Diffraktive Photoproduktion von J/ψ–Mesonen im H1–Detektor bei kleiner γp–Schwerpunktsenergie

Diplomarbeit

vorgelegt von

Tonio Hauschildt

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
Oktober 1999

Inhaltsverzeichnis

Einleitung **1**

1 Das H1–Experiment **3**

1.1 Der Speicherring HERA 3

1.2 Der H1–Detektor 4

1.2.1 Spurkammern 6

1.2.2 Kalorimeter 7

1.2.3 Instrumentiertes Eisen 7

1.2.4 Vorwärts–Myon–Detektor 9

1.2.5 Proton–Remnant–Tagger 10

1.2.6 Triggersystem 10

1.2.7 Luminositätsmessung 13

2 J/ψ–Produktion bei HERA **15**

2.1 Kinematik der ep–Streuung 15

2.2 J/ψ–Produktion 17

2.2.1 Diffraktion 18

2.2.2 Inelastische Prozesse 20

2.3 Monte–Carlo–Simulation von J/ψ–Ereignissen 21

2.3.1 DIFFVM–Generator 22

2.3.2 LPAIR–Generator 23

3 Datenselektion **27**

3.1 Vorselektion auf Ereignisse mit einer FMD–Spur 27

3.2 Rekonstruktion der Masse der J/ψ–Kandidaten 28

3.3 Selektion von Photoproduktions–Ereignissen 28

3.4 Anforderungen an die zentrale Spur 30

3.5 Schnitte auf die FMD–Spur 31

3.6 Klassifikation auf L5 32

3.7 Das selektierte $W_{\gamma p}$–Intervall 32

3.8 L1–Subtrigger 32

3.9 Trennung elastischer und protondissoziativer Ereignisse 33

4 Vergleich von Daten und Simulation **36**

4.1 Kontrolle der Vorwärtsdetektoren 37

4.2 Kinematische Verteilungen 42

4.3 Spurrekonstruktions–Effizienzen 45

4.3.1 Rekonstruktionseffizienz im FMD 45

4.3.2 Rekonstruktionseffizienz in FTD und FEC 46

4.4 Spurverbindungs–Effizienzen 47

4.5 Trigger–Effizienzen 51

4.6 Kontrolle der simulierten Effizienzen der einzelnen Triggerelemente 51

4.7 Bestimmung der Triggereffizienz aus der Simulation 55

5 Ergebnisse **57**

5.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes 57

5.2 Vergleich mit anderen Analysen 62

6 Zusammenfassung **64**

A Schnitte zur Spur– und Myonselektion **66**

A.1 Spurselektion 66

A.2 Myonselektion 67

B Ereignisklasse 24 **68**

C Subtrigger S16 **70**

D Auflösung von $p^2_{T,\Psi}$ **71**

Abbildungsverzeichnis **72**

Tabellenverzeichnis **74**

Literaturverzeichnis **75**

Einleitung

Der HERA–Speicherring bietet die Möglichkeit, Elektronen und Protonen auf hohe Energien zu beschleunigen und schließlich mit einer Schwerpunktsenergie von 300 GeV kollidieren zu lassen. Bei der Kollision entstehen durch fundamentale Wechselwirkungen weitere Teilchen, deren Spuren oder Energiedepositionen im H1–Detektor nachgewiesen werden können.

Mit diesem Experiment können u.a. die Mechanismen für die Erzeugung schwerer b– oder c– Quarks untersucht werden, wobei die Produktionsrate für die leichteren c–Quarks höher ist. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem J/ψ–Meson, einem gebundenen Zustand aus c– und $\bar{c}$–Quark. Die gesamte Zerfallsbreite beträgt $\Gamma = 86\,\mathrm{keV}$; das Meson zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 6% in ein $\mu^+\mu^-$–Paar, das im H1–Detektor mit relativ guter Effizienz nachgewiesen werden kann. Bei einem speziellen Produktionsprozess, der Diffraktion, kann bei der Wechselwirkung eines vom Elektron emittierten virtuellen Photons mit dem Proton ein $c\bar{c}$-Paar entstehen und ein J/ψ–Meson bilden, wobei das Proton unter kleinem Winkel gestreut wird („elastische“Ereignisse) oder in ein System von Hadronen mit niedriger Masse dissoziiert.

In Analysen der diffraktiven J/ψ–Produktion unter Verwendung des zentralen Bereiches des H1–Detektors zur Rekonstruktion der beiden Myonen lässt sich nur ein eingeschränkter kinematischer Bereich untersuchen — die Schwerpunktsenergie von Photon und Proton beträgt $W_{\gamma p} \gtrsim 40\,\mathrm{GeV}$. Die Lücke zu „*fixed target*“–Experimenten mit $W_{\gamma p} \lesssim 25\,\mathrm{GeV}$, in denen ruhende Protonen als Kollisionspartner dienen, soll diese Analyse schließen. Es ist wünschenswert, bei HERA einen Wirkungsquerschnitt bei möglichst niedriger Energie zu bestimmen um die $W_{\gamma p}$–Abhängigkeit von z.B. t–Verteilungen zu untersuchen.
Wird eines der beiden Zerfallsmyonen in Vorwärtsrichtung (maximal 20° Abweichung von der Protonflugrichtung) emittiert, so ist $W_{\gamma p} \approx 30\,\mathrm{GeV}$. Für die Rekonstruktion und Identifikation der vorderen Myonspur wird der Vorwärtsmyondetektor des H1–Detektors verwendet, der diesen Winkelbereich abdeckt.

Eine Schwierigkeit dieser Analyse besteht darin, dass bei Ereignissen mit Dissoziation des Protons dessen Fragmente durch sekundäre Wechselwirkungen weitere Teilchen in Vorwärtsrichtung erzeugen. Deren Signale im Vorwärtsmyondetektor und in zwei weiteren Detektorkomponenten (LAr–Kalorimeter und Proton–Remnant–Tagger) müssen von den Signalen der Myonspur getrennt werden und ermöglichen so eine experimentelle Bestimmung des elastischen Anteils.

Der HERA–Speicherring und der H1–Detektor werden im ersten Kapitel beschrieben. Das zweite Kapitel geht nach einer Darstellung der Kinematik von ep–Wechselwirkungen näher auf die für diese Analyse wesentlichen J/ψ–Produktionsmechanismen ein und beschreibt die für die Ereignis–Simulation verwendeten Monte–Carlo–Generatoren.
In Kapitel 3 ist die Selektion der für die Analyse verwendeten Daten aus allen Ereignissen der Jahre 1996 und 1997 dargestellt. Dazu werden Anforderungen an die beiden Myonspuren, kinematische Schnitte und eine Triggerbedingung definiert. Die Kriterien für die Erkennung protondissoziativer Ereignisse in den drei Detektorkomponenten in Protonstrahlnähe werden hier kurz beschrieben und im folgenden Kapitel im Vergleich mit simulierten Ereignissen näher untersucht. Die Simulation der für das Ergebnis der Analyse relevanten Verteilungen und Effizienzen wird geprüft.
Der Wirkungsquerschnitt für die diffraktive J/ψ–Produktion wird in Kapitel 5 berechnet. Im Zusammenhang mit bisherigen Ergebnissen wird die $W_{\gamma p}$–Abhängigkeit des diffraktiv elastischen Wirkungsquerschnitts untersucht.
Das letzte Kapitel fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen.

Kapitel 1

Das H1–Experiment

Das DESY (*D*eutsches *E*lektronen–*SY*nchrotron) in Hamburg ermöglicht die Untersuchung der Elektron–Proton–Streuung am Speicherring HERA (*H*adron–*E*lektron–*R*ing–*A*nlage). Der Speicherring und der Detektor H1, mit dem die in dieser Arbeit analysierten Daten aufgenommen wurden, sind im Folgenden beschrieben.

1.1 Der Speicherring HERA

Der Speicherring HERA (fertiggestellt 1990) dient der Beschleunigung und Speicherung von Elektronen bzw. Positronen und Protonen. Dazu verfügt die Anlage über zwei Strahlrohre mit einem Umfang von 6,3 km, in denen nach Vorbeschleunigung in kleineren Linear– und Ringbeschleunigern (s. Abb. 1.1) die Elektronen bzw. Positronen[1] eine Energie von 27,5 GeV, die Protonen 820 GeV erhalten.

Zur Speicherung werden Positronen und Protonen in je 210 im Ring umlaufenden Teilchenpaketen („Bunches") angeordnet, die an den Wechselwirkungspunkten im Abstand von 96 ns (entsprechend einer Ereignisrate von 10,4 MHz) aufeinander treffen.

An vier Punkten des Ringes findet eine Kollision der Positronen– und Protonenpakete miteinander (H1 und ZEUS Experiment) bzw. mit einem festen Target statt. Bei HERA–B treffen Protonen auf ein Draht–Target zur Untersuchung der CP–Verletzung beim Zerfall von B–Mesonen. Bei HERMES dient Wasserstoffgas als Target für die Elektronen; durch Polarisation von Strahl und Target ist eine Untersuchung der Nukleonen–Spinstruktur möglich.

[1] Der HERA–Betrieb erfolgte in den Jahren 1996 und 1997 mit Positronen.

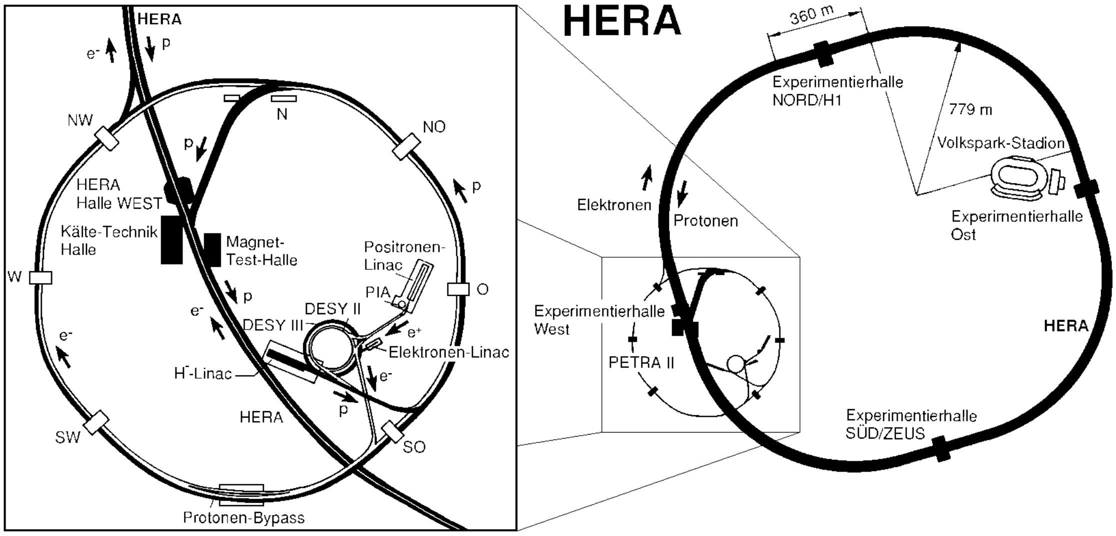

Abbildung 1.1: *Skizze des HERA–Speicherrings mit Ausschnittsvergrößerung der Vorbeschleuniger*

1.2 Der H1–Detektor

Der H1–Detektor hat die Aufgabe, möglichst umfassende Informationen über die bei der Kollision entstehenden Teilchen bereitzustellen. Die Impuls–Vektoren der Teilchen werden rekonstruiert (s. Spurkammern) und eine Teilchenidentifikation ist möglich (durch den Energieverlust in den Spurkammern oder im Kalorimeter oder für Myonen durch eine Spur im instrumentierten Eisen). Außerdem ist eine leistungsfähige Hard– und Software erforderlich um die physikalisch interessanten Prozesse in der zur Verfügung stehenden Zeit von maximal 96 ns zwischen zwei möglichen Ereignissen zu erkennen (s. Triggersystem).

Eine Skizze des H1–Detektors zeigt Abb. 1.2. Das übliche Koordinatensystem am Detektor hat seinen Ursprung im nominellen Wechselwirkungspunkt (markiert durch ein Kreuz bei der Beschriftung $\boxed{2}$). Die z–Achse ist in Protonstrahlrichtung gewählt, x– und y–Achse zeigen zum Mittelpunkt des Speicherringes bzw. senkrecht nach oben. Der Polarwinkel von Teilchenspuren wird mit θ bezeichnet, der Azimutalwinkel in der (x,y)–Ebene mit Φ. Die Pseudorapidität einer Spur mit Polarwinkel θ ist definiert als $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$.

Zu erkennen ist der asymmetrische Aufbau des Detektors: Wegen des im Vergleich zum Positronimpuls höheren Protonimpulses ist die Teilchendichte in Vorwärtsrichtung (positive z–Richtung) höher, so dass hier ein aufwendigerer Aufbau erforderlich ist. Die einzelnen Komponenten des H1–Detektors werden im Folgenden beschrieben. In [H197a] ist eine ausführliche Darstellung zu finden. Einzelne Komponenten des Detektors sind in [H197b] näher beschrieben.

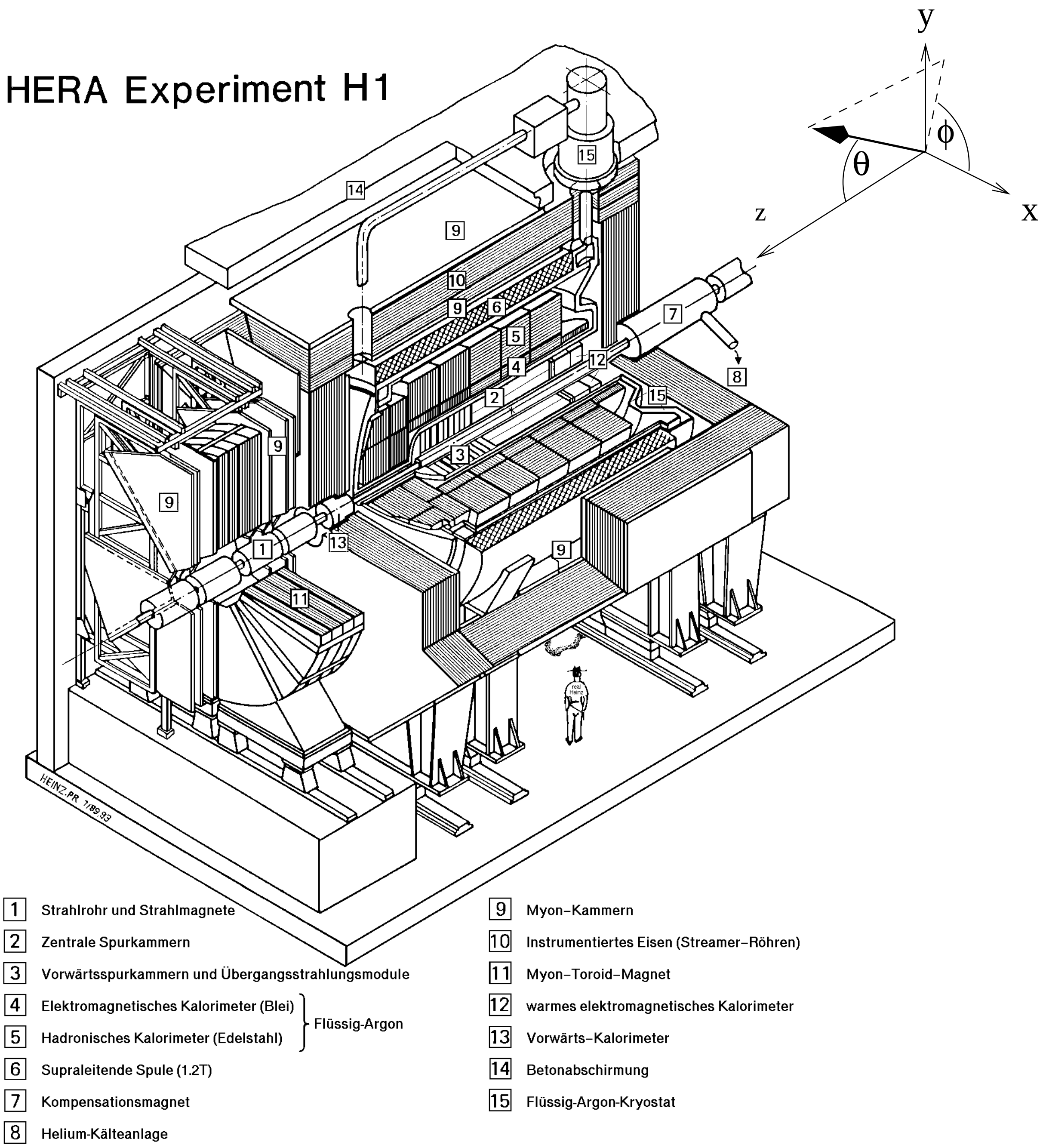

Abbildung 1.2: *Aufbau des H1–Detektors.*

1.2.1 Spurkammern

Die Spurkammern umgeben direkt den Wechselwirkungspunkt und das Strahlrohr. Hier erfolgt für geladene Teilchen eine Spurrekonstruktion. Anhand der Spurkrümmung im Magnetfeld (1,16 T, in z–Richtung) ist eine Impulsmessung möglich.

Abb. 1.3 zeigt eine Gliederung in vordere, zentrale und rückwärtige Spurdetektoren (FTD = Forward, CTD = Central Tracking Detector und BDC = Backward Drift Chamber) mit folgenden Einschränkungen des Polarwinkels einer dort rekonstruierten Spur:

	θ_{min}	θ_{max}
FTD	5°	25°
CTD	10°	165°
BDC	150°	177,5°

Der *zentrale Spurdetektor CTD* ist in zylindrischen Lagen um das Strahlrohr angeordnet. Zur Rekonstruktion von Teilchenspuren misst eine in CJC1 und CJC2 unterteilte Driftkammer (Central Jet Chamber) die Spurkoordinaten in der (r,Φ)–Ebene mit einer Auflösung von 145 μm und die z–Koordinate durch Ladungsteilung auf 22 mm genau. Die innen und außen an die CJC1 anschließenden Driftkammern CIZ und COZ (Central Inner

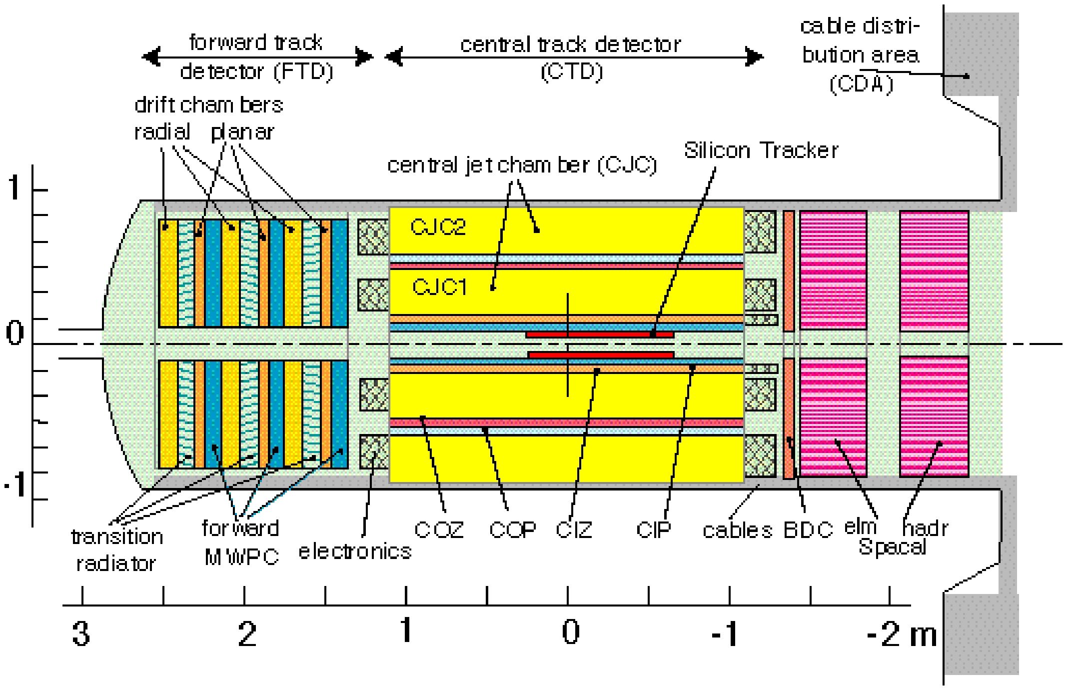

Abbildung 1.3: *Skizze des H1–Spurkammersystems.*

and Outer Z-Chamber) verbessern die z–Auflösung auf $300\,\mu$m. Dazu enthalten CJC1 und CJC2 2640 in z–Richtung gespannte Signaldrähte, die CIZ und COZ 60 bzw. 92 in der x–y–Ebene tangential angeordnete Drähte. Die Vieldraht–Proportionalkammern CIP und COP liefern Signale für die Stufe L1 des Triggersystems (s. Abschnitt 1.2.6).

Die Dichte der Signaldrähte im *vorderen Spurdetektor FTD* ist höher als im CTD. So ist eine vergleichbare Ortsauflösung gewährleistet, obwohl aufgrund kleinerer Polarwinkel die Ablenkung geladener Teilchen im Magnetfeld geringer als im CTD ist. Der FTD gliedert sich in 12 Komponenten, nämlich drei um jeweils 60° rotierte Module mit je einer planaren Driftkammer, einem Übergangsstrahlungsmodul, einer Vieldraht–Proportionalkammer (MWPC) zu Triggerzwecken und einer radialen Driftkammer. Die unterschiedliche Richtung der Signaldrähte in planaren und radialen Driftkammern ermöglicht die Spurrekonstruktion in drei Dimensionen.

1.2.2 Kalorimeter

Der H1–Detektor enthält mehrere Kalorimetersysteme zur Energiemessung und Ergänzung der Spurrekonstruktion auch für neutrale Teilchen.

Im Zentral– und Vorwärtsbereich ($4° \lesssim \theta \lesssim 153°$) umgibt das *LAr*–(Liquid–Argon–)*Kalorimeter* die Spurkammern. Es ist von innen nach außen in eine elektromagnetische und eine hadronische Komponente unterteilt. Es handelt sich um ein Sampling–Kalorimeter, d.h. Schichten mit Absorbermaterial und flüssigem Argon zur Signalerzeugung sind alternierend angeordnet. Im elektromagnetischen Teil erreicht man durch Bleiplatten als Absorber eine Dicke von 20 (bei $\theta \approx 90°$) bis maximal 30 (in Vorwärtsrichtung) Strahlungslängen X_0. So verlieren Elektronen und Photonen hier den größten Teil ihrer Energie.

Im hadronischen Teil ergibt sich mit Edelstahlplatten als Absorbermaterial eine Dicke von 5 (zentral) bis maximal 8 hadronischen Wechselwirkungslängen λ.

Das *SpaCal* („Spaghetti–Kalorimeter“) deckt die Akzeptanzlücke des LAr–Kalorimeters im rückwärtigen Detektorbereich ($153° \lesssim \theta \lesssim 177,8°$) ab. Es dient hauptsächlich zur Rekonstruktion des gestreuten Positrons in tiefunelastischer Streuung ($Q^2 \gtrsim 2\,\mathrm{GeV}^2$) sowie zur Bereitstellung von Triggersignalen für diese Ereignisse.

1.2.3 Instrumentiertes Eisen

Die supraleitende Spule ($\boxed{6}$ in Abb. 1.2) erzeugt das für die Impulsmessung notwendige Magnetfeld. Das diese Spule umgebende Eisenjoch hat einerseits die Rückführung des magnetischen Flusses zur Aufgabe, andererseits ist durch dessen Instrumentierung eine Spurrekonstruktion und Myonidentifikation möglich. Es spielt als zentraler Myon–Detektor zusammen mit dem im folgenden Abschnitt beschriebenen Vorwärts–Myon–Detektor eine zentrale Rolle in dieser Arbeit.

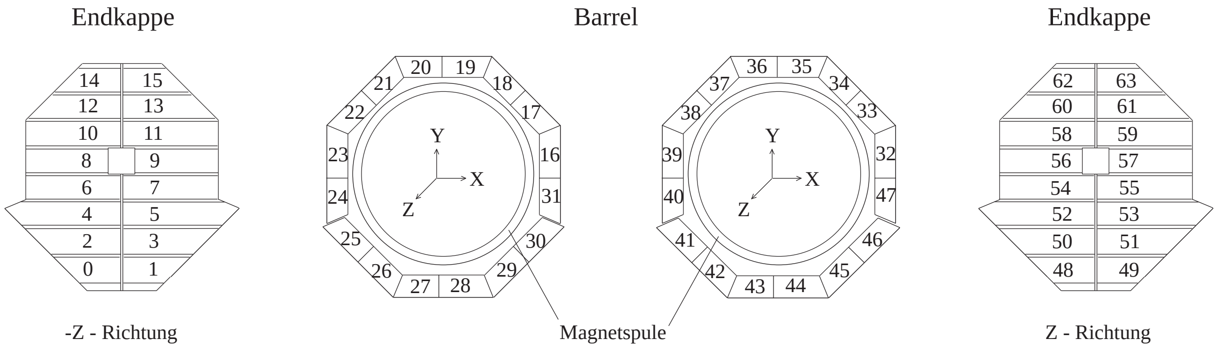

Abbildung 1.4: *Aufteilung des zentralen Myonsystems*

Der zentrale Myon–Detektor ist in 64 Module unterteilt (s. Abb. 1.4), von denen je 16 die vordere und hintere Endkappe bilden und weitere 32 den Zentralbereich („Barrel") oktagonförmig umschließen.

Die Instrumentierung besteht aus Streamerkammern mit einer Querschnittsfläche von jeweils $10 \times 10\,\mathrm{mm}^2$ (s. Abb. 1.5). Diese werden über die in der Kammer gespannten Drähte oder an der Außenfläche angeschlossene Streifen– und Rechteckelektroden ausgelesen. Abb. 1.6 zeigt die Anordnung der 16 Lagen mit Streamerkammern zwischen den zehn jeweils 75 mm dicken Eisenlagen: An der Innen– und Außenfläche des Eisenjochs befinden sich je drei Lagen, zwischen zwei Eisenplatten liegt jeweils eine Lage von Kammern mit Rechteckelektroden sowie eine weitere Lage mit Streifenelektroden vor der 5. Eisenplatte (von innen). Die Kombination der Signale von Drähten, Streifen– und Rechteck–Elektroden ermöglicht eine dreidimensionale Spurrekonstruktion für Teilchen, die mindestens drei Lagen innerhalb des Eisens durchqueren.

