Inelastische Produktion von J/ψ-Mesonen am Speicherring HERA

Diplomarbeit

vorgelegt von

Katja Krüger

II. Institut für Experimentalphysik
Universität Hamburg

Hamburg
September 1997

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

Seit 1992 werden am Deutschen Elektronen-Synchroton DESY in der Speicherringanlage HERA Elektronen und Protonen mit Energien von 27.6 GeV bzw. 820 GeV zur Kollision gebracht. Die Schwerpunktenergie des Elektron-Proton-Systems liegt mit $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ ungefähr eine Größenordnung über den Werten, die in *Fixed-Target*-Experimenten bisher erreichbar sind. Damit erschließt HERA eine neue kinematische Region.
Ein wichtiges Forschungsgebiet bei HERA ist die Untersuchung der Erzeugung schwerer Quarks. Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von *Charm*-Quarks ist aufgrund ihrer geringeren Masse im Vergleich zu *Bottom*-Quarks wesentlich größer.
Beim J/ψ-Meson, das Gegenstand dieser Arbeit ist, handelt es sich um einen gebundenen Zustand eines $c\bar{c}$-Paares. Der Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ hat zwar nur ein Verzweigungsverhältnis von 6%, erzeugt im H1-Detektor aber eine gut identifizierbare Signatur. Die Myonen können als minimalionisierende Teilchen im Flüssig-Argon-Kalorimeter nachgewiesen werden. Bei Impulsen von mehr als etwa 1.5 GeV erreichen sie auch den Myondetektor und werden dort identifiziert.
Die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton bei HERA wird für kleine Quadrate des Viererimpulsübertrags $Q^2 \approx 0$ durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben. Die Ereignisse mit J/ψ-Erzeugung werden anhand des relativen Energieübertrags vom Photon auf das J/ψ-Meson, der Elastizität z, klassifiziert. Ereignisse mit $z \approx 1$ werden als elastisch bezeichnet, solche mit kleineren Werten von z als inelastisch.
Die bisherige Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen bei H1 beschränkt sich auf den Bereich $0.45 \leq z \leq 0.9$ der Elastizität und $30\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 150\,\mathrm{GeV}$ der Schwerpunktenergie des Photon-Proton-Systems [Sch97.1]. Dabei wurden die Daten der Jahre 1994 und 1995 verwendet. Für die Analyse der Datennahmeperioden 1995 und 1996 wird der untersuchte Bereich in dieser Arbeit in $0.3 \leq z \leq 0.9$ und $40\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 200\,\mathrm{GeV}$ geändert. Durch die größere Anzahl von Ereignissen erhält man kleinere statistische Fehler und bessere Möglichkeiten, Vorhersagen verschiedener Modelle zu überprüfen.
Der wichtigste Prozeß zur Beschreibung der inelastischen J/ψ-Erzeugung bei HERA ist die Photon-Gluon-Fusion. Dabei emittiert das Elektron ein Photon, das mit einem Gluon aus dem Proton in Wechselwirkung tritt. Die Bildung des J/ψ-Mesons aus dem Photon und dem Gluon kann im Colour-Singlet- oder im Colour-Octet-Modell beschrieben werden, wobei die Ergebnisse bei HERA bisher durch das Colour-Singlet-Modell erklärt werden können [H196, ZEU97]. Außerdem gibt es einen weiteren Ansatz von Zotov-Saleev, der andere Zustände des Gluons mit einbezieht. In dieser Arbeit wird überprüft, wie gut das Colour-Singlet-Modell und das Zotov-Saleev-Modell mit den experimentellen Resultaten übereinstimmen.

In Kapitel 1 werden der Speicherring HERA und der Detektor des H1-Experiments vorgestellt. Den Schwerpunkt bilden dabei die Detektorkomponenten, die zum Nachweis der Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons verwendet werden. Außerdem wird das Triggersystem kurz beschrieben.
Die Kinematik der Elektron-Proton-Streuung und verschiedene Modelle zur Beschreibung der J/ψ-Produktion bei HERA werden in Kapitel 2 erläutert. Die Simulation dieser Modelle durch Monte-Carlo-Generatoren ist Gegenstand des Kapitels 3.
Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Rekonstruktion der kinematischen Variablen, die zur Beschreibung der J/ψ-Ereignisse benutzt werden.
Die Schnitte zur Selektion von Ereignissen mit inelastisch erzeugten J/ψ-Mesonen werden in Kapitel 5 vorgestellt.
Die Auswahl der Trigger und die Bestimmung ihrer Effizienzen anhand von Monte-Carlo-Ereignissen und Daten wird in Kapitel 6 dargelegt.
In Kapitel 7 werden die selektierten Ereignisse der Datennahmeperioden 1995 und 1996 eingehender untersucht. Außerdem werden die Verteilungen der kinematischen Variablen mit den Vorhersagen der Modelle verglichen.
Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

Kapitel 1

HERA und der H1-Detektor

Am Speicherring HERA (Hadron-Elektron-Ring-Anlage) werden seit 1992 Elektronen und Protonen zur Kollision gebracht und die Ereignisse in den beiden Experimenten H1 und ZEUS untersucht. Dieses Kapitel enthält einen kurzen Überblick über HERA und eine Beschreibung des H1-Detektors, wobei nur die für diese Arbeit relevanten Komponenten näher erläutert werden.

1.1 Der Speicherring HERA

Im Speicherring HERA (Abb. 1.1) werden in zwei separaten Strahlrohren Elektronen (bis 1994) oder Positronen (HERA-e) und Protonen (HERA-p) auf Energien von 27.6 GeV bzw. 820 GeV beschleunigt und gespeichert. Die verfügbare Schwerpunktenergie des ep-System beträgt $\sqrt{s} \approx 300\,\mathrm{GeV}$ und das maximal erreichbare Quadrat des Viererimpulsübertrags $Q^2 \approx 10^5\,\mathrm{GeV}^2$. Der Speicherring hat einen Umfang von ca. 6.3 km.
Die Positronen und Protonen werden in maximal 220 Paketen (*bunches*) gespeichert und zur Kollision gebracht. Der zeitliche Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Kollisionen der Pakete (*bunchcrossings*) ist 96 ns, was einer Frequenz von 10.4 MHz entspricht. Am Speicherring HERA gibt es vier Experimentierzonen. Die Universaldetektoren H1 und ZEUS befinden sich an den beiden Kollisionsstellen der Strahlen in den Experimentierhallen Nord bzw. Süd. Das HERMES Experiment in der Experimentierhalle Ost nutzt nur den Positron-Strahl, um an polarisierten Gas-Targets die Spinstruktur des Protons und des Neutrons zu erforschen. Im HERA-B Experiment werden durch Kollisionen der Protonen mit Metalldrähten mit hoher Rate B-Mesonen erzeugt, an deren Zerfall die CP-Verletzung gemessen werden soll.

1.2 Der H1-Detektor

Der H1-Detektor besteht aus zahlreichen Komponenten, die es ermöglichen, nahezu im gesamten Raumwinkelbereich Teilchen nachzuweisen und zu identifizieren (Abbildung 1.2).

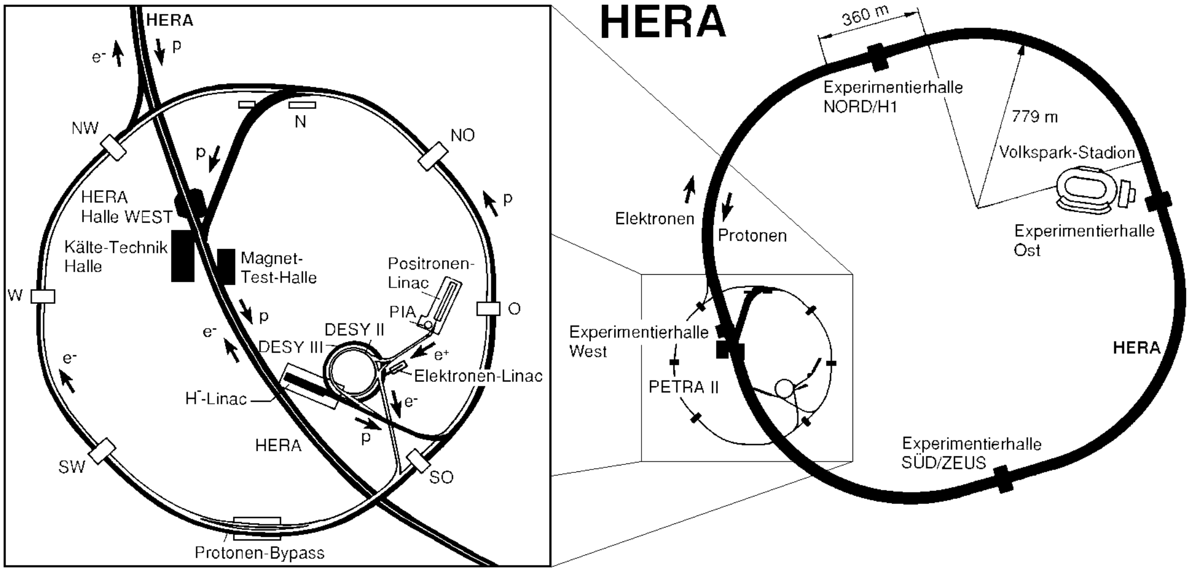


Abbildung 1.1: *Der Speichering HERA und seine Vorbeschleuniger*

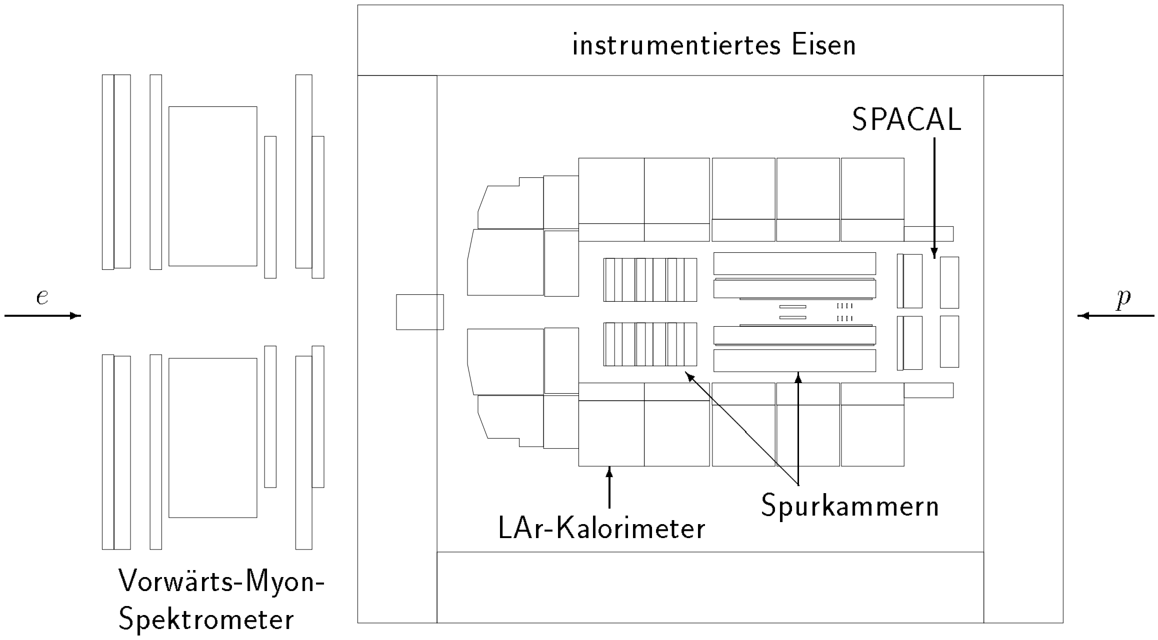


Abbildung 1.2: *Schematische Seitenansicht des H1-Detektors*

Hier werden nur die für diese Analyse verwendeten Systeme kurz vorgestellt. Dabei handelt es sich um die Spurkammern, die Kalorimeter und das Myonsystem. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [H197].
Das H1-Koordinatensystem ist in Abbildung 1.3 skizziert. Der Ursprung befindet sich im nominellen ep-Wechselwirkungspunkt, die z-Achse weist in Flugrichtung der Protonen, die x-Achse horizontal zum Mittelpunkt von HERA und die y-Achse nach oben. Da die meisten Detektorkomponenten radialsymmetrisch aufgebaut sind, werden häufig Polarkoordinaten (r, θ, ϕ) benutzt. Der Bereich kleiner Polarwinkel θ wird auch als *Vorwärtsbereich* bezeichnet, der großer θ als *Rückwärtsbereich*.

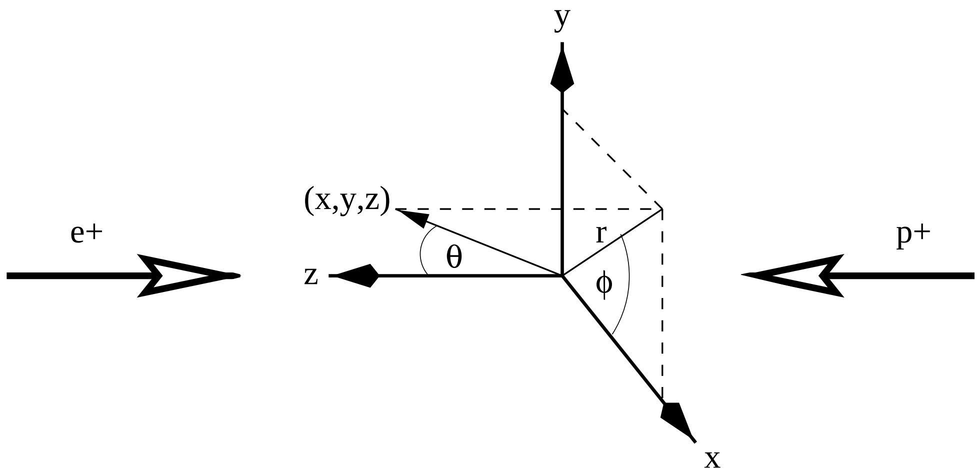


Abbildung 1.3: *Das H1-Koordinatensystem*

Aufgrund der sehr unterschiedlichen Energien der Protonen und Elektronen bei der Kollision sind die Ereignisse „asymmetrisch". Der hadronische Endzustand befindet sich meist im Vorwärtsbereich. Das Positron wird häufig nur wenig gestreut und ist für $Q^2 \gtrsim 1\,\mathrm{GeV}^2$ im Rückwärtsbereich nachweisbar. Diese Topologie wurde beim Aufbau des Detektors berücksichtigt.

1.2.1 Spurkammern

Die Spurkammern bilden die Detektorkomponente, die dem Wechselwirkungspunkt am nächsten liegt. Sie dienen zur Bestimmung der Richtung, der Ladung und des Impulses geladener Teilchen. Zwischen dem Flüssig-Argon-Kalorimeter und dem instrumentierten Eisen befindet sich eine supraleitende Spule, die in den Spurkammern ein homogenes Magnetfeld von 1.2 T erzeugt und so die Ladungs- und Impulsmessung ermöglicht. Das Spurkammersystem setzt sich aus den zentralen Spurkammern CTD (Central Tracking Detector), den vorderen Spurkammern FTD (Forward Tracking Detector) und der rückwärtigen Driftkammer BDC (Backward Drift Chamber) zusammen.

Die zentralen Spurkammern überdecken einen Polarwinkelbereich von etwa $20° \lesssim \theta \lesssim 160°$ und bestehen aus sechs Komponenten. Die zwei Jet-Driftkammern (Central Jet Chamber CJC1, CJC2) besitzen parallel zur Strahlachse gespannte Drähte, so daß Spuren besonders in der $r\phi$-Ebene gut rekonstruiert werden können. Um die z-Auflösung zu verbessern, sind innerhalb und außerhalb der CJC1 dünne Driftkammern (Central Inner/Outer Z-chamber CIZ, COZ) angebracht, deren Signaldrähte in azimutaler Richtung verlaufen. Die Vieldrahtproportionalkammern CIP und COP (Central Inner/Outer Proportional chamber) werden ausschließlich zur Gewinnung schneller Triggersignale verwendet (Abschnitt 1.2.5).

Im vorderen Spurkammersystem können Spuren mit Polarwinkeln von $5° \lesssim \theta \lesssim 25°$ nachgewiesen werden. Es besteht aus drei identischen Supermodulen, die in z-Richtung hintereinander angeordnet sind. Jedes Supermodul ist aus vier Komponenten zusammengesetzt. Dem Wechselwirkungspunkt am nächsten befindet sich jeweils ein planares Modul aus drei Driftkammern, die der Bestimmung der x- und y-Koordinate dienen. Es folgt die Vieldrahtproportionalkammer MWPC (MultiWire Proportional Chamber) zur Messung von Triggersignalen. Im Übergangsstrahlungsmodul TR (Transition Radiator) erzeugen durchquerende Teilchen weiche Übergangsstrahlung, die im radialen Modul nachgewiesen und zur Unterscheidung von Elektronen und Pionen genutzt werden kann. Die radiale Driftkammer ist für die Impulsmessung optimiert. Da Spuren in Vorwärtsrichtung vom axialen Magnetfeld schwächer abgelenkt werden als solche im Zentralbereich, ist eine genaue Impulsmessung im FTD jedoch schwierig.

Die rückwärtige Driftkammer befindet sich vor dem SPACAL und deckt einen Winkelbereich von $155° \lesssim \theta \lesssim 178°$ ab. Sie wird vor allem zur Messung des gestreuten Positrons benutzt.

1.2.2 Kalorimeter

Die H1-Kalorimeter dienen zur Energiemessung geladener und neutraler Teilchen sowie zur Identifikation von Elektronen und Myonen. Das Flüssig-Argon-Kalorimeter (Liquid ARgon calorimeter LAr) umschließt die vorderen und zentralen Spurkammern, das SPACAL (SPAghetti CALorimeter) befindet sich im Rückwärtsbereich. Beide setzen sich aus einem elektromagnetischen Teil, der sich dichter am Wechselwirkungspunkt befindet, und einem hadronischen Teil zusammen. Außerdem gibt es das PLUG-Kalorimeter in extremer Vorwärtsrichtung und den „Tail Catcher“, das instrumentierte Eisen in Kalorimeterfunktion, die in dieser Analyse nicht benutzt werden.

Das Flüssig-Argon-Kalorimeter überdeckt einen Polarwinkelbereich von $4° \lesssim \theta \lesssim 153°$ und befindet sich innerhalb der supraleitenden Spule, um die Dicke des inaktiven Detektormaterials zwischen den Spurkammern und dem Kalorimeter zu minimieren. Es ist in acht Segmente entlang der Strahlachse und acht Oktanten pro Segment unterteilt. Das LAr-Kalorimeter ist ein nicht-kompensierendes Sampling-Kalorimeter, in dem flüssiges Argon als Ionisationsmedium verwendet wird. Die Absorberplatten bestehen im elektromagnetischen Teil aus Blei, im hadronischen aus Edelstahl. Die Dicke des elektromagnetischen Kalorimeters entspricht 20 bis 30 Strahlungslängen, die des gesamten Kalorimeters 5 bis 8 hadronischen Wechselwirkungslängen. In dieser Analyse werden Myonen anhand ihrer Signatur als minimalionisierende Teichen im Flüssig-Argon-Kalorimeter identifiziert.

Zu Beginn des Jahres 1995 wurde das SPACAL installiert, mit dem das gestreute Positron im kinematischen Bereich $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$ (s. Kap.2.1) nachgewiesen werden kann. Es besteht aus Blei als Absorber mit Szintillatorfasern als Nachweismedium. Die vier Zellen, die direkt an das Strahlrohr grenzen, dienen als Vetolage, mit der festgestellt werden kann, ob sich ein Schauer außerhalb des Kalorimeters fortsetzt. In den weiteren Zellen, die aufgrund des eingefügten Strahlrohrs nicht quadratisch sind (das sogenannte „insert“), ist die Bestimmung der Schauerposition nur relativ ungenau möglich, so daß sie bei der Messung des Positrons meist ausgeschlossen werden (Abbildung 1.4).

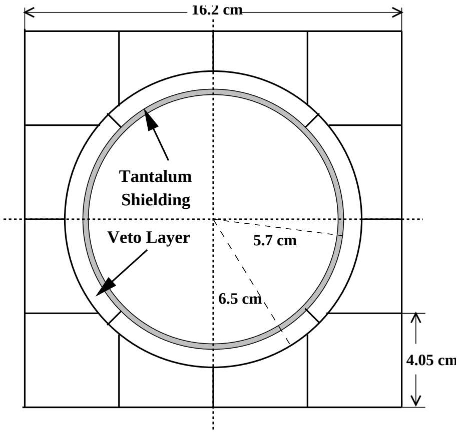


Abbildung 1.4: *Der innere Bereich des SPACAL*

Das SPACAL liefert für den Trigger Flugzeit-Vetos, die zur Unterdrückung von Ereignissen, die nicht aus *ep*-Wechselwirkungen stammen, benutzt werden.

1.2.3 Myonsystem

Das Myonsystem des H1-Detektors besteht aus dem zentralen Myondetektor („instrumentiertes Eisen“) und dem Vorwärts-Myon-Spektrometer FMD (Forward Muon Detector). Da im FMD nur Spuren mit einem Polarwinkel $3° \lesssim \theta \lesssim 17°$ nachgewiesen werden können, gibt es keine Überlappung mit den zentralen Spurkammern, weshalb der FMD in dieser Arbeit nicht benutzt wird.
Die supraleitende Spule ist zur Rückführung des magnetischen Flusses von einem Eisenjoch umgeben. Dieses Eisenjoch ist mit Streamerrohrkammern instrumentiert. Zwischen den zehn Eisenplatten befinden sich acht einzelne und eine doppelte Lage der Kammern.

Außerdem befinden sich innerhalb und außerhalb des Eisenjochs je drei Kammer-Lagen (*Myonboxen*), so daß ein Myon insgesamt 16 Streamerrohrkammern durchqueren kann. Das instrumentierte Eisen besteht aus 64 Modulen und ist in drei Bereiche unterteilt (Abbildung 1.5): die vordere Endkappe (Forward EndCap FEC, $5° \lesssim \theta \lesssim 35°$), den Zentralbereich (barrel, $35° \lesssim \theta \lesssim 130°$) und die hintere Endkappe (Backward EndCap BEC, $130° \lesssim \theta \lesssim 175°$). Bei den Endkappen werden außerdem jeweils die innere (Module 6 bis 11 und 54 bis 59) und äußere Endkappe unterschieden.

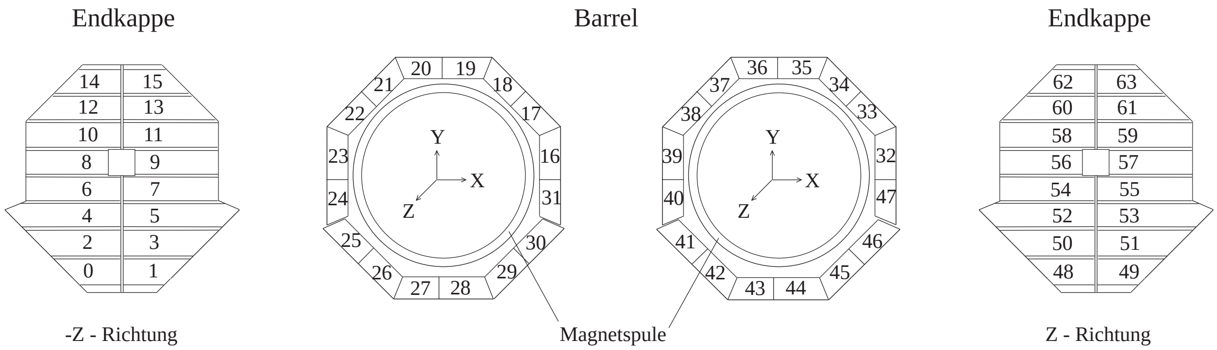


Abbildung 1.5: *Die 64 Module des instrumentierten Eisens*

Bei der Spurrekonstruktion im instrumentierten Eisen werden Spurstücke im Barrel und in den Endkappen getrennt behandelt und nicht zusammengefügt. Deswegen ist die Rekonstruktionseffizienz bei Polarwinkeln von etwa 35° und etwa 130° schlechter als in den anderen Regionen.

1.2.4 Weitere Komponenten

Die Luminosität wird mit Hilfe von Ereignissen aus dem Bethe-Heitler-Prozeß $ep \to ep\gamma$ bestimmt, wobei Positron und Photon im Endzustand gemessen werden können. Zu diesem Zweck gibt es bei $z = -102.9\,\mathrm{m}$ den Photon-Detektor und bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ den Kleinwinkel-Elektron-Detektor (*Elektron Tagger*). Der Kleinwinkel-Elektron-Detektor kann außerdem zum Nachweis des gestreuten Positrons benutzt werden, wenn für dessen Energie E' im Verhältnis zur Strahlenergie (E) $0.2 \leq 1 - \frac{E'}{E} \leq 0.8$ gilt und der Streuwinkel klein ist. Seit 1995 ist bei $z = -43.2\,\mathrm{m}$ ein weiterer Elektron-Detektor installiert, der eine Akzeptanz von $0.04 \leq 1 - \frac{E'}{E} \leq 0.24$ hat.

1.2.5 Triggersystem

Die Kollisionsfrequenz der Proton- und Positron-Pakete beträgt zwar 10.4 MHz, aber nur bei einem kleinen Teil dieser Kollisionen finden physikalisch interessante Prozesse statt.

Außerdem können die Protonen mit Restgasmolekülen oder der Strahlrohrwand wechselwirken und so Untergrund-Reaktionen im Detektor hervorrufen. Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung tragen ebenfalls zum Untergrund bei. Um diese Untergrund-Ereignisse von den physikalisch interessanten Reaktionen zu trennen, gibt es ein vierstufiges Triggersystem (L1-L4). Nach der letzten Stufe (L4) darf die Ereignisrate maximal 10 Hz betragen, damit die Daten aufgezeichnet werden können. Bei der Datennahme werden die Ereignisse in Einheiten, sogenannte Runs, zusammengefaßt, die bis zu zwei Stunden dauern und bis zu 350000 Ereignisse enthalten können. Später werden die Ereignisse mit dem Programm H1REC rekonstruiert und mit H1ECLASS klassifiziert. Nur Ereignisse, die den Anforderungen einer der definierten physikalischen Klassen (z.B. der Myonklasse 24, Anhang A) genügen, werden auf Magnetbändern (Data Summary Tapes DST) gespeichert. Deshalb wird die Ereignisklassifikation auch als fünfte Triggerstufe L5 bezeichnet.

Der L1-Trigger

Der L1-Trigger ist ein totzeitfreier Hardwaretrigger, der die Ereignisrate auf etwa 300 Hz (1997) senkt. Aus 192 Triggerelementen, die die Komponenten des Detektors liefern, werden 128 sogenannte Subtrigger (S0-S127) gebildet. Um für eine Entscheidung mehr als 96 ns Zeit zu haben, werden die Daten von bis zu 25 Strahlkreuzungen in Schieberegistern (*pipelines*) zwischengespeichert. Wenn die erste Triggerstufe ein Ereignis akzeptiert, wird der gesamte Detektor ausgelesen und die Totzeit beginnt.
Akzeptieren einzelne Subtrigger zu viele Ereignisse, werden sie mit einem Skalierungsfaktor (*prescale*) d versehen. Dann wird nur jedes d-te von diesem Subtrigger akzeptierte Ereignis weiter untersucht. Die restlichen Ereignisse werden verworfen, sofern sie nicht durch einen anderen Subtrigger akzeptiert werden. Da man bei diesem Vorgehen auch physikalisch interessante Ereignisse verliert, werden die Bedingungen eines Subtriggers meist verschärft, wenn ein großer Skalierungsfaktor notwendig wäre. Darauf sind z.B. die Veränderungen zwischen den Datennahmeperioden 1995 und 1996 größtenteils zurückzuführen.
In Ereignissen, bei denen ein J/ψ-Meson in Photoproduktion (s. Kapitel 2.1) erzeugt wird, kann das gestreute Positron meist nicht im Detektor nachgewiesen werden. Deshalb kann für den Trigger nur die Signatur des Endzustands benutzt werden. Dabei handelt es sich hier zum einen um Spuren, die einen gemeinsamen Vertex als Ursprung haben, und zum anderen um Myonen, die im instrumentierten Eisen erkannt werden.
Folgende Triggerelemente sind für diese Analyse wichtig:

z-Vertex-Trigger Aus Signalen der zentralen Proportionalkammern CIP und COP sowie der ersten vorderen MWPC werden Spuren (*Rays*) gebildet und ihre Schnittpunkte mit der z-Achse in das z-Vertex-Histogramm eingetragen. Dieses Histogramm hat 16 Intervalle in einem Bereich von ± 44 cm um den nominellen Wechselwirkungspunkt. Folgende Triggerelemente werden gebildet:

zVtx_sig Das z-Vertex-Histogramm hat ein signifikantes Maximum, d.h. es gilt

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

für die maximale Anzahl N_{max} der Einträge in einem Kanal sowie die Summe N_{rest} aller restlichen Einträge.

zVtx_small Es gibt nur wenige Einträge im Histogramm: $1 < N_{max} < 5$ und $N_{rest} < 3$. Dieses Element wird hier nur in der Kombination mit *zVtx_sig* im folgenden Triggerelement benutzt.

zVtx_Mu Logisches ODER aus *zVtx_sig* und *zVtx_small* (*zVtx_sig* || *zVtx_small*)

DCRΦ-Trigger Der DCRΦ-Trigger benutzt zehn Drahtlagen aus CJC1 und CJC2, um nach Spuren zu suchen, deren Abstand zum nominellen Vertex in der $r\phi$-Ebene weniger als 2 cm beträgt. Dazu wird geprüft, ob die getroffenen Drähte mit einer von 10000 vordefinierten Masken übereinstimmen. Für die gefundenen Spuren ist eine Unterscheidung der Ladung und eine Einteilung in niedrigen ($450\,\mathrm{MeV} < p_t < 800\,\mathrm{MeV}$) und hohen ($p_t > 800\,\mathrm{MeV}$) Transversalimpuls möglich:

DCRPH_Ta Mindestens eine Spur mit $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$ wurde gefunden.

DCRPH_Tc Es gibt mindestens drei Spuren mit $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$.

DCRPH_Thigh Mindestens eine Spur hat $p_t > 800\,\mathrm{MeV}$.

DCRPH_Tneg Mindestens eine negativ geladene Spur mit $p_t > 450\,\mathrm{MeV}$ wurde gefunden.

Myontrigger des instrumentierten Eisens Von den 16 Streamerrohr-Lagen des instrumentierten Eisens werden fünf zu Triggerzwecken ausgelesen. Die Triggerelemente werden aus Koinzidenzen mehrerer Lagen in den 64 Modulen gebildet. Im Zentralbereich werden zwei der vier inneren Triggerlagen, in der hinteren Endkappe sowie der vorderen äußeren Endkappe drei und in der vorderen inneren Endkappe vier der fünf Lagen in einem Modul gefordert:

MU_Bar mindestens eine Koinzidenz im Zentralbereich

MU_BIEC mindestens eine Koinzidenz in der hinteren inneren Endkappe

MU_BOEC mindestens eine Koinzidenz in der hinteren äußeren Endkappe

MU_2_BIoOEC mindestens zwei Koinzidenzen entweder in der hinteren inneren oder in der hinteren äußeren Endkappe

MU_FIEC mindestens eine Koinzidenz in der vorderen inneren Endkappe

MU_FOEC mindestens eine Koinzidenz in der vorderen äußeren Endkappe

MU_ECQ mindestens eine Koinzidenz in einem eingeschränkten Teil der Endkappen. Aus dieser Bedingung wurde zwischen den Datennahmeperioden 1995 und 1996 das Element *MU_BIEC* entfernt, um die Rate zu verringern:
1995: *MU_BIEC* || *MU_BOEC* || *MU_2_BIoOEC* || *MU_FOEC*
1996: *MU_BOEC* || *MU_2_BIoOEC* || *MU_FOEC*

MU_Any mindestens eine Koinzidenz im instrumentierten Eisen
(*MU_BIEC* || *MU_BOEC* || *MU_Bar* || *MU_FIEC* || *MU_FOEC*)

Trigger des Luminositäts-Systems Dieser Trigger reagiert auf den Nachweis des gestreuten Positrons unter kleinen Winkeln. Die beiden Kleinwinkel-Elektron-Detektoren und der Photon-Detektor liefern Signale, aus denen folgende Triggerelemente gebildet werden:

eTAG Im Elektron-Detektor bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ wird ein Signal registriert, im Photon-Detektor nicht.

eTAG_44 Im Elektron-Detektor bei $z = -43.2\,\mathrm{m}$ wird ein Signal registriert, im Photon-Detektor nicht.

eTAG_all *eTAG* || *eTAG_44*

Aus diesen Triggerelementen werden durch logisches UND (&) und ODER (||) Subtrigger gebildet, die für die Produktion von J/ψ-Mesonen sensitiv sind. In dieser Analyse wird gefordert, daß mindestens einer der folgenden Subtrigger das Ereignis akzeptiert hat:

S18: Trigger für Myonen, die in den Endkappen des instrumentierten Eisens nachgewiesen werden
1995: vor Run 124255 (6. Okt. 1995)
DCRPH_Ta & *MU_ECQ* & *zVtx_Mu*
Ab Run 124255 wurde S18 so verändert, daß er vor allem Ereignisse mit wenigen Spuren akzeptiert. Deswegen wird er nur im Zeitraum davor für diese Analyse benutzt. S22 übernimmt die Aufgabe, Ereignisse mit vielen Spuren zu erkennen.

S19: Trigger für Myonen im Zentralbereich des instrumentierten Eisens
1995: vor Run 124255
DCRPH_Ta & *MU_Bar* & *zVtx_Mu*
ab Run 124255
DCRPH_Ta & *DCRPH_Thigh* & *DCRPH_Tneg* & *MU_Bar* & *zVtx_Mu*
1996: *DCRPH_Tc* & *DCRPH_Thigh* & *DCRPH_Tneg* & *MU_Bar* & *zVtx_sig*

S22: Trigger für Ereignisse mit vielen Spuren und Myonen in den Endkappen des instrumentierten Eisens
1995: ab Run 124255
DCRPH_Tc & *DCRPH_Thigh* & *MU_ECQ* & *zVtx_sig*
1996: *DCRPH_Tc* & *DCRPH_Thigh* & *DCRPH_Tneg* & *MU_ECQ* & *zVtx_sig*

S84: Trigger für den Kleinwinkel-Elektron-Detektor ($z = -43.2\,\mathrm{m}$)
1996: *DCRPH_Tc* & *DCRPH_Tneg* & *eTAG_44* & *zVtx_sig*

S87: Trigger für beide Kleinwinkel-Elektron-Detektoren und Myonen im instrumentierten Eisen
1995+1996: ab Run 121970 (17. Sept. 1995)
DCRPH_Ta & *eTAG_all* & *MU_Any*

Außerdem wurden folgende Subtrigger für die Bestimmung von Effizienzen verwendet, aber nicht für die Ereignisauswahl der Analyse (s. Kap. 6.1):

S0, S2, S3, S4, S8: Trigger für das gestreute Positron im SPACAL

S54: Trigger für J/ψ-Ereignisse mit wenigen Spuren
Das Element *zVtx_Cls* verlangt alle Einträge in vier benachbarten Abschnitten des z-Vertex-Histogramms, *Topo_BR* genau zwei Spuren, die sich in der x-y-Ebene gegenüberliegen.
1995: *DCRPH_Tneg* & *zVtx_Cls* & *Topo_BR*
1996: *DCRPH_Tneg* & *DCRPH_Thigh* & *zVtx_Cls* & *Topo_BR*

S83: Trigger für den Kleinwinkel-Elektron-Detektor ($z = -33.4\,\mathrm{m}$)
Das Triggerelement *zVtx_mul* repräsentiert in Werten von 0 bis 7 die Anzahl der Einträge im z-Vertex-Histogramm.
1995: *DCRPH_Tneg* & *eTAG* & (*zVtx_mul* > 1)
1996: *DCRPH_Tneg* & *eTAG* & *zVtx_sig*

Der L2-Trigger

Die zweite Triggerstufe beginnt ihre Arbeit, sobald der L1-Trigger ein Ereignis akzeptiert hat. Es handelt sich ebenfalls um einen Hardware-Trigger, der in $20\,\mu$s eine Entscheidung trifft. Die Rate einzelner L1-Subtrigger wird gezielt gesenkt. Dafür gibt es zwei unterschiedliche Konzepte: topologische Bedingungen (L2TT) und neuronale Netze (L2NN). Zum Beispiel wurden 1996 zur Reduktion der Rate des Subtriggers S54, der auf der ersten Triggerstufe lediglich Spur-Informationen berücksichtigt, zwei neuronale Netze eingesetzt. Eines soll den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ erkennen, wozu es unter anderem Eingangsgrößen aus dem instrumentierten Eisen verwendet, während das andere für den Zerfall $J/\psi \rightarrow ee$ trainiert wurde. Akzeptiert der L2-Trigger ein Ereignis, dann bleiben die Schieberegister angehalten und der Detektor wird weiter ausgelesen. Andernfalls werden die Schieberegister wieder gestartet.

Der L3-Trigger

Der L3-Trigger soll für Ereignisse, die von der zweiten Triggerstufe angenommen wurden, in $800\,\mu$s eine Entscheidung treffen. Auch hier steht noch nicht die gesamte Detektorauslese zur Verfügung. Geplant ist ein Software-Trigger, der aber bisher nicht installiert wurde.

