/ψ -Photoproduktion noch weiter verbessert werden. Dazu ist aber noch eine genauere Untersuchung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers $s59$ erforderlich, die aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden konnte.

Auch durch eine Lockerung der Forderungen zur Leptonerkennung ließe sich die Statistik weiter verbessern. In dieser Analyse wurde verlangt, daß beide Zerfallsleptonen des J/ψ -Mesons korrekt als Lepton identifiziert wurden. Wenn man hingegen nur von einer der Zerfallspuren eine Leptonerkennung fordert, so würde sich zwar der Untergrund in den selektierten Ereignissen deutlich erhöhen, der Anteil der neugewonnenen Signalereignisse wäre aber sicherlich größer.

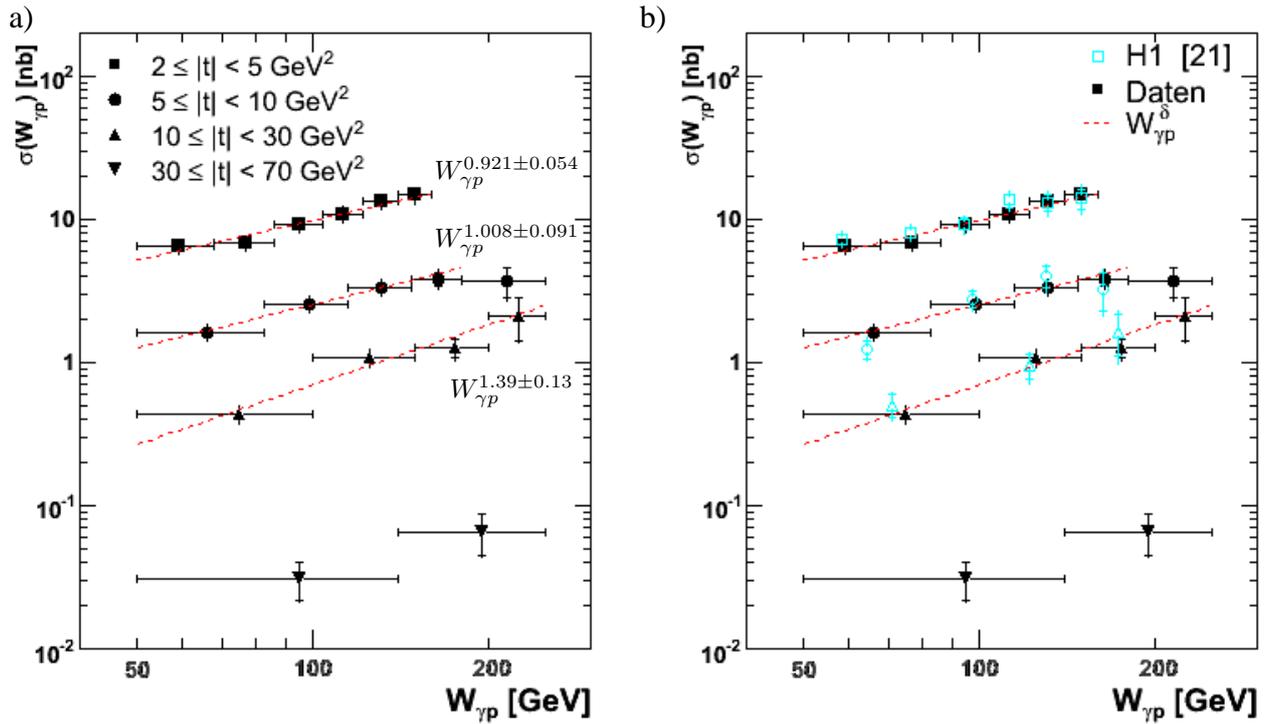


Abbildung 7.3.: Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$ für die diffraktive J/ψ -Photoproduktion in unterschiedlichen Intervallen von $|t|$. **a)** Das Ergebnis dieser Analyse, mit angegeben sind die Werte für die jeweilige Anpassung $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$. **b)** Vergleich der vorliegenden Analyse mit einer früheren publizierten H1-Messung [21].

Eine weitere Verbesserungsmöglichkeit dieser Analyse besteht darin, die bestimmten Werte für den Wirkungsquerschnitt – durch eine geeignete Parametrisierung der Daten – auf den Mittelwert in jedem Histogramm-Intervall zu korrigieren. Auf diese Weise ließen sich die an die Daten angelegten Anpassungen (siehe Tab. 7.1) weiter verbessern.