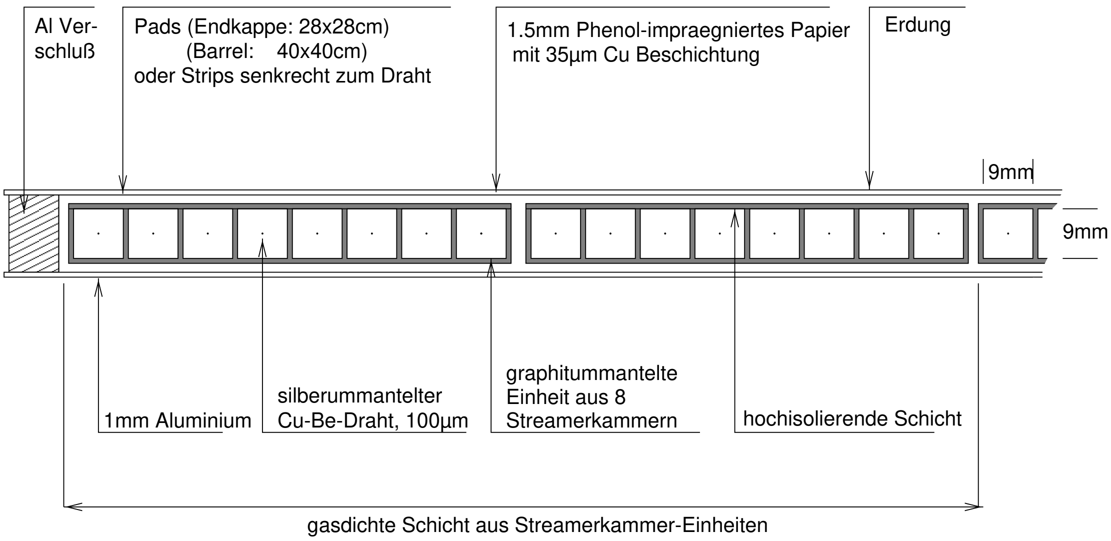

Abbildung 1.5: *Querschnitt durch eine Streamerkammer–Lage des instrumentierten Eisens. Jede Lage enthält mehrere Einheiten zu je acht Kammern.*

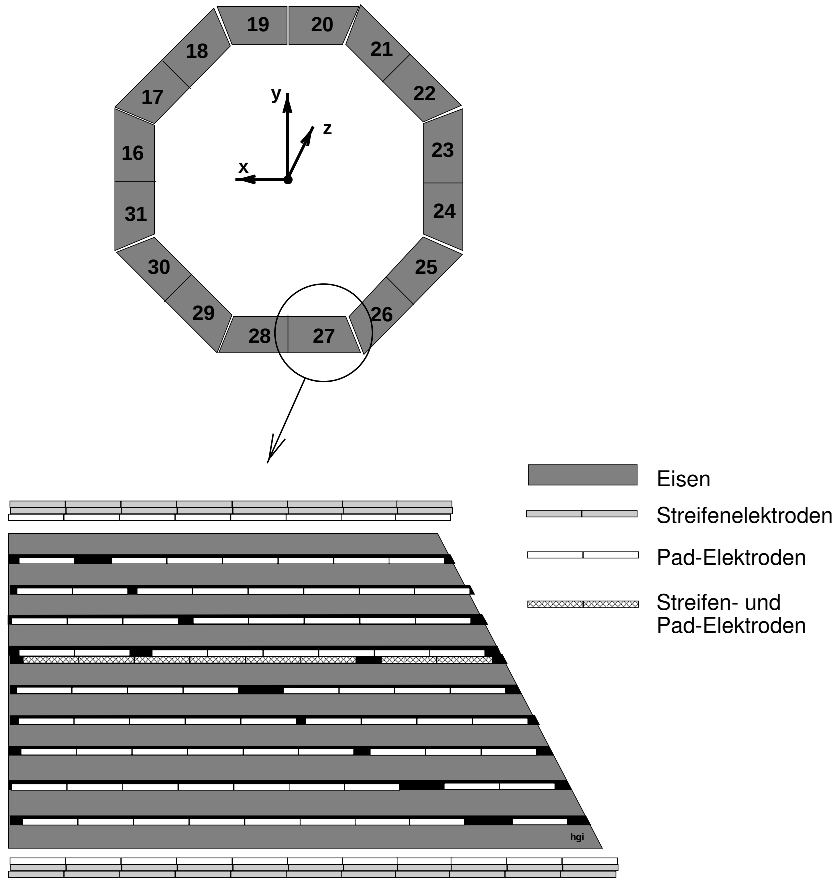

Abbildung 1.6: *Schnitt durch ein Eisen–Modul*

1.2.4 Vorwärts–Myon–Detektor

Der Vorwärts–Myon–Detektor (FMD) gewährleistet eine Spurrekonstruktion von geladenen Teilchen außerhalb der vorderen Eisenendkappe unter kleinen Polarwinkeln $3° \lesssim \theta \lesssim 17°$. Um eine gute Impulsmessung zu erreichen, erzeugt hier ein toroidförmiger Magnet, der das Strahlrohr im Abstand $0,65\,\mathrm{m} < R < 2,9\,\mathrm{m}$ umschließt, das zur Spurkrümmung erforderliche Magnetfeld von 1,5 T (bei $R = 2,9\,\mathrm{m}$) bis 1,75 T (bei $R = 0,65\,\mathrm{m}$). Einen Schnitt längs der z–Achse zeigt Abb. 1.7. Vor und hinter dem Magneten liegen jeweils drei Doppellagen von Driftkammerebenen. In vier Doppellagen sind die einzelnen Driftzellen tangential (zur Messung des Polarwinkels) um das Strahlrohr, in den anderen beiden radial (zur Messung des Azimutalwinkels) angeordnet. Die Anwendung von Doppellagen ergibt durch ihre versetzte Positionierung eine verbesserte Ortsauflösung (vgl. Abb. 1.7). Für Myonen mit einer Energie von mindestens 5 GeV ist eine Spurrekonstruktion vor *und* hinter dem Toroidmagneten und damit eine Impulsmessung möglich.

Außer zur Rekonstruktion von Myonen dient der FMD in dieser Analyse ebenfalls zur Erkennung von Ereignissen mit Proton–Dissoziation (s. Abschnitt 2.2.1). Die bei diesem Prozess entstehenden Protonfragmente erzeugen durch sekundäre Wechselwirkungen Hadronen, die in den ersten drei Doppellagen des FMD Trefferpaare verursachen können. Ist eine Myonspur rekonstruiert worden, so werden nur die Trefferpaare gezählt, die in x– und y–Richtung mindestens 50 cm von dieser Spur entfernt sind.

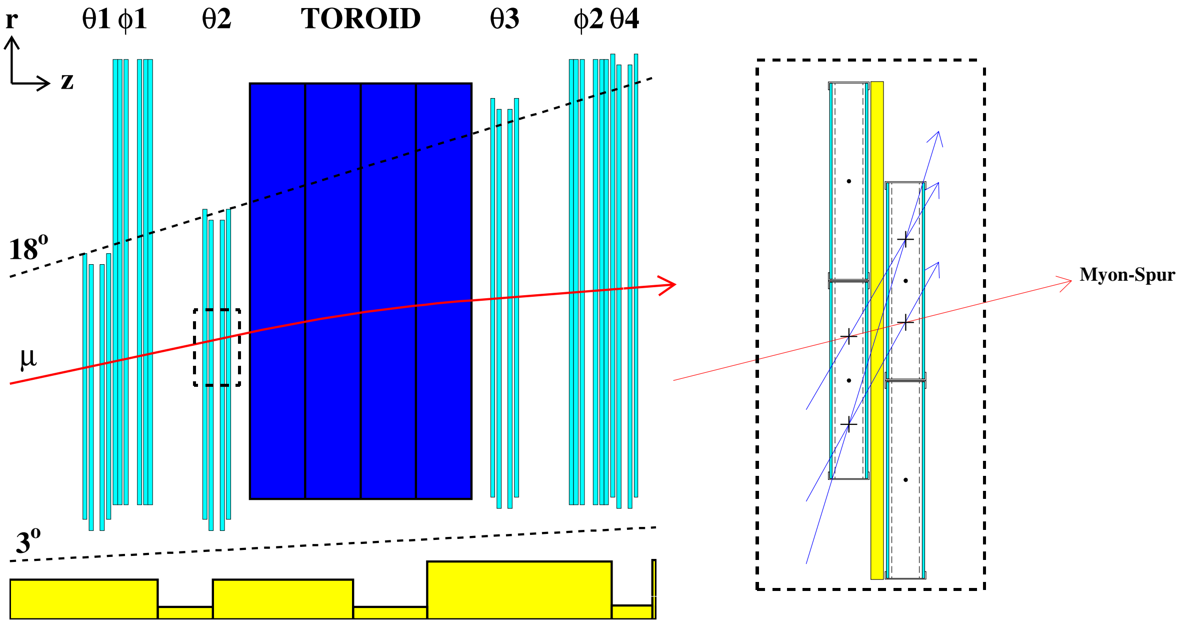

Abbildung 1.7: *Skizze des Vorwärts–Myon–Detektors. Der Ausschnitt der θ2–Doppellage demonstriert die Verbesserung der Ortsauflösung durch eindeutige Zuordnung einer Spur, während in jeder einzelnen Lage zwei symmetrische Spurpunkte vorliegen.*

1.2.5 Proton–Remnant–Tagger

In extremer Vorwärtsrichtung ($0,06° < \theta < 0,17°$) registriert der Proton–Remnant–Tagger (PRT) die Teilchen, die bei protondissoziativen Ereignissen (s. Abschnitt 2.2.1) durch sekundäre Wechselwirkungen aus den Protonfragmenten entstehen. Dazu sind bei $z = 24$ m sieben Paare von Szintillationszählern um das Strahlrohr positioniert (s. Abb. 1.8). Der PRT liefert auf einem von sieben Kanälen ein Signal, wenn beide Zähler des entsprechenden Paares in Koinzidenz ansprechen.

1.2.6 Triggersystem

Das Triggersystem von H1 sorgt für eine Reduktion des aufzuzeichnenden Datenvolumens. Ausgangspunkt ist die „Bunch–Crossing“[2]–Rate von 10,4 MHz (s. Abschnitt 1.1).

[2]bunch crossing: Zusammentreffen von Positronen– und Protonenpaket

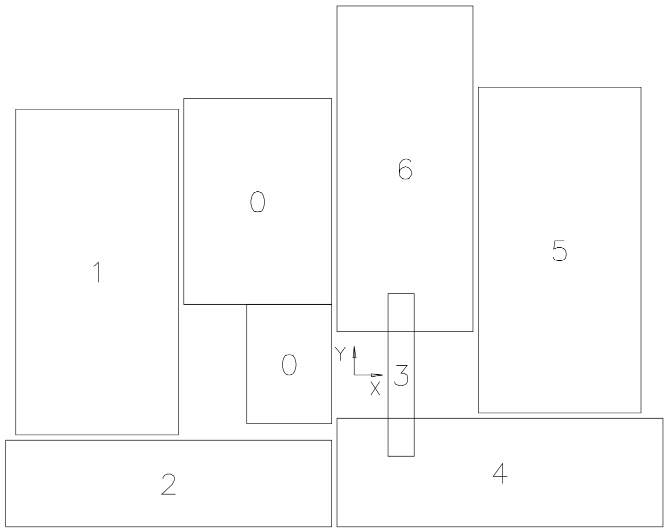

Abbildung 1.8: *Die sieben Zähler des Proton–Remnant–Taggers. Das Koordinatensystem zeigt den Ort des Strahlrohrs an.*

Streuereignisse treten noch mit ca. 100 kHz auf. Hinzu kommen Untergrundprozesse wie Synchrotonstrahlung der Positronen, Wechselwirkungen von Protonen mit Restgas (Druck im Strahlrohr: 10^{-9} hPa) oder dem Strahlrohr selbst sowie Ereignisse mit Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung, die den H1–Detektor treffen. Bei den *ep*–Kollisionen müssen in der kurzen zur Verfügung stehenden Zeit physikalisch interessante Prozesse erkannt werden, so dass schließlich nur noch 10 Ereignisse pro Sekunde abzuspeichern sind. Dazu wird auf vier Stufen L1 bis L4 eine Triggerentscheidung gefällt, wobei die Rate von akzeptierten Ereignissen auf jeder Stufe weiter reduziert wird. Während die erste Stufe totzeitfrei arbeitet, stehen auf L4 bereits 100 ms für eine Auswertung des Ereignisses zur Verfügung.

Alle von der Stufe L4 akzeptierten Ereignisse werden als Rohdaten auf Magnetband geschrieben. Diese durchlaufen nach Rekonstruktion[3] anschließend eine „5. Triggerstufe“, die im Gegensatz zu den Stufen L1 bis L4 *offline*, d.h. nicht synchron mit der Datennahme, arbeitet. Hier erfolgt eine Einteilung in verschiedene Ereignisklassen. Die für diese Arbeit verwendete Klasse 24 ist im Anhang B definiert. Die rekonstruierten Daten aller Ereignisse, für die eine Zuordnung zu mindestens einer Klasse erfolgt, werden auf Magnetband abgespeichert.

- Die erste Stufe **L1** muss ein Ereignis innerhalb von 2,3 μs, nachdem es stattgefunden hat, akzeptieren oder verwerfen, denn erst nach dieser Zeit stehen alle Triggerinformationen zur Verfügung. Da die Positronen– und Protonpakete allerdings alle 96 ns aufeinandertreffen, können die Daten von 24 „bunch crossings“ simultan gespeichert werden. Erst bei einer positiven Triggerentscheidung wird die Detektorauslese

[3] rekonstruiert werden u.a. Spurparameter; „Cluster“, d.h. zusammengehörende Energiedepositionen im Kalorimeter; Vertexkoordinaten

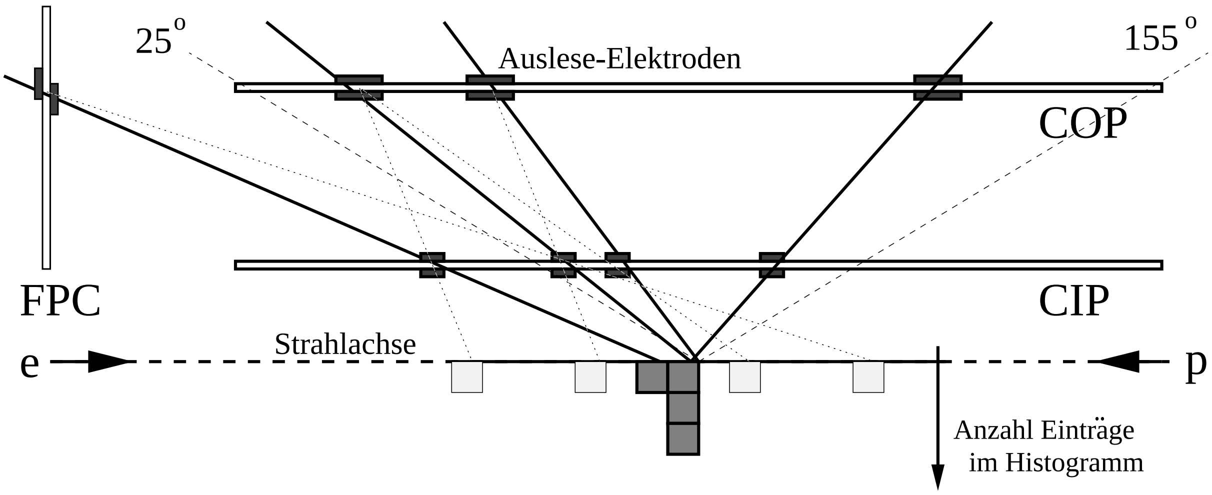

Abbildung 1.9: *Das z–Vertex–Histogramm. Einträge, die aus physikalischen Spuren resultieren, sind dunkel dargestellt, Untergrund durch falsche Kombinationen hell.*

vorbereitet. Eine schnelle Entscheidung wird dadurch ermöglicht, dass die Triggersignale der einzelnen Detektorkomponenten 192 Triggerelemente bilden, die durch logische Verknüpfung einen Satz von 128 Subtriggern S0–S127 ergeben. Mindestens einer dieser 128 Subtrigger muss gesetzt werden, damit die erste Triggerstufe ein Ereignis alzeptiert.

Der in dieser Arbeit verwendete Subtrigger S16 (s. Anhang C) setzt sich im Wesentlichen aus folgenden Triggerelementen zusammen:

– `FwdMu_Val_Any`: wird gesetzt, falls im FMD vor *und* hinter dem Toroidmagneten Spursegmente rekonstruiert wurden.

– `Mu_FIEC`: In der vorderen inneren Endkappe (Module 54–59) des instrumentierten Eisens müssen vier der fünf Streamerkammerlagen 3, 4, 5, 8 und 12 in Koinzidenz ansprechen.

– z–Vertex–Trigger: Spuren geladener Teilchen, die vom nominellen Wechselwirkungspunkt ausgehen, erzeugen Treffer in CIP und COP bzw. CIP und der inneren MWPC des FTD. Zur schnellen Bestimmung der Vertex–z–Koordinate wird durch jedes Trefferpaar eine Gerade in der (r,z)–Ebene gelegt und deren Schnittpunkt mit der z–Achse in ein z–Vertex–Histogramm eingetragen (s. Abb. 1.9). Dieses registriert Einträge in 16 z–Positionen mit einer Genauigkeit von $5,4$ cm. Es wird ein Maximum beim Primärvertex sowie ein Untergrund durch falsche Trefferkombinationen erwartet. So werden die maximale Anzahl N_{max} der Einträge in einem einzelnen z–Intervall mit der Anzahl N_{rest} weiterer Einträge im Histogramm verglichen und folgende Triggerelemente definiert:

`zvtx_sig`:	$(N_{max} - N_{rest}/15)/\sqrt{N_{max}} > 1,5$ (in 1996); seit 1997 wird diese Bedingung durch logische ODER–Verknüpfung mit der Bedingung $5 \cdot N_{max} > N_{rest} + 3$ abgeschwächt.
`zvtx_small`:	0...10 Einträge im z–Vertex–Histogramm, d.h. geringe Spurmultiplizität
`zvtx_mul<7`:	maximal 200 Einträge im z–Vertex–Histogramm
`zvtx_Mu`:	`zvtx_sig` oder `zvtx_small`

Die von L1 akzeptierten Ereignisse treten nur noch mit höchstens 5 kHz auf.

- Die **L2**–Triggerstufe untersucht anhand topologischer Bedingungen bzw. neuronaler Netzwerke von L1 akzeptierte Ereignisse in Abhängigkeit vom gesetzten Subtrigger nach weiteren Kriterien und senkt so die Rate auf ca. 50 Hz. Für den hier betrachteten Subtrigger S16 gibt es keine Bedingung auf L2.

- **L3** ist zur Zeit noch nicht installiert.

- Die Stufe **L4** erzielt schließlich eine Rate von 10 Ereignissen pro Sekunde. Hierzu führt ein System von Mikroprozessoren innerhalb von 0,1 s eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion durch, bei der bereits die gesamte Detektorinformation zur Verfügung steht. Das Ergebnis dieser Rekonstruktion dient der Überprüfung der L1–Subtrigger. So ist zur Verifikation von S16 eine rekonstruierte Spur im FMD erforderlich. Ist mindestens ein Subtrigger verifiziert worden, wird das Ereignis gespeichert, falls

  1. es nicht als Untergrund (Wechselwirkungen mit der Strahlrohrwand werden durch einen Schnitt auf die z-Koordinate des Vertex erkannt) verworfen wird *und*
  2. eine „Hard scale“–Bedingung (z.B. hohes Q^2, LAr–Cluster hoher Energie, zentrale oder Vorwärts–Spur mit großem p_T, Vorhandensein einer FMD–Spur) erfüllt ist *oder*
  3. ein spezieller Ereignistyp erkannt wird (z.B. Spurpaar mit hoher invarianter Masse $m > 2\,\mathrm{GeV}$).
  4. Von den Ereignissen, die nicht verworfen wurden und weder 2. noch 3. erfüllen, wird ein Q^2–abhängiger Anteil gespeichert.

1.2.7 Luminositätsmessung

Im Rückwärtsbereich des H1–Detektors befinden sich ein Photondetektor bei $z = -102,9\,\mathrm{m}$ und zwei Elektronendetektoren ($z = -33\,\mathrm{m}, -44\,\mathrm{m}$). Mithilfe der Ausgabe dieser Cherenkovzähler wird die Rate von Bethe–Heitler–Prozessen ($ep \to ep\gamma$) gemessen, die nach Korrektur auf Untergrundprozesse (hauptsächlich Bremsstrahlung an Restgasmolekülen im Strahlrohr) und mit dem bekannten Wirkungsquerschnitt σ der

Bethe–Heitler–Wechselwirkung die Luminosität $\mathcal{L} = \frac{R_{korr}}{\sigma}$ ergibt. Eine genauere Bestimmung der Luminosität *nach* der Datennahme erreicht unter ausschließlicher Verwendung des Photondetektors eine Genauigkeit von 1%.

Kapitel 2

J/ψ–Produktion bei HERA

Dieses Kapitel beschreibt die Mechanismen der J/ψ–Produktion bei HERA. Zunächst werden allgemeine kinematische Größen der ep–Streuung definiert. Abschnitt 2.2 beschreibt die theoretischen Modelle der J/ψ–Erzeugung, insbesondere die Diffraktion als wesentlichen Produktionsprozess für die in dieser Arbeit selektierten Ereignisse. Abschließend werden Monte–Carlo–Generatoren für die Simulation von diffraktiven Ereignissen sowie von Untergrundereignissen beschrieben.

2.1 Kinematik der ep–Streuung

Die Wechselwirkung zwischen Positronen und Protonen bei HERA erfolgt über den Austausch eines virtuellen Bosons (γ, Z^0 oder $W^\pm$). Bei kleinen Impulsüberträgen (s. Gl. 2.3) $Q^2 \ll M^2_{Z,W}$ sind Z^0– und $W^\pm$–Austausch aufgrund des Propagators $\frac{1}{Q^2+M^2}$ (M: Masse des Eichbosons) stark unterdrückt, so dass hier nur der Photonaustausch betrachtet wird.

Der entsprechende Feynmangraph ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die Vierer–Impulse des einlaufenden Positrons und Protons werden mit k und P bezeichnet, die der auslaufenden Teilchen mit k' und (im Falle eines nach der Streuung intakten Protons) P'.

Diese Viererimpulse legen die wesentlichen kinematischen Variablen der ep–Streuung fest: Die *Schwerpunktsenergie*

$$\sqrt{s} = \sqrt{(k+P)^2} \tag{2.1}$$

beträgt bei HERA in den Jahren 1996 und 1997 $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$.
Eine Unterscheidung in *Photoproduktion* und *tiefunelastische Streuung* (deep inelastic scattering, DIS) erfolgt anhand des *Impulsübertrags*

$$q = k - k' \tag{2.2}$$

des Positrons auf das Photon, dessen *Virtualität* als

$$Q^2 = -q^2 \approx 4E_e E_{e'} \sin^2(\theta_{e'}/2) \tag{2.3}$$

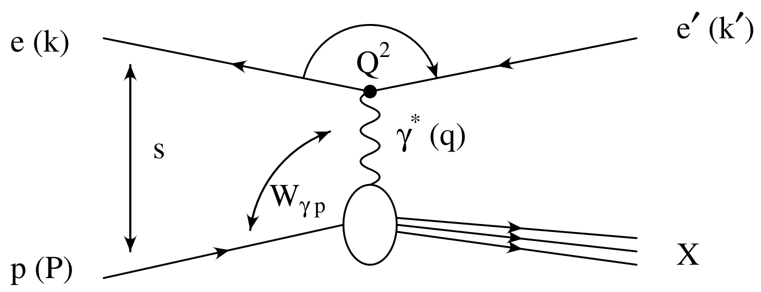

Abbildung 2.1: *Feynmangraph der ep–Streuung. Das einlaufende Positron emittiert ein virtuelles Photon. Bei dessen Wechselwirkung mit dem Proton entsteht ein hadronisches System X, das das gestreute Proton bzw. dessen Fragmente enthält. Die durch die „Blase“ angedeutete γp–Wechselwirkung wird in Abschnitt 2.2 näher erläutert.*

definiert ist und direkt mit dem Streuwinkel $\theta_{e'}$ des Positrons zusammenhängt. Bei Ereignissen mit $Q^2 > 2\,\mathrm{GeV}^2$ ist der Winkel hinreichend groß um das gestreute Positron im Detektor nachzuweisen (DIS). Dagegen verlässt das Positron bei Photoproduktionsereignissen mit $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ den Detektor durch das Strahlrohr.

Die Skalenvariable

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \approx (E_e - E'_e)/E_e \tag{2.4}$$

beschreibt im Laborsystem näherungsweise den relativen Energieverlust des Positrons bei der Streuung.

Damit errechnet sich die quadrierte Schwerpunktsenergie von Photon und Proton

$$W_{\gamma p}^2 = (q + P)^2 \tag{2.5}$$

in Photoproduktion und bei Vernachlässigung der Positron– und Protonmassen zu

$$\begin{aligned} W_{\gamma p}^2 &= 2q \cdot P + m_p^2 - Q^2 \qquad (2.6)\\ &\approx ys. \qquad (2.7)\end{aligned}$$

Rekonstruktion der kinematischen Variablen

Da in den hier untersuchten Photoproduktionsereignissen das gestreute Positron i. Allg. nicht im Detektor rekonstruiert wird, stehen keine Informationen über dessen Energie und Streuwinkel zur Verfügung.

Mit der Methode von Jacquet und Blondel [Jac79] ist es möglich, die Variable y nur aus dem hadronischen Endzustand zu rekonstruieren:

Zunächst ergibt der Nenner $k \cdot P$ von y unter Vernachlässigung von e– und p–Masse

$$k \cdot P = 2E_e E_p \approx \frac{1}{2}(k + P)^2 = \frac{s}{2}. \tag{2.8}$$

Der Viererimpuls von Photon und einlaufendem Proton geht auf den hadronischen Endzustand über:

$$q + P = \sum_i p_i, \tag{2.9}$$

so dass unter Vernachlässigung der p–Masse folgt:

$$q \cdot P \approx (q + P) \cdot P = \sum_i p_i \cdot P \approx E_p \sum_i (E_i - p_{z,i}). \tag{2.10}$$

Somit berechnet sich y unter Verwendung von Energie und z-Komponenten der Impulse aller Teilchen i des hadronischen Endzustandes:

$$y = \frac{\sum_i (E_i - p_{z,i})}{2E_e}. \tag{2.11}$$

Es wird einerseits über alle in den Spurkammern rekonstruierten Spuren summiert (das gestreute Positron, wenn vorhanden, ausgenommen), andererseits über Energiedepositionen im Kalorimetersystem. Um eine mehrfache Berücksichtung eines Teilchens zu vermeiden, werden alle Kalorimeterzellen ausgeschlossen, die sich in einem Kegel um in das Kalorimeter extrapolierte Spuren befinden [Wil98].

Die γp–Schwerpunktenergie wird dann unter Verwendung von Gl. 2.7 berechnet.

Der Impulsübertrag t am Proton–Vertex (s. Abschnitt 2.2.1) errechnet sich unter Vernachlässigung des Energieübertrages auf das Proton und des Transversalimpulses $\vec{p}_{T,e'}$ des gestreuten Positrons in Photoproduktion aus dem Transversalimpuls des generierten J/ψ–Mesons:

$$|t| \approx (\vec{p}_{T,p'})^2 = (\vec{p}_{T,e'} + \vec{p}_{T,\Psi})^2 \approx p_{T,\Psi}^2. \tag{2.12}$$

2.2 J/ψ–Produktion

Das J/ψ–Vektormeson ist ein gebundener $c\bar{c}$–Zustand mit der Masse 3,097 GeV und der Zerfallsbreite $\Gamma = 87\,\mathrm{keV}$ [PDG98]. Es hat wie das Photon die Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$. Mit einem Verzweigungsverhältnis von 87,7% zerfällt es in Hadronen, mit jeweils 6% in ein e^+e^-– bzw. $\mu^+\mu^-$–Paar. In dieser Analyse wird ausschließlich der myonische Zerfall betrachtet.

Für die J/ψ–Erzeugung in ep–Streuung wird die *Elastizität* z,

$$z = \frac{P_{J/\Psi} \cdot P}{q \cdot P}, \tag{2.13}$$

als weitere kinematische Variable eingeführt. Im Ruhesystem des Protons ist z der Anteil der Energie $E^*_{J/\Psi}$ des J/ψ–Mesons an der Photonenergie E^*_γ: $z = \frac{E^*_{J/\Psi}}{E^*_\gamma}$.

In Abhängigkeit von der Elastizität tragen verschiedene Produktionsprozesse zur Erzeugung von J/ψ–Mesonen bei:

z–Intervall	dominierendes Modell
$z \approx 1$	Diffraktion
$0,3 \lesssim z \lesssim 0,9$	Photon–Gluon–Fusion
$z \lesssim 0,2$	Aufgelöstes Photon

2.2.1 Diffraktion

Die diffraktive J/ψ–Erzeugung, deren Feynmangraphen Abb. 2.2 zeigt, kann durch zwei aufeinanderfolgende Prozesse beschrieben werden [Bau78, Sak60]:

- Im Vektormeson–Dominanz–Modell (VDM) fluktuiert das Photon in ein virtuelles J/ψ. Dies ist im Rahmen der Unschärferelation auf einer Strecke (s. [Jan95], [Bau78])

$$\Delta x = c\Delta t = \frac{\hbar c}{E_\gamma - E_{J/\psi}} \tag{2.14}$$

  in der Größenordnung 100 fm möglich. Die Wahrscheinlichkeit für diese Fluktuation berechnet sich im VDM aus der leptonischen Zerfallsbreite des J/ψ, $\Gamma_{ee} = 5,26\,\mathrm{keV}$ [PDG98], und dessen Masse $m_{J/\psi}$ zu $3\Gamma_{ee}/(\alpha^2 m_{J/\psi}) \approx 10\%$, im Widerspruch zum Experiment. Während der Fluktuation kann das J/ψ durch eine Wechselwirkung mit dem Proton vom virtuellen zum reellen Teilchen übergehen.

- Die Wechselwirkung eines Vektormesons V mit dem Proton p erfolgt in der Regge–Theorie [Reg59, Col77] durch Austausch von Trajektorien $\alpha_R(t) = \alpha_0 + \alpha' t$. Die Werte $\alpha_{0,i}$ aller in Frage kommenden Trajektorien i bestimmen den totalen Wirkungsquerschnitt der Vp–Streuung:

$$\sigma_{tot}^{Vp} = \sum_i \beta_i s_{Vp}^{\alpha_{0,i}-1}. \tag{2.15}$$

  β_i ist das Produkt der Kopplungen von Proton und Vektormeson an das Austauschteilchen, s_{Vp} die Schwerpunktsenergie von Proton und Vektormeson. Bei HERA–Energien tragen zum totalen Wirkungsquerschnitt nur Trajektorien mit $\alpha_0 \gtrsim 1$ bei. In Gl. 2.15 dominiert daher ein einzelner Term mit $\alpha_0 = 1,08 \equiv 1 + \epsilon$, die entsprechende Trajektorie wird als Pomeron bezeichnet [Don92].

  Das Pomeron ist farbneutral. Wegen des fehlenden Farbflusses zwischen beiden Hadronen existiert bei diffraktiven Prozessen eine Rapiditätslücke, d.h. eine räumliche Trennung zwischen dem J/ψ–Meson und dem entstehenden hadronischen System Y.

  Je nach Art des hadronischen Zustands Y werden die diffraktiven Prozesse weiter unterteilt: Bei der *diffraktiv elastischen* Wechselwirkung bleibt das Proton intakt, bei *protondissoziativer Diffraktion* fragmentiert das Proton dagegen in ein hadronisches System Y. Die Elastizität liegt bei diffraktiven Prozessen im Bereich $0,95 \lesssim z < 1$.