Der L4-Trigger

Bei der vierten Triggerstufe handelt es sich um ein Mikroprozessorsystem (*filterfarm*), das in etwa 100 ms zu einer Entscheidung gelangt. Dazu führt der L4-Trigger eine vereinfachte Ereignisrekonstruktion durch, für die alle Detektorinformationen verfügbar sind.

Anhand der Rekonstruktion werden die angesprochenen Subtrigger der ersten Stufe bzw. die durch die zweite Stufe verifizierten Subtrigger überprüft. Wird mindestens ein Subtrigger bestätigt, dann wird das Ereignis in Form von „Rohdaten“ aufgezeichnet. Zusätzlich werden Schnitte gegen Untergrund aus kosmischer Strahlung und aus Wechselwirkungen der Strahlprotonen mit Restgasmolekülen angewendet.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel beginnt mit einer Erläuterung der Kinematik der Positron-Proton-Streuung bei HERA. Es folgt eine Beschreibung der Mechanismen zur Erzeugung von J/ψ-Mesonen, bei der die Photon-Gluon-Fusion den Schwerpunkt bildet.

2.1 Kinematik bei HERA

Die Wechselwirkung zwischen Positron und Proton kann in niedrigster Ordnung durch den Austausch eines virtuellen Eichbosons beschrieben werden. Bei Ereignissen mit neutralem Strom wird ein Photon oder ein Z^0-Boson ausgetauscht, bei solchen mit geladenem Strom ein $W^{\pm}$-Boson. Wegen der großen Masse $m_W \approx 80\,\mathrm{GeV}$ der schwach wechselwirkenden Bosonen ist ihr Austausch bei kleinen Werten von $Q^2 \ll m_W^2$ stark unterdrückt.
Die Ereignisse können durch das Quadrat des Viererimpulsübertrags Q^2 klassifiziert werden:

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \ . \tag{2.1}$$

Dabei bezeichnen q, k und k' die Viererimpulse des Photons sowie des einlaufenden und des gestreuten Positrons (Abbildung 2.1). Man unterscheidet bei HERA zwei kinematische Bereiche:

- **Tiefinelastische Streuung**: Bei Ereignissen aus tiefinelastischer Streuung gilt $Q^2 \gg m_p^2$ mit der Protonmasse m_p, so daß das gestreute Positron im Zentraldetektor nachgewiesen werden kann. Daraus läßt sich Q^2 rekonstruieren.

- **Photoproduktion**: Von Photoproduktion spricht man bei Ereignissen mit kleinen $Q^2 \lesssim 1\,\mathrm{GeV}^2$. Das Positron wird nicht in den Akzeptanzbereich des Zentraldetektors gestreut, kann aber für sehr kleine Streuwinkel in zwei speziellen Kleinwinkel-Elektron-Detektoren registriert werden. Sowohl bei Ereignissen mit nachgewiesenem Positron im Kleinwinkel-Elektron-Detektor als auch bei solchen ohne nachgewiesenes Positron stellt $Q^2 \approx 0$ eine gute Näherung dar.

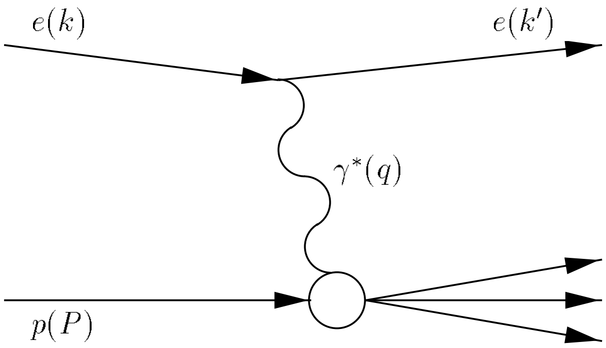


Abbildung 2.1: *Positron-Proton-Wechselwirkung bei HERA durch Austausch eines Photons. In Klammern sind die Viererimpulse der Teilchen angegeben.*

Weitere Größen, die man zur Beschreibung der Elektron-Proton-Streuung benutzt, sind die Positron-Proton-Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$, die Skalenvariable y und die Schwerpunktenergie im Photon-Proton-System $W_{\gamma p}$:

$$s = (P+k)^2 \tag{2.2}$$

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \tag{2.3}$$

$$W_{\gamma p} = \sqrt{(P+q)^2} \tag{2.4}$$

Bei P handelt es sich um den Vierervektor des einlaufenden Protons. y gibt das Verhältnis zwischen Photon- und Positronenergie im Proton-Ruhesystem an.
An der Wechselwirkung mit dem Positron nimmt meist nicht das Proton als Ganzes teil, sondern nur ein Konstituent, ein sogenanntes Parton. Dabei kann es sich um ein Quark oder ein Gluon handeln. Der Bruchteil des Proton-Impulses, den das wechselwirkende Parton trägt, wird mit x bezeichnet. Für den Parton-Impuls p gilt also

$$p = xP \ . \tag{2.5}$$

Bei der Photoproduktion lassen sich die Emission des Photons und Wechselwirkung des Photons mit dem Proton als unabhängige Prozesse betrachten (Weizsäcker-Williams-Approximation), so daß der Wirkungsquerschnitt faktorisiert:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}(Q^2,y)}{dy dQ^2} = f_{\gamma/e}(y,Q^2)\sigma_{\gamma p}(Q^2,y) \ . \tag{2.6}$$

Der Flußfaktor $f_{\gamma/e}(y,Q^2)$ beschreibt die Abstrahlung von Photonen durch das Positron, $\sigma_{\gamma p}(Q^2,y)$ bezeichnet den Photon-Proton-Wirkungsquerschnitt.

2.2 J/ψ-Erzeugung bei HERA

Das J/ψ-Teilchen ist ein Vektormeson mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$. Seine Masse beträgt $m_\psi = 3.097\,\mathrm{GeV}$ bei einer Zerfallsbreite von $\Gamma = 87\,\mathrm{keV}$. Es kann als gebundener

Zustand eines *Charm-Anticharm*-Paares interpretiert werden. Mit einem Verzweigungsverhältnis von 6% zerfällt es in zwei Myonen ($J/\psi \to \mu^+\mu^-$) [PDG96]. Da die Myonen klare Signaturen im H1-Detektor hinterlassen können, ist dieser Zerfall gut geeignet, um J/ψ-Mesonen zu identifizieren.
Zur Beschreibung der J/ψ-Erzeugung wird als weitere Variable die Elastizität z verwendet, die dem Energieübertrag vom Photon auf das J/ψ-Meson im Ruhesystem des Protons entspricht:

$$z = \frac{P_\psi \cdot P}{q \cdot P} \ . \tag{2.7}$$

P_ψ bezeichnet den Viererimpuls des J/ψ-Mesons. Bei elastischer J/ψ-Produktion, bei der ausschließlich das J/ψ-Meson erzeugt wird, gilt $z \approx 1$. Von inelastischer Produktion spricht man, wenn neben dem J/ψ-Meson weitere Teilchen entstehen. Für solche Ereignisse ist $0 < z < 1$. In verschiedenen Bereichen der Elastizität dominieren unterschiedliche Produktionsmechanismen die J/ψ-Erzeugung, die im folgenden beschrieben werden.

2.3 Photon-Gluon-Fusion

Bei der Photon-Gluon-Fusion strahlt das Proton ein Gluon ab, das mit dem Photon in Wechselwirkung tritt. Dabei kann ein Quark-Antiquark-Paar gebildet werden (Abb. 2.2). Neben leichten Quarks (u, d, s) werden so auch schwere Quarks (c, b) produziert, wobei die Entstehung von b-Quarks gegenüber c-Quarks etwa um einen Faktor 100 unterdrückt ist [Eic96]. Die Photon-Gluon-Fusion dominiert die J/ψ-Produktion im Bereich $0.2 < z < 0.9$.

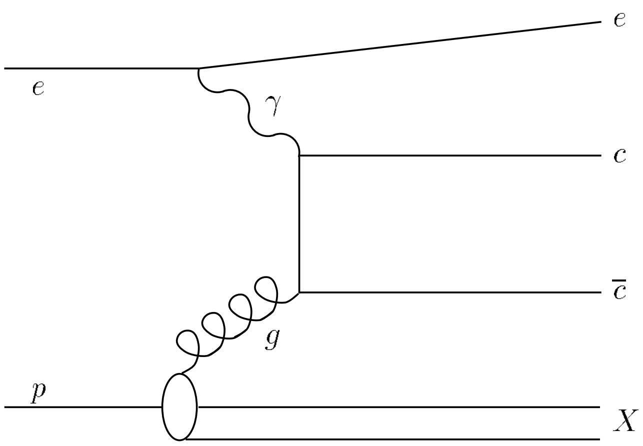


Abbildung 2.2: *Feynman-Graph der Erzeugung eines Quark-Antiquark-Paares durch Photon-Gluon-Fusion*

Nach der Entstehung befindet sich das Quark-Antiquark-Paar zunächst in einem ungebundenen Zustand, und ist im allgemeinen nicht farbneutral. Wie der Übergang z.B.

von einem $c\bar{c}$-Paar in ein J/ψ-Meson stattfinden kann, wird in mehreren Modellen beschrieben. Die wichtigsten sind das **Colour-Singlet-Modell** (CSM) und das allgemeinere **Faktorisierungs-Modell** (FM).

2.3.1 Colour-Singlet-Modell

Im Colour-Singlet-Modell [Ber81, Kör82] wird als einziger Prozeß, durch den das $c\bar{c}$-Paar in einen farbneutralen (Colour-Singlet-) Zustand übergehen kann, die Abstrahlung *harter* Gluonen betrachtet. In niedrigster Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2, \alpha_{em})$ erhält man die Abstrahlung eines Gluons (Abbildung 2.3). Die Quantenzahlen dieses Gluons müssen so beschaffen sein, daß das $c\bar{c}$-Paar nach der Emission den gleichen Spin und Bahndrehimpuls besitzt wie das J/ψ-Meson. Anschließend bildet sich das J/ψ-Meson aus dem farbneutralen $c\bar{c}$-Zustand. Für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts wird angenommen, daß der Relativimpuls der c-Quarks klein ist.
Um Vorhersagen in nächsthöherer Ordnung in α_s machen zu können, müssen alle Prozesse berücksichtigt werden, bei denen ein weiteres Gluon ausgetauscht oder abgestrahlt wird, sowie Interferenzen zwischen solchen Prozessen. Außerdem kann auch ein leichtes Quark aus dem Proton über ein Gluon mit dem Photon wechselwirken. Es gibt bereits theoretische Rechnungen [Krä96] in nächsthöherer Ordnung (NLO), aber noch keine Monte-Carlo-Generatoren, die diese Prozesse berücksichtigen.

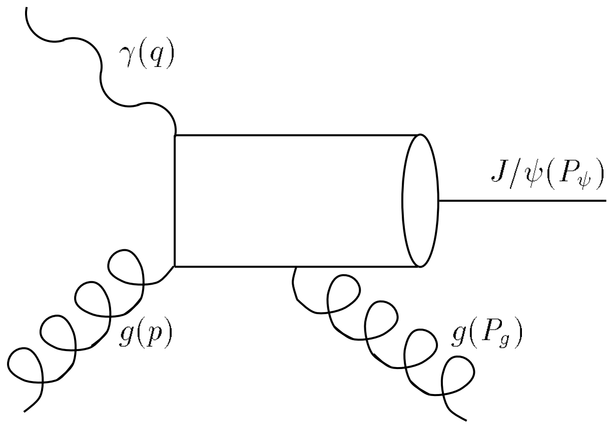


Abbildung 2.3: *Feynman-Graph der Erzeugung eines J/ψ-Mesons durch Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell*

Das Matrixelement für die Produktion des J/ψ-Mesons ($\gamma + g \to J/\psi + g$) faktorisiert in einen Anteil, der die Entstehung des farbneutralen $c\bar{c}$-Zustands beschreibt, und einen Anteil für die Bildung des J/ψ-Mesons. Der Prozeß $\gamma + g \to c\bar{c} + g$ kann störungstheoretisch, d.h. in perturbativer Quantenchromodynamik (pQCD), berechnet werden. Das J/ψ-Meson dagegen entsteht wesentlich langsamer, das Matrixelement für diesen Prozeß ist proportional zur J/ψ-Wellenfunktion $\Phi(0)$ am Ursprung:

$$\mathcal{M}(\gamma + g \to J/\psi + g) \propto \Phi(0)\mathcal{M}(\gamma + g \to c\bar{c} + g) \ . \tag{2.8}$$

Im Colour-Singlet-Modell läßt sich der Impulsanteil x_g des Gluons am Proton aus Observablen des Ereignisses berechnen, wenn die Gluonen als masselos angenommen werden. Für den Impuls P_g des vom $c\bar{c}$-Paar abgestrahlten Gluons gilt:

$$P_g = q + p - P_\psi \; . \tag{2.9}$$

Aus $P_g^2 = 0$ folgt nach einer Transformation in das Photon-Parton-Schwerpunktsystem [Sel95]:

$$x_g = \frac{1}{ys}\left(\frac{\left(p^*_{t,\psi}\right)^2}{z\,(1-z)} + \frac{m^2_\psi}{z} + Q^2\right) \; , \tag{2.10}$$

wobei m_ψ die Masse und $p^*_{t,\psi}$ der Transversalimpuls des J/ψ-Mesons im Photon-Gluon-Schwerpunktsystem ist.

2.3.2 Colour-Octet-Modell

Das Faktorisierungs-Modell [Bod95] berücksichtigt auch Prozesse, bei denen das $c\bar{c}$-Paar in einem Farb-Oktett-Zustand erzeugt wird und durch Abstrahlung weicher Gluonen in ein J/ψ-Meson übergeht. Der Wirkungsquerschnitt für die J/ψ-Produktion läßt sich darstellen als Summe der Wirkungsquerschnitte über die Zustände n des $c\bar{c}$-Paars. Jeder Beitrag zu dieser Summe setzt sich aus einem Wirkungsquerschnitt $d\hat{\sigma}(c\bar{c}[n] + X)$ für die Erzeugung des $c\bar{c}$-Zustands n und einem Matrixelement $\left\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[n] \right\rangle$ für die Bildung des J/ψ-Mesons zusammen:

$$d\sigma(J/\psi + X) = \sum_n d\hat{\sigma}(c\bar{c}[n] + X) \left\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[n] \right\rangle \; . \tag{2.11}$$

Die kurzreichweitigen Wirkungsquerschnitte $d\hat{\sigma}(c\bar{c}[n]+X)$ lassen sich in pQCD berechnen, die langreichweitigen Matrixelemente $\left\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[n] \right\rangle$ dagegen nur im Experiment bestimmen. Die einzelnen Beiträge in Gleichung 2.11 werden nach Potenzen der Relativgeschwindigkeit v der *Charm*-Quarks im J/ψ-Meson geordnet. In führender Ordnung erhält man den im Colour-Singlet-Modell beschriebenen Term. Die nächsten Terme, die auch bei $p_{t,\psi} \neq 0$ zum Wirkungsquerschnitt beitragen, beschreiben Colour-Octet-Prozesse. Diese könnten die Erklärung für die Ergebnisse des CDF-Experiments am Tevatron sein, dessen gemessener Wirkungsquerschnitt für J/ψ-Erzeugung wesentlich größer als der vom CSM vorhergesagte ist [CDF95]. Benutzt man die von CDF bestimmten Werte für die Matrixelemente $\left\langle \mathcal{O}^{J/\psi}[n] \right\rangle$, dann erhält man auch Vorhersagen für HERA-Messungen [Krä96]. Bei H1 gibt es bisher jedoch keine Hinweise für große Beiträge von Colour-Octet-Prozessen [H196, ZEU97].

2.3.3 Ansatz von Zotov-Saleev

Die Produktion von J/ψ-Mesonen bei HERA kann nach [Sal96] nicht vollständig als harter Prozeß behandelt werden, da die Masse des *Charm*-Quarks zwar wesentlich größer ist als

die asymptotische QCD-Skala Λ_{QCD}, aber klein im Vergleich zur Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$. Daher ist es sinnvoll, den von L. Gribov, E. Levin und M. Ryskin entwickelten sogenannten „semihard approach“ (SHA) zu benutzen. V.A. Saleev und N.P. Zotov haben den SHA für die Beschreibung der J/ψ-Erzeugung und die Berechnung des Wirkungsquerschnitts bei HERA-Energien verwendet [Sal96].
Der wesentliche Unterschied zwischen diesem Modell und dem der Photon-Gluon-Fusion besteht in der Annahme, daß das vom Proton abgestrahlte Gluon einen Transversalimpuls q_t und eine Masse bzw. Virtualität haben kann. Für die Gluondichte im Proton wird eine unintegrierte Partondichte benutzt, die von x_g und q_t abhängt.
Auch im Zotov-Saleev-Modell ist eine Unterscheidung in Farb-Singulett- und Farb-Oktett-Beiträge möglich. Bisher wurden die Berechnungen jedoch nur im CSM durchgeführt. Der totale Wirkungsquerschnitt unterscheidet sich wenig von dem der Photon-Gluon-Fusion im CSM, die Verteilungen einiger kinematischen Variablen sind aber verschieden (Kapitel 3). Erwartet wird ein Unterschied vor allem beim Transversalimpuls des J/ψ-Mesons, der durch den Transversalimpuls q_t des Gluons beeinflußt wird.

2.4 Weitere Prozesse

Neben dem bisher beschriebenen Modell der Photon-Gluon-Fusion, die vor allem im Bereich mittlerer Elastizität dominiert, gibt es weitere Produktionsmechanismen, die ihre größten Beiträge bei sehr kleinen oder sehr großen z haben. Da in dieser Analyse inelastisch produzierte J/ψ-Mesonen untersucht werden und der z-Bereich auf $0.3 < z < 0.9$ eingeschränkt wird (Kapitel 5), spielen die weiteren Produktionsmechanismen nur eine untergeordnete Rolle.

Diffraktion

Bei der diffraktiven Erzeugung von J/ψ-Mesonen unterscheidet man die elastische J/ψ-Produktion $\gamma p \to J/\psi p$, bei der das Proton intakt bleibt, und die Proton-Dissoziation $\gamma p \to J/\psi X$ (Abbildung 2.4). Beide Prozesse finden bei großen Werten der Elastizität z statt: für elastische Ereignisse gilt $z = 1$, und für Ereignisse mit Proton-Dissoziation ist z im allgemeinen größer als 0.95, da die Fragmente des Protons nur eine geringe Masse besitzen. Für die Proton-Dissoziation gilt $\frac{d\sigma}{dz} \propto \frac{1}{1-z}$. Photon-Gluon-Fusion und Diffraktion mit Dissoziation des Protons sind verschiedene Modelle zur Beschreibung der J/ψ-Erzeugung, die in unterschiedlichen Bereichen der Elastizität in der Lage sind, die gemessenen Ergebnisse zu beschreiben. Es ist sinnvoll, eine Grenze im Bereich von $z = 0.9$ bis $z = 0.95$ zu wählen, die die Gültigkeitsbereiche der Modelle voneinander trennt [Sch97.1].
Zur Beschreibung diffraktiver Prozesse wird angenommen, daß das Photon vor der Wechselwirkung in ein Vektormeson, z.B. ein J/ψ-Meson, fluktuiert (Vektor-Meson-Dominanzmodell VMD). Die Streuung des Vektormesons am Proton wird im Rahmen der Regge-Theorie behandelt und durch den Austausch eines Pomerons beschrieben, das die Quantenzahlen des Vakuums besitzt. In einem Ansatz von Ryskin et al. [Rys96] wird das Pomeron durch Gluonen ersetzt. Da die J/ψ-Masse eine harte Skala darstellt, ist eine störungstheoretische Beschreibung möglich.

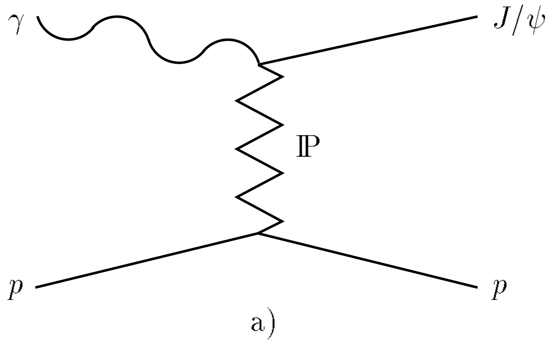


Abbildung 2.4: *Feynman-Graph der diffraktiven Erzeugung eines J/ψ-Mesons: a) elastische Produktion und b) J/ψ-Produktion mit Proton-Dissoziation, $I\!P$ bezeichnet das Pomeron*

Resolved Photon Beiträge

Außer Prozessen, bei denen das Photon direkt mit dem Proton bzw. Gluon wechselwirkt, gibt es auch solche, bei denen das Photon in Quarks und Gluonen aufgelöst ist. Auch hier kann zwischen Colour-Singlet- und Colour-Octet-Beiträgen unterschieden werden, wobei die Berücksichtigung von Colour-Octet-Beiträgen den Wert des Wirkungsquerschnitts auf das Zehnfache gegenüber dem Colour-Singlet-Modell erhöht [Krä96]. Die Wechselwirkungen mit aufgelöstem Photon dominieren für kleine Werte der Elastizität z ($z \lesssim 0.2$).

Zerfall von B-Mesonen

Durch Photon-Gluon-Fusion werden bei HERA auch b-Quarks produziert, aus denen sich in der Fragmentation B-Mesonen bilden. Mit einer Wahrscheinlichkeit von ca. 1% [PDG96] entsteht beim Zerfall eines B-Mesons ein J/ψ-Meson. Im Vergleich zu J/ψ-Mesonen, die direkt durch Photon-Gluon-Fusion erzeugt werden, ist der durchschnittliche Transversalimpuls von J/ψ-Mesonen aus B-Zerfällen größer. Die Elastizität ist meist relativ klein ($z \lesssim 0.4$).

Kapitel 3

Ereignissimulation

Um die Daten mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, muß überprüft werden, wie sich die Nachweismöglichkeiten des Detektors und die Datenselektion auswirken. Dazu benutzt man Ereignisse, die mit einem Monte-Carlo-Generator auf der Grundlage von einem theoretischen Modell simuliert wurden. Der Generator erzeugt die Vierervektoren der beteiligten Teilchen gemäß den erwarteten Verteilungen. Dann wird mit dem Programmpaket H1SIM [Mey91] der Zerfall der Teilchen und die Wechselwirkung mit der Materie des Detektors simuliert. Außerdem wird die Antwort des Detektors einschließlich der Triggerentscheidungen ermittelt. Danach werden die Ereignisse mit dem gleichen Programmpaket H1REC wie die gemessenen Daten rekonstruiert.

3.1 Der Generator EPJPSI

Der Monte-Carlo-Generator EPJPSI [Jun94] beschreibt die Erzeugung von J/ψ-Mesonen in verschiedenen hochenergetischen Streuprozessen wie z.B. der Elektron-Proton-Streuung. Für den harten Prozeß, in dem das J/ψ-Meson produziert wird, stehen mehrere Möglichkeiten zur Auswahl:

- Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell (führende Ordnung)
- „semihard approach“ nach Zotov-Saleev
- Zerfall von B-Mesonen
- Prozesse mit aufgelöstem Photon
- Diffraktion

In dieser Arbeit werden hauptsächlich die ersten beiden Prozesse verwendet, da man erwartet, daß sie den analysierten Bereich der Elastizität $0.3 \leq z \leq 0.9$ (siehe Abschnitt 5.3)

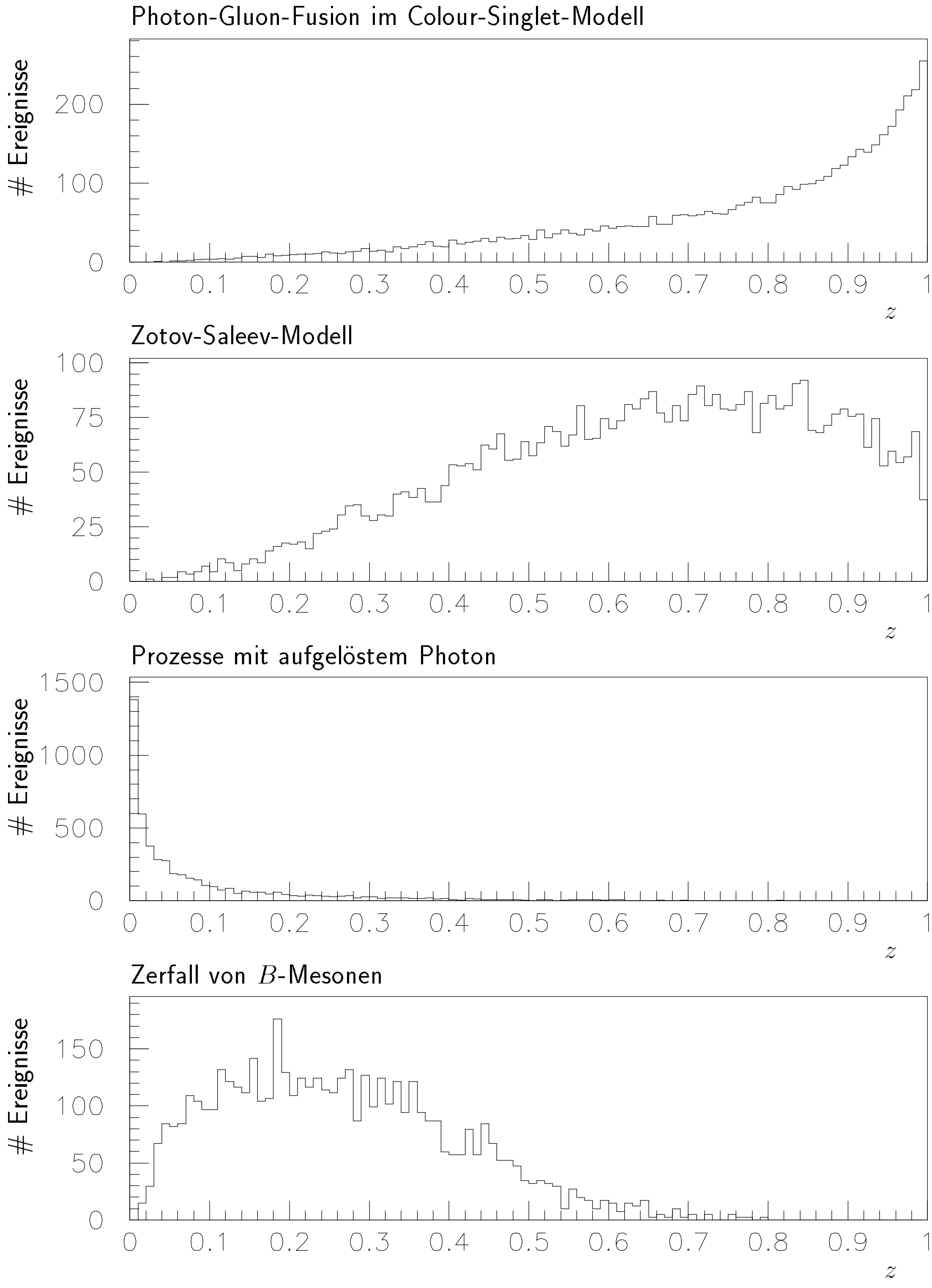


Abbildung 3.1: *Verteilungen der Elastizität z für die unterschiedlichen mit EPJPSI generierten inelastischen Prozesse. Die Anzahl der Ereignisse ist jeweils auf 5000 normiert. z wurde aus den generierten Impulsen der Zerfallsmyonen und dem generierten y berechnet.*

dominieren. Zum Vergleich sind in Abbildung 3.1 die z-Verteilungen der vier aufgeführten inelastischen Prozesse dargestellt. Beim Vergleich zwischen dem Colour-Singlet-Modell und dem Ansatz von Zotov-Saleev fällt auf, daß sich die Verteilungen im Bereich großer z deutlich unterscheiden. Das kann darauf zurückgeführt werden, daß im Modell von Zotov-Saleev keine relativistischen Korrekturen berücksichtigt sind.
Im Monte-Carlo-Generator EPJPSI wird die Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton in der Weizsäcker-Williams-Approximation beschrieben. Für das Proton und das vom Elektron emittierte Photon können unterschiedliche Partondichteverteilungen ausgewählt werden. Außerdem wird festgelegt, ob die Partonen im Anfangszustand, d.h. vor der eigentlichen Wechselwirkung, Gluonen abstrahlen (*initial state radiation*). Die Matrixelemente werden in führender Ordnung in α_s berechnet. Dabei werden relativistische Korrekturen berücksichtigt, die eine Relativbewegung der Quarks im J/ψ-Meson beschreiben. Die Fragmentation des Endzustands geschieht im Lund-String-Modell durch das Programm JETSET.

3.2 Colour-Singlet-Modell

Zum Generieren der Ereignisse gemäß dem Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung (CSM) wurde *MRS(A')* [Mar95] als Parametrisierung der Gluondichte im Proton benutzt, *initial state radiation* (Gluonabstrahlung) wurde berücksichtigt. Als Wirkungsquerschnitt für die J/ψ-Produktion durch Photon-Gluon-Fusion ermittelt EPJPSI $\sigma(ep \to J/\psi X) = 11.4\,\mathrm{nb}$. Es wurden 20000 Ereignisse generiert, bei denen nur der Zerfall des J/ψ-Mesons in Myonen berücksichtigt wurde. Daher entspricht diese Anzahl einer Luminosität von $\mathcal{L} = 29.2\,\mathrm{pb}^{-1}$.
Das offene Histogramm in Abbildung 3.2 zeigt die generierten Werte der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, des Impulsanteils des Gluons x_g sowie des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$. Die linken Abbildungen zeigen jeweils alle generierten Ereignisse, bei den rechten sind die Schnitte auf den Polarwinkel ($20° \leq \theta \leq 160°$) und den Impuls ($p > 1.1\,\mathrm{GeV}$) der Zerfallsmyonen angewendet worden, die auch bei der Datenselektion benutzt werden. Der Wirkungsquerschnitt sinkt mit steigendem $W_{\gamma p}$ (a), was durch die Schnitte noch verstärkt wird (b). Er sinkt unabhängig von den Schnitten mit steigendem $p_{t,\psi}^2$. Außerdem erkennt man, daß die J/ψ-Erzeugung bei sehr kleinen Werten von x_g stattfindet (c), wobei die Schnitte diesen Wertebereich stark einschränken (d).
In Abbildung 3.3 a) ist die Abhängigkeit des generierten Myon-Impulses p vom Polarwinkel θ dargestellt. Während die Myonen im Zentralbereich relativ kleine Impulse haben, steigen die Werte in Vorwärts- und in Rückwärtsrichtung stark an. Die offenen Histogramme in Abbildung 3.4 zeigen die Verteilungen von p und θ. Links sind die Verteilungen ohne Schnitte dargestellt, rechts die Impulsverteilung nach dem θ-Schnitt und die Polarwinkelverteilung nach dem p-Schnitt.

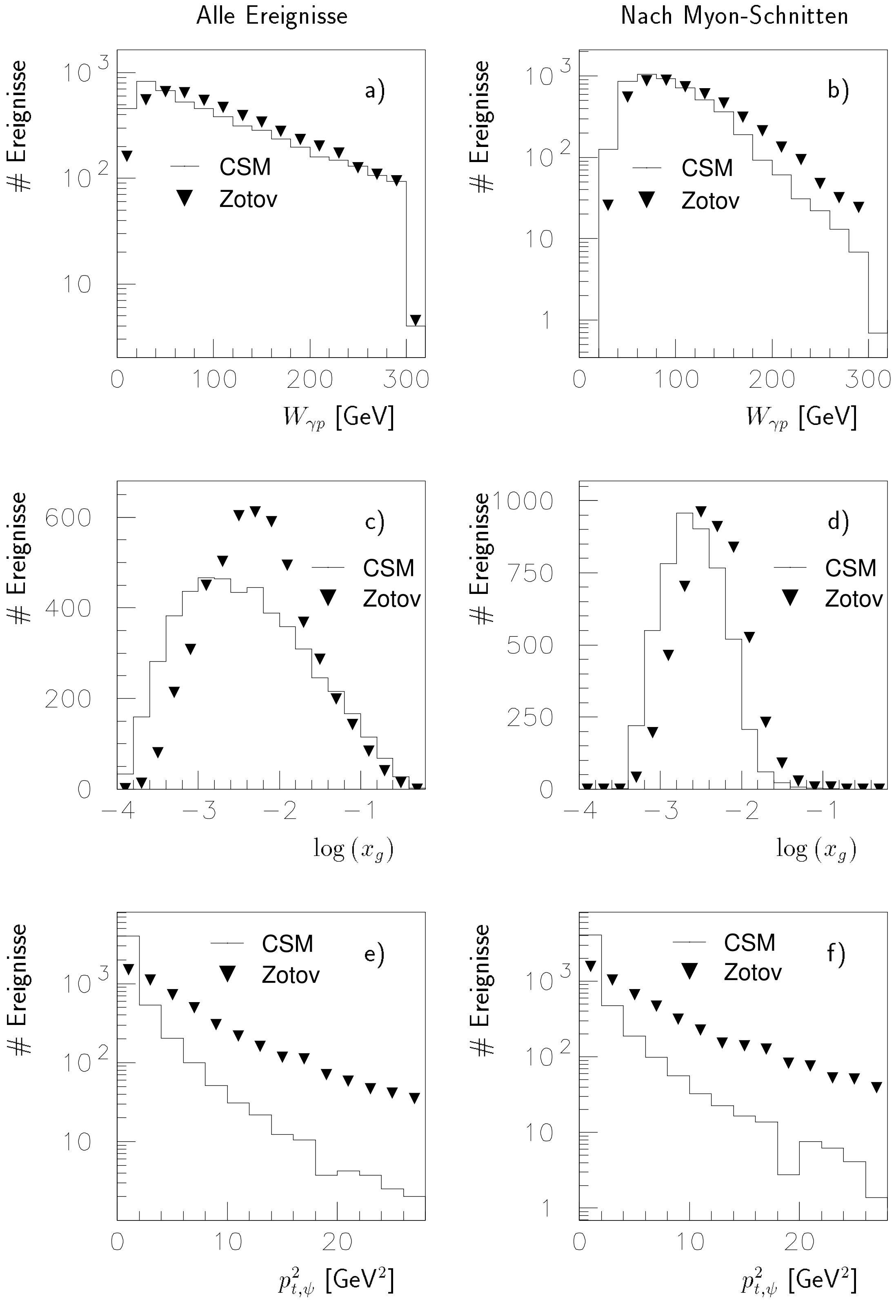


Abbildung 3.2: *Verteilungen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ (oben), des Impulsanteils des Gluons x_g (Mitte) und des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p^2_{t,\psi}$ (unten) für Ereignisse,die gemäß dem Colour-Singlet-Modell (offenes Histogramm) bzw. gemäß dem Zotov-Saleev-Modell (Dreiecke) generiert wurden. Links befinden sich die Verteilungen aller generierten Ereignisse, rechts die nach den Schnitten auf Impuls und Polarwinkel der Myonen. Die Anzahl der Ereignisse ist jeweils auf 5000 normiert.*

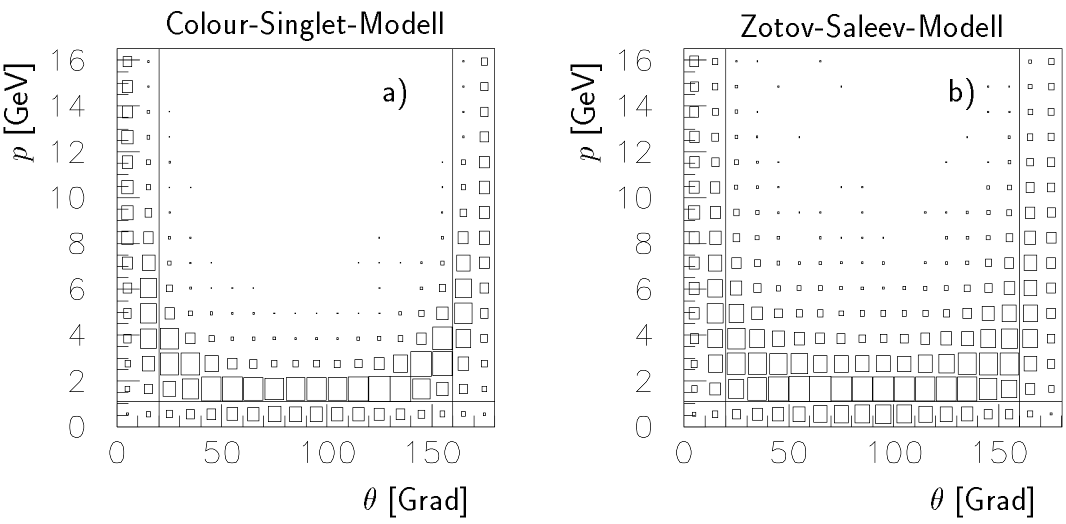


Abbildung 3.3: *Abhängigkeit des Impulses p vom Polarwinkel θ der Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons für Ereignisse, die a) gemäß dem Colour-Singlet-Modell und b) gemäß dem Zotov-Saleev-Modell generiert wurden. Die Linien zeigen die Bedingungen, die in der Datenselektion (Kapitel 5.2.2) an die Myonen gestellt werden.*

3.3 Modell von Zotov-Saleev

Zum Generieren der Ereignisse gemäß dem Modell von Zotov-Saleev wurde die unintegrierte Partondichteveteilung verwendet, die in [Sal96] beschrieben ist, und *initial state radiation* (Gluonabstrahlung) wurde berücksichtigt. Der Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma(ep \to J/\psi X) = 11.6\,\mathrm{nb}$, so daß die 10000 generierten Ereignisse einer Luminosität von $\mathcal{L} = 14.4\,\mathrm{pb}^{-1}$ entsprechen.
In Abbildung 3.2 sind die Verteilungen der kinematischen Variablen $W_{\gamma p}$, x_g und $p_{t,\psi}^2$ für Ereignisse, die mit dem Zotov-Saleev-Formalismus generiert wurden, durch Dreiecke gekennzeichnet. Im Vergleich zum Colour-Singlet-Modell ist die $p_{t,\psi}^2$-Verteilung wesentlich flacher, und zwar unabhängig von den Schnitten auf die Myonen. Die Werte von x_g liegen größtenteils in der Nähe von $\log(x_g) \approx -2.3$, während sie im Colour-Singlet-Modell breiter gestreut sind (c). Dieser Unterschied wird durch die Schnitte deutlich verringert (d). Die Verteilungen von $W_{\gamma p}$ dagegen sind ohne Schnitte sehr ähnlich (a), unterscheiden sich mit den Anforderungen an die Myonen jedoch (b).
In den Abbildungen 3.3 b) und 3.4 (Dreiecke) sind die Impulse und Polarwinkel der Myonen in gleicher Weise dargestellt wie für Ereignisse, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell generiert wurden. Es ist in beiden Abbildugen erkennbar, daß im Zotov-Saleev-Modell die Impulse der Myonen durchschnittlich größer sind als im Colour-Singlet-Modell. Das ist auch nach dem θ-Schnitt zu beobachten (3.4 b). Außerdem liegt ein größerer Teil der Myonen im Zentralbereich, und zwar unabhängig vom Impulsschnitt.