Die Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter des H1-Experiments kann ebenfalls noch weiter verbessert werden, wenn man sich von den Estimatoren des KALEP-Algorithmus löst und für das Training des multivariaten Algorithmus [33] zu neuen Diskriminator-Variablen übergeht. Dies zeigen z. B. parallel zu dieser Analyse durchgeführte Untersuchungen von R. Hälg zur Identifikation von niederenergetischen Elektronen [43]. Von einer Ausweitung derartiger Untersuchungen auf die Erkennung von Myonen und die anschließende Implementierung eines neuen Leptonerkennungs-Algorithmus in der Analyse-Software des H1-Experiments würden zukünftige Analysen der H1-Collaboration bestimmt enorm profitieren.

A. Tabellen der Wirkungsquerschnitte

In den folgenden Tabellen sind die im Rahmen dieser Analyse bestimmten γp -Wirkungsquerschnitte für die diffraktive J/ψ -Photoproduktion $ep \rightarrow e J/\psi Y$ angegeben.

$ t $ -Intervall (GeV ²)	$d\sigma/dt$ (nb/GeV ²)
2 – 3	$5.71 \pm 0.12 \pm 0.67$
3 – 4	$3.535 \pm 0.099 \pm 0.417$
4 – 5	$1.702 \pm 0.065 \pm 0.201$
5 – 6	$0.957 \pm 0.046 \pm 0.113$
6 – 7	$0.704 \pm 0.041 \pm 0.083$
7 – 9	$0.371 \pm 0.020 \pm 0.044$

$ t $ -Intervall (GeV ²)	$d\sigma/dt$ (nb/GeV ²)
9 – 12	$0.179 \pm 0.012 \pm 0.021$
12 – 15	$0.0641 \pm 0.0066 \pm 0.0076$
15 – 21	$0.0266 \pm 0.0029 \pm 0.0031$
21 – 30	$0.0109 \pm 0.0016 \pm 0.0013$
30 – 40	$0.00259 \pm 0.00072 \pm 0.00031$
40 – 70	$0.000452 \pm 0.000151 \pm 0.000053$

Tabelle A.1.: Differentieller γp -Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{(\gamma p \rightarrow e J/\psi Y)}/dt$ im Bereich $z \geq 0.95$, $Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$ und $50 \text{ GeV} \leq W_{\gamma p} < 250 \text{ GeV}$. Der erste Fehler ist statistisch und der zweite systematisch.

$2 \text{ GeV}^2 \leq t < 5 \text{ GeV}^2$	
$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	$\sigma(W_{\gamma p})$ (nb)
50 – 68	$6.47 \pm 0.19 \pm 0.76$
68 – 86	$6.75 \pm 0.22 \pm 0.80$
86 – 104	$9.11 \pm 0.32 \pm 1.07$
104 – 122	$10.80 \pm 0.44 \pm 1.27$
122 – 140	$13.32 \pm 0.64 \pm 1.57$
140 – 160	$14.64 \pm 0.84 \pm 1.73$

$5 \text{ GeV}^2 \leq t < 10 \text{ GeV}^2$	
$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	$\sigma(W_{\gamma p})$ (nb)
50.0 – 82.5	$1.62 \pm 0.08 \pm 0.19$
82.5 – 115.0	$2.56 \pm 0.13 \pm 0.30$
115.0 – 147.5	$3.33 \pm 0.22 \pm 0.39$
147.5 – 180.0	$3.80 \pm 0.41 \pm 0.45$
180.0 – 250.0	$3.66 \pm 0.86 \pm 0.43$

$10 \text{ GeV}^2 \leq t < 30 \text{ GeV}^2$	
$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	$\sigma(W_{\gamma p})$ (nb)
50 – 100	$0.435 \pm 0.036 \pm 0.051$
100 – 150	$1.070 \pm 0.087 \pm 0.126$
150 – 200	$1.259 \pm 0.190 \pm 0.148$
200 – 250	$2.111 \pm 0.704 \pm 0.249$

$30 \text{ GeV}^2 \leq t < 70 \text{ GeV}^2$	
$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	$\sigma(W_{\gamma p})$ (nb)
50 – 140	$0.0307 \pm 0.0088 \pm 0.0036$
140 – 250	$0.0653 \pm 0.0207 \pm 0.0077$

Tabelle A.2.: Totaler γp -Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$ in Intervallen von $|t|$ im Bereich $z \geq 0.95$ und $Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$. Der erste Fehler ist statistisch und der zweite systematisch.