Im Modell von Donnachie und Landshoff [Don92] ergeben sich folgende Abhängigkeiten des Photoproduktions–Wirkungsquerschnitts:

- Langsamer Anstieg mit der Schwerpunktsenergie: $\sigma(W_{\gamma p}) \propto {W_{\gamma p}}^{4\epsilon}$
- Exponentielle Abhängigkeit vom Impulsübertrag $t := (P - P')^2$ bzw. $t := (P - P_Y)^2$ am Proton–Pomeron–Vertex:
$$d\sigma/dt \propto e^{-b|t|}; \tag{2.16}$$
b wird als freier Parameter aus dem Experiment bestimmt.
- Nahezu quadratische Abnahme mit der Masse M_Y des hadronischen Systems im protondissoziativen Fall: $d\sigma/dM_Y \propto 1/M_Y^{2(1+\epsilon)}$

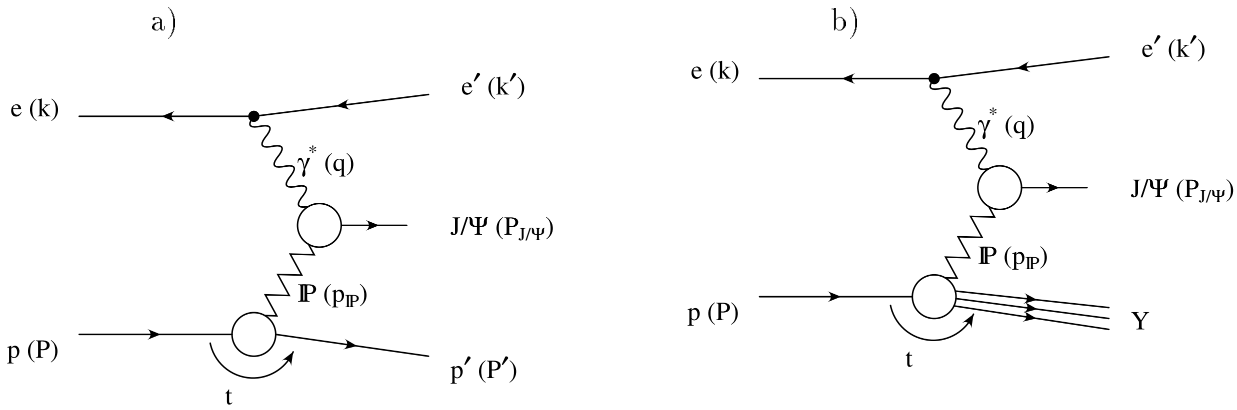

Abbildung 2.2: *Diffraktive J/ψ–Produktion. Das vom Positron emittierte Photon fluktuiert in ein virtuelles J/ψ, das durch Wechselwirkung mit dem Pomeron $I\!P$ reell wird. Der elastische Prozess (a) und die Proton–Dissoziation (b) unterscheiden sich im hadronischen Endzustand Y, der im elastischen Fall nur das elastisch gestreute Proton enthält.*

Perturbative QCD

Während die Produktion leichter Vektormesonen (ρ, ω, ϕ) durch den Austausch eines Pomerons gut beschrieben wird, stehen im Falle schwerer Vektormesonen (J/ψ) die experimentellen Ergebnisse bei ep–Schwerpunktsenergien von 300 GeV im Widerspruch zum Modell von Donnachie und Landshoff.

Hier existiert mit der Meson–Masse eine harte Skala

$$Q^2_{eff} = \frac{Q^2 + m^2_{J/\Psi}}{4}, \tag{2.17}$$

so dass wegen $Q_{\mathit{eff}} \gg \Lambda_{QCD}$ die Anwendung störungstheoretischer QCD–Rechnungen möglich ist [Rys93]. Der Prozess der diffraktiven J/ψ–Produktion in γp–Streuung wird durch die Fluktuation des Photons in ein $c\bar{c}$–System, Wechselwirkung von Proton und $c\bar{c}$–System und anschließenden Übergang des $c\bar{c}$–Systems in den gebundenen J/ψ–Zustand beschrieben. Die Wechselwirkung zwischen Proton und dem $c\bar{c}$–System erfolgt in erster Näherung durch Austausch zweier Gluonen (s. Abb. 2.3). Die im Vergleich zur Dauer der $c\bar{c}$–Fluktuation sowie der anschließenden Bildung des gebundenen Zustands kurze Wechselwirkungsdauer ermöglicht eine Faktorisierung des Gesamtprozesses.
Es ergibt sich ein differentieller Wirkungsquerschnitt:

$$\left.\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt}\right|_{t=0} = \frac{\pi^3 \Gamma_{ee} M^3_{J/\Psi}}{48\alpha} \cdot \frac{\alpha_s^2(Q^2_{\mathit{eff}})}{Q^8_{\mathit{eff}}} \cdot (xg(x, Q^2_{\mathit{eff}}))^2 \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{M^2_{J/\Psi}}\right). \qquad (2.18)$$

Mit diesem Wert ergibt eine Integration über t unter Verwendung der exponentiellen Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts (Gl. 2.16) den totalen Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\gamma p} = \frac{1}{b} \cdot \left.\frac{d\sigma_{\gamma p}}{dt}\right|_{t=0}. \qquad (2.19)$$

Dabei bezeichnet $g(x, Q^2)$ die Gluondichtefunktion in Abhängigkeit von $x := 4Q^2_{\mathit{eff}}/W^2_{\gamma p}$ und dem Impulsübertrag Q^2. Es ergibt sich ein stärkerer Anstieg mit $W_{\gamma p}$ als in der Regge–Theorie vorhergesagt.

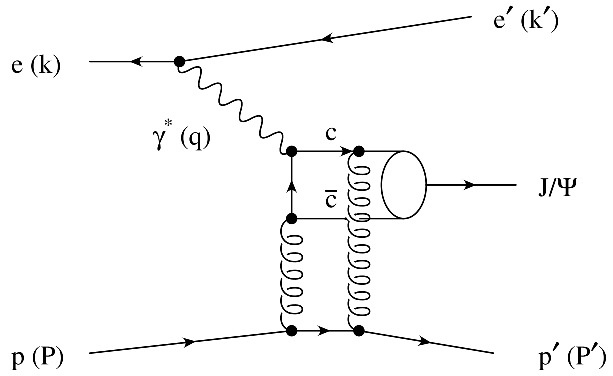

Abbildung 2.3: *Diffraktive J/ψ–Produktion in perturbativer QCD.*

2.2.2 Inelastische Prozesse

Neben den diffraktiven Ereignissen entstehen durch die im Folgenden kurz beschriebenen inelastischen Prozesse J/ψ–Mesonen zusammen mit weiteren Hadronen. Die diffraktiven Ereignisse lassen sich effektiv durch einen Schnitt auf Ereignisse, die keine weiteren Teilchen neben den beiden Myonen aufweisen, von den inelastischen trennen.

In der **Photon–Gluon–Fusion** (s. Abb. 2.4 a) wechselwirkt das Photon mit einem vom Proton emittierten Gluon. Dabei kann ein $c\bar{c}$–Paar entstehen. Dieses kann durch Abstrahlung eines weiteren Gluons in einen farbneutralen, gebundenen Zustand übergehen. Der hadronische Endzustand unterscheidet sich durch die fehlende Rapiditätslücke von der Diffraktion, da das Gluon Farbladung zwischen $c\bar{c}$–Paar und Proton überträgt.

Bei Prozessen mit **aufgelöstem Photon** fluktuiert das Photon vor der Wechselwirkung in einen hadronischen Zustand. Gluonen aus Photon und Proton können ein $c\bar{c}$–Paar erzeugen, das nach Gluonabstrahlung in den gebundenen J/ψ–Zustand übergeht (s. Abb. 2.4 b). Im Unterschied zu Photon–Gluon–Fusion und diffraktiven Prozessen entsteht ein weiterer hadronischer Zustand in Flugrichtung des Positrons, der Photonrest.

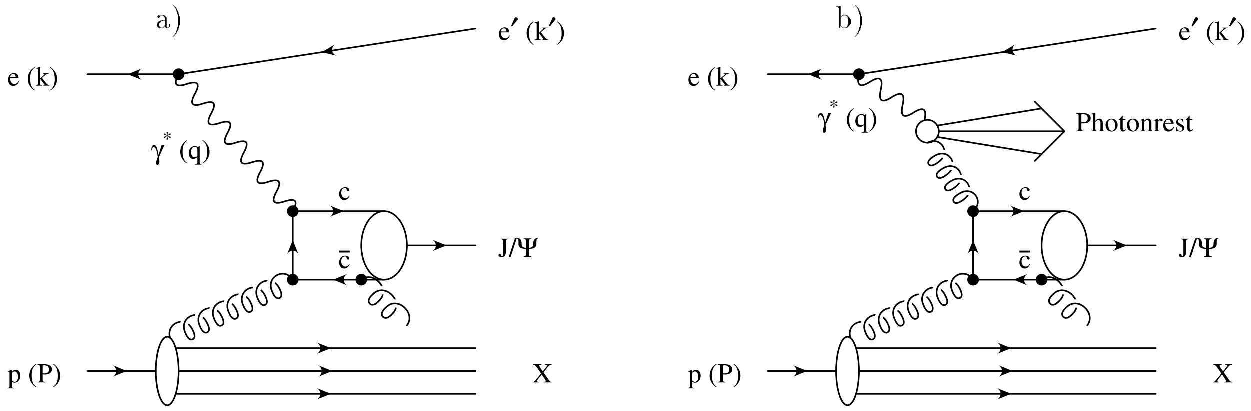

Abbildung 2.4: *a) Boson–Gluon–Fusion und b) aufgelöstes Photon*

2.3 Monte–Carlo–Simulation von J/ψ–Ereignissen

Monte–Carlo–Simulationen erlauben den Vergleich theoretischer Vorhersagen mit den vom Detektor aufgenommenen Daten. Dazu erzeugt ein Monte–Carlo–Generator unter Verwendung von Zufallszahlen Ereignisse, wobei Teilchenzerfälle und Viererimpulsspektren gemäß den Parametern des zugrundegelegten Modells simuliert werden. Aufgrund dieser Generator–Informationen über Art und Viererimpuls sowie Zerfallsprodukte aller Teilchen simuliert das Programmpaket H1SIM[1] [H1S91] unter Berücksichtigung der Wechselwirkung mit dem Material des H1–Detektors alle Detektor–Signale und Triggerinformationen. Anschließend erfolgt mit dem Programm H1REC die Ereignisrekonstruktion in der gleichen Weise wie bei gemessenen Daten.

[1]basierend auf GEANT [Gea]

An dieser Stelle sollen die Monte–Carlo–Generatoren für die in dieser Analyse wesentlichen Prozesse beschrieben werden:

- Zur elastischen und protondissoziativen diffraktiven Erzeugung von Vektormesonen (vgl. Abschnitt 2.2.1) wird der DIFFVM–Generator verwendet.
- Untergrund–Prozesse, die mit zwei Myonen im Endzustand die gleiche Signatur wie J/ψ–Zerfälle im Detektor hinterlassen, simuliert der Generator LPAIR.

2.3.1 DIFFVM–Generator

Der Generator DIFFVM [Lis93] generiert Ereignisse mit diffraktiver Vektormeson–Erzeugung. Die Art des Mesons sowie der Prozess (elastisch oder protondissoziativ) wird vom Benutzer festgelegt. Je nach Helizität des generierten virtuellen Photons wird die Q^2– und $W_{\gamma p}$–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts gemäß dem VDM durch Gewichtungsfaktoren

$$G^T(W_{\gamma p}, Q^2) = (1 + Q^2/\Lambda^2)^n \left(\frac{W_{\gamma p}^2}{s^2}\right)^{2\epsilon} \tag{2.20}$$

für transversale und

$$G^L(W_{\gamma p}, Q^2) \approx \frac{Q^2/m_V^2}{1 + Q^2/m_V^2} G^T(W_{\gamma p}, Q^2) \tag{2.21}$$

für longitudinale Polarisation simuliert (m_V ist die Masse des Vektormesons, die Skala Λ ist im VDM gleich m_V; der Exponent im Propagator beträgt $n \approx 2$). Da für Photoproduktion $G^L/G^T \approx Q^2/m_V^2 \ll 1$ ist, tragen hier überwiegend transversale Photonen zum Wirkungsquerschnitt bei.

Die t– und (im protondissoziativen Fall) die M_Y–Abhängigkeiten sind gemäß

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-b|t|} \text{ (elastisch)}, \tag{2.22}$$

$$\frac{d^2\sigma}{dt\,dM_Y} \propto e^{-b|t|} \frac{f_p(M_Y)}{M_Y^{2(1+\epsilon)}} \text{ (protondissoziativ)} \tag{2.23}$$

simuliert. Eine $W_{\gamma p}$–Abhängigkeit („shrinkage“) von b lässt sich über drei Parameter steuern:

$$b = b_0 + 2\alpha'_{IP} \ln(W_{\gamma p}^2/W_0^2) \tag{2.24}$$

Die Funktion f_p dient der Anpassung an experimentelle Ergebnisse für kleine Massen M_Y; für $M_Y > 2\,\text{GeV}$ ist $f_p(M_Y) = 1$.

Die verwendeten Parameter zur Steuerung des DIFFVM–Generators sind in Tab. 2.1 zusammengefasst.

Parameter	Wert
Positron–Energie	27,55 GeV
Proton–Energie	820 GeV
Vektormeson, Zerfall	$J/\psi \to \mu^+\mu^-$
$W_{\gamma p}$–Intervall	$15\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 180\,\mathrm{GeV}$
Exponent im Propagator	$n = 2,5$
$W_{\gamma p}$–Abhängigkeit von $\sigma_{\gamma p}$	$\propto W_{\gamma p}^{0,9}$
b	$4,0\,\mathrm{GeV}^{-2}$ (elastisch) $1,6\,\mathrm{GeV}^{-2}$ (protondissoziativ) $(\alpha'_{IP} = 0)$

Tabelle 2.1: *Parameter des DIFFVM–Generators.*

Verteilung der kinematischen Variablen in der DIFFVM–Simulation

Für den Vergleich von Daten und Simulation stehen je 40000 simulierte diffraktiv elastische und protondissoziative J/ψ–Ereignisse zur Verfügung. Diese werden im Verhältnis 1:0,7 (elastisch:protondissoziativ) gewichtet (s. Abschnitt 4.1). Die Impuls–, θ– und $W_{\gamma p}$–Verteilungen zeigt Abb. 2.5. Durch Linien ist der für die Analyse selektierte kinematische Bereich (s. Kapitel 3) markiert:

1. Myon	$8° < \theta_{\mu 1} < 16°$ $p_{\mu 1} > 5\,\mathrm{GeV}$
2. Myon	$20° < \theta_{\mu 2} < 160°$ $p_{\mu 2} > 0,8\,\mathrm{GeV}$

Ereignisse, die beide Impulsschnitte erfüllen, sind schraffiert dargestellt. Für sie ist der Polarwinkelbereich des zentralen Myons nach oben begrenzt (s. Abb. 2.5 f). Dies ergibt sich aus Viererimpulserhaltung $(p_{\mu 1} + p_{\mu 2})^2 = m_{J/\Psi}^2$, woraus für den Öffnungswinkel α zwischen beiden Myonen folgt:

$$\cos\alpha = 1 - \frac{m_{J/\Psi}^2 - 2m_\mu^2}{2E_{\mu 1}E_{\mu 2}}, \tag{2.25}$$

also bei den Mindestenergien 5 bzw. 0,8 GeV:

$$\theta_{\mu 2} \leq \theta_{\mu 1} + \alpha \lesssim 116°. \tag{2.26}$$

2.3.2 LPAIR–Generator

Der LPAIR–Generator simuliert die Myonpaarerzeugung $\gamma\gamma \to \mu^+\mu^-$ aus zwei virtuellen von Positron und Proton emittierten Photonen. Der elastische Prozess ist in Abb. 2.6

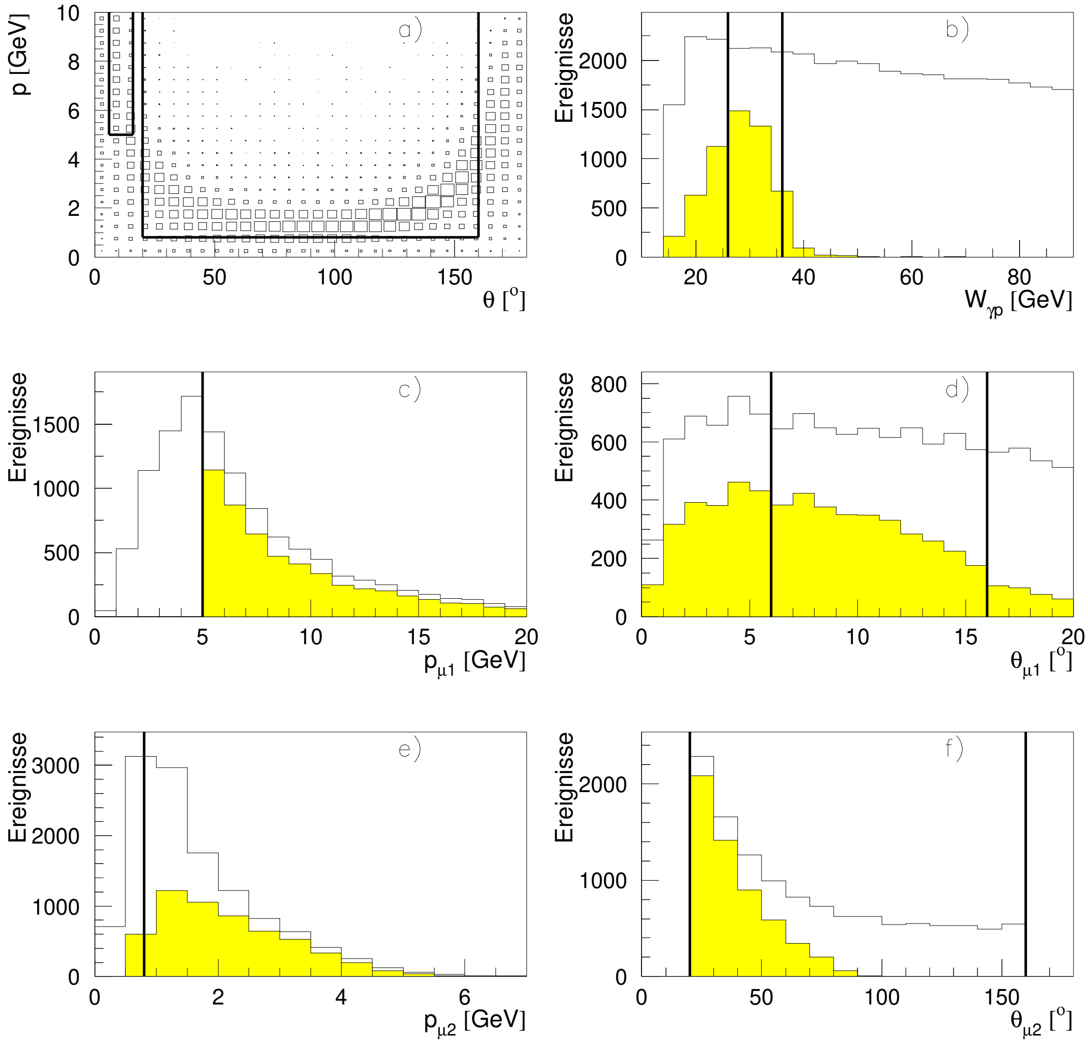

Abbildung 2.5: *a) Korrelation zwischen Myonimpuls und –richtung aller mit dem DIFFVM–Generator erzeugten Ereignisse. b) $W_{\gamma p}$–Verteilung dieser Ereignisse. c)–f) Impuls– und Winkelverteilungen von vorderem (μ_1) und zentralem (μ_2) Myon; die Impuls– und Winkelschnitte sind durch Linien gekennzeichnet; Die Vorselektion (s. Abschnitt 3.1) auf ein Myon mit $\theta_{\mu 1} < 20°$ und ein zentrales mit $20° < \theta_{\mu 2} < 160°$ ist bereits durchgeführt.*
In den Histogrammen b)–f) ist der Anteil der Ereignisse, der die Impulsschnitte auf beide Myonen erfüllt, schraffiert dargestellt.

gezeigt. Der Prozess mit Protondissoziation unterscheidet sich vom elastischen Prozess darin, dass das Proton nicht intakt bleibt, sondern bei der Emission des Photons dissoziiert, so dass durch Fragmentation ein System von Hadronen anstelle des Protons p' entsteht. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für elastische und protondissoziative Ereignisse beträgt 1:0,46.

Der Zusammenhang zwischen Impuls und Polarwinkel der beiden generierten Myonen (s. Abb. 2.8 a) zeigt ähnlich wie beim DIFFVM–Generator hohe Impulse in Vorwärts– und Rückwärtsrichtung (ebenfalls für je 40000 elastische und protondissoziative Ereignisse, die im Verhältnis der Wirkungsquerschnitte gewichtet werden; die invariante Masse des Myonpaares ist begrenzt auf $m_{\mu\mu} > 2\,\mathrm{GeV}$).

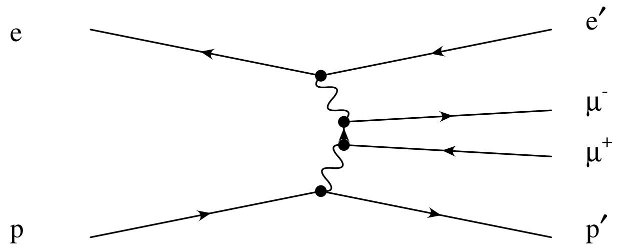

Abbildung 2.6: *Der im LPAIR–Generator simulierte Prozess der (elastischen) Myonpaarproduktion. Eine Dissoziation des Protons in ein hadronisches System ist ebenfalls möglich.*

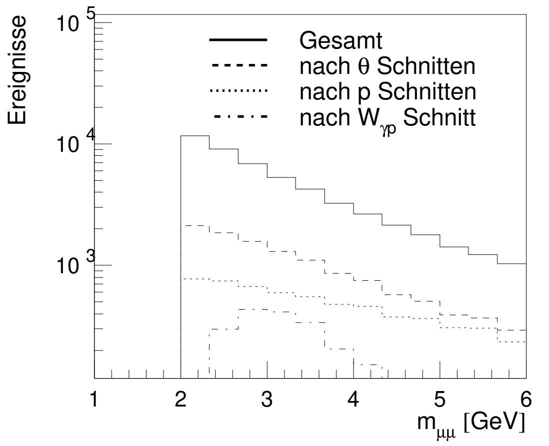

Abbildung 2.7: *Reduktion des Massenspektrums der vom LPAIR–Generator erzeugten Myon–Paare durch die Winkel– und Impulsbedingungen für beide Myonspuren sowie Einschränkung der Photon–Proton–Schwerpunktsenergie (s. Kapitel 3).*

In Abbildung 2.7 ist die Auswirkung der einzelnen Selektionsschnitte auf das Massenspektrum dargestellt. Die Einschränkung des $W_{\gamma p}$–Intervalls (s. Abschnitt 3.7) ergibt eine deutliche Reduktion der Myonpaar–Ereignisse oberhalb des J/ψ–Signals ($2,6\,\mathrm{GeV} \lesssim m_{\mu\mu} \lesssim 3,6\,\mathrm{GeV}$), so dass nach den Schnitten das Maximum der Verteilung im J/ψ–Massenbereich liegt.

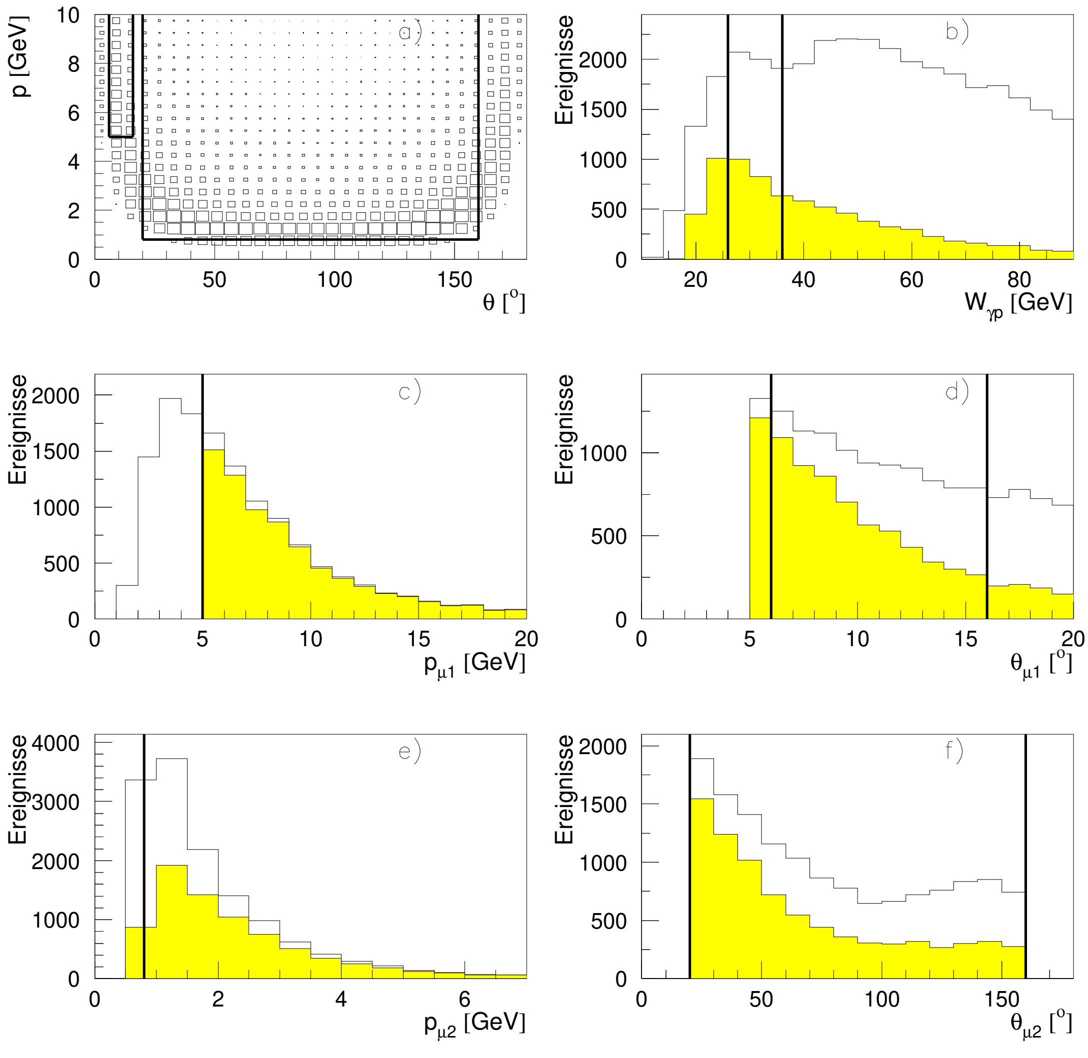

Abbildung 2.8: *Kinematische Verteilungen der vom LPAIR–Generator erzeugten Ereignisse (vgl. Abb. 2.5).*

Kapitel 3

Datenselektion

Die vorliegende Analyse beruht auf Daten, die in den Jahren 1996 und 1997 vom H1–Detektor aufgezeichnet wurden. Zu jedem Ereignis ist der Status der einzelnen Detektorkomponenten abgespeichert. Es werden nur die Ereignisse berücksichtigt, in denen alle verwendeten Komponenten (zentrale und vordere Spurkammer, LAr–Kalorimeter, SpaCal, FMD und instrumentriertes Eisen) mit Hochspannung versorgt waren. Einzelne Datennahmeabschnitte am Anfang von 1997 (177920–184257) müssen wegen Auslesefehlern im FMD ausgeschlossen werden, von den 1996er Daten werden die Abschnitte 168200–169814 wegen Ineffizienzen im Myon–Triggersystem ausgeschlossen.

Damit liegen Daten entsprechend einer integrierten Luminosität von 20,3 pb^{-1} (davon 6,6 pb^{-1} aus 1996) vor, aus denen gemäß der in diesem Kapitel beschriebenen Selektion die Ereignisse aus diffraktiv elastischer J/ψ–Produktion zu ermitteln sind.

3.1 Vorselektion auf Ereignisse mit einer FMD–Spur

Für die Analyse steht ein Datensatz [Mey98b] zur Verfügung, der bereits auf diffraktive J/ψ–Kandidaten im betrachteten geometrischen Akzeptanz–Bereich vorselektiert ist:

Er enthält alle Ereignisse der Jahre 1996 und 1997 mit

- einer rekonstruierten Spur im FMD,
- genau einer im CTD rekonstruierten Spur mit Myonidentifikation (s. Abschnitt 3.4) und entgegengesetzter Ladung zur FMD–Spur,
- keiner weiteren Spur außerhalb eines Kegels um die FMD–Spur: nur Spuren mit $\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2 < 1$ werden als Spur des vorderen Myons zugelassen, ohne allerdings eine Spurverbindung zum Eisen oder FMD zu fordern. Dabei bezeichnen $\Delta\eta$ und $\Delta\Phi$ die Differenzen in Pseudorapidität bzw. Azimutalwinkel zwischen FMD– und FTD–Spur.