3.4 Der Generator DIFFVM

Der Generator DIFFVM beschreibt die Erzeugung von Vektormesonen in diffraktiven Prozessen. Es können sowohl elastische als auch proton-dissoziative Ereignisse generiert werden. Auch bei diesem Generator können mehrere Parameter verändert werden [Lis93]. In dieser Analyse werden von DIFFVM generierte elastische Ereignisse benutzt, um die Effizienz der Myonerkennung im H1-Detektor bzw. deren Simulation in Monte-Carlo-Ereignissen zu überprüfen (Abschnitt 5.2.1). Da der Wirkungsquerschnitt und die Kinematik der Ereignisse dafür nur von untergeordneter Bedeutung sind, wird hier nicht weiter darauf eingegangen.

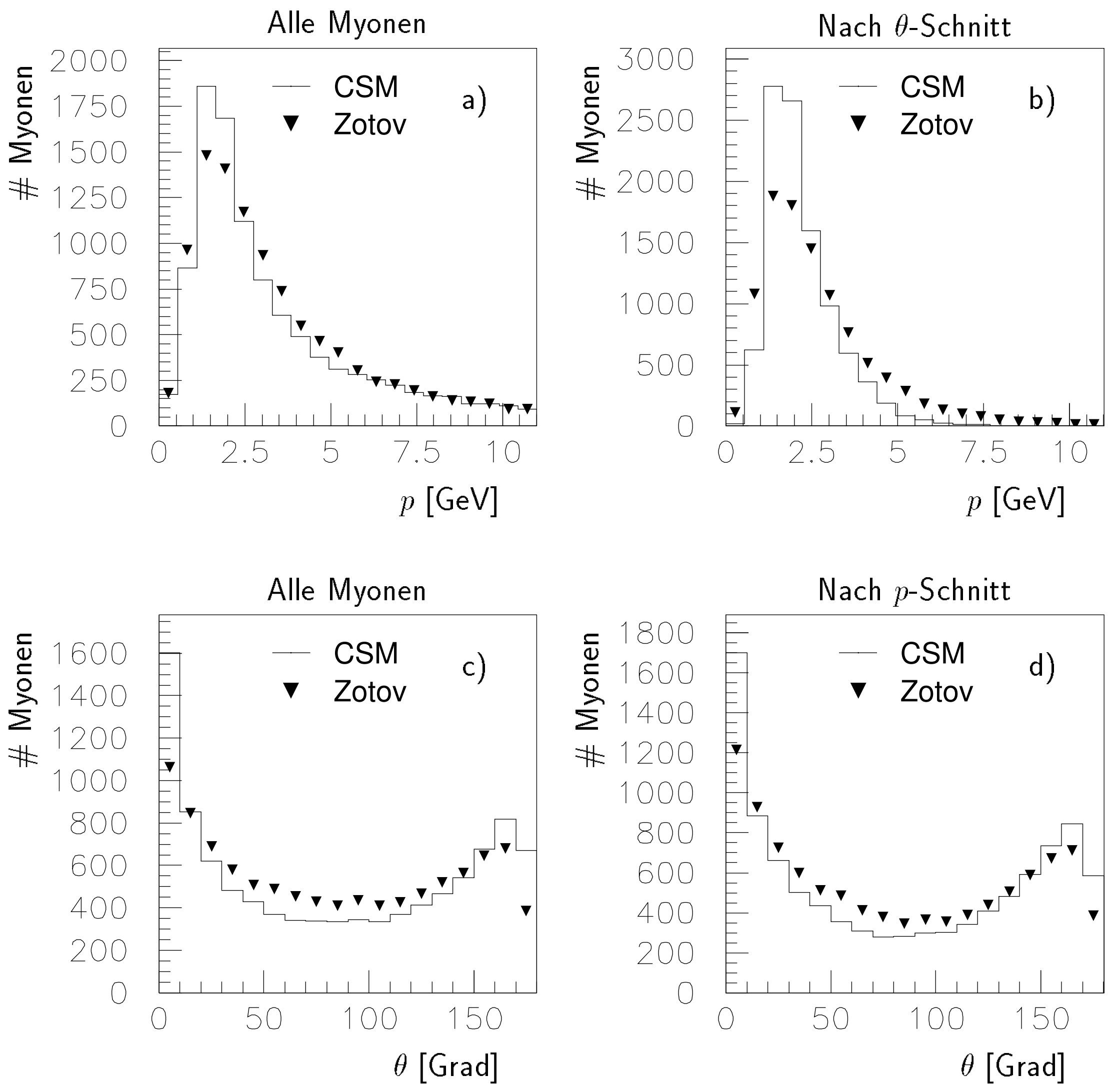


Abbildung 3.4: *Verteilungen des Impulses p (oben) und des Polarwinkels θ (unten) der Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons für Ereignisse, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell (offenes Histogramm) bzw. gemäß dem Zotov-Saleev-Modell (Dreiecke) generiert wurden. a) und c) zeigen die Verteilungen aller Myonen. In b) ist die Impulsverteilung nach einem Schnitt auf den Polarwinkel dargestellt und in d) die Polarwinkelverteilung nach einem Schnitt auf den Impuls. Die Anzahl der Myonen ist jeweils auf 10000 normiert.*

Kapitel 4

Rekonstruktion der Kinematik

Zur Beschreibung der Ereignis-Kinematik werden die in Kapitel 2 erläuterten Größen der Elastizität z und der Skalenvariable y benutzt. Bei den in dieser Analyse untersuchten Photoproduktionsereignissen wird das Positron unter sehr kleinem Winkel gestreut, so daß es im H1-Detektor meist nicht nachgewiesen wird. Deswegen rekonstruiert man die Variable y nach der Methode von Jacquet und Blondel [Jac79] aus den Teilchen im Endzustand. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen, bei denen die berechneten Größen mit den generierten verglichen werden können, wird diese Methode überprüft.

4.1 Methode von Jacquet und Blondel

Die Skalenvariable y ist definiert als (siehe Abschnitt 2.1):

$$y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P} \ . \tag{4.1}$$

P, q und k sind die Viererimpulse des einlaufenden Protons, des emittierten Photons sowie des einlaufenden Positrons. Für das Quadrat der Positron-Proton-Schwerpunktenergie s gilt unter Vernachlässigung der Teilchenmassen:

$$s = 2\,(k \cdot P) = 4 E_e E_p \ . \tag{4.2}$$

Damit läßt sich y darstellen als:

$$y = \frac{2}{s} q \cdot P \ . \tag{4.3}$$

Wegen der Impulserhaltung am Photon-Proton-Vertex gilt

$$q + P = \sum_i P_i \ , \tag{4.4}$$

wobei die Summe über alle Teilchen des Endzustands (mit Ausnahme des gestreuten Positrons) läuft. Wenn man die Masse des Protons weiterhin vernachlässigt, ergibt sich die Berechnung von y nach Jacquet-Blondel:

$$y_{JB} = \frac{2}{s} \sum_i P_i \cdot P \ . \tag{4.5}$$

y_{JB} läßt sich darstellen als Summe der Beiträge des J/ψ-Mesons und des restlichen hadronischen Endzustands:

$$y_{JB} = y_\psi + y_X \ . \tag{4.6}$$

Dabei wird y_ψ aus den Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons berechnet, und y_X aus allen weiteren Teilchen mit Ausnahme des gestreuten Positrons:

$$y_\psi = \frac{1}{2E_e} \sum_{J/\psi} (E - P_z) \tag{4.7}$$

$$y_X = \frac{1}{2E_e} \sum_{X} (E - P_z) \tag{4.8}$$

E und P_z bezeichnen die Energie und die z-Komponente des Impulses eines Teilchens. Im Gegensatz zu $\sum_i P_i$ ist $\sum (E - P_z)$ unempfindlich auf Verluste in Vorwärtsrichtung. Diese werden durch Teilchen verursacht, die den Detektor durch das Strahlrohr verlassen, z.B. Protonfragmente. Andererseits ist bei der Berechnung von $\sum (E - P_z)$ sehr wichtig, daß alle Teilchen in Rückwärtsrichtung einbezogen werden, da für sie $P_z \approx -E$ gilt. Mit Hilfe der Größen y_ψ und y_X läßt sich die Elastizität z ausdrücken als

$$z = \frac{y_\psi}{y_{JB}} \ . \tag{4.9}$$

4.1.1 Bestimmung von y_{JB}

Bei der Ermittlung von y_X genügt es nicht, sich auf Teilchen zu beschränken, die im Spurkammersystem nachgewiesen wurden, da dort nur geladene Teilchen registriert werden. Es muß auch über alle Energiedepositionen im Kalorimeter summiert werden. Das Positron wird nur selten so stark gestreut, daß es das Flüssig-Argon-Kalorimeter erreicht. Im SPACAL dagegen wird es relativ häufig nachgewiesen. Um es von der Summenbildung auszuschließen, wird nur das LAr-Kalorimeter verwendet und das SPACAL nicht berücksichtigt. Das ist nur dann möglich, wenn man davon ausgehen kann, daß im SPACAL auch keine anderen Energiedepositionen vorhanden sind, d.h. daß y_X klein ist. Für große y_X und damit kleine z versagt dieses Vorgehen.
Bei der Berechnung von y_{JB} werden die Spuren benutzt, die durch die Spur-Selektion von Lee West (siehe Abschnitt 5.2.1) als „gut“ klassifiziert werden. Diese „guten“ Spuren werden in das Kalorimeter extrapoliert und alle Energien, die sich in einem Konus mit dem halben Öffnungswinkel α um die verlängerte Spur befinden, bleiben von der Berechnung ausgeschlossen. Damit wird vermieden, daß sowohl die Spur als auch die Energiedeposition eines Teilchens bei der Summation verwendet werden. Für die Fortsetzung der Spuren wurde eine Helix-Extrapolation vom Vertex bis zum Eintrittspunkt in das Kalorimeter mit geradliniger Verlängerung im Kalorimeter benutzt.
Die Informationen über Kalorimeter-Energien stehen in zwei Formen für die Analyse zur Verfügung, zum einen als Energiedeposition pro Kalorimeterzelle und zum anderen als Energie-Schauer (*Cluster*), in dem benachbarte Zellen zusammengefaßt sind. Zur Ermittlung von y_{JB} mit einzelnen Kalorimeterzellen werden die Zellen ausgeschlossen, deren Koordinaten sich im Konus um eine Spur befinden. Bei Verwendung der Energie-Cluster

werden diejenigen nicht berücksichtigt, deren Schwerpunkt im Konus liegt. Die Untersuchung der Rekonstruktion von y_{JB} hat gezeigt, daß bei Benutzung der Energie-Cluster y_{JB} systematisch kleiner ist als das generierte y_{gen}, weil zu viel Energie von der Berechnung ausgenommen wird.
Auf der Basis der Energiedeposition pro Kalorimeterzelle wurde die Berechnung mit unterschiedlichen Konus-Öffnungswinkel α zwischen 0.1 rad und 1.0 rad durchgeführt. Dafür wurden ca. 5000 Ereignisse verwendet, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell generiert wurden, und bei denen $y_{X,gen} < 0.3$ gilt. Die Kriterien für die Beurteilung der Rekonstruktion waren der Mittelwert $\overline{\Delta y}$ und die Streuung $\sigma_{\Delta y}$ des relativen Fehlers $\Delta y = \frac{y_{JB} - y_{gen}}{y_{gen}}$. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengefaßt. Ausgewählt wurde $\alpha = 0.25$ rad als Kompromiß zwischen einem Mittelwert nahe Null und einer kleinen Streuung.

Öffnungswinkel α [rad]	Mittelwert $\overline{\Delta y}$	Streuung $\sigma_{\Delta y}$
1.0	−0.0631	0.1488
0.5	−0.0304	0.1510
0.4	−0.0248	0.1532
0.35	−0.0218	0.1543
0.3	−0.0184	0.1561
0.25	−0.0136	0.1585
0.2	−0.0056	0.1627
0.1	+0.0535	0.2165

Tabelle 4.1: *Test der unterschiedlichen Konus-Öffnungswinkel für die Berechnung von y_{JB} an ca.* 5000 *Monte-Carlo-Ereignissen, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell generiert wurden. Der verwendete Winkel ist markiert.*

4.1.2 Berechnung von $W_{\gamma p}$ und x_g

Aus y_{JB} lassen sich weitere Variablen berechnen, die zur Beschreibung von Ereignissen aus Photon-Gluon-Fusion benutzt werden, und zwar die Schwerpunktenergie im Photon-Proton-System $W_{\gamma p}$ und der Impulsanteil x_g des Gluons am Proton. Für $W_{\gamma p}$ ergibt sich mit der Positron-Proton-Schwerpunktenergie $\sqrt{s}$:

$$W_{\gamma p} = \sqrt{(P+q)^2} \approx \sqrt{2Pq} \approx \sqrt{ys} \; . \tag{4.10}$$

Dabei wird die Protonmasse vernachlässigt und es wird angenommen, daß $Q^2 \approx 0$ gilt. Nimmt man weiter an, daß das vom Proton abgestrahlte Gluon masselos ist, so läßt sich x_g darstellen als (s. Gleichung 2.10):

$$x_g = \frac{1}{ys} \left(\frac{\left(p^*_{t,\psi}\right)^2}{z\,(1-z)} + \frac{m_\psi^2}{z} + Q^2 \right) \; . \tag{4.11}$$

$p^*_{t,\psi}$ ist der Transversalimpuls des J/ψ-Mesons im Photon-Gluon-Schwerpunktsystem. Er kann in guter Näherung durch den Transversalimpuls $p_{t,\psi}$ im Laborsystem ersetzt werden, da bei Ereignissen aus Photoproduktion in der Regel das Photon und das Gluon in Richtung des einlaufenden Positrons bzw. Protons abgestrahlt werden. m_ψ ist die J/ψ-Masse. Damit erhält man:

$$x_g \approx \frac{1}{ys} \left(\frac{p^2_{t,\psi}}{z\,(1-z)} + \frac{m^2_\psi}{z} \right) . \tag{4.12}$$

4.2 Vergleich mit generierten Größen

Die Rekonstruktion der Variablen wurde mit Ereignissen aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung überprüft, die mit dem Monte-Carlo-Generator EPJPSI erzeugt wurden (siehe Abschnitt 3.2). Es wurden alle Ereignisse benutzt, bei denen mindestens zwei Myonen unterschiedlicher Ladung mit einer invarianten Masse im J/ψ-Massenbereich ($2.9\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 3.3\,\mathrm{GeV}$) rekonstruiert wurden. Für diese wurden die rekonstruierten Größen mit den generierten Werten (y, x_g) bzw. den aus generierten Werten berechneten Größen (z) verglichen.

Skalenvariable y_{JB}

Die Verteilung des relativen Fehlers $\Delta y = \frac{y_{JB}-y_{gen}}{y_{gen}}$ ist in Abbildung 4.1 a) dargestellt. Der Mittelwert liegt bei $\overline{\Delta y} = -0.6\%$, die Streuung bei $\sigma_{\Delta y} = 15\%$. Die Verteilung ist nahezu symmetrisch. Abbildung 4.1 b) zeigt Δy als Funktion des generierten y_{gen}, wobei die Rechtecke die zweidimensionale Korrelation verdeutlichen. Für jeden Abschnitt in y_{gen} ist zusätzlich der Mittelwert als Punkt und die Streuung als Fehlerbalken eingezeichnet. Die Abweichung zwischen dem rekonstruierten und dem generierten Wert von y liegt zwischen -2% und $+2\%$. Die Streuung beträgt 11% bis 17%.

Elastizität z

In Abbildung 4.2 ist die relative Abweichung Δz der Elastizität in gleicher Art dargestellt wie Δy in Abb. 4.1. Insgesamt beträgt der Mittelwert $\overline{\Delta z} = 2\%$ bei einer Streuung von $\sigma_{\Delta z} = 16\%$. Die Verteilung hat einen Ausläufer zu positiven Werten von Δz. Aus Abb. 4.2 b) läßt sich ablesen, daß die Verschiebung vor allem von kleinen z herrührt. Die Streuung hat dort einen Wert von etwa 20%, der für große z auf etwa 4% sinkt.

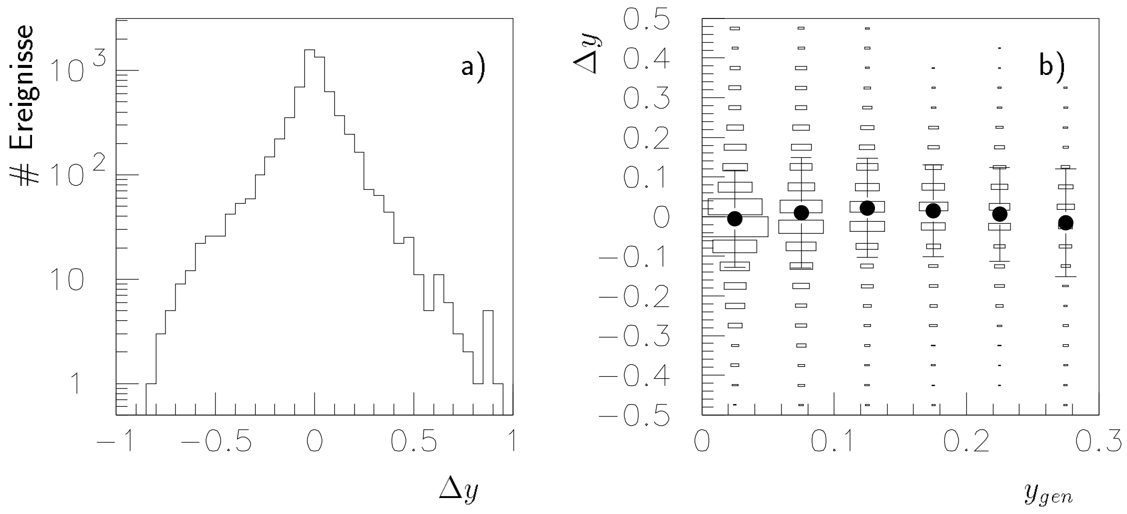


Abbildung 4.1: *a) relative Abweichung* $\Delta y = \frac{y_{JB} - y_{gen}}{y_{gen}}$ *und b) Abhängigkeit der relativen Abweichung* Δy *von* y_{gen} *für simulierte* J/ψ*-Ereignisse aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell. Die Rechtecke zeigen die zweidimensionale Korrelation, die Punkte mit den Fehlerbalken markieren die Mittelwerte und die Streuung.*

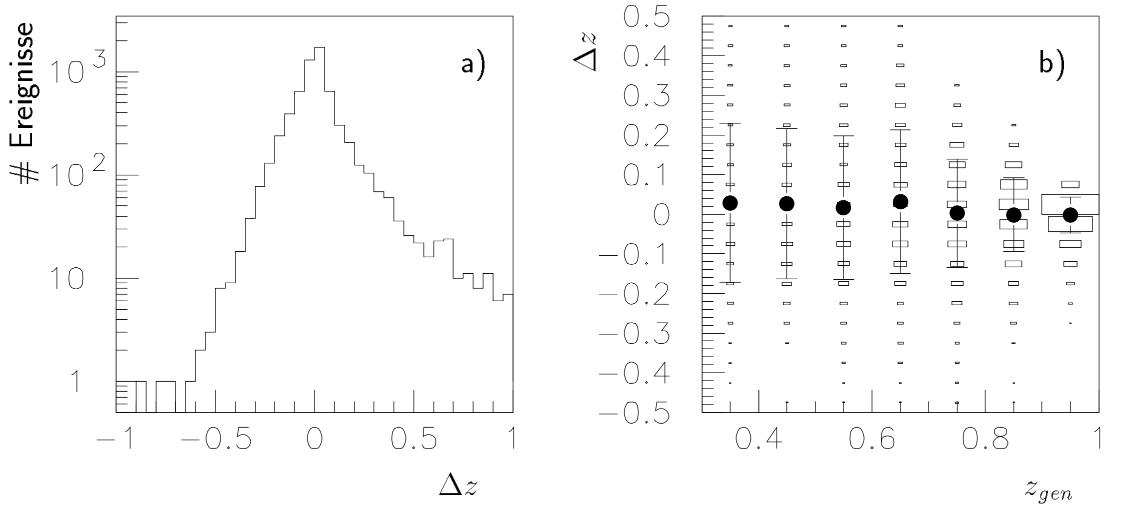


Abbildung 4.2: *a) relative Abweichung* $\Delta z = \frac{z_{rek} - z_{gen}}{z_{gen}}$ *und b) Abhängigkeit der relativen Abweichung* Δz *von* z_{gen} *für simulierte* J/ψ*-Ereignisse aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell. (Bedeutung der Symbole siehe Abbildung 4.1)*

Impulsanteil des Gluons x_g

Der Wert von x_g wird gemäß Gleichung 4.12 aus den rekonstruierten Größen y, z, $p_{t,\psi}$ und m_ψ berechnet, wobei für m_ψ die aus den Zerfallsmyonen rekonstruierte Masse benutzt wird. In Abbildung 4.3 kann man erkennen, daß der Mittelwert bei ca. $\overline{\Delta \log(x_g)} = -2\%$ liegt mit einer Streuung von ca. 8%. Der rekonstruierte Wert ist unabhängig von $\log(x_{g,gen})$ geringfügig zu klein. Die Streuung steigt von ungefähr 4% bei $\log(x_{g,gen}) \approx -3$ auf etwa das doppelte bei $\log(x_{g,gen}) \approx -2$ an.

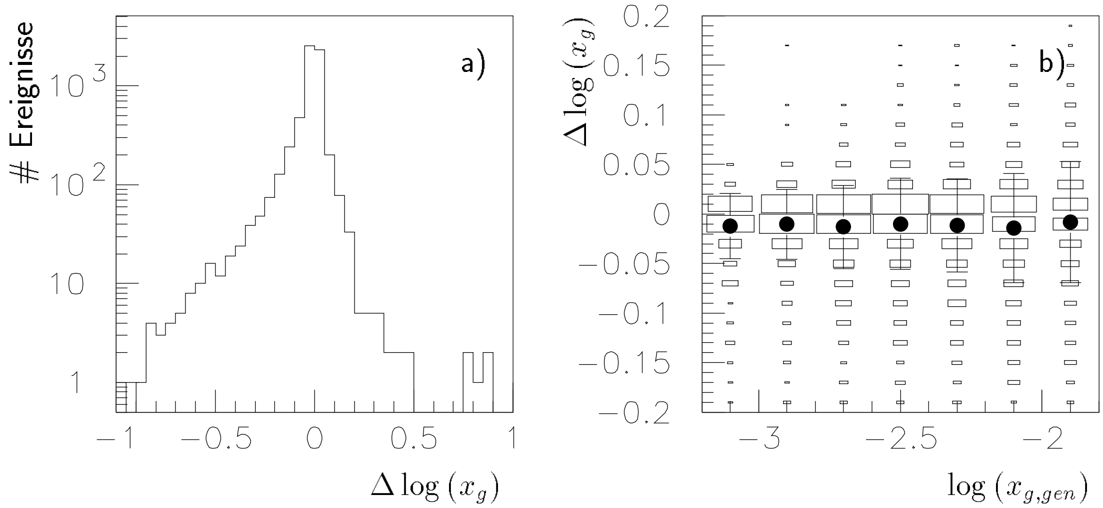


Abbildung 4.3: *a) relative Abweichung* $\Delta \log(x_g) = \frac{\log(x_{g,rek}) - \log(x_{g,gen})}{\log(x_{g,gen})}$ *und b) Abhängigkeit der relativen Abweichung* $\Delta \log(x_g)$ *von* $\log(x_{g,gen})$ *für simulierte* J/ψ*-Ereignisse aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell. (Bedeutung der Symbole siehe Abbildung 4.1)*

Kapitel 5

Ereignisselektion

Um die inelastische Produktion von J/ψ-Mesonen zu untersuchen, müssen die physikalisch interessanten Ereignisse vom Untergrund getrennt werden. Zur Identifizierung des J/ψ-Mesons wird der Zerfall in zwei Myonen benutzt, der eine klare Signatur im Detektor hinterläßt. In diesem Kapitel wird beschrieben, welche Anforderungen an die Myon-Kandidaten gestellt werden und welche weiteren Bedingungen die Ereignisse erfüllen müssen. Außerdem wird mit Hilfe von Monte-Carlo-Ereignissen die Effizienz dieser Schnitte überprüft bzw. ermittelt.

5.1 Runselektion

Es ist notwendig, für die Analyse und zur Bestimmung der Effizienzen nur solche Ereignisse zu verwenden, bei denen alle wichtigen Detektorkomponenten funktionsfähig sind. Um dies feststellen zu können, ist für jedes Ereignis für alle Komponenten der Zustand der Hochspannung aufgezeichnet. In dieser Analyse wird für folgende Systeme verlangt, daß sie mit Hochspannung versorgt wurden:

- zentrale Spurkammern (CJC1 und CJC2)
- zentrale Proportionalkammern (CIP und COP)
- vorderes Spurkammersystem (FTD)
- Flüssig-Argon-Kalorimeter
- Spaghetti-Kalorimeter (SPACAL)
- Instrumentiertes Eisen
- Flugzeitdetektor
- Luminositätssystem

Daraus ergibt sich, daß einige Runs ganz oder teilweise von der Analyse ausgeschlossen werden müssen. Danach verbleibt für das Jahr 1995 eine integrierte Luminosität von

$$\mathcal{L} = 3.8\,\mathrm{pb}^{-1}$$

Für die Datennahmeperiode 1996 ergibt sich

$$\mathcal{L} = 6.9\,\mathrm{pb}^{-1}$$

5.2 Vorselektion

Da bei dieser Analyse zur Identifizierung des J/ψ-Mesons der Zerfall in zwei Myonen genutzt wird, genügt es, nur solche Ereignisse zu untersuchen, die bei der Klassifikation der Klasse 24 zugeordnet wurden. Bedingung hierfür ist u.a., daß mindestens ein Lepton identifiziert wurde (siehe auch Anhang A). Dadurch reduziert sich die Datenmenge bereits um eine Größenordnung. Eine Übersicht über die Auswirkungen der Selektionsschritte auf die Ereigniszahlen gibt Tabelle 5.2 am Ende dieses Kapitels.

5.2.1 Spur- und Myonselektion

Grundlage für die Auswahl der Ereignisse ist die von Lee West entwickelte Spur- und Myonselektion [Wes96]. Die Spurselektion löst die Ambiguitäten auf, die durch den Nachweis eines Teilchens in mehreren Spurkammern entstehen können. Außerdem legt sie fest, welche Bedingungen eine „gute“ Spur erfüllen muß (Anhang B.1). Die Myonselektion basiert auf der Spurselektion und stellt verschiedene Anforderungen an Spuren, die im Kalorimeter bzw. im instrumentierten Eisen als Myonen erkannt werden (Anhang B.2). Dabei sind die Standard-Werte für diese Schnitte so gewählt, daß sie nicht schwächer als die auf L5 geforderten Bedingungen sind. Eine genauere Beschreibung der Spurselektion und der Myonidentifikation im Eisen ist bei [Dre97] zu finden, die Myonerkennung im Kalorimeter wird in [Sch97.2] dargestellt.
Die Effizienz der Myonerkennung wird anhand von Ereignissen bestimmt, die genau zwei „gute“ Spuren besitzen, von denen mindestens eine als Myon erkannt wird. Die beiden Spuren müssen verschiedene Ladungsvorzeichen haben, und ihre invariante Masse muß im J/ψ-Massenbereich liegen. Es wird geprüft, ob die zweite Spur ebenfalls als Myon identifiziert wird. Um sicherzustellen, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit im instrumentierten Eisen nicht durch Ereignisse verfälscht wird, die ausschließlich durch einen Subtrigger mit Eisen-Triggerelementen akzeptiert wurden, wird gefordert, daß weitere, unabhängige Subtrigger angesprochen haben. Dabei handelt es sich für die Datennahmeperiode 1995 um S0, S2, S3, S52 und S54, für 1996 um S3, S4, S8, und S54 (vgl. Abschnitt 1.2.5). Da sich die Daten beider Jahre nicht systematisch unterscheiden, wurde die Untersuchung an einem kombinierten Datensatz durchgeführt. Die Abhängigkeit der Erkennungseffizienz vom Impuls bzw. vom Polarwinkel des Myons ist in Abbildung 5.1 dargestellt.
Um einen Vergleich zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen zu ermöglichen, wurde das gleiche Verfahren auf simulierte Ereignisse angewendet. Dafür wurden elastisch

produzierte J/ψ-Mesonen des Generators DIFFVM benutzt. Auf die Forderung nach unabhängigen Subtriggern mußte verzichtet werden, da die Triggerelemente des SPACAL, die für S0 bis S8 benötigt werden, nicht simuliert waren. Da die Abhängigkeit der Erkennungseffizienz vom Impuls und Polarwinkel betrachtet wird, sollten sich Unterschiede z.B. im Transversalimpulsspektrum der Myonen aber nicht so stark auswirken wie bei einer Gesamteffizienz. Um eine Übereinstimmung der Effizienzen zu erreichen, wie sie Abb. 5.1 zeigt, mußte die Wahrscheinlichkeit der Myonerkennung im Kalorimeter für die Monte-Carlo-Ereignisse um 15% reduziert werden. Das wurde bereits in einer früheren Analyse festgestellt [Sch97.1].

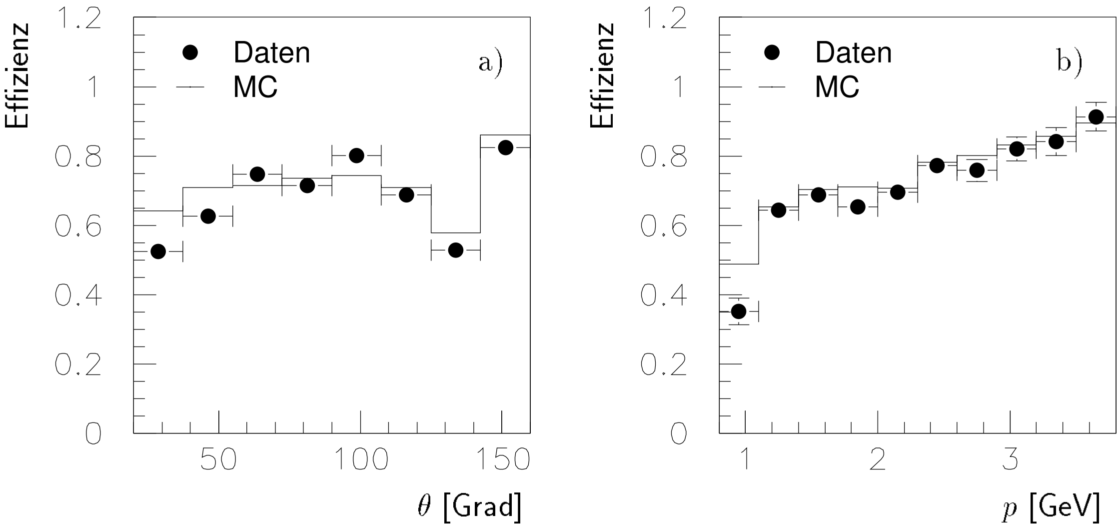


Abbildung 5.1: *Nachweiswahrscheinlichkeit für Myonen - im instrumentierten Eisen* **oder** *im LAr-Kalorimeter identifiziert - als Funktion a) des Polarwinkels und b) des Impulses der Myonen. Die durchschnittliche Erkennungseffizienz beträgt insgesamt ca. 68%, für Impulse $p < 1.1$ GeV jedoch nur 35%.*

5.2.2 Selektion von J/ψ-Kandidaten

Die Informationen der Spur- und Myonselektion werden genutzt, um Ereignisse auszuwählen, die mindestens zwei Myonen unterschiedlicher Ladung mit einer invarianten Masse von mindestens 2 GeV enthalten. Die Myonen müssen sich in einem Polarwinkelbereich von $20° \leq \theta \leq 160°$ befinden, damit sie in den zentralen Spurkammern nachgewiesen werden können. Außerdem soll für ihren Impuls $p > 1.1$ GeV gelten, da unterhalb dieses Wertes die Wahrscheinlichkeit, daß ein Myon identifiziert wird, gering ist.
Um sicherzustellen, daß es sich um inelastische Ereignisse handelt, wird noch mindestens eine weitere „gute" Spur verlangt.
Nach diesen Schnitten erhält man 1995 (1996) etwa 4400 (11500) Ereignisse. Diese lassen sich wie folgt in drei Gruppen einteilen:

- Ereignisse mit gestreutem Positron im SPACAL. Dabei werden die in Tabelle 5.1 angegebenen Schnitte gemacht, um das Positron zu definieren. Es handelt sich 1995 (1996) um ca. 540 (1400) Ereignisse. Sie besitzen einen Viererimpulsübertrag $Q^2 > 1\,\mathrm{GeV}^2$.

- Ereignisse ohne Energiedeposition im SPACAL, d.h. ohne einen Kandidaten für das gestreute Positron in der DELE-Bank ($E_{Cluster} < 4\,\mathrm{GeV}$). Zu dieser Gruppe zählen 1995 bzw. 1996 etwa 3000 bzw. 8100 Ereignisse.

- Ereignisse mit Energiedeposition im SPACAL, die aber den Anforderungen an ein gestreutes Positron nicht genügt. Man erhält 1995 ca. 840 Ereignisse, 1996 ca. 2100.

Weitere Untersuchungen der letzten Gruppe zeigen, daß der größte Teil dieser Ereignisse eine Energiedeposition von mindestens 8 GeV im SPACAL aufweist. Sie erfüllen meist den 5. Schnitt aus Tabelle 5.1 auf die x- bzw. y-Position nicht, da sich der Cluster sehr dicht am Strahlrohr befindet. Daher entstehen solche Ereignisse mit großer Wahrscheinlichkeit ebenso wie die der ersten Gruppe durch tiefinelastische Streuung. Um Ereignisse aus Photoproduktion zu selektieren, wird die mittlere Gruppe ausgewählt.

Anforderungen an das gestreute Positron	
Cluster-Energie	$E_{Cluster} > 8\,\mathrm{GeV}$
Energie in der Vetolage	$E_{Veto} < 1\,\mathrm{GeV}$
Polarwinkel	$151° < \theta_{Positron} < 178°$
z-Position des Cluster	$z_{Cluster} < -160\,\mathrm{cm}$
x- bzw. y-Position des Cluster	$\max(\lvert x_{Cluster}\rvert, \lvert y_{Cluster}\rvert) > 8.7\,\mathrm{cm}$
Abstand zum nächsten BDC-Treffer	$d_{BDC} < 2.8\,\mathrm{cm}$
Cluster-Radius	$R_{Cluster} < 3.4\,\mathrm{cm}$

Tabelle 5.1: *Bedingungen, die ein Energie-Cluster im SPACAL erfüllen muß, um als gestreutes Positron akzeptiert zu werden.*

5.3 Endgültige Schnitte

Für kleine Werte der Elastizität z sind die bisher beschriebenen Schnitte nicht ausreichend, um ein klares J/ψ-Signal zu erhalten (siehe [Böh97]). Im Bereich großer z dagegen versagt das Modell der Photon-Gluon-Fusion. Deshalb werden für die Analyse nur Ereignisse mit $0.3 \leq z \leq 0.9$ benutzt. Nach diesem Schnitt erkennt man für alle drei Gruppen in der Massenverteilung ein inelastisches J/ψ-Signal (Abbildung 5.2). Die Zahl der Ereignisse ist in Tabelle 5.2, Zeile 5 angegeben.