B. KALEP-Schnittfunktionen zur Leptonerkennung

Im folgenden sind die vom Polarwinkel θ und dem Spurimpuls p_{Spur} abhängigen Schnittfunktionen f_i des KALEP-Algorithmus (vergleiche Tab. 4.1 bzw. Tab. 4.4) sowie die Hilfsfunktionen $\text{imp}(p_{\text{Spur}})$ und $\text{mom}(p_{\text{Spur}})$ angegeben.

Elektronidentifikation:

$$f_1(\theta) = \begin{cases} [13 \cdot (\theta - 1.5)^2 + 35] \text{ cm} & : \text{ für } 0.8 \text{ rad} \leq \theta < 2.0 \text{ rad} \\ 40 \text{ cm} & : \text{ sonst} \end{cases}$$

Myonidentifikation:

Hilfsfunktionen:

$$\text{imp}(p_{\text{Spur}}) = \begin{cases} 0.8 + 0.2 \cdot \left(\frac{\log(0.5 + p_{\text{Spur}})}{\log 5.5} \right) & : \text{ für } p_{\text{Spur}} < 5.0 \text{ GeV} \\ 1.0 \text{ GeV} & : \text{ sonst} \end{cases}$$

$$\text{mom}(p_{\text{Spur}}) = \begin{cases} 0.6 + 0.4 \cdot \left(\frac{\log(0.5 + p_{\text{Spur}})}{\log 3} \right) & : \text{ für } p_{\text{Spur}} < 2.5 \text{ GeV} \\ 1.0 \text{ GeV} & : \text{ sonst} \end{cases}$$

Schnittfunktionen:

$$f_2(\theta) = \begin{cases} [0.8 + 0.6 \cdot \sin(\frac{\theta\pi}{0.7})] \text{ GeV} & : \text{ für } \theta < 0.7 \text{ rad} \\ 0.8 \text{ GeV} & : \text{ für } 0.7 \text{ rad} \leq \theta < 1.9 \text{ rad} \\ [0.8 + 0.2 \cdot \sin(\frac{(\theta-1.9)\pi}{1.1})] \text{ GeV} & : \text{ für } \theta \geq 1.9 \text{ rad} \end{cases}$$

$$f_3(\theta, p_{\text{Spur}}) = \text{imp}(p_{\text{Spur}}) \cdot \begin{cases} 3.5 \text{ GeV} & : \text{ für } \theta < 0.3 \text{ rad} \\ [3.15 + 3.2 \cdot \sin(\frac{(\theta-0.3)\pi}{0.8})] \text{ GeV} & : \text{ für } 0.3 \text{ rad} \leq \theta < 1.1 \text{ rad} \\ 2.8 \text{ GeV} & : \text{ für } 1.1 \text{ rad} \leq \theta < 1.8 \text{ rad} \\ [2.8 + 1.4 \cdot \sin(\frac{(\theta-1.8)\pi}{1.2})] \text{ GeV} & : \text{ für } \theta \geq 1.8 \text{ rad} \end{cases}$$

$$f_4(\theta, p_{\text{Spur}}) = \text{mom}(p_{\text{Spur}}) \cdot \begin{cases} [100 + 60 \cdot (\theta - 1.55)^2] \text{ cm/GeV} & : \text{ für } \theta \geq 0.5 \text{ rad} \\ 130 \text{ cm/GeV} & : \text{ sonst} \end{cases}$$

$$f_5(\theta, p_{\text{Spur}}) = \text{mom}(p_{\text{Spur}}) \cdot \begin{cases} [200 + 450 \cdot (\theta - 1.55)^2] \text{ cm/GeV} & : \text{ für } \theta \geq 0.5 \text{ rad} \\ 425 \text{ cm/GeV} & : \text{ sonst} \end{cases}$$