3.2 Rekonstruktion der Masse der J/ψ–Kandidaten

Mit diesen vorselektierten Ereignissen ist bereits ein Signal im Bereich der J/ψ–Masse zu erkennen (s. Abb. 3.1).

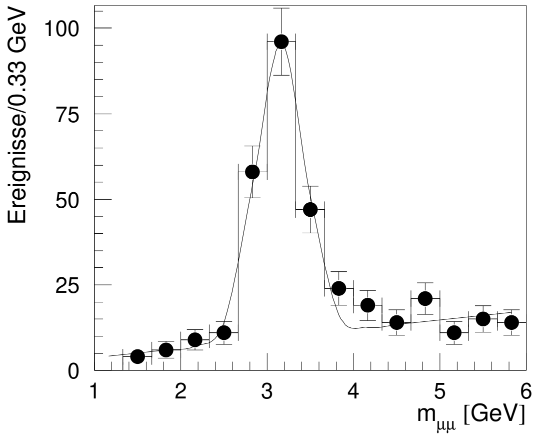

Abbildung 3.1: *Invariante Masse der Myonpaare nach der Vorselektion auf eine FMD–Spur und ein zentrales Myon*

Dazu wird die invariante Masse der FMD–CTD–Spurpaare berechnet, wobei die Verbindung von Startpunkt im FMD und Primärvertex die Winkelinformation für das vordere Myon liefert. Der Myonimpuls ergibt sich aus dem im FMD rekonstruierten Impuls unter Berücksichtigung eines Energieverlustes von 3 GeV im Detektormaterial (passives Material in den Spurkammern, Kalorimeter, vordere Eisenendkappe) zwischen Wechselwirkungspunkt und FMD. Da weitere 2 GeV erforderlich sind, damit das Myon den Toroidmagneten durchdringen kann, hat das Myon einen Mindestimpuls von 5 GeV.

Die Simulation (s. Abb. 3.2) zeigt, dass durch Verwendung des Startpunktes anstelle des rekonstruierten Spurwinkels die θ–Auflösung sich von 1,9° auf 0,6° verbessert, die Φ–Auflösung von 17° auf 11°. (Eine Anpassung der $\Delta\Phi$–Verteilung mit der Summe zweier Gaußfunktionen ergibt eine Verschiebung von +7° bzw. -6° durch Spurkrümmung sowie eine Breite der Kurven von 5°, s. Abb. rechts oben).

3.3 Selektion von Photoproduktions–Ereignissen

Um den γp–Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, sollen nur ep– Wechselwirkungen mit quasireellen Photonen, $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$, betrachtet werden.

Diese Trennung geschieht aufgrund der Energiedeposition des gestreuten Positrons durch Einteilung der Ereignisse in 2 Klassen:

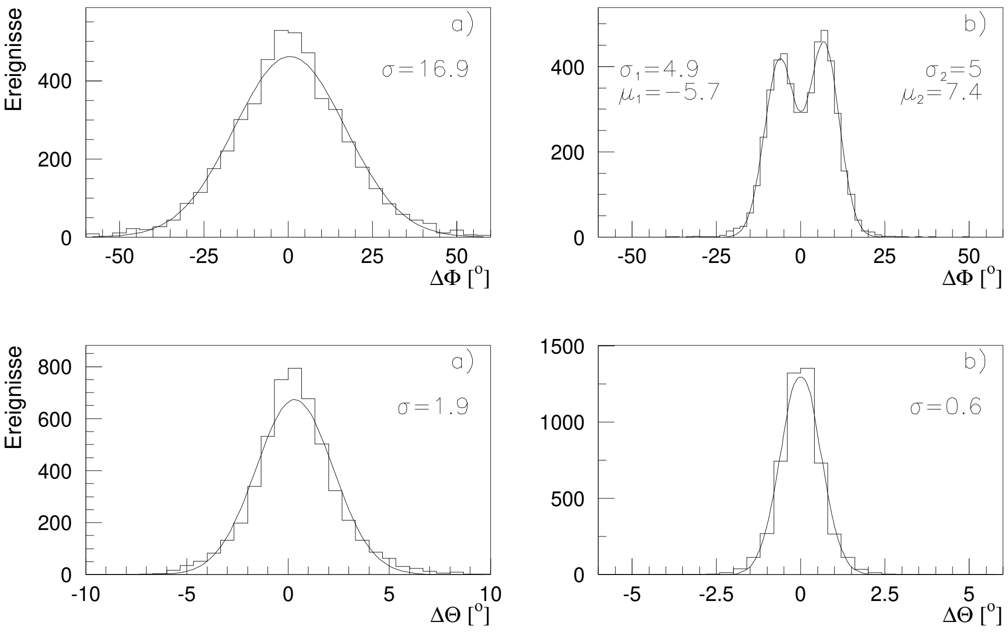

Abbildung 3.2: *Auflösung von Polar– und Azimutalwinkel der vorderen Myonspur*
a) unter Verwendung des Winkels der rekonstruierten FMD–Spur
b) unter Verwendung des Anfangspunktes der FMD–Spur
$\Delta\theta$ und $\Delta\Phi$ bezeichnen die Abweichung des rekonstruierten vom generierten Winkel des vorderen Myons.

1. **Photoproduktionsereignisse:** In diese Klasse werden alle Ereignisse eingeteilt, in denen kein Cluster im LAr– oder SpaCal– Kalorimeter mit mindestens 8 GeV rekonstruiert wurde und maximal 1 GeV in den Vetozellen des SpaCal–Kalorimeters gemessen wurde.

2. **DIS–Ereignisse:** Es liegt ein Cluster mit einer Energiedepostion von mindestens 8 GeV, einer Ausdehnung $r_{clu} < 3,4\,\mathrm{cm}$ und einem Abstand zur nächsten BDC–Spur $d_{BDC} < 3,4\,\mathrm{cm}$ vor; in den Vetozellen wurde maximal 1 GeV deponiert.

In der Simulation (s. Abb. 3.3) ist zu erkennen, dass durch diese Unterscheidung eine Zuordnung zur Photoproduktion bei $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$ erfolgt. 99,4% der als Photoproduktion klassifizierten Ereignisse haben $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ und nur 0,1% der Ereignisse mit $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$ werden als DIS identifiziert.

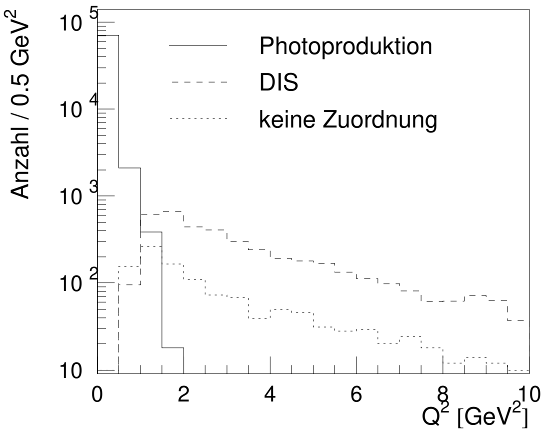

Abbildung 3.3: *Zuordnung simulierter diffraktiver Ereignisse zu den beiden Klassen in Abhängigkeit von der Virtualität Q^2*

3.4 Anforderungen an die zentrale Spur

Die Spurselektion und Myonidentifikation erfolgt in dieser Analyse mit einem Standard–Programmpaket [Wes97], das aufgrund der im Anhang A beschriebenen Bedingungen „gute" Spuren definiert.

Es werden nur an den Primärvertex angepasste Spuren verwendet. Bei Teilchenspuren im Bereich $10° \lesssim \theta \lesssim 30°$ werden in der Regel bis zu drei Spuren (FTD–, CTD– und kombinierte Spur) rekonstruiert, von denen nur eine einzige (wenn vorhanden, die kombinierte) „gute" Spur selektiert wird.

Als Myonen werden von diesem Programm alle „guten" Spuren identifiziert, die eine Myonsignatur im LAr–Kalorimeter, im Eisen oder im FMD hinterlassen.

Myonerkennung im LAr–Kalorimeter

Die Energiedeposition in der elektromagnetischen und hadronischen Komponente des Kalorimeters definiert eine „Myon–Qualität" mit Werten von 1 (schlecht) bis 3 (gut). Die Zuordnung erfolgt mithilfe von vier im Kalorimeter ermittelten Werten und ist in [Nar97] näher erläutert:

- Energie, die in Zellen des elektromagnetischen Kalorimeters im Abstand $r \leq 15\,\mathrm{cm}$ von der aus der Spurkammer extrapolierten Spur deponiert wurde;
- Energie im gesamten Kalorimeter in einem Abstand $r \leq 30\,\mathrm{cm}$;
- maximale Länge vom Eintrittspunkt der extrapolierten Spur ins Kalorimeter bis zu einer Kalorimeterzelle j mit Energiedeposition $e_j \geq 10\,\mathrm{MeV}$;

- Aufsummierte Spurlänge im hadronischen Kalorimeter.

Spuren mit einer Qualität 2 oder 3 werden als Myonspuren akzeptiert.

Myonerkennung im instrumentierten Eisen

Die Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen ist in [Krü94] beschrieben:

Zunächst wird versucht, durch ein schnelles Filterverfahren einfache Strukturen wie isolierte Spuren oder Teilchenschauer (von Pionen oder Kaonen, die das Myonsystem erreichen) zu erkennen. Anschließend werden für Draht– und Streifentreffer unabhängig voneinander „Assoziationen" gesucht. D.h. Treffer, die durch eine gemeinsame zweidimensionale Parametrisierung verbunden werden können, werden zu Spurkandidaten zusammengefasst. Durch Kombination der Draht– und der Streifenassoziationen werden Spuren in drei Dimensionen rekonstruiert. Stehen aufgrund fehlender Streifentreffer nur Informationen in zwei Dimensionen zur Verfügung, so werden die Treffer in den Rechteckelektroden zur Ergänzung verwendet.

Um eine Myon–Identifikation einer in den Spurkammern rekonstruierten Spur mithilfe einer Spur im instrumentierten Eisen vorzunehmen, müssen beide Spuren gewisse Mindestanforderungen erfüllen [Krü94, Nar97] (Beschränkung der Polar– und Azimutalwinkeldifferenz, Mindestimpuls in der Spurkammer und Mindestanzahl von verwendeten Eisenlagen). Aus je drei Parametern (Koordinaten und Winkel beim Spurbeginn im Eisen) der von der Spurkammer zum Eisen extrapolierten Spur und der im Eisen rekonstruierten Spur wird dann ein Wert χ^2 als Maß für die Übereinstimmung berechnet. Eine Verbindung der im Eisen rekonstruierten Spur mit einer Spur aus der Spurkammer und damit eine Identifikation als Myon erfolgt bei $P(\chi^2) > 0,1\%$.

3.5 Schnitte auf die FMD–Spur

Die Spurkammern des Vorwärts–Myon–Detektors decken einen Winkelbereich $3° < \theta < 18°$ ab. In dieser Selektion wird dieses Intervall weiter eingeschränkt auf $8° < \theta < 16°$ um eine hinreichend große Triggereffizienz (s. Abschnitt 4.5) zu gewährleisten.

Als Mindestimpuls des vorderen Myons wird $p > 5\,\mathrm{GeV}$ festgelegt. Aufgrund der Energieverluste im Detektormaterial entspricht dies etwa dem minimalen für eine Rekonstruktion im FMD erforderlichen Impuls.

Es werden nur FMD–Spuren mit Qualität 1 oder 2 verwendet, d.h. für die Verbindung von Spursegmenten vor und hinter dem Toroidmagneten wurden θ– und ϕ–Informationen (Qualität 2) bzw. zusätzlich x– und y–Informationen (Qualität 1) verwendet.

3.6 Klassifikation auf L5

Zur Klassifikation von J/ψ–Ereignissen auf der Triggerstufe L5 steht die Klasse 24 zur Verfügung. Diese Klasse enthält Ereignisse mit mindestens einem bzw. zwei rekonstruierten Myonen. Die im zentralen Spurdetektor bzw. im Myonsystem rekonstruierten Spuren müssen die im Anhang B aufgeführten Kriterien erfüllen.

Für diese Analyse sind die Subklassen `AOPEN` (mindestens ein im Eisen oder FMD erkanntes Myon) und `AJPSI` (mindestens 2 im Kalorimeter, Eisen oder FMD erkannte Myonen) am besten geeignet. Es werden nur Ereignisse betrachtet, die die im Anhang definierten Bedingungen für eine der beiden Subklassen erfüllen. Die 76 von S16 akzeptierten (s. Abschnitt 3.8) Ereignisse sind wie folgt auf die einzelnen Subklassen verteilt:

`AOPEN`	`AJPSI`	gesamt
74	73	76

3.7 Das selektierte $W_{\gamma p}$ –Intervall

Durch die Selektion auf ein Myon im Vorwärtsbereich ergeben sich in dieser Analyse kleinere Werte für die Photon–Proton–Schwerpunktsenergie als bei Ereignissen mit zwei zentralen Myonen, die auf $W_{\gamma p} \gtrsim 40\,\mathrm{GeV}$ beschränkt sind.

Für die diffraktive Simulation ist in Abb. 3.4 das $W_{\gamma p}$–Spektrum sowie die geometrische Akzeptanz (Anteil von Ereignissen mit einem Myon im Vorwärtsbereich und einem zentralen Myon) dargestellt. Außerdem ist der Effekt der FMD–Impulsbegrenzung (mindestens 5 GeV) dargestellt. Durch diesen Schnitt werden Ereignisse mit $W_{\gamma p} \gtrsim 36\,\mathrm{GeV}$, für die die geometrische Akzeptanz noch ca. 30% beträgt, weiter unterdrückt. Für diese Analyse wird nur das $W_{\gamma p}$–Intervall mit maximaler Akzeptanz (inkl. Impulsschnitt) verwendet:

$$26\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 36\,\mathrm{GeV}$$

In diesem Bereich ergibt sich eine geometrische Akzeptanz von

$$\alpha = 43 \pm 1\%.$$

3.8 L1–Subtrigger

Photoproduktionsereignisse sind im H1–Detektor generell schwieriger durch das Triggersystem festzuhalten als DIS–Ereignisse, die mit der Energiedeposition des gestreuten Positrons im SpaCal eine deutliche Signatur besitzen.

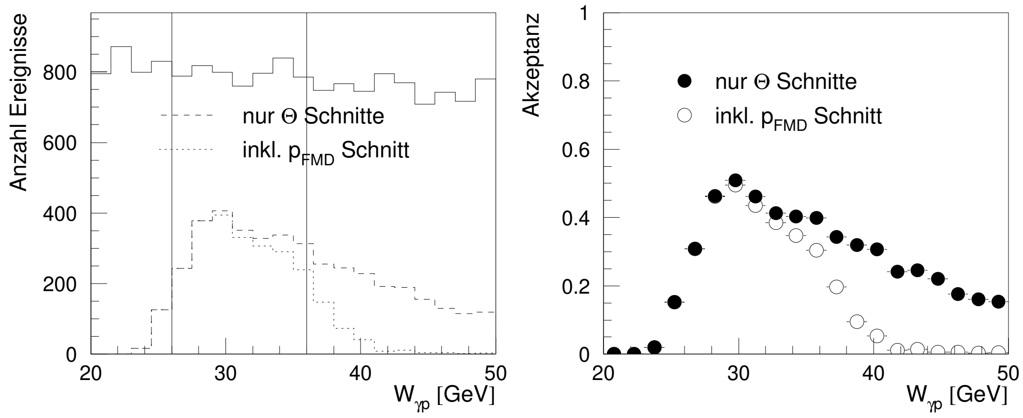

Abbildung 3.4: *Links: $W_{\gamma p}$–Verteilung der simulierten Ereignisse; Anteil der Ereignisse mit einem Myon mit $8° < \theta < 16°$ und einem zentralen Myon ($\theta > 20°$) sowie Auswirkung des für eine Rekonstruktion im FMD erforderlichen Schnittes auf einen Mindestimpuls $p > 5\,GeV$ auf diese Verteilung. Rechts: Akzeptanz.*

Für diese Analyse unter Verwendung des Vorwärts–Myon–Detektors stehen allerdings dessen Triggersignale zur Verfügung. Auf der Triggerstufe L1 werden aus den Treffern der FMD–Driftkammern Spursegmente vor und hinter dem Toroid–Magneten rekonstruiert [Hew98]. Diese Segmente werden auf Übereinstimmung in θ und Φ überprüft und gegebenenfalls wird das entsprechende Triggerelement `FwdMu_Val_Any` gesetzt, wenn eine Spur in einem einzelnen Φ–Oktanten erkannt wird.

Dieses Triggerelement ergibt nach logischer Konjunktion mit dem Triggerelement `Mu_FIEC` (Myon in der vorderen inneren Endkappe des instrumentierten Eisens, Module 54–59) und weiteren Triggerelementen (u.a. z_{Vertex}–Bedingungen, s. Anhang C) den Subtrigger S16.

Die Trigger–Verifikation auf der Stufe L4 fordert eine rekonstruierte Spur in einem beliebigen Teil des intrumentierten Eisens.

3.9 Trennung elastischer und protondissoziativer Ereignisse

Um die diffraktiv elastischen Ereignisse zu selektieren, stehen drei Komponenten des H1–Detektors zur Verfügung, mit denen sich der Protonrest bei proton–dissoziativer J/ψ–Erzeugung nachweisen lässt. Da die bei der Dissoziation entstehenden Hadronen stark in Vorwärtsrichtung gebündelt sind, dienen dazu folgende Detektoren, die sich unter kleinem Polarwinkel nahe am Strahlrohr befinden:

- Proton–Remnant–Tagger (Akzeptanz: $0,06° \lesssim \theta \lesssim 0,25°$),

- LAr–Kalorimeter (Zellen mit $\theta < 10°$) und
- Vorwärts–Myon–Detektor (Akzeptanz: $\theta \gtrsim 3°$).

Im Kalorimeter und FMD müssen allerdings die Energiedeposition bzw. die Trefferpaare durch die vordere Myonspur berücksichtigt werden. Hier werden kurz die Kriterien für eine Unterscheidung protondissoziativer und elastischer Ereignisse in den einzelnen Detektorkomponenten definiert; ein Vergleich mit der DIFFVM–Simulation erfolgt in Abschnitt 4.1.

Selektion mit dem PRT

Von den sieben Modulen des PRT werden nur die Module 0, 1, 2 und 6 (in 1996) bzw. 0, 1 und 2 (in 1997) verwendet, da nur deren Effizienz in der Simulation hinreichend gut beschrieben ist um einen Vergleich mit den Daten zu ermöglichen. In drei Datennahmeperioden (190423–192499, 192620–193143 und 193145–196582, integrierte Luminosität $5,0\,\mathrm{pb}^{-1}$) lieferte der PRT fehlerhafte Signale und wird daher sowohl in den Daten aus diesem Zeitraum als auch in einem der Luminosität entsprechenden Anteil der simulierten Ereignisse nicht verwendet.

Ereignisse, in denen mindestens ein Szintillationszähler–Paar des PRT anspricht, werden als protondissoziativ klassifiziert.

Selektion mit dem LAr–Kalorimeter

Bei der Verwendung des LAr–Kalorimeters dient zunächst die Energie aller Zellen mit einem Polarwinkel θ_{cell} von maximal $\theta_{max} = 10°$ und einer Energiedeposition über einer Schwelle $E_{min} = 0,1\,\mathrm{GeV}$ als Kriterium zur Unterscheidung von protondissoziativen und elastischen Ereignissen.

In Abb. 3.5 a) ist für die selektierten Dateneignisse die Verteilung von Kalorimeterzellen mit einer Energiedeposition über der Schwelle in der Umgebung des vorderen Myons dargestellt. Durch Ausschluss aller Zellen in einem Kegel $(\Delta\theta/1,5°)^2 + (\Delta\Phi/12°)^2 < 1$ um die Myonspur ist eine Trennung der Energiedeposition von Myon und Protonrest möglich. Abb. 3.5 b) und c) zeigt diese aufsummierte Energie ΣE außerhalb der Myonspur für *simulierte* Ereignisse. Eine Zuordnung zur proton–dissoziativen Produktion erfolgt bei Ereignissen mit $\Sigma E > 1,5\,\mathrm{GeV}$.

Selektion mit dem FMD

Im FMD ist das Kriterium zur Unterscheidung von Proton–Dissoziation und elastischen Ereignissen die Anzahl der Trefferpaare in den drei Driftkammerebenen vor dem Toroid–Magneten, wobei die Treffer der vorderen Myonspur *nicht* gezählt werden.
Zusätzliche Treffer durch Rauschen werden in der Simulation durch Hinzufügen eines weiteren Trefferpaares berücksichtigt. Nur Ereignisse mit maximal einem Trefferpaar im FMD werden als elastisch betrachtet.

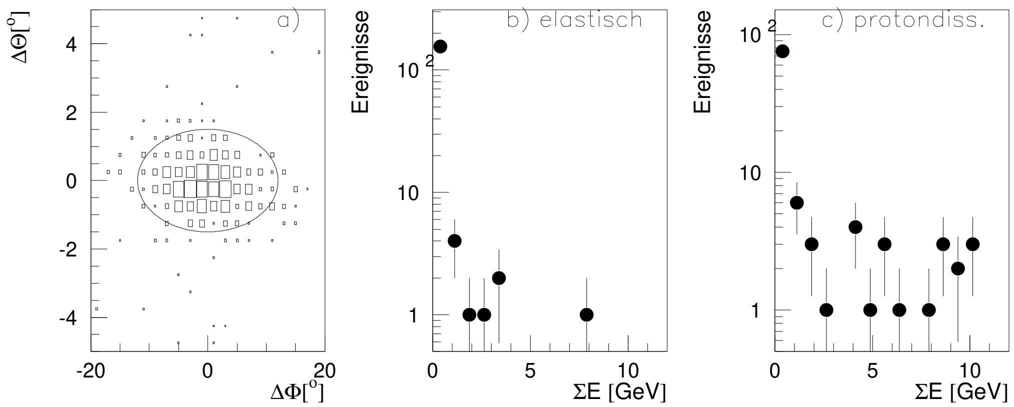

Abbildung 3.5: *a) Verteilung der Kalorimeterzellen mit einer Energiedeposition oberhalb* $E_{min} = 0,1\,GeV$ *in der* $(\Delta\theta, \Delta\Phi)$*–Ebene* ($\Delta\theta$, $\Delta\Phi$*: Differenzen der Winkel von Myonspur und Kalorimeterzelle). Die eingezeichnete Ellipse kennzeichnet den ausgeschlossenen Bereich. b), c) Aufsummierte Energie aller Kalorimeterzellen unter Ausschluss der Myonspur für die elastische (b) und die protondissoziative (c) Simulation.*

Zusammenfassung

In Tab. 3.1 sind die einzelnen Schnitte sowie die Reduktion der Ereigniszahl zusammengefasst.

Vorselektion	1 FMD–Spur, 1 CTD–Spur, keine weiteren Spuren außerhalb eines Kegels $\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2 < 1$ um die FMD–Spur	425
Photoproduktion	Kein Cluster $> 8\,$GeV, Energie in SpaCal–Vetolagen $< 1\,$GeV	312
CTD–Spur	$p > 0,8\,$GeV, $20° < \theta < 160°$, Myonerkennung	289
FMD–Spur	$p > 5\,$GeV, $8° < \theta < 16°$, Qualität 1 oder 2	247
L5–Klassifikation	Ereignisklasse 24; Subklassen `AOPEN`, `AJPSI`	242
$W_{\gamma p}$	26 GeV ... 36 GeV	105
L1–Trigger	S16	76
elastische Ereignisse	Keines der PRT–Module 0, 1, 2, (6) hat angesprochen; max. ein Trefferpaar in Lagen 0 ... 3 des FMD; $\Sigma E_{LAr} < 1,5\,$GeV für alle Zellen mit $\theta < 10°$, Myonspur ausgeschlossen	49

Tabelle 3.1: *Zusammenfassung der Selektionsschnitte. In der letzten Spalte ist jeweils die Ereigniszahl aufgeführt, auf die der Datensatz nach dem jeweiligen Schnitt reduziert wird.*

Kapitel 4

Vergleich von Daten und Simulation

In den in Kapitel 5 zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt geht die Wahrscheinlichkeit ein, mit der ein Ereignis aus diffraktiver J/ψ–Produktion alle Schnitte der in Kapitel 3 beschriebenen Datenselektion erfüllt und so zum endgültigen J/ψ–Signal beiträgt. Da die vom H1–Detektor aufgezeichneten Daten bereits durch das Triggersystem, Begrenzungen in der geometrischen Akzeptanz der Detektorkomponenten und Ineffizienzen bei der Rekonstruktion eingeschränkt sind, lässt sich diese Wahrscheinlichkeit nur mithilfe der vom DIFFVM–Generator simulierten Ereignisse bestimmen, die nach Detektorsimulation und Rekonstruktion alle Analyseschnitte (s. Kapitel 3) bestehen. Dazu ist es erforderlich, die Auswirkungen der einzelnen Schnitte in Daten und Simulation zu vergleichen und bei Abweichungen ggf. zu korrigieren.

Zunächst wird das Verhalten der Vorwärtsdetektoren in Simulation und Daten verglichen und ggf. korrigiert. Es werden einerseits die selektierten Daten im J/ψ–Signal ($2,6\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 3,6\,\mathrm{GeV}$) mit der Kombination aus DIFFVM– und LPAIR–Simulation verglichen, andererseits die Datenereignisse bei invarianten Massen $m_{\mu\mu} > 4\,\mathrm{GeV}$ (*ohne* Einschränkung von $W_{\gamma p}$) nur mit den vom Generator LPAIR simulierten Untergrundereignissen.
Für die DIFFVM–Simulation wird ein Mischungsverhältnis der Ereigniszahlen aus diffraktiv elastischer zu protondissoziativer Simulation zugrunde gelegt, das in einer Analyse von J/ψ–Zerfällen mit zwei Myonen im Zentralbereich des H1–Detektors ermittelt wurde.

Anschließend wird überprüft, ob die Kombination von DIFFVM– und LPAIR–Simulation die in den Daten beobachtete Kinematik richtig beschreibt.

Die wesentlichen Effizienzen der Spurrekonstruktion werden untersucht, insbesondere in den vorderen Detektorkomponeneten FMD, FTD und vorderer Eisenendkappe (FEC). Der Zentralbereich des Detektors ist, abgesehen von der Myon–Identifikation im Kalorimeter, gut beschrieben. Diese Abweichung wird durch eine Gewichtung[1] der Ereignisse, in denen

[1] In Abhängigkeit des Polarwinkels θ der zentralen Spur werden die simulierten Ereignisse mit einem Faktor $0,626 + 0,361 \cdot \theta - 0,121 \cdot \theta^2$ (θ in rad) zwischen 70% und 90% für 1997 bzw. konstant 85% für 1996 gewichtet [Krü99].

das zentrale Myon nur im Kalorimeter identifiziert wurde, korrigiert. Da die Ereignisklassifikation auf L5 (s. Abschnitt 3.6, Anhang B) für nicht im Kalorimeter identifizierte Myonen eine Eisen– oder FMD–Erkennung fordert, d.h. eine Verbindung zwischen den in Spurkammer und Eisen bzw. FMD rekonstruierten Spuren, wird außerdem die Effizienz dieser Spurverbindungen verglichen.

Die Triggereffizienz wird in Abschnitt 4.5 behandelt.

4.1 Kontrolle der Vorwärtsdetektoren

Hier wird die Auswirkung der in Abschnitt 3.9 beschriebenen Schnitte auf die Vorwärtszähler (PRT, FMD und LAr-Zellen) auf diffraktiv elastische sowie protondissoziative Ereignisse analysiert und die Wahrscheinlichkeit für ein Ansprechen der einzelnen Komponenten in der Simulation mit den Daten verglichen. In Abb. 4.1 ist die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis aus der protondissoziativen Simulation ein Signal in den Vorwärtsdetektoren erzeugt, von der Masse M_Y der Protonfragmente dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der FMD den größten Beitrag zur Gesamteffizienz liefert. Der PRT zeigt eine langsam mit M_Y zunehmende Effizienz von 0,2 bis 0,4. Mit dem LAr–Kalorimeter kann ein Protonrest erst im Bereich geringer Statistik (bei Massen $M_Y \gtrsim 3\,\mathrm{GeV}$) mit vergleichbarer Effizienz wie beim PRT erkannt werden.