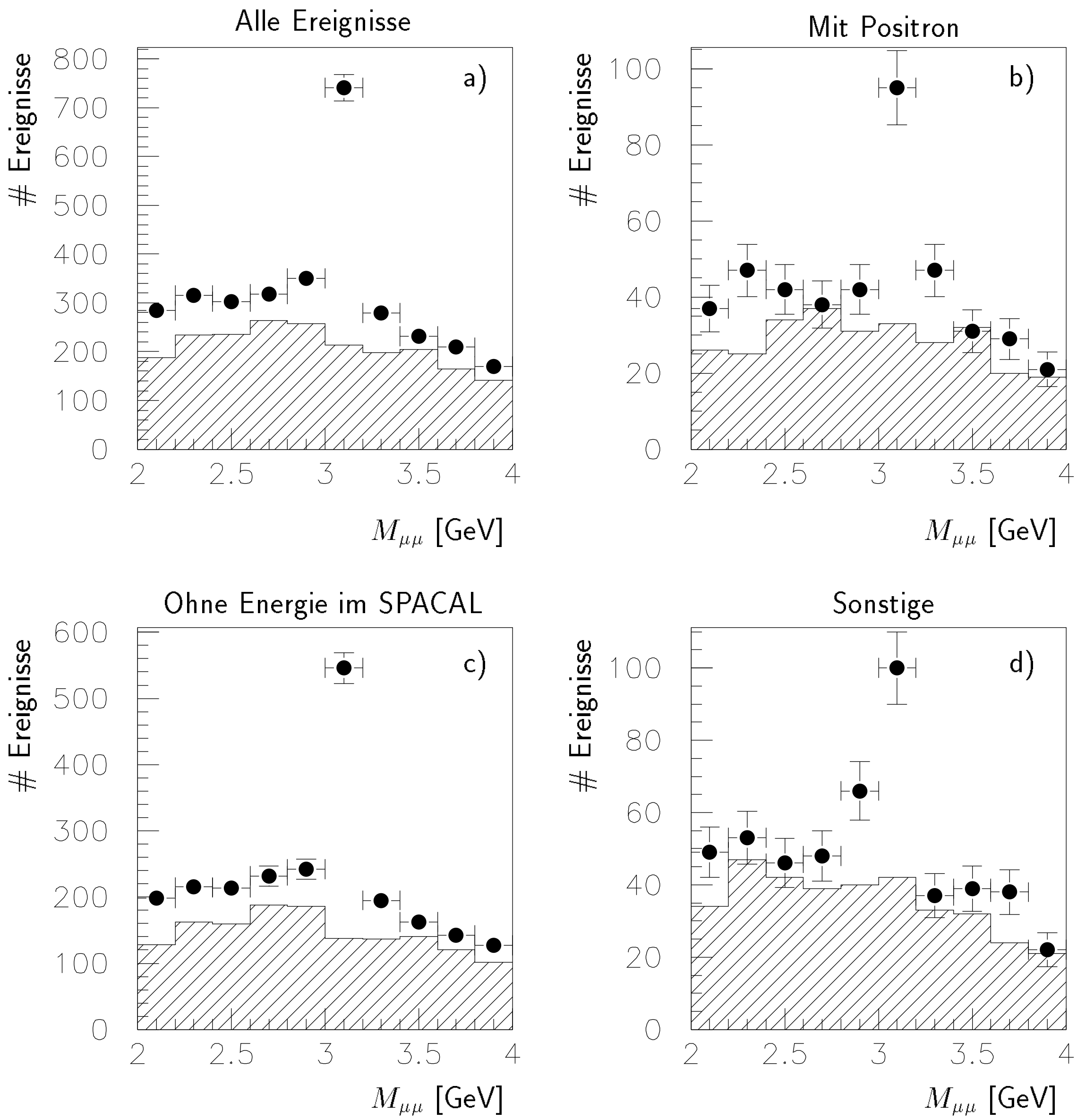


Abbildung 5.2: *Verteilung der invarianten Masse der Myonpaare nach dem Elastizitätsschnitt $0.3 \leq z \leq 0.9$ (Zeile 5 in Tab. 5.2) für die Datennahmeperioden 1995 und 1996 für a) alle Ereignisse, b) Ereignisse mit gestreutem Positron, c) Ereignisse ohne Energie im SPACAL und d) Ereignisse mit Energie im SPACAL, die den Anforderungen an das Positron nicht genügt. Die Punkte bezeichnen Myonpaare unterschiedlicher Ladung. Als Vergleich ist schraffiert jeweils die Verteilung der gleichgeladenen Myonpaare, die die übrigen Bedingungen erfüllen, dargestellt.*

Anhand von simulierten Ereignissen aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell wird überprüft, für welchen Bereich der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ die Analyse mit diesen Schnitten effizient ist. Wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, beschränkt im Bereich kleiner Schwerpunktenergien ($W_{\gamma p} < 40\,\mathrm{GeV}$) vor allem die geometrische Akzeptanz der Myonen, d.h. die Forderung nach $20° \leq \theta_\mu \leq 160°$, die Nachweiswahrscheinlichkeit. Für mittlere $W_{\gamma p}$ ($60\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 140\,\mathrm{GeV}$) ist zwar die Akzeptanz groß, doch hier senken die übrigen Analyse-Schnitte die Effizienz. Insgesamt ist die Effizienz in einem Bereich von $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 200\,\mathrm{GeV}$ ausreichend hoch, um eine Analyse durchführen zu können. Die durchschnittliche Gesamt-Effizienz in diesem Bereich liegt bei ca. 16%. Zu beachten ist dabei noch, daß der Wirkungsquerschnitt für große Schwerpunktenergien sinkt, so daß dort trotz größerer Nachweiswahrscheinlichkeit weniger Ereignisse erwartet werden.

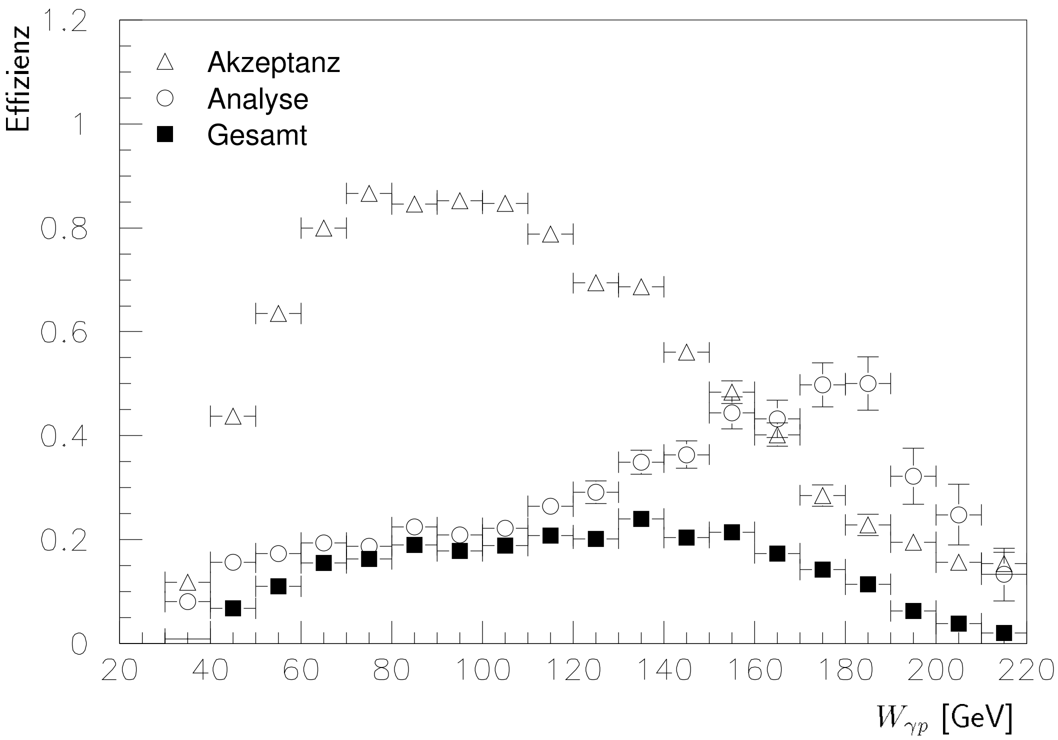


Abbildung 5.3: *Akzeptanz und Analyseeffizienz in Abhängigkeit von der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, bestimmt mit simulierten Ereignissen aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell. Die Dreiecke markieren die geometrische Akzeptanz der Myonen ($20° \leq \theta_\mu \leq 160°$), die Punkte die Effizienz der weiteren Analyse-Schnitte für die Ereignisse, deren Myonen im Akzeptanzbereich liegen. Die Gesamt-Effizienz von Akzeptanz und Analyse für alle Ereignisse ist durch die Quadrate gekennzeichnet. Im Bereich $40\,GeV \leq W_{\gamma p} \leq 200\,GeV$ liegt sie bei durchschnittlich 16%*

Die Zahl der Ereignisse im J/ψ-Massenbereich ($2.9\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$) nach diesen Schnitten liegt 1995 bei 240 und 1996 bei 551 (Zeile 6b, Tabelle 5.2). Nach der Forderung bestimmter Subtrigger erhält man 1995 im J/ψ-Massenbereich 147 Ereignisse, was mit der in [Sch97.1] genannten Zahl von 133 inelastischen J/ψ-Kandidaten für diese Datennahmeperiode ungefähr vergleichbar ist.

Zeile	**Selektionsstufe**	**# Ereignisse 1995**	**# Ereignisse 1996**
1	L5 klassifiziert	$\approx 1.6 \times 10^7$	$\approx 2.6 \times 10^7$
2	L5 Klasse 24	$\approx 9.6 \times 10^5$	$\approx 1.3 \times 10^6$
3	$\mu^+\mu^-$, $M_{\mu\mu} > 2\,\mathrm{GeV}$	≈ 13800	≈ 36000
4	J/ψ-Kandidaten (s. 5.2.2)	≈ 4400	≈ 11500
a	mit Positron	≈ 540	≈ 1400
b	ohne Energie im SPACAL	≈ 3000	≈ 8100
c	sonstige	≈ 840	≈ 2100
5	$0.3 \leq z \leq 0.9$	1431	3543
a	mit Positron	183	470
b	ohne Energie im SPACAL	1020	2487
c	sonstige	228	586
6	ohne Energie im SPACAL, $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 200\,\mathrm{GeV}$	927	2208
a	$2.45\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.75\,\mathrm{GeV}$	519	1133
b	$2.9\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$	240	551
7	Subtrigger	537	1194
a	$2.45\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.75\,\mathrm{GeV}$	289	650
b	$2.9\,\mathrm{GeV} < M_{\mu\mu} < 3.3\,\mathrm{GeV}$	147	346

Tabelle 5.2: *Ereigniszahlen für die Selektionsstufen bei der Analyse inelastisch erzeugter J/ψ-Mesonen. Die genauen Forderungen für die Subtrigger (Zeile 7) werden im nächsten Kapitel erläutert.*

Kapitel 6

Trigger

Da man bei Ereignissen aus Photoproduktion das gestreute Positron meist nicht nachweisen kann, muß der Trigger durch den Endzustand ausgelöst werden. Es ist schwierig, Subtrigger zu finden, die im gesamten kinematischen Bereich der J/ψ-Produktion den Endzustand effektiv erkennen. Trotzdem ist es notwendig, sich auf wenige Subtrigger zu beschränken, deren Triggereffizienz hinreichend genau bestimmt werden kann, um aus den selektierten Ereignissen einen Wirkungsquerschnitt berechnen zu können. Die Triggereffizienz hängt für Myontrigger vom Impuls und Polarwinkel des Myons ab, für Spurtrigger von der Anzahl der Spuren. In Daten stehen nicht genügend Ereignisse zur Verfügung, um die Effizienz der Subtrigger mit anderen, unabhängigen Subtriggern zu ermitteln. Deswegen bestimmt man die Effizienz der Subtrigger mit simulierten Ereignissen. Es muß jedoch überprüft werden, ob die Effizienz der einzelnen Triggerelemente zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen übereinstimmt. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß in den Daten einige Subtrigger untersetzt werden, während dies in der Simulation nicht geschieht.

6.1 Auswahl der Subtrigger

Für die Auswahl der Subtrigger ist wichtig, daß möglichst viele der selektierten J/ψ-Kandidaten aus Photoproduktion durch mindestens einen der Subtrigger akzeptiert werden. Für die folgende Untersuchung wurden die Ereignisse benutzt, die keine Energie im SPACAL haben, zwei entgegengesetzt geladene Myonen mit einer invarianten Masse von mindestens 2 GeV und eine Elastizität von $0.3 \leq z \leq 0.9$.
Um eine Auswahl von Subtriggern zu treffen, wurde zunächst ihre Häufigkeit betrachtet. Die größten Ereigniszahlen waren für die Myon-Trigger S18, S22 (Endkappen) und S19 (Zentralbereich), den Zwei-Spur-Trigger S54 sowie die Elektrontagger-Trigger S83, S84 und S87 zu beobachten (s. Abschnitt 1.2.5). Um einschätzen zu können, wie viele Ereignisse verloren gehen, wenn man auf einen dieser Subtrigger verzichtet, wurden nur die Ereignisse weiter untersucht, bei denen genau ein Subtrigger der Vorauswahl angesprochen hat. Dabei stellte sich heraus, daß es für S18 im Jahr 1996, S84 im Jahr 1995

und S54 in beiden Jahren nur wenige solcher Ereignisse gab. Aus den verbleibenden fünf Subtriggern für jede Datennahmeperiode wurde außerdem S83 entfernt, weil dieser vor allem bei Untergrundereignissen ausgelöst wurde.
Da es im Jahr 1995 bei Run 124255 sehr viele Änderungen in der Zusammensetzung der Subtrigger gegeben hat, wurden die beiden Datensätze bis zu diesem Run und nach diesem Run getrennt untersucht. Es wurde festgestellt, daß S18 vor allem im ersten Teil Ereignisse akzeptiert, während S22 im zweiten Teil beiträgt. Das ist darauf zurückzuführen, daß bis Run 124255 S18 für alle Ereignisse mit Myonen in den Endkappen des instrumentierten Eisens konzipiert war, S22 nur für solche mit Myonen in der hinteren Endkappe. Ab Run 124255 verlangen beide Subtrigger ein Signal in den Endkappen, aber S18 ist für kleine Spurmultiplizitäten ausgelegt, S22 für größere. Also werden die beiden Subtrigger auch nur in dem jeweils sinnvollen Bereich benutzt. S87 wurde erst ab Run 121970 mit dem zweiten Kleinwinkel-Elektron-Detektor bei $z = -43.2\,\mathrm{m}$ ergänzt, der den Bereich $0.04 \leq y \leq 0.24$ akzeptiert. Damit erhält man die in Tabelle 6.1 dargestellten Kombinationen.

Jahr	**Bereich**	**Runs**	**Subtrigger**	**Luminosität**
1995	1	110946 bis 121969	S18 S19	$1.2\,\mathrm{pb}^{-1}$
	2	121970 bis 124254	S18 S19 S87	$1.0\,\mathrm{pb}^{-1}$
	3	124255 bis 131045	S19 S22 S87	$1.6\,\mathrm{pb}^{-1}$
1996		146457 bis 171156	S19 S22 S84 S87	$6.9\,\mathrm{pb}^{-1}$

Tabelle 6.1: *Zusammenstellung der Subtrigger, die in den verschiedenen Zeiträumen gefordert werden.*

Das offene Histogramm in Abbildung 6.1 zeigt die Verteilung der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ der Myonenpaare nach den Selektionsschnitten aus Kapitel 5.3, d.h. für die J/ψ-Kandidaten aus Photoproduktion im Elastizitätsbereich $0.3 \leq z \leq 0.9$ und im Bereich $40\,\mathrm{GeV} < W_{\gamma p} < 200\,\mathrm{GeV}$ der Photon-Proton-Schwerpunktenergie (Zeile 6 in Tabelle 5.2). Schraffiert ist die entsprechende Verteilung nach der Forderung der beschriebenen Subtrigger dargestellt (Zeile 7). Man erkennt, daß durch diese Forderung ca. 30% bis 50% der Ereignisse von der Analyse ausgeschlossen werden. Das Verhältnis des J/ψ-Signals zum Untergrund verschlechtert sich nicht.

Abbildung 6.2 zeigt die Verteilung der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ der Myonenpaare nach den Selektionsschnitten (Kap. 5.3) für a) die Summe der Subtrigger und einzeln für die Subtrigger b) S18, c) S19, d) S22, e) S84 und f) S87. Bei allen Subtriggern ist ein J/ψ-Signal zu erkennen, bei S18 jedoch weniger deutlich als bei den anderen. Das kann zum Teil darauf zurückgeführt werden, daß dieser Subtrigger nur in einem eingeschränkten Zeitraum benutzt wird. Außerdem haben Teilchen im Vorwärts- und Rückwärtsbereich des Detektors häufig größere Impulse als im Zentralbereich, so daß in den Endkappen des instrumentierten Eisens mehr fehlidentifizierte Hadronen erwartet werden als im Barrel. Dafür spricht auch, daß S22 als zweiter Subtrigger, der nur Elemente der Endkappen enthält, ebenfalls deutlich mehr Untergrund akzeptiert als S19 (Zentralbereich). Die bei-

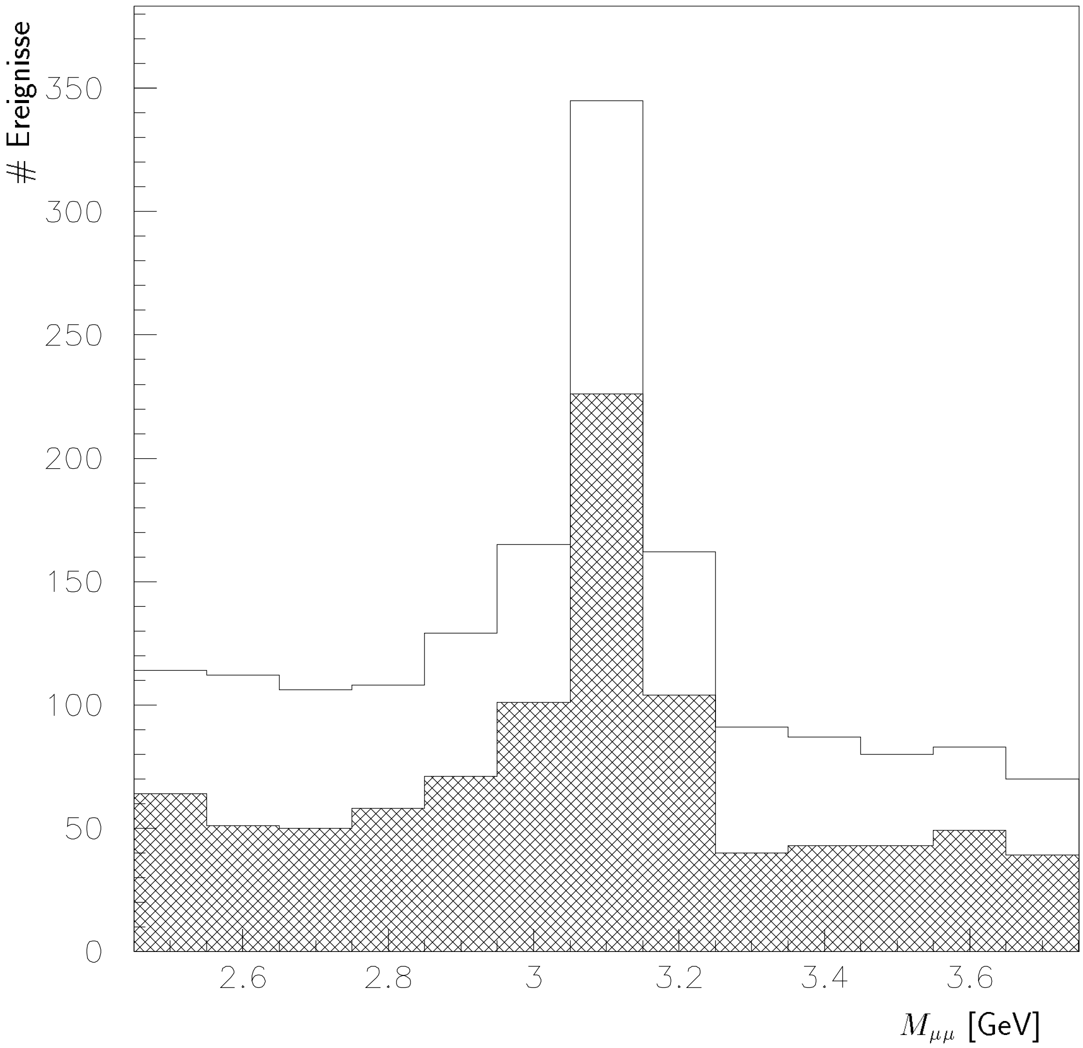


Abbildung 6.1: *Verteilungen der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ der Myonenpaare der J/ψ-Kandidaten aus Photoproduktion im Elastizitätsbereich $0.3 \leq z \leq 0.9$ und im Bereich $40\,GeV < W_{\gamma p} < 200\,GeV$ der Photon-Proton-Schwerpunktenergie (Zeile 6 in Tabelle 5.2). Das offene Histogramm zeigt die Verteilung ohne Forderung der Subtrigger S18, S19, S22, S84 und S87, das schraffierte Histogramm mit dieser Forderung (Zeile 7 in Tabelle 5.2).*

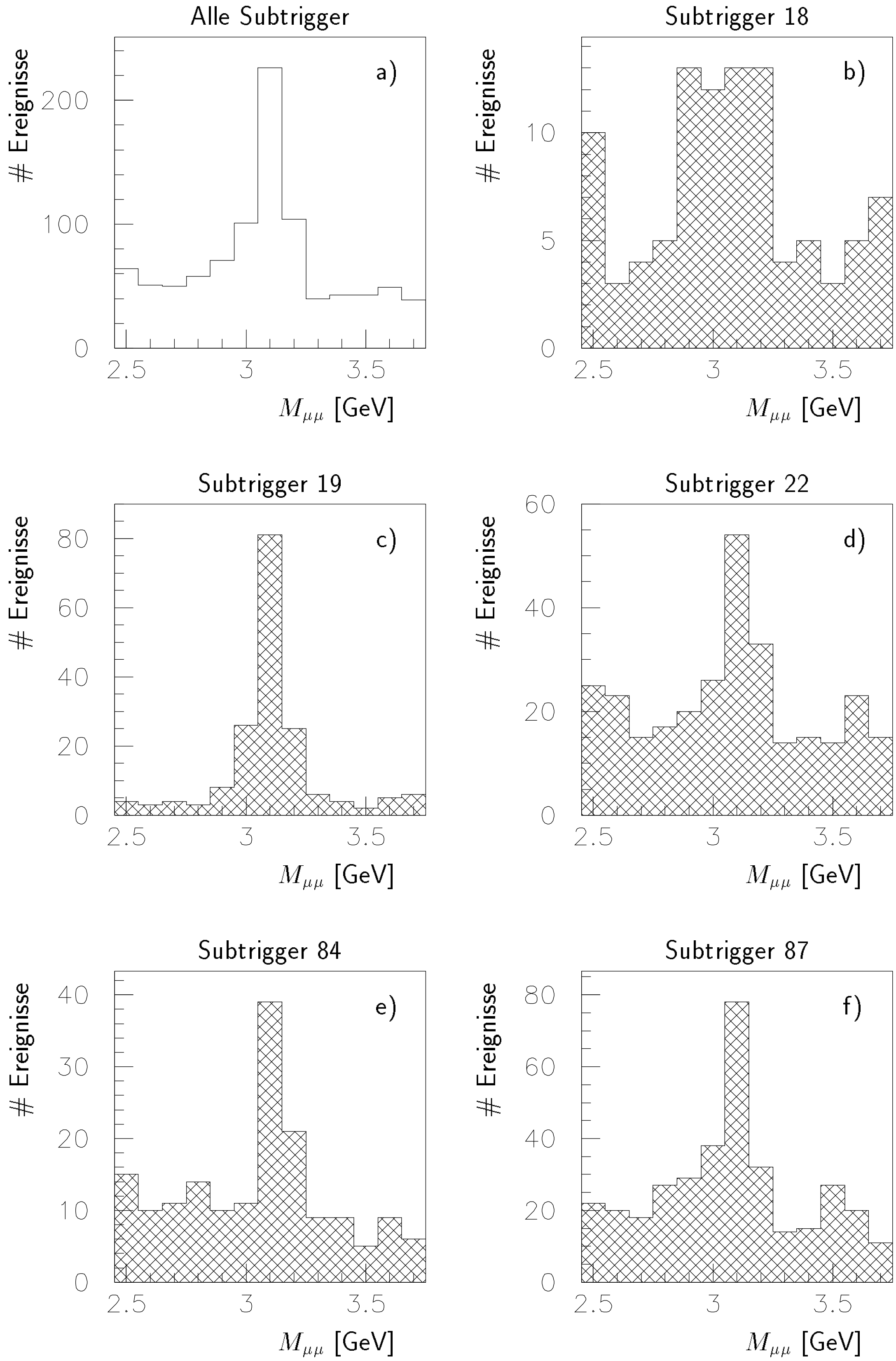


Abbildung 6.2: *Verteilungen der invarianten Masse $M_{\mu\mu}$ der Myonenpaare a) für die Summe aller Subtrigger (offenes Histogramm) und b) bis d) für die einzelnen Subtrigger (schraffiert). Es wurden die selektierten Ereignisse aus Kapitel 5.3 berücksichtigt, d.h. J/ψ-Kandidaten aus Photoproduktion mit $0.3 \leq z \leq 0.9$ und $40\,GeV < W_{\gamma p} < 200\,GeV$ (Tabelle 5.2, Zeile 7).*

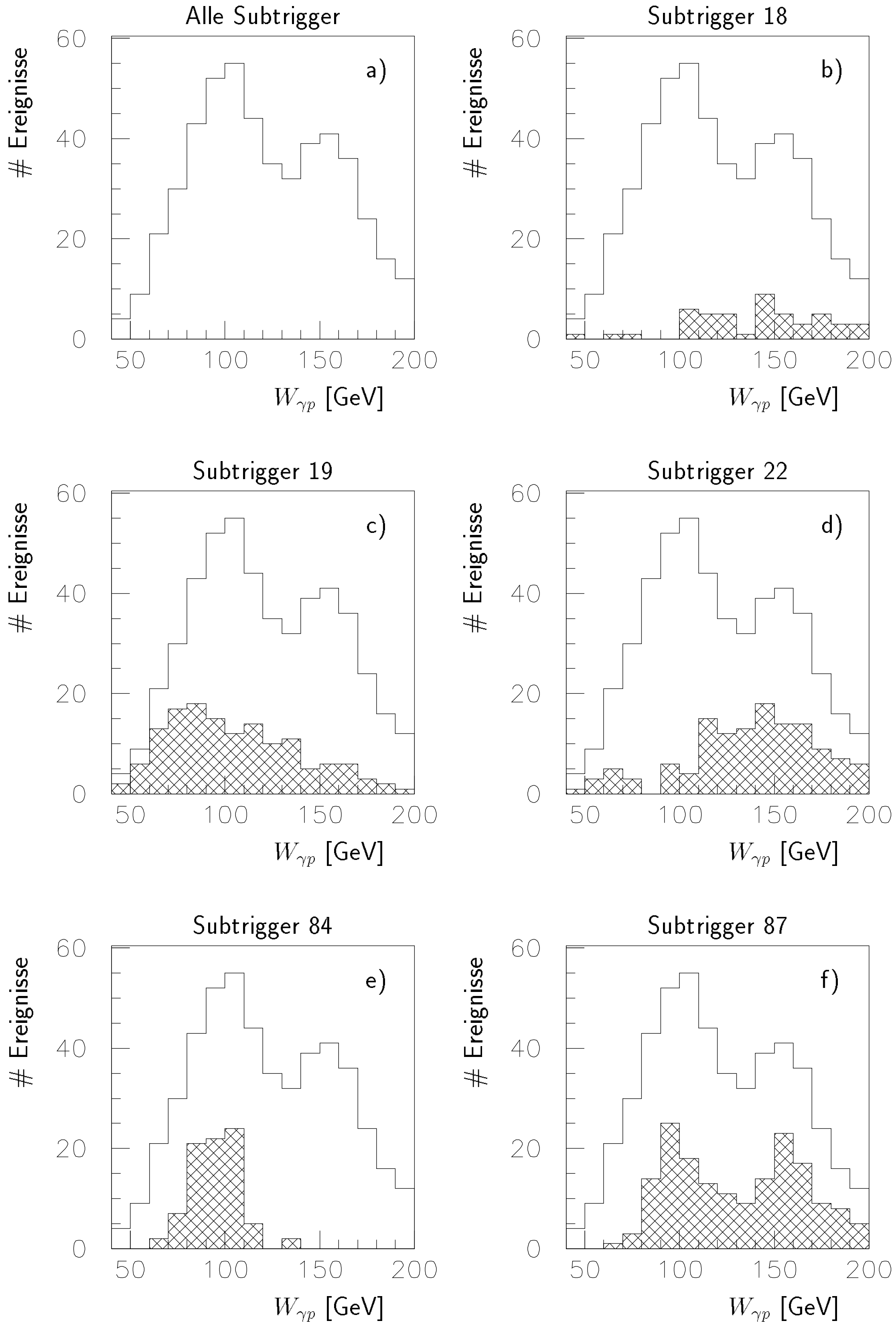


Abbildung 6.3: *Verteilungen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ a) für die Summe aller Subtrigger (offenes Histogramm) und b) bis d) für die einzelnen Subtrigger (schraffiert). Es wurden die selektierten Ereignisse aus Kapitel 5.3 berücksichtigt, für deren invariante Masse $2.9\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 3.3\,GeV$ gilt (Tabelle 5.2, Zeile 7b).*

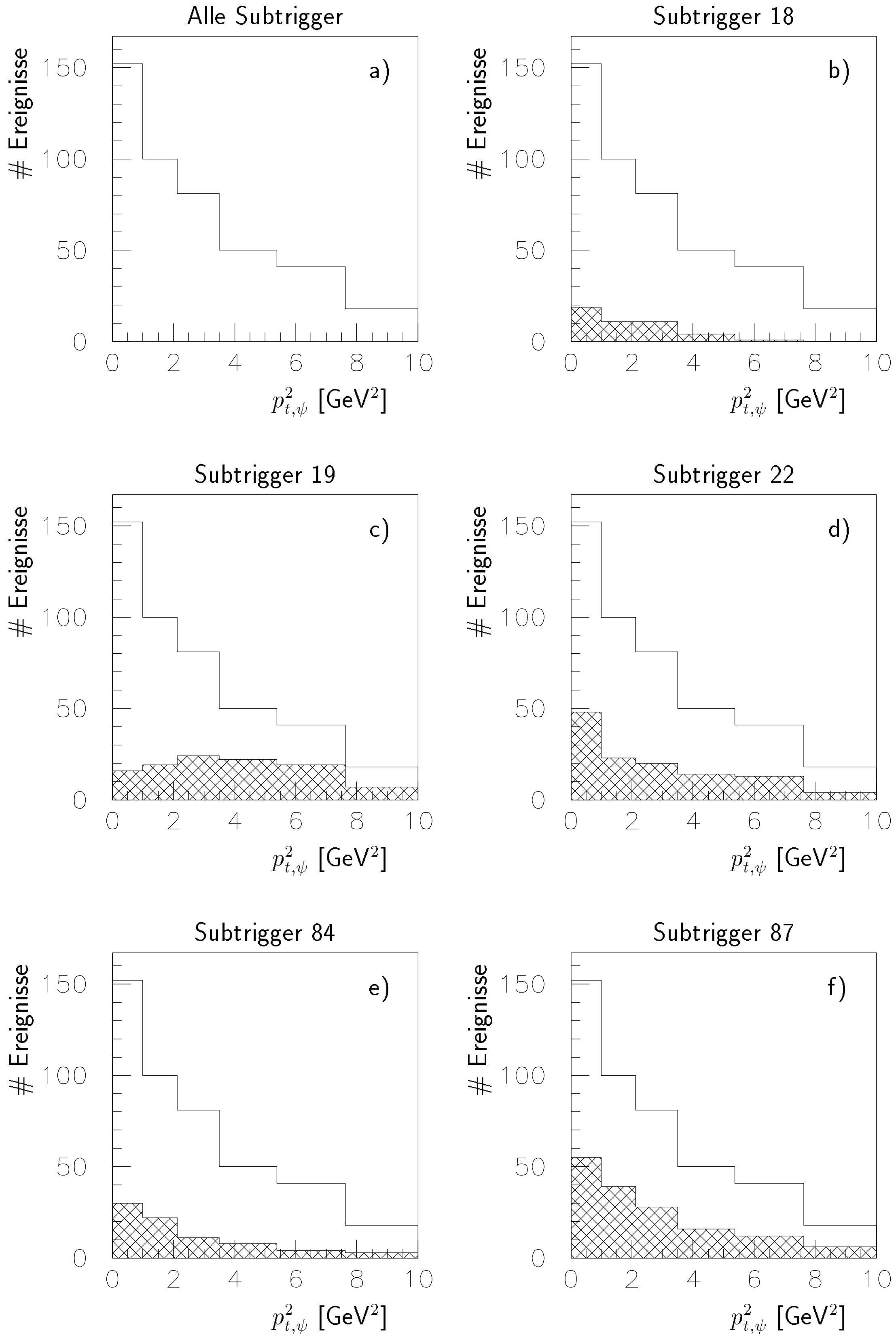


Abbildung 6.4: *Verteilungen des Quadrates des Transversalimpulses $p_{t,\psi}$ des J/ψ-Mesons a) für die Summe aller Subtrigger (offenes Histogramm) und b) bis d) für die einzelnen Subtrigger (schraffiert). Es wurden die selektierten Ereignisse aus Kapitel 5.3 berücksichtigt, für deren invariante Masse $2.9\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 3.3\,GeV$ gilt (Tabelle 5.2, Zeile 7b).*

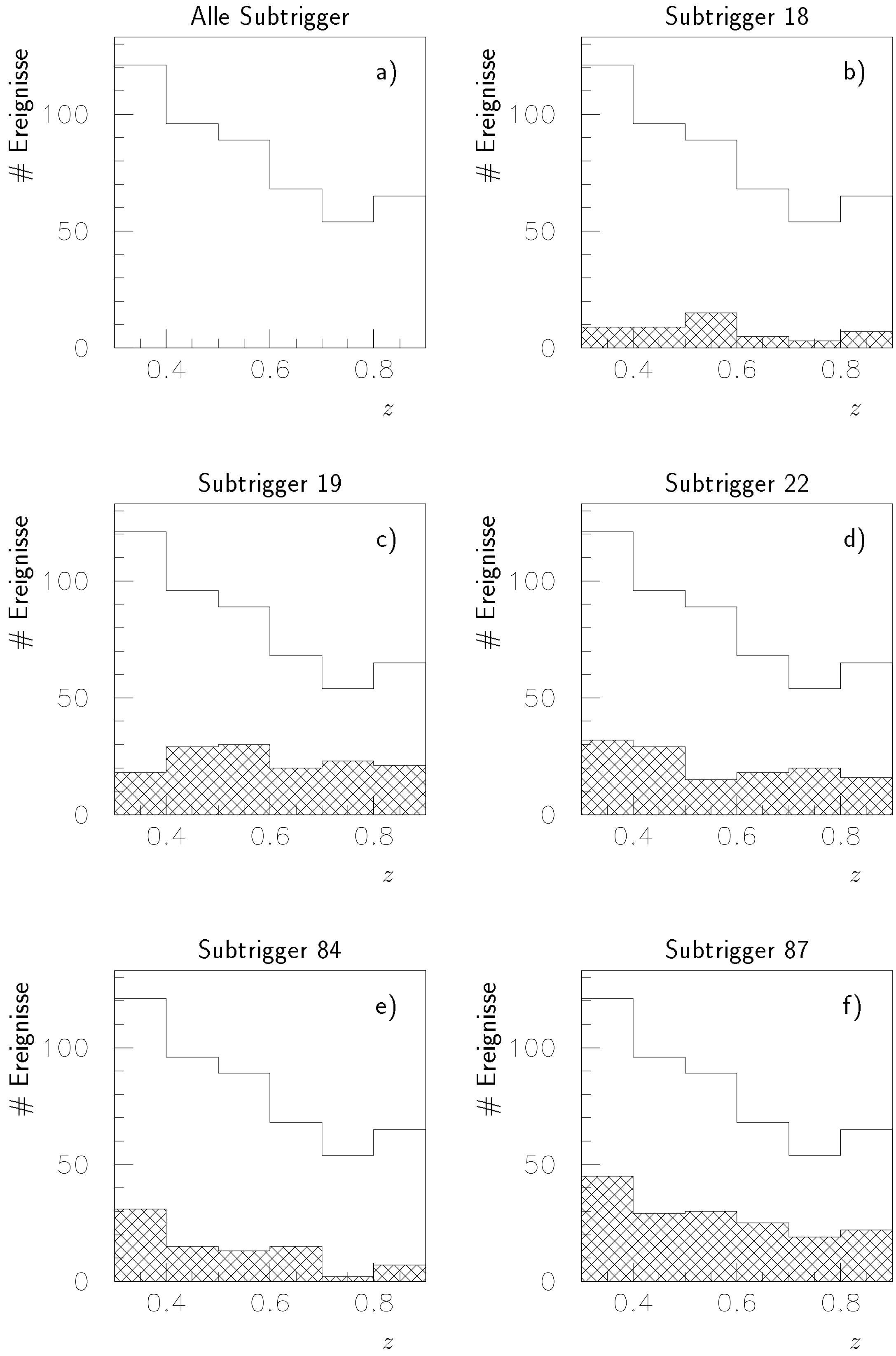


Abbildung 6.5: *Verteilungen der Elastizität z a) für die Summe aller Subtrigger (offenes Histogramm) und b) bis d) für die einzelnen Subtrigger (schraffiert). Es wurden die selektierten Ereignisse aus Kapitel 5.3 berücksichtigt, für deren invariante Masse* $2.9\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 3.3\,GeV$ *gilt (Tabelle 5.2, Zeile 7b).*