C. Tabelle der Photonfluß-Faktoren

$ t $ -Intervall	$W_{\gamma p}$ -Intervall (GeV)	integrierter Photonfluß Φ_γ
$2 \text{ GeV}^2 \leq t < 70 \text{ GeV}^2$	50 – 250	0.121
$2 \text{ GeV}^2 \leq t < 5 \text{ GeV}^2$	50 – 68	0.0299
	68 – 86	0.0211
	86 – 104	0.0159
	104 – 122	0.0124
	122 – 140	0.00987
	140 – 160	0.00880
$5 \text{ GeV}^5 \leq t < 10 \text{ GeV}^2$	50 – 82.5	0.0473
	82.5 – 115	0.0274
	115 – 147.5	0.0179
	147.5 – 180	0.0123
	180 – 250	0.0160
$5 \text{ GeV}^{10} \leq t < 30 \text{ GeV}^2$	50 – 100	0.0636
	100 – 150	0.0300
	150 – 200	0.0170
	200 – 250	0.0103
$30 \text{ GeV}^2 \leq t < 70 \text{ GeV}^2$	50 – 140	0.0890
	140 – 250	0.0319

Tabelle C.1.: Übersicht der für die Wirkungsquerschnittsbestimmung verwendeten integrierten Photonflüsse Φ_γ . Die Integration erstreckt sich jeweils über das in der zweiten Spalte angegebene $W_{\gamma p}$ -Intervall sowie den Bereich $0 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 2.0 \text{ GeV}^2$.

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Der HERA-Speicherring und das Vorbeschleunigersystem	3
2.2.	Schematische Übersicht des H1-Detektors	5
2.3.	Skizze des Spurkammersystems	6
2.4.	Aufbau des LAr-Kalorimeters	7
2.5.	Aufbau des instrumentierten Eisens im CMD	8
3.1.	Feynmangraph der diffraktiven J/ψ -Produktion in niedrigster Ordnung	10
3.2.	Feynmangraph der J/ψ -Produktion in pQCD	12
3.3.	Wirkungsquerschnitte für elastische diffraktive Vektormeson-Photoproduktion	13
3.4.	Kontrollverteilungen zur Monte Carlo Simulation	15
4.1.	Schematische Darstellung der Leptonerkennung im LAr-Kalorimeter	18
4.2.	KALEP-Estimatoren zur Myonererkennung ($Q \geq 2$)	20
4.3.	Schematische Darstellung eines <i>Decision Tree</i>	22
4.4.	KALEP-Estimatoren zur Elektronerkennung ($Q \geq 2$)	25
4.5.	Nachweiswahrscheinlichkeiten für Myonen im LAr-Kalorimeter	29
4.6.	Untergrundunterdrückung vs. Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen	30
4.7.	Nachweiswahrscheinlichkeiten für Elektronen im LAr-Kalorimeter	31
4.8.	Untergrundunterdrückung vs. Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen	32
5.1.	Kontrollverteilungen zur Triggeranalyse	38
5.2.	Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggererelemente CIP_Sig und FTT_Mul_Td	39
5.3.	Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggererelemente CIP_Mul und FTT_Mul-Ta	40
5.4.	Ansprechwahrscheinlichkeit der Myonbedingung	41
5.5.	Ansprechwahrscheinlichkeit des Subtriggers $s18$	42
5.6.	Ansprechwahrscheinlichkeit von $s18$ in Intervallen von $ t $	43
5.7.	Ansprechverhalten des Subtriggers $s59$	44
6.1.	Selektion von Ereignissen der Photoproduktion	46
6.2.	Logarithmierte Verteilung des generierten Q^2	46
6.3.	Wirkung des J/ψ -Untergrundindikators	49
6.4.	Verteilung der z-Vertex-Position	50
6.5.	J/ψ -Kandidaten in der graphischen H1-Ereignissdarstellung	51
6.6.	Kontrollverteilungen zum kosmischen Untergrund	51
6.7.	Massenspektrum der Zwei-Myon-Ereignisse	52
6.8.	Kontrollverteilungen der Zwei-Myon-Ereignisse	53
6.9.	Korrekturfaktoren ε_{ges} , A_{geom} , $\varepsilon_{\text{reco}}$ und $\varepsilon_{\text{trig}}$ als Funktion von $ t $	57
6.10.	Massenspektren der Zwei-Myon-Ereignisse in Intervallen von $ t $	58
6.11.	Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ als Funktion von $ t $	59
6.12.	Korrekturfaktoren ε_{ges} , A_{geom} , $\varepsilon_{\text{reco}}$ und $\varepsilon_{\text{trig}}$ als Funktion von $W_{\gamma p}$	60