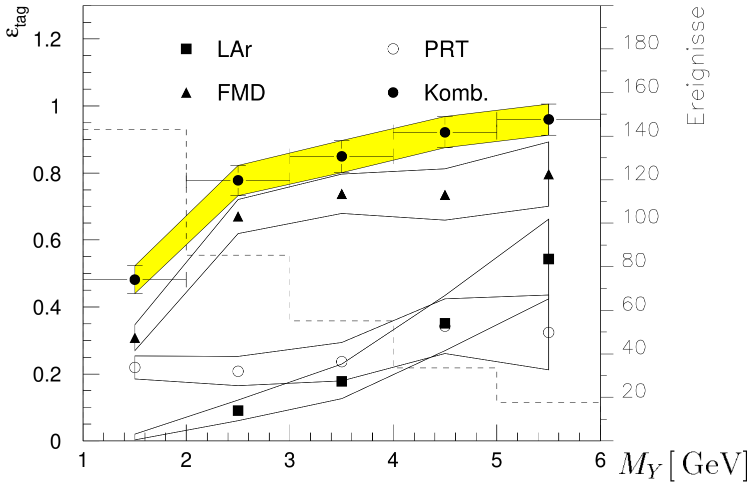

Abbildung 4.1: *Effizienz der Vorwärtszähler (LAr–Kalorimeter, Proton–Remnant–Tagger und Vorwärtsmyondetektor) und deren Kombination in Abhängigkeit der Masse M_Y des Protonrestes. Gezeigt ist die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Ereignis aus der protondissoziativen DIFFVM–Simulation nach allen Analyseschnitten (bis auf Triggerbedingung und Trennung elastischer bzw. protondissoziativer Ereignisse) ein Signal in den Vorwärtsdetektoren hervorruft. Das gestrichelte Histogramm gibt die zur Verfügung stehende Statistik an (Skala am rechten Rand).*

In einer Analyse zur diffraktiven J/ψ–Produktion mit *beiden* Zerfallsmyonen im Zentralbereich ($20° < \theta < 160°$) wurde ein Verhältnis der diffraktiven totalen Wirkungsquerschnitte von

$$\sigma_{pd} : \sigma_{el} = 0,7 : 1 \tag{4.1}$$

bestimmt [Mer99b]. Dieses Verhältnis wird auch für diese Untersuchung angenommen, d.h. die von DIFFVM simulierten protondissoziativen Ereignisse werden mit einem Faktor 0,7 gewichtet und mit den diffraktiv elastischen Ereignissen zum *DIFFVM–Datensatz* zusammengefasst. Dieser Datensatz wird nach allen Schnitten (bis auf die Berücksichtigung der Vorwärtsdetektoren) auf die Gesamtzahl selektierter Daten abzüglich der Ereignisse aus der LPAIR–Simulation normiert.

Abb. 4.2 stellt das Massenspektrum von Daten, LPAIR– und DIFFVM– Simulation vor und nach Anwendung des Schnittes auf die γp–Schwerpunktsenergie dar. Die Ereignisse aus der Simulation des Untergrundes durch Myonpaarproduktion sind mit einem Faktor 0,8 gegenüber den Ereigniszahlen herunterskaliert worden, die sich aus einer Normierung auf die integrierte Luminosität der Daten ergeben. Mit dieser Korrektur ergibt sich eine gute Übereinstimmung des Spektrums bei Massen $m_{\mu\mu} \gtrsim 4\,\mathrm{GeV}$. Die resultierende Unsicherheit von 20% an den Untergrundereignissen im J/ψ–Signal wird im systematischen Fehler berücksichtigt. Mithilfe dieser Ereignisse außerhalb der J/ψ–Massenauflösung kann unabhängig von den schließlich für die Bestimmung des J/ψ–Wirkungsquerschnittes zu verwendenden Ereignissen untersucht werden, ob die Simulation das Verhalten der Vorwärtszähler in Übereinstimmung mit den Daten beschreibt.

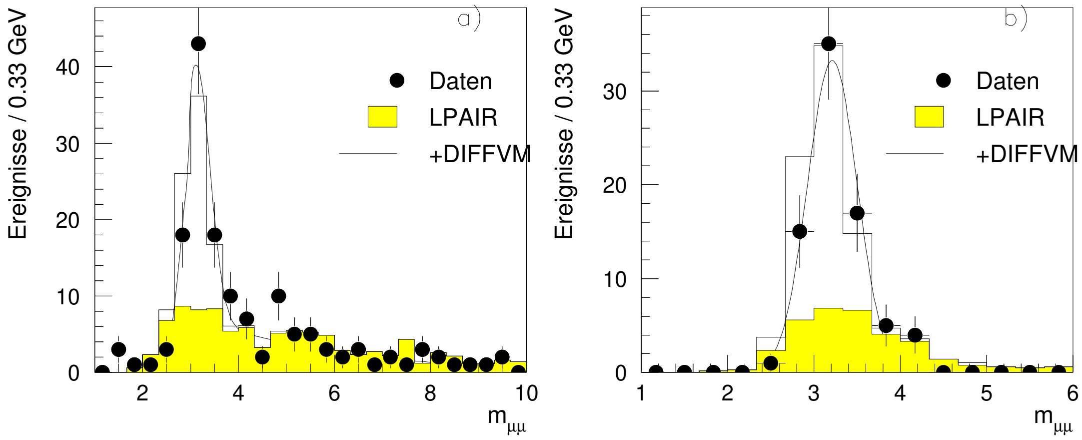

Abbildung 4.2: *Komposition des Massensignals aus den vom DIFFVM– und LPAIR–Generator simulierten J/ψ– und Untergrund–Ereignissen*
a) ohne Schnitt auf $W_{\gamma p}$,
b) nach allen Schnitten.

Für die 66 im Bereich $m_{\mu\mu} > 4$ liegenden Datenereignisse sind in Tab. 4.1 jeweils die Anteile mit und ohne Signal in den einzelnen Vorwärtsdetektoren aufgeführt und mit den entsprechenden Werten aus der LPAIR–Simulation verglichen. Dabei ist festzustellen, dass der FMD und damit auch die Kombination aller drei Signale in der Simulation wesentlich seltener einen Protonrest registriert als in den Daten. Der Unterschied von 62% (Daten) zu 74% (LPAIR–Simulation) wird durch eine Gewichtung der Ereignisse *ohne* Signal im FMD mit einem Faktor von 0,84 korrigiert. Die Signale der einzelnen PRT–Module sind bereits mit Korrekturen versehen, die in einer Analyse diffraktiver J/ψ–Ereignisse mit beiden Myonen im Zentralbereich des H1–Detektors ermittelt wurden [Mer99a]. Nach dieser Korrektur stimmt auch der Anteil von Ereignissen, die in irgendeinem der Vorwärtsdetektoren ein Signal hinterlassen, in Daten und LPAIR–Simulation gut überein.

	LAr	FMD	PRT	Kombination
Daten	(92±11)%	(62±10)%	(92±11)%	(61±10)%
LPAIR	86 %	74%	90%	69% %
LPAIR, nach FMD–Korrektur	86 %	62%	90 %	58%

Tabelle 4.1: *Vergleich der Vorwärtszähler in Daten und LPAIR–Simulation bei $m_{\mu\mu} > 4$ GeV. Für die drei Vorwärtszähler sind die relativen Häufigkeiten der Ereignisse aufgeführt, die* kein *Signal hinterlassen, die Ergebnisse für die Simulation sind ohne und mit Korrektur des FMD–Signals (s. Text) dargestellt. Die letzte Spalte enthält die Werte, die sich bei einer ODER–Verknüpfung der Signale aller drei Komponenten ergeben.*

Die entsprechenden Werte (nach den oben beschriebenen Korrekturen für PRT und FMD) im Massenbereich ($2,6\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 3,6\,\mathrm{GeV}$) sind in Tab. 4.2 aufgelistet und ausführlicher in Abb. 4.3 dargestellt: Gemessen werden 66 Datenereignisse, die Simulation durch den LPAIR–Generator ergibt 20 Untergrundereignisse durch Myonpaarproduktion. Der DIFFVM–Datensatz wird auf die Differenz von 46 Ereignissen normiert. Die Tabelle zeigt, dass die aus der DIFFVM–Simulation ermittelten Effizienzen der einzelnen Vorwärtsdetektoren sowie deren Kombination im Rahmen der statistischen Fehler mit den entsprechenden Werten aus der Differenz von Datenereignissen und LPAIR–Simulation übereinstimmen.

	LAr	FMD	PRT	Kombination
Daten–LPAIR	$(95 \pm 4)\%$	$(77 \pm 6)\%$	$(87 \pm 5)\%$	$(63 \pm 7)\%$
DIFFVM	90%	73%	92%	64%

Tabelle 4.2: *Vergleich der Vorwärtszähler in Daten abzüglich LPAIR–Simulation und in DIFFVM–Simulation bei $2,6 < m_{\mu\mu} < 3,6$ GeV. Für die drei Vorwärtszähler sind die relativen Häufigkeiten der Ereignisse aufgeführt, die* kein *Signal hinterlassen.*

Abb. 4.3 zeigt die Signale der drei Vorwärtsdetektoren — die Intervalleinteilung in den Histogrammen ist so gewählt, dass im zweiten Teilintervall jeweils die Ereignisse liegen, die *kein* Signal hervorrufen; im ersten Teilintervall (unterhalb von 0) ist jeweils die Anzahl der Ereignisse *mit* Signal eingefügt. Die einzelnen dargestellten Größen (deponierte Energie im LAr–Kalorimeter, Anzahl Trefferpaare im FMD, ansprochene Module des PRT) zeigen innerhalb der geringen Statistik keine signifikanten Abweichungen zwischen Daten und Simulation.

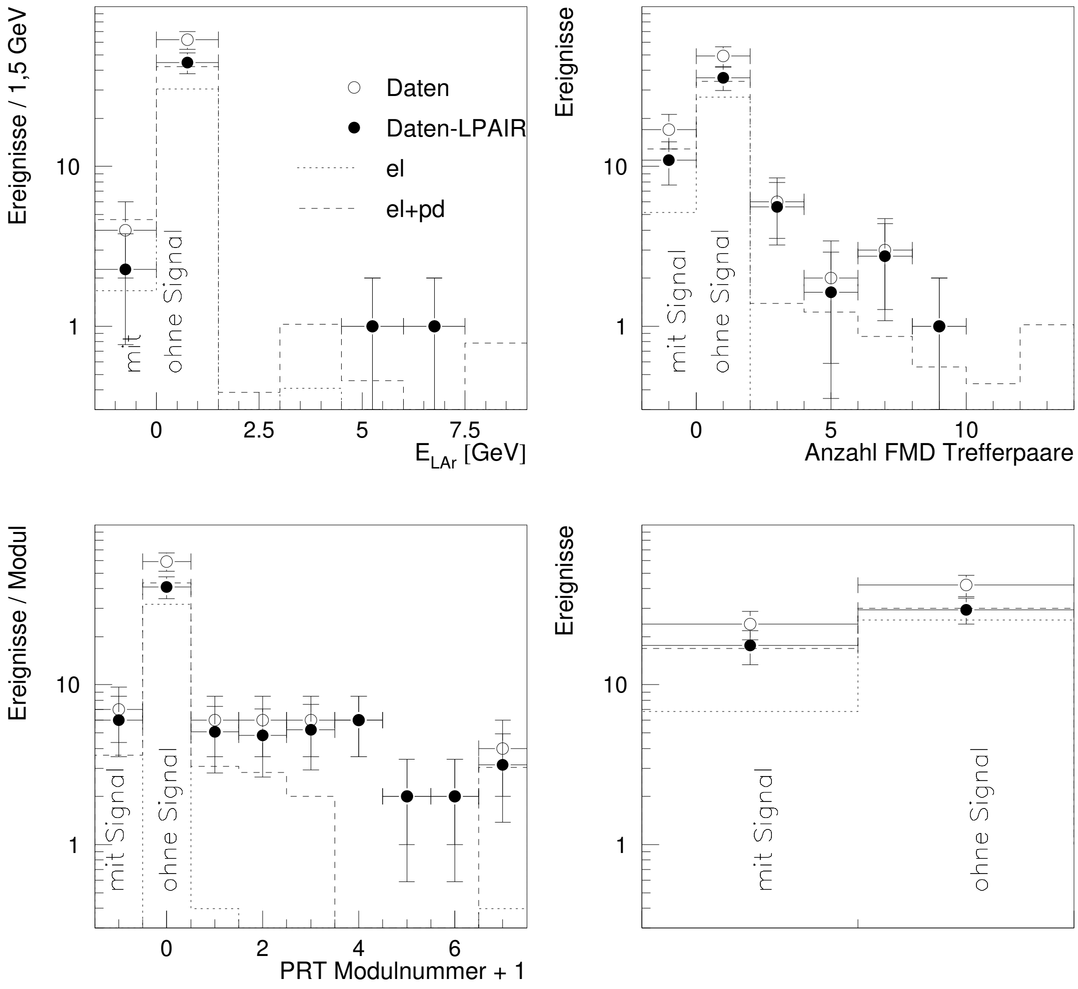

Abbildung 4.3: *Verteilungen der Vorwärtszähler für Daten, für Daten abzüglich des vom LPAIR–Generator simulierten Untergrundes und für elastische und protondissoziative DIFFVM–Simulation: a) Energie in den vorderen Zellen ($\theta < 10°$) des LAr–Kalorimeter unter Ausschluss der Myonspur. b) Trefferpaare in den ersten drei FMD–Driftkammerebenen, ohne Treffer der Myonspur. c) Ansprechhäufigkeiten der sieben PRT–Module. Die Effizienzen der einzelnen Module sowie die Gesamt–Effizienz in der MC–Simulation wurden hier durch Gewichtung an die Daten angepasst [Mer99a].*
Im ersten Teilintervall sind jeweils die Ereignisse aufgetragen, in denen die entsprechende Detektorkomponente ein Signal liefert, im zweiten die Ereignisse ohne ein Signal in der Komponente. Teil d) zeigt die Ereignisse mit (links) und ohne (rechts) Signal in irgendeinem der drei Vorwärtszähler.

Um die einzelnen Vorwärtsdetektoren auf Konsistenz bei der Trennung von elastischer und protondissoziativer Diffraktion zu prüfen, wird unter Verwendung der einzelnen Vorwärtsdetektoren bzw. der Kombination der Anteil elastischer Datenereignisse ermittelt: Aus der DIFFVM–Simulation ergeben sich die in Tab. 4.3 dargestellten Wahrscheinlichkeiten, dass ein Ereignis mit/ohne Signal durch protondissoziative (ϵ_{pd}^{tag}/ ϵ_{pd}^{notag}) bzw. elastische (ϵ_{el}^{tag}/ ϵ_{el}^{notag}) Diffraktion entstanden ist aus folgender Definition:

$$\begin{aligned} N_{pd}^{tag} &= \epsilon_{pd}^{tag} N_{pd}, \\ N_{el}^{notag} &= \epsilon_{el}^{notag} N_{el}, \\ \\ \epsilon_{pd}^{notag} &= 1 - \epsilon_{pd}^{tag}, \\ \epsilon_{el}^{tag} &= 1 - \epsilon_{el}^{notag}. \end{aligned}$$

(Dabei bezeichnen $N_{pd(el)}^{tag}$ die generierten diffraktiven Ereignisse mit (ohne) Protondissoziation mit Signal, $N_{pd(el)}^{notag}$ entsprechend ohne Signal, und $N_{...} = N_{...}^{tag} + N_{...}^{notag}$.)

	LAr	FMD	PRT	Kombination
N_{el}^{notag}	121	107	126	100
N_{el}^{tag}	6	20	1	27
N_{pd}^{notag}	66	39	64	25
N_{pd}^{tag}	16	43	18	57
ϵ_{pd}^{tag} [%]	64	60	92	60
ϵ_{el}^{notag} [%]	72	80	74	80
N_{Daten}^{notag}	45	36	41	29
N_{Daten}^{tag}	2	11	6	18
$\Rightarrow N_{Daten}^{el}$	33	33	31	32

Tabelle 4.3: *Unter Verwendung der drei einzelnen Vorwärtszähler und deren Kombination sind die bedingten Wahrscheinlichkeiten aufgeführt, mit denen ein Ereignis aus dem DIFFVM–Datensatz* ohne Signal *aus dem* elastisch *simulierten Anteil stammt bzw. ein Ereignis* mit Signal *aus dem* protondissoziativen *Anteil. Diese Wahrscheinlichkeiten ergeben sich (s. Text) aus den Ereigniszahlen (vor der Gewichtung 0,7:1) der DIFFVM–Simulation in den ersten vier Zeilen. Die letzten drei Zeilen geben den Anteil von Datenereignissen (abzüglich des simulierten Untergrundes durch Myonpaarproduktion) ohne bzw. mit Signal sowie den resultierenden elastischen Anteil in den Daten an.*

Unter Verwendung der auf Untergrund korrigierten Datenereignisse mit bzw. ohne Signal (N_{Daten}^{tag} bzw. N_{Daten}^{notag}) wird für jede Variante der Anteil elastischer Daten berechnet:

$$N_{Daten}^{el} = \epsilon_{el}^{tag} N_{Daten}^{tag} + \epsilon_{el}^{notag} N_{Daten}^{notag}. \tag{4.2}$$

Diese Werte in der letzten Zeile von Tab. 4.3 stimmen gut überein und können daher zur Kontrolle des elastischen Anteils herangezogen werden, der in Abschnitt 5.1 unter ausschließlicher Verwendung der DIFFVM–Simulation ermittelt wird.

4.2 Kinematische Verteilungen

Um zu überprüfen, ob die Verteilung der kinematischen Größen im DIFFVM–Generator mit den beobachteten Verteilungen der in dieser Arbeit verwendeten Selektion übereinstimmt, sollen hier die Winkel– und Impulsspektren der vorderen und der zentralen Myonspur verglichen werden. Die in den Daten beobachteten Impuls– und Polarwinkel–Verteilungen der zentralen Myonspur zeigen geringe Abweichungen von der Kombination des DIFFVM–Datensatzes und der Simulation des Untergrundes durch den LPAIR–Generator (s. Abb. 4.5); die Verteilungen der vorderen Spur und das p_T–Spektrum der zentralen Spur sind gut simuliert.
Die in Abb. 4.4 dargestellten Verteilungen der Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ von Photon und Proton zeigen ebenfalls gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation.

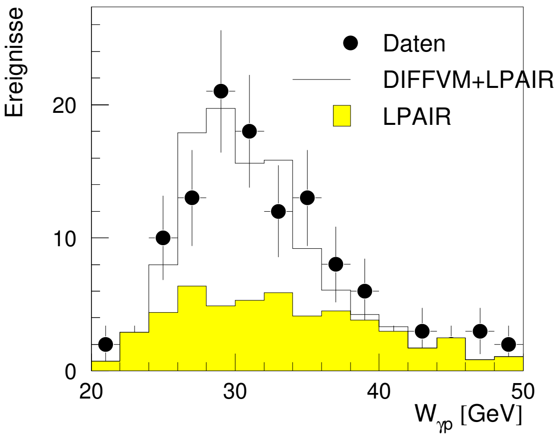

Abbildung 4.4: *Vergleich der γp–Schwerpunktsenergie in Daten und Simulation. Es sind alle Selektionsschnitte bis auf die Einschränkung des $W_{\gamma p}$–Intervalls durchgeführt.*

In Abb. 4.6 ist das $p^2_{T,\Psi}$–Spektrum im Vergleich mit der Simulation von diffraktiven Ereignissen und von Untergrundereignissen dargestellt. Die vom DIFFVM–Generator simulierte Verteilung wird mit Datenereignissen im J/ψ–Massensignal $2,6\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 3,6\,\mathrm{GeV}$ verglichen; die Simulation von LPAIR ist außerdem im Vergleich mit Datenereignissen bei invarianten Massen $m_{\mu\mu} > 4\,\mathrm{GeV}$ (ohne Einschränkung des $W_{\gamma p}$–Intervalls) dargestellt. Es zeigt sich, dass der Untergrund im Vergleich zur DIFFVM–Simulation stärker zu kleinen Werten von $p^2_{T,\Psi}$ beiträgt.
Sowohl die Verteilung der LPAIR–Simulation bei $m_{\mu\mu} > 4\,\mathrm{GeV}$ als auch die Kombination der von DIFFVM und LPAIR generierten Ereignisse in Abb. 4.6 d) weisen Abweichungen zwischen Daten und Simulation auf, die zum Teil durch eine schlechte $p^2_{T,\Psi}$–Auflösung begründet sein können. Diese Auflösung zeigt Abb. 4.7 für DIFFVM– und LPAIR–Simulation. Bei kleinen Werten von $p^2_{T,\Psi}$ treten Abweichungen zwischen rekonstruierter und generierter Größe von über 100% auf, so dass aus den $p^2_{T,\Psi}$–Verteilungen kein verläßlicher Wert des Parameters b für die $|t|$–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bestimmt werden kann.

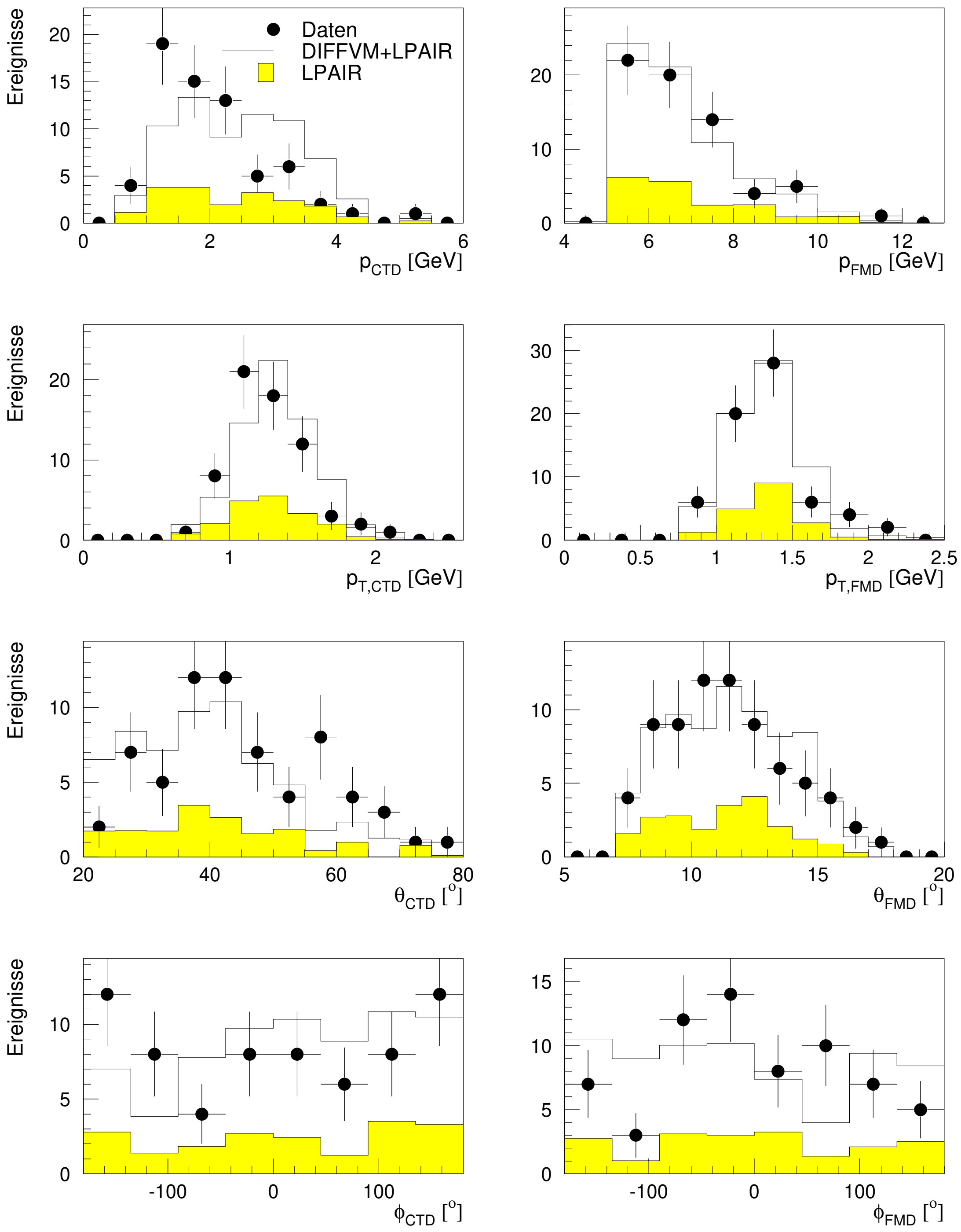

Abbildung 4.5: *Impuls– und Winkelverteilung der vorderen und der zentralen Myonspur. Die Größen der zentralen Spur sind nach allen Analyseschnitten (bis auf Trennung elastischer und protondissoziativer Ereignisse) dargestellt, bei der FMD–Spur wurde der Impuls– und Polarwinkelschnitt* nicht *durchgeführt. Zum Vergleich sind die simulierten Spektren (elastische und protondissoziative Ereignisse, generiert mit DIFFVM, sowie schraffiert der Beitrag der LPAIR–Simulation) dargestellt.*

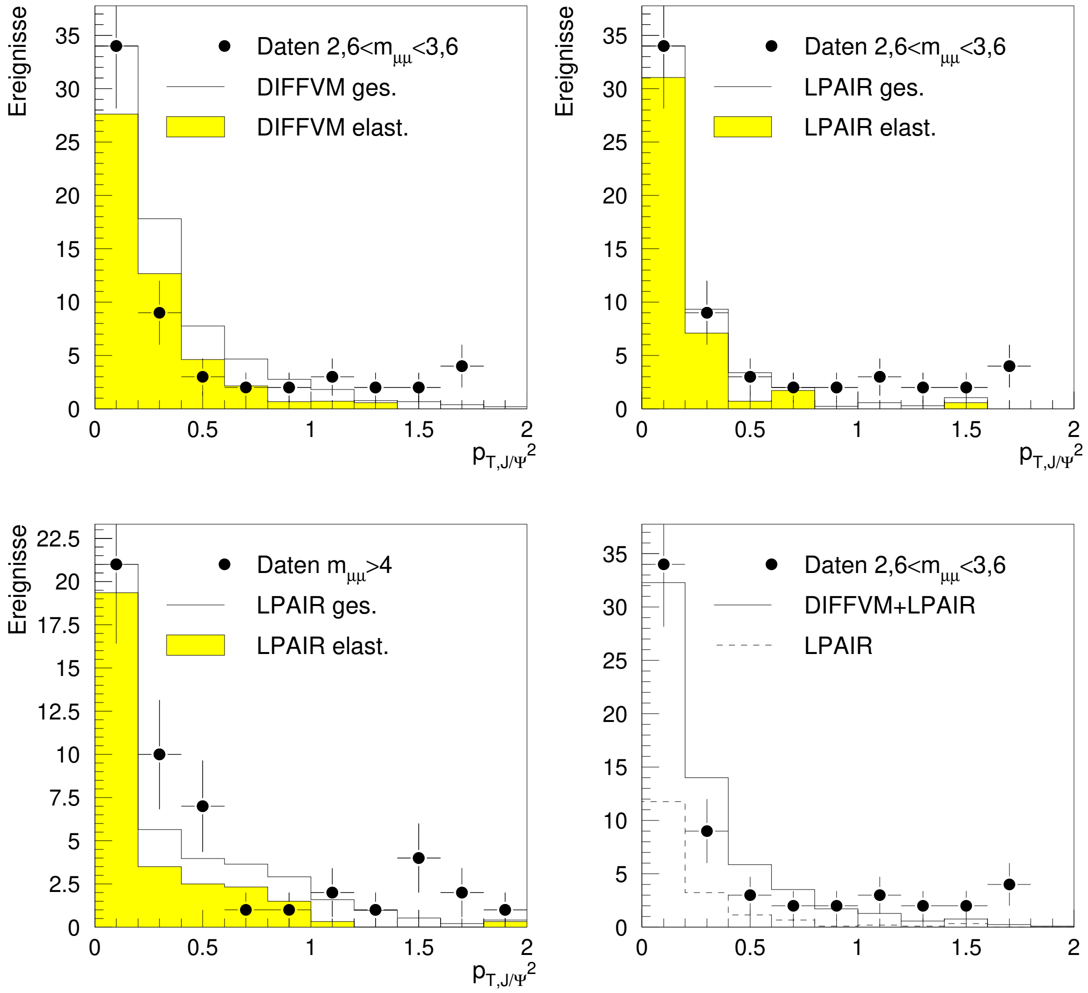

Abbildung 4.6: *$p^2_{T,\Psi}$–Spektren in Daten und Simulation.*
a) J/ψ–Signal; Daten und DIFFVM–Simulation,
b) J/ψ–Signal; Daten und LPAIR–Simulation,
c) $m_{\mu\mu} > 4\,GeV$; Daten und LPAIR–Simulation,
d) J/ψ–Signal; Daten, DIFFVM– und LPAIR–Simulation.
In a)–c) ist der Anteil simulierter elastischer Ereignisse schraffiert dargestellt; das Maximum der simulierten Verteilung ist jeweils auf des Maximum der Daten normiert. d) zeigt die entsprechend der Luminosität gewichteten Beiträge von DIFFVM– und LPAIR–Simulation (elastische und protondissoziative Ereignisse zusammengefasst).