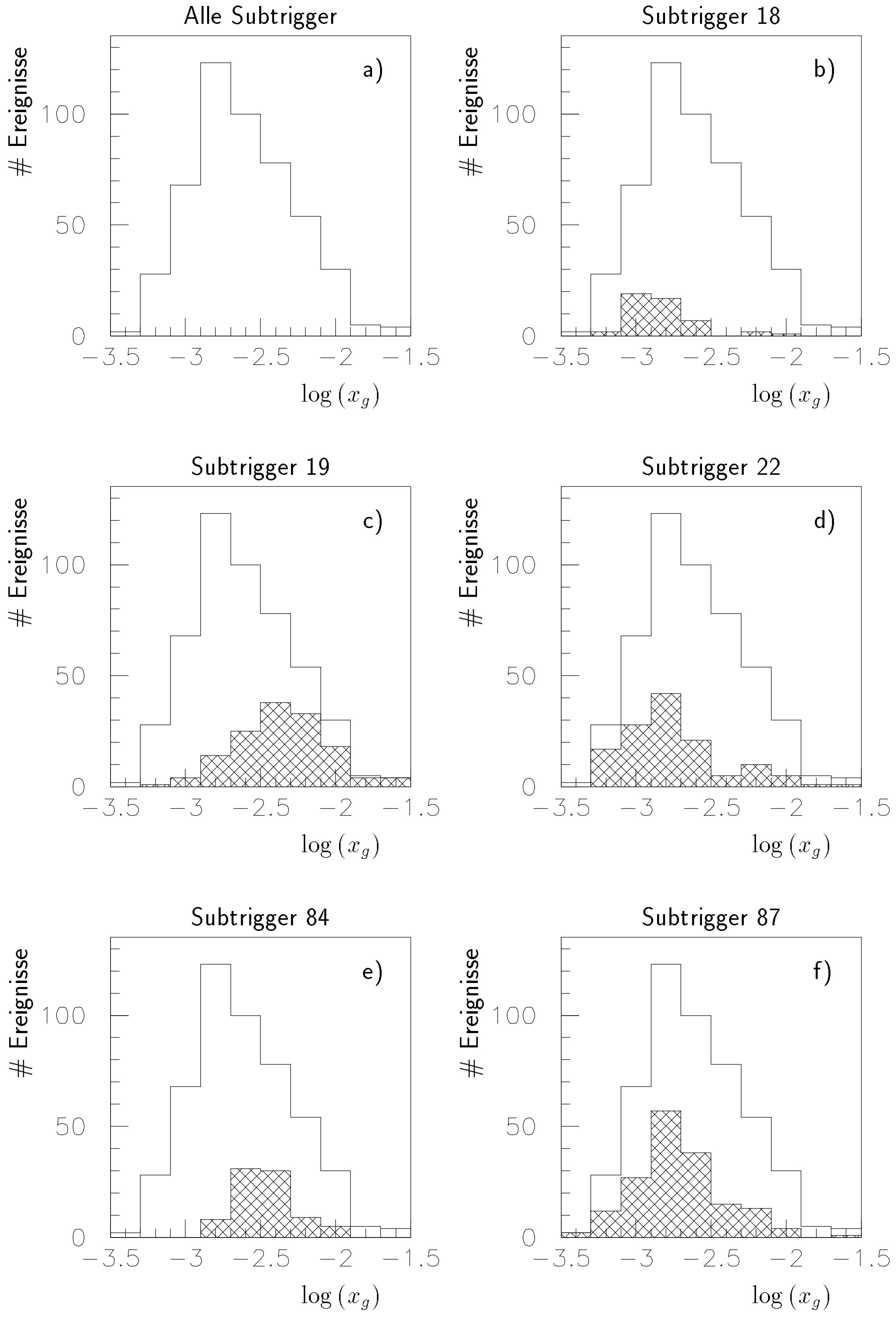


Abbildung 6.6: *Verteilungen des Impulsanteils des Gluons am Proton x_g a) für die Summe aller Subtrigger (offenes Histogramm) und b) bis d) für die einzelnen Subtrigger (schraffiert). Es wurden die selektierten Ereignisse aus Kapitel 5.3 berücksichtigt, für deren invariante Masse $2.9\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 3.3\,GeV$ gilt (Tabelle 5.2, Zeile 7b).*

den Subtrigger mit Elementen der Kleinwinkel-Elektron-Detektoren, S84 und S87, zeigen beide ein mittleres Untergrund-Niveau.
Die einzelnen Subtrigger sprechen in unterschiedlichen Bereichen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, des Quadrats des Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$ des J/ψ-Mesons, der Elastizität z und des Impulsanteils des Gluons am Proton x_g an. In den Abbildungen 6.3 bis 6.6 ist dies veranschaulicht. In Abbildung 6.3 e) und f) kann man für S84 und S87 die Abhängigkeit der Akzeptanz der Kleinwinkel-Elektron-Detektoren von der Skalenvariable y und damit von $W_{\gamma p}$ erkennen. Diese Abhängigkeit wirkt sich auch auf die Summe der Subtrigger aus (a). Die Subtrigger für die Endkappen des instrumentierten Eisens, S18 (b) und S22 (d), akzeptieren viele Ereignisse bei großen $W_{\gamma p}$, während im Zentralbereich S19 (c) oft bei kleinen $W_{\gamma p}$ anspricht.
Abbildung 6.4 zeigt, daß S19 erst bei J/ψ-Mesonen mit großen Transversalimpulsen effizient wird, während die Verteilungen für die anderen vier Subtrigger sowie für die Summe der Subtrigger durch die Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit steigendem $p_{t,\psi}$ dominiert sind. Die Verteilungen der Elastizität zeigen keine starke Abhängigkeit der Subtrigger von z (Abbildung 6.5). Insgesamt werden zwar mehr Ereignisse bei kleinen Elastizitäten akzeptiert, doch in diesem Bereich gibt es auch mehr Untergrund (Kap. 7.1.1). Für den Bereich großer x_g ist S19 besonders wichtig, die anderen vier Subtrigger sprechen bei kleinen und mittleren x_g an (Abbildung 6.6).

6.2 Effizienz der Triggerelemente

Um die Effizienz einzelner Triggerelemente zu bestimmen, benutzt man unabhängige Subtrigger, die kein Triggerelement der jeweiligen Detektorkomponente enthalten. Wenn einer der unabhängigen Subtrigger ein Ereignis akzeptiert hat, wird geprüft, ob das zu untersuchende Triggerelement gesetzt ist. Dieses Verfahren wird bei Daten und bei simulierten Ereignissen verwendet. Abhängig von Ereignisobservablen wie der Elastizität z, der Skalenvariable y oder der Anzahl der „guten“ Spuren N_{gut} bzw. vom Impuls p und Polarwinkel θ eines Myons kann so verglichen werden, ob die Simulation die tatsächlichen Effizienzen wiedergibt.

6.2.1 z-Vertex-Trigger

Da die Elemente des z-Vertex-Triggers sensitiv für die Anzahl und Verteilung der Spuren in einem Ereignis sind, ist es wichtig, daß alle für die Untersuchung dieser Elemente benutzten Daten J/ψ-Mesonen enthalten oder solchen Ereignissen ähnlich sind. Außer zwei Myonen mit entgegengesetzter Ladung und einer invarianten Masse von mindestens 2 GeV wird gefordert, daß die Myonen Impulse von $p > 1.1$ GeV und Polarwinkel im Bereich ($20° \leq \theta \leq 160°$) haben und daß für die Elastizität $z > 0.3$ gilt. Als unabhängige Subtrigger wurden solche mit SPACAL-Elementen (S0 bis S3, S7) oder mit Elektrontagger-Elementen (S82, S84, S87) benutzt, wobei einige nur in einem eingeschränkten Zeitabschnitt verwendet werden können. In einigen dieser Subtrigger ist außerdem das

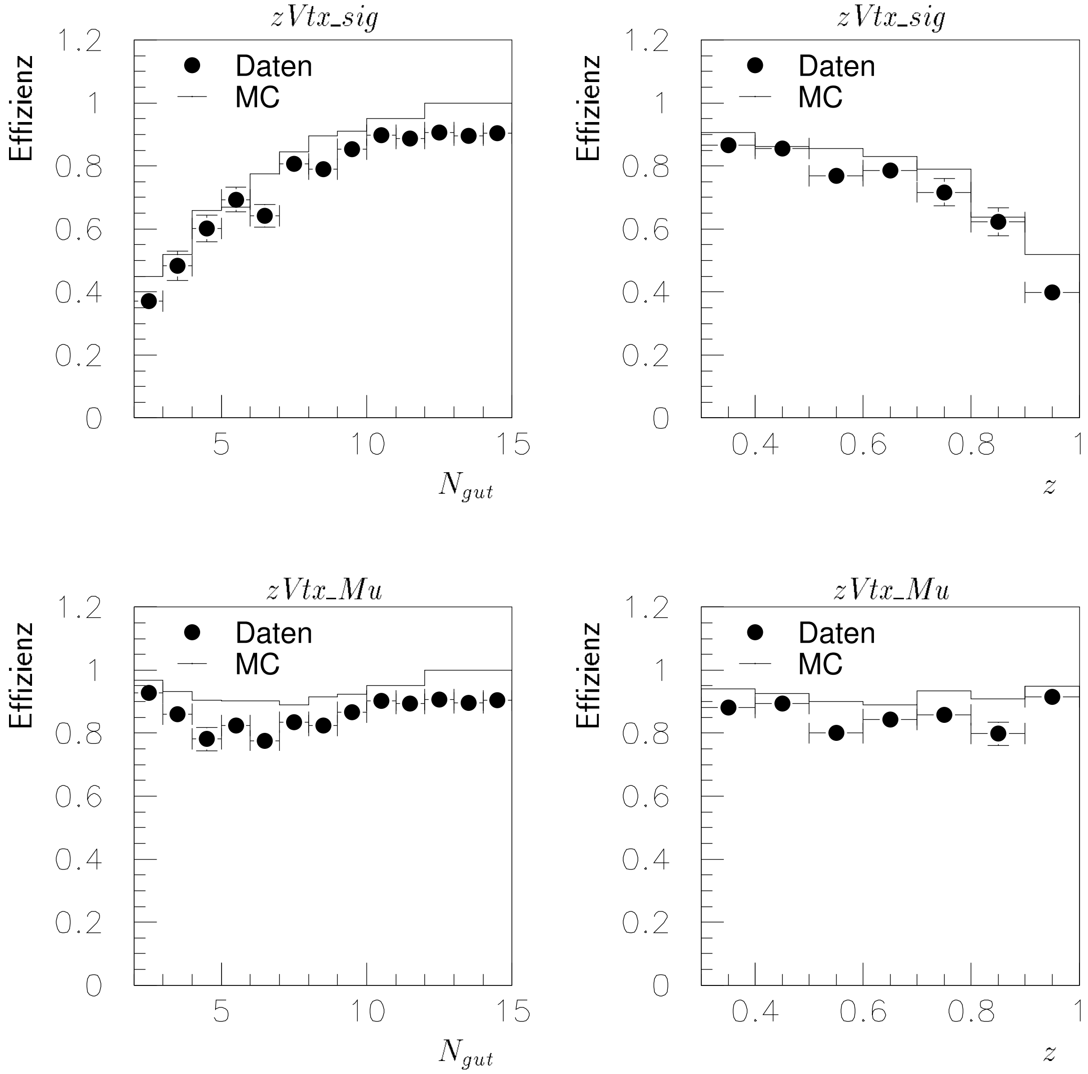


Abbildung 6.7: *Effizienz der Elemente des z-Vertex-Triggers* zVtx_sig *(oben) und* zVtx_Mu *(unten) als Funktion der Anzahl der „guten“ Spuren N_{gut} (links) bzw. der Elastizität z (rechts).*

Element *zVtx_T0* enthalten, das aber nur mindestens einen Eintrag im z-Vertex-Histogramm verlangt und deshalb keine großen Auswirkungen auf die Bestimmung der Effizienz haben sollte. Da eine Überprüfung keine systematischen Abweichungen zwischen den Daten der Jahre 1995 und 1996 gezeigt hat, wurden beide Datennahmeperioden kombiniert. Die verwendeten simulierten Ereignisse wurden mit dem Monte-Carlo-Generator EPJPSI produziert. Es handelt sich um Ereignisse mit J/ψ-Mesonen, die in Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell erzeugt wurden.
Abbildung 6.7 zeigt, daß die Simulation für die benutzten Triggerelemente *zVtx_sig* und *zVtx_Mu* gut mit den Daten übereinstimmt. Bei einer großen Anzahl von „guten" Spuren erreicht die Simulation allerdings Effizienzen von 100%, während die Daten ca. 90% nicht überschreiten. Bei der Darstellung der Effizienz von *zVtx_sig* gegen die Elastizität z fällt auf, daß die Abweichung vor allem bei großen z zu sehen ist. Diese Ereignisse haben meist nur wenige „gute" Spuren. Generell ist zu beobachten, daß die Effizienz der Simulation ca. 5% bis 10% über den Werten der Daten liegt, so daß bei der Berechnung eines Wirkungsquerschnitts ein Korrekturfaktor angebracht werden sollte.

6.2.2 DCRΦ-Trigger

Die Subtrigger, durch die Ereignisse mit inelastisch oder elastisch erzeugten J/ψ-Mesonen hauptsächlich akzeptiert werden, enthalten mindestens ein Element des DCRΦ-Triggers. Deshalb ist es nicht möglich, unabhängige Subtrigger zu finden, die bei einer ausreichenden Anzahl solcher Ereignisse angesprochen haben. Die Untersuchung kann also nicht auf die gleiche Art wie beim z-Vertex-Trigger erfolgen. Es wird aber regelmäßig überprüft, wie die Effizienz für das Ansprechen einer Triggermaske vom Impuls und Polarwinkel einer nachgewiesenen Spur abhängt. Dementsprechend wird die Triggersimulation angepaßt [Tsi97].

6.2.3 Myontrigger des instrumentierten Eisens

Als Grundlage zur Untersuchung der Triggerelemente des instrumentierten Eisens dienten alle Daten der Jahre 1995 und 1996, bei denen mindestens zwei Myonen mit einer invarianten Masse von mindesten 2 GeV im Eisen oder im Kalorimeter identifiziert wurden. Also sind auch diffraktiv produzierte J/ψ-Mesonen enthalten. Zuvor wurde überprüft, daß sich die Datennahmeperioden nicht systematisch unterscheiden. Die Effizienz wird anhand solcher Ereignisse ermittelt, bei denen genau ein Myon im instrumentierten Eisen nachgewiesen wurde. Als unabhängige Subtrigger werden vor allem solche mit Bedingungen aus dem SPACAL (S0 bis S3, S7) oder den Kleinwinkel-Elektron-Detektoren (S82 bis S84) benutzt. Auch einige topologische Trigger (z.B. S54) werden verwendet. Bei dieser Untersuchung wird die Wahrscheinlichkeit ermittelt, mit der ein Myon, das das instrumentierte Eisen durchquert, das entsprechende Triggerelement auslöst. Dabei wird nicht berücksichtigt, daß die Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons häufig das instrumentierte Eisen wegen ihres geringen Impulses nicht erreichen.

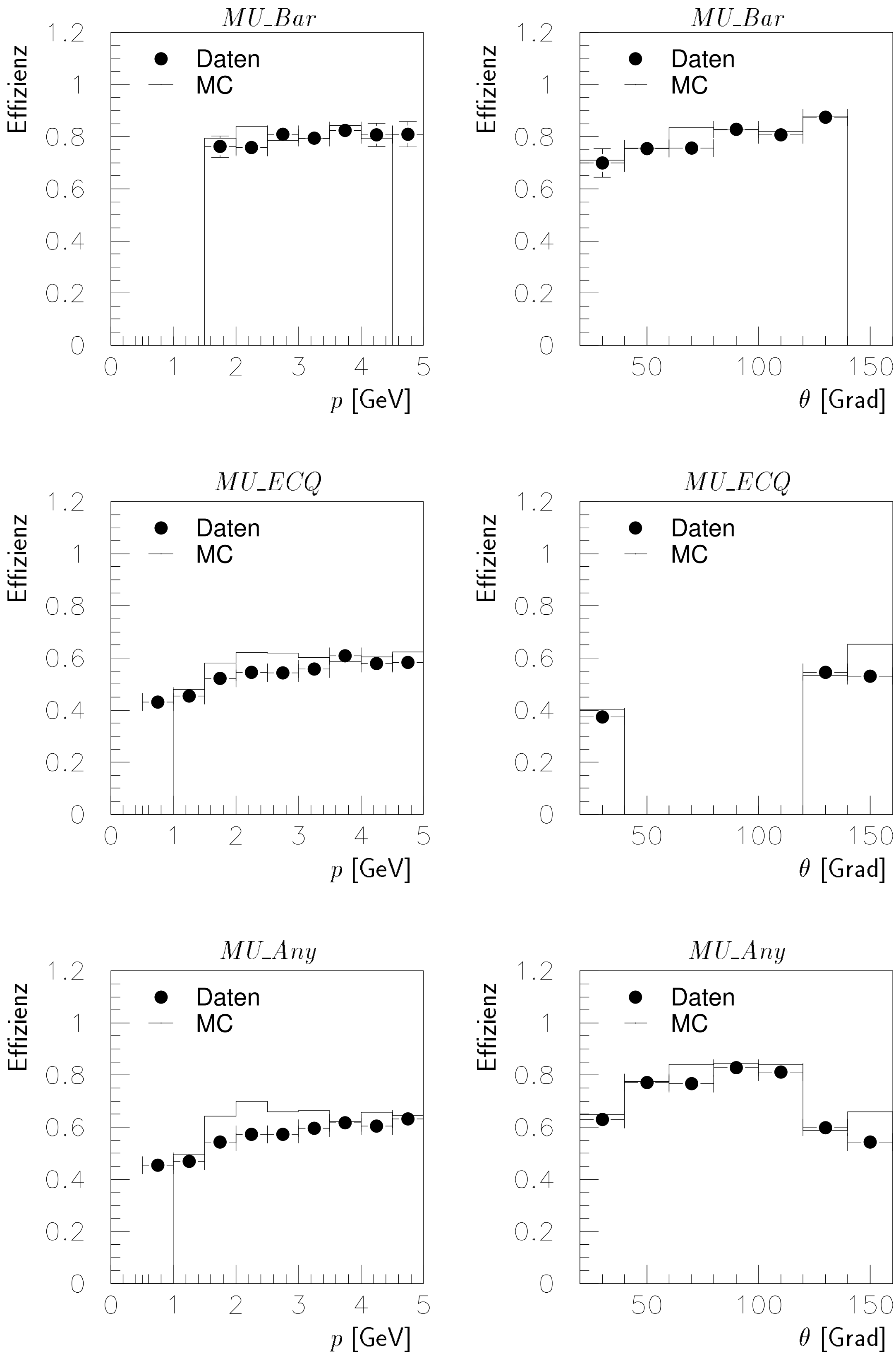


Abbildung 6.8: *Effizienz der Triggerelemente des instrumentierten Eisens als Funktion des Impulses p (links) bzw. des Polarwinkels θ (rechts) für die* **alte Version von H1REC**. *Für Abschnitte, in denen sich weniger als 11 Ereignisse befinden, wurde der Eintrag weggelassen.*

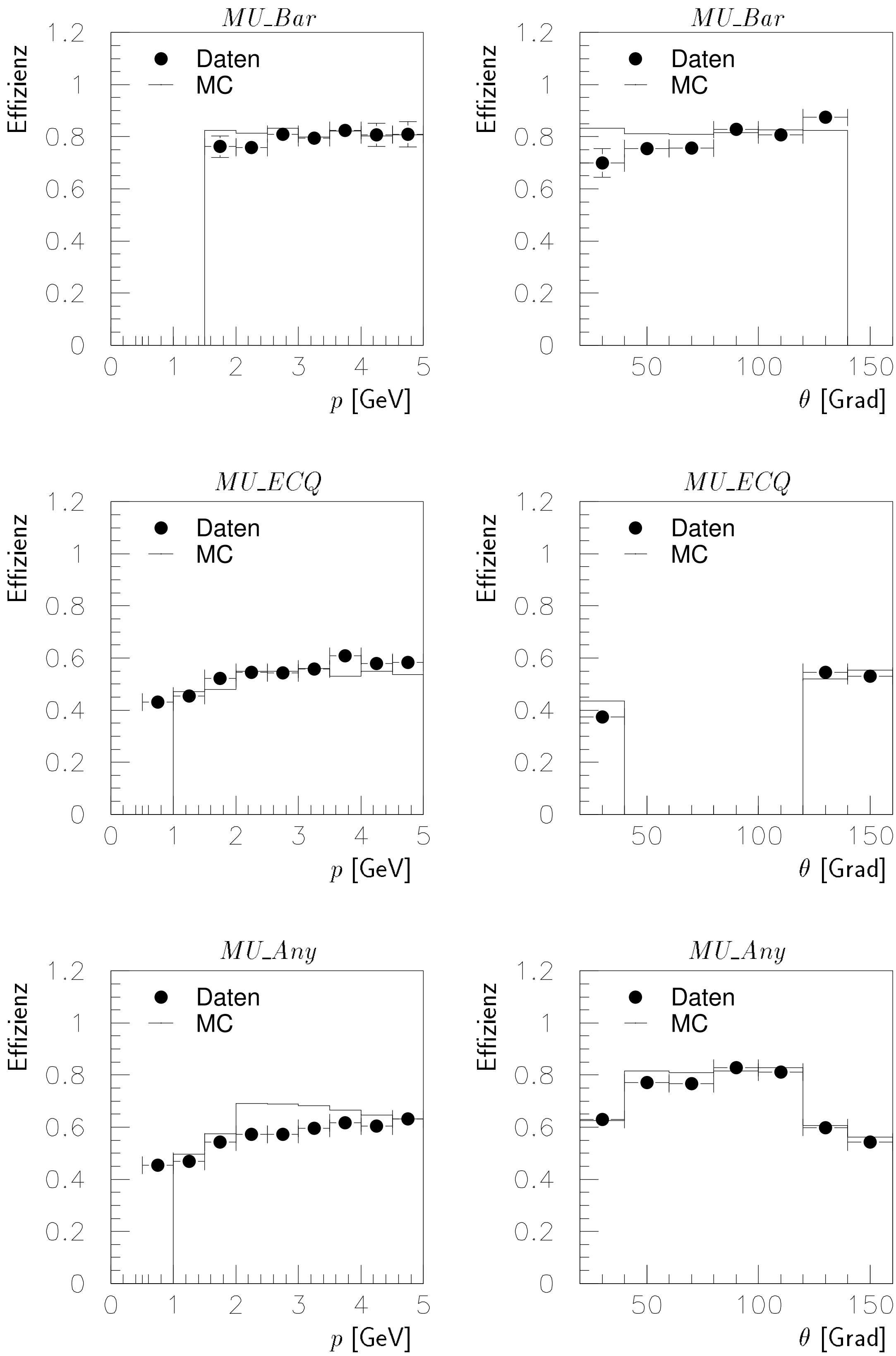


Abbildung 6.9: *Effizienz der Triggerelemente des instrumentierten Eisens als Funktion des Impulses p (links) bzw. des Polarwinkels θ (rechts) für die* **neue Version von H1REC**. *Die Triggereffizienz für simulierte Ereignisse wurde in den Endkappen um 25% gesenkt, im Zentralbereich um 15%. Für Abschnitte, in denen sich weniger als 11 Ereignisse befinden, wurde der Eintrag weggelassen.*

Die Forderung nach unabhängigen Subtriggern führt vor allem bei simulierten Ereignissen dazu, daß nur ein kleiner Bruchteil für die Untersuchung benutzt werden kann, da die Triggerelemente des SPACAL nicht simuliert sind. Um trotzdem genügend Ereignisse zu erhalten, wurden hier Ereignisse mit inelastisch erzeugten J/ψ-Mesonen aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlett-Modell des Generators EPJPSI und solche mit diffraktiv produzierten J/ψ-Mesonen (elastisch und proton-dissoziativ) des Generators DIFFVM für das Jahr 1995 verwendet. Es stellte sich heraus, daß die Effizienz der Triggerelemente des instrumentierten Eisens in simulierten Ereignissen von der verwendeten Version des Programms H1REC abhängt. Die Simulation dieser Triggerelemente wurde Anfang 1996 grundlegend verändert [Itt97]. Da die Rekonstruktion der Ereignisse gemäß dem Colour-Singlett-Modell für das Jahr 1996 und gemäß dem Zotov-Saleev-Modell für die Jahre 1995 und 1996 mit der neuen Version von H1REC durchgeführt wurde, mußte für diese Ereignisse die Effizienz der Myontrigger getrennt untersucht werden.
In Abbildung 6.8 ist die Effizienz der Triggerelemente bzw. der Kombinationen von Triggerelementen *MU_Bar*, *MU_ECQ(1995)* und *MU_Any* in Abhängigkeit vom Impuls p und vom Polarwinkel θ des Myons für die **alte Version von H1REC** dargestellt. Man erkennt, daß der Zentralbereich sehr gut beschrieben ist, während in der hinteren Endkappe die Simulation größere Effizienzen aufweist als die Daten. Betroffen ist der Bereich $140° \leq \theta \leq 160°$. Der Unterschied kann zum Teil darauf zurückgeführt werden, daß Teilchen in diesem Winkelbereich nur wenig Materie bis zum instrumentierten Eisen durchqueren müssen. Deswegen ist die Wahrscheinlichkeit, daß sich in den Daten auch als Myonen fehlidentifizierte Hadronen befinden, größer als bei anderen Polarwinkeln. Da die Spuren fehlidentifizierter Hadronen im instrumentierten Eisen häufig kürzer sind als die der Myonen, ist die Wahrscheinlichkeit, das entsprechende Triggerelement auszulösen, für Hadronen geringer.
Abbildung 6.9 zeigt die Effizienz der Triggerelemente bzw. der Kombinationen von Triggerelementen *MU_Bar*, *MU_ECQ(1995)* und *MU_Any* in Abhängigkeit vom Impuls p und vom Polarwinkel θ des Myons für die **neue Version von H1REC**. Um Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo-Ereignissen zu erzielen, mußte die Triggereffizienz für simulierte Ereignisse wurde in den Endkappen um 25% gesenkt, im Zentralbereich um 15%.[1] Im Vergleich zur Effizienz der alten Version von H1REC zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Bei der Abhängigkeit von *MU_Bar* vom Polarwinkel θ ist zu berücksichtigen, daß vor allem in den Randbereichen nur wenige Ereignisse für die Untersuchung benutzt werden können. Eine Abweichung in der hinteren Endkappe gibt es bei der neuen Version nicht mehr.

6.2.4 Trigger des Luminositäts-Systems

Die Akzeptanz der Kleinwinkel-Elektron-Detektoren hängt stark von der Lage des Positronstrahls ab, so daß eine Simulation sehr aufwendig wäre. Deswegen ist es sinnvoller, bei simulierten Ereignissen Akzeptanzfunktionen zu benutzen, die das Verhalten der Detektoren abhängig von der Skalenvariable y beschreiben. Wenn das gestreute Positron

[1] Diese Diskrepanz zwischen Daten und Simulation trat nach der oben beschriebenen Änderung auf. Die Ursache ist bisher ungeklärt.

einen der beiden Elektron-Detektoren erreicht und dort eine bestimmte Energie deponiert, kann man davon ausgehen, daß das entsprechende Triggerelement ausgelöst wird. Abbildung 6.10 zeigt die Akzeptanz für $Q^2 < 0.01\,\mathrm{GeV}^2$ als Funktion der Skalenvariablen y [And96]. Wegen der Abhängigkeit von der Lage des Positronstrahls wird die Akzeptanz in mehreren Zeitabschnitten bestimmt, in denen die Bedingungen konstant waren.

Um in den Daten entsprechende Bedingungen zu fordern, wird ein Schnitt auf die Energie gemacht, die im Kleinwinkel-Elektron-Detektor registriert wird. Wenn das Element *eTAG* angesprochen hat, wird zusätzlich gefordert, daß die gemessene Energie im Elektron-Detektor bei $z = -33.4\,\mathrm{m}$ mindestens $4\,\mathrm{GeV}$ betragen muß und daß im Photon-Detektor höchstens $2\,\mathrm{GeV}$ deponiert wurden. Für *eTAG_44* beträgt die Mindestenergie im Elektron-Detektor ($z = -43.2\,\mathrm{m}$) $6\,\mathrm{GeV}$ und die Maximalenergie im Photon-Detektor $1\,\mathrm{GeV}$.

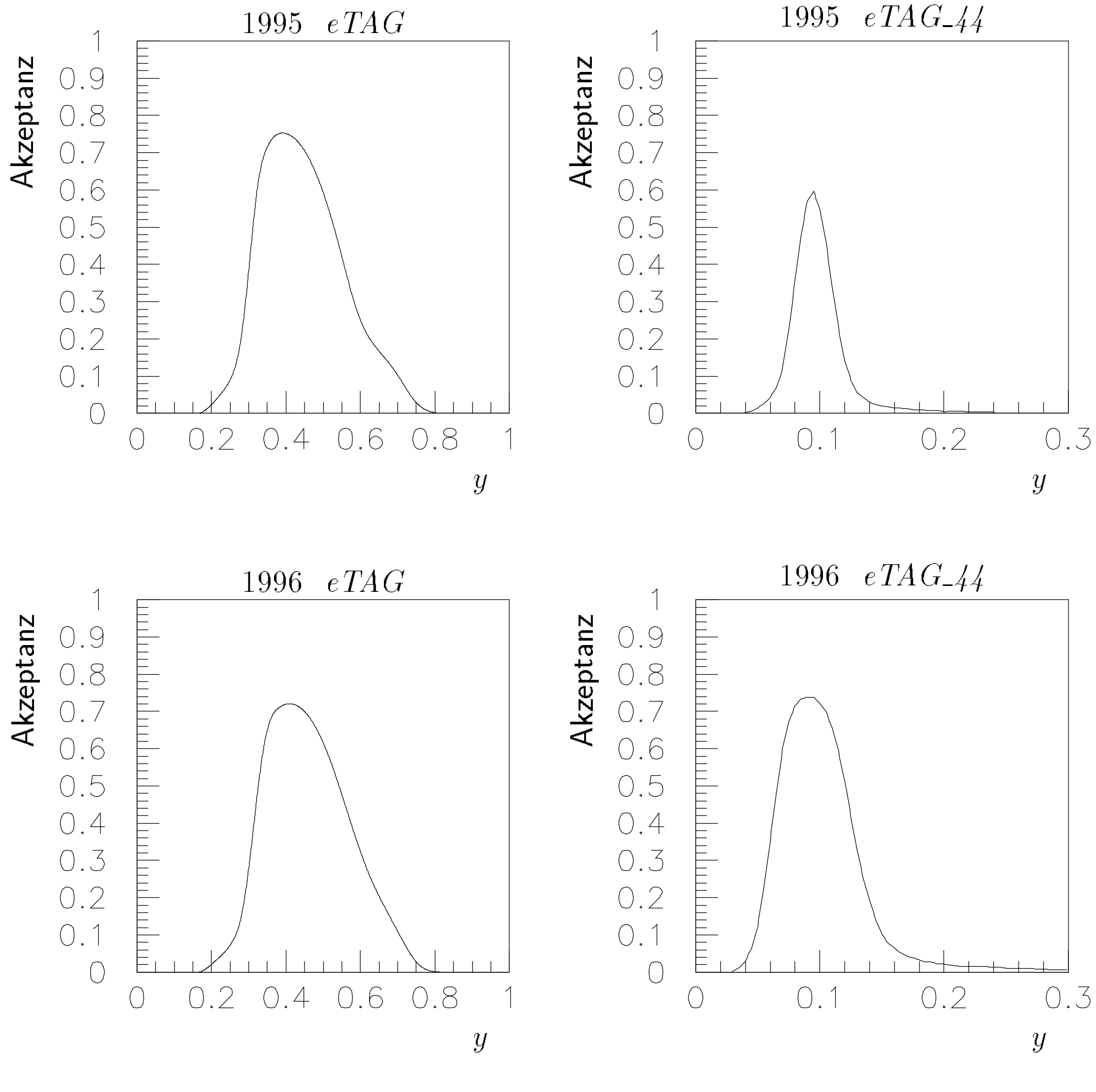


Abbildung 6.10: *Akzeptanz der Kleinwinkel-Elektron-Detektoren für $Q^2 < 0.01\,GeV^2$ als Funktion der Skalenvariable y. Die Akzeptanzfunktionen sind für Run 119720 (1995) und Run 164545 (1996) dargestellt.*

6.3 Effizienz der Subtrigger

Anhand simulierter Ereignisse aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell wird ermittelt, wie die Effizienz der Subtrigger von der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ und von der Elastizität z abhängt. Dazu werden zunächst die Ereignisse ausgewählt, die alle Selektionsschnitte erfüllen und in dem Runbereich liegen, in dem der jeweilige Subtrigger verwendet wird. Dann wird geprüft, wieviele Ereignisse der Subtrigger bzw. die Kombination der Triggerelemente akzeptiert, und daraus die Effizienz berechnet. Außerdem wird ermittelt, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, daß mindestens einer der Subtrigger das Ereignis auswählt.
Insgesamt standen 20000 simulierte Ereignisse aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell zur Verfügung, die sowohl mit den Detektorbedingungen des Jahres 1995 als auch mit denjenigen des Jahres 1996 rekonstruiert wurden. Bei der Rekonstruktion werden die simulierten Ereignisse entsprechend den Luminositäten auf die Runs der Datennahmeperiode verteilt. In den drei Bereichen der Datennahmeperiode 1995, in denen die Triggerbedingungen als konstant angenommen werden können, werden also jeweils nur ca. 5000 simulierte Ereignisse benutzt. Für die Ereignisse des Jahres 1996 wurde die Korrektur der Effizienz der Myontrigger berücksichtigt.
Die Abbildungen 6.11 und 6.12 zeigen die Abhängigkeit der Triggereffizienz von der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ in den Zeiträumen konstanter Triggerbedingungen. Die Effizienz der Summe aller Subtrigger (fett) steigt in allen Bereichen mit wachsendem $W_{\gamma p}$, wobei 1996 deutlich der Einfluß von S84 (durchgezogen) zu sehen ist. Außerdem ist erkennbar, daß der Subtrigger S19 (gestrichelt), der bei Myonen im Zentralbereich des instrumentierten Eisens ansprechen soll, vor allem bei kleinen $W_{\gamma p}$ effizient ist. Die Subtrigger für Myonen in den Endkappen des instrumentierten Eisens, S18 und S22 (strichpunktiert), erreichen ihre größte Effizienz bei Photon-Proton-Schwerpunktenergien von ca. 200 GeV. Bei S84 und S87 (punktiert) ist die Abhängigkeit der Effizienz von $W_{\gamma p}$ durch die Akzeptanz der Kleinwinkel-Elektron-Detektoren dominiert.
Als Unterschied zwischen den Jahren 1995 und 1996 fällt bei der Summe der Subtrigger auf, daß 1996 die Effizienz insgesamt deutlich schlechter ist als 1995. Das ist auf die verschärften Spurbedingungen in den Subtriggern zurückzuführen. Nur im Bereich 80 GeV $< W_{\gamma p} <$ 120 GeV gleicht S84 diesen Rückgang aus. Die Verschärfung der Bedingungen war mit einer Senkung der Skalierungsfaktoren verbunden, die in der Effizienz der Subtrigger nicht berücksichtigt sind.
In Abbildung 6.13 ist die Triggereffizienz als Funktion der Elastizität z dargestellt. In den ersten beiden Bereichen des Jahres 1995 ist die Effizienz der Summe aller Subtrigger nahezu unabhängig von z. In den restlichen beiden Zeiträumen dagegen sinkt die Effizienz mit wachsender Elastizität. Die Ursache dafür ist, daß S18 vor allem bei großen z effizient ist, während bei S22, der S18 ersetzt, die Abhängigkeit von z nicht so ausgeprägt ist. Auch S84 und S87 arbeiten nahezu unabhängig von der Elastizität. Bei S19 zeigt sich eine Abnahme der Effizienz bei steigendem z.