6.13. Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$	61
6.14. Massenspektrum der Zwei-Elektron-Ereignisse	62
6.15. Massenspektren der Zwei-Elektron-Ereignisse in Intervallen von $ t $	63
6.16. A_{geom} und $\varepsilon_{\text{reco}}$ für den Kanal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ als Funktion von $ t $	64
6.17. A_{geom} und $\varepsilon_{\text{reco}}$ für $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ als Funktion von $W_{\gamma p}$	64
7.1. Ergebnis der Lepton-Identifikation im LAr-Kalorimeter	65
7.2. Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ als Funktion von $ t $	66
7.3. Totaler Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$	67

Tabellenverzeichnis

3.1.	Verzweigungsverhältnisse der leptonischen J/ψ -Zerfallskanäle	9
4.1.	KALEP-Schnittgrenzen zur Myonerkenung	19
4.2.	Definition der Myonqualitäten im LAr-Kalorimeter	19
4.3.	Bedingungen zur Myonerkenung im CMD	23
4.4.	KALEP-Schnittgrenzen zur Elektronerkenung	26
4.5.	Definition der Elektronqualitäten	26
5.1.	Übersicht der Triggerelemente des Subtriggers $s18$	34
5.2.	Übersicht der Triggerelemente des Subtriggers $s59$	36
5.3.	Übersicht der verwendeten Monitortrigger	37
6.1.	Übersicht der verwendeten integrierten Luminosität	48
6.2.	Bedingungen des H1-Finders für zentrale Spuren	50
6.3.	Übersicht der Schnitte zur Datenselektion	52
6.4.	Übersicht der Schnitte auf dem Generator-Niveau der Monte Carlo Simulation	54
6.5.	Zusammensetzung des systematischen Fehlers Δ_{syst}	56
6.6.	Übersicht der aus den Massenspektren ermittelten Werte für N_{Signal}	59
6.7.	Aus der Anpassung $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ an die Daten erhaltene Werte für δ	60
7.1.	Werte des Parameters δ aus der Anpassung $\sigma \propto W_{\gamma p}^{\delta}$	66
A.1.	Differentieller γp -Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$	68
A.2.	Totaler γp -Wirkungsquerschnitt $\sigma(W_{\gamma p})$ in Intervallen von $ t $	68
C.1.	Übersicht der integrierten Photonflüsse	70

Literaturverzeichnis

- [1] H1 Collaboration, I. Abt et al., *The H1 Detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A 386**, 310 (1997).
- [2] H1 Collaboration, I. Abt et al., *The Tracking, Calorimeter And Muon Detector of the H1 Experiment at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A 386**, 348 (1997).
- [3] R. D. Appuhn et al., *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, Nucl. Instrum. Meth. **A 386**, 397 (1997).
- [4] B. Andrieu et al., *The H1 Liquid Argon Calorimeter System*, Nucl. Instrum. Meth. **A 336**, 460 (1993).
- [5] S. Z. Habib, *Measurement of Unpolarized Inclusive Neutral Current Cross Sections in Positron-Proton Collisions at $\sqrt{s} \simeq 320$ GeV*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2005).
- [6] Particle Data Group Collaboration, W.-M. Yao et al., *Review of particle physics*, Journal of Physics G **33**, 1 (2006).
- [7] T. Regge, *Introduction to Complex Orbital Momenta*, Nuovo Cim. **14**, 951 (1959).
- [8] H1 Collaboration, S. Aid et al., *Measurement of the Total Photon Proton Cross Section and its Decomposition at 200 GeV Centre of Mass Energy*, Zeitschrift für Physik **C 69**, 27 (1995).
- [9] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of Total and Partial Photon Proton Cross-Sections at 180 GeV Center-of-Mass Energy*, Zeitschrift für Physik **C 63**, 391 (1994).
- [10] H1 Collaboration, S. Aid et al., *Elastic Electroproduction of ρ^0 and J/ψ Mesons at large Q^2 at HERA*, Nucl. Phys. **B 468**, 3 (1996).
- [11] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of Elastic ρ^0 Photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik **C 69**, 39 (1995).
- [12] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Elastic and Proton-Dissociative ρ^0 Photoproduction at HERA*, Eur. Phys. J. **C 2**, 247 (1998).
- [13] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of Elastic ω Photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik **C 73**, 73 (1996).
- [14] ZEUS Collaboration, M. Derrick et al., *Measurement of the Reaction $\gamma^*p \rightarrow \phi p$ in Deep Inelastic e^+p Scattering at HERA*, Phys. Lett. **B 380**, 220 (1996).
- [15] H1 Collaboration, S. Aid et al., *Elastic and Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA*, Nucl. Phys. **B 472**, 3 (1996).