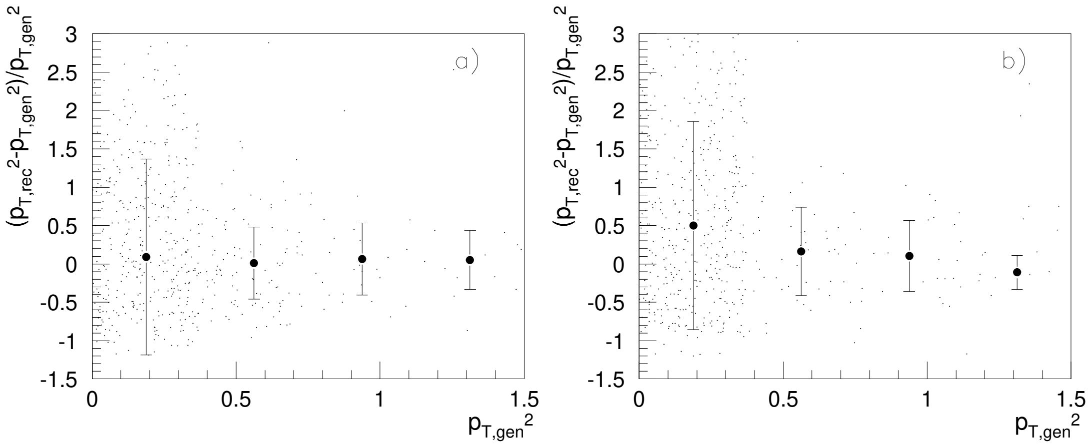

Abbildung 4.7: *Auflösung des rekonstruierten Wertes $p^2_{T,\Psi}$. a) DIFFVM–Simulation; b) LPAIR–Simulation. In Anhang D sind die Projektionen auf die y–Achse in vier Teilintervallen von $p^2_{T,\Psi}$ dargestellt, aus denen sich durch Anpassung von Gaußfunktionen die hier gezeigte Auflösung (σ) ergibt.*

4.3 Spurrekonstruktions–Effizienzen

4.3.1 Rekonstruktionseffizienz im FMD

Die Bestimmung der Spurrekonstruktions–Effizienz im Vorwärts–Myon–Detektor erfolgt mit einem Datensatz von Ereignissen aus dem Jahr 1997, in denen ein Leptonpaar mit invarianter Masse $m_{ll} > 2\,\mathrm{GeV}$ und bis zu drei weitere Spuren rekonstruiert wurden.

Für die Effizienzbestimmung aus den Messdaten sind weitere Einschränkungen erforderlich, die gewährleisten, dass die betrachteten Ereignisse *unabhängig von der Existenz der FMD–Spur* von dem Triggersystem sowie der Ereignisklassifikation akzeptiert werden:

1. Die Datennahmeabschnitte 177920–184257 am Anfang von 1997 sind wegen Auslesefehlern im FMD auszuschließen.

2. Es werden genau zwei „gute“ rekonstruierte Spuren gefordert. Beide müssen im Eisen oder Kalorimeter als Myon erkannt werden. Damit ist ausgeschlossen, dass eine Ereignisklassifikation nur durch die Identifikation im FMD erfolgt.

3. Durch den Schnitt $m_{ll} > 2\,\mathrm{GeV}$ passieren die Ereignisse die Triggerstufe L4 unabhängig von der Bedingung einer FMD–Spur als „Hard scale“ (vgl. Abschnitt 1.2.6).

4. Genau eines der beiden Myonen muss im FTD mit einem Winkel $\theta < 20°$ gemessen werden.

5. Um möglichst nur Myonspuren zur Effizienzbestimmung zu verwenden, werden nur Ereignisse mit invarianter Masse (berechnet aus FTD– und CTD–Informationen) im J/ψ–Massenbereich ($2,6\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 3,6\,\mathrm{GeV}$) verwendet.

6. Um auf der Triggerstufe L1 eine Unabhängigkeit vom FMD zu erreichen, wird ein L4–verifizierter Subtrigger S0–S14, S38, S54, S56, oder S61 (im Wesentlichen Trigger mit Elementen des SpaCal– (S0–S13, S61), Eisen– (S14, S38) bzw. Spurkammer– und z–Vertex–Triggersystems (S54)) verlangt.

Diese Selektion entspricht bezüglich Spurmultiplizität und geometrischer Verteilung (genau ein Myon in Vorwärtsrichtung) den für die Analyse verwendeten Ereignissen und ermöglicht daher anhand des Anteils von Ereignissen mit rekonstruierter FMD–Spur den Vergleich der Spurrekonstruktions–Effizienz in Daten und Simulation. Diese Effizienz ist in Abb. 4.8 als Funktion des im FTD gemessenen Impulses und Polarwinkels dargestellt.

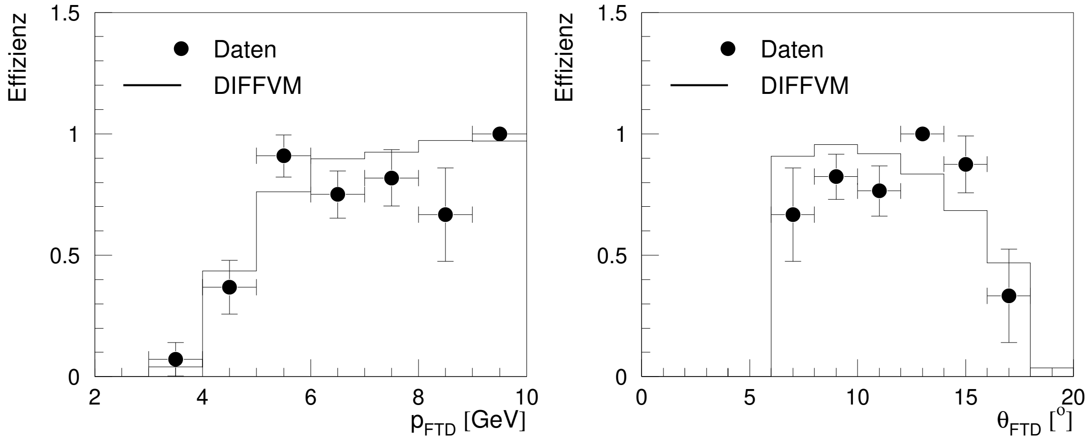

Abbildung 4.8: *Spurrekonstruktionseffizienz im Vorwärtsmyondetektor als Funktion des im FTD gemessenen Impulses bzw. Polarwinkels. Bei der Untersuchung der Impulsabängigkeit werden nur FTD–Spuren mit $8^\circ < \theta_{FTD} < 16^\circ$ betrachtet, umgekehrt wird für die Bestimmung der Effizienz in Abhängigkeit des Polarwinkels auf Impulse $p_{FTD} > 5\,GeV$ geschnitten.*

Die aus den simulierten Ereignissen ermittelte Effizienz stimmt im Rahmen der Fehler mit den Daten überein. Die im gesamten Bereich $p_{FTD} > 5\,\mathrm{GeV}$, $8^\circ < \theta_{FTD} < 16^\circ$ berechnete Spurrekonstruktionseffizienz ist in der Simulation mit $87.6 \pm 0.8\%$ etwas größer als in den Daten ($82.8 \pm 5\%$). Dies wird in Kapitel 5 im systematischen Fehler berücksichtigt.

4.3.2 Rekonstruktionseffizienz in FTD und FEC

Zur Untersuchung der Spurrekonstruktion in der vorderen Spurkammer bzw. im Eisen wird nun umgekehrt eine Spur im FMD verlangt und untersucht, ob eine Spur im FTD oder FEC vorliegt. Dazu wird der in Abschnitt 3.1 beschriebene Datensatz mit einer rekonstruierten FMD–Spur und einer CTD–Spur pro Ereignis verwendet.

1. Die Datennahmebereiche 177920–184257 müssen auch hier ausgeschlossen werden, da FMD–Spuren zur Massenberechnung und Effizienzbestimmung verwendet werden.
2. Es werden nur Ereignisse mit $2,6\,\mathrm{GeV} < m_{\mu\mu} < 3,6\,\mathrm{GeV}$ betrachtet.
3. Um eine von der FTD–Spur unabhängige Ereignisklassifikation zu gewährleisten, wird eine Myon–Identifikation der zentralen Spur im Eisen und damit eine Zuordnung zur Klasse `AOPEN` (s. Anhang B) gefordert.
4. Um auszuschließen, dass nicht vom vorderen Myon stammende Spuren im FTD bzw. in der FEC als Myonspur gezählt werden, wird eine rekonstruierte Spur mit einer in Tab. 4.4 angegebenen maximalen Abweichung in η, Φ und p von den FMD–Werten verlangt.

FTD	$(\frac{\Delta\eta}{0{,}1})^2 + (\frac{\Delta\Phi}{24^\circ})^2 < 1$ und $\Delta p < 2\,\mathrm{GeV}$
FEC	$(\frac{\Delta\eta}{0{,}2})^2 + (\frac{\Delta\Phi}{14^\circ})^2 < 1$, keine Bedingung für Δp

Tabelle 4.4: *Maximale Winkel– und Impulsdifferenzen zwischen FMD– und FEC– bzw. FTD–Spur. (Diese Schnitte ergeben sich aus den in Abb. 4.9 gezeigten Verteilungen für Ereignisse mit einer Spurverbindung zwischen FMD, FEC und FTD.)*

Die p– und θ–Abhängigkeiten der FTD– bzw. FEC–Rekonstruktionseffizienz (s. Abb. 4.10, 4.11) sind gut simuliert. Die totale im Bereich $p > 5\,\mathrm{GeV}$, $8^\circ < \theta < 16^\circ$ berechnete Effizienz stimmt in Daten und Simulation überein (s. Tab. 4.5).

	Daten	Simulation
FEC	$84.4 \pm 3\%$	$83.3 \pm 0.8\%$
FTD	$80.9 \pm 3\%$	$80.9 \pm 0.9\%$

Tabelle 4.5: *Effizienzen der Spurrekonstruktion in FTD und FEC*

4.4 Spurverbindungs–Effizienzen

Die Effizienz der Spurverbindung vom FTD zu FMD bzw. FEC wird mit der gleichen Vorselektion ermittelt, die auch für die Bestimmung der Effizienz der Spurrekonstruktion in der entsprechenden Detektor–Komponente angewandt wurde. Ausgehend von den Ereignissen, in denen eine rekonstruierte Spur in FMD bzw. FTD existiert, wird bestimmt, welcher Anteil eine Verbindung zur Spurkammer und damit eine Myonidentifikation aufweist.

Die Spurverbindung zwischen FTD und vorderer Eisenendkappe (s. Abb. 4.12) ist in der Simulation mit $92.1 \pm 0.7\%$ etwas ineffizienter als in den Daten ($95.8 \pm 2\%$).

Eine größere Abweichung zeigt sich bei der Effizienz der Spurverbindung zum Vorwärtsmyondetektor (s. Abb. 4.13): In den Daten ($83.3 \pm 5\%$) liegt die Effizienz deutlich unter dem aus der Simulation ermittelten Wert $94.9 \pm 0.6\%$.

a)

b)

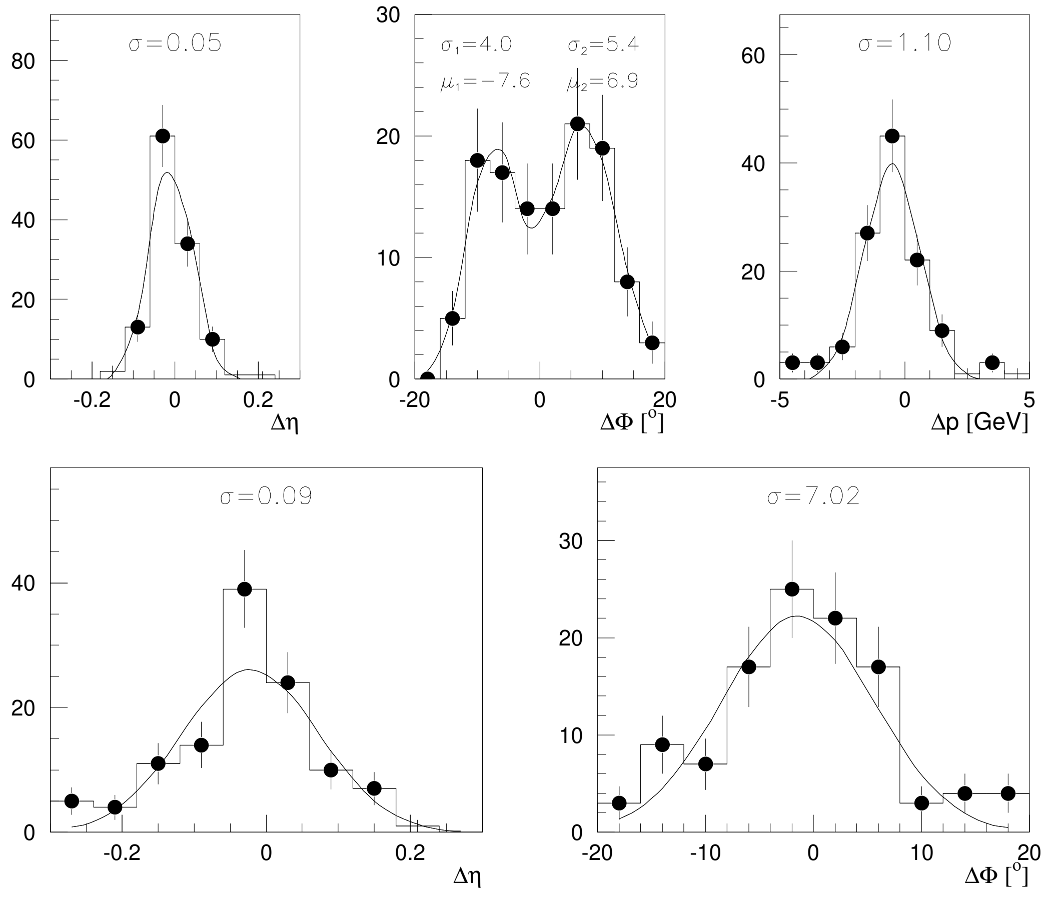

Abbildung 4.9: *Winkel– und Impulskorrelationen von a) FMD und FTD und b) FMD und FEC bei einer Verbindung der in beiden Komponenten rekonstruierten Spuren. Bei der Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz von FEC– bzw. FTD–Spuren werden nur Spurkombinationen selektiert, für die $\Delta X \lesssim 2\sigma_X$ ($X = \eta, \Phi, p$) gilt, wobei σ_X die Breite der angepassten Gaußkurve ist.*
Bei der Φ–Korrelation zwischen FMD und FTD ist die Superposition zweier Gaußkurven angepasst worden. Es wird $\sigma_\Phi = (\sigma_1 + \sigma_2 + |\mu_1 - \mu_2|)/2 = 12^\circ$ gesetzt.
In der FEC erfolgt nur der Schnitt auf η und Φ.

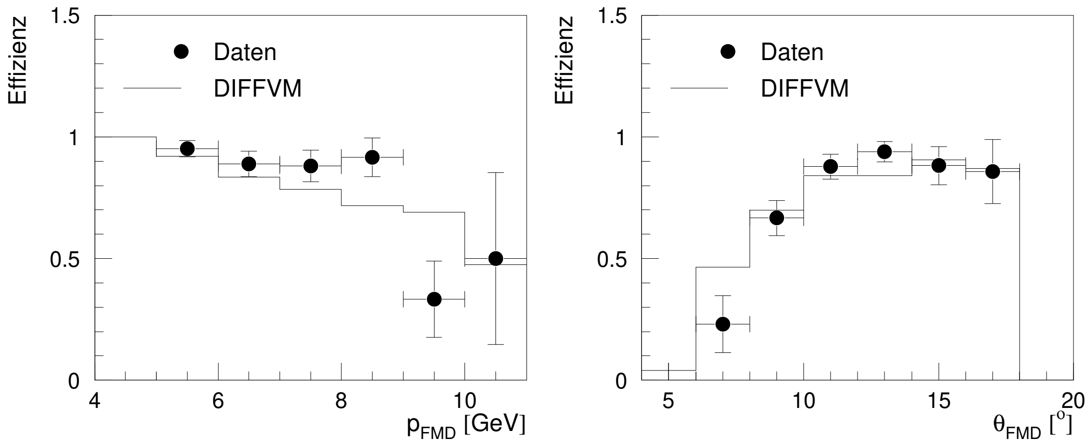

Abbildung 4.10: *Spurrekonstruktionseffizienz im* **FTD** *als Funktion des im FMD gemessenen Impulses bzw. Polarwinkels.*

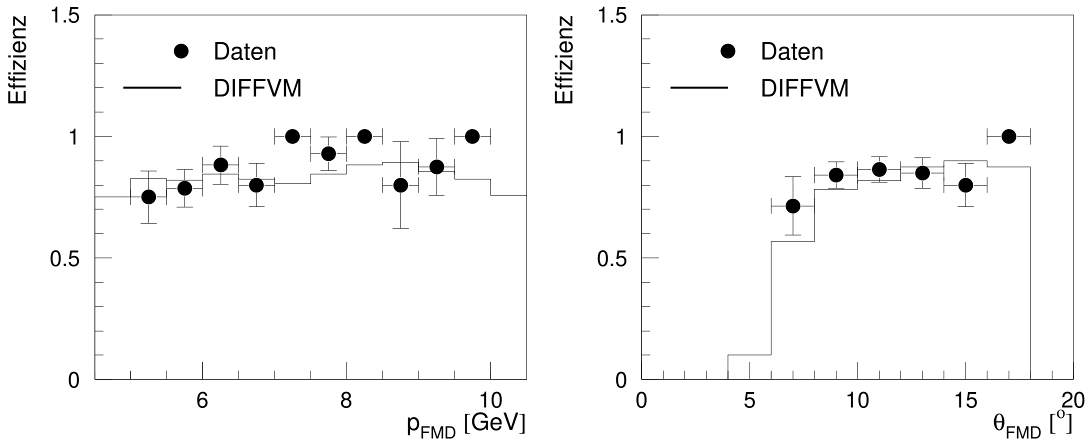

Abbildung 4.11: *Spurrekonstruktionseffizienz in der* **FEC** *als Funktion des im FMD gemessenen Impulses bzw. Polarwinkels.*

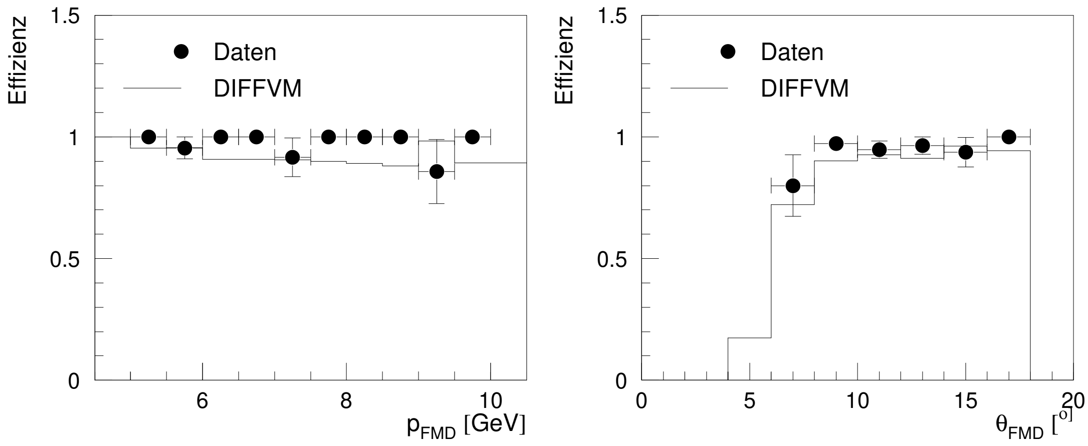

Abbildung 4.12: *Effizienz der Spurverbindung zwischen FTD und* **FEC** *als Funktion des im FMD gemessenen Impulses und des Polarwinkels der FEC–Spur.*

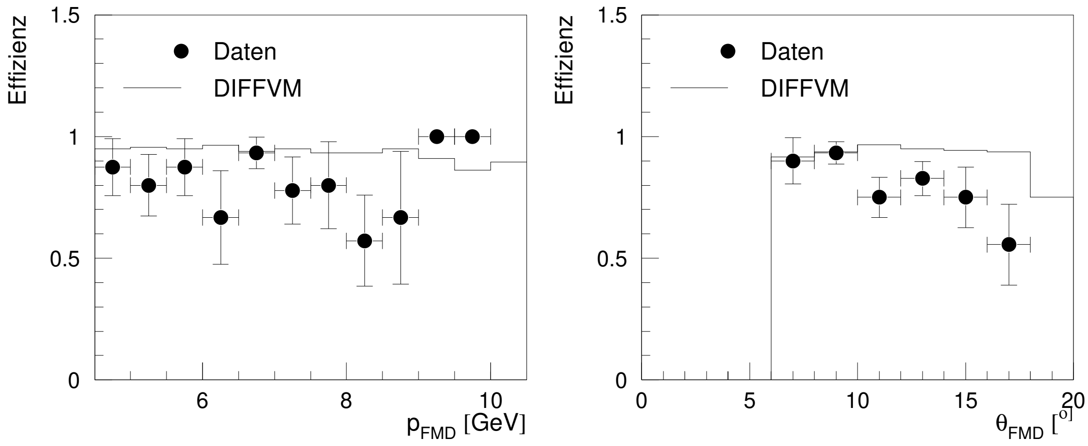

Abbildung 4.13: *Effizienz der Spurverbindung zwischen FTD und* **FMD** *als Funktion des im FMD gemessenen Impulses bzw. Polarwinkels.*

4.5 Trigger–Effizienzen

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts in Kapitel 5 werden nur Ereignisse verwendet, die durch den L4–verifizierten Subtrigger[2]

```
S16 = Mu_FIEC && FwdMu_Val_Any && (zvtx_Mu && zvtx_mul<7) && ...
```

akzeptiert werden. Um auf die tatsächliche Anzahl von diffraktiven J/ψ–Ereignissen zu schließen, muss die Wahrscheinlichkeit für ein Ansprechen des Subtriggers bestimmt werden.

Diese Wahrscheinlichkeit lässt sich prinzipiell aus den Daten berechnen; um ausreichend Statistik zur Verfügung zu haben, wird hier aber die Effizienz mit den simulierten Ereignissen bestimmt; es wird untersucht, ob das Verhalten der einzelnen Triggerelemente, die zu S16 beitragen, in der Simulation mit den Daten übereinstimmt.

4.6 Kontrolle der simulierten Effizienzen der einzelnen Triggerelemente

Um aus den *Messdaten* Effizienzen eines Subtriggers oder Triggerelementes zu ermitteln, muss ein Datensatz verwendet werden, den das Triggersystem unabhängig vom betrachteten Trigger akzeptiert. Es wird der auf eine FMD– und eine CTD–Myonspur vorselektierte Datensatz (s. Abschnitt 3.1) verwendet, so dass eine zur Analyse vergleichbare Ereignistopologie vorliegt. Die Unabhängkeit von S16 auf den Triggerstufen L1 und L4 wird gewährleistet, indem nur Ereignisse mit L4–verifiziertem Subtrigger S0, S1, ..., S13 oder S61 betrachtet werden.

Diese Trigger dienen im Wesentlichen der Selektion von DIS–Ereignissen und sind unabhängig von Eisen– und FMD–Triggerelementen. Daher wird der Schnitt auf Photoproduktionsereignisse (vgl. Abschnitt 3.3) hier *nicht* angewendet, aber alle anderen Analyseschnitte bis auf die Trennung elastischer und protondissoziativer Ereignisse. Zur Untersuchung der Triggerelemente `FwdMu_Val_Any` und `Mu_FIEC` wird durch Hinzunahme von S38 (dieser Subtrigger enthält das Triggerelement `Mu_FIEC`, aber nicht `FwdMu_Val_Any`) bzw. S29 (enthält `FwdMu_Val_Any`, aber nicht `Mu_FIEC`) eine größere Statistik erzielt.

Es ist zu berücksichtigen, dass die meisten dieser Subtrigger wie auch S16 eine Bedingung des z–Vertex–Triggersystems beinhalten, so dass die S16–Effizienz auf einen zu großen Wert verfälscht wird. Um dies zu korrigieren, wird der Satz von Daten mit unabhängigem Subtrigger durch die z–Vertex–Bedingung von S16 (`zvtx_Mu && zvtx_mul<7`) weiter eingeschränkt. In der Simulation wird diese Bedingung ebenfalls gefordert, eine weitere Einschränkung durch unabhängige Subtrigger findet aber nicht statt.

[2] Die durch „...“ abgekürzten weiteren Bedingungen sind in Anhang C aufgeführt. Sie dienen nur zur Datenreduktion und schränken die Ereigniskinematik und –topologie nicht ein.

Die so bestimmte Effizienz ϵ_{S16}^{zvtx} von S16 muss mit der Wahrscheinlichkeit ϵ_{zvtx} für das Eintreten der z–Vertex–Bedingung multipliziert werden:

$$\epsilon_{S16} = \epsilon_{S16}^{zvtx} \cdot \epsilon_{zvtx}$$

Abb. 4.14 zeigt die Effizienz der beiden Triggerelemente `FwdMu_Val_Any` und `Mu_FIEC`, die im Wesentlichen den Subtrigger S16 bilden, in Abhängigkeit vom Impuls und Polarwinkel der vorderen Myonspur bzw. von den x– und y–Koordinaten des Spurbeginns im Eisen (entsprechend der Moduleinteilung). Bei den p–abhängigen Darstellungen sind der Polarwinkel θ der FMD–Spur (für die `FwdMu_Val_Any`–Effizienz) bzw. die x– und y–Koordinate (für die `Mu_FIEC`–Effizienz) eingeschränkt auf:

$$8^\circ < \theta < 16^\circ \text{ bzw.}$$
$$|x| < 200\,\text{cm und } |y| < 134\,\text{cm}.$$

Umgekehrt wird für die θ–, x– und y–abhängigen Effizienzen ein Impuls $p_{FMD} > 5\,\text{GeV}$ gefordert. Die *totalen* Effizienzen nach p– und θ–Schnitt sind in Tab. 4.6 aufgeführt.

Die Effizienz des Triggerelements `FwdMu_Val_Any` weicht in der Simulation nicht signifikant von den Daten ab. `Mu_FIEC` zeigt dagegen in den Daten bei hohen Impulsen sowie in den oberen Modulen (58, 59) der inneren Eisenendkappe eine größere Effizienz als in der Simulation.

Ein deutlicher Unterschied zwischen Daten und Simulation zeigt sich in der Wahrscheinlichkeit, mit der die Kombination `FwdMu_Val_Any&&Mu_FIEC` anspricht: In der Simulation und bei Daten mit Impulsen des vorderen Myons $p_{FMD} > 6\,\text{GeV}$ stimmt die kombinierte Effizienz erwartungsgemäß im Rahmen der Fehler mit dem Produkt der einzelnen Effizienzen beider Triggerelemente überein.
In den Daten gibt es dagegen im niedrigsten p_{FMD}–Teilintervall (5... 6 GeV) *kein* Ereignis, für das beide Triggerelemente simultan gesetzt sind, obwohl `FwdMu_Val_Any` in 7 von 26 Ereignissen und `Mu_FIEC` in 7 von 16 Ereignissen anspricht.
Allerdings ist `FwdMu_Val_Any` nur in *einem* der 16 unabhängig von `FwdMu_Val_Any` *und* `Mu_FIEC` akzeptierten Ereignisse gesetzt; die anderen 10 Ereignisse wurden nur von S38 akzeptiert und können nicht für die Effizienzbestimmung von `Mu_FIEC` verwendet werden. Daher kann der in den Daten ermittelte Wert für die `FwdMu_Val_Any&&Mu_FIEC`–Effizienz bei kleinen Impulsen durch mangelnde Statistik zu klein sein.

Die gesamte unter Einschränkung der z–Vertex–Bedingung ermittelte Effizienz des Subtriggers S16 weicht in der Simulation ($25,5 \pm 1\%$) nicht signifikant von den Daten ($21,4 \pm 6\%$) ab. Die Abweichungen in den einzelnen Triggerelementen werden in Kapitel 5 in den systematischen Fehler einbezogen.