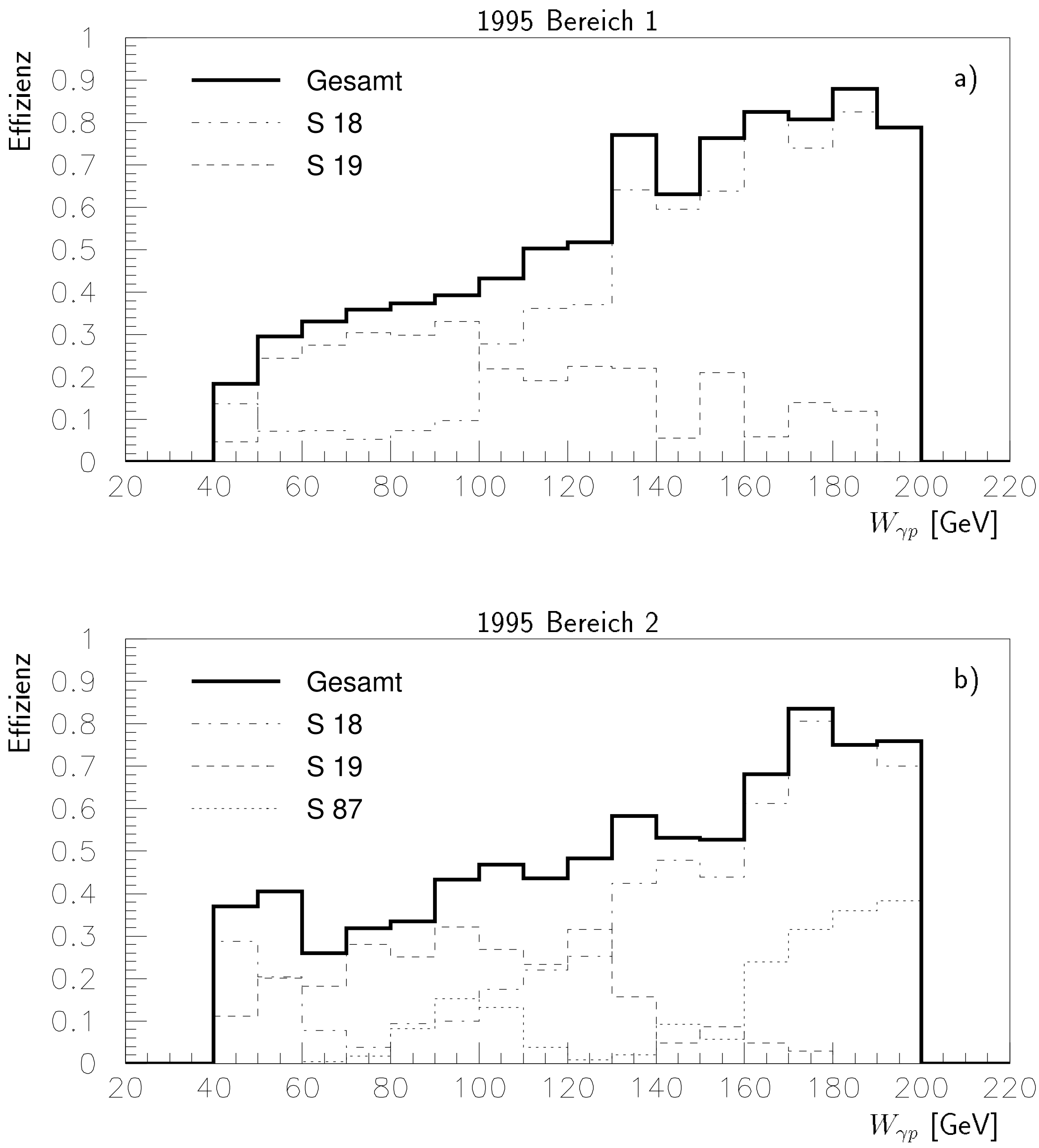
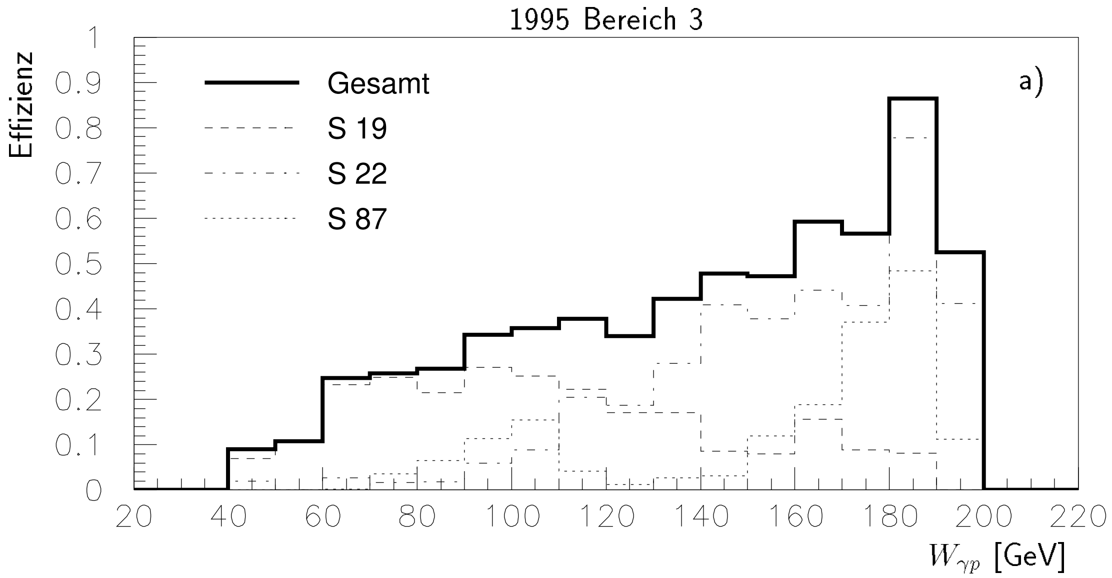


Abbildung 6.11: *Abhängigkeit der Triggereffizienz von der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für a) den Bereich 1 und b) den Bereich 2 der Datennahmeperiode 1995. Die durchschnittliche Effizienz der Summe aller Subtrigger („Gesamt“) liegt bei 49% bzw. 45%. Die Untersuchung wurde an simulierten Ereignissen aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell vorgenommen, die alle Selektionsschnitte erfüllen.*



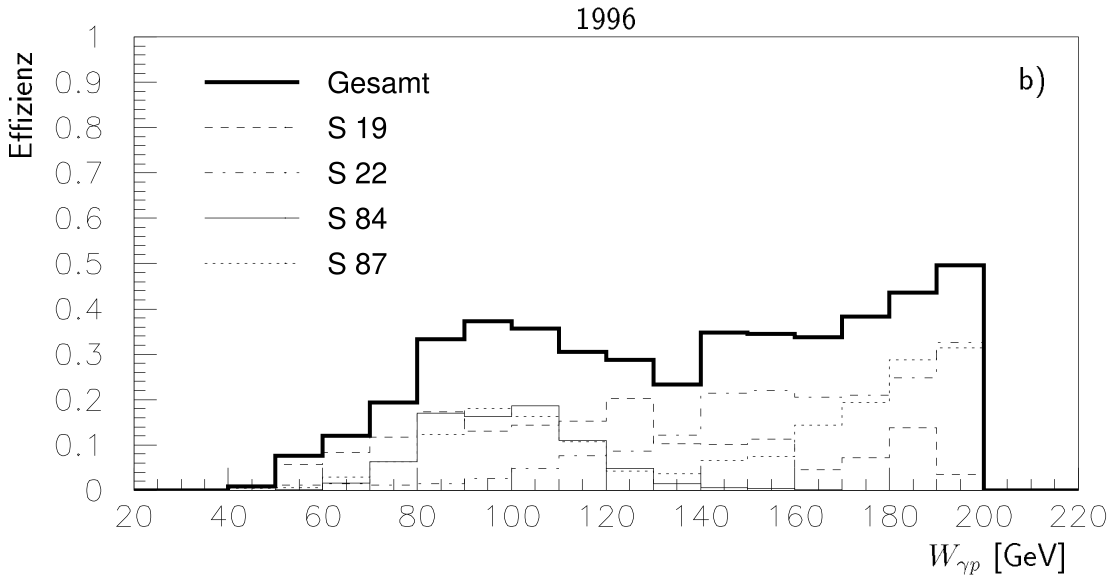


Abbildung 6.12: *Abhängigkeit der Triggereffizienz von der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ für a) den Bereich 3 der Datennahmeperiode 1995 und b) die Datennahmeperiode 1996. Die durchschnittliche Effizienz der Summe aller Subtrigger („Gesamt") liegt bei 34% bzw. 26%. Die Untersuchung wurde an simulierten Ereignissen aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell vorgenommen, die alle Selektionsschnitte erfüllen. Für die Ereignisse der Datennahmeperiode 1996 wurde die Korrektur der Effizienz der Myontrigger berücksichtigt.*

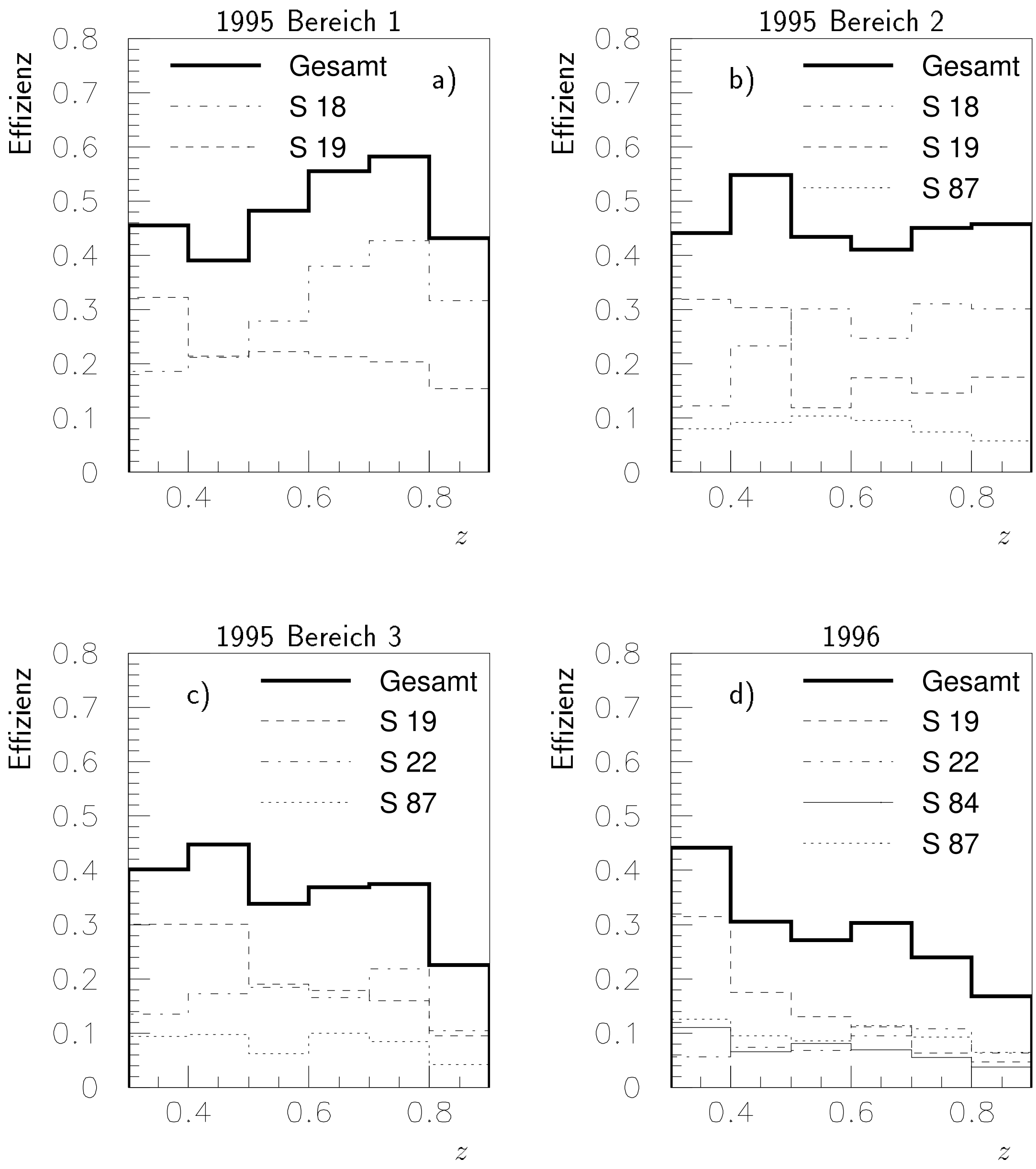


Abbildung 6.13: *Abhängigkeit der Triggereffizienz von der Elastizität z für a) den Bereich 1, b) den Bereich 2 und c) den Bereich 3 der Datennahmeperiode 1995 sowie d) die Datennahmeperiode 1996. Die Untersuchung wurde an simulierten Ereignissen aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell vorgenommen, die alle Selektionsschnitte erfüllen. Für die Ereignisse der Datennahmeperiode 1996 wurde die Korrektur der Effizienz der Myontrigger berücksichtigt.*

6.4 Skalierungsfaktoren

Um bei einzelnen Subtriggern die Rate zu verringern, wird bei der Datennahme ein Skalierungsfaktor d angewendet (s. Abschnitt 1.2.5), der von Run zu Run variieren kann. Abbildung 6.14 zeigt beispielhaft den Skalierungsfaktor von Subtrigger 18 in Bereich 2 des Jahres 1995. Die Phasen der Datennahme werden dem Untergrund aus Reaktionen der Strahlprotonen mit Restgasmolekülen oder der Strahlrohrwand angepaßt. Phase 2 entspricht hohen Untergrundraten, Phase 3 mittleren und Phase 4 niedrigen Raten.

Für jedes Ereignis wird abgespeichert, ob es die Bedingungen eines Subtriggers erfüllt (*raw subtrigger*) und ob es durch die Skalierung ausgewählt wurde (*actual subtrigger*). Folgendes Verfahren wird benutzt, um wieder auf die ursprünglich von einem Subtrigger akzeptierte Anzahl von Ereignissen zu schließen [Egl97]:
Zunächst wird mit r_{ij} bezeichnet, ob im Ereignis j der *raw subtrigger* i gesetzt ist ($r_{ij} = 1$) oder nicht ($r_{ij} = 0$). Der Skalierungsfaktor für Subtrigger i in Run k heißt d_{ik}. Damit erhält man für die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis j im Run k vom Subtrigger i nach der

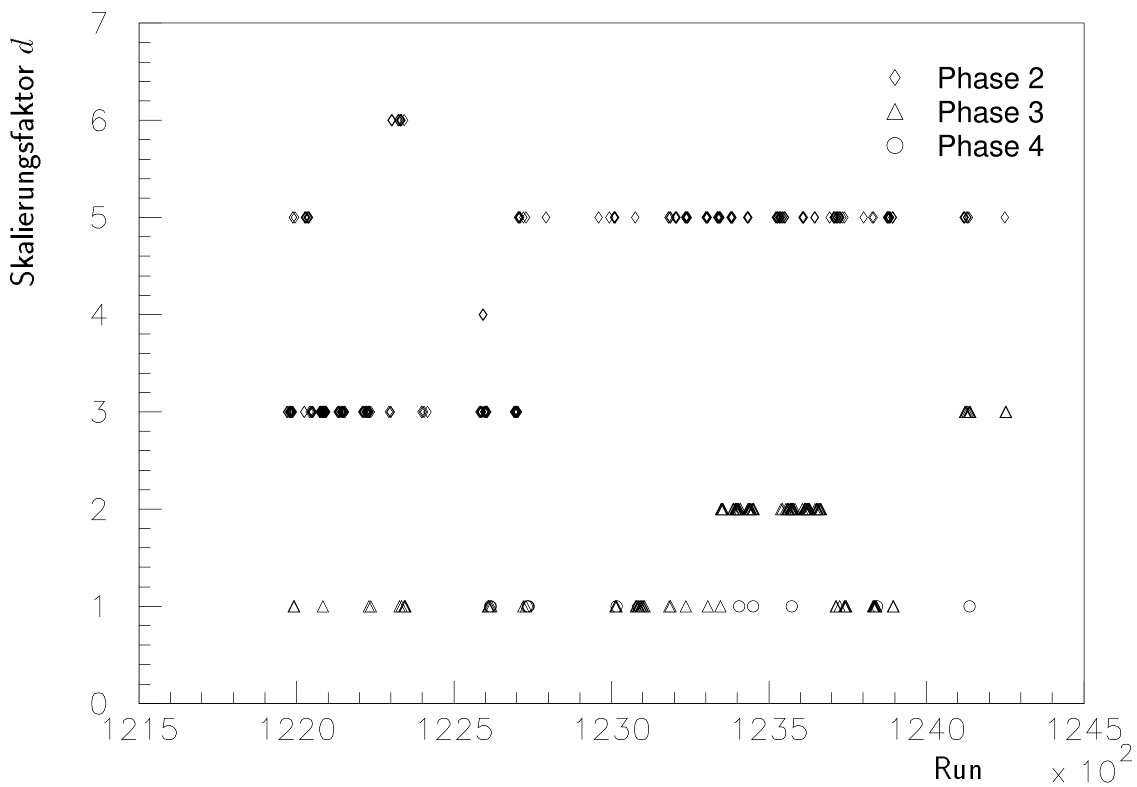


Abbildung 6.14: *Skalierungsfaktor d von Subtrigger 18 für alle Runs im Bereich 2 des Jahres 1995. Die Phasen der Datennahme werden dem Untergrund aus Reaktionen der Strahlprotonen mit Restgasmolekülen oder der Strahlrohrwand angepaßt. Phase 2 entspricht hohen Untergrundraten, Phase 3 mittleren und Phase 4 niedrigen Raten.*

Skalierung akzeptiert wird:

$$P_{ijk} = \frac{r_{ij}}{d_{ik}} \tag{6.1}$$

Benutzt man mehrere Subtrigger, hier maximal vier im gleichen Run, dann benötigt man die Wahrscheinlichkeit P_{jk}, daß das Ereignis von mindestens einem dieser Subtrigger akzeptiert wird. Mit der Anzahl der Subtrigger N_{subtr} gilt:

$$P_{jk} = 1 - \prod_{i=1}^{N_{subtr}} \left(1 - \frac{r_{ij}}{d_{ik}}\right) \tag{6.2}$$

$\prod_{i=1}^{N_{subtr}} \left(1 - \frac{r_{ij}}{d_{ik}}\right)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Ereignis j von keinem der verwendeten Subtrigger ausgewählt wird.
Von $1/P_{jk}$ Ereignissen, in denen die gleichen *raw subtrigger* gesetzt sind wie im Ereignis j, wird nur eins tatsächlich akzeptiert. Da man davon ausgehen kann, daß Ereignisse, die die Anforderungen der gleichen Subtrigger erfüllen, äquivalent sind, kann man jedem akzeptierten Ereignis $1/P_{jk}$ als Gewicht zuordnen. Dann erhält man als Summe aller Gewichte in einem Run die Anzahl der Ereignisse, die ohne Skalierung akzeptiert worden wären.
Ein Nachteil dieser Methode ist, daß der statistische Fehler sehr viel größer als nötig ist, weil die Gewichte stark variieren. Ereignisse mit kleinen Gewichten tragen im Vergleich zu denen mit großen Gewichten nur wenig zur Erhöhung der Statistik und damit zur Senkung des Fehlers bei. Da die Tatsache, zu welchem Run ein Ereignis gehört, keine physikalische Bedeutung hat, benutzt man Runbereiche, in denen die Anforderungen der verwendeten Subtrigger konstant geblieben sind, und mittelt die Gewichte in diesen Abschnitten. Dabei wird jeder Run k entsprechend seiner Luminosität $\mathcal{L}_k$ berücksichtigt:

$$w_j = \frac{\sum_{k=1}^{N_{runs}} \mathcal{L}_k}{\sum_{k=1}^{N_{runs}} \mathcal{L}_k P_{jk}} \; . \tag{6.3}$$

Man erhält also für jede mögliche Kombination der betrachteten *raw subtrigger* in jedem Runbereich einen Gewichtsfaktor w_j. Für die hier verwendeten Subtrigger S18, S19, S22 und S87 sind die Gewichte in vier Abschnitten in Tabelle 6.2 angegeben. Die Grenzen der Bereiche im Jahr 1995 sind die Runs 121970 und 124255, bei denen jeweils neue Bedingungen für die Subtrigger eingeführt wurden.
Mit diesen Faktoren werden die Ereignisse in den Daten entsprechend der *raw subtrigger* umgewichtet, falls mindestens einer der *actual subtrigger* ausgelöst wurde. Die Auswirkungen auf die Ereigniszahlen sind in Tabelle 6.3 dargestellt. Nach dem Gewichten kann man Daten und simulierte Ereignisse direkt miteinander vergleichen. Die physikalische Überschneidung der Subtrigger wird bei dieser Methode dadurch berücksichtigt, daß die physikalisch relevanten *raw subtrigger* benutzt werden, um die Gewichte zu ermitteln. Nur das Untersetzen der einzelnen Subtrigger wird statistisch korrigiert.

Als Kontrolle dieser Methode kann man untersuchen, ob die Anzahl der gewichteten Ereignisse in Abschnitten gleicher integrierter Luminosität konstant bleibt. Dabei bleibt unberücksichtigt, daß die Triggereffizienz in den Abschnitten variieren kann. Bei dieser Analyse besteht das Problem, daß die Anzahl der Ereignisse aus dem J/ψ-Massenbereich, die für die Untersuchung benutzt werden können, gering ist, so daß die Abschnitte groß

Subtrigger	**Gewicht**			
	1995			**1996**
	Bereich 1	Bereich 2	Bereich 3	
nur S18	1.76975	2.47847	—	—
nur S19	1.45877	1.46479	1.46274	1.00079
nur S22	—	—	1.50070	1.01930
nur S84	—	—	—	1.79452
nur S87	—	1	1.00252	1.04051
S18 & S19	1.27851	1.31799	—	—
S18 & S87	—	1	—	—
S19 & S22	—	—	1.16425	1
S19 & S84	—	—	—	1.00066
S19 & S87	—	1	1.00252	1
S22 & S84	—	—	—	1.017
S22 & S87	—	—	1	1.01590
S84 & S87	—	—	—	1.03464
S18 & S19 & S87	—	1	—	—
S19 & S22 & S84	—	—	—	1
S19 & S22 & S87	—	—	1	1
S19 & S84 & S87	—	—	—	1
S22 & S84 & S87	—	—	—	1.01409
S19 & S22 & S84 & S87	—	—	—	1

Tabelle 6.2: *Gewichte für Subtrigger und Kombinationen von Subtriggern. Die Grenzen der Bereiche im Jahr 1995 sind die Runs 121970 und 124255. Es sind nur die Werte eingetragen, die für diese Analyse relevant sind.*

Subtrigger	**Ereignisse**			
	1995			**1996**
	Bereich 1	Bereich 2	Bereich 3	
nur S18	21 / 37.2	21 / 52.0	—	—
nur S19	9 / 13.1	6 / 8.8	11 / 16.1	78 / 78.1
nur S22	—	—	28 / 42.0	65 / 66.3
nur S84	—	—	—	65 / 116.6
nur S87	—	2 / 2.0	3 / 3.0	88 / 91.6
S18 & S19	0 / 0	3 / 4.0	—	—
S18 & S87	—	8 / 8.0	—	—
S19 & S22	—	—	3 / 3.5	6 / 6.0
S19 & S84	—	—	—	0 / 0
S19 & S87	—	2 / 2.0	6 / 6.0	2 / 2.0
S22 & S84	—	—	—	0 / 0
S22 & S87	—	—	21 / 21.0	13 / 13.2
S84 & S87	—	—	—	9 / 9.3
S18 & S19 & S87	—	1 / 1.0	—	—
S19 & S22 & S84	—	—	—	0 / 0
S19 & S22 & S87	—	—	2 / 2.0	1 / 1.0
S19 & S84 & S87	—	—	—	17 / 17.0
S22 & S84 & S87	—	—	—	2 / 2.0
S19 & S22 & S84 & S87	—	—	—	0 / 0
Summe	30 / 50.3	43 / 77.8	74 / 93.6	346 / 403.1

Tabelle 6.3: Raw subtrigger *der selektierten Ereignisse im J/ψ-Massenbereich, bei denen mindestens einer der ausgewählten* actual subtrigger *gesetzt ist. Es sind die ungewichteten und die gewichteten Ereigniszahlen aufgeführt.*

sein müssen. Um die Trennung der Datennahmeperiode 1995 in drei Bereiche zu berücksichtigen, wurden Abschnitte von ca. $500\,\mathrm{nb}^{-1}$ bis $600\,\mathrm{nb}^{-1}$ Größe gewählt. Da sich die Größe der Abschnitte unterscheidet, wird in Abbildung 6.15 nicht die Anzahl der gewichteten Ereignisse dargestellt, sondern die Rate pro nb^{-1}. Die durchgezogene Linie trennt die Datennahmeperioden 1995 und 1996, die gestrichelten Linien zeigen die Grenzen der Bereiche 1995. Man erkennt, daß die Rate im Jahr 1995 stärker schwankt als 1996. Das könnte zum Teil darauf zurückzuführen sein, daß sich 1995 die Skalierungsfaktoren in den verschiedenen Phasen der Datennahme stärker unterschieden als 1996. Wenn die Zusammensetzung der Abschnitte aus den Phasen nicht gleich ist, erwartet man 1995 größere Schwankungen.
Der dargestellte Fehler ist der statistische Fehler der Anzahl N_{gew} der gewichteten Ereignisse, der aus den Quadraten der Gewichte w_i^2 berechnet wird:

$$N_{gew} = \sum_i w_i \tag{6.4}$$

$$\sigma_{N_{gew}} = \sqrt{\sum_i w_i^2} \tag{6.5}$$

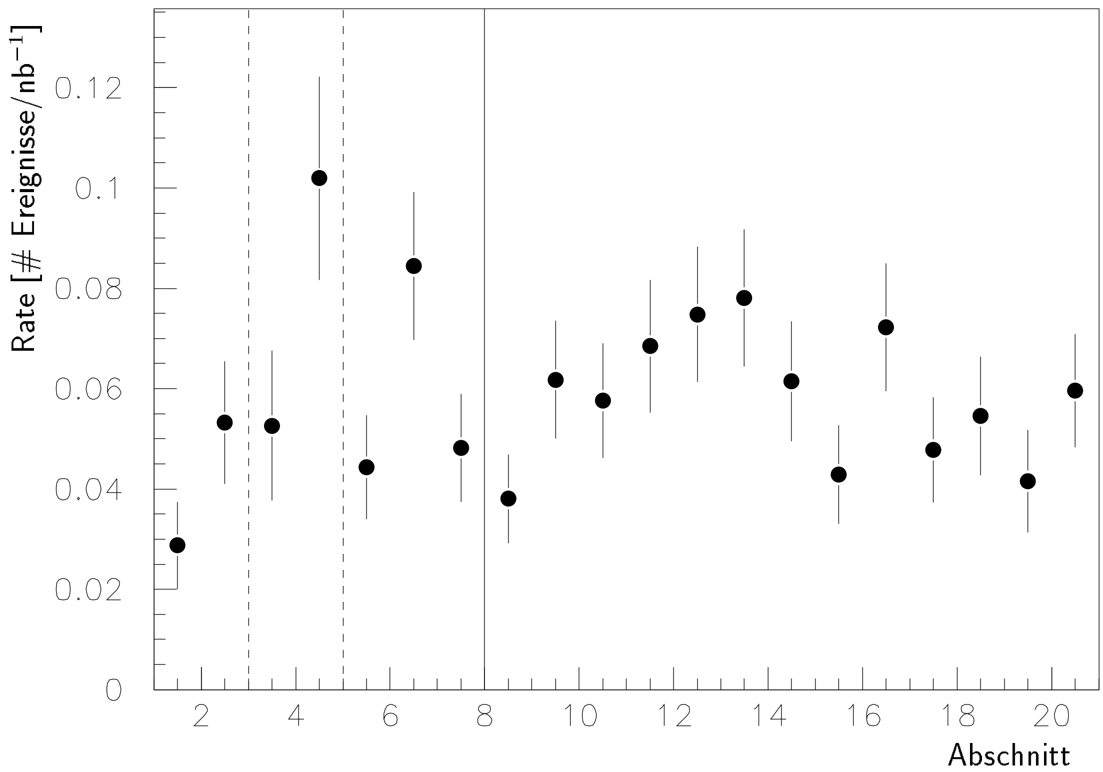


Abbildung 6.15: *Rate der gewichteten Ereignisse pro nb^{-1} in Abschnitten von ca. $500\,nb^{-1}$ bis $600\,nb^{-1}$ Größe. Die durchgezogene Linie trennt die Datennahmeperioden 1995 und 1996, die gestrichelten Linien zeigen die Grenzen der Bereiche 1995. Der angegebene Fehler wurde aus der Summe der Quadrate der Gewichte berechnet.*

Kapitel 7

Ergebnisse

Im ersten Teil dieses Kapitels werden die Verteilungen der invarianten Masse der selektierten Myonpaare in verschiedenen kinematischen Bereichen untersucht. Es folgt der Vergleich einiger kinematischer Größen mit den Vorhersagen des Colour-Singlet-Modells in führender Ordnung und des Zotov-Saleev-Modells.

7.1 Die selektierten Ereignisse

Mit den in den beiden vorigen Kapiteln beschriebenen Schnitten und Forderungen nach Subtriggern erhält man ein klares Signal von J/ψ-Mesonen in der Massenverteilung (Abbildung 7.1). Dargestellt sind die gewichteten Ereigniszahlen, wie sie sich aus der Berücksichtigung der Untersetzung der Subtrigger ergeben, und die daraus resultierenden statistischen Fehler (Gleichung 6.5). An diese Verteilung wird die Summe einer Gausskurve und einer Geraden angepaßt. Daraus bestimmt man die Lage des Maximums und die Breite der Verteilung. Man erhält als Masse des J/ψ-Mesons:

$$m_\psi = 3.102 \pm 0.006\,\mathrm{GeV}. \tag{7.1}$$

Die Breite liegt bei:

$$\sigma = 66.87 \pm 5.22\,\mathrm{MeV}. \tag{7.2}$$

Diese Masse ist gut verträglich mit dem veröffentlichten Wert von $m_\psi = 3.097\,\mathrm{GeV}$ [PDG96]. Die Breite liegt drei Größenordnungen über der Zerfallsbreite des J/ψ-Mesons und ist durch die Auflösung des Detektors dominiert. Aus simulierten Ereignissen erwartet man eine Breite von etwa 50 MeV.

Um überprüfen zu können, ob die Daten mit den Erwartungen übereinstimmen, werden die Massenverteilungen in unterschiedlichen Bereichen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$ und der Elastizität z untersucht. Nach Abzug des Untergrunds erhält man so für jeden Bereich eine Anzahl von J/ψ-Mesonen, die mit den Vorhersagen verschiedener Modelle anhand von Monte-Carlo-Ereignissen verglichen werden. **Die Skalierungsfaktoren für die Subtrigger werden in den Daten berücksichtigt.**

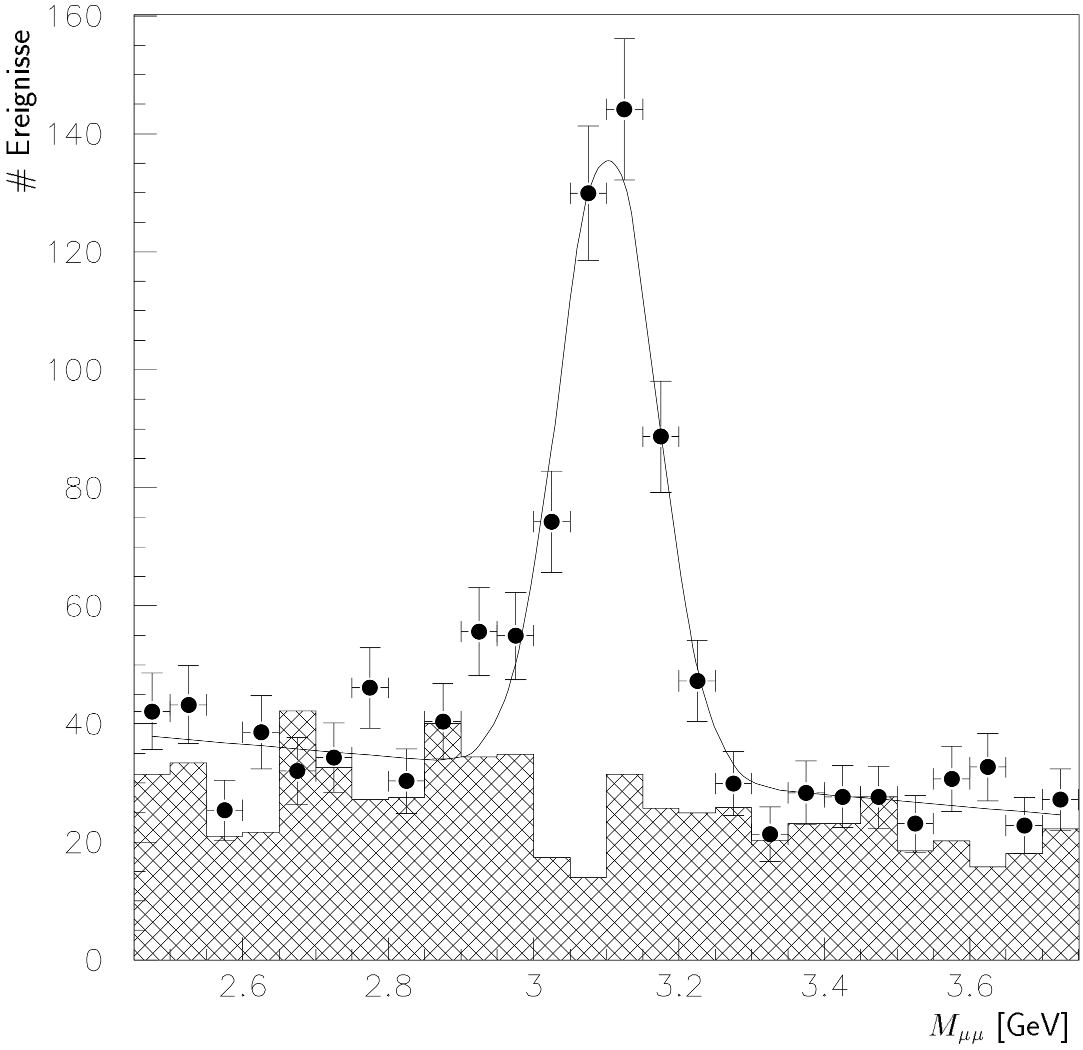


Abbildung 7.1: *Massenverteilungen der Myonpaare aller selektierten Ereignisse, die die Subtrigger-Forderung erfüllen. Die Punkte bezeichnen Ereignisse mit unterschiedlich geladenen Myonen, das schraffierte Histogramm solche mit gleichgeladenen. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung mit der Summe einer Gaussfunktion und einer Geraden. Die Skalierungsfaktoren für die Subtrigger werden berücksichtigt. Die Fehler ergeben sich aus der Summe der Quadrate der Gewichte.*

7.1.1 Massenverteilungen, Ereigniszahlen

Damit die Verteilung einer Variablen zwischen Daten und simulierten Ereignissen verglichen werden kann, muß die untergrundfreie Anzahl der J/ψ-Mesonen als Funktion dieser Variablen bestimmt werden. Die dafür verwendete Methode wird im weiteren beschrieben. Um die Verteilung der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$ und der Elastizität z zu ermitteln, wurden die Massenverteilungen in folgenden Abschnitten untersucht:

- $\boldsymbol{W_{\gamma p}}$: sechs Bereiche zwischen $W_{\gamma p} = 40\,\mathrm{GeV}$ und $W_{\gamma p} = 200\,\mathrm{GeV}$, wobei die beiden äußeren Abschnitte 20 GeV groß sind, während die inneren 30 GeV umfassen. Diese Einteilung wurde gewählt, damit die Intervalle zwischen 60 GeV und 150 GeV mit der Analyse der Datennahmeperioden 1994 und 1995 [Sch97.1] übereinstimmen.

- $\boldsymbol{p_{t,\psi}}$: sechs Abschnitte von $p_{t,\psi}^2 = 0\,\mathrm{GeV}^2$ bis $p_{t,\psi}^2 = 10\,\mathrm{GeV}^2$ mit Unterteilungen bei 1.0, 2.125, 3.5, 5.375 und 7.625 GeV^2. Dabei wurde die mit $p_{t,\psi}^2$ stark abfallende Verteilung von simulierten Ereignissen berücksichtigt.

- $\boldsymbol{z}$: vier Bereiche gleicher Größe von $z = 0.3$ bis $z = 0.9$.

In den Abbildungen 7.2 bis 7.4 sind diese Verteilungen der invarianten Masse der Myonpaare dargestellt. Angegeben sind die statistischen Fehler der Anzahl der gewichteten Ereignisse, die sich aus der Summe der Quadrate der Gewichte ergeben (Gleichung 6.5). Die Anzahlen der Ereignisse in verschiedenen Massenbereichen, die man zur Berechnung der Zahl der J/ψ-Mesonen benötigt, werden direkt aus den Massenverteilungen ermittelt. Als Signalbereich wurde der Bereich

$$(3.1 - 0.2)\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq (3.1 + 0.2)\,\mathrm{GeV} \tag{7.3}$$

gewählt. Die Zahl der Ereignisse in diesem Intervall bezeichnet man als *Gesamtsignal*.
Der Untergrundanteil an diesem Gesamtsignal wurde auf folgende Weise bestimmt: an die Verteilung der entgegengesetzt geladenen Myonpaare wurde die Summe einer Gausskurve und einer Geraden angepaßt, wobei die Lage des Maximums und die Breite der Gausskurve durch die Anpassung an alle Ereignisse (Abb. 7.1) vorgegeben waren. Wenn auch außerhalb des J/ψ-Massenbereichs genügend Einträge vorhanden sind, kann die Anpassung benutzt werden, um den Anteil der Ereignisse zu subtrahieren, der sich unterhalb der angepaßten Gerade im Signalfenster befindet.
Um zu überprüfen, ob diese Methode sinnvoll ist, werden auch in den angrenzenden Abschnitten („Seitenbändern“) mit einer Breite von je 400 MeV unterhalb von 2.9 GeV und oberhalb von 3.3 GeV die Ereigniszahlen aus der Massenverteilung ermittelt. Falls es dort weniger als 20 Einträge gibt, wird die angepaßte Gerade nicht für den Untergrundabzug benutzt, weil die Anpassung dann unzuverlässig ist. Es wird stattdessen die Hälfte der Ereignisanzahl in den beiden Seitenbändern vom Gesamtsignal abgezogen.
Zum Vergleich ist in allen Abbildungen auch die Verteilung der gleichgeladenen Myonpaare angegeben. Fast überall ist erkennbar, daß die Anzahl und Verteilung der gleichgeladenen Myonpaare gut mit dem Untergrund übereinstimmt. Einzige deutliche Ausnahme ist das erste Intervall der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$.