- [16] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Elastic Photoproduction of J/ψ and Υ Mesons at HERA*, Phys. Lett. **B 483**, 23 (2000).
- [17] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Measurement of Elastic J/ψ Photoproduction at HERA*, Zeitschrift für Physik **C 75**, 215 (1997).
- [18] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Measurement of Elastic Υ Photoproduction at HERA*, Phys. Lett. **B 437**, 432 (1998).
- [19] L. Frankfurt et al., *Diffraction Photoproduction of Υ at HERA*, JHEP **02**, 002 (1999).
- [20] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Diffraction Photoproduction of $\psi(2S)$ Mesons at HERA*, Phys. Lett. **B 541**, 251 (2002).
- [21] H1 Collaboration, A. Aktas et al., *Diffraction Photoproduction of J/ψ Mesons with Large Momentum Transfer at HERA*, Phys. Lett. **B 568**, 205-218 (2003).
- [22] J. R. Forshaw und M. G. Ryskin, *Diffraction Vector Meson Production at Large Momentum Transfer*, Zeitschrift für Physik **C 68**, 137 (1995).
- [23] J. Bartels, J. R. Forshaw, H. Lotter und M. Wüsthoff, *Diffraction Production of Vector Mesons at Large t* , Phys. Lett. **B 375**, 301 (1996).
- [24] J. R. Forshaw und G. Poludniowski, *Vector Meson Photoproduction at High- t and Comparison to HERA Data*, Eur. Phys. J. **C 26**, 411 (2003).
- [25] J. Meyer et al., *Guide to Simulation Programm HISIM*, H1 Internal Software Manual (1991).
- [26] B. List und A. Mastroberardino, *DIFFVM: A Monte Carlo Generator for Diffraction Processes in ep Scattering*, DESY-Workshop on MC-Generators for HERA Physics (1998).
- [27] J. J. Sakurai, *Vector Meson Dominance and High-Energy Electron Proton Inelastic Scattering*, Phys. Rev. Lett. **22**, 981 (1969).
- [28] B. Naroska, S. Schiek und G. Schmidt, *Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta* (1997), H1 Internal Note H1-05/07-518.
- [29] G. Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ -Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (1997).
- [30] D. Schmidt, *Diffraktive Photoproduktion von Charmonium im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Universität Hamburg (2001).
- [31] M. Steder, *Myonidentifikation im Kalorimeter des H1-Detektors mit neuronalen Netzen*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2005).
- [32] M. Göttlich, *Study of Charm and Beauty at HERA/H1 using Dilepton Events*, Dissertation, Universität Hamburg (2007).
- [33] A. Höcker et al., *TMVA Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT Users Guide*, arXiv physics/0703039, TMVA version 3.7, April 2007, <http://tmva.sourceforge.net/>
- [34] F. Sefkow, E. Elsen, H. Krehbiel, U. Strautmann und J. Coughlan, *Experience with the First Level Trigger of H1*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. **42**, No. 4, 900 (1995)

- [35] T. Nicholls et al., *Concept, Design and Performance of the Second Level Triggers of the H1 Detector*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. **45**, No. 3, 810 (1998)
- [36] A. Baird et al., *A Fast High Resolution Track Trigger for the H1 Experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol. **48**, No. 4, 1276 (2001)
- [37] A. Baird et al., *A Fast Track Trigger for the H1 Collaboration*, Nucl. Instrum. Meth. A **461**, 461 (2001).
- [38] M. C. Urban, *The new CIP2k z-Vertex Trigger for the H1 Experiment at HERA*, Dissertation, Universität Zürich (2004).
- [39] T. Gsänger, *Analyse des Wirkungsquerschnittes diffraktiver Υ -Produktion am H1-Detektor*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2006).
- [40] A. Blondel und F. Jacquet, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe*, DESY-79-048, 377 (1979).
- [41] C. F. von Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*, Zeitschrift für Physik A **88**, 612 (1934).
- [42] E. J. Williams, *Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae*, Phys. Rev. **45**, 729 (1934).
- [43] R. A. Hälg, *Electron Identifikation in Heavy Quark Decays at the H1 Experiment*, Diplomarbeit, ETH Zürich (2007).