Berücksichtigung der z–Vertex–Bedingung

Die z–Vertex–Triggerelemente basieren nur auf Treffern in den Proportionalkammern des Spurkammersystems und sind somit unabhängig von einer Teilchenidentifikation. Die Untersuchung der `zvtx_Mu`–Effizienz kann daher ohne Forderung nach einer FMD–Spur stattfinden, so dass eine größere Statistik als bei Verwendung des FMD–CTD–Datensatzes zur

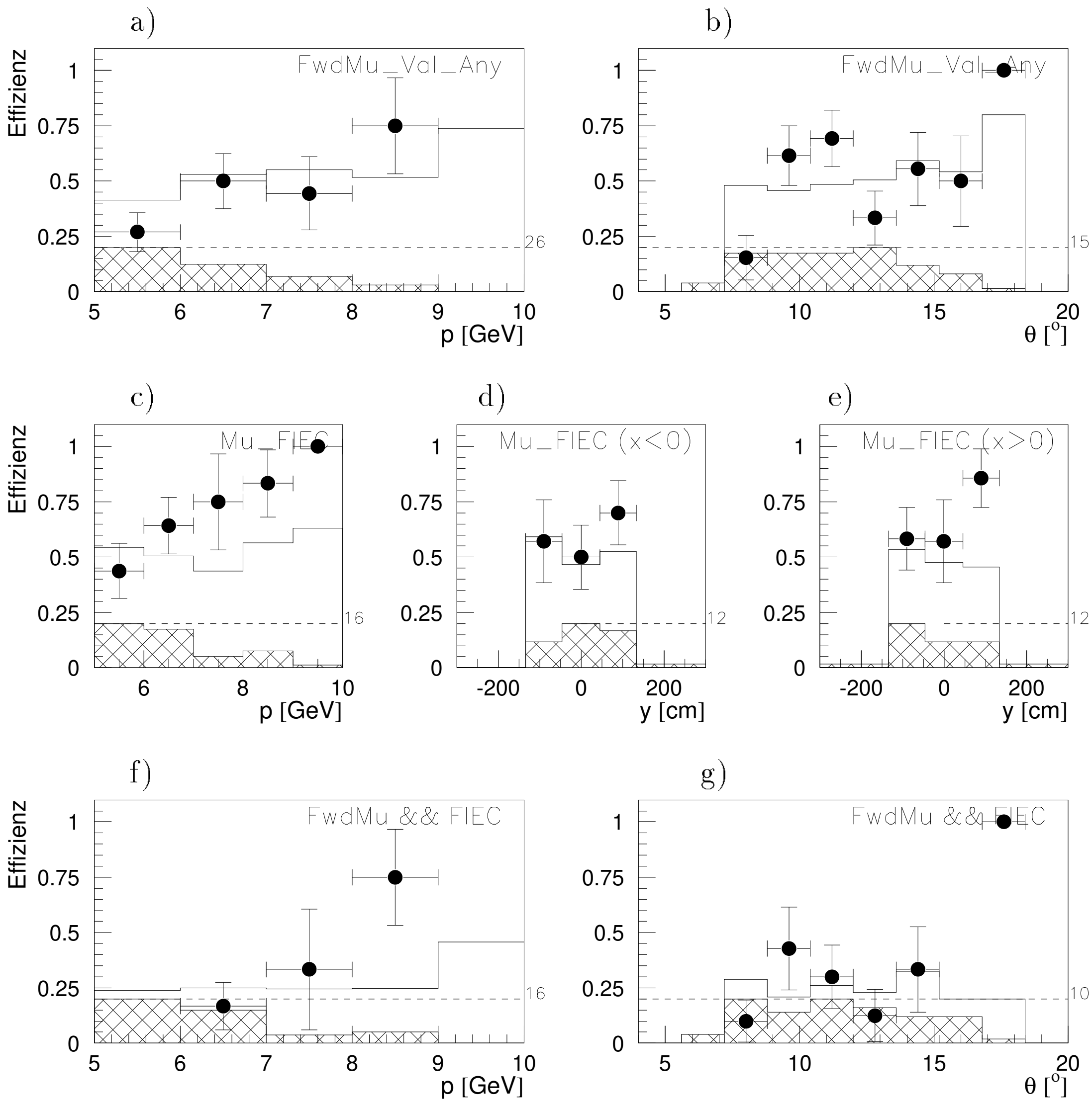

Abbildung 4.14: *a), b) Effizienz des Triggerelementes* `FwdMu_Val_Any` *als Funktion von* p_{FMD} *und* θ_{FMD}. *c)–e)* `Mu_FIEC`*-Effizienz in Abhängigkeit von* p_{FMD} *und der y–Koordinate des Spurbeginns in der Eisenendkappe. Die sechs y–Intervalle bei* $x > 0$ *bzw.* $x < 0$ *(Spurbeginn in der „linken" bzw. „rechten" Hälfte der Eisenendkappe) entsprechen den Modulen der inneren FEC. f) und g) zeigen die Koinzidenz beider Triggerelemente. In jedem Histogramm ist außerdem schraffiert die Verteilung der unabhängig vom betrachteten Triggerelement selektierten Datenereignisse eingefügt. Der Maximalwert ist am rechten Rand abzulesen.*

Verfügung steht. Ausgehend von dem in Abschnitt 4.3.1 für die Untersuchung der Spurrekonstruktion im FMD verwendeten Datensatz werden Ereignisse mit genau zwei guten Spuren selektiert, von denen genau eine in Vorwärtsrichtung ($\theta < 20°$) verläuft.
Als unabhängige Subtrigger werden S0, S3, S5, S7, S12 und S23 verwendet. Diese Subtrigger enthalten außer `zvtx_mul<7` keine z–Vertex–Elemente. Die Bedingung `zvtx_mul<7` (d.h. maximal 200 Einträge im z–Vertex–Histogramm) ist für die betrachteten Ereignisse immer erfüllt.

Abb. 4.15 b) zeigt eine Verschiebung der simulierten z_{Vertex}–Verteilung um $-3,9\,\mathrm{cm}$ gegenüber den Daten. Die Wahrscheinlichkeit, dass die Bedingung `zvtx_Mu && zvtx_mul<7` erfüllt ist, ist in Abb. 4.15 a) dargestellt. r_{CIP} bezeichnet dabei den Abstand der vorderen Spur vom Strahlrohr bei $z = 106\,\mathrm{cm}$, der vorderen Begrenzung der CIP (vgl. Abb. 4.16). Bei einem Radius $r_{CIP} < 16,6\,\mathrm{cm}$ trifft die vordere Spur nicht mehr die CIP, so dass nur noch die zentrale Spur Einträge im z–Vertex–Histogramm liefert (vgl. Abschnitt 1.2.6). Der bei kleineren Radien erwartete Abfall auf die geringere 1–Spur–Effizienz (s. [Bec96]) ist in der Simulation gut zu erkennen, während in den Daten im Teilintervall $12\,\mathrm{cm} < r_{CIP} < 16\,\mathrm{cm}$ alle Spuren die z–Vertex–Bedingung erfüllen und bei $r_{CIP} < 12\,\mathrm{cm}$ wegen geringer Statistik kein Vergleich möglich ist. Dieser Unterschied ist möglicherweise durch die in Abb. 4.15 b) beobachtete Verschiebung von z_{Vertex} begründet. Die aus der Simulation ermittelte Effizienz ϵ_{S16}^{zvtx} ist mit $74.5 \pm 0.7\%$ kleiner als in den Daten ($80 \pm 5\%$).

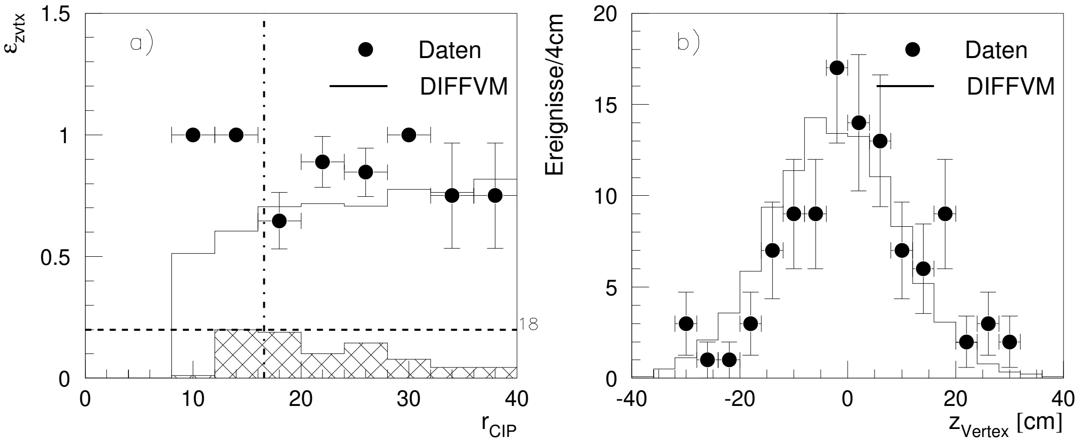

Abbildung 4.15: *a) Effizienz der Bedingung* `zvtx_Mu && zvtx_mul<7` *in Abhängigkeit von* r_{CIP} *(s. auch Abb. 4.16) für Daten und DIFFVM–Simulation. Die gestrichelte Linie bei* $r_{CIP} = 16,6\,cm$ *kennzeichnet den minimalen Radius, bei dem eine Spur die CIP treffen kann. Die Anzahl der Datenereignisse wird durch das schraffierte Histogramm angezeigt. b) Verteilung der Vertex–z–Koordinate.*

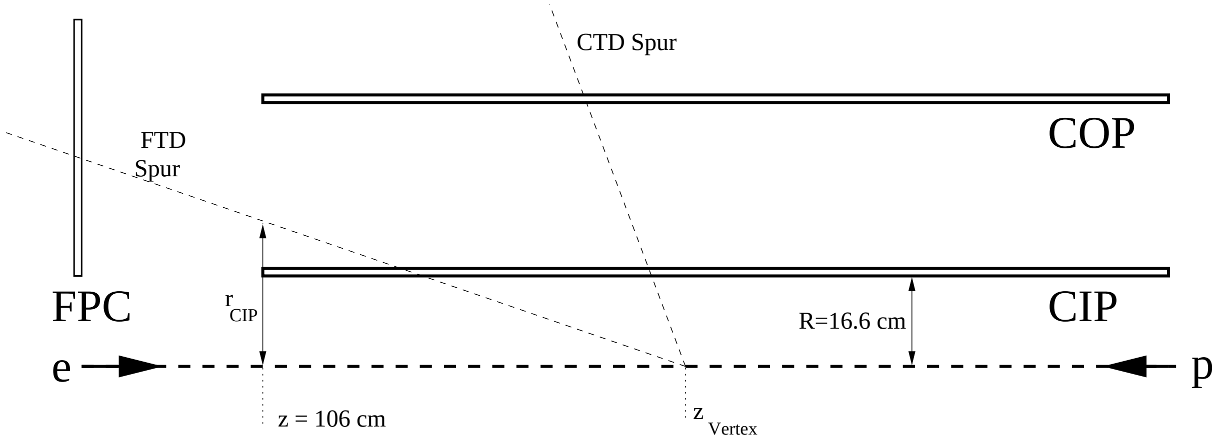

Abbildung 4.16: *Skizze des z–Vertexsystems zur Bestimmung des Abstands r_{CIP}, bei dem die vordere Spur die Ebene $z = 106\,cm$ trifft. Für $r_{CIP} < 16,6\,cm$ ist ein Abfallen der Effizienz der z–Vertex–Triggerelemente zu erwarten.*

4.7 Bestimmung der Triggereffizienz aus der Simulation

Bei der Verwendung simulierter Ereignisse zur Effizienzbestimmung muss keine unabhängige Triggerbedingung verlangt werden, die zu einer Reduktion der Statistik und Einschränkung durch kinematische Schnitte führt. So ist es möglich, die Triggereffizienz nach derselben Selektion zu bestimmen, die auch für die Analyse verwendet wird. Insbesondere können wie in der Analyse Photoproduktionsereignisse selektiert werden, während mit den unabhängigen Triggern in Abschnitt 4.6 überwiegend DIS–Ereignisse vorliegen.

Nach allen Selektionsschnitten bis auf die Trennung von elastischen und protondissoziativen Prozessen ergibt sich eine Effizienz für S16 von $17,6 \pm 1.1\%$. Wie Abb. 4.17 zeigt, ist diese Effizienz im betrachteten Bereich $p > 5\,\mathrm{GeV}$, $8° < \theta < 16°$ im Rahmen der Fehler unabhängig von p und θ.

In Tab. 4.6 sind die in diesem Kapitel ermittelten Effizienzen aufgelistet. Die endgültigen Werte für die S16–Effizienz zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Simulation, obwohl die Triggerelemente `Mu_FIEC` und `zvtx_Mu` zu ineffizient simuliert sind. Diese Abweichung wird durch eine größere Effizienz von `FwdMu_Val_Any` und stärkere Korrelation zwischen `FwdMu_Val_Any` und `Mu_FIEC` ausgeglichen.

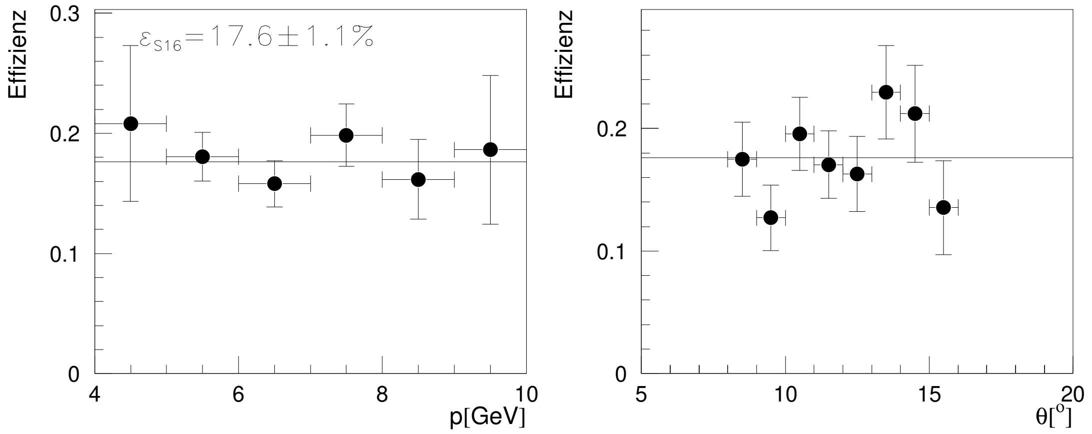

Abbildung 4.17: *Aus der Simulation (nach allen Selektionsschnitten bis auf Trennung elastischer und protondissoziativer Ereignisse) bestimmte Effizienz des Subtriggers S16 in Abhängigkeit von Impuls und Polarwinkel der FMD–Spur. Die p–Abhängigkeit wird nur mit Spuren ermittelt, für die $8° < \theta < 16°$ gilt, die θ–Abhängigkeit nur mit Spuren mit Mindestimpuls $p > 5\,GeV$.*

	Daten	Simulation
Effizienzen unter Verwendung unabhängiger Subtrigger *nach Einschränkung durch* `zvtx_Mu`*–Bedingung*		
`FwdMu_Val_Any`	$44,4 \pm 6\%$	$50,3 \pm 2\%$
`Mu_FIEC`	$62,5 \pm 7\%$	$51,9 \pm 2\%$
`FwdMu_Val_Any&&Mu_FIEC`	$23,8 \pm 7\%$	$25,6 \pm 1\%$
ϵ_{S16}^{zvtx}	$21,4 \pm 6\%$	$25,5 \pm 1\%$
Wahrscheinlichkeit für das Eintreten der `zvtx_Mu`–Bedingung		
ϵ_{zvtx}	$80 \pm 5\%$	$74.5 \pm 0.7\%$
$\Rightarrow$ S16–Effizienz *ohne* `zvtx_Mu`–Vorselektion		
$\epsilon_{S16}^{zvtx} \cdot \epsilon_{zvtx}$	$17 \pm 5\%$	$19,0 \pm 0,7\%$
S16–Effizienz aus der Simulation		
ϵ_{S16}	—	$17,6 \pm 1.1\%$

Tabelle 4.6: *Effizienzen von Triggerelementen und Subtrigger S16 im Vergleich für Daten und Simulation.*

Kapitel 5

Ergebnisse

5.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnittes

Der ep–Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to eJ/\Psi p) = \frac{N_{J/\Psi}}{\mathcal{L}}$ für elastische J/ψ–Produktion in ep–Streuung errechnet sich aus der Anzahl $N_{J/\Psi}$ aller in einem Zeitraum T entstandenen J/ψ–Mesonen und der über diesen Zeitraum integrierten Luminosität $\mathcal{L} = \int_T L(t)dt$. Für den hier zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt werden nur Photoproduktionsereignisse ($Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$) betrachtet, deren γp–Schwerpunktsenergie im Intervall $26\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 36\,\mathrm{GeV}$ liegt. Das generierte $W_{\gamma p}$–Spektrum der Ereignisse aus dem DIFFVM–Datensatz, die alle Analyseschnitte erfüllen und kein Signal in den Vorwärtszählern haben, ergibt den Mittelwert $\langle W_{\gamma p} \rangle = 31\,\mathrm{GeV}$.

Es sind alle Effekte zu berücksichtigen, die eine Reduktion von $N_{J/\Psi}$ auf die schließlich selektierten Datenereignisse bewirken:

- Der Zerfall $J/\psi \to \mu\mu$ findet mit einem Verzweigungsverhältnis von $BR = 6,01 \pm 0,19\%$ statt.
- Durch Einschränkungen in der geometrischen Akzeptanz des Detektors können nur Ereignisse rekonstruiert werden, bei denen beide Zerfallsmyonen unter Polarwinkeln emittiert werden, die eine Rekonstruktion im H1–Detektor ermöglichen. Der Reduktionsfaktor $\alpha = 43 \pm 1\%$ wurde in Abschnitt 3.7 ermittelt.
- Durch die weiteren Analyseschnitte:
  - Forderung nach rekonstruierten Spuren in FMD und CTD,
  - Identifikation als Myonen,
  - Impulsschnitte und
  - Ereignisklassifikation

  erfolgt eine weitere Reduktion beschrieben durch die Analyse–Effizienz $\epsilon_{Analyse}$, die im folgenden Abschnitt bestimmt wird.

- Schließlich ist der betrachtete Subtrigger S16 nur mit einer Effizienz von $\epsilon_{S16} = 17,6 \pm 1.1\%$ gesetzt (s. Abschnitt 4.7).

Damit beträgt die sichtbare Anzahl $N_{J/\Psi}^{el.Daten}$ elastischer J/ψ–Ereignisse

$$N_{J/\Psi}^{el.Daten} = \alpha \cdot BR \cdot \epsilon_{S16} \cdot \epsilon_{Analyse} \cdot N_{J/\Psi}, \tag{5.1}$$

so dass der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(ep \to eJ/\Psi p) = \frac{N_{J/\Psi}^{el.Daten}}{\alpha \cdot BR \cdot \epsilon_{S16} \cdot \epsilon_{Analyse} \cdot \mathcal{L}} \tag{5.2}$$

ist.

Analyse–Effizienz

Als Analyse–Effizienz wird die Wahrscheinlichkeit bezeichnet, mit der ein beliebiges diffraktives J/ψ–Ereignis mit einer γp–Schwerpunktsenergie im betrachteten Intervall $26\,\text{GeV} < W_{\gamma p} < 36\,\text{GeV}$ alle in Kapitel 3 beschriebenen Selektionsschnitte erfüllt und somit zum endgültigen J/ψ–Signal beiträgt.

Die Reduktion der Ereigniszahlen aus der Mischung vom DIFFVM–Generator erzeugter Ereignisse (s. Abschnitt 4.1) durch die einzelnen Analyseschnitte ist in Tab. 5.1 dargestellt. Der Anteil der Ereignisse, die alle Bedingungen erfüllen, an dem gesamten Datensatz (nach Einschränkung des Q^2– und $W_{\gamma p}$–Intervalls) ergibt die Analyseeffizienz $\epsilon_{Analyse} = 50\%$.

Alle Ereignisse in geometrischer Akzeptanz mit $Q^2 < 1\,\text{GeV}^2$ und $26\,\text{GeV} < W_{\gamma p} < 36\,\text{GeV}$	2139
rekonstruierte FMD–Spur	1774
Spur im CTD mit Myonidentifikation	1397
keine weitere Spur (s. 3.1)	1392
p– und θ–Schnitte auf FMD–Spur	1126
Kriterien der Ereignisklassifikation erfüllt	1071
$\Rightarrow \epsilon_{Analyse}$	$50 \pm 1\%$

Tabelle 5.1: *Reduktion der Ereigniszahlen in der DIFFVM–Simulation. Ausgehend von allen simulierten Ereignissen im betrachteten kinematischen Bereich sind die Ereigniszahlen aufgeführt, die nach den einzelnen Selektionsschnitten übrig bleiben. Bei der Ereignisklassifikation wird die in Kapitel 4 beschriebene Korrektur bei der Myonidentifikation im Kalorimeter angebracht.*

Die Trennung elastischer und protondissoziativer Ereignisse geht nicht in die Analyse–Effizienz ein, sondern wird als zusätzlicher Faktor berücksichtigt: Von den 194 Ereignissen, die alle Analyseschnitte (zusätzlich zu den Schnitten aus Tab. 5.1 muss der Trigger S16 angesprochen haben) erfüllen, sind

133 elastisch und 61 protondissoziativ,

so dass sich ein Anteil $\mathcal{F}_{el} = 69\%$ von elastischen Ereignissen ergibt. Die daraus resultierende Anzahl elastischer Datenereignisse

$$N_{J/\Psi}^{el.Daten} = \mathcal{F}_{el} \cdot N^{Daten-LPAIR} = 32$$

stimmt gut mit den in Abschnitt 4.1 unter Verwendung der Vorwärtsdetektoren bestimmten Werten (s. Tab. 4.3) überein.

Der *ep*–Wirkungsquerschnitt

Die Ereigniszahlen und Effizienzen, aus denen der Wirkungsquerschnitt berechnet wird, sind in Tab. 5.2 zusammengefasst. Für die Triggereffizienz ϵ_{S16} und den Anteil $\mathcal{F}_{el}$ elastischer Ereignisse werden die in Abschnitt 4.7 bzw. 5.1 ermittelten Werte eingesetzt, die nur unter Verwendung von Ereignissen bestimmt worden sind, die vom DIFFVM–Generator simuliert wurden. Die Abweichungen zu den anhand von Datenereignissen ermittelten Werten werden im systematischen Fehler berücksichtigt.

Im kinematischen Bereich

- Photoproduktion: $Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$
- $26\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 36\,\mathrm{GeV}$

ergibt sich ein *ep*–Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma(ep \to eJ/\Psi p) = 693 \pm 132\,\mathrm{pb}. \tag{5.3}$$

Der statistische Fehler ergibt sich aus einem Fehler von $\sqrt{66}$ an den Datenereignissen im J/ψ–Signal; nach Abzug von 20 Ereignissen aus der Simulation des Untergrundes (mit 1% statistischem Fehler) und Reduktion um $\mathcal{F}_{el}$ beträgt der relative statistische Fehler $6/32 \approx 19\%$.

Bestimmung des γp–Wirkungsquerschnittes

Betrachtet man die Abstrahlung des Photons und die γp–Wechselwirkung als unabhängige Prozesse der J/ψ–Produktion, so lässt sich der *ep*–Wirkungsquerschnitt in einen Photonflussfaktor $f_{\gamma,e}$ und den γp–Wirkungsquerschnitt faktorisieren (Weizsäcker–Williams–Approximation, [Wei34, Wil34, Smi92]). Für die in Photoproduktion emittierten quasireellen Photonen mit transversaler Polarisation beträgt

$$f_{\gamma,e}(y, Q^2) = \frac{\alpha}{2\pi}\frac{1}{yQ^2}(1 + (1-y)^2 - \frac{2m_e^2 y^2}{Q^2}). \tag{5.4}$$

Anzahl Ereignisse gesamt	66±8
Anzahl Ereignisse abzüglich LPAIR–Simulation	46±8
elastischer Anteil	32±6
Luminosität	20,3 pb^{-1}
Verzweigungsverhältnis	6,01%
geometrische Akzeptanz	43%
Triggereffizienz	17,6%
Analyseeffizienz	50%
$\sigma(ep \to eJ/\Psi p)$	693 pb
Photonfluss	0,035
$\sigma_{\gamma p}$	19,8 nb

Tabelle 5.2: *Zusammenfassung aller Größen, die in den Wirkungsquerschnitt eingehen. Die Ereigniszahlen (mit statistischem Fehler) beziehen sich auf das Masseninterval $2,6\,GeV < m_{\mu\mu} < 3,6\,GeV$ und ergeben sich aus Abb. 4.2 b).*
Als elastischer Anteil wird der in Abschnitt 5.1 mit simulierten Ereignissen ermittelte Wert eingesetzt.

Damit ergibt sich der ep–Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma(ep \to eJ/\Psi p) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} d(Q^2) f_{\gamma,e}(y,Q^2)\sigma_{\gamma p}(y,Q^2) \quad (5.5)$$

$$\approx \sigma(\gamma p \to J/\Psi p) \cdot \underbrace{\int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \int_{Q^2_{min}}^{Q^2_{max}} d(Q^2) f_{\gamma,e}(y,Q^2)}_{\Phi_{\gamma,e}}. \quad (5.6)$$

Der γp–Wirkungsquerschnitt kann für hinreichend kleine y– und Q^2–Intervalle vor das Integral gezogen werden, da er nur langsam mit diesen Größen variiert.

Im betrachteten Bereich $26\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 36\,\mathrm{GeV}$ sind die Integrationsgrenzen für y nach Gl. 2.7:

$$y_{min} = 0,0075, \quad (5.7)$$

$$y_{max} = 0,0144. \quad (5.8)$$

Die Grenzen für Q^2 sind gegeben durch:

$$Q^2_{min} = m_e^2 \frac{y^2}{1-y}, \quad (5.9)$$

$$Q^2_{max} = 1\,\mathrm{GeV}^2. \quad (5.10)$$

Die Integration ergibt einen Photonfluss

$$\Phi_{\gamma,e} = 0,035 \quad (5.11)$$

und damit den γp–Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\gamma p \to J/\psi p) = 19,8 \pm 3,7\,\mathrm{nb}. \tag{5.12}$$

Systematische Unsicherheiten

Zu dem statistischen Fehler von 19% bei 32 gemessenen diffraktiv elastischen J/ψ–Ereignissen kommen systematische Unsicherheiten hinzu. Diese werden dominiert von den Unsicherheiten bei der Bestimmung der Triggereffizienz.

Die in Abschnitt 4.5 mit verschiedenen Methoden bestimmten Effizienzen des verwendeten Subtriggers S16 stimmen gut überein (s. Tab. 4.6), obwohl die einzelnen Triggerelemente unterschiedliche Effizienzen in Daten und Simulation aufweisen. In der systematischen Unsicherheit der Triggereffizienz werden die Unsicherheiten in den Effizienzen der einzelnen Triggerelemente berücksichtigt: Der relative statistische Fehler an der Effizienz von `FwdMu_Val_Any` beträgt 13,5% (von 44%), der Fehler der `Mu_FIEC`–Effizienz 11% (von 63%) und der Fehler von ϵ_{zvtx} 6% (von 80%). Die quadratische Summe dieser Fehler ergibt eine Unsicherheit von 18% an der Triggereffizienz.

Der systematische Fehler, der sich aus der Trennung protondissoziativer und elastischer J/ψ–Produktion ergibt, wird aus den mit verschiedenen Methoden ermittelten elastischen Anteilen berechnet: Die zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts verwendete Zahl von 32 elastischen Ereignissen weicht um maximal 3% von den Werten ab, die die Verwendung einzelner Vorwärtszähler zur Unterscheidung elastischer und protondissoziativer Ereignisse ergeben.
Eine weitere Unsicherheit ergibt sich aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte für diffraktiv elastische und protondissoziative J/ψ–Produktion. Eine Variation des Faktors, mit dem protondissoziative gegenüber elastischen Ereignissen gewichtet werden, von 0,6 bis 0,8 ergibt nach allen Analyseschnitten einen Anteil elastischer Ereignisse von 72% bis 66% und damit eine Unsicherheit von $\pm 4\%$.
Diese beiden Beiträge werden zu einem gesamten Fehler von $\pm 7\%$ für den Anteil elastischer Datenereignisse addiert.

Die Myonidentifikation in der Vorwärtsregion und damit die Zuordnung zu den Ereignisklassen `AOPEN` bzw. `AJPSI` weist unterschiedliche Effizienzen in Daten und Simulation auf (s. Abschnitte 4.3.1, 4.4). Um den Einfluss dieser Abweichungen auf die Analyseeffizienz zu ermitteln, werden nur 95% der simulierten Ereignisse mit rekonstruierter FMD–Spur berücksichtigt um die mit 88% zu effiziente Spurrekonstruktion zu korrigieren. Die in der Simulation zu geringe Wahrscheinlichkeit für eine Spurverbindung zwischen FTD und FEC wird von 92% auf den Wert 96% aus den Daten korrigiert und die Wahrscheinlichkeit für eine Verbindung der Spuren zwischen vorderer Spurkammer und FMD in der Simulation von 95% auf 83% herabgesetzt.
Dies ergibt eine Abnahme der Analyseeffizienz von 50% auf 47% und damit eine systematische Unsicherheit des Wirkungsquerschnittes von +6%.

Weitere geringere Beiträge zum systematischen Fehler sind die 1%ige Genauigkeit der Luminositätsmessung und die Ungenauigkeit des Verzweigungsverhältnisses BR von 3%

[PDG98].
Zerfälle des $\Psi(2S)$–Mesons ($m_{\Psi(2S)} = 3,686\,\mathrm{GeV}$, [PDG98]) tragen ebenfalls zum Signal bei. Zerfälle $\Psi(2S) \to J/\psi + X$ in ein J/ψ–Meson und neutrale Teilchen ergeben einen Anteil von 3,2% des J/ψ–Signals [Mer99b]. Wegen der schlechten Massenauflösung tragen auch die direkten Zerfälle $\Psi(2S) \to \mu\mu$ in zwei Myonen mit bis zu

$$\frac{\sigma(\gamma p \to \Psi(2S)Y)}{\sigma(\gamma p \to J/\psi Y)} \cdot \frac{BR(\Psi(2S) \to \mu\mu)}{BR(J/\psi \to \mu\mu)} = 15\% \cdot \frac{7,7 \cdot 10^{-3}}{6,01 \cdot 10^{-2}} = 1,9\% \text{ [Adl98, PDG98]}$$

zum Massensignal bei. Insgesamt ergibt sich ein Fehler des Wirkungsquerschnittes durch $\Psi(2S)$–Zerfälle von -5%.
Der Korrekturfaktor von 80%, mit dem die Ereignisse der LPAIR–Simulation gewichtet werden, erhöht die Anzahl der diffraktiven J/ψ–Ereignisse, die in den Wirkungsquerschnitt eingehen, von 41 (ohne Korrektur) auf 46. Dies ergibt eine Unsicherheit von -11%.