$W_{\gamma p}$-Verteilung: In allen sechs Intervallen der Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ des Photon-Proton-Systems ist ein deutliches J/ψ-Signal zu erkennen (Abb. 7.2). Der Untergrundanteil ist bei kleinen Werten von $W_{\gamma p}$ gering. Oberhalb von 90 GeV ist er deutlich größer, bleibt dann aber relativ konstant. Im ersten und im letzten Intervall gibt es nur wenige Ereignisse, wie es wegen der Abhängigkeit der Akzeptanz und der Analyse-Effizienz von $W_{\gamma p}$ zu erwarten ist. Die Anzahl der Ereignisse im dargestellten Massenbereich 2.45 GeV $\leq M_{\mu\mu} \leq$ 3.75 GeV (Abb. 7.2), das Gesamtsignal im J/ψ-Massenbereich und die Anzahl der J/ψ-Mesonen nach Untergrundabzug für die einzelnen Intervalle von $W_{\gamma p}$ sind in Tabelle 7.1 zusammengefaßt. Durch die Gewichtung der Ereignisse (s. Abschnitt 6.4) erhält man nicht-ganzzahlige Werte. Der angegebene Fehler der Zahl der J/ψ-Mesonen ist der statistische Fehler der Ereignisse im J/ψ-Massenbereich, der sich aus der Summe der Quadrate der Gewichte ergibt (Gleichung 6.5). Der Fehler durch die Unsicherheit des Untergrundanteils ist dagegen zu vernachlässigen.

$W_{\gamma p}$-Bereich	# Ereignisse	J/ψ-Masse	# J/ψ-Mesonen
40 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 60 GeV	23.65 (19)	15.95 (13)	12.09 ± 4.66 *
60 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 90 GeV	197.01 (142)	123.08 (94)	101.88 ± 13.23
90 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 120 GeV	378.16 (280)	200.38 (151)	125.29 ± 17.05
120 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 150 GeV	294.46 (239)	131.37 (106)	65.57 ± 13.39
150 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 180 GeV	233.94 (200)	119.32 (101)	72.82 ± 12.43
180 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 200 GeV	71.41 (59)	34.69 (28)	21.15 ± 6.93

Tabelle 7.1: *Anzahl der Ereignisse im Massenbereich 2.45 GeV $\leq M_{\mu\mu} \leq$ 3.75 GeV, Gesamtsignal im J/ψ-Massenbereich 2.9 GeV $\leq M_{\mu\mu} \leq$ 3.3 GeV und Anzahl der J/ψ-Mesonen nach Untergrundabzug in Intervallen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$. Die Ereigniszahlen sind gewichtet, in Klammern sind zum Vergleich die ungewichteten Werte angegeben. (*) Im ersten Abschnitt wurde die Seitenbandmethode benutzt.*

Insgesamt wurden etwa 400 gewichtete Ereignisse mit J/ψ-Mesonen selektiert. Das entspricht einer Rate von ca. 35 Ereignissen pro pb^{-1}. Im eingeschränkten $W_{\gamma p}$-Bereich 60 GeV $\leq W_{\gamma p} \leq$ 150 GeV, der sich mit der Analyse der Jahre 1994 und 1995 von S. Schiek [Sch97.1] vergleichen läßt, liegt die Rate bei ca. 25 Ereignissen pro pb^{-1}. Die Untersuchung von S. Schiek ergibt etwa 20 Ereignissen pro pb^{-1} (1995) im Intervall $0.45 \leq z \leq 0.9$. In Anbetracht der unterschiedlichen kinematischen Bereiche und der flachen Elastizitätsverteilung (Abb. 7.8 c) kann man die Übereinstimmung als gut bewerten. Im Jahr 1994 gab es im Rückwärtsbereich des Detektors noch nicht das SPACAL, sondern ein rein elektromagnetisches Kalorimeter (BEMC). Damit ließ sich das gestreute Positron erst ab $Q^2 \gtrsim 4\,\mathrm{GeV}^2$ nachweisen, so daß diese Daten nicht direkt mit denen der Jahre 1995 und 1996 verglichen werden können.

$p_{t,\psi}^2$-Verteilung: Auch in allen sechs Bereichen des Quadrats des Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$ des J/ψ-Mesons zeigt sich ein Maximum in der Massenverteilung bei der J/ψ-Masse (Abb. 7.3). Der Untergrundanteil sinkt mit steigendem $p_{t,\psi}^2$. Durch die unterschiedliche

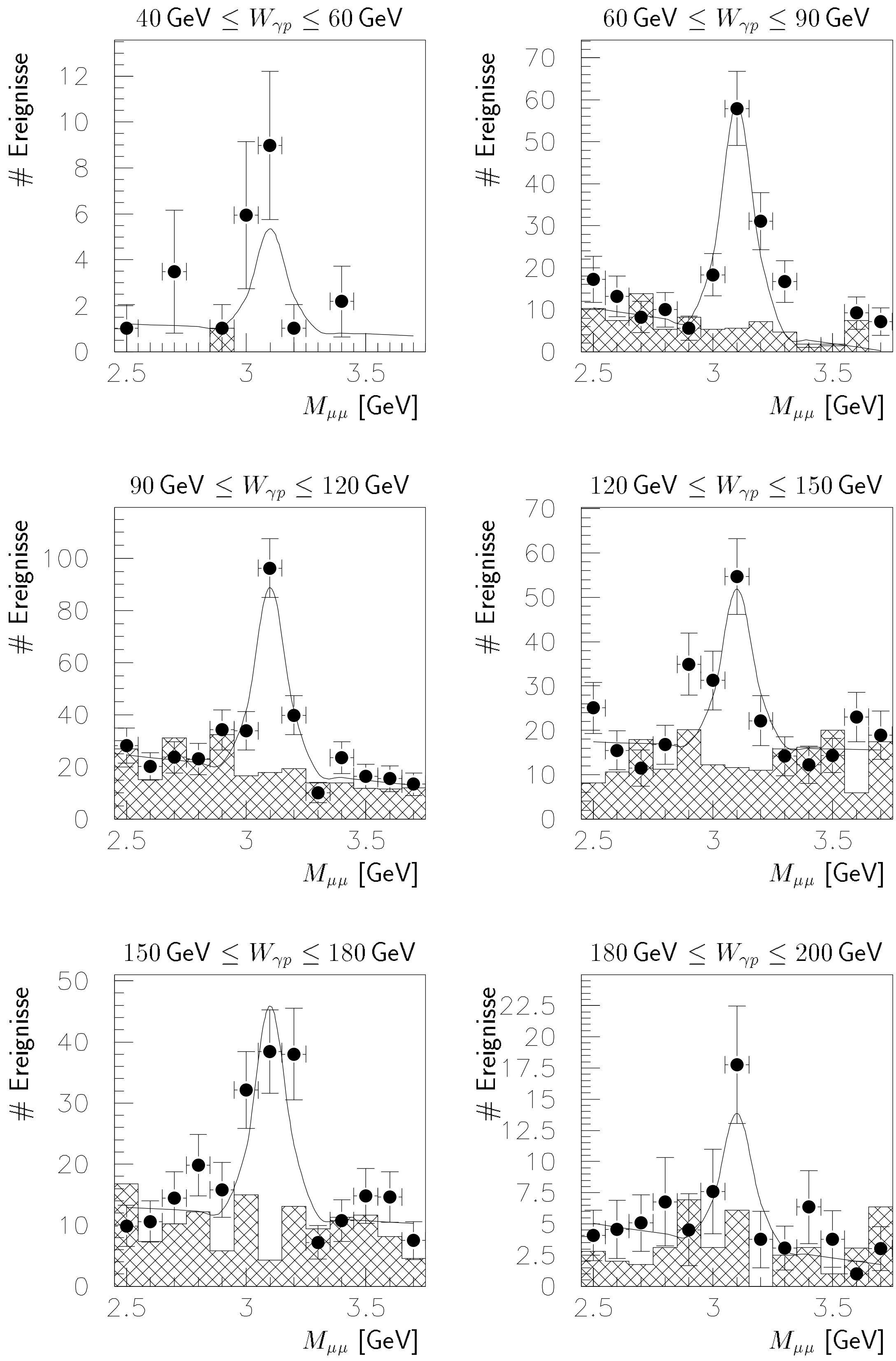


Abbildung 7.2: *Massenverteilungen der Myonpaare in Intervallen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$. Die Punkte bezeichnen Ereignisse mit unterschiedlich geladenen Myonen, die schraffierten Histogramme solche mit gleichgeladenen. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung mit der Summe einer Gaussfunktion und einer Geraden (siehe Text). Die Skalierungsfaktoren für die Subtrigger werden berücksichtigt. Die Fehler ergeben sich aus der Summe der Quadrate der Gewichte.*

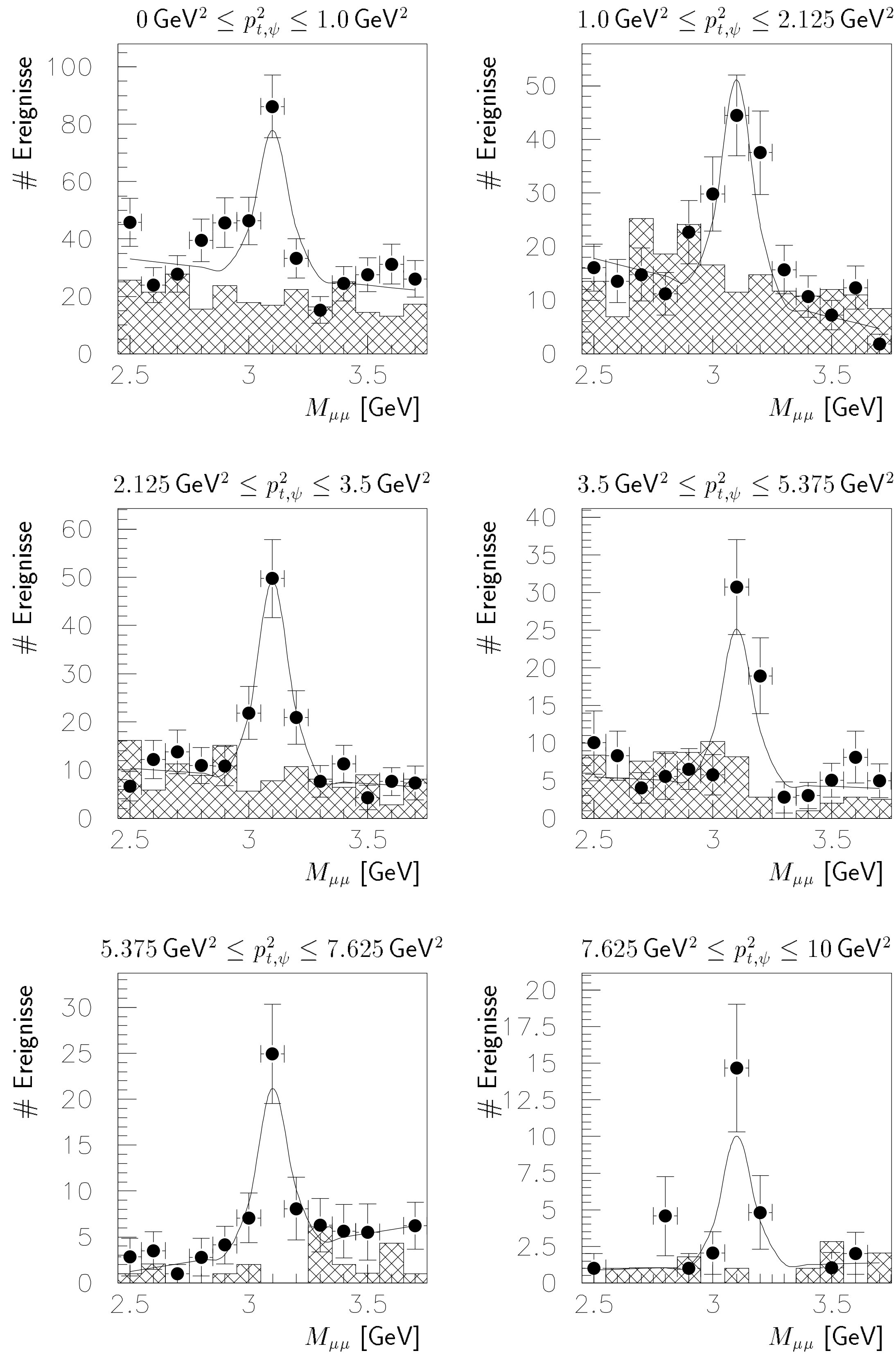


Abbildung 7.3: *Massenverteilungen der Myonpaare in Intervallen des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p^2_{t,\psi}$. Die Punkte bezeichnen Ereignisse mit unterschiedlich geladenen Myonen, die schraffierten Histogramme solche mit gleichgeladenen. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung mit der Summe einer Gaussfunktion und einer Geraden (siehe Text). Die Skalierungsfaktoren für die Subtrigger werden berücksichtigt. Die Fehler ergeben sich aus der Summe der Quadrate der Gewichte.*

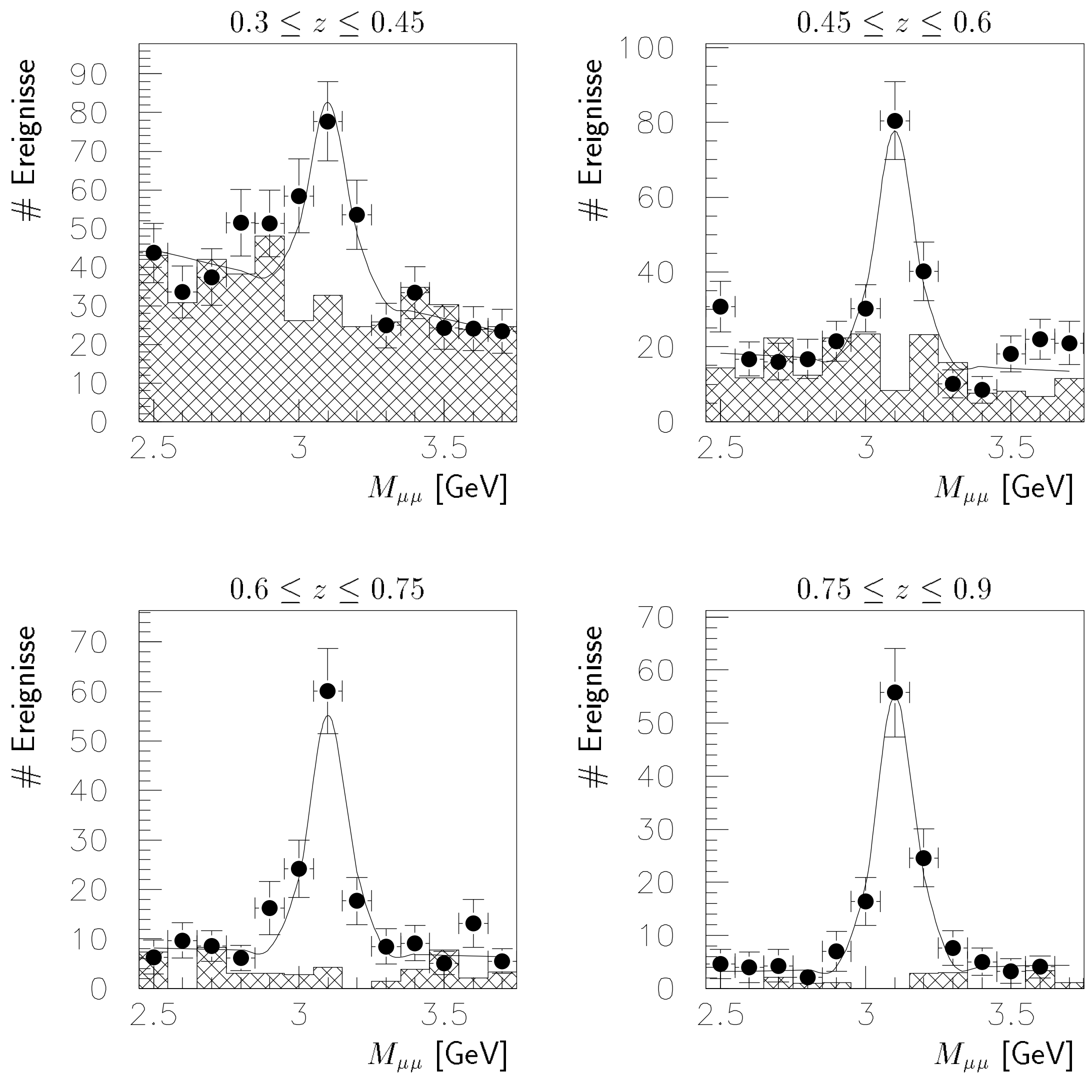


Abbildung 7.4: *Massenverteilungen der Myonpaare in Intervallen der Elastizität z. Die Punkte bezeichnen Ereignisse mit unterschiedlich geladenen Myonen, die schraffierten Histogramme solche mit gleichgeladenen. Die durchgezogene Kurve ist eine Anpassung mit der Summe einer Gaussfunktion und einer Geraden (siehe Text). Die Skalierungsfaktoren für die Subtrigger werden berücksichtigt. Die Fehler ergeben sich aus der Summe der Quadrate der Gewichte.*

Größe der Intervalle wird erreicht, daß in jedem Intervall ausreichend Ereignisse für eine sinnvolle Anpassung vorhanden sind. Trotzdem bleibt erkennbar, daß die Anzahl der J/ψ-Mesonen mit wachsendem $p_{t,\psi}^2$ abnimmt. Eine Übersicht über die Ereigniszahlen in den verschiedenen $p_{t,\psi}^2$-Abschnitten findet sich in Tabelle 7.2.

$p_{t,\psi}$-Bereich	# Ereignisse	J/ψ-Masse	# J/ψ-Mesonen
$0\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_{t,\psi}^2 \leq 1.0\,\mathrm{GeV}^2$	472.93 (353)	201.45 (152)	91.28 ± 17.23
$1.0\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_{t,\psi}^2 \leq 2.125\,\mathrm{GeV}^2$	237.57 (185)	131.86 (100)	87.05 ± 13.92
$2.125\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_{t,\psi}^2 \leq 3.5\,\mathrm{GeV}^2$	185.01 (146)	103.06 (81)	69.22 ± 11.97
$3.5\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_{t,\psi}^2 \leq 5.375\,\mathrm{GeV}^2$	114.08 (94)	61.28 (50)	42.38 ± 8.94
$5.375\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_{t,\psi}^2 \leq 7.625\,\mathrm{GeV}^2$	78.02 (66)	46.68 (41)	31.68 ± 7.45
$7.625\,\mathrm{GeV}^2 \leq p_{t,\psi}^2 \leq 10\,\mathrm{GeV}^2$	31.16 (26)	21.53 (18)	16.72 ± 5.23 *

Tabelle 7.2: *Anzahl der Ereignisse im Massenbereich $2.45\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 3.75\,GeV$, Gesamtsignal im J/ψ-Massenbereich $2.9\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 3.3\,GeV$ und Anzahl der J/ψ-Mesonen nach Untergrundabzug in Intervallen des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$. Die Ereigniszahlen sind gewichtet, in Klammern sind zum Vergleich die ungewichteten Werte angegeben. (*) Im letzten Abschnitt wurde die Seitenbandmethode benutzt.*

z-Verteilung: Abbildung 7.4 zeigt die Massenverteilungen in Abschnitten der Elastizität z, wobei das J/ψ-Signal im Bereich kleiner z weniger klar ist als in den anderen drei Bereichen. Das ist auf den wesentlich größeren Untergrundanteil zurückzuführen. Die Anzahl der J/ψ-Mesonen in den vier Intervallen dagegen ist nahezu konstant. Die Ereigniszahlen sind in Tabelle 7.3 zusammengestellt.

z-Bereich	# Ereignisse	J/ψ-Masse	# J/ψ-Mesonen
$0.3 \leq z \leq 0.45$	537.09 (416)	230.46 (175)	95.41 ± 18.30
$0.45 \leq z \leq 0.6$	332.42 (258)	167.40 (131)	103.81 ± 15.33
$0.6 \leq z \leq 0.75$	190.46 (154)	119.60 (99)	90.25 ± 12.60
$0.75 \leq z \leq 0.9$	138.65 (111)	107.32 (88)	92.11 ± 11.85

Tabelle 7.3: *Anzahl der Ereignisse im Massenbereich $2.45\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 3.75\,GeV$, Gesamtsignal im J/ψ-Massenbereich $2.9\,GeV \leq M_{\mu\mu} \leq 3.3\,GeV$ und Anzahl der J/ψ-Mesonen nach Untergrundabzug in Intervallen der Elastizität z. Die Ereigniszahlen sind gewichtet, in Klammern sind zum Vergleich die ungewichteten Werte angegeben.*

7.1.2 Untergrundquellen

Bisher wurden in diesem Kapitel nur solche Untergrundereignisse berücksichtigt, bei denen die als Myonen erkannten Teilchen wahrscheinlich nicht durch den Zerfall eines J/ψ-Mesons entstehen (nichtresonanter Untergrund). Es gibt aber auch Ereignisse, bei denen J/ψ-Mesonen durch Mechanismen entstehen, die nicht Gegenstand der vorgelegten Untersuchung sind (resonanter Untergrund). Die Quellen beider Untergrundarten werden im folgenden kurz erläutert.

Nichtresonanter Untergrund

Viele Ereignisse, in denen zwei Myonen identifiziert werden, entstehen durch Produktion leichter Quarks in Photon-Gluon-Fusion, wobei die erzeugten Hadronen in Myonen zerfallen oder als solche fehlidentifiziert werden. Da der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung leichter Quarks um einige Größenordnungen höher ist als derjenige für c-Quarks, wird die geringere Wahrscheinlichkeit für den Zerfall oder die Fehlidentifikation zweier Hadronen ausgeglichen. Bei diesen Ereignissen sind Myonpaare gleicher und entgegengesetzter Ladung annähernd gleich wahrscheinlich. Je mehr Hadronen es in einem Ereignis gibt, d.h. je mehr „gute" Spuren in einem Ereignis registriert werden, desto häufiger wird ein Myonpaar identifiziert. Da Ereignisse mit kleiner Elastizität meist viele Spuren besitzen (siehe Abbildung 7.5), erklärt die Erzeugung leichter Quarks den großen Untergrundanteil im niedrigsten z-Intervall.
Bei der Erzeugung von c- und b-Quarks können D- bzw. B-Mesonen entstehen, die semileptonisch in Myonen zerfallen. Aus dem Zerfall zweier D-Mesonen, die sich aus einem $c\bar{c}$-Paar gebildet haben, erwartet man nur unterschiedlich geladene Myonpaare, während bei zwei B-Mesonen auch ein kleiner Anteil gleichgeladener Paare erwartet wird.
Außerdem können entgegengesetzt geladene Myonpaare in Photon-Photon-Streuung produziert werden. Da bei solchen Ereignissen meist sehr wenige Spuren im Detektor nachgewiesen werden, ist der Wert der Elastizität groß.

Resonanter Untergrund

Die größte Quelle für resonanten Untergrund ist die Erzeugung von ψ'-Mesonen ($\psi(2S)$) in Photon-Gluon-Fusion, die mit einem Verzweigungsverhältnis von 57% [PDG96] in J/ψ-Mesonen zerfallen. Der gemessene Wirkungsquerschnitt für die inelastische ψ'-Produktion ist etwa um einen Faktor 4 kleiner als der für die J/ψ-Produktion [See96], so daß man einen Anteil von ca. 15% der J/ψ-Mesonen aus dem ψ'-Zerfall erwartet. Da sich diese Ereignisse experimentell kaum von der J/ψ-Erzeugung unterscheiden lassen, werden sie üblicherweise bei den theoretischen Berechnungen berücksichtigt.

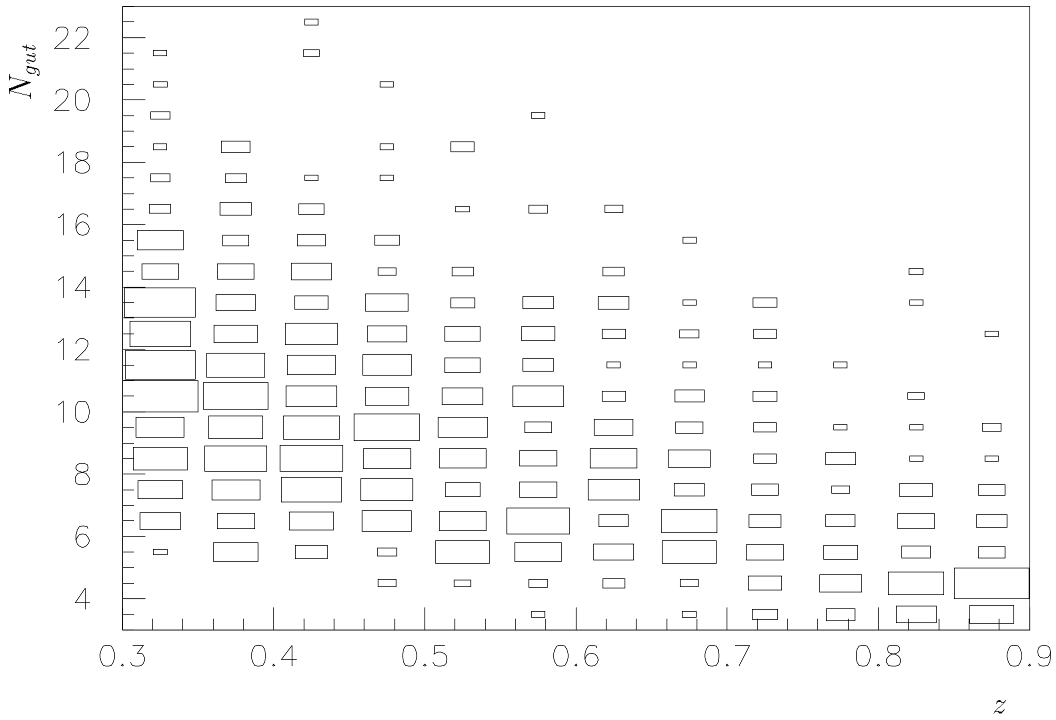


Abbildung 7.5: *Anzahl der „guten" Spuren N_{gut} in Abhängigkeit von der Elastizität z für alle selektierten Ereignisse*

7.2 Vergleich mit Modellen

Zunächst sei daran erinnert, daß die im folgenden mit Colour-Singlet-Modell (CSM) und Zotov-Saleev-Modell bezeichneten Modelle, die die inelastische Photoproduktion von J/ψ-Mesonen beschreiben, beide zum Prozeß der Photon-Gluon-Fusion gehören und beide nur Colour-Singlet-Beiträge berücksichtigen. Der entscheidende Unterschied ist, daß das Zotov-Saleev-Modell den Transversalimpuls des Gluons mit einbezieht.
Um zu überprüfen, wie gut das Colour-Singlet-Modell und das Zotov-Saleev-Modell die Daten beschreiben, werden die Verteilungen einiger kinematischer Variablen verglichen. Es werden die mit EPJPSI simulierten Ereignisse nach den Schnitten der Datenselektion und der Forderung der Subtrigger benutzt. Bei der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, dem Quadrat des Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$ des J/ψ-Mesons sowie der Elastizität z stehen wegen der Betrachtung der Massenverteilungen untergrundfreie J/ψ-Verteilungen zur Verfügung. Bei anderen Variablen werden wie im letzten Kapitel alle Ereignisse im J/ψ-Massenbereich betrachtet, so daß auch Ereignisse aus nichtresonantem Untergrund enthalten sind.
Im Generator EPJPSI werden die Prozesse der Photon-Gluon-Fusion nur in führender Ordnung berücksichtigt. Aus den theoretischen Rechnungen folgt, daß sich die meisten Verteilungen in nächstführender Ordnung vor allem in der Normierung, aber nur wenig in der Form von denjenigen in führender Ordnung unterscheiden [Sch97.1]. Deswegen wird hier nicht die absolute Zahl der simulierten Ereignisse benutzt, sondern die Zahl der

simulierten Ereignisse wird auf die Anzahl der Ereignisse in den Daten normiert. Für alle Variablen in den simulierten Ereignissen werden rekonstruierte Werte benutzt.

7.2.1 Experimentelle Verteilungen

Abbildung 7.6 zeigt die Verteilung der Anzahl der „guten" Spuren N_{gut} in verschiedenen Bereichen der Elastizität z. Für die Daten wurden alle Ereignisse aus dem J/ψ-Massenbereich verwendet. Bei kleinen Elastizitäten $0.3 \leq z < 0.4$ (a) stimmt vor allem das Colour-Singlet-Modell nicht gut mit den Daten überein. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt in den Daten bei größeren Werten als in beiden Modellen. Das ist von Bedeutung, weil die Effizienz der z-Vertex-Triggerelemente und der Elemente des DCRΦ-Triggers von N_{gut} abhängen. Es könnte auf einen Anteil von Prozessen mit aufgelöstem Photon hindeuten, bei denen man im Mittel mehr Spuren erwartet.
Für mittlere Werte von z (Abb. 7.6 b) beschreiben die simulierten Ereignisse beider Prozesse die Daten gut. Bei großen Elastizitäten $0.7 \leq z < 0.9$ (c) fällt in den Daten der Überschuß der Ereignisse mit vier „guten" Spuren auf. Dieser ist auf den Zerfall von ψ'-Mesonen in ein J/ψ und zwei Pionen zurückzuführen. Sonst stimmen die Verteilungen recht gut überein.
Für die Zerfallsmyonen der J/ψ-Mesonen ist in Abbildung 7.7 der Impuls p (a), der Transversalimpuls p_t (b) und der Polarwinkel θ (c) dargestellt. Bei den Daten wurden alle Ereignisse aus dem J/ψ-Massenbereich verwendet. Beide Modelle unterschätzen die Anzahl der Myonen mit kleinen Impulsen bzw. Transversalimpulsen, was möglicherweise durch den Untergrundanteil in den Daten verursacht wird. Im Zotov-Saleev-Modell ist eine deutlichere Verschiebung zu großen Werten zu erkennen als im Colour-Singlet-Modell. Die Verteilung der Polarwinkel in den Daten wird durch das Colour-Singlet-Modell besser beschrieben als durch das Zotov-Saleev-Modell. Den drastischen Anstieg der Daten im Rückwärtsbereich zeigt nur das Colour-Singlet-Modell.

7.2.2 Kinematische Größen

In Abbildung 7.8 sind die Verteilungen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, des Quadrats des Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$ des J/ψ-Mesons und der Elastizität z dargestellt. In Abb. 7.8 a) erkennt man, daß sowohl das Colour-Singlet-Modell als auch das Zotov-Saleev-Modell die Form der $W_{\gamma p}$-Verteilung gut beschreiben. Die größte Abweichung ist im Abschnitt zwischen 120 GeV und 150 GeV zu beobachten, wo die Daten unter beiden Vorhersagen liegen. Wie erwartet unterscheiden sich die beiden Modelle in dieser Verteilung wenig.
Die Normierungsfaktoren für die beiden Modelle wurden aus der $W_{\gamma p}$-Verteilung ermittelt, indem die Verteilungen der simulierten Ereignisse auf die integrierte Luminosität der Daten skaliert wurden. Dann wurde berechnet, mit welcher Zahl man diese Verteilungen multiplizieren muß, um die gewichtete Ereigniszahl der Daten zu erhalten. Damit ergibt sich ein Normierungsfaktor von 1.7 für das Colour-Singlet-Modell bzw. von 0.83 für das Zotov-Saleev-Modell. Diese Faktoren wurden bei den folgenden Verteilungen benutzt. Aus

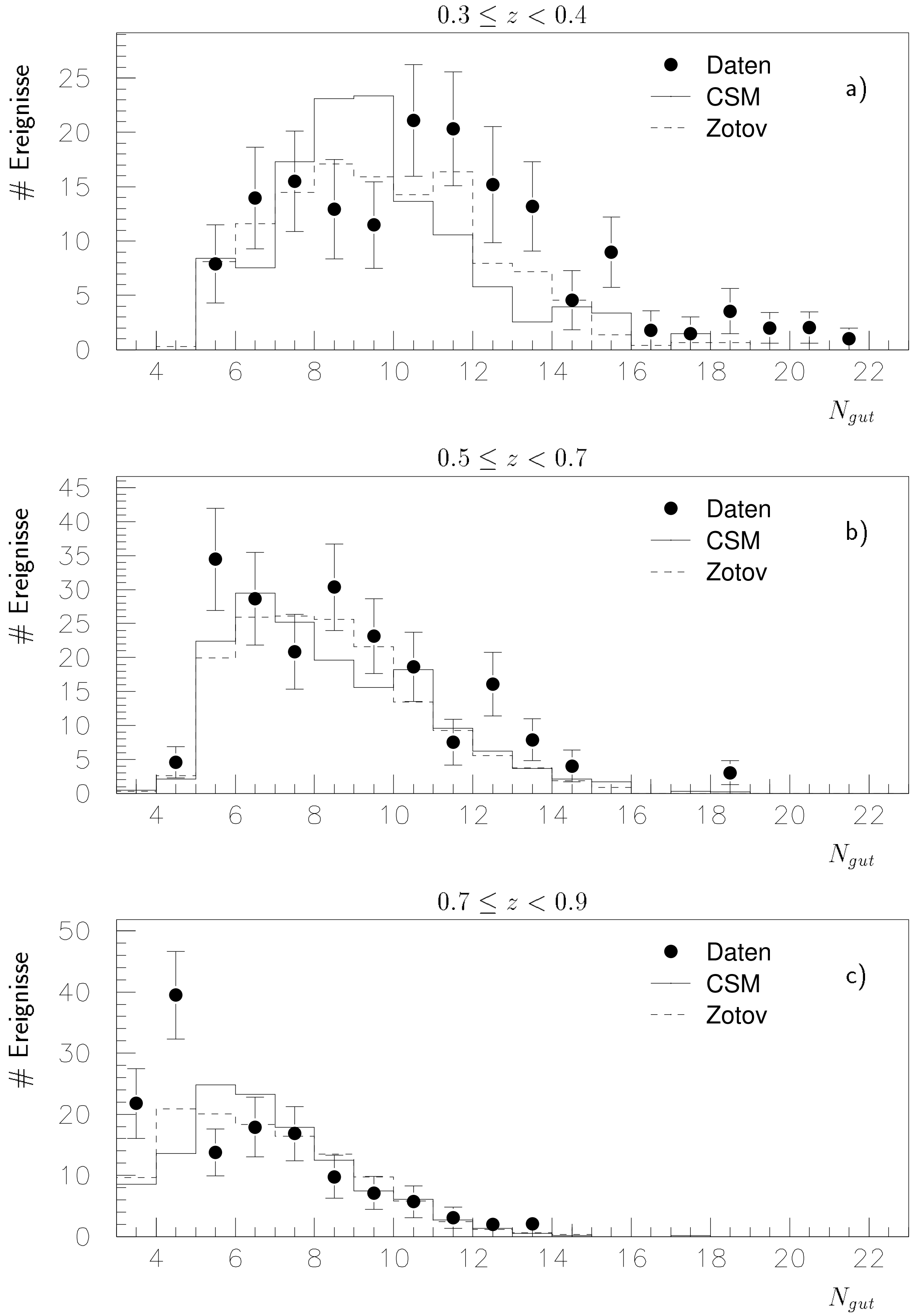


Abbildung 7.6: *Verteilungen der Anzahl der „guten" Spuren N_{gut} für verschiedene Bereiche der Elastizität: a) $0.3 \leq z < 0.4$, b) $0.5 \leq z < 0.7$ und c) $0.7 \leq z < 0.9$. Dargestellt sind die gewichteten Ereignisse aus dem J/ψ-Massenbereich in den Daten (Punkte) mit den statistischen Fehlern sowie Ereignisse, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung (durchgezogene Linie) bzw. gemäß dem Zotov-Saleev-Modell (gestrichelt) generiert wurden. Die Gesamtzahl der simulierten Ereignisse wurde jeweils auf die Daten normiert.*

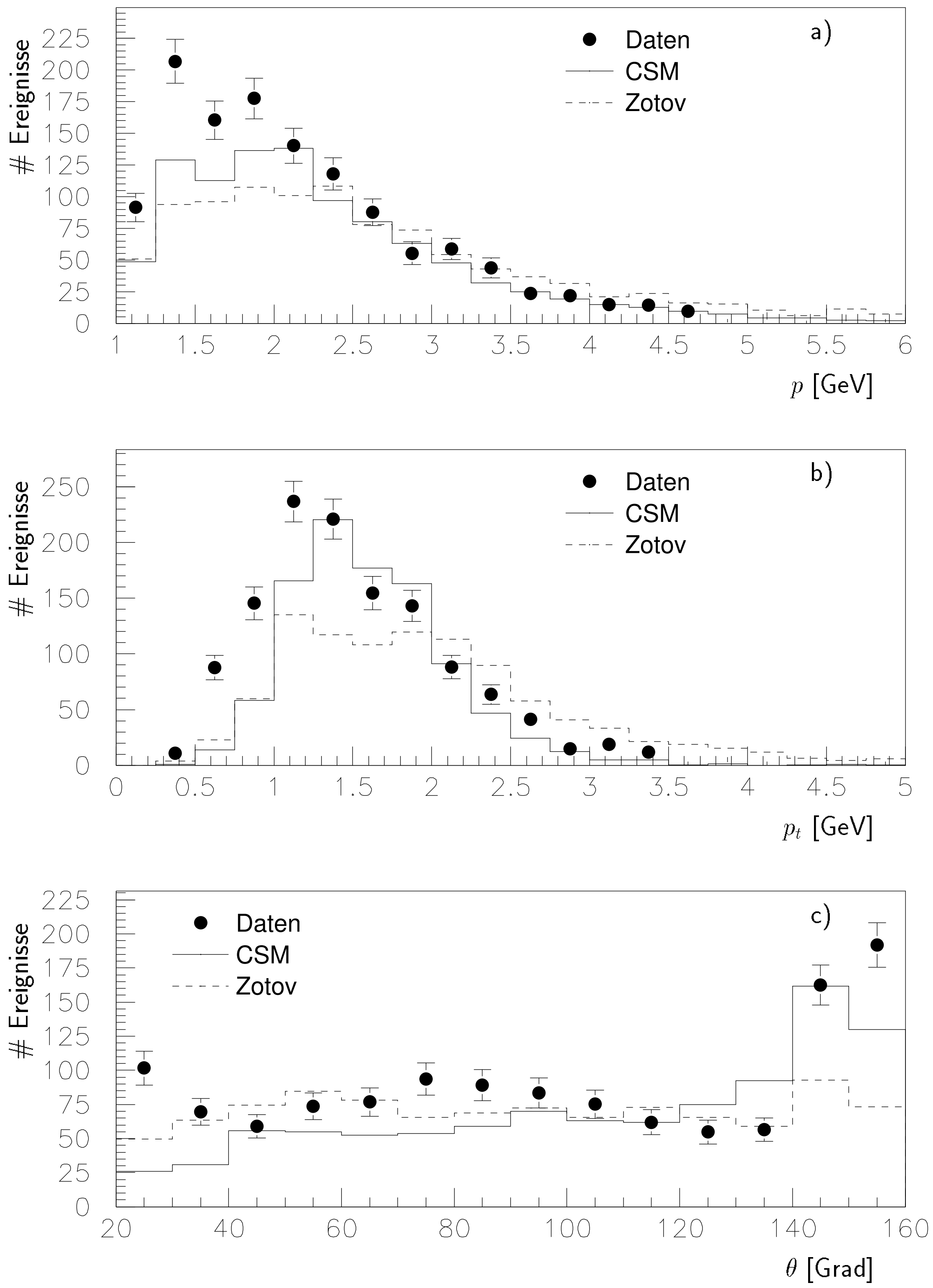


Abbildung 7.7: *Verteilungen des Impulses p, des Transversalimpulses p_t und des Polarwinkels θ der Zerfallsmyonen des J/ψ-Mesons. Dargestellt sind die gewichteten Ereignisse aus dem J/ψ-Massenbereich in den Daten (Punkte) mit den statistischen Fehlern sowie Ereignisse, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung (durchgezogene Linie) bzw. gemäß dem Zotov-Saleev-Modell (gestrichelt) generiert wurden. Die Gesamtzahl der Einträge der simulierten Ereignisse wurde jeweils auf die Daten normiert.*

theoretischen Berechnungen erwartet man, daß die Vorhersagen in führender Ordnung etwa einen Faktor 2 zu niedrig sind [Sch97.1]. Daher ist es erstaunlich, daß der Faktor für das Zotov-Saleev-Modell kleiner als Eins ist.
Bei der $p^2_{t,\psi}$-Verteilung (Abb. 7.8 b) fällt auf, daß keines der beiden Modelle die Daten beschreibt. Der Abfall der Ereigniszahlen mit wachsendem $p^2_{t,\psi}$ im Colour-Singlet-Modell ist zu steil, während derjenige im Zotov-Saleev-Modell zu flach ist. Die Rechnungen in nächstführender Ordnung im Colour-Singlet-Modell ergeben jedoch eine deutlich flachere Verteilung des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses, die mit den Daten besser übereinstimmt [Krä96, Sch97.1]. Für das Zotov-Saleev-Modell gibt es keine Rechnungen in nächstführender Ordnung.
Die Verteilung der Elastizität z (Abb. 7.8 c) stimmt für beide Modelle ungefähr mit den Daten überein. Die Abnahme bei großen z im Zotov-Saleev-Modell kann auf die fehlende relativistische Korrektur zurückzuführen sein. Eine Aussage darüber, ob bei kleinen z große Beiträge von Prozessen mit aufgelöstem Photon zu erwarten sind, ist anhand dieser Darstellung nicht möglich. Die Colour-Octet Beiträge, die man aus den Ergebnissen des CDF-Experiments für HERA-Energien vorhersagt [CDF95, Krä96], sollten vor allem bei großen z zu finden sein. Dafür gibt es in dieser Verteilung keinerlei Hinweise. Fordert man $p^2_{t,\psi} > 1\,\mathrm{GeV}$, erhält man in den Daten die offenen Kreise. Die Anzahl der Ereignisse nimmt ab, aber die Form der Verteilung bleibt nahezu gleich.
Die Abbildungen 7.9 und 7.10 zeigen die Verteilungen von $W_{\gamma p}$ sowie $p^2_{t,\psi}$ in den Elastizitätsbereichen $0.6 \leq z \leq 0.9$ und $0.3 \leq z \leq 0.6$. Die Normierungsfaktoren aus Abb. 7.8 wurden auch für diese Darstellungen benutzt. Bei der Photon-Proton-Schwerpunktenergie (a) erkennt man, daß die Diskrepanz im Bereich von 120 GeV bis 150 GeV bei großen z ausgeprägter ist als bei kleinen z. Da in diesem $W_{\gamma p}$-Intervall die Kleinwinkel-Elektron-Detektoren eine sehr geringe Akzeptanz haben, ist zu vermuten, daß dieser Effekt auf die entsprechenden Subtrigger S84 und S87 zurückzuführen ist. Die Vorhersagen der beiden Modelle unterscheiden sich, weil die Elastizitätsverteilungen unterschiedlich sind, hier aber die gleiche Normierung wie für $0.3 \leq z \leq 0.9$ verwendet wurde.
Das Quadrat des J/ψ-Transversalimpulses $p^2_{t,\psi}$ (b) zeigt für Daten in beiden z-Intervallen ein ähnliches Verhalten. Bei kleinen Elastizitäten sind die Fehler wegen des höheren Untergrundanteils im J/ψ-Massenbereich größer. Die Verteilung des Colour-Singlet-Modells ist bei großen z deutlich steiler als bei kleinen z. Das Zotov-Saleev-Modell ist in beiden Bereichen flacher als die Daten.

Insgesamt kann man aus diesem Vergleich schließen, daß das Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung die Verteilungen der Photon-Proton-Schwerpunktenergie und der Elastizität gut beschreibt, beim Quadrat des J/ψ-Transversalimpulses, der Anzahl der „guten“ Spuren und dem Impuls, Transversalimpuls und Polarwinkel der Zerfallsmyonen aber Abweichungen zeigt. Eine mögliche Erklärung sind Beiträge der nächstführenden Ordnung in α_s oder von Prozessen mit aufgelöstem Photon. Bei den experimentellen Verteilungen können auch Untergrundereignisse in den Daten eine Rolle spielen. Es wurden keine Hinweise gefunden, daß das Zotov-Saleev-Modell besser mit den Daten übereinstimmt als das Colour-Singlet-Modell. Da es für das Zotov-Saleev-Modell bisher nur Berechnungen mit der in [Sal96] beschriebenen Partondichte gibt, wäre es interessant, wie sich die Verwendung einer anderen Partondichte auswirken würde.

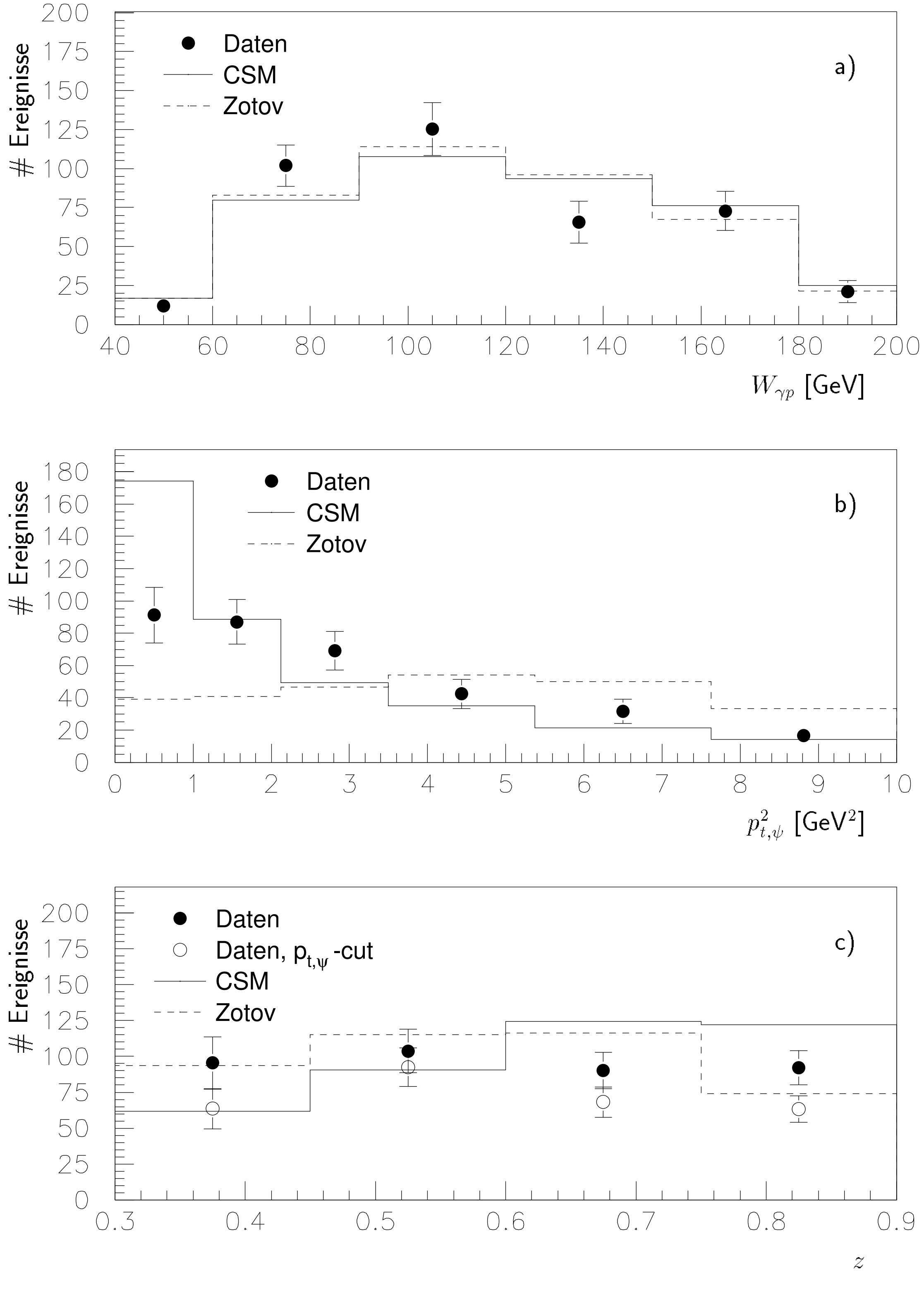


Abbildung 7.8: *Verteilungen a) der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$, b) des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p^2_{t,\psi}$ sowie c) der Elastizität z (offene Kreise für $p^2_{t,\psi} > 1\,GeV$). Dargestellt sind die gewichteten Anzahlen der J/ψ-Mesonen in den Daten nach Untergrundabzug (Punkte) mit den statistischen Fehlern aus Tab. 7.1 bis 7.3 sowie Ereignisse, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung (CSM, durchgezogene Linie) bzw. gemäß dem Zotov-Saleev-Modell (gestrichelt) generiert wurden. Die Gesamtzahl der simulierten Ereignisse wurde in a) auf die Daten normiert und die Normierungsfaktoren von 1.7 (CSM) bzw. 0.83 (Zotov) für b) und c) verwendet.*

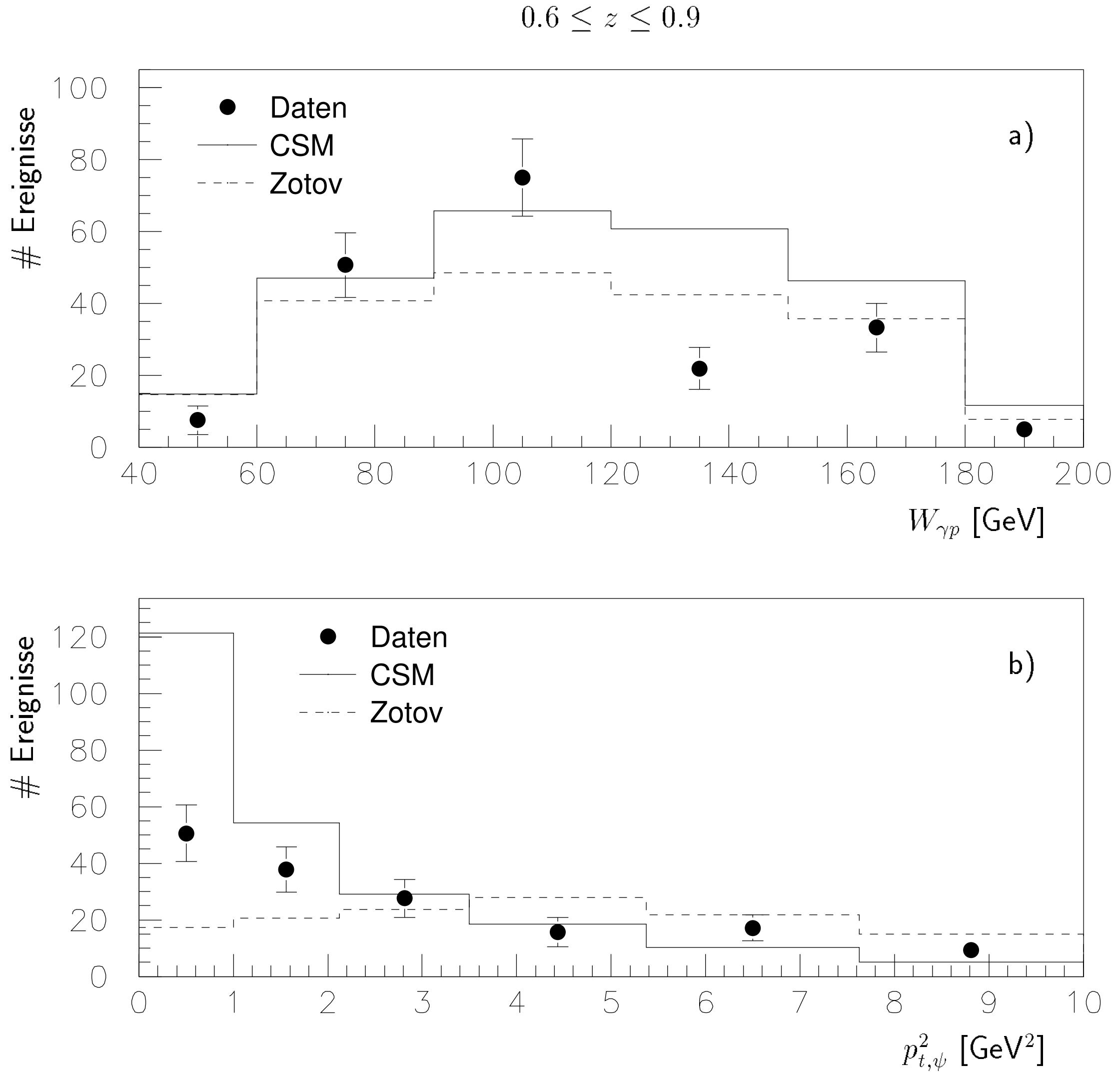


Abbildung 7.9: *Verteilungen a) der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ und b) des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p^2_{t,\psi}$ im Elastizitätsbereich $0.6 \leq z \leq 0.9$. Dargestellt sind die gewichteten Anzahlen der J/ψ-Mesonen in den Daten nach Untergrundabzug (Punkte) mit den statistischen Fehlern sowie Ereignisse, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung (CSM, durchgezogene Linie) bzw. gemäß dem Zotov-Saleev-Modell (gestrichelt) generiert wurden. Die Normierungsfaktoren von 1.7 (CSM) bzw. 0.83 (Zotov) aus Abb. 7.8 wurden verwendet.*

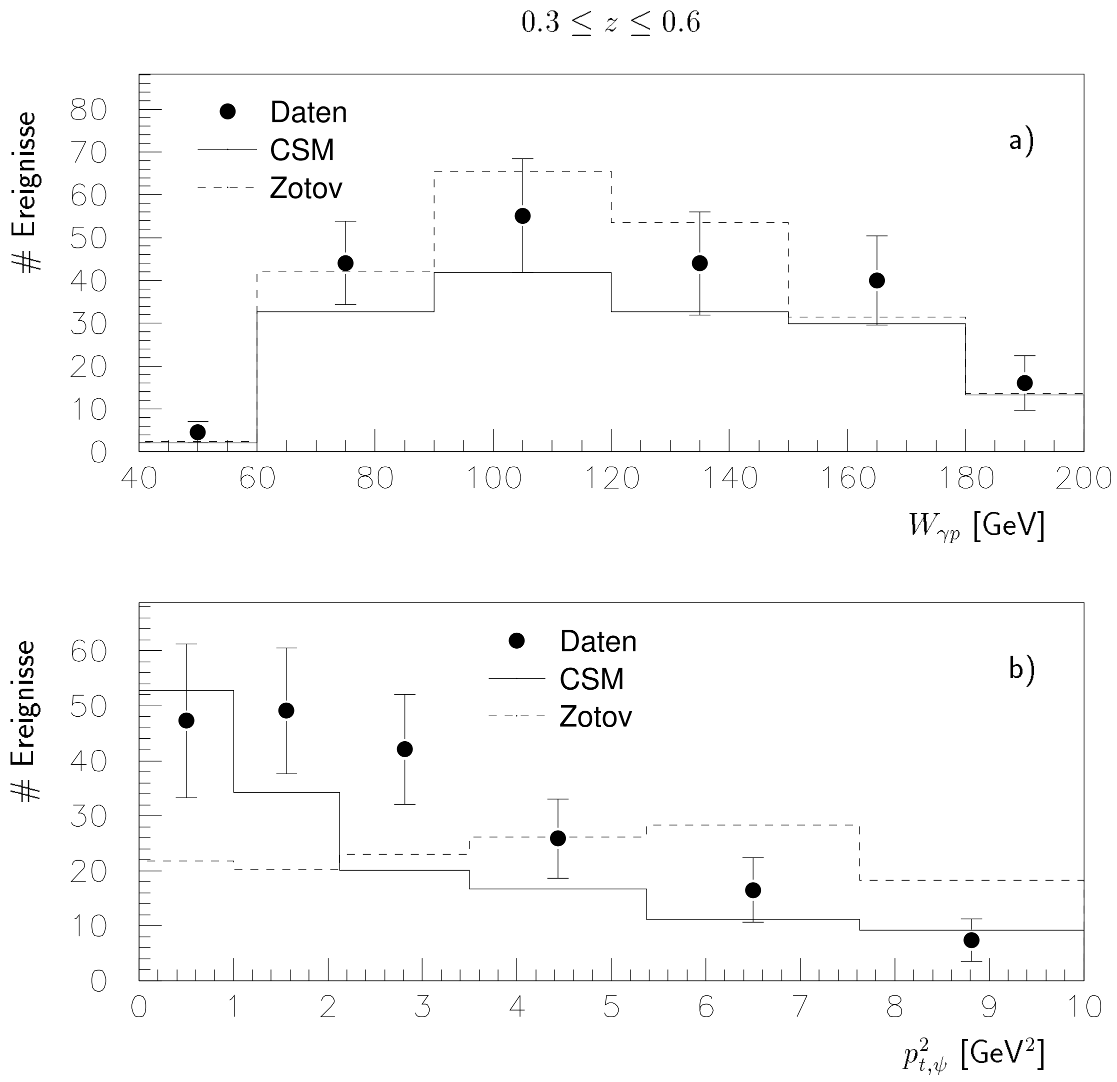


Abbildung 7.10: *Verteilungen a) der Photon-Proton-Schwerpunktenergie $W_{\gamma p}$ und b) des Quadrats des J/ψ-Transversalimpulses $p_{t,\psi}^2$ im Elastizitätsbereich $0.3 \leq z \leq 0.6$. Dargestellt sind die gewichteten Anzahlen der J/ψ-Mesonen in den Daten nach Untergrundabzug (Punkte) mit den statistischen Fehlern sowie Ereignisse, die gemäß dem Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung (CSM, durchgezogene Linie) bzw. gemäß dem Zotov-Saleev-Modell (gestrichelt) generiert wurden. Die Normierungsfaktoren von 1.7 (CSM) bzw. 0.83 (Zotov) aus Abb. 7.8 wurden verwendet.*

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die inelastische Photoproduktion von J/ψ-Mesonen untersucht. Dazu wurden die Ereignisse der Datennahmeperioden 1995 und 1996 des H1-Experiments betrachtet. Die integrierte Luminosität in diesem Zeitraum beträgt $\mathcal{L} \approx 11\,\mathrm{pb}^{-1}$. Die J/ψ-Mesonen wurden anhand ihres Zerfalls in ein entgegengesetzt geladenes Myonpaar im Zentralbereich des Detektors identifiziert. Ca. 16% der simulierten Ereignisse aus Photon-Gluon-Fusion im Colour-Singlet-Modell in führender Ordnung, die im Bereich $40\,\mathrm{GeV} \leq W_{\gamma p} \leq 200\,\mathrm{GeV}$ liegen, erfüllen die Selektionskriterien.
Bei Ereignissen, in denen ein inelastisch erzeugtes J/ψ-Meson in zwei Myonen zerfällt, sprechen vor allem die Myontrigger des instrumentierten Eisens in Verbindung mit Spurkammertriggern an. Eine wichtige Rolle für den Trigger spielen auch die Kleinwinkel-Elektron-Detektoren, deren Akzeptanz bekannt ist. Diese Trigger sind so weit verstanden, daß eine Abschätzung der Effizienz anhand von simulierten Ereignissen möglich ist. Die Wahrscheinlichkeit, daß ein selektiertes Ereignis einen der ausgewählten Subtrigger auslöst, nimmt in der Simulation von 49% am Anfang des Jahres 1995 bis auf 26% im Jahr 1996 ab. Eine Ursache dafür ist die Verschärfung der Spurbedingungen der Subtrigger.
Im Intervall $0.3 \leq z \leq 0.9$ der Elastizität ist ein deutliches J/ψ-Signal vorhanden. Im Massenbereich $2.9\,\mathrm{GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 3.3\,\mathrm{GeV}$ liegen 493 Ereignisse. Nach Untergrundabzug und unter Berücksichtigung der Untersetzung einiger Subtrigger erhält man eine Rate von ca. 35 Ereignissen mit J/ψ-Mesonen pro pb^{-1}. Ein großer Teil dieser Ereignisse hat Photon-Proton-Schwerpunktenergien $W_{\gamma p}$ zwischen 60 GeV und 180 GeV. Die Ergebnisse sind verträglich mit der Analyse der Datennahmeperioden 1994 und 1995 von S. Schiek [Sch97.1].
Beim Vergleich der kinematischen Variablen der Daten mit simulierten Ereignissen ist festzustellen, daß das Colour-Singlet-Modell der Photon-Gluon-Fusion in führender Ordnung die $W_{\gamma p}$-Verteilung und die z-Verteilung gut beschreibt. Beim Quadrat des Transversalimpulses des J/ψ-Mesons hingegen gibt es deutliche Unterschiede, die möglicherweise auf die Vernachlässigung von Beiträgen der nächstführenden Ordnung zurückzuführen sind. Kleine Abweichungen in der Impuls-, Transversalimpuls- und Polarwinkelverteilung der Zerfallsmyonen könnten durch Untergrundereignisse in den Daten oder Beiträge von Prozessen mit aufgelöstem Photon verursacht werden. Das Zotov-Saleev-Modell wurde zum ersten Mal mit Daten verglichen und zeigt größere Abweichungen als das Colour-Singlet-Modell.

Mit den vorhandenen Daten ist es möglich, einen Wirkungsquerschnitt für die Photon-Gluon-Fusion im $W_{\gamma p}$-Bereich zwischen 60 GeV und 180 GeV zu berechnen. Dafür sollte überprüft werden, welche Prozesse die Quelle der Ereignisse bei kleinen Elastizitäten $0.3 \leq z \leq 0.45$ sind.
Im Vergleich der Simulation mit den Daten sind folgende Abweichungen festgestellt worden:

- Die Elemente des z-Vertex-Triggers zeigen in der Simulation eine um ca. 5% bis 10% zu hohe Effizienz.
- Die Elemente des Myontriggers haben in der Simulation eine 15% bis 25% größere Effizienz als in den Daten.
- Die Myonerkennung im Kalorimeter zeigt in der Simulation eine 15% höhere Wahrscheinlichkeit als in den Daten.

Es wäre wünschenswert, daß die Simulation in diesen Punkten den Daten angepaßt würde. Für die Analyse und den Vergleich mit simulierten Ereignissen würde das eine erhebliche Erleichterung bedeuten.
Eine Analyse der Daten des Jahres 1997 würde wesentlich mehr Ereignisse selektieren, da die integrierte Luminosität bereits jetzt größer ist als die der Jahre 1995 und 1996 zusammen. 1997 wurde außerdem ein weiterer Subtrigger (S15) eingeführt, der weniger strenge Spurbedingungen verlangt als die in dieser Arbeit verwendeten Subtrigger. Deswegen kann man die Untersuchung vielleicht auf kleinere Photon-Proton-Schwerpunktenergien ausdehnen.

Anhang A

Ereignisklasse 24

Die Anforderungen für die Ereignisklasse 24 im Jahr 1995 sind in Tabelle A.1 zusammengestellt. Die Abkürzungen bedeuten:

- z_0: z-Koordinate am Punkt des kleinsten Abstands zum Ursprung
- R_{Start}: radialer Abstand des ersten Treffers von der z-Achse
- $N_{planare\,Segmente}$: Anzahl der getroffenen planaren Segmente des Vorwärtsspurdetektors
- $N_{Segmente}$: Anzahl der getroffenen radialen und planaren Segmente des Vorwärtsspurdetektors
- θ_{Vertex} Polarwinkel der vertexangepaßten Spur
- p, p_t: Impuls, Transversalimpuls
- $\chi^2_{Spuranpassung}$: χ^2 der Anpassung der Spur an die Treffer in den Spurkammern
- $\chi^2_{Vertexanpassung}$: χ^2 der Anpassung der Spur an den Ereignisvertex
- NDF: Anzahl der Freiheitsgrade
- R_0: radialer Abstand der Spur zum nominellen Vertex vor der Anpassung an den Ereignisvertex
- ρ: radialer Abstand der zurückextrapolierten Eisenspur vom Ereignisvertex
- N_{Lagen}: Anzahl der getroffenen Streamerrohrkammer-Lagen im Eisen, wobei die Myonboxen nicht mitgezählt werden
- z_{Vertex}: z-Komponente des Ereignisvertex
- χ^2_{Fit}: χ^2 der Spuranpassung
- $\phi_{erster\,Treffer}$, $\phi_{letzter\,Treffer}$: Azimut des ersten bzw. letzten Treffers einer Spur
- $P(\chi^2)$: Wahrscheinlichkeit der Spurverbindung

Selektionskriterien der Myonklasse	
• 1 Myon (identifiziert im instr. Eisen oder FMD)	oder
• ≥ 2 Myonen (identifiziert im instr. Eisen, FMD oder LAr–Kalorimeter)	oder
• 1 Myon (instr. Eisen, FMD oder LAr–Kalorimeter) und ≥ 1 Elektron	oder
• 1 Myon und ≤ 5 weitere Spuren im Spurkammersystem	oder
• 1 Lepton und genau 1 weitere Spur im Spurkammersystem	
Spuren im Spurkammersystem	
• Nur vertexangepaßte Spuren mit $\|z_0\| \leq 40\,\mathrm{cm}$	und
• Zentrale Spuren: ≥ 10 Treffer in den Spurkammern	und
$R_{Start} < 50\,\mathrm{cm}$	und
• Vorwärtsspuren: $N_{planare\ Segmente} \geq 1$	und
$N_{Segmente} \geq 2$ für $\theta_{Vertex} \leq 20°$	und
$p \geq 1.0$ GeV	und
$p_t \geq 0.150$ GeV	und
${\chi^2}_{Spuranpassung}/\mathrm{NDF} \leq 10.0$	und
${\chi^2}_{Vertexanpassung}/\mathrm{NDF} \leq 50.0$	und
$R_0 \leq 10$ cm	und
• Kombinierte Spuren: keine weiteren Schnitte	
Spuren im Myonsystem	
• Spur im instr. Eisen mit $\rho \leq 100\,\mathrm{cm}$	und
$N_{Lagen} \geq 6/2/3$ (FEC/Barrel/BEC)	oder
• Spur im FMD mit -400 cm$\leq z_{Vertex} \leq 300$ cm	und
$\chi^2_{Fit} \leq 20$	und
$\|\phi_{erster\ Treffer} - \phi_{letzter\ Treffer}\| \leq 1.0\,\mathrm{rad}$	
Verbindung zwischen Spur in Spurkammern und Myonsystem	
• $P(\chi^2) \geq 0.001$ (1995) bzw. $P(\chi^2) \geq 0.0001$ (1996)	
Leptonidentifikation im LAr–Kalorimeter	
• Myon: mindestens *normale* Qualität	
• Elektron: mindestens *normale* Qualität	
Reduktion kosmischer Myonen	

Tabelle A.1: *Selektion der Myonklasse (Ereignisklasse 24) im Jahr 1995. [Mey95]*

Anhang B

Spur- und Myonselektion von Lee West

B.1 Spurselektion

kombinierte Spuren			Vorwärtsspuren		
p_t	$>$	$0.150\,\mathrm{GeV/c}$	p_t	$>$	$0.150\,\mathrm{GeV/c}$
θ	$>$	$0.0°$	θ	$>$	$6.0°$
	$<$	$180.0°$		$<$	$25.0°$
R_{start}	$<$	$50.0\,\mathrm{cm}$	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	$>$	$0.150\,\mathrm{GeV/c}$	$N_{planare\ Segmente}$	$\geq$	1
θ	$>$	$20.0°$	$N_{Segmente}$	$\geq$	2
	$<$	$160.0°$	σ_p/p	$<$	1
$\|DCA\|$	$<$	$2.0\,\mathrm{cm}$			
R_{start}	$<$	$50.0\,\mathrm{cm}$			
Spurlänge	$>$	$10.0\,\mathrm{cm}$ für $\theta < 150°$			
Spurlänge	$>$	$5.0\,\mathrm{cm}$ für $\theta > 150°$			

Tabelle B.1: *Schnitte der Spurselektion*

Der größte Teil der Abkürzungen ist in Anhang A bereits erläutert. Es bedeutet:

- DCA: kleinster Abstand zum Ursprung
- σ_p/p: relativer Fehler der Impulsmessung

B.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	μ-*Qualität*	$\geq$	2
z_0	$<$	100 cm	*Separationswinkel*	$>$	12°
N_{Lagen}	$\geq$	2			
$i_{erste\,Lage}$	$\leq$	5			
$i_{letzte\,Lage}$	$\geq$	2			

Tabelle B.2: *Schnitte der Myonselektion*

Die Abkürzungen bedeuten:

- ρ, ρ_x, ρ_y: radialer Abstand der zurückextrapolierten Eisenspur vom Ereignisvertex sowie dessen x- und y-Komponente
- z_0: z-Koordinate am Anfangspunkt der Eisenspur
- $i_{erste\,Lage}$, $i_{letzte\,Lage}$: Nummer der ersten bzw. letzten getroffenen Lage der Streamerrohrkammern im instrumentierten Eisen

Literaturverzeichnis

[And96] V. Andreev, *Acceptance determination of electron tagger (ET44) in 1995*, H1-Note H1-10/96-493

[Ber81] E.L. Berger, D. Jones, *Inelastic photoproduction of J/ψ and Υ by gluons*, Phys. Rev. **D23** (1981) 1521

[Bod95] G.T. Bodwin, E. Braaten, G.P. Lepage, *Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium*, Phys. Rev. **D51** (1995) 1125

[Böh97] J. Böhme, *Nachweis von J/ψ-Mesonen in inelastischen Prozessen bei HERA*, Diplomarbeit, Hamburg (1997)

[CDF95] CDF Collaboration, F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3704; **71** (1993) 2537; **75** (1995) 1451

[Dre97] M. Dressel, *Suche nach b-Quarks mit Myonen aus dem semileptonischen Zerfall im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Hamburg (1997)

[Egl97] S. Egli, E. Elsen, V. Lemaitre, K. Müller, H. Rick, H.-C. Schultz-Coulon, *Calculating event weights in case of downscaling on trigger levels 1-4*, H1-Note H1-04/97-517

[Eic96] R. Eichler, S. Frixione, *Heavy flavour production*, published in *Future physics at HERA, Proceedings of the workshop 1995/96*, (1996) 347

[H196] H1 Collaboration, S. Aid et al., *Elastic and inelastic photoproduction of J/ψ mesons at HERA*, Nucl. Phys. **B472** (1996) 3

[H197] H1 Collaboration, I. Abt et al., *The H1-Detector at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **A386** (1997) 310, 348, 397

[Itt97] H. Itterbeck, Dissertation in Vorbereitung

[Jac79] F. Jacquet, A. Blondel, *Proceedings of the workshop: Study for an ep facility in Europe*, DESY 79-048 (1979) 391

[Jun94] H. Jung, *Monte carlo generator EPJPSI for J/ψ mesons in high energy γp, ep, μp, $p\overline{p}$ and pp collisions*, DESY (1994)

[Krä96] M. Krämer, M. Cacciari, *Future prospects for quarkonium physics at HERA*, Preprint hep-ph/9609500, published in *Future physics at HERA, Proceedings of the workshop 1995/96*, (1996) 416

[Kör82] J.G. Körner, J. Cleymans, M. Kuroda, G.J. Gounaris, *Production of heavy resonances with electron and muon beams*, Nucl. Phys. **B204** (1982) 6

[Lis93] B. List, *Diffraktive J/ψ-Produktion in Elektron-Proton-Stößen am Speicherring HERA*, Diplomarbeit, Berlin (1993)

[Mar95] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, *Pinning down the glue in the proton*, Phys. Lett. **B354** (1995) 155

[Mey91] J. Meyer, *Guide to simulation program H1SIM*, Hamburg (1991)

[Mey95] A. Meyer, *Nachweis von Myonen unter kleinem Polarwinkel im H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Hamburg (1995)

[PDG96] Particle Data Group, *Review of particle physics*, Phys. Rev. **D54** (1996) No. 1, Part I

[Rys96] M.G. Ryskin et al., *Diffractive J/ψ photoproduction as a probe of the gluon density*, Preprint hep-ph/9511228 (1996)

[Sal96] V.A. Saleev, N.P. Zotov, *Charmed quark and J/ψ photoproduction in the semihard approach of QCD at HERA energies*, Preprint hep-ph/9610346, published in *Deep inelastic scattering and related phenomena*, Rome (1996) 318

[Sch97.1] S. Schiek, *Untersuchung der inelastischen Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg, Interner Bericht DESY F11/F22-97-01 (1997)

[Sch97.2] G. Schmidt, *Untersuchung der diffraktiven Photoproduktion von J/ψ-Mesonen im H1-Detektor bei HERA*, Dissertation, Hamburg, Interner Bericht DESY F11/F22-97-02 (1997)

[See96] M. Seeck, *Untersuchung der unelastischen ψ'-Produktion am H1-Detektor bei HERA*, Diplomarbeit, Hamburg (1996)

[Sel95] R. Sell, *Untersuchung der J/ψ-Produktion über den Zerfall $J/\psi \to \mu^+\mu^-$ am ep-Speicherring HERA*, Dissertation, Hamburg (1995)

[Tsi97] G. Tsipolitis, *Persönliche Mitteilung* (1997)

[Wes96] L. West, *How to use the heavy flavour working group track, muon and electron selection code version 1.00/12*, Hamburg (1996)

[ZEU97] ZEUS Collaboration, J. Breitweg et al., *Measurement of inelastic J/ψ photoproduction at HERA*, DESY 97-147 (1997), submitted to Zeitschrift f. Physik