Zur Bestimmung der gesamten systematischen Unsicherheit werden die einzelnen Beiträge quadratisch addiert. Dies ergibt eine systematische Unsicherheit von $^{+20\%}_{-23\%}$ (s. Tab. 5.3):

$$\sigma_{\gamma p} = 19,8 \pm 3,7(\mathrm{stat.})^{+4,0}_{-4,6}(\mathrm{syst.})\,\mathrm{nb} \text{ bei } \langle W_{\gamma p}\rangle = 31\,\mathrm{GeV}, Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2.$$

Triggereffizienz	$\pm 18\%$
Anteil elastischer Ereignisse	$\pm 7\%$
Myonidentifikation	$+6\%$
Luminosität	$\pm 1\%$
Verzweigungsverhältnis	$\pm 3\%$
$\Psi(2S)$–Beiträge	-5%
Korrektur der LPAIR–Simulation	-11%
gesamter systematischer Fehler	$^{+20\%}_{-23\%}$
statistischer Fehler	$\pm 19\%$
Gesamter Fehler	$^{+28\%}_{-30\%}$

Tabelle 5.3: *Beiträge zum systematischen Fehler des berechneten Wirkungsquerschnitts.*

5.2 Vergleich mit anderen Analysen

In Abb. 5.1 ist das Ergebnis dieser Analyse im Zusammenhang mit früheren Messungen bei H1 und ZEUS [Aid96, Bre97] sowie an den Experimenten E401 und FTPS [Bin82, Den84] (mit festem Target) dargestellt. Die Ergebnisse einer Arbeit [Hew98], in der wie in dieser Analyse der FMD des H1–Detektors zur Myonrekonstruktion verwendet wurde (mit Daten von 1995), sind ebenfalls gezeigt.

Eine Anpassung der Form $\sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) \propto W_{\gamma p}^{\delta}$ an alle Messungen (ohne die Analyse der Daten von 1995) ergibt den gleichen Wert

$$\delta = 0,83 \pm 0,05$$

wie auch bei ausschließlicher Verwendung der früheren Messungen.

Wird die Anpassung ohne Verwendung der Ergebnisse von FTPS und E401 durchgeführt, bei denen der Anteil elastischer Ereignisse nur ungenau bekannt ist, ergibt sich eine übereinstimmende $W_{\gamma p}$–Abhängigkeit:

$$\delta = 0,84 \pm 0,07.$$

Diese Steigung weicht signifikant von der Vorhersage $\delta = 4\epsilon \approx 0,32$ durch das Modell von Donnachie und Landshoff ab und bevorzugt die Beschreibung durch perturbative QCD.

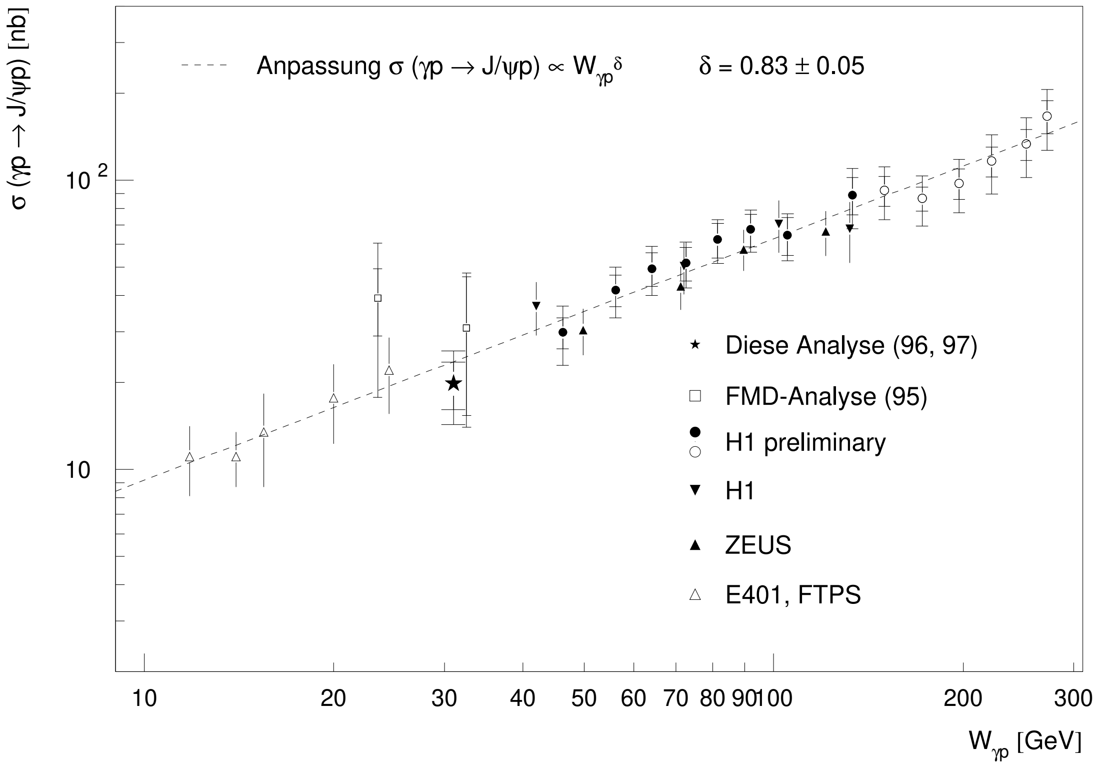

Abbildung 5.1: *Ergebnis dieser Messung für den γp–Wirkungsquerschnitt im Überblick mit früheren Ergebnissen. Dargestellt sind veröffentlichte Messungen von H1 und ZEUS, vorläufige H1–Ergebnisse und zwei Messergebnisse (zu Daten von 1995) aus [Hew98].*

Kapitel 6

Zusammenfassung

In dieser Analyse wurde mit Daten des H1–Detektors aus den Jahren 1996 und 1997 der Wirkungsquerschnitt für diffraktiv elastische Photoproduktion von J/ψ–Mesonen im Bereich der Photon–Proton–Schwerpunktsenergie von $26\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 36\,\mathrm{GeV}$ bestimmt.

Dieses Intervall niedriger $W_{\gamma p}$–Werte ergab sich durch die Selektion eines Myons aus dem J/ψ–Zerfall im zentralen Bereich des H1–Detektors und eines Myons in der Vorwärtsregion. Für die Rekonstruktion des vorderen Myons spielte der Vorwärtsmyondetektor eine wesentliche Rolle. Eine verbesserte Winkelauflösung der vorderen Spur wurde dadurch erreicht, dass die im FMD rekonstruierten Polar– und Azimutalwinkel durch die Werte ersetzt wurden, die sich bei einer geradlinigen Verbindung von Primärvertex und Startpunkt der FMD–Spur ergeben. Eine weitere Verbesserung ist bei Berücksichtigung der Spurkrümmung zu erwarten (vgl. Abb. 3.2 b) oben).
Die Existenz einer FTD–Spur musste nur für die Ereignisklassifikation auf L5 verlangt werden; die rekonstruierten Größen der FTD–Spur entscheiden über eine Verbindung zur FMD–Spur, gingen aber sonst nicht in diese Analyse ein.

Die Selektion eines Myons in der Vorwärtsregion hatte im Vergleich zu Analysen mit zwei zentralen Myonen den Nachteil geringerer Statistik, die eine Beschränkung der Genauigkeit aller Effizienzbestimmungen in den Daten zur Folge hatte. Bei der Bestimmung der Effizienz des Subtriggers S16 konnte die Selektion von Ereignissen aus Photoproduktion nicht verwendet werden, da als unabhängige Triggerbedingung nur die Trigger des SpaCal–Systems zur Verfügung standen. Für weitere Analysen wären daher effizientere Triggerbedingungen für die Vorwärtsregion vorteilhaft. Eine höhere Effizienz von S16 würde durch größere Ereigniszahlen auch den statistischen Fehler reduzieren.
Die resultierenden Abweichungen zwischen den Trigger–, Spurrekonstruktions– und Spurverbindungseffizienzen, die mit Daten bzw. simulierten Ereignissen ermittelt wurden, gingen in den systematischen Fehler ein.

Für die Bestimmung des Anteils $\mathcal{F}_{el}$ diffraktiv elastischer Ereignisse an den Daten wurden Kriterien entwickelt um in den einzelnen Vorwärtszählern die durch Protondissoziation hervorgerufenen Signale von den Signalen der vorderen Myonspur zu trennen. Im Vergleich zu Analysen mit beiden Myonen im Zentralbereich ergab sich eine schlechtere

Unterscheidung (s. Tab. 4.3, 20% der Ereignisse *ohne* Signal sind protondissoziativ; 40% der Ereignisse *mit* Signal sind elastisch).
Eine Kontrolle durch Bestimmung von $\mathcal{F}_{el}$ aus den vom DIFFVM–Generator simulierten Ereignissen ergab $\mathcal{F}_{el} = 69\%$. Dieser Wert stimmt mit dem Anteil von 32 Ereignissen, die bei Verwendung der drei Vorwärtszähler als elastisch erkannt wurden, an den 46 Datenereignissen überein.

Es wurde ein ep–Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{ep} = 693 \pm 132(\mathrm{stat.})^{+139}_{-160}(\mathrm{syst.})\,\mathrm{pb} \quad \mathrm{bei}\; 26\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 36\,\mathrm{GeV}\;\mathrm{und}\; Q^2 < 1\,\mathrm{GeV}^2$$

gemessen. Der resultierende γp–Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{\gamma p} = 19,8 \pm 3,7(\mathrm{stat.})^{+4,0}_{-4,6}(\mathrm{syst.})\,\mathrm{nb} \quad \mathrm{bei}\; \langle W_{\gamma p}\rangle = 31\,\mathrm{GeV}$$

stimmt im Rahmen der Fehler gut mit dem Ergebnis einer Messung bei $\langle W_{\gamma p}\rangle = 32,5\,\mathrm{GeV}$ überein [Hew98], die jedoch wesentlich geringere Statistik zur Verfügung hatte.
Mit bisherigen Messungen ergibt sich eine $W_{\gamma p}$–Abhängigkeit der Form

$$\sigma_{\gamma p}(W_{\gamma p}) \propto W_{\gamma p}^{0,83\pm 0,05}$$

und bevorzugt damit die Beschreibung durch perturbative QCD im Gegensatz zum Modell von Donnachie und Landshoff.
Der Parameter b, der den exponentiellen Abfall des Wirkungsquerschnittes mit $|t|$ beschreibt, konnte wegen der schlechten $p^2_{T,J/\Psi}$–Auflösung und geringer Statistik nicht bestimmt werden. Diese t–Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes müsste (evtl. unter Verwendung von Daten der Jahre 1998 und 1999 und damit erhöhter Luminosität) weiter untersucht werden um mit einer Messung von b bei kleiner γp–Schwerpunktsenergie den Parameter α'_{IP} der $W_{\gamma p}$–Abhängigkeit von b („shrinkage“) genauer zu messen.

In dieser Arbeit wurde die Vorwärtsregion des H1–Detektors für Ereignisse mit genau einer Spur in diesem Bereich untersucht. Als Kontrolle der ermittelten Effizienzen kann eine entsprechende Analyse auf der Grundlage von Ereignissen mit zwei im FMD rekonstruierten Myonspuren dienen. Es ist eine höhere Effizienz des Subtriggers S16 zu erwarten. Insbesondere bei der Erkennung protondissoziativer Ereignisse könnten die Auswirkungen der Myonspuren auf die Vorwärtszähler besser untersucht werden und ggf. Abweichungen zwischen Daten und Simulation korrigiert werden.

Anhang A

Schnitte zur Spur– und Myonselektion

A.1 Spurselektion

kombinierte Spuren			Vorwärtsspuren		
p_t	$>$	$0,150\,\mathrm{GeV/c}$	p_t	$>$	$0,15\,\mathrm{GeV}$
θ	$>$	$0,0°$	θ	$>$	$6,0°$
	$<$	$40,0°$		$<$	$25,0°$
R_0	$<$	$50,0\,\mathrm{cm}$	R_0	$<$	$10,0\,\mathrm{cm}$
$\|dca\|$	$<$	$5,0\,\mathrm{cm}$	$\chi^2_{Spuranpassung}$	$<$	$10,0$
zentrale Spuren			$\chi^2_{Vertexanpassung}$	$<$	$25,0$
p_t	$>$	$0,150\,\mathrm{GeV}$	$N_{planare\ Segmente}$	$\geq$	1
θ	$>$	$20,0°$	$N_{Segmente}$	$\geq$	2
	$<$	$160,0°$	σ_p/p	$<$	1
$\|dca\|$	$<$	$2,0\,\mathrm{cm}$	p	$>$	$0,5\,\mathrm{GeV}$
R_0	$<$	$50,0\,\mathrm{cm}$			
ΔR	$>$	$10,0\,\mathrm{cm}$ für $\theta < 150°$			
ΔR	$>$	$5,0\,\mathrm{cm}$ für $\theta > 150°$			

Tabelle A.1: *Schnitte der Spurselektion*

A.2 Myonselektion

vordere Endkappe			hintere Endkappe		
ρ_x	$<$	100 cm	ρ_x	$<$	100 cm
ρ_y	$<$	100 cm	ρ_y	$<$	100 cm
N_{Lagen}	$\geq$	6	N_{Lagen}	$\geq$	3
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5	$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	8
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	6	$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	3
Barrel			**Kalorimetermyonen**		
ρ	$<$	100 cm	*Myon–Qualität*	$\geq$	2
z_0	$<$	100 cm	*Separationswinkel*	$>$	12°
N_{Lagen}	$\geq$	2	**FMD–Myonen**		
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5	*Myon–Qualität*	$\leq$	2
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2	z_V	$=$	$-4\,\mathrm{m} \ldots +3\,\mathrm{m}$

Tabelle A.2: *Schnitte der Myonselektion*

Die Abkürzungen bedeuten:

- R_0: Abstand von der z–Achse am Beginn der Spur;
- dca: Minimaler Abstand der extrapolierten Spur von der z–Achse;
- ΔR: Radiale Spurlänge;
- ρ, ρ_x, ρ_y: radialer Abstand der zurückextrapolierten Spur im instrumentierten Eisen vom Ereignisvertex sowie dessen x- und y-Komponente;
- z_0: Abstand der zurückextrapolierten Spur vom Vertex in z-Richtung
- $i_{erste\,Lage}$, $i_{letzte\,Lage}$: Nummer der ersten bzw. letzten getroffenen Lage der Streamerrohrkammern im instrumentierten Eisen;
- z_V: Schnittpunkt der in der R–z–Ebene geradlinig zurückextrapolierten Spur mit der z–Achse.

Anhang B

Ereignisklasse 24

Die Klasse 24 enthält Ereignisse mit mindestens einem rekonstruierten Myon im Endzustand. Es werden Subklassen definiert, von denen die folgenden beiden in dieser Arbeit verwendet werden:

- `AOPEN`: mindestens ein Myon, identifiziert in Eisen oder FMD
- `AJPSI`: mindestens zwei Myonen, identifiziert in Kalorimeter, Eisen oder FMD. Wenn beide Myonen nur im Kalorimeter identifiziert wurden, muss eines die Qualität 3 haben.

Die Spuren in den Spurkammern müssen folgende Bedingungen erfüllen:

Primärvertex	$\lvert z_{Vertex} \rvert < 40\,\mathrm{cm}$
Zentrale Spuren	Mindestens 10 Treffer in der CJC Startradius der Spur bei $R < 30\,\mathrm{cm}$
FTD–Spuren	Impuls $p > 1\,\mathrm{GeV}$ Startradius $R < 10\,\mathrm{cm}$ mindestens zwei Module χ^2 der Spuranpassung: $\chi^2 < 10$ χ^2 der Vertexanpassung: $\chi^2 < 20$

Tabelle B.1: *Anforderungen an FTD– und CTD–Spuren bei der Ereignisklassifikation. Kombinierte Spuren müssen keine weiteren Schnitte erfüllen.*

Die Identifikation in Kalorimeter, Eisen und FMD erfolgt nach folgenden Schnitten:

Kalorimeter	Qualität $ge2$			
Eisen	Abweichung der im Eisen rekonstruierten Spur vom Primärvertex:			
	$\Delta z < 1\,\mathrm{m}$, $\rho < 1\,\mathrm{m}$ (Abweichung in der (x,y)–Ebene)			
		Vordere Endkappe	Zentral	Hintere Endkappe
	max. erste Eisenlage	5	5	8
	min. Anzahl Lagen	6	2	3
FMD	Qualität 1 oder 2			
	Schnittpunkt z_0 der extrapolierten Spur mit der z–Achse: $-4\,\mathrm{m} < z_0 < 3\,\mathrm{m}$			
	χ^2 der Spuranpassung: $\chi^2 < 20$			

Tabelle B.2: *Bedingungen für die Myonidentifikation. Für die Identifikation im Eisen oder FMD muss die Wahrscheinlichkeit für eine Spurverbindung zu den Spurkammern* $P(\chi^2) > 0,0001$ *betragen.*

Anhang C

Subtrigger S16

Der in dieser Analyse verwendete Subtrigger S16 setzt sich wie folgt aus den einzelnen Triggerelementen zusammen:

```
S16=Mu_FIEC && FwdMu_Val_Any && (zvtx_Mu && zvtx_mul<7) && Ray_t0 &&
      !BTof_BG && !CIP_Backward && (Ftof_IA || !FTof_BG)
```

Die Triggerelemente `FwdMu_Val_Any`, `Mu_FIEC`, `zvtx_Mu` und `zvtx_mul<7` werden in Abschnitt 1.2.6 erläutert, bei den anderen Triggerelementen handelt es sich um zeitliche Einschränkungen, die nur ep–Wechselwirkungen akzeptieren (`!BTof_BG`, `Ftof_IA`, `!FTof_BG`); `Ray_t0` erfordert irgendeinen Eintrag im z–Vertex–Histogramm oder Treffer in mindestens drei Proportionalkammern (CIP oder FPC) auf einer Geraden durch den nominellen Wechselwirkungspunkt („forward ray“) ; `!CIP_Backward` schließt Ereignisse mit Treffern in mindestens vier Sektoren des hinteren Teils der CIP aus.

Anhang D

Auflösung von $p_{T,\Psi}^2$

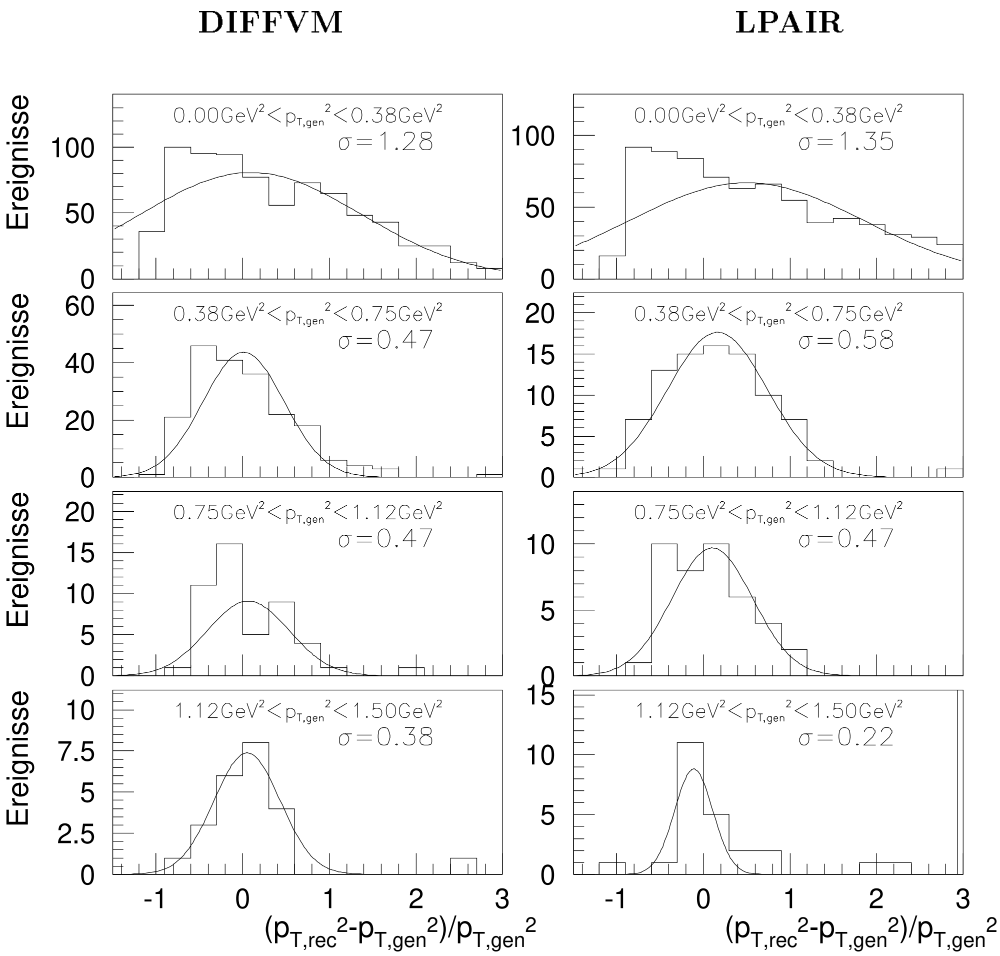

Abbildung D.1: *Auflösung von $p_{T,\Psi}^2$ in vier Intervallen von $p_{T,\Psi}^2 = 0\,GeV^2 \ldots 1,5\,GeV^2$. Die linke Spalte zeigt die relativen Abweichungen der rekonstruierten von der generierten Größe in der DIFFVM–Simulation, die rechte Spalte in der LPAIR–Simulation. In beiden Monte–Carlo–Simulationen treten im niedrigsten Teilintervall Abweichungen von über 100% auf, so dass eine Gaußfunktion dort nur schlecht angepasst werden kann.*

Abbildungsverzeichnis

1.1 Speicherring HERA 4

1.2 H1–Detektor 5

1.3 H1–Spurkammersystem 6

1.4 Zentrales Myonsystem 8

1.5 Streamerkammern im instrumentierten Eisen 8

1.6 Eisenmodul, Querschnitt 9

1.7 Skizze des FMD 10

1.8 Proton–Remnant–Tagger 11

1.9 z–Vertex–Histogramm 12

2.1 Feynmangraph zur ep–Streuung 16

2.2 Diffraktive J/ψ–Produktion durch $I\!P$–Austausch 19

2.3 Diffraktive J/ψ–Produktion in perturbativer QCD 20

2.4 Boson–Gluon–Fusion und aufgelöstes Photon 21

2.5 DIFFVM–Kinematik 24

2.6 Myonpaarerzeugung 25

2.7 Massenspektrum der LPAIR–Ereignisse 25

2.8 LPAIR–Kinematik 26

3.1 Massensignal nach Vorselektion 28

3.2 Winkelauflösung des FMD 29

3.3 Q^2–Verteilung 30

3.4 geometrische Akzeptanz 33

3.5 Energiedeposition im LAr–Kalorimeter 35

4.1 Effizienz $\epsilon_{tag}(M_Y)$ der Vorwärtszähler 37

4.2 Zusammensetzung des Massensignals 38

4.3 Signale der Vorwärtsdetektoren in Daten und Simulation 40

4.4 $W_{\gamma p}$–Verteilung in Daten und Simulation 42

4.5 Impuls– und Winkelverteilungen der Myonspuren in Daten und Simulation 43

4.6 $p^2_{T,\Psi}$-Verteilung in Daten und Simulation 44

4.7 Auflösung von $p^2_{T,\Psi}$ 45

4.8 FMD–Spurrekonstruktions–Effizienz 46

4.9 Winkel– und Impulskorrelationen von FMD und FTD sowie FMD und FEC 48

4.10 Spurrekonstruktions–Effizienz im FTD 49

4.11 Spurrekonstruktions–Effizienz in der FEC 49

4.12 FTD–FEC–Spurverbindungs–Effizienz 50

4.13 FTD–FMD–Spurverbindungs–Effizienz 50

4.14 Effizienzen der Triggerelemente `FwdMu_Val_Any` und `Mu_FIEC` 53

4.15 Effizienz der z_{Vertex}–Bedingung 54

4.16 z–Vertexsystem, Bestimmung des Abstands r_{CIP} 55

4.17 Effizienz des Subtriggers S16 in der Simulation 56

5.1 $\sigma_{\gamma p}$ in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ 63

D.1 Auflösung von $p^2_{T,\Psi}$ 71

Tabellenverzeichnis

2.1 Parameter des DIFFVM–Generators 23

3.1 Zusammenfassung der Selektionsschnitte 35

4.1 Ansprechhäufigkeiten der Vorwärtszähler bei $m_{\mu\mu} > 4\,\mathrm{GeV}$ 39

4.2 Vergleich der Vorwärtszähler in Daten und Simulation 39

4.3 Anzahl elastischer und protondissoziative Ereignisse 41

4.4 Korrelationen zwischen FMD und FEC bzw FTD 47

4.5 FTD und FEC Spurrekonstruktionseffizienzen 47

4.6 Triggereffizienzen 56

5.1 Analyseeffizienz 58

5.2 Größen zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes 60

5.3 Systematische und statistische Fehler 62

A.1 Schnitte der Spurselektion 66

A.2 Schnitte der Myonselektion 67

B.1 Spurbedingungen in Klasse 24 68

B.2 Myonidentifikation in Klasse 24 69

Literaturverzeichnis

[Adl98] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Photo-production of $\Psi(2S)$ Mesons at HERA*, Phys. Lett. **B421** (1998) 385

[Aid96] H1 Collaboration, S. Aid et al., Nucl. Phys. **B472** (1996) 3

[Bau78] T.H. Bauer, R.D. Spital, D.R. Yennie, *The hadronic properties of the photon in high–energy interactions*, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 261

[Bec96] H. Beck, *Principles and Operation of the z–Vertex Trigger*, H1 note `H1-05/96-479` (1996)

[Bin82] E401 Collaboration, M. Binkley et al., Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 73

[Bre97] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., Z. Phys. **C75** (1997) 215

[Col77] P.D.B. Collins,
An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics, Cambridge University Press, Cambridge, 1977

[Den84] E516 Collaboration, B.H. Denby et al., Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 795

[Don92] A. Donnachie, P. V. Landshoff, *Total Cross Sections*, Phys. Lett. **B296** (1992) 227

[Gea] *GEANT – Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013

[Hew98] K. L. Hewitt, *Elastic J/ψPhotoproduction and the Detection and Triggering of Muons at Low $W_{\gamma p}$ using the H1 Detector*, 1998

[H1S91] H1 Collaboration, *Guide to Simulation Program H1SIM*, Oktober 1991

[H197a] H1 Collaboration, *The H1 detector at HERA*, Nuclear Instuments and Methods in Physics Research, Section A 386 (1997) 310–347

[H197b] H1 Collaboration, *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nuclear Instuments and Methods in Physics Research, Section A 386 (1997) 348–396

[Jac79] F. Jacquet, A. Blondel, *Proceedings of the Study of an ep Facility for Europe, DESY*, DESY Report 79-048 (1979) 377

[Jan95] T. Jansen, *Untersuchung diffraktiver J/ψ–Erzeugung bei HERA*, Dissertation, 1995

[Krü94] U. P. Krüger, *Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks durch ihren Zerfall in Myonen im H1–Detektor bei HERA*, Dissertation 1994

[Krü99] K. Krüger, persönliche Mitteilung, 1999

[Lis93] B. List, *Diffraktive J/ψ–Produktion in Elektron–Proton–Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Oktober 1993

[Mey98a] A. Meyer, *Charmonium Production in Deep Inelastic Scattering at HERA*, Dissertation 1998

[Mey98b] A. Meyer, persönliche Mitteilung (1998)

[Mer99a] P. Merkel, persönliche Mitteilung (1999)

[Mer99b] P. Merkel, *Diffractive Photoproduction of Heavy Vector Mesons at HERA* , Dissertation 1999

[Nar97] B. Naroska, S. Schiek, G. Schmidt, *Lepton Identification in the H1 Detector at Low Momenta*, H1–Note `H1-05/97-518`, Mai 1997

[PDG98] Particle Data Group, *Particle Physics Booklet*, Juli 1998

[Reg59] T. Regge, *Introduction to Complex Orbital Momenta*, Nuov. Cim. **14**, No. 5, 951–976 (1959)

[Rys93] M. G. Ryskin, Z. Phys. **C57** 89 (1993)

[Sak60] J.J. Sakurai, *Theory of Strong Interactions*, Ann. Phys. **11**, 1–48 (1960)

[Smi92] J. R. Smith, *An Experimentalist's Guide to Photon Flux Calculations*, H1 internal note `H1-12/92/-259` (1992)

[Wei34] C. F. v. Weizsäcker, *Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen*, Z. Phys. 88 (1934) 612

[Wes97] Lee West, *How to use the Heavy Flavour Working Group Track, Muon and Electron Selection Code*, Dezember 1997

[Wil98] L. Wilden, *Inelastic Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA*, Diplomarbeit 1998

[Wil34] E. J. Williams, *Nature of the high energy particles of penetrating radiation and status of ionisation and radiation formulae*, Phys. Rev. 45 (1934) 729

Danksagung

Ich bedanke mich bei Frau Prof. Naroska für die vielseitige Aufgabenstellung und viele Anregungen und bei Herrn Prof. Büßer für die Übernahme des zweiten Gutachtens.

Den Doktoranden der Arbeitsgruppe, Dirk, Helge, Katja, Petra und Susanne, danke ich für fachliche Informationen und das angenehme Arbeitsklima.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen verfasst zu haben.

Hamburg